ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-80-254

СОРИН
Александр Савельевич

ОРТОСИМПЛЕКТИЧЕСКАЯ СУПЕРСИММЕТРИЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук Е.А.Иванов.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук член-корреспондент АН УССР Д.В.Волков,

доктор физико-математических наук профессор В.Г.Кадышевский.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физический институт им. Лебедева АН СССР, г. Москва.

Автореферат разослан "   " ______________ 1980 г.

Защита диссертации состоится "   " __________ 1980 г. на заседании специализированного ученого совета К047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

В.И.Журавлев.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Недавно возник и интенсивно развивается новый тип симметрий квантовой теории поля – суперсимметрии. Исследование простейших суперсимметричных теоретико-полевых моделей показало сокращение числа расходимостей по сравнению с обычными моделями теории поля. В точной суперсимметрии и, в частности, в ее локальном варианте – супергравитации фермионы и бозоны, входящие в один супермультиплет, вырождены по массе. При построении реалистических моделей возникает проблема снятия вырождения. Для этого необходимо уметь подходящим образом нарушать суперсимметрию. Наиболее естественным механизмом такого нарушения является спонтанное нарушение. Серьезной проблемой, возникающей при построении спонтанно нарушенной супергравитации, является, однако, появление космологического члена. Его величина жестко скоррелирована с порядком расщепления масс в супермультиплетах и для экспериментально наблюдаемого расщепления оказывается недопустимо большой. В этой связи привлекает значительное внимание ортосимплектическая супергруппа $OSp(1,4)$.

В работе /1/ приведены аргументы в пользу того, что спонтанно нарушенная супергравитация должна конструироваться как теория спонтанно нарушенной локальной $OSp(1,4)$-симметрии ($OSp(N,4)$ в случае расширенной супергравитации). При таком способе построения удается обеспечить необходимую малость космологического члена, не вступая в противоречие с наблюдаемым расщеплением масс между бозонами и фермионами.

Важная роль $OSp(1,4)$ в построении самосогласованной спонтанно нарушенной супергравитации делает актуальными поиск и изучение различных механизмов спонтанного нарушения этой суперсимметрии, в частности рассмотрение линейных σ-моделей. Естественно вначале исследовать глобальный случай. Найденные закономерности должны существенно прояснить ситуацию в локальном случае, к которому можно будет перейти включением связей с калибровочными полями супергравитации. Анализ моделей с глобальной

$OSp(1,4)$-инвариантностью важен еще и по причине их глубокой связи с суперконформно-инвариантными теориями /2/. Исследование $OSp(1,4)$-инвариантных теорий и нахождение удобных методов работы с ними интересно также в связи с предпринимаемыми в последнее время попытками рассматривать группу анти де Ситтера $O(2,3)$ как динамическую группу, генерирующую спектр адронов /3/. Суперсимметричные обобщения таких моделей, комбинируя в единые $OSp(1,4)$-мультиплеты бозоны и фермионы, могут иметь дополнительные нетривиальные следствия.

Цель работы – исследование механизмов спонтанного нарушения ортосимплектической и конформной суперсимметрий в некоторых теоретико-полевых моделях; построение самосогласованной суперполевой формулировки глобальной $OSp(1,4)$-суперсимметрии; выяснение роли супергруппы $OSp(1,4)$ в динамике суперконформно-инвариантных теорий и в формировании представлений конформной супергруппы $SU(2,2|1)$.

Научная новизна работы. Развит самосогласованный суперполевой подход к глобальной суперсимметрии в пространстве анти де Ситтера. Построен полный набор киральных представлений $OSp(1,4)$. С использованием развитых методов построены и исследованы простейшие модели с линейной реализацией $OSp(1,4)$-симметрии, в том числе $OSp(1,4)$-инвариантное расширение теории Янга-Миллса.

Установлено, что конформная супергруппа $SU(2,2|1)$ есть замыкание двух ее различных суперподгрупп $OSp(1,4)$, пересекающихся по группе $O(2,3)$. На основе этой теоремы сформулирован новый метод построения $SU(2,2|1)$-представлений и найдены новые серии представлений.

