

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

ХИГГСОВСКИЕ ЧАСТИЦЫ

А. А. Ансельм, Н. Г. Уралцев, В. А. Хозе

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	185
1. Стандартный хиггсовский бозон и его ожидаемые свойства	186
а) Масса хиггсовского бозона	188
б) Основные моды распада и время жизни	191
2. Рождение стандартного хиггсовского бозона	193
а) Ассоциативное рождение H^0 с калибровочными W- и Z-бозонами	193
б) «Глюонное» рождение H^0 в pp - и pp -столкновениях	199
в) Распад $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$	202
г) Хиггсовский бозон в распадах тяжелых кваркониев	202
3. Нестандартные хиггсовские бозоны	204
а) Заряженные хиггсовские бозоны	204
б) Модель CP -нарушения Вайнберга	208
в) Хиггсовские частицы и суперсимметрия	208
г) Скалярные частицы и техницвет	209
д) Аксион	210
е) Арион	211
ж) Фамилоны	212
з) Майорон	213
4. Экспериментальные ограничения на существование хиггсовских бозонов	214
Перспективы	217
Список литературы	220

ВВЕДЕНИЕ

После успешного открытия W- и Z-бозонов на ускорителе со встречными пучками в ЦЕРНе^{1, 2} осталось мало сомнений в справедливости той части единой теории электрослабого взаимодействия Глэшоу — Вайнберга — Салама³, которая связана с взаимодействием векторных бозонов с кварками и лептонами. Собственно, в правильности описания взаимодействия этих частиц при низких энергиях не было особых сомнений уже с середины 70-х годов, после того, как было подтверждено существование нейтральных токов⁴. Открытие переносчиков электрослабого взаимодействия — векторных бозонов — явилось триумфальным завершением первого этапа проверки теории.

Представляется, что следующим и, может быть, решающим шагом в проверке всей концепции, лежащей в основе теории, должно быть обнаружение хиггсовских бозонов. В самом деле, важнейшим свойством теории Глэшоу — Вайнберга — Салама является ее перенормируемость. Между тем до сих пор никому не удалось построить перенормируемую теорию, содержащую массивные векторные бозоны, без введения бесспиновых полей. Поскольку хиггсовские бозоны необходимы для перенормируемости и, в этом смысле, для самосогласованности теории, можно думать, что их поиск будет одной из важнейших задач физики элементарных частиц в ближайшие годы.

1 УФН, т. 145, вып. 2

В простейшем варианте теории присутствует всего один элементарный хиггсовский дублет. Это соответствует тому, что после того, как голдстоуновские степени свободы уходят на утяжеление заряженных W -бозонов и нейтрального Z -бозона, остается всего один наблюдаемый нейтральный хиггсовский бозон (см., например, ⁵). Описанию свойств такого «стандартного» хиггсовского бозона посвящена значительная часть настоящего обзора.

В действительности, однако, нет особых оснований считать, что хиггсовский сектор содержит всего один бозон. Тот факт, что до сих пор мы не обнаружили ни одного хиггсовского бозона, не является доводом в пользу существования только одного сорта хиггсовских частиц. Более того, есть ряд теоретических причин, указывающих на желательность расширения хиггсовского сектора. Мы коснемся этих причин во второй части обзора (гл. 3), где будут обсуждаться «нестандартные» хиггсовские частицы. Существование нестандартных хиггсовских бозонов (заряженных, очень легких или даже безмассовых) открывало бы новые возможности для их экспериментального поиска.

Настоящий обзор построен по следующему плану.

В гл. 1 кратко перечисляются свойства стандартного хиггсовского бозона: выписаны его взаимодействия с кварками, лептонами и калибровочными бозонами, основные моды распада, теоретические ограничения на его массу. В гл. 2 описываются реакции, в которых возможно рождение нейтрального хиггсовского бозона. В частности, подробно обсуждается, по-видимому, наиболее перспективная реакция совместного рождения хиггсовского бозона с калибровочными бозонами. В гл. 3 рассмотрены нестандартные хиггсовские бозоны — заряженные бозоны, легкие скалярные частицы, появляющиеся в моделях с динамическим нарушением симметрии: аксион, арион, фамилон, майорон. В гл. 4 обсуждается существующий экспериментальный статус стандартного хиггсовского бозона и заряженных бозонов. Гл. 5 посвящена перспективам открытия хиггсовских бозонов на ускорителях, которые планируется ввести в действие в ближайшее время.

В данном обзоре мы не обсуждаем многие из теоретических аспектов, связанных с существованием хиггсовских бозонов. Некоторые из этих аспектов рассмотрены в обзоре А. И. Вайнштейна, В. И. Захарова и М. А. Шифмана ⁶. Возможности поиска хиггсовских бозонов впервые обсуждались в работах Е. Б. Богомольного ⁷ и Дж. Эллиса, М. Гайяр и Д. В. Нанопулоса ⁸. Исключительная роль хиггсовских бозонов, которую они должны сыграть в проверке концепции спонтанно нарушенной калибровочной инвариантности, подчеркивалась в докладе Л. Б. Окуня на Боннской конференции ⁹. Из других обзорных работ, посвященных хиггсовским частицам, упомянем известный обзор М. Гайяр ¹⁰, лекции Дж. Эллиса ¹¹. Возможности поисков хиггсовских бозонов на ускорителях при высоких энергиях обсуждались в обзорах ^{12, 13}. Наконец, отметим, что некоторые из вопросов, связанных со свойствами хиггсовских бозонов, более подробно освещены в лекции авторов на школе ЛИЯФ ¹⁴.

1. СТАНДАРТНЫЙ ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН И ЕГО ОЖИДАЕМЫЕ СВОЙСТВА

Минимальный вариант $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -теории электрослабого взаимодействия требует существования всего одного хиггсовского мультиплета — дублета $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$ с гиперзарядом $Y = 1$. При спонтанном развитии ненулевого вакуумного среднего поля Φ

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H(x) + i\chi(x)) \end{pmatrix}, \quad v \neq 0, \quad (1.1)$$

$$\langle H(x) \rangle = \langle \chi(x) \rangle = 0,$$

происходит разрушение калибровочной SU (2) × U (4)-группы до группы U (1)_{ем}. При этом W- и Z-бозоны и фермионы приобретают массы

$$m_W^2 = g^2 \frac{v^2}{4}, \quad m_Z^2 = \bar{g}^2 \frac{v^2}{4}, \quad m_f = h_f \frac{v}{\sqrt{2}}; \quad (1.2)$$

$\bar{g}^2 = g^2 + g'^2$, h_f — юкавские константы, а скалярные поля $\phi^+(x)$ и $\chi(x)$, благодаря механизму Хиггса, исчезают из спектра физических состояний. Наблюдаемым оказывается всего один нейтральный скалярный бозон H^0 .

В минимальной схеме с одним хиггсовским дублетом вакуумное среднее v , благодаря соотношениям (1.2), однозначно выражается через фермиевскую константу G_F :

$$v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} \approx 246 \text{ ГэВ}. \quad (1.3)$$

При этом все взаимодействия хиггсовского бозона H^0 с калибровочными бозонами и фермионами, а также самодействие хиггсовского поля полностью определяются массами этих частиц:

$$L_H = \frac{1}{2} (\partial_\mu H)^2 - \frac{m_H^2}{2} H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 + \frac{2m_W^2}{v} W_\mu^+ W_\mu^- H + \\ + \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu^2 H + \frac{m_W^2}{v^2} W_\mu^+ W_\mu^- H^2 + \frac{m_Z^2}{2v^2} Z_\mu^2 H^2 - \frac{m_f}{v} \bar{f} f H. \quad (1.4)$$

Заметим, что с использованием равенств (1.2) взаимодействие H с W- и Z-бозонами может быть записано в более привычном виде:

$$\frac{g^2 v}{2} W_\mu^+ W_\mu^- H + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W_\mu^- H^2 + \frac{\bar{g}^2 v}{4} Z_\mu^2 H + \frac{\bar{g}^2}{8} Z_\mu^2 H^2.$$

Лагранжиан (1.4) отражает основное свойство хиггсовских бозонов: их взаимодействие с частицами пропорционально массе последних (для фермионов в амплитуду входит масса, а для бозонов — квадрат массы); нужная размерность соответствующих членов в лагранжиане обеспечивается степенями вакуумного среднего v .

Хотя хиггсовский бозон не имеет прямого взаимодействия с глюонами и фотонами, оно появляется на однопетлевом уровне. Отмеченная выше особенность взаимодействия H^0 с фермионами и векторными бозонами приводит к тому, что для амплитуд переходов $H^0 \rightarrow gg$ (g — глюон) и $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ вклад виртуальных тяжелых частиц не зависит от их массы. Так, эффективный лагранжиан взаимодействия с глюонами имеет вид ^{15, 16}

$$L_{\text{eff}} = \frac{n_h}{v} \frac{\alpha_s}{12\pi} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a H, \quad (1.5a)$$

а взаимодействия с фотонами ^{8, 17, 18}

$$L_{\text{eff}} = \frac{\alpha}{8\pi v} \left(-7 + \frac{4}{3} \sum_f Q_f^2 \right) F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} H. \quad (1.5b)$$

В этих формулах n_h — число тяжелых кварков, суммирование по f ведется по всем тяжелым фермионам. Более строгие формулы, учитывающие вклад промежуточных частиц с произвольными массами, приведены, например, в ^{5, 17, 18}. Зависимость фермионного вклада от отношения m_f/m_H приведена на рис. 1; из него видно, что реально при $m_f \geq 0,2m_H$ формфактор близок к единице. При малых m_f/m_H формфактор быстро падает, так как содержит в качестве множителя m_f^2/m_H^2 .

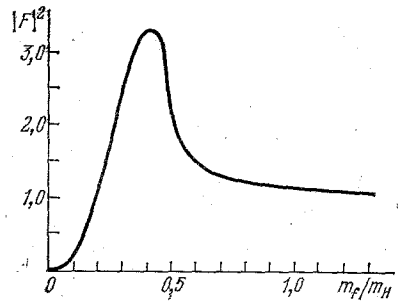


Рис. 1. Зависимость формфактора F перехода $H^0 \rightarrow gg$ ($H^0 \rightarrow \gamma\gamma$) от отношения m_f/m_H

а) Масса хиггсовского бозона

Масса хиггсовского бозона является единственным свободным параметром в лагранжиане (1.4). Она однозначно связана с константой самодействия λ хиггсовского поля:

$$\frac{\lambda}{4!} H^4 = \frac{m_H^2}{8v^2} H^4. \quad (1.6)$$

Следовательно, ограничения на m_H могут быть получены в терминах возможных значений λ .

Для того чтобы для хиггсовских частиц была применима теория возмущений, константа λ должна быть достаточно мала. Разумно считать, что величина λ не может превосходить критическое значение, при котором борновская амплитуда рассеяния $H^0 + H^0 \rightarrow H^0 + H^0$ достигает унитарного предела. Борновская амплитуда (нормированная так, что ее квадрат равен сечению) для взаимодействия (1.6) равна $f = -\lambda/8\pi \sqrt{s} (\sqrt{s} - \text{энергия})$. Поскольку рассеяние происходит в S-волне, легко найти ограничение на величину λ , отвечающее унитарному пределу $|f| < 1/k$ (k — импульс; при высоких энергиях $k \approx \sqrt{s}/2$): $\lambda < 16\pi$. Отсюда

$$m_H^2 \leq \frac{8\pi \sqrt{2}}{3G_F} = (1 \text{ ТэВ})^2. \quad (1.7)$$

Более строгое рассуждение основывается на изучении трехканального условия унитарности для системы продольно поляризованных W^+W^- , Z^0Z^0 и пары хиггсовских бозонов H^0H^0 ^{19, 20}. Идея этого рассмотрения состоит в том, что амплитуда рассеяния продольно поляризованных W- и Z-бозонов без учета обмена хиггсовским бозоном квадратично растет с их энергией, и только включение «в игру» хиггсовского бозона останавливает при $s \geq m_H^2$ недопустимый рост сечений (см., например,⁵). Отсюда ясно, что m_H не может быть произвольно велика, так как в противном случае амплитуды рассеяния успевают перерасти унитарный предел. Ограничение на массу H-бозона, получаемое таким образом, в точности совпадает с (1.7).

Заметим, впрочем, что ограничение сверху на m_H не следует понимать буквально как необходимость существования элементарного скалярного хиггсовского бозона с массой меньше 1 ТэВ. Вместо такого бозона теория может, например, содержать составные скалярные бозоны с массой ≤ 1 ТэВ.

Чтобы иметь относительно легкий хиггсовский бозон, константа самодействия хиггсовского поля должна быть мала: $m_H^2 = (\lambda/3)v^2$. Однако самодействие хиггсовских полей не может быть сколь угодно малым: даже если бы их затравочное самодействие отсутствовало, квантовое взаимодействие с W- и Z-бозонами привело бы к значению $\lambda \sim g^4, \bar{g}^4$.

Полный эффективный потенциал хиггсовского дублетного поля ϕ (1.1) с учетом однопетлевых поправок имеет вид²¹

$$V_{\text{eff}} = \mu^2 |\phi|^2 + \frac{1}{64\pi^2} \left(3 \sum_V m_V^4(\phi) + \sum_S m_S^4(\phi) - 4 \sum_F m_F^4(\phi) \right) \ln \frac{|\phi|^2}{M^2}, \quad (1.8)$$

где $m_V(\phi)$, $m_S(\phi)$ и $m_F(\phi)$ — массы векторных бозонов, скалярных частиц и фермионов во внешнем поле ϕ , μ^2 и M^2 — произвольные нормировочные константы; суммирование в (1.8) проводится по всем частицам с данным спином. В стандартной модели

$$m_W^2(\phi) = \frac{g^2}{2} |\phi|^2, \quad m_Z^2(\phi) = \frac{\bar{g}^2}{2} |\phi|^2, \quad m_V^2(\phi) = 0, \quad m_f(\phi) = h_f |\phi|$$

(h_f — юкавская константа, $h_f = m_f \sqrt{2}/v$, где m_f — физическая масса фер-

миона). Что касается массы скалярного бозона m_S^2 , то, интересуясь относительно легкими скалярными бозонами, мы пренебрежем их вкладом в V_{eff} по сравнению с вкладом калибровочных бозонов (как будет видно из дальнейшего, нижняя граница для m_H^2 будет порядка $g^2 M_W^2 \sim (7 \text{ ГэВ})^2$, т. е. вкладом скалярных частиц действительно можно пренебречь).

$V_{\text{eff}}(\varphi)$ должен иметь минимум при $|\varphi| = \langle \varphi^0 \rangle = v/\sqrt{2}$. Это устанавливает связь между M^2 и μ^2 :

$$\gamma \left(\ln \frac{v^2}{2M^2} + \frac{1}{2} \right) = -\frac{\mu^2}{v^2}, \quad \gamma = \frac{3m_Z^4 + 6m_W^4 - 4 \sum_i m_i^4}{16\pi^2 v^4} > 0. \quad (1.9)$$

В результате V_{eff} зависит всего от одного неизвестного параметра, скажем, μ^2 :

$$V_{\text{eff}}(\varphi) = \mu^2 |\varphi|^2 + \gamma |\varphi|^4 \left(\ln \frac{2|\varphi|^2}{v^2} - \frac{1}{2} \right) - \frac{\mu^2}{v^2} |\varphi|^4. \quad (1.10)$$

Если $\mu^2 < 0$ (рис. 2, кривые 1, 2), то точка $\varphi = 0$ соответствует локальному максимуму потенциала и основное состояние отвечает $|\varphi|^2 = v^2/2$. При $\mu^2 > 0$, помимо минимума при $|\varphi|^2 = v^2/2$, имеется еще минимум V_{eff} при $\varphi = 0$ (кривые 3, 4), что соответствует фазе с ненарушенной симметрией. При $\mu^2 \geq \gamma v^2$ минимум в точке $|\varphi|^2 = v^2/2$ исчезает (кривая 5). Чтобы истинный вакуум отвечал спонтанно нарушенной симметрии, требуется выполнение условия

$$V_{\text{eff}}(\varphi)|_{|\varphi|^2=v^2/2} < V_{\text{eff}}(\varphi=0) = 0, \quad \text{или} \quad 2\mu^2 < \gamma v^2.$$

Масса хиггсовского бозона определяется второй производной потенциала по хиггсовскому полю в точке физического вакуума:

$$m_H^2 = \frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial H^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial |\varphi|^2} \Big|_{\varphi=\langle \varphi \rangle} = 2\gamma v^2 - 2\mu^2 = \gamma v^2 + (\gamma v^2 - 2\mu^2). \quad (1.11)$$

Таким образом, если наш вакуум с нарушенной $SU(2) \times U(1)$ -симметрией действительно является состоянием с наименьшей энергией, то должно выполняться условие

$$m_H^2 > \gamma v^2 = \frac{3m_Z^4 + 6m_W^4 - 4 \sum_i m_i^4}{16\pi^2 v^2}. \quad (1.12)$$

Массы открытых к настоящему времени кварков и лептонов существенно меньше масс W- и Z-бозонов. Если пренебречь также и массой t-кварка по сравнению с $m_{Z,W}$, то (1.12) примет вид

$$m_H \geq \frac{\alpha}{4 \sin \theta_W} \sqrt{3[2 + (\cos \theta_W)^{-4}]} v \approx 6,5 \text{ ГэВ} \text{ при } \sin^2 \theta_W = 0,23^*). \quad (1.13)$$

Это неравенство известно как ограничение Линде — Вайнберга^{23, 24}.

Следует подчеркнуть, однако, что ограничение $m_H \geq 6,5 \text{ ГэВ}$ справедливо только при небольшой массе t-кварка. Если величиной m_t^4 нельзя

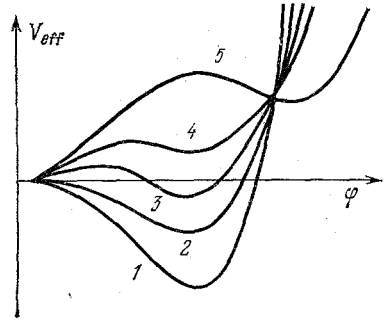
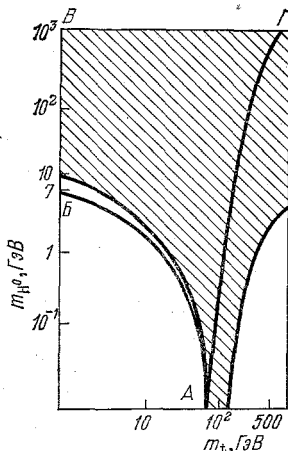


Рис. 2. Эффективный потенциал V_{eff} при разных значениях параметра μ^2

*) При оценках мы ограничимся использованием эффективного экспериментального значения $\sin^2 \theta_W = 0,23$, пренебрегая электрослабыми радиационными поправками; подробнее см., например, ²².

