

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИФР
110

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМНОЙ ФИЗИКИ¹⁾.

А. Зоммерфельд, Мюнхен.

Часто приходится теперь слышать или читать пессимистические суждения относительно состояния атомной физики и относительно логической системы всей физики вообще. Стройная система теории континуума, физики поля, которая к концу прошлого столетия, казалось, сложилась в единую электромагнитную картину мира, разрушена своеобразными требованиями теории квантов. И хотя первоначально не удавалось построить единообразную теорию дисконтинуума, всеобъемлющую теорию квантов, факты из области атомной физики безусловно указывают на существование такой физики дисконтинуума; на нее указывают уже с первого взгляда спектры, также как и вся химия. Поэтому атомная физика Бора могла быть создана только благодаря тому, что он с самого начала связал ее с прерывным квантом действия Планка.

Но Бор при построении своей теории должен был сделать „заем“ у классической теории в форме своего принципа соответствия, который был необходим для того, чтобы заполнить существенные пробелы квантовых методов. Я сам всегда особенно охотно подчеркиваю прерывный, целочисленный характер квантовых правил; я сделал это как в моей книге, так и, особенно, в академической речи 1925 года, где я сравнил целочисленную точку зрения теории квантов со старыми воззрениями пифагорейцев относительно роли целых чисел в законах природы, — с воззрениями, которые вытекали из целочисленных отношений струн лиры, отображавшихся в гармонии сфер. И действительно, до тех пор, пока квантовые условия, которые до известной степени служили определением атомов, выставлялись без доказательства в качестве исходных положений, мы имели здесь дело с особой аксиомой целочисленности, которая, казалось, определяла сущность физических вещей.

¹⁾ Лекция, читанная по приглашению естественно-научного факультета Гамбургского университета. Phys. Zeitschr. 28, 231, 1927 (15 марта 1927).

вскоре перешел к точке зрения Герца, и все дальнейшее развитие физики вообще отодвинуло модели эфира. Не произойдет ли то же самое с нынешними моделями атома, не будут ли они заменены, например, волновым уравнением Шрёдингера или им соответствующей матричной алгеброй Гейзенберга? Конечно, нет. Ибо модель атома Бора входит в уравнение Шрёдингера так же, как и в условие, налагаемое на гамильтонову функцию у Гейзенберга в качестве интегрируемой составной части. И в самом деле, число электронов в модели атома определяет число независимых переменных упомянутого уравнения, потенциальная энергия между электронами и ядрами входит явно у Шрёдингера и Гейзенберга. Следовательно, без модели атома не существует никакого волнового уравнения и никакого матричного исчисления. Современное развитие теории не может и не хочет вытеснить модель атома, оно дает столь долго отыскивавшуюся микромеханику, адекватную атомной физике. Напротив, старые модели эфира были связаны с уравнениями Максвелла лишь совершенно внешним образом, ибо в этих уравнениях нет никаких признаков волчков и маховых колес моделей эфира. Эти механизмы, включая и самый твердый материализованный эфир, могут быть устранены без вреда для Максвелловских уравнений. Если же устранить модель атома, например, из волнового уравнения Шрёдингера, то вообще ничего не останется.

Но как же обстоит дело с наглядной реальностью модели атома? Поскольку новая механика правильно передает реальные факты, постольку неразрывно связанная с ней модель атома реальна. Но есть ли это обычная реальность в пространстве и времени? Согласно нашим современным знаниям мы должны ответить на этот вопрос отрицательно. Модели атома для атомов, построенных из нескольких электронов, реальны не в трехмерном, но в многомерном пространстве, при чем здесь каждый электрон можно представлять себе, как настоящий точечный корпускул. Но в трехмерном пространстве электрон нельзя локализовать. Это подчеркивает Гейзенберг в своем дюссельдорфском докладе, а Шрёдингер иллюстрирует это, „размазывая“ заряд электрона в сплошную пространственную массу. Лично я не очень верю в этот размазанный, растекающийся электрон уже потому, что вне атома корпускулярно концентрированные электроны большей скорости с несомненностью могут быть установлены экспериментом. С другой стороны — неоспоримый факт, что сплошные плотности Шрёдингера при расчете физических и химических действий атома оказывают неоценимую помощь и в этом смысле реальны в большей степени, нежели точно локализованный электрон старой теории. Весьма возможно, что сплошную плотность заряда и связанный с нею сплошной ток заряда теории Шрёдингера мы должны понимать статистически в смысле нескольких важных работ Борна,

а именно, как вероятность возможной локализации тех электронов, которые лежат в основании трехмерных явлений, но обладают точечным реальным существованием в ином, многомерном фазовом пространстве.

