ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Огиевецкий

2688

ПОЛЯ С ОПРЕДЕЛЕННЫМ СПИНОМ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ И СОХРАНЯЮЩИЕСЯ ТЕНЗОРНЫЕ ТОКИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1966

В.И. Огиевецкий

2688

ПОЛЯ С ОПРЕДЕЛЕННЫМ СПИНОМ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ И СОХРАНЯЮЩИЕСЯ ТЕНЗОРНЫЕ ТОКИ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

В современной теории элементарных частиц фундаментальную роль играют сохраняющиеся токи и связанные с ними свойства симметрии. Если ввести понятие взаимодействующих полей с определенным спином, то источниками этих полей служат как раз сохраняющиеся токи.

Понятие спина поля оказывается полезным, поскольку обычно операторы поля классифицируют по представлениям однородной группы Лоренца (скаляры, векторы, тензоры и так далее), тогда как такие физические величины, как масса и спин, связаны с неоднородной группой Лоренца. Из-за этого гейзенберговские операторы поля имеют лишние компоненты, например, для описания спина I (три степени свободы) используют четыре-вектор A_μ (четыре компоненты), для описания спина 2 (пять степеней свободы) - симметричный тензор $h_{\mu\nu}$ (десять компонент) и так далее. Для исключения лишних компонент накладывают дополнительные условия или, в случае массы ноль, требуют калибровочной инвариантности теории. В теориях полей с определенным спином во взаимодействии эти дополнительные условия такие же, как и в свободном случае, из-за чего источники полей должны удовлетворять им же, т.е. сохраняться.

Интересно, что понятие спина поля позволяет взглянуть с единой точки на очень разные внешне основные теории и свойства внутренней симметрии. Так, построенная теория нейтрального векторного поля со спином I и массой покоя 0 оказывается электродинамикой, совокупность нескольких полей со спином I во взаимодействии требует изотопической или $SU(3)$-инвариантности, в поиске теории симметричного тензорного поля с массой ноль и спином 2 (но без спина I) мы выводим уравнения Эйнштейна для поля тяготения, совокупность нескольких сохраняющихся тензорных токов генерирует преобразования типа $SU(6)$. В диссертации исследуются поля, описываемые тензорами второго ранга, во взаимодействии и соответствующие сохраняющиеся токи.

Диссертация состоит из введения, семи глав и небольшого заключения.

Во введении кратко перечисляются основные вопросы, рассматриваемые в диссертации, и полученные выводы.

В первой главе вводится понятие спина взаимодействующего поля.

Рассмотрим процесс, для которого на диаграмме Фейнмана начальное и конечное состояния соединены только одной виртуальной линией интересующего поля. Тогда квантовые числа взаимодействующего поля можно определить как квантовые числа начального и конечного состояний, при которых амплитуда процесса отлична от нуля. При таком определении почти все квантовые числа (четность, заряд, изотопический спин и т.д.) взаимодействующих полей и соответствующих им физических одночастичных состояний совпадают. Исключение составляют только масса и, вообще говоря, спин. Масса взаимодействующего поля обязательно должна быть размыта. Что касается спина, то скалярное и спинорное поля всегда переносят только моменты количества движения 0 и I/2, соответственно. Однако, начиная со спина I, требование, чтобы взаимодействующее поле обладало одним или несколькими избранными значениями спина, весьма ограничительно. Так, векторное поле A_μ переносит в общем случае спины I и 0, симметричное тензорное поле $h_{\mu\nu}$ переносит спины 2,I и 0 и так далее: амплитуда обсуждаемого процесса с виртуальной линией поля $h_{\mu\nu}$ содержит парциальные волны, соответствующие значениям 2,I и 0 полного момента количества движения.

В первой главе доказано, что взаимодействующее поле будет иметь только заданные значения спина s тогда и только тогда, когда оно подчиняется тем же дополнительным условиям, которые выделяют эти значения спина в свободном случае. Эти дополнительные условия должны следовать из уравнений движения. В случае поля с массой ноль дополнительные условия должны выполняться в обкладках между векторами физических состояний, а место операторных дополнительных условий занимает требование калибровочной инвариантности. При доказательстве интенсивно используется один из двух инвариантов неоднородной группы Лоренца-оператор квадрата спина /I,2/ – и теорема Федербуша-Джонсона /3,4/.

