

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

530.145

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ*)

Ю. Швингер

Релятивистская квантовая теория поля была создана около тридцати пяти лет назад усилиями Дирака, Гейзенберга, Паули и многих других. Однако этот подросток задержался в своем развитии. Он достиг зрелости лишь семнадцать лет спустя. Мы собрались здесь, чтобы отметить именно это событие. Я бы хотел, однако, сегодня вкратце обсудить последующие, более зрелые стадии развития теории.

Я начну с описания логических основ релятивистской квантовой теории. Я намереваюсь дать не сухое изложение безжизненных «аксиом», а, скорее, краткий набросок органического роста теории и ее развития как синтеза квантовой механики и теории относительности. Фактически релятивистская квантовая механика — объединение принципа дополненности Бора с принципом относительности Эйнштейна — и есть квантовая теория поля. Я прошу быть снисходительными к тому способу изложения, которого я зачастую должен буду придерживаться.

Математика служит естественным языком теоретической физики. Она является незаменимым инструментом для проникновения в те области физических явлений, которые лежат далеко за пределами повседневного опыта, на основе которого и создан общепринятый язык.

Улучшения в формальной записи квантовомеханических принципов, использующих концепцию действия, были интересным побочным продуктом работы в квантовой теории поля. Как мои усилия в этом направлении¹, так и усилия Фейнмана², который предпринял их раньше меня, основывались на работе Дирака относительно соответствия между квантовыми функциями преобразования и классическим действием. Однако мы шли совершенно различными путями, что привело к появлению двух разных формулировок квантовой механики; их можно определить соответственно как дифференциальную и интегральную формулировки.

Чтобы указать на их преимущества, я покажу, как дифференциальная формулировка использует принцип соответствия и рассматривает на равных правах два разных типа квантовых динамических переменных. Именно эти два типа переменных необходимы для описания двух известных из опыта видов статистики частиц. Обычные свойства переменных q_k, p_k ($k=1, \dots, n$) заданной квантовой системы дают возможность вывести вид квантового принципа действия, который есть не что иное, как некое дифференциальное утверждение о временных функциях преобразования

$$\delta \langle t_1 | t_2 \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle t_1 | \delta \left[\int_{t_2}^{t_1} dt L \right] | t_2 \rangle, \quad (1)$$

*) J. Schwinger, Relativistic Quantum Field Theory, Nobel Lecture, December 11, 1965. Preprint les Prix Nobel en 1965. The Nobel Foundation, Stockholm, 1966. Перевод И. М. Дрёмина.

справедливое для определенного класса кинематических и динамических вариаций.

Квантовый оператор, лагранжиан *) этой системы, может быть записан в симметричной форме

$$L = \sum_{k=1}^n \frac{1}{4} \left(p_k \frac{dq_k}{dt} - q_k \frac{dp_k}{dt} + \frac{dq_k}{dt} p_k - \frac{dp_k}{dt} q_k \right) - H(q, p, t). \quad (2)$$

Симметрия будет видна еще более четко, если записать все переменные в виде $2n$ -компонентного эрмитова вектора $z(t)$:

$$L = \frac{1}{4} \left(za \frac{dz}{dt} - \frac{dz}{dt} az \right) - H(z, t). \quad (3)$$

Здесь a есть вещественная антисимметричная матрица, которая связывает только дополнительные пары переменных.

Функция преобразования зависит явно от выбора конечных состояний и неявно от динамической природы рассматриваемой системы. Если последняя не меняется со временем, то любое изменение функции преобразования обусловлено лишь изменением конечных состояний, что записывается в виде

$$\delta \langle t_1 | = \frac{i}{\hbar} \langle t_1 | G_1, \quad \delta | t_2 \rangle = -\frac{i}{\hbar} G_2 | t_2 \rangle. \quad (4)$$

