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 $m \geqslant 0$ и спином $s = 0, 1/2, 1, 3/2, \ldots, \infty$. Экспериментально пока обнаружено лишь два типа элементарных частиц. Это частицы со спином $s = 1/2$, описывающие поля материи, — e, ν, μ, u, d ..., 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 H. 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 суперструн 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 Раритой 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, $s = 0, 1, 2, \ldots$, и/или полуцелых спинов, $s = 1/2, 3/2, 5/2, \ldots$ В дальнейшем эта идея полностью подтвердилась. Так, решающая многие проблемы локальной теории поля теория суперструн 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 теоротделе 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, происшедшим 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-временны́х координат x^n, $n = 0, 1, 2, 3$, но и от вспомогательных переменных u_n, подчинённых

М.А. Васильев. Отделение теоретической физики им. И.Е. Тамма РАН, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, РФ
E-mail: vasiliev@lpi.ru

* Для удобства читателей раздел "Высшие спины" из книги [5] будет помещён на сайте *УФН* 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

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

$$\left(\alpha M^{il} M_l^{\,j}\,\partial_i \partial_j - \Box\right)\Psi(x,u) = 0\,, \tag{1.2}$$

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, $u_n \to u_{nm} = -u_{mn}$. 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[1]. 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,

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

удовлетворяющим уравнению

$$Q\left|\Psi(x)\right\rangle = 0\,, \tag{1.3}$$

где Q — струнный оператор Бекки – Рюэ – Стора – Тютина (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 ($i = 0, 1, 2, \ldots, \infty$), очевидна.

Масштаб масс теории струн задаётся параметром натяжения струны $m^2 \sim 1/\alpha'$. В пределе нулевого натяжения, $\alpha' \to \infty$, 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 Фронсдалом [17] в 1978 г. В формулировке Фронсдала симметричное безмассовое поле спина s описывается симметричным тензором ранга s $\varphi_{n_1\ldots n_s}$, подчинённым условию дважды бесследовости $\eta^{n_1 n_2}\eta^{n_3 n_4}\varphi_{n_1\ldots n_s} = 0$. Калибровочное преобразование имеет вид

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

В случае спина 1 калибровочные преобразования с параметром $\varepsilon(x)$ описывают внутренние симметрии, а 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 $x^n \to x^n + \varepsilon^n(x)$.

Калибровочный параметр фермионного поля спина 3/2 $\psi_{n\alpha}$, рассмотренного в [8, 9], оказывается спинором $\varepsilon_\alpha(x)$ 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-временны́е 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:

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

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

[1] Отметим, что это обстоятельство является следствием накладываемого в работе [15] требования, что Ψ должно образовывать унитарное представление группы Лоренца, необходимость которого вызывает сегодня серьёзные вопросы.

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 $A_\nu{}^i{}_j$ $(\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$ со значениями в алгебре Янга–Миллса g. Спин 2 в формулировке Вейля–Картана описывается тетрадой $e_\nu{}^a$ и лоренцевой связностью $\omega_\nu{}^{ab}$. Полезно отождествить поля $e_\nu{}^a$ и $\omega_\nu{}^{ab}$ с калибровочными полями алгебр Ли группы Пуанкаре $\mathrm{iso}(1,3)$ или групп де Ситтера $\mathrm{SO}(d,1)$ или анти-де-Ситтера $\mathrm{SO}(d-1,2)$. Поле спина 3/2 $\psi_\nu{}^\alpha$ допускает естественную интерпретацию калибровочного поля, связанного с генераторами суперсимметрии Q_α в суперсимметричном расширении алгебры симметрий Пуанкаре или AdS. (Отметим, что dS-алгебра $\mathrm{SO}(d,1)$ не допускает последовательного суперсимметричного расширения).

