Сама природа в зеркальном пространстве-времени

Р.С. Шарафиддинов

Институт Ядерной Физики, Академия Наук Узбекистана, Ташкент, 100214 Улугбек, Узбекистан

Аннотация

Единство структуры полей материи с законами ароматной симметрии включает то, что левое нейтрино в поле излучения может превращаться в правое, и наоборот. Эти переходы вместе с классическими решениями уравнения Дирака свидетельствуют в пользу нетождественности масс, энергий и импульсов нейтрино различной компоненты. Если мы признаем такое различие в массах, энергиях и импульсах, то принимая его идеи о том, что левое нейтрино и правое антинейтрино относятся к долгоживущим лептонам, а правое нейтрино и левое антинейтрино являются короткоживущими фермионами, мы могли бы следовать математическую логику уравнения Дирака в присутствии ароматно симметричных матриц массы, энергии и импульса. С их точки зрения сама природа разделяет пространство Минковского на левое и правое пространства относительно некоторой средней динамической линии. Тем самым она характеризует любую дираковскую частицу как левыми, так и правыми пространственно-временными координатами. Не исключено поэтому, что каковы бы ни были главные цели, каждый из ранних экспериментов о стерильных нейтрино, а именно о правых короткоживущих нейтрино может служить как источник фактов, подтверждающих существование зеркального пространства-времени Минковского.

1. Введение

Понятие о нейтрино, введенное Паули, может быть основано логически на наличие в природе ненарушенной ароматной симметрии [1]. С ее точки зрения каждый тип ($l = e$, μ, $\tau, ...$) заряженного лептона имеет свое собственное ($\nu_l = \nu_e$, ν_μ, $\nu_\tau, ...$) нейтрино. Такие пары объединяются в семействах определенного [2,3] аромата

$$L_l = \begin{cases} +1 & \text{для} \quad l_L, \quad l_R, \quad \nu_{lL}, \quad \nu_{lR}, \\ -1 & \text{для} \quad \bar{l}_R, \quad \bar{l}_L, \quad \bar{\nu}_{lR}, \quad \bar{\nu}_{lL}, \\ 0 & \text{для} \quad \text{остальных частиц,} \end{cases} \tag{1}$$

подтверждая, что сама природа свидетельствует [4,5] в пользу ароматно симметричной связи между структурными частицами в дифермионах

$$(l_L, \bar{l}_R), \quad (l_R, \bar{l}_L), \tag{2}$$

$$(\nu_{lL}, \bar{\nu}_{lR}), \quad (\nu_{lR}, \bar{\nu}_{lL}). \tag{3}$$

Это в свою очередь означает, что левое (правое) нейтрино в поле излучения подобно своему роду заряженного лептона [6] может превращаться в правое (левое), не изменяя свой аромат [7]. Такие переходы, однако, сталкиваются с многими проблемами, связанными со свойствами киральной инвариантности и зеркальной симметрии хорошо известных типов дираковских фермионов.

Они отражают наличие не обнаруженной до сих пор характерной особенности скрытой структуры массы, энергии, импульса и тем самым требуют в принципе фундаментально изменить наши представления о полях материи. Без такого изменения строительство единой полевой теории элементарных частиц все же остается не совсем в линии с природой.

Поэтому мы рассмотрим вопрос о том, существует ли какая-либо зависимость природы спина от массы, а если так, то что говорит ожидаемая связь о динамическом происхождении спонтанного нарушения зеркальной симметрии. Что касается проблемы киральной инвариантности, то результаты, следующие из ее рассмотрения, требуют специального представления.

2. Критерий спиральности для уравнения Дирака

Чтобы выразить идею более ясно, желательно использовать уравнение Дирака, которое для четырехкомпонентной волновой функции $\psi(t, \mathbf{x})$ может быть записано как

$$i\partial_t\psi = \hat{H}\psi, \tag{4}$$

где принято, что

$$\hat{H} = \alpha \cdot \hat{\mathbf{p}} + \beta m. \tag{5}$$

Здесь $\hbar = c = 1$, $E = i\partial_t$ и $\mathbf{p} = -i\partial_{\mathbf{x}}$, матрицы α, β и γ_5 в том виде, в каком были предложены Дираком [8], имеют следующую структуру:

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Среди них I-единичная матрица 2×2, а σ-спиновые матрицы Паули.

