ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2020, том 83, № 3, с. 263–269

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ДИРАКОВСКИЕ НЕЙТРИНО В SEE–SAW-МЕХАНИЗМЕ. НЕСОХРАНЕНИЕ ЧИСЛА ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО

И. Т. Дятлов*

НИЦ "Курчатовский институт" — Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия
Поступила в редакцию 19.11.2019 г.; после доработки 19.11.2019 г.; принята к публикации 19.11.2019 г.

Механизм see–saw, объясняющий малость масс нейтрино присутствием тяжелых майорановских масс, приводит к майорановским же частицам и прямому несохранению лептонного числа. Предложен вариант see–saw, в результате которого появляются только дираковские нейтрино с тем же несохранением. Такая ситуация представляется возможной для тяжелых нейтрино с непертурбативными связями с хиггсовским бозоном H. Она требуется для зеркальных нейтрино в модели, объясняющей структуру матриц слабого смешивания кварков и лептонов существованием очень тяжелых зеркальных аналогов фермионов Стандартной модели. Непертурбативность задачи не позволяет провести аналитическое решение, но выведенные условия свидетельствуют о предпочтительном появлении в данном механизме именно дираковских нейтрино. Явление может иметь значение для процессов лептогенеза, если все нейтрино дираковские.

DOI: 10.31857/S0044002720030058

1. ВВЕДЕНИЕ

Нарушающие лептонное число майорановские массы являются существенным элементом see–saw-механизма — возможного объяснения исключительной малости масс нейтрино. Результат see–saw известен, многократно применен и описан (см. обзоры [1]): возникают два обязательно майорановских нейтрино с разными массами — тяжелой и легкой.

Лагранжан see–saw-механизма для масс нейтрино (одно поколение) имеет вид

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu\Big(\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R\Big) + + \frac{M_R}{2}\Big(\Psi_R^T C\Psi_R + \bar{\Psi}_R C\bar{\Psi}_R^T\Big), \qquad (1)$$

где $\Psi_{R,L}$ — киральные компоненты (R, L) нейтрино, Ψ_R — слабый изоскаляр, Ψ_L — компонента изоспинора. Лагранжиан включает дираковскую (μ) и майорановскую (M_R) массы. Центральную роль в выборе (1) играет слабая $SU_L(2)$-симметрия. Дираковская масса μ появляется в Стандартной модели (СМ) в результате спонтанного нарушения $SU_L(2)$ вакуумным средним хиггсовского изодублета Φ_H [2]. Майорановская масса M_R может непосредственно присутствовать в лагранжиане, так как Ψ_R — изоскаляр. Она может появляться также в результате процедуры, аналогичной возникновению μ [2] с вакуумным средним нового изоскалярного мезона.

Майорановские члены с компонентой изодублета Ψ_L обычно не рассматриваются. Введение их без прямого нарушения $SU_L(2)$-инвариантности требует совершенно иной, усложненной процедуры [1]: существования изовекторных скаляров со своим вакуумным средним или неперенормируемых членов $\sim\Phi_H^2$. Но и новые произвольные константы (M_L) не меняют майорановского характера возникающих при этом нейтрино.

Кажется очевидным, что в механизме see–saw невозможно совместить приемлемо подходящее нарушение слабой $SU_L(2)$-симметрии с дираковскими состояниями нейтрино, т.е. с симметричным одновременным присутствием Ψ_R и Ψ_L компонент.

В предложенной автором феноменологической модели [3, 4] наблюдаемые качественные структуры матриц слабого смешивания кварков и лептонов обусловлены существованием очень тяжелых аналогов фермионов СМ с зеркальными свойствами (модель нарушенной зеркальной симметрии). Для нейтрино воспроизводятся наблюдаемые качества — исключительная малость масс и существенное отличие лептонной матрицы слабого смешивания от кварковой [5], включая такие тонкие детали, как малость синуса угла смешивания Θ_{13}. Воспроизведение, естественно, достигается здесь при дираковской природе как тяжелых (зеркальных), так и легких (СМ) нейтрино. Оно оказывается возможным как результат аналога see–saw-механизма со специфическим подбором майорановских констант (M_R, M_L). Даже при $\mu \ll M$

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

механизм see—saw для каждой из систем легких и тяжелых (зеркальных) частиц создает не два состояния (майорановские) с разными массами, а одно (дираковское) с определенной массой.

