ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 2, с. 158–166

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

CP-СВОЙСТВА ЛЕПТОНОВ В ЗЕРКАЛЬНОМ МЕХАНИЗМЕ

И. Т. Дятлов*

НИЦ "Курчатовский институт" — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Поступила в редакцию 04.10.2018 г.; после доработки 08.10.2018 г.; принята к публикации 09.10.2018 г.

Образование массовых матриц кварков и лептонов, происходящее через промежуточные состояния тяжелых зеркальных фермионов, способно воспроизвести основные наблюдаемые качественные свойства матриц слабого смешивания (матрица СКМ и матрица PMNS). Воспроизведение включает иерархию элементов СКМ, общую форму матрицы PMNS, в том числе малость угла смешивания нейтрино θ_{13} и приводит к исключительно малым массам нейтрино. Для лептонов эти свойства возникают только при дираковской природе и инверсном характере спектра поколений нейтрино СМ. В такой лептонной системе механизм спонтанного нарушения зеркальной симметрии и наблюдаемая иерархия масс заряженных лептонов (e, μ, τ) задают структуру и делают возможной оценку величины допустимой комплексности матрицы PMNS, т.е. CP-свойств лептонов. Матрица PMNS тогда не содержит майорановских фаз, а ее дираковская фаза δ_{CP} соответствует $|\sin\delta_{CP}|$, существенно меньшему единицы.

DOI: 10.1134/S0044002719020065

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможная комплексность матрицы слабого смешивания (МСС) лептонов (источник CP-нарушения в лептонных системах) приобрела особый интерес в связи с развитием представления о лептогенезе как причине существования барионной асимметрии Вселенной ([1], обзор [2]).

Предварительные данные группы T2K [3] указывают на большую величину дираковской фазы CP-нарушения лептонов: $\delta_{CP} \simeq -\pi/2, |\sin\delta_{CP}| \approx \approx 1$. Однако этот результат и его интерпретация не являются окончательными [4]. Шесть экспериментальных групп [2, 5] планируют продолжать работу по определению δ_{CP}.

Гипотеза о механизме нарушенной зеркальной симметрии (ЗС) была предложена автором для объяснения ряда феноменологически определяемых, но теоретически не понятых свойств стандартной модели (СМ). Главной целью работ [6–9] является воспроизведение структур МСС для кварков и лептонов. Это есть направляющий принцип подбора системы и явлений, которые способны создать наблюдаемую картину.

Спонтанное нарушение зеркально-симметричного обобщения СМ [6–9] оказывается механизмом, при котором особенности матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (матрица СКМ), т.е. иерархия ее элементов [10], легко осуществляются. Иерархия элементов оказывается непосредственно связанной с иерархическим характером спектров масс кварков. Более того, не проявляющие отчетливо видимых закономерностей качественные свойства матрицы Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (матрица PMNS) [11] возникают в зеркальном сценарии, включая такие тонкие детали, как малость именно угла смешивания нейтрино θ_{13} [12]. Определяется [8, 9], что воспроизведение матрицы PMNS естественно и просто достигается лишь при дираковской природе и инверсном характере спектра нейтрино трех поколений. В такой системе аналог see–saw-механизма (см. обзор [13]) приводит к формуле для масс, которая подтверждает возможность исключительной малости масс нейтрино [11] даже в большей степени, чем see–saw-рассмотрение.

Возникновение дираковского фермиона в see–saw-механизме является нетривиальной проблемой. Наличие не сохраняющих лептонные числа майорановских членов, что характеризует see–saw-подход, обычно приводит к майорановским частицам. В спонтанно нарушенной ЗС существует именно дираковский вариант, отвечающий наблюдаемым свойствам. Эта редкая ситуация требует, казалось бы, слишком ограничивающего подбора соотношений между параметрами системы. Однако получаемые в этом варианте результаты — указание на огромное различие масс нейтрино и заряженных лептонов и соответствие с матрицей PMNS — позволяют серьезно отнестись также к следующим из него представлениям о характере комплексности матрицы PMNS. Эти свойства исследуются в настоящей работе.

Прямое вычисление дираковской фазы δ_{CP} в ЗС-механизме лежит за рамками используемых в работе приближений. Оно не представляется

*E-mail: dyatlov@thd.pnpi.spb.ru

рациональным и из-за обилия параметров, определяющих фазу в самом общем возможном варианте выбранной схемы. Но будет показано, что комплексность матрицы PMNS здесь обязательно сопровождается малым фактором $\sim m_e/m_\mu \approx \approx 0.005$ (массы e-, μ-лептонов). Поэтому в ЗС-подходе комплексная часть элемента V_{3e} в обычном представлении [11]

$$V_{3e} = \sin\theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} \tag{1}$$

имеет существенное основание быть меньше его наблюдаемого абсолютного значения $|\sin\theta_{13}| \approx \approx 0.14-0.16$, что означает заметную малость

$$|\sin\delta_{CP}| < 1 \tag{2}$$

и не соответствует ожиданиям [3] (Приложение 2).

В варианте ЗС настоящей работы (см. разд. 2) и при используемых приближениях в лептонной МСС нет и майорановских фаз.

Работа выполнена в низшем приближении по отношению масс фермионов СМ к тяжелым массам зеркальных аналогов: $m_{\mathrm{SM}}/M_{\mathrm{mir}} \ll 1$. Очень большая величина M_{mir} не есть удобный выбор исследуемого варианта, но это — необходимое условие воспроизведения наблюдаемых свойств. В рассматриваемом варианте ЗС все зеркальные фермионы имеют очень большие массы.

В разд. 2 выведены условия появления дираковских нейтрино при ЗС-аналоге see–saw-механизма. В разд. 3 получена массовая матрица таких нейтрино и найдены их волновые функции в пространстве индексов поколений. Комплексные параметры матрицы PMNS обсуждаются в разд. 4. Приложение 1 показывает, что переходы от одних представлений нейтральных лептонов к другим, использованные в работе, не меняют кинетических частей лагранжиана системы, но приводят к стопроцентному нарушению лептонных чисел тяжелых зеркальных нейтрино. В Приложении 2 выводится формула для комплексности элемента V_{3e} (1) в параметрах рассматриваемой ЗС-модели.

