Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий

Ю.С.Владимиров

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Введение.

В первой нашей статье этого сборника обсуждены предпосылки и концептуальные вопросы построения бинарной геометрофизики — нового направления в фундаментальной теоретической физике, основанного на макроскопическом понимании природы классических пространственно-временных отношений, на принципах теории прямого межчастичного взаимодействия Фоккера-Фейнмана и на идеях многомерных геометрических моделей физических взаимодействий типа теории Калуцы-Клейна. Согласно этому подходу имеется самостоятельная система из первичных понятий и закономерностей, проявляющаяся в физике микромира, из которой возникают классические пространственно-временные отношения при переходе от отдельных элементарных частиц к макрообъектам. Предложено описывать систему первичных понятий на основе бинарных систем комплексных отношений (БСКО) минимальных рангов (r,r).

В этой статье обсуждены математические основания бинарной геометрофизики. Чтобы это сделать, необходимо, во-первых, рассмотреть самые необходимые сведения из первичной теории, обозначенной в первой статье символом $R_\mu(\mu)$, куда входят ключевые понятия и соотношения теорий БСКО минимальных рангов (2,2), (3,3) и (4,4). Из них получаются *"индивидуальные" прообразы* известных геометрических понятий и закономерностей. Во-вторых, следует обсудить основные процедуры суммирования (усреднения) вкладов от окружающих частиц и по ансамблю элементарных базисов, составляющих макроприбор. Это приводит к *"коллективному" прообразу* классических понятий. В-третьих, необходимо связать коллективный прообраз с *наблюдаемыми геометрическими величинами*, то есть перейти к общепринятым теориям, ранее обозначенным символами $R_m(m)$ и $R_m(\mu)$.

Особо подчеркнем, что в данном подходе ничего не вводится волевым образом, а используются только те понятия и соотношения, которые естественно возникают в рамках БСКО минимальных рангов.

1 Основы бинарной геометрофизики

1.1 Ключевые понятия теории отношений

1. В теории БСКО [1,2] предполагается наличие двух множеств элементов. Обозначим первое множество символом $\mathcal{M}$, а второе — $\mathcal{N}$. Элементы первого множества обозначаются прописными латинскими буквами $(i, j, k, \dots)$, а элементы второго множества — греческими $(\alpha, \beta, \gamma, \dots)$. Между любой парой элементов из разных множеств задается парное отношение — некоторое комплексное (вещественное) число $u_{i\alpha}$. Постулируется, что имеется некий алгебраический *закон*, связывающий все возможные отношения

между любыми r элементами множества $\mathcal{M}$ и s элементами множества $\mathcal{N}$:

$$\Phi_{(r,s)}(u_{i\alpha}, u_{i\beta}, \dots, u_{k\gamma}) = 0. \tag{1}$$

Целые числа r и s характеризуют *ранг* (r, s) БСКО. Существенным положением теории является требование *фундаментальной симметрии*, состоящее в том, что закон (1) справедлив при замене взятого набора элементов на любые другие в соответствующих множествах. Фундаментальная симметрия позволяет записать функционально-дифференциальные уравнения и из них найти вид как парных отношений $u_{i\alpha}$, так и саму функцию $\Phi_{(r,s)}$ (см. [3,4]).

В бинарной геометрофизике используются БСКО симметричных рангов (r, r), причем различаются невырожденные и вырожденные системы отношений. Для невырожденных БСКО закон имеет вид

$$\Phi_{(r,r)}(u_{i\alpha}, u_{i\beta}, \dots) = \begin{vmatrix} u_{i\alpha} & u_{i\beta} & \cdots & u_{i\gamma} \\ u_{k\alpha} & u_{k\beta} & \cdots & u_{k\gamma} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u_{j\alpha} & u_{j\beta} & \cdots & u_{j\gamma} \end{vmatrix} = 0, \tag{2}$$

где парные отношения представляются в форме $u_{i\alpha} = \sum_{l=1}^{r-1} i^l \alpha^l$. Здесь $i^1, i^2, \dots, i^{r-1}$ – $(r-1)$ параметров элемента i, а $\alpha^1, \alpha^2, \dots, \alpha^{r-1}$ – $(r-1)$ параметров элемента α.

2. Особо следует остановиться на происхождении параметров элементов. Они являются аналогами понятий координат в обычной геометрии. Чтобы к ним прийти, в законе (1) нужно положить $(r-1)$ элементов множества $\mathcal{M}$ и $(s-1)$ элементов множества $\mathcal{N}$ *эталонными*. Тогда на этот закон можно смотреть как на соотношение, определяющее парное отношение между двумя неэталонными элементами (пусть ими будут элементы i и α) через их отношения к эталонным элементам. Отношения же между самими эталонными элементами можно считать раз и навсегда заданными. Тогда оказывается, что парное отношение $u_{i\alpha}$ характеризуется $(s-1)$ параметрами элемента i (его отношениями к $(s-1)$ эталонным элементам множества $\mathcal{N}$) и аналогичными $(r-1)$ – параметрами элемента α. Система эталонных элементов составляет *элементарный базис* БСКО.

3. Элементы двух множеств в бинарной геометрофизике имеют следующий физический смысл. Элементы первого множества $\mathcal{M}$ характеризуют *начальные состояния* частиц, а элементы второго множества $\mathcal{N}$ – *конечные сотояния*. Таким образом, в самых основных понятиях БСКО оказывается заложенной идея эволюции (времени), перехода частиц из начального в конечное состояния. Бинарность отражает суть элементарной ячейки мироздания – начало, конец и сам факт перехода (отношения) между ними.

В бинарной геометрофизике с рангом БСКО связывается вид и способ описания элементарных частиц. С помощью БСКО ранга (3,3) описываются *свободные* (невзаимодействующие) простейшие частицы — лептоны. В рамках простейшей модели на основе БСКО ранга (4,4) описываются взаимодействующие лептоны, причем каждый из них характеризуется парами элементов (левой и правой компонентами). Чтобы описать взаимодействия барионов между собой и с лептонами необходимо перейти к БСКО более высокого ранга (6,6). В такой модели барионы характеризуются тройками элементов (кварков) в каждом состоянии.

Таким образом, *в БСКО базисы (системы эталонных элементов) представляют собой элементарные частицы, относительно которых описываются другие элементарные частицы того же сорта.* Этот факт выражает требуемый характер искомой реляционной теории $R_\mu(\mu)$.

1.2 БСКО ранга (3,3) и размерность геометрии

1. Понятия БСКО низших рангов фактически уже давно используются в теоретической физике. В частности, теория 2-компонентных спиноров естественно возникает [5] в рамках БСКО ранга (3,3). Действительно, во-первых, в такой теории элементы характеризуются парами комплексных параметров. Во-вторых, в теории БСКО ранга (r, r) важную роль играют *фундаментальные* $(r-1) \times (r-1)$-*отношения*, представляющие собой отличные от нуля миноры максимального ранга в определителе закона (2). В данном случае это фундаментальное 2×2-отношение, представляемое в видах:

$$\begin{bmatrix} \alpha\,\beta \\ i\;\,k \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} u_{i\alpha} & u_{i\beta} \\ u_{k\alpha} & u_{k\beta} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i^1 & k^1 \\ i^2 & k^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \alpha^1 & \beta^1 \\ \alpha^2 & \beta^2 \end{vmatrix}. \tag{3}$$

Каждый из сомножителей справа записывается через параметры элементов одного сорта и представляет собой антисимметричную квадратичную форму. Введя линейные преобразования параметров в двух множествах элементов:

$$i'^s = C_r^s i^r; \quad \alpha'^s = C_r^{*s} \alpha^r, \tag{4}$$

где коэффициенты преобразований C_r^s и C_r^{*s} в двух множествах комплексно сопряжены друг другу, приходим к группе 6-параметрических преобразований $SL(2, C)$, относительно которых остаются инвариантными квадратичные формы из сомножителей справа в (3):

$$i^1 k^2 - i^2 k^1 = Inv; \quad \alpha^1 \beta^2 - \alpha^2 \beta^1 = Inv. \tag{5}$$

Коэффициенты преобразований из (4) удовлетворяют условию $C_1^1 C_2^2 - C_2^1 C_1^2 = 1$. Напомним, что, по определению (см. [6]), 2-компонентными спинорами являются векторы в 2-мерном комплексном пространстве, для которых при допустимых преобразованиях остаются инвариантными антисимметричные формы вида (5).