пренебречь по сравнению с вкладом в (1.12) векторных бозонов, то ограничение на m_H ослабевает. Когда m_t приближается к критическому значению $m_0 = [(1/4)(m_Z^2 + 2m_W^2)]^{1/4} \approx 77$ ГэВ, теория становится неустойчивой



(при $m_t \rightarrow m_0$ ограничение на m_H опускается до нуля, а при $m_t > m_0$ $V_{\text{eff}} \rightarrow -\infty$ при $|\varphi| \rightarrow \infty$). Отсюда можно было бы сделать заключение, что в теории существует ограничение на массу t -кварка $m_t < 77$ ГэВ²⁵⁻²⁸. Это, однако, справедливо, лишь если масса хиггсовского бозона не слишком велика — не сравнивается (по порядку величины) с массой векторных бозонов, когда в правую часть (1.12) надо добавить m_H^2 . Ясно, что для стабилизации теории при $m_t > 77$ ГэВ масса хиггсовского бозона должна быть весьма велика (рис. 3).

Таким образом, наличие сверхтяжелого кварка при $m_Q < m_0$ снижает границу Линде — Вайнберга («large top quark mass effect»)

$$m_H > 6,5 \text{ ГэВ} \sqrt{1 - \frac{m_t^2}{m_0^2}}, \quad m_0 \approx 77 \text{ ГэВ.} \quad (1.13a)$$

Рис. 3. Заштрихованная область соответствует значениям масс хиггсовского бозона m_H и t -кварка (точнее, $(\sum_q m_q^2 + \frac{1}{3} \sum_l m_l^2)^{1/4}$), допустимых с учетом космологических соображений. Область внутри кривой АБВГ отвечает области абсолютной устойчивости фазы со спонтанным нарушением симметрии (ограничения соответствуют работе²⁰)

Совместные ограничения на массу t -кварка и хиггсовского бозона обсуждались в работе³⁰.

Несколько выделенным в теоретическом плане является случай, когда в перенормированном потенциале $V_{\text{eff}}(\varphi)$ (1.8), (1.10) $\mu^2 = 0$ ²¹ (см. рис. 2, кривая 2). Это соответствует возможности, когда перенормированная масса скалярных частиц в фазе с ненарушенной $SU(2) \times U(1)$ -симметрией равна нулю. При этом масса хиггсовского бозона, как это видно из (1.11), в $\sqrt{2}$ раз больше нижней границы (1.13), (1.13a) и составляет примерно 9,2 ГэВ:

$$m_H^{\text{CW}} \approx \frac{\alpha}{2\sqrt{2} \sin^2 \theta_W} \sqrt{3 \left(2 + \frac{1}{\cos^4 \theta_W}\right)} \sqrt{1 - \frac{m_t^2}{m_0^2}} v \approx 9,2 \text{ ГэВ.} \quad (1.14)$$

Ограничение Линде — Вайнберга (1.13) может быть нарушено, если мы допустим, что существующий физический вакуум представляет собой метастабильное состояние. Если бы в модели Глэшоу — Вайнберга — Салама с одним хиггсовским дублетом оказалось, что масса хиггсовского бозона меньше 6,5 ГэВ (причем это не связано с тяжелыми фермионами), то раньше или позже мы должны были бы перейти в состояние с $\langle \varphi \rangle = 0$. Однако время жизни такого метастабильного состояния могло бы оказаться очень велико. По оценкам Линде³¹, для масс хиггсовского бозона больше 260 МэВ среднее время перехода в основное состояние будет больше 10^{10} лет. С этой точки зрения, возможно, допустимы хиггсовские бозоны с весьма малой массой $m_H \geq 260$ МэВ.

Рассмотрение самых ранних стадий эволюции Вселенной, когда температура была порядка $T \sim 10 - 10^3$ ГэВ, накладывает значительно более жесткое ограничение на m_H . Дело в том, что на начальной стадии эволюции при более высокой температуре эффективный потенциал имел единственный минимум в точке $\varphi = 0$ и симметрия была восстановлена. Если $m_H < m_H^{\text{CW}}$ (1.14), то даже при $T = 0$ в точке $\varphi = 0$ имеется локальный минимум, хотя и менее глубокий, чем при $|\varphi| = v/\sqrt{2}$ (см. рис. 2). Рассмотрение кинетики соответствующего фазового перехода показало^{30, 32, 33}, что если m_H хотя

бы на один процент меньше, чем m_H^{CW} (1.14), то переход в наш вакуум не успевает произойти за все время существования Вселенной $t \sim 10^{10}$ лет, а после фазового перехода Вселенная стала бы недопустимо неоднородной и анизотропной.

Таким образом, теоретические ограничения на массу хиггсовского бозона, которые у нас есть на сегодня, весьма слабы: без учета сверхтяжелых фермионов это

- 1 ТэВ $\gg m_H \gg$ 6,5 ГэВ для стабильного вакуума,
- \gg 260 МэВ для метастабильного вакуума,
- \gg 9,2 ГэВ с учетом космологических аспектов эволюции Вселенной.

Полная совокупность ограничений на массы фермионов и хиггсовского бозона приведена на рис. 3³⁰.

б) Основные моды распада и время жизни

Поскольку связь хиггсовского бозона с другими частицами пропорциональна массе последних, хиггсовский бозон распадается в основном на кварки и лептоны с максимальной возможной массой. Поэтому как время

Таблица I

m_H	Основные моды распада	Ширина
0—1,1 МэВ	$H^0 \rightarrow 2\gamma$	$0,1 \text{ эВ} \cdot \left(7 - \frac{4}{3} \sum_{m_f > m_H} Q_f^2\right)^2 \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right)^3$
1,1 МэВ— 0,2 ГэВ	$H^0 \rightarrow e^+e^-$	$\frac{G_F m_e^2}{4 \sqrt{2} \pi} \left(1 - \frac{4m_e^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \approx 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \left(\frac{m_H}{100 \text{ МэВ}}\right)$ $\tau_{H^0 \rightarrow e^+e^-} \approx 3,8 \cdot 10^{-11} \text{ с} \cdot \left(\frac{100 \text{ МэВ}}{m_H}\right)$
0,21—1 ГэВ	$H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ $H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$	$\frac{G_F m_\mu^2}{4 \sqrt{2} \pi} m_H \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \approx 7 \text{ эВ} \cdot \left(\frac{m_H}{1 \text{ ГэВ}}\right)$ $\Gamma(H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2\Gamma(H^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \sim 0,1-1 \text{ эВ}$ (см. (1.16))
1—4 ГэВ	$H^0 \rightarrow s\bar{s} \rightarrow K\bar{K},$ K^*K^*, \dots	$40 \text{ эВ} \cdot \left(\frac{m_H}{1 \text{ ГэВ}}\right)$
4—10 ГэВ	$H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ $H^0 \rightarrow c\bar{c}$	$20 \text{ кэВ} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right)$ $40 \text{ кэВ} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right)$
10 ГэВ— $2m_t$	$H^0 \rightarrow b\bar{b}$	$0,45 \text{ МэВ} \cdot \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}}\right)$
$> 2m_t$	$H^0 \rightarrow t\bar{t}$	$290 \text{ МэВ} \cdot \left(\frac{m_t}{40 \text{ ГэВ}}\right)^2 \left(\frac{m_H}{100 \text{ ГэВ}}\right)$
$> 2m_W, m_Z$	$H^0 \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0$	$\Gamma_{W^+W^-, Z^0Z^0} > 1,5 \text{ ГэВ}$ при $m_H > 200 \text{ ГэВ}$, $\Gamma_{W^+W^-, Z^0Z^0} \approx 61 \text{ ГэВ} \cdot \left(\frac{m_H}{500 \text{ ГэВ}}\right)^3$ при $m_H \gg 2m_Z$ (см. (1.17))

жизни, так и относительные вероятности конкретных распадов существенно зависят от массы H^0 -бозона.

В интервале масс 0,3—1 ГэВ доминируют распады $H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $H^0 \rightarrow \pi\pi$:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{G_F m_H m_\mu^2}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{m_H^2}\right)^{3/2} \approx 7 \text{ эВ}. \quad (1.15)$$

Что касается распада на два пиона, то он оказывается существенно усилен по сравнению с наивной оценкой $\Gamma(H^0 \rightarrow \pi\pi) \approx \Gamma(H^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d})$. В действительности ⁶

$$\frac{\Gamma(H^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx \frac{m_\pi^4}{2m_\mu^2 m_H^2} |f(m_H^2)|^2 \frac{|P_\pi|}{|P_\mu|}; \quad (1.16)$$

здесь f — скалярный формфактор π -мезона; в киральном пределе $f(0) = 1$.

При $m_H > 1$ ГэВ основными каналами становятся распады на мезоны, содержащие s -кварки. Для еще более тяжелого H^0 начинают доминировать каналы $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $H^0 \rightarrow c\bar{c}$, $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ и т. д. (табл. I и рис. 4). При массе

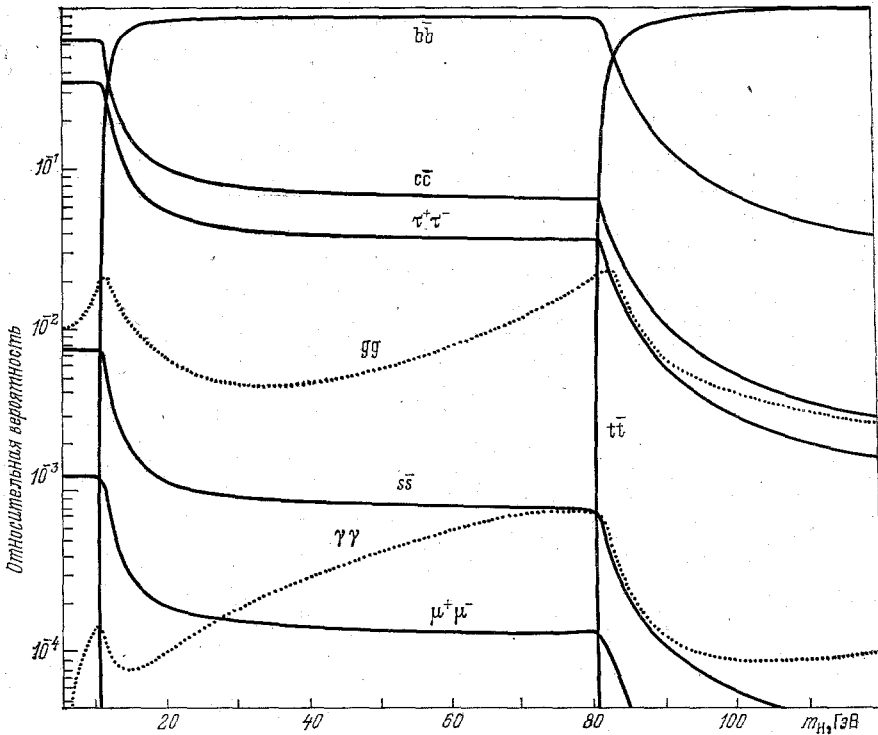


Рис. 4. Относительные вероятности распадов H^0 при разных значениях массы m_H . Для m_t принято значение $m_t = 40$ ГэВ

H^0 -бозона выше порога рождения пары W - или Z -бозонов доминируют распады $H^0 \rightarrow W^+W^-$ и $H^0 \rightarrow Z^0Z^0$ (если нет тяжелого кварка или лептона с массой больше $M_{Z,W}$) ¹⁹:

$$\begin{aligned} \Gamma(H^0 \rightarrow W^+W^-) &= \Gamma_0 (1-x)^{1/2} \left(1-x + \frac{3}{4}x^2\right), \\ \Gamma(H^0 \rightarrow Z^0Z^0) &= \frac{1}{2} \Gamma_0 (1-y)^{1/2} \left(1-y + \frac{3}{4}y^2\right), \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$\Gamma_0 = \frac{G_F m_H^3}{8 \sqrt{2}\pi} \approx 41 \text{ ГэВ} \cdot \left(\frac{m_H}{500 \text{ ГэВ}} \right)^3,$$

$$x = \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad y = \frac{4m_Z^2}{m_H^2}.$$

Поскольку такие распады имеют четкие экспериментальные проявления, с ними связывают сейчас перспективы поиска хиггсовских бозонов с массами до 600—700 ГэВ (см. гл. 2). Еще более тяжелый H^0 -бозон становится, по-видимому, практически недоступным для непосредственного обнаружения из-за быстрого роста его ширины.

Приведем здесь также выражения для ширины распада H^0 на два фотона и два глюона ⁶:

$$\Gamma(H^0 \rightarrow 2\gamma) \approx 0,11 \text{ эВ} \cdot \left(7 - \frac{4}{3} \sum_{m_f > m_H} Q_f^2 \right) \left(\frac{m_H}{40 \text{ ГэВ}} \right)^3,$$

$$\Gamma(H^0 \rightarrow 2g) \approx 0,17 \text{ кэВ} \cdot \left(\frac{\alpha_s(m_H^2)}{0,15} \right)^2 n_H^2 \left(\frac{m_H}{40 \text{ ГэВ}} \right)^3. \quad (1.18)$$

Сводка ширин основных распадов приведена в табл. I; относительные вероятности распадов иллюстрируются рис. 4 (масса t-кварка принята равной 40 ГэВ *)).

2. РОЖДЕНИЕ СТАНДАРТНОГО ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА

В настоящее время на организацию поиска хиггсовских частиц направлены усилия многих экспериментаторов и теоретиков. Однако не случайно, что эти частицы получили название «неуловимых» — «elusive particles». Сечения их рождения, как правило, довольно малы, а их идентификация оказывается весьма сложной экспериментальной задачей, дополнительно осложняемой, как правило, значительным фоном. Такое «неудобство» хиггсовских бозонов с экспериментальной точки зрения объясняется крайней малостью их связи с обычными кварками и лептонами, а также спецификой их распада, приводящей к многочастичным конечным состояниям. Следует подчеркнуть также, что и сечения рождения H^0 -бозонов, и способы идентификации существенно зависят от их массы.

В этой главе мы рассмотрим реакции, представляющиеся в настоящее время наиболее перспективными с точки зрения рождения нейтральных хиггсовских бозонов минимальной схемы Глэшоу — Вайнберга — Салама.

а) Ассоциативное рождение H^0 с калибровочными W- и Z-бозонами

Как было осознано уже сравнительно давно ^{8, 34-36}, многими достоинствами с точки зрения наблюдения нейтральных хиггсовских частиц обладает «тормозное излучение» H^0 калибровочными бозонами (рис. 5), которому отвечают большие трехбозонные вершины:

$$g_{HZZ} = 2 \sqrt{G_F} \sqrt{2} m_Z^2, \quad g_{HWW} = 2 \sqrt{G_F} \sqrt{2} m_W^2.$$

Преимуществом такого механизма образования H^0 являются сравнительно большие ожидаемые величины сечений и удобные условия идентификации. Поэтому именно с ассоциативным рождением H^0 с калибровочными бозонами

*) Согласно предварительным сообщениям ¹⁸⁷, на Sp̄pS-коллайдере группа UA1 обнаружила t-кварк с массой 40 ± 10 ГэВ.

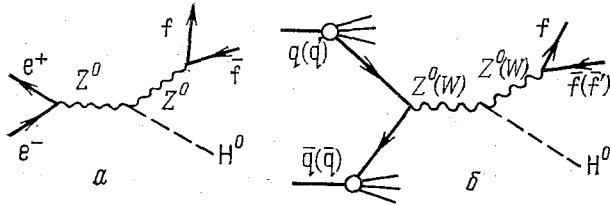
связывают сейчас ближайшие перспективы поиска хиггсовских частиц в e^+e^- (рис. 5, а) и адронных (рис. 5, б) столкновениях.

Ниже обсуждаются характерные свойства процессов ассоциативного рождения H^0 .

1) Образование H^0 в распадах Z^0 -бозона ^{35, 37}

Рассмотрим распады $Z^0 \rightarrow H^0 + Z^0_{virt}$, где $f\bar{f} = q\bar{q}$, l^+l^- , $\nu\bar{\nu}$ (l^\pm —

заряженный лептон). Благодаря пропагатору виртуального Z^0 , в распре-



делении по энергиям хиггсовского бозона возникает острый пик в области малых значений $E_H = x_H m_{Z/2}$ ($2\mu_H \leq x_H \leq 1 + \mu_H^2$, $\mu_H = m_H/m_{Z^0}$). Фермионы f, \bar{f} вылетают преимущественно в противоположные стороны, а их парная масса $m_{f\bar{f}}$ стремится достигнуть максимального значения m_Z —

Рис. 5. Диаграммы, описывающие ассоциативное рождение H^0 с Z^0 , W -бозонами в e^+e^- -аннигиляции (а) и в адрон-адронном столкновении (б)

— m_H . Идентификацию распада удобно проводить, например, регистрируя f, \bar{f} и восстанавливая недостающую массу m_H . Распределение по x_H в случае лептонного каскада $Z^0 \rightarrow H^0 + e^+e^-$ ($\mu^+\mu^-$) имеет вид ³⁷

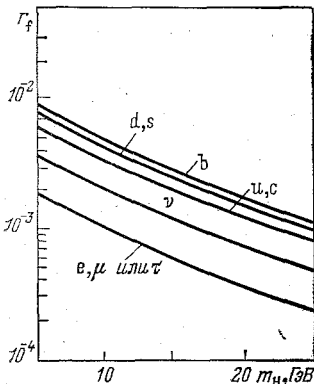


Рис. 6. Зависимость от массы m_H отношений

$$r_f = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + f\bar{f})}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad \text{при} \quad \sin^2 \theta_W = 0,23$$

$$\frac{1}{\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} \frac{d\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + e^+e^-)}{dx_H} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\sin^2 2\theta_W} \rho(x_H) \frac{\sqrt{x_H^2 - 4\mu_H^2}}{(x_H - \mu_H^2)^2}, \quad (2.1)$$

где

$$\rho(x_H) = 1 - x_H + \frac{x_H^2}{12} + \frac{2}{3} \mu_H^2, \quad (2.2)$$

$\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 90$ МэВ — ширина лептонного распада Z^0 . Детальный анализ распределений по $m_{e^+e^-}$ в лептонном каскаде приведен в работе ³⁸.

Зависимость от массы H^0 -бозона отношения ширины

$$r_f = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + l^+l^-)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

при $m_H \leq 25$ ГэВ иллюстрируется рис. 6. Здесь же приведены отношения r_f для других каскадов

$$Z^0 \rightarrow H^0 + Z^0_{virt} \quad \rightarrow f\bar{f}$$

Если принять стандартное значение $B(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 3\%$, то при $m_H = 10$ ГэВ $B(Z^0 \rightarrow H^0 + e^+e^-) \approx 3 \cdot 10^{-5}$. При бoльших значениях m_H эта величина быстро падает:

$$B(Z^0 \rightarrow H^0 + e^+e^-) \approx 10^{-6},$$

когда $m_H \approx m_Z/2 \approx 50$ ГэВ.

Величина полной относительной вероятности B ($Z^0 \rightarrow H^0 + \text{all}$) образования H^0 в распадах Z^0 -бозона

$$B(Z^0 \rightarrow H^0 + \text{all}) = \sum_f B(Z^0 \rightarrow H^0 + f\bar{f})$$

изменяется от $\sim 10^{-3}$ до 10^{-4} в интервале масс $m_H = 10 - 30$ ГэВ.

Относительная вероятность каскадного нейтринного перехода равна

$$B(Z^0 \rightarrow H^0 + \sum_e \nu_e \bar{\nu}_e) \approx 6B(Z^0 \rightarrow H^0 + e^+e^-). \quad (2.3)$$

Такой переход можно надеяться зарегистрировать в калориметрических измерениях.

