Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 58–65

УДК 530.145.63

ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КВАРТЕТА НЕЙТРИНО

О. С. Космачев[1]

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На основе известных P-, T-инвариантных и найденных ранее P-, T-сопряженных неприводимых представлений группы Лоренца получено волновое уравнение, описывающее квартет безмассовых нейтрино.

A wave equation, which describes a massless neutrino quartet, is obtained on the basis of known P-, T-invariant and previously found P-, T-conjugate irreducible representations of Lorentz group.

ВВЕДЕНИЕ

Ранее на основе анализа уравнений Дирака и волнового уравнения, описывающего дублет массивных нейтрино [1, 2], было установлено существование P-, T-неинвариантных (далее — сопряженных) неприводимых представлений группы Лоренца.

Выяснилось, что группа γ-матриц Дирака (далее группа Дирака обозначается $D_\gamma(\mathrm{II})$) содержит две подгруппы 16-го порядка d_γ и b_γ. На первой из них реализуется неприводимое представление (НП) группы Лоренца [3], которое можно связывать с представлениями для стандартных или P-, T-инвариантных объектов. На второй подгруппе b_γ реализуется T-сопряженное неприводимое представление, которое не может быть получено из первого каноническим преобразованием.

Полагая элементы групп d_γ и b_γ образующими элементами алгебры, получаем различные коммутационные соотношения (КС).

На основе d_γ:

$$\begin{array}{lll}
[a_1, a_2] = 2a_3, & [a_2, a_3] = 2a_1, & [a_3, a_1] = 2a_2, \\
[b_1, b_2] = -2a_3, & [b_2, b_3] = -2a_1, & [b_3, b_1] = -2a_2, \\
[a_1, b_1] = 0, & [a_2, b_2] = 0, & [a_3, b_3] = 0, \\
[a_1, b_2] = 2b_3, & [a_1, b_3] = -2b_2, & \\
[a_2, b_3] = 2b_1, & [a_2, b_1] = -2b_3, & \\
[a_3, b_1] = 2b_2, & [a_3, b_2] = -2b_1. &
\end{array} \qquad (1)$$

[1] E-mail: kos@thsun1.jinr.ru

На основе b_γ:

$$\begin{array}{lll} [a_1,a_2]=2a_3, & [a_2,a_3]=2a_1, & [a_3,a_1]=2a_2,\\ [b'_1,b'_2]=2a_3, & [b'_2,b'_3]=2a_1, & [b'_3,b'_1]=2a_2,\\ [a_1,b'_1]=0, & [a_2,b'_2]=0, & [a_3,b'_3]=0,\\ [a_1,b'_2]=2b'_3, & [a_1,b'_3]=-2b'_2, & \\ [a_2,b'_3]=2b'_1, & [a_2,b'_1]=-2b'_3, & \\ [a_3,b'_1]=2b'_2, & [a_3,b'_2]=-2b'_1. & \end{array} \tag{2}$$

Очевидно, что (1) переходит в (2) при замене

$$b_k \to b'_k = ib_k\,(k=1,2,3). \tag{3}$$

При этом происходит переход одной группы в другую $d_\gamma \to b_\gamma$. Так как уравнение Дирака описывает дублет электрон-позитрон, то второе неприводимое представление будем называть T-сопряженным по отношению к первому.

Аналогично было установлено, что группа γ-матриц уравнения для дублета массивных нейтральных лептонов (далее обозначается D_γ(I)) содержит также две инвариантных подгруппы d_γ и c_γ. Все три подгруппы $d_\gamma, b_\gamma, c_\gamma$ неизоморфны друг другу. Коммутационные соотношения на основе c_γ имеют вид [1]

$$\begin{array}{lll} [a_1,a'_2]=2a'_3, & [a'_2,a'_3]=-2a_1, & [a'_3,a_1]=2a'_2,\\ [b''_1,b''_2]=2a'_3, & [b''_2,b''_3]=-2a_1, & [b''_3,b''_1]=2a'_2,\\ [a_1,b''_1]=0, & [a'_2,b''_2]=0, & [a'_3,b''_3]=0,\\ [a_1,b''_2]=2b''_3, & [a_1,b''_3]=-2b''_2, & \\ [a'_2,b''_3]=-2b''_1, & [a'_2,b''_1]=-2b''_3, & \\ [a'_3,b''_1]=2b''_2, & [a'_3,b''_2]=2b''_1. & \end{array} \tag{4}$$