Линейные преобразования (4) не вводятся извне, а имеют смысл преобразований параметров элементов при переходе от одного набора эталонных элементов (базиса) к другому.

2. Массивные частицы характеризуются 4-компонентными столбцами и строками. Например, массивному лептону, описываемому 2 парами элементов: i, α, k, β, - сопоставляются комплексно сопряженные столбец и строка:

$$\Psi = \begin{pmatrix} i^1 \\ i^2 \\ \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix}; \ \Psi^+ = (\alpha^1, \alpha^2; k_1, k_2), \tag{6}$$

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

$$e_L = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)\Psi = \begin{pmatrix} i^1 \\ i^2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad e_R = \frac{1}{2}(1 - i\gamma_5)\Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix}; \tag{7}$$

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

где $\overline{\Psi} = \gamma^0\Psi^+$, γ^0 и γ_5 матрицы Дирака. Таким образом, два элемента БСКО соответствует левым и правым компонентам лептонов.

3. В бинарной геометрофизике важное место занимает переход от БСКО к соответствующим им унарным системам вещественных отношений (УСВО). Это осуществляется путем своеобразной склейки некоторых совокупностей элементов из разных множеств в единые элементы одного нового множества.

УСВО, получающаяся склейкой четверок элементов, описывающих отдельные частицы (лептоны) в двух состояниях, интерпретируется как *пространство скоростей* (импульсное пространство), то есть импульсное пространство возникает из первичных понятий БСКО раньше координатного пространства-времени.

4-Мерная скорость u^μ является элементом УСВО. Если произвольная частица описывается параметрами i, k, α, β, то компоненты 4-скорости следующим образом строятся из параметров первичной БСКО:

$$\begin{aligned}
u^0 &= \frac{1}{2}(i^1\alpha^1 + i^2\alpha^2 + k^1\beta^1 + k^2\beta^2) = \frac{1}{2}\overline{\Psi}\gamma^0\Psi = \frac{1}{2}[(\bar{e}_L\gamma^0 e_L) + (\bar{e}_R\gamma^0 e_R)];\\
u^1 &= \frac{1}{2}(i^1\alpha^2 + i^2\alpha^1 + k^1\beta^2 + k^2\beta^1) = \frac{1}{2}\overline{\Psi}\gamma^1\Psi = \frac{1}{2}[(\bar{e}_L\gamma^1 e_L) + (\bar{e}_R\gamma^1 e_R)];\\
u^2 &= \frac{i}{2}(i^1\alpha^2 - i^2\alpha^1 + k^1\beta^2 - k^2\beta^1) = \frac{1}{2}\overline{\Psi}\gamma^2\Psi = \frac{1}{2}[(\bar{e}_L\gamma^2 e_L) + (\bar{e}_R\gamma^2 e_R)];\\
u^3 &= \frac{1}{2}(i^1\alpha^1 - i^2\alpha^2 + k^1\beta^1 - k^2\beta^2) = \frac{1}{2}\overline{\Psi}\gamma^3\Psi = \frac{1}{2}[(\bar{e}_L\gamma^3 e_L) + (\bar{e}_R\gamma^3 e_R)].
\end{aligned} \qquad (8)$$

Из этого выражения находится представление γ-матриц Дирака. В итоге имеет место соотношение, которое можно представить в видах:

$$g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = \begin{bmatrix} \alpha\, \beta \\ i\;\, k \end{bmatrix} = \frac{1}{4}(\overline{\Psi}\gamma^\mu\Psi)(\overline{\Psi}\gamma_\mu\Psi). \qquad (9)$$

Склейкой получается пространство Лобачевского, что соответствует известному условию на 4-мерные скорости $u^\mu u_\mu = Const = 1$.

В так определенной УСВО парное отношение $a_{(ij)}$ между двумя новыми элементами (i) и (j) строится из парных отношений исходной БСКО и имеет вид

$$a_{(ij)} = \frac{1}{2}\left(\begin{bmatrix} \alpha\gamma \\ ij \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \alpha\delta \\ is \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \beta\gamma \\ kj \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \beta\delta \\ ks \end{bmatrix}\right) = u^\mu_{(i)}u_{(j)\mu} = (\overline{\Psi}_{(i)}\gamma^\mu\Psi_{(i)})(\overline{\Psi}_{(j)}\gamma_\mu\Psi_{(j)}), \qquad (10)$$

где элементы i, k, α, β описывают состояния первой частицы, обозначенной символом (i), а элементы j, s, γ, δ описывают состояния второй частицы, отмеченной символом (j).

Как в квантовой механике из первичных комплексных волновых функций строятся наблюдаемые вещественные величины – собственные значения эрмитовых операторов, – так в бинарной геометрофизике непосредственно интерпретируемыми являются понятия УСВО, получаемые из первичных понятий БСКО.

Исходя из изложенного, можно утверждать, что *4-мерность классического пространства-времени и сигнатура* $(+ - - -)$ *обусловлены рангом (3,3) первой невырожденной БСКО* (см. [1, с.81]).

1.3 БСКО ранга (2,2) и волновые свойства частиц

1. При формирование классического пространства-времени из понятий БСКО ключевую роль играют понятия БСКО минимального ранга (2,2). Оказывается, ее можно понимать как своеобразную подсистему БСКО ранга (3,3). Действительно, легко видеть, что

закон БСКО ранга (3,3) будет по-прежнему выполняться, если произвести следующее преобразование параметров элементов:

$$\begin{array}{lll} i^s \to \tilde{i}^s = C_i i^s; & k^s \to \tilde{k}^s = C_k k^s; & j^s \to \tilde{j}^s = C_j j^s; \\ \alpha^s \to \tilde{\alpha}^s = C_\alpha \alpha^s; & \beta^s \to \tilde{\beta}^s = C_\beta \beta^s; & \gamma^s \to \tilde{\gamma}^s = C_\gamma \gamma^s, \end{array} \tag{11}$$

где $C_i, \cdots, C_\gamma$ – некоторые комплексные числа, сопоставляемые соответствующим элементам. Именно они представляют собой параметры элементов новой БСКО ранга (2,2). Эти числа должны быть по модулю равны единице и обладать свойствами:

$$C_i = C_k^* = e^{i\varphi_i}; \quad C_\alpha = C_\beta^* = e^{i\varphi_\alpha}. \tag{12}$$

2. Величины φ в бинарной геометрофизике интерпретируются как прообраз классического действия S и представляются в виде

$$\varphi = (1/\hbar) p_\mu \tilde{x}^\mu = S/\hbar, \tag{13}$$

где $p_\mu = u_\mu mc$ – импульс соответствующей частицы, отличающийся от компонент u_μ коэффициентом mc, $\hbar$ – константа, которую можно назвать постоянной Планка, а $\tilde{x}^\mu$ – некоторые вещественные коэффициенты, которые пока следует понимать как прообраз классических координат.

3. Для идеализированных частиц (с некоторой степенью точности) выполняются условия комплексного сопряжения параметров в начальных и конечных состояниях, однако для взаимодействующих частиц это будет не так. В процессе взаимодействия частицы, в частности, обмениваются частью своего импульса. Определим импульс передачи k_μ как разность импульсов частицы в конечном и начальном состояниях:

$$k_{(1)\mu} = p'_{(1)\mu} - p_{(1)\mu}. \tag{14}$$

С учетом сделанных замечаний коэффициенты в экспоненциальных факторах принимают вид

$$\begin{array}{ll} \varphi_i = \dfrac{1}{\hbar} p_{(1)\mu} \tilde{x}_1^\mu; & \varphi_\alpha = -\dfrac{1}{\hbar}(S_1 + \Delta S_1 + k_{(1)\mu}\tilde{x}_1^\mu); \\[2ex] \varphi_k = -\dfrac{1}{\hbar} p_{(1)\mu} \tilde{x}_1^\mu; & \varphi_\beta = \dfrac{1}{\hbar}(S_1 + \Delta S_1 + k_{(1)\mu}\tilde{x}_1^\mu), \end{array} \tag{15}$$

где положено $S_1 = p_{(1)\mu}\tilde{x}_1^\mu$; $\quad \Delta S_1 = p'_{(1)\mu}\Delta\tilde{x}_1^\mu$; $\quad \Delta\tilde{x}_1^\mu = \tilde{x}_1'^\mu - \tilde{x}_1^\mu$.