Важным свойством распада $Z^0 \rightarrow H^0 + Z^0_{\text{virt}}$ является относительно большая доля событий с образованием четырех тяжелых объектов (кварков Q или τ -лептонов) в конечном состоянии^{35, 36}. В его основе лежит тот факт, что (без учета перехода $Z^0_{\text{virt}} \rightarrow t\bar{t}$) примерно в трети случаев Z^0_{virt} переходит в $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ или $\tau^+\tau^-$. Сравнительно большие времена жизни тяжелых частиц ($\sim 3 \cdot 10^{-13} - 10^{-12}$ с) и специфика фрагментации тяжелых кварков Q , приводящая к тому, что основная доля их импульса (вычисляемая в рамках КХД; см. например,⁴⁰) уносится тяжелыми адронами, делают поиск таких каскадов весьма привлекательным. Использование «фабрики» Z^0 для поиска хиггсовских частиц представляется перспективным вплоть до $m_H \lesssim 50$ ГэВ.

$$2) e^+e^- \rightarrow Z^0_{\text{virt}} \rightarrow H^0 + Z^0$$

При энергиях e^+e^- -столкновений $\sqrt{s} > m_Z + m_H$ весьма многообещающим является парное рождение реальных Z^0 и H^0 через виртуальный Z^0 -бозон^{8, 35, 36} (см. рис. 5, а). Полное сечение этого процесса равно

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0) = \frac{G_F^2 m_Z^4}{96\pi} \left(\frac{1+v_e^2}{s} \right) f(s, m_Z^2, m_H^2), \quad (2.4)$$

где

$$f(s, m_Z^2, m_H^2) = \kappa (\kappa^2 + 12y) \frac{1}{(1-y)^2}; \quad (2.5)$$

здесь $y = m_Z^2/s$, $\kappa = 2k/\sqrt{s}$ (k — импульс H^0 -бозона в с. ц. и.), $v_e = 4 \sin^2 \theta_W - 1$.

Важным свойством рассматриваемого процесса является тот факт, что при $m_H < m_Z$ величина его сечения сравнима или даже превышает эталонное электродинамическое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma_{\text{virt}} \rightarrow \mu^+\mu^-$

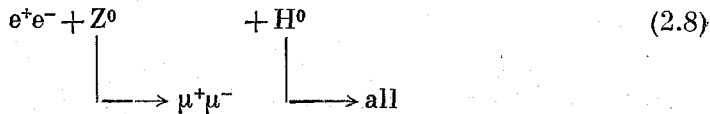
$$\sigma_{\text{pt}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{87}{s(\text{ГэВ}^2)} \text{ (нбн)} \quad (2.6)$$

и практически не зависит от массы m_H почти до порога рождения (рис. 7). Если представить отношение сечений (2.4) и (2.6) в виде

$$R_{ZH} = \sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 Z^0) \sigma_{\text{pt}}^{-1} = 0,125 f(s, m_Z^2, m_H^2), \quad (2.7)$$

то при $\sqrt{s} \gg s_{\text{порог}} = (m_Z + m_H)^2$ функция $f \rightarrow 1$. При $m_H \lesssim 2m_Z$ функция f имеет максимум при некотором значении s_m , и $f(s_m) > 1$. В области масс $m_H \lesssim 30$ ГэВ этот максимум является весьма острым и достигается при $\sqrt{s_m} \approx m_Z + \sqrt{2}m_H$. При этом $f(s_m) \approx 3m_Z/m_H$ и $R_{ZH} \approx 34/m_H$ (ГэВ). В случае $m_H > 2m_Z$ функция f монотонно возрастает, начиная с $s = s_{\text{порог}}$, причем при $m_H \gg m_Z$ $f \approx (2k/\sqrt{s})^3$. Само сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 Z^0)$ в этом случае имеет очень широкий максимум примерно при $\sqrt{s} \approx \sqrt{s_m} \approx 2m_H - m_Z$.

Рождение системы $Z^0 + H^0$ может быть четко зафиксировано на опыте, используя характерные моды распадов Z^0 и/или H^0 ³⁵. При исследовании, скажем, реакции



на опыте должен появиться пик в спектре недостающей к $\mu^+\mu^-$ -паре массы. Сопоставим характеристики процессов

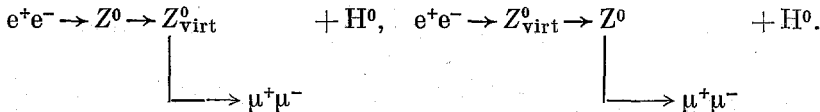


Рис. 8 иллюстрирует энергетическую зависимость полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow H^0 + \mu^+\mu^-$ для случая $m_H = 10$ ГэВ при значениях $\sqrt{s} \geq m_Z$, т. е. начиная с рассмотренной выше области Z^0 -резонанса (без учета модификаций, связанных с радиационными эффектами в процессе образования Z^0 -бозона, см., например, ⁴¹, ⁴²). Второй максимум на этом рисунке расположен вблизи $\sqrt{s} \approx m_Z + \sqrt{2}m_H$, когда отношение R_{ZH} максимально.

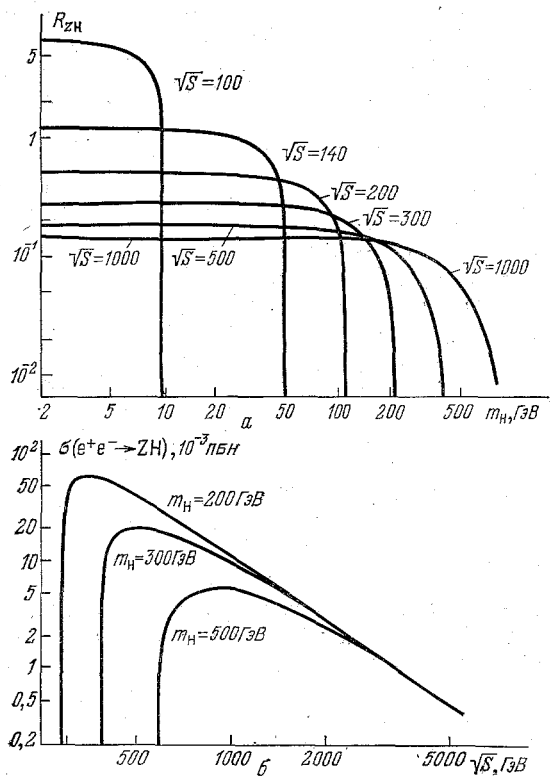
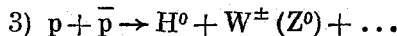
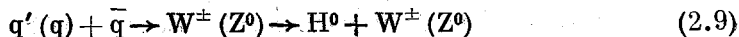


Рис. 7. Отношение R_{ZH} (а) и сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0)$ (б) при различных энергиях как функция массы H^0 -бозона при $\sin^2 \theta_W = 0,23$

обходимо, чтобы светимость ускорительной установки позволяла надежно измерять сечения на уровне $\sim 0,01 \sigma_{pt} |_{\sqrt{s} \sim m_H}$.



Ассоциативный механизм образования H^0 в адронных столкновениях связан с элементарными процессами аннигиляции кварков



Как нетрудно видеть, сечение образования $H^0\mu^+\mu^-$ за порогом рождения H^0Z^0 примерно на порядок ниже резонансного сечения. Однако максимум в распределении по инвариантной массе пары лептонов m_{l+l-} много четче выражен в случае $e^+e^- \rightarrow Z_{\text{virt}}^0 \rightarrow Z^0H^0$ ⁴³. Это обстоятельство позволяет существенно улучшить фоновую ситуацию при наблюдении событий типа (2.8).

Таким образом, можно надеяться, что процесс $e^+e^- \rightarrow H^0Z^0$ явится весьма перспективным полигоном для поиска хиггсовских бозонов в сравнительно широком интервале масс $m_H \leq \sqrt{s}/2$. При этом для исследования области больших масс H^0 -бозонов $m_H \gg m_Z$ необходимо,

(см. рис. 5, б), которые описываются формулами, аналогичными рассмотренным в предыдущем пункте при анализе процесса $e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0$. Соответствующие сечения можно вычислить³⁶ в духе классической модели Дрелла — Яна, введя функции распределений u - и d -кварков в нуклонах. В частности,

$$\sigma_{DY}(\bar{p}p \rightarrow H^0 + W^- (W^+) + \text{all}) = \frac{G_F^2 m_W^4}{72\pi s} \int_{\tau_0}^1 \frac{dx_1}{x_1} \int_{\tau_0/x_1}^1 \frac{dx_2}{x_2} u(x_1) d(x_2) f(x_1 x_2 s, m_W^2, m_H^2), \quad (2.10)$$

где $\tau_0 = (m_W + m_H)^2/s$, а функция $f(s, m^2, m_H^2)$ определена в (2.5). Распределения u - и d -кварков в протоне нормированы в соответствии с условиями

$$\int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x)) dx = 2, \quad \int_0^1 (d(x) - \bar{d}(x)) dx = 1.$$

Следует отметить, что при не слишком больших значениях m_H КХД-эффекты, модифицирующие дрелл-яновские формулы, заметным образом сокращаются при вычислении отношения выходов $H^0 W^\pm (Z^0)$ и $W^\pm (Z^0)$. В первую очередь это замечание относится к известному из анализа рождения лептонных пар мультипликативному K -фактору.

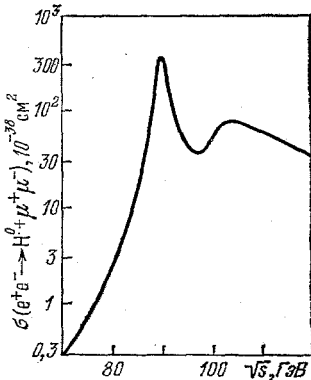


Рис. 8. Энергетическая зависимость полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0 \rightarrow H^0 + \mu^+\mu^-$ при $m_H = 10$ ГэВ; $\sin^2 \theta_W = 0,23$ ⁴³

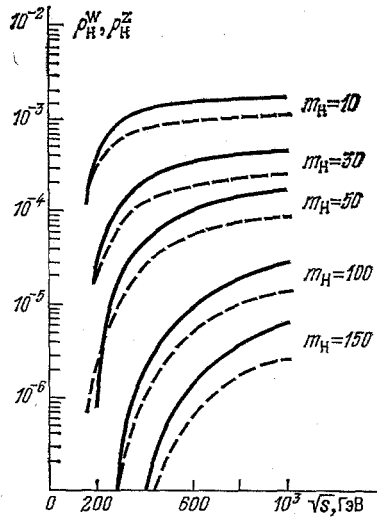


Рис. 9. Энергетическая зависимость отношений ρ_H^W (сплошные кривые), ρ_H^Z (штриховые кривые) при $\sin^2 \theta_W = 0,25$ ³⁶

На рис. 9 приведены взятые из работы³⁶ результаты расчета отношений

$$\rho_H^W = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow H^0 + W^\pm + \dots)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow W^\pm + \dots)}, \quad \rho_H^Z = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow H^0 + Z^0 + \dots)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z^0 + \dots)}$$

сечений образования $H^0 W^\pm (Z^0)$ к сечениям одиночного рождения $W^\pm (Z^0)$ в pp -столкновениях. Как следует из этого рисунка, с ростом массы сечения ассоциативного рождения быстро падают. Рисунок также наглядно демонстрирует пороговые эффекты при разных значениях m_H . При m_H от 10 до 50 ГэВ в области энергий $SppS$ -коллайдера в ЦЕРНе отношения $\rho_H^{W,Z}$ оказываются порядка $V(Z^0 \rightarrow H^0 + \dots) \sim V(W^- \rightarrow H^0 + \dots) \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Сечения рождения $H^0 W^-$ и $H^0 Z^0$ при этом составляют $\sim 3 - 0,2$ пбн и $\sim 0,8 - 0,05$ пбн. Для достижения тех же сечений в pp -рассеянии требуются большие энергии — $\sqrt{s} \gtrsim 800$ ГэВ.

Как нетрудно видеть, сечения процесса $\bar{p}p \rightarrow H^0 Z^0 + \text{all}$ при энергиях SppS-коллайдера оказываются примерно на полтора — два порядка ниже соответствующих сечений рождения H^0 в e^+e^- -аннигиляции в околопороговой области. Сечения образования $H^0 Z^0$ в $\bar{p}p$ (pp)- и e^+e^- -столкновениях должны стать сравнимыми, лишь когда энергия адронного процесса \sqrt{s} более чем на порядок превосходит $\sqrt{s_m}$ (напомним, что средняя доля энергии протона, приходящаяся на валентный кварк, составляет $\langle x_q \rangle \approx 0,1$). Учет эффектов нарушения скейлинга в структурных функциях, которые особенно важны в случае больших масс m_H , дополнительно приводит к некоторому уменьшению сечений в адронных столкновениях.

Из-за малости сечений наблюдение каскадов $Z^0 \rightarrow H^0 + l^+l^-$ в $\bar{p}(p)$ -столкновениях в ближайшем будущем представляется маловероятным. Для процесса $\bar{p}p \rightarrow W^\pm + H^0 + \text{all}$, сечение которого примерно на порядок выше, чем в случае $H^0 Z^0$, ситуация является более благоприятной. Это сечение сравнивается с $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^0 Z^0) |_{s=s_m}$ при $\sqrt{s} \approx 4\sqrt{s_m}$. Надежды на поиск стандартных H^0 -бозонов на SppS-коллайдере связывают с каскадами

$$W \rightarrow H^0 + W \rightarrow H^0 + f'\bar{f}'(q'\bar{q}, l\nu_e) \tag{2.11}$$

при условии идентификации H^0 по тяжелым частицам и W^\pm по продуктам их распада (лептонам и кварковым струям).

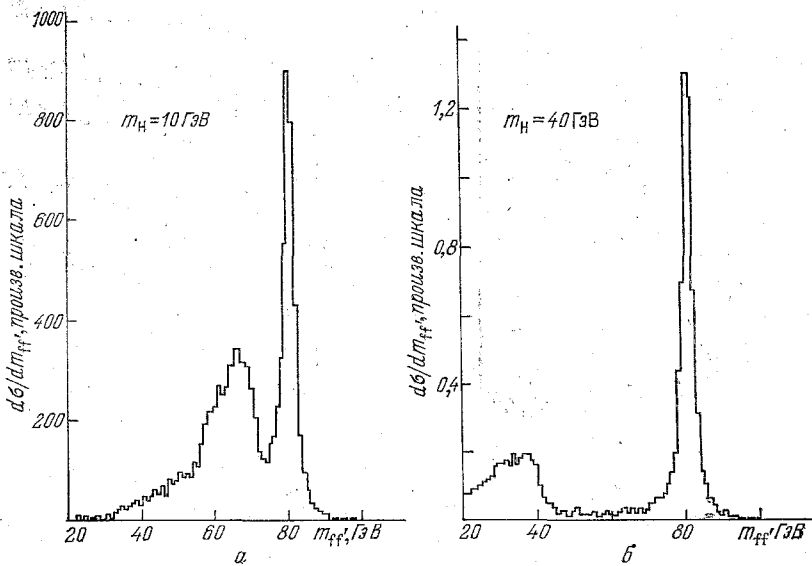


Рис.10. Ожидаемые распределения по инвариантной массе $m_{f'f'}$ в процессе $\bar{p}p \rightarrow W + H^0 + \text{all}$ при $\sqrt{s} = 660$ ГэВ, $m_H = 10$ ГэВ (а) и 40 ГэВ (б) ⁴⁴

Обсудим некоторые общие свойства каскада (2.11). В распределении по инвариантной массе $f'\bar{f}'$ -пары $m_{f'f'}$ имеется две довольно четко выраженные кинематические области (рис. 10; ср. с рис. 8). Одна из них (левые горбы на рис. 10) отвечает переходу

$$W \rightarrow W_{\text{virt}} + H^0$$

$$\downarrow$$

$$\rightarrow f'\bar{f}'$$

В ней, как уже отмечалось выше, пропагатор виртуального бозона приводит к тому, что масса $m_{ff'}$ стремится достичь своего кинематического предела: $m_{ff'} \rightarrow m_W - m_H$. Другая область связана с каскадом

$$W_{\text{virt}} \rightarrow W + H^0,$$

$$\quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad \rightarrow f\bar{f}$$

и ей отвечают острые пики на рис. 10, связанные с пропагатором внешнего W .

Ожидаемые величины сечений рождения $W^\pm H^0$ с учетом предполагаемых модификаций $Spp\bar{S}$ -коллайдера и экспериментальной аппаратуры, например ⁴⁴, позволяют надеяться на то, что первые поиски ассоциативного рождения хиггсовских бозонов с массами порядка десятков ГэВ будут реализованы на $Spp\bar{S}$ -коллайдере. Более того, если существует H^0 -бозон с массой $m_H \sim \sim 10$ ГэВ, то вполне возможно, что он уже зафиксирован в материалах опытов на $Spp\bar{S}$ -коллайдере, оставшись пока неизвлеченным оттуда и, тем самым, неопознанным. Накопленная статистика ~ 100 событий распадов $W^+ \rightarrow \rightarrow e^\pm \nu_e$ ^{1, 2} отвечает рождению $\sim 10^3 W^\pm$ и, тем самым, примерно 1 событию с образованием $W^\pm H^0$ -состояния.

Перспективы изучения в $\bar{p}p$ -рассеянии тяжелых H^0 -бозонов связаны с существенным увеличением энергии сталкивающихся пучков. Например, для $m_H = 200, 300$ и 400 ГэВ сечения рождения $H^0 W^-$ даже при $\sqrt{s} = 2$ ТэВ составляют $\sim 0,15$ пбн, $2,5 \cdot 10^{-2}$ пбн и $6 \cdot 10^{-3}$ пбн. При $m_H = 500$ ГэВ и $\sqrt{s} = = 5$ ТэВ сечение оказывается $\sim 4,4 \cdot 10^{-2}$ пбн. Как следует из (2.10), (2.5), при массах m_H , сильно превышающих m_W , сечение ассоциативного рождения должно приближенно подчиняться скейлинговой формуле

$$\sigma_{HW}(m_H, \sqrt{s}) = \frac{m_0^2}{m_H^2} \sigma_{HW}(m_0, \sqrt{s} \frac{m_0}{m_H}), \quad (2.12)$$

где $\sigma_{HW}(m_0, \dots)$ — сечение образования системы $W-H^0$ в $\bar{p}p$ -столкновении при некоторой фиксированной массе хиггсовского бозона $m_0 \gg m_W$. Оценки по этой формуле можно использовать для пересчета известных сечений на случай более высоких энергий \sqrt{s} и больших масс H^0 .

При $m_H > 2m_W$ рассматриваемый механизм будет приводить к весьма специфическому сигналу, отвечающему образованию трех W -бозонов или $2Z^0$ и W в конечном состоянии *).

б) «Глюонное» рождение H^0 в $\bar{p}p$ - и pp -столкновениях

В адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях может происходить прямое рождение H^0 за счет аннигиляции пары глюонов в хиггсовский бозон (рис. 11). Сечение рождения H^0 -бозона через глюонный механизм оказывается сравнительно большим. Так происходит потому, что, хотя амплитуда $H^0 \rightarrow 2g$ явно содержит малый множитель $\alpha_s(m_H^2)/6\pi$, она, в соответствии с (1.5а), грубо говоря, пропорциональна инвариантной массе двух глюонов. Сечение реакции $pp(\bar{p}) \rightarrow$ адроны равно ⁴⁵

$$\sigma(pp \rightarrow H^0 + \dots) = \sigma_0^H n_H^2 L, \quad (2.13)$$

где

$$\sigma_0^H = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\pi}{288} \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} \right)^2 \approx \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{0,15} \right)^2 \cdot 8 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2. \quad (2.14)$$

*) Возможность наблюдения ассоциативного рождения H^0 -бозонов по инклюзивному образованию трех калибровочных бозонов обсуждалась также М. Б. Волошиным и Л. Б. Окунем.

