

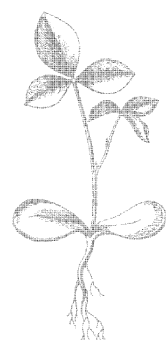
Д.И. Блохинцев



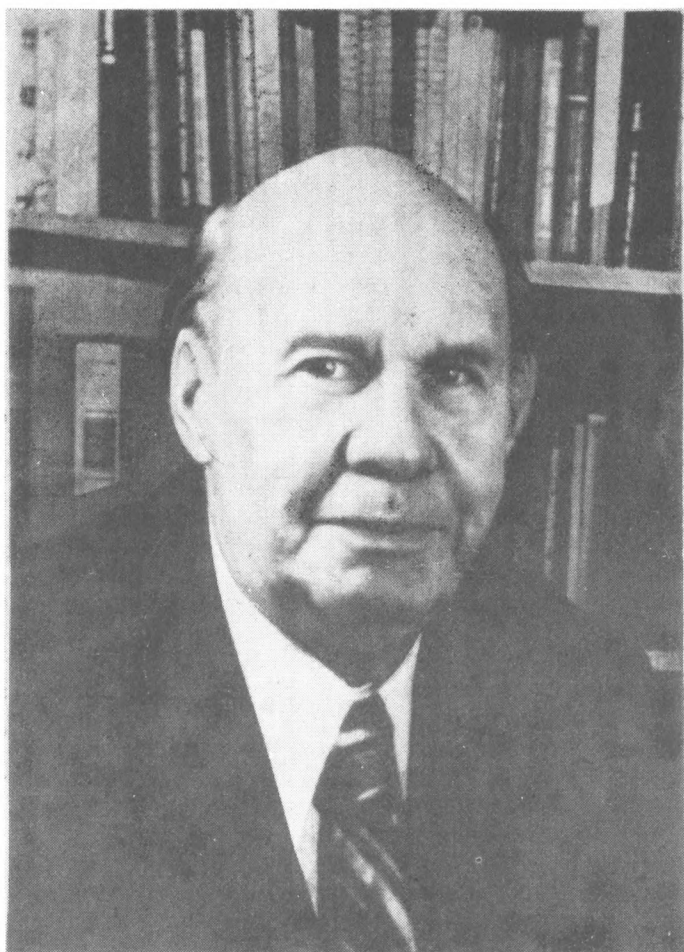
Д.И. Блохинцев

ТРУДЫ
ПО МЕТОДО-
ЛОГИЧЕСКИМ
ПРОБЛЕМАМ
ФИЗИКИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА



Scan AAW



Spivak

Д.И. Блохинцев

ТРУДЫ
ПО
МЕТОДОЛОГИЧЕСКИМ
ПРОБЛЕМАМ
ФИЗИКИ

Издательство Московского университета
1993

УДК 530(09)

Блохинцев Д.И. Труды по методологическим проблемам физики. – М.: Изд-во МГУ, 1993. – 240 с.
ISBN 5-211-01605-X.

В книгу вошли труды выдающегося советского ученого Д.И. Блохинцева по методологическим проблемам физики и философии естествознания, ранее опубликованные в различных периодических изданиях и не потерявшие своего значения и сегодня.

Для физиков, философов, всех интересующихся фундаментальными проблемами физики, методологии и истории естествознания.

Составитель Н.А. Коненкова (Блохинцева)

Ответственные редакторы:
доктор физико-математических наук И.П. Базаров,
доктор физико-математических наук Д.А. Славнов

Рецензенты:
член-корреспондент РАН Н.Н. Боголюбов,
доктор философских наук, профессор К.Х. Делокаров

Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Московского университета

Б $\frac{1604010000 - 065}{077(02) - 93}$ 90 – 93

ISBN 5-211-01605-X

© Издательство Московского
университета, 1993

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРОВ

Выдающийся советский физик, Дмитрий Иванович Блохинцев (1908–1979) известен своими фундаментальными исследованиями по актуальным проблемам теоретической физики: квантовой механики, квантовой теории поля, квантовой теории твердых тел, теории связи слабых и электромагнитных взаимодействий и др.

Как и многие известные физики, Д.И. Блохинцев активно работал также в области методологии науки. Настоящая книга, издаваемая к 85-летию со дня рождения Дмитрия Ивановича, содержит избранные его работы по методологическим проблемам физики, большей частью опубликованные ранее в различных периодических изданиях.

Философские (методологические) взгляды Д.И. Блохинцева на теоретическую физику сложились под влиянием философии диалектического материализма, и в особенности под влиянием книги В.И. Ленина “Материализм и эмпириокритицизм”. Поэтому в своих работах он последовательно отстаивает свое понимание физических явлений с диалектико-материалистических позиций и критикует взгляды на эти явления других ученых.

Настоящая книга состоит из трех разделов:

I. Физика и философия;

II. Методологические проблемы квантовой механики;

III. Методологические проблемы космологии и структуры пространства.

Несмотря на то что многое в этих работах представляется дискуссионным, мы полагаем, что вдумчивый читатель извлечет то ценное, что содержится в избранных работах.

Хотя многие статьи (например, “Критика философских воззрений так называемой “копенгагенской школы” в физике”) написаны достаточно давно и отражают дух своего времени, мы против какого-либо “причесывания” под современность. Лишь в некоторых случаях сделаны небольшие сокращения и там, где это необходимо, даны примечания, касающиеся конкретных научных фактов, ставших известными в настоящее время. Наши примечания помечены звездочками, в отличие от примечаний автора, помеченных цифрами и оставленных нами без изменений.

Профессор И.П. Базаров
Профессор Д.А. Славнов

ДМИТРИЙ ИВАНОВИЧ БЛОХИНЦЕВ (ОЧЕРК НАУЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ)*

Есть в нашей стране хорошая традиция: называть улицы городов именами своих знаменитых граждан. Улицы Дмитрия Ивановича Блохинцева в городах Дубне и Обнинске названы в честь выдающегося советского физика, соратника И.В. Курчатова по созданию, становлению и развитию атомной науки и техники в нашей стране, имя которого связано с сооружением первой в мире атомной электростанции, созданием и становлением Физико-энергетического института и Объединенного института ядерных исследований.

11 января 1983 г. ему бы исполнилось 75 лет.

Выдающийся вклад Дмитрия Ивановича в физику твердого тела и статистическую физику, акустику, физику реакторов и атомную энергетику, квантовую механику и квантовую теорию поля, физику высоких энергий и атомного ядра, философию и методологию науки, его роль в воспитании научных кадров физиков в нашей стране и странах социалистического лагеря широко известны и получили заслуженное признание. Дмитрию Ивановичу выпало счастье быть зачинателем многих научных направлений, но прежде всего он был личностью – чрезвычайно разносторонним и многогранным человеком, ученым, инженером, изобретателем, педагогом, художником, поэтом, общение с которым доставляло радость.

Сильное влияние на мировоззрение Д.И. Блохинцева оказали знакомство с трудами К.Э. Циолковского и личная переписка с ним. От Циолковского Дмитрий Иванович воспринял тот дух русской науки начала XX века, который выражался не столько в стремлении к достижению конкретных научных результатов, сколько в создании целостного гармонического мировоззрения. Мировосприятию Циолковского было присуще преклонение перед красотой и гармонией мира, а также высочайшая степень уважения к Природе и Человеку. “Именно по этой причине, – любил подчеркнуть Дмитрий Иванович, – Циолковский никогда не

* Доклад, сделанный А.В. Ефремовым на заседании Совета физического факультета МГУ, посвященном 75-летию со дня рождения Д.И. Блохинцева, и опубликованный в сборнике “История и методология естественных наук” (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985. Вып. XXXI).

употреблял таких словосочетаний, как “завоевание или покорение космоса”, а всегда говорил о его освоении”. Д.И. Блохинцев сумел до конца жизни сохранить эти юношеские идеалы восприятия мира. С этого начального периода осталась у него все прогрессирующая с годами жажда познаний и стремление к истине, которые заставляли его не только быть в курсе всех основных научных достижений как в физике, так и в других областях знаний: математике, философии, биологии, экономике и т.д., но и развивать собственные оригинальные взгляды и суждения.

Дмитрий Иванович считал, что довольно легко научиться решать уже поставленные задачи в какой-нибудь модной области современной физики. Почти любой человек, обладающий достаточно упорядоченным умом, может стать неплохим физиком-теоретиком. Труднее ставить задачи самому. Физиков, которые определяют свои интересы собственным мировоззрением, значительно меньше, но именно они чаще всего становятся авторами тех самых “модных” направлений в науке, которые дают пищу и работу умам многих ученых.

Знаменитые опыты Резерфорда по расщеплению атома заставили Дмитрия Ивановича, выпускника Московского промышленно-экономического техникума, обратить внимание на те завидные возможности, которые сулит ядерная энергия, и это определило его дальнейший путь. В 1926 году он поступил на физический факультет МГУ, где учился у таких замечательных ученых, как Л.И. Мандельштам, С.И. Вавилов, Н.И. Лузин, Д.Ф. Егоров и И.Е. Тамм.

То были годы становления квантовой механики и объяснения с ее помощью многих загадочных физических явлений. Дмитрий Иванович подключается к актуальным исследованиям. Уже ранние его работы были отмечены большим мастерством и глубиной физической мысли. За свою аспирантскую работу он был признан достойным сразу степени доктора наук (1934).

Д.И. Блохинцев вычисляет работу выхода электронов из металла. Основываясь на ней, он первый дает объяснение аномальных магнитных свойств двухвалентных металлов; причиной их явилось то обстоятельство, что в этих металлах энергия электрона зависит не только от абсолютной величины его импульса, но и от направления импульса по отношению к осям кристалла. Он обобщает теорию Блоха на случай перекрывающихся зон. Особое значение имела полученная им формула для энергии перекрещивающихся зон.

В это же время он обнаруживает нелинейную зависимость излучаемого атомного счета (в эффекте Штарка) от интенсивности падающего (1933). Его работа была первым исследованием по нелинейной оптике, получившей ныне столь существенное развитие.

В последующие годы он первый дает объяснение механизму загадочного явления фосфоресценции.

Основная идея этой работы прекрасно иллюстрирует образность мышления Д.И. Блохинцева. Он замечает, что наличие локальных примесей в фосфорах приводит к появлению локальных уровней между нижней зоной и зоной проводимости. Поэтому электрон, попавший на этот уровень, и “дырка” в нижней зоне оказываются пространственно разделенными, что существенно уменьшает вероятность их рекомбинации и приводит к аномально большому времени высвечивания.

В последующих работах Д.И. Блохинцев подробно развил эту основную идею и, в частности, исследовал кинетику фосфоресценции, объяснил экспериментально наблюдаемый ход высвечивания по времени.

Далее Д.И. Блохинцев обращается к явлению выпрямления тока полупроводниками и впервые находит простое его объяснение. Суть его сводится к тому, что вблизи контакта двух полупроводников градиент электрического поля приводит к появлению объемного заряда, а стало быть, и к изменению электропроводности. Знак же этого изменения зависит от направления тока, что и объясняет выпрямляющее действие системы.

Эти и последующие работы Д.И. Блохинцева, в частности разработка им теории гетерополярных и окрашенных кристаллов, сыграли важную роль в развитии исследований в области квантовой теории твердых тел и практического использования их результатов.

Уже в ранних работах Дмитрия Ивановича проявились глубокое понимание квантовой механики, свежесть взглядов и оригинальность мышления, превосходящая порой дальнейшее развитие физики. Особенно характерна в этом отношении работа по вычислению “смещения спектральных линий, вызванного обратным действием поля излучения”, доложенная на семинаре в ФИАНе (1938), которая по существу содержала теорию лэмбовского сдвига, открытого лишь десять лет спустя и послужившего началом создания квантовой электродинамики. Полученная Д.И. Блохинцевым формула для лэмбовского смещения отличается от знаменитой формулы Г. Бете лишь числовым множителем, появившемся вследствие ультрафиолетового обрезания. К сожалению, эта важнейшая работа не была понята современниками и ее отказались опубликовать. Она была опубликована лишь в 1958 г. в трудах Д.И. Блохинцева.

В 1936 г. Д.И. Блохинцев был избран профессором кафедры теоретической физики МГУ. С той поры и до последних дней жизни его деятельность неразрывно связана с физфаком МГУ, где он заведовал кафедрой ядерной физики, подготовившей сотни специалистов, необходимость в которых остро ощущалась в нашей стране. Дмитрий Иванович – один из организаторов отделения ядерной физики физического факультета МГУ, он был создателем филиала МГУ и филиала Московского института радиотехники,

электроники и автоматики в Дубне, задача которых – приближение студенческой аудитории к лаборатории исследователя.

Дмитрий Иванович очень любил студенческую аудиторию и на каждую лекцию шел как на праздник. Он был частым гостем и в студенческом общежитии.

Среди его учеников много известных ученых, вносящих достойный вклад в развитие науки.

“Наука – дело таланта и признания, – говорил он. – Теперь наука еще и дело коллективное. Но все же среди ученых независимо от званий, независимо от того, кто они – дипломники, аспиранты, есть особая категория людей, одержимых страстью к науке, ученых, великий талант которых лишь изредка доставляет им радость, но причиняет постоянную муку неудовлетворенности достигнутым.

Именно на этих хрупких, немногих людях держится весь успех того или иного института.

Эти люди обычно непрактичны, они легко ранимы и уязвимы – их нужно беречь, их нужно охранять – они белые журавли”.

Дмитрием Ивановичем были созданы и прочитаны многие теоретические курсы, среди которых особо следует выделить курс квантовой механики, составивший основу первого отечественного учебника, выдержавшего с 1944 г. 26 издания: 6 в нашей стране и 20 в других странах мира на девяти языках. На нем было воспитано не одно поколение студентов-физиков. За эту книгу Д.И. Блохинцеву была присуждена Государственная премия СССР.

В 1935–1950 гг. Д.И. Блохинцев наряду с научно-преподавательской деятельностью в МГУ работает в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР. В эти же годы Д.И. Блохинцев является членом Ученого совета Физического института АН УССР в Киеве, где он руководит работами молодых украинских физиков. После освобождения Киева от фашистов он принимает горячее участие в восстановлении науки на Украине.

В предвоенные годы внимание Дмитрия Ивановича сосредоточилось на принципиальных вопросах квантовой механики. Эта деятельность продолжалась в послевоенный период и до конца его жизни в Дубне. Он устанавливает соответствие между квантовым описанием системы частиц в фазовом пространстве и классической функцией распределения частиц, при этом, в частности, выявляет невозможность непосредственного переноса в классику квантового условия, выражающего неразличимость одинаковых частиц.

Д.И. Блохинцев первый вводит понятие “квазивероятности”, к которому много позже пришел Дирак в работе, опубликованной в боровском номере. Он устанавливает, что дифракционная картина не всегда дает возможность однозначного суждения о форме наблюдаемого объекта, что различные формы объектов могут давать сходные дифракционные картины, показывает, что с помощью электронного микроскопа можно при некоторых условиях видеть

атом. Он первый показывает, что, несмотря на обратимость времени, “принцип детального баланса” может и не соблюдаться.

Д.И. Блохинцев – автор концепции квантовых ансамблей. На основе этой концепции он первый дал объективную трактовку волновой функции. Такой подход Д.И. Блохинцева, обладая большой эвристической силой, помогает устранить ряд внутренних противоречий в интерпретации квантовой механики и установить тесную связь между квантовой механикой и статистической физикой. Эта концепция “московской школы”, отводит более скромную роль наблюдателю и подчеркивает всюду объективный характер квантовых ансамблей и управляющих ими закономерностей. Он первый осознал особую роль классического прибора в квантовой механике как неустойчивого состояния макроскопической системы. Тем самым был сделан важный шаг в преодолении барьера, поставленного авторитетом Н. Бора, который считал, что не имеет смысла объединять измерительный прибор с микроскопической системой, так как тогда потребуются новый классический прибор для изучения объединенной системы.

Работы Д.И. Блохинцева сыграли огромную роль в выработке методологических основ современной квантовой теории.

В предисловии своей книги “Основы квантовой механики” (Изд. 5, 1976) он писал: “Я всегда придавал большое значение правильной методологии, без владения которой даже самый отличный ум приобретает оттенок ремесленничества. Поэтому материалистическая методология где явно, где менее явно пронизывает всю книгу”.

Особенно подробно на этих вопросах он останавливается в своих монографиях “Принципиальные вопросы квантовой механики” (1966) и в “Квантовой механике (лекции по избранным вопросам)” (1981). Д.И. Блохинцев писал по этому поводу в предисловии к “Квантовой механике”: “Я надеюсь, что в этих лекциях мне удалось заполнить все пробелы в этом “московском” понимании квантовой механики, дополнив ее теорией измерений”.

В годы войны Д.И. Блохинцев почти полностью переключается на работу в области акустики и вскоре становится ведущим специалистом в этой области, создателем акустики неоднородных и движущихся сред. Исходя из уравнений газогидродинамики, Д.И. Блохинцев получает уравнения акустики для самого общего случая, на основе которых он выводит ряд акустических законов, объясняет и рассчитывает разнообразные акустические явления в движущихся и неоднородных средах (в том числе турбулентных), касающиеся, с одной стороны, механизма генерирования шума, с другой – методов и средств его приема. Сюда относятся, в частности, излучение звука пропеллеров, распространение звука в турбулентной среде, возбуждение резонаторов потоком и методы снижения такого возбуждения, ветрозащита приемников звука от крупно- и мелкомасштабных флуктуаций набегающего потока

и ряд других. Им сформулированы уравнения геометрической акустики.

Д.И. Блохинцев ввел чрезвычайно плодотворное понятие о псевдозвуке как явлении, обладающем формальными признаками звука, но не связанном со сжимаемостью среды, а потому не являющемся акустическим процессом. В отдельных своих проявлениях псевдозвук отождествляется с волнами Рэлея или с френелевой зоной излучения в электродинамике (хотя и не сводится к этим явлениям). Дмитрий Иванович сформулировал теорему, определяющую условие, необходимое и достаточное, для генерирования звука при движении тела в жидкость или при движении самой жидкости. Дальнейшее развитие этого вопроса привело к выводу, что в основе всякого излучения, в том числе акустического, лежат явления, аналогичные эффекту Вавилова – Черенкова. Идеи Дмитрия Ивановича, подчеркнув единство физических представлений аэродинамики, акустики и электродинамики, положили начало весьма плодотворной, акустико-электродинамической аналогии.

За эти работы Д.И. Блохинцев награжден орденом Ленина (1946). Впоследствии они были объединены в монографии “Акустика неоднородной и движущейся среды”, изданной дважды в СССР и за рубежом, которая является классикой большого интенсивно развивающегося раздела физики. Сейчас, пожалуй, ни одна отечественная или зарубежная работа в области физики шума турбулентного пограничного слоя, возникающего на фюзеляжах современных реактивных лайнеров, или шума реактивных струй их двигателей не обходится без ссылок на книгу Д.И. Блохинцева как на основу новой акустики.

В последние годы войны и послевоенные годы жизненно важной для нашей страны стала задача овладения атомной энергией. Начиная с 1947 г. Дмитрий Иванович в качестве директора научной лаборатории в Обнинске активно включился в работу по развитию советской атомной науки и техники, возглавляемую И.В. Курчатовым. Игорь Васильевич оказал большое влияние на формирование Д.И. Блохинцева как руководителя крупнейших научно-технических проектов.

И.В. Курчатов увидел в выдающемся физике-теоретике талант крупного организатора и инженера-исследователя. С тех пор имя Д.И. Блохинцева неразрывно связано с историей мирного атома. В своей книге “История мирного атома” Д.И. Блохинцев писал, что ему “... выпало счастье участвовать в великой эпопее создания советской атомной энергетики”.

В 1950 г. Д.И. Блохинцев назначается директором созданного им Физико-энергетического института в Обнинске и “научным руководителем 16-го раздела сводного плана научно-исследовательских, опытных, проектных и конструкторских работ” по созданию и пуску первой в мире атомной электростанции. В середине 1954 г. первая атомная дала ток. 30-летний период успешной эксплуатации станции подтвердил правильность сделанного им

выбора типа реактора и основных параметров станции АЭС. Эта работа была отмечена Ленинской премией.

Доклад Д.И. Блохинцева о Первой советской атомной электростанции в Обнинске был основным докладом на Первой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в Женеве (1955).

В последующие годы Д.И. Блохинцев проводит первые расчеты и осуществляет научное руководство разработкой проекта и сооружения первых в Европе реакторов нового типа – перспективных в промышленном отношении реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем. Сейчас такие реакторы уже трудятся на Белоярской и Шевченковской атомных электростанциях нашей страны. Он также участвовал в разработке эффективных методов расчета реакторов на медленных и промежуточных нейтронах. За работы по созданию атомной энергетики Д.И. Блохинцев удостоен звания Героя Социалистического Труда (1956).

Реакторы привлекли внимание Д.И. Блохинцева не только как основа энергетических установок, но и как интенсивный источник нейтронов для самых разнообразных научных исследований. Для этих целей Дмитрий Иванович в 1955 г. предложил оригинальное изобретение – импульсный быстродействующий реактор (ИБР), мощность импульса которого при весьма малой средней мощности не уступает самым мощным реакторам постоянного действия. Первый реактор такого типа – ИБР-1 – был сооружен в Дубне (1960), в Лаборатории нейтронной физики под научным руководством и при непосредственном участии Д.И. Блохинцева. (Он часто называл его своим “приданным”.) В результате многолетней работы этот реактор зарекомендовал себя как замечательный инструмент для исследований в ядерной физике, физике жидких и твердых тел и элементарных частиц. Эта работа была удостоена Государственной премии СССР. В последние годы Д.И. Блохинцев был научным руководителем проекта, сооружения и пуска более совершенного и мощного ИБР-2. (Недавно это последнее инженерное детище Дмитрия Ивановича выдало первый физический результат. Эксперимент на ИБР-2 окончательно закрыл гипотетическую частицу – аксион.)

В 1956 г. Комитет полномочных представителей одиннадцати стран единогласно избрал Д.И. Блохинцева первым директором Объединенного института ядерных исследований. К работе в ОИЯИ были привлечены крупные ученые Советского Союза и социалистических стран. В дополнение к двум существующим в Дубне лабораториям: Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории высоких энергий были созданы три новых лаборатории: Лаборатория ядерных реакций, Лаборатория нейтронной физики и Лаборатория теоретической физики, причем последние две – по инициативе Д.И. Блохинцева. За период пребывания Д.И. Блохинцева на посту директора ОИЯИ (1956–1965) институт окон-

чательно оформился организационно, превратился в крупнейший научно-исследовательский центр, завоевавший своими исследованиями высокий авторитет и международное признание, стал кузницей научных кадров социалистических стран. Последние годы Д.И. Блохинцев возглавлял Лабораторию теоретической физики ОИЯИ. Он внес также большой личный научный вклад в обеспечение мирового научного авторитета Дубны.

Внимание Дмитрия Ивановича всегда привлекали фундаментальные проблемы теоретической физики. В 1957 г., основываясь на обнаруженных группой М.Г. Мещерякова “дейтонных пиках” в реакциях квазиупругого рассеяния протонов высокой энергии на ядрах, он выдвигает и разрабатывает идею о флуктуациях плотности ядерного вещества, способных как единое целое воспринимать большой импульс. Идея “флуктонов” наиболее ярко проявилась через 20 лет, когда в реакциях с релятивистскими ядрами были обнаружены так называемые “кумулятивные” частицы. В дальнейшем он принимал участие в разработке многокварковой интерпретации флуктонов. Именно им был посвящен последний доклад Дмитрия Ивановича на конференции в Токио осенью 1978 г. Эти исследования выросли ныне в новое перспективное направление – релятивистскую ядерную физику. И частности, именно наличием многокварковых состояний объясняется сейчас так называемый “кор” ядерных сил.

Замечательное подтверждение идеи флуктонов было недавно получено в экспериментах в ЦЕРНе по глубоко неупругому рассеянию мюонов на ядрах.

В те же годы Д.И. Блохинцев изучает структуру нуклонов и устанавливает ее деление на центральную и периферическую части, которым физики пользуются по сей день, первый приходит к заключению о доминирующей роли периферических взаимодействий. Он первый показывает противоречивость гидродинамического подхода к множественным процессам с основными принципами квантовой механики (1957). Сила этой критики все больше начинает проявлять себя сейчас по мере расширения корреляционных и спиновых измерений.

Дмитрием Ивановичем была предложена (1960) идея существования нескольких вакуумов в квантовой теории поля и спонтанного перехода между ними. Эта идея интенсивно используется в современной единой теории элементарных частиц. Им впервые было указано на возможность существования так называемого “унитарного предела” в слабых взаимодействиях (1957).

Большой цикл работ Д.И. Блохинцева посвящен квантовой теории поля, нелинейным и нелокальным теориям, негамильтонову подходу, стохастической геометрии пространства-времени. В частности, им впервые показана возможность отказа от конечности распространения сигнала “в малом” без существенного нарушения этого фундаментального закона в макром мире.

Д.И. Блохинцев первый приходит к заключению, что понятие точечных координат теряет смысл и требует изменения геометрии микромира, если спектр масс частиц оказывается ограниченным сверху. Эти вопросы нашли свое отражение в книге Д.И. Блохинцева "Пространство и время в микромире", изданной в 1970 и 1982 гг. и многократно переизданной за рубежом.

Немало времени было отдано им поискам негамильтонова метода теории поля, который заменял бы стандартный подход. Им был предложен конкретный вариант математического аппарата негамильтонова подхода (1946), основанный на введении понятия "элементарной матрицы рассеяния". Этот аппарат давал результаты, совпадающие с приближениями обычной релятивистски-инвариантной теории возмущений. В то время это был существенный шаг в развитии науки.

Поражала исключительная образность мышления Дмитрия Ивановича. Всякий процесс с элементарными частицами он рассматривал во времени и пространстве. Это было особенно удивительно потому, что в те времена (вторая половина 50-х годов) существовало убеждение, что элементарные частицы должны быть точечными.

Однако для Дмитрия Ивановича элементарная частица представлялась как распределение в пространстве вещества с зарядом и током. И что удивительно: те расчеты, которые он делал на основе своих представлений, приводили к тем же ответам, что и в квантовополевой теории. Эта образность мышления, способность представить, как протекают в пространстве процессы взаимодействия элементарных частиц, вели Блохинцева к убеждению, что трудности квантовой теории поля являются следствием именно представления о точечности взаимодействия.

По убеждению Блохинцева, физические частицы не могут быть точечными – всякое их взаимодействие должно протекать в некотором объеме. Именно эта физическая картина и привела его к идее нелокальной квантовой теории поля как к естественному обобщению существовавших тогда квантовых представлений.

Творческая активность Дмитрия Ивановича не угасала до самых последних дней его жизни. Он интересовался проблемой аномально малого времени удержания ультрахолодных нейтронов и предложил простой механизм объяснения этого эффекта – нагревание УХН адсорбированным поверхностью водородом, который находит все большее экспериментальное подтверждение. В частности, недавно получены новые данные по температурной зависимости времени хранения УХН, которые подтверждают этот механизм.

Д.И. Блохинцев работал над одной из наиболее сложных проблем современной теории – проблемой удержания кварков – и предложил оригинальную гипотезу причины этого явления. В последнее время его мысли постоянно обращались к "Великому взрыву" в космологии. Анализируя модель Фридмана, Д.И. Бло-

хинцев пришел к важному заключению, что видимая часть нашей Вселенной не могла образоваться в пределах четырехмерного мира, и предложил оригинальную гипотезу о существовании более обширного метапространства, в котором соударяются метатела и антитела. По гипотезе Д.И. Блохинцева и наша метагалактика образовалась при столкновении таких метател. Из этой гипотезы вытекает важное следствие – возможность залета метател из метапространства в наш, четырехмерный мир и тем самым возникновение взрывов большой энергии.

Дмитрий Иванович всегда проявлял большой интерес к философии и методологии науки. Не раз приходилось ему отстаивать в дискуссиях идеи диалектического материализма, как от его противников, так и от примитивных защитников. Особое значение он придавал таким своим последним работам, как “Ленин и физика”, “О соотношении прикладных и фундаментальных исследований”, где, основываясь на особенностях человека как биологического вида:

- а) любознательности,
- б) расширенной передаче информации от поколения к поколению, которая обусловила отрыв человека от остального живого мира,

- в) потребности в эмоциональном контакте с внешним миром, он приходит к заключению о неизбежности роста активности людей в производстве идей. Очень интересен неопубликованный пока последний его труд – “Наука и искусство. Очерки по материалистической философии”.

Присущий Д.И. Блохинцеву дар предвидения проявился не только в его научных и философских работах, но и в организации им совещаний, в частности совещания по нелокальной квантовой теории поля (которые, по существу, были совещаниями по фундаментальным проблемам теории поля) в период ее почти полного отрицания, именно в то время, когда нужно было иметь смелость, чтобы предвидеть последующий резонанс тех идей в теоретической физике, которые доминируют в настоящее время. Д.И. Блохинцев был бессменным председателем этих совещаний с 1964 по 1979 г.

В соответствии со своим пониманием творческой деятельности Дмитрий Иванович предлагал такую организацию научного совещания, которая бы давала его участникам как можно больше досуга (не отдыха, а досуга – в том смысле этого слова, какой в него вкладывали древние греки, и которого так мало в современной жизни). Он считал, что полезно не только слушать доклады, но еще и беседовать с интересными собеседниками, которых редко видишь.

Конференции и совещания, организуемые под руководством Дмитрия Ивановича, тщательно продуманные и спланированные, давали участникам возможность максимальной самоотдачи. В этом одна из причин неуклонного роста их популярности.

Д.И. Блохинцеву принадлежит главная роль в установлении первых научных обменов между ЦЕРН (Женева) и ОИЯИ (Дубна), в организации многих международных конференций и симпозиумов, в том числе так называемых “Рочестерских конференций” – крупнейших конференций по физике высоких энергий.

Дмитрий Иванович Блохинцев был выдающимся государственным и общественным деятелем: член Советского комитета защиты мира, делегат XXII съезда КПСС, советник Научного совета при Генеральном секретаре ООН, вице-президент (1963–1966) и президент (1966–1969) Союза чистой и прикладной физики (ИЮПАП, ЮНЕСКО, ООН), член Комитета по Ленинским и Государственным премиям и большого числа редколлегий, комиссий, ученых советов.

Заслуги Д.И. Блохинцева отмечены самыми высокими наградами, советскими и зарубежными: он лауреат Ленинской и двух Государственных премий СССР, Герой Социалистического Труда, кавалер четырех орденов Ленина, ордена Трудового Красного Знамени, ордена Октябрьской Революции, Золотой именной медали за науку ЧССР, ордена Кирилла и Мефодия I степени НРБ и многих других орденов и медалей СССР и социалистических стран.

Общественная деятельность Д.И. Блохинцева, активного борца за мир, отмечена Почетной грамотой Всемирного Совета Мира за выдающийся вклад в дело укрепления мира (1959).

Он был избран академиком в ряде стран мира и почетным доктором ряда университетов.

Ученый, гражданин, трибун, страстный борец за мир, Д.И. Блохинцев в своих статьях и выступлениях неоднократно подчеркивал, что ученый не должен замыкаться в узкопрофессиональной скорлупе: “... наш долг, величайший долг ученых и инженеров нашего времени, – и никто не должен от этого уклоняться, – состоит в том, чтобы разъяснять всем людям, какая угроза висит над миром, – пусть тогда гнев всего человечества остановит безумцев атомной войны”.

Многогранность личности Д.И. Блохинцева, его феноменальная универсальность проявились не только в научном, но и в эстетическом восприятии мира. Он был оригинальным поэтом и художником, картины его неоднократно демонстрировались на выставках, репродукции их печатались в журналах. Через всю жизнь пронес он любовь к поэзии. Его стихи публиковались в печати, однако большая их часть еще ждет своего часа. В своих картинах и стихах он тонкий жизнеутверждающий психолог, внимательный наблюдатель, размышляющий философ.

Д.И. Блохинцев глубоко принимал и сознавал процесс творческого мышления, направленный на создание нового в науке и искусстве. “Творчество, – говорил он, – это не волшебный акт, а особое состояние духа и разума, вовлекающее в процесс размышления богатые эстетические переживания”. “Следует ясно

видеть различие между искусством и наукой. Красоту в математическом построении мы видим после того, как поняли его логическую структуру; видение красоты возникает в результате размышления. В искусстве же, напротив, размышление возникает как следствие прямого восприятия красоты. Наука и искусство суть средства к познанию жизни, но пути, которыми они доходят до разума и сердца человека, различны и даже противоположны... Но все же два вида человеческой деятельности, единые с глубокой древности, взаимопроникают и в наше время. Они не антиподы, они дополняют друг друга и будут существовать, пока существует род человеческий”.

Личное обаяние остроумного собеседника, неповторимое сочетание спокойствия и кипучей творческой энергии, которой он всегда щедро делился, оставляли неизгладимое впечатление. Исходной идеей его педагогической деятельности было “усиление интеллекта”, творческой способности человека, – и собеседник Дмитрия Ивановича начинал чувствовать себя творческой личностью, приобретал веру в собственные силы. Суть его личности можно выразить одним словом – творчество, и само общение с ним доставляло великую радость творчества. Лучшей нашей благодарностью ему и лучшей памятью о нем будет наша творческая работа в поисках истины, к которой всегда стремился Дмитрий Иванович Блохинцев.

ФИЗИКА И ФИЛОСОФИЯ

КНИГА В.И. ЛЕНИНА “МАТЕРИАЛИЗМ И ЭМПИРИОКРИТИЦИЗМ” И СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СТРУКТУРЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ*

§ 1. Введение

В этом году исполнилось 50 лет со времени выхода книги В.И. Ленина “Материализм и эмпириокритицизм”. В этой книге впервые методологически правильно был поставлен вопрос о структуре элементарных частиц. Я имею в виду знаменитый тезис Ленина о “неисчерпаемости электрона”.

В этой лекции я хотел бы показать значение этого тезиса для современной физики, в особенности для теории структуры элементарных частиц.

Ленин не был физиком, но он был блестящим философом, и когда вспоминаешь страницы книги “Материализм и эмпириокритицизм”, посвященные вопросам методологии естествознания, то удивляешься, с какой ясностью разбирался В.И. Ленин в очень сложной тогда ситуации и в самой физике, и в многочисленных философских работах, пытавшихся делать выводы из достижений тогдашней физики.

В частности, в то время обсуждались две физические проблемы, которые тесно связывались с вопросами философии. Речь идет о физическом релятивизме и о понятии материи в физике.

Первая проблема связана с возникновением теории относительности, которую некоторые ученые истолковывали как подтверждение тезисов агностической философии. В своей книге В.И. Ленин показал, что физическая теория относительности не имеет ничего общего с философским агностицизмом. Вторая проблема была связана с развитием электронной теории. Как известно, развитие

* Лекция, прочитанная в апреле 1959 г. в Бухарестском университете. Опубликовано в журнале “Успехи физических наук” (1959, т. 69, вып. 1).

электронной теории привело на том этапе к выводу о том, что масса частицы имеет электромагнитное происхождение. Многие физики и философы сделали из этого далеко идущие выводы о материи. Этому способствовали неправомерные представления о структуре ряда общих физических понятий: масса отождествлялась с материей (ее “количеством”), тогда материя сводилась к категории электромагнитного поля, а само поле рассматривалось как некая нематериальная абстракция. Многие полагали, будто физика обосновала таким путем факт “исчезновения материи”.

В.И. Ленин в своей книге показал, что линия раздела материализма и идеализма совсем не определяется тем, какое происхождение имеет масса электрона – электромагнитное или какое-либо другое.

Развивая идеи диалектической теории познания, В.И. Ленин высказал замечательную мысль о “неисчерпаемости электрона”, т.е. мысль о том, что научное исследование электрона может идти как угодно глубоко и приносить все время новые и новые сведения об этой реальности.

Эта последняя идея за истекшие 50 лет, как мне кажется, претерпела в физике очень интересное развитие и получила разносторонние и глубокие подтверждения. Тем не менее мы и до последнего времени встречаемся и, вероятно, еще будем встречаться со взглядами физиков, которые идут в разрез с безусловно правильной концепцией В.И. Ленина.

И вот я хотел бы сегодня попытаться рассказать, какие изменения претерпели представления об электроме со времени выхода ленинской книги до настоящего момента и какое значение имеет по сей день ленинская концепция о “неисчерпаемости электрона”. В мою задачу не входит детальный исторический очерк, напротив, я буду перепрыгивать от одного этапа к другому, касаясь только тех проблем, которые важны для основной идеи этой лекции.

§ 2. История электрона

Напомню, что в 1909 г. физики представляли себе электрон как заряженный шарик. Тогда же было выяснено существование очень важной величины – так называемого классического радиуса электрона:

$$a_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см} \quad (1)$$

(здесь e – заряд электрона, m_0 – его масса, c – скорость света).

Многие теоретики пытались развить теорию заряженного шарика с таким радиусом. Однако оказалось, что все попытки развить теорию этого электрона-шарика приводили к фундаментальному противоречию с теорией относительности. Теория

относительности требовала, чтобы электрон был точечным. Требование же “точечности” электрона в свою очередь приводит к противоречию, потому что энергия электрона, а вместе с тем его масса в этом случае оказывались бесконечными, что противоречило, конечно, и самой относительности. Электронная теория имела в то время очень большие успехи, но все успехи были связаны с явлениями, в которых электрон выступал как точка. К тому же нужно сказать, что никаких экспериментальных средств для исследования структуры электронов, т.е. для исследования масштабов порядка $a_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, в то время не было. Их еще и сейчас почти нет. Развитие теории электронов пошло, как вы знаете, совсем другим путем. А именно, в двадцатых годах возникла квантовая механика, которая привела к другой длине и к другому масштабу, тоже связанному с электроном, но гораздо большему классического размера электрона. Этот масштаб – так называемая комптоновская длина:

$$l_0 = \frac{\hbar}{m_0 c} = 3,8 \cdot 10^{-11} \text{ см.} \quad (2)$$

Здесь \hbar – постоянная Планка.

Отношение этих двух длин дает безразмерную величину

$$\frac{a_0}{l_0} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (3)$$

которая является знаменитой “постоянной тонкой структуры”. Таким образом, квантовая механика привела к открытию нового масштаба l_0 и к новой безразмерной величине $e^2/\hbar c$, которая не зависит от единиц измерения. Естественно, возникает вопрос о том, какое отношение имеет эта величина к структуре электрона и какая из длин – l_0 или a_0 – является определяющей? Надо сказать, что развитие квантовой механики, как вы знаете, существенно изменило наше представление о законах движения электрона как целого. Кроме того, появились такие новые величины, о которых раньше не имели понятия, как спин электрона и его магнитный момент:

$$S = \frac{\hbar}{2}, \quad M = \frac{e\hbar}{2m_0 c}. \quad (4)$$

Таким образом, наши сведения об электроне стали гораздо более богатыми, чем они были во времена В.И. Ленина. С широкой, философской точки зрения можно было бы сказать, что уже и в этих открытиях проявляется “неисчерпаемость” электрона.

Но хотел бы сосредоточиться на вопросах, связанных с самой внутренней структурой электрона. Когда применили методы квантовой электродинамики к электрону, то оказалось, что проблема

собственной массы электрона, возникшая еще в самом начале развития электронной теории, не имеет решения и в квантовой теории, т.е. собственная масса электрона и в этой теории получалась бесконечной. Следует напомнить, что очень интересный шаг был сделан М.Борном, который предложил в 30-х годах нелинейную теорию поля и который, во всяком случае формально, в рамках этой теории решил проблему размера электрона и его массы. Эта теория была чисто классической и для нее характерным был классический масштаб a_0 . Это была очень изящная теория, к которой формально никак нельзя было придираться. Но, если можно так выразиться, она родилась слишком поздно, потому что к этому времени было ясно, что квантовые эффекты наступают гораздо раньше в смысле масштаба: они наступают, когда существенна комптоновская длина, т.е. масштабы порядка 10^{-11} см, в то время как классические масштабы в сто раз меньше. Отсюда совсем ясно, что никакой классической теории структуры электрона вообще быть не может.

Но мы могли бы еще думать, что, может быть, возможна квантовая теория структуры электронов. Однако существуют очень серьезные опасения, что и эта, если так можно сказать, "квантовая технология" не годится для изготовления столь тонких вещей, как электроны. Вероятно, законы внутренней структуры электрона более деликатны, чем законы квантовой механики. Но все же некоторые успехи на пути развития квантовой теории структуры электрона были сделаны.

Когда выяснилось, что квантовая теория также приводит к бесконечной собственной энергии электронов, то я бы сказал, что многие блюстители порядка в современной теории поддерживали концепцию точечного электрона. Опираясь на идеи В.И. Ленина, можно было бы сказать заранее, что эти точки зрения не могут быть правильными и электрон должен быть неточечным. Но, конечно, это практический вопрос для физиков – решить, когда вы об этой неточечности должны начать серьезно думать.

Возвратимся, однако, к квантовой теории электрона. Квантовая теория принесла все же некоторые новости в радиусе электрона. Когда Вайскопф подсчитал собственную массу электрона с учетом поляризации вакуума (т.е. с учетом образования пар позитронов – электронов), то он получил поразительно малый радиус электрона

$$a_k = \frac{\hbar}{m_0 c} e^{-137} \cong 10^{-70} \text{ см.} \quad (5)$$

М.А. Марков заметил, что этот "квантовый" радиус электрона даже много меньше так называемого "гравитационного" радиуса электрона

$$a_g = \frac{km_0}{c^2} \cong 10^{-55} \text{ см} \quad (6)$$

(здесь k – гравитационная постоянная), а это могло бы указывать на существенную роль гравитации в структуре электрона. Таким образом, можно бы сказать, что квантовая теория отодвинула проблему структуры электрона в область исключительно малых масштабов.

Вопрос о возможной роли гравитации в структуре электрона возникал, конечно, у многих ученых, но, кажется, у каждого из них начинала болеть голова от сложности этого вопроса, и он уходил от него, надеясь, что в нем разберется кто-нибудь другой.

Я мог бы высказать по этому поводу лишь личное мнение: масштабы порядка a_r кажутся столь малыми, что очень вероятно, что изменение характера закономерностей в области малых масштабов будет существенным гораздо раньше, чем начнут играть роль гравитационные эффекты.

Напомню еще об одном успехе, который был сделан в квантовой электродинамике; речь идет о так называемой “перенормировке массы”. Идея была очень хорошей и заключалась в постановке новой, уже разрешимой задачи: если уж масса электрона, движущегося в поле по теории, оказывается бесконечной и бесконечна также и масса электрона свободного, то, может быть, будет целесообразно рассматривать только разностные эффекты между этими двумя задачами, учитывая только эффект поля? Можно сказать, что было предложено отсчитывать массу электрона не от нуля, а от бесконечной теоретической массы. Эта операция и называется “перенормировкой” массы. Она привела к ряду успехов. Некоторые успехи являются реальными, другие же, мне кажется, имеют больше символическое значение. Реальный успех заключается в том, что с помощью этого метода можно было вычислить новые тонкие детали движения электронов в атоме водорода. Я имею в виду теоретический расчет экспериментально открытого лэмбовского сдвига. Этот сдвиг показал, что электроны движутся вокруг ядра несколько “хитрее”, чем это следует по теории Дирака.

С помощью этого метода “перенормировки” удалось учесть тот факт, что электрон движется в атоме водорода не просто под действием регулярного кулоновского поля, а совершает еще дополнительное броуновское движение, под влиянием нулевых колебаний электромагнитного вакуума. Кроме того, в соседстве возникают электрон-позитронные пары, иными словами, поляризация вакуума, которая также влияет на движение электрона. Оба эти обстоятельства и приводят к очень тонкому расщеплению уровней в атоме водорода и к малому изменению магнитного момента электрона.

Метод “перенормировки массы” позволил вычислить все эти тонкие явления с огромной точностью. Поэтому неудивительно, что сейчас уже возникла целая армия рыцарей “перенормировки”, которые немало сделали в развитии теории; однако, кроме

лэмбовского сдвига, пока нет опытных данных, которые подтверждали бы вычисляемые эффекты.

Весьма любопытный результат был получен Л.Д. Ландау и его сотрудниками, которые очень серьезно применили метод перенормировки и пришли к результату: если последовательно принять этот метод, то электрический заряд “перенормированного” электрона оказывается равным нулю. По этому вопросу были очень острые дискуссии. Суть дела заключается в том, что нуль-заряд получается за счет вклада очень малых расстояний масштаба a_k . Формально это сводилось к тому, что учитывались компоненты в электромагнитном поле, имеющие длину волны порядка a_k .

Равенство нулю заряда электрона – отнюдь не лучше, чем бесконечная масса; как сказано у Гейне: “плохо пахнут и капуцины, и равнины”.

Успех теории “перенормировки” применительно к лэмбовскому сдвигу как раз и основывается на том, что при медленном движении электрона по орбите в атоме водорода высокие частоты броуновского движения электрона в поле вакуума усредняются и оказываются несущественными. Если же вы серьезно заберетесь в такую область, где длина a_k уже существенна, то вы получите огромное количество неприятностей. Современная электродинамика, по-видимому, совсем не работает на таких малых расстояниях. Что там на самом деле работает, мы сейчас не знаем.

Можно указать еще некоторую другую, гораздо большую длину, которая может быть существенна для теории электрона. Эта длина связана с так называемыми слабыми взаимодействиями.

Рассмотрим виртуальный процесс

$$e \rightleftharpoons \mu + \nu + \bar{\nu}, \quad (7)$$

т.е. превращение электрона в мю-мезон и пару нейтрино. Взаимодействие, определяющее этот процесс, слабое и характеризуется константой взаимодействия Ферми g_F . С этой константой можно связать длину l_F :

$$l_F = \sqrt{g_F \hbar c} \cong 10^{-16} \text{ см.} \quad (8)$$

Многу было показано, что если длины волн, которые фигурируют в явлении, близки к 10^{-16} см, то это “слабое” взаимодействие становится более сильным, чем электродинамические взаимодействия. Если это так, то совершенно ясно, что бессмысленно рассматривать электродинамику для расстояния, которое меньше 10^{-16} см, не учитывая принципиально новых явлений с участием мезонов и нейтрино.

Следует, однако, заметить, что нельзя считать доказанным, что те варианты слабого взаимодействия, которые мы знаем, справедливы для больших энергий. Таким образом, в этом вопросе все же остается некоторая неизвестность.

§ 3. Структура электрона

Теперь, после этих вводных замечаний, можно сделать попытку описать структуру электрона, пользуясь теми знаниями, которые нам дает современная квантовая теория поля.

Для того чтобы описание было наглядным, я позволю себе вообразить, что электрон закреплен в какой-то точке пространства (рис. 1). Это очень существенно для того, чтобы вообще можно было нарисовать наглядную картину структуры электрона. Тогда следует представить себе, что электрон испускает и поглощает виртуальные фотоны. Таким образом, около электрона возникает собственное, известное еще из классики, электромагнитное поле. Далее под действием фотонов этого поля вокруг электрона возникают виртуальные пары электронов и позитронов.



Рис. 1. Структура электрона. На рисунке изображены оболочки виртуальных частиц. Масштабы: $l_0 \sim 10^{-11}$ см, $l_\pi \sim 10^{-13}$ см, $l_N \sim 10^{-14}$ см, $l_\phi \sim 10^{-16}$ см, $a_k \sim 10^{-55}$ см, $a_r \sim 10^{-70}$ см.

Таким путем вокруг центра электрона возникнет атмосфера поляризации вакуума. Эта атмосфера имеет размеры комптоновской длины электрона l_0 , и, таким образом, ее размер просто огромен ($\sim 10^{-11}$ см).

Однако “плотность” этой атмосферы ничтожна из-за малости постоянной тонкой структуры $e^2/\hbar c$, определяющей электромагнитные взаимодействия.

Ближе к центру электрона подобным же образом будет возникать атмосфера пионов (комптоновская длина пионов составляет $l_\pi = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см) и, наконец, еще ближе к центру электрона – атмосфера пар нуклонов и антинуклонов (масштаб комптоновской длины нуклонов равен $l_N = 2 \cdot 10^{-14}$ см).

Таким образом, вокруг центра электрона имеется система оболочек, образованных парами частиц и античастиц. Все эти оболочки из-за малости постоянной тонкой структуры имеют ничтожную плотность.

Еще на меньших расстояниях ($l_{\Phi} = 10^{-16}$ см) могут оказаться существенными слабые взаимодействия, которые теперь в этом масштабе будут уже сильными, и где-то совсем в глубине электрона будет существенна длина a_k , которая кажется важной для перенормировки. Поэтому я думаю, что вообще нельзя “перенормировать” там, где могут быть важны перечисленные выше неэлектродинамические эффекты структуры электрона.

Теперь я хотел бы сделать несколько замечаний об экспериментальных данных, касающихся структуры электрона. Косвенно о существовании поляризации вакуума около электрона мы можем заключить из лэмбовского сдвига.

Конечно, было бы очень важно посмотреть непосредственно на элементарных процессах взаимодействия электронов в динамике, есть ли вообще что-нибудь подобное на свете? Но тут имеются огромные трудности. Дело заключается в том, что измерение отступлений, например, от классического комптоновского рассеяния требует исключительно большой точности при измерении очень слабых эффектов.

Действительно, для измерения структурных эффектов нужна очень короткая длина волны, но в области коротких длин волн электродинамические эффекты слабы.

Возможно, что строительство ускорителей с встречными электронными пучками и существенное усовершенствование методики измерений (проблема исключения “фона”) создадут предпосылки для изучения структуры электрона и приведут к принципиально новым открытиям в электродинамике, но пока, как видите, трудности кажутся огромными.

В заключение я хотел бы заметить, что электрон – частица очень легкая, и поэтому при всех этих процессах, которые мы рассмотрели, она получает сильную отдачу. В силу этого в действительности структура электрона не так наглядна, как мы изобразили выше.

Портрет электрона, который мы могли бы получить на опыте, должен походить на портрет лица, прыгающего со стула на стул перед своим фотографом.

Поэтому неожиданным образом наиболее простая частица – электрон – оказывается труднейшей для исследования ее структуры. Но в этом можно видеть и счастливое обстоятельство. Ввиду того что “атмосфера” электрона слабенькая, – а это, по видимому, так, – возможно рассматривать его как точку, а это значит, что он может быть хорошим средством для исследования структуры других, более тяжелых частиц. Если бы, например,

его атмосфера была бы очень плотной, то его нельзя было бы применять для таких целей.

В Стенфорде Р. Хофштадтером и др. электроны были применены для исследования структуры нуклонов.

§ 4. Структура нуклонов

В сущности, то что можно сказать о структуре нуклона, в общих чертах повторяет схему того, что было сказано об электроне (рис. 2). Но имеются важные различия. Во-первых, нуклон есть частица тяжелая и, следовательно, во многих случаях его можно считать закрепленным. Поэтому в случае нуклона легче с вопросами отдачи, нуклон есть объект более удобный для фотографии. Во-вторых, константа, определяющая атмосферу нуклона, есть константа Юкавы для взаимодействия нуклонов и пи-мезонов g . Она такова, что $g^2/\hbar c = 15$, т.е. в тысячу раз больше константы электромагнитного взаимодействия $e^2/\hbar c$. Поэтому атмосфера нуклона далеко не такая прозрачная, как у электрона. Она обусловлена прежде всего возникновением пар нуклон – антинуклон вблизи центра нуклона. Размеры этой области – комптоновская длина нуклона (т.е. $\cong 2 \cdot 10^{-14}$ см).

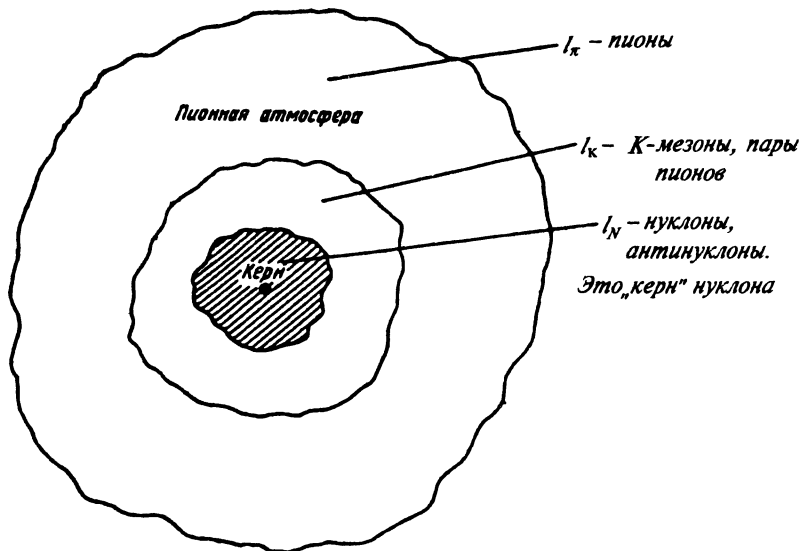


Рис. 2. Структура протона. На рисунке изображены оболочки виртуальных частиц. Масштабы: $l_\pi \sim 10^{-13}$ см, $l_K \sim 10^{-14}$ см, $l_N \sim 10^{-14}$ см.

Следует ожидать, что масштаб атмосферы, образованный гиперонами и K -мезонами, примерно того же порядка. Атмосфера K -мезонов более слабая, константа взаимодействия для K -мезонов на порядок меньше константы Юкавы. Кажется, что они не играют заметной роли в атмосфере нуклона.

Далее идет область пи-мезонов – пионная атмосфера (или пионное облако) нуклона. Ввиду значительной величины константы взаимодействия g это облако довольно интенсивно. Изучая рассеяния быстрых электронов, Р. Хофштадтер мог определить размер этого облака и даже его форму.

Я не буду здесь останавливаться на всех тонкостях, связанных с интерпретацией этих опытов.

Некоторые парадоксы, выявившиеся в этих опытах, я думаю, разъяснены нашими работами и результаты опытов Р. Хофштадтера, на наш взгляд, не противоречат теории. Таким образом, мезонное облако нуклона становится для современного физика вполне обоснованной реальностью. Что касается более глубоких слоев нуклона, где должны быть K -мезоны, пары пи-мезонов, наконец, пары нуклона и антинуклонов, то их структура еще недостаточно изучена.

Исследования этой области нуклона будут очень трудны экспериментально и теоретически. В этой области уже существен эффект отдачи, и сейчас нет методов, позволяющих рассчитать этот эффект. Идея “перенормировки” также мало помогает в этом случае из-за большой величины константы взаимодействия.

Уже из сказанного видно, насколько сложна в действительности элементарная частица и как трудно продвигаться в ее глубь. Во всяком случае, не легче, нежели астрономам, которые изучают далекие глубины Вселенной. Также сложна и необходимая техника. Если астрономам необходимы очень сложные телескопы, то физикам нужны очень сложные ускорители. Правда, некоторые теоретики думают, что они сумеют обойтись без ускорителей. Однако весь опыт познания показывает, что невозможно охватить весь микромир единой теорией, опираясь на экспериментальные результаты только в ограниченной его области. Понадобятся новые эксперименты, вскрывающие специфику более глубоких областей. Также невозможно на основе одних только спекуляций делать вывод и о строении всей Вселенной в целом. Не потому ли Будда, будучи умным проповедником, запретил своим ученикам обсуждать 10 вопросов и среди них вопрос о бесконечности всей Вселенной. В самом деле, каким масштабом будем мерить? По-видимому, можно говорить только о каких-то ограниченных областях Вселенной, которые реально исследованы и для которых можно реально сформулировать законы. По этой причине мне кажется, что понимание ленинских идей о неисчерпаемости элементарных частиц очень важно, потому что оно помогает избрать правильный метод работы.

§ 5. Микро- и макромир

Исходя из ленинской методологии, следует думать, что мы встретимся с очень большими неожиданностями на малых масштабах, т.е. там, где современная теория приводит к абсурдным результатам.

Теперь кажется совершенно ясным, что в области очень малых масштабов такими примитивными приемами, как “перенормировка”, ничего нельзя решить.

В заключение я хотел бы рассказать об одной, впрочем довольно спекулятивной, идее, которая может служить иллюстрацией к тому, что может встретиться на очень маленьких масштабах.

Сейчас известно, что сечение взаимодействия нуклонов при больших энергиях не уменьшается. Во всяком случае, это наблюдается, по-видимому, до энергий порядка 10^{16} эВ. Такая энергия в миллиарды раз превышает собственную энергию нуклона. При столкновении таких нуклонов возникает заново огромное число вторичных частиц. Уже это обстоятельство указывает на то, что никакие методы теории возмущения не могут быть применены при описании такого явления. Дальше можно спекулировать: будет ли сечение взаимодействия нуклонов вообще когда-нибудь падать с энергией или не будет? Теоретически сейчас нельзя выбрать между этими двумя возможностями. Но можно показать, что различие между этими двумя возможностями совершенно принципиально и вот почему: если сечение взаимодействия будет стремиться к нулю с ростом энергии частиц, то большие энергии будут несущественны для микроскопических явлений, иными словами, при больших энергиях микрочастица станет прозрачной. Можно сказать, что нуклоны не будут взаимодействовать между собой и, даже если бомбардируемая микрочастица будет иметь весьма огромную энергию, это будет, так сказать, “ее личным делом”, поскольку она не взаимодействует с другими частицами. И тогда микромир останется как бы отделенным очень серьезной гранью от макромира. Представьте себе противоположную ситуацию; пусть сечение взаимодействия, как это и подсказывает опыт, останется постоянным; тогда это означает, что огромная энергия нуклонов при встрече может реализоваться в виде огромного ливня новых частиц, как это и наблюдается в космических лучах и в ускорителях. Представьте теперь себе, что такой сверхэнергичный протон, ускоренный каким-то космическим ускорителем, сталкивается с другим протоном; тогда могут родиться звезды не в смысле, как их понимают у нас в лаборатории, а в смысле, как их понимают астрономы.

Можно спросить себя, когда в нуклоне существенна гравитация. Очевидно, она будет существенна тогда, когда гравитационный радиус нуклона будет сравним с характерными размерами нуклона, т.е. с комптоновской длиной волны. Оказывается, что

энергия такого нуклона равна примерно энергии галактики. Следовательно, если встретятся два нуклона такой большой энергии, что для явлений, происходящих в этой системе, из двух частиц будет существенна гравитация, то будет рождаться целая галактика!

Числа барионов и антибарионов, возникающих в двух ливнях, не обязательно будут равны. В одном ливне может быть меньше антинуклонов, а в другом больше. Тогда в одну сторону полетит “мир”, а в другую полетит “антимир”. Можно сказать также, что один ливень догорит до “мира”, а другой ливень догорит до “антимира”. Итак, если представить себе, что сечение взаимодействия нуклонов не падает, то картина явлений на малых расстояниях представляется увлекательно сложной. Теория должна будет предусмотреть, что при столкновении двух очень энергичных нуклонов могут родиться макроскопические тела! Этот вопрос кажется мне очень принципиальным, так как это вопрос о том, есть ли грань между микромиром и макромиром или же микромир при больших энергиях очень близко стоит к макромиру.

Но все это, конечно, очень фантастично. Если обратиться к более реальным вещам, то совершенно ясно, что возможное поведение сечений при ультравысоких энергиях разделяет два возможных класса теории. Одни теории такие, которые очень похожи на современные; в этих теориях при больших энергиях взаимодействие частиц становится малым. И другой класс теорий, при котором это взаимодействие не становится малым со всеми поразительными последствиями, которые отсюда будут вытекать. Это, пожалуй, все, что я хотел сказать.

Заключение

Вы видите, какой вес имеют слова В.И. Ленина о неисчерпаемости электронов. Вспоминая его книгу “Материализм и эмпириокритицизм”, я хотел бы еще заметить, что В.И. Ленин всегда подчеркивал, что знаем ли мы что-то или не знаем – это вопрос практики, критерий практики является наиважнейшим. Употребляя терминологию Энгельса, можно сказать, что процесс познания есть превращение “вещи в себе” в “вещь для нас”.

Можно сказать, что и атом, и атомное ядро уже в значительной мере превратились в “вещь для нас”. И мы сейчас присутствуем при том, как глубины элементарных частиц из “вещи в себе” превращаются в “вещь для нас”. Совершенно ясно, что Ленин, в общем понимании, предвидел такое развитие познания и это является причиной, почему настоящая лекция посвящена памяти Владимира Ильича Ленина и его знаменитой книге.

ЛЕНИН И ФИЗИКА*

На рубеже XX столетия и в первое его десятилетие физика развивалась бурно, и притом самыми непредвиденными путями. В этот период возникли электронная теория, теория относительности, теория квантов. Привычное и уютное здание механической физики XIX столетия дрожало и шаталось под напором новых фактов и идей.

Механика, которую считали образцом науки, ее законы – всеобщими и незыблемыми, оказалась ограниченной, а попытки с ее помощью объяснить оптические и электромагнитные явления чисто механическими движениями сплошной среды – эфира – совершенно несостоятельными.

Механическая физика XIX столетия отождествляла понятия материи и массы. Такое примитивное определение материи получило широкое распространение среди физиков-материалистов конца прошлого столетия.

Однако опыт показал, что масса электрона зависит от скорости его движения**. Более того, оказалось, что массу электрона можно считать массой электромагнитного происхождения, т.е. вызванной существованием электромагнитного поля электрона, существованием электромагнитной энергии. Итак, материя исчезла!

Представители философских течений того времени, оппозиционных материализму (позитивисты, махисты, энергетики), рассматривали эти новые факты как обоснованные опытом доказательства несостоятельности концепции материализма. Основные понятия материализма, казалось, опровергались новыми данными физики, становились иллюзиями. Физика изменила материализму – так думали многие ученые в эпоху зарождения новой физики, физики XX в.

Как бы то ни было, но надо было работать. И такие выдающиеся физики, как Г. Лоренц, Д. Томсон, продолжали развивать электронную теорию, создавать модели структуры электрона и атома. Л. Больцман и М. Смолуховский разработали кинетическую теорию – “атомную гипотезу”. Ж. Перрен искал и нашел позднее блестящие экспериментальные подтверждения их теории.

* Опубликовано в сборнике “Наука и Человечество” (М.: Знание, 1969).

** В настоящее время под массой тела понимается то, что раньше называлось массой покоя. Понятие массы, зависящей от скорости (релятивистская масса, или масса движения), возникло в результате неправомерного использования нерелятивистских формул для описания релятивистских объектов и поэтому неприемлемо (см.: О к у н ь Л.Б. Понятие массы // У Ф Н. 1989. Т. 158, вып. 3. С. 511).

Иных взглядов придерживались большинство философов того времени, интересовавшихся естествознанием. О названных физиках они говорили: эти люди занимаются пустыми фантазиями, понятия об атомах и электронах – это понятия, лишние для систематики “комплексов ощущений”, “неэкономные” с точки зрения принципа “экономии мышления”. Такой выдающийся исследователь, как Э. Мах, сравнивал представления об атомах со средневековыми представлениями о шабаше ведьм. В пример ставилась энергетика В. Освальда, не претендующая более чем на описание непосредственно данного в опыте. Экономное упорядочение чувственных данных – такова задача науки с точки зрения позитивистской философии, расцветавшей в те годы.

Философия позитивизма оказалась удобной для той категории ученых, которые не осмеливались выходить за пределы понятий своей узкой профессии и в исследовательской работе оставались мелкими ремесленниками. Эта философия подкупала также ученого-естествоиспытателя своей тенденцией к строгости и объективизму.

В тенденции к строгому соответствию теоретических понятий и опытных данных, безусловно, содержалось положительное достижение позитивизма. Однако доведенная до крайности, эта тенденция оказалась реакционной как в философии, так и в физике: революция в физике XIX столетия была представлена позитивистами как крушение материализма. Появились бесчисленные пророки новых направлений, которые призывали “отречься” от “устаревшего” материализма и перейти в новую веру, где надо было поклоняться “чистому опыту”.

Новые научные термины, остроумные ссылки на последние достижения физики импонировали многим, и немало русских и зарубежных марксистов под влиянием этих течений взялось за внесение корректив и поправок в самые основы материалистической диалектики. Это еще более усилило философскую неразбериху и путаницу, которая возникла в связи с ломкой устаревших, отживших понятий механической физики.

Естественно, что В.И. Ленин, активно развивавший учение диалектического материализма, не мог оставаться равнодушным к создавшейся в философии ситуации.

В.И. Ленин изучил огромное количество литературы, ознакомился с воззрениями не только философов, но и математиков и физиков в Германии, Англии, Франции и России. В философских работах В.И. Ленина обсуждаются взгляды Дж. Томсона, Г. Лоренца, А. Пуанкаре, Л. Больцмана, П. Ланжевена и многих других хорошо известных нам физиков, работавших на рубеже XX столетия. Результатом явилась книга “Материализм и эмпириокритицизм”.

Эта книга В.И. Ленина – блестящий образец страстной, полемической защиты науки от нашествия идеалистических апостолов

различного толка. Его вывод был таков: “Современная физика лежит в родах. Она рождает диалектический материализм”. Весь же физический идеализм, вся эмпириокритическая философия вместе с эмпириосимволизмом, эмпириомонизмом и пр. и т.д. – это лишь отбросы науки. Однако содержание этой книги не ограничивается полемикой. В ней В.И. Ленин дал глубокий анализ методологических проблем современного ему естествознания и указал пути их решения.

Особое значение имела эта работа В.И. Ленина для физики. Физика изучает самые элементарные закономерности материального мира. Поэтому она всегда занимала и, по всей видимости, будет занимать и в будущем особое положение среди других естественных наук: в любом самом сложном и конкретном явлении исследователи будут искать черты простейшего и всеобщего. Темп развития физики выше темпа развития других естественных наук, а среди экспериментальных наук она отличается наибольшей последовательностью и точностью. Поэтому основные методологические проблемы естествознания наиболее ярко и определенно обрисовываются именно в физике.

Вопрос об объективности закономерностей природы, проблема материальности мира, абсолютное и относительное в познании, проблема границ познания и многие другие вопросы стояли в центре внимания философов начала нашего столетия. При различном решении этих проблем новые результаты физики дали повод для возникновения многих философских заблуждений.

Поэтому В.И. Ленин особенно внимательно следил за развитием современной ему физики и дал блестящее решение важнейших проблем философии физики – проблем, которые звучали парадоксами для крупнейших умов естествознания и многим философам служили основанием для проповеди агностицизма и скепсиса, для доказательства беспомощности человеческого разума перед каменным сфинксом природы.

*Методологический кризис физики и его анализ
В.И. Лениным*

Насколько В.И. Ленин ясно представлял себе физику того времени, можно судить по следующему описанию электронной теории, данному им в работе “Материализм и эмпириокритицизм”: “По этой теории, атомы образуют мельчайшие частицы, заряженные положительным или отрицательным электричеством, называемые электронами ...” “Опыты физиков дают материал для исчисления быстроты движения электронов и их массы ...” “Быстрота движения оказывается сравнимой с быстротой света (300 000 километров в секунду), например, доходящей до трети этой быстроты. При таких условиях приходится принимать во внимание

двойную массу электрона соответственно необходимости преодолеть инерцию, во-первых, самого электрона и, во-вторых, эфира. Первая масса будет реальной, или механической, массой электрона, вторая – “электродинамической массой, представляющей инерцию эфира”. И вот, первая масса оказывается равной нулю ... ” “Исчезает масса. Подрываются основы механики. Подрывается принцип Ньютона, равенство действия и противодействия, и т.д.”

Столь ясному изложению сложнейшей проблемы о массе электрона, которая до сих пор еще не решена, мог бы позавидовать любой физик. А вот физики-то и философы делали из этой проблемы крайне путанные выводы.

Так, А. Пуанкаре писал, что “великий революционер-радий” подрывает принцип сохранения энергии. “Опасности подвергаются и все другие принципы”, есть “признаки серьезного кризиса”; перед нами всюду “руины старых принципов”.

