

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Памяти В.Л. Гинзбурга**

*Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 27 октября 2010 г.*

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106e.0655

27 октября 2010 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук РАН, посвящённая памяти В.Л. Гинзбурга.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН [www.gpad.ac.ru](http://www.gpad.ac.ru) повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Месяц Г.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Вступительное слово.*
2. **Рубаков В.А.** (Институт ядерных исследований РАН, Москва). *Космология и Большой адронный коллайдер.*
3. **Гуревич А.В.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва), **Зелёный Л.М.** (Институт космических исследований РАН, Москва). *Интенсивные гамма-всплески в атмосфере Земли (TGE) и миссия "Чибис".*
4. **Васильев М.А.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Теория высших спинов.*
5. **Максимов Е.Г.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Что известно и что неизвестно о ВТСП.*
6. **Пудалов В.М.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Московский физико-технический институт, Москва). *В.Л. Гинзбург и развитие в ФИАНе экспериментальных работ по высокотемпературной сверхпроводимости: "железные сверхпроводники".*

Статьи, написанные на основе докладов 2, 4, 6, публикуются ниже.

В силу ряда причин Л.П. Питаевский не смог присутствовать на сессии, однако представил статью, посвящённую памяти В.Л. Гинзбурга, которую мы публикуем в этом же номере на с. 647.

PACS numbers: **12.60.-i, 95.35.+d, 98.80.-k**  
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106f.0655

**Космология  
и Большой адронный коллайдер**

В.А. Рубаков

**1. Введение**

Начало работы Большого адронного коллайдера (LHC) — важнейшее событие не только для физики элементарных частиц, но и для космологии. Вселенная полна загадок. В ней содержится вещества и нет антивещества, и спустя 40 лет после осознания того, что этот факт представляет собой нетривиальную проблему, его однозначное объяснение по-прежнему отсутствует. Во Вселенной имеется тёмная материя, и пока неизвестно, из каких частиц она состоит. Есть и тёмная энергия, и её природа тоже неизвестна. Имеются серьёзные основания надеяться на то, что LHC прольёт свет на некоторые из этих проблем, занимающих важное место в знаменитом списке В.Л. Гинзбурга.

При удачном развитии событий в экспериментах на LHC будут открыты частицы тёмной материи и их партнёры — другие новые частицы, будет выяснено, какая физика стоит за асимметрией между веществом и антивеществом. В противном случае будут отвергнуты многие популярные и правдоподобные гипотезы, что тоже станет существенным шагом в развитии представлений о ранней Вселенной.

Есть и гораздо более экзотические предположения о возможной физике за пределами Стандартной модели, такие как гравитация с фундаментальным масштабом энергий в ТэВ-области; их подтверждение на LHC будет иметь такое значение для космологии, которое трудно переоценить.

Здесь мы обсудим некоторые примеры, иллюстрирующие потенциал LHC с точки зрения космологии. Мы обратимся сначала к тёмной материи и рассмотрим сценарий со слабовзаимодействующими массивными частицами (Weakly Interacting Massive Particle, WIMP),

---

**В.А. Рубаков.** Институт ядерных исследований РАН, Москва, РФ  
E-mail: rubakov@ms2.inr.ac.ru

---

который по вполне объяснимым причинам сегодня является наиболее популярным. Мы также рассмотрим лёгкое гравитино как альтернативного кандидата на роль частицы тёплой тёмной материи. Обе эти гипотезы будут проверены в экспериментах на LHC, поскольку они требуют довольно определённой физики за пределами Стандартной модели. Затем мы перейдём к рассмотрению электрослабого бариогенезиса — возможного механизма генерации асимметрии между веществом и антивеществом при температурах порядка 100 ГэВ, который тоже будет подтверждён или опровергнут на LHC.

В нашем изложении мы будем опускать многочисленные детали и постараемся сосредоточиться на основных идеях и результатах. Более подробное обсуждение космологических аспектов физики частиц содержится, например, в книге [1] и обзорах [2–7]. Тёмная материя, в том числе различные гипотезы о природе её частиц, рассматривается в обзорах [8–11]. Подробности, относящиеся к электрослабому бариогенезису, см. в обзорах [12–15].

Прежде чем перейти к основному изложению, кратко обсудим современные представления о балансе энергии во Вселенной. Баланс энергии характеризуется параметрами  $\Omega_i = \rho_{i,0}/\rho_c$ , где  $\rho_{i,0}$  — современная плотность энергии, заключённая в материи типа  $i$ ,  $\rho_c$  — полная плотность энергии в современную эпоху,

$$\rho_c = 5 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-3}.$$

Последняя величина получается из измерений современного значения параметра Хаббла в предположениях о справедливости общей теории относительности и о пространственной плоскости Вселенной (точность, с которой экспериментально установлена пространственная плоскость, соответствует отклонению полной плотности энергии от  $\rho_c$  менее чем на 2 % [16]). Ясно, что для пространственно плоской Вселенной справедливо соотношение  $\sum_i \Omega_i = 1$ , где суммирование проводится по всем формам энергии. Известные формы материи во Вселенной — это, в основном, фотоны реликтового микроволнового излучения с температурой  $T_0 = 2,726$  К, барионы и нейтрино. Современная плотность числа реликтовых фотонов составляет  $n_\gamma = 410 \text{ см}^{-3}$ , а их плотность энергии  $\rho_{\gamma,0} = 2,7 \times 10^{-10} \text{ ГэВ см}^{-3}$ . Видно, что последняя даёт очень малый вклад в полную современную плотность энергии. Отметим, что важной характеристикой ранней Вселенной является плотность энтропии, которая по порядку величины равна плотности числа фотонов. Точнее, в тепловом равновесии при температуре  $T$  плотность энтропии даётся выражением

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g_* T^3, \quad (1)$$

где  $g_*$  — число степеней свободы частиц с  $m \lesssim T$ , т.е. степеней свободы частиц, которые являются релятивистскими при температуре  $T$  (вклад фермионов содержит дополнительный множитель 7/8). Энтропия в сопутствующем объёме постоянна во времени, если отсутствуют экзотические процессы её генерации. Современное значение плотности энтропии (с учётом нейтрино, которые в расчётах, использующих сохранение энтропии, нужно считать безмассовыми)

$$s_0 \approx 3000 \text{ см}^{-3}. \quad (2)$$

Есть по крайней мере два способа определения плотности массы барионов. Один из них связан с первичным нуклеосинтезом — периодом термоядерных реакций ( $T \sim 10^9$  К). Количество образующихся в результате этих реакций лёгких элементов зависит от барион-фотонного отношения, которое с тех пор остаётся неизменным. Сравнение результатов теории с данными измерений концентрации лёгких элементов даёт

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} \approx 6 \times 10^{-10}. \quad (3)$$

Таким образом, плотность энергии барионов в современной Вселенной

$$\rho_{B,0} = m_B n_{B,0} \approx 2,5 \times 10^{-7} \text{ ГэВ см}^{-3}, \quad (4)$$

а её отношение к полной плотности энергии оценивается величиной

$$\Omega_B = 0,045.$$

Это же значение независимым образом получается из анализа данных по анизотропии реликтового излучения. Из соображений электронейтральности плотность числа электронов почти равна плотности числа барионов, поэтому электроны вносят пренебрежимо малый вклад в полную плотность энергии.

Наконец, имеется ещё один известный тип стабильных частиц — нейтрино. Плотность их числа надёжно вычисляется в теории горячего Большого взрыва; результаты этих вычислений подтверждаются теорией первичного нуклеосинтеза и соответствующими наблюдениями. Современная плотность числа нейтрино каждого типа  $n_{v_x} = 115 \text{ см}^{-3}$ , где  $v_\alpha = v_e, v_\mu, v_\tau$ . Прямое экспериментальное ограничение на массу электронного нейтрино,  $m_{v_e} < 2,6$  эВ, вместе с данными по нейтрионным осцилляциям показывают, что нейтрино каждого типа имеет массу, меньшую чем 2,6 эВ (нейтрино с массами более 0,05 эВ должны быть вырождены по массам, как следует из данных по осцилляциям). Таким образом, современная плотность энергии всех типов нейтрино заметно меньше  $\rho_c$ :

$$\rho_v^{\text{total}} = \sum_x m_{v_x} n_{v_x} \lesssim 8 \times 10^{-7} \text{ ГэВ см}^{-3},$$

что даёт  $\Omega_v^{\text{total}} < 0,16$ . Последнее ограничение не учитывает космологических данных. На самом деле эти данные приводят к более сильному ограничению:

$$\Omega_v^{\text{total}} \lesssim 0,014. \quad (5)$$

В терминах масс нейтрино ограничение (5) означает [17–19]:  $\sum m_{v_x} \lesssim 0,6$  эВ, так что каждое нейтрино должно быть легче 0,2 эВ. С другой стороны, данные по атмосферным нейтрино и результаты экспериментов K2K (From KEK-to-Kamioka — Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment) и MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) говорят о том, что по крайней мере один тип нейтрино должен быть тяжелее 0,05 эВ. Сравнивая приведённые значения, мы видим, что в будущем может оказаться реальным измерить массу нейтрино с помощью космологических наблюдений (!).

Таким образом, мы приходим к заключению, что плотность энергии в современной Вселенной обеспечивается не уже известными частицами, а чем-то иным.

Более того, это "неизвестно что" имеет две компоненты, одна из которых скучивается (тёмная материя), а другая — нет (тёмная энергия).

Скучивающаяся тёмная материя состоит, скорее всего, из неизвестных массивных частиц. Они собираются в гравитационно связанные системы, в которых содержится большая часть массы галактик и скоплений галактик. Есть целый ряд методов определения вклада небарионной тёмной материи в плотность энергии во Вселенной, основанных, в частности, на следующих фактах (детали см. в [8–11, 20]):

— состав Вселенной существенно влияет на анизотропию температуры и поляризацию реликтового излучения. Точные измерения анизотропии температуры и поляризации реликтового излучения, выполненные к настоящему времени, позволяют найти полную плотность массы тёмной материи;

— небарионная тёмная материя играет принципиальную роль в формировании структур во Вселенной (см. ниже). Сравнение результатов соответствующих численных расчётов с данными наблюдений позволяет независимо определить плотность массы тёмной материи.

Результат состоит в том, что нерелятивистская компонента составляет около 28 % полной современной плотности энергии, что для небарионной тёмной материи даёт

$$\Omega_{\text{DM}} \approx 0,23, \quad (6)$$

а остальное приходится на барионы.

Имеются прямые свидетельства того, что тёмная материя существует в самых больших гравитационно связанных объектах — скоплениях галактик. Указанные свидетельства получены посредством определения гравитационного потенциала в скоплениях с помощью измерений скоростей галактик в скоплениях, температуры межгалактического горячего газа, излучающего в рентгеновском диапазоне, эффектов гравитационного линзирования и др. Соответствующие измерения позволяют найти соотношение между светимостью и массой в скоплениях. Предположение о том, что найденное соотношение — такое же, как во Вселенной в целом<sup>1</sup>, приводит к ещё одной оценке массы скученной материи. Замечательно, что результат совпадает с (6). Наконец, тёмная материя имеется и в галактиках. Её распределение может быть найдено с помощью измерений скоростей вращения удалённых звёзд и облаков газа вокруг центра галактики.

Небарионная тёмная материя — ещё не всё. Используя приведённые результаты, мы приходим к оценке плотности энергии всех типов частиц:  $\Omega_\gamma + \Omega_B + \Omega_v^{\text{total}} + \Omega_{\text{DM}} \approx 0,3$ . Видно, что 70 % всей плотности энергии не скучивается. Эта компонента получила название тёмной энергии; именно она ответственна за ускоренное расширение современной Вселенной. Одним из кандидатов выступает плотность энергии вакуума (см., например, обзоры [20–26]).

Всё это хорошо соответствует наблюдениям, но никак не укладывается в Стандартную модель физики частиц. Имеется надежда на то, что LHC прольёт свет по крайней мере на часть отмеченных проблем.

<sup>1</sup> Это отнюдь не безобидное предположение, поскольку в скоплениях находится лишь около 10 % галактик.

## 2. Тёмная материя

Тёмная материя характеризуется следующим отношением массы к энтропии:

$$\left( \frac{\rho_{\text{DM}}}{s} \right)_0 = \frac{\Omega_{\text{DM}} \rho_c}{s_0} \approx \frac{0,23 \times 5 \times 10^{-6} \text{ ГэВ см}^{-3}}{3000 \text{ см}^{-3}} = \\ = 4 \times 10^{-10} \text{ ГэВ}. \quad (7)$$

Это отношение постоянно во времени начиная с эпохи закалки тёмной материи: как число частиц тёмной материи (и, следовательно, их масса), так и энтропия постоянны в сопутствующем объёме.

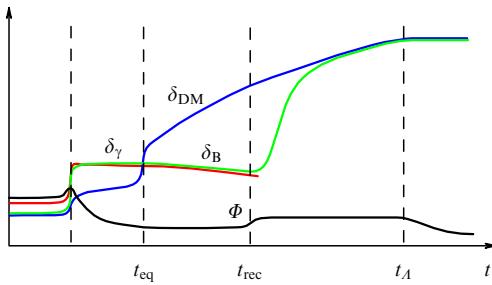
Тёмная материя принципиально важна для нашего существования. Дело в том, что возмущения в барион-электрон-фотонной плазме, существовавшей до рекомбинации, не возрастают со временем из-за высокого давления, создаваемого фотонами. Эти возмущения представляют собой звуковые волны с постоянной амплитудой, распространяющиеся в плазме. Поэтому во Вселенной без тёмной материи возмущения плотности барионной компоненты начинают расти только после того, как барионы отщепляются от фотонов, т.е. после рекомбинации. Физическая причина роста возмущений довольно проста: область с избытком плотности притягивает к себе окружающее вещество, оно падает в эту область, и контраст плотности становится ещё больше. В расширяющейся Вселенной, в которой доминирует нерелятивистское вещество, эта гравитационная неустойчивость приводит к возрастанию контраста плотности по закону  $(\delta\rho/\rho)(t) \propto t^{2/3} \propto T^{-1}$ . Поэтому во Вселенной без тёмной материи фактор роста возмущений барионной плотности был бы не более<sup>2</sup>

$$\frac{a(t_0)}{a(t_{\text{rec}})} = 1 + z_{\text{rec}} = \frac{T_{\text{rec}}}{T_0} \approx 10^3, \quad (8)$$

где  $a(t)$  — масштабный фактор. Начальная амплитуда возмущений плотности хорошо известна из данных по анизотропии реликтового излучения:  $(\delta\rho/\rho)_i = 1,5 \times 10^{-4}$ . Поэтому Вселенная без тёмной материи до сих пор оставалась бы весьма однородной: контраст плотности сегодня находился бы на уровне десяти процентов. В такой Вселенной не могли бы образоваться структуры, не было бы ни галактик, ни звёзд, ни жизни. Структуры не сформировались бы и впоследствии, поскольку из-за ускоренного расширения Вселенной, обусловленного тёмной энергией, их рост бы довольно скоро прекратился.

Поскольку частицы тёмной материи отщепляются от плазмы гораздо раньше, чем барионы, то и возмущения плотности тёмной материи начинают возрастать гораздо раньше. Соответствующий фактор роста заметно больше величины (8), поэтому контраст плотности тёмной материи на масштабе галактик становится порядка единицы и возмущения входят в нелинейный режим, образуя гало галактик при красном смещении  $z \simeq 5$  или даже несколько большем. После рекомбинации барионы "падают" в гравитационные потенциалы, сформированные тёмной материи, и затем возмущения в тёмной материи и барионной компоненте развиваются вместе. Галактики образуются в тех областях, где

<sup>2</sup> Ввиду наличия тёмной энергии этот фактор даже несколько меньше.



**Рисунок.** Зависимость от времени (в линейной теории) контраста плотности тёмной материи, барионов и фотонов  $\delta_{\text{DM}} \equiv \delta\rho_{\text{DM}}/\rho_{\text{DM}}$ ,  $\delta_B$  и  $\delta_\gamma$ , а также ньютона потенциала  $\Phi$ . Времена  $t_{\text{eq}}$  и  $t_A$  соответствуют переходам от радиационно-доминированной стадии эволюции Вселенной к стадии доминирования нерелятивистской материи и от замедленного расширения к ускоренному;  $t_{\text{rec}}$  относится к эпохе рекомбинации.

изначально имелся избыток плотности тёмной материи. Развитие возмущений в нашей Вселенной схематически показано на рисунке. Для того чтобы такой механизм работал, тёмная материя должна быть нерелятивистской на достаточно раннем этапе, поскольку релятивистские частицы вылетают из гравитационных ям, вместо того чтобы там удерживаться. Это, в частности, означает, что нейтрино не могут составлять значительную часть тёмной материи. Осида в конечном итоге и следует ограничение (5).

В зависимости от массы частиц тёмной материи и механизма их генерации в ранней Вселенной, тёмная материя может быть *холодной* (CDM — Cold Dark Matter) или *тёплой* (WDM — Warm Dark Matter). Если частицы тёмной материи находились в тепловом равновесии с космической плазмой на ранней стадии эволюции Вселенной, то эти две возможности реализуются для более тяжёлых и более лёгких частиц, соответственно

$$m_{\text{DM}} \gtrsim 100 \text{ кэВ} \text{ для CDM}, \quad (9)$$

$$m_{\text{DM}} \lesssim 100 \text{ кэВ} \text{ для WDM}. \quad (10)$$

Мы обсудим тёплую тёмную материю позднее, а сейчас обратимся к холодной.

## 2.1. WIMP: наиболее правдоподобная гипотеза

Существует простой механизм генерации тёмной материи в ранней Вселенной, который относится к *холодной* тёмной материи. Благодаря своей простоте и предсказательной силе этот механизм представляется весьма правдоподобным, а соответствующий кандидат на роль частицы тёмной материи — слабовзаимодействующая массивная частица, WIMP, — выглядит наилучшим кандидатом. Опишем этот механизм в общих чертах.

Предположим, что существует тяжёлая стабильная нейтральная частица  $Y$  и что  $Y$ -частицы могут рождаться и уничтожаться только парами, причём продуктами парной аннигиляции служат частицы Стандартной модели. Если сечение аннигиляции достаточно велико, то поведение  $Y$ -частиц в ранней Вселенной носит следующий характер. При высоких температурах,  $T \gg m_Y$ ,  $Y$ -частицы находятся в тепловом равновесии с остальной плазмой, космическая среда содержит много  $Y$ -частиц, которые всё время рождаются и уничтожаются. Когда температура опускается ниже  $m_Y$ , равновесная плотность числа  $Y$ -частиц убывает. При некоторой температуре

закалки  $T_f$  плотность числа  $Y$ -частиц становится настолько мала, что они больше не встречаются друг с другом в течение хаббловского времени и их аннигиляция прекращается. После этого число  $Y$ -частиц остаётся постоянным в сопутствующем объёме, и эти реликтовые частицы составляют сегодня тёмную материю.

