

## Калибровочный механизм передачи нарушения суперсимметрии

Д.С. Горбунов, С.Л. Дубовский, С.В. Троицкий

*В большинстве феноменологически приемлемых суперсимметричных теорий предполагается, что суперсимметрия нарушается в отдельном секторе полей, специально введенном для этой цели. При этом нарушение суперсимметрии передается полям Стандартной модели с помощью некоторого взаимодействия с этим дополнительным сектором. В данном обзоре обсуждается один из популярных в литературе механизмов такой передачи, в котором ключевую роль играют калибровочные взаимодействия Стандартной модели. Описаны общие принципы калибровочной передачи, критически проанализированы различные конкретные модели, их феноменологические и космологические следствия. Также приведены необходимые для изложения сведения о механизмах динамического нарушения суперсимметрии.*

PACS numbers: 11.30.Pb, 11.30.Qc, 12.60.Jv

## Содержание

1. Введение (705).
  2. Основные черты минимального суперсимметричного обобщения Стандартной модели (706).
  3. Феноменология Минимальной модели с калибровочной передачей (709).
    - 3.1. Спектр масс и мягкие члены.
    - 3.2. Радиационное нарушение электрослабой симметрии в Минимальной модели.
    - 3.3. Ограничения на параметры изолированного сектора.
    - 3.4. Перспективы Большого объединения.
  4. Расширения Минимальной модели (713).
    - 4.1.  $\mu$ -проблема.
    - 4.2. Феноменология с произвольным  $\tan \beta$ .
    - 4.3. Наиболее общий случай сектора медиаторов.
    - 4.4. Смешивание полей материи с медиаторами.
  5. Включение изолированного сектора (718).
    - 5.1. Непертурбативная динамика суперсимметричных калибровочных теорий.
    - 5.2. Модели с передачей через синглет.
    - 5.3. Модели с непосредственной передачей.
  6. Калибровочная передача и космология (730).
    - 6.1. Низкоэнергетическое нарушение суперсимметрии и легкие поля.
    - 6.2. Стабильные частицы и космология.
  7. Заключение (734).
- Список литературы (735).

## 1. Введение

Несмотря на отсутствие каких-либо экспериментальных указаний на наличие в природе суперсимметрии, последняя является предметом постоянного внимания теорети-

ков, работающих в области физики элементарных частиц. Более того, одной из задач, стоящей перед строящимися сейчас ускорителями, в частности, Большим адронным коллайдером (LHC) в CERN, является поиск суперсимметрии (см., например, [1]). Прежде чем переходить к обсуждению одного из интенсивно развивающихся в последние годы подходов к построению реалистических суперсимметричных теорий, которому и посвящен настоящий обзор, полезно напомнить, в чем причины такого интереса к моделям, ничем пока не проявившим себя на эксперименте.

Суперсимметрия [2] — это симметрия между бозонами и фермионами, представляющая собой нетривиальное расширение алгебры Пуанкаре. Построение [3, 4] и дальнейшее изучение (см., например, учебники [5, 6] и обзоры [7, 8]) квантово-полевых моделей, обладающих свойством суперсимметрии, выявило у них ряд свойств, привлекательных с точки зрения физики элементарных частиц. Речь идет прежде всего об улучшенном по сравнению с обычными теориями ультрафиолетовом поведении, т.е. о дополнительном сокращении ультрафиолетовых расходимостей, связанном с суперсимметрией. В частности, одной из основных причин интереса к реалистическим суперсимметричным теориям является отсутствие в последних квадратично расходящихся поправок к массам скалярных частиц, например, хиггсовского бозона. Это свойство позволяет решить так называемую проблему калибровочной иерархии, считающуюся одним из самых слабых мест Стандартной модели (СМ) взаимодействий элементарных частиц с точки зрения теоретика. Именно, если предположить, что СМ хорошо описывает физику микромира вплоть до энергий, при которых становятся существенными эффекты квантовой гравитации (до массы Планка  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ГэВ), или до масштаба Большого объединения взаимодействий ( $M_{GUT} \sim 10^{16}$  ГэВ), то величина характерного масштаба электрослабого нарушения, определяемая массой  $Z$ -бозона  $m_Z \sim 10^2$  ГэВ  $\ll$

Д.С. Горбунов, С.Л. Дубовский, С.В. Троицкий. Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация  
Тел. (095) 133-65-33

Статья поступила 11 декабря 1998 г.

$\ll M_{\text{GUT}}, M_{\text{Pl}}$ , за счет квадратично расходящихся диаграмм будет получать огромные радиационные поправки, т.е. иерархия массовых масштабов окажется нестабильной относительно квантовых эффектов. В реалистических суперсимметричных теориях массы скалярных частиц получают лишь логарифмически расходящиеся поправки, и стабильность иерархии становится обеспеченной; этот факт является важным доводом в пользу суперсимметричных обобщений СМ.

Требование суперсимметричности теории является, однако, очень жестким с точки зрения спектра описываемых частиц. Именно, наряду с наблюдаемыми частицами должны присутствовать их суперпартнеры — частицы другого спина с теми же квантовыми числами и массами. Отсутствие скалярных частиц с массами лептонов и кварков и фермионов с массами калибровочных бозонов означает отсутствие ненарушенной суперсимметрии в природе. Было показано, однако, что можно нарушить суперсимметрию, сохранив свойство сокращения квадратичных расходимостей [9]. Такое нарушение называют мягким, и оно естественным образом приводит к массивным суперпартнерам. Все это указывает на возможность существования в природе нарушенной суперсимметрии, а значит, на необходимость изучения механизмов ее нарушения.

Дополнительное преимущество мягко нарушенной суперсимметрии, если это нарушение невелико, состоит в возможности объяснить не только стабильность, но и само происхождение калибровочной иерархии [10]. Именно, во многих моделях нарушение суперсимметрии происходит динамически, за счет непертурбативных эффектов, которые становятся существенными на характерном масштабе  $\Lambda \sim \exp[-O(1/g^2)]M$ , где  $M \sim M_{\text{Pl}}$  или  $M_{\text{GUT}}$ , а  $g$  — некоторая константа связи. Малость  $g$  обеспечивает малость масштаба нарушения суперсимметрии  $\Lambda \ll M$ , а во многих реалистических моделях имеется возможность динамически — за счет радиационных поправок — получить вакуумное среднее хиггсовского поля порядка  $\Lambda$  с точностью до степеней констант связи, т.е. обеспечить калибровочную иерархию.

Среди причин интереса к суперсимметричным теориям элементарных частиц можно отметить также лучшее (по сравнению с СМ) объединение калибровочных констант связи на масштабе  $M_{\text{GUT}}$ . Нельзя также забывать о чисто эстетических преимуществах теорий, обладающих большой симметрией. В практической плоскости они выражаются в возможности сделать нетривиальные выводы о динамике исключительно из соображений симметрии, что и было проэксплуатировано в суперсимметричных теориях (см. раздел 5.1).

В наиболее простых моделях нарушение суперсимметрии происходит спонтанно, на древесном уровне (модели О'Райферти [11] и Файе–Иллиопулоса [12]). Помимо невозможности объяснения калибровочной иерархии без тонкой подстройки параметров, т.е. без введения новой иерархии, непосредственное применение этих механизмов в суперсимметричных вариантах СМ невозможно и по более фундаментальной причине. Именно, без учета супергравитации нарушение суперсимметрии оставляет (на древесном уровне) жесткие ограничения на массы частиц — в физически интересном случае так называемый суперслед квадрата массовой матрицы, т.е. сумма квадратов масс частиц, взвешенных с положительным знаком для бозонов и с отрицатель-

ным для фермионов, равна нулю:  $\text{STr } m^2 = 0$ . Это означает, что для фермионов СМ, например, должны иметься скалярные суперпартнеры не тяжелее их — явно феноменологически неприемлемый результат. Реалистические теории, таким образом, должны обходить одно из условий этой теоремы — использовать либо супергравитацию, либо петлевые эффекты. Попытки реализовать второй подход привели в конечном итоге к созданию механизма передачи нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия, которому и посвящен настоящий обзор.

Мы не будем подробно рассматривать общие вопросы, связанные с суперсимметричными теориями элементарных частиц — они детально рассмотрены, например, в обзорах [8, 14, 15]. Механизмы динамического нарушения суперсимметрии рассматриваются также в обзорах [16, 17], а передача через калибровочные взаимодействия обсуждается в [18, 19].

В разделе 2 мы вводим основные обозначения и кратко обсуждаем минимальное суперсимметричное обобщение СМ (МССМ). В разделе 3 обсуждается калибровочный механизм передачи нарушения суперсимметрии и феноменология простейшей, минимальной модели, отражающей все характерные черты теорий с калибровочной передачей. Расширения минимальной модели и особенностям их феноменологии посвящен раздел 4. В разделе 5 рассмотрены различные реализации привлекательной черты моделей с калибровочной передачей — возможности построения и количественного анализа полной теории, включающей и динамическое нарушение суперсимметрии, и механизм передачи его полям МССМ. Раздел 6 посвящен общим для всех рассматриваемых моделей космологическим следствиям и получаемым из космологии ограничениям на механизмы нарушения суперсимметрии и его передачи. Некоторые представляющие, на наш взгляд, интерес задачи дальнейшего развития теории перечисляются в заключении.

## 2. Основные черты минимального суперсимметричного обобщения Стандартной модели

В качестве низкоэнергетической теории, описывающей феноменологию суперсимметричных моделей, обычно рассматривается МССМ. Формализм, использующийся в суперсимметричных моделях физики частиц, подробно обсуждается в [5–8], а детальное обсуждение различных аспектов МССМ можно найти, например, в [8, 20, 21]. В этом разделе мы кратко обсудим основные черты МССМ и введем используемые нами обозначения.

Лагранжиан МССМ естественным образом разделяется на суперсимметричную часть и мягкие члены, нарушающие суперсимметрию. Остановимся вначале на суперсимметричной части. Удобным средством для описания суперсимметричных лагранжианов является формализм, использующий понятие суперпространства. В этом формализме рассматриваются функции, зависящие не только от обычных пространственных координат  $x^\mu$ , но и от антикоммутирующих координат  $\theta_\alpha$  и сопряженных к ним  $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ , образующих двухкомпонентные спиноры относительно алгебры Пуанкаре. Такие функции называются суперполями (обычные поля возникают как коэффициенты разложения суперполей в ряд по  $\theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ ). В

силу антикоммутации  $\theta_x, \bar{\theta}_x$  эти ряды в действительности всегда оказываются конечными многочленами. Действие является обычным интегралом от плотности лагранжиана по пространственным координатам и интегралом Березина [22] по антикоммутирующим.

Необходимым условием построения суперсимметричной модели является включение каждого поля СМ в некоторое суперполе, что приводит к появлению в спектре новых частиц — суперпартнеров, несущих те же квантовые числа по глобальным и калибровочным симметриям, что и обычные поля, но отличающихся от них спином.

Калибровочные поля<sup>1</sup> описываются вещественными суперполями  $\mathcal{V}$ , которые в наиболее употребительной калибровке Весса–Зумино содержат обычное векторное поле  $A_\mu$ , его суперпартнера (калибрино) — фермион  $\lambda$  в присоединенном представлении калибровочной группы — и вспомогательное поле  $D$ , которое не обладает кинетическим членом и может быть исключено с помощью уравнений движения. В суперполевой формулировке действие имеет вид

$$S_g = \text{Im} \left[ \tau \int d^2\theta d^4x \text{Tr}(\mathcal{W}^x \mathcal{W}^x) \right], \quad (1)$$

где  $\mathcal{W}^x$  — суперполе, включающее тензор кривизны калибровочного поля  $F_{\mu\nu}$ , а  $\tau = \Theta/2\pi + i4\pi/g^2$  — комбинация калибровочной константы связи  $g$  и CP-нарушающего параметра  $\Theta$ . В компонентных полях — это обычное калибровочно-инвариантное действие для калибровочных бозонов и безмассовых калибрино, включающее  $\Theta$ -член. В МССМ суперпартнеры калибровочных бозонов группы  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$  называются глюино (для глюонов  $SU(3)$ ), вино и зино (для W- и Z-бозонов) и бино (для калибровочного поля  $U(1)_Y$ ). Суперпартнер фотона — фотино (для электромагнитной калибровочной группы  $U(1)_{\text{em}}$ , оставшейся после нарушения электрослабой симметрии).

Поля материи описываются другим представлением супералгебры — киральными суперполями

$$\Phi = \phi(y) + \sqrt{2}\psi(y)\theta + \theta\theta F(y),$$

где  $\phi$  — скалярная компонента кирального суперполя,  $\psi$  — фермион, а  $F$  — вспомогательное поле. Суперсимметричным действием, описывающим взаимодействие киральных суперполей между собой и с векторным суперполем  $\mathcal{V}$ , является следующий функционал:

$$S_m = \sum_i \int d^2\bar{\theta} d^2\theta d^4x \Phi_i^\dagger \exp(\mathcal{V}) \Phi_i + \left( \int d^2\theta W(\Phi_i) + \text{h.c.} \right). \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое носит название кэлерава потенциала и содержит калибровочно-инвариантные кинетические члены полей  $\phi$  и  $\psi$  и их юкавское взаимодействие с калибрино. Второе слагаемое называется суперпотенциалом и приводит к членам, описывающим самодействие компонентных полей киральных суперполей. Полное действие суперсимметричной теории является суммой  $S_g$  и  $S_m$ . Скалярный потенциал после исключения

вспомогательных полей принимает вид

$$V = \sum_i |F_i|^2 + \sum_a \frac{1}{2} D_a^2, \quad (3)$$

где  $F$ -члены определяются суперпотенциалом

$$F_i = \frac{\partial W(\phi)}{\partial \phi_i},$$

а  $D$ -члены в калибровке Весса–Зумино имеют вид

$$D^a = \sum_i \phi_i^\dagger T^a \phi_i$$

( $T^a$  — генераторы калибровочной группы).

В МССМ кварки и лептоны описываются фермионными компонентами киральных суперполей (их скалярные суперпартнеры называются скварками и слептонами), а хиггсовские частицы (в отличие от СМ, требуется два поля Хиггса) — бозонными (их суперпартнеры — хиггсино). Электрически нейтральные фермионы (фотино, зино и нейтральные хиггсино) могут смешиваться, образуя физически наблюдаемые комбинации — нейтралино. Также смешиваются заряженные фермионы — вино и остальные хиггсино.

Суперпотенциал МССМ описывает юкавское взаимодействие полей материи с хиггсовскими полями и имеет вид

$$W_{\text{MSSM}} = H_D(L_i Y_{ij}^l E_j + Q_i Y_{ij}^d D_j) + H_U Q_i Y_{ij}^u U_j + \mu H_U H_D, \quad (4)$$

где  $L_i, E_i, Q_i, D_i$  и  $U_i$  — суперполя, содержащие левые и правые лептоны, левые кварки и правые нижние и верхние кварки вместе с их суперпартнерами, соответственно;  $H_D$  и  $H_U$  — хиггсовские дублеты (мы будем обозначать суперполя прописными, а их скалярные компоненты строчными буквами);  $Y_{ij}^l, Y_{ij}^d$  и  $Y_{ij}^u$  — юкавские матрицы смешивания. Суперпотенциал (4) удовлетворяет всем симметриям СМ, включая сохранение лептонного и барионного чисел; он включает так называемый  $\mu$ -член — суперсимметричную смешивающую массу хиггсовских полей.

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$  симметрия разрешает, вообще говоря, дополнительные по сравнению с (4) слагаемые в суперпотенциале, приводящие к нарушению лептонного и барионного чисел. Коэффициенты перед ними должны быть очень малыми, чтобы удовлетворить экспериментальным ограничениям, например, из ненаблюдения распада протона. Обычно предполагается, что эти члены запрещены дополнительной  $U(1)_R$  глобальной симметрией. Одновременно с нарушением суперсимметрии,  $U(1)_R$  нарушается до дискретной  $Z_2$  симметрии, называемой R-четностью. Все частицы СМ имеют заряд +1 относительно этой симметрии, а их суперпартнеры имеют заряд −1. Сохранение R-четности приводит к стабильности легчайшего суперпартнера (the lightest superpartner, LSP) частиц СМ.

Помимо полей МССМ, в феноменологии моделей с калибровочной передачей важную роль играет суперпартнер гравитона — гравитино, безмассовая в пределе ненарушенной суперсимметрии частица со спином 3/2.

Мягко нарушающие суперсимметрию члены вводятся в лагранжиан МССМ явно. Они включают обычные массовые члены для калибрино  $[(1/2)M_{\lambda_i} \lambda_i \lambda_i + \text{h.c.}]$  и

<sup>1</sup> Всюду речь идет о самой простой,  $N = 1$  суперсимметрии.

для скалярных полей, например, для хиггсовских скаляров<sup>2</sup>

$$m_{h_U}^2 |h_U|^2 + m_{h_D}^2 |h_D|^2 + (B_\mu h_U h_D + \text{h.c.}), \quad (5)$$

а также трilinearные взаимодействия скалярных полей:

$$h_D (l_i y_{ij}^1 e_j + q_i y_{ij}^d d_j) + h_U q_i y_{ij}^u u_j + \text{h.c.}, \quad (6)$$

где  $y_{ij}$  — новые матрицы. Дополнительно к параметрам СМ вводится, таким образом, около ста независимых естественных параметров.

В общем случае такое количество параметров может привести к нетривиальной физике ароматов. Отсутствие нейтральных токов с изменением ароматов (flavour changing neutral currents, FCNC), процессов с СР-нарушением, несохранением лептонных квантовых чисел накладывает существенные ограничения на величины этих параметров.

Как правило, эти ограничения связаны с первыми двумя поколениями. Характерным примером является система нейтральных каонов, в которых отсутствие FCNC приводит к условию [24]

$$\kappa \left( \frac{1 \text{ ТэВ}^2}{m_{\tilde{Q}}^2} \right) \left( \frac{\delta m_{\tilde{Q}}^2}{m_{\tilde{Q}}^2} \right)^2 \lesssim 5 \times 10^{-3}, \quad (7)$$

где  $\delta m_{\tilde{Q}}^2$  — разница квадратов масс  $u$ - и  $s$ -сварков со средней массой  $m_{\tilde{Q}}$ , а  $\kappa$  — произведение элементов матрицы поворота от массового базиса кварков к массовому базису скварков. Аналогичные ограничения возникают и из других процессов с несохранением аромата.

Из (7) видно, что есть три способа подобрать параметры теории так, чтобы вклад нейтральных токов с изменением ароматов не превышал экспериментальное значение:

1. Рассматривать теорию с тяжелыми скварками,  $m_{\tilde{Q}} \gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ .
2. Добиться очень маленького значения параметра  $\kappa$ , потребовав параллельности базисов собственных массовых состояний скаляров и фермионов.
3. Обеспечить вырождение скварков по массе,  $\delta m_{\tilde{Q}}^2 \ll m_{\tilde{Q}}^2$  (этот подход используется чаще всего).

Выбрать естественным образом один из трех вариантов можно, поняв механизмы, приводящие к появлению мягких членов.

Одно из наблюдений, важных для построения моделей, состоит в том, что нельзя нарушить суперсимметрию феноменологически приемлемым образом в рамках теории, содержащей только поля МССМ. Древесное нарушение в рамках полей МССМ не годится из-за обсуждавшегося выше свойства  $\text{STr } m^2 = 0$ , а динамическое нарушение за счет непертурбативных эффектов может осуществляться лишь на масштабе, где КХД становится сильновзаимодействующей теорией. Этот масштаб на несколько порядков ниже, чем нужно для

<sup>2</sup> Можно показать, что в МССМ возникает довольно жесткое теоретическое ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона. На древесном уровне оно имеет вид  $m_h < M_Z$ . Петлевые поправки позволяют его ослабить, однако большинство реалистических моделей предсказывают массу легчайшего хиггсовского бозона в пределах 150 ГэВ [23]. Это отличие от СМ дает возможность отвергнуть МССМ в случае необнаружения хиггсовской частицы на ускорителях следующего поколения.

объяснения калибровочной иерархии и отсутствия наблюдаемых суперпартнеров. Нарушение, таким образом, должно происходить в некотором секторе, который специально для этой цели введенном секторе, который содержит либо модель О'Райферти, либо калибровочную теорию, в которой суперсимметрия нарушается по механизму Файе–Иллиопулоса или динамически. Как уже отмечалось, возможность объяснить происхождение калибровочной иерархии, а не только ее стабильность, требует динамического нарушения суперсимметрии, так что обычно предполагается, что в дополнение к полям СМ имеется еще одна калибровочная группа со своим набором полей материи, обеспечивающая динамическое нарушение суперсимметрии на нужном масштабе энергий. Никакие признаки этого сектора экспериментально не обнаружены, поэтому естественно предположить, что взаимодействие с ним полей МССМ достаточно слабое и становится существенным при энергиях, недоступных нынешним экспериментам. Это взаимодействие и отвечает за появление мягких членов; различают, соответственно, передачу через гравитационные взаимодействия (на энергиях порядка планковских) и через калибровочные взаимодействия. В последнем случае эффекты нарушения суперсимметрии передаются при значительно более низких энергиях, и вся модель может быть описана в рамках теории поля, что в отсутствие надежной теории на планковских масштабах является существенным преимуществом. В моделях с низкоэнергетической передачей сектор, в котором нарушается суперсимметрия, называют [25] *изолированным* (secluded) — в отличие от *скрытого* (hidden) сектора гравитационных моделей.

Из соотношений алгебры суперсимметрии следует, что в случае ненарушенной суперсимметрии энергия вакуума равна нулю. Таким образом, формула (3) связывает нарушение суперсимметрии с появлением ненулевого вакуумного среднего некоторых  $F$ - или  $D$ -компонент. В реалистических моделях, как правило, суперсимметрия нарушается за счет появления вакуумного среднего  $F_{\text{DSB}}$  вспомогательной компоненты некоторого поля из дополнительного сектора. В случае передачи этого нарушения в видимый сектор через гравитацию, т.е. на планковском масштабе, соответствующие мягкие массы оказываются порядка  $F_{\text{DSB}}/M_{\text{Pl}}$ . Требование того, чтобы эти члены были порядка электрослабого масштаба, приводит к соотношению  $F_{\text{DSB}} \sim M_{\text{Pl}} m_Z$ .

Проблемы с несохранением ароматов в этом подходе решаются с помощью гипотезы универсальности мягких членов [26], которая состоит в следующем. Пусть на гравитационном масштабе все бозонные суперпартнеры фермионов СМ получают одинаковые массы  $m_0$ , а все фермионные суперпартнеры калибровочных бозонов СМ — одинаковые массы  $m_{1/2}$ . Дополнительное трilinearное взаимодействие (6) полагается равным юкавской части суперпотенциала с точностью до некоторого коэффициента  $A_0$  с размерностью массы:

$$y_{ij}^{1,d,u} = A_0 Y_{ij}^{1,d,u}.$$

Таким образом, при высоких энергиях не происходит дополнительное нарушение ароматов по сравнению с СМ: скаляры вырождены по массам, работает механизм ГИМ. Тем не менее в низкоэнергетической теории нарушение аромата будет происходить не только за

счет матрицы Кабиббо – Кобаяши – Маскава (ККМ), но и за счет смешивания в скварковом секторе, появляющегося благодаря ренормгрупповым эффектам вследствие невырожденности юкавских констант. Однако соответствующие дополнительные вклады не противоречат существующим экспериментальным ограничениям в достаточно широкой области пространства параметров. Подобный механизм решает и проблему CP-нарушения в системе каонов, однако приводит, вообще говоря, к большим величинам для электрических дипольных моментов лептонов и кварков. В частности, для электрического дипольного момента нейтрона в теориях с универсальными массами скварков  $\tilde{m}$  получается [27]

$$d_N \simeq 2 \times 10^{-23} \left( \frac{100 \text{ ГэВ}}{\tilde{m}} \right)^2 \sin(\phi) e \text{ см}, \quad (8)$$

в то время как из эксперимента следует ограничение  $d_N < 1,1 \times 10^{-25} e \text{ см}$  [28]. Здесь

$$\phi = \arg(A_0^* M_{\text{gluino}}) - \arg(B_\mu^* \mu M_{\text{gluino}}).$$

Таким образом, необходим дополнительный механизм, обеспечивающий малость параметра CP-нарушения:  $\sin \phi \ll 1$ , если только массы скварков (а в подходе, связанном с супергравитацией, следовательно, и массы слептонов) не принимают достаточно больших значений  $\tilde{m} \gtrsim 1 \text{ ТэВ}$ . Эту проблему называют суперсимметричной CP-проблемой (см. подробнее в [29]).

При таком подходе в теории имеются лишь 5 дополнительных параметров по сравнению с СМ: кроме  $m_0$ ,  $m_{1/2}$  и  $A_0$ , еще суперсимметричная  $\mu$  и мягкая  $B_\mu$  массы хиггсовских полей. Количество параметров может быть увеличено без нарушения экспериментальных ограничений из физики ароматов, если заменить универсальность на так называемую горизонтальную универсальность, введя свой массовый параметр  $m_0^i$  для каждого поколения [26].

Другой подход связан с так называемым низкоэнергетическим динамическим нарушением суперсимметрии, переданным через калибровочные взаимодействия. Хотя общие положения его были сформулированы довольно давно [30, 31], в последнее время эти теории стали особенно интенсивно развиваться [32–34], что связано в первую очередь с существенным продвижением в понимании непертурбативных эффектов, нарушающих суперсимметрию (см. раздел 5.1). Сам процесс передачи нарушения суперсимметрии осуществляется посредством обычных калибровочных взаимодействий видимого сектора и для МССМ приводит к эффективному масштабу масс суперпартнеров частиц СМ порядка энергии электрослабого объединения.

Основное преимущество моделей этого класса связано с возможностью *вычислить* методами квантовой теории поля нарушающие суперсимметрию параметры МССМ, которые, как будет показано ниже, в данном подходе автоматически обеспечивают подавление процессов с несохранением ароматов и позволяют получить правильные значения электрического дипольного момента нейтрона без точной подстройки. При этом число свободных параметров невелико, т.е. теория имеет большую предсказательную силу. Электрослабое нарушение происходит за счет радиационных поправок, а построение объединенных теорий с нарушением суперсимметрии не требует привлечения неперенормируемых теорий (гравитации).

