

Ввиду очевидной необходимости ревизии классических представлений, особенно важно подчеркнуть тот факт, что некоторые результаты классической волновой теории остаются справедливыми. В первую очередь следует отметить, что *законы сохранения энергии и импульса полностью сохраняют свою силу*. Кроме того, как мы видели на примере эффекта Комптона, *классическая теория правильно предсказывает усредненное поведение физических систем в «макроскопическом пределе»*, когда квантовые скачки можно считать пренебрежимо малыми.

Раздел III. КВАНТОВАНИЕ В АТОМНЫХ СИСТЕМАХ

§ 8. Атомная спектроскопия и трудности классической модели Резерфорда

В предшествующем разделе мы познакомились с теми глубокими потрясениями классической теории света, которые были вызваны открытием нарушений непрерывности в механизме взаимодействия между веществом и излучением. Однако дело не ограничилось теорией света, не меньшие потрясения претерпела классическая корпускулярная теория вещества. Это становится очевидным, если попытаться согласовать между собой данные атомной спектроскопии и результаты, касающиеся структуры атома, полученные Резерфордом¹¹⁾.

Одним из наиболее выдающихся фактов, обнаруженных в результате усовершенствования техники исследования спектров испускания и поглощения света веществом, явилось существование узких спектральных линий. Частоты испускаемого и поглощаемого излучения зависят от сорта изучаемых атомов; для атомов одного сорта спектры поглощения и излучения одинаковы. Каждый атом может быть идентифицирован по спектру; спектр дает важнейшую информацию относительно строения атома и механизма его взаимодействия с излучением.

Особого внимания заслуживает атом водорода, так как он является простейшим примером атомной системы (один протон + один электрон); все наблюдаемые частоты для атома водорода подчиняются эмпирической формуле Бальмера

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

¹¹⁾ Исторически первый аргумент в пользу необходимости «квантования» атомных систем был выдвинут Эйнштейном в его теории удельной теплоемкости твердых тел (1907 г.). Эта теория содержит довольно грубые приближения, неизбежные при рассмотрении столь сложных материальных систем как твердое тело. Кроме того, теория Эйнштейна использует результаты статистической термодинамики. По этим причинам мы не будем подробно рассматривать эту теорию и отсылаем читателя к другим книгам, например, книге М. Борна, цитированной на стр. 16.

причем n и m — положительные целые числа ($m > n$), а R есть некоторая характеристическая постоянная (постоянная Ридберга).

Для более сложных атомов не существует столь простых формул, однако каждый раз мы обнаруживаем некоторую корреляцию между различными наблюдаемыми частотами: если две частоты входят в состав одного спектра, то их сумма или их разность также довольно часто входят в состав того же спектра. Точнее говоря, каждому атому можно сопоставить некоторую таблицу чисел, или спектральных термов, причем все наблюдаемые частоты излучения выражаются в виде разностей между какими-либо двумя термами. Это правило, частным случаем которого и является формула Бальмера, называется *комбинационным правилом Ридберга — Ритца* (1905 г.). Отметим, что не все разности термов обязательно проявляются как частоты, наблюдаемые в спектре, однако можно формулировать достаточно простые *правила отбора*, позволяющие отличать разности термов, фигурирующие в спектре, от тех, которые не присутствуют в спектре атома.

Эти экспериментальные факты находятся в явном противоречии с классической теорией атома Резерфорда; более того, сама модель атома Резерфорда сталкивается с серьезными противоречиями, если помимо кулоновского взаимодействия учесть более строгим образом взаимодействие атомных электронов с электромагнитным полем согласно электронной теории Лоренца. Двигаясь по своим орбитам, электроны должны излучать и, следовательно, терять свою кинетическую энергию, что неизбежно должно привести к их падению на ядро атома. В каждый момент времени наблюдаемые частоты излучения должны соответствовать частотам движения по орбите или более высоким их гармоникам. Но поскольку частота движения по орбите изменяется при торможении непрерывно, должно иметь место излучение с непрерывным спектром частот. Классическая теория атома Резерфорда не объясняет, следовательно, ни устойчивости атомов, ни существования линейчатых спектров излучения. Мы имеем дело с новым проявлением дискретности или прерывности во взаимодействии между веществом и излучением, там где классическая теория предсказывает непрерывное изменение.

§ 9. Квантование энергетических уровней атомов

В 1913 г. Бор предложил общую схему объяснения атомных спектров, дополнив гипотезу существования квантов света новым постулатом, несовместимым с классическими понятиями, а именно постулатом квантования энергетических уровней атомов.