Данный вид представления будем называть P-сопряженным по отношению к d_γ, так как различие возникает уже в первой строке КС (4), т. е. на уровне подгруппы трехмерных вращений. Переход от группы d_γ к c_γ и соответствующим КС равносилен замене

$$a_1 \to a'_1, \quad a_2 \to ia'_2, \quad a_3 \to ia'_3; \quad b_1 \to b''_1, \quad b_2 \to ib''_2, \quad b_3 \to ib''_3. \tag{5}$$

При анализе уравнений D_γ(II) и D_γ(I) использовалась теорема о трех типах неприводимых матричных групп [4]. Численная характеристика трех возможных типов матричных групп была названа структурным инвариантом (СИ) [1, 2]. Так структурный инвариант уравнения Дирака $\mathbf{In}[D_\gamma(\mathrm{II})]=-1$, а для дублета нейтрино $\mathbf{In}[D_\gamma(\mathrm{I})]=1$. Главным предметом данной работы является уравнение, для которого $\mathbf{In}[D_\gamma(\mathrm{III})]=0$.

Если по отношению к упомянутым подгруппам d_γ, b_γ, c_γ воспользоваться этой же теоремой, то получим такие числа:

$$\mathbf{In}[d_\gamma]=0, \qquad \mathbf{In}[b_\gamma]=-1, \qquad \mathbf{In}[c_\gamma]=1. \tag{6}$$

Именно эти три конструкции содержатся во вновь предлагаемом уравнении.

1. ДВОЙСТВЕННОСТЬ ГРУППЫ d_γ

Если преобразование перехода от (1) к (2) обозначить как $\langle T\rangle$, то можно записать такие равенства

$$b_\gamma = \langle T\rangle d_\gamma, \quad d_\gamma = \langle T^{-1}\rangle b_\gamma, \tag{7}$$

где $\langle T^{-1}\rangle$ соответствует преобразованиям $b_1' = ib_1, b_2' = ib_2, b_3' = ib_3$.

Для перехода от (1) к (3) введем обозначение $\langle P\rangle$, тогда

$$c_\gamma = \langle P\rangle d_\gamma, \qquad d_\gamma = \langle P^{-1}\rangle c_\gamma. \tag{8}$$

Здесь $\langle P^{-1}\rangle$ соответствует преобразованиям $a_2' = ia_2$, $a_3' = ia_3$, $b_2' = ib_2$, $b_3' = ib_3$.

Введем обзначение для совместного последовательного действия двух указанных преобразований $\langle P\rangle\langle T\rangle \equiv \langle PT\rangle$ и $\langle T\rangle\langle P\rangle \equiv \langle TP\rangle$. Тогда очевидно, что операция

$$\langle TP\rangle d_\gamma = \langle PT\rangle d_\gamma \equiv f_\gamma \tag{9}$$

дает новый тип коммутационных соотношений, связанных с f_γ:

$$\begin{array}{lll}
[a_1, a_2'] = 2a_3', & [a_2', a_3'] = -2a_1, & [a_3', a_1] = 2a_2', \\
[b_1', b_2'] = -2a_3', & [b_2', b_3'] = 2a_1, & [b_3', b_1'] = -2a_2', \\
[a_1, b_1'] = 0, & [a_2', b_2'] = 0, & [a_3', b_3'] = 0, \\
[a_1, b_2'] = 2b_3', & [a_1, b_3'] = -2b_2', & \\
[a_2', b_3'] = -2b_1', & [a_2', b_1'] = -2b_3', & \\
[a_3', b_1'] = 2b_2', & [a_3', b_2'] = 2b_1', &
\end{array} \tag{10}$$

где $a_2' = a_2c$, $a_3' = a_1a_2c$.

