Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.3, стр.145 - 148 ©1994 г. 10 августа

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 60, ВЫПУСК 3
10 АВГУСТА, 1994

ОБОБЩЕННАЯ ТВИСТОРНАЯ ДИНАМИКА СУПЕРЧАСТИЦ

А.Ю.Нурмагамбетов, Х.Х.Росалес+ 1), В.И.Ткач

+) *University of Guanajota*
C.P. 37150, Leon, Mexico

Национальный научный центр, Харьковский физико-технический институт
310108 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 22 июня 1994 г.

Рассмотрено обобщение процедуры твисторного сдвига на случай суперчастицы, взаимодействующей с фоновым максвелловским супермультиплетом.

1. В предшествующей работе [1] было дано обобщение твисторной динамики релятивистских частиц, основывающееся на введении в стандартные лагранжианы дополнительных членов, зависящих только от твисторных компонент и их производных по собственному времени. В силу существования нетривиального преобразования переменных (твисторного сдвига), обобщенная динамика свободных частиц эквивалентна стандартной, однако при наличии взаимодействия частиц с внешними полями эта эквивалентность перестает иметь место, что проявляется во введении в теорию параметра нелокальности взаимодействия l и появлении бесконечного ряда по степеням l^n членов неминимального взаимодействия, включающих в случае электромагнитного внешнего поля тензор напряженности Максвелла и его высшие производные.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию обобщенной твисторной динамики: мы исследуем проявление твисторного сдвига в системе суперчастица + фоновый максвелловский супермультиплет в D=2+1.

2. Обобщенная динамика суперчастицы, взаимодействующей с максвелловским фоновым полем, описывается действием

$$S = \int d\tau\, d\eta\, (iE^{-1} DE^{\alpha} DE^{\beta} (\gamma_m)_{\alpha\beta} DE^{m} + lE^{-1}\, E^{\alpha} DE_{\alpha} + DE^{A} \mathcal{A}_{A}), \qquad (1)$$

1) J.J.Rosales.

где $D = \partial_\eta + i\eta\partial_\tau$ – ковариантная производная "малой" суперсимметрии на мировой траектории, параметризуемой собственным временем τ и его грассмановым суперпартнером η; $E_M^A(z)$ – стандартный супердрайбайн плоского суперпространства с координатами $z^M = (X^m, \Theta^\alpha)$, являющимися скалярными относительно "малой" суперсимметрии суперполями

$$X^m = x^m + i\eta\chi^m; \quad \Theta^\alpha = \theta^\alpha + \eta\lambda^\alpha \quad , \tag{2}$$

в которых χ^m – суперпартнер бозонной координаты x^m, а λ^α – коммутирующий спинор, представляющий первую половину твистора; $E^{-1} = e^{-1} - i\eta\frac{\hat{\psi}}{e^2}$ – аналог одномерной супергравитации на мировой линии; $\mathcal{A}_{\mathcal{A}}(z^M)$ – суперполе фонового максвелловского супермультиплета; l – параметр размерности длины.

Твисторный сдвиг генерируется переходом к новым пространственно-временным координатам

$$\hat{X}^{\alpha\beta} = X^{\alpha\beta} + \frac{l}{2\tilde{\mu}D\Theta}(\tilde{\mu}^\alpha D\Theta^\beta + \tilde{\mu}^\beta D\Theta^\alpha), \tag{3}$$

$\tilde{\mu}^\alpha = \mu^\alpha + \eta d^\alpha$ – четное суперполе, включающее вторую компоненту твистора μ^α и его суперпартнера d^α, причем

$$\tilde{\mu}_\alpha = iX_{\alpha\beta}D\Theta^\beta,$$

$$X_{\alpha\beta} = X_m(\gamma^m)_{\alpha\beta}; \quad \tilde{\mu}D\Theta \equiv \tilde{\mu}_\alpha D\Theta^\alpha.$$

С учетом уравнений движения, после твисторного сдвига, в первом порядке по l, мы получаем следующее действие (по модулю слагаемого $D\Theta^\alpha\mathcal{A}_\alpha$, речь о котором будет идти ниже):

$$\tilde{S} = \int d\tau\, d\eta\, (iE^{-1}D\Theta\gamma_m D\Theta D\hat{X}^m + \hat{\Omega}^m\mathcal{A}_m + \frac{1}{2}l\hat{\Omega}^{\alpha\beta}(\sigma^{mn})_{\alpha\beta}\mathcal{F}_{mn}), \tag{4}$$

где $\hat{\Omega}^m$ – инвариантная относительно локальных преобразований "малой" суперсимметрии и глобальных преобразований суперсимметрии в большом суперпространстве форма

$$\hat{\Omega}^m = D\hat{X}^m + i\Theta\gamma^m D\Theta + iD\Theta\gamma^m\Theta.$$

В $D = 3$ векторное поле входит в спинорный супермультиплет [2]

$$\mathcal{A}_\alpha = l_\alpha + B\Theta_\alpha + V_{\alpha\beta}\Theta^\beta + h_\alpha\Theta\Theta, \tag{5}$$

где $V_{\alpha\beta} = V^m(\gamma_m)_{\alpha\beta}$ и h_α являются, соответственно, векторным калибровочным полем и его суперпартнером.

