

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-729

Д. В. Ширков

КВАНТОВЫЕ ПРИНЦИПЫ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПОЛЕЙ

1985

## I. Квантовые принципы

Теория элементарных взаимодействий микрочастиц, т.е. квантовая теория поля (КТП), в течение последних двух десятилетий испытывает все более ярко проявляющееся влияние ряда принципов, в том числе принципов симметрии особого типа, при формулировке которых существенно используются <sup>/I/</sup> квантовые понятия и представления.

Хронологически первым, четко осознанным принципом такого рода явился принцип локальной калибровочной симметрии (принцип ЛКС). В его основе лежит идея о ненаблюдаемости фазы полевой функции. Физическое содержание идеи тесно связано с квантовым характером этой функции, являющейся операторным обобщением релятивистской волновой функции Шредингера - Дирака. Таким образом, физическая интерпретация локальной калибровочной симметрии может быть дана лишь квантовому волновому полю. Без использования квантового соображения о ненаблюдаемости фазы, такая симметрия может быть введена лишь формально.

Вторым, широко используемым сейчас в актуальных квантово-полевых исследованиях, принципом, который целиком опирается на квантовые представления, является принцип суперсимметрии. Суперсимметрия устанавливает связи между квантовыми полями, подчиняющимися различным квантовым статистикам. Преобразования суперсимметрии "перепутывают" бозе- и ферми-поля, вследствие чего суперсимметрию нельзя сформулировать простым и естественным путем для классических полей.

Третьим принципом такого рода следует назвать принцип перенормируемости. Свойство перенормируемости, сформулированное в

в конце 40-х годов, первоначально представлялось как ограничение на выбор механизма взаимодействия полей, возможно, связанное с несовершенством доступных методов квантово-полевых расчетов. Эта точка зрения постепенно подверглась существенной трансформации, и в современной общепринятой формулировке свойство перенормируемости есть свойство классической модели взаимодействия полей, формулируемое как условие возможности построения его последовательной квантовой версии. Можно сказать, что перенормируемость эквивалентна квантуемости.

Обратим внимание на то, что как употребляемая при этом терминология, так и используемая идеология подразумевают первичность классического рассмотрения и вторичность квантового. Если же во главу угла поставить квантовое поле как единый универсальный физический объект, заменяющий поля и частицы классической физики и переходящий в них в надлежащих предельных случаях, то перенормируемость - квантуемость - приобретает другой смысл. Ее можно трактовать как условие существования внутренне непротиворечивой задачи взаимодействия квантовых полей, обладающей классическим аналогом заданного вида. Именно такой смысл мы и будем вкладывать ниже в принцип перенормируемости.

В следующем разделе мы рассмотрим физическое содержание и математическое оформление процедуры перенормировок в квантовой теории поля, что даст нам необходимый фундамент для дальнейшего обсуждения ее связи с ренормгруппой и наличием ультрафиолетовых расходимостей и, в конечном счете, для формулировки принципа перенормируемости. Это подведет нас к основному сюжету нашего исследования - установлению роли квантовых принципов в формировании облика современной теории квантовых полей.

Секретариат  
3  
УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
СРЕДНОУЧЕБНЫЙ

## 2. Процедура перенормировок

Процедура перенормировки проводится в процессе решения квантовых уравнений и в целом представляется в виде особого предписания, формулируемого дополнительно к основному закону движения. Это обстоятельство, а также невозможность простой физической интерпретации соотношений перенормировки вследствие их сингулярного характера, вызывает ощущение эстетической, а иногда и принципиальной неудовлетворенности<sup>/2/</sup>.

В последние годы общий интерес к перенормировкам значительно возрос, что имеет, по крайней мере, две причины. С одной стороны, процедура перенормировок явилась логической, хотя и довольно сложной, основой квантовополевой ренормгруппы, давшей мощный метод анализа ультрафиолетового поведения в КТП и, с незначительными модификациями, оказавшейся эффективной в ряде областей физики, весьма далеких от микрочастиц и их взаимодействий.

В то же время понятие перенормируемости в самой квантовой теории поля приобретает все большее значение. Критерий перенормируемости сыграл важную эвристическую роль при кварковом расширении стандартной модели электрослабых взаимодействий и в формировании понятия поколений фермионов. В новейших исследованиях по моделям суперобъединения, имеющим общую стратегическую цель построения квантовополевой схемы, объединяющей все четыре взаимодействия, включая гравитацию, на основе суперсимметрии (точнее, супергравитации), требование перенормируемости играет центральную роль. Далеко не случайно, что содержание понятия перенормируемости вновь и вновь привлекает внимание ведущих физиков-теоретиков (см., например<sup>/3,4/</sup>).