В настоящей работе исследуется, как требуемая система дираковских состояний может возникнуть в see—saw-схеме как результат действия динамического механизма, вызванного обязательным присутствием в зеркальной модели непертурбативной связи тяжелых зеркальных Ψ (это еще не физические нейтрино модели) с хиггсовским бозоном H. Только непертурбативный механизм приводит к возникновению массы M_L. Прямое нарушение слабой $SU(2)$-симметрии непосредственным введением M_L в лагранжиан (1) не происходит. Поскольку H возникает в нарушенной $SU(2)$-системе, то и рассматриваемый механизм есть следствие обычного хиггсовского механизма нарушения [2]. Он невозможен в системе до нарушения. В зеркальной схеме слабая симметрия $SU(2)$ становится киральной: $SU(2) \to SU_L(2)$ только при нарушении зеркальной симметрии. Ее нарушение означает и нарушение слабой $SU(2)$. В такой системе тяжелых дираковских нейтрино возникало бы несохранение лептонного числа во взаимодействиях с бозоном H и слабым вектоном W.

Непертурбативность системы препятствует аналитическому анализу процесса. Приходится ограничиться исследованием свойств основного уравнения и условий существования его решений. Эти условия соответствуют именно дираковской природе нейтрино.

Связь физических тяжелых зеркальных нейтрино с хиггсовским бозоном H прикрыта здесь непертурбативностью. Она может не соответствовать правилам СМ: простая пропорциональность массам частиц. Такая ситуация существует уже и в обычной (пертурбативной) see—saw-системе (см. формулы (11), (12)). В то же время константы связи H с легкими нейтрино, представляющими в модели нейтрино СМ, пропорциональны их массам. Поэтому для наблюдаемых частиц с их массами пертурбативные свойства СМ не меняются. В частности, благодаря компенсации W-вкладов вкладами с участием бозона H нет быстрого роста сечений процессов с рождением продольно поляризованных векторных W-бозонов [2].

В разд. 2 обычный механизм see—saw сравнивается с искомым вариантом, приводящим к дираковским нейтрино. Обсуждаются свойства и отличия двух систем. Раздел 3 посвящен выводу приближенного уравнения, способного породить дираковские частицы, и найдены условия существования решений. В разд. 4 обсуждается связь изучаемых механизмов для тяжелых нейтрино с физикой легких нейтрино СМ.

2. МАЙОРАНОВСКИЕ МАССОВЫЕ ЧЛЕНЫ ДЛЯ МАЙОРАНОВСКИХ И ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО

Для ясности понимания дальнейшего рассмотрения напомним процедуру возникновения майорановских состояний в лагранжиане (1). Эта процедура в той или иной форме присутствует во всех представлениях see—saw-механизма [1]. Введем майорановские операторы:

$$\chi_R = \frac{\Psi_R + C\bar{\Psi}_R^T}{\sqrt{2}}, \quad \chi_L = \frac{\Psi_L + C\bar{\Psi}_L^T}{\sqrt{2}}, \tag{2}$$

C — матрица зарядового сопряжения, считаем ее вещественной $C = -C^T$, $C^2 = -1$. В терминах (2) лагранжиан (1) имеет вид

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu\Big(\bar{\chi}_R\chi_L + \bar{\chi}_L\chi_R\Big) + M_R(\bar{\chi}_R\chi_R). \tag{3}$$

Диагонализация (3) есть диагонализация матрицы

$$\begin{array}{cc} \bar{\chi}_R & \bar{\chi}_L \end{array} \tag{4}$$

$$\begin{vmatrix} M_R & \mu \\ \mu & 0 \end{vmatrix} \quad \begin{array}{c} \chi_R \\ \chi_L \end{array}.$$

Она приводит к собственным значениям

$$\lambda_\pm = \frac{M_R}{2} \pm \sqrt{\frac{M_R^2}{4} + \mu^2} \tag{5}$$

и собственным функциям майорановских фермионов

$$\chi_+ = \frac{1}{\sqrt{N}}\Big[\chi_R - \frac{\mu}{\lambda_+}\chi_L\Big], \tag{6}$$

$$\chi_- = \frac{1}{\sqrt{N}}\Big[\chi_L + \frac{\mu}{\lambda_+}\chi_R\Big], \quad N = \frac{\lambda_+^2}{\lambda_+^2 + \mu^2}.$$

При $M_R \gg \mu$ приходим к хорошо известным [1] — очень большой и очень малой, массам майорановских состояний (6)

$$\lambda_+ \simeq M_R, \quad \lambda_- \simeq -\frac{\mu^2}{M_R}. \tag{7}$$

Интерес представляют взаимодействия нейтрино (6) с хиггсовским скалярным дублетом Φ_H и векторным бозоном W. Благодаря связи между этими взаимодействиями, обусловленной спонтанным нарушением слабой $SU(2)$-симметрии:

$$\langle\Phi_H\rangle = \frac{\eta}{\sqrt{2}}, \quad \eta \simeq 246 \text{ ГэВ [5]}, \tag{8}$$