Три предыдущих набора КС связаны с уже упомянутыми группами d_γ, b_γ, c_γ. Иное положение в случае КС (10). Выяснилось, что d_γ обладает двойственностью. Выражается это в том, что помимо подгруппы Q_2 в d_γ содержится еще одна подгруппа восьмого порядка q_2 и ее расширение тем же самым элементом c дает подгруппу d_γ с иной циклической структурой [1, 5]:

$$d_\gamma = Q_2[a_1, a_2][e + c] = q_2[a_1, a_2'][e + c]. \tag{11}$$

Если построить алгебру на d_γ с таким измененным набором генераторов, мы получим КС (10). С другой стороны, последовательное применение операций $\langle T\rangle$ и $\langle P\rangle$ равносильно такому преобразованию операторов при переходе от КС (1) к КС (10):

$$a_2 = ia_2', \quad a_3 = ia_3', \quad b_1 = -b_1', \quad b_2 = -ib_2', \quad b_3 = -ib_3'. \tag{12}$$

Легко проверить, что все четыре возможных преобразования $\langle T\rangle$, $\langle P\rangle$, $\langle TP\rangle = \langle PT\rangle$ образуют замкнутую систему преобразований в пространстве четырех типов КС или в пространстве трех групп с учетом двойственности d_γ. Исходя из определений (7), (8) и результата (12), можно записать следующий ряд равенств:

$$\langle T\rangle d_\gamma = b_\gamma, \quad \langle P\rangle d_\gamma = c_\gamma, \quad \langle PT\rangle d_\gamma = f_\gamma, \tag{13}$$

$$\langle T^{-1}\rangle b_\gamma = d_\gamma, \quad \langle P\rangle b_\gamma = f_\gamma, \quad \langle T^{-1}P^{-1}\rangle b_\gamma = c_\gamma, \tag{14}$$

$$\langle T\rangle c_\gamma = f_\gamma, \quad \langle P^{-1}\rangle c_\gamma = d_\gamma, \quad \langle TP\rangle c_\gamma = b_\gamma, \tag{15}$$

$$\langle T^{-1}\rangle f_\gamma = c_\gamma, \quad \langle P^{-1}\rangle f_\gamma = b_\gamma, \quad \langle P^{-1}T^{-1}\rangle f_\gamma = d_\gamma. \tag{16}$$

2. ГРАФИЧЕСКОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ ГРУППОВОЙ СТРУКТУРЫ УРАВНЕНИЙ

Имеется еще один аспект структуры рассмотренных дублетных уравнений. Каждому из них, учитывая свойство двойственности подгруппы d_γ, можно сопоставить свою собственную диаграмму. Так для уравнения Дирака она представлена на рис. 1. Аналогичная диаграмма для $D_\gamma(\mathrm{I})$ представлена на рис. 2. Оба рисунка показывают, что каждое из уравнений содержит по две неизоморфных подгруппы. Таковыми являются d_γ и b_γ в случае $D_\gamma(\mathrm{II})$, d_γ и c_γ в случае $D_\gamma(\mathrm{I})$. Кроме того, становится наглядной своеобразная симметрия уравнений, т. е. инвариантность относительно вновь определенных преобразований. Так в случае уравнения Дирака $\langle T\rangle$-сопряжены между собой подгруппы d_γ и b_γ, а в случае нейтринного дублета таковыми являются f_γ и c_γ. Это означает, что $\langle T\rangle$-операция переставляет местами подгруппы в вершинах треугольников, которые она соединяет, оставляя неизменным тип уравнения. Сказанное справедливо для любой операции и для каждой диаграммы.

