

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## Нерешённые проблемы физики элементарных частиц

С.В. Троицкий

*Рассматриваются избранные (наиболее важные на взгляд автора) нерешённые проблемы теории элементарных частиц — как связанные с выходом за рамки Стандартной модели (осцилляции нейтрино, возможно, не укладывающиеся в обычную схему с тремя поколениями; указания на новую физику из астрофизических наблюдений; нарушение электрослабой симметрии и иерархия параметров), так и возникающие в Стандартной модели (описание сильных взаимодействий при низких и промежуточных энергиях).*

PACS numbers: 11.90.+t, 12.10.-g, 12.38.-t, 12.60.-i

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201201d.0077

### Содержание

1. Введение: статус и параметры Стандартной модели (77).
2. Наблюданное отклонение от Стандартной модели: осцилляции нейтрино (79).  
2.1. Теоретическое описание. 2.2. Экспериментальные результаты: стандартные осцилляции трёх ароматов. 2.3. Экспериментальные результаты: нестандартные осцилляции. 2.4. Масса нейтрино.
3. Указания на новую физику из астрофизики и космологии (84).  
3.1. Барионная асимметрия. 3.2. Тёмная материя. 3.3. Ускоренное расширение Вселенной.
4. Эстетические трудности: происхождение параметров (89).  
4.1. Электрослабое нарушение и хиггсовский бозон. 4.2. Калибровочная иерархия. 4.3. Иерархия фермionных масс.
5. Теоретические трудности в описании адронов (98).  
5.1. Проблемы пертурбативной квантовой хромодинамики. 5.2. Решёточные результаты. 5.3. Дуальные теории: суперсимметричная дуальность и голограмма.
6. Заключение (101).

Список литературы (101).

### 1. Введение: статус и параметры

#### Стандартной модели

Если сравнить современное состояние квантовой теории поля и её приложений к физике элементарных частиц с ситуацией 20–30-летней давности, то можно с удивлением отметить практическую неизменность всех основных положений этой области физики, особенно заметную на фоне стремительного прогресса в физике конденсированных сред. Действительно, эксперименты последних двух десятилетий в основном подтверждали правиль-

**С.В. Троицкий.** Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 135-21-69. Факс (499) 135-22-68. E-mail: st@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 18 октября 2011 г.,  
после доработки 24 ноября 2011 г.

ность предсказаний, сделанных в рамках построенных ранее моделей.

Такой успех теории элементарных частиц вызвал относительный застой в её развитии. Тем не менее есть все основания предполагать, что физика частиц в ближайшие годы вновь станет бурно развивающейся дисциплиной. С одной стороны, накопилось определённое количество экспериментальных результатов (в первую очередь связанных с космологией и астрофизикой элементарных частиц, но также и лабораторных), указывающих на неполноту Стандартной модели (СМ). С другой стороны, развитие теории шло под лозунгом принципа естественности, т.е. требования количественного объяснения любой иерархической структуры параметров модели: в случае СМ такое объяснение возможно лишь в рамках более полной, фундаментальной теории, которая пока не построена.

Наконец, одним из основных аргументов в пользу предстоящего оживления в физике частиц является ожидание новых экспериментальных результатов от Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC). Как станет ясно из дальнейшего, этот ускоритель сможет исследовать *всю* область энергий, на которых должна проявиться физика, ответственная за электрослабое нарушение, поэтому в любом случае в ближайшие несколько лет нас ждут интересные открытия: это будет либо хиггсовский бозон, либо другие новые частицы, а в самом интересном случае не будет найдено ни одной новой частицы, что укажет на необходимость серьёзного пересмотра Стандартной модели.

Большой адронный коллайдер (см., например, [1, 2]) представляет собой ускоритель, позволяющий сталкивать протоны с энергией в системе центра масс до 14 ТэВ (в настоящее время LHC работает при энергии 7 ТэВ) и тяжёлые ядра. В тоннеле длиной около 30 км на границе Швейцарии и Франции работают четыре основные экспериментальные установки (детекторы общего назначения ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) и CMS (Compact Muon Solenoid); установка LHCb (LHC beauty experiment), ориентированная на изучение В-мезонов, и

специализирующийся на физике тяжёлых ядер детектор ALICE (A Large Ion Collider Experiment), а также несколько менее крупных установок. Уже первые результаты работы коллайдера принесли много новой информации о взаимодействиях элементарных частиц (мы будем упоминать их по мере необходимости).

Цель настоящего обзора — кратко обсудить современное состояние физики элементарных частиц и возможные перспективы её развития. Подбор сюжетов в случае такой широкой тематики с необходимостью субъективен, и оценки важности или перспективности тех или иных проблем и подходов отражают личное мнение автора, а список литературы не может быть сделан исчерпывающим.

Сложившуюся ныне в физике частиц ситуацию можно описать следующим образом. Практически все современные экспериментальные данные прекрасно описываются Стандартной моделью элементарных частиц, созданной в 1970-е годы. В то же время имеется значительное количество указаний на то, что СМ является неполной и представляет собой лишь хорошее приближение к правильному описанию частиц и взаимодействий. Мы не имеем здесь в виду незначительные отклонения тех или иных измеряемых величин от расчётных — они могут быть связаны с недостаточной точностью измерений и/или вычислений, неучтёнными систематическими ошибками или недостаточно большим набором экспериментальных данных (статистическая флуктуация); случается, что такие отклонения исчезают через несколько лет более тщательного изучения. Напротив, мы остановимся на более серьёзных качественных проблемах СМ как инструмента количественного описания элементарных частиц. К этим проблемам отнесём следующие:

- 1) экспериментальные указания на неполноту СМ — достоверное экспериментальное наблюдение осцилляций нейтрино, невозможных (см. раздел 2.4) в СМ, и неспособность СМ описать результаты астрофизических наблюдений, в частности относящихся к строению и эволюции Вселенной;

- 2) не вполне естественные и не вычисляемые теоретически значения параметров СМ, в частности иерархия фермионных масс, иерархия масштабов нарушения симметрии и отсутствие лёгкого (с массой  $\lesssim 100$  ГэВ) хиггсовского бозона;

- 3) теоретические трудности в описании адронов доступными методами квантовой теории поля.

Мы остановимся на перечисленных нерешённых проблемах СМ и обсудим связанные с ними перспективы развития теории элементарных частиц.

Для дальнейшего изложения полезно кратко напомнить структуру СМ (см., например, [3, 4] и приложение к [5]), которая включает в себя определённый набор частиц и взаимодействий между ними.

Три типа взаимодействий из известных четырёх (рис. 1) описываются СМ: электромагнитное, слабое и сильное. Первые два типа сил имеют общую природу — *электрослабое* калибровочное взаимодействие с симметрией  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , проявляющейся при энергиях выше  $\sim 200$  ГэВ. При меньших энергиях эта группа симметрий нарушается до подгруппы  $U(1)_{EM}$ , не совпадающей с  $U(1)_Y$  (электрослабое нарушение); в СМ это нарушение связано с вакуумным средним скалярного поля — бозона Хиггса. Параметры электрослабого нарушения известны

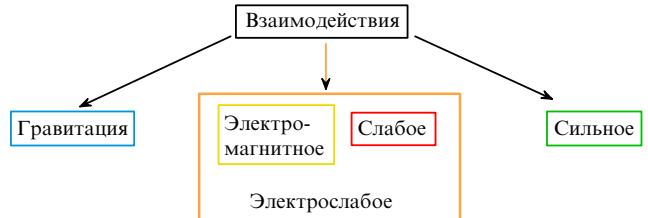


Рис. 1. Взаимодействия элементарных частиц.

Таблица 1. Параметры Стандартной модели. Аргумент в скобках для параметров с заметной зависимостью от энергии указывает энергетический масштаб, которому соответствуют приведённые значения

Параметр	Значение
$\alpha_s(M_Z)$	$0,114 \pm 0,0007$
$1/\alpha(M_Z)$	$127,916 \pm 0,015$
$\sin^2 \theta_W(M_Z)$	$0,23108 \pm 0,00005$
$\Theta$	$\lesssim 10^{-10}$
$m_u(2 \text{ ГэВ})$	$2,5^{+0,8}_{-1,0} \text{ МэВ}$
$m_d(2 \text{ ГэВ})$	$5,0^{+1,0}_{-1,5} \text{ МэВ}$
$m_s(2 \text{ ГэВ})$	$105^{+25}_{-35} \text{ МэВ}$
$m_c(m_c)$	$1,266^{+0,031}_{-0,036} \text{ ГэВ}$
$m_b(m_b)$	$4,198 \pm 0,023 \text{ ГэВ}$
$m_t(m_t)$	$173,10 \pm 1,35 \text{ ГэВ}$
$m_e$	$510,998910 \pm 0,000013 \text{ кэВ}$
$m_\mu$	$105,658367 \pm 0,000004 \text{ МэВ}$
$m_\tau$	$1,77682 \pm 0,00016 \text{ ГэВ}$
$\theta_{12}$	$13,02^\circ \pm 0,05^\circ$
$\theta_{23}$	$2,35^\circ \pm 0,06^\circ$
$\theta_{13}$	$0,199^\circ \pm 0,011^\circ$
$\delta$	$1,20 \pm 0,08$
$v(m_\mu)$	$246,221 \pm 0,002 \text{ ГэВ}$
$M_H$	$115,5 - 127,0 \text{ ГэВ (уровень достоверности 95 \%)}$

с высокой точностью; данные экспериментов находятся в блестящем согласии с теорией. Бозон Хиггса экспериментально не наблюдался; на его массу, являющуюся свободным параметром теории, наложены ограничения из прямых экспериментальных поисков (табл. 1) (см. подробнее в разделе 4.1).

Сильное взаимодействие в СМ описывается квантовой хромодинамикой (КХД), теорией с калибровочной группой  $SU(3)_c$ . Эффективная константа связи КХД возрастает с уменьшением энергии, что приводит к тому, что частицы, испытывающие сильное взаимодействие, не могут существовать в свободном виде, а встречаются лишь в составе связанных состояний (адронов). Большинство современных методов квантовой теории поля работает при небольших константах связи, т.е. в случае КХД — при высоких энергиях.

Четвёртое из известных взаимодействий — *гравитационное* — не описывается СМ, однако его влияние в микромире пренебрежимо мало.

Состав частиц, описываемых СМ, приведён на рис. 2. Кварки и лептоны — так называемые поля материи СМ — описываются фермионными полями. Кварки участвуют в сильных взаимодействиях и образуют наблюдаемые связанные состояния — адроны. Как кварки, так

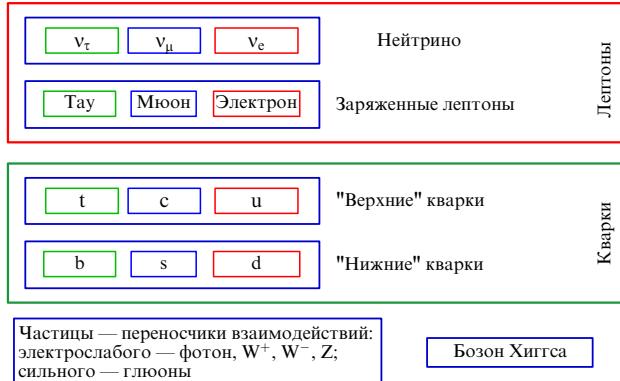


Рис. 2. Элементарные частицы, описываемые Стандартной моделью.

и лептоны участвуют в электрослабом взаимодействии. Поля материи образуют три поколения; частицы разных поколений идентичны по своим взаимодействиям, но они сильно различаются по массе. Полная электрослабая симметрия запрещает ненулевые массы фермионов СМ, поэтому отличные от нуля массы кварков и заряженных лептонов непосредственно связаны с электрослабым нарушением — в СМ они обусловлены юкавским взаимодействием с полем Хиггса и пропорциональны вакуумному среднему последнего. В случае нейтрино запрещены и такие юкавские взаимодействия, поэтому нейтрино в СМ — строго безмассовое. Векторные бозоны — переносчики взаимодействий — безмассовы для ненарушенных калибровочных групп  $U(1)_{EM}$  (электромагнетизм — фотоны) и  $SU(3)_c$  (КХД — глюоны); массы бозонов  $W^\pm$  и  $Z$  определяются механизмом электрослабого нарушения. Все частицы СМ, кроме бозона Хиггса, обнаружены экспериментально.

С точки зрения квантовой теории кварки и лептоны можно описывать состояниями с определённой массой. При этом с калибровочными бозонами взаимодействуют суперпозиции этих состояний; в другой формулировке (когда в качестве базиса выбираются состояния, взаимодействующие калибровочно) симметрии СМ разрешают не только массовые члены вида  $m_{ii}\bar{\psi}_i\psi_i$  для  $i$ -го фермиона  $\psi_i$ , но и недиагональную *массовую матрицу*  $m_{ij}\bar{\psi}_i\psi_j$ . С точностью до нефизических параметров, в СМ в лептонном секторе эта матрица тривиальна, а в кварковом секторе через неё выражается матрица Кабббо — Кобаяси — Маскавы (Cabibbo — Kobayashi — Maskawa, СКМ), которая содержит три независимых вещественных параметра — углы смешивания кварков — и одну комплексную фазу (см. подробнее [4, 6]).

Стандартная модель содержит, таким образом, 19 независимых параметров, 18 из которых определены экспериментально. К ним относятся три калибровочные константы связи ( $\alpha_s$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_1$  для групп  $SU(3)_c$ ,  $SU(2)_L$  и  $U(1)_Y$  соответственно; последние две обычно выражаются через электромагнитную константу связи  $\alpha$  и угол смешивания  $\theta_W$ ),  $\Theta$ -параметр КХД, девять масс заряженных фермионов,  $m_i$ ,  $i = u, d, s, c, b, t, e, \mu, \tau$ , три кварковых угла смешивания,  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ , одна комплексная фаза  $\delta$  СКМ-матрицы и два параметра хиггсовского сектора, которые удобно выразить через известное вакуумное среднее хиггсовского бозона  $v$  и его неизвестную массу  $m_H$ . Экспериментально определённые значения этих параметров, пересчитанные по данным 2010 г. [7] (ограничения на массу бозона Хиггса по данным

ускорителей LEP (Large Electron-Positron Collider), Теватрон и LHC на сентябрь 2011 г.), приведены в табл. 1.

Стоит напомнить, что наблюдаемый мир состоит в основном из атомов, т.е. из всего многообразия элементарных частиц "в быту" встречаются лишь немногие: кварки  $u$  и  $d$  в составе нейтронов ( $udd$ ) и протонов ( $uud$ ), электроны, а из переносчиков взаимодействия — фотон. Причины этого различны для разных частиц. Так, нейтрино не взаимодействует с электромагнитным полем и поэтому просто остаётся незамеченным, более тяжёлые частицы быстро распадаются на более лёгкие, а сильно-взаимодействующие кварки и глюоны связаны в адроны вследствие невылетания. Всё многообразие частиц СМ обнаруживается либо в специальных сложных экспериментах, либо косвенно по их проявлениям в астрофизических наблюдениях.

Итак, переходя к описанию нерешённых проблем, отметим, что все результаты экспериментов, изучающих физику заряженных лептонов, фотонов,  $W$ - и  $Z$ -бозонов при всех доступных энергиях, а кварков и глюонов — при высоких энергиях, прекрасно описываются СМ с определённым набором параметров.

## 2. Наблюдаемое отклонение от Стандартной модели: осцилляции нейтрино

Обсудим единственное надёжно установленное в лабораторных экспериментах свидетельство в пользу неполноты СМ — явление осцилляций нейтрино, т.е. взаимных превращений нейтрино разных поколений друг в друга. Более подробное современное описание вопроса можно найти, например, в книге [8], в приложении к учебнику [5], в обзорах [9–11].

### 2.1. Теоретическое описание

Будем рассматривать, по аналогии с заряженными лептонами, три поколения нейтрино: электронное ( $\nu_e$ ), мюонное ( $\nu_\mu$ ) и тау-нейтрино ( $\nu_\tau$ ). Соответствующие им фермионные поля взаимодействуют с калибровочными бозонами  $W$  и  $Z$  через слабые заряженные и нейтральные токи. Эти взаимодействия и обеспечивают как рождение, так и экспериментальную регистрацию нейтрино. Можно предположить, что нейтрино, по аналогии с кварками, имеют отличную от нуля массовую матрицу (хотя такая матрица не может быть получена в СМ, низкоэнергетическая эффективная теория — электродинамика — её не запрещает), которая не обязана быть диагональной. Описывать в терминах квантовой теории поля эту систему удобно, рассматривая такие линейные комбинации  $\nu_{1,2,3}$  исходных полей  $\nu_{e,\mu,\tau}$ , для которых массовая матрица диагональна:

$$\nu_i = \sum_{x=e, \mu, \tau} U_{ix} \nu_x,$$

где  $U_{ix}$  — элементы лептонной матрицы смешивания,  $i = 1, 2, 3$ .

Для того чтобы продемонстрировать явление осцилляций нейтрино, ограничимся для наглядности случаем двух ароматов,  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ . Пусть линейные комбинации

$$\nu_1 = \cos \theta_{12} \nu_e + \sin \theta_{12} \nu_\mu, \quad (1)$$

$$\nu_2 = -\sin \theta_{12} \nu_e + \cos \theta_{12} \nu_\mu,$$

являются собственными векторами массовой матрицы с собственными значениями  $m_1^2, m_2^2$ . Обратное преобразование выражает  $(v_e, v_\mu)$  через  $(v_1, v_2)$ :

$$\begin{aligned} v_e &= \cos \theta_{12} v_1 - \sin \theta_{12} v_2, \\ v_\mu &= \sin \theta_{12} v_1 + \cos \theta_{12} v_2. \end{aligned}$$

Пусть в момент времени  $t = 0$  в некотором акте слабого взаимодействия рождено электронное нейтрино  $v_e$ , т.е. суперпозиция  $v_1$  и  $v_2$  с известными коэффициентами,

$$\begin{aligned} v_1(0) &= \cos \theta_{12} v_e(0), \\ v_2(0) &= -\sin \theta_{12} v_e(0). \end{aligned}$$

Эволюция массовых состояний для плоской монохроматической волны, движущейся в направлении оси  $z$ , описывается как

$$v_i(z, t) = \exp \left( -i\omega t + i\sqrt{\omega^2 - m_i^2} z \right) v_i(0), \quad i = 1, 2,$$

где  $\omega$  — энергия,  $\sqrt{\omega^2 - m_i^2}$  — импульс. При распространении волновые пакеты, соответствующие  $v_1$  и  $v_2$ , диспергируют по-разному, так что соотношение между их коэффициентами  $(\cos \theta_{12}, -\sin \theta_{12})$  нарушается, что означает появление примеси ортогонального состояния  $v_\mu$ . Обычно рассматривается ультрапрелиativистский предел  $\omega \gg m_i$ , тогда  $\sqrt{\omega^2 - m_i^2} \simeq \omega - m_i^2/(2\omega)$ . Вероятность обнаружить  $v_\mu$  в точке  $(t, z)$  для каждого излучённого  $v_e$  выражается как

$$P(v_\mu; z, t) = |v_\mu(z, t)|^2 = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( \frac{m_2^2 - m_1^2}{4\omega} z \right). \quad (2)$$

Видно, что вероятность (2) является осциллирующей функцией пройденного расстояния  $z$ , откуда и происходит название "осцилляции нейтрино". В соответствии с ожидаемым, никаких осцилляций не происходит как в случае равных (в том числе ненулевых) масс (одинаковая дисперсия  $v_1$  и  $v_2$ ), так и в случае диагональной массовой матрицы ( $\theta_{12} = 0, v_1 = v_e$  и т.д.).

Описание осцилляций нейтрино трёх ароматов определяет, аналогично (1), три угла смешивания,  $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ .

При распространении отдельных нейтрино на большие расстояния осцилляционное описание представленного вида перестаёт работать, так как частицы с различной массой распространяются от источника за разное время, что приводит к потере когерентности; тем не менее превращения нейтрино возможны, и их вероятность можно вычислить.

## 2.2. Экспериментальные результаты: стандартные осцилляции трёх ароматов

Обратимся к истории (см., например, [8]) и современному состоянию (см., например, [12]) вопроса об осцилляциях нейтрино. В 1957 г. Понтекорво [13, 14] предположил возможность осцилляций в системе нейтрино – антинейтрино, подобных уже известным тогда осцилляциям К-мезонов. Это первое упоминание о возможности нейтринных осцилляций было призвано объяснить предварительную информацию о наблюдении Дэвисом реакции  $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$  с участием нейтрино от ядерных реакторов. С одной стороны, этот экспериментальный результат не подтвердился; с другой, оказалось, что модель Понтекорво не может объяснить этот эффект, даже если бы он имел место. О возможных взаимных

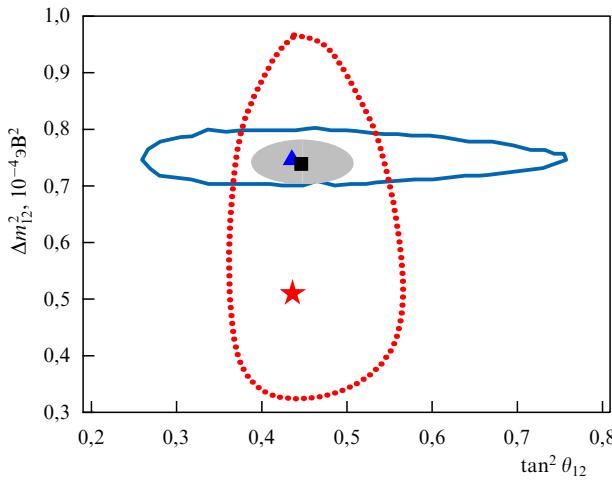
превращениях  $v_e$  и  $v_\mu$  упоминали Маки, Накагава и Саката [15], а первое успешное описание смешивания и осцилляций в системе нейтрино двух ароматов принадлежит Понтекорво [16] и Грибову и Понтекорво [17]. Теория нейтринных осцилляций была разработана в окончательном виде в 1975–1976 гг. в работах Биленского и Понтекорво [18, 19], Элизера и Свифта [20], Фритча и Минковского [21], Михеева, Смирнова [22, 23] и Вольфенштейна [24].