Детально исследована структура спонтанного нарушения конформной и $OSp(1,4)$-суперсимметрий в безмассовой модели Весса-Зумино за счет $O(2,3)$-инвариантных классических решений. Показано, что малой группой соответствующего вакуума является градуированная подгруппа $O\tilde{S}p(1,4)$ конформной супергруппы. Симметрия по отношению к другой $OSp(1,4)$-подгруппе спонтанно нарушена до $O(2,3)$-симметрии с возникновением массивного голдстоуновского фермиона.

Построен $OSp(1,4)$-аналог массивной модели Весса-Зумино и изучена его вакуумная структура. Обнаружен эффект спонтанного нарушения P- и CP-четностей с константой, связанной с радиусом пространства анти де Ситтера.

Практическая ценность работы. Развитые в диссертации методы суперполевого описания $OSp(1,4)$-суперсимметрии и полученные на их основе результаты обеспечивают глубокое понимание групповой структуры этого важного второго предела локальной суперсимметрии. Они могут быть использованы для построения минимальной суперполевой формулировки $OSp(1,4)$-супергравитации и допускают прямое обобщение на случай $OSp(N,4)$-симметрии, включающей внутреннюю $O(N)$-симметрию. Изучение моделей с глобальной $OSp(N,4)$-симметрией представляет интересную и важную задачу, поскольку такие модели описывают плоский предел $O(N)$-расширенной супергравитации, для построения которой до сих пор не существует общих суперполевых алгоритмов. Результаты диссертации могут быть также использованы при построении полного набора представлений конформной супергруппы, реализованных на суперполях $\Phi_k(x,\theta_+,\theta_-)$ (k – лоренцев индекс, θ_+, θ_- – левая и правая спинорные координаты). Проведенный анализ суперконформных свойств $O(2,3)$-решений может быть распространен на случай теорий с евклидовой суперсимметрией, где существуют решения инстантонного типа.

Полученные в диссертации результаты и предложенные в ней методы уже нашли применение в теоретических работах по суперсимметриям.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и кафедры теоретической физики Днепропетровского государственного университета, на сессии ядерного отделения АН СССР (1979 г.), представлялись на XIX Международную конференцию по физике высоких энергий в г. Токио (1978 г.).

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертация состоит из введения, трех глав основного содержания, заключения, четырех приложений и списка литературы, содержащего 89 наименований. Каждая глава снабжена расширенной аннотацией. В тексте приведен I рисунок. Общий объем диссертации I2I страницы.

Во введении обсуждается значение вопросов, рассмотренных в диссертации, проведен обзор литературы и кратко излагается содержание работы.

В главе I показано, что уже в простейшей линейной суперконформно-инвариантной теории-безмассовой модели Весса-Зумино конформная $(SU(2,2|1))$ и $OSp(1,4)$ -суперсимметрии спонтанно нарушены за счет классических решений уравнений движения и изучена структура этого нарушения. Решения, о которых идет речь, были построены в работе Бааклини /4/.

$$\tilde{A}_\pm(x) = -\frac{m}{\sqrt{2}g}\alpha(x) \equiv -\frac{m}{\sqrt{2}g}\frac{2}{1+m^2x^2}, \quad \tilde{\Psi}_\pm(x)=0, \quad \tilde{F}_\pm(x) = -\frac{m^2}{\sqrt{2}g}\alpha^2(x)$$

(где $\tilde{A}_\pm(x), \tilde{\Psi}_\pm(x)$, $\tilde{F}_\pm(x)$ – компоненты двух комплексно-сопряженных киральных суперполей, m – обратный радиус пространства анти де Ситтера). Они нарушают пуанкаре-суперсимметрию, но инвариантны по отношению к группе движений пространства анти де Ситтера $O(2,3)$. Среди прочих решений модели Весса-Зумино $O(2,3)$ -решения выделены своей лоренц-инвариантностью и тем, что на них обращается в нуль улучшенный тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$ (на всех остальных нетривиальных решениях $T_{00}>0$). По этой причине они могут претендовать на описание основного состояния спонтанно нарушенной фазы рассматриваемой модели.

В связи с тем, что полной группой инвариантности безмассовой модели Весса-Зумино является конформная супергруппа $SU(2,2|1)$, возникает вопрос, сколько независимых параметров включают в общем случае решения типа тех, что построены в /4/, и как выделить полный набор таких решений. С целью выяснения этого вопроса в § I исследуются трансформационные свойства решений относительно конформной супергруппы. Полное число независимых параметров равно, очевидно, числу генераторов конформной супергруппы, остающихся после выделения максимальной подгруппы инвариантности решений (подгруппы стабильности).