Здесь G_1 и G_2 — эрмитовы бесконечно малые операторы, построенные из динамических переменных системы, взятых в соответствующие времена. Тогда для заданной динамической системы имеем

$$\delta \left[\int_{t_2}^{t_1} dt L \right] = G_1 - G_2. \quad (5)$$

Это и есть квантовая форма принципа наименьшего действия, или принципа Гамильтона, поскольку в правой части равенства не содержится никаких следов от вариаций в промежуточные между t_1 и t_2 времена. Из принципа наименьшего действия следуют уравнения движения для динамических переменных и точные выражения для бесконечно малых операторов $G_{1,2}$. Интерпретация этих операторов как генераторов преобразования состояний и динамических переменных позволяет записать коммутационные соотношения. Таким образом, все квантовые динамические аспекты поведения системы выводятся из единого динамического принципа. Характерный вид коммутационных соотношений, получаемых при симметричном рассмотрении обычной квантовой системы, задается в матричной форме следующим образом:

$$[z(t), z(t)] = i\hbar a^{-1}. \quad (6)$$

Подчеркнем особо, что антисимметрия коммутатора соответствует антисимметрии матрицы a .

Теперь можно задать вопрос, описывает ли эта общая форма оператора лагранжиана

$$L = \frac{1}{4} \left(xA \frac{dx}{dt} - \frac{dx}{dt} Ax \right) - H(x, t) \quad (7)$$

квантовые системы другого сорта, когда свойства матрицы A и эрмитовых переменных заранее не заданы. Впрочем, существует одно общее ограничение на матрицу A . Она должна быть антиэрмитова, что, например, имеет

*) Часто в литературе L называют функцией Лагранжа. (Прим. перев.)

место для вещественной антисимметричной матрицы a . Имеется только одна, отличная от этой, простая возможность. Это — случай мнимой симметричной матрицы. Матрицу такого типа мы запишем в виде $i\alpha$, где α вещественна и симметрична. Соответствующие переменные мы обозначим через $\xi(t)$. Замена антисимметричной матрицы a на симметричную α требует замены антисимметричных коммутаторов для $z(t)$ на симметричные антикоммутаторы для $\xi(t)$. И действительно, равенство

$$\{\xi(t), \xi(t)\} = \hbar\alpha^{-1} \quad (8)$$

определяет собой квантовую природу этого второго класса квантовых переменных. Этот класс уже не имеет классического аналога. Для согласованности различных аспектов развитого формализма требуется только, чтобы оператор лагранжиана был четной функцией квантовых переменных этого второго типа.

В квантовой механике время появляется в виде непрерывного параметра, который представляет абстракцию динамической роли измерительного прибора. Из требования релятивистской инвариантности вытекает необходимость расширения такой абстракции не только на временные, но и на пространственные координаты. Положение о том, что локальные пространственно-временные измерения являются полезной, хотя практически нереализуемой идеализацией, может быть и неправильным, однако было бы серьезной ошибкой упустить эту возможность на основе априорных соображений об измеримости. Микроскопическое измерение не может быть интерпретировано, если нет теории. Понятия об идеализированном измерении, которые неявно содержатся в данной теории, должны быть приняты или отклонены в соответствии с тем, достигла ли эта теория в конце концов успеха или потерпела неудачу при выполнении поставленных задач. Квантовая теория поля не потерпела неудач ни при одной существенной проверке. В ближайшем будущем не предвидится какой-либо новой решающей проверки.

Классическая механика является детерминированной теорией. Знание состояния в данный момент времени допускает точное предсказание результатов измерения любого свойства системы. В противоположность этому квантовая механика детерминирована только статистически. Если известно начальное состояние, то можно предсказать только вероятность того или иного результата измерения любого свойства этой системы, а не результат отдельного микроскопического наблюдения. Однако обе теории удовлетворяют принципу причинности — знание состояния в один момент времени подразумевает знание состояний в последующие моменты. Квантовое состояние задается определенными значениями оптимального набора совместных физических характеристик, число которых связано с числом степеней свободы системы. В релятивистской теории понятия «прежде» и «после» не имеют смысла для областей, которые связаны пространственноподобным интервалом. Это означает, что измерения, которые проводились в различных областях, связанных пространственноподобным интервалом, причинно независимы, т. е. совместны. Такие измерения могут служить для полного описания состояния. Однако поскольку нет никаких ограничений на число таких отдельных пространственных областей, которые можно рассматривать, то релятивистская квантовая система обладает бесконечным числом степеней свободы.

