УДК 53.01; 53.02; 530.1

РЕЛЯЦИОННОЕ ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Владимиров Ю. С. [a, 1], Терещенко Д. А. [b, 2]

[a] Кафедра теоретической физики, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Россия
[b] Учебно-научный институт гравитации и космологии, ФГБОУ ВПО «Российский университет дружбы народов», 115419, г. Москва, Россия

В рамках развитой в нашей группе бинарной предгеометрии предлагается описание электрослабых взаимодействий элементарных частиц. Это осуществляется на основе бинарной системы комплексных отношений ранга $(4,4)$. Показано, что в данной теории описание связанных и несвязанных состояний элементарных частиц осуществляется в различных геометриях, что уже отмечалось В. А. Фоком при открытии $O(4)$-симметрии в задаче водородоподобных атомов.

Ключевые слова: бинарная предгеометрия, бинарные системы комплексных отношений, базовые отношения, модель электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу, Z-бозоны.

RELATIONAL DESCRIPTION OF ELECTROWEAK INTERACTIONS

Vladimirov Yu. S. [a, 1], Tereshchenko D. A. [b, 2]

[a] Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia
[b] Institute of gravitation and cosmology PFUR, 115419, Moscow, Russia

The binary pregeometry was used as a mathematical basis for the relational approach. The description of electroweak interactions of elementary particles is realized by binary systems of complex relations of rank $(4,4)$. In this paper, we show that there are three variants for writing a basic 4×4-relation. In this cases, the basic 4×4-relation is represented as a square of the $SL(2,C)$ invariant. This invariant constructed from two 2-component spinors formed from elements of bound particles. One of these variants was used to describe the electromagnetic interaction of two particles in the relational statistical theory of a hydrogen atom. Two other variants are characterized by mixing in 2-component spinors of left and right components of particles in the bound state. These variants are proposed to be used to describe a simplified model of electroweak decay. Bound and unbound states of elementary particles were described in the framework of different geometries, which had been mentioned by V. A. Fock for $O(4)$ symmetry in the hydrogen-like atom problem.

Keywords: binary pregeometry, binary systems of complex relations, basic relations, Weinberg–Salam–Glashow theory of electroweak interactions, Z-bosons.

PACS: 04.50.Kd
DOI: 10.17238/issn2226-8812.2018.1.39-49

Введение

В наших предыдущих работах, во-первых, были изложены основные положения бинарной предгеометрии, опирающейся на теорию бинарных систем комплексных отношений (БСКО) минимальных рангов [1], во-вторых, на основе БСКО ранга $(4,4)$ была построена теория водородо-

[1] E-mail: yusvlad@rambler.ru
[2] E-mail: dima91ter@yandex.ru

подобных атомов [2]. В частности, было дано реляционное обоснование $O(4)$-симметрии в этой задаче.

В данной статье в рамках реляционного подхода демонстрируется существенное различие в описании связанных и “свободных” состояний элементарных частиц. На этот факт в свое время обращал внимание В. А. Фок [3], который писал: «Симметрия основного уравнения атома водорода совпадает с симметрией четырехмерного шара». При этом он подчеркивал, что гиперсфера возникает только в случае, когда электрон находится в связанном состоянии атома, однако, когда он становится свободным, «вместо четырехмерного шара мы получаем четырехмерный гиперболоид вращения. Трехмерная поверхность этого гиперболоида будет представлять собой пространство с постоянной отрицательной кривизной. В таком пространстве имеет место геометрия Лобачевского» [4].

Сделанное Фоком утверждение относится к случаю электромагнитных взаимодействий, а в этой статье данное замечание распространяется на случай электрослабых взаимодействий. В статье в рамках БСКО ранга $(4,4)$, во-первых, предложено описание связанных состояний элементарных частиц, удерживаемых слабым взаимодействием.

Во-вторых, произведено сопоставление предложенного реляционного прообраза лагранжиана с общепринятым в калибровочной модели электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу. Для этого теоретико-полевая модель переформулирована в духе принципа Фоккера, ранее развитого для случая прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия.

В-третьих, в работе показано, что для слабого взаимодействия различие левых и правых компонент элементарных частиц снимается, если рассмотреть участие нейтрино, которые характеризуются лишь левыми компонентами. Данный результат обосновывает использование указанных ниже вариантов представлений базовых отношений через пары спинорных инвариантов.

1. Описание взаимодействий частиц в рамках БСКО ранга $(4,4)$

Напомним самые необходимые сведения из теории бинарных систем комплексных отношений (БСКО) ранга $(4,4)$ (более подробно см. в [1, 2, 5, 6]). В этой теории элементарные частицы описываются парами финслеровых 3-компонентных спиноров [7], а прообраз лагранжиана их взаимодействия строится из так называемого базового 4×4-отношения, симметрично содержащего начальные и конечные состояния этих частиц.