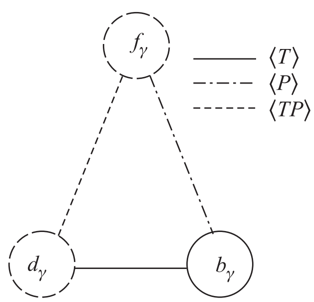

Рис. 1

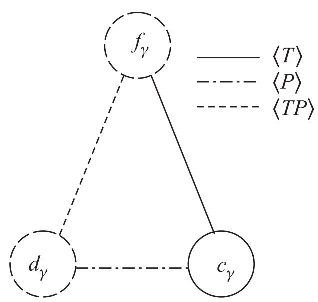

Рис. 2

С другой стороны, оба дублетных уравнения в некотором смысле незамкнуты. Как видно из равенств (13)–(16), любая из операций, действуя на подгруппу, расположенную в противоположной вершине треугольника, разрушает исходное уравнение. Это можно интерпретировать как переход дублетного состояния в такое, которое уже не описывается данным уравнением. Например, аннигиляция e^+e^- в фотоны. Формально-математические свойства двух дублетных уравнений весьма схожи. Они дают основания считать, что дублет нейтрино также образует систему частица-античастица. При этом нет запретов на их аннигиляцию. Поэтому рассматриваемая пара нейтрино будет именоваться в последующем как аннигиляционные нейтрино.

Рассматриваемые лептонные уравнения описывают дублеты и имеют в своей структуре необходимые элементы, ответственные за обе компоненты. Однако в каждом случае в явном виде в уравнении содержится только одна из них. Вторая присутствует, но не явно, она скрыта в определяющих соотношениях. В случае уравнения Дирака [6] и стандартной записи определяющих соотношений для γ-матриц

$$
\begin{gathered}
[i(\gamma_\mu p_\mu) + mc]\Psi = 0, \\
\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}, \quad \mu,\nu = 1,2,3,4,
\end{gathered}
\tag{17}
$$

мы имеем явную запись уравнения на основе подгруппы d_γ. Это означает, что первые три матрицы γ_1, γ_2, γ_3 являются генераторами, порождающими подгруппу d_γ. Чтобы записать уравнение, когда в явном виде представлена подгруппа b_γ, необходимо в рамках этой же группы перейти к другому набору генераторов. Первые три из них находятся из соотношений (3), после чего вычисляется γ_4 исходя из соответствующей циклической структуры $D_\gamma(\mathrm{II})$ [2]. В результате будем иметь

$$\begin{gathered}[(\gamma'_\mu p'_\mu) + mc]\Psi' = 0,\\ \gamma'_\mu\gamma'_\nu + \gamma'_\nu\gamma'_\mu = -2\delta_{\mu\nu}, \quad \mu,\nu = 1,2,3,4,\end{gathered} \tag{18}$$

где коэффициенты типа $\pm i$ при p'_μ выбираются из требования редукции данного уравнения к уравнению Клейна–Гордона.

В равной степени все сказанное относится и к уравнению для $D_\gamma(\mathrm{I})$ с тем отличием, что определяющие соотношения имеют другой вид [1]:

$$\begin{aligned}&\gamma_s\gamma_t + \gamma_t\gamma_s = 2\delta_{st}, \quad \gamma^2_{s,t} = 1 \qquad (s,t = 1,2,3),\\ &\gamma_s\gamma_4 + \gamma_4\gamma_s = 0 \qquad (s = 1,2,3),\\ &\gamma_4^2 = -1.\end{aligned} \tag{19}$$

Равенство (11) и определяющие соотношения для трех подгрупп d_γ, b_γ, c_γ [1] делают очевидным еще одно утверждение. Для выполнения лоренц-инвариантности любого типа достаточно трех антикоммутационных соотношений. Действительно, каждая из четырех подгрупп порождается тремя генераторами и является расширением либо подгруппы Q_2, либо подгруппы q_2. В свою очередь, каждая из этих двух подгрупп порождается двумя генераторами, которые антикоммутируют. Последующее расширение до группы Лоренца в любом из четырех случаев можно осуществить с помощью элемента, относящегося к центру группы. Тогда произведение первых двух генераторов и элемента центра тоже антикоммутирует с двумя первыми генераторами и может играть роль третьего генератора. Различие между группами, в частности, заключается в том, что порядок (минимальная степень элемента, равная единице) генераторов g_1, g_2, g_3 получается при этом различным. Конкретно для каждого случая: $d_\gamma - g_1^4 = g_2^4 = \mathrm{I}$, $g_3^2 = \mathrm{I}$; $b_\gamma - g_1^4 = g_2^4 = g_3^4 = \mathrm{I}$; $c_\gamma - g_1^4 = \mathrm{I}$, $g_2^2 = g_3^2 = \mathrm{I}$; $f_\gamma - g_1^4 = 1$, $g_2^2 = \mathrm{I}$, $g_3^4 = \mathrm{I}$. Оставшийся четвертый генератор совместно с тремя первыми определяет в итоге тип уравнения, состав группы в целом, т. е. количество максимальных инвариантных подгрупп и их принадлежность к различным НП группы Лоренца. Фактически это означает, что четвертый генератор регулирует характер отношений между подсистемами, которые физически интерпретируются как частицы и античастицы.

