Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 3(248). С. 277–283

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ОБОБЩЕНИЕ ОБОБЩЕННОЙ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

К. А. Губарев [1], *Э. Т. Мусаев* [2]

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

Предложен метод построения уравнений обобщенной 10D-супергравитации при помощи неунимодулярных бикиллинговых деформаций Янга–Бакстера. Представленный подход обобщен на случай 11D. При помощи неунимодулярных трикиллинговых обобщенных деформаций Янга–Бакстера получено обобщение уравнений 11D-супергравитации.

We propose a method for constructing equations of generalized 10D supergravity using non-unimodular bi-Killing Yang–Baxter deformations. The presented approach is generalized to the 11-dimensional case. Using non-unimodular three-Killing generalized Yang–Baxter deformations, a generalization of the equations of 11D supergravity is obtained.

PACS: 11.25.−w; 04.65.+e

ВВЕДЕНИЕ

Ключевым шагом на пути к полноценному описанию М-теории и теории струн является изучение структуры их согласованных фонов — вакуумов. Ответ на этот вопрос зависит от способа описания мембраны/струны: явно суперсимметричный на мировом объеме мембраны/струны [1]; явно суперсимметричный в объемлющем пространстве [2]; явно суперсимметричный на мировом объеме мембраны/струны и в объемлющем пространстве [3]. Для суперструны первый подход требует вейлевской инвариантности на квантовом уровне, что в однопетлевом приближении эквивалентно уравнениям 10D-супергравитации на фоновые поля [4].

Второй подход, который является более естественным для теории мембран, требует каппа-инвариантности действия, что также накладывает условия на фоновые поля. Для теории мембран известно, что для выполнения этих условий достаточно обычных уравнений 11D-супергравитации [2]. Однако для суперструн в [5] было показано, что достаточными являются уравнения обобщенной 10D-супергравитациии.

[1] E-mail: kirill.gubarev@phystech.edu

[2] E-mail: musaev.et@phystech.edu

Обобщение заключается в зависимости уравнений от дополнительного вектора Киллинга I^m для фоновых полей. При $I^m = 0$ обобщенные уравнения воспроизводят уравнения обычной супергравитации.

Отметим, что впервые уравнения обобщенной 10D-супергравитации были открыты при изучении η-деформации струны Мецаева–Цейтлина на фоне $\mathrm{AdS}_5 \times \mathbb{S}^5$ [6, 7], которая сохраняет каппа-инвариантность и интегрируемость, но приводит к решениям обобщенной супергравитации. Деформации такого вида могут быть сформулированы при помощи вложения супергравитации в двойную теорию поля (DFT), которая явно ковариантна относительно группы Т-дуальности $O(d,d)$ (см. обзоры [8–10]). В этих терминах деформации — это локальные $O(d,d)$ вращения с би-киллинговым параметром деформации $\beta^{mn} = r^{ij} k_i^m k_j^n$, которые генерируют решения обобщенной супергравитации из решений обычной, если бивектор удовлетворяет классическому уравнению Янга–Бакстера [11, 12]. При этом вектор Киллинга I^m пропорционален условию унимодулярности для деформации $f_{i_1 i_2}{}^j r^{i_1 i_2} = 0$, где $f_{i_1 i_2}{}^j$ — структурные константы алгебры Киллинга. Это означает, что унимодулярная деформация генерирует решения обычной супергравитации, а неунимодулярная — обобщенной.

При помощи DFT и бикиллинговых неунимодулярных деформаций Янга–Бакстера мы строим уравнения 10D обобщенной супергравитации. Этот подход мы обобщаем на 11D-случай. При помощи исключительной теории поля (ExFT), явно ковариантной относительно симметрии 11D-супергравитации — U-дуальности, и неунимодулярных трикиллинговых обобщенных деформаций Янга–Бакстера мы строим обобщенные уравнения 11D-супергравитации. Открытым вопросом остается каппа-инвариантность мембраны на фоне, решающем полученные уравнения.

