

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Избранные вопросы феноменологической суперсимметрии

М.И. Высоцкий, Р.Б. Невзоров

Рассматривается ряд актуальных вопросов феноменологической суперсимметрии: проблема иерархии, объединение калибровочных констант, распад протона в теориях Великого объединения, спектр хиггсовских бозонов и верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса, проблема темной материи. В заключительном разделе обсуждаются существующие ограничения на массы суперпартнеров наблюдаемых частиц и перспективы их открытия на проектируемых ускорителях.

PACS numbers: 12.10.-g, 12.60.Jv, 14.80.Cp, 95.35.+d

Содержание

1. Введение (939).
2. Проблема иерархий; Великое объединение и объединение калибровочных констант (940).
3. Распад протона (942).
4. Хиггсовский сектор MSSM (943).
5. Масса легчайшего бозона Хиггса (945).
6. Темная материя (947).
7. Поиски суперпартнеров на действующих и проектируемых ускорителях (948).

Список литературы (949).

1. Введение

Термин "феноменологическая суперсимметрия" парадоксален: для феноменологии по меньшей мере требуется, чтобы соответствующие частицы имелись в природе. К сожалению, до сих пор не обнаружены бозоны и фермионы, которые могут находиться в одном супермультиплете. Косвенные свидетельства, подтверждающие предсказания феноменологической (или низкоэнергетической) суперсимметрии, бедны. Тем не менее математическая красота теории, с одной стороны, и, в основном, проблема иерархий в электрослабой теории, с другой стороны, стали базисом для развития в течение последних 20 лет детальной феноменологии новых частиц.

Имеется большое число моделей. Их предсказания детально анализируются. Прямые и косвенные проявления суперсимметрии интенсивно ищутся в различных экспериментах. Недавний пример: обнаруженное на

эксперименте возможное отклонение аномального магнитного момента мюона от предсказания Стандартной модели немедленно в десятках работ было проинтерпретировано как проявление низкоэнергетической суперсимметрии.

Предмет, которому посвящен настоящий обзор, очень велик. В середине 80-х годов появился ряд обзоров с изложением феноменологии суперсимметрии [1–4]. За прошедшие с тех пор годы продолжалось интенсивное развитие, и на сегодняшний день подробно описать всю область знаний, подпадающую под название "феноменологическая суперсимметрия", в одном обзоре вряд ли возможно.

Поэтому мы пошли по другому пути, выделив ряд вопросов, которые нам кажутся наиболее интересными. Мы начинаем в разделе 2 с теорий Великого объединения, так как численные значения калибровочных констант связи α_3 , α_2 и α_1 таковы, что в рамках низкоэнергетической суперсимметрии наступает их объединение на большом масштабе. Это единственное место, где феноменология действительно работает: экспериментальные измерения значений α_i на низких энергиях плюс бег констант в суперсимметричной теории приводят к успеху в отличие от Стандартной модели без суперсимметрии.

Следующий анализируемый нами вопрос — распад протона в суперсимметричных единых теориях (раздел 3). Его вероятность в простейших теориях Великого объединения оказывается слишком большой и противоречит именуемым экспериментальным ограничениям. Ситуация резко ухудшилась после того, как нижняя граница массы легчайшего хиггсовского бозона поднялась до 110–115 ГэВ, исключив тем самым минимальную модель с $\tan \beta \approx 1$.

Затем мы переходим к хиггсовскому сектору минимальной суперсимметричной модели (раздел 4). Низкоэнергетическая суперсимметрия предсказывает достаточно маленькую массу легчайшего хиггсовского бозона, и его отсутствие на ускорителе LEP II представляет серьезную проблему для теории: с ростом нижнего ограничения на m_h пространство возможных значений

М.И. Высоцкий, Р.Б. Невзоров. Институт теоретической и экспериментальной физики,
117218 Москва, Б. Черемушкинская ул. 25, Российская Федерация
Тел. (095) 123-83-93
Факс (095) 127-08-33
E-mail: vysotsky@heron.itep.ru; nevezorov@heron.itep.ru

Статья поступила 30 апреля 2001 г.

параметров минимальной суперсимметричной модели (MSSM) стремительно сокращается. Недавнее свидетельство в пользу $m_h \approx 115$ ГэВ тем самым спасло бы теорию. В разделе 5 рассматриваются расширения минимальной модели, позволяющие увеличить значение m_h .

Имеется целый ряд наблюдательных и теоретических свидетельств того, что большая часть вещества во Вселенной имеет небарионное происхождение. Наиболее популярный кандидат на нее — легчайшая суперсимметричная частица, являющаяся абсолютно стабильной во многих моделях. Этот аспект феноменологической суперсимметрии рассматривается в разделе 6. Наконец, в заключительном разделе обзора обсуждаются перспективы открытия суперпартнеров на новых ускорителях.

2. Проблема иерархий; Великое объединение и объединение калибровочных констант

Электрослабая теория успешно описывает экспериментальные данные в древесном приближении. Описание параметров промежуточных векторных бозонов, измеренных с точностью порядка 10^{-3} , требует учета радиационных электрослабых поправок. При этом единственным свободным параметром теории является масса бозона Хиггса. С учетом однопетлевых и лидирующих двухпетлевых поправок удается удовлетворительно описать все имеющиеся данные измерений; качество фита определяется величиной $\chi^2/n.d.f. = 21,1/14$ [5, 6]. Тем не менее электрослабая теория имеет логический изъян в хиггсовском секторе.

Дело в том, что масштаб масс в теории фиксируется (отрицательным) квадратом массы хиггсовского скалярного поля. Радиационная поправка к этой величине (за счет самодействия хиггсовского поля, калибровочных бозонов и фермионов) расходится, как квадрат импульса обрезания. Коэффициент при Λ^2 представляет собой сумму членов ряда по константам связи: скажем, калибровочный сектор дает $(c_2g^2 + c_4g^4 + \dots)\Lambda^2$. Поэтому затравочная масса также должна содержать пропорциональную Λ^2 часть со знаком минус наряду с конечным остатком, необходимым для генерации "наблюдаемого" вакуумного среднего хиггсовского поля $\eta \approx 246$ ГэВ.

Масштаб вакуумного среднего хиггсовского поля η не является самым большим в физике: имеется планковский масштаб $M_{Pl} \approx 10^{19}$ ГэВ; возможно, имеется объединение калибровочных констант в одну на масштабе $M_{GUT} \approx 10^{16}$ ГэВ. Если относиться к Λ^2 не как к формальному математическому параметру, а как к числу порядка M_{GUT} или M_{Pl} , то точность компенсации петлевых вкладов затравочной массой должна быть очень высокой: $(\eta/M)^2 \sim 10^{-28} - 10^{-34}$ (для формальной величины Λ дело обстоит еще хуже, так как она равна бесконечности). "Недокомпенсация" приводит к затягиванию вакуумного среднего хиггсовского поля η , а вместе с ним масс W- и Z-бозонов, кварков и лептонов на шкалу Великого объединения или на планковский масштаб M_{Pl} . В этом суть проблемы иерархий, сформулированной в 1976 г. [7].

Для решения проблемы иерархий были предложены теории, в которых отсутствуют фундаментальные скалярные поля, а масса калибровочных бозонов возникает

за счет ненулевого вакуумного среднего билинейного произведения полей новых кварков, — так называемые теории техницвета. Однако в этих теориях трудно воспроизвести результаты Стандартной модели для петлевых электрослабых радиационных поправок, подтверждаемые с хорошей точностью экспериментом: новые кварки дают слишком большие дополнительные поправки. А экспериментальные данные накладывают сильные ограничения на возможность существования дополнительных фермионных поколений [8].

Альтернативой являются суперсимметричные теории. У хиггсовского бозона появляется фермионный партнер — хиггсино. В силу суперсимметрии (которая сохраняется с учетом радиационных поправок) их массы равны. Масса же фермиона не содержит квадратично расходящихся поправок; расходимость в ней только логарифмическая:

$$m_f = m_f^0 \left[1 + \tilde{c}_2 g^2 \ln \frac{\Lambda}{m_f^0} + \tilde{c}_4 g^4 \ln^2 \frac{\Lambda}{m_f^0} + \dots \right].$$

Поэтому даже при $\Lambda \sim M_{Pl}$ необходимость точной настройки пропадает.

Для того чтобы квадратично расходящаяся поправка к массе бозона Хиггса не появилась в высших петлях, все частицы должны иметь суперпартнеров. Таким образом появляются калибрино (фотино, глюино, W- и Z-бозино), слептоны (или лептино) и скварки (или кваркино). Наряду с перечисленными частицами MSSM содержит еще один дополнительный дублет хиггсов. Пара дублетов необходима для генерации масс как верхних ($T_3 = +1/2$), так и нижних ($T_3 = -1/2$) фермионов не нарушающим жестко суперсимметрию способом и для компенсации треугольных аномалий (возникающих от петель хиггсино).

На диаграммах квадратичная расходимость сокращается так: петля с калибровочным бозоном и хиггсом компенсируется отрицательным вкладом петли с калибрино и хиггсино (замкнутые фермионные петли содержат знак минус), петля с кварками — петлей с кваркино и т.д. (рис. 1). Для точной компенсации массы суперпартнеров должны быть точно равны, чего в природе не наблюдается. Однако небольшое (в масштабе Λ) несоответствие масс также разрешается. При этом оно должно вводиться так, чтобы вместо Λ^2 в выражении для сдвига массы фигурировал квадрат разности масс суперпартнеров.

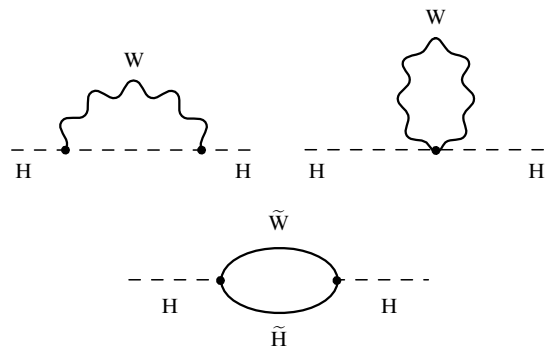


Рис. 1. Компенсация квадратичных расходимостей в калибровочном секторе суперсимметричных теорий.

Таким образом, точная настройка не требуется, если

$$\frac{g^2}{16\pi^2} \Delta m^2 \lesssim \eta^2,$$

и мы приходим к важнейшему для всего сценария требованию: массы суперпартнеров не должны быть много больше 1 ТэВ (известные на сегодняшний день частицы имеют по меньшей мере в десять раз меньшие массы). Нижние ограничения на массы суперпартнеров получаются из отсутствия их рождения на ускорителях максимальных энергий. На тэватроне не видят кваркино и глюино — значит, они должны иметь массу больше 200–300 ГэВ. На e^+e^- -коллайдере LEP II не видят заряженных и не участвующих в сильных взаимодействиях лептино и калибрино — значит, они должны быть тяжелее 100 ГэВ. Подробное обсуждение экспериментальных ограничений на массы суперпартнеров см. в [9].

