УДК 530.145:530.12; 537.8:

О. Д. Азоркина

МОДИФИКАЦИЯ КОМПОНЕНТНОГО ЛАГРАНЖИАНА ОБЩЕЙ ДЕФОРМИРОВАННОЙ КИРАЛЬНО-АНТИКИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Для наглядной интерпретации деформированных неантикоммутативных $N=\frac{1}{2}$ суперсимметричных теорий как стандартных полевых моделей и исследования особенностей их динамики необходимо вывести компонентную форму лагранжиана действия данной теории. Определение компонентной структуры неантикоммутативной теории является достаточно нетривиальной технической проблемой из-за $N=\frac{1}{2}$ неантикоммутативной деформации самого суперпространства и, следовательно, требует специального анализа. Изучим форму лагранжиана неантикоммутативной общей суперполевой модели киральных и антикиральных суперполей на деформированном $N=\frac{1}{2}$ неантикоммутативном суперпространстве. Модель формулируется в терминах произвольного кэлерова потенциала и кирального и антикирального суперпотенциалов, разложенных в ряды по суперполям с учетом введенной деформации. Производится анализ компонентной структуры деформированного лагранжиана данной модели и находится достаточно простая и компактная форма записи функции Лагранжа теории.

Ключевые слова: *суперсимметрия, компонентное действие, кирально-антикиральная модель.*

Введение деформации

Идея введения суперпространства берет свои истоки в теории суперструн [1–3]. Значительный интерес представляет собой реализация данной идеи в терминах $N=1$ суперпространства [4], а именно данная деформация сохраняет антикоммутативность грассмановых координат в киральном подпространстве, но нарушает ее в антикиральном секторе – нечетные антикоммутирующие координаты θ удовлетворяют нетривиальной алгебре Клиффорда

$$\left\{\theta^{\alpha},\theta^{\beta}\right\}=C^{\alpha\beta}\neq 0, \tag{1}$$

где $C^{\alpha\beta}=C^{\beta\alpha}$ – постоянная симметричная матрица, элементы которой являются параметрами деформации. В результате половина исходных суперсимметрий теории становятся нарушенными, т. е. имеем $N=\frac{1}{2}$ суперсимметрию и $N=\frac{1}{2}$ неантикоммутативное суперпространство. Следовательно, неантикоммутативная суперсимметричная модель теории поля может быть сформулирована в терминах $N=1$ суперпространстве, а все аспекты, связанные с деформацией суперсимметрии, включаются в специальный экспоненциальный оператор – «$*$-произведение» суперполей

$$*\equiv\exp\left\{\frac{1}{2}C^{\alpha\beta}\overleftarrow{Q}_{\alpha}\overrightarrow{Q}_{\beta}\right\}, \tag{2}$$

где $Q_{\alpha}=i\frac{\partial}{\partial\theta^{\alpha}}$. Данная форма $*$-произведения (2) является обобщенной фермионной версией обычного произведения Мойяла [5–7]. Это означает, что в принципе структура классического и эффективного действия теории может быть исследована на основе суперполевых подходов, адаптированных с учетом $*$-произведения суперполей [8].

Общая модель

Рассмотрим действие общей модели киральных и антикиральных суперполей на неантикоммутативном суперпространстве

$$S_*\left[\bar{\Phi},\Phi\right]=\int d^8zK_*\left(\bar{\Phi},\Phi\right)+$$
$$+\int d^6z\,W_*\left(\Phi\right)+\int d^6\bar{z}\bar{W}_*\left(\bar{\Phi}\right) \tag{3}$$