Процедура устранения ультрафиолетовых расходимостей технически распадается на два этапа: вспомогательную регуляризацию и вычитание сингулярных вкладов, т.е. собственно перенормировку. Наиболее естественной казалась регуляризация обрезанием в импульсном пространстве, легко ассоциируемая с "наглядной" операцией размазки точечных частиц в пространстве-времени. При этом подразумевалось, что локальную квантовую теорию поля можно представлять как надлежащий предельный случай нелокальной. Более детальное исследование показывает, что такую концепцию последовательно провести не удастся. Возникают трудности с сохранением симметрий, присущих локальной квантовой теории поля, таких, как симметрии относительно преобразований Пуанкаре, калибровочных преобразований и т.п. Этот разочарывающий факт был осознан довольно давно — в конце 40-х годов, вследствие чего к регуляризации стали относиться как к формальному техническому приему, не пытаясь вложить в нее каких-либо физических ассоциаций. Некоторое время весьма популярной в квантовой электродинамике (КЭД) была регуляризация Паули — Вилларса, формально опирающаяся на дополнительные вспомогательные поля с квантами очень большой, но конечной массы, обладающие к тому же индефинитной метрикой. В 50-х и 60-х годах такие поля никаких физических ассоциаций не вызвали и воспринимались чисто формально. Такое же отношение вызвала так называемая аналитическая регуляризация<sup>/5/</sup>, а также предложенная в начале 70-х годов размерная регуляризация<sup>/6/</sup>, т.е. регуляризация изменением числа измерений пространственно-временного многообразия на нецелое число  $D = 4 - \epsilon$ , отличающееся от 4 на бесконечно малую величину.

После явного вычисления регуляризованных фейнмановских интегралов наступает очередь вычитания сингулярностей. В вычитенных выражениях соответствующий параметр регуляризации (импульс обрезания, масса Паули - Вилларса  $\Lambda$  или бесконечно малый параметр размерной регуляризации  $\varepsilon = 4 - D$ ) устремляется к своему "физическому" значению ( $\Lambda \rightarrow \infty$ ,  $\varepsilon \rightarrow 0$ ). Возникающие, сингулярные в этом пределе, слагаемые, пропорциональные степеням и логарифмам  $\Lambda$  или степеням величины  $\varepsilon^{-k}$ , выделяются и затем "вычитаются", т.е. отбрасываются. Эта последняя, наиболее существенная, операция может быть формализована различными путями.

Обычно используют операцию введения в исходный лагранжиан так наз. контрчленов, т.е. дополнительных слагаемых, с сингулярными коэффициентами (пропорциональными  $\Lambda^n$ ,  $\ln \Lambda$  и  $1/\varepsilon$ ), вклады которых "погашают" сингулярные составляющие матричных элементов. Какого-либо приемлемого физического истолкования операции добавления сингулярных контрчленов дать не удастся. Эту, откровенно формальную, процедуру можно заменить на другую. Дело в том, что в пространственно-временном представлении проблема ультрафиолетовых расходимостей перемещается на световой конус, где пропагаторы Штукельберга - Фейнмана имеют особенности по переменной квадрата 4-интервала  $s^2 = c^2 t^2 - \vec{x}^2$ . Поскольку матричные элементы выражаются через произведения пропагаторов, то приходится иметь дело с произведениями подобных сингулярностей, например, квадратами дельта-функции Дирака  $\delta(s^2)$ . С математической точки зрения проблема сводится к задаче определения операции умножения обобщенных функций. Соответствующий раздел современной математики возник в 30-х -

40-х годах /7,8/, будучи вызван к жизни использованием объектов типа дельта-функции в работах по теоретической физике и особенно теории релятивистских полей.

С этой точки зрения проблема устранения расходимостей была рассмотрена в начале 50-х годов Н.Н. Боголюбовым и О.С. Парасиком /9/. Доказанная ими теорема с перенормировках с полной математической строгостью исчерпывающе решает задачу получения конечных выражений для элементов матрицы рассеяния в рамках теории возмущений, без обращения к контрчленам. Рецептурная часть теории Боголюбова - Парасика, так наз.  $\mathcal{R}$ -операция Боголюбова /10/, в течение последующих трех десятилетий является практической основой получения однозначных конечных результатов в перенормируемых квантовополевых теориях.