Такой выбор основан исторически на том факте [8], что α и β дают возможность непосредственно перейти из (5) к соотношению, включающему массу, энергию и импульс

$$E^2 = \mathbf{p}^2 + m^2. \tag{7}$$

Более того, если нейтрино из свободных частиц с энергией $E > 0$, то

$$\psi = u(\mathbf{p}, \sigma)e^{-ip\cdot x}. \tag{8}$$

При этих условиях α и β разделяют четырехкомпонентный спинор u на две двухкомпонентные спиноры. Мы должны поэтому заменить его с

$$u = u^{(r)} = \begin{bmatrix} \chi^{(r)} \\ u_a^{(r)} \end{bmatrix}, \tag{9}$$

где индекс a отличает $u^{(r)}$ и $u_a^{(r)}$ друг от друга.

Двухкомпонентные спиноры $\chi^{(r)}$ и $u_a^{(r)}$ отражают именно ту закономерность, что (4) образует две самые разнообразные уравнения

$$E\chi^{(r)} = (\sigma\mathbf{p})u_a^{(r)} + m\chi^{(r)}, \tag{10}$$

$$Eu_a^{(r)} = (\sigma\mathbf{p})\chi^{(r)} - mu_a^{(r)}. \tag{11}$$

Эта объединенная система в свою очередь устанавливает еще две весьма важные связи

$$u_a^{(r)} = \frac{(\sigma\mathbf{p})}{E+m}\chi^{(r)}, \quad \chi^{(r)} = \frac{(\sigma\mathbf{p})}{E-m}u_a^{(r)} \tag{12}$$

и тем самым описывает ситуацию, в которой наличие каждого из двух классических решений уравнения Дирака, равных

$$u^{(r)} = \sqrt{E+m}\begin{bmatrix}\chi^{(r)} \\ \frac{(\sigma\mathbf{p})}{E+m}\chi^{(r)}\end{bmatrix}, \tag{13}$$

говорит в пользу явной зависимости природы спина от массы. Вполне возможно поэтому, что зеркальная симметрия может быть нарушена за счет массы самой частицы [9].

Многие авторы утверждают, что нет связь между массой нейтрино и природой его спина. Существование последней, казалось бы, противоречить нашему наблюдению, что верхний (нижний) знак собственного значения $s = \pm 1$ оператора спиральности $\sigma\mathbf{p} = s|\mathbf{p}|$ соответствует правому (левому) нейтрино при определенном выборе направлений спина и импульса. Но, как утверждено в (4), этот вывод следует из того факта, что в том виде, в каком она была принята, составная структура уравнения Дирака, зависящая от массы, энергии и импульса, не в состоянии дать категорический ответ на вопрос о том, какой из двух четырехкомпонентных спиноров (13) вместе с

$$\chi^{(1)} = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}, \quad \chi^{(2)} = \begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \tag{14}$$

описывает одно и то же левое $(s = L = -1)$ или правое $(s = R = +1)$ спиновое состояние фермиона.

Уместно также включить в обсуждение свободную античастицу с

$$\psi = \nu(\mathbf{p}, \sigma)e^{-ip\cdot x}. \tag{15}$$

Если мы выбраем ее спинор

$$\nu = \nu^{(r)} = \begin{bmatrix}\nu_a^{(r)} \\ \chi^{(r)}\end{bmatrix}, \tag{16}$$

при котором индекс a ответствен за выделение $\nu^{(r)}$ и $\nu_a^{(r)}$ друг от друга, то для случая $E < 0$, когда (4) сводится к

$$|E|\nu_a^{(r)} = -(\sigma\mathbf{p})\chi^{(r)} - m\nu_a^{(r)}, \tag{17}$$

$$|E|\chi^{(r)} = -(\sigma\mathbf{p})\nu_a^{(r)} + m\chi^{(r)}, \tag{18}$$

можно найти, что

$$\nu^{(r)} = \sqrt{|E|+m}\begin{bmatrix}\frac{-(\sigma\mathbf{p})}{|E|+m}\chi^{(r)} \\ \chi^{(r)}\end{bmatrix}. \tag{19}$$

Сравнение (19) с (13) при $r = 1, 2$ еще раз приводит нас к выбору знака собственного значения квантово-механического оператора $\sigma\mathbf{p}$, а именно знака спиральности s, подтверждая, что мы не можем установить спиновую природу элементарных частиц до тех пор, пока само уравнение их единой полевой теории не способно разделить эти частицы по законам зеркальной симметрии.