Первые экспериментальные свидетельства в пользу осцилляций нейтрино были получены почти полвека назад, однако в течение некоторого времени вопрос об их интерпретации оставался открытым. Речь идёт о так называемой загадке солнечных нейтрино, которая состояла в том, что наблюдаемый поток нейтрино от Солнца оказывался значительно меньшим, чем предсказанный моделью солнечных ядерных реакций. Обнаруженный в эксперименте Homestake (США) впервые ещё в 1968 г. [25] дефицит солнечных нейтрино был подтверждён чувствительными к нейтрино от различных ядерных реакций экспериментами Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) (Япония) [26], SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) (Баксанская нейтринная обсерватория Института ядерных исследований РАН (ИЯИ РАН), Россия) [27], GALLEX/GNO (Gallium Experiment/Gallium Neutrino Observatory) (Лаборатория Гран Сассо, Италия) [28] и Super-K (Super-Kamiokande) (Япония) [29], использующими разную технику. Поскольку в Солнце рождаются только электронные нейтрино и только они регистрировались в этих экспериментах, то дефицит можно было объяснить превращением части из них в нейтрино другого типа.

Естественным источником мюонных нейтрино являются космические лучи — заряженные частицы (протоны и ядра) внеземного происхождения, которые, взаимодействуя с атомами атмосферы Земли, рождают потоки вторичных частиц, заметную долю которых составляют заряженные  $\pi$ -мезоны. Нейтрино от распадов заряженных  $\pi$ -мезонов, а также от распадов вторичных мюонов называют атмосферными. Указания на осцилляции атмосферных нейтрино впервые были получены в конце 1980-х годов в экспериментах Kamiokande [30] и IMB (Irvine – Michigan – Brookhaven observatory) [31], а затем подтверждены в экспериментах Soudan-2 [32], MACRO (Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory) [33] и Super-K [34]. Результат состоит в наличии анизотропии потока мюонных нейтрино — сверху (из атмосферы) приходит больший поток, чем снизу (сквозь Землю). При отсутствии осцилляций поток был бы изотропным, так как он определяется изотропным потоком первичных космических лучей, а взаимодействие нейтрино с веществом Земли пренебрежимо мало. Поскольку анизотропии не наблюдается для электронных нейтрино, естественно предположить, что  $v_\mu$  осциллируют в основном в  $v_\tau$  (которые в указанных экспериментах не детектировались).

Существенный экспериментальный прогресс в обсуждаемом вопросе был достигнут в первом десятилетии XXI в., и теперь мы имеем надёжные экспериментальные доказательства превращений нейтрино с измеренными параметрами.

**2.2.1. Осцилляции  $v_e - v_\mu$ .** В дополнение к более или менее модельно зависимым результатам о дефиците солнеч-

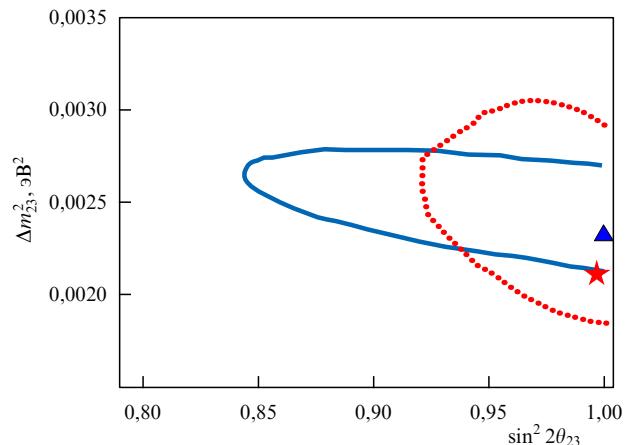


**Рис. 3.** Ограничения (уровень достоверности 95 %) на параметры  $\nu_e - \nu_\mu$ -осцилляций по результатам анализа с учётом трёх ароматов нейтрино [37]. Пунктирная линия — комбинация результатов солнечных экспериментов, сплошная линия — результат эксперимента KamLAND, серый эллипс — совместный анализ всех данных. Звёздочка, треугольник и квадрат обозначают наиболее вероятные параметры осцилляций в этих трёх случаях анализа соответственно.

ных нейтрино (*исчезновение*  $\nu_e$ ) эксперимент SNO (Sudbury Neutrino Observatory) зарегистрировал [35] в 2001 г. появление нейтрино других ароматов от Солнца, в полном соответствии с ожидаемым в осцилляционной картине потоком, и тем самым закрыл "проблему солнечных нейтрино", попутно подтвердив стандартную солнечную модель. Эксперимент KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector) [36] зарегистрировал исчезновение электронных антинейтрино, рожденных в реакторах атомных электростанций (в отличие от потока солнечных нейтрино, исходный поток частиц в данном случае можно определить непосредственно).

Параметры осцилляций, измеренные в столь разных экспериментах, прекрасно согласуются между собой (рис. 3). Результаты SNO, как и недавние ещё более точные результаты эксперимента Borexino (Италия) [38], подтвердили ожидаемую энергетическую зависимость доли исчезнувших солнечных нейтрино в соответствии с предсказаниями Михеева, Смирнова [22, 23] и Вольфенштейна [24], разработавших теорию осцилляций нейтрино в солнечной плазме, — вследствие того, что в плазме присутствуют электроны, но отсутствуют мюоны и тау-лектоны, взаимодействие с внешней средой происходит по-разному для разных типов нейтрино, что может привести к резонансному усилению осцилляций и к необходимости модификации осцилляционного формализма.

**2.2.2. Осцилляции  $\nu_\mu - \bar{\nu}_\tau$ .** Помимо отклонения от изотропии атмосферных  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ , измеренного [39, 40] с огромной точностью в эксперименте Super-K, было непосредственно зарегистрировано исчезновение  $\nu_\mu$  в пучках нейтрино, созданных ускорителями элементарных частиц (эксперименты K2K (KEK to Super-K) [41] и MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [42]) (рис. 4). Наконец, в 2010 г. детектор OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), расположенный в лаборатории Гран Сассо, зарегистрировал [44]



**Рис. 4.** Ограничения (уровень достоверности 90 %) на параметры  $\nu_\mu - \nu_\tau$ -осцилляций. Пунктирная линия — результат анализа данных эксперимента Super-K с учётом трёх ароматов нейтрино [40]; сплошная линия — ограничения эксперимента MINOS [43]. Звёздочка и треугольник обозначают наиболее вероятные параметры осцилляций в [40] и [43] соответственно.

первый — пока единичный — случай *появления*  $\nu_\tau$  в пучке  $\nu_\mu$  из ускорителя SPS (Super Proton Synchrotron) (ЦЕРН, Швейцария).

**2.2.3. Смешивание  $\theta_{13}$ .** На протяжении длительного времени данные по солнечным ( $\nu_e - \nu_\mu$ ) и атмосферным ( $\nu_\mu - \nu_\tau$ ) осцилляциям описывались независимо (см. обсуждение в приложении С в [5]), а относительно невысокая точность экспериментов оставляла возможность нулевого угла смешивания  $\theta_{13}$ . В последние годы ситуация изменилась, и совокупные данные различных экспериментов стали указывать на ненулевое значение  $\theta_{13}$  [45]. Летом 2011 г. два ускорительных эксперимента — T2K (Tokai to Kamioka) (Япония) [46] и MINOS [47], детектирующие появление  $\nu_e$  в пучке  $\nu_\mu$ , опубликовали результаты, которые представляются несовместными с  $\theta_{13} = 0$ . Количественный анализ всех данных по солнечным и атмосферным нейтрино вместе с результатами ускорительных и реакторных экспериментов, изучающих ту же область параметров, указывает [48] на ненулевое значение  $\theta_{13}$  на уровне достоверности лучше, чем 99 % (табл. 2).

**Таблица 2.** Параметры осцилляций нейтрино с тремя различными ароматами с учётом всех экспериментальных данных по состоянию на лето 2011 г. [48]

Параметр	Значение
$\Delta m_{12}^2$	$(7,58^{+0,22}_{-0,26}) \times 10^{-5}$ эВ $^2$
$\Delta m_{23}^2$	$(2,31^{+0,12}_{-0,09}) \times 10^{-3}$ эВ $^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,312^{+0,017}_{-0,016}$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0,025 \pm 0,007$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0,42^{+0,08}_{-0,03}$

### 2.3. Экспериментальные результаты: нестандартные осцилляции

Вся совокупность результатов описанных в разделе 2.2 экспериментов хорошо количественно согласуется с картиной осцилляций нейтрино трёх типов с определёнными параметрами. Однако имеются результаты, не

укладывающиеся в эту картину и, возможно, указывающие на существование нейтрино четвёртого (а быть может, и пятого) типа. Как мы видели в разделе 2.1, одним из основных параметров осцилляций является разность квадратов масс  $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ . Результаты по атмосферным и солнечным нейтрино, как и результаты ускорительных и реакторных экспериментов, объясняются различием двух величин  $\Delta m_{ij}^2$  (см. табл. 2),

$$\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

В случае трёх типов нейтрино линейно независимые  $\Delta m_{ij}^2$  этими значениями исчерпываются и

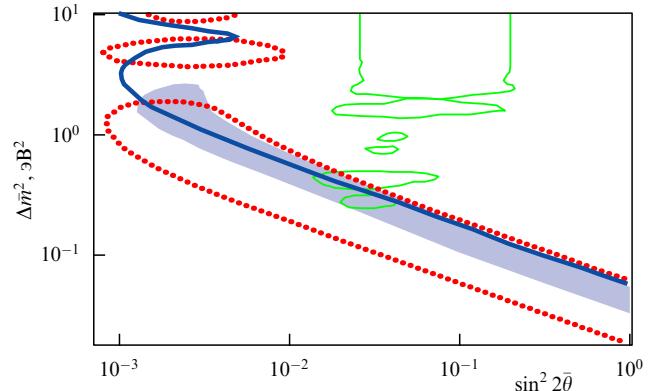
$$|\Delta m_{13}^2| = |\Delta m_{12}^2 - \Delta m_{23}^2| \sim \Delta m_{23}^2.$$

Таким образом, наблюдение любых осцилляций нейтрино с  $\Delta m_{ij}^2 \gg \Delta m_{23}^2$  означает наличие или дополнительных ароматов нейтрино ( $i, j > 3$ ), или каких-либо других отклонений от стандартной картины. С другой стороны, на число типов относительно лёгких ( $m_i < M_Z/2$ ) частиц с квантовыми числами нейтрино есть очень жёсткое ограничение, наложенное прецизионными измерениями ширины Z-бозона на ускорителе LEP: их должно быть ровно три, так что четвёртое лёгкое нейтрино, если оно существует, не взаимодействует с Z-бозоном, т.е. является "стерильным".

Далее речь пойдёт о некоторых экспериментальных свидетельствах в пользу наличия  $\Delta m_{ij}^2 \gtrsim 0,1 \text{ эВ}^2$ . Заметим, что связанные с такой величиной  $\Delta m_{ij}^2$  осцилляции должны проявляться на сравнительно малых расстояниях и потому они могут быть зарегистрированы в так называемых короткобазовых экспериментах.

**2.3.1 Осцилляции  $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ .** В эксперименте LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [49] изучался распад покоящихся мюонов  $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu$  и измерялся поток  $\bar{\nu}_e$  на расстоянии около 30 м от области нахождения мюонов. Было зарегистрировано превышение этого потока над фоном, которое интерпретировалось как появление  $\bar{\nu}_e$  в результате осцилляций  $\bar{\nu}_\mu$ , возможное при различных параметрах осцилляций. Похожий эксперимент KARMEN (KArlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino) [50] исключил заметную часть этой области пространства параметров, однако в 2010 г. эксперимент MiniBooNE (BooNE — аббр. от Booster Neutrino Experiment) [51] также обнаружил аномалию, совместную с результатами LSND и не противоречащую результатам KARMEN в пределах статистических погрешностей при определённых значениях параметров (рис. 5).

Другой класс короткобазовых экспериментов, изучающих возможные  $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ -осцилляции, основан на поиске исчезновения  $\bar{\nu}_e$  в потоке антинейтрино от ядерных реакторов. Такие эксперименты проводились на протяжении нескольких десятилетий; недавно был произведён более точный расчёт теоретических потоков антинейтрино от реакторов и были совместно вновь проанализированы результаты всех таких установок [53]. Показано, что зарегистрированное в детекторах число  $\bar{\nu}_e$  меньше ожидаемого на статистически значимую величину, согласующуюся с наличием осцилляций при  $\Delta m^2 \gtrsim 0,1 \text{ эВ}^2$ , — так называемая реакторная нейтринная аномалия. Соответствующие ограничения на параметры также приведены на рис. 5, однако следует отметить, что LSND, KARMEN и MiniBooNE детектировали  $\bar{\nu}_e$  в



**Рис. 5.** Ограничения (уровень достоверности 90 %) на параметры  $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ -осцилляций. Закрашенная область совместна с сигналом LSND [49]; область, обведённая пунктирной кривой, — с сигналом MiniBooNE [52]. Сплошные тонкие контуры ограничивают область параметров, совместную с результатами нового уточнённого анализа совокупности результатов реакторных экспериментов [53] (см. текст). Эксперимент KARMEN-2 исключает [50] область, лежащую выше и правее жирной сплошной кривой.

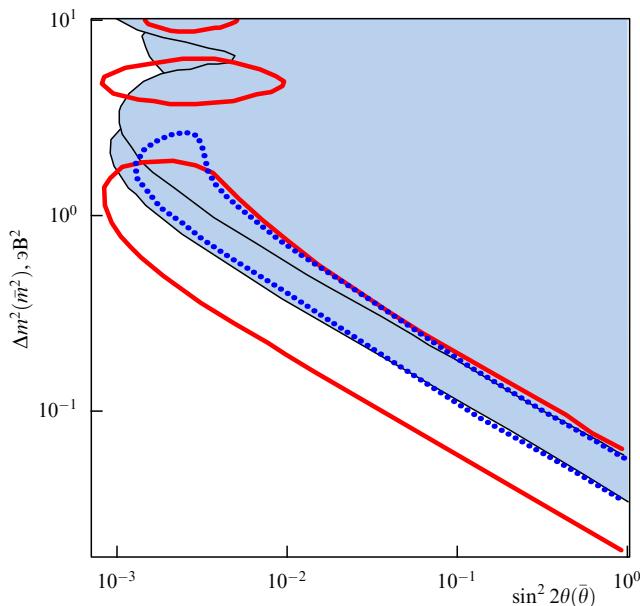
потоке  $\bar{\nu}_\mu$ , ограничивая  $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ -осцилляции, а реакторные эксперименты отмечают лишь исчезновение  $\bar{\nu}_e$ ; в то время как отсутствие такого исчезновения исключает  $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ -осцилляции, его наличие может быть связано с превращением  $\bar{\nu}_e$  в антинейтрино любого другого типа.

Видно, что имеется ряд независимых указаний на осцилляции с  $\Delta m^2 \gtrsim 0,1 \text{ эВ}^2$ , которые, как отмечалось выше, требуют введения или более трёх нейтринных ароматов, или (см. ниже) иной, "новой", физики.

**2.3.2. Другие аномалии.** Интенсивное исследование превращений нейтрино, ведущееся в последние годы, позволило обнаружить целый ряд других аномалий, которые сейчас активно обсуждаются и проверяются.

*Возможная разница в осцилляциях нейтрино и антинейтрино.* Эксперимент MiniBooNE отдельно исследовал пучки нейтрино и антинейтрино. Появление  $\bar{\nu}_e$  было зарегистрировано [51, 52], а появление  $\nu_e$  — нет [54] (рис. 6); в предположении одинаковых параметров осцилляций  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  результат MiniBooNE противоречит результату LSND, а в отсутствие такого предположения — подтверждает. Стоит отметить, что эксперимент MINOS также проводил измерения с отдельными пучками нейтрино и антинейтрино (изучая значительно меньшие  $\Delta m^2$ ); первоначально результаты для параметров осцилляций в этих двух случаях были несовместны между собой на уровне достоверности 98 %, однако анализ полученных впоследствии данных не подтвердил их различие [55]. Этот последний результат согласуется с выводом эксперимента Super-K, который хотя и не отличает нейтрино от антинейтрино в каждом конкретном случае, может ограничить [56] параметры осцилляций антинейтрино статистически на основе известного вклада  $\bar{\nu}_\mu$  в поток атмосферных нейтрино.

*Калибровка галлиевых детекторов.* Эксперименты GALLEX [57, 58] и SAGE [59, 60], предназначенные для регистрации солнечных нейтрино с помощью галлиевых детекторов, проводили калибровку своих установок с использованием искусственных радиоактивных источников. Был зарегистрирован "недосчёт" электронных нейтрино, согласующийся с осцилляциями с  $\Delta m^2 \gtrsim 0,1 \text{ эВ}^2$



**Рис. 6.** Ограничения (уровень достоверности 90 %) на параметры  $\nu_\mu - \nu_e$ - и  $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ -осцилляций. Затемнённая область параметров соответствует области, исключённой для осцилляций нейтрино по данным MiniBooNE [54] и KARMEN [50], а контуры ограничивают область, соответствующую сигналу в осцилляциях антинейтрино (сплошные — для MiniBooNE [52], пунктирные — для LSND [49]).

(см. также [61]). Такая разность квадратов масс (сама по себе необъяснимая в рамках стандартных трёхнейтринных осцилляций) согласуется с результатами антинейтринных измерений LSND, MiniBooNE и реакторных экспериментов, однако соответствующий угол смешивания отличается от такового, следующего из результатов этих измерений [62].

*Другие загадки.* Говоря о необъяснённых результатах нейтринных экспериментов, стоит упомянуть также неожиданный избыток событий с энергией  $\lesssim 400$  МэВ, зарегистрированный MiniBooNE для нейтрино [63] и антинейтрино [52]; сезонные вариации потока нейтрино в экспериментах "Троицк-ню-масс" (ИЯИ РАН) [64] и MiniBooNE [65]; результат эксперимента OPERA [66] по измерению скорости мюонных нейтрино, оказавшейся большей скорости света. Все эти крайне интересные аномалии пока ожидают подтверждения в независимых экспериментах.

*Возможные теоретические объяснения.* Перечисленные здесь экспериментальные результаты объяснить достаточно трудно. С одной стороны, целый ряд экспериментов указывает на превращения нейтрино, совместные с осцилляциями при  $\Delta m^2 \gtrsim 0,1$  эВ<sup>2</sup>, не описываемые в рамках стандартной схемы с тремя поколениями нейтрино. С другой стороны, добавление четвёртого нейтрино не помогает объяснить разницу между нейтринными и антинейтринными осцилляциями [67, 68]. В качестве альтернативы можно рассматривать: а) добавление двух поколений стерильных нейтрино (см., например, [69] и ссылки там); б) нарушение [70] *CPT*-инвариантности<sup>1</sup> или в) нестандартные взаимодействия ней-

рино с веществом, различающие частицы и античастицы в присутствии материи [75, 76]. Критический анализ некоторых таких предложений можно найти, например, в работах [69, 77, 78]. Эти сценарии испытывают определённые трудности с одновременным описанием всей совокупности экспериментальных данных, хотя их нельзя считать исключёнными; возможно, в природе реализована некоторая комбинация указанных возможностей.

Если подтвердится результат о сверхсветовой скорости нейтрино, то потребуется существенный пересмотр представлений физики частиц. Успешная теория, объясняющая количественный результат OPERA, должна согласовать его с жёсткими ограничениями на нарушение лоренц-инвариантности, полученными для заряженных частиц, и с отсутствием как расплывания нейтринного сигнала от сверхновой 1987 А, так и интенсивно идущих распадов нейтрино, характерных для многих моделей с отклонениями от релятивистской инвариантности.

#### 2.4. Масса нейтрино

Превращения нейтрино одного типа в нейтрино другого типа являются экспериментально доказанным фактом, и набор многочисленных независимых и разнородных экспериментов согласуется с осцилляционной картиной. Осцилляционный характер превращений нейтрино доказывается сравнением результатов, полученных для разных энергий (см. аргумент квадрата синуса в формуле (2)). Последним шагом остаётся измерение потока нейтрино на разных расстояниях вдоль одной прямой (зависимость от расстояния в (2)), запланированное на ближайшее будущее. За исключением этого момента, осцилляции нейтрино можно считать экспериментально подтверждёнными, а поскольку они возможны лишь при различных массах нейтрино разных типов, это доказывает и отличие от нуля масс нейтрино.