Измеренные с высокой точностью параметры промежуточных Z- и W-бозонов чувствительны к вкладу новых частиц за счет радиационных поправок. Большое число суперпартнеров с массами порядка масс Z- и W-бозонов привело бы к большим поправкам, разрушив имеющееся в Стандартной модели успешное описание экспериментальных данных [5, 6].

Вместе с тем в суперсимметричных теориях имеет место подавление вкладов тяжелых частиц: если массы суперпартнеров больше, чем M_Z , то их вклад степенным образом подавлен:

$$\delta \frac{M_W}{M_Z} \sim g^2 O\left(\frac{M_Z}{M_{\text{SUSY}}}\right)^2.$$

Имея в виду прямые ограничения на массы суперпартнеров, мы заключаем, что в основном их вклад в радиационные поправки пренебрежимо мал. Возможное исключение — это вклад стоп-кварков, усиленный, как $m_t^4/(M_Z M_{\text{SUSY}})^2$; подробнее см., например, [10].

Недоступные прямому обнаружению из-за большой массы суперпартнеры меняют эволюцию калибровочных констант связи при виртуальных импульсах, больших, чем их массы. Калибровочные константы в однопетлевом приближении "бегут" по знаменитой формуле

$$\hat{\alpha}_i(M_{\text{GUT}}) = \frac{\hat{\alpha}_i(M_Z)}{1 - (b_i/2\pi) \hat{\alpha}_i(M_Z) \ln(M_{\text{GUT}}/M_Z)}, \quad (1)$$

где b_i — коэффициенты функции Гелл-Манна–Лоу, индекс $i = 1, 2, 3$ отвечает группам $U(1)$, $SU(2)_L$ и $SU(3)_c$, $\hat{\alpha}_i(\mu)$ — константы в схеме вычитаний $\overline{\text{MS}}$, причем вклад частиц с массами $m > \mu$ вычтен. (Напомним, что коэффициенты b_i , вычисленные в схеме $\overline{\text{MS}}$, зависят от всех, в том числе очень тяжелых, частиц, имеющихся в теории, что очень неудобно при обсуждении теорий Великого объединения. Поэтому в [11] была предложена модификация $\overline{\text{MS}}$, сводящаяся к вычитанию вклада частиц с массами больше μ .) Бег калибровочных констант связи в MSSM показан на рис. 2.

Есть два способа работать с формулами (1): либо взять значения $\hat{\alpha}_i(M_Z)$, известные из "низкоэнергетической" физики, и проверить факт пересечения трех линий в одной точке, либо, учитывая, что $\hat{\alpha}_3(M_Z)$ известно с наилучшей точностью, определить M_{GUT} как точку, в которой совпадают значения $\hat{\alpha}_1$ и $\hat{\alpha}_2$, а затем найти

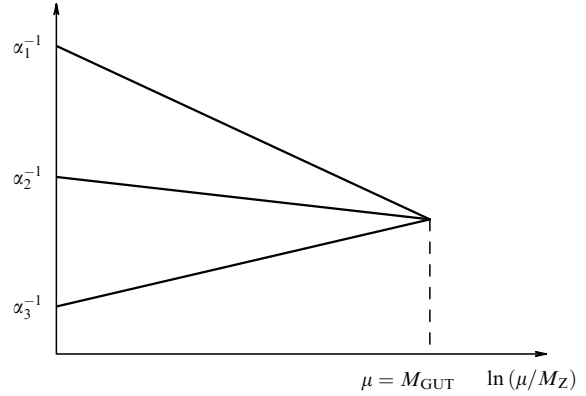


Рис. 2. Бег калибровочных констант связи в однопетлевом приближении.

$\hat{\alpha}_3(M_Z)$. Сравнивая полученное значение с измеряемым в эксперименте, можно судить о том, имеется ли в теории объединение. По этому второму пути мы и пойдём.

Начальные значения $\hat{\alpha}_1(M_Z)$ и $\hat{\alpha}_2(M_Z)$ определяются соотношениями

$$\hat{\alpha}_1(M_Z) = \frac{5}{3} \frac{\hat{\alpha}(M_Z)}{\hat{c}^2}, \quad \hat{\alpha}_2(M_Z) = \frac{\hat{\alpha}(M_Z)}{\hat{s}^2}, \quad (2)$$

где $\hat{\alpha}(M_Z)^{-1} = 127,93(6)$, $\hat{s}^2 = 0,2311(2)$ [8]¹ — значения бегущей постоянной тонкой структуры и электрослабого угла смешивания в схеме $\overline{\text{MS}}$ с "отщепленными" частицами, массы которых больше, чем M_Z .

Для коэффициентов b_i имеем

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -6 \\ -9 \end{pmatrix} + N_H \begin{pmatrix} 3/5 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + 2N_G, \quad (3)$$

где первое слагаемое отвечает вкладу векторного супермультиплетта, второе — вкладу киральных дублетов хиггсов (N_H — число пар дублетов; в минимальной суперсимметричной теории $N_H = 1$) и, наконец, третье слагаемое — числу кварк-лептонных поколений. Поскольку кварк-лептонное поколение образует полные мультиплеты $SU(5)$, число поколений не влияет на значения M_{GUT} и $\hat{\alpha}_3(M_Z)$.

Используя формулы (1)–(3), при $N_H = 1$ получаем

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}_3(M_Z) &= \frac{b_2 - b_1}{(3/5)\hat{c}^2(b_2 - b_3) + \hat{s}^2(b_3 - b_1)} \hat{\alpha}(M_Z) = \\ &= \frac{7}{15\hat{s}^2 - 3} \hat{\alpha}(M_Z) = 0,117(1), \end{aligned} \quad (4)$$

что прекрасно согласуется со значением, следующим из всей совокупности данных точных измерений [6] (в основном по распадам Z-бозона): $\hat{\alpha}_3(M_Z) = 0,118(3)$.

В случае Стандартной (не суперсимметричной) модели

$$\begin{pmatrix} \tilde{b}_1 \\ \tilde{b}_2 \\ \tilde{b}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -22/3 \\ -11 \end{pmatrix} + \tilde{N}_H \begin{pmatrix} 1/10 \\ 1/3 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{4}{3} N_G, \quad (5)$$

¹ Мы используем более осторожную оценку ошибки в $\hat{\alpha}$, чем авторы работы [8].

где \tilde{N}_H — число дублетов хиггсов. Для $\tilde{N}_H = 1$ находим

$$\tilde{\alpha}_3(M_Z) = \frac{71}{135\hat{s}^2 - 24} \hat{\alpha}(M_Z) = 0,077, \quad (6)$$

что кардинально расходится с экспериментальным значением.

Возвращаясь к суперсимметричной модели, отметим, что наряду с главным логарифмическим приближением были вычислены двухпетлевые поправки [12, 13], приводящие к увеличению значения $\hat{\alpha}_3(M_Z)$ примерно на 10%. В том же приближении следует учесть, что, поскольку массы суперпартнеров превышают M_Z (во всяком случае, для большинства новых частиц), они включаются в "бег" при больших виртуальностях (так называемые пороговые эффекты). Это приводит к уменьшению значения $\hat{\alpha}_3(M_Z)$. Для согласования со значением $\hat{\alpha}_3(M_Z) = 0,118(3)$ суперпартнеры должны иметь тэвные массы [12].

3. Распад протона

Итак, единственный "численный" успех суперсимметричных моделей на сегодняшний день — это объединение калибровочных констант. Таким образом, мы с неизбежностью приходим к необходимости (суперсимметричных) единых теорий. Наиболее яркое предсказание единых теорий — несочетание барионного и лептонного зарядов и, как следствие, распад протона.

В суперсимметричных единых теориях имеется тот же механизм распада протона, что и в обычных единых теориях: обмен тяжелым калибровочным бозоном с массой, равной массе объединения M_{GUT} . При этом возникает оператор размерности 6:

$$O_6 \approx \frac{1}{M_{GUT}^2} (qq)(ql). \quad (7)$$

Численное значение M_{GUT} найдем из равенства $\alpha_1(M_{GUT}) = \alpha_2(M_{GUT})$:

$$\ln \frac{M_{GUT}}{M_Z} = \frac{3 - 8\hat{s}^2}{14} \pi(\hat{\alpha}(M_Z))^{-1}, \quad (8)$$

$$M_{GUT} = 2 \times 10^{16} \text{ ГэВ}.$$

С такой большой массой объединения для времени жизни протона, распадающегося в основном по каналу $p \rightarrow e^+ \pi^0$, было найдено $\tau_p \approx 10^{34}$ лет, что находится вне достижимости эксперимента из-за проблемы фона.

Однако, как обнаружили почти 20 лет назад Вайнберг, Сакаи и Янагида [14, 15], в суперсимметричных моделях появляется новый механизм распада протона за счет обмена спинорными партнерами тяжелых хиггсовских бозонов, входящих в те же мультиплеты группы Великого объединения, что и дающие массу частицам Стандартной модели хиггсовские дублеты. Нарушение барионного и лептонного чисел в этом механизме возникает за счет операторов, квадратичных по фермионным (кварки и лептоны) и бозонным (кваркино и лептино) полям. Эти операторы имеют размерность 5; их возможный вид:

$$O_5 = \frac{1}{M_{GUT}} (qq)(\tilde{q}\tilde{l}). \quad (9)$$

При этом время жизни протона существенно уменьшается, поскольку вероятность распада теперь пропор-

циональна M_{GUT}^{-2} (в отличие от M_{GUT}^{-4} в случае оператора размерности 6).

Распад протона происходит за счет однопетлевых диаграмм, в которых скалярные суперпартнеры переходят в кварки и лептоны. Возможны два типа операторов размерности 5:

$$O_5^L = \varepsilon_{abc} Q_L^a Q_L^b Q_L^c L_L, \\ O_5^R = \varepsilon_{abc} (U_R^a)^* (U_R^b)^* (D_R^c)^* (E_R)^*, \quad (10)$$

где большие буквы обозначают киральные супермультиплеты, индексы a, b и c — цветовые. F -члены приведенных в (10) операторов сводятся к операторам вида (9), выраженным через спинорные и скалярные поля. До недавнего времени считалось, что доминируют операторы O_5^L , поэтому рассмотрение начнем с них.

Из-за антисимметрии по цвету не допускаются одинаковые кварковые поля, а наличие хиггсовского триплета усиливает вклад кварков второго и третьего поколений. Так как s - и t -кварки не участвуют в распаде протона, их скалярные суперпартнеры распространяются в петле. При этом из петли выходят два нижних кварка, что приводит к доминированию моды распада $p \rightarrow K^+ \nu$. Современное экспериментальное ограничение на эту моду распада $\tau(p \rightarrow K^+ \nu) > 2 \times 10^{33}$ лет.

