Письма в ЖЭТФ, том 16, вып.11, стр. 621 – 624.   5 декабря 1972 г.

О ВОЗМОЖНОМ УНИВЕРСАЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРИНО

Д.В.Волков, В.П.Акулов

В последнее время в физике элементарных частиц большое внимание уделяется вопросу о возможном вырождении вакуума и связанном с ним спонтанном нарушении той или иной симметрии. Наиболее непосредственным следствием вырождения вакуума является возникновение частиц с нулевой массой, так называемых голдстоуновских частиц [1].

Из всех известных в настоящее время элементарных частиц только нейтрино, фотон и гравитон имеют массу равную нулю. Однако последние соответствуют калибровочным полям и, по-видимому, не требуют для своего описания вырождения вакуума. Поэтому нейтрино является единственной частицей, существование которой может быть непосредственным образом связано с вырождением вакуума.

В настоящей статье мы хотим обратить внимание на то, что предположение о нейтрино как о голдстоуновской частице приводит к определенному виду взаимодействия нейтрино как с самим собой, так и со всеми остальными частицами. Взаимодействие полностью определяется одной феноменологической константой связи и в этом смысле является универсальным.

Для определения типа симметрии, спонтанное нарушение которой обуславливает вырождение вакуума и соответствующие свойства нейтрино, как голдстоуновской частицы, рассмотрим свойства симметрии уравнения для свободного нейтрино.

$$i\,\sigma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}\,\psi = 0. \tag{1}$$

Это уравнение является инвариантным как относительно группы Пуанкаре и киральных преобразований, так и относительно сдвигов в спинорном пространстве, т. е. относительно преобразований вида

$$\begin{aligned} &\psi \to \psi' = \psi + \zeta, \\ &x \to x' = x, \end{aligned} \tag{2}$$

где ζ – постоянный спинор, антикоммутирующий с ψ.

Сохраним характер преобразований x_μ и ψ при преобразованиях группы Пуанкаре, а преобразования (2) заменим преобразованиями

$$\begin{aligned} &\psi \to \psi' = \psi + \zeta, \\ &\psi^+ \to \psi^{+\prime} = \psi^+ + \zeta^+, \\ &x_\mu \to x'_\mu = x_\mu - \frac{a}{2i}\,(\zeta^+\sigma_\mu\psi - \psi^+\sigma_\mu\zeta). \end{aligned} \tag{3}$$

Возникающая при этом структура с десятью коммутирующими и четырьмя антикоммутирующими параметрами имеет структуру группы[1] и является единственным возможным обобщением (2) без введения дополнительных групповых параметров.

Константа a в преобразованиях (3) является произвольной и имеет размерность четвертой степени длины. Постулируем, что уравнения для нейтрино с учетом взаимодействия инвариантны по отношению к преобразованиям (3). Предположим также, что члены взаимодействия со-

[1] Группы Ли с коммутирующими и антикоммутирующими параметрами были рассмотрены недавно Березиным и Кацем [2].

держат минимальное число производных от полей, совместимое с требованием инвариантности.

Для построения феноменологического интеграла действия в указанных предположениях достаточно использовать следующие дифференциальные формы, инвариантные относительно преобразований (3)

$$\omega_\mu = dx_\mu + \frac{a}{2i}(\psi^+\sigma_\mu d\psi - d\psi^+\sigma_\mu\psi). \tag{4}$$

Инвариантный относительно преобразований (3) и преобразований группы Пуанкаре интеграл действия имеет вид :

$$S = \frac{1}{a}\int \omega_0 \wedge \omega_1 \wedge \omega_2 \wedge \omega_3 , \tag{5}$$

где знак $\wedge$ означает внешнее произведение. Выражение (5) соответствует некоторому инвариантному четырехмерному объему в пространстве групповых параметров.