Согласно Бору атом не ведет себя как классическая система, способная непрерывно излучать энергию. Он может пребывать только в некотором числе *стационарных состояний*, или квантовых состояний, характеризуемых вполне определенной энергией. Говорят, что энергия атома квантуется. Энергия атома может изменяться только скачкообразно, причем каждый скачок соответствует переходу из одного квантового состояния в другое.

Этот постулат позволяет уточнить механизм поглощения или испускания кванта света. Атом с энергией E_i может претерпеть переход в состояние с большей энергией $E_j (> E_i)$, поглощая фотон $h\nu$, при условии сохранения полной энергии, т. е.

$$h\nu = E_j - E_i.$$

Аналогичным образом атом может совершить переход на более низкий уровень энергии $E_k (< E_i)$, испуская фотон $h\nu$, при выполнении соотношения

$$h\nu = E_i - E_k.$$

Атом, находящийся на самом низком уровне энергии (в основном состоянии), не может излучать: он устойчив.

Таким образом объясняется существование характерного для атома линейчатого спектра излучения, удовлетворяющего правилу Ридберга — Ритца: спектральные термы равны, с точностью до множителя h , энергиям квантовых состояний атома. В частном случае атома водорода формула Бальмера получается, если предположить, что уровни энергии атома даются формулой

$$E_n = -h \frac{R}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots, \infty). \quad (7)$$

Другим подтверждением квантования энергетических уровней атома является опыт Франка и Герца по неупругому рассеянию электронов на атомах (1914 г.). В этом опыте атомы бомбардируются монокинетическими электронами, причем измеряется кинетическая энергия рассеянных электронов. Пусть E_0 , E_1 , E_2 , ... есть последовательность квантованных энергетических уровней атома, а T — кинетическая энергия падающих электронов. В условиях эксперимента атомы мишени практически все находятся в основных состояниях. Пока T не превосходит разность $E_1 - E_0$ между основным и первым возбужденным уровнями атома, атом не может поглотить энергию электрона, и все столкновения являются упругими. Но если $T > E_1 - E_0$, оказываются возможными и неупругие столкновения, при которых электрон теряет энергию, равную $E_1 - E_0$, а атом переходит в первое возбужденное состояние. Именно это явление и наблю-

дается в эксперименте. При $T > E_2 - E_0$ можно наблюдать столкновения, сопровождающиеся переходами во второе возбужденное состояние, и т. д.

Следовательно, квантование энергетических уровней атомов надо рассматривать как экспериментальный факт. Это свойство не является присущим только атомам. Многочисленные опыты, в частности спектроскопические, показали, что квантование энергетических уровней имеет место в молекулах и в более сложных системах частиц. Мы имеем дело с самым общим свойством вещества, которое никак не может быть объяснено классической корпускулярной теорией.

§ 10. Другие примеры квантования: пространственное квантование

Другим экспериментально наблюдаемым типом квантования является «пространственное» квантование атомных систем. Его наблюдают всякий раз, когда атом оказывается помещенным во внешнее поле, имеющее некоторое выделенное направление; в этом случае ориентация атомной системы не произвольна, а ограничивается некоторыми дискретными значениями.

Наиболее прямым доказательством существования этого типа квантования является *опыт Штерна и Герлаха* (1922 г.), в котором исследуется отклонение пучка парамагнитных атомов (или молекул) в неоднородном магнитном поле. Парамагнитные атомы по предположению обладают постоянным магнитным моментом μ и могут рассматриваться как маленькие элементарные волчки с моментом количества движения l , пропорциональным μ

$$\mu = Ml.$$

Ориентация μ и l определяет ориентацию самого атома. В магнитном поле \mathcal{H} момент количества движения совершает прецессионное движение вокруг направления \mathcal{H} (прецессия Лармора, см. задачу 3). Если поле \mathcal{H} постоянно, то магнитная энергия $-\mu\mathcal{H}$ остается постоянной и не зависит от положения центра масс атома, так что последний совершает однородное прямолинейное движение. Если же поле \mathcal{H} не постоянно в пространстве, на центр масс атома действует сила $F = \text{grad } \mu\mathcal{H}$ так что атом испытывает некоторое отклонение в своем движении. Это наблюдается в опыте Штерна и Герлаха, схема которого приведена на рис. 5. Ввиду наличия прецессионного движения вокруг направления поля \mathcal{H} составляющая μ_z вдоль поля остается постоянной, а другие компоненты вектора μ колеблются около нуля. Все происходит так, как если бы атом испытывал действие усредненной силы $\mu_z \text{ grad } \mathcal{H}_z$. В обычных условиях