в СМ происходит сокращение вкладов диаграмм с участием H и W, ограничивающее рост сечений с энергией. Кроме того, в инвариантной калибровке вклады от полюса $q^2 = 0$ в пропагаторе W

$$\frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/q^2}{q^2 - M_W^2} = \tag{9}$$
$$= \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/M_W^2}{q^2 - M_W^2} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\frac{1}{M_W^2},$$

сокращаются с вкладом голдстоуновского бозона $\varphi = \eta\theta/2$ нарушенной симметрии

$$\Phi_H = \frac{\eta + H}{\sqrt{2}} e^{i(\boldsymbol{\theta\tau})/2}, \tag{10}$$

$\boldsymbol{\tau}$ — матрицы изоспина. При взаимодействии только с нейтрино $\boldsymbol{\tau} \to \tau_3 \to 1$. Сокращения происходят между вкладами диаграмм одного порядка теории возмущений. Такое пертурбативное сокращение возможно при малых константах связи H-бозона с фермионами.

В СМ без see–saw эти свойства обеспечиваются тем, что μ есть непосредственно масса фермиона. В see–saw-механизме при массах $\lambda_\pm$ (5) взаимодействия Ψ_L и Ψ_R с Φ не пропорциональны массам:

$$\frac{\sqrt{2}\mu}{\eta}\bigg(\bar\Psi_L\Psi_R\frac{\eta+H}{\sqrt{2}}e^{i(\theta\tau/2)} + \tag{11}$$
$$+ \bar\Psi_R\Psi_L\frac{\eta+H}{\sqrt{2}}e^{-i(\theta\tau/2)}\bigg) \Rightarrow$$
$$\Rightarrow \mu(\bar\Psi\Psi) + \frac{\mu}{\eta}(\bar\Psi\Psi)H + i\frac{\mu}{\eta}(\bar\Psi\gamma_5\Psi)\varphi.$$

Взаимодействие с хиггсовским бозоном H имеет вид

$$\frac{\mu}{\eta}\bar\Psi\Psi H = \tag{12}$$
$$= \frac{\mu}{\eta N}\bigg[-\frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_-\chi_- + \frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_+\chi_+ +$$
$$+ \frac{M_R}{\lambda_+}\Big(\bar\chi_+\chi_- + \bar\chi_-\chi_+\Big)\bigg]H.$$

Здесь только взаимодействие с χ_- пропорционально его массе

$$-\frac{\mu^2}{\lambda_+} = \frac{\lambda_+\lambda_-}{\lambda_+} = \lambda_-. \tag{13}$$

Рассмотрим, как сокращения вкладов происходят в see–saw-системе. Связь с голдстоуновской "частицей" φ в терминах (2) и (6) приобретает форму, аналогичную (12):

$$i\frac{\mu}{\eta}(\bar\Psi\gamma_5\Psi)\varphi = i\frac{\mu}{\eta N}\bigg[\frac{M_R}{\lambda_+}\Big(\bar\chi_+\gamma_5\chi_- + \bar\chi_-\gamma_5\chi_+\Big) +$$
$$+\frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_+\gamma_5\chi_+ - \frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_-\gamma_5\chi_-\bigg]\varphi. \tag{14}$$

Взаимодействие нейтрино (6) с полюсным членом пропагатора W в (9) оказывается точно таким же ($M_W = \frac{1}{2}g_2\eta$, [2]):

$$g_2\frac{q^\mu}{M_W}\left(\bar\Psi_L\gamma_\mu\frac{\tau\varphi}{2}\Psi_L\right) \Rightarrow \tag{15}$$
$$\Rightarrow \frac{\mu}{\eta N}\bigg[\frac{M_R}{\lambda_+}\Big(\bar\chi_+\gamma_5\chi_- + \bar\chi_-\gamma_5\chi_+\Big) +$$
$$+ \frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_+\gamma_5\chi_+ - \frac{2\mu}{\lambda_+}\bar\chi_-\gamma_5\chi_-\bigg]\varphi,$$
$$q = p_1 - p_2, \quad \hat p\chi_\pm = \lambda_\pm\chi_\pm.$$

Благодаря связи вкладов с бозоном H и вкладов со слабым взаимодействием (как и в СМ) отсутствует быстрый рост сечений с участием продольных W.

Проведенный анализ применим для теоретико-возмущенческой связи $\mu/\eta \ll 1$. Большие константы существенно изменяют механизм.

Предположим теперь систему, которая хотя и включает майорановский массовый член, но приводит к дираковским частицам. Такой вариант был построен в [2, 3] для модели зеркальной симметрии, воспроизводящей свойства матриц слабого смешивания кварков и лептонов. Массовая часть лагранжиана для этого варианта есть

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu\Big(\bar\Psi_R\Psi_L + \bar\Psi_L\Psi_R\Big) + \tag{16}$$
$$+ \frac{M}{2}\Big(\Psi_R^T C\Psi_R - \Psi_L^T C\Psi_L\Big) + \text{c.c.}$$

Только при таком знаке между равными L- и R-членами формула (16) представляет дираковское нейтрино, иначе — майорановское.

