МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ
ИНФОРМАЦИОННО-ЛОГИЧЕСКИХ СИСТЕМ
(Вычислительные системы)
1988 год Выпуск 125

УДК 517.948: 530.1: 539.12

# ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В РАМКАХ ТЕОРИИ БИНАРНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Ю.С.Владимиров

## 1. Бинарные структуры рангов (3,3) и (2,2)

В [1] было начато исследование 4-мерных классических пространственно-временных отношений исходя из теории бинарных физических структур Ю.И.Кулакова. Под классическими пространственно-временными отношениями понимаются общепринятые геометрические представления как в координатном, так и в импульсном 4-мерных пространствах. Из двух видов бинарных структур был выбран тот, для которого закон структуры записывается без окаймляющих единиц, т.е. в виде (1.1)*). Назовем этот вид структурой ранга (3.3;б). Было показано [1], что минимальный пригодный для решения сформулированной задачи ранг такой структуры - это ранг (3,3). При условии нахождения частиц "в паре" (1.11) эта бинарная структура приводит к отношениям между двумя парами связанных элементов, описываемых 4-мерным многообразием с сигнатурой (+ - - -). Далее были рассмотрены эти бинарные отношения на примере релятивистской электродинамики, где они соответствуют 4-мерным токам.

*) Здесь и далее ссылки на формулы из [1] начинаются с единицы, т.е. (1.1) означает: формула (1) из [1].

В добавление к изложенному в [1] заметим, что компоненты 4-мерного вектора в формулах (1.14) и (1.19) состоят из двух частей $B_\mu = B(\xi)_\mu + B(\eta)_\mu$, где вектор $B(\xi)_\mu$ строится из параметров элементов $\alpha$ и $i$, образующих одну связанную пару, а $B(\eta)_\mu$ - из параметров другой связанной пары элементов $\beta$ и $k$. Легко убедиться, что каждый из этих векторов изотропен, т.е.

$$B(\xi)_\mu B(\xi)^\mu = B(\eta)_\mu B(\eta)^\mu = 0. \tag{1}$$

Следовательно, вектор $B_\mu$ можно представить себе как сумму двух векторов, лежащих на конусах прошлого и будущего с вершиной в какой-то точке. Очевидно, что $B_\mu$ может быть как временно-подобным, так и пространственно-подобным. Исходя из этого, можно построить наглядную картину отношений, описываемых структурой ранга (3,3;б), в виде некой изотропной геометрии.

Другой вид структуры ранга (3,3) характеризуется законом

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} \\ 1 & a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} \end{vmatrix} = 0, \tag{2}$$

тождественно выполняющимся при бинарных отношениях вида

$$a_{\alpha i} = \psi_1(i)\varphi_1(\alpha) + \psi_2(i) + \varphi_2(\alpha), \tag{3}$$

где $\psi_1(i)$ и $\psi_2(i)$ - параметры, сопоставляемые элементам одного множества, а $\varphi_1(\alpha)$ и $\varphi_2(\alpha)$ - элементам второго множества. Обозначим ранг структуры с законом (2) символом (3,3;а).

Укажем возможную интерпретацию частного случая такой бинарной структуры, когда $\psi_1 = \varphi_1 = 0$. Для этого, как и в случае структуры ранга (3,3;б), введем условие нахождения элементов двух множеств "в паре". Пусть элементы $i$ и $\alpha$ находятся "в паре", если их параметры связаны соотношением*)

$$\psi_2(i) \equiv \psi_1(i) = -\varphi_2(\alpha) \equiv -\varphi_1(\alpha)\,. \tag{4}$$

Тогда для этих частиц $a_{\alpha i} = 0$. Закон (2) для трех связанных пар $(\alpha i)$, $(\beta k)$ и $(\gamma j)$ записывается в виде:

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} \\ 1 & a_{\beta i} & 0 & a_{\beta j} \\ 1 & a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & 0 \end{vmatrix} \equiv \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & a_{ik} & a_{ij} \\ 1 & -a_{ik} & 0 & a_{kj} \\ 1 & -a_{ij} & -a_{kj} & 0 \end{vmatrix} =$$

$$= -(a_{ik}+a_{kj}+a_{ji})^2 = 0\,, \tag{5}$$

где использовано то, что

$$a_{\alpha k} = \psi(k) + \varphi(\alpha) = \psi(k) - \psi(i) \equiv a_{ik} = -a_{\beta i} \equiv -a_{ki}\,.$$

Выражение ( 5 ) представляет собой закон унарной структуры ранга ( 3 ), описывающей одномерное многообразие с заданным направлением. Эту унарную структуру использовал Ю.И.Кулаков [2] для описания физического времени. В общем же случае эта структура может соответствовать также классическому действию частицы вдоль ее траектории.

Только что рассмотренный частный случай бинарной структуры ранга (3,3;a) фактически соответствует структуре ранга (2,2;a) с законом

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} = 0 \tag{6}$$

---

*) Аналогичные условия для перехода от бинарных структур к унарным неоднократно использовались Ю.И.Кулаковым.

и парным отношением в виде

$$a_{\alpha i} = \psi(i) + \varphi(\alpha) . \tag{7}$$

Для этой структуры фундаментальное отношение между двумя парами (1.3) в общем случае отлично от нуля и представляется в виде

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \psi(i) & \psi(k) \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ \varphi(\alpha) & \varphi(\beta) \end{vmatrix} =$$

$$= (\psi(i) - \psi(k))(\varphi(\beta) - \varphi(\alpha)) \equiv \begin{pmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{pmatrix} . \tag{8}$$

Введем новые параметры:

$$\left.\begin{aligned} t(\alpha i) &= \frac{1}{2}(\psi(i) - \varphi(\alpha)); \quad & x(\alpha i) &= \frac{1}{2}(\psi(i) + \varphi(\alpha)); \\ t(\beta k) &= \frac{1}{2}(\psi(k) - \varphi(\beta)); \quad & x(\beta k) &= \frac{1}{2}(\psi(k) + \varphi(\beta)). \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Легко видеть, что фундаментальное отношение (8) соответствует квадрату интервала в 2-мерном псевдоевклидовом пространстве

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} = [t(\alpha i) - t(\beta k)]^2 - [x(\alpha i) - x(\beta k)]^2 .$$

Полагая одну (и только одну) пару связанной в смысле (4), приходим к так называемой хроногеометрии, т.е. к теории наблюдателя, устанавливающего две координаты (время и расстояние) любой точки-события через времена посылки и приема радиосигналов на своей мировой линии до и от этой точки. Известно [3], что для определения всех четырех координат точки недостаточно простой модели хроногеометрии. Угловые координаты следует вводить в хроногеометрию извне (или переходить к системе из нескольких наблюдателей). Есть все основания полагать, что классические 4-мерные пространственно-временные отношения получаются наложением двух бинарных структур рангов (3,3;б) и (2,2;а).