3. Матрицы массы, энергии и импульса

Упомянутое в предыдущем параграфе обстоятельство, кажется, указывает, что каждый из переходов

$$\nu_{lL} \leftrightarrow \nu_{lR}, \quad \bar{\nu}_{lR} \leftrightarrow \bar{\nu}_{lL} \tag{20}$$

может служить как группа аргументов в пользу нетождественности масс, энергий и импульсов нейтрино различной компоненты, не изменяя их лептонные ароматы. Если мы признаем это различие в массах, энергиях и импульсах, то принимая его идеи о том, что левое нейтрино и правое антинейтрино относятся к долгоживущим лептонам, а правое нейтрино и левое антинейтрино являются из короткоживущих фермионов, мы могли бы следовать математическую логику уравнения Дирака с точки зрения ароматно симметричных матриц массы, энергии и импульса

$$m_s = \begin{pmatrix} m_V & 0 \\ 0 & m_V \end{pmatrix}, \quad E_s = \begin{pmatrix} E_V & 0 \\ 0 & E_V \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p}_s = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_V & 0 \\ 0 & \mathbf{p}_V \end{pmatrix}, \tag{21}$$

$$m_V = \begin{pmatrix} m_L & 0 \\ 0 & m_R \end{pmatrix}, \quad E_V = \begin{pmatrix} E_L & 0 \\ 0 & E_R \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p}_V = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_L & 0 \\ 0 & \mathbf{p}_R \end{pmatrix}, \tag{22}$$

где V должно быть рассмотрено как индекс отличия.

При этих ситуаций любое из взаимопревращений (20) может быть обусловлено частицами $\nu_{lL}(\bar{\nu}_{lR})$ и $\nu_{lR}(\bar{\nu}_{lL})$, обладающими нетождественными массами, энергиями и импульсами. Но их кулоновская природа создана так, чтобы каждому типу C-четного или C-нечетного заряда соответствует своего рода тока [5]. Существует, поэтому, возможность, что классификация лептонных токов по отношению к C-операции допускает существование двух типов лептонов векторных V_l и аксиально-векторных A_l токов различной C-инвариантности [10]. В отличие от фермионов C-нечетного заряда, масса которых является строго аксиально-векторным (A) типом, частицы C-четного заряда имеют массу векторной (V) природы [5].

Уже из предыдущего ясно, что (21) и (22) относятся к тем нейтрино, среди которых нет элементарные объекты с аксиально-векторными массами, энергиями и импульсами.

В присутствии таких матриц структура уравнения единой полевой теории нейтрино векторных типов становится вполне определенной и ведет себя как следующая

$$i\frac{\partial}{\partial t_s}\psi_s = \hat{H}_s\psi_s, \tag{23}$$

в которой

$$\hat{H}_s = \alpha \cdot \hat{\mathbf{p}_\mathbf{s}} + \beta m_s, \tag{24}$$

а E_s и $\mathbf{p}_s$ соответствуют квантовым операторам энергии и импульса

$$E_s = i\frac{\partial}{\partial t_s}, \quad \mathbf{p}_s = -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_s}. \tag{25}$$

Так же как и в (21), индекс s выражает здесь, как мы увидим позже, нетождественность пространственно-временных координат $[(t_s, \mathbf{x}_s)]$ левой и правой частиц. Тогда возможно, например, описывать поле свободного нейтрино в скрыто объединенном виде

$$\psi_s = u_s(\mathbf{p}_s, \sigma)e^{-ip_s \cdot x_s}, \quad E_s > 0. \tag{26}$$

