Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.7, стр. 412 – 417 *5 октября 1981 г.*

УГОЛ ВАЙНБЕРГА И ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПРОТОНА В АСИМПТОТИЧЕСКИ СВОБОДНЫХ И СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ МОДЕЛЯХ БОЛЬШОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

Е.С.Фрадкин, Т.Е.Фрадкина

Найдено значение перенормированного угла Вайнберга, массы промежуточных векторных бозонов слабого взаимодействия и время жизни протона и асимптотически свободных и суперсимметричных моделях большого объединения.

За последние годы установлено, что физика низких энергий описывается стандартной моделью, основанной на калибровочной группе $S^C U(3)\times$

$\times SU(2) \times U(1)$, при этом сильное взаимодействие описывается группой цвета $S^C U(3)$, а слабое и электромагнитное взаимодействия – моделью Глэшоу – Вайнберга – Салама $(SU(2) \times U(1))$. При энергиях порядка 100 ГэВ стандартная модель спонтанно нарушается до группы $S^C U(3) \times U_e(1)$, Мультиплетный состав стандартной модели в основном установлен лишь при современных доступных энергиях и сводится к набору трех-четырех поколений киральных ферми-частиц, а спонтанное нарушение симметрии стандартной модели до симметрии $S^C U(3) \times U_e(1)$, осуществляется, по-видимому, одним или несколькими изодублетами [1,2] группы $S^C U(3) \times SU(2)$. Важнейшей задачей современного этапа развития теории элементарных частиц является установление группы симметрии и мультиплетный состав физики высоких энергий. Модели большого объединения частично решают эту проблему, так, минимальная модель большого объединения – $SU(5)$ – модель Джорджи и Глэшоу [1] предполагает, что мультиплетный состав физики высоких энергий сводится к нескольким поколениям киральных ферми-частиц, а иерархия калибровочных взаимодействий и спонтанное нарушение симметрии достигается за счет хиггсовских частиц (24-плет, 5-плет и возможно 45-плет). Более богатая физическая картина взаимодействия и более широкий спектр частиц реализуется в рамках асимптотически-свободных моделей большого объединения, впервые построенных в работах одного из авторов (Е.С) совместно с Калашниковым и Конштейном [2 – 4]. Важнейшими преимуществами асимптотически-свободных моделей по сравнению с обычными моделями являются следующие:

1) эти модели, так же, как суперсимметричные модели, – внутренне непротиворечивы. В отличие от обычных моделей, имеющих трудность заряда нуль [5] применительно к хиггсовскому взаимодействию, здесь реализуется режим асимптотической свободы для всех видов взаимодействия.

2) Поскольку модель в целом асимптотически-свободная, то методы теории возмущений применимы ко всем видам взаимодействия при высоких энергиях.

3) Требование асимптотической свободы для всех взаимодействий приводит к определенным ограничениям на мультиплетный состав модели и к определенным связям между различными константами взаимодействия и массами частиц, тем самым по сравнению с обычными моделями большого объединения уменьшается число произвольных параметров теории.

Целью настоящего исследования является установление наиболее ярких качественных следствий асимптотически-свободных, а также суперсимметричных $SU(5)$-моделей большого объединения. Речь идет о характеристиках экспериментально уже известных или доступных для современного эксперимента, а именно, о вычислении величины перенормированного угла Вайнберга ($\sin^2 \theta_W$), массы промежуточных векторных бозонов слабого взаимодействия $M_{W\pm}$, M_Z, точки объединения M_X констант связей α_3, α_2, α_1 калибровочных групп $S^C U(3)$, $SU(2)$, $U(1)$, а также времени жизни протона τ_p и других.

