Массивные супермультиплеты высших спинов в развернутом формализме

Ю. М. Зиновьев, М. В. Хабаров

Nucl. Phys. B953 (2020) 114959

План

1. Реперный формализм
2. Мультиспинорный формализм
3. Бесконординатное описание $(A)dS_4$
4. Развернутый формализм
   - Безмассовые поля
   - Безмассовые супермультиплеты
   - Массивные поля
   - Массивные супермультиплеты

- В общем случае все объекты имеют два вида индексов — мировые $(\mu, \nu, \alpha, \beta)$ и локальные (a, b, c, d). Два наиболее важных — репер $e_\mu{}^a$ и Лоренцевская связность $\omega_\mu{}^{ab}$.
- В дальнейшем все выражения полностью антисимметричны по мировым индексам $\Rightarrow$ полная ковариантная производная совпадает с Лоренц-ковариантной.
- Как правило мировые индексы указываться не будут, вместо этого используется терминология форм:
  - W^A — ноль-форма
  - $\Phi_\mu{}^A$ — один-форма
  - $\mathcal{R}_{\mu\nu}{}^A$ — два-форма
- При этом произведение понимается как внешнее произведение

$$\mathcal{R}_{[\mu\nu}{}^A \Phi_{\alpha]}{}^B \quad \Leftrightarrow \quad \mathcal{R}^A \wedge \Phi^B$$

а знак внешнего произведения $\wedge$ опускается.

- Группа Лоренца (с комплексификацией) изоморфна прямому произведению двух груп вращений

$$O(1,3) \approx O(3) \otimes O(3)$$

- Поэтому любое неприводимое представление характеризуется двумя параметрами (a, b), которые принимают целые или полуцелые значения.
- Такое представление можно реализовать как полностью симметричный мультиспинор ($\alpha = 1, 2$, $\dot{\alpha} = 1, 2$):

$$\Phi^{(\alpha_1 \dots \alpha_{2a})(\dot{\alpha}_1 \dots \dot{\alpha}_{2b})} = \Phi^{\alpha(2a)\dot{\alpha}(2b)}$$

  - бозон: $a + b$ - целое, $2a + 2b$ - четное
  - фермион: $a + b$ - полуцелое, $2a + 2b$ - нечетное
- Операция четности $a \leftrightarrow b \Longrightarrow \Phi^{\alpha(2a)\dot{\alpha}(2b)} \leftrightarrow \Phi^{\alpha(2b)\dot{\alpha}(2a)}$

- В реперном мультиспинорном формализме гравитация описывается один-формами $e^{\alpha\dot{\alpha}}$, $\omega^{\alpha(2)}$, $\omega^{\dot{\alpha}(2)}$
- Пространство $(A)dS_4$ является решением уравнений гравитации с космологическим членом

$$\begin{aligned}
\mathcal{T}^{\alpha\dot{\alpha}} &= de^{\alpha\dot{\alpha}} + e_{\beta}{}^{\dot{\alpha}}\omega^{\alpha\beta} + e^{\alpha}{}_{\dot{\beta}}\omega^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} = 0 \\
\mathcal{R}^{\alpha(2)} &= D\omega^{\alpha(2)} + \Lambda e^{\alpha}{}_{\dot{\alpha}} e^{\alpha\dot{\alpha}} = 0 \\
\mathcal{R}^{\dot{\alpha}(2)} &= D\omega^{\dot{\alpha}(2)} + \Lambda e_{\alpha}{}^{\dot{\alpha}} e^{\alpha\dot{\alpha}} = 0
\end{aligned}$$

где $\mathcal{T}$ и $\mathcal{R}$ — два-формы кручения и кривизны, а Λ — космологический член