в терминах произвольного кэлерова потенциала $K_*\left(\bar{\Phi},\Phi\right)$ и кирального $W_*\left(\Phi\right)$ и антикирального $\bar{W}_*\left(\bar{\Phi}\right)$ суперпотенциалов. Индекс $*$ в (3) означает, что при разложении данных функций в ряды по своим аргументам все произведения суперполей понимаются в смысле $*$-произведения определенного (2). С учетом разложения в ряд получаем действие в виде

$$S_*\left[\bar{\Phi},\Phi\right]=\sum_{\bar{n},n=1}^{\infty}K_{\bar{n}n}\int d^8z\underbrace{\bar{\Phi}*\bar{\Phi}*\ldots*\bar{\Phi}}_{\bar{n}}*\underbrace{\Phi*\Phi*\ldots*\Phi}_{n}+$$
$$+\sum_{n=1}^{\infty}W_n\underbrace{\int d^6z\,\Phi*\Phi*\ldots*\Phi}_{n}+\sum_{\bar{n}=1}^{\infty}\bar{W}_{\bar{n}}\int d^6\bar{z}\;\underbrace{\bar{\Phi}*\bar{\Phi}*\ldots*\bar{\Phi}}_{\bar{n}}, \tag{4}$$

где коэффициенты разложения соответствующих функций есть

$$K_{\bar{n}n}=\frac{\partial^{\bar{n}n}K_*(\bar{\Phi},\Phi)}{\partial\bar{\Phi}^{\bar{n}}\,\partial\Phi^{n}}\Big|_{\Phi=\bar{\Phi}=0}, \tag{5}$$

$$W_n = \frac{\partial^n W_*(\Phi)}{\partial \Phi^n}\Big|_{\Phi=0}, \qquad \bar{W}_{\bar{n}} = \frac{\partial^{\bar{n}} \bar{W}_*(\bar{\Phi})}{\partial \bar{\Phi}^{\bar{n}}}\Big|_{\bar{\Phi}=0}.$$

Исходя из структуры экспоненциального оператора $*$-произведения, предполагаем, что действие (3) можно представить в виде суммы

$$S_*[\bar{\Phi}, \Phi] = S[\bar{\Phi}, \Phi]|_{C=0} + \Delta S_*|_{C\neq 0} \tag{6}$$

действия общей киральной-антикиральной суперполевой теории на стандартном $N=1$ суперпространстве (в случае равенства нулю параметра деформации $C^{\alpha\beta}=0$ [9]) и некоторого числа вкладов более высокого порядка по степеням $C^{\alpha\beta}$, обусловленных введенной деформацией суперсимметрии (при $C^{\alpha\beta}\neq 0$). При этом действие, очевидно, сохраняет локальность.

Тонкости алгоритма вычисления компонентной структуры действия данной модели подробно рассмотрены в работах [8], [10] и здесь опускаются. Получен полный лагранжиан модели в компонентной форме в виде бесконечного разложения в ряд по параметрам деформации

$$\begin{aligned}
L_* &= K_*(\Phi, \bar{\Phi})\Big|_{\theta^2\bar{\theta}^2} + W_*(\Phi)\Big|_{\theta^2} + \bar{W}_*(\bar{\Phi})\Big|_{\bar{\theta}^2} = \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \bar{F} \left\{ K_{\bar{1}(2n+2)}\kappa^2 + K_{\bar{1}(2n+1)} F \right\} + \\
&\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n-1}}{(2n)!} \Box\bar{\phi} \left\{ \frac{2n}{2n+1} K_{\bar{1}(2n+1)}\kappa^2 + K_{\bar{1}(2n)} F \right\} + \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ K_{\bar{1}(2n+1)} (i\kappa^{\alpha}\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}}) \right\} + \\
&\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n-1}}{(2n)!} \left\{ \frac{2n}{2n+1} K_{\bar{2}(2n+1)}\kappa^2 + K_{\bar{2}(2n)} F \right\} \frac{1}{2} \partial^{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\varphi}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\varphi} + \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n+1}}{(2n+1)!} K_{\bar{2}(2n+1)} \bar{\kappa}^2 + \\
&\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ W_{(2n+2)}\kappa^2 + W_{(2n+1)} F \right\} + \bar{W}_{\bar{1}}\bar{F} + \bar{W}_{\bar{2}}\bar{\kappa}^2 + \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{(2n)!} K_{\bar{2}(2n)} \left\{ 2n\kappa^2\bar{\kappa}^2 (\lambda F^2)^{n-1} \right\} + \frac{1}{(2n+1)!} K_{\bar{2}(2n+1)} \times \right. \\
&\left. \times \left\{ (\lambda F^2)^n i\kappa^{\alpha} (\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\varphi}) \bar{\kappa}_{\dot{\alpha}} \right\} \right],
\end{aligned} \tag{7}$$