К недостаткам моделей с калибровочной передачей можно отнести их достаточно сложную структуру. Среди других трудностей можно отметить следующие:

1) в конкретных реализациях параметры хиггсовского сектора часто остаются свободными и иногда требуют тонкой подстройки;

2) в широком классе моделей нарушающий суперсимметрию вакуум является метастабильным, хотя характерное время его жизни при естественных значениях параметров оказывается много большим времени жизни Вселенной;

3) в моделях с ненарушенной R-четностью оказывается стабильным легкое гравитино, что приводит к ряду космологических проблем;

4) хотя несохранение ароматов, связанное со скалярными кварками и лептонами, в минимальных моделях подавлено естественным образом, наиболее общий разрешенный всеми симметриями МССМ суперпотенциал может содержать члены, приводящие к нарушению соответствующих квантовых чисел на древесном уровне.

Мы обсудим эти и другие вопросы в следующих разделах.

### 3. Феноменология Минимальной модели с калибровочной передачей

#### 3.1. Спектр масс и мягкие члены

Остановимся сначала на самых общих, модельно-независимых чертах передачи нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия. Основным элементом механизма передачи являются новые по сравнению с МССМ поля, заряженные по ее калибровочной группе, так называемые медиаторы<sup>3</sup> (messengers). Взаимодействие с изолированным сектором приводит к нарушающему суперсимметрию спектру этих полей — расщеплению масс в супермультиплете медиаторов. Как следствие, радиационные поправки за счет калибровочных взаимодействий МССМ приводят к появлению мягких членов в низкоэнергетическом лагранжиане.

Поля-медиаторы — массивные заряженные поля, преобразующиеся по векторным представлениям  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Как правило, их берут лежащими в полных мультиплетных объединенной калибровочной группы, например,  $SU(5)$ , чтобы сохранить объединение калибровочных констант МССМ.

Пусть медиаторы  $Q$  и  $\bar{Q}$  преобразуются по фундаментальному и антифундаментальному представлениям  $SU(5)$ , соответственно. Простейший способ получить нужный спектр масс медиаторов — ввести в суперпотенциал юкавское взаимодействие

$$W_{\text{ms}} = \lambda S Q \bar{Q} \quad (9)$$

с киральным суперполем  $S$  — синглетом по калибровочной группе МССМ, который из-за (пока не конкретизируемой) динамики изолированного сектора имеет отличные от нуля вакуумные средние  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$  своих скалярной и вспомогательной компонент:

$$\langle S \rangle = \langle s \rangle + \langle F_s \rangle \theta^2.$$

<sup>3</sup> Авторы признательны Л.Б. Окуню за предложение использовать термин *медиатор*.

Как следствие, скалярные компоненты медиаторов получают на древесном уровне массы

$$M_{\pm}^2 = \frac{A^2}{x^2} (1 \pm x), \quad (10)$$

где

$$A = \frac{\langle F_s \rangle}{\langle s \rangle} \quad \text{и} \quad x = \frac{\lambda \langle F_s \rangle}{\lambda^2 \langle s \rangle^2}. \quad (11)$$

В физически интересном случае  $^4 0 < x < 1$ . Массы всех фермионных компонент медиаторов одинаковы и равны

$$M = \frac{A}{x}.$$

Взаимодействие с полями медиаторов приводит к появлению мягких членов в секторе МССМ. Калибрино за счет взаимодействия с медиаторами получают в одной петле (рис. 1а) следующие массы на масштабе  $^5 M$  [30]:

$$M_{\lambda_i} = c_i \frac{\alpha_i}{4\pi} A f_1(x). \quad (12)$$

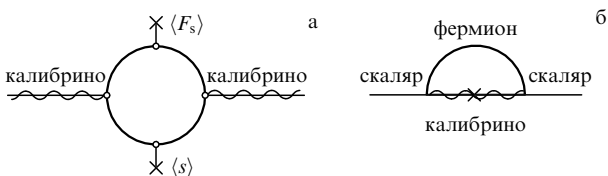
Здесь  $\alpha_1 = \alpha / \cos^2 \theta_W$ ;  $\alpha_2, \alpha_3$  — константы слабого и сильного взаимодействий;  $c_i$  — сумма индексов Дынкина полей медиаторов, бегущих в петле:  $c_1 = 5/3$ ,  $c_2 = c_3 = 1$ . Зависимость масс от  $x$  является очень слабой:  $f_1(x)$  — неубывающая функция, близкая к 1 на большей части области определения [35]:

$$f_1(x) = \frac{1}{x^2} [(1+x) \ln(1+x) + (1-x) \ln(1-x)].$$

Двухпетлевые диаграммы типа приведенной на рис. 1б дают вклад в квадраты масс скалярных полей — хиггсовских бозонов и суперпартнеров кварков и лептонов [30]:

$$\begin{aligned} \tilde{m}^2 &= 2A^2 \left[ C_3 \left( \frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 + C_2 \left( \frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + \frac{5}{3} \left( \frac{Y}{2} \right)^2 \left( \frac{\alpha_1}{4\pi} \right)^2 \right] f_2(x) = \\ &= 2A^2 \sum_{i=1}^3 C_i c_i \left( \frac{\alpha_i}{4\pi} \right)^2 f_2(x). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $C_i$  — собственное значение квадратичного оператора Казимира представления скварков, слептонов или хиггсовских частиц:  $C_3 = 4/3$  для цветных триплетов



**Рис. 1.** (а) Суперпартнеры калибровочных бозонов получают массы через диаграммы, содержащие медиаторы в петлях. (б) Характерная диаграмма, приводящая к появлению мягких масс у скалярных частиц МССМ;  $\times$  — вставка петли (а).

<sup>4</sup> В противном случае квадраты масс некоторых медиаторов были бы отрицательными (см. (10)), что приводило бы к нарушению электромагнитной и цветной калибровочных групп.

<sup>5</sup> Чтобы получить из (12) и (13) физический спектр масс, нужно учесть ренормгрупповые поправки.

(ноль для синглетов),  $C_2 = 3/4$  для слабых дублетов (ноль для синглетов),  $C_1 = (Y/2)^2$ , где  $Y$  — слабый гиперзаряд.  $f_2(x)$  снова является гладкой функцией, близкой к 1 на большей части области определения [36]:

$$f_2(x) = \frac{1+x}{x^2} \left[ \ln(1+x) - 2\text{Li}_2\left(\frac{x}{1+x}\right) + \frac{1}{2}\text{Li}_2\left(\frac{2x}{1+x}\right) \right] + (x \rightarrow -x).$$

Отметим, что для получения феноменологически приемлемого спектра необходим механизм, генерирующий сразу два ненулевых вакуумных средних  $\langle F_s \rangle$  и  $\langle s \rangle$ .  $\langle F_s \rangle$  собственно и является источником нарушения суперсимметрии в видимом секторе, а  $\langle s \rangle$  обеспечивает при выполнении условия  $x < 1$  положительность квадратов масс скалярных медиаторов и приводит к нарушающим киральность вставкам в петлях диаграмм на рис. 1, дающим несуперсимметричный вклад в массы суперпартнеров частиц СМ.

Фермионы, входящие в киральные суперполя МССМ, не получают вкладов в массы за счет взаимодействия с медиаторами по теоремам об отсутствии перенормировок [37] (массы фермионных компонент суперполей материи не являются мягкими членами [9] и не появляются при спонтанном нарушении суперсимметрии). Что касается трilinearного члена  $A_0$ , то он появляется лишь на двухпетлевом уровне (см., например, [38, 39]), и его вкладом по сравнению с массовыми членами можно пренебречь — он будет подавлен дополнительной степенью  $\alpha_i/4\pi$ :

$$A_0 \sim \frac{\alpha_i}{4\pi} M_{\lambda_i} \ln \frac{M_{\pm}}{M_{\lambda_i}}.$$

В рассмотренной схеме, которую мы будем называть Минимальной моделью (ММ), спектр суперпартнеров дается формулами (12) и (13). В силу того, что функции  $f_1(x)$ ,  $f_2(x)$  являются практически постоянными, все мягкие массы определяются единственным дополнительным к СМ параметром — масштабом нарушения суперсимметрии  $A$ . В [39] было найдено, что величина  $A$  в ММ должна быть больше 72 ТэВ, иначе теория будет противоречить ограничениям на массы слептонов, полученным из экспериментов на LEP.

В силу пропорциональности масс частиц соответствующим константам связи самыми тяжелыми частицами будут являться скварки ( $m_{\tilde{Q}} \sim 1$  ТэВ при  $A \sim 100$  ТэВ). LSP является гравитино, которое взаимодействует слабее остальных частиц. Такой тип LSP является характерным свойством именно моделей с калибровочной передачей. Подробнее ограничения на возможные значения массы гравитино и, как следствие, на масштаб нарушения суперсимметрии будут обсуждаться ниже. Следующим по массе суперпартнером (the next-to-lightest superpartner, NLSP) в ММ будет комбинация  $\tilde{\tau}_R$  и  $\tilde{\tau}_L$  [39] — суперпартнеров правого и левого  $\tau$ -лептонов. Это происходит за счет расщепления масс, связанного со смешивающим членом  $\mu m_{\tau} \tan \beta \tilde{\tau}_R \tilde{\tau}_L$ , появляющимся в лагранжиане МССМ после нарушения электрослабой симметрии. Здесь  $\tan \beta = \langle h_U \rangle / \langle h_D \rangle$  — отношение вакуумных средних хиггсовских полей, а  $m_{\tau}$  — масса  $\tau$ -лептона. Во многих расширениях минимальной модели NLSP может являться нейтралينو.

Обратим внимание, что массы скаляров и калибрино оказываются одного порядка как численно, так и параметрически по соответствующим калибровочным константам  $\alpha_i$ .

### 3.2. Радиационное нарушение электрослабой симметрии в Минимальной модели

Отметим особенности электрослабого нарушения в ММ. Суперсимметричные массы хиггсовских частиц определяются параметром  $\mu$ , который до сих пор не играл никакой роли в нашем рассмотрении. В то время как мягкая масса скаляра  $h_D$  дается общим выражением (13) и равна

$$m_{h_D}^2 = \frac{3}{2} \left( \frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 A^2,$$

квадрат массы другого хиггсовского бозона  $h_U$  получает значительный отрицательный вклад за счет взаимодействия с  $t$ -кварком и в ведущем порядке равен

$$m_{h_U}^2 = m_{h_D}^2 \left[ 1 - \frac{4Y_t^2}{3\pi^2} \left( \frac{\alpha_3}{\alpha_2} \right)^2 \ln \left( \frac{M}{m_t} \right) \right], \quad (14)$$

где  $Y_t$  — юкавская константа  $t$ -кварка. Трехпетлевой вклад здесь пропорционален  $Y_t^2$  и оказывается в данном случае не подавлен по сравнению с двухпетлевым. Именно он и приводит к нарушению электрослабой симметрии:  $m_{h_U}^2$  при учете его отрицателен.

Поиск минимума хиггсовского потенциала в МССМ сводится к решению следующих двух уравнений:

$$\mu^2 = \frac{m_{h_D}^2 - m_{h_U}^2 \tan^2 \beta}{\tan^2 \beta} - \frac{1}{2} m_Z^2, \quad (15)$$

$$\sin 2\beta = - \frac{2B_\mu}{m_{h_D}^2 + m_{h_U}^2 + 2\mu^2},$$

в которых  $B_\mu$  — мягкий смешивающий член массовой матрицы хиггсовских бозонов (5). В ММ он генерируется только во втором порядке теории возмущений и оказывается дополнительно подавлен за счет случайных сокращений. Малое смешивание в хиггсовском секторе приводит к большому значению  $\tan \beta$ . Действительно, при нулевом смешивании  $\tan \beta = \langle h_U \rangle / \langle h_D \rangle$  был бы бесконечным, так как только  $h_U$  получает ненулевое вакуумное среднее. Отметим, что для больших  $\tan \beta$  необходимо учитывать другие поправки к массам хиггсовских бозонов (например, вклад  $b$ -кварка в массу  $h_D$ , аналогичный вкладу (14)). Детальные вычисления [38] дают значение  $\tan \beta \sim 50$  в ММ при  $A \sim 100$  ТэВ.

Уравнения (15) позволяют определить значение параметра  $\mu$ , как функцию масштаба нарушения суперсимметрии  $A$ , при заданной массе  $Z$ -бозона. В ММ, при  $A \sim 100$  ТэВ,  $\mu$  принимает значение около 500 ГэВ. Но изначально параметр  $\mu$  не был никаким образом связан с параметрами изолированного сектора. По сути дела оказалось, что несмотря на то, что удалось динамически сгенерировать малый масштаб  $A \ll M_{\text{Pl}}$ , все равно есть еще один свободный параметр, определяющий масштаб электрослабого нарушения. Это составляет содержание так называемой  $\mu$ -проблемы. Некоторые подходы к ее решению обсуждаются в разделе 4.1. С интересующей нас сейчас феноменологической точки зрения они, как

правило, сводятся к тому, что в низкоэнергетической теории  $B_\mu$  становится еще одним независимым параметром.

### 3.3. Ограничения на параметры изолированного сектора

Приведем более детальные оценки параметров теории, связанных с изолированным сектором. Это прежде всего масштаб нарушения суперсимметрии  $A$ . Как уже говорилось, значение  $A$  ограничено снизу из эксперимента, так как связано с массами суперпартнеров. Из ненаблюдаемости слептонов в столкновениях на коллайдерах (консервативное ограничение из ширины  $Z$ -бозона:  $m_{\tilde{e}} > 45$  ГэВ) получим, используя (13), ограничения снизу на параметр нарушения суперсимметрии:  $A\sqrt{n} < 30$  ТэВ (здесь мы сразу учитываем возможность расширения ММ с помощью введения не одного, а  $n$  поколений медиаторов). Для того чтобы из уравнений (15) получилось правильное значение массы  $Z$ -бозона без тонкой подстройки параметра  $\mu$ , необходимо, чтобы мягкие массы хиггсовских бозонов не слишком превышали масштаб нарушения электрослабой симметрии. Соответствующее "эстетическое" ограничение сверху на величину  $A$  зависит от допустимой тонкой подстройки. Наиболее естественно было бы ожидать, что  $A$  принимает значение, не превышающее нескольких сотен тераэлектронвольт.

Экспериментальные ограничения сверху на масштаб нарушения суперсимметрии относятся, в основном, к максимальному  $F$ -члену в изолированном секторе,  $F_{\text{DSB}}$  (как правило<sup>6</sup>,  $F_{\text{DSB}} > \langle F_s \rangle$ ), и к массам медиаторов  $M \sim \langle s \rangle$ . Они приводят к консервативным ограничениям на  $A$  из условий  $A < \langle s \rangle$ ,  $\sqrt{\langle F_s \rangle}$  (эти условия следуют из (11) при  $x < 1$ ).

Ограничения на  $F_{\text{DSB}}$  связаны, в основном, с массой гравитино  $m_{3/2}$ , появляющейся при нарушении суперсимметрии и пропорциональной  $F_{\text{DSB}}/M_{\text{Pl}}^*$  (здесь и далее  $M_{\text{Pl}}^* = M_{\text{Pl}}/\sqrt{8\pi}$  — редуцированная масса Планка). Именно, при спонтанном нарушении суперсимметрии в спектре возникает безмассовый фермион, голдстино (подобно тому, как при спонтанном нарушении группы Ли глобальной симметрии появляются безмассовые нambu-голдстоуновские бозоны). В теориях, учитывающих гравитацию, голдстино по суперсимметричному обобщению механизма Хиггса поглощается продольной компонентой безмассовой частицы спина  $3/2$  — гравитино ( $\tilde{G}$ ) — суперпартнера гравитона. Между продольной компонентой гравитино  $\tilde{G}_\mu$  и голдстино  $\psi$  выполняется соотношение

$$\tilde{G}_\mu = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{m_{3/2}} \partial^\mu \psi.$$

Появляющаяся в результате масса гравитино равна  $m_{3/2} = F_{\text{DSB}}/(\sqrt{3}M_{\text{Pl}}^*)$ .

Одно из ограничений на масштаб передачи нарушения суперсимметрии связано с подавлением процессов с несохранением ароматов, которое, как обсуждалось в разделе 2, требует дополнительных предположений о параметрах в теориях, где нарушение суперсимметрии передается в видимый сектор с помощью супергравита-

<sup>6</sup> Точное соотношение между  $F_s$  и  $F_{\text{DSB}}$  зависит от механизма включения изолированного сектора (см. раздел 5).

ции. Эффекты передачи через калибровочные взаимодействия должны быть значительно сильнее гравитационных, т.е. характерный энергетический масштаб медиаторов должен быть существенно ниже планковского. Конкретно, пусть мягкая масса суперпартнеров, полученная за счет взаимодействия с медиаторами, приближенно равна

$$m_{\text{soft}} \sim \sqrt{n} \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\langle F_s \rangle}{\langle s \rangle}. \quad (16)$$

Вклад в массы суперпартнеров, связанный с супергравитацией, определяется по порядку величины массой гравитино,  $m_{3/2} \sim F_{\text{DSB}}/M_{\text{Pl}}^*$ . Если считать, что переданный через супергравитацию вклад в мягкие массы суперпартнеров неуниверсален, то с учетом (16) условия типа (7) приводят к характерному ограничению:

$$\langle s \rangle \lesssim \sqrt{n} \times 10^{15} \text{ ГэВ}. \quad (17)$$

Заметим, что одновременно получено и обоснование того, что гравитино является LSP в моделях с калибровочной передачей.

Еще одно ограничение сверху, наиболее жесткое из имеющихся на сегодняшний день, связано с космологией и основано на оценках влияния распадов NLSP на нуклеосинтез [40, 41]. Напомним, что в моделях с передачей нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия в роли NLSP выступает либо нейтралино, либо  $\tau$ -слептон. Распадаясь во время нуклеосинтеза, они могут привести к значительному перенасыщению Вселенной легкими ядрами дейтерия, гелия-3 и лития либо за счет адронных распадов  $\tau$ -лептона, являющегося промежуточным состоянием в случае NLSP —  $\tau$ -слептона, либо за счет рождения кварк-антикварковых пар фотонами, являющимися продуктами распада в случае нейтралино. Для того, чтобы этого не происходило, необходимо, чтобы NLSP распались до начала нуклеосинтеза. Одним из продуктов их распадов является гравитино, а точнее его продольная компонента — голдстино. Голдстино взаимодействует с материей через суперсимметричный ток. Соответствующее взаимодействие дается [42] обобщенной формулой Голдбергера – Треймана, известной из алгебры токов:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{F_{\text{DSB}}} \partial_\mu \psi^z j_x^\mu + \text{h.c.} \quad (18)$$

Видно, что оно становится слабее с ростом  $F_{\text{DSB}}$ . Следовательно, время жизни NLSP растет с ростом  $F_{\text{DSB}}$ . Требование распада NLSP до нуклеосинтеза ограничивает таким образом  $F_{\text{DSB}}$  сверху. Это ограничение имеет вид [40]

$$\sqrt{F_{\text{DSB}}} \lesssim 10^8 \text{ ГэВ}. \quad (19)$$

При некоторых значениях параметров это ограничение может быть сделано несколько менее жестким [41], а допущение о небольшом нарушении R-четности может значительно его ослабить.

Некоторые другие космологические ограничения, возникающие из-за связи масштаба нарушения суперсимметрии с массой гравитино, обсуждаются в разделе 6.

### 3.4. Перспективы Большого объединения

Одним из наиболее существенных доводов в пользу суперсимметричных расширений СМ является возможность построения реалистической теории Большого объединения (ТБО) в рамках этого подхода. Действительно, двумя основными причинами, вынуждающими отказаться от минимальной несуперсимметричной SU(5) модели, являются недостаточно точное объединение калибровочных констант связи и неприемлемо быстрый распад протона. В то же время в суперсимметричной SU(5) модели константы связи объединяются со значительно большей точностью, а время жизни протона увеличивается за счет увеличения масштаба  $M_{\text{GUT}}$ , на котором происходит объединение. Тем не менее в последнее время в связи с более точными измерениями  $\alpha_s$  появились указания на то, что на двухпетлевом уровне эти же проблемы имеются и в простейших ТБО, основанных на МССМ (см., например, [43]). Одним из возможных способов их решения является детальный учет расщепления порогов частиц на масштабе  $M_{\text{GUT}}$ .

В моделях с калибровочной передачей ситуация с объединением несколько ухудшается в связи с появлением дополнительных порогов полей медиаторов. Например, ограничения из распада протона не позволяют добиться объединения констант связи путем подстройки массы триплетного Хиггса в SU(5) ТБО, основанной на ММ и ее расширениях с произвольным значением  $\tan \beta$  или несколькими поколениями полей-медиаторов [44, 45]. Еще одна проблема связана с объединением юкавских констант на масштабе  $M_{\text{GUT}}$  [44]. Оно оказывается возможным, только если  $\beta$  лежит в узких областях ( $\tan \beta \simeq 2$  или  $\tan \beta \simeq 50-60$ ).

Одним из способов решения этих проблем является использование полей медиаторов, не образующих при низких энергиях полных мультиплетов группы ТБО [46]. Источником расщепления может послужить механизм, отвечающий за аналогичный процесс в хиггсовском секторе — в рамках SU(5) модели это просто точная подстройка параметров. Кроме того, неполные мультиплеты могут появиться в рамках более сложных объединенных теорий. Например, в [47] медиаторами являются поля, несущие квантовые числа нижних кварков. Их появление связано с динамикой вышележащей струнной теории, в которой в отличие от традиционно высокого масштаба нарушения суперсимметрии [48] непертурбативные эффекты в скрытом секторе приводят к  $\Lambda \sim 100$  ТэВ. Получающиеся при этом массы суперпартнеров слабых калибровочных бозонов невелики, но не выходят за существующие экспериментальные ограничения [49], поэтому модель можно рассматривать как реалистическую.

Ограничение из распада нуклона в этом случае при  $\Lambda \sim 100$  ТэВ принимает вид<sup>7</sup>  $\tan \beta < 10$ , кроме трех случаев со специальными наборами медиаторов, для которых оно оказывается чуть менее жестким:  $\tan \beta < 17$  [46]. Для того, чтобы это ограничение было удовлетворено, необходимо рассматривать одно из тех расширений ММ, в которых  $\tan \beta$  является дополнительным свободным параметром.

Другим решением проблемы объединения может быть расширение состава модели за счет новых тяжелых

<sup>7</sup>  $\tan \beta$  оказывается существенным для этого процесса, так как скорость распада  $n \rightarrow K^0 \bar{\nu}_\mu$  пропорциональна  $\sin 2\beta$ .



мультиплетов. Например, в [50] была предъявлена возможность ослабления ограничений, связанных с  $b-t$ -объединением для  $SU(5)$  ТБО и с  $b-t$ -объединением для  $SO(10)$  ТБО, за счет введения новых полей. Источником ослабления является древесное смешивание тяжелых полей с материей МССМ, нарушающее на масштабе  $M_{\text{GUT}}$  соответствующую симметрию между юкавскими константами.

## 4. Расширения Минимальной модели

### 4.1. $\mu$ -проблема

Как уже говорилось, многие расширения ММ связаны с попытками решить  $\mu$ -проблему и приводят к тому, что  $B_\mu$  (или, что то же самое,  $\tan\beta$ ) становится свободным параметром. Мы кратко разберем некоторые простые подходы к решению  $\mu$ -проблемы в этом разделе и обсудим феноменологию моделей с калибровочной передачей при разных значениях  $\tan\beta$  в следующем.

Из вида соотношений (15) можно определить условия, которым должна соответствовать теория, удовлетворительно решающая  $\mu$ -проблему с точки зрения естественности [25]:

1) различные параметры хиггсовского сектора возникают в рамках одного и того же механизма;

2)  $\mu$ -член возникает в первом порядке теории возмущений, а  $B_\mu$  — во втором [51] так, чтобы  $\mu^2$  и  $B_\mu$  оказались одного порядка, аналогично массам калибрино и скалярных частиц;

3) не появляются новые частицы на электрослабом масштабе;

4) все новые константы взаимодействия порядка единицы.

В моделях, учитывающих супергравитацию, наиболее привлекательное решение  $\mu$ -проблемы было предложено в [52]. Оно состоит в введении неперенормируемого смешивания  $\Phi^+ H_U H_D / M_{\text{Pl}}$  в кэлеров потенциал. При этом предполагается, что поле  $\Phi^+$  из скрытого сектора имеет ненулевую вспомогательную компоненту  $F_\phi \sim m_Z M_{\text{Pl}}$ . В моделях с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии условие  $F_\phi \ll m_Z M_{\text{Pl}}$  является, как это было показано в разделе 3.3, одним из требований, выполнение которых обеспечивает доминирование этого механизма над гравитационным, поэтому подобное решение здесь не работает.

Аналогичное решение проблем хиггсовского сектора в моделях с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии можно попытаться получить в теории с суперпотенциалом

$$W = aZH_U H_D, \quad (20)$$

в котором вакуумное среднее скалярной компоненты поля  $Z$  дает  $\mu$ -член. В качестве поля  $Z$  кажется естественным использовать уже имеющийся синглет  $S$  (см. формулу (9)) [33]. Однако в этом случае получаем  $a\langle s \rangle = \mu$  и  $a\langle F_s \rangle = B_\mu$ , и с учетом ограничений из наблюдений на LEP  $B_\mu/\mu = 1 \gg m_Z$ , так что не может быть  $\mu \sim m_Z$  и  $B_\mu \sim m_Z^2$  одновременно. Кроме того, из выражений для масс медиаторов следует условие  $(\lambda\langle s \rangle)^2 \gtrsim \lambda\langle F_s \rangle \gg m_Z^2$ , и выполнение хотя бы одного из соотношений ( $\mu \sim m_Z$ ,  $B_\mu \sim m_Z^2$ ) приводит к неестественному требованию  $a/\lambda \ll 1$ . Конечно, можно попытаться объяснить ма-

лость отношения  $a/\lambda$  некоторой дополнительной симметрией; например, такие попытки делались на основе моделей с глобальными аномальными абелевыми группами, отвечающими за иерархию фермионных масс [53]. Видно, что при выполнении условия  $B_\mu \sim m_Z^2$  с неизбежностью получается  $\mu \ll m_Z$ , и масса хиггсина оказывается меньше экспериментально разрешенной. Требование  $\mu \sim m_Z$  приводит к невозможности удовлетворить второму из уравнений (15) из-за слишком больших значений  $B_\mu$ .