1. ОБОБЩЕННАЯ 10D-СУПЕРГРАВИТАЦИЯ ИЗ ДЕФОРМАЦИЙ

Действие DFT имеет вид [13–15]

$$S_{\mathrm{DFT}} = \int d^{10}\mathbb{X}\, \mathrm{e}^{-2d} \Big\{ \mathcal{H}^{AB} \mathcal{F}_A \mathcal{F}_B - \mathcal{F}_A \mathcal{F}^A - \frac{1}{6} \mathcal{F}_{ABC} \mathcal{F}^{ABC} + \\ + \mathcal{F}_{ABC} \mathcal{F}_{DEF} \left(\frac{1}{4} \mathcal{H}^{AD} \eta^{BE} \eta^{CF} - \frac{1}{12} \mathcal{H}^{AD} \mathcal{H}^{BE} \mathcal{H}^{CF} \right) \Big\}, \quad (1)$$

где потоки теории определены следующим образом:

$$\mathcal{F}_{ABC} = 3 E_{N[C} \partial_A E_{B]}^N, \quad \mathcal{F}_A = E_{NA} \partial^B E_B^N + 2\partial_A d = 2\partial_A d - \partial_M E_A^M. \quad (2)$$

Здесь $\partial_A = E_A^M \partial_M$, E_A^N — обобщенные реперы; d — $O(1,9;1,9)$ инвариантный дилатон; $\eta^{MN} = E_A^M E_B^N \eta^{AB}$ — инвариантная $O(1,9;1,9)$ метрика и $\mathcal{H}^{MN} = E_A^M E_B^N \mathcal{H}^{AB}$ — обобщенная метрика $\mathcal{H}^{MN} \in O(1,9;1,9)/(O(1,9) \times O(1,9))$:

$$\eta^{AB} = \begin{pmatrix} 0 & \delta_b^a \\ \delta_a^b & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{H}^{AB} = \begin{pmatrix} h^{ab} & 0 \\ 0 & h_{ab} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Дополнительно, произвольные поля теории f и g должны удовлетворять условию проекции

$$\eta^{MN} \partial_M f \partial_N g = 0, \quad \eta^{MN} \partial_M \partial_N f = 0. \quad (4)$$

Действие NS–NS-сектора 10D-супергравитации для полей e_m^a, b_{mn} и ϕ воспроизводится из действия DFT в b-фрейм параметризации ($e = \det e_k^a$)

$$d = \phi - \frac{1}{2}\ln e, \quad E_A^M = \begin{bmatrix} e_a^m & -e_a^k b_{km} \\ 0 & e_m^a \end{bmatrix}, \quad \partial_M f = (\partial_m f \equiv 0,\, \partial^m f). \tag{5}$$

Из вариации действия (1) следуют уравнения движения DFT в терминах потоков. В b-фрейм параметризации они воспроизводят уравнения 10D-супергравитации.

Согласно [16–18] деформация строится как вращение $O(1,9;1,9|\mathbb{R})$:

$$\bar{E}_A^M = \tilde{O}_N^M E_A^N, \quad d' = \phi' - \frac{1}{2}\ln e' = d, \quad \tilde{O}_M^N = \begin{bmatrix} \delta_m^n & -\beta^{nm} \\ 0 & \delta_n^m \end{bmatrix} \tag{6}$$

с последующей репараметризацией

$$E'_M{}^A E'_N{}^B \mathcal{H}_{AB} = \bar{E}_M{}^A \bar{E}_N{}^B \mathcal{H}_{AB}, \quad E'^M{}_A = \begin{bmatrix} e'^m{}_a & -e'^k{}_a b'_{km} \\ 0 & e'_m{}^a \end{bmatrix}, \tag{7}$$