Поскольку 4-компонентный столбец из параметров элементов i^s и β_s, описывающих одну частицу, представляет собой прообраз биспинорной волновой функции, то выделение из Ψ экспоненциальной части ($\Psi \to \exp(i\varphi)\Psi$) можно интерпретировать как разбиение фермионных 4-столбцов на частотную и спинорные части, используемые в стандартной квантовой теории поля. На основании изложенного можно утверждать, что *БСКО минимального ранга (2,2) ответственна за проявления волновых свойств частиц.*

1.4 Ключевые положения теории БСКО ранга (4,4)

1. Для описания взаимодействия двух (изолированных) лептонов необходимо использовать БСКО ранга (4,4). Закон БСКО ранга (4,4) записывается для двух четверок произвольных элементов i, k, j, s; α, β, γ, δ согласно общей формуле (2). 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 $u_{i\alpha} = i^1\alpha^1 + i^2\alpha^2 + i^3\alpha^3$.

Теорию БСКО ранга (4,4) можно понимать как своеобразное многомерное обобщение теории БСКО ранга (3,3). Аналогично рангу (3,3) в рамках БСКО ранга (4,4) строится теория (финслеровых) 3-компонентных спиноров, для которых имеет место кубичная антисимметричная форма, инвариантная относительно группы преобразований $SL(3, C)$. Из компонент таких спиноров (из параметров элементов БСКО ранга (4,4)) по аналогичным правилам строятся вещественные 9-мерные векторы, являющиеся элементами соответствующей УСВО.

2. Электрослабые взаимодействия двух 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 $SL(3, C)$. Пусть элементы i, k, α, β описывают первый лептон, а элементы j, s, γ, δ – второй лептон, тогда таким выражением, в общем случае отличным от нуля, является так называемое *базовое* 4×4-*отношение*, записываемое через окаймленный определитель из парных отношений

$$\left\{ \begin{matrix} \alpha\beta\gamma\delta \\ ikjs \end{matrix} \right\} \equiv - \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & u_{i\alpha} & u_{i\beta} & u_{i\gamma} & u_{i\delta} \\ 1 & u_{k\alpha} & u_{k\beta} & u_{k\gamma} & u_{k\delta} \\ 1 & u_{j\alpha} & u_{j\beta} & u_{j\gamma} & u_{j\delta} \\ 1 & u_{s\alpha} & u_{s\beta} & u_{s\gamma} & u_{s\delta} \end{vmatrix}. \tag{16}$$

3. Выделим из группы $SL(3, C)$ подгруппу преобразований $SL(2, C)$ параметров с номерами 1 и 2 и произведем редукцию теории БСКО(4,4) к теории в рамках БСКО(3,3), аналогичную редукции многомерных моделей типа теории Калуцы-Клейна к 4-мерной ОТО. Из параметров с индексами 1 и 2 будем строить 4-мерные векторы u_μ согласно (8), а из дополнительных параметров с индексом 3 будем образовывать заряды взаимодействующих частиц. Подчеркнем, что в теориях Калуцы-Клейна заряды описываются дополнительными компонентами многомерного импульса (скорости).

После выделения подгруппы преобразований $SL(2, C)$ выражение (16) 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 (3), построенное из параметров с индексами 1 и 2 (внешних параметров), а круглые скобки обозначают комбинации из инвариантных третьих параметров (внутренних параметров), например $\begin{pmatrix} \beta\,\delta \\ k\,s \end{pmatrix} = (k^3 - s^3) \times (\delta^3 - \beta^3)$.

4. В данной теории имеется критерий, выделяющий из 36 слагаемых базового 4×4-отношения следующие слагаемые, симметричным образом характеризующие два массивных лептона:

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

$$+ \begin{bmatrix} \alpha\,\gamma \\ i\;j \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \beta\,\delta \\ k\;s \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \alpha\,\delta \\ i\;s \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \beta\,\gamma \\ k\;j \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \beta\,\gamma \\ k\;j \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha\,\delta \\ i\;s \end{pmatrix} + \begin{bmatrix} \beta\,\delta \\ k\;s \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha\,\gamma \\ i\;j \end{pmatrix}, \tag{17}$$

которые интерпретируются как *прообраз действия двух лептонов*. Два слагаемых справа в верхней строке соответствуют прообразу свободного действия, а слагаемые второй строки – прообразу действия взаимодействия двух частиц.

5. Используя введенные выше формулы для двух лептонов, легко показать, что содержащиеся в них комбинации в квадратных скобках (из внешних параметров) имеют вид

$$\begin{bmatrix} \alpha\gamma \\ ij \end{bmatrix} = \frac{1}{2}(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L})(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}); \quad \begin{bmatrix} \alpha\delta \\ is \end{bmatrix} = \frac{1}{2}(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L})(\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R});$$

$$\begin{bmatrix} \beta\gamma \\ kj \end{bmatrix} = \frac{1}{2}(\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}); \quad \begin{bmatrix} \beta\delta \\ ks \end{bmatrix} = \frac{1}{2}(\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})(\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R}). \tag{18}$$

Изменим обозначения дополнительных ("внутренних", т.е. с индексом 3) параметров лептонов, введя для них единую коренную букву c для обозначения через c_1 параметров первого лептона, а через c_2 – параметров второго лептона:

$$\begin{gathered} i^3 \equiv c_{1L}; \quad k^3 \equiv c_{1R}; \quad \alpha^3 \equiv \tilde{c}_{1L}; \quad \beta^3 \equiv \tilde{c}_{1R}; \\ j^3 \equiv c_{2L}; \quad s^3 \equiv c_{2R}; \quad \gamma^3 \equiv \tilde{c}_{2L}; \quad \delta^3 \equiv \tilde{c}_{2R}. \end{gathered} \tag{19}$$

Используя введенные обозначения и произведя симметризацию и антисимметризацию по характеристикам отдельных частиц, прообраз действия взаимодействия двух частиц можно представить в виде

$$\begin{gathered} \tilde{S}_{int}(e_1, e_2) = \\ = \frac{1}{8}[(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})] \times [(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R})]C(++)+ \\ +\frac{1}{8}[(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})] \times [(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R})]C(--)+ \\ +\frac{1}{8}[(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L}) - (\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})] \times [(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R})]C(-+)+ \\ +\frac{1}{8}[(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})] \times [(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}) - (\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R})]C(+-), \end{gathered} \tag{20}$$

где коэффициенты $C(\pm\pm)$ записываются через некоторые комбинации из дополнительных параметров.

6. Из этого выражения уже можно усмотреть соответствие с видом лагранжиана электрослабого взаимодействия в модели Вайнберга-Салама. В наших работах [1, 2] этот вопрос проанализирован подробно. Для наших целей следует ограничиться случаем лишь электромагнитных взаимодействий. Для этого следует положить, что антисимметричные комбинации из дополнительных параметров для каждой из частиц обращаются в нуль, то есть, что $c_{1L} - c_{1R} = c_{2L} - c_{2R} = 0$ и аналогичные выражения для символов с волной. Тогда из условия, что взаимодействующие частицы обмениваются симметричными комбинациями дополнительных параметров, находим, что для электромагнитного взаимодействия прообраз действия имеет вид

$$\begin{gathered} \tilde{S}^{(e)}_{int}(e_1, e_2) = \\ = \frac{1}{8}[(\overline{e}_{1L}\gamma^{\mu}e_{1L}) + (\overline{e}_{1R}\gamma^{\mu}e_{1R})] \cdot [(\overline{e}_{2L}\gamma_{\mu}e_{2L}) + (\overline{e}_{2R}\gamma_{\mu}e_{2R})] \times \\ \times [(\tilde{c}_{1L} + \tilde{c}_{1R})(c_{2L} + c_{2R}) + (\tilde{c}_{2L} + \tilde{c}_{2R})(c_{1L} + c_{1R})]. \end{gathered} \tag{21}$$

Симметричные комбинации[1] из дополнительных параметров с точностью до коэффициента следует интерпретировать как электрические заряды взаимодействующих частиц.