Величина n_h фактически представляет собой число тяжелых кварков с массами $m_Q > 0,2m_H$ (см. гл. 1). Функция L в партонной модели равна

$$L = L(\tau) = \tau \int dx_1 dx_2 g(x_1) g(x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau); \quad (2.15)$$

здесь $\tau = m_H^2/s$, а $g(x)$ — функция распределения глюонов в протоне ($\int_0^1 g(x) x dx \approx 0,5$). В реалистическом случае формула (2.15) должна модифицироваться за счет КХД-эффектов, в частности, связанных с известными

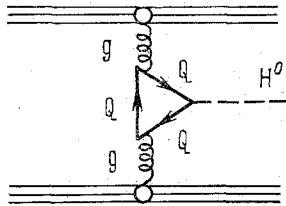


Рис. 11. Диаграмма, отвечающая глюонному механизму образования H^0 -бозона в адрон-адронном столкновении

нарушениями скейлинга в функциях $g(x)$, а также предасимптотических эффектов.

На рис. 12 проиллюстрированы оценки сечения рождения H^0 -бозона в рассматриваемой реакции в зависимости от m_H при $\sqrt{s} = 400$ ГэВ и $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ, взятые из ⁴⁶, где предполагалось $n_h = 3$. При $\sqrt{s} \approx 540$ ГэВ и $m_H = 10$ ГэВ сечение ~ 40 пбн. Эта величина примерно на порядок превосходит сечение ассоциативного рождения H^0 -бозона с W^- и оказывается сравнимой с сечением

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z^0 + \dots) \approx 30 \text{ пбн},$$

↓
→ e^+e^-

которое успешно измеряется в настоящее время, правда, в хороших фоновых условиях. Таким образом, в экспериментах на Sp̄pS-коллайдере, где наблюдали десяток событий $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, уже должны были бы родиться достаточно легкие хиггсовские бозоны с $m_H \lesssim 20$ —

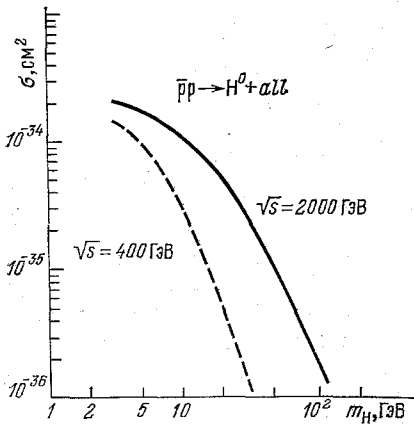


Рис. 12. Полное сечение процесса $\bar{p}p \rightarrow H^0 + \text{all}$ как функция массы m_H при $\sqrt{s} = 400$ и 2000 ГэВ ⁴⁶

—30 ГэВ. К сожалению, при $m_H < 2m_W$ в «глюонном» рождении H^0 нет удобного триггера на хиггсовский бозон, как в случае его ассоциативного рождения с W^\pm и Z^0 , что крайне осложняет использование этой реакции. По-видимому, единственная возможность здесь могла бы состоять в идентификации тяжелых лептонов или кварков, на которые распадается H^0 , однако фоновое рождение пар $\tau^+\tau^-$ или тяжелых кварков в процессах типа Дрелла — Яна приводит к сечениям, существенно превосходящим сечение рождения хиггсовского бозона. Ввиду сложности выделения хиггсовского сигнала эта реакция не рассматривается в настоящее время в числе первоочередных процессов, которые бу-

дут использоваться для поиска сравнительно легких H^0 -бозонов. Для хиггсовских бозонов с $m_H \geq 180$ ГэВ глюонный механизм может стать

вполне эффективным способом их поиска в $\bar{p}p$ - и особенно в pp -столкновениях (где фон меньше, но и ассоциативное рождение H^0 мало), благодаря доминирующим характерным модам распада $H^0 \rightarrow W^+W^-, Z^0Z^0$.

Ожидаемые величины сечений глюонного образования H^0 существенным образом зависят от спектра масс тяжелых кварков, определяющего величину n_h (см. гл. 1, (1.5)). Здесь мы приведем оценки для случая $n_h = 1$. Они окажутся заметно завышенными, если спектр еще не открытых кварков ограничен t -кварком с $m_t \ll 0,2m_H$, и заниженными, если спектр тяжелых кварков окажется богаче.

При $n_h = 1$ сечения глюонного механизма образования H^0 равны примерно $0,15$ пбн, $5 \cdot 10^{-2}$ пбн и $2 \cdot 10^{-2}$ пбн при $\sqrt{s} = 2$ ТэВ и $m_H = 200, 300$ и 400 ГэВ. Эти сечения оказываются близкими к соответствующим сечениям ассоциативного рождения $W^\pm H^0$ (ср. раздел а), пункт 3)). С увеличением энергии \sqrt{s} ожидаемые сечения глюонного рождения хиггсовских бозонов начинают заметно превышать σ_{HW} . Действительно, формула (2.14) в приближенной скейлинговой форме имеет вид (ср. с (2.12))

$$\sigma_H(m_H, \sqrt{s}) = \left(\frac{\alpha_s(m_H)}{\alpha_s(m_0)} \right)^2 \sigma_H \left(m_0, \sqrt{s} \frac{m_0}{m_H} \right), \quad (2.16)$$

где $\sigma_H(m_0, \sqrt{s})$ — сечения глюонного рождения H^0 -бозона с фиксированной массой m_0 (предполагается, что $n_h = \text{const}$). Учитывая существующие неопределенности, связанные с выбором n_h , глюонных функций распределения и с эффектами КХД, формула (2.16) вполне разумна для получения предварительных оценок сечения σ_H .

Если все существующие в природе кварки имеют массы $m_Q < 0,2m_H$, то в сечениях (2.14), (2.16) возникают малые множители типа m_Q^4/m_H^4 , связанные с формфактором в вершине Hgg ^{17, 18} (см. гл. 1).

В случае $m_H \leq 2m_W$ распад H^0 на калибровочные бозоны мог бы проявиться в процессах $H^0 \rightarrow W^\pm + W_{\text{virt}}^\mp$, $H^0 \rightarrow Z^0 + Z_{\text{virt}}^0$. Особенно интересным с точки зрения наблюдения H^0 выглядит каскад

$$\begin{array}{ccc} H^0 \rightarrow Z^0 & + & Z_{\text{virt}}^0 \\ \downarrow & & \downarrow \\ \rightarrow v\bar{v} & & \rightarrow q\bar{q} \end{array},$$

который должен приводить к образованию адронных струй с видимым дисбалансом поперечной энергии *).

Основные физические фоны к рождению тяжелых бозонов с $m_H > 2m_W$ составляют многоструйные КХД-процессы и реакции типа $pp(p) \rightarrow W^+W^-(Z^0Z^0) + \text{all}$. Проведенный анализ (см., например, ⁴⁷) позволяет надеяться, что при достаточно высокой светимости и энергии адронных пучков распады тяжелых H^0 -частиц в калибровочные бозоны можно будет сравнительно надежно идентифицировать.

Помимо стандартного хиггсовского бозона, глюонный механизм может приводить к образованию и других скалярных или псевдоскалярных частиц, присутствующих в теории. Так, различные нейтральные псевдогдоуновские частицы P^0 , появляющиеся в теориях техницвета, также имеют сравнительно большие вершины P^0gg порядка (1.5а), причем эти вершины содержат дополнительный множитель N_{TC} (число техницветов). В таких теориях предсказываются большие сечения образования нейтральных объектов, принадлежащих к цветовому октету (см., например, ⁴¹).

*) Такие каскады обсуждались также в работе ⁴⁸ в связи с попытками объяснения так называемых экзотических событий, обнаруженных на $Spp\bar{S}$ -коллайдере. Однако предполагаемое в ⁴⁸ усиление в 10^3 раз вершины Hgg гипотетического хиггсовского бозона с массой 150 ГэВ буквально приводило бы к ширине $\Gamma(H \rightarrow gg)$, превосходящей m_H .

в) Р а с п а д $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$

Вполне однозначная идентификация хиггсовского бозона могла бы осуществляться в распаде $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$, где испускается монохроматический фотон. Однако древесная вершина $Z^0 H^0 \gamma$ отсутствует, и процесс идет лишь за счет W -бозонных и фермионных петель (рис. 13). Поэтому ширина $\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma)$ весьма мала⁴⁹:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} \approx 8 \cdot 10^{-5} \left(1 - \frac{m_H^2}{m_Z^2}\right)^3 \quad (2.17)$$

(вклады фермионных петель (рис. 13, б) опущены в предположении, что $(m_f/m_Z)^2 \ll 1$). Измерение $\Gamma(Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma)$ представляло бы интерес с точки зрения выяснения вопроса о числе поколений сверхтяжелых фермионов,

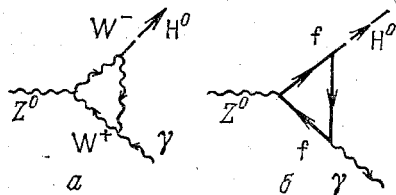


Рис. 13. Диаграммы, описывающие радиационный распад $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$ за счет W -бозонной (а) и фермионной (б) петель

а также проверки (благодаря вкладу петель W) калибровочной структуры теории. Заметим, что амплитуда распада Z^0 -бозона на γ и нейтральный технипсон, вообще говоря, того же порядка, что и $Z^0 \rightarrow H^0 + \gamma$, и также содержит дополнительный множитель N_{TC} — число техницветов.

г) Хиггсовский бозон
в распадах тяжелых кварков

Поскольку взаимодействие хиггсовского бозона с фермионами пропорционально их массе, естественно пытаться найти его в распадах тяжелых кварков. Наиболее перспективным является поиск H^0 -бозона в радиационных распадах векторных $V_Q \equiv {}^3S_1(Q\bar{Q})$ состояний (диаграмма рис. 14). Вероятность такого распада определяется соотношением⁵⁰

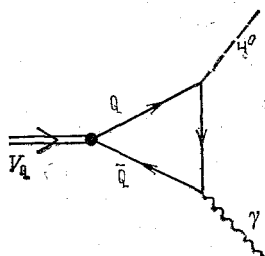


Рис. 14. Диаграмма, описывающая радиационный распад векторного кваркония

$$\frac{\Gamma(V_Q \rightarrow H^0 + \gamma)}{\Gamma(V_Q \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{G_F m_V^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{m_H^2}{m_V^2}\right). \quad (2.18)$$

Численно при $m_H^2/m_V^2 \ll 1$ из (2.18) следует $B(J/\psi \rightarrow H^0\gamma) \approx 6,4 \cdot 10^{-5}$, $B(\Upsilon \rightarrow H^0 + \gamma) \approx 2,6 \cdot 10^{-4}$. Для топония

$$\frac{\Gamma(T \rightarrow H^0 + \gamma)}{\Gamma(T \rightarrow \mu^+\mu^-)} \approx 0,58 \left(\frac{m_T}{80 \text{ ГэВ}}\right)^2.$$

Полная ширина топония Γ_T в значительной степени определяется вкладами слабых взаимодействий и сильно зависит от массы m_T . Γ_T сравнительно надежно вычисляется теоретически в широком интервале значений m_T : см., например,^{51, 52}. В частности, при $m_T \geq 45 \text{ ГэВ}$

$$B(T \rightarrow H^0 + \gamma) \geq 10^{-2} \left(1 - \frac{m_H^2}{m_T^2}\right).$$

С точки зрения поиска хиггсовского бозона в радиационных распадах топония наибольший интерес вызывают сейчас эксперименты на e^+e^- -пучках непосредственно в T -резонансе. В pp -, pp -столкновениях радиационные рас-

пады топония (с $m_T < m_Z$), составляющие заметную долю от традиционного $\mu^+\mu^-$ -сигнала, должны приводить к образованию одиночного фотона с большим p_\perp . Соответствующие сечения рождения $H^0 + \gamma$ при энергиях \sqrt{s} в области $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$ -коллайдера ожидаются на уровне долей пикобарна. Однако фоновая ситуация, связанная с большим вкладом прямых фотонов, выглядит достаточно сложной.

Заметим, что в распадах кваркониев можно наблюдать не только стандартный хиггсовский бозон H^0 , но и псевдоскалярные частицы, относительно сильно связанные с тяжелыми фермионами. Если псевдоскаляр P^0 имеет взаимодействие с кварками вида (ср. (1.4)) $(m_q/v) (\bar{q}i\gamma_5q) P^0$, то как ширина $\Gamma(V_Q \rightarrow P^0 + \gamma)$, так и угловое распределение γ -кванта для скаляра H^0 и псевдоскаляра P^0 совпадают; отличить H^0 от P^0 можно, например, измеряя угловые распределения лептонной пары при конверсии γ -кванта.

Завершая эту главу, сделаем несколько замечаний относительно других механизмов образования H^0 -бозонов, которые не рассматриваются сейчас в качестве первоочередных. Некоторые из них обсуждены в работах ¹²⁻¹⁴.

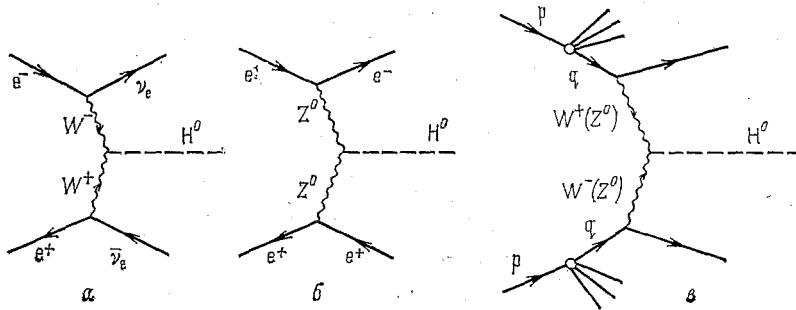


Рис. 15. Диаграммы, отвечающие рождению H^0 -бозона парой калибровочных бозонов в e^+e^- -столкновении (а, б) и в pp -рассеянии (с)

Так, хиггсовский бозон мог бы рождаться совместно с парой тяжелых кварков или лептонов за счет тормозного излучения (см., например, ⁵³). Однако этот механизм может представить практический интерес лишь для t -кварка или еще более тяжелых фермионов.

В этой главе мы обсуждали процесс $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0 + Z^0$ в предположении, что один из Z^0 -бозонов находится на массовой поверхности (см. раздел а, п. 1) и 2)). Если бы оказалось, что масса хиггсовского бозона превышает $\sqrt{s} - m_Z$, то исследуемую область значений m_H можно было бы несколько расширить за счет процесса $e^+e^- \rightarrow H^0 + \bar{f}f$, где $m_{\bar{f}f} < m_Z$. Кроме перехода

$$e^+e^- \rightarrow Z_{\text{virt}}^0 \rightarrow H^0 + Z_{\text{virt}}^0 \quad , \quad (2.19)$$

└──────────┬──────────> $\bar{f}f$

важную роль здесь может играть образование H^0 в «столкновении» калибровочных W -, Z^0 -бозонов ⁵⁴ (рис. 15). Такому механизму отвечают вполне четкие экспериментальные триггеры. Для столкновения W -бозонов сечение заметно выше, чем для Z^0 , и пропорционально величине

$$\sigma_{WW} = \left(\frac{\alpha}{\sin^2 \theta_W} \right)^2 \frac{\Gamma(H \rightarrow W^+W^-)}{m_H^3} = \frac{\alpha^2 G_F}{8\pi \sqrt{2} \sin^4 \theta_W}$$

(ср. (2.14)). В отличие от перехода (2.19), здесь сечение вдали от порога не падает с ростом s . При больших энергиях $\sqrt{s} \gg 1$ ТэВ реакция $e^+e^- \rightarrow$

→ $\nu\bar{\nu}H^0$, связанная с W-бозонным механизмом, может стать существенной для рождения H^0 с $m_H \geq 0,4$ ТэВ. Соответствующие сечения составляют $\geq 0,05$ пбн при $\sqrt{s} \geq 1$ ТэВ.

В pp -, $p\bar{p}$ -столкновениях при очень больших массах m_H рождение H^0 парой виртуальных W (Z)-бозонов — см., например, ⁴⁷, ⁵⁵ (рис. 15, e) — могло бы оказаться конкурентом глюонному механизму, если, например, в природе нет тяжелых кварков с массами $m_Q \geq 0,2m_H$. В частности, если самым тяжелым окажется t-кварк с массой $m_t \approx 40$ ГэВ, то из-за падения формфактора вклады глюонного и W-бозонного механизмов начинают сравниваться при $m_H \approx 400$ —500 ГэВ. Следует, однако, иметь в виду, что равенство этих сечений достигается примерно в той области масс m_H , где хиггсовский бозон является весьма широким и его прямое наблюдение представляется достаточно проблематичным.

3. НЕСТАНДАРТНЫЕ ХИГГСОВСКИЕ БОЗОНЫ

До сих пор мы рассматривали простейшую возможность, состоящую в том, что в теории содержится один дублет хиггсовских полей, что эквивалентно существованию всего одного физического наблюдаемого нейтрального хиггсовского бозона. В действительности вполне возможно, что число хиггсовских бозонов не столь мало. Мы обсудим ниже некоторые варианты развития теории, которые требуют расширения хиггсовского сектора.

а) Заряженные хиггсовские бозоны

Рассмотрим вначале простейшее расширение сектора скалярных частиц — стандартную модель с несколькими хиггсовскими дублетами. Эта модификация, с одной стороны, не представляется существенным усложнением минимальной стандартной схемы, а с другой стороны, только дублетные хиггсовские поля не меняют хорошо выполняющееся экспериментально соотношение $\rho = M_W^2/m_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$. Появляющиеся в этой модели заряженные хиггсовские бозоны представляют интерес с экспериментальной точки зрения.