Лагранжиан (16) отличается от (1) членом с изоспинором Ψ_L и нарушает $SU(2)$-инвариантность. Более того, как уже указано в разд. 1, этот член нельзя простым образом получить из $SU(2)$-инвариантного лагранжиана. Надо вводить нарушение с помощью вакуумных средних изовекторного скаляра или использовать неперенормируемые взаимодействия фермионов с квадратом хиггсовского скаляра: $\sim\Phi_H^2$ [1]. Но тогда равенство коэффициентов $M_R = -M_L$ представляется абсолютно не имеющим оснований.

Далее будет предложен вариант решения этой проблемы; сейчас опишем свойства системы нейтрино, определяемой выражением (16). Лагранжиан (16) можно переписать с помощью дираковских операторов

$$\Psi = \Psi_R + \Psi_L. \tag{17}$$

Имеем

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \mu\bar\Psi\Psi + \frac{M}{2}\Big(\bar\Psi^C\gamma_5\Psi - \bar\Psi\gamma_5\Psi^C\Big), \tag{18}$$
$$\Psi^C = C\bar\Psi^T.$$

Диагонализация этого выражения действительно приводит к дираковским операторам [4]:

$$\Psi_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \tag{19}$$

$$\times \left[\Big(1 - \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\gamma_5\Psi + \Big(1 + \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi^C\right],$$

$$\Psi_\lambda^C = \frac{1}{\sqrt{2N}} \times$$

$$\times \left[\Big(1 + \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi - \Big(1 - \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\gamma_5\Psi^C\right],$$

$$\lambda = (M^2+\mu^2)^{1/2}, \quad N = \frac{2\lambda}{M+\lambda}, \quad \Psi_\lambda \neq \Psi_\lambda^C.$$

Лагранжиан (18) переходит в форму

$$\mathcal{L}^{(\nu)} = \lambda\bar{\Psi}_\lambda\Psi_\lambda, \tag{20}$$

т.е. в дираковский массовый член, что подтверждается и переходом к Ψ_λ в кинетическом члене лагранжиана (см. [4b]).

Очевидно, при этом теряется основная цель введения see–saw-механизма — объяснение появления состояний с очень малой массой, но в модели [1, 2] именно существование очень тяжелых дираковских зеркальных нейтрино приводит к очень малым массам дираковского нейтрино СМ и подходящим качественным свойствам матрицы слабого смешивания.

Обращение формул (19)

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2N}} \times \tag{21}$$

$$\times \left[\Big(1 - \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\gamma_5\Psi_\lambda + \Big(1 + \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi_\lambda^C\right],$$

$$\Psi^C = \frac{1}{\sqrt{2N}} \times$$

$$\times \left[\Big(1 + \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\Psi_\lambda - \Big(1 - \frac{\mu}{M+\lambda}\Big)\gamma_5\Psi_\lambda^C\right]$$

позволяет определить взаимодействие с хиггсовским бозоном. Оно включает члены, не сохраняющие лептонное число:

$$\frac{\mu}{\eta}(\bar{\Psi}\Psi)H = \left[\frac{\mu^2}{\lambda\eta}(\bar{\Psi}_\lambda\Psi_\lambda) + \right. \tag{22}$$

$$\left. + \frac{\mu M}{2\lambda\eta}\Big(\bar{\Psi}_\lambda^C\gamma_5\Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda\gamma_5\Psi_\lambda^C\Big)\right]H.$$

Связь Ψ_λ с голдстоуновской "частицей" нарушенной симметрии равна (взаимодействие только с нейтрино $\tau \to 1$):

$$i\frac{\mu}{\eta}\bar{\Psi}\gamma_5\Psi\varphi = i\left[\frac{\mu^2}{\lambda\eta}(\bar{\Psi}_\lambda\gamma_5\Psi_\lambda) + \right. \tag{23}$$

$$\left. + \frac{\mu M}{2\lambda\eta}\Big(\bar{\Psi}_\lambda^C\Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda\Psi_\lambda^C\Big)\right]\varphi, \langle T(\varphi,\varphi)\rangle \sim \frac{1}{-q^2}.$$