Однако прямые экспериментальные поиски масс нейтрино пока не увенчались успехом; наиболее строгое ограничение установлено экспериментами "Троицк-ню-масс" и Mainz (Mainz Neutrino Mass Experiment), изучающими бета-распад трития:  $m_{\nu_e} \lesssim 2$  эВ [79, 80]. Для других типов нейтрино прямые ограничения на массы гораздо слабее. Косвенное ограничение на сумму масс нейтрино можно получить из анализа анизотропии реликтового излучения и иерархии структур во Вселенной [81]:  $\sum_i m_{\nu_i} \lesssim 0,35$  эВ.

В то же время в Стандартной модели числа лептонов каждого поколения сохраняются по отдельности, а значит изменения аромата нейтрино запрещены. Используя поля СМ, нельзя построить калибровочно-инвариантное перенормируемое взаимодействие, которое давало бы массу нейтрино, в частности, при нарушении электрослабой симметрии. Поэтому осцилляции нейтрино — это экспериментальное доказательство неполноты СМ.

Как можно модифицировать СМ, чтобы получить массивные нейтрино? Заметим прежде всего, что при энергиях, меньших масштаба электрослабого наруше-

инвариантной локальной квантовой теории поля. Тем не менее существуют феноменологически приемлемые модели с *CPT*-нарушением (либо с большим числом пространственных измерений, либо с нарушением лоренц-инвариантности, либо с нелокальным взаимодействием). В контексте нейтринных осцилляций они обсуждаются, например, в работах [70, 72–74].

<sup>1</sup> Инвариантность относительно одновременного зарядового сопряжения (*C*), отражения пространственных (*P*) и временной (*T*) координат является (см., например, [71]) фундаментальной симметрией, с необходимостью присутствующей в (3 + 1)-мерной лоренци-

ния, поле нейтрино является калибровочно-инвариантным — оно не заряжено и бесцветно. Для таких фермионных полей можно написать массовые члены двух типов: дираковский  $m_D \bar{v}_R v_L$  (такими массами обладают все заряженные фермионы СМ) и майорановский  $m_M v_L C v_L$ , где  $C$  — матрица зарядового сопряжения,  $v_L$  и  $v_R$  — левые и правые спиноры, описывающие нейтрино. В состав СМ входят только левые компоненты нейтрино, поэтому для написания дираковских членов требуется введение новых полей  $v_{R,i}$ . Майорановская масса, на первый взгляд, таких новых полей не требует, однако, как и дираковская, она не может быть получена из перенормируемого взаимодействия. Отказ от перенормируемости означает признание того, что СМ является низкоэнергетическим пределом более полной теории (подобно тому как неперенормируемая теория Ферми является низкоэнергетическим пределом СМ), так что введение новых полей становится неизбежным. В любом случае нейтрино оказываются на несколько порядков величины легче заряженных фермионов и успешная теория нейтринных масс должна это объяснить (см. также раздел 4.3).

### 3. Указания на новую физику из астрофизики и космологии

Поскольку в лабораторных экспериментах по физике элементарных частиц получены лишь некоторые указания на неполноту СМ (главное среди которых — непосредственное наблюдение осцилляций нейтрино), уверенность большинства учёных в необходимости построения более полной теории основана в значительной степени на данных астрофизики и космологии. В последние десятилетия, благодаря интенсивному развитию наблюдательной астрономии в самых разных диапазонах, космология (т.е. наука о Вселенной в целом) превратилась в точную количественную дисциплину, опирающуюся на наблюдательные данные, многие из которых получены с весьма высокой точностью (см., например, учебники [5, 82]).

Сегодня в космологии есть своя "стандартная модель", прекрасно согласующаяся с большинством наблюдательных данных. В основе этой модели — расширяющаяся Вселенная, которая когда-то была очень плотной и настолько горячей, что энергия теплового движения элементарных частиц не позволяла им образовывать связанные состояния, так что именно взаимодействия частиц определяли все происходившие процессы и в конечном итоге наложили отпечаток на развитие Вселенной и на наблюдаемый сегодня мир. При расширении Вселенная остывала и частицы образовывали связанные состояния — сначала атомные ядра из нуклонов, затем атомы из ядер и электронов. Нестабильные частицы при этом распадались и Вселенная постепенно приобретала современный вид. Как мы увидим в разделе 3.3, в настоящее время Вселенная расширяется не равномерно, а с ускорением и состоит в основном из неизвестных на сегодня частиц.

Связи космологии и физики частиц можно было бы посвятить не одну книгу (читателям УФН можно порекомендовать обзоры [83, 84]); мы очень кратко остановимся лишь на трёх основных наблюдательных указаниях на физику за пределами СМ. Это барионная асимметрия Вселенной, тёмная материя и ускоренное

расширение Вселенной (как связанное с ним понятие тёмной энергии, так и физические причины инфляции).

#### 3.1. Барионная асимметрия

В ранней горячей Вселенной должны были интенсивно рождаться кварк-антикварковые пары. Вселенная затем расширялась и охлаждалась, кварки и антикварки аннигилировали, а оставшиеся образовывали барионы (протоны и нейтроны). Примечательно, что антибарионы в современной Вселенной практически нет, следовательно, кварков в ранней Вселенной образовалось почему-то больше, чем антикварков. Более того, можно оценить, насколько больше, так как число кварк-антикварковых пар по порядку величины совпадало с числом фотонов, а барион-фотонное отношение можно определить из анализа анизотропии реликтового излучения и из исследования первичного нуклеосинтеза. Оказывается, что избыток числа кварков  $n_q$  по отношению к числу антикварков  $n_{\bar{q}}$  по порядку величины составляет

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}} \sim 10^{-10},$$

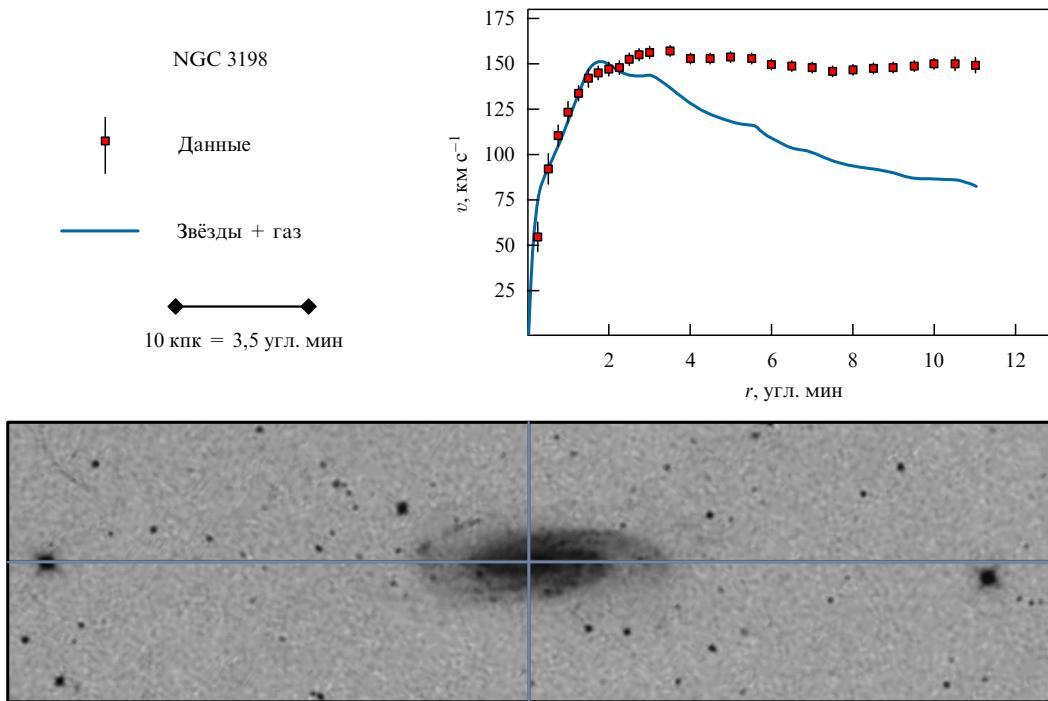
т.е. на 10 млрд кварк-антикварковых пар приходился один "неспаренный" кварк. Трудно представить себе, что столь малый избыток вещества по отношению к антивеществу присутствовал во Вселенной с самого начала; более того, ряд количественных космологических моделей предсказывает строгую барионную симметрию самой ранней Вселенной. По-видимому, асимметрия сформировалась в процессе эволюции Вселенной. Для этого требуется выполнение условий Сахарова [85]:

- 1) несохранение барионного числа;
- 2) нарушение  $CP$ -симметрии;
- 3) нарушение термодинамического равновесия.

Хотя в классическом лагранжиане СМ барионное число сохраняется, непертурбативные квантовые поправки могут его нарушать, т.е. условие (1) может быть выполнено в СМ. Источник  $CP$ -нарушения (условие (2)) в СМ также имеется — это фаза в матрице кваркового смешивания. Наконец, в процессе остывания Вселенной произошёл переход из состояния с нулевым вакуумным средним бозона Хиггса (высокие температуры) в нынешнее. Можно показать (см., например, [86] и приведённые там ссылки), что если это был фазовый переход первого рода, то термодинамическое равновесие в момент перехода сильно нарушалось. Таким образом, в принципе все три условия могли бы быть выполнены в СМ. Однако было показано, что электрослабый переход первого рода в СМ возможен лишь при массе хиггсовского бозона  $m_H \lesssim 50$  ГэВ, давно исключённой из прямых поисков. Более того, величина  $CP$ -нарушения в матрице СКМ оказывается недостаточной. Мы приходим к выводу, что наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной является указанием на неполноту СМ. Пока неизвестно, каков именно механизм, обеспечивающий барионную асимметрию (который должен также объяснить и её величину  $\sim 10^{-10}$ ).

#### 3.2. Тёмная материя

Изучение динамики астрофизических объектов (галактик, скоплений галактик) и Вселенной в целом позволяет определить распределение масс, которое затем можно сравнить с распределением видимого вещества. Ряд независимых наблюдательных данных указывает на то,



**Рис. 7.** Одни из первых указаний на наличие тёмной материи, полученные из анализа кривых вращения галактик. Наблюдательные данные по зависимости скорости вращения от расстояния до оси вращения, приведённые для галактики NGC 3198 (квадраты), не описываются зависимостью, рассчитанной для распределения массы, содержащейся в светящемся веществе (сплошная кривая). (Данные и результаты расчёта из работы [88].) При расстояниях  $\gtrsim 10$  кпк светящегося вещества практически нет, как видно из фотографии, взятой из оцифрованного Паломарского атласа неба [89], однако скорости вращения газовых облаков, различных в радиодиапазоне, остаются практически постоянными, что указывает на значительную концентрацию массы на периферии галактики (так называемое гало).

что вклад светящегося вещества (в основном барионов) в плотность энергии Вселенной в пять раз меньше, чем вклад невидимого вещества. Сначала мы кратко обсудим современные наблюдательные свидетельства в пользу существования тёмной материи, а затем перейдём к обсуждению значимости этих наблюдений для физики частиц.

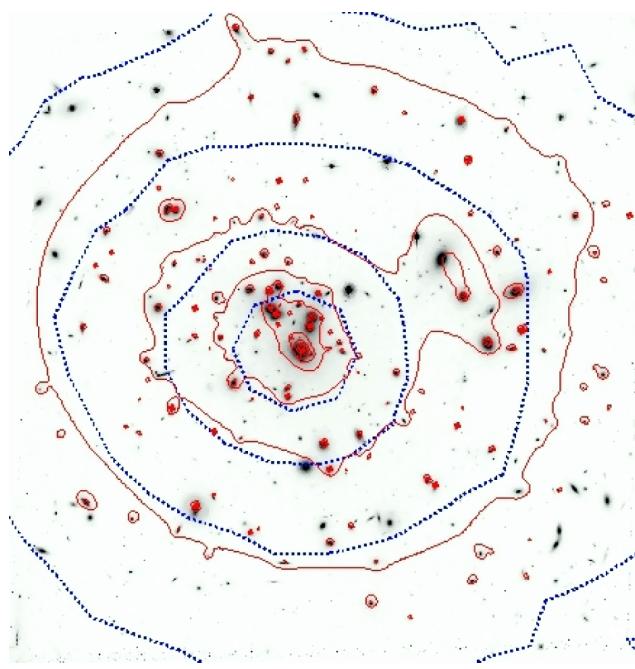
**3.2.1. Кривые вращения галактик.** Обратить серьёзное внимание на вопрос о существовании невидимого вещества заставили результаты анализа кривых вращения галактик (см., например, [87]) (рис. 7). Для близких галактик можно измерить, основываясь на эффекте Доплера, скорости движения звёзд и газовых облаков на разных расстояниях от центра, т.е. от оси вращения. Закон гравитации Ньютона позволяет оценить распределение масс в зависимости от расстояния от центра; оказалось, что на периферии галактик, где светящегося вещества практически нет, имеется высокая плотность массы, т.е. видимая часть галактики погружена в значительно большее невидимое массивное гало. Такие измерения проведены для многих галактик, в том числе нашей.

**3.2.2. Динамика скоплений галактик.** Подобным образом (хотя и на совершенно другой наблюдательной основе) можно определить распределение масс в скоплениях галактик. С этим связан исторически первый аргумент в пользу существования тёмной материи [90]. Современные наблюдения показали, что основная часть барионов сосредоточена не в звёздных системах — галактиках, а в облаках горячего газа в межгалактической среде. Этот

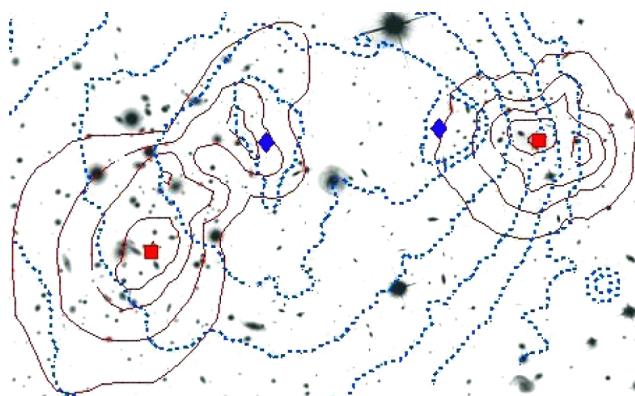
газ излучает в рентгеновском диапазоне, так что наблюдения позволяют установить распределение плотности и температуры электронов, откуда восстанавливается из условий гидростатического равновесия распределение масс, сравнение которого с распределением излучающего вещества (т.е. в основном газа) вновь указывает на наличие скрытой массы. Аналогичный вывод, хотя и с меньшей точностью, можно сделать из анализа скоростей движения галактик в скоплениях.

**3.2.3. Гравитационное линзирование.** Может оказаться, что между удалённым источником излучения (например, далёкой галактикой) и наблюдателем находится массивный объект (например, скопление галактик), который в соответствии с общей теорией относительности отклоняет лучи света и может служить гравитационной линзой, формирующей несколько искажённых изображений источника. Совместный анализ изображений нескольких источников позволяет моделировать распределение масс в линзе и сравнивать его с распределением видимой материи (см., например, [91]). Распределение барионов восстанавливается по рентгеновским наблюдениям светящегося газа, содержащего около 90 % массы скопления (рис. 8). Вычисленная полная масса скопления значительно превышает найденную из наблюдений массу барионов.

**3.2.4. Столкивающиеся скопления галактик.** Одним из наиболее красивых наблюдательных доказательств существования тёмной материи является [94] наблюдение столкивающихся скоплений галактик (рис. 9). Для вывода о существовании тёмной материи в этом случае



**Рис. 8.** Скопление галактик Abell 1689. На фоне изображения скопления в оптическом диапазоне, полученного с помощью космического телескопа "Хаббл" (изображение из архива [92]), показаны контуры, описывающие основанную на анализе гравитационного линзирования модель распределения масс (сплошные кривые [91]) и распределение светящегося газа, наблюдаемого в рентгеновском диапазоне (пунктирные кривые, по данным из архива рентгеновского телескопа Chandra [93]). На сегодня эта модель распределения масс — одна из самых точных.



**Рис. 9.** То же, что на рис. 8, но для сталкивающихся скоплений галактик 1E 0657-558 (модель распределения масс взята из работы [95], оптическое и рентгеновское изображения — из архивов [92, 93] соответственно). Квадраты показывают положение максимумов распределения масс, а ромбы — максимумов излучения газа.

не требуется вычисления массы (необходимого в случае обычных скоплений (см. рис. 8)) — сравнение распределения масс и распределения газа показывает, что основная масса, содержащаяся в скоплениях, расположена не там, где находится светящаяся материя, а в совсем другой области. Причина столь драматической разницы, не наблюданной в невзаимодействующих скоплениях, состоит в том, что тёмная материя, в которой заключена основная часть массы, ведёт себя как практически бесстолкновительный газ, так что она (вместе с удерживаемыми её гравитационным потенциалом

редкими и поэтому в основном не сталкивающимися галактиками) в процессе столкновения пролетела "насквозь", в то время как газовые облака столкнулись, затормозились и отстали от тёмной материи.

Приведённые результаты как сами по себе, так и в совокупности с другими результатами количественной космологии (в первую очередь, полученными из анализа реликтового излучения и крупномасштабной структуры Вселенной (подробнее см., например, [5])) однозначно указывают на существование несветящейся материи.

Здесь следует отметить, что слова "тёмное" или "несветящееся" означают, что данное вещество не взаимодействует сколько-нибудь заметным образом с электромагнитным полем, а не просто находится в неизлучающем состоянии: оно также и не поглощает электромагнитные волны, поскольку в противном случае с необходимостью шёл бы процесс индуцированного излучения. Перевести обычное вещество (барионы и электроны) в состояние с такими свойствами можно, упаковав его в очень плотные компактные объекты (нейтронные звёзды, коричневые карлики и т.д.) и разместив их в гало нашей и других галактик, а также в межгалактическом пространстве внутри скоплений галактик. Можно оценить количество таких объектов, необходимое для объяснения наблюдательных результатов о несветящемся веществе, — оно настолько велико, что обсуждаемые компактные объекты регулярно на некоторое время оказывались бы между наблюдателем и более далёкими источниками излучения, вызывая временное искажение изображения в результате гравитационного линзирования (так называемое микролинзирование). Такие события действительно наблюдались, однако настолько редко, что можно с уверенностью исключить такое объяснение тёмной материи [96, 97].

Мы вынуждены признать, что тёмная материя, по-видимому, состоит из новых, пока неизвестных, частиц, т.е. её объяснение требует расширения СМ. Частицы тёмной материи должны быть стабильными или почти стабильными, для того чтобы не распасться за время существования Вселенной ( $\sim 14$  млрд лет). Эти частицы должны также очень слабо взаимодействовать с обычным веществом, иначе они были бы уже обнаружены (прямые поиски тёмной материи, которая должна присутствовать везде, в том числе и в лабораториях, ведутся не один десяток лет).

Во многих теоретических моделях происхождения тёмной материи предсказывается, что масса новой частицы лежит в пределах от  $\sim 1$  ГэВ до  $\sim 1$  ТэВ, а сечение взаимодействия с обычными частицами порядка характерного сечения слабого взаимодействия. Такие частицы получили название WIMP (Weakly Interacting Massive Particles); их нет в СМ, однако они присутствуют в её различных расширениях.

Одним из наиболее популярных кандидатов на роль WIMP является легчайший суперпартионёр (Lightest Supersymmetric Particle — LSP) в суперсимметричных расширениях СМ с сохраняющейся R-чётностью (об этих теориях см. в разделе 4.2). LSP не может распасться, поскольку сохранение R-чётности требует, чтобы среди продуктов распада была по крайней мере одна суперсимметричная частица; в то же время продукты распада должны быть легче распадающейся частицы, а более лёгких суперсимметричных частиц нет по определению (точно так же сохранение электрического заряда обес-

печивает стабильность легчайшей заряженной частицы — электрона, а сохранение барионного числа — стабильность протона). В широком классе моделей LSP является электрически нейтральная частица (нейтрапино), которая считается хорошим кандидатом на роль частицы тёмной материи.

Заметим, что ряд других сценариев предполагает наличие частиц тёмной материи с самыми разнообразными массами — от  $10^{-5}$  эВ (аксион) до  $10^{22}$  эВ (сверхтяжёлая тёмная материя). Тёмная материя также может в принципе состоять из больших составных частиц — солитонов. Выбор между этими сценариями — дело будущего.

### 3.3. Ускоренное расширение Вселенной

В этом разделе мы кратко обсудим несколько технически связанных между собой проблем, касающихся одной из наименее понятных с точки зрения физики частиц сторон современной космологии. Речь пойдёт:

- 1) о наблюдении ускоренного расширения современной Вселенной ("тёмная энергия");
- 2) о слабости эффекта ускоренного расширения, по сравнению с характерными масштабами физики частиц (проблема космологической постоянной);
- 3) об указаниях на интенсивное ускоренное расширение Вселенной на одной из ранних стадий её эволюции (инфляция).