Один из французских исследователей науки того времени А. Рей, труды которого внимательно изучал В.И. Ленин, так описывает этот кризис: “... в прошлом физики верили в чисто механическое объяснение природы; принимали, что физика есть лишь более сложная механика, именно молекулярная механика. Расходились только по вопросу о приемах сведения физики к механике ... ”

Теперь же “разногласия не в деталях, а в основных и руководящих идеях ... Необходимо констатировать, что, подобно искусству, наука, в особенности физика, имеет многочисленные школы, выводы которых зачастую расходятся, а иногда прямо враждебны один другому ... ”

Отсюда можно видеть, каково значение и какова широта того, что получило название “кризиса современной физики”.

Ни физикам, ни буржуазным философам не удалось внести ясность в проблемы “периода сомнений”, как его называл А. Пуанкаре.

Ясность была внесена В.И. Лениным, который объяснил, что надо отличать понимание материи как философской категории от чисто физических представлений о строении материи (вещества). С этой точки зрения “исчезновение материи” есть лишь установление недостаточности определенной физической картины строения материи, замена ее другой, более глубокой и содержательной.

В.И. Ленин писал по этому поводу: “Если бы наши махисты, пишущие книги и статьи на философские темы, умели думать, то они поняли бы, что выражения: “материя исчезает”, “материя сводится к электричеству” и т.п. есть лишь гносеологически беспомощное выражение той истины, что удастся открыть новые формы материи, новые формы материального движения, свести старые формы к этим новым и т.п.” По В.И. Ленину, понятие материи гносеологически не означает “ничего иного, кроме как:

объективная реальность, существующая независимо от человеческого сознания и отображаемая им”.

Это разграничение общего философского понятия материи от изменчивых физических представлений о строении материи имеет фундаментальное значение для методологии науки, в особенности для физики.

Проблема, решенная В.И. Лениным, не является узкой проблемой, характерной только для этого этапа в развитии физики, который изучался В.И. Лениным. Это решение сохраняет свою силу и для современной науки.

Известно, что теперь экспериментально установлено существование так называемых античастиц. Это частицы, имеющие заряд и токи, противоположные токам и зарядам обычных частиц. Давно уже известен позитрон – античастица электрона. Со времени пуска больших ускорителей открыты антипротон и антинейтрон – античастицы по отношению к протону и нейтрону. Установлено существование античастиц тяжелых “возбужденных” нуклонов – гиперонов. Среди них известны антилямбда и анти-сигма (открытые в Дубне, в Объединенном институте ядерных исследований) и др.

Можно себе представить вещество, которое образовано из античастиц: антиатомы, антимолекулы и антиизлучение. Это означает, что современная физика допускает существование, как говорят, антиматерии. Разумеется, что это физическое состояние материи ничего общего не имеет с “антиматериализмом”. Как частицы, так и античастицы являются различными формами существования материи в ее философском ленинском понимании.

Физики говорят о аннигиляции материи. Это процесс соединения вещества и антивещества, например протона и антипротона. При столкновении такие две противоположные частицы исчезнут (аннигилируют), но это не будет бесследным уничтожением, превращением в ничто. Вместо них возникнут энергичные пи-мезоны. Пи-мезоны – неустойчивые частицы, они распадаются в конечном счете на электроны, позитроны, нейтрино и гамма-кванты. Однако на всех этапах этого процесса масса и энергия всех продуктов аннигиляции равны массе и энергии исходных протона и антипротона. Таким образом, в процессе аннигиляции нуклоны и антинуклоны только превращаются в другую форму материи.

Относительное и абсолютное

Вторая проблема, которая была рассмотрена В.И. Лениным в работе “Материализм и эмпириокритицизм”, – проблема соотношения относительного и абсолютного в познании.

Позитивисты любили и любят подчеркивать относительность человеческого познания, его субъективность и даже условность.

Для философа-идеалиста различные картины строения мира, которые рисует себе естествоиспытатель, лишь условные символы. С чувством полного безразличия он готов сменить одну картину на другую, более “остроумную” и “экономную”.

В.И. Ленин решительно выступил против этих унылых идей позитивистов и неокантианцев. В.И. Ленин рассматривал проблему взаимоотношения абсолютного и относительного в познании природы в историческом разрезе.

В.И. Ленин признавал относительность нашего познания, но считал, что оно содержит в себе и абсолютное и доля этого абсолютного все время растет в процессе развития познания. Поэтому для В.И. Ленина, материалиста и диалектика, развитие наук никогда не представлялось беспорядочной сменой одних условных картин другими.

Научное познание для В.И. Ленина – это слепок с действительности, ее отображение, постоянно совершенствующееся и развивающееся. Неполнота этого отображения, его неточность делают его относительным, но проверка его критерием практики обнаруживает в нем элементы абсолютного.

В защите материализма от субъективизма позитивистов В.И. Ленин находил поддержку своим идеям у многих выдающихся физиков того времени. Великий физик и философ Л. Больцман писал: “Недоверие к представлениям, которые мы можем вывести из прямых чувственных восприятий, привело к крайности, прямо обратной прежней наивной вере. Говорят: нам даны только чувственные восприятия, дальше мы не вправе делать ни шагу. Но если бы эти люди были последовательны, то они должны были бы поставить дальнейший вопрос: даны ли нам наши собственные вчерашние чувственные восприятия?.. Значит, если быть последовательным, то надо отрицать не только существование других людей, кроме моего собственного я, но и существование всех представлений в прошлом”.

В.И. Ленин решительно восставал против Гельмгольца и других ученых, которые считали наши восприятия лишь иероглифами, условно изображающими внешние вещи. В этой связи следует заметить, что для материалиста вопрос о том, правильно ли или неправильно отображается в мозгу живого существа внешний мир, решается самим фактом его существования. Живое существо, неверно, искаженно представляющее внешний мир, неминуемо погибнет.

Наши чувственные восприятия, безусловно, ограничены, но наука позволяет далеко расширить сферу восприятия мира путем создания различных приборов. Поэтому слепая от рождения Иоланта, будь она физиком, несомненно, нашла бы способ отличить белую розу от красной.

Широко организованный, всесторонний контроль и критерий практики позволяют воссоздать объективную картину мира. На

языке современной кибернетики эта же мысль может быть выражена таким образом: объективность картины мира, воспринимаемой любым организмом, гарантируется однозначностью работы его органов чувств в схеме “восприятие сигнала от внешнего события – действия организма – обратная связь”. Последнее звено позволяет контролировать правильность действия, произведенного организмом. На основе его может быть запрограммирован следующий шаг, в частности скорректирован шаг, уже выполненный.

Эта схема относится также и к коллективу организмов, в том числе к человеческому обществу.

При плохой работе данной схемы (например, если некоторые внешние события не вызывают восприятия или если обратная связь очень замедлена и т.п.) живое существо и даже целое общество могут прийти к катастрофе и гибели.

Можно сказать, что в процессе естественного отбора будут уничтожаться организмы и целые ассоциации тех организмов, которые по той или иной причине неверно или недостаточно верно и полно отображают в своем сознании внешний мир.

Неисчерпаемость электрона

Критикуя русских махистов, толковавших о непознаваемости “неизменной сущности вещей”, о “субстанции”, В.И. Ленин говорит, что это все “плоды незнания диалектики”.

“Сущность” вещей, или “субстанция”, – говорит В.И. Ленин, – тоже относительны; они выражают только углубление человеческого познания объектов, и если вчера это углубление не шло дальше атома, сегодня – дальше электрона и эфира, то диалектический материализм настаивает на временном, относительном, приблизительном характере всех этих вех познания природы прогрессирующей наукой человека”.

Далее В.И. Ленин высказывает замечательную мысль: “Электрон так же неисчерпаем, как и атом; природа бесконечна, но она бесконечно существует, и вот это-то единственно категорическое, единственно безусловное признание ее существования вне сознания и ощущения человека и отличает диалектический материализм от релятивистского агностицизма и идеализма”.

С точки зрения диалектического материализма модель атома Дж. Томсона, состоящая из электронов, колеблющихся внутри тяжелого, положительно заряженного шара, планетарная модель Э. Резерфорда, квантовая модель Н. Бора и, наконец, современная волново-корпускулярная модель квантовой механики – это не набор занятных и остроумных картинок, из которых каждая отрицает другую и осмеивает ее наивность.

Это последовательность приближений, движение от более относительного знания к менее относительному. Современным фи-

зикам полезно помнить и понимать, что “неверная” в свете теперешних данных модель атома Дж. Томсона, безусловно, содержала черты объективной реальности и оказалась очень важной для дальнейшего познания, так как позволила Резерфорду разумно поставить вопрос о размерах тяжелого, положительно заряженного шара. На этом пути и было открыто существование атомного ядра.

В принципе, таким же путем развивается и представление об электроне. Если при жизни В.И. Ленина были установлены заряд и масса электрона, а также знаменитый “классический” радиус электрона, то теперь мы знаем о нем неизмеримо больше. В настоящее время известны магнитный и механический моменты электрона, которые можно рассматривать как результат своеобразного вращения, как говорят, “спина” электрона. Эти величины установлены с потрясающей точностью. В качестве примера приведем отношение магнитного момента электрона к его моменту количества движения: $g = 2 \cdot 1,0011596$. Достигнутая точность – семь знаков после запятой!

Известны новые линейные масштабы, характеризующие структуру электрона: комптоновская длина, гравитационный радиус электрона, квантовый радиус электрона.

В результате тончайших экспериментальных исследований установлено, что электрон поляризует вокруг себя физический вакуум: в окрестности электрона возникает “атмосфера” из нерожденных (виртуальных) позитронов и электронов. Эта атмосфера очень “разрежена”, но имеет еще сравнительно большой размер (10^{-11} см), всего в сотню раз меньше размеров атома. Сам физический вакуум не является столь “пустым”, каким он представлялся после отказа от примитивных, механических теорий эфира XIX столетия.

По теперешним представлениям, вакуум – совокупность виртуальных частиц, нечто вроде метерлинковского царства нерожденных душ. Говоря более точно, вакуум есть самое нижнее, невозбужденное состояние физической реальности. Согласно квантовой механике движение не прекращается и в нижнем состоянии (по классической теории, нижнему состоянию любой системы отвечал бы полный покой). Это движение носит хаотический характер – выражается в локальных колебаниях зарядов и электромагнитных полей, которые сообщают реальным частицам случайные толчки. Электрон не только поляризует вакуум, но под действием вакуумных колебаний совершает нечто вроде броуновского движения маленькой частицы, помещенной в жидкость. В частности, эти толчки приводят к небольшому смещению и расщеплению спектральных линий атома водорода. Это смещение было открыто Лэмбом (лэмбовский сдвиг) в 1947 г. методами современной радиотехники. Теоретически оно было предсказано значительно раньше автором этой статьи (1938 г.).

Масштабы явлений, связанных с поляризацией вакуума и вакуумными колебаниями, характеризуются, как уже сказано, величинами порядка 10^{-11} см. С помощью лучей, получаемых в современных ускорителях, возможно исследовать еще меньшие масштабы.

Изучение рассеяния быстрых электронов и жестких гамма-лучей на протонах и дейтронах позволило с полной достоверностью установить наличие структуры нуклонов, определить их размеры. Они оказались в сто тысяч раз меньше размеров атома (10^{-13} см). Такие мощные ускорители, как пущенный недавно в Серпухове протонный синхрофазотрон (энергия ускоренных протонов равна 76 млрд электрон-вольт), позволяют исследовать элементарные частицы вплоть до масштабов в миллион раз меньше размеров атома (10^{-14} см). В настоящее время известно большое число элементарных частиц и установлена сложность их структуры.

На заре развития атомной физики, имея в виду симфонию света, излучаемого атомом, сравнивали атом по своей сложности с роялем. Теперь не будет большим преувеличением перенести это сравнение на элементарные частицы. Однако сложность элементарных частиц весьма своеобразна и, видимо, не имеет аналогов в неживой природе макроскопического мира. Это видно хотя бы из того факта, что при энергичном столкновении элементарных частиц рождаются новые элементарные частицы, не уступающие по своей организации “родителям”. Между тем никто не может рассчитывать получить новые рояли, скрипки или другие музыкальные инструменты в результате катастрофического столкновения, скажем, двух роялей.

Процессы, происходящие при столкновении энергетичных элементарных частиц, настолько сложны, что оказывается возможным рождение макроскопических количеств новых частиц и в принципе не может быть исключена возможность рождения целых миров, если запас относительной энергии исходных частиц достаточно велик.

Идея В.И. Ленина о неисчерпаемости электрона, о бесконечности познания, на пути которого будут открываться все новые и новые горизонты, полностью подтверждается развитием современной физики.

Значение этих идей может быть подчеркнуто еще и тем, что не так давно, на нашей памяти, многие из физиков-теоретиков накладывали табу на идею о наличии структуры у элементарных частиц, настаивали на их точечности. История повторяется...

Позитивисты всех оттенков толкуют закономерность как нечто субъективное. Сами формы теории рассматриваются как определяемые не объективной реальностью, а способом восприятия и мышления субъекта. Закономерность в понимании идеалистов выглядит как практическое “упорядочение” восприятий, ощущений.

А. Эйнштейн, который в общем придерживался позитивистских концепций, отмечал, что сама возможность такого упорядочения не имеет никакого толкования в позитивистской философии и остается “чудом”.

В работе “Материализм и эмпириокритицизм” В.И. Ленин, анализируя махистские концепции познания, говорит:

“Выходит, что можно и должно искать какой-то необходимости *помимо* единообразия среды, т.е. природы! Где искать, это – тайна идеалистической философии, боящейся признать познавательную способность человека простым отражением природы”.

Говоря об определении закона природы у Э. Маха как об “ограничении ожидания”, В.И. Ленин замечает: “Солипсизм берет-таки свое”.

Другой пример, из И. Петцольда: “Мы не можем допустить такой неопределенности и произвола природы; мы должны требовать от нее определенности, закономерности”.

“Так, – отмечает В.И. Ленин, – Мы требуем от природы закономерности. Буржуазия требует от своих профессоров реакционности”. В связи с принципом “экономии мышления” В.И. Ленин замечает:

“Экономнее” ли “мыслить” атом неделимым или состоящим из положительных и отрицательных электронов?”

“Достаточно поставить вопрос, чтобы видеть нелепость, субъективизм применения здесь категории “экономии мышления”. Мышление человека тогда “экономно”, когда оно правильно отражает объективную истину, и критерием этой правильности служит практика, эксперимент, индустрия”.

В острой, полемической форме В.И. Ленин беспощадно разоблачал попытки “самоневейших” философов играть в ученую терминологию. Он показал, что коренной вопрос лежит в признании или в непризнании объективного характера закономерности: “Признание объективной закономерности природы и приблизительно верного отражения этой закономерности в голове человека есть материализм”. Идеи В.И. Ленина об отражении в человеческом сознании объективного мира интересно сопоставить с замечаниями А. Эйнштейна и П. Дирака о том, что математически совершенные уравнения – “красивые” уравнения, – оказываются правильными в том смысле, что рано или поздно обнаруживаются реальные явления, которые описываются этими уравнениями. В статье “Иоганн Кеплер” А. Эйнштейн ссылается на изящную

теорию о конических сечениях (теорию эллипсов, гипербол и парабол), которые, как оказалось по истечении веков, хорошо описывают траектории планет.

П. Дирак упрекает Е. Шрёдингера в том, что он отверг красивое релятивистское волновое уравнение (известное теперь как уравнение Клейна) только на том основании, что выводы из этого уравнения не согласовались с опытными данными для движения электронов. Эти опытные данные позднее “нашлись” в мезонной физике, и уравнение получило свое применение для описания мезонов. Можно было бы привести много других фактов, подтверждающих идею о том, что математически изящные уравнения (или общие теории) рано или поздно находят себе применение для описания реальных процессов, протекающих в природе.

Я думаю, что почти все занимающиеся математикой или математической физикой испытывают подобное чувство красоты и способность использовать его как критерий для определения совершенства теории. Наш разум, оказывается, приспособлен к постижению гармонии мира. Эта способность человеческого разума еще недостаточно исследована философами, но не лежит ли в ее основе глубокое соответствие между законами нашего мышления и структурой закономерностей внешнего мира, на которой так настаивает В.И. Ленин?

Пространство и время

Для В.И. Ленина, как прямое следствие его материалистической концепции, пространство и время были объективными формами существования материального мира. В этой связи В.И. Ленин подвергает глубокой и острой критике концепцию Э. Маха, изложенную им в “Механике”.

Э. Мах, стремясь выйти за рамки идеализма и материализма, так определяет эти основные понятия: “пространство и время суть упорядоченные (или гармонизованные, wohlgeordnete) системы рядов ощущений”. На это В.И. Ленин замечает: “Это – явная идеалистическая бессмыслица, неизбежно вытекающая из учения, что тела суть комплексы ощущений. Не человек со своими ощущениями существует в пространстве и времени, а пространство и время существуют в человеке, зависят от человека, порождаются человеком, вот что выходит у Маха”.

Критикуя взгляды Богданова, В.И. Ленин пишет: “...выходит, что к опыту людей и к их познавательной способности приспособляются разные формы пространства и времени. На самом же деле как раз наоборот: наш “опыт” и наше познание все более приспособляются к объективному пространству и времени, все правильное и глубже их отражая”.

В период этой дискуссии теория относительности только что возникла. Ее появление вызвало шквал философских и популярных толкований, многие из которых граничили с мистикой. Повод к этому давало понятие о времени как о четвертом измерении, введенное Минковским на основе идей А. Эйнштейна.

От возникшей на этой основе мистики был принужден отрешиваться и Э. Мах.

В.И. Ленин отметил в работе “Материализм и эмпириокритицизм”, что Э. Мах, спасаясь от “чертовщины”, принужден прибегать к чисто материалистическим аргументам. “Новейшая математика, – говорит Мах, – поставила очень важный и полезный вопрос о пространстве с n -измерениями, как мыслимом пространстве, но “действительным случаем” (ein wirklicher Fall) остается только пространством с 3 измерениями. Поэтому напрасно “многие теологи, испытывающие затруднение насчет того, куда им поместить ад”, а также спириты пожелали извлечь для себя пользу из четвертого измерения”.

На это В.И. Ленин замечает: “Очень хорошо! Мах не желает идти в компанию теологов и спиритов. Но чем он в своей теории познания отгораживается от них? Тем, что только пространство с 3 измерениями есть действительное!”

Особо существенный прогресс в наших представлениях о пространстве и времени произошел позднее на основе (возникновения) общей теории относительности. Согласно этой теории, структура пространства и времени определяется движением материи – вещества или излучения. Говоря более точно, распределение материи определяет кривизну пространства, которое оказывается плоским только вдали от масс.

Эта физическая теория раскрывала прямую связь пространства-времени с материей, связь, которая может быть выражена точными математическими уравнениями. Тем самым идея В.И. Ленина о пространстве и времени как формах существования материи находит в общей теории относительности особенно ясное и конкретное выражение.

Было бы неуместно в этой статье перечислять разнообразные заблуждения методологического характера, которые возникли в различных новых философских школах и течениях на основе поверхностного изучения теории относительности.

Были спутаны понятия философского релятивизма и релятивизма теории относительности, возникло ошибочное представление о превращении “материи в энергию” и много других. Понадобилась глубокая и обширная работа физиков и философов, чтобы внести ясность в эти проблемы.

Достижением этой ясности, которая теперь зачастую кажется тривиальностью, наука в значительной мере обязана работе советских физиков, для которых ленинские идеи служили путеводной нитью в лабиринте новых проблем и парадоксов. Сейчас

уже никто из физиков не встанет в тупик перед знаменитым уравнением, связывающим энергию E и массу m любой физической системы, какой бы формой материи она ни была образована:

$$E = mc^2$$

(здесь c – скорость света), и не будем ломать голову над мнимым “превращением материи в энергию”.

Никто не спутает метрику реального четырехмерного пространства-времени (“четырехмерного мира”):

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2,$$

где s – интервал между некоторым началом отсчета (точкой $x = y = z = t = 0$) и событием, происходящим в точке с координатами x, y, z и в момент времени t , с метрикой “воображаемого” четырехмерного пространства

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2 + c^2 t^2,$$

где s – расстояние между некоторым началом координат ($x = y = z = t = 0$) и точкой, имеющей пространственные координаты x, y, z , $u = ct$. В последнем выражении член t^2 входит со знаком $+$ так, что $u = ct$ попросту играет роль четвертой пространственной координаты, но не времени.

Равным образом теперь мы отлично знаем, что главное содержание теории относительности заключается не столько в установлении зависимости разделения пространственно-временного многообразия на время и пространство от движения наблюдателя, сколько в открытии независимости физических законов от этого движения. Как принято теперь говорить, теория относительности устанавливает инвариантность законов природы. Примером этого утверждения может служить закон распространения света, который выражается условием $s^2 = 0$, т.е.

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = 0.$$

Согласно закону инвариантности, для другого наблюдателя, движущегося относительно первого, этот закон имеет ту же форму:

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2 = 0,$$

где x', y', z', t' – суть координаты и время, измеряемое линейками и часами движущегося наблюдателя (напомним, что c в обоих случаях – одна и та же для всех наблюдателей скорость света).

В настоящее время в связи с изучением мира элементарных частиц проблема пространства и времени вновь привлекает самое

пристальное внимание физиков-теоретиков. Суть заключается в том, что в случае макроскопического события можно указать вполне определенные физические операции, которые позволяют определить пространственные координаты события x, y, z и момент времени t , характеризующие “адрес” этого события и его дату.

Однако при переходе к объектам атомарных масштабов необходимые операции настолько усложняются, что, например, координаты x, y, z, t элементарной частицы становятся уже весьма абстрактными понятиями. В частности, существенно, что чем точнее определяются координаты микрочастицы, тем быстрее теряется значение полученной информации. Это обстоятельство есть следствие соотношения Гейзенберга, согласно которому, чем точнее определены координаты частицы, тем больший импульс сообщается ей со стороны измеряющего аппарата.

При этом не только существенно меняется состояние частицы, координаты которой измеряются, но могут родиться новые частицы или даже целый их рой.

При применении понятия пространственно-временных координат x, y, z, t к масштабам, характерным для внутренней структуры элементарных частиц ($< 10^{-13}$ см), абстрактность понятий x, y, z, t возрастает в такой степени, что становится граничащей с отрицанием физической значимости этих понятий.

Трудности, возникающие в применении классических пространственно-временных представлений к особо малым масштабам, видимо, связаны с тем, что само понятие физического “события” внутри элементарной частицы не поддается пока ясному определению.

Микромир

Квантовая теория в то время, когда Ленин написал “Материализм и эмпириокритицизм” находилась в зачаточном состоянии и не стала еще предметом внимания философов. Философский интерес к ней возник в конце двадцатых годов, после возникновения квантовой механики. Парадоксальные с точки зрения классической механики законы квантовой механики поставили ряд новых, глубоких методологических проблем, многие из которых современные позитивисты пытались решать, следуя традиционным идеям отрицания объективности квантовомеханических явлений.

Философский релятивизм, казалось, вновь нашел обширные возможности для аргументации данными новейшей атомной физики. Этот релятивизм выражался в том, что понятие состояния микрочастицы определялось исключительно в отношении к наблюдателю. С этой точки зрения микрочастица не имеет каких-либо величин, характеризующих ее состояние, пока не произведено измерение. Это измерение может быть выбрано различно, по

произволу наблюдателя. Таким образом, состояние микрочастицы оказывалось целиком зависящим от выбора наблюдателя.

Согласно квантовой механике состояние микрочастиц описывается волновой функцией Ψ , которая является одним из основных понятий новой теории. С изложенной выше точки зрения волновая функция есть попросту записная книжка наблюдателя, в которой он собирает свою информацию о состоянии микросистемы.

Такая точка зрения на волновую функцию приводит к парадоксальному выводу, что изменение информации наблюдателя может вызвать изменение волновой функции, а следовательно, изменение состояния микросистемы! Квантовая механика приобрела в таком понимании крайне субъективистский характер.

Книга В.И. Ленина "Материализм и эмпириокритицизм" помогла физикам найти пути к материалистическому пониманию квантовой механики и исключить из ее толкования элементы субъективизма. Этот поиск не был продиктован стремлением уложить новое учение в готовые рамки старых философских представлений. Дело шло об устранении логических противоречий, свойственных субъективному толкованию квантовой механики. Действительно, с точки зрения субъективистского толкования квантовой механики нельзя, будучи последовательным, обосновать применимость квантовой механики к явлениям, протекающим или протекавшим вне связи с каким-либо наблюдателем, например к радиоактивному распаду атомов, происходившему в доисторические времена, когда не было наблюдателя, могущего позаботиться о своевременном изменении волновой функции Ψ_1 , описывающей состояние атома до распада, на волновую функцию Ψ_2 , описывающую атом после его распада.

В.И. Ленин указывал на подобные простые, но вопиющие логические противоречия в любой философской схеме, кладущей в основу своего миропонимания субъективные восприятия человека (наблюдателя).

Исходя из идеи В.И. Ленина об объективном характере физических закономерностей, советские физики нашли пути к непротиворечивому и материалистическому пониманию особенностей квантовой механики.

Новая методология квантовой механики была основана на понимании волновой функции как величины, описывающей статистическим образом поведение микрочастицы, находящейся в определенной макроскопической обстановке. Обстановка вынуждает микрочастицу к определенному поведению, в которое, однако, имманентным образом включен элемент случайного. Время от времени микрочастица оказывается способной вызвать макроскопическое явление и тем самым заявить на макроскопическом языке не только о своем существовании, но и о своем состоянии. Следует отметить, что микрочастица может вызвать макроскопическое явление только в том случае, когда в макроскопической

среде, окружающей микрочастицу, имеется неустойчивость. В этом случае микрочастица может быть тем детонатором, который порождает “взрыв”. Такой взрыв может быть использован для определения состояния микрочастицы, которая его инициировала.

С этой точки зрения “произвол” наблюдателя заключается лишь в том, что он по своему выбору может создавать ту или иную макрообстановку для микрочастицы, в частности и ту, которая ведет к взрывам вполне определенного типа и тем самым отвечает условиям определенного измерения.

Примером подобных взрывов может служить возникновение электрического разряда в счетчике Гейгера, вызванного заряженной микрочастицей, попавшей в объем счетчика. Такая частица вызывает ионизацию газа. Образовавшиеся свободные электроны действием сильного электрического поля, имеющегося в счетчике, ускоряются, вызывают новую ионизацию, новые свободные электроны – возникает лавина электронов, электрический разряд.

Микрочастица, попадающая в пузырьковую камеру, наполненную перегретой жидкостью (следовательно, находящейся в неустойчивом состоянии), образует там ионы, которые становятся центрами вскипания жидкости.

В обоих случаях мы имеем дело с макроскопически неустойчивыми системами, взрывы (электрический разряд или кипение) инициируются микрочастицей.

Единство мира

Для В.И. Ленина, как последовательного материалиста, единство мира заключается в его материальности, отсюда и признание им существования объективной закономерности, всеобщей связи, взаимообусловленности явлений.

Поэтому В.И. Ленин буквально громил тех философов, кто видел это единство в “экономичном описании”, в “требовании однозначности” и тому подобных субъективистских принципах.

Напротив, его образу мыслей, его материалистическому мировоззрению близки стремления физиков понять взаимосвязь всего разнообразия форм материи и ее движения.

В.И. Ленин явно на стороне физика О.Лоджа, когда тот говорит, что “электрическая теория материи есть близкое достижение того, к чему всегда стремились философы, т.е. единства материи”.

В наше время тенденция теоретической физики к отысканию наиболее общих форм материи встречается лицом к лицу с фактом существования большого многообразия элементарных частиц.

Сейчас таблицы элементарных частиц занимают несколько страниц убоистого текста. Большинство из них неустойчивы и распадаются самопроизвольно; в качестве окончательных продук-

тов распада появляются устойчивые частицы: протон, электрон, фотон и нейтрино (или их античастицы).

Сам факт взаимопревращаемости частицы есть отличное выражение их материального единства. На это же единство указывают и некоторые теоретические соображения, относящиеся к систематике элементарных частиц. Кажется ясным, что единство частиц нужно искать в их внутреннем строении. Структура элементарных частиц сейчас становится предметом исследования и экспериментаторов и теоретиков. Само существование структуры частиц уже не вызывает сомнения. Однако единую теорию строения элементарных частиц еще не удалось сформулировать.

Располагая фактами распада одних частиц на другие, данными генерации (рождения) новых частиц при столкновениях, современная теория стремится представить каждую элементарную частицу как содержащую в потенциальной форме все остальные частицы. Напомним, что их называют виртуальными. С этой точки зрения каждая элементарная частица – царство нерожденных душ. Так, например, в окрестности центра электрона имеется атмосфера из виртуальных пар тех же позитронов и электронов; в окрестности центра нуклона – атмосфера из виртуальных π -мезонов, K -мезонов, пар нуклонов и антинуклонов и т.д.

Эти представления, странные, на взгляд далекого от современной теории человека, в какой-то мере оправдываются и, видимо, являются некоторым приближением к истине. Но всякая картина, по-видимому, еще очень груба, почти карикатурна. Понятие элементарной частицы, “помещенной” внутрь другой элементарной частицы, при сравнимости их размеров кажется очень сомнительным.

Структура частиц, видимо, должна описываться в новых терминах и понятиях, отражающих существование новой формы материи – внутричастичного вещества.

В этой связи можно отметить две интересные попытки найти эту форму. Первая из них принадлежит В. Гейзенбергу, который несколько лет тому назад выступил с концепцией единого поля, или “праматерии” (*die Urmaterie*). Он сделал попытку описать все частицы единым “спинорным” полем, с помощью нелинейного обобщения уравнения Дирака. Однако ему не удалось показать математическую непротиворечивость его уравнений хотя бы на простейшем примере, а выполненные сложные расчеты частиц не привели к обнадеживающим результатам. Другая попытка связана с гипотезой “кварков” – тяжелых частиц с дробным электрическим зарядом, которые должны бы явиться структурными компонентами мезонов и барионов.

Теоретическая работа, выполненная в развитие этой гипотезы, приводит к ряду результатов, заставляющих думать, что гипотеза кварков в каком-то отношении правильно отражает структурные соотношения в мезонах и барионах, но претензия кварков на роль

первичных частиц (прачастиц), видимо, не может быть обоснована.

К тому же из кварковой схемы совершенно выпадают лептоны – электроны, μ -мезоны, нейтрино, которые являются, по всей видимости, простейшими образцами элементарных частиц. Обе эти попытки создать единую картину в мире элементарных частиц, видимо, идут еще недостаточно глубоко; они кажутся еще слишком тесно связанными с привычными нам представлениями и идеями современной квантовой теории поля и теории относительности*.

Концепция элементарных частиц внутри элементарных частиц вряд ли может быть исходной для понимания ситуации в области крайне малых масштабов микромира.

Концепция физического поля, как мы ее знаем из современной теории, неразрывным образом связана с понятием элементарных частиц и поэтому также кажется весьма сомнительной применительно к обсуждаемым масштабам.

Как мы уже обсуждали выше, понятие события внутри элементарной частицы и понятия пространства-времени еще ждут своего решения. Кажется, что все успехи современной теории в области физики высоких энергий и элементарных частиц связаны с теми теоретическими исследованиями, в которых путем более или менее остроумных приемов удается обмануть бдительность чудовищ, стерегущих вход в храм истины: одно из них – бесконечность энергии вакуума, другое – бесконечность собственной энергии частиц.

С этими бесконечностями теоретик встречается тотчас, как только он соберется последовательно атаковать проблему взаимодействующих микрочастиц, исходя из современных концепций теории относительности и квантовой теории поля.

Между тем накоплено огромное количество фактов, которые нуждаются в описании на основе единой физической картины микромира. Эту колоссальную грудю новых фактов удастся только частично связать между собой в еще довольно разрозненную мозаику.

Как бы то ни было, кажется вероятным, что в наше время теоретическая физика в своем поступательном движении подходит к новой революционной вехе. В такие переломные периоды в развитии науки правильная методология является важнейшим залогом успеха в творческих поисках новых путей и решений.

Эту целостную и ясную методологическую базу, которая так необходима для понимания узловых проблем современной физики, дает нам гениальная работа В.И. Ленина “Материализм и эмпириокритицизм”.

* По современным представлениям, как кварки, так и лептоны являются первичными элементарными частицами.

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОМ И АБСОЛЮТНОМ ДВИЖЕНИИ*

В связи с обсуждением статьи Г.И. Наана "К вопросу о принципе относительности в физике", опубликованной в журнале "Вопросы философии" № 2 за 1951 г., считаю необходимым сделать несколько замечаний.

Прежде всего следует иметь в виду, что не существует относительности ускоренных движений. Понимание общей теории относительности как учения об относительности вообще всех движений, характерное для зарубежной физики, стоящей на позиции философского релятивизма, является на самом деле научно необоснованным.

Это понимание нашло свое наиболее яркое выражение в известной книге А. Эддингтона "Теория относительности", где автор занимается, начиная с первых же страниц, словесно-математической эквилибристикой, из которой ничего другого, кроме софизмов и парадоксов, не может последовать.

В действительности общая теория относительности является теорией тяготения, а вовсе не учением об относительности всех движений. Это обстоятельство подчеркивалось уже давно В. Паули в его курсе теории относительности; на него обращено внимание в популярной книге автора настоящей заметки "Что такое теория относительности" (ОНТИ ГРНПЮЛ, М.; Л., 1936); то же самое в наиболее ясной и исчерпывающей форме показано в статье В.А. Фока в сборнике, посвященном Копернику ("Николай Коперник". Сборник статей к четырехсотлетию со дня смерти, 1947). Эквивалентность поля тяготения и ускоренного движения имеет место только в бесконечно малых областях пространства и времени и нарушается, когда мы обращаемся к конечным областям пространства и времени.

Вместе с тем отпадает и теоретическая основа для утверждения об относительности ускоренных движений. По этой же причине системы Коперника и Птолемея вовсе не являются равноправными, как это принято утверждать почти в любой зарубежной книге по теории относительности¹. По этой же причине

* Опубликовано в журнале "Вопросы философии" (1952, № 1) под названием "За ленинское учение о движении".

¹ Следует иметь в виду, что вопрос о равноправии теории Коперника и теории Птолемея не имеет ничего общего с вопросом о произволе выбора той или иной системы отсчета. Любая система тел может служить

в зарубежной литературе существует невероятная путаница (начатая Э. Махом) в вопросе об относительности вращательного движения, которое на самом деле никак не может быть относительным, так как нет гравитационного поля, “эквивалентного” вращению тела.

Таким образом, проблема абсолютного движения есть проблема инерциального, равномерного и прямолинейного движения. Из специальной теории относительности хорошо известно и подтверждено колоссальным количеством экспериментальных фактов, что физические явления протекают одинаковым образом, независимо от общего прямолинейного и равномерного движения системы тел, в которой эти явления происходят².

В силу этого принципа обычно считают, что вопрос об абсолютном движении является бессмысленным, так как нет никакого способа, позволяющего обнаружить такое движение. Этот вывод принимается как основной результат мучительных поисков абсолютного движения относительно мирового эфира, поисков, которым были посвящены многие исследования физиков конца прошлого столетия. Однако связывать абсолютное движение с тем или иным представлением об эфире – слишком узкая позиция.

Суть вопроса об абсолютном движении заключается в представлении о существовании выделенной инерциальной системы, независимо от ее природы (будь то эфир или что-нибудь другое). На первый взгляд специальная теория относительности отвергает такую выделенную систему отсчета, доказывая, что все инерциальные системы отсчета равноправны.

Но тут-то и происходит путаница хорошей физики с плохой философией. Дело в том, что инерциальные системы осуществляются в действительности только приближенно. Причем одна и та же система тел или тела может рассматриваться для одних явлений как инерциальная, для других – как неинерциальная.

Например, вращение Земли существенно сказывается на движении воздушных масс в атмосфере, но оно не оказывает никакого влияния на движение электронов в разрядной трубке. Стало быть, для этих электронов Земля есть инерциальная система отсчета, а для движения воздушных масс она является вращающейся системой. При рассмотрении движения Луны пришлось бы еще

системой отсчета. Выбор той или иной системы есть вопрос удобства и целесообразности.

² Обычно говорят: “независимо от равномерного и прямолинейного движения наблюдателя”. Эта типичная для позитивистов формулировка неверна по той причине, что наблюдатель здесь совсем случайная фигура, от присутствия или отсутствия которой ничего не изменяется в физических законах.

учесть, что Земля описывает эллипс вокруг Солнца. Следующим приближением инерциальной системы будет Солнце, далее – система удаленных звезд. Для Галактики в целом и система звезд уже неинерциальна, так что нужно обращаться к системе удаленных галактик.

Отсюда видно, что по мере расширения масштабов пространства и времени отпадают одна за другой системы тел, которые для меньших масштабов пространства и времени можно было бы с достаточной степенью точности считать инерциальными.

Вместе с тем на каждом этапе развития науки всегда существует выделенная инерциальная система. Эта система выделяется в связи с тем, что она более “инерциальна”, чем любая другая.

Нельзя надеяться, что завтра будет найдена самая “наинерциальнейшая” система тел (отсчета) из всех инерциальных. Постепенно, с развитием наших знаний о Вселенной в целом, уточняется эта наинерциальнейшая система, вместе с тем уточняется и наше знание абсолютного движения.

Отрицание абсолютного движения основано на недостаточном понимании ленинского учения о соотношении абсолютной и относительной истины. Суть дела заключается как раз в том, что в ряде областей физики, особенно в атомной физике, большинство тел может, с хорошей практической точностью, считаться инерциальными системами. Поэтому ремесленники от науки думают, что вообще абсолютное движение, а вместе с тем и абсолютные пространство и время бессмысленны.

В действительности абсолютное движение познается в процессе развития науки, по мере уточнения наинерциальнейшей системы отсчета. Такое понимание абсолютного движения полностью соответствует духу ленинского учения о движении, пространстве и времени и отвергает асбсолютизирование относительности движений.

БОРЬБА ВОКРУГ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ*

Последние десятилетия в области развития физики характеризуются как период новых громадных открытий, период колоссального накопления нового экспериментального материала, период бурного роста физики. На этом этапе развития физики устанавливается относительность многих старых физических понятий и теорий, которые являются уже недостаточными для формулирования и выражения вновь открытых явлений и процессов объективной действительности. Однако буржуазные физики критикуют не столько эти физические понятия, сколько основные положения и принципы материалистического мировоззрения и притом с идеалистических позиций. В сущности говоря, эта черта проявлялась и раньше. Так, например, когда выяснилась ограниченность формы, предложенной Декартом для выражения закона сохранения энергии (закон сохранения количества движения), то, по выражению Лейбница, физики “впали в другую крайность и не признают вовсе сохранения чего-либо абсолютного, что могло бы занять место количества движения. Между тем это есть требование нашего ума, и в этом вижу я причину, почему философы, которые не входят в глубокие соображения математиков, затрудняются оставить такую аксиому, как сохранение количества движения, если им не дадут другой, какой они могли бы держаться”. Здесь мы имеем один из первых примеров критики закона сохранения энергии *вообще* вместо критики ограниченности его специальной формы, высказанной Декартом. Яркий пример проявления этой черты мы встречаем в тот период, о котором написал Ленин (“Материализм и эмпириокритицизм”). Как известно, в этот период, для критики материализма (“материя исчезла”) неосновательно ссылались на электронную теорию. Подобным же образом пытались и пытаются еще и сейчас обосновать философский релятивизм при помощи физической теории относительности.

Уже в самое последнее время для доказательства краха закона причинности привлекали квантовую механику. На самом деле физики могли прийти к такому идеалистическому выводу только ценой неправильного применения к электрону понятий “точного” (определенного) импульса и координаты в один и тот же момент времени. Оказывается, что соотношение неточностей в квантовой механике есть как раз предел применимости (понятий импульса и координаты), дальше которого они становятся

* Статья написана совместно с Ф.М. Гальпериным, опубликована в журнале “Под знаменем марксизма” (1934, № 2).

неопределенными. Физики же критикуют не ограниченность этих понятий, а закон причинности.

И в рассматриваемой нами проблеме мы также встречаемся с указанной чертой физического мировоззрения: для критики закона сохранения и превращения энергии ссылаются теперь на физику атомного ядра. Задача настоящей статьи – вскрыть ошибочность и этой, самой модной идеалистической концепции.

1. Концепция закона сохранения энергии в физике

Характерным для понимания закона сохранения энергии в физике является низведение этого закона, особенно в теории, до ранга второстепенного вывода из специальных уравнений движения (интеграл движения)¹. Наряду с этим им широко пользуются, в особенности в экспериментальной физике, как эвристическим принципом. Одни физики ограничивают закон сохранения энергии рамками первого начала термодинамики, другие утверждают, что в грядущей физической теории – релятивистской квантовой механике – этот закон не найдет себе места. “Что касается закона сохранения энергии, то уже в настоящее время существуют некоторые теоретические соображения в пользу того, что в релятивистской теории квантов этот закон не останется в силе”². Рассмотрение этого закона как общего принципа объявляется склонностью догматизировать и возводить в абсолют законы, выведенные в ограниченной области явлений. Главным образом в последние годы широко распространено понимание закона сохранения энергии наравне со вторым началом термодинамики, как статистического закона, верного только в среднем и неприменимого к индивидуальным элементарным актам³. При этом, разумеется, признание лишь статистической значимости закона сохранения энергии есть, в сущности, непризнание его вообще, так как между невозможностью получения энергии из ничего и малой вероятностью этого события лежит, очевидно, пропасть.

В недавно изданной у нас книге Р. Поля⁴ закон сохранения энергии излагается в VI главе под общим названием “Вспомогательные понятия”. И ни один из физиков, в сущности, не рассматривает закон сохранения и превращения энергии как великий, вечный и абсолютный закон природы, закон спонтанной

¹ Гельмгольц. Закон сохранения силы.

² Бронштейн. “Успехи астрономических наук”, 1933, № 3. (В сущности, это представление было выдвинуто Бором).

³ E. Schrödinger. Was ist der Naturgesetz. “Naturwissenschaften”. 1929, № 1

⁴ Р. Поль. Введение в механику и акустику. ГТТИ, 1933.

трансформации форм движения материи и количественного постоянства этого движения при всех его превращениях⁵.

Среди перечисленных, распространенных в физике концепций закона сохранения энергии, особенного внимания заслуживает теоретическая концепция, оформленная Бором, Крамерсом и Слэтером⁶ весной 1924 г. в физическую теорию, правда, впоследствии оставленную. Тем не менее мы считаем нужным остановиться на ней, так как она представляет яркий образец попыток выйти из физических затруднений за счет отдачи закона сохранения энергии в жертву даже несовершенным физическим теориям.

Теория Бора, Крамерса и Слэтера возникла как попытка преодоления трудностей квантовой теории атома Бора, коренившихся в том, что теория Бора не учитывала двойственной природы света (кванты и волны).

Теория Бора, в свое время блестяще решившая проблему спектра атома водорода, оказалась не только не в состоянии теми же методами подойти к исследованию сложных атомов, но и в этом простом случае (атома водорода) остановилась на полпути, не сумев рассчитать интенсивности излучения, поглощения и рассеяния света. В своей теории Бор, Крамерс и Слэтер пытаются выйти из последнего затруднения путем установления моста между квантовой теорией атома и классической теории излучения. При этом они вводят в теорию так называемые "виртуальные" вибраторы, особенностью которых является то, что излучаемые ими волны (как в классической теории излучения, а не кванты, в виде которых представляется испускание света по теории Бора) не несут энергии. Тем не менее эти волны (подчеркиваем, *не несущие энергии*) могут вызывать переходы атома из состояния с меньшей энергией в состояние с большей энергией, т.е. увеличение энергии атома без притока ее извне. Эта энергия, следовательно, рождается в атоме. Наряду с этим процессом может происходить и процесс перехода атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей (уменьшение энергии атома); эта энергия, однако, не уносится волнами, а исчезает бесследно в атоме. Таким образом, увеличение энергии одного атома не связано причинно с уменьшением энергии другого. По теории Бора, Крамерса и Слэтера, эти процессы только в среднем компенсируют друг друга (существенным для каждой компенсации, следовательно, является большое число этих процессов, происходящих по закону случая), и вместе с тем закон сохранения энергии в их трактовке принимает статистический характер. В

⁵ Ф. Энгельс. Дialeктика природы; А. Максимов. Энергии сохранения и превращения закон. БСЭ. Т. LXIV; Б. Гессен. Энергия, там же.

⁶ N. Bohr, H. Kramers and I. Stater. "Phyl. Mag.". (6) 47, 1924, p. 785, см. также: E. Schrödinger. "Naturwissenschaften", 12, 1924, № 6.

применении к комптон-эффекту эта теория заставляла признать, что изменение направления движения кванта света и его энергии, вызываемое столкновением, происходит не одновременно с изменением состояния движения электрона.

Этот вывод теории был отвергнут экспериментальными исследованиями Боте и Гейгера⁷, показавшими, что в пределах точности их аппарата эти события происходят одновременно и что совпадение этих процессов встречается в 10^{+11} раз чаще, чем следовало ожидать по теории Бора, Крамерса и Слэтера, согласно которой эти совпадения были бы чисто случайными.

Опыты Боте и Гейгера говорят, таким образом, в пользу правильности закона сохранения энергии не только как статистического закона, но как закона, верного в отдельных элементарных актах. Вместе с тем эти опыты решили судьбу теории Бора, Крамерса и Слэтера, от которой сами авторы были принуждены отказаться.

Так печально окончилась эта атака на закон сохранения энергии. Современная квантовая механика, полностью преодолевшая трудности теории Бора, необходимым и органическим образом основывается на законе сохранения энергии.

II. Развитие атомной и ядерной физики – триумф закона сохранения энергии

Современная атомная физика, которая прежде всего есть физика квантовая, уже на первых ступенях своего развития последовательно опиралась на закон сохранения энергии.

Действительно, установление ядерной структуры атома исследованиями школы Резерфорда⁸, явившейся фундаментом для дальнейшего развития всей ядерной и атомной физики, было связано с применением от начала и до конца закона сохранения энергии и импульса.

Правило частот Бора⁹, из которого выросла вся современная квантовая механика атома, есть, по сути говоря, закон сохранения для элементарного акта испускания или поглощения кванта лучистой энергии.

⁷ Bothe und Geiger. "Zs. für Physik". 32, 639. 1925, см. также: Тартаковский. Кванты света.

⁸ См.: Резерфорд. Строение атома и искусственное разложение элементов. ГИЗ. 1928.

⁹ Правило частот Бора заключается в том, что частота ν излучаемого или поглощаемого света, связанная с переходом атома из состояния с энергией E_n в состояние с энергией E_m , вычисляется из уравнения $h\nu_{nm} = E_m - E_n$, где h – постоянная Планка (квант действия). Величина ν_{nm} есть энергия излучаемого или поглощаемого кванта света.

Это соотношение подтверждено экспериментально в многочисленных и разнообразных областях физики. В применении к обмену энергией между свободными электронами и электронами, движущимися в атоме (опыты Франка и Герца), правило частот Бора привело к непосредственному установлению дискретности возможных состояний движения электрона в атоме. Эти опыты являются одним из важнейших экспериментальных обоснований современной квантовой механики¹⁰.

Эффект Комптона, сущность которого уже была изложена выше, является кардинальным опытом, непосредственно доказывающим квантовую, атомистичную природу света. Теория же эффекта Комптона в основном сводится к закону сохранения энергии и импульса в процессе удара кванта и электрона. Таким образом, фундаментальное для современной теории понятие о квантах света представляется только постольку фундированным, поскольку признается закон сохранения энергии.

Уравнение Эйнштейна, являющееся основным для теории фотоэффекта и для его понимания вообще, есть выражение закона сохранения энергии для превращения энергии светового кванта в энергию электрона. Напомним, что это уравнение было полностью подтверждено экспериментальными исследованиями¹¹ и что фотоэлектрические явления находят широкое применение в технике слабых токов.

Если теперь обратиться к такой огромной области физического исследования, как область, известная под названием эффекта Рамана-Мандельштама и Ландсберга, область исследования строения сложных молекул, то и здесь мы опять встречаемся с законом сохранения энергии как основой теории. Действительно, сущность явления заключается в том, что часть энергии кванта света, падающего на молекулу или кристалл, превращается в энергию молекулярных колебаний, или, обратно, энергия молекулярных колебаний присоединяется к энергии кванта падающего света. Записанное математически, это положение служит для вычисления частот рассеянного света или для определения частот молекулярных колебаний¹².

Таким образом, мы видим, что все фундаментальные, классические явления, открытые современной физикой и образующие базу современной теории атомов, молекул и света, истолковываются на основе закона сохранения энергии и, следовательно, его подтверждают.

¹⁰ Ср.: В. Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории. ГТТИ. 1932, гл.1, § 20.

¹¹ См.: П. Тартаковский, указ. соч.

¹² См.: Kollausch. Smekdl-Raman effekt. I. Springer, 1930.

Отказ от значимости этого закона означал бы в то же время ликвидацию всей физической теории нашего времени.

Наконец, крайне характерно, что развитие и величайшие успехи ядерной физики, с которой, как мы позже увидим, связывается "крах" закона сохранения энергии, целиком обязаны этому закону.

Действительно, установление природы структурных элементов (частиц) ядра, их энергии, размеров и числа опиралось и опирается по сию пору на закон сохранения энергии. С помощью именно этих законов были обнаружены и исследованы недавно открытые новые частицы позитрон (электрон с положительным зарядом) и нейтрон (частица с массой, примерно равной массе атома водорода и не несущая заряда)¹³. Для иллюстрации этого положения рассмотрим вопрос о природе нейтрона. Как известно, Жолио и Кюри установили существование излучения большой проникающей силы, исходящего из бериллия, подвергнутого бомбардировке α -частицами полония. В связи с большой проникающей силой они сделали вывод, что открытое ими излучение является крайне жесткими γ -лучами. Однако можно было также представлять себе, что это излучение является потоком незаряженных частиц с большой массой. Эту позицию занял Чадвик. Дальнейшие исследования и расчеты Чадвика, сводившиеся к применению закона сохранения энергии и импульса к столкновению частиц этого излучения с атомами азота и водорода, показали правильность точки зрения Чадвика. В настоящее время существование нейтронов, доказанное на основании упомянутых опытов и расчетов, не вызывает ни у кого сомнений. Дискуссия теперь идет не о природе нейтрона, а о точном значении его массы¹⁴. При этом в решении этого вопроса опираются на известное соотношение Эйнштейна между массой и энергией, являющееся одним из частных выражений законов сохранения энергии и массы. Какой же смысл можно было бы приписать утверждению о реальности открытия нейтрона или позитрона при условии отрицания закона сохранения энергии? Не ясно ли, сколь беспомощна была бы физика (да и существовала ли бы она как наука?) без этого испытанного и проверенного человеческой практикой закона?

Замечательно, что одно из противоречий между ядерной физикой и законом сохранения энергии с точки зрения классических представлений, вызвавшее в свое время коренные трудности в понимании радиоактивного α -распада, было разрешено квантовой механикой в пользу закона сохранения и привело к построению

¹³ См.: Чадвик. Нейтроны. "Успехи физических наук", XII, вып.5-6. Kunze. Das positive Elektron. "Phys. Zs.", 34, № 23, 1933, а также Блэккетт и Оккиаллини. "У.Ф.Н.", Т. XIII и Андерсен. "У.Ф.Н.", № 1. Т. XIV.

¹⁴ Перен. Структурные элементы ядра. "П.З.М.", 1933, N 5.

теории α -распада¹⁵. Мы подробнее остановимся на этом противоречии, так как оно считалось в свое время не менее серьезным и “роковым” для закона сохранения энергии и по своему характеру являлось совершенно таким же, с каким мы теперь встречаемся в явлении β -распада, которым аргументируют современные противники закона сохранения энергии.

Из экспериментальных данных и некоторых весьма основательных теоретических соображений следует, что ядра атомов окружены потенциальным барьером. Для удаления α -частицы из ядра при радиоактивном распаде необходимо с точки зрения классической физики, чтобы энергия α -частицы была не меньше высоты этого энергетического барьера. Величину энергии, характеризующую высоту этого барьера, можно определить, бомбардируя ядро атома извне быстрыми α -частицами другого элемента. Установлено, что высота этого барьера, например, для ядра урана не меньше $14 \cdot 10^{-6}$ эрг. Опыт, однако, показывает, что α -частица, вылетающая из такого же ядра, имеет энергию всего $7 \cdot 10^{-6}$ эрг, т.е. меньше, чем необходимо для преодоления барьера. В этом и заключается указанное выше противоречие и видимое “нарушение” закона сохранения энергии. Действительно, в рамках классической механики это противоречие неразрешимо. Если бы не квантовая механика, то ретивые гонители закона сохранения энергии могли бы в этом явлении α -распада усмотреть экспериментальное доказательство краха закона сохранения энергии. Но квантовая механика показала, что мы здесь имеем дело с принципиально новым законом движения частиц – волновым законом. В согласии с ним частицы, связанные с волнами (фазовыми), просачиваются через потенциальный барьер совершенно аналогично проникновению света при полном внутреннем отражении через границу двух сред в противоречии с геометрической оптикой, но в прямом согласии с оптикой волновой¹⁶. Построенная Гамовым и Кондоном и Герни теория радиоактивного α -распада на основе квантовой механики решила противоречие, связанное с незаконным употреблением классической теории, нашла блестящее подтверждение на опыте и послужила базой для дальнейшего раскрытия ряда новых закономерностей в ядерных процессах (возбуждение ядра и т.д.).

Отметим, что квантовая механика – по своей природе статистическая теория – включает в себя, однако, закон сохранения

¹⁵ См.: Г а м о в . Строение атомного ядра и радиоактивность, ГТТИ, 1932.

¹⁶ Подробности см.: Г а м о в , указ. соч. Считаем нужным отметить, что изложение Гамовым этих явлений, к сожалению, затуманено применением излишних, имеющих чисто формальное значение терминов вроде “мнимая энергия”, “мнимая скорость”. Никаких мнимых энергий и мнимых скоростей в квантовой механике, разумеется не существует.

энергии, правильный не как статистический, а как применимый к индивидуальным и элементарным событиям.

III. β -распад – “распад” закона сохранения энергии

Несмотря на то что всем ходом развития физики была доказана непреложность закона сохранения энергии, нападки на него и третиrowание этого закона не прекращались.

Мы теперь остановимся на нападках на закон сохранения энергии в связи с опытами Эллиса и Лизы Мейтнер¹⁷, являющимися основным для современной критики этого закона.

К изложению сущности этих опытов мы теперь и переходим. Еще давно было установлено, что кроме α -частиц из ядра радиоактивного атома вылетают и электроны (β -распад). Измерение распределения скоростей, а вместе с тем и энергии, с которыми вылетают эти электроны, показало, что это распределение имеет характер, аналогичный распределению скоростей молекул в газе, т.е. типичный статистический характер: присутствуют электроны с самыми *разнообразными* энергиями. Отсюда следует, что ядерные остатки (продукты радиоактивного β -распада) должны бы обладать также различными энергиями. Однако опыт противоречит этому предположению. Оказывается, что есть все основания предполагать, что ядерные остатки (после β -распада) тождественны прежде всего в энергетическом и других отношениях. Об этом свидетельствуют дискретные, *строго определенные* спектры скоростей и, следовательно, энергий α -частиц и γ -лучей, вылетающих из ядер после β -распада. Исследования спектров легких элементов также указывают на полную тождественность атомов одного и того же изотопа. Однако можно было бы думать, что электроны вылетают из ядра с энергиями, вполне определенными, но часть ее теряют на пути из ядра при столкновении с периферийными электронами и другими частицами. Как раз это предположение отвергают упомянутые опыты Эллиса и Мейтнер. Эллис и Мейтнер измеряли полное количество теплоты, выделяющейся при β -распаде, и показали, что выделенная энергия в точности совпадает со средней энергией электронов непрерывного β -спектра. Отсюда следует, что эти столкновения не играют существенной роли в α -распаде и что непрерывность β -спектра есть характерное свойство электронов, вылетающих из ядра. Таким образом, приходится отказаться либо от тождественности ядерных остатков, что противоречит опыту, либо от закона сохранения энергии, либо предположить, что в явлениях β -распада играют

¹⁷ C.D. Ellis and W.A. Waaster. “Proc. Roy. Soc.”, A. 117, 109, 1927 г. L. Meitner and W. Orthman. “Zs. f. Phys.”, 60, 143, 1930 г., см. также: Г а м о в, указ. соч.

роль процессы, ускользнувшие от калориметрических измерений Эллиса и Мейтнер. Часть физиков, отдавших предпочтение второй из перечисленных возможностей, подкрепляют свои позиции еще и тем обстоятельством, что, как показывает опыт, вероятность вылета из ядра электронов не зависит от их энергии. При этом часто подчеркивается, что в противоположность прежним опровержениям закона сохранения энергии теперешние существенно базируются на опытных данных. Идея о несостоятельности закона сохранения энергии в связи с этими опытами высказывались Бором¹⁸ на римском конгрессе по ядерной физике в октябре 1931 г. Характерно, что Бор связывает закон сохранения энергии с индивидуальностью частиц, находящей свое выражение в уравнениях Гамильтона, переносимых из классической теории движения материальной частицы в квантовую механику. Ссылаясь на то, что β -распад, возможно, представляет не вылет электрона из ядра (см. об этом ниже), а рождение электрона, Бор пишет: "Мы не должны поэтому удивляться, что эти процессы окажутся не подчиняющимися таким принципам, как законы сохранения энергии и момента, формулирование которых существенно базируется на идее материальной частицы".

В этом же духе высказывается Гамов¹⁹: "Мы приходим таким образом к заключению, что для находящихся внутри ядра и вылетающих из него электронов закон сохранения энергии оказывается неприложимым".

На том же конгрессе Бор указал на странные следствия ("Strange consequences"), к которым приведет отклонение от закона сохранения энергии в ядерном разложении при условиях, господствующих внутри звезд. Эти идеи Бора особенно усиленно вырастают на советской почве ленинградскими физиками Ландау и Бронштейном. В 1932 г. Ландау опубликовал статью о внутреннем строении звезд²⁰, в которой, называя "прекрасной идеей" (beautiful Bohr's idea) весьма осторожно высказанную Бором идею о неприменимости закона сохранения энергии к внутренности звезд, пытается преодолеть трудности термодинамики звезд отрицанием закона сохранения. Поистине гениально простое решение проблемы об источниках звездной энергии! М. Бронштейн²¹ проявляет особенный "радикализм" в этом же направлении. Объявив, как мы уже видели, догматизмом утверждение об абсолютной значимости закона сохранения энергии, он полагает,

¹⁸ B o h r . Convegno di Fisica Nucleare, Ottobre, 1931-IX, "Roma Reale Academiad' Italia". 1932-X.

¹⁹ Г а м о в . Теория радиоактивного распада. "У.Ф.Н.". Т. X, 1930, вып 4.

²⁰ L a n d a u . Zs. der Sowet Union, 1932.

²¹ М . Б р о н ш т е й н . К вопросу о возможной теории мира как целого. "Успехи астрономических наук", 1933, № 3.

что “крах” этого закона в еще *несуществующей* релятивистской квантовой теории обеспечен и, ссылаясь на уже известную нам аргументацию в связи с опытами над β -распадом, развивает, следуя Бору, космогоническую теорию, согласно которой вселенная состоит из звезд, в которых энергия *возникает*, и из других “мест”, в которых она *уничтожается* (точный механизм этого крематория энергии еще не установлен Бронштейном!). Автор считает, что эта “замечательная” теория “дает право считать ликвидированным один из мучительнейших парадоксов классической физики”. В этой же статье автор исследует взаимоотношение физических теорий (классической механики, квантовой механики, теории относительности и будущей релятивистской квантовой механики). И этим, по сути говоря, гаданием на кофейной гуще он пытается подкрепить выводы о крахе закона сохранения энергии во внутриядерных процессах.

Нам, однако, кажется весьма ценным признание автора, что, “к сожалению, число доступных удобному наблюдению явлений, в которых играют роль наряду с квантовыми и релятивистские эффекты (с которыми авторы связывают нарушение закона сохранения энергии), чрезвычайно невелико”.

До сих пор закон сохранения энергии является критерием правильности физических теорий. Бронштейн же считает, что наступило время для противоположных суждений. Так, например, он полагает, что уравнения общей теории относительности неприменимы для Вселенной в целом, ибо они совместимы с законом сохранения энергии. Насколько основательны все эти выводы, мы покажем дальше. Но сейчас мы хотели бы еще остановиться на суждениях Гамова о законе сохранения энергии в связи с аномальным поглощением γ -лучей ядрами тяжелых атомов.

В то время как рассеяние γ -лучей на легких элементах подчиняется формуле Клейна–Нишина²² (существенной предпосылкой которой является участие в поглощении только слабо связанных электронов), рассеяние γ -лучей на тяжелых атомах обнаруживает отступление этого процесса от формулы Клейна–Нишина как показывает опыт.

Выяснилось, что при этом дополнительные эффекты следует отнести за счет ядра атома. Бек выдвинул гипотезу, что рассеяние происходит на тяжелых частицах, образующих ядро (например, α -частицах). Однако рассеяние этими частицами оказывается слишком незначительным. Тогда Гамов высказал “предположение”, что в этом процессе могут участвовать ядерные электроны, и так как к ним закон сохранения энергии неприменим, то “энергия γ -лучей не рассеивается, а прямо поглощается ядерными элек-

²² См., например: М.П. Бронштейн. “У.Ф.Н.”. Т. XII, вып. 5-6.

тронами, исчезая бесследно”²³. Вскоре опытами Чао и Тёррента удалось обнаружить излучение ядром вторичных γ -лучей – явления, аналогичное известной в оптике видимого света флюоресценции. Таким образом была доказана неправильность предположения Гамова о “бесследном исчезновении энергии”. Эта краткая, но поучительная история показывает, насколько легкомысленно и поспешно отвергают некоторые физики закон сохранения энергии.

IV. Критика выводов из β -распада

Каждый, кто хотел бы критически рассмотреть вопрос о “крахе” закона сохранения энергии, должен иметь в виду, что опыт с калориметрическим измерением энергии в β -распаде является единственным опытом, на который могут ссылаться противники закона сохранения энергии. Важно отметить, что в этом опыте речь идет об электронах, *вылетающих из ядра*. Вопрос о существовании внутриядерных электронов нельзя считать еще вполне решенным. С внутриядерными электронами уже давно была связана трудность следующего порядка. Как известно, электрон обладает вращательным моментом (“спином”), во много раз превышающим вращательный момент ядра. Так как согласно квантовой механике система, состоящая из нечетного числа электронов, не может иметь спин меньший, чем спин одного электрона, то для ядер, не содержащих четное число электронов, получается непомерно большой вращательный момент. Эта трудность, однако, могла быть преодолена предположением, что электроны теряют свою индивидуальность внутри ядра, а вместе с тем и вращательный момент. Это положение особенно подчеркивалось Бором²⁴. Допущение, что электрон находится в ядре, необходимо ведет к тому, что законы его движения будут существенно отличаться от законов движения внутриядерных электронов (хотя бы потому, что энергия его движения сравнима с его собственной внутренней энергией) и потому выходят за пределы современной квантовой механики, и, значит, видимое “нарушение” закона сохранения энергии, может быть, просто является сигналом об открытии нового закона движения. Мы здесь встречаемся, следовательно, с положением, совершенно аналогичным изложенному выше, и связи с α -распадом, когда столкновение с законом сохранения энергии базировалось на применении классической механики к ядру, тогда как процессы в нем подчинялись еще неизвестным тогда законам квантовой механики. Таким образом, либо электрон находится внутри ядра – тогда законы его движения должны

²³ Г а м о в. Доклад на римском конгрессе в 1931г. *Convegno di Fisica Nucleare. Ottobre. 1931-IX. “Roma Reale Accademia d’Italia”, 1932-X.*

²⁴ См.: N. B o h r, указ. соч.

быть совсем иными, нежели известные до сих пор, либо электрон вообще не входит структурной единицей в ядро – тогда процесс β -распада должен разыгрываться где-то вблизи, но вне ядра, и поэтому связь энергии β -электронов с энергией ядерных остатков становится необязательной. В обоих случаях основания для отрицания закона сохранения энергии становятся весьма шаткими. Открытие нейтронов, в частности, подкрепляет ту точку зрения, согласно которой в ядре нет электронов. Если раньше предполагалось, что ядро построено из частиц, в числе которых находятся и электроны, то теперь многие считают, что в него входят одни только протоны и нейтроны, и при этом теория не встречается ни с одной из тех трудностей, которые были связаны с присутствием внутриядерных электронов (спин ядра!). Развитие этой точки зрения связано с открытием позитрона и с дираковской теорией отрицательных энергий²⁵.

Рассмотрим ее основные положения. Дирак развил релятивистскую теорию движения одного электрона в квантовой механике. Еще в классической теории, в релятивистской механике следовало приписать кинетической энергии частицы (электрона) два знака (\pm), т.е., иными словами, кинетическая энергия уже и в классической теории могла быть отрицательной. Однако эти энергии отбрасывались как ненаблюдаемые на опыте. Так как совокупность возможных отрицательных энергий отделена конечным интервалом от совокупности положительных энергий, то в классической теории такой выбор не представлял противоречия с теорией, так как все движения подчиняются там дифференциальным уравнениям, исключаящим скачки в энергии. Напротив, в квантовой теории такие переходы оказываются необходимыми, так как согласно квантовой теории существуют прерывные, скачкообразные изменения в состоянии движения. Однако электроны, находящиеся в состояниях с отрицательной кинетической энергией, не обнаруживаются опытом. Дирак объяснил это противоречие тем, что всевозможные состояния движения с отрицательными энергиями уже заняты. Переход электрона из состояния с отрицательной энергией в состояние с положительной энергией приводит, во-первых, к появлению обычного электрона (с положительной энергией), во-вторых, к образованию незанятого места в непрерывном фоне занятых уровней отрицательных энергий (“дырке”). Можно было показать, что такая “дырка” ведет себя во внешнем электрическом поле как электрон с положительным зарядом. Если этот фон существует реально, то в области, окружающей ядро, может происходить следующий процесс: ядро при переходе из одного энергетического состояния

²⁵ См.: П. Д и р а к. Теория электронов и протонов. “У.Ф.Н.”. Т. X, 1930 г., вып. 5-6. См. также: Б р о н ш т е й н. О ядерной конференции. “У.Ф.Н.”. Т. XIII, вып. 5, 1933 г.

в другое передает энергию фону электронов с отрицательными энергиями. За счет этой энергии совершается переход электрона в состояние с положительной энергией и, следовательно, образуется пара: электрон и “позитрон”. Позитрон соединяется с ядром, увеличивая его заряд на + единицу, а электрон удаляется от ядра и воспринимается как β -электрон, якобы влетевший из ядра. Дираковское представление о взаимоотношении позитрона и электрона подтверждается исследованиями над космическими лучами. Расчеты аномального рассеивания γ -лучей, проведенные на основе этого представления, дают правильный порядок величины. Если это представление действительно *верно*, то в процессе β -распада замешивается область отрицательных энергий электронов. Взаимодействие ее с ядром должно опять-таки управляться будущей физической теорией – релятивистской квантовой механикой, пока еще неизвестной. Возможно, что этот фон берет *на себя* часть энергии, ускользающей из calorиметрических измерений. Необходимо также отметить, что исследования последнего времени показывают, что в спектре энергий электронов в β -распаде имеется, по-видимому, верхняя граница (максимальная энергия). Дирак считает, что в связи с этим несохранение энергии в β -распаде становится вообще маловероятным. Кстати, отрадно заметить, что Дирак отстаивал закон сохранения энергии не только как статистический, а как верный вообще в применении ко всем элементарным событиям и в ту пору, когда раздавались настойчивые голоса в пользу ограничения рамок этого закона²⁶.

В связи со стремлением ряда физиков преодолеть трудности, связанные с β -распадом, следует отметить еще гипотезу В. Паули о существовании частиц “нейтрино” (частиц без заряда, но с массой порядка массы электронов). Такие нейтрино, участвуя в процессе β -распада, могли бы уносить из ядра часть энергии, не будучи замеченными в calorиметрических измерениях Эллиса и Мейтнер (так как они крайне слабо поглощались бы calorиметром). Гипотеза, однако, пока не получила никаких подтверждений на опыте.