1. Основные формулы

Основой для дальнейших вычислений являются уравнения ренормгруппы для эффективных калибровочных констант связей (a_3, a_2, a_1) симметрии $S^CU(3) \times SU(2) \times U(1)$, реализуемой после спонтанного нарушения исходной $SU(5)$-симметрии. В однопетлевом приближении имеем:

$$a_n^{-1} = a_o^{-1} + \frac{b_n}{4\pi} \ln \frac{K^2}{M_X^2}; \quad a = \frac{8}{3} b_3 - \frac{5}{3} b_1 - b_2, \tag{1}$$

$$\frac{a}{a_2} = \sin^2\theta_W = \frac{1}{a}\left[b_3 - b_2 + \frac{5}{3}\frac{a}{a_3}(b_2 - b_1)\right], \tag{2}$$

$$\ln \frac{M_X}{M_W} = \frac{2\pi}{a a}\left(1 - \frac{8}{3}\frac{a}{a_3}\right), \tag{3}$$

$$\frac{a}{a_o} = \frac{1}{a}\left\{ b_3 - \frac{a}{a_3}\left(\frac{5}{3} b_1 + b_2\right)\right\}, \tag{4}$$

$$\frac{a}{a_1} = \frac{3}{5}\cos^2\theta_W; \quad a^{-1} = a_2^{-1} + \frac{5}{3} a_1^{-1}, \tag{5}$$

$$M_{W^\pm} = 37{,}3/\sin\theta_W \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 74{,}6/\sin 2\theta_W \text{ ГэВ}, \tag{6}$$

$$\tau_p = \tau_p^o \left(\frac{M_X}{M_X^o}\right)^4 \left(\frac{a_o^o}{a_o}\right)^2 \left(\frac{A_3^o}{A_3}\right)\left(\frac{A_2^o}{A_2}\right)^2; \quad A_3 = (a_3(M_X^2)/a_o)^{4/b_3}; \quad A_2 = (a_2(M_X^2)/a_o)^{9/4 b_2} \tag{7}$$

где $\tau_p^o = 1{,}4 \cdot 10^{31 \pm 2}$ лет – время жизни протона в минимальной $SU(5)$-модели с тремя киральными поколениями и одним хиггсовским пятиплетом, в которой:

$b_3 = 7$; $b_2 = 19/6$; $b_1 = -4{,}1$; $a_o = 0{,}0242$; $A_3^o = 4{,}72$; $A_2^o = 1{,}37$;

$M_X^o = 6{,}66 \cdot 10^{14}$ ГэВ; $\sin^2\theta_W = 0{,}207$; $M_{W\pm} = 82$ ГэВ; $M_Z = 92{,}08$ ГэВ.

Коэффициенты b_n группы $SU(n)$ зависят от спина (S) и модель и равны:

$$b_n = \frac{1}{6}\sum_S (1 - 12 S^2) C_n, \tag{8}$$

где сумма берется по спиральностям частиц (для векторного калибровочного поля $S = \pm 1$, для спинорного поля $S = \pm 1/2$), коэффициент C_n

равен: $1/2$ – для фундаментального представления; n – для присоединенного представления; $n/2-1$ – для антисимметричного представления; $n/2+1$ – для симметричного представления.

Приведенные значения C_n относятся к действительным бозе-полям и киральным (или майорановским) ферми-полям. В случае комплексных бозе-частиц и полных дираковских ферми-частиц этот коэффициент C_n удваивается. Из формул (3) и (7) видно, что малые поправки к правой части (3) существенно могут изменить время жизни протона τ_p. Так, учет двухпетлевых поправок к уравнениям ренорм-группы сильно меняет значение τ_p. Можно показать, что эти радиационные поправки приводят к следующим добавкам Δ к основным формулам:

$$\Delta(\sin^2\theta_W) = \frac{1}{a}\left\{\frac{5}{3}(b_2-b_1)\delta_3+(b_3-b_2)\delta_1+(b_1-b_3)\delta_2\right\}, \quad (2a)$$

$$\Delta\left(\ln\frac{M_X}{M_W}\right) = \frac{2\pi}{a\,a(M_X)}\left\{-8/3\,\delta_3+5/3\,\delta_1+\delta_2\right\}, \quad (3a)$$