Так же, как с пространством, обстоит дело и со временем. Элементарное представление временного обращения модели атома не может быть сохранено в новой теории. Чудесная наглядность микроскопической планетной системы, согласно нынешнему состоянию теории квантов, повидимому погибла безвозвратно.

Но с наглядностью в физике дело обстоит особым образом. Когда появилась теория Максвелла, то в особенности старые физики говорили: это не физическая теория, это — математическая теория; Максвелловским уравнениям нельзя дать наглядного истолкования. В настоящее время, после 30-летнего упражнения, Максвелловские уравнения кажутся нам в высшей степени наглядными; мы были бы счастливы, если бы мы могли подчинить атомную физику схеме Максвелла. То же произошло и с теорией относительности. Она кажется многим из нас в настоящее время, вследствие подчеркивания эмпирического происхождения наших пространственно-временных восприятий, физически нагляднее, чем старое Ньютоновское учение об абсолютном пространстве и абсолютном времени. Поэтому не будем подходить и к квантовой механике с масштабом преждевременной и плохо определенной наглядности, но подождем, пока эта наглядность придет сама, когда настанет ее время.

Гораздо важнее нежели наглядность — математическая простота. Суждение о наглядности теории субъективно обусловлено, суждение о математической простоте — объективно и характеризуется теми проблемами, которые теорией могут быть разрешены. В этом отношении не может быть сомнений, что новая теория, в особенности в форме, предложенной ей Шрёдингером, обладает, по сравнению со старою, преимуществом простоты в высокой степени.

Вместо наглядных n_k -орбит старой теории, которые должны обегаться точечным электроном с определенным ритмом, выступают в настоящее время квантовые состояния, названные по Шрёдингеру характеристическими числами или собственными колебаниями, — которые представить себе гораздо труднее. Однако они обладают всеми признаками, которые раньше были существенны для характеристики электронных орбит. Именно, они определяются теми же (целыми или полуцелыми) квантовыми числами $n, k, j...$ как и прежде и при том, при посредстве вычислений, которые шаг за шагом идут параллельно прежним вычислениям. Это подчеркивает уже Шрёдингер, пользуясь, например, при рассмотрении проблемы, эффекта Штарка теми же самыми обозначениями, какими обычно пользовались до сих пор при изложении этой проблемы.

Я полагаю, что допустимо даже, как и прежде, говорить об электронных орбитах в атоме, ибо они дают правильное, математически однозначное отображение абстрактных квантовых состояний, которые теперь имеются в виду, — отображение, которое так же относится к квантовым состояниям, как в оптике описание процесса при помощи световых лучей к описанию световыми волнами, или в химии — изображение соединения обычными штрихами валентности — к изображению электронными полями. Ведь и в будущем, когда условия связей в атоме будут точно известны, простая картина бензольного кольца Кекуле, в качестве средства иллюстрации, не может быть запрещена. Точно также для иллюстрации квантовых состояний новой теории можно пользоваться агрегатом n_k орбит с оговоркой, что эти иллюстрации не следует понимать слишком буквально.

Мы уже говорили раньше о, быть может, лишь статистическом, т. е. не-каузальном истолковании величин состояния в волновой механике. Такое истолкование принесло бы с собой известный индетерминизм в наши воззрения, не лишая, однако, доступные наблюдению явления их строгой причинной обусловленности. Последнее, т. е. точное предсказание того, что должно наблюдаться при определенных условиях, мы должны требовать, поскольку вообще существует естествознание, и мы достигаем этого все в большей мере.