Понятно, что сам факт перехода от бинарной структуры к унарной, соответствующей 4-мерному классическому пространству-времени, в общем случае может ничего не говорить о способе описания физических взаимодействий между частицами. Более того, неоднократно высказывалось мнение, что теория физических структур пригодна лишь для описания идеализированных систем и отношений, очищенных от взаимодействий. Цель данной работы - показать, что в рамках теории бинарных физических структур можно естественным образом описывать известные физические взаимодействия: электромагнитное и иные. Это осуществляется аналогично теории Калуцы-Клейна, т.е. посредством перехода к бинарному многомерию.

## 2. Принцип описания взаимодействий в рамках теории физических структур

Напомним, что в физической теории взаимодействия обычно связываются с нарушениями тех или иных симметрий. Так, в классической теории симметрии описываются группой преобразований (Лоренца или Пуанкаре) в пространстве-времени Минковского. Гравитационное взаимодействие в калибровочном подходе вводится при помощи так называемой локализации группы Лоренца (или Пуанкаре). В теории электромагнетизма и в физике микромира вводятся еще симметрии внутреннего пространства: $U(1)$-, $SU(2)$-, $SU(3)$- симметрии. Электромагнитное, электрослабое или сильное взаимодействия вводятся локализацией соответствующих групп, т.е. посредством своеобразного нарушения этих симметрий.

В рамках теории физических структур вместо групп Ли выступают фундаментальные симметрии. Действуя по аналогии с общепринятой теорией, можно было бы пытаться найти способ некой "локализации" фундаментальных симметрий. Однако для фундаментальной симметрии это лишено смысла. Оказывается, физические взаимодействия можно ввести и не нарушая структуры. Нужно лишь предположить выполнение законов бинарных структур более высокого ранга, по сравнению со структурами ранга (3,3), и посмотреть на получающиеся отношения с позиции структур меньшего ранга, описывающих 4-мерное классическое пространство-время. Это означает, что в фундаментальном отношении (1.3) и в других выражениях, записанных через парные отношения структур более высокого ранга, появятся дополнительные слагаемые, которые следует интерпретировать как члены взаимодействия между частицами.

Чтобы пояснить сделанное утверждение, составим таблицу, элементами которой являются возможные отношения, возникающие в рамках различных бинарных структур. Столбцы таблицы соответствуют бинарным структурам в порядке возрастания их ранга: (2,2;а), (2,2;б), (3,3;а), (3,3;б),..., а строки - отношениям, которые задаются типичными для теории бинарных структур определителями. Укажем приведенные в таблице обозначения для них:

$$(1.1;б) \rightarrow a_{\alpha i}; \qquad (2,2;а) \rightarrow \begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix};$$

$$(2,2;б) \rightarrow \begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix}; \ \ldots$$

В таблице они приведены также в порядке возрастания ранга сверху вниз. Очевидно, что все выражения, расположенные на главной диагонали, тождественно обращаются в нуль, поскольку соответствующие им определители совпадают с законами структур. В дальнейшем будем обозначать элементы таблицы в виде двух символов типа (3,3;б)/(2,2;б), где первый символ соответствует столбцу (рангу структуры), а второй - строке (виду отношения).

Таблица

Определители закона физических структур

| Вид отношения | Ранг структуры | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | (2,2;а) | (2,2;б) | (3,3;а) | (3,3;б) | (4,4;а) | (4,4;б) | (5,5;а) |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| (1,1;б) Парное $a_{\alpha i} =$ | $\psi_1(i)+\varphi_1(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+$ $+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+$ $+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+$ $+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)+$ $+\psi_3(i)\varphi_3(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+$ $+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)+$ $+\psi_3(i)\varphi_3(\alpha)$ | $\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+$ $+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)+$ $+\psi_3(i)\varphi_3(\alpha)+$ $+\psi_4(i)\varphi_4(\alpha)$ |
| (2,2;а) $\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} =$ | | $\begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \\ 1 & 1 \end{vmatrix}$ | | | | | |
| (2,2;б) Фундаментальное $\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} =$ | $\begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \end{vmatrix}$ | | | $\begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ \psi_2(i) & \psi_2(k) \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \\ \varphi_2(\alpha) & \varphi_2(\beta) \end{vmatrix}$ | См. формулу (13) | См. формулу (33) | |

| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| (3,3;a) $\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} \\ 1 & a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} \end{vmatrix} =$ | | | | | | | |
| (3,3;б) $\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} \\ a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} \end{vmatrix} =$ | | | | | См. формулу (15) | | |
| (4,4;a) | | | | | | | |
| (4,4;б) | | | | | См. формулу (18) | | |

Выражения в строке (1,1;б) представляют собой парные отношения, характерные для структур (см., например, формулы (3), (7), (1.2)). Строка (2,2;б) соответствует ключевым фундаментальным отношениям между двумя парами элементов (именно от этих отношений осуществлялся переход к унарным структурам). Рассматривая отдельные строки таблицы, легко заметить своеобразную иерархию выражений по горизонтали: в каждой строке отношения между элементами в структурах меньшего ранга получаются из отношений структур более высокого ранга занулением дополнительных компонент. При этом для структур типа "б" отношения можно получить непосредственно из выражений соседней справа структуры типа "а", тогда как отношения для структур типа "а" получаются из выражений через клетку вправо.

Следует отметить также тот факт, что для каждой структуры (в каждом столбце) имеется лишь ограниченное число отличных от нуля отношений. Так, для структур типа "б" тождественно обращаются в нуль все отношения, расположенные ниже главной диагонали. Для структур типа "а" также обращаются в нуль все выражения ниже главной диагонали за исключением одного, непосредственно следующего за диагональным. Интересно также отметить, что для соседних столбцов, т.е. структур рангов $(n,n;б)$ и $(n+1, n+1;а)$, на четных строчках элементы совпадают.

Для выявления слагаемых, описывающих взаимодействия между частицами, опять вспомним, что плоское 4-мерное многообразие описывается структурами не выше ранга (3,3;б). Это означает, что во всех отношениях, находящихся в четвертом столбце таблицы, отсутствуют взаимодействия. Если же перейти к отношениям соседнего, пятого столбца, то появятся дополнительные слагаемые, которые следует интерпретировать описывающими взаимодействие. Очевидно, что еще больше дополнительных слагаемых будет возникать в пятом, шестом и т.д. столбцах. Будем полагать, что каждый переход к следующему столбцу справа означает учет качественно нового вида взаимодействий.