где $\lambda = -\det C$ – параметр деформации, а также отброшены все вклады в кэлеров потенциал, обращающиеся в нуль при интегрировании по полному суперпространству. Данный компонентный лагранжиан модели (7) представим в виде суммы

$$L_* = L + \Delta L(\lambda), \tag{8}$$

где L – лагранжиан недеформированной части теории, а $\Delta L(\lambda)$ – слагаемое, обусловленное введенной деформацией суперпространства. Теперь для недеформированной части L введем кэлерову метрику в форме

$$g = K_{1\bar{1}}(\bar{\phi}, \phi) = \frac{\partial^2 K(\bar{\phi}, \phi)}{\partial\phi\partial\bar{\phi}}$$

и лагранжиан перепишется как

$$\begin{aligned}
L &= ig\kappa^{\alpha}\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}} - \frac{1}{2} g\partial^{\alpha\dot{\alpha}}\phi\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi} - iK_{1\bar{2}}\kappa^{\alpha}\bar{\kappa}^{\dot{\alpha}}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi} + \\
&+ gF\bar{F} + K_{2\bar{1}}\kappa^2\bar{F} + \\
&+ K_{1\bar{2}}\bar{\kappa}^2 F + W_1 F + \bar{W}_{\bar{1}}\bar{F} + W_2\kappa^2 + \bar{W}_{\bar{2}}\bar{\kappa}^2 + K_{2\bar{2}}\kappa^2\bar{\kappa}^2.
\end{aligned} \tag{9}$$

Уравнения движения для вспомогательных полей F и $\bar{F}$, входящих в (9), имеют решения:

$$\begin{aligned}
F &= -\frac{1}{g}\left(\bar{W}_{\bar{1}} + K_{2\bar{1}}\kappa^2\right), \\
\bar{F} &= -\frac{1}{g}\left(W_1 + K_{1\bar{2}}\bar{\kappa}^2\right).
\end{aligned} \tag{10}$$

При помощи данных решений устраняем вспомогательные поля из недеформированной части лагранжиана теории – подставим (10) в (9) и получаем выражение

$$\begin{aligned}
L &= ig\kappa^{\alpha}\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}} - \frac{1}{2} g\partial^{\alpha\dot{\alpha}}\phi\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi} - iK_{1\bar{2}}\kappa^{\alpha}\bar{\kappa}^{\dot{\alpha}}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi} - \\
&- \frac{1}{g} K_{2\bar{1}}\kappa^2 W_1 - \frac{1}{g} K_{2\bar{1}} K_{1\bar{2}}\kappa^2\bar{\kappa}^2 - \frac{1}{g} K_{1\bar{2}}\bar{W}_{\bar{1}}\bar{\kappa}^2 - \\
&- \frac{1}{g} W_1\bar{W}_{\bar{1}} + W_2\kappa^2 + \bar{W}_{\bar{2}}\bar{\kappa}^2 + K_{2\bar{2}}\kappa^2\bar{\kappa}^2.
\end{aligned} \tag{11}$$

Здесь первые три слагаемых составляют кинетический член, а остальные формируют потенциал U

$$\begin{aligned}
U &= \frac{1}{g} K_{2\bar{1}} W_1\kappa^2 + \frac{1}{g} K_{2\bar{1}} K_{1\bar{2}}\bar{\kappa}^2\kappa^2 + \frac{1}{g} K_{1\bar{2}}\bar{W}_{\bar{1}}\bar{\kappa}^2 + \\
&+ \frac{1}{g} W_1\bar{W}_{\bar{1}} - W_2\kappa^2 - \bar{W}_{\bar{2}}\bar{\kappa}^2 - K_{2\bar{2}}\kappa^2\bar{\kappa}^2.
\end{aligned} \tag{12}$$

