объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-84-111

Е.А.Иванов, А.А.Капустников*

О МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМОМ ОПИСАНИИ СПОНТАННО НАРУШЕННОЙ N=1 СУПЕРГРАВИТАЦИИ В СУПЕРПРОСТРАНСТВЕ

Направлено в "Physics Letters B"

*Днепропетровский государственный университет.

1984

1. Единообразное описание спонтанно нарушенных симметрий достигается в методе нелинейных реализаций [1,2]. Любая теория со спонтанным нарушением может быть эквивалентно представлена на языке величин соответствующей нелинейной реализации. Такая формулировка выявляет модельно-независимую косетную основу спонтанного нарушения и наиболее удобна для извлечения его физических следствий /низкоэнергетические теоремы, эффект Хиггса и т.п./.

Явный вид связи между нелинейной реализацией спонтанно нарушенной плоской $N=1$ суперсимметрии [2] и ее линейными представлениями на суперполях был установлен в наших работах [3,4] /см. также [5,6] /. В настоящей заметке этот результат распространен на суперполевую $N=1$ супергравитацию в геометрическом подходе Огиевецкого-Сокачева [7,8]. Мы ограничиваемся рассмотрением конформного и минимального эйнштейновского случаев, но оно без труда переносится и на другие версии $N=1$ супергравитации.

Ключевой момент нашего анализа - построение нелинейной реализации бесконечно-параметрической супергруппы Огиевецкого-Сокачева посредством подходящего расширения стандартной процедуры [1,2]. Предлагаемый метод позволяет вводить голдстоуновские фермионы с корректными трансформационными свойствами относительно локальных суперсимметрий /в том числе конформной и Пуанкаре/ модельно-независимым универсальным способом, требующим лишь знания структуры соответствующей минимальной супергруппы. С помощью этих объектов определяется "расщепленный" базис в фундаментальном $N=1$ суперпространстве $\mathbf{C}^{4|2}$. Он непосредственно обобщает аналогичный базис плоской суперсимметрии [3] и оказывается наиболее подходящим для выяснения суперпространственной геометрии, внутренне присущей данной спонтанно нарушенной $N=1$ супергравитации. Мы определяем основные геометрические величины теории, находим соотношения между "расщепленным" и обычными базисами в кривых $N=1$ суперпространствах, даем простой рецепт записи произвольного инвариантного суперполевого действия через поля нелинейной реализации. Заметим, что нелинейная реализация локальной суперсимметрии Пуанкаре строилась ранее другими методами в компонентном формализме [9,10] и в рамках суперпространства со связями [6]. Как и в ненарушенном случае, оба эти подхода не дают ясного понимания внутренней групповой и геометрической структуры теории.

2. В подходе Огиевецкого-Сокачева [7] фундаментальная группа $N=1$ супергравитации /G в дальнейшем/ определяется как супергруппа общих аналитических координатных преобразований в комплексном суперпространстве $\mathbf{C}^{4|2}=\{x^m_L, \theta^\mu_L\}\equiv\{z^M_L\}$

$$x^{m\prime}_L \equiv G^m(z_L) = x^m_L + a^m(x_L) + ib^m(x_L) + \theta^\mu_L\phi^m_\mu(x_L) + \theta_L\theta_L s^m(x_L), \qquad /1а/$$

$$\theta^{\mu\prime}_L \equiv G^\mu(z_L) = \theta^\mu_L + \epsilon^\mu(x_L) + \theta^\nu_L\omega^\mu_\nu(x_L) + \theta_L\theta_L\eta^\mu(x_L)\,. \qquad /1б/$$

Основная геометрическая величина теории, препотенциал $H^m(x,\theta,\bar\theta)$, задается с помощью условий

$$\mathrm{Im}\,x^m_L = H^m_L(x,\theta,\bar\theta), \quad \mathrm{Re}\,x^m_L = x^m, \quad \theta^\mu_L = \theta^\mu, \ (\theta^\mu_L)^+ = \bar\theta^{\dot\mu} \qquad /2/$$

и преобразуется относительно G нелинейно и неоднородно:

$$H^{m\prime}(x',\theta',\bar\theta') = \frac{1}{2i}[G^m(x+iH,\theta) - G^{m+}(x-iH,\bar\theta)]\,. \qquad /3/$$

Несмотря на эту нелинейность, мы будем в дальнейшем условно называть реализацию /1/, /3/ линейной, чтобы отличить ее от истинной нелинейной реализации G, построенной ниже. Главное внимание будет уделено случаю неограниченной супергруппы G, который соответствует конформной супергравитации [7]. Мы кратко обсудим эйнштейновский случай в конце статьи.