## 3. Структура ранга (4,4;а)

Опираясь на опыт описания электромагнетизма в рамках 5-мерной (унарной) теории Калуцы-Клейна [4], естественно ожидать, что электромагнитное взаимодействие объясняется бинарным многомерием минимального ранга, т.е. бинарной структурой ранга (4,4;а). Закон этой структуры имеет вид [5] :

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} & a_{\alpha s} \\ 1 & a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} & a_{\beta s} \\ 1 & a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} & a_{\gamma s} \\ 1 & a_{\delta i} & a_{\delta k} & a_{\delta j} & a_{\delta s} \end{vmatrix} = 0 \ . \qquad (11)$$

Согласно общей теории бинарных структур этот закон тождественно выполняется для парных отношений вида

$$a_{\alpha i} = \psi_1(i)\varphi_1(\alpha) + \psi_2(i)\varphi_2(\alpha) + \psi_3(i) + \varphi_3(\alpha) \ , \qquad (12)$$

где $\psi_3(i)$ и $\varphi_3(\alpha)$ - дополнительные по сравнению со структурой ранга (3,3;б) параметры элементов двух множеств. Они соответствуют параметрам структуры ранга (2,2;а) в (7). Следовательно, в формуле (12) имеем простое сложение из двух ранее рассмотренных бинарных структур.

В пятом столбце таблицы отличны от тождественного нуля всего 6 выражений. Вид первого из них только что записан в (12). Легко показать, что выражения в четных строках (второй и четвертой) не содержат дополнительных компонент $\psi_3$ и $\varphi_3$ , т.е. не описывают ничего нового по сравнению с аналогичными отношениями для структуры ранга (3,3;б). Осталось рассмотреть лишь три выражения в нечетных строках.

Выражение (4,4;а)/(2,2;б) описывает обобщение фундаментального отношения двух пар (1.3):

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ \psi_2(i) & \psi_2(k) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \\ \varphi_2(\alpha) & \varphi_2(\beta) \end{vmatrix} +$$

$$+ \begin{vmatrix} \psi_3(i) & \psi_3(k) \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ \varphi_3(\alpha) & \varphi_3(\beta) \end{vmatrix} +$$

$$+[\psi_3(k)+\varphi_3(\beta)](\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)) +$$

$$+[\psi_3(i)+\varphi_3(\alpha)](\psi_1(k)\varphi_1(\beta)+\psi_2(k)\varphi_2(\beta)) -$$

$$-[\psi_3(k)+\varphi_3(\alpha)](\psi_1(i)\varphi_1(\beta)+\psi_2(i)\varphi_2(\beta)) -$$

$$-[\psi_3(i)+\varphi_3(\beta)](\psi_1(k)\varphi_1(\alpha)+\psi_2(k)\varphi_2(\alpha)). \qquad (13)$$

В дальнейшем с целью сокращения записи будем использовать обозначения: $\begin{pmatrix} ik \\ \alpha\beta \end{pmatrix}$ - фундаментальное отношение для структуры ранга (2,2;а) из формулы (8) и

$$\begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} \equiv \begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ \psi_2(i) & \psi_2(k) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \\ \varphi_2(\alpha) & \varphi_2(\beta) \end{vmatrix} - \qquad (14)$$

фундаментальное отношение для структуры ранга (3,3;б) из (1.3). Можно видеть, что в (13), кроме простой суммы слагаемых, соответствующих структурам (3,3;б) и (2,2;а), впервые возникают перекрестные члены из компонент, входящих в обе названные структуры. Их следует трактовать, как описывающие взаимодействие, или, другими словами, как некое "нарушение" одной из структур (например, (3,3;б)) за счет другой структуры, и наоборот.

Выражение (4,4:а)/(3,3;б) в пятой строке является принципиально новым по сравнению с предыдущим столбцом:

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} \\ a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} \end{vmatrix} = \Big\{ v_{\alpha i} \begin{bmatrix} k & j \\ \beta & \gamma \end{bmatrix} - v_{\alpha k} \begin{bmatrix} i & j \\ \beta & \gamma \end{bmatrix} + v_{\alpha j} \begin{bmatrix} i & k \\ \beta & \gamma \end{bmatrix} -$$

$$- v_{\beta i} \begin{bmatrix} k & j \\ \alpha & \gamma \end{bmatrix} + v_{\beta k} \begin{bmatrix} i & j \\ \alpha & \gamma \end{bmatrix} - v_{\beta j} \begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \gamma \end{bmatrix} + v_{\gamma i} \begin{bmatrix} k & j \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} -$$

$$- v_{\gamma k} \begin{bmatrix} i & j \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} + v_{\gamma j} \begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} \Big\} + \Big\{ u_{\alpha i} \begin{pmatrix} ki \\ \beta\gamma \end{pmatrix} - u_{\alpha k} \begin{pmatrix} ij \\ \beta\gamma \end{pmatrix} +$$

$$+ u_{\alpha j} \begin{pmatrix} ik \\ \beta\gamma \end{pmatrix} - u_{\beta i} \begin{pmatrix} ki \\ \alpha\gamma \end{pmatrix} + u_{\beta k} \begin{pmatrix} ij \\ \alpha\gamma \end{pmatrix} - u_{\beta j} \begin{pmatrix} ik \\ \alpha\gamma \end{pmatrix} +$$

$$+ u_{\gamma i} \begin{pmatrix} kj \\ \alpha\beta \end{pmatrix} - u_{\gamma k} \begin{pmatrix} ij \\ \alpha\beta \end{pmatrix} + u_{\gamma j} \begin{pmatrix} ik \\ \alpha\beta \end{pmatrix} \Big\}, \qquad (15)$$

где использованы обозначения:

$$u_{\alpha i} = \psi_1(i)\,\varphi_1(\alpha) + \psi_2(i)\,\varphi_2(\alpha); \quad v_{\alpha i} = \psi_3(i) + \varphi_3(\alpha). \qquad (16)$$

В согласии с интерпретацией для компонент $\psi_1, \psi_2, \varphi_1, \varphi_2$ в духе диаграмм Фейнмана из квантовой электродинамики (см. [1]) выражение (15) описывает взаимодействие трех частиц (три частицы на входе и три частицы на выходе). Заметим, что, переобозначая компоненты

$$\psi_3(i) = \ln\psi_i; \quad \varphi_3(\alpha) = \ln\varphi_\alpha \rightarrow v_{\alpha i} = \ln\psi_i\,\varphi_\alpha, \qquad (17)$$

можем считать, что дополнительные множители $v_{\alpha i}$ описывают 2-частичные состояния. Очевидно, что вышеприведенное выражение (13) описывает две частицы на входе и две на выходе.

