Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 5, стр. 198 – 200 *10 сентября 1984 г.*

РАЗМЕРНАЯ РЕДУКЦИЯ КАК ИСТОЧНИК СТАБИЛЬНОЙ МАССЫ В РАСШИРЕННОМ SYM

В.К.Кривощеков, П.Б.Медведев

Показано, что нетривиальная размерная редукция $N = 1$, $d > 4$ SYM, приводящая к спонтанному нарушению симметрии, сопровождается активацией центральных зарядов в алгебре расширенной СС в $d = 4$, так что связанные с ними массы супермультиплетов не получают квантовых поправок.

Включение в алгебру расширенной СС центральных зарядов представляет собой последовательный способ введения масс в СС теориях, без увеличения размерности представления [1]. С другой стороны, теории, инвариантные относительно расширенной СС с центральными зарядами можно получать с помощью нетривиальной размерной редукции [2]. Цель данной работы – показать, что полученные таким образом массы не получают квантовых поправок, т. е. являются стабильными. Серьезными аргументами в пользу такой возможности служат результаты явных вычислений однопетлевых поправок к массе монополя в $N=2$ SYM теории в $d=4$ [3], а также косвенные аргументы [4], основанные на анализе размерности массивных представлений СС. В $d=2$ отсутствие квантовых поправок к массе было нами доказано с помощью явного проведения размерной редукции через диаграммную технику СС CP^{N-1} модели [5].

В этой статье мы ограничимся рассмотрением простейшей модели $d=4, N=2$ SYM с калибровочной группой $SU(2)$. Как известно, эта модель соответствует $N=1$ SYM в $d=6$, формулируемому в суперпространстве в терминах суперсвязностей $A_A=(A_m, A_\alpha)$, удовлетворяющих условиям связи, которые могут быть разрешены через независимые препотенциалы $V_{ij}(x_m, \theta_{\alpha A})$ $i, j=1,2$ [6], причем для последующей редукции в $d=4$ удобно представление $V_{ij}=\widetilde{V}_{ij}(x, y, \theta^{\alpha i}, \bar{\theta}_j^{\dot{\alpha}})$, где $\theta^{\alpha i}$, $\bar{\theta}_j^{\dot{\alpha}}$ – вейлевские спиноры при $i, j=1,2$. В невзаимодействующем случае A_α^i выражаются через $\widetilde{V}_{ij}$ и СС ковариантные производные $D_{\alpha i}$, $\bar{D}_{\dot{\alpha}}^i$ в замкнутом виде, а при $g \neq 0$ – в виде ряда по g. Тривиальная редукция $6 \to 4$ ($\widetilde{V}_{ij}(x^{(4)}, y, \ldots) \equiv V_{ij}(x^{(4)}, \ldots)$) приводит к суперполевой формулировке $N=2$ SYM на языке $N=2$ суперполей. Такое описание позволяет доказать, в рамках метода фонового поля, теоремы о неперенормируемости и установить, что в теории имеется лишь перенормировка заряда [7].

Произведем нетривиальную редукцию: $\widetilde{V}_{ij}(x, y, \ldots) \equiv U(y) V_{ij}(x, \ldots) U^{-1}(y)$, где $U(y) = \exp i y_k \mathcal{M}_k$, $[\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2]=0$ [2]. В выбранном спинорном базисе ковариантная производная записывается: $D_{\alpha i}^{(6)} = \partial/\partial\theta^{\alpha i} + i(\not{\partial}\bar{\theta})_{\alpha i} + \epsilon_{\alpha\beta}\epsilon_{ij}\theta^{\beta j}(\partial/\partial y_1 + i\partial/\partial y_2)$, где $\not{\partial} = \partial_\mu \sigma^\mu$. При тривиальной редукции $\partial/\partial y_i = 0$ и $D_{\alpha i}^{(6)} \mapsto D_{\alpha i}^{(4)}$, в нашем же случае $D_{\alpha i}^{(6)}$ переходит в $\hat{D}_{\alpha i} = D_{\alpha i}^{(4)} + i\epsilon_{\alpha\beta}\epsilon_{ij}\theta^{\beta j}[(\mathcal{M}_1 - i\mathcal{M}_2), \ldots]$. Производные $\hat{D}_{\alpha j}$, $\hat{\bar{D}}_{\dot{\alpha}}^j$ удовлетворяют алгебре $N=2$ СС с центральными зарядами, реализованными как операторы присоединенного представления алгебры $SU(2)$: $[\mathcal{M}_i, \ldots]$. Заменив теперь $D^{(4)}$ на $\hat{D}$ в формуле для полного действия (включающего и духовые секторы) [7], мы получаем SYM инвариантный относительно $N=2$ СС с центральными зарядами. При таком подходе все утверждения о перенормируемости теории в рамках метода фонового поля остаются справедливыми, т. е. имеется единственная константа перенормировки. Подчеркнем, что никакой дополнительной перенормировки, связанной с введением новых размерных параметров $\mathcal{M}_i$ не требуется, так как во всех выражениях $\mathcal{M}_i$ присутствуют только посредством $\hat{D}$. В результате инвариантность перенормированного действия относительно СС остается прежней.