В то время как взаимодействие Ψ_λ с полюсным членом в пропагаторе W-бозона (9) есть:

$$\frac{g_2}{2M_W}\bar{\Psi}_L\hat{q}\Psi_L\varphi_W = \frac{g_2}{2M_W} \times \tag{24}$$

$$\times \left[\mu(\bar{\Psi}_\lambda\gamma_5\Psi_\lambda) + \frac{M}{2}\Big(\bar{\Psi}_\lambda^C\Psi_\lambda - \bar{\Psi}_\lambda\Psi_\lambda^C\Big)\right]\varphi_W,$$

$$\hat{p}\Psi_\lambda = \lambda\Psi_\lambda, \quad \langle T(\varphi_W,\varphi_W)\rangle = \frac{1}{-q^2}.$$

Здесь $\hat{p}\Psi_\lambda = \lambda\Psi_\lambda$, $\hat{p}\Psi_\lambda^C = -\lambda\Psi_\lambda^C$, так как имеются в виду спинорные состояния u и v. В СМ масса $M_W = g_2\eta/2$, и не возникает возможности сокращения вкладов от формул (23) и (24). Это, конечно, не удивительно из-за произвольного включения в лагранжиан (16) нарушающего $SU(2)$-симметрию члена. Почленная, пертурбативная компенсация вкладов не происходит. Наше утверждение состоит в том, что дираковская система (16) с нарушением лептонного числа может возникнуть при образовании нарушающего симметрию члена непертурбативным путем, при сильном взаимодействии ($\mu/\eta \gg 1$) хиггсовского бозона H с нейтрино. Такая ситуация существует для тяжелых зеркальных состояний в модели [3, 4] (в see–saw-варианте $M/\eta \gg \mu/\eta \gg 1$).

Может ли в таком варианте измениться стандартная масса W-бозона $M_W = g_2\eta/2$? Сильные взаимодействия, связанные с участием виртуальных тяжелых частиц, ограничены здесь очень малой областью $1/\lambda \ll 1/M_W$. В работе [6] замечено, что тогда влияние этих процессов может быть ограничено фактором отношения объемов, т.е. может быть мало. Поправки к массе W от виртуальных легких фермионов будут обычной стандартной величины.

3. НЕПЕРТУРБАТИВНЫЙ ПЕРЕХОД МАЙОРАНОВСКОЙ СИСТЕМЫ В ДИРАКОВСКУЮ

В лагранжиане (1) дираковский параметр массы μ возникает в СМ в результате нарушения слабой $SU(2)$-симметрии вакуумным средним хиггсовского дублета $\langle\Phi\rangle = n/\sqrt{2}$ (масса M_R не нарушает симметрию). Одновременно образуется хиггсовский бозон H (10). Бозон H меняет киральность нейтрино. Это приводит к обязательному появлению майорановской массы M_L в добавление к естественно присутствующей в лагранжиане (как в (1)) массе M_R. Рис. 1 поясняет это явление. При малых константах юкавской связи наведенные $M_L \neq M_R$ и фермионы останутся майорановскими.

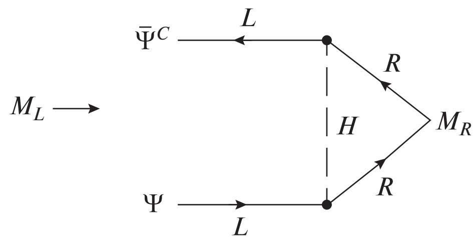

Рис. 1. Возникновение майорановской массы M_L через массу M_R.

При большом $\mu \gg \eta$ взаимодействие с нейтрино Ψ становится непертурбативным. Рассмотрим влияние этой сильной связи на майорановскую массу.

Для этого обсудим упрощенную модель, которая включает сильное взаимодействие Ψ с H $(\mu/\eta \gg \gg 1)$ и не содержит петель фермионов. В конечном результате ожидаем, что фермионы окажутся очень тяжелыми, что, возможно, ослабляет влияние их петель на исследуемые процессы (в see–saw-варианте $M \gg \mu \gg \eta$).

Будем исследовать уравнения для коэффициентов

$$\mathrm{Tr}\Big(\bar{\Psi}^C_{R,L}(p)\Psi_{R,L}(p)\Big) f_{R,L}(p), \tag{25}$$

которые включают все диаграммы типа рис. 2 (Tr по спинорным значкам, f_{RL} определен как $\frac{1}{4}\mathrm{Tr}$). Символ T на рис. 2 подразумевает диаграммы с произвольным числом H линий, не приводимые к разделению на части, соединенные двумя фермионными линиями. Функции f_R и f_L связаны друг с другом, так как киральности на фермионных линиях меняются как взаимодействием с H, так и массовыми частями пропагаторов. Нас интересует здесь возможность возникновения именно дираковского нейтрино, когда в лагранжиане присутствует только M_R.