Выражение (4,4;а)/(4,4;б) в седьмой строке описывает взаимодействующие четырехчастичные системы (4 частицы на входе и 4 частицы на выходе):

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} & a_{\alpha s} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} & a_{\beta s} \\ a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} & a_{\gamma s} \\ a_{\delta i} & a_{\delta k} & a_{\delta j} & a_{\delta s} \end{vmatrix}$$ = Комбинация из 36 слагаемых вида $\begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} js \\ \gamma\delta \end{pmatrix}$, различающихся между собой перестановками элементов двух типов. (18)

Таких слагаемых также нет в предыдущем столбце.

Следует обратить особое внимание на то,как ведут себя записанные в (13), (15) и (18) выражения,когда компоненты $\psi_1$, $\psi_2$, $\varphi_1$, $\varphi_2$ подвергаются преобразованиям, соответствующим лоренцовым [1]. Напомним,что фундаментальное отношение $\begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{bmatrix}$ для структуры ранга (3,3;б) инвариантно относительно таких преобразований. Доопределим поведение компонент $\psi_3$ и $\varphi_3$. Постулируем,что $\psi_3$ и $\varphi_3$ инвариантны относительно спинорных преобразований. Тогда фундаментальное отношение $\begin{pmatrix} ik \\ \alpha\beta \end{pmatrix}$ для структуры ранга (2,2;а) также является инвариантом. Очевидно, что величина $u_{\alpha i}$ из (16) не является инвариантом при преобразованиях Лоренца. Следовательно, из трех приведенных в (13), (15) и (18) выражений только последнее - (18) - инвариантно относительно преобразований Лоренца. Известно,что электромагнитные взаимодействия описываются Лоренц-инвариантным образом. Опираясь на это и на ряд других обстоятельств, которые будут упомянуты ниже, положим, что именно (18) описывает электромагнитное взаимодействие частиц.

Забегая вперед,отметим, что величины $u_{\alpha i}$, соответствующие парным отношениям структуры ранга (3,3;б), инвариантны относительно более узких преобразований, а именно относительно преобразований из группы $SU(2)$. Более того,заметим, что при изменении компонент $\psi_3$ и $\varphi_3$ в (12) (или компонент $\psi$ и $\varphi$ для структуры ранга (2,2;а) в (7)) на некоторую величину $\Phi$ парные отношения $a_{\alpha i}$ сохраняются:

$$\psi_3(i) \to \psi_3(i) + \Phi; \quad \varphi_3(\alpha) \to \varphi_3(\alpha) - \Phi. \qquad (19)$$

Переобозначая $\Phi$ в духе (17), т.е. $\Phi = \ln f$, приходим к преобразованию величин $\psi_i$ и $\varphi_\alpha$, введенных в (17):

$$\left.\begin{aligned} \psi_3(i) &\to \psi_3(i)' = \ln\psi_i + \ln f = \ln(\psi_i \cdot f); \\ \varphi_3(\alpha) &\to \varphi_3(\alpha)' = \ln\varphi_\alpha - \ln f = \ln(\varphi_\alpha \cdot f^{-1}), \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

соответствующему $U(1)$-преобразованиям в электродинамике. Следовательно, выражения (13) и (15) оказываются инвариантными относительно преобразований типа $SU(2)$ и $U(1)$, типичных для модели электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама. Очевидно, что это утверждение и подавно относится к (18).

## 4. Концептуальное соответствие теорий физических структур и прямого межчастичного взаимодействия

Согласно общепринятой теории физические взаимодействия переносятся соответствующими полями: электромагнитным (фотонами), векторными полями $Z$- и $W$-бозонов, глюонами. В теории физических структур пока такие поля не были определены. Возникает вопрос: каким понятиям в теории физических структур они соот - ветствуют? Оказывается, ответ на этот вопрос связан с выбором физической концепции, соответствующей идеологии теории физических структур.

Известно, что, как правило, имеется множество формулировок теории, одинаково пригодных для описания одного и того же круга физических закономерностей. В качестве примера можно указать шредингеровскую, гейзенберговскую и фейнмановскую формулировки квантовой механики. Показано, что в кругу твердо установленных квантовомеханических закономерностей они оказываются эквивалентными друг другу. Р.Фейнман [6] неоднократно обращал внимание на множество эквивалентных формулировок электродинамики. Можно перечислить большое число равноценных формулировок общей теории относительности. Фейнман даже высказал мысль, что наличие многих формулировок может рассматриваться как свидетельство истинности закономерностей, описываемых ими (см. [6]).

При совмещении каких-либо двух теорий всегда возникает вопрос о том, какие из множества их формулировок пригодны для построения объединенной теории. Весьма поучительна история попыток совмещения принципов квантовой теории и общей теории относительности. Одно время многие полагали, что возникшие на этом пути трудности вызваны неудачным выбором формулировок синтезируемых теорий. Этим,видимо,объясняется появление большого числа работ, в которых специально для этой цели предлагаются новые формулировки общей теории относительности и квантовой теории. Другой пример представляют работы Фейнмана по совмещению принципов теории прямого межчастичного взаимодействия и квантовой теории. Здесь перед нами встала задача такого же рода.

Известно, что сейчас фундаментальные физические взаимодействия можно описывать несколькими способами.Наиболее распространенным является уже упоминавшийся калибровочный подход - через локализацию различных групп Ли. Кроме того, имеется многомерный геометрический подход в рамках теории Калуцы-Клейна,причем следует различать несколько вариантов [4]. Только что была упомянута менее распространенная теория прямого межчастичного взаимодействия. Это - теория дальнодействия, в ее рамках можно описывать электромагнитные, гравитационные и другие взаимодействия. Более того, имеется несколько разновидностей теории прямого межчастичного взаимодействия: фоккеровская, дираковская, лагранжева мгновенная и т.д. Каждая из названных теорий характеризуется своими понятиями, используемыми математическими методами, наконец, своей идеологией. Спрашивается, какая из перечисленных формулировок более других подходит для наших целей?

Как правило, формулировка физической теории связана с той или иной концепцией. В нашей с А.Ю.Турыгиным книге [7] и в статьях [8] указывалось, что следует различать четыре основные концепции построения физической теории (рис.1). Они различаются пониманием и трактовкой трех основных физических категорий: 1) пространства-времени; 2) частиц (на классическом уровне - тел, на квантовом - фермионов); 3) полей бозонов - переносчиков физических взаимодействий.

