Gravitation & Cosmology, Vol. 1 (1995), No. 2, pp. 97–102
© 1995 Russian Gravitational Society

ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ И ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В БИНАРНОЙ ГЕОМЕТРОФИЗИКЕ

Ю.С. Владимиров

Физический факультет МГУ

Получено 16 декабря 1994 г.

Предложена новая концепция построения теории пространства-времени и физических взаимодействий, названная бинарной геометрофизикой. Она опирается на идеи теории прямого межчастичного взаимодействия Фоккера-Фейнмана, многомерных геометрических моделей типа теории Калуцы-Клейна и теории бинарных физических структур. В ее рамках построена алгебраическая модель электрослабых взаимодействий массивных лептонов, соответствующая классической модели Вайнберга-Салама.

Space-Time and Electroweak Interactions in Binary Geometrophysics

Yu.S. Vladimirov

A new framework for constructing a theory of space-time and physical interactions, called binary geometrophysics, is suggested. This framework rests on the ideas of the Fokker-Feynman direct particle interaction theory, multidimensional geometric models like the Kaluza-Klein theory and Yu.I. Kulakov's theory of binary physical structures. An algebraic model of electroweak interactions of massive leptons, corresponding to the classical Weinberg-Salam model, is constructed within the above framework.

1. Введение

В подавляющем большинстве современных исследований теория физических взаимодействий, в том числе и гравитационных (ОТО), мыслится в рамках теории поля, т.е. концепции близкодействия. Это определяет и трактовку пространства-времени как самостоятельной сущности, в которую вкладывается материя. В то же время имеется альтернативный подход к физике—в рамках концепции дальнодействия, представленный теорией прямого межчастичного взаимодействия Фоккера-Фейнмана [1,2]. В рамках этого подхода поля переносчиков взаимодействий исключаются из числа первичных понятий. Напомним, что согласно принципу Фоккера электромагнитное взаимодействие двух частиц описывается вкладом в действие

$$S_{\rm int}(1,2) = -\int\int j^{\mu}_{(1)} j_{(2)\mu} \delta(s^2(1,2)) ds_1 ds_2, \qquad (1)$$

где $j^{\mu}_{(i)}, ds_i$—токи и смещения частиц ($i = 1,2$), $\delta(s^2(1,2)) - \delta$-функция от квадрата интервала между частицами. В это выражение входят только характеристики взаимодействующих частиц. Понятие поля вводится как нечто вторичное, вспомогательное. Так, электромагнитный векторный потенциал, характеризующий воздействие на первую частицу со стороны второй, определяется выражением

$$A_{\mu}(1,2) = \int j_{(2)\mu} \delta(s^2(1,2)) ds_2. \qquad (2)$$

Тогда взаимодействие описывается привычной в теории поля формулой

$$S_{\rm int}(1,2) = -\int j^{\mu}_{(1)} A_{\mu}(1,2) ds_1 \qquad (3)$$

с той лишь разницей, что $A_{\mu}(1,2)$ определено только в месте нахождения первой частицы и бессмысленно в промежуточных точках пространства-времени. Аналогичные формулы можно записать и для гравитационных взаимодействий [3]. В них токи заменяются на тензоры энергии-импульса.

В рамках концепции дальнодействия пространство-время естественно понимать как специфический вид отношений между материальными объектами. Однако в работах по теории прямого межчастичного взаимодействия обычно ограничиваются лишь констатацией этого факта [4].

С другой стороны, в настоящее время разрабатываются многомерные модели физических взаимодействий типа теории Калуцы-Клейна [5,6]. В них, как и в ОТО, гравитационное взаимодействие трактуется как искривленность 4-мерного пространства-времени, а другие взаимодействия понимаются как проявления дополнительных размерностей многомерного искривленного пространства-времени. В связи с этим возникает вопрос: можно ли сформулировать теорию прямого межчастичного взаимодействия в рамках некой обобщенной теории отношений между материальными объектами, из которой бы получались как классические 4-мерные пространственно-временные отношения, так и физические взаимодействия?