где для бивектора предполагается бикиллинговый анзац $\beta^{mn} = r^{ij} k_i^m k_j^n$, r^{ij} — постоянная антисимметричная матрица. $e'_m{}^a$, b'_{km}, ϕ' является решением супергравитации, если деформация унимодулярная и янг-бакстерова:

$$\begin{cases} f_{j_1 j_2}{}^{[i_1} r^{i_2|j_1|} r^{i_3]j_2} = 0 & \text{(CYBE)}, \\ f_{i_1 i_2}{}^{j} r^{i_1 i_2} = 0 & \text{(унимодулярность)}, \end{cases} \tag{8}$$

где $k_{i_1}^m \partial_m k_{i_2}^n - k_{i_2}^m \partial_m k_{i_1}^n = f_{i_1 i_2}^{i_3} k_{i_3}^n$. Неунимодулярные деформации Янга–Бакстера порождают решения обобщенной супергравитации с соответствующим вектором Киллинга $I^m = \nabla_k \beta^{km} = f_{i_1 i_2}{}^{j} r^{i_1 i_2} k_j^m \neq 0$. При такой деформации потоки преобразуются как

$$\delta_I \mathcal{F}_{ABC} = 0, \quad \delta_I \mathcal{F}_a = 2I^m b_{mn} e_a^n, \quad \delta_I \mathcal{F}^a = 2I^a. \tag{9}$$

Потоки DFT (2) должны удовлетворять тождествам Бьянки до и после деформации, что приводит к условиям на $X_A = \delta_I \mathcal{F}_A$

$$\mathcal{L}_X E'_A{}^M = 0, \quad \mathcal{L}_X d' = 0, \quad X_M X^M = 0. \tag{10}$$

Уравнения обобщенной 10D-супергравитации получаются при сдвиге уравнений в потоковой формулировке на величину (9):

$$\delta d: \quad R - \frac{1}{12}H^2 + 4\nabla^m X_m - 4X_m X^m = 0, \tag{11}$$

$$\delta e_a^m: \quad R_{mn} e^{na} - \frac{1}{4} H_{nkm} H_l^{nk} e^{la} + \nabla_m X_n e^{na} + \nabla_n X_m e^{na} = 0, \tag{12}$$

$$R_{mn} - \frac{1}{4} H_{mkl} H_n^{kl} + \nabla_m X_n + \nabla_n X_m = 0, \tag{13}$$

$$\delta b_{mn}: \quad \frac{1}{2}\nabla_k H^{kmn} - H^{kmn} X_k - \nabla^m X^n + \nabla^n X^m = 0, \tag{14}$$

где $X_m = I_m + \nabla_m \phi - B_{mn} I^n$, а I_m — вектор Киллинга; $H_{mnk} = 3\nabla_{[m} b_{nk]}$ и ∇_m — ковариантная производная по отношению к $g_{mn} = e_m^a e_n^b g_{ab}$.

2. ОБОБЩЕННАЯ 11D-СУПЕРГРАВИТАЦИЯ ИЗ ДЕФОРМАЦИЙ

Лагранжиан $SL(5)$ ExFT [19]

$$\mathcal{L} = \hat{\mathcal{R}} - \frac{1}{8}\mathcal{F}_{\mu\nu}^{MN}\mathcal{F}^{\mu\nu}_{MN} + \frac{1}{48}h^{\mu\nu}\mathcal{D}_\mu m_{MN}\mathcal{D}_\nu m^{MN} + \\ + V(m,g) + \frac{1}{3\cdot(16)^2}m^{MN}\mathcal{F}_{\mu\nu\rho M}\mathcal{F}^{\mu\nu\rho}_N + \mathcal{L}_{\text{top}}. \quad (15)$$

В C-фрейм-параметризации с решением условия проекции в виде ($m, n = 1, \ldots, 4$)

$$\partial_{[MN}f \otimes \partial_{KL]}g = 0, \quad \partial_{[MN}\partial_{KL]}g = 0, \quad \partial_{5m} = \partial_m, \quad \partial_{mn} = 0, \quad (16)$$