Таким образом, в рамках БСКО ранга (4,4) описываются первичные прообразы известных понятий в теории электромагнитных (электрослабых) взаимодействий лептонов. *Прообраз лагранжиана взаимодействия двух частиц имеет геометрический смысл объема в бинарной геометрии.*

1.5 Индивидуальный прообраз 7-мерной метрики

Далее данная теория развивается по двум каналам. В одном канале изучаются теории БСКО более высоких рангов, которые применяются для построения теории электрослабых взаимодействий элементарных частиц, а также для описания сильно взаимодействующих частиц (барионов) и основных свойств хромодинамики. Эти вопросы рассмотрены в [2]. Другой канал нацелен на переход от первичных понятий бинарной геометрофизики к геометрии и на обоснование свойств классического пространства-времени. Пойдем по второму каналу.

Элементарный акт перехода частицы (лептона) из одного состояния в другое характеризуется тремя типами параметров: внешними, экспоненциальными и внутренними. Все они претерпевают изменения в результате взаимодействия с другой (другими) частицей (частицами). Доопределим эти изменения для каждого из трех типов параметров.

1) Исходя из ряда соображений следует положить, что изменения *внешних параметров* таковы, что должно выполняться соотношение

$$\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi = (\overline{e}'_L\gamma^{\mu}e_L) + (\overline{e}_R\gamma^{\mu}e'_R) = (u^{\mu} + c_1\kappa^{\mu})\exp(\cdots), \tag{22}$$

где величины, помеченные штрихами соответствуют конечным состояниям; c_1- некоторая константа порядка единицы, $\kappa^{\mu} = k^{\mu}/mc$. (Здесь пока не конкретизировались экспоненциальные факторы.)

В дальнейшем все формулы будут записываться через значения величин в начальных состояниях. Тогда для квадратичных векторных комбинаций одной из частиц (из прообраза действия для "свободных" частиц) имеем

$$(\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi)(\overline{\Psi}\gamma_{\mu}\Psi) = u^{\mu}u_{\mu} + 2c_1u_{\mu}\kappa^{\mu} + c_1^2\kappa^{\mu}\kappa_{\mu}. \tag{23}$$

Для перекрестных (между двумя частицами) вектор-векторных слагаемых (в прообразе действия взаимодействия) имеем аналогичное выражение (без экспоненциальных слагаемых)

$$(\overline{\Psi}_1\gamma^{\mu}\Psi_1)(\overline{\Psi}_2\gamma_{\mu}\Psi_2) = u_1^{\mu}u_{2\mu} - c_1u_1^{\mu}\kappa_{\mu} + c_1u_2^{\mu}\kappa_{\mu} - c_1^2\kappa^{\mu}\kappa_{\mu}. \tag{24}$$

2) С учетом приведенных выше формул симметричные комбинации векторных слагаемых приобретают следующие *экспоненциальные слагаемые*:

$$\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi \sim \frac{1}{2}[(\overline{e}_L\gamma^{\mu}e_L) + (\overline{e}_R\gamma^{\mu}e_R)]\times$$

[1]В рамках БСКО ранга (4,4) можно построить приближенную модель электрослабых взаимодействий лептонов. При этом следует отождествить антисимметричную комбинацию из дополнительных параметров с зарядом, характеризующим взаимодействия лептонов с Z-бозоном в модели Вайнберга-Салама $(c_L - c_R) = (\tilde{c}_L - \tilde{c}_R) = \pm\tilde{g}$.

$$\left(\exp\left[\frac{i}{\hbar}\Delta S\right]+\exp\left[-\frac{i}{\hbar}\Delta S\right]\right)\times\left(\exp\left[\frac{i}{\hbar}k_\nu\tilde{x}^\nu\right]+\exp\left[-\frac{i}{\hbar}k_\nu\tilde{x}^\nu\right]\right). \qquad (25)$$

Забегая вперед, отметим, что именно последняя комбинация обеспечивает экспоненты в числителе подинтегрального выражения для пропагатора электромагнитного (и гравитационного) взаимодействия.

3) В данном подходе постулируется обменный характер электромагнитных (и иных) взаимодействий по внутренним параметрам. Это означает, что для двух электромагнитным образом взаимодействующих частиц выполняется одно из двух условий: либо $\tilde{c}_{1L}+\tilde{c}_{1R}=c_{2L}+c_{2R}=\tilde{e}\neq 0;\quad c_{1L}+c_{1R}=\tilde{c}_{2L}+\tilde{c}_{2R}=0$, либо $\tilde{c}_{1L}+\tilde{c}_{1R}=c_{2L}+c_{2R}=\tilde{e}=0;\quad c_{1L}+c_{1R}=\tilde{c}_{2L}+\tilde{c}_{2R}\neq 0$.

Представим определенные выше векторные величины в самом общем случае в виде

$$u^\mu=\frac{d\tilde{x}^\mu}{d\tilde{s}};\quad c_L+c_R=\frac{d\tilde{x}^5}{d\tilde{s}};\quad c_L-c_R=\frac{d\tilde{x}^6}{d\tilde{s}}, \qquad (26)$$

где пока формально $d\tilde{x}^\mu$ соответствует прообразу смещения классических координат, а $d\tilde{s}$ соответствует тоже пока неопределенному прообразу интервала в элементарном акте взаимодействия. Последние две формулы навеяны аналогией с теориями Калуцы и Клейна.

От базового 4×4-отношения можно перейти *к индивидуальному прообразу многомерной метрики теории Калуцы-Клейна.* Для этого выделим одну из частиц. Пусть это будет частица с номером 1. Умножив (21) на ds_1^2, в самом общем случае получаем квадратичную 7-мерную форму для выделенной частицы

$$\tilde{S}'(e_1,e_2)d\tilde{s}_1^2\equiv d\Sigma^2=\eta_{\mu\nu}f_1(0)(d\tilde{x}_1^\mu+c_1\kappa^\mu d\tilde{s}_1)(d\tilde{x}_1^\nu+c_1\kappa^\nu d\tilde{s}_1)+$$

$$+\frac{\eta_{\mu\nu}}{32}(d\tilde{x}_1^\mu d\tilde{x}_1^5+c_1\kappa^\mu d\tilde{s}_1 d\tilde{x}_1^5)\left(\frac{d\tilde{x}_2^\nu}{d\tilde{s}_2}-c_1\kappa^\nu\right)\frac{d\tilde{x}_2^5}{d\tilde{s}_2}+$$

$$+F(inv_1,inv_2)\frac{d\tilde{x}_2^6}{d\tilde{s}_2}d\tilde{s}_1 d\tilde{x}_1^6+\eta_{\mu\nu}\frac{d\tilde{x}_2^\mu}{d\tilde{s}_2}\frac{d\tilde{x}_2^\nu}{d\tilde{s}_2}f_2(0)d\tilde{s}_1^2, \qquad (27)$$

где символом $F(\cdots)$ обозначены некоторые инварианты, а символы $f_1(0)$ и $f_2(0)$ строятся из дополнительных параметров. В этом выражении явно не выписаны экспоненциальные слагаемые; $\eta_{\mu\nu}$ – компоненты метрики пространства Минковского.

В этом выражении величину $d\tilde{s}_1$ можно трактовать как прообраз дифференциал еще одной дополнительной координаты, которую обозначим индексом 4 ($d\tilde{s}_1\equiv d\tilde{x}_1^4$.) Первое слагаемое справа в (27) формально приводит к квадратичным выражениям по 4-мерным смещениям, к квадратичному слагаемому по $d\tilde{x}^4$ и к смешанному слагаемому, пропорциональному $d\tilde{x}^\mu d\tilde{x}^4$.