### 3. Физическое содержание перенормировок

Традиционный взгляд на физическое содержание термина "Перенормировка" непосредственно связан с его смысловым значением и восходит к наглядным представлениям о частицах, "одеваемых" тем или иным взаимодействием. Множители перенормировки связывают "голые" и "одетые" значения физических параметров, таких, как массы, константы связи и некоторые другие. Такой упрощенный взгляд долгое время поддерживался примером КЭД, где традиционная формулировка операции перенормировки, основанной на операции вычитания в импульсном пространстве, сводится в конечном счете к переопределению двух параметров - массы и заряда электрона.

Как выяснилось впоследствии, в общем случае не существует однозначного соответствия между исходными, "голыми" параметрами, входящими в лагранжиан, и перенормированными, "одетыми" ве-

личинами, имеющими непосредственный физический смысл, с помощью которых параметризуются результаты вычислений и наблюдаемые на опыте характеристики процессов их взаимодействий. Даже в наиболее простом с этой точки зрения случае квантовой электродинамики результаты вычислений, взятые в произвольной схеме перенормировки (например, в схеме размерной перенормировки), помимо перенормированных массы и заряда электрона содержат зависимость от дополнительного параметра  $M$ , имеющего размерность массы. Таким образом, например, в безмассовой электродинамике (или в ультрафиолетовом пределе обычной КЭД с массой) в результате перенормировки возникает размерный параметр, играющий роль масштаба в импульсном пространстве, параметр, аналога которому нет в исходном лагранжиане. Феномен "самопроизвольного" возникновения размерного параметра получил название размерной трансмутации.

Второй хорошо известный и весьма поучительный пример связан с моделью псевдоскалярного взаимодействия фермионов вкварского типа. В результате перенормировки в ней "самопроизвольно" возникает четверное самодействие псевдоскалярного поля, характеризующее своей константой связи. Модель с одной константой связи в результате перенормировки превращается в теорию с двумя механизмами взаимодействия и двумя независимыми константами связи.

Более новые примеры связаны с явлением спонтанного нарушения симметрии и эффектом Хиггса. Здесь происходят такие сложные с физической точки зрения явления, как "передача" физических степеней свободы от скалярного поля калибровочному векторному, приобретающему массу, и т.п. Мы имеем в виду ситуацию, когда в основе механизма спонтанного нарушения лежат квантовые эффекты /11/. Весьма любопытна ситуация в стандартной модели

электрослабого взаимодействия, где возникает возможность /12/ различного выбора характеристик, подвергающихся независимым перенормировкам. Наиболее экстремальная ситуация, по-видимому, имеет место в теории сильного взаимодействия. В то время как исходный квантовохромодинамический лагранжиан содержит массы кварков и константу кварк-глюонного взаимодействия, наблюдаемые данные параметризуются через характеристики адронов.

Таким образом, в общем случае соответствие между параметрами исходного лагранжиана и конечными величинами, используемыми для описания опытных данных, является весьма сложным даже на качественном уровне. В этой ситуации термин "перенормировки", вообще говоря, оказывается неадекватным каким-либо числовым операциям, сводящимся к изменению нормировок масс, зарядов и полевых операторных функций. Его следует воспринимать более опосредствованно, как процедуру установления соответствия между исходными, затравочными параметрами лагранжиана и физическими независимыми, используемыми для параметризации результатов вычислений и наблюдаемых величин.

#### 4. Размерная трансмутация и ренормгруппа

Параметр шкалы  $M$ , возникающий в процессе перенормировки, с чисто математической точки зрения на первый взгляд приводит к "дополнительной" однопараметрической степени свободы, а по существу к возникновению новой своеобразной симметрии, лежащей в основе ренормализационной группы. Этот параметр представляет собой неотъемлемый, чрезвычайно важный с физической точки зрения, атрибут процедуры перенормировки и заслуживает особого обсуждения.

