Препринт ЕФИ-963(13)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Ан.Р.КАВАЛОВ, Р.Л.МКРТЧЯН

ЛАГРАНЖИАНЫ ШЕСТИМЕРНЫХ КИРАЛЬНЫХ АНОМАЛЬНЫХ СУПЕРГРАВИТАЦИЙ

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Նախնատիպ ԵФИ-963(13)-87

ԱՆ.Ռ. ԿԱՎԱԼՈՎ, Ռ.Լ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

ՎԵՑՉԱՓ ԿԻՐԱԼ ՊԱՐԱԿԱՆՈՆ ԳԵՐԳՐԱՎԻՏԱՑԻԱՆԵՐԻ ԼԱԳՐԱՆԺԻԱՆՆԵՐԸ

Կառուցված են վեցչափ նվազագույն կիրալ պարականոն $N=2$ և $N=4\,b$ գերգրավիտացիաների լագրանժիանները, որոնք ունեն նաև տեղային հավելյալ α-համաչափություն, որը գործում է լոկ զանգվածային մակերևույթից դուրս: Հաշվված են երկու գերհամաչափությունների, ինչպես նաև α-համաչափության և գերհամաչափության ձևափոխությունների կոմուտատորները: Ստացված լագրանժիանները հիմք են կազմում ոչ պարականոն վեցչափ կիրալ գերգրավիտացիաների լագրանժիանները կառուցելու համար:

Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտ

ԵՐԵՎԱՆ 1987

Препринт ЕФИ-963(13)-87

УДК 53:001.1

А.Р.КАВАЛОВ, Р.Л.МКРТЧЯН

ЛАГРАНЖИАНЫ МИНИМАЛЬНЫХ КИРАЛЬНЫХ АНОМАЛЬНЫХ СУПЕРГРАВИТАЦИЙ

Построены лагранжианы минимальных шестимерных аномальных $N=2$ и $N=4b$ супергравитаций, обладающие всеми симметриями этих теорий, в частности явно лоренц-инвариантные и суперсимметричные. Они обладают также дополнительной локальной α-симметрией, нетривиально действующей лишь вне массовой поверхности. Благодаря этой симметрии коммутатор двух преобразований суперсимметрии замыкается на всех бозонных полях без использования уравнений движения. Вычислены также другие коммутаторы симметрий теории: α-симметрии и суперсимметрии. Полученные лагранжианы являются базовыми для построения лагранжианов шестимерных киральных неаномальных супергравитаций.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

Preprint ЕФИ-963(13)-87

An.R. KAVALOV, R.L. MKRTCHIAN

LAGRANGIANS OF SIX-DIMENSIONAL CHIRAL ANOMALOUS SUPERGRAVITIES

The Lagrangians of the minimal six-dimensional anomalous $N = 2$ and $N = 4b$ supergravities are constructed which have all symmetries of these theories, in particular, explicit Lorentz-invariance and supersymmetry. They also have an additional local α-symmetry acting nontrivially only off the mass shell. Owing to this symmetry, the commutator of two supersymmetry transformations is closed on all boson fields without equations of motion. Other symmetry commutators of the theory are also calculated (α-symmetry and supersymmetry). The obtained Lagrangians are basic for the construction of those for six-dimensional chiral nonanomalous supergravities.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

Определенные суперсимметричные расширения группы Пуанкаре, в размерностях пространства-времени $d = 4k+2$, имеют неприводимые унитарные представления, в которые входят самодуальные тензоры. Наиболее известен пример d = 10, N = 2b супергравитации, предела $\alpha' \to 0$ $\overline{II} B$ суперструн, в которой впервые появились проблемы, присущие теориям с самодуальными тензорами. Другой пример, в размерности d = 2, с N = 1/2 суперсимметрией, дается теорией гетеротической струны, здесь самодуальными "тензорами" являются координаты шестнадцатимерного тора. В размерности d = 6 самодуальные тензоры содержатся во многих неприводимых супермультиплетах, в частности, в супергравитационных мультиплетах минимальной N = 2 и расширенной киральной N = 4b супергрупп Пуанкаре. Последние две теории и являются основным предметом рассмотрения настоящей работы. Мы будем решать задачу построения лагранжиана для каждой из этих теорий, инвариантного относительно всех ее симметрий, в частности, суперсимметричного. В работе [1] нами был построен инвариантный лагранжиан для десятимерной супергравитации, и здесь мы воспользуемся результатами этой работы.