Смысл параметров $\mathcal{M}_i$ легко увидеть если произвести редукцию в квадратичной форме $\mathrm{Tr}\{1/4(\partial_m A_n(x,y) - \partial_n A_m(x,y))^2 + i/2 \cdot \bar{\psi}(x,y)\not{\partial}\psi(x,y)$ физических полей в $d=6$. При этом: $\partial^{(6)} \to (\partial^{(4)}, i[\mathcal{M}_1, \ldots], i[\mathcal{M}_2, \ldots])$, что генерирует спонтанное нарушение $SU(2)$-симметрии. В результате возникают: заряженный массивный $N=2$ векторный супермультиплет с массой $M^2 = |\mathcal{M}_1|^2 + |\mathcal{M}_2|^2$ и безмассовый векторный супермультиплет. Как и следовало ожидать, массивный мультиплет реализует представление (комплексное) $N=2$ СС с центральными зарядами [1, 8]. Такая реализация механизма Хиггса эквивалентна выбору ненулевых вакуумных средних скалярных полей вдоль плоских направлений безразличного потенциала $\mathrm{Tr}\{[A_4, A_5]\}^2$ рассматриваемой модели [1]. Подобным же образом можно осуществить механизм Хиггса и в не СС теориях, однако, в случае редукции $6 \to 4$ для YM безмассовые бозонные поля (вектор + скаляр) приводят в $d=4$ к неустранимым инфракрасным сингулярностям. В суперсимметричном же случае, из проделанного нами на основе [9] явного анализа в терминах $N=1$ суперполей следует, что хиггсовская фаза свободна от инфракрасных сингулярностей вне массовой поверхности, что делает корректными как диаграммную технику так и процедуру перенормировки.

Таким образом, мы видим, что параметры преобразований СС, имеющие смысл масс, не перенормируются. Более того, перенормированное эффективное действие, полученное в рамках указанной диаграммной техники, сохраняет СС с теми же значениями параметров m_i, что и затравочное, что является прямым доказательством стабильности масс. Обобщение указанной схемы редукции на случай SYM взаимодействующего с $N = 2$ полями материи (гипермультиплетами) не приводит к принципиальным трудностям. Следует отметить, что в этом случае центральные заряды могут быть по разному реализованы на различных $N = 2$ супермультиплетах и их массы, вообще говоря, будут различны. Вопрос о редукции $d = 10$ SYM является более сложным, однако можно ожидать, что аналогичный результат будет иметь место и в этом случае.

Авторы благодарны А.А.Славнову, М.И.Высоцкому и В.М.Музафарову за полезные обсуждения и замечания.

Литература

1. *Fayet P.* Nucl. Phys., 1979, **B149**, 137.
2. *Sherk J., Shwarz J.H.* Nucl. Phys., 1979, **B153**, 61.
3. *D'Adda A., Horsley R., Di Vecchia P.* Phys. Lett., 1978, **76B**, 298.
4. *Witten E., Olive D.* Phys. Lett., 1978, **78B**, 97.
5. *Krivoshchekov V.K., Medvedev P.B.* On stable mass in dimensionally reduced SUSY theory, preprint ITEP-15, 1984.
6. *Koller J.* Nucl. Phys., 1983, **B222**, 319; *Howe P.S., Sierra G., Townsend P.K.* Nucl. Phys., 1983, **B221**, 331.
7. *Howe P.S., Stelle K.S., Townsend P.K.* Miraculous ultraviolet cancellations in supersymmetry made manifest, preprint ICTP/82-83/ 20, 1983.
8. *Ferrara S., Savoy C.A., Zumino B.* Phys. Lett., 1981, **100B**, 393.
9. *Аникин С.А., Завьялов О.И., Карчев Н.И.* ТМФ, 1980, **44**, 291.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
28 июня 1984 г.