Таким образом, лагранжиан (9) включает в себя все слагаемые, не зависящие от параметра деформации λ (т. е. остающиеся существовать в выражении (7) при $\lambda=1$ (n=0)), в то время как новая величина ΔL обусловлена введением деформации суперпространства и явно зависит от данного параметра λ:

$$\begin{aligned}
\Delta L(\lambda) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \left\{ W_{(2n+2)}\kappa^2 + W_{(2n+1)} F \right\} + \\
&+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!} \bar{F} \left\{ K_{\bar{1}(2n+2)}\kappa^2 + K_{\bar{1}(2n+1)} F \right\} +
\end{aligned}$$

$$+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\lambda^n F^{2n-1}}{(2n)!}\Box\bar{\phi}\left\{\frac{2n}{2n+1}K_{\bar{1}(2n+1)}\kappa^2+K_{\bar{1}(2n)}F\right\}+$$
$$+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\lambda^n F^{2n}}{(2n+1)!}\left\{K_{\bar{1}(2n+1)}(i\kappa^{\alpha}\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}})\right\}+$$
$$+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\lambda^n F^{2n-1}}{(2n)!}\left\{\frac{2n}{2n+1}K_{\bar{1}(2n+1)}\kappa^2+K_{\bar{2}(2n)}F\right\}\times$$
$$\times\frac{1}{2}\partial^{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}+\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\lambda^n F^{2n+1}}{(2n+1)!}K_{\bar{2}(2n+1)}\bar{\kappa}^2+$$
$$+\sum_{n=0}^{\infty}\left[\frac{1}{(2n)!}K_{\bar{2}(2n)}\left\{2n\kappa^2\bar{\kappa}^2(\lambda F^2)^{n-1}\right\}+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{(2n+1)!}K_{\bar{2}(2n+1)}\left\{(\lambda F^2)^n i\kappa^{\alpha}(\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\phi})\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}}\right\}\right]. \qquad (13)$$

Полученные соотношения (8), (9) и (13) определяют полную компонентную структуру лагранжиана общей деформированной кирально-антикиральной суперполевой модели.

Компактная форма лагранжиана

Форма компонентного лагранжиана (7) имеет достаточно сложную структуру и неудобна для рассмотрения различных частных случаев теории и анализа вытекающих следствий. А значит, предпочтительно записать выражение (7) в более компактной форме – близкой к стандартному виду лагранжиана Зумино [11] при отсутствии деформации теории. Покажем, что такая компактная форма записи существует для рассмотренной модели.

Аналогично подходу приведенному в работах [12] и [13], вводим так называемые «размытые» поля
$\left(\phi+\tau\sqrt{\lambda}F\right)$, $\tau\in[-1,1]$,
регулирующие вспомогательные поля. Используем потенциалы $W(\phi)$ и $K(\phi,\bar{\phi})$ и определим некоторые функции по правилу

$$\boldsymbol{W}^{(0)}(\phi,F)=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\tau W(\phi+\tau\xi),$$
$$\boldsymbol{K}^{(0)}(\phi,F,\bar{\phi})=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\tau K(\phi+\tau\xi,\bar{\phi}),$$
$$\boldsymbol{K}^{(1)}(\phi,F,\bar{\phi})=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\tau\tau K(\phi+\tau\xi,\bar{\phi}),$$
$$\boldsymbol{K}^{(-1)}(\phi,F,\bar{\phi})=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\tau\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\tau K(\phi+\tau\xi,\bar{\phi})\right), \qquad (14)$$

где обозначили $\xi=\sqrt{\lambda}F$. Теперь функции (14) разложим в ряд по степеням параметра ξ и проинтегрируем по переменной τ и лагранжиан (7) перепишется в более простой и компактной форме:

