

Лекция 19 Вероятности квантовых переходов, интенсивность спектральных линий

1 Характеристики энергетических уровней

2 Спонтанные и вынужденные излучательные переходы.

Коэффициенты Эйнштейна

3 Правила отбора и их связь с законами сохранения момента импульса и чётности

4 Естественная ширина уровня энергии и спектральной линии в квантово-механической и классической теории

5 Уширение линий из-за эффекта Доплера и столкновений.

В отсутствие внешних воздействий квантовая система (например, атом) находится в стационарном состоянии с наименьшей энергией – нормальном состоянии. Передавая системе энергию извне, её можно перевести в одно из стационарных возбуждённых состояний.

Квантовые переходы атомной системы из одного стационарного состояния в другое обусловлены получением извне или передачей энергии этой системой другим объектам или её излучением в окружающее атом пространство. Переходы, при которых атомная система поглощает, испускает или рассеивает *электромагнитное излучение*, называют *радиационными* (или излучательными). Каждому радиационному переходу между энергетическими уровнями E_i и E_k в спектре соответствует спектральная линия, характеризующаяся частотой ν_{ik} и некоторой энергетической характеристикой излучения, испущенного (для спектров испускания), поглощенного (для спектров поглощения) или рассеянного (для спектров рассеяния) атомной системой. Переходы, при которых происходит непосредственный обмен энергией между данной атомной системой и другими атомными системами (столкновения, химическая реакция и т. д.), не сопровождаемые испусканием или поглощением излучения называют *нерадиационными* (или безызлучательными).

Основными характеристиками энергетического уровня E_i являются:

– степень (кратность) вырождения, или статистический вес g_i – это число различных стационарных состояний (функций состояния), которым соответствует энергия E_i ;

– населенность N_i – это число частиц данного сорта в единице объема, имеющих энергию E_i ;

– время жизни возбуждённого состояния τ_i – это средняя продолжительность пребывания частицы в состоянии с энергией E_i .

Рассмотрим виды квантовых переходов между энергетическими уровнями и оценим вероятность этих переходов.

Частоту испускаемого или поглощаемого при квантовом переходе излучения можно определить, применяя правило частот Бора

$$\nu_{ik} = \frac{E_i - E_k}{h}. \quad (19.1)$$

Квантовые переходы характеризуют коэффициентами Эйнштейна ¹ A_{ik} , B_{ik} , B_{ki} , физический смысл которых поясним позже.

Проанализируем, какими внутренними характеристиками атомной системы определяется интенсивность спектральной линии. Рассмотрим проведем для простейшей – двухуровневой – системы (рисунок 19.1). Пусть E_1 и E_2 – два энергетических уровня изолированной атомной системы (атома или молекулы), населенность которых соответственно обозначим N_1 и N_2 . Число частиц (то есть атомов, ионов или молекул) в единице объема, совершающих за время dt при стационарном режиме возбуждения переходы $E_1 \rightarrow E_2$, сопровождающиеся поглощением энергии электромагнитного излучения, определяют в соответствии с формулой:

$$dN_{12}^i = B_{12} N_1 u_{12} dt, \quad (19.2)$$

где u_{12} – объемная спектральная плотность энергии внешнего (возбуждающего) излучения, частота которого $\nu_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h}$.

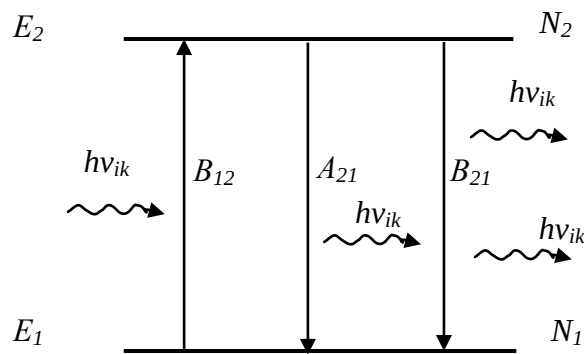


Рисунок 19.1 – Разновидности радиационных переходов частиц в простейшей двухуровневой системе

При этом частицами, переведенными в возбужденное состояние с энергией E_2 в единичном объёме вещества, поглощается энергия

$$W^i = h\nu_{12} dN_{12}^i = h\nu_{12} B_{12} N_1 u_{12} dt. \quad (19.3)$$

Из выражения (19.2) видно, что

$$B_{12} u_{\nu} = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \quad (19.4)$$

¹ А. Эйнштейн. Испускание и поглощение излучения по квантовой теории. / Собрание научных трудов в 4 т. - Т.3 . Работы по кинетической теории излучения и основам квантовой механики. 1901 - 1955 / Под ред И.Е. Тамма, Я. А. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. М.: Наука, 1966 - С. 386 - 392.