3. КВАРТЕТНОЕ УРАВНЕНИЕ

Вопрос о существовании и построении группы γ-матриц со структурным инвариантом $\mathbf{In}[D_\gamma(\mathrm{III})] = 0$ был решен ранее [2]. Ее циклическая структура (сумма всех элементов, записанная в мультипликативной форме) имеет вид

$$D_\gamma(\mathrm{III}) = D_\gamma[a_1, a_2, c_1, b_5] = Q_2[a_1, a_2][e + c_1][e + b_5]. \tag{20}$$

Здесь $Q_2[a_1, a_2]$ — подгруппа кватернионов с генераторами a_1, a_2. Очевидно, что (20) представляет полупрямое произведение двух подгрупп 16-го порядка

$$d_\gamma[a_1, a_2, c_1] = Q_2[a_1, a_2][e + c_1], \quad b_\gamma[a_1, a_2, b_5] = Q_2[a_1, a_2][e + b_5].$$

Все четыре генератора a_1, a_2, c_1, b_5 имеют порядок 4.

Если выполнить построение так, чтобы элемент c_1 стал элементом центра не только подгруппы $d_\gamma[a_1, a_2, c_1]$, но и всей группы $D_\gamma(\mathrm{III})$, то с учетом определений Q_2, d_γ и b_γ получим следующий набор соотношений между генераторами:

$$\begin{array}{lll} a_2 a_1 a_2^{-1} = a_1^{-1}, & a_1 a_2 a_1^{-1} = a_2^{-1}, & b_5 c_1 b_5^{-1} = c_1, \\ c_1 a_1 c_1^{-1} = a_1, & c_1 a_2 c_1^{-1} = a_2, & c_1 b_5 c_1^{-1} = b_5, \\ b_5 a_1 b_5^{-1} = a_1^{-1}, & b_5 a_2 b_5^{-1} = a_2^{-1}. & \end{array} \tag{21}$$

Порядок группы $D_\gamma(\mathrm{III})$ равен 32. Данная группа, как и обе предыдущие, устроена так, что квадраты любых элементов 4-го порядка совпадают. Обозначим этот элемент (k):

$$(a_1)^2 = (a_2)^2 = (c_1)^2 = (b_5)^2 = (k), \quad (k)^2 = e. \tag{22}$$

Существенно изменилась структура группы. Если в двух предыдущих случаях центры групп состояли из двух элементов ($e \sim \mathrm{I}$, $k \sim -\mathrm{I}$), то теперь центр содержит восемь элементов. Именно,

$$e, \quad k, \quad c_1, \quad c_1^{-1}, \quad a_3 b_5, \quad a_3 b_5^{-1}, \quad a_3 b_5 c_1, \quad a_3 b_5 c_1^{-1}. \tag{23}$$

Число сопряженных классов становится равным 20, поэтому группа имеет 16 одномерных неприводимых представлений и четыре неэквивалентных двумерных. Это означает, что решения будут не биспиорные, но спинорные. Другое важное отличие от дублетных уравнений заключается в том, что группа $D_\gamma(\mathrm{III})$ содержит все три возможных подгруппы d_γ, b_γ, c_γ. В силу построения (20) содержит подгруппы d_γ и b_γ.