$$L_*=\bar{W}_{\bar{1}}\bar{F}+\bar{W}_{\bar{2}}\bar{\kappa}^2+F\boldsymbol{W}_1^{(0)}+\kappa^2\boldsymbol{W}_2^{(0)}+\kappa^2\bar{F}\boldsymbol{K}_{2\bar{1}}^{(0)}+$$
$$+\left(\bar{F}F+i\kappa^{\alpha}\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}}\right)\boldsymbol{K}_{1\bar{1}}^{(0)}+\Box\bar{\phi}\boldsymbol{K}_{\bar{1}}^{(-1)}+\sqrt{\lambda}\kappa^2\Box\bar{\phi}\boldsymbol{K}_{2\bar{1}}^{(1)}+$$
$$+\frac{1}{2}\partial^{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}\boldsymbol{K}_{\bar{2}}^{(-1)}+\bar{\kappa}^2F\boldsymbol{K}_{1\bar{2}}^{(0)}+i\kappa^{\alpha}\left(\partial_{\alpha}^{\dot{\alpha}}\bar{\phi}\right)\bar{\kappa}_{\dot{\alpha}}\boldsymbol{K}_{1\bar{2}}^{(0)}+$$
$$+\frac{1}{2}\sqrt{\lambda}\kappa^2\partial^{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}\partial_{\alpha\dot{\alpha}}\bar{\phi}\boldsymbol{K}_{2\bar{2}}^{(1)}+\kappa^2\bar{\kappa}^2\boldsymbol{K}_{2\bar{2}}^{(0)}. \qquad (15)$$

Замечателен тот факт, что теперь деформация суперпространства закодирована внутри функций (14). Также входящие в (15) величины можно интерпретировать как геометрические термины, а именно: $\boldsymbol{K}_{1\bar{1}}^{(0)}$ – «метрика», $\boldsymbol{K}_{2\bar{1}}^{(0)}$ – «связность» и $\boldsymbol{K}_{2\bar{2}}^{(0)}$ – «кривизна».

Таким образом, произведена модификация полного компонентного лагранжиана теории и предложена новая форма записи лагранжиана в виде интегралов по вспомогательной переменной.

Список литературы

1. Douglass M. R., Nekrasov N. A. Noncommutative Field Theory // Reviews of Modern Physics. 2002. Vol. 73. Pp. 0977–1029.
2. Szabo R. J. Quantum Field Theory on Nonocommutative Spaces // Physical Reports. 2003. Vol. 378. Pp. 201–299.
3. Konechny A., Schwarz A. Introduction to M (atrix) theory and noncommutative geometry // Physical Reports. 2002. Vol. 360. Pp. 353–465.
4. Seiberg N. Nonocommutative Superspace N=1/2 Supersymmetry, Field Theory and String Theory // Journal of High Energy, Physics. 2003. Vol. 0306. Pp. 010–029.
5. Weyl H. Quantum mechanics and group theory // Zeitschrift fur Physik. 1927. Vol. 46. Pp. 001–262.
6. Wigner E. P. Quantum corrections for thermodynamics equilibrium // Physics Review. 1932. Vol. 40. Pp. 749–756.
7. Moyal J. E. Quantum mechanics as a statistical theory // Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. 1949. Vol. 45. Pp. 099–124.
8. Азоркина О. Д. Суперполевые методы исследования деформированных неантикоммутативных моделей // Вестн. Томского гос. пед. ун-та (TSPU Bulletin). 2012. Вып. 7 (122). С. 40–48.
9. Buchbinder I. L., Kuzenko S. M. Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1998. 665 p.
10. Азоркина О. Д. Классические и квантовые аспекты общей модели кирального-антикирального суперполей на деформированном суперпространстве // Вестн. Томского гос. пед. ун-та (TSPU Bulletin). 2006. Вып. 6 (57). С. 39–45.
11. Zumino B. Supersymmetry and Kahler manifold // Physics Letter B. 1979. Vol. 87. Pp. 203–206.

12. Alvarez-Gaume L., Vazquer-Mozo M. A. On nonanticommutative N=2 sigma-model in two dimensions // Journal of High Energy, Physics, 2005. Vol. 0504. Pp. 007–036.
13. Hatanaka T., Ketov S., Kobayashi Y., Sasaki S. Non-anticommutative Deformation of Effective Potentials in Supersymmetric Gauge Theories // Nuclear Physical B. 2055. Vol. 716. Pp. 088–104.