Теории полей с определенным спином во взаимодействии суть теории с сохраняющимися токами – источниками этих полей. Действительно, свободные уравнения движения всегда строятся так, чтобы из них следовали необходимые дополнительные условия. Поэтому такого же рода дополнительным условиям должны удовлетворять и токи, стоящие в правой части уравнений. Так, чтобы из уравнения движения для векторного поля следовало условие, исключающее спин 0 у взаимодействующего поля

$$m^2 \partial_\mu A_\mu = 0 \tag{I}$$

(условие Лоренца для поля с массой m или требование произвольности $\partial_\mu A_\mu$, т.е. калибровочной инвариантности, в случае безмассового поля), необходимо чтобы источником векторного поля был сохраняющийся векторный ток j_μ, $\partial_\mu j_\mu = 0$.
Аналогично, если мы хотим, чтобы симметричное тензорное поле $h^{\mu\nu}$ не обладало спином I, то для него должно выполняться условие Гильберта-Лоренца

$$m^2 \left(\partial_\mu h^{\mu\nu} + q\, \partial_\nu h^{\mu\mu} \right) = 0, \tag{2}$$

где q – произвольное число. Тогда ток-источник должен быть сохраняющимся симметричным тензорным током.

В приложении к первой главе приведены ковариантные проекционные операторы, построенные из оператора квадрата спина, для выделения компонент с определенным спином из тензорного поля и спин-тензорного поля ψ_μ .

Вторая глава посвящена построению вариационного метода восстановления уравнений движения в теории полей с определенным спином.

Перечисление на основе принципа ограничения полей по спину теорий взаимодействующих векторных полей со спином I было дано в наших работах /5,6/ (см.также /7/). Однако способ вывода в /5-7/ был слишком громоздким и по этой причине вызывающим трудности в применении к тензорным полям, которым в основном посвящена диссертация. Во второй главе дается другой, более простой и общий метод, позволяющий строить теории тензорных полей с определенным спином. Этот метод тесно связан с вариационным принципом и со второй теоремой Э. Нетер /8/.

В первом параграфе главы этот метод иллюстрируется на примере векторных полей. Анализ ситуации, когда из уравнении Эйлера для векторных полей b_μ^i следует дополнительное условие (I), приводит к заключению, что должно выполняться следующее тождество для лагранжиана

$$\int d^4x\, \delta\mathcal{L} \equiv -m^2 \int d^4x\, b_\mu^i\, \partial_\mu \lambda^i. \qquad (3)$$

В (3) действие варьируется за счет вариаций всех полей (скалярных, спинорных и векторных) общего вида с произвольными функциями $\lambda^i(x)$. Вид вариаций ограничен только тем условием, чтобы входящие в них матрицы состояли из безразмерных констант (это условие эквивалентно, как оказывается, минимальности взаимодействия). Далее доказывается, что эти вариации должны образовывать группу, и перечислены возможности. Для полей, удовлетворяющих уравнениям Эйлера, действие стационарно и левая часть (3) обращается в ноль. Путем соответствующего подбора $\lambda^i(x)$ из равенства нулю правой части мы получаем требуемое дополнительное условие (I) для векторного поля, удовлетворяющего уравнениям Эйлера. С другой стороны, при $m^2 = 0$ тождество (3) есть условие инвариантности теории относительно рассматриваемой группы вариаций полей, и мы приходим к выводу, что при нулевой массе должна быть калибровочная инвариантность, как средство ограничения на спин виртуальных квантов /9/. Важно, что при частном выборе $\lambda^i = const$ правая часть (3) пропадает и искомая теория должна быть инвариантна относительно обсуждаемой группы вариаций с константными параметрами. Таким образом, из пространственно-временного требования на спин, переносимый векторным полем, мы приходим к симметриям типа изотопической.

Решая уравнение (3), мы приходим к электродинамике Максвелла в случае одного векторного поля с массой 0, к теориям типа Янг-Миллса (но без ограничения на массу) в случае нескольких векторных полей. Существенно, что а) векторные поля при этом должны преобразовываться по присоединенному представлению группы (октет в случае $SU(3)$), б) должны обладать спин-четностью I^-, в) взаимодействия с ними должны быть универсальны. Существующие октет и синглет I^- резонансов ρ, φ, ω и K^* можно связать с сохраняющимися векторными $SU(3)$- и барионным токами /10/.