Оказывается, это сделать можно, использовав комплексифицированное обобщение так называемой теории физических структур [7,8], которую здесь будем именовать теорией бинарных систем комплексных отношений (БСКО). Последняя представляет собой общую теорию отношений. Согласно такому подходу, выражение (1) представляет собой некое отношение между двумя частицами. Более того, подынтегральное выражение представляет собой произведение двух отношений: вектор-векторной части $j^{\mu}_{(1)}j_{(2)\mu}$ и скалярной части $\delta(s^2(1,2))$. В данной статье показывается, что к такому отношению, и даже более общему, соответствующему модели электрослабых взаимодействий, можно придти в рамках бинарной системы комплексных отношений ранга (4,4).

2. Бинарная система комплексных отношений ранга (4,4)

Теория бинарных систем отношений (бинарных структур) изложена в нашей книге [8]. Напомним самые необходимые понятия. В теории бинарных систем отношений исходным является закон Φ для отношений $u_{i\alpha}$ между элементами двух множеств $i \in \mathcal{M}$ и $\alpha \in \mathcal{N}$. В первом множестве $\mathcal{M}$ элементы нумеруются латинскими индексами, а во втором— греческими. Ранг (4,4) означает, что закон записывается для 4 произвольных элементов множества $\mathcal{M}$ и для 4 произвольных элементов множества $\mathcal{N}$. Согласно общей теории закон БСКО(4,4) для элементов $i,\ k,\ j,\ s;\ \alpha,\ \beta,\ \gamma,\ \delta$ записывается в виде

$$\Phi(u_{i\alpha},\dots) = \begin{vmatrix} u_{i\alpha} & u_{i\beta} & u_{i\gamma} & u_{i\delta} \\ u_{k\alpha} & u_{k\beta} & u_{k\gamma} & u_{k\delta} \\ u_{j\alpha} & u_{j\beta} & u_{j\gamma} & u_{j\delta} \\ u_{s\alpha} & u_{s\beta} & u_{s\gamma} & u_{s\delta} \end{vmatrix} = 0. \qquad (4)$$

Легко показать, что этот закон тождественно выполняется, если каждый элемент характеризуется тремя комплексными числами $(i \to i^1, i^2, i^3; \alpha \to \alpha^1, \alpha^2, \alpha^3)$, и парное отношение представляется через них в виде

$$u_{i\alpha} = i^1\alpha^1 + i^2\alpha^2 + i^3\alpha^3. \qquad (5)$$

Фактически это скалярное произведение двух векторов в 3-мерном комплексном пространстве.

Теорию БСКО(4,4) можно понимать как своеобразное многомерное обобщение теории БСКО ранга (3,3), ответственной за наблюдаемое классическое 4-мерие [8]. Напомним, что закон БСКО(3,3) записывается аналогично (4), но для двух троек разноименных элементов

$$\Phi(u_{i\alpha},\dots) = \begin{vmatrix} u_{i\alpha} & u_{i\beta} & u_{i\gamma} \\ u_{k\alpha} & u_{k\beta} & u_{k\gamma} \\ u_{j\alpha} & u_{j\beta} & u_{j\gamma} \end{vmatrix} = 0, \qquad (6)$$

когда элементы характеризуются лишь двумя комплексными параметрами, а парное отношение имеет вид

$$u_{i\alpha} = i^1\alpha^1 + i^2\alpha^2. \qquad (7)$$

В такой теории ключевой характер имеет так называемое фундаментальное 2×2-отношение:

$$\begin{bmatrix} \alpha\ \beta \\ i\ k \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} u_{i\alpha} & u_{i\beta} \\ u_{k\alpha} & u_{k\beta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i^1 & k^1 \\ i^2 & k^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \alpha^1 & \beta^1 \\ \alpha^2 & \beta^2 \end{vmatrix}, \qquad (8)$$

сопоставляемое двум парам разноименных элементов. Линейные преобразования элементов

$$i\prime^s = C^s_r i^r; \quad \alpha\prime^s = \overset{*}{C^s_r}\alpha^r, \quad (s,r=1,2) \qquad (9)$$

с комплексными коэффициентами C^s_r, оставляющие инвариантными отдельные определители справа в (8), образуют группу $SL(2,C)$, а само соотношение (8) представляется в виде квадратичной формы

$$\begin{bmatrix} \alpha\ \beta \\ i\ k \end{bmatrix} = p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = g_{\mu\nu}p^{\mu}p^{\nu}, \qquad (10)$$

где $g_{\mu\nu}$-метрический тензор 4-мерного пространства-времени Минковского; p_{μ}-компоненты 4-вектора, образованного параметрами двух пар элементов: $i,\ k,\ \alpha,\ \beta$. Если элементы $i,\ \alpha$ и $k,\ \beta$ описываются комплексно-сопряженными параметрами, то вектор p_{μ} вещественен.