2. ДИРАКОВСКИЕ НЕЙТРИНО В ЗС-SEE–SAW-МЕХАНИЗМЕ

Наблюдаемые различия в свойствах спектров заряженных лептонов и нейтрино и МСС кварков и лептонов [11] можно объяснить присутствием в нейтринной части лагранжиана майорановских массовых членов, не сохраняющих лептонные числа. Но это приводит, вообще говоря, к майорановскому же характеру описываемых нейтрино. Возможность появления в такой ситуации дираковских частиц возникает, если нейтринные майорановские состояния присутствуют в виде пар с равными (по модулю) массами. Два майорановских состояния с одинаковыми массами составляют одно дираковское. Это условие приводит к ограничениям, которые определяют структуру части лагранжиана, ответственную за массы частиц. Для ЗС-схемы такие ограничения включают и комплексные свойства.

В работах [6–9] ЗС-фермионы представлены дираковскими операторами $(\Psi_a^{(f)})$

$$\Psi_{LR} = \psi_L + \Psi_R\Big(T_W = \frac{1}{2}\Big), \tag{3}$$
$$\Psi_{RL} = \psi_R + \Psi_L\ (T_W = 0)$$

трех поколений $a, b = 1, 2, 3$ и двух флейворов $f = = \bar{u}, \bar{d}$. В (3) L, R — киральности, T_W — слабый изоспин группы $SU(2)$. Система с фермионными состояниями (3), очевидно, инвариантна к замене:

$$L \leftrightarrow R, \quad \Psi \leftrightarrow \psi. \tag{4}$$

Нарушение "зеркальной симметрии" (4) есть переход от состояний Ψ_{LR} и Ψ_{RL} к состояниям Ψ и ψ с разными массами. Механизм нарушения строится по аналогии с СМ при помощи подходящих скаляров. Для разделения Ψ и ψ следует каждый вводимый скаляр дополнить таким же псевдоскаляром [7].

В силу киральных свойств кинетическая и все калибровочные связи автоматически отделяют Ψ от ψ:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{SM}}(\Psi_{RL}, \Psi_{LR}) \equiv \mathcal{L}_{\mathrm{SM}}(\Psi) + \mathcal{L}_{\mathrm{SM}}(\psi). \tag{5}$$

Части Ψ и ψ различаются только слабыми взаимодействиями: L — ток для ψ и R — ток для Ψ.

Лагранжиан, формирующий массы нейтрино, предполагаем в следующем виде [7]:

$$\begin{aligned} &A\bar{\Psi}_{LR}\Psi_{LR} + B^{(\nu)}\bar{\Psi}_{RL}\Psi_{RL} + \\ &+ h^{(\nu)}\bar{\Psi}_{LR}\Psi_{RL}\varphi_1 + h^{(\nu)}\bar{\Psi}_{LR}\gamma_5\Psi_{RL}\varphi_2 - \\ &- h_M\Psi_{RL}^T C\Psi_{RL}\varphi' - h_M\Psi_{RL}^T C\gamma_5\Psi_{RL}\varphi'' + \text{c.c.} \end{aligned} \tag{6}$$

Здесь A и $B^{(\nu)}$ — массовые матрицы (в пространстве индексов поколений) изодублета Ψ_{LR} и изоскаляра Ψ_{RL}. В общем случае это эрмитовские матрицы. Слабая симметрия $SU(2)$ требует равенства A для $\bar{u}$- и $\bar{d}$-компонент изотопического дублета, т.е. для нейтрино и заряженных лептонов[1)]:

$$A^{(\ell)} = A^{(\nu)} \equiv A, \quad B^{(\ell)} \neq B^{(\nu)}. \tag{7}$$

Бозоны φ_1, φ_2 — изоспиноры, а φ', φ'' — изоскаляры.

В самом общем случае матрицы взаимодействия $h^{(\nu)}$ могут быть произвольными, комплексными, а

[1)]Именно это равенство определяет свойства матрицы СКМ [6].

h_M — комплексными, симметричными. Они одинаковы у каждой пары скаляр–псевдоскаляр. Таково требование ЗС. Дело в том, что при равенстве h невозможно физическим способом определить характер используемой системы координат (левый L или правый R). Именно возможность такого определения считалась главным парадоксом прямого несохранения четности [14, 8]. В рассматриваемой ЗС-модели нарушение ЗС приводит к системам с малыми массами ψ или малыми массами Ψ. При равных h нельзя определить, в каком из этих состояний система оказалась, а без этого нельзя физически фиксировать и L, R-характер системы координат.

В терминах Ψ и ψ формула (6) имеет вид [8]

$$
\begin{gathered}
A\Big(\bar{\Psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\Psi_R\Big) + \\
+ B^{(\nu)}\Big(\bar{\Psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\Psi_L\Big) + h^{(\nu)}\bar{\Psi}_R\Psi_L\Phi_1 + \\
+ h^{(\nu)}\bar{\psi}_L\psi_R\Phi_2 - h_M\Psi_L^T C\Psi_L\Phi' - \\
- h_M\psi_R^T C\psi_R\Phi'' + \text{c.c.}, \\
\Phi_{1,2} = \varphi_1 \mp \varphi_2, \quad \Phi'^{,''} = \varphi' \mp \varphi''.
\end{gathered} \tag{8}
$$

Унитарными преобразованиями в пространстве индексов поколений (a, b) можно без потери общности уже в первоначальном лагранжиане сделать A и B диагональными вещественными матрицами — массами Ψ_{LR}- и Ψ_{RL}-состояний. При всех таких преобразованиях соотношение (7), конечно, не меняется. Исследование свойств МСС, включая комплексные свойства, удобно начинать с (A, B)-диагональной формы.