действие $SL(5)$ ExFT воспроизводит действие полной $4+7$ супергравитации. Для простоты рассмотрения мы используем следующий анзац:

$$\begin{aligned} &A_\mu^{MN} = 0, && B_{\mu\nu\, M} = 0, \\ &g_{\mu\nu}(x, X) = \mathrm{e}^{-2\phi(x)}\, h^{1/5}\bar{g}_{\mu\nu}(x), && m_{MN} = \mathrm{e}^{-\phi(x)}\, h^{1/5}M_{MN}(x), \end{aligned} \quad (17)$$

где $h = \det||h_{mn}||$. В C-фрейм-параметризации, отвечающей супергравитации, обобщенные реперы для M^{MN} и M_{MN}

$$E_M^A = \mathrm{e}^{\phi/2}\begin{bmatrix} e^{-1/2}e^a_m & e^{1/2}V^a \\ 0 & e^{1/2}\end{bmatrix}, \quad E_A^M = \mathrm{e}^{-\phi/2}\begin{bmatrix} e^{1/2}e^m_a & 0 \\ -e^{1/2}V^m & e^{-1/2}\end{bmatrix}, \quad (18)$$

где $V^m = ((e^{-1})/3!)\,\epsilon^{mnkl}C_{nkl}$, $e = \det[e^a_m]$.

Действие можно записать через потоки $\mathcal{F}^D_{AB,C}$:

$$\mathcal{F}^D_{AB,C} = \frac{3}{2}E_N{}^D\partial_{[AB}E^N{}_{C]} - E^M{}_C\partial_{MN}E^N{}_{[B}\delta^D{}_{A]} - \frac{1}{2}E^M{}_{[B|}\partial_{MN}E^N_{|A]}\delta^D{}_C, \quad (19)$$

$$\mathcal{F}_{AB,C}{}^D = 5\theta_{[AB}\delta_{C]}{}^D - 2\epsilon_{ABCEF}Z^{EFD} + \delta_{[A}{}^DY_{B]C}. \quad (20)$$

В результате лагранжиан принимает вид ($M_{AB} = m_{AB}$)

$$m\mathcal{L}' = \bar{e}\mathcal{R}[\bar{g}_{(7)}] + Y_{AB}Y_{CD}m^{AC}m^{BD} - \frac{1}{2}Y_{AB}Y_{CD}m^{AB}m^{CD} + \\ + 32Z^{ABC}Z^{DEF}(m_{AD}m_{BE}m_{CF} + m_{AC}m_{BD}m_{EF}) - \frac{700}{3}\theta_{AB}\theta_{CD}m^{AC}m^{BD}. \quad (21)$$

В C-фрейм-параметризации вариация (21) воспроизводит уравнения 4+7 супергравитации с анзацем (17).

По аналогии с бикиллинговыми деформациями решений 10D-супергравитации можно построить поликиллинговые деформации для решений 11D-супергравитации [20, 21]. В терминах $SL(5)$ ExFT это $SL(5)$-вращение

$$\bar{E}^A_M = O^N_M E^A_N, \quad O^N_M = \begin{bmatrix} \delta^n_m & 0 \\ \frac{1}{3!}\epsilon_{mpqr}\Omega^{pqr} & 1 \end{bmatrix} \quad (22)$$

с последующей репараметризацией

$$E'_M{}^A E'_N{}^B m_{AB} = \bar{E}_M{}^A \bar{E}_N{}^B m_{AB}, \quad E'_M{}^A = \mathrm{e}^{\phi'/2} \begin{bmatrix} e'^{-1/2} e'_m{}^a & e'^{1/2} V'^a \\ 0 & e'^{1/2} \end{bmatrix}, \tag{23}$$

где для тривектора предполагается трикиллинговый анзац $\Omega^{m_1 m_2 m_3} = (1/3!)\rho^{i_1 i_2 i_3} \times$ $\times\, k_{i_1}{}^{m_1} k_{i_2}{}^{m_2} k_{i_3}{}^{m_3}$, $\rho^{i_1 i_2 i_3}$ — постоянный антисимметричный тензор.