Во втором параграфе этой главы аналогичным образом развивается вариационный метод для построения теории симметричного тензорного поля со спином 2 (и 0), но без спина I, т.е. удовлетворяющего условию Гильберта-Лоренца (2). (Знак энергии для спина I противоположен знаку энергии для спинов 2 и 0). Это условие вытекает из уравнений движения тогда и только тогда, когда имеет место тождество, аналогичное (3),

$$\int d^4x\, \delta^{*}\mathcal{L} \equiv -2m^2 \int d^4x \left(h^{\mu\nu} + q\, \delta_{\mu\nu} h^{\rho\rho}\right) \partial_\mu \lambda^\nu \tag{4}$$

при варьировании лагранжиана как функции всех полей, подвергаемых вариациям общего вида с матрицами размерность "сантиметр" (требование минимальности в случае тензорного тока) и с произвольной 4-векторной функцией $\lambda^\nu(x)$. Когда поля подчинены уравнениям Эйлера, левая часть (4) обращается в нуль, и тогда, используя произвольность $\lambda^\nu(x)$, приходим к условию Лоренца.

Далее показано, что вариации каждого из полей должны образовывать группу. Подробно проведенный анализ в § 3 этой главы показывает, что при требовании минимальности эта группа определяется однозначно и, что замечательно, совпадает для каждого поля с соответствующим инфинитезимальным преобразованием в римановой геометрии (в форме локальных вариаций). Например, для тензорного поля вариацию можно привести к виду

$$\delta^{*} h^{\mu\nu} = \partial_\mu \lambda^\nu + \partial_\nu \lambda^\mu + a\left(\partial_\sigma \lambda^\nu h^{\mu\sigma} + \partial_\sigma \lambda^\mu h^{\sigma\nu} - \lambda^\sigma \partial_\sigma h^{\mu\nu}\right) \tag{5}$$

или, вводя удобную величину $g^{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} + a h^{\mu\nu}$, находим для нее из (5)

$$\delta^{*} g^{\mu\nu} = a\left(\partial_\sigma \lambda^\nu g^{\mu\sigma} + \partial_\sigma \lambda^\mu g^{\sigma\nu} - \lambda^\sigma \partial_\sigma g^{\mu\nu}\right), \tag{6}$$

т.е. мы пришли к локальной вариации фундаментального тензора. Из тождества (4) следует, что когда масса тензорного поля $h^{\mu\nu}$ равна нулю, теория строго инвариантна относительно полученной группы преобразований, которые аналогичны калибровочным преобразованиям в электродинамике и теориях Янга-Миллса и имеют то же назначение: ограничивать спин поля. Уже отсюда можно заключить, что уравнения для безмассового тензорного поля с ограничением на спин должны совпадать с уравнениями Эйнштейна в теории тяготения.

В главе 3 дается последовательный вывод уравнений для тензорного поля путем разрешения тождества (4) с учетом найденного вида соответствующих вариаций каждого из полей. Если теория нейтрального векторного поля со спином I массой 0 оказалась такой фундаментальной теорией, как электродинамика, то что будет представлять собой теория взаимодействующего тензорного поля со спином 2?

Исследуя этот вопрос, мы приходим к уравнениям, которые совпадают с уравнениями Эйнштейна для гравитационного поля в случае, когда масса тензорного поля равна нулю. Отметим, что к теории тензорного поля обращались неоднократно в связи с теорией тяготения. Было известно (см., например, /II/), что для исключения отрицательных энергий уравнения движения для поля должны быть совместны с условием Лоренца (что как раз и означает ограничение на спин поля). Гупта /II-I2/ в особенно четкой форме подчеркивал, что уравнения

Эйнштейна, будучи рассматриваемы как полевые уравнения в плоском пространстве*), как раз обладают нужной математической структурой. Он разъяснил, что уравнения Эйнштейна как полевые уравнения являются существенно нелинейными и что нелинейность связана с тем, что источником гравитационного поля служит тензор энергии-импульса всех полей, включая гравитационное. Однако оставалась неудовлетворенность в неумении вывести уравнения Эйнштейна в плоском пространстве. Так, обсуждая про и контра полевого подхода, Тирринг /21/ указывал как на один из двух недостатков этого подхода, что теория поля не дает ключа к построению нелинейных уравнений Эйнштейна, что для этого обычно апеллируют к римановой геометрии.

В настоящей работе мы восполняем этот пробел и даем полный вывод уравнений Эйнштейна в плоском пространстве со всеми их нелинейностями, исходя из принципа ограничения тензорного поля по спину.