Пропагаторы фермионов $\langle T(\Psi, \bar{\Psi})\rangle$ ищем в приближении "среднего поля", т.е. в виде выражений, которые хотим получить, но с произвольными, не зависящими от импульса, коэффициентами, определяемыми согласованием решения:

$$G(p) = \frac{\alpha + \beta\hat{p}}{\lambda^2 - p^2}, \quad \hat{p} = p_\mu \gamma^\mu. \tag{26}$$

Для дираковских состояний (19) с помощью обращенной формулы (21) имеем для $\langle T(\Psi, \bar{\Psi})\rangle$ (26):

$$\alpha = \mu, \quad \beta = 1, \quad \lambda = \sqrt{M^2 + \mu^2}. \tag{27}$$

Так как μ для данной задачи есть внешний параметр, заданный спонтанным нарушением $\langle \Phi \rangle$, в параметризации (26), (27) только M определяется согласованием решения (см. ниже формулу (34)).

И в упрощенном виде система уравнений остается слишком сложной даже для качественного анализа. Но в see–saw-варианте имеем $\alpha = = \mu \ll \lambda$. Можно решать задачу, пренебрегая α в

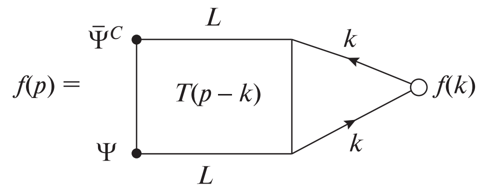

Рис. 2. Уравнение для коэффициента $f(p)$, формула (25).

числителях $G(p)$-пропагаторов. В принципе (если известно T) можно затем вычислять поправки $(\alpha/\lambda)^2$. Поправки α/λ отсутствуют. Анализ упрощается, поскольку теперь киральность меняется только H-взаимодействиями. Четное число вершин на каждой из линий фермионов не меняет киральности: $RR \to RR$, $LL \to LL$. Нечетное число вершин меняет киральность $RR \rightleftharpoons LL$. Разная четность числа вершин на двух линиях фермионов в T невозможна, так как f сохраняет киральность входящих-выходящих частиц.

Обозначим затравочную майорановскую массу в (1) M_0. Масса M_0 (коэффициент при Ψ_R-членах, $M_0 \equiv M_R$), конечно, не нарушает $SU(2)$-инвариантности и может присутствовать непосредственно в фундаментальном лагранжиане. Связанные уравнения для f_R и f_L теперь имеют вид (вместо TrT пишем T):

$$f_R(p) = \frac{1}{2}M_0 + \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\frac{(+k^2)}{(\lambda^2 - k^2)^2} \times \\ \times \Big[T_{RR}(p-k)f_R(k) + T_{RL}(p-k)f_L(k)\Big], \\ f_L(p) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\frac{(+k^2)}{(\lambda^2 - k^2)^2} \times \\ \times \Big[T_{LR}(p-k)f_R(k) + T_{LL}(p-k)f_L(k)\Big]. \tag{28}$$

В уравнениях (28) можно перейти к евклидовой метрике $(-k^2 \to k^2)$. Тогда факторы f, T являются вещественными.

Функции T не зависят от киральности, но $T_+ = T_{RR} = T_{LL}$ не равно $T_- = T_{RL} = T_{LR}$. В T_+ содержится четное число вершин H на каждой фермионной линии, а в T_- — нечетное. Обозначим

$$f_- = f_R - f_L. \tag{29}$$

Для f_- имеем уравнение (в евклидовой метрике: $k^2 \to -k^2$, $d^4k \to -id^4k$)

$$f_-(p) = \frac{1}{2}M_0 + \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{k^2}{(\lambda^2 + k^2)^2} \times \\ \times \Big[T_+(p-k) - T_-(p-k)\Big] f_-(k). \tag{30}$$

Величина f_- и уравнение для нее выбраны потому, что ядро уравнения в этом случае представляет собой знакопеременный ряд с разными знаками у членов с четным и нечетным числом H вершин на каждой из фермионных линий рис. 1.

Уравнение (30) не имеет решения, если в T ограничиться несколькими диаграммами с H-линиями. При больших импульсах асимптотика этих вкладов при $p^2 \to \infty$ равна

$$T_N(p) \sim \frac{1}{p^2} \ln^n \frac{p^2}{\lambda^2}. \tag{31}$$

Число $n < (N-1)$; N — число линий H: $T_N \sim \sim (\mu^2/\eta^2)^N$. Уравнение в таком пертурбативном варианте сводится к дифференциальному с граничными условиями (аналогично [7, 8]). Его решение убывает $f_-(p) \to 0$ при $p^2 \to \infty$. Интеграл в (30) от такого решения сходится и тоже убывает при $p^2 \to \infty$, что противоречит самому уравнению, где $f_-(p) \to \frac{1}{2}M_0$. При малых юкавских константах дираковское нейтрино (при $M_R \neq 0$) невозможно.