Предположим, что локальные суперсимметрии с параметрами $\epsilon^\mu(x_L)$, $\eta^\mu(x_L)$ спонтанно нарушены в силу некоего механизма, природа которого нас в данный момент не интересует. Чтобы описать ситуацию модельно-независимым образом, необходимо обобщить на случай бесконечно-параметрической супергруппы G метод нелинейных реализаций, сформулированный в [1]. Для этого прежде всего заметим, что симметрии, связанные с параметрами $b^m(x_L)$, $\phi^m_\mu(x_L)$, $s^m(x_L)$ в /1а/, с самого начала реализуются намбу-голдстоуновским способом. Действительно, чисто калибровочные степени свободы в θ-разложении $H^m(x,\theta,\bar\theta)$

$$H^m(x,\theta,\bar\theta) = B^m(x) - \frac{i}{2}\theta\chi^m + \frac{i}{2}\bar\theta\bar\chi^m - \frac{i}{2}\theta\theta F^m + \frac{i}{2}\bar\theta\bar\theta F^{+m} + \ldots \qquad /4/$$

преобразуются при /3/ по неоднородным законам, типичным для голдстоуновских полей

$$\delta B^m(x) = b^m(x) + \ldots, \ \delta\chi^m_\mu(x) = \phi^m_\mu(x) - 2i(\sigma^a\bar\epsilon(x))_\mu\delta^m_a + \ldots, \ \delta F^m(x) = s^m(x) + \ldots \qquad /5/$$

/точками в /5/ заменены нелинейные члены/. Когда локальные суперсимметрии также нарушены, ненарушенными остаются лишь симметрии относительно обычных общековариантных преобразований /параметры $a^m(x)$ / и локальных $L(2,C)$ -поворотов /параметры $\omega^\nu_\mu(x)$/. Эту ненарушенную подгруппу супергруппы G мы обозначим $G_{(0)}$. Согласно общей стратегии [1,2], для построения соответствующей нелинейной реализации надо рассмотреть левое действие G на смежных классах $G/G_{(0)}$, отождествив координаты этих классов с голдстоуновскими полями.

Чтобы найти подходящее представление для смежных классов $G/G_{(0)}$, параметризуем произвольный элемент $\mathcal{G}(z_L)$ /1/ следующим образом:

$$\mathcal{G}^M(z_L) = Y^M(G_{(0)}(z_L)), \qquad /6/$$

где

$$Y^m(z_L) = x^m_L + i\hat{b}^m(x_L) + \theta^\mu_L \hat{\phi}^m_\mu(x_L) + \theta_L\theta_L \hat{s}^m(x_L),$$
$$Y^\mu(z_L) = \theta^\mu_L + \hat{\epsilon}^\mu(x_L) + \theta_L\theta_L\hat{\eta}^\mu(x_L), \qquad /7/$$

$$G^m_{(0)}(z_L) = x^m_L + a^m(x_L), \quad G^\mu_{(0)}(z_L) = [\delta^\mu_\nu + \omega^\mu_\nu(x_L)]\theta^\nu_L \qquad /8/$$