- Калибровочные преобразования имеют вид

$$\begin{aligned}
\delta e^{\alpha\dot{\alpha}} &= D\xi^{\alpha\dot{\alpha}} + e_{\beta}{}^{\dot{\alpha}}\eta^{\alpha\beta} + e^{\alpha}{}_{\dot{\beta}}\eta^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} = 0 \\
\delta\omega^{\alpha(2)} &= D\eta^{\alpha(2)} + \Lambda e^{\alpha}{}_{\dot{\alpha}}\xi^{\alpha\dot{\alpha}} = 0 \\
\delta\omega^{\dot{\alpha}(2)} &= D\eta^{\dot{\alpha}(2)} + \Lambda e_{\alpha}{}^{\dot{\alpha}}\xi^{\alpha\dot{\alpha}} = 0
\end{aligned}$$

- В реперном мультиспинорном формализме гравитация описывается один-формами $e^{\alpha\dot\alpha}$, $\omega^{\alpha(2)}$, $\omega^{\dot\alpha(2)}$
- Пространство $(A)dS_4$ является решением уравнений гравитации с космологическим членом

$$
\begin{aligned}
\mathcal{T}^{\alpha\dot\alpha} &= de^{\alpha\dot\alpha} + e_\beta{}^{\dot\alpha}\omega^{\alpha\beta} + e^\alpha{}_{\dot\beta}\omega^{\dot\alpha\dot\beta} = 0 \\
\mathcal{R}^{\alpha(2)} &= D\omega^{\alpha(2)} + \Lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha} e^{\alpha\dot\alpha} = 0 \\
\mathcal{R}^{\dot\alpha(2)} &= D\omega^{\dot\alpha(2)} + \Lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha} e^{\alpha\dot\alpha} = 0
\end{aligned}
$$

где $\mathcal{T}$ и $\mathcal{R}$ — два-формы кручения и кривизны, а Λ — космологический член

- Калибровочные преобразования имеют вид

$$
\begin{aligned}
\delta e^{\alpha\dot\alpha} &= D\xi^{\alpha\dot\alpha} + e_\beta{}^{\dot\alpha}\eta^{\alpha\beta} + e^\alpha{}_{\dot\beta}\eta^{\dot\alpha\dot\beta} = 0 \\
\delta\omega^{\alpha(2)} &= D\eta^{\alpha(2)} + \Lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha}\xi^{\alpha\dot\alpha} = 0 \\
\delta\omega^{\dot\alpha(2)} &= D\eta^{\dot\alpha(2)} + \Lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha}\xi^{\alpha\dot\alpha} = 0
\end{aligned}
$$

Пример со спином 2

- Рассмотрим динамические поля $e \Rightarrow e + h$, $\omega \Rightarrow \omega + \Omega$ в линейном приближении:

$$\begin{aligned} 0 &= Dh^{\alpha\dot\alpha} + e_\beta{}^{\dot\alpha}\Omega^{\alpha\beta} + e^\alpha{}_{\dot\beta}\Omega^{\dot\alpha\dot\beta} \\ 0 &= D\Omega^{\alpha(2)} + \Lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha} h^{\alpha\dot\alpha} + E_{\beta(2)} W^{\alpha(2)\beta(2)} \\ 0 &= D\Omega^{\dot\alpha(2)} + \Lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha} h^{\alpha\dot\alpha} + E_{\dot\beta(2)} W^{\dot\alpha(2)\dot\beta(2)} \end{aligned}$$

Здесь $W^{\alpha(4)}$, $W^{\dot\alpha(4)}$ — компоненты тензора Вейля.

- Требование самосогласованности уравнений приводит к бесконечной цепочке ноль-форм $W^{\alpha(4+k)\dot\alpha(k)} + h.c.$, $0 \leq k < \infty$

$$0 = DW^{\alpha(4+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} W^{\alpha(4+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} - \Lambda e^{\alpha\dot\alpha} W^{\alpha(3+k)\dot\alpha(k-1)}$$

- Эти ноль-формы описывают все калибровочно инвариантные высших производных гравитационного поля незануляющиеся на массовой поверхности

