



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

457 / 82

1/2-82

P2-81-718

М.В. Чижов

ОБЪЕДИНЕННАЯ ТЕОРИЯ
С БОГОЛЮБОВСКИМ МЕХАНИЗМОМ
НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ

Направлено в "Physics Letters"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Объединенные модели элементарных частиц основываются на выборе группы внутренней симметрии, которая однозначно определяет вид только калибровочных взаимодействий. Основным препятствием на пути построения реалистических моделей является то, что хиггсовский спектор теории, определяющий необходимую групповую структуру вакуумного состояния, остается неоднозначным. Теории техницвета ^{/1/} также не могут решить проблемы в целом.

Однако метод, развитый в работе ^{/2/}, раскрывает единую природу калибровочных и хиггсовских частиц и свободен от упомянутых выше трудностей. Нарушение симметрии происходит динамически следующим образом. Выбор некоторой простой группы внутренней симметрии приводит к образованию калибровочных и хиггсовских полей как коллективных возбуждений киральных спинорных полей, реализующих фундаментальное представление \underline{n}^* . Вычисленный эффективный потенциал хиггсовских частиц определяет несимметричное вакуумное состояние, понижая исходную симметрию до наблюдаемой.

Согласно ^{/3/} калибровочные поля возникают в прямом произведении $\underline{n} \times \underline{n}^*$ и реализуют присоединенное представление выбранной группы. Поля Хиггса содержатся в симметризованном произведении $(\underline{n} \times \underline{n})_s$. Однако известно, что массовый член фермионного поля тоже преобразуется по представлению $(\underline{n} \times \underline{n})_s$ ^{/4/} и поэтому при нарушении симметрии фундаментальные поля с неизбежностью становятся массивными. Так как /псевдо/ скалярные поля содержатся лишь в $(\underline{n} \times \underline{n})_s$, то для получения реалистической модели необходимо выполнение двух условий:

а/ разложение произведения $(\underline{n} \times \underline{n})_s$ должно содержать, как минимум, два неприводимых представления, ассоциированных с мультиплетами хиггсовских полей, для осуществления нарушения симметрии нашей группы в две стадии в соответствии с гипотезой естественного отбора ^{/5/} \mathbb{Z}_2 ;

* Для ортогональных групп используется спинорное представление.

** Этому условию удовлетворяют ортогональные и исключительные группы.

б/ помимо того, что вакуумные средние хиггсовских полей дают массу некоторым фермионам, они должны еще обеспечить необходимое нарушение калибровочной группы.

Замечательным является тот факт, что модель, построенная на исключительной "ксероксной" группе E_6 , является минимальной удовлетворяющей поставленным выше условиям а/ и б/. Обсуждение этого факта и является целью данной работы.

II. ЛАГРАНЖИАН ТЕОРИИ И СПЕКТР СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

В качестве фундаментальных полей теории выбираем мультиплет левых спиноров, реализующих фундаментальное представление $\underline{27}$ группы E_6 . Наиболее общая форма записи E_6 инвариантного лагранжиана с 4-фермионным взаимодействием имеет вид

$$\mathcal{L} = \text{Sp}[N^*, i\partial N] - \lambda_0 \text{Sp}\{[N^*, \gamma_\mu N] \times [N^*, \gamma^\mu N]\}. \quad /2.1/$$

Так как произведение

$$\underline{27} \times \underline{27} = \underline{27}'_s + \underline{351}'_s + \underline{351}'_A \quad /2.2/$$

не содержит синглета по группе, массовый член в лагранжиане /2.1/ отсутствует и лагранжиан эффективно зависит лишь от одной константы связи λ_0 .