А. Эйнштейн. К квантовой теории излучения / Собрание научных трудов в 4 т. - Т.3 . Работы по кинетической теории излучения и основам квантовой механики 1901 - 1955 / Под ред И.Е. Тамма, Я. А. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. М.: Наука, 1966 - С. 393 - 406.

– это вероятность перехода $E_1 \rightarrow E_2$ за единицу времени, сопровождающегося поглощением, в расчете на одну частицу. Таким образом, коэффициент Эйнштейна B_{12} имеет вероятностный (статистический) смысл.

Процесс испускания электромагнитного излучения может происходить в соответствии с двумя механизмами: спонтанно (вследствие внутренних причин) и вынужденно (при воздействии возбуждающего излучения).

Общее число частиц, совершающих за время dt спонтанные переходы $E_2 \rightarrow E_1$, прямо пропорциональна населенности уровня, соответствующего исходному состоянию системы:

$$dN_{21}^{cn} = A_{21}N_2dt. \quad (19.5)$$

Энергию электромагнитного излучения, спонтанно испущенного атомами (молекулами), находящимися в единичном объеме вещества, за время dt , можно представить в виде:

$$dW_{21}^{\tilde{n}i} = h\nu_{21}dN_{21}^{\tilde{n}i} = h\nu_{21}A_{21}N_2dt. \quad (19.6)$$

Из формулы (19.5) выразим величину A_{21} :

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2dt} \quad (19.7)$$

– коэффициент Эйнштейна, имеющий смысл вероятности перехода, сопровождающегося спонтанным испусканием электромагнитного излучения одной частицей за единицу времени.

Вынужденное испускание происходит под действием внешнего (вынуждающего) излучения. Число вынужденных излучательных переходов за время dt в рассматриваемой системе уровней прямо пропорционально населённости N_2 уровня, соответствующего исходному состоянию системы (E_2) и объёмной спектральной плотности энергии внешнего (возбуждающего) излучения u_{12} :

$$dN_{21}^{gblH} = B_{21}N_2u_{12}dt. \quad (19.8)$$

Энергия вынужденного излучения, испущенного в единичном объеме вещества за время dt , запишем в виде:

$$dW_{21}^{\hat{a}i} = h\nu_{21}dN_{21}^{\hat{a}i} = h\nu_{21}B_{21}N_2u_{12}dt. \quad (19.9)$$

Из формулы (19.8) легко выделить величину

$$B_{21}u_{\nu} = \frac{dN_{21}}{N_2dt} \quad (19.10)$$

– вероятность перехода, совершаемого одной частицей за единицу времени и сопровождающегося вынужденным испусканием. Здесь B_{21} – коэффициент Эйнштейна для вынужденных излучательных переходов.

Таким образом, внутренними параметрами атомной системы, определяющими энергию электромагнитного излучения, поглощённого или испущенного веществом, и, следовательно, – интенсивность спектральных линий в регистрируемом спектре, являются *вероятности переходов в единицу времени*, то есть коэффициенты Эйнштейна.

Существенно, что в работах Эйнштейна 1916 года (смотри сноску на странице 2 настоящей лекции) были установлены соотношения между коэффициентами A_{21} , B_{12} , B_{21} , имеющие вид:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\hbar\nu_{21}^3}{c^3}, \quad (19.11)$$

где g_1 и g_2 – статистические веса энергетических уровней E_1 и E_2 .

Используя формулы (19.7), (19.10) и (19.11), можно выразить полную вероятность испускания:

$$f_{21} = A_{21} + B_{21}u_{12} = \frac{B_{21}8\pi\hbar\nu_{21}^3}{c^3} + B_{21}u_{12} = B_{21}\left(\frac{8\pi\hbar\nu_{21}^3}{c^3} + u_{12}\right). \quad (19.12)$$

Анализируя формулу (19.12), видим, что при относительно невысоких значениях объёмной плотности возбуждающего излучения u_{12} вероятность f_{21} практически полностью определяется вероятностью спонтанных переходов с испусканием энергии. При высокой мощности облучения вероятность вынужденного испускания может стать существенно больше вероятности спонтанного испускания. Такая ситуация имеет место в активной среде генерирующего лазера, а также при использовании лазера в качестве источника возбуждающего излучения.