В рамках такого сценария достаточно просто найти современную плотность массы  $Y$ -частиц. Результат имеет вид<sup>3</sup>

$$\frac{\rho_{Y,0}}{s_0} = \frac{m_Y n_{Y,0}}{s_0} \simeq 7,6 \frac{\ln(\sqrt{g_*} M_{\text{Pl}} m_Y \langle \sigma v \rangle)}{\sqrt{g_*} M_{\text{Pl}} \langle \sigma v \rangle}, \quad (11)$$

где  $g_* = g_*(T_f)$  — число релятивистских степеней свободы при закалке  $Y$ -частиц,  $\sigma$  — сечение аннигиляции,  $v$  — скорость  $Y$ -частиц, угловые скобки обозначают усреднение по равновесному распределению при температуре закалки

$$T_f \simeq \frac{m_Y}{\ln(\sqrt{g_*} M_{\text{Pl}} m_Y \langle \sigma v \rangle)}. \quad (12)$$

Формула (11) весьма примечательна. Современная плотность массы зависит в основном от одного параметра — темпа аннигиляции в расчёте на одну частицу  $\langle \sigma v \rangle$ . Зависимость от массы  $Y$ -частицы содержится в логарифмическом множителе и параметре  $g_*(T_f)$ ; эта зависимость очень слабая. Для широкого диапазона масс величина логарифма составляет от 20 до 40 (это означает, в частности, что закалка происходит тогда, когда температура меньше массы  $Y$ -частицы в 20–40 раз). Подставляя в (11) численное значение  $g_*(T_f) \sim 100$ , имеющееся в Стандартной модели, и сопоставляя (11) с (7), получим оценку

$$\langle \sigma v \rangle = (1-2) \times 10^{-36} \text{ см}^2. \quad (13)$$

Такие значения характерны для слабых взаимодействий, отсюда следует, что соответствующий масштаб энергий находится в области нескольких сотен ГэВ–нескольких ТэВ. Отметим, что оценка (13) весьма точна и однозначна.

Для темпа аннигиляции можно выбрать параметризацию  $\langle \sigma v \rangle = \alpha^2/M^2$ , где  $\alpha$  — некоторая константа связи,  $M$  — энергетический масштаб (который может превышать  $m_Y$ ). Такая параметризация особенно подходит для  $s$ -вольновой аннигиляции и соответствует картине парной аннигиляции нерелятивистских  $Y$ -частиц посредством обмена другой частицей с массой  $M$ . При  $\alpha \sim 10^{-2}$  масштаб энергий оценивается как  $M \sim 1$  ТэВ.

Таким образом, при очень общих предположениях мы получаем, что небарионная тёмная материя имеет отношение к физике в ТэВ-области энергий. Интересно, что обсуждаемый результат можно воспринимать как примерное равенство между космологическим параметром — отношением плотности массы тёмной материи к энтропии — и параметрами физики частиц:

$$\left( \frac{\rho_{\text{DM}}}{s} \right)_0 \simeq \frac{1}{M_{\text{Pl}}} \left( \frac{\text{ТэВ}}{\alpha_W} \right)^2,$$

<sup>3</sup> Здесь и в формуле (12) мы опускаем несущественный численный множитель в аргументе логарифма.

где  $\alpha_w$  — калибровочная константа электрослабых взаимодействий. Величины, фигурирующие в обеих частях этого соотношения, имеют порядок  $10^{-10}$  ГэВ, и вполне возможно, что это не случайное совпадение. Если это действительно так, то частицы тёмной материи должны рождаться на LHC.

Наиболее известный кандидат на роль WIMP — это нейтралино, имеющееся в суперсимметричных расширениях Стандартной модели [27, 28]. Впрочем, ситуация с нейтралино довольно трудна. Дело в том, что парная аннигиляция нейтралино часто происходит не в s-волне, а в p-волне. Это приводит к подавлению темпа аннигиляции фактором  $v^2 \sim T_f/m_Y \sim 1/30$ . Поэтому имеется тенденция перепроизводства нейтралино в большей части пространства параметров минимальной суперсимметричной Стандартной модели и других моделей. Тем не менее нейтралино остаётся хорошим кандидатом, особенно при больших значениях параметра  $\tan \beta$ , характеризующего отношение вакуумных средних двух хиггсовских полей, существующих в суперсимметричных теориях.

## 2.2. Тёплая тёмная материя: лёгкие гравитино

Сценарий с холодной тёмной материи успешно описывает большинство наблюдательных данных. Однако он, возможно, сталкивается с трудностями. Во-первых, численные расчёты с холодной тёмной материи имеют тенденцию предсказывать слишком большое число малых объектов — карликовых галактик: согласно расчётом, в окрестности большой галактики типа Млечного Пути должно существовать несколько сотен карликовых галактик, в то время как их обнаружено лишь несколько десятков (см., например, [30]). Во-вторых, согласно результатам численного анализа следовало ожидать сильного возрастания плотности по направлению к центрам галактик (сингулярный профиль плотности), однако эта особенность также не подтверждается наблюдениями (см., например, [30] и приведённые там ссылки). Указанные несоответствия пока нельзя воспринимать как кризис, но вполне стоит рассмотреть возможность того, что тёмная материя не так уж холодна.

В качестве альтернативы холодной тёмной материи выступает тёплая тёмная материя, частицы которой после отщепления имеют энергию порядка  $T$ , причём  $T \gtrsim m$ , где  $m$  — масса этих частиц. После этого пространственные импульсы убывают как температура, т.е. импульсы всегда имеют порядок  $T$  после отщепления. Частицы тёплой тёмной материи становятся нерелятивистскими при  $T \sim m$ . Возмущения тёмной материи начинают расти только начиная с этого времени<sup>4</sup>: как мы отмечали, релятивистские частицы не задерживаются в гравитационных потенциалах, поэтому неоднородности плотности "замываются", а не растут. Прежде чем стать нерелятивистскими, частицы тёплой тёмной материи пробегают расстояние порядка размера текущего горизонта; возмущения плотности подавлены на этом и меньших масштабах. Размер горизонта во время  $t_{\text{nr}}$ , при котором  $T \sim m$ , оценивается как

$$l(t_{\text{nr}}) \simeq H^{-1}(T \sim m) = \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_*} T^2} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_*} m^2},$$

<sup>4</sup> Мы несколько упрощаем ситуацию, но это упрощение мало сказывается на оценках.

где  $H(T)$  — параметр Хаббла при температуре  $T$ . Соответствующий современный размер горизонта имеет вид

$$l_0 = l(t_{\text{nr}}) \frac{a_0}{a(t_{\text{nr}})} \sim l(t_{\text{nr}}) \frac{T}{T_0} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{m T_0}, \quad (14)$$

где мы пренебрегли довольно слабой зависимостью от  $g_*$ . Итак, в сценарии с тёплой тёмной материи объектов с размерами  $l \lesssim l_0$  образуется меньше, чем в модели с холодной тёмной материи. Отметим, что  $l_0$  — это тот размер, который возмущение имело бы в линейном режиме; иными словами,  $l_0$  — размер области, из которой собирается вещество в компактный объект.

Современный размер карликовой галактики составляет несколько килопарсеков, а плотность в ней в  $10^6$  раз больше, чем в среднем по Вселенной. Поэтому размер  $l_0$  для таких объектов по порядку величины равен 100 кпк  $\simeq 3 \times 10^{23}$  см. Потребовав, чтобы возмущения такого, но не большего, размера были подавлены, мы получаем из (14), что масса  $m$  частиц тёмной материи должна быть порядка нескольких кэВ. В действительности столь малая масса частиц тёмной материи, скорее всего, не согласуется с наблюдательными данными. Дело в том, что водород был вновь ионизирован во Вселенной при красном смещении  $z \sim 10$ ; такое свойство оставляет следы в анизотропии температуры и особенно в поляризации реликтового излучения, и эти следы были обнаружены [16]. Вторичная ионизация связана с образованием, горением и взрывами первых звёзд; при этом считается, что эти звёзды образуются в гало тёмной материи массой порядка  $10^5 M_\odot$ . Начальный сопутствующий размер таких гало составляет  $l_0 \sim 10$  кпк, так что возмущения такого пространственного масштаба не должны быть сильно подавлены. В соответствии с (14) это приводит к ограничению на массу частицы тёплой тёмной материи на уровне нескольких десятков кэВ.

Среди кандидатов на роль частицы тёплой тёмной материи одним из наиболее естественных является гравитино. Масса гравитино оценивается как

$$m_{3/2} \simeq \frac{F}{M_{\text{Pl}}},$$

где  $F$  — энергетический масштаб нарушения суперсимметрии. Отсюда следует, что масса гравитино находится в подходящей области при довольно малом масштабе нарушения суперсимметрии,  $\sqrt{F} \sim 10^7$  ГэВ. Такая ситуация имеет место, например, при калибровочном механизме передачи суперсимметрии в видимый сектор [31]. При столь малой массе время жизни гравитино сильно превышает время жизни Вселенной, и с этой точки зрения гравитино годится на роль частицы тёмной материи. Для дальнейшего важными параметрами являются ширины распада других суперпартийеров на гравитино и частицы Стандартной модели. Ширины распада оцениваются как

$$\Gamma_{\tilde{S}} \simeq \frac{M_{\tilde{S}}^5}{F^2} \simeq \frac{M_{\tilde{S}}^5}{m_{3/2}^2 M_{\text{Pl}}^2}, \quad (15)$$

где  $M_{\tilde{S}}$  — масса суперпартийера.

Один из механизмов рождения гравитино в ранней Вселенной — это распады других суперпартийеров. Гравитино взаимодействует со всеми частицами настолько слабо, что после рождения оно распространяется сво-

бодно, не испытывая столкновений с частицами плазмы. Гравитино являются релятивистскими в момент рождения, поэтому они действительно представляют собой тёплую тёмную материю. Предположим, что рождение в распадах — это основной механизм появления гравитино во Вселенной, и рассмотрим, при каких условиях современная плотность массы гравитино совпадает с требуемой (детали см., например, в [32]).

Темп рождения гравитино в распадах супер партнёров типа  $\tilde{S}$  в ранней Вселенной может быть представлен в виде

$$\frac{d(n_{3/2}/s)}{dt} = \frac{n_{\tilde{S}}}{s} \Gamma_{\tilde{S}},$$

где  $n_{3/2}$  и  $n_{\tilde{S}}$  — плотность числа гравитино и супер партнёров соответственно,  $s$  — плотность энтропии. Для супер партнёров в тепловом равновесии выполняются  $n_{\tilde{S}}/s = \text{const} \sim g_*^{-1}$  при  $T \gtrsim M_{\tilde{S}}$  и  $n_{\tilde{S}}/s \propto \exp(-M_{\tilde{S}}/T)$  при  $T \ll M_{\tilde{S}}$ . Отсюда следует, что рождение происходит наиболее эффективно при  $T \sim M_{\tilde{S}}$ , когда плотность супер партнёров ещё не слишком мала, а Вселенная расширяется медленнее всего. Поэтому плотность числа гравитино, образовавшихся в распадах супер партнёров  $\tilde{S}$ , оценивается как

$$\begin{aligned} \frac{n_{3/2}}{s} &\simeq \left( \frac{d(n_{3/2}/s)}{dt} H^{-1} \right)_{T \sim M_{\tilde{S}}} \simeq \frac{\Gamma_{\tilde{S}}}{g_*} H^{-1}(T \sim M_{\tilde{S}}) \simeq \\ &\simeq \frac{1}{g_*} \frac{M_{\tilde{S}}^5}{m_{3/2}^2 M_{\text{Pl}}^2} \frac{M_{\text{Pl}}}{g_*^{1/2} M_{\tilde{S}}^2}. \end{aligned}$$

Это даёт для отношения массы к энтропии

$$\frac{m_{3/2} n_{3/2}}{s} \simeq \sum_{\tilde{S}} \frac{M_{\tilde{S}}^3}{g_*^{3/2} M_{\text{Pl}} m_{3/2}}, \quad (16)$$

где суммирование проводится по всем типам супер партнёров, находившихся когда-либо в тепловом равновесии. Требуемое значение (7) получается в случае гравитино с массами в области (10) при

$$M_{\tilde{S}} = 100 - 300 \text{ ГэВ}. \quad (17)$$

Таким образом, сценарий с гравитино как частицами тёплой тёмной материи требует небольших масс супер партнёров, которые в этом случае будут открыты на LHC.

Сделаем несколько комментариев. Во-первых, распады супер партнёров — не единственный механизм образования гравитино: эти частицы могут рождаться и при рассеянии супер партнёров. Для того чтобы избежать перепроизводства гравитино в процессах рассеяния, приходится предположить, что максимальная температура во Вселенной (достигнутая, скажем, в результате постинфляционного разогрева) была весьма низка,  $T_{\max} \sim 1 - 10$  ТэВ. Такое предположение не выглядит привлекательным, но оно согласуется со всем, что известно в космологии, и действительно может выполняться в некоторых инфляционных моделях. Во-вторых, существующие ограничения на массы сильновзаимодействующих супер партнёров (глюино и кварков первого и второго поколений) исключают их значения в области (17). Следовательно, эти частицы не должны давать вкладов в сумму (16), иначе произошло бы перепроизводство "тёплых" гравитино. Скварки и глюино действи-

тельно не дают вкладов, если их массы превышают  $T_{\max}$ ; в этом случае скварков и глюино просто никогда не было в больших количествах в ранней Вселенной. В-третьих, распад на гравитино и частицы Стандартной модели — это единственный канал распада легчайших (после гравитино) супер партнёров — NLSP (Next-to-Lightest Supersymmetric Particle). Поэтому оценка полной ширины NLSP совпадает с (15), что даёт

$$c\tau_{\text{NLSP}} = 1 \text{ мм} - 100 \text{ м}$$

для  $m_{3/2} = 1 - 10$  кэВ и  $M_{\text{NLSP}} = 100 - 300$  ГэВ. Это означает, что либо NLSP должна быть видна в детекторе, либо эта частица пролетает детектор нас kvозь.

Не стоит и говорить, что описанный сценарий — гораздо более вычурный по сравнению со сценарием WIMP. Важно подчеркнуть, однако, что он будет опровергнут или подтверждён экспериментами на LHC.

Скажем в заключение этого раздела, что масса гравитино может быть гораздо больше нескольких сотен кэВ и гравитино по-прежнему будет являться легчайшим супер партнёром. Тогда гравитино выступает в роли частицы холодной тёмной материи. В любом варианте прямое детектирование частиц тёмной материи в низкофоновых экспериментах в случае гравитино представляет собой практически безнадёжную задачу.

### 2.3. Обсуждение

Если частицей тёмной материи действительно служит WIMP, а соответствующий масштаб энергий имеет порядок 1 ТэВ, то теория горячего Большого взрыва будет экспериментально проверена в недалёком будущем для температур вплоть до значений порядка  $10 - 100$  ГэВ и времён после Большого взрыва  $10^{-9} - 10^{-11}$  с (что полезно сравнить с величинами в 1 МэВ и 1 с, доступными сегодня благодаря изучению первичного нуклеосинтеза). Действительно, когда фундаментальная физика на этом масштабе энергий станет известна благодаря коллайдерным экспериментам, можно будет надёжно вычислить плотность тёмной материи и сравнить результаты вычислений с данными наблюдательной космологии. Таким образом, сценарий с WIMP обещает проникновение в очень раннюю стадию эволюции Вселенной.

Если частицей тёмной материи является лёгкое гравитино, то перспективы изучения самых ранних эпох выглядят не столь обнадёживающими. Экспериментальное определение массы гравитино является чрезвычайно сложной, если не безнадёжной, задачей; кроме того, современная плотность гравитино зависит от неизвестного значения  $T_{\max}$  максимальной температуры, достигшейся во Вселенной. Тем не менее можно сказать, что в этом случае картина ранней Вселенной будет существенно отличаться от той, которая сегодня считается наиболее правдоподобной. А именно, сценарий с гравитино требует низкой максимальной температуры, что, в свою очередь, возможно лишь в экзотических инфляционных моделях.

Обсуждавшиеся здесь механизмы — это отнюдь не единственные возможные механизмы генерации тёмной материи, а WIMP и гравитино — вовсе не единственные кандидаты на роль частицы тёмной материи. Список кандидатов включает в себя также аксион, стерильное нейтрино, Q-шары, очень тяжёлые реликтовые частицы и

т.д. Поэтому несмотря на обоснованность надежды на то, что проблема тёмной энергии будет решена с помощью LHC, никакой гарантии тут быть не может.

### 3. Барионная асимметрия Вселенной

В современной Вселенной есть барионы и практически нет антибарионов. Количество барионов сегодня характеризуется отношением  $\eta$  (см. (3)). Для ранней Вселенной естественной характеристикой является отношение плотности барионного числа  $n_B$  к плотности энтропии

$$\Delta_B = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{s},$$

где  $n_{\bar{B}}$  — плотность числа антибарионов. Если барионное число сохраняется, а Вселенная расширяется адабатически, то  $\Delta_B$  является постоянным и его значение с точностью до численного множителя совпадает с  $\eta$ . Точнее,

$$\Delta_B \approx 0,8 \times 10^{-10}.$$

На ранних стадиях, когда температура превышала 100 МэВ, в космической плазме содержалось много кварк-антикварковых пар, плотность числа которых была порядка плотности энтропии,  $n_q + n_{\bar{q}} \sim s$ , в то время как плотность барионного числа была связана с плотностями числа кварков и антикварков как  $n_B - n_{\bar{B}} = (1/3)(n_q - n_{\bar{q}})$  (барионное число кварка равно  $1/3$ ). Поэтому барионная асимметрия в ранней Вселенной может быть представлена в виде

$$\Delta_B \sim \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}}.$$

Видно, что в ранней Вселенной имелся один "лишний" кварк примерно на 10 млрд кварк-антикварковых пар. Именно наличие такого чрезвычайно малого дисбаланса ответственно за существование всей барионной материи в современной Вселенной.

Логически непротиворечиво предположить, что избыток кварков над антикварками был заложен в качестве начального данного эволюции Вселенной. Такая возможность, однако, не представляется правдоподобной для физика. Кроме того, указанная возможность отсутствует в сценарии инфляции, который предсказывает, что сразу после инфляции Вселенная была симметричной по отношению к барионному числу. Таким образом, необходимо найти динамическое объяснение барионной асимметрии.

Барионная асимметрия может образоваться в изначально симметричной космической среде, только если выполнены три необходимых условия, которые называют условиями Сахарова:

- 1) несохранение барионного числа;
- 2) нарушение  $C$ - и  $CP$ -симметрии;
- 3) отклонение от теплового равновесия.