Главная проблема при построении лагранжиана теории с самодуальными тензорами состоит в следующем (далее $d = 6$). Релятивистски-ковариантное уравнение для описания интересующего нас представления группы Пуанкаре есть уравнение самодуальности тензора напряженности поля $B_{\mu\nu}$ - антисимметричного тензора второго ранга:

$$G^{-}_{\mu\nu\rho} = 0 \quad , \quad G_{\mu\nu\rho} = 3\, \partial_{[\mu} B_{\nu\rho]}$$

(Все обозначения см.в приложении).

Это уравнение невозможно получить из квадратичного по полям лагранжиана [2]. Однако оно эквивалентно уравнению движения следующего лагранжиана с кубическим "взаимодействием"

$$\mathcal{L} = G^{-}_{\mu\nu\rho} \left(G^{+}_{\mu\nu\rho} + S^{+}_{\mu\nu\rho} \right) ,$$

$$S^{+}_{\mu\nu\rho} = \Theta_{\mu\nu\rho\, \mu'\nu'\rho'}\, G^{-\,\mu'\nu'\rho'} \tag{I}$$

который является модифицированным в [I] вариантом лагранжиана, предложенным в работе [3]. Здесь $\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}$ - лагранжев множитель, удовлетворяющий условиям симметрии и самодуальности:

$$\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2\beta_3} = \Theta_{[\alpha_1\alpha_2\alpha_3][\beta_1\beta_2\beta_3]}$$

$$\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2\beta_3} = \Theta_{\beta_1\beta_2\beta_3\,\alpha_1\alpha_2\alpha_3}$$

$$\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2\beta_3} = \Theta^{++}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2\beta_3} .$$

Шестимерные минимальные $N = 2$ и $N = 4b$ супергравитации, как легко показать, имеют ковариантные, суперсимметричные, в частности, уравнения движения. Используя (I), можно построить лагранжиан, приводящий к этим уравнениям движения. Оказывается, что можно, аналогично работе [I], так подобрать преобразования суперсимметрии поля $\theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}$ и остальных полей, что получится суперсимметричный, полностью инвариантный лагранжиан. Так же, как в [I], он будет обладать дополнительной симметрией (α - симметрией), благодаря которой коммутатор суперпреобразований на всех бозонных полях (и самом $\theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}$, в том числе) равен комбинации всех симметрий теории и не содержит уравнений движения.

Обе рассматриваемые теории несамосогласованы на квантовом уровне из-за наличия аномалий в калибровочных токах локальной лоренц-инвариантности или общей ковариантности. Однако добавлением супермультиплетов материи можно добиться сокращения аномалий, в том числе и глобальных [4-6], и формулы настоящей работы являются базисными для построения соответствующих лагранжианов. Отметим, что в то время как существует целая серия киральных неаномальных лагранжианов с $N = 2$ суперсимметрией, расширенной киральной суперсимметрией $N = 4b$ обладает лишь одна неаномальная шестимерная супергравитация, впервые полученная в [5] с помощью компактификации десятимерной киральной N=2b супергравитации на K_3. Ковариантные уравнения движения для нее получены в работе [7], и ее лагранжиан будет рассмотрен нами в отдельной работе.

В разделе I введены поля, построены инвариантный лагранжиан и преобразования суперсимметрии $d = 6$, $N = 2$ супергравитации, выяснены симметрии этого лагранжиана и вычислена алгебра симметрий. Раздел 2 посвящен решению аналогичных задач для

$d=6$, $N=4b$ минимальной супергравитации.

