Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Славнов, Мягкое нарушение суперсимметрии как спонтанное нарушение во вспомогательном секторе, *ТМФ*, 1998, том 117, номер 2, 325–329

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf934>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 107.22.136.117

26 апреля 2023 г., 06:59:45

© 1998 г.

А. А. Славнов*

МЯГКОЕ НАРУШЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ КАК СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ ВО ВСПОМОГАТЕЛЬНОМ СЕКТОРЕ

Мягкое нарушение суперсимметрии реализовано как спонтанное нарушение за счет расширения сектора вспомогательных полей. Обсуждается процедура перенормировки в подобных моделях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для применения суперсимметрии (SUSY) к реальному миру необходим какой-либо механизм нарушения SUSY. В то же время желательно максимально сохранить такие важные предсказания SUSY-теорий, как теорема о неперенормировке. Желательно также сохранить возможность использования удобных технических средств, существующих в SUSY-моделях, в частности супердиаграммной техники. С этой точки зрения наиболее привлекательным является спонтанное нарушение SUSY, однако этот механизм оказывается слишком ограничительным и не позволяет конструировать реалистические модели.

На практике вводятся так называемые мягкие нарушающие симметрию члены, как, например, массовые члены и некоторые тройные скалярные вершины. Недавно появился ряд публикаций, в которых обсуждается процедура перенормировки в моделях с мягко нарушенной SUSY [1–3] в рамках так называемого “шпурионного” механизма мягкого нарушения SUSY [4–7].

В данной работе будет показано, что этот механизм в действительности является специальной реализацией общего метода спонтанного нарушения SUSY во вспомогательном секторе, развитого ранее в серии работ, посвященных суперсимметричным калибровочным теориям [8–11]. В этих работах было показано, что мягкое нарушение SUSY можно реализовать как спонтанное нарушение, если расширить модель, вводя дополнительные вспомогательные суперполя, которые в конечном итоге отщепляются от физического сектора. Эта формулировка позволяет сохранить наиболее важные предсказания SUSY-теорий, такие как обобщенные SUSY-тождества Уорда [12–14].

* Математический институт им. В. А. Стеклова РАН, Москва, Россия.
E-mail: slavnov@mi.ras.ru

Ниже будет показано, что некоторые соотношения между константами перенормировки жестких и мягко нарушенных SUSY-моделей, которые были получены в работах [2, 3], можно получить простым способом из нашего формализма.

2. РАСШИРЕННЫЕ SUSY-МОДЕЛИ СО СПОНТАННО НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИЕЙ

Идея метода состоит в следующем. Суперсимметричный калибровочно-инвариантный лагранжиан можно записать в виде

$$L = \int d^2\bar{\theta} d^2\theta L_g + \int d^2\bar{\theta} L_{\text{ch}}^- + \int d^2\theta L_{\text{ch}}. \quad (1)$$

Здесь L_g – суперполе общего вида, а L_{ch} – киральное суперполе. Например, в теории Янга–Миллса $L_g = 0$,

$$L_{\text{ch}} = -\frac{1}{8g^2} \text{Tr } W^\alpha W_\alpha. \quad (2)$$

Здесь W^α – киральный тензор напряженности,

$$W^\alpha = \bar{D}^2 (e^{-V} D^\alpha e^V), \quad (3)$$

$V = V^A T^A$, V^A – калибровочное суперполе и T^A – генераторы калибровочной группы, D – суперковариантная производная.

Введем вспомогательные суперполя P , P' , R_+ , R'_+ , где P , P' – суперполя общего вида, а R_+ , R'_+ – киральные суперполя. Все эти поля являются синглетами калибровочной группы. Тогда можно написать новый суперсимметричный и калибровочно-инвариантный лагранжиан следующего вида:

$$L' = \int d^2\bar{\theta} d^2\theta [L_g(1 + P) + P'_+ \square P_- + P'_- \square P_+ + P'_1 \square P_1 + \kappa P' + R'_+ R_- + R_+ R'_-] + \int d^2\theta [L_{\text{ch}}(1 + R_+) - \mu R'_+ + \text{h.c.}]. \quad (4)$$

Здесь P_+ , P_- , P_1 обозначают неприводимые компоненты суперполя P , $P = P_+ + P_- + P_1$.