2 Коллективный прообраз метрики

2.1 Последовательность ключевых процедур

Дальнейшая задача состоит в переходе от первичного выражения (27) к квадрату смещения выделенной частицы (тела), включающему в себя вклады окружающего мира, причем относительно макроприбора. Именно это выражение соответствует квадрату интервала в римановой геометрии (составляет его прообраз). Для этого все элементы рассматриваемых двух множеств следует разбить на несколько подмножеств: 1) элементы описывающие выделенную частицу (совокупность частиц, составляющих выделенное тело), 2) элементы, описывающие некую вторую частицу (тело), 3) все другие элементы, составляющие совокупность третьих частиц мира; отдельно нужно выделить 4) элементы, составляющие элементарную базу или их совокупность, образующую макроприбор. То, о чем говорилось выше, описывало отношение между одной выделенной (1-й) частицей и какой-то второй относительно элементарной базы без учета всех третьих частиц. Теперь необходимо перейти к случаю, когда все четыре вида подмножеств соответствуют макрообъектам.

Чтобы это сделать, необходимо произвести пять основных процедур, причем оказывается существенным порядок их проведения. Он диктуется закономерностями, почерпнутыми из теории прямого межчастичного взаимодействия (ТПМЧВ) Фоккера-Фейнмана, из многомерных моделей Калуцы-Клейна и из принципа соответствия с известной теорией.

1) Сначала необходимо выделить из всех окружающих частиц рассматриваемую (1-ю) частицу, произвольную вторую частицу и просуммировать вклады всех третьих частиц. Это соответствует учету поглотителя Фейнмана в ТПМЧВ [8].

2) Далее следует провести процедуру 1+1+4-расщепления 6-мерной метрики в духе размерной редукции в теории Калуцы-Клейна.

3) Принципиально важный этап составляет суммирование по наборам эталонных элементов, образующих макроприбор.

4) Четвертая процедура состоит в усреднениях по макрообъекту, содержащему первую частицу, и по макрообъектам, содержащим вторые частицы.

5) Наконец, нужно произвести суммирование по всем возможным вторым объектам (частицам) окружающего мира.

Только после проведения всех этих процедур из (27) получаются (коллективные) прообразы компонент метрического тензора классического пространства-времени и электромагнитного векторного потенциала. Совокупность перечисленных процедур можно представить в следующем символическом виде

$$\tilde{B}_{\mu\cdots}(x_1) = b_2 \sum_{(2)}^{World} \left\{ \sum_{(1)}^{object} \sum_{(2)}^{object} \left[\sum^{basis} \left(\sum_{(3)}^{World} \check{B}_{\mu\cdots} \right) \right] \right\}, \tag{28}$$

где b_2 – некая нормирующая константа, $\tilde{B}_{\mu\cdots}(x_1)$ — собирательное обозначение величин с 4-мерными индексами. В качестве последних выступают компоненты 4-мерного метрического тензора $\tilde{g}_{\mu\nu}$ или векторного электромагнитного потенциала $\tilde{A}_{\mu}$. Символом $\check{B}\mu\cdots$ обозначены компоненты прообразов соответствующих величин, получающихся в результате проведения второй процедуры (1+1+4-расщепления).

Несмотря на то, что барионы и атомы описываются БСКО более высоких рангов, для описания принципиальных сторон перехода к классическому пространству-времени можно ограничиться моделью в рамках БСКО ранга (4,4). При этом нужно пренебречь антисимметричными комбинациями дополнительных параметров рассматриваемой (первой) частицы.

2.2 Принцип Маха и прообраз 6-мерной метрики

Прежде всего, из 8 элементов базового 4×4-отношения (27) должны быть выделены элементы-точки, характеризующие одну и ту же частицу в двух разных множествах (в два момента времени). Но для одной частицы таких элементов четыре. Оставшиеся элементы характеризуют другую (другие) частицу (частицы), то есть отношение неизбежно имеет "многоточечный" характер[1]. Чтобы от него перейти к прообразу квадрата интервала выделенной частицы предлагается решение, соответствующее принципу Маха: *В рамках БСКО ранга (4,4) прообраз квадрата смещения выделенной частицы получается посредством специальной процедуры суммирования вкладов базовых* 4×4*-отношений (с участием разноименных элементов выделенной частицы) по всем элементам других частиц окружающего мира.*

Отметим, что без суммирования по окружающим частицам из выражения (27) не получится даже прообраза 4-мерной части многомерного интервала, так как коэффициент при выражении $d\tilde{x}^{\mu}d\tilde{x}_{\mu}$, определяемый параметрами только одной второй частицы, тождественно обращается в нуль.

В результате проведения первой процедуры выражение (27) приводится к 6-мерной квадратичной форме для выделенной частицы:

$$d\check{I}^2 = \check{G}_{MN}d\tilde{x}^M d\tilde{x}^N, \tag{29}$$

где компоненты 6-мерной метрики

$$\check{G}_{MN} = \left(\begin{array}{c|cc} \check{G}_{\mu\nu} & \check{G}_{\mu 4} & \check{G}_{\mu 5} \\ \hline \check{G}_{4\nu} & \check{G}_{44} & \check{G}_{45} \\ \check{G}_{5\nu} & \check{G}_{54} & 0 \end{array}\right) \tag{30}$$

определяются вкладами:

$$\check{G}_{\mu\nu} = \frac{1}{4}\eta_{\mu\nu}(u^5_{(2)}b_5 - u^6_{(2)}b_6); \tag{31}$$

$$\begin{aligned}\check{G}_{\mu 4} &= \frac{c_1}{4}\kappa_\mu(u^5_{(2)}b_5 - u^6_{(2)}b_6) - \frac{1}{16}\exp(1)\exp(2)u'_{(2)\mu}u^5_{(2)}b_5 - \\ &- \frac{1}{16}\exp(1)u^5_{(2)}\sum_3 \exp(3)u'_{(3)\mu}u^5_{(3)};\end{aligned} \tag{32}$$

$$\begin{aligned}\check{G}_{\mu 5} &= \frac{1}{32}\exp(1)\exp(2)u'_{(2)\mu}u^5_{(2)} + \\ &+ \frac{1}{16}\exp(1)\exp(2)u'_{(2)\mu}(2b_5 + b^0_3 u^5_{(2)}) + \\ &+ \frac{1}{16}\exp(1)\sum_3 \exp(3)u'_{(3)\mu}(2u^5_{(2)} + u^5_{(3)});\end{aligned} \tag{33}$$

$$\begin{aligned}\check{G}_{44} &= \frac{c_1^2}{4}\kappa^\beta\kappa_\beta(u^5_{(2)}b_5 - u^6_{(2)}b_6) - \frac{c_1 b_5}{8}\exp(1)\exp(2)\kappa^\beta u'_{(2)\beta}u^5_{(2)} - \\ &- \frac{c_1}{8}\kappa^\beta\exp(1)u^5_{(2)}\sum_3 \exp(3)u'_{(3)\beta}u^5_{(3)};\end{aligned} \tag{34}$$

$$\begin{aligned}\check{G}_{45} &= \frac{c_1}{32}\exp(1)\exp(2)\kappa^\beta u'_{(2)\beta}u^5_{(2)} + \\ &+ \frac{c_1}{16}\exp(1)\exp(2)\kappa^\beta u'_{(2)\beta}(2b_5 + b^0_3 u^5_{(2)}) + \\ &+ \frac{c_1}{16}\exp(1)\sum_3 \exp(3)\kappa^\beta u'_{(3)\beta}(2u^5_{(2)} + u^5_{(3)});\end{aligned} \tag{35}$$

$$\check{G}_{55} = 0, \tag{36}$$

[1]В связи с этим следует упомянуть работы В.Я.Скоробогатько [7], развивавшего многоточечную геометрию и искавшего ее проявления в физике.

где константы b_5, b_6 имеют вид $b_5 = \tilde{b}\sum_3 u^5_{(3)}$; $\quad b_6 = \tilde{b}\sum_3 u^6_{(3)}$. Здесь $\tilde{b}$ – некоторый множитель, константа b^0_3, с точностью до множителя равна числу частиц типа (3), по которым производится суммирование.