Для того чтобы после такого поворота $e'_m{}^a$, V'^{km}, ϕ' было решением супергравитации, деформация должна быть унимодулярной и обобщенно янг-бакстеровой

$$\begin{cases} 6\rho^{[i2|i7j1}\rho^{|i3i4|j2} f_{j1j2}{}^{|i5]} + \rho^{j1j2[i2}\rho^{i3i4i5]} f_{j1j2}{}^{i7} = 0 & (\text{gCYBE}), \\ f_{i_1 i_2}{}^{j_1} r^{i_1 i_2 j_2} = 0 & (\text{унимодулярность}), \end{cases} \tag{24}$$

где $k_{i_1}{}^m \partial_m k_{i_2}{}^n - k_{i_2}{}^m \partial_m k_{i_1}{}^n = f_{i_1 i_2}{}^{i_3} k_{i_3}{}^n$. Аналогично 10-мерному случаю, мы ожидаем, что обобщенные неунимодулярные деформации Янга–Бакстера порождают решения обобщенной 11D-супергравитации с бивектором $J^{mn} = k_{i_1}{}^m k_{i_4}{}^n \rho^{i_1 i_2 i_3} f_{i_2 i_3}{}^{i_4} \neq 0$. При такой деформации потоки преобразуются как

$$\delta_\rho \mathcal{F}_{AB,C}{}^D = E^m{}_C E^n{}_A E^k{}_B E_l{}^D J^{lp} \epsilon_{kmnp} + (\text{gCYBE}), \quad \delta_\rho \mathcal{R}[\bar{g}_{(7)}] = 0. \tag{25}$$

Потоки $SL(5)$ ExFT (19) должны удовлетворять тождествам Бьянки до и после деформации, что накладывает условия на J^{mn}

$$\begin{aligned} L_{e_a} J^{kl} + J^{nl} \partial_n \phi e_a{}^k = 0, \quad J^{mn} \partial_n \phi = 0, \\ \nabla_m \big(e^{-\phi} I^{mn}\big) = 0, \quad J^{m[n} J^{kl]} = 0, \end{aligned} \tag{26}$$

где $I^{mn} = J^{[mn]}$. Эти уравнения являются естественным обобщением уравнений для I^m в 10-мерном случае. Первое уравнение может быть записано как $\nabla_{(m} J_{nk)} = 0$, что говорит о том, что $S^{mn} = J^{(mn)}$ — тензор Киллинга для деформированного фона.

Также дополнительно получаются условия, линейные по V^m:

$$\begin{aligned} \nabla_{[m} Z_{n]} - \frac{1}{3} J^{kl} F_{mnkl} = 0, \quad Z_m = \partial_m \phi - \frac{2}{3} \varepsilon_{mnkl} I^{nk} V^l, \\ \nabla_k \Big(\mathrm{e}^{-\phi} J^{k[l} V^{p]}\Big) = 0, \quad \nabla_k (J^{(pl)} V^k) - \nabla_k (V^{(p} J^{l)k}) = 0. \end{aligned} \tag{27}$$

Уравнения обобщенной 10D-супергравитации получаются при сдвиге уравнений в потоковой формулировке на величину (25):