Уравнения движения для полей и частиц в плоском пространстве совпадают с эйнштейновскими, и поэтому они допускают переход к эйнштейновскому геометрическому истолкованию. В этой связи, как подробно и четко проанализировал Тирринг /21/, оба подхода оказываются эквивалентными. Несмотря на различие в интерпретации пространства-времени в теоретико-полевом и геометрическом подходах, оба они дают одинаковые предсказания наблюдаемых эффектов (см./21,22/).

Силы тяготения действуют на материальные частицы таким образом, что эти частицы движутся по траекториям, которые являются геодезическими в римановом пространстве. В полевом подходе распространенное стремление сделать все поля равноправными осуществляется путем сведения гравитационного поля в ранг обычных полей, а не путем геометризации всех полей в дополнение к гравитационному.

Вместе с тем отметим, что полевой подход трудно распространить на обсуждение космологических проблем, поскольку мы интенсивно использовали лагранжев формализм.

Подчеркнем глубокую аналогию в природе уравнений Максвелла и Эйнштейна (а также Янга-Миллса). Все они выводятся из спинового принципа, источником служат сохраняющиеся токи (симметричный тензор энергии-импульса всех полей, включая гравитационное, в уравнениях Эйнштейна, что особенно ясно из их записи в форме Папапетру

$$\Box g^{\mu\rho}-\partial_\mu\partial_\sigma g^{\sigma\rho}-\partial_\rho\partial_\sigma g^{\mu\sigma}+\delta_{\mu\rho}\partial_\sigma\partial_\lambda g^{\lambda\sigma}=\frac{a^2}{2}\Theta^{\mu\rho}, \tag{7}$$

причем $\partial_\mu\Theta^{\mu\rho}=0$).

*) О совместимости условия Лоренца с уравнениями Эйнштейна см. /13-16/. Попытки плоской трактовки уравнений Эйнштейна восходят к Розену /17/ и Папапетру /15/. Существенный прогресс в этом направлении, особенно в связи с квантованием по теории возмущений, достигнут Гуптой /11,12/. Квантование в этом аспекте также рассматривали Фейнман /18/ и Джаст /19/. Анализируя диаграммы Фейнмана в приближении слабого поля, Захаров /20/ и Джаст /21/ показали, что виртуальные гравитоны переносят спины 2 и 0, но не 1. Хорошее физическое обсуждение

В третьей главе получены также семейство уравнений для массивного тензорного поля без спина I. Найденные массовые члены для тензорного поля хотя и похожи на космологический член Эйнштейна, но отличаются от него и нарушают, конечно, общековариантность.

Подчеркнем отличие нашего подхода по идеям и результатам от подхода Янга-Миллса /25/, распространенного на общую теорию относительности Утиямой , Кибблом и Бродским, Иваненко и Соколиком /26/: а) группа преобразований у нас не постулируется, а выводится как средство ограничения спина тензорного поля, б) работая именно с тензорным полем, мы не встречаем неоднозначностей, в) мы охватываем случаи как нулевой, так и ненулевой массы.

Глава 4 посвящена взаимодействию спиноров с тензорным полем со спином 2 , но без спина I.

Мы специально выделили поиск группы вариаций спиноров, нужных в тождестве (4), поскольку они оказались существенно нелинейными по тензорному полю, что представляет самостоятельный интерес. Именно, вариация спинорного поля записывается в виде

$$\delta^{*}\psi=-a\lambda^{\rho}\partial_{\rho}\psi+\frac{1}{4}ia\,\sigma_{\nu\mu}\Big(\partial_{\mu}\lambda^{\nu}+\sum_{m,n=0}^{\infty}a^{m+n}c_{mn}h^{\mu\rho_1}h^{\rho_1\rho_2}\dots h^{\rho_m\rho}(\partial_{\rho}\lambda^{\tau}+\partial_{\tau}\lambda^{\rho})h^{\tau\tau_1}h^{\tau_1\tau_2}\dots h^{\tau_n\nu}\Big)\psi, \quad (8)$$

где коэффициенты c_{mn} задаются производящей функцией $G(x,y)=\sum c_{mn}x^m y^n=\frac{1}{2}\frac{\sqrt{1+x}-\sqrt{1+y}}{\sqrt{1+x}+\sqrt{1+y}}$.