$$\Delta(a/a_0) = \frac{1}{a}\{-(5/3\,b_1+b_2)\delta_3+b_3(\delta_2+5/3\,\delta_1)\}, \quad (4a)$$

$$\Delta(a/a_1) = \frac{1}{a}\{(b_1-b_2)\delta_3+(b_2-b_3)\delta_1+(b_3-b_1)\delta_2\}, \quad (5a)$$

$$\Delta(a/a_3) = \delta_3 \quad (9)$$

$$\delta_n = \sum_{i=1}^{3}\frac{\beta^{ni}a}{4\pi b_i}\ln\frac{a_i}{a_0} \quad (10)$$

где [7]:

$$\beta^{ni} = -\begin{vmatrix} \frac{19}{15}n_f & \frac{3}{5}n_f & \frac{44}{15}n_f \\ \frac{1}{5}n_f & \frac{49}{3}n_f-\frac{136}{3} & 4n_f \\ \frac{11}{20}n_f & \frac{3}{2}n_f & \frac{76}{3}n_f-102 \end{vmatrix} \quad (11)$$

n_f – число киральных поколений спинорных частиц в модели.

2. Асимптотически-свободные $SU(5)$-модели

Здесь мы приведем вычисления интересующих нас величин лишь в случае наиболее реалистичной асимптотически-свободной $SU(5)$-модели, предложенной недавно одним из авторов (Е.С.) совместно с Конштейном [4]. Эта модель является наиболее полным обобщением первой асимптотически-свободной $SU(5)$-модели [2] и содержит следующие мультиплеты: а) набор 3-4 поколений киральных ферми-частиц, б) набор ферми и хиггсовских частиц в присоединенном представлении (24), в) пятиплет и антипятиплет полных ферми-частиц и комплексных хиггсовских частиц.

После спонтанного нарушения $SU(5)$-симметрии и возникает стандартная модель со следующим спектром легких частиц:

1) набор 3-4 поколений киральных ферми-частиц, 2) два набора изодублетов (1, 2) и (1, $\bar{2}$) хиггсовских частиц, 3) триплет полных ферми-частиц (3, 1), 4)изодублет полных ферми-частиц (1, 2).

Соответствующие значения коэффициентов b_n в случае трех поколений равны:

$$b_3 = 7 - 2/3 = 19/3;\ b_2 = 10/3 - 1/3 - 2/3 = 7/3;$$

$$b_1 = -4 - 2/3 \times 2/5 - 3/5 = -73/15.$$

Для интересующих нас величин с учетом двухпетлевых поправок получим в этом случае: $\sin^2\theta_W = 0{,}2108$; $\tau_p = 2 \cdot 10^{30 \pm 2}$ лет; $\alpha_0 = 0{,}0266$; $M_{W\pm} = 81{,}24$ ГэВ; $M_Z = 91{,}45$ ГэВ; $M_X = 4{,}28 \cdot 10^{14}$ ГэВ. В этом случае, когда число киральных поколений равно четырем имеем:

$$b_3 = 15/3;\ b_2 = 1;\ b_1 = -93/15;\ \sin^2\theta_W = 0{,}2073;$$

$$\tau_p = 1{,}7 \cdot 10^{31 \pm 2}\ \text{лет};\ \alpha_0 = 0{,}0324;\ M_X = 8{,}6 \cdot 10^{14}\ \text{ГэВ};$$