Прежде всего следует установить его физический смысл. Наиболее просто это можно сделать на материале перенормировки заряда в квантовой электродинамике. Эта перенормировка, в силу тождества Уорда, целиком определяется перенормировкой фотонного пропагатора, причем произвол в выборе нормировки последнего полностью переносится на его инвариантный 4-импульсный аргумент, т.е. на импульс фотона, взаимодействующего с электроном. Физическое обсуждение наиболее адекватно проводится с использованием ренормгруппового понятия инвариантного (иначе эффективного или "бегущего") заряда электрона. Эта функция  $\bar{\alpha}(Q)$  описывает изменение с импульсом (а ее надлежащий фурье-образ  $\tilde{\alpha}(\tau)$  — с расстоянием) квадрата заряда электрона. Сам факт возникновения такой зависимости имеет чисто квантовую природу. Она отвечает эффекту частичной экранировки заряда электрона за счет процессов поляризации вакуума, сводящихся к виртуальной диссоциации фотона-пробника на электрон-позитронные пары.

Качественно зависимость  $\tilde{\alpha}$  от  $\tau$  изображена семейством кривых на рис. 1. Каждая кривая соответствует возможному поведению эффективного заряда до наложения условия соответствия с измеряемым на опыте значением заряда электрона. Обычно это условие накладывает в виде  $\bar{\alpha}(0) = 1/137$ , т.е. вводят одно число. Ясно, что в более общем случае каждая из кривых на рис. 1 может быть однозначно определена точкой на плоскости  $(|Q|, \alpha)$ , т.е. выбрана путем задания двух параметров  $\mu_i$  и  $\alpha_i$ , таким образом, что  $\bar{\alpha}(\mu_i^2) = \alpha_i$ . С этой точки зрения параметр шкалы  $\mu$ , возникающий в процессе

перенормировки, есть просто модуль 4-импульса фотона, используемого для измерения заряда. Ясно отсюда, что возникновение нового (по сравнению с классическим лагранжианом) параметра физически связано с переходом к квантовому рассмотрению, а не с сингулярным характером ультрафиолетовых вкладов и их перенормировками.

Таким образом, дополнительный параметр (в общем случае их может быть несколько) есть результат перехода от системы классических полей, описываемых исходным лагранжианом, к соответствующей квантовой задаче. В общем случае хорошо известно, что переход от классической системы к квантовой не является однозначным. Одной классической системе, вообще говоря, отвечает набор (может быть, бесконечный) квантовых систем. Выбор между ними требует введения и фиксирования некоторых дополнительных параметров. Эта идея восходит к известным высказываниям Нильса Бора [13], приведем к формулировке принципа дополнительности, а также принципа цельности. Их суть состоит в том, что для полной спецификации квантовой системы необходимо задать ее "макроскопическое окружение", т.е. указать макроскопические приборы и условия измерения. Именно они и характеризуются дополнительными параметрами.

Однако роль параметра шкалы этим не исчерпывается. Как было отмечено выше, он приводит к существованию ренормгруппы. Для того, чтобы проследить соответствующую логику рассуждений, вернемся к рис. 1 и допустим, что выбор одной из кривых произведен условием  $\bar{\alpha}(Q^2 = \mu^2) = \alpha$  и что мы имеем дело с безмассовой однозарядной теорией, например, безмассовой электродинамикой. Эффективный заряд можно теперь представить в виде функции

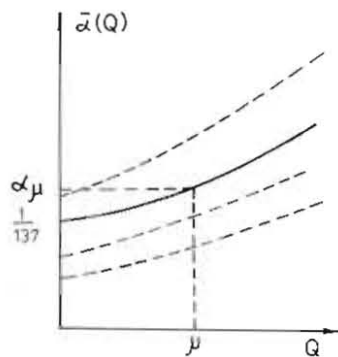


Рис. 1 Качественная зависимость эффективного заряда от импульса  $Q$  в КЭД. Условие  $\bar{\alpha}(\mu) = \alpha_\mu$  фиксирует выбор одной из возможных кривых.

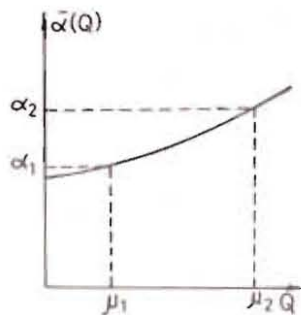


Рис. 2 Физическая кривая  $\bar{\alpha}(Q)$  может быть фиксирована любой парой  $(\alpha_i, \mu_i)$  так, чтобы  $\bar{\alpha}(\mu_i) = \alpha_i$ . Возможность перехода от одной параметризации  $(\alpha_1, \mu_1)$  к другой  $(\alpha_2, \mu_2)$  образует логическую основу ренормализационной группы.