Сохранится ли при этом привычная для нас форма причинности — сомнительно. Эта форма основывается на классической механике и она может быть охарактеризована в духе Лапласа следующим образом: если известны величины и скорости изменения всех величин состояния во вселенной в некоторый определенный начальный момент, то отсюда можно математически вывести все величины состояния для любого будущего момента времени. Это предпочтение начальному состоянию при описании явлений природы совершенно соответствует структуре классической механики, ее дифференциальным уравнениям второго порядка по времени. Напротив, более тонкие данные квантового мира указывают на одинаковую роль начального и конечного состояния. Я подчеркивал это уже два года тому назад в докладе в Инсбрукском обществе естествоиспытателей и обосновал это тогда рассмотрением интенсивности мультиплетных линий, которые, по так называемым правилам суммы, определяются симметричным образом из весов начального и конечного состояния. Мы можем это теперь формулировать более строгим и общим образом, говоря, что амплитуды Гейзенберга a_{nm} симметричным образом вычисляются из характеристических функций ϕ_n и ϕ_m начального и конечного состояния. С этим также связано равенство вероятностей переходов Эйнштейна $B_{nm} = B_{mn}$. Рассмотрим с другой стороны частоты ω_{nm} , которые связаны с a_{nm} . Уравнение $\omega_{nm} = \omega_{mn}$ спектроскопически означает, что та же линия, которая атомом предпочтительно излучается,

тем же атомом предпочтительно и поглощается, — грубо говоря, это мы и называем законом Кирхгофа. Этот закон по механическим аналогиям был легко понятен до тех пор, пока можно было принимать, что атом при испускании и поглощении находится в одинаковых состояниях. Теперь мы, однако, знаем, что начальное состояние при излучении отлично от начального состояния при поглощении и что только переход между начальным и конечным состоянием в обоих случаях связан взаимностью. Таким образом, закон Кирхгофа трудно понять с точки зрения обычной причинности; он требует расширенной формы причинности, при которой в расчет принимается также и конечный результат процесса.

Рассмотрим, с другой стороны, возбужденный атом, т. е. такой, уровень энергии которого лежит над основным уровнем. Мы знаем, что переход произойдет от этого более высокого к низшему уровню, но мы не знаем, произойдет ли этот переход непосредственно к основному уровню или до этого произойдет переход к промежуточному уровню. Следовательно то, что происходит в единичном случае, остается неопределенным. Но статистическое среднее из всех этих единичных случаев совершенно определено. При этом для того, чтобы найти вероятность перехода из начального состояния n в какое-либо возможное конечное состояние m , т. е. по существу величину a_{nm} , мы должны принять во внимание конечное состояние, т. е. его вес и его функцию состояния ψ_m так же, как вес и функцию состояния для начального состояния. Этот прием указывается нам не субъективным предпочтением, но современным состоянием наших физических знаний. В то время как единичное явление остается неопределенным, среднее, взятое для многих случаев, — которое только и доступно наблюдению, — полностью предопределяется путем вычисления a_{nm} . Или еще рассмотрим проблему эффекта Комптона. В каком направлении полетит электрон, — это нам в единичном случае неизвестно. Но сколько в среднем рассеивается в любом направлении, какова интенсивность и какова длина волны, которую будет иметь в любом направлении одновременно с этим рассеянный свет, — это мы можем определить, если примем во внимание начальное и конечное состояние. Можем ли мы представлять себе, что нам бы удалось определять также и направления отдельных электронов, если бы мы сделали более детальные предположения относительно падающего света, например, если бы мы представили себе, что световой квант попадает в атом вправо или влево от середины? Я думаю, что подобное представление было бы химерическим и не-физичным.

Точно также и плодотворнейший принцип классической механики — принцип наименьшего действия — имеет, как это уже неоднократно отмечалось, квази-телеологическую форму; и, однако, известно, что он эквивалентен дифференциальным уравнениям механики, имею-

щим строго-каузальный характер. Еще раз повторяю,— речь идет не о том, чтобы подвергнуть сомнению закономерную определенность физических процессов; я затрагиваю лишь широко обсуждаемый в настоящее время вопрос о том, насколько жесткая причинность, переданная нам XVIII столетием и рационалистической механикой, соответствует современному состоянию наших знаний. Я особенно подчеркиваю указание, касающееся математической формы квантовых основных формул, их симметрию относительно начального и конечного состояний.

Здесь возникает проблема большой важности для философии. Как известно, Кант в своей „Критике чистого разума“ держался того мнения, что закон причинности дан нам а priori, другими словами, что все явления природы обязательно должны ему подчиняться. При этом под причинностью он разумел так называемую строгую причинность XVIII столетия. Но Кант считал и евклидову структуру пространства также данной а priori, между тем, как работы Римана, Гельмгольца и Эйнштейна показали нам, что возможна геометрия и при гораздо меньшем числе допущений. Вопрос в том, каково наименьшее количество гносеологических предпосылок для того, чтобы было возможно количественное мировоззрение? Новый Кант при этом будет базироваться не на Ньютоновой, но на квантовой механике и он увидит, что так называемая строгая причинность требует известного расширения для того, чтобы было возможно предсказание явлений природы, соответствующее современным знаниям.