Последнее утверждение, помимо прочего, служит неявным указанием на основное свойство, которым должна обладать математическая формулировка физических теорий, — математическое описание природы нечувствительно к изменению физически несущественных деталей. Бесконечный полный пространственный объем является идеализацией конечного объема,

определяемого макроскопическим измерительным прибором. Произвольно малые элементы объема являются идеализациями клеток с линейными размерами, много меньшими некоего наименьшего физически важного расстояния. Таким образом, было бы более точным утверждать, что релятивистская квантовая система обладает исключительно большим, но конечным числом степеней свободы.

Отличительные черты релятивистской квантовой механики следуют из идеи о том, что каждый малый элемент трехмерного пространства в данный момент времени физически не зависит от остальных таких же элементов объема. Выпишем явным образом разные степени свободы системы: точку трехмерного пространства (в предельном смысле), а также конечное число других величин. Тогда динамические переменные можно записать в виде конечного числа эрмитовых операторных функций пространственно-временных координат, т. е. в виде квантовых полей:

$$x_{a, \mathbf{x}}(t) \equiv x_a(t = x^0, \mathbf{x}). \quad (9)$$

Динамическая независимость отдельных элементов объема проявляется в виде соответствующей аддитивности оператора лагранжиана

$$L = \int dx \mathcal{L}, \quad (10)$$

где функция Лагранжа $\mathcal{L}$ *) описывает динамическую ситуацию в бесконечно малой окрестности точки. Характерная производная по времени или кинематическая часть L проявляется аналогичным образом и в $\mathcal{L}$ через переменные, связанные с данной точкой пространства. Принцип действия имеет полностью законченный релятивистский вид, если потребовать, чтобы он записывался одинаковым образом независимо от того или иного разбиения пространства-времени на пространство и время. Это требование обеспечивается, если ввести оператор действия, интеграл по времени от лагранжиана L , как интеграл от функции Лагранжа $\mathcal{L}$ по пространству-времени. Соответственно, мы требуем в качестве достаточного условия, чтобы последняя была скалярной функцией от переменных поля. Отсюда следует, что к члену с производной по времени добавляются подобные члены с производными по пространственным координатам. Это можно записать в виде

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} (x A^\mu \partial_\mu x - \partial_\mu x A^\mu x) - \mathcal{H}(x), \quad (11)$$

где A^μ — набор четырех конечномерных антиэрмитовых матриц. Конкретные физические поля связаны с конкретным видом матриц A^μ . Например, для поля ϕ , подчиняющегося статистике Бозе — Эйнштейна, эти матрицы вещественны и антисимметричны; для поля ψ , подчиняющегося статистике Ферми — Дирака, они мнимы и симметричны. Наконец, границы четырехмерной области интегрирования, образованные трехмерным пространством в начальный и конечный моменты времени, описываются путем введения инвариантного понятия пространственноподобной поверхности σ , трехмерной гиперповерхности, каждая пара точек которой связана пространственноподобным интервалом. В результате принцип действия в релятивистской квантовой теории можно записать в инвариантной форме (здесь мы используем такие единицы, в которых $\hbar = c = 1$):

$$\delta \langle \sigma_1 | \sigma_2 \rangle = i \langle \sigma_1 | \delta \left[\int_{\sigma_2}^{\sigma_1} dx \mathcal{L} \right] | \sigma_2 \rangle. \quad (12)$$

*) Часто в литературе термин функция Лагранжа используется для функции L , а $\mathcal{L}$ называется лагранжианом или плотностью функции Лагранжа. Однако в данной статье сохранена терминология, которую использует автор. (Прим. перев.)