2.3 Процедура 1+1+4-расщепления

Следующая процедура состоит в представлении 6-мерной квадратичной формы (29) в виде

$$d\check{I}^2 = \check{g}_{MN} d\tilde{x}^M d\tilde{x}^N - d\check{\xi}^2 - d\check{\lambda}^2, \tag{37}$$

где $\check{g}_{MN}$ – компоненты прообраза 4-мерного метрического тензора, $d\check{\xi} = \check{\xi}_M d\tilde{x}^M$ и $d\check{\lambda}_M d\tilde{x}^M$ – линейные смещения вдоль двух ортонормированных 6-мерных векторов $\check{\xi}_M$ и $\check{\lambda}_M$, ортогональных 4-мерному сечению с метрическим тензором $\check{g}_{MN}$. Это означает, что прообраз 6-мерного метрического тензора $\check{G}_{MN}$ представляется в виде

$$\check{G}_{MN} = \check{g}_{MN} - \check{\xi}_M \check{\xi}_N - \check{\lambda}_M \check{\lambda}_N. \tag{38}$$

Этот метод под названием диадного был развит в наших работах [9, 10]. В калибровке типа "дважды хронометрической" в ОТО компоненты 4-мерного метрического тензора записываются через компоненты исходного прообраза 6-мерной метрики следующим образом

$$\check{g}_{\mu\nu} = \check{G}_{\mu\nu} - \left[\frac{\check{G}_{\mu 4}\check{G}_{\nu 4}}{\check{G}_{44}} + \frac{(G_{\mu 4}\check{G}_{45} - \check{G}_{\mu 5}\check{G}_{44})(\check{G}_{\nu 4}\check{G}_{45} - \check{G}_{\nu 5}\check{G}_{44})}{\check{G}_{44}(\check{G}^2_{45} - \check{G}_{44}\check{G}_{55})}\right]. \tag{39}$$

Легко видеть, что отличными от нуля будут только компоненты с 4-мерными индексами. Здесь и в дальнейшем будем полагать, что квадратичная форма имеет сигнатуру $(+-----)$. В этой калибровке ковариантные компоненты двух векторов имеют вид

$$\check{\xi}_M = \{\check{\xi}_\mu, \check{\xi}_4, \check{\xi}_5\} = \left\{\frac{\check{G}_{4\mu}}{\sqrt{\pm\check{G}_{44}}}, \sqrt{\pm\check{G}_{44}}, \frac{\check{G}_{45}}{\sqrt{\pm\check{G}_{44}}}\right\}; \tag{40}$$

$$\check{\lambda}_M = \left\{\frac{\pm(-\check{G}_{45}\check{G}_{\mu 4} + \check{G}_{44}\check{G}_{\mu 5})}{\sqrt{\pm\check{G}_{44}(\check{G}^2_{45} - \check{G}_{44}\check{G}_{55})}};\quad 0;\quad -\frac{\sqrt{\check{G}^2_{45} - \check{G}_{55}\check{G}_{44}}}{\sqrt{\pm\check{G}_{44}}}\right\}. \tag{41}$$

Учет того факта, что $\check{G}_{55} = 0$, упрощает записанные выше формулы.

2.4 Истоки координатной зависимости

В результате процедуры 1+1+4-расщепления и подстановки компонент 6-мерной метрики (31) – (36) в (39) получаем 4-мерную метрику, которую можно представить в виде двух частей:

$$\check{g}_{\mu\nu} = \check{g}_{\mu\nu}(0) + \check{g}_{\mu\nu}(\tilde{x}). \tag{42}$$

Здесь $\check{g}_{\mu\nu}(0)$ та часть метрики, которая не содержит exp(1). Она представляет собой вклад, не зависящий от положения частицы, который можно представить в виде $\check{g}_{\mu\nu}(0) =$

$C_0\eta_{\mu\nu}$, где C_0- некоторый коэффициент, который следует понимать как конформный фактор при 4-мерной метрике $\check{g}_{\mu\nu}$.

Выражение $\check{g}_{\mu\nu}(\tilde{x})$ в (39), содержащее экспоненты, определяет зависимость 4-мерной метрики от координат, т.е. именно *это слагаемое описывает гравитационное взаимодействие*. Легко показать, что вклады в $\check{g}_{\mu\nu}(\tilde{x})$ обусловлены лишь слагаемым вида

$$\check{g}_{\mu\nu}(\tilde{x}) \sim -2\frac{\check{G}_{4\mu}\check{G}_{4\nu}}{\check{G}_{44}}. \tag{43}$$

Таким образом, *возникновение прообраза 4-мерной (римановой) метрики обусловлено вкладами окружающих частиц в компоненты прообраза 6-мерной метрики* $\check{G}_{44}$ и $\check{G}_{4\mu}$.

При физической интерпретации 4-мерных компонент векторов диады $\check{\xi}_\mu$ и $\check{\lambda}_\mu$ возникает неопределенность в выборе конформного фактора при них. Опираясь на опыт исследований многомерных геометрических моделей типа теории Калуцы-Клейна постулируем, что *в качестве физически интерпретируемых величин будем выбирать комбинации*: $\check{\xi}_\mu/\sqrt{\pm\check{G}_{44}}$ и $\check{\lambda}_\mu/\sqrt{-\check{G}_{44}}$.

Представим введенные величины, как и в случае (39), в виде двух составных частей

$$\frac{\check{\xi}_\mu}{\sqrt{-\check{G}_{44}}} = \check{\xi}_\mu(0) + \check{\xi}_\mu(\tilde{x}); \qquad \frac{\check{\lambda}_\mu}{\sqrt{-\check{G}_{44}}} = \check{\lambda}_\mu(0) + \check{\lambda}_\mu(\tilde{x}), \tag{44}$$

где выражения справа с аргументом $(\tilde{x})$ содержат (в числителе) exp(1) exp(2) и, следовательно, приводят к зависящим от координат величинам, а выражения с аргументом (0) – не содержат экспонент, т.е. не зависят от положения частицы. Поскольку физически наблюдаемыми являются не сами векторные потенциалы, а электромагнитные напряженности, то выражения с аргументом (0) можно исключить из рассмотрения. Но тогда обе введенные в (40) и (41) комбинации имеют одинаковые составляющие с аргументом $(\tilde{x})$. Они интерпретируются как *прообраз электромагнитного векторного потенциала.*

Подчеркнем, что введенные выше величины содержат в себе характерные комбинации вида

$$\frac{\exp(1)\exp(2)}{\kappa_\nu\kappa^\nu + \epsilon} = \frac{\exp\left[\pm\frac{i}{\hbar}k_\mu(\tilde{x}^\mu_{(1)} \pm \tilde{x}^\mu_{(2)})\right]}{\kappa_\nu\kappa^\nu + \epsilon}, \tag{45}$$

где символом ϵ обозначена сумма из вкладов третьих частиц, содержащаяся в знаменателях. Легко видеть, что такие комбинации представляют собой подинтегральные выражения пропагаторов для электромагнитного и гравитационного взаимодействий.

3 Переход к макроприбору

Переход от понятий элементарной бинарной геометрофизики (в рамках БСКО ранга (4,4)) к общепринятым теориям осуществляется на основе *принципа усреднения по элементарным базисам, составляющим макроприбор.* В общепринятой теории этой процедуре соответствует преобразование Фурье от импульсного представления к координатному. Подчеркнем, что там это делается в рамках априорно заданного координатного пространства-времени в рамках задачи разложения заданных в нем функций по гармоникам. В данном подходе априорного пространства-времени нет. Задача принимает обратный характер. Первичным является наличие множества гармоник – экспоненциальных слагаемых с некоторыми коэффициентами, соответствующих различным элементарным базам, составляющим макроприбор. Чтобы перейти к ансамблю элементарных баз, нужно по ним произвести суммирование. Поскольку их очень много, эта процедура экстраполируется интегралом по импульсам или по импульсам передачи k. В квантовой механике этой процедуре соответствует принцип суперпозиции состояний микрообъекта.

3.1 Обоснование пропагаторов и принципа Фоккера

Не вдаваясь в подробности этой процедуры, можно записать интеграл от выражений вида (45). Известно, что он приводит к общепринятому выражению для функций Грина электромагнитного и линеаризованного гравитационных полей, а последние тесно связаны с релятивистскими δ-функциями от квадрата интервала

$$-\frac{1}{(2\pi)^4}\int\frac{\exp[\frac{i}{\hbar}k_\mu(\tilde{x}_1^\mu-\tilde{x}_2^\mu)]}{k^2+i\epsilon}d^4k=$$

$$=D_0^c(x_1-x_2)\rightarrow\delta(s^2(1,2)), \qquad (46)$$

где k_μ – изотропный вектор передачи импульса. На языке теории поля это импульс электромагнитного излучения. Выражение $i\epsilon$ фактически описывает влияние других частиц мира. Математически оно определяет контур интегрирования в комплексной плоскости.