При определении 4-объемов заданием функции $\psi = \psi(x)$ интеграл действия (5) может быть записан в следующем более привычном виде:

$$S = \frac{1}{a}\int |W| \, d^4x , \tag{6}$$

где $|W|$ – детерминант матрицы W

$$W_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + a T_{\mu\nu},$$

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2i}(\psi^+\sigma_\mu\partial_\nu\psi - \partial_\nu\psi^+\sigma_\mu\psi). \tag{7}$$

Из (6) и (7) следует, что интеграл действия как функция тензора T имеет вид:

$$S = \int \left[\frac{1}{a} + T_{\mu\mu} + \frac{a}{2}(T_{\mu\mu}T_{\nu\nu} - T_{\mu\nu}T_{\nu\mu}) + \right.$$
$$\left. + \frac{a^2}{3!}\sum_p(-1)^p T_{\mu\mu}T_{\nu\nu}T_{\rho\rho} + \frac{a^3}{4!}\sum_p(-1)^p T_{\mu\mu}T_{\nu\nu}T_{\rho\rho}T_{\sigma\sigma}\right] d^4x, \tag{8}$$

где $\sum\limits_p$ соответствует сумме по всем перестановкам вторых индексов в произведениях тензоров T.

Член с $T_{\mu\mu}$ соответствует кинетическому члену, члены с произведением двух, трех и четырех тензоров T описывают взаимодействие с участием соответственно четырех, шести и восьми полей. Степень производных от полей в членах взаимодействия определяется числом сомножителей T.

Взаимодействие нейтрино с другими полями может быть определено инвариантным относительно преобразований (3) образом.

Так, например, интеграл действия для дираковской частицы, дается следующим выражением

$$S = \int \Big[R_{\mu\mu} + a(R_{\mu\mu}T_{\nu\nu} - R_{\mu\nu}T_{\nu\mu}) + \frac{a^2}{2}\sum_p (-1)^p R_{\mu\mu}T_{\nu\nu}T_{\rho\rho} + \frac{a^3}{3!}\sum_p (-1)^p R_{\mu\mu}T_{\nu\nu}T_{\rho\rho}T_{\sigma\sigma} + m\bar{\phi}\phi \mid W \mid \Big] d^4x \,, \tag{9}$$

где

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2i}(\bar{\phi}\gamma_\mu \partial_\nu \phi - \partial_\nu \bar{\phi}\gamma_\mu \phi) \tag{10}$$

и тензор T и детерминант $\mid W \mid$ определены соотношениями (7).

Включение слабых взаимодействий в рассматриваемую схему может быть проведено посредством введения калибровочных полей для группы приближенной унитарнойсимметрии нейтрино и других лептонов. При этом одновременно вводится электромагнитное взаимодействие для заряженных лептонов. Одновременное включение слабого и электромагнитного взаимодействия проводится посредством известного механизма спонтанного нарушения симметрии унитарных групп [3]. В пределе нулевой массы лептонов унитарная симметрия является точной. Для получения интеграла действия для лептонов в унитарно-симметричном пределе достаточно в формулах (3), (4) и (7) рассматривать произведения спиноров как инвариантные произведения унитарных мультиплетов. В формулы (3), (4) и (7) можно также добавить слагаемые для лептонов с противоположной киральностью. При этом унитарные группы для состояний с различной киральностью не обязательно должны совпадать.

Введение калибровочных полей в обобщенный таким образом интеграл действия может быть проведено ковариантным относительно преобразований (3) образом.

Аналогичным образом посредством введения калибровочных полей, соответствующих группе Пуанкаре,в схему может быть включено гравитационное взаимодействие.

Заметим, что если ввести также и калибровочные поля, соответствующие преобразованиям (3), то как следствие эффекта Хиггса [4] возникает массивное калибровочное поле со спином 3/2, а годстоуновские частицы со спином 1/2 исчезают.

Физико-технический институт
Академии наук Ураинской СССР

Поступила в редакцию
13 октября 1972 г.

Литература

[1] J. Goldstone. Nuovo Cim., 19, 154, 1961.

[2] Ф.А.Березин, Г.И.Кац. Математический сборник, 82, 343, 1970.

[3] S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967.

[4] P.W.Higgs. Phys. Rev., 145, 1156, 1966.