Наложение весс-зуминовской калибровки $l = B = 0$ и дополнительных связей

$$\mathcal{F}_{\alpha\beta}(\hat{X}, \Theta) = 0, \tag{6}$$

$$T^a_{\alpha\beta}(\hat{X}, \Theta) = 2i\gamma^a{}_{\alpha\beta} \tag{7}$$

выделяет неприводимый подмультиплет физических полей теории, после чего действие (4) можно представить в виде:

$$\tilde{S} = \int d\tau\, d\eta\, iE^{-1}D\Theta\gamma_m D\Theta D\hat{X}^m - \frac{i}{2}\hat{\Omega}^m(V_m + \frac{1}{2}\Theta_\beta(\gamma_m)^{\beta\alpha}h_\alpha - \frac{i}{2}\Theta\Theta\varepsilon^{kl}{}_m F_{kl}) +$$

$$+ i\frac{1}{2}l\varepsilon^{nmk}\hat{\Omega}_k(F_{nm} + \Theta_\alpha(\gamma_n)^{\alpha\beta}\partial_m h_\beta - \frac{i}{2}\Theta\Theta\varepsilon^{kl}{}_m\partial_n F_{kl}), \qquad (8)$$

где ε^{nmk} – единичный антисимметричный тензор; F_{nm} – тензор напряженности Максвелла.

Интегрируя по η и фиксируя решение уравнения движения по $\hat{\psi}$ в виде

$$\chi^m = -(\theta\gamma^m\lambda + \lambda\gamma^m\theta), \qquad (9)$$

мы приходим к полностью компонентной форме лагранжиана (8). Такой выбор решения, связанный с первым членом действия (8), рассматривался в работе [3].

Вернемся теперь к последнему слагаемому $D\Theta^\alpha \mathcal{A}_\alpha$ в действии (1). Нетрудно заметить, расписав это выражение в компонентной форме и пользуясь уравнением движения по e, что этот член дублирует некоторые слагаемые действия (8), переопределяя тем самым коэффициенты, стоящие при них, так что полный Лагранжиан после твисторного сдвига выглядит следующим образом:

$$\tilde{L} = -(e^{-1}\lambda\gamma_m\lambda - (V_m + \frac{1}{2}\theta_\beta\gamma_m^{\beta\alpha}h_\alpha - \frac{i}{4}\theta\theta\varepsilon^{kl}{}_m F_{kl}) +$$

$$+ l\varepsilon^{nk}{}_m(F_{nk} + \frac{1}{2}\theta_\alpha\gamma_n^{\alpha\beta}\partial_k h_\beta - \frac{i}{4}\theta\theta\varepsilon_k^{Pb}\partial_n F_{pl}))\omega^m, \qquad (10)$$

$$d\omega^m = d\hat{x}^m - i\theta\gamma^m d\theta + id\theta\gamma^m\theta + 2\lambda\gamma^m\lambda d\tau. \qquad (11)$$

Лагранжиан (10) инвариантен относительно следующих преобразований глобальной суперсимметрии на массовой оболочке:

$$\delta V_m = -\varepsilon_\beta(\gamma_m)^{\beta\alpha}h_\alpha; \quad \delta\Theta_\beta = \varepsilon_\beta; \quad \delta h_\alpha = \frac{i}{2}\varepsilon^\beta(\sigma^{nm})_{\beta\alpha}F_{nm}$$

с нечетным параметром ε_β.

Таким образом, процедура супертвисторного сдвига, позволяющая избавиться от нежелательного в действии слагаемого $\dot{\theta}\theta$, нарушающего при переходе к теории поля связь спина со статистикой, приводит к появлению в бозонном секторе бесконечного ряда по степеням параметра нелокальности l, включающего тензор напряженности Максвелла и его высшие производные. Присутствующий в случае суперчастицы фермионный сектор также модифицируется от минимальной схемы поле – ток к неминимальной, с появлением прозводных степени, равной степени разложения по l, от суперпартнера векторного поля.

Данная схема допускает естественное обобщение на высшие размерности $D = 4, 6$. К сожалению, самый интересный случай $D = 10$ не укладывается в рамки данной конструкции, что связано с появлением при твисторном сдвиге тахионного сектора, однако работа в этом направлении интенсивно ведется.

Кратко остановимся на применении рассматриваемой схемы в случае полевой теории. В работе [4] была рассмотрена теория поля, описывающая взаимодействие скалярного поля материи в $D = 3$ с модифицированным векторным полем $\tilde{A}_m = A_m + l\varepsilon_m{}^{nk}F_{nk}$, и включающая в действие член Чженя–Саймонса. Поведение такой системы исследовалось при спонтанном нарушении $U(1)$ калибровочной симметрии. Суперсимметричное обобщение этой модели, включающее весс–зуминовский мультиплет в $D = 3$, взаимодействующий с модифицированным векторным потенциалом, и эффекты спонтанного нарушения симметрии будут рассмотрены в ближайшей работе.

Авторы выражают искреннюю благодарность Д.В.Волкову за замечания, сделанные в процессе написания работы, а также Д.П.Сорокину за проявленный интерес и стимулирующие обсуждения.

---

1. V.A.Soroka, D.P.Sorokin, V.I.Tkach and D.V.Volkov, Int. J. Mod. Phys. A **7**, 5977 (1992).
2. S.J.Gates et al., Superspace or One Thousand and One Lessons in Supersymmetry. The Benjamin/cummings publishing company inc. 1983.
3. D.V.Volkov and A.A.Zheltukhin, Nucl. Phys. **B335**, 723 (1990).
4. С.М.Латинский, Д.П.Сорокин, Письма в ЖЭТФ **53**, 177 (1991).