Вследствие (6), (21) и (22), четырехкомпонентная волновая функция $\psi_s(t_s, \mathbf{x}_s)$ сводится вначале к двум двухкомпонентным волновым функциям, а затем последнее разделяет ее на четыре возможные части. Формулируя более конкретно, можно записать поле u_s в общем виде

$$u_s = u^{(r)} = \begin{bmatrix} \chi^{(r)} \\ u_a^{(r)} \end{bmatrix}. \tag{27}$$

Итак, мы должны признать, что (23) вместе с (6), (21), (26) и (27) образует естественно объединенную систему уравнений Дирака

$$E_V\chi^{(r)} = (\sigma\mathbf{p}_V)u_a^{(r)} + m_V\chi^{(r)}, \tag{28}$$

$$E_V u_a^{(r)} = (\sigma\mathbf{p}_V)\chi^{(r)} - m_V u_a^{(r)}. \tag{29}$$

Их двухкомпонентные спиноры соответствуют тому факту, что у них m_V, E_V и $\mathbf{p}_V$ являются ароматно симметричными матрицами 2×2, которые отсутствуют у классической системы уравнений Дирака. Взамен они включают обычные массу, энергию и импульс.

Не удивительно поэтому, что при наличии связи

$$u_a^{(r)} = \frac{(\sigma\mathbf{p}_V)}{E_V + m_V}\chi^{(r)}, \quad \chi^{(r)} = \frac{(\sigma\mathbf{p}_V)}{E_V - m_V}u_a^{(r)}, \tag{30}$$

любые из двух решений нового уравнения Дирака (23), равных

$$u^{(r)} = \sqrt{E_V + m_V}\begin{bmatrix} \chi^{(r)} \\ \frac{(\sigma\mathbf{p}_V)}{E_V+m_V}\chi^{(r)} \end{bmatrix}, \tag{31}$$

отвечают одному и тому же левому или правому нейтрино.

Чтобы исследовать далее, мы представим (31) в явном виде

$$u^{(1)} = \sqrt{E_L + m_L}\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{(\sigma\mathbf{p}_L)}{E_L+m_L} \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{32}$$

$$u^{(2)} = \sqrt{E_R + m_R}\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{(\sigma\mathbf{p}_R)}{E_R+m_R} \end{bmatrix}. \tag{33}$$

Видно, что $u^{(1)}$, $\chi^{(1)}$ и $u_a^{(1)}$ характеризуют левое нейтрино, а $u^{(2)}$, $\chi^{(2)}$ и $u_a^{(2)}$ описывают правое нейтрино.

Для полноты мы включим в обсуждение свободное антинейтрино с

$$\psi_s = \nu_s(\mathbf{p}_s, \sigma)e^{-ip_s\cdot x_s} \quad E_s < 0. \tag{34}$$

В то же время (6) и (21) заменяют спинор ν_s на

$$\nu_s = \nu^{(r)} = \begin{bmatrix} \nu_a^{(r)} \\ \chi^{(r)} \end{bmatrix} \tag{35}$$

и тем самым преобразуют (23) в две другие уравнения

$$|E_V|\nu_a^{(r)} = -(\sigma\mathbf{p}_V)\chi^{(r)} - m_V\nu_a^{(r)}, \tag{36}$$

$$|E_V|\chi^{(r)} = -(\sigma\mathbf{p}_V)\nu_a^{(r)} + m_V\chi^{(r)}. \tag{37}$$

Следуя те же самые аргументы, которые приводят к (19), но имея в виду равенство

$$\nu^{(r)} = \sqrt{|E_V| + m_V}\begin{bmatrix} \frac{-(\sigma\mathbf{p}_V)}{|E_V|+m_V}\chi^{(r)} \\ \chi^{(r)} \end{bmatrix} \tag{38}$$

можно также сделать заключение, что

$$\nu^{(1)} = \sqrt{|E_L| + m_L} \begin{bmatrix} \frac{-(\sigma \mathbf{p}_L)}{|E_L|+m_L} \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{39}$$

$$\nu^{(2)} = \sqrt{|E_R| + m_R} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{-(\sigma \mathbf{p}_R)}{|E_R|+m_R} \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \tag{40}$$

которые показывают, что $\nu^{(1)}$, $\chi^{(1)}$ и $\nu_a^{(1)}$ соответствуют правому антинейтрино, а $\nu^{(2)}$, $\chi^{(2)}$ и $\nu_a^{(2)}$ отвечают левому антинейтрино.