Можно попытаться отказаться от идеи отождествить синглеты  $Z$  и  $S$  и каким-то образом модифицировать взаимодействие (20) так, чтобы обеспечить компоненты  $Z$  вакуумными средними подходящей величины. В качестве такой модификации рассматривалось, например, добавление кубического члена в (20) [33, 34] или введение дополнительного взаимодействия с полями изолированного сектора, "симметричными" полям-медиаторам видимого сектора [25]

Каждый из этих подходов сталкивается с определенными трудностями. Например, существует общая проблема, возникающая при использовании глобальных синглетов. Она связана с появлением квадратично расходящихся "головастиков", возникающих в двухпетлевом порядке теории возмущений, а для теорий с нетривиальным кэлеровым потенциалом — еще раньше. Такие члены увеличивают вакуумное среднее синглета и массы взаимодействующих с ним полей до слишком больших значений.

Упомянутые четыре условия удовлетворительного решения  $\mu$ -проблемы выполняются в подходе, используемом так называемый механизм динамической релаксации [25, 40], однако это требует введения большого количества новых полей и взаимодействий.

Во многих работах предлагались иные пути решения  $\mu$ -проблемы, однако большая часть из них приводит к появлению в теории других серьезных трудностей, отсутствовавших ранее. В этом смысле элегантное или минимальное решение в общем случае на сегодняшний день не существует.

### 4.2. Феноменология с произвольным $\tan\beta$

В зависимости от величины  $\tan\beta$  возможны различные ситуации с иерархией легких частиц: за счет вклада  $U(1)$   $D$ -членов, появившихся в результате электрослабого нарушения, с увеличением  $\tan\beta$  скаляры становятся тяжелее. Однако смешивание левых слептонов с правыми пропорционально  $\tan\beta$  и делает  $\tilde{\tau}_R$  легче нейтрально. Именно  $\tilde{\tau}_R$  становится NLSP в случае больших  $\tan\beta$  (например, в ММ с дополнительным параметром  $B_\mu$  подобное происходит при  $\tan\beta > 25$  [38]).

С правыми слептонами связано и ограничение на  $\tan\beta$  сверху:  $\tilde{\tau}_R$  становится безмассовым при  $\tan\beta \gtrsim 50$  [38], кроме того, квадрат массы аксиального бозона Хиггса может стать отрицательным [54] при столь больших  $\tan\beta$ . Более детальные ограничения на  $\tan\beta$  были получены в [55]. Например, при  $x = 0,1$  отсутствие легких слептонов с массами  $m < m_Z/2$  дает  $\tan\beta < 55$ ; отсутствие туннелирования в нарушающий  $U(1)_{\text{em}}$  группу вакуум дает  $\tan\beta < 50$ , а исчезновение такого вакуума —  $\tan\beta < 47$ . Ограничения на  $\tan\beta$  снизу ( $\tan\beta > 1,0-1,5$ ) можно получить из требования применимости теории возмущений для  $t$ -кварка на масштабе  $M_{\text{GUT}}$ ,  $Y_t(M_{\text{GUT}}) < 3,5$  [54], что, конечно, не является обязатель-

ным условием. Аналогичное условие на константу  $b$ -кварка ограничивает  $\tan \beta$  сверху [56]. В рамках объединенных моделей, приводящих к распаду протона через обмен триплетной хиггсовской частицей, получается ограничение снизу ( $\tan \beta \gtrsim 0,85$  [45]) благодаря зависимости  $\tau_{\text{proton}} \sim \sin^2 2\beta$ .

Рассмотрим подробнее феноменологические особенности моделей с передачей нарушения суперсимметрии калибровочными взаимодействиями при различных значениях  $\tan \beta$ . Как уже говорилось, их существенное отличие от других суперсимметричных моделей состоит в том, что легчайшей суперсимметричной частицей является гравитино. Гравитино взаимодействует с остальной материей не только гравитационно, но и за счет того, что после спонтанного нарушения суперсимметрии оно приобретает продольную компоненту — голдстино. Для того, чтобы получить вид этого взаимодействия, нужно подставить в (18) выражение для суперсимметричного тока  $j_\lambda^\mu$ . В итоге, после интегрирования по частям взаимодействие голдстино  $\psi$  с киральным (чи скалярная и фермионная компоненты имеют массы  $m_\phi$  и  $m_\chi$ ) и с векторным (масса калибрино —  $M_\lambda$ ) мультиплетом приобретает следующий вид:

$$\mathcal{L} = \frac{M_\lambda}{4\sqrt{2}F_{\text{DSB}}} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \lambda F_{\mu\nu} + \frac{m_\chi^2 - m_\phi^2}{F_{\text{DSB}}} \bar{\psi} \chi_\lambda \phi^* + \text{h.c.} \quad (21)$$

В моделях с низкоэнергетическим нарушением суперсимметрии всегда выполняется неравенство  $F_{\text{DSB}} \ll M_{\text{Pl}}^2$ , и взаимодействие (21) доминирует над чисто гравитационным.

Как обсуждалось в разделе 2 (см. (12) и (13)), LSP частиц SM, т.е. NLSP с учетом гравитино, могут быть нейтрально или слептон. Ширины их распадов в гравитино в силу слабости гравитационных эффектов достаточно хорошо описываются формулами, полученными из лагранжиана (21) [56–58]:

$$\Gamma(\tilde{B} \rightarrow \gamma \tilde{G}) = \frac{\cos^2 \theta_W}{16\pi} \frac{M_{\tilde{B}}^5}{F_{\text{DSB}}^2}, \quad \Gamma(\tilde{1} \rightarrow \tilde{G} 1) = \frac{1}{16\pi} \frac{m_1^5}{F_{\text{DSB}}^2}. \quad (22)$$

В моделях, рассматриваемых в этом обзоре, масса гравитино заведомо лежит в пределах от 1 эВ до 10 ГэВ. В силу слабости взаимодействия (18), подавленного большой величиной  $F_{\text{DSB}}$ , наиболее вероятным процессом, в результате которого рождается гравитино, будет распад NLSP. Отметим, что, так как ширина  $\Gamma(\text{NLSP} \rightarrow \tilde{G} + \text{частица SM})$  определяется величиной  $F_{\text{DSB}}$  (см. (22)), то ее измерение даст четкие представления о масштабе нарушения суперсимметрии в изолированном секторе. Остальные суперпартнеры будут распадаться по электрослабому и сильному каналам в частицы SM и NLSP.

Ускорительная феноменология моделей с калибровочной передачей подробно разбиралась в [59]. В зависимости от параметров модели соответствующий распад  $\text{NLSP} \rightarrow \tilde{G} + \text{частица SM}$  будет по-разному регистрироваться на экспериментальной установке [60]. Возможны три различные ситуации, определяемые длиной пробега NLSP,

$$l \approx 5 \left( \frac{100 \text{ ТэВ}}{\Lambda} \right)^5 \left( \frac{m_{3/2}}{1 \text{ кэВ}} \right)^2 \text{ м (для NLSP нейтрально):}$$

1. Ширина слишком мала, так что распад происходит уже вне детектора: NLSP "экспериментально стабилен". Масса гравитино при этом превышает 1 кэВ [59, 61], что соответствует  $\sqrt{F_{\text{DSB}}} > 2 \times 10^3 \text{ ТэВ}$ .

2. Ширина слишком велика, и соответствующую вершину трудно отличить от вершины образования NLSP.

3. В детекторе возможно полное восстановление траектории NLSP от точки образования до точки распада.

В зависимости от того, какая частица выступает в роли NLSP, отвечать этим ситуациям будут различные сигналы. Например, на  $e^+e^-$ -ускорителях, для NLSP нейтрально подтверждением реализации возможностей 2 и 3 будет сигнал  $\gamma\gamma + \cancel{E}_T$ , а возможности 1 — просто потеря поперечного импульса  $\cancel{E}_T$ . Если NLSP является слептоном, то подтверждением возможности 2 будет сигнал  $ll + \cancel{E}_T$ , а в случаях 1 и 3 соответствующий трек будет говорить о пролете заряженной частицы с массой много большей лептонных. При этом в последнем случае трек претерпевает излом, выходя на лептонную дугу. Принимая во внимание, что первичные пучки, в результате столкновения которых и возможно рождение NLSP, состоят из обычных частиц — протонов или электронов, и, следовательно, в силу сохранения R-четности могут образоваться лишь четное число суперпартнеров частиц SM; соответствующих распадов будет четное число.

В случае, когда в качестве NLSP выступает правый слептон, характерным процессом в электрон-позитронных столкновениях будет

$$e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^- \rightarrow l_R^+ l_R^- + \cancel{E}_T.$$

Отметим, что если NLSP —  $\tilde{\tau}_R$ , то образование струй (от адронных распадов  $\tau$ -лептонов) будет конкурировать с процессом

$$e^+e^- \rightarrow \chi_0 \chi_0 \rightarrow 4b + \cancel{E}_T,$$

характерным для теорий с NLSP хиггино [59, 61].

Феноменология распадов нейтрально (бино или хиггсино)  $\tilde{N} \rightarrow \gamma \tilde{G}$  обсуждалась в связи с различными экспериментальными установками: на будущих линейных коллайдерах [62], на Тэватроне [60, 63], на электрон-фотонных ускорителях [64].

В случае NLSP нейтрально получаем сильную зависимость от поляризации электронов [59]:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{B}\tilde{B})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tilde{B}\tilde{B})} \simeq 0,01,$$

вызванную разницей масс правого и левого селектронов и отличим их гиперзарядов. Кроме того, при массе селектронов, близкой к массе NLSP нейтрально, заметны будут также процессы каскадного типа:  $e^+e^- \rightarrow \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^- \rightarrow l^+ l^- \gamma\gamma + \cancel{E}_T$ .

Феноменология на протон-антипротонных коллайдерах иная. Если слептоны много тяжелее бино, то возможны процессы:

$$p\bar{p} \rightarrow \tilde{W}^\pm \tilde{W}^0 \rightarrow 4j\gamma\gamma + \cancel{E}_T, \quad jjl\gamma\gamma + \cancel{E}_T, \quad l^+ l^- \gamma\gamma + \cancel{E}_T.$$

Процессы  $p\bar{p} \rightarrow \tilde{B}\tilde{B} \rightarrow \gamma\gamma + \cancel{E}_T$  будут подавлены большими массами скварков, а доминирует процесс

Дрелла–Яна, идущий напрямую или каскадно через бино, в зависимости от типа NLSP:  $p\bar{p} \rightarrow l^+l^-\gamma\gamma + \mathbb{E}_T$ . Одно из событий с такой сигнатурой было обнаружено на Тэватроне коллаборацией CDF [65] и имеет кинематику, соответствующую распадному процессу. Интерпретация этого события в рамках моделей с NLSP нейтрально была предложена в [59, 61].

Возможность интерпретации ( $e^+e^- \gamma\gamma + \mathbb{E}_T$ )-события в рамках суперсимметричных теорий с NLSP слептоном и нейтрально подробно обсуждалась в [61]. Для этого в теориях с NLSP нейтрально должно выполняться ограничение  $\tan\beta \simeq 1-3$ , а массы нейтрально и хиггсина должны лежать в области 50–100 ГэВ. В [61] были найдены довольно узкие области параметров MCCM, допускающие такую интерпретацию, и рассмотрены процессы, поиск которых на Тэватроне и LEP позволит точнее определить границы этих областей. При данной интерпретации события коллаборации CDF имеет место ряд характерных сопутствующих процессов. Если в результате анализа текущих экспериментальных данных они не будут обнаружены, то это поставит под сомнение предьявленное объяснение аномального распада [61, 63]. Отметим, что в случае, когда NLSP —  $\tilde{\tau}_R$ , интерпретация CDF события становится маловероятной [38]. Объяснение данного события в рамках супергравитационного подхода хотя и возможно, но малореалистично [61], так как требует слишком тонкой подстройки параметров [66].

Для ММ характерно большое значение  $\tan\beta > 30$ . Процессами, отличающимися такие ( $\tan\beta > 30$ ) теории, являются распады типа  $b \rightarrow sl^+l^-$  ( $l = e, \mu$ ), вероятности которых при этом оказываются пропорциональными  $\tan^6\beta$ . Соответствующий вклад превышает аналогичный в СМ в 2–3 раза [67], поэтому обнаружение в эксперименте такого процесса может явиться одним из сигналов в пользу реализации в природе минимальной модели с передачей суперсимметрии через калибровочные взаимодействия.

#### 4.3. Наиболее общий случай сектора медиаторов

В рассмотренной ММ роль медиаторов нарушения суперсимметрии играют поля  $Q$  и  $\bar{Q}$ , лежащие в фундаментальном и антифундаментальном представлениях группы простейшей теории Большого объединения — SU(5). В общем случае их может быть несколько. Кроме того, медиаторы могут лежать и в иных векторных представлениях —  $10 + \bar{10}$ ,  $15 + \bar{15}$ ,  $24$  для SU(5),  $16 + \bar{16}$  для группы SO(10) и т.д. В каждом конкретном случае имеются свои особенности и проблемы (например, фермионы-медиаторы, лежащие в присоединенном представлении, смешиваются с суперпартнерами калибровочных полей).

**4.3.1. Пертурбативное объединение.** Требование пертурбативности калибровочных взаимодействий на масштабе объединения  $M_{GUT}$  приводит к ограничению на количество  $n_r$  медиаторов в представлении  $r$ , исходя из их вклада в коэффициенты  $\beta$ -функции. Ограничение  $\alpha_{GUT} \lesssim 1$  дает ограничение на эффективное число поколений медиаторов  $n \equiv \sum_{(r)} n_r c_r$ , где  $c_r$  — индексы Дынкина соответствующих представлений ( $c_r = 1$  для фундаментального и  $c_r = 3$  для антисимметричного представления SU(5)). Это означает, что из перечисленных ранее можно одновременно использовать 4 фундаментальных поколения медиаторов, или одно антисимметричное и одно

фундаментальное [54] для случая SU(5) группы, или одно поколение ( $16 + \bar{16}$ ) для SO(10). За счет особенностей расположения порогов поколений медиаторов полученные ограничения на их число могут быть несколько ослаблены.

Очевидно, что аналогично можно рассматривать поля медиаторов, не лежащих в полных мультиплеттах ТБО. Теории с такими полями медиаторов изучались в работе [35]. В ней приводятся наиболее общие неравенства, справедливые для любых масс медиаторов и любых представлений. Пусть поля, дополняющие соответствующий мультиплет до полного, отделяются сразу за масштабом нарушения  $M_{GUT}$ . Обозначим числом  $n_X$  количество полей медиаторов, несущих те же квантовые числа, что и поля СМ ( $X = L, D, E, U, Q$ ). Тогда ограничения на пертурбативность калибровочных констант на  $M_{GUT}$  при массах медиаторов  $M_{\pm} \lesssim 10^7$  ГэВ приводят к возможным наборам мультиплеттов [35]:

$$\begin{aligned} (n_L, n_D, n_E, n_U, n_Q) &\leq (1, 2, 2, 0, 1) \\ &\leq (1, 1, 1, 1, 1) \\ &\leq (1, 0, 0, 2, 1) \\ &\leq (4, 4, 0, 0, 0) \end{aligned}$$

Обобщение формул для мягких членов из раздела 3.1 на случай нескольких поколений полей медиаторов и, возможно, нескольких синглетов  $S$ , учитывающее возможное смешивание между поколениями, не содержит принципиальных трудностей. С точки зрения феноменологии существенно, что при этом массы калибрино растут как число поколений  $n$ , а массы скалярных частиц, — как  $\sqrt{n}$ . Таким образом, в теориях с несколькими поколениями медиаторов слептон оказывается наиболее вероятным кандидатом на роль NLSP. Также в таких моделях несколько ослаблено ограничение на  $A$  снизу.

**4.3.2. Сильное объединение.** Требование пертурбативности констант связи вплоть до  $M_{GUT}$ , однако, не является обязательным. В ряде случаев, в особенности в моделях с непосредственной передачей (см. раздел 5.3), где  $n$  обычно велико, можно попытаться отказаться от объединения констант в пертурбативном режиме в пользу контролируемого и феноменологически приемлемого объединения в области сильной связи.

Возможность объединения калибровочных констант в режиме сильной связи рассматривалась как в рамках СМ, так и для ее суперсимметричных обобщений [68]. Сравнительно недавно интерес к этой проблеме возрос вновь [69], что связано прежде всего с появлением более точных измерений констант связи на масштабе массы  $Z$ -бозона, которые перестали согласовываться в пределах одного стандартного отклонения с двухпетлевыми результатами пертурбативного объединения (см., например, [43]).

Заметим, что константы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  в MCCM растут с ростом масштаба энергии, т.е. теория SU(2)  $\times$  U(1) не асимптотически свободна. Рост этот, однако, весьма слабый, так что полюсы Ландау этих групп находятся далеко за масштабом объединения констант, где ожидается существенный вклад новой физики; КХД, как известно, и вовсе асимптотически свободна, так что вплоть до  $M_{GUT}$  все калибровочные константы невелики, и анализ их эволюции по теории возмущений

оправдан. Такая картина подразумевает наличие "пустыни" — отсутствие частиц с массами в огромном интервале от масс суперпартнеров до масштаба объединения. Появление на промежуточных масштабах полей-медиаторов приведет к увеличению первых коэффициентов  $\beta$ -функций, так что калибровочные константы вырастут уже на масштабе объединения.

Оказывается, что объединение констант в области сильной связи поддается неожиданно точному контролю с точки зрения низкоэнергетической теории в суперсимметричном случае [70]. Рассмотрим эволюцию констант связи в асимптотически несвободной объединенной теории (ограничимся однопетлевым анализом). Пусть  $M_G$  — масштаб объединения,  $\alpha_G$  — значение констант связи на этом масштабе. Тогда уравнения ренормгруппы

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = b'_i \alpha_i^2 \quad (23)$$

имеют решение

$$\alpha_i^{-1}(\mathcal{E}) = \alpha_G^{-1} + b'_i t,$$

где

$$t = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{\mathcal{E}}{M_G},$$

а  $b'_i$  — первые коэффициенты  $\beta$ -функций калибровочных констант в асимптотически несвободной теории (мы сохраняем обозначения  $b_1 = 33/5$ ,  $b_2 = 1$ ,  $b_3 = -3$  для соответствующих коэффициентов в МССМ). Будем интересоваться *отношением* каких-либо двух констант связи. Из (23) следует, что эти отношения обладают в однопетлевом приближении инфракрасными фиксированными точками, положение которых определяется условием

$$\frac{\alpha_i}{\alpha_j} = \frac{b'_j}{b'_i}.$$

Энергия, при которой эта фиксированная точка достигается, существенно зависит от модели и определяется ренормгрупповой эволюцией отношения констант:

$$\frac{\alpha_i(\mathcal{E})}{\alpha_j(\mathcal{E})} = \frac{\alpha_G^{-1} + b'_j t}{\alpha_G^{-1} + b'_i t}.$$

Фиксированная точка достигается, когда  $|t| \gg \alpha_G^{-1}/b'_i$ . Для константы  $\alpha_2$  в МССМ ( $\alpha_G^{-1} \sim 24$ ) имеем  $|t| \gg 24$ , т.е.  $\mathcal{E} \ll M_G \exp(-48\pi) \sim 10^{-66} M_G$  — далеко за пределами разумного применения такого анализа. Однако при добавлении в теорию дополнительной материи ситуация существенно меняется —  $b_i$  увеличиваются, а  $\alpha_G^{-1}$  уменьшается. Вклад медиаторов определяется одним числом  $n$ , на которое сдвигаются первые коэффициенты  $\beta$ -функций всех трех констант:

$$b'_i = b_i + n.$$

Чтобы объединение происходило в сильной связи, требуется  $n \geq 5$ . Если условием наступления непертурбативного режима считать (для оценки)  $\alpha_G = 1$ , то даже для  $n = 5$  отношения констант остаются постоянными при  $Q < 0,04 M_G$ . Получается, что порог медиаторов одно-

значно определяется в этом сценарии величиной  $n$ , так как константы связи МССМ *должны* иметь отношения, равные  $b'_i/b'_j$  на этом пороге. Заметим, что соответствующие величины порогов лежат далеко в зоне притяжения фиксированной точки — так, для упомянутого случая  $n = 5$ , порог оказывается в области порядка 1–10 ТэВ, значительно ниже, чем  $0,04 M_G$ , так что такой подход самосогласован. Значения порогов для различных  $n$  могут быть определены из [70]; феноменологические ограничения на  $L$  и  $M$  допускают  $6 \leq n \leq 20$  [71].

Таким образом, в случае сильного объединения из условия самосогласованности теории можно получить один из двух параметров, описывающих мягкие массы суперпартнеров. Именно, определяется масса медиаторов, которая приближенно должна равняться масштабу, на котором отношения калибровочных констант МССМ принимают значения ИК-фиксированной точки для расширенной теории. Уменьшение числа свободных параметров позволяет получить более жесткие феноменологические ограничения на изолированный сектор [71, 72].

С точки зрения низкоэнергетической МССМ мы имеем другие граничные условия для эволюции констант связи — если при пертурбативном объединении накладывались условия равенства констант на масштабе  $M_G$ , то теперь фиксируются отношения констант на масштабе порогов новых частиц. Разумеется, эволюция констант в области сильной связи неизвестна, в частности, величина  $M_G$  определяется лишь приближенно, но анализ погрешностей [70, 73] показывает, что поправки к низкоэнергетическим величинам невелики.

#### 4.4. Смешивание полей материи с медиаторами

Другое обобщение ММ заключается в введении в теорию смешивания полей материи и полей медиаторов [74]. Подробно модель со смешиванием разобрана в [75, 76]; здесь же мы остановимся лишь на наиболее существенных ее особенностях.

Пусть в теории имеется одно фундаментальное поколение медиаторов. В зависимости от  $R$ -четности медиаторы могут совпадать по своим квантовым числам либо с кварками и лептонами МССМ, либо с полями Хиггса. В последнем случае возможное смешивание с хиггсовскими полями должно быть очень маленьким, чтобы не привести к слишком быстрому распаду протона. Ограничения на соответствующие юкавские константы при массах медиаторов, лежащих в области 100 ТэВ, составляют  $10^{-21}$  [77]<sup>8</sup>.

Рассмотрим подробнее случай, когда возможно смешивание с полями материи. Благодаря тому, что дублетные компоненты мультиплетов  $Q$  несут те же квантовые числа, что и левые лептоны МССМ, мы можем явно на древесном уровне ввести в теорию смешивание между материей и полями-медиаторами [74]. Для левых лепто-

<sup>8</sup> Заметим, что в ряде случаев обсуждалась даже возможность отождествления медиаторов с хиггсовскими полями [78, 79]. Такой подход сталкивается с проблемой, связанной с триплетными хиггсовскими частицами: если они легкие, то крайне нетривиально (хотя и возможно) подавить распад протона; если тяжелые, то глюино окажется значительно легче остальных калибрино, что трудно согласовать с имеющимися экспериментальными ограничениями. Проблема легких глюино возникает и в случае отождествления медиаторов с хиггсовскими частицами, ответственными за нарушение промежуточного объединения  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  до  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  [80].

нов и медиаторов удобно ввести единые обозначения, т.е. объединить суперполя левых дублетов в четырехкомпонентный объект:

$$L_{\tilde{i}} = (\tilde{l}_{\tilde{i}}, l_{\tilde{i}}) = \begin{cases} (\tilde{e}_{L_{\tilde{i}}}, e_{L_{\tilde{i}}}), & \tilde{i} = 1, \dots, 3, \\ (q, \psi_q), & \tilde{i} = 4. \end{cases}$$

Тогда смешивающий член в суперпотенциале примет вид

$$W_{mm} = H_D L_{\tilde{i}} Y_{ij} E_j, \quad (24)$$

где  $H_D = (h_D, \chi_D)$  — суперполе одного из хиггсовских дублетов и  $E_j = (\tilde{e}_{R_j}, e_{R_j})$  — суперполя правых лептонных синглетов. Здесь и ниже  $\tilde{i}, \tilde{j} = 1, 2, 3$  нумеруют три левых лептонных поколения,  $\tilde{i}, \tilde{j} = 4$  — соответствующие поля медиаторов,  $i, j = 1, 2, 3$  отвечают трем лептонам, а  $Y_{ij}$  обозначает  $4 \times 3$  матрицу юкавских констант,

$$Y_{ij} = \begin{pmatrix} Y_e & 0 & 0 \\ 0 & Y_\mu & 0 \\ 0 & 0 & Y_\tau \\ Y_{41} & Y_{42} & Y_{43} \end{pmatrix}.$$

Введение смешивания (24) является вполне естественным, так как не нарушает ни одну из симметрий МССМ.

В рассматриваемой модели медиаторы получают массу не за счет механизма Хиггса в видимом секторе. Поэтому массовые матрицы и матрицы юкавских констант не будут пропорциональными друг другу. Это отличие связано с самыми большими элементами массовой матрицы, поэтому переход к массовому базису теряет смысл. Для анализа низкоэнергетических процессов, сопровождающихся нарушением лептонных чисел, удобно исключить тяжелые поля медиаторов, пользуясь уравнениями движения. Однако сначала необходимо убедиться, что в теориях со смешиванием (24) такие процессы подавлены на древесном уровне.

Для этого диагонализуем массовую матрицу фермионных полей (включая левые и правые фермионы медиаторов).

В принципе, внедиагональные члены в соответствующих матрицах перехода к массовому базису могут привести к нарушению лептонных чисел через однопетлевые диаграммы с участием слептонов и калибрино, как это происходит в моделях с передачей нарушения суперсимметрии через гравитационные взаимодействия [81]. Здесь, однако, влияние этих членов существенно ослаблено в силу механизма типа *качелей* (see-saw). Соответствующие вклады в ширины распадов лептонов, идущих с нарушением лептонных чисел, слишком малы для обнаружения на современных экспериментальных установках даже при  $Y_{4i} \sim 1$ .

Смешивание в скалярном секторе на древесном уровне также оказывается пренебрежимо малым. Если исключить поля скалярных медиаторов на древесном уровне, то члены из массовой матрицы правых слептонов, нарушающие лептонные числа, станут порядка

$$Y_{4i} Y_{4j} \left( v_D^2 x^2 + \frac{\mu^2 v_U^2 x^2}{\Lambda^2} \right) \quad (25)$$

при небольших  $x$ . Как будет продемонстрировано ниже, при  $\Lambda \gtrsim 10$  ТэВ эти величины оказываются меньше одно-

петлевых вкладов. Еще меньшую роль играют смешивающие члены из сектора левых слептонов.