Начнём с рассмотрения наблюдательных свидетельств в пользу того, что сейчас (как и в недавнем прошлом) Вселенная расширяется с ускорением.

**3.3.1. Диаграмма Хаббла.** Первый практический инструмент количественной космологии — диаграмма Хаббла — изображает расстояния до удалённых объектов как функцию космологического красного смещения их спектральных линий. Таким способом было открыто расширение Вселенной и приблизительно определена его скорость — постоянная Хаббла. Когда в распоряжении астрономов оказались методы измерения расстояний до весьма удалённых объектов, было обнаружено (см., например, [98, 99]) отклонение от простого закона Хаббла, указывающее на то, что темп расширения Вселенной изменяется со временем, а именно Вселенная расширяется с ускорением. Способ определения расстояния, о котором идёт речь (Нобелевская премия 2011 года), основан на использовании сверхновых типа Ia, и он заслуживает краткого описания (см. также [100]).

Вероятно, механизм взрыва сверхновой типа Ia таков: белый карлик (находящаяся на последнем этапе своей эволюции звезда, в которой остановились ядерные реакции) обращается в тесной двойной системе с обычной звездой. Вещество обычной звезды перетекает на белый карлик, увеличивая его массу. Когда масса белого карлика превысит так называемый предел Чандraseкара (предел стабильности белого карлика, значение которого практически зависит лишь от химического состава звезды), начинаются интенсивные термоядерные реакции и белый карлик взрывается.

Интересно и полезно отметить, что во всех случаях подобным образом взрываются звёзды с примерно одинаковыми массой и устройством, с точностью до деталей химического состава. Поэтому все взрывы сверхновых типа Ia похожи друг на друга не только качественно, но и количественно: выделяется примерно

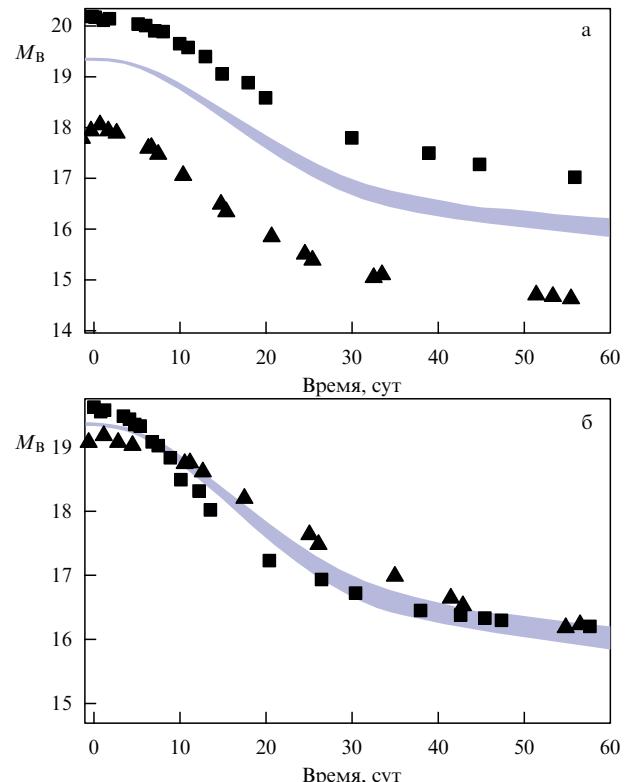
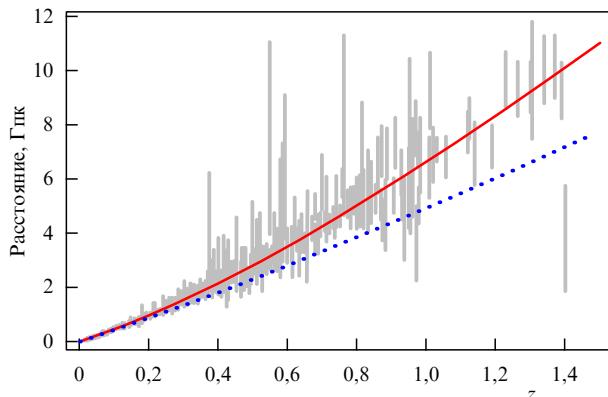


Рис. 10. Изменение со временем абсолютной звёздной величины сверхновых типа Ia. (а) 68 % сверхновых имеют кривые блеска в пределах затемнённой полосы, однако имеются редкие аутсайдеры; в качестве примера приведены кривые блеска необычно яркой сверхновой SN 1991T (квадраты) и необычно слабой сверхновой SN 1986G (треугольники) (кривые блеска и полосы взяты из работы [101]). (б) Те же самые кривые, одновременно отмасштабированные по горизонтальной (время) и вертикальной (светимость) осям по правилам, описанным в [102]. Введение масштабной поправки переводит все "исключительные" кривые в указанную полосу. Таким образом, для того чтобы найти абсолютное значение светимости, достаточно определить форму кривой блеска.

одинаковая энергия; светимость изменяется со временем примерно одинаковым образом.

Ещё более любопытным представляется тот факт, что даже для редких аутсайдеров (отличающихся от большинства сверхновых или химическим составом, или какими-либо случайными обстоятельствами) все кривые зависимости светимости от времени подобны друг другу (рис. 10), т.е. переходят одна в другую одновременным масштабированием времени и светимости. Это означает, что, измерив кривую блеска любой сверхновой типа Ia, можно с хорошей точностью определить её светимость, а сравнение последней с наблюдаемым блеском позволяет найти расстояние до объекта. Построенная таким образом диаграмма Хаббла (рис. 11) демонстрирует статистически значимое отклонение от закона, описывающего замедленное или равномерное расширение Вселенной.

**3.3.2. Гравитационное линзирование.** Наряду с восстановлением распределения масс в линзирующем скоплении галактик (обсуждавшимся в разделе 3.2) метод гравитационного линзирования позволяет определить геометрические расстояния между источниками, линзой и наблюдателем. Если известны красные смещения источников и



**Рис. 11.** Диаграмма Хаббла — зависимость расстояния от красного смещения  $z$  спектральных линий далёких галактик, — построенная по наблюдениям сверхновых типа Ia. Светлые линии — данные по отдельным сверхновым с экспериментальными ошибками [103]. Равномерное расширение Вселенной соответствует пунктирной кривой, ускоренное — сплошной. (Данные взяты с сайта <http://supernova.lbl.gov/Union/>.)

линзы, то можно сравнить их с расстояниями и найти [104] отклонения от закона Хаббла с хорошей точностью.

**3.3.3. Плоскость Вселенной и баланс энергий.** Ряд измерений указывает на пространственную плоскость Вселенной, т.е. равенство нулю её трёхмерной кривизны. Основным аргументом здесь является анализ анизотропии реликтового излучения [105]. В прошлом Вселенная была плотнее и горячее; различные частицы, в том числе фотоны, находились в ней в термодинамическом равновесии, так что распределение фотонов по энергиям было планковским, соответствующим температуре окружающей плазмы. В процессе расширения Вселенная охлаждалась, и в определённый момент электроны и протоны стали образовывать атомы водорода. В отличие от плазмы, газ из нейтральных атомов практически прозрачен для излучения, поэтому фотоны, родившиеся в первичной плазме, распространяются с тех пор практически свободно — сегодня мы видим их как реликтовое излучение. В момент, когда Вселенная стала прозрачной, размер причинно-связанной области (т.е. области, которую успевал пересечь световой сигнал с момента Большого взрыва), называемый горизонтом, составлял всего  $\sim 300$  кпк. Эта величина может быть пересчитана в характерный масштаб угловой анизотропии реликтового излучения; нынешняя Вселенная гораздо старше, и мы видим одновременно много областей, которые не были причинно-связаны в ранней Вселенной. Указанный угловой масштаб был непосредственно измерен из анализа анизотропии реликтового излучения, а теоретически определённая связь его с размером горизонта в момент, когда Вселенная стала прозрачной, оказалась весьма чувствительной к значению пространственной кривизны: анализ данных спутника WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) указывает на плоскость Вселенной с очень хорошей точностью.

Существуют и другие способы проверить плоскость, один из наиболее красивых — геометрический критерий Элкока–Пачинского, который основан на том, что если некоторый объект имеет точно сферическую форму, то можно попытаться измерить его раз-

меры вдоль и поперёк луча зрения и, сравнивая наблюдаемые размеры между собой с учётом их искажения из-за расширения Вселенной, найти космологические параметры и в первую очередь проверить, является ли Вселенная плоской. Выбор объекта с гарантированно одинаковыми продольным и поперечным размерами, конечно, затруднителен; однако можно измерять усреднённые по большим выборкам характерные размеры каких-либо астрофизических структур, которые должны быть изотропными. Наиболее точное измерение такого рода [106] использует двойные галактики, орбиты которых ориентированы случайным образом, а движение по орбите описывается ньютонаской механикой.

С точки зрения общей теории относительности плоская Вселенная — решение весьма специфическое, характеризующееся вполне определённой полной плотностью энергии (так называемой критической плотностью,  $\rho_c \sim 5 \times 10^{-6}$  ГэВ см $^{-3}$ ). В то же время оценки плотности энергии, связанной с материи, дают вклад  $\sim 0,25\rho_c$ , т.е. остальные три четверти энергии Вселенной с материей не связаны. Этот вклад, отличающийся от вклада материи прежде всего тем, что он не кластеризован (не сосредоточен в звёздах, галактиках, скоплениях и т.д.), получил в вполне удачное название "тёмная энергия".

Вопрос о природе тёмной энергии является открытym. Наиболее простое технически объяснение состоит в том, что ускоренное расширение Вселенной вызвано ненулевой энергией вакуума (в общей теории относительности выбор начала отсчёта энергий существен!), т.е. так называемой космологической постоянной. С точки зрения физики частиц проблема тёмной энергии имеет в этом случае два аспекта. А именно, плотность энергии вакуума, если отсутствуют специальные сокращения, должна определяться характерным масштабом соответствующих взаимодействий  $\Lambda$ , т.е.

$$\rho \sim \frac{\Lambda^4}{c^3 \hbar^3}.$$

Наблюдаемое значение  $\rho$  приводит к  $\Lambda \sim 10^{-3}$  эВ, в то время как характерные масштабы сильного ( $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \sim 10^8$  эВ) и электроСлабого ( $v \sim 10^{11}$  эВ) взаимодействий на много порядков величины больше.

Одна сторона проблемы (давно известная "проблема космологической постоянной") состоит в том, чтобы объяснить, каким образом вклады в энергию вакуума от всех этих взаимодействий сокращаются. В принципе такое сокращение может быть связано с некоторой симметрией, например энергия суперсимметричного вакуума в теории поля всегда строго равна нулю. К сожалению, суперсимметрия (если она вообще имеет отношение к действительному миру элементарных частиц) должна быть нарушена, как обсуждается в разделе 4, на масштабе не менее  $\sim v$ , что привело бы к вкладам в энергию вакуума того же порядка.

С другой стороны, наблюдаемое ускоренное расширение Вселенной указывает на то, что сокращение происходит не полностью, а значит в природе имеется новый энергетический масштаб  $\sim 10^{-3}$  эВ. Объяснение величины этого масштаба — задача, которая не может быть решена в Стандартной модели, где все параметры размерности энергии на много порядков больше. Если этот масштаб связан с массой некоторых новых частиц, то, для того чтобы помочь в решении проблемы ускоренного расширения Вселенной и при этом до сих пор не

быть обнаруженными экспериментально, новые частицы должны обладать весьма экзотическими свойствами. Например, одно из предложенных объяснений [107] связано с введением скалярной частицы, эффективная масса которой зависит от плотности окружающей среды (такую частицу называют "хамелеоном"). Сама по себе возможность зависимости эффективной массы от свойств среды хорошо известна (например, у фотона в плазме модифицируется дисперсионное соотношение, как будто он приобретает эффективную массу). В данном случае взаимодействие с внешним гравитационным полем приводит к тому, что в достаточно плотной среде (например, на Земле) эта частица-хамелеон обладает короткодействующим потенциалом, что препятствует её обнаружению в лаборатории, тогда как на масштабах практически пустой Вселенной её влияние становится заметным.

Стоит отметить, что решение проблемы ускоренного расширения Вселенной может быть вообще не связано с физикой частиц, а целиком основываться на свойствах гравитационного взаимодействия (например, отклонениях от общей теории относительности на больших расстояниях).

Проблема объяснения ускоренного расширения Вселенной не исчерпывается только анализом современной стадии. Имеются серьёзные указания на то, что на достаточно раннем этапе эволюции Вселенная претерпела период интенсивного экспоненциального расширения, называемый инфляцией (см. [82, 108]). Хотя теория инфляции сейчас не является частью стандартной космологической модели, поскольку пока ожидает более точной экспериментальной проверки, она решает целый ряд проблем стандартной космологии и в настоящее время не имеет детально разработанной альтернативы. Кратко перечислим некоторые проблемы, решаемые инфляционной моделью.

1. Отдельные части наблюдаемой сегодня Вселенной в прошлом не были причинно-связанными между собой, если экстраполировать назад по времени современное расширение Вселенной. Информация между областями, наблюдаемыми в настоящее время в различных направлениях, не могла быть передана, например, в момент, когда Вселенная стала прозрачной для реликтового излучения. В то же время реликтовое излучение изотропно с высокой степенью точности (относительные вариации его температуры не превышают  $10^{-4}$ ), что указывает на причинную связь всех наблюдавшихся сегодня областей.

2. Нулевое значение кривизны Вселенной с точки зрения теории ничем не отличается от любого другого: Вселенная должна быть плоской с самого начала, неизвестно почему.

3. Современная Вселенная не является строго однородной — материя распределена в ней неравномерно и сосредоточена в галактиках, скоплениях и сверхскоплениях галактик; слабая анизотропия имеется и в реликтовом излучении. По-видимому, эти структуры возникли из незначительных первичных неоднородностей, существование которых приходится принимать в качестве начальных данных.

Эти и некоторые другие моменты указывают на то, что начальные условия в теории горячей расширяющейся Вселенной должны быть весьма специфическими. Одновременное решение этих проблем даёт инфляционная

теория, основанная на предположении о стадии экспоненциального расширения Вселенной, предшествовавшей горячей стадии. С точки зрения теории такая ситуация полностью аналогична нынешнему ускоренному расширению, только плотность энергии, определяющая темп ускорения, была значительно выше. Это часто связывается с наличием нового, отсутствующего в Стандартной модели скалярного поля — инфлатона. Если потенциал инфлатона является достаточно плоским (т.е. слабо зависит от значения поля), а его значение медленно изменяется со временем, то плотность энергии инфлатона обеспечивает требуемое экспоненциальное расширение. С точки зрения физики частиц возникает вопрос не только о природе инфлатона, но и о том, вследствие каких причин инфляция прекратилась, а не продолжается до сих пор.

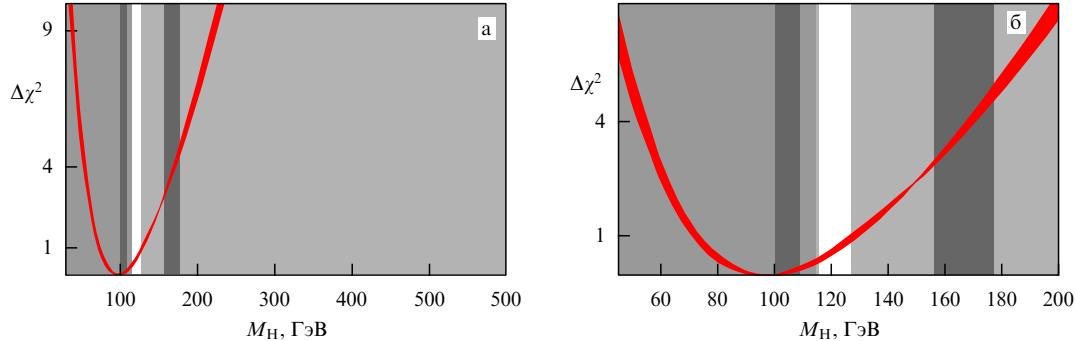
Подводя итог, отметим, что значительное число наблюдательно подтверждённых фактов, относящихся к строению и эволюции Вселенной, не может быть объяснено, если физика частиц описывается лишь Стандартной моделью, — требуется введение новых частиц и взаимодействий. Совместно с наблюдением нейтринных осцилляций эти необъясняемые факты составляют экспериментальную основу уверенности в неполноте СМ. Причём пока экспериментальные результаты не дают однозначных указаний на конкретную модель новой физики, поэтому при построении гипотетических моделей привлекаются и чисто теоретические соображения.

## 4. Эстетические трудности: происхождение параметров

### 4.1. Электрослабое нарушение и хиггсовский бозон

Результаты прецизионных измерений параметров электрослабой теории, в частности на ускорителе LEP, подтверждают справедливость предсказаний Стандартной модели, основанной на механизме Хиггса. В то же время единственной частицей СМ, не обнаруженной экспериментально, является хиггсовский бозон. Масса бозона Хиггса  $M_H$  является одним из свободных параметров модели, причём она не связана непосредственно с измеренными параметрами, так что отсутствие признаков бозона Хиггса в экспериментальных данных может быть обусловлено просто его большой массой — энергии работавших до сих пор ускорителей были недостаточно велики для рождения столь тяжёлой частицы с заметной вероятностью.

В то же время из чисто теоретических соображений бозон Хиггса не должен быть слишком тяжёлым. Это связано с тем, что — без учёта вклада хиггсовского скаляра — амплитуды рассеяния массивных калибровочных бозонов  $W$  возрастают с увеличением энергии  $E$  как  $E^2$ , в результате чего при энергиях несколько выше массы  $W$ -бозона  $M_W$  теория возмущений становится неприменимой, а значит, все предсказания модели начинают зависеть от неконтролируемых вкладов высших порядков — теория оказывается в режиме сильной связи и теряет предсказательную силу. Вклад хиггсовского бозона, однако, сокращает возрастающую с увеличением энергии часть амплитуды, так что остаётся постоянный вклад  $\sim g^2 M_H^2 / (4M_W^2)$ , где  $g$  — константа связи калибровочной группы  $SU(2)_L$ . Таким образом,  $M_H$  для сохранения вычислимости не должна быть слишком



**Рис. 12.** Ожидаемая масса хиггсовского бозона по косвенным данным и ограничения из прямых поисков (см. текст): (а) все экспериментальные ограничения, (б) увеличенная наиболее интересная область  $M_H < 200$  ГэВ.

большой; достаточно надёжно устанавливается предел  $M_H \lesssim 800$  ГэВ. Ещё более жёсткие ограничения возникают при изучении радиационных поправок к потенциалу самого хиггсовского бозона. В ведущем порядке теории возмущений зависящая от энергии константа самодействия хиггсовского поля имеет полюс на масштабе энергий

$$Q \sim v \exp \frac{4\pi^2 v^2}{3M_H^2}.$$

Это означает, что при энергиях  $\Lambda \leq Q$  вклады от новых частиц или взаимодействий должны изменить поведение константы связи, для того чтобы избежать расходимости. Требование  $\Lambda \geq 1$  ТэВ приводит к ограничению  $M_H \lesssim 550$  ГэВ. Заметим, что эти рассуждения приводят к выводу о том, что хиггсовский бозон СМ должен быть обнаружен на Большом адронном коллайдере.

Ещё более интересная картина наблюдается в экспериментальных данных, связанных с поиском хиггсовской частицы. Последняя может проявлять себя не только непосредственно, рождаясь на коллайдерах, но и косвенно, в результате влияния виртуальных бозонов Хиггса на многочисленные наблюдаемые. Хотя такое влияние невелико, ряд наблюдаемых величин, связанных с электрослабым сектором, известен с очень высокой точностью, так что их совместный анализ позволяет установить ограничения на массу пока не найденной хиггсовской частицы.

Обратим внимание на рис. 12, который основан на анализе экспериментальных данных<sup>2</sup>. По горизонтальной оси отложена предполагаемая масса хиггсовского бозона; закрашенные серым области  $M_H$  исключены из прямого поиска хиггсовского бозона на ускорителях на уровне достоверности 95 % (светло-серая полоса  $M_H < 114$  ГэВ — LEP [109], светло-серые полосы  $114 < M_H < 115.5$  ГэВ и  $127 < M_H < 600$  ГэВ — LHC, по данным, обнародованным 13 декабря 2011 г. [110, 111], тёмно-серые полосы  $100 < M_H < 109$  ГэВ и  $156 < M_H < 177$  ГэВ — Tevatron [112]). Кривая [113] показывает, насколько хорошо данное значение  $M_H$  согласуется с совокупностью результатов всех остальных (кроме прямого поиска) экспериментов, по состоянию на лето 2011 г. (чем меньше  $\Delta\chi^2$ , тем лучше согласие; толщина кривой соответствует неопределённости в теоретических предсказаниях). Видно, что наиболее пред-

почтительное значение  $M_H$  уже исключено экспериментально! Разумеется, это не означает катастрофы, поскольку немногое предпочтительные значения  $M_H$  пока разрешены, однако даёт теоретикам повод задуматься о возможных альтернативных объяснениях нарушения электрослабой симметрии [114]. Заметим, что бозон Хиггса с пока разрешённой массой 115–127 ГэВ труднее открыть на LHC, чем более тяжёлый, из-за специфических особенностей адронного коллайдера (может потребоваться несколько лет работы).