Таким образом, мы установили полную спиновую структуру уравнения Дирака, в которой утверждается определенно, что

$$\sigma \mathbf{p_L} = -|\mathbf{p}_L|, \quad \sigma \mathbf{p_R} = |\mathbf{p}_R|. \tag{41}$$

Одновременно, как легко видеть, нейтрино ν_{lL} и антинейтрино $\bar{\nu}_{lR}$ являются лево поляризованными лептонами, а нейтрино ν_{lR} и антинейтрино $\bar{\nu}_{lL}$ относятся к право поляризованным фермионам.

В этих обстоятельствах кажется возможным использовать ψ_s в виде

$$\psi_s = \begin{pmatrix} \psi \\ \phi \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi_L \\ \phi_R \end{pmatrix}. \tag{42}$$

Объединяя (42) с (23) и решая найденных уравнений относительно $\psi_{L,R}$ и $\phi_{L,R}$, можно также проверить, что

$$E_{L,R}^2 = \mathbf{p}_{L,R}^2 + m_{L,R}^2. \tag{43}$$

Различие во временах жизни нейтрино различной компоненты может объяснить спонтанное нарушение зеркальной симметрии, при котором они имеют нетождественные массы, энергии и импульсы. Это приводит нас к заключению, что

$$E_L = i\frac{\partial}{\partial t_L}, \quad E_R = i\frac{\partial}{\partial t_R}, \tag{44}$$

$$\mathbf{p}_L = -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_L}, \quad \mathbf{p}_R = -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_R}. \tag{45}$$

Что касается массы, то мы исходим из теоремы [11] специального сравнения для уравнения Дирака, что m_s подобно всем E_s и $\mathbf{p}_s$ должны быть квантовыми операторами такими как

$$m_L = -i\frac{\partial}{\partial \tau_L}, \quad m_R = -i\frac{\partial}{\partial \tau_R}, \tag{46}$$

где τ_L и τ_R времена жизни левой и правой частиц, соответственно.

Более того, если эти положения из фундаментальных принципов квантовой механики, то наше рассуждение относится ко всем частицам, взаимодействующим согласно (23), которое объединяет массивные дираковские фермионы векторных типов.

Такая связь возникает как следствие идеи законов соответствующего механизма, ответственного за динамическое происхождение спонтанного нарушения зеркальной симметрии. С их точки зрения сама природа разделяет пространство Минковского на левое и правое пространства относительно некоторой средней динамической линии. Тем самым она характеризует любую дираковскую частицу как левыми $[(t_L, \mathbf{x}_L)]$, так и правыми $[(t_R, \mathbf{x}_R)]$ пространственно-временными координатами. В этом предполагается дополнительно, что τ_L и τ_R соответствуют в (46) временам жизни частицы в левом и правом пространствах Минковского, соответственно. Не исключено поэтому, что каковы бы ни были главные цели, недавние эксперименты [12] о стерильных нейтрино, а именно о правых короткоживущих нейтрино могут служить как первое подтверждение существования зеркального пространства-времени Минковского.

4. Заключение

Существует, конечно, ряд старых явлений, в которых проявиться роль динамического происхождения спонтанного нарушения зеркальной симметрии. Красивым примером является проблема солнечных нейтрино [13].

На первый взгляд активное левое нейтрино, проходя через среды от Солнца до детектора на Земле, может превращаться в стерильное правое нейтрино [14], не взаимодействующее с полем излучения, например, в реакциях $\nu_{eL,R} + Cl^{37} \to e_{L,R} + Ar^{37}$, так же как и в других явлениях с нейтрино. Поэтому кажется, что наблюдаемый поток нейтрино будет в два раза меньше, чем исходного. Однако, как мы увидим, это не совсем так. Дело в том, что левое долгоживущее нейтрино при взаимодействии с веществом будет превращаться в правое короткоживущее нейтрино, не изменяя свой лептонный аромат. Правое нейтрино в свою очередь взаимодействует с полем излучения до тех пор, пока оно не будет виртуально распадаться, формируя реальное левое нейтрино одного и того же аромата. При таких обстоятельствах поток солнечных нейтрино не испытывает уменьшение по количеству.

