

В. Ф. Королев

МОЩНОСТЬ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ АНГАРМОНИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В РЕЗОНАТОРЕ

В предлагаемой работе находится мощность индуцированного излучения, выходящего из резонатора, заполненного газообразной средой, характеризующейся комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ . В дальнейшем в качестве среды рассматриваются молекулы, которые можно представить как вращающиеся ангармонические осцилляторы, совершающие в электромагнитном поле индуцированные переходы с уровня W_n на уровень W_m — с излучением, и в обратном направлении — с поглощением.

Молекулы газа, находящиеся в резонаторе, посредством внешнего источника накачки возбуждаются на верхний уровень W_n , с которого совершаются индуцированные переходы на уровень W_m , при этом в системе существует некоторая стационарная разность населенностей уровней W_n и W_m . Если для рассматриваемой системы выполнены условия самовозбуждения [1], то система молекулы газа + резонатор работает в режиме автоколебаний. В работе не учитываются взаимодействие мод в резонаторе и потери на спонтанное излучение (ввиду их малости на колебательно-вращательных переходах молекул, находящихся в основном электронном состоянии). Также считается, что частота генерации совпадает с собственной частотой резонатора для каждой моды резонатора; кроме того, предполагается однородность поля E по сечению резонатора.

Согласно работе [2] уравнение для напряженности электрического поля в резонаторе, заполненного средой, характеризующейся комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, может быть записано в виде

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{\omega_p}{Q} \frac{dE}{dt} + \frac{\omega_p^2}{\epsilon} E = 0, \quad (1)$$

где ω_p — собственная частота резонатора, Q — добротность резонатора. Стационарное решение ищется в виде

$$E = E_0 e^{i\omega t} \quad (2)$$

Подставляя (2) в (1), получаем для ϵ''

$$\epsilon'' = - \frac{Q \frac{\omega_p}{\omega}}{Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 + 1}, \quad (3)$$

где ω — частота генерации.

Величина ε'' для частиц, хаотически распределенных по пространству, определяется следующим образом:

$$\varepsilon'' = \frac{4\pi |D_{nm}|^2 \tau}{3\hbar} \left[\frac{N_m/g_m}{1 + \tau^2(\omega - \omega_{nm})^2 + \frac{|D_{nm}|^2 E^2 \tau^2}{3\hbar^2 g_m}} - \frac{N_n/g_n}{1 + \tau^2(\omega - \omega_{nm})^2 + \frac{|D_{nm}|^2 E^2 \tau^2}{3\hbar^2 g_n}} \right], \quad (4)$$

где N_m и N_n — заселенности нижнего и верхнего энергетических уровней соответственно, τ — время свободного пробега молекул, $|D_{nm}|^2$ — сила перехода $W_n \rightleftharpoons W_m$, ω_{nm} — собственная частота перехода молекулярной системы, g_m и g_n — статистические веса уровней.

Приравнивая выражения (4) и (3) и учитывая, что $\frac{\omega_p}{\omega} \approx 1$ и $Q^2 + 1 + 1 \sim Q^2$, находим

$$-Q^{-1} = \frac{4\pi |D_{nm}|^2 \tau}{3\hbar} \left[\frac{N_m/g_m}{1 + \tau^2(\omega - \omega_{nm})^2 + \frac{|D_{nm}|^2 E^2 \tau^2}{3\hbar^2 g_m}} - \frac{N_n/g_n}{1 + \tau^2(\omega - \omega_{nm})^2 + \frac{|D_{nm}|^2 E^2 \tau^2}{3\hbar^2 g_n}} \right]. \quad (5)$$