Отсутствие хиггсовского бозона с ожидаемой массой и перспектива дальнейшего ограничения допустимой области масс на LHC являются важными, но далеко не самыми главными аргументами в пользу построения альтернативных теоретических моделей электрослабого нарушения, история которых исчисляется уже несколькими десятилетиями. Дело в том, что бозон Хиггса — единственная скалярная частица СМ (все остальные — либо фермионы, либо векторы). Появление в теории скалярной частицы привносит в неё ряд теоретически нежелательных свойств, часть из которых была упомянута выше, а часть будет обсуждаться ниже в этом разделе и в разделах 4.2, 4.3. Поэтому альтернативные механизмы электрослабого нарушения, как правило, используют исключительно фермионные и векторные поля.

Класс гипотетических моделей, в которых вакуумное среднее скалярной хиггсовской частицы заменено вакуумным средним двухфермионного оператора с теми же квантовыми числами, называют моделями техни-цвета (см., например, обсуждение в [115]). Замена скаляра конденсатом фермионов выглядит вполне естественно, если вспомнить исторически первый и достоверно реализуемый в природе пример механизма Хиггса — модель сверхпроводника Гинзбурга – Ландау, в которой роль хиггсовского бозона играет конденсат куперовских пар электронов.

В основе построения моделей техни-цвета лежит аналогия с КХД — ненарушенная неабелева калибровочная симметрия, подобно  $SU(3)_c$ , может приводить к невылетанию испытывающих сильное взаимодействие фермионов и формированию связанных состояний (в КХД — это адроны, связанные состояния кварков).

Собственно в КХД тоже возникает ненулевое вакуумное среднее кваркового конденсата, однако величина его (порядка  $\Lambda_{QCD} \sim 200$  МэВ) много меньше требуемого масштаба электрослабого нарушения ( $v \approx 246$  ГэВ). Поэтому предполагается наличие другого калибровоч-

<sup>2</sup> См. также периодически обновляемую веб-страницу <http://gfitter.desy.de/GSM>.

ного взаимодействия, похожего на таковое в КХД, но имеющего характерный масштаб порядка  $v$ . Соответствующую калибровочную группу  $G_{TC}$  называют группой техницевета. Связанные состояния — техниадроны — формируются из фундаментальных фермионных полей, испытывающих техницеветное взаимодействие, — техникварков Т. Техникварки имеют те же квантовые числа, что и кварки, за исключением сильного взаимодействия: они преобразуются по фундаментальному представлению  $G_{TC}$ , а не  $SU(3)_c$ . В этом случае вакуумное среднее  $\langle \bar{T}T \rangle$  нарушает  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ , причём правильное соотношение между массами  $W$ - и  $Z$ -бозонов выполняется автоматически.

Практическая реализация этой красавой идеи, однако, сталкивается с рядом серьёзных трудностей, которые приводят к усложнению модели. Во-первых, роль хиггсовского бозона в СМ не исчезает, а нарушение электрослабой симметрии — его вакуумное среднее также обеспечивает ненулевые массы заряженных фермионов. Попытки объяснить фермионные массы с помощью техницевета приводят к существенному усложнению модели и противоречию с экспериментальными ограничениями на процессы с нарушением ароматов. Во-вторых, многие параметры электрослабой теории известны с высокой точностью, и они согласуются с обычным хиггсовским нарушением, в то время как даже небольшое отклонение от стандартного механизма приводит к рассогласованию этой стройной картины. Построение элегантной и согласующейся с экспериментом модели техницевета — дело будущего, которое станет актуальным, если хиггсовский скаляр не будет открыт на LHC.

В другом классе моделей (предложенном в [116] и развитом затем в многочисленных работах, краткий обзор которых можно найти в [114]) хиггсовский скаляр возникает как одна из компонент векторного поля. Поскольку приданье вакуумного среднего одной из компонент вектора нарушает лоренц-инвариантность, этот механизм эксплуатируется исключительно в контексте моделей с дополнительными пространственными измерениями: так, с четырёхмерной точки зрения, пятая компонента калибровочного пятимерного поля выглядит как скаляр, а приданье ей вакуумного среднего нарушает лишь пятимерную лоренц-инвариантность, оставляя нетронутой наблюдаемую четырёхмерную. Симметрии пятимерной теории, спроектированные на четырёхмерный мир, защищают эффективную теорию от нежелательных свойств, связанных с фундаментальной скалярной частицей. Такие модели также имеют ряд феноменологических проблем, решение которых приводит к существенному усложнению теории.

Достаточно близкими к указанным многомерным моделям, хотя и принципиально отличающимися от них, являются так называемые бесхиггсовские модели [117] (см. также [114]). В основе бесхиггсовских моделей лежит аналогия между массой и пятой компонентой импульса в дополнительных измерениях — и та и другая входят одинаково в четырёхмерные эффективные уравнения движения. В бесхиггсовских моделях ненулевой импульс возникает в результате наложения специальных граничных условий в компактном пятом измерении. Эти граничные условия и нарушают в конечном итоге электрослабую симметрию. В бесхиггсовских моделях физический спектр эффективной теории не

содержит соответствующей степени свободы, в отличие от такового в пятимерных моделях, в которых хиггсовская частица является компонентой векторного поля. Помимо некоторых феноменологических трудностей (в частности, связанных с прецизионными электрослабыми измерениями), к недостаткам таких теорий можно отнести определённый произвол в выборе этих граничных условий, не вычисляемых, но являющихся определяющими в нарушении электрослабой симметрии.

Наконец, заметим, что составной хиггсовский бозон может быть более сложным, чем просто фермионный конденсат, присутствующий в техницеветных моделях (он может представлять собой связанное состояние, включающее в себя сильно взаимодействующие калибровочные поля). Описание таких связанных состояний требует количественного понимания непертурбативной калибровочной динамики. С учётом аналогии между сильно связанными четырёхмерными и слабосвязанными пятимерными теориями, о которой пойдёт речь в разделе 5.3, такие модели могут оказаться эквивалентными многомерным моделям, описанным выше.

## 4.2. Калибровочная иерархия

У каждого из основных взаимодействий элементарных частиц есть некоторый характерный энергетический масштаб. Для сильного взаимодействия это  $\Lambda_{QCD} \sim 200$  МэВ — при таких энергиях бегущая константа связи КХД становится сильной; этот масштаб определяет массы адронов, состоящих из лёгких кварков. Масштаб электрослабой теории задаётся вакуумным средним хиггсовского бозона  $v \approx 246$  ГэВ, которое через соответствующие константы связи определяет массы  $W$ - и  $Z$ -бозонов и полей материи СМ. Гравитационному взаимодействию соответствует планковский масштаб  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ГэВ, определяемый константой Ньютона классического гравитационного взаимодействия.

Эти три масштаба связаны с известными силами. Расширения СМ мотивируют существование некоторых других взаимодействий и, как следствие, некоторых других масштабов. Прежде всего, это масштаб  $M_{GUT} \sim 10^{16}$  ГэВ предполагаемого Большого объединения взаимодействий. Кроме того, в ряде моделей, объясняющих происхождение масс нейтрино, возникает масштаб  $M_v$ ; иногда вводится также масштаб  $M_{PQ}$ , связанный с  $CP$ -сохранением в сильных взаимодействиях. Величины этих масштабов модельно зависят, но грубо  $M_{PQ} \sim M_v \sim 10^{14}$  ГэВ.

Проблема калибровочной иерархии (см. также [3, 83, 118]) состоит в несоразмерности этих масштабов:

$$(\Lambda_{QCD}, v) \ll (M_{Pl}, M_{GUT}, M_{PQ}, M_v),$$

и в ряде связанных с этим соотношением вопросов, которые можно разбить на три группы.

### 4.2.1. Происхождение иерархии.

Почему масштабы сильного и электрослабого взаимодействий на много порядков меньше остальных, т.е. почему с точки зрения, например, теории гравитации все частицы СМ практически безмассовые? В рамках гипотезы Большого объединения удается дать удовлетворительное динамическое объяснение соотношению  $\Lambda_{QCD} \ll M_{GUT}$ , основанное на логарифмической ренормгрупповой зависимости калибровочной константы связи от энергии  $E$ . В ведущем приближении такая зависимость для константы  $\alpha_3$  силь-

ногого взаимодействия имеет вид

$$\alpha_3(E) = \frac{\alpha_{\text{GUT}}}{1 + \beta_3 \alpha_{\text{GUT}} \ln(E/M_{\text{GUT}})},$$

где  $\beta_3$  — положительный коэффициент, зависящий от набора сильно взаимодействующих полей материи (в СМ  $\beta_3 = 11/(12\pi)$ ),  $\alpha_{\text{GUT}} \sim 1/30$  — значение константы связи объединённой калибровочной теории при энергии  $\sim M_{\text{GUT}}$ . Масштаб  $\Lambda_{\text{QCD}}$ , на котором  $\alpha_3$  становится большой, определяется в этом приближении как

$$\Lambda_{\text{QCD}} = M_{\text{GUT}} \exp\left(-\frac{1}{\beta_3 \alpha_{\text{GUT}}}\right),$$

и экспоненциальный множитель обеспечивает требуемую иерархию. Подобный анализ, однако, не приводит к успеху в случае электрослабого взаимодействия, константы связи которого малы на масштабе  $v$ . Последний оказывается не связанным ни с каким динамическим масштабом и вводится в теорию как свободный параметр.

**4.2.2. Устойчивость иерархии.** В стандартном механизме электрослабого нарушения характерный масштаб теории  $v = M_H/\sqrt{2\lambda}$ , где  $\lambda$  — константа самодействия хиггсовского бозона. Масштаб  $v$  вместе с  $M_H$  получает в СМ квадратично расходящиеся радиационные поправки,

$$\delta v^2 \sim \delta M_H^2 = f(g) \Lambda_{\text{UV}}^2,$$

где через  $f(g)$  мы условно обозначили некоторую известную комбинацию констант связи теории (в СМ  $f(g) \approx 0,1$ ), а через  $\Lambda_{\text{UV}}$  — параметр ультрафиолетового обрезания, который можно интерпретировать как масштаб энергий, при превышении которых СМ перестаёт быть хорошим приближением к описанию реальной физики. Масштаб  $\Lambda_{\text{UV}}$  может быть связан с одним из обсуждавшихся выше масштабов,  $M_{\text{Pl}}$ ,  $M_{\text{GUT}}$  и т.д. В предположении отсутствия "новой физики", т.е. других взаимодействий частиц, кроме экспериментально обнаруженных взаимодействий СМ и гравитации, следует положить  $\Lambda_{\text{UV}} \sim M_{\text{Pl}}$ .

Таким образом, оказывается, что, поскольку  $v^2 = v_0^2 - \delta v^2$ , где  $v_0$  — параметр древесного лагранжиана, иерархия  $v^2 \ll M_{\text{Pl}}^2$  возникает в результате сокращения двух огромных слагаемых,  $v_0^2$  и  $\delta v^2$ . Каждое из них имеет порядок  $f(g) M_{\text{Pl}}^2 \sim 10^{33} v^2$ , так что сокращение должно происходить с точностью  $10^{-33}$ , причём во всех порядках теории возмущений. Такая *тонкая подстройка* параметров теории, возможная с технической точки зрения,

кажется совсем ненатуральной. Если обратить эти рассуждения, то можно сказать, что, для того чтобы тонкая подстройка в СМ оказалась не нужна, необходимо выполнение соотношения

$$f(g) \Lambda_{\text{UV}}^2 \sim v^2, \quad (3)$$

из которого следует  $\Lambda_{\text{UV}} \sim 1$  ТэВ. Соотношение (3) лежит в основе оптимизма исследователей, ожидающих от LHC открытия не только хиггсовского бозона, но и новой физики за пределами СМ.

**4.2.3. Калибровочная пустыня.** Третий аспект проблемы калибровочной иерархии связан с предполагаемым отсутствием частиц с массами (и взаимодействий с масштабами) между "малыми" энергетическими масштабами ( $\Lambda_{\text{QCD}}, v$ ), с одной стороны, и "большими" ( $M_v, M_{\text{GUT}}, M_{\text{Pl}}$ ) — с другой (рис. 13).

Все известные нам частицы населяют небольшую область масс ( $\lesssim v$ ), за которой на много порядков величин простирается так называемая *калибровочная пустыня*. Разумеется, можно предположить, что более тяжёлые частицы просто не могут быть открыты из-за недостаточной энергии ускорителей, однако такое предположение сталкивается в рамках стандартного подхода с определёнными трудностями. Действительно, добавление новых относительно лёгких ( $\sim v$ ) частиц, испытывающих взаимодействия СМ, ограничено их влиянием на прецизионные электрослабые измерения. Кроме того, последние результаты Tevatron и первые результаты LHC по прямому поиску новых кварков существенно ограничивают область их возможных масс (см. [119] и приведённые там ссылки). Так, в случае добавления четвёртого поколения полей материи, аналогичного трём известным, масса входящего в него верхнего кварка должна быть не менее 338 ГэВ, а нижнего — не менее 311 ГэВ. Масса соответствующего заряженного лептона не должна быть меньше 101 ГэВ [7]. Масса нейтрино четвёртого поколения, как отмечалось, должна превышать половину массы Z-бозона. С другой стороны, такие массы заряженных фермионов четвёртого поколения не могут иметь то же происхождение, что и у первых трёх в СМ, поскольку для получения масс, значительно превышающих  $v$ , требуются юкавские константы, существенно большие единицы. Поскольку способы вычисления непертурбативных поправок к массам пока не известны, нет уверенности в том, что такие массы вообще могут быть получены обычным образом. Более того, массы фермионов СМ, большие, чем масштаб электрослабого нарушения, запрещены  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -калибровочной симметрией; механизм, генерирующий

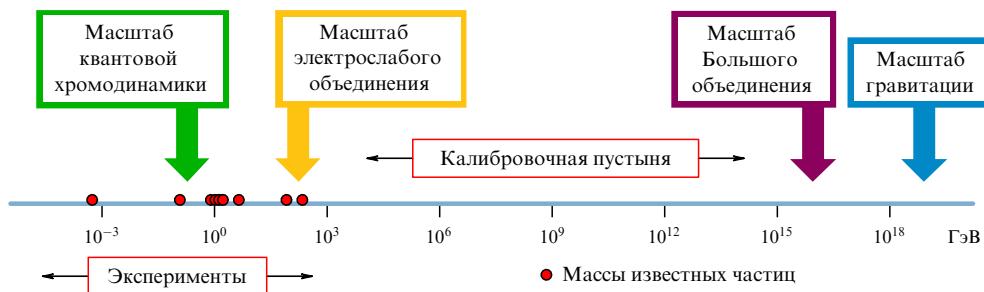


Рис. 13. Иерархия масштабов калибровочных взаимодействий.

такие массы, нарушил бы и электрослабую симметрию на масштабе  $> v$ . Добавление же полей материи, не составляющих полные поколения, можно считать существенным шагом за пределы СМ. Наконец, добавление новой материи влияет на энергетическую зависимость калибровочных констант связи и препятствует их пертурбативному объединению (за исключением случаев добавления целых поколений или других специально подобранных наборов частиц с примерно одинаковой массой, составляющих полные мультиплеты какой-либо объединённой калибровочной группы). Мы видим, что попытки "заселить калибровочную пустыню" неизменно приводят к существенному расширению СМ, в то время как наличие такой пустыни выглядит не вполне естественным.

Подходы к решению проблемы калибровочной иерархии также можно разделить на несколько групп.

I. Наиболее радикальный (достаточно популярный в последние годы) подход основан на предположении, что высокоэнергетические масштабы в природе просто отсутствуют. С теоретической точки зрения проще всего пожертвовать масштабами  $M_v$  и  $M_{PQ}$ , поскольку они появляются не во всех моделях, объясняющих соответственно массы нейтрино и сохранение  $CP$  в сильных взаимодействиях, т.е. являются наименее мотивированными.

Сложнее обстоит дело с масштабом  $M_{GUT}$ . Именно благодаря масштабу  $M_{GUT}$  Большое объединение получает, помимо эстетической экстраполяции (объединение электричества и магнетизма в электродинамику, электродинамики и слабого взаимодействия в электрослабое и т.д.) и аргументации, связанной с квантованием электрического заряда (см., например, [4]), серьёзную поддержку из анализа ренормгрупповой эволюции трёх калибровочных констант СМ, принимающих приблизительно одинаковые значения на энергетическом масштабе  $M_{GUT}$  (см., например, [3, 4]).

Стоит отметить, что три зависимости  $\alpha_{1,2,3}(E)$  в СМ, приведённые на рис. 14, не пересекаются строго в одной точке, однако с учётом того, что масштаб объединения на много порядков по энергии отличается от масштаба, на котором значения констант измеряются, наличие даже приближённого объединения представляется достаточно неожиданным. Для того чтобы три линии пересеклись в одной точке, нужен один свободный параметр,

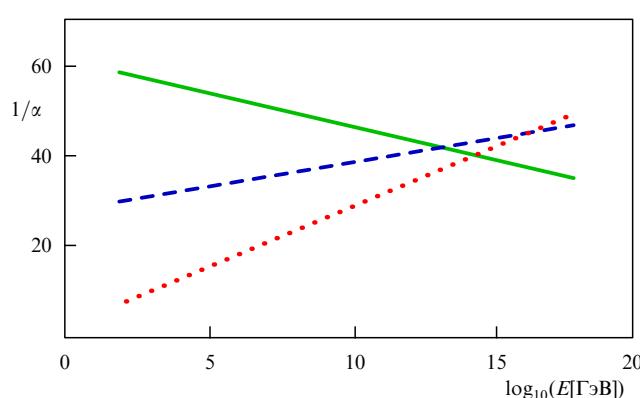


Рис. 14. Зависимость констант калибровочных взаимодействий  $U(1)_Y$  (сплошная линия),  $SU(2)_L$  (штриховая линия) и  $SU(3)_c$  (пунктирная линия) СМ от энергетического масштаба в ведущем приближении.

который обеспечивается добавлением в теорию новых частиц, например, с массами  $\sim 1$  ТэВ (как это происходит в моделях с низкоэнергетической суперсимметрией, см. ниже).

Таким образом, удивительным представляется не факт точного объединения констант в расширенной теории (с дополнительными параметрами), а факт приближённого объединения уже в СМ. Сохранить это чудесное свойство и одновременно уменьшить  $M_{GUT}$  (чтобы избежать иерархии  $v \ll M_{GUT}$ ) оказывается весьма непросто: добавление новых частиц, влияющих на ренормгрупповую эволюцию, либо разрушает объединение констант, либо (в ведущем приближении) не изменяет масштаба  $M_{GUT}$  (объединение в СМ происходит в пертурбативном режиме, и следующие поправки меняют картину лишь незначительно). Единственной возможностью представляется отказ от пертурбативности (так называемое "сильное объединение" [120, 121]).

В последнем варианте добавление большого числа новых полей, лежащих в полных мультиплетах некоторой объединённой калибровочной группы, приводит к увеличению калибровочных констант связи при высоких энергиях; квантовая хромодинамика перестаёт быть асимптотически свободной при энергиях, превышающих массы этих новых полей. В ведущем приближении все три бегущие калибровочные константы имеют в такой ситуации полюсы при высоких энергиях; объединение констант в СМ гарантирует, что в теории с дополнительной материей эти три полюса соответствуют одному и тому же энергетическому масштабу,  $M_{GUT}$ . Это приближение, однако, не имеет отношения к реальному поведению констант в области сильной связи, поэтому в теории может возникнуть новый масштаб  $M_s$ , на котором  $\alpha_{1,2,3}$  становятся сильными, — ультрафиолетовый аналог  $L_{QCD}$ . При достаточно большом количестве дополнительных полей материи масштаб  $M_s$  может быть близким к электрослабому масштабу  $v$ , а при наложении определённых условий на динамику теории в сильной связи можно получить  $M_s \ll M_{GUT}$  (непертурбативная фиксированная точка). При этом низкоэнергетические наблюдаемые значения констант связи возникают как инфракрасные фиксированные точки и потому не зависят от неизвестных деталей сильной динамики. Заметим, что теория Большого объединения в данном случае может иметь совершенно другие степени свободы, отличные от таковых в СМ.

Определённую популярность в последнее десятилетие приобрели модели, в которых проблема иерархии может быть решена путём отказа от большого параметра  $M_{Pl}$ . Поскольку параметр  $M_{Pl}$  связан с законом гравитационного притяжения, попытки его изменить требуют изменения ньютонаского закона гравитации. Это может быть достигнуто, например, в случае, когда число пространственных измерений больше трёх, однако по каким-то причинам дополнительные измерения оказываются незаметными (см. обзор [122]). Например, предположив, что дополнительные измерения являются компактными и имеют размер  $\sim R$ , где величина  $R$  достаточно мала, легко получить оценку

$$M_{Pl}^2 \sim R^\delta M_{Pl,4+\delta}^{2+\delta}, \quad (4)$$

где  $\delta$  — число дополнительных пространственных измерений,  $M_{Pl,4+\delta}$  — фундаментальный параметр  $(4 + \delta)$ -

мерной теории гравитации,  $M_{\text{Pl}}$  — эффективная 4-мерная масса Планка.