двух безразмерных аргументов  $Q^2/\mu^2$  и  $\alpha_\mu$ , т.е. записать в виде  $\bar{\alpha}(Q^2/\mu^2, \alpha_\mu)$ . При таком виде записи следует иметь в виду, что пара  $(\mu, \alpha_\mu)$  соответствует любой точке уже избранной кривой. Рассмотрим теперь операцию перехода от одной пары, например  $(\mu_1, \alpha_1)$ , к другой  $(\mu_2, \alpha_2)$ , лежащей на той же самой кривой — см. рис. 2. Ясно, что функция, описывающая кривую, может быть с равным успехом параметризована как одной из них, так и другой. Иными словами, должно иметь место равенство  $\bar{\alpha}(Q^2/\mu_1^2, \alpha_1) = \bar{\alpha}(Q^2/\mu_2^2, \alpha_2)$ , где, очевидно,

$$\alpha_2 = \bar{\alpha}(\mu_2^2/\mu_1^2, \alpha_1).$$

Комбинируя полученные соотношения, приходим к известному функциональному уравнению для эффективного заряда

$$\bar{\alpha}(x, \alpha) = \bar{\alpha}(x/t, \bar{\alpha}(t, \alpha)).$$

Это уравнение, как и его обобщения на более сложные случаи, лежит в основании математического аппарата метода ренормализационной группы, представляя собой формулировку свойства функциональной автомодальности /14/. Более популярное дифференциальное уравнение получают из него простым дифференцированием.

Отметим, что приведенная здесь цепочка рассуждений и вывод уравнения были впервые даны в работе Боголюбова и Ширкова /15/, идейно восходящей к пионерской работе Штекельберга и Петермана /16/. С другой стороны, качественная картина, лежащая в основе известной работы Гелл-Манна-Лоу /17/, приводящая к эквивалентным уравнениям, имеет весьма отличное физическое содержание. Как это особенно ясно из обсуждения, приведенного в /18/, в основе этой картины лежит представление о наборе нелокальных приближений к локальной квантовой электродинамике, каждое из которых может быть характеризовано радиусом размаха

электрона  $R_i$  и электрическим зарядом  $e_i$  такого размазанного электрона. Преобразование, эквивалентное ренормгрупповому, можно представить себе как переход от одной нелокальной аппроксимации к другой. Таким образом, в отличие от вышеизложенного построения, "ренормгруппа Гелл-Манна и Лоу" есть группа преобразований внутри множества нелокальных моделей КЭД. Идейно она весьма родственна "ренормгруппе Вильсона" в статистической физике, где составляющие подгруппы преобразования состоят в кадановском укрупнении элементарных микроскопических блоков, например, блоков спиновых решеток.

#### 5. Принцип квантуемости

Возвращаясь к принципиальной стороне операции перенормировки, которая обсуждалась выше в конце раздела 3, заметим, что в свете приведенных там примеров само "свойство перенормируемости" может быть рассмотрено с новой точки зрения.

Обращая логику рассуждений и ставя во главу угла квантовую задачу взаимодействия полей, видим, что неперенормируемость эквивалентна невозможности построения квантовополевой модели с данным механизмом взаимодействия полей. При взгляде с такой позиции оказываются равноправными модели четырехфермионного взаимодействия Ферми и псевдовекторного взаимодействия Юкавы, а также модель псевдоскалярного юкавского взаимодействия (с одной константой связи, т.е. не сопровождаемая прямым пион-пионным взаимодействием) и калибровочная модель электро-слабого взаимодействия лептонов (с нескомпенсированными аномалиями). Все эти модели не могут быть получены из каких-либо последовательных квантовых теорий поля как соответствующие классические (или полуклассические) пределы.

Теперь можно дать простую формулировку принципа квантуемости, заменяющего свойство перенормируемости:

- в теории релятивистских полей следует рассматривать (даже на классическом уровне) только такие модели и механизмы взаимодействия полей, которые допускают последовательное квантовое рассмотрение, т.е. являются классическими аналогами внутренне непротиворечивых квантовополевых моделей.

#### 6. Роль квантовых принципов

Обратимся теперь к роли квантовых принципов в формировании современного облика квантовой теории поля. Напомним, во-первых, что уже в начале 50-х годов было осознано, что, в отличие от квантовой механики, где формулировка задачи взаимодействия данной совокупности частиц допускает введение соответствующего числа произвольных функций (потенциалов), в теории квантовых полей произвол в лагранжиане взаимодействия фиксированной системы полей ограничивается небольшим числом констант взаимодействия. Квантовая теория поля не допускает произвольных функций, что является следствием условия перенормируемости.