$$\begin{aligned} 0 =& \mathcal{R}_{mn}[h_{(4)}] - 7\tilde{\nabla}_{(m} Z_{n)} - \frac{1}{3} h_{mn} (\nabla V) + 8(1 + V^2)\Big(S_{mn} J^k{}_k - 2J^k{}_{(m} J_{n)k}\Big) + \\ &+ 4V_m V_n \Big(J^{kl} J_{kl} - 2J^{kl} J_{lk}\Big) + 4V_k V_l \Big(4J_{(m}{}^k J_{n)}{}^l - J^k{}_{(m} J^l{}_{n)} - 2S^{kl} S_{mn}\Big) + \\ &+ 8V_k V_{(m} \Big(2J^l{}_{n)} J^k{}_l - 2S_{n)}{}^k J^l{}_l + J^{kl} J_{n)l}\Big), \\ 0 =& \frac{1}{7} \mathrm{e}^{2\phi}\, \mathcal{R}[\bar{g}_{(7)}] + \frac{1}{6} (\nabla V)^2 + \tilde{\nabla}^m Z_m - 6 Z_m Z^m - 2J^{mn} J_{mn} + \frac{4}{3} J_{mn} J^{nm}, \\ 0 =& \tilde{\nabla}^m F_{mnkl} - 6 Z^m F_{mnkl} + 6\Big(2J^{pm} C_{m[nk} J_{l]p} - J^{pm} J_{p[n} C_{kl]m}\Big), \\ 0 =& \mathcal{R}_{\mu\nu}[\bar{g}_{(7)}] - \frac{1}{7} \bar{g}_{\mu\nu} \mathcal{R}[\bar{g}_{(7)}], \end{aligned} \tag{28}$$

где $F_{mnkl} = 4\partial_{[m}C_{nkl]}$, $\nabla V = \nabla_m V^m$ и

$$\tilde{\nabla}_m = \nabla_m - \partial_m\phi \quad \nabla_{[m}Z_{n]} - \frac{1}{3}I^{kl}F_{mnkl} = 0. \tag{29}$$

При $J^{mn} = 0$ эти уравнения воспроизводят уравнения 11D-супергравитации. Отметим, что при редукции, т. е. когда есть вектор Киллинга $k_*{}^m$, коммутирующий со всеми остальными векторами Киллинга $f_{*\alpha}{}^{i_4} = 0$, в адаптированной системе координат, для которой $k_*{}^m = \delta_*{}^m$ и $k_\gamma{}^* = 0$ $(m = (*, \bar{m})$, мы получаем

$$J^{mn} = \rho^{i_1 i_2 i_3} f_{i_2 i_3}{}^{i_4} k_{i_1}{}^m k_{i_4}{}^n \underset{i=(*,\alpha),\, m=(*,\bar{m})}{\longrightarrow} I^{\bar{m}} \equiv J^{*\bar{m}} = \rho^{*\alpha\beta} f_{\alpha\beta}{}^{\gamma} k_\gamma{}^{\bar{m}}, \tag{30}$$

что означает, что при редукции бивектор J^{mn} обобщения 11D-супергравитации порождает вектор I^m обобщенной 10D-супергравитации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложен новый способ построения уравнений обобщенной 10D-супергравитации при помощи неунимодулярных деформаций Янга–Бакстера. Такой способ технически проще, чем вывод уравнений из решения условий каппа-симметричности струны. Более того, этот подход был обобщен на 11-мерный случай. При помощи обобщенных неунимодулярных деформаций Янга–Бакстера получены обобщенные уравнения 11D-супергравитации. Согласно общей интуиции обобщения 11D-супергравитации быть не должно, так как появление обобщенной 10D-супергравитации было связано с нарушением вейлевской симметрии RNS-струны на таком фоне до масштабной, чего нельзя добиться для мембран. Однако мы предполагаем, что предложенное нами обобщение возможно, так как оно появляется в результате явного нарушения $GL(11)$-симметрии диффеоморфизмов до $GL(7) \times GL(4)$. Каппа-инвариантность мембраны на фоне, решающем полученные уравнения, остается открытым вопросом для дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке грантом РНФ № 20-72-10144.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Howe P. S., Tucker R. W.* A Locally Supersymmetric and Reparametrization Invariant Action for a Spinning Membrane // J. Phys. A. 1977. V. 10. P. L155–L158.
2. *Bergshoeff E., Sezgin E., Townsend P. K.* Supermembranes and Eleven-Dimensional Supergravity // Phys. Lett. B. 1987. V. 189. P. 75–78.
3. *Bandos I. A., Sorokin D. P., Tonin M., Pasti P., Volkov D. V.* Superstrings and Supermembranes in the Doubly Supersymmetric Geometrical Approach // Nucl. Phys. B. 1995. V. 446. P. 79–118; arXiv:hep-th/9501113.
4. *Callan C. G., Jr., Martinec E., Perry M., Friedan D.* Strings in Background Fields // Nucl. Phys. B. 1985. V. 262. P. 593.
5. *Wulff L., Tseytlin A. A.* Kappa-Symmetry of Superstring Sigma Model and Generalized 10D Supergravity Equations // JHEP. 2016. V. 06. P. 174; arXiv:1605.04884.