Аналогичные рассуждения для БСКО(4,4) выделяют группу преобразований $SL(3,C)$. Из параметров элементов можно построить вещественный 9-мерный вектор. Выделение подгруппы преобразований $SL(2,C)$ соответствует редукции теории БСКО(4,4) к теории в рамках БСКО(3,3), аналогичной редукции многомерных моделей типа теории Калуцы-Клейна к 4-мерной ОТО с дополнительными полями геометрического происхождения. Как известно, они описываются дополнительными компонентами многомерного метрического тензора $g_{5\mu}$, $g_{6\mu}$ и т.д. В данном случае будем поступать аналогично: из параметров с индексами 1 и 2 будем строить 4-мерные векторы p_μ, а из дополнительных параметров с индексом 3 будем образовывать понятия (вклады в пропагаторы), соответствующие полям переносчиков взаимодействий.

В бинарной геометрофизике полагается, что в рамках БСКО(3,3) описываются идеализированные (невзаимодействующие) лептоны: двумя парами элементов из разных множеств описываются массивные лептоны (электроны и позитроны), а одной парой разноименных элементов описываются нейтрино. Реалистические, т.е. взаимодействующие электрослабым образом, лептоны описываются такими же числами элементов, однако из редуцированной теории БСКО(4,4).

3. Описание электрослабых взаимодействий в бинарной геометрофизике

Электрослабые взаимодействия двух массивных лептонов следует описывать выражением, во-первых, симметричным образом построенным из параметров двух четверок элементов, составляющих два взаимодействующих лептона, и, во-вторых, инвариантным относительно характерной для БСКО ранга (4,4) группы преобразований $SL(3,C)$. Единственным таким выражением, в общем случае отличным от нуля, является так называемое базовое 4×4-отношение, записываемое через окаймленный определитель из парных отношений

$$\left\{\begin{matrix}\alpha\beta\gamma\delta\\ ikjs\end{matrix}\right\} \equiv -\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1\\ 1 & u_{i\alpha} & u_{i\beta} & u_{i\gamma} & u_{i\delta}\\ 1 & u_{k\alpha} & u_{k\beta} & u_{k\gamma} & u_{k\delta}\\ 1 & u_{j\alpha} & u_{j\beta} & u_{j\gamma} & u_{j\delta}\\ 1 & u_{s\alpha} & u_{s\beta} & u_{s\gamma} & u_{s\delta}\end{vmatrix}. \qquad (11)$$

После выделения подгруппы преобразований $SL(2,C)$ это выражение можно представить в виде суммы из 36 лоренц-инвариантных слагаемых вида $\begin{bmatrix}\alpha\,\gamma\\ i\;j\end{bmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\beta\,\delta\\ k\;s\end{pmatrix}$, где символ в квадратных скобках означает фундаментальное 2×2-отношение вида (8), а круглые скобки обозначают комбинации из инвариантных третьих параметров, например

$$\begin{pmatrix}\beta\,\delta\\ k\;s\end{pmatrix} = (k^3 - s^3)\times(\delta^3-\beta^3). \qquad (12)$$

В данной теории имеется критерий, выделяющий из 36 слагаемых базового 4×4-отношения четыре (диагональных) слагаемых, симметричным образом характеризующих два массивных лептона, описываемых двумя четверками элементов (i, α; k, β) и (j, γ; s, δ):

$$\left\{\begin{matrix}\alpha\beta\gamma\delta\\ ikjs\end{matrix}\right\} \to \tilde S_{\rm int}(e_1,e_2) = \begin{bmatrix}\alpha\,\gamma\\ i\;j\end{bmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\beta\,\delta\\ k\;s\end{pmatrix} + \\ + \begin{bmatrix}\alpha\,\delta\\ i\;s\end{bmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\beta\,\gamma\\ k\;j\end{pmatrix} + \begin{bmatrix}\beta\,\gamma\\ k\;j\end{bmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\alpha\,\delta\\ i\;s\end{pmatrix} + \begin{bmatrix}\beta\,\delta\\ k\;s\end{bmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\alpha\,\gamma\\ i\;j\end{pmatrix}, \qquad (13)$$

которые сопоставим действию взаимодействия двух массивных лептонов.