Пусть имеется n дублетов

$$\varphi_i = \begin{pmatrix} \varphi_i^{(+)} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + H_i^0 + iP_i^0) \end{pmatrix}, \quad \langle H_i^0 \rangle = \langle P_i^0 \rangle = 0 \quad (3.1)$$

вакуумные средние v_i будем считать вещественными). Комбинации g^+ и g^0

$$g^+ = \frac{1}{v} \sum_{i=1}^n v_i \varphi_i^{(+)}, \quad g^0 = \frac{1}{v} \sum_{i=1}^n v_i P_i^0, \quad v^2 = \sum_{i=1}^n v_i^2 = (G_F \sqrt{2})^{-1} \quad (3.2)$$

являются нефизическими голдстоуновскими бозонами, а $(n-1)$ заряженных и $(2n-1)$ нейтральных частиц, ортогональных к g^+ и g^0 , остаются в спектре физических состояний. Взаимодействия этих хиггсовских бозонов, в отличие от минимальной схемы с одним хиггсовским бозоном, жестко не фиксированы. Особенно это относится к их взаимодействиям с фермионами. Однако некоторые ограничения на вид юкавских связей накладывает условие «натурального» сохранения ароматов при взаимодействии с нейтральными хиггсовскими частицами, т. е. отсутствие вершин $H_i^0(\bar{s}d)$, $P_i^0(\bar{s}d)$, $H_i^0(\bar{c}u)$ и т. д., существование которых приводило бы к имитации недопустимо сильных нейтральных токов с изменением странности, чарма, ... Это условие требует, чтобы с фермионами взаимодействовали исходно не более

трех дублетов ⁵⁶ (скажем, Φ_1 , Φ_2 и Φ_3), и наиболее общий вид их взаимодействия таков:

$$-L = -\frac{\Phi_1^{(+)}}{v_1} (m_d \bar{u}'_L d_R + m_s \bar{c}'_L s_R + m_b \bar{t}'_L b_R) + \\ + \frac{\Phi_2^{(+)}}{v_2} (m_u \bar{u}_R d'_L + m_c \bar{c}_R s'_L + m_t \bar{t}_R b'_L) - \\ - \frac{\Phi_3^{(+)}}{v_3} (m_e \bar{\nu}_e e_R + m_\mu \bar{\nu}_\mu \mu_R + m_\tau \bar{\nu}_\tau \tau_R) + \text{э. с.} \quad (3.3)$$

для заряженных бозонов и

$$-L = \frac{1}{v_1} [(m_d \bar{d} d + m_s \bar{s} s + \dots) H_1^0 + (m_d \bar{d} i \gamma_5 d + m_s \bar{s} i \gamma_5 s + \dots) P_1^0] + \\ + \frac{1}{v_2} [(m_u \bar{u} u + m_c \bar{c} c + \dots) H_2^0 - (m_u \bar{u} i \gamma_5 u + m_c \bar{c} i \gamma_5 c + \dots) P_2^0] + \\ + \frac{1}{v_3} [(m_e \bar{e} e + m_\mu \bar{\mu} \mu + \dots) H_3^0 + (m_e \bar{e} i \gamma_5 e + m_\mu \bar{\mu} i \gamma_5 \mu + \dots) P_3^0] \quad (3.4)$$

для нейтральных. Вакуумные средние v_i и компоненты $\Phi_i^{(+)}$, H_i^0 , P_i^0 определены в (3.4). В выражении (3.3)

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_L = V^+ \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L \quad (3.5)$$

V_{ij} — элементы стандартной матрицы Кобаяши — Маскавы ⁵⁷. Следует подчеркнуть, что любая пара из дублетов Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 или все три (как в минимальной схеме) могут в действительности быть одним полем. Для применения (3.3) и (3.4), кроме отношений вакуумных средних v_i , необходимо также знать, как физические хиггсовские бозоны с определенной массой построены из полей $\Phi_i^{(+)}$, H_i^0 , P_i^0 . Хотя это «размешивание» определяется деталями хиггсовского потенциала, приведенные выше формулы свидетельствуют, что, как и для стандартного хиггсовского бозона, константа юкавского взаимодействия любой хиггсовской частицы пропорциональна массе фермиона (для заряженных частиц входит также соответствующий элемент матрицы Кобаяши — Маскавы).

Структура взаимодействия (3.3) и (3.4) является в действительности весьма общей. Она воспроизводится при произвольном хиггсовском секторе при единственном требовании натурального сохранения ароматов в обмене нейтральными скалярными частицами. Если пренебречь возможным сильным различием вакуумных средних хиггсовских полей и отличием компонент $\Phi_i^{(+)}$ от физических заряженных состояний H^+ , то с точностью до эффектов фазового объема соотношение вероятностей распадов, скажем, H^+ -бозона по различным каналам можно оценить как

$$\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b}) : \Gamma(H^+ \rightarrow c\bar{b}) : \Gamma(H^+ \rightarrow c\bar{s}) : \Gamma(H^+ \rightarrow \tau\nu_\tau) \approx \\ \approx 1500 : 0,06 : 2 : 1. \quad (3.6)$$

Здесь мы использовали значения параметров смешивания кварков ⁵⁸ и $m_t = 40$ ГэВ.

Как следует из (3.6), при значениях массы H^+ в интервале 1,8—2,5 ГэВ его распады определяются каналом $\tau^+\nu_\tau$, а при $2m_t > m_{H^+} > 2,5$ ГэВ основными распадами являются $H^+ \rightarrow s\bar{c}$ и $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$, имеющие весьма характерные экспериментальные проявления. Ввиду сильного подавления заряженного тока $s\bar{b}$ матричным элементом $V_{s\bar{b}}$, канал $H^+ \rightarrow c\bar{b}$ вряд ли будет существенным при любой массе заряженного хиггсовского бозона. Время жизни H^+ можно грубо оценить как время жизни стандартного нейтрального хиггсовского бозона аналогичной массы (см. табл. I).

Самым ярким проявлением относительно легких заряженных скаляров был бы распад тяжелых кварков на эти частицы и более легкие кварки. Действительно, амплитуда соответствующего перехода пропорциональна $m_q/v = \sqrt{G_F} \sqrt{2} m_q$, т. е. здесь мы имеем дело не со слабым, а с полуслабым распадом. Если ширина обычного распада, скажем, t -кварка равна

$$\Gamma(t \rightarrow bq\bar{q}, b\nu) \approx \frac{9G_F^2 m_t^5}{192\pi^3},$$

то

$$\Gamma(t \rightarrow H^+ + b) \sim \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \quad (3.7)$$

и отношение этих ширин

$$\frac{\Gamma(t \rightarrow H^+ + b)}{\Gamma(t \rightarrow bq\bar{q}, b\nu)} \sim \frac{4\sqrt{2}\pi^2}{3G_F m_t^2} \quad (3.8)$$

для $m_t \sim 40$ ГэВ имеет порядок 10^3 . Абсолютное значение ширины $\Gamma(t \rightarrow H^+ + b) \sim 20$ МэВ при $m_t = 40$ ГэВ и $\Gamma \sim 70$ МэВ при $m_t \sim 60$ ГэВ.

Кратко обсудим, к каким следствиям для топония с массой $m_T \sim 70$ ГэВ привело бы существование заряженных хиггсовских бозонов H^\pm с массой $m_{H^\pm} < m_T/2$. В этом случае полная ширина Γ определялась бы полуслабым распадом свободного t -кварка $t \rightarrow H^+ + b$ внутри топония и достигала бы значений порядка десятков МэВ, на два-три порядка превышая стандартное ожидание $\Gamma_T(m_T \sim 70 \text{ ГэВ}) \sim 50 \text{ кэВ}$ ^{51, 52}. При таком большом значении Γ_T (что приведет к $B(\Gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 10^{-3}$) практически отсутствует надежда обнаружить топоний в адрон-адронном столкновении по стандартной лептонной моде $\Gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Однако в полном сечении e^+e^- -аннигиляции сигнал реально не изменится, поскольку величина Γ_T остается все же меньше разрешения по энергии пучков e^+, e^- (см. гл. 5 и табл. II). Так как в распаде H^+

Таблица II

Параметры установок со встречными e^+e^- -пучками нового поколения (первая фаза)

Установка	Место расположения	Срок ввода в действие	$\sqrt{s_{\max}}$, ГэВ	L_{\max} , $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	σ (разброс по энергии пучков при $\sqrt{s_{\max}}$, ГэВ)
SLC	Стэнфорд, США	Конец 1986—начало 1987 г.	100	0,65	0,5
TRISTAN	КЕК, Япония	1986 г. (конец)	60	4	0,05
LEP	ЦЕРН, Женева	1988 г. (конец)	110	1,6	0,08

будет доминировать переход $H^+ \rightarrow c\bar{s}, \tau^+\nu_\tau$, сигнал $\Gamma \rightarrow H^+H^-b\bar{b}$ должен весьма четко проявляться на опыте. В отличие от стандартного случая (см., например, ^{41, 52}), пик Γ не должен быть замечен в мюонном канале e^+e^- -аннигиляции.

Поиск заряженных хиггсовских бозонов представляет собой несравненно более простую экспериментальную задачу, чем поиск нейтральных бозонов. Так, если масса H^+ окажется меньше m_t , его легко будет найти по нестандартным характеристикам распада t -кварков.

Заряженные скалярные частицы могли бы рождаться парами в e^+e^- -столкновениях. Сечение их образования можно представить в виде ⁵⁹

$$R^{H^+H^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow H^+H^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{\beta_H^3}{4} \left[1 - \frac{2s\varepsilon v_e v_H}{(s/m_Z^2) - 1} + \frac{s^2\varepsilon^2(1+v_e^2)v_H^2}{[(s/m_Z^2) - 1]^2} \right], \quad (3.9)$$

$$\beta_H = \sqrt{1 - \frac{4m_H^2}{s}}, \quad \varepsilon = \frac{G_F}{8\pi \sqrt{2}\alpha} \approx 4,49 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$v_e = 4 \sin^2 \theta_W - 1, \quad v_H = -2 \cos 2\theta_W.$$

В Z^0 -резонансе отношение парциальных ширин распадов по каналам H^+H^- и $\mu^+\mu^-$ есть

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H^+H^-)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{1}{4} \beta_H^3 \frac{v_H^2}{1+v_e^2} \approx \frac{1}{4} \beta_H^3. \quad (3.10)$$

В соответствии с (3.9) относительный вклад парного рождения H^+H^- в полном сечении образования адронов в e^+e^- -аннигиляции численно мал. Наилучшим местом для обнаружения H^+H^- была бы околопороговая область, где должна измениться общая структура событий.

Упомянем здесь также о появляющихся при неминимальном хиггсовском секторе вершинах $Z^0 H_i^0 H_j^0$ и $W^\pm H_i^0 H_j^\pm$, где H_i^0 и H_j^0 — разные нейтральные частицы (для одинаковых бозонов процесс $Z^0 \rightarrow H^0 H^0$ запрещен по бозе-статистике). Соответствующие вершины равны

$$A(Z^0 \rightarrow H_i^0 + H_j^0) = i \frac{e}{\sin 2\theta_W} c_{ij}^{00} \varepsilon_\mu (p_i - p_j)_\mu,$$

$$A(W^+ \rightarrow H_i^0 H_j^+) = \frac{e}{\sin 2\theta_W} c_{ij}^{0+} \varepsilon_\mu (p_i - p_j)_\mu.$$

В этих формулах ε_μ -поляризация Z^0 - или W -бозонов, c_{ij}^{00} , c_{ij}^{0+} — некоторые «углы смешивания».

Если в природе существуют заряженные хиггсовские бозоны, то на первый взгляд представляется очень заманчивым искать их, как и стандартный H^0 -бозон, в процессах ассоциативного рождения с калибровочными W^\pm - и Z^0 -бозонами. Однако в стандартной $SU(2) \times U(1)$ -теории такая вершина в скелетном приближении отсутствует при любом числе хиггсовских дублетов ⁵⁹⁻⁶¹. Эта вершина появляется в теории с нестандартным хиггсовским сектором, содержащим наряду с дублетными и недублетные хиггсовские поля. Поскольку наличие таких полей нарушает хорошо выполненное экспериментально соотношение $\rho = M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$, их вакуумные средние, а с ними и вершина ZWH должны быть невелики ⁵⁹⁻⁶¹:

$$\xi g m_W Z_\mu W_\mu^\pm \bar{H}^\mp, \quad \xi \approx \sqrt{|1 - \rho|} \ll 0,12. \quad (3.11)$$

Вершина ZWH возникает и в теориях электрослабого взаимодействия, основанных на калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, однако и здесь соответствующая вершина мала ^{59, 61}:

$$\xi \leq \frac{1}{4} \frac{m_{W_L}^2}{m_{W_R}^2} \leq 0,011 \quad \text{или} \quad \xi \leq 0,22 \frac{m_{Z_L}^2}{m_{Z_R}^2} \quad (3.12)$$

(W_L , Z_L — обычные векторные бозоны, W_R , Z_R — тяжелые «правые» бозоны).

Поскольку экспериментально $m_{H^+} > 16$ ГэВ (см. гл. 4), распад $Z^0 \rightarrow H^+W^-$ запрещен по массе, и процесс образования пары $H^\pm W^\mp$, например

в e^+e^- -столкновениях, мог бы идти через виртуальный Z^0 -бозон. Для сечения такого процесса имеем

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z_{\text{virt}}^0 \rightarrow W^+H^-) = \xi^2 \frac{G_F^2 m_Z^4}{24\pi s} (1 + v_e^2) \frac{1}{[1 - (m_Z^2/s)]^2} \left(\frac{p_W^2}{s} + \frac{3m_W^2}{s} \right) \frac{2p_W}{\sqrt{s}} \quad (3.13)$$

(обозначения см. (3.9), (3.11), (3.12)).

Следует подчеркнуть, что и заряженные, и нейтральные скалярные частицы появляются также в моделях техницвета — различные псевдоголдстоуновские бозоны (ПГБ). Все взаимодействия — как калибровочные, так и юкавские — заряженных ПГБ не отличаются от взаимодействий элементарных хиггсовских бозонов, приведенных здесь, и имеют, как правило, лишь некоторые специфические симметричные ограничения.

б) Модель CP -нарушения Вайнберга ⁶²

В модели с несколькими дублетами хиггсовских полей возможно спонтанное нарушение CP -симметрии. Такая возможность в течение долгого времени казалась более привлекательной по сравнению с CP -несохранением в модели Кобаяши — Маскавы ⁵⁷, где нарушение заложено в исходный лагранжиан, хотя против идеи спонтанного нарушения дискретных симметрий и выдвигались косвенные космологические соображения ⁶⁴. Как показано в ⁶⁵, при наличии не менее трех хиггсовских дублетов при CP -инвариантном лагранжиане могут быть энергетически выгодны комплексные значения вакуумных средних хиггсовских полей. Это, однако, не приводит к комплексной матрице смешивания кварков и, следовательно, к CP -нарушению во взаимодействии векторных бозонов с кварками. С другой стороны, матрица смешивания самих хиггсовских полей оказывается комплексной, в результате чего возникает CP -неинвариантное взаимодействие хиггсовских бозонов с кварками и лептонами.

Характерным свойством модели является весьма большое значение дипольного момента нейтрона, возможно, даже противоречащее (см., например, ⁶⁶) существующему экспериментальному ограничению $d_n < 3,6 \cdot 10^{-25}$ ⁶⁷. Теоретическое предсказание для величины ϵ'/ϵ также, видимо, превышает современный экспериментальный предел. Наиболее специфической чертой модели является необходимость существования весьма легких заряженных хиггсовских частиц с массой до 10—20 ГэВ, что в настоящее время находится на грани противоречия с экспериментом (см. гл. 4).

в) Хиггсовские частицы и суперсимметрия

Одной из привлекательных возможностей дальнейшего развития стандартной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -теории является ее «суперсимметричное» обобщение (см., например, ⁶⁸, ⁶⁹). В суперсимметричных теориях в одни и те же мультиплеты попадают частицы как с полуцелым, так и с целым спином. При этом число фермионных и бозонных степеней свободы оказывается сбалансированным.

В суперсимметричных теориях удается избежать одной из самых значительных трудностей обычной теории электрослабого взаимодействия. В обычных, не суперсимметричных, схемах масса хиггсовского бозона квадратично расходится. Если не менять структуру теории вплоть до планковской массы (10^{19} ГэВ) или хотя бы до массы великого объединения ($\sim 10^{15}$ ГэВ), то можно было бы ожидать гигантского значения масс хиггсовских бозонов. Допущение, что в исходном лагранжиане имеется «перенормировочный» член обратного знака, ставит вопрос в несколько ином плане: каким образом происходит точное сокращение двух столь больших величин? Вопрос усугубляется тем,

что в известном смысле остаток от сокращения «радиационной» и «перенормировочной» масс хиггсовского бозона отнюдь не равен нулю, через него выражается фермиевская константа слабого взаимодействия. Мы должны иметь, таким образом, две величины, в которых сокращаются 25—32 значащие цифры, а остаток определяет всю низкоэнергетическую физику.

В суперсимметричных теориях происходит естественное сокращение вклада в массу хиггсовских бозонов фермионных и бозонных степеней свободы, а поскольку это сокращение носит групповой характер, оно остается справедливым во всех порядках теории возмущений. Так как генераторы суперсимметрии не несут внутренних квантовых чисел, ни одна пара фермион + бозон из обычных частиц не попадает в один супермультиплет, и каждая из обычных частиц должна быть дополнена суперсимметричным партнером.

Интересно, что суперсимметрия требует существования по меньшей мере двух хиггсовских дублетов, из которых один обеспечивает массу кваркам с зарядом $2/3$, а второй — кваркам с зарядом $-1/3$: оказывается невозможным написать суперсимметричный лагранжиан, в котором up- и down-кварки получали бы массу от одного и того же хиггсовского поля. Простой довод, показывающий, что в суперсимметричных теориях невозможно обойтись одним хиггсовским дублетом, состоит в следующем. Суперпартнером к хиггсовскому дублету, входящим с ним в один киральный супермультиплет, является дублет левых (или правых) фермионов с теми же внутренними квантовыми числами («схигсы»). Появление в теории таких фермионов с очевидностью приводило бы к треугольной аномалии, которая может быть, однако, сокращена, если имеется второй киральный супермультиплет с противоположным значением слабого гиперзаряда.

Подробное обсуждение вопроса о структуре хиггсовского сектора и спектре масс хиггсовских частиц в конкретных суперсимметричных схемах выходит за рамки настоящего обзора. Мы приведем здесь лишь общий результат, относящийся к очень широкому классу суперсимметричных моделей, — собственно говоря, почти ко всем моделям со спонтанным или мягким нарушением суперсимметрии^{70, 71}. Оказывается, что в этих моделях легчайший нейтральный скалярный хиггсовский бозон должен быть легче, чем Z^0 -бозон. Для простейшего случая двух хиггсовских дублетов возникает следующий спектр хиггсовских частиц (в порядке возрастания массы): легкий нейтральный скалярный бозон, нейтральный псевдоскалярный бозон, тяжелый нейтральный скалярный бозон, заряженный хиггсовский бозон. При этом тяжелый нейтральный скалярный бозон тяжелее Z^0 -бозона, а квадрат массы заряженной хиггсовской частицы равен сумме квадратов масс псевдоскалярного бозона и W -бозона.

Заметим, что, в общем плане, суперсимметрия, устанавливая равенство между фермионными и бозонными степенями свободы, безусловно является веским доводом в пользу существования элементарных хиггсовских полей.

г) Скалярные частицы и техницвет

Другая интересная возможность избежать проблемы квадратичной расходимости в массе скалярных частиц состоит в предположении динамического спонтанного нарушения калибровочной $SU(2) \times U(1)$ -симметрии, подобного нарушению киральной симметрии в КХД. Такие модели получили название теорий «техницвета» (обзор работ этого направления см., например,⁷²).