I. $N=2$ СУПЕРГРАВИТАЦИЯ

Бозонные поля этой супергравитации - ортогональный репер e_μ^α и антисимметричный тензор $B_{\mu\nu}$, а также лагранжев множитель $\theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}$. Фермионное поле - гравитино $\psi_{\mu a}$, удовлетворяющее условию симплектической майорана-вейлевости:

$$\psi_{\mu a} = \Omega_{ab}\,\gamma_0\left(\psi_{\mu b}\right)^*, \quad \gamma_7\,\psi_{\mu a} = \psi_{\mu a}, \quad a,b=1,2.$$

Действие, без четырехфермионных членов, имеет вид

$$S = \int d^6x\; e\left\{-\frac{1}{2}R(\omega(e)) + \frac{1}{3}G^{-\mu\nu\rho}\left(G^+_{\mu\nu\rho} + S^+_{\mu\nu\rho}\right) - \right.$$
$$- \bar\psi_\mu \gamma^{\mu\nu\rho} D_\nu(\omega(e))\,\psi_\rho + \tag{2}$$
$$\left. + \frac{1}{4!}\bar\psi_\mu \gamma^{\mu\nu\rho}\gamma^{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\gamma_\rho\psi_\nu\left(G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3} + S_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\right) + O(\psi^4)\right\}$$

$$D_\nu(\omega(e))\,\psi_\rho = \left(\partial_\nu + \frac{1}{4}\,\omega_\nu{}^{\alpha\beta}(e)\,\gamma_{\alpha\beta}\right)\psi_\rho$$

(Здесь и далее подразумевается суммирование по опущенным $USp(2)$ индексам $a, b, \ldots$).

Оно инвариантно относительно следующих преобразований суперсимметрии:

$$\delta(\varepsilon)\,e_\mu^\alpha = \bar\psi_\mu\gamma^\alpha\varepsilon, \quad \delta(\varepsilon)\,B_{\mu\nu} = \bar\psi_{[\mu}\gamma_{\nu]}\varepsilon \tag{3}$$

$$\delta(\varepsilon)\psi_\mu = D_\mu(\omega(e))\varepsilon + \frac{1}{4!}\gamma^{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\gamma_\mu\varepsilon\left(G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3} + S_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\right),$$

$$\delta(\varepsilon)\,\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3} = \frac{3}{2}\left(\eta_{\alpha_1\beta_1}\eta_{\alpha_2\beta_2}e^\mu_{\alpha_3}e^\nu_{\beta_3}\,\delta(\varepsilon)g_{\mu\nu}\right)^{+1} -$$

$$-\frac{3}{2}\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\lambda_1\lambda_2\lambda_3}\Theta_{\beta_1\beta_2\beta_3\lambda_1\lambda_2\lambda'_3}\,e^{\mu\lambda_3}e^{\nu\lambda'_3}\,\delta(\varepsilon)g_{\mu\nu} +$$

$$+3\left(\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2}{}^{\lambda}e^\mu_{[\lambda}\,\delta(\varepsilon)e_{\beta_3]\mu} + (\alpha\leftrightarrow\beta)\right)$$

$$\delta(\varepsilon)g_{\mu\nu} = 2\,\overline{\psi}_{(\mu}\gamma_{\nu)}\varepsilon$$

Уравнения движения в принятом приближении таковы:

$$\frac{\delta S}{\delta e_\mu{}^\alpha} = R^\mu_\alpha - \frac{1}{2}Re^\mu_\alpha + \frac{1}{3}(G^-S^+)e^\mu_\alpha - G^{-\mu}G^-_\alpha -$$

$$-G^{+\mu}G^+_\alpha - 2S^{+\mu}G^-_\alpha - 2S^{+\mu}G^+_\alpha = 0,$$

$$\frac{\delta S}{\delta\overline{\psi}_\mu} = -2\gamma^{\mu\nu\rho}D_\nu\psi_\rho + \frac{2}{4!}\gamma^{\mu\nu\rho}\gamma^{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\gamma_\rho\psi_\nu\left(G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3} + S_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\right) = 0,$$

$$\frac{\delta S}{\delta B_{\mu\nu}} = -D^\alpha\left(G_{\mu\nu\sigma} + 2S_{\mu\nu\sigma}\right) = 0,$$

$$\frac{\delta S}{\delta\Theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}} = \frac{1}{3}G^{-\alpha_1\alpha_2\alpha_3}G^{-\beta_1\beta_2\beta_3} = 0.$$