При нулевой массе тензорного поля, т.е. в теории тяготения, (8) представляет собой закон преобразования спиноров в теории тяготения Эйнштейна. В таком подходе гравитационное взаимодействие фермионов полностью выражается через гравитационное поле в виде бесконечного ряда, так же, как и в случае других полей. Это позволяет, в принципе, рассчитывать гравитационные взаимодействия спиноров в любом порядке по гравитационной константе.

Отметим, что после работ Фока и Иваненко /27,28/ для описания спиноров в общей теории относительности часто используют тетрадный формализм. В рамках общего тетрадного формализма неясно, как представить гравитационное взаимодействие в явном виде через гравитационное поле для счета эффектов по Гупта /II,I2/ и Фейнману /I8/ . Фактически в примененном нами теоретико-групповом подходе также возникает некоторая модификация тетрады, величина $r^{\mu\nu}$, которая, однако, явно выражена через гравитационное поле в виде ряда, и оба её индекса равноправны и относятся к одному и тому же общему базису (у тетрад же один из индексов относится к общему базису, а второй к локально ортогональному).

основных пунктов полевого подхода можно найти у Тирринга /2I/ и Бладмена /22/. Недавно теория безмассовых частиц со спинами I и 2 обсуждалась в рамках S - матричного формализма и теории возмущений Вайнбергом /23-24/. Однако, пытаясь вывести уравнения Эйнштейна, он пока не продвинулся дальше приближения слабого поля.

В главе 5 исследуется антисимметричное тензорное поле $f_{\mu\nu}$. При ненулевой массе это поле обладает двумя спинами I (в системе покоя им соответствуют f_{4k} и f_{ik}), знак энергии для которых противоположен. Обсуждаются возможные теории, в которых массивное антисимметричное поле переносит только один спин I, и вопросы их эквивалентности, в соответствии с 29 векторным теориям.

Неожиданная ситуация обнаружилась нами при анализе антисимметричного тензорного поля с массой ноль. Известно, что для частиц с нулевой массой спиральности (проекция спина на импульс) становится релятивистским инвариантом, а понятие спина, строго говоря, теряет смысл. Система ($2s$ + I) состояний массивной частицы со спином s в пределе массы ноль перестает быть неприводимой, распадается и описывает совокупность частиц с разными значениями спиральности. При обычном описании спина s полностью симметричным тензором s-го ранга с нужными условиями, приведенными в главе I, в пределе массы ноль возникают только максимальные значения спиральности (±I для фотона, ±2 для гравитона). Возникает вопрос, как описывать безмассовые частицы со спиральностью, меньшей чем s, в которые также переходят массивные частицы со спином s в пределе $m=0$. Оказывается, для этого следует использовать не полностью симметризованные тензоры, способные описывать спин s при ненулевой массе. В пятой главе проанализирован случай антисимметричного тензорного поля и показано, что в пределе нулевой массы она имеет спиральность 0. Во взаимодействии это поле обладает спином I, в точности так же, как электромагнитное. Свойства этой частицы дополнительны к свойствам фотона (тензор - потенциал вместо вектор-потенциала, вектор-напряженности вместо тензора напряженности фотона), и поэтому она названа "нотоф". Трудно сказать что-либо о её существовании, указаний пока нет.

Шестая глава посвящена восьмиричному векторному формализму для группы $SU(3)$, который будет существенно использован в следующей главе при исследовании совокупности сохраняющихся тензорных токов. Обычно применяется кварковый формализм, в котором октет представляется тензором с двумя индексами, декаплет - тензором с тремя индексами, а для описания представления 27 требуется уже четыре индекса. Это очень удобно в случае низших представлений, однако становится несколько громоздким из-за обилия индексов уже для мультиплетов IO и 27. В группе вращений или в группе Лоренца для описания целого спина чаще используют не спинорный (соответствующий кварковому), а векторный формализм. Подобно этому, в группе $SU(3)$ представления, соответствующие целому заряду и гиперзаряду, можно описывать в "векторном", восьмиричном формализме. Тогда октеты представляются величинами с одним индексом, пробегающим 8 значений, а IO-плеты и 27-плеты - тензорами только с двумя индексами, что позволяет изобразить их плоскими матрицами 8 x 8, подобно тому, как октет в кварковом подходе изображают матрицей 3 x 3. В этой главе построена соответствующая система матриц размерности 8 x 8 и исследована их алгебра. Заодно установлен ряд соотношений (большинство из которых мы не встречали в литературе) для структурных констант $SU(3)$. Развиваемая алгебра полезна при анализе структур амплитуд и взаимодействий.