и групповые параметры в /7/ и /1/ связаны очевидным переопределением. Объекты $Y^M(z_L)$ можно выбрать в качестве представителей классов $G/G_{(0)}$. Заменяя в них параметры на поля, приходим к киральным суперполям специального вида:

$$\tilde{Y}^m(\tilde{z}_L) = \tilde{x}^m_L + i\tilde{B}^m(\tilde{x}_L) + \tilde{\theta}^\mu_L \tilde{\chi}^m_\mu(\tilde{x}_L) + \tilde{\theta}_L\tilde{\theta}_L\tilde{F}^m(\tilde{x}_L),$$
$$\tilde{Y}^\mu(\tilde{z}_L) = \tilde{\theta}^\mu_L + \lambda^\mu(\tilde{x}_L) + \tilde{\theta}_L\tilde{\theta}_L q^\mu(\tilde{x}_L), \qquad /9/$$

которые служат естественными носителями нелинейной реализации супергруппы $\mathcal{G}$ в фактор-пространстве $\mathcal{G}/G_{(0)}$. Мы увидим вскоре, что координаты $\tilde{z}^M_L$ ведут себя при действии $\mathcal{G}$ совершенно иначе, чем z^M_L. Фермионные поля λ^μ, q^ν представляют собой голдстино, связанные со спонтанным нарушением двух локальных суперсимметрий, содержащихся в G.

Как непосредственное обобщение основного трансформационного закона обычных нелинейных реализаций [1], мы выберем следующий закон:

$$\mathcal{G}^M(\tilde{Y}(\tilde{z}_L)) = \tilde{Y}^{M\prime}(G'_{(0)}(\tilde{z}_L)), \qquad /10/$$

$$\mathcal{G}^{m\prime}_{(0)}(\tilde{z}_L) \equiv \tilde{x}^{m\prime}_L = \tilde{x}^m_L + a^{m\prime}(\tilde{x}_L),$$
$$\mathcal{G}^{\mu\prime}_{(0)}(\tilde{z}_L) \equiv \tilde{\theta}^{\mu\prime}_L = [\delta^\mu_\nu + \omega^{\mu\prime}_\nu(\tilde{x}_L)]\tilde{\theta}^\nu_L. \qquad /11/$$

Здесь использовано то свойство, что любой элемент $\mathcal{G}$ представим в виде /6/. Смысл этого закона тот же, что и в обычном случае: он описывает групповое движение на фактор-пространстве $G/G_{(0)}$. Преобразованные координаты-поля, содержащиеся в $\tilde{Y}^{M\prime}$, и штрихованные параметры подгруппы стабильности однозначно фиксированы в терминах групповых параметров $\mathcal{G}$ и исходных полей:

$$\tilde{x}^{m\prime}_L + i\tilde{B}^{m\prime}(\tilde{x}'_L) = \mathcal{G}^m(\tilde{x}_L + i\tilde{B}, \lambda), \qquad /12а/$$

$$\tilde{\theta}^{\mu\prime}_L = \{[\frac{\partial}{\partial\tilde{\theta}^\nu} + \tilde{\chi}^m_\nu(\tilde{x}_L)(A^{-1})^n_m\tilde{\partial}_n]\mathcal{G}^\mu(\tilde{x}_L + i\tilde{B}, \tilde{\theta}_L)|_{\tilde{\theta}_L = \lambda(\tilde{x}_L)}\}\tilde{\theta}^\nu_L, \qquad /12б/$$

$$\lambda^{\mu\prime}(\tilde{x}'_L) = \mathcal{G}^\mu(\tilde{x}_L + i\tilde{B}, \lambda) = \lambda^\mu(\tilde{x}_L) + \epsilon^\mu(\tilde{x}_L + i\tilde{B}) + \ldots, \text{ и т.д.} \qquad /13/$$

В преобразовании /12б/

$$A^m_n = \delta^m_n + i\tilde{\partial}_n\tilde{B}^m(\tilde{x}_L). \qquad /14/$$

Из формул /11/, /12/ видно, что координаты $\tilde{z}^M_L$ преобразуются относительно всей $\mathcal{G}$ так же, как и относительно ее подгруппы $G_{(0)}$, но с параметрами, в общем случае нелинейно зависящими от полей, параметризующих смежные классы. Эта ситуация типична для нелинейных реализаций. Уравнения /12а/, /13/, вместе взятые, дают модельно-независимый трансформационный закон голдстоуновского фермиона спонтанно нарушенной локальной $N = 1$ суперсимметрии Пуанкаре /из общего соотношения /10/ нетрудно вывести и преобразование второго голдстино/. Заметим, что все эти трансформационные законы по построению обладают скобкой Ли, присущей супергруппе G. Как мы позже покажем, их можно выразить исключительно через λ^μ, q^ν и компоненты стандартного гравитационного супермультиплета.