Как отмечено в [I,3], лагранжианы (I),(2) обладают дополнительной симметрией – α – симметрией, которая играет важную роль в замыкании коммутатора суперпреобразований (3) на бозонных полях. Точнее, коммутатор суперпреобразований, рассматриваемый на бозонных полях, имеет вид

$$[\delta(\varepsilon_1), \delta(\varepsilon_2)] = \delta(\xi) + \delta(\ell) + \delta(\alpha) + \delta(\Lambda.)$$

Здесь $\delta(\xi)$ - общекоординатное преобразование, $\delta(\ell)$ - преобразование Лоренца с параметром $\ell_{\alpha\beta}$, $\delta(\alpha)$ - преобразование α - симметрии с параметром α^μ , причем

$$\alpha^\mu = \xi^\mu = \bar{\varepsilon}_1 \gamma^\mu \varepsilon_2 \quad , \Lambda_\mu = B_{\mu\nu} \xi^\nu + \frac{1}{2} \bar{\varepsilon}_2 \gamma_\mu \varepsilon_1 \ ,$$

$$\ell^{\alpha\beta} = \xi^\mu \omega_\mu{}^{\alpha\beta} - \bar{\varepsilon}_2 \gamma^\mu \varepsilon_1 \left(G^{+}_{\mu}{}^{\alpha\beta} + S^{+}_{\mu}{}^{\alpha\beta} \right)$$

Сами же законы α - симметрии таковы:

$$\delta(\alpha) B_{\nu\rho} = \alpha^\pi \left(G^-_{\nu\rho\pi} - S^+_{\nu\rho\pi} \right)$$

$$\delta(\alpha)\, \theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3} = -3 \left(D_{(\alpha_3}\alpha_{\beta_3)}\, \eta_{\alpha_1\beta_1} \eta_{\alpha_2\beta_2} \right)^{++} +$$

$$+ \alpha^\mu D_\mu \theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3} + 3 D^{(\lambda_3}\alpha^{\lambda_3')} \theta_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\alpha_1\alpha_2\alpha_3} \theta_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3'\beta_1\beta_2\beta_3} -$$

$$-3 \left(\theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2}{}^{\lambda} D_{[\lambda}\alpha_{\beta_3]} + (\alpha \leftrightarrow \beta) \right).$$

Результаты для коммутатора суперсимметрии и α - симметрии таковы:

$$[\delta(\alpha), \delta(\varepsilon)]\, e_\mu{}^\alpha = 0$$

$$[\delta(\alpha), \delta(\varepsilon)]\, \psi_\mu = \delta(\alpha)\delta(\varepsilon)\, \psi_\mu =$$

$$= \frac{3i}{2 \cdot 4!} \gamma^{\nu_1\nu_2\nu_3} \gamma_\mu \varepsilon\, \alpha^{\lambda_1} \left(\theta_{\nu_1\nu_2\nu_3\lambda_1\lambda_2\lambda_3} - g_{\nu_1\lambda_1} g_{\nu_2\lambda_2} g_{\nu_3\lambda_3} \right) \frac{\delta S}{\delta A_{\lambda_2\lambda_3}}.$$

2. $N = 4b$ СУПЕРГРАВИТАЦИЯ

Супермультиплет этой супергравитации описывается полями $e_\mu^\alpha, B_{\mu\nu}^{[ab]}, \psi_{\mu a}, a,b=1,\ldots,4$, причем гравитино удовлетворяет выписанным ниже условиям бесследовости и симплектической майорана-вейлевости. Группа автоморфизмов рассматриваемой алгебры суперсимметрии есть группа $USp(4)$, алгебра которой изоморфна алгебре $SO(5)$, и индекс a можно считать индексом из фундаментального представления (векторного) группы $USp(4)$ либо индексом спинорного представления группы $SO(5)$.