Смысль этих условий легко понять. Если барионное число сохраняется (нарушение условия 1), а начальное барионное число во Вселенной равно нулю, то Вселенная остаётся симметричной по отношению к барионному числу. Если не выполняется условие 2, то скорости реакций с частицами и античастицами равны между собой и избытка кварков над антикварками не образуется. Условие 3 можно пояснить следующим образом. Состояние теплового равновесия — это наиболее симметричное состояние среды. Если барионное число

представляет собой единственное существенное квантовое число, и оно не сохраняется, то оно вымывается, а не генерируется при приближении к тепловому равновесию. На самом деле барионное число не является единственным существенным квантовым числом, поэтому третье условие требует уточнения. Это уточнение нам не понадобится.

Существует по крайней мере два хорошо разработанных механизма несохранения барионного числа. Один из них, который имеется в гипотетических теориях Большого объединения, связан с обменом сверхмассивными частицами. Этот механизм вполне аналогичен, скажем, несохранению очарования в слабых взаимодействиях, которое обусловлено обменами тяжёлыми  $W$ -бозонами. Масштаб этих новых взаимодействий, нарушающих барионное число, — это масштаб Большого объединения, который, скорее всего, составляет величину порядка  $10^{16}$  ГэВ.

Другой механизм, возникающий вне рамок теории возмущений [33], связан с треугольной аномалией в барионном токе. Он имеется как в Стандартной модели, так и (возможно, с некоторыми модификациями) во всех её расширениях. С точки зрения ранней Вселенной, важны два свойства этого механизма: во-первых, он работает в широком диапазоне температур [34],  $100 \text{ ГэВ} < T < 10^{11} \text{ ГэВ}$ ; во-вторых, он сохраняет постоянную разность барионного и лептонного чисел  $B - L$ .

Рассмотрим второй, электрослабый, механизм нарушения барионного и лептонных чисел несколько подробнее, хотя и на качественном уровне. Основным объектом здесь является барионный ток

$$B^\mu = \frac{1}{3} \sum_i \bar{q}_i \gamma^\mu q_i,$$

где суммирование идёт по типам кварков. На классическом уровне барионный ток сохраняется, но на квантовом уровне его дивергенция отлична от нуля из-за треугольной аномалии (аналогичный эффект в квантовой электродинамике и квантовой хромодинамике называют аксиальной аномалией):

$$\partial_\mu B^\mu = \frac{1}{3} \times 3_{\text{colors}} \times 3_{\text{generations}} \times \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a,$$

где  $F_{\mu\nu}^a$  и  $g$  — напряжённость поля и константа связи калибровочной группы  $SU(2)_W$  (подгруппы электрослабой группы  $SU(2)_W \times U(1)_Y$ ) соответственно. Аналогично, аномалия имеется в каждом лептонном токе (здесь  $a = e, \mu, \tau$ ),

$$\partial_\mu L_a^\mu = \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a.$$

Нетривиальный факт состоит в том [35], что существуют большие флуктуации поля  $F_{\mu\nu}^a(x, t) \propto g^{-1}$ , для которых

$$Q \equiv \int d^3x dt \frac{g^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a \neq 0.$$

Для каждой такой флуктуации величина  $Q$  принимает целочисленное значение.

Предположим, что произошла флуктуация с ненулевым  $Q$ . Тогда барионные числа в начале и в конце процесса различаются:

$$B_{\text{fin}} - B_{\text{in}} = \int d^3x dt \partial_\mu B^\mu = 3Q. \quad (18)$$

Совершенно аналогично:

$$L_{n,\text{fin}} - L_{n,\text{in}} = Q. \quad (19)$$

Отсюда и следует отмеченное выше правило отбора:  $B$  нарушается, а  $B - L$  сохраняется.

При низких температурах большие флуктуации, в результате которых нарушаются барионное и лептонные числа, — это вакуумные флуктуации, инстантоны [35]. Они отчасти напоминают виртуальные поля, появляющиеся и исчезающие в пертурбативном вакууме квантовой теории поля. Различие заключается в том, что инстантоны — *большие* флуктуации. Последнее обстоятельство приводит к подавлению соответствующей вероятности фактором  $\exp(-16\pi^2/g^2) \sim 10^{-165}$ . С другой стороны, при конечных температурах имеются большие *тепловые* флуктуации — сфероны [36], вероятность которых может быть не мала. Так и происходит: в ранней Вселенной нарушение барионного числа реализуется быстро, по сравнению с космологическим расширением, при достаточно высоких температурах, когда

$$\langle\phi\rangle_T < T, \quad (20)$$

где  $\langle\phi\rangle_T$  — среднее хиггсовского поля при температуре  $T$ .

Можно задаться вопросом о том, каким образом барионное число может не сохраняться в отсутствие слагаемых в лагранжиане Стандартной модели, нарушающих барионное число. Этот вопрос подробно обсуждается, например, в [37]. В любом случае, интересно понять, может ли электрослабый механизм быть целиком ответственным за генерацию барионной асимметрии Вселенной. Здесь, однако, есть две проблемы. Одна из них состоит в том, что нарушение *CP*-симметрии является слишком слабым в Стандартной модели: механизм Кабибо–Кобаяси–Маскавы (СКМ) сам по себе недостаточен для генерации необходимой асимметрии. Поэтому требуются дополнительные источники *CP*-нарушения. Другая проблема имеет отношение к требованию отклонения от теплового равновесия. При температурах, превышающих 100 ГэВ, электрослабая симметрия восстановлена, среднее значение  $\phi$  равно нулю<sup>5</sup>, соотношение (20) выполняется, несохранение барионного числа происходит быстро по сравнению с расширением Вселенной и имеет место тепловое равновесие по отношению к процессам с нарушением барионного числа. Соотношение (20) нарушается при температурах порядка 100 ГэВ и меньших, но в это время Вселенная расширяется весьма медленно: космологический временной масштаб составляет

$$H^{-1} \sim \frac{M_{\text{Pl}}}{\sqrt{g_*} T^2} \simeq \frac{10^{19} \text{ ГэВ}}{10 \times (100 \text{ ГэВ})^2} \sim 10^{-10} \text{ с}, \quad (21)$$

что очень велико с точки зрения электрослабой физики. Единственной возможностью для достаточно сильного отклонения от теплового равновесия представляется фазовый переход первого рода.

В рамках теории возмущений среднее хиггсовского поля равно нулю при температурах, превышающих 100 ГэВ, и отлично от нуля в вакууме. Этот факт указывает на возможность фазового перехода, грубо говоря, из фазы с  $\langle\phi\rangle = 0$  в фазу с  $\langle\phi\rangle \neq 0$ . Впрочем, ситуация

здесь довольно сложная, поскольку поле  $\phi$  не инвариантно относительно калибровочных преобразований, и поэтому оно не может служить параметром порядка. В связи с чем само представление о фазах с  $\langle\phi\rangle = 0$  и  $\langle\phi\rangle \neq 0$  не имеет точного смысла. Более того, ни Стандартная модель, ни большинство из её расширений не имеют калибровочно-инвариантного параметра порядка, так что провести различие между этими "фазами" в действительности нельзя. Данная ситуация похожа на случай системы пар–жидкость, которая также не имеет параметра порядка и испытывает фазовый переход или не испытывает его при понижении температуры, в зависимости от значений других параметров, например давления. В Стандартной модели роль такого параметра играет константа самодействия поля Хиггса  $\lambda$  или, иными словами, масса хиггсовского бозона.

Продолжая использовать несколько неточную терминологию, повторим, что нас интересует случай фазового перехода первого рода. В этом случае эффективный потенциал  $V_{\text{eff}}(\phi)$  (плотность свободной энергии как функция однородного поля  $\phi$ ) имеет один минимум  $\phi = 0$  при высоких температурах, так что среднее хиггсовского поля равно нулю. При понижении температуры возникает другой минимум при конечном  $\phi$ , который затем становится глубже минимума с  $\phi = 0$ . Однако вероятность перехода из фазы от  $\phi = 0$  к фазе с  $\phi \neq 0$  в течение некоторого времени остаётся очень малой, и система находится в переохлаждённом состоянии.

Фазовый переход первого рода происходит вследствие спонтанного рождения пузырьков новой фазы в старой. Эти пузырьки растут, их стенки в конце концов сталкиваются, и новая фаза занимает всё пространство. Вселенная кипит. В космологическом контексте этот процесс происходит тогда, когда образуется примерно один пузырёк за хаббловское время в хаббловском объёме. Скорость стенки пузыря в релятивистской космической плазме сравнима со скоростью света (на самом деле она несколько меньше — от  $0,1c$  до  $0,01c$ ), просто потому, что отсутствуют безразмерные параметры, характеризующие среду. Пузыри, таким образом, сильно вырастают до того момента, как столкнутся их стенки, — их размер к этому времени становится, грубо говоря, сравнимым с хаббловским размером. Если при образовании пузырька его размер определяется электрослабым масштабом, составляя по порядку величины  $(100 \text{ ГэВ})^{-1} \approx 10^{-16} \text{ см}$ , то во время столкновения стенок пузырь имеет макроскопический размер порядка  $0,1H^{-1} \sim 1 \text{ мм}$ , как следует из (21). Ясно, что такое кипение представляет собой сильно неравновесный процесс и можно рассчитывать на генерацию в нём барионной асимметрии при условии достаточно сильного *CP*-нарушения. Конкретные механизмы генерации связаны со взаимодействием夸克ов и лептонов с движущимися стенками пузырей. Если в этих взаимодействиях достаточно сильно нарушена *CP*-инвариантность, то образующаяся барионная асимметрия вполне может быть порядка  $10^{-10}$ , как и требуется.

Для электрослабой генерации барионной асимметрии необходимо, чтобы неравенство (20) не выполнялось сразу после фазового перехода. В противном случае электрослабые процессы, нарушающие барионное число, являются быстрыми после фазового перехода и барионная асимметрия, возникшая во время перехода, "замывается". Следовательно, фазовый переход должен быть достаточно сильно первого рода. В случае Стан-

<sup>5</sup> Здесь есть тонкости, см. ниже.

дартной модели это не так. Для того чтобы убедиться в этом и составить представление о том, как нужно расширять Стандартную модель для получения фазового перехода сильно первого рода, рассмотрим подробнее свойства эффективного потенциала. Хиггсовский потенциал при нулевой температуре имеет стандартный вид:

$$V(\phi) = -\frac{m^2}{2} |\phi|^2 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4.$$

Здесь

$$|\phi| \equiv (\phi^\dagger \phi)^{1/2} \quad (22)$$

— модуль хиггсовского дублета  $\phi$ ,  $m^2 = \lambda v^2$  и  $v = 247$  ГэВ — вакуумное среднее хиггсовского поля. Масса бозона Хиггса выражается следующим образом:

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v. \quad (23)$$

В лидирующем порядке теории возмущений эффекты конечной температуры модифицируют эффективный потенциал:

$$V_{\text{eff}}(\phi, T) = \frac{\alpha}{2} |\phi|^2 - \frac{\beta}{3} T |\phi|^3 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4, \quad (24)$$

причём  $\alpha(T) = -m^2 + \hat{g}^2 T^2$  и  $\beta = \tilde{g}^3/(2\pi)$ , где  $\hat{g}^2$  — положительная линейная комбинация квадратов констант связи всех полей теории с хиггсовским полем (в Стандартной модели — линейная комбинация величин  $g^2, g'^2$  и  $y_i^2$ , где  $g$  и  $g'$  — калибровочные константы,  $y_i$  — юковские константы), в то время как  $\tilde{g}^3$  — положительная линейная комбинация кубов констант связи бозонных полей с хиггсовским полем. В Стандартной модели  $\beta$  представляет собой линейную комбинацию величин  $g^3$  и  $g'^3$ , т.е.  $M_W^3/v^3$  и  $M_Z^3/v^3$ , а именно

$$\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{2M_W^3 + M_Z^3}{v^3}. \quad (25)$$

Кубичный член в (24) довольно необычен: в силу (22) он неаналитичен по исходному хиггсовскому полю  $\phi$ . Однако именно этот член отвечает за фазовый переход первого рода: при  $\beta = 0$  фазовый переход был бы переходом второго рода. Причиной неаналитичности является в конечном итоге усиление тепловой функции распределения Бозе–Эйнштейна в области малых импульсов,  $p, m \ll T$ ,

$$f_{\text{Bose}}(p) = \frac{1}{\exp(\sqrt{p^2 + m_b^2}/T) - 1} \simeq \frac{T}{\sqrt{p^2 + m_b^2}},$$

где  $m_b \simeq g_b |\phi|$  — масса бозона  $b$ , обусловленная ненулевым средним хиггсовского поля,  $g_b$  — константа связи поля  $b$  с хиггсовским полем. Ясно, что при  $p \ll g_b |\phi|$  функция распределения неаналитична по  $\phi$ ,

$$f_{\text{Bose}}(p) \simeq \frac{T}{g_b |\phi|}.$$

Именно эта неаналитичность приводит к неаналитическому кубичному вкладу в эффективный потенциал. Важно, что распределение Ферми–Дирака

$$f_{\text{Fermi}}(p) = \frac{1}{\exp(\sqrt{p^2 + m_f^2}/T) + 1}$$

аналитично по  $m_f^2$  и, следовательно, по  $\phi^\dagger \phi$ , поэтому фермионы не дают вклада в кубичный член.

Из-за наличия кубичного члена в эффективном потенциале фазовый переход действительно является фазовым переходом первого рода (в рамках лидирующего приближения): при высоких температурах коэффициент  $\alpha$  является большим и положительным, так что имеется один минимум эффективного потенциала при  $\phi = 0$ , в то время как при промежуточных температурах коэффициент  $\alpha$  мал, хотя и положителен, и имеется два минимума. Фазовый переход происходит тогда, когда  $\alpha \approx 0$ ; в этот момент

$$V_{\text{eff}}(\phi, T) \approx -\frac{\beta}{3} T |\phi|^3 + \frac{\lambda}{4} |\phi|^4.$$

Из последнего выражения мы получаем, что сразу после фазового перехода минимум  $V_{\text{eff}}$  находится при значении

$$\phi \simeq \frac{\beta}{\lambda} = \frac{\tilde{g}^3 T}{\lambda}.$$

Поэтому необходимое условие электрослабого бариогенезиса  $\phi > T$  принимает вид

$$\beta > \lambda. \quad (26)$$

В силу (23) константа  $\lambda$  пропорциональна  $m_H^2$ , тогда как в Стандартной модели параметр  $\beta$  пропорционален  $2M_W^3 + M_Z^3$ . Отсюда следует, что соотношение (26) выполняется только при малых массах бозона Хиггса; используя (23) и (25), мы получаем область подходящих значений  $m_H < 50$  ГэВ, что экспериментально исключено<sup>6</sup>.

Наш краткий анализ указывает на возможный способ добиться того, чтобы фазовый переход был сильно первого рода: нужно, чтобы существовали новые бозонные поля, имеющие достаточно большие константы связи с хиггсовским полем и приводящие поэтому к увеличению параметра  $\beta$ . Для того чтобы эти новые поля оказывали влияние на динамику электрослабого перехода, необходимо присутствие новых бозонов в космической плазме при температуре перехода  $T \sim 100$  ГэВ. Поэтому их массы не должны быть слишком велики,  $M \lesssim 300$  ГэВ. В суперсимметричных расширениях Стандартной модели естественными кандидатами являются скалярные партнёры t-кварка, константы связи которых с хиггсовским полем такие же, как у самого t-кварка, т.е. большие. Сценарий электрослабого бариогенезиса с лёгким суперпартнёром t-кварка действительно работает, как показывает подробный анализ [41–43].

Ещё один важный момент — нарушение CP-симметрии, которое должно быть достаточно сильным для осуществления успешного электрослабого бариогенезиса. Поскольку асимметрия образуется во взаимодействиях кварков и лептонов (и их суперпартнёров в суперсимметричных расширениях) со стенками пузырей, CP-нарушение должно иметь место на этих стенах.

<sup>6</sup> На самом деле в Стандартной модели с  $m_H > 114$  ГэВ фазового перехода нет совсем [38–40] — электрослабый переход является гладким кроссовером. Этот факт не виден из выражения (24), однако (24) справедливо лишь в низшем порядке теории возмущений, а теория возмущений неприменима для описания электрослабого перехода в Стандартной модели с большой  $m_H$ .

Вспомним, что стенки "сделаны" из хиггсовских полей. Это обстоятельство указывает, что  $CP$ -нарушение должно происходить в хиггсовском секторе, что возможно только при наличии в теории нескольких хиггсовских полей.

Итак, можно сказать, что электрослабая генерация барионной асимметрии требует существенного расширения Стандартной модели, причём массы новых частиц должны лежать в области  $100 - 300$  ГэВ. Поэтому такой механизм будет однозначно подтверждён или опровергнут экспериментами на LHC. Подчеркнём, однако, что электрослабый бариогенезис отнюдь не является единственным возможным сценарием: красивой и хорошо обоснованной альтернативой служит лептогенезис; в литературе обсуждается и ряд других возможностей.

#### 4. Заключительные замечания

Рассмотренные здесь идеи вполне могут оказаться не имеющими отношения к действительности: мы можем только выдвигать гипотезы о физике за пределами Стандартной модели и её роли в ранней Вселенной. Физика в ТэВ-области энергий может кардинально отличаться от той физики, к которой мы привыкли. Например, не исключено, что масштаб порядка 1 ТэВ — это не только электрослабый, но и гравитационный масштаб. Такое возможно в моделях с дополнительными пространственными измерениями большого размера, в которых связь планковского масштаба с фундаментальным гравитационным масштабом зависит от объёма дополнительных измерений, так что фундаментальный масштаб может быть значительно меньше, чем  $M_{Pl}$  (см., например, обзор [44]).

Если в экспериментах на LHC будет действительно обнаружено, что фундаментальный гравитационный масштаб энергий находится в ТэВ-области, то произойдёт настоящий прорыв как в физике частиц, так и в космологии. С точки зрения физики частиц, такой прорыв будет связан с возможностью исследовать на коллайдерах квантовую гравитацию и её высокоэнергетическое расширение (каковым, возможно, является теория суперструн). С точки зрения космологии, такое открытие приведёт к пересмотру многих представлений о ранней Вселенной. Например, необходимо будет рассматривать инфляцию (если на ней настаивать) в режиме низких плотностей энергии или в режиме квантовой гравитации; максимальная температура на обычной горячей стадии будет ограничена величиной порядка 1 ТэВ, так что тёмная материя и барионная асимметрия должны будут образовываться либо при сравнительно низких температурах, либо в квантово-гравитационном режиме. Необычайно интересным представляется исследование космологии в условиях сильных квантово-гравитационных эффектов на основе поступающих коллайдерных данных. Эта перспектива, пожалуй, является слишком радужной, чтобы быть реалистичной.

Более вероятно, что на LHC будет обнаружено что-то совсем новое, о чём теоретики и не догадывались. Или, наоборот, будет обнаружено настолько мало, что необходимо будет всерьёз вставать на точку зрения антропного принципа. В любом случае, результаты экспериментов на LHC существенно дополнят наши представления о физике, и космология здесь — не исключение.