Амплитуда распада пропорциональна произведению юкавских констант связи верхних и нижних фермионов. В случае больших значений $\tan \beta \equiv v_2/v_1$ (v_1 и v_2 — вакуумные средние хиггсовских дублетов) эта пропорциональность приводит к усилению амплитуды распада. В рамках минимальной единой $SU(5)$ -теории при $\tan \beta \approx 3$ экспериментальному ограничению на τ_p можно удовлетворить, если предположить, что массы скалярных кварков (которым обратно пропорциональна амплитуда распада) велики ($m_{\tilde{q}} \gtrsim 10$ ТэВ) и одновременно диагональный элемент массовой матрицы чарджино дал ($m_{\tilde{W}} \lesssim 200$ ГэВ).

Тем не менее даже эти экстремальные предположения не решают проблему. Дело здесь в массе легчайшего бозона Хиггса, которая при $\tan \beta \approx 1$ оказывается в экспериментально уже запрещенной области (см. раздел 5). Более тяжелым бозон Хиггса оказывается при $\tan \beta \gg 1$. В частности, из $(b-\tau)$ -унификации (равенства масс b -кварка и τ -лептона на масштабе Великого объединения) следуют значения $\tan \beta \approx 50-60$ [16], и вероятность распада протона за счет оператора O_5^L оказывается примерно в 100 раз больше, чем при $\tan \beta \approx 1$. Но и это еще не все.

Как отмечалось в недавних работах [17, 18], при столь больших значениях $\tan \beta$ доминирующим оказывается оператор O_5^R , поскольку его вклад в амплитуду растет, как $\tan^2 \beta$ (в отличие от O_5^L , приводящего к пропорциональности лишь первой степени $\tan \beta$). Для отношения соответствующих амплитуд имеем (рис. 3)

$$\frac{RRRR}{LLLL} \sim \frac{V_{ts}}{V_{cd} V_{us}} \frac{\mu}{m_{\tilde{W}}} \frac{m_b m_t^2 m_d}{g^2 m_{\mu} m_c v_1 v_2} \approx \frac{\tan \beta}{4} \frac{\mu}{M_{\tilde{W}}}. \quad (11)$$

При этом вероятность распада $p^+ \rightarrow \nu K^+$ за счет оператора O_5^R при $\tan \beta \approx 40$ оказывается примерно в 10^4 раз больше, чем за счет оператора O_5^L при $\tan \beta \approx 3$ (даже при $\mu/m_{\tilde{W}} \approx 1$).

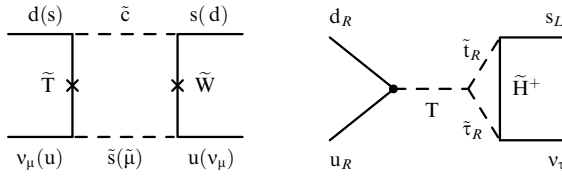


Рис. 3. Пример графиков, описывающих распад протона за счет операторов размерности 5: (а) O_5^L ; (б) O_5^R .

Простейшим выходом из имеющейся ситуации могло бы стать обнаружение распада протона. Его отсутствие можно объяснить, если $\tan\beta$ окажется все-таки малым (неминимальный хиггсовский сектор при низких энергиях дает такую возможность; см. раздел 5) или хиггсовский сектор на масштабе Великого объединения отличен от минимального варианта².

4. Хиггсовский сектор MSSM

В настоящее время одним из центральных объектов исследований в MSSM является ее хиггсовский сектор, включающий в себя два дублета хиггсовских полей: H_1 и H_2 . Дублет H_1 генерирует массы заряженных лептонов и "нижних" кварков, а дублет H_2 дает массы "верхним" кваркам.

Эффективный потенциал взаимодействия хиггсовских полей в MSSM имеет вид

$$V(H_1, H_2) = \mu_1^2 |H_1|^2 + \mu_2^2 |H_2|^2 - \mu_3^2 (H_1 H_2 + \text{k.c.}) + \frac{1}{8} \bar{g}'^2 (|H_2|^2 - |H_1|^2)^2 + \frac{1}{8} g^2 (H_1^+ \sigma_a H_1 + H_2^+ \sigma_a H_2)^2 + \Delta V(H_1, H_2), \quad (12)$$

где $\Delta V(H_1, H_2)$ — петлевые поправки к рассматриваемому потенциалу, а g' и g — константы U(1)- и SU(2)-калибровочных взаимодействий.

Эффективный потенциал (12) не содержит неизвестных констант самодействия λ_i хиггсовских полей. Его вид фиксируется симметрией исходного лагранжиана MSSM. В пределе ненарушенной суперсимметрии два первых слагаемых в (12) отвечают вкладу F -членов, третий член отсутствует, а существование двух следующих слагаемых обусловлено вкладом D -членов в потенциал взаимодействия дублетов Хиггса. При этом $\mu_1^2 = \mu_2^2 = \mu^2$, где μ — единственный размерный параметр в суперпотенциале MSSM, ответственный за смешивание суперполей \hat{H}_1 и \hat{H}_2 .

Мягкое нарушение суперсимметрии приводит к изменению массовых членов хиггсовских полей в лагранжиане MSSM. Кроме того, генерируется смешивание между хиггсовскими дублетами ($\mu_3^2 \neq 0$). В результате параметры μ_1 , μ_2 и μ_3 связаны с константами мягкого нарушения суперсимметрии следующим образом:

$$\mu_1^2 = m_1^2 + \mu^2, \quad \mu_2^2 = m_2^2 + \mu^2, \quad \mu_3^2 = B\mu. \quad (13)$$

² Необходимость неминимального хиггсовского сектора для согласования теории с экспериментальным ограничением на вероятность распада $p \rightarrow K^+ \nu_\mu$ отмечалась Д.И. Казаковым.

При минимальном выборе фундаментальных параметров на шкале Великого объединения M_{GUT} имеет место следующее равенство: $m_1^2(M_{\text{GUT}}) = m_2^2(M_{\text{GUT}}) = m_0^2$.

Спонтанное нарушение $SU(2) \times U(1)$ -симметрии в минимальной SUSY-модели происходит при значениях $(\mu_3^2)^2 > \mu_1^2 \mu_2^2$; неравенство заведомо удовлетворяется, если μ_1^2 или μ_2^2 оказываются меньше нуля. Однако в отличие от Стандартной модели в MSSM наличие в потенциале (12) отрицательных значений μ_1^2 или μ_2^2 не является необходимым условием, для того чтобы хиггсовские поля приобрели средние по вакууму. Более того, в MSSM появляется элегантный механизм радиационного нарушения калибровочной симметрии [19]: из-за большой массы t -кварка совпадающие на шкале M_{GUT} параметры μ_1 и μ_2 существенно различаются на электро-слабой шкале.

В результате спонтанного нарушения симметрии на электрослабой шкале каждый из дублетов H_1 и H_2 приобретает среднее по вакууму:

$$H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_2 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Отдельного изучения заслуживает случай "долины", когда $v_1 = v_2$ или $v_1 = -v_2$. Вклад D -членов в (12) при этом зануляется, и потенциал взаимодействия хиггсовских полей оказывается ограниченным снизу только при условии $2|\mu_3^2| < \mu_1^2 + \mu_2^2$. В противном случае в MSSM не существует устойчивого вакуумного состояния, т.е. минимум потенциала взаимодействия (12) достигается при $|v_1| = |v_2| \rightarrow \infty$.

Вместо вакуумных средних v_1 и v_2 обычно рассматривают их отношение и сумму квадратов:

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad v^2 = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} = v_2^2 + v_1^2 = (246 \text{ ГэВ})^2,$$

где G_F — постоянная Ферми. Используя два уравнения, определяющих минимум потенциала взаимодействия хиггсовских полей ($\partial V/\partial v_1 = 0$, $\partial V/\partial v_2 = 0$), для суммы квадратов вакуумных средних хиггсовских полей v^2 и угла β получаем

$$\sin 2\beta = \frac{2\mu_3^2}{\mu_1^2 + \mu_2^2 + \Delta_\beta}, \quad (15)$$

$$M_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2 = \frac{2(\mu_1^2 - \mu_2^2 \tan^2 \beta + \Delta_Z)}{\tan^2 \beta - 1}.$$

Петлевые поправки Δ_β и Δ_Z в (15) выражаются формулами

$$\Delta_\beta = \frac{2}{v^2 \tan 2\beta} \frac{\partial \Delta V}{\partial \beta} + 4 \frac{\partial \Delta V}{\partial (v^2)}, \quad (16)$$

$$\Delta_Z = \frac{1}{\cos^2 \beta} \left\{ 2 \frac{\partial \Delta V}{\partial (v^2)} \cos 2\beta - \frac{1}{v^2} \frac{\partial \Delta V}{\partial \beta} \sin 2\beta \right\}.$$

Спектр хиггсовского сектора MSSM состоит из трех нейтральных (двух CP-четных, одной CP-нечетной) и одной заряженной частиц. Определители массовых матриц (2×2) CP-нечетных и заряженных хиггсовских бозонов обращаются в нуль, что отвечает появлению двух голдстоуновских бозонов η^0 и η^\pm в спектре теории. Последние представляют собой линейные суперпозиции

CP-нечетных ($A_1 = \sqrt{2} \operatorname{Im} H_1^0$, $A_2 = \sqrt{2} \operatorname{Im} H_2^0$) и заряженных компонент дублетов Хиггса:

$$\begin{aligned}\eta^0 &= A_1 \cos \beta + A_2 \sin \beta, \\ \eta^\pm &= (H_1^\mp)^* \cos \beta + H_2^\pm \sin \beta,\end{aligned}\quad (17)$$

которые поглощаются массивными векторными Z- и W $^\pm$ -бозонами при спонтанном нарушении калибровочной симметрии.

С учетом однопетлевых поправок выражения для масс двух других хиггсовских бозонов (CP-нечетного m_A и заряженного m_{χ^\pm}), представляющих собой ортогональные (17) линейные комбинации, были получены в работах [20–25] и [23–26] соответственно. Они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}m_A^2 &= \mu_1^2 + \mu_2^2 + \Delta_A, \\ m_{\chi^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2 + \Delta_{\chi^\pm}.\end{aligned}\quad (18)$$

Здесь Δ_A и Δ_{χ^\pm} отвечают вкладу петлевых поправок.