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

$$e_\nu^{a_1 \ldots a_{s-1}}\,,\ \omega_\nu^{a_1 \ldots a_{s-1},\, b}\,,\ \ldots\,,\ \omega_\nu^{a_1 \ldots a_{s-1},\, b_1 \ldots b_t}\,,\ 0 \leqslant t \leqslant s-1\,,$$

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

$$\varepsilon^{a_1 \ldots a_{s-1}}\,,\ \varepsilon^{a_1 \ldots a_{s-1},\, b}\,,\ \ldots\,,\ \varepsilon^{a_1 \ldots a_{s-1},\, b_1 \ldots b_t}\,,\ 0 \leqslant t \leqslant s-1\,.$$

(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, $s = 0, 1, \ldots, \infty$, в точности соответствуя спектру спинов, который представлялся наиболее естественным Гинзбургу.

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 $s \leqslant 2$, 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 антисимметризованные производные антисимметричных тензоров

$$\partial_{[\nu_1} A_{\nu_2 \ldots \nu_{p+1}]} \tag{2.1}$$

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 ν_i. Компактная форма записи (2.1)

$$dA\,, \quad d = \mathrm{d}x^\nu \frac{\partial}{\partial x^\nu}\,, \quad A = \mathrm{d}x^{\nu_1} \wedge \ldots \wedge \mathrm{d}x^{\nu_p} A_{\nu_1 \ldots \nu_p}$$

достигается путём введения антикоммутирующих символов

$$\mathrm{d}x^\mu \wedge \mathrm{d}x^\nu = -\,\mathrm{d}x^\nu \wedge \mathrm{d}x^\mu\,.$$

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

$$d^2 = 0\,. \tag{2.2}$$

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

$$\delta A(x) = \mathrm{d}\varepsilon(x)\,, \quad \delta F = 0\,.$$

Неабелево обобщение достигается удлинением ковариантной производной:

$$d \to D = d + \omega\,, \quad \omega(x) = \mathrm{d}x^\nu \omega_\nu(x)\,,$$

где 1-форма [2] ω принимает значения в некоторой матричной или операторной алгебре — в рассматриваемом случае алгебре высших спинов.

[2] p-формой называется полином степени p от $\mathrm{d}x^\nu$ или, что эквивалентно, антисимметричный тензор ранга p.

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

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

где $\hat{Y}_A$ — некоммутативный спинор, C_{AB} — матрица зарядового сопряжения. Индексы $A,B=1,\ldots,4$ 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 $\omega(\hat{Y}|x)=\mathrm{d}x^{\nu}\omega_{\nu}(\hat{Y}|x)$ зависит от вспомогательного спинора $\hat{Y}_A$, а не от вектора и несёт индекс дифференциальной формы ν. 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,

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

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:

$$\frac{\partial}{\partial t}\to d\,,\quad q^i(t)\to W^{\Omega}(x)=\mathrm{d}x^{\nu_1}\wedge\ldots\wedge\mathrm{d}x^{\nu_p}W^{\Omega}_{\nu_1\ldots\nu_p}(x)\,.$$

Развёрнутые уравнения имеют вид [32]

$$\mathrm{d}W^{\Omega}(x)=G^{\Omega}\big(W(x)\big)\,,\quad d=\mathrm{d}x^{\nu}\partial_{\nu}\,,\tag{3.1}$$

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

$$G^{\Omega}(W)=\sum_{n=1}^{\infty}f^{\Omega}{}_{\Lambda_1\ldots\Lambda_n}W^{\Lambda_1}\wedge\ldots\wedge W^{\Lambda_n}\,.$$

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 $G^{\Omega}(W)$:

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

эквивалентные обобщённым тождествам Якоби

$$\sum_{n=0}^{m}(n+1)f^{\Gamma}{}_{[\Lambda_1\ldots\Lambda_{m-n}}f^{\Omega}{}_{\Gamma\Lambda_{m-n+1}\ldots\Lambda_m]}=0\,.$$

Задача состоит в нахождении таких функций $G^{\Lambda}(W)$, которые удовлетворяют (3.2) при произвольных W^{Ω}.