После исключения полей медиаторов в эффективном лагранжиане появится смешивание как в квадратичной части, так и в членах взаимодействия. Найдем доминирующий вклад, связанный с большим параметром теории —  $\Lambda$ . Учтем, что вклад в матрицу смешивания лептонов пропорционален вакуумному среднему соответствующего хиггсовского поля. Вклад порядка  $\Lambda$ , возможный благодаря взаимодействию с медиаторами, запрещен по киральности (см. раздел 3.3). Таким образом, смешивание нужного порядка может возникнуть лишь в слептонном секторе. При выборе суперпотенциала (24) соответствующие члены возникают в массовой матрице правых слептонов за счет их взаимодействия с хиггсовским полем и медиаторами:

$$\delta m_{ij}^2 = -\frac{1}{16\pi^2} \frac{\Lambda^2}{x^2} \left[ -\ln(1-x^2) - \frac{x}{2} \ln \left( \frac{1+x}{1-x} \right) \right] Y_{4i}^* Y_{4j}. \quad (26)$$

Заметим, что добавка (26) больше смешивания, возникающего в секторе правых слептонов на древесном уровне. При небольших  $x$  выражение (26) имеет вид:

$$\delta m_{ij}^2 \approx -\frac{x^2}{6} \frac{1}{16\pi^2} \Lambda^2 Y_{4i}^* Y_{4j}.$$

Этот однопетлевой вклад превышает древесный при выполнении неравенства (см. (25)):

$$v_D^2 + \frac{\mu^2 v_U^2}{\Lambda^2} < \frac{1}{6} \frac{1}{16\pi^2} \Lambda^2. \quad (27)$$

Для  $\Lambda > 10$  ТэВ и характерных значений  $\mu \approx 500$  ГэВ неравенство (27) действительно выполняется. Добавка (26) в  $\tilde{m}_R^2$  отрицательна, так что из требования положительности квадратов масс слептонов следуют теоретические ограничения на константы юкавских взаимодействий  $Y_{4i}$  [74].

Изучим влияние смешивания в слептонном секторе на низкоэнергетическую лептонную физику. В [75] было показано, что введенное смешивание медиаторов с полями МССМ при естественных значениях параметров не приводит к слишком большим вероятностям для процессов с нарушением ароматов. Так, используя существующее экспериментальное ограничение на относительную вероятность распада  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4,9 \times 10^{-11}$  [49], получаем для величины смешивания:

$$\sqrt{Y_{41} Y_{42} x} \lesssim 3,0 \times 10^{-3}. \quad (28)$$

Отметим сразу, что приведенное ограничение относится к произведению  $Yx$ . Это не означает, что при достаточно малых  $x$  юкавские константы могут принимать произвольно большие значения. При величинах  $x$  порядка калибровочных констант связи становится существенным смешивание в калибровочных вершинах, возникающее через петли медиаторов и хиггсовских частиц [76]. Ограничение будет теперь относиться к  $Y\sqrt{\alpha_i}$ .

Подобные механизмы приводят также к распадам  $\tau$ -лептона, в которых происходит явное нарушение  $\tau$ -лептонного числа:  $\tau \rightarrow e\gamma$  и  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ . Соответствующе-

<sup>9</sup> Термин "небольшие  $x$ " здесь и далее означает "не предельно близкие к 1", так как при  $x \approx 1$  в приводимых ниже результатах слегка изменяются численные коэффициенты.

щие верхние пределы вытекают из экспериментальных ограничений на относительные вероятности этих распадов [49, 82]:

$$\text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) < 2,7 \times 10^{-6} \quad \text{и} \quad \text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 3,0 \times 10^{-6}.$$

Смешивание медиаторов с материей возможно также в кварковом секторе, так как некоторые медиаторы несут заряды правых d-кварков [74]. Это приведет к дополнительным вкладам в процессы с нарушением ароматов в кварковом секторе, таким как  $K^0 - \bar{K}^0$ -смешивание, протекающим в ММ за счет матрицы ККМ. Юкавские константы, фигурирующие в этих процессах, вообще говоря, не связаны напрямую с входящими в (24) лептонными юкавскими константами  $Y_{ij}$ . Однако и в кварковом секторе смешивающие члены должны быть порядка  $10^{-3}$ , поэтому и для объединенных теорий приведенные выводы остаются в силе.

Отметим, что рассмотренное смешивание приводит к дополнительным отрицательным вкладам в квадраты масс хиггсовских дублетов [74]. Это может повлиять на общую картину нарушения электрослабой симметрии в теории. В частности, в случае медиаторов в фундаментальном представлении полученные ограничения на юкавские константы  $Y$  не противоречат тому, что соответствующий вклад в  $m_{H_u}^2$  приводил бы к достаточно малому значению величины смешивания вплоть до  $\tan \beta \sim 1$  [76]. Такой выбор параметров смешивания может привести к тому, что феноменология существенно изменится по сравнению с ММ в связи с тем, что нейтрально будет NLSP.

Аналогичное смешивание возможно и в случае другого набора медиаторов. К примеру, для медиаторов в антисимметричном представлении группы SU(5) ограничения на юкавские константы, связанные с физикой ароматов, несколько слабее, чем для медиаторов в фундаментальном представлении при том же значении  $\lambda$ .

В заключение раздела заметим, что введение смешивающих членов приводит к отсутствию в теории космологических проблем, связанных с наличием тяжелых стабильных заряженных (и цветных) частиц (медиаторов) (см. раздел 6.2). Решение этой проблемы уже на древесном уровне за счет смешивающих членов представляется наиболее естественным из известных.

## 5. Включение изолированного сектора

До сих пор мы обсуждали, в основном, модельно-независимые аспекты механизма передачи нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия. Основная информация об изолированном секторе заключалась в двух параметрах  $\lambda$  и  $x$ , а также в ряде случаев в  $\mu$  и  $B_\mu$  параметрах хиггсовского сектора. В то же время одно из существенных преимуществ калибровочного механизма по сравнению, например, с гравитационным состоит в возможности совместного анализа эффектов и в видимом, и в изолированном секторах. В этой главе мы остановимся на конкретных моделях, включающих изолированный сектор, в котором суперсимметрия нарушается динамически.

### 5.1. Непертурбативная динамика суперсимметричных калибровочных теорий

Наблюдающееся на протяжении последних нескольких лет возобновление интереса к построению реалистиче-

ских моделей с низкоэнергетической передачей нарушения суперсимметрии в значительной степени связано с развитием новых методов изучения суперсимметричных теорий. Эти методы, с одной стороны, позволили существенно расширить набор теорий, в которых доказано динамическое нарушение суперсимметрии, а с другой — сделали возможным более детальный анализ следствий такого нарушения. Прежде чем переходить к конкретным моделям, постараемся уделить внимание последним достижениям в изучении непертурбативных эффектов в суперсимметричных теориях. Читатель может подробно ознакомиться с более ранними результатами по работам [83–85].

**5.1.1. Плоские направления: классическая теория.** Для суперсимметричных теорий характерно наличие классических плоских направлений — подмногообразий пространства полей, состоящих из (вообще говоря, физически неэквивалентных) суперсимметричных минимумов древесного потенциала. Как следует из (3), классические вакуумные конфигурации должны удовлетворять условиям

$$D^a = 0, \quad F = 0. \quad (29)$$

Для решения системы (29) обычно сначала ищут полевые конфигурации, для которых  $D^a = 0$ , а потом исследуют, какие из них удовлетворяют условию стационарности суперпотенциала. Второй этап чисто технический и при его выполнении, как правило, не встречается принципиальных трудностей. Будем поэтому пока считать, что  $W = 0$ . В литературе содержится явный вид вакуумных конфигураций для большого числа конкретных моделей, однако общего метода получения решений (29) не существует. Еще в [83] было замечено, что динамика вблизи плоского направления очень удобно описывается через набор голоморфных калибровочных инвариантов, составленных из полей материи. В [86] была сформулирована и доказана следующая полезная теорема:

*Классическое пространство вакуумов изоморфно пространству постоянных полевых конфигураций, не переводящихся друг в друга действием комплексифицированной калибровочной группы. Естественным набором координат на этом пространстве служит множество независимых калибровочно-инвариантных голоморфных комбинаций, составленных из полей материи.*

Для ее доказательства авторы [86] использовали вместо калибровки Весса–Зумино калибровку с большей остаточной симметрией, в которой поле  $\mathcal{V}$  имеет вид:

$$\mathcal{V} = C - \theta\sigma^\mu\bar{\theta}v_\mu + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda} - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D.$$

В этой калибровке теория инвариантна относительно группы  $G_c$ , представляющей собой комплексификацию группы  $G$ . Далее, можно показать, что для любой постоянной конфигурации полей  $\phi$  можно подобрать значение поля  $C$  так, чтобы выполнялось условие обращения в нуль вакуумной энергии, которое теперь записывается как

$$\frac{\partial}{\partial C} \phi_i^\dagger \exp(C) \phi_i = 0.$$

Каждую таким образом полученную полевую конфигурацию можно однозначно (с точностью до обычного

калибровочного преобразования) перевести с помощью действия  $G_c$  в конфигурацию, для которой поле  $C = 0$ . Это и означает, что плоские направления эквивалентны пространству постоянных полей  $\phi$ , отфакторизованному по действию группы  $G_c$ . Полученное многообразие описывается полным набором инвариантов относительно этого действия. Голоморфные калибровочно-инвариантные полиномы и образуют такой набор.

Сформулированная теорема не дает явного вида классических плоских направлений в терминах элементарных полей теории. Однако описание пространства вакуумов через калибровочные инварианты часто оказывается удобным при переходе к квантовой теории, где эти инварианты становятся эффективными низкоэнергетическими степенями свободы (модулями). Вообще, для окончательного выяснения структуры вакуума необходимо понять, что происходит с плоскими направлениями при учете квантовых поправок. Этот вопрос мы сейчас и рассмотрим.

**5.1.2. Плоские направления: квантовая теория.** Квантовые поправки, вообще говоря, изменяют множество вакуумов. В силу теорем об отсутствии перенормировок, во всех порядках теории возмущений плоские направления совпадают с классическими (исключение составляют только абелевы теории, если сумма зарядов частиц не равна нулю). Однако эти теоремы ничего не говорят о непертурбативных поправках. Плоские направления могут частично или полностью исчезнуть из-за возникновения непертурбативного суперпотенциала, изменить свою форму, остаться теми же самыми, но в некоторых своих точках описываться теорией, совершенно не похожей на исходную. Наконец, сам факт отсутствия классических плоских направлений может оказаться очень важным в полной квантовой теории.

Практически все эти возможности реализуются в простейшей суперсимметричной калибровочной теории — суперсимметричной квантовой хромодинамике (СКХД), содержащей  $N_F$  поколений пар кварков и антикварков  $\Phi_i, \bar{\Phi}_i$  в фундаментальном и антифундаментальном представлениях калибровочной группы  $^{10}$   $SU(N_C)$ . Лагранжиан дается выражениями (1), (2) с суперпотенциалом

$$W = \sum_1^{N_F} m_i \Phi_i \bar{\Phi}_i. \quad (30)$$

Изучим динамику этой теории при различных значениях  $N_F$ . Мощным инструментом, позволяющим находить точный вид суперпотенциала, является требование его голоморфности относительно киральных суперполей и констант взаимодействия, вытекающее из суперсимметрии (см., например, [87–89]), в совокупности с требованием инвариантности относительно симметрий теории. Кроме того, крайне полезным оказывается нахождение суперпотенциала в простых предельных случаях.

$N_F = 0$ . В этом простейшем случае мы имеем дело с теорией Янга–Миллса с одним фермионным полем в присоединенном представлении (калибрино). Никаких

плоских направлений нет уже на классическом уровне, однако нетривиальные квантовые эффекты присутствуют: происходит конденсация калибрино, приводящая к нарушению R-симметрии <sup>11</sup> [90, 91]. Эта конденсация приводит к появлению эффективного суперпотенциала

$$W_{\text{eff}} = c A_G^3. \quad (31)$$

Здесь

$$A_G = \mu \exp \frac{2\pi i \tau(\mu)}{3N_C}$$

обозначает масштаб, на котором калибровочная группа становится сильновзаимодействующей, а  $c$  — некоторая константа. Выражение (31) можно вывести из требования сохранения всех симметрий теории, если считать  $\tau$  внешним полем, преобразующимся как

$$\tau \rightarrow \tau + \frac{N_C}{\pi} \alpha$$

при действии генератора R-симметрии (которая сохраняется на квантовом уровне при таком соглашении). Смысл суперпотенциала (31) состоит в том, что значение конденсата калибрино дается выражением

$$\langle \lambda \lambda \rangle = 16\pi i \frac{\partial}{\partial \tau} W_{\text{eff}} = -\frac{32\pi^2}{N_C} c \mu^3 \exp \frac{2\pi i \tau(\mu)}{N_C}. \quad (32)$$

Имеется  $N_C$  различных вакуумов, отличающихся значением фазы конденсата калибрино. Заметим, что совершенно неясно, какие именно полевые конфигурации в функциональном интеграле дают вклад в конденсат (32). Такая функция Грина соответствует переходу с изменением топологического заряда на  $1/N_C$  и не может быть получена с помощью инстантонных вычислений.

В более сложных теориях эффективная величина  $A$  может быть функцией каких-нибудь других полей теории, и суперпотенциал (31) приводит к дополнительному вкладу в потенциал. Интересный пример применения такого механизма будет приведен в разделе 5.3.1.

$0 < N_F < N_C$ . В этом случае при нулевой массе кварков в теории имеются классические плоские направления, которые параметризуются "мезонным" набором калибровочных инвариантов:

$$M_{ij} = \Phi_i \bar{\Phi}_j. \quad (33)$$

Эффективный суперпотенциал, совместный со всеми симметриями теории [83, 92],

$$W_{\text{eff}} = c \left( \frac{A^{3N_C - N_F}}{\det M} \right)^{1/(N_C - N_F)}, \quad (34)$$

приводит к тому, что плоские направления поднимаются, и в теории остается "убегающий" суперсимметричный вакуум при бесконечных значениях скварковых полей [85]. После добавления ненулевых масс (30) вновь получается  $N_C$  различных суперсимметричных вакуумов при конечных значениях полей материи, в которых

<sup>10</sup> В дальнейшем все формулы будут писаться для случая  $N_C > 2$ . Если  $N_C = 2$ , то качественно картина будет та же самая, но конкретные формулы несколько изменятся из-за того, что у группы  $SU(2)$  фундаментальное представление изоморфно своему сопряженному.

<sup>11</sup> Заметим, что в отсутствие полей материи непрерывная R-симметрия нарушается квантовыми аномалиями. Однако остается ее неаномальная дискретная подгруппа  $Z_{2N_C}$ , которая и нарушается конденсатом калибрино до  $Z_2$ .

калибровочная группа нарушена до  $SU(N_C - N_F)$ . Киральная симметрия снова нарушается конденсатом калибрино, значение которого связано со скварковым конденсатом через аномалию Кониши (см., например, [87]).

Механизм возникновения суперпотенциала (34) зависит от числа ароматов  $N_F$ . При  $N_F = N_C - 1$  можно явно получить значение константы  $c$  в (34) с помощью вычисления одноинстантонной функции Грина [83, 85, 87], а при меньших значениях  $N_F$  суперпотенциал генерируется в результате конденсации калибрино в низкоэнергетической теории. Если мы знаем  $W_{\text{эф}}$  для некоторого значения  $N_F$ , то его можно легко получить для  $N_F - 1$  поколения кварков, вводя массу  $m$  для одного из ароматов и устремляя ее к бесконечности, а затем находя значение  $\Lambda$  в низкоэнергетической теории из условия сшивки констант связи на масштабе отщепления  $m$ . Такая процедура является нетривиальной проверкой самосогласованности представленных результатов.

$N_F = N_C$ . К мезонным калибровочным инвариантам (33) теперь добавляются барионные  $B$  (сразу приведем их общий вид для произвольного  $N_F \geq N_C$ ):

$$B^{i_{N_C+1} \dots i_{N_F}} = \epsilon^{i_1 \dots i_{N_C}} \Phi_{i_1} \dots \Phi_{i_{N_C}} \quad (35)$$

и аналогичные антибарионные  $\bar{B}$  (при  $N_C = N_F$  можно построить всего по одному такому инварианту). При этом на классическом уровне налагается связь

$$B\bar{B} - \det M = 0, \quad (35)$$

получаемая из явного вида мезонных и барионных полей.

Соответствующее пространство вакуумов имеет сингулярность, которая в классической теории соответствует тому, что в некоторых точках есть дополнительные безмассовые степени свободы — глюоны ненарушенной подгруппы калибровочной симметрии. Оказывается, что на квантовом уровне сингулярности сглаживаются, а калибровочная группа полностью нарушена в каждом из вакуумов [93]. Механизм, отвечающий за сглаживание, схематически проиллюстрирован на рис. 2. Формально классическая связь (36) при квантовании приобретает вид

$$\det M - B\bar{B} = \Lambda^{2N_C} \quad (37)$$

(в левой части теперь стоят уже не поля, а вакуумные средние соответствующих операторов). В этом можно убедиться, добавив в теорию члены с источниками

$$W_{\text{тес}} = \text{Tr } mM + bB + \bar{b}\bar{B}, \quad (38)$$

с тем, чтобы найти вакуумные средние соответствующих операторов и перейти к пределу  $m, b, \bar{b} \rightarrow 0$ . Варьируя способы перехода к этому пределу, можно получить все

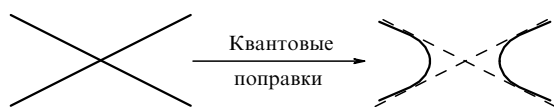


Рис. 2. Деформация классического пространства вакуумов, связанная с квантовыми поправками.

точки пространства (37). Например, если с самого начала положить  $b = \bar{b} = 0$ , то останется обычный лагранжиан массивной СКХД. В этой теории правила отбора и явные инстантонные вычисления [85, 87] говорят о том, что вакуумные средние калибровочных инвариантов (33), (35) равны

$$M_{ij} = \Lambda^2 (\det m)^{1/N_C} m_{ij}^{-1}, \quad B = \bar{B} = 0,$$

и действительно удовлетворяют (37).

Полученный результат снова можно связать с динамикой при меньшем числе ароматов, если добавить массу одному кварку, а затем, пользуясь связью (37), выразить его через остальные и подставить в суперпотенциал.

Описанное явление называется деформацией пространства модулей и, в конечном итоге, может привести к нарушению суперсимметрии.

$N_F = N_C + 1$ . Классические плоские направления вновь описываются мезонами и барионами (33), (35), которые удовлетворяют уже трем условиям связи:

$$B_i \bar{B}_j - \det M (M^{-1})_{ij} = 0, \quad M_{ij} B_i = M_{ij} \bar{B}_j = 0. \quad (39)$$

Разница с предыдущим случаем состоит в том, что соотношения (39) остаются справедливыми и на квантовом уровне, в чем можно убедиться, вновь добавив суперпотенциал (38) и устремив источники к нулю. Таким образом, мы имеем дело с квантовым пространством модулей, в точности совпадающим с классическим. Сингулярности, присутствовавшие в классической теории, теперь не сглаживаются, а остаются и в полной теории. Однако их физический смысл меняется. И в том, и в другом случае их наличие указывает на появление в спектре дополнительных безмассовых частиц. Очевидно, что классически этими частицами являются глюоны ненарушенной калибровочной подгруппы. В квантовой теории так быть не может, так как из-за сильного калибровочного взаимодействия при низких энергиях мы ожидаем, что физические степени свободы должны быть синглетами по этой подгруппе.

Рассмотрим, к примеру, сингулярную точку  $M = B = \bar{B} = 0$ . В этой точке все глобальные симметрии теории не нарушены, поэтому естественно предположить, что безмассовыми останутся все мезоны (33) и барионы (35). Для проверки такого рода предположений оказывается крайне полезным условие 'т Хоофта согласованности аномалий [94]: *аномалии, подсчитанные через элементарные и составные степени свободы, должны совпадать для всех ненарушенных спонтанно глобальных симметрий теории.*

Доказательство этого утверждения, ввиду своей простоты и изящества, заслуживает того, чтобы быть приведенным здесь. Итак, рассматривается теория с калибровочной группой  $G_C$  и группой классических глобальных симметрий  $G_F$ . Расширим теперь калибровочную группу до  $G_C \times G_F$  таким образом, что  $G_F$  не будет оказывать влияния на динамику  $G_C$ . Для этого, кроме соответствующих калибровочных полей, добавим в теорию заряженные только относительно  $G_F$  дополнительные безмассовые фермионы, чтобы сократить все аномалии и чтобы константа  $G_F$  была невелика при низких энергиях. Инфракрасная динамика будет теперь описываться теми же составными безмассовыми степе-



ниями свободы, что и раньше, и новыми полями, не заряженными относительно сильной группы  $G_C$  и не оказывающими потому никакого влияния на ее непертурбативное поведение. Группа  $G_F$  останется при этом неаномальной. Тогда из того, что вклад в ее аномалии, связанный с дополнительными полями, одинаков при высоких и при низких энергиях, следует, что составные степени свободы должны давать тот же вклад в аномалии, что и элементарные поля теории.

Чтобы приведенное условие имело смысл, токи, о которых идет речь, обязаны удовлетворять следующему требованию: матричные элементы их дивергенции между физическими состояниями должны быть хорошо определенными величинами как при низких, так и при высоких энергиях. К примеру, абелев аксиальный ток в обычной КХД не удовлетворяет этим требованиям, так как его дивергенция выражается через тензор кривизны глюонного поля, который не определен в области сильной связи. Это приводит к тому, что в низкоэнергетической теории просто не остается никаких следов аксиальной симметрии, и о согласованности аномалий говорить бессмысленно.

Выполнение условия 'т Хоофта, конечно, не является доказательством справедливости того или иного эффективного описания изучаемой теории, однако служит крайне нетривиальной его проверкой<sup>12</sup>.

В случае СКХД имеется ненарушенная группа глобальных симметрий  $SU(N_F)_L \times SU(N_F)_R \times U(1)_B \times U(1)_R$ , относительно которой кварки преобразуются как

$$\Phi = \left( N_F, 1, 1, \frac{1}{N_F} \right), \quad \bar{\Phi} = \left( 1, \bar{N}_F, -1, \frac{1}{N_F} \right),$$

а составные степени свободы — как

$$M = \left( N_F, \bar{N}_F, 0, \frac{2}{N_F} \right),$$

$$B = \left( \bar{N}_F, 1, N_F - 1, \frac{N_F - 1}{N_F} \right),$$

$$\bar{B} = \left( 1, N_F, -N_F + 1, \frac{N_F - 1}{N_F} \right).$$

Нетрудно убедиться, что они действительно дают одинаковый вклад в аномалии. Рассмотрим, к примеру, трехточечную функцию Грина с токами  $SU(N_F)_L^2 U(1)_R$ . При высоких энергиях мы получим вклад в аномалию, связанный с левыми кварками и равный  $N_C d^{(2)}(N_F)$  (мы оставляем только групповой фактор и опускаем множитель, заведомо одинаковый для высоко- и низкоэнергетических теорий);  $d^{(2)}(N_F)$  обозначает индекс Дынкина для представления, по которому преобразуются кварковые поля. В эффективной теории аномалия насыщается барионами и равна

$$R(B)d^{(2)}(\bar{N}_F) = (N_F - 1)d^{(2)}(N_F) = N_C d^{(2)}(N_F).$$

Аналогичным образом можно убедиться в согласованности аномалий и для других функций Грина.

Корректное описание низкоэнергетических возбуждений около вакуумов (39) дает эффективный суперпотенциал

$$W_{\text{eff}} = \frac{1}{\Lambda^{2N_F-3}} (B_i M_{ij} \bar{B}_j - \det M), \quad (40)$$

инвариантный относительно всех неаномальных симметрий. Требование его стационарности приводит к соотношениям (39); в начале координат он описывает только безмассовые поля, в то время как в области слабой связи при больших значениях конденсатов часть полей получает массу, что соответствует явному их исключению из низкоэнергетической теории с помощью связей (39). Наконец, исключение одного из кварков с помощью добавления явного массового члена приводит к описанному выше результату для  $N_F = N_C$ .

$N_F > N_C + 1$ . По мере увеличения числа ароматов теория становится все менее сильно связанной. При  $N_F > 3N_C$  асимптотическая свобода пропадает, и при низких энергиях теория описывает невзаимодействующие кварки и глюоны. В промежуточной области  $N_C + 1 < N_F < 3N_C$  дело обстоит намного интереснее. Как и в случае  $N_F = N_C + 1$ , классические плоские направления совпадают с квантовыми и описываются инвариантами (33), (35), удовлетворяющими соотношениям, которые являются непосредственным обобщением (39). Однако попытка описать поведение теории в сингулярной точке, следуя логике предыдущего случая, оказывается обреченной на неудачу. Это видно уже из того, что перестают выполняться условия 'т Хоофта. Другое проявление той же проблемы состоит в том, что суперпотенциал

$$W_{\text{eff}} = \frac{1}{\Lambda^{2N_F-3}} (B_{i_1 \dots i_{N_C-N_F}} M_{i_1 j_1} \dots M_{i_{N_C-N_F} j_{N_C-N_F}} \times \bar{B}_{j_1 \dots j_{N_C-N_F}} - \det M), \quad (41)$$

аналогичный (40) и приводящий в качестве уравнений движения к классическим связям между мезонами и барионами, не имеет R-заряда, равного 2, как того требует R-симметрия.

С другой стороны, еще в [96] было высказано предположение, что при некоторых соотношениях между  $N_F$  и  $N_C$  в обычной КХД могут существовать нетривиальные нули  $\beta$ -функции в инфракрасной области. В суперсимметричном случае точная  $\beta$ -функция дается выражением [97]

$$\beta(\alpha) = -\frac{\alpha^2}{2\pi^2} \frac{3N_C - N_F[1 - \gamma(\alpha)]}{1 - N_C(\alpha/2)},$$

где

$$\gamma(\alpha) = -\frac{\alpha}{2} \frac{N_C^2 - 1}{N_C} + O(\alpha^2)$$

— аномальная размерность кваркового поля. Нетрудно видеть, что в пределе, когда  $N_F$  и  $N_C$  велики, а  $N_C \alpha$  и  $3 - N_F/N_C \ll 1$  остаются постоянными, у  $\beta$ -функции действительно есть нетривиальный нуль в области слабой связи. Это означает, что при низких энергиях динамика описывается суперконформной теорией взаимодействующих кварков и глюонов. В [98] было высказано предположение, что дело обстоит таким образом во всем промежутке  $3N_C/2 < N_F < 3N_C$  при произвольных, не обязательно больших  $N_C$  и  $N_F$ .