Азоркина О. Д., кандидат физико-математических наук, доцент.
Томский государственный педагогический университет.
Ул. Киевская, 60, Томск, Россия, 634061.
E-mail: azorkina@tspu.edu.ru

Материал поступил в редакцию 04.02.2015.

O. D. Azorkina

COMPONENT LAGRANGE FUNCTION MODIFICATION OF GENERAL DEFORMED CHIRAL AND ANTICHIRAL MODEL

For visual interpretation of deformed non anticommutative $N=\frac{1}{2}$ supersymmetric theories as a standard field models and distinctive features research of their dynamics it is necessary to output component Lagrange function formula of this theory effect. The definition of component structure of non anticommutative theory is quite an unconventional technical problem because of $N=\frac{1}{2}$ non anticommutative deformation the given superspace and therefore requires special analysis. Let us study Lagrange function form of non anticommutative general superfield model of chiral and antichiral superfields on the base of deformed $N=\frac{1}{2}$ non anticommutative superspace. The model is formulated in terms of undirected Kahler's potential and chiral and antichiral superpotentials which were decomposed in series according to superfields with allowance for imputed deformation. They assay the analysis of component structure of deformed Lagrange function of the given model and find quite a simple and compact form fore register Lagrange function theory.

Key words: *supersymmetry, component action, chiral and antichiral model.*

References

1. Douglass M. R., Nekrasov N. A. Noncommutative Field Theory. *Reviews of Modern Physics*, 2002, vol. 73, pp. 0977–1029.
2. Szabo R. J. Quantum Field Theory on Nonocommutative Spaces. *Physical Reports*, 2003, vol. 378, pp. 201–299.
3. Konechny A., Schwarz A. Introduction to M (atrix) theory and noncommutative geometry. *Physical Reports*, 2002, vol. 360, pp. 353–465.
4. Seiberg N. Nonocommutative Superspace N=1/2 Supersymmetry, Field Theory and String Theory. *Journal of High Energy, Physics*, 2003, vol. 0306, pp. 010–029.
5. Weyl H. Quantum mechanics and group theory. *Zeitschrift fur Physik*, 1927, vol. 46, pp. 001–262.
6. Wigner E. P. Quantum corrections for thermodynamics equilibrium. *Physics Review*, 1932, vol. 40, pp. 749–756.
7. Moyal J. E. Quantum mechanics as a statistical theory. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1949, vol. 45, pp. 099–124.
8. Azorkina O. D. Superpolevye metody issledovaniya deformirovannyh neantikommutativnyh modelej [Superfield methods of research of the deformed non-anticommutative models]. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo pedagogicheskogo universiteta – TSPU Bulletin*, 2012, vol. 7 (122), pp. 40–48 (in Russian).
9. Buchbinder I. L., Kuzenko S. M. *Ideas and Methods of Supersymmetry and Supergravity*. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1998. 665 p.
10. Azorkina O. D. Klassicheskie i kvantovye aspekty obshchey modeli kiral'nogo-antikiral'nogo superpoley na deformirovannom superprostranstve [Classical and Quantum Aspects of Generic Chiral-Antichiral Superfield Model on Deformed Superspace]. *Vestnik Tomskogo gosudarstvennogo pedagogicheskogo universiteta – TSPU Bulletin*. 2006, vol. 6 (57), pp. 39–45 (in Russian).
11. Zumino B. Supersymmetry and Kahler manifold. *Physics Letter B.*, 1979, vol. 87, pp. 203–206.
12. Alvarez-Gaume L., Vazquer-Mozo M. A. On nonanticommutative N=2 sigma-model in two dimensions. *Journal of High Energy, Physics*, 2005. vol. 0504, pp. 007–036.
13. Hatanaka T., Ketov S., Kobayashi Y., Sasaki S. Non-anticommutative Deformation of Effective Potentials in Supersymmetric Gauge Theories. *Nuclear Physical B.* 2055. vol. 716. pp. 088–104.

Tomsk State Pedagogical University.
Ul. Kievskay, 60, Tomsk, Russia, 634061.
E-mail: azorkina@tspu.edu.ru