В модели техницвета элементарные хиггсовские бозоны заменяются составными частицами, построенными из «техникварков» или «технилептонов». Эти «технифермионы» имеют сильное «техницветовое» взаимодействие с малым радиусом конфайнмента, обеспечивающее образование различных

связанных состояний. Три составные безмассовые голдстоуновские степени свободы идут на утяжеление W^\pm - и Z^0 -бозонов, массы других «техниадронов» ожидаются порядка ТэВ. Среди связанных состояний техникварков и техниклептонов могут быть, однако, и значительно более легкие — так называемые «псевдоголдстоуновские бозоны техницвета» (ПГБ)⁷³. Существование этих частиц связано с глобальной симметрией техницветового взаимодействия относительно унитарных киральных преобразований различных техниклептонов и техникварков. В результате спонтанного нарушения этой симметрии появляются псевдоскалярные голдстоуновские бозоны, не «поедаемые» калибровочными бозонами и приобретающие относительно небольшую массу за счет других взаимодействий. Из наиболее легких ПГБ в простейших моделях ожидается⁷³ два нейтральных бозона P^0 с массой ≤ 3 ГэВ и пара заряженных бозонов P^\pm с массой от 5 до 15 ГэВ.

Эти псевдоголдстоуновские бозоны техницвета по своим свойствам похожи на обычные легкие хиггсовские частицы в первую очередь тем, что их константы связи с различными кварками и лептонами пропорциональны фермионным массам. Поэтому ПГБ трудно отличить от элементарных хиггсовских частиц. Например, отмеченное выше предсказание о существовании P^\pm с массой ≤ 15 ГэВ находится на грани противоречия с экспериментом (см. гл. 4). Одно из отличий ПГБ от элементарных хиггсовских бозонов состоит в том, что для них на скелетном уровне отсутствуют вершины ZZP^0 , $W^+W^-P^0$. Поэтому, в частности, невозможно их ассоциативное рождение с Z - и W -бозонами.

д) Аксион

Аксион был введен^{74, 75} для того, чтобы решить проблему натурального сохранения CP -четности в сильном взаимодействии, так называемую « θ -проблему»⁷⁶. Изложение теории аксиона выходит за рамки настоящего обзора (см., например,⁷⁷). Здесь мы опишем лишь экспериментальный статус аксиона.

«Стандартный» аксион является псевдоскалярной хиггсовской частицей с массой порядка нескольких сотен кэВ (строго говоря, из теории известно лишь то, что она больше 150 кэВ; однако отсутствие на опыте распадов $a \rightarrow e^+e^-$ ⁷⁸ заставляет предположить, что $m_a < 2m_e$) и временем жизни^{74, 79, 80}

$$\tau(a \rightarrow 2\gamma) \approx 0,8c \cdot \left(\frac{100 \text{ кэВ}}{m_a} \right)^5.$$

Взаимодействие аксиона с нуклонами напоминает взаимодействие π^0 , но с константой связи, уменьшенной \sim в 10^3 раз.

В настоящее время существование стандартного аксиона можно считать практически закрытым: отсутствие 2γ -событий от распада аксионов вблизи работающего реактора в Юлихе⁸¹ полностью противоречит предсказаниям теории (см. также более ранние работы⁸² и работу группы ОИЯИ—НИИЯФ МГУ⁸³). Против стандартного аксиона свидетельствует также отсутствие на опыте распадов $J/\psi \rightarrow a\gamma$ ($B(J/\psi \rightarrow a\gamma) < 1,4 \cdot 10^{-5}$ (90% с.л.)⁸⁴) и $\Upsilon \rightarrow a\gamma$, $\Upsilon' \rightarrow a\gamma$ ($B(\Upsilon \rightarrow a\gamma) < 3 \cdot 10^{-4}$ (90% с.л.)⁸⁵, см. также⁸⁶). При этом произведение $P = B(J/\psi \rightarrow a\gamma) B(\Upsilon \rightarrow a\gamma) < 4,2 \cdot 10^{-9}$, что существенно противоречит теоретическому предсказанию $P = (1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$ (предсказание для произведения P не зависит, в отличие от каждого из распадов в отдельности, от неизвестного параметра x — отношения вакуумных средних хиггсовских полей). Чувствительным тестом на существование аксиона является распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + a$. Этот распад анализировался в ряде теоретических работ^{74, 80, 87, 88}, причем предсказание для величины $B(K^+ \rightarrow \pi^+ a)$ варьировалось в пределах от 10^{-5} до 10^{-8} . В работе⁸⁹ был установлен весьма высокий предел $B(K^+ \rightarrow \pi^+ a) > 3,5 \cdot 10^{-5}$, однако оценки, содержащиеся в этой

работе, вызывают возражения. С другой стороны, распады через с-кварковую петлю дают ${}^{90} B(K^+ \rightarrow \pi^+ a) = 2 \cdot 10^{-5} x^2$. Новое экспериментальное ограничение ${}^{91} B(K^+ \rightarrow \pi^+ a) < 4,8 \cdot 10^{-8}$ едва ли совместимо с существованием стандартного аксиона.

В ряде работ была высказана идея о возможности сохранить аксион в том виде, как он нужен для решения θ -проблемы, одновременно подавив его взаимодействие с кварками и лептонами («призрачный аксион»). В работах 92 это достигается ценой введения добавочного тяжелого кварка, тогда как в работах ${}^{93-96}$ вводится дополнительное комплексное синглетное по группе Вайнберга — Салама поле Φ .

Отличительной чертой «призрачного аксиона» является то, что он почти полностью состоит из синглетного поля Φ и содержит лишь небольшую примесь λ обычных дублетных полей φ : $\lambda \sim \langle \varphi \rangle / \langle \Phi \rangle$, $\langle \varphi \rangle \ll \langle \Phi \rangle$. Это ослабляет взаимодействие аксиона с кварками и лептонами в λ раз и примерно во столько же раз уменьшает его массу. В рамках SU(5)-модели великого объединения $\langle \varphi \rangle \sim 100$ ГэВ, $\langle \Phi \rangle \sim 10^{15}$ ГэВ, т. е. $\lambda \sim 10^{-13}$ 95 .

В дальнейшем было показано, что слишком большая величина $\langle \Phi \rangle \gg 10^{12} - 10^{13}$ ГэВ приводит к недопустимой с космологической точки зрения плотности энергии аксионов в современную эпоху 97 . Наиболее популярный интервал значений $\langle \Phi \rangle$ — это $10^8 \lesssim \langle \Phi \rangle \lesssim 10^{13}$ ГэВ. Нижняя граница возникает из требования, чтобы излучение аксионов красными гигантами не влияло на их эволюцию ${}^{98-100}$. В работе 101 было отмечено, что такие «призрачные» аксионы, возможно, доступны экспериментальному обнаружению по конверсии в γ -кванты в сильном неоднородном магнитном поле.

¶е) А р и о н

Арион — это строго безмассовый голдстоуновский бозон, связанный со спонтанным нарушением точной киральной симметрии 102 . Здесь мы лишь упомянем эксперименты, устанавливающие ограничения на его взаимодействия.

Взаимодействие ариона с кварками и лептонами имеет вид

$$L = x_f \frac{m_f}{v} (\bar{f} i \gamma_5 f) \alpha, \quad v = (G_F \sqrt{2})^{-1/2} = 246 \text{ ГэВ};$$

здесь m_f — масса фермиона, f и α — фермионное и арионное поля, а x_f — безразмерный параметр, связанный с отношением различных вакуумных средних, величина которого, вообще говоря, порядка единицы. Возможно, однако, что и $x_f \ll 1$.

Обмен арионом приводит к дальнедействующим спин-спиновым силам между кварками и лептонами, подобным очень слабому магнитному взаимодействию спинов. Это дальнедействие можно пытаться детектировать в макроскопических экспериментах ${}^{102, 103}$.

Уже упоминавшееся выше отсутствие на опыте аксионных распадов $J/\psi \rightarrow a + \gamma$ 84 , $\Upsilon \rightarrow a + \gamma$ 85 и $K^+ \rightarrow \pi^+ + a$ 91 означает одновременно отсутствие аналогичных арионных распадов, так как ничтожная масса аксиона в этих опытах несущественна. Можно поэтому утверждать, что для ариона $x_c < 0,6$ 84 , $x_b < 1$ 85 . Что касается распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \alpha$, то оценка 90 на испускание аксиона (или ариона) с-кварком $B(K^+ \rightarrow \pi^+ \alpha) < 2 \cdot 10^{-5} x_c^2$ приводит к ограничению $x_c < 0,05$. С другой стороны, теория утверждает 102 , что $x_u = x_c = \dots = -x_d = -x_s = \dots$ x_q .

Ограничение на взаимодействие ариона непосредственно с легкими u- и d-кварками возникает из-за отсутствия на опыте аномального расщепления F-уровней в молекулах ортоводорода 104 . Отсюда следует не очень жесткое ограничение $x_u < 3,5$. Из согласия аномальных магнитных моментов мюона и электрона с предсказаниями квантовой электродинамики 105 легко найти, что $x_u < 3,6$, $x_c < 100$.

Существенно более жесткие ограничения возникают из астрофизических соображений⁹⁸⁻¹⁰⁰. Дело в том, что, слабо взаимодействуя с веществом, арионы могут свободно выходить из звезд, что приводит к очень быстрой потере энергии звездами. Требование, чтобы арионная светимость Солнца не превосходила фотонную, приводит к условию $x_e < 10^{-3}$. Еще более сильное ограничение возникает из рассмотрения эволюции красных гигантов: $x_e < 10^{-6} - 10^{-7}$, однако эта оценка более модельно зависима. Таким образом, астрофизические данные являются весьма критическими для возможности существования арионов.

В эксперименте¹⁰⁶, поставленном со специальной целью поиска арионного дальнего действия, изучалась прецессия спинов ядер изотопов ртути Hg^{199} и Hg^{201} в арионном поле, источником которого служили ориентированные спины ферромагнитного экрана. В результате эксперимента было установлено ограничение (к сожалению, включающее теоретическую неопределенность, связанную со сложностями ядерных расчетов изотопов ртути) на произведение $x_e x_u$: $|x_e x_u| < 2,5 \cdot 10^{-3}$. В настоящее время планируется улучшить это ограничение по крайней мере на один-два порядка.

ж) Фамилоны

В работах¹⁰⁷⁻¹⁰⁸ был указан механизм, приводящий к появлению в теории безмассовых голдстоуновских (или сверхлегких псевдоголдстоуновских — типа аксиона) бозонов, при испускании которых меняются фермионные ароматы — странность, мюонный заряд... и т. д. Такие бозоны были названы в¹⁰⁷ «фамилонами» («familons»). Фамилоны возникают, если в теории присутствует «горизонтальная» симметрия — сильно нарушенная калибровочная симметрия между поколениями кварков и лептонов. Необходимо также, чтобы лагранжиан обладал дополнительной глобальной $U(1)$ -симметрией общего кирального преобразования фермионов различных поколений. Поскольку нарушение горизонтальной группы должно происходить на очень малых расстояниях¹⁰⁹, фамилоны, подобно призрачному аксиону, слабо взаимодействуют с веществом и имеют очень малую массу (в некоторых вариантах теории они строго безмассовые).

В работе¹⁰⁸ рассмотрен пример теории с фамилоном в рамках реалистической $SU(5) \times SU(3)_h$ -модели¹¹⁰. Взаимодействие фамилона α с кварками и лептонами описывается в этой модели лагранжианом

$$L = \frac{\sqrt{2} m_{d\mu} s}{\langle \eta \rangle} \alpha (\bar{d}s + \bar{s}d) + \frac{\sqrt{2} m_{e\mu}}{\langle \eta \rangle} \alpha (\bar{\mu}e + \bar{e}\mu);$$

здесь $\langle \eta \rangle$ — среднее вакуумное значение одного из хиггсовских полей, ответственных за нарушение горизонтальной группы. Этот лагранжиан приводит к распадам $\mu \rightarrow e + \alpha$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ + \alpha$, вероятности которых равны

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\alpha) = \frac{1}{8\pi} \frac{m_e m_\mu^2}{\langle \eta \rangle^2}, \quad \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ + \alpha) \approx \frac{1}{8\pi} \frac{m_{dK}^2}{\langle \eta \rangle^2 m_s}.$$

Отсюда возникает экспериментальное ограничение на величину вакуумного среднего $\langle \eta \rangle$. Более жестким является отсутствие на опыте упоминавшегося выше распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \alpha$, ведущее к ограничению $\langle \eta \rangle > 10^{10}$ ГэВ. Эта величина гораздо больше, чем характерный масштаб масс, получающихся из стандартных ограничений на нейтральные токи, меняющих ароматы¹⁰⁹. Если бы фамилоны действительно существовали, распады $K^+ \rightarrow \pi^+ \alpha$ и $\mu \rightarrow e\alpha$ было бы несравненно легче наблюдать, чем любые обычные эффекты от меняющих ароматы нейтральных токов ($\mu \rightarrow 3e$, $\mu \rightarrow e\gamma$, $K_L \rightarrow e^\pm \mu^\mp$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^\pm \mu^\mp$ и т. д.).

з) М а й о р о н

В последнее время все более настойчиво обсуждается возможность того, что нейтрино не являются строго безмассовыми частицами. Несомненно, наиболее серьезным свидетельством в пользу этого является эксперимент ИТЭФ по измерению края β -спектра трития ¹¹¹. В связи с этим в литературе довольно интенсивно обсуждаются модели, в которых появление майорановской массы нейтрино связывается со спонтанным нарушением сохранения лептонного числа и, следовательно, с появлением соответствующего безмассового голдстоуновского бозона — «майорона» ¹¹², ¹¹³.

В модели ¹¹² вводится правое синглетное по группе Вайнберга — Салама нейтрино, и за счет обычной юкавской связи с дублетным хиггсовским полем нейтрино приобретает «дираковскую» массу m , имеющую, вообще говоря, порядок обычных лептонных масс. Кроме того, предполагается, что правое нейтрино имеет большую майорановскую массу M благодаря юкавской связи с синглетным хиггсовским полем. В этом случае физическими частицами с определенной массой будут два майорановских нейтрино с массами M и m^2/M , причем тяжелое нейтрино будет почти целиком состоять из синглетного правого нейтрино и синглетного левого антинейтрино, тогда как легкое майорановское нейтрино состоит практически из обычного дублетного левого нейтрино и правого дублетного антинейтрино.

Образование вакуумного среднего синглетного скалярного поля приводит к спонтанному нарушению лептонного числа и появлению безмассового голдстоуновского бозона — майорона. Майорон оказывается сравнительно сильно связан с тяжелым нейтрино (константа связи может быть порядка обычных юкавских констант связи) и значительно слабее (в $(m/M)^2$ раз) с обычным нейтрино.

Кроме того, имеет место промежуточная по величине недиагональная связь майорона с обоими нейтрино, приводящая к быстрому распаду тяжелого нейтрино на легкое нейтрино и майорон. Взаимодействие майорона с кварками и лептонами возникает только в однопетлевом приближении и практически ненаблюдаемо. Одно из проявлений существования майорона в описываемой схеме могло бы состоять в возможности распада ν_μ (и ν_τ) на ν_e + майорон. Если бы этот распад происходил за время, меньшее времени жизни Вселенной, масса ν_μ (или ν_τ) не была бы ограничена известным астрофизическим пределом (сумма масс всех стабильных нейтрино < 30 эВ). Однако в действительности, при разумных значениях параметров, время жизни ν_μ оказывается больше времени существования Вселенной ¹¹⁴.

Другая модель майорона, в которой масса нейтрино получается без введения добавочных фермионных степеней свободы, сформулирована в работе ¹¹³. В этой модели триплет хиггсовских полей с малым вакуумным средним нейтральной компоненты обеспечивает появление малой майорановской массы у нейтрино. Майорон почти целиком состоит из нейтральной компоненты триплетного поля, связанного только с нейтрино, и содержит лишь небольшую примесь дублетного поля. Поэтому он слабо взаимодействует с кварками и лептонами.

Имеется ряд работ ¹¹⁵⁻¹¹⁹, в которых обсуждались возможные экспериментальные проявления существования такого майорона. Из оценки излучения энергии красными гигантами следует, что величина триплетного вакуумного среднего меньше 100 кэВ, а из сравнения предсказаний модели с опытами по двойному β -распаду можно установить, что константа взаимодействия майорона с электроном $< 10^{-3}$, и $m_{\nu_e} < 15$ эВ ¹¹⁵. В работах ¹¹⁶⁻¹¹⁹ изучались также распады К- и λ -мезонов с участием майорона ¹¹⁶, поправки к μ -распаду ¹¹⁷, $\mu \rightarrow e\gamma$ ¹¹⁸, возможные осцилляции водород \rightleftharpoons антиводород ¹¹⁹.

В целом, в настоящее время имеется довольно обширная литература, в которой обсуждаются как астрофизические, так и возможные лаборатор-

ные проявления майорона. Значительная трудность состоит, однако, в том, что невозможно указать какое-либо определенное явление (или явления), которое могло бы однозначно ответить на вопрос о его существовании.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ ХИГГСОВСКИХ БОЗОНОВ

Существующие в настоящее время экспериментальные ограничения снизу на массу стандартного хиггсовского бозона H^0 значительно слабее, чем теоретические условия (1.13), (1.13а). Перечислим здесь эти ограничения.

Для скалярного бозона, имеющего взаимодействие с фермионами (1.4), из анализа рассеяния нейтронов на атомных электронах получается ограничение $m_H > 0,6$ МэВ¹²⁰. Хиггсовский бозон с массой менее 13 МэВ оказывается несовместимым с измеренными угловыми распределениями в низкоэнергетическом нейтрон-ядерном рассеянии¹²¹. Отрицательный результат экспериментов по поиску $0^+ \rightarrow 0^+$ -ядерных переходов ^{16}O (6,05 МэВ) и 4He (20,2 МэВ) в соответствующие основные состояния с испусканием H^0 и последующим распадом $H^0 \rightarrow e^+e^-$ свидетельствует, что хиггсовский бозон не может иметь массу в интервале $1,030$ МэВ $< m_H < 5,84$ МэВ (^{16}O (6,05 МэВ))¹²², ¹²⁰ *) и $2,8$ МэВ $< m_H < 11,5$ МэВ (4He (20,2 МэВ))¹²⁴. Отсутствие аномалий в рентгеновских спектрах μ -атомов приводит примерно к той же нижней границе для m_H ¹²⁵.

Поиск распадов $J/\psi \rightarrow \gamma a$ (a — аксион), произведенный группой Crystal Ball (CB) на установке SPEAR (SLAC, Стэнфорд, США), привел к ограничению $B(J/\psi \rightarrow \gamma a) < 1,4 \cdot 10^{-5}$ (90% с.л.)⁸⁴. Это ограничение применимо не только к аксиону, но и любой достаточно легкой частице, не успевающей распасться внутри установки. Для стандартного хиггсовского бозона последнее условие означает $m_H < 50$ МэВ⁸⁴; при этом полученный экспериментальный предел для $B(J/\psi \rightarrow \gamma H^0)$ по крайней мере в три раза ниже, чем теоретическое значение (2.18). Отсюда, таким образом, следует, что $m_H > 50$ МэВ⁸⁴.

Из отсутствия распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ + H^0$ следует ограничение $m_H > 350$ МэВ. Действительно, ширина этого распада относительно велика⁶:

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ + H^0)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \text{all})} = 2,1 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{1 - 0,18 \frac{m_H^2 - m_\pi^2}{m_K^2}} \sqrt{1 - 0,05 \frac{m_H^2 - m_\pi^2}{m_K^2}}. \quad (4.1)$$

Если H^0 не распадается внутри установки, процесс $K^+ \rightarrow \pi^+ + H^0$ имитировал бы распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \tilde{\nu}$, отсутствующий по крайней мере на уровне $4,8 \cdot 10^{-8}$ ⁹¹. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ экспериментально имеет вероятность около $2,7 \cdot 10^{-7}$, а $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ — не более $2,4 \cdot 10^{-6}$. В то же время хиггсовский бозон распадался бы в основном на пары e^+e^- или $\mu^+\mu^-$ (в области $2m_\pi < m_H < 350$ МэВ вероятность распада H^0 по каналу $\mu^+\mu^-$ больше, чем по каналу $\pi\pi$).

