

Расширение спектральных линий вследствие доплер-эффекта и столкновений

43. В начале этой главы мы рассмотрели связь между естественной шириной $\Delta\omega$ спектральной линии атома и средним временем жизни τ состояний, участвующих в переходе. В частном случае, когда нижним уровнем энергии является основное состояние, мы нашли, что

$$\Delta\omega = 1/\tau, \quad (43a)$$

где τ — среднее время жизни возбужденного состояния.

В п. 26 мы привели типичные значения τ для атомов и получили оценку относительной ширины линии: $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-7}$. Разумеется, это лишь грубая оценка порядка величины.

Наблюдаемые на опыте ширины спектральных линий, как правило, значительно больше приведенной оценки. Теория, изложенная в п. 14—26, относилась к *изолированному* и первоначально покоящемуся атому. Реальные атомы не изолированы и не находятся в покое. Чтобы понять причину дополнительного расширения, рассмотрим испускание света атомным газом, находящимся при температуре T и давлении p . Обозначим через A относительную атомную массу атомов. Атомы газа движутся случайным образом и сталкиваются друг с другом.

44. Тепловое движение приводит к тому, что у части атомов возникает составляющая скорости, направленная к наблюдателю, а у другой части составляющая имеет противоположное направление. В результате спектральная линия, являющаяся суперпозицией линий, испускаемых многими атомами, расширяется вследствие доплер-эффекта. Если атом движется к наблюдателю со скоростью v , то доплеровский сдвиг частоты равен $(\Delta\omega/\omega)_D = v/c$. Чтобы оценить доплеровское расширение $(\Delta\omega/\omega)_D$, нужно знать среднюю скорость v_0 атомов газа и подставить ее в выражение для доплеровского сдвига. Разумеется, v_0 — это средняя скорость в направлении наблюдения, которым можно считать направление одной из трех координатных осей. В п. 17 гл. 2 мы показали, что средняя кинетическая энергия атома и термодинамическая температура газа T связаны соотношением

$$E_k = M(v_{01}^2 + v_{02}^2 + v_{03}^2)/2 = 3kT/2, \quad (44a)$$

где $M \approx AM_p$ — масса атома (M_p — масса протона). Средние скорости в направлении осей 1, 2 и 3 равны, и мы имеем

$$v_{01} = v_{02} = v_{03} = \sqrt{kT/AM_p}. \quad (44b)$$

Доплеровское расширение поэтому равно

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_D \sim \frac{1}{c} \sqrt{\frac{kT}{AM_p}} = 0,52 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{1}{A} \frac{T}{293 \text{ К}}}. \quad (44c)$$

45. Столкновения между атомами также приводят к расширению спектральных линий. Чтобы оценить этот эффект, допустим, что

интервал времени между двумя последовательными столкновениями данного атома равен τ_c . Величина $1/\tau_c$ представляет собой число столкновений в единицу времени. Предположим, далее, что каждое столкновение приводит к прекращению процесса испускания. Тогда величина τ_c есть эффективное время жизни атома, и по аналогии с выражением (43а) можно считать, что соответствующее расширение спектральной линии равно

$$(\Delta\omega)_c \sim 1/\tau_c. \quad (45a)$$

Оценим теперь число столкновений $1/\tau_c$ в единицу времени. Будем считать атом сферой радиусом r и обратим внимание на некоторый определенный атом немедленно после столкновения. Его скорость равна v . Мы хотим оценить среднее время жизни τ_c до следующего столкновения. Для этой оценки можно допустить, что все остальные атомы газа покоятся. Точный расчет τ_c требует, разумеется, учета движения всех атомов. За время dt наш атом пройдет расстояние $v dt$. Рассмотрим цилиндр радиусом $2r$, ось которого совпадает с траекторией атома. Высота цилиндра равна $v dt$. Если в этом цилиндре нет атомов, то за время dt наш атом не испытает столкновений, и вероятность столкновения равна вероятности обнаружить в объеме цилиндра другой атом. Объем цилиндра равен $4\pi r^2 v dt$, и если n — среднее число атомов в единице объема газа, то среднее число атомов в цилиндре равно $4\pi r^2 n v dt$. Если это число мало по сравнению с единицей, то оно дает вероятность нахождения одного атома в объеме цилиндра, а тем самым и вероятность столкновения за время τ_c . Для оценки τ_c имеем

$$4\pi r^2 n v \tau_c \sim 1, \text{ или } 1/\tau_c \sim 4\pi r^2 n v. \quad (45b)$$

Это соотношение означает, что среднее число атомов в цилиндре радиусом $2r$ и высотой $v\tau_c$ должно быть порядка единицы.