В состоянии равновесия число переходов, совершаемых с поглощением энергии, равно числу переходов, совершаемых системой атомов (молекул) за это же время с излучением энергии (*условие детального равновесия*):

$$B_{12}u_{12}N_1 = (A_{21} + B_{21}u_{12})N_2.$$

Закономерен вопрос о том, какими *физическими характеристиками* излучающих атомных систем определяются значения коэффициентов Эйнштейна, соответствующие электрическим дипольным переходам.

Как доказано в квантовой теории ², для таких переходов коэффициенты Эйнштейна вычисляются в соответствии с формулами

$$A_{21} = \frac{64\pi^4}{3\hbar c^3} \nu_{21}^3 |P_{21}|^2; \quad (19.13)$$

$$B_{21} = \frac{8\pi^3}{3\hbar^2} |P_{21}|^2; \quad (19.14)$$

$$B_{12} = \frac{8\pi^3 g_2}{3\hbar^2 g_1} |P_{21}|^2, \quad (19.15)$$

где P_{21} – матричный элемент дипольного момента рассматриваемого квантового перехода.

При этом значение матричного элемента дипольного момента определяется с использованием волновых функций начального и конечного состояний частицы:

$$P_{ik} = \int \Psi_i^*(x) \hat{P}(x) \Psi_k(x) dx, \quad (19.16)$$

² Блохинцев, Д.И. Основы квантовой механики / Д.И. Блохинцев. – М.: Наука, 1976. – С. 375 – 377.

где x – совокупность всех координат соответствующей формы движения; $\hat{P}(x)$ – оператор электрического дипольного момента; $\Psi_i(x)$, $\Psi_k(x)$ – волновые функции, соответствующие исходному и конечному состоянию системы.

Таким образом, коэффициенты Эйнштейна непосредственно связаны с *физическими характеристиками* исходного и конечного состояний.

Выражение (19.16) используется для определения *правил отбора*. Функции состояния $\Psi_i(x)$ и $\Psi_k(x)$ зависят от квантовых чисел как от параметров. Правила отбора – это условия для изменения значений квантовых чисел в результате перехода, при которых вероятность излучательного квантового перехода, и, следовательно, матричный элемент перехода, отличны от нуля. Такие переходы называются *разрешёнными*. Переходы, вероятность которых равна нулю, называются *запрещёнными*. Например, правила отбора для переходов в водородоподобной атомной системе имеют вид:

Δn – любое целочисленное значение (n – главное квантовое число),

$\Delta l = \pm 1$ (l – орбитальное квантовое число),

$\Delta m_l = 0, \pm 1$ (m_l – магнитное квантовое число),

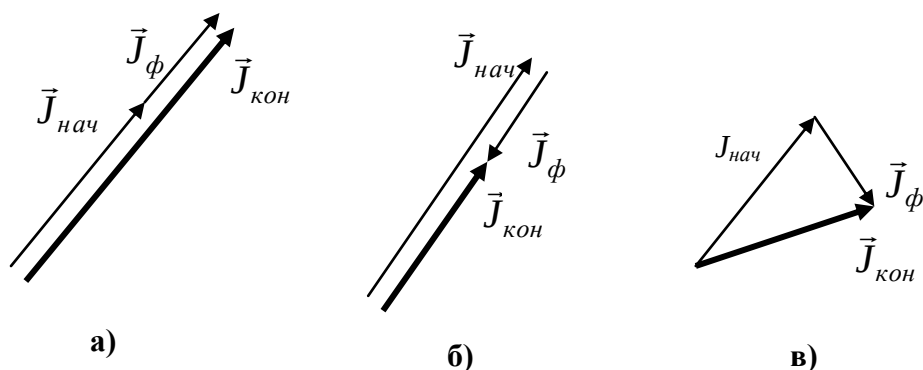
$\Delta m_s = 0$ (m_s – спиновое квантовое число).

Рассмотрим теперь, насколько изменяется момент импульса частицы (атома, молекулы, иона) при испускании фотона. Это изменение равно моменту импульса, уносимому фотоном и, вообще говоря, складывается из двух частей: из спинового момента импульса фотона и из орбитального момента, который пренебрежимо мал в случае дипольных переходов. Поэтому фотон, испускаемый атомом при таком переходе, уносит момент импульса, равный спиновому моменту фотона, который характеризуется спиновым квантовым числом равным 1.