Важной отличительной чертой SUSY-моделей является наличие легкого хиггсовского бозона в CP-четном секторе. Наиболее простой вид массовая матрица CP-четного хиггсовского сектора MSSM имеет в базе полей

$$\begin{aligned}\chi_1 &= h_1 \cos \beta + h_2 \sin \beta, \\ \chi_2 &= -h_1 \sin \beta + h_2 \cos \beta,\end{aligned}\quad (19)$$

где $h_1 = \sqrt{2} \operatorname{Re} H_1^0$ и $h_2 = \sqrt{2} \operatorname{Re} H_2^0$. В этом базисе зависимость от констант μ_1^2 , μ_2^2 и μ_3^2 , значения которых определяются шкалой нарушения SUSY и могут варьироваться в достаточно широких пределах, входит только в матричный элемент M_{22}^2 :

$$M_{ij}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_{11} & -\frac{1}{2} M_Z^2 \sin 4\beta + \Delta_{12} \\ -\frac{1}{2} M_Z^2 \sin 4\beta + \Delta_{12} & m_A^2 + M_Z^2 \sin^2 2\beta + \Delta_{22} \end{pmatrix}.\quad (20)$$

Петлевые поправки Δ_{ij} к CP-четному хиггсовскому сектору MSSM анализировались в работах [20–25, 27–34]. Они выражаются через частные производные от $\Delta V(H_1, H_2)$ по v и β :

$$\begin{aligned}\Delta_{11} &= 4v^2 \frac{\partial^2 \Delta V}{\partial (v^2)^2}, \\ \Delta_{12} &= 2 \left(\frac{\partial^2 \Delta V}{\partial \beta \partial (v^2)} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial \Delta V}{\partial \beta} \right), \\ \Delta_{22} &= 4 \frac{\partial \Delta V}{\partial (v^2)} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Delta V}{\partial \beta^2} - \Delta_A.\end{aligned}\quad (21)$$

Квадраты масс CP-четных хиггсовских бозонов определяются как

$$m_{H_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left(M_{11}^2 + M_{22}^2 \pm \sqrt{(M_{11}^2 - M_{22}^2)^2 + 4M_{12}^4} \right), \quad (22)$$

где M_{11}^2 , M_{22}^2 и M_{12}^2 — матричные элементы (20). Если масса CP-нечетного хиггсовского бозона мала ($m_A^2 \ll M_Z^2$), то в древесном приближении масса легчайшего CP-четного бозона Хиггса $m_h^2 \leq m_A^2 \cos^2 2\beta$. С

увеличением шкалы нарушения суперсимметрии масса легчайшего хиггсовского бозона в CP-четном секторе возрастает, и при значениях $m_A^2 \gg M_Z^2$ приближается к своему верхнему теоретическому пределу $M_Z |\cos 2\beta|$, который совпадает с матричным элементом M_{11}^2 .

Таким образом, масса одного из CP-четных хиггсовских бозонов всегда меньше m_A . След массовой матрицы (20) не меняется в результате унитарных преобразований, поэтому $m_h^2 + m_H^2 = m_A^2 + M_Z^2$. Поскольку масса легчайшего бозона Хиггса $m_h \leq M_Z |\cos 2\beta|$, масса более тяжелого CP-четного бозона Хиггса m_H всегда больше m_A .

В древесном приближении верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса в MSSM было получено в работах [35]. Хотя учет вклада петлевых поправок к эффективному потенциалу взаимодействия хиггсовских полей не приводит к изменению качественной картины спектра хиггсовских бозонов, верхнее ограничение на m_h в минимальной SUSY-модели существенно увеличивается:

$$m_h \leq \sqrt{M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_{11}}.\quad (23)$$

При этом главный вклад в Δ_{ij} дают петли, содержащие t-кварк и его суперпартнеров.

В суперсимметричных теориях t-кварк, включающий левую и правую киральные составляющие, имеет два скалярных суперпартнера: правый \tilde{t}_R и левый \tilde{t}_L с массами m_Q и m_U соответственно. В результате спонтанного нарушения симметрии на электрослабой шкале эти состояния перемешиваются, что приводит к образованию двух заряженных скалярных частиц с массами $m_{\tilde{t}_1}^2$ и $m_{\tilde{t}_2}^2$:

$$m_{\tilde{t}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left[m_Q^2 + m_U^2 + 2m_t^2 \pm \sqrt{(m_Q^2 - m_U^2)^2 + 4m_t^2 X_t^2} \right],\quad (24)$$

$$X_t = A_t + \frac{\mu}{\tan \beta}, \quad m_t = \frac{1}{\sqrt{2}} h_t v \sin \beta,$$

где A_t — нарушающая суперсимметрию константа взаимодействия \tilde{t}_R (\tilde{t}_L , \tilde{b}_L) и хиггсовского дублета H_2 .

Так как значения $m_{\tilde{t}_1}^2$ и $m_{\tilde{t}_2}^2$ должны быть положительными, смешивание между левым и правым суперпартнерами t-кварка, которое определяется значением X_t , не может быть слишком велико:

$$X_t < \frac{(m_Q^2 + m_t^2)(m_U^2 + m_t^2)}{m_t^2}.$$

В противном случае скварковые поля приобретают отличные от нуля средние по вакууму, а глюоны и фотоны становятся массивными.

Вклад однопетлевых поправок от t-кварка и его суперпартнеров в эффективный потенциал взаимодействия хиггсовских полей выражается только через их массы:

$$\begin{aligned}\Delta V(H_1, H_2) &= \frac{3}{32\pi^2} \left[m_{\tilde{t}_1}^4 \left(\ln \frac{m_{\tilde{t}_1}^2}{q^2} - \frac{3}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + m_{\tilde{t}_2}^4 \left(\ln \frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{q^2} - \frac{3}{2} \right) - 2m_t^4 \left(\ln \frac{m_t^2}{q^2} - \frac{3}{2} \right) \right],\end{aligned}\quad (25)$$

где $q^2 \approx m_t^2$.

В работе [21] в главном логарифмическом приближении была получена приближенная формула для суммы однопетлевых и двухпетлевых поправок к верхнему ограничению на массу легчайшего бозона Хиггса:

$$A_{11} \approx \frac{3}{2\pi^2} \frac{m_t^4}{v^2} \times \left[\frac{1}{2} U_t + L + \frac{1}{16\pi^2} \left(3 \frac{m_t^2}{v^2} - 32\pi\alpha_3 \right) (U_t L + L^2) \right] - \frac{3}{4\pi^2} \frac{m_t^2}{v^2} (M_Z \cos 2\beta)^2 L, \quad (26)$$

где

$$L = \ln \frac{M_S^2}{m_t^2}, \quad U_t = \frac{2X_t^2}{M_S^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_S^2} \right), \quad M_S = \sqrt{m_{t_1} m_{t_2}}.$$

Два первых слагаемых в квадратных скобках выражения (26) соответствуют вкладу однопетлевых поправок, который достигает наибольшего значения при $X_t = \pm\sqrt{6}M_S$, когда $U_t = 6$. Полученные результаты (26) свидетельствуют о том, что петлевые поправки к m_h пропорциональны m_t^4 (где m_t — бегущая масса t-кварка), логарифмически зависят от масс суперпартнеров t-кварка и практически не зависят от выбора $\tan\beta$. По абсолютному значению сумма однопетлевых и двухпетлевых поправок к m_h^2 оказывается порядка M_Z^2 .

Как следует из соотношения (23), верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона в MSSM в значительной мере определяется $\tan\beta$. Оно растет с увеличением $\tan\beta$ и при $\tan\beta \gg 1$ в реалистических SUSY-моделях с $M_S \leq 1000$ ГэВ достигает значения 125–128 ГэВ.

5. Масса легчайшего бозона Хиггса

Переходя к обсуждению возможных значений, которые может принимать масса легчайшего хиггсовского бозона в MSSM и ее расширениях, необходимо отметить, что в ряде реалистических сценариев ее значение оказывается значительно меньше абсолютного верхнего ограничения.

С точки зрения ренормгруппового анализа MSSM наиболее простой случай соответствует небольшим значениям $\tan\beta$: $\tan\beta \leq 50-60$, когда юкавскими константами b-кварка h_b и τ -лептона h_τ можно пренебречь. В рассматриваемом случае удается получить аналитическое решение системы уравнений ренормгруппы минимальной SUSY-модели [37]. Граничные условия при этом задаются на шкале Великого объединения M_{GUT} .

Для юкавской константы t-кварка решение уравнений ренормгруппы имеет вид

$$Y_t(t) = \frac{E(t)}{6F(t)} \left(1 + \frac{1}{6Y_t(0)F(t)} \right)^{-1}, \quad F(t) = \int_0^t E(t') dt', \quad (27)$$

$$E(t) = \left[\frac{\tilde{\alpha}_3(t)}{\tilde{\alpha}(0)} \right]^{16/9} \left[\frac{\tilde{\alpha}_2(t)}{\tilde{\alpha}(0)} \right]^{-3} \left[\frac{\tilde{\alpha}_1(t)}{\tilde{\alpha}(0)} \right]^{-13/99},$$

где

$$Y_t(t) = \frac{h_t^2(t)}{(4\pi)^2}, \quad \tilde{\alpha}_i(t) \equiv \frac{\hat{\alpha}_i(t)}{4\pi} = \frac{g_i^2(t)}{(4\pi)^2}, \quad t = \ln \frac{M_{\text{GUT}}}{q^2}.$$

На электрослабой шкале, когда $t = t_0 = 2 \ln(M_{\text{GUT}}/M_t^{\text{pole}})$, при $h_t^2(0) \geq 1$ второе слагаемое в знаменателе выражения для $Y_t(t)$ оказывается много меньше единицы:

$$\frac{1}{6Y_t(0)F(t)} \approx \frac{1}{10h_t^2(0)}.$$

По этой причине зависимость $Y_t(t)$ от начальных условий оказывается слабой и решения уравнений ренормгруппы выходят на квазификсированную точку $Y_t^{\text{QFP}}(t_0)$ [38]:

$$Y_t^{\text{QFP}}(t_0) \approx \frac{E(t_0)}{6F(t_0)} \approx \frac{(1,26)^2}{(4\pi)^2}. \quad (28)$$

Вместе с юкавской константой t-кварка с увеличением $Y_t(0)$ на инфракрасную квазификсированную точку выходят решения уравнений ренормгруппы для соответствующих ей трилинейной константы взаимодействия скалярных полей A_t и комбинации масс скалярных частиц

$$\mathfrak{M}_t^2 = m_Q^2 + m_U^2 + m_2^2,$$

в которой m_Q и m_U — массы суперпартнеров дублета левых и правого верхнего кварков третьего поколения, а m_2^2 определяет параметр μ_2^2 (см. (13)) в потенциале взаимодействия хиггсовских полей (12).

Аналитическое решение для $A_t(t)$ и \mathfrak{M}_t^2 может быть представлено в виде

$$A_t(t) = A_t(0) \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} + M_{1/2} \left[\frac{tE'(t)}{E(t)} - \frac{tE(t) - F(t)}{F(t)} \left(1 - \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} \right) \right], \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_t^2(t) &= [\mathfrak{M}_t^2(0) - A_t^2(0)] \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} + \\ &+ \left[A_t(0) \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} - M_{1/2} \frac{tE(t) - F(t)}{F(t)} \left(1 - \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} \right) \right]^2 + \\ &+ M_{1/2}^2 \left[\frac{d}{dt} \left(\frac{t^2 E'(t)}{E(t)} \right) - \frac{t^2 E'(t)}{F(t)} \left(1 - \frac{\epsilon_t(t)}{E(t)} \right) \right], \end{aligned}$$

где $\epsilon_t(t) = Y_t(t)/Y_t(0)$, а $M_{1/2}$ — масса калибрино на шкале Великого объединения.