Один моль любого газа содержит $N_0 = 6,02 \cdot 10^{23}$ молекул (или атомов, если газ одноатомный) и занимает при нормальных условиях (температура 273 К, давление 1 атм) объем, равный 22,4 л. Таким образом, число атомов в единице объема равно

$$n_0 = \frac{N_0}{22,4 \text{ л/моль}} \approx 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}. \quad (45c)$$

Число n_0 при любых других давлениях P и температуре T равно

$$n = n_0 \frac{P}{1 \text{ атм}} \left(\frac{T}{273 \text{ К}} \right)^{-1}. \quad (45d)$$

(Этот результат следует из уравнения состояния идеального газа.) В качестве разумной оценки радиуса r возьмем борковский радиус $r \approx 0,5 \cdot 10^{-8}$ см, а скорость v получим из равенства

$$Mv^2/2 = 3kT/2. \quad (45e)$$

Здесь $M \approx AM_p$ — масса атома. С помощью выражений (45) получаем

$$(\Delta\omega)_e \sim \frac{1}{\tau_c} \sim 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \frac{P}{1 \text{ атм}} \sqrt{\frac{1}{A} \frac{273 \text{ К}}{T}}. \quad (45f)$$

46. Если теперь сравнить расширение вследствие столкновений [формула (45f)] и доплер-эффекта [формула (44с)] с расширением вследствие конечного времени возбуждения *изолированного* атома, то мы заметим, что последнее в общем случае очень мало по сравнению с первыми. Расширение за счет столкновений уменьшается с уменьшением давления, и при малом давлении доминирует доплеровское расширение, которое и является основной причиной конечной ширины спектральных линий газа. Естественную ширину линии можно наблюдать лишь в специальных условиях.

Мы не будем больше останавливаться на расширении вследствие столкновений и доплер-эффекта. Практическое значение этих явлений велико, но к основной проблеме испускания и поглощения света атомом они не имеют непосредственного отношения. Мы сочли необходимым рассмотреть их лишь для того, чтобы у читателя не возникло впечатления, что *наблюдаемая* на опыте ширина спектральных линий всегда совпадает с естественной шириной.

Дополнительная тема: к теории электромагнитных переходов *)

47. Рассмотрим два важных вопроса. Почему среднее время жизни возбужденного состояния (атома, ядра), нестабильного относительно испускания *фотонов* (но стабильного относительно испускания *частиц*), так велико по сравнению с величиной, обратной частоте испускаемых фотонов? Почему в атомной физике электрическое дипольное излучение доминирует над остальными модами излучения?

Попытаемся обсудить эти вопросы с помощью «полуклассической» электромагнитной теории. Это значит, что наши доводы будут частью классическими, частью квантовомеханическими. Законность такого подхода оправдывается его успехом: мы получим разумный ответ на оба вопроса.

48. Ответ на первый вопрос: потому что постоянная тонкой структуры α очень мала. Рассмотрим, что это значит.

Прежде всего вспомним (см. п. 29 и 39 гл. 2), что почти всегда длина волны испущенного электромагнитного излучения велика по сравнению с размерами излучающего атома или ядра. Это условие не только имеет важные физические следствия, но и упрощает математический анализ явлений излучения. Допустим сначала, что атом или ядро в своем возбужденном состоянии подобны осциллирующему электрическому диполю. Пусть ω — частота колебаний, она совпадает с частотой испущенного излучения. Обозначим через a размер излучателя. Заряд излучающего объекта равен одному или не-

*) При первом чтении можно пропустить.