Фундаментальное представление $\underline{27}$ реализуется в виде матрицы /3x3/ алгебры Розенфельда H_8^2 , причем

$$\bar{N}_{ij} = N_{ji}, \quad /2.3/$$

где черта обозначает операцию инволюции на алгебре Кэли системы октав. В расщепленном базисе алгебры Кэли фундаментальное представление имеет вид

$$N = M u_0^* + \bar{M} u_0 + K_a u_a^* + N_a u_a, \quad /2.4/$$

что соответствует разложению E_6 по максимальной подгруппе $SU(3) \times SU(3) \times SU_c(3)$. Таким образом, произвольная комплексная матрица M преобразуется по представлению $(\underline{3}, \underline{3}^*, \underline{1}_c)$, а антисимметричные комплексные матрицы K_a и N_a - по представлениям $(\underline{3}^*, \underline{1}, \underline{3}_c^*)$ и $(\underline{1}, \underline{3}, \underline{3}_c)$ соответственно. Это приводит к следующему отождествлению элементов матриц:

$$M = \begin{pmatrix} N^c E & e^- \\ E^c N & \nu_\theta \\ e^+ & \nu_\theta^c L \end{pmatrix}, K_a = \begin{pmatrix} 0 & D_a^c - d_a^c \\ -D_a^c & 0 & u_a^c \\ d_a^c & -u_a^c & 0 \end{pmatrix}, N_a = \begin{pmatrix} 0 & -D_a & d_a \\ D_a & 0 & -u_a \\ -d_a & u_a & 0 \end{pmatrix}. \quad /2.5/$$

Отметим, что наряду с обычным семейством частиц $\underline{1} + \underline{5}^* + \underline{10}$ по $SU(5)$ появляются новые: $L(0,0)$ - синглет по $SO(10)$ и пятиплет $N(\frac{1}{2}, 0)$, $E(-\frac{1}{2}, -1)$, $D_a(0, -\frac{1}{3})$ с антипятиплетом $N^c(-\frac{1}{2}, 0)$,

$E^c(\frac{1}{2}, 1)$, $D_a^c(0, \frac{1}{3})$ по $SU(5)$. Представление $(\underline{a}, \underline{b})$ соответствует разложению $SU_W(2) \times U_Q(1)$.

Чтобы воспользоваться какой-либо формой теории возмущений /по константе связи, $\frac{1}{N}$ - разложение и т.п./ для изучения вырожденных систем, какой является система, описываемая лагранжианом /2.1/, следует прежде всего снять вырождение. Для этой цели, следуя Н.Н.Боголюбову^{/7/}, необходимо построить "аппроксимирующий лагранжиан". Это достигается путем введения коллективных переменных после антисимметризации члена взаимодействия в /2.1/ /см. детали в^{/8/} и приводит к следующему спектру коллективных возбуждений:

а/ векторные поля, появляющиеся в NN^* -канале, которые реализуют присоединенное представление $\underline{78}$ группы E_6 , играют роль калибровочных полей;

б/ из /2.2/ следует, что в NN -канале хиггсовские поля ассоциируются с двумя неприводимыми представлениями: $\underline{27}'_s$ и $\underline{351}'_s$.

III. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ СИММЕТРИИ

Согласно анализу, проделанному в^{/6/} относительно спонтанного нарушения группы E_6 , можно заключить, что существует возможность понижения симметрии исходной калибровочной группы до "наблюдаемой" $SU_c(3) \times U_Q(1)$ при использовании двух мультиплетов хиггсовских полей: $\underline{27}'_s$ и $\underline{351}'_s$. Это происходит благодаря тому, что представление $\underline{351}'_s$ содержит как $\underline{16}$ по $SO(10)$, нарушающий E_6 до $SU(5)$, так и $\underline{24}$ по $SU(5)$, приводящий к группе $SU_c(3) \times SU_W(2) \times U_Y(1)$. Вторая стадия нарушения осуществляется $\underline{27}'_s$. Причем массы, приобретаемые фермионами, соответствуют гипотезе естественного отбора.