На основе этих представлений легко понять физическую причину основных ограничений, имеющих место при излучательных переходах и выражаемых в виде правил отбора. Пусть атом до испускания фотона не имел момента импульса ($J_{нач} = 0$). На основе закона сохранения момента импульса можно утверждать, что после излучения кванта момент импульса атома изменится так, что момент импульса атома в конечном состоянии характеризуется квантовым числом $J_{кон} = 1$. Аналогичным образом в конечное состояние с $J_{кон} = 0$ атом может перейти только из состояния с $J_{нач} = 1$.

В результате, если в начальном или конечном состоянии $J = 0$, то переход возможен только при $\Delta J = 1$, то есть невозможны так называемые нуль – нуль переходы (когда $J_{кон} = J_{нач} = 0$).

Рассмотрим теперь ситуацию, когда $J \neq 0$. На рисунке 19.2 представлены три варианта векторного сложения моментов импульса фотона и атома, которые реализуются при испускании или поглощении излучения.



а – поглощение фотона; б – излучение фотона;
в – переход без изменения модуля момента импульса

Рисунок 19.2 – Иллюстрация закона сохранения импульса для переходов с излучением и поглощением кванта излучения

Анализируя векторные диаграммы, несложно получить следующие правила отбора для квантовых чисел J и m_J :

$$\Delta J = 0; \pm 1;$$

$$\Delta m_J = 0; \pm 1.$$

Рассмотрим теперь правила отбора по спиновому (S) и орбитальному (L) квантовым числам атома. Испускание электромагнитного излучения возможно в результате изменения состояния движения заряженных частиц (изменения орбитального квантового числа L) или в результате изменения суммарного спинового магнитного момента атома (изменения спинового квантового числа S), или по обеим причинам одновременно. В результате квантово-механического расчёта показано, что в условиях, при которых спин-орбитальным взаимодействием можно пренебречь, спиновый момент атома при излучении фотона не изменяется и, следовательно, правило отбора для спинового квантового числа имеет вид:

$$\Delta S = 0.$$

Комбинируя правила отбора для квантовых чисел J и S , получим правила отбора для орбитального квантового числа атома:

$$\Delta L = 0, \pm 1;$$

при этом невозможны переходы между состояниями, для которых $L_{нач} = 0$ и $L_{кон} = 0$.

Несложно установить также правила отбора для квантовых чисел m_L и m_S ; они имеют вид:

$$\Delta m_L = 0, \pm 1;$$

$$\Delta m_S = 0.$$

Функции состояния атомов, всегда имеющих центр симметрии, а также тех молекул и кристаллов, которые имеют такой центр, делятся на чётные и нечётные по отношению к пространственной инверсии (отражению в центре симметрии, то есть к преобразованию координат $x' \rightarrow -x$, $y' \rightarrow -y$, $z' \rightarrow -z$). Для характеристики свойств симметрии функции состояния любой квантовой

системы при инверсии координат вводят квантовое число P , называемое *чётностью* состояния, которое принимает значения $+1$ или -1 в зависимости от того, сохраняется или изменяется знак волновой функции при указанной операции симметрии.

Чётность одноэлектронных функций состояния полностью определяется орбитальным квантовым числом l : $P=(-1)^l$; соответственно чётность функции состояния электронной оболочки атома в целом определяется произведением чётностей функций состояния всех его электронов: $P_{am} = (-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \dots (-1)^{l_N}$ (где N – количество электронов).

Правило отбора по чётности имеет большое значение в спектроскопии. Для электрического дипольного излучения переходы между состояниями одинаковой чётности запрещены. Это легко обосновать, принимая во внимание, что матричные элементы дипольного момента (19.16) при одинаковой чётности функций $\Psi_i(x)$ и $\Psi_k(x)$ равны нулю.

С одновременным учетом правила отбора по четности и по орбитальному числу, ограничения на излучательные переходы с изменением состояния только одного электрона приобретают вид:

$$\Delta L = \pm 1.$$

До сих пор мы рассматривали дискретные энергетические уровни, соответствующие строго определенным значениям энергии E_i . Поэтому, в соответствии с правилом частот Бора, спектральным линиям, обусловленным квантовыми переходами, мы ставили в соответствие монохроматическое излучение. В реальности каждый энергетический уровень характеризуется некоторой шириной δE , а каждая спектральная линия занимает в спектре некоторый интервал частот $\delta \nu$. Ясно, что ширина спектральной линии будет определяться суммой ширин начального и конечного уровня

$$\delta \nu_{ik} \approx (\delta E_i + \delta E_k) / h, \quad (19.17)$$

Отношением $\delta \nu_{ik} / \nu_0$ можно характеризовать степень немонохроматичности излучения, соответствующего данной спектральной линии.