В стандартной электрослабой модели [15-17] обычно предполагалось, что в природе отсутствует правое нейтрино. Это, конечно, тесно связано с предсказанием двухкомпонентной теории [18] нейтрино, выражающей идею несохранения четности в слабых взаимодействиях [19]. Согласно одному из ее аспектов, матрица γ_5 в каиральном представлении Вейля [20] образует проекционный оператор $(1-\gamma_5)/2$, позволяющий выбрать только левые компоненты из четырехкомпонентного спинора.

Такая процедура, однако, удвоить результаты теоретических расчетов во всех ароматно симметричных процессах со слабыми заряженными токами даже в присутствии нормировочного множителя. Что касается слабых нейтральных токов, то члены с γ_5 проявятся у них как аксиально-векторные компоненты этих токов. Числа солнечных нейтрино и структурных явлений, происходящих в детекторах на Земле, как следует из соображений ароматной симметрии, совпадают. Это соответствие требует сравнения с экспериментом любой из двух равных частей теоретической оценки потока солнечных нейтрино.

Таким образом, если структура стандартной модели не совсем в линии с идеями нового уравнения Дирака (23), то она нуждается в специальной перестройке.

Наконец, что касается дираковского лагранжиана и его структурных компонент, то все из них вместе с некоторыми аспектами спонтанного нарушения зеркальной симметрии (неотмеченными здесь) будут представлены в отдельной работе.

Список Литературы

1. R.S. Sharafiddinov. Bull. Am. Phys. Soc. **59.** L1.00036 (2014).
2. Ya.B. Zel'dovich. Dokl. Akad. Nauk SSSR. **91.** 1317 (1953).
3. E.J. Konopinski and H. Mahmoud. Phys. Rev. **92.** 1045 (1953). doi: 10.1103/PhysRev.92.1045.
4. R.S. Sharafiddinov. Bull. Am. Phys. Soc. **59.** T1.00004 (2014).
5. R.S. Sharafiddinov. Fiz. **B. 16.** 1 (2007). 2005. arXiv:hep-ph/0512346.
6. R.S. Sharafiddinov. Eur. Phys. J. Plus **126.** 40 (2011). doi:10.1140/epjp/i2011-11040-x.
7. R.S. Sharafiddinov. Can. J. Phys. **92.** 1262 (2014). doi: 10.1139/cjp-2013-0458.
8. P.A.M. Dirac. Proc. Roy. Soc. Lond. **A 117.** 610 (1928). doi: 10.1098/rspa.1928.0023.
9. R.S. Sharafiddinov. Phys. Essays **19.** 58 (2006).
10. R.S. Sharafiddinov. Bull. Am. Phys. Soc. **57.** KA.00069 (2012). 2010. arXiv:1004.0997 [hep-ph].
11. R. L. Hall. Phys. Rev. Lett. **101.** 090401 (2008). doi: 10.1103/PhysRevLett.101.090401.
12. P. Adamson, et al. Phys. Rev. Lett. **110.** 251801 (2013). doi: 10.1103/PhysRevLett.110.251801.
13. R. Davis, Jr. Phys. Rev. Lett. **12.** 303 (1964). doi: 10.1103/PhysRevLett.12.303
14. L.B. Okun. Yad. Fiz. **44.** 847 (1986).
15. S.L. Glashow. Nucl. Phys. **22.** 579 (1961). doi: 10.1016/0029-5582(61)90469-2.
16. A. Salam and J.C. Ward. Phys. Lett. **13.** 168 (1964). doi: 10.1016/0031-9163(64)90711-5.
17. S. Weinberg. Phys. Rev. Lett. **19.** 1264 (1967). doi: 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
18. T.D. Lee and C.N. Yang. Phys. Rev. **105.** 1671 (1957). doi: 10.1103/PhysRev.105.1671.
19. T.D. Lee and C.N. Yang. Phys. Rev. **104.** 254 (1956). doi: 10.1103/PhysRev.104.254.
20. H. Weyl. Z. Phys. **56.** 330 (1929). doi: 10.1007/BF01339504.