Этот лагранжиан очевидным образом суперсимметричен и калибровочно-инвариантен. Благодаря присутствию линейных членов SUSY спонтанно нарушена: сдвигая поля P , R_+ , R_- к стабильным значениям, мы получим массовые члены для скалярных и спинорных компонент полей, входящих в исходный лагранжиан (1), а также тройные вершины взаимодействия скалярных полей. Квадратичная форма полей P , R_+ , R_- выбрана таким образом, что после сдвига они полностью отщепляются от физического сектора благодаря специальному виду соответствующих пропагаторов,

$$PP = P'P' = R_\pm R_\pm = R'_\pm R'_\pm = 0. \quad (5)$$

Единственный наблюдаемый эффект, производимый этими полями, состоит в появлении членов, мягко нарушающих SUSY. В этой схеме легко узнать “шпурионный” механизм. В самом деле, подставляя в (4) решения уравнений движения для полей P , $R_{\pm}$, получим

$$L \longrightarrow \int d^2\bar{\theta} d^2\theta L_g(1 + \kappa(\bar{\theta}\theta)^2) + \int d^2\theta L_{ch}(1 + \mu\theta\theta) + \text{h.c.} \quad (6)$$

Однако удобнее работать с исходным выражением (4). Благодаря явной суперсимметрии и калибровочной инвариантности этого лагранжиана можно непосредственно использовать результаты, полученные для SUSY-моделей. В частности, как будет показано ниже, это позволяет получить некоторые соотношения между контрчленами жесткой и мягко нарушенной моделей очень простым способом.

Рассмотрим в качестве примера теорию Янга–Миллса. Мягкое нарушение SUSY можно реализовать как спонтанное нарушение в системе, описываемой следующим явно суперсимметричным действием:

$$A = \int d^4x d^2\theta \left[-\frac{1}{8g^2}(1 + R_+) \text{Tr} W^\alpha W_\alpha + \text{h.c.} \right] + \\ + \int d^4x d^2\bar{\theta} d^2\theta R_+ R'_- - \mu \int d^4x d^2\theta R'_- + \text{h.c.} \quad (7)$$

В самом деле, переходя к стабильному минимуму путем сдвига F -компонент полей R_+ , R_- ,

$$(R_+)_F \longrightarrow (R_+)_F + \mu, \quad (R_-)_F \longrightarrow (R_-)_F + \mu, \quad (8)$$

мы получим массовые члены для фермионных компонент суперпотенциала W

$$L_m = -\frac{\mu}{2g^2}(\lambda^T C \lambda + \bar{\lambda} C \bar{\lambda}^T), \quad (9)$$

где C – матрица зарядового сопряжения. После такого сдвига вспомогательные поля $R_{\pm}$, $R'_{\pm}$ отщепляются от физического сектора, и мы получаем обычную SUSY-теорию Янга–Миллса с мягким массовым членом.

Рассмотрим структуру возможных контрчленов. Производящий функционал функции Грина дается следующим интегралом:

$$Z = \int \exp i \left\{ A + A_{\text{g.f.}} + A_{\text{gh}} + \int d^2\bar{\theta} d^2\theta d^4x g^{-1} V^a J^a \right\} dV dR, \quad (10)$$

где dR обозначает произведение дифференциалов $R_{\pm}$ -полей. Для простоты мы полагаем, что выбрана SUSY-калибровка Лоренца, $A_{\text{g.f.}}$ и A_{gh} обозначают соответственно члены, фиксирующие калибровку, и лагранжиан духов Фаддеева–Попова.

Интегрирование по калибровочным полям приводит к появлению ультрафиолетово расходящихся диаграмм, требующих введения соответствующих контрчленов. Благодаря явной суперсимметрии и калибровочной инвариантности действия (10) единственная допустимая локальная структура имеет вид

$$(\text{Tr} W^\alpha W_\alpha) K + \text{h.c.} \quad (11)$$

Здесь K – некоторая функция суперполей

$$g^{-2}(1 + R_+) \quad (12)$$

и их ковариантных производных. По соображениям размерности члены с ковариантными производными отсутствуют. Эту функцию можно разложить в ряд по g^2 , причем коэффициенты этого разложения определяются жесткой теорией. В случае жесткой SUSY ($R_+ = 0$) соответствующая функция приводит к перенормировке заряда

$$g^2 \longrightarrow Z(g^2)g^2 = g^2(1 + z_2g^2 + z_4g^4 + \dots). \quad (13)$$

В нашем случае после интегрирования по R'_+, R'_- получаем

$$(1 + R_+) \longrightarrow 1 + \mu\theta\theta, \quad (1 + R_-) \longrightarrow 1 + \mu\bar{\theta}\bar{\theta}. \quad (14)$$