Показано, что определяющую роль в свойствах $O(2,3)$-инвариантных решений безмассовой модели Весса-Зумино играют две ортосимплектические подгруппы $OSp(1,4)$ конформной супергруппы. Они пересекаются по группе $O(2,3)$ и при замыкании порождают всю супергруппу $SU(2,2|1)$. Одна из этих $OSp(1,4)$ ($OS\overset{\mathrm{I}}{p}(1,4)$) является подгруппой стабильности классических решений. В то же время другая $OSp(1,4)$ ($OS\overset{\mathrm{II}}{p}(1,4)$) этими решениями спонтанно

нарушена до группы $O(2,3)$ и, таким образом, полностью фиксирует их грассманову структуру. Число грассмановых параметров равно четырем, как и в работе /4/, но зависимость от них существенно иная:

$$\tilde{A}_\pm^{\beta_{\mathrm{II}}}(x) = -\frac{m}{\sqrt{2}g}\alpha(x)\left[1+m\alpha(x)\bar{\beta}\frac{1\pm i\gamma_5}{2}\beta + \frac{m^2}{72}\alpha^2(x)(\bar{\beta}\beta)^2\right],$$

$$\tilde{\Psi}_\pm^{\beta_{\mathrm{II}}}(x) = -\frac{\sqrt{2}m^2}{g}\alpha^2(x)\left[1+\frac{m}{3}\alpha(x)\bar{\beta}\beta\right]\frac{1\pm i\gamma_5}{2}\beta,$$

$$\tilde{F}_\pm^{\beta_{\mathrm{II}}}(x) = -\frac{m^2}{\sqrt{2}g}\alpha^2(x)\left[1+2m\alpha(x)\bar{\beta}\frac{1\mp i\gamma_5}{2}\beta + \frac{m^2}{36}\alpha^2(x)(\bar{\beta}\beta)^2\right],$$

где $\beta = \frac{1}{\sqrt{2}}(1+mx^\mu\gamma_\mu)\beta_{\mathrm{II}}$, β_{II} – константный грассманов параметр. Трансформационными свойствами $O(2,3)$ -решений полностью определяются трансформационные свойства основного состояния (вакуума) в соответствующем секторе модели Весса-Зумино.

В § 2 с целью выяснения спектра спонтанно нарушенной фазы действие модели преобразовано к явно $O(2,3)$ -инвариантному виду, в котором оно параметризуется полями, заданными в пространстве анти де Ситтера. Определено суперполевое преобразование Вейля, описывающее переход от обычного суперпространства к суперпространству $OSp(1,4)/O(1,3)$. Для стандартных киральных суперполей $\tilde{\Phi}_\pm(x,\theta_\pm)$, входящих в инвариантное действие модели Весса-Зумино, это преобразование имеет вид:

$$\tilde{\Phi}_\pm(x,\theta_\pm) = \alpha(x)\left(1+\frac{m}{2}\alpha(x)\bar{\theta}_\pm\theta_\pm\right)\Phi_\pm\left(x,\sqrt{\alpha(x)}\,\theta_\pm\right),$$

где $\Phi_\pm(x,\theta_\pm)$ – $OSp(1,4)$ – ковариантные киральные суперполя. Показано, что действие, записанное через суперполя $\Phi_\pm(x,\theta_\pm)$, автоматически обладает, наряду с $O(2,3)$ -инвариантностью, также явной $OSp(1,4)$-симметрией. Классические $O(2,3)$ -решения в $OSp(1,4)$ -инвариантном формализме сводятся к константам, минимизирующим соответствующий потенциал. В результате безмассовая модель Весса-Зумино может быть интерпретирована как линейная σ -модель спонтанно нарушенных конформной и $OSp(1,4)$-суперсимметрий. Все компоненты исходного мультиплета оказываются голдстоуновскими полями под тот или иной спонтанно нарушенный генератор конформной супергруппы. В частности, спинорная компонента имеет смысл голдстино, сопровождающего спонтанное нарушение

$OSp(1,4)$-симметрии. После отделения вакуумных значений бозонных компонент она приобретает "массу", равную удвоенному обратному радиусу пространства анти де Ситтера в согласии с общим результатом Зумино /5/.