Для дираковских частиц, т.е. заряженных лептонов и кварков, массы в работах [6–9] формируются лагранжианами типа (6), (8), но без майорановских членов и со своими константами $h^{(\ell)}, B^{(\ell)}$ и т.д. Изоспиноры Φ_1 и Φ_2 — одни и те же для всех сортов частиц (из них возникают массы W и хиггсовский бозон H). Выпадение в конденсат [7]

$$
\langle\Phi_1\rangle = \eta \quad \text{или} \quad \langle\Phi_2\rangle = \eta \tag{9}
$$

определяет массы слабых W_μ-бозонов и массы зеркальных фермионов двух возможных "миров" разрушенной ЗС — тяжелых Ψ или тяжелых ψ. Появление конденсатов $\langle\Phi_1\rangle$ и $\langle\Phi'\rangle$ оставят Φ_2 и Φ'' тяжелыми бозонными состояниями [7]. В результате массовые члены лагранжиана (8) для нейтрино представляются формулой

$$
\begin{gathered}
A\Big(\bar{\Psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\Psi_R\Big) + \\
+ B^{(\nu)}\Big(\bar{\Psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\Psi_L\Big) + \mu^{(\nu)}\bar{\Psi}_R\Psi_L - \\
- \mathcal{M}_L\Psi_L^T C\Psi_L + \text{c.c.}, \\
\mu^{(\nu)} = h^{(\nu)}\eta, \quad \mathcal{M} = h_M\langle\Phi'\rangle.
\end{gathered} \tag{10}
$$

Соответствие с феноменологией в [6–9] происходит при соотношении между собственными значениями матриц в (10)

$$
A \sim B \ll \mu^{(\nu)} \ll M, \tag{11}
$$

аналогичном условиям see–saw-механизма [11].

При произвольных параметрах формула (10) приводит к ψ-майорановским состояниям. В майорановском варианте их массы, хотя и могут быть малыми при условиях (11), но спектр нейтрино не показывает возможность инверсного характера, а построенная на них МСС не демонстрирует качественно свойств, соответствующих наблюдаемым. Требуется численный подбор многочисленных параметров.

Формула (10) обладает еще одним кажущимся излишним для ЗС-подхода недостатком. Она нарушает четность, причем еще одним механизмом помимо слабого взаимодействия и различия масс состояний СМ и зеркальных фермионов. Дело в том, что она включает только одну киральность Ψ_L (изоскаляр) в майорановском члене. Для возникновения дираковских нейтрино необходимо присутствие и изодублета Ψ_R. Появление майорановской части массового лагранжиана с изодублетом не может, как хорошо известно [13], осуществиться простой процедурой (8)–(10). Для спонтанного возникновения такого члена используются изовекторный скаляр или неперенормируемые члены с квадратом изодублетов $\Phi_1(\Phi_2)$. Оба варианта не представляются привлекательными.

В работе [7], в рамках ЗС, предложен качественный сценарий появления члена Ψ_R в результате динамики, создаваемой при нарушении $SU(2)$ конденсатом (9). Будем считать, что тем или иным способом необходимая для феноменологии майорановская часть

$$
\mathcal{M}_R\Psi_R^T C\Psi_R + \text{c.c.} \tag{12}
$$

входит в массовый лагранжиан (10).

Сохранение четности (оператор $P = \gamma_0, R \leftrightarrow L$) и дираковский характер состояний совмещаются в (10), (12) лишь при

$$
\mathcal{M}_R = -\mathcal{M}_L = \mathcal{M} \tag{13}
$$

($\mathcal{M}_L = \mathcal{M}_R$ — майорановская система, см. Приложение в [8]).

Дираковость требует также равенства изодублетной и изоскалярной масс нейтрино в ЗС-лагранжиане (6), (8)[2)]:

$$
A = B^{(\nu)}. \tag{14}
$$

[2)] Условие (14) отсутствует в первоначальном тексте статьи [8]. Исправления внесены в тексте arXiv'а и в замечании в ЯФ **81**, 406 (2018).

Равенство (14) должно выполняться не только когда A, B — диагональные ЗС-массы, но и недиагональные массовые матрицы (в других представлениях поколений). Это означает, что юкавские связи $h^{(\nu)}$ в (8) и, следовательно, массовые матрицы $\mu^{(\nu)}$ в (10) должны быть эрмитовскими: т.е. матрицы преобразований Ψ_R и Ψ_L совпадают для состояний нейтрино.

Отметим, что в результате подбора условий дираковости — (13), (14), эрмитовость h — получим нейтринную систему, в которой четность нарушается только слабыми взаимодействиями. Все другие части лагранжиана с участием нейтрино и после нарушения ЗС сохраняют четность. Эта особенность, вполне возможная и кажущаяся естественной для идеи "зеркальности", является в данной модели и одним из условий возникновения качественных свойств матрицы PMNS.

3. СОСТОЯНИЯ И МАССОВЫЕ МАТРИЦЫ НЕЙТРИНО В ЗС-SEE–SAW МОДЕЛИ

Выбор ЗС-системы с условиями разд. 2 позволяет записать сумму лагранжианов (10) и (12) для нейтрино через полные дираковские спиноры Ψ и ψ:

$$\begin{gathered}A_d\Big(\bar{\psi}\Psi + \bar{\Psi}\psi\Big) + \mu\bar{\Psi}\Psi - \\ - \mathcal{M}\Psi^T C\gamma_5\Psi + \mathcal{M}^+\bar{\Psi}\gamma_5 C\bar{\Psi}^T, \\ \Psi = \Psi_L + \Psi_R, \quad \psi = \psi_L + \psi_R.\end{gathered} \tag{15}$$

Используем вещественное представление $C = i\gamma_0\gamma_2$, $C^+ = C^T = -C$. В самой общей форме A_d — диагональная вещественная, μ — эрмитовская и $\mathcal{M}$ — комплексная симметричная матрицы (3×3). Выражение (15) сохраняет четность: $\Psi \to \gamma_0\Psi$, $\psi \to \gamma_0\psi$.

Матрица $\mathcal{M}$ диагонализуется матрицей, удовлетворяющей условию $U_M^T U_M = 1$. Это видно из сравнения числа произвольных параметров в сторонах равенства:

$$\mathcal{M} = U_M\Big\{\frac{1}{2}M_d e^{i\delta_d}\Big\}U_M^T, \quad U_M^T U_M = 1, \tag{16}$$

где $\{1/2M_d e^{i\delta_d}\}$ — диагональная матрица майорановских масс и фаз [11]. Эрмитовская матрица μ диагонализуется унитарными матрицами U

$$U^+U = 1, \quad \mu = U\{\mu_d\}U^+ \tag{17}$$

с диагональной вещественной $\{\mu_d\}$.

Можно проследить, что дираковская система возникает, только если диагонализация μ и M происходит независимо и одновременно, т.е. при преобразовании $U\Psi$ с одной и той же матрицей U. Это означает

$$U = U_M, \quad U_M^T = U^+. \tag{18}$$

Таким образом, U должна быть вещественной ортогональной матрицей. В других вариантах нет пар состояний с равными массами — признака возможной дираковости.