Рассмотрим основные причины уширения спектральных линий частиц вещества, находящегося в газовой фазе, в отсутствие внешних электрических и магнитных полей.

Ширину спектральных линий, соответствующих излучению покоящейся свободной квантовой системы, называют естественной шириной. Теоретическое описание явления естественного уширения спектральных линий проводится в рамках как классической, так и квантовой теории излучения.

Воспользуемся квантово-механическим соотношением неопределённостей для времени и энергии

$$\delta E \cdot \tau \geq \hbar, \quad (19.18)$$

где τ – время жизни квантовой системы в рассматриваемом стационарном состоянии.

Из соотношения (19.18) непосредственно вытекает, что бесконечно узким является тот уровень энергии, которому соответствует $\tau \rightarrow \infty$, что характерно только для основного энергетического уровня. Естественная ширина возбужденных уровней, характеризующихся малыми значениями времени жизни ($\sim(10^{-8} - 10^{-4})$ с), может быть достаточно большой.

Значение времени жизни атома (молекулы) на энергетическом уровне, которое связано с изменением состояния в результате излучательного перехода, определяется коэффициентами Эйнштейна. Реальная схема энергетических уровней атомной системы содержит большое число уровней энергии. При этом время жизни на i -ом энергетическом уровне определяется суммой вероятностей спонтанных переходов с рассматриваемого i -го на все нижележащие j -ые энергетические уровни (рисунок 19.3). Аналогичные рассуждения можно провести и для k -го энергетического уровня. Таким образом, время жизни атома (молекулы) на рассматриваемых уровнях можно представить формулами

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_j A_{ij}} = \frac{1}{A_i} \text{ и } \tau_k = \frac{1}{\sum_j A_{kj}} = \frac{1}{A_k}. \quad (19.19)$$

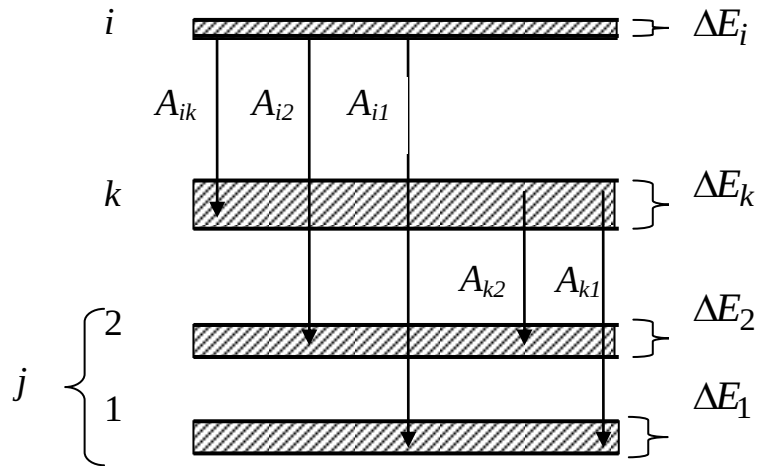


Рисунок 19.3 – Спонтанные переходы между энергетическими уровнями

Тогда естественную ширину i -го энергетического уровня с учетом (19.18) можно выразить следующим образом:

$$\delta E_i \approx \hbar A_i. \quad (19.20)$$

Естественную ширину спектральной линии, обусловленной квантовыми переходами между i -м и k -м уровнями, с учётом формул (19.18) – (19.20) определим по формуле

$$\delta \nu_{ik} \approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right) = \frac{1}{2\pi} (A_i + A_k). \quad (19.21)$$

Таким образом, при квантово-механическом описании естественная ширина спектральной линии определяется суммой вероятностей спонтанных излучательных переходов атома (молекулы), могущих произойти из исходного и конечного состояний за единицу времени.