Пусть две взаимодействующие частицы в двух множествах описываются элементами (i,k,α,β) и (j,s,γ,δ), тогда базовое 4×4-отношение принимает вид

$$\left\{\begin{matrix}\alpha\;\beta\;\gamma\;\delta\\ i\;\;k\;\;j\;\;s\end{matrix}\right\} \equiv -\left|\begin{array}{ccc|cc} 0 & 1 & 1 & 1 & 1\\ 1 & u_{i\alpha} & u_{i\beta} & u_{i\gamma} & u_{i\delta}\\ 1 & u_{k\alpha} & u_{k\beta} & u_{k\gamma} & u_{k\delta}\\ \hline 1 & u_{j\alpha} & u_{j\beta} & u_{j\gamma} & u_{j\delta}\\ 1 & u_{s\alpha} & u_{s\beta} & u_{s\gamma} & u_{s\delta}\end{array}\right| = \left|\begin{array}{cc|cc} 1 & 1 & 1 & 1\\ i^1 & k^1 & j^1 & s^1\\ i^2 & k^2 & j^2 & s^2\\ \hline i^3 & k^3 & j^3 & s^3\end{array}\right| \times \left|\begin{array}{cc|cc} 1 & 1 & 1 & 1\\ \alpha^1 & \beta^1 & \gamma^1 & \delta^1\\ \alpha^2 & \beta^2 & \gamma^2 & \delta^2\\ \hline \alpha^3 & \beta^3 & \gamma^3 & \delta^3\end{array}\right|. \qquad (1)$$

В первом определителе вертикальные и горизонтальные линии разделяют парные отношения элементов, соответствующих двум взаимодействующим частицам, а горизонтальные линии во втором и третьем определителях отделяют дополнительные параметры (с индексом 3) от параметров, соответствующих БСКО ранга $(3,3)$.

Для построения прообраза лагранжиана достаточно использовать вариант теории, где элементы второго множества элементов описываются комплексно сопряженными параметрами. Это означает, что в дальнейшем везде будем полагать: $\alpha = i^*;\ \beta = k^*;\ \gamma = j^*;\ \delta = s^*$.

После процедуры $2+1$-расщепления параметров на два спинорных и дополнительный третий получается комбинация из 36 слагаемых:

$$\left\{\begin{matrix}i^*k^*j^*s^*\\ i\;\;k\;\;j\;\;s\end{matrix}\right\} =$$

$$\begin{array}{c|cccc|c}
=\begin{bmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ j\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*k^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ k\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*k^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ k\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*k^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ i\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*k^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ i\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*k^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} j^*s^* \\ i\ k \end{pmatrix} \\ \hline
-\begin{bmatrix} i^*j^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ j\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*j^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ k\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*j^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ k\ j \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*j^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ i\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*j^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ i\ j \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*j^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*s^* \\ i\ k \end{pmatrix} \\
+\begin{bmatrix} i^*s^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ j\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*s^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ k\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*s^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ k\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*s^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ i\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} i^*s^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ i\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} i^*s^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} k^*j^* \\ i\ k \end{pmatrix} \\
+\begin{bmatrix} k^*j^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ j\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} k^*j^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ k\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} k^*j^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ k\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} k^*j^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ i\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} k^*j^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ i\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} k^*j^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*s^* \\ i\ k \end{pmatrix} \\
-\begin{bmatrix} k^*s^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ j\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} k^*s^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ k\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} k^*s^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ k\ j \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} k^*s^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ i\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} k^*s^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ i\ j \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} k^*s^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*j^* \\ i\ k \end{pmatrix} \\ \hline
+\begin{bmatrix} j^*s^* \\ i\ k \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ j\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} j^*s^* \\ i\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ k\ s \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} j^*s^* \\ i\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ k\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} j^*s^* \\ k\ j \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ i\ s \end{pmatrix} & -\begin{bmatrix} j^*s^* \\ k\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ i\ j \end{pmatrix} & +\begin{bmatrix} j^*s^* \\ j\ s \end{bmatrix}\begin{pmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{pmatrix}
\end{array}, \quad (2)$$

где использованы обозначения:

$$\begin{bmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} i^1 & k^1 \\ i^2 & k^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} i^{*1} & k^{*1} \\ i^{*2} & k^{*2} \end{vmatrix} = (i^1k^2 - i^2k^1)(i^{*1}k^{*2} - i^{*2}k^{*1});$$

$$\begin{pmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} i^3 & k^3 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ i^{*3} & k^{*3} \end{vmatrix} = (i^3 - k^3)(k^{*3} - i^{*3}). \quad (3)$$

Данное выражение специально представлено в виде 6×6-таблицы так, что строки различаются перестановками четырех индексов: i^*, k^*, j^*, s^*, а столбцы — перестановками индексов i, k, j, s.

Следует отметить, что выражение, аналогичное (2), может быть получено из фундаментального отношения бинарной системы комплексных отношений ранга $(5,5)$. Отличие состоит в том, что выражения в круглых скобках (3), состоящие только из параметров с индексом 3, заменяются на фундаментальные 2×2-отношения состоящие из параметров с индексами 3 и 4 . Однако, при наложении определенных условий эти выражения становятся тождественными. Таким образом, использование фундаментального отношения БКСО ранга $(5,5)$ является более последовательным. Это связано с тем, что в БСКО ранга $(5,5)$ элементы характеризуются четырьмя параметрами, два из которых связаны с прообразом импульсного пространства, а два других — с прообразом координатного пространства. Исходя из этого ясно, что применение БСКО ранга $(4,4)$ представляет собой своеобразное упрощение теории электромагнитного взаимодействия двух частиц.

2. Описание связанных состояний двух частиц

В данной статье показывается, что разделение связанных состояний, обусловленных электромагнитными взаимодействиями, от обусловленных слабыми взаимодействиями через Z- и $W^{\pm}$-бозоны, определяется разными наборами значений третьих параметров.

В самом общем случае эти параметры представляются в следующем виде:

$$i_0 = b_1 + a_1; \quad k_0 = b_1 - a_1; \quad j_0 = b_2 + a_2; \quad s_0 = b_2 - a_2, \quad (4)$$

где a_1, a_2, b_1, b_2 — некоторые параметры.