Комбинации в квадратных скобках можно записать в общепринятых обозначениях. Для этого массивные частицы будем характеризовать 4-компонентными столбцами и строками. Например, массивный лептон, описываемый 2 парами: i, α, k, β - будем характеризовать комплексно соответствующими столбцом и строкой:

$$\Psi = \begin{pmatrix} i^1\\ i^2\\ \beta_1\\ \beta_2\end{pmatrix}; \qquad \Psi^+ = (\alpha^1,\alpha^2;k_1,k_2), \qquad (14)$$

где β_1, β_2- ковариантные компоненты спинора. Из этих величин обычным образом строятся левые и правые компоненты лептонов:

$$e_L = \frac{1}{2}(1+i\gamma_5)\Psi = \begin{pmatrix} i^1\\ i^2\\ 0\\ 0\end{pmatrix};$$

$$e_R = \frac{1}{2}(1-i\gamma_5)\Psi = \begin{pmatrix} 0\\ 0\\ \beta_1\\ \beta_2\end{pmatrix};$$

$$\overline{e}_L = \frac{1}{2}\overline{\Psi}(1-i\gamma_5) = -(0,0,\alpha^1,\alpha^2);$$
$$\overline{e}_R = \frac{1}{2}\overline{\Psi}(1+i\gamma_5) = -(k_1,k_2,0,0). \qquad (15)$$

Кроме того, введем новые обозначения для третьих параметров:

$$i^3\equiv c_L;\ k^3\equiv c_R;\ \alpha^3\equiv\tilde c_L;\ \beta^3\equiv\tilde c_R \qquad (16)$$

и антисимметричные комбинации из них

$$c_{1-} \equiv c_{1L} - c_{1R}; \quad c_{2-} \equiv c_{2L} - c_{2R}; \quad c_{L-} \equiv c_{1L} - c_{2L}; \quad c_{R-} \equiv c_{1R} - c_{2R} \tag{17}$$

и сопряженные им. Симметричные комбинации, обозначаемые индексом $+$, либо не участвуют в описании взаимодействий, либо выражаются через антисимметричные. Введем также более общие комбинации:

$$\begin{aligned} c_{L-} + c_{R-} &= c_{1+} - c_{2+} \equiv a_{(12)};\\ c_{L+} + c_{R+} &= c_{1+} + c_{2+} \equiv w_{(12)};\\ c_{L-} - c_{R-} &= c_{1-} - c_{2-} \equiv z_{(12)};\\ c_{L+} - c_{R+} &= c_{1-} + c_{2-} \equiv v_{(12)} \end{aligned} \tag{18}$$

и сопряженные им, помечаемые тильдой.

Во введенных обозначениях после симметризации и антисимметризации выражение (13) записывается в виде

$$\begin{aligned} &\tilde{S}_{\text{int}}(e_1, e_2) = \\ &= -\frac{1}{8}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\ &\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] \times \\ &\qquad \times \left[\tilde{a}_{(12)}a_{(12)} + (\tilde{c}_{1-}c_{1-} + \tilde{c}_{2-}c_{2-})\right] + \\ &+ \frac{1}{8}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\ &\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] \times \\ &\qquad \times (\tilde{c}_{1-}c_{2-} + \tilde{c}_{2-}c_{1-}) - \\ &- \frac{1}{8}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\ &\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] \times \\ &\qquad \times (\tilde{c}_{2-}a_{(12)} + \tilde{a}_{(12)}c_{2-}) + \\ &+ \frac{1}{8}\left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\ &\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] \times \\ &\qquad \times (\tilde{c}_{1-}a_{(12)} + \tilde{a}_{(12)}c_{1-}). \end{aligned} \tag{19}$$

В случае $c_L - c_R = \tilde{c}_L - \tilde{c}_R = 0$ это выражение представляет собой аналог действия электромагнитного взаимодействия (1) в теории прямого межчастичного взаимодействия

$$\tilde{S}(e_1, e_2) = -(1/8)p^\mu_{(1)}p_{(2)\mu} \times \tilde{a}_{(12)}a_{(12)}. \tag{20}$$

Здесь вектор-векторная комбинация $p^\mu_{(1)}p_{(2)\mu}$ соответствует $j^\mu_{(1)}j_{(2)\mu}$ в (1), а $\tilde{a}_{(12)}a_{(12)}$ содержит в себе как заряды, так и ядро функции Грина, заменяющей δ-функцию в (1). Однако в (19) имеются и другие слагаемые, которые можно сопоставить электрослабым взаимодействиям в модели Вайнберга-Салама.