Ещё в начале XX в. в исследованиях Калуцы [123], развитых затем Клейном [124], обсуждалась возможность существования таких дополнительных компактных измерений, не наблюдаемых из-за малости  $R$ . Этот подход, в котором предполагалось, что  $R \sim 1/M_{\text{Pl}}$  (и тем самым  $M_{\text{Pl}} \sim M_{\text{Pl},4+\delta}$ ), стал известен и популярен во второй половине XX в. в контексте различных моделей теории струн, не приведших, впрочем, на настоящий момент к успешным феноменологическим следствиям. Мы остановимся немного более подробно на другом подходе, который позволяет сделать  $R$  заметно большим, не приводя к феноменологическим проблемам. В основе этого подхода лежит идея о локализации наблюдаемых частиц и взаимодействий на 4-мерном подмногообразии  $(4 + \delta)$ -мерного пространства-времени [125–127].

С точки зрения теории поля локализация  $(4 + \delta)$ -мерной частицы означает, что описывающее её поле удовлетворяет уравнению движения с разделёнными переменными, относящимися к четырём наблюдаемым (назовём их  $x_\mu$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) и к  $\delta$  дополнительным ( $z_A$ ,  $A = 1, \dots, \delta$ ) измерениям, причём решение для зависящей от  $z$  части отлично от нуля лишь в окрестности размером  $\sim \Delta$  некоторой точки  $\delta$ -мерного пространства (без ограничения общности считаем этой точкой  $z = 0$ ), а зависящая от  $x$  часть удовлетворяет обычным 4-мерным уравнениям движения для этого поля. В результате описываемые полем частицы движутся вдоль четырёхмерной гиперповерхности, представляющей собой наш мир, и не удаляются от неё более чем на  $\Delta$  в дополнительные измерения. Такая ситуация может быть реализована, если на 4-мерной гиперповерхности частицы удерживаются силой со стороны совпадающего с гиперповерхностью протяжённого объекта — аналога солитона, который иногда называют браной (отсюда выражение "мир на бране"). Более подробно этот механизм описан в обзоре [122].

Основанная на топологических свойствах браны локализация лёгких (в первом приближении — безмассовых) скалярных и фермионных частиц в четырёх измерениях<sup>3</sup> приводит к тому, что многие непосредственные экспериментальные ограничения на размер дополнительных измерений в модели типа Калуцы–Клейна относятся теперь не к размеру  $R$ , а к области пространства  $\Delta$ , "доступной" для наблюдаемых частиц. В работе [133] было предложено использовать такую возможность с  $R \gg \Delta$  для устранения по формуле (4) большого фундаментального масштаба  $M_{\text{Pl}}$  и связанной с ним иерархии. Было отмечено, что в данном классе моделей величина  $R$  ограничена сверху главным образом исходя из ненаблюдения отклонений от ньютоновской гравитации на малых расстояниях; эксперименты исключают такое отклонение лишь на масштабах порядка 50 мкм [134] (на момент создания модели — порядка 1 мм). Это позволяет, согласно формуле (4), иметь  $M_{\text{Pl},4+\delta} \sim 1 \text{ ТэВ}$ ,

<sup>3</sup> Отметим, что в последние годы полностью аналогичный механизм локализации на одно- и двумерных многообразиях был проверен для фермионов экспериментально в ряде твердотельных систем (квантовый эффект Холла, топологические изоляторы и топологические сверхпроводники, графен) (см., например, [128–132]).

т.е. практически того же порядка, что и электрослабый масштаб  $v$ .

Рассматриваемые модели хорошо изучены с точки зрения феноменологии, однако имеют две существенные теоретические трудности. Первая из них связана с отсутствием надёжного механизма локализации *калибровочных* полей в четырёхмерном пространстве. Единственный известный теоретико-полевой механизм такого типа [135] основан на предположениях о поведении многомерной калибровочной теории в области сильной связи, которые хотя и представляются реалистичными, пока не могут считаться обоснованными. Вторая трудность, имеющая эстетический характер, связана с появлением нового размерного параметра  $R$  — иерархия  $v \ll M_{\text{Pl}}$  оказывается просто переформулированной в терминах новой, необъяснённой, иерархии  $1/R \ll M_{\text{Pl},4+\delta}$ .

Указанные трудности в значительной степени преодолены в несколько более сложных моделях, в которых рассматриваемое пространство-время не может быть представлено в виде прямого произведения нашего 4-мерного пространства Минковского и компактифицированных дополнительных измерений [136–138]. Принципиальное физическое отличие данного подхода состоит в учёте гравитационного поля браны в дополнительных измерениях. В случае  $\delta = 1$  в пределе тонкой браны получаются обычные пятимерные уравнения общей теории относительности; эти уравнения имеют, в частности, решения, обладающие 4-мерной пуанкаре-инвариантностью. В таких решениях метрика экспоненциальна по координате дополнительного измерения (так называемое анти-де-ситтеровское пространство),

$$ds^2 = \exp(-2k|z|) dx^2 - dz^2, \quad (5)$$

где  $ds^2$  и  $dx^2$  — квадраты пятимерного и обычного четырёхмерного (пространство Минковского) интервалов. Для конечного размера пятого измерения  $z_c$  получается другое соотношение между фундаментальными масштабами:

$$M_{\text{Pl}} \sim \exp(kz_c) M_{\text{Pl},5}.$$

Полагая фундаментальные размерные параметры пятимерной гравитации  $M_{\text{Pl},5} \sim k \sim v$ , получаем [138] объяснение иерархии  $v/M_{\text{Pl}}$  при  $z_c \approx 37/k$ , т.е. вместо подгонки параметров с точностью  $10^{-16}$  требуется подгонка с точностью  $\sim 0,1$ . Интересно, что в моделях такого типа с двумя и более дополнительными измерениями возможна [139] локализация калибровочных полей на бране в режиме слабой связи, недостижимая в факторизуемой геометрии.

II. Принципиально другой подход к проблеме стабильности калибровочной иерархии состоит в добавлении в теорию новых полей, которые сокращали бы квадратичные расходимости в выражениях для бегущих параметров СМ. Наиболее известная реализация такого подхода основана на суперсимметрии (см., например, [140–142]), в которой сокращение расходимостей связано с разными знаками фермионных и бозонных петель.

Требование суперсимметричности теории является очень жёстким с точки зрения спектра описываемых частиц. Именно, наряду с наблюдаемыми частицами, должны существовать их суперпартнёры — частицы с другим спином, но 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 сокращение квадратичных расходимостей. Такое нарушение, называемое мягким, естественным образом приводит к массивным суперпартнёрам.

В минимальном суперсимметричном обобщении Стандартной модели (МССМ) (см., например, [142]) каждому из полей СМ соответствует суперпартнёр с другим спином: скалярному хиггсовскому бозону — фермион хиггино; фермионам полей материи — скалярные скварки и слептоны; калибровочным бозонам — фермионы, преобразующиеся по присоединённому представлению калибровочной группы и называемые калибрином (в частности, глюино для  $SU(3)_c$ , вино и зино для  $W$ - и  $Z$ -бозонов, бино для гиперзаряда  $U(1)_Y$  и фотино для электромагнитной калибровочной группы  $U(1)_{EM}$ ).

Для самосогласованности теории (отсутствие аномалий, связанных с петлями хиггино), а также для того, чтобы иметь возможность генерировать массы фермионов суперсимметричным образом, вводится ещё один хиггсовский дублет, отсутствующий в СМ. Сокращение квадратичных расходимостей легко увидеть на диаграммах Фейнмана: в главном порядке замкнутые фермионные петли, имеющие общий знак минус, сокращаются с петлями суперпартнёров-бозонов. Данное сокращение является точным, когда массы частиц и их суперпартнёров равны между собой; в противном случае разница между вкладами пропорциональна разности квадратов масс суперпартнёров  $\Delta m^2$ . Условие стабильности калибровочной иерархии тогда требует выполнения соотношения  $g^2/(16\pi^2)\Delta m^2 \lesssim v^2$ , где  $g$  — константа связи, стоящая в вершине соответствующей петли (наибольшая,  $g \sim 1$ , — это юкавская константа  $t$ -кварка).

Таким образом, мы приходим к важному выводу, частично мотивирующему нынешний интерес к феноменологической суперсимметрии: если проблема стабилизации калибровочной иерархии решается с помощью суперсимметрии, то массы суперпартнёров не должны превышать нескольких ТэВ, а значит возможно их экспериментальное обнаружение в ближайшем будущем.

Лагранжиан МССМ в пределе ненарушенной суперсимметрии удовлетворяет всем требованиям симметрий СМ, включая сохранение лептонного и барионного чисел. В то же время калибровочные симметрии СМ допускают для такого набора полей наличие членов взаимодействия, нарушающих барионное и лептонные числа. Коэффициенты перед такими членами должны быть очень малыми, для того чтобы удовлетворить экспериментальным ограничениям, например, на время жизни 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-чётностью. Все частицы СМ имеют заряд +1 относительно этой симметрии, а их суперпартнёры — заряд -1. Сохранение R-чётности приводит к стабильности легчайшего суперпартнёра (см. раздел 3.2).

Мягко нарушающие суперсимметрию члены вводятся в лагранжиан МССМ явно. Они включают в себя обычные массовые члены для калибрином и для скалярных полей, а также трилинейные взаимодействия скаля-

ров. Дополнительно к параметрам СМ вводится около ста независимых вещественных параметров. В общем случае такое количество взаимодействий с произвольными параметрами может привести к нетривиальной физике ароматов. Отсутствие нейтральных токов с изменением ароматов и процессов с несохранением лептонных квантовых чисел, а также ограничения, связанные с  $CP$ -нарушением, существенно сужают область допустимых значений параметров.

Можно отметить следующие характерные черты феноменологической суперсимметрии.

- Объединение констант связи на высокоэнергетическом масштабе становится более точным по сравнению с таковым в СМ, если суперпартнёры имеют массы  $\sim v$ , требуемые для объяснения стабильности иерархии.

- В этом же режиме остаётся калибровочная пустыня, от  $\sim 10^3$  ГэВ до  $\sim 10^{16}$  ГэВ.

- В МССМ возникает довольно жёсткое ограничение на массу легчайшего хиггсовского бозона, которое в древесном приближении имеет вид  $m_H < M_Z$ . Петлевые поправки позволяют его ослабить, однако большинство реалистических моделей предсказывают  $m_H < 150$  ГэВ. Отсутствие лёгкого хиггсовского бозона, о котором мы говорили в разделе 4.1, представляет для суперсимметрических теорий заметно большую проблему, чем для СМ.

- Описанная феноменологическая модель сама по себе объясняет стабильность калибровочной иерархии, но не её происхождение: малый параметр  $v/M$ , где  $M = M_{GUT}$  или  $M = M_{Pl}$ , не требует подстройки в каждом порядке теории возмущений, однако вводится в теорию "вручную", т.е. не вычисляется и не выражается через числа порядка единицы. В то же время нарушение суперсимметрии, если оно невелико, как того требует решение проблемы квадратичных расходимостей, может быть объяснено динамически и оказаться связанным с непертурбативными эффектами, которые становятся существенными на характерном масштабе

$$\Lambda \sim \exp \left[ -O\left(\frac{1}{g^2}\right) \right] M,$$

где  $g$  — некоторая константа связи. Малость  $g$  обеспечивает малость масштаба нарушения суперсимметрии,  $\Lambda \ll M$ , а во многих реалистических моделях имеется возможность динамически — за счёт радиационных поправок — получить  $v \sim \Lambda$  с точностью до степеней констант связи, т.е. обеспечить калибровочную иерархию. В рамках МССМ, однако, не находится места для непертурбативных эффектов требуемого масштаба: лишь в КХД возникают подобные эффекты, но при  $\Lambda \sim \Lambda_{QCD} \ll v$ . Нарушение, таким образом, должно происходить в некотором специально введённом для этой цели секторе, содержащем новую сильносвязанную калибровочную теорию со своим набором полей материи. Никаких признаков этого сектора экспериментально не было обнаружено, поэтому естественно предположить, что взаимодействие с ним полей СМ (а следовательно, и МССМ) является довольно слабым и становится существенным лишь при энергиях, недоступных нынешним экспериментам. Это взаимодействие и отвечает за появление мягких членов, т.е. за передачу нарушения суперсимметрии из невидимого сектора в сектор МССМ. Различают соответственно передачу через гравитационные взаимодействия (на энергиях порядка

планковских) и через калибровочные взаимодействия. Модели с гравитационной и с калибровочной передачей имеют существенно разные феноменологические проявления.

Итак, МССМ с включением дополнительного сектора, в котором суперсимметрия нарушается динамически, и некоторого механизма взаимодействия между этим скрытым сектором и наблюдаемыми полями может объяснить происхождение и стабильность калибровочной иерархии, если массы суперпартнёров невелики (порядка нескольких ТэВ).

Следует отметить, что поиски суперсимметрии в ускорительных экспериментах накладывают серьёзные ограничения на низкоэнергетическую суперсимметрию. Уже из факта необнаружения суперпартнёров на ускорителе LEP следовало, что заметная часть разрешённого пространства параметров МССМ исключена экспериментально. Последующие результаты ускорителя Tevatron и особенно первые результаты LHC существенно сужают допустимую область пространства параметров, оставляя для "канонической" суперсимметрии лишь узкую и не вполне естественную область значений масс суперпартнёров.

На рисунке 15 изображены теоретические и экспериментальные (по состоянию на лето 2011 г.) ограничения на параметры МССМ в одном достаточно естественном и популярном сценарии с гравитационной передачей нарушения суперсимметрии. Массы всех скалярных суперпартнёров на масштабе энергий  $M_{\text{GUT}}$  в этом сценарии равны  $m_0$ , а массы всех фермионных суперпартнёров равняются  $M_{1/2}$ . Их отношения к суперсимметричной смешивающей массе хиггсовских скаляров  $\mu$  приведены на рисунке. В сценарии, объясняющем калибровочную иерархию, параметры МССМ и масса Z-бозона должны быть одного порядка; например, в иллюстрируемой рис. 15 модели они связаны соотношением

$$M_Z^2 \simeq 0,2m_0^2 + 1,8M_{1/2}^2 - 2\mu^2.$$

Ограничение LHC  $M_{1/2} \gtrsim 420$  ГэВ приводит к требованию не вполне естественных сокращений, так как  $1,8M_{1/2}^2 \gtrsim 40M_Z^2$ . В совокупности с обсуждавшимся в разделе 4.1 отсутствием лёгкого хиггсовского бозона необходимость введения такой "малой иерархии" делает суперсимметричный подход менее мотивированным, чем казалось ранее, хотя существуют различные

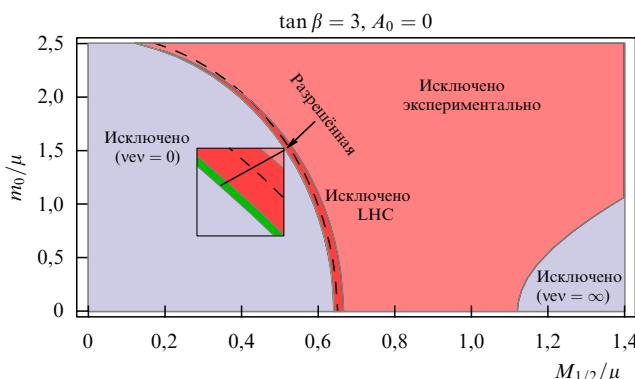


Рис. 15. Ограничения на параметры МССМ [143] в одном из популярных сценариев (см. текст). Разрешённая область — тонкая полоса, в увеличенном виде показанная на вставке.

варианты суперсимметричных моделей, в которых эту трудность удаётся устраниить.

III. Хиггсовское поле может быть псевдоголдстоуновским: теорема Голдстоуна обеспечивает существование безмассовой (с учётом радиационных поправок!) скалярной частицы для каждого генератора нарушенной глобальной симметрии. Слабое явное нарушение той же самой симметрии позволяет приписать этому скаляру небольшую массу (так называемый псевдоголдстоуновский бозон). Тот же механизм приводит к малой массе некоторых составных частиц в сильновзаимодействующей теории (например,  $\pi$ -мезона). Непосредственное применение этого подхода к хиггсовскому бозону не представляется возможным, поскольку взаимодействие псевдоголдстоуновской частицы с другими полями содержит производные и оно совсем не похоже на взаимодействия СМ. Реалистичные модели такого типа с большими константами взаимодействия и со взаимодействием без производных и в то же время с отсутствием квадратичных расходимостей получили название моделей "с малым хиггсом" (см., например, [144] и приведённые там ссылки). Подиаграммно отсутствие квадратичных расходимостей происходит из-за сложного сокращения вкладов целого ряда частиц с массами порядка 1 ТэВ, в том числе дополнительных массивных скаляров. Заметим, что согласование большого числа новых частиц с экспериментальными ограничениями, вытекающими, в частности, из прецизионных электрослабых измерений, требует существенного усложнения модели.

IV. Составные модели. Составной хиггсовский скаляр рассматривается не только в моделях с малым хиггсом, но и в ряде других конструкций (см., например, [145]). Определённую популярность приобрели модели с составными кварками и лептонами, в которых поля материи СМ, наряду с самим хиггсовским бозоном (или даже в его отсутствие), представляют собой низкоэнергетические степени свободы некоторой сильносвязанной теории, подобно адронам, которые можно рассматривать как низкоэнергетические степени свободы КХД. Массовые масштабы теории, в частности масштаб электрослабого нарушения  $v$ , определяются в этом случае аналогом  $\Lambda_{\text{QCD}}$  — масштабом  $\Lambda$ , на котором бегущая константа взаимодействия фундаментальной теории становится сильной. Иерархия  $\Lambda \ll M_{\text{Pl}}$  определяется теперь эволюцией констант в фундаментальной теории. Такие модели в определённой степени обобщают модели технициста, предоставляя при этом несколько большие свободы в их построении, но ещё более усложняя количественный анализ. Отметим, что по крайней мере в ряде суперсимметричных калибровочных теорий низкоэнергетические степени свободы могут включать в себя и калибровочные поля, поэтому в принципе можно рассматривать модели, в которых все частицы СМ — составные (см., например, [121, 145]).

С другой стороны, соответствие между сильносвязанными четырёхмерными и слабосвязанными пятимерными моделями (см. раздел 5.3) открывает перспективы количественного изучения составных моделей. Возможно даже, что подходы к проблеме калибровочной иерархии, основанные на существовании дополнительных пространственных измерений, окажутся эквивалентными подходам, использующим сильносвязанные составные модели. Как и в других подходах, для объяснен-

ния иерархии масштаб  $\Lambda$  не должен сильно превосходить электрослабый масштаб  $v$ , так что ограничения на составную структуру кварков и лептонов, полученные на LHC ( $\Lambda \gtrsim (4-5)$  ТэВ), снова представляют определённую проблему.

**4.2.4. Выводы.** Во всех известных сценариях, объясняющих происхождение и стабильность калибровочной иерархии без чрезвычайно тонкой подстройки параметров, предсказываются новые частицы и (или) взаимодействия на энергетическом масштабе, ненамного превышающем электрослабый. Отсутствие экспериментальных признаков таких частиц и взаимодействий, особенно с учётом первых данных LHC, ставит под сомнение способность этих сценариев решить проблему иерархии. Если LHC обнаружит хиггсовский скаляр, но не подтвердит предсказания обсуждавшихся выше моделей (и не обнаружит признаков какой-либо пока не придуманной теории), то вопрос об естественности тонкой подстройки параметров придётся пересмотреть. Принципиально иная позиция, основанная на антропном принципе, уже сейчас серьёзно обсуждается, но это выходит за рамки нашего рассмотрения.

#### 4.3. Иерархия фермионных масс

Как отмечалось, фермионные поля СМ — кварки и лептоны — образуют три поколения, т.е. три набора частиц с одинаковыми взаимодействиями, но с сильно различающимися массами (рис. 16). Объяснение иерархии этих масс является одной из загадок физики частиц. Действительно, например, электрон ( $m_e = 0,511$  МэВ), мюон ( $m_\mu = 106$  МэВ) и тау-лептон ( $m_\tau = 1777$  МэВ) несут абсолютно одинаковые квантовые числа, связанные с калибровочными взаимодействиями. Для кварков удобно определить массовую матрицу, диагональные элементы которой соответствуют массам кварков трёх поколений с одинаковыми взаимодействиями, а комбинации недиагональных элементов обеспечивают возможность смешивания между поколениями. Иерархическая структура возникает как в диагональных элементах, отличающихся на несколько порядков величины, так и в недиагональных (смешивание подавлено). В СМ нейтрино являются строго безмассовыми и смешивание заряженных лептонов отсутствует, в то время как та же

иерархическая структура присутствует в наборе масс заряженных лептонов.