Относительность есть не что иное, как утверждение об эквивалентности (в рамках некоторого класса) описаний, связанных с подобными, но различными измерительными приборами. Пространственно-временные координаты служат абстракцией той роли, которую измерительный прибор играет в определении пространственно-временной системы координат. Из опыта следует, что при всех положениях в пространстве и времени и ориентациях измерительного прибора описание системы не меняется. Этот факт находит свое выражение в математическом требовании инвариантности относительно группы собственных ортохронных неоднородных лоренцовских преобразований, действующих на непрерывные числовые координаты. При квантовомеханическом описании появляется и другой числовой элемент, который служит мерой произвола и выражает аспект относительности. Я имею в виду применение при квантовомеханическом описании комплексных чисел и математической эквивалентности двух квадратных корней из -1 , т. е. $\pm i$. Какие основные свойства любого измерительного прибора доступны, в принципе, нашему контролю, но представляют нам выбор только из двух альтернатив? Ответ ясен — макроскопическая материальная система может состоять из вещества или из антивещества! Однако не будем из этого делать чересчур поспешного вывода о том, что прибор из вещества полностью эквивалентен аналогичному прибору из антивещества. Характерной чертой квантовой механики является то, что разграничительная линия между прибором и исследуемой системой может быть проведена до некоторой степени произвольно, пока измерительный прибор обладает теми классическими характеристиками, которые необходимы для однозначной записи результатов наблюдения. Для сохранения этой черты необходимо производить замену вещества на антивещество во всем ансамбле, состоящем из макроскопического прибора и микроскопической системы. Поскольку с точки зрения наблюдателя эта дуальность проявляется в алгебраическом знаке электрического заряда, то при такой замене должен измениться знак у вектора электрического тока j^μ , тогда как тензор $T^{\mu\nu}$, определяющий собой поток энергии и импульса, останется неизменным. Но точно такой же эффект получается в результате преобразования координат, при котором производится отражение всех четырех координат.

Принцип действия не сохраняет своего вида, если произвести только одно из двух преобразований — замену i на $-i$ или отражение всех координат, но при совместном действии обоих преобразований форма принципа действия не меняется. Объясним более подробно. Операция комплексного сопряжения эрмитовых операторов эквивалентна перемене порядка операторов при умножении, что, естественно, приводит к различию между полями, подчиняющимися разной статистике. Отражение всех координат, являющееся собственным преобразованием, можно произвести при помощи вращений соответствующего евклидова пространства, полученного путем введения мнимых координат по оси времени $x_4 = ix^0$. Это преобразование изменяет свойства вещественности, различающие поля с целым и полуцелым спинами. Совместное действие этих двух преобразований приводит к замене функции Лагранжа

$$\mathcal{L}(\varphi_{\text{int}}, \varphi_{1/2 \text{ int}}, \psi_{\text{int}}, \psi_{1/2 \text{ int}}) \quad (13)$$

на

$$\mathcal{L}(\varphi_{\text{int}}, i\varphi_{1/2 \text{ int}}, i\psi_{\text{int}}, \psi_{1/2 \text{ int}}). \quad (14)$$

Если рассматривать только поля вида $\varphi_{\text{int}}, \psi_{1/2 \text{ int}}^*$), что является отражением эмпирической связи между спином и статистикой, то форма записи

*) Индекс int означает целый, а индекс 1/2 int — полуцелый спин. (Прим. перев.)

принципа действия не меняется. Это свойство инвариантности принципа действия *) отражает относительность понятий вещества и антивещества. Именно в этом и заключается содержание так называемой *ТСР*-теоремы. Аномальное поведение полей типа $\varphi_{1/2 \text{ int.}}$, ψ_{int} при таких преобразованиях служит основой для теоретического отклонения этих возможностей, как противоречащих общим физическим требованиям положительной определенности, именно положительной определенности вероятности и положительности энергии.

Понятие о пространственноподобной поверхности не ограничено плоскими поверхностями. Согласно принципу действия бесконечно малая деформация пространственноподобной поверхности, на которой определено данное состояние, изменяет это состояние следующим образом:

$$\delta \langle \sigma | = i \langle \sigma | \int d\sigma_\mu T^{\mu\nu} \delta x_\nu. \quad (15)$$