Формально квазификсированной точке (28) отвечает предел $Y_t(0) \rightarrow \infty$. По мере приближения к этой точке величина $\epsilon_t(t)$ убывает, и зависимость решений (29) от начальных условий на шкале M_{GUT} полностью исчезает. Вблизи инфракрасной квазификсированной точки $A_t(t_0)$ пропорционально $M_{1/2}$, а $\mathfrak{M}_t^2(t_0) \sim M_{1/2}^2$. Свойства решений системы уравнений ренормгруппы, а также спектр частиц в режиме квазификсированной точки при $\tan\beta \approx 1$ исследовались в работах [39–43].

Используя слабую зависимость юкавских констант от их начальных значений на шкале Великого объединения, значение бегущей массы t-кварка $m_t(M_t^{\text{pole}}) = 165 \pm 5$ ГэВ, вычисленное в $\overline{\text{MS}}$ -схеме перенормировок, и соотношение, связывающее $h_t(t_0)$ с $m_t(M_t^{\text{pole}})$:

$$m_t(M_t^{\text{pole}}) = \frac{h_t(M_t^{\text{pole}})}{\sqrt{2}} v \sin\beta, \quad (30)$$

можно определить область допустимых значений $\tan\beta$ в окрестности квазификсированной точки (28).

Теоретический анализ, проведенный в работах [42–45], показал, что значение $\tan\beta$ заключено в интервале от

1,3 до 1,8. При таких сравнительно небольших значениях $\tan\beta$ масса легчайшего бозона Хиггса не превосходит 94 ± 5 ГэВ [42–44], что на 25–30 ГэВ ниже абсолютного верхнего ограничения в минимальной SUSY-модели. Данная область значений масс хиггсовского бозона уже практически исключена существующими экспериментальными данными LEP II [46].

Для того чтобы удовлетворить существующим экспериментальным ограничениям на массу легчайшего хиггсовского бозона, необходимо либо перейти к изучению решений, приводящих к большим значениям $\tan\beta$ в MSSM, либо расширить хиггсовский сектор минимальной SUSY-модели. Исследования, проведенные в работах [41, 42, 47], показали, что в области значений $\tan\beta \approx 50–60$ решения уравнений ренормгруппы для юкавских констант и параметров мягкого нарушения SUSY также выходят на инфракрасную квазификсированную точку.

Более того, объединение юкавских констант b -кварка и τ -лептона на шкале M_{GUT} , которое естественным образом возникает в минимальных схемах объединения калибровочных взаимодействий, таких как SU(5), E_6 или SO(10) [48], реализуется в MSSM только вблизи квазификсированных точек при $\tan\beta \approx 1$ и $\tan\beta \approx 50–60$. Детально возможность $(b-\tau)$ -объединения в MSSM анализировалась в работах [40, 41, 47, 49].

Хотя с увеличением $\tan\beta$ верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса растет, в то же самое время обостряется проблема слишком быстрого распада протона в суперсимметричных теориях Великого объединения, который обусловлен операторами, имеющими размерность 5 (см. раздел 3).

Простейшим расширением MSSM, позволяющим сохранить объединение калибровочных констант и поднять верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона, является неминимальная суперсимметричная стандартная модель (NMSSM) [50–52]. По построению суперпотенциал NMSSM инвариантен по отношению к дискретным преобразованиям $\hat{s}'_x = \hat{s}_x \exp(2i\pi/3)$ группы Z_3 [51]. Член $\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$ суперпотенциала MSSM не удовлетворяет этому требованию и поэтому должен быть исключен из рассмотрения ($\mu = 0$). Z_3 -симметрия возникает, как правило, в "струнных" моделях, в которых все наблюдаемые поля в пределе точной суперсимметрии остаются безмассовыми.

Наряду с дублетами H_1 и H_2 хиггсовский сектор неминимальной SUSY-модели содержит дополнительное синглетное по отношению к калибровочным взаимодействиям поле Y . При $\tan\beta \approx 1$ все юкавские константы малы, за исключением юкавской константы t -кварка h_t , константы самодействия κ нейтрального скалярного поля Y и константы λ , которая отвечает взаимодействию поля Y с дублетами H_1 и H_2 .

Пренебрегая всеми юкавскими константами, кроме h_t , λ и κ , полный суперпотенциал NMSSM можно представить в виде

$$W_{\text{NMSSM}} = \lambda \hat{Y}(\hat{H}_1 \hat{H}_2) + \frac{\kappa}{3} \hat{Y}^3 + h_t(\hat{H}_2 \hat{Q}) \hat{U}_R^c. \quad (31)$$

При спонтанном нарушении $SU(2) \times U(1)$ -симметрии поле Y приобретает ненулевое вакуумное среднее ($\langle Y \rangle = y/\sqrt{2}$) и генерируется эффективный μ -член ($\mu = \lambda y/\sqrt{2}$). В результате между дублетами H_1 и H_2 возникает смешивание, необходимое для того, чтобы

хиггсовский дублет H_1 приобрел среднее по вакууму v_1 , без которого нижние кварки и заряженные лептоны остаются безмассовыми.

Введение в суперпотенциал NMSSM нейтрального суперполя \hat{Y} приводит к появлению соответствующего ему F -члена в потенциале взаимодействия хиггсовских полей. Как следствие, увеличивается по сравнению с MSSM верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона:

$$m_h \leq \sqrt{\frac{\lambda^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + M_Z^2 \cos^2 2\beta + \Delta_{11}}. \quad (32)$$

В древесном приближении ($\Delta_{11} = 0$) соотношение (32) получено в работах [52].

При $\lambda = 0$ выражения для верхнего ограничения в MSSM и NMSSM совпадают. Вклад петлевых поправок в верхнее ограничение на m_h в неминимальной SUSY-модели остается примерно таким же, как в MSSM. В частности, для того чтобы получить в NMSSM выражения, определяющие вклад t -кварка и его суперпартнеров в Δ_{11} , необходимо параметр μ в соответствующих формулах MSSM заменить на $\lambda y/\sqrt{2}$. Изучению хиггсовского сектора и однопетлевых поправок в неминимальной SUSY-модели посвящены работы [53, 54].

Верхнее ограничение на m_h в неминимальной SUSY-модели возрастает с увеличением $\lambda(t_0)$. При этом оно существенно отличается от соответствующего ограничения в MSSM только в области малых значений $\tan\beta$. Если $\tan\beta \gg 1$, величина $\sin 2\beta$ зануляется и верхние ограничения на массу легчайшего бозона Хиггса в MSSM и NMSSM практически совпадают. Сценарий малого $\tan\beta$ реализуется только в случае достаточно больших значений юкавской константы t -кварка на электрослабой шкале $h_t(t_0)$. Рост юкавских констант на электрослабой шкале сопровождается увеличением $h_t(0)$ и $\lambda(0)$ на шкале M_{GUT} .

Таким образом, с точки зрения теоретического анализа наиболее привлекательным является предел сильной юкавской связи, когда $h_t^2(0)$ и $\lambda^2(0) \gg g^2(0)$. В рассматриваемом пределе при определенном соотношении между h_t и λ юкавские константы b -кварка и τ -лептона оказываются равными на шкале Великого объединения [55, 56]. Именно в этой области параметрического пространства верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса в NMSSM достигает своего наибольшего значения, которое на 7–10 ГэВ больше соответствующего ограничения в MSSM [57, 58]. В работе [36] верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса в NMSSM сопоставлялось с ограничениями на m_h в минимальных стандартной и суперсимметричной моделях.

С увеличением юкавских констант решения уравнений ренормгруппы NMSSM притягиваются к квазификсированной (хилловской) линии ($\kappa = 0$) или поверхности ($\kappa \neq 0$) в пространстве юкавских констант [56], а также к некоторым прямым и плоскостям в пространстве параметров мягкого нарушения SUSY [59]. В пределе $h_t(0), \lambda(0), \kappa(0) \rightarrow \infty$ все решения на электрослабой шкале концентрируются в окрестности квазификсированных точек [56–59].

К сожалению, в режиме сильной юкавской связи в рамках NMSSM с минимальным набором фундаментальных параметров не удается получить самосогласо-

ванное решение системы алгебраических уравнений

$$\frac{\partial V(v_1, v_2, y)}{\partial v_1} = 0, \quad \frac{\partial V(v_1, v_2, y)}{\partial v_2} = 0, \quad \frac{\partial V(v_1, v_2, y)}{\partial y} = 0, \quad (33)$$

определяющей положение физического минимума эффективного потенциала взаимодействия хиггсовских полей $V(v_1, v_2, y)$. Такое решение появляется только при $\lambda^2(0)$ и $\kappa^2(0) \leq 0,1$ (см. [54, 60]), когда верхние ограничения на m_h в MSSM и NMSSM практически совпадают.

Более того, Z_3 -симметрия, позволяющая решить проблему μ -члена, приводит к тому, что в NMSSM возникают три вырожденных вакуума. После фазового перехода на электрослабой шкале Вселенная заполняется тремя вырожденными фазами, что влечет за собой образование доменных стенок. Доменная структура вакуума противоречит данным космологических наблюдений. Попытка разрушить Z_3 -симметрию и доменную структуру вакуума посредством введения в лагранжиан NMSSM неперенормируемых операторов приводит к появлению квадратичных расходимостей, т.е. к проблеме иерархий [61].

Для того чтобы избежать доменной структуры вакуума и получить самосогласованное решение в режиме сильной юкавской связи, необходимо модифицировать неминимальную SUSY-модель. Наиболее простым образом NMSSM может быть модифицирована за счет введения дополнительных членов в суперпотенциал хиггсовского сектора: $\mu \hat{H}_1 \hat{H}_2$ и $\mu' \hat{Y}^2$ [62], которые не запрещены калибровочной симметрией. Дополнительные билинейные члены в суперпотенциале NMSSM разрушают Z_3 -симметрию, и доменные стенки в такой теории не образуются.

При анализе модифицированной NMSSM (MNSSM) константу κ целесообразно положить равной нулю, так как именно при $\kappa = 0$ масса легчайшего хиггсовского бозона принимает наибольшее значение. В результате полный суперпотенциал MNSSM при $\tan \beta \approx 1$ можно представить в следующем виде:

$$W_{\text{MNSSM}} = \mu(\hat{H}_1 \hat{H}_2) + \mu' \hat{Y}^2 + \lambda \hat{Y}(\hat{H}_1 \hat{H}_2) + h_t(\hat{H}_2 \hat{Q}) \hat{U}_R^c. \quad (34)$$

В рамках SUGRA-моделей билинейные по суперполям члены в суперпотенциале (34) могут генерироваться за счет дополнительного слагаемого $(Z(H_1 H_2) + Z' Y^2 + \text{э.с.})$ в келеровском потенциале [63, 64] или неперенормируемого взаимодействия полей наблюдаемого и "скрытого" секторов [64, 65].