В седьмой главе показано, что популярная сейчас группа $SU(6)$ может быть связана с определенной системой сохраняющихся тензорных токов. Как говорилось выше, обычные группы внутренней симметрии (изотопическая, $SU(3)$) связаны с сохраняющимися векторными токами. Четвертые компоненты этих токов дают вторично-квантованные генераторы. Будучи трехмерными скалярами, они не могут перепутывать разные спиновые состояния полей. Нам хотелось бы подчеркнуть, что преобразования группы $SU(6)$, для которых характерно спиновое перепутывание, могут порождаться только тензорными токами, но не векторными. В этой главе построены локальные симметричные тензорные токи, синглет $J_{\mu\nu}$ и октет $J^{a}_{\mu\nu}$, которые генерируют релятивистские преобразования кварков, 35-, 56- и 189-плетов, совпадающие в системе покоя с преобразованиями $SU(6)$. Эти токи строго сохраняются в силу свободных уравнений движения. Попутно указана связь с часто обсуждаемой в литературе /30/ алгеброй токов, среди которых псевдовекторные токи являются по сути дела четвертыми компонентами некоторых сохраняющихся тензорных токов.

Теорию со взаимодействием можно мыслить как теорию, в которой тензорные токи $J_{\mu\nu}$ и $J^{a}_{\mu\nu}$ служат источниками для полей 2^+ (по аналогии с тем как сохраняющиеся векторные токи суть источники полей 1^-). Отсюда следует, во-первых, что фундаментальную роль должен играть супермультиплет 189, содержащий именно октет и синглет полей 2^+, такую же роль, как присоединенные представления (например, октет в $SU(3)$) для полей 1^-. Интересно, что экспериментально найденные резонансы 2^+ образуют как раз октет и синглет:

$$K^*(1430),\ T=\tfrac{1}{2},\ Y=\pm 1;\quad A_2(1320),\ T=1,\ Y=0;\quad f(1250),\ f'(1525),\ T=0,\ Y=0.$$

Обсуждаемая релятивизация группы $SU(6)$ по существу совпадает с указанной для кварков Саламом /31/, отличаясь от последней только тем, что три нерелятивистские спиновые матрицы дополняются в общей системе отсчета до антисимметричного тензора вместо 4-вектора у Салама. Её достоинство в том, что не потребовалось введения лишних импульсов (в отличие от релятивизаций типа $SL(6)$, $\tilde{U}(12)$ и т.д.), и поэтому не возникает трудностей с неинвариантностью свободных уравнений. Обычные свободные уравнения инвариантны относительно рассматриваемых преобразований. Однако имеется существеннейший недостаток: структурные соотношения, а, стало быть, и параметры рассматриваемой группы, зависят от 4-скорости. Фактически мы имеем дело с бесконечно-параметрической группой*), применение которой к

---

*) Разложение этой группы на подгруппы, изоморфные группе $SU(6)$, обсуждается в приложении к седьмой главе. Среди этих подгрупп содержится, в частности, группа $SU(6)_W$ и другие. Выделение таких подгрупп может оказаться полезным в S-матричном подходе, где в данной реакции можно использовать для выделения подгруппы импульсы частиц, но не в теории поля.

амплитудам незаконно, поскольку группа должна существенно модифицироваться взаимодействием, так чтобы стать конечно-параметрической не только при данной 4-скорости. Отметим, что тензор энергии-импульса так же, как мы видели выше, существенно модифицируется взаимодействием и становится нелинейным по полю тяготения. В главе 4 был найден и пример нелинейного закона преобразования - спинор в поле тяготения. По-видимому, сохраняющиеся тензорные токи также будут модифицироваться и становиться нелинейными при учете взаимодействия. В этом направлении сделаны только самые первые шаги.

Приведенные аргументы говорят в пользу того, что $SU(6)$ есть динамическая группа по терминологии Пайса. Другими словами, система взаимодействующих полей должна быть инвариантна относительно некоторой глубокой и очень сложной нелинейной группы, которая в применении к одночастичным состояниям редуцируется до $SU(6)$.

Так или иначе, сохраняющиеся тензорные токи генерируют преобразования $SU(6)$ в системе покоя, и можно думать, что в ближайшее время они станут объектом интенсивного исследования.