Решение (30) могло бы существовать, если бы бесконечный ряд членов $T_+ - T_-$ убывал при $k^2 \to \to \infty$ быстрее, чем $1/k^2$. При асимптотике отдельных членов (31) такое поведение возможно только при знакопеременном характере ряда $T_+ - T_-$ при больших k^2. Асимптотика знакопеременного ряда должна быть меньше (31).

Суммы вкладов диаграмм с определенными четными или нечетными числами линий H в T_+ и T_- трудно оценить. Но нет никаких оснований ожидать, что четные вклады имеют регулярно другие знаки, чем нечетные. Поэтому для возникновения знакопеременности ряда функция f_- является более предпочтительной величиной. Тогда условием существования решения $f(k^2 \to \infty) \to \frac{1}{2}M_0$ является сходимость интеграла

$$\left.\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2\Big(T_+(p-k) - T_-(p-k)\Big)}{(\lambda^2+k^2)^2}\right| < \infty. \tag{32}$$

Величина f_- определяет майорановскую массу именно в эффективном лагранжиане (16) для дираковских тяжелых нейтрино. Действительно, имеем

$$\begin{aligned} &\bar{\Psi}^C_R \Psi_R f_R + \bar{\Psi}^{(C)}_L \Psi_L f_L = \\ &= \frac{1}{2}\Big(\bar{\Psi}^C_R\Psi_R - \bar{\Psi}^C_L\Psi_L\Big)(f_R - f_L) + \\ &+ \frac{1}{2}\Big(\bar{\Psi}^C_R\Psi_R + \bar{\Psi}^C_L\Psi_L\Big)(f_R + f_L) = \\ &= \frac{1}{2}(\bar{\Psi}^C\gamma_5\Psi)f_- + \frac{1}{2}(\bar{\Psi}^C\Psi)f_+. \end{aligned} \tag{33}$$

Величина M есть решение уравнения

$$f_-(p^2)\Big|_{p^2=-(M^2+\mu^2)} = M, \tag{34}$$

поскольку лагранжиан (16) описывает частицы с массой $\lambda = (M^2+\mu^2)^{1/2}$. Из уравнения (30) очевидно, что f пропорционально M_0. Величина $f(p^2 = -(M^2+\mu^2))$ вещественна, так как особенности по массе p^2 диаграмм, образующих f, выше величины $p^2 > ((M^2+\mu^2)^{1/2} + m_H)^2$ при p^2 в неевклидовой метрике.

Надежда на сходимость интеграла (32) при асимптотике членов ряда (31) может осуществиться только при знакопеременности этого ряда. Такое поведение представляется более достижимым при варианте f_-, где чередование знаков заложено в определение. Это соответствует лагранжиану для дираковского нейтрино. Тогда для f_+ решение отсутствует (это было бы майорановское нейтрино).

Вспомогательная функция $f_-(p)$ сама по себе не описывает никакого процесса, но если она возможна, то в эффективном лагранжиане появляется комбинация $\bar{\Psi}^C\gamma_5\Psi$ с коэффициентом (34), связанная с существованием только M_R.

Решение (34) для f_- означает несохранение лептонного числа во взаимодействиях бозона H с тяжелыми нейтрино, как видно из формулы (23). Аналогичное явление возникает и в слабых взаимодействиях этих частиц (см. (24)).

4. СВЯЗЬ С ЛЕГКИМИ НЕЙТРИНО

В работах [3, 4] тяжелые нейтрино Ψ составляют зеркально-отраженную часть общей системы с легкими фермионами ψ. Это значит, что разница в свойствах (кроме массы) только в том, что в слабых взаимодействиях они участвуют правым током, т.е. Ψ_R — $SU(2)$-дублет, Ψ_L — синглет.

Тяжелые фермионы связаны с легкой частью системы (ψ) прямым образом членами, описывающими переходы одних в другие:

$$A\bar{\psi}_L\Psi_R + B\bar{\psi}_R\Psi_L + \text{c.c.} \tag{35}$$

Очевидно, это $SU(2)$-инвариант. Такая конструкция возникает из симметричной к замене $\psi \rightleftharpoons \Psi$ системы, в которой переходные коэффициенты A и B представляют массы дираковских изоспинора и изоскаляра $(\psi_{R,L} + \Psi_{L,R})$, включаемые в лагранжиан системы до нарушения зеркальной симметрии $\psi \rightleftharpoons \Psi$. Зеркальная симметрия нарушается аналогами хиггсовских скаляров.