В приведённом выше квантово-механическом описании выявлена физическая природа естественного уширения спектральных линий, но не дано объяснения формы их *контура*, то есть зависимости *спектральной плотности излучения* W_ν от его частоты ν . Эта задача успешно решается как в рамках классической, так и в рамках квантовой электродинамики. При этом спектральное распределение энергии, излучаемой в единицу времени, описывается одинаковой формулой:

$$\varphi_{есм}(\nu) = \frac{\overline{W}(\nu)}{W(\nu_0)} = \left(\frac{\gamma_0}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_0/2)^2}, \quad (19.22)$$

В формуле (19.22) $\varphi_{есм}(\nu)$ – относительная интенсивность излучения, $W(\nu_0)$ – максимальное значение спектральной плотности энергии излучения. Выражением (19.22) описывается *естественный контур* спектральной линии, называемый также *дисперсионным* или *лорентцовским* контуром. Схематически он представлен на рисунке 19.4.

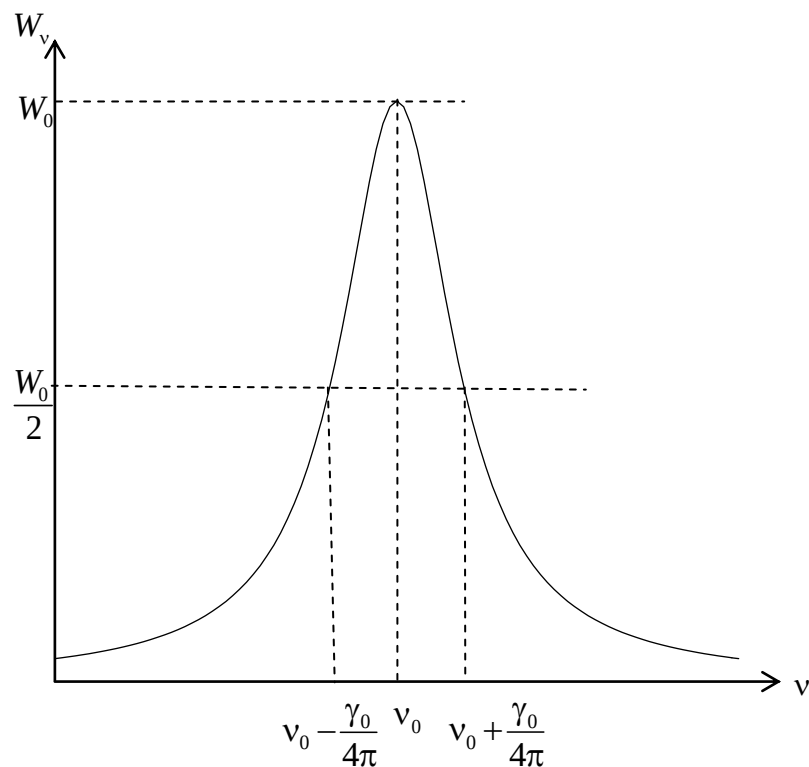


Рисунок 19.4 – Дисперсионный (лорентцовский) контур спектральной линии

Анализируя формулу (19.22), легко найти полуширину $\delta\nu_{1/2}$ спектральной линии, оцениваемую как разность частот, при которых относительная спектральная интенсивность равна половине её максимального ее значения:

$$\delta\nu_{1/2} = \frac{\gamma_0}{2\pi}. \quad (19.23)$$

В классической теории величина γ_0 равна коэффициенту затухания классического излучателя частоты ν_0 , что не соответствует экспериментальным данным. Для перехода к соотношениям, полученным в квантовой теории и подтвержденным на опыте, в формулах (19.22) и (19.23) вместо коэффициента затухания классического излучателя γ_0 следует использовать величину γ_{ik} , связанную с коэффициентами Эйнштейна следующим образом:

$$\gamma_{ik} = A_i + A_k.$$

Если переход совершается между возбуждённым (i -ым) и основным (k -ым) состояниями атома, то $A_k \rightarrow 0$ и последнее соотношение принимает вид:

$$\gamma_{ik} = A_i.$$

Для экспериментального измерения естественной ширины спектральных линий разработана специальная методика.

Обычно наблюдаемая в спектроскопических опытах ширина спектральных линий существенно больше их естественной ширины. Указанное несоответствие объясняется наличием других причин уширения спектральных линий – связанных с тепловым движением и столкновением частиц, а также обусловленных их взаимодействием и воздействием электрических и магнитных полей.

Рассмотрим основные факторы, обуславливающие уширение спектральных линий и полос в газах, дополнительное к естественному уширению.