H^0 -бозон с несколько большей массой (до 408 МэВ) мог бы быть наблюден в распаде $\eta' \rightarrow \eta H^0 \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$. Однако существующее экспериментальное

*) Следует отметить, однако, что анализ, выполненный в работах¹²⁰⁻¹²², основывался на предположении, что константа взаимодействия H^0 с нуклонами $g_{H^0 NN}$ равна m_N/v . В действительности прямое взаимодействие H^0 с легкими кварками оказывается малым, и вершина $H^0 NN$ определяется взаимодействием (1.5а) H^0 с глюонами. При этом¹²³ (см. также⁵)

$$g_{H^0 NN} = \frac{2n_h}{27} \frac{m_N}{v} = \frac{70 \text{ МэВ}}{v} n_h$$

(n_h — число тяжелых кварков). Это обстоятельство несколько ослабляет ограничения¹²⁰,¹²², см. ^{14,124}.

ограничение $B(\eta' \rightarrow \eta\mu^+\mu^-) < 1,5 \cdot 10^{-5}$ (90% с.л.)¹²⁶ не может, по-видимому, надежно свидетельствовать об отсутствии стандартного хиггсовского бозона с массой больше 350 МэВ, если принять во внимание возможную неточность теоретических вычислений $\Gamma(\eta' \rightarrow \eta H^0)$ и существующую экспериментальную неопределенность в полной ширине η' -мезона.

Для того чтобы использовать радиационные распады J/ψ для поиска более тяжелого хиггсовского бозона, упоминавшейся выше группой СВ исследовались также распады $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ⁸⁴ и $J/\psi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ¹²⁷, и изучалось распределение событий по инвариантным массам пар $\mu^+\mu^-$ и $\pi^0\pi^0$. Анализ полученных данных показывает, что при $B(H^0 \rightarrow \mu^+\mu^-) > 0,75$ запрещен интервал $400 \text{ МэВ} < m_H < 1 \text{ ГэВ}$ ⁸⁴, а при $B(H^0 \rightarrow \pi\pi) > 0,7$ — интервал $500 \text{ МэВ} < m_H < 1 \text{ ГэВ}$ ¹²⁷.

Таким образом, экспериментальное ограничение, которым мы располагаем на сегодня, — это $m_H > 350 \text{ МэВ}$.

Энтузиасты легких хиггсовских частиц испытали летом 1983 г. некоторый прилив оптимизма, когда группа MARK-III объявила об обнаружении нового узкого нейтрального резонанса ξ (2.2)¹²⁸ с $m_\xi = 2,22 \pm 0,01 \text{ ГэВ}$, $\Gamma_\xi < 40 \text{ МэВ}$ и согласуется с экспериментальным разрешением. В радиационных распадах J/ψ были наблюдаемы каналы распада $\xi \rightarrow K^+K^-$ и $\xi \rightarrow K_S^0K_S^0$, причем

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma\xi) B(\xi \rightarrow K^+K^-) = (5,8 \pm 1,8 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}. \quad (4.2)$$

В качестве аргумента за то, что ξ -частица должна была быть подвергнута проверке на принадлежность к хиггсовскому сектору, рассматривали ее необычно малую ширину и наблюдаемую $K\bar{K}$ -моду распада; см., например, ¹²⁹. Следует сразу же подчеркнуть, что даже если бы скалярность ξ была подтверждена опытом (распад $\xi \rightarrow K_S^0K_S^0$ означает лишь, что $J_\xi^{PC} = 0^{++}, 2^{++} \dots$), эта частица не может рассматриваться в качестве хиггсовского бозона стандартной модели с одним дублетом. Помимо того, что значение его массы лежит существенно ниже границы (4.13), вероятность перехода $J/\psi \rightarrow \xi\gamma \rightarrow K^+K^-\gamma$ (4.2) значительно превосходит ожидания для стандартного бозона H^0 . Действительно, как следует из (2.18), при $m_H \approx 2,2 \text{ ГэВ}$ $B(J/\psi \rightarrow \gamma H^0) \approx (3,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$. Для сравнения с (4.2) эту величину следует еще домножить на $B(H^0 \rightarrow K^+K^-)$. Считая, что мода $\bar{s}s$ доминирует, можно ожидать, что реализуются по крайней мере следующие квазидвухчастичные конечные состояния: K^+K^- , $K^0\bar{K}^0$, $K^*\bar{K}^*$, $K\bar{Q} + \bar{K}Q$. При этом возникает консервативная оценка $B(H^0 \rightarrow K^+K^-) \leq 0,1 - 0,2$. Таким образом, теоретическое предсказание для стандартного H^0 с массой 2,2 ГэВ оказывается примерно на порядок ниже наблюдаемого значения (4.2).

Изложенные выше аргументы буквально неприменимы при более сложном хиггсовском секторе, содержащем несколько дублетов скалярных полей (см. гл. 3), когда возможны и легкие скалярные частицы. Ожидаемая величина $B(J/\psi \rightarrow \gamma H^0)$ могла бы возрасти в этом случае за счет уменьшения вакуумных средних и, следовательно, увеличения соответствующих юкавских констант (гл. 3, (3.4)). Тем не менее даже здесь гипотеза о том, что ξ есть хиггсовский бозон, не вызывает особого оптимизма.

В частности, заставляют быть настороже такие факты, как отсутствие на опыте сигналов $J/\psi \rightarrow \gamma\xi \rightarrow \gamma\mu^+\mu^-$ и $\Upsilon, \Upsilon' \rightarrow \gamma\xi: B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi) B(\xi \rightarrow K^+K^-) < 2 \cdot 10^{-4}$ (90% с.л.); $B(\Upsilon' \rightarrow \gamma\xi) B(\xi \rightarrow K^+K^-) < 9 \cdot 10^{-5}$ (90% с.л.)¹³⁰. Для хиггсовского бозона можно было бы ожидать, что распад $\xi \rightarrow \mu^+\mu^-$ вполне наблюдаем ($B(\xi \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 0,1$) и что переходы $\Upsilon, \Upsilon' \rightarrow \gamma H^0$ дополнительно усилены фактором $\sim (m_b/m_c)^2$. В любом случае ненаблюдение указанных распадов существенно ограничивает класс моделей с неминимальным хиггсовским сектором, где ξ мог бы оказаться хиггсовской частицей.

Если последующие измерения подтвердят гипотезу $J_\xi^{PC} = 0^{++}$ и будут явно свидетельствовать против интерпретации ξ как адронного резонанса

(что представляется маловероятным), то необходимым тестом на хиггсовскую природу этого состояния был бы поиск рождения его совместно с W^\pm - или Z^0 -бозонами. Так как масса ξ -частицы мала ($m_\xi < \Gamma_W, \Gamma_Z$), соответствующие сечения его образования могли бы оказаться велики (см. гл. 2). В частности, для $Spp\bar{S}$ -коллайдера можно было бы ожидать $\sigma_{\xi W} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ мбн.

Попытки обнаружить хиггсовский бозон уже предпринимались в Υ -резонансе при измерении спектра инклюзивных фотонов от его распада $\Upsilon \rightarrow \gamma + \text{all}$. В эксперименте группы CUSB¹³¹ на установке CESR (Корнелл, США) было получено ограничение $B(\Upsilon \rightarrow \gamma + H^0) < (1-2,5) \cdot 10^{-3}$ (90% с.л.). Это ограничение примерно на порядок слабее, чем необходимо для стандартного H^0 -бозона при $m_H \lesssim 8$ ГэВ, см. (2.18).

Ниже мы кратко изложим имеющиеся экспериментальные ограничения на существование заряженных хиггсовских бозонов.

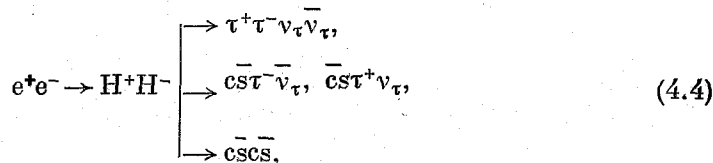
Как известно, распады τ -лептонов и очарованных адронов хорошо описываются стандартной теорией. Отсюда следует ограничение $m_{H^\pm} > m_\tau$. Ограничения на массы заряженных хиггсовских бозонов следуют также из анализа данных по распадам прелестных B -мезонов ($B^- = b\bar{u}$, $B^0 = b\bar{d}$)¹³² и по образованию в e^+e^- -аннигиляции неколлинеарных адронных струй и/или прямых жестких лептонов¹³³. Распады B -мезонов закрывают существование H^\pm с массами $m_\tau < m_{H^\pm} < m_b - m_c$. Дело в том, что различные характеристики B -распадов находятся в хорошем согласии со стандартной схемой перехода $b \rightarrow c + W^-$ и полностью отвергают доминирующую роль каскадов



Соответствующие опыты проводились группой CLEO на установке CESR¹³². В первую очередь речь идет об измерении выходов инклюзивных e , μ и доли энергии, уносимой заряженными адронами в распаде B -мезона. Каскады (4.3) приводили бы к существенному уменьшению этих характеристик по сравнению со стандартной схемой распада b -кварка. Полученные ограничения остаются справедливыми и для заряженных техницветовых бозонов.

Обнаружение t -кварка со стандартной схемой распада $t \rightarrow b + W^+$ исключает существование хиггсовского бозона с массой $m_{H^\pm} < m_t - m_b$. Подтверждение значения $m_t = 40$ ГэВ, найденного в эксперименте на $Spp\bar{S}$ -коллайдере, и стандартных свойств распада t установило бы новое ограничение $m_{H^\pm} > 35$ ГэВ.

В e^+e^- -аннигиляции при современных энергиях $\sqrt{s} \lesssim 46$ ГэВ $< 2m_t$ за счет парного рождения и последующих распадов заряженных хиггсовских бозонов могли бы происходить реакции



которые приводили бы к следующим экспериментальным проявлениям: 1) неколлинеарные пары τ -лептонов; 2) события с жестким лептоном и адронной струей; 3) четырехструйные адронные события, отвечающие $(c\bar{s})(c\bar{s})$ -моду.

Поиск таких событий проводился несколькими экспериментальными группами на установках PETRA (Гамбург, ФРГ) и PEP (Стэнфорд, США)¹³⁴. Детальный анализ полученных данных исключает возможность существования H^\pm с массами в интервале $m_{H^\pm} \sim 5-16$ ГэВ.

ПЕРСПЕКТИВЫ

В последние годы в физике высоких энергий сложилась такая ситуация, что ввод в действие практически каждой новой ускорительной установки сопровождается открытием нового фундаментального объекта или явления. Важной вехой на этом пути было открытие в 1983 г. W^\pm - и Z^0 -бозонов на $Spp\bar{S}$ -коллайдере в ЦЕРНе^{1, 2}, разделившем эту счастливую судьбу.

Сейчас основные надежды на очередные сенсации в физике частиц связывают с новыми этапами экспериментов на $Spp\bar{S}$ -коллайдере, а также с запуском его могучих конкурентов — ускорителей со встречными e^+e^- -пучками следующего поколения, см., например, ¹³⁵ и табл. II. Среди первоочередных задач на всех этих установках, естественно, фигурирует критическая экспериментальная проверка возможности существования хиггсовских бозонов. Исследование хиггсовского сектора предполагается продолжить и на разрабатываемых сейчас ускорителях сверхвысоких энергий будущего поколения со встречными e^+e^- , $p\bar{p}$ - и pp -пучками. Для ориентировки перечислим основные из них.

В настоящее время обсуждаются возможности дальнейшего увеличения энергии и светимости L на следующих фазах установки LEP. Перспективы существенного продвижения по энергии сталкивающихся e^+ , e^- связаны с освоением метода линейных встречных пучков. Так, в Новосибирске идет разработка проекта ВЛЭПП с $\sqrt{s} = 300\text{--}1000$ ГэВ.

В 1986 г. в Батавии (США) планируется запуск Тэватрона — $p\bar{p}$ -коллайдера с $\sqrt{s} = 2$ ТэВ и $L \approx 10^{30}\text{--}10^{31}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Предполагается, что в начале 90-х годов в тоннеле LEP будет построен $p\bar{p}$ -коллайдер LHC с $\sqrt{s} = 10$ ТэВ и $L = 10^{31}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Запланировано, что создаваемый сейчас ускорительный комплекс УНР (Серпухов) в будущем перейдет на режим встречных $p\bar{p}$ -пучков с $\sqrt{s} = 6$ ТэВ, $L = 10^{32}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. И, наконец, в США, в принципе, одобрен проект коллайдера SSC с $\sqrt{s} = 40$ ТэВ и светимостью $L \approx 10^{33}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($p\bar{p}$) и $L = 10^{32}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ($p\bar{p}$). Можно ожидать, что он войдет в строй в начале 90-х годов.

Учитывая специфические особенности процессов с образованием и последующим распадом хиггсовских бозонов, экспериментальные группы, предполагающие принять участие в охоте на них, разрабатывают модификации существующих детекторов и создают новые приборы с тем, чтобы создать наиболее благоприятные условия для наблюдения этих частиц. Планируемые опыты включают в себя калориметрические измерения и хорошую идентификацию жестких лептонов для регистрации распадов W^\pm , Z^0 -бозонов и тяжелых кварков, а также использование техники вершинных детекторов для наблюдения пробегов тяжелых частиц с временами жизни $10^{-13}\text{--}10^{-12}$ с, являющихся неразлучными спутниками хиггсовских бозонов (см. гл. 1). Например, группы UA1 и UA2, которые осуществили долгожданное открытие W^\pm и Z^0 , проводят модернизацию своих детекторов с тем, чтобы достигнуть новых рубежей в физике частиц. Кратко обсудим, какие здесь намечаются перспективы с точки зрения поиска хиггсовских бозонов.

Ожидают, что полная энергия $Spp\bar{S}$ -коллайдера возрастает с нынешнего значения $\sqrt{s} = 2 \times 270$ ГэВ до $\sqrt{s} = 2 \times 310$ (330) ГэВ. Средняя светимость коллайдера должна увеличиться до $L \sim (1\text{--}2) 10^{30}$ $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Предполагается, что за три года работы детектора UA1 может быть накоплена интегральная светимость $L_{\text{int}} \sim 10^4$ (нб)⁻¹⁴⁴.

Поиск хиггсовского бозона H^0 с массой до 40 ГэВ планируется провести, используя его ассоциативное рождение с W^\pm (см. гл. 2). Предполагается идентификация лептонных и кварковых мод распада W^\pm , а также регистрация H^0 по тяжелым продуктам его распада. Расчеты по Монте-Карло⁴⁴

ожидаемого числа событий, отвечающих рождению $W^\pm H^0$ при $L_{int} = 10^4 (\text{нб})^{-1}$, $\sqrt{s} = 660$ ГэВ и различных значениях m_H , приведены в табл. III. Программа модификации детектора и ускорителя требует 2—3 лет; еще около трех лет необходимо для набора достаточной статистики. Поэтому SppS получает реальный шанс осуществить первый поиск H^0 с $m_H < 40$ ГэВ до реализации соответствующих программ SLC и LEP (см. табл. II). Исследование области больших значений масс m_H на SppS-коллайдере требует существенного увеличения его светимости. Если этого не удастся добиться, то область масс $m_H > 40$ ГэВ будет впервые изучена лишь в e^+e^- -столкновениях или на $pp(\bar{p})$ -коллайдерах следующего поколения.

Таблица III

Ожидаемое число событий, отвечающих процессу $\bar{p}p \rightarrow H^0 + W^\pm + \text{all}$ при $\sqrt{s} = 660$ ГэВ, $L_{int} = 10^4 (\text{нбн})^{-1}$. Расчеты выполнены с учетом реальных возможностей установки UA1⁴⁴

m_H , ГэВ	Рождение $H^0 W^\pm$ с регистрацией распада (-) $W \rightarrow e\nu$ или $W \rightarrow \mu\nu$	Рождение $H^0 W^\pm$ с регистрацией распада $W \rightarrow 2$ струи
10,4	27	108
20	10,8	43
30	3,6	14,5
40	1,6	6,5

Обсудим, каковы перспективы установок со встречными e^+e^- -пучками. Описанная выше (см. гл. 3, 4) стандартная программа поиска заряженных хиггсовских бозонов H^\pm будет продолжаться при всех доступных энергиях e^+e^- -аннигиляции, и мы не будем здесь специально останавливаться на ней. Выбор процесса, наиболее благоприятного для поиска нейтрального бозона H^0 , зависит от того, будет ли в ближайшем будущем обнаружен топоний T , и каким окажется точное значение его массы m_T . Так, топоний с массой около 60 ГэВ оказался бы истинным подарком для установки TRISTAN. Как обсуждалось в гл. 2, топоний является весьма удобным полигоном для поисков H^0 при $m_H < m_T$ по распаду $T \rightarrow \gamma + H^0$. Триггером на образование H^0 в этом распаде являются монохроматические фотоны и пара тяжелых частиц от распада H^0 .

Для иллюстрации приведем оценки ожидаемого числа событий, ориентируясь на среднюю светимость $L_{av} \approx 1 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и разброс по энергии в пучках $\sigma \approx 70$ МэВ. Принимая для электромагнитного вклада в лептонную ширину распада T значение $\Gamma (T \rightarrow \gamma_{virt} \rightarrow e^+e^-) \approx 5$ кэВ и проводя стандартную процедуру вычисления сечения e^+e^- -аннигиляции в пике T -резонанса с учетом радиационных эффектов (например, ^{41, 42, 52}), видим, что при $m_T \approx 60-80$ ГэВ ожидается $\sim 100-50$ событий рождения T в день. Для обнаружения пика при сканировании области энергий \sqrt{s} ниже $2m_t$ с шагом ~ 100 МэВ по консервативным оценкам¹³⁶ потребуется 10^2 дней. При значении $B (T \rightarrow H^0 + \gamma) \approx 2 \cdot 10^{-2}$ выход хиггсовских бозонов H^0 в пике T должен наблюдаться на уровне события в день.

Если до начала экспериментов на SLC и LEP поиски хиггсовских бозонов окажутся безрезультатными, то существенного прогресса в выяснении вопроса об их существовании можно ожидать, изучая подробно описанную выше (гл. 2) реакцию $e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0$. Как показывает анализ ожидаемых характеристик сигнала H^0 и фоновых условий (см., например, ¹³⁴⁻¹³⁶), можно надеяться, что хиггсовский бозон будет обнаружен на установках SLC или LEP в распаде Z^0 , если его масса не превышает ~ 50 ГэВ. Основные надежды на расширение зоны поиска H^0 до $m_H \sim 50-100$ ГэВ следует, видимо, возлагать на следующие фазы этих установок, где рождение $H^0 Z^0$ может исследоваться выше порога.

