ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АТОМА (МОЛЕКУЛЫ) В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Е.Л.Фейнберг

1. Мы оценим возможную роль одного простого эффекта при излучении источника в поглощающей среде (на него по-видимому, не обращали до сих пор внимания), – поглощение и переход в тепло излучения в неволновой зоне излучателя. По существу, это коллективное взаимодействие излучателя с большим числом попавших в такую зону частиц, когда колебания диполя неизбежно сопровождаются квазистационарными токами. Оно имеет место, если $[(4\pi/3)(N/k^3)] >> 1$, где $\lambda = \lambda_0/\sqrt{|\epsilon|} = 2\pi/(k_0\sqrt{|\epsilon|}) \doteq 2\pi/(|k|)$ – длина волны в среде, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ – комплексная диэлектрическая проницаемость, N – число поглощающих частиц в единице объема. Эффект имеет классическую природу и оценивается классически.

Энергия, поглощенная в единицу времени, dW/dt, отнесенная к начальной энергии излучателя $\hbar\omega = \hbar c k_0$ дает ширину линии (без учета микроскопической структуры среды, т.е. без ударной и штарковской ширин, а также без допплеровской ширины):

$$\gamma = \frac{1}{\hbar\omega}\frac{dW}{dt} = \frac{1}{\hbar\omega}\int \sigma |E|^2 dV = \frac{1}{\hbar\omega}\frac{\omega\epsilon''}{4\pi}\int_{(V_0)}^{(\infty)} |E|^2 dV \qquad (1)$$

(обозначения – обычные), причем интегрирование по объему нужно производить вне объема V_0 радиуса R_0 такого, что внутри V_0 имеется в среднем одна частица среды (внутри справедлива бинарная теория уширения):

$$\frac{4}{3}\pi R_0^3 N = 1. \qquad (2)$$

Так как $|E| \sim R^{-3}$, при $R < \lambda$, интеграл сильно зависит от R_0 и потому точную оценку мы получить не можем.

2. Подставим в (2) полное выражение для поля диполя момента p, годное и в неволновой зоне. Обозначим, далее, $\xi = k_2/|k| = \mathrm{Im}\sqrt{\epsilon}/\sqrt{|\epsilon|}$ (ξ измеряет затухание на пути λ), $\epsilon'' = |\epsilon| 2\xi\sqrt{1-\xi^2}$. Интересен, конечно, случай $\xi << 1$. Поэтому $\epsilon'' \approx 2\xi\epsilon$. Мы получаем:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = |\epsilon| \exp(-2\xi|k|R_0)\left(1 + \frac{2\xi}{|k|R_0} + \frac{4\xi^2}{|k|^2R_0^2} + \frac{2\xi}{|k|^3R_0^3}\right). \qquad (3)$$

Здесь $\gamma_0 = (2/3)\,\omega p^2/\hbar c$ – значение γ, остающееся в вакууме, $k_2 \to 0$, $k \to k_0$, $\xi \to 0$, т.е. естественная ширина. Переход к вакууму, как видим, осуществляется при $2\xi << |k|^3R_0^3$ или, если $|\epsilon| \sim 1$, при $\epsilon'' << k_0^3R_0^3$. Если же $\epsilon''/|k|^3R_0^3 \gtrsim 1$, то

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} \approx \frac{\gamma'}{\gamma_0} = \frac{2\xi}{k_0^3R_0^3} \approx \frac{\epsilon''}{k_0^3R_0^3} \approx \epsilon''\frac{\lambda_0^3N}{6\pi^2} \qquad (4)$$

и вся начальная энергия не излучается, а переходит в тепло уже в неволновой зоне (разумеется, при более полном рассмотрении должен выявиться и сдвиг частоты). Здесь $\gamma' = \gamma - \gamma_0$ – ширина, обусловленная этим поглощением. Она измеряет интересующий нас эффект, γ' мало по сравнению с ударной шириной и т.п., пока $\gamma'/\gamma_0 < 1$. По существу *(4)* и условие $\gamma'/\gamma_0 \sim 1$ определяют порог, за которым испускание излучения атома (молекулы) становится невозможным.