4. Модель Вайнберга-Салама в терминах теории прямого межчастичного взаимодействия

Как известно, модель Вайнберга-Салама [9,10] сформулирована в рамках концепции близкодействия, т.е. является типичной полевой теорией. Напомним, что в этой модели взаимодействие лептонов описывается выражением

$$\mathcal{L}_F = i\hbar c[(\overline{L}\gamma^\mu \partial^{++}_\mu L) + (\overline{e}_R\gamma^\mu\partial^{++}_\mu e_R)], \tag{21}$$

где L и $\overline{L}$—2-компонентные столбец и строка, характеризующие левые компоненты электрона и нейтрино, e_R—правая компонента электрона, а оператор ∂^{++}_μ имеет вид

$$\partial^{++}_\mu = I_2\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{ig_1}{\hbar c}\frac{Y}{2}I_2B_\mu - \frac{ig_2}{\hbar c}T(k)A(k)_\mu. \tag{22}$$

Здесь g_1 константа, характеризующая взаимодействие с полем B_μ (калибровочным для группы $U(1)$) и g_2—константа, характеризующая взаимодействие с триплетом векторных полей $A(k)_\mu$, калибровочных для группы $SU(2)$; Y—гиперзаряд, $T(k)$ определяет изоспин, I_2— единичные 2×2-матрицы.

Выделим из (21) слагаемые, описывающие взаимодействие массивного лептона:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} \;=\; &-\frac{g_1g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\left[(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L) + (\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]A_\mu + \\ &+\;\frac{3g_1^2-g_2^2}{4\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\left[(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L) + (\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]Z_\mu - \\ &-\;\frac{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}{4}\left[(\overline{e}_L\gamma^\mu e_L) - (\overline{e}_R\gamma^\mu e_R)\right]Z_\mu, \end{aligned} \tag{23}$$

где

$$= \quad -B_\mu \sin\theta_W + A(3)_\mu\cos\theta_W; \tag{24}$$

θ_W—угол Вайнберга, выражаемый через константы g_1 и g_2 формулой

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}. \tag{25}$$

Перейдем от полевого представления модели Вайнберга-Салама к ее версии в рамках концепции дальнодействия. При этом будем полагать, что векторные потенциалы A_μ и Z_μ создаются вторым массивным лептоном. Первая строка в (23) соответствует принципу Фоккера для электромагнитного взаимодействия (1). Используя понятия, введенные в (14), (15), векторный электромагнитный потенциал можно представить в виде

$$\begin{aligned} A_\mu(1,2) = \frac{g_1g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\int &\left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + \right.\\ &\left.+ (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right]D_A(1,2)d\tilde{s}_2, \end{aligned} \tag{26}$$

где $D_A(1,2)$—пропагатор электромагнитного взаимодействия, соответствующий δ-функции в (2); $d\tilde{s}_2$—символическая запись дифференциалов. Совершенно аналогично можно записать выражение для массивного нейтрального векторного поля:

$$
\begin{aligned}
&Z_\mu(1,2) = \\
&= \frac{3g_1^2 - g_2^2}{4\sqrt{g_1^2+g_2^2}} \int \big[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + \\
&\qquad + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\big] D_Z(1,2) d\tilde{s}_2 - \\
&- \frac{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}{4} \int \big[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) - \\
&\qquad - (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\big] D_Z(1,2) d\tilde{s}_2,
\end{aligned}
\tag{27}
$$

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

Подставляя выражения (26) и (27) в (23), приходим к действию типа Фоккера для модели электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама

$$
S_{\text{int}}(1,2) = \int\int \mathcal{L}_{\text{int}}(1,2) d\tilde{s}_2 d\tilde{s}_1, \tag{28}
$$