Это есть бесконечномерное релятивистское обобщение уравнения Шредингера

$$\delta \langle t | = i \langle t | H (-\delta t). \quad (16)$$

Эта система дифференциальных уравнений должна удовлетворять условиям интегрируемости. Последние эквивалентны неким утверждениям относительно коммутаторов элементов тензора $T^{\mu\nu}$. Поскольку любое локальное преобразование можно представить в виде совокупности переносов и поворотов системы координат, то операторная запись групповых свойств преобразований Лоренца должна быть следствием этих условий на коммутаторы. При этом основную роль играют коммутаторы плотностей энергии T^{00} , взятых при одинаковых временах. Они описывают все аспекты релятивистской инвариантности, вытекающие из наличия четвертой компоненты у пространства-времени. Система, инвариантная относительно трехмерных поворотов и вращений, будет лоренц-инвариантной, если при равных временах имеет место условие

$$-i [T^{00}(x), T^{0k}(x')] = -(T^{0k}(x) + T^{0k}(x')) \partial_k \delta(x - x'). \quad (17)$$

Это условие является достаточным. Вообще говоря, могут появиться и дополнительные члены с более высокими производными от дельта-функции. Однако существует выделенный класс физических систем, при рассмотрении которого не появляется никаких добавочных членов. Такие системы я буду называть локальными.

Термин «локальная система» может быть физически определен в рамках использованной выше техники или, что то же самое, рассматривая условие на коммутаторы как требование измеримости некоторого свойства системы, проявляющегося при действии на систему слабого внешнего гравитационного поля⁶. В этом случае существенную роль играет лишь потенциал g_{00} внешнего гравитационного поля. Физическая система является локальной, если операторы $T^{\mu\nu}$, которые могут явно зависеть от g_{00} , взятого в тот же момент времени, не зависят от производных g_{00} по времени. Класс локальных систем ограничен⁶ полями со спином 0, $1/2$, 1. Такие поля выделены по сравнению с полями с более высоким спином их физической простотой. Конечно, правомерно поставить вопрос о том, можно

*) В первых двух работах, указанных в цитированной литературе¹, я предполагал инвариантность относительно отражения координат и показал эквивалентность связи между спином и статистикой и инвариантности принципа действия относительно совместной операции отражения времени и комплексного сопряжения. Позднее Паули заметил, что гипотеза об инвариантности относительно отражения координат не является необходимой.

ли построить согласованные релятивистские квантовые теории поля для нелокальных систем.

Условие, налагаемое на коммутатор плотностей энергии, является весьма полезной проверкой релятивистской инвариантности. Всего лишь около месяца назад я использовал это условие для исследования вопроса о том, может ли релятивистская квантовая теория поля использоваться для описания не только электрического, но и магнитного заряда. Много лет назад Дирак указал, что существование магнитного заряда означало бы квантование электрического заряда в том смысле, что произведение этих двух элементарных зарядов, $eg/\hbar c$, могло бы принимать лишь определенные значения. Согласно Дираку эти значения должны были бы быть любыми целыми или полужелыми числами. В последние годы теоретическая возможность существования магнитного заряда рассматривалась с разных точек зрения. Наиболее серьезным аргументом против нее служило то, что эта концепция приводит к нарушению лоренц-инвариантности. На языке теории поля это иногда выражают в виде утверждения, что для системы, состоящей из чисто электромагнитного поля и полей—носителей электрического и магнитного зарядов, нельзя построить явно скалярную функцию Лагранжа. Верно, что не существует никакой релятивистски-инвариантной теории для произвольных e и g , так что не может существовать и какого-либо формально инвариантного ее варианта. На самом же деле предположение, что $\mathcal{L}$ есть скаляр, не является необходимым, и должно быть заменено на более общие требования, которые совместимы с принципом действия. Однако условие, налагаемое на коммутатор энергии, можно еще применять. Мне удалось показать, что можно построить операторы плотности энергии и момента, удовлетворяющие условию, налагаемому на коммутатор, а также соответствующим требованиям в трехмерном пространстве, в том случае, если отношение $eg/\hbar c$ принимает дискретный ряд значений. Эти значения должны быть целыми числами! Это требование ограничивает набор значений сильнее, нежели условие квантования Дирака. Такие общие рассуждения не проливают свет на проблему о возможности экспериментального обнаружения магнитного заряда. Они лишь подчеркивают тот факт, что эту новую теоретическую возможность не следует легко упускать.