#### Список литературы

1. Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва* (М.: УРСС, 2008) [Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe. Hot Big Bang Theory* (Singapore: World Scientific, 2011)]
2. Brandenberger R H, hep-ph/9701276
3. Freedman W L, Turner M S *Rev. Mod. Phys.* **75** 1433 (2003); astro-ph/0308418
4. Rubakov V PoS (RTN2005) 003 (2005); [http://pos.sissa.it/archive/conferences/019/003/RTN2005\\_003.pdf](http://pos.sissa.it/archive/conferences/019/003/RTN2005_003.pdf)
5. Peacock J A, in *Proc. 1998 European School of High-Energy Physics, St. Andrews, Scotland, 23 Aug. – 5 Sep. 1998*
6. Shaposhnikov M, in *Proc. 2000 European School of High-Energy Physics, Caramulo, Portugal, 20 Aug. – 2 Sep. 2000*
7. Tkachev I I, in *Proc. 2003 European School on High-Energy Physics, Tsakhkadzor, Armenia, 24 Aug. – 6 Sep. 2003*; hep-ph/0405168
8. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
9. Bottino A, Fornengo N, hep-ph/9904469
10. Olive K A, astro-ph/0301505
11. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
12. Dolgov A D, hep-ph/9707419
13. Рубаков В А, Шапошников М Е УФН **166** 493 (1996) [Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Usp.* **39** 461 (1996)]; hep-ph/9603208
14. Riotto A, Trodden M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** 35 (1999); hep-ph/9901362
15. Trodden M *Rev. Mod. Phys.* **71** 1463 (1999); hep-ph/9803479
16. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011); arXiv:1001.4538
17. Seljak U et al. *Phys. Rev. D* **71** 103515 (2005); astro-ph/0407372
18. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **180** 330 (2009); arXiv:0803.0547
19. Малиновский А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **34** 490 (2008) [Malinovsky A M et al. *Astron. Lett.* **34** 445 (2008)]
20. Sahni V, Starobinsky A *Int. J. Mod. Phys. D* **9** 373 (2000); astro-ph/9904398
21. Weinberg S, astro-ph/0005265
22. Чернин А Д УФН **171** 1153 (2001) [Chernin A D *Phys. Usp.* **44** 1099 (2001)]
23. Padmanabhan T *Phys. Rep.* **380** 235 (2003); hep-th/0212290
24. Peebles P J E, Ratra B *Rev. Mod. Phys.* **75** 559 (2003); astro-ph/0207347
25. Sahni V *Lect. Notes Phys.* **653** 141 (2004); astro-ph/0403324
26. Copeland E J, Sami M, Tsujikawa S *Int. J. Mod. Phys. D* **15** 1753 (2006); hep-th/0603057
27. Высоцкий М И, Невзоров Р Б УФН **171** 939 (2001) [Vysotskii M I, Nevorozov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)]
28. Красников Н В, Матвеев В А УФН **174** 697 (2004) [Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Usp.* **47** 643 (2004)]; hep-ph/0309200
29. Tikhonov A V, Klypin A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** 1915 (2009); arXiv:0807.0924
30. Salucci P, arXiv:1008.4344
31. 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)]; Dubovskii S L, Gorbunov D S, Troitskii S V, hep-ph/9905466
32. Gorbunov D, Khmelnitsky A, Rubakov V *JHEP* (12) 055 (2008); arXiv:0805.2836
33. 't Hooft G *Phys. Rev. Lett.* **37** 8 (1976)
34. Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **155** 36 (1985)
35. Belavin A A et al. *Phys. Lett. B* **59** 85 (1975)
36. Klinkhamer F R, Manton N S *Phys. Rev. D* **30** 2212 (1984)
37. Рубаков В А *Классические калибровочные поля* (М.: УРСС, 1999) [Rubakov V *Classical Theory of Gauge Fields* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2002)]
38. Kajantie K et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2887 (1996); hep-ph/9605288
39. Karsch F et al. *Nucl. Phys. B* **474** 217 (1996); hep-lat/9603004
40. Karsch F et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **53** 623 (1997); hep-lat/9608087
41. Carena M, Quirós M, Wagner C E M *Phys. Lett. B* **380** 81 (1996); hep-ph/9603420
42. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **503** 387 (1997); hep-ph/9702409
43. Carena M et al. *Nucl. Phys. B* **650** 24 (2003); hep-ph/0208043
44. Рубаков В А УФН **171** 913 (2001) [Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)]; hep-ph/0104152

PACS numbers: 04.65.+e, 11.10.-, 11.30.Ly  
 DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106g.0665

## В.Л. Гинзбург и поля высших спинов

М.А. Васильев

### 1. Поля высших спинов вчера и сегодня

Релятивистские поля характеризуются двумя типами квантовых чисел: массой  $m \geq 0$  и спином  $s = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots, \infty$ . Экспериментально пока обнаружено лишь два типа элементарных частиц. Это частицы со спином  $s = 1/2$ , описывающие поля материи, —  $e, \nu, \mu, u, d, \dots$ , и частицы со спином  $s = 1$ , служащие переносчиками взаимодействий — фотоны, глюоны,  $W$ - и  $Z$ -бозоны.

Основная задача Большого адронного коллайдера состоит в нахождении гипотетической частицы со спином 0 — хиггсовского бозона Н. Безмассовые частицы со спином 2 (гравитон) и со спином 3/2 (гравитино) ещё предстоит обнаружить, хотя связанные с ними калибровочные теории (гравитация и супергравитация) хорошо известны по крайней мере на классическом уровне.

Теории свободных полей произвольного спина и массы прекрасно определены на лагранжевом уровне. Нетривиальная и интереснейшая проблема возникает тогда, когда поднимается вопрос о том, как устроена теория взаимодействующих полей со спинами  $s > 2$ .

Фундамент теории свободных полей высших спинов был заложен в классических работах Дирака [1] и Фирца и Паули [2]. Историю развития теории высших спинов можно условно разбить на два этапа. До создания супергравитации [3], т.е. примерно с 1936 г. по 1976 г., главной задачей являлось описание резонансных состояний с высокими спинами. В этот период основное внимание уделялось изучению массивных частиц в четырёхмерном пространстве-времени. После создания супергравитации, т.е. с 1976 г. по настоящее время, интерес сместился в сторону изучения фундаментальных взаимодействий, основанных на принципе калибровочной симметрии, что требует в первую очередь изучения безмассовых полей высших спинов. Кроме того, развитие теории суперстррун и супергравитации привело к необходимости изучения калибровочных теорий в старших размерностях,  $d > 4$ .

Виталий Лазаревич Гинзбург активно занимался полями высших спинов в начале 40-х годов XX века, т.е. на достаточно раннем этапе развития теории. Из рассказов и воспоминаний [4–6] самого Виталия Лазаревича, а также замечаний в его ранних работах (см., например, работу по теории спина 3/2 [7]) мы знаем, что многие фундаментальные результаты теории были получены независимо Таммом и его сотрудниками примерно в то же время, что и аналогичные результаты западных авторов, хотя и оказались опубликованными позднее (не стоит забывать, что речь идёт о годах войны). В частности, это относится к работе Давыдова [8], опубликованной лишь в 1943 г., в которой был построен лагранжиан для частиц со спином 3/2, найденный независимо Раритетом и Швингером в 1941 г. [9]. Гинзбург был ознакомлен

Таммом с результатами его совместных с Давыдовым исследований и с разрешения авторов использовал их в работе [7]. Докторская диссертация Гинзбурга "К теории элементарных частиц" [10] была защищена в 1942 г. и опубликована (с некоторыми сокращениями) в [11, 12]\*.

Ключевая идея исследований Гинзбурга состояла в том, что использование систем полей различных спинов [10–13] может служить средством преодоления трудностей, возникших в квантовой теории взаимодействующих полей. Интересно, что эта идея остаётся ключевой и сегодня, с тем лишь отличием, что подходящие спектры полей диктуются тем или иным принципом симметрии. Так, добавление хиггсовского поля спина 0 позволяет построить последовательную квантовую теорию массивного поля спина 1. Детали объединения полей спинов 1 и 0 в Стандартной модели диктуются калибровочной симметрией.

Излюбленная Гинзбургом система полей — это поля спинов 1/2 и 3/2. По сути, рассматривавшиеся им теории [10–13] были прототипом теории супергравитации со спонтанно нарушенной суперсимметрией. Исследование систем полей различных спинов привели Гинзбурга к высказанной в его докторской диссертации мысли, что наиболее естественные релятивистские модели, вероятно, должны описывать системы полей всех целых спинов,  $s = 0, 1, 2, \dots$ , и/или полуцелых спинов,  $s = -1/2, 3/2, 5/2, \dots$  В дальнейшем эта идея полностью подтвердилась. Так, решаясь многие проблемы локальной теории поля теория суперстррун действительно описывает бесконечные системы полей всех спинов с реджевским характером зависимости массы от спина. Калибровочные теории высших спинов также с необходимостью содержат бесконечные системы полей с неограниченными спинами, состав которых диктуется симметриями высших спинов.

Благодаря увлечению Гинзбурга теорией высших спинов попал в теоретический отдел Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН) Ефим Самойлович Фрадкин. Будучи фронтовиком и не имея систематического образования, вскоре после окончания войны Фрадкин сумел разобраться в работах Гинзбурга по теории полей спина 3/2 и обобщил их на случай спина 5/2 [14]. Когда Фрадкин приехал к Виталию Лазаревичу с работой по теории массивного поля спина 5/2, это произвело на последнего такое впечатление, что Ефим Самойлович вскоре оказался в теоретическом отделе ФИАНа. Так от Гинзбурга интерес к теории высших спинов передался к Фрадкину, от него — к его ученикам, а от них — и к их ученикам. За это время в теории высших спинов существенно поменялись приоритеты. Главным изменением в идеологии развития теории, прошедшем в последней четверти XX в., стал принцип калибровочной инвариантности.

Остановимся более подробно на работе Гинзбурга и Тамма "К теории спина" [15], в которой была сделана попытка единого описания частиц с различными спинами и массами. Основным объектом этой работы является поле  $\Psi(x, u)$ , которое зависит не только от пространственно-временных координат  $x^n$ ,  $n = 0, 1, 2, 3$ , но и от вспомогательных переменных  $u_n$ , подчинённых

\* Для удобства читателей раздел "Высшие спины" из книги [5] будет помещён на сайте УФН [www.ufn.ru](http://www.ufn.ru) в качестве приложения к публикуемой статье М.А. Васильева вместе с рядом малодоступных ныне статьей В.Л. Гинзбурга по этой тематике. (Примеч. ред.)

условию  $u_n u^n = 1$ . Уравнения для  $\Psi(x, u)$  имеют вид

$$\left( \square - m^2 + \frac{\beta}{2} \alpha M^{mn} M_{mn} \right) \Psi(x, u) = 0, \quad (1.1)$$

$$(\alpha M^{il} M_l^j \partial_i \partial_j - \square) \Psi(x, u) = 0, \quad (1.2)$$

где

$$M_{ij} = u_i \frac{\partial}{\partial u^j} - u_j \frac{\partial}{\partial u^i}.$$

Альтернативный вариант теории связан с введением вспомогательных переменных, образующих антисимметричный тензор,  $u_n \rightarrow u_{nm} = -u_{mn}$ . В обоих случаях эта модель сталкивается с трудностями. Без дополнительного условия (1.2) она приводит к нефизическому спектру с экспериментально неприемлемыми точками сгущения состояний при конечных значениях масс<sup>1</sup>. Введение дополнительного условия (1.2) снимает эту проблему, но препятствует введению взаимодействий.

Хотя сама по себе модель Гинзбурга–Тамма не привела к успеху, она представляет значительный интерес, обладая многими чертами современных теорий. Действительно, состояния теории струн описываются вектором в пространстве состояний струны,

$$|\Psi(x)\rangle = \sum \psi_{m_1 \dots m_{s_1}, n_1 \dots n_{s_2}, \dots}(x) a_{-1}^{m_1} \dots a_{-1}^{m_{s_1}} a_{-2}^{n_1} \dots a_{-2}^{n_{s_2}} \dots |0\rangle,$$

удовлетворяющим уравнению

$$Q|\Psi(x)\rangle = 0, \quad (1.3)$$

где  $Q$  — струнный оператор Бекки–Рюэ–Стора–Тьютина (БРСТ), удовлетворяющий условию  $Q^2 = 0$ , что обеспечивает инвариантность теории относительно калибровочных преобразований  $\delta|\psi\rangle = Q|\varepsilon\rangle$ . Аналогия между переменными  $u^n$  и струнными операторами рождения  $a_i^n$ , которых, впрочем, в случае струны бесконечно много ( $i = 0, 1, 2, \dots, \infty$ ), очевидна.

Масштаб масс теории струн задаётся параметром натяжения струны  $m^2 \sim 1/\alpha'$ . В пределе нулевого натяжения,  $\alpha' \rightarrow \infty$ , все возбуждения струны становятся безмассовыми и можно ожидать появления дополнительных симметрий теории струн в пределе высоких энергий, как это обсуждалось, например, в [16]. Как бы ни была устроена теория струн, если в определённом пределе она обладает симметриями высших спинов, то в этом пределе её можно интерпретировать как калибровочную теорию высших спинов.

В теории калибровочных полей высших спинов центральную роль играют калибровочные симметрии. Случай симметричных безмассовых полей произвольного спина был рассмотрен Фронсадолом [17] в 1978 г. В формулировке Фронсадала симметричное безмассовое поле спина  $s$  описывается симметричным тензором ранга  $s$   $\varphi_{n_1 \dots n_s}$ , подчинённым условию дважды бесследовости  $\eta^{n_1 n_2} \eta^{n_3 n_4} \varphi_{n_1 \dots n_s} = 0$ . Калибровочное преобразование имеет вид

$$\delta\varphi_{k_1 \dots k_s} = \partial_{(k_1} \varepsilon_{k_2 \dots k_s)}, \quad \varepsilon^m{}_{mk_3 \dots k_{s-1}} = 0.$$

В случае спина 1 калибровочные преобразования с параметром  $\varepsilon(x)$  описывают внутренние симметрии, а

<sup>1</sup> Отметим, что это обстоятельство является следствием накладываемого в работе [15] требования, что  $\Psi$  должно образовывать унитарное представление группы Лоренца, необходимость которого вызывает сегодня серьёзные вопросы.

соответствующая нелинейная калибровочная теория приводит к электродинамике и теории Янга–Миллса.

Со спином 2 связаны векторные калибровочные параметры  $\varepsilon_n(x)$ , отвечающие замене координат в нелинейной теории гравитации  $x^n \rightarrow x^n + \varepsilon^n(x)$ .

Калибровочный параметр фермионного поля спина 3/2  $\psi_{nz}$ , рассмотренного в [8, 9], оказывается спинором  $\varepsilon_x(x)$  и отвечает преобразованиям суперсимметрии, а соответствующая нелинейная калибровочная теория называется супергравитацией [3].

Ключевой вопрос теории калибровочных полей высших спинов, к которым после создания супергравитации относят поля со спинами  $s > 2$ , состоит в том, как устроены соответствующие нелинейные теории. Ответ на этот вопрос тесно связан с фундаментальным вопросом о неабелевых симметриях высших спинов. Например, состав полей в последовательной модели во многом определяется представлениями её группы симметрии. Не менее важно, что симметрии теории определяют геометрию пространства, в котором они могут быть реализованы. Так, симметрии группы Пуанкаре, включающие в себя пространственно-временные трансляции и лоренцевы вращения, геометрически реализованы в пространстве-времени Минковского. Суперсимметрия естественно реализуется в суперпространстве. "Негеометричность" симметрий высших спинов в пространстве Минковского предполагает необходимость ревизии обычных представлений о пространстве-времени.

До конца 70-х годов XX в. в литературе доминировали негативные утверждения по поводу возможности существования взаимодействующих теорий высших спинов. Эти утверждения сводились, в основном, к высказываниям двух типов. К первому типу относятся аргументы в духе теоремы Коулмана–Мандулы [18], утверждающей, что нетривиальная  $S$ -матрица в пространстве Минковского не допускает симметрий высших спинов. Второй тип негативных высказываний основывался на прямом анализе совместности симметрий высших спинов с симметриями гравитации (диффеоморфизмами), как, например, в работе Арагона и Дезера [19].

Правильный путь начал проясняться с середины 1980-х годов. На примере скалярного поля было установлено, что существуют сохраняющиеся токи высших спинов [20–22], которые содержат высшие производные,

$$J_s \sim \sum_{n=0}^s a_n \partial^n \phi \partial^{s-n} \phi.$$

При этом число производных возрастает с увеличением спина. Важный вывод о структуре взаимодействий полей высших спинов, согласующийся с результатами более раннего анализа в рамках калибровки светового конуса [23], состоял в том, что калибровочно инвариантные взаимодействия высших спинов содержат высшие производные:

$$L^3 = \sum_{p, q, r} (D^p \phi)(D^q \phi)(D^r \phi) \rho^{p+q+r+1/2d-3}.$$

Появление взаимодействий с высшими производными требует введения размерной константы  $\rho$ , компенсирующей лишние размерности, связанные с высшими производными. В теории струн параметр  $\rho$  выражается через натяжение струны,  $\rho^2 \sim \alpha'$ . В теории калибровочных полей высших спинов, описывающей безмассовые

поля, отсутствует независимый массовый масштаб. Неожиданный выход из этой ситуации состоит в рассмотрении теории в пространстве с ненулевой кривизной,  $M \sim \lambda = \rho^{-1}$ , задающей нетривиальный масштаб, не связанный с массовым масштабом теории.

В результате, выбирая в качестве наиболее симметричного пространства с ненулевым тензором кривизны пространство де Ситтера ( $dS$ ) или анти-де-Ситтера ( $AdS$ ) (для определённости мы будем говорить о пространстве анти-де-Ситтера), можно показать, что, не допуская последовательной формулировки в пространстве Минковского, калибровочная теория высших спинов допускает формулировку в пространстве  $AdS$  [24]. Такое обобщение не только позволило обойти теоремы запрета, справедливые в плоском пространстве, но и оказалось заготовкой к ещё неизвестной в то время гипотезе о соответствии между конформными теориями в  $d$  измерениях и теорией в  $(d+1)$ -мерном пространстве ненулевой кривизны ( $AdS/CFT$ ) [25–27].