Пример со спином 2

- Рассмотрим динамические поля $e \Rightarrow e + h$, $\omega \Rightarrow \omega + \Omega$ в линейном приближении:

$$
\begin{aligned}
0 &= Dh^{\alpha\dot\alpha} + e_\beta{}^{\dot\alpha}\Omega^{\alpha\beta} + e^\alpha{}_{\dot\beta}\Omega^{\dot\alpha\dot\beta} \\
0 &= D\Omega^{\alpha(2)} + \Lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha} h^{\alpha\dot\alpha} + E_{\beta(2)} W^{\alpha(2)\beta(2)} \\
0 &= D\Omega^{\dot\alpha(2)} + \Lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha} h^{\alpha\dot\alpha} + E_{\dot\beta(2)} W^{\dot\alpha(2)\dot\beta(2)}
\end{aligned}
$$

  Здесь $W^{\alpha(4)}$, $W^{\dot\alpha(4)}$ — компоненты тензора Вейля.

- Требование самосогласованности уравнений приводит к бесконечной цепочке ноль-форм $W^{\alpha(4+k)\dot\alpha(k)} + h.c.$, $0 \le k < \infty$

$$
0 = DW^{\alpha(4+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} W^{\alpha(4+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} - \Lambda e^{\alpha\dot\alpha} W^{\alpha(3+k)\dot\alpha(k-1)}
$$

- Эти ноль-формы описывают все калибровочно инвариантные высших производных гравитационного поля незануляющиеся на массовой поверхности

Произвольный целый спин

- Описание включает физическое поле $\Phi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)}$ и набор вспомогательных полей $\Phi^{\alpha(s-1+k)\dot\alpha(s-1-k)} + h.c.$, $1 \le k \le s-1$
- Калибровочно инвариантные уравнения:

$$
\begin{aligned}
0 &= D\Phi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)} + e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-1)\dot\beta} + e_{\beta}{}^{\dot\alpha}\Phi^{\alpha(s-1)\beta\dot\alpha(s-2)} \\
0 &= D\Phi^{\alpha(s-1+k)\dot\alpha(s-1-k)} + e_{\beta}{}^{\dot\alpha}\Phi^{\alpha(s-1+k)\beta\dot\alpha(s-2-k)} \\
&\quad -\Lambda e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(s-2+k)\dot\alpha(s-1-k)\dot\beta}, \qquad 1 \le k \le s-2 \\
0 &= D\Phi^{\alpha(2s-2)} - \Lambda e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(2s-3)\dot\beta} + E_{\beta(2)}W^{\alpha(2s-2)\beta(2)}
\end{aligned}
$$

- Бесконечный набор ноль-форм $W^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)}$, $0 \le k < \infty$:

$$
0 = DW^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta}W^{\alpha(2s+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} - \Lambda e^{\alpha\dot\alpha}W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)}
$$

Произвольный целый спин

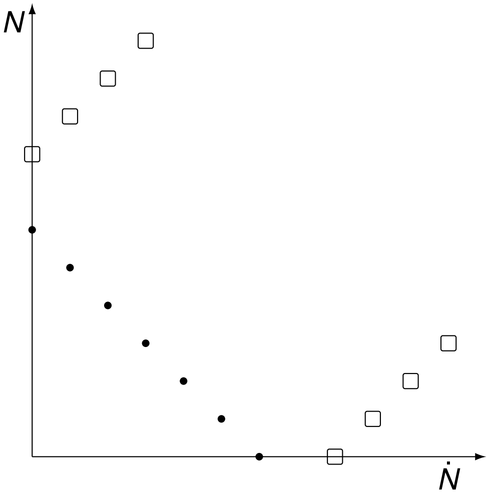
- Описание включает физическое поле $\Phi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)}$ и набор вспомогательных полей $\Phi^{\alpha(s-1+k)\dot\alpha(s-1-k)} + h.c.$, $1 \le k \le s-1$
- Калибровочно инвариантные уравнения:

$$
\begin{aligned}
0 &= D\Phi^{\alpha(s-1)\dot\alpha(s-1)} + e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(s-2)\dot\alpha(s-1)\dot\beta} + e_{\beta}{}^{\dot\alpha}\Phi^{\alpha(s-1)\beta\dot\alpha(s-2)} \\
0 &= D\Phi^{\alpha(s-1+k)\dot\alpha(s-1-k)} + e_{\beta}{}^{\dot\alpha}\Phi^{\alpha(s-1+k)\beta\dot\alpha(s-2-k)} \\
&\quad -\Lambda e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(s-2+k)\dot\alpha(s-1-k)\dot\beta}, \qquad 1 \le k \le s-2 \\
0 &= D\Phi^{\alpha(2s-2)} - \Lambda e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\Phi^{\alpha(2s-3)\dot\beta} + E_{\beta(2)}W^{\alpha(2s-2)\beta(2)}
\end{aligned}
$$

- Бесконечный набор ноль-форм $W^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)}$, $0 \le k < \infty$:

$$
0 = DW^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta}W^{\alpha(2s+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} - \Lambda e^{\alpha\dot\alpha}W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)}
$$

Полный спектр компонент



$N = 1$ супергравитация

- Помимо репера и Лоренцевской связности содержит гравитино ψ^α, $\psi^{\dot\alpha}$ ($\Lambda = -\lambda^2$):

$$
\begin{aligned}
0 &= De^{\alpha\dot\alpha} + e_\beta{}^{\dot\alpha}\omega^{\alpha\beta} + e^\alpha{}_{\dot\beta}\omega^{\dot\alpha\dot\beta} + \lambda\psi^\alpha\psi^{\dot\alpha} \\
0 &= D\omega^{\alpha(2)} + \lambda^2 e^\alpha{}_{\dot\beta}e^{\alpha\dot\beta} + \psi^\alpha\psi^\alpha \\
0 &= D\psi^\alpha + \lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha}\psi^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

- Пространство AdS_4 по-прежнему является одним из решений при $\psi^\alpha = 0$, $\psi^{\dot\alpha} = 0$
- Калибровочные преобразования гравитино:

$$
\delta\psi^\alpha = D\zeta^\alpha + \lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha}\zeta^{\dot\alpha}, \qquad \delta\psi^{\dot\alpha} = D\zeta^{\dot\alpha} + \lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha}\zeta^\alpha
$$

Глобальные суперпреобразования:

$$
D\zeta^\alpha + \lambda e^\alpha{}_{\dot\alpha}\zeta^{\dot\alpha} = 0, \qquad D\zeta^{\dot\alpha} + \lambda e_\alpha{}^{\dot\alpha}\zeta^\alpha = 0
$$

$N=1$ супергравитация

- Помимо репера и Лоренцевской связности содержит гравитино ψ^{α}, $\psi^{\dot\alpha}$ ($\Lambda = -\lambda^2$):

$$
\begin{aligned}
0 &= De^{\alpha\dot\alpha} + e_{\beta}{}^{\dot\alpha}\omega^{\alpha\beta} + e^{\alpha}{}_{\dot\beta}\omega^{\dot\alpha\dot\beta} + \lambda\psi^{\alpha}\psi^{\dot\alpha} \\
0 &= D\omega^{\alpha(2)} + \lambda^2 e^{\alpha}{}_{\dot\beta}e^{\alpha\dot\beta} + \psi^{\alpha}\psi^{\alpha} \\
0 &= D\psi^{\alpha} + \lambda e^{\alpha}{}_{\dot\alpha}\psi^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

- Пространство AdS_4 по-прежнему является одним из решений при $\psi^{\alpha}=0$, $\psi^{\dot\alpha}=0$
- Калибровочные преобразования гравитино:

$$
\delta\psi^{\alpha} = D\zeta^{\alpha} + \lambda e^{\alpha}{}_{\dot\alpha}\zeta^{\dot\alpha}, \qquad \delta\psi^{\dot\alpha} = D\zeta^{\dot\alpha} + \lambda e_{\alpha}{}^{\dot\alpha}\zeta^{\alpha}
$$