Гравитино удовлетворяет условиям

$$\psi_{\mu a} = \Omega_{ab} \gamma_0 (\psi_{\mu b})^* , \quad \gamma_5 \psi_{\mu a} = \psi_{\mu a} ,$$

а тензор $B_{\mu\nu}^{ab}$:

$$B_{\mu\nu}^{ab} \Omega_{ab} = 0 ,$$

а пару индексов ab с таким условием бесследовости можно считать одним индексом из фундаментального векторного представления $SO(5)$.

Отличием этой супергравитации от ранее рассмотренных является наличие нескольких тензоров $B_{\mu\nu}^{ab}$, каждый из которых имеет уравнением движения уравнение самодуальности его тензора напряженности. Соответственно этому мы вводим несколько лагранжевых множителей – $\theta^{[ab][cd]}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}$.

Также стандартные формулы суперпреобразования и α – симметрии будут обобщены ниже на случай наличия нескольких лаг –

ранжевых множителей.

Лагранжиан имеет вид

$$S=\int d^6x\, e\Big\{-\frac{1}{2}R(\omega(e))-\psi_\mu^{a}\gamma^{\mu\nu\rho}D_\nu(\omega(e))\psi_{\rho a}+$$

$$+\frac{1}{3}G^{-\mu\nu\rho\, i}\left(G^{+i}_{\mu\nu\rho}+S^{+i}_{\mu\nu\rho}\right)+$$

$$+\frac{1}{4!}\bar\psi_\mu^{a}\gamma^{\mu\nu\rho}\gamma^{\alpha\beta\gamma}\gamma_\rho\Gamma^{i\ b}_{a}\psi_{\nu b}\left(G^{+i}_{\alpha\beta\gamma}+S^{+i}_{\alpha\beta\gamma}\right)+O(\psi^4)\Big\},$$

где $$S^{+i}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}=\theta^{ij}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}G^{-j\,\beta_1\beta_2\beta_3}.$$

Он инвариантен, с точностью до полных производных и старших по ферми-полям членов, относительно следующих суперпреобразований

$$\delta(\varepsilon)e_\mu^{\alpha}=\bar\psi_\mu^{a}\gamma^{\alpha}\varepsilon_a\ ,\quad \delta(\varepsilon)B^{i}_{\mu\nu}=\bar\psi^{a}_{[\mu}\gamma_{\nu]}\Gamma^{i\ b}_{a}\varepsilon_b\ ,$$

$$\delta(\varepsilon)\psi_{\mu a}=D_\mu(\omega(e))\varepsilon_a+\frac{1}{4!}\gamma^{\alpha\beta\gamma}\gamma_\mu\Gamma^{i\ b}_{a}\varepsilon_b\left(G^{+i}_{\alpha\beta\gamma}+S^{+i}_{\alpha\beta\gamma}\right),$$

$$\delta(\varepsilon)\theta^{ij}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3}=\frac{3}{2}\left(\eta_{\alpha_1\beta_1}\eta_{\alpha_2\beta_2}e^{\mu}_{\alpha_3}e^{\nu}_{\beta_3}\delta(\varepsilon)g_{\mu\nu}\right)^{++}\delta^{ij}-$$

$$-\frac{3}{2}\theta^{il}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\lambda_1\lambda_2\lambda_3}\theta^{jl}_{\beta_1\beta_2\beta_3\lambda_1\lambda_2\lambda_3'}e^{\mu\lambda_3}e^{\nu\lambda_3'}\delta(\varepsilon)g_{\mu\nu}+$$

$$+3\left(\theta^{ij}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2}{}^{\lambda}e^{\mu}_{[\lambda}\delta(\varepsilon)e_{\beta_3]\mu}+(\alpha\leftrightarrow\beta)\right).$$