Матрица U должна участвовать и в диагонализации лагранжиана для заряженных лептонов, т.е. быть преобразованием для всего изодублета $U\Psi_{LR}$. Это необходимо, чтобы A во всех представлениях удовлетворяла равенству (7). Только тогда свойства матрицы PMNS (да и СКМ для кварковых параметров) воспроизводятся непосредственно, без детального дополнительного подбора многих констант [9]. При этом матрица

$$A = UA_dU^T \tag{19}$$

остается вещественной.

Вещественная матрица U делает сомнительным присутствие майорановских фаз в (16). Однако даже если они есть, перенесение фаз $\Psi' = \exp(i\delta/2)\Psi$ на матрицу A для нейтрино

$$A^{(\nu)} = UA_dU^T\{e^{-i\delta/2}\} = A\{e^{-i\delta/2}\} \tag{20}$$

не влияет на массовую матрицу ψ-состояний и, следовательно, на PMNS-матрицу (см. формулу (30)). Майорановские фазы (16) присутствуют тогда во взаимодействиях с Φ'', в слабых заряженных токах тяжелых зеркальных частиц, в их распадных взаимодействиях.

Лагранжиан (15) с диагонализованными μ и M:

$$\begin{gathered}A^{(\nu)}\bar{\psi}\Psi + A^{(\nu)+}\bar{\Psi}\psi + \sum_{n=0}^{2}\Big\{\mu_n\bar{\Psi}_n\Psi_n - \\ - \frac{1}{2}M_n\Big(\bar{\Psi}_n^{(c)}\gamma_5\Psi_n - \bar{\Psi}_n\gamma_5\Psi_n^{(c)}\Big)\Big\}, \\ \Psi^{(c)} = C\bar{\Psi}^T, \quad \bar{\Psi}^{(c)} = \Psi^T C,\end{gathered} \tag{21}$$

определяет состояния и массы как зеркальных нейтрино, так и частиц СМ. Нумерация $n = 0, 1, 2$ (так в [6–9]) для тяжелых зеркальных частиц отличает их индексы поколений от индексов поколений образуемых ψ состояний $(a, b = 1, 2, 3)$.

Задачу можно решать, используя разложение по неравенствам (11). Пренебрегая A, массы и состояния тяжелых зеркальных нейтрино определяются матрицей

$$\begin{array}{cc|c} \bar{\psi} & \bar{\Psi}^{(c)}\gamma_5 & \\ \hline \left|\begin{matrix} M/2 & \mu/2 \\ \mu/2 & -M/2 \end{matrix}\right| & & \begin{matrix}\gamma_5\Psi^{(c)} \\ \Psi\end{matrix} \end{array}. \tag{22}$$

В (22) опущены все индексы у Ψ, подразумеваются три матрицы для $n = 0, 1, 2$.

Ортогональная матрица, диагонализующая (22), равна:

$$U = \frac{1}{N}\begin{vmatrix} 1 & -\dfrac{\mu}{M+\lambda} \\ \dfrac{\mu}{M+\lambda} & 1 \end{vmatrix}, \tag{23}$$

$$N = \left[\frac{2\lambda}{M+\lambda}\right]^{1/2}, \quad \lambda = (M^2+\mu^2)^{1/2}.$$

Собственные числа и операторные собственные функции (22) равны:

$$\lambda_1 = 1/2\lambda, \quad \Psi_1 = \frac{1}{N}\Big(\gamma_5\Psi^{(c)} + \frac{\mu}{M+\lambda}\Psi\Big); \tag{24}$$
$$\lambda_2 = -1/2\lambda, \quad \Psi_2 = \frac{1}{N}\Big(\Psi - \frac{\mu}{M+\lambda}\gamma_5\Psi^{(c)}\Big).$$

Собственные функции обладают свойством

$$\Psi_1^{(c)} = -\gamma_5\Psi_2, \quad \bar\Psi_1^{(c)} = \bar\Psi_2\gamma_5, \tag{25}$$

откуда возникает соотношение

$$\bar\Psi_1^{(c)}\Psi_1^{(c)} = \bar\Psi_1\Psi_1 = -\bar\Psi_2\Psi_2. \tag{26}$$

Поэтому Ψ-часть лагранжиана равна:

$$\mu\bar\Psi\Psi - \frac{M}{2}\bar\Psi^{(c)}\gamma_5\Psi + \frac{M}{2}\bar\Psi\gamma_5\Psi^{(c)} = \tag{27}$$
$$= \frac{\lambda}{2}\Big(\bar\Psi_2\Psi_1 + \bar\Psi_1\Psi_2\Big) =$$
$$= \lambda\frac{(\bar\Psi_1+\bar\Psi_2)}{\sqrt{2}}\frac{(\Psi_1+\Psi_2)}{\sqrt{2}} \equiv \lambda\bar\Psi_\lambda\Psi_\lambda,$$
$$\Psi_\lambda = \frac{\Psi_1+\Psi_2}{\sqrt{2}}.$$

Формула (27) представляет дираковскую частицу Ψ_λ с массой λ.

Теперь рассмотрим характер состояний ψ, возникающих из лагранжиана (21). В Приложении 1 показано, что кинетическая часть общего лагранжиана (5) и в терминах Ψ, и в терминах Ψ_λ, имеет одинаковый вид. Ψ_λ представляет собой истинно дираковское состояние. Тогда массовую матрицу ψ можно найти из диаграмм для собственной энергии. При $m_\psi \ll \lambda$ (считаем $m_\psi \sim m_{\rm SM}$) в пропагаторе Ψ можно пренебречь $|\hat p| \approx m_\psi$. Из выражения

$$(\bar\psi m_\nu\psi) = \bar\psi_\alpha A^{(\nu)}\langle\Psi_\alpha, \bar\Psi_\beta\rangle A^{(\nu)+}\psi_\beta \tag{28}$$

(α, β — спинорные индексы), находя операторы Ψ через Ψ_λ:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}N}\left[\Big(1+\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi_\lambda - \right. \tag{29}$$
$$\left. - \gamma_5\Big(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi_\lambda^{(c)}\right],$$

$$\bar\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}N}\left[\Big(1+\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\bar\Psi_\lambda + \right.$$
$$\left. + \Big(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\bar\Psi_\lambda^{(c)}\gamma_5\right],$$