Таким образом, можно утверждать, что в рамках бинарной геометрофизики обосновываются все составляющие функций Грина теории поля, а именно:

а) вектор передачи импульса k_μ — он возникает из (14) и (23);

б) экспоненциальное слагаемое в числителе подинтегрального выражения — оно обусловлено экспоненциальными слагаемыми в (25), которые, в свою очередь, возникли из БСКО минимального ранга (2,2);

в) знаменатель в подинтегральном выражении — он возник в результате процедуры 1+1+4-расщепления и обусловлен дополнительной диагональной компонентой метрики $\check{G}_{44}$;

г) процедура интегрирования по k — она обусловлена суммированием по всем элементарным базам, составляющим макроприбор.

К названным факторам еще следует добавить пятый, позволяющий исключить опережающие взаимодействия. Таким фактором является учет взаимодействия с частицами окружающей Вселенной.

Добавляя к выражению (46) множители, возникающие из прообраза лагранжиана (21), приходим к принципу Фоккера [11], согласно которому вклад в действие электромагнитного взаимодействия между любой парой заряженных частиц (обозначаемых номерами 1 и 2) описывается непосредственно через их характеристики:

$$S_{int}^{(e)}(1,2)=-e_1e_2\int\int u_1^\mu u_2^\nu\delta(s^2(1,2))\eta_{\mu\nu}ds_1ds_2, \qquad (47)$$

где e_1 и e_2 – электрические заряды двух частиц, $u_{(1)}^\mu=e_1dx_1^\mu/ds_1$ – вектор 4-скорости частицы с номером 1; ds_1, ds_2 – смещения вдоль мировых линий частиц; $\eta_{\mu\nu}$ – метрический тензор Минковского; $s^2(1,2)$ – квадрат интервала между точками на мировых линиях двух частиц;

$$\delta(s^2(1,2))=\delta(c^2t_{12}^2-r_{12}^2)=\frac{1}{2|r_{12}|}\left[\delta(ct_{12}-r_{12})+\delta(ct_{12}+r_{12})\right], \qquad (48)$$

– δ-функция. Здесь t_{12} и r_{12} - промежуток времени и расстояние между положениями взаимодействующих частиц.

Привычное в теории поля понятие векторного потенциала электромагнитного поля можно ввести как вторичное (вспомогательное) понятие

$$A_\mu(1,2) = \int j_{(2)\mu}\delta(s^2(1,2))ds_2, \tag{49}$$

которое интерпретируются как электромагнитный потенциал, создаваемый зарядом e_2 в том месте, где находится заряд e_1. Оно соответствует 4-мерным компонентам векторов (44).

Таким образом, в развиваемой здесь программе обосновывается появление и других факторов, входящих в действие (47), а именно

1) *скалярное произведение 4-скоростей* (4-импульсов) двух частиц $u^\mu_{(1)}u_{(2)\mu}$ строится из параметров элементов, описывающих два лептона в рамках БСКО ранга (3,3) (или через пару внешних параметров БСКО более высоких рангов).

2) *электрические заряды* e_1 и e_2 двух частиц вводятся через дополнительные, третьи параметры элементов БСКО ранга (4,4), обозначаемые индексами $s = 3$. Это делается в духе 5-мерной теории Калуцы.

Для гравитационного действия эти два фактора очевидным образом изменяются соответственно на скалярное произведение квадратичных комбинаций из скоростей двух частиц с заменой электрических зарядов на массы частиц.

В итоге получаются прообразы компонент 4-мерной метрики и электромагнитного потенциала при пока не фиксированных до конца значениях 4-мерных координат.

3.2 Макроскопическая природа пространства-времени

Сосредоточим внимание на экспоненциальных факторах. Очевидно, что в них коэффициенты $\tilde{x}^\mu$ определены из более первичных величин S и p_μ (или из добавок в S и k_μ) неоднозначно по нескольким причинам. Одной из них является 4-мерность этого выражения. Для упрощения рассуждений о характере решения основной задачи отвлечемся от 4-мерности прообразов импульса и координат и положим $S = p\tilde{x}$.

Другой причиной неоднозначности $\tilde{x}$ является то, что показатель экспоненты определен с точностью до аддитивного слагаемого $2\pi n$, где n произвольное целое число, то есть прообраз действия S может принимать значения:

$$S = S_0 + nh, \tag{50}$$

где $S_0 < 2\pi$ – главное значение прообраза действия. Следовательно, коэффициент $\tilde{x}$ в (13) может иметь значения:

$$\tilde{x} = \frac{S_0}{p} + \frac{h}{p}n. \tag{51}$$

Это общее свойство для координат компактифицированных размерностей, широко известное в многомерных теориях Калуцы и Клейна.

а) Если бы имелась априорно заданная координатная ось $\tilde{x}$, то конкретное значение из (51) представлялось бы счетным числом значений, соответстветствующих разным n и отличающимся периодом $(h/p)n$.

б) Перейдем к *ансамблю элементарных базисов, составляющих макроприбор.* Выделим из этого ансамбля подмножество элементарных базисов, относительно которых рассматриваемая частица харктеризуется одним и тем же значением $p_{(1)}$ (или k_1). Однако в таких базисах данная частица может характеризоваться разными значениями фаз φ. Можно говорить о некотором распределении главных значений S_0 на интервале от нуля до 2π. Пусть данное подмножество элементарных базисов велико, тогда можно ввести плотность распределения $\tilde{\rho}(S_0)$. Очевидно, что это распределение будет повторяться на каждом другом таком интервале.

в) В самом общем случае такое распределение может быть каким угодно, однако есть основания выделить случай, когда имеет место однородное распределение. Эту ситуацию можно представить с помощью 2-мерного графика, на котором введена еще вертикальная ось, характеризующая плотность распределения. Данный случай характеризуется лентой шириной $\tilde{\rho}(S_0))$ вдоль оси $\tilde{x}$.

г) Если учесть значения разных фаз, введя для этого еще одну координату, то придем к объемному изображению ленты, учитывающему фазы в соответствующих точках $\tilde{x}$. Получается винтовая лента шириной $\tilde{\rho}(S_0) \equiv \tilde{\rho}(p)$, обвивающая ось $\tilde{x}$ с периодом h/p.

д) Точно такие же рассуждения можно провести для подмножества элементарных базисов с любым другим значением прообраза импульса $p_{(2)}$. В итоге получится другая винтовая лента какой-то иной ширины, обвивающая ось $\tilde{x}$ с иным периодом $h/p_{(2)}$.

е) Среди ансамбля элементарных базисов имеется большое число подмножеств, различающихся значениями p, то есть будем иметь большое число винтовых лент, соответствующих импульсам $p_{(3)}$, $p_{(4)}$, $\cdots$.

Далее нужно просуммировать вклады всех таких винтовых лент в каждой из точек оси $\tilde{x}$. Это делается по известным правилам сложения комплексных чисел с длинами $\tilde{\rho}(p)$ и фазами $\varphi(p, \tilde{x})$. В итоге каждой точке $\tilde{x}$ оказывается сопоставленным некоторое комплексное число

$$\Psi(\tilde{x}) = \sum_{p}^{Macrobasis} \tilde{\rho}(p) \exp\left[\frac{i}{\hbar} p\tilde{x}\right]. \tag{52}$$

Учитывая, что значения p заполняют некоторую непрерывную область, естественно вести некоторую плотность распределения "плотностей" $\rho(p)$ и вместо суммирования в (52) произвести интегрирование по p. В итоге будем иметь

$$\Psi(\tilde{x}) = \int \rho(p) \exp\left[\frac{i}{\hbar} p\tilde{x}\right] dp, \tag{53}$$

что соответствует известному преобразованию Фурье величины $\rho(p) \equiv \Psi(p)$ из импульсного в координатное пространство. Оно широко применяется в квантовой теории, излагаемой в рамках заранее заданного пространства-времени. В данном случае эта процедура проведена в обратном направлении и продемонстрирован ее физический смысл.