Опубликованные на днях работы Ферми являются дальнейшим развитием взглядов Паули. Следовательно, возможно, что в опытах Эллиса и Мейтнер просто измеряется не вся энергия электронов, а только часть ее.

Таким образом, рассмотрение вопроса о законе сохранения энергии показывает, что хотя на сегодняшний день мы еще не имеем окончательного раскрытия процессов, разыгрываемых в ядре, но тем не менее мы из анализа изложенного материала уже можем сделать вывод, что никаких оснований для отрицания закона сохранения энергии нет. Отдельные крупнейшие физики

²⁶ Д и р а к . Квантовая механика, ГТТИ.

Запада придерживаются в этом вопросе осторожной точки зрения (Дирак, Паули и др.) в противоположность некоторым ретивым гонителям закона сохранения энергии в стране диалектического материализма (Гамов, Ландау, Бронштейн и др.). Разумеется, в среде советских физиков есть и такие (например, академик Иоффе), которые не стоят на подобной позиции. Но возражения многих из них довольно робки, и решительного отпора идеализму до сих пор еще не дано. Это с несомненностью свидетельствует о пока еще недостаточной пропаганде диалектического материализма в среде наших физиков. Конечно, весьма вероятно, что с развитием новой теории *форма* закона сохранения энергии претерпит изменения. Мы знаем, что и материализм в процессе развития изменяет свою форму. Но суть материализма как и *суть* закона сохранения энергии неизменна. Вопрос о формах закона сохранения энергии может явиться предметом для особой статьи. Здесь же мы хотели лишь показать, насколько основательны ссылки идеализма на ядерную и атомную физику. В свое время Ленин писал²⁷: “Нельзя взять в руки литературы махизма или о махизме, чтобы не встретить претенциозных ссылок на новую физику, которая-де опровергла материализм и т.д. и т.п.

Основательны ли эти ссылки – вопрос другой, но связь новой физики или, вернее, определенной школы в новой физике с махизмом и другими разновидностями современной идеалистической философии не подлежит ни малейшему сомнению”.

На основной вопрос, поставленный Лениным, основательны ли ссылки на современную физику для обоснования идеализма и опровержения материализма, мы и в этот раз отвечаем отрицательно.

²⁷ Материализм и эмпириокритицизм, гл. V.

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

В ЧЕМ ЗАКЛЮЧАЮТСЯ ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ*

Введение

Не только в современной физике, но и в современной технике область атомных явлений занимает исключительно большое место. Для предсказания течения процессов в этой области и для их расчета нельзя обойтись без квантовой механики. В кругу элементарных атомных явлений квантовая механика играет ту же роль, что и ньютоновская механика для макроскопических тел (например, при расчете машин или движения небесных тел).

Несмотря на то что квантовая механика далеко еще не пользуется надлежащей популярностью, глубокое отличие ее принципов от принципов классической механики вызывает в широких кругах интерес к философскому осмысливанию основных идей этой новой теории, к пониманию ее содержания и круга ее значимости в свете диалектического материализма.

Правильное понимание квантовой механики осложнено тем обстоятельством, что эта новая теория не успела еще даже как следует оформиться, как к ней были весьма быстро прилеплены такие “глубокомысленные” шедевры новейшего идеализма, как свобода воли у частиц (!), индетерминизм и т. п.

Пустота этих изобретений лучше всего выявляется в их полной бесплодности. Естествоиспытатель, всерьез принимающий эти пустые утверждения, немедленно убедится, что ему вместо золота подсунули пепел.

* Опубликовано в журнале “Советская наука” (1938, № 4).

Сколько мало бывает повинно в этом конкретное научное содержание теории, показывает очень хорошо история науки. Очень хорошо известно, что, например, воззрение Коперника подвергалось самым жестоким гонениям со стороны церкви, а позднее, когда не оказалось возможным отрицать эту теорию, та же церковь стала на примере системы Коперника рекламировать мудрость божью, создавшую ту гармонию в движении светил, которая раскрыта небесной механикой.

Поэтому не следует принимать утверждения идеалистов за чистую монету; более того, в современных условиях при появлении каждой новой физической теории материалисту нельзя избежать некоторой неприятной работы по очистке ее от идеалистического хлама.

Всякого рода неверные толкования теории обычно базируются на неточном и двусмысленном употреблении ее положений. Многие крайне важные с физической точки зрения обстоятельства, которые делают совершенно неприемлемым то или иное, на первый взгляд вполне допустимое толкование, опускаются; или, напротив, выдвигаются положения, не имеющие никакого отношения к узкому, физическому содержанию теории.

Между тем в квантовой механике, как, в сущности, и в других отделах физики, толкование тесно связано с совершенно конкретным содержанием теории. Как раз эта сторона дела остается обычно скрытой в тени от взоров лиц, интересующихся наиболее общими сторонами дела.

Так, в квантовой механике, как будет видно из дальнейшего, особую роль играет понятие о состоянии физической системы. Если с общеполитической точки зрения можно было бы удовлетвориться сознанием того факта, что состояние системы несомненно имеет место в трехмерном пространстве и во времени (в чем, собственно, не сомневается ни один физик, не запутавшийся в идеалистических фантазиях), то для физика необходимо гораздо более точное и определенное понятие состояния. Расплывчатые и общие понятия в физике столь же мало допустимы, как, например, и в строительном деле. Для инженера, несомненно недостаточно, утверждение о наличии сопротивления у вещества, но и нужна точная для него мера (модуль Юнга и т.п.) и точное указание способа, каким эта мера определяется. Подобно этому и в теоретической физике необходимо точное указание тех способов, которыми определяется та или иная величина, в частности совокупность величин, характеризующих "состояние" системы.

В этой статье мы и решили остановиться на самых существенных особенностях квантовой механики, обойти которые невозможно, если стремиться к правильному пониманию ее основ.

Мы начнем наше рассмотрение с вопроса об определении состояния системы. Нас не будет интересовать здесь понятие о состоянии системы во всей общности, да и вряд ли в таком аспекте вопрос может иметь какое-либо содержательное решение. Мы ограничимся рассмотрением систем, образованных материальными точками, т.е. объектами, внутренняя структура которых в интересующем нас круге вопросов не будет играть роли.

Такие объекты атомного мира, как электроны, протоны, нейтроны и т.п., в огромном круге явлений допустимо рассматривать как материальные точки. Поскольку также эти частицы могут рассматриваться неизменяемыми (разумеется лишь в ограниченной области возможных процессов), то единственное возможное изменение есть механическое движение – перемещение в пространстве и вместе с тем изменение энергии, импульса, момента вращения и т.п. Именно этот круг явлений и рассматривается современной квантовой механикой. По этой причине мы имеем здесь дело с механикой, а не с какой-либо другой областью знания.

Теперь мы рассмотрим понятие состояния для этих частиц согласно классической и квантовой механике. Начнем с классической.

Положение частицы в пространстве определяется тремя координатами x, y, z . Задача классической механики состоит в определении этих координат как функций времени t .

Согласно классической механике изменение этих координат (“закон движения”) управляется законом Ньютона, именно:

$$m\ddot{x} = X, \quad m\ddot{y} = Y, \quad m\ddot{z} = Z,$$

где m – масса частицы, $\ddot{x}, \ddot{y}, \ddot{z}$ – компоненты ускорения, а X, Y, Z – компоненты силы, определяющей внешнее воздействие на нашу материальную точку (т.е. действие какой-нибудь другой системы, например других материальных точек). Это – уравнение второго порядка по времени. Поэтому, чтобы определить положение частицы в некоторый момент времени t , недостаточно знать ее положение x_0, y_0, z_0 в начальный момент времени ($t = 0$), но необходимо знать и ее начальные скорости ($\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0$) или импульсы:

$$P_x^0 = m\dot{x}_0, \quad P_y^0 = m\dot{y}_0, \quad P_z^0 = m\dot{z}_0.$$

В этом смысле *состояние* материальной частицы в классической механике определяется положением частицы (ее координатами) и ее импульсом. Мы видим, что это определение связано с характером законов движения, т.е. с тем, что уравнения движения классической механики являются уравнениями второго порядка

по времени. Если бы эти законы выражались, например, уравнениями третьего порядка, то и состояние пришлось бы определять иначе, а именно в его характеристику пришлось бы еще включить и ускорения.

Таким образом, из законов движения вытекает определение состояния.

Теперь мы перейдем в область атомной механики – механики материальных точек с малой массой. Казалось бы, и здесь задачу о движении частиц можно поставить так же, как она ставится в механике макроскопических тел, т.е. опираясь на законы Ньютона. Однако оказывается, что такая постановка вопроса лишена в этом случае содержания.

Действительно применимость закона Ньютона существенно опирается на то обстоятельство, что рассматриваемые системы являются вполне определенными в том смысле, что внутренние взаимодействия в системе, а также и внешние действия вполне однозначны, определяются силами, которые являются заданными функциями времени, координат и скоростей частиц, и эта определенность не нарушается вмешательством измерительного аппарата. Последнее обстоятельство и является особенно важным для нас. Для того чтобы произвести какое-нибудь измерение, несомненно, нужно соединить реальной, материальной связью наблюдаемую систему аппарата (например, посредством луча света). При этом и состояние аппарата, и состояние системы претерпят, разумеется, некоторое изменение. Таким образом, нельзя рассматривать аппарат оторвано от наблюдаемого явления, равным образом и рассмотрение явления “самого по себе” является лишь некоторой абстракцией, так как действительное явление образует, очевидно, совокупность аппарата и объекта. Так, например, если даже ограничиться “смотрением” на какой-нибудь предмет, то имеющееся налицо реальное явление заключается во взаимодействии “предмета” и смотрящего на него субъекта, а не в изолированном их существовании. Это утверждение, конечно, ничего общего не имеет с идеалистическим представлением об объектах как о вещах, не существующих вне сознания субъекта. Действительно, объекты существуют независимо от того, что по поводу них думают люди, и обладают совершенно независимыми от этих размышлений свойствами. Но нужно иметь в виду, что сам субъект является материальным образованием и та связь, о которой мы только что говорили, есть связь материальная и неизбежная и игнорировать ее было бы неправильно с материалистической точки зрения.

Это приобретает большое значение в связи с современным атомизмом, и мы сейчас перейдем к рассмотрению относящихся сюда физических проблем. Но прежде заметим, что идеалистические фантазеры именно эту связь пытаются изобразить как зависи-

мость объективного мира от человеческого мышления. Абсурдность таких конструкций следует уже из того, что невозможность игнорирования этой связи, подчеркиваемая современной физикой, опирается на открытые в последние десятилетия свойства света, частиц и пр., а совсем не на свойства сознания или чего-нибудь подобного. Ни один еще физик не занимался (исключая спиритов, вряд ли заслуживающих упоминания на страницах советского журнала) исследованием влияния сознания на атомы и электроны.

Возвращаясь к обсуждаемой нами связи, мы должны отметить, что в классической физике она, в сущности, оставалась в тени.

В классической механике и вообще в классической физике объект рассматривался сам по себе, т.е. предполагалось, что изменение состояния системы может быть при правильном выборе измеряющего аппарата сделано как угодно малым. И это в широких пределах верно.

Все измерительные аппараты, применяемые в физике, так и устраиваются, чтобы воздействие их на измеряемую систему могло быть сделано возможно меньшим, и классическая физика не предвидела никаких границ для уменьшения этого влияния. В этом смысле механические системы, рассматриваемые в классической механике, могут быть названы замкнутыми, и эта замкнутость не нарушается измеряющим аппаратом, так как его воздействие в принципе может быть сделано бесконечно малым.

Как раз это свойство не реализуется в мире атомных частиц.

Действие аппарата в этом случае не может быть сделано как угодно малым, а это и ведет к упомянутой выше невозможности опереться при рассмотрении атомных явлений не только на законы Ньютона, но даже и на самую постановку проблемы, свойственную классической механике.

Невозможность неограниченно малого воздействия на системы появляется в физике как спутница атомизма. Действительно, в атомной физике мы имеем дело с величинами, которые имеют вполне определенное значение: таковыми являются, например, заряд электрона e , масса электрона m и особенно важная для рассматриваемого в этой статье вопроса постоянная Планка h , открытая им в 1900 г. при анализе результатов опытов над излучением абсолютно-черных тел¹. Эта величина имеет размерность "действия" (произведения энергии на время или импульса на координату) и является той универсальной константой, которая определяет механическое поведение атомных систем.

В частности, дискретность возможных состояний атомных систем, например существование квантовых уровней в атомах, связано с существованием этой постоянной. Благодаря конечности

¹ Т.е. тел, поглощающих все падающие на них лучи.

постоянной Планка при всяком воздействии на систему, происходит конечное изменение в состоянии этой системы, и оно не может быть сделано как угодно малым.

Задача квантовой механики заключается в изучении таких движений частиц, при которых роль постоянной Планка становится определяющей.

Однако в отличие от классической механики это изучение не ставится абстрактно, независимо от измеряющих аппаратов, а в непосредственной связи с ними. Такая постановка задачи не является проявлением излишней педантичности, а вытекает из того обстоятельства, что воздействие аппаратов на систему в атомной области уже не является пренебрежимым.

Существенно, что сам аппарат не является атомной, квантовой системой, а всегда рассматривается как система *макроскопическая*, так что его состояние определяют, пренебрегая постоянной Планка.

Таким образом, постановка вопроса в квантовой механике может быть резюмирована следующим образом: квантовая (микроскопическая система) изучается в связи с макроскопическим аппаратом.

Поэтому понятию состояния системы в квантовой механике является *иным*, а именно речь идет о состоянии микроскопической системы, взятой “не самой по себе”, а во взаимоотношении к определенному, измеряющему аппарату.

Благодаря тому что состояние этого аппарата определяется, так сказать, менее точно (пренебрегая постоянной Планка), то ясно, что мы имеем дело с постановкой вопроса о системе, в которой одно звено (макроскопический аппарат) описывается неполно; в этом смысле мы не имеем дела с той замкнутостью, которая была характерна для классической механики.

Эта неопределенность в описании системы, состоящей из квантового объекта и измеряющего аппарата, ведет к тому, что квантовая механика в противоположность классической дает, вообще говоря, лишь статистические высказывания о результатах измерения той или иной величины.

Если взглянуть на квантовую механику в наиболее широком плане, то мы увидим наибольшее ее значение для человеческого знания в том, что с открытием круга явлений, подчиненных ее законам, отпадает одна из старых абстракций – абстракция о возможности неограниченно малого вмешательства аппаратов в измеряемую систему. Мы оказываемся, таким образом, связанными с окружающим миром гораздо теснее и крепче, чем до сих пор полагали.

В сущности, все развитие науки, если рассматривать господствующие взгляды и теории, сводится к ограничению, отрицанию старых абстракций и выдвиганию новых, делающих наше знание

о мире более конкретным. Конечно, могут найтись люди, которые склонны рассматривать указанные завоевания квантовой механики как временный зигзаг человеческой мысли, после которого последует возвращение к старым абстракциям – к признанию принципиальной возможности неограниченно малых взаимодействий между аппаратом и наблюдаемой системой. В это, конечно, можно верить. Но в пользу этого нельзя привести никаких доводов. Напротив, история науки учит, что если новая теория безукоризненно оперирует в новом кругу фактов, то связанные с ней новые идеи и связанное с ней ограничение старых идей и представлений не бывают случайностью, а составляют органическую часть нарастающего познания объективной истины.

В прямой связи с этим новым фактом – конечностью взаимодействия атомных систем с измерительными приборами – стоит и новизна математического аппарата квантовой механики, и в первую очередь новизна в способах определения состояния системы в сравнении с принятыми в классической механики.

2. Волновая функция

Вопрос о том, как надо характеризовать состояние атомных систем, был разрешен далеко не сразу. Первоначально де Бройль первым сделал попытку рассматривать движение микрочастиц как движение волн. Именно он приписал каждой свободно движущейся частице, имеющей энергию E и импульс P , волну, частота колебаний которой вычислялась по уравнению $\nu = \frac{E}{h}$, а длина волны $\lambda = \frac{h}{P}$. Существование таких волн было подтверждено опытами по дифракции частиц, которые и явились основными, фундаментальными для построения новой теории. Величину колебания такой волны мы обозначим через ψ – она есть функция координат x, y, z и времени t , так что можно написать $\psi(x, y, z, t)$. Тогда же возник вопрос, что, собственно, разумеет под этими волнами и что означает их величина? Первоначально была сделана де Бройлем и Шредингером попытка рассматривать частицы как образования из волн. Именно из простых волн можно образовывать путем наложения такую комбинацию (“группа волн”), что интенсивность колебаний будет заметна только в некоторой ограниченной области пространства. Тогда можно показать, что центр этого сгустка волн де Бройля будет двигаться в пустоте так же, как движется частица по законам классической механики. Эту заманчивую идею пришлось, однако, оставить, так как, во-первых, оказывается, что эта группа расплывается, все время увеличиваясь в размерах (частица неограниченно распухает), и, во-вторых, при дифракции такая группа разбивается на части, в то время как опыт показывает, что частицы все время сохраняют

свою целостность. Таким образом, получалось противоречие с атомизмом.

Между тем опыты по дифракции показывают, что интенсивность волн де Бройля, т.е. абсолютная величина квадрата амплитуды колебаний, обычно обозначаемая через $[\psi(x, y, z, t)]^2$, пропорциональна числу электронов, попадающих в то или иное место фотопластинки. Соответственно этому факту Борн выдвинул вполне подтвердившуюся всем дальнейшим развитием квантовой механики статистическую интерпретацию волн де Бройля. Согласно этой интерпретации интенсивность волн де Бройля $[\psi(x, y, z, t)]^2$ дает вероятность найти частицу в момент времени t в области точки (x, y, z) .

Величина $\psi(x, y, z, t)$ только в простейших случаях имеет вид волны, тем не менее за ней сохранено название волновой функции Шредингера (иногда называемой “амплитудой вероятности”). Имя Шредингера – имя того физика, который нашел общее уравнение, из которого можно определить эту функцию и ее изменение во времени. Мы не будем здесь выписывать это уравнение; ограничимся лишь указанием на то, что оно играет в квантовой механике роль уравнений Ньютона в классической. Так же, как уравнения Ньютона по заданному начальному состоянию механической системы (по заданным начальным импульсам и координатам) позволяют определить состояние в более поздние моменты времени, так и в квантовой области, где состояние определяется характером волновой функции, уравнение Шредингера позволяет, зная начальное состояние $\psi(x, y, z, 0)$, найти состояние к моменту времени t : $\psi(xyz, t)$.

При этом уравнение Шредингера является уравнением первого порядка по времени, так что состояние вполне определяется заданием ψ (производных по времени знать не нужно).

Рассмотрим подробные выводы, следующие из нового способа определения состояния атомных систем.

Согласно изложенному выше $[\psi(xyz)]^2$ дает вероятность обнаружить частицу в области точки xyz , т.е. вероятность того или иного значения координат (xyz) частицы. Что же дает знание волновой функции относительно других величин, как-то: импульса P , энергии E , вращательного момента M и т.п.? Вообще возможны лишь статистические заключения относительно результата их измерения (так же, как и о значении координат xyz). Мы рассмотрим подробнее одну из этих величин, именно импульс P . Если мы имеем такое состояние ψ_p , которое является простой синусоидальной волной с длиной волны λ , то согласно соотношению де Бройля это есть состояние с вполне определенным импульсом $P = \frac{h}{\lambda}$. Какой же импульс имеет частица, если ее состояние ψ изображается более сложным образом, нежели простая синусоидальная волна?

Например, если ψ имеет такой вид, что отлично от нуля только в некоторой небольшой области пространства Δx . Такой вид имеет, например, короткий звуковой или радиосигнал. Ясно, что такому колебанию нельзя приписать никакой определенной длины волны λ^2 , а вместе с тем, если мы вспомним соотношение де Бройля $P = \frac{h}{\lambda}$, то мы должны прийти к заключению, что частице в таком состоянии ψ нельзя приписать определенного импульса P .

Что же, однако, получим мы, если все же поставим измерения в таком состоянии импульса частицы P ?

Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к аналогиям из области известных волновых явлений. Если радиостанция посылает сигнал длиной Δx , то, как было сказано, ему, строго говоря, нельзя приписать никакой определенной длины волны. Однако если все же принимать его на приемник, обладающий высокой степенью селективности (т.е. способностью настраиваться на определенную длину волны λ), то такой приемник выделит из сложного сигнала частное колебание с той длиной волны λ , на которую он резонирует. Можно настроить приемник на другую длину волны λ и вообще, меняя длину волны, на которую резонирует приемник, можно убедиться, что наш сложный сигнал может быть разложен на совокупность (сумму) простых синусоидальных волн, каждая с определенной длиной волны λ , но представленных в сигнале с различной степенью интенсивности. В радиотехнических кругах дискутировался такой вопрос: существуют ли в действительности эти частные простые колебания, из которых можно мыслить составленным сложный сигнал, или они представляют лишь математический способ изображения?

Вопрос этот осложнялся тем, что математически какой-нибудь сложный сигнал можно представить не только как сумму простых синусоидальных волн, но и как сумму колебаний более сложного вида.

Какое же из разложений отвечает реальности и почему следует отдать предпочтение одному перед другими?

Ответ на эти вопросы оказался простым. Все дело в роде приемников. Каким бы способом не представлялся сложный сигнал, смысл разложения на простые волны заключается в том, что именно на эти волны реагируют обычные приемные устройства, автоматически выделяя из сигнала простое колебание. Если построить приемник, реагирующий на более сложное колебание, то получит смысл разложение на эти более сложные колебания. Таким образом представить сигнал как совокупность простых синусоид — это значит рассмотреть его в отношении реакции на простой приемник.

² По самому своему определению длина волны λ относится к периодическому, бесконечное число раз повторяющемуся в пространстве процессу.

Часто “вместо длины волны λ употребляют волновое число” $K = \frac{2\pi}{\lambda}$, показывающее, сколько раз укладывается длина волны в 2π сантиметрах. Анализ сигналов показывает, что длина сигнала Δx связана с интервалом длин волн, которые еще заметным образом представлены в сигнале, таким образом, что чем короче сигнал, тем больший набор различных волн содержит сигнал (т.е., короче говоря, тем большее разнообразие приемников, настроенных каждый на отличную волну, будет на него реагировать). Математически это выражается лучше через волновое число. Если через ΔK обозначим интервал волновых чисел, встречающихся в сигнале, то для всякого сигнала имеет место неравенство: $\Delta x \cdot \Delta K \geq 2\pi$.

Вернемся теперь к квантовой механике. Если мы имеем некоторое состояние ψ , то его можно представить разложенным на простые волны ψ_p , каждая из них имеет определенную длину волны, а вместе с тем и определенный импульс и определенную интенсивность. Делая такое математическое разложение, мы, следовательно, относим наше состояние ψ к таким приборам, которые реагируют на простые волны (в радиотехнике этими приборами являлись бы простые приемники). Так как каждой простой волне соответствует определенный импульс (по соотношению де Бройля), то такие приборы есть приборы, измеряющие импульс частицы.

Интенсивность отдельных простых волн указывает на вероятность измерить тот или иной импульс у частицы.

Состояния, в которых частица имеет определенный вращательный момент M , уже не являются простыми волнами (которые мы обозначали через ψ_p), а имеют более сложный вид, мы обозначим их через ψ_M . Избранное нами для рассмотрения состояние ψ можно представить также как сумму колебаний вида ψ_M . Это означает, что мы относим состояние системы к приборам, измеряющим вращательный момент M (в радиотехнике это соответствовало бы некоторым особым приемным аппаратам, реагирующим не на простые, а на сложные колебания). Интенсивности отдельных волн ψ_M опять-таки давали бы вероятность измерить соответствующие значения вращательного момента. Итак, для любой механической величины, зная состояние ψ , мы можем отнести его к прибору, измеряющему эту величину, и получить о ней статистические высказывания, т.е. вероятность найти то или иное значение. Спрашивать о том, каково значение импульса частицы или каково значение ее вращательного момента в таком состоянии ψ , которое представляется суммой состояний ψ_p или ψ_M соответственно, так же бессмысленно, как спрашивать, какова длина волны короткого радиосигнала. Подобно тому как в последнем случае, употребляя очень селективные приемники, мы можем лишь выделить из сигнала простые колебания, так и в квантовой механике, имея дело с произвольным состоянием ψ , мы

можем лишь аппаратом разложить его на простые составляющие, зависящие к тому же от рода употребляемого аппарата (измеряет ли аппарат импульс или что-нибудь другое).

Мы видели, что длина сигнала находится в особом соотношении с набором волн, на которые он способен разделиться. Рассмотрим следствия этого соотношения для квантовой механики. Помня, что импульс равен $P = \frac{h}{\lambda}$, мы видим, что $\Delta P = h \cdot \Delta \left(\frac{1}{\lambda}\right)$, т.е. $\Delta P = \frac{h}{2\pi} \cdot \Delta K$. Подставляя в неравенство $\Delta x \Delta K \geq 2\pi$ вместо ΔK по соотношению де Бройля, мы получим так называемое соотношение Гейзенберга: $\Delta x \cdot \Delta P \geq h$. Это соотношение указывает, что чем больше Δx , т.е. чем больше разброс возможных значений координаты, тем меньше ΔP , т.е. тем меньше разброс в возможных значениях импульса и наоборот.

Таким образом, не существует таких состояний, в которых и импульс и координата частицы были бы точно заданы. Это означает, что эти классические величины, полностью определяющие состояние макроскопических частиц, не определяют состояния частиц в микромире.

Как же тогда понять, что, каково бы ни было состояние системы, всегда можно измерить одну из названных величин. Так, например, если дано состояние с определенным импульсом ($\Delta P = 0$), то, измеряя координату, мы получим частицу с определенной координатой ($\Delta x = 0$), но с неопределенным импульсом ($\Delta P \neq 0$). Ответ на этот вопрос дан Н. Бором и заключается в том, что система подвергается действию аппарата и именно благодаря его действию состояние системы претерпевает изменение: например, из состояния с определенным импульсом ($\Delta P = 0$) превращается в состояние с неопределенным импульсом ($\Delta P \neq 0$).

Напротив, если мы имеем состояние с неопределенным импульсом $\Delta P \neq 0$, то, измеряя импульс, мы, разумеется, получим состояние с определенным импульсом $\Delta P \neq 0$, но с неопределенной координатой x ($\Delta x \neq 0$). Опять-таки в результате действия прибора меняется состояние системы.

Из изложенного видно, что волновая функция определяет состояние систем по отношению к измерительным аппаратам, и притом статистическим образом, т.е. таким образом, что из знания волновой функции можно получить лишь статистические сведения, вероятность найти то или иное значение какой-либо из механических величин, например координаты x , импульса P , вращательного момента M , энергии E и т.п. Зная вероятности различных значений этих величин, можно вычислить средние значения этих величин $\bar{x}, \bar{P}, \bar{M}, \bar{E}$, а также важные в каждой статистической совокупности так называемые средние квадратичные отклонения $\Delta x, \Delta P, \Delta M, \Delta E, \dots$, указывающие степень разбросанности отдельных значений этих величин около их среднего значения.

Соотношение Гейзенберга показывает, что не существует таких статистических совокупностей, для которых импульс и координата имели бы обе среднее квадратичное отклонение, равное нулю.

В квантовой механике показывается, что также и многие другие классические величины обладают в микромире этим же свойством.

В связи со сказанным выше можно было бы думать, что квантовая механика является статистической теорией, т.е. дает лишь статистические, вероятностные сведения о поведении микросистем, однако это не так.

В том случае, когда в состоянии ψ какая-нибудь величина A имеет определенное значение ($\Delta A = 0$), квантовая механика дает, очевидно, не статистический вывод, а вывод вполне определенный, относящийся и к одной частице.

Это обстоятельство совсем не является второстепенным, так как именно отыскание этих состояний составляет одну из важнейших практических задач квантовой механики.

Если, например, поставить вопрос о разыскании таких состояний электрона в атоме, в которых энергия имеет определенное значение, то квантовая механика приводит автоматически к заключению, что такие состояния дискретны и энергия может принимать не все, а лишь некоторые “избранные” значения E_1, E_2, \dots, E_n , т.е. таким путем находятся квантовые уровни системы – решается основная задача атомной механики.

Нечего и говорить, что эти квантовые уровни являются индивидуальным свойством атомов, а не результатом какого бы то ни было усреднения (только в этом случае можно понять, почему мы наблюдаем узкие спектральные линии, а не полосы).

Не вдаваясь в дальнейшие подробности, касающиеся того, какие выводы и каким путем можно получить из волновых функций, отображающих в квантовой механике состояние системы, мы сформулируем два основных вопроса, которые относятся к наиболее существенному из изложенного выше, и последовательно разберем их.

1. Означает ли невозможность нахождения состояний (ψ), в которых импульс и координата одновременно имеют определенные значения, неприменимость классических представлений об импульсе и координате в квантовой области или же отсутствие таких состояний является лишь выражением статистических особенностей теории?

2. Относятся ли статистические выводы квантовой механики к квантовой системе, взятой самой по себе или лишь в ее связи с измеряющим, макроскопическим аппаратом?

1. Обратимся вначале к первому вопросу. Для того чтобы дать на него ответ, рассмотрим явление дифракции электронов. Возьмем его в простейшей схеме. Пусть на диафрагму, имеющую две щели, падает пучок электронов. Пройдя через щели, электроны попадают на некоторый экран, являющийся, скажем, фотопластинкой. Как распределятся электроны на экране? Опыт показывает, что на экране получится распределение, отвечающее дифракции волн на двух щелях. Если экран расположен далеко от диафрагмы, то мы будем иметь так называемую фразенгоферовскую дифракцию³ (в данном случае интенсивность распределится полосами – минимумы и максимумы). Явление будет разыгрываться совершенно так же, как если бы мы имели дело не с электронами, а со световыми волнами.

Если этот опыт рассматривать с точки зрения квантовой механики, то он выглядит следующим образом: на диафрагму падает плоская волна (и есть еще отраженные волны), по другую сторону диафрагмы будет такая же, как в оптике системы дифрагированных волн. Экран, фотопластинка служит тем аппаратом, который фиксирует положение электрона.

Если мы обратимся к области перед диафрагмой, то состояние электрона ψ соответствует фиксированному импульсу⁴ и неопределенной координате электрона ($\overline{\Delta P} - 0 \quad \overline{\Delta x} = \infty$).

После попадания на экран в результате воздействия экрана на электрон, координата электрона становится более или менее определенной ($\overline{\Delta x}$ конечно), но зато $\overline{\Delta P} > 0$, т.е. импульс неопределен – состояние отвечает набору импульсов.

Теперь встанем на иную точку зрения и допустим на время, что до попадания на диафрагму электроны имели определенный импульс и какую-то определенную координату x , которую мы, однако, не знали, а знали лишь то, что с одинаковой вероятностью возможно любое ее значение (соответственно тому, что диафрагма была равномерно “освещена” пучком электронов). Таким образом, мы встаем на ту точку зрения, принятую в классической механике, что частица одновременно обладает и определенным импульсом и определенной координатой. Посмотрим, к чему это приведет.

Очевидно, что каждый из электронов имеет одинаковую вероятность пройти как через одну щель, так и через другую. Проходя через ту или иную щель, он как-то может отклониться и попадет, наконец, на экран. На экране получится некоторое распределение,

³ Этот случай можно реализовать, поместив между диафрагмой и экраном линзу, а сам экран расположить в фокальной плоскости.

⁴ Отвлекаясь от отраженных волн.

зависящее от предположений о законе взаимодействия краев щели с проходящей частицей и от характера законов движения (которые мы не обязаны считать совпадающими с законами Ньютона).

Если мы теперь одну щель закроем, то в силу независимости действия одной щели от другой на “бесконечно” удаленном экране получится та же картина “дифракции”, что и с двумя щелями, но вдвое менее интенсивная. В действительности же картина дифракции в этом случае совсем изменится.

Поэтому предположение, что частицы имели определенную координату и импульс, ведет к противоречию с явлением дифракции частиц – фундаментальным фактом, на котором и базируется квантовая механика.

Можно было бы думать, что неправильно предположение о независимости действия щелей, которое было нами сделано. Однако можно взять много щелей (дифракционная решетка), так что уже нельзя допустить, что частица, проходящая через первую, скажем, щель, взаимодействует с последней (для этого достаточно, чтобы расстояние между этими щелями превышало атомные расстояния 10^{-8} см). Таким образом, если настаивать на допущении на одновременном существовании импульса и координаты, то как минимальное требование следует допустить, что радиус взаимодействия частиц с веществом диафрагмы превышает значительно атомные расстояния. Между тем хорошо известно явление дифракции атомов на кристаллах и в то же время хорошо известно, что радиус взаимодействия атомов не превышает (10^{-8} см). Если бы атомы были способны взаимодействовать друг с другом на макроскопических расстояниях, то энергия макроскопических тел не была бы пропорциональна их объему, что, однако, имеет место в действительности.

Таким образом, мы должны прийти к заключению, что квантовая механика не может рассматриваться как сплав некоторой (хотя бы и неклассической) механики, оперирующей с координатами и импульсами частиц, и какой-либо статистики.

Если даже в дальнейшем развитии науки удалось бы построить теорию, исключаящую статистические элементы квантовой механики, то, надо полагать, она не может опираться на представление о материальных частицах, обладающих определенным импульсом и координатой.

2. Перейдем теперь ко второму вопросу. Чтобы поставить его на совершенно конкретную почву, рассмотрим атом водорода в низшем квантовом состоянии. Потенциальная энергия взаимодействия единственного электрона этого атома с ядром равна по закону Кулона $V = \frac{e^2}{r}$, где e – заряд электрона, а r – расстояние до ядра. Полная энергия E в низшем состоянии равная сумме кинетической T и потенциальной, равна $E = \bar{T} + \bar{V} = -\frac{e^2}{2a}$ (a – радиус орбиты Бора = $0,53 \cdot 10^{-8}$ см).

Так как кинетическая энергия всегда положительна, то ясно, что $E > V$, а, следовательно, возможные расстояния r электрона от ядра в этом состоянии r должны быть меньше A . Между тем, если мы обратимся к волновой функции ψ для этого состояния, то $\psi \neq 0$ и для $r > a$, т.е. есть вероятность найти электрон, имеющий полную энергию E на расстоянии больше a .

Нетрудно подсчитать из квантовой механики, что если мы возьмем наудачу атом водорода в состоянии E , то из 100 случаев в 20 электрон должен иметь координату, большую a .

Если мы будем считать, что он, обладая энергией E , действительно имеет координату, большую a , то мы приходим к противоречию с законом сохранения энергии: часть энергии (потенциальная энергия) окажется больше полной. Поэтому нельзя допустить, что $[\psi(xyz)]^2$ дает вероятность иметь электрону координату x, y, z в состоянии E . Из этого противоречия можно выйти только в том случае, если учесть роль измеряющего аппарата: когда с помощью аппарата измеряется координата электрона, то происходит изменение состояний электрона, а именно электрон из состояния с определенной энергией E и с неопределенной координатой x, y, z при измерении переходит в состояние с определенной координатой (x, y, z) , но уже неопределенной энергией $[\psi_E(x, y, z)]^2$; это дает не вероятность того, что электрон имеет координату xyz , имея энергию E , а, вернее, вероятность того, что он получит такую координату, будучи соединен с аппаратом, измеряющим координату.

То, что эти рассуждения не носят абстрактного характера, можно иллюстрировать хотя бы тем, что изучение рассеяния рентгеновских лучей позволяет найти среднее распределение электрического заряда в атоме⁵, а последнее прямо дает $(\psi)^2$ (так как средняя плотность электрического заряда в точке xyz : $\rho(xyz) = e[\psi(xyz)]^2$), и опыт подтверждает то распределение, которое дает квантовая механика (т.е. допускает $r > a$). В то же время атомы имеют определенную энергию E .

Если мы будем при этом считать, что классические представления об импульсе и координате частицы остаются в силе и в квантовой области, то мы приходим к противоречию с законом сохранения энергии.

Если же от этих представлений отказаться и иметь в виду, что $[\psi(xyz)]^2$ дает распределение по координатам в классическом смысле лишь в отношении к аппарату, измеряющему координату, то это противоречие отпадает. Действительно, для того чтобы обнаружить местоположение электрона в атоме, нужно пользоваться пучками лучей, более узкими, чем размеры самого атома.

⁵ Так называемый атомный фактор.

В качестве таких лучей в принципе можно взять, например, коротковолновые рентгеновские лучи. Но известно, что нельзя создать пучок по поперечным размерам меньшей длины волны лучей, образующих пучок. Исходя из этого, можно показать, что электрон лишь тогда сможет быть обнаружен за пределами дозволенной законом сохранения энергии области, если энергия, сообщаемая электрону рентгеновскими лучами, достаточна, чтобы уничтожить расхождение с законом сохранения энергии. Именно, если до опыта исходная энергия электрона равнялась E и если он обнаруживается на некотором расстоянии от атома, таком, что его энергия по закону сохранения энергии должна быть не менее E' (E больше E'), то для такого обнаружения энергия, передаваемая электрону аппаратом (в нашем примере рентгеновскими лучами), не может быть меньше, чем разность E' и E (в противном случае электрон там обнаружен не будет). После опыта электрон уже не будет иметь прежней энергии E , а некоторую иную. Поэтому и измеренную координату (x, y, z) нельзя относить к исходному состоянию E .

Таким образом, на второй вопрос мы должны ответить в том смысле, что статистические выводы квантовой механики относятся к совокупности квантовая система + аппарат.

4. Парадокс Эйнштейна, Розена и Подольского

Недооценка последнего вывода привела Эйнштейна, Розена и Подольского⁶ к парадоксу, заключающемуся в том, что якобы можно привести такие случаи, когда состояние системы меняется в результате измерения, но без какого-либо воздействия на систему со стороны аппарата.

Мы не будем здесь останавливаться на том, какие выводы они сделали из этого парадокса, укажем лишь на то, что если бы дело обстояло так, то мы имели бы противоречия между квантовой механикой и материализмом, ибо состояние системы взятой самой по себе, не может измениться от того, что изменились о ней наши сведения.

Парадокс заключается в следующем: допустим, что имеем две системы: A и B . Пусть в некоторый момент времени состояние обеих систем, взятых вместе, изображается волновой функцией ψ . Допустим, что они взаимодействуют и по истечении некоторого времени это взаимодействие прекращается. После этого мы производим какое-либо измерение над частицей A (например, измеряем ее импульс). После измерения она оказывается в новом

⁶ См.: Фок, Эйнштейн, Розен, Подольский, Бор "Успехи физ. наук", т. XVI, № 4, стр. 436, и А. Эйнштейн "Под знаменем марксизма" № 11-12, 1937, стр. 114.

состоянии ψ' , тогда квантовая механика автоматически ведет к тому, что и состояние второй частицы B будет иным, скажем ψ'' .

Таким образом, мы как будто действительно имеем дело с таким положением вещей, что, измеряя первую частицу (на нее действует аппарат), мы меняем и состояние второй (хотя мы на нее не действуем).

На простом примере легко выяснить, в чем здесь дело.

Рассмотрим столкновение электрона с атомом. Пусть до столкновения электрон имеет энергию ϵ , а атом — энергию E .

Этим самым задано начальное состояние системы.

После столкновения электрон уйдет далеко от атома, и их можно считать тогда не взаимодействующими.

Квантовая механика приводит к выводу, что энергия электрона после соударения может принимать различные значения ϵ' , ϵ'' , ϵ''' и т.д., т.е. волновая функция электрона после соударения отвечает состоянию с неопределенной энергией — мы имеем дело со статистической совокупностью, в которой ($\overline{\Delta\epsilon} \neq 0$).

Равным образом и атом (после удара) имеет также неопределенную энергию ($\overline{\Delta E} \neq 0$).

Но ясно, что по закону сохранения энергии сумма энергий атома и электрона должна остаться неизменной (и этот вывод неизбежно следует из квантовой механики).

Таким образом, полная энергия нового, получившегося после удара состояния имеет прежнее, определенное значение $\overline{\Delta(E + \epsilon)} = 0$.

Измеряя теперь энергию, например, электрона, мы обнаружим, что она равна, скажем, ϵ' , тогда квантовая механика ведет к выводу, что энергия атома (хотя над ним и не производилось измерений) равна E' такой, что $E' + \epsilon' = E + \epsilon$. Между тем до измерения над электроном энергия атома могла иметь и иные значения. Ясно, что мы имеем дело со статистической совокупностью, обладающей тем свойством, что полная энергия (атома и электрона) задана ($\epsilon + E$) и, производя измерение, мы выбираем подсовокупности такие, что полная энергия, разумеется, остается неизменной, но делится по-разному. Поэтому, производя измерение над одной из систем, мы получаем и более детальные сведения о другой из них.

Поэтому нельзя говорить о том, что измерение произведенное над первой частицей, изменило состояние второй, с которой она уже взаимодействовала, а можно лишь сказать, что до измерения состояние системы было неопределенно в смысле деления полной энергии между частями системы (электрон и атом), а после измерения среди всех возможностей выявилась одна, определенная. То, что при этом энергия атома оказывается вполне определенной, есть, конечно не результат действия на него аппарата (такого

действия не было), а результат того действия, которое на него оказал электрон.

Поэтому в парадоксе Эйнштейна нет никакого противоречия с материализмом, так как изменение состояния второй системы связано с предшествовавшим на нее воздействием первой системы, а сам парадокс решается тем, что состояние по квантовой механике характеризовалось не делением энергии (в нашем примере) между частями системы, а полной ее энергией.

Высказывания же о делении энергии имели лишь статистическое значение и относились не к системе, взятой самой по себе, а в ее связи с прибором, измеряющим энергию одной из ее частей (у нас – энергию электрона).

Выводы

Из изложенного видно, насколько большое значение имеет в квантовой механике статистика.

Волновая функция ψ , характеризующая систему в квантовой механике, позволяет делать в основном лишь статистические выводы. Эти выводы не относятся к системе, взятой самой по себе, а лишь по отношению к определенному измеряющему аппарату, который рассматривается как некоторый макроскопический прибор.

Рассмотрение фундаментального явления – дифракции частиц, являющегося истоком квантовой механики показывает, что квантовую механику нельзя рассматривать как некоторое соединение статистики с какой-либо механикой, допускающей существование у частиц импульсов и координат в том же их значении, которое им придается в классической механике. Далее, квантовая теория не является только статистической теорией, что видно лучше всего из того, что она дает *не только вероятности* для того или иного значения какой-нибудь величины, но и дает *сами эти значения* (например, квантовые значения энергии электрона в атоме), которые по самому своему смыслу относятся к индивидуальным свойствам атомных систем.

КРИТИКА ФИЛОСОФСКИХ ВОЗЗРЕНИЙ ТАК НАЗЫВАЕМОЙ “КОПЕНГАГЕНСКОЙ ШКОЛЫ” В ФИЗИКЕ*

Современный “физический” идеализм особенно охотно проповедует реакционное учение о непознаваемости атомных явлений. В книге английского физика Джинса “Физика и философия” можно прочесть, например, следующие строки: “Мы можем изобразить реальный мир как глубокий текущий поток: мир явлений есть его поверхность, дальше которой мы не можем видеть. Событие в глубине потока выбрасывают пузырьки и вихри на его поверхность. Это – передатчики энергии и радиации, которые действуют на наши чувства и возбуждают наш ум: ниже поверхности потока лежат глубокие воды, которые мы можем знать только посредством умозаключения. Пузырьки и вихри обнаруживают атомистичность, но мы не знаем ничего соответствующего этой атомистичности в потоках глубин. Этот дуализм явлений и реальностей восходит к истокам философии, вплоть до Платона. В своей знаменитой притче Платон изображает человечество прикованным на цепь внутри пещеры так, что оно может видеть только то, что происходит на стене, образующей заднюю сторону пещеры. Люди не могут видеть жизни снаружи, они видят только тени – явления, которые бросают объекты, движущиеся в свете солнца, на стены пещеры. Для узников этой пещеры тени образуют мир явлений – мир феноменов – в то время как мир реальности навсегда остается за пределами их понимания”¹.

Вся аргументация Джинса сводится в данном случае к тому, что сигнал (“пузырьки”), приходящий к нам из микромира, свидетельствует якобы лишь о явлениях, разыгрывающихся на “поверхности потока” – “пересечении” макро- и микромира, но не о самом микромире “в себе”. Джинс не хочет понять, что макро- и микромир находятся в неразрывном единстве друг с другом. Качественное различие макро- и микромира предполагает их тесную неразрывную связь. По этой причине явления на “пересечении” дают нам непосредственные сведения о закономерностях микромира, как он есть на самом деле, т.е. в его связи с другими вещами.

Только реакционеры, стремящиеся подорвать веру человечества в свои силы, способны утверждать, будто бы человеческое познание с открытием квантовых закономерностей микромира пришло к границе своих познавательных способностей. В самом

* Опубликовано в сборнике “Философские вопросы современной физики” (М.: Изд-во АН СССР, 1952).

¹ J. J. e a n s . Physics and Philisophy. Cambridge, 1948, p. 193.

деле, можно ли назвать находящимся в тупике путешественника, непрерывно продвигающегося по неисследованной стране, лишь потому, что он не успевает в полной мере осмыслить и понять все им виденное?

Только кабинетный софист может утверждать, что макроскопический характер приборов, употребляемых физиками, ограничивает возможности познания микромира. Для каждого исследователя ясно, что прибор это не то, что ограничивает, а, напротив, то, что расширяет и уточняет имеющиеся у человека природные органы чувств и их возможности и тем самым позволяет более глубоко проникать в царство “вещей в себе”, превращая их в “вещи для нас”. Слепая от рождения Иоланта, будь она физиком в конце концов нашла бы способ отличить белую розу от алой и установить то различие, которое не дано ей непосредственно через органы чувств.

Самый общий взгляд на историю развития физики за последние десятилетия обнаруживает вопиющие противоречия между реальными, поразительными достижениями учения об атомах и об “элементарных частицах” и унылыми перепевами современных неокантианцев о микромире как о непознаваемой “вещи в себе”.

Открытие энергетических уровней в атомах (энергии порядка 10^{-11} эрг), затем открытие тонкой структуры этих уровней (энергии порядка 10^{-15} эрг) и, наконец, открытие сверхтонкой структуры этих же уровней (энергии порядка 10^{-18} эрг) могут служить прекрасной иллюстрацией познаваемости микромира посредством макроприбора, лучшим опровержением домыслов о непознаваемых вещах в себе, примером непрекращающегося продвижения познания в сущность вещей. Только закрывая глаза на поразительные достижения современной науки и выставляя на первый план не реальные, а мнимые проблемы, можно говорить о непознаваемости микромира.

Среди самых разнообразных идеалистических направлений в современной физике так называемая “копенгагенская школа” наиболее известна. Разоблачению идеалистических взглядов этой школы на коренные проблемы квантовой механики и посвящена настоящая статья.

*“Начало принципиальной наблюдаемости” и
“принцип дополненности”*

Копенгагенская физическая школа еще в самом своем возникновении связывала себя с махизмом и в дальнейшем весьма способствовала развитию субъективистских взглядов на сущность квантовой механики. Так, Гейзенберг в основу своей методологии кладет так называемое “начало принципиальной наблюдаемости”,

согласно которому предметом исследования физики должны быть лишь *принципиально* наблюдаемые величины.

Именно с этой точки зрения Гейзенберг подвергал критике понятие боровских орбит в атомах.

Некоторые зарубежные физики склонны придавать этому принципу чуть ли не главную роль в создании квантовой механики. Изображается это следующим образом.

Гейзенберг, следуя “началу принципиальной наблюдаемости”, отверг понятие орбит электронов в атомах как понятие, которому ничто не соответствует из наблюдаемого в опыте; оставив в стороне эти орбиты он обратился к непосредственно наблюдаемым (и измеримым) величинам – к частотам излучения и к интенсивностям излучения, – и на этом пути создал новую, квантовую механику.

На самом деле это не так. Основой для построения новой теории послужило не начало принципиальной наблюдаемости, а *новые, ранее неизвестные факты*, значение которых только частично было осознано в примитивной теории Бора. Эти факты выражались в том, что измеряемые атомные частоты ω_{mn} и интенсивности излучения I_{mn} характеризовались, как показывал опыт, двумя квантовыми индексами m и n . Один из них (например, m) относился к начальному состоянию, а другой (n) – к конечному состоянию атомной системы. Согласно же классической механике эти величины должны были бы быть одноиндексными: I_n, ω_n , где ω_n означало бы частоту n -го обертона, а I_n – интенсивность излучения этого обертона². Именно открытый на опыте характер частот и интенсивностей, излучаемых атомными системами, заставил усомниться в применимости к ним классической механики, в частности в применимости понятия орбит, и привел к построению новой, квантовой механики (как тогда называли – “матричной” механики)³.

То обстоятельство, что предсказываемые классической механикой орбиты не обнаруживались в опыте (кстати сказать, тогда вовсе не было еще доказано, что их *принципиально нельзя обнаружить*), давало еще только *возможность* предположить, что в атоме классическая механика несостоятельна и должна быть заменена новой, т.е. *ненаблюдаемость орбит (фактическая, а не принципиальная)* согласовывалась с *противоречащей классической механике структурой частот и интенсивностей, и только*.

Поэтому этот принцип не играл той роли в развитии квантовой теории, которую ему приписывают позитивисты. Он и не мог

² См.: Д.И. Б л о х и н ц е в. Основы квантовой механики. Гостехиздат, 1949.

³ А. И о ф ф е. Сб. “Основания новой квантовой механики”. ГИЗ, 1927, см. статью А. Гринберга.

играть сколько-нибудь значительной роли, так как порочен по самому своему существу.

В самом деле, прилагательное “принципиальной” (наблюдаемости) лишает этот принцип всякого значения, так как решить вопрос о том, что “принципиально” наблюдаемо, а что “принципиально” не наблюдаемо, можно лишь на основе готовой теории, которую уже можно считать проверенной по всей совокупности данных.

Но если теория уже создана, то и “принцип наблюдаемости” не нужен, так как из самой теории следует, что в ней имеет объективное значение (принципиально наблюдаемо), а что – нет.

Например, никто не наблюдал скоростей движения тел, больших скоростей света. Тем не менее с точки зрения ньютоновской механики такие скорости наблюдаемы “принципиально”. Позднейшее развитие науки показало, что это утверждение теории Ньютона выходит за границы ее применимости и на самом деле неверно. При больших скоростях движения следует обращаться к теории относительности, согласно которой скорости, большие скорости света, “принципиально” не наблюдаемы (так как противоречат законам природы).

Решение вопроса о принципиальной наблюдаемости в этом случае опять-таки базировалось не на том эмпирическом давно известном факте, что физик не встречал ни в одном из явлений скоростей, больших скорости света (ведь он мог их встретить в дальнейших исследованиях), а на новых фактах, указывающих на непригодность классической ньютоновской механики, в частности – на фактах, относящихся к распространению света в движущихся системах тел.

Поэтому делать вывод о “принципиальной” наблюдаемости того или иного явления только на основе того, что имеющиеся в распоряжении физика средства не позволяют его наблюдать, – это значит сползать в идеализм. Мах тоже исходил, по существу, из принципа наблюдаемости, утверждая, что молекулы, атомы и электроны современных физиков – это то же, что “средневековый шабаш ведьм”. Атомы, по мнению Э. Маха, только домысел, которому ничего не соответствует в “комплексе ощущений”.

Позднейшее развитие физики, напротив, подтвердило предсказания сторонников кинетической теории вещества, которые по косвенным данным давно предполагали, что вещество образовано совокупностью движущихся атомов или молекул. Великий Ломоносов еще в XVIII в. на основе атомной теории развивал кинетические взгляды на природу тепла, более чем на сотню лет опережая своих современников. Таким образом, развитие физики показало, что “начало принципиальной наблюдаемости”, исходящее в конце концов из маховской концепции “комплекса

ощущений”, является началом внутренне несостоятельным и ведущим к заблуждению.

Между тем многие физики, в том числе и некоторые советские, усматривают в этом “начале” здоровое зерно. Говорят, что, мол, этот принцип правильно подсказывает необходимость критического пересмотра тех физических понятий, которые содержатся в теории, но не находят себе прямого подтверждения в эксперименте. Понятия этого сорта могут быть, дескать, лишними привесками, тормозящими развитие науки (примеры: флогистон, упругий эфир, орбиты электронов в атомах и т.п.).

Такая оценка “начала принципиальной наблюдаемости” является результатом узко ремесленного подхода к методологии физики, результатом забвения основ марксизма-ленинизма или их незнания. Она представляет, в сущности, попытку заменить глубокое и всеобъемлющее учение материалистической гносеологии антинаучным принципом позитивистов.

В самом деле, какое значение может иметь этот принцип в сравнении с учением марксизма-ленинизма о понятиях как об отражениях реальных вещей, о необходимости рассматривать и явления и понятия в их развитии и в их взаимной связи, о переходе количества в качество и т.д.

Мах вырвал факт (временной) ненаблюдаемости атомов из всей совокупности других фактов и потерпел вместе с энергетиками поражение в своем предсказании.

Если бы Гейзенберг не привлек к построению теории новых фактов, а ограничился бы только утверждением о ненаблюдаемости орбит электронов, то никакой новой механики он, конечно, не создал бы.

“Ненаблюдаемость” (взятая сама по себе, изолированно) не может служить основой ни для каких предсказаний, а может повести только к идеалистическим выводам Маха.

Чтобы сделать еще более ясным то обстоятельство, что “начало принципиальной наблюдаемости” не имело того значения в развитии квантовой механики, которое ему придают рекламирующие его позитивисты, напомним, что, помимо матричной механики Гейзенберга, квантовая механика имела еще и другой исток – волновые теории де Бройля, Э. Шредингера, которые развивались по пути, прямо противоположному идеям “принципиальной” наблюдаемости. Между тем именно эти теории поглотили формальную схему Гейзенберга, привели к предсказанию дифракционных явлений для частиц и тем самым поставили новую механику на прочный фундамент.

Действительно, только после экспериментального доказательства предсказанных волновыми теориями дифракционных явлений квантовая механика получила веское обоснование в опыте. На этом же пути было открыто понятие волновой функции, основное

понятие квантовой механики, и дана ее статистическая интерпретация.

Путь волновой (как ее тогда называли) механики был путем отыскания качественно новой закономерности, путем обобщения закономерностей, найденных для света, на другие формы материи (сначала на электроны, а позднее и на все другие “частицы”). В самом начале этого пути возникло понятие волновой функции, которая не только не принадлежала к числу величин, входящих в “комплекс ощущений”, но и вообще сам способ сопоставления ее с наблюдаемыми, измеримыми величинами на первых порах был неясен. Введение ее в теорию было основано на догадке, что волновые явления в природе, быть может, имеют более широкое значение, чем это до сих пор считалось. Это предположение могло быть верным или неверным, и только последующее развитие теории и эксперимента показало, что оно верно. Не случайно Э. Шредингер в своей первой статье⁴ замечает, что он не был уверен в том, что из его теории получится “нечто разумное” (т.е. соответствующее действительности).

Отсюда видно, что рекламирование проникнутого духом субъективизма “начала принципиальной наблюдаемости” основано на фальсификации науки, на искусственном подчеркивании одних обстоятельств и на умолчании о других, более важных.

Позитивистские концепции представителей копенгагенской школы в их применении к квантовой теории не ограничиваются, однако, “учением” о “принципиальной наблюдаемости”.

Как естественное следствие этого принципа, Н. Бор положил в основу понимания квантовой механики так называемый “*принцип дополнительности*”. Согласно этому принципу возможны два класса экспериментальных установок: первый класс допускает определение импульсно-энергетических соотношений, второй – пространственно-временных. Одновременное применение обоих типов установок исключается.

Таким образом, “квантовое описание” явлений распадается на два наблюдаемых класса, которые являются дополнительными друг другу в том смысле, что их совокупность в классической физике дает полное описание⁵.

Мы изложили этот принцип по Бору, оставив в стороне, например, гейзенберговскую формулировку дополнительности, как дополнительности “акаузального описания” и “математической схемы вне пространства и времени”⁶.

⁴ E. Schrödinger. Abhandlungen zur Wellenmechanik, 1928.

⁵ См.: Н. Бор. “Успехи физ. наук”, 1936, т. XVI, с. 446.

⁶ См.: В. Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории. ГТТИ, 1932.

Тем не менее из изложенного содержания принципа дополнительной видно, что *в нем подчеркивается не факт существования новых по своей природе объектов, а возможности макроскопически измерительных приборов.*

Иными словами, на первый план выдвигаются не особенности микромира, следствием которых и является невозможность изучать их методами классической физики, а возможности наблюдателя, оперирующего с макроскопическими величинами и понятиями. Иначе говоря, *на первое место выдвигается “наблюдаемость”*, а остальное рассматривается как ее следствие.

Такая субъективистская направленность боровского принципа дополнительной ведет к двоякого рода последствиям.

Во-первых, Н. Бор и его последователи развивают этот принцип в особую *философскую концепцию дополнительной*, для которой характерно отрицание объективности микроявлений*.

Во-вторых, применение рассматриваемого принципа в физике ведет к субъективному толкованию волновой функции и понятия состояния в квантовой механике. Волновая функция рассматривается не как объективная характеристика квантового ансамбля, а как выражение сведений наблюдателя, полученных в результате измерений. Реальность того или иного состояния микросистем становится в таком понимании тождественной со сведениями наблюдателя о микросистеме, т.е. превращается из объективной категории в субъективную.

Мы рассмотрим сначала первую сторону дела и только позднее обратимся ко второй.

В своем анализе проблем квантовой теории Н. Бор постоянно возвращается к кругу “наблюдаемого” и “наблюдаемости”, заботясь лишь об однозначном соответствии слов и терминов описанию экспериментальной ситуации. Такое стремление к точности привлекает иных физиков, не замечающих, на сколь шатком философском фундаменте покоится логика боровских построений.

В своей статье – ответе А. Эйнштейну – Н. Бор пишет о непригодности “обычной” точки зрения *натуральной философии* для описания явлений того типа, с которым мы имеем дело в квантовой механике. В самом деле, конечность взаимодействия между объектом и измерительным прибором, обусловленная самим существованием кванта действия, влечет за собой – вследствие невозможности контролировать обратное действие объекта на измерительный прибор (а эта невозможность будет непременно иметь место, если только прибор удовлетворяет своему назначению) – необходимость окончательного отказа от классического

* Об общеполитических и методолитических аспектах дополнительной см. книгу “Принцип дополнительной и материалистическая диалектика” (М.: Наука, 1976).

идеала причинности и радикальный пересмотр наших взглядов на проблему физической реальности”⁷.

В другой своей статье⁸ Н. Бор так характеризует возникающую в связи с квантовой теорией гносеологическую проблему: “... с одной стороны, описание нашей мыслительной деятельности требует противопоставления объективно данного содержания и изучающего субъекта, в то время как, с другой стороны, как уже видно из такого высказывания, — не может быть оправдано никакое строгое разделение объекта от субъекта, так как также и последнее понятие принадлежит к миру мыслей”.

Если из первой цитаты еще остается неясным, с каких позиций критикуется “обычная натуральная философия”, то из второй уже достаточно ясно видно, что Н. Бор стоит на шаблонных позициях идеализма.

В недавней статье, посвященной причинности и принципу дополнительности⁹, Н. Бор, в сущности, только повторяет свои прежние взгляды на значение этого принципа, расширяя область его применения на психологические, биологические и даже социальные явления.

Суть этой статьи вкратце сводится к следующему. В атомной области ситуация такова, что “всякая попытка локализовать атомный объект в пространстве и времени требует такого экспериментального устройства, которое приводит к неконтролируемому в принципе обмену энергией и импульсом между объектом и шкалами и часами, служащими системой отсчета. Обратно, не существует устройства, подходящего для контроля баланса энергии и импульса, позволяющего точное описание явления как цепи событий в пространстве и времени”¹⁰. Само слово “явление”, по Бору, должно включать “отчет о всем эксперименте в целом”¹¹.

Невозможность отделить поведение объекта от измеряющих приборов требует, по Бору, пересмотра проблемы “физического объяснения”. Место классического описания в квантовой области должна занять концепция дополнительности, представляющая “рациональное обобщение самого классического идеала причинности”.

Итак, мы видим, что вся проблема квантовой теории рассматривается Н. Бором как проблема взаимоотношения *прибора и микрообъекта*, а когда он покидает более определенную почву физики — как проблема взаимоотношения *субъекта и объекта*.

⁷ Н. Б о р . “Успехи физ. наук”, 1936, т. XVI, с. 446.

⁸ N. B o h r . Atomtheorie und Naturbeschreibung. J. Springer, Berlin, 1931, S. 62.

⁹ “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 312.

¹⁰ Там же, с. 315.

¹¹ Там же, с. 317.

В этом и заключается основной методологический порок концепции дополнительности: *в свете этой концепции квантово-механические закономерности теряют свой объективный характер, становясь закономерностями, вытекающими из способа восприятия человеком явлений микромира.* А это и есть идеализм.

Совершенно ясно, что, исходя из принципа дополнительности, нельзя построить квантовой механики. В самом деле попробуем из этого принципа вывести необходимость волновой функции, ее физическую интерпретацию, уравнение Шредингера или что-нибудь подобное из понятий и соотношений, фигурирующих в квантовой механике. Это оказывается совершенно невозможным. Из него следовала бы только неприменимость классической механики к атомному миру и больше ничего, т.е. столько же, сколько и из гейзенберговского “начала принципиальной наблюдаемости”. Поэтому принцип дополнительности не может служить основой квантовой механики. Это – только махистская формулировка одного из следствий квантовой механики.

Как противоположный пример мы можем привести теорию относительности. Из принципа относительности и принципа независимости скорости света от равномерного движения тел следует преобразование Лорентца, а вместе с тем и вся теория относительности. Исходя же из принципа дополнительности, невозможно написать ни одной формулы.

Если Н. Бор еще очень невнятно говорит о некоей “натуральной” философии, которая стала непригодной, то его последователи выражаются гораздо более определенно.

П. Иордан в своей книге¹² посвящает целую главу “ликвидации материализма”. Следует иметь в виду, что П. Иордан вовсе не пришел к идеализму в результате анализа выводов из квантовой физики. Он, как и другие позитивисты, анализирует проблемы как квантовой, так и классической физики, исходя из отрицания существования объективного мира и объективной закономерности. Следуя Маху, он считает, что задача науки “заключается в упорядочении результатов наблюдения”. В позитивистском понимании как классическая, так и квантовая физика не являются отображением объективного мира, а представляют собой “математические конструкции”¹³. Для первой из этих конструкций характерна возможность разделения понятий субъекта и объекта, а для второй – это разделение невозможно, так как субъект измерения “приготавливает физическую реальность”. Таким образом, речь идет не об анализе отношений познающего субъекта и объекта, как частей объективного мира, а об анализе этих “конструкций”, т.е. об анализе в сфере понятий.

¹² P. Jordan. Physics of the 20-th Century. N. Y., 1944, p. 144–165.

¹³ P. Jordan. Anschauliche Quantentheorie. J. Springer. Berlin, 1936, S. 302–303.

С этих позиций позитивисты пытаются опровергнуть материализм таким путем, что сначала его связывают с определенными ограниченными физическими или философскими представлениями, а затем объявляют несостоятельным.

Иордан пишет: “Действительно, сравнивая новую физику с материалистической картиной мира, можно установить теперь, что устарели как раз те черты материалистической концепции природы, которые выражали противоречие между материалистическими теориями и другими идеями”. И далее: “Атомы Демокрита неразрушимы и неизменны; современные “элементарные частицы”, напротив, способны к неограниченным превращениям”¹⁴.

Итак, материализм тождествен учению Демокрита о неизменных атомах.

Иордан не забыл неудачного “пророчества” Маха о якобы предстоящем крушении атомистической теории. Он пытается оправдать основоположника позитивизма тем, что современное представление об атоме радикально отличается от представлений об атоме в XIX в. “Атом, – говорит Иордан, – есть только каркас для классификации экспериментальных фактов”.

Такое понимание атома, разумеется, вполне в духе позитивизма, но все же как бы ни классифицировать факты, нельзя опровергнуть того обстоятельства, что Мах, исходя из наблюдаемости, отвергал то физическое воззрение, без дальнейшего развития которого была бы невозможна современная квантовая физика. Законен вопрос, почему этот “каркас” был изобретен позитивизмом не во времена Маха, а значительно позднее.

Причину этого усмотреть нетрудно. Со времени Маха благодаря развитию техники эксперимента и физической теории, существование атомов было доказано, и вот поэтому Иордан и спешит заменить маховское утверждение, что атом равен “шабашу ведьм”, более “деликатным” утверждением: атом равен каркасу для упорядочения фактов.

Подчеркивая еще раз, что атомы Демокрита обладают ясно осязаемыми свойствами, а атом “сегодняшнего дня” – только “система формул”, Иордан утверждает, что вместе с установлением этого различия “окончательно ликвидирована наиболее важная черта материалистической картины мира; в то же время позитивистская теория познания подтверждена и проверена”¹⁵. Итак, сначала позитивистская теория познания утверждала, что атомов нет в “комплексе ощущений”, что атомы – это только “шабаш” и т.п. Когда же атомы все же были открыты и их реальное существование подтверждено тысячами способов, то позитивистская

¹⁴ P. Jordan. *Physics of the 20-th Century*. N. Y., 1944, p. 145.

¹⁵ P. Jordan. *Anschauliche Quantentheorie*, S. 148.

теория пришла к заключению, что вся эта атомная физика – неплохой “каркас” для формул.

Таким образом, позитивистские предсказания в области атомистики оказались на самом деле в противоречии с фактами.

Но именно эта философия позитивизма и лежит в основе физических концепций копенгагенской школы: *принцип дополнительности есть прямое порождение идеалистической позитивистской теории познания.*

Проблема квантовой статистики

Последовательно проводя концепцию дополнительности, Н. Бор полагает, что наблюдаемая в опыте статистичность квантовых явлений есть результат неконтролируемого действия прибора на объект*. Именно, неконтролируемость этого действия приводит, по Бору, к невозможности построить каузальное описание микроявлений в терминах механического детерминизма. Н. Бор подчеркивает, что статистика, с которой мы здесь имеем дело, совсем не той природы, которая известна из классической статистической механики¹⁶.

Классическая статистика допускает уточнение: путем более точного измерения координат и импульсов частиц можно уменьшить разброс всех величин и исключить статистику с желаемой степенью точности в принципе полностью.

В квантовой области “неконтролируемое” вмешательство прибора не допускает такого уточнения.

Гейзенберг, желая выдвинуть эту сторону дела на первый план, так формулирует принцип дополнительности¹⁷:

Либо:
Описание в пространстве и времени
Соотношения неопределенности

Либо:
Математическая схема вне пространства и времени
Причинность

Под математической схемой вне пространства и времени здесь разумеется описание посредством волновой функции (без вмешательства прибора). Так как Гейзенберг считает, что волновая функция ψ есть, с одной стороны, характеристика состояния од-

* От “неконтролируемого действия” Н. Бор впоследствии отказался.

¹⁶ См., например, его статью в “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 313.

¹⁷ В. Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории. ГТТИ, 1932, с. 52.

ной частицы, а с другой стороны, она не может быть измерена на этой *одной* частице, то волновая функция есть попросту математический символ, вне пространства и времени существующий.

Описание же в пространстве и времени (с помощью траектории) требует вмешательства прибора для измерения ψ или p и ведет к статистическим суждениям о движении частицы.

Исходя из этих представлений, Иордан¹⁸ приходит к заключению о невозможности в квантовой области лапласовской постановки вопроса – по заданным начальным импульсам и координатам всех частиц предсказать будущее всего мира – и делает вывод о крахе материализма (напомним, что Иордан полагает, что материализм – это атомы Демокрита + лапласовский “фатализм”).

Между тем диалектический материализм рассматривает взаимоотношения между явлениями объективного мира с гораздо более широкой и глубокой точки зрения, нежели лапласовский детерминизм.