и учитывая, что только $\langle\Psi_\lambda, \bar\Psi_\lambda\rangle$-пропагаторы отличны от нуля, получим формулу для дираковской части массового оператора нейтрино ψ:

$$(m_\nu^{(\rm D)})_{ab} = \tag{30}$$
$$= \frac{1}{2N^2}\sum_{n=0}^{2} A_{an}^{(\nu)}\left[\Big(1+\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)^2 - \right.$$
$$\left. - \gamma_5\Big(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\Big)^2\gamma_5\right]_n \times$$
$$\times \frac{1}{\lambda_n}A_{nb}^{(\nu)+} = \frac{1}{N^2}\sum_{n=0}^{2}\Big(A\frac{2\mu}{(M+\lambda)\lambda}A\Big)_{ab}.$$

Обратим внимание, что майорановская фаза δ исчезла из этого выражения. Дираковская часть массовой матрицы нейтрино вещественна (в приближении $|A| \ll M$).

Аналогичное вычисление майорановской части массовой матрицы ψ (α, β — спинорные индексы):

$$\sum_{n=0}^{2}\psi_\alpha^T A^{(\nu)T}\langle\bar\Psi_\alpha, \bar\Psi_\beta\rangle A^{(\nu)}\psi_\beta, \tag{31}$$
$$\langle\bar\Psi_\alpha, \bar\Psi_\beta\rangle = \delta_{\alpha,\beta}\left[1 - \Big(\frac{M}{M+\lambda}\Big)^2\right] \times$$
$$\times \frac{1}{\lambda}\Big[-(C\gamma_5)_{\beta\alpha}^T + (C\gamma_5)_{\beta\alpha}\Big] \equiv 0,$$

также свидетельствует о дираковском характере ψ. Это — нейтрино системы (21) с исключительно малыми массами (30).

4. КОМПЛЕКСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАТРИЦЫ PMNS

В рассматриваемом низшем порядке по параметрам (11) единственно возможная комплексность нейтринного лагранжиана (15), (21) — майорановская фаза δ — не переходит при диагонализации на волновые функции физических нейтрино. CP-нарушающие фазы могут появиться лишь от заряженных лептонов.

В заряженной системе, в приближении $A/\mu \ll \ll 1$, имеем после диагонализации соответствующих связей массовую матрицу [6, 8, 9]:

$$(m^{(\ell)})_{ab} = \sum_{n=0}^{2} A_{an}^{(\ell)}\frac{1}{\mu_n^{(\ell)}}B_{nb}^{(\ell)+}. \tag{32}$$

Трехмерные векторы $A_n^{(\ell)}$, $B_n^{(\ell)}$, $n = 0, 1, 2$ с проекциями на оси индексов поколений $a, b = 1, 2, 3$ обладают здесь следующими свойствами (в отличие от условий (14) для нейтрино):

$$A^{(\ell)} \neq B^{(\ell)}, \quad \text{но} \quad A^{(\ell)} = A^{(\nu)} = A. \qquad (33)$$

Как уже объяснялось в тексте, общий для ℓ- и ν-систем вектор A есть вещественная величина. Источником комплексности в матрице PMNS могут быть только векторы $B^{(\ell)}$.

Элементы PMNS-матрицы есть скалярные произведения (в пространстве индексов поколений) волновых функций физических состояний ϕ_ℓ и ϕ_ν, которые представляют заряженные лептоны и нейтрино разных массивных поколений.

В работе [6] диагонализация сепарабельной матрицы типа (30) или (32) проведена для случая, когда спектр физических состояний должен иметь результативную иерархическую структуру. Предполагается, что такая структура обеспечивается иерархией юкавских масс μ_n:

$$m_\tau \gg m_\mu \gg m_e \longleftrightarrow \mu_2 \gg \mu_1 \gg \mu_0. \qquad (34)$$

Для параметров A и B (33) более естественно быть величинами одного порядка для всех n. Это особенно ясно в их недиагональной форме. Инверсная иерархия формулы (32) приводит к тому, что самой тяжелой массе m_τ соответствует самая легкая μ_0 и т.д. Эта же иерархия μ_i, присутствующая в числителях формулы (30), позволяет предположить инверсный характер спектра СМ-нейтрино [7], что существенно облегчает воспроизведение "странных" качественных свойств матрицы PMNS.

Результаты работ [6–9] показывают, что комплексные параметры $B^{(\ell)}$ присутствуют в волновых функциях заряженных лептонов только в поправочных по иерархии (34) членах. Главные вклады в эти функции зависят лишь от вещественных векторов A. Это приводит к тому, что комплексности масс сопровождаются малыми факторами отношений масс лептонов разных поколений:

$$\frac{m_e}{m_\mu} \approx 0.005 \quad \text{или} \quad \frac{m_\mu}{m_\tau} \approx 0.06. \qquad (35)$$

Исследование именно комплексного характера МСС требует выяснения еще одного сложного вопроса. Параметризация массовых матриц (30) и (32) не включает явно канонических параметров МСС лептонов — углов смешивания поколений нейтрино θ_{12}, θ_{13}, θ_{23}. Вычисленные из (30), (32) МСС могут поэтому отличаться от стандартной формы [11] преобразованиями фаз волновых функций. Требуется приведение полученной МСС к матрице PMNS.

Рассмотрение этих вопросов вынесено в Приложение 2. Оно довольно громоздко и требует значительных заимствований из работ [6, 8, 9], поскольку основано на обнаруженных там свойствах. Для стандартной формы элемента PMNS (нейтрино 3 — электрон): $V_{3e} = \sin\theta_{13} \exp i\delta_{CP}$ — получена формула (П.18)

$$V_{3e} \simeq (0.14\text{–}0.16) + \xi F(b_n)\frac{m_e}{m_\mu},$$

$|\xi| \sim 1$, $|F(b_n)| \lesssim 1$ — комплексный (приблизительно чисто мнимый) фактор. При выводе (П.18) использованы как теоретические следствия работ [6–9], так и экспериментальные данные [15], позволяющие оценить возможные величины используемых в работе параметров. Формула (П.18) свидетельствует о малости синуса комплексной фазы δ_{CP} в нашем варианте ЗС-сценария.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим, что массы m_ν, которые возникнут при диагонализации (30), параметрически указывают на большее отличие масс нейтрино от масс заряженных лептонов, чем обычная see–saw-формула [13]. Имеем:

$$m_\nu \sim m^{(\ell)}\frac{\mu}{M} \quad (\text{see–saw}), \qquad (36)$$

$$m_\nu \sim m^{(\ell)}\left(\frac{\mu}{M}\right)^2 (\text{ЗС}).$$

В (36) считаем, что для see–saw $\mu \sim m^{(\ell)}$ — массы заряженных лептонов СМ, а для ЗС $m^{(\ell)} \sim \sim AB/\mu$ [8]. В обоих случаях полагаем, что параметры $\mu^{(\ell)} \sim \mu^{(\nu)}$. Это предполагается и в обычном see–saw-сценарии.