Глобальные суперпреобразования:

$$
D\zeta^{\alpha} + \lambda e^{\alpha}{}_{\dot\alpha}\zeta^{\dot\alpha} = 0, \qquad D\zeta^{\dot\alpha} + \lambda e_{\alpha}{}^{\dot\alpha}\zeta^{\alpha} = 0
$$

Развернутые уравнения

- Есть два вида безмассовых супермультиплетов: $(s, s-1/2)$, $(s+1/2, s)$
- Уравнения для первого:

$$
\begin{aligned}
0 &= DW^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} W^{\alpha(2s+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} + \lambda^2 e^{\alpha\dot\alpha} W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)} \\
&+ C\lambda Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} \psi^\alpha + C Y^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)\dot\beta} \psi_{\dot\beta} \\
0 &= DY^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} Y^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} + \lambda^2 e^{\alpha\dot\alpha} Y^{\alpha(2s+k-2)\dot\alpha(k-1)} \\
&+ \tilde C W^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)} \psi_\beta + \tilde C \lambda W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)} \psi^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

- Глобальные суперпреобразования:

$$
\begin{aligned}
\delta W^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} &= C\lambda Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} \zeta^\alpha + C Y^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)\dot\beta} \zeta_{\dot\beta} \\
\delta Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} &= \tilde C W^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)} \zeta_\beta + \tilde C \lambda W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)} \zeta^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

Развернутые уравнения

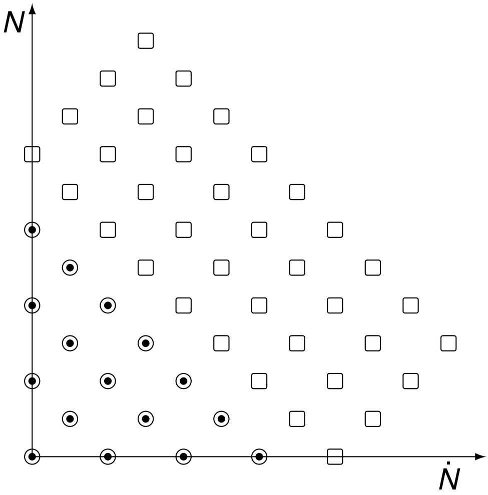
- Есть два вида безмассовых супермультиплетов: $(s, s-1/2)$, $(s+1/2, s)$
- Уравнения для первого:

$$
\begin{aligned}
0 &= DW^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} W^{\alpha(2s+k)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} + \lambda^2 e^{\alpha\dot\alpha} W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)} \\
&\quad + C\lambda Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)}\psi^\alpha + CY^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)\dot\beta}\psi_{\dot\beta} \\
0 &= DY^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} + e_{\beta\dot\beta} Y^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)\dot\beta} + \lambda^2 e^{\alpha\dot\alpha} Y^{\alpha(2s+k-2)\dot\alpha(k-} \\
&\quad + \tilde{C} W^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)}\psi_\beta + \tilde{C}\lambda W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)}\psi^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

- Глобальные суперпреобразования:

$$
\begin{aligned}
\delta W^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)} &= C\lambda Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)}\zeta^\alpha + CY^{\alpha(2s+k)\dot\alpha(k)\dot\beta}\zeta_{\dot\beta} \\
\delta Y^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k)} &= \tilde{C} W^{\alpha(2s+k-1)\beta\dot\alpha(k)}\zeta_\beta + \tilde{C}\lambda W^{\alpha(2s+k-1)\dot\alpha(k-1)}\zeta^{\dot\alpha}
\end{aligned}
$$