3. Чтобы связать описанную конструкцию с геометрической картиной Огиевецкого-Сокачева [7], заметим вначале, что суперполя $\tilde{Y}^M(\tilde{z}_L)$ /9/ преобразуются относительно $\mathcal{G}$ подобно исходным координатам z^M_L /ср. /1/ и /10// и, следовательно, могут быть с ними отождествлены:

$$x^m_L = \tilde{Y}^m(\tilde{z}_L), \quad \theta^\mu_L = \tilde{Y}^\mu(\tilde{z}_L). \qquad /15/$$

Следующий шаг - выделение вещественной гиперповерхности $\tilde{R}^{4|4}$ в суперпространстве $\tilde{C}^{4|2} = \{\tilde{z}^M_L\}$ с помощью условий вложения, аналогичных /2/:

$$\mathrm{Im}\,\tilde{x}^m_L = \tilde{H}^m_\Sigma(\tilde{x}, \tilde{\theta}, \bar{\tilde{\theta}}), \quad \mathrm{Re}\,\tilde{x}^m_L = \tilde{x}^m, \quad \tilde{\theta}^\mu_L = \tilde{\theta}^\mu. \qquad /16/$$

Собирая вместе уравнения /2/, /15/, /16/, получаем связь между препотенциалами линейной и нелинейной реализаций $N = 1$ супергравитации:

$$H^m(x, \theta, \bar{\theta}) = \frac{1}{2i}[\tilde{Y}^m(\tilde{x} + i\tilde{H}_\Sigma, \tilde{\theta}) - \tilde{Y}^{m+}(\tilde{x} - i\tilde{H}_\Sigma, \bar{\tilde{\theta}})], \qquad /17/$$

а также между координатами суперпространств $R^{4|4}$ и $\tilde{R}^{4|4}$

$$x^m = \frac{1}{2}[\tilde{Y}^m(\tilde{x} + i\tilde{H}_\Sigma, \tilde{\theta}) + \tilde{Y}^{m+}(\tilde{x} - i\tilde{H}_\Sigma, \bar{\tilde{\theta}})], \quad \theta^\mu = \tilde{Y}^\mu(\tilde{x} + i\tilde{H}_\Sigma, \tilde{\theta}). \qquad /18/$$

Из трансформационного закона

$$\tilde H^{m\prime}_{\Sigma}(\tilde x', \tilde\theta', \tilde{\bar\theta}') = \tilde H^m_{\Sigma}(\tilde x, \tilde\theta, \tilde{\bar\theta}) + \frac{1}{2i}[a^{m\prime}(\tilde x + i\tilde H_{\Sigma}) - a^{m\prime}(\tilde x - i\tilde H_{\Sigma})] \qquad /19/$$

следует, что "нефизические" компоненты $\tilde H^m_{\Sigma}$, в противоположность подобным компонентам H^m, преобразуются без неоднородных калибровочных сдвигов. Более того, их совокупность замкнута по отношению к действию $\tilde G$, поскольку старшие компоненты $\tilde H^m_{\Sigma}$ не входят в преобразования младших. Благодаря этим важным свойствам можно положить

$$\tilde B^m_{\Sigma} = \tilde\chi^m_{\mu\Sigma} = \tilde F^m_{\Sigma} = 0 \qquad /20/$$