В § 3 в качестве примера нетривиальной линейной глобально суперсимметричной теории в искривленном пространстве построен $OSp(1,4)$-аналог массивной модели Весса-Зумино. Вакуумная структура модели оказывается весьма сложной и включает как $OSp(1,4)$-симметричные вакуумы, так и вакуум, отвечающий спонтанному нарушению $OSp(1,4)$-симметрии до $O(2,3)$-симметрии. Интересной ее чертой является наличие двух $OSp(1,4)$-инвариантных вакуумов, реализующих спонтанное нарушение P- и CP-симметрий:

$$\langle A^{\sigma}_{\pm}\rangle_0=\frac{1}{2\sqrt{2}g}\left[(m-2M)\pm i\sigma\sqrt{(m-2M)(3m+2M)}\right],\quad \langle \Psi^{\sigma}_{\pm}\rangle_0=\langle F^{\sigma}_{\pm}\rangle_0=0,$$

где M - массовый параметр, $\sigma=\pm 1$. Перестройка основного состояния, как в теории многих тел, происходит при изменении внешнего параметра, роль которого в данном случае играет радиус пространства анти де Ситтера. В пределе бесконечного радиуса тонкая структура вакуумов исчезает и остается один полностью симметричный вакуум обычной массивной модели Весса-Зумино.

В § 4 обсуждается возможная связь $OSp(1,4)$-структуры модели Весса-Зумино с аналогичной структурой, возникающей в спонтанно нарушенной супергравитации /1/, и пути обобщения полученных результатов на случай безмассовых теорий с евклидовой суперсимметрией /6/, где существуют решения инстантонного типа.

Методы, использованные в главе I при нахождении соответствующих $OSp(1,4)$-инвариантных лагранжианов и трансформационных законов киральных $OSp(1,4)$-суперполей, носят в значительной мере эвристический характер. Линейные суперсимметричные теории наиболее адекватно формулируются на языке суперполей /7/. Построению последовательного суперполевого подхода к $OSp(1,4)$-симметрии посвящена <u>глава II</u>.

Супергруппа $OSp(1,4)$ может быть реализована естественным образом в суперпространстве $OSp(1,4)/O(1,3)$, представляющем собой спинорное расширение пространства анти де Ситтера $O(2,3)/O(1,3)$. Впервые такая ее реализация была рассмотрена Кеком /8/, который изучил также трансформационные свойства общего скалярного $OSp(1,4)$-суперполя. Однако он не указал способа, позволяющего строить из

суперполей $OSp(1,4)$-инварианты и тем самым получать нетривиальные лагранжианы. Мы даем в явном виде все основные элементы, необходимые для построения суперполевых $OSp(1,4)$-инвариантных лагранжианов произвольной структуры: ковариантные производные суперполей с любым внешним лоренцевским индексом, инвариантные меры интегрирования в суперпространстве, связи между различными параметризациями суперпространства и т.п.

В § I содержатся основные сведения о супералгебре $OSp(1,4)$.

§ 2 посвящен выводу основных соотношений $O(2,3)$-ковариантного формализма в пространстве анти де Ситтера.

В § 3 с использованием структурных соотношений супералгебры $OSp(1,4)$ и конструктивных методов общей теории реализаций симметрий в фактор-пространствах найдены общие трансформационные законы для $OSp(1,4)$-суперполей и построены все основные элементы $OSp(1,4)$-ковариантного формализма в симметричном базисе, такие, как векторная и спинорная ковариантные производные:

$$\hat{\nabla}_\nu=a^{-1}(x)\partial_\nu+\frac{im}{2}\bar\theta(\gamma_\nu-mx^\mu\sigma_{\mu\nu})\frac{\partial}{\partial\bar\theta}-i\,m^2x^\mu J_{\mu\nu},$$

$$\hat{\mathcal{D}}_\alpha=(1-\tfrac{m}{4}\bar\theta\theta)\left\{\left[(1+\tfrac{3}{4}m\bar\theta\theta)\delta_\alpha^{\ \beta}+\tfrac{m}{2}\theta_\alpha\bar\theta^\beta\right]\frac{\partial}{\partial\bar\theta^\beta}-\tfrac{i}{2}(\gamma^\mu\theta)_\alpha\hat{\nabla}_\mu-\tfrac{m}{4}(\sigma^{\mu\nu}\theta)_\alpha J_{\mu\nu}\right\}$$