3. Применим этот результат к излучателю в квазинейтральной плазме. Число электронов N, λ_0 и температуру T будем выражать величинами N^*, λ_0^*, T^*, по существу измеряя T в килоэлектроновольтах, λ_0 в μ и N давлением при нормальной температуре в атмосферах:

$$N = 2{,}7 \cdot 10^{19} N^*, \quad \lambda_0 = 10^{-4}\lambda_0^*; \quad T = 10^4 T^*. \tag{5}$$

Пренебрегая соударениями электронов с нейтральными атомами, для частоты эффективных соударений электронов имеем

$$\nu_{eff} = 1{,}5 \frac{N^*}{T^{*3/2}} L \cdot 10^{14} сек^{-1}, \quad L = \ln \frac{0{,}73\, T^*}{N^{*1/3}}. \tag{6}$$

Основной случай – $\omega^2 >> \nu^2_{eff}$, т.е. $N^* \lambda_0^{*2} / T^{*3/2} << (2{,}4/L) \cdot 10^{16}$. Тогда

$$\frac{\gamma'}{\gamma_0} \approx \frac{\epsilon''}{k_0^3 R_0^3} = 78\, L \frac{\lambda_0^{*6} N^{*3}}{T^{*3/2}} \tag{7}$$

(при $\omega^2 << \nu^2_{eff}$ получаем $\gamma'/\gamma_0 \approx 4{,}3 \cdot 10^{-6} L^{-1} \lambda_0^{*4} N^* T^{*3/2}$).

Таким образом, эффект исключительно сильно зависит от λ_0 и N. При $N^* \sim 10^{-1}$ и $T^* \sim 1$ в инфракрасной области ($\lambda_0^* \gtrsim 1$), γ'/γ_0 может быть очень велико. Такое излучение все будет поглощено в неволновой зоне. При меньшей температуре и несколько бóльших N^* атом не будет излучать даже оптические линии.

4. Однако, здесь не учтено еще поглощение, в той же зоне, нейтральными и ионизованными (в частности, такими же, как излучатель) атомами и молекулами. Вообще эффект может иметь место в любой среде с $\epsilon'' \neq 0$. Поэтому, быть может, удобнее выразить γ' более феноменологически – через пробег поглощения фотона в среде ℓ, $\exp(-\ell \operatorname{Im} k) \sim 1$, т.е. $\ell = (2|k|\xi)^{-1} \sim (|k|\epsilon'')^{-1}$. (4) дает

$$\frac{\gamma'}{\gamma_0} = 2{,}7 \frac{N^* \lambda_0^{*4}}{\ell}, \tag{8}$$

где ℓ – в сантиметрах. При таком подходе N уже не число электронов, а параметр, определяющий согласно (2), минимальное расстояние начиная с которого осуществляется коллективное, квазистационарное взаимодействие излучателя и поглощающих частиц (резонансных атомов, теряющих в возбужденном состоянии энергию на трение и удары второго ряда, а также электронов, обеспечивающих омические потери).

Хуже условия осуществления эффекта в радиоастрономических условиях, где N сравнительно мало. Однако, для ротационных и особенно, вибрационных частот и для переходов между высоко возбужденными атомными уровнями, он может встретиться.

Нужно еще раз подчеркнуть, что из-за сильной зависимости от не очень определенной величины R_0 приведенная числовая оценка груба. Однако, сам эффект реален. Так, приняв, для надежности, значение R_0 в 2-3 раза большее, чем (2), мы хотя и получим количественно меньшее значение γ', но справедливость подсчета станет очевидной. Как отметил при обсуждении В.Л. Гинзбург, при очень малых R_0 может стать существенной пространственная дисперсия, которая, быть может, автоматически обрежет интеграл и введения параметра R_0 не потребуется.

Действительно, если дебаевский радиус D окажется больше чем R_0, то можно думать, что в качестве нижнего предела в (1) нужно брать D, а не R_0. В наших переменных $D/R_0 \sim 0{,}4\, T^{*\,1/2} N^{*\,-1/6}$. При таком подходе, если $D/R_0 > 1$, вместо (7) получим $\gamma'/\gamma_0 \sim 90 \cdot L\lambda^{*6}_0 N^{*\,7/2}/T^{*3}$. Конечно, здесь необходим более детальный анализ.

Я благодарен за полезные обсуждения Г.А.Аскарьяну, В.Л.Гинзбургу, Д.А.Киржницу и И.И.Собельману.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12 октября 1967 г.
После переработки
5 ноября 1967 г.