без нарушения исходной групповой структуры. Эти ковариантные условия задают эквивалентную связь координат-полей $\tilde B^m$, $\tilde\chi^m_\mu$, $\tilde F^m$ и калибровочных степеней свободы в H^m, уравнивая тем самым число независимых степеней свободы в обеих частях соотношения /17/. Разрешая их, можно выразить $\tilde B^m$, $\tilde\chi^m_\mu$, $\tilde F^m$ через λ^μ, q^ν и компоненты гравитационного супермультиплета, например:

$$\tilde B^m(\tilde x) = H^m(\tilde x, \lambda(\tilde x), \bar\lambda(\tilde x)) = B^m(\tilde x) + \ldots,$$
$$\tilde\chi^m_\mu(\tilde x) = 2i\Delta_\mu H^m(\tilde x, \tilde\theta, \tilde{\bar\theta})|_{\tilde\theta=\lambda} = \chi^m_\mu(\tilde x) + 2i(\sigma^m\bar\lambda)_\mu + \ldots, \qquad /21/$$

где[8]

$$\Delta_\mu H^m = (1 - i\,\mathcal{H})^{-1\,m}{}_n \partial_\mu H^n, \quad \mathcal{H} = \|\partial_n H^m\|.$$

Таким образом, в фактор-пространстве $G/G_{(0)}$ окончательно остается только два независимых параметра-поля: голдстино λ^μ и q^ν*, из чего следует, что построенная нами нелинейная реализация G является минимально возможной /при данном выборе $G_{(0)}$ /. Подставляя явные выражения $\tilde B^m$, $\tilde\chi^m_\mu$, $\tilde F^m$ в основной закон /10/, нетрудно написать G-преобразования λ^μ и q^ν в замкнутом виде в терминах калибровочных полей супергравитации. В качестве примера выпишем инфинитезимальное преобразование λ^μ относительно первой суперсимметрии /в калибровке Весса-Зумино для H^m/

$$\delta\tilde\lambda^\mu(x) = \epsilon^\mu(x) - \delta x^n\partial_n\tilde\lambda^\mu(x),$$
$$\delta x^n = 2i\tilde\lambda(x)\sigma_a\bar\epsilon(x)e^{an}(x) - 2\tilde\lambda(x)\tilde\lambda(x)(\bar\epsilon(x)\bar\psi^n(x)), \qquad /22/$$

---

*Эти поля, в свою очередь, могут быть связаны преобразованием эквивалентности с голдстино линейной реализации, которые являются компонентами супермультиплетов материи.

где e^{an}, ψ^m - поля гравитона и гравитино, а $\tilde\lambda^\mu$ определено так, что

$$\lambda^\mu(x) = \tilde\lambda^\mu(x + iH(x, \lambda, \bar\lambda)). \qquad /23/$$

После наложения связей /20/ препотенциал $\tilde H^m_{\Sigma}$ принимает вид, подобный H^m в калибровке Весса-Зумино

$$\tilde H^m_{\Sigma}(\tilde x, \tilde\theta, \tilde{\bar\theta}) = \tilde\theta\sigma_a\tilde{\bar\theta}\tilde e^{am} + \tilde\theta\tilde\theta\tilde{\bar\theta}\tilde{\bar\psi}^m + \tilde{\bar\theta}\tilde{\bar\theta}\tilde\theta\tilde\psi^m + \tilde\theta\tilde\theta\tilde{\bar\theta}\tilde{\bar\theta}\tilde A^m. \qquad /24/$$

Это основной объект нелинейной реализации $N = 1$ супергравитации. Смысл его компонент $\tilde e^{am}$, $\tilde\psi^m$ легко понять, глядя на их преобразования в супергруппе G:

$$\tilde e^{am\prime}(\tilde x + a'(\tilde x)) = (L'^{-1}(\tilde x))^a_b(\delta^m_n + \tilde\partial_n a^{m\prime}(\tilde x))\tilde e^{bn}(\tilde x),$$
$$\tilde\psi^{m\prime}_\mu(\tilde x + a'(\tilde x)) = (L'^{-1}(\tilde x))^\nu_\mu(\delta^m_n + \tilde\partial_n a^{m\prime}(\tilde x))\tilde\psi^n_\nu(\tilde x) \qquad /25/$$