Следует отметить, что первоначально это свойство представлялось слабым местом квантовой теории поля, связанным с несовершенством доступных тогда теоретических методов, в первую очередь метода теории возмущений, в рамках которой и проводилась классификация перенормируемости. В противоположность этому спустя 20 лет свойство перенормируемости, наложенное в виде требования компенсации аномалий, сыграло существенную



роль в построении стандартной модели электрослабых взаимодействий и в формировании понятия поколения фермионов. В настоящее время представляется несомненным, что опытные данные по слабым, электромагнитным и сильным взаимодействиям могут быть описаны количественно с помощью перенормируемых квантовополевых моделей.

Связи между различными константами взаимодействия устанавливаются принципом локальной калибровочной симметрии (ЛКС). Принцип ЛКС в полной мере был сформулирован как физический принцип в 1954 г. Янгом и Миллсом, которые на его основе ввели новый класс самодействующих векторных релятивистских полей, называемых теперь калибровочными полями или полями Янга - Миллса. Эти поля, помимо своих внутренних свойств, связанных с нелинейностью свободных уравнений движения, замечательны с точки зрения их взаимодействия с другими полями. Минимальное взаимодействие калибровочного поля с полями материи однозначно по форме и характеризуется одной константой связи. В случае неабелева поля та же самая константа входит в нелинейные члены свободного уравнения поля.

К концу 70-х годов выяснилось, что не только электромагнитные, но также слабые и сильные взаимодействия переносятся калибровочными векторными полями, вследствие чего в царстве взаимодействующих квантовых полей определяющую роль играют всего три константы связи. Вне рамок этой стройной и экономной картины остается вопрос о квантовой теории гравитации. Здесь, однако, появились и существенно окрепли за последние годы надежды, связанные с суперсимметрией (СуСи).

Как известно, СуСи связывает между собой частицы с целыми и полуцелыми спинами (точнее - квантовые поля, подчиняющиеся бозе- и ферми-перестановочным соотношениям) подобно тому, как группы внутренней симметрии, например, изотопической, связывают друг с другом частицы с одинаковыми спинами и близкими массами. Однако СуСи не является внутренней симметрией, а представляет собой особое расширение симметрии, соответствующей группе Пуанкаре. Это обобщение, открытое <sup>19/</sup> в начале 70-х годов, предполагает расширение 4-мерного пространства Минковского до "суперпространства", которое, наряду с обычными пространственно-временными координатами, содержит дополнительные спинорные антикоммутирующие между собой и с ферми-полями координаты - так наз. образующие алгебры Грассмана. Индексом расширения суперсимметрии при этом называют целое число  $N$ , такое, что число спинорных грассмановых образующих равно  $2N$ . В рамках СуСи квантовые поля группируются по представлениям группы СуСи преобразований, образуя соответствующие мультиплеты, состоящие из полей различных спинов, как целых, так и полуцелых (иначе - суперполя).

Вследствие этого СуСи устанавливает простые связи между константами взаимодействия некоторой совокупности бозе- и ферми-полей, образующей суперполе. Исследование структуры перенормировок ряда СуСи моделей еще в середине 70-х годов выявило ряд замечательных обстоятельств. Оказалось, что в таких моделях часто проявляется тенденция к сокращению расходимостей. Были обнаружены модели, лагранжианы взаимодействия которых, будучи представлены через поля, образующие суперполе, выражаются суммой членов, каждый из которых требует введения бесконечных контрчленов. Однако при вычислении суммы вкладов данного порядка по  $\hbar$  от всех слагаемых лагранжиана оказывается достаточным небольшого числа контрчленов, не нарушающих суперсимметрию.

Основная масса контрчленов, выраженных через "составляющие" супермультиплет поля, компенсирует друг друга. Здесь оказывается возможным сформулировать правила Фейнмана непосредственно для суперполей. Если провести описанные вычисления по суперправилам Фейнмана, то компенсирующиеся расходимости не возникают вообще.

Этот факт имеет известную историческую аналогию. После создания в конце 40-х годов ковариантной теории возмущений, в которой частицы и античастицы в виртуальных состояниях были объединены в единые пропагаторы Штикельберга - Фейнмана, оказалось, что степень расходимости собственной энергии электрона в КЭД понизилась с линейной до логарифмической.