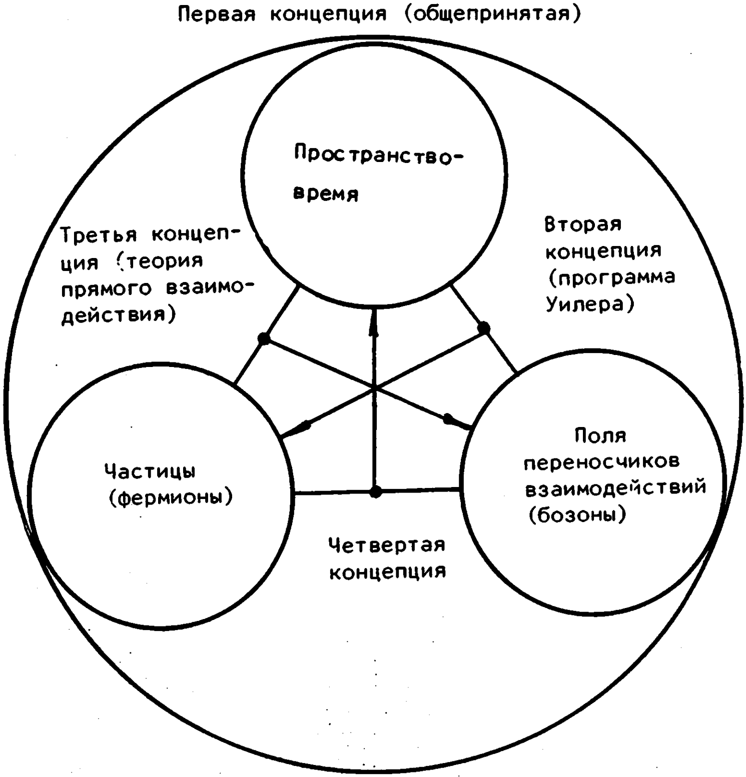



Рис. 1

В рамках первой концепции все три названные физические категории рассматриваются элементарными и независимыми. Такой подход соответствует наиболее принятой физической картине мира. Он широко представлен в многочисленных учебниках и монографиях. Можно полагать, что именно в рамках первой концепции наиболее естественной является калибровочная теория взаимодействия.

Остальные две концепции опираются лишь на пары из трех основных физических категорий. Можно сказать, что они являются двуедиными. Так, в рамках второй концепции, берущей начало от работ В.Клиффорда,полагаются первичными категории пространства-времени и полей, тогда как частицы трактуются вторичными образованиями в виде особенностей полей или пространственно-временного многообразия. Наиболее последовательно эта концепция разрабатывается в научной школе Дж.Уилера. Похоже, что для этой концепции наиболее подходящим является описание физических взаимодействий в рамках многомерных геометрических единых теорий Калуцы-Клейна.

Заметим, что обратное утверждение неверно.Более того,сейчас стало ясно, что спинорная материя должна вводиться в многомерные геометрические теории извне,т.е. в виде самостоятельной категории. Таким образом, теории Калуцы-Клейна,вообще говоря, соответствуют такой двойственной концепции (разновидности первой), когда две из трех названных выше категорий (пространство-время и поля переносчиков взаимодействий) объединяются в одну категорию - многомерное искривленное пространство-время.

Третья концепция во главу угла ставит категории пространства-времени и частицы. Полагается, что частицы взаимодействуют непосредственно друг с другом так, что нет надобности во введении промежуточных полей-переносчиков взаимодействий. Они возникают как вторичные вспомогательные понятия. Теории,построенные в рамках третьей концепции, в литературе принято называть теориями прямого межчастичного взаимодействия.

Вернемся к теории физических структур. В ней с самого начала постулируется наличие одного или двух множеств элементов, которые, как мы видели, соответствуют частицам - фермионам. Следовательно, в нашем подходе не может быть речи о второй концепции. Далее, в теории структур постулируются отношения (парные) между элементами (т.е. частицами), подчиняющиеся некоторым законам. В частном случае эти отношения сводятся к классическим пространственно-временным отношениям (например, пространство Минковского описывается унарной структурой ранга (6)), но могут иметь и более общий характер. Следовательно, можно сказать, что в теории физических структур с самого начала заложено обобщенное понимание пространственно-временных отношений. Отсюда можно сделать вывод:

> теория физических структур опирается на ту же пару основных физических категорий (отношения и частицы), что и теория прямого межчастичного взаимодействия, т.е. обе теории идеологически в полной мере соответствуют друг другу.

На этом основании будем искать переход от физической структуры ранга (4,4;а) к известной теории электромагнитных взаимодействий через теорию прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия.

## 5. Анализ теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия

Проанализируем основы классической теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия фоккеровского типа. Для этого напомним ее суть. Как уже говорилось, предполагается заданным плоское 4-мерное пространство-время (следствия бинарных структур ранга не выше (3,3)) и находящиеся в нем электрически заряженные частицы (два типа элементов бинарной струк - туры). Выберем две произвольные заряженные частицы и обозначим их индексами $a$ и $b$. Тогда согласно принципу действия Фоккера их электромагнитное взаимодействие описывается следующим вкладом в классическое действие:

$$S_{int}(a,b) = -e_a e_b \iint\limits_{ab} \delta(s^2(a,b)) \overset{\circ}{g}_{\alpha\beta} dx_a^{\alpha} dx_b^{\beta} =$$

$$= -\iint\limits_{ab} j^{\alpha}_{(a)} j_{(b)\alpha} \delta(s^2(a,b)) ds_a ds_b , \qquad (21)$$

где $e_a$ и $e_b$ - электрические заряды этих частиц: $j^{\alpha}_{(a)} = e_a dx_a^{\alpha}/ds_a$ - вектор 4-тока частицы $a$; $dx_a^{\alpha}$, $dx_b^{\beta}$ - изменения координат; $ds_a$, $ds_b$ - смещения вдоль мировых линий частиц; $\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta}$ - метрический тензор плоского пространства-времени; $s^2(a,b)$ - квадрат интервала между точками на мировых линиях двух частиц,

$$\delta(s^2(a,b)) = \delta(\tau_{ab}^2 - r_{ab}^2) - \qquad (22)$$

релятивистская $\delta$-функция. Интегрирование производится по мировым линиям $\tau^{(a)}$ и $\tau^{(b)}$ рассматриваемых частиц.