Исходя из записанного в (2) вида базового 4×4-отношения, легко видеть, что слагаемые 6 строк соответственно умножаются на параметры:

$$s_0 - j_0 = 0 - 2a_2; \quad s_0 - k_0 = (b_2 - b_1) + (a_1 - a_2); \quad j_0 - k_0 = (b_2 - b_1) + (a_1 + a_2);$$

$$s_0 - i_0 = (b_1 - b_2) - (a_1 + a_2); \quad j_0 - i_0 = (b_2 - b_1) - (a_1 - a_2); \quad k_0 - i_0 = 0 - 2a_1, \quad (5)$$

а слагаемые 6 столбцов умножаются соответственно на параметры:

$$-(s_0 - j_0) = 0 + 2a_2; \quad -(s_0 - k_0) = -(b_2 - b_1) - (a_1 - a_2); \quad -(j_0 - k_0) = -(b_2 - b_1) - (a_1 + a_2);$$

$$-(s_0 - i_0) = -(b_1 - b_2) + (a_1 + a_2); \quad -(j_0 - i_0) = -(b_2 - b_1) + (a_1 - a_2); \quad -(k_0 - i_0) = 0 + 2a_1. \quad (6)$$

Выделим три характерных варианта частных значений третьих параметров, которые можно связать с известными видами физических взаимодействий.

2.1. Электромагнитные взаимодействия

Анализ показывает, что электромагнитные взаимодействия следует связать с выполнением следующих условий [2, 6]:

$$a_1 = a_2 = 0; \qquad b_2 - b_1 = 2b, \tag{7}$$

где величина $b \neq 0$. При этих условиях из совокупности слагаемых в (2) останутся отличными от нуля лишь 16 центральных слагаемых:

$$\begin{Bmatrix} i^* k^* j^* s^* \\ i\ k\ j\ s \end{Bmatrix} = -4b^2 \left(\begin{array}{c|cccc|c} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hline 0 & +\begin{bmatrix} i^* j^* \\ i\ j \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} i^* j^* \\ i\ s \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} i^* j^* \\ k\ j \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} i^* j^* \\ k\ s \end{bmatrix} & 0 \\ 0 & -\begin{bmatrix} i^* s^* \\ i\ j \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} i^* s^* \\ i\ s \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} i^* s^* \\ k\ j \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} i^* s^* \\ k\ s \end{bmatrix} & 0 \\ 0 & -\begin{bmatrix} k^* j^* \\ i\ j \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} k^* j^* \\ i\ s \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} k^* j^* \\ k\ j \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} k^* j^* \\ k\ s \end{bmatrix} & 0 \\ 0 & +\begin{bmatrix} k^* s^* \\ i\ j \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} k^* s^* \\ i\ s \end{bmatrix} & -\begin{bmatrix} k^* s^* \\ k\ j \end{bmatrix} & +\begin{bmatrix} k^* s^* \\ k\ s \end{bmatrix} & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array} \right). \tag{8}$$

Для описания связанных состояний из двух элементарных частиц следует использовать тот факт, что базовое 4×4-отношение (8) можно представить в виде квадрата инварианта, образованного двумя 2-компонентными спинорами, характеризующими две отдельные частицы:

$$\begin{pmatrix} i^1 - k^1 \\ i^2 - k^2 \end{pmatrix}; \qquad \begin{pmatrix} j^1 - s^1 \\ j^2 - s^2 \end{pmatrix}. \tag{9}$$

В наших работах показано, что именно это выражение лежит в основе реляционно-статистической теории водородоподобного атома.

Из сопоставления с двумя следующими вариантами выбора третьих параметров особое значение имеет тот факт, что 2-компонентные спиноры в (9) выражаются отдельно через параметры различных частиц.

Для случая “свободных” электромагнитно взаимодействующих частиц следует ограничиться рассмотрением лишь диагональных элементов в выражении (8). Это подтверждается теорией прямого межчастичного взаимодействия Фоккера–Фейнмана, в которой электромагнитные взаимодействия описываются исключительно ток-токовыми взаимодействиями, которым соответствует оставшийся в (8) ненулевым блок ток-токовых отношений.

Учитывая фазовые вклады в спинорных компонентах (подсистему отношений в виде БСКО ранга $(2, 2)$), можно показать, что для разнесенных частиц существенный вклад дают лишь диагональные слагаемые, которые определяют скалярное произведение токов взаимодействующих частиц [5, 6]:

$$j^{\mu}_{(1)} j_{\mu(2)} \sim 4b^2 \left(\begin{bmatrix} i^* j^* \\ i\ j \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i^* s^* \\ i\ s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k^* j^* \\ k\ j \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k^* s^* \\ k\ s \end{bmatrix} \right). \tag{10}$$

Сопоставляя это выражение с действием Фоккера–Фейнмана для электромагнитно взаимодействующих частиц (см., например, в [5]), приходим к интерпретации выражения из третьих параметров через дираковскую дельта-функцию

$$4b^2 \quad \to \quad \delta(s^2(1, 2)), \tag{11}$$

где в обозначении дираковской дельта-функции символами 1 и 2 обозначены две взаимодействующие частицы.

2.2. Слабые взаимодействия

Имеются еще два характерных варианта выделения из базового 4×4-отношения 16 слагаемых, которыми можно описывать связанные состояния двух частиц, удерживаемых слабыми взаимодействиями.