Несмотря на существенное расширение параметрического пространства исследуемой модели, теория не утрачивает своей предсказательной силы. В режиме сильной юкавской связи спектр частиц в MNSSM исследовался в работе [62]. Уже при сравнительно небольших значениях $\tan \beta \geq 1,9$ масса легчайшего хиггсовского бозона в этой модели может достигать 125–127 ГэВ. Своего максимального значения верхнее ограничение на его массу достигает при $\tan \beta \approx 2,2$ –2,4. Масса легчайшего хиггсовского бозона в MNSSM не превосходит $130,5 \pm 3,5$ ГэВ.

Верхнее ограничение на массу легчайшего бозона Хиггса в SUSY-моделях можно значительно увеличить, если наряду с синглетом ввести несколько $5 + \bar{5}$ мультиплетов материи. Введение новых частиц приводит к изменению эволюции калибровочных констант. В частности, константа сильного взаимодействия, которая убывает с ростом q^2 в MSSM, возрастает по мере приближения к шкале Великого объединения в рассматриваемых моделях. При этом все калибровочные константы при значениях t из интервала от нуля до t_0 увеличиваются по сравнению с соответствующими

значениями в MSSM. Такое поведение $\tilde{\alpha}_i(t)$ влечет за собой рост верхних ограничений на юкавские константы, которые возникают в предположении отсутствия полюса Ландау в решениях уравнений ренормгруппы вплоть до шкалы M_{GUT} .

Расширение области допустимых значений для юкавских констант способствует росту верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского бозона. Так, в работе [58] показано, что при введении четырех-пяти дополнительных $5 + \bar{5}$ мультиплетов материи верхнее ограничение на m_h в NMSSM увеличивается до 155 ГэВ. Введение большего числа мультиплетов материи приводит к тому, что теория возмущений оказывается неприменимой при $q^2 \sim M_{\text{GUT}}^2$.

В последнее время активно обсуждалось верхнее ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона и в более сложных расширениях MSSM [66–68]. Например, вместе с синглетом в хиггсовский сектор SUSY-моделей можно ввести три SU(2)-триплета. Их появление разрушает объединение калибровочных констант при высоких энергиях. Для того чтобы восстановить последнее, необходимо добавить несколько мультиплетов материи, несущих цветовой заряд по группе SU(3)_c, но не принимающих участия в электрослабых взаимодействиях. Численный анализ, проведенный в работе [67], показал, что объединение калибровочных констант при этом происходит на шкале $M_{\text{GUT}} \sim 10^{17}$ ГэВ, а масса легчайшего бозона Хиггса не превосходит 190 ГэВ.

К значительному увеличению верхнего ограничения на m_h приводит также существование четвертого поколения частиц в MSSM [68], весьма проблематичное с точки зрения известных на сегодняшний день ограничений на дополнительные фермионные поколения [8] (см., однако, [69]). Таким образом, рост верхнего ограничения на массу легчайшего хиггсовского бозона в суперсимметричных моделях, как правило, сопровождается существенным увеличением числа частиц в них, что следует отнести к числу серьезных недостатков такого рода моделей.

6. Темная материя

Большая часть материи во Вселенной состоит не из протонов и нейтронов. Это следует из близости современного значения средней плотности вещества во Вселенной к критическому значению $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G_N = 5,2 \times 10^{-6}$ ГэВ см⁻³ (мы использовали численное значение постоянной Хаббла $H_0 = 70$ км с⁻¹ Мпк⁻¹), а также из теории нуклеосинтеза, не допускающей столь большую плотность нуклонов. В настоящее время считается, что около 30 % плотности Вселенной обусловлено реликтовыми частицами — так называемой скрытой массой. Суперсимметрия естественным образом решает проблему скрытой массы [70]: в большинстве реалистических моделей легчайший суперпартнер (LSP) абсолютно стабилен, что связано с сохранением так называемой R -четности.

Попарно рождаясь на ранних стадиях эволюции Вселенной, суперчастицы быстро распадаются, образуя наряду с обычными частицами LSP. Последние должны быть электростратальными и не обладать сильными взаимодействиями. В противном случае современная плотность аномальных изотопов оказывается недопустимо большой. (Будучи нейтральной, LSP не захватывает электрон на кулоновскую орбиту и, не обладая сильным взаимодействием, не "прилипает" к ядрам.) Этим требованиям удовлетворяет легчайшее нейтралино (смесь суперпартнеров фотона, Z -бозона и двух нейтральных бозонов Хиггса), описываемое майорановским спинором и обозначаемое символом χ . Оценим по порядку величины современное значение плотности реликтовых нейтралино.

При температуре Вселенной, превышающей массу нейтралино, реакции их рождения и аннигиляции идут быстро, поэтому плотность нейтралино равна своему равновесному значению. При расширении Вселенной ее температура становится меньше массы нейтралино, равновесная плотность нейтралино начинает экспоненциально падать, и характерное для реакции аннигиляции время экспоненциально нарастает. Когда время аннигиляции становится равным характеризующему скорость расширения времени жизни Вселенной, происходит закалка: аннигиляция прекращается, и в дальнейшем плотность нейтралино падает только за счет расширения Вселенной.

Момент заковки определяется равенством

$$t_u = \frac{M_{\text{Pl}}}{T_{\text{fr}}^2} = \frac{1}{\sigma_{\text{ann}} v n_\chi} = t_{\text{ann}}, \quad (35)$$

где $M_{\text{Pl}} = 1/\sqrt{G_N} = 10^{19}$ ГэВ — масса Планка,

$$n_\chi = \frac{2}{(2\pi)^{3/2}} (m_\chi T_{\text{fr}})^{3/2} \exp\left(-\frac{m_\chi}{T_{\text{fr}}}\right)$$

— равновесная плотность нейтралино, $\sigma_{\text{ann}} v$ — полное сечение их аннигиляции, умноженное на скорость. Используя равновесную плотность фотонов $n_\gamma = (2,4/\pi^2) T^3$, для плотности нейтралино в настоящий момент находим

$$n_{\chi_0} = \frac{T_0^3}{M_{\text{Pl}} \sigma_{\text{ann}} v T_{\text{fr}}}, \quad \rho_\chi = \frac{m_\chi T_0^3}{M_{\text{Pl}} T_{\text{fr}} (\sigma_{\text{ann}} v)}. \quad (36)$$

Здесь $T_0 = 2,7$ К — современное значение температуры реликтового излучения.

Из равенства (35) в весьма широком интервале значений $\sigma_{\text{ann}} v$ получается, что $m_\chi/T_{\text{fr}} \approx 20$. (Дело в том, что зависимость от этого параметра экспоненциальная и малое его изменение приводит к большой вариации $\sigma_{\text{ann}} v$. Эта же экспоненциальная зависимость обеспечивает высокую точность приводимой оценки остаточной плотности реликтовых частиц.) Деление ρ_χ на ρ_c дает

$$\Omega_\chi = \frac{8\pi}{3} \frac{20T_0^3}{\sigma_{\text{ann}} v H_0^2 M_{\text{Pl}}^2}, \quad (37)$$

где $H_0 = 70$ км с⁻¹ Мпк⁻¹ = $(14 \times 10^9 \text{ лет})^{-1}$.

Следующий вопрос: чему равно сечение аннигиляции нейтралино? Ограничимся случаем фотино, аннигилирующим в пары заряженных лептонов и кварков (рис. 4). Так как сечение пропорционально четвертой степени заряда, вкладом кварков можно пренебречь, ограничившись шестью возможными каналами аннигиляции: $e_L \bar{e}_L$, $e_R \bar{e}_R$, $\mu_L \bar{\mu}_L$, $\mu_R \bar{\mu}_R$, $\tau_L \bar{\tau}_L$, $\tau_R \bar{\tau}_R$.

В силу принципа Паули для тождественных майорановских частиц суммарный спин двух фотино равен нулю в s -волне и единице в p -волне. Поскольку спиральность лептонной пары равна ± 1 , аннигиляция происходит в p -волне (пропорциональный массе конечного фермиона вклад s -волны мал). Для полного сечения аннигиляции получаем

$$\sigma_{\text{ann}} v_{\tilde{\gamma}} = 6 \frac{\alpha^2 (4\pi)^2 m_{\tilde{\gamma}}^2}{6\pi m_1^4} v_{\tilde{\gamma}}^2, \quad (38)$$

где $v_{\tilde{\gamma}}^2 = 3T_{\text{fr}}/m_{\tilde{\gamma}} \approx 0,15$. При $(m_{\tilde{\gamma}}/50 \text{ ГэВ})(100 \text{ ГэВ}/m_1)^2 \approx 10$ значение Ω_χ оказывается равным 0,3, что следует признать чрезвычайно удачным совпадением.

В большом числе работ проводилось более аккуратное вычисление зависимости Ω_χ от параметров суперсимметричных моделей, и на сегодня нейтралино с массой в

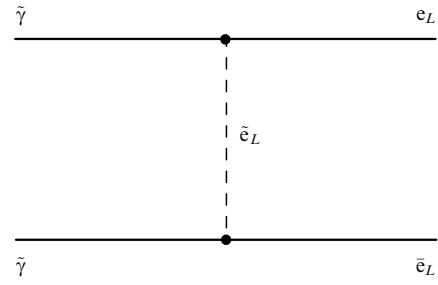


Рис. 4. График, описывающий аннигиляцию реликтовых фотино.

несколько десятков ГэВ считается основным кандидатом на роль холодной темной материи, а требование $\Omega_\chi = 0,3$ используется для получения ограничений на параметры суперсимметричных моделей.

В настоящее время ведется интенсивный экспериментальный поиск темной материи, состоящей из нейтралино. Если нейтралино составляют гало нашей Галактики (что естественно предположить), то локальная плотность $n_\chi \sim 0,3/m_\chi[\text{ГэВ}] \text{ см}^{-3}$ примерно в 10^5 раз выше средней плотности во Вселенной.

Эксперименты можно разделить на два типа: 1) поиск продуктов аннигиляции нейтралино из галактического гало (фотонов, позитронов, антипротонов) либо нейтрино, образующихся при аннигиляции накопившихся в ядре Земли (или Солнца) нейтралино; 2) поиск ядер отдачи от упругого рассеяния нейтралино. В последнем случае характерная энергия тяжелых ядер $E \approx m_\chi v^2/2$ находится в области сотен кэВ при скорости $v \approx 600$ км с⁻¹, характеризующей скорость Земли относительно центра нашей Галактики. Вследствие вращения Земли вокруг Солнца счет детектора должен иметь годовую периодичность с амплитудой около 10%; в одном из экспериментов наблюдалось указание на такую периодичность [71].