В основу истинно материалистического понимания природы положена идея о всеобщем взаимодействии, взаимосвязи явлений, механический же детерминизм представляет собой лишь весьма частный аспект взаимодействия и осуществляется в природе только приближенно.

Однако доквантовая физика переоценивала значение и силу механического детерминизма и недооценивала категорию взаимодействия. Остановимся на этой стороне дела поподробнее.

Согласно классической механике системы частиц достаточно задать конечное число параметров (например, начальные импульсы и координаты частиц), чтобы однозначно определить движение системы и, следовательно, ее состояние в будущем. Соответствующая задача может быть сформулирована на языке уравнений Ньютона или методами аналитической механики. Такое “образцовое” решение вопроса о будущем поведении частиц является, однако, абстракцией, которая только приближенно отображает то, что происходит в природе. Суть дела заключается в том, что описание любой реальной системы *конечным* числом параметров является *неполным*. Неявно допускается, что остальные параметры такой системы “несущественны” и что система может быть изолирована от остальной части природы на все время, для которого делается предсказание.

Поясним эту мысль примерами. Возьмем сначала простейшую задачу механики: движение твердого тела под действием силы. В этом случае в качестве параметров могут быть взяты координаты центра тяжести, углы Эйлера и соответствующие скорости (всего 12 величин). При этом допущено, что деформации тела в процессе

¹⁸ P. Jordan. Physics of the 20-th Century, 1944, p. 106–107.

движения несущественны. Стало быть, уже *заранее* предполагается, что тело, например, не разорвется на части. Далее мы должны знать внешние силы F , действующие на тело для всех тех точек пространства-времени, где тело будет находиться.

Но так как механика сама не в состоянии предсказать силы, то они должны быть заданы наперед, т.е. фактически делаемое механикой предсказание на будущее требует соблюдения некоторых условий: если силы известны не *только в настоящем*, но и в будущем, то в будущем тело будет находиться там-то и двигаться так-то. Представления об абсолютно точных предсказаниях механики создается по той причине, что во многих случаях действительно из косвенных (внемеханических) данных удается с немалой точностью предсказать силу. Пример тому – небесная механика планет. Планетная система в достаточной степени изолирована от остальной части Вселенной, а изменения внутреннего состояния планет и Солнца происходят весьма медленно.

Таким образом, предсказание в механике удается только в той степени, в какой остаются неизменными несколько важнейших взаимодействий, определяющих явление.

Рассмотрим другой пример. Мгновенная передача силы, допускаемая механикой Ньютона, на самом деле также не осуществляется в природе: силы распространяются со скоростью, не превосходящей скорости света. Поэтому при больших скоростях движения тел или при больших расстояниях между ними необходимо, кроме самих тел или частиц, рассматривать еще и поле.

Оказывается, что и при учете поля физические явления можно рассматривать с помощью дифференциальных уравнений.

Действительно, из того факта, что скорость распространения любого поля не превышает скорости света, следует, что все процессы, происходящие в системе тел и поля, могут быть описаны дифференциальными уравнениями. Это утверждение может быть пояснено рис. 1. На этом рисунке изображены две пространственные поверхности σ и σ' , отделенные друг от друга малым промежутком времени dt . Из точки P проведены световые лучи PA и PB (наклон AP и BP равен скорости света). Тогда все, что влияет на события в P , лежит на отрезке AB . При малом dt AB также мало, т.е. на события в P влияет только окрестность этой точки, а, стало быть, это влияние может быть выражено на языке дифференциальных уравнений.

Поле представляет собой материальную систему, характеризуемую бесконечно большим числом параметров. Поэтому никаким конечным числом операций невозможно задать начальное состояние системы, состоящей из поля и тел.

На практике, однако, можно воспользоваться тем, что поле достаточно однородно в малых, но все же конечных областях пространства. Чем детальнее произведенный промер поля, тем

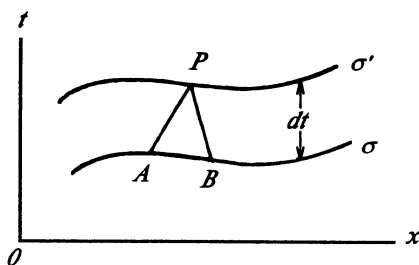


Рис. 1

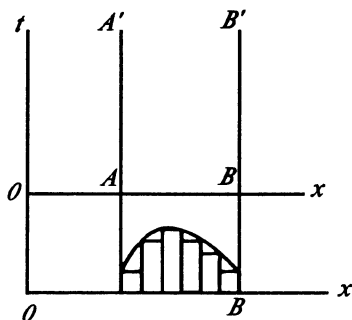


Рис. 2

на большее время справедливо предсказание о движении системы тел и поля. При этом опять-таки необходимо *наперед* задать граничные условия, и предсказание в этом случае носит не абсолютный, а относительный характер. На рис. 2 сказанное пояснено на примере “одномерного мира”. Ox есть ось пространства, а Ot – ось времени. Рассматриваемая нами система заключена в момент $t = 0$ в отрезке AB . Если она и в дальнейшем останется в пределах этого отрезка, то необходимо знать поле на линиях AA' и BB' , т.е. для всего будущего точек A и B . В реальном мире вместо линий будем иметь трехмерные поверхности.

На этом же рисунке внизу изображен непрерывной кривой график поля в момент $t = 0$, а ступенчатой кривой – результат его измерения конечным числом операций. Из-за этой замены бесконечного числа операций конечным числом предсказание на будущее не вполне точно. Так, если различие между измеренным полем силы и фактическим его значением есть ΔF , то для тела массы m следует ожидать ошибки в положении тела: $\Delta x \sim \frac{\Delta F}{m} t^2$, где t – время, т.е. ошибка пропорциональна t^2 . Этот пример иллюстрирует общую ситуацию: все реальные физические явления следуют данному закону лишь с известной степенью точности – налицо всегда дисперсия (“разброс”), обусловленная тем, что ни один из законов не в состоянии исчерпать всего многообразия взаимодействий, реализующихся в действительности¹⁹.

Только что обрисованная постановка вопроса об однозначном предсказании будущего, основанная на дифференциальных уравнениях, на задании начальных данных для поля и тел и на задании *наперед* граничных условий, характерна для теории относительности.

¹⁹ Здесь под словом “закон” мы понимаем закономерности, существующие в природе.

А. Эйнштейн²⁰ полагает, что эта постановка вопроса, могущая быть охарактеризованной как “принцип близкодействия”, является обязательной. Он пишет: “Полный отказ от этого принципа сделал бы идею существования (квази-) замкнутых систем и вместе с тем установление поддающихся эмпирической проверке законов в привычном нам смысле (курсив мой. — Д.Б.) невозможными”²¹.

Мы позволили себе остановиться столь подробно на анализе причинности в той форме, в какой она выступает в классической физике (включая и теорию относительности), чтобы показать, что кажущаяся самоочевидной возможность однозначного предсказания будущего на самом деле предполагает соблюдение ряда существенных условий, которые могут и не реализоваться на деле со всей полнотой.

Поэтому и причинность, формулируемая в классической физической теории в виде однозначной неизбежности, является абстракцией, приближением.

Это обстоятельство было давно и хорошо известно основоположникам материалистической диалектики. Поэтому иордановский способ опровержения материализма на том основании, что в природе не осуществляется лапласовский детерминизм, по меньшей мере наивен.

Напомним, что писал по поводу детерминизма Ф. Энгельс:

“Противоположную позицию занимает детерминизм, перешедший в естествознание из французского материализма и пытающийся покончить со случайностью тем, что он вообще отрицает ее”²² (далее следуют примеры).

“С необходимостью этого рода мы тоже еще не выходим за пределы теологического взгляда на природу. Для науки почти безразлично, назовем ли мы это, вместе с Августином и Кальвином, извечным решением божьим, или, вместе с турками, кисметом, или же необходимостью. Ни в одном из этих случаев нет и речи о прослеживании причинной цепи. Поэтому как в том, так и в другом случае мы ничуть не становимся умнее. Так называемая необходимость остается пустой фразой, а вместе с этим и случай остается тем, чем он был”. “...С одним этим стручком, — продолжает Энгельс, — нам пришлось бы проследить уже больше каузальных связей, чем сколько их могли бы изучить все ботаники на свете.

Таким образом, случайность не объясняется здесь из необходимости; скорее, наоборот, необходимость низводится до порождения голой случайности. Если тот факт, что определенный стручок заключает в себе шесть горошин, а не пять и не семь,

²⁰ См. статью в журнале “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 320.

²¹ “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 322.

²² Ф. Э н г е л ь с . Диалектика природы, 1950, с. 172-173.

представляет собой явление того же порядка, как закон движения солнечной системы или закон превращения энергии, то на деле не случайность поднимается до уровня необходимости, а необходимость снижается до уровня случайности”²³.

Мы видим, что Ф. Энгельс высмеивает лапласовский детерминизм, сравнивая его с провидением Божиим, с кисметом. По Энгельсу, необходимость и случайность не являются исключющими друг друга категориями. Случайное имеет основание, а необходимое выражается в случайном. Между случайным и необходимым нет непреходимой грани.

Так, если бы замкнутость нашей планетной системы нарушилась вторжением какого-нибудь космического тела, то это явление было бы случайным для самой солнечной системы, но эта же случайность могла бы быть выражением некоторой более общей необходимости (например, статистических законов движения тел в межзвездном пространстве).

Отсюда ясно, что форма выражения необходимого и случайного зависит от природы рассматриваемой системы и от ее связей с окружающим миром и не является раз и навсегда данной для всех случаев. Поэтому, когда А. Эйнштейн указывает на то, что в случае незамкнутости систем “привычная нам” постановка о законах природы стала бы невозможной, то отсюда не следует, что незамкнутость систем не должна осуществляться в природе; отсюда следует только то, что пришлось бы искать эти законы в “непривычной нам форме”.

После этих предварительных замечаний общего характера вернемся к квантовой механике.

Как мы видели, Н. Бор и его последователи отрицают возможность объективного описания явлений микромира, а статистику рассматривают как результат неконтролируемого действия прибора на объект.

В этой связи мы хотели бы прежде всего отметить, что квантовая статистика имеет объективное значение в том смысле, что она никак не связана с деятельностью наблюдателя.

В самом деле, например, радиоактивный атом распадается по тем же статистическим законам независимо от того, наблюдают его или нет, существует ли вообще какой-нибудь наблюдатель или его вовсе нет.

Более того, необходимо очень энергичное воздействие на атомное ядро, чтобы изменить ход радиоактивного распада. Этот процесс распада происходит статистически закономерно, т.е. разные экземпляры ядер распадаются в различные моменты времени, но среднее время распада одно и то же. Мы можем сказать, что

²³ Там же, с. 173.

мы имеем здесь дело с некоторым статистическим ансамблем радиоактивных атомов, объективно существующим в природе.

Другой пример квантового ансамбля – космические лучи. Опять-таки мы здесь имеем дело со статистически закономерно протекающими явлениями, и эти закономерности, естественно, не в коей мере не зависят от наблюдателя.

Это только два примера, но они имеют совершенно общее значение: повсюду в квантовой области мы встречаемся с такого рода статистическими ансамблями.

Между тем копенгагенская школа отодвигает на задний план тот факт, что квантовая механика приложима только к статистическим ансамблям и сосредоточивается на анализе взаимоотношения единичного явления и прибора. Это существенная методологическая ошибка: в таком толковании вся квантовая механика приобретает “приборный” характер, и объективная сторона дела затушевывается.

Какова же на самом деле природа квантового ансамбля? Суть дела заключается в том, что в природе нет никакого абсолютного деления на микро- и макромир. Явления микромира протекают внутри макромира, и если мы выделяем мысленно какое-либо микроявление, то оно все же в действительности остается связанным с макромиром, можно сказать, с макроскопическими телами. Изоляция макросистем, которая казалась с точки зрения классических концепций принципиально возможной, в действительности, в силу конечности взаимодействий, оказывается неосуществляющейся.

Эта конечность взаимодействия связана с атомизмом действия, выражающимся в существовании постоянной Планка $h = 1,04 \cdot 10^{-27}$ эрг · с.

Атомизм далеко не исчерпывается дискретностью действия. Он проявляется также в дискретности заряда, массы и других величин. В настоящее время мы не знаем в точности тех ограничений классических концепций и тех новых понятий и представлений, которые должны следовать из атомизма заряда и массы – это дело будущей теории частиц. Но эффект атомизма действия – это как раз то, что обстоятельно изучено современной квантовой механикой. Благодаря атомизму действия замкнутых, изолированных микросистем не существует, и всякий квантовый ансамбль включает в себя связь микросистем с макросистемами.

Эту же мысль можно еще выразить и так: квантовый ансамбль определен по отношению (т.е. в связи) к макротелам.

Таким образом, современная атомная физика подтверждает и развивает тот хорошо известный тезис диалектического материализма, что вещи и явления следует изучать в их взаимосвязи.

Используя те или иные макротела и макроявления для конструирования измерительных приборов или нет – это дело второе. Наблюдатель, лучше сказать, техник, экспериментатор, может

создавать измерительные приборы лишь в соответствии с законами природы.

Волновая функция ψ , с помощью которой в квантовой механике, как принято говорить, “описывается состояние микросистемы”, на самом же деле характеризует квантовый ансамбль, а следовательно, предполагает определенную макроскопическую обстановку. Поэтому волновая функция не есть характеристика микрочастицы “самой по себе”, а есть *характеристика ее принадлежности к тому или иному ансамблю*²⁴.

Если меняется макроскопическая обстановка, то меняется и квантовый ансамбль. Это обычно трактуют как “вмешательство прибора в состояние системы”. На самом деле прибор – это только *очень частный случай* макроскопической обстановки. Именно прибор является *спектральным анализатором квантового ансамбля*²⁵.

Поясним, что это значит. Если ансамбли, в которых какая-либо интересующая нас величина, например импульс, имеет значения p_1, p_2, \dots, p_n , характеризуется волновыми функциями $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n, \dots$ соответственно, то волновая функция ψ , изображающая любой иной ансамбль, может быть представлена в виде

$$\psi = \sum C_n \psi_n, \quad (1)$$

т.е., как говорят, разложена в спектр по признаку p (импульсное разложение).

Измерительный прибор, определяющий импульс p , есть *такое макроскопическое устройство, которое на деле осуществляет спектральное разложение*. В данном примере таким прибором может служить дифракционная решетка, так как разложение по импульсам совершенно аналогично разложению света в спектр.

Ясно, что такое разложение может осуществляться как само по себе в природе, так и искусственно создаваться экспериментатором.

Уже из этого примера видно, что прибор-анализатор меняет ансамбль. Из ансамбля, характеризуемого волновой функцией ψ , возникает ансамбль, характеризуемый набором волновых функций $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n, \dots$ (такой ансамбль называют “смешанным”). Это и есть “вмешательство” в систему. Отсюда копенгагенская школа делает заключение, что объективное изучение микроявлений невозможно. Однако это глубоко неправильно. Дело заключается в том, что для изучения природы ансамбля достаточно изучать

²⁴ См.: Д.И. Б л о х и н ц е в. Основы квантовой механики. Гостехиздат, 1949, § 14, с. 55.

²⁵ Там же, § 17. Копенгагенская школа все свое понимание квантовой механики строит именно на этом частном случае.

его малую часть. Эта часть в процессе измерений действительно будет меняться, но в целом весь ансамбль остается неизменным.

Например, изучая космические лучи, применяют счетчики или другие приборы. Эти приборы измеряют состояние обнаруживающихся в них отдельных частиц, переводят их в новый ансамбль, но они не меняют в целом того квантового ансамбля, который можно назвать ансамблем космических лучей.

Вносимое этими приборами нарушение в ход явления космических лучей в целом, конечно, ничтожно и поэтому ничто не мешает выяснению объективных закономерностей, свойственных космическим лучам.

Это можно выразить так: *степень изолированности ансамбля в целом почти не нарушается измерениями*. Иначе говоря, по отношению к ансамблю в целом сохраняется ситуация, известная из классической физики, где воздействия могут быть как угодно малыми.

В силу этого волновая функция ψ , характеризующая ансамбль, подчиняется уравнению Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi, \quad (2)$$

позволяющему определить эту функцию для любого момента времени, если она известна в начальный момент времени.

Таким образом, *для ансамбля сохраняется простейшая форма причинной связи – классический детерминизм*. Это результат того, что ансамбль в целом (микросистема + макрообстановка) может быть (конечно, приближенно) изолирован от остальной части мира.

Напротив, ньютоновский детерминизм как форма причинной связи не осуществляется в применении к единичным микроявлениям. Причина этой несостоятельности “лапласовского” детерминизма лежит в невозможности изоляции единичной микросистемы от макрообстановки (несуществование замкнутых, изолированных систем). Поэтому единичные микроявления управляются статистической закономерностью. Эта последняя закономерность не есть результат отсутствия закономерных связей внутри мира единичных явлений, как утверждают позитивисты; напротив, статистическая закономерность как раз и есть выражение общего закономерного в единичных явлениях.

В этой связи можно сказать, что *квантовая механика изучает свойства единичного микроявления посредством изучения статистических закономерностей коллектива таких явлений*.

О практической успешности и силе этого метода вряд ли уместно говорить подробно. Именно на этом пути удалось вскрыть тончайшие детали в строении молекул, атомов и атомных ядер.

Нам остается еще рассмотреть вопрос о возможности исключения квантовой статистики. Этот вопрос известен в литературе под названием проблемы “скрытых параметров”.

Проблему можно формулировать так: единичное микроявление может реализоваться различным образом. Квантовая механика дает лишь вероятность того, что осуществится та или иная возможность. Нельзя ли найти такие величины (“скрытые параметры”), знание которых позволило бы однозначно предсказать каждое единичное микроявление?

Нельзя ли, например, предсказать место попадания электрона в дифракционном опыте или ориентацию спина атома в опыте Штерна и Герлаха?

Эта возможность исследовалась Нейманом и позднее Рейхенбахом. Оба приходят к отрицательному ответу. Нейман отвергает возможность скрытых параметров следующим образом.

Пусть мы имеем “чистый” ансамбль (т.е. ансамбль, определяемый одной волновой функцией). По *определению* чистого ансамбля он не разложим на части, т.е. если мы возьмем совокупность большого числа любых одинаковых измерений в этом ансамбле N и по произволу разделим эту совокупность на две: N_1 и N_2 ($N_1 + N_2 = N$), то математическое ожидание любой величины L одинаково во всех подсовокупностях:

$$\langle L \rangle_N = \langle L \rangle_{N_1} = \langle L \rangle_{N_2}. \quad (3)$$

Иными словами, разбивая ансамбль на подансамбли, нельзя уменьшить дисперсию, разброс величин. Чтобы убедиться в этом, достаточно вместо L подставить в (3) $\Delta L^2 = (L - \bar{L})^2$; тогда формула (3) будет означать, что среднее квадратичное отклонение ΔL^2 в любом подансамбле одинаково.

Стало быть, по Нейману, не может существовать параметров, по которым можно было бы сделать выборку подансамблей таким образом, чтобы уменьшить статистический разброс величин.

Против этого доказательства нельзя возразить ничего: оно попросту выражает внутреннюю непротиворечивость квантовой механики. Но избранный Нейманом метод рассуждений не может все же считаться удовлетворительным, так как он *базируется* на квантовой механике. Между тем, если “скрытые параметры” существуют, то их анализ лежит вне компетенции квантовой механики.

Мы не будем здесь приводить рассуждения Рейхенбаха, так как они также исходят из того, что “скрытые параметры” подчиняются законам квантовой механики, и тогда, естественно, мы остаемся в кругу тех идей, которые нам следовало бы покинуть.

Поэтому мы рассмотрим проблему “скрытых” (лучше сказать – “пока неизвестных”) параметров с иной точки зрения, не подчиняя заранее эти параметры законам квантовой механики.

Тогда сразу же можно сказать, что эти параметры не могут быть взаимно однозначно связаны с величинами, которые встречаются в современном эксперименте и в квантовой механике.

В самом деле, в этом случае они могли бы быть выражены через квантовые величины, а стало быть, и сами должны были бы подчиняться законам квантовой механики.

Рассмотрим, например, квантовую величину s , имеющую только два возможных значения s_1 и s_2 . (Такой величиной может быть проекция спина атома на магнитное поле.) Пусть дано некоторое состояние $\psi = a_1\psi_1 + a_2\psi_2$, причем в $\psi_1 s = s_1$, а в $\psi_2 s = s_2$. Тогда согласно квантовой механике $|a_1|^2$ есть вероятность найти $s = s_1$, а $|a_2|^2$ – вероятность найти $s = s_2$. В случае, если существуют некоторые скрытые параметры λ такие, что знание их позволяет однозначно предсказать, будет ли в данном индивидуальном случае s равняться s_1 или s_2 , связь между λ и s должна быть такова, что λ определяет значение s , а значение s не определяет λ , т.е. равенство

$$s = F(\lambda) \quad (4)$$

не должно быть разрешимо относительно λ ²⁶.

Далее, совокупность параметров λ не может сохраняться при изменении постановки опыта. Действительно, пусть первоначально дан ансамбль с $s = s_1$ ($a_2 = 0$). Пусть s_1 есть проекция спина на магнитное поле, направленное по оси OZ . Направим пучок таких частиц в поле, направленное по оси OX и сортирующее частицы по признаку проекции спина на ось OX . Тогда если первоначальному ансамблю отвечает область параметров $G_1(\lambda)$, то эта область разобьется на две:

$$G_1 = G'_1 + G''_1,$$

где G'_1 – область λ , отвечающая проекции спина на ось OX $s_X = s_1$, а G''_1 – область с проекцией спина на ось OX , равной $s_X = s_2$. Отделим пучок, скажем, с $s_X = s_1$. Разделим его далее полем, направленным опять по оси OZ , на пучок с $s_Z = s_1$ и $s_Z = s_2$. Если при имевшем место изменении внешней обстановки (разделение по признаку s_X) параметры λ не изменялись, то тогда область G_1 содержит параметры λ , соответствующие обоим значениям проекции на ось OZ : s_1 и s_2 . Но область G'_1 есть часть области G_1 , в которой, по условию, все λ принадлежали $s_Z = s_1$. Таким образом, мы приходим к противоречию.

Остается предположить, что при сортировке частиц по признаку s_X в игру вошли новые параметры (или новые значения

²⁶ $F(\lambda)$ – не обязательно функция, может быть функционал.

параметров), так что G'_1 опять содержит λ относящиеся как к $s_Z = s_1$, так и к $s_Z = s_2$, т.е. если скрытые параметры вообще существуют, то они для каждого макроскопического устройства, анализирующего по какому-либо признаку (например, s_Z или s_X), должны быть своими собственными.

То, что мы здесь рассмотрели, есть превращение чистых ансамблей в смешанные. Поэтому результат можно сформулировать так: каждому превращению чистого ансамбля в смешанный соответствуют свои скрытые параметры (если они вообще существуют). Параметры, удовлетворяющие этому условию, видимо, не противоречат законам квантовой механики.

Их возможный физический смысл — числовая характеристика влияния макрообстановки на единичное микроявление.

Существуют ли такие параметры на самом деле в природе? Этот вопрос может быть решен только на пути дальнейшего развития теории и эксперимента. Физически это вопрос о возможности выделения, изоляции от окружающего мира некоторой его части в терминах иных величин, нежели те, которыми оперирует квантовая механика (s). Априорно нельзя ни настаивать на этой возможности, ни отвергать ее.

О субъективном понимании волновой функции

Обратимся теперь к рассмотрению позиции копенгагенской школы в понимании физического смысла волновой функции. С наибольшей ясностью эта позиция может быть выяснена в связи с дискуссией А. Эйнштейна и Н. Бора²⁷. В этой дискуссии был рассмотрен такой пример.

Имеются две частицы 1 и 2, претерпевающие столкновение. Пусть их состояние до столкновения в начальный момент времени характеризуется волновой функцией

$$\psi^0(x_1, x_2) = \psi^0(x_1)\varphi^0(x_2).$$

Волновую функцию этих частиц после столкновения по истечении достаточно большого времени обозначим через $\psi(x_1x_2)$. Эта функция уже не будет произведением функций, зависящих от x_1 и x_2 порознь.

Измерим теперь какую-либо величину, относящуюся только к первой частице, для определенности, скажем, импульс этой частицы p_1 . После этого измерения волновая функция первой частицы будет $\psi_{p_1}(x_1)$. Разложим $\psi(x_1x_2)$ по $\psi_{p_1}(x_1)$:

$$\psi(x_1x_2) = \int \varphi_p(x_2)\psi_p(x_1)dp, \quad (5)$$

²⁷ Н. Б о р . "Успехи физ.наук", 1936, т. XVI, вып. 4, с. 446 и след.

где $\varphi_p(x_2)$ есть амплитуда в разложении $\psi(x_1x_2)$ по $\psi_p(x_1)$.

Если измерение импульса первой частицы дает p_1 , то волновая функция $\psi(x_1x_2)$ сводится к одному члену разложения:

$$\psi(x_1x_2) \rightarrow \varphi_{p_1}\psi_{p_1}(x_1). \quad (6)$$

Таким образом, меняется и состояние второй частицы, хотя над ней не производилось никаких измерений и она уже давно перестала взаимодействовать с первой, т.е. на нее ничего не действовало, а состояние ее изменилось.

Следовательно, говорят изменились “сведения” (наблюдателя) об этой частице, а стало быть, и ее состояние, т.е. понятие состояния в такой трактовке оказывается равносильным понятию “сведения о состоянии”.

Эта и есть субъективная трактовка волновой функции. Эта трактовка связана с тем, что копенгагенская школа вообще отодвигает на задний план статистический характер квантовой механики.

В квантовой механике состояние частицы характеризуется действительно не “само по себе”, а принадлежностью частицы к тому или иному ансамблю (смешанному или чистому²⁸). Эта принадлежность имеет совершенно объективный характер и не зависит от сведений наблюдателя. Если эти сведения не соответствуют природе ансамбля, то из них никаких новых сведений, кроме разве нелепых, получить не может.

Как мы уже пояснили, измерительные приборы являются спектральными анализаторами. Они разлагают исходный ансамбль по подансамблям, характер которых зависит от природы прибора-анализатора и от природы исходного ансамбля.

В рассматриваемом нами примере производится анализ по признаку, относящемуся к первой частице. Но так как в исходном ансамбле $\psi(x_1x_2)$ существовала корреляция между обеими частицами, обусловленная их взаимодействием, то разложение по признаку p одновременно выделяет подансамбль для второй частицы, т.е. после измерения она оказывается принадлежащей другому подансамблю, характеризующемуся волновой функцией $\varphi_{p_1}(x_2)$.

Поэтому изменение состояния второй частицы вызвано не изменением “сведений” о ней, а *взаимодействием первой и второй частиц до измерения*.

Если бы такого взаимодействия не было, то и изменения состояния первой частицы не оказывали бы влияния на состояние второй: $\psi(x_1, x_2)$ оставалась бы равной произведению $\psi^0(x_1)\varphi^0(x_2)$ и при любом измерении над первой частицей состояние второй неизменно было бы $\varphi^0(x_2)$.

²⁸ Эта точка зрения на ψ -функцию последовательно проведена автором в новом издании его курса.

В нашем примере особенно ясна сущность корреляции, обусловленной взаимодействием. Действительно, пусть до столкновения импульс первой частицы был p_1^0 , а второй — p_2^0 . Тогда если после столкновения импульс первой частицы равен p_1 , то в силу закона сохранения импульса импульс второй частицы обязан быть равным $p_2 = p_1^0 + p_2^0 - p_1$. Стало быть, $\varphi_{p_1}(x_2)$ есть волна де Бройля с импульсом $p = p_2$. Поэтому сортировка частиц 1 по их импульсам p_1 есть в то же время сортировка по импульсу p_2 частиц 2.

Мы видим, что *субъективная трактовка волновой функции по-κειται на забвении ее статистической сущности*.

В этой же дискуссии А. Эйнштейн и его соавторы²⁹ высказали убеждение в неполноте квантовой механики. Именно они показали, что невозможно одновременно определить импульс p и координату частицы x , несмотря на то что каждую из этих величин можно измерить, не влияя непосредственно на саму частицу. А. Эйнштейн и соавторы рассматривают следующий пример.

Пусть волновая функция системы двух частиц имеет вид

$$\psi(x_1, x_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} t^{\frac{i}{\hbar} p(x_1 - x_2 + a)} dp = 2\pi\delta(x_1 - x_2 + a), \quad (7)$$

где a — некоторая постоянная. Пусть мы измеряем сначала импульс первой частицы p_1 . Из разложения (7) видно, что если этот импульс равен p , то импульс второй частицы $p_2 = -p$. Координата же x_2 остается полностью неопределенной. Вместо импульса мы могли бы также измерить координату первой частицы x_1 . Пусть $x_1 = x$, тогда из (7) следует, что $x_2 = x + a$, т.е. по этому измерению определяется координата второй частицы. Импульс же p будет неопределенным.

А. Эйнштейн с соавторами и делают отсюда вывод о неполноте квантовой механики, так как она не позволяет одновременно определить p и x у частицы даже и в том случае, когда p и x порознь определяются косвенно, без вмешательства прибора в состояние частицы (в нашем примере имеется в виду вторая частица, измерение же с вмешательством происходит на первой частице).

В своем ответе А. Эйнштейну Н. Бор опровергает эту точку зрения на полноту квантовой механики. При этом Н. Бор исходит из принципа дополнительности. Он утверждает, что измерительные приборы в принципе всегда устроены так, что можно измерить только p или только x . Поэтому квантовая механика полна, так как она полностью соответствует возможностям измерительных макроскопических приборов. Этот ответ Н. Бора — только полуправда.

²⁹ "Успехи физ.наук", 1936, т. XVI, вып. 4, с. 440 и след.

Беря в основу своего ответа принцип дополнительности, Н. Бор, естественно, выдвигает на первое место возможности измерительных приборов, в то время как суть дела заключается в новой природе объектов измерения – микрочастиц, к которым неприменимо классическое понятие движения по траектории.

Н. Бор оставляет в стороне статистическое толкование волновой функции. Л.И. Мандельштам³⁰ показал, что в приведенном А. Эйнштейном примере речь идет о разложении исходного ансамбля $\psi(x_1, x_2)$ на различные исключающие друг друга подансамбли (один раз по признаку p , другой раз по признаку x). Изменение же состояния второй частицы, как мы это пояснили выше, связано не с воздействием прибора на эту частицу (которое в рассматриваемом примере отсутствует), а с корреляцией состояний обеих частиц, обусловленной их взаимодействием, имевшим место до измерения.

Таким образом, А. Эйнштейн и соавторы, критикуя квантовую механику в связи с невозможностью измерить p и x одновременно, даже в случае отсутствия прямого вмешательства прибора, упускают из вида принципиально иную природу макрочастиц; они незаконно предполагают, что микрочастицы не отличаются от классических частиц и только неделикатное вмешательство прибора является причиной соотношения неопределенности.

В своей более поздней статье³¹, посвященной этому же вопросу, А. Эйнштейн повторяет свою ошибку. А. Эйнштейн рассматривает дилемму: а) частица имеет на самом деле p и x , но вмешательство прибора не допускает одновременного их измерения (тогда квантовая механика неполна, так как не дает способа измерить то, что существует в природе); б) частицы на самом деле описываются ψ -функцией и не имеют в действительности ни p , ни x . Последние возникают только в определенной обстановке, например при измерении.

А. Эйнштейн отвергает возможность (б) и склоняется к (а). Именно А. Эйнштейн находит противоречие между возможностью (б) и принципом “близкодействия”, о котором мы писали выше. Суть этого противоречия заключается в том, что если ψ -функция описывает состояние частицы, то это ψ может быть изменено во всем пространстве измерением, произведенном в локальной области пространства.

³⁰ Л.И. М а н д е л ь ш т а м . Полн. собр. трудов, т. V (Лекции по основам квантовой механики).

³¹ См. “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 312.

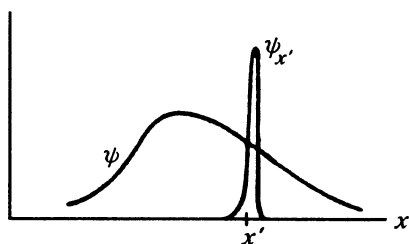


Рис. 3

На рис. 3 изображена ψ -функция некоторого состояния частицы. Допустим, что производится измерение координаты частицы и получается, что $x = x'$. Тогда такой частице отвечает новая волновая функция $\psi_{x'}(x) = \delta(x - x')$, изображенная на том же рисунке, т.е. волновая функция сводится в острый пик. Это сведение (“редукция”) означа-

ет, что процесс в точке x' (локализация частицы) “действует на волну $\psi(x)$ во всем пространстве, т.е. нарушает закон близкодействия.

Придя к этому противоречию, А. Эйнштейн исключает эту возможность на том основании, что “идея существования замкнутых систем и вместе с тем установление эмпирически проверяемых законов, в “привычном смысле” (курсив мой. — Д.Б.) делаются “невозможными”. Выше мы уже рассматривали эту сторону дела. Развитие науки в том и заключается, что “привычное” приходится заменять на “непривычное”.

Легко видеть, в чем заключается ошибка в рассуждении А. Эйнштейна. Обсуждая альтернативную возможность (б), А. Эйнштейн, следуя копенгагенской школе, предполагает, что волновая функция есть характеристика индивидуальной частицы, частицы самой по себе. Исходя из этого неверного взгляда, он стремится придать ему физический смысл тем, что рассматривает волновую функцию как величину, характеризующую некоторое физическое поле, на которое возможно то или иное воздействие.

На самом же деле волновая функция есть статистическая характеристика принадлежности частицы к тому или иному ансамблю. Поэтому в природе никакого стягивания волновой функции, как реального физического процесса, не происходит. То, что происходит, относится к частице, имеющей материальную сущность³².

В приведенном выше примере происходит локализация частицы, которая делает частицу принадлежащей другому статистическому коллективу (коллектив с определенным значением x , равным x'). На языке волновых функций это означает, что частица описывается теперь новой волновой функцией. Физического же воздействия на волновую функцию нет и в помине. Между тем А. Эйнштейн как раз и рассматривает процесс стягивания

³² Как мы увидим ниже, природа квантовой частицы действительно тесно связана с понятием поля, но только не с понятием “поля” волновой функции, дающей статистическую характеристику состояния частицы.

волновой функции как процесс протекания какой-то физической сущности, “флюида”, из одной части пространства в другую. Поэтому А. Эйнштейн неверно трактует альтернативу (б) и неосновательно ее отвергает. Эту же неверную трактовку альтернативы (б) дает и Х. Рейхенбах³³. Он также считает, что в стягивании волновой функции выявляется нарушение обычной причинности. Но различие точек зрения Х. Рейхенбаха и А. Эйнштейна заключается в том, что А. Эйнштейн отвергает возможность (б), как противоречащую, по его мнению, принципу близкодействия, а Х. Рейхенбах принимает эту возможность и вместо того, чтобы вскрыть физическую сущность этой постановки вопроса, заявляет о существовании аномалии и причинной связи, с которой следует согласиться де-факто. В этой связи Х. Рейхенбах объявляет о существовании нового принципа – “принципа каузальной аномалии”.

Обсуждая редукцию волновой функции и отмечая возможность статистической интерпретации ψ -функции, он пишет: “Тогда прерывный переход от ψ к ψ' не представляет большой трудности, чем, скажем, прерывный переход от вероятности смерти двадцатилетнему человеку к вероятности смерти этого же человека при условии, что дополнительно известно, что он болен туберкулезом”³⁴. Если же, говорит Х. Рейхенбах, ψ рассматривается как физическое состояние, тогда этот путь (интерпретация сведения ψ к ψ') закрыт.

Неправильность этой аргументации вытекает опять же из попытки приписать ψ -функцию одному электрону и рассматривать ее как характеристику данного электрона, а не ансамбля, к которому он принадлежит.

Далее, Х. Рейхенбах отмечает (там же): “Вероятностная интерпретация ψ -функции, конечно, также имеет свои аномалии; они выражаются не во временном развитии ψ -функции, но в поведении частиц, поскольку эта интерпретация в ее исчерпывающей форме тождественна с корпускулярной интерпретацией”.

В этом утверждении Х. Рейхенбах, в сущности, повторяет вероятностное, статистическое понимание ψ -функции в духе альтернативы (а) А. Эйнштейна (частицы микромира понимаются как корпускулы с p и x , которые, однако, нельзя измерить).

Между тем особенность квантовой механики в том и заключается, что она непосредственно на языке статистики выражает закономерности, свойственные объектам иной природы, отличным от материальных точек классической теории.

В самом деле, приборы как в классической физике, так и в современной атомной физике являются макроскопическими уст-

³³ “Dialectica”, 1948, № 7/8, с. 312.

³⁴ Там же, с. 345.

роиствами. Поэтому ясно, что суть различия классических и квантовых явлений коренится не в приборах как таковых, а в новой природе квантовых объектов.

А. Эйнштейн мог бы быть прав в смысле альтернативы (а), если бы действительно дело обстояло так, что современный физический эксперимент был бы недостаточен по точности для измерения “истинных”, одновременных значений p и x .

На самом деле современный физический эксперимент *достаточно точен, чтобы доказать, что эта пара величин не осуществляется в природе* одновременно.

Так, из рассеяния рентгеновских лучей или электронов на атомах можно найти распределение электронов внутри атома, т.е. $|\psi(r)|^2$, где r – расстояние электрона от ядра. Это распределение изображено на рис. 4. Такой эксперимент означает определение координат электронов внутри атомов. При этом энергия исходного состояния атома равна $E_0 = -\frac{e^2}{2a}$, где a – радиус орбиты по Бору.

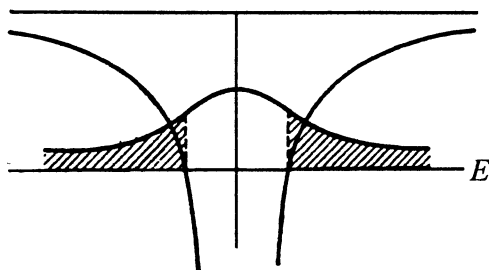


Рис. 4

Как показывает опыт и теория, находящаяся в соответствии с опытом³⁵, значительная часть электронов оказывается находящейся на расстояниях r от центра таких, что потенциальная энергия электрона $U(r)$ оказывается больше полной его энергии E (эта часть электронов показана на рис. 4 заштрихованной площадью). Поэтому если мы будем считать, что в этом состоянии электрон имеет помимо координаты еще и импульс p , то, так как полная энергия равна $E = \frac{p^2}{2m} + U(r)$, мы получим, что для $r \gg 2a$ $U = -\frac{e^2}{r}$ и $\frac{p^2}{2m} < 0$, т.е. импульс частицы – мнимый. Если же допустить, что E есть не точное значение энергии, а лишь некоторое среднее из “истинных” значений энергии отдельных

³⁵ См.: Д.И. Б л о х и н ц е в. Основы квантовой механики. Гостехиздат. 1949, с. 553 и след.

атомов, то тогда $\overline{\Delta E^2} = \overline{(E - E_0)^2} > 0$, т.е. существует разброс энергии около среднего значения E_0 . Нетрудно определить, что этот разброс ΔE по порядку величины равен E_0 . Но этот вывод полностью противоречит любому из опытов по определению энергии электрона в нижнем состоянии атома (энергии ионизации), которые показывают, что подобного разброса в значении энергии ионизации на самом деле нет.

Стало быть, наше предположение, что электрон в атоме, обладающей энергией $E = E_0$, имеет какие бы то ни было одновременные значения $x(r)$ и p , противоречит экспериментальным данным. Микрочастицы не есть объекты, к которым применимо понятие движения по траектории.

Такое движение с квантовой точки зрения есть лишь частный случай движения, реализующийся приближенно только при некоторых определенных условиях.

О природе квантовых частиц³⁶

Вся совокупность известных фактов указывает на то, что частицы микромира отличаются от корпускул классической теории значительно сильнее, чем это можно усмотреть из нерелятивистской квантовой механики. Можно утверждать, что эта последняя механика, в сущности, еще только ставит проблему частиц и подготавливает позиции для новой концепции, но сама по себе еще не решает этой проблемы.

Так как нерелятивистская квантовая механика имеет дело с ансамблями частиц с конечным и заданным числом степеней свободы (система бесспиновых частиц имеет, например, $3N$ степеней свободы, а частиц со спином — $4N$ степеней свободы), то она еще остается очень похожей на механику системы материальных точек. Поэтому многие склонны считать, что объект рассмотрения квантовой механики тот же, что и механики классической, и что, мол, квантовая механика дает лишь новый закон движения частиц. Это, однако, глубоко ошибочный взгляд. Чтобы в этом убедиться, достаточно обратиться к области больших энергий (область релятивистской теории).

Опыт показывает, что системы с заданным числом частиц существуют лишь до тех пор, пока энергия движения частиц T мала по сравнению с их собственной внутренней энергией $m_0 c^2$ (m_0 — масса покоя, c — скорость света).

Если энергия превышает эту величину, то само число частиц становится переменным.

³⁶ Более подробно этот вопрос освещен в работах: Д.И. Блохинцев. "Успехи физ. наук", 1950, т. XLII, вып. 1, с. 76; 1951, т. XLIV, вып. 1, с. 104; Я.И. Френкель. Там же, 1950, т. XLII, вып. 1, с. 69.

Типичным примером такого процесса является каскадный процесс в мягкой компоненте космических лучей. Первичный фотон большой энергии порождает пару (позитрон и электрон). Частицы этой пары при дальнейшем движении порождают новые фотоны (тормозное излучение), эти фотоны превращаются в новые пары и т.д. В результате множится число частиц.

Если рассматривать весь процесс в целом, то мы имеем здесь дело с системой, обладающей неопределенным, в принципе как угодно большим, числом степеней свободы (т.е. число рождаемых частиц может быть неограниченно большим).

Подобные материальные системы называют *полем*. Раньше поле считали чем-то таким, через что *осуществляется взаимодействие частиц, и противопоставляли его частицам*. Это имело свои законные основания в том, что частицы считались неизменными. Физика рассматривала лишь изменения движения в системе из заданного числа частиц.

Поскольку теперь открыты явления, в которых изменяется само число частиц (они рождаются и уничтожаются, превращаясь в другие), то *классическое деление на поле и на частицы, сохраненное и в нерелятивистской квантовой механике, становится несостоятельным*.

Например, раньше предполагалось, что электромагнитное поле (фотоны) обуславливает взаимодействие электронов, но электроны, со своей стороны, не приводят к какому-либо взаимодействию фотонов. В настоящее время мы знаем, что фотоны могут взаимодействовать между собой через электроны, т.е. если раньше фотоны противопоставляли электронам как поле “истинным” частицам, то теперь такое противопоставление незаконно: электроны в свою очередь обуславливают взаимодействие фотонов и, следовательно, “истинные” частицы – электроны – играют роль поля для “эфемерных” частиц – фотонов.

Другой пример: мезоны могут рассматриваться как истинные частицы по отношению к фотонам, которые обуславливают электромагнитное взаимодействие мезонов (поле), но мезоны сами обуславливают взаимодействие более тяжелых частиц – нуклонов – и являются для этого взаимодействия полем (мезонным).

Поэтому разделение на частицы и поле становится необоснованным и имеет *только относительное значение*.

Понятие поля как материальной сущности с неограниченно большим числом степеней свободы, видимо, имеет более фундаментальное значение, нежели частицы, которые являются с этой точки зрения лишь частным проявлением поля.

Поле может передавать другому полю свой заряд, свою массу, энергию, импульс и т.п. только определенными дискретными порциями, которые мы и называем *частицами*. Частицы выступают в этом аспекте как определенные проявления полевых взаимодействий. *Если мы говорим, что имеем дело с одной, двумя, тремя и*

т.д. частицами, то с "полевой" точки зрения это лишь различные ступени возбуждения поля.

Это возбуждение может быть локализовано в малой области или, напротив, занимать большую часть пространства. В первом случае мы говорим: частица имеет координату, во втором говорим: координаты нет, она не имеет смысла.

Физическое содержание этого утверждения может быть иллюстрировано на примере фотонов (квантов света), которые имеют массу покоя, равную нулю, и поэтому при всех условиях являются частицами релятивистскими. К этим частицам вообще неприменимо понятие пространственной локализации (но оно применимо к возбуждению поля).

Если возбуждение поля $F(x)$ локализовано в некоторой области пространства ($\approx \Delta x$), то такое поле можно представить в виде суперпозиции волн

$$F(x) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k) e^{ikx} dk.$$

По известной теореме интервал волн Δk , существенно участвующих в суперпозиции волн, связан с областью локализации Δx соотношением³⁷

$$\Delta k \cdot \Delta x \geq 2\pi.$$

Из него следует, что чем меньше область Δk , в которой локализовано возбужденное поле, тем шире набор волн, создающих это возбуждение. Но каждая волна с определенным k соответствует фотону одного сорта (сорта " k "). Поэтому локализованное поле не может быть осуществлено одним фотоном, а только набором фотонов. Таким образом, возбуждение, соответствующее одному фотону, обязательно не локализовано (занимает большую область пространства).

То же самое должно относиться и к частицам с массой покоя, отличной от нуля. Если область локализации возбуждения, например электронного поля, мала по сравнению с $\Delta x = \frac{h}{m_0 c}$ (здесь h – постоянная Планка, m_0 – масса покоя электрона, c – скорость света), то такое возбуждение не может быть осуществлено одним электроном или одним позитроном: число участвующих позитронов и электронов станет неопределенно большим. Этот эффект известен под названием "поляризации вакуума".

Современная теория частиц находится еще в весьма зачаточной ступени своего развития. Изложенные выше соображения о

³⁷ Это соотношение применимо к любым волнам.

природе частиц базируются частью на новых, экспериментально установленных фактах, частью на провизорных теориях. Поэтому весьма возможно, что понятие частицы как атомистического, квантового проявления поля не вполне адекватно действительной сущности микрообъектов. Тем не менее можно думать, что многие черты обрисованной выше концепции частиц сохраняются и в будущих теориях, более основательных, нежели существующие.

Эта мысль находит свое подтверждение в том обстоятельстве, что современная теория квантованного поля, несмотря на ее достаточно известные несовершенства, а в последние годы получила новые неожиданные подтверждения как раз в тех пунктах, которые считались до сего времени сомнительными.

Приведем здесь одно из них, представляющее особый интерес для рассматриваемого нами круга вопросов.

Известно, что теория квантованного электромагнитного поля приводит к существованию так называемого нулевого поля, т.е. поля без фотонов. Фотоны-частицы появляются лишь в результате возбуждения поля. Этот теоретический вывод указывает на аналогию между свойствами поля и твердого тела. В твердом теле, находящемся при абсолютном нуле температуры, существуют колебания вещества – нулевые колебания. При возбуждении (например, при нагревании) твердого тела в нем возникают волны, энергия которых изменяется порциями $\epsilon = \hbar\omega$, а импульс – порциями $p = \hbar k$ (здесь ω – частота волны, k – волновой вектор), причем $k = \frac{\omega}{v}$, где v – скорость звука, т.е. при возбуждении тела в нем появляются корпускулярные свойства, появляются частицы – “фононы”, имеющие энергию ϵ и импульс p . Никто никогда не сомневался в том, что и при отсутствии фононов, т.е. в своем нижнем энергетическом состоянии, твердое тело продолжает существовать. Между тем в отношении электромагнитного поля считали, что оно существует лишь постольку, поскольку существуют фотоны. Существование нулевого поля и его энергию были склонны рассматривать как лишней, не соответствующий действительности вывод теории.

Автором этой статьи еще в 1938 г. было показано, что нулевые колебания поля, если они существуют, должны приводить к смещению уровней в атомах. Тогда же была получена качественно правильная формула для этого смещения. Более точно и последовательно этот вопрос был рассмотрен в последние годы рядом зарубежных ученых, причем предсказания теории оказались в полном согласии с опытом³⁸.

Вопрос о реальном существовании фона также принадлежит к числу вопросов, по поводу которых нет полного единодушия среди физиков. Такой фон способен по аналогии с диэлектриком поляризоваться. Поляризация должна была бы привести к рассеянию

³⁸ Д.И. Блохинцев. “Успехи физ. наук”, 1950, т. 42, вып. 1, с. 76; 1951, с. 44, вып. 1, с. 104.

света на свете. Экспериментально это явление никому не удалось доказать ввиду его малости.

Однако было показано, что поляризация фона (или, как иногда говорят, “вакуума”) дает определенный вклад в смещение уровней в атомах. Более доказательным является то обстоятельство, что в последнее время было показано экспериментально, что отношение магнитного момента электрона к механическому не вполне соответствует предсказываемому по теории Дирака, а отличается от него на $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e^2}{\hbar c}$.

Если вычислить эту поправку исходя из броуновского движения электрона в нулевом поле, то получается неверный знак поправки, и только учет того, что помимо нулевого поля существуют еще флуктуации поляризации фона, приводит к верному значению поправки. Этот результат указывает на реальное существование флуктуаций поляризации фона, а стало быть, и самого фона. Современная теория не вполне верно описывает как поле нулевых колебаний, так и фон: энергия того и другого оказывается бесконечно большой. Остается также неясной связь различных полей.

Однако приведенные выше результаты теории, подтверждаемые опытом, указывают, что и нулевое электромагнитное поле и фон все же существуют в действительности. А это означает, что то, что мы называем пустотой, на самом деле является некоторой средой. Назовем ли мы ее по-старинному “эфиром” или более современным словом “вакуум”, от этого суть дела не меняется. Эта среда имеет некоторые общие свойства с твердым диэлектриком. Разумеется, что эта общность свойств имеет значение лишь аналогии: “вакуум”, конечно, не является ни твердым, ни жидким, ни газообразным телом, а обладает своей особой природой.

Вельтон дал очень наглядную интерпретацию рассматриваемого явления, а именно он показал, что весь эффект смещения уровней вызван тем, что электрон под действием нулевых колебаний электромагнитного поля совершает броуновское движение, в силу чего изменяется среднее значение потенциальной энергии электрона по сравнению с тем, которое было бы в отсутствие нулевых колебаний. Отсылая читателя для более полного ознакомления с этим вопросом к обзору Я.А. Смородинского³⁹, мы обращаем внимание на то, что в результате названных работ можно считать установленным, что нулевые колебания электромагнитного поля действительно существуют, а вместе с тем существует и электромагнитное поле без фотонов, подобно тому как существует твердое тело без фононов. Тем самым также доказано, что поле есть первичное и общее, а частицы, в данном случае фотоны, — вторичное и частное.

Аналогия с твердым телом продолжается и далее, если обратиться к позитронно-электронному полю. Хорошо известно, что энергетический спектр диэлектрика состоит из ряда полос (“зон”), дозволенных и запрещенных энергией. В нормальном,

³⁹ Я.А. Смородинский. “Успехи физ. наук”, 1949, т. XXXIX, вып. 3, с. 325.

невозбужденном состоянии нижняя полоса полностью заполнена электронами. Если извлечь из нее один электрон и перевести в другую, верхнюю, зону, то возникает пара: электрон в верхней зоне и “дырка” в нижней. Электроны, находящиеся в верхней зоне, приводят к нормальной электронной проводимости, а “дырки” в нижней зоне – к “дырочной” проводимости, соответствующей положительному знаку заряда носителей тока. Совершенно аналогичным образом в теории электронно-позитронного поля существует нижняя полоса ($E < -mc^2$), заполненная электронами (так называемый “фон”), и верхняя ($E > +mc^2$), нормально свободная. При возбуждении такого поля электрон из фона переходит в верхнюю зону, а в нижней зоне, в фоне, образуется “дырка”, которая является позитроном.

Мы предприняли этот экскурс в область, в которую еще нет торной дороги, а только едва намеченные и теряющиеся в неизвестном тропинки, для того чтобы показать, что современная физика не может пойти вспять, а, напротив, принуждена искать новых путей, ломающих рамки и самой квантовой механики.

Квантовая механика рассматривает чисто курьезные представления и понятия классического атомизма как приближенные. Но современной теории предстоит сделать новые шаги по пути дальнейшего развития понятия частицы, еще более уводящие нас от классической атомистики. На этом пути физик, наверно встретится с новыми “странностями” и “необычайностями”. Но глубоко прав В.И. Ленин, утверждая, что “как ни диковинно с точки зрения “здорового смысла” превращение невесомого эфира в весомую материю и обратно, как ни “странно” отсутствие у электрона всякой иной массы, кроме электромагнитной, как ни необычно ограничение механических законов движения одной только областью явлений природы и подчинение их более глубоким законам электромагнитных явлений и т.д., – все это только лишнее *подтверждение* диалектического материализма”⁴⁰.

Из всего сказанного для нас важен основной вывод относительно частиц: частицы являются лишь возбуждениями “вакуума”, который продолжает жить и тогда, когда никаких частиц нет: в нем флуктуируют электромагнитное поле и электрическая поляризация. Это – не покой, а вечное движение, подобное зыби на поверхности моря.

С этой точки зрения кажется ясным также, что никаких изолированных, предоставленных самим себе “свободных” (как говорят) частиц не существует. Даже в случае значительного удаления частиц друг от друга они все же продолжают принадлежать породившей их среде, находящейся в состоянии непрерывного движения.

В этой связи частиц и среды и скрывается природа той невозможности изолировать частицу, которая проявляется в аппарате квантовой механики.

⁴⁰ В.И. Ленин. Соч., т. 14, с. 248.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЕ*

§ 1. Введение

Физики прошлого столетия рассматривали элементарные простейшие частицы¹ как материальные точки, движущиеся по траекториям согласно законам классической механики.

Вместе с тем в прошлом же столетии возникло новое физическое понятие – понятие поля, как некоторой непрерывной сущности, посредством которой осуществляется взаимодействие частиц.

Наиболее характерной чертой всякого физического поля является то обстоятельство, что для задания состояния физического поля нужно задать значения поля во всех точках пространства, т.е. неограниченно большое число величин. Иными словами, в отличие от систем материальных точек, обладающих конечным числом степеней свободы, *поле есть система, обладающая бесконечно большим числом степеней свободы.*

Само понятие поля, еще в рамках докантовой физики, проделало значительную эволюцию от механического эфира до эйнштейновского электромагнитного поля, содержащего полный отказ от применения механики к полю – электромагнитному эфиру.

Как известно, эта эволюция в представлении о поле привела к падению механистической физики и философы-идеалисты хотели истолковать эту ситуацию как доказательство “исчезновения материи”. В.И. Ленин показал философскую несостоятельность этой атаки на материализм, объяснив, что электромагнитная масса в такой же степени материальна, как и “механическая”.

В этой связи очень интересен тот факт, что согласно современному представлению поле приобретает ряд черт, характерных для среды, для вещества (например, такие явления, как поляризация “вакуума”, как нулевые колебания, суть явления, хорошо известные в твердых телах). С другой стороны, частицы приобретают черты, которые свойственны полю в его классическом понимании.

То противопоставление поля и частицы, которое было характерно для прошлого столетия и которое использовалось идеалистами для “опровержения” материализма, становится все менее и менее основательным. Казавшаяся непроходимой грань между полем и частицами по мере развития наших знаний становится все менее и менее ощутимой.

* Опубликовано в журнале “Успехи физических наук” (1950, т. 152, вып. 1).

¹ Под элементарными частицами мы будем понимать те частицы, которые на данном этапе развития физических знаний представляются простейшими.

Такова диалектика развития.

Проблема взаимоотношения поля и элементарных частиц в свете современной квантовой физики и будет основным предметом настоящей статьи; относящийся сюда круг вопросов уже давно является предметом самых трудных и глубоких изысканий в области теоретической физики.

Еще в классической электронной теории стремились достигнуть единства в понимании частиц и поля (мы имеем в виду лорентцевское учение об электромагнитном происхождении массы электронов), но все же полностью удовлетворительно эта проблема еще не разрешена и по сию пору. Тем не менее современная теория и опыт позволяют рассмотреть эту проблему в новом освещении, которое не могло быть предусмотрено классической физикой.

§ 2. Что подсказывает квантовая механика о природе частиц?

Мы начнем наш экскурс в только что очерченный круг проблем с рассмотрения тех особенностей в движении частиц, которые были обнаружены нерелятивистской квантовой механикой.

Обычно изложение квантовой механики начинается с введения волновой функции Ψ , которая является функцией координат частиц x_1, x_2, \dots, x_n (для системы из n частиц) и времени t . При этом о самой природе частиц не делается обычно никаких высказываний, так что невольно создается представление (неверное) о том, что микрочастицы², рассматриваемые в квантовой теории, суть те же частицы, что и в классической механике, и только закон их движения оказывается иным (волновой вместо лучевого).

Вообще квантовая механика еще настолько тесно связана с классической механикой системы материальных точек, что и по сию пору многие физики анализируют ее выводы с позиций классического атомизма и на этом пути постоянно встречают то один, то другой кажущийся парадокс.

Вместе с тем остается незамеченной очень важная особенность нерелятивистской квантовой механики: отвергая корпускулярные законы движения частиц, она делает лишь первый шаг по пути установления связи между полем и частицей в направлении, совершенно непредвиденном классической физикой, и тем самым подготавливает почву для нового понимания частиц.

² Этот термин был принят в нашем курсе квантовой механики, чтобы подчеркнуть отличие частиц, рассматриваемых в квантовой механике, от материальных точек классической механики.

В этом отношении важнейшим является доказательство того факта, что всякое усиление локализации микрочастицы связано с существенным увеличением импульса.

Этот факт полностью чужд корпускулярному представлению о движении частицы. Частица в квантовой теории приобретает черты нелокализованного объекта. Эта нелокализованность частицы особенно ясно может быть проиллюстрирована на примере поведения частицы при сжатии объема, в котором она заключена.

На рис. 1 изображен объем, линейный размер которого равен L_0 . Пусть внутри этого объема находится частица. Будем сжимать этот объем. Рассмотрим сперва этот процесс с точки зрения классической механики. Пусть частица до сжатия объема покоилась в его центре. Никаких сил между частицей и стенками мы не предполагаем. Тогда очевидно, что никакой работы при сжатии ящика от L_0 до L произведено не будет.

Совсем к другому результату приходит квантовая механика: частица внутри ящика имеет наименьшую ("нулевую") энергию, равную $\frac{h^2 \pi^2}{2mL_0^2}$ (где m – масса частицы), и при сжатии ящика будет произведена работа:

$$A = \frac{h^2 \pi^2}{2m} \left(\frac{1}{L^2} - \frac{1}{L_0^2} \right) > 0.$$

На рис. 1 пунктиром показан график волновой функции частицы для обоих случаев (несжатый и сжатый ящики). Частица с точки зрения квантовой механики "чувствует" наличие стенок ящика – она не локализована, в то время как для классической, покоящейся частицы положение стенок безразлично.

Эта же нелокализованность может быть иллюстрирована так называемой "теоремой Эренфеста".

Пусть x характеризует положение центра волнового пакета, а $\overline{\Delta x^2}$, $\overline{\Delta x^3}$ и т.д. – квадратичную ширину этого пакета, третичную и т.д. Тогда если

частица движется в поле сил, характеризуемом потенциальной энергией $U(x)$, то согласно теореме Эренфеста

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = - \frac{\partial U(\bar{x})}{\partial \bar{x}} - \frac{1}{3!} \frac{\partial^2 U(\bar{x})}{\partial \bar{x}^2} \overline{\Delta x^2} - \dots$$

Первые два члена этого уравнения совпадают с уравнением Ньютона для движения материальной точки по траектории. Следующие, содержащие высшие производные, указывает на то, что движение квантовой частицы определяется всей формой силового

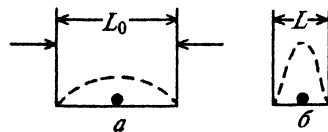


Рис. 1

поля. По классической же механике важно только поле в тех местах, где проходит траектория частицы. Это поведение квантовой частицы поясняется рис. 2. На этом рисунке изображены две потенциальные кривые: abc и abd . Классическая, локализованная частица, имеющая энергию E , будет двигаться в отрезке x_1x_2 , и для нее совершенно неважно, какая из потенциальных кривых, abc или abd , осуществляется на самом деле (так как эти кривые расходятся за пределами отрезка x_1x_2). Напротив, поведение квантовой частицы будет в обоих случаях совершенно различным: для нее в силу ее нелокализации важно поведение $U(x)$ во всем пространстве. В случае кривой abd частица будет локализована в области около отрезка x_1x_2 ; в случае кривой abc она “растечется” по всему пространству, проходя через барьер, существующий между b и c .

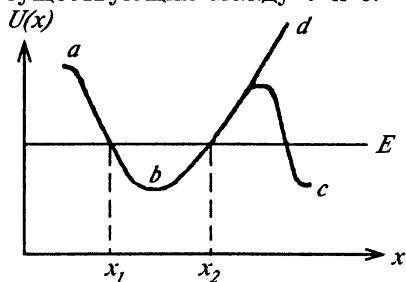


Рис. 2

Таким образом, нелокализация частиц в квантовой механике сказывается во влиянии всего поля во всем пространстве на движение квантовой частицы³.

Вторая важная особенность квантовых частиц — это их тождественность (иногда неудачно говорят “неразличимость” частиц). Так, если изобразить условно какое-либо состояние

частицы квадратиком, а саму частицу буквой, то два состояния (I и II), изображенные на рис. 3, физически тождественны (если обе частицы a и b одного “сорта”).

Это свойство является также парадоксальным с корпускулярной точки зрения, но вполне понятно и естественно с тех позиций, которые будут изложены далее.

I

a	b
-----	-----

II

b	a
-----	-----

Сейчас мы ограничимся указанием лишь на то, что эта тождественность тесно связана с нелокализацией. Например, если два состояния, о которых идет речь, суть две различные локализации частиц a и b , то в классической механике в силу движения частиц по траекториям оба признака, приписанные частицам (их начальные положения 1 и 2), сохраняются все время (рис. 4).

Рис. 3

По квантовой же механике, произойдет расплывание пакетов, построенных вначале около 1 и 2, частицы перепутаются в их

³ Когда мы говорим “все пространство”, то на самом деле имеется в виду физическая бесконечность, т.е. “все пространство” может быть очень мало, например пространство около атома $\cong 10^{-8}$ см.

признаках. Это расплывание пакетов показано на рис. 4 заштрихованной областью.

Эти два важнейших свойства частиц, устанавливаемых квантовой механикой: нелокализованность и тождественность – становятся совершенно ясными с точки зрения концепции квантового поля, к изложению которого мы теперь и обратимся.

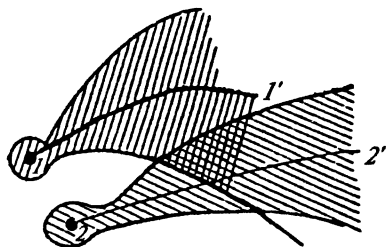


Рис. 4

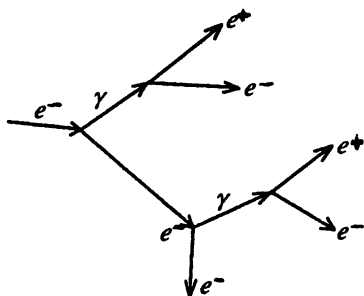


Рис. 5

§ 9. Частицы как квантовые возбуждения гармонических колебаний поля

В то время как классическая механика, так же как и нерелятивистская квантовая механика, имеет дело с системами конечного числа степеней свободы, в процессах, протекающих при больших энергиях, число степеней свободы становится переменным и неограниченным.

Хорошо изученный пример подобных процессов представляет собой мягкая компонента космических лучей.

На рис. 5 показана схема развивающегося ливня, состоящего из электронов, позитронов и γ -квантов. В качестве первичной частицы предположен электрон e^- . При торможении этого электрона возникает γ -квант (и рассеянный электрон). Этот квант превращается далее в пару позитрон (e^+) – электрон (e^-). Каждая частица этой пары в свою очередь порождает γ -квант, эти последние превращаются в пары и т.д.

В изображенном на рис. 5 процессе число степеней свободы увеличилось с 4 (для исходного электрона) до $4 \times 5 = 20$. Число возникающих в этом процессе частиц ограничено в конце концов только энергией первичной частицы и может сделаться как угодно большим, если энергия первичной частицы достаточно велика.

Таким образом, мы имеем здесь дело с явлениями, которые не могут быть рассмотрены на языке механики, будь то механика классическая или квантовая: частицы размножаются, и, в принципе, размножаются неограниченно.

Это заставляет избрать совсем иной аспект понимания природы микрочастиц, базирующейся не на механике системы материальных точек, а на теории поля. Факт размножения частиц тогда уже с самого начала не вступит в противоречие с природой поля, так как последнее по самой своей сущности обладает неограниченным числом степеней свободы.

Из дальнейшего будет видно, что с этой "полевой" точки зрения частицы в различных состояниях следует рассматривать как различные виды возбуждения поля.

Математически теория частиц, исходящая из поля как основной сущности, может быть сформулирована следующим образом.

Первоначально мы предположим существование некоторого поля $\psi(\mathbf{x}, t)$, а вопрос о существовании частиц оставляем совершенно открытым⁴.

Поле $\psi(\mathbf{x}, t)$ может быть разложено в спектр, т.е. представлено как суперпозиция полей (нормальных колебаний), каждое из которых имеет определенную частоту колебаний ω_s . Обозначим через $\psi_s(\mathbf{x})$ одно из таких колебаний, а через q_s его амплитуду. Тогда спектральное разложение поля $\psi(\mathbf{x}, t)$ на нормальные колебания может быть написано в виде

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \sum_s q_s \psi_s(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где s – номер нормального колебания (если проводить аналогию с колебаниями струны, то колебание $s = 1$ отвечает основному тону, $s = 2$ – первому обертону, $s = 3$ – второму обертону и т.д.).

Возможность спектрального разложения (1) основана на линейности уравнения поля (т.е. предполагается, что уравнения поля содержат ψ и производные от ψ только в первой степени).

По самому смыслу нормального колебания динамические переменные q_s (амплитуды) удовлетворяют уравнению для осциллятора с частотой ω_s :

$$\ddot{q}_s + \omega_s^2 q_s = 0. \quad (2)$$

Если в качестве нормальных колебаний выбрать плоские волны $\psi_s(\mathbf{x}) \approx e^{ik_s \cdot \mathbf{x}}$ (\mathbf{k}_s – волновой вектор, $k_s = \frac{2\pi}{\lambda_s}$, λ_s – длина волны), то зависимость ω_s от k_s дает закон дисперсии волн:

$$\omega_s = \omega(k_s). \quad (3)$$

⁴ Поле $\psi(\mathbf{x}, t)$ может иметь различное число компонент, линейно преобразующихся при преобразовании Лорентца. Так, для электромагнитного поля имеем четыре компоненты вектор-потенциала (A_1, A_2, A_3, A_4), из которых только три независимы (в силу поперечности поля).

Позитронно-электронное поле ψ имеет также четыре компоненты (так называемый биспинор). Скалярное поле имеет всего лишь одну компоненту и т.п.: поле $\psi(\mathbf{x}, t)$, конечно, не следует смешивать с волновой функцией Ψ .

Фаза волны будет равна $\pm\omega_s t \pm \mathbf{k}_s \mathbf{x}$. Она является числом, имеющим одно и то же значение во всех системах отсчета (инвариантом), и, стало быть, ω_s и \mathbf{k}_s должны образовывать четырехмерный вектор, т.е.

$$\frac{\omega_s^2}{c^2} - \mathbf{k}_s^2 = \kappa^2, \quad (4)$$

где κ^2 – инвариант (κ имеет размерность обратной длины). Далее, чтобы групповая скорость волн была меньше скорости света, необходимо, чтобы κ^2 было больше нуля. Таким образом, вид закона дисперсии определяется из самых простых требований инвариантности фазы волны.