опыта эта средняя сила направлена вдоль оси Oz и равна $\mu_z \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial z}$. Пусть $2d$ есть расстояние, проходимое атомом в магнитном поле, T — кинетическая энергия атомов в первоначальном пучке; простой расчет показывает, что скорость каждого атома отклоняется от своего первоначального направления Ox на угол $\approx \mu_z (\partial \mathcal{H}_z / \partial z) (d/T)$. Таким образом, отклонение пропорционально составляющей вектора μ вдоль поля. Если бы атомы

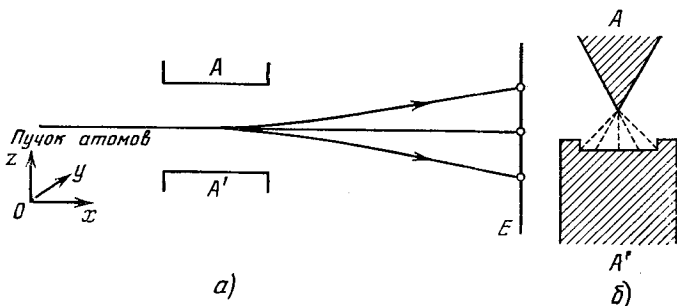


Рис. 5. Опыт Штерна и Герлаха. *а)* Общая схема эксперимента: атомный пучок проходит между полюсами магнита, где действует неоднородное магнитное поле AA' (направленное на рисунке вертикально); удары атомов наблюдаются на экране E . *б)* Поперечный разрез полюсов магнита; пунктиром указаны силовые линии магнитного поля.

были ориентированы произвольно, то μ_z принимала бы все значения от $-\mu$ до $+\mu$, а угол отклонения — все значения между крайними значениями. В этом случае на экране мы получили бы непрерывное пятно, вытянутое в направлении Oz . На самом же деле на экране наблюдается последовательность отдельных эквидистантных пятен; при изменении поля (и, следовательно $(\partial \mathcal{H}_z / \partial z)$) изменяются только расстояния между пятнами, а общая картина остается неизменной, в частности число пятен λ постоянно. Каждое пятно соответствует определенному значению μ_z . Следовательно, мы делаем вывод, что значения μ_z квантуются: всего возможно λ дискретных значений μ_z . Очевидно, что и составляющая l_z момента количества движения обладает тем же свойством.

Можно выразить сомнение в справедливости подобной интерпретации опыта Штерна и Герлаха, ибо она основана на определенной гипотезе относительно природы атомного парамагнетизма — существования постоянного магнитного момента, пропорционального моменту количества движения. Мы не будем останавливаться здесь на опытных фактах и аргументах, оправдывающих эту гипотезу (гиромагнитный эффект, теория Ланже-

вена парамагнитной восприимчивости и т. д.), отметим только, что последующее развитие квантовой механики полностью подтвердило ее. Но даже если подвергнуть сомнению объяснение опыта, данное выше, тем не менее существование λ дискретных пятен на детектирующем экране нельзя понять, если не допустить, что некоторые величины, характеризующие внутренние движения в атоме, квантуются. Действительно, если движение центра масс следует законам классической механики, то траектория атома полностью определяется его динамическим состоянием на входе в область, где действует магнитное поле. Появление ряда дискретных пятен на экране отражает тот факт, что атомы не находятся в одинаковых начальных состояниях, а статистически распределены по λ различным дискретным состояниям. Иначе говоря, некоторые динамические переменные атома квантуются. Но поскольку атомы все практически находятся в основном состоянии (в противном случае они излучали бы), дело не может идти о квантовании энергии. Далее, наблюдаемый на экране эффект связан с направлением относительно магнитного поля, поэтому динамическая переменная, подверженная квантованию, должна зависеть от ориентации атома.

Помимо опыта Штерна и Герлаха, известно много других проявлений пространственного квантования. Отметим, в частности, так называемый эффект Зеемана (1896 г.), о котором нам еще придется говорить. Все эти явления имеют одно общее происхождение — квантование момента количества движения. Это будет показано в дальнейшем при изложении результатов квантовой механики.

Раздел IV. ПРИНЦИП СООТВЕТСТВИЯ И СТАРАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

§ 11. Недостаточность классической корпускулярной теории

Квантование некоторых физических величин — и это следует особенно подчеркнуть — есть экспериментальный факт, совершенно несовместимый с классической корпускулярной теорией вещества. Так, энергия системы классических корпускул есть по самой сути своей величина, изменяющаяся непрерывно. Как бы мы ни меняли законы взаимодействия, как бы ни выбирали динамические переменные, это основное положение нельзя изменить: тот факт, что энергия системы частиц может принимать только ряд определенных дискретных значений, есть результат, выходящий за рамки классической механики. То же замечание можно сделать относительно любой квантованной величины.