(где $J_{\mu\nu}$ - генераторы группы Лоренца в матричной реализации, μ, ν и α, β - соответственно векторные и спинорные индексы), инвариантная мера интегрирования в суперпространстве $OSp(1,4)/O(1,3)$:

$$\mathcal{D}\mathcal{M}=d^4x\,d^4\theta\,a^4(x)\left(1+\tfrac{3}{2}m\bar\theta\theta+\tfrac{3}{8}m^2(\bar\theta\theta)^2\right)$$

и т.д. Детально изучена алгебра ковариантных производных, которая, несмотря на довольно сложную структуру ковариантных производных, оказывается весьма простой:

$$[\hat\nabla_\mu,\hat\nabla_\nu]=-i\,m^2J_{\mu\nu},$$

$$\{\hat{\mathcal{D}}_\alpha,\hat{\mathcal{D}}_\beta\}=-\frac{m}{2}(\sigma^{\mu\nu}C)_{\alpha\beta}J_{\mu\nu}-i(\gamma^\nu C)_{\alpha\beta}\hat\nabla_\nu,$$

$$[\hat\nabla_\mu,\hat{\mathcal{D}}_\alpha]=-\frac{im}{2}(\gamma_\mu\hat{\mathcal{D}})_\alpha.$$

В § 4 исследованы вопросы приводимости $OSp(1,4)$-суперполей и найдена реализация $OSp(1,4)$ в левом (x^L, θ^L) и правом (x^R, θ^R) киральных суперпространствах. Изучены свойства $OSp(1,4)$-суперполей в расщепленной (киральной) параметризации суперпространства $OSp(1,4)/O(1,3)$. Указана связь между действительным и киральными базисами в суперпространстве, построены ковариантные производные и инвариантные меры интегрирования в киральных базисах. Детально исследована групповая структура киральных представлений $OSp(1,4)$. Неожиданной чертой супергруппы $OSp(1,4)$, не имеющей аналога в случае пуанкаре-суперсимметрии, является то обстоятельство, что киральные $OSp(1,4)$-суперполя существуют лишь при определенных внешних лоренцевых индексах: левые киральные суперполя должны по внешнему индексу принадлежать представлениям $D^{(p,0)}$, а правые – представлениям $D^{(0,q)}$ (p, q – целые и полуцелые числа, характеризующие неприводимые представления группы Лоренца). Далее в этом параграфе обсуждаются вопросы, касающиеся связи описанной групповой структуры с фундаментальной киральной структурой супергравитации, выявленной в работах /9/. Показано, что в группе конформной супергравитации наряду с подгруппой пуанкаре-супергравитации (выделяемой условием сохранения обычных элементов объема в киральных суперпространствах /9/) существует другая бесконечно-параметрическая подгруппа, сохраняющая $OSp(1,4)$-инвариантные киральные элементы объема $\mathcal{D}\mathcal{M}^{L,R}$:

$$\mathcal{D}\mathcal{M}^{L,R} = d^4x^{L,R} d^2\theta^{L,R} a^4(x^{L,R})\left(1+\tfrac{3}{2}m\bar{\theta}^{L,R}\theta^{L,R}\right) \equiv d^4x^{L,R} d^2\theta^{L,R} \mathcal{M}^{L,R}(x^{L,R}, \theta^{L,R}).$$

Эта подгруппа выделяется следующим ковариантным условием:

$$\mathrm{Ber}\left(\frac{\partial(x^{L,R\prime}, \theta^{L,R\prime})}{\partial(x^{L,R}, \theta^{L,R})}\right) = \frac{\mathcal{M}^{L,R}(x^{L,R}, \theta^{L,R})}{\mathcal{M}^{L,R}(x^{L,R\prime}, \theta^{L,R\prime})},$$

где $x^{L,R\prime}$, $\theta^{L,R\prime}$ – координаты киральных суперпространств, связанные с $x^{L,R}$, $\theta^{L,R}$ некоторым общековариантным преобразованием. Она включает глобальную $OSp(1,4)$-подгруппу и, следовательно, имеет непосредственное отношение к $OSp(1,4)$-супергравитации.