Можно заметить, что набор таких элементов

$$\{e, a_1, a_1^2, a_1^3, a_2 c, a_2^3 c, a_1 a_2 c, a_1 a_2 c^3\}$$

образует подгруппу q_2. Дальнейшее расширение с помощью элемента $a_1 a_2 b_5$ дает подгруппу c_γ. Определяющие соотношения (21) позволяют перейти к выражениям в привычном виде, т. е. в виде соотношений между γ-матрицами, которые также порождают неприводимые матричные представления. В полной аналогии с уравнением Дирака получаем

$$\begin{array}{lll} \gamma_s \gamma_t + \gamma_t \gamma_s = 2\delta_{st}, & \gamma_s^2 = 1 & (s, t = 1, 2, 3), \\ \gamma_s \gamma_4 - \gamma_4 \gamma_s = 0 & (s = 1, 2, 3), & \\ \gamma_4^2 = 1. & & \end{array} \tag{24}$$

Очевидное и принципиальное отличие от условия Дирака (17) заключается в том, что γ_4 коммутирует со всеми остальными генераторами. Прямой проверкой можно убедиться, что в группе не имеется четвертого генератора, который антикоммутирует с первыми тремя. Из условия редукции квартетного уравнения к уравнению Клейна–Гордона получаем, что масса частиц $m = 0$. Явная форма волнового уравнения на основе (24) зависит, как уже отмечалось, от выбора подгруппы, связанной с тем или иным неприводимым представлением. Если для явной записи выбрать d_γ, то получаем

$$(\gamma_s p_s)\psi - \gamma_4 \partial\psi/\partial t = 0 \quad (s = 1, 2, 3). \tag{25}$$

Здесь, следуя [7], принято $\hbar = c = 1$. Подобно тому, как сделан переход от уравнения (17) к (18), можно записать уравнение (25) для явного представления с подгруппами b_γ или c_γ.

Если построить диаграмму (рис. 3) по аналогии с $D_\gamma(\mathrm{I}), D_\gamma(\mathrm{II})$, то можно говорить не о треугольнике, но о тетраэдре. Ясно, что в данном случае мы имеем дело с четырьмя состояниями. В дублетных случаях вопрос о том, что считать частицей и античастицей, представляется во многом условностью. Теперь необходимо сделать выбор того критерия, по которому мы выделяем пару частица-античастица. Физическое требование, кажущееся простым и естественным, — противоположность значений так называемых квантовых чисел — в данном случае не работает. Поэтому можно исходить из аналогии с уравнением Дирака. Будем считать, что пара подгрупп, связанных между собой $\langle T\rangle$-преобразованием, ответственна за дублет частица-античастица. В таком случае (рис. 3) имеется единственная возможность, когда одна пара связана с подгруппами d_γ и b_γ, а вторая с подгруппами d_γ и c_γ.

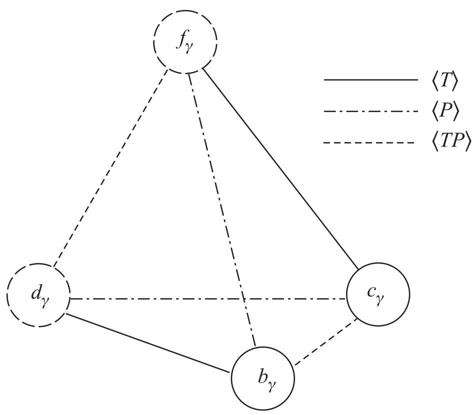

Рис. 3.

Выбор античастиц на основе $\langle T\rangle$-преобразования делает почти очевидным равенство масс частицы и античастицы и выявляет подобие их трансформационных свойств, несмотря на их несовпадение. Исходя из установленной ранее [1] физической интерпретации величин a_i и b_k $(i, k = 1, 2, 3)$ и методики вычисления на их основе весовых чисел неприводимых представлений группы Лоренца видно, что первое весовое число $(\lambda = 1/2)$ одинаково для подгруппы d_γ и для b_γ. Кроме того, собственные значения операторов $H_+ = ia_1 - a_2$, $H_- = ia_1 + a2$, $H_3 = ia_3$ не изменятся, как бы мы не переставляли a_1, a_2, a_3. Это связано с тем, что все три оператора a_1, a_2, a_3 однотипны. Более определенно, это означает, что двойка является минимальной степенью, когда $a_1^2 = a_2^2 = a_3^2 = \mathrm{I}$. Все сказанное верно также для операторов b_1, b_2, b_3 с той разницей, что $b_1^4 = b_2^4 = b_3^4 = \mathrm{I}$. Отсюда следует, что спиновые свойства пары частиц, связанные с подгруппами d_γ, b_γ, совпадают с таковыми для дублета e^+e^-.