Формула (П.18) соответствует малой величине синуса нарушающей CP лептонной фазы δ_{CP}. Отношение m_e/m_μ значительно меньше наблюдаемого вещественного слагаемого в (П.18). Последнее не удается оценить теоретически, поскольку в него вносят вклад сложно вычисляемые, пренебрегаемые в нашем рассмотрении, отношения масс нейтрино m_3/m_1, m_3/m_2, малые при инверсном характере нейтринного спектра: $m_3 \ll m_1 \sim m_2$. В обсуждаемых условиях включение таких поправок оставляет величины вещественными. В (П.18) вычисление этого вклада заменено экспериментальным значением [11].

Майорановские фазы, несохранение лептонного числа (см. формулу (П.7) Приложения 1), нарушение $CP = T$ инвариантности [16] проявляются в полную силу лишь в процессах с участием тяжелых зеркальных нейтрино.

Следующие приближения по малому параметру $m_{\mathrm{SM}}/M_{\mathrm{mir}}$ могут потребовать дополнительных условий для сохранения дираковского характера нейтрино СМ. Это были бы новые теоретические условия на все параметры, т.е., в конце концов, на массы лептонов и элементы МСС.

Рассматриваемый механизм нарушения ЗС (через вакуумные средние скалярных полей) приводит к непертурбативной связи наблюдаемого хиггсовского бозона $H(m_H = 126$ ГэВ) с очень тяжелыми зеркальными фермионами: $M_{\rm mir} \gg m_H$. Влияние непертурбативности связано поэтому с явлениями на исключительно малых расстояниях ($\sim 1/M_{\rm mir}$). Вклад их в характеристики процессов только с энергиями и частицами СМ представляется качественно несущественным для нашего анализа (могут меняться лишь величины массовых констант). Попытка учета влияния области сильного взаимодействия на сечение рождения хиггсовского бозона H представлена в [17].

Приложение 1

Покажем, что операция перехода от фермионов Ψ к представителям массивных нейтрино Ψ_λ сохраняет форму кинетической части. В слабых токах тяжелых зеркальных нейтрино, в их взаимодействиях с хиггсовским бозоном появятся члены, нарушающие сохранение лептонного числа. Этот факт был уже отмечен в [16].

Рассмотрим нейтральный ток Ψ. Подставив в него выражения (29), получим

$$\bar\Psi\gamma_\mu\Psi = \frac{1}{2N^2}\left\{\left(1+\frac{\mu}{M+\lambda}\right)^2\bar\Psi_\lambda\gamma_\mu\Psi_\lambda + \right. \quad (\text{П}.1)$$

$$\left. + \left(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\right)^2\bar\Psi_\lambda^{(c)}\gamma_\mu\Psi_\lambda^{(c)}\right\} +$$

$$+ \frac{1}{2N^2}\left(1-\frac{\mu^2}{(M+\lambda)^2}\right)\times$$

$$\times\left\{-\bar\Psi_\lambda\gamma_\mu\gamma_5\Psi_\lambda^{(c)} + \bar\Psi_\lambda^{(c)}\gamma_5\gamma_\mu\Psi_\lambda\right\}.$$

Обе фигурные скобки не равны нулю:

$$\bar\Psi_\lambda^{(c)}\gamma_\mu\Psi_\lambda^{(c)} = \Psi_\lambda^T C\gamma_\mu C\bar\Psi_\lambda^T = -\bar\Psi_\lambda\gamma_\mu\Psi_\lambda, \quad (\text{П}.2)$$

так как Ψ антикоммутируют, $C^2 = -1$. Во второй скобке

$$\bar\Psi_\lambda\gamma_\mu\gamma_5\Psi_\lambda^{(c)} = \quad (\text{П}.3)$$

$$= \bar\Psi_{\lambda L}\gamma_\mu\gamma_5 C\bar\Psi_{\lambda R}^T + \bar\Psi_{\lambda R}\gamma_\mu\gamma_5 C\bar\Psi_{\lambda L}^T,$$

а второе слагаемое в (П.3) равно первому:

$$\bar\Psi_{\lambda R}\gamma_\mu\gamma_5 C\bar\Psi_{\lambda L}^T = \bar\Psi_{\lambda L}\gamma_\mu\gamma_5 C\bar\Psi_{\lambda R}^T. \quad (\text{П}.4)$$

В кинетическом члене лагранжиана производные $\hat p = i\gamma\partial$ во втором слагаемом первой скобки (П.1), т.е. в формуле (П.2), и во втором слагаемом (П.3), т.е. в формуле (П.4), следует перекинуть с одного Ψ на другое. Знак минус от этой операции сделает вклад от второй скобки равным нулю, а первая скобка равна, согласно (23),

$$\bar\Psi\hat p\Psi = \frac{1}{2N^2}\left\{\left(1+\frac{\mu}{M+\lambda}\right)^2 + \right. \quad (\text{П}.5)$$

$$\left. + \left(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\right)^2\right\}\bar\Psi_\lambda\hat p\Psi_\lambda \equiv \bar\Psi_\lambda\hat p\Psi_\lambda$$

— кинетическому члену фермиона Ψ_λ.