Основное содержание диссертации опубликовано в статьях /32-46/.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1966 г.

Литература

1. V.Bargmann, E.P.Wigner. Proc.Nat.Acad.Sci. USA, 34, 211 (1948).
2. Ю.М. Широков, ЖЭТФ 21, 748 (1958)
3. P.Federbush, K.Johnson, Phys.Rev.120, 1926 (1960).
4. K.Johnson, Nucl.Phys. 25, 431 (1961).
5. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, ЖЭТФ 45, 966 (1963), 46, 1049 (1964).
6. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов. Ann . of Phys.(N.Y.) 25, 358 (1963),
7. И.В. Полубаринов, Диссертация, Дубна, ОИЯИ, 1964.
8. E.Noether, Nachr.von der Kon.Ges. der Wissenschafen zu Gottingen,Math.-Phys.KL 2,225 (1962).
9. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Nuovo Cim. 23, 173 (1962).
10. J.J.Sakurai, Ann.Phys. (N.Y.), 11, 1 (1960).
11. S.N.Gupta, Rev.Mod.Phys. 29, 334 (1957).
12. S.N.Gupta, Proc.Phys.Soc. A65, 808 (1952);
13. T.De Donder, Le gravifique Einsteinienne, Paris, 1921.
14. K.Lanczos, Phys.Zs.23, 537 (1923).
15. A.Papapetrou, Proc.Roy.Irish.Acad.A25, 11 (1948).
16. В.А. Фок, Теория пространства-времени и тяготения, ФМ, Москва, 1961.
17. N.Posen, Phys.Rev. 57, 147, 150 (1940).

18. R.P.Feynman, Acta Physica Polonica, 24, 697 (1963).
19. K.Just, Nuovo Cim. 34, 567 (1964).
20. В.И. Захаров, ЖЭТФ, 48 , 303 (1965)
21. W.Thirring, Ann.Phys. (N.Y.), 16, 69 (1961).
22. S.A.Bludman, preprint UCRL- 9176 (1960).
23. Weinberg S., Phys.Rev. 135, B1049 (1964).
24. S.Weinberg, Phys.Rev. 138, B988 (1965).
25. C.N.Yang, R.L.Mills, Phys.Rev. 96, 191 (1954).
26. R.Utiyama, Phys.Rev. 101, 1596 (1956).
26. T.W.Kibble, Journ.Math. Phys. 2, 212 (1961).
26. А.М. Бродский, Д.Д. Иваненко, Г.А. Соколик, ЖЭТФ, 41, 1307 (1961).
27. В.А. Фок, Д.Д. Иваненко, C.R.Paris, 188, 1470 (1929).
28. В.А. Фок, C.R.Paris, 189, 25, 1929, Zs.fur Physik, 57, 261 (1929).
29. N.Kemmer, Helv.Phys.Acta. 33, 829 (1960).
30. B.W.Lee, Phys.Rev.Lett. 14, 676 (1965).
31. A.Salam, Phys.Letters 13, 354 (1964).
32. В.И.Огиевецкий, И.В. Полубаринов, ЖЭТФ, 45, 237 (1963)
33. В.И.Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ. Курс лекций, т.2, стр. 160, 1964 .
34. В.И. Огиевецкий, Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ . Курс лекций, т.3. стр. 5, 1964 ,
35. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий 1964 г. в Дубне, т.I, стр.755.
36. В.И. Огиевецкий, ЖЭТФ, 47, 966 (1964) ,
37. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, препринт ОИЯИ , P-1822 (1964) ; 677 (1966) .
38. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Тезисы докладов Второй советской гравитационной конференции, стр.147, Тбилиси, 1965 .
39. В.И.Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Тезисы докладов Второй советской гравитационной конференции, стр. 174, Тбилиси, 1965 .
40. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, ЖЭТФ, 48 , 1625 (1965) .
41. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов,ДАН СССР , 166, 584 (1966) .
42. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, ДАН СССР, 166 , 839 (1966) .
43. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Ann.Phys. (N.Y.) 35 , 167 (1965) .
44. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Препринт ОИЯИ , P-2330 (1965), ЯФ (в печати).
45. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов, Препринт ОИЯИ P-2559 (1966), ЯФ (в печати).
46. В.И.Огиевецкий, И.В.Полубаринов. Препринт ОИЯИ E-2681 (1966).