Рассмотрим второй вариант, соответствующий условиям на третьи параметры:

$$b_2 - b_1 = 0, \qquad a_1 - a_2 = 0; \qquad a_1 + a_2 = 2a. \tag{12}$$

В этом случае отличной от нуля останется другая комбинация из 16 слагаемых:

$$\left\{\begin{matrix} i^*k^*j^*s^* \\ i\ k\ j\ s \end{matrix}\right\} = -4a^2 \left(\begin{array}{c|cccc|c}
+\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ i\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ k\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\ \hline
+0 & +0 & +0 & +0 & +0 & +0 \\
+\left[\begin{smallmatrix} i^*s^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} i^*s^* \\ i\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} i^*s^* \\ k\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} i^*s^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\
+\left[\begin{smallmatrix} k^*j^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} k^*j^* \\ i\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} k^*j^* \\ k\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} k^*j^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\
+0 & +0 & +0 & +0 & +0 & +0 \\ \hline
+\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ i\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ k\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right]
\end{array}\right). \tag{13}$$

Легко показать, что это выражение также можно представить в виде квадрата инварианта, построенного из двух 2-компонентных спиноров, однако теперь слагающихся из компонент двух разных частиц:

$$\begin{pmatrix} i^1 - j^1 \\ i^2 - j^2 \end{pmatrix}; \qquad \begin{pmatrix} k^1 - s^1 \\ k^2 - s^2 \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Третий вариант соответствует условиям:

$$b_2 - b_1 = 0; \qquad a_1 + a_2 = 0; \qquad a_1 - a_2 = 2c. \tag{15}$$

В этом случае оказывается отличной от нуля следующая комбинация из 16 слагаемых:

$$\left\{\begin{matrix} i^*k^*j^*s^* \\ i\ k\ j\ s \end{matrix}\right\} = -4c^2 \left(\begin{array}{c|cccc|c}
+\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & -\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ i\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ k\ s \end{smallmatrix}\right] & -\left[\begin{smallmatrix} i^*k^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\ \hline
-\left[\begin{smallmatrix} i^*j^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} i^*j^* \\ i\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +0 & -\left[\begin{smallmatrix} i^*j^* \\ k\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} i^*j^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\
+0 & +0 & +0 & +0 & +0 & +0 \\
+0 & +0 & +0 & +0 & +0 & +0 \\
+\left[\begin{smallmatrix} k^*s^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & -\left[\begin{smallmatrix} k^*s^* \\ i\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +0 & +\left[\begin{smallmatrix} k^*s^* \\ k\ s \end{smallmatrix}\right] & -\left[\begin{smallmatrix} k^*s^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right] \\ \hline
-\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ i\ k \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ i\ j \end{smallmatrix}\right] & +0 & +0 & -\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ k\ s \end{smallmatrix}\right] & +\left[\begin{smallmatrix} j^*s^* \\ j\ s \end{smallmatrix}\right]
\end{array}\right). \tag{16}$$

Легко показать, что эту комбинацию можно представить в виде квадрата инварианта, образованного двумя 2-компонентными спинорами:

$$\begin{pmatrix} i^1 - s^1 \\ i^2 - s^2 \end{pmatrix}; \qquad \begin{pmatrix} k^1 - j^1 \\ k^2 - j^2 \end{pmatrix}. \tag{17}$$

Эти 2-компонентные спиноры также образованы разностями компонент двух частиц, однако с заменой у второй частицы левой и правой компонент.

Обратим внимание на тот факт, что в выражениях (14) и (17) 2-компонентные спиноры строятся из параметров разных частиц, что можно расценивать, как своеобразную "слитность" двух взаимодействующих частиц. Это может происходить лишь в случае короткодействующих взаимодействий, каковыми и являются слабые взаимодействия.

В этих двух случаях отличные от нуля выражения a^2 и c^2 уже следует сопоставлять не с дираковскими дельта-функциями, а с функциям Грина для массивных частиц. В стандартной модели электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу именно массивные частицы трактуются как переносчики короткодействующих взаимодействий.

3. Модель Вайнберга–Салама–Глэшоу (фермионный сектор)

Чтобы показать возможность описания электрослабо связанных частиц приведенными выше выражениями, необходимо произвести сравнение данной теории с общепринятой калибровочной моделью электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу. Чтобы это сделать, кратко напомним самые необходимые сведения из этой модели [8, 9].

Эта модель строится в рамках калибровочного подхода локализацией двух групп $U(1)$ и $SU(2)$. Посредством локализации 1-параметрической группы $U(1)$ вводится одно калибровочное векторное поле B_μ, взаимодействие с которым характеризуется константой g_1. Локализацией 3-параметрической группы $SU(2)$ вводятся три калибровочных векторных поля $A(s)_\mu$ $(s = 1, 2, 3)$, взаимодействия с которыми характеризуются второй константой g_2.

Плотность лагранжиана модели Вайнберга–Салама–Глэшоу представляется в виде четырех составных частей

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{Bos} + \mathcal{L}_m, \tag{18}$$

где $\mathcal{L}_0$ — плотность лагранжиана свободного фермионного поля; $\mathcal{L}_F$ —- описывает взаимодействие фермионных полей с векторными калибровочными полями (фермионный сектор); $\mathcal{L}_{Bos}$ — описывает плотность лагранжиана векторных калибровочных полей (бозонный сектор); $\mathcal{L}_m$ — часть плотности лагранжиана, описывающая вклады в массы частиц (массовый сектор). Сюда входит плотность лагранжиана хиггсовских скалярных полей и члены, описывающие их взаимодействия с другими полями. Все эти составные части тесно связаны друг с другом.