При вычислении слабого нейтрального тока тяжелых зеркальных нейтрино Ψ

$$\bar\Psi_R^{(\nu)}\gamma_\mu\Psi_R^{(\nu)} = \bar\Psi^{(\nu)}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi^{(\nu)} \quad (\text{П}.6)$$

получим, снова используя формулы (29), выражение, не сохраняющее лептонные числа:

$$\frac{1}{2N^2}\left\{\bar\Psi_\lambda\left(1-\frac{\mu}{M+\lambda}\gamma_5\right)^2\gamma_\mu\gamma_5\Psi_\lambda - \right. \quad (\text{П}.7)$$

$$-\left(1-\frac{\mu^2}{(M+\lambda)^2}\right)\times$$

$$\left.\times\left[\bar\Psi_\lambda^{(c)}\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi_\lambda + \bar\Psi_\lambda\gamma_\mu\frac{1+\gamma_5}{2}\Psi_\lambda^{(c)}\right]\right\}.$$

Формула (П.7) аналогична вычисленной другим путем формуле (39) из [16]. Так же вычисляются слабые заряженные токи и взаимодействия зеркальных нейтрино со скалярами.

В более высоких порядках по малому параметру $m_{\rm SM}/M_{\rm mir} \ll 1$ несохранение лептонных чисел может проявиться и в системе легких нейтрино СМ в виде малых поправок к СМ-формулам.

Приложение 2

В работе [6] найдены волновые функции (в пространстве индексов поколений) массивных заряженных фермионов СМ. Это левые собственные функции сепарабельной матрицы (32) — массовой матрицы ЗС-модели. Вычисление проводится по теории возмущений по иерархии (34).

Для векторов A_n и B_n работы [6] введем параметризацию, соответствующую настоящей работе:

$$A_n \Rightarrow A_n a_n, \quad B_n \Rightarrow \frac{B_n}{\mu_n}b_n, \quad (\text{П}.8)$$
$$n = 0, 1, 2.$$

Здесь A_n, B_n в правой части (П.8) — модули векторов, нормированные векторы: $a_n = (a_1^{(n)}, a_2^{(n)}, a_3^{(n)})$ и аналогично b_n ($|b_n| = 1$ — комплексный, а

$|a_n| = 1$ — вещественный). Левые волновые функции заряженных лептонов (оставляя только наибольшие по иерархии (34) комплексные вклады) равны (формулы (28)–(30), [6]):

$$\Phi_\tau = a_0 + \frac{(B_1A_1/\mu_1)}{(B_0A_0/\mu_0)}(b_1^+, b_0)a_1 + \cdots, \qquad (\Pi.9)$$

$$\Phi_\mu = \frac{a_1 - \cos\alpha_{01}a_0}{|\sin\alpha_{01}|} - \\ - |\sin\alpha_{01}|\frac{(B_1A_1/\mu_1)}{(B_0A_0/\mu_0)}(b_0^+, b_1)a_0 + \cdots,$$

$$\Phi_e = \frac{[a_0, a_1]}{|\sin\alpha_{01}|} - F(b_n)\frac{(B_2A_2/\mu_2)}{(B_1A_1/\mu_1)}\frac{[a_0, a_2]}{|\sin\alpha_{01}|} + \cdots,$$

где комплексный фактор $F(b_n)$ равен:

$$F(b_n) = \frac{(b_1^+, b_2) - (b_1^+, b_0)(b_0^+, b_2)}{1 - |(b_1^+, b_0)|^2}. \qquad (\Pi.10)$$

Модули векторных произведений векторов

$$|[a_0, a_1]| = \sin\alpha_{01}, \quad |[a_0a_2]| = \sin\alpha_{02} \text{ и т.д.,} \qquad (\Pi.11)$$

α_{01}, α_{02}, α_{12} — углы между вещественными векторами a_n. Скалярные произведения a_n есть: $(a_0, a_1) = \cos\alpha_{01}$ и т.д.

Волновые функции дираковского нейтрино вещественны (разд. 3). Для вычисления возможных наибольших комплексных вкладов в МСС достаточно использовать главные части этих функций. Согласно формуле (40) [8], если бы спектр нейтрино был бы инверсным и чисто иерархическим — $m_1 > m_2 > m_3$, то главные члены левых функций нейтрино (собственные функции матрицы (30)) были бы:

$$\Phi_{\nu_1} = a_2 + \ldots, \qquad (\Pi.12)$$

$$\Phi_{\nu_2} = \frac{a_1 - \cos\alpha_{12}a_2}{|\sin\alpha_{12}|} + \ldots,$$

$$\Phi_{\nu_3} = \frac{[a_2, a_1]}{|\sin\alpha_{12}|} + \ldots.$$

Реальный наблюдаемый спектр нейтрино: при инверсном характере спектра состояния с номерами 1, 2 близки по массе ("вырождение", [8]). Волновые функции состояний 1, 2 определяются тогда через (П.12) и формулу (38) работы [9]:

$$\Phi_1' = \Phi_{\nu_1}\cos\beta + \Phi_{\nu_2}\sin\beta, \qquad (\Pi.13)$$

$$\Phi_2' = -\Phi_{\nu_1}\sin\beta + \Phi_{\nu_2}\cos\beta.$$

Вещественный угол β — "угол снятия вырождения" — зависит от поправок к функциям (П.12) и влияния на них Φ_{ν_3}. При нашем рассмотрении β остается еще одним параметром задачи.

Из формул (П.9) и (П.12) элемент V_{3e} МСС лептонов представляется формулой:

$$V_{3e} = \langle\Phi_{\nu_3}, \Phi_e\rangle = \frac{([a_2, a_1], [a_0, a_1])}{|\sin\alpha_{01}\sin\alpha_{12}|} - \qquad (\Pi.14) \\ - F(b_n)\frac{(B_2A_2/\mu_2)}{(B_1A_1/\mu_1)}\frac{([a_2, a_1], [a_0, a_2])}{|\sin\alpha_{01}\sin\alpha_{12}|},$$

$$([a_2, a_1], [a_0, a_1]) = \cos\alpha_{02} - \cos\alpha_{01}\cos\alpha_{12},$$
$$([a_2, a_1], [a_0, a_2]) = \cos\alpha_{02}\cos\alpha_{12} - \cos\alpha_{01}.$$

Первый (вещественный) член в (П.14) оказывается малой величиной [9]. Это связано с тем, что при иерархическом характере спектра масс заряженных лептонов вектор a_2 с точностью до малых отношений масс (34) разных поколений ортогонален векторам a_0 и a_1. Приближенная ортогональность является теоретическим обоснованием в ЗС-подходе малости нейтринного угла смешивания θ_{13} (формулы (35), (37), [9]). Но тогда следует иметь в виду, что первый член в (П.14) не может один определять величину V_{3e}. Возможны дополнительные вещественные вклады того же порядка от учета влияния малой массы m_3 и поправок к формулам (П.12) и (П.13). Сумма всех этих величин должна здесь определять модуль элемента $|V_{3e}| = |\sin\theta_{13}| \approx 0.14{-}0.16$, если комплексный вклад в (П.14) еще меньше.