В качестве примеров эффективного использования развитых в §§ I–4 методов в § 5 воспроизведен $OSp(1,4)$-аналог массивной модели Весса–Зумино, детально обсуждавшийся в § 3 гл. I и построено $OSp(1,4)$-расширение теории Янга–Миллса.

Полученные в главах I, П результаты имеют ряд дополнительных приложений. В частности, они позволяют сформулировать простой метод построения полного набора неприводимых представлений конформной супергруппы $SU(2,2|1)$, действующих на суперполях $\Phi_K(x,\theta_+,\theta_-)$ (K – лоренцев индекс, θ_+, θ_- – левая и правая грассмановы координаты). Эти представления наиболее интересны с точки зрения физических приложений, так как суперполя $\Phi_K(x,\theta_+,\theta_-)$ состоят из обычных лоренц-неприводимых мультиплетов и совпадают по структуре с суперполями пуанкаре-суперсимметрии /7/.

С принципиальной точки зрения построение таких представлений не вызывает затруднений. Наибольшую сложность представляет осуществление их редукции, так как для этого необходимо знать полный набор их неприводимых инвариантных пространств. Эта задача полностью решена для аналогичных представлений пуанкаре-суперсимметрии /10/ и, в принципе, может быть полностью решена в случае супергруппы $OSp(1,4)$. Однако ее решение сталкивается с серьезными трудностями в случае супергруппы $SU(2,2|1)$.

Глава Ш посвящена формулировке метода и нахождению с его помощью новых серий $SU(2,2|1)$-представлений. Он состоит в сведении задачи построения $SU(2,2|1)$-представлений и инвариантных пространств указанного выше типа к нахождению инвариантных пространств ортосимплектической подгруппы $OSp^{I}(1,4)$ супергруппы $SU(2,2|1)$ с последующим выделением минимального набора тех из них, которые одновременно являются инвариантными пространствами относительно другой ортосимплектической подгруппы $(OSp^{II}(1,4))$, пересекающейся с первой по $O(2,3)$ и порождающей в замыкании с ней всю супергруппу $SU(2,2|1)$. Такие $OSp(1,4)$-инвариантные пространства являются одновременно и $SU(2,2|1)$-инвариантными. Так как супералгебры $OSp^{I}(1,4)$ и $OSp^{II}(1,4)$ переходят друг в друга при замене параметра m на $-m$, то критерием отбора таких $OSp(1,4)$-инвариантных пространств является их независимость от параметра m. Если из такого инвариантного пространства нельзя выделить $OSp(1,4)$-инвариантное подпространство, не зависящее от параметра m, то реализованное в нем $SU(2,2|1)$-представление является неприводимым. В противном случае $SU(2,2|1)$-представление приводимо и для его редукции необходимо произвести дальнейшее расщепление данного $OSp(1,4)$-инвариантного пространства.

В § I введен $OSp(1,4)$ -базис в пространстве генераторов конформной супергруппы и дана общая характеристика метода. Исследована область его применимости при индуцировании различными малыми группами.

В § 2 показано, что предлагаемый метод применим для построения наиболее интересных с точки зрения физических приложений $SU(2,2|1)$ -представлений, а именно тех, которые реализованы на суперполях $\Phi_k(x,\theta_+,\theta_-)$. Такие представления индуцируются малыми группами:

$$C \propto (M_{\mu\nu}, D, \Pi_5, K_\mu, T),$$
$$C_\pm \propto \left(M_{\mu\nu}, D, \Pi_5, K_\mu, S_\pm = \frac{1\pm i\gamma_5}{2}S, T_\mp = \frac{1\mp i\gamma_5}{2}T\right)$$