Заметим, что вычисляемые сечения рассеяния нейтралино, как правило, оказываются на несколько порядков величины меньше чувствительности современных детекторов. Планируются эксперименты с чувствительностью, достаточной для исследования существенной области параметров SUSY-моделей [72].

7. Поиски суперпартнеров на действующих и проектируемых ускорителях

Хотя прямые доказательства существования суперчастиц не получены, их поиск остается одной из главных задач как на уже действующих, так и на проектируемых ускорителях. В силу сохранения R -четности в минимальных суперсимметричных моделях суперпартнеры наблюдаемых частиц могут рождаться только парами. Среди продуктов их распада обязательно присутствует легчайшая стабильная суперсимметричная частица, в качестве которой в реалистических моделях обычно выступает легчайшее нейтралино. Так как нейтралино взаимодействует с веществом только за счет слабых взаимодействий, оно не регистрируется детекторами в ускорительных экспериментах, унося значительную часть энергии и импульса сталкивающихся частиц. По этой причине сигналом рождения суперчастиц в рассматриваемом событии является "несохранение" полной энергии и импульса.

Поскольку в процессе работы современных ускорителей события такого типа не зарегистрированы, на массы суперпартнеров наблюдаемых частиц были получены нижние ограничения. Измерения ширины распада Z -бозона, проведенные еще в опытах на LEP I и SLAC, исключили су-

ществование суперчастиц с массами, меньшими $M_Z/2$ [73], на которые с заметной вероятностью может распадаться Z-бозон. В дальнейшем нижние ограничения на массы суперчастиц, не участвующих в сильных взаимодействиях, были улучшены в экспериментах на e^+e^- -коллайдере LEP II.

Суперпартнеры заряженных хиггсовских и W^\pm -бозонов — чарджино — рождаются в e^+e^- -столкновениях в результате обмена в t-канале виртуальными электронным нейтрино $\tilde{\nu}_e$ или распадах виртуальных векторных γ^* - и Z^* -бозонов. Если $M_{\tilde{\chi}^\pm} - M_{\tilde{\chi}^0} \geq 3$ ГэВ, а $M_{\tilde{\nu}} > 500$ ГэВ, то чарджино с массами, меньшими 94 ГэВ, уже исключены экспериментальными данными [74]. Если же масса нейтрино может принимать произвольные значения, то нижнее ограничение на $M_{\tilde{\chi}^\pm}$ падает до 56 ГэВ [75].

Слептоны и скварки рождаются в e^+e^- -аннигиляции за счет обмена промежуточными векторными γ^* - и Z^* -бозонами. При этом в сечение рождения электронов важный дополнительный вклад дает диаграмма с обменом нейтрино в t-канале, которая приводит к существенному увеличению сечения рассматриваемого процесса. Ограничения на массы слептонов и скварков оказываются несколько меньше кинематического ограничения $\sqrt{s}/2$, что объясняется сильным подавлением сечения по фазовому объему вблизи порога.

Обработка данных коллаборацией OPAL показала, что нижние ограничения на \tilde{e}_R , $\tilde{\mu}_R$ и $\tilde{\tau}_1$ составляют 89, 82 и 81 ГэВ соответственно [76]. Нижние ограничения LEP II на массы суперпартнеров t- и b-кварков варьируются в зависимости от углов смешивания (θ_t и θ_b) между левыми и правыми скварками [77]. Для легчайшего суперпартнера t-кварка \tilde{t}_1 данное ограничение изменяется в пределах от 89 до 91 ГэВ. Несколько более слабое нижнее ограничение (от 75 до 90 ГэВ), было получено на массу легчайшего суперпартнера b-кварка \tilde{b}_1 , поскольку его заряд по абсолютному значению в два раза меньше, чем заряд \tilde{t}_1 .

Значительно более жесткие ограничения на массы скварков и глюино получены на тэватроне (FNAL), где изучается процесс аннигиляции протонов и антипротонов. Если скварки тяжелее глюино, то масса глюино $M_{\tilde{g}} \geq 180$ ГэВ [9]. Если же скварки и глюино имеют равные массы, то в соответствии с результатами анализа коллаборации D0 они не могут быть легче 260 ГэВ [9]. Наконец, когда скварки существенно легче глюино, имеет место ограничение, полученное группами UA1 и UA2: $M_{\tilde{g}} \geq 300$ ГэВ [78]. Ожидается, что мощный импульс в направлении поиска новых частиц дадут начавшиеся эксперименты на модернизированном тэватроне.

После завершения работы LEP II основные надежды по открытию суперчастиц в CERN связаны с началом работы большого адронного коллайдера (LHC). Планируется, что суммарная энергия сталкивающихся протонных пучков на этом ускорителе составит 14 ТэВ, а его светимость достигнет 10^{34} см⁻² с⁻¹. На ускорителе LHC можно будет обнаружить скварки и глюино с массами до 2,5 ТэВ, а также слептоны, которые легче 340–350 ГэВ [79, 80].

Предварительные оценки показывают, что светимость LHC можно будет поднять до 10^{35} см⁻² с⁻¹, а энергию пучков — до 15,2 ТэВ. Возможность модернизированного LHC (SLHC), связанные с открытием "новой физики", возрастут примерно на 20%. В частности, на SLHC можно будет зарегистрировать скварки и глюино с массами до 3 ТэВ [79, 80]. За счет увеличения на порядок светимости и, как следствие, статистики событий удастся добиться существенного увеличения точности прецизионных измерений. Несмотря на то что упомянутые выше улучшения LHC не являются кардинальными, они могут оказаться весьма важными с точки зрения получения полной картины спектра суперчастиц.

В настоящее время коллаборации ATLAS и CMS по просьбе руководства CERN рассматривают перспективы адронного коллайдера с энергией в системе центра масс 28 ТэВ (LrHC) [79, 80], а группа физиков из США предложила проект создания 100-тэвного адронного коллайдера (VLHC) [80]. Предполагается, что оба ускорителя будут иметь светимость порядка 10^{34} см⁻² с⁻¹. Возможности этих коллайдеров, в особенности VLHC, несомненно, будут существенно шире, чем LHC. Так, при помощи VLHC можно будет исследовать интервал энергий вплоть до 30 ТэВ и зарегистрировать скварки и глюино до 10 ТэВ.

Хотя адронные коллайдеры имеют блестящие перспективы для открытия скварков, глюино и хиггсовских бозонов, их возможности зарегистрировать суперчастицы, не участвующие в сильных взаимодействиях, весьма ограничены. Недостающая информация о спектре слептонов, чарджино и нейтрино может быть получена на линейных e^+e^- -коллайдерах, строительство которых в Германии, США и Японии (TESLA, NLC и JLC соответственно) интенсивно обсуждается. В этих проектах предполагается, что энергия сталкивающихся пучков электронов и позитронов в системе центра масс будет находиться в пределах от 0,5 до 1 ТэВ.

В CERN обсуждается проект линейного коллайдера с $\sqrt{s} \approx 3-5$ ТэВ (CLIC) [81], протяженность которого составит 35 км. CLIC позволит с высокой точностью измерить параметры хиггсовского сектора и суперчастиц. Так, константа самодействия хиггсовских полей λ может быть измерена на этом ускорителе с точностью до 10%. На линейном коллайдере CLIC могут быть зарегистрированы скварки и слептоны с массами не более 1,5–2,5 ТэВ.

Таким образом, следует ожидать, что в первые десятилетия XXI века идеи суперсимметрии либо найдут свое блестящее подтверждение, либо "феноменологическая суперсимметрия" будет исключена новыми экспериментальными данными.

Авторы благодарны Л.Б. Окуно за предложение написать этот обзор, А.И. Голутвину за обсуждение перспектив открытия суперпартнеров на проектируемых ускорителях, а также В.А. Новикову и К.А. Тер-Мартirosяну за полезные обсуждения и замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (00-15-96562).

Список литературы

1. Nilles H P *Phys. Rep.* **110** 1 (1984)
2. Haber H E, Kane G L *Phys. Rep.* **117** 75 (1985)
3. Высоцкий М И *УФН* **146** 591 (1985)
4. Barbieri R *Riv. Nuovo Cimento* **11** 1 (1988)
5. Novikov V A et al. *Rep. Prog. Phys.* **62** 1275 (1999)
6. Ilyin V A et al., in *Proc. ICHEP2000 Osaka Conf.*, Rep. No. CPPM-C-2000-01; hep-ph/0009167
7. Gildener E, Weinberg S *Phys. Rev. D* **13** 3333 (1976)
8. Erler J, Lagaekker P *Eur. Phys. J. C* **15** 95 (2000)
9. Schmidt M *Eur. Phys. J. C* **15** 826 (2000)
10. Gaidenko I V et al. *Phys. Rep.* **320** 119 (1999)
11. Marciano W J, Rosner J L *Phys. Rev. Lett.* **65** 2963 (1999)
12. Barger V, Berger M S, Ohmann P *Phys. Rev. D* **47** 1093 (1993)
13. Langacker P, Polonsky N *Phys. Rev. D* **47** 4028 (1993); **49** 1454 (1994); **52** 3081 (1995)
14. Weinberg S *Phys. Rev. D* **26** 287 (1982)
15. Sakai N, Yanagida T *Nucl. Phys. B* **197** 533 (1982)
16. Barger V et al. *Phys. Lett. B* **314** 351 (1993); см. [12]
17. Babu K S, Strassler M J, hep-ph/9808447
18. Goto T, Nihei T *Phys. Rev. D* **59** 115009 (1999); hep-ph/9909251
19. Ibañez L E, Ross G G *Phys. Lett. B* **110** 215 (1982); Ellis J, Nanopoulos D V, Tamvakis K *Phys. Lett. B* **121** 123 (1983); Ibañez L E, Lopez C *Phys. Lett. B* **126** 54 (1983); Kounnas C et al. *Phys. Lett. B* **132** 95 (1983)
20. Ellis J, Ridolfi G, Zwirner F *Phys. Lett. B* **262** 477 (1991); Gladyshev A V et al. *Nucl. Phys. B* **498** 3 (1997)