<sup>12</sup> В [95] был приведен пример модели, в которой, несмотря на нетривиальное выполнение условий 'т Хоофта, предполагаемая эффективная теория не является правильным описанием низкоэнергетической динамики.

При  $N_F < 3N_C/2$  размерность оператора  $M_{ij}$  становится меньше единицы, что не может соответствовать никакому унитарному представлению суперконформной алгебры. При граничном значении  $N_F = 3N_C/2$  мезоны имеют размерность единица и описывают свободные поля. Гипотеза [98] состоит в том, что начиная с этого значения  $N_F$  и вплоть до  $N_F = N_C + 2$  все низкоэнергетические поля свободны и описываются другой эффективной калибровочной теорией — так называемой "магнитной" (дуальной к первоначальной "электрической") теорией. Барионы электрической теории имеют  $N_F - N_C$  индексов и оказываются связанными состояниями  $N_F - N_C$  кварков  $\tilde{\Phi}$  магнитной теории. Существенное отличие этого случая от рассмотренных выше состоит в том, что теперь низкоэнергетическая теория так же, как и исходная, оказывается калибровочной, но с иной калибровочной группой  $SU(N_F - N_C)$ . Магнитные кварки  $\tilde{\Phi}$  и антикварки  $\bar{\tilde{\Phi}}$  несут заряд по этой "магнитной" калибровочной группе и лежат в следующих представлениях глобальной группы симметрий (которая должна быть одной и той же в электрической и магнитной теориях):

$$\tilde{\Phi} = \left( \bar{N}_F, 1, \frac{N_C}{N_F - N_C}, \frac{N_C}{N_F} \right),$$

$$\bar{\tilde{\Phi}} = \left( 1, N_F, -\frac{N_C}{N_F - N_C}, \frac{N_C}{N_F} \right).$$

Магнитная теория при  $N_F < 3N_C/2$  свободна в инфракрасной области. При  $3N_C/2 < N_F < 3N_C$  магнитная теория так же, как и электрическая, имеет нетривиальный нуль  $\beta$ -функции и представляет собой описание той же самой суперконформной теории в других переменных. При большем числе ароматов дуальная теория становится сильно связанной, и корректное описание динамики дает электрическая теория. Мезоны (33) возникают в дуальной теории как независимые синглетные поля и взаимодействуют с дуальными кварками через суперпотенциал

$$W_d = \tilde{\Phi} M \bar{\tilde{\Phi}}. \quad (42)$$

Его роль состоит в том, чтобы, с одной стороны, нарушить "лишнюю"  $U(1)$  симметрию дуальной теории, действующую только на мезонные поля, а с другой — обеспечить правильное соответствие между плоскими направлениями электрической и магнитной теории.

Все условия 'т Хоофта выполняются, более того, картина выдерживает и другие проверки, например, одновременную деформацию двух дуальных теорий или исключение одного из ароматов. Кроме того, если провести переход к дуальной теории дважды, то, как и следовало ожидать, получится первоначальная теория (на первый взгляд в ней будут присутствовать два дополнительных синглета, соответствующих мезонным полям; однако, если пользуясь (42) исключить один из них, то окажется, что второй выражается через поля кварков в соответствии с (33)). Кроме того, описанная дуальность может быть связана с  $N = 2$  и струнными дуальностями (см., например, [99]). В заключение раздела отметим, что большинство из представленных результатов можно обобщить на случай других простых групп (см., например, [100, 101]).

## 5.2. Модели с передачей через синглет

В этом разделе мы обсудим конкретные модели, включающие изолированный сектор. Остановимся на нескольких характерных примерах, иллюстрирующих те или иные механизмы генерации ненулевых  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$  и динамического нарушения суперсимметрии. Рассмотрим теории, в которых единственную связь медиаторов с изолированным сектором осуществляет юкавское взаимодействие  $SQ\bar{Q}$ . Модели с так называемой непосредственной передачей, когда поля медиаторов, кроме того, заряжены по калибровочной группе изолированного сектора, будут описаны в разделе 5.3.

**5.2.1. Модели с дополнительной калибровочной группой  $U(1)_m$ .** Начнем с обсуждения моделей [32–34], называемых в литературе моделями типа Дайна–Нельсон, которые в последние годы вызвали новую волну внимания к низкоэнергетическому нарушению суперсимметрии. Как правило, суперсимметрия нарушается спонтанно за счет непертурбативной динамики калибровочной группы изолированного сектора. Две важные составные части полной модели — это теория, нарушающая суперсимметрию в изолированном секторе, и механизм, дающий ненулевые значения  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle \lesssim \langle s \rangle^2$ . Отличительной особенностью данного класса моделей является наличие в изолированном секторе слабо связанной калибровочной группы  $U(1)_m$ , не оказывающей влияния на процесс нарушения суперсимметрии.

Чтобы появились ненулевые  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle \lesssim \langle s \rangle^2$ , вводится новый промежуточный сектор. Поля из него взаимодействуют с синглетом и не оказывают никакого влияния на непертурбативную динамику. Взаимодействие их с полями изолированного сектора в суперпотенциале отсутствует. В то же время эти поля заряжены по группе  $U(1)_m$  и получают информацию о нарушении суперсимметрии через ненулевые связанные с ней  $D$ -члены. Последние возникают благодаря тому, что часть полей изолированного сектора также заряжена по  $U(1)_m$ . Если в несуперсимметричном вакууме эта калибровочная группа оказывается нарушенной, то, например, взаимодействие

$$W = \lambda_1 Z_+ Z_- S + \frac{\lambda_3}{3} S^3$$

заряженных по  $U(1)_m$  полей  $Z_{\pm}$  с синглетом  $S$  приводит к появлению ненулевых  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$ .

В [32] нарушающий суперсимметрию сектор довольно сложен (что связано с необходимостью избежать проблем с так называемым R-аксионом). Мы остановимся на модели работы [33]. Изолированный сектор здесь значительно проще и основан на известной "3–2" модели [84], к описанию которой мы и перейдем.

**"3–2" модель.** Калибровочной группой в этой модели является  $SU(3) \times SU(2)$  со следующим набором суперполей материи (числа в скобках показывают, в каком  $SU(3) \times SU(2)$  мультиплете лежит соответствующее поле):

$$\begin{aligned} &\text{одно поле } Q(3, 2); \\ &\text{два поля } \bar{L}_I(\bar{3}, 1), \quad I = 1, 2; \\ &\text{одно поле } \bar{R}(1, 2). \end{aligned}$$

Из этих полей можно составить следующий перенормируемый древесный суперпотенциал, совместный со всеми

симметриями теории (как с калибровочными, так и с глобальной R-симметрией):

$$W = kQ\bar{L}_1\bar{R} \quad (43)$$

( $k$  — соответствующая юкавская константа). Обсудим, следуя логике работы [102], как происходит нарушение суперсимметрии в этой модели.

Систему независимых голоморфных инвариантных полиномов в ней образуют следующие комбинации полей:

$$X_I = Q\bar{L}_I\bar{R}, Y = (Q\bar{L}_1)(Q\bar{L}_2).$$

Таким образом, в отсутствие суперпотенциала классические плоские направления образуют трехмерное комплексное многообразие с координатами  $X_I, Y$ . При включении суперпотенциала (43) ситуация изменяется. Рассмотрим сначала условие стационарности  $W(\Phi)$  в направлении  $\bar{L}_I$ :

$$\frac{\partial W}{\partial \bar{L}_I^a} = kQ^a\bar{R} = 0. \quad (44)$$

Умножая (44) на  $\bar{L}_I^a$  и суммируя по групповому индексу  $a$ , мы получаем, что  $X_I = 0$ . Аналогичным образом из стационарности вдоль  $\bar{R}$ ,

$$\frac{\partial W}{\partial \bar{R}^i} = kQ^i\bar{L}_1 = 0,$$

следует, что  $Y = 0$ . Итак, в присутствии суперпотенциала (43) в "3–2" модели все плоские направления поднимаются, и единственной классической вакуумной конфигурацией является та, в которой вакуумные средние всех полей обращаются в нуль. Это обстоятельство дает основания надеяться, что в этой модели на самом деле (т.е. с учетом квантовых непертурбативных поправок) суперсимметрия нарушается. Действительно, в [84] был предложен следующий простой критерий нарушения суперсимметрии: *если в теории отсутствуют некомпактные плоские направления и спонтанно нарушена какая-нибудь глобальная симметрия, то суперсимметрия в такой теории также нарушается.*

Данное утверждение основано на том, что в теории со спонтанно нарушенной глобальной симметрией обязательно должно быть безмассовое скалярное *действительное* поле — голдстоуновский бозон. Предположим, что суперсимметрия в теории не нарушена, тогда у этого поля должен быть еще один безмассовый скалярный партнер, чтобы образовать киральный мультиплет, имеющий в своем составе *комплексное* скалярное поле. Если обычный голдстоуновский бозон получается при действии нарушенным групповым генератором на вакуум, то такой его партнер соответствует действию комплексификации этого генератора (в силу голоморфности суперпотенциала пространство вакуумов в суперсимметричных теориях оказывается инвариантным относительно комплексификации группы симметрий самой теории). Так как орбиты при действии комплексной группы некомпактны, то это поле параметризует некомпактное плоское направление, что противоречит критерию, приведенному выше.

В "3–2" модели присутствует глобальная R-симметрия, которая не нарушена, только если вакуумные

средние всех полей равны нулю. Таким образом, в соответствии с вышеизложенным, для того чтобы убедиться в нарушении суперсимметрии, достаточно показать, что начало координат в пространстве полей не может быть вакуумом полной теории с учетом всех квантовых поправок. Конкретный механизм того, как это происходит, зависит от соотношения между положениями инфракрасных полюсов  $A_2, A_3$  групп SU(2) и SU(3) соответственно.

В случае  $A_2 \ll A_3$  динамика низкоэнергетической теории целиком определяется группой SU(3). В теории имеется два поколения полей, лежащих в фундаментальном (SU(2)-компоненты поля  $Q$ ) и сопряженном к нему (поля  $\bar{L}_I$ ) представлениях этой группы. Такая модель является частным случаем СКХД с числом поколений  $N_F = N_C - 1$ . Как обсуждалось выше, в этой теории генерируется одноинстантонный суперпотенциал, в данном случае равный

$$W_{\text{ins}} = \frac{A_3^7}{Y}. \quad (45)$$

Суперпотенциал (45) сингулярен в начале координат, поэтому эта точка не может быть вакуумом теории, и в рассматриваемом пределе суперсимметрия действительно нарушена. Таким образом, в этом пределе "3–2" модель служит, быть может, простейшим примером теории, нарушающей суперсимметрию путем генерации непертурбативного суперпотенциала.

В пределе  $A_2 \gg A_3$  существенной является непертурбативная динамика группы SU(2). Для этой группы фундаментальное представление совпадает со своим сопряженным, и в низкоэнергетической теории имеется четыре поля, лежащих в этом представлении группы SU(2) (три из них — SU(3)-компоненты поля  $Q$ , а четвертое — поле  $\bar{R}$ ). Получившаяся теория представляет собой простейший пример СКХД с  $N_F = N_C$ . Модификация пространства модулей в соответствии с (37) снова приводит к тому, что начало координат перестает принадлежать пространству вакуумов, так что критерий нарушения суперсимметрии опять выполнен, и данный предел "3–2" модели иллюстрирует динамическое нарушение суперсимметрии посредством квантовой деформации пространства модулей.

В случае  $A_2 \sim A_3$  важны эффекты, связанные с динамикой обеих групп. Наиболее общий эффективный суперпотенциал, совместный со всеми симметриями, имеет следующую форму:

$$W_{\text{f}} = \frac{A_3^7}{Y} + kX_1 + \mathcal{A}(Z - A_2^4). \quad (46)$$

Первое слагаемое в этой формуле нам уже знакомо — это эффективный потенциал, возникший за счет непертурбативной динамики группы SU(3). Второе слагаемое — просто древесный суперпотенциал (43). В третьем слагаемом введена новая калибровочно-инвариантная комбинация полей:

$$Z = Q^3\bar{R}.$$

Возникает вопрос, почему этот инвариант не учитывался раньше, при изучении классических плоских направлений? Чтобы это понять, достаточно явно написать все свертки по групповым индексам в выражении для  $Z$ :

$$Z = \epsilon^{abc}\epsilon^{z\beta}\epsilon^{\gamma\delta}Q_{za}Q_{\beta b}Q_{\gamma c}\bar{R}_{\delta}.$$

Здесь греческими буквами обозначены индексы по группе SU(2), а латинскими — по группе SU(3),  $\epsilon$  — полностью антисимметричный тензор. Если теперь воспользоваться очевидным тождеством для произведения  $\epsilon$ -символов,

$$\epsilon^{\alpha\beta}\epsilon^{\gamma\delta} = \delta^{\alpha\gamma}\delta^{\beta\delta} - \delta^{\alpha\delta}\delta^{\beta\gamma},$$

то станет видно, что инвариант  $Z$  тождественно равен нулю на классическом уровне. На квантовом же уровне на вакуумные средние полей накладывается связь

$$Z = A_2^4,$$

аналогичная (37). Именно эта связь и приводит к деформации пространства вакуумов в случае  $A_2 \gg A_3$ . Последнее слагаемое в выражении (46) для полного суперпотенциала есть не что иное, как запись этой связи через множитель Лагранжа  $\mathcal{L}$ . Из (46) видно, что начало координат никогда не принадлежит квантовому пространству вакуумов "3-2" модели, следовательно, суперсимметрия в ней всегда нарушена.

Обсудим один из возможных механизмов получения ненулевых  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$  в "3-2" модели.

В теории имеется U(1) симметрия, относительно которой поля материи имеют заряды  $Q(1/3)$ ,  $\bar{L}_1(2/3)$ ,  $\bar{L}_2(-4/3)$ ,  $\bar{R}(-1)$ . Предположим, что эта симметрия калибровочная, а соответствующая константа связи невелика; тогда эта группа может играть роль U(1)<sub>m</sub>. Заметим, что U(1)-симметрия в исходной модели была бы аномальной, поэтому полная теория требует введения дополнительного поля (например, поля  $E$  с зарядом +2) — синглета по неабелевым группам. Идея механизма [33] состоит в том, чтобы использовать для передачи синглету ненулевых  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$   $D$ -член группы U(1)<sub>m</sub>, не участвующей в динамике нарушения суперсимметрии.

Для определенности будем рассматривать случай  $A_2 \ll A_3$ , при этом полный суперпотенциал имеет вид

$$W = kX_1 + \frac{A_3^7}{Y}.$$

В этой теории все размерные параметры характеризуются одним масштабом  $v \sim A_3/k^{1/7}$ : массы скаляров  $m_s \sim kv$ , массы векторных полей  $m_v \sim gv$ . Среди этих полей есть заряженные по U(1)<sub>m</sub> (например, скалярная компонента  $X_2$ ). Можно показать [33], что  $D$ -член этой группы в результате нарушения суперсимметрии приобретает ненулевое среднее:

$$\langle D \rangle = \frac{\alpha_m}{4\pi} m_s^2 \ln \frac{m_v^2}{m_s^2}.$$

Можно ввести пару полей  $Z_{\pm}$  с зарядами  $\pm 1$  по U(1)<sub>m</sub> и взаимодействием

$$W = \lambda_1 Z_+ Z_- S + \frac{\lambda_2}{2} E Z_-^2 + \frac{\lambda_3}{3} S^3. \quad (47)$$

В результате приходим к достаточно громоздкому потенциалу сектора медиаторов:

$$V = \left| \frac{\partial W}{\partial \Phi} \right|^2 + 2\pi\alpha_m (\langle D \rangle + 2|e|^2 + |z_+|^2 - |z_-|^2)^2 - m_{z_{\pm}}^2 (4|e|^2 + |z_+|^2 + |z_-|^2),$$

где при малом  $\lambda_1 \ll \alpha_m$  главные вклады в параметры  $m_{z_{\pm}}^2$ ,  $m_e^2$  дают двухпетлевые радиационные поправки, связанные с абелевым калибровочным взаимодействием:

$$m_{z_{\pm}}^2 = -\frac{2\alpha_m^2}{\pi^2} m_s^2 \ln \frac{m_v^2}{m_s^2}, \quad m_e^2 = 4m_{z_{\pm}}^2.$$

В некоторой области параметров приведенный потенциал обладает минимумом с ненулевыми вакуумными средними для полей  $z_+$ ,  $z_-$  и  $e$ , что приводит к ненулевым  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$ . Основной трудностью данной модели является необходимость тонкой подстройки параметров  $\lambda_1 \ll \alpha_m$ . Эта трудность обойдена в более сложных моделях [34].

Феноменология моделей с группой U(1)<sub>m</sub> характерна для калибровочного механизма передачи и была описана в разделах 3 и 4. Заметим, что масштаб нарушения суперсимметрии в изолированном секторе  $F_{\text{DSB}}$  в этих моделях достаточно высок, так как он связан с  $\Lambda$  через слабую константу  $\alpha_m \lesssim 1$  группы U(1)<sub>m</sub>:

$$\Lambda^2 \sim \left( \frac{\alpha_m}{4\pi} \right)^2 F_{\text{DSB}}.$$

Отсюда для массы гравитино в теориях с группой U(1)<sub>m</sub> получаем при  $\Lambda \sim 100$  ТэВ

$$m_{3/2} = \frac{F_{\text{DSB}}}{\sqrt{3}M_{\text{Pl}}^*} \simeq 3 \text{ эВ} \frac{F_{\text{DSB}}}{(100 \text{ ТэВ})^2} \gtrsim 0,5 \text{ кэВ}. \quad (48)$$

**5.2.2. Изолированный сектор с векторной материей.** Благодаря бурному в последние годы развитию методов анализа суперсимметричных теорий удалось показать, что нарушение суперсимметрии возможно и в моделях с чисто векторным набором полей материи.

Наиболее простая такая теория [102, 103] основана на калибровочной группе SU(2) с четырьмя полями  $\Phi_i$  в фундаментальном представлении и шестью синглетами, образующими антисимметричный тензор  $Z^{ij}$  относительно глобальной группы симметрий SU(4)<sub>F</sub>. Классические плоские направления характеризуются вакуумными средними синглетов  $Z^{ij}$  и обычными мезонными инвариантами  $M_{ij} = \epsilon^{ab}\Phi_i^a\Phi_j^b$  с классической связью:

$$\epsilon^{ijkl}M_{ij}M_{kl} = 0.$$

Добавим древесный SU(4)<sub>F</sub>-симметричный суперпотенциал

$$W_{\text{tree}} = \frac{1}{2}k\Phi_i\Phi_jZ^{ij}. \quad (49)$$

В пределе  $kZ^{ij} \gg \Lambda_2$ , где  $\Lambda_2$  — динамический масштаб калибровочной группы, поля  $\Phi_i$  получают массу, и в низкоэнергетической теории остаются синглеты и SU(2)-глюодинамика с эффективным динамическим масштабом

$$\Lambda_{\text{eff}}^6 = k^2\Lambda_2^4Z_{ij}Z^{ij}.$$

Как мы знаем (см. раздел 5.1), в этой теории происходит конденсация калибрино, приводящая к генерации суперпотенциала (31), в котором эффективный масштаб  $\Lambda_G$  выражен через поля  $Z$  так, что возникает нарушающий суперсимметрию потенциал типа О'Райферти. При малых значениях  $Z$  и  $k = 0$  происходит квантовая

деформация пространства модулей, в результате чего начало координат перестает принадлежать множеству суперсимметричных минимумов энергии. Это обстоятельство в совокупности с тем, что при  $k \neq 0$  зануление  $F$ -членов синглетов требует  $M_{ij} = 0$ , приводит к нарушению суперсимметрии и в этом пределе.

Авторы работы [104] показали, как в данной теории можно получить ненулевые  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$ , не вводя новое калибровочное взаимодействие  $U(1)_m$ , а используя поправки к кэллову потенциалу.

Запишем поля в терминах синглетов ( $\hat{M}, Z$ ) и пятиплетов ( $\hat{M}^a, Z^a, a = 1, \dots, 5$ ) по группе ароматов  $SP(4)_F \subset SU(4)_F$ . Вводя множитель Лагранжа  $\mathcal{A}$ , можно представить эффективный суперпотенциал теории в виде

$$W_{\text{eff}} = \mathcal{A}(\hat{M}^2 + \hat{M}^a \hat{M}^a - A_2^4) + k_z Z \hat{M} + k Z^a \hat{M}^a,$$

где константы  $k$  и  $k_z$  в случае нарушенной (за счет дополнительных механизмов) симметрии  $SP(4)_F$  будут, вообще говоря, различными. Рассмотрим для простоты случай, когда в теории происходит нарушение симметрии ароматов, не влияющее на нарушение суперсимметрии и приводящее к малым  $k_z$ , и введем простейшее взаимодействие полей из сектора, в котором нарушается суперсимметрия, с синглетом:

$$W_{\text{int}} = \lambda_1 S \hat{M} - \frac{\lambda_3}{3} S^3.$$

Тяжелые поля  $Z^a$  и  $\hat{M}^a$ , приобретающие массу  $kA$ , можно исключить, в результате чего получаем низкоэнергетический суперпотенциал:

$$W_{\text{low}} = k_z A_2^2 Z + \lambda_1 A_2^2 S - \frac{\lambda_3}{3} S^3.$$

Кэллов потенциал, согласующийся с имеющимися в теории R-инвариантностью и дискретной  $Z_2$ -симметрией ( $\hat{M}, S, Z$  и  $\lambda_3$  как внешнее поле — нечетны), имеет вид

$$K = ZZ^+ + SS^+ - \frac{\eta}{A_2^2} |k_z Z + \lambda_1 S|^4 - \lambda_1^2 \lambda_3^2 \frac{\xi}{A_2^2} |k_z Z + \lambda_1 S|^2 SS^+ + \dots,$$

где  $\eta \sim 1$ , а петлевой фактор  $\xi \sim 10^{-3}$ . Именно благодаря ему при ненулевом  $\lambda_3$  и происходит передача суперсимметрии в видимый сектор. Величины  $A$  и  $x$  из видимого сектора (см. (11)) при этом связаны с параметрами изолированного сектора соотношениями

$$A \simeq \frac{\xi}{2} k_z^4 \lambda_1^{3/2} \lambda_3^{3/2} A_2, \quad x \simeq \frac{\xi}{2} k_z^4 \lambda_1.$$

В [104] показано, что ограничения на массу гравитино и требование стабильности хиггсовского потенциала могут быть удовлетворены соответствующим выбором констант.

**5.2.3. Составные синглеты.** Основные осложнения в структуре описанных моделей — появление дополнительной калибровочной группы  $U(1)_m$  и сложного промежуточного сектора полей — связаны с необходимостью дать ненулевые вакуумные средние  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$  синглету, взаимодействующему с медиаторами в суперпотенциале  $SQ\bar{Q}$ . В ряде случаев это проще сделать, если  $S$  является не фундаментальным синглетом, а составным

полем [105] (взаимодействие с медиаторами в терминах фундаментальных полей становится тогда неперенормируемым). Феноменология конкретных моделей может сильно отличаться от характерной для калибровочного механизма передачи, так как влияние изолированного сектора на низкоэнергетическую теорию не всегда сводится к появлению ненулевых  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$ .

**5.2.4. Метастабильность вакуума.** Имеется ряд теоретических проблем, общих для различных моделей с калибровочной передачей нарушения суперсимметрии, решение которых требует привлечения новых механизмов. Так, в подавляющем большинстве моделей глобальный минимум скалярного потенциала полной теории (включая видимый и изолированный секторы) нарушает калибровочную инвариантность МССМ и оставляет ненарушенной суперсимметрию. Нарушающий суперсимметрию вакуум оказывается, таким образом, метастабильным.

Как было показано в [106, 107], вакуум метастабилен, например, в моделях типа Дайна – Нельсон, рассмотренных в разделе 5.2.1: с учетом взаимодействия синглета с полями медиаторов глобальный минимум потенциала в них достигается при

$$\langle F_s \rangle = \langle s \rangle = 0, \quad \lambda' \langle e_+ e_- \rangle = -\lambda \langle \bar{q} q \rangle$$

и оказывается суперсимметричным. В общем случае это означает нарушение  $SU(3) \times U(1)$ -симметрии, так что феноменологически пригодный вакуум, обсуждавшийся в разделе 5.2.1, будет метастабильным. В этих теориях, однако, при достаточно естественном выборе параметров Вселенная вполне может покоиться в метастабильном вакууме.

Можно попытаться решить проблему и иным путем, построив модель с глобальным минимумом, нарушающим суперсимметрию и сохраняющим цвет. Простейшее решение связано с добавлением явного массового члена для медиаторов. Соответствующая масса может лежать в области от  $10^5$  до  $10^{15}$  ГэВ, а естественность нового массового масштаба требует введения дополнительных механизмов. Можно также использовать несколько синглетных полей или ввести новые частицы в видимый сектор. Последнее, правда, не приводит к успеху, если вводимый набор ограничен требованием пертурбативности МССМ вплоть до масштаба  $M_{\text{GUT}}$  [106].

В случае абелевой калибровочной группы, вращающей поля  $Z_{\pm}$  (см. раздел 5.2.1), для решения возникшей проблемы можно использовать дополнительные киральные поля материи [106]. Возникающие при таком подходе проблемы связаны с появляющимися в потенциале изолированного сектора членами Файе – Иллиопулоса, что приводит к смешиванию этой группы  $U(1)_m$  с группой  $U(1)_Y$  гиперзаряда из МССМ и появлению в последней так называемой нестабильности масс [108].

Последнее замечание стоит осветить чуть подробнее. Действительно, для абелевых групп возможно смешивание в кинетическом члене (запрещенное в неабелевом случае), которое в суперсимметричных теориях приводит к смешиванию соответствующих  $D$ -членов. Смешивание  $F_1^{\mu\nu} F_2^{\mu\nu}$  представляет собой перенормируемый член, а потому может присутствовать в эффективном лагранжиане без подавления размерным фактором. Смешивание  $D$ -членов приведет к появлению скалярных масс для частиц МССМ порядка масштаба нарушения суперсим-

метрии в изолированном секторе. Запретить смешивание можно, налагая некоторую дополнительную симметрию. Другая возможность состоит в отказе от группы  $U(1)_m$  с переходом к другим, более сложным группам для полей  $Z_{\pm}$ , когда смешивание будет уже невозможным.