Гравитационное поле не является физической системой, которая удовлетворяет условию, налагаемому на коммутаторы требованием локальности. Однако это поле, подобно электромагнитному, следует рассматривать особо. При этом надо полностью использовать концепцию релятивистских полей. Динамика электромагнитного поля характеризуется инвариантностью относительно градиентных преобразований, при которых фаза каждого поля — носителя заряда — изменяется произвольным, но непрерывным образом в каждой пространственно-временной точке, тогда как электромагнитные потенциалы претерпевают неоднородные преобразования. Введение гравитационного поля приводит, помимо использования обобщенных координат и их преобразований, к введению в каждой точке независимой лоренцевской системы координат. Градиентные преобразования гравитационного поля совершаются при помощи произвольной переориентации этих локальных систем координат в каждой точке. При этом гравитационные потенциалы преобразуются линейно и неоднородно. Можно провести формальное обобщение на случай гравитационного поля принципа действия⁷ и условий совместности⁸, аналогичных условию, налагаемому на коммутатор плотностей энергии. Чтобы полностью оценить этот «волевой акт», надо ясно представлять себе, что оператор, выступающий в роли плотности энергии, является функцией гравитационного поля, которое само зависит от плотности энергии. Таким

образом, объект, подвергаемый проверке, известен нам лишь в неявной форме. Оказывается также, что при наличии гравитационного поля детальное описание пространственного распределения энергии не имеет никакого физического значения. В этом случае физический смысл имеют лишь интегральные характеристики или, что то же, асимптотические свойства полей. Именно в процессе дальнейшего изучения таких граничных условий можно надеяться достичь понимания важности гравитационного поля как физического посредника между микроскопическим и макроскопическим мирами, между атомом и галактикой.

Я довольно долго говорил о полях. Однако результаты эксперимента описываются на языке частиц. Как связаны между собой эти две концепции? Вернемся на мгновение к ранним этапам в истории развития рассматриваемого вопроса. Квантованное поле появляется вначале как средство описания произвольного числа неразличимых частиц. Оно определяется как создатель или поглотитель частицы в заданной точке пространства-времени. Эта картина несколько изменилась вследствие того развития квантовой электродинамики, в которое внесли свой вклад Фейнман, Томонага, я и многие другие. Пришло понимание того, что наблюдаемые свойства так называемых элементарных частиц в некоторой степени определяются их взаимодействиями. При этом поля, используемые при динамическом описании, соответствовали невзаимодействующим, или «голым», частицам; однако было и прямое соответствие физическим частицам. Здесь существенную роль играла слабость электромагнитных взаимодействий, характеризуемая малой величиной измеренной на опыте постоянной тонкой структуры $e^2/\hbar c$, поскольку та же самая точка зрения оказалась катастрофически непригодной для случая сильно взаимодействующих нуклонов и мезонов. Возникшее в результате этого широко распространенное разочарование в квантовой теории поля является печальной главой в истории теоретической физики высоких энергий, хотя именно эта теория привела к тому, что было обращено внимание на ряд полезных феноменологических методик расчета.

Большое качественное отличие слабо взаимодействующих и сильно взаимодействующих систем поразило меня, когда я поразмыслил над этим. Я кратко изложу вам ход своих рассуждений⁹. В отсутствие взаимодействия существует непосредственная связь между квантованным максвелловским полем и физической частицей с нулевой массой — фотоном. Отсутствие массы у фотона является отражением на языке частиц того свойства поля, что электромагнитные силы не обладают строго определенной областью действия, а ослабевают по геометрическому закону. Одним из наиболее важных следствий взаимодействия в квантовой электродинамике служит явление поляризации вакуума. Переменное электромагнитное поле приводит к появлению вторичных токов даже в отсутствие рождения реальных частиц. В частности, локализованный заряд порождает вблизи себя заряд обратного знака, который частично нейтрализует действие данного заряда на больших расстояниях. Положение о том, что ослабление физических зарядов по сравнению с голыми зарядами дается некоторым универсальным множителем, служит основой для перенормировки заряда. Однако, как только мы допустили идею о частичной нейтрализации заряда, нельзя исключить и возможность полной нейтрализации его. Это произойдет, если сила взаимодействия станет настолько велика, что комбинация из противоположно заряженных частиц, имеющая ту же природу, что и фотон, станет настолько тесно связанной, что соответствующая масса обратится в нуль. В этом случае не остается никаких дальнедействующих полей, и частица без массы не существует. Итак, мы узнали, что связь между максвелловским

полем и фотоном не априорна, а содержит определенный динамический аспект — электромагнитное взаимодействие слабее, нежели критическое. Естественно сделать предположение, что существует другое такое поле, которое связано сильнее, чем критическое, с нуклонным зарядом — характеристикой, которой обладают все тяжелые фермионы. Эта гипотеза объяснила бы абсолютную стабильность протона по аналогии с электромагнитным объяснением стабильности электрона, не приводящим к противоречию с фактом единственности фотона.

