§ 63. Резонансная флуоресценция

Учет конечной ширины уровней в задаче о рассеянии света существен в случаях, когда частота ω падающего света близка к одной из «промежуточных» частот ω_{n1} или ω_{2n} — так называемая *резонансная флуоресценция* (*V. Weisskopf*, 1931).

Рассмотрим несмещенное рассеяние системой (скажем, атомом) в основном состоянии, так что начальный и конечный уровни совпадают и строго дискретны. Пусть частота света близка к некоторой частоте ω_{n1}, где уровень n возбужденный, а потому квазидискретный.

Этот вопрос можно было бы решить методом, изложенным в предыдущем параграфе. В этом, однако, нет необходимости, поскольку задача полностью аналогична рассмотренной в III, § 134 задаче о нерелятивистском резонансном рассеянии на квазидискретном уровне. Согласно полученным там результатам амплитуда рассеяния должна содержать полюсный множитель

$$\left[\omega - \left(E_n - i\frac{\Gamma_n}{2} - E_1\right)\right]^{-1}.$$

С другой стороны, при $|\omega - \omega_{n1}| \gg \Gamma_n$ формула должна переходить в нерезонансную формулу (59,5). Отсюда ясно, что искомое сечение рассеяния получится просто заменой E_n на $E_n - i\Gamma_n/2$ в формуле (59,5), причем в сумме по n можно ограничиться лишь резонансными членами

$$d\sigma = \frac{\left|\sum\limits_{M_n} (\mathbf{d}_{2n}\mathbf{e}'^*)(\mathbf{d}_{n1}\mathbf{e})\right|^2}{(\omega_{n1} - \omega)^2 + \Gamma_n^2/4}\,\omega^4 do'. \tag{63,1}$$

Суммирование производится по всем состояниям (с различными проекциями момента M_n), отвечающим резонансному уровню E_n; состояния 1 и 2 относятся к одному и тому же (основному) уровню, но могут различаться значениями M_1 и M_2.

Сечение (63,1) максимально при $\omega = \omega_{n1}$. По порядку величины его значение в максимуме равно $\sigma_{max} \sim \omega^4 d^4/\Gamma_n^2$. Поскольку вероятность спонтанного перехода $n \to 1$, а с ним и ширина Γ_n имеют порядок $\omega^3 d^2$, это значение

$$\sigma_{max} \sim \omega^{-2} \sim \lambda^2, \tag{63,2}$$

т. е. порядка квадрата длины волны света и не зависит от постоянной тонкой структуры — вместо типичных значений $\sim r_e^2$ вне области резонанса.

Подчеркнем, что поскольку атом до и после рассеяния находится на строго дискретном (основном) уровне, то и частоты первичного и вторичного фотонов строго совпадают. Поэтому при облучении монохроматическим светом монохроматичным будет и рассеянный свет. Если же падающий свет имеет спектральное распределение интенсивности $I(\omega)$, причем функция $I(\omega)$ мало меняется на ширине Γ_n, то интенсивность рассеянного света будет пропорциональна

$$\frac{I(\omega_{n1})\,d\omega}{(\omega-\omega_{n1})^2+\Gamma_n^2/4}. \tag{63,3}$$

Другими словами, форма линии рассеяния будет совпадать с естественной формой линии при спонтанном испускании с уровня E_n.

Сечению (63,1) отвечает тензор рассеяния

$$(c_{ik})_{21}=\frac{\sum\limits_{M_n}(d_i)_{2n}(d_k)_{n1}}{\omega_{n1}-\omega-i\Gamma_n/2}. \tag{63,4}$$

В частности, тензор поляризуемости

$$\alpha_{ik}=(c_{ik})_{11}=\frac{\sum\limits_{M_n}(d_i)_{1n}(d_k)_{n1}}{\omega_{n1}-\omega-i\Gamma_n/2}. \tag{63,5}$$

Сразу же отметим, что прибавление мнимой части к уровням энергии промежуточных возбужденных состояний нарушает эрмитовость тензора поляризуемости и при частотах ниже порога ионизации. У него появляется мнимая часть, непосредственно связанная с поглощением света.

Поглотив квант, атом рано или поздно вновь перейдет в основное состояние с испусканием одного или нескольких фотонов. Поэтому с такой точки зрения сечение поглощения есть просто полное сечение σ_t всех возможных процессов рассеяния [1]). С другой стороны, согласно формуле (59,25), выражающей собой оптическую теорему, это сечение определяется антиэрмитовой частью тензора поляризуемости.

Подставив в (59,25) тензор α_{ik} из (63,5), найдем следующую формулу для сечения поглощения фотона частоты ω, близкой ω_{n1}:

$$\sigma^{(\text{погл})}=4\pi^2\sum_{M_n}|\mathbf{d}_{n1}\mathbf{e}|^2\,\omega\,\frac{\Gamma_n/2}{\pi\left[(\omega-\omega_{n1})^2+\Gamma_n^2/4\right]}. \tag{63,6}$$

В пределе $\Gamma_n\to 0$ последний множитель в этой формуле стремится к δ-функции $\delta(\omega-\omega_{n1})$, в соответствии с тем, что в этом

[1]) Подчеркнем, что речь идет о поглощении системой, находящейся в стабильном, основном состоянии. Ввиду конечности времени опыта постановка вопроса для возбужденного состояния была бы другой.

случае может поглощаться лишь фотон строго определенной частоты. Пусть на атом падает свет со спектральной и угловой плотностью потока энергии $I_{\mathbf{ke}}$ (ср. (44,7)). Тогда плотность потока числа фотонов равна $\frac{I_{\mathbf{ke}}}{\omega} d\omega\, do$, и вероятность поглощения

$$dw^{(\text{погл})} = \sigma^{(\text{погл})} \frac{I_{\mathbf{ke}}}{\omega} d\omega\, do. \tag{63,7}$$

Если функция $I_{\mathbf{ke}}(\omega)$ мало меняется на ширине Γ_n, то после интегрирования по частотам получим

$$dw^{(\text{погл})} = 4\pi^2 \sum_{M_n} |\mathbf{d}_{n1}\mathbf{e}|^2 I_{\mathbf{ke}}(\omega_{n1})\, do.$$

Заметив, с другой стороны, что, согласно (45,5),

$$dw^{(\text{сп})} = \frac{\omega^3}{2\pi} \sum_{M_n} |\mathbf{d}_{1n}\mathbf{e}^*|^2 do = \frac{\omega^3}{2\pi} \sum_{M_n} |\mathbf{d}_{n1}\mathbf{e}|^2 do$$

есть вероятность спонтанного испускания фотона частоты ω_{n1}, мы вернемся к формуле (44,9).