Он инвариантен также относительно следующих преобразований α - симметрии:

$$\delta(\alpha)\, B^{i}_{\nu\rho} = \alpha^{\pi}\left(G^{-i}_{\nu\rho\pi} - S^{+i}_{\nu\rho\pi}\right).$$

$$\delta(\alpha)\, \theta^{ij}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2\beta_3} = -3\left(D_{(\alpha_3}\alpha_{\beta_3)}\,\eta_{\alpha_1\beta_1}\eta_{\alpha_2\beta_2}\right)^{++}\delta^{ij} +$$

$$+\alpha^{\mu} D_{\mu}\theta_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\beta_1\beta_2\beta_3} + 3D^{(\lambda_3}\alpha^{\lambda_3')}\theta^{\kappa i}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\,\theta^{\kappa j}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3'\beta_1\beta_2\beta_3} -$$

$$-3\left(\theta^{ij}_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3\,\beta_1\beta_2}{}^{\lambda} D_{[\lambda}\alpha_{\beta_3]} + (\alpha\leftrightarrow\beta)\right).$$

ПРИЛОЖЕНИЕ

Метрика, ε - тензор, γ - матрицы удовлетворяют условиям

$$\eta_{\alpha\beta} = (+\,-\,-\,-\,-\,-)\,, \quad \varepsilon_{012345} = 1\,, \quad \{\gamma_\alpha \gamma_\beta\} = 2\eta_{\alpha\beta}\,,$$

$$(\gamma_\alpha)^T = -\gamma_\alpha\,, \quad \gamma_\alpha = -\gamma_0 \gamma_\alpha^* \gamma_0\,,$$

$$\gamma_7 = \gamma_0 \cdot \ldots \cdot \gamma_5\,, \quad (\gamma_7)^* = -\gamma_7 = \gamma_7^T.$$

Матрицы $(\Gamma^i)_a{}^b$ - матрицы Дирака для группы $SO(5)$

$$\{\Gamma^i \Gamma^j\} = 2\delta^{ij}\,, \quad i,j = 1,\ldots,5$$

$$(\Gamma^i)^+ = \Gamma^i\,, \quad (\Gamma^i)^a{}_b = -(\Gamma^i)_b{}^a.$$

(Анти) самодуальные тензоры определяются условиями

$$F^{\pm}_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{2}\left(F_{\alpha\beta\gamma} \pm \frac{1}{3!}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}{}^{\alpha'\beta'\gamma'} F_{\alpha'\beta'\gamma'}\right)$$

$$F_{\alpha\beta\gamma} = F^+_{\alpha\beta\gamma} + F^-_{\alpha\beta\gamma}\,,$$

их свойства подробно изложены в [1] .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кавалов Ан.Р.,Мкртчян Р.Л. Лагранжиан уравнения самодуальности и $d = 10$, $N = 2b$ супергравитации. Препринт ЕФИ-938(89)-86,Ереван, 1986
2. Marcus N., Schwarz J.H. Field theories that have now Manifestly Lorentz - invariant Formulation. Phys.Lett. 1982 vol.115B, p.111.
3. Ziegel J. Manifest Lorentz Invariance Sometimes Requires Nonlinearity. Nucl.Phys. 1984, vol.B238, p.307.
4. Alvarez-Gaume L., Witten E. Gravitational Anomalies. Nucl.Phys. 1983, vol.B234, p.269.
5. Townsend P.K. A New Anomaly Free Chiral supergravity Theory from Compactification on K_3 Phys.Lett. 1984, vol.139B, p.283.
6. Bergshoeff E., Kephart T.W., Salam A., Sergin E. Global anomalies in six dimensions. Mod. Phys. Lett.A 1986, vol.1, p.267.
7. Romans L.J. Self-duality for Interacting Fields: Covariant Field Equations for Six-Dimensional Chiral Supergravities. Nucl.Phys. 1986, vol.B276, p.71-92.

Рукопись поступила 27 февраля 1987 г.

АН.Р.КАВАЛОВ,Р.Л.МКРТЧЯН

ЛАГРАНЖИАНЫ ШЕСТИМЕРНЫХ КИРАЛЬНЫХ АНОМАЛЬНЫХ СУПЕРГРАВИТАЦИЙ

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 8/IУ-87г. ВФ-0276I Формат 60х84/I6
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,5 Тираж 299 экз. Ц.8 к.
Зак.тип. 222 Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

индекс 3624

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