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

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

где калибровочный параметр $\varepsilon^{\Omega}(x)$ представляет собой $(p_{\Omega}-1)$-форму, если отвечающее ему калибровочное поле W^{Ω} является p_{Ω}-формой (у 0-форм W^{Ω} 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^{Ω} 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-временны́х 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

$$(f\star g)(Z,Y)=\int \mathrm{d}S\,\mathrm{d}T f(Z+S,Y+S)\times\times g(Z-T,Y+T)\exp\left(-\mathrm{i}S_A T^A\right), \qquad (4.1)$$

которое описывает ассоциативную алгебру осцилляторов, удовлетворяющих соотношениям

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

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

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

$$\kappa=\exp\left(\mathrm{i}z_\alpha y^\alpha\right),\quad \bar\kappa=\exp\left(\mathrm{i}z_{\dot\alpha}\,y^{\dot\alpha}\right),$$

обладающие свойствами

$$\kappa\star f(Z,Y)=f(\widetilde Z,\widetilde Y)\star\kappa\,,\qquad \kappa\star\kappa=1\,,$$

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]

$$\mathrm{d}W+W\star W=0\,, \qquad (4.2)$$

$$\mathrm{d}B+W\star B-B\star W=0\,, \qquad (4.3)$$

$$\mathrm{d}S+W\star S+S\star W=0\,, \qquad (4.4)$$

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

$$S\star S=\mathrm{i}(\mathrm{d}z^\alpha\,\mathrm{d}z_\alpha+\mathrm{d}\bar z^{\dot\alpha}\,\mathrm{d}\bar z_{\dot\alpha}+\mathrm{d}z^\alpha\,\mathrm{d}z_\alpha F(B)\star k\star\kappa+ + \mathrm{d}\bar z^{\dot\alpha}\,\mathrm{d}\bar z_{\dot\alpha}\bar F(B)\star\bar k\star\bar\kappa)\,, \qquad (4.6)$$

где $W=\mathrm{d}x^n W_n(Z;Y;K|x)$ и $S=\mathrm{d}z^\alpha s_\alpha(Z;Y;K|x)+ +\mathrm{d}\bar z^{\dot\alpha}\,\bar s_{\dot\alpha}(Z;Y;K|x)$ 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,

$$f(B)=\sum_{n=1}^{\infty}f_n\underbrace{B\star\ldots\star B}_{n}\,.$$

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 κ и $\bar\kappa$, но и на дифференциалы некоммутативных координат $\mathrm{d}Z$. 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 ρD_ν, где ρ — характерный радиус фонового пространства-времени, а D_ν — ковариантная производная, не может считаться малой, поскольку при действии на тот или иной тензор $\rho^2[D_\mu,D_\nu]$ 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 развёрнутых 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 $\mathrm{Sp}(8)$-инвариантным описанием четырёхмерных безмассовых полей в десятимерном пространстве, $x_{\alpha\dot{\alpha}} \to X_{AB} = X_{BA}$ $(A, B = 1, 2, 3, 4)$ [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 кривом 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 $\mathrm{O}(N)$-сигма-модели в пределе $N \to \infty$. Явная проверка этой гипотезы, оказавшаяся весьма трудоёмкой, была осуществлена лишь недавно [93, 94].

Кроме работ по $\mathrm{AdS}_4/\mathrm{CFT}_3$-соответствию, имеется целый ряд интересных работ по установлению $\mathrm{AdS}_3/\mathrm{CFT}_2$-соответствия между трёхмерными теориями высших спинов и двумерными конформными теориями [95–98] и даже по анализу $\mathrm{AdS}_{d+1}/\mathrm{CFT}_d$-соответствия для теорий высших спинов в произвольном числе измерений [99, 100]. На уровне свободных полей важные результаты в этом направлении были также получены Мецаевым [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 [3], 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 время, 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.

[3] 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 зная 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 Supercoductivity and Superfluidity. A Scientific Autobiography* (Berlin: Springer-Verlag, 2009) p. 183]
6. Гинзбург В Л "О Ефиме Самойловиче Фрадкине 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, Essey 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. Фрадкин Е С *ЖЭТФ* **20** 27, 211 (1950)
15. Гинзбург В Л, Тамм И Е *ЖЭТФ* **17** 227 (1947)
16. Gross D J *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, Tseytlin 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. Ельцев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, Д.Р. Гизатулин, А.С. Усольцев, А.С. Дормидонтов, 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 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 кооперация 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 кооперации с перечисленными научными группами.

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. Ельцев, К.В. Мицен, О.М. Иваненко, К.С. Перваков, А.С. Дормидонтов, 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

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-