Представляя $\delta$-функцию (22) в виде

$$\delta(s^2(a,b)) = \frac{1}{2|r_{ab}|}[\delta(\tau_{ab} - r_{ab}) + \delta(\tau_{ab} + r_{ab})], \qquad (23)$$

приходим к выводу, что если зафиксировано положение частицы $a$ в некоторый момент времени $\tau_0$ (на ее мировой линии), то взаимодействие между частицами будет определяться двумя положениями частицы $b$ : в предшествующий момент $\tau'$ и будущий момент $\tau''$, которые соответствуют пересечениям конусов про -

шлого и будущего (с вершиной на мировой линии a ) с мировой линией частицы b (см. рис.2). Взаимодействие, определяемое положением $\tau'$ , называется запаздывающим, а положение $\tau''$ - опережающим (относительно частицы a ). Таким образом, в теории прямого межчастичного взаимодействия фоккеровского типа с самого начала проявляется равноправие запаздывающих и опережающих взаимодействий.

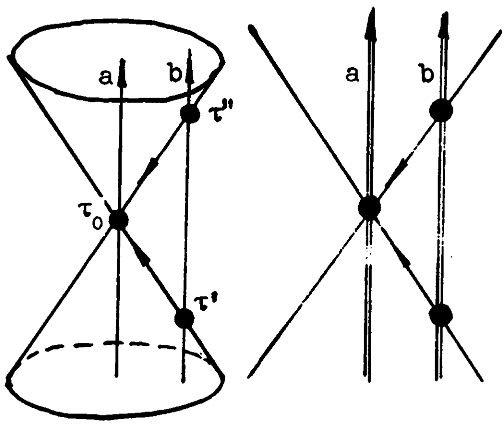



Рис. 2

Как мы видели, в теории бинарных физических структур рангов (2,2;а) и (3,3;б) изотропные конусы прошлого и будущего также играют ключевую роль. Следовательно, концептуальное соответствие теории физических структур и теории прямого межчастичного взаимодействия приводит и к понятийному соответствию. Отмечалось, что геометрические точки соответствуют паре элементов в теории бинарных структур, тогда линии унарной геометрии должны отождествляться с парой линий в бинарной теории (рис.2).

Полное действие для системы взаимодействующих электрических зарядов в классической теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия записывается в виде:

$$S = -\sum_a m_a \int ds_a -$$

$$-\frac{1}{2}\sum_{a\neq b}\sum e_a e_b \iint \delta(s^2(a,b)\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta}dx_a^{\alpha}dx_b^{\beta}, \tag{24}$$

где $m_a$ - масса покоя частицы $a$ . Во втором слагаемом суммирование производится по парам несовпадающих частиц. Первое слагаемое справа соответствует действию для свободных частиц. Отношения между свободными частицами можно рассматривать как следствие выполнения бинарных структур рангов (2,2;а) и (3,3;б). Тогда второе слагаемое нужно интерпретировать как проявление указанных ранее вкладов из структуры ранга (4,4;а):

$$S_{int}=\frac{1}{2}\sum_{a\neq b}\sum \iint j^{\mu}(a)j(b)_{\mu}\delta(s^2(a,b))ds_a ds_b \leftrightarrow$$

$$\leftrightarrow \sum_{i,k,\ldots}\ \sum_{\alpha,\beta,\ldots}\begin{bmatrix} i & k \\ \alpha & \beta \end{bmatrix}\begin{pmatrix} js \\ \gamma\delta \end{pmatrix}. \tag{25}$$

Поясним, как в теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия возникают понятия электромагнитного потенциала $A_{\alpha}$ . Для этого выделим из (24) одну частицу $a$ и запишем для нее действие в форме

$$S_a= -m_a\int ds_a- e_a\int \sum_{b\neq a} A_{\alpha}(a,b)dx_a^{\alpha} , \tag{26}$$

где введено обозначение для отдельных вкладов

$$A_{\alpha}(a,b) = e_b\int \delta(s^2(a,b))\overset{\circ}{g}_{\alpha\beta}dx_b^{\beta} , \tag{27}$$

что интерпретируется как векторный электромагнитный потенциал, создаваемый зарядом $b$ в том месте, где находится заряд $e_a$ .

Объединяя вклады всех заряженных частиц, получаем суммарный электромагнитный потенциал $A_{\alpha}(a)$ в месте нахождения заряда $e_a$ :

$$A_\alpha(a) = \sum_{b \neq a} A_\alpha(a,b) \qquad (28)$$

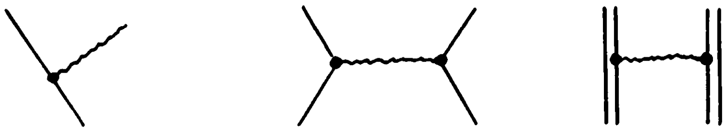
и действие для частицы

$$S_a = -m_a \int ds_a - e_a \int A_\alpha(a) u_a^\alpha ds_a \ , \qquad (29)$$

формально совпадающее с общеизвестным выражением в электродинамике Максвелла-Лоренца. Однако следует подчеркнуть, что в теории прямого межчастичного взаимодействия бессмысленно говорить о потенциале в точках пространства-времени, где отсутствуют электрические заряды. Это находится в полном соответствии с духом теории физических структур, описывающей отношения именно между элементами (частицами), а не множеством дополненных до континуума идеализированных точек классического пространства-времени.

Фейнманом был построен квантовый вариант теории прямого межчастичного взаимодействия, составной частью которого явилась фейнмановская формулировка квантовой теории (квантование методом суммирования по историям). Все результаты квантовой электродинамики вплоть до диаграммной техники могут быть переформулированы на языке теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия. Особенностью последней является отказ от рассмотрения диаграмм со свободными электромагнитными линиями. Согласно идеологии теории прямого взаимодействия все фотонные линии должны быть внутренними, т.е. должны начинаться и заканчиваться на фермионных линиях (рис.3).

Однако следует заметить, что в рамках теории поля физическая картина мира представляется как взаимодействие набора атомов (и более сложных связанных образований из частиц) с совокупностью осцилляторов, которым соответствуют фотоны (см., например, классическую работу Э.Ферми [9]). Эволюцию мира



а) Общепринятая полевая электродинамика

б) Теория прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия

в) Электромагнитное взаимодействие в рамках бинарного многомерия

Рис. 3

можно понимать как совокупность процессов рождения атомами фотонов-осцилляторов и переходов осцилляторов в новые состояния атомов. Это неизбежно предполагает переход от простейших диаграмм (рис.3а,б) к более сложным, включающим в себя атомы. Такая максимально упрощенная модель изображена на рис. 3в. Сдвоенные линии соответствуют атомам из двух разноименно заряженных частиц (атомам водорода). Процесс обмена фотоном между двумя такими атомами характеризуется четырьмя частицами на входе и четырьмя на выходе. А это и есть тот случай, который описывается теорией бинарных структур ранга (4,4;а) посредством выражения (4,4;а)/(4,4;б) в (18).