Оператор поля есть не что иное, как локализованное возбуждение, которое, будучи применено к состоянию вакуума, рождает все возможные состояния с данной энергией и импульсом (или, что то же, с данной массой), которые обладают также другими отличительными чертами этого поля. Произведения операторов поля расширяют и, в конечном счете, исчерпывают собой различные классы таких состояний. Если в некотором произведении появляется дискретное значение массы, то это состояние является стабильной частицей, обладающей соответствующими характеристиками. Если же играет роль и небольшая окрестность данной массы, то ситуация соответствует случаю нестабильной частицы, время жизни которой обратно пропорционально ширине распределения этого возбуждения по массам. Количественные характеристики стабильных и нестабильных частиц, которые, в принципе, могут вытекать из данной динамической теории поля, не удастся предсказать, используя доступную в настоящий момент технику вычислений. Здесь, по выражению Ингмара Бергмана и Св. Павла, мы смотрим через стекло в темноту. Тем не менее, в качественно правдоподобном выводе о том, что при достаточно сильных взаимодействиях между небольшим числом полей появится значительное количество как стабильных, так и нестабильных частиц, заложена немалая надежда релятивистской квантовой теории поля.

На эксперименте обнаруживают все большее и большее число и разнообразие нестабильных частиц. Они, как кажется, не отличаются существенным образом от стабильных и долгоживущих частиц, вместе с которыми они группируются в проверяемые сейчас классификационные схемы. Естественно, следует надеяться, что эта приводящая в замешательство сложность есть просто динамическое проявление некоторого принципиально более простого основания, которое не обязательно должно наблюдаться непосредственно в форме каких-либо частиц. Понятие релятивистского поля служит определенной реализацией этого всеобщего «нащупывания» нового понимания вещества.

Существует экспериментальное свидетельство в пользу наличия такого упрощения на более глубоком динамическом уровне. Сильно взаимодействующие частицы были довольно успешно классифицированы с помощью определенной группы внутренней симметрии, а именно с помощью унитарной группы SU_3 . Мультиплеты, обнаруженные экспериментально, имеют размерности 1, 8 и 10. Однако фундаментальный триплет с размерностью 3 еще не найден. Трудно поверить в значение для физики каких-либо групп преобразования, если не допустить существования объектов, которые подвергаются преобразованиям этой группы. Соответственно этому я бы описал существующую ситуацию следующим образом. Имеются наборы фундаментальных полей, образующих триплеты¹⁰ по отношению к группе U_3 . Возбуждения, вызываемые этими полями, обладают очень большой массой и существенно нестабильны. Возбуждения мезонов и барионов, лежащие низко по массам, соответствуют произведениям этих фундаментальных полей. Если в виде конкретной модели приписать этим полям спин $1/2$, то достаточно рассмотреть определенные

произведения из двух и трех полей, чтобы описать соответственно основные свойства мезонов и барионов.