где

$$
\begin{aligned}
&\mathcal{L}_{\text{int}}(1,2) = \\
&- \frac{g_1^2 g_2^2}{g_1^2+g_2^2} \left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\
&\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] D_A(1,2) + \\
&+ \frac{(3g_1^2 - g_2^2)_2}{16(g_1^2+g_2^2)} \left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\
&\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] D_Z(1,2) + \\
&+ \frac{g_1^2+g_2^2}{16} \left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\
&\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] D_Z(1,2) - \\
&- \frac{3g_1^2 - g_2^2}{16} \left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\
&\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] D_Z(1,2) - \\
&- \frac{3g_1^2 - g_2^2}{16} \left[(\overline{e}_{1L}\gamma^\mu e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^\mu e_{1R})\right] \times \\
&\qquad \times \left[(\overline{e}_{2L}\gamma_\mu e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_\mu e_{2R})\right] D_Z(1,2).
\end{aligned}
\tag{29}
$$

5. Сопоставление электрослабых взаимодействий в двух моделях

Свяжем почленно коэффициенты в формулах (19) и (29). В итоге имеем:

а) для слагаемых, описывающих электромагнитное взаимодействие:

$$
\tilde{a}_{(12)} a_{(12)} \Rightarrow -8 \frac{g_1^2 g_2^2}{g_1^2+g_2^2} D_A; \tag{30}
$$

б) для слагаемых, описывающих вектор-векторный вклад во взаимодействие через Z-бозон:

$$
\tilde{c}_{1-}c_{1-} + \tilde{c}_{2-}c_{2-} \Rightarrow -\frac{1}{2}\frac{(3g_1^2-g_2^2)^2}{g_1^2+g_2^2} D_Z; \tag{31}
$$

в) для слагаемых, описывающих псевдовектор-псевдовекторный (основной) вклад во взаимодействие через Z-бозон:

$$
\tilde{c}_{1-}c_{2-} + \tilde{c}_{2-}c_{1-} \Rightarrow \frac{g_1^2+g_2^2}{2} D_Z; \tag{32}
$$

г) для слагаемых, описывающих перекрестные вклады, имеем два соотношения:

$$
\tilde{c}_{2-}a_{(12)} + \tilde{a}_{(12)}c_{2-} \Rightarrow \frac{3g_1^2-g_2^2}{2} D_Z; \tag{33}
$$

$$
\tilde{c}_{1-}a_{(12)} + \tilde{a}_{(12)}c_{1-} \Rightarrow -\frac{3g_1^2-g_2^2}{2} D_Z. \tag{34}
$$

Здесь везде вместо знака равенства поставлен знак $\Rightarrow$, подчеркивающий, что речь идет лишь о соответствии.

Переходя от (32)–(34) к алгебраическим соотношениям:

$$
\begin{aligned}
\tilde{c}_{1-}c_{2-} + \tilde{c}_{2-}c_{1-} &= b_0; \\
\tilde{c}_{2-}(c_{L-}+c_{R-}) + (\tilde{c}_{L-}+\tilde{c}_{R-})c_{2-} &= b_1; \\
\tilde{c}_{1-}(c_{L-}+c_{R-}) + (\tilde{c}_{L-}+\tilde{c}_{R-})c_{1-} &= -b_1
\end{aligned}
\tag{35}
$$

и используя формулу $c_{1-} - c_{2-} = c_{L-} - c_{R-}$, можно выразить c_{1-}, c_{2-} и им сопряженные величины через две комбинации $a_{(12)}$ и $z_{(12)}$ (и им сопряженные):

$$
\begin{aligned}
c_{1-} &= \frac{1}{2}\left(z_{(12)} \pm \frac{\sqrt{B}}{\tilde{a}_{(12)}}\right); \\
\tilde{c}_{1-} &= \frac{1}{2}\left(\tilde{z}_{(12)} \mp \frac{\sqrt{B}}{a_{(12)}}\right); \\
c_{2-} &= \frac{1}{2}\left(-z_{(12)} \pm \frac{\sqrt{B}}{\tilde{a}_{(12)}}\right); \\
\tilde{c}_{2-} &= \frac{1}{2}\left(-\tilde{z}_{(12)} \mp \frac{\sqrt{B}}{a_{(12)}}\right),
\end{aligned}
\tag{36}
$$

где

$$
B = -\tilde{a}_{(12)}a_{(12)}\left(\tilde{a}_{(12)}a_{(12)} + 2b_0\right).
$$

Выражению (31) соответствует

$$
\tilde{c}_{1-}c_{1-} + \tilde{c}_{2-}c_{2-} = b_2. \tag{37}
$$

Учитывая, что угол Вайнберга близок к 30^0, т.е. $g_2^2 \simeq 3g_1^2$, из (35) имеем

$$
b_2 = \tilde{z}_{(12)}z_{(12)} + b_0 \to \tilde{z}_{(12)}z_{(12)} \simeq -b_0, \tag{38}
$$