Удачная попытка получить за счет изменения изолированного сектора теорию с несуперсимметричным глобальным вакуумом была предпринята в [109]. В качестве теории, нарушающей суперсимметрию, использовалась уже обсуждавшаяся в разделе 5.2.2 модель с калибровочной группой  $SU(2)$ , а в качестве  $U(1)_m$  бралась одна из абелевых подгрупп группы глобальной симметрии  $SP(4)_F$ . За счет пороговых эффектов калибровочного взаимодействия  $U(1)_m$  поля  $Z_{\pm}$  получали положительные мягкие квадраты масс. Ненулевые  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$  появлялись в результате хиггсовского механизма после учета юкавского взаимодействия  $Z_{\pm}$  с синглетом. Отметим, что хотя при передаче нарушения суперсимметрии использовалась дополнительная абелева калибровочная группа, проблема с членом Файе–Иллиопулоса не появилась, так как он запрещен симметрией зарядового сопряжения исходной теории.

### 5.3. Модели с непосредственной передачей

Описанный в разделе 5.2 подход позволяет строить феноменологически пригодные модели передачи нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия СМ. Некоторые недостатки, в частности, обсуждавшиеся в конце раздела 5.2, заставляют, однако, искать пути усовершенствования данных моделей. Один из способов заключается в том, чтобы разрешить полям-медиаторам нести квантовые числа не только СМ, но и калибровочной группы изолированного сектора. В таких теориях, называемых моделями с непосредственной передачей (direct mediation), медиаторы сами участвуют в динамике нарушения суперсимметрии (отсюда другое название — модели с динамическими медиаторами).

Данный подход представляется, конечно, более естественным, и исторически первые попытки построения реалистических моделей [84] с динамическим нарушением суперсимметрии были связаны с использованием такой схемы. На пути реализации механизма непосредственной передачи возникает (и приводит к дополнительным осложнениям в построении моделей) ряд проблем. Главная из них состоит в следующем. Пусть медиаторы преобразуются по некоторому представлению калибровочной группы изолированного сектора. С точки зрения видимого сектора эта группа будет играть роль группы ароматов, т.е. в спектре появятся несколько копий полей-медиаторов — число копий будет совпадать с размерностью представления группы изолированного сектора, по которому эти поля преобразуются. Так как медиаторы несут квантовые числа СМ, они дают вклад в  $\beta$ -функции калибровочных констант связи КХД и электрослабой теории, что может привести к потере асимптотической свободы КХД. Если размерность представления изолированной группы, т.е. число копий медиаторов, больше четырех в случае представления  $5 + \bar{5}$   $SU(5)$  ТБО (одного для  $10 + \bar{10}$ ), а порог медиаторов  $M \lesssim 10^8$  ГэВ, то, как уже упоминалось в разделе 4.3, константы связи групп СМ станут большими ниже  $10^{16}$  ГэВ, что противоречит привлекательной идее их пертурбативного объединения. Большинство известных на сегодняшний день моделей с динамическим

нарушением суперсимметрии не приводят к представлениям размерности менее четырех<sup>13</sup>, что даже побудило некоторых авторов называть этот путь "не самым умным" [33]. Тем не менее модели с непосредственной передачей нарушения суперсимметрии сейчас интенсивно исследуются, и ряд реалистических и довольно элегантных теорий уже построен.

Подходы к решению вопроса об асимптотической свободе СМ в теориях с динамическими медиаторами условно разделяются на три группы. Наиболее хорошо разработанный подход (см. раздел 5.3.1) связан с тяжелыми медиаторами: если порог полей-медиаторов достаточно высок, то полюс Ландау будет лежать за масштабом Большого объединения, и пертурбативное объединение констант связи на этом масштабе будет сохранено.

Несколько менее традиционными представляются другие два подхода. Один из них основан на отказе от описания физики вплоть до масштаба Большого объединения в терминах СМ. Если наблюдаемые поля материи являются составными низкоэнергетическими степенями свободы некоторой эффективной теории, константа связи которой становится сильной на промежуточном между  $M_W$  и  $M_{GUT}$  масштабе, то состав полей при больших энергиях может быть совершенно иным, нежели в низкоэнергетической области. Наблюдаемые частицы могут быть составлены из весьма небольшого числа фундаментальных полей, и тогда при высоких энергиях калибровочная группа СМ будет асимптотически свободной, несмотря на наличие большого количества заряженных степеней свободы в наблюдаемом низкоэнергетическом спектре. Данная возможность пока исследована не очень хорошо; мы обсудим этот сценарий в разделе 5.3.2.

Второй подход является наиболее простым и одновременно наименее разработанным; он состоит в отказе от объединения констант связи МССМ в пертурбативной области в пользу объединения в режиме сильной связи. Такая возможность не противоречит феноменологическим требованиям и самой идее объединения взаимодействий, более того, с некоторых точек зрения оказывается даже предпочтительнее. Основные черты этого сценария обсуждались в разделе 4.3.2.

**5.3.1. Тяжелые медиаторы.** Перейдем к обсуждению моделей с непосредственной передачей нарушения суперсимметрии, в которых пертурбативное объединение констант связи СМ достигается за счет больших значений порогов полей-медиаторов, "отодвигающих" полюс Ландау за масштаб Большого объединения. Отметим прежде всего, что использование тяжелых медиаторов не противоречит получению достаточно больших мягких масс суперпартнеров частиц СМ, ибо, как следует из (12) и (13), эти мягкие массы определяются почти исключительно *отношением*  $\Lambda = \langle F_s \rangle / \langle s \rangle$ , в то время как масштаб масс медиаторов задается величиной  $\langle s \rangle$ . Последняя и определяет порог, выше которого медиаторы влияют на бег констант связи СМ, и может быть сделана большой при феноменологически пригодном значении  $\Lambda \sim (100 \text{ ТэВ}) / \sqrt{n}$ , где  $n$  — эффективное число медиаторов. Как обсуждалось в разделе 3.3, основные

<sup>13</sup> Модель с непосредственной передачей всего с двумя комплектами медиаторов, предложенная недавно [110], обсуждается в разделе 5.3.1.

ограничения на массу медиаторов связаны с космологией и дают  $\langle s \rangle \lesssim 10^{11}$  ГэВ.

**Как сделать медиаторы тяжелыми?** Стандартным способом получения большой массы медиаторов является приобретение большого вакуумного среднего скалярной компонентой суперполя  $S$ , которое взаимодействует с медиаторами  $Q$  и  $\bar{Q}$  через юкавский суперпотенциал  $SQ\bar{Q}$ . Общая схема такова. Пусть на классическом уровне в теории имеется плоское направление, параметризуемое полем<sup>14</sup>  $S$ . Если за счет квантовых эффектов вдоль этого направления возникает "отталкивающий" от нуля суперпотенциал (как в СКХД при  $N_F < N_C$ , см. раздел 5.1.2), то вакуум "убегает" на бесконечность, т.е. минимум энергии достигается лишь при  $S \rightarrow \infty$ . Чтобы получить конечное вакуумное среднее поля  $S$ , требуется конкурирующий вклад в потенциал, который поднимал бы плоское направление при больших значениях  $S$ . Соответствующие члены либо вводятся в суперпотенциал "руками", либо возникают за счет квантовых эффектов.

Пусть мы имеем дело с суперсимметричным плоским направлением, вдоль которого скалярный потенциал всюду равен нулю. Потенциал для синглета  $S$  может возникнуть за счет непертурбативных эффектов, например, следующим образом. Пусть  $S$  взаимодействует, помимо медиаторов  $Q, \bar{Q}$ , с полями  $f, \bar{f}$  из изолированного сектора:

$$W_f = S f \bar{f},$$

где  $n$  ароматов полей ( $\bar{f}$ )  $f$  преобразуются по (анти)фундаментальному представлению некоторой асимптотически свободной калибровочной группы  $SU(m)$ , константа связи которой становится сильной на масштабе  $\Lambda$ . При значениях скалярной компоненты  $S \gg \Lambda$  поля  $f, \bar{f}$  эффективно становятся тяжелыми и должны быть исключены из низкоэнергетической теории. Если определяющей является динамика именно калибровочной группы  $SU(m)$  и других заряженных по этой группе полей в теории нет, то низкоэнергетическая теория — суперсимметричная теория Янга–Миллса, в которой за счет конденсации глюино возникает непертурбативный суперпотенциал

$$W_{\text{eff}} = \Lambda_{\text{eff}}^3,$$

где масштаб эффективной теории  $\Lambda_{\text{eff}}$  определяется из граничного условия

$$\Lambda_{\text{eff}}^{3m} = S^n \Lambda^{3m-n}. \quad (50)$$

Показатели степени  $\Lambda$  в правой и левой частях этой формулы — первые коэффициенты  $\beta$ -функции теории до и после исключения материи, соответственно;  $S$  в данном случае играет роль массы тяжелых полей, степень которой определяется из соображений размерности. Таким образом, эффективный суперпотенциал зависит от  $S$  и равен

$$W_{\text{eff}} = \Lambda^{3-n/m} S^{n/m}.$$

<sup>14</sup> Точнее, некоторым голоморфным калибровочным инвариантом, составленным из компонент этого поля — хотя  $S$  и является синглетом СМ, в моделях с непосредственной передачей может нетривиально преобразовываться по изолированной калибровочной группе.

Вдали от точки  $S = 0$ , когда для кэлерова потенциала поля  $S$  справедливо пертурбативное разложение около канонического выражения  $K_s = SS^\dagger$ , соответствующий вклад в скалярный потенциал имеет вид

$$V_{\text{eff}} = |F_s|^2 = \left| \frac{\partial W}{\partial S} \right|^2 = \Lambda^{(6-2n/m)} S^{2(n/m-1)}, \quad (51)$$

так что при  $n = m$  потенциал не зависит от  $S$ , т.е. плоское направление равномерно приподнимается, образуя плато с постоянным скалярным потенциалом. Если же  $n < m$ , то соответствующий потенциал будет "отталкивать" вакуум в сторону больших  $S$ . В последнем случае, чтобы получить вакуум с ненулевыми, но конечными значениями  $\langle s \rangle$  и  $\langle F_s \rangle$ , требуется стабилизировать это плоское направление за счет добавок в эффективный потенциал, имеющих иное происхождение. Простейший вариант состоит в добавлении растущих по  $S$  членов прямо в древесный суперпотенциал. Такие члены обычно должны быть неперенормируемыми, чтобы при больших  $S$  возник несуперсимметричный минимум. Неперенормируемые операторы в древесном суперпотенциале должны быть подавлены размерным параметром, физический смысл которого состоит в обрезании по энергии, выше которого данное описание теории несправедливо. В качестве такого параметра обычно используется масса Планка, поэтому вклад неперенормируемых операторов оказывается небольшим. Это приводит к тому, что интересующий нас минимум потенциала располагается при очень больших  $S$ , так как эффект стабилизации плоского направления слаб по сравнению с "отталкиванием" в область  $S \rightarrow \infty$ , что автоматически обеспечивает большие значения масс медиаторов. Другой способ стабилизировать плоское направление — использовать динамику еще одной калибровочной группы, если она приводит к появлению растущего потенциала. Аналогичные рассуждения справедливы и в более сложных моделях, в частности, когда поле  $S$  не является синглетом.

Обратимся теперь к случаю  $n = m$  в (50), когда непертурбативные эффекты приводят к тому, что скалярный потенциал (51) не зависит от  $S$  и положителен, т.е. имеется плоское направление из неэквивалентных нарушающих суперсимметрию минимумов. (Напомним, что это справедливо только при больших  $S$ , ибо вблизи  $S = 0$  поправки к кэлерову потенциалу становятся неконтролируемыми и могут привести к появлению дополнительного вклада в скалярный потенциал, в частности, восстанавливающего суперсимметрию, так что минимумы с ненулевой вакуумной энергией надо рассматривать как локальные; кроме того, в конкретных моделях суперсимметричные минимумы часто сохраняются на других, не связанных с  $S$ , плоских направлениях.) Так как в ведущем порядке потенциал вдоль плоского направления не зависит от  $S$ , надо учитывать вклады следующих порядков, а именно, пертурбативные поправки к кэлерову потенциалу. Если бы мы изучали суперсимметричное плоское направление, то эти поправки не изменили бы (равный нулю) скалярный потенциал вдоль него, так как при вычислении потенциала умножались бы на  $F_s = 0$ . В данном случае  $F_s = A^2 \neq 0$ , поэтому учет перенормировки волновой функции дает (небольшие) поправки к потенциалу, которые могут привести к появлению изолированного

вакуума. Такой механизм, обеспечивающий наличие вакуума при большом значении поля  $S$ , называют *обратной иерархией* [111]. Как будет видно из описания этого механизма, для его реализации необходимо, чтобы поле  $S$  не было синглетом, а преобразовывалось по нетривиальному представлению некоторой асимптотически свободной калибровочной группы.

Когда поле  $S$  преобразуется под действием калибровочной группы  $G$ , ненулевое значение его скалярной компоненты нарушает ее до некоторой подгруппы  $G'$ . В однопетлевом приближении кэлеров потенциал для поля  $S$  получает поправки за счет петель полей  $Q, \bar{Q}, f, \bar{f}$  и тяжелых векторных полей, получивших массу порядка  $S$  при нарушении  $G$  до  $G'$  (калибровочные поля группы  $G'$  не дают вклада в одной петле, так как не взаимодействуют с  $S$ ). Если  $g$  — калибровочная константа связи группы  $G$ , а  $\lambda$  — юкавская константа перед взаимодействием  $SQ\bar{Q} + S\bar{f}f$ , то в однопетлевом приближении

$$K(S, S^\dagger) = SS^\dagger \left[ 1 + (c_g g^2 - c_\lambda \lambda^2) \ln \frac{SS^\dagger}{A_G^2} \right], \quad (52)$$

где  $c_{g,\lambda}$  — положительные коэффициенты, а  $A_G$  — параметр обрезания. При больших  $S$  ведущие логарифмы можно просуммировать по ренормгруппе, тогда константы  $g, \lambda$  заменяются на свои эффективные значения на масштабе  $S$ . С учетом этого вклада потенциал теперь имеет вид

$$V_{\text{eff}} = \frac{|\partial W / \partial S|^2}{\partial^2 K / \partial S \partial S^\dagger}. \quad (53)$$

Поведение потенциала определяется бегом констант связи: юкавская константа часто растет при высоких энергиях, что обеспечивает рост скалярного потенциала на бесконечности; для асимптотически свободной группы  $G'$  калибровочная константа растет при низких энергиях. Комбинация двух эффектов приводит к появлению максимума у коэффициента при  $SS^\dagger$  в (52) при некотором значении  $s$ , который соответствует минимуму эффективного потенциала (53). Из-за медленного изменения логарифма этот минимум, как и в механизме с неперенормируемыми членами, соответствует большому  $S$ , т.е. тяжелым медиаторам.

Описанные способы получения вакуума с большим  $\langle s \rangle$  и ненулевым  $\langle F_s \rangle$  использованы в построении конкретных моделей, включающих динамическое нарушение суперсимметрии и непосредственную передачу его в МССМ через калибровочные взаимодействия.

**Модели с неперенормируемыми членами в суперпотенциале.** Использование механизма непосредственной передачи накладывает определенные требования на нарушающий суперсимметрию сектор теории. Действительно, как уже отмечалось, набор полей материи и их взаимодействия должны обладать группой глобальных симметрий ароматического типа достаточно большой, чтобы включить группу  $SM$ ; эта последняя группа должна остаться безаномальной, будучи превращенной в калибровочную; наконец, она должна остаться ненарушенной несмотря на нарушение суперсимметрии. Чтобы убедиться в этом последнем факте, требуется точная информация о нарушающем суперсимметрию вакууме.

Часть таких моделей [112, 113] используют в качестве сектора, нарушающего суперсимметрию, теории с кали-

бровочной группой  $SU(N) \times SU(M)$ , инфракрасная динамика которых обсуждается в [114]. Если  $M < N - 2$ , то получить точную информацию об инфракрасной динамике трудно. При  $M = N$  глобальный минимум потенциала суперсимметричен, и такие модели используются в схемах с локальным нарушающим суперсимметрию вакуумом (см. ниже). Теории с  $M = N - 1$  и  $M = N - 2$  нарушают суперсимметрию, и низкоэнергетическая динамика в них контролируема.

К сожалению, эти теории оказываются феноменологически неприемлемыми по следующей причине. Как отмечено в [112] и подробно обсуждается в [115], массы скалярных суперпартнеров частиц  $SM$  определяются в данном случае уже не формулами из раздела 3. Формулы (12), (13) были выведены в предположении о вполне определенном нарушающем суперсимметрию спектре масс полей-медиаторов: массы скалярных компонент расщеплены относительно фермионной, так что  $STr m_{\text{mess}}^2 = 0$ . Для моделей с непосредственной передачей это условие выполняется не всегда, и основной вклад в массы скалярных частиц МССМ дают логарифмически расходящиеся диаграммы, пропорциональные  $STr m_{\text{mess}}^2$  и логарифму ультрафиолетового обрезания:

$$\delta m^2 \sim -g^4 STr m_{\text{mess}}^2 \ln \frac{A_M}{m}. \quad (54)$$

Здесь  $A_M$  — масштаб ультрафиолетового обрезания,  $m$  — масса легких медиаторов. Видно, что мягкие члены МССМ существенно зависят от высокоэнергетической физики; выражение (54) дает больший вклад, чем (13). В упомянутых моделях  $STr m_{\text{mess}}^2 > 0$ , что приводит к большому отрицательному вкладу в квадраты масс скварков и слептонов, который превышает положительный вклад обычных диаграмм (см. рис. 1) и приводит к нарушению калибровочной группы  $SM$ , что делает эти теории феноменологически неприемлемыми.

Чтобы избежать нарушения группы  $SM$  за счет вклада (54), необходимо добиться отсутствия легких заряженных по этой группе частиц с большими мягкими массами. Для этого, разумеется, есть два пути — либо вообще исключить легкие заряженные поля из изолированного сектора, например, подняв все плоские направления, параметризуемые полями с нетривиальными квантовыми числами  $SM$ , на уровне неперенормируемых операторов (см., например, [116]), либо исключить появление у таких легких полей больших мягких масс скалярных компонент, приводящих к положительному  $STr m_{\text{mess}}^2$  — это осуществляется в моделях с локальным вакуумом.

**Модели с локальным вакуумом.** Как уже отмечалось, основным механизмом, обеспечивающим появление локального вакуума при больших значениях полей, является обратная иерархия. Общая схема реализации этого механизма была сформулирована в [40] и заключается в следующем<sup>15</sup>. Калибровочная группа состоит из трех сомножителей,  $G_S \times G_B \times G_W$ . Условно говоря, сильная группа  $G_S$  обеспечивает нарушение суперсимметрии, слабая,  $G_W$ , содержит группу  $SM$ , а асимптоти-

<sup>15</sup> Мы останавливаемся здесь только на моделях с непосредственной передачей, хотя с небольшими изменениями данная схема переносится и на модели, в которых передача нарушения суперсимметрии осуществляется через синглет [40].



чески свободная "балансирующая" группа  $G_B$  нужна для реализации обратной иерархии. Поле  $S$  заряжено только по группе  $G_B$ , и имеет одно плоское направление, параметризуемое инвариантом, составленным из компонент этого поля. Вдоль этого плоского направления группа  $G_B$  нарушается до некоторой подгруппы  $H_B$ . Вдали от  $S=0$  поля  $Q, \bar{Q}$  становятся тяжелыми, и справедливы все рассуждения, приведенные в начале этого раздела.

Так как во всех этих моделях нарушающий суперсимметрию вакуум ложный, то естественно задаться вопросом, достаточно ли он стабилен, чтобы считать возможным существование в нем наблюдаемого мира на космологических интервалах времени. Мы уже упоминали в разделе 3, что такая возможность не исключается — время жизни метастабильного вакуума может намного превышать время существования Вселенной. В данных моделях время жизни  $\Gamma$  определяется квазиклассической экспонентой [40]:

$$\Gamma \propto \exp(-S_B), \quad S_B \sim 2\pi^2 \left( \frac{\langle s \rangle}{\Lambda} \right)^2.$$

Получается, что уже при  $\langle s \rangle / \Lambda \sim 10$  время жизни нарушающего суперсимметрию метастабильного состояния превышает время жизни Вселенной.

**Калибровочные медиаторы.** К сожалению, в конкретных моделях, реализующих этот механизм (см., например, [40, 117]), появляются специфические вклады в квадраты масс скаляров МССМ, связанные с тем, что группа  $G_B \times G_W$  нарушалась на масштабе  $M_{\text{mess}} \ll M_{\text{GUT}}$  до подгруппы, включающей группу СМ. Эти вклады делают квадраты масс скварков и слептонов отрицательными [118], так что цветная и электромагнитная группы нарушаются, и модели нельзя рассматривать как реалистические.

Данное явление связано с наличием наряду с обычными медиаторами других полей, переносящих эффект нарушения суперсимметрии в видимый сектор. Они называются калибровочными медиаторами и преобразуются по присоединенному представлению группы СМ. Это те тяжелые векторные поля, которые получили массу при нарушении  $G_B \times G_W \rightarrow [SU(3) \times SU(2) \times U(1)]_{\text{СМ}}$  вакуумным средним  $\langle s \rangle$ .

Возникновение отрицательных вкладов в квадраты масс легко проследить с использованием метода, предложенного в [118]. Именно, эффективное число медиаторов  $n$ , входящее в выражения для мягких масс, равно величине скачка первого коэффициента  $\beta$ -функции на пороге, соответствующем массам медиаторов — в случае медиаторов в фундаментальном представлении это просто число дополнительных ароматов  $N_m$ . Если на этом же масштабе происходит нарушение калибровочной группы  $G \rightarrow H$ , то

$$n = N_m - 2(C_G - C_H), \quad (55)$$

где  $C_G$  и  $C_H$  — вклады в первый коэффициент  $\beta$ -функции для присоединенных представлений  $G$  и  $H$ , соответственно. Происхождение коэффициента  $(-2)$  в (55) связано с необходимостью учесть вклад тяжелых векторных бозонов  $(-3)$  и несостоявшихся голдстоуновских частиц  $(+1)$ . Таким образом, вклад калибровочных медиаторов уже на однопетлевом уровне отрицательный и может привести к  $n < 0$ . Данное утверждение справедливо и в

случае нарушения  $G_B \times H \rightarrow H'$  (предполагается, что вся материя СМ заряжена по группам  $H, H'$ ).

**Модели без калибровочных медиаторов.** Преодолеть трудность, связанную с появлением отрицательных квадратов масс у суперпартнеров, можно разными способами. Во-первых, можно оставить модель неизменной, добавив лишь дополнительную материю, заряженную по балансирующей группе  $G_B$  (или допустить, что часть материи СМ заряжена по  $H'$ , а часть — по  $G_B$ ). Тогда  $C_G$  уменьшится, и соответственно уменьшится нежелательный отрицательный вклад в квадраты масс слептонов, пропорциональный  $\sqrt{n}$ . К сожалению, "ослабление" балансирующей группы может дестабилизировать минимум, полученный с помощью обратной иерархии, или перевести его в непригодную область небольших  $S$ . Примеры феноменологически пригодных моделей с калибровочными медиаторами пока неизвестны.

Другой способ состоит в модификации модели таким образом, чтобы калибровочные медиаторы отсутствовали, т.е. чтобы на масштабе  $M_{\text{mess}}$  не происходило нарушение  $G_B \times H' \rightarrow G_{\text{СМ}}$ . Иными словами, поле  $S$ , дающее нарушающие суперсимметрию массы медиаторам  $Q, \bar{Q}$ , не должно нести квантовых чисел группы  $G_B$ . На первый взгляд, это противоречит возможности обратной иерархии, так как для реализации последней необходимо заряженное поле, параметризуемое поднятое плоское направление. Изящный выход был предложен в [119]: пусть поле  $S$  является синглетом, но за счет взаимодействий в суперпотенциале его вакуумное среднее связано с вакуумным средним другого оператора, которое, в свою очередь, нарушает  $G_B$ . Плоское направление, вдоль которого реализуется обратная иерархия, параметризуется *линейной комбинацией* синглета, взаимодействующего с медиаторами, и другого поля, заряженного по балансирующей группе. Массивные векторные бозоны, получившиеся при нарушении  $G_B$ , не заряжены по группе СМ и не являются калибровочными медиаторами.

Независимость балансирующей группы от СМ позволяет упростить калибровочный сектор теории, но приводит к появлению дополнительных степеней свободы и параметров, описывающих взаимодействия полей, составляющих упомянутую линейную комбинацию. Примером модели, основанной на таком трюке, является теория с сильной группой  $SU(5)$  и балансирующей группой  $SU(2)$  с одним ароматом в фундаментальном представлении  $\psi, \bar{\psi}$  (в качестве последней может быть взята любая асимптотически свободная теория с векторной материей) [119]. Вклад в массы суперпартнеров СМ дают пять поколений медиаторов  $Q, \bar{Q}$ . Чтобы согласовать этот факт с пертурбативностью констант связи, массы медиаторов должны быть большими, что трудно согласовать с ограничением (19).

Если ввести в эту модель еще два синглета со специально выбранным суперпотенциалом, то становится возможным получить константы хиггсовского сектора МССМ правильного порядка, что решает, хотя и ценой введения новых параметров, но без их точной подстройки,  $\mu$ -проблему.

Совершенно другое решение, связанное со значительным упрощением модели, предложено недавно [110] и состоит в отождествлении  $G_B$  и  $G_S$ . Точнее, в качестве  $G_B$  берется диагональная подгруппа  $SU(2)_D$  сильной группы

$SU(2) \times SU(2)$ . По ней заряжены поле  $\Sigma(2, 2)$  и шесть поколений полей  $Q(2, 1)$  и  $\bar{Q}(1, 2)$ , связанные суперпотенциалом  $\Sigma Q \bar{Q}$ . Механизм обратной иерархии работает вдоль плоского направления, параметризуемого  $\det \Sigma$ . Калибровочная группа  $SM$  погружается в  $SU(6)$  глобальную симметрию изолированного сектора, так что модель не содержит калибровочных медиаторов, а лишь два поколения обычных медиаторов в фундаментальном представлении группы Большого объединения  $SU(5)$ . Проблема, связанная с потерей асимптотической свободы в  $SM$ , тем самым снимается; однако, как показывают численные оценки [110], область применимости данной теории все равно соответствует большому массам медиаторов,  $M_{\text{mess}} \gtrsim 10^{10}$  ГэВ (в противном случае полюс Ландау юкавской константы при взаимодействии  $\Sigma Q \bar{Q}$  достигается при слишком низких энергиях). Тем не менее остается разрешенной небольшая область параметров  $10^{10}$  ГэВ  $\lesssim M_{\text{mess}} \lesssim 10^{11}$  ГэВ. Заметим, что решение  $\mu$ -проблемы в этой модели требует привлечения дополнительных механизмов.