21. Carena M, Quiros M, Wagner C E M *Nucl. Phys. B* **461** 407 (1996)
22. Brignole A *Phys. Lett. B* **281** 284 (1992); Dabelstein A Z. *Phys. C* **67** 495 (1995)
23. Drees M, Nojiri M M *Phys. Rev. D* **45** 2482 (1992)
24. Sasaki K, Carena M, Wagner C E M *Nucl. Phys. B* **381** 66 (1992); Haber H E, Hempfling R *Phys. Rev. D* **48** 4280 (1993); Carena M et al. *Phys. Lett. B* **355** 209 (1995); Gladyshev A V, Kazakov D I *Mod. Phys. Lett. A* **10** 3129 (1995)
25. Chankowski P H, Pokorski S, Rosiek J *Phys. Lett. B* **274** 191 (1992); Yamada A Z. *Phys. C* **61** 247 (1994); Chankowski P H, Pokorski S, Rosiek J *Nucl. Phys. B* **423** 437 (1994); Pierce D M et al. *Nucl. Phys. B* **491** 3 (1997)
26. Brignole A et al. *Phys. Lett. B* **271** 123 (1991); Diaz M A, Haber H E *Phys. Rev. D* **45** 4246 (1992); Brignole A *Phys. Lett. B* **277** 313 (1992)
27. Okada Y, Yamaguchi M, Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **85** 1 (1991); Ellis J, Ridolfi G, Zwirner F *Phys. Lett. B* **257** 83 (1991); Barbieri R, Frigeni M *Phys. Lett. B* **258** 395 (1991); Pierce D M, Papadopoulos A, Johnson S B *Phys. Rev. Lett.* **68** 3678 (1992)
28. Barbieri R, Frigeni M, Caravaglios F *Phys. Lett. B* **258** 167 (1991); Okada Y, Yamaguchi M, Yanagida T *Phys. Lett. B* **262** 54 (1991)
29. Haber H E, Hempfling R, Hoang A H Z. *Phys. C* **75** 539 (1997)
30. Haber H E, Hempfling R *Phys. Rev. Lett.* **66** 1815 (1991)
31. Hempfling R, Hoang A H *Phys. Lett. B* **331** 99 (1994); Zhang R *Phys. Lett. B* **447** 89 (1999); Espinosa J R, Zhang R-J *Nucl. Phys. B* **586** 3 (2000); *JHEP* **0003** 026 (2000); hep-ph/0003246
32. Espinosa J R, Quiros M *Phys. Lett. B* **266** 389 (1991); Kodaira J, Yasui Y, Sasaki K *Phys. Rev. D* **50** 7035 (1994); Casas J A et al. *Nucl. Phys. B* **436** 3 (1995)
33. Heinemeyer S, Hollik W, Weiglein G *Phys. Rev. D* **58** 091701 (1998); *Phys. Lett. B* **440** 296 (1998); **455** 179 (1999); *Eur. Phys. J. C* **9** 343 (1999)
34. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **580** 29 (2000)
35. Inoue K et al. *Prog. Theor. Phys.* **67** 1889 (1982); Flores R, Sher M *Ann. Phys. (New York)* **148** 95 (1983); Li S P, Sher M *Phys. Lett. B* **140** 339 (1984)
36. Diaz M A, Ter Veldhuis T A, Weiler T J *Phys. Rev. D* **54** 5855 (1996)
37. Ibañez L E, Lopez C *Phys. Lett. B* **126** 54 (1983); *Nucl. Phys. B* **233** 511 (1984)
38. Hill C T *Phys. Rev. D* **24** 691 (1981); Hill C T, Leung C N, Rao S *Nucl. Phys. B* **262** 517 (1985)
39. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **419** 213 (1994); Carena M, Wagner C E M *Nucl. Phys. B* **452** 45 (1995); Abel S A, Allanach B C *Phys. Lett. B* **415** 371 (1997)
40. Barger V et al. *Phys. Lett. B* **314** 351 (1993); Bardeen W A et al. *Phys. Lett. B* **320** 110 (1994); Abel S A, Allanach B C *Phys. Lett. B* **431** 339 (1998)
41. Barger V, Berger M S, Ohmann P *Phys. Rev. D* **49** 4908 (1994)
42. Codoban S, Jurčišin M, Kazakov D *Phys. Lett. B* **477** 223 (2000)
43. Yeghian G K, Jurčišin M, Kazakov D I *Mod. Phys. Lett. A* **14** 601 (1999)
44. Casas J A, Espinosa J R, Haber H E *Nucl. Phys. B* **526** 3 (1998)
45. Brahmachari B *Mod. Phys. Lett. A* **12** 1969 (1997)
46. Igo-Kemenes P, in *Proc. 30th Intern. Conf. on High Energy Physics, Osaka, 2000* (Eds C S Lim, T Yamanaka) (in press)
47. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **426** 269 (1994)
48. Chanowitz M S, Ellis J, Gaillard M K *Nucl. Phys. B* **128** 506 (1977); Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **135** 66 (1978)
49. см. [12]; Langacker P, Polonsky N *Phys. Rev. D* **49** 1454 (1994); **50** 2199 (1994); Schrempp B *Phys. Lett. B* **344** 193 (1995); Schrempp B, Wimmer M *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37** 1 (1996); Polonsky N *Phys. Rev. D* **54** 4537 (1996)
50. Fayet P *Nucl. Phys. B* **90** 104 (1975)
51. Ellis J et al. *Phys. Rev. D* **39** 844 (1989)
52. Durand L, Lopez J L *Phys. Lett. B* **217** 463 (1989); Drees L *Int. J. Mod. Phys. A* **4** 3635 (1989)
53. Elliott T, King S F, White P L *Phys. Lett. B* **314** 56 (1993); Ellwanger U *Phys. Lett. B* **303** 271 (1993); Ellwanger U, Lindner M *Phys. Lett. B* **301** 365 (1993); Pandita P N *Phys. Lett. B* **318** 338 (1993); *Z. Phys. C* **59** 575 (1993); Elliott T, King S F, White P L *Phys. Rev. D* **49** 2435 (1994); Ham S W, Oh S K, Kim B R *J. Phys. G* **22** 1575 (1996); *Phys. Lett. B* **414** 305 (1997); Коваленко П А, Невзоров Р Б, Тер-Мартirosян К А *ЯФ* **61** 898 (1998); Ham S W, Oh S K, Song H S *Phys. Rev. D* **61** 055010 (2000); hep-ph/9910461
54. King S F, White P L *Phys. Rev. D* **52** 4183 (1995)
55. Allanach B C, King S F *Phys. Lett. B* **328** 360 (1994)
56. Невзоров Р Б, Трусов М А *ЯФ* **64** 1375 (2001)
57. Yeghian G K, Preprint of YERPHI, No. YERPHI-1532(5)-99 (Yerevan: YERPHI, 1999); Ellwanger U, Hugonie C, hep-ph/9909260
58. Masip M, Muñoz-Tapia R, Pomarol A *Phys. Rev. D* **57** R5340 (1998)
59. Невзоров Р Б, Трусов М А, Препринт ИТЭФ, № 6 (М.: ИТЭФ, 2000); *ЯФ* (2001) (в печати)
60. Ellwanger U, Rausch de Traubenberg M R, Savoy C A *Phys. Lett. B* **315** 331 (1993); *Nucl. Phys. B* **492** 21 (1997); Elliott T, King S F, White P L *Phys. Lett. B* **305** 71 (1993); **351** 213 (1995)
61. Abel S A, Sarkar S, White P L *Nucl. Phys. B* **454** 663 (1995)
62. Невзоров Р Б, Трусов М А *ЖЭТФ* **118** 1251 (2000)
63. Giudice G F, Masiero A *Phys. Lett. B* **206** 480 (1988)
64. Casas J A, Muñoz C *Phys. Lett. B* **306** 288 (1993)
65. Kim J E, Nilles H P *Phys. Lett. B* **138** 150 (1984); **263** 79 (1991); Chun E J, Kim J E, Nilles H P *Nucl. Phys. B* **370** 105 (1992)
66. Espinosa J R, Quiros M *Phys. Lett. B* **279** 92 (1992); Moroi T, Okada Y *Phys. Lett. B* **295** 73 (1992); Kane G L, Kolda C, Wells J D *Phys. Rev. Lett.* **70** 2686 (1993); Espinosa J R, Quiros M *Phys. Lett. B* **302** 51 (1993); Espinosa J R *Phys. Lett. B* **353** 243 (1995); Comelli D, Espinosa J R *Phys. Lett. B* **388** 793 (1996); Sakamura Y *Mod. Phys. Lett. A* **14** 721 (1999)
67. Espinosa J R, Quiros M *Phys. Rev. Lett.* **81** 516 (1998); Masip M *Phys. Lett. B* **444** 352 (1998)
68. Kang S K *Phys. Rev. D* **54** 7077 (1996); Kang S K, Park G T *Mod. Phys. Lett. A* **12** 553 (1997); Dooling D, Kang K, Kang S K *Int. J. Mod. Phys. A* **14** 1605 (1999); *Phys. Rev. D* **60** 017701 (1999)
69. Maltoni M et al. *Phys. Lett. B* **476** 107 (2000)
70. Goldberg H *Phys. Rev. Lett.* **50** 1419 (1983)
71. Bernabei R et al. (DAMA Collab.) *Phys. Lett. B* **480** 23 (2000)
72. Klapdor-Kleingrothaus H V, hep-ph/0104028
73. Drees M, Tata X *Phys. Rev. D* **43** 2971 (1991); Grivaz J-F, in *Perspectives on Supersymmetry* (Ed. G L Kane) (Singapore: World Scientific, 1997) p. 179
74. Abbiendi G et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **14** 187 (2000); *Erratum-ibid.* **16** 707 (2000)
75. Maltoni M, Vysotsky M *Phys. Lett. B* **463** 230 (1999)
76. Abbiendi G et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **14** 51 (2000)
77. Barate R et al. (ALEPH Collab.) *Phys. Lett. B* **434** 189 (1998); Abbiendi G et al. (OPAL Collab.) *Phys. Lett. B* **456** 95 (1999); Acciarri M et al. (L3 Collab.) *Phys. Lett. B* **445** 428 (1999); Akerstaff K et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **6** 225 (1999)
78. Albajar C et al. (UA1 Collab.) *Phys. Lett. B* **198** 261 (1987); Alitti J et al. (UA2 Collab.) *Phys. Lett. B* **235** 363 (1990)
79. Azuelos G et al., ATL-PHYS-2001-002 (Geneva: CERN, 2001)
80. De Roeck A, Ellis J, Gianotti F, CERN-TH/2001-023 (Geneva: CERN, 2001)
81. Assmann R W et al., CERN-2000-008 (Geneva: CERN, 2000)

Selected problems in SUSY phenomenology

M.I. Vysotskiĭ, R.B. Nevzorov

*Institute of Theoretical and Experimental Physics,
B. Cheremushkinskaya ul. 25, 117218 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 123-83 93. Fax (7-095) 127-08 33
E-mail: vysotsky@heron.itep.ru; nevzorov@heron.itep.ru*

Several problems of phenomenological supersymmetry are considered, including the hierarchy problem; gauge coupling unification; proton decay in Grand Unification Theory; Higgs boson spectrum and the upper bound on the lightest Higgs boson mass; and dark matter. The bounds on the superpartner masses and the possibility of their discovery at future accelerators are also discussed.

PACS numbers: **12.10** -g, **12.60**.Jv, **14.80**.Cp, **95.35**. +d
Bibliography — 81 references

Received 30 April 2001