6. *Arutyunov G., Borsato R., Frolov S.* Puzzles of η-Deformed $\mathrm{AdS}_5 \times \mathrm{S}^5$ // JHEP. 2015. V. 12. P. 049; arXiv:1507.04239.
7. *Arutyunov G., Frolov S., Hoare B., Roiban R., Tseytlin A. A.* Scale Invariance of the η-Deformed $\mathrm{AdS}_5 \times \mathrm{S}^5$ Superstring, T-Duality and Modified Type II Equations // Nucl. Phys. B. 2016. V. 903. P. 262–303; arXiv:1511.05795.
8. *Aldazabal G., Marqués D., Núñez C.* Double Field Theory: A Pedagogical Review // Class. Quant. Grav. 2013. V. 30. P. 163001; arXiv:1305.1907 [hep-th].
9. *Berman D. S., Thompson D. C.* Duality Symmetric String and M-Theory // Phys. Rep. 2014. V. 566. P. 1–60; arXiv:1306.2643 [hep-th].
10. *Hohm O., Lüst D., Zwiebach B.* The Spacetime of Double Field Theory: Review, Remarks, and Outlook // Fortsch. Phys. 2013. V. 61. P. 926–966; arXiv:1309.2977 [hep-th].
11. *Borsato R., Wulff L.* Non-Abelian T-Duality and Yang–Baxter Deformations of Green–Schwarz Strings // JHEP. 2018. V. 08. P. 027; arXiv:1806.04083.
12. *Bakhmatov I., Musaev E. T.* Classical Yang–Baxter Equation from β-Supergravity // JHEP. 2019. V. 01. P. 140; arXiv:1811.09056.
13. *Siegel W.* Two Vierbein Formalism for String Inspired Axionic Gravity // Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 5453–5459; arXiv:hep-th/9302036.
14. *Siegel W.* Superspace Duality in Low-Energy Superstrings // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 2826–2837; arXiv:hep-th/9305073.
15. *Geissbuhler D., Marques D., Nunez C., Penas V.* Exploring Double Field Theory // JHEP. 2013. V. 06. P. 101; arXiv:1304.1472 [hep-th].
16. *Bakhmatov I., Kelekci O., Ó Colgáin E., Sheikh-Jabbari M. M.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98, No. 2. P. 021901; arXiv:1710.06784.
17. *Bakhmatov I., Ó Colgáin E., Sheikh-Jabbari M. M., Yavartanoo H.* Yang–Baxter Deformations beyond Coset Spaces (a Slick Way to Do TsT) // JHEP. 2018. V. 06. P. 161; arXiv:1803.07498.
18. *Borsato R., Vilar López A., Wulff L.* The First α'-Correction to Homogeneous Yang–Baxter Deformations Using $O(d,d)$ // JHEP. 2020. V. 07, No. 07. P. 103; arXiv:2003.05867.
19. *Musaev E. T.* Exceptional Field Theory: $SL(5)$ // JHEP. 2016. V. 02. P. 012; arXiv:1512.02163.
20. *Bakhmatov I., Gubarev K., Musaev E. T.* Non-Abelian Tri-Vector Deformations in $d = 11$ Supergravity // JHEP. 2020. V. 05. P. 113; arXiv:2002.01915.
21. *Gubarev K., Musaev E. T.* Polyvector Deformations in Eleven-Dimensional Supergravity // Phys. Rev. D. 2021. V. 103, No. 6. P. 066021; arXiv:2011.11424.

Получено 27 октября 2022 г.