Параметры, определяющие МСС лептонов в (П.14), отличаются от стандартных углов смешивания $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ поколений нейтрино. Поэтому комплексный фактор в (П.14) может изменяться переносом комплексных фаз других элементов МСС. Это происходит переопределением фаз волновых функций лептонов. К элементу V_{3e} такие фазы могут перейти от элементов $V_{3\tau}$ и V_{1e}. Элемент $V_{3\tau}$ в рассматриваемом приближении оказывается вещественным, а V_{1e} равен:

$$V_{1e} = \langle\phi_{\nu_1}'|\phi_e\rangle = \frac{(a_2, [a_0, a_1])}{|\sin\alpha_{01}|} \times \qquad (\Pi.15) \\ \times \left[(\cos\beta - \sin\beta|\cot\alpha_{12}|) + \right. \\ \left. + F(b_n)\frac{(B_2A_2/\mu_2)}{(B_1A_1/\mu_1)}\frac{\sin\beta}{|\sin\alpha_{12}|}\right],$$

т.е. с тем же комплексным фактором, что и (П.14). Этот фактор безусловно мал в нашей ЗС-системе и связан с отношением масс m_e/m_μ. Действительно, согласно формулам (24), (25) статьи [6] при учете (П.8) имеем

$$m_e \simeq \frac{A_2B_2}{\mu_2}f_e(a_n, b_n), \qquad (\Pi.16)$$

$$m_\mu \simeq \frac{A_1B_1}{\mu_1}f_\mu(a_n, b_n),$$

f_e, f_μ — определяемые в [6] вещественные функции.

Можно убедиться, что все сопровождающие комплексности $F(b_n)$ факторы не проявляют возможности больших отклонений от единицы. Для доказательства используем следующие свойства.

1. Приближенная ортогональность векторов $a_2 \perp a_0, a_1$, следующая из иерархического характера спектра лептонов [9].

2. Сепарабельная форма массовой матрицы (32) приводит к тому, что аналогичная ортогональность $b_2 \perp b_0, b_1$ имеет место и для чисто вещественных b_n.

3. Наблюдаемая матрица PMNS [15] в сравнении с вычисленным в работе [9] приближенным остовом МСС лептонов (формула (39), [9]) позволяет оценить величину ряда используемых параметров:

$$\cos\beta \simeq 0.8{-}0.9, \quad \sin\beta \simeq 0.5{-}0.6, \quad \sin\alpha_{12} \sim \cos\alpha_{12} \approx 0.6{-}0.8. \tag{П.17}$$

В результате для стандартной формы элемента V_{3e} матрицы PMNS получим выражение

$$V_{3e} \simeq (0.14{-}0.16) + \xi F(b_n)\frac{m_e}{m_\mu}, \tag{П.18}$$

$|\xi| \sim 1$. Из формулы (П.10) следует, что $F(b_n)$ является небольшой (если $b_0 \neq b_1$), почти чисто мнимой величиной, так как при вещественных $b_2 \perp \perp b_0, b_1$ $F(b_n) \simeq 0$. Для равенства "направлений" $b_0 = b_1$ нет видимых причин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Fukugita and T. Yamagida, Phys. Lett. B **174**, 45 (1986).
2. C. Hagedorn, R. N. Mohapatra, E. Molinaro, C. C. Nishi, and S. T. Petcov, J. Mod. Phys. A **33**, 1842006 (2018), arXiv: 1711.02866 [hep-ph].
3. K. Abe *et al.* (T2K Collab.), Phys. Rev. D **91**, 072010 (2015); arXiv: 1502.01550 [hep-ph].
4. J. Elevant and T. Schwetz, arXiv: 1506.07685 [hep-ph]; D. V. Forero and P. Huber, arXiv: 1601.03736 [hep-ph].
5. S. Pascoli, CERN Courier **56** (6), 34 (2016).
6. И. Т. Дятлов, ЯФ **77**, 775 (2014) [Phys. Atom. Nucl. **77**, 733 (2014)]; arXiv: 1312.4339 [hep-ph].
7. И. Т. Дятлов, ЯФ **78**, 1015 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 956 (2015)]; ЯФ **81**, 406 (2018) (Поправка); arXiv: 1509.07280 [hep-ph].
8. И. Т. Дятлов, ЯФ **78**, 522 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 485 (2015)]; ЯФ **81**, 406 (2018) (Поправка); arXiv: 1502.01501 [hep-ph].
9. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 368 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 679 (2017)]; arXiv: 1703.00722 [hep-ph].
10. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
11. M. Takabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
12. F. P. An *et al.* (Daya-Bay Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012); J. K. Ahn *et al.* (RENO Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012); Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collab.), Phys. Rev. D **86**, 052008 (2012).
13. R. N. Mohapatra and A. Yu. Smirnov, hep-ph/0603118.
14. T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
15. J. Bergström, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, and T. Schwetz, JHEP **1509**, 200 (2015); arXiv: 1507.04366 [hep-ph].
16. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 151 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 275 (2017)]; arXiv: 1611.05635 [hep-ph].
17. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 253 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 469 (2017)]

LEPTON *CP* PROPERTIES IN THE MIRROR MECHANISM

I. T. Dyatlov

National Research Center Kurchatov Institute —
Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

Quark and lepton mass matrices can be generated by transitions through intermediate states formed of heavy mirror fermions. Such a model is capable to reproduce the main qualitative features of the weak mixing matrices (CKM and PMNS matrices). The reproduction includes the hierarchy of CKM matrix elements, smallness of the θ_{13} — neutrino mixing angle. It brings also very tiny neutrino masses. For leptons these properties appear only for the neutrino Dirac nature and its inverse spectrum. Spontaneous violation of the mirror symmetry together with the observed mass hierarchy for charged leptons (e, μ, τ) set the PMNS matrix structure and make possible evaluation of its allowed complexity, i. e. of the lepton CP properties. The PMNS matrix does not contain then Majoran phases and its Dirac phase δ_{CP} corresponds to $|\sin\delta_{CP}|$ significantly less than unity.