и анализируя их линеаризованную структуру:

$$\tilde e^{am} = e^{am} + \ldots, \quad \tilde\psi^m = \psi^m + \delta^m_a\delta^n_b(\partial_n\lambda\sigma^a\bar\sigma^b) + \delta^m_a(\sigma^a\bar q) + \ldots. \qquad /26/$$

Ясно, что $\tilde e^{am}$ представляет обычные гравитонные степени свободы. Поле $\tilde\psi^m$ в своем суперсимметричном преобразовании не содержит неоднородного калибровочного члена и тем самым переносит степени свободы, характерные для массивного спина 3/2. Вторая из формул /26/ явно демонстрирует, как безмассовое гравитино ψ^m объединяется с голдстино λ^μ, чтобы превратиться в массивное гравитино $\tilde\psi^m$ /суперсимметричный эффект Хиггса/ [11]. Компонента $\tilde A^m$ играет роль калибровочного поля под локальную γ_5-инвариантность. Она связана с соответствующей компонентой H^m преобразованием эквивалентности.

Поучительно рассмотреть $\tilde e^{am}$, $\tilde\psi^m$ в плоском пределе, когда $e^m_a = \delta^m_a$ и все остальные компоненты гравитационного калибровочного супермультиплета равны нулю. Для простоты мы положим также $q^\mu = 0$, что соответствует редукции плоской конформной супергруппы к подгруппе простой суперсимметрии. В этом пределе:

$$\tilde e^{am} = (T^{-1})^{am}, \quad T^a_m = \delta^a_m + i(\lambda\sigma^a\partial_m\bar\lambda - \partial_m\lambda\sigma^a\bar\lambda), \qquad /27/$$

$$\tilde\psi^m = (T^{-1})^{am}(\nabla^b\lambda\sigma_a\bar\sigma_b), \quad \nabla^b = (T^{-1})^{bn}\partial_n. \qquad /28/$$

Объекты $T^{-1\,am}$, $\nabla^b\lambda$ легко узнаваемы как обратная тетрада и ковариантная производная нелинейной реализации Волкова-Акулова[2]. Полные $\tilde e^{am}$ и $\tilde\psi^m$ являются калибровочной ковариантизацией этих хорошо известных величин. Уместно заметить здесь, что трансформационный закон λ^μ в плоском пределе переходит в стандартный закон Волкова-Акулова, в то время как /22/ сводится к закону, найденному Зумино[12]. Как показано в[3,6], обе эти реализации эквивалентны. Соотношение /23/ представляет собой как раз ковариантизованную версию связи между ними /для перехода к плоскому пределу надо положить $H^m(x,\lambda,\bar\lambda)=\lambda\sigma^m\bar\lambda$/.

Возвращаясь к уравнениям /15/, /18/, подчеркнем, что эти формулы, дополненные условиями /20/, непосредственно обобщают связи между обычным и "расщепленным" базисами в суперпространствах $\mathbb{C}^{4|2}$ и $\mathbb{R}^{4|4}$ спонтанно нарушенной плоской $N=1$ суперсимметрии[3]. Действительно, в плоском пределе /15/ переходят в

$$x^m_L = \tilde x^m_L + i\lambda(\tilde x_L)\sigma^m\bar\lambda(\tilde x_L) + 2i\theta\sigma^m\bar\lambda(\tilde x_L), \quad \theta^\mu_L = \tilde\theta^\mu_L + \lambda^\mu(\tilde x_L)\,, \qquad /29/$$

что совпадает с соотношениями, полученными в[3]. Плоский предел соотношений /18/, задающих указанную связь для $\mathbb{R}^{4|4}$, не совпадает с соответствующими формулами из[3]. Тем не менее, переопределением координат $\tilde x^m, \tilde\theta^\mu, \bar{\tilde\theta}^\mu$ можно добиться полного совпадения /это переопределение включает нелинейности по λ^μ/.