Наиболее важными с физической точки зрения являются примеры полной компенсации расходимостей в некоторых специальных моделях. Речь идет о таких <sup>/20/</sup> моделях расширенной ( $N > 1$ ) СуСи, содержащих неабелевы калибровочные поля, в которых вклады полей Янга-Миллса в перенормировку константы связи в точности компенсируют вклады спинорных полей материи. При этом оказывается, что при последовательном учете СуСи на промежуточных этапах вычислений, т.е. при использовании суперправил Фейнмана, логарифмические расходимости пропагаторов и вершинных функций, которые при покомпонентных вычислениях оказываются взаимно скомпенсированными в перенормировке  $g$ , не возникают вовсе.

Таким образом, получены серьезные указания на возможность существования небольшого числа "исключительных" моделей локальной квантовой теории поля в 4-мерном пространстве-времени, свободных от ультрафиолетовых расходимостей.

Подобные модели могут являться теоретической основой такого механизма объединения взаимодействий, точнее - суперобъединения, при котором в области достаточно высоких энергий объединенная бегущая, т.е. эффективная константа связи  $\bar{\alpha}$  перестает "белеть",

т.е. меняться с дальнейшим ростом энергии, и оказывается равной некоторой константе  $\alpha_0$ , которая и соответствует константе связи, стоящей в лагранжиане. В практических низкоэнергетических вычислениях значение массы полного объединения выступает в роли эффективного импульса обрезания. С точки зрения таких вычислений вклад диаграмм со сверхтяжелыми виртуальными частицами, компенсирующими расходимости "легких" диаграмм, можно рассматривать как своеобразную "материализацию духов Паули - Вилларса".

Ультрафиолетовые расходимости выступают при этом как паразитные эффекты, соответствующие не физике дела, а искусственно возникшие вследствие несовершенства традиционного метода исследования, разделяющего единый суперсимметричный лагранжиан на несимметричные слагаемые, которые на первом этапе исследования рассматриваются отдельно друг от друга.

Уподобим мир элементарных взаимодействий частиц изящной вазе с плавными формами или статуе больших размеров, а физика-исследователя - пигмею, который откалывает от вазы кусочек и уносит в лабораторию для анализа. Через некоторое время он знает все об отбитом куске и ничего о сосуде в целом. При этом, однако, кроме традиционных лабораторных средств и оборудования ему потребовались также иод, вата и бинты для лечения порезов на руках от острых краев осколков вазы. Расходимости, контрчлены, регуляризации, возможно, также не нужны для понимания картины взаимодействия в целом, как не нужны медикаменты при исследовании целой вазы.

Последовательный учет трех квантовых симметрий, соответствующий их хронологическому порядку использования, может быть представлен в виде довольно стройного ряда.

1. Переход от квантовой механики к перенормируемой квантовой теории поля (учет принципа ПН) привел к тому, что взамен функционального произвола, характеризуемого потенциальной функцией, мы получили лишь набор произвольных постоянных — констант связи.

2. Учет принципа ЛКС, т.е. введение калибровочных полей, приводит к установлению связей (в простейших случаях равенств) между константами взаимодействия данного калибровочного поля с полями материи.

3. Использование принципа СуСи вводит вполне определенные наборы, состоящие как из бозе, так и из ферми-полей (супермультиплеты), взаимодействия которых описываются единственной константой связи.

Наконец, представляется весьма заманчивой перспектива четвертого этапа:

4. Наложение требования сверхперенормируемости (принцип СПН, понимаемый как условие отсутствия ультрафиолетовых расходимостей в моделях, содержащих расходимости по формальным признакам счета степеней полей и их производных в лагранжиане) при заданном значении спина участвующих частиц фиксирует суперсимметричную модель. Полагая этот спин равным двум, получаем шанс достичь однозначного описания мира взаимодействий квантовых полей в области достаточно высоких энергий.

Тем самым, возможно, на наших глазах начинает осуществляться мечта Эйнштейна более чем полувековой давности: "... мы хотим не только знать, как устроена природа (и как происходят природные явления), но и по возможности достичь цели, может быть, утопической и дерзкой на вид, — узнать, почему природа является именно такой, а не другой<sup>/21/</sup>.

Как уже отмечалось, все четыре принципа — ПН, ЛКС, СуСи СПН — по своей природе являются квантовыми, так как для их формулировки необходимы чисто квантовые понятия:

понятие фазы волновой функции и независимости от нее наблюдаемых величин;

понятие о различных квантовых статистиках и о бозе- и ферми-полях;

понятие о происхождении и структуре ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля и о процедуре перенормировки.