## 2. Тетрадная формулировка как ключ к симметрии

Симметрии удобно изучать, описывая калибровочные поля дифференциальными формами со значениями в той или иной алгебре симметрии. Так, поле спина 1 описывается 1-формой  $A_{v_j}^i$  ( $\mu, v = 0, 1, 2, 3$ ) со значениями в алгебре Янга–Миллса  $g$ . Спин 2 в формулировке Вейля–Картана описывается тетрадой  $e_v^a$  и лоренцевой связностью  $\omega_v^{ab}$ . Полезно отождествить поля  $e_v^a$  и  $\omega_v^{ab}$  с калибровочными полями алгебры Ли группы Пуанкаре  $iso(1, 3)$  или групп де Ситтера  $SO(d, 1)$  или анти-де-Ситтера  $SO(d-1, 2)$ . Поле спина  $3/2$   $\psi_v^\alpha$  допускает естественную интерпретацию калибровочного поля, связанного с генераторами суперсимметрии  $Q_\alpha$  в суперсимметричном расширении алгебры симметрий Пуанкаре или  $AdS$ . (Отметим, что  $dS$ -алгебра  $SO(d, 1)$  не допускает последовательного суперсимметричного расширения).

Тетрадоподобная формулировка для свободных полей произвольного спина [28–30] приводит к необходимости введения следующего набора полей:

$$e_v^{a_1 \dots a_{s-1}}, \omega_v^{a_1 \dots a_{s-1}, b}, \dots, \omega_v^{a_1 \dots a_{s-1}, b_1 \dots b_t}, 0 \leq t \leq s-1,$$

что, в свою очередь, диктует состав параметров симметрии, связанных с полем фиксированного спина  $s$ :

$$\epsilon^{a_1 \dots a_{s-1}}, \epsilon^{a_1 \dots a_{s-1}, b}, \dots, \epsilon^{a_1 \dots a_{s-1}, b_1 \dots b_t}, 0 \leq t \leq s-1.$$

(Как поля, так и параметры симметрии являются симметричными бесследовыми тензорами по лоренцевым индексам  $a$  и  $b$ , подчинёнными условию, что симметризация любого из индексов  $b$  со всеми индексами  $a$  даёт нуль.)

Простейшая алгебра высших спинов с таким набором параметров первоначально была найдена для случая четырёхмерной теории [31]. Спектр спинов в калибровочной теории высших спинов, обладающей такой симметрией, содержит поля всех целых спинов,  $s = 0, 1, \dots, \infty$ , в точности соответствую спектру спинов, который представлялся наиболее естественным Гинзбургом.

Одним из важных свойств симметрий высших спинов является то, что поля низших спинов,  $s = 0, 1, 2$ , преобразуются при преобразованиях симметрий высших спинов. В частности, метрический тензор теряет ковариантный

смысл в рамках калибровочной теории высших спинов. Уже само это обстоятельство, означающее, что понятие расстояния между инфинитезимально близкими точками пространства-времени не имеет инвариантного смысла в калибровочной теории высших спинов, — признак нелокальности последней. Конечномерные подалгебры высших спинов отвечают наборам полей низших спинов  $s \leq 2$ , связанным с гравитацией (супергравитацией). Можно ожидать, что эти поля могут оставаться безмассовыми (лёгкими) после спонтанного нарушения симметрий высших спинов до их конечномерных подгрупп, в точности отвечая классу моделей теории поля, рассматриваемому в современных теориях фундаментальных взаимодействий. Такой сценарий полностью соответствует картине, в которой используемые сегодня модели теории поля должны отвечать низкоэнергетическому приближению некоторой полной нелокальной теории.

То, что симметрии высших спинов перемешивают поля всех спинов, означает, что в фазе с ненарушенными симметриями высших спинов, поле спина 2 не должно играть выделенной роли. Тем не менее мы предполагаем, что, как и любая теория в рамках гравитации, теория высших спинов должна быть сформулирована в координатно-независимой форме в согласии с принципом эквивалентности Эйнштейна. Для того чтобы сохранить независимость от выбора координат, не выделяя метрики явно, чрезвычайно полезно использовать формализм дифференциальных форм Картана. Ключевым свойством этого формализма является то, что анти-симметризованные производные антисимметричных тензоров

$$\partial_{[v_1} A_{v_2 \dots v_{p+1}]} \quad (2.1)$$

автоматически оказываются ковариантными, не нуждаясь во введении символов Кристоффеля, поскольку последние всегда могут быть выбраны симметричными по нижним индексам и, как следствие, выпадают из выражений, полностью антисимметризованных по мировым индексам  $v_i$ . Компактная форма записи (2.1)

$$dA, \quad d = dx^v \frac{\partial}{\partial x^v}, \quad A = dx^{v_1} \wedge \dots \wedge dx^{v_p} A_{v_1 \dots v_p}$$

достигается путём введения антисимметричных символов

$$dx^\mu \wedge dx^\nu = - dx^\nu \wedge dx^\mu.$$

Центральный факт, выражающий симметрию вторых производных, состоит в том, что

$$d^2 = 0. \quad (2.2)$$

Вследствие (2.2) абелева напряжённость  $F = dA$  оказывается калибровочно инвариантной,

$$\delta A(x) = d\epsilon(x), \quad \delta F = 0.$$

Неабелево обобщение достигается удлинением ковариантной производной:

$$d \rightarrow D = d + \omega, \quad \omega(x) = dx^v \omega_v(x),$$

где 1-форма<sup>2</sup>  $\omega$  принимает значения в некоторой матричной или операторной алгебре — в рассматриваемом случае алгебре высших спинов.

<sup>2</sup>  $p$ -формой называется полином степени  $p$  от  $dx^v$  или, что эквивалентно, антисимметричный тензор ранга  $p$ .

Калибровочные поля высших спинов в четырёх измерениях принимают значения в алгебре функций от осцилляторов

$$\omega(\hat{Y}|x), \quad [\hat{Y}_A, \hat{Y}_B] = 2iC_{AB}, \quad C_{AB} = -C_{BA},$$

где  $\hat{Y}_A$  — некоммутативный спинор,  $C_{AB}$  — матрица зарядового сопряжения. Индексы  $A, B = 1, \dots, 4$  являются индексами майорановских спиноров в четырёх измерениях.

Поля спина  $s$  описываются однородными полиномами от  $\hat{Y}$

$$\omega(\mu\hat{Y}|x) = \mu^{2(s-1)}\omega(\hat{Y}|x).$$

Эта конструкция во многом аналогична конструкции Гинзбурга–Тамма. Отличие состоит в том, что  $\omega(\hat{Y}|x) = dx^v \omega_v(\hat{Y}|x)$  зависит от вспомогательного спинора  $\hat{Y}_A$ , а не от вектора и несёт индекс дифференциальной формы  $v$ . Последнее обстоятельство, впрочем, является весьма существенным, обеспечивая естественную реализацию симметрий высших спинов с 0-формами  $\epsilon(\hat{Y}|x)$  в качестве калибровочных параметров.

### 3. Развёрнутая динамика

Формулировка в терминах дифференциальных форм обладает рядом достоинств, позволяя, в частности, представить уравнения в частных производных в так называемой развёрнутой форме. Эта формулировка основана на прямом обобщении известного приёма, позволяющего представить обыкновенные дифференциальные уравнения в форме уравнений первого порядка,

$$\dot{q}^i(t) = \varphi^i(q(t)),$$

путём введения новых переменных для всех тех производных динамических переменных, которые не определяются исходными уравнениями. Такая формулировка обладает рядом достоинств, в частности позволяя контролировать число степеней свободы, которое совпадает с числом динамических переменных.

Предметом изучения теории поля являются системы с бесконечным числом степеней свободы, описываемые функциональными пространствами. Например, в гамильтоновой формулировке теории Максвелла обобщённые координаты отождествляются с пространственными координатами вектора-потенциала  $\mathbf{A}(x)$ , а обобщённые импульсы — с компонентами электрического поля  $\mathbf{E}(x)$ . При всех достоинствах гамильтонового подхода к теории поля его существенным недостатком является потеря ковариантности по отношению как к лоренцевой симметрии, так и к произволу в выборе координат.

Развёрнутая динамика — это многомерное ковариантное обобщение формулировки первого порядка обыкновенных дифференциальных уравнений, получаемое заменой дифференцирования по времени внешним дифференцированием, а набора переменных  $q^i(t)$  — набором дифференциальных форм  $W^\Omega(x)$ , играющих роль динамических переменных:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow d, \quad q^i(t) \rightarrow W^\Omega(x) = dx^{v_1} \wedge \dots \wedge dx^{v_p} W_{v_1 \dots v_p}^\Omega(x).$$

Развёрнутые уравнения имеют вид [32]

$$dW^\Omega(x) = G^\Omega(W(x)), \quad d = dx^v \partial_v, \quad (3.1)$$

где  $G^\Omega(W)$  — некоторая функция динамических дифференциальных форм  $W^\Omega(x)$ ,

$$G^\Omega(W) = \sum_{n=1}^{\infty} f^\Omega_{A_1 \dots A_n} W^{A_1} \wedge \dots \wedge W^{A_n}.$$

Благодаря использованию языка дифференциальных форм, уравнения (3.1) оказываются координатно независимыми, т.е. обладают инвариантностью относительно выбора координат.

При  $d > 1$  условия совместности со свойством (2.2) накладывают нетривиальные ограничения на вид функций  $G^\Omega(W)$ :

$$G^A(W) \wedge \frac{\partial G^\Omega(W)}{\partial W^A} \equiv 0, \quad (3.2)$$

эквивалентные обобщённым тождествам Якоби

$$\sum_{n=0}^m (n+1) f^F_{[A_1 \dots A_{m-n}]} f^\Omega_{GA_{m-n+1} \dots A_m} = 0.$$

Задача состоит в нахождении таких функций  $G^A(W)$ , которые удовлетворяют (3.2) при произвольных  $W^\Omega$ .

Развёрнутая форма уравнений обладает рядом замечательных свойств.

Прежде всего, являясь координатно независимыми, развёрнутые уравнения оказываются идеально приспособленными для описания гравитации. Использование формализма дифференциальных форм обеспечивает также калибровочную инвариантность уравнений (3.1) относительно калибровочных преобразований

$$\delta W^\Omega = d\varepsilon^\Omega + \varepsilon^A \frac{\partial G^\Omega(W)}{\partial W^A},$$

где калибровочный параметр  $\varepsilon^\Omega(x)$  представляет собой  $(p_\Omega - 1)$ -форму, если отвечающее ему калибровочное поле  $W^\Omega$  является  $p_\Omega$ -формой (у 0-форм  $W^\Omega$  калибровочные параметры отсутствуют).

Важным свойством развёрнутой формулировки является её общая применимость. Любая система уравнений в частных производных может быть представлена в развёрнутом виде с помощью введения подходящего набора вспомогательных переменных. Взаимодействия описываются как нелинейные деформации функции  $G^\Omega(W)$  в (3.1).

Развёрнутые уравнения допускают содержательную интерпретацию в терминах алгебр Ли и их когомологий, что, в частности, даёт возможность систематической классификации  $g$ -инвариантных уравнений в терминах  $g$ -модулей (см., например, [33, 34]).

Степени свободы динамической системы, сформулированной в развёрнутом виде, описываются поднабором 0-форм  $C^i(x)$  в полном наборе форм  $W^\Omega(x)$ .  $p$ -формы  $W^\Omega$  ненулевых степеней,  $p^\Omega > 0$ , определяются 0-формами, с точностью до калибровочных преобразований. Значения  $C^i(x_0)$  при любом  $x = x_0$  задают локальную эволюцию системы, аналогично тому, как  $q(t_0)$  задаёт локальную эволюцию в случае обыкновенных дифференциальных уравнений, переписанных в виде уравнений первого порядка. Пространство полей  $C^i$  аналогично (дуально)

пространству одночастичных состояний соответствующей квантовой теории поля.

Неожиданным свойством развёрнутой формулировки является вторичная роль пространственно-временных координат  $x$ . На этом языке геометрия пространства-времени оказывается закодированной в функции  $G^{\Omega}(W)$ .

Когда набор функций  $W^{\Omega}(x)$  может быть описан конечным набором функций  $W(Y|x)$  вспомогательных переменных  $Y_A$ , разворачивание приобретает смысл ковариантного преобразования Пенроуза (т.е. твисторного преобразования).

#### 4. Нелинейные уравнения высших спинов

Нелинейная динамика высших спинов формулируется в терминах звёздочного произведения

$$(f \star g)(Z, Y) = \int dS dT f(Z + S, Y + S) \times \\ \times g(Z - T, Y + T) \exp(-iS_A T^A), \quad (4.1)$$

которое описывает ассоциативную алгебру осцилляторов, удовлетворяющих соотношениям

$$[Y_A, Y_B]_{\star} = -[Z_A, Z_B]_{\star} = 2iC_{AB}, \quad Y^A = C^{AB} Y_B,$$

$$Z_A = (z_{\alpha}, \bar{z}_{\dot{\alpha}}), \quad Y_A = (y_{\alpha}, \bar{y}_{\dot{\alpha}}), \quad \alpha, \dot{\alpha} = 1, 2.$$

Точнее, произведение (4.1) описывает нормальное упорядочение осцилляторов  $Z - Y$  и  $Z + Y$ . Звёздочка (4.1) позволяет ввести внутренние операторы Клейна

$$\kappa = \exp(i z_{\alpha} y^{\alpha}), \quad \bar{\kappa} = \exp(i \bar{z}_{\dot{\alpha}} \bar{y}^{\dot{\alpha}}),$$

обладающие свойствами

$$\kappa \star f(Z, Y) = f(\tilde{Z}, \tilde{Y}) \star \kappa, \quad \kappa \star \kappa = 1,$$

где  $(\tilde{a}_{\alpha}, \tilde{\bar{a}}_{\dot{\alpha}}) = (-a_{\alpha}, \bar{a}_{\dot{\alpha}})$ .

Полная система уравнений высших спинов может быть записана в виде [35, 36]

$$dW + W \star W = 0, \quad (4.2)$$

$$dB + W \star B - B \star W = 0, \quad (4.3)$$

$$dS + W \star S + S \star W = 0, \quad (4.4)$$

$$S \star B - B \star S = 0, \quad (4.5)$$

$$S \star S = i(dz^{\alpha} dz_{\alpha} + d\bar{z}^{\dot{\alpha}} d\bar{z}_{\dot{\alpha}} + dz^{\alpha} dz_{\alpha} F(B) \star \kappa \star \kappa + \\ + d\bar{z}^{\dot{\alpha}} d\bar{z}_{\dot{\alpha}} \bar{F}(B) \star \bar{\kappa} \star \bar{\kappa}), \quad (4.6)$$

где  $W = dx^n W_n(Z; Y; K|x)$  и  $S = dz^{\alpha} s_{\alpha}(Z; Y; K|x) + d\bar{z}^{\dot{\alpha}} \bar{s}_{\dot{\alpha}}(Z; Y; K|x)$  описывают 1-формы связности в пространстве-времени с координатами  $x$  и в некоммутативном пространстве с координатами  $Z$ .  $B(Z; Y; K|x)$  является 0-формой, которая служит производящей функцией для кривизны калибровочных полей высших спинов и полей низших спинов.  $f(B)$  — произвольная "звёздочная" функция 0-формы  $B$ ,

$$f(B) = \sum_{n=1}^{\infty} f_n \underbrace{B \star \dots \star B}_n.$$

Операторы Клейна  $K = (k, \bar{k})$  порождают преобразования киральности

$$k \star f(A) = f(\tilde{A}) \star k, \quad \bar{k} \star f(A) = f(-\tilde{A}) \star \bar{k},$$

$$A = (A_{\alpha}, \bar{A}_{\dot{\alpha}}): \quad \tilde{A} = (-A_{\alpha}, \bar{A}_{\dot{\alpha}}),$$

действующие не только на функции от  $Y$  и  $Z$  как операторы  $k$  и  $\bar{k}$ , но и на дифференциалы некоммутативных координат  $dZ$ . Отметим, что  $k\bar{k}$  является генератором полной бозонно-фермионной чётности.

Уравнения (4.2)–(4.6) инвариантны относительно калибровочных преобразований

$$\delta W = \varepsilon \star W - W \star \varepsilon, \quad \delta S = \varepsilon \star S - S \star \varepsilon,$$

$$\delta B = \varepsilon \star B - B \star \varepsilon,$$

где калибровочный параметр  $\varepsilon = \varepsilon(Z; Y; K|x)$  — произвольная функция своих аргументов.

Замечательной особенностью уравнений (4.2)–(4.6) является то, что все те уравнения, которые содержат производные по координатам пространства-времени через внешний дифференциал  $d$ , т.е. уравнения (4.2)–(4.4), имеют вид уравнений нулевой кривизны и уравнений ковариантного постоянства. Не составляет труда написать их явное локальное решение в виде чистой калибровки. В результате оказывается, что вся информация о решениях нелинейной системы уравнений высших спинов закодирована в уравнениях (4.5) и (4.6), которые описывают выражение для кривизны некоммутативного пространства переменных  $Z$  в терминах 0-формы  $B$ . Эти уравнения допускают интересную интерпретацию: они описывают двумерный квантовый гиперболоид радиусом  $B(x)$  в некоммутативном пространстве  $Y_A$  и  $Z_A$ .

С другой стороны, если решать порядок за порядком уравнения (4.5) и (4.6), подставляя результат в уравнения (4.2)–(4.4), то это даёт развёрнутую форму безмассовых уравнений [32] со всеми нелинейными поправками. Хотя развёрнутые уравнения имеют форму уравнений первого порядка, вследствие того, что поля  $W$ ,  $S$  и  $B$  содержат бесконечное число вспомогательных полей, члены со взаимодействием содержат поля всех спинов со всеми их производными.

В отличие от большинства известных задач классической теории поля, нелинейные уравнения высших спинов не содержат никакого низкоэнергетического параметра разложения. Действительно, безразмерная комбинация, составленная из производной и кривизны пространства-времени  $\rho D_v$ , где  $\rho$  — характерный радиус фонового пространства-времени, а  $D_v$  — ковариантная производная, не может считаться малой, поскольку при действии на тот или иной тензор  $\rho^2 [D_{\mu}, D_v]$  оказывается безразмерной матрицей порядка единицы.

Иными словами, уравнения высших спинов (4.2)–(4.6) описывают вершины взаимодействия со всеми степенями производных динамических полей, которые могут давать конкурирующий вклад. Структура взаимодействий определяется симметриями высших спинов. Таким образом, с одной стороны, симметрии высших спинов приводят к нелокальности взаимодействующей теории высших спинов, а с другой, полностью определяют характер этой нелокальности. Нелокальный характер нелинейных уравнений высших спинов не позволяет использовать для их анализа многие стандартные приёмы теории поля и общей теории относительности (ОТО), такие как, например, низкоэнергетическое разложение или движение по геодезическим, требуя развития альтернативных подходов.

## 5. Прогресс последних лет и перспективы

В настоящее время теория высших спинов переживает этап бурного развития. Перечислим некоторые из современных результатов и направлений, ограничиваясь во многих случаях лишь ссылками на последние публикации, в которых можно найти более полный обзор литературы.

Нелинейные уравнения для симметричных полей высших спинов в четырёх измерениях (4.2)–(4.6) удалось обобщить на случай произвольного числа измерений в [37].