С помощью /15/, /18/ можно перевести в "расщепленный" базис любое материальное суперполе со стандартными трансформационными свойствами относительно линейной реализации супергруппы G. В этом базисе компоненты суперполя претерпевают только $G_{(0)}$ - преобразования с параметрами, зависящими от полей. Например, для скалярного кирального суперполя нулевого веса $\phi(z^M_L)$ имеем:

$$\tilde\phi(\tilde z^M_L) = \phi(\tilde Y^M(\tilde z_L)), \quad \tilde\phi'(\tilde z^{M\prime}_L) = \tilde\phi(\tilde z^M_L)\,,$$

где $\tilde z^{M\prime}_L$ определяются соотношениями /11/. Из сказанного явствует, что проблема представления инвариантного суперполевого действия в терминах нелинейной реализации сводится к замене переменных интегрирования $(z^M_L \to \tilde z^M_L)$ или $(z^M \to \tilde z^M)$ в соответствующем интеграле Березина, в полной аналогии с плоским случаем[4]. С использованием процедуры типа той, что применена в[3], легко также строить суперполя линейной реализации из объектов $\tilde B^m$, $\tilde\chi^m_\mu$, $\tilde F^m$, λ^μ, q^ν. В силу соотношений /21/ компоненты таких суперполей будут функциями только голдстино и калибровочного гравитационного супермультиплета. Заметим, что эта конструкция является более простой и прозрачной по сравнению с подходом Весса и Самуэля[6].

4. Несколько слов об эйнштейновском случае. Соответствующая супергруппа G_E совпадает с подгруппой G, сохраняющей суперобъем в $\mathbb{C}^{4|2}$[7]. Она выделяется условием:

$$\mathrm{Ber}\left\| \frac{\partial G^M_E(z_L)}{\partial z^N_L} \right\| = 1\,, \qquad /30/$$

которое определенным образом ограничивает групповые параметры в /1/. В частности, параметр η^μ_E в G^μ_E выражается через остальные, что отражает наличие только одной локальной суперсимметрии в

эйнштейновской супергравитации. Когда эта суперсимметрия спонтанно нарушена, подгруппа стабильности $G_{E(0)}$ состоит из общековариантных и локальных лоренцевских преобразований:

$$x^{m\prime}_L = G^m_{E(0)}(z_L) = x^m_L + a^m(x_L)\,,$$
$$\theta^{\mu\prime}_L = G^\mu_{E(0)}(z_L) = \det{}^{1/2}\|\delta^m_n + \partial_n a^m\| \cdot \Lambda^\mu_\nu(x_L)\,\theta^\nu_L\,, \qquad /31/$$
$$a^{m+}(x_L) = a^m(x_R), \quad \det\|\Lambda^\mu_\nu\| = 1\,.$$

Нелинейная реализация G_E в фактор-пространстве $G_E/G_{E(0)}$ строится по аналогии с конформным случаем. Новая черта состоит в том, что на каждом этапе должно учитываться групповое условие /30/. В частности, представители смежных классов $G_E/G_{E(0)}$ сами должны удовлетворять такому же условию:

$$\mathrm{Ber}\left\| \frac{\partial \tilde Y^M_E(\tilde z_L)}{\partial \tilde z^N_L} \right\| = 1\,. \qquad /32/$$

Используя параметризацию $\tilde Y^M_E(\tilde z_L)$ и определение $\tilde z^M_L$, несколько отличные от принятых в /9/, можно явно решить уравнение /32/. Мы не будем приводить здесь это решение, заметим только, что $q^\mu_E(\tilde x_L)$ и $\partial_m \tilde F^m_E(\tilde x_L)$ выражаются через λ^μ_E, $\tilde\chi^{\mu m}_E$, $\tilde B^m_E$ и поперечную часть $\tilde F^m_E$. Нелинейная реализация G_E на оставшихся полях задается законом, подобным /10/:

$$G_E(\tilde Y_E(\tilde z_L)) = \tilde Y'_E(G'_{E(0)}(\tilde z_L))\,. \qquad /33/$$

С учетом хорошо известного мультипликативного свойства березинеанов не составляет труда убедиться в том, что закон /33/ совместен с ограничением /30/ при условии, что выполняется /32/. Дальнейшие шаги: выделение $\tilde{\mathbb{R}}^{4|4}$ в $\tilde{\mathbb{C}}^{4|2}$, задание эквивалентной связи между параметрами смежных классов /за исключением λ^μ_E / и чисто калибровочными компонентами H^m и т.п., в основном, следуют конформному случаю.