Конечно, в общем случае функция $\rho(p)$ в (53) существенно зависит от определения макроприбора, от того, какие элементарные базисы (частицы) в него входят. Имеется глубокая внутренняя связь между образованными таким образом классическими пространственно-временными представлениями и структурой находящихся в нем тел (связанных объектов). Не будем углубляться в этот вопрос, – здесь достаточно лишь понимания смысла используемых понятий.

Полученную комплексную величину $\Psi(\tilde{x})$ следует интерпретировать как *амплитуду вероятности пребывания частицы в соответствующей точке классического пространства.* В соответствии с общепринятыми правилами в квантовой механике плотность вероятности пребывания частицы в окрестности точки x определяется выражением $W(\tilde{x}) = (1/C_N)\Psi^*(\tilde{x})\Psi(\tilde{x})$, где C_N – нормирующий множитель. В этом определении фазы сокращаются, и плотность вероятности оказывается пропорциональной квадрату модуля результирующего комплексного числа.

3.3 Соотношение первичных понятий с классическими (наблюдаемыми) величинами

Чтобы перебросить мостик между введенными понятиями и классическими измеряемыми величинами уточним, что собой представляют классические измеряемые понятия. Можно утверждать, что *все классические измерения состоят в счете каких-то событий и в сопоставлении чисел происшедших событий.* Для этого необходимы достаточно сложные системы с памятью, каковыми являются макроприборы.

В рамках классической общей теории относительности можно указать конкретную процедуру введения координат и измерения компонент метрического тензора, коэффициентов связности и тензора кривизны, основанную на счете событий, точнее, — на показаниях часов наблюдателя. Эта процедура, известная под названием хроногеометрия, была развита в работах Л.Я.Арифова [12] и Дж.Синга [13]. Она основана на показаниях часов в моменты отправления и приема световых (радио) сигналов, отражающихся от других объектов. Для заданий расстояний r_{12} и промежутков времени t_{12} между парой событий достаточно двух показаний часов, для определения компонент метрики необходима более сложная совокупность измерений. Таким образом, только на макроуровне, то есть в теориях вида $R_m(m)$ или $R_m\mu$ можно осуществлять измерительные процедуры.

Для окончательного шага от построенной на основе первичных понятий (из $R_\mu(\mu)$) теоретической конструкции к классическим измеряемым величинам их нужно наложить друг на друга. Как было показано, в первой из них имеются образы всех классических понятий. Теперь их нужно откалибровать на измеримые величины. Легко понять, что такая процедура должна начинаться с величины $A_\mu(1,2)$ (точнее, с соответствующей ей напряженности электромагнитного тензора $F_{\mu\nu}(1,2)$), которой описывается излучение и прием сигналов, то есть мостиком между введенными в бинарной геометрофизике величинами и классическими понятиями должна служить величина r_{12}, возникающая вместе с пропагатором электромагнитного взаимодействия (46) или в δ-функции (48). Она приобретает конкретное значение, зависящее от выбора эталонных событий при счете классических событий (от хода эталонных часов). Далее, исходя от этой величины, можно развернуть значения всех других ранее введенных в бинарной геометрофизике величин.

Заключение

Из изложенного выше и из других работ по бинарной геометрофизике следует, что из первичных понятий (отношений, параметров элементов) можно получить практически все ключевые понятия классического пространства-времени и общепринятой теории физических взаимодействий. Это приводит к ряду далеко идущих выводов. Отметим некоторые из них:

1) Открывается новый подход к обоснованию, описанию и объединению известных видов фундаментальных физических взаимодействий. В рамках данного подхода они тесно связаны с рангом БСКО. Так, электромагнитные взаимодействия лептонов описываются БСКО ранга (4,4), электрослабые взаимодействия лептонов можно достаточно полно описать в рамках БСКО ранга (5,5). Многие свойства хромодинамики (теории сильных взаимодействий) проявляются в рамках БСКО ранга (6,6). Аналогичная ситуация имеет место в многомерных геометрических моделях типа теории Калуцы-Клейна, где вместо ранга выступает размерность.

2) Согласно изложенному выше гравитационные взаимодействия имеют вторичный характер и обусловлены теми же факторами, что и электромагнитные (и иные) взаимодействия. Это заставляет пересмотреть суть многих важных проблем общей теории

относительности, в частности, вопросы квантования гравитации и ее связи с физикой микромира.

3) Данный подход к теории пространства-времени и геометрии позволяет высказать ряд гипотез о возможных новых проявлениях грави-электромагнитных взаимодействий. Они могут возникнуть в связи с дополнительной (пятой) размерностью, обозначенной выше через координаты x^4. Есть основания полагать, что таким образом можно объяснить возникновение магнитных полей Земли, Солнца и других астрофизических объектов.

4) Понятие причинности в обычном понимании возникает лишь после учета вкладов от всего окружающего мира и после перехода от элементарных баз к макроприбору. Это означает, в частности, что аксиоматический подход к геометрии, развивавшийся во многих работах (см., например, [14]), когда исходными выбирались аксиомы частичной упорядоченности, пригоден лишь для уточнения представлений классической геометрии, но не годится для разработки бинарной геометрофизики. В ней в основу кладутся отношения, более соответствующие метрическим свойствам геометрии.

5) В рамках бинарной геометрофизики возникает новая интерпретация квантовой механики, основанная на том, что в микромире между элементарными частицами имеют место отношения, отличные от классических геометрических. Волновые свойства частиц и многое другое являются следствием вложения этих отношений в классическое пространство-время.

Это созвучно высказыванию Л.де Бройля: "Действительно, понятия пространства и времени взяты из нашего повседневного опыта и справедливы лишь для явлений большого масштаба. Нужно было бы заменить их другими понятиями, играющими фундаментальную роль в микропроцессах, которые бы асимптотически переходили при переходе от элементарных процессов к наблюдаемым явлениям обычного масштаба в привычные понятия пространства и времени. Стоит ли говорить, что это очень трудная задача?... Однако пока мы не добились успеха в распространении наших представлений в указанном направлении, мы должны стараться с большими или меньшими трудностями втиснуть микроскопические явления в рамки понятий пространства и времени, хотя нас все время будет беспокоить чувство, что мы пытаемся втиснуть алмаз в оправу, которая ему не подходит" [15, с. 187].

Имеются и другие принципиально важные следствия.

Список литературы

[1] Ю.С.Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 1. Теория систем отношений. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1996.

[2] Ю.С.Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 2. Теория физических взаимодействий. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998.

[3] Ю.И.Кулаков. О новом виде симметрии, лежащей в основании физических теорий феноменологического типа //Доклады АН СССР, 1971. Том 201, N.3, с. 570-572.

[4] Г.Г.Михайличенко. Решение функциональных уравнений в теории физических структур //Доклады АН СССР, 1972. Том 206. N.5, с. 1056-1058.

[5] Ю.С.Владимиров. Биспиноры и физическая структура ранга (3,3) //Вычислительные системы. N.125. Новосибирск. Изд-во Института математики СО АН СССР, 1988, с.42-60.

[6] Ю.Б.Румер. Спинорный анализ. М-Л.: ОНТИ НКТП СССР, 1936.

[7] В.Я.Скоробогатько, Г.Н.Фешин, В.А.Пелых. N-Точечная геометрия типа Евклида //Сб. Математические методы и физико-геометрические поля. Киев. Наукова Думка, 1975. Вып.1, с. 5-10.

[8] J.A.Wheeler, R.P.Feynman. Interaction with the absorber as the mechanism of radiation //Rev.Mod.Phys., 1945, vol.17, p.157-181.

[9] Ю.С.Владимиров. Системы отсчета в теории гравитации. М.: Энергоиздат, 1982.

[10] Ю.С.Владимиров. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.

[11] A.D.Fokker. Ein invarianter Variatiossatz fur die Bewegung mehrerer elektrisher Massenteilchen //Z.Phys., 1929, Bd.58,S.386-393.

[12] Л.Я.Арифов. Общая теория относительности и тяготение. Ташкент. Изд-во ФАН, 1983.

[13] Дж.Синг. Общая теория относительности. М.: Изд-во ин. лит., 1963.

[14] Р.И.Пименов. Пространства кинематического типа (Математическая теория пространства-времени). Л.: Наука, 1968.

[15] Л.де Бройль. Революция в физике. М.: Госатомиздат, 1963.