Энергия каждого нормального колебания в соответствии с (2) может быть написана в виде

$$E_s = \frac{1}{2}(q_s^2 + \omega_s^2 q_s^2), \quad (5)$$

а энергия всего поля E равна сумме энергий отдельных нормальных колебаний:

$$E = \sum_s E_s. \quad (6)$$

Пользуясь уравнениями поля (которые мы не выписываем), можем найти и импульс \mathbf{G}_s s -го нормального колебания. Очевидно, что он должен быть направлен по направлению распространения волны (т.е. по \mathbf{k}_s) и должен быть пропорционален энергии волны. Можно показать, что импульс всего поля может быть вычислен по формуле

$$\mathbf{G} = \sum_s \frac{\mathbf{k}_s}{\omega_s} E_s. \quad (7)$$

Такое представление энергии E и импульса поля \mathbf{G} может быть проведено для любого линейного поля. Стало быть, с помощью (1), (6) и (7) любое движение поля $\psi(\mathbf{x}, t)$ сведено к совокупности осцилляторов – нормальных колебаний.

Как мы видим, пока нет никакой речи о частицах. Частицы оказываются *квантовым явлением*. В самом деле, если мы будем считать, что осцилляторы поля подчиняются законам квантовой механики, то мы придем к существованию частиц⁵.

⁵ Предположение о квантовании поля первоначально было обосновано применительно к электромагнитному полю – известный закон Планка для распределения энергии в спектре черного излучения может быть получен только для квантованного поля.

В современной теории идея квантования поля распространяется на любые поля, включая поля позитронно-электронное, мезонное и нуклонное. При этом для полей, обладающих полуцелым механическим моментом, квантование несколько отличается от квантования полей с целым моментом. Именно для полей первого типа возможные значения N_s ограничиваются двумя: 0 или 1 (принцип Паули).

Действительно, для квантового осциллятора энергия E_s принимает лишь дискретные значения:

$$E_s = \hbar\omega_s \left(N_s + \frac{1}{2} \right); \quad (8)$$

$N_s = 0, 1, 2, \dots$ и $\frac{\hbar\omega_s}{2}$ есть “нулевая” (наименьшая) энергия осциллятора. Тогда из (6) и (7) следует:

$$E = \sum_s N_s \hbar\omega_s + E_0, \quad (9)$$

$$G = \sum_s N_s \hbar k_s, \quad (10)$$

Таким образом, энергия и импульс квантованного поля меняются дискретным образом (на $\pm\hbar\omega_s$ и $\pm\hbar k_s$ соответственно). Если все $N_s = 0$, то поле невозбуждено. В классической теории невозбужденное поле ($\dot{q}_s = q_s = 0$) означало бы попросту отсутствие какого бы то ни было поля.

В квантовой теории поля это не так: если все $N_s = 0$ (световых квантов нет), то все же нулевая энергия поля E_0 не равна нулю. Современная теория приводит к значению $E_0 = \infty$. Это, несомненно, дефект теории, и можно думать, что в более совершенной теории E_0 должно оказаться конечной величиной. Однако более важно, чем численное значение E_0 , то обстоятельство, что при $N_s = 0$ существуют нулевые колебания поля (флуктуации), реальное существование которых было недавно обнаружено по смещению уровней в атоме водорода⁶. Как оказалось, это смещение вызвано тем, что электрон совершает броуновское движение в поле нулевых колебаний.

Аналогичное положение дел имеет место и в случае позитронно-электронного поля. По современной теории, в отсутствие позитронов и электронов существует – совокупность электронов, заполняющих все уровни отрицательной энергии ($E_s = \hbar\omega_s < 0$). Это невозбужденное состояние позитронно-электронного поля соответствует $N_s = 0$ для $E_s > 0$ и $N_s = 1$ для $E_s < 0$.

Как бы ни было несовершенно и предварительно это представление о “фоне”, который также имеет бесконечную (но отрицательную) энергию, как и нулевая энергия электромагнитного поля, все же его существование выражается в замечательном явлении рассеяния света на свете, вызванном флуктуациями электрического заряда фона. Хотя прямого экспериментального доказательства рассеяния света на свете до сих пор и не дано, но тем не менее

⁶ См., например, обзор Я.А. Смородинского [1].

существование флуктуаций электрического заряда фона можно считать доказанным тем, что спин электрона должен совершать броуновское движение в поле этих флуктуаций. Это движение приводит к экспериментально доказанному изменению отношения магнитного и механического моментов электрона в сравнении с предсказываемым из уравнения Дирака [1, 2].

Существование нулевых колебаний электромагнитного поля и поляризационных колебаний (флуктуаций) позитронно-электронного поля приводит к заключению, что *поле существует постоянно, и в этом смысле нет никакой "пустоты"*. Поэтому эту "пустоту" теперь справедливо называют более осторожным словом "вакуум". Как мы видим, "вакуум" обладает физическими свойствами, и притом такими, которые хорошо знакомы нам из явлений в твердых телах: нулевые колебания и поляризация.

Что же касается частиц, то их существование связано уже с возбуждением поля по сравнению с *наимизимым возможным уровнем*. Пусть, например, все числа $N_{s'} = 0$, кроме одного $N_s = 1$. Тогда энергия возбуждения поля $\epsilon = E - E_0 = \hbar\omega_s$, а импульс возбуждения $p = G = \hbar k_s$.

Из закона дисперсии (4) тогда следует, что

$$\frac{\epsilon^2}{c^2} - p^2 = \hbar^2 k^2 = m_0^2 c^2, \quad (11)$$

т.е. энергия ϵ и импульс p возбуждения связаны между собой как энергия и импульс частицы, обладающей массой покоя $m_0 = \frac{\hbar k}{c}$. Стало быть, возбуждение поля эквивалентно возникновению частиц и сами частицы есть не что иное, как возбуждение поля.

Если поле $\psi(x, t)$ взаимодействует с чем-либо, то характер его возбуждения может меняться.

Рассмотрим, например, взаимодействие электронного поля с атомом. Пусть исходное состояние электронного поля отвечает наличию одного электрона с энергией ϵ и импульсом p (сам атом с излагаемой точки зрения тоже следовало бы рассматривать как образование из других полей, но мы сохраним для атома обычную терминологию). Тогда после взаимодействия с атомом состояние электрона изменится и его энергия и импульс будут ϵ' , p' . Такой процесс есть процесс рассеяния электрона; мы говорим в этом случае о неупругом или (при $\epsilon' = \epsilon$) об упругом столкновении электрона, более того, мы почти готовы приписать траекторию электрону, которую он пробежал в процессе изменения (ϵ, p) на (ϵ', p') . Приближенность и неполнота такого толкования особенно ясно видны в тех случаях, когда в результате "столкновения" возникают пары позитронов и электронов так, что электрон ϵ_-, p превращается в пары (ϵ'_-, p'_-) , (ϵ''_+, p''_+) , (ϵ'''_-, p'''_-) , ... и т.д. (Здесь

знак “—” соответствует электрону, а знак “+” позитрону.) В этом случае мы совершенно не в состоянии отличить, какой из электронов после удара есть “тот самый”, который был первичным.

Между тем с полевой точки зрения мы имеем здесь дело попросту с новым характером возбуждения электронного поля, и ясно, что доискиваться здесь первичного электрона так же бессмысленно, как, например, пытаться распознать тепло по признаку его происхождения, если тело получало его от различных источников.

Если рассматривать частицы как возбужденное состояние поля, то ясно, что вопрос о локализации частицы в пространстве не может иметь какого-либо априорного ответа. Ответ на этот вопрос будет существеннейшим образом зависеть как от природы того поля, возбуждения которого мы рассматриваем, так и от вида самого возбуждения. Эти возбуждения могут быть локализованы в малой области пространства или, напротив, могут быть распределены по значительному объему.

Рассмотрим эту сторону дела подробнее, сперва на примере фотонов. Пусть энергия поля $E = \hbar\omega_s + E_0$ так, что имеется лишь один фотон с частотой ω_s . Совместимое с этим возбуждением поле имеет вид

$$A(\mathbf{x}) = \sum_s' q_s e^{i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{x}}, \quad (12)$$

где сумма \sum_s' распространена на все колебания, отличающиеся направлением \mathbf{k}_s , но имеющие одну и ту же частоту ω_s ($\mathbf{k}_s = \frac{\omega_s}{c}\mathbf{e}$). Такой “пакет” неминуемо имеет размеры Δx , большие длины волны ($\lambda_s = \frac{2\pi}{k_s}$). Нетрудно показать, что для сферически симметричного поля $A(\mathbf{x}) = A(r)$ получим $A(r) \approx \frac{\sin k_s r}{k_s r}$. Такое поле хотя и сосредоточено в основном в области $0 < r < \frac{\lambda_s}{2}$, но все же очень медленно убывает с расстоянием от центра локализации $r = 0$. Подобный вид поля представляет собой максимальную возможную локализацию *одного* фотона. Однако можно рассмотреть и случай сильно локализованного поля, например $A(\mathbf{x}) = \delta(x)$, ($\delta = \infty$ при $x = 0$ и $\delta = 0$ при $x \neq 0$). Такое крайне сосредоточенное поле не может быть уже представлено возбуждением нормального колебания с частотой ω_s . Оно обязательно содержит колебания всех частот от $\omega_s = 0$ до $\omega_s = \infty$ и, следовательно, соответствует *не одному, а совокупности фотонов*.

Сходное же положение дел имеет место и в случае частиц, имеющих массу покоя m_0 , например для электронов и позитронов. Именно локализация электрона в малом объеме возможна лишь при значительном импульсе электрона p . Если p заметно превосходит $m_0 c$, то кинетическая энергия электрона будет много больше $m_0 c^2$ (энергии покоящегося электрона).

Так как для образования пары позитрон – электрон нужна энергия $2m_0c^2$, то при локализации электрона в области, меньшей $\frac{h}{m_0c}$ (импульсы $p \approx m_0c$), будут возникать также пары и уже нельзя будет говорить о локализации *одного* электрона. Поэтому максимальная степень локализации *одного* электрона или *одного* позитрона определяется размером $\Delta x \approx \frac{h}{m_0c}$. Что же касается позитронно-электронного поля, то нет никаких оснований считать, что оно не может быть сосредоточено и в меньших областях пространства.

Таким образом, следует различать два вопроса: *вопрос о локализации возбуждения поля и вопрос о локализации одной частицы из числа свойственных данному полю. Для локализации, сосредоточения поля, видимо, нет никаких ограничений; для локализации одной частицы они существуют.*

§ 4. Частицы и принцип спектрального разложения

Мы видим, что представление об элементарной частице теснейшим образом связано с возможностью спектрального разложения поля на гармонические колебания. *Возбуждение какой-либо гармоники поля с корпускулярной точки зрения эквивалентно существованию частицы в определенном состоянии.*

Однако известно, что одно и то же поле может быть представлено в виде различных спектральных разложений. Означает ли это, что одному и тому же полю могут быть свойственны различные частицы?

Чтобы ответить на этот вопрос, обратимся к примерам.

Рассмотрим сперва поперечное (световое) электромагнитное поле. Такое поле может быть охарактеризовано вектор-потенциалом \mathbf{A} (при этом $\text{div } \mathbf{A} = 0$, так что мы имеем дело с двумя независимыми функциями). Мы можем разложить \mathbf{A} на линейно поляризованные колебания или на циркулярно-поляризованные. Оба разложения совершенно равноправны и могут быть написаны в форме

$$\mathbf{A} = \sum_s \sum_{\alpha=1,2} q_{s\alpha} \mathbf{A}_{s\alpha}(x) = \sum_s \sum_{\beta=1,2} Q_{s\beta} \mathbf{B}_{s\beta}(x), \quad (13)$$

где \mathbf{A}_{s1} и \mathbf{A}_{s2} представляют два независимых линейных колебания (перпендикулярных направлению распространения волны), а \mathbf{B}_{s1} и \mathbf{B}_{s2} подобным же образом – два колебания по левому и правому кругу.

Оба разложения равноправны и одинаково истинны. Но первое разложение представляет собой спектральное разложение поля

по отношению к некоторой системе, которая взаимодействует с нашим полем и реагирует на линейные колебания (например, простой гармонический диполь); второе же разложение есть разложение по отношению к системе, которая реагирует на круговые колебания. Примером таких систем может служить атом, помещенный в магнитное поле. Тогда атом резонирует на линейные колебания, параллельные магнитному полю, и на круговые колебания в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Такой атом как бы совмещает в себе два типа анализаторов: анализаторы линейных и анализаторы круговых колебаний. По отношению к линейным анализаторам поле состоит из линейно-поляризованных частиц, а по отношению к круговым анализаторам — из частиц циркулярно-поляризованных.

Таким образом, поле действительно может состоять из различных частиц, в зависимости от того, с чем оно, поле, взаимодействует.

Однако в рассмотренном примере различия в частицах, связанных с двумя видами спектрального разложения, еще столь не существенны (они ограничиваются различиями в поляризациях), что более уместно говорить (как это обычно и делается) об одном и том же виде частиц (фотонах), но находящихся в двух различных состояниях поляризации. Во всяком случае, оба способа формулировки явления (“два вида частиц” или два вида состояний одной и той же частицы) оказываются совершенно эквивалентными.

Можно, однако, привести более разительный пример, в котором показывается, что различия в спектральном разложении поля могут вести к самым радикальным различиям в таких основных признаках частиц, как их масса и их способ взаимодействия.

Рассмотрим поле, описываемое двумя скалярными функциями, ψ_1 и ψ_2 , подчиняющееся уравнениям

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial t^3} + \Delta \psi_1 - \kappa_1^2 \psi_1 &= g \psi_2, \\ -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} + \Delta \psi_2 - \kappa_2^2 \psi_2 &= g \psi_1. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Пусть мы имеем некоторую систему, взаимодействующую с этими полями. Тогда мы можем рассматривать ее как анализатор нашего поля, разлагающий поле на ψ_1 и ψ_2 . По отношению к этой системе мы имеем дело с частицами двух сортов, массы покоя которых будут равны $m_1 = \frac{\hbar \kappa_1}{c}$ и $m_2 = \frac{\hbar \kappa_2}{c}$. При этом благодаря наличию связи между полями ψ_1 и ψ_2 (члены в правых частях уравнений) эти частицы будут рассеиваться друг на друге и превращаться друг в друга, т.е. по отношению к этому анализатору будет наблюдаться очень живая картина.

Обратимся теперь к другому анализатору, реагирующему на нормальные колебания *совокупного* поля (ψ_1, ψ_2). Эти нормальные колебания описываются функциями

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \alpha\psi_1 + \beta\psi_2, \\ \Phi_2 &= \gamma\psi_1 + \delta\psi_2,\end{aligned}\tag{15}$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ – некоторые коэффициенты.

Нетрудно показать, что эти поля Φ_1 и Φ_2 будут удовлетворять уравнениям

$$\left. \begin{aligned}-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t^2} + \Delta \Phi_1 - \kappa_1'^2 \Phi_1 &= 0, \\ -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial t^2} + \Delta \Phi_2 - \kappa_2'^2 \Phi_2 &= 0.\end{aligned}\right\}\tag{16}$$

То есть по отношению к системе, реагирующей на линейные комбинации Φ_1 и Φ_2 , то же самое поле (ψ_1, ψ_2) состоит из частиц, имеющих массы $M_1 = \frac{\hbar \kappa_1'}{c}$, $M_2 = \frac{\hbar \kappa_2'}{c}$ и не взаимодействующих между собой (правые части в уравнениях (16) отсутствуют). Простое вычисление показывает, что массы M_1 и M_2 найдутся из формулы

$$M_{1,2}^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{2} + \frac{\hbar^4 g^2}{c^2}}.\tag{17}$$

Весьма любопытно, что при достаточно большой константе связи g между полями ψ_1 и ψ_2 одна из масс $M_{1,2}$ становится мнимой. В этом случае равновесное положение колебания соответствует не минимуму потенциальной энергии (“фокус”), а ее максимуму (точнее “седлу”).

Вместе с тем этому возбуждению Φ_2 не соответствует вообще никаких частиц⁷, хотя поле продолжает существовать и может все еще гармонически зависеть от времени (частота колебаний для Φ_2 равна $\omega^2 = k^2 - |M_2|^2$). Для такого рода возбуждений *фазовая скорость меньше скорости света, а групповая скорость больше скорости света*. Этот пример показывает, сколь тесна связь между разложением поля в спектр гармонических колебаний и понятием частицы.

В рассмотренном примере связь между полями ψ_1 и ψ_2 была предположительно линейной. Это было допущено только ради

⁷ Можно показать, что энергия и импульс поля в этом случае не являются дискретными – они непрерывны.

простоты. На самом деле в современной теории связи между полями нелинейны. Например, уравнения для электронно-позитронного и электромагнитного полей гласят:

$$\left. \begin{aligned} \gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} - \frac{m_0 c}{h} \psi &= \frac{ie}{hc} \gamma^\mu \Phi_\mu \psi, \\ \square^2 \Phi_\mu &= -\frac{4\pi e}{c} \psi^+ \gamma^\mu \psi. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Первое из этих уравнений есть уравнение Дирака для электронно-позитронного поля ψ , а второе – уравнение Даламбера для электромагнитных потенциалов Φ_μ . В правых частях уравнений написаны члены, выражающие взаимодействие, e есть константа связи, в данном случае – электрический заряд. Как видно, эти правые части нелинейны относительно ψ и Φ_μ ⁸. Так как электронно-позитронное поле всегда сосуществует с электромагнитным полем, то мы можем сказать, что уравнения для этих полей всегда нелинейны. Но к нелинейным полям неприменим принцип спектрального разложения, основанный на линейности уравнения поля.

Вместе с тем отпадает строгая теоретическая основа для понятия частицы. Действительно, в случае нелинейных полей невозможно представить энергию и импульс поля в виде суммы энергий и импульсов отдельных возбуждений, каждое из которых имеет корпускулярный характер (т.е. $\frac{E}{c}$ и p , образуют четырехмерный вектор). Иными словами, возбуждения в таких полях, вообще говоря, не могут быть сведены к частицам. В старом, классическом понимании поля и частиц мы могли бы попросту говорить о системе взаимодействующих (через поле) частиц. Теперь же мы не вправе производить столь определенное разделение функций между частицами и полем.

Рассматривая факт размножения частиц, мы уже отметили исчезновение границы между полем и частицами. Эта сторона дела может быть еще подчеркнута *взаимозаменяемостью роли частицы и поля*, также вытекающей из возможности уничтожения и рождения частиц. Излучение и поглощение фотонов ведет к взаимодействию между электронами. Но верно и обратное: возникновение пар позитронов и электронов и их последующее исчезновение ведет к рассеянию света на свете, т.е. к взаимодействию фотонов. Здесь роли поля и частиц поменялись. В первом случае взаимодействие частиц (электронов, позитронов) обусловлено электромагнитным полем (фотонами), во втором случае те же фотоны, как частицы, взаимодействуют через позитронно-электронное поле.

⁸ Члены взаимодействия в энергии дают кубические члены вида $\frac{ie}{hc} \Phi_\mu \psi^+ \gamma^\mu \psi$. Поэтому здесь, как и в рассмотренном выше примере, можно ожидать для колебания не только “фокусов”, но и “седел”. Исследование в этом случае много сложнее из-за нелинейности уравнений.

Подобным же образом нуклоны взаимодействуют посредством мезонного поля, и, обратно, мезоны могут взаимодействовать через нуклонное поле. Короче говоря, грань между полем и частицами существует лишь относительная: она имеет значение лишь в тех случаях, когда энергии и импульсы в системе столь малы, что новых частиц возникнуть не может. Только в этих случаях можно противопоставить частицы полю. Эта неразрывная и линейная связь между различными полями довольно широко доказана современным экспериментом. Кроме упоминавшихся выше взаимных превращений электронно-позитронного и электромагнитного полей, доказана превращаемость и взаимосвязь этих полей с мезонными полями. С другой стороны, мезоны порождаются нуклонами.

Таким образом, полевая картина распространяется на все частицы и только нуклоны представляют пока исключение, так как нет еще никаких достоверных данных, доказывающих возможность возникновения нуклонов за счет других полей. Однако вряд ли это исключение сохранит свою силу и в будущем, и поэтому мы вправе (предварительно) говорить и о нуклонном поле.*

Невозможность разложения нелинейных полей на частицы указывает на то, что *само понятие частицы должно рассматриваться как приближенное*, верное лишь постольку, поскольку все же в специальных условиях приближенно возможно разложение нелинейного поля на слабо связанные линейные колебания.

Следует полагать, что в действительности могут реализовываться такие условия, когда такое разложение возможно с большой степенью точности.

Это будет в том случае, когда концентрация частиц так мала, что они находятся на больших расстояниях друг от друга.

Простейшим случаем такого рода будет, например, один уединенный (свободный) электрон. Как показывает современная теория, эффект нелинейного взаимодействия с электромагнитным полем приводит в этом случае к бесконечно большой поправке к массе электрона, которая, однако, может быть устранена путем искусственного приема, носящего название "перенормировки" массы [1]. Окончательное уравнение для свободного электрона получается линейным:

$$\gamma^\mu \frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} - \frac{m_0 c}{h} \psi = 0.$$

* По современным представлениям, нуклоны и мезоны имеют сложную структуру. Они состоят из кварков и глюонов, которые аналогичны электронам-позитронам и фотонам соответственно.

Это указывает на то, что принцип спектрального разложения может быть сохранен для свободных частиц, а вместе с тем может быть сохранено и само понятие частицы.

Другим примером может служить свободный мезон. Несомненно, что для него приложимо соотношение $\frac{E^2}{c^2} - p^2 = m_0^2 c^2$. Однако мезон способен распадаться. Например, μ -мезон* распадается на электрон и, видимо, два нейтретто [3]; π -мезон на μ -мезон и "нейтретто". Поэтому можно считать, что μ -мезон образован из нейтринного и электронного поля, но нельзя никак считать, что он состоит из частицы-электрона и двух частиц-нейтрино, так как ни нейтрино, ни электрон не могут быть локализованы в объеме комптоновской длины мезона $\frac{h}{mc}$.

Только тогда, когда произошел распад мезона и образовавшие его поля "растеклись", мы можем говорить о возникновении таких возбуждений поля, которые представляют два свободных нейтрино и один свободный электрон.

Поэтому представление о поле создает более широкую основу для понимания физических явлений, нежели представление о частицах. Представление о частицах является ограниченным и останется состоятельным в будущем развитии теории только в тех случаях, когда речь идет о превращении одного спектрального разложения поля в другое, т.е., если говорить на языке частиц, для случая столкновения частиц, когда какие-то частицы приходят из бесконечности и вновь обнаруживаются движущимися на бесконечности по другим направлениям (рассеяние) или в другой форме (превращение частиц).

Современная теория разрабатывает такой математический аппарат [4-7], который призван специально для расчета такого рода задач - это аппарат так называемой матрицы рассеяния, с помощью которой по сходящимся из бесконечности волнам вычисляются расходящиеся волны. Этот аппарат, по-видимому, обладает значительной степенью общности⁹. Однако он еще все же включает в себя основные недостатки современной теории: 1) необходимость искусственными приемами удалять бесконечности, возникающие при учете взаимодействия полей¹⁰, и 2) обилие различных полей (электромагнитное, позитронно-электронное, нейтринное,

* По принятой сейчас классификации, μ -лептон не относится к группе мезонов, и термин μ -мезон не используется.

⁹ Возражения, высказывавшиеся по поводу невозможности получить дискретные уровни систем из этого аппарата, основаны на неверном его применении. В этом аппарате дискретные уровни должны обнаруживаться как максимумы в дисперсионной кривой, если задача поставлена как задача рассеяния частиц.

¹⁰ Очень интересный и обещающий путь построения теории без бесконечностей был впервые намечен М.А. Марковым [8] - эта так называемые

мезонные и нуклонные поля). Единство в понимании этих полей еще не достигнуто, но экспериментальные факты, относящиеся к взаимопревращаемости этих полей, быть может указывают на то, что различные поля есть лишь различные способы возбуждения одного единого поля.

Литература

1. Я.А. Смородинский, УФН XXXIX, 325 (1949).
2. В. Вейскопф, УФН XLI, 165 (1950).
3. Г.Б. Жданов, УФН XXXIX, 512 (1950).
4. W. Heisenberg, Zeits. f. Physik. 120, 513, 673 (1943).
5. Д. Блохинцев, ЖЭТФ 16, 480 (1946); 17, 66 (1947); ДАН III, 205 (1946).
6. R. Feynman, Phys.Rev. 74, 139, 1430, 1212A (1942).
7. F. Dyson, Phys. Rev. 75, 486, 1737 (1949).
8. М.А. Марков, Journ. Phys. USSR II, 454 (1940).
9. Д. Блохинцев, ЖЭТФ, 18, 566 (1948).
10. H. Jukawa, Phys. Rev. 77, 219 (1950).

нелокализованные поля. Сходную концепцию см. также в [9]. В последнее время этому пути следует весьма интересная работа Юкавы [10].

В своей статье "О так называемых ансамблях в квантовой механике" ("Вопросы философии", 1952, № 4) В.А. Фок подвергает критике концепцию квантовых ансамблей, изложенную в моем курсе квантовой механики. Отвергая ее, В.А. Фок выдвигает понимание волновой функции как объективной характеристики отдельной микрочастицы (или системы взаимодействующих микрочастиц).

Понимание волновой функции как характеристики реального состояния отдельной микрочастицы при более внимательном рассмотрении оказывается прогрессом в сторону последовательной материалистической теории лишь на словах.

В настоящее время существуют две логически последовательные точки зрения на физическое содержание квантовой механики: идеалистическая концепция дополнительности Н. Бора, исходящая из анализа измерительных возможностей наблюдателя, и материалистическая концепция квантовых ансамблей, положенная в основу моего курса квантовой механики.

Идея В.А. Фока есть неудачная попытка согласовать концепцию дополнительности с материализмом.

Действительно, Н. Бор трактует волновую функцию как "запись сведений" об отдельной частице, В.А. Фок называет волновую функцию объективной характеристикой отдельной частицы. Однако, следуя В.А. Фоку, мы неминуемо должны признать непознаваемость такого "объективного" состояния, ибо принципиально нет никакого способа измерить волновую функцию одной частицы.

Производя измерение над одной частицей, можно лишь приписать ей волновую функцию и то не до опыта, а только после опыта, то есть тогда, когда состояние ее могло уже измениться.

Поэтому приписывание волновой функции отдельной частице возвращает нас к идеалистическому пониманию волновой функции как "записи сведений наблюдателя". От такой трактовки волновой функции В.А. Фок отказался. Это и понятно, так как она не может удовлетворить материалиста.

Далее. Понимание волновой функции как характеристики состояния отдельной частицы (или системы частиц) ведет к противоречиям при рассмотрении измерений, производимых в системе частиц. (Этот пункт имеет прямое отношение к так называемому "парадоксу" А. Эйнштейна.)

Рассмотрим подробно эту сторону дела. Допустим, что имеется система из двух частиц. Простоты ради положим, что они взаимодействуют только при непосредственном сближении. До

* Опубликовано в журнале "Вопросы философии" (1952, № 6).

взаимодействия их волновая функция представляла собой произведение двух волновых пакетов:

$$\psi_0(x_1, x_2) = \psi_0(x_1)\varphi_0(x_2).$$

После взаимодействия и именно в силу этого взаимодействия волновая функция изменится и будет суммой подобных пакетов:

$$\psi(x_1, x_2) = \sum_n \psi_n(x_1)\varphi_n(x_2).$$

Мы можем считать, что импульсы частиц в начальном состоянии $\psi(x_1, x_2)$ нам известны, и их сумма пусть равна $p = p_1^0 + p_2^0$ (это возможно при широких пакетах).

Через продолжительное время мы убедимся, что различные пакеты пространственно разделятся и частицы между собой уже не будут взаимодействовать.

Если теперь измерить импульсы одной из частиц (p_1), то импульс второй будет также определен в силу закона сохранения импульса, а именно: $p_2 = p - p_1$. При этом никаких измерений над второй частицей не делается. В результате измерений исчезнут все “лишние” пакеты в написанной выше сумме, и волновая функция сведется к одному члену суммы:

$$\psi(x_1, x_2) = \psi_n(x_1)\varphi_n(x_2),$$

причем ψ_n означает состояние первой частицы с импульсом p_1 , а φ_n – состояние второй частицы с импульсом $p_2 = p - p_1$.

Мы видим, что состояние второй частицы меняется, несмотря на отсутствие каких-либо физических воздействий на нее (при измерении мы действовали лишь на первую частицу, а взаимодействие между частицами уже прекратилось).

В.А. Фок пытается обойти это противоречие, ссылаясь на “несводимость состояния сложной системы к состояниям ее составных частей”. Однако эта ссылка не может быть применена к случаю отсутствия взаимодействия частей системы.

Если последовать за В.А. Фоком и считать, что вторая частица не имела до измерения определенного состояния, то все же получится, что в результате измерения, без физического воздействия, частица приходит в определенное состояние. Это противоречит материалистическому пониманию явления природы. В.А. Фок, видимо, не замечает, что он продолжает оставаться на старой точке зрения, согласно которой волновая функция есть “запись сведений наблюдателя”, производящего измерения. С этой точки зрения, конечно, никакого парадокса в поведении второй частицы нет, так как изменились сведения, изменилась и запись их. Эта

точка зрения по-своему последовательна, но последовательность эта – последовательность солипсиста.

Итак, по В.А. Фоку: а) объективное состояние отдельной частицы не может быть определено до опыта, а только после опыта; б) это состояние способно изменяться без каких-либо физических воздействий.

Ошибочность методологии В.А. Фока заключается в том, что он все время интересуется тем, что получается *после* измерений, в то время как материалиста-естествоиспытателя должно интересовать то, что было до измерений.

Мы хорошо знаем, что измерение меняет состояние атомных систем, но, ионизируя атомы, разбивая ядра, мы интересуемся тем, каковы они сами по себе, а не тем, чем они становятся после нашего, подчас грубого, вмешательства.

С точки зрения материалиста-естествоиспытателя, необходимо искать такую характеристику явлений, которая присуща явлению сама по себе и не зависит от измерения (измерения могут и не производиться, а явление все же существует).

Концепция квантовых ансамблей исходит из признания объективного существования вещей и явлений.

В своем курсе “Основы квантовой механики” я подчеркиваю, что состояние микрочастиц в квантовой механике характеризуется корпускулярными, притом классическими, величинами, как то: энергия, импульс, координаты и т.п., которые фиксируются макроскопическими аппаратами или, общее, макроскопическими условиями (с. 72). Следовательно, в определении состояния микрочастиц всегда участвует определенная макроскопическая обстановка, которая приводит к появлению частиц в некотором определенном состоянии (например, частиц с заданной энергией). В этой связи уже во введении к моему курсу подчеркивается специфичность метода квантовой механики.

На с. 11 мы читаем: “Когда в квантовой механике говорят о воспроизведении микроявления, например о повторении одного и того же опыта, то имеют в виду воспроизведение *макроскопических* условий для *микрофизического* явления”. Эта же сторона дела подробно рассмотрена в § 17 моего курса. Сейчас нет никакого другого пути к пониманию статистического характера микроявлений, кроме ясного представления того факта, что в квантовой механике мы списываем микроявление в его связи с макроскопическими условиями (настоящей или гипотетической), сами же эти условия по самой своей сути характеризуются в квантовой механике огрубленно посредством классических величин.

Можно ли характеризовать микроявления нестатистически, в частности, можно ли ответить на вопросы: почему данный электрон упал в данное место фотопластинки, а не в иное? Почему

данный радиоактивный атом распался именно в этот момент времени, а не в другой, и т.д.

Ни один материалистически мыслящий физик не уйдет от этих вопросов и не успокоится, пока не будут даны положительные ответы на эти вопросы или не будет основательно объяснено, почему этот вопрос незаконен.

Вопросы подобного рода в концепции квантовых ансамблей отнюдь не считаются *arguēti* бессмысленными, хотя в настоящее время мы не имеем возможности ответить на них¹.

Итак, для концепции квантовых ансамблей характерно признание первостепенного значения связи микроявления с макроусловиями. Эта черта концепции квантовых ансамблей полностью соответствует материализму, требующему не только признания объективности того или иного явления, но и рассмотрения его в неразрывной связи с окружающими явлениями, в его обусловленности от окружающих явлений.

Таким образом, объединение частиц в квантовый ансамбль совершается не “умозрительно”, как это приписывает мне В.А. Фок, а по признаку связи частицы с одной и той же макроскопической обстановкой. *Волновая функция* (или их набор, точнее сказать, статистический оператор в случае смешанного ансамбля) *определяет принадлежность частицы к определенным условиям макрообстановки, а совокупность частиц, принадлежащих к одной и той же макрообстановке, образует ансамбль чистый или смешанный.* Это и есть определение квантового ансамбля. Поэтому никакого порочного круга в моих определениях нет. Значение макроскопической обстановки и, в частности, прибора разъяснено в § 17, который дополняет и развивает содержание § 14.

Многу подчеркивается, что квантовые ансамбли имеют объективное значение, а не возникают лишь в результате вмешательства наблюдателя, вооруженного измерительными приборами (с. 57). Отсюда, естественно, возникает и задача установления характера ансамбля в том виде, в каком он существует сам по себе, независимо от наблюдателя, производящего измерения. Состояние частиц, в смысле их принадлежности к одному и тому же

¹ Вопрос о так называемых “скрытых параметрах” не обсуждается в этой статье, поскольку В.А. Фок его не касался. Следует иметь в виду, что актуальная проблема теоретической физики не состоит непосредственно в отыскании “скрытых параметров”, в частности в решении вопроса о месте попадания электрона. Скорее, она заключается в метрике малых масштабов времени и пространства – в проблеме структуры простейших частиц. Будет ли эта проблема решена на пути дальнейшего развития статистических методов, подобных квантовой механике (эти методы оказываются практически очень важными для изучения индивидуальных процессов), или решение ее будет связано с обнаружением “скрытых параметров” – это вопрос открытый, и предрешать пути его разрешения сейчас очень трудно. Существенно, что концепция квантовых ансамблей не осуждает ни того, ни другого пути.

ансамблю, в принципе определимо (измеримо), причем оно определимо не после опыта (как считает В.А. Фок), а до опыта, т.е. объективно, независимо от вмешательства экспериментатора.

Это утверждение не пустой домysel, что видно хотя бы из того, что по рассеянию рентгеновских лучей можно определить вероятность местонахождения электрона в атоме $w(x) = |\psi(x)|^2$. Если волновая функция $\psi(x)$ действительна, то этим самым найдено из опыта $\psi(x) = \sqrt{w(x)}$, т.е. определено состояние электрона в атоме до опыта, существовавшее, стало быть, объективно, независимо от наблюдателя.

Для получения вероятности $w(x)$ надо воспроизвести рассеяние рентгеновских лучей на многих, независимых друг от друга атомах, что практически и делается при изучении рассеяния в газах. Иными словами, нужно иметь дело с ансамблем частиц, а не с одной частицей.

Ансамбль в рассматриваемом примере задается, как всегда, макроскопически, в данном случае температурой газа. Она должна быть достаточно низка, чтобы иметь возможность быть уверенным в том, что в ансамбле нет возбужденных атомов (иначе мы имели бы дело с более сложным, не с чистым, а со смешанным ансамблем).

Далее. Из спектроскопических данных известно, что атом находится в S -состоянии. Это гарантирует действительность волновой функции.

В случае, если волновая функция комплексна, возникает затруднение (отмеченное у меня в курсе): при измерениях в ансамбле определяется лишь модуль волновой функции, а ее фаза остается неопределенной. В этой связи возникает задача (упомянутая и в статье В.А. Фока) – по измеренным распределениям аппроксимировать волновую функцию. До сих пор эта задача еще не решена, но нет никаких оснований думать, что она неразрешима.

В частности, если измеряется не только плотность частиц, но и токи, то волновая функция полностью определяется. Во всяком случае, с точки зрения концепции квантовых ансамблей нет принципиального затруднения для определения объективной характеристики состояния ансамбля (волновой функции или статистического оператора).

В концепции квантовых ансамблей получит объяснение и “парадокс” А. Эйнштейна.

В том случае, когда производится измерение над первой частицей и в результате измерения устанавливается, что ее импульс равен, например, p_1 , в силу сохранения импульса, второй импульс обязательно будет равен $p_2 = p_1^0 + p_2^0 - p_1$, где p_1^0 и p_2^0 – импульсы первой и второй частиц до взаимодействия. Таким образом, измерение выбирает из ансамбля частиц подансамбль такой, что в нем импульсы частиц, которые мы называем “первыми”, рав-

ны p_1 . Этим самым в силу законов сохранения автоматически отбираются “вторые” частицы с импульсом $p_2 = p_1^0 + p_2^0 - p_1$.

Само же измерение импульса p_2^0 на p_2 происходит, конечно, не в результате измерения, а в результате взаимодействия “первых” и “вторых” частиц до измерения. Исчезновение “лишних” пакетов здесь не более парадоксально, чем различие между вероятностями до испытания и после него.

Обратимся теперь к вопросу о приборах, также затронутому в статье В.А. Фока.

Прежде всего следует еще раз подчеркнуть, что измерительный прибор есть лишь частный вид внешних макроусловий. Если эти условия меняются, то вместе с ними меняется и квантовый ансамбль (возникает новая волновая функция или новый статистический оператор). В частности, если эти макроусловия таковы, что в новом ансамбле происходит сортировка частиц по какому-либо признаку (например, по импульсу), то эти макроусловия являются измерительным прибором. Эта сортировка эквивалентна спектральному разложению на компоненты волновой функции, характеризующей исходный ансамбль. Поэтому в моем курсе измерительные приборы рассматриваются как спектральные анализаторы ансамбля.

В.А. Фок упрекает меня в том, что я говорю в своем курсе о приборах так же, как о системах отсчета.

В.А. Фок смешивает представление состояния квантового ансамбля по отношению к данному прибору с действием прибора на частицы ансамбля. Рассматривая приборы как системы отсчета, мы имеем в виду хорошо известную математическую эквивалентность разложений волновой функции по собственным функциям различных механических величин. Будучи математически равноправными, эти разложения физически означают различные представления, определенные по отношению к различным приборам.

Так как эти представления являются вращениями в пространстве Гильберта, то отсюда естественно рассматривать приборы как системы отсчета.

Представления волновой функции, взятые по отношению к различным приборам, совершенно эквивалентны; действия же приборов на ансамбль, разумеется, различны.

Когда мы даем то или иное спектральное разложение волновой функции, то речь идет только о математической операции, прибор же практически осуществляет только спектральное разложение.

Далее, В.А. Фок считает пороком концепции квантовых ансамблей то обстоятельство, что различные измерительные приборы приводят к разложению ансамбля по различным, иногда несовместимым, признакам, или, как он говорит, приводят к различным статистическим коллективам. Между тем, с моей точки зрения, невозможность разложить ансамбль одновременно по всем

мыслимым признакам есть одна из важнейших черт квантового ансамбля.

Правильно, что квантовый ансамбль характеризуется не каким-либо одним распределением вероятностей, а волновой функцией или статистическим оператором. Но поскольку все вероятности в таком ансамбле предсказуемы, то это обстоятельство никакого внутреннего противоречия в концепцию ансамблей не вносит.

Можно провести параллель между квантовым ансамблем и классическим ансамблем Гиббса. В классическом ансамбле Гиббса физически независимые системы объединяются по признаку их связи с одним и тем же термостатом, который играет роль внешней, макроскопической обстановки.

Полная аналогия квантового ансамбля с ансамблем Гиббса нарушается как раз в том отношении, что в классическом ансамбле существует одно-единственное распределение вероятностей (и все другие к нему сводятся), поэтому такой ансамбль вполне характеризуется этим распределением вероятностей, в то время как в квантовом ансамбле одного такого распределения вероятностей нет и вместо распределения вероятностей имеется другая математическая величина (статистический оператор), которая не менее полно характеризует квантовый ансамбль, нежели единственное распределение вероятностей в случае ансамбля Гиббса².

Волновая функция, общее, статистический оператор (или “квазивероятность”) являются с точки зрения концепции квантовых ансамблей не вторичными, выводимыми из распределений, а *первичными характеристиками* квантового ансамбля.

Поэтому В.А. Фок совершенно незаконно навязывает концепции квантовых ансамблей в качестве первичного понятия понятие статистического коллектива измерений, производимых над отдельной частицей. В этой связи подчеркнем, что статистический коллектив таких измерений не может мыслиться без понятия квантового ансамбля, так как нельзя повторять измерения над одной и той же частицей.

Следует еще отметить, что утверждение В.А. Фока о том, что якобы со статистической точки зрения уровни энергии атомов принадлежат не отдельным атомам, а только “некоему статистическому ансамблю атомов”, совершенно не на чем не основано, так

² По вопросу о связи квантового и классического ансамбля см. работы: Я. П. Терлецкий. “ЖЭТФ”, 7, 1290 (1937); Д. И. Блохинцев, “Journal of Phys. USSR”, 2, 71 (1940); Д. И. Блохинцев и П. З. Немовский, там же, 3, 191 (1940). В этих работах было показано, что так же, как и в классической статистической физике, в квантовой области можно ввести функцию от импульсов и координат, аналогичную вероятности, обладающую многими общими с ней свойствами, но не совпадающими с обычным математическим понятием вероятности. Эта функция родственна статистическому оператору. См. также мой курс (с. 163), где эта величина была названа “квазивероятностью”.

как состояния с определенной энергией означают состояния *без статистической дисперсии* по энергии и, следовательно, в любом индивидуальном случае приведут к одному и тому же значению энергии. Напомним, что подобные состояния как раз и получают-ся математически из требования равенства нулю дисперсии (см. мой курс, с. 87). Существование подобных *собственных* состояний и позволяет статистическими методами изучить *индивидуальные* свойства микрообъектов.

Приведенное выше утверждение В.А. Фока основано на приписывании мне несуразного допущения, будто бы закономерности квантовой механики возникают из объединения независимых объектов в один “умозрительный” ансамбль. Как мы разъясняли выше, это объединение частиц в ансамбль происходит не умозрительно, а по признаку общей, одинаковой макроскопической обстановки.

В.А. Фок не раз употребляет термин “чисто статистическая точка зрения” применительно к концепции квантовых ансамблей. Это может навести на неверное понимание квантовой механики как особого статистического метода, в основе которого лежит механика Ньютона. На самом деле квантовая механика несовместима с механикой Ньютона и заключает в себе слитые воедино и новый метод описания статистических явлений, и новый закон движения микрочастиц³.

С точки зрения концепции квантовых ансамблей, волновая функция⁴ и является тем новым понятием, которое отображает сразу обе эти стороны. Вместе с тем она является *объективной, но статистической* характеристикой состояния микрочастиц в их связи с макроскопическими условиями.

Предложенное В.А. Фоком понимание волновой функции как характеристики отдельной частицы ведет к признанию непознаваемости состояния отдельных частиц до опыта и к допущению возможности беспричинных изменений их состояния.

Такое понимание физической теории несовместимо с материализмом и не может способствовать развитию науки о микро-явлениях.

³ В моем курсе (с. 553) показано, что подтверждаемые опытом следствия квантовой механики несовместимы с представлением Ньютона о движении частицы по траектории.

⁴ В общем случае статистический оператор, или “квазивероятность”.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАЗВИТИЯ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ*

Развитие современной физики выдвигает ряд сложных методологических проблем. Их успешное разрешение крайне важно для физиков. Однако мы часто слышим от физиков, и особенно от тех, которые не принимают участия в философской работе, что нет никакого, в сущности говоря, прогресса в развитии нашей марксистской философской мысли в области методологии естествознания. На мой взгляд, этот тезис является совершенно неправильным. Тот, кто следил за нашей философской литературой на протяжении десяти-пятнадцати лет, может отметить существенный прогресс. В частности, доклады, которые были представлены первому Всесоюзному совещанию по философским вопросам естествознания, показывают, насколько более зрелой, глубокой и содержательной стала наша советская марксистская философская мысль.

Но прогресс этот был бы гораздо большим, если бы мы не спотыкались в течение многих лет на очень простых вещах. Достаточно было кому-то заметить, что тот или иной факт или теория могут быть связаны или истолкованы в духе идеализма или позитивизма, как полностью отвергалось все содержание, связанное с этим фактом или теорией. Можно сказать так: если имелся котел с хорошим материалистическим борщом, то достаточно было кому-то заявить: "А там есть "идеалистический таракан!" — и этот котел немедленно опрокидывался, а потом очень трудно было разобрать, каков был борщ и был ли в нем таракан.

Разумеется, что такого рода действия очень тормозили и задерживали наше движение вперед. Мне кажется, сейчас это стало в значительной степени ясно для всех. Мы стали достаточно зрелыми, чтобы не пугаться "идеалистического таракана".

Ленин в "Материализме и эмпириокритицизме" показал пример того, как нужно анализировать с марксистской философской точки зрения ситуацию в естествознании и как следует критиковать идеалистические трактовки и высказывания, которые были связаны с известным в те годы кризисным положением в философии физики. Я думаю, нам всем надо отдавать себе ясный отчет в том, что никакие научные проблемы не могут быть решены путем жонглирования словами. Нужна очень серьезная и глубокая работа в области философии естествознания.

Мне кажется, что прогресс заключается также в том, что различные точки зрения наших физиков и философов сблизились,

* Переработанная стенограмма выступления на первом Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания. Опубликовано в журнале "Вопросы философии" (1959, № 10).

причем это сближение произошло не на основе компромисса, а на основе более глубокого марксистского анализа и теории относительности, и квантовой механики, и других вопросов, которые нас интересовали и волновали.

Если обратиться сейчас к квантовой механике, то мы имеем здесь три точки зрения. Одна из них представлена В.А. Фоком; она всем известна, и я не буду ее повторять. Другая точка зрения была изложена в моем курсе "Основы квантовой механики" и фигурировала в моей полемике с В.А. Фоком – это так называемая концепция "квантовых ансамблей". Третья точка зрения представлена Бомом, де Бройлем и у нас проф. Я.П. Терлецким. Если мы тщательно проанализируем эти точки зрения, то увидим, что в них есть общее – все они исходят из материализма. Правда, подход в них разный. Метод, который применяет В.А. Фок, – это метод "перегонки". Он берет квантовую механику со всеми философскими концепциями, которые строятся в связи с ней, и подогревает ее, рассчитывая, что наиболее легкие фракции этой жидкости – неопозитивизм, идеализм и т.п. – испарятся, а более тяжелая фракция – материалистическая – останется. Не вижу оснований, почему бы следовало осуждать этот метод борьбы с идеализмом. И действительно, если проследить работу, которая проделана В.А. Фоком в этом направлении, то оказывается, что она очень большая и, безусловно, весьма положительная.

Но остается открытым один вопрос: можно в квантовой области предсказать индивидуальное явление или нет? В.А. Фок отвечает, что основная концепция квантовой механики такова, что это предсказание в принципе невозможно. В моей концепции делается попытка указать причину появления индивидуального явления как следствия связи микроявлений и макроскопической обстановки.

Бом, де Бройль и Терлецкий полагают, что одновременно существуют и импульсы, и координаты частиц, и, опираясь на это представление, они думают пойти дальше в понимании квантовой статистики. Я не разделяю их точки зрения как чрезмерно "классической". Однако я должен заметить, что сейчас нам довольно трудно сделать выбор. Каждый из нас мог бы сказать и уже сказал довольно много в защиту своих взглядов, но деловой и серьезный потребитель был бы разочарован, если бы он рассмотрел эти концепции ближе. Этот потребитель сказал бы, что каждый подчеркивает преимущества своей концепции, но где же те практические проблемы, которые заставили бы нас пересмотреть квантовую механику? Допустим, в эксперименте было бы обнаружено, что можно найти координаты и импульсы электрона одновременно. Тогда квантовая механика оказалась бы неполной. Но квантовая механика работает безукоризненно в круге атомных явлений. Поэтому различные точки зрения на

квантовую механику в смысле практических выводов оказываются совершенно равноправными. Они неравноправны только в смысле некоторых перспектив и тенденций, которые можно было бы вообразить. И это обстоятельство делает очень затруднительным всю дискуссию и выбор точки зрения.

Кто же прав: Фок, Блохинцев, Терлецкий и Бом или кто-нибудь другой? На этот вопрос нелегко ответить, потому что мы вращаемся в кругу установившихся квантовых понятий, и это препятствует основательному выбору.

Но возможен ли выход из этого положения? Мне кажется, что возможен, однако этого нельзя достигнуть только дискуссией, хотя она может принести пользу, так как способствует более глубокому пониманию квантовой механики. Для этого нужно обратиться к тем явлениям, которые уже не вытекают из квантовой механики, к которым она не может быть применена, т.е. найти более широкую точку зрения.

В развитии физической картины мира проявляется важная диалектическая закономерность познавательного процесса – высшее является ключом к пониманию низшего. Чтобы занять более высокую позицию, нужно, по существу, создать новую концепцию, а это, конечно, не простое дело, это и есть самая важная задача современной физики.

В связи с этим я хочу сказать о тех явлениях, которые действительно открывают простор для новых точек зрения. Речь идет о явлениях, связанных с физикой высоких энергий, или, как часто говорят, с физикой “элементарных” частиц. Если мы обратимся к этому кругу явлений, то мы встретимся там с фактами, которые можно интерпретировать как очень серьезное предостережение против применения тех концепций, к которым мы уже привыкли.

Сейчас в физике высоких энергий наблюдается некоторая аналогия с астрономией. Очень интересно знать, как развивается Вселенная, как она построена и т.д. На эти вопросы не так легко ответить. Надо строить большие телескопы, радиотелескопы и изучать окружающий нас мир. Появляется новая техника, а вместе с ней и новые возможности, расширяется круг сведений. В докладе В.А. Амбарцумяна на первом Всесоюзном совещании по философским вопросам естествознания были приведены совсем новые факты о расширении Вселенной, которые могут изменить наше представление о ее эволюции.

То же самое происходит в атомной физике. Мы работаем сейчас в области масштабов 10^{-13} см. Как видите, масштаб очень маленький. В последнее время в связи с пуском большого ускорителя мы перешли к масштабу 10^{-14} см, т.е. изменение произошло в 10 раз. Но при этом надо было существенно увеличить энергию частиц, получаемую в ускорителе. Сейчас ясно, что ускорители, с которыми мы имеем дело, подходят к пределу

развития и нужны новые физические и технические идеи для того, чтобы продвигаться дальше. Построить же быстро ускоритель трудно. Постепенно развивая ускорители, т.е. переходя ко все более и более коротким волнам, мы все глубже и глубже познаем структуру “элементарных” частиц.

Явления на различных глубинах “элементарных” частиц оказываются тесно связанными между собой. И очень трудно построить теорию явлений в масштабах 10^{-13} см, не проникая внутрь частицы. Оказывается, внутренняя структура частицы очень влияет на периферию. Получаются бесконечности и всякие другие неприятные математические вещи. С другой стороны, методологически было бы странно думать, что можно построить теорию, которая была бы верна до нуля. Некоторые полагают, что от 10^{-14} до нуля недалеко. Но с точки зрения нашей методологии трудно представить себе, что можно построить сразу теорию для каких угодно малых масштабов. Надо бы найти некоторую границу, как в свое время было сделано в теории атома. Некоторые соглашались, что плохо считать атом неизменяемым. Но если бы его считали изменяемым, то ничего нельзя было бы сделать. Было бы очень хорошо, что на тропинке, ведущей внутрь атома, поставили на время такую загородочку. А мы такой загородочки пока найти не можем. Поэтому у нас очень трудное положение. Мы как бы ходим по узкой доске, а под нами огромная пропасть глубины структуры “элементарных” частиц. Квантовая механика и теория относительности имели определенный успех в объяснении явлений физики высоких энергий, однако очень ограниченный.

Делать точные расчеты в области физики высоких энергий довольно трудно, но некоторые оценки сделать возможно. Представьте себе, что сталкиваются две очень энергичные частицы, например два нуклона. Если оценить, то получается, что энергия взаимодействия таких частиц оказывается больше, чем их собственная энергия. Спрашивается, какое при этих значениях имеет понятие частицы? Процесс этот разыгрывается в очень короткое время – 10^{-28} с, но только он и представляет интерес. По-видимому, в момент взаимодействия индивидуальность частиц очень сомнительна.

Здесь много говорят о новой полевой гейзенберговской концепции. Предлагается рассматривать только одно поле как основу теории. Тогда спрашивается: как определить, что такое координаты в этом поле? Понятие координат – это понятие координат частицы. Если нет частицы, то как же определить понятие точки пространства? Создается впечатление, что наши основные понятия, такие как понятия частицы (которые глубочайшим образом связаны с квантовой механикой и теорией относительности) и понятия о пространстве и времени, оказываются несостоятельными в малых областях пространства-времени. Если это так,

то представления о пространстве и времени в областях малых масштабов должны существенно измениться.

Опыт показывает, что взаимодействие частиц при больших энергиях не убывает: если столкнутся два нуклона очень большой энергии, то образуется очень большое количество частиц (каскад). Спрашивается: как же можно простыми средствами рассмотреть это явление? Ясно, что мы будем двигаться постепенно, проникая со стороны периферии в глубь “элементарных” частиц.

Мне кажется, если рассмотреть те физические концепции, которые развивались примерно с 30-х годов – локальная теория, нелокальная теория, нелинейные теории и т.п. – и которыми многие из присутствующих здесь физиков занимались, и даже последнюю теорию, которую предложил Гейзенберг, то можно сделать определенный вывод: все эти теории слишком близки к известным классическим концепциям. Впечатление такое, что не хватает фантазии. Нужен серьезный, фундаментальный шаг вперед, который бы радикально изменил наши представления о частицах и пространстве. Здесь нужно, может быть, только одно: идея должна быть какой-то совершенно “сумасшедшей” по сравнению с установившимися на сегодняшний день в физике понятиями.

В частности, когда мы последний раз обсуждали теорию Гейзенберга, мы пришли к заключению, что она недостаточно “сумасшедшая”. Все элементы там известны. Конечно, можно сказать, что фактов недостаточно, чтобы построить полную теорию, это вполне вероятно. Но с чисто профессиональной точки зрения теоретик и философ должны считать, что фактов всегда достаточно, а не хватает только фантазии. В этой связи полезно вспомнить мысль Ленина о важности фантазии в научном познании, о “мечте полезной как толчке к работе”. В “Философских тетрадах” В.И. Ленин писал, что “в самом простом обобщении, в элементарнейшей общей идее (“стол” вообще) *есть* известный кусочек фантазии ... нелепо отрицать роль фантазии и в самой строгой науке ... ” (Соч., т. 38, с. 370).

Заканчивая этим свое выступление, мне хотелось бы привлечь нашу философскую мысль к философским проблемам, которые возникают сейчас на переднем фронте физики элементарных частиц и физики высоких энергий.

Если эти вопросы будут решены, то тыловые вопросы, по поводу которых мы сейчас дискутируем, приобретут другую степень ясности и гораздо большую степень однозначности. И тогда мы скажем, что квантовую механику так же скучно обсуждать, как закон Архимеда. Для выполнения этой задачи большое значение имеет дальнейшее укрепление союза философии и физики.

К КРИТИКЕ ПРИНЦИПА ПРОСТОТЫ*

В современных идеалистических концепциях философии естествознания *принцип простоты*, или, как его называл Э. Мах, “принцип экономии мышления”, играет роль руководящего теоретико-познавательного принципа. Поскольку такой принцип рассматривается как единственный, *руководящий принцип*, постольку как объекты теории (определения), так и ее схема являются произвольными, условными, а вопрос об истинности теории отменяется как лишенный смысла: “*истиннее*”, то что *проще*. В такого рода концепциях вся проблема познания демонстрируется нам на сцене “*человеческого мышления и чувств*”. Отношение познания к реальности, лежащей вне этой сферы, остается без внимания, так как эта реальность либо отвергается вовсе, либо признается непостижимой.

Диаметрально противоположный взгляд представляет наивный *материализм-механицизм*. Здесь между человеческими понятиями, определениями, устанавливаемыми законами и внешней реальностью ставится знак тождества. Процесс познания уподобляется разглядыванию мира в перископ подводной лодки: достаточно приложить глаз к окуляру, и перед вами развернется вся панорама понятий и соотношений между ними. В этой концепции, очевидно, принцип *простоты* теряет всякое значение.

Диалектический материализм не разделяет первой точки зрения. Вторая же представляет дело в утрированно упрощенном виде. Цель – критический анализ принципа *простоты* с точки зрения *материалистической гносеологии*.

Положение дел мне не представляется столь *простым*, чтобы мы могли без дальнейшего анализа отбросить *принцип простоты* как некий неудачный и совершенно бессодержательный домысел. Сущность дела, видимо, в том, какова наша более широкая точка зрения на отношение человеческого мышления к реальности, в том, какие точки над *i* мы намерены ставить.

И в современных концепциях идеализма существуют различия в толковании этого принципа. Махистская философия в целом никогда не была последовательной. Все исследователи отмечают необходимость признания объективной закономерности. Об этом говорит А. Эйнштейн (“Физика и реальность”), об этом говорят М. Планк (“Единство физической картины мира”), Л. Джинс (“Physics and Philosophy”) и даже сам Э. Мах (“Познание и заблуждение”). В.И. Ленин говорил, что идеализм никогда не был последователен (кроме солипсизма). Последовательными являются только *солипсизм и диалектический материализм*.

* Выступление на конференции в Дубне в 1978 г.

Признания объективной закономерности является необходимой предпосылкой науки, и ее существование подтверждается практикой. Мы с Э. Махом и его последователями расходимся в том, что он ограничивает реальность сферой наших ощущений, в то время как диалектический материализм признает, что существует объективная реальность (“материя”) и как мы сами, так и наши ощущения есть лишь часть этой реальности, в которую мы, так сказать, погружены.

Анализируемый нами принцип простоты относится к проблеме способов, какими эта реальность, объективная закономерность познается. При анализе этой стороны дела мы будем использовать примеры из области физики. В физике мы имеем дело с рядом понятий, которые по своему существу предполагают наличие *мер* – это понятия *физических* величин. Таковы, например, основные понятия: *длина, время, скорость, масса* и т.п. Поскольку они определяются соответствующими мерами и выражаются *числами*, постольку им могут быть сопоставлены определенные алгебраические символы $l, t, v, m \dots$ (нужные в тех случаях, когда мы отвлекаемся от конкретного числового значения). Наивная, механистическая точка зрения предполагает самоочевидным содержание этих символов. Между тем это не так.

Мне всегда импонировал тот скрупулезный анализ этих понятий, который был обязательным признаком лекций Л.И. Мандельштама. Он всегда подчеркивал, что за каждым символом стоит конкретная измерительная операция, которая и раскрывает содержание этого символа и является, в сущности, его *определением*. Но об определениях, как и о вкусах, не спорят. В силу этого важная сторона дела остается еще далеко не освещенной. В самом деле, определения, очевидно, по самой своей сути *содержат элемент произвола*.

Поскольку физика оперирует с именно так определенными величинами, то может создаться впечатление, что и все громадное здание физики в значительной мере зависит от произвола “*архитектора*”. Если бы теперь привлечь “*принцип простоты*”, то этот произвол мог бы быть ликвидирован (условно). В самом деле, получилось бы нечто вроде *задачи на минимум*: что проще, экономней, то и лучше, “*истиннее*”.

Но как же тогда обстоит дело с *объективной закономерностью*? Чтобы разобраться в этом, следует обратиться к конкретным физическим примерам. Рассмотрим, например, такое основное понятие, как *определение длины*. Несомненно, поскольку длина относится к макромиру, постольку существует некоторое “*житейское*” понятие длины (не поддающееся точному определению, а только пояснению). Для физика оно совершенно неудовлетворительно, так как физика интересуется лишь то, что может быть выражено *числом*.

И для физика возникает проблема: как найти это число – меру длины. Решение этой проблемы ни в коем случае нельзя считать ни заранее данным, ни самоочевидным (вопреки точке зрения механистов). Это *есть научная проблема*. При этом мы опять встречаемся, при абстрактном рассмотрении вопроса, с тем *произволом*, который заложен в *определениях*. Чтобы взять быка за рога, приведем следующую альтернативу.

Мы можем измерять длину твердым масштабом. Это число обозначим l . Тогда существует аддитивность длин:

$$l_{AB} = l_{AC} + l_{CB} \quad (\text{если } C \text{ между } A, B). \quad (1)$$

Это соотношение есть *объективное*, лежащее в природе вещей (геометрия мира, хотя бы приближенно, евклидова).

Допустим теперь, что мы измеряем длину растяжимой резинкой в единицах силы (кг). Пусть эта длина есть S . Тогда

$$S_{AB} \neq S_{AC} + S_{CB} \quad (\text{вообще говоря}), \quad (2)$$

но

$$S = S^{(l)} \quad \text{и} \quad l = l(S). \quad (3)$$

Евклидова геометрия для S не существует, но тем не менее она не исключена из природы, а, так сказать, *пересчитана* на “ l ”-геометрию.

Будь на самом деле в природе резинки, обладающие свойствами *воспроизводимости* (“жесткости” в смысле повторяемости свойств), не было бы логически выбора между “ l ”-определением и “ S ”-определением, то есть логический произвол в этом случае на самом деле остался бы неисключенным. Вряд ли можно было бы его решить, не прибегая к принципу простоты. Но опасаясь, что возникли бы две непримиримые школы, одна из которых более простым считала бы “ S ”-определение, а другая – “ l ”-определение.

Это может служить иллюстрацией того, насколько бесплоден принцип простоты. Реальная же ситуация в проблеме определения длины, конечно, совершенно иная.

Современному определению длины предшествуют другие. Существует уходящая в глубь веков история способов определения длины. Достаточно вспомнить, что когда-то эталонами длины служили части человеческого тела (например, локоть, фут), и сразу станет ясным, какой огромный прогресс произошел с того времени до наших дней, когда эталоном длины служит “образцовый” метр или длина волны красной линии кадмия. Проблемы “резина” или “твердый масштаб” на самом деле не возникает потому, что в природе нет резин, поведение которых в отношении растяжения было бы *гарантировано*, и существуют тела, которые удовлетворяют в высокой степени *требованию “жесткости”*. Вся

история измерения длины может рассматриваться как история *поиска жесткого* неизменяемого масштаба.

На это могут возразить: эталон по самому своему определению является *неизменным*. Так как, например, если бы длина волны кадмия λ непрерывно уменьшалась, то мы должны были бы заключить, что все расстояния в мире возрастают. Мне, однако, кажется, что это замечание есть результат одностороннего рассмотрения вопроса. Если бы, например, скорость света с оставалась постоянной, то частота $\nu = \frac{c}{\lambda}$ росла бы, а вместе с тем росла бы энергия кванта $\epsilon = h\nu$. Вероятно, это могло бы служить критерием того, что на самом деле *изменяется*. Или мы должны были бы прийти к новому *принципу относительности*: либо $\lambda = \text{const}$ тогда r растет, либо λ растет, тогда $r = \text{const}$ (объективность могла бы быть описана двойственно).

То же можно сказать о времени. Эйнштейновское определение времени $t = \frac{l}{c}$ опирается на два факта: а) существование твердых тел и б) постоянство скорости света. Оно является развитием ньютоновского определения времени. Факт постоянства скорости света есть опытный факт, аргумент его могло бы и не быть. Таким образом, это определение есть развитие поиска “твердого масштаба для времени”.

Теперь о *закономерностях*. Из изложенного выше следует, что об этих физических закономерностях можно говорить не раньше, чем будут определены меры – основные понятия. С точки зрения материализма ясно, что закономерность после *этого определена*.

Между тем идеалистически настроенные физики рассматривают дело иначе. Джинс приводит следующий пример. Имеются два равноправных *описания движения кораблей*. Он приходит к заключению, что “истенное” то, которое описывает их движение на *шаре*, и притом как равномерное (потому что оно проще).

На самом деле этот вывод есть результат одностороннего рассмотрения вопроса: возникни такая ситуация в действительности, опять бы, наверное, появились две школы: “*плоскистов*” и “*сферистов*”. Без привлечения новых фактов нельзя было бы сделать выбор между этими теориями.

Второй пример – эйнштейновское представление науки (S) в виде суммы физики (P) и геометрии (g):

$$S = P + g$$

с произвольным делением на “ P ” и “ g ”.

Такой произвол также относится к сфере логической и основан на том, что не вся совокупность фактов принимается во внимание. Неудача в проведении этой программы (“унитарные теории”) является лучшим тому доказательством.

I. Неудовлетворительность позиции махизма как мирозерцания в целом, так и в отношении принципа простоты (“экономии”) заключается в том, что махизм переносит все проблемы в сферу чувств и мышления. Поэтому и принцип простоты там выражается как поддающийся анализу определяющий принцип познания.

II. *Диалектический материализм* (исходящий из объективной реальности) допускает более глубокий и содержательный анализ принципа простоты.

III. Произвол, связанный с определениями, на самом деле не больше, чем произвол со *свободной воли*, поскольку с точки зрения диалектического материализма сознание человека определяется его *материальным бытием*.

IV. Действительно, существует на каждой ступени развития науки и техники, экономики *определенное деление, сечение* реальности на аппараты, масштабы, приборы и т.п. (“система отсчета”) и на *внешнюю, исследуемую реальность*.

V. Система новых понятий вполне определяется этим делением и зависит от него (это и есть выражение того материалистического тезиса, что *сознание человека отражает объективную, материальную реальность*).

VI. Когда речь заходит о создании новых физических понятий (мер), то их форма определяется стоящей проблемой, с одной стороны, и предысторией – с другой. Каждая новая мера, аппарат и т.п. сдвигают, смещают сечение на реальность и на аппарат. При этом развивается *новая система понятий*.

VII. Произвол при этом чисто кажущийся, субъективный (сравним со свободой воли) – он обусловлен *исторической необходимостью* и *материальной действительностью*.

VIII. *Человек* же в своей (“свободной”) деятельности стремится к наиболее *целесообразному сечению* (так же, как в производстве новых вещей он стремится к наиболее целесообразному выбору инструмента, в этом смысле выработка понятий идет теми же путями, как и выработка вещей). Таким *целесообразным* выбором, если говорить о *физических мерах*, является выбор тех мер, закон поведения которых (по совокупности данных) может считаться наиболее *простым, определенным*.

О ПРИЧИННОСТИ В СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ *

Каузальность обычно нами понимаемая, есть лишь малая частичка всемирной связи, но (материалистическое добавление) частичка не субъективной, а объективно реальной связи.

В. И. Ленин. Соч. Т. 38. С. 150

Введение

Несмотря на скромную оценку, данную В. И. Лениным казуальности, этот принцип имеет все же фундаментальное значение в науке как простейшая форма связи явлений.

Особенно велико значение принципа причинности для физики, причем не только в общепhilosophическом смысле; важнейшее значение имеет и та математическая форма, в которой выражается причинность.

В современной физике математическая форма причинности основывается на двух физических идеях: идее однородного и изотропного пространства-времени Эйнштейна-Минковского и идее переноса взаимодействия физическими полями (электромагнитным полем, полем мезонным, нейтринным и т.п.).

Вместе с тем известно, что применение этих принципов к особым малым расстояниям и малым промежуткам времени приводит к физически нелепым выводам: энергия взаимодействия частиц на малых расстояниях и собственная энергия частиц оказываются бесконечно большими. Этот неудовлетворительный вывод возникает как в квантовой, так и в классической физике и, возможно, указывает на общее для обеих концепций происхождение трудностей¹.

Причинность в классической физике

В классической физике распространение слабого (линейного) сигнала из мировой точки $\mathcal{P}_1(x_1t_1)$ в мировую точку $\mathcal{P}_2(x_2t_2)$

* Опубликовано в журнале "Атомная энергия" (1963, т. 14, вып. 1).

¹ Некоторые философские вопросы причинности теории поля рассмотрены в работе [1].

определяется функцией Грина \mathfrak{G} , которая есть функция разностей координат точек \mathcal{P}_1 и \mathcal{P}_2 : $x = x_1 - x_2$, $t = t_1 - t_2$.