т.е. пропагаторы D_A и D_Z в общем случае определяются лишь двумя комбинациями:

$$\tilde{a}_{(12)}a_{(12)} \Rightarrow -8\frac{g_1^2 g_2^2}{g_1^2+g_2^2}D_A;$$
$$\tilde{z}_{(12)}z_{(12)} \Rightarrow \frac{g_1^2+g_2^2}{2}D_Z, \qquad (39)$$

тогда как оставшееся (малое при $\theta_W \simeq 30^0$) выражение (33) принимает вид

$$\tilde{a}_{(12)}z_{(12)} + \tilde{z}_{(12)}a_{(12)} \Rightarrow -(3g_1^2+g_2^2)D_Z. \qquad (40)$$

6. Заключение

Еще раз подчеркнем, что в данной работе рассмотрена модель электрослабого взаимодействия двух массивных лептонов, которая, как здесь показано, определяется комбинациями $a_{(12)}$ и $z_{(12)}$. Аналогичным образом можно рассмотреть взаимодействие массивного лептона и нейтрино. Для описания их взаимодействия достаточно использовать фундаментальное 3×3-отношение вида (6), которое для БСКО(4,4) в общем случае отлично от нуля. В этом случае оказываются задействованными другие (симметричные) комбинации (аналогичные (18)), характеризующие взаимодействия через заряженные $W^{\pm}$-бозоны.

Кроме того, следует подчеркнуть, что в этой работе рассуждения велись фактически в импульсном пространстве. Для получения окончательного вида пропагаторов промежуточных бозонов, используемых в стандартной модели Вайнберга-Салама, необходимо воспользоваться следующими обстоятельствами:

1.Нужно ввести экспоненциальные слагаемые типа $\exp[\frac{i}{\hbar}k_\mu(x_2^\mu - x_1^\mu)]$, которые в бинарной геометрофизике происходят из учета БСКО наименьшего ранга (2,2).

2. Следует обосновать процедуру интегрирования по импульсам "промежуточных бозонов", что обеспечивает переход к координатному представлению. В бинарной геометрофизике это соответствует переходу от одного набора базисных элементов (в которых задаются параметры элементов) к ансамблю базисных элементов.

3. Данная модель соответствует теории прямого межчастичного взаимодействия с равными долями опережающих и запаздывающих взаимодействий. Как показано в работе Фейнмана и Уилера [2] и в ряде последующих работ [11,12], устранение опережающих взаимодействий осуществляется в духе принципа Маха, т.е. с помощью фейнмановской теории поглотителя. Аналогичный прием должен быть учтен и в рамках бинарной геометрофизики.

References

[1] A.D. Fokker. *Z.Phys.*, **58** (1929), 386.

[2] J.A. Wheeler and R.P. Feynman. *Rev. Mod. Phys.* **17** (1945), 157.

[3] Ю.С. Владимиров, Ф.Ю. Турыгин. Теория прямого межчастичного взаимодействия. М., Энергоатомиздат, 1986.

[4] Дж.Нарликар. В кн.: "Астрофизика, кванты и теория относительности", М., Мир, 1982, с.498–534.

[5] Т.Калуца. В кн.: "Альберт Эйнштейн и теория гравитации", М., Мир, 1979, с. 529–534.

[6] Ю.С. Владимиров, А.Д. Попов. В сб.: "Итоги науки и техники (Сер. Классическая теория поля и теория гравитации)". Т. 1. М., ВИНИТИ, 1991, с.5–48.

[7] Ю.И.Кулаков. Элементы теории физических структур. Новосибирск. 1968.

[8] Ю.И.Кулаков, Ю.С.Владимиров, А.В.Карнаухов. Введение в теорию физических структур и бинарную геометрофизику. М., Архимед, 1992.

[9] S.Weinberg. *Rev.Mod.Phys.* **52** (1980), 539.

[10] Л.Б.Окунь. Физика элементарных частиц. М., Наука, 1984.

[11] F.Hoyle and J.V.Narlikar. Action at a distance in physics and cosmology. San Francisco: W.H.Freeman and Comp., 1974.

[12] P.C.W. Davies. J. Phys. A **4** (1971), 834.