Таким образом, мы видели, что из теорий с тяжелыми медиаторами лишь немногие, по-видимому, не приводят к нарушению калибровочной симметрии  $SM$  и могут быть рассмотрены как реалистические. К сожалению, в них характерная масса медиаторов часто оказывается очень большой, что плохо согласуется с ограничениями из анализа нуклеосинтеза (19). Эти ограничения могут быть пересмотрены (см. разделы 3.3, 4.4 и [40, 41]), кроме того, имеется пример модели [110], допускающей небольшой интервал космологически пригодных масс медиаторов.

**5.3.2. Составные модели.** Предположение, что кварки и лептоны — низкоэнергетические степени свободы эффективной теории, сильносвязанной на некотором масштабе энергий (подобно тому, как  $\pi$ -мезоны являются низкоэнергетическими степенями свободы КХД), достаточно популярно, ибо позволяет решить некоторые эстетические проблемы  $SM$  и ожидать новую физику при энергиях, существенно меньших масштаба Большого объединения. Так как динамическое нарушение суперсимметрии также требует использования сильной динамики за пределами  $SM$ , было бы естественно надеяться, что одна и та же сильносвязанная калибровочная группа может отвечать за композитность и за нарушение суперсимметрии.

Как убедиться, что композитность может помочь решить вопрос о сохранении пертурбативного объединения констант связи даже в моделях с большим количеством медиаторов? Для этого поля материи МССМ и (или) сами медиаторы должны быть низкоэнергетическими, составными степенями свободы теории изолированного сектора. Часть фундаментальных степеней свободы ("преонов") заряжена по калибровочной группе  $SM$ , причем преоны лежат в полных мультиплетах группы Большого объединения, например,  $SU(5)$ . Пусть фундаментальная калибровочная теория становится сильносвязанной на масштабе  $\Lambda_S$ , тогда при более высоких энергиях вклад в  $\beta$ -функции калибровочных констант связи  $SM$  дают только преонные степени свободы, а при энергиях, меньших  $\Lambda_S$ , — только материя наблюдаемого сектора. При энергии  $\Lambda_S$  имеется порог, на котором одни степени свободы сменяются другими. Так как из небольшого количества различных преонов

можно (чисто комбинаторно) построить множество низкоэнергетических степеней свободы, то низкоэнергетическая теория может не быть асимптотически свободной (много медиаторов!), но испытывать скачок коэффициентов  $\beta$ -функций еще при слабых константах связи; при высоких энергиях теория будет асимптотически свободна, и пертурбативность сохранится. Так как и фундаментальные, и составные поля входят в полные мультиплеты  $SU(5)$ , то сохранится (во всяком случае, в однопетлевом приближении) и пертурбативное объединение констант связи — первые коэффициенты  $\beta$ -функций всех трех групп  $SM$  изменятся на одно и то же число.

Для построения составных моделей, удовлетворяющих условию пертурбативного объединения констант связи, нужно уметь анализировать низкоэнергетическое описание сильносвязанной калибровочной теории, чтобы узнать, какие именно составные степени свободы входят в эффективную теорию, описать вакуум и установить, что группа  $SM$  в этом вакууме не нарушается. С нашей точки зрения требуется, чтобы этот вакуум нарушал суперсимметрию и чтобы в спектре появились поля, передающие нарушение суперсимметрии полям МССМ. Методы изучения суперсимметричных калибровочных теорий, например, описанные в разделе 5.1, позволяют в ряде случаев провести такой анализ (см., например, [120]). В моделях с составными кварками и лептонами, возникающими из сектора, нарушающего суперсимметрию, суперпартнеры полей материи получают мягкие массы непосредственно за счет динамики, нарушающей суперсимметрию; их универсальность обеспечивается глобальными симметриями. Суперпартнеры калибровочных бозонов могут получать массы через петлевые диаграммы — либо взаимодействуя с кварками и лептонами (тогда поля-медиаторы вообще не нужны, но суперпартнеры калибровочных бозонов могут оказаться очень легкими), либо, как обычно, взаимодействуя с медиаторами.

Заканчивая этот раздел, отметим, что хотя модели с непосредственной передачей призваны упростить структуру теории по сравнению с передачей через синглет, реальные феноменологические теории оказываются часто не менее сложными.

## 6. Калибровочная передача и космология

Рассмотрим космологические следствия реализации в природе суперсимметричных теорий, в которых нарушающие члены передаются в видимый сектор калибровочными взаимодействиями. Мы остановимся, в частности, на следующих вопросах:

- 1) гравитино как кандидат на роль темной материи;
- 2) проблема модулей и дилатонов в ранней Вселенной;
- 3) влияние новых частиц — полей изолированного сектора и медиаторов — на эволюцию Вселенной.

### 6.1. Низкоэнергетическое нарушение суперсимметрии и легкие поля

Как уже отмечалось, для моделей с калибровочной передачей характерен сравнительно небольшой масштаб нарушения суперсимметрии в изолированном секторе,  $F_{\text{DSB}} \lesssim (10^{10} \text{ ГэВ})^2$ . Это приводит к тому, что масса гравитино и, в компактифицированных струнных теориях, ряда других полей невелика.

### 6.1.1. Легкое гравитино.

**Ограничения снизу на  $m_{3/2}$ .** На массу легкого гравитино существует множество ограничений снизу, связанных с низкоэнергетическими измерениями и астрофизикой, но наиболее сильные ограничения снизу следуют из ускорительной физики. В разделе 3.3 мы привели консервативное ограничение:  $A \gtrsim 3 \times 10^4 (1/\sqrt{n})$  ГэВ, где  $n$  — эффективное число поколений медиаторов. Отсюда получаем оценку:

$$m_{3/2} = \frac{F_{\text{DSB}}}{\sqrt{3}M_{\text{Pl}}^*} > \frac{A^2}{\sqrt{3}M_{\text{Pl}}^*} = 0,5 \frac{1}{n} \text{ ЭВ}.$$

В рамках конкретных моделей нижняя граница для массы гравитино может оказаться существенно выше [121]. Предположим, что синглет  $S$  получает свои вакуумные средние через взаимодействие с полями из изолированного сектора, заряженными по группе  $U(1)_m$  (этот механизм обсуждался в разделе 5.2.1). Из требования пертурбативности калибровочной константы  $\alpha_m$  до  $M_{\text{GUT}}$  получаем

$$\frac{\alpha_m}{4\pi}(A) \lesssim \frac{1}{b_m \ln(M_{\text{GUT}}/A)},$$

где  $b_m$  — сумма квадратов зарядов медиаторов по  $U(1)_m$  (обычно величина порядка 10). Отсюда имеем  $\alpha_m \sim 0,2$ ,

$$m_{3/2} \gtrsim 70 \text{ кЭВ} \frac{1}{nk_m^2} \frac{0,2}{\alpha_m} \left( \frac{m_{\tilde{e}_R}}{45 \text{ ГэВ}} \right)^2,$$

где величина  $k_m$  введена соотношением  $A = k_m(\alpha_m/4\pi)\sqrt{F_{\text{DSB}}}$ . Для  $n = 1-4$  получаем  $m_{3/2} \gtrsim 100$  кЭВ,  $A \simeq 3 \times 10^4$  ГэВ.

### Ограничения на $m_{3/2}$ , связанные с эволюцией Вселенной.

Современная картина эволюции Вселенной наиболее чувствительна к теории элементарных частиц в вопросах, связанных с первичным нуклеосинтезом и средней плотностью вещества во Вселенной.

К моменту начала нуклеосинтеза (порядка 1 с после Большого взрыва) NLSP перестают взаимодействовать с частицами СМ и друг с другом (закалываются), в то время как фотоны из их распада могут существенно повлиять на распространенность химических элементов во Вселенной за счет разрушения уже образовавшихся легких ядер. Этой проблемы можно избежать, если температура разогрева Вселенной после инфляции невелика, так что опасная концентрация суперпартнеров не достигается. Другое решение основано на требовании распада NLSP за первую секунду жизни Вселенной. В последнем случае на параметры теории получается следующее ограничение [25]:

$$\sqrt{F_{\text{DSB}}} \lesssim 10^5 \left( \frac{m_{\text{NLSP}}}{100 \text{ ГэВ}} \right)^{5/4} \text{ ТэВ},$$

так что модели с тяжелым гравитино ( $m_{3/2} \gtrsim 5$  ГэВ, т.е.  $F_{\text{DSB}} \sim m_{3/2} M_{\text{Pl}}^* \gtrsim (10^6 \text{ ТэВ})^2$ ) представляются наименее перспективными с точки зрения космологии.

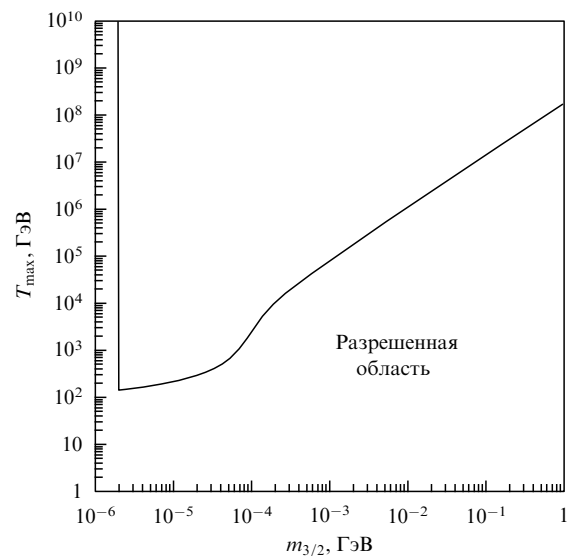
Другое ограничение на массу гравитино связано с требованием, чтобы средняя плотность вещества во Вселенной  $\Omega\rho$  не превышала критическую  $\rho_c$ . К примеру, в предположении, что легкое стабильное гравитино термализовано в ранней Вселенной, можно получить ограничение  $m_{3/2} < 2h^2$  кЭВ [122], где  $h$  — постоянная Хаббла, выраженная в единицах  $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}$ . С

учетом современных оценок ( $h \sim 0,7$ ) допускается лишь гравитино легче 1 кЭВ. На масштаб нарушения суперсимметрии при этом получаем ограничение сверху:  $\sqrt{F_{\text{DSB}}} < 2 \times 10^3$  ТэВ [60]. Сравнивая с оценками снизу из ускорительной физики (см. раздел 4.2), находим, что в моделях с происходящим в детекторе распадом NLSP гравитино не представляет угрозы для космологии. Более того, из наблюдений кривых вращения галактик известно, что доля несветящегося вещества в средней плотности Вселенной значительна. Причем из анализа нуклеосинтеза следует, что большая часть этой темной материи должна иметь небарионный состав. *Легкое гравитино, находящееся в тепловом равновесии, подходит на роль теплой темной материи* [122].

Для моделей с передачей через синглет характерны массы гравитино  $1 \text{ кЭВ} \lesssim m_{3/2} \lesssim 100 \text{ кЭВ}$ . Для таких значений масс NLSP распадается относительно поздно, и гравитино могут переэкранировать Вселенную. Этого не происходит в космологических моделях с поздней инфляцией, где избежать массового рождения NLSP с последующим увеличением числа гравитино можно при температуре разогрева  $T_r < \tilde{m}_{\text{NLSP}} \sim m_Z$  [58]. Заметим, что *гравитино из распадов NLSP не термализовано, поэтому может послужить кандидатом на роль холодной темной материи* [123].

Для моделей с непосредственной передачей (см. раздел 5.3) характерны более тяжелые гравитино (от 100 кЭВ), и основным процессом, приводящим к их рождению, является рассеяние  $A + B \rightarrow C + \psi_{3/2}$ .

Окончательные ограничения на температуру разогрева приведены на рис. 3 (см. [121]). Мы видим, что  $T_{\text{max}} \ll 10^8$  ГэВ, что трудно реализовать в обычной картине инфляции. Поэтому при  $m_{3/2} > 1$  кЭВ требуется дополнительное производство энтропии для сокращения плотности числа гравитино. Один из механизмов низкотемпературного производства энтропии связан с процессами релаксации полей, отвечающих плоским направлениям потенциала МССМ. Если энергия, накопленная в поле, параметризующем плоское направление, доминирует над остальной энергией Вселенной, то его распад приведет к нагреву Вселенной до температур 1–10 ТэВ. В



**Рис. 3.** Ограничение сверху на температуру разогрева  $T_{\text{max}}$  для различных масс гравитино из требования  $\Omega_{3/2} h^2 < 1$  [121].

таком сценарии гравитино не будут термализованы, а подбором параметров, характеризующих распад, можно добиться производства требуемого количества энтропии; при этом барион-фотонное отношение остается на нужном уровне.

В общем случае большое производство энтропии может привести к вымыванию барионного числа. Этого не случится, если бариогенезис происходил по механизму Аффлекса – Дайна [124, 125]<sup>16</sup>.

**Пример модели.** Одна из наиболее удачных с точки зрения космологии моделей предложена в [128] и основана на  $SU(2)$  модели (см. раздел 5.2.2) в изолированном секторе. Напомним, что в низкоэнергетической теории остается один синглет  $Z$ , получающий ненулевое вакуумное среднее для вспомогательной компоненты через суперпотенциал  $W = k_z A_{\text{DSB}}^2 Z$  ( $A_{\text{DSB}} = A_2$  — масштаб группы  $SU(2)$ ) и ненулевое  $\langle z \rangle$  за счет кэлерова потенциала.

Выбираем суперпотенциал, как в классической работе О’Райферти [11]:

$$W_1 = Z(k_z A_{\text{DSB}}^2 + \lambda Q \bar{Q}) + m Q \bar{Q}' + m' Q' \bar{Q}, \quad (56)$$

где  $(Q, \bar{Q})$ ,  $(Q', \bar{Q}')$  — два векторных поколения медиаторов. Имеем несуперсимметричный вакуум с  $\langle F_z \rangle = k_z A_{\text{DSB}}^2$  и  $k \langle z \rangle \sim A_{\text{DSB}}$ , условием стабильности которого является выполнение неравенства:  $|mm'| > |\lambda \langle F_z \rangle|$ .

Массы суперпартнеров калибровочных бозонов и скаляров по-прежнему будут даваться формулами, аналогичными (12) и (13), где  $A = \lambda \langle F_z \rangle / \sqrt{mm'}$ , а  $x = \lambda \langle F_z \rangle / mm'$ , однако в них появится дополнительное подавление за счет некоторой функции с максимальным значением 0,1. При малых  $x$  в результате случайного сокращения массы суперпартнеров калибровочных бозонов оказываются подавленными дополнительным фактором  $x^2$ , в результате чего основные ограничения на параметры теории берутся из поиска калибрино [49]:  $M_2 \gtrsim 50$  ГэВ,  $M_3 \gtrsim 220$  ГэВ. С учетом естественных верхних значений масс скварков получаем  $0,1 \lesssim x^2 \leq 1$  и для массы гравитино:

$$10 \text{ эВ} \lesssim m_{3/2} = \frac{\langle F_z \rangle}{\sqrt{3} M_{\text{Pl}}} \sim \frac{1}{\lambda} x^{-5} 10^{-2} \text{ кэВ} \lesssim 3 \text{ кэВ}$$

при  $\lambda \sim 1$  и  $A_{\text{DSB}} \simeq 10^{5-6}$  ГэВ.

Во всех этих рассуждениях мы предполагаем, что  $m \sim m' \sim A_{\text{DSB}}$ . Такое соотношение, конечно, может получиться в режиме сильной связи. От явного введения массовых параметров можно избавиться включением в теорию дополнительных полей. Таким образом, данная модель представляет из себя пример теории, в которой гравитино может составлять теплую темную материю при реализации стандартного механизма инфляции.

### 6.1.2. Космология в контексте струнных теорий

**Модули.** Часто предполагается, что суперсимметричные калибровочные теории являются спонтанно компактифицированными теориями струн, что может привести к специфическим космологическим проблемам. Часть из них связана с наличием в струнных теориях так называемых полей модулей, чьи вакуумные средние параметризуют размеры компактифицированных измерений в

координатном пространстве. В полностью суперсимметричной теории этим полям соответствуют плоские направления потенциала. Нарушение суперсимметрии приводит к массе модулей  $m_\phi \sim m_{3/2}$ . Эволюция модулей существенна как для моделей со скрытым сектором [129] (так называемая проблема полей Полоньи), так и для моделей с низкоэнергетическим нарушением суперсимметрии [130]. Мы остановимся лишь на моделях последнего типа; общий анализ этого вопроса проведен в [131].

Проблема модулей состоит в том, что из-за почти плоского потенциала они будут довольно медленно эволюционировать от характерных начальных значений  $\Phi \sim M_{\text{Pl}}$ , что может привести к перезакрытию Вселенной. Действительно, критическая плотность уменьшается по мере расширения Вселенной. Модули слабо взаимодействуют с другими полями; их плотность энергии получает на раннем этапе основной вклад за счет ненулевого значения потенциала и остается практически неизменной. При этом она играет роль энергии вакуума (космологической постоянной) и не приводит к замедлению расширения Вселенной. Однако при постоянной Хаббла  $H \sim m_\phi$  поля модулей начинают осциллировать, и их энергия переходит в энергию частиц, которая может превысить значение критической плотности на этот момент.

Одно из возможных решений этой проблемы [121, 133] дает дополнительная поздняя инфляционная стадия (например, стадия термальной инфляции [134]). При этом вымывание модулей сопровождается одновременным уменьшением барионной асимметрии. Достаточную барионную асимметрию [121] может в этом случае обеспечить механизм бариогенезиса Аффлекса – Дайна [124]. Для успешной реализации этого механизма остаточная плотность модулей не может быть меньше, чем

$$\Omega_\phi h^2 \gtrsim 10^{-6} \frac{m_\phi}{100 \text{ кэВ}}. \quad (57)$$

В конкретных моделях (см., например, [132]) более сильное ограничение снизу на плотность модулей может возникнуть из-за их дополнительного производства после термальной инфляции.

Дополнительные ограничения возникают из измерения величины потока наблюдаемых космических лучей, связанные с тем, что основной канал распада модулей — на два  $\gamma$ -кванта. Комбинируя их с ограничением (57), можно получить верхний предел для масс модулей:  $m_\phi \lesssim 2$  МэВ [135].

Ряд ограничений на параметры модулей приведен на рис. 4 (см. [132]). Хотя эти результаты представлены для конкретной модели (модифицированной термальной инфляции), многие из ограничений справедливы и в других случаях.

Оказывается, что решение всех этих вопросов без введения дополнительных масштабов возможно лишь в сложных инфляционных моделях (см., например, [132]), при этом механизм Аффлекса – Дайна приводит к достаточному производству барионов ( $n_B/s \gtrsim 10^{-10}$ ) [121].

Стоит отметить, что гипотеза низкоэнергетического нарушения суперсимметрии в компактифицированных струнных теориях приводит, как правило, к новым дальнедействующим силам, возникающим благодаря легким полям модулей [59, 136]. Это предсказание доступно экспериментальной проверке.

<sup>16</sup> Электрослабый бариогенезис [126], также происходящий при относительно низких температурах, в данном случае не подходит из-за большой массы  $m_t$  [127].

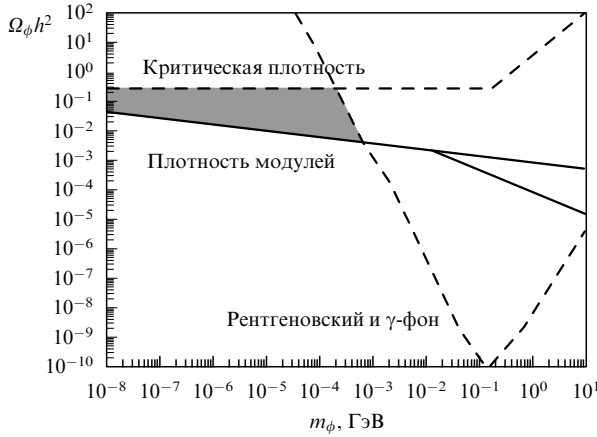


Рис. 4. Ограничения на массу модулей [132] в модели с модифицированной термальной инфляцией; допустимая область закрашена серым.

**Дилатон.** Аналогичная ситуация возникает и для дилатонного поля  $\phi$ . Ожидается, что в результате непертурбативной динамики это поле получит массу порядка  $m_{3/2}$  [131]. Время жизни дилатонов оказывается много большим времени жизни Вселенной. Для того, чтобы накопленная в них энергия не превысила критическую, можно использовать [121] механизм поздней термальной инфляции [134]. Оказывается, что при массе инфлатона более 130 ГэВ нижнее ограничение на отношение плотности энергии дилатонов к энтропии достигается при минимальной возможной для успешного нуклеосинтеза температуре разогрева  $T_r = 10$  МэВ. Знание критической плотности  $\rho_c/s = 3,6 \times 10^{-9} h^2$  ГэВ дает на сегодняшний день ограничение [137]

$$\frac{\rho_\phi}{\rho_c} h^2 \equiv \Omega_\phi h^2 \gtrsim 1,5 \times 10^{-2} \left( \frac{m_\phi}{\text{МэВ}} \right)^{-3/4},$$

которое позволяет плотности энергии дилатона быть ниже критической для  $m_\phi \gtrsim 20$  кэВ. Для инфлатонов, чья масса не превышает 130 ГэВ, имеет место иное неравенство [137]

$$\Omega_\phi h^2 \gtrsim 2,3 \times 10^{-3} \left( \frac{m_\phi}{\text{МэВ}} \right)^{-3/14},$$

которое показывает, что для области  $m_\phi \simeq 10$  МэВ–1 ГэВ нижнее ограничение на  $\Omega_\phi h^2$  оказывается на сегодняшний день ниже критической плотности  $\Omega h^2 \simeq 0,25$  на полтора порядка.

Для дилатона, как и для модулей, наиболее сильными оказываются ограничения, получаемые из анализа наблюдаемого потока  $\gamma$ -излучения, в который вносят вклад распады дилатонных полей  $\phi \rightarrow 2\gamma$ . Для простейшего лагранжиана взаимодействия

$$\mathcal{L} \sim \frac{1}{16\pi\alpha} \frac{\Phi}{M_{\text{Pl}}^*} F_{\mu\nu}^2$$

дилатон живет  $\tau_\phi \simeq 7 \times 10^{23} (\text{МэВ}/m_\phi)^3$  с, и эксперимент показывает, что область с массами дилатонов от 500 кэВ до 1 ГэВ должна быть исключена из рассмотрения [135]. Естественное ожидание  $m_\phi \sim m_{3/2}$  приводит к серьезному ограничению сверху на величину нарушающего суперсимметрию  $F$ -члена:  $\sqrt{F_{\text{DSB}}} < 5 \times 10^7$  ГэВ, что исключает возможность согласовать со струнной ком-

пактификацией довольно широкий класс обсуждавшихся теорий.

## 6.2. Стабильные частицы и космология

Посмотрим, к каким космологическим особенностям приводит наличие в модели новых полей — полей изолированного сектора и медиаторов.

Рассмотрим сперва изолированный сектор. Аналогично барионному числу СМ, обеспечивающему стабильность протона, сохранение глобальных зарядов в изолированном секторе приводит к стабильности легчайших заряженных по ним частиц. Плотность реликтовых частиц можно определить исходя из их суммарного сечения аннигиляции во все возможные незаряженные частицы меньшей массы, что приводит к оценке [138]:

$$\Omega_{\text{В}} h^2 \gtrsim \left( \frac{m_{\text{В}}}{300 \text{ ТэВ}} \right)^2;$$

таким образом, "барионы" изолированного сектора с  $m_{\text{В}} \sim 100$  ТэВ будут неплохими кандидатами на роль холодной темной материи, играющей ключевую роль в современной картине образования структур во Вселенной.

Перейдем к изучению полей медиаторов. Несложно заметить, что в случае непрямого взаимодействия при отсутствии обсуждавшегося в разделе 4.4 смешивания в теории сохраняется глобальное квантовое число, которое несут поля медиаторов. Легчайший медиатор также будет стабильным и может давать вклад в темную материю. Если стабильный медиатор является электрически заряженным, то его присутствие приведет к искажению наблюдаемого спектра космических лучей. Чтобы найти легчайший из медиаторов, рассмотрим, следуя [36], расщепление масс между электрически нейтральными и заряженными компонентами медиаторов в фундаментальном представлении, происходящее на древесном уровне и связанное с вкладом  $D$ -члена группы  $SU(2)$ , появляющегося в результате нарушения электро-слабой симметрии:

$$(m_+^2 - m_0^2)_{\text{tree}} = \sqrt{(\lambda \langle F_s \rangle)^2 + \frac{1}{4} M_Z^4 \cos^2 2\beta} - \sqrt{(\lambda \langle F_s \rangle)^2 + \left( \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \right)^2 M_Z^4 \cos^2 2\beta}. \quad (58)$$

Найденное расщепление оказалось порядка

$$M_Z^2 \frac{M_Z^2}{\lambda \langle F_s \rangle}.$$

Однопетлевой вклад в массы пропорционален  $\alpha M_Z^2$ ; в зависимости от отношения факторов подавления  $\alpha$  и  $M_Z^2/\lambda \langle F_s \rangle$  в окончательном результате будет доминировать тот или иной член. В предположении, что медиаторы заведомо тяжелее электрослабых бозонов, т.е.  $\lambda^2/x^2(1-x) \gtrsim 1$  ТэВ<sup>2</sup>, однопетлевой вклад, приводящий к раздвижке масс между электрически заряженной и нейтральной компонентами медиаторов, примет вид [36]

$$(m_+^2 - m_0^2)_{1\text{-loop}} = \frac{\alpha}{4\pi} M_Z^2 \left( 4 \ln \frac{x}{1-x} - \ln \frac{1+x}{1-x} + \frac{2x}{1-x} \ln \frac{2x}{1+x} - 4 \right). \quad (59)$$

Из анализа (58), (59) можно сделать вывод о том, будет ли легчайший медиатор нейтральным.