В [1] при рассмотрении определения тока в рамках структуры ранга (3,3;б) было показано, что ток определяется заданием двух спиноров $\xi_s$, $\eta_s$ и двух сопряженных им спиноров $\xi_{\dot s}$ , $\eta_{\dot s}$ . Тогда квадрат вектора тока $j^\mu j_\mu$ выражается фундаментальным отношением (14) или (1.3). Однако в формуле (25) теории прямого межчастичного взаимодействия стоит инвариант $j^\mu_{(a)} j_{(b)\mu}$, составленный из двух разных токов. Каждый из них определяется через свои пары спиноров: $j^\mu_{(a)}(\xi_s,\eta_s)$ и $j^\mu_{(b)}(\sigma_s,\lambda_s)$ . Используя формулы (1.14) и

(1.19), легко показать, что

$$
j^{\mu}(a)j(b)_{\mu}=\frac{1}{2}\left\{\begin{vmatrix}\xi_1 & \sigma_1\\ \xi_2 & \sigma_2\end{vmatrix}\cdot\begin{vmatrix}\xi_{\dot{1}} & \sigma_{\dot{1}}\\ \xi_{\dot{2}} & \sigma_{\dot{2}}\end{vmatrix}+\begin{vmatrix}\xi_1 & \lambda_1\\ \xi_2 & \lambda_2\end{vmatrix}\cdot\begin{vmatrix}\xi_{\dot{1}} & \lambda_{\dot{1}}\\ \xi_{\dot{2}} & \lambda_{\dot{2}}\end{vmatrix}+\right.
$$

$$
\left.+\begin{vmatrix}\eta_1 & \sigma_1\\ \eta_2 & \sigma_2\end{vmatrix}\cdot\begin{vmatrix}\eta_{\dot{1}} & \sigma_{\dot{1}}\\ \eta_{\dot{2}} & \sigma_{\dot{2}}\end{vmatrix}+\begin{vmatrix}\eta_1 & \lambda_1\\ \eta_2 & \lambda_2\end{vmatrix}\cdot\begin{vmatrix}\eta_{\dot{1}} & \lambda_{\dot{1}}\\ \eta_{\dot{2}} & \lambda_{\dot{2}}\end{vmatrix}\right\}, \tag{30}
$$

т.е. определяется совокупностью из четырех слагаемых вида $\begin{bmatrix} i & k\\ \alpha & \beta\end{bmatrix}$. Эти слагаемые проиллюстрированы на рис.4 с помощью четырех диаграмм фейнмановского типа, описывающих обмен фотоном между двумя атомами.

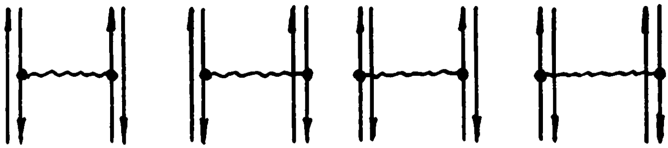


Рис. 4

Здесь полагается, что не связанные волнистой линией прямые связаны отношением $\begin{pmatrix} js\\ \gamma\delta\end{pmatrix}$ из выражения (18).

## 6. Структура ранга (4,4;6) и группа преобразований SU(3)

Перейдем к следующей бинарной структуре, имеющей ранг (4,4;6). Она характеризуется законом

$$
\begin{vmatrix}
a_{\alpha i} & a_{\alpha k} & a_{\alpha j} & a_{\alpha s}\\
a_{\beta i} & a_{\beta k} & a_{\beta j} & a_{\beta s}\\
a_{\gamma i} & a_{\gamma k} & a_{\gamma j} & a_{\gamma s}\\
a_{\delta i} & a_{\delta k} & a_{\delta j} & a_{\delta s}
\end{vmatrix}=0 \tag{31}
$$

и парным отношением вида

$$a_{\alpha i} = \psi_1(i)\varphi_1(\alpha) + \psi_2(i)\varphi_2(\alpha) + \psi_3(i)\varphi_3(\alpha), \quad (32)$$

где элемент каждого из множеств описывается тремя комплексными параметрами $\psi_k$ или $\varphi_s$ (где $k$ = 1,2,3).

Можно показать, что фундаментальное отношение между двумя парами разноименных элементов представляется в виде

$$\begin{vmatrix} a_{\alpha i} & a_{\alpha k} \\ a_{\beta i} & a_{\beta k} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \psi_1(i) & \psi_1(k) \\ \psi_2(i) & \psi_2(k) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\beta) \\ \varphi_2(\alpha) & \varphi_2(\beta) \end{vmatrix} +$$

$$+ \begin{vmatrix} \psi_2(i) & \psi_2(k) \\ \psi_3(i) & \psi_3(k) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \varphi_2(\alpha) & \varphi_2(\alpha) \\ \varphi_3(\alpha) & \varphi_3(\alpha) \end{vmatrix} +$$

$$+ \begin{vmatrix} \psi_3(i) & \psi_3(k) \\ \psi_1(i) & \psi_1(k) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \varphi_3(\alpha) & \varphi_3(\alpha) \\ \varphi_1(\alpha) & \varphi_1(\alpha) \end{vmatrix} . \quad (33)$$

Рассмотрим линейные преобразования компонент $\psi_k$ и $\varphi_k$

$$\psi'_k = \sum_{s=1}^{3} \alpha_{ks} \psi_s ; \qquad \varphi'_k = \sum_{s=1}^{3} \alpha^*_{ks} \varphi_s , \quad (34)$$

где $\alpha_{ks}$ - девять комплексных коэффициентов преобразования компонент $\psi_k$ . Положим, что $\varphi_k$ преобразуются посредством комплексно-сопряженных параметров $\alpha^*_{ks}$ . Ограничимся преобразованиями (34), оставляющими фундаментальное отношение (33) инвариантным. С помощью несложных выкладок можно показать, что (33) инвариантно в случае, когда матрица $\{\alpha\}$ из коэф - фициентов $\alpha_{ks}$ удовлетворяет условиям

$$\{\alpha\}^+ = \{\alpha\}^{-1}, \qquad \|\alpha\| = 1 . \quad (35)$$

Это означает, что такие преобразования принадлежат группе $SU(3)$ . Из 18 вещественных параметров,соответствующих 9 коэффициентам $\alpha_{ks}$ , из 10 условий (35) независимыми остаются только 8.

Известно, что в настоящее время сильные взаимодействия описываются хромодинамикой, в основу которой положена группа $SU(3)$. При помощи процедуры локализации группы восьми независимым коэффициентам сопоставляются 8 типов переносчиков сильных взаимодействий - векторных глюонов. Характерно, что элементы бинарной структуры ранга (4,4;б) описываются тремя параметрами $\psi_k$ или $\varphi_k$, которые можно сопоставить трем состояниям (цветам) кварков $q_k$. Проведенный здесь анализ перехода от структуры ранга (4,4;а) к электродинамике позволяет утверждать, что за сильные взаимодействия ответственна бинарная структура ранга (4,4;б).