Доплеровское уширение. Сущность доплеровского уширения заключается в зависимости частоты поглощаемого или испускаемого частицей излучения от скорости их поступательного движения. Если частица движется со скоростью ν под углом ϑ к направлению распространения излучения, то доплеровское изменение частоты определяется следующим образом:

$$\nu - \nu_0 = \nu_0(\nu/c)\cos\vartheta, \quad (19.24)$$

где ν_0 – частота излучения неподвижного атома (молекулы).

Движение частиц имеет хаотический характер, и при тепловом равновесии в системе их распределение по скоростям определяется законом Максвелла – Больцмана. С учётом этого закона получено следующее выражение для относительного распределения интенсивности в пределах спектральной полосы:

$$\varphi_{don}(\nu) = \exp\left[-\beta(\nu - \nu_0)^2\right], \quad (19.25)$$

где

$$\beta = \frac{mc^2}{2kT} \cdot \frac{1}{\nu_0^2}. \quad (19.26)$$

В формуле (19.26) m – масса частицы, k – постоянная Больцмана, T – температура, выраженная в единицах абсолютной шкалы температур.

Используя формулы (19.25) и (19.26), можно получить для полуширины доплеровского контура следующее выражение:

$$\delta\nu_{1/2(\text{don})} = 2\nu_0 \sqrt{(2kT/mc^2) \ln 2}. \quad (19.27)$$

В результате численных оценок показано, что при обычных условиях ширина доплеровского контура на несколько порядков превосходит естественную ширину спектральной линии.

Ударное уширение. Продолжительность временного интервала, в течение которого возбуждённый атом (молекула) излучает энергию, меньше естественного времени жизни вследствие его (её) взаимодействия с другими атомами (молекулами). Сущность ударного уширения состоит в том, что частица может осуществлять квантовый переход с i -го энергетического уровня на нижележащие энергетические уровни не только испуская спонтанное излучение, но и результате соударения с другой частицей. Обозначим символом C_i вероятность безызлучательного квантового перехода частицы, обусловленного соударениями. Тогда, учитывая формулу (19.20), ширину i -го уровня энергии можно представить следующим образом:

$$\delta E_i \approx \hbar(A_i + C_i), \quad (19.28)$$

откуда для ширины спектральной линии получим:

$$\delta\nu_{ik} \approx \frac{1}{2\pi}(A_i + C_i + A_k + C_k). \quad (19.29)$$

Рассматриваемое явление качественно аналогично интерпретируют и в классической теории. Наиболее простое выражение для контура спектральной линии, обусловленного столкновениями, имеет вид:

$$\varphi_{cm}(\nu) = \left(\frac{\gamma_{cm}}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma_{cm}/2)^2}. \quad (19.30)$$

Видим, что формула (19.30) описывает лорентцовский контур спектральной линии, имеющий место при естественном уширении (19.22), с той разницей, что постоянная затухания γ_{cm} здесь имеет иной смысл. В рамках газокINETических представлений применительно к столкновениям одинаковых частиц постоянная затухания определяется по формуле

$$\gamma_{\tilde{n}\tilde{o}} = 1/\tau_{\tilde{n}\tilde{o}} = N\nu\sigma, \quad (19.31)$$

где τ_{cm} – среднее время между столкновениями (среднее время свободного пробега), N – число молекул в единице объема, ν – средняя скорость, σ – эффективное сечение соударений.

В результате числовых расчётов показано, что при обычных условиях полуширина ударного контура также превосходит естественную полуширину спектральной линии на несколько порядков.

Реальный контур индивидуальных спектральных линий частиц вещества, находящегося в газообразном состоянии, формируется в результате

наложения доплеровского и ударного контуров. В частных ситуациях может оказаться преобладающей одна из этих причин уширения. Например, при низких давлениях и высоких температурах форма спектральных линий лёгких частиц является практически доплеровской, а при высоких давлениях основное значение, как правило, имеет ударное уширение. В зависимости от типа уширения реальный контур спектральной линии получается симметричным (так называемый дисперсионный контур, характерный для радиационного уширения) или асимметричным.

Дополнительное уширение спектральных линий может быть обусловлено конфигурационным взаимодействием частиц (эффект Яна – Теллера), воздействием электрических (эффект Штарка) и магнитных полей (эффект Зеемана), спин-орбитальным взаимодействием (мультиплетное расщепление), Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием и др.

[Задачи по теме лекции 19](#)