Сосредоточим внимание на фермионном секторе теории. Согласно модели Вайнберга–Салама–Глэшоу, свободное фермионное поле и взаимодействие лептонов с векторными калибровочными полями описываются следующими слагаемыми в плотности лагранжиана

$$\mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_F = i\hbar c[(\overline{L}\gamma^\mu\partial_\mu^{++}L) + (\overline{e}_R\gamma^\mu\partial_\mu^{++}e_R) + (\overline{\nu}_R\gamma^\mu\partial_\mu^{++}\nu_R)], \tag{19}$$

где L и $\overline{L}$ — 2-компонентные столбец и строка, характеризующие левые компоненты нейтрино и электрона, e_R — правая компонента электрона, ν_R — правая компонента нейтрино (если она имеется), а оператор ∂_μ^{++} ("удлиненная" производная) имеет вид

$$\partial_\mu^{++} = I_2\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{ig_1}{\hbar c}\frac{Y}{2}I_2 B_\mu - \frac{ig_2}{\hbar c}T(k)A(k)_\mu. \tag{20}$$

Здесь Y — гиперзаряд, $T(s)$ — матричная величина, выражаемая через матрицы Паули, I_2 — единичные 2×2-матрицы.

В модели Вайнберга–Салама–Глэшоу вводится ряд постулатов, уточняющих характер взаимодействия нейтрино, левых и правых компонент электрона с калибровочными векторными полями:

а) Взаимодействие с полем B_μ характеризуется значением гиперзаряда Y. Постулируется, что для левых компонент нейтрино и электрона гиперзаряд $Y = -1$, а для правой компоненты электрона $Y = -2$.

б) Взаимодействие с полями $A(s)_\mu$ характеризуется проекцией изотопического спина T. Постулируется, что левые компоненты нейтрино и массивного лептона (электрона) образуют изотопический дублет в изотопическом пространстве: для нейтрино $T_3 = +1/2$, для левой компоненты электрона $T_3 = -1/2$. Правая компонента электрона полагается изотопическим синглетом, для нее $T_3 = 0$.

Значение электрического заряда Q в единицах e выражается через гиперзаряд Y и проекцию изотопического спина T_3 следующей формулой $Q = (1/2)Y + T_3$.

Значения Q, T_3 и Y всех рассматриваемых в простейшей модели Вайнберга–Салама–Глэшоу частиц представлены в таблице:

Квантовое число	ν_{eL}	e_L	ν_{eR}	e_R	$W^\pm$	φ_0	φ_+
Q	0	-1	0	-1	±1	0	$+1$
T_3	1/2	$-1/2$	0	0	±1	$-1/2$	$+1/2$
Y	-1	-1	0	-2	0	$+1$	$+1$

(21)

На основе введенных величин и операторов плотность лагранжиана взаимодействия фермионных полей с векторным калибровочными полями записывается в виде

$$\mathcal{L}_F = -\frac{g_1}{2}B_\mu[(\overline{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L) + (\overline{e}_L\gamma^\mu e_L) + 2(\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)] + \frac{g_2}{2}A(1)_\mu[(\overline{\nu}_L\gamma^\mu e_L) + (\overline{e}_L\gamma^\mu\nu_L)]-$$

$$-\frac{ig_2}{2}A(2)_\mu[(\overline{\nu}_L\gamma^\mu e_L) - (\overline{e}_L\gamma^\mu\nu_L)] + \frac{g_2}{2}A(3)_\mu[(\overline{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L) - (\overline{e}_L\gamma^\mu e_L)]. \quad (22)$$

Вместо первичных (нейтральных) калибровочных полей B_μ и $A(3)_\mu$ вводятся векторные потенциалы электромагнитного поля A_μ поля Z_μ промежуточного Z-бозона посредством формул:

$$A_\mu = B_\mu\cos\theta_W + A(3)_\mu\sin\theta_W; \qquad Z_\mu = -B_\mu\sin\theta_W + A(3)_\mu\cos\theta_W, \quad (23)$$

где θ_W — угол Вайнберга, выражаемый через константы g_1 и g_2 следующим образом

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}; \quad \cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}; \quad \tan\theta_W = \frac{g_1}{g_2}. \quad (24)$$

Экспериментальным образом найдено, что $\theta_W \simeq 28{,}4^o$.

Выделение двух комбинаций из нейтральных калибровочных полей определяется видом взаимодействия этих полей с хиггсовскими скалярными бозонами, определяющими массовые вклады. Безмассовая часть, по определению, трактуется как электромагнитное поле A_μ, а массивная составляющая соответствует полю Z_μ.