В этом выражается однородность пространства-времени. Требование изотропности пространства-времени приводит к тому, что функция Грина должна зависеть не просто от разностей x и t , но и от четырехмерного интервала $s^2 = x^2 - t^2$. Наконец, оказывается возможным ввести направление времени ε и направление по пространственному лучу η : $\varepsilon = \frac{t}{|t|} = \pm 1$, $\eta = 0$ для $s^2 < 0$ и $\eta = \frac{x}{|x|} = \pm 1$, $\varepsilon = 0$ для $s^2 > 0$. Итак, функцию Грина можно записать в виде

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}(s^2, \varepsilon, \eta) \quad (1)$$

Эта функция является инвариантом преобразования Лоренца. Теперь дополнительно накладываются требования причинности: 1) сигнал не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света c ; 2) сигнал распространяется только из прошлого в будущее. Эти требования приводят к дальнейшей специализации функции \mathfrak{G} :

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{G} &= \mathfrak{G}(s^2, +1, 0) \text{ для } \varepsilon = +1, \eta = 0; \\ \mathfrak{G} &= 0 \text{ иначе} \end{aligned} \right\}. \quad (2)$$

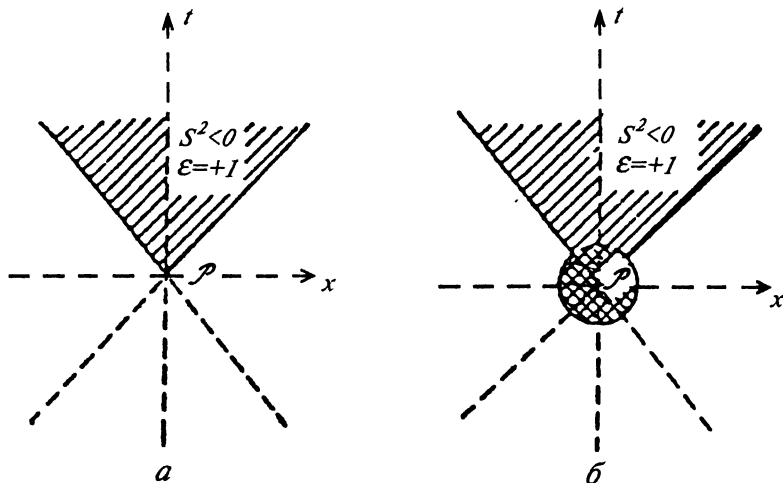
На рисунке показана область пространства-времени, где функция \mathfrak{G} отлична от нуля. Заметим, что фурье-компонента от $\mathfrak{G}(s^2, +1, 0)$, обозначенная нами через $\mathfrak{G}(\omega, k)$, зависит только от инварианта $m^2 = \omega^2 - k^2$ ($\mathfrak{G}(\omega, k) = F(\omega^2 - k^2)$) и отлична от нуля лишь при $m^2 > 0$. Для $m^2 < 0$ мы получили бы функцию $\mathfrak{G}(s^2, 0, \pm 1)$, отличную от нуля в пространственно-подобной области, и, следовательно, приводящую к сигналам, распространяющимся со скоростью, большей скорости света.

Опыт показывает, что при больших x и t (асимптотически) волновое поле всегда допускает корпускулярное толкование, а это означает, что в бесконечности мы имеем набор волн с дискретными значениями величины $m^2 = m_1^2, m_2^2, \dots, m_s^2, \dots \geq 0^2$.

Фурье-компонента $F(\omega^2 - k^2)$ имеет полюса при $\omega^2 = k^2 + m_s^2$, а функция $\mathfrak{G}(s^2, +1, 0)$ — особенности вида $\delta(s^2)$. В силу свойств интервала s^2 эта особенность перенесется и в область малых x , t (лишь бы $s^2 = 0$) и там приведет к нежелательным бесконечностям.

Таким образом, физически оправданные для больших x и t предположения об изотропности пространства и времени сами собой переносятся в область бесконечно малых x и t .

² В квантовой теории поля величина m определяет массу частицы, связанной с рассматриваемым полем.



Область пространства-времени, где функция Грина отлична от нуля. В левом рисунке (а) заштрихована область пространства-времени, допустимая по обычной теории для распространения сигналов, исходящих из точки P . В правом рисунке (б) двойной штриховкой показана область возможной аномальной причинности (например, эллиптический тип уравнения поля)

Причинность в квантовой физике

Квантовая теория, как это ни странно, во всех основных чертах сохраняет классическую концепцию причинности. Именно в квантовой теории распространение сигнала (или взаимодействия) также определяется функцией Грина $D_c(s^2)$ (которая также называется причинной функцией). Эта функция связывает квантовый переход в окрестности точки P_1 с квантовым переходом в окрестности точки P_2 ³.

В отличие от классической функции Грина эта функция не равна нулю и для $s^2 > 0$, однако лишь в масштабах $\sim h/mc$ (комптоновской длины волны частицы). Чтобы можно было зафиксировать факт испускания сигнала (кванта) с положительной энергией из окрестности точки P_1 и факт поглощения его в окрестности точки P_2 , эти «окрестности» должны быть достаточно большими. Именно в соответствии с соотношением неопределенности для кванта-сигнала с энергией E и импульсом p размеры окрестностей точек P_1 и P_2 должны быть по времени $T \gg \frac{h}{E}$, по пространству $L \gg \frac{h}{p}$.

³ Принцип причинности в его обычной форме был использован Н. Н. Боголюбовым для нового представления современной теории поля [2].

Далее эти окрестности не должны перекрываться (расстояние между ними $|x| \gg L$ и промежуток времени $|t| \gg T$). Как было показано Фирцем [3] для точечных частиц, при этих условиях свойства функции $D_c(s^2)$ обеспечивают чисто классическую причинную связь между окрестностями точек \mathcal{P}_1 и \mathcal{P}_2 , т.е. связь, эквивалентную той, которую дает функция Грина $\mathcal{G}(s^2, +1, 0)$. В условиях, когда приведенные выше неравенства не выполнены, соотношения неопределенностей вообще не позволяют судить о характере причинной связи (что произошло позже, а что раньше). Отличие от нуля причинной функции $D_c(x)$ в пространственной области приводит к существованию пространственных форм-факторов элементарных частиц $F(q)$, где q – передаваемый частице импульс.

В соответствии с таким форм-фактором частице можно приписать жесткое пространственное распределение зарядов и токов типа $\varrho(x) = \int F(q)e^{iqx}d^3q$. Такое жесткое распределение допускает распространение сигнала от периферии частицы к ее центру с бесконечно большой скоростью.

Однако в работе [4] было показано, что и в этом случае соотношение неопределенностей не позволяет “уличить” частицу в распространении сигнала со скоростью, большей скорости света. Несмотря на отмеченное отличие причинной функции Грина $D_c(s^2)$ от классической функции Грина $\mathcal{G}(s^2, +1, 0)$, ситуация с особенностями в квантовой теории остается по существу такой же, как и в классической теории; особенности функций распространения, естественные для больших x и t , неумолимо переносятся в области малых масштабов пространства и времени.

Некоторые возможные обобщения причинной связи

Характер особенностей функций распространения указывает на необходимость отказаться от перенесения от макроскопических законов распространения сигналов (взаимодействий) в область особо малых масштабов пространства-времени и попытаться видоизменить их. Сказанное выше о значении соотношения неопределенностей позволяет рассчитывать на возможность примирения обычной формы макропричинности с иными формами микропричинности в малых пространственно-временных областях.

Рассмотрим теперь некоторые возможные обобщения теории.

Нелинейная теория. Функции Грина, обладающие описанными выше особенностями, связаны с распространением слабых полей, подчиняющихся линейным уравнениям.

Как впервые было отмечено Борном [5], сильные поля могут подчиняться другим, нелинейным уравнениям. В этом случае скорость распространения сигнала V зависит от силы и формы сигнала [6–8].

Действительно, характеристики нелинейного уравнения, вообще говоря, отличны от прямых $\frac{dx}{dt} = \pm c$, характерных для линейной теории. Поэтому скорость нелинейного сигнала V оказывается функцией напряженности поля φ и его производных $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$:

$$\frac{dx}{dt} = \pm V \left(\varphi, \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right).$$

Как было показано в работе [5], в некоторых вариантах нелинейной теории величина V может сделаться мнимой, а гиперболическое уравнение для поля превратится в уравнение эллиптического типа. Вдали от источника и приемника сигнала (вдали от частиц) поле будет по-прежнему подчиняться линейному уравнению, а функция Грина будет иметь обычные особенности типа $\delta(s^2)$. Однако в окрестности частиц, где поля велики, характер особенностей будет изменяться. Например, в случае превращения уравнения в эллиптическое особенность функции Грина при $x \rightarrow 0$, $t \rightarrow 0$ будет иметь вид $1/R^2$, где $R^2 = x^2 + t^2$.

Это возможное изменение типа уравнения поля вблизи частиц напоминает ситуацию на крыле самолета, летящего со скоростью, близкой к скорости звука: как известно, там, где местная скорость потока, обтекающего крыло, превышает скорость звука, эллиптический тип уравнения превращается в гиперболический.

На рисунке показана область, где причинность может стать аномальной (б). Нарушение релятивистской инвариантности вблизи $x = 0$, $t = 0$ является только кажущимся и обусловлено точкой пространства-времени (где расположен источник поля), выделенной тем, что именно в ее окрестности нелинейное поле само формирует среду для своего распространения.

Возможность изменения типа уравнений для распространения поля в окрестности частиц, а вместе с этим и возможность изменения формы причинной связи является очень увлекательной. Однако никому еще не удалось найти квантовый аналог этой модели теории поля. Остается также нерассмотренным вопрос об изменениях определения длины отрезка и промежутка времени, которые могут повлечь за собой нелинейность в распространении сигнала. Определения Эйнштейна, безусловно, предполагают линейность сигнала.

Изменение причинности для малых масштабов пространства-времени. Мы видели, что в однородном пространстве-времени нельзя изменить закон причинной связи в малом, не изменяя его в большом. Возможный путь изменения подсказывается идеями нелинейности, освещенными выше. Отступление от обычных закономерностей распространения сигнала наступает не всюду, а лишь около источников и приемников сигнала, т.е. вблизи частиц, иными словами, там, где однородность пространства

нарушена расположенной там частицей. Это указывает на возможность нарушения обычных законов распространения сигналов вблизи частиц [9, 10].

Математически эта возможность осуществляется благодаря появлению новых инвариантов, помимо s^2, ε, η . Действительно, с частицей или с системой взаимодействующих частиц связан вектор полной энергии импульса $P(E, p)$, который коммутирует с относительными координатами и с другими внутренними динамическими переменными⁴. Помимо инварианта $I_1 = s^2$, возникают новые инварианты, такие как $I_2 = P^2 = -m^2$ (где m – масса покоя всей системы), $I_3 = (P, s)$ и др. Это позволяет образовывать новые инвариантные комбинации, например,

$$R^2 = I_1 + \frac{I_3^2}{I_2}, \quad (4)$$

$$T^2 = \frac{I_3^2}{I_2}, \quad (4')$$

которые в системе центра масс переходят в r^2 и t^2 соответственно и в дальнейшем трансформируются согласно (4) и (4') [12].

В силу этого функция Грина, связанная с системой частиц, может быть записана в виде

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{G}(I_1, I_2, I_3). \quad (5)$$

Наличие инвариантов I_2 и I_3 позволяет изменить поведение \mathfrak{G} вблизи $r, t = 0$.

Рисунок может быть использован для иллюстрации поведения функции \mathfrak{G} , которая при $R^2 < a^2$ имеет эллиптическую структуру, а при $R^2 > a^2$ переходит в обычную функцию Грина с сингулярностями на конусе $s^2 = 0$.

Подобным же образом может быть изменена и причинная функция $D_c(s^2)$, если ее связывать не с вакуумом, а с частицами, помещенными в вакуум и имеющими относительную координату $x = x_1 - x_2$ и суммарный импульс $p = p_1 + p_2$:

$$D_c = D_c(I_1, I_2, I_3). \quad (6)$$

Полная схема подобного типа еще не разработана, и остается неясным, какой модели теории поля она соответствует. В частности, не исследовано, будет ли соблюдаться унитарность матрицы рассеяния.

⁴ Это обстоятельство позволило Ю. М. Широкову правильно решить проблему релятивистского волчка [11].

Изменение метрики физического вакуума. Другие возможности для изменения формы причинности могут быть связаны с идеей об изменении геометрии нашего пространства-времени для малых пространственно-временных областей.

Одна из этих возможностей заключается в флуктуациях метрического тензора $g_{\mu\nu}$, которые в принципе могут быть вызваны флуктуациями нулевой энергии вакуума. Такого рода флуктуации приведут к флуктуациям пространственно-временного интервала:

$$s^2 = \int_{P_1}^{P_2} g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu. \quad (7)$$

Следовательно, все функции, такие, как $\mathfrak{G}(s^2)$, $D_c(s^2)$, окажутся “размытыми” [13, 14]. Однако эти флуктуации, если исключить бесконечности, оказываются существенными в областях пространства-времени порядка $L_0 = (\frac{\hbar}{c\kappa})^{1/2} = 0,82 \cdot 10^{-32}$ см, где κ — гравитационная постоянная. Эти масштабы кажутся слишком малыми, чтобы играть существенную роль в мире частиц. Введение другого масштаба для флуктуации вакуума l_0 означало бы введение новой физической гипотезы, следствия и внутренняя непротиворечивость которой еще далеко не исследованы.

“Квантование” пространства-времени. Старая идея “квантования” пространства-времени [15] воскресала несколько раз [16–18]. Современные тенденции в развитии этой идеи покоятся на предположении о неевклидовом характере метрики в пространстве импульсов [19]. Именно интервал в пространстве импульсов p_1, p_2, p_3, p_4 полагается равным

$$d\sigma^2 = a_{\mu\nu} dp_\mu dp_\nu. \quad (8)$$

Радиус кривизны этого метрического пространства играет роль предельного, обрезающего импульса P_0 . Канонически сопряженные с этими импульсами координаты обычного пространства-времени x_1, x_2, x_3, x_4 оказываются при этом операторами, некоммутирующими между собой:

$$[x_\mu, x_\nu] = i\hbar_{\mu\nu}. \quad (9)$$

Теория строится таким образом, что для масштабов $l \gg \frac{\hbar}{P_0}$ она переходит в обычную теорию. Ясно, что в этой теории концепция обычной причинности оказывается непригодной (по крайней мере в областях пространства-времени $\sim \frac{\hbar}{P_0}$). Действительно, нельзя говорить о распространении сигнала из точки $P_1(x'_1 x'_2 x'_3 x'_4)$ в точку $P_2(x''_1 x''_2 x''_3 x''_4)$, если сами координаты этих точек остаются неопределенными. В этой теории процесс распространения сигнала приобретает физический смысл лишь для достаточно больших

$|x_\mu|$, когда можно пренебречь правой частью в выражении (9). Для меньших масштабов взаимосвязь явлений математически может быть описана только посредством пространства импульсов. Теория квантованного пространства-времени не получила еще вполне последовательного развития.

Заключение

Принятая в современной теории форма причинности вытекает из основных пространственно-временных представлений.

Она заимствована из макроскопической физики и в силу характера особенностей функций Грина автоматически переносится в бесконечно малые масштабы. Это приводит к появлению расходимостей (бесконечностей) для ряда важнейших физических величин, связанных с элементарными частицами.

Мы рассмотрели в этой работе некоторые предварительные схемы, которые, сохраняя макроскопическую причинность, существенно видоизменяют причинность для малых масштабов пространства-времени.

Мы не знаем, какая из этих схем ближе всего подводит нас к истине – мы еще играем с ней в жмурки.

Литература

1. Д.И. Блохинцев. Сб. "Философские вопросы современной физики". М., Изд-во АН СССР, 1952, с. 358.
2. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантовых полей, § 17. М., Гостехтеориздат, 1957.
3. М. Фирц. Сб. "Новейшие развития квантовой электродинамики". М., Изд-во иностр. лит., 1954, с. 233.
4. Д.И. Блохинцев. Препринт ОИЯИ. Дубна, 1962.
5. М. Борн. См. в кн. В. Гейтлера, Квантовая теория излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
6. Д.И. Блохинцев. "Докл. АН СССР", XXXII, 669 (1952).
7. D. Blohincsev. Nuovo Cim. Suppl., № 4, ser. X, 3, 629 (1956).
8. Д.И. Блохинцев, В. Орлов. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 25, 513 (1953).
9. Д.И. Блохинцев. "Уч. зап. МГУ". Физика, кн. 3, вып. 776 с. 201 (1945).
10. Д.И. Блохинцев. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 16, 480 (1946).
11. Ю.М. Широков. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 22, 539 (1952).
12. D. Blohincsev, V. Barasenkoy, V. Grisin. Nuovo Cim., ser. IX, X, 249 (1958).
13. S. Deser. Rev. Mod. Phys., 29, 417 (1957).
14. D. Blohincsev. Nuovo Cim., 18, 193 (1960).
15. Y. Ambarcumyan, D. Ivanenko. Z. Phys., 64, 563 (1930).
16. H. Shyder. Phys. Rev., 71, 38 (1946).
17. Ю.А. Гольфанд. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 37, 504 (1959); 43, 256 (19 2).
18. В.Г. Кадышевский. Там же, 41, 1885 (1961). См. также Препринты ОИЯИ, P-1 17, P-1018. Дубна, 1962.
19. M. Born. Proc. Roy. Soc., A165, 291 (1938).

О КВАНТОВЫХ АНСАМБЛЯХ *

1. Классический и квантовый ансамбли

Признаться, я не думал возвращаться к этой теме. Суть дела казалась мне достаточно разъясненной, и хотелось бы сосредоточиться на более острых проблемах современной физической теории, на проблемах, которые возникают перед теоретиками в связи с замечательными фактами, открытыми в последние годы в мире элементарных частиц и высоких энергий.

Однако ко мне поступило немало сигналов, указывающих, что есть все же вполне настоятельная необходимость обратиться к этому старому вопросу.

В частности, в связи с моим курсом квантовой механики задают вопросы о волновой функции: характеризует ли она состояние одной микрочастицы или ансамбля частиц?

Как понимать то или другое толкование? Является ли волновая функция субъективной характеристикой микроявлений или она имеет объективное значение?

Возникновение подобных вопросов указывает, видимо, и на то, что я недостаточно ясно изложил свою точку зрения в книге. Надеюсь, что эта статья восполнит отмеченный пробел, если он все же существует.

Начну с замечания, что термин “квантовый ансамбль” заимствован мною и К. В. Никольским из классической статистической физики, именно из теории Гиббса, которая, подобно квантовой механике, в определенном аспекте связывает микроявления с макроявлениями.

Напомню физическую сущность ансамбля Гиббса. Предполагается, что имеется некоторая большая *макросистема* (M) с температурой, равной Θ (обычно говорят о термостате). С этой системой – термостатом – взаимодействует некоторая отдельная *микросистема* (μ), например молекула. Совокупность большого числа таких термостатов M и связанных с ними микросистем μ и образует ансамбль Гиббса (рис. 1). В теории этого ансамбля показывается, что вероятность того, что микросистема (μ) имеет импульс p и координату x , будет

$$W_{\Theta}(p, x) \sim e^{\frac{p^2 - \epsilon}{\Theta}}, \quad (1)$$

* Данная статья представляет собой переработанное выступление на теоретической конференции, посвященной методологическим проблемам современной физики, состоявшейся 6–7 июня 1963 г. в Объединенном институте ядерных исследований в г. Дубне. Опубликовано в журнале “Вопросы философии” (1963. № 9).

где $\varphi = \varphi(\Theta)$ есть термодинамический потенциал, а $\varepsilon = \varepsilon(p, x)$ — энергия микрочастицы. В классической механике переменные p и x полностью характеризуют состояние системы, поэтому вероятность $W_\Theta(p, x)$ позволяет вычислить и вероятность любых других механических величин, присущих микросистеме μ , например вероятность того или иного значения ее вращательного момента $\vec{m} = (\vec{p} \times \vec{x})$.

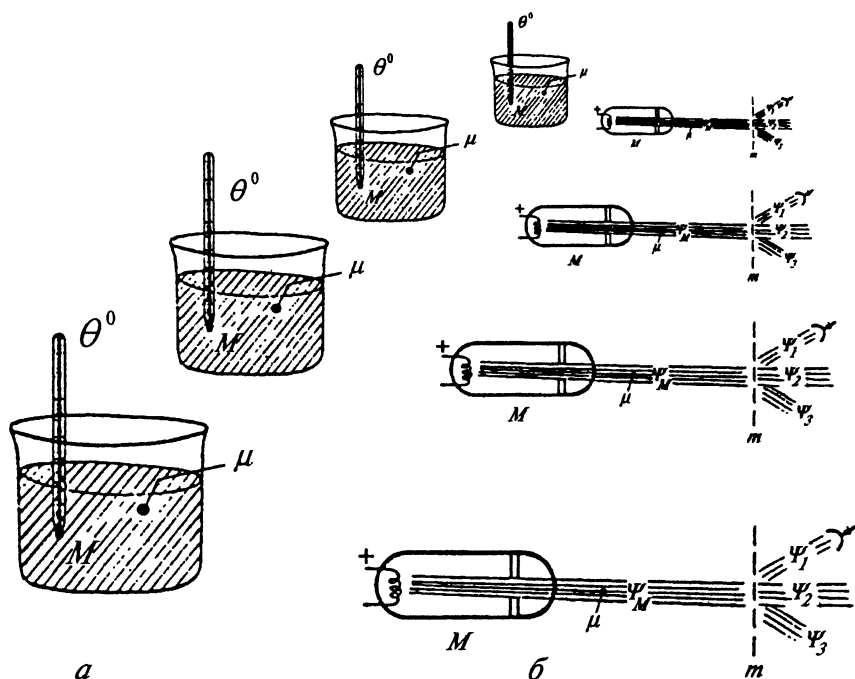


Рис. 1. Молекула μ опущена в термостат M . Множество таких случаев образует классический ансамбль Гиббса. Электрон μ возникает в источнике (нить накала, диафрагмы и т.д.). Множество $M + \mu$ образует квантовый ансамбль (б). На рисунке также показан анализирующий прибор t — дифракционная решетка и ловушка электронов

Можно спросить: является ли вероятность $W_\Theta(p, x)$ характеристикой единичной микросистемы μ или она относится к ансамблю Гиббса $M + \mu$, состоящему из большого числа термостатов M и связанных с ними микросистем μ .

Схоластический характер подобного вопроса довольно очевиден. Величина $\varepsilon(p, x)$ есть характеристика индивидуальной микросистемы, а величина Θ (температура) есть характеристика термостата. Разумный ответ на поставленный выше вопрос

заключается в указании того, что вероятность $W_{\Theta}(p, x)$ относится к событиям в ансамбле Гиббса, т.е. к большой совокупности *независимых* систем $M + \mu$.

При оценке значения величины $W_{\Theta}(p, x)$ не может быть опущен ни термостат M , определяющий *макроскопическую* обстановку для *микросистемы* μ , ни ансамбль из систем $M + \mu$, необходимый для воспроизводства большого числа однотипных явлений. В каждой конкретной системе $M + \mu$ в данный момент времени осуществляется некоторое случайное состояние микросистемы μ . Значение вероятности $W_{\Theta}(p, x)$ в отношении этого отдельного случая неизбежно носит несколько субъективный характер меры ожидания той или иной возможности. Только в ансамбле Гиббса, т.е. в большой совокупности систем $M + \mu$, это ожидание превращается в закономерное распределение возможных состояний микросистемы μ , имеющее совершенно объективное значение.

В этом заключается физический смысл и целесообразность понятия ансамбля Гиббса.

Обратимся теперь к квантовой механике. В этом случае мы также имеем дело с микросистемой μ , находящейся в определенной макроскопической обстановке M .

Будучи во взаимодействии с другой макроскопической системой m (с измерительным аппаратом), микросистема μ может вызвать, с той или иной степенью вероятности, макроскопическое явление и тем самым “обнаружить” какой-либо свой признак, например координату x .

Вероятность такого явления $W_M(x)$ вполне определяется макроскопической обстановкой M и природой микросистемы μ ; эта вероятность дает частоту событий “ x ” в большой совокупности независимых систем $M + \mu$, которую мы и называем по аналогии с классическим ансамблем Гиббса “квантовым ансамблем” (рис. 2).

Макроскопическая обстановка M играет здесь роль термостата.

Аналогия эта нарушается тем, что можно “подставить” другие приборы-анализаторы m , которые будут резонировать на другой признак, скажем, не на x , а на признак p .

Вероятность теперь будет $W_M(p)$. Фундаментальная особенность квантовой механики как раз и заключается в том, что существует функция (волновая функция) Ψ_M , которая полностью определяет все возможные вероятности $W_M(x)$, $W_M(p)$, ... и т.п.

Напомним, что в квантовой механике нельзя рассматривать вероятность $W_M(p, x)$, так как измерения p и x несовместимы, или, как обычно говорят, следуя Н. Бору, они взаимно-дополнительны. Однако эти измерения могут быть произведены в одном и том же ансамбле $M + \mu$.

Поэтому мы и говорим, что *квантовый ансамбль* в отличие от классического характеризуется не вероятностью $W_M(p, x)$ (общей

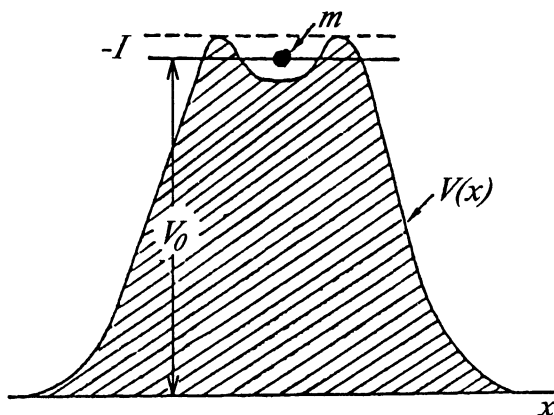


Рис. 2. Вид потенциала $V(x)$ для шарика m , находящегося в почти неустойчивом положении (мелкий кратер на вершине горы)

для всех состояний), а *волновой* функцией $\Psi_M(x)$. Аргументы этой функции $\Psi_M(x)$, $\Psi_M(p)$, ... могут быть различны (различные представления Ψ_M и относятся к различным возможным типам взаимодействия микросистемы μ с приборами-анализаторами m).

Волновая функция Ψ_M заменяет в мире квантовых явлений классическую величину $W_M(p, x)$ и позволяет по известному правилу

$$W_M(a) = [\Psi_M(a)]^2$$

вычислить вероятности для любой величины a и предсказать частоту наступления события " a " в ансамбле $M + \mu$.

Заметим, что обычно в учебниках квантовой механики рассматривается лишь один тип задач: вычисления волновой функции и предсказание результатов измерения по этой вычисленной функции.

В моем курсе отмечалось, что не менее важна и другая, "обратная" задача: по результатам измерений определить волновую функцию. В частности, значительная часть исследовательской работы на ускорителях (так называемый "фазовый анализ") скорее относится к обратной задаче, нежели к прямой.

Но обратная задача вообще лишена всякого смысла по отношению к одной частице, так как волновая функция в принципе не может быть восстановлена из единичного измерения.

Применение понятия квантового ансамбля в этом случае совершенно неизбежно.

2. Роль измерительного прибора

Рассмотрим теперь подробнее роль измерительного прибора. Как раз в этом вопросе было немало неясностей.

В моем курсе квантовой механики подчеркнуто, что измерительные приборы являются спектральными анализаторами ансамбля. Напомним суть дела.

Пусть имеется ансамбль, описываемый волновой функцией Ψ_M . Допустим, что измеряется некоторая величина L , имеющая определенные значения $L_1, L_2, \dots, L_n, \dots$ в состояниях $\Psi_1(x), \Psi_2(x), \dots, \Psi_n(x), \dots$ соответственно. Тогда мы можем представить функцию $\Psi_M(x)$ в виде спектрального разложения

$$\Psi_M(X) = \sum_n C_n \Psi_n(x). \quad (2)$$

Состояния, входящие в эту суперпозицию, вообще говоря, интерферируют между собой: это известная важнейшая особенность квантовой механики.

Измерительный прибор есть такое устройство, которое фактически осуществляет это спектральное разложение, т.е. устройство, способное разделить пучки, представляющие различные частные состояния $\Psi_n(x)$.

Например, дифракционная решетка разделяет состояния с различным импульсом и посылает их в виде пространственно разделенных пучков в различные части фотопластины. Подобным же образом сильно неоднородное магнитное поле позволяет разделить на пространственно не перекрывающиеся пучки атомов первоначальное состояние, представлявшее суперпозицию состояний атома с различными ориентациями спина. Измерительный прибор должен установить, в каком из пучков обнаружится частица. Иными словами, прибор должен обязательным образом включать в себя детектирующее устройство.

Если детектор обнаруживает частицу в m -м пучке, то мы скажем, что волновая функция Ψ_M , представляющая собою суперпозицию ("волновой пакет") из функции Ψ_n , стягивается к одной из них, именно к Ψ_m .

Этот процесс стягивания пакета после измерения часто давал повод к субъективистскому толкованию волновой функции. В таком понимании волновая функция есть запись сведений наблюдателя, и изменение этих сведений, естественно, означает изменение ("стягивание") волновой функции. Э. Шредингер как-то обратил внимание на то, что пока не произошло это "стягивание", можно представить себе и такой парадоксальный случай, когда волновая функция будет представлять собой суперпозицию состояний одной и той же кошки в живом и дохлом состоянии.

Подобного рода парадоксы отпадают, если иметь в виду, что детектирование частицы сопровождается всегда макроскопическим процессом: *микроявление вызывает макроявление*.

Естественно, что детектирующий прибор должен представлять собой *макроскопическую* систему, находящуюся в *лабильном* состоянии, так как малая причина должна вызвать большие следствия.

В действительности это так и происходит. Ионизация атома в активном зерне фотопластинки вызывает химическое превращение всего зерна. Ионизация атома в камере Вильсона приводит к образованию макроскопического пузырька жидкости. Первоначальная ионизация в счетчике Гейгера вызывает макроскопический электрический разряд.

Поэтому стягивание волнового пакета отражает реальный физический и притом макроскопический процесс – процесс регистрации микроявления. Совершенно ясно, что ни наблюдатель, ни измерительный аппарат здесь не являются обязательными. Описанные процессы представляют собой объективные явления природы.

Поясним это примером радиоактивного распада атома. Состояние такого атома можно представить в виде суперпозиции:

$$\Psi = C_1(t)\Psi_1 + C_2(t)\Psi_2, \quad (3)$$

где Ψ_1 означает состояние нераспавшегося атома, а Ψ_2 – состояние распавшегося атома (дочерний атом + вылетевшая частица, например, α -частица).

Амплитуда $C_1(t)$ убывает со временем, а амплитуда $C_2(t)$ нарастает. Этим и описывается процесс радиоактивного распада. Вылетевшая при радиоактивном распаде α -частица может произвести макроскопическое явление, например, химические реакции в окружающей радиоактивный атом породе.

При этом происходит стягивание суперпозиции (Ψ): коэффициент C_1 обращается в ноль, а коэффициент C_2 – в единицу.

Чтобы подчеркнуть объективный характер подобных процессов, лучше вообще не говорить об измерении. Более правильно говорить о локализации микросистемы в том или ином состоянии в результате ее взаимодействия с детектирующей макросистемой¹.

Измерение разумнее рассматривать как специальный случай локализации, когда стягивание пакета используется в интересах наблюдателя. С этой же точки зрения целесообразно включать детектирующую систему в понятие макрообстановки. Тогда макроскопические условия, определяющие квантовый ансамбль, и

¹ Здесь не обязательно подразумевать локализацию в пространстве x . Это может быть локализация в любом из возможных пространств динамических переменных.

макроскопический эффект воздействия микросистемы на детектирующую часть обстановки m будут пониматься как одно целое, а ансамбль будет состоять из повторений совокупности $M + \mu + m^2$.

3. Расчет действия прибора

Рассмотрим теперь подробно на простом примере ситуацию, описанную выше в общих чертах.

Возьмем в качестве микросистемы частицу с массой μ и координатой ξ . Пусть обстановка M такова, что состояние этой частицы представляет собой суперпозицию состояний с противоположными импульсами $\pm k^3$.

Это значит, что ее волновая функция в момент $t = 0$ будет равна

$$\varphi(\xi) = A^+ e^{-ik\xi} + A^- e^{+ik\xi}. \quad (4)$$

В качестве детектирующей системы возьмем тяжелый шарик с массой m , координата его центра пусть будет x . Мы предположим, что этот шарик покоится в неглубоком, но высоко расположенном кратере.

Потенциальная энергия шарика будет иметь вид $V(x)$, изображенный на рис. 3. Небольшая глубина кратера обеспечивает неустойчивость шарика относительно малых воздействий.

Большая энергия, освобождающаяся при падении шарика с вершины потенциальной горы, может вызвать любые макроскопические явления⁴.

Исходное при $t = 0$ состояние шарика на вершине конуса пусть будет $\Psi_0(x)$, его энергия — I .

Для простоты предположим, что взаимодействие шарика с микросистемой μ имеет вид $V(x - \xi) = g\delta(x - \xi)$.

Тогда для $t > 0$ волновая функция всей системы может быть написана в виде

$$\Psi(x, \xi, t) = \Psi_0(x, \xi, t) + \Psi^+(x, \xi, t) + \Psi^-(x, \xi, t). \quad (5)$$

Здесь $\Psi_0(x, \xi, t)$ есть начальная функция в момент t :

$$\Psi_0(x, \xi, t) = \Psi_0(x) e^{i\omega_0 t} \{A^+ e^{i(\omega t - k\xi)} + A^- e^{i(\omega t + kx)}\}. \quad (6)$$

² Вообще говоря, невозможно отделить m от M . Однако в некоторых случаях это вполне реально, например, если m и M отделены пространственно. В обычной терминологии говорят об условиях "приготовления" частицы M и об "измерительном приборе" m .

³ Обстановка M может включать взаимоудаленные источник частиц и отражающее зеркало.

⁴ В частности, "убить шредингеровскую кошку".

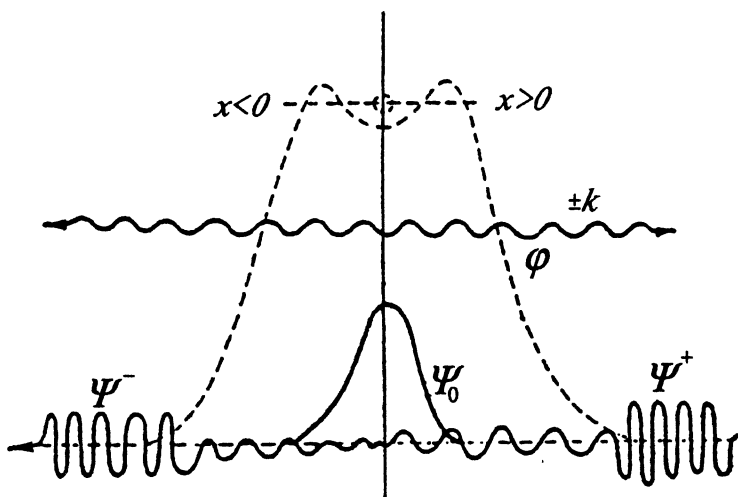


Рис. 3. Волновые функции Ψ_0 , Ψ^\pm , φ ; пунктиром показан потенциал $V(x)$

Функции Ψ^+ и Ψ^- возникают за счет состояний микрочастицы $+k$ и $-k$ соответственно.

Простое вычисление показывает, что

$$\Psi^\pm = \frac{gA^\pm}{h} \int \Psi_p(x) e^{i\omega_p t} \left[\frac{1 - e^{i\Omega t}}{\Omega} \right] N_p^+ F(p + k^1 \pm k) dp, \quad (7)$$

где $\Psi_p(x)$ есть состояние шарика в непрерывном спектре, с импульсом p . Так как отражение от потенциальной горы для тяжелого шарика мало, то внутри горы $\Psi_p(x)$ равно

$$\Psi_p(x) = N_p e^{ipx}, \quad (8)$$

где N_p - нормирующий множитель. Далее,

$$F(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int \Psi_0(x) e^{i\alpha x} dx, \quad (9)$$

$$\Omega = \frac{1}{h} (E_p + \varepsilon_{ki} - E_0 - \varepsilon_k) = (\omega_p + \omega^1 - E_0 - \omega), \quad (10)$$

$$E_p = \frac{p^2}{2m}, \quad \varepsilon_{ki} = \frac{k^2}{2\mu}, \quad \varepsilon_k = \frac{k^2}{2\mu}, \quad \omega_0 = -I. \quad (11)$$

Вводя вместо p переменную $z = \Omega t$, заметим, что

$$p = \pm p \mp \frac{z}{vt} + 0(1/t^2),$$

причем p и v справа означают импульс и скорость частицы m при $\Omega = 0$.

Вычисление дает для Ψ^\pm :

$$\Psi^\pm = \frac{gA^\pm}{h} \int N_p N_p^* F(p + k^1 \mp k) I^\pm \left(\frac{x}{vt} \right), \quad (12)$$

где

$$I^\pm \left(\frac{x}{vt} \right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{z} \left[e^{\mp i \frac{x}{vt} z} - e^{i(1 \mp \frac{x}{vt})z} \right]. \quad (13)$$

Этот интеграл равен 0 или $\pm 2\pi$ в зависимости от знаков

$$\mp \frac{x}{vt} \quad \text{и} \quad \left(1 \mp \frac{x}{vt} \right).$$

Если $F(\alpha)$ функция с острым максимумом около $\alpha = 0$, то Ψ^+ отлична от нуля при $p \cong k - k^1 = -2k^1 > 0$ и, стало быть, $v > 0$.

Тогда при $t > 0$ и $x > 0$ $I^+ \neq 0$; при $x < vt$ $I^+ = 0$ для $x > vt$ и $x < 0$. Стало быть волна Ψ^+ движется только вправо от потенциальной горы. Таким же образом можно показать, что волна Ψ^- движется только влево от потенциальной горы (см. рис. 3).

Двигаясь направо или налево по вершине горы, шарик в конце концов упадет с выделением большой энергии $\sim V_0$. Это и будет макроскопическое детектирование факта рассеяния частицы $k \rightarrow k^1$ или $-k \rightarrow k^1$.

В силу указанных свойств функций Ψ^+ и Ψ^- эти состояния не интерферируют между собой, что и обязательно для прибора, анализирующего состояния частицы μ по признаку направления ее движения ($+k$ или $-k$).

Далее, под воздействием микросистемы шарик m в силу своей слабой устойчивости, скатываясь с горы, производит макроскопическое явление. Таким образом, в приведенном примере обнаруживаются обе характерные черты "прибора": разрушение интерференции первоначально интерферировавших состояний и детектирование частицы путем возникновения макроскопического нестабильного явления.

Ясно, что описанные здесь процессы могут происходить сами по себе в природе, совершенно независимо от каких-либо сведений наблюдателя.

Заключение

В концепции *квантовых ансамблей* статистический характер квантовой механики интерпретируется как следствие взаимодействия микросистемы с *макроскопической* обстановкой.

Явления “стягивания” волнового пакета происходят сами по себе в природе, и поэтому волновая функция имеет объективное значение.

Изложенная здесь кратко трактовка квантовой механики полностью исключает субъективизм из квантовой теории, характерный для идеологов концепции дополнительности и их последователей среди наших физиков-материалистов.

Чтобы добиться полной ясности, я замечу, что не считаю обычное изложение квантовой механики, основанное на идее дополнительности измерений, нелогичным. В некоторых отношениях оно даже более экономно (в смысле “экономии мышления”). Однако эта экономия достигается за счет глубины понимания сути вещей и, в частности, в ущерб материалистическому мировоззрению.

Ошибочно выдвигая на первый план проблему измерения и проблему прибора, неизбежно гипертрофируют роль и значение наблюдателя, затемняя тем самым объективный характер квантовых закономерностей.

Будучи материалистом, я глубоко убежден в том, что квантово-механические закономерности имеют место в природе независимо от наблюдателя и осуществляются сами собой, как объективные закономерности, связывающие статистическим образом *микроскопические* и *макроскопические* явления.

О ФИЗИЧЕСКИХ ОСНОВАХ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ*

(В связи с рецензиями на мою книгу "Принципиальные вопросы квантовой механики". М; "Наука", 1966.)

Я начну свою статью с разбора замечаний и возражений, содержащихся в рецензии В.А. Фока (см. "Вопросы философии", 1969, № 1). Надеюсь, что разбор этой рецензии разъяснит читателю "Вопросов философии" многие важные пункты моей работы (Д.И. Блохинцев. Принципиальные вопросы квантовой механики. М.: Наука. 1966).

В.А. Фок не первый раз выступает против концепции квантовых ансамблей. Избранный им на этот раз способ критики (кстати, несколько необычный для ученых) заставляет меня прибегнуть к цитатам. Желая убедить читателя в том, что мне, Блохинцеву, якобы тяжело согласиться с выводами квантовой механики, В.А. Фок пишет: "Он считает возможным обойтись без волновой функции" (Вопросы философии, 1969, № 1, с. 163). Речь идет о §7 моей книги, который посвящен критике попыток обойтись без волновой функции!

Далее, В.А. Фок, ссылаясь на с. 28 моей книги, делает весьма необоснованные выводы: "Как пишет автор, ансамбль Гиббса по мере приближения температуры к абсолютному нулю сам собою переходит в квантовый ансамбль". Так вводится квантовый ансамбль. Далее мы читаем: "Квантовая механика изучает движение микрочастиц в квантовом ансамбле". Так определяется предмет квантовой механики (там же).

На самом же деле квантовый ансамбль мною так не определяется. Да и не может так определяться по той причине, что квантовый ансамбль Гиббса, возникающий при "охлаждении" классического, является лишь частным случаем ансамбля квантового.

Классический ансамбль Гиббса обсуждается в книге лишь с той целью, чтобы пояснить сходство и отличие этого ансамбля от ансамбля квантового.

В этой связи на той же странице моей книги говорится: "До сих пор наши рассуждения были наводящими", – и далее на с. 28–29 дается точное определение квантового ансамбля, не связанное с классическим ансамблем Гиббса. Однако это определение автор рецензии не обсуждает! Ввиду того что понятие квантового ансамбля, казалось бы почти очевидное после работ фон Неймана (И. фон Нейман. Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964), Л.И. Мандельштама (Л.И. Мандельштам. Собр. соч., т. III, 1950) и моих ("Принципиальные вопросы квантовой

* Опубликовано в журнале "Вопросы философии" (1969, № 3).

механики". М.: Наука, 1966; "Основы квантовой механики". М., 1963), все еще воспринимается с трудом, я вынужден рассмотреть некоторые общие вопросы статистических теорий, выходящие за узкие рамки физики и квантовой механики.

Обращаясь к статистическим теориям, следует прежде всего иметь в виду, что единичное, случайное явление не может быть предметом науки (теории или эксперимента). Научный метод применим к случайным явлениям лишь тогда, когда имеется воспроизводимая совокупность независимых случайных явлений.

Эта совокупность случайных явлений обнаруживается в ансамбле независимых объектов — материальных носителей этих явлений. Подобная совокупность объектов должна характеризоваться некоторыми параметрами, которые уже не являются самыми случайными величинами, а напротив, однозначно определяют характер изучаемой совокупности. Только при этом условии возникает возможность применения статистических методов. Во всех подобных совокупностях предметом изучения являются *распределения* признаков или величин (частоты "выпадения орла, решки..."). Такие совокупности фон Нейман называет *статистическими совокупностями* (Statistische Gesamtheiten) (см. И. фон Нейман. Математические основы квантовой механики), а Мандельштам, следуя Р. Мизесу, — *статистическими коллективами* (см. Л.И. Мандельштам. собр. соч., т. III). Важно, что эти совокупности есть совокупности объектов, поставленных в определенные условия, а не совокупности результатов измерений! Статистический коллектив существует независимо от того, производятся измерения или нет. А вот измерения, разумеется, невозможны, если нет реального статистического ансамбля.

В дальнейшем мы увидим, что в квантовой области нельзя получить распределение результатов измерений, не имея в своем распоряжении большого числа объектов (частиц), которые обеспечивают возможность повторения этих измерений. Причина заключается в том, что после измерения микрочастица выбывает из исходной статистической совокупности. В концепции В.А. Фока эта важнейшая сторона дела остается в тени. Признавая статистический коллектив измерений, В.А. Фок допускает непоследовательность, исключая из рассмотрения коллектив объектов, на которых эти измерения должны производиться. Далее я более подробно изложу суть этой непоследовательности.

Я начну обсуждение с классического ансамбля Гиббса¹. Этот ансамбль состоит из набора большого числа $N \rightarrow \infty$ независимых микросистем μ , слабо взаимодействующих с термостатом M , находящимся при температуре Θ . *Параметром* статистического

¹ Следует иметь в виду, что ансамбль Гиббса — это частный случай возможных классических статистических коллективов и берется мною лишь в качестве простого примера.

коллектива является именно эта *температура* Θ , объединяющая все экземпляры μ в одну статистическую совокупность, которую и называют *ансамблем Гиббса*. Предметом научного изучения (наблюдения) является *не одна* случайно выбранная (или попавшаяся под руку) микрочастица μ , а именно *этот ансамбль микросистем*, поставленных в одинаковые условия: *одни и те же* (или даже один и тот же) термостаты M , один и тот же способ связи с ними микросистем μ , одна и та же температура Θ .

В частности, изучаются распределения динамических переменных p, q (p – импульсы, q – координаты), характеризующие отдельную микросистему μ . Эти распределения предсказываются вероятностью $W_{\Theta}(p, q)$, зависящей от величин p, q – индивидуальных характеристик микросистемы – и от величины Θ – температуры, характеризующей принадлежность микросистемы к ансамблю. Величина $W_{\Theta}(p, q)$ предсказывает вероятные результаты *всех возможных* измерений, производимых над микрочастицами ансамбля.

В этом смысле мы и говорим, что *ансамбль Гиббса характеризуется вероятностью* $W_{\Theta}(p, q)$. Можно говорить, что состояние ансамбля характеризуется этой величиной; но более точно было бы сказать, что состояние частиц ансамбля характеризуется этой величиной и т.п. Это уже дело более или менее удачного выбора слов и терминов. Существо дела от этого не меняется.

Квантовые статистические совокупности фундаментально отличаются от классических тем, что среди них не существует таких совокупностей, в которых импульсы p и координаты q микрочастиц имели бы совместно определенные значения, например $p = p'$ и $q = q'$. Эта ситуация исключается специфическими свойствами квантовых систем, выражающимися в соотношении Гейзенберга

$$\overline{\Delta p^2 \Delta q^2} \geq \frac{\hbar^2}{4}. \quad (1)$$

В этом соотношении $\overline{\Delta p^2}$ есть среднее квадратичное отклонение импульса частиц квантового ансамбля от ее среднего значения. Величина $\overline{\Delta q^2}$ имеет тот же смысл для координаты частиц. Черта над величинами $\overline{\Delta p^2}$ и $\overline{\Delta q^2}$ указывает на усреднение этих величин по большому числу измерений. Отсутствие ансамбля с совместно определенными значениями p и q (т.е. ансамбля с $\overline{\Delta p^2} = 0$ и $\overline{\Delta q^2} = 0$!) дает основание для утверждения невозможности совместного измерения этих величин на каждом экземпляре частиц исследуемой совокупности.

Отсюда ясно, что нельзя вложить в соотношение неопределенностей (1) физический смысл, применяя его к одному измерению, произведенному над одной частицей. Более того, предсказания,

вытекающие из квантовой механики, не могут быть получены путем повторения измерений на одном и том же экземпляре микрочастицы: после произведенного измерения микрочастица выбывает (в общем случае) из числа экземпляров, принадлежащих исходному ансамблю.

Таким образом, нельзя использовать одну и ту же частицу для воспроизведения большого числа измерений и для проверки предсказаний квантовой механики. Например, для того чтобы измерить величины Δp^2 и Δq^2 , связанные соотношением Гейзенберга (1), мы должны иметь большое число экземпляров микрочастиц $N_1 \rightarrow \infty$, принадлежащих определенной статистической совокупности, и перемерить импульсы у всех этих частиц. На основании данных измерений можно найти Δp^2 . Следует далее взять другую группу микрочастиц $N_2 \rightarrow \infty$ из той же статистической совокупности и перемерить у всех этих частиц координаты. Тогда мы найдем Δq^2 . Иными словами, мы должны сделать две выборки частиц из одной и той же квантовой статистической совокупности: одну использовать для измерения импульса, другую – для измерения координат (см. И. фон Нейман. Математические основы квантовой механики, с. 222–223). Никакого соотношения неопределенностей типа (1) для измерения, произведенного над одной частицей, не существует. Это соотношение относится к некоторой квантовой совокупности микрочастиц (или микросистем). Чем же определяется эта квантовая совокупность? Она определяется заданием макроскопической обстановки M , в которой находятся микрочастицы или микросистемы μ (имеется в виду, что взаимодействие между этими частицами или системами исключено). Макроскопическая обстановка M диктует этим частицам условия их жизни как членов одной и той же статистической совокупности². Повторение большого числа $N \rightarrow \infty$ независимых друг от друга экземпляров микрочастиц (или микросистем μ , находящихся в одной и той же макрообстановке M) и образует ту квантовую статистическую совокупность объектов (микрочастиц, микросистем), которую я называю *квантовым ансамблем*.

Особенностью этих ансамблей является обязательное выполнение соотношения неопределенности (1), в том смысле, что оно должно соблюдаться *при любой выборке экземпляров из квантового ансамбля*. Любые измерения производятся над микрочастицами (или микросистемами), принадлежащими такому ансамблю. Можно обсуждать, насколько удачно название “*квантовый ансамбль*”,

² Мы употребляем теперь слово “квантовая”, имея в виду, что в ней выполняется соотношение (1). В случае классического ансамбля Гиббса роль макрообстановки M выполняют одинаковые термостаты (при некоторых дополнительных условиях – один термостат), имеющие одну и ту же температуру Θ .

но опровергать точность описанной здесь постановки проблем в квантовых измерениях – значит отвергать самую основу и квантовой теории и квантового эксперимента.

Из условия (1) следует, что квантовый ансамбль может характеризоваться в зависимости от типа его взаимодействия с измерительным аппаратом, или распределением $W_M(q)$, или распределением $W_M(p)$, но никогда не будет характеризоваться распределением $W_M(p, q)^3$. Я употребил здесь выражение “измерительный аппарат”, отдавая дань общепринятой терминологии. На самом же деле, с более общей точки зрения, вместо того, чтобы говорить об “измерительном аппарате”, следовало бы говорить о любой *макроскопически неустойчивой системе*, в которой микрочастица способна *вызвать изменения* ее макроскопического состояния⁴. Квантовый ансамбль является тем случаем статистического коллектива, когда он обладает признаками, совместное измерение которых невозможно. Здесь это p и q или любая другая пара дополнительных (по терминологии Н. Бора) величин.

Поэтому в случае квантового ансамбля *не существует вероятности* $W_M(p, q)$, подобной вероятности $W_N(p, q)$, характерной для классического ансамбля Гиббса.

Однако существует другая величина – *волновая функция* Ψ_M , которая определяет вероятности $W_M(p)$, $W_M(q)$, ..., $W_M(a)$, $W_M(b)$, ... и тем самым позволяет предсказать в вероятностном смысле результаты *всех возможных измерений над микрочастицами квантового ансамбля*⁵.

Тем самым волновая функция в случае квантового ансамбля берет на себя роль величины $W_p(p, q)$, характерной для ансамбля классического.

Таким образом, *квантовый ансамбль* есть реальная статистическая совокупность *реальных объектов*, а волновая функция Ψ_M

³ Здесь значок “м” подчеркивает задание макроскопической обстановки M .

⁴ Это изменение состояния макроскопической системы, если рассматривать его с точки зрения уровня микросистемы, носит характер взрыва, катастрофы. Такая неустойчивая макроскопическая система может, конечно, использоваться и как прибор, но не обязательно быть им. Эта наиважнейшая сторона дела подробно рассмотрена в моей книге “Принципиальные вопросы квантовой механики”, § 11, 12, 13.

⁵ Строго говоря, эту роль играет не волновая функция Ψ_M , а “матрица плотности” ϱ_M , величина, более близкая к классической вероятности W_M , чем волновая функция (см. Д.И. Блохинцев. Принципиальные вопросы квантовой механики). Эта матрица плотности была введена фон Нейманом под названием “статистического оператора”. Ради ясности в этой статье мы будем говорить лишь о волновой функции, подразумевая, что более общий квантовый ансамбль описывался с помощью матрицы ϱ_M , а не с помощью волновой функции Ψ_M .

есть количественная характеристика этого ансамбля по отношению к взаимодействию объектов этого ансамбля с макроскопически неустойчивыми системами (в частности, с измерительными приборами)⁶.

Ясно, что никакого смешения понятий волновой функции, квантового ансамбля и статистического коллектива, как утверждает В. А. Фок, в моем понимании квантовой механики нет и быть не может.

Нет здесь и никакого “порочного круга”, так как квантовый ансамбль определяется мной отдельно, без помощи волновой функции, путем указания на роль макрообстановки M и на соотношение Гейзенберга (1). В моем понимании квантовый ансамбль есть физическая реальность, осуществляемая в природе или лаборатории.

В частности, космические лучи являются квантовым ансамблем в той степени, в какой может быть гарантирована некоторая однородность и независимость ядерных событий в потоке этих лучей и достаточная стабильность макроскопической обстановки, определяющей поведение этих лучей⁷.

Примером квантового ансамбля может служить также недавно открытое в космосе реликтовое излучение. В обоих случаях ни о каком “приготавливаемом опыте”, конечно, не может быть и речи. Напротив, одной из задач экспериментатора является выяснение природы ансамбля и его состояния⁸. Другим примером “лабораторного” ансамбля может служить пучок независимых между собой протонов или электронов, вылетающих из камеры ускорителя⁹. В этом случае ситуация более подходит для определения

⁶ Кстати заметим, что фон Нейман совершенно ясно говорит о совокупности многих объектов S_1, S_2, \dots, S_n (см. его “Математические основы квантовой механики”, с. 223) как обязательной предпосылке квантовых измерений. Идеи фон Неймана в значительной мере инициировали мою концепцию квантовой механики. Здесь уместно также подчеркнуть, что такой выдающийся ученый, как Р. Фейнман, постоянно называет волновую функцию “амплитудой вероятности” и говорит о “новом законе сложения вероятности”, подчеркивая тем самым, что статистические коллективы не обязательно должны описываться вероятностью в ее классическом понимании (см. Р. Фейнман, А. Хибс. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968).

⁷ Эти условия относятся к происхождению лучей, они не изучены еще в полной мере.

⁸ Грубо говоря, экспериментатор старается определить, какой волновой функцией Ψ_M (точнее, какой матрицей плотности ϱ_M) описывается этот ансамбль.

⁹ Независимость частиц пучка, конечно, гарантируется только при слабой интенсивности пучка (малая плотность частиц!). При большой плотности ситуация усложняется, и я не буду входить в эти ненужные в данном случае тонкости.

ее термином “приготавливающий опыт”, тем не менее в реальной обстановке экспериментатор и в этом примере обязательно поставит перед собой задачу определить возможно точнее характер квантового ансамбля – пучка частиц, покидающего ускоритель: его состав, распределения по импульсам, углам и т.п.

Необходимо теперь подробнее рассмотреть терминологию: “приготавливающий”, “поверочный” опыт; это тем более необходимо, что В.А. Фок утверждает, будто я смешиваю эти два типа опытов.

Термины “приготавливающий” и “поверочный” опыты имели значение в тот ранний период развития квантовой механики, когда было важно подчеркнуть справедливость квантовой механики, опираясь на острые опыты. В настоящее время такая постановка задачи квантовой механики является уже слишком узкой.

Вот что пишет В.А. Фок по поводу этих двух типов опытов: “Приготавливающий опыт позволяет определить волновую функцию и с ее помощью делать прогнозы, а поверочный опыт позволяет проверять эти прогнозы, но не позволяет делать новые” (“Вопросы философии”, 1969, № 1, с. 164).

Ясно, что здесь речь идет о проверке справедливости квантовой механики, в то время как на теперешней стадии развития науки квантовая механика используется как инструмент для познания нового, неизвестного. Я уже отмечал выше, что космические лучи – это квантовый ансамбль (притом весьма сложный). Однако в отношении этого природного ансамбля неуместно говорить о “приготавливающем” или “поверочном” опытах. Но уж если пользоваться этой терминологией, то было бы точнее говорить об опыте “изучающем”.

Вернемся к разъяснению В.А. Фока по поводу рассматриваемых опытов: “приготавливающий опыт позволяет определить волновую функцию...” – пишет В.А. Фок. Слово “определить” требует расшифровки.

Если речь идет об “определении” волновой функции посредством измерений, полученных опытным путем, то для этой цели обязательно потребуются квантовый ансамбль.

Действительно, волновая функция не может быть измерена на одном экземпляре микрочастицы. Видимо, имеется в виду волновая функция, выводимая с помощью теории. Последуем этой второй возможности толкования слова “определить”. Но и эта возможность не спасает концепцию потенциальных возможностей. В самом деле, допустим, что экспериментатору удалось создать определенные условия M для микрочастицы μ , которые с достаточной степенью точности позволяют, согласно законам кванто-

вой механики, приписать (а не определить!) волновую функцию, скажем, по Фоку, частице μ .

Пусть “поверочный” опыт привел к такому результату, что частица обнаружила свой импульс, который оказался равным $p = p'$. Это и есть реализация “потенциальной возможности”. Но какое отношение имеет этот результат к “прогнозу”, о котором пишет Фок? Ведь результат этого измерения мог бы быть любым (в общем случае $-\infty < p' < +\infty$). Никакой проверки прогноза в этом случае нет, и это отлично понимает каждый экспериментатор¹⁰.

Чтобы проверить соответствие результатов “поверочного” опыта с “прогнозом” теории, необходимо много раз повторить “приготавливающий” опыт. Для этого надо повторить много раз макроусловия M и помещенную в эти условия микрочастицу μ , что дает возможность на этих частицах произвести повторение “поверочного” опыта. Но совокупность $M + \mu$, много раз повторяемая, и есть не что иное, как *квантовый ансамбль*: нельзя поставить “поверочный” опыт и избежать встречи с квантовым ансамблем¹¹. Не прибегая к квантовому ансамблю, нельзя также измерить волновую функцию¹². Измерение, произведенное над одним экземпляром микрочастицы, не дает никаких сведений о том, какую волновую функцию имела частица до опыта (точно сказать, к какому квантовому ансамблю она принадлежала).

Произведя же измерение в квантовом ансамбле, т.е. имея в распоряжении много экземпляров микрочастиц, находящихся в одной и той же макроскопической обстановке, мы можем определить волновую функцию (однако не при всех обстоятельствах) Поэтому волновая функция приобретает смысл величины, имеющей объективное значение, только применительно к ансамблю микрочастиц. Приписывание волновой функции одной, отдельной микрочастице или микросистеме есть лишь весьма неудачный способ выражения того обстоятельства, что квантовый ансамбль, описываемый этой функцией, состоит из независимых друг от друга отдельных микросистем.

В силу этих обстоятельств концепция, заложенная в понятиях “приготавливающий” и “поверочный” опыт, сводящих дело к единичному опыту с единичной частицей, является не только ограниченной, но и непоследовательной.

¹⁰ Кроме специального случая, когда прогноз был: $p = p'$ и только p' . Но это не меняет дела, так как в таком случае для координаты частицы q создается ситуация, только что рассмотренная на примере импульса p .

¹¹ Если бы этого можно было избежать, то самым рациональным ускорителем был бы тот, который имел бы наименьшую интенсивность пучка.

¹² Разумеется, речь идет об определении волновой функции с точностью до постоянной фазы.

В этой концепции все внимание сосредоточивается на результатах измерения и упускается из виду реальная совокупность объектов, которые являются предметом измерений.

Философы, увлекающиеся концепцией “приготавливающих” и “поверочных” опытов, концепцией “потенциальных возможностей”, видимо, не считают нужным подумать над тем, как применить эту концепцию в тех случаях, когда вообще нет ни экспериментатора, организующего “приготавливающий” опыт, ни наблюдателя, который ставит “поверочный” опыт и ожидает в этом опыте проявления тех или иных “потенциальных возможностей”. Не следует путать квантовую механику с денежно-вещевой лотереей!

Может быть, эти философы действительно готовы согласиться с тем, что квантовая механика есть “записная книжка наблюдателя”, и допустить, что без наблюдателя и экспериментатора вообще невозможно применение квантовой механики? Может быть, они думают, что физические явления стали подчиняться законам квантовой механики с 1927 или даже с 1952 г.?

Если же они не оставили надежды на то, что квантовая механика может применяться к явлениям, протекающим независимо от того, экспериментирует с ними кто-либо или нет, наблюдает ли их кто-либо или нет, ожидает от них кто-либо чего-то или нет, то им придется признать, что должна существовать такая формулировка квантовой механики, которая не требует наблюдателя или экспериментатора.

Замечу, что этим я нисколько не хочу унижить уважаемого наблюдателя.

Привлечение наблюдателя часто очень полезно для ситуации в квантовой механике. Мои работы, посвященные основам механики, преследуют одну цель – *создать основу для понимания квантовой механики как механики, описывающей объективно протекающие квантовые явления, не связывая ее с наблюдением как неизбежным звеном в толковании этой теории*. Вся дискуссия об основах квантовой механики сосредоточивается именно вокруг проблемы объективности квантовомеханического описания.

Ясно, что эта проблема в значительной мере относится к области философии, и поэтому моя монография адресована не только физикам-теоретикам, но и философам.

Теперь я обращаюсь ко второй рецензии, принадлежащей А.А. Тяпкину (“Вопросы философии”, 1969, № 1). В этой рецензии в целом положительно оценивается моя работа и, насколько я могу судить, рецензент склонен идти дальше меня в толковании квантового ансамбля как объективной реальности. Существенным пунктом рецензии является обсуждение различия “предсказуемости” и, если можно так выразиться, “объективного индетерминизма”.

Автор этой рецензии указывает на то, что элементы индетерминизма, которые я отмечаю в классической механике, скорее следует толковать как *ограниченную предсказуемость*.

Строго говоря, в классической механике, конечно, нет никакого индетерминизма. Если начальные данные и граничные условия были бы известны абсолютно точно, то абсолютно точно предсказывалась бы и траектория. Поэтому неопределенность в движении может быть целиком отнесена к некоторой неопределенности начальных данных, возникающей за счет неточностей измерительного прибора. В этом случае действительно разумно говорить не столько об индетерминизме, сколько о *неполной предсказуемости движения*¹³.

Однако обсуждение этого вопроса в моей монографии имело другую цель. Я хотел подчеркнуть неустойчивость движения в классической механике относительно малых возмущений начальных данных. Эта неустойчивость ставит саму предсказуемость на грань индетерминизма: малые, неучитываемые влияния могут привести к сильному отклонению движения тела от ожидаемого (на этой неустойчивости основана игра в кости или в рулетку). Учет же этих малых влияний может быть равносильным учету столь сложной совокупности второстепенных, “малых” факторов, что эти факторы лучше всего было бы рассматривать как объективно случайные¹⁴. В этой связи в первых главах моей книги показывается иллюзорность классического детерминизма. Вопрос, который заслуживал бы дополнительного обсуждения, заключается в следующем: является ли квантовомеханический “индетерминизм” единственным источником случайности явлений или в мире детерминированных явлений также могут возникать случайные явления? Я склонен думать, что эти случайные явления могут возникать и в мире детерминированных явлений в тех случаях, когда рассматриваемое явление нестабильно при малых изменениях начальных условий.

Необходимое для возможности предсказания уточнение начальных условий может быть неосуществимо в принципе (т.е. при любом усовершенствовании измерительных приборов). В этом случае точнее было бы говорить об объективном индетерминизме,

¹³ В классической механике граничные условия обычно не упоминаются. Однако они неявно входят в определение внешних сил, которые задаются наперед, для всего будущего времени, в течение которого предполагается рассматривать движение. Случайные силы, действующие в процессе движения, также обычно исключаются из рассмотрения.

¹⁴ Слово “индетерминизм” здесь употребляется в том смысле, что течение индивидуальных квантовых событий не описывается в терминах: причина – следствие. Такое детерминированное описание относится лишь к квантовому ансамблю.

нежели о непредсказуемости. Можно привести модель такой ситуации, оставаясь в рамках формально детерминированной теории.

Пусть для определения начальных данных требуется измерить бесконечно большое число параметров¹⁵. Пусть для определения каждого параметра s требуется бесконечно малое время $d\tau(s)$, где s – номер параметра, тогда полное время, необходимое для измерения всех параметров, будет равно

$$\tau = \int_0^{\infty} d\tau(s). \quad (2)$$

Это время может оказаться или бесконечно малым, или конечным, или бесконечно большим.

В последнем случае непредсказуемость начальных данных является принципиальной¹⁶.

Второй пункт этой рецензии, на котором я хотел бы остановиться, относится к вопросу о роли детектора. В моей монографии показано, что детектор является макроскопически неустойчивой системой, которая меняет свое состояние необратимым образом под воздействием микрочастицы. В монографии показано также, что это взаимодействие микрочастицы с неустойчивой макроскопической системой может быть изучено обычными методами квантовой механики (с помощью матрицы плотности ϱ_m). Тем самым снято “табу”, много лет довлевшее над этой проблемой.

Детектор является неотъемлемой частью измерительного прибора, он усиливает микроявление до уровня явления макроскопического. Поэтому для ясности можно сказать, что измерение есть *взрыв*, инициированный микрочастицей.

После такого “взрыва” (после “сбрасывания” детектора) микрочастица уже полностью теряет свою связь с исходным ансамблем.

В моем понимании детектор является не только неотъемлемой частью лабораторного прибора, он существует в природе и сам по себе. Точнее сказать, в природе может осуществляться “*детекторная ситуация*”, т.е. ситуация, когда микрочастица порождает макроскопическое явление, взаимодействуя с макроскопически неустойчивой системой.

¹⁵ Так будет в случае любой распределенной, неточечной системы.

¹⁶ Можно было бы возразить на это следующим образом: возьмите одновременно бесконечно большое число приборов, каждый для своего параметра s . Но тогда возникнет новый вопрос – вопрос о принципиальной совместимости этих приборов: например, объем, который они заняли бы, мог бы оказаться бесконечно большим.

Отмечая существенный прогресс в освещении этого вопроса в моей монографии, А.А. Тяпкин считает, что детектор не является обязательным звеном в процессе преобразования исходного ансамбля (который мы ради простоты будем считать “чистым”) в ансамбль смешанный, возникающий под действием анализатора. Детектор необходим лишь для наблюдателя как усилитель микроявлений до масштаба явлений макроскопических. По мнению рецензента, “объективизация” квантовой механики выиграла бы, если бы я не включал в полную макроскопическую обстановку детектора, как необязательного звена в природных условиях и обязательного лишь для наблюдателя, определяющего состояние микрочастицы. Однако имеется существенная тонкость, которая все же говорит в пользу моей трактовки.

Дело в том, что частицы ансамбля, возникающего после прохождения ими анализатора, вообще говоря, еще способны к интерференции; можно сказать, что они еще “помнят” свою принадлежность к исходному квантовому ансамблю.

Только после срабатывания детектора частица полностью теряет свою связь с исходным ансамблем и вместе с тем способность к интерференции. Поясню это подробнее¹⁷. Пусть исходный ансамбль является *чистым*, т.е. описывается одной волновой функцией частных состояний $\Psi_m(x, y)$. Представим эту функцию в виде суперпозиции частных состояний $\psi_n(x, y)$. Здесь индекс n обозначает признак, на основании которого осуществляется анализ – разложение исходного ансамбля (например, n может быть значением импульса частицы). Из суперпозиции следует

$$\Psi_m(x, y) = \sum_n C_n(y) \psi_n(x, y). \quad (3)$$

Здесь коэффициенты $C_n(y)$ – амплитуды частных состояний $\psi_n(x, y)$; они имеют и определенную величину и определенную фазу. Поэтому складываемые состояния *когерентны*. Зависимость коэффициентов $C_n(y)$ от y слабая и указывает на конечную ширину пучка, который распространяется вдоль оси X . Интенсивность пучка равна:

$$\begin{aligned} |\Psi_m(x, y)|^2 &= \sum_n |C_n(y)|^2 |\psi_n(x, y)|^2 + \\ &+ \sum_{n \neq m} C_n(y) C_m^*(y) \psi_n(x, y) \psi_m^*(x, y). \end{aligned} \quad (4)$$

¹⁷ Приведенный А.А. Тяпкиным пример разрушения интерференции квантов при подключении счетчика комптоновских электронов является слишком сложным для обсуждения на страницах философского журнала, и я заменил его более простым – случаем разложения пучка в спектр с помощью дифракционной решетки.