Распространение теории высших спинов на калибровочные поля с симметрией произвольного типа пока не завершено даже на уровне свободных полей. Одним из неожиданных явлений, связанных с этой задачей, оказался тот факт, что сами понятия свободного поля в пространствах Минковского и AdS различаются для безмассовых полей с произвольным типом симметрии: неприводимое в пространстве AdS поле в большинстве случаев сводится в плоском пределе к набору элементарных полей в пространстве Минковского [38, 39]. Анализу свободных полей с произвольным типом симметрии в последнее время уделяется большое внимание (см., например, [40–51] и содержащиеся там ссылки).

Интересное направление связано с изучением конформных полей высших спинов [33, 34, 52–56]. Хотя сами по себе эти системы оказываются, как правило, неунитарными, их исследование представляет значительный интерес для изучения унитарных моделей теории поля, поскольку последние удаётся интерпретировать как модели со спонтанно нарушенной конформной симметрией, что не только приводит к техническим упрощениям, но и может помочь выявить фундаментальные симметрии теории.

Ещё одно направление исследований связано с построением кубических вершин взаимодействий массивных и безмассовых полей произвольных спинов в пространствах Минковского и анти-де-Ситтера произвольного числа измерений [57–71]. Большой интерес представляют работы по выводу амплитуд рассеяния полей высших спинов из теории струн [72–74].

Значительные усилия направлены на разработку общей теории развернутых уравнений, установлению их взаимосвязи с другими подходами к динамическим системам и приложениям [34, 49–51, 75–80].

Особое место занимает задача нахождения точных решений полных нелинейных уравнений высших спинов, которая существенно отличается от большинства известных задач классической теории поля в том отношении, что рассматриваемые уравнения не содержат никакого низкоэнергетического параметра разложения. В настоящее время известно несколько точных решений нелинейных уравнений высших спинов в трёх и четырёх измерениях [81–84]. Одним из наиболее интересных представляется сферически симметричное точное решение четырёхмерной теории высших спинов [85], которое в режиме слабого поля ведёт себя как чернодырное решение ОТО. Интереснейшей задачей является анализ связанных с этим решением явлений в сильном поле.

Ещё одно важное и интересное направление связано с  $Sp(8)$ -инвариантным описанием четырёхмерных безмассовых полей в десятимерном пространстве,  $x_{\alpha\dot{\alpha}} \rightarrow X_{AB} = X_{BA}$  ( $A, B = 1, 2, 3, 4$ ) [34, 87–90]. Обладая целым рядом

замечательных свойств, эта формулировка позволяет по-новому взглянуть, в частности, на такое, лежащее в основе эйнштейновского подхода к пространству-времени, фундаментальное понятие, как локальное событие, т.е. точку пространства-времени.

Одна из наиболее необычных черт теории калибровочных полей высших спинов состоит в том, что они допускают нетривиальное взаимодействие лишь в кристаллическом пространстве, таком как пространство AdS [24]. Это, казавшееся в начале странным, свойство теории позднее приобрело глубокий смысл в контексте гипотезы о AdS/CFT-соответствии [25–27]. Возможная интерпретация теорий высших спинов на языке AdS/CFT-соответствия обсуждалась различными авторами. Применительно к четырёхмерной теории высших спинов, описанной в настоящей статье, Клебановым и Поляковым [91] (см. также [92]) была выдвинута гипотеза о её дуальности трёхмерной  $O(N)$ -сигма-модели в пределе  $N \rightarrow \infty$ . Явная проверка этой гипотезы, оказавшаяся весьма трудоёмкой, была осуществлена лишь недавно [93, 94].

Кроме работ по AdS<sub>4</sub>/CFT<sub>3</sub>-соответствию, имеется целый ряд интересных работ по установлению AdS<sub>3</sub>/CFT<sub>2</sub>-соответствия между трёхмерными теориями высших спинов и двумерными конформными теориями [95–98] и даже по анализу AdS<sub>d+1</sub>/CFT<sub>d</sub>-соответствия для теорий высших спинов в произвольном числе измерений [99, 100]. На уровне свободных полей важные результаты в этом направлении были также получены Мещаевым [101, 102].

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в последние годы, в теории высших спинов остаётся открытым целый ряд интереснейших вопросов. Среди них можно отметить такие задачи, как построение нелинейных уравнений для полей смешанного типа симметрии, построение полного нелинейного действия в теории высших спинов<sup>3</sup>, более глубокое понимание геометрии высших спинов, уточнение понятия локальности (нелокальности) в теории высших спинов, выяснение связи с теорией струн и многое другое.

В заключение я хотел бы привести высказывание Виталия Лазаревича Гинзбурга, сделанное им около пяти лет тому назад. В обращении к студентам, поступившим на кафедру проблем физики и астрофизики, Гинзбург упомянул о своём увлечении теорией высших спинов в достаточно неожиданном контексте, говоря, что каждый должен правильно оценивать пределы своих возможностей и во время оставлять проблемы, "которые ему не по зубам", как он сам оставил в своё время работу над теорией высших спинов (см. также [5]). Это поучительный пример трезвой оценки не столько собственных возможностей, сколько состояния науки на время принятия решения. Действительно, во времена, о котором говорил Виталий Лазаревич, оставалось ещё четверть века до открытия супергравитации, приведшего к осознанию фундаментальной роли принципа калибровочной инвариантности в теории высших спинов. До того как это произошло, шансы на реальный прогресс в теории были столь же малы, как шансы на построение теории электрослабых взаимодействий до создания теории Янга–Миллса.

<sup>3</sup> Интересные предложения, высказанные недавно в работах [103–105] и обобщающие старое замечание работы [32], вряд ли закрывают эту проблему.

Оказавшись замечательно глубокой и содержательной, теория высших спинов в наши дни переживает настоящий ренессанс, приводя, по-видимому, к новому пониманию ряда фундаментальных физических концепций. Всё ещё слишком мало знают о теории высших спинов в целом, мы знаем уже достаточно, чтобы утверждать, что сегодня, вероятно, наилучшее время для работы в этой интереснейшей и быстро развивающейся области.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 11-02-00814-а.

## Список литературы

1. Dirac P A M *Proc. R. Soc. Lond. A* **155** 447 (1936)
2. Fierz M, Pauli W *Proc. R. Soc. Lond. A* **173** 211 (1939)
3. Freedman D Z, van Nieuwenhuizen P, Ferrara S *Phys. Rev. D* **13** 3214 (1976)
4. Гинзбург В Л *О физике и астрофизике* 3-е изд. (М.: Бюро Квантум, 1995) с. 321 [Ginzburg V L *The Physics of a Lifetime* (Berlin: Springer-Verlag, 2001) p. 318]
5. Гинзбург В Л "Опыт научной автобиографии", в кн. *О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография* (М.: Изд. физ.-мат. лит., 2006) с. 190 [Ginzburg V L *On Superconductivity and Superfluidity. A Scientific Autobiography* (Berlin: Springer-Verlag, 2009) p. 183]
6. Гинзбург В Л "О Ефиме Самойловиче Фradкине и об уравнениях для частиц с высшими спинами", Препринт ФИАН N330 (М.: ФИАН, 1985) [Ginzburg V L "About Fradkin and the equations for higher spin articles", in *Quantum Field Theory and Quantum Statistics, Essay in Honour of the Sixtieth Birthday of E S Fradkin* Vol. 2 (Eds I A Batalin, C J Isham, G A Vilkovisky) (Bristol: Adam Hilger, 1987) p. 15]
7. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **12** 425 (1942); Ginsburg V *J. Phys. USSR* **7** 115 (1943)
8. Давыдов А С *ЖЭТФ* **13** 313 (1943)
9. Rarita W, Schwinger J *Phys. Rev.* **60** 61 (1941)
10. Гинзбург В Л "К теории элементарных частиц", Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (Казань: ФИАН, 1941)
11. Ginsburg V L *J. Phys. USSR* **8** 33 (1944)
12. Гинзбург В Л *Труды ФИАН* **3**(2) 193 (1946)
13. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **37** 191 (1942) [Ginsburg V L *C.R. Acad. Sci. URSS* **37** 166 (1942)]
14. Фradкин Е С *ЖЭТФ* **20** 27, 211 (1950)
15. Гинзбург В Л, Тамм И Е *ЖЭТФ* **17** 227 (1947)
16. Gross D *Phys. Rev. Lett.* **60** 1229 (1988)
17. Fronsdal C *Phys. Rev. D* **18** 3624 (1978)
18. Coleman S, Mandula J *Phys. Rev.* **159** 1251 (1967)
19. Aragone C, Deser S *Phys. Lett. B* **86** 161 (1979)
20. Berends F A, Burgers G J H, Van Dam H *Z. Phys. C* **24** 247 (1984)
21. Berends F A, Burgers G J H, Van Dam H *Nucl. Phys. B* **260** 295 (1985)
22. Berends F A, Burgers G J H, Van Dam H *Nucl. Phys. B* **271** 429 (1986)
23. Bengtsson A K H, Bengtsson I, Brink L *Nucl. Phys. B* **227** 31, 41 (1983)
24. Fradkin E S, Vasiliev M A *Phys. Lett. B* **189** 89 (1987)
25. Maldacena J *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 231 (1998); *Int. J. Theor. Phys.* **38** 1113 (1999); hep-th/9711200
26. Gubser S S, Klebanov I R, Polyakov A M *Phys. Lett. B* **428** 105 (1998); hep-th/9802109
27. Witten E *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 253 (1998); hep-th/9802150
28. Васильев М А *ЯФ* **32** 855 (1980) [Vasiliev M A *Sov. J. Nucl. Phys.* **32** 439 (1980)]
29. Vasiliev M A *Fortsch. Phys.* **35** 741 (1987)
30. Lopatin V E, Vasiliev M A *Mod. Phys. Lett. A* **3** 257 (1988)
31. Fradkin E S, Vasiliev M A *Ann. Physics* **177** 63 (1987)
32. Vasiliev M A *Ann. Physics* **190** 59 (1989)
33. Shaynkman O V, Tipunin I Yu, Vasiliev M A *Rev. Math. Phys.* **18** 823 (2006); hep-th/0401086
34. Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **793** 469 (2008); arXiv:0707.1085
35. Vasiliev M A *Phys. Lett. B* **243** 378 (1990)
36. Vasiliev M A *Phys. Lett. B* **285** 225 (1992)
37. Vasiliev M A *Phys. Lett. B* **567** 139 (2003); hep-th/0304049
38. Metsaev R R *Phys. Lett. B* **354** 78 (1995)
39. Brink L, Metsaev R R, Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **586** 183 (2000); hep-th/0005136
40. Labastida J M F *Phys. Rev. Lett.* **58** 531 (1987)
41. Labastida J M F *Nucl. Phys. B* **322** 185 (1989)
42. Bekaert X, Boulanger N *Commun. Math. Phys.* **245** 27 (2004); hep-th/0208058
43. Buchbinder I L, Krykhtin V A, Takata H *Phys. Lett. B* **656** 253 (2007); arXiv:0707.2181
44. Alkalaev K B, Shaynkman O V, Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **692** 363 (2004); hep-th/0311164
45. Alkalaev K B, Shaynkman O V, Vasiliev M A *JHEP* (08) 069 (2005); hep-th/0501108
46. Campoleoni A et al. *Nucl. Phys. B* **815** 289 (2009); arXiv:0810.4350; arXiv:0904.4447
47. Skvortsov E D *JHEP* (07) 004 (2008); arXiv:0801.2268
48. Skvortsov E D *Nucl. Phys. B* **808** 569 (2009); arXiv:0807.0903
49. Boulanger N, Iazeolla C, Sundell P *JHEP* (07) 013 (2009); arXiv:0812.3615
50. Boulanger N, Iazeolla C, Sundell P *JHEP* (07) 014 (2009); arXiv:0812.4438
51. Skvortsov E D *JHEP* (01) 106 (2010); arXiv:0910.3334
52. Fradkin E S, Tseytin A A *Phys. Rep.* **119** 233 (1985)
53. Segal A Y *Nucl. Phys. B* **664** 59 (2003); hep-th/0207212
54. Metsaev R R, arXiv:0709.4392; arXiv:0707.4437
55. Marnelius R, arXiv:0906.2084
56. Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **829** 176 (2010); arXiv:0909.5226
57. Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **616** 106 (2001); hep-th/0106200
58. Alkalaev K B, Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **655** 57 (2003); hep-th/0206068
59. Alkalaev K B, arXiv:1011.6109
60. Zinoviev Yu M *Class. Quantum. Grav.* **26** 035022 (2009); arXiv:0805.2226
61. Zinoviev Yu M *JHEP* (03) 082 (2011); arXiv:1012.2706
62. Zinoviev Yu M *JHEP* (08) 084 (2010); arXiv:1007.0158
63. Bekaert X, Boulanger N, Cnockaert S *JHEP* (01) 052 (2006); hep-th/0508048
64. Boulanger N, Leclercq S, Cnockaert S *Phys. Rev. D* **73** 065019 (2006); hep-th/0509118
65. Boulanger N, Leclercq S *JHEP* (11) 034 (2006); hep-th/0609221
66. Metsaev R R *Nucl. Phys. B* **759** 147 (2006); hep-th/0512342
67. Metsaev R R *Phys. Rev. D* **77** 025032 (2008); hep-th/0612279
68. Fotopoulos A, Tsulaia M *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 1 (2009); arXiv:0805.1346
69. Boulanger N, Leclercq S, Sundell P *JHEP* (08) 056 (2008); arXiv:0805.2764
70. Manvelyan R, Mkrtchyan K, Rühl W *Phys. Lett. B* **696** 410 (2011); arXiv:1009.1054
71. Bekaert X, Boulanger N, Leclercq S *J. Phys. A Math. Theor.* **43** 185401 (2010); arXiv:1002.0289
72. Sagnotti A, Taronna M *Nucl. Phys. B* **842** 299 (2011); arXiv:1006.5242
73. Fotopoulos A, Tsulaia M *JHEP* (11) 086 (2010); arXiv:1009.0727
74. Polyakov D *Int. J. Mod. Phys. A* **25** 4623 (2010); arXiv:1005.5512
75. Васильев М А, Шейнкман О В *ТМФ* **123** 323 (2000) [Shaynkman O V, Vasiliev M A *Theor. Math. Phys.* **123** 683 (2000)]; hep-th/0003123
76. Vasiliev M A *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.* **3** 37 (2006); hep-th/0504090
77. Barnich G et al. *Commun. Math. Phys.* **260** 147 (2005); hep-th/0406192
78. Barnich G, Grigoriev M, hep-th/0504119
79. Kaparulin D S, Lyakhovich S L, Sharapov A A, arXiv:1012.2567
80. Ponomarev D S, Vasiliev M A, arXiv:1012.2903
81. Prokushkin S F, Vasiliev M A *Nucl. Phys. B* **545** 385 (1999); hep-th/9806236
82. Sezgin E, Sundell P *JHEP* (07) 055 (2002); hep-th/0205132
83. Sezgin E, Sundell P *Nucl. Phys. B* **762** 1 (2007); hep-th/0508158
84. Iazeolla C, Sezgin E, Sundell P *Nucl. Phys. B* **791** 231 (2008); arXiv:0706.2983
85. Didenko V E, Vasiliev M A *Phys. Lett. B* **682** 305 (2009); arXiv:0906.3898
86. Fronsdal C "Massless particles, ortosymplectic symmetry and another type of Kaluza-Klein theory", Preprint UCLA/85/TEP/10 (1985); in *Essays on Supersymmetry* (Mathematical Physics Studies, Vol. 8, Ed. C Fronsdal) (Dordrecht: Reidel, 1986) p. 164
87. Bandos I, Lukierski J, Sorokin D *Phys. Rev. D* **61** 045002 (2000); hep-th/9904109

88. Vasiliev M A *Phys. Rev. D* **66** 066006 (2002); hep-th/0106149
89. Vasiliev M A, hep-th/0111119
90. Gelfond O A, Vasiliev M A *JHEP* (03) 125 (2009); arXiv:0801.2191
91. Klebanov I R, Polyakov A M *Phys. Lett. B* **550** 213 (2002); hep-th/0210114
92. Sezgin E, Sundell P *Nucl. Phys. B* **644** 303 (2002); "Erratum" *Nucl. Phys. B* **660** 403 (2003); hep-th/0205131
93. Giombi S, Yin X *JHEP* (09) 115 (2010); arXiv:0912.3462
94. Giombi S, Yin X *JHEP* (04) 086 (2011); arXiv:1004.3736
95. Henneaux M, Rey S-J *JHEP* (12) 007 (2010); arXiv:1008.4579
96. Campoleoni A et al. *JHEP* (11) 007 (2010); arXiv:1008.4744
97. Gaberdiel M R, Gopakumar R *Phys. Rev. D* **83** 066007 (2011); arXiv:1011.2986
98. Gaberdiel M R, Hartman T *JHEP* (05) 031 (2011); arXiv:1101.2910
99. de Mello Koch R et al. *Phys. Rev. D* **83** 025006 (2011); arXiv:1008.0633
100. Douglas M R, Mazzucato L, Razamat S S *Phys. Rev. D* **83** 071701 (2011); arXiv:1011.4926
101. Metsaev R R *Phys. Rev. D* **81** 106002 (2010); arXiv:0907.4678
102. Metsaev R R *Phys. Lett. B* **682** 455 (2010); arXiv:0907.2207
103. Boulanger N, Sundell P, arXiv:1102.2219
104. Sezgin E, Sundell P, arXiv:1103.2360
105. Doroud N, Smolin L, arXiv:1102.3297

PACS numbers: 74.25.-q, 74.45.+c, 74.70.-b  
 DOI: 10.3367/UFNr.0181.201106h.0672

## **В.Л. Гинзбург и развитие в ФИАНе экспериментальных работ по высокотемпературной сверхпроводимости: "железные сверхпроводники"**

В.М. Пудалов, О.Е. Омельяновский,  
 Е.П. Хлыбов, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ельцов,  
 К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков,  
 Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев,  
 А.С. Дормидонов, С.Ю. Гаврилкин,  
 А.Ю. Цветков, Я.Г. Пономарев,  
 С.А. Кузьмичёв, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков,  
 Т.Е. Шаныгина, С.М. Казаков

### **1. Введение**

В 2006 г. одному из авторов (В.М.П.) настоящей статьи довольно неожиданно позвонил В.Л. Гинзбург и предложил заняться исследованиями высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) с целью создания сверхпроводников с критической температурой выше комнатной

**В.М. Пудалов, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ,  
 Московский физико-технический институт, Москва, РФ  
**О.Е. Омельяновский, А.В. Садаков, Ю.Ф. Ельцов, К.В. Мицен,**  
**О.М. Иваненко, К.С. Перваков, А.С. Дормидонов, С.Ю. Гаврилкин,**  
**А.Ю. Цветков.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
 Москва, РФ  
**Е.П. Хлыбов.** Институт физики высоких давлений РАН, Москва, РФ  
**Я.Г. Пономарев, С.А. Кузьмичёв, М.Г. Михеев, С.Н. Чесноков.**  
 МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, РФ  
**Т.Е. Шаныгина.** Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
 Москва, РФ  
 МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, РФ  
**С.М. Казаков.** МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет,  
 Москва, РФ  
 E-mail: pudalov@lebedev.ru

температуры. Он довольно чётко сформулировал мотивацию: науке не известны какие-либо теоретические запреты на существование комнатно-температурной сверхпроводимости (КТСП), поэтому этой проблемой надо заняться ввиду её исключительной практической важности. Но что означает для экспериментатора "сменить тематику"? Во-первых, эта деятельность не камерная, и ею должно заниматься большинство, если не все, из сотрудников лаборатории. Поэтому нужно было дообучить сотрудников, а также запустить процесс подготовки студентов по данной тематике. Во-вторых, надо было найти необходимое финансирование, закупить оборудование и материалы. Наконец, нужно было найти средства для реконструкции здания под развитие этой экспериментальной деятельности, подготовить проект реконструкции здания, в том числе каждого отдельного помещения, для оптимальной работы в нём оборудования. В этих заботах прошли три года [1], затем начались первые эксперименты по синтезу и исследованию высокотемпературных сверхпроводников. В.Л. Гинзбург живо интересовался ходом работ, и ему регулярно рассказывалось об их продвижении [2]. Данный доклад — это очередной расширенный отчёт перед В.Л., но, к сожалению, уже несостоявшийся.