Часть удлиненной производной (20), характеризующая взаимодействие фермионов с нейтральными векторными полями, имеет вид

$$\partial_\mu^{++} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{iQe}{\hbar c}A_\mu + \frac{ie}{\hbar c\sin\theta_W\cos\theta_W}(T_3 - Q\sin^2\theta_W)Z_\mu. \quad (25)$$

Вместо векторных потенциалов $A(1)_\mu$ и $A(2)_\mu$ вводятся потенциалы промежуточных заряженных W-бозонов:

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}[A(1)_\mu + iA(2)_\mu]; \quad W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}}[A(1)_\mu - iA(2)_\mu]. \quad (26)$$

Плотность лагранжиана взаимодействия фермионов с калибровочными векторными полями

(19) записывается через введенные потенциалы следующим образом:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_F &= -\frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\left[(\bar{e}_L\gamma^\mu e_L)+(\bar{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]A_\mu + \\ &+ \frac{3g_1^2-g_2^2}{4\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\left[(\bar{e}_L\gamma^\mu e_L)+(\bar{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]Z_\mu - \\ &- \frac{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}{4}\left[(\bar{e}_L\gamma^\mu e_L)-(\bar{e}_R\gamma^\mu e_R)-2(\bar{\nu}_L\gamma^\mu \nu_L)\right]Z_\mu + \\ &+ \frac{g_2}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L)W_\mu^- + \frac{g_2}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L\gamma^\mu \nu_L)W_\mu^+. \end{aligned} \tag{27}$$

4. Дальнодействующая версия модели Вайнберга–Салама–Глэшоу

Модель Вайнберга–Салама–Глэшоу является типичной теорией поля. В ней ключевую роль играют бозонные поля, которых нет среди первичных понятий бинарной геометрофизики. Поэтому для сопоставления двух моделей их нужно записать в однотипных терминах, то есть в рамках одной концепции (парадигмы). Построим аналог модели Вайнберга–Салама–Глэшоу в терминах концепции дальнодействия (теории прямого межчастичного взаимодействия) [10]. Ограничимся рассмотрением той части лагранжиана в этой модели, которая описывает взаимодействие лептонов через промежуточные векторные бозоны.

Для того, чтобы это сделать, вспомним, как в теории Фоккера–Фейнмана определялся электромагнитный векторный потенциал $A_\mu(1,2)$, характеризующий электромагнитное воздействие на первый заряд (e_1) со стороны второго заряда (e_2). Имея ввиду (27), можно записать

$$A_\mu(1,2) = -\frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\int\left[(\bar{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})+(\bar{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_A(1,2)d\tilde{s}_2, \tag{28}$$

где $D_A(1,2)$ — пропагатор электромагнитного взаимодействия, соответствующий δ-функции; $d\tilde{s}_2$ — символическая запись дифференциалов для второй частицы.

Совершенно аналогично можно записать выражения для потенциалов $Z_\mu(1,2)$ и $W_\mu^\pm(1,2)$ через характеристики вторых частиц:

$$\begin{aligned}Z_\mu(1,2) &= \frac{3g_1^2-g_2^2}{4\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\int\left[(\bar{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})+(\bar{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_Z(1,2)d\tilde{s}_2 - \\ &- \frac{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}{4}\int\left[(\bar{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})-(\bar{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})-2(\bar{\nu}_{2L}\gamma_\mu \nu_{2L})\right]D_Z(1,2)d\tilde{s}_2,\end{aligned} \tag{29}$$

где $D_Z(1,2)$ — пропагатор массивного Z-бозона;

$$\begin{aligned}W_\mu^+(1,2) &= \frac{g_2}{\sqrt{2}}\int(\bar{\nu}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})D_{W^+}(1,2)d\tilde{s}_2; \\ W_\mu^-(1,2) &= \frac{g_2}{\sqrt{2}}\int(\bar{e}_{2L}\gamma_\mu \nu_{2L})D_{W^-}(1,2)d\tilde{s}_2,\end{aligned} \tag{30}$$

где также $D_{W^\pm}(1,2)$ — пропагаторы W-бозонов.

Следует подчеркнуть, что Z- и W-бозоны в модели Вайнберга–Салама–Глэшоу обладают отличной от нуля массой покоя, что, в частности, означает, что их пропагаторы отличаются от электромагнитного пропагатора.

Подставляя выражения (28)–(30) в (27), приходим к действию типа Фоккера для модели электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу

$$S_{int}(1,2) = \int\int[\mathcal{L}_{int}(e_1,e_2)+\mathcal{L}_Z(e,\nu)+\mathcal{L}_Z(\nu_1,\nu_2)+\mathcal{L}_W(\nu,e)]d\tilde{s}_2 d\tilde{s}_1, \tag{31}$$

где

$$\mathcal{L}_{int}(e_1,e_2) = \frac{g_1^2 g_2^2}{g_1^2+g_2^2}\left[(\bar{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L})+(\bar{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right]\times\left[(\bar{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})+(\bar{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_A(1,2)+ \tag{32}$$

$$+\frac{(3g_1^2-g_2^2)^2}{16(g_1^2+g_2^2)}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L})+(\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right]\times\left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})+(\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_Z(1,2)+$$

$$+\frac{g_1^2+g_2^2}{16}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L})-(\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right]\times\left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})-(\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_Z(1,2)-$$

$$-\frac{3g_1^2-g_2^2}{16}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L})+(\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right]\times\left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})-(\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_Z(1,2)-$$

$$-\frac{3g_1^2-g_2^2}{16}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L})-(\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right]\times\left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L})+(\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_Z(1,2); \qquad (33)$$

$$\mathcal{L}_Z(e,\nu)=\frac{3g_1^2-g_2^2}{8}\left[(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L)+(\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]\times(\overline{\nu}_L\gamma_\mu\nu_L)D_Z(1,2)-$$

$$-\frac{g_1^2+g_2^2}{8}\left[(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L)-(\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]\times(\overline{\nu}_L\gamma_\mu\nu_L)D_Z(1,2); \qquad (34)$$

$$\mathcal{L}_Z(\nu_1,\nu_2)=\frac{g_1^2+g_2^2}{4}(\overline{\nu}_{1L}\gamma^\mu\nu_{1L})(\overline{\nu}_{2L}\gamma_\mu\nu_{2L})D_Z(1,2); \qquad (35)$$

$$\mathcal{L}_W(\nu,e)=\frac{g_2^2}{2}(\overline{\nu}_L\gamma^\mu e_L)(\overline{e}_L\gamma_\mu\nu_L)D_{W^+}(1,2)+\frac{g_2^2}{2}(\overline{e}_L\gamma^\mu\nu_L)(\overline{\nu}_L\gamma_\mu e_L)D_{W^-}(1,2). \qquad (36)$$

