

УДК 539.12:530.145

А. М. КУЗЬМИЧ, В. А. ПЛЕТЮХОВ, А. И. СЕРЫЙ

ОБ ОПИСАНИИ ПОКОЛЕНИЙ НЕЙТРИНО МЕТОДАМИ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ

В настоящее время наличие у нейтрино массы считается твердо установленным фактом. Об этом свидетельствуют осцилляции, которые невозможны для частиц с нулевой массой. Таким образом, используемое в классической теории поля описание нейтрино посредством безмассового уравнения Дирака потеряло свою актуальность.

Если известные три сорта нейтрино рассматривать как различные массовые состояния одного физического микрообъекта, то последний должен описываться не распадающимся по группе Лоренца уравнением. Такую возможность предоставляет теория релятивистских волновых уравнений (далее – РВУ) первого порядка (подробное изложение основ этой теории содержится в работе [1]).

Теория РВУ базируется на нескольких основных требованиях, предъявляемых к «правильным» уравнениям. В первую очередь это требования релятивистской инвариантности и возможности лагранжевой формулировки теории. Обычно в перечень требований включается также условие Р-инвариантности РВУ. Однако в процессах, идущих с участием нейтрино, закон сохранения пространственной четности может не выполняться. Поэтому в данном случае указанное условие можно опустить, что существенно расширяет возможности метода теории РВУ для решения вопросов нейтринной физики и астрофизики.

Целью настоящей работы является построение не распадающегося по собственной группе Лоренца Р-неинвариантного уравнения для микрочастицы со спином $s = 1/2$ и тремя значениями массы.

Как известно, теория РВУ для частиц с ненулевой массой базируется на стандартной матричной форме уравнения первого порядка

$$(\Gamma_\mu \partial_\mu + m)\Psi(x) = 0 \quad (\mu = 1, 2, 3, 4), \quad (1)$$

где $\Psi(x)$ – многокомпонентная волновая функция, Γ_μ – квадратные числовые матрицы, m – массовый параметр. Релятивистская инвариантность (1) предполагает, что функция $\Psi(x)$ преобразуется по приводимому представлению Т собственной группы Лоренца, состоящему из зацепляющихся неприводимых компонент $\tau \sim (l_1, l_2)$. В описании спина s участвуют компоненты, удовлетворяющие условию

$$|l_1 - l_2| \leq s \leq l_1 + l_2. \quad (2)$$

Среди матриц Γ_μ основную роль играет матрица Γ_4 , вид которой определяет как спин, так и возможные значения массы частицы. В каноническом базисе матрица Γ_4 имеет блочно-диагональную структуру

$$\Gamma_4 = \sum_S C^S \otimes I_{2S+1}, \quad (3)$$

где спиновые блоки C^S формируются представлениями τ с весами (2). При этом, если блок C^S имеет собственное значение $\lambda_i^{(S)} \neq 0$, то частица обладает спином s , а ее массовые состояния $m_i^{(S)}$ задаются формулой

$$m_i^{(S)} = \frac{m}{|\lambda_i^{(S)}|}. \quad (4)$$

Для построения интересующего нас РВУ первого порядка используем приводимое представление

$$2\left(0, \frac{1}{2}\right) \oplus 2\left(\frac{1}{2}, 0\right) \oplus \left(\frac{1}{2}, 1\right) \oplus \left(1, \frac{1}{2}\right). \quad (5)$$

Матрица Γ_4 в этом случае имеет вид

$$\Gamma_4 = (C^{1/2} \otimes I_2) \oplus (C^{3/2} \otimes I_4). \quad (6)$$

Матрица η вещественной лоренц-инвариантной билинейной формы $\Psi^+ \eta \Psi$, на основе которой строится лагранжиан

$$L = -\Psi^+ \eta (\Gamma_\mu \partial_\mu + m) \Psi \quad (7)$$

уравнения (1), имеет в каноническом базисе структуру, аналогичную (6):

$$\eta = (\eta^{1/2} \otimes I_2) \oplus (\eta^{3/2} \otimes I_4). \quad (8)$$

Накладывая на элементы матриц Γ_4, η ограничения, вытекающие из стандартных в теории РВУ требований, можно получить четыре различных типа Р-неинвариантных уравнений для частицы со спином 1/2 и тремя значениями массы. Указанные типы уравнений рассмотрены ниже.

1 тип:

$$C^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & c_2 \\ 0 & 1 & c_4 \\ c_2^* & c_4^* & 0 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5 \gamma_4, \quad \eta^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5 \gamma_4, \quad (9)$$

где c_2, c_4 – произвольные комплексные числа, не равные одновременно нулю. Массовый спектр определяется корнями

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + f|c_2|^2 + f|c_4|^2} \quad \lambda_3 = 1. \quad (10)$$

II тип:

$$C^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & c_2 \\ 0 & 1 & c_4 \\ -c_2^* & -c_4^* & 0 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad \eta^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad (11)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - f|c_2|^2 - f|c_4|^2} \quad \lambda_3 = 1. \quad (12)$$

При этом произвол в выборе параметров c_2, c_4 ограничен условием

$$|c_2|^2 + |c_4|^2 < \frac{1}{4}. \quad (13)$$

III тип:

$$C^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & c_2 \\ 0 & 1 & c_4 \\ c_2^* & -c_4^* & 0 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad \eta^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad (14)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + f|c_2|^2 - f|c_4|^2} \quad \lambda_3 = 1, \quad (15)$$

при выполнении ограничения

$$|c_2|^2 - |c_4|^2 > -\frac{1}{4}, \quad f = +1. \quad (16)$$

IV тип:

$$C^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & c_2 \\ 0 & 1 & c_4 \\ -c_2^* & +c_4^* & 0 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad \eta^{1/2} \otimes I_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix} \otimes i\gamma_5\gamma_4, \quad (17)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - f|c_2|^2 + f|c_4|^2} \quad \lambda_3 = 1, \quad (18)$$

где параметры c_2, c_4 подчиняются условию

$$|c_2|^2 - |c_4|^2 < \frac{1}{4}, \quad f = -1. \quad (19)$$

Для установления физического различия между этими типами РВУ и их соответствия реальной нейтринной картине мира необходимо провести исследование во внешних полях (в том числе характерных для астрофизики). Результаты такого исследования будут опубликованы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Плетюхов, В. А. Релятивистские волновые уравнения и внутренние степени свободы / В. А. Плетюхов, В. М. Редьков, В. И. Стражев. – Минск : Беларус. навука, 2015. – 328 с.