Рассмотрим в молекулах переходы типа $W_{v,J'+1} \rightleftharpoons W_{v+1,J'}$. Сила перехода для P - и R -ветвей двухатомной молекулы может быть представлена в виде

$$|D_{v+1,J'}|_{v,J'+1}^2 = |D_{v+1,v}|^2 (J' + 1), \quad (6)$$

$$|D_{v+1,J'}|_{v,J'-1}^2 = |D_{v+1,v}|^2 J', \quad (7)$$

где $|D_{v+1,v}|^2$ — чисто колебательный вклад в силу перехода. Аналогичные выражения могут быть написаны для линейных трехатомных молекул — молекул типа CO_2 (параллельные полосы). Подставляя (6) и (7) в (5) и учитывая, что для $J' > 10$ величины $\frac{J'+1}{g_{J'+1}}$ и $\frac{J'}{2J' \pm 1}$ приблизительно равны $1/2$, для квадрата амплитуды электрического поля E в резонаторе в режиме установившихся колебаний находим

$$E_0^2 = - \frac{6\hbar^2}{|D_{v+1,v}|^2 \tau^2} [1 + \tau^2 \delta^2 + Q A \Delta N^*], \quad (8)$$

где $\delta = \omega - \omega_{nm}$, величина A равна

$$A = \frac{4\pi |D_{nm}|^2 \tau}{3\hbar}, \quad (9)$$

$$\Delta N^* = \frac{N_m}{g_m} - \frac{N_n}{g_n}. \quad (10)$$

Условием самовозбуждения является $E_0^2 = 0$. Из этого условия находится минимальная плотность инверсии, требуемая для начала генерации. Она равна

$$\Delta N_{\min}^* = -\frac{1 + \tau^2 \delta^2}{QA}. \quad (11)$$

Мощность, которой обменивается система осцилляторов с полем бегущей волны, представляет собой выходящую из резонатора мощность; эта мощность равна [3]

$$P = \frac{\omega \varepsilon'' E_0^2}{8\pi} V, \quad (12)$$

где V — объем активной среды.

Подставляя в (12) выражения (4) и (8), получаем

$$P = \frac{3\hbar^2 \omega (1 + \tau^2 \delta^2) V}{4\pi Q |D_{v+1,v}|^2 \tau^2} + \frac{\hbar \omega |D_{J',J'+1}|^2}{\tau} \left\{ \frac{N_{v,J'+1}}{g_{J'+1}} - \frac{N_{v+1,J'}}{g_{J'}} \right\} V, \quad (13)$$

где $|D_{J',J'+1}|^2$ — вращательный вклад в матричный элемент.

Выполняя преобразования для второго члена в фигурной скобке выражения (13), получаем мощность излучения на P - и R -ветвях соответственно

$$P_P = \frac{3\hbar^2 \omega (1 + \tau^2 \delta_P^2) V}{4\pi Q |D_{v+1,v}|^2 \tau^2} + \frac{\hbar \omega V}{2\tau} \left[\Delta N - \frac{2N_{v+1,J'}}{g_{J'}} \right], \quad (14)$$

где $\Delta N = N_{v,J'+1} - N_{v+1,J'}$,

ω_P — частота перехода в P -ветви.

Аналогично для R -ветви

$$P_R = \frac{3\hbar^2 \omega (1 + \tau^2 \delta_R^2) V}{4\pi Q |D_{v+1,v}|^2 \tau^2} + \frac{\hbar \omega V}{2\tau} \left[\Delta N + \frac{2N_{v+1,J'}}{g_{J'}} \right], \quad (15)$$

где

$$\Delta N = N_{v,J'-1} - N_{v+1,J'},$$

ω_R — частота перехода в R -ветви.

Из формул (14) и (15) видно, что P -ветвь дает больший вклад в индуцированное излучение, нежели R -ветвь. Аналогичный результат получен в [4] для системы вращающихся ангармонических осцилляторов в режиме усиления бегущей волны.

Полученные выражения для выходной мощности могут быть использованы для расчета и анализа конкретных систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. М., 1967.
2. Басов Н. Г., Прохоров А. М. «Успехи физических наук», 1955, 57, 485.
3. Кац М. Л., Ковнер М. А., Сидоров Н. К. Оптические квантовые генераторы (лазеры). Саратов, 1964.
4. Королев В. Ф. «Квантовая электроника», 1977, 4, № 9, 2046.