Массы легких нейтрино, образуемые через переходы (35) в тяжелые зеркальные состояния, оказываются равными[1)]

$$m_V \simeq \frac{AB}{\mu}\left(\frac{\mu}{M}\right)^2. \tag{36}$$

[1)]Для дираковских легких частиц $A = B$, см. [3], “исправление” в ЯФ или arXiv.

Параметры μ и M — по-прежнему, соответственно, дираковская и майорановская части массы Ψ, как в (18). Формула (36) непосредственно свидетельствует о возможности исключительно малой массы нейтрино $A \ll \mu \ll M$, причем даже в более выразительной форме, чем обычный see–saw-механизм.

Взаимодействие легких частиц с хиггсовским скаляром Φ и бозоном H, ответственным за образование параметра μ, происходит здесь сложным образом, только через переходы в тяжелые Ψ (см. Приложение I статьи [9]). Переходы (35) приводят к присутствию в физических функциях нейтрино представителей тяжелых частиц Ψ:

$$\psi_\nu \simeq \psi + \frac{A}{M}\Psi. \qquad (37)$$

Взаимодействие легких нейтрино с H оказывается пропорциональным массе m_ν, т.е., как в СМ, имеем из (36)

$$f \sim \frac{\mu}{\eta}\frac{AB}{M^2} \simeq \frac{m_\nu}{\eta}. \qquad (38)$$

Благодаря этому, в зеркальной модели для легких нейтрино сохраняются свойства СМ:

- пертурбативное сокращение голдстоуновских вкладов с полюсом $q^2 = 0$ пропагатора W-бозона в инвариантной калибровке;
- отсутствие быстрого роста сечений процессов с участием W-бозонов продольной поляризации;
- отсутствие нарушения лептонного числа в процессах только с легкими нейтрино.

В работах [3, 4], а также [9], описано, как эти явления происходят в общем случае трех семейств фермионов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отправным пунктом для выбора зеркального механизма с дираковскими нейтрино служит открывающаяся здесь возможность естественного воспроизводства наблюдаемых качественных свойств матриц слабого смешивания и кварков (матрица СКМ) и лептонов (матрица PMNS).

Несохранение лептонного числа дираковских нейтрино имело бы значение при построении широко обсуждаемых в последние годы (см., например, [10]) моделей лептогенеза, если наблюдаемые нейтрино окажутся дираковскими.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. N. Mohapatra and A. Yu. Smirnov, hep-ph/0603118; S. F. King *et al.*, arXiv: 1402.4271 [hep-ph]; L. Maiani, arXiv: 1406.5503 [hep-ph].
2. Л. Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1990) [L. B. Okun, *Leptons and Quarks* (North-Holland, Amsterdam, 1982, transl. 1st ed.)].
3. И. Т. Дятлов, ЯФ **78**, 522 (2015) (исправление ошибки: ЯФ **81**, 406 (2018)) [Phys. At. Nucl. **78**, 485 (2015)]; arXiv: 1502.01501 [hep-ph].
4. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 368 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 679 (2017)]; arXiv: 1703.00722 [hep-ph] (a); ЯФ **82**, 158 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 144 (2019); arXiv: 1812.02403 [hep-ph] (b).
5. M. Takabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
6. И. Т. Дятлов, ЯФ **80**, 253 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 469 (2017)].
7. V. A. Miransky, Nuovo Cimento A **90**, 149 (1985).
8. C. N. Leung, S. T. Love, and W. A. Bardeen, Nucl. Phys. B **273**, 649 (1986).
9. И. Т. Дятлов, ЯФ **81**, 206 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 236 (2018)]; arXiv: 1802.00193 [hep-ph].
10. K. Moffat, S. Pascoli, S. T. Petcov, and J. Turner, arXiv: 1809.08251 [hep-ph]; K. Earl, C. S. Fing, T. Gregoire, and A. Tonato, arXiv: 1903.12192 [hep-ph].

DIRAC NEUTRINOS IN THE SEE–SAW MECHANISM. DIRAC LEPTON NUMBER VIOLATION

I. T. Dyatlov

National Research Centre "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

The see–saw-mechanism explains exclusively low values of neutrino masses through Majorana mass involvement. This mechanism entails a simultaneous appearance of Majorana neutrinos only and direct violation of the lepton number. This paper proposes a see–saw scenario that results in production of Dirac-type neutrinos alone with the same violation. This scenario becomes possible for very heavy neutrinos with the nonperturbative Higgs scalar H coupling. For heavy mirror neutrinos, it is required in the model that describes the structure of weak mixing matrices for quarks and leptons through the existence of heavy mirror analogues of Standard Model fermions. The nonperturbativity hampers the analytic solution, but the obtained conditions indicate that the mechanism under consideration preferentially generates just Dirac-type neutrinos. This phenomenon could have relevance for leptogenesis processes if all existing neutrinos were of the Dirac type.