5. Сопоставление реляционных моделей в версии “свободных” частиц

Еще раз подчеркнем, что как калибровочная модель электрослабых взаимодействий Вайнберга–Салама–Глэшоу, так и изложенная выше модель типа Фоккера, во-первых, строятся на фоне априорно заданного классического пространства-времени и, во-вторых, фактически записываются для “свободных” (не связанных) взаимодействующих частиц. Опираясь на свойства ранее рассмотренных электромагнитных взаимодействий, естественно положить, что и в этом случае стандартной теории слабых взаимодействий должны соответствовать лишь диагональные слагаемые в выражениях (13) и (16).

Ограничимся пока рассмотрением случая слабых взаимодействий через Z-бозоны. Из выражений (13) и (16) видно, что в ток-токовых выражениях, о которых здесь идет речь, присутствуют по два слагаемых, что в сумме позволяет записать все четыре диагональные выражения ток-токовых взаимодействий.

Напомним, что для случая электромагнитных взаимодействий (32) все четыре диагональные слагаемые записывались с одинаковым коэффициентом. Из выражений (33)–(34) видно, что левые и правые компоненты массивных частиц взаимодействуют друг с другом с разными коэффициентами, тогда как в выражениях (13) и (16) пары диагональных слагаемых имеют одинаковые коэффициенты.

Однако эта проблема, причем общая как для стандартной модели Вайнберга–Салама–Глэшоу, так и для реляционной теории снимается, если учесть, что при (электро)-слабых распадах элементарных частиц, в частности нейтрона, кроме левых компонент рассматриваемых частиц обязательно присутствуют левые компоненты нейтрино (антинейтрино). Оказывается, учет именно этого фактора исправляет ситуацию и приводит к одинаковым коэффициентам во всех диагональных слагаемых ток-токовых взаимодействий.

Продемонстрируем это обстоятельство. Для упрощения записей введем обозначения:

$$(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L)=L, \quad (\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)=R, \quad (\overline{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L)=\nu. \qquad (37)$$

При этом еще будем ставить значки 1 или 2 для обозначения компонент двух частиц.

Далее будем учитывать, что левые компоненты двух частиц расщепляются на вклады самих частиц и компонент нейтрино (антинейтрино): $L\ \to L+\nu$. Используя этот факт, перепишем сумму слагаемых из (32)–(35) в виде двух выражений, отдельно обусловленных диагональными слагаемыми из (13) (то есть левых компонент с левыми и правых компонент с правыми) и диагональными слагаемыми из (16) (то есть левых компонент с правыми и наоборот):

$$(L_1L_2)\frac{(g_1^2-g_2^2)^2}{4(g_1^2+g_2^2)}+(L_1\nu_2)\frac{g_1^2-g_2^2}{4}+(\nu_1L_2)\frac{g_1^2-g_2^2}{4}+(\nu_1\nu_2)\frac{g_1^2+g_2^2}{4}+$$

$$+(R_1R_2)\frac{g_1^4}{(g_1^2+g_2^2)}; \tag{38}$$

$$(L_1R_2)\frac{g_1^2(g_1^2-g_2^2)}{2(g_1^2+g_2^2)}+(R_1L_2)\frac{g_1^2(g_1^2-g_2^2)}{2(g_1^2+g_2^2)}+(\nu_1R_2)\frac{g_1^2}{2}+(R_1\nu_2)\frac{g_1^2}{2}. \tag{39}$$

Сложим все коэффициенты при левых компонентах (из первой строки в (38)). В итоге будем иметь:

$$\frac{(g_1^2-g_2^2)^2}{4(g_1^2+g_2^2)}+\frac{(g_1^2-g_2^2)}{2}+\frac{(g_1^2+g_2^2)}{4}=\frac{g^4}{g_1^2+g_2^2}. \tag{40}$$

Аналогичным образом сложим коэффициенты при соответствующих слагаемых для взаимодействий левых компонент с правыми и наоборот:

$$\frac{g_1^2(g_1^2-g_2^2)}{2(g_1^2+g_2^2)}+\frac{g_1^2}{2}=\frac{g_1^4}{g_1^2+g_2^2}. \tag{41}$$

Легко видеть, что все 4 коэффициента: во второй строке (38), в (40) и в двух случаях (41) — совпадают. Это свидетельствует о том, что при введенном условии о раздвоении коэффициентов при левых компонентах частиц (массивных частиц и нейтрино) оказываются реализуемыми два варианта представлений базового 4×4-отношения для описания связанных слабым взаимодействием (через Z-бозоны) двух массивных частиц, причем значения третьих параметров 3-компонентных спиноров должны выбираться одинаковыми.