Последний член есть результат интерференции когерентных состояний.

Поставим теперь на пути пучка частиц, описываемых волновой функцией $\Psi_m(x, y)$, дифракционную решетку. Такая решетка преобразует пучок (3) в “радугу” – т.е. частные пучки $\psi_n(x, y)$ пойдут после прохождения через решетку в различных направлениях, причем каждый пучок будет иметь свое направление. Предполагалось, что первоначальный пучок имел ограниченную ширину, поэтому вдали от решетки пучки разделяются и интенсивность всего пучка будет теперь иметь вид суммы интенсивностей отдельных пучков:

$$|\Psi'_m(x, y)|^2 = \sum_n |C_n(y)|^2 |\psi'_n(x, y)|^2.$$

Интерференционные члены, существующие в (4), теперь исчезают.

Следовательно, после прохождения анализатора возник новый ансамбль, который в силу отсутствия интерференции можно было бы назвать *смешанным*. Однако если микрочастицы после прохождения ими дифракционной решетки (анализатора) с помощью надлежащей оптической системы свести вновь в одно место, то окажется, что они все же сохранили способность к интерференции. Частицы, таким образом, еще “помнят”, что они принадлежали *одному квантовому ансамблю*, описываемому волновой функцией $\Psi_m(x, y)$, в котором отдельные пучки $\psi_n(x, y)$ были когерентны. Только после срабатывания макроскопического детектора, устанавливающего факт обнаружения микрочастицы в том или ином пучке, микрочастица полностью “забывает” о своей принадлежности к исходному ансамблю, полностью теряет связь с первоначальной макроскопической обстановкой, определявшей ее исходное состояние. В этом и состоит секрет “редукции” волнового пакета.

Я не стану останавливаться на других пунктах рецензии А.А. Тяпкина. Мне хотелось бы надеяться, что ответ рецензентам будет способствовать более глубокому пониманию моей книги и квантовой теории.

Не могу не привести здесь замечательное высказывание Бернарда Шоу “Всегда познавайте предмет в противоречиях. Вы обнаружите при этом, что существует постоянный заговор, имеющий целью преподавать тот же предмет догматически и односторонне”. Б. Шоу так поясняет успех догматического метода: “В университет приходит большое количество молодых людей, которые совершенно неспособны усвоить что-либо, и все же здесь им

должны дать университетские степени, соответственно приходится обучать их, как следует отвечать на вопросы". К этому я мог бы добавить, что это пояснение Б. Шоу имеет значение не только в отношении студентов, но и в отношении их учителей.

Р. Фейнман и А. Хибс в книге "Квантовая механика и интегралы по траекториям" подчеркивают значение изучения механизма работы детектора, именно эта проблема и составляет важнейшую часть содержания моей монографии. Они пишут: "Почему же мы можем предсказать лишь вероятность того, что данный эксперимент приведет к данному определенному результату? Откуда возникает неопределенность? Почти нет сомнения, что она возникает из необходимости усиливать эффекты одиночных атомных событий до уровня, доступного наблюдению с помощью больших систем"... и далее: "Что, по-видимому, действительно нужно, — это статистическая механика макроскопических приборов, усиливающих изучаемый эффект"¹⁸ (с. 34–35). В частности, на мой взгляд, разделение полной макроскопической обстановки M на часть, определяющую ансамбль M , и на анализатор A + детектор D , является относительным. Происхождение беспокоящей Р. Фейнмана и А. Хибса квантовой неопределенности скорее всего связано с тем, что квантовая механика рассматривает микрочастицу всегда в условиях, заданных макроскопически, и, следовательно, в условиях, определенных *полной макроскопической обстановкой*.

¹⁸ В моей терминологии — детекторов.

ОБ ОБЪЕКТИВНОМ И СУБЪЕКТИВНОМ В ТОЛКОВАНИИ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ*

Иногда приходилось наблюдать на экзаменах, что некоторые студенты успешно решают примеры на интегрирование, но, оказывается, имеют очень смутное представление о существовании интеграла. А что в этом удивительного? Сперва мы не понимаем, а потом привыкаем, отвечает студент.

Мне кажется, что многие из наших физиков в их отношении к квантовой механике относятся к категории этих студентов: пользоваться алгоритмом могут, а вопросы понимания считают чем-то второстепенным. Специальный, ремесленный жаргон зачастую подменяет понимание существа теории. В своем выступлении я останавливаюсь на некоторых вопросах из квантовой механики, которые мне кажутся важными для правильного понимания теории.

Субъективное и объективное в Ψ -функции

Часто говорят, что волновая функция есть записная книжка наблюдателя – книжка, в которую он записывает результаты своих измерений, произведенных над микросистемами. Правильно ли это представление? Вспомним, как обычно излагается этот вопрос в учебниках. Пусть из каких-либо предыдущих измерений известно, что волновая функция, представляющая состояние микросистем в ансамбле, будет $\Psi_m(x)$.

Наблюдатель запишет в свою книжку лаконичный знак:

$$\Psi_m(x). \quad (1)$$

Этот знак есть тот справочник, который в принципе позволяет наблюдателю предсказать вероятности результатов всевозможных измерений над микросистемой μ .

Предположим, что наблюдатель намерен измерить величину L , имеющую (чтобы не усложнять дела) только два собственных значения: L_1 и L_2 , соответствующие им собственные функции пусть будут $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ (это, например, могут быть состояния спина частицы). Тогда исходную функцию можно представить в виде суперпозиции частных состояний ψ_1 и ψ_2 :

$$\Psi_m(x) = C_1\psi_1(x) + C_2\psi_2(x), \quad (2)$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты, определяющие относительное участие состояний с определенными значениями величины $L = L_1$ и $L = L_2$. Допустим, что измерение сделано и установлено, что

* Краткое содержание выступления на совещании физиков и философов в Дубне (1978 г.).

$L = L_1$. После этого наблюдатель припишет частицу, прошедшую контрольный пункт – измерительный аппарат, к новому ансамблю, характеризуемому новой волновой функцией $\psi_1(x)$. Наблюдатель возьмет свою записную книжку и зачеркнет в ней функцию $\Psi_m(x)$ как устаревшую, непригодную для дальнейших предсказаний результатов и новых измерений над “пострадавшей” при измерении частицей. Вместо $\Psi_m(x)$ наблюдатель запишет теперь в свою книжку:

$$\psi_1(x). \quad (3)$$

Переход от $\Psi_m(x)$ к $\psi_1(x)$

$$\Psi_m(x) = C_1\psi_1(x) + C_2\psi_2(x) \rightarrow \psi_1(x) \quad (4)$$

и есть процесс “стягивания” волнового пакета. С изложенной точки зрения “стягивание” является прямым следствием изменения информации наблюдателя. Сама волновая функция не что иное, как лаконичная запись его информации о состоянии ансамбля микросистемы. В этом весьма распространенном понимании волновой функции и процесса “стягивания” нет неправды, и оно удобно как рецепт, против которого трудно возражать. Употребляя слова “наблюдатель”, “измерение”, “информация” и т.п., мы отдаем лишь дань профессиональному жаргону физиков, который совсем не является лучшим языком для обсуждения принципиальных вопросов физики и методологии физики. Вся теория измерения приобретает при этом сомнительный привкус субъективизма, который становится совсем неприемлемым, если мы хотим ответить на вопрос: будет ли применима квантовая механика к описанию физических явлений, протекающих без участия наблюдателя?

Наблюдатель не является совсем обязательным существом в этом мире, и возможно, что этот мир мог бы обходиться и без него. Квантовые закономерности вряд ли пострадали бы даже на йоту, если бы беспокорный наблюдатель совсем исчез со сцены.

В одной из своих статей, посвященных квантовой механике, Э. Шредингер приводит пример суперпозиции состояний, который многим читателям мог бы подействовать на нервы. Именно, Шредингер рассматривает микросистему, которая имеет два состояния: ψ_1 и ψ_2 . Первое из них заставляет срабатывать счетчик Гейгера, второе оставляет его в покое. Срабатывание счетчика Гейгера через усилители разбивает ампулу с синильной кислотой в камере, где находится... кошка.

Итак, дело начинается с того, что наблюдатель, заглядывая в свою записную книжку с целью предсказать результат будущего измерения, среди возможных результатов наблюдения находит “факт” возможной интерференции состояния живой и мертвой кошки! В самом деле, из (4) следует

$$|\Psi_m|^2 = |C_1 \cdot \psi_1|^2 + |C_2 \cdot \psi_2|^2 + 2 \operatorname{Re} C_1^* C_2 \psi_1 \psi_2 \quad (5)$$

и последний член указывает на такую странную возможность.

После наблюдения фактического события (ψ_1 или ψ_2) судебная медицина свидетельствует о смерти несчастной кошки или о ее здоровье, а волновая функция “стягивается” в судебном протоколе к ψ_1 или к ψ_2 !

Нетрудно видеть, что этот страшный пример можно сделать еще более волнующим, если на место кошки поставить самого наблюдателя вместе с медицинскими чиновниками. Тогда в случае ψ_1 уже некому будет “стягивать” волновую функцию.

Обратимся, однако, к более реалистическим примерам. Представим себе, что речь идет о распаде радиоактивного атома. Пусть состояние ψ_1 есть состояние нераспавшегося атома, а состояние ψ_2 – распавшегося. Теория показывает, что $|C_1|^2 \cong e^{-\lambda t}$, где t – время, а $1/\lambda = T$ – период полураспада; $|C_2|^2 = 1 - |C_1|^2$, так что коэффициент C_2 возрастает со временем, а коэффициент C_1 уменьшается. Вообразим себе, что речь идет о далеком прошлом, когда ни один наблюдатель не мог бы передать нам информацию о фактической судьбе радиоактивного атома. Пусть это происходит во времена ихтиозавров! Если период t , отделяющий нас от того времени, значительно превосходит период полураспада атома T , то мы можем с большой степенью вероятности утверждать, что атом распался. Однако для окружения атома совсем не безразлично, когда именно он распадается на самом деле.

Уместно вспомнить рассказ писателя-фантаста Р. Бредбери, который описывает, как путешественники в доисторическое прошлое по неосторожности раздавили бабочку, и это малое событие повлияло на исход президентских выборов в США в 2000 году!

Распад атома мог вызвать ту или иную цепочку событий, содержание которой могло существенно зависеть от того момента времени, когда произошел этот распад. Между тем современный нам наблюдатель все еще не имел случая “стянуть” волновую функцию из функции Ψ_m , содержащую суперпозицию двух возможностей: атом распался (ψ_2) или он еще находится в исходном состоянии (ψ_1).

Если же современный наблюдатель все же даст себе труд измерить состояние атома, то скорее всего найдет, что атом распался и находится в состоянии ψ_2 . Однако наш современник, если $t \gg T$, серьезно опаздывает со своим заключением, так как какой-либо другой наблюдатель пришел бы к тому же выводу, но раньше нашего современника. Таким образом, хотелось бы выразить на языке квантовой механики утверждение: атом распался независимо от наблюдателя. Действительно, это событие ведет к различным следствиям в зависимости от момента распада атома и поэтому не может быть связано с изменениями информации наблюдателя. Наблюдатель не участвует в событиях, о которых идет речь, и поэтому должен быть исключен из игры.

Если вообразить себе последовательность наблюдателей, из которых один наш современник, а другой предшествует ему, то в этой последовательности один будет выделен тем, что он первым отметит факт распада атома. Этот момент должен иметь объек-

тивное значение и находить свое отражение в аппарате квантовой механики без привлечения наблюдателя.

Суть дела заключается в том, что микроявления могут вызывать к жизни макроскопические процессы. Такого рода процессы разрушают интерференцию в суперпозиции состояний типа (2). Существование подобных процессов является обязательной предпосылкой возможности измерения. Обычно в курсах квантовой механики подчеркивают, что измерительный прибор влияет на состояния микрообъекта, и мало уделяют внимания другой стороне дела: влиянию микрообъекта на прибор.

Если перейти от описания явлений с помощью волновой функции к более общему описанию квантовых явлений с помощью так называемой матрицы плотности¹, то можно включить в рассмотрение, методами квантовой механики, сам измерительный прибор и описать его функционирование.

При этом, коль скоро разовьется макроскопическое явление, квантовые эффекты, в том числе интерференция состояний, сами по себе станут несущественными.

Микрочастицы никогда не следует отрывать от макроскопической обстановки, в которой они “живут”. Эта обстановка определяет и исходное состояние ансамбля микрочастиц, и возможности для возникновения макроскопического явления, вызываемого микрочастицей.

Обозначим макроскопическую обстановку, в которой разыгрываются интересующие нас микроявления, символом \mathcal{M} .

Представим эту обстановку в виде суммы:

$$\mathcal{M} = M + (A + D) + N, \quad (6)$$

здесь M означает ту часть макрообстановки, которую обычно называют *приготавливающей* и которая диктует исходное состояние ансамбля микрочастиц μ , сумма $(A + D)$ есть та часть макрообстановки, в которой микрочастица μ вызывает *микроявление* и тем самым заявляет о своем состоянии. Эту часть мы несколько условно разложим на две: A – анализатор, который обуславливает то, что частица в разном состоянии будет вызывать разные микроявления, и D – детектор, часть макрообстановки, которая сама изменяет свое состояние под действием микрочастицы: наконец, мы еще включили в макрообстановку и наблюдателя, на тот случай, если он и в самом деле вздумает вмешиваться в поведение квантового ансамбля (заметим, что экспериментатор обычно ставит одним из первых условий эксперимента минимум своего влияния на изучаемое явление). Очевидно, что мы могли бы вообще убрать из суммы последний член N – уважаемого наблюдателя.

¹ Матрица плотности – величина, образованная из волновых функций, удобная в тех случаях, когда макроскопическая обстановка неопределенна. В этом случае неопределенна и волновая функция (их может быть несколько) (См.: Д.И. Б л о х и н ц е в . Принципиальные вопросы квантовой механики, М.: Наука, 1966, 1987).

Вся сущность “стягивания” волновой функции выражается в том, что микрочастица производит макроявление и это событие имеет совершенно объективное значение, вовсе не связанное с той или иной степенью информированности наблюдателя о совершившемся событии.

В определенных условиях экспериментатор может использовать или специально организовать часть макрообстановки $(A + D)$ так, чтобы она служила измерительным прибором, и это дело его воли и его желания. Более того, он имеет право по своему усмотрению устраивать часть $(A + D)$, т.е. производить желаемые измерения с тем, однако, ограничением, что он обязан избегать какого бы то ни было влияния на часть макрообстановки M , в противном случае он может изменить сам исходный ансамбль. Поскольку разделение на слагаемые в сумме \mathfrak{M} приближенно, то и перемена прибора $(A + D)$ должна производиться с некоторой осторожностью.

Учитывая интерес наблюдателя к различным измерениям, мы можем записать совокупность возможных измерений в виде такой символической записи макрообстановок:

$$\begin{aligned}\mathfrak{M} &= M + (A + D) + N, \\ \mathfrak{M} &= M + (A + D)' + N, \\ \mathfrak{M} &= M + (A + D)'' + N,\end{aligned}\tag{7}$$

где штрихи у скобок означают, что поставлены различные измерительные приборы, а часть макрообстановки M , определяющая исходный ансамбль, оставлена по возможности неизменной. Этим простым столбцом мы хотели еще раз подчеркнуть отличие квантовых ансамблей от других подходов к пониманию квантовой механики: одному и тому же квантовому ансамблю, определяемому макрообстановкой M (математически этот ансамбль может быть задан волновой функцией Ψ_m или матрицей плотности ϱ_m), принадлежит бесчисленное число статистических коллективов результатов измерений, относящихся к различным измерительным приборам $(A + D)$, $(A + D)'$, $(A + D)''$ и т.д., среди которых могут быть и приборы, измеряющие дополнительные динамические переменные, – такие, которые в принципе вообще не могут быть измерены одним и тем же прибором, измерения пространственно-временные и измерения импульсно-энергетические.

Если считать, что наблюдатель вправе по своему усмотрению менять часть макрообстановки $(A + D)$ – измерительный прибор, то ясно, что объективно (в смысле “независимо от наблюдателя”) квантовый, статистический коллектив микросистем задается тем, что остается неизменным при замене одного прибора на другой, т.е. волновой функции Ψ_m плотностью ϱ_m .

В этом и заключается объективное значение волновой функции.

К ЦЕЛЬНОЙ ТЕОРИИ МИКРОМИРА*

Все, что существует на Земле и в ее глубочайших недрах, непрерывно подвергается воздействию ядерных частиц, прилетающих к нам из необозримой бездны космоса. Ученые разных стран проявили большую изобретательность, чтобы научиться регистрировать появление этих частиц и изучать их во взаимодействии с другими частицами. С исследования космических лучей начала свое летоисчисление одна из важнейших отраслей современной науки – физика высоких энергий.

Период подлинного расцвета новой отрасли физики связан с появлением ускорителей, разгоняющих заряженные частицы до скоростей, сравнимых со скоростью света. Тогда наряду с лабораториями, расположенными на вершинах гор, появились и начали быстро развиваться научные центры в больших и малых городах, где создавались удивительнейшие атомные машины, получившие неслыханные до того названия: синхроциклотрон, бетатрон, космотрон, синхροфазотрон, протонный синхротрон...

Создание новых, все более совершенных и мощных ускорителей продолжается в условиях благородного соревнования ученых и инженеров, проектных институтов и заводов многих государств и групп государств, создающих сообща то, что недоступно из-за сложности и дороговизны отдельным, даже высокоразвитым странам.

Один такой очень мощный синхроциклотрон, ставший “чемпионом мира” по энергии ускоренных частиц, начал работать в 1949 г. в никому тогда не известном лесном поселке у слияния Волги с небольшой речкой Дубной. Довольно скоро, однако, на первое место вышли кольцевые ускорители в Брукхевене и Беркли (США).

В 1957 г. пальма первенства опять перешла к Дубне, где к тому времени был создан международный исследовательский центр социалистических стран – Объединенный институт ядерных исследований. Дал первый пучок ускоренных частиц десяти миллиардный синхροфазотрон. Но уже через два-три года появились еще более мощные ускорители в Швейцарии (ЦЕРН), а затем в США. Скоро и они будут оставлены далеко позади феноменальной семидесяти миллиардной машиной в Серпухове под Москвой. А на горизонте уже четко вырисовываются проекты все более и более мощных ускорителей.

Чем объяснить эту борьбу за миллиарды электронвольт? Ведь ускорители не только не создают никакой энергии или “товарной продукции”, но, напротив, являются крупнейшими потребителями электричества. Не напрасны ли те огромные расходы, которые государства несут, развивая физику высоких энергий?

Прежде чем ответить на этот вопрос, я хотел бы коснуться того, что уже сейчас имеет реальное, хотя и побочное, значение.

* Из выступления на конференции в Дубне в 1965 г.

Я имею в виду революционизирующее влияние физики высоких энергий на многие отрасли техники. Постройка новейших ускорителей и экспериментальных установок выдвигает перед инженерами новые задачи и требования, иногда кажушиеся просто невыполнимыми. Например, для того чтобы получить выпрямленный ток для питания обмоток электромагнитов синхрофазотрона, нарастающий и спадающий по точно заданному закону, а в импульсе равный четверти мощности Днепрогэса (!), потребовались сверхмощные преобразовательные “лампы” игнитроны, каких еще не выпускали в то время ни на одном заводе мира. Они были разработаны для синхрофазотрона и, естественно, остались на вооружении электропромышленности. Такие же, а то и еще более трудные задачи возникали и возникают перед специалистами по сверхвысокому вакууму, сверхнизким температурам, автоматике, металлургии, точной механике, оптике... Большой скачок в связи со строительством ускорителей суждено было сделать электронике и радиотехнике. Таким образом, развитие экспериментальной физики высоких энергий способствует мощному развитию техники. Но как уже было сказано, это далеко не главное. Основной результат развития физики высоких энергий – это новые знания о строении вещества, богатые и всеумножающиеся сведения, накапливаемые экспериментаторами и теоретиками об элементарных частицах и элементарных взаимодействиях, о закономерностях, присущих микромиру.

Далекие, но заманчивые перспективы физики высоких энергий связаны со стремлением человечества ко все более полному овладению природой, ее неисчерпаемыми энергетическими ресурсами, возможностью превращения веществ, переделки климата, к освоению других планет, проникновению, быть может, в другие галактики. Сейчас еще трудно представить все пути использования этих новых знаний об основных кирпичиках материи, как не может создатель нового строительного материала предвидеть все здания, какие из него будут созданы.

Кстати, об основных кирпичиках материи, какими считают элементарные частицы. Следует отметить, что название “элементарные”, т.е. простейшие, сохраняется, пожалуй, лишь в силу традиции. Так же, как по традиции сохраняется название атома, говорящее о его неделимости, в то время как во многих странах работают электростанции, получающие энергию от деления атома, точнее – его ядра.

Всего несколько лет тому назад многие физики считали элементарные частицы точечными, т.е. представляли их себе как беспространственные и бесструктурные точки в геометрическом смысле этого слова. Несовершенство такого представления было доказано открытием возбужденных состояний нуклонов (изобар), а также сведениями, полученными в результате изучения рассеяния π -мезонов и электронов при их соударении с нуклонами, этими “самыми элементарными из элементарных частиц”.

Когда-нибудь обязательно построят пантеон науки. Среди его экспонатов займут свое место таблицы элементарных частиц.

Как непохожи друг на друга эти таблицы, составленные с интервалами всего лишь в два-три года! Еще несколько лет тому назад “полный” список элементарных частиц свободно умещался на одной странице. Теперь его, пожалуй, не втиснуть и в четыре страницы убогистого текста.

Особенно много за последние два-три года открыто экспериментаторами короткоживущих частиц, названных резонансами. Отдельная их разновидность – многочастичные резонансы – впервые обнаружена с помощью дубнинского синхрофазотрона. Заняв обширное место в таблицах элементарных частиц, семейство резонансов дало физикам основание говорить о мезонной материи.

Обнаружено целое семейство гиперонов, которые можно рассматривать как состояния нуклонов, возбужденные K -мезонами. Мир легких частиц, лептонов, пополнился вторым нейтрино, а всего вместе со своими антиподами группа этих трудно уловимых частиц состоит, по современным представлениям, из двух нейтрино и двух антинейтрино. Открытие античастиц и создание установок для их “массового производства” на современных ускорителях привело к реальной возможности изучения антиматерии – того таинственного и неизведанного мира, где нас, несомненно, ждет много неожиданностей.

Величайшее значение для науки имеет не только открытие все новых и новых частиц, но и быстро растущая совокупность знаний, фактов, относящихся к законам их рождения, взаимодействия и распада. Как и в каждой области естественных наук, все эти факты нуждаются в строгом теоретическом осмыслении, обобщении, объяснении. В наше время этой цели служит теория относительности и квантовая теория поля.

По самому смыслу своей научной деятельности физики всегда и все подвергают проверке, не принимая ни одной, даже кажущейся совершенно очевидной, концепции в качестве непогрешимой догмы. Тем не менее в области физики высоких энергий до сих пор не установлено ни одного факта, который бы противоречил принципам теории относительности. Точно так же не обнаружено каких-либо экспериментальных фактов, которые противоречили бы общим принципам квантовой теории поля. Более того, именно с ее помощью теоретики за последнее время добились на отдельных направлениях серьезных успехов. Одним из главных успехов в этой связи можно назвать находящуюся сейчас в стадии создания новую систематику, в которую прекрасно укладываются свойства многочисленных открытий частиц. Наконец, новая систематика, подобно таблице Менделеева, позволяет представить свойства еще не открытых частиц. Одно из таких предсказаний недавно блестяще подтвердилось: чисто теоретическим путем была открыта новая частица – ω минус гиперон.

Таким образом, теория относительности и квантовая теория поля остаются пока надежными ключами к пониманию многих явлений в новом мире элементарных частиц. Однако ясно, что

теории, которая давала бы нам основу для совершенно целостного понимания элементарных частиц, еще пока не существует*.

Ситуация, сложившаяся сейчас в физике высоких энергий, очень напоминает ту, которая была в период 1910–1920 гг. в атомной физике до открытия квантовой механики: старая квантовая теория давала разумное и иногда точное описание явлений в атомах, но оно никогда не было целостным – отдельные явления объяснились, в других случаях проблема явно не поддавалась решению. Ключ к миру атома был дан квантовой механикой, в принципе изменившей наши представления о законах движения микрочастиц.

Видимо, и теперь следует ожидать, что полное понимание, целостная картина явлений в мире элементарных частиц могут быть достигнуты лишь на основе новых принципов, глубже развивающих идеи теории относительности и квантовой теории поля. В частности, есть много оснований думать, что наши современные представления о пространстве и времени и причинной связи внутри элементарных частиц окажутся недостаточными и будут заменены новыми, соответствующими ультрамалым масштабам пространства и времени.

* В настоящее время уже вырисовываются контуры целостной картины микромира (см. О к у н ь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988).

РАЗДЕЛ III

МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ КОСМОЛОГИИ И СТРУКТУРЫ ПРОСТРАНСТВА

ГЕОМЕТРИЯ И ФИЗИКА МИКРОМИРА*

Настоящая статья является очерком проблем, возникающих при переносе геометрических понятий из классической физики в мир элементарных частиц.

1. Упорядочение событий в пространстве

Теоретическая физика начинается с упорядочения событий. Это основа всех основ. Для упорядочения событий каждому точечному событию P приписывается четверка чисел $(x) = x_0, x_1, x_2, x_3$ – координат этого события; если одной четверки недостаточно, то событие неточечное. В дальнейшем эту операцию мы называем арифметизацией событий. Арифметизация событий предполагает определенный физический способ ее осуществления. Этот способ содержит существенный элемент соглашения¹.

Современное соглашение базируется: а) на принципе универсального постоянства скорости света и б) на допущении существования "стандартных" часов².

* Опубликовано в журнале "Успехи физических наук" (1973, т. 110, вып. 4).

¹ Заметим, что речь идет именно о соглашениях, подчеркиваемых уже в первых работах А. Пуанкаре [1] и А. Эйнштейна [2]. См. также [3] и особенно блестящую книгу А.А. Фридмана [4]. В последнее время этот вопрос был предметом обсуждения на страницах УФН [5]. Эти вопросы рассмотрены также в монографии [6].

² В принципе в качестве таких часов могут служить "световые" часы, представляющие собой световой импульс, периодически отражающийся между двумя близко расположенными зеркалами. Тогда допущение б) эквивалентно допущению существования неизменного стандарта длины – расстояния между зеркалами. В настоящее время в качестве такого стандарта принята длина волны одной из линий криптона. Подробности о выборе часов см. в диссертации Р. Марцке [7] (см. также [8]).

Основанная на этих соглашениях арифметизация ведет к пространству Минковского с неопределенной метрикой, которую мы выписываем в обычных обозначениях:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2. \quad (1)$$

Движущиеся относительно друг друга наблюдатели $\bar{\Sigma}$ и Σ , производя арифметизацию одним и тем же способом, припишут тем не менее разные координаты (\bar{x}) и (x) одному и тому же событию \mathcal{P} .

Предполагается, что существует взаимно однозначное соответствие между координатами (\bar{x}) и (x) и что метрика (1) универсальна. Тогда преобразование, связывающее координаты (\bar{x}) и (x) в декартовой системе координат, есть преобразование Пуанкаре – Лоренца

$$\bar{x} = \Lambda(u)x + a, \quad (2)$$

где параметры преобразования u и a имеют смысл относительной скорости систем отсчета $\bar{\Sigma}$ и Σ и относительного сдвига начала координат; $\Lambda(u)$ – матрица преобразования.

Подчеркнем, что взаимная однозначность между координатами (\bar{x}) и (x) одного и того же события \mathcal{P} есть предположение. Действительно, параметры преобразования (2) u и a могли бы быть случайными величинами или даже операторами. В этом случае преобразование (2) должно быть дополнено заданием вероятности $dw(u, a) \geq 0$ или соответственно вектора состояния Ψ , к которому применяются операторы \hat{u} и \hat{a} (ср. гл. 3).

Для рассматриваемых в дальнейшем вопросов важно, что метрика (1) индефинитна. Из индефинитности этой метрики следует, что понятие близости двух событий \mathcal{P} и \mathcal{P}' в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$ не есть инвариантное понятие и может быть сформулировано только применительно к данной системе отсчета Σ .

Такова в самых важнейших чертах геометрия, лучше сказать, хроногеометрия (см. [6–8]), соответствующая содержанию специальной теории относительности.

Разумеется, что можно избрать и другую физическую основу для арифметизации событий, подобно тому как можно избирать различные единицы мер. При этом мы пришли бы к другой геометрии и к другому способу описания физических явлений.

Фундаментальное преимущество метода, лежащего в основе теории относительности А.Эйнштейна, заключается в том, что именно при применении этого метода арифметизации событий выявляется инвариантность основных законов физики. Закон, выражаемый соотношением

$$F(A, B, x, \dots) = 0 \quad (3)$$

в системе отсчета Σ , выражается в системе $\bar{\Sigma}$ соотношением

$$F(\bar{A}, \bar{B}, \bar{x}, \dots) = 0, \quad (3')$$

где величина \bar{A}, \bar{B}, \dots суть скаляры, спиноры, векторы или тензоры.

Поэтому не всякий способ арифметизации событий приемлем. Способ арифметизации, во-первых, должен быть физически осуществим (хотя бы в идеальном эксперименте), и, во-вторых, он должен быть максимально универсален; последнее означает, что он должен опираться на круг явлений, который является наиболее объемлющим³.

На этом можно закончить описание метода арифметизации событий, принятого в классической релятивистской физике. В последующем рассматриваются возможные ограничения этого метода. Рассмотрение этих ограничений, как будет видно из дальнейшего, полезно для понимания более сложной ситуации в мире элементарных частиц.

2. Возможные ограничения принятой арифметизации

В классической физике понятию точечного события хорошо соответствует понятие материальной точки – объекта конечной массы $m_0 \neq 0$ и неограниченно малых размеров $a \rightarrow 0$.

В силу предполагаемой непрерывности пространства в каждой его точке может быть построено пространство касательных векторов бесконечно малых смещений и ковариантное пространство импульсов $\mathcal{R}_4(x)$. Метрика этого пространства также неопределенна и имеет вид

$$dp^2 = dp_0^2 - d\mathbf{p}^2, \quad (4)$$

где $dp^2 = dp_1^2 + dp_2^2 + dp_3^2$. Этот вид определяется метрикой, принятой в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$. Таким образом, структуры пространства $\mathcal{R}_4(x)$ и $\mathcal{R}_4(p)$ не независимы.

Движение материальной точки (или их системы) может быть наиболее общим образом сформулировано в терминах геометрии

³ Так, например, соглашение, в основу которого была бы положена скорость звука и вместо скорости света c , внесло бы в рассмотрение всех физических явлений весьма превратные особенности звуковых явлений. Подобным же образом измерение длин с помощью пружинного динамометра внесло бы в рассмотрение всех явлений крайне специальные свойства пружины (см. по этому поводу [4, 6]). По этой же причине выбор системы координат, в принципе произвольный, на самом деле должен наилучшим способом соответствовать характеру изучаемой проблемы, дабы не запутать существо явлений.

Финслера [9]. Геометрия Финслера является обобщением геометрии Римана в том отношении, что элемент длины ds в этой геометрии в общем случае зависит не только от точки пространства, то и от направления луча в соседнюю точку. Именно

$$ds = L(x, dx), \quad (5)$$

где L есть однородная функция смещений dx первой степени. Согласно сказанному эта функция может любым образом зависеть от отношений dx_k/dx_i , в частности, таким образом, что ds будет релятивистским инвариантом.

Если теперь ds рассматривать как дифференциал функции Лагранжа, то принцип наименьшего действия оказывается тождественным условию движения материальной точки по геодезической линии в пространстве Финслера: $\delta \int ds = 0$.

Никаких логических противоречий между эйнштейновским способом арифметизации и механикой материальных точек в рамках специальной теории относительности не существует. Поэтому материальные точки в специальной теории относительности могут рассматриваться как объекты, физически реализующие точечное событие $\mathcal{P}(x)$. Ограничения приходят со стороны гравитации. Будем рассматривать материальную точку как материальную частицу конечных размеров a . Пусть m_0 — ее масса покоя. Тогда, если гравитационный радиус этой частицы a_g ,

$$a_g = \frac{2km_0}{c^2} \quad (6)$$

(здесь $k = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{с}^2$ есть гравитационная постоянная Ньютона), больше ее размера a , то метрические соотношения "внутри" частицы существенно меняются. Метрика становится нестационарной и наступает явление коллапса [10, 11]. При этом ни один сигнал из области $r < a_g$ не может достичь внешнего наблюдателя, и поэтому невозможна никакая информация об упорядочении событий внутри коллапсирующей частицы. Из (6) видно, что целесообразно иметь в качестве объектов, маркирующих точки пространства-времени, материальные частицы с наименьшей массой ($m_0 \rightarrow 0$). Однако при $a \rightarrow a_g$ возникает критическая плотность

$$\varrho_g = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{c^2}{2k} \right)^3 \frac{1}{m_0^2}. \quad (7)$$

Эта плотность при $m_0 \rightarrow 0$ может перешагнуть пределы, известные нам из физики элементарных частиц. Интересно отметить, что критическая плотность ϱ_g не превышает плотности элементарных

частиц ϱ_0 , если $m_0 > M_g = 0,52 \cdot 10^{-5}$ г, т.е. меньше массы гравитационного "максимона" (см. гл. 4).

В этой связи возникает любопытный вопрос: не может ли метод арифметизации событий, принятый в теории относительности, потерять свою силу ранее, чем достигается условие $\varrho = \varrho_g$. В самом деле, если при некоторой плотности материи $\varrho_k < \varrho_g$ ни один световой сигнал и даже нейтринный сигнал не может распространяться в среде в силу исключительно сильной экстинкции, упорядочение событий в такой среде с помощью световых или нейтринных волн становится невозможным. В этих условиях звуковой сигнал может оказаться более подходящим средством для упорядочения событий. Скорость такого сигнала v может быть и больше скорости света в пустоте c , тем не менее никакого противоречия с принципом причинности не возникает, так как v -сигнал, а не c -сигнал применяется для упорядочения событий (см. подробности в [6]).

Другого рода ограничения для применимости стандартного метода упорядочения событий происходят со стороны стохастических гравитационных полей. Поля, создаваемые турбулентным движением материи, неизбежно ведут к тому, что метрический тензор $g_{\mu\nu}(x)$ становится стохастической величиной $\hat{g}_{\mu\nu}(x)$. Тот же самый характер случайной величины приобретает и интервал между событиями:

$$d\hat{s}^2 = \hat{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (8)$$

Если флуктуации $\hat{h}_{\mu\nu}(x)$ метрического тензора $\hat{g}_{\mu\nu}(x)$ невелики по сравнению со средними значениями $\langle \hat{g}_{\mu\nu}(x) \rangle = \bar{g}_{\mu\nu}(x)$, то этот тензор целесообразно представить в виде

$$\hat{g}_{\mu\nu}(x) = \bar{g}_{\mu\nu}(x) + \hat{h}_{\mu\nu}(x). \quad (9)$$

В этом случае упорядочение событий можно основывать на метрике, определенной главной частью метрического тензора (ср. [6, 12]). Если же флуктуации не малы, то упорядочение событий в $\mathcal{R}_4(x)$ становится существенно стохастическим. Пространства со стохастической метрикой с аксиоматической точки зрения были рассмотрены в работах [13, 14]. Однако аксиоматика этих пространств ограничилась положительно-дефинитной метрикой. Распространение аксиоматики на стохастические пространства типа Минковского представляет собой еще проблему. Относящиеся сюда задачи и пути их решения описаны в монографии [6] и в очерке [15].

Основной вопрос, возникающий скорее у физика, нежели у математика, относится к указанию метода арифметизации событий.

Не приходим ли мы здесь к самой границе применения понятия об упорядочении событий?

Проблемы, связанные с метрикой при больших флуктуациях и при крайне больших плотностях вещества, вероятно, приобретут первостепенное значение при анализе ранних стадий "большого взрыва" ("big bang"). Мы знаем, что сейчас господствуют определенные законы и существуют определенные симметрии, но нет оснований утверждать, что эти формы существования материи предписаны извечно. Не исключено, что современный нам вакуум и известный нам мир элементарных частиц являются лишь одним из возможных путей эволюции Вселенной, избранных в результате конкуренции различных возможностей. Однако на современной стадии наших знаний мы не имеем достаточных данных, чтобы обсуждать детальнее эту сторону дела.

3. Точечное событие в микромире

Обратимся теперь к миру элементарных частиц. В основе современной квантовой теории поля, с помощью которой описывается поведение элементарных частиц, лежит условие локальности

$$[\hat{\varphi}(x), \hat{\varphi}(y)] = D(x - y), \quad (10)$$

$$D(x - y) = 0 \quad \text{для} \quad (x - y)^2 < 0; \quad (10')$$

здесь $\hat{\varphi}(x)$ – оператор поля, взятый в точке (x) , $\hat{\varphi}(y)$ – оператор того же поля, взятый в точке (y) , $[\hat{A}, \hat{B}]$ означает коммутатор операторов \hat{A} и \hat{B} ⁴. Условие (10) есть выражение принципа причинности и означает независимость полей, если точки (x) и (y) разделены пространственноподобным интервалом $(x - y)^2 < 0$. Иными словами, произвольная вариация поля в точке (x) не может влиять на поле в точке (y) , поскольку сигнал, идущий со скоростью $v \leq c$, не может в этом случае достичь точки (y) (и обратно).

В условиях локальности (10) координаты точек (x) , (y) предполагаются определенными неограниченно точно. Такое предположение равнозначно допущению существования точечных событий $\mathcal{P}(x)$, $\mathcal{P}(y)$ и нам предстоит исследовать, насколько непротиворечиво это предположение в рамках той же локальной теории.

Естественными кандидатами на роль представителей точечных событий являются сами элементарные частицы – аналоги материальных точек классической физики. Однако эта аналогия оказывается не очень далеко идущей из-за ряда особенностей, продиктованных законами квантовой физики.

⁴ Или антикоммутатор, если поле спинорное. Мы выписали явно условие для скалярного поля $\varphi(x)$.

Во-первых, все частицы с массой покоя $m_0 = 0$ должны быть исключены из аналогии, так как они нелокализуемы в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$. Они могут быть локализованы лишь в касательном пространстве $\mathcal{R}_4(p)$.

Но и частицы с массой покоя $m_0 \neq 0$ доставляют затруднения.

Бозоны с массой покоя $m_0 \neq 0$ не могут быть локализованы в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$ точнее, нежели в пределах $\Delta x \approx \hbar/m_0 c$.

Действительно, подчиняющаяся закону сохранения плотность $\varrho(t, \mathbf{x})$ мезонного поля $\varphi(t, \mathbf{x})$ при $t = 0$ равна

$$\varrho(0, \mathbf{x}) = \varphi^*(0, \mathbf{x}) \hat{\Omega} \varphi(0, \mathbf{x}) \quad (11)$$

(где $\hat{\Omega} = (m_0^2 - \nabla^2)^{1/2}$ есть оператор частоты, а ∇ – оператор градиента). Она положительно – дефинитна лишь в области $|\nabla| \ll m_0$, т.е. в нерелятивистской области. В этом случае величина

$$\varrho(0, \mathbf{x}) \approx |\varphi(0, \mathbf{x})|^2 \geq 0 \quad (12)$$

и может быть истолкована как *плотность вероятности* нахождения бозона в точке x в момент времени $t = 0$. Однако при $|\nabla| \ll m_0$ плотность $\varrho(0, \mathbf{x})$ распределена в пространстве в области $|\Delta \mathbf{x}| \gg \hbar/m_0 c$.

Для спинорных частиц, подчиняющихся уравнению Дирака, существует положительно-дефинитная плотность вероятности

$$\varrho(0, \mathbf{x}) \bar{\psi}(0, \mathbf{x}) \psi(0, \mathbf{x}) \geq 0, \quad (13)$$

где $\psi(0, \mathbf{x})$ есть волновая функция для одночастичного состояния. Существует поверье, что для одночастичного состояния $\overline{\Delta x^2} > (\hbar/m_0 c)^2$. На самом деле для одночастичного состояния имеет место обычное соотношение неопределенностей $\overline{\Delta x^2} > \hbar^2/4\overline{\Delta p^2}$ (см. [6, 16]). Однако необходимо учесть обмен состояниями между рассматриваемой частицей и частицами вакуума. Этот обмен в силу принципа Паули приводит к поляризации вакуума в области порядка $\hbar/m_0 c$ (см. [43]). По этой причине позиция исходной частицы становится неопределенной в той же области. Следует иметь в виду, что создание и волнового пакета размером $\Delta x \lesssim \hbar/m_0 c$ с помощью внешнего поля, даже при адиабатическом его включении, приведет к рождению пар частиц, так что реализовать одночастичное состояние со столь узким распределением невозможно⁵. Поэтому точная локализация спинорных частиц оказывается также иллюзорной.

⁵ Например, в компаунд-ядре, образующемся при сближении двух ядер с зарядами Z_1, Z_2 , при условии $Z_1 + Z_2 > 137$ возникает электронная орбита с радиусом $a_0 \approx \hbar/m_0 c$. Однако при этом будут адиабатически рождаться пары e^+, e^- , – явление неодночастичное (см. по этому поводу [17]).

Мы видим, что в микромире нет объектов, которые могли бы быть моделью точечного события $\mathcal{P}(x)$, так как элементарные частицы не могут быть локализованы точнее, нежели с точностью⁶:

$$\Delta x > \frac{\hbar}{m_0 c}. \quad (14)$$

В классической физике не только можно рассматривать материальные точки как реализацию точечного события, но их можно выбрать и в качестве тела отсчета (Bezugskörper), которым фиксируется система отсчета. В мире элементарных частиц это оказывается невозможным.

Если в качестве тела отсчета взять элементарную частицу с массой покоя m_0 , то в преобразовании Лоренца (2) u будет четырехмерной скоростью частицы $u = p/m_0 c$ (здесь p – импульс частицы), а пространственные компоненты сдвига a_1, a_2, a_3 – ее координатами в момент времени $t = 0$.

Из соотношения неопределенностей

$$[p_i, a_k] = i\hbar \delta_{ik} \quad (15)$$

следует, что параметры преобразования (2) становятся операторами. Поэтому становятся операторами и координаты (\bar{x}) , отсчитываемые относительно такого тела отсчета. В частности, из (2) и (15) нетрудно вычислить коммутатор \bar{x} и \bar{t}

$$[\bar{x}, \bar{t}] = i \frac{\hbar}{m_0 c} (x - vt), \quad (16)$$

где v – оператор трехмерной скорости частицы.

Таким образом, элементарные частицы конечной массы не могут быть использованы ни в качестве объектов, с помощью которых отмечаются точки в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$, ни в качестве тел отсчета.

С другой стороны, экспериментальные факты указывают на то, что предсказания локальной теории поля, основанной на условии микроскопичности (10), соблюдаются до масштабов порядка 10^{-15} см (см. [18]).

Поэтому следует предполагать, что существуют элементарные частицы с массой существенно более тяжелой, нежели масса нуклона m_p , для которого

$$\Delta x \approx \frac{\hbar}{m_0 c} 2 \cdot 10^{-4} \text{ см.}$$

⁶ На возможное принципиальное значение такой неточности обращалось внимание еще на первых порах развития квантовой теории поля (см. [44–46]).

Из предыдущего следует, что локальная теория неявно предполагает существование как угодно тяжелых элементарных частиц $m_0 \rightarrow \infty$. В этом предположении противоречие между использованием понятия как угодно точных координат точки в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$ и отсутствием объектов, пригодных для роли точечных событий, было бы снято.

Ограничение масс частиц сверху некоторым пределом $m_0 = M$ ("максимоном") означало бы принципиальное ограничение применимости локальной теории для масштабов порядка $\Delta x \sim \hbar/Mc$.

Требования идеального эксперимента по маркировке точки пространства-времени в классической физике и в квантовой оказываются прямо противоположными. В последующем будут рассмотрены возможные причины для существования верхнего предела массы элементарной частицы.

4. Гравитация в микромире

Ограничения на массу элементарных частиц, как и в макроскопической физике, могут прийти со стороны гравитации.

Согласно основной идее А. Эйнштейна кривизна пространства-времени $R_{\nu\mu}$ и его метрика R определяются движением материи. Основные уравнения теории гласят:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi k}{c^2}T_{\mu\nu}(x). \quad (17)$$

Напомним, что здесь $R_{\mu\nu}$ – тензор кривизны, $T_{\mu\nu}$ – тензор импульс-энергии, k – гравитационная постоянная.

При детальном описании движения материи обязательно выступают на сцену квантовые явления. Следовательно, тензор $T_{\mu\nu}$ должен рассматриваться как стохастическая величина, представляемая оператором $\hat{T}_{\mu\nu}$. Вместе с тем становятся операторами и величины в левой части уравнения (17). Иными словами, как только движение материи рассматривается только с точностью до квантовых явлений, так гравитационное поле становится квантовым полем⁷.

Совсем другой вопрос о том, какова может быть роль гравитационных явлений в квантовой области.

Например, гравитационное поле, порождаемое нулевыми колебаниями твердого тела по отношению к полю, создаваемому основной массой его атомов, определяется дробью $\hbar\omega_0/m_0c^2$, где ω_0 – дебаевская частота, а m_0 – масса атома (или молекулы).

⁷ По вопросу о возможности распространения уравнения Эйнштейна в область квантовых явлений существуют и другие взгляды. Описанный выше подход является наиболее естественным развитием идеи Эйнштейна.

Эта дробь по порядку величины равна $10^{-11}A^{-1}$ (A – атомный вес атомов).

Разложим тензор импульс-энергии $T_{\mu\nu}$ на две части:

$$T_{\mu\nu}(x) = \bar{T}_{\mu\nu}(x) + \hat{t}_{\mu\nu}(x), \quad (18)$$

где часть $\bar{T}_{\mu\nu}(x)$ определяется средним движением материи, а часть $\hat{t}_{\mu\nu}(x)$ – флуктуациями этого движения. Метрический тензор $g_{\mu\nu}(x)$ представим в виде, указанном в (9). Тогда уравнение Эйнштейна (17) принимает вид

$$A_{\mu\nu}^{\rho\sigma} \hat{h}_{\rho\sigma}^* + B_{\mu\nu}^{\rho\sigma\alpha} \frac{\partial \hat{H}_{\rho\sigma}}{\partial x_\alpha} + C_{\mu\nu}^{\rho\sigma\alpha\beta} \frac{\partial^2 \hat{h}_{\rho\sigma}}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} = \frac{8\pi k}{c^2} \hat{t}_{\mu\nu}(x), \quad (19)$$

где тензоры A, B, C зависят лишь от среднего тензора $\bar{g}_{\mu\nu}$ и его производных.

Если массы m , определяющие среднюю метрику, имеют размер порядка a , то кривизна пространства R по порядку величины равна

$$R = \frac{1}{l^2} \approx \frac{1}{a^2} \frac{a_g}{a}, \quad (20)$$

как это непосредственно следует из уравнения Эйнштейна (17); здесь a_g – гравитационный радиус тела (см. (6)), а l – длина, характеризующая кривизну пространства. Если характерная масса флуктуации есть Δm , а ее характерный размер есть b , то уравнение (19) схематически может быть записано в виде

$$\frac{\alpha}{l^2} \hat{h} + \frac{\beta}{ll'} \hat{h} + \frac{\gamma}{l'^2} \hat{h} \approx \frac{4\pi b_g}{b^3}, \quad (21)$$

где

$$b_g = \frac{2k\Delta m}{c^2} \quad (22)$$

есть гравитационный радиус флуктуации, l' – масштаб длины, характеризующий градиент стохастического поля \hat{h} ; α, β, γ – числовые коэффициенты.

По смыслу уравнения (14) $l' \ll l$. Далее, из линейности уравнения следует, что масштаб длины, определяющий градиент тензора \hat{h} , и масштаб, определяющий градиент тензора материи, должны быть сравнимы между собой. Отсюда следует $l' \approx b$. Таким образом, из (21) получаем

$$\hat{h} \approx \frac{b_g}{b}. \quad (23)$$

Это равенство определяет порядок величины флуктуаций гравитационного поля \hat{h} по величинам, характеризующим флуктуации материи.

Отсюда нетрудно определить флуктуации метрического тензора, обусловленные нулевыми колебаниями какого-нибудь квантового поля. Например, для скалярного поля $\varphi(x)$ нулевые колебания массы, имеющие масштаб, превосходящий b , составляют

$$\Delta m(b) = \frac{\Delta E(b)}{c^2} = \frac{b^3}{c^2} \int_0^{1/b} \frac{\hbar \omega_k}{2} d^3 k = \frac{\hbar}{cb}, \quad (24)$$

где $\hbar \omega_k/2$ – нулевая энергия k -колебания.

Подставляя (24) в (23), получим

$$\hat{h} \approx \frac{8\pi k}{c^2} \frac{\Delta m(b)}{b} = \frac{\Lambda_g^2}{b^2}, \quad (25)$$

где

$$\Lambda_g = \sqrt{\frac{8\pi k \hbar}{c^3}} = 0,82 \cdot 10^{-32} \text{ см} \quad (26)$$

есть известная длина, объединяющая гравитационную постоянную и постоянную Планка.

Из (25) видно, что эта длина определяет величину флуктуаций метрического тензора, вызванных квантовыми флуктуациями материального поля. Эти флуктуации малы во всей области частот, для которых

$$b \gg \Lambda_g. \quad (27)$$

Обратимся теперь к коллапсированной частице, рассмотренной в гл. 2, и учтем квантовые эффекты. Частица, имеющая массу m , имеет эффективный размер порядка $a = \hbar/mc$; допустим, что эта частица достигла предельной массы так, что ее гравитационный радиус $a_g = a$. Тогда из условия $8\pi k m/c^2 \approx \hbar/mc$ следует

$$a = \Lambda_g, \quad m = M_g = \frac{\hbar}{\Lambda_g c} = 0,52 \cdot 10^{-5} \text{ г}. \quad (28)$$

Таким образом, длина Λ_g определяет максимальную массу, которую может иметь частица, подчиняющаяся законам квантовой теории. При этом, согласно (7), плотность материи достигает предельного значения. Такая частица была названа Марковым “максимоном” [19, 20].

Из (27) и (28) следуют совершенно различные выводы относительно роли гравитации в мире элементарных частиц в зависимости от того, какими частотами $\Omega_0 = c/a$ ограничивается на самом деле спектр вакуумных флуктуаций. Согласно современной теории он почти равномерно распределен по частотам, и высокие частоты должны бы давать неограниченно большой вклад в гравитацию. Если же позднее по той или иной причине окажется, что возможные частоты в микромире ограничены “элементарной” длиной $a \gg \Lambda_g$, то гравитационные эффекты будут несущественными.

В противоположном случае они будут играть фундаментальную роль в микромире, но в своем квантовом облике⁸.

Предсказания и надежды, основанные на классических расчетах гравитации, будут мажорированы квантовыми эффектами.

Вместе с тем “классическая” средняя метрика потеряет свое определяющее значение и возникнет ситуация, отмеченная в гл. 2: понятие интервала между событиями, а вместе с тем сама идея о возможности упорядочения событий в $\mathcal{R}_4(x)$ становится более чем сомнительной. Мы подходим здесь к краю “бездны”, в которую, быть может, еще рано заглядывать.

В последующем мы рассмотрим другие возможности для ограничения локальной теории. Среди конкурентов гравитации в этой роли мы увидим “слабое” взаимодействие.

5. “Слабый максимон”

В настоящее время мы различаем три типа взаимодействий: сильное, электромагнитное и слабое. Сравним их поведение при высокой энергии, пользуясь критерием, предложенным в работе [22]. Согласно этому критерию взаимодействие считается сильным, если в процессе взаимодействия плотность кинетической энергии частиц ϵ_k много меньше абсолютной величины плотности энергии их взаимодействия:

$$\epsilon_k \ll |W|. \quad (29)$$

Рассмотрим с точки зрения этого критерия сперва столкновение нуклона (N) и пиона (π). Плотность полной энергии в этом случае равна

$$H = \hbar c \bar{\psi} \partial \psi + M c^2 \bar{\psi} \psi + \frac{1}{2} (\Box \varphi^2 + m^2 \varphi^2) + g \bar{\psi} \gamma_5 \varphi \psi, \quad (30)$$

⁸ Это направление уже в течение многих лет развивается Уилером и его сотрудниками (см. [21]).

где ψ – нуклонное поле, φ – мезонное, M – масса нуклона, m – масса мезона, $\partial = \gamma^\mu \partial / \partial x_\mu$, g – константа взаимодействия. Пусть l есть длина, определяющая величину градиента в СЦМ ($l \approx \hbar/p = \lambda$, p – импульс частиц). Тогда плотность кинетической энергии нуклона имеет порядок величины

$$\varepsilon_N \approx \frac{\hbar c}{l} \bar{\psi} \psi \quad (31)$$

(так как $\partial \sim 1/l$), плотность мезонной кинетической энергии равна

$$\varepsilon_\pi \approx \frac{\varphi^2}{l^2} \quad (32)$$

(так как $\square^2 \sim l^{-2}$). Отсюда

$$|W| \approx g \bar{\psi} \psi \varphi \approx \frac{g}{\hbar c l^2 \varepsilon_N \sqrt{\varepsilon_\pi}}. \quad (33)$$

Из условия (29), имея в виду, что $\varepsilon_\kappa = \varepsilon_N + \varepsilon_\pi$, получаем

$$1 \ll \frac{g}{\hbar c} \frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_N + \varepsilon_\pi} \sqrt{\varepsilon_\pi} l^2. \quad (34)$$

Далее,

$$\varepsilon_\pi \approx \frac{pc}{l^3} \approx \frac{\hbar c}{l^4}, \quad (35)$$

$$\frac{\varepsilon_N}{\varepsilon_N + \varepsilon_\pi} \approx \frac{1}{2}. \quad (36)$$

В результате находим

$$\frac{g^2}{\hbar c} \gg 1, \quad (37)$$

откуда следует, что сильное взаимодействие, по нашему критерию, является сильным при всех условиях (поскольку неравенство (37) выполнено всегда).

Применим теперь тот же критерий к взаимодействию электромагнитного поля с заряженной спинорной частицей. В этом случае

$$W = e \bar{\psi} A \psi, \quad (38)$$

где $A = \gamma^\mu A_\mu$, A_μ – вектор-потенциал, e – заряд частиц. Следуя этой же процедуре, получим

$$\frac{e^2}{\hbar c} \gg 1. \quad (39)$$

Это неравенство не выполняется. Следовательно, по нашему критерию, электромагнитные взаимодействия не принадлежат к числу сильных взаимодействий⁹.

Обратимся теперь к интересующему нас случаю слабого взаимодействия. Плотность полной энергии теперь имеет вид

$$H = \hbar c \bar{\psi} \gamma \psi + M c^2 \bar{\psi} \psi + \hbar c \bar{\varphi} \partial \varphi + m c^2 \bar{\varphi} \varphi + g_F \bar{\psi} O_\alpha \psi \bar{\varphi} O^\alpha \varphi, \quad (40)$$

где ψ – нуклонное поле, φ – лептонное поле, M и m – массы этих частиц. G_F – константа Ферми, O_α – спинорный оператор. Нетрудно видеть, что в этом случае энергия взаимодействия W имеет порядок

$$|W| \approx g_F \frac{\varepsilon_N l \varepsilon_l}{\hbar c}, \quad (41)$$

где ε_N – плотность кинетической энергии нуклонов, а ε_l – плотность кинетической энергии лептонов. Из условия (29), имея в виду, что $\varepsilon_N \approx \varepsilon_l \approx pc/l^3 = \hbar c/l^4$, получим

$$\frac{\Lambda_F^2}{l^2} \gg 1, \quad (42)$$

где $\Lambda_F = \sqrt{\frac{2E}{\hbar c}} = 0,66 \cdot 10^{-16}$ см, $l \approx \lambda = \frac{\hbar}{p}$. Отсюда следует, что слабое взаимодействие становится сильным при энергии частиц $E \sim \hbar c/\Lambda_F \sim 300$ Гэв (см. также [23, 24]).

Рассмотрим теперь распад тяжелого адрона массы M , обусловленный слабым взаимодействием: $M \rightarrow m + l + \bar{\nu}$; здесь m – масса нуклона, l – лептон, $\bar{\nu}$ – антинейтрино. Константа распада Γ для процесса указанного типа при $M \gg m$ равна [25]

$$\frac{\Gamma}{M} = \frac{1}{4\pi^3} G_F^2 M^4 N, \quad (43)$$

где $G_F = (g_F/\hbar c) \cdot 10^{-5}/m^2$, N – число каналов различных распадов, которое может быть немалым. Из этой формулы видно, что при массе адрона

$$M > m_F = \frac{\hbar}{\Lambda_F c} \quad (44)$$

константа распада Γ становится сравнимой с массой адрона M и адрон перестает существовать как элементарная частица, поскольку ему нельзя приписать никакой определенной массы. Условную частицу с массой M_F целесообразно назвать слабым

⁹ Это заключение основано на взаимодействии (38). Векторные мезоны не учтены в приведенной выше оценке.

максимоном*. Это название тем более оправдано, что слабое взаимодействие на расстояниях порядка $R \lesssim \Lambda_F$ приводит к масс-дефекту D , равному массе максимона. Этот результат вытекает из расчета парных (лептонных) сил, впервые произведенного в работе [47]. Согласно этому расчету потенциал такого взаимодействия V равен $V = -(2\pi)^{-3}(\Lambda_F/R)^5 M_F c^2$. Поэтому для $R < \Lambda_F$ масс-дефект $D \sim V/c^2 \approx M_F$, так что $M_F + M_F = D \sim M_F$. Это ограничение на массу частиц, как видно из (44) и (26), наступает раньше ограничения, диктуемого гравитацией, так как $M_F \ll M_g$. Вместе с тем предполагаемое ограничение локальной теории в этом случае должно наступать существенно раньше, нежели это вытекает из предположения о существовании гравитационного максимона M_g .

6. "Чернота" частиц и локальность

Элементарная частица представляет собой некоторую среду, описываемую рождением и уничтожением виртуальных частиц.

Естественно поставить вопрос об условиях распространения метрического сигнала в такой своеобразной среде. Если исходить из теории возмущений, то ответ на этот вопрос дается функцией Грина, которая, будучи основана на локальной теории, гарантирует распространение взаимодействия со скоростью света.

Ситуация, однако, меняется, если взаимодействие становится сильным. В этом случае возникают, во-первых, нелинейные явления, во-вторых, сильная абсорбция как результат неупругих процессов.

Первая группа явлений имеет место в области сильных полей и малых градиентов поля. В работах [26, 27] на примере скалярного и электромагнитного полей было показано, что закон распространения этих полей существенно меняется, вплоть до исчезновения всякой возможности распространения: характеристики нелинейных уравнений становятся мнимыми и уравнение из гиперболического типа превращается в уравнение эллиптического типа. Возникающая ситуация была названа "комком" событий. Было бы более современно назвать ее "световым коллапсом" [6, 22].

В области больших градиентов появляются неупругие процессы. В работе [29] указывалось на возможное ограничение пространственно-временного описания структуры элементарных частиц, возникающего из того факта, что сечение неупругого процесса не уменьшается с ростом энергии, но стремится к постоянному пределу или даже медленно растет.

* По современным представлениям, слабые и сильные взаимодействия переносятся калибровочными полями. Здесь это не учтено, вследствие чего приведенные оценки не соответствуют принятым сейчас моделям этих взаимодействий.

В то же самое время упругое рассеяние приобретает характер дифракционного рассеяния на "черном" шарике размером a . В частности, на основе первых работ по рассеянию пионов на нуклонах было отмечено [28, 29], что "эффективный" потенциал для такого рассеяния чисто мнимый и хорошо представляется формулой¹⁰

$$\tilde{V}(q) = iA(E)e^{-a^2q^2}; \quad (45)$$

здесь q – передаваемый импульс, $A(E)$ – некоторая функция энергии E , определяемая по главному дифракционному максимуму.

В случае, когда роль неупругих процессов становится доминирующей, информация относится не столько к пространственно-временной структуре, сколько к рождению новых частиц.

Возникающая "чернота" частицы препятствует использованию упругого рассеяния для изучения пространственно-временного распределения материи. Приведенный пример с мезонами является весьма частным, поэтому он не имеет принципиального значения.

Для проблемы, изучаемой в этой статье, интерес представляла бы только такая ситуация, когда "чернота" возникла бы для наиболее универсального метрического сигнала. Наиболее универсальными являются слабые взаимодействия. Если допустить рост слабого взаимодействия до масштабов, диктуемых унитарным пределом, то возможное ограничение локальной теории условиями распространения сигнала внутри элементарной частицы совпадает с условием, вытекающим из существования "слабого максимона".

7. Пространство импульсов $\mathcal{R}_4(p)$

Классическая теория оперирует совместно с пространством $\mathcal{R}_4(x)$ и контравариантным касательным пространством $\mathcal{R}_4(p)$. Иная ситуация имеет место в области квантовых явлений. В квантовом движении траектория материальной точки недифференцируема (см. [31]), а пространства $\mathcal{R}_4(x)$ и $\mathcal{R}_4(p)$ взаимно дополнители. Они относятся к двум различным, несовместимым классам измерений.

Оба эти пространства теоретически равноправны, поскольку переход от описания в одном из них к описанию в другом осуществляется с помощью унитарного преобразования векторов состояния Ψ и соответствующего преобразования операторов \hat{L} , представляющих физические величины.

¹⁰ Такого рода потенциал сейчас успешно используется в качестве первого приближения в теории "квазипотенциала" [30].

Однако эти два описания неравноправны в физическом эксперименте. Пространство $\mathcal{R}_4(x)$ фигурирует в опыте в своем макроскопическом облике. Непосредственно в опыте микроскопическое упорядочение событий не проявляется, так как наблюдаемая в опыте причинность является *макроскопической*.

Действительно, для того чтобы событие A , расположенное в пространственно-временной области $\mathcal{G}_A(x)$, можно было считать причиной события B , расположенного в области $\mathcal{G}_B(y)$, необходима уверенность в том, что при совершении A был испущен квант с энергией $\varepsilon = \hbar\omega \geq 0$ и импульсом $p = \hbar k$, который позднее поглощен в области $\mathcal{G}_B(y)$, генерируя тем самым событие B .

В этом описании причинной связи мы используем оба пространства $\mathcal{R}_4(x)$ и $\mathcal{R}_5(p)$; первое из них, чтобы отметить взаимное расположение событий A и B , второе – чтобы указать направление передачи энергии и импульса [6]. Совместное использование взаимно дополнительных пространств $\mathcal{R}_4(x)$ и $\mathcal{R}_4(p)$ выводит нас в область классической, т.е. *макроскопической*, физики.

Следовательно, пространственно-временное описание осуществляется с точностью, далекой от того, чтобы ограничения типа (14) стали ощутимыми.

В противоположность пространственно-временному описанию импульсно-энергетическое описание в пространстве $\mathcal{R}_4(p)$ осуществляется в опыте с точностью, которая кажется неограниченной. В этом описании микроскопическая причинность, выражаемая условием локальной коммутативности (10), проявляется лишь косвенно, в предсказуемом на основе локальной теории поведения амплитуд $T_{if}(p)$ (здесь буква i указывает начальное состояние, а f – конечное состояние различных физических процессов). В частности, микропричинность находит свое выражение в аналитических свойствах амплитуды $T_{if}(p)$ в комплексной плоскости переменной p^{11} . В пространстве $\mathcal{R}_4(p)$ состояние свободных стабильных частиц описывается точками на гиперboloиде

$$p^2 \equiv p_0^2 - \mathbf{p}^2 = m_0^2, \quad (46)$$

где m_0 – масса частицы. Каждый такой гиперboloид является пространством Лобачевского $R_3(p)$ с кривизной $R = -1/m_0^2$ [33].

В пространстве $\mathcal{R}_4(p)$ из-за недефинитности его метрики (4) не существует инвариантного понятия большего или малого импульса. В силу этого обстоятельства не существует и инвариантных ограничений на частоту ω или на волновой вектор $|k|$. Подобное ограничение обязательно выделит какую-либо систему отсчета. Это положение является дополнительным к утверждению об отсутствии инвариантной меры близости событий в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$.

¹¹ На этих свойствах основаны “дисперсионные соотношения”, важные для анализа экспериментальных данных [32].

Амплитуды $T_{if}(p)$, описывающие физические процессы, суть матричные элементы матрицы рассеяния S :

$$S_{if} = \delta_{if} + iT_{if}. \quad (47)$$

Эта матрица, как известно, определяет состояние частиц в "момент" времени $t_f = +\infty$, если оно дано в "момент" времени $t_i = -\infty$. С геометрической точки зрения S -матрица преобразует состояние частиц, данное в некотором прямом произведении пространств Лобачевского $R_3(p_1)R_3(p_2)\dots R_3(p_i)$ в новое состояние, данное, вообще говоря, в другом произведении таких пространств $R_3(p'_1)R_3(p'_2)\dots R_3(p'_f)$.

Поскольку импульсы частиц заданы, координаты частиц неопределенны, неопределенны также и "моменты" времени $t = \pm\infty$. Поэтому упорядочение событий в $\mathcal{R}_4(x)$, достигаемое с помощью S -матрицы, является минимальным.

Вопреки распространенному мнению, описание явлений микромира с помощью S -матрицы является неполным. Посредством S -матрицы невозможно описать поведение нестабильных частиц, поскольку установление начальных условий в этом случае не может относиться к моменту времени $t = -\infty$ ¹².

Иллюстрацией этого утверждения может служить ситуация, возникающая в случае K^0 -мезонов, когда необходимо следить за эволюцией состояния:

$$\overline{K^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}[K_S^0(t) - K_L^0(t)], \quad (48)$$

где $\overline{K^0}$ – состояния антимезона, а K_S^0, K_L^0 суть состояния коротко- и долгоживущих мезонов, t – время. Старомодные методы описания кажутся здесь неизбежными, так как необходимо упорядочение событий по времени с точностью $\Delta t \ll \tau_S$ – времени жизни короткоживущего K^0 -мезона.

Эти замечания, относящиеся к S -матрице, не ограничивают возможностей описания в пространстве $\mathcal{R}_4(p)$, которое может быть расширено и в область комплексных значений p . Более того, такое расширение представляется необходимым для описания поведения нестабильных частиц.

Поэтому, несмотря на формальную равноправность описания явлений в $\mathcal{R}_4(x)$ и $\mathcal{R}_4(p)$, описание в последнем пространстве менее уязвимо для той критики, которая направлена в адрес локальной теории, оперирующей в пространстве-времени $\mathcal{R}_4(x)$.

Видимо, именно в этой связи еще в 40-х годах Снайдером [34] была опубликована привлекательная идея, согласно которой метрика импульсного пространства $\mathcal{R}_4(p)$ может быть более сложной,

¹² За исключением некоторых специальных случаев, когда, например, нестабильную частицу можно рассматривать как резонанс.

нежели метрика Минковского (4), именно вместо (4) предложена риманова метрика

$$dp^2 = g_{\mu\nu} dp_\mu dp_\nu, \quad (49)$$

где метрический тензор $g_{\mu\nu}$ есть функция импульса p

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(p, p_\alpha) \quad (50)$$

и параметра

$$p_\alpha = \frac{\hbar}{a}; \quad (51)$$

здесь a есть некоторая “элементарная длина”, а p_α – импульс, являющийся масштабом кривизны импульсного пространства.