Убедительность такой картины подчеркивается ее ролью в физическом понимании последних достижений в области классификации по схемам симметрии. Предположение о том, что внутренняя группа симметрии SU_3 в сочетании с пространственно-временными преобразованиями снова образует большую унитарную группу SU_6 , является интригующим, хотя и не совсем понятным. Эта идея, вместе с ее релятивистскими обобщениями, привела к нескольким потрясающим количественным результатам. Однако существуют весьма важные принципиальные проблемы согласования лоренцевской инвариантности с любым объединением внутренних и пространственно-временных преобразований, как только мы настаиваем на немедленной интерпретации в терминах частиц. Ситуация меняется, если использовать пространственно-временную локализуемость, которая является отличительным свойством понятия поля¹¹. Предположим, что сила взаимодействия фундаментальных полей такова, что возбуждения поля в практически совпадающих точках описывают как раз возбуждение известных из опыта относительно низко лежащих частиц. Возникающие при этом квазилокальные структуры являются в некотором смысле полями, связанными с физическими частицами. Я называю их феноменологическими полями, чтобы отличить от фундаментальных полей, которые являются основными динамическими переменными системы. Линейные преобразования фундаментальных полей могут быть эквивалентны воздействию неких внешних возмущений, которые могут действовать как на унитарные, так и на спиновые степени свободы. Если эти возмущения достаточно слабы, то структура частиц не изменится. При этом феноменологические поля преобразуются линейно внутри определенных мультиплетов. Поэтому возможность того, что сильно локализованные взаимодействия феноменологических полей будут обладать соответствующей симметрией, отнюдь не представляется невероятной. Таким образом, совместные спиновые и унитарные преобразования служат средством для характеристики неких существенных свойств неизвестной еще динамики внутреннего поля физических частиц. Однако эти преобразования могут не иметь никакого значения в случае передачи возбуждений от точки к точке, и лишь более низкие симметрии могут остаться в окончательном описании частиц.

Понятие феноменологических полей является основным понятием при формулировке методов практических вычислений в теории сильно взаимодействующих полей. Оно служит для отделения трудной проблемы динамического происхождения физических частиц от более непосредственных вопросов, касающихся их свойств и взаимодействий. В аналогичной до некоторой степени ситуации, а именно в нерелятивистских многочастичных задачах, оказались весьма успешными методы и положения квантовой теории поля¹². При использовании относительно простых приближенных методов на их основе была прояснена целая область коллективных явлений. Я полагаю, что такое же будущее ждет и феноменологическую релятивистскую квантовую теорию поля. Она заменит собой те алгоритмы, которые были введены в период отхода от теории поля. Однако интуиция, которая столь хорошо служит при рассмотрении нерелятивистских задач, уже не помогает в этих новых условиях. Мы еще должны учитывать в рамках феноменологической теории поля, которая приведет к самосогласованному описанию взаимодействий частиц, точные правила, цель которых состоит в том, чтобы сильные фундаментальные взаимодействия приводили к образованию различных физических частиц. Но как только это будет сделано, то сколь же много мы

узнаем нового и сколь много останется неизвестным о том механизме, который строит вещество из более простых составляющих. Не находимся ли мы в настоящее время в положении

...гордого Кортеса, когда орлиным взором
Смотрел с горы в Дарьене он, безмолвной свитой окружен,
На Тихий океан с восторгом,
Его величием поражен *).

Теперь мне осталось лишь сказать: Tack så mycket för uppmärksamheten **).

Гарвардский университет

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **82**, 914 (1951); **91**, 713 (1953); Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. **46**, 883 (1960).
2. R. F e y n m a n, Revs. Mod. Phys. **20**, 36 (1948); R. F e y n m a n, A. H i b b s, Quantum Mechanics and Path Integrals, McGraw-Hill, N. Y., 1965.
3. W. P a u l i, Niels Bohr and the Development of Physics, McGraw-Hill, N. Y., 1955 (см. перевод статьи В. Паули в сб. «Нильс Бор и развитие физики», ИЛ, 1958).
4. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **127**, 324 (1962).
5. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **130**, 406 (1963).
6. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **130**, 800 (1963).
7. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **130**, 1253 (1963).
8. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **132**, 1317 (1963).
9. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **125**, 397 (1962); **128**, 2425 (1962).
10. J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **135**, B 816 (1964); **136**, B 1821 (1964).
11. J. S c h w i n g e r, Second Coral Gables Conference on Symmetry Principles at High Energy, W. H. Freeman and Co., San Francisco, 1965; Phys. Rev. **140**, B 158 (1965).
12. P. M a r t i n, J. S c h w i n g e r, Phys. Rev. **115**, 1342 (1959).

*) J. K e a t s, On first looking into Chapman's Homer [1816]. «The poetical works of John Keats», J. Bell, London. (Прим. перев.)

**) Большое спасибо за внимание.