Как обсуждалось в разделе 2, эксперименты последнего десятилетия не только надёжно установили факт осциляций нейтрино, указав тем самым на ненулевые массы этих частиц и дав первое лабораторное указание на неполноту СМ, но и открыли возможность количественного изучения нейтринных масс и смешивания в лептонном секторе. Интересно, что нейтринные массы и лептонные смешивания также образуют иерархическую структуру, которая, однако, резко отличается от соответствующей иерархии в кварковом секторе: в отличие от подавленного кваркового смешивания, лептонное смешивание близко к максимальному; иерархия нейтринных масс при этом заметно слабее. Современная теория, успешно объясняющая фермионные массы, должна описывать обе иерархические структуры и объяснять, почему они различны.

Между тем, даже если не принимать во внимание сектор нейтрино, иерархию масс между поколениями объяснить трудно. Естественная идея — предположить некоторую связывающую поколения фермионов дополнительную глобальную симметрию, нарушенную спонтанно, — не приводит к успеху, поскольку при таком нарушении должен появиться безмассовый голдстоуновский бозон (так называемый фамилон), параметры которого очень жёстко ограничены экспериментами [7].

Небольшое облегчение приносит тот факт, что модель фермионных масс должна объяснить лишь происхождение иерархии — стабильность её обеспечивается автоматически, так как все радиационные поправки к юкавским константам фермион-хиггсовского взаимодействия, которым пропорциональны фермионные массы, зависят от энергии логарифмически, т.е. слабо.

Объяснение иерархии может быть дано в модели многомерного мира (рис. 17), в которой одно поколение частиц в шестимерном пространстве-времени эффективно описывает три поколения в четырёх измерениях [146, 147]. Каждое многомерное фермионное поле имеет три линейно независимых локализованных на четырёх-

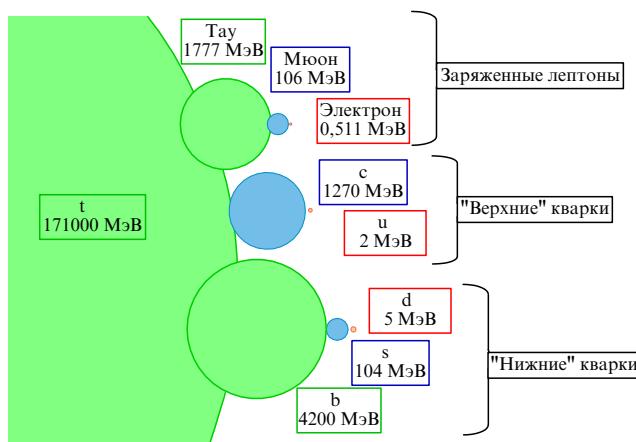


Рис. 16. Массы заряженных фермионов СМ. Площадь каждого круга пропорциональна массе частицы.

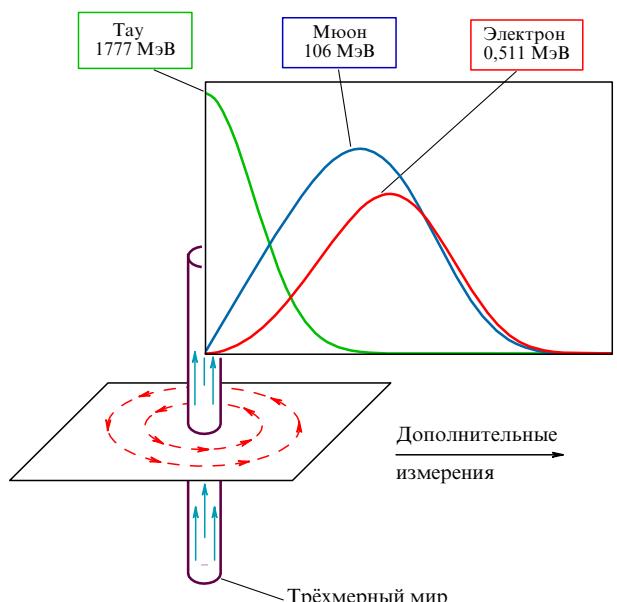


Рис. 17. Модель многомерного мира, объясняющая иерархию масс.

мерной гиперповерхности решения, которые соответствуют трём поколениям и по-разному ведут себя вблизи расположенной при  $r = 0$  браны. Если ввести в двух дополнительных измерениях полярные координаты  $(r, \theta)$ , то эти три решения ведут себя при  $r \rightarrow 0$  как

$$u_0 \sim \text{const} = r^0 \exp(i0\theta), \quad u_1 \sim r^1 \exp(i1\theta), \\ u_2 \sim r^2 \exp(i2\theta).$$

Хиггсовский скаляр имеет зависящее от  $r$  вакуумное среднее  $v(r)$ , отличное от нуля только в непосредственной окрестности браны. Эффективные наблюдаемые массы фермионов пропорциональны интегралам перекрытия,

$$m_i \propto \int dr d\theta v(r) |u_i(r, \theta)|^2,$$

которые зависят от координат вакуумного среднего скаляра  $v$  и зависящих от дополнительных измерений частей фермионных волновых функций, соответствующих трём локализованным решениям. Здесь  $i = 0, 1, 2$  нумерует три поколения фермионов. Из рисунка 17 видно, что получающиеся  $m_i$  иерархически различны.

Таким образом, в модели многомерного мира [146–148] иерархия масс является следствием линейной независимости собственных функций оператора Дирака в специально выбранном внешнем поле. Эта же модель автоматически описывает требуемую структуру масс и смешиваний нейтрино [148]. На настоящий момент данная модель — единственная из известных, в которой иерархии поколений заряженных фермионов и нейтрино описываются из одних и тех же соображений. Заметим, что число свободных параметров в этой модели меньше числа фитируемых, что отличает её от других многомерных моделей [149].

В отличие от вопроса об иерархии масс частиц с одинаковыми взаимодействиями, принадлежащими разным поколениям, вопрос о различии масс частиц одного поколения решается гораздо проще: разница между массами, например,  $\tau$ -лептона,  $b$ - и  $t$ -кварков может быть объяснена различной, ввиду разных квантовых чисел,renomргрупповой эволюцией юкавских констант, так что на масштабе Большого объединения эти константы одинаковы, а при низких энергиях — различны.

## 5. Теоретические трудности в описании адронов

### 5.1. Проблемы пертурбативной квантовой хромодинамики

В этом разделе мы обсудим вопрос о практической применимости квантовой теории поля к описанию взаимодействий с большой константой связи, в частности к низкоэнергетическому пределу КХД. Не будет преувеличением сказать, что многие теоретические продвижения в квантовой теории поля за последние два десятилетия были связаны с этой проблемой. Прежде чем перейти к обсуждению этих продвижений, отметим, что несмотря на серьёзные успехи проблему описания сильных взаимодействий при низких энергиях в терминах КХД решить пока не удалось, так что разработка соответствующих методов остаётся одной из основных задач квантовой теории поля.

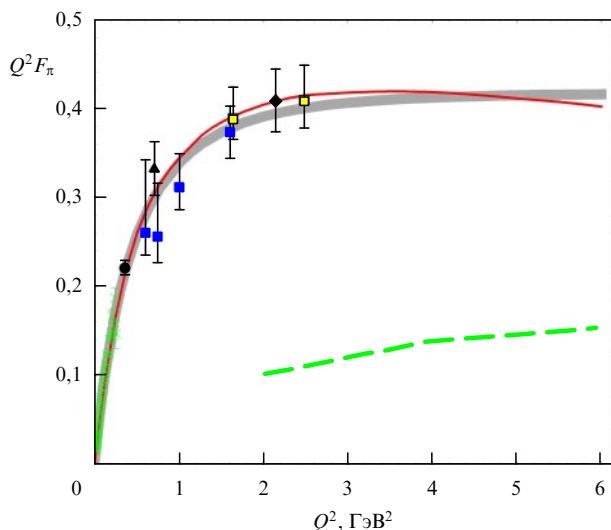
Напомним, что КХД, описывающая сильное взаимодействие при высоких энергиях, является калибровочной теорией с калибровочной группой  $SU(3)_c$  и  $N_f = 6$  фермионами, преобразующимися по её фундаментальному представлению, — кварками, и столькими же антикварками, преобразующимися по сопряжённому представлению. Особенностью этой модели является тот факт, что асимптотические состояния, в терминах которых строится квантовая теория, не совпадают с фундаментальными полями, в терминах которых записывается лагранжиан, — фермионами (кварками) и калибровочными бозонами (глюонами). Напротив, физически наблюдаемые частицы не несут квантовых чисел  $SU(3)_c$  (это явление называется конфайнментом — невылетанием, или удержанием цвета).

Наблюдаемыми сильновзаимодействующими частицами являются адроны, классификация и взаимодействия которых позволяют интерпретировать их как связанные состояния кварков. В то же время теория, описывающая взаимодействие кварков (КХД), не позволяет описать свойства таких связанных состояний.

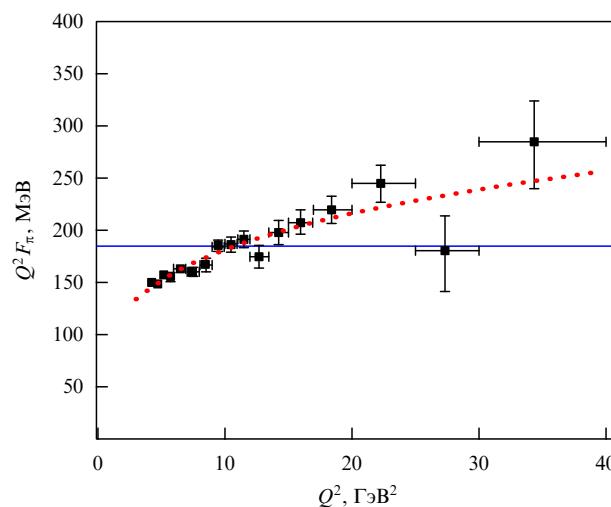
Интуитивно конфайнмент и формирование адронов кажется возможным связать с энергетической зависимостью калибровочной константы связи, которая возрастает с уменьшением энергии (т.е. с увеличением расстояния; так называемая асимптотическая свобода) и становится большой,  $\alpha_s \sim 1$ , на масштабе  $\Lambda_{\text{QCD}} \sim \sim 150$  МэВ: при увеличении расстояния между кварками возрастает и сила взаимодействия, связывающая их в адроны. Представленная картина оказывается, однако, не вполне состоятельной, поскольку при  $\alpha_s \gtrsim 1$  пертурбативное разложение становится неприменимым и точная энергетическая зависимость константы связи неизвестна. И действительно, имеются примеры теорий с асимптотической свободой, но без конфайнмента [150].

Для понимания природы конфайнмента и описания свойств адронов из первых принципов (а в конечном итоге и для окончательного ответа на вопрос о применимости КХД к описанию адронов) требуются, таким образом, методы теории поля, не использующие разложения по степеням константы связи (непертурбативные).

Естественно предположить — и долгое время так и считалось, — что пертурбативная КХД должна хорошо описывать физику сильных взаимодействий при характерных энергиях, превышающих несколько сотен МэВ, так как константа связи становится большой при энергии  $\sim 150$  МэВ. Ряд недавних экспериментальных результатов, связанных с измерением формфакторов  $\pi$ -мезонов, ставит под сомнение применимость пертурбативных методов при заметно больших переданных импульсах (несколько ГэВ). В общем случае формфакторами называют множители, на которые реальная амплитуда процесса с участием составных или протяжённых частиц отличается от такой же амплитуды, вычисленной для точечных частиц с тем же взаимодействием. Эти множители определяются внутренней структурой частиц (например, распределением заряда); их конкретный вид зависит от изучаемого процесса и от квадрата переданного импульса  $Q^2$ . Полная теория, описывающая взаимодействие, удерживающее частицы в связанном состоянии, должна дать возможность вычислить формфакторы из первых принципов. Результаты измерения формфакторов  $\pi$ -мезонов, связанных с различными процессами, приведены на рис. 18, 19. Видно, что имеются трудности с



**Рис. 18.** Электромагнитный формфактор пиона [151]: экспериментальные данные и теоретические вычисления — пертурбативные (КХД, штриховая линия) и непертурбативные (сплошные линии, которые соответствуют работающим моделям, не выводимым из КХД). При энергиях вплоть до масштаба  $\sim 2$  ГэВ не наблюдается никаких признаков выхода на пертурбативный режим.



**Рис. 19.** Переходный формфактор пиона, описывающий процесс  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ : экспериментальные данные [152] и вычисления пертурбативной КХД. Хромодинамика предсказывает поведение  $Q^2 F(Q^2) \sim \sim \text{const}$  (горизонтальная сплошная линия); по крайней мере до  $\sqrt{Q^2} \sim 4$  ГэВ эксперимент указывает на  $Q^2 F(Q^2) \sim (Q^2)^{0.5}$  (пунктирная кривая).

описанием экспериментальных данных с помощью пертурбативной КХД в области переданных импульсов  $\lesssim 4$  ГэВ.

Подходы к непертурбативному описанию КХД можно разделить на два класса: 1) вычисления в КХД вне рамок теории возмущений (единственным доступным методом в этом случае является вычисление дискретизованного функционального интеграла на решётке); 2) построение эффективной теории в терминах степеней свободы, соответствующих наблюдаемым частицам. В последнем случае основным нерешённым вопросом остаётся, как правило, обоснование связи эффективной теории с КХД. До некоторой степени продвинуться в

7\*

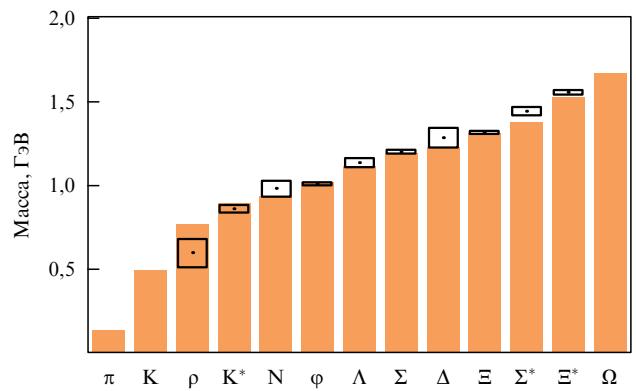
этом направлении позволила концепция дуальных теорий (см. раздел 5.3).

## 5.2. Решёточные результаты

Фейнмановский функциональный интеграл представляет собой формально строгий подход к квантованию теории поля, эквивалентный другим подходам в области применимости теории возмущений. Естественно предположить, что в непертурбативной области этот метод также воспроизводит результаты, которые были бы получены в рамках стандартного подхода, если бы имелись технические средства их получить. Функциональный интеграл вычисляется на конечной дискретной решётке, которой аппроксимируется непрерывное и бесконечное пространство-время (см., например, [153]). В современных вычислениях используются решётки  $32^3 \times 64$ , т.е. имеющие 32 точки по каждой пространственной координате и 64 точки по времени. Крайне важной для физических приложений является возможность строго задать калибровочную инвариантность в решёточной теории.

Одним из первых серьёзных достижений теории поля на решётке стало открытие того факта, что решёточная теория, обладающая симметриями и составом полей КХД, обладает также и конфайнментом [154]. Последующие работы позволили уточнить, какие именно конфигурации полей оказываются ответственными за невылетание цвета; исследования в этом направлении продолжаются.

Решёточный подход позволяет вычислить значения масс и распадных констант адронов, и в последние годы в этом достигнут значительный прогресс (рис. 20). Наиболее точные на сегодня результаты [155] получены для так называемой  $(2+1)$ -параметризации решётки, в которой свободными параметрами являются массы  $u$ - и  $s$ -кварков, масса  $d$ -кварка предполагается равной массе кварка  $u$ , а вкладом тяжёлых кварков  $c$ ,  $b$  и  $t$  пренебрегают. Помимо этих двух параметров ( $m_u = m_d = m_s$ ), имеется ещё один — физическая длина, соответствующая шагу решётки. Для определения масс адронов требуется задать три параметра, поэтому в реальных вычислениях предполагаются известными массы, например, мезонов  $\pi$ ,  $K$  и  $\Omega$ , а все остальные массы и распадные константы выражаются через них. Можно было бы попытаться



**Рис. 20.** Результаты решёточных вычислений масс адронов. В качестве входных параметров используются массы  $\pi$ -,  $K$ -,  $\Omega$ -мезонов. Вычисления проведены в приближении трёх кварков,  $m_u = m_d \neq m_s$ . Гистограмма показывает экспериментально измеренные значения масс [7], точки (с прямоугольниками ошибок) — результаты вычислений [155].

задать массы для более тяжёлых частиц и вычислить для легчайших, однако для надёжного вычисления масс лёгких адронов требуются решётки значительного размера. В настоящее время масса  $\pi$ -мезона вычисляется лишь по порядку величины.

При высокой температуре ожидается переход к состоянию, в котором кварки не могут бытьдержаны в адронах, т.е. фазовый переход. Физически соответствующие условия возникают при столкновениях ядер на коллайдерах высоких энергий, и, вероятно, они имели место также в очень ранней Вселенной. С помощью решёточных методов продемонстрировано наличие такого фазового перехода, определена его температура, изучена зависимость рода фазового перехода от масс кварков [156, 157].

Открытым теоретическим вопросом остаётся строгое доказательство существования непрерывного предела решёточной теории (т.е. независимость полученных физических результатов от способа стремления размера решётки к бесконечности, а её шага — к нулю) и совпадение его с КХД. Возможно, что в отсутствие альтернативного способа работы с КХД при большой константе связи такое доказательство принципиально невозможно, хотя имеется ряд аргументов в пользу того, что решёточная теория действительно описывает КХД (в первую очередь, это подтверждается воспроизведением экспериментальных результатов). При этом с теоретической точки зрения различие между решёточной и непрерывной теориями достаточно велико. Например, топологически стабильные в непрерывной теории конфигурации — инстантоны, определяющие структуру вакуума неабелевой калибровочной теории, не являются тождественно устойчивыми на решётке; решёточное описание киральных фермионов (автоматическое в непрерывной теории) требует сложных конструкций и т.д.

### 5.3. Дуальные теории:

#### суперсимметрическая дуальность и голография

В последние два десятилетия в попытках связать низкоэнергетические модели сильных взаимодействий с КХД родился целый ряд успешных описаний динамики теорий с большой константой связи в терминах других теорий, в которых применима теория возмущений. Такие теории, называемые дуальными друг другу, имеют константы связи  $g_1$  и  $g_2$ , для которых выполняется соотношение  $g_1 \sim 1/g_2$ ; при этом, если известна функция Грина одной теории, то по определённым правилам можно вычислить функции Грина другой. Отметим, что на настоящий момент дуальная к КХД теория не построена.

Простейший пример дуальности (см., например, [158]) — теория электромагнитного поля с магнитными зарядами. Уравнения Максвелла в вакууме инвариантны относительно замены электрического поля  $\mathbf{E}$  и магнитного поля  $\mathbf{B}$ :

$$\mathbf{E} \mapsto \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} \mapsto -\mathbf{E}. \quad (6)$$

При наличии электрических зарядов и токов эта дуальность нарушается. Её можно восстановить, предположив существование источников другого типа — магнитных зарядов (монополей) и соответствующих их движению токов. Самосогласованность теории требует выполнения условия квантования Дирака: единичный электрический заряд  $e$  и единичный магнитный заряд  $\tilde{e}$  связаны соотношением  $e\tilde{e} = 2\pi$ . Заряд  $e$  является константой

связи обычной электродинамики, а магнитный заряд  $\tilde{e}$  — константой связи теории взаимодействия магнитных зарядов, полученной из электродинамики преобразованием дуальности (6). Таким образом, слабая связь электрических зарядов,  $e \ll 1$ , соответствует сильной связи магнитных,  $\tilde{e} = 2\pi/e \gg 1$ .

В основе электромагнитной дуальности лежат геометрические свойства абелевых калибровочных полей, которые не переносятся непосредственно на неабелевые теории, представляющие наибольший феноменологический интерес. Похожие, но заметно более сложные дуальности возникают в неабелевых калибровочных теориях с суперсимметрией. Наиболее известной из них является "электромагнитная" дуальность в  $SU(2)$ -суперсимметрической теории с двумя суперзарядами ( $N = 2$ ), связанная с именами Зайберга и Виттена [159]. С точки зрения физики частиц эта модель представляет собой  $SU(2)$ -калибровочную теорию со скалярными и фермионными полями, преобразующимися по присоединённому представлению калибровочной группы, со взаимодействием, инвариантным относительно специальных преобразований симметрии. Для этой модели разработана эффективная теория, описывающая взаимодействие лёгких составных частиц при невысоких энергиях, и дано соответствие между эффективными низкоэнергетическими и фундаментальными степенями свободы. Подобно КХД, фундаментальная теория асимптотически свободна, а при низких энергиях находится в режиме сильной связи; эффективная теория описывает слабо-взаимодействующие составные частицы.

Успех модели Зайберга — Виттена породил надежды, что низкоэнергетическая эффективная теория для несуперсимметрической калибровочной модели с сильной связью, например для КХД, может быть получена с помощью уже решённой задачи добавлением нарушающих суперсимметрию слагаемых в лагранжианы как фундаментальной, так и дуальной теории.