Как мы убедились, последовательное использование этих квантовых принципов вносит мощную детерминистическую струю в мир квантовых явлений, который в основе своей подчинен статистическим закономерностям.

#### Литература

1. Ширков Д.В. ЭЧАЯ, 1983, 14, 1063-1072.
2. Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. "Наука", М., 1979, с. 403; Пути физики: Энергоатомиздат, М., 1983, с.40.
3. t'Hooft G. Physics Reports, 1984, 104, 129-159.
4. Kambu Y. Physics Reports, 1984, 104, 237-358.
5. Gustafson T., Arkiv f. Math., Astr., Pys. 1946, 34A, # 2 ;  
Speer E.R. J.Math.Phys., 1968, 9, 1404.
6. t'Hooft G., Veltman M. Nucl. Phys., 1972, B44, 189.
7. Соболев С.Л. Матем. сборник, 1936, т. I(43), с. 39.
8. Schwartz L. Theory des distributions, Dunod, Paris, 1950.
9. Боголюбов Н.Н., Парасяк О.С. 1957, Acta Math., 97, 227.

10. Боголюбов Н.Н. и Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. Изд. 3-е, "Наука", М., 1976; изд. 4-е, "Наука", М., 1984, §§ 29, 30.
11. Coleman S., Weinberg E. Phys.Rev., D., 1973, 7, 1888-1910.
12. Бардин Д.Ю. и др. ЯФ, 1982, т. 35, с. 1220
13. Бор Н. Phys.Rev., 1935, v. 48, p. 696-702; перевод см. Нильс Бор. Избранные труды. т.2, "Наука", М., 1971; с.180-191; Бор. Н. Избранные труды, т.2, "Наука", М., 1971, с.526-532.
14. Shirkov D.V. In "Nonlinear and Turbulent Processes in Physics", v. 2, ed. Sagdeev R.Z., Harwood Acad.Publ., N.Y., 1984, p. 1637; ДАН СССР, 1982, 263, с. 64-67.
15. Боголюбов Н.Н. и Ширков Д.В. ДАН СССР, 1955, т. 103, с. 203-206.
16. Stueckelberg E.C., Petermann A. Helv.Phys.Acta, 1953, v. 26, p. 499-520.
17. Gell-Mann M., Low F. Phys.Rev., 1954, v. 95, p. 1300-13.
18. Wilson K. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p. 583-599.
19. Гольфанд Д.А., Лихтман Е.П. Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, 452.
20. Parkes A. and West P., Phys.Lett., 1984, v. 138B, p. 99-104.
21. Эйнштейн А. О современном состоянии теории поля. - Собр. научн. трудов, т.2, "Наука", М., 1966, с.245.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 октября 1985 года.

Ширков Д.В.

P2-85-729

Квантовые принципы во взаимодействиях полей

Вводится понятие квантового принципа как принципа, при формулировке которого существенно используются квантовые представления и специфические квантовые понятия. Рассматривается роль трех таких принципов -

- принципа перенормируемости /иначе - квантуемости/,
- принципа локальной калибровочной симметрии,
- принципа суперсимметрии

в развитии квантовой теории поля. В связи с первым из этих принципов анализируются формальная сторона и физическое содержание процедуры перенормировок в КТП, ее связь с наличием ультрафиолетовых расходимостей и ренормгруппой. Принцип перенормируемости, формулируемый как требование существования внутренне непротиворечивой квантовой версии данной модели взаимодействия полей, оказывается эквивалентным условию квантуемости или "квантовости". Показано, что последовательное, в историческом плане, использование трех квантовых принципов все более ограничивает возможные динамические механизмы взаимодействия квантовых полей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1985

Перевод автора

Shirkov D.V.

P2-85-729

Quantum Principles in Field Interactions

The concept of quantum principle is introduced as a principle, the formulation of which is based on specific quantum ideas and notions. We consider three of such principles:

- the principle of quantizability,
- the principle of local gauge symmetry,
- the principle of supersymmetry

and their role in development of the quantum field theory (QFT). Concerning the first of them we analyze formal aspects and physical contents of the renormalization procedure in QFT, its relation to ultraviolet divergences and the renorm-group. The renormalizability property, formulated as an existence condition of a self-consistent quantum version with a given mechanism of the field interaction, turns out to be equivalent to quantizability. It is shown that the consecutive, from a historical point of view, use of these quantum principles puts still larger limitations on possible forms of field interactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985