$$M_{W\pm} = 81{,}92\ \text{ГэВ};\ M_Z = 92{,}01\ \text{ГэВ}.$$

3. Суперсимметричная $SU(5)$-модель

Суперсимметричная $SU(5)$-модель, предложенная[1)] одним из авторов (Е.С.) [7] является естественным обобщением асимптотически-свободной $SU(5)$-модели. Эта модель имеет следующий мультиплетный состав: а) один векторный супермультиплет (24), содержащий 24-плет векторных частиц и 24-плет майорановских спинорных частиц; б) f-поколений киральных супермультиплетов материи, каждый из которых состоит из супермультиплетов $\bar{5}$ и 10 (в свою очередь здесь каждый супермультиплет состоит из комплексного бозе-поля и кирального ферми-поля) спонтанное нарушение внутреннней симметрии осуществляется хиггсовскими супермультиплетами; одним супермультиплетом – 24 и несколькими супермультиплетами 5 и $\bar{5}$. Спонтанное нарушение исходной $SU(5)$-симметрии до симметрии $S^CU(3) \times SU(2) \times U(1)$ без нарушения суперсимметрии достигается за счет появления отличного от нуля среднего у хиггсовского супермультиплета (24), при этом весь хиггсовский 24-плет и лептокварки векторного 24-плета, а также их суперсимметричные партнеры приобретают большую массу M_X. Для того, чтобы протон

1) Близкая модель недавно была предложена в препринте Димопоулоса и Джорджи

аномально быстро не распадался, делаются также экстратяжелыми цветные компоненты (3, 1) и ($\bar{3}$, 1) в хиггсовских супермультиплетах 5 и $\bar{5}$ (за счет взаимодействия с 24-плетом хиггсовских частиц).

Таким образом, вплоть до спонтанного нарушения суперсимметрии (при энергиях порядка 100 – 1000 ГэВ) мы имеем суперсимметричную стандартную модель $S^CU(3) \times SU(2) \times U(1)$ с f-поколениями суперматерии и несколькими комплексными супердублетами (1, 2) и (1, $\bar{2}$). Поскольку здесь мы имеем дело с супермультиплетами, то соответствующие коэффициенты b_n приобретают следующие значения: $b_3 = 9 - 2f$; $b_2 = 6 - 2f - (N_f/2)$; $b_1 = -2f - \frac{3}{10}N_f$, где N_f – число легких супердублетов.

В частности, в случае $f = 3$ и $N_f = 2$ имеем:

$$\sin^2\theta_W = 0{,}233; \quad M_{W\pm} = 77{,}36 \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 88{,}3 \text{ ГэВ}$$

$$M_X = 1{,}2 \cdot 10^{16} \text{ ГэВ}; \quad \tau_p = 285 \cdot 10^{30 \pm 2} \text{ лет}; \quad \alpha_0 = 0{,}041.$$

Как видно суперсимметрия приводит к увеличению M_X и времени жизни протона, однако этот эффект можно нейтрализовать за счет увеличения числа хиггсовских супердублетов N_f. Действительно, в случае $f = 3$, $N_f = 4$ имеем:

$$\sin^2\theta_W = 0{,}255; \quad M_{W\pm} = 73{,}94 \text{ ГэВ}; \quad M_Z = 85{,}63 \text{ ГэВ};$$

$$M_X = 6{,}3 \cdot 10^{14} \text{ ГэВ}; \quad \tau_p = 2{,}2 \cdot 10^{30 \pm 2} \text{ лет}; \quad \alpha_0 = 0{,}044.$$

Следует отметить, что требование асимптотической свободы приводит к тому, что число суперпоколений не может быть больше четырех и делает невозможным введение хиггсовского супермультиплета 45.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 августа 1981 г.

Литература

[1] *Georgi H., Glashow S.L.* Phys. Rev. Lett., **32**, 1974, 438.

[2] *Fradkin E.S., Kalashnikov O.K.* Phys. Lett., **64 B**, 1976, 177.

[3] *Fradkin E.S., Kalashnikov O.K., Konstein S.E.* Preprint FIAN №166, 1977; Lett Nuovo Cim., **21**, 1978, 5.

[4] *Fradkin E.S., Konstein S.E.* Preprint FIAN, 1981.

[5] Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН, СССР, **102**, 1955, 489.

[6] *Goldman T.J., Ross D.A.* Phys. Lett., **84B**, 1979, 208,

[7] *Фрадкин Е.С.* Труды симпозиума КВАРК-80 в Сухуми, 1980, 146.