6. Заключение

Исходя из изложенного, можно сделать вывод, что через базовое 4×4-отношение можно описывать не только связанные электромагнитным образом в атом пары элементарных частиц, но и ряд неустойчивых элементарных частиц, распадающихся на пары из бариона и электрона (с участием антинейтрино). Таковыми, например, являются нейтроны, которые в настоящее время принято считать элементарными частицами состоящими из кварков.

Отметим, что в данной статье отражены лишь основные положения предлагаемого описания связанных электрослабым образом элементарных частиц. За пределами данного рассмотрения остался ряд вопросов, которые предполагается обсудить в последующих публикациях.

Список литературы

1. Владимиров Ю. С. Реляционные основания теории пространства-времени и взаимодействий // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2015. № 4 (13). С. 57–74.

2. Владимиров Ю. С., Терещенко Д. А. Реляционно-статистическое обоснование O(4)-симметрии атома водорода // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2016. № 1 (14). С. 43–53.

3. Фок В. А. Атом водорода и неевклидова геометрия // Известия АН СССР. 1935. Т. 2. С. 180.

4. Фок В. А. Симметрия атома водорода // Сорена. 1935. Т. 5 Б. С. 8.

5. Владимиров Ю. С. Реляционная концепция Лейбница–Маха. М.: ЛЕНАНД, 2017. 232 с.

6. Владимиров Ю. С. Метафизика и фундаментальная физика. Книга 3. Реляционные основания искомой парадигмы. М.: ЛЕНАНД, 2018. 256 с.

7. Владимиров Ю. С., Соловьев А. В. Финслеровы N-спиноры с комплексными компонентами // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 2009. Т. 5. № 2 (10). С. 90–100.

8. Вайнберг С. Идейные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий (Нобелевская лекция по физике 1979 года) // УФН. 1980. Т. 132. С. 201.

9. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990. 346 с.

10. Владимиров Ю. С. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 2. Теория физических взаимодействий. М.: Изд-во Московского университета, 1998. 448 с.

References

1. Vladimirov Ju.S. Relational foundations of space-time theory and interactions. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2015, no. 4 (13), pp. 57–74. (in Russian)

2. Vladimirov Ju.S. Relational-statistical justification of the hydrogen atom's O(4)-symmetry. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2016, no. 1 (14), pp. 43–53. (in Russian)

3. Fock V.A. Atom vodoroda i neevklidova geometrija [The hydrogen atom and non-Euclidean geometry]. *Izvestija AN SSSR*, 1935, vol. 2, pp. 169–184. (in Russian)

4. Fock V.A. Simmetrija atoma vodoroda [Symmetry of hydrogen atom]. *Sorena*, 1935, vol. 5, pp. 3–9. (in Russian)

5. Vladimirov Ju.S. *Reljacionnaja koncepcija Lejbnica–Maha* [Leibniz–Mach relational conception]. Moscow, LENAND, 2017. 232 p. (in Russian)

6. Vladimirov Ju.S. *Metafizika i fundamental'naja fizika. Kniga 3. Reljacionnye osnovanija iskomoj paradigmy* [Metaphysics and fundamental physics. Book 3. Relational basis of desired paradigm]. Moscow, LENAND, 2018. 256 p. (in Russian)

7. Vladimirov Ju.S., Solov'ev A.V. Finslerovy N-spinory s kompleksnymi komponentami [Finslerian N-spinors whith complex components]. *Hypercomplex numbers in geometry and physics*, 2009, vol. 5, no. 2 (10), pp. 90–100. (in Russian)

8. Weinberg S. Idejnye osnovy edinoj teorii slabyh i jelektromagnitnyh vzaimodejstvij (Nobelevskaja lekcija po fizike 1979 goda) [Conceptual Foundation of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions (Nobel Lecture. December 8, 1979)]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 1980, vol. 132, p. 201. (in Russian)

9. Okun' L.B. *Leptony i kvarki* [Leptons and quarks]. Moscow, Nauka, 1990. 346 p. (in Russian)

10. Vladimirov Yu.S. *Reljacionnaja teorija prostranstva-vremeni i vzaimodejstvij. Chast' 2. Teorija fizicheskih vzaimodejstvij* [Relational theory of space-time and interactions. Part 2. The theory of fundamental interactions]. Moscow, Izdatel'stvo Moskovskogo Universiteta, 1998. 448 p. (in Russian)

Авторы

Владимиров Юрий Сергеевич, проф., д.ф.-м.н., профессор кафедры теоретической физики, Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, стр. 2, г. Москва, 119991, Россия.
E-mail: `yusvlad@rambler.ru`

Терещенко Дмитрий Александрович, аспирант, Институт гравитации и космологии РУДН, ул. Орджоникидзе, д.3, Москва, 115419, Россия
E-mail: `dima91ter@yandex.ru`

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Владимиров Ю. С., Терещенко Д. А. Реляционное описание электрослабых взаимодействий // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2018. № 1. С. 39—49.

Authors

Vladimirov Yuriy Sergeevich, Professor, Doctor of Physics and Mathematics, professor at the Department of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory, 1-2, Moscow, 119991, Russia.
E-mail: `yusvlad@rambler.ru`

Tereshchenko Dmitriy Aleksandrovich, Postgraduated at the Institute of gravitation and cosmology PFUR, Ordzhonikidze str., 3, Moscow, 115419, Russia
E-mail: `dima91ter@yandex.ru`

Please cite this article in English as:

Vladimirov Yu. S., Tereshchenko D. A. Relational description of electroweak interactions. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2018, no. 1, pp. 39–49.