Первым шагом в выполнении этой программы стало рассмотрение теорий с  $N = 1$ -суперсимметрией. Ещё раньше, начиная с середины 1980-х годов, в таких теориях был получен ряд точных результатов, использующих обусловленные суперсимметрией аналитические свойства эффективного действия [160]. В случае  $N = 1$ , в отличие от случая  $N = 2$ , знание аналитических свойств не позволяет полностью восстановить эффективную теорию. Тем не менее в ряде случаев были предложены модели, дуальные к  $N = 1$ -суперсимметрическим калибровочным теориям с различными калибровочными группами и различным составом полей материи [161]. Строго доказать дуальность, подобно тому как это сделано в случае  $N = 2$ , здесь не представляется возможным, однако она выдерживает все проведённые проверки. Более того, было показано, что введение небольших мягко нарушающих суперсимметрию слагаемых в лагранжиан  $N = 1$ -теории соответствует контролируемому мягкому нарушению суперсимметрии в дуальных теориях [162]. Однако доказано, что при увеличении нарушающих суперсимметрию параметров (например, при стремлении к бесконечности масс суперпартнёров, которое превращает  $N = 1$ -теорию в КХД) происходит фазовый переход и дуальное описание перестаёт работать, поэтому, к сожалению, непосредственное применение данной методики к КХД оказывается невозможным [163]. Также стоит отметить, что этот подход не позво-

ляет дать количественное описание динамики при промежуточных энергиях, когда константы связи обеих дуальных теорий достаточно велики. Тем не менее такие методы и основанная на результатах их применения физическая интуиция сыграли важную роль в развитии других современных подходов к изучению динамики теорий с большой константой связи.

Одним из наиболее красивых теоретически и перспективных практических подходов к анализу динамики сильных взаимодействий при небольших и промежуточных энергиях является так называемый голографический подход. Идея его состоит в том, что дуальные теории могут быть сформулированы в пространстве-времени с разными размерностями, так что, например, четырёхмерная динамика некоторой теории с большой константой связи эквивалентна пятимерной динамике другой, слабосвязанной, теории (подобно тому как двумерная голограмма описывает объёмный трёхмерный объект). В основе наиболее известной реализации этого подхода лежит AdS/CFT-соответствие (Anti de Sitter/Conformal Field Theory correspondence) [164, 165], практически реализующее дуальность между калибровочной теорией с сильной связью, обладающей четырёхмерной конформной инвариантностью, и многомерной супергравитацией со слабой константой связи. Четырёхмерная конформная симметрия включает в себя инвариантность относительно преобразований группы Пуанкаре, дилатаций и инверсий.

Примером нетривиальной четырёхмерной конформной теории с большой константой связи  $g$  является  $N = 4$ -суперсимметрическая теория Янга – Миллса с калибровочной группой  $SU(N_c)$ , которая в пределе  $N_c \rightarrow \infty$ ,  $g^2 N_c \gg 1$  оказывается динамически эквивалентной определённой теории супергравитации на десятимерном многообразии  $AdS_5 \times S_5$ , где  $AdS_5$  —  $(4 + 1)$ -мерное пространство с анти-де-ситтеровой метрикой (5),  $S_5$  — пятимерная сфера (фактор  $S_5$  оказывается малосущественным в приложениях, отсюда и происходит название AdS/CFT-соответствие). Эти модели в рассматриваемом пределе эквивалентны; переход к феноменологическим приложениям связан с нарушением конформной инвариантности в калибровочной теории, что уменьшает число симметрий модели и переводит ряд доказанных (с прямым или косвенным использованием этих симметрий) утверждений в статус гипотез. Тем не менее такой не вполне строгий подход (иногда называемый AdS/QCD) даёт интересные феноменологические результаты.

Примером служит пятимерная калибровочная теория, определённая на конечном интервале по координате  $z$  пространства  $AdS_5$  (можно рассматривать и другие варианты геометрии дополнительных измерений). В случае калибровочной группы  $SU(2) \times SU(2)$  и соответствующим образом подобранной материи получается эффективная теория, обладающая симметриями КХД. Последовательность калуца-клейновских состояний соответствует последовательности мезонов, массы и распадные константы которых могут быть таким образом вычислены непосредственно в пятимерной теории.

Этот подход оказался достаточно успешным. В его рамках вычисляются (и неплохо согласуются с экспериментальными данными) различные физические наблюдаемые, в частности, обсуждавшийся выше формфактор  $\pi$ -мезона. Недостатком метода является отсутствие до-

казательства дуальности КХД и пятимерной эффективной теории, которое влечёт за собой некоторый произвол в выборе последней. Бесспорным преимуществом подхода является феноменологический успех, достигнутый при малом числе подгоночных параметров, и возможность вычислений в области промежуточных энергий, а не только в низкоэнергетическом пределе. Можно надеяться, что в рамках этого подхода удастся вычислить низкоэнергетическую эффективную теорию для КХД.

## 6. Заключение

Стандартная модель физики частиц в течение уже нескольких десятков лет прекрасно описывает почти все данные, полученные на ускорителях. В то же время результаты целого ряда неускорительных экспериментов (в частности, осцилляции нейтрино) и астрофизических наблюдений, которые не могут быть объяснены в рамках Стандартной модели, однозначно указывают на неполноту СМ. Более полная теория, которую ещё предстоит построить, должна дать возможность вычислить параметры СМ и объяснить их не вполне естественные с теоретической точки зрения значения. Что касается самой Стандартной модели, то одной из основных связанных с ней нерешённых задач является описание динамики калибровочных теорий с большой константой связи, которое позволило бы применить КХД к описанию адронов при низких и промежуточных энергиях.

Есть надежда, что в ближайшие несколько лет теория элементарных частиц получит дополнительную экспериментальную информацию как от Большого адронного коллайдера — мощного ускорителя, который должен изучить всю область энергий, связанную с физикой электрослабого нарушения, так и от многочисленных экспериментов меньшего масштаба (в частности, изучающих осцилляции нейтрино, редкие процессы и др.) и астрофизических наблюдений. Возможно, эта информация позволит построить успешную теорию, расширяющую СМ, уже в ближайшее десятилетие.

Данная статья родилась и выросла из обзорной лекции, прочитанной автором на физическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. Автор признателен В. Белокурову за предложение превратить эту лекцию в печатный текст, за внимательное чтение рукописи и многочисленные обсуждения. Автор благодарен В. Рубакову и В. Троицкому за внимательное чтение рукописи и детальные критические замечания, М. Высоцкому и М. Чернодубу — за полезные обсуждения, относящиеся к отдельным разделам текста, и А. Струмии — за любезное разрешение использовать рисунок 15. Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 10-02-01406 и 11-02-01528, госконтрактом Федерального агентства по науке и инновациям 02.740.11.0244, грантом Президента РФ НШ-5525.2010.2 и фондом некоммерческих программ "Династия".

## Список литературы

1. Красников Н В, Матвеев В А *Новая физика на Большом адронном коллайдере* (М.: Красанд, 2011)
2. Красников Н В, Матвеев В А *УФН* **174** 697 (2004) [Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)]

3. Burgess C P, Moore G D *The Standard Model: A Primer* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007)
4. Cheng T-P, Li L-F *Gauge Theory of Elementary Particle Physics* (Oxford: Clarendon Press, 1984)
5. Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва* (М.: ЛКИ, 2008) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
6. Кобаяси М УФН **179** 1312 (2009); Kobayashi M *Rev. Mod. Phys.* **81** 1019 (2009)
7. Nakamura K et al. (Particle Data Group) *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **37** 075021 (2010)
8. Giunti C, Kim C W *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2007)
9. Билен'кий С М УФН **173** 1171 (2003) [Bilen'kii S M *Phys. Usp.* **46** 1137 (2003)]
10. Ахмедов Е Х УФН **174** 121 (2004) [Akhmedov E Kh *Phys. Usp.* **47** 117 (2004)]
11. Куденко Ю Г УФН **181** 569 (2011) [Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **54** 549 (2011)]
12. Evans J J, arXiv:1107.3846
13. Понтекорво Б М ЖЭТФ **33** 549 (1957) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1957)]
14. Понтекорво Б М ЖЭТФ **34** 247 (1957) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)]
15. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)
16. Понтекорво Б М ЖЭТФ **53** 1717 (1967) [Pontecorvo B M *Sov. Phys. JETP* **26** 984 (1967)]
17. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
18. Билен'кий С М, Понтекорво Б М ЯФ **24** 603 (1976) [Bilenky S M, Pontecorvo B *Sov. J. Nucl. Phys.* **24** 316 (1976)]
19. Bilenky S M, Pontecorvo B *Lett. Nuovo Cimento* **17** 569 (1976)
20. Eliezer S, Swift A R *Nucl. Phys. B* **105** 45 (1976)
21. Fritsch H, Minkowski P *Phys. Lett. B* **62** 72 (1976)
22. Михеев С П, Смирнов А Ю ЯФ **42** 1441 (1985) [Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** 913 (1985)]
23. Mikheev S P, Smirnov A Yu *Nuovo Cimento C* **9** 17 (1986)
24. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
25. Davis R (Jr.), Harmer D S, Hoffman K C *Phys. Rev. Lett.* **20** 1205 (1968)
26. Hirata K S et al. (Kamiokande-II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **63** 16 (1989)
27. Abazov A I et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **67** 3332 (1991)
28. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
29. Ashie Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 101801 (2004)
30. Hirata K S et al. (Kamiokande-II Collab.) *Phys. Lett. B* **205** 416 (1988)
31. Casper D et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2561 (1991)
32. Allison W W M et al. *Phys. Lett. B* **391** 491 (1997)
33. Ambrosio M et al. (MACRO Collab.) *Phys. Lett. B* **434** 451 (1998)
34. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **82** 2644 (1999)
35. Ahmad Q R et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 011301 (2002)
36. Abe S et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 221803 (2008)
37. Aharmim B et al. (SNO Collab.), arXiv:1109.0763
38. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 141302 (2011); arXiv:1104.1816
39. Ashie Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **71** 112005 (2005)
40. Takeuchi Y et al. (Super-Kamiokande Collab.), talk at *Neutrino-2010: XXIV Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Athens, Greece, 14–19 June 2010*
41. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
42. Michael D G et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 191801 (2006)
43. Adamson P et al. (The MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **106** 181801 (2011)
44. Agafonova N et al. (OPERA Collab.) *Phys. Lett. B* **691** 138 (2010)
45. Fogli G L et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 141801 (2008)
46. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 041801 (2011)
47. Adamson P et al. (MINOS Collab.), arXiv:1108.0015
48. Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **84** 053007 (2011); arXiv:1106.6028
49. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001)
50. Church E D et al. *Phys. Rev. D* **66** 013001 (2002)
51. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 181801 (2010)
52. Djurcic Z, talk at *13th Intern. Workshop on Neutrino Factories, Super Beams and Beta Beams, Geneva, 1–6 August 2011*
53. Mention G et al. *Phys. Rev. D* **83** 073006 (2011)
54. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 111801 (2009)
55. Thomas J, talk at *Lepton Photon 2011: XXV Intern. Symp. on Lepton Photon Interactions at High Energies, Mumbai, 22–27 August, 2011*
56. Abe K et al. (Super-Kamiokande Collab.), arXiv:1109.1621
57. Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **342** 440 (1995)
58. Kaether F et al. *Phys. Lett. B* **685** 47 (2010)
59. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 4708 (1996)
60. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **73** 045805 (2006)
61. Giunti C, Laveder M *Phys. Rev. C* **83** 065504 (2011)
62. Giunti C, Laveder M *Phys. Rev. D* **82** 113009 (2010)
63. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 101802 (2009)
64. Lobashev V M et al. *Phys. Lett. B* **460** 227 (1999)
65. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.), arXiv:1109.3480
66. Adam T et al. (OPERA Collab.), arXiv:1109.4897
67. Strumia A *Phys. Lett. B* **539** 91 (2002)
68. Maltoni M et al. *Nucl. Phys. B* **643** 321 (2002)
69. Akhmedov E, Schwetz T *JHEP* (10) 115 (2010)
70. Murayama H, Yanagida T *Phys. Lett. B* **520** 263 (2001)
71. Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Введение в теорию квантованных полей* (М.: Гостехиздат, 1957) [Bogoliubov N N, Shirkov D V *Introduction to the Theory of Quantized Fields* (New York: Interscience Publ., 1959)]
72. Цукерман И С УФН **175** 863 (2005) [Tsukerman I S *Phys. Usp.* **48** 863 (2005)]
73. Tsukerman I S, arXiv:1006.4989
74. Diaz J S, Kostelecky A, arXiv:1108.1799
75. Engelhardt N, Nelson A E, Walsh J R *Phys. Rev. D* **81** 113001 (2010)
76. Kopp J, Machado P A N, Parke S J *Phys. Rev. D* **82** 113002 (2010)
77. Schwetz T, arXiv:0805.2234
78. Yasuda O, arXiv:1012.3478
79. Aseev V N et al., arXiv:1108.5034
80. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005)
81. Hannestad S et al. *JCAP* (08) 001 (2010)
82. Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Космологические возмущения. Инфляционная теория* (М.: Красанд, 2010) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe: Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
83. Рубаков В А УФН **169** 1299 (1999) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **42** 1193 (1999)]
84. Рубаков В А УФН **181** 655 (2011) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **54** 633 (2011)]
85. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967) [Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)]
86. Рубаков В А, Шапошников М Е УФН **166** 493 (1996) [Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Usp.* **39** 461 (1996)]
87. Rubin V C, Ford W K (Jr.), Thonnard N *Astrophys. J.* **238** 471 (1980)
88. Begeman K G *Astron. Astrophys.* **223** 47 (1989)
89. The digitized sky survey (DSS), [http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss\\_form](http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form)
90. Zwicky F *Astrophys. J.* **86** 217 (1937)
91. Limousin M et al. *Astrophys. J.* **668** 643 (2007); <http://www.dark-cosmology.dk>
92. The Multimission Archive at the Space Telescope Science Institute (MAST), <http://archive.stsci.edu/>, STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555
93. The Chandra Data Archive (CDA), <http://asc.harvard.edu/cda/>
94. Clowe D et al. *Astrophys. J.* **648** L109 (2006)
95. Bradač M et al. *Astrophys. J.* **652** 937 (2006)

96. Alcock C et al. (MACHO Collab.) *Astrophys. J.* **542** 281 (2000)
97. Tisserand P et al. (EROS-2 Collab.) *Astron. Astrophys.* **469** 387 (2007)
98. Riess A G et al. (Supernova Search Team Collab.) *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
99. Perlmutter S et al. (Supernova Cosmology Project Collab.) *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
100. Perlmutter S *Phys. Today* **56** (4) 53 (2003)
101. Riess A G, Press W H, Kirshner R P *Astrophys. J.* **473** 88 (1996)
102. Perlmutter S et al. (Supernova Cosmology Project Collab.) *Astrophys. J.* **483** 565 (1997)
103. Amanullah R et al. *Astrophys. J.* **716** 712 (2010)
104. Jullo E et al. *Science* **329** 924 (2010)
105. Komatsu E et al. (WMAP Collab.) *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011)
106. Marinoni C, Buzzo A *Nature* **468** 539 (2010)
107. Khoury J, Weltman A *Phys. Rev. D* **69** 044026 (2004)
108. Линде А Д *Физика элементарных частиц и инфляционная космология* (М.: Наука, 1990) [Linde A *Particle Physics and Inflationary Cosmology* (Chur: Harwood Acad. Publ., 1990)]
109. Barate R et al. (LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collab.) *Phys. Lett. B* **565** 61 (2003)
110. Tonelli G (CMS Collab.), <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=164890>, talk at CERN seminar, 13 December 2011
111. Gianotti F (ATLAS Collab.), <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=164890>, talk at CERN seminar, 13 December 2011
112. Verzocchi M et al. (CDF and D0 Collab.), talk at *Lepton Photon 2011: XXV Intern. Symp. on Lepton Photon Interactions at High Energies, Mumbai, 22–27 August, 2011*
113. Baak M et al., arXiv:1107.0975
114. Грохан К УФН **177** 3 (2007) [Grojean C *Phys. Usp.* **50** 1 (2007)]
115. Lane K, hep-ph/0202255
116. Manton N S *Nucl. Phys. B* **158** 141 (1979)
117. Csaki C et al. *Phys. Rev. D* **69** 055006 (2004)
118. Рубаков В А УФН **177** 407 (2007) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **50** 390 (2007)]
119. Atwood D, Gupta S K, Soni A, arXiv:1104.3874
120. Ghilencea D, Lanzagorta M, Ross G G *Phys. Lett. B* **415** 253 (1997)
121. Rubakov V A, Troitsky S V, hep-ph/0001213
122. Рубаков В А УФН **173** 219 (2003) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **46** 211 (2003)]
123. Kaluza T *Berl. Ber.* (1) 966 (1921)
124. Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
125. Akama K *Lecture Notes Phys.* **176** 267 (1983)
126. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 136 (1983)
127. Visser M *Phys. Lett. B* **159** 22 (1985)
128. фон Клитцинг К УФН **150** 107 (1985); von Klitzing K *Rev. Mod. Phys.* **58** 519 (1986)
129. Fu L, Kane C L *Phys. Rev. Lett.* **100** 096407 (2008)
130. Ghaemi P, Wilczek F, arXiv:0709.2626
131. Bergman D L, Le Hur K *Phys. Rev. B* **79** 184520 (2009)
132. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Clarendon Press, 2003)
133. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998)
134. Kapner D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 021101 (2007)
135. Dvali G, Shifman M *Phys. Lett. B* **396** 64 (1997)
136. Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **125** 139 (1983)
137. Gogberashvili M *Mod. Phys. Lett. A* **14** 2025 (1999)
138. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999)
139. Oda I *Phys. Lett. B* **496** 113 (2000)
140. Высоцкий М И, Невзоров Р Б УФН **171** 939 (2001) [Vysotskii M I, Nevezorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)]
141. Горбунов Д С, Дубовский С Л, Троицкий С В УФН **169** 705 (1999) [Gorbunov D S, Dubovskii S L, Troitskii S V *Phys. Usp.* **42** 623 (1999)]
142. Kazakov D I, hep-ph/0012288
143. Strumia A *JHEP* (04) 073 (2011)
144. Schmaltz M, Tucker-Smith D *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** 229 (2005)
145. Gherghetta T, arXiv:1008.2570
146. Libanov M V, Troitsky S V *Nucl. Phys. B* **599** 319 (2001)
147. Frère J-M, Libanov M V, Troitsky S V *Phys. Lett. B* **512** 169 (2001)
148. Frère J-M, Libanov M, Ling F-S *JHEP* (09) 081 (2010)
149. Dvali G, Shifman M *Phys. Lett. B* **475** 295 (2000)
150. Iwasaki Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 21 (1992)
151. Krutov A F, Troitsky V E, Tsirova N A *Phys. Rev. C* **80** 055210 (2009)
152. Aubert B et al. (The BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **80** 052002 (2009)
153. Di Giacomo A "Lattice gauge theory", in *Encyclopedia of Mathematical Physics* Vol. 1 (Eds J-P Francoise, G L Naber, T S Tsun) (Amsterdam: Elsevier, 2006) p. 275
154. Creutz M *Phys. Rev. D* **21** 2308 (1980)
155. Aoki S et al. (PACS-CS Collab.) *Phys. Rev. D* **81** 074503 (2010)
156. Kajantie K, Montonen C, Pietarinen E *Z. Phys. C* **9** 253 (1981)
157. Aoki Y et al. *Nature* **443** 675 (2006)
158. Tsun T S "Electric–magnetic duality", in *Encyclopedia of Mathematical Physics* Vol. 1 (Eds J-P Francoise, G L Naber, T S Tsun) (Amsterdam: Elsevier, 2006) p. 201
159. Seiberg N, Witten E *Nucl. Phys. B* **426** 19 (1994); "Erratum" **430** 486 (1994)
160. Affleck I, Dine M, Seiberg N *Nucl. Phys. B* **241** 493 (1984)
161. Seiberg N *Nucl. Phys. B* **435** 129 (1995)
162. Evans N, Hsu S D H, Schwetz M *Phys. Lett. B* **355** 475 (1995)
163. Aharony O et al. *Phys. Rev. D* **52** 6157 (1995)
164. Maldacena J M *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 231 (1998)
165. Witten E *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 253 (1998)

## Unsolved problems in particle physics

S.V. Troitsky

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,  
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation  
Tel. + 7 (499) 135 21 69. Fax + 7 (499) 135 22 68  
E-mail: st@ms2.inr.ac.ru

Among the problems yet to be solved by particle theory, those the author considers most important are discussed, some of which require physics beyond the Standard Model (neutrino oscillations, probably inconsistent with the usual three-generation scheme; astrophysical evidence for new physics; electroweak symmetry breaking and the hierarchy of parameters) and some of which do not (description of strong interactions at low and intermediate energies).

PACS numbers: 11.90.+t, 12.10.-g, 12.38.-t, 12.60.-i

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201201d.0077

Bibliography — 165 references

Received 18 October 2011, revised 24 November 2011

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **182** (1) 77–103 (2012)

*Physics – Uspekhi* **55** (1) (2012)