## 7. Проблема построения теории великого объединения

После только что изложенного материала о связи группы $SU(3)$ с бинарной структурой ранга (4,4:б) нет нужды специально останавливаться на введении на базе бинарной структуры ранга (4,4;а) группы $SU(2)$. Она возникает, если ограничиться преобразованиями компонент $\psi_1, \psi_2$ и $\varphi_1, \varphi_2$, которые оставляют фундаментальное отношение (13) инвариантным. О связи бинарной структуры ранга (4,4;а) с теорией электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама уже сказано в разделе 2.

В связи с поставленной в повестку дня исследований современной теоретической физики проблемой построения теории великого объединения всех взаимодействий рискнем высказать гипотезу о пути ее решения в рамках теории бинарных физических структур. Если к теории электрослабых взаимодействий можно прийти, опираясь на структуру ранга (4,4;а), а к хромодинамике - опираясь на структуру ранга (4,4;б), то далее естественно возникают вопросы: как объединить сильные и электрослабые взаимодействия? Что будет при дальнейшем увеличении ранга бинарной структуры?

Сформулируем гипотезу: теории электрослабых и сильных взаимодействий объединяются в рамках бинарной структуры ранга (5,5;а). Согласно общей теории бинарных физических структур парное отношение $a_{\alpha i}$ для структуры ранга (5,5;а) имеет вид

$$a_{\alpha i}=\psi_1(i)\varphi_1(\alpha)+\psi_2(i)\varphi_2(\alpha)+\psi_3(i)\varphi_3(\alpha)+\psi_4(i)+\varphi_4(\alpha), \quad (36)$$

где каждому из элементов двух множеств сопоставляется по 4 параметра. Переход от этой структуры к ранее описанным можно понимать как некое ее усечение. Под усечением будем понимать рассмотрение таких обстоятельств, в которых по каким-то причинам становится несущественной одна из четырех компонент элементов структуры. Очевидно, в случае несущественности выделенной, четвертой компоненты ( $\psi_4$ и $\varphi_4$ ) мы переходим к структуре ранга (4,4;б). Будем понимать этот случай как проявление частиц (кварков) в чистой хромодинамике.

В случае несущественности одной из первых трех компонент будем считать, что кварк проявляется в электрослабых взаимодействиях как частица одного из поколений. Поскольку имеются три возможности, следует говорить о трех возможных поколениях. Можно, например, условиться считать, что если подавленной окажется третья компонента ( $\psi_3$ и $\varphi_3$ ), то кварки проявляются частицей первого поколения, если несущественна вторая компонента ( $\psi_2$ и $\varphi_2$ ), то кварки принадлежат второму поколению, если же несущественна первая компонента ( $\psi_1$ и $\varphi_1$ ), то кварки принадлежат третьему поколению.

Для описания верхних и нижних частиц следует использовать лежащий в основе теории бинарных структур факт наличия двух сортов частиц. Частицы, обозначаемые латинскими индексами (с компонентами $\psi_s(i)$ ), можно считать верхними частицами, тогда как частицы, обозначаемые греческими индексами, - нижними частицами.

Имея такую классификацию кварков по трем поколениям в рамках структуры ранга (5,5;а), можно поднять вопрос об определении трех поколений лептонов. Будем считать, что лептоны описываются структурой ранга (4,4;а), т.е. являются частицами, не участвующими в сильных взаимодействиях. Однако наличие частиц (кварков), описываемых структурой ранга (5,5;а), позволяет говорить о трех параллельных структурах ранга (4,4;а),соответствующих трем случаям усеченной структуры ранга (5,5;а).Очевидно, что без более высокой структуры вряд ли было естественным говорить именно о трех параллельных структурах (4,4;а) - это выглядело бы чисто волевым актом. Точно так же, как и для кварков, можно считать лептоны принадлежащими первому поколению,если они описываются компонентами $\psi_1$ и $\psi_2$ ($\varphi_1$ и $\varphi_2$), принадлежащими второму поколению, если их компоненты $\psi_1$ и $\psi_3$ ($\varphi_1$ и $\varphi_3$), и к третьему поколению, если их компоненты $\psi_2$ и $\psi_3$ ($\varphi_2$ и $\varphi_3$). Конечно, все они характеризуются также выделенной компонентой $\psi_4$ (или $\varphi_4$).

Очевидно, что можно ставить вопрос о переходе к бинарным структурам еще большего ранга: (5,5;б),(6,6;а),... Изложенные здесь соображения не исключают такой возможности. Может быть, это означает возможность существования новых, пока не открытых видов физических взаимодействий?

Из рассмотренных здесь взаимодействий оказалось выпавшим гравитационное. Можно высказать гипотезу, что гравитационное взаимодействие получается несколько иным образом. Его объяснение следует искать не на пути увеличения ранга бинарных структур, а в рамках согласования самых элементарных бинарных структур рангов (2,2;а) и (3,3;б). Описание деталей совмещения этих структур, о чем упомянуто в разделе 2, заслуживает отдельного рассмотрения.

## Литература


1. ВЛАДИМИРОВ Ю.С. Биспиноры и физическая структура ранга (3,3) //Настоящий сборник. - С. 42-60.

2. КУЛАКОВ Ю.И.,СЫЧЁВА Л.С. Теория физических структур как программа обоснования физики и как исследовательская программа в математике //Исследовательские программы в современной науке. - Новосибирск, 1987. -С. 99-120.

3. СИНГ Дж. Общая теория относительности. -М.: Изд-во ин. лит., 1963. - 432 с.

4. ВЛАДИМИРОВ Ю.С. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий. -М., 1987.- 216 с. (МГУ).

5. КУЛАКОВ Ю.И. О теории физических структур //Записки научных семинаров ЛОМИ. - Л., 1983. -Т. 127. -С.103-151.

6. ФЕЙНМАН Р. Характер физических законов. -М.: Мир,1968. - 208 с.

7. ВЛАДИМИРОВ Ю.С., ТУРЫГИН А.Ю. Теория прямого межчастичного взаимодействия. -М.: Энергоатомиздат, 1968. - 134 с.

8. ВЛАДИМИРОВ Ю.С. К развитию учения о пространстве и времени //История и методология естественных наук. -М.,1981.-Вып. 26 (физика). - С. 76-90.

9. ФЕРМИ Э. Научные труды. Т.1. -М.: Наука, 1971.



Поступила в ред.-изд.отд.

22 апреля 1988 года