5. В данной работе мы развили общий метод построения нелинейных реализаций бесконечно-параметрических суперсимметрий и получили с его помощью модельно-независимое описание спонтанно нарушенных конформной и минимальной эйнштейновской $N=1$ супергравитаций в суперпространстве. Для применения этого метода достаточно знать внутреннюю групповую структуру и связанную с ней супергеометрию соответствующей ненарушенной теории. Его нетрудно распространить на неминимальные и новую минимальную версии $N=1$ супергравитации, базируясь на их внутренних супергеометриях[13]. В заключение подчеркнем, что описанная здесь техника может оказаться полезной не только при анализе структуры спонтанного нарушения локальной суперсимметрии в существующих тео-

риях, но и для построения новых моделей, например, типа рассмотренных в /14/.

Авторы искренне благодарны В.И.Огиевецкому и Э.С.Сокачеву за интерес к работе и конструктивные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coleman S., Wess J., Zumino B. Phys.Rev., 1969, 177, p. 2239; Callan C.L., et al. Phys.Rev., 1969, 177, p.2247; Волков Д.В. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.3; Ogievetsky V.I. In Proc. X-th Winter School of Theoretical Physics in Karpacz, 1974, vol.1, p. 117.
2. Volkov D.V., Akulov V.P. Phys.Lett., 1973, 46B, p. 109; Пашнев А.И. ТМФ, 1974, 20, с. 141.
3. Ivanov E.A., Kapustnikov A.A. J.Phys.A: Math. and Gen., 1978, 11, p. 2375.
4. Ivanov E.A., Kapustnikov A.A. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p. 167.
5. Uematsu T., Zachos C. Nucl.Phys., 1982, B201, p. 250.
6. Samuel S., Wess J. Nucl.Phys., 1983, B221, p. 153.
7. Ogievetsky V., Sokatchev E. Phys.Lett., 1978, B79, p. 222; ЯФ, 1980, 31, с. 264.
8. Огиевецкий В., Сокачев Э. ЯФ, 1980, 31, с. 821, 32, с. 862, 32, с. 1192.
9. Lindström U., Roček M. Phys.Rev., 1979, D19, p. 2300.
10. Капустников А.А. ТМФ, 1981, 47, с. 198.
11. Волков Д.В., Сорока В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 529; Deser S., Zumino B. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 1433; Cremmer E. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, p. 231; Nucl.Phys., 1979, B147, p. 105.
12. Zumino B. In Proc. 17th Int.Conf. on High Energy Physics (London), p. 1-254.
13. Sokatchev E. In "Superspace and Supergravity" eds. S.Hawking and M.Roček, Cambr.Univ.Press., 1981, p. 197; Galperin A., Ogievetsky V., Sokatchev E. J.Phys.A:Math., and Gen., 1982, 15, p. 3785.
14. Samuel S., Wess J. Nucl.Phys., 1983, B226, p. 289.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1984 года.

Иванов Е.А., Капустников А.А. Р2-84-111

О модельно-независимом описании спонтанно нарушенной N = 1 супергравитации в суперпространстве

Предложено модельно-независимое геометрическое описание спонтанно нарушенных конформной и минимальной эйнштейновской N = 1 супергравитаций в суперпространстве на основе нелинейной реализации бесконечномерной супергруппы Огиевецкого и Сокачева. Связь между нелинейной и стандартной суперполевой реализациями плоской N = 1 суперсимметрии обобщена на случай искривленного суперпространства.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

.A. P2-84-111

ription of Spontaneously Broken
rspace

dent geometric description of sponta-
nd minimal Einstein N = 1 supergra-
a nonlinear realization of the
ite dimensional supergroup. The rela-
and conventional superfield reali-
ersymmetry is generalized to a curved

een performed at the Laboratory of

titute for Nuclear Research. Dubna 1984