Сравнение выходов H^0 -бозона за счет различных механизмов его образования в e^+e^- -аннигиляции при интегральной светимости $L_{int} = 10^2 (\text{пбн})^{-1}$

проведено в табл. IV (см. также ¹³⁶). Следует подчеркнуть, что для обнаружения в e^+e^- -столкновениях H^0 -бозонов с массами, существенно превышающими m_Z , как и для исследования других важных вопросов физики частиц, требуются ускорительные установки с достаточно высокой светимостью. Например, в случае процесса ассоциативного рождения $H^0 Z^0$ для наблюдения нескольких событий в день необходима светимость $L = (2m_H/100 \text{ ГэВ})^2 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Таблица IV

Выходы H^0 -бозонов в различных реакциях (событий), происходящих во встречных e^+e^- -пучках, при $L_{\text{int}} = 10^2 \text{ пбн}^{-1} *$

m_H , ГэВ	$e^+e^- \rightarrow T \rightarrow H^0 + \gamma$, $m_T = 75 \text{ ГэВ}$, $\sigma = 70 \text{ МэВ}$	$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+e^- H^0$, $\sqrt{s} = m_Z$	$e^+e^- \rightarrow H^0 + Z^0 \rightarrow e^+e^-$, оптимальная энергия
10	100	400	87
20	92	90	30
40	71	12	10
60	36	1	4,5
100	—	—	1
180	—	—	0,25

*) $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} = 0,86 \text{ пбн}^{-1} \text{ день}^{-1}$.

Завершая эту главу, проведем краткое сопоставление возможностей поиска хиггсовских частиц в e^+e^- -и pp -, pp -столкновениях. Коллайдеры e^+e^- имеют несомненные преимущества с точки зрения полной утилизации всей энергии столкновения, наилучших фоновых условий и монохроматизации по энергиям в пучках, позволяющей (при $m_H < m_T \ll m_Z$) использовать «фабрики» векторных бозонов T , Z^0 . Важным их достоинством является и тот факт, что в отличие от адронных коллайдеров сечения образования хиггсовских частиц, как правило, составляют заметную долю от полного сечения рождения адронов. Однако, поскольку максимальные энергии даже следующих фаз строящихся сейчас установок, видимо, не превысят 200—250 ГэВ ¹³⁵, область масс m_H выше 150 ГэВ может оказаться для них практически недоступной.

Протонные коллайдеры могли бы осуществить поиск хиггсовских частиц в широком интервале масс (до $m_H \ll 600\text{—}700 \text{ ГэВ}$), в частности, за счет глюонного механизма. Благодаря существенно ббльшим энергиям и более высоким светимостям (что особенно актуально в случае pp -столкновений) здесь можно достигнуть достаточно высокой скорости счета событий, отвечающих рождению хиггсовских бозонов. Однако расширение доступной для измерений области m_H должно обеспечиваться быстрым ростом энергии \sqrt{s} . Подчеркнем, что исследование области $2m_t \ll m_H \ll 2m_W$ выглядит достаточно сложным ввиду неблагоприятной фоновой ситуации.

Таким образом, e^+e^- -установки представляются сейчас наилучшим полигоном для поиска сравнительно легких H^0 -бозонов и исследования их свойств. Однако, имея в виду сроки их запуска (табл. II), можно думать, что $SppS$ -коллайдер в ЦЕРНе опередит их и выдаст первую информацию по вопросу о существовании хиггсовских частиц с $m_H < 40 \text{ ГэВ}$.

Ситуация здесь могла бы качественно измениться, если бы в скором времени был открыт топоний с массой $m_T < m_Z$ и начался поиск радиационных распадов $T \rightarrow H^0 + \gamma$.

Перспективы поиска тяжелых хиггсовских частиц в e^+e^- -столкновениях зависят от того, какие максимальные энергии будут достигнуты на установках SLC и LEP, а также от развития ситуации с другими проектами, в частности, с установкой ВЛЭПП. В любом случае такой поиск будет предпринят на адронных коллайдерах следующих поколений.

Здесь была сделана попытка представить себе естественный путь реализации поиска хиггсовских бозонов, основанная на стандартных предположениях об их свойствах. Оптимист, конечно, всегда может рассчитывать на чудо. Совсем не исключено, что неожиданно какой-либо новый объект сможет выдержать экзамен на почетное членство в хиггсовском секторе и, как следствие, сильно скорректировать ныне существующие планы.

Авторы благодарны В. И. Захарову, Б. Л. Иоффе, Д. Клайну, Л. Б. Окуню и М. А. Шифману за полезные обсуждения.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arnisson G. et al. (UA1 Collab.) — *Phys. Lett. Ser. B*, 1983, v. 122, p. 103 (перевод: УФН, 1983, т. 141, с. 504); v. 129, p. 273. В а н н е р М. et al. (UA2 Collab.). — *Ibidem*, v. 122, p. 476.
2. Arnisson G. et al. (UA1 Collab.) — *Ibidem*, p. 126, p. 398. В а г н а и а Р. et al. (UA2 Collab.). — *Ibidem*, v. 129, p. 130.
3. В а й н б е р г С. — УФН, 1980, т. 132, с. 201.
Г л э ш о у Ш. — *Ibidem*, с. 219,
С а л а м А. — *Ibidem*, с. 229.
4. H a s e r t F. J. et al. — *Phys. Lett. Ser. B*, 1973, v. 46, p. 138; *Nucl. Phys. Ser. B*, 1974, v. 73, p. 1.
5. О к у н ь Л. Б. Лептоны и кварки. — М.: Наука, 1981.
6. В а й н ш т е й н А. И., З а х а р о в В. И., Ш и ф м а н М. А. — УФН, 1980, т. 131, с. 537.
7. Б о г о м о л ь н ы й Е. Б. — ЯФ, 1973, т. 18, с. 574; 1974, т. 20, с. 984.
8. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. — *Nucl. Phys. Ser. B*, 1976, v. 106, p. 292.
9. Okun L. B. — In: Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn, August 1981/Ed. W. Pfeil. — Universität Bonn, 1981.
10. Gaillard M. K. — *Comm. Nucl. and Part. Phys.*, 1978, v. 8, p. 31.
11. Ellis J. Preprint CERN TH.3947. — Geneva, 1983.
12. Barbiellini G., Bonneau G., Coignet G. et al. Preprint DESY 79/27. — May 1979.
13. Ali A. Preprint DESY 81-060. — 1981.
14. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А. — В кн. Физика высоких энергий: Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1984, с. 7.
15. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I. — *Phys. Lett. Ser. B*, 1978, v. 79, p. 237.
16. Wilczek F. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1304.
17. Resnick L. et al. — *Phys. Rev. Ser. D*, 1973, v. 8, p. 172.
18. В а й н ш т е й н А. И., В о л о ш и н М. Б., З а х а р о в В. И., Ш и ф м а н М. А. — ЯФ, 1979, т. 30, с. 1368.
19. Lee B. W., Quigg C., Thacker H. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 683; *Phys. Rev. Ser. D*, 1977, v. 16, p. 1519.
20. Veltman M. — *Phys. Lett. Ser. B*, 1977, v. 70, p. 253.
21. Coleman S., Weinberg E. — *Phys. Rev. Ser. D*, 1973, v. 7, p. 1888.
22. Marciano W. J., Parsa Z. — In: Proc. of the 1982 DPF Summer Study on Elementary Particle Physics and Future Facilities/Ed. R. Donaldson et al. — Snowmass, Colorado, 1982, p. 161.
23. Линде А. Д. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 73.
24. Weinberg S. — *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 294.
25. Linde A. D. — Trieste preprint IC/76/26. — 1976.
26. Красников Н. В. — ЯФ, 1978, т. 28, с. 549.
27. Hung P. Q. — *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 42, p. 837.
28. Politzer H. D., Wolfgram S. — *Phys. Lett. Ser. B*, 1979, v. 82, p. 242.
29. Ансельм А. А. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 645.
30. Linde A. D. — *Phys. Lett. Ser. B*, 1980, v. 92, p. 119.
31. Linde A. D. — *Ibid.*, 1977, v. 70, p. 306; *Rept. Progr. Phys.*, 1979, v. 42, p. 389.
32. Guth A. H., Weinberg E. J. — *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 1131.
33. Witten E. — *Nucl. Phys. Ser. B*, 1981, v. 177, p. 477.
34. Иоффе Б. Л. — В кн. Материалы XXI сессии Научно-координационного совета при ИФВЭ, май 1976. — Серпухов, 1977, с. 179.
35. Иоффе Б. Л., Хозе В. А. Preprint ЛИЯФ-274. — Ленинград 1976; Физ. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 118.
36. Glashow S. L., Nanopoulos D. V., Yildiz A. — *Phys. Rev. Ser. D*, 1978, v. 18, p. 1724.

37. Bjorken J. D.— In: Proc. of SLAC Summer Institute SLAC-198.—1976.
38. Finjord J.— Phys. Scripta, 1980, v. 21, p. 525.
39. Barger V., Halzen F., Keung W. Y.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 110, p. 322.
40. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.— В кн. Физика высоких энергий: Материалы XVI Зимней школы ЛИАФ.— Л.: ЛИАФ АН СССР, 1981, т. 1, с. 26; в кн. Материалы XVII Зимней школы ЛИАФ.— Л.: ЛИАФ АН СССР, 1982, т. 1, с. 162.
- Азимов Я. И. и др.— Препринт ЛИАФ-912.— Ленинград, 1983.
41. Липатов Л. Н., Хозе В., А.— В кн. Материалы X Зимней школы ЛИАФ.— Л.: ЛИАФ АН СССР, 1975, т. II, с. 409.
42. Baier V. N., Fadin V. S., Khoze V. A., Kuraev E. A.— Phys. Rept., 1981, v. 78, p. 293.
43. Ma E., Okada J.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 1052.
- Chau Wang L.— In: Proc. of the Cornell Z⁰ Theory Workshop/Ed. M. E. Peskin, S.-H. H. Tye.— Cornell, 1981, p. 302.
44. UAI Collaboration. Proposal CERN/SPS183-48, SPS/P92. Add. 3.— August 21, 1983.
45. Georgi H., Glashow S., Monassek M., Nanopoulos D. V.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 692.
46. CDF Design Report.— Fermilab, 1981.
- Cline D. B. Invited talk at Quarks' 82. Sukhumi: Preprint.— Univ. of Wisconsin, 1982.
47. Gordon H. A. et al.— Цит. в ²² сб., p. 161.
- Eichten E., Hinchliffe I., Lane K., Quigg C. Preprint Fermilab-Pub-84/17-T.— February 1984.
48. Georgi H., Glashow S. L.— Phys. Lett., 1984, v. 143, p. 155.
49. Sahn R. N., Chanowitz M. S., Fleishon N.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 113.
50. Wilczek F.— Phys. Lett., 1977, v. 39, p. 1304.
51. Kühn J. H.— Acta Phys. Polon. Ser. B, 1981, v. 12, p. 347.
52. Хозе В. А., Шифман М. А.— УФН, 1983, т. 140, с. 3.
53. Gaemers K. J. F., Gounaris G. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 379.
54. Jones D. R. T., Petkov S. T.— Phys. Lett. Ser. 13, 1979, v. 84, p. 440.
55. Sahn R. N., Dawson S.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 136, p. 146.
56. Glashow S. L., Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 1958.
57. Kobayashi M., Maskawa T.— Progr. Theor. Phys., 1973, v. 49, p. 652.
58. Jarlskog C. Plenary talk at the Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics. Brighton, U. K., July 1983: Preprint.— Bergen, 1983.
59. Иогансен А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А.— ЯФ, 1982, т. 36, с. 1230.
60. Grifols J. A., Mendez A.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 1725.
61. Иогансен А. А., Уральцев Н. Г., Хозе В. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 125.
62. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 637.
63. Pais A.— Ibidem, 1972, v. 29, p. 1712; v. 30, p. 114 (E).
- Lee T. D.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1226.
64. Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 3.
65. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 465.
66. Ансельм А. А., Бунаков В. Е., Гудков В. П., Уральцев Н. Г.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 310.
67. Altarev I. S., Borisov Yu. V., Borovikova N. V. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 13.
68. Faget P., Ferrara S.— Phys. Rept. Ser. C, 1977, v. 32, p. 249.
69. Огиевецкий В. И., Мезинческу Л.— УФН, 1975, т. 117, с. 637.
- Славнов А. А.— УФН, 1978, т. 124, с. 487.
70. Inoue K., Kakuto A., Komatsu H., Takeshita S.— Progr. Theor. Phys., 1982, v. 67, p. 1889; v. 68, p. 927.
71. Flores R. A., Sher M.— Ann. Phys. (N. Y.), 1983, v. 95, p. 148.
72. Farhi E., Susskind L.— Phys. Rept. Ser. C, 1981, v. 74, p. 277.
73. Dimopoulos S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 168, p. 69.
- Peskin M. E.— Ibidem, v. 175, p. 199.
- Preskill J.— Ibidem, v. 177, p. 21.
- Ghadha S., Peskin M. E.— Ibidem, 1981, v. 185, p. 61; v. 187, p. 541.
74. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 223.
75. Wilczek F.— Ibidem, 1978, v. 40, p. 279.
76. Рессей R. D., Quinn H. R.— Ibidem, 1977, v. 38, p. 1440.
77. а) Ансельм А. А.— В кн. Физика элементарных частиц: Материалы XVI Зимней школы ЛИАФ.— Л.: ЛИАФ АН СССР, 1979, с. 3.
- б) Ансельм А. А., Уральцев Н. Г.— В кн. Физика высоких энергий: Материалы XVII Зимней школы ЛИАФ.— Л.: ЛИАФ АН СССР, 1982, с. 81.

78. Faissner H., Frenzel E. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 103, p. 234. Faissner H.— Цит. в⁹ сб., p. 797.
79. Bardeen W. A., Tye S. H.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 229.
80. Donnelly T. W., Freedman S. J., Lytel R. S. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1607.
81. Zehnder A., Gobathuler K., Vuilliumier J.-L.— Preprint SIN PR-82-01.—1982.
82. Vuilliumier J.-L., Boehm F. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 101, p. 341. Zehnder A.— Ibidem, v. 104, p. 494; Barros A., Mukhopadhyay — Ibidem, v. 106, p. 91.
83. Ананьев В. Д., Калинина Н. А., Лушиков В. И. и др.— В кн. Препринт ОИЯИ Р4-83-709.— Дубна, октябрь 1983, с. 6.
84. Edwards C., Partridge R., Peck C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 903.
85. Alam M. S. et al. (CLEO Collab.).— Phys. Rev. Ser. D, 1983, v. 27, p. 1665.
86. Galik R. S. Preprint CLNS-83/576.— August 1983.
87. Kandeswamy J., Solomonson P., Schechter J.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 377.
88. Goldman T., Hoffman C. M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 2220.
89. Antoniadis I., Truong Tran N.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 109, p. 67.
90. Hall L. J., Wise M. B.— Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 187, p. 397.
91. Asano Y., Kikutani E., Kurokawa S. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 159.
92. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I.— Ibidem, 1980, v. 166, p. 493. Kim J. E.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 103.
93. Житницкий А. Р.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 497.
94. Dine M., Fishler F., Srednicki M.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 104, p. 199.
95. Wise M. B., Georgi H., Glashow S.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 402.
96. Nanopoulos D. V. Preprint CERN TH-3116.— Geneva, 1981.
97. Abbot L., Sikivie P.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 120, p. 133. Preskill J., Wise M., Wilczek F.— Ibidem, p. 127. Dine M., Fishler W.— Ibidem, p. 137.
98. Домогацкий Г. В.— ЯФ, 1968, т. 8, с. 759.
99. Высокый М. И., Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М.— ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 533.
100. Discus D. A., Kolb E. W., Terliz V. L., Wagoner R. V.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1829; 1980, v. 22, p. 839.
101. Sikivie P.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 51, p. 1415.
102. Anselm A. A., Uraltsev N. G.— Ibidem, 1982, v. 114, p. 39; v. 116, p. 161. Ансельм А. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 46.
103. Ансельм А. А.— Цит. в⁷⁷⁶ сб.— С. 3.
104. Code R. F., Ramsey N. F.— Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 4, p. 1945.
105. Kinoshita T., Nižić B., Okamoto Y.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 717.
106. Александров Е. Б., Ансельм А. А., Павлов Ю. В., Умарходжаев Р. М.— ЖЭТФ, 1983, т. 85, с. 1890.
107. Wilczek F.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1549.
108. Ансельм А. А., Уральцев Н. Г.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 1961.
109. Kane G. L., Thun R.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 513. Саһи Р. Н., Нагаһи Н.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 176, p. 135.
110. Бережани З. Г., Чкареули Дж. Л.— ЯФ, 1983, т. 37, с. 1043.
111. Lubimov V. A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 266. Khovanskuy V. Preprint CERN EP/83-134.— Geneva, September 1983.
112. Chikashige Y., Mohapatra R. N., Pecesei R. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 265.
113. Gelmini G. B., Roncadelli M.— Ibidem, v. 99, p. 411.
114. Schechter J., Vale J. W. F.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 907.
115. Georgi H., Glashow S., Nussinov S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 193, p. 297.
116. Barger V., Keung W. Y., Pakvasa S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 25, p. 907.
117. Goldman T., Kolb E. W., Stephenson G. J.— Ibidem, v. 26, p. 2503.
118. Мартемьянов В. В.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 87.
119. Mohapatra R. N., Senjanovic G.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 7.
120. Adler S. L., Dashen R. F., Treiman S. B.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 10, p. 3728.
121. Barbieri R., Ericson T. E. O.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 57, p. 270.
122. Kohler D., Watson B. A., Becker J. A.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1628.

123. Shifman M. A., Vainstein A. I., Zakharov V. I.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 443.
124. Freedman S. J., Napolitano J.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 240.
125. Tauscher L. et al.— Zs. Phys. Ser. A, 1978, Bd. 285, S. 139.
126. Викторов В. А., Головкин С. В., Дзелядия Р. И. и др.— ЯФ, 1981, т. 33, с. 1529.
Dzhelyadin R. I. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 105, p. 231.
127. Wacker K. Talk presented to the XVIII Rencontre de Moriond. Paris, 1983. Preprint SLAC-PUB-3197.—1983.
128. Hitlin D.— In: Proc. of the 1983 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy/Ed. D. G. Cassel, D. Kreinick.— Ithaca, N. Y., 1983.
129. Haber H. E., Kane G. L.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 135, p. 196.
130. Behrends S. et al. (CLEO Collab.). Preprint CLNS 83/590.— December 1983.
131. Siverts M. et al. (CUSB Collab.). Preprint CUSB 83-10.—1983.
132. Stone S. Preprint CLNS 81-514.—1981.
Chen A. et al. (CLEO Collab.).— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, p. 317.
133. Althoff et al. (TASSO Collab.) — Ibidem, p. 95.
Böhm A. Plenary Talk at the Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics. Brighton, U. K., July 1983; Preprint DESY 83-103.—1983.
134. Wu S. L. Preprint DESY 84-028.— March 1984.
135. Dorfán J.— In: Physics at Very High Energies: Lectures at the SLAC Summer Institute on Particle Physics.— Stanford, August 1982; preprint SLAC-PUB-3093.—1983.
Gittelmann et al.— Цит. в ²² сб., p. 65.
136. Gordon H., Marciano W., Williams H. H.— Ibidem, p. 10.
Jackson J. D., Olsen S., Tye S.-H. H.— Ibidem, p. 175.
137. Rubbia C. Talk at the Intern. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics.— Nordkirchen near Dortmund, FRG, June 1984.