Как раз в 2008 г. были открыты высокотемпературные сверхпроводники нового класса, основанные не на купратах, а на арсенидах и селенидах железа [3–6], поэтому экспериментальную деятельность в области высокотемпературной сверхпроводимости было естественно начать с изучения этих новых интересных и малоизученных материалов. Ввиду того, что исследования предстояло развивать "широким фронтом", причём не имея опыта в материаловедении, аналитических методах диагностики и т.п., было совершенно необходимо установить кооперацию Физического института им. П.Н. Лебедева (ФИАН) РАН с другими научными группами, имеющими соответствующий опыт и технику. Такая научная кооперація была установлена с лабораториями химического и физического факультетов Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Институтом физики высоких давлений (ИФВД) РАН. В данном докладе резюмируются первые физические результаты исследований "железных" сверхпроводников в отделе высокотемпературной сверхпроводимости ФИАНа, полученные в коопераціи с перечисленными научными группами.

### **2. Краткий обзор свойств "железных" сверхпроводников**

При сопоставлении свойств купратных оксидов и новых "железных" сверхпроводников выявляются некоторые элементы схожести и довольно много различий [7]. К настоящему времени синтезированы и изучены уже несколько различных типов этих материалов, так называемые 50-градусные класса "1111", 40-градусные "122", 18-градусные "111", 8-градусные "11", 40-градусные "22438". Их типичными представителями являются  $REFeAsO(F)$  (где  $RE = Sm, La, Dy, Eu, Th, Gd$  и т.д.) [8, 9],  $Ba(K)Fe_2As_2$  [10–12],  $LiFeAs$  [13, 14],  $FeSe(Te)$  [15] и  $Fe_2As_2Ca_4(Sc,Ti)_3O_8$  [16]. Детальные обзоры современного состояния исследований этих материалов опубликованы в [7, 17–19]. Так же как и купраты, новые соединения являются слоистыми, и в них простран-

ственno разделены слои Fe, в которых происходит конденсация электронов в сверхпроводящие пары, и кислородные слои, поставляющие носители заряда при отклонении состава от стехиометрического.

В стехиометрическом (недопированном) составе FeAs-материалы при температурах выше  $T_c$ , в отличие от купратов, не являются диэлектриками, а обладают проводимостью зонного типа, т.е. являются металлами, хотя и плохими. При понижении температуры (при  $T \approx 150$  К) в них возникает структурный переход из тетрагональной фазы в орторомбическую, а при более низкой температуре ( $\approx 130$  К) — магнитный переход с образованием антиферромагнитного (AF) спинового упорядочения в подрешётке Fe. Аномально сильная магнитоструктурная связь, точнее связь спинового состояния Fe и структуры решётки (смещение атомов As), была обнаружена при сравнении данных по неупругому рассеянию нейтронов [20] в нормальном состоянии с результатами расчётов фононного спектра [21, 22]. Оказалось, что разница между вычисленными энергиями пиков фононного спектра и измеренными [20] довольно велика — вплоть до 14 %; согласия результатов расчётов с экспериментальными данными удаётся достичь только при учёте магнитного момента Fe. По этой же причине рассчитанное положение атомов As в решётке оказывается сильно зависящим от магнитного момента атомов Fe, а вычисленная постоянная решётки по оси  $c$  является на 10 % (!) меньшей, чем измеренная, если при вычислениях не учитывается магнитный момент Fe.

При составе, отличающемся от стехиометрического в результате введения дефицита по кислороду или частичного замещения кислорода фтором, антиферромагнитное упорядочение подрешётки Fe подавляется и возникает сверхпроводящее (SC) состояние [7, 17, 18, 19, 23, 24]. Близость температур магнитных и структурных переходов к критической температуре  $T_c \approx 50$  К, а также наличие аномально сильной магнитоструктурной связи наводят на мысль об определяющей роли фононов, а также, возможно, спиновых флуктуаций в сверхпроводящем спаривании [25–28].

В настоящее время ключевыми вопросами при исследовании этих материалов являются механизмы различных типов дипирования, механизм спаривания носителей, симметрия параметра порядка, квазичастичный энергетический спектр, возможное существование псевдощелевого состояния, а также значения сверхпроводящих щелей. Высокий интерес к изучению сверхпроводников этих классов обусловлен следующим набором их крайне интересных свойств: возможная необычная симметрия параметра порядка (дискутируемый в настоящем времени вопрос), необычно сильная связь спиновых флуктуаций и фононов, возникновение SC-состояния безотносительно к моттовскому изолятору (в противоположность купратам), конкуренция AF-упорядочения и SC-спаривания, а также существование спинового упорядочения редкоземельных атомов в SC-фазе при температурах ниже  $T_c$  [23].

Изотопический эффект при замещении  $^{16}\text{O}$  изотопом  $^{18}\text{O}$  оказался гораздо меньшим, чем изотопический эффект по железу (замещение  $^{56}\text{Fe}$  изотопом  $^{58}\text{Fe}$ ); это подтверждает то, что спаривание электронов происходит преимущественно в слоях Fe. Показатель степени изотоп-эффекта  $\alpha = 0,4$  близок к значению 0,5 в стандартной теории Бардина – Купера – Шраффера (БКШ). Рас-

чёты зонной структуры показывают, что полная плотность состояний на уровне Ферми формируется главным образом из 3d-атомных состояний Fe [29, 30], а критическая температура коррелирует с плотностью состояний [30]; последнее также свидетельствует в пользу фононного механизма сверхпроводящего спаривания в этих соединениях.

Измерения сдвига Найта в соединениях типа "122" и "1111" [31–33] однозначно показали, что сверхпроводящее спаривание является синглетным и, следовательно, координатная часть волновой функции конденсата должна быть антисимметрична. Для сверхпроводящей щели остаётся возможность s- и d-типов симметрии. Данные различных экспериментов пока противоречивы: часть из них интерпретируется в пользу многозонной сверхпроводимости с симметрией  $s^{++}$ -типа [34], часть — в пользу симметрии  $s^\pm$  [32, 33, 35], а часть — в пользу симметрии d-типа (подробный обзор экспериментальных данных см. в [7, 17]); таким образом, эта проблема остаётся пока экспериментально неразрешённой. Если экспериментально подтверждается теоретически предложенная симметрия  $s^\pm$  [25–28], то это будет означать существование не встречавшегося ранее типа многозонной сверхпроводимости с различным знаком параметра порядка для двух разных конденсаторов — в точках Г и М. Теоретически предсказывалось также, что при таком типе симметрии параметра порядка сверхпроводящий конденсат может существовать с антиферромагнитным упорядочением [36].

Величина и структура сверхпроводящей щели  $\Delta$  тесно связана с механизмом спаривания. Измерения спектров фотоэмиссии электронов с угловым разрешением (Angle Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES), даже проведённые при температуре 0,3 К, пока не обеспечивают достаточно высокого разрешения ( $\approx 0,01$  мэВ), которое требуется для выявления тонкой структуры сверхпроводящей щели. Кроме того, интерпретация спектров ARPES затрудняется тем, что при измерении фотоэмиссии зондируется лишь тонкий приповерхностный слой материала, а сама поверхность претерпевает реконструкцию [37], изменяющую спектр приповерхностного слоя. В результате информация о щели оказывается доступной почти исключительно из микроконтактной спектроскопии в туннельном режиме (T), либо в режиме андреевского отражения (AR). Оказалось, однако, что даже для аналогичных методов измерений и аналогичных исследованных материалов класса "1111" результаты различных экспериментов не согласуются между собой [38–41], даже для наиболее изученного соединения  $\text{SmO}(\text{F})\text{FeAs}$ . Результаты разных экспериментов различаются не только количественно, но и на качественном уровне: в ряде из них сообщалось о d-волновой симметрии, об однозонной сверхпроводимости и, наконец, о двухзонной сверхпроводимости.

Противоречивость экспериментальных данных связана отчасти с трудностью синтеза соединений четверного состава типа "1111", которые пока доступны почти исключительно в поликристаллическом виде и которые, как правило, являются не вполне однородными. Другая причина расхождения экспериментальных данных связана с тем, что в ряде экспериментов изучалась микроконтактная спектроскопия поверхности, не очищенной предварительно или не приготовленной сколом в криогенных условиях и высоком вакууме.

### 3. Синтез и приготовление образцов

В недавних работах, выполненных совместно коллективом сотрудников из ФИАНа, ИФВД РАН и МГУ, были синтезированы ВТСП-соединения типа "1111": GdFeAsO(F), DyFeAsO(F), CeFeAsO(F), EuFeAsO(F), впервые проведена их микроконтактная спектроскопия в сверхпроводящем состоянии, выявлено наличие двух энергетических цепей в сверхпроводящем состоянии и определены их значения. Наибольшую критическую температуру  $T_c = 52 - 53$  К имели образцы GdFeAsO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub> с приблизительно оптимальным уровнем допирования  $x = 0,12$  [42].

Поликристаллические образцы GdFeAsO<sub>1-x</sub>(F<sub>x</sub>) были синтезированы методом твердофазного синтеза при высоком давлении [42, 43]. Исходными материалами служили кусочки чистых (99,9 %) Gd и As и порошки FeF<sub>3</sub>, Fe и Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (99,99 %). Изготовленные на первой стадии прекурсоры GdAs и FeF<sub>3</sub> смешивались с Fe, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в номинальном соотношении и прессовались в таблетки диаметром 3 мм и высотой 3 мм. Далее таблетки закладывались в тигли из нитрида бора и проводился синтез при давлении около 50 кбар и при температуре 1350 °C в течение 60 мин.

Результаты количественного рентгеновского анализа данных порошковой дифракции, полученных на дифрактометре "Bruker-D8 Advance" (CuK $\alpha_1$ -излучение, геометрия на отражение) методом полнопрофильного уточнения Ритвельда, представлены на рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы свидетельствуют о мелкой поликристаллической структуре материалов с доминирующей фазой типа "1111" и примесями побочных фаз, в частности FeAs и Gd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Основная фаза GdFeAsO(F) имеет пространственную группу симметрии  $P4/nmm$  с параметрами элементарной ячейки  $a = 3,8982(3)$  Å,  $c = 8,4059(9)$  Å. Содержание примесных фаз уменьшается от поверхности в глубь образца, поэтому поверхностный слой сошлифовывался. Последующий микроанализ элементного состава поверхности образцов (сканирующий микроскоп JSM-7001FA с приставкой EDX (Energy-Dispersive X-ray)) показал, что области с избыточным содержанием Gd распределены случайно в виде зёрен размером около 1 мкм. Рисунок 2 демонстрирует результат локального анализа элементного состава в одной из областей площадью  $\approx 1$  мкм<sup>2</sup>, обозначенной как "спектр 1". В таблице приведено относительное содержание Gd, Fe и As, измеренное в пяти случайно выбранных областях образца (содержание кислорода не удаётся надёжно установить) и усреднённые значения по площади 0,175 мкм<sup>2</sup>.

Синтезированные образцы имели объёмную сверхпроводящую фазу, что подтверждалось результатами магнитных измерений [42]. На рисунке 3а показана температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  для приблизительно оптимального состава  $x = 0,12$  при нескольких значениях магнитного поля; резкий пик производной  $dR/dT$  (рис. 3б) демонстрирует малую ширину сверхпроводящего перехода. Значение критической температуры сверхпроводящего перехода в нулевом поле  $T_c \approx 52,5$  К, определённой по максимуму производной  $dR(T)/dT$ , немного меньше максимально достигнутого в этом классе соединений значения  $T_c = 55,4$  К [8] для SmFeAsO(F). В магнитном поле сверхпроводящий переход уширяется, а температура  $T_c$  монотонно уменьшается (рис. 3а); такое поведение типично для FeAs-сверхпро-

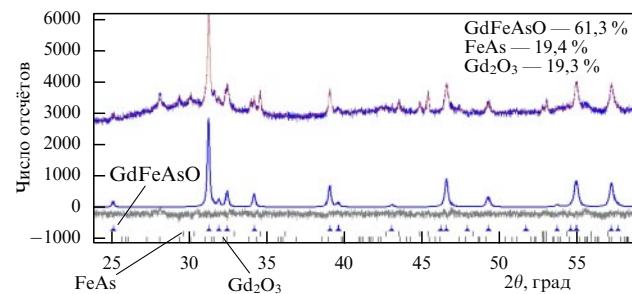


Рис. 1. Измеренный профиль (верхняя кривая), результаты уточнения и позиции пиков фазы Gd-1111 (средняя кривая), а также разность между измеренным и подогнанным спектром (нижняя кривая).

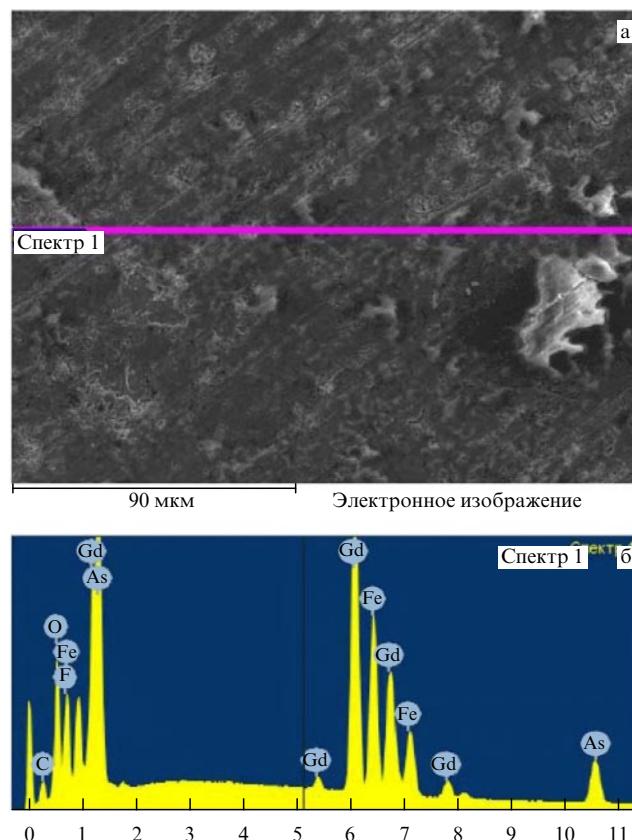
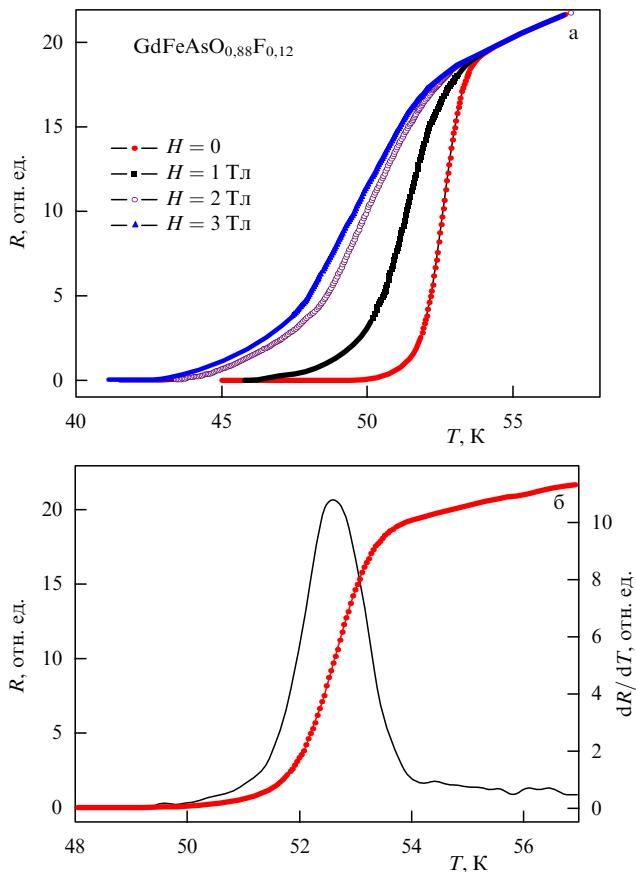


Рис. 2. Изображение поверхности образца в растровом электронном микроскопе (а) и локальный спектр характеристических линий элементов (б), соответствующий участку поверхности обозначенному как "Спектр 1". По горизонтальной оси — энергия (кэВ).

**Таблица.** Относительное содержание Fe, As и Gd на разных участках поверхности образца (в атомных процентах)

Участки образца	Fe	As	Gd
2	11,74	11,36	20,55
4	14,64	15,43	19,16
5	16,11	15,29	17,19
6	16,17	13,57	18,70
7	14,44	15,30	18,12
Среднее содержание по площадке 350 × 500 мкм <sup>2</sup>	14,1 ± 2,2	15,5 ± 1,9	18 ± 11



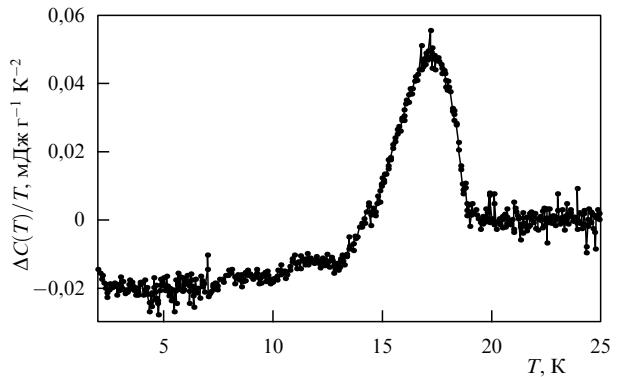
**Рис. 3.** (а) Температурная зависимость сопротивления при трёх значениях магнитного поля для образца  $\text{GdFeAsO}(\text{F})$  приблизительно оптимального состава [37]. (б) Производная  $dR(T)/dT$  для  $H = 0$ .