Отсутствие проблем с заряженными частицами не сводится только к условию  $m_+ > m_0$ . Ширина распада заряженной компоненты медиатора  $q^+$ ,

$$\Gamma(q^+ \rightarrow q^0 \nu) = \frac{G_F^2}{15\pi^3} (m_+ - m_0)^5,$$

оказывается сильно подавленной фактором  $(\delta m)^5$ . Поздний распад заряженной частицы может расстроить картину нуклеосинтеза, согласующуюся с наблюдаемым распределением вещества во Вселенной. Этого не произойдет, если время жизни  $\phi_+$  порядка 1 с. Из этого требования получаем

$$(m_+ - m_0) \gtrsim 5 \text{ МэВ}. \quad (60)$$

Еще одно ограничение вытекает из условия того, чтобы плотность стабильных медиаторов не превысила критическую. Из требования  $\Omega_\phi h^2 < 1$  получаем ограничения на массу легчайшего из медиаторов (в случае нескольких стабильных медиаторов — на сумму квадратов их масс):

$$m_0^2 \lesssim 25 \text{ ТэВ}^2. \quad (61)$$

Сравнивая неравенства (60), (61) с формулами (58) и (59), находим с учетом ограничений из ускорительной физики, что во всем пространстве параметров  $(A, x)$  существует лишь небольшая область, где стабильные легчайшие медиаторы феноменологически приемлемы, а именно,  $x \gtrsim 0,95$  — здесь доминирует вклад (59).

Несколько расширить допустимое множество параметров можно за счет использования нескольких поколений медиаторов с небольшим смешиванием и разными параметрами  $(A_i, x_i)$ . В этом случае аналогичное ограничение будет наложено на  $\max\{A_i\}$  и не затронет параметров легчайшего медиатора с  $A_{\text{light}} \ll \max\{A_i\}$ , который при выполнении хотя бы одного из условий —  $(\langle F_{\text{light}} \rangle)^{1/2} \lesssim 350 \text{ ГэВ}$  (в этом случае расщепление (58) удовлетворяет неравенству (60); в моделях с одним синглетом  $S$  эта область параметров феноменологически не пригодна) или  $x_{\text{light}} \gtrsim 0,95$  (в этом случае расщепление (58) удовлетворяет неравенству (60) и доминирует при не слишком малых  $x$ ) — будет космологически приемлемым.

Несложно обобщить наш анализ на случай полей медиаторов, лежащих в других представлениях, однако это не позволяет расширить допустимую область параметров. Возможность формирования темной материи из медиаторов может быть проверена в прямых поисках темной материи. Взаимодействуя через  $Z$ -бозон, легчайший медиатор будет рассеиваться на ядрах. Поиски темной материи показывают, что такие частицы с массой 5 ТэВ составляют не более четверти массы гало с плотностью  $0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$ . Это означает, что *полностью решить проблему темной материи за счет одних лишь медиаторов даже с учетом точной подстройки параметров невозможно*.

Таким образом, основная часть пространства параметров теории приводит к стабильному медиатору, неприемлемому для космологии. Как и в случае с гравитационными механизмами передачи взаимодействия, эта проблема может быть решена в рамках моделей с поздней стадией инфляции и низкой температурой разогрева, порядка  $M_Z$ . Более естественным выглядит введение нарушения глобального квантового числа медиаторов через смешивание с полями МССМ, обсуждавшееся в разделе 4.4.

## 7. Заключение

Мы обсудили различные модели, реализующие красивую идею передачи нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия, их феноменологические и космологические следствия. Основные особенности данного подхода следующие:

1. Модели с передачей через калибровочные взаимодействия дают возможность описать передачу нарушения суперсимметрии и вычислить его параметры в рамках теории поля, не апеллируя к эффектам, связанным с квантовой гравитацией или теорией струн. Число свободных параметров в этих моделях невелико, а выводы не противоречат экспериментальным ограничениям.

2. Обязательным для таких моделей является наличие полей-медиаторов — относительно тяжелых ( $\gtrsim 10 \text{ ТэВ}$ ) полей материи в векторных представлениях калибровочной группы СМ.

3. Нарушение суперсимметрии происходит при относительно низких энергиях ( $\lesssim 10^{10} \text{ ГэВ}$ ), а спектр масс суперпартнеров полей СМ определяется их квантовыми числами и калибровочными константами взаимодействия. Как следствие, (а) процессы с нарушением ароматов подавлены естественно, без тонкой подстройки параметров; (б) легчайшим суперпартнером является гравитино, что приводит к специфической феноменологии.

4. Реализация механизма электрослабого нарушения в данных моделях требует введения дополнительных параметров или точной подстройки имеющихся ( $\mu$ -проблема). Построено множество конкретных реализаций схемы передачи через калибровочные взаимодействия, различающихся включением нарушающего суперсимметрию сектора. Из характерных черт конкретных моделей отметим следующие:

1. "Минимальная" модель, не использующая дополнительных параметров в хиггсовском секторе, требует подстройки параметров, обеспечивающих нарушение электрослабой симметрии. От этого недостатка можно освободиться ценой введения дополнительных параметров.

2. Конкретные реалистические модели, включающие сектор, нарушающий суперсимметрию, часто требуют сложной динамики и приводят к нарушению суперсимметрии только в метастабильном вакууме.

3. Относительно большей простотой обладают модели с непосредственной передачей, которые, как правило, требуют наличия большого числа медиаторов. Многие из моделей с тяжелыми медиаторами нереалистичны, так как нарушают  $SU(3) \times U(1)$  и испытывают трудности при сопоставлении с космологическими ограничениями. Большое количество легких медиаторов приводит к пертурбативности констант связи на масштабе Большого объединения.

Таким образом, хотя многие из описанных теорий удовлетворяют большинству экспериментальных ограничений, на наш взгляд, еще не построена модель, не противоречащая ускорительным и космологическим данным и не содержащая точной подстройки параметров, — а ведь именно естественность происхождения параметров теории и явилась одной из причин интереса к моделям с калибровочной передачей. В связи с этим хотелось бы перечислить представляющиеся интересными проблемы теории с передачей нарушения суперсимметрии через калибровочные взаимодействия, которые, возможно, будут решены в ближайшем будущем.

1. Было бы очень интересно найти дополнительные источники ограничений на параметры в рамках самой модели. Это потребует изучения всей теории в целом —

как наблюдаемого, так и изолированного секторов. Примером такого ограничения может служить постановка граничных условий на большом масштабе энергий, подразумевающая Большое объединение или струнную компактификацию (см., в частности, [72, 141]).

2. Достаточно жесткие ограничения на модели с калибровочной передачей связаны с космологией, так что важно было бы согласовать обсуждавшийся механизм с привычными моделями ранней Вселенной, не прибегая к тонкой подстройке параметров.

3. Обилие моделей с калибровочным механизмом передачи нарушения суперсимметрии привело к тому, что многие из них недостаточно хорошо изучены с точки зрения феноменологии. Детальный анализ может открыть неожиданные следствия из разных моделей, а часть из них сделать феноменологически неприемлемыми.

4. Нетривиальные решения характерных при построении моделей проблем, подобные отказу от пертурбативности объединения констант связи, могут привести к значительному упрощению теорий без потери их жизнеспособности.

### Благодарности

Авторы благодарны В.А. Рубакову за ценные обсуждения и внимание к работе. Мы признательны Ф.Л. Безрукову, М.В. Либанову, А.А. Пенину, Ю.Ф. Пирогову, Д.В. Семикозу, П.Г. Тинякову, участникам теоретических семинаров ИЯИ РАН, НИИЯФ МГУ, ИТЭФ и ОИЯИ, с которыми обсуждались различные вопросы, освещенные в обзоре. Работа частично поддержана грантом РФФИ 96-02-17449а. Работа Д.Г. и С.Д. частично поддержана грантом INTAS 96-0457 в рамках исследовательской программы Международного центра фундаментальной физики в Москве и стипендиями ISSEP. Работа С.Т. частично поддержана грантом CRDF RP1-187.

### Список литературы

- Красников Н В, Матвеев В А *ЭЧАЯ* **28** 1125 (1997), hep-ph/9703204
- Гольфанд Ю А, Лихтман Е П *Письма в ЖЭТФ* **13** 452 (1971)
- Volkov D V, Akulov V P *Phys. Lett. B* **46** 109 (1973)
- Wess J, Zumino B *Nucl. Phys. B* **70** 39 (1974)
- Бесс Ю, Беггер Дж *Суперсимметрия и супергравитация* (М.: Мир, 1986)
- Уэст П *Введение в суперсимметрию и супергравитацию* (М.: Мир, 1989)
- Огиевецкий В И, Мезинческу Л *УФН* **117** 637 (1975)
- Nilles H P *Phys. Rep.* **110** 1 (1984)
- Girardello L, Grisaru M *Nucl. Phys. B* **194** 65 (1982)
- Witten E *Nucl. Phys. B* **188** 513 (1981)
- O'Raiifeartaigh L *Nucl. Phys. B* **96** 331 (1975)
- Fayet P, Ilipopoulos J *Phys. Lett. B* **51** 461 (1974)
- Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий С В, Препринт ИЯИ РАН (1999)
- Dine M, hep-ph/9612389
- Dienes K R, Kolda C, in *Perspectives on Supersymmetry* (Ed. G Kane) (Singapore: World Scientific) (to appear); hep-ph/9712322
- Nelson A E *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **62** 261 (1998); hep-ph/9707442
- Poppitz E, Trivedi S P, hep-th/9803107
- Kolda C *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **62** 266 (1998); hep-ph/9707450
- Giudice G F, Rattazzi R, hep-ph/9801271
- Высоцкий М И *УФН* **146** 591 (1985)
- Kazakov D I *Surveys High Energy Phys.* **10** 153 (1997)
- Березин Ф А *Метод вторичного квантования 2-е изд.* (М.: Наука, 1986)
- Gladyshev A et al. *Nucl. Phys. B* **498** 3 (1997)
- Gabbiani F et al. *Nucl. Phys. B* **477** 321 (1996); hep-ph/9604387
- Dvali G, Giudice G F, Pomarol A *Nucl. Phys. B* **478** 31 (1996); hep-ph/9603238
- Dimopoulos S, Georgi H *Nucl. Phys. B* **193** 150 (1981); Dimopoulos S, Georgi H, in *Second Workshop on Grand Unification, Ann Arbor, 1981* (Eds J Leveille, L Sulak, D Unger) (Birkhauser, 1981) p. 285
- Fischler W, Paban S, Thomas S *Phys. Lett. B* **289** 373 (1992)
- Smith K et al. *Phys. Lett. B* **234** 191 (1990); Altarer I et al. *Phys. Lett. B* **276** 242 (1992)
- Grossman Y, Nir Y, Rattazzi R, in *Heavy Flavours II* (Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Eds A J Buras, M Lindner) (Singapore: World Scientific) (to appear); hep-ph/9701231
- Dine M, Fischler W *Phys. Lett. B* **110** 227 (1982); Alvarez-Gaumé L, Claudson M, Wise M *Nucl. Phys. B* **207** 96 (1982)
- Dine M, Fischler W, Srednicki M *Nucl. Phys. B* **189** 575 (1981); Dimopoulos S, Raby S *Nucl. Phys. B* **192** 353 (1981); Dine M, Srednicki M *Nucl. Phys. B* **202** 238 (1982); Dine M, Fischler W *Nucl. Phys. B* **204** 346 (1982); Nappi C R, Ovrut B A *Phys. Lett. B* **113** 175 (1982); Dimopoulos S, Raby S *Nucl. Phys. B* **219** 479 (1983)
- Dine M, Nelson A E *Phys. Rev. D* **48** 1277 (1993); hep-ph/9303230
- Dine M, Nelson A E, Shirman Y *Phys. Rev. D* **51** 1362 (1995); hep-ph/9408384
- Dine M et al. *Phys. Rev. D* **53** 2658 (1996); hep-ph/9507378
- Martin S P *Phys. Rev. D* **55** 3177 (1997); hep-ph/9608224
- Dimopoulos S, Giudice G F, Pomarol A *Phys. Lett. B* **389** 37 (1996); hep-ph/9607225
- Grisaru M, Roček M, Siegel W *Nucl. Phys. B* **159** 429 (1979)
- Babu K S, Kolda C, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **77** 3070 (1996); hep-ph/9605408
- Borzumati F M, hep-ph/9702307
- Dimopoulos S et al. *Nucl. Phys. B* **510** 12 (1998); hep-ph/9705307
- Gherghetta T, Giudice G F, Riotto A *Phys. Lett. B* **446** 28 (1999); hep-ph/9808401
- Fayet P *Phys. Lett. B* **70** 4611 (1977)
- Langacker P, Polonsky N *Phys. Rev. D* **52** 3081 (1995); hep-ph/9503214
- Carone C D, Murayama H *Phys. Rev. D* **53** 1658 (1996); hep-ph/9510219
- Blok B, Lu C-D, Zhang D-X *Phys. Lett. B* **386** 146 (1996); hep-ph/9602310
- Hamidian H et al. *Phys. Lett. B* **428** 310 (1998); hep-ph/9803228
- Faraggi A E *Phys. Lett. B* **387** 775 (1996); hep-ph/9607296
- Derendinger J, Ibáñez L, Nilles H *Phys. Lett. B* **155** 65 (1985); Dine M et al. *Phys. Lett. B* **156** 55 (1985); Ferrara S et al. *Phys. Lett. B* **245** 409 (1990); Casas J et al. *Nucl. Phys. B* **347** 243 (1990); Cvetic M et al. *Nucl. Phys. B* **361** 194 (1991)
- Caso C et al. (Particle Data Group) *Eur. Phys. J. C* **3** 1 (1998)
- Dimopoulos S, Pomarol A *Phys. Lett. B* **353** 222 (1995); hep-ph/9502397
- Barbieri R, Giudice G *Nucl. Phys. B* **306** 63 (1988)
- Giudice G, Masiero A *Phys. Lett. B* **206** 480 (1988)
- Gherghetta T, Jungman G, Poppitz E, hep-ph/9511317
- Bagger J A et al. *Phys. Rev. D* **55** 3188 (1997); hep-ph/9609444
- Rattazzi R, Sarid U *Nucl. Phys. B* **501** 297 (1997); hep-ph/9612464
- Dimopoulos S, Thomas S, Wells J A *Nucl. Phys. B* **488** 39 (1997); hep-ph/9609434
- Gaillard M, Hall L, Hinchliffe I *Phys. Lett. B* **116** 279 (1982); Ellis J, Hagelin J *Phys. Lett. B* **122** 303 (1983)
- Moroi T, Murayama H, Yamaguchi M *Phys. Lett. B* **303** 289 (1993)
- Dimopoulos S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3494 (1996); hep-ph/9601367
- Ambrosanio S et al. *Phys. Rev. D* **54** 5395 (1996); hep-ph/9605398
- Ambrosanio S et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 3498 (1996); hep-ph/9602239
- Stump D R, Wiest M, Yuan C-P *Phys. Rev. D* **54** 1936 (1996); hep-ph/9601362
- Dimopoulos S, Thomas S, Wells J D *Phys. Rev. D* **54** 3283 (1996); hep-ph/9604452
- Kiers K, Ng J N, Wu G *Phys. Lett. B* **381** 177 (1996); hep-ph/9604338
- Park S (for CDF Coll.), in *Proc. 10th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Phys.* (Eds R Raha, J Yoh) (New York: AIP, 1995)
- Ambrosanio S, Mele B *Phys. Rev. D* **55** 1399 (1997); Erratum: *ibid.* **56** 3157 (1997); hep-ph/9609212
- Goto T et al. *Phys. Rev. D* **55** 4273 (1997); hep-ph/9609512; Huang C-S, Liao W, Yan Q-S *Phys. Rev. D* **59** 011701 (1999); hep-ph/9803460
- Maiani L, Parisi G, Petronzio R *Nucl. Phys. B* **136** 115 (1978); Cabibbo N, Farrar G R *Phys. Lett. B* **110** 107 (1982); Maiani L, Petronzio R *Phys. Lett. B* **176** 120 (1986); Erratum: *ibid.* **178** 457 (1986)
- Brahmachari B, Sarkar U, Sridhar K *Mod. Phys. Lett. A* **8** 3349 (1993); hep-ph/9306269; Hempfling R *Phys. Lett. B* **351** 206 (1995); hep-ph/9502201; Babu K S, Pati J C *Phys. Lett. B* **384** 140 (1996); hep-ph/9606215; Kolda C, March-Russell J *Phys. Rev. D* **55** 4252 (1997); hep-ph/9609480

70. Ghilencea D, Lanzagorta M, Ross G G *Phys. Lett. B* **415** 253 (1997); hep-ph/9707462
71. Gorbunov D S, Troitsky S V (in preparation)
72. Dubovsky S L, Gorbunov D S, Troitsky S V, in *Proc. 10th Int. Seminar 'Quarks-98', Suzdal, 1998* (Eds V A Matveev et al.) (Moscow: INR, 1998) (to appear); hep-ph/9809484
73. Amelino-Camelia G, Ghilencea D, Ross G G *Nucl. Phys. B* **528** 35 (1998); hep-ph/9804437
74. Dine M, Nir Y, Shirman Y *Phys. Rev. D* **55** 1501 (1997); hep-ph/9607397
75. Dubovsky S L, Gorbunov D S *Phys. Lett. B* **419** 223 (1998); hep-ph/9706272
76. Dubovsky S L, Gorbunov D S, hep-ph/9807347
77. Han T, Zhang R-J *Phys. Lett. B* **428** 120 (1998); hep-ph/9802422
78. Dvali G, Shifman M *Phys. Lett. B* **399** 60 (1997); hep-ph/9612490
79. Tavartkiladze Z *Phys. Lett. B* **427** 65 (1998); hep-ph/9706332
80. Mohapatra R N, Nandi S *Phys. Rev. Lett.* **79** 181 (1997); hep-ph/9702291; Chacko Z et al. *Phys. Rev. D* **56** 5466 (1997); hep-ph/9704307
81. Barbieri R, Hall L J *Phys. Lett. B* **338** 212 (1994); hep-ph/9408406; Barbieri R, Hall L, Strumia A *Nucl. Phys. B* **445** 219 (1995); hep-ph/9501334
82. Edwards K W et al. *Phys. Rev. D* **55** 3919 (1997)
83. Affleck I, Dine M, Seiberg N *Nucl. Phys. B* **241** 493 (1984)
84. Affleck I, Dine M, Seiberg N *Nucl. Phys. B* **256** 557 (1985)
85. Вайнштейн А, Захаров В, Шифман М *УФН* **146** 683 (1985)
86. Luty M A, Washington Taylor IV *Phys. Rev. D* **53** 3399 (1996); hep-th/9506098
87. Amati D et al. *Phys. Rep.* **162** 169 (1988)
88. Seiberg N *Phys. Lett. B* **318** 469 (1993); hep-th/9309335
89. Barklow T L hep-ph/9704217
90. Taylor T R, Veneziano G, Yankielowicz Y *Nucl. Phys. B* **218** 493 (1983)
91. Novikov V et al. *Nucl. Phys. B* **229** 407 (1983)
92. Novikov V et al. *Nucl. Phys. B* **260** 157 (1985)
93. Seiberg N *Phys. Rev. D* **49** 6857 (1994); hep-th/9402044
94. 't Hooft G, in *Recent Developments in Gauge Theories* (Eds G 't Hooft et al.) (New York: Plenum, 1980)
95. Brodie J, Cho P, Intriligator K *Phys. Lett. B* **429** 319 (1998); hep-th/9802092
96. Banks T, Zaks A *Nucl. Phys. B* **196** 189 (1982)
97. Novikov V et al. *Nucl. Phys. B* **229** 381 (1983)
98. Seiberg N *Nucl. Phys. B* **435** 129 (1995); hep-th/9411149
99. Argyres P, Plesser M R, Seiberg N *Nucl. Phys. B* **471** 159 (1996); hep-th/9603042; Elitzur S et al. *Nucl. Phys. B* **505** 202 (1997); hep-th/9704104; Schmaltz M, Sundrum R *Phys. Rev. D* **57** 6455 (1998); hep-th/9708015
100. Intriligator K, Seiberg N *Nucl. Phys. B* **444** 125 (1995); hep-th/9503179
101. Intriligator K, Pouliot P *Phys. Lett. B* **353** 471 (1995); hep-th/9505006
102. Intriligator K, Thomas S *Nucl. Phys. B* **473** 121 (1996); hep-th/9603158
103. Izawa K-I, Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **95** 829 (1996); hep-th/9602180
104. Hotta T, Izawa K-I, Yanagida T *Phys. Rev. D* **55** 415 (1997); hep-ph/9606203
105. Randall L *Nucl. Phys. B* **495** 37 (1997); hep-ph/9612426; Shadmi Y *Phys. Lett. B* **405** 99 (1997); hep-ph/9703312; Csáki C, Randall L, Skiba W *Phys. Rev. D* **57** 383 (1998); hep-ph/9707386
106. Dasgupta I, Dobrescu B A, Randall L *Nucl. Phys. B* **483** 95 (1997); hep-ph/9607487
107. Arkani-Hamed N et al. *Phys. Rev. D* **54** 7032 (1996); hep-ph/9607298
108. Dienes K R, Kolda C, March-Russell J *Nucl. Phys. B* **492** 104 (1997); hep-ph/9610479
109. Nomura Y, Tobe K, Yanagida T *Phys. Lett. B* **425** 107 (1998); hep-ph/9711220
110. Agashe K *Phys. Lett. B* **435** 83 (1998); hep-ph/9804450
111. Witten E *Phys. Lett. B* **105** 267 (1981)
112. Arkani-Hamed N, March-Russell J, Murayama H *Nucl. Phys. B* **509** 3 (1998); hep-ph/9701286
113. Poppitz E, Trivedi S P *Phys. Rev. D* **55** 5508 (1997); hep-ph/9609529; Poppitz E, Trivedi S P *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **62** 281 (1998); hep-ph/9707439
114. Poppitz E, Shadmi Y, Trivedi S P *Phys. Lett. B* **388** 561 (1996); hep-th/9606184; Poppitz E, Shadmi Y, Trivedi S *Nucl. Phys. B* **480** 125 (1996); hep-th/9605113
115. Poppitz E, Trivedi S P *Phys. Lett. B* **401** 38 (1997); hep-ph/9703246
116. Shirman Y *Phys. Lett. B* **417** 281 (1998); hep-ph/9709383
117. Murayama H *Phys. Rev. Lett.* **79** 18 (1997); hep-ph/9705271
118. Giudice G F, Rattazzi R *Nucl. Phys. B* **511** 25 (1998); hep-ph/9706540
119. Dimopoulos S, Dvali G, Rattazzi R *Phys. Lett. B* **413** 336 (1997); hep-ph/9707537
120. Arkani-Hamed N, Luty M A, Terning J *Phys. Rev. D* **58** 015004 (1998); hep-ph/9712389; Dubovsky S L, Gorbunov D S, Troitsky S V *Phys. Lett. B* **423** 301 (1998); hep-ph/9712397
121. de Gouvêa A, Moroi T, Murayama H *Phys. Rev. D* **56** 1281 (1997); hep-ph/9701244
122. Pagels H, Primack J *Phys. Rev. Lett.* **48** 223 (1982)
123. Borgani S, Masiero A, Yamaguchi M *Phys. Lett. B* **386** 189 (1996); hep-ph/9605222
124. Affleck I, Dine M *Nucl. Phys. B* **249** 1 (1985)
125. Dine M, Randall L, Thomas S *Nucl. Phys. B* **458** 291 (1996); hep-ph/9507453
126. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996); hep-ph/9603208.
127. Arena M, Quiros M, Wagner C E M *Phys. Lett. B* **380** 81 (1996)
128. Izawa K-T et al. *Phys. Rev. D* **56** 2886 (1997); hep-ph/9705228
129. Coughlan G et al. *Phys. Lett. B* **131** 59 (1983)
130. Banks T, Kaplan D B, Nelson A E *Phys. Rev. D* **49** 779 (1994); hep-ph/9308292
131. de Carlos B et al. *Phys. Lett. B* **318** 447 (1993); hep-ph/9308325
132. Asaka T et al. *Phys. Rev. D* **58** 083509 (1998); hep-ph/9711501
133. Dine M, Riotto A *Phys. Rev. Lett.* **79** 2632 (1997); hep-ph/9705386
134. Lyth D H, Stewart E D *Phys. Rev. Lett.* **75** 201 (1995); hep-ph/9502417; *Phys. Rev. D* **53** 1784 (1996); hep-ph/9510204
135. Kawasaki M, Yanagida T *Phys. Lett. B* **399** 45 (1997); hep-ph/9701346
136. Dimopoulos S, Giudice G F *Phys. Lett. B* **379** 105 (1996); hep-ph/9602350
137. Hashiba J, Kawasaki M, Yanagida T *Phys. Rev. Lett.* **79** 4525 (1997); hep-ph/9708226
138. Griest K, Kamionkowski M *Phys. Rev. Lett.* **64** 615 (1990)
139. De Rújula A, Glashow S, Sarid U *Nucl. Phys. B* **333** 173 (1990); Basdevant J et al. *Phys. Lett. B* **234** 395 (1990); Spiro M *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B* **19** 234 (1990); Dimopoulos S et al. *Phys. Rev. D* **41** 2388 (1990); Gould A et al. *Phys. Lett. B* **238** 337 (1990)
140. Ressel M, Turner M *Comments Astrophys.* **14** 323 (1990)
141. Dubovsky S L, Gorbunov D S, Troitsky S V *Phys. Lett. B* **413** 89 (1997); hep-ph/9707357

### Gauge mechanism of mediation of supersymmetry breaking

D.S. Gorbunov, S.L. Dubovskii, S.V. Troitskiĭ

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,  
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation  
Tel. (095) 133-65 33*

Most of the phenomenologically acceptable supersymmetric theories assume that symmetry breaking occurs in a separate sector of fields which is introduced specifically for this purpose, and that the way it is transferred to the Standard Model fields is by means of a certain interaction with this additional sector. In the present review a widely discussed transfer mechanism involving Standard Model gauge interactions is considered. General principles of gauge mediation are described, specific models are considered and their phenomenological and cosmological implications critically analyzed, and background information on mechanisms of dynamic supersymmetry breaking is provided.

PACS numbers: 11.30.Pb, 11.30.Qc, 12.60.Jv

Bibliography — 141 references

Received 11 December 1998