Полный спектр в массивном случае



Развернутые уравнения

- Полный набор составляют уравнения для калибровочных полей, Голдстоуновских полей и калибровочно инвариантных ноль-форм.
- Уравнения для последних:

$$
\begin{aligned}
0 \;=\;& DW^{\alpha(k)\dot\alpha(l)} + e_{\beta\dot\beta} W^{\alpha(k)\beta\dot\alpha(l)\dot\beta} + a_{k,l} e^{\alpha}{}_{\dot\beta} W^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l)\dot\beta} \\
& + b_{k,l} e_{\beta}{}^{\dot\alpha} W^{\alpha(k)\beta\dot\alpha(l-1)} + c_{k,l} e^{\alpha\dot\alpha} W^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l-1)}
\end{aligned}
$$

- Коэффициенты $a_{k,l}$, $b_{k,l}$ и $c_{k,l}$ определяются условием самосогласованнсти и зависят от массы и спина.
- Все уравнения инвариантны относительно глобальных преобразований алгебры AdS_4

Суперпреобразования для массивных полей

- Рассмотрим массивный бозон и фермион. Поправки к уравнениям бозонных ноль-форм:

$$\begin{aligned} \Delta_b &= \alpha_{k,l} Y^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l)} \psi^\alpha + \beta_{k,l} Y^{\alpha(k)\eta\dot\alpha(l)} \psi_\beta \\ &\quad + \gamma_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l-1)} \psi^{\dot\alpha} + \delta_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l)\dot\beta} \psi_{\dot\beta} \end{aligned}$$

- При $\psi^\alpha = 0$, $\psi^{\dot\alpha} = 0$ исходные уравнения инвариантны относительно следующих глобальных суперпреобразований

$$\begin{aligned} \delta W^{\alpha(k)\dot\alpha(l)} &= \alpha_{k,l} Y^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l)} \zeta^\alpha + \beta_{k,l} Y^{\alpha(k)\beta\dot\alpha(l)} \zeta_\beta \\ &\quad + \gamma_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l-1)} \zeta^{\dot\alpha} + \delta_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l)\dot\beta} \zeta_{\dot\beta} \end{aligned}$$

и аналогично для фермионов

- Однако алгебра таких суперпреобразований не замыкается!

Суперпреобразования для массивных полей

- Рассмотрим массивный бозон и фермион. Поправки к уравнениям бозонных ноль-форм:

$$\begin{aligned}\Delta_b &= \alpha_{k,l} Y^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l)} \psi^\alpha + \beta_{k,l} Y^{\alpha(k)\eta\dot\alpha(l)} \psi_\beta \\ &\quad + \gamma_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l-1)} \psi^{\dot\alpha} + \delta_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l)\dot\beta} \psi_{\dot\beta}\end{aligned}$$

- При $\psi^\alpha = 0$, $\psi^{\dot\alpha} = 0$ исходные уравнения инвариантны относительно следующих глобальных суперпреобразований

$$\begin{aligned}\delta W^{\alpha(k)\dot\alpha(l)} &= \alpha_{k,l} Y^{\alpha(k-1)\dot\alpha(l)} \zeta^\alpha + \beta_{k,l} Y^{\alpha(k)\beta\dot\alpha(l)} \zeta_\beta \\ &\quad + \gamma_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l-1)} \zeta^{\dot\alpha} + \delta_{k,l} Y^{\alpha(k)\dot\alpha(l)\dot\beta} \zeta_{\dot\beta}\end{aligned}$$

  и аналогично для фермионов
- Однако алгебра таких суперпреобразований не замыкается!

Супермультиплеты

- Для замыкания супералгебры массивный супермультиплет должен содержать два бозона и два фермиона
- Есть две возможности:

$$\begin{pmatrix} & s+1 & \\ s+1/2 & & s+1/2 \\ & s & \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} & s+1/2 & \\ s & & s \\ & s-1/2 & \end{pmatrix}$$

- При ненулевом космологическом члене массы бозонов и фермионов не равны, а удовлетворяют соотношению:

$$M_b{}^2 = M_f(M_f \pm \lambda)$$

- В каждом случае два бозона должны иметь противоположную четность