После этих общих вопросов обратимся к расматриванию некоторых частных.

Для того, чтобы выяснить отношение прежних атомных орбит к тем образам, которые конструируются в соответствии с волновой механикой Шрёдингера, рассмотрим интересное явление, описанное Штарком и заключающееся в диссиметрии интенсивностей между компонентами с более длинной и более короткой волной при электрическом расщеплении Бальмеровых линий. Это явление в теории Бора, как известно, объясняется так: компонентам с более длинной волной в начальном состоянии соответствуют орбиты, которые проходят больше позади ядра; компонентам с более короткой волной — орбиты, которые проходят больше впереди ядра. При этом „впереди“ и „позади“ трактуются относительно направления электрического поля. Если теперь мы имеем дело с водородными каналовыми лучами, например, в азоте, то столкновения молекул азота с атомом водорода происходят в отрицательном направлении по отношению к полю; орбиты, проходящие сзади ядра, лучше защищены от возмущений, и соответствующие им компоненты с более длинной волной — более яркие. Если же, наоборот, мы имеем азотные каналовые лучи в водороде, то испускание Бальмеровых линий совершается покоящимся

водородными атомами: передние (с точки зрения электрического поля) орбиты оказываются невозмущенными и потому более вероятными. В этом случае диссимметрия интенсивностей обращается. Это и обнаружил Вирль (Wierl) в работе, произведенной под руководством моего коллеги В. Вина: он показал, кроме того, что в высоком вакууме вместе с прекращением соударений пропадает и диссимметрия. Мы имеем, таким образом, полное подтверждение Боровского истолкования явления. Возникает вопрос; если не существует никаких локализованных орбит, если вместе со Шрёдингером мы заменим их сплошным распределением плотности, то можно ли тогда понять симметрию явления? Я предложил Ф. Г. Слэку (F. G. Slack) из Нью-

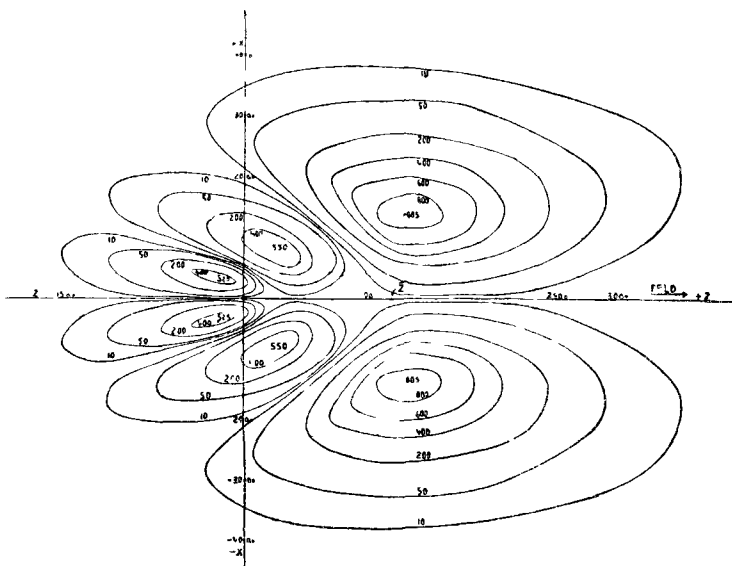


Рис. 1. Распределение плотности в начальном состоянии 202.

Ирка найти это распределение плотности в согласии с теорией Шрёдингера. На рис. 1 изображен результат, полученный для компоненты 202 начального состояния H_3 . На чертеже представлены кривые одинаковой интенсивности для плотности, заключающейся в круглой трубке радиуса r , описанной вокруг направления поля, т. е. величины $\int r \rho dr$. Главный максимум этой плотности лежит перед ядром; сзади него (по обе стороны от средней линии) мы имеем два вторичных максимума. Если представить себе покоящийся водородный атом в собственном колебании этого распределения плотности, то он будет для ударов, идущих слева, лучше защищен, нежели при противоположном, соответствующем квантовом числе 022 распределении, для которого главный максимум лежал бы слева, так что он разряжался бы влево. Рис. 2 изображает конечное состояние 002, которое вместе с