Основные характеристики второй пары подгрупп d_γ, c_γ отчасти совпадают со свойствами той же пары подгрупп в рамках группы $D_\gamma(\mathrm{I})$ [1]. В частности, не меняются собственные значения операторов H_+, H_-, H_3 и F_+, F_-, F_3. Это означает совпадение спиновых свойств соответствующей пары частица-античастица. Таким образом, вторая пара частиц имеет спин, ориентированный по направлению или против импульса так же, как это имеет место в случае $D_\gamma(\mathrm{I})$.

В отличие от дублетных уравнений, как видно из рис. 3, в данном случае уравнение замкнуто относительно каждого из возможных преобразований (13)–(16). Если при этом учесть, что в рамках одного уравнения мы имеем две пары частиц и античастиц, возникает принципиальная возможность перехода от одной из них к другой. Такое положение можно назвать необходимым условием для существования осцилляций. Вопрос о достаточных условиях зависит от того, будет ли найден механизм для перевода одной аннигилирующей пары в другую.

Безмассовое двухкомпонентное нейтрино не является новостью, поэтому возникает необходимость отметить различие предложенного формализма и имеющихся. Так в работе [7] для получения безмассовых нейтрино взято уравнение Дирака, в котором положено $m = 0$. Из четырех генераторов оставлено три (γ_1, γ_2, γ_3), а γ_4 исключается из рассмотрения. В силу сказанного в разд. 2, это означает отказ от второй составляющей решения — от античастицы. При этом группа перестает быть группой 32-го порядка и превращается в группу 16-го порядка, неприводимые представления последней имеют размерность два, а матричная реализация НП содержит известные матрицы Паули. Но в таком случае имеется только 8, а не 16 одномерных НП, из которых составляются 16 компонент пяти величин: S, V, T, A, P. Затем авторы «растягивают» двухкомпонентную волновую функцию нейтрино до четырехкомпонентной, полагая две дополнительные компоненты равными нулю. Делается все это для того, чтобы удовлетворить требованию $\gamma_5\psi_\nu = -\psi_\nu$, где ψ_ν — волновая функция, полученная вот таким «хирургическим» путем, а γ_5 взята из уравнения Дирака.

Такая же искусственность и необоснованность характеризует более поздние модели описания нейтрино. Вызвано это тем обстоятельством, что уравнение Дирака, которым фактически ограничиваются все модели, не содержит полного набора $\langle T\rangle$-, $\langle P\rangle$-, $\langle TP\rangle$-сопряженных неприводимых представлений группы Лоренца для формулировки замкнутой модели, свободной от излишних произвольных предположений. Отличие предложенной расчетной схемы от прежних носит концептуальный характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Космачев О. С.* Ковариантная формулировка волнового уравнения для дублета массивных нейтральных лептонов. Препринт ОИЯИ Р4-2003-127. Дубна, 2003.

2. *Космачев О. С.* Об инвариантах уравнений типа Дирака. Препринт ОИЯИ Р2-2002-217. Дубна, 2002.

3. *Наймарк М. А.* Линейные представления группы Лоренца. М., 1958. С. 88.

4. *Lomont J. S.* Applications of Finite Groups. N. Y.; London, 1959. P. 51.

5. *Космачев О. С.* Об инфинитезимальном анализе на основе конечных групп. Сообщение ОИЯИ Р2-97-175. Дубна, 1997.

6. *Dirac P. A. M.* The Quantum Theory of the Electron // Proc. Roy. Soc. A. 1928. V. 117. P. 610–624.

7. *Lee T. D., Yang C. N.* Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1671–1675.

Получено 22 декабря 2003 г.