с дополнительными условиями на индуцирующие представления:

$$K_\mu = T = 0,$$
$$K_\mu = T_\mp = S_\pm = 0,$$

где $M_{\mu\nu}$, D , Π_5, K_μ, T , S – генераторы конформной супергруппы. Показано, что $SU(2,2|1)$ -представления допускают редукцию при следующих связях между числами d , z , p , q , характеризующими представления малых групп (d, iz -собственные значения генераторов D и Π_5):

$$d_c - \frac{3}{2}z_c = 1 \pm (1+2q) \quad \text{либо} \quad d_c + \frac{3}{2}z_c = 1 \pm (1+2p),$$
$$d_{c_-} - \frac{3}{2}z_{c_-} = -[1 \pm (1+2q)],$$
$$d_{c_+} + \frac{3}{2}z_{c_+} = -[1 \pm (1+2p)],$$

и найдены соответствующие инвариантные пространства и реализованные в них $SU(2,2|1)$-представления. При этом воспроизведены все ранее известные серии представлений и получен континуум новых. Доказано, что левые киральные представления, индуцированные малыми группами C и C_- , и правые киральные представления, индуцированные C и C_+ , являются эквивалентными.

В заключении отмечены наиболее интересные особенности $OSp(1,4)$-симметрии и обсуждаются некоторые еще не решенные проблемы.

В приложения вынесен ряд технических вопросов и приведены некоторые полезные формулы.

Основные результаты, полученные в диссертации

I. Найдена полная группа инвариантности классических $O(2,3)$ - решений безмассовой модели Весса-Зумино (супергруппа $OSp^{I}(1,4)$) и построен полный набор таких решений.

2. Исследована структура спонтанного нарушения симметрии в безмассовой модели Весса-Зумино за счет $O(2,3)$ -решений. Определен суперполевой аналог преобразования Вейля и доказано, что с его помощью действие модели может быть представлено в явно $OSp(1,4)$ -инвариантной форме. Показано, что модель Весса-Зумино в $OSp(1,4)$ -представлении может быть интерпретирована как линейная σ -модель спонтанно нарушенных конформной и $OSp(1,4)$ - суперсимметрий. Найден спектр физических состояний спонтанно нарушенной фазы.

3. Построен $OSp(1,4)$ -аналог массивной модели Весса-Зумино и изучена его вакуумная структура. Обнаружен эффект спонтанного нарушения P – и CP -четностей с константой, связанной с радиусом пространства анти де Ситтера.

4. Развит самосогласованный суперполевой подход к $OSp(1,4)$ - суперсимметрии. Найден полный набор киральных представлений $OSp(1,4)$.

5. Доказана теорема, согласно которой конформная супергруппа $SU(2,2|1)$ есть замыкание двух ее различных суперподгрупп $OSp(1,4)$, пересекающихся по группе $O(2,3)$. На основе этой теоремы предложен новый метод построения представлений супергруппы $SU(2,2|1)$.

6. Найдены новые серии $SU(2,2|1)$ -представлений.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах

Е.А.Иванов, А.С.Сорин, ТМФ 39, I72 (I979);
Preprint JINR E2-11610 (1978), Dubna.

Е.А.Иванов, А.С.Сорин, ЯФ 30, 853 (I979);
Preprint JINR E2-12331 (1979), Dubna.

E.A.Ivanov, A.S.Sorin, JINR Communication E2-12363 (1979), Dubna.

E.A.Ivanov, A.S.Sorin, JINR Communication E2-12364 (1979), Dubna.

E.A.Ivanov, A.S.Sorin, J.Phys. A: Math.Gen. 13, №4 (1980).

Е.А.Иванов, А.С.Сорин, Препринт ОИЯИ Р2-12670 (1979), Дубна.

Литература

1. S.Deser, B.Zumino, Phys.Rev.Lett. 38, 1433 (1977).
2. Е.А.Иванов, А.С.Сорин, ТМФ 39, 172 (1979).
3. A.Bohm, preprint ORO 3992-372 (1979), Austin.
4. N.S.Baaklini, Nucl.Phys. B129, 354 (1977).
5. B.Zumino, Nucl.Phys. B127, 189 (1977).
6. B.Zumino, Phys.Lett. B69, 369 (1977).
7. A.Salam, J.Strathdee, Phys.Rev. D11, 1521 (1975).
8. B.W.Keck, J.Phys. A: Math.Gen 8, 1819 (1975).
9. В.И.Огиевецкий, Э.Сокачев, ЯФ 28, 1631 (1978); Phys.Lett. B79, 222 (1978).
10. E.Sokatchev, Nucl.Phys. B99, 96 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1980 года.