В уравнении (7) эти функции интегрируются по $d^2\theta$ и $d^2\bar{\theta}$, соответственно. Поэтому их можно записать в симметричном виде

$$1 + \mu\theta^2 + \mu\bar{\theta}^2 = (1 - \mu\theta^2 - \mu\bar{\theta}^2 + 2\mu^2\theta^2\bar{\theta}^2)^{-1}. \quad (15)$$

Полином по g^2 приобретает вид

$$\begin{aligned} 1 + z_2g^2(1 - \mu\theta^2 - \mu\bar{\theta}^2 + 2\mu^2\bar{\theta}^2\theta^2) + \dots &= Z(g^2), \\ g'^2 &= g^2(1 - \mu\theta^2 - \mu\bar{\theta}^2 + 2\mu^2\bar{\theta}^2\theta^2). \end{aligned} \quad (16)$$

Следовательно, в мягко нарушенной теории константа g^2 жесткой теории должна быть заменена на g'^2 . Это согласуется с результатом работы [2]. Заметим, что если бы мы рассматривали калибровку более общего вида, нужно было бы ввести специальным образом фиксирующие калибровку члены, чтобы обеспечить зависимость ультрафиолетовых контрчленов только от R_+, R_- . Эта проблема обсуждается в работе [2].

Чтобы устранить расходимости функции Грина в жесткой теории, нужно еще перенормировать суперполе V ,

$$V \longrightarrow Z_V^{1/2}(g^2)V. \quad (17)$$

Аналогичные рассуждения показывают, что в рассматриваемой модели соответствующая перенормировка обеспечивается путем замены $g^2 \rightarrow g'^2$. В действительности, если мы интересуемся только “физическими” функциями Грина (включающими A_μ -, λ - и D -компоненты суперполя V), то эта замена несущественна и можно пользоваться жесткой константой перенормировки $Z_V(g^2)$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аналогичный, хотя и более сложный анализ можно провести в том случае, когда включены все возможные типы спонтанного нарушения SUSY, описанные выше. Заметим, что наш метод не приводит к появлению массовых членов для фермионных компонент суперполей материи, т.к., в отличие от массовых членов для гравитино, эти члены не являются мягкими. Чтобы получить более детальные предсказания, в частности соотношения между конечными частями функций Грина в жесткой и мягко нарушенной теориях, нужно использовать обобщенные тождества Уорда, которые можно записать в этом подходе (см. [9]).

Эта работа поддержана грантом РФФИ № 96-01-00551 и Президентским грантом поддержки ведущих научных школ.

Список литературы

- [1] Y. Yamada. Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 3537.
- [2] L. V. Avdeev, D. I. Kazakov, I. N. Kondrashuk. Nucl. Phys. B. 1998. V. 510. P. 289.
- [3] I. Jack, D. R. T. Jones. The Gaugino β -function. hep-ph/9709364.
- [4] L. Girardello, M. I. Grisaru. Nucl. Phys. B. 1982. V. 194. P. 65.
- [5] J. A. Helayel-Neto. Phys. Lett. B. 1984. V. 135. P. 78.
- [6] F. Feruglio, J. A. Helayel-Neto, F. Legovini. Nucl. Phys. B. 1985. V. 249. P. 533.
- [7] M. Scholl. Z. Phys. C. 1985. V. 28. P. 545.
- [8] A. A. Slavnov. Nucl. Phys. B. 1977. V. 124. P. 301.
- [9] A. A. Славнов. ТМФ. 1976. Т. 27. № 2. С. 141; Т. 29. № 2. С. 154.
- [10] A. A. Slavnov. Gauge and supergauge theories. In: Proc. of 18 International conference on High Energy Physics. Dubna: JINR, 1977.
- [11] E. Sh. Egorian, A. A. Slavnov. Ann. of Phys. 1978. V. 116. P. 358.
- [12] A. A. Славнов. ТМФ. 1975. Т. 23. № 1. С. 3.
- [13] A. A. Slavnov. Nucl. Phys. B. 1975. V. 96. P. 134.
- [14] В. К. Кривошечков, А. А. Славнов, Б. А. Файзуллаев. ТМФ. 1976. Т. 26. № 2. С. 147.

Поступила в редакцию 16.IV.1998 г.