водников [7, 17, 43]. Из измеренной зависимости  $T_c(H)$  в работе [42] была сделана оценка  $|dH_{c2}/dT| \approx 3 \text{ Тл К}^{-1}$ , что сравнимо с результатами для оптимально дopedированного сверхпроводника  $\text{SmFeAsO}(\text{F})$  [43] с близкими значениями  $T_c$ . Из приведённого значения производной следует оценка критического поля  $H_{c2} \sim 130 \text{ Тл}$ , которая указывает на перспективность практических применений FeAs-сверхпроводников в сильных магнитных полях.

Помимо изучения поликристаллических образцов системы "1111", нами проводились также исследования на монокристаллах системы "122" с различным типом дopedирования; в них критическая температура при оптимальном дopedировании достигала  $T_c \approx 34 \text{ К}$ .

#### 4. Измерения скачка теплоёмкости при сверхпроводящем переходе

Измерение скачка теплоёмкости при сверхпроводящем переходе проводилось на монокристаллах системы "122"  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ,  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  и  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$  с различными типами и уровнями дopedирования. В обычных сверхпроводниках измерение скачка электронной теплоёмкости в точке фазового перехода позволяет получить информацию о величине плотности электронных состояний на поверхности Ферми, о константе межэлектронного взаимодействия и об объёме сверхпроводящей фазы. В модели БКШ скачок электронной теплоёмкости  $\Delta C = 1,43\gamma T_c$ , где  $\gamma$  — коэффициент электронной теплоёмкости. В низкотемпературных



**Рис. 4.** Зависимость  $\Delta C(T)/T = C(T, H = 0)/T - C(T, H = 9 \text{ Тл})/T$  для электронно-dopedированного образца  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)\text{As}_2$  [44].

сверхпроводниках это соотношение хорошо выполняется.

Для высокотемпературных сверхпроводников ситуация выглядит намного сложнее. В частности, в недодopedированной фазе ВТСП-купратов скачок теплоёмкости в точке сверхпроводящего перехода вообще не наблюдается [44]. Тем не менее  $T_c$  в таких образцах может превышать 60 К. Причём такие образцы обладают совершенной структурой, поэтому говорить об их кристаллической неоднородности, которая могла бы приводить к температурному размытию перехода, нет никаких оснований.

В работе [44] для определения величины скачка  $\Delta C/T_c$  при  $T = T_c$  измерения теплоёмкости проводились в магнитных полях величиной от 0 до 9 Тл. Поле  $H = 9 \text{ Тл}$  смешивало переход в область низких температур, и величина скачка оценивалась по разностной кривой  $\Delta C(T)/T = C(T, H = 0)/T - C(T, H = 9 \text{ Тл})/T$  (рис. 4).

Важным результатом этих исследований явилось установление эмпирической связи между температурой перехода  $T_c$  и величиной скачка теплоёмкости пинктидов железа системы "122". Было найдено, что скачок теплоёмкости  $\Delta C/T_c \propto T_c^2$ , т.е. этот скачок определяется лишь температурой перехода  $T_c$  и не зависит ни от типа дopedирования (дырочный или электронный), ни от концентрации донора (рис. 5). Эти результаты хорошо согласуются с результатами работы [45]. Полученные данные косвенно подтверждают предположение о том, что, как и в купратах, в пинктидах железа системы "122" обе величины (и скачок теплоёмкости, и  $T_c$ ) определяются одним и тем же параметром. Причина такой необычной зависимости  $\Delta C$  от  $T_c$  пока не ясна. Можно лишь надеяться, что будущие исследования позволят раскрыть физический механизм этой связи.

#### 5. Измерения характеристик микроконтактов "сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник" (SNS)

Микроконтактная спектроскопия на образцах Gd-1111 проводилась двумя методами: 1) с помощью спектроскопии многократного андреевского отражения [46] одиночных микроконтактов "сверхпроводник – сужение – сверхпроводник" [47] (в которых сужение играло роль нормального металла) и 2) с помощью спектроскопии внутреннего многократного андреевского отра-

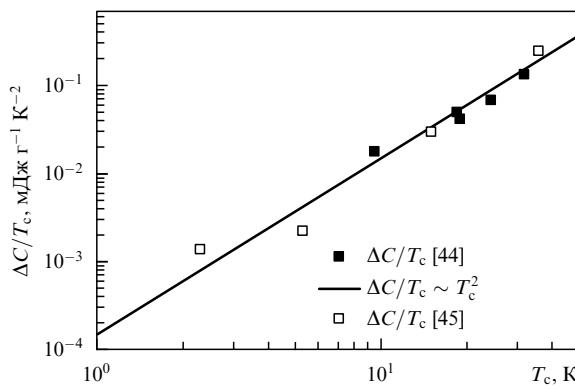


Рис. 5. Величина скачка теплоемкости  $\Delta C/T_c$  в зависимости от  $T_c$  для пинктидов железа типа "122". Тёмные квадраты — результаты работы [44], светлые квадраты — данные работы [45].

жения в стопочных контактах, нередко возникающих вследствие наличия ступеней и террас на чистых криогенных сколах слоистых кристаллов. Из синтезированных образцов, имеющих форму таблеток, вырезались тонкие прямоугольные пластинки ( $2 \times 1 \times 0,1$  мм<sup>3</sup>), которые помещались на измерительный столик микроконтактного спектрометра. Прецизионно контролируемым изгибом держателя при температуре 4,2 К в образце создавалась микротрешина. Детали техники измерений "контакт на микротрещине" (break-junction, BJ) подробно описаны в [48, 49].

На рисунке 6 приведены вольт-амперные характеристики  $I(V)$  и их производные  $dI(V)/dV$  и  $d^2I(V)/dV^2$ , измеренные для одиночного SNS-микроконтакта на поликристаллическом образце GdO<sub>0.88</sub>F<sub>0.12</sub>FeAs [50]. Приведённые симметричные  $I(V)$ -характеристики типич-

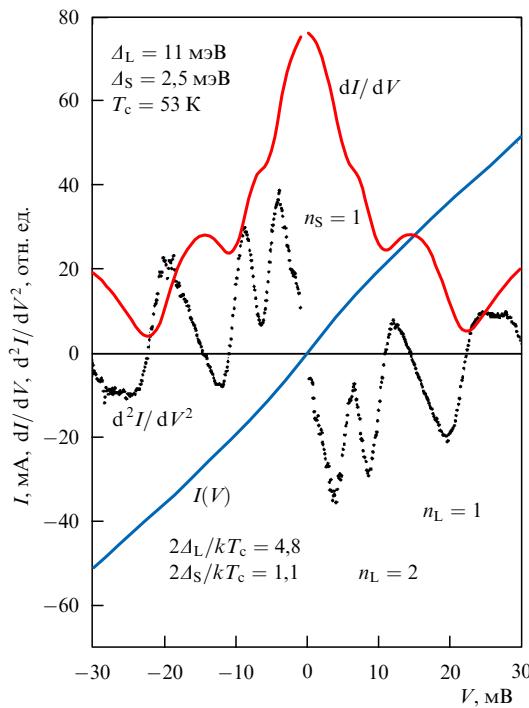


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика  $I(V)$  и её производные  $dI(V)/dV$  и  $d^2I(V)/dV^2$  для одиночного SNS-контакта при  $T = 4,2$  К для образца GdO<sub>0.88</sub>(F<sub>0.12</sub>)FeAs [50].

ны для "чистых" SNS-микроконтактов с небольшим избыточным током [47, 51]. На рисунке 6 в дифференциальной проводимости  $dI(V)/dV$  видна серия провалов при напряжениях  $V = 22, 11$  и  $5$  мВ. В случае многократного андреевского отражения провалы должны возникать при значениях напряжений на SNS-контакте  $V_n = 2\Delta/en$  с целочисленными  $n = 1, 2, \dots$ . Таким образом, первые две особенности можно связать с  $n = 1, 2$  и оценить локальное значение сверхпроводящей щели  $2\Delta = 22$  мЭВ. Для двухщелевого сверхпроводника можно ожидать две независимые субгармонические последовательности, отвечающие большой ( $\Delta_L$ ) и малой ( $\Delta_S$ ) щелям в спектре. Действительно, особенность при  $V \approx 5$  мВ на рис. 6 не соответствует ожидаемому напряжению 7,3 мВ для 3-й гармоники от большой щели и, следовательно, свидетельствует о наличии меньшей щели с энергией  $\approx 2,5$  мЭВ.

Перенастраивая контакт на одном и том же образце в течение одного и того же низкотемпературного эксперимента, удавалось наблюдать различные  $I(V)$ -характеристики с серией особенностей, отвечающих большой щели, малой щели или даже обеим щелям. Ввиду мелкокристаллической структуры образца различные реализации микроконтактов давали некоррелированные значения щели и характеризовали локальные свойства сверхпроводящей фазы в различных точках. На рисунке 7 приведена сводка результатов измерений на большом числе микроконтактов. Как видно, измеренные значения напряжений  $V_n$  неплохо укладываются на две линейные зависимости от  $1/n_{L,S}$ . Таким образом, из полученных данных следует, что в сверхпроводящем GdFeAsO<sub>0.88</sub>(F<sub>0.12</sub>) имеются две щели с энергиями  $\Delta_L = (10,5 \pm 2)$  мЭВ и  $\Delta_S = (2,3 \pm 0,4)$  мЭВ при  $T = 4,2$  К.

Используя измеренные значения щелей и  $T_c = (52,5 \pm 1)$  К, можно оценить отношение  $2\Delta/k_B T_c$ . Для большой щели из наших данных следует  $2\Delta_L/k_B T_c =$

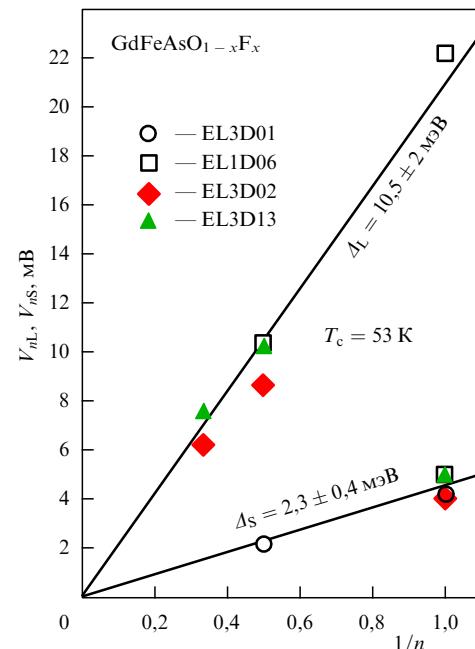


Рис. 7. Измеренные значения характеристических напряжений  $V_n = 2\Delta_{L,S}/en$  в зависимости от  $1/n_{L,S}$  для четырёх SNS-контактов, приготовленных методом "break-junction" при гелиевой температуре [50].

$= (4.8 \pm 1.0)$ , что превышает стандартное значение 3,52 в приближении слабой связи в теории БКШ для однозонного сверхпроводника; однако этот результат не противоречит режиму сильной связи модели БКШ. Что касается малой щели, то измеренное нами отношение  $2\Delta_s/k_B T_c$  составляет  $\approx 1$ , что намного меньше стандартного значения 3,52. Эта малость измеренной величины указывает на то, что более "слабая" сверхпроводимость при  $T > T_c^*$  (т.е. "собственной" критической температуры более слабого конденсата при отсутствии межзонного взаимодействия) может быть индуцирована внутренним эффектом близости в  $k$ -пространстве между двумя конденсатами в двух областях зоны Бриллюэна, при этом конденсат с большей щелью играет роль "ведущего". Подобная ситуация, как принято считать, реализуется, в частности, в MgB<sub>2</sub> [48, 49] и LaO<sub>0.9</sub>F<sub>0.1</sub>FeAs [52].

Само существование большой сверхпроводящей щели с масштабом  $2\Delta_L/k_B T_c > 3,52$  в соединениях класса "1111" REOF<sub>2</sub>As ( $RE = La, Sm, Nd$ ) подтверждается результатами туннельной спектроскопии с использованием техники "break-junction" [53, 54], S-N-микроконтактной спектроскопии андреевского отражения (Point Contact Andreev Reflection, PCAR) [38, 40, 55–60], сканирующей туннельной спектроскопии (Scanning Tunneling Spectroscopy, STS) [39, 51] и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением [61]. До настоящего времени измерения щели в Gd-1111 проводились только в работе [50]. При сравнении результатов измерений щели в Gd-1111 и других сверхпроводниках этого класса, Sm-1111, Nd-1111 и Tb-1111, которые имеют близкие значения  $T_c$ , обнаруживается неплохое согласие значений  $2\Delta_L/k_B T_c$ , измеренных в [50], с данными STS [39], данными спектроскопии с помощью техники BJ [51] и с большинством PCAR-измерений [40, 58–60]. Однако в некоторых работах сообщалось о почти вдвое больших значениях щели [55, 56]. Что касается малой щели, то опубликованные экспериментальные значения отличаются друг от друга ещё больше, почти в три раза, как следует из сравнения, проведённого в работе [50]. Кроме того, в ряде работ малая щель вообще не наблюдалась, а в [50] сообщалось о возможности существования третьей щели с ещё меньшим значением,  $\approx 1$  мэВ. Таким образом, сегодня как симметрия параметра порядка, так и значения сверхпроводящих щелей в сверхпроводниках класса RE-1111 остаются вопросами, требующими дополнительной экспериментальной проверки.

Работа поддержана грантами РФФИ, РАН, Министерства образования и науки РФ.

## Список литературы

1. Пудалов В М *История науки и техники* (4) 81 (2009)
2. Пудалов В М, в сб. *Воспоминания о В.Л. Гинзбурге* (М.: Изд-во физико-математической литературы, 2011)
3. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **128** 10012 (2006)
4. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296 (2008)
5. Takahashi H et al. *Nature* **453** 376 (2008)
6. Ren Z-A et al. *Europhys. Lett.* **82** 57002 (2008)
7. Садовский М В *УФН* **178** 1243 (2008) [Sadovskii M V *Phys. Usp.* **51** 1201 (2008)]
8. Ren Z A et al. *Chinese Phys. Lett.* **25** 2215 (2008)
9. Ren Z A et al. *Europhys. Lett.* **82** 57002 (2008)
10. Liu R H et al. *Nature* **459** 64 (2009); arXiv:0810.2694
11. Fischer T et al. *Phys. Rev. B* **82** 224507 (2010)
12. Rotter M, Tegel M, Johrendt D, arXiv: 0805.4630
13. Zhang J L et al., arXiv: 1101.3159
14. Borisenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 067002 (2010)
15. Khasanov R et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 087004 (2010)
16. Ogino H et al. *Appl. Phys. Express* **3** 063103 (2010); arXiv:1006.2367
17. Johnston D C *Adv. Phys.* **59** 803 (2010)
18. Ивановский А Л *УФН* **178** 1273 (2008) [Ivanovskii A L *Phys. Usp.* **51** 1229 (2008)]
19. Изюмов Ю А, Курмаев Э З *УФН* **178** 1307 (2008) [Izumov Yu A, Kurnaev E Z *Phys. Usp.* **51** 1261 (2008)]
20. Zbiri M et al. *Phys. Rev. B* **79** 064511 (2009)
21. Yildirim T *Phys. Rev. Lett.* **101** 057010 (2008)
22. Yildirim T *Physica C* **469** 425 (2009)
23. Chen G F et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 247002 (2008)
24. Xiao Y et al. *Phys. Rev. B* **80** 174424 (2009)
25. Mazin I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003 (2008)
26. Kuroki K et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 087004 (2008)
27. Chubukov A V et al. *Phys. Rev. B* **78** 134512 (2008)
28. Mazin I I, Schmalian J *Physica C* **469** 614 (2009)
29. Eschrig H, Koepenik K, arXiv:0905.4844, v1
30. Kuchinskii E Z, Nekrasov I A, Sadovskii M V *Письма в ЖЭТФ* **91** 567 (2010) [*JETP Lett.* **91** 518 (2010)]
31. Ning F L et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 037001 (2010)
32. Michioka C et al., arXiv:0911.3729
33. Li Z et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 083702 (2010); arXive:1004.1688
34. Zhouet Y-R et al., arXiv:0812.3295
35. Chen C-T et al. *Nature Phys.* **6** 260 (2010)
36. Fernandes R M et al. *Phys. Rev. B* **81** 140501(R) (2010)
37. van Heumen E et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 027002 (2011)
38. Chen T Y et al. *Nature* **453** 1224 (2008)
39. Millo O et al. *Phys. Rev. B* **78** 092505 (2008)
40. Wang Y-L et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 015018 (2009); arXiv:0806.1986
41. Pan M H et al., arXiv:0808.0895
42. Khlybov E P et al. *Письма в ЖЭТФ* **90** 429 (2009) [*JETP Lett.* **90** 387 (2009)]
43. Karpinski J et al. *Physica C* **469** 370 (2009)
44. Гаврилкин С Ю и др. *ЖЭТФ* **137** 895 (2010) [Gavrilkin S Yu et al. *JETP* **110** 783 (2010)]
45. Bud'ko S L, Ni N, Canfield P C *Phys. Rev. B* **79** 220516(R) (2009)
46. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964) [Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1225 (1964)]
47. Kümmel R, Gunsenheimer U, Nicolsky R *Phys. Rev. B* **42** 3992 (1990)
48. Ponomarev Ya G *Solid. State Commun.* **129** 85 (2004)
49. Ponomarev Ya G et al. *Письма в ЖЭТФ* **79** 597 (2004) [*JETP Lett.* **79** 484 (2004)]
50. Shanygina T E et al. *Письма в ЖЭТФ* **93** 95 (2011) [*JETP Lett.* **93** 94 (2011)]
51. Aminov B A, Golubov A A, Kupriyanov M Yu *Phys. Rev. B* **53** 365 (1996)
52. Ponomarev Ya G et al. *Phys. Rev. B* **79** 224517 (2009)
53. Ekino T et al. *Physica C* **470** S358 (2010)
54. Sugimoto A et al. *Physica C* **470** 1070 (2010)
55. Daghero D et al. *Phys. Rev. B* **80** 060502(R) (2009)
56. Gonnelli R S et al. *Physica C* **469** 512 (2009)
57. Miyakawa N et al. *J. Supercond. Novel Magn.* **23** 575 (2010)
58. Tanaka M, Shimada D J. *Supercond. Novel Magn.* doi:10.1007/s10948-010-0869-7 (2010)
59. Yates K A et al. *New J. Phys.* **11** 025015 (2009)
60. Samuely P et al. *Supercond. Sci. Technol.* **22** 014003 (2009)
61. Kondo T et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 147003 (2008)