Связь пространства $\mathcal{R}_4(x)$ с пространством $\mathcal{R}_4(p)$ основывается на предположении, что искривленное пространство есть пространство постоянной кривизны¹³. Это ограничение позволяет рассматривать координаты x_0, x_1, x_2, x_3 как операторы сдвига в пространстве

$$x_\mu \rightarrow \hat{x}_\mu \equiv \left(i \frac{\partial}{\partial p_\mu} + A_\mu^\nu \frac{\partial}{\partial p_\nu} \right). \quad (52)$$

При $a = 0$ $A_\nu^\mu(p) = 0$, так что (52) переходит в представление операторов координат, характерное для локальной теории. Но и в этом варианте пространство $\mathcal{R}_4(x)$ как четырехмерное многообразие точек, представляющих координаты точечных событий, перестает существовать; дело в том, что операторы x_μ не коммутируют между собой:

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = iL_{\mu\nu} \neq 0. \quad (53)$$

В силу этого четырехмерное пространство $\mathcal{R}_4(x)$ распадается на одномерные лучи, направленные или состоящие из точек (“квантование” пространства-времени).

Геометрия пространства постоянной кривизны накладывает ограничение либо на величину времениподобного импульса, либо на величину пространственноподобного импульса. В первом случае накладывается ограничение на массу частиц:

$$p_0^2 - p^2 = m_0^2 < \frac{\hbar^2}{a^2} \equiv M_0^2. \quad (54)$$

¹³ Идея Снайдера получила дальнейшее развитие в работах Ю.А.Гельфанда [35], В.Г.Кадышевского [36] и И.Е.Тамма [37].

Эта возможность находится в соответствии с развиваемой в этой статье концепцией, согласно которой реальная граница применимости локальной теории возникает в том случае, если по той или другой причине имеется предельное значение массы частиц ("максимон"). Масса $M_0 = \hbar/a_0 c$ имеет смысл "геометрического максимона"¹⁴.

Условие (54) не должно бы распространяться на макроскопические системы, масса которых может быть как угодно большой. Поэтому возникает проблема: как ограничить действие этих условий миром элементарных частиц? В этой связи интересна работа [39], развивающая вариант теории Снайдера, в котором расширение пространства импульсов за пределы массовой поверхности (54) образует пространство де Ситтера. Это пространство можно рассматривать как четырехмерную поверхность на пятимерном гиперboloиде:

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 - p_4^2 = M_0^2. \quad (55)$$

В этой теории полный импульс P системы частиц остается в плоском пространстве $\mathcal{R}_4(P)$, а внутренние импульсы системы принадлежат пространству де Ситтера. Теория привлекательна не только тем, что в ней с самого начала заложено предположение о существовании максимона, но и тем, что она, по всей видимости, может быть развита в аксиоматической форме. Другой вариант нелокальной теории, также развитый в аксиоматической форме, основывается на нелокальном поле $\Psi(x)$, для которого обобщается условие локальной причинности, данное в форме T -произведения [40]:

$$T(\Psi(x)\Psi(y)) = \mathcal{D}_c(x-y, a), \quad (56)$$

где $\mathcal{D}_c(x-y, a)$ есть нелокальная причинная функция. Ее свойства яснее всего видны из фурье-представления

$$\mathcal{D}_c(x, a) = \int \tilde{K}(p, a) e^{ipx} d^4 p, \quad (57)$$

где

$$\tilde{K}(p, a) = \frac{\tilde{V}(p, a)}{p^2 - m^2 + i\varepsilon}, \quad (58)$$

причем $\tilde{V}(m, a) = 1$, а другая функция $\tilde{K}(p, a)$ есть целая функция, исчезающая при $p^2 \rightarrow -\infty$ и имеющая рост по $|p|$ порядка $\varrho \geq 1/2$ [41].

На первый взгляд эта теория, оперирующая, как и локальная теория, точными значениями координат в пространстве $\mathcal{R}_4(x)$, не имеет отношения к какой-либо модификации геометрии. Однако в

¹⁴ Вторую возможность мы не рассматриваем.

работе [42] показано, что нелокальное поле $\Psi(x)$ можно рассматривать как среднее от поля $\Psi(x)$, определенного в стохастическом пространстве $\Gamma_4(\hat{x})$, в котором операторы координат \hat{x}_μ , равны

$$\hat{x}_\mu = x_\mu + a\gamma_\mu,$$

где γ_μ – матрицы Дирака и a – некоторая длина. Предполагается, что среднее от \hat{x}_μ равно x_μ . Усреднение производится по распределению $dw(a)$ длины a , сосредоточенному около массы максимона M_0 , т.е. около $a \approx a_0 = \hbar/M_0c$.

Оба рассмотренных варианта нелокальной теории опираются на предположение о новой метрике пространства.

Как известно, в общей теории относительности метрика не предписывается извне, а формируется самосогласованным движением материи.

Можно предполагать, что и в случае микромира метрика пространства-времени может быть продиктована полем элементарных частиц.

Претендентом на влияние на метрику в области крайне малых масштабов могло бы быть слабое взаимодействие, которое, по всей видимости, достаточно универсально.

Так это или иначе, но ясно, что не только квантование пространства в духе условий (53) или (59), но и любая зависимость метрики от движения микрочастиц неизбежно ведет нас в область стохастических пространств. Общей чертой пространств такого рода является вероятностное упорядочение точечных событий.

Способ, которым при этом входит в теорию микромира новый вероятностный аспект, в принципе отличен от того, который привносится квантовомеханическим описанием полей.

Статистика в этом случае распространяется не только на кинематику и динамику, но и на упорядочение точечных событий в пространстве-времени.

Литература

1. H. Poincaré, Rev. Metaphys. et de Morales 6, 1 (1898).
2. А. Эйнштейн, Собр. науч. трудов, т.1, М., Наука, 1965, с. 7; Сущность теории относительности, М., ИЛ, 1955.
3. Л.И. Мандельштам, Собр. соч., т.1, М., Изд-во АН СССР, 1955.
4. А.А. Фридман, Мир как пространство и время, М., Наука, 1965.
5. А.А. Тяпкин, УФН 106, 617, (1972); Б.Б. Кадомцев и др., *ibid.*, с. 660
6. Д.И. Блохинцев, Пространство и время в микромире М., Наука, 1970.
7. Р. Марцке, Дж.А. Уилер, в сборнике "Гравитация и относительность", М., Мир, 1965.
8. Дж. Синг, Общая теория относительности, М., ИЛ, 1963.
9. H. Rund, The Differential Geometry of Finsler Space, B., Springer-Verlag, 1959.

10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теория поля, Изд. 4-е, М., Наука, 1967.
11. Дж. Уилер, Б. Геррисон, М. Вакано, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., Мир, 1967.
12. D.I. Blokhintsev, Nuovo Cimento, 16, 382 (1942).
13. K. Menger, Proc. Nat. Ac. Sci. USA 28, 535 (1942).
14. B. Schweizer, A. Sklar, Pacific J. Math. 10, 1 (1960).
15. Д.И. Блохинцев, Сообщение ОИЯИ Р4-6094 Дубна, 1971
16. D.I. Blokhintsev, Acta Phys. Sci. Hung. 22, 307 (1967).
17. В.С. Попов, Яд. физ. 12, 429 (1970).
18. Л.Д. Соловьев, Раппортерский доклад на XV международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
19. М.А. Марков, Препринт ОИЯИ Е-2014 Дубна, 1966.
20. М.А. Марков, Препринт ОИЯИ Е2-5271 Дубна, 1970.
21. J.A. Wheeler, сборник "Гравитация и геометрия", М., Мир, 1965.
22. Д.И. Блохинцев, УФН 62, 381 (1957).
23. D.I. Blokhintsev, Proc. of Rochester Conference, 1960.
24. D.I. Blokhintsev, Nuovo Cimento, 10, 925 (1958); ЖЭТФ 35, 1001 (1958).
25. С.М. Биленький, Введение в диаграммную технику, М., Атомиздат 1971.
26. Д.И. Блохинцев, ДАН СССР 82, 553 (1952); см. также [6].
27. Д.И. Блохинцев, В. Орлов, ЖЭТФ 25, 513 (1953).
28. D.I. Blokhintsev, Nucl. Phys. 31, 628 (1961).
29. D.I. Blokhintsev, V.S. Barashenkov, V. Grishin, Nuovo Cimento, 10, 249 (1958).
30. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze, Nuovo Cimento, 29, 380 (1963).
31. Р. Фейнман, А. Хиббс, Квантовая механика и интегралы по траекториям, М., Мир, 1968.
32. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., Физматгиз, 1958.
33. Н.А. Черников, Научн. докл. высш. школы (Физ.-матем. науки), № 2, 158 (1958).
34. H. Snyder, Phys. Rev. 71, 38 (1947).
35. Ю.А. Гельфанд, ЖЭТФ 37, 4504 (1959); 43, 256 (1962); 44, 1248 (1963).
36. В.Г. Кадышевский, ЖЭТФ 41, 1885 (1961); ДАН СССР 147, 588 (1962); 157, 1336 (1963).
37. И.Е. Тамм, XII международная конференция по физике высоких энергий, т.2, ОИЯИ, Дубна, 1964, с. 157, 1336 (1963).
38. В.Г. Кадышевский, Препринт ОИЯИ Р2-5717, Дубна, 1971.
39. A.D. Donkov, V.G. Kadyshevsky, M.D. Mateev, R.M. Mir-Kasimov, JINR Preprint e2-6992, Dubna, 1973.
40. Г.В. Ефимов, Comm. Math. Phys. 5, 42 (1967); 7, 138 (1968).
41. В.А. Алебастров, Г.В. Ефимов, Сообщение ОИЯИ Р2-6586, Дубна, 1972.
42. Д.И. Блохинцев, ТМФ (1973).
43. V. Weisskopf, Phys. Rev. 56, 72 (1939).
44. V. Ambarzumian, D. Ivanenko, Zs. Phys. 64, 563(1930).
45. L. Landau, R. Peierls, Zs. Phys. 69, 56 (1931).
46. E. Schrödinger, Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. 12, 238 (1931).
47. I.E. Tamm, D.D. Ivanenko, Nature 133, 981 (1934).

О ГИПОТЕЗЕ РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ*

Несомненный факт существования красного смещения у удаленных галактик, рост этого смещения с ростом расстояния до них, а также малое значение средней плотности космической материи $\rho = (0,5 - 1,5) \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3 < \rho_{\text{кр}} = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ указывают на то, что пространство нашей Вселенной является замкнутым и расширяющимся с течением времени¹.

Эта модель геометрии Вселенной была разработана выдающимся русским ученым А.А. Фридманом еще в 20-х годах [1]. Модель Фридмана, дополненная идеей Г. Гамова [2] о "горячей" Вселенной, в недавние годы получила основательное подтверждение в открытии реликтового излучения [3].

Последовательный синтез этих гениальных идей приводит к представлению о том, что вся материя Вселенной, в раннюю пору своего развития, т.е. $\sim 10^{10}$ лет тому назад, была сконцентрирована в крайне малых размерах и нагрета до высочайшей температуры. По мере расширения этой материи в возрасте ~ 1 с температура, как оценивается теоретически, упала до 10^{10} К , и дальнейшая эволюция материи в процессе ее расширения и охлаждения уже поддается теоретическому расчету (по крайней мере при некоторых дополнительных предположениях) [4].

Таким образом, речь идет, собственно говоря, о взрыве. Американцы называют его "Big Bang", будем называть его более почтительно: "Великий взрыв" (ВВ). Поскольку этот взрыв имел место в прошлом, удаленном от нашей эпохи на конечное время, то неизбежно возникает вопрос и о его происхождении, и о начальном состоянии материи в момент ВВ.

* Опубликовано в журнале "Доклады Академии наук СССР" (1976, т. 229, № 1).

¹ Если $\rho > \rho_{\text{кр}}$, то пространство было бы периодически расширяющимся и сжимающимся.

Ввиду того, что данные о величине ρ могут измениться, нельзя считать, что модель Вселенной, о которой идет речь в статье, является доказанной эмпирически. Пока это лишь весьма вероятная гипотеза**.

** Вскоре после выхода статьи автором было сделано следующее уточнение: "В начале моей статьи о расширяющейся Вселенной приводится ссылка на среднюю плотность вещества в космосе $\rho = 10^{-31} \text{ г/см}^3$, как бы указывающую на замкнутость пространства. На самом деле эта плотность меньше критической, равной $\rho_{\text{с}} = 0,5 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$, и указывает на открытое пространство.

Предложенная мною гипотеза относится к случаю замкнутого пространства и несовместима с плотностью $\rho = 10^{-31} \text{ г/см}^3$. Современные данные об этой плотности (см., например, М.фон Рейнгардт, УНФ, т.105, с. 125, 1971 г.) колеблются в пределах от $1 \cdot 10^{-31}$ до $0,7 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ и не исключают категорически рассматриваемый случай замкнутого пространства" (Докл. АН СССР, 1976, т.231, № 1, с.10).

Если бы ВВ имел место при $t = -\infty$, то вопрос о его происхождении, разумеется, не возникал бы, попросту по той причине, что ранее $t = -\infty$ ничего быть не могло по определению понятия ∞ . Возникающая дилемма имеет также глубокое методологическое значение. В самом деле, если ВВ имел место при конечном времени $t_0 = -T$, где T – возраст нашей Вселенной, то мы должны допустить, что при $t < t_0$ ничего не существовало и, следовательно, наша Вселенная возникла из ничего. Такая методологическая позиция вряд ли может считаться приемлемой. Поэтому или $t_0 = -\infty$ (и, стало быть, $T = \infty$), или следует со всей ясностью поставить вопрос о том, что было до ВВ, т.е. при $t < t_0$?

Состояние материи и ее эволюция для возраста Вселенной $t < 1$ с крайне неясны. Обычно предполагают, что в этот период было много нуклонных пар (нуклонов и антинуклонов), которые в дальнейшем выгорели (аннигилировали). При этом остается необъяснимым тот факт, что известная нам Вселенная состоит из вещества, а не из антивещества. Это асимметрия представляет серьезнейшую трудность для разрабатываемых ныне моделей горячей Вселенной. Решить ее, по-видимому, невозможно без обращения к той или иной гипотезе о происхождении ВВ.

Наиболее простым предположением было бы предположение о происхождении ВВ при столкновении тел огромной энергии, содержащих то или иное количество вещества и антивещества. В работе [5] было высказано предположение, что макроскопические количества вещества могли бы в принципе образовываться и при столкновении элементарных частиц крайне высокой энергии. Это предположение основывалось на том факте, что сечение образования новых частиц при столкновении двух элементарных частиц не убывает с ростом энергии. Если эта тенденция будет удерживаться и в пределах крайне высоких энергий, то при столкновении исключительно энергичных нуклонов, ускоренных в космических полях, могли бы рождаться макроскопические тела, массы которых m ограничены только величиной относительной энергии w сталкивающихся частиц, $m < w/c^2$. В принципе допустимо рождение звезд не в лабораторном смысле, а в смысле астрономическом. Так могла бы возникнуть прямая связь микроскопических и макроскопических явлений, в частности явлений астрономических.

Однако в начальной стадии Великого взрыва в пространстве Фридмана, сжатом до крайне малого объема, нет места для предполагаемого движения сталкивающихся тел, будь то тела и антитела или элементарные частицы и античастицы. Поэтому возникает идея о том, что материальные объекты, порождающие ВВ, до этого взрыва находятся вне фридманова пространства-времени, принадлежат другому, более обширному пространственно-временному многообразию, которое назовем метaprостранством M_n .

Простейшая модель такого многообразия могла бы быть такова: метaprостранство M_n есть плоское псевдоевклидово прос-

пространство с числом пространственных измерений $m > 3$ и одним временным измерением, допускающим понятие временной последовательности событий; итого $n = m + 1$ измерение. Соответствующий интервал ds в таком пространстве определяется формулой

$$ds^2 = dx_0^2 - \sum_{k=1}^m dx_k^2. \quad (1)$$

В таком пространстве нет гравитации.

Рассмотрим теперь четырехмерную гиперповерхность в метапространстве \mathcal{M}_n

$$x_\mu = F_\mu(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad (2)$$

где ξ_α , $\alpha = 0, 1, 2, 3$, суть координаты точки на этой поверхности. Интервал длины на этой поверхности $d\sigma$ будет иметь вид

$$d\sigma^2 = g_{\alpha\beta} d\xi_\alpha d\xi_\beta, \quad (3)$$

где метрический тензор $g_{\alpha\beta}(\xi)$ есть функция точки на гиперповерхности $\mathcal{R}_4(\xi)$. Ограничимся рассмотрением поверхностей, для которых $g_{00} > 0$, $\det g_{\alpha\beta} < 0$. Таким образом, на поверхности $\mathcal{R}_4(\xi)$ определено риманово пространство с локальной псевдоэвклидовой метрикой, со знаками компонент метрического тензора $+- - -$ (в системе координат, в которой $g_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$).

Будем рассматривать такую поверхность как физическую поверхность, заполненную материей. Тогда согласно основному уравнению общей теории относительности распределение материи (импульса и энергии) будет определяться тензором $T_{\alpha\beta}(\xi)$:

$$T_{\alpha\beta} = \frac{c^4}{8\pi k} (R_{\alpha\beta} - 1/2 g_{\alpha\beta} R), \quad (4)$$

где $R_{\alpha\beta}$ – тензор кривизны Риччи, а R – скалярная кривизна пространства $\mathcal{R}_4(\xi)$, k – постоянная тяготения².

В этой концепции наша Вселенная (метagalактика) рассматривается погруженной в вседозвукливо метапространство $\mathcal{M}_n(x)$ и полностью заключена внутри искривленного пространства $\mathcal{R}_4(\xi)$. Предположение о существовании метапространства \mathcal{M}_n , $n > 4$ открывает возможность для обсуждения событий, предшествовавших ВВ.

Суть моей гипотезы заключается в предположении, что в метапространстве \mathcal{M}_n свободно двигаются тела и антитела (лучше

² Разумеется, эти уравнения еще должны быть дополнены уравнениями движения материи, например гидродинамическими релятивистскими уравнениями.

называть их метателями и метаантителами), а метагалактики рождаются при столкновении подобных метател. Более детально определять природу этих метател было бы преждевременно. Пока здесь остается большая свобода для спекуляций: это могли бы быть элементарные частицы, обладающие огромной энергией относительного движения, или огромные массивные тела и антитела.

Хотя начальное состояние ВВ не может быть сейчас определено точнее, но гипотеза о том, что с самого начала в сталкивающихся метателях преобладало вещество (а не антивещества), становится весьма естественной. Вместе с тем отпадает основная трудность для модели горячей Вселенной, состоящая в явном преобладании вещества над антивеществом в видимой Вселенной. На основе рассматриваемой гипотезы данные о состоянии вещества в начальной стадии расширения горячей Вселенной должны быть пересмотрены.

Из рассматриваемой гипотезы вытекает возможность залета в фридманово пространство нашей Вселенной $\mathcal{R}_4(\xi)$ метател (или метаантител) из метапространства $\mathcal{M}_n(x)$. Столкновение такого рода метател с массивными объектами нашей метагалактики могло бы быть наблюдаемым явлением, сопровождающимся огромным выделением энергии. Этот вывод из развиваемой концепции находит поддержку в интересной теории В.А. Амбарцумяна [6] о рождении новых звезд из некоторого плотного взрывающегося ядра.

Из предположения о существовании метапространства следует, что идея о единственности нашей метагалактики не может быть обоснована. Более того, естественно предполагать, что могут существовать различные по размерам и своей внутренней геометрии метагалактики, возникшие в результате столкновений различных метател. Не исключается также возможность, что при такого рода столкновениях рождается не одна, а две или более метагалактик или метагалактики и антиметагалактики, подобно тому как при столкновении элементарных частиц рождаются многие частицы и античастицы.

На рис. 1 на примере трехмерного метапространства \mathcal{M}_3 , иллюстрируется сказанное. Линии AA' и BB' суть трубки, изображающие движение метател в \mathcal{M}_3 . Окрестность точек $A'B'$ есть район их столкновения – область ВВ. Поверхность S есть пространство-время \mathcal{R}_2 образовавшейся метагалактики. Наконец, кольцо \mathcal{R}_1 есть одномерное пространство расширяющейся метагалактики. Трубка TT' иллюстрирует движение метателя, залетающего во Вселенную из метапространства (окрестность точки T' на поверхности S).

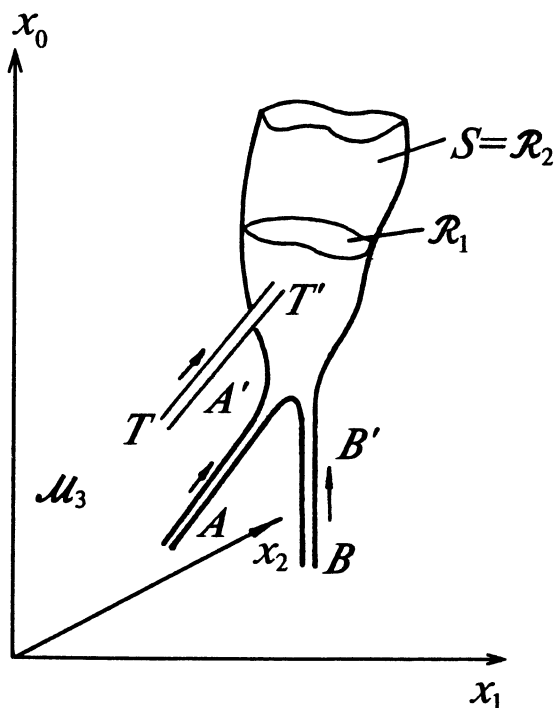


Рис. 1

Литература

1. А.А. Фридман, Избранные труды, М., 1966.
2. G. Gamov, Phys. Rev., v. 74, 505 (1948); Rev. Mod. Phys., v. 21, 367 (1949).
3. A. A. Penzias, R. W. Wilson, Astrophys. J., v. 142 (1), 419 (1965).
4. Я.Б. Зельдович, УФН, т.89, в. 4 (1968).
5. Д.И. Блохинцев, Природа, № 9, 25 (1959), УФН, т.19, 3 (1959).
6. В.А. Амбарцумян, Звездные ассоциации, Науч. труды, т.2, Ереван, 1960.

ВСЕЛЕННАЯ КАК ГАЗ ФРИДМОНОВ*

В статье [1] была высказана гипотеза о структуре мира, основанная на идее А.А. Фридмана о возможности существования замкнутого, периодически расширяющегося и сжимающегося четырехмерного мира [2]. Такого рода миры мы будем называть, по терминологии М.А.Маркова, фридмонами, однако независимо от величины массы образующей их материи¹.

Согласно моей гипотезе, мир Фридмана $\mathfrak{F}_4(x)$ может быть лишь частью более обширного мира фридмонов, свободно движущихся в метaprостранстве $\mathcal{M}_n(x)$ большого числа измерений $n > 4$. Они образуют фридмонный газ, молекулами которого являются целые вселенные типа, известного нам из нашего опыта, может быть и большие, может быть и много меньшие. Простейший тип метaprостранства $\mathcal{M}_n(x)$ есть псевдоевклидово пространство с метрикой, определяемой квадратом элемента интервала dS_n

$$dS_n^2 = \sum_{\mu=0}^{n-1} c_\mu dx_\mu^2 = dx_0^2 - \sum_{\mu=1}^{n-1} dx_\mu^2, \quad (1)$$

так что $c_0 = +1$; $c_\mu = -1$, $\mu > 0$. Координата x_0 играет роль времени.

Фридмон в таком мире определяется некоторой четырехмерной гиперповерхностью:

$$x_\mu = \Phi^\mu(\xi_0, \xi_1, \xi_2, \xi_3), \quad \mu = 0, 1, \dots, n-1, \quad (2)$$

имеющей элемент интервала $d\sigma$:

$$d\sigma^2 = \sum_{\alpha, \beta=0}^3 g_{\alpha\beta} d\xi_\alpha d\xi_\beta. \quad (3)$$

Здесь $\xi_0, \xi_1, \xi_2, \xi_3$ — координаты внутри фридмона. Подставляя dx_μ из (2) в (1) и сравнивая полученное выражение с (3), найдем уравнение

$$\sum_{\mu=0}^{n-1} c_\mu \frac{\partial \Phi^\mu}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \Phi^\mu}{\partial x_\beta} = g_{\alpha\beta}(\xi). \quad (4)$$

* Опубликовано в журнале "Доклады Академии наук СССР" (1979, т. 246, № 4).

¹ Этот термин был введен М.А. Марковым применительно к микромиру. В этом случае масса материи фридмона составляет только $\sim 10^{-5}$ г.

Число этих уравнений для s -мерной гиперповерхности $\mathfrak{F}_s(\xi)$ составляет $1/2s(s+1)$. Следовательно, число измерений метaprостранства $n \geq 1/2s(s+1)$; в нашем случае $s = 4$, $n = 10$. Однако метрика фридманова мира обладает сферической симметрией (см., например, [3]):

$$d\sigma^2 = dt^2 - \left\{ \frac{1}{(1 - r^2/a^2)} dr^2 + r^2 [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2] \right\}. \quad (5)$$

Здесь a — радиус фридмона, зависящий от времени t (скорость света принята равной 1), остальные обозначения обычные.

Если положить $r = a \sin \chi$, $0 < \chi \leq \pi$, то $d\sigma^2$ принимает вид

$$d\sigma^2 = dt^2 - \{a^2 d\chi^2 + a^2 \sin^2 \chi [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2]\}. \quad (5')$$

Решение уравнений Эйнштейна для пылевидной материи приводит к следующему параметрическому представлению величин t и a [3]:

$$t = a_0(\eta - \sin \eta), \quad a = a_0(1 - \cos \eta), \quad 0 < \eta < \infty. \quad (6)$$

Сферическая симметрия $\mathfrak{F}_4(\xi)$ позволяет ограничиться рассмотрением пятимерного метaprостранства. Если ввести в нем координаты $0 < R < \infty$, $0 < \theta_1 \leq \pi$, $0 < \theta_2 \leq \pi$, $0 < \theta_3 \leq 2\pi$, то квадрат элемента интервала dS_5 принимает вид

$$dS_5^2 = dx_0^2 - \{dR^2 + R^2 d\theta_1^2 + R^2 \sin^2 \theta_1 [d\theta_2^2 + \sin^2 \theta_2 d\theta_3^2]\}. \quad (7)$$

Сравнение с (5') показывает, что $R = a$, $\theta_1 = \chi$, $\theta_2 = \theta$, $\theta_3 = \varphi$, причем

$$dt^2 = dx_0^2 - dR^2 = dx_0^2 - da^2, \quad (8)$$

откуда

$$\frac{\partial x_0}{\partial t} = \pm \sqrt{1 + \left(\frac{da}{dt}\right)^2}. \quad (9)$$

Пользуясь параметрическим представлением t и a , нетрудно получить

$$\frac{dx_0}{d\eta} 2a_0 \sin \frac{\eta}{2}, \quad (10)$$

где a_0 — постоянная амплитуда и в (9) взят знак “плюс” (будущее время!). Из (10) находим

$$x_0(\eta) = 8a_0 m + 4a_0 \left[1 - \cos \frac{\eta}{2}\right], \quad (11)$$

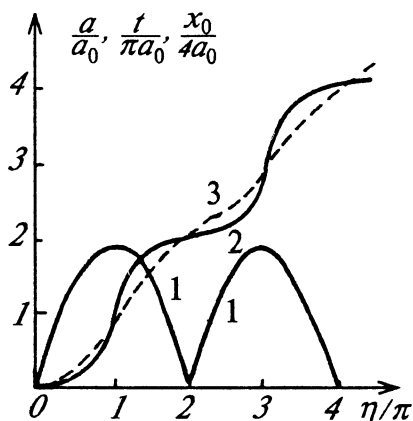


Рис. 1. Величины $\frac{a}{a_0}$ (1), $\frac{t}{\pi a_0}$ (2), $\frac{x_0}{4a_0}$ (3) в функции параметра η

где m – число циклов колебаний фридмона. Радиус $R = a(t)$ в $\mathcal{M}_5(x)$

$$R = a_0[1 - \cos\eta(t)]. \quad (12)$$

На рис. 1 приведены кривые для $x_0/4a_0$, $t/\pi a_0$ и a/a_0 в функции параметра η . Как видно, время внутри фридмона t и время метапространства x_0 в существенном отличаются лишь множителем $\pi/4$.

Не меняя выкладок, мы можем переместить начало пространственных координат в $\mathcal{M}_5(x)$ из точки $(x_0, 0, 0, 0, 0)$ в точку $x_0, V_1 x_0, V_2 x_0, V_3 x_0, V_4 x_0$.

Такой сдвиг начала координат означает равномерное движение фридмона в метапространстве $\mathcal{M}_5(x)$ со скоростью $\mathbf{V} = (V_1, V_2, V_3, V_4)$. Внешнее гравитационное поле фридмона равно нулю, поэтому предположение о псевдоевклидовом характере метапространства $\mathcal{M}_5(x)$ является весьма естественным, но, конечно, не обязательным, а только простейшим. Это пространство достаточно емко для описания свободного фридмонного газа, молекулами которого являются замкнутые миры – вселенные Фридмана. Описание столкновения фридмонов, процесса, нарушающего сферическую симметрию задачи и однородность пространства, требует метапространства большего числа измерений ($n > 10$).

Литература

1. Д.И. Блохинцев, ДАН, т. 229, № 1, 67 (1976).
2. А.А. Фридман, Избр. тр., М., 1966.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теория поля, М., Наука, 1967.

МЕТРИКА ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛЯ*

В основе мероопределения пространства-времени в специальной теории относительности (с.т.о.) лежит предположение о постоянстве скорости света в физическом вакууме. Между тем это предположение, вообще говоря, не выполнено в нелинейных теориях поля [1-4], хотя бы они и удовлетворяли формальным требованиям лоренцевской инвариантности.

Определенные требования к линейности сигнала, неявно содержащиеся в с.т.о., обычно упускаются из виду. А.Эйнштейн не раз отмечал, что на самом деле нам дана только сумма "геометрия + физика", а не каждое слагаемое отдельно. Рассмотрим эту "сумму" на примере абстрактного мира, в котором существует лишь один вид материи – скалярное поле $\varphi(x)$, распределенное в пространстве $R(x)$ ($x = x_1, x_2, x_3, x_4$).

Метрика этого пространства первоначально не определена, однако закон распределения поля $\varphi(x)$ мы будем считать заданным с помощью вариационного принципа:

$$\delta \int L d\omega = 0, \quad (1)$$

где $d\omega = dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$; L – плотность лагранжиана, зависящая от поля $\varphi(x)$ и его первых производных $\varphi_i = \partial\varphi/\partial x_i$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Из (1) вытекает уравнение поля

$$a_{ik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} + b_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} + c = 0, \quad (2)$$

где

$$a_{ik} = +\partial^2 L / \partial x_i \partial x_k, \quad b_i = \partial L / \partial \varphi \partial x_i, \quad c = -\partial L / \partial \varphi \quad (3)$$

функции φ и φ_i , так что уравнение (2), вообще говоря, нелинейно. Для установления метрических соотношений в рассматриваемом нами абстрактном мире можем использовать только "физику" поля $\varphi(x)$. Если уравнение (2) является уравнением эллиптического типа, так что

$$a_{ik} \xi_i \xi_k > 0 \quad (4)$$

(ξ_i – произвольный действительный вектор), то вообще нельзя разделить множество $R_4(x)$ на пространство и время. В этом случае вариация поля $\delta\varphi(P)$ в окрестности какой-либо точки $P(x_1, x_2, x_3, x_4)$ ведет к изменению поля φ в любой области \mathfrak{G} , ограниченной замкнутой поверхностью Γ , окружающей точку P .

* Опубликовано в журнале "Доклады Академии наук СССР" (1966, т.168, № 4).

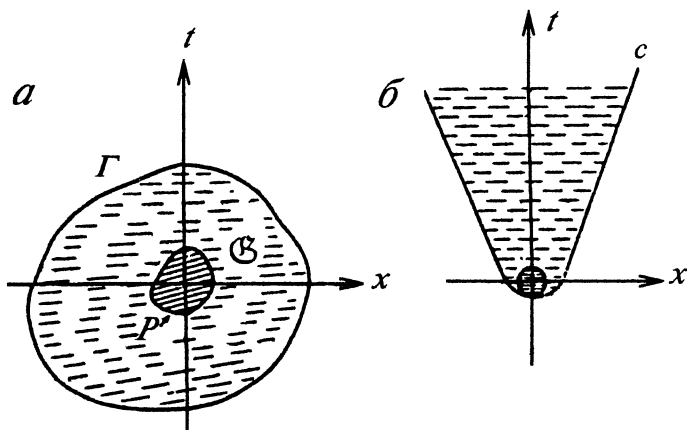


Рис. 1. (а) — случай эллиптического уравнения, во множестве $R_2(t, x)$ нет выделенных направлений; (б) — случай гиперболического уравнения, множество $R_2(t, x)$ разделяется конусом влияния cPc на время (заштриховано) и пространство (вне конуса cPc)

В этом случае ни одно из направлений в $R_4(x)$ не выделено и разделение на пространство и время невозможно (рис. 1).

Если же уравнение (2) является уравнением гиперболического типа, так что

$$a_{ik}\xi_i\xi_k < 0, \quad (4')$$

то вариация $\delta\varphi(P)$ в окрестности точки $P(x_1, x_2, x_3, x_4)$ вызывает вариацию поля φ только в тех точках $R_4(x)$, которые лежат внутри характеристического (конуса влияния), образованного характеристиками уравнения (2). В этом случае направления в пространстве $R_4(x)$ разделяются на временные (лежащие внутри конуса влияния) и на пространственные (лежащие вне его). Вместе с этим появляется и понятие времени, мы можем теперь говорить о распространении сигнала из точки P . Временные точки достигаются сигналом из P , пространственные — нет.

Заметим, что под сигналом понимаем поверхность слабого разрыва поля $\varphi(x)$, $s = s(x_1, x_2, x_3, x_4) = \text{const}$. Семейство этих поверхностей определяется из уравнения [5]

$$a_{ik} \frac{\partial s}{\partial x_i} \frac{\partial s}{\partial x_k} = 0. \quad (5)$$

Ввиду нелинейности уравнения (1) характеристики уравнения (линии, ортогональные к $s = \text{const}$) будут зависеть от величины поля φ и его производных φ_i . Поэтому и разделение множества $R_4(x)$ на пространство и время будет зависеть от величины поля φ и его производных.

Известно, что в пространстве с метрикой

$$ds^2 = g_{ik} dx_i dx_k \quad (6)$$

сигнал (слабый разрыв) распространяется в согласии с уравнением

$$g^{ik} \frac{\partial s}{\partial x_i} \frac{\partial s}{\partial x_k} = 0, \quad (7)$$

где g^{ik} – контравариантный метрический тензор [6].

Сравнение (7) и (5) показывает, что метрика в $R_4(x)$ должна быть согласована с законом распространения сигнала (5). Это согласование требует, чтобы

$$g^{ik} = \lambda a^{ik}, \quad (8)$$

где λ – общий масштабный множитель. Таким образом, метрический тензор g^{ik} будет функцией поля $\varphi(x)$ и его производных:

$$g^{ik} = g^{ik}(\varphi, \varphi_i). \quad (9)$$

Метрика $R_4(x)$ оказывается зависящей от поля φ .

Допустим теперь, что, помимо поля φ , существует еще и другое поле ψ , подчиняющееся также уравнению вида (2). Поле ψ , если его использовать как сигнал для упорядочения событий в $R_4(x)$, определит другую метрику, отличную от (9). Какую метрику мы должны предпочесть?

Ясно, что мы должны назвать временем ту область, которая достигается любым сигналом (ψ или φ). Иными словами, разделение $R_4(x)$ на пространство и время должно быть сделано с помощью того сигнала, который имеет конус влияния, включающий в себя все остальные, возможные (рис. 2).

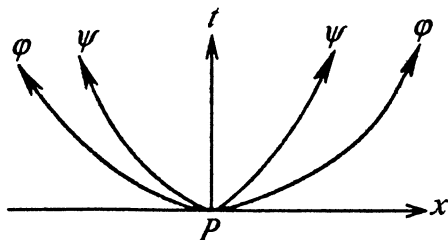


Рис. 2. Характеристики поля φ и ψ . Конус влияния ψ находится внутри конуса влияния φ , поэтому для разделения $R_2(t, x)$ на пространство и время надо предпочесть сигнал поля φ

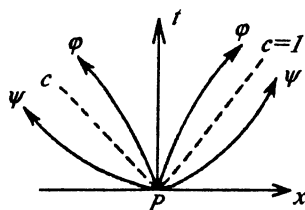


Рис. 3. Пунктиром обозначен конус влияния с.т.о. (скорость света в пустоте принята постоянной). Конус φ совместим с метрикой, принятой в с.т.о. Конус, определяемый полем ψ , на малых расстояниях от P требует изменения метрики с.т.о.

Естественно считать, что в области малых полей должна быть справедлива обычная метрика, принятая в с.т.о. Поэтому вдали от источника P характеристики должны выпрямляться, как это показано на рис. 3. Это выпрямление может происходить двумя существенно различными способами. Скорость сигнала может стремиться к скорости света с со стороны меньших скоростей (на

рис. 3 случай φ) или со стороны больших скоростей (на рис. 3 случай ψ). В последнем случае метрика пространства-времени должна быть переопределена применительно к закону распространения этого поля вблизи точки P . Таким образом, поле φ , которое определяет метрику пространства, будет взаимодействовать со всеми другими полями через метрический тензор

$$g^{ik} = g^{ik}(\varphi, \varphi_i).$$

В заключение заметим, что уравнение Клейна

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_4^2} - \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_3^2} \right) - m^2 \varphi = 0 \quad (10)$$

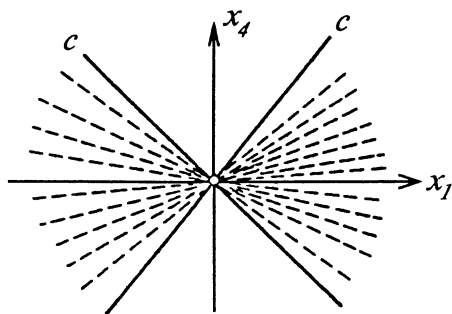


Рис. 4. Пунктиром заштрихована область влияния для уравнения Клейна с $m^2 < 0$. В этом случае измерение x_4 следует считать пространством и измерение x_1 (а также x_2 и x_3) — временем

с отрицательным $-m^2$ (“мнимая масса”), как обычно считают, приводит к движению частиц со скоростью, большей скорости света c . С точки зрения описанного выше определения времени (область, достигаемая сигналом (рис. 4)) в случае уравнения (10) следует считать, что мы имеем одну пространственную координату и три временных: x_1, x_2, x_3 . Роль частоты должна играть величина $\omega^2 = \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2$, так что $\omega^2 = k_4^2 + m^2$. При таком определении времени скорости частиц, описываемых уравнением (10), будут меньше скорости света c .

Литература

1. М. Борн, Proc. Roy. Soc. A, **143**, 410 (1939).
2. Д. Блохинцев, ДАН, **32**, 553 (1956).
3. Д. Блохинцев, В. Орлов, ЖЭТФ, **25**, 503 (1953).
4. D. Blokhintsev, Nuovo Cim., Cim. Suppl., **3**, 629 (1953).
5. В.И. Смирнов, Курс высшей математики, **4**, 1958.
6. В.А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, 1955.
7. В.И. Огиевский, И.В. Полубаринов, Препринт Объединен. инст. ядерн. исслед., P-2106, Дубна, 1965.

КВАРКИ В КВАНТОВАННОМ ПРОСТРАНСТВЕ*

1. О квантовании пространства

Общая постановка вопроса такова: вместо числовых координат точек x_1, x_2, x_3, x_4 , образующих дифференцируемое многообразие $\mathcal{M}_4(x)$ (допускающее определенную метрику), рассматриваются линейные операторы $\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3, \hat{x}_4$, в общем случае не коммутирующие между собой. При этом возникает вопрос о числовых (“измеримых”) значениях координат точечного события и об упорядочении событий в таком операторном пространстве $\mathcal{M}_4(\hat{x})$.

Единственный разумный ответ на вопрос, поставленный выше относительно числового многообразия, определяемого операторами \hat{x}_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$), заключается в допущении возможности отображения такого операторного пространства на пространство собственных значений операторов \hat{x} или функций от них $f(\hat{x})$, образующих полный набор переменных. Этот набор должен быть достаточным для упорядочения точек в четырехмерном псевдоевклидовом пространстве.

В соответствии с данной постановкой проблемы мы допускаем существование пространства $\mathcal{H}(\Phi)$ собственных функций Φ такого полного набора в каждой точке пространства $\mathcal{M}_4(\hat{x})$.

Рассмотрим в дальнейшем три примера операторного пространства, из которых последний будет применен к теории кварков.

Пример 1. Положим $\hat{x}_\mu = i\partial/\partial p_\mu$, где p_μ – сопряженный импульс. Точки p образуют плоское пространство Минковского $\mathcal{M}_4(p)$. В этом случае операторы \hat{x}_μ коммутируют между собой и имеют общие собственные функции $\Phi = e^{ip_\mu x_\mu}$, где x'_μ есть собственное значение оператора \hat{x}_μ . Ситуация в этом примере тривиальная. Пространство $\mathcal{M}_4(\hat{x})$ соответствует числовому пространству $\mathcal{M}_4(x')$.

Пример 2. Предполагается, что пространство импульсов $\mathcal{M}_4(p)$ обладает постоянной кривизной. Операторы \hat{x}_μ в этом случае рассматриваются как операторы сдвига в этом искривленном пространстве. Такая возможность была указана Снайдером [1] много лет тому назад и обстоятельно изучалась в работах В.Г. Кадышевского и его сотрудников [2, 3].

В качестве пространства $\mathcal{M}_4(p)$ принималось пространство де Ситтера $S_4(p)$ – пространство с постоянной отрицательной кривизной. Его геометрия совпадает с геометрией гиперboloида

* Опубликовано в журнале “Теоретическая и математическая физика” (1978, т. 37, № 2).

в плоском пятимерном пространстве:

$$(1) \quad p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + p_4^2 + p_5^2 = -1/a^2,$$

причем здесь $p_4 = ip_0$, $p_5 = iq_0$ (p_0, q_0 действительны). Операторы \hat{x}_μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) теперь не коммутируют между собой:

$$(2) \quad [\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = ia^2 \mathcal{M}_{\mu\nu},$$

где $\mathcal{M}_{\mu\nu}$ – оператор вращения, a – некоторая элементарная длина, определяющая кривизну пространства импульсов.

В силу (2) собственные значения операторов координат $\hat{x}_1, \hat{x}_2, \hat{x}_3, \hat{x}_4$ не могут образовать полного набора из четырех переменных. Как было показано в работах [2, 3], этот набор может быть найден, если в его основу положить собственные значения оператора Казимира группы де Ситтера $SO(2, 3)$:

$$(3) \quad S^2 = \mathcal{M}_{kl} \mathcal{M}^{kl},$$

где $k, l = 1, 2, 3, 4, 5$. Этот инвариантный оператор принимается за оператор интервала S^2 . При $a \rightarrow 0$ он переходит в выражение, соответствующее плоскому пространству $\hat{s}^2 = -\sum_1 \partial^2/\partial p_\mu^2$.

Оказывается, что любое возможное собственное значение \hat{s}^2 совместимо с определенным значением четырехмерного вектора N , указывающего направление этого интервала.

Единичный вектор N (N_1, N_2, N_3, N_4) удовлетворяет обычному условию $N^2 = -1$ или $+1$ для времениподобного и пространственноподобного направлений соответственно. Значение $N^2 = 0$ (световой конус) при этом исключается.

Собственные векторы $\Phi(p)$ оператора \hat{s}^2 различны для $N^2 = -1$ и $N^2 = +1$

$$(4) \quad \Phi(p) = \langle \Lambda, N \mid p \rangle \quad \text{или} \quad \langle \Lambda, N \mid p \rangle,$$

где величины L и Λ определяют две серии собственных значений¹ оператора \hat{s}^2 :

$$(5) \quad s^2 = -L(L+3), \quad L = -1, 0, 1, 2, 3, \dots, \quad N^2 = -1,$$

$$(5a) \quad s^2 = (3/2)^2 + \Lambda(\Lambda+1), \quad 0 < \Lambda < \infty, \quad N^2 = +1,$$

Таким образом, точки пространства $\mathcal{M}_4(x)$ могут быть теперь определены с помощью четырех чисел s^2 и N и поля Φ , которое естественно назвать геометрическим полем.

¹ Явный вид функций (4) приведен в [3]. Существует и другой полный набор – “сферический”.

Из факта зависимости собственной функции интервала (4) от вектора N следует, что интервалы, относящиеся к различным N , имеют различные собственные функции и поэтому не совместимы друг с другом, т.е. принадлежат к различным полным наборам. Поэтому из любой точки такого пространства можно провести только одну, но любую прямую (N), имеющую дискретную или непрерывную меру длины, (5) или (5а).

Пример 3. Мы сосредоточимся теперь на другой возможности, указанной в [4, 5]. Если рассмотренный выше вариант покоился на замене плоского пространства $\mathcal{M}_4(p)$ кривым пространством $S_4(p)$, то рассматриваемая ниже возможность исходит из обобщения пространства Финслера $F_4(x)$ [6].

2. Обобщение пространства Финслера

В отличие от риманова пространства пространство Финслера неизотропно. Элемент длины (интервала) ds в этой геометрии является формой первого порядка от дифференциалов координат dx (dx_1, dx_2, dx_3, dx_4):

$$(6) \quad ds = L(dx, x),$$

и зависит от направления вектора dx . Четырехмерное пространство Минковского $\mathcal{M}_4(x)$ есть частный случай однородного пространства Финслера, так как в пространстве $\mathcal{M}_4(x)$ различаются пространственноподобные и времениподобные направления. Действительно, интервал длины в пространстве Минковского может быть представлен в виде, характерном для геометрии Финслера:

$$(7) \quad ds = N_\mu dx^\mu,$$

где вектор N_μ , есть форма нулевого порядка относительно dx . Эта форма различна для пространственноподобных, времениподобных направлений и светового конуса в соответствии с тремя возможными значениями $N^2 = \pm 1, 0$.

Квантовое обобщение пространства Финслера основывается на замене дифференциалов координат dx^μ в формуле (7) конечными операторами

$$(8) \quad \Delta \hat{x}_\mu = a \gamma_\mu,$$

где γ^μ – матрицы Дирака и a – некоторая длина. В соответствии с (7) и (8) оператор интервала приобретает вид

$$(9) \quad \Delta \hat{s} = N_\mu \Delta \hat{x}^\mu$$

для $N^2 = \pm 1$ и

$$(9a) \quad \Delta \hat{s} = \frac{1}{i} N_\mu \Delta \hat{x}^\mu$$

для $N^2 = -1$ и $N^2 = 0^2$. Из (8) следует, что

$$(10) \quad [\Delta\hat{x}_\mu, \Delta\hat{x}_\nu] = 2ia^2 I_{\mu\nu}$$

где I_μ – оператор четырехмерного спина. Этот коммутатор соответствует коммутатору в формуле (2). Пространство, определенное формулами (8), (9) и (9а), мы будем называть пространством $\Gamma_4(\hat{x})$.

В силу (10) собственные значения операторов $\Delta\hat{x}_1, \Delta\hat{x}_2, \Delta\hat{x}_3, \Delta\hat{x}_4$ не образуют полного набора. Полный набор четырех необходимых переменных так же, как в примере 2, может быть образован собственным значением интервала $\Delta\hat{s}$ и единичным вектором N . Из уравнения для собственных функций Φ_λ и собственных значений оператора $\hat{\sigma}(N) = \frac{1}{a}\Delta\hat{s}(N)$

$$(11) \quad \hat{\sigma}(N)\Phi_\lambda = \lambda\Phi_\lambda$$

нетрудно убедиться, что собственные значения λ равны

$$(12a) \quad \lambda = \pm\sqrt{N^2} \text{ для } N^2 > 0$$

и

$$(12b) \quad \lambda = \pm\sqrt{-N^2} \text{ для } N^2 < 0,$$

так что собственные значения $\Delta s = \pm a$ или 0. Вероятностная интерпретация геометрического поля Φ оказывается невозможной, так как для тахионных состояний (12) инвариант $\Phi_\lambda\Phi_\lambda \equiv 0$. Из (9) и (10) следует, что операторы интервалов $\Delta\hat{s}(N')$ и $\Delta\hat{s}(N'')$ для двух непараллельных направлений N' и N'' не коммутируют между собой. Действительно,

$$(13) \quad [\Delta\hat{s}(N'), \Delta\hat{s}(N'')] = a^2\gamma^\mu\gamma^\nu(N' \times N'')_{\mu,\nu}$$

(здесь \times – знак векторного произведения). В силу этого обстоятельства через каждую точку квантованного пространства $\Gamma_4(\hat{x})$ можно провести только одну прямую (но любую). Далее следует указать выбор знака для интервала. В силу того что $\lambda = \pm 1$, мы встречаемся с двужначностью совершенно того же типа, что и в геометрии Минковского, в которой $ds = \pm\sqrt{dx_1^2 + \dots + dx_4^2}$. Выберем этот знак в соответствии с понятием времени τ и расстояния l . Для времениподобного интервала ($\hat{s} = \hat{\tau}$, $N^2 = -1$) в каждой точке допускаются два значения τ по правилу

$$(14) \quad \lambda = \pm 1, \quad \Phi_\lambda \equiv \Phi_\pm(\pm N),$$

² Это определение интервала отлично от описанного в [5]. Оно соответствует определению, данному ранее в [4].

т.е. $\tau = \pm a$.

Для пространственноподобного интервала $\hat{s} = \hat{l}$, $N^2 = +1$ допускаем лишь один знак $+$:

$$(14a) \quad \lambda = +1, \quad \Phi_\lambda = \Phi_+(\pm N),$$

т.е. $l = +a$.

В силу этих соглашений в любой точке для пространственноподобного направления имеется только один возможный луч N . Для времениподобного направления — два луча $\pm N$. Тем самым определено упорядочение событий в пространстве $\Gamma_4(\hat{x})$. Оно осуществляется так же, как и в пространстве Минковского, с помощью интервала s и единичного вектора N с тем существенным различием, что в каждой точке возможны лишь одна прямая (для $N^2 = -1$) и лишь один луч (для $N^2 = +1$). Собственное значение интервала для $N^2 = -1$ совпадает с временем τ в той системе отсчета, где $N = (1, 0, 0, 0)$, и для $N^2 = +1$ совпадает с длиной l в системе отсчета, где $N = (0, N)$. Что касается интервала $\Delta s = 0$, $N^2 = 0$, то он не определяет ни длины, ни времени, так как операторы \hat{x}_k при \hat{x}_k ($k = 1, 2, 3$) при $\Delta s = 0$ не коммутируют с оператором $\Delta \hat{s}$ ни в какой системе отсчета. Поэтому положение точек, разделенных между собой световым конусом $N^2 = 0$, в этой геометрии неопределенно.

В окрестности каждой точки A пространства $\Gamma_4(\hat{x})$ можно указать соседнюю точку B для $N^2 = +1$, определенную собственным вектором $\Phi_\lambda(A, N)$ оператора $\Delta \hat{s}(N)$, заданного в точке A . Это определенное геометрическое состояние может быть осуществлено двумя эквивалентными способами вследствие вырождения поля Φ_λ по его киральности.

Из точки A нельзя провести две или более линий, соединяющих ее с B, C, \dots (на рис. 1–4 показаны окрестности точек в пространстве $\Gamma_4(\hat{x})$, сплошные линии — определенные интервалы, пунктирные линии — неопределенные интервалы). В любую точку A можно подвести из ее окрестности сколько угодно линий извне, из “соседних” точек C, C', C'', \dots (рис. 2).

Однако расстояния между точками C, C', C'', \dots и т.д. будут неопределенны. Такая окрестность точки A будет неупорядоченной. Около любой точки B , соседней с точкой A , можно указать новую точку C , которая определяется собственным вектором $\Phi_\lambda(B, N)$ оператора $\Delta \hat{s}(N')$, взятого в точке B , и т.д. Таким образом, возникает кривая $ABCD \dots$, состоящая из пространственноподобных или времениподобных отрезков, длина которых кратна a (рис. 3 и 4). Упорядоченная окрестность любой точки A состоит максимально из трех точек (см. рис. 4). Такое максимальное упорядочение возможно лишь в том случае, если контур ABC может быть замкнут. В силу дискретности интервалов в геометрии $\Gamma_4(x)$ такое замыкание не всегда возможно.

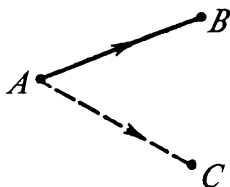


Рис. 1

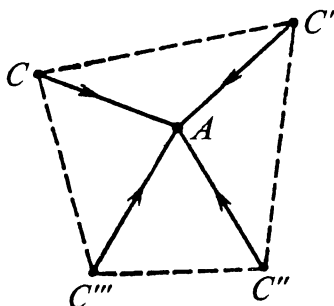


Рис. 2

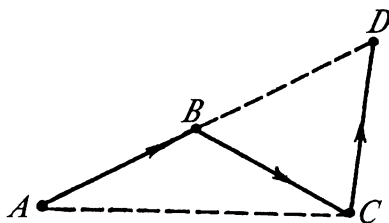


Рис. 3

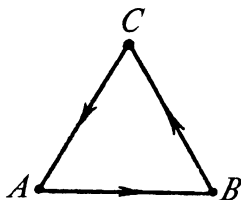


Рис. 4

Четвертая точка уже не может иметь определенного положения по отношению ко всем трем упорядоченным точкам, так как это привело бы к двум исключаящим друг друга собственным функциям Φ_λ . Например, определенное значение интервала BC в силу (13) исключает определенное значение интервала BD (ср. рис. 3). По этой же причине линии в этом пространстве не могут пересекаться.

Таким образом, в геометрии $\Gamma_4(\hat{x}_\mu)$ только две или три точки могут быть упорядочены относительно друг друга. Пространство $\Gamma_4(\hat{x})$ может быть погружено в пространство $\mathcal{M}_4(x)$, подобно тому как всякая дискретная решетка составляет только часть непрерывного многообразия. Это выглядит так, как если бы на относительные координаты точек $\mathcal{M}_4(x)$ были наложены дополнительные условия.

3. Кинематика кварков

Основное предположение рассматриваемой ниже кинематики кварков таково: глюонное поле \mathcal{G} , связывающее кварки q (или антикварки \bar{q}), определено в пространстве $\Gamma_4(\hat{x})$, т.е. $\mathcal{G} = \mathcal{G}(\hat{x}) \equiv \mathcal{G}(N, \hat{\sigma}(N))$.

На основании сказанного выше о свойствах $\Gamma_4(\hat{x})$ -геометрии мы можем заключить, что каждый кварк имеет только одну направленную от него к соседу линию N , вдоль которой может распространяться одномерное взаимодействие. Иными словами, кварки имеют направленную валентность, более того, они одновалентны.

Пространственноподобные конфигурации, обладающие полной упорядоченностью и, следовательно, определенными взаимодействиями между кварками, состоят только из пар кварков или из триад.

Таков вывод из сделанного выше предположения о характере глюонного поля.

Далее, в силу дискретности $\Gamma_4(\hat{x})$ -пространства пространственноподобные интервалы не могут быть меньше a (элемента длины). Поэтому кварки не могут находиться в одной точке. Тем самым отпадает известная трудность относительно статистики кварков: различные положения кварков можно рассматривать как их различный цвет. Иными словами, различие в цвете кварков может быть отождествлено с различием в положении этих кварков.

Мы придем к разумной картине кварковых взаимодействий, если дополним идею направленных одномерных валентностей следующим положением: кварковые структуры образуются только замкнутыми валентностями. Это положение в триаде кварков осуществляется само собой на основании объясненных выше геометрических свойств окрестности точки в квантованном пространстве.

Что касается пары кварк-антикварк (q, \tilde{q}) , то согласно сделанному предположению она имеет вид, показанный на рис. 5 (насыщение валентностей). Вследствие того, что поля Φ_q и $\Phi_{\tilde{q}}$ имеют два знака киральности, полное число способов, которым может быть осуществлено упорядочение пары (q, \tilde{q}) , равно четырем. Тем самым учетверяется отношение $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, которое ниже порога рождения чармованных кварков будет равно $8/3$.

Другие структуры, содержащие большее число кварков, не могут быть упорядочены по всем парным взаимодействиям.

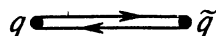


Рис. 5

Простейшее движение в триаде кварков определяется постоянством собственных векторов $\Phi_\lambda(A)$, $\Phi_\lambda(B)$, $\Phi_\lambda(C)$. При этом условии треугольник остается подобным самому себе. Заметим, что наименьший треугольник имеет стороны, равные a .

Одномерный характер взаимодействия позволяет допустить линейный рост энергии связи с ростом расстояния между кварками $L = la$. Этот рост, видимо, возможен только до известного предела. Действительно, если энергия связи кварков достигает величины $2mc^2$ (m — масса кварка), разделение состояний с $\pm t$ становится невозможным ("парадокс Клейна"). Наиболее простое

толкование этой трудности – предположение о разрыве связи при расстоянии $L \cong 2mc^2/gB$, где g – константа взаимодействия, а B – напряженность глюонного поля. При этом в разрыве образуется пара (q, \tilde{q}) .

В заключение заметим, что возможно развить подобную же теорию, исходя из искривленного $S_4(p)$ -пространства, в том варианте, когда дискретный спектр имеет место для пространственноподобного интервала.

Автор выражает благодарность Б.М. Барбашову, А.В. Ефремову и Р.М. Мир-Касимову за полезные обсуждения.

Литература

1. H. Snyder, Phys. Rev., **71**, 38, 1947.
2. A.D. Donkov, V.G. Kadyshevsky, M.D. Mateev, R.M. Mir-Kasimov, Proceed. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, р. A5-1, Dubna, 1977.
3. А.Д. Донков, В.Г. Кадышевский, М.Д. Матеев, Р.М. Мир-Касимов, Тр.МИАН СССР, **136**, 85, 1975.
4. Д.И. Блохинцев, ТМФ, **4**, 145, 1970; ЭЧАЯ, **5**, 606, 1974.
5. Д.И. Блохинцев, ТМФ, **30**, 299, 1977.
6. H. Rund, The differential geometry of Finsler space, Springer, 1959.

ДИНАМИКА КВАРКОВ*

Проблема удержания кварков внутри адронов бросает серьезный вызов современной квантовой теории поля. Известные сейчас модели “мешков” для кварков, предназначенных для удержания кварков в адронах, оказываются сложными и не соответствуют простоте кварковой модели.

Являясь структурными элементами адронов, кварки не обязаны следовать предписаниям квантовой теории поля, приноровленной к описанию движения точечных частиц. Поэтому есть основание ожидать, что кварки подчиняются динамике, принципиально отличной от динамики, диктуемой законами квантовой теории поля. В этой работе указывается такая возможность, основанная на стохастической Γ -геометрии.

Эта геометрия изложена в [1] и [2]. В настоящей работе мы заимствуем из цитированных работ основное положение, согласно которому координаты точки в такой геометрии являются операторами:

$$(1) \quad \hat{X}_\mu = x_\mu + \hat{\xi}_\mu,$$

здесь x_μ – средняя координата, а $\hat{\xi}_\mu$ – стохастическая флуктуация координаты этой точки. Эта последняя величина есть оператор, определяемый в Γ -геометрии формулой

$$(2) \quad \hat{\xi}_\mu = a\gamma_\mu,$$

где a – масштаб флуктуации, а γ_μ – обычные матрицы Дирака. Из (2) следует правило коммутации

$$(3) \quad [\hat{\xi}_\mu, \hat{\xi}_\nu] = 2ia^2 \Sigma_{\mu\nu}$$

где $\Sigma_{\mu\nu}$ – матрица $\gamma_\mu \gamma_\nu$, $\mu \neq \nu$.

Исходя из (1), рассмотрим свойства стохастической окрестности точки x . Переписав (1) в виде $\hat{\xi}_\mu = \hat{X}_\mu - x_\mu$, мы находим, что стохастический интервал \hat{s}^2 в Γ -геометрии равен

$$(4) \quad \hat{s}^2 = \sum_{\mu=1}^4 (\hat{X}_\mu - x_\mu)^2 = \hat{\xi}_4^2 + \hat{\xi}_3^2 + \hat{\xi}_2^2 + \hat{\xi}_1^2 = 4a^2,$$

* Опубликовано в журнале “Теоретическая и математическая физика” (1977, т. № 3).

является постоянной положительно-дефинитной величиной и указывает на евклидов характер рассматриваемого Γ -пространства. В силу (4) имеем

$$(5) \quad [\hat{s}^2, \hat{\xi}_\mu] = 0.$$

Из (3) и (5) видно, что точка Γ -пространства в окрестности x может быть описана величиной \hat{s}^2 и собственным значением одной из координат $\text{Eigw } \hat{\xi}_\mu = \pm a$; остальные три координаты будут при этом неопределенными. Собственные значения координат $\hat{\xi}_\mu$ определяются из уравнений

$$(6) \quad \hat{\xi}_\mu \Phi = \lambda \Phi,$$

здесь Φ является биспинором, приводящим оператор $\hat{\xi}_\mu$ к диагональному виду.

Нетрудно показать, что собственные значения координатных операторов $\hat{\xi}_\mu$ равны $\pm a$.

Из соотношений (3) и уравнений (6) следует, что в окрестности точки x можно разместить шесть объектов, имеющих одну из пространственных координат с определенным значением $+a$ или $-a$. Эти точки следующие:

$$(7) \quad \begin{array}{ccc} \pm a, & \hat{\xi}_2', & \hat{\xi}_3'; \\ \hat{\xi}_1'', & \pm a, & \hat{\xi}_3''; \\ \hat{\xi}_1''', & \hat{\xi}_2''', & \pm a. \end{array}$$

Если в какой-либо из этих точек находится реальная частица, обладающая импульсом p и массой M , то в Γ -пространстве ей может быть приписан оператор собственного времени $\hat{\tau}$:

$$(8) \quad \hat{\tau} = \frac{1}{i}(N\hat{\xi}),$$

где $N = p/M$, $N^2 = -1$. Этот оператор коммутирует с \hat{s}^2 , но не коммутирует с координатами

$$(9) \quad [\hat{\tau}, \hat{\xi}_\mu] = 2a^2(N_\alpha \Sigma_{\alpha\mu}), \quad \alpha \neq \mu.$$

Таким образом, в присутствии частицы имеется еще один оператор, коммутирующий с \hat{s}^2 . Оператор $\hat{\tau}$ имеет собственные значения, определяемые из уравнения

$$(10) \quad \hat{\tau}\Psi = \tau\Psi.$$

Его собственные значения равны

$$(11) \quad \tau = \pm \frac{1}{i} a \sqrt{N^2} = \pm a.$$

Это следует из уравнения (10) совместно с уравнением Дирака для частицы, описываемой спинором

$$(12) \quad \Psi = \Psi(x_\mu + \hat{\xi}_\mu).$$

Заметим, что зависимость Ψ от аргумента $\hat{\xi}_\mu$ напоминает здесь теорию суперполя.

Уравнение Дирака гласит

$$(13) \quad \gamma^\mu \frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} + M \Psi = 0.$$

Для “свободной” частицы с импульсом p это уравнение приводится к форме

$$(14) \quad i(\gamma^\mu p_\mu)u(p) + M u(p) = 0,$$

а его решение имеет вид

$$(15) \quad \Psi = u(p)e^{ipX} = u(p)e^{ipx - M\tau},$$

где $u(p)$ – обычный биспинор для свободной частицы, имеющий импульс p . Из сравнения (11) и (14) следует, что спинор Ψ совпадает со спинором в уравнении (10), так что τ в (15) равно $\pm a$ в зависимости от знака N_0 , в (8), что соответствует знаку энергии $E = \frac{1}{i}p_4$, в уравнении (14).

Если задано собственное значение собственного времени частицы $\hat{\tau}$, то ее координаты $\hat{\xi}_\mu$ согласно (9) неопределенны: определенность ее положения в окрестности точки x несовместима с информацией о ее движении в пространстве координат \hat{X}_μ . Для получения такой информации необходимо привести к диагональному виду операторы $\hat{\xi}_k$, $k = 1, 2, 3$. Спинор Φ в (6) не совпадает со спинором Ψ в (13) и (14). Спинор Φ описывает тахионное состояние частицы. Возможные тахионные состояния содержатся в (7). Если принять соглашение, что две частицы не могут находиться на одной пространственной прямой в Γ -пространстве, то мы приходим к выводу, что в этом пространстве можно разместить лишь три частицы, имеющие определенные, но различные положения в пространстве Γ_3 и неопределенное время $\hat{\xi}_4$. Эти частицы обязательно спиноры.

Эти соображения приводят к заключению о целесообразности отождествить их с кварками; три возможных положения кварков наводят на мысль о соответствии их с цветом кварков. Размещая три кварка около точки x , мы будем рассматривать их координаты $\hat{\xi}_k$ как относительные координаты, а x_k как координаты их центра масс. Это возможно в силу того, что сумма любых трех координат $\hat{\xi}_k' + \hat{\xi}_k'' + \hat{\xi}_k'''$ в среднем для состояния с определенным $\hat{\tau}$ равна нулю:

$$(16) \quad \langle \hat{\xi}_k' + \hat{\xi}_k'' + \hat{\xi}_k''' \rangle = 0.$$

Трехкварковая система $q'q''q'''$ будет описываться трехиндексным спинором, причем “кварковая” масса m бариона будет равна

$$(17) \quad m = M' + M'' + M'''.$$

При этом все три кварка размещены в состоянии $\tau' = \tau'' = \tau''' = +a$, их координаты $\hat{\xi}$ неопределенны, но находятся на сфере (4) и не могут выйти за ее пределы.

Для системы кварк-антикварк $q\bar{q}$ возможно размещение с $\tau' = a$ и $\tau'' = -a$ соответственно.

Важной особенностью описанной динамики кварков является то обстоятельство, что, несмотря на существование конечного размера кварковой области адрона $\hat{s}^2 = 4q^2$, которую кварки не могут покинуть, модель обладает свойством скэйлинга и совмещает представление связанных кварков с описанием их как свободных частиц. Неразработанной остается динамическая картина адронов с высшими спинами, лежащими на траекториях Редже. Здесь возможны по крайней мере два различных варианта, среди которых еще не удастся сделать выбор. Поэтому изложенная выше идея “геометрической тюрьмы” для кварков пока должна рассматриваться как любопытная абстрактная возможность.

Литература

1. Д.И. Блохинцев, ТМФ, 17, 153, 1973.
2. Д.И. Блохинцев, ЭЧАЯ, 5, 606, 1974.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редакторов	5
Дмитрий Иванович Блохинцев (Очерк научной деятельности)	6
Раздел I. Физика и философия	18
Книга В.И. Ленина "Материализм и эмпири- окритицизм" и современные представления о структуре элементарных частиц	18
Ленин и физика	30
Об относительном и абсолютном движении ...	48
Борьба вокруг закона сохранения и превраще- ния энергии в современной физике	51
Раздел II. Методологические проблемы квантовой меха- ники	65
В чем заключаются основные особенности квантовой механики	65
Критика философских воззрений так называе- мой "копенгагенской школы" в физике	83
Элементарные частицы и поле	117
Ответ академику В.А. Фоку	134
Некоторые вопросы развития современной фи- зики	142
К критике принципа простоты	147
О причинности в современной теории поля ...	152
О квантовых ансамблях	160
О физических основах квантовой механики ...	170
Об объективном и субъективном в толковании волновой функции	184
К цельной теории микромира	189
Раздел III. Методологические проблемы космологии и структуры пространства	193
Геометрия и физика микромира	193
О гипотезе расширяющейся Вселенной	215
Вселенная как газ фридмонов	220
Метрика пространства-времени и нелинейные поля	223
Кварки в квантованном пространстве	227
Динамика кварков	235