Однако наш метод получения эффективного лагранжиана взаимодействия коллективных полей однозначно определен. Все константы теории оказываются связанными. Основную роль при этом играет производящий функционал для функций Грина, выраженный через функциональный интеграл по коллективным полям. Для его вычисления используем метод перевала. Точка перевала определяется из решения уравнения стационарности для функционала действия по коллективным полям, которое играет роль уравнения компенсации Боголюбова, и условия знакоопределенности массовой матрицы коллективных полей. Нетривиальное решение этой системы определяет несимметричный вакуум теории^{/3/}. Даже не имея подробных расчетов, по приведенному выше методу можно указать на выделенную роль группы E_6 для построения последовательной реалистической объединенной теории в рамках динамического нарушения симметрии, что и является нашей первоочередной задачей. Наличие

новых частиц в мультиплете фундаментальных спиноров напоминает ситуацию в теориях с обобщенным техницветом $^{9/}$. Однако условия а/ и б/ во введении однозначно определяют выбор группы E_6 в качестве минимальной обладающей нужными свойствами. Ни $SU(5)$ -, ни $SO(10)$ - группы, включающие мультиплет обычных частиц, не приводят к реалистической модели.

IV. КАЛИБРОВОЧНАЯ ИЕРАРХИЯ И ПРОБЛЕМА ПОКОЛЕНИЙ

Все предыдущее построение было целиком связано с анализом возбуждений, отвечающих билинейным комбинациям фундаментальных спиноров. Однако с той же степенью однозначности можно рассматривать и высшие возбуждения фундаментальных спиноров, что приведет к образованию составных фермионов и частиц со спином два. Кроме того, существует теорема $^{10/}$, согласно которой фундаментальные спиноры из теории исчезают. Детальному обсуждению этих вопросов будет посвящена следующая работа. Здесь мы лишь укажем, что может дать учет высших возбуждений для решения проблемы поколений.

Как будет показано в следующей работе, составные фермионы со спином $1/2$ возникают в произведении $27^* \times /27 \times 27/$. Замечательным является тот факт, что в произведениях $27^* \times 27$ с двумя неприводимыми представлениями из правой части $/2, 2/$ содержится лишь два семейства 27 . Причем согласно работе $^{11/}$ связанное состояние фермиона со скалярным полем обладает другой массой, нежели масса исходного фермиона. По этой причине при спонтанном нарушении симметрии два разных мультиплета, 27^*_8 и 351_8 , скалярных частиц приведут к различным массам семейств, что и даст иерархию поколений.

Заметим, что возникающая здесь теория с двумя 27 -плетами эквивалентна модели без t -кварка $^{12/}$ с вполне определенным механизмом, позволяющим объяснить иерархию масс.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.Д.Донкову, В.Г.Кадышевскому и М.Д.Матееву за интерес к работе и плодотворные дискуссии, а также В.И.Огиевскому и И.К.Соболеву за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. Phys.Rev., 1976, D13, p. 974; 1978, D19, p. 1277; Susskind L. ibid., 1979, D20, p. 2619.
2. Chizhov M.V. Phys.Lett., 1981, 104B, p. 449.
3. Чижов М.В. ОИЯИ, P2-81-655, Дубна, 1981.
4. Gell-Mann M., Ramond P., Slansky R. In: Supergravity, P. van Nieuwenhuizen and Freedman D.Z. eds. North Holland, 1979.

5. Georgi H. Nucl.Phys., 1979, B156, p. 126; Barbieri R. et al. Phys.Lett., 1980, 90B, p. 91.
6. Barbieri R., Nanopoulos D.V. Phys.Lett., 1980, 91B, p. 369; Ramond P. Preprint CALT-68-709, 1979.
7. Боголюбов Н.Н. ОИЯИ, Д-781, Дубна, 1961.
8. Чижов М.В. ОИЯИ, P2-81-36, Дубна, 1981.
9. Dimopoulos S., Susskind L. Nucl.Phys., 1979, B155, p. 237.
10. Васильев А.Н. Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике. Изд-во ЛГУ, Л., 1976.
11. Lipkin H.J., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1965, 17, p. 331.
12. Gürsey F. Second Johns Hopkins Workshop on Current Problems in High Energy Theory, 1978, p. 3; Achiman Y., Stech B. Phys.Lett., 1978, 77B, p. 389; Shafi Q., ibid., 1978, 79B, p. 301.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1981 года.