

УДК 621.373.7

КОГЕРЕНТНОЕ РАМАНОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ

С. И. Бондаренко, Ю. Е. Дьяков, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Одним из методов повышения эффективности генерации ИК-излучения на основе когерентного рамановского смещения (КРС) может явиться использование резонатора по ИК-волне. В таком резонаторе генерируемая волна многократно пробегает область возбужденных колебаний среды, в результате чего усиление «накапливается», и КПД преобразования частоты повышается.

В данной работе анализ КРС в резонаторе проводится на основе пятиволновой модели, предложенной в [1, 2].

В обозначениях работы [1] преобразование частоты при КРС описывается следующей системой уравнений для амплитуд полей на частотах ω_n , $\omega_{нк} = \omega_n - \omega_0$, $\omega_a = \omega_n + \omega_0$ (рис. 1):

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_n}{\partial z} &= -\frac{1}{2} g_n [A_{нк} Q(z) e^{-i\Delta_1 z} + A_a Q^*(z) e^{i\Delta_2 z}], \\ \frac{\partial A_{нк}}{\partial z} &= \frac{1}{2} g_{нк} A_n Q^*(z) e^{i\Delta_1 z}, \\ \frac{\partial A_a}{\partial z} &= \frac{1}{2} g_a A_n Q(z) e^{-i\Delta_2 z},\end{aligned}\quad (1)$$

где $\Delta_1 = (k_n - k_c) - (k_n - k_{нк})$, $\Delta_2 = (k_n - k_c) - (k_a - k_n)$ — волновые расстройки,

$$Q(z) = 2Q_0 \frac{\sqrt{\alpha} \exp \Gamma z (1 + \alpha)}{1 + \alpha \exp 2\Gamma z (1 + \alpha)} e^{i\varphi} \quad (2)$$

пространственное распределение молекулярных колебаний при ВКР накачки, $\alpha = I_{с0\omega_n}/I_{н0\omega_c}$, $\Gamma = (1/2) g_c I_{н0}$,

$$Q_0 = (1/2) (1 + \alpha) I_{н0} \sqrt{\omega_c/\omega_n}, \quad \varphi = \varphi_n - \varphi_c;$$

I_{i0} , φ_i ($i = n, c$) — интенсивности и фазы волны с частотой ω_i при $z = 0$.

1. Среда без дисперсии. Рассмотрим генерацию ИК-излучения в слабодиспергирующей среде, когда

$$\Delta_{1,2}/\Gamma \ll 1.$$

Такая ситуация реализуется, в частности, в экспериментах [4, 5]. В этом случае можно приближенно рассматривать КРС, вообще пренебрегая дисперсией, т. е. полагая $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ (в условиях работы [3] дисперсией можно пренебречь уже при $\Delta_{1,2}/\Gamma \leq 0,5$ [1]). Общее решение уравнений (1) при $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ приведено в [1]. Оно содержит постоянные C_0 , C_1 , C_2 , определяемые граничными условиями, т. е. типом выбранного резонатора.

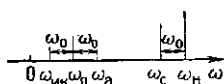
Рассмотрим идеализированный резонатор на $\omega_{нк}$ (см. рис. 1), в котором 1) коэффициент отражения выходного зеркала по интенсивности может быть сделан любым в диапазоне $0 < R < 1$, 2) входное зеркало отражает ИК-излучение полностью, 3) при каждом отражении фаза

ИК-волны меняется на π , 4) на частотах ω_n , ω_c , ω_p , ω_a зеркала прозрачны. Всем этим требованиям в значительной степени удовлетворяют селективно отражающие многослойные диэлектрические зеркала ИК-диапазона [6]. В простейшем случае зеркало представляет собой набор чередующихся слоев толщиной l_1 и l_2 с показателями преломления n_1 и n_2 , которые удовлетворяют условию:

$$\omega_{ик} n_1 l_1 / c = \omega_{ик} n_2 l_2 / c = \pi / 2.$$

Коэффициент отражения по амплитуде такой системы

$$r = \begin{cases} \frac{(n/n_0)(n_1/n_2)^N - 1}{(n/n_0)(n_1/n_2)^N + 1} & \text{при } N \text{ четном} \\ \frac{(nn_0/n_2^2)(n_1/n_2)^{N-2} - 1}{(nn_0/n_2^2)(n_1/n_2)^{N-2} + 1} & \text{при } N \text{ нечетном,} \end{cases}$$



где N — полное число слоев; n_0 , n_1 — показатели преломления среды, в которую помещено зеркало, и подложки [7]. Видно, что изменение фазы при отражении равно нулю (при $n_1 > n_2$) или π (при $n_1 < n_2$). Модуль

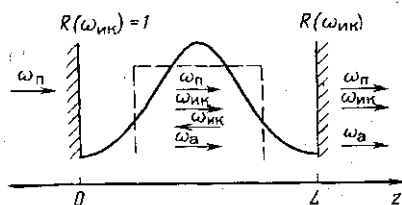


Рис. 1. Схема резонатора на $\omega_{ик}$. Сплошной кривой показано точное пространственное распределение молекулярных колебаний (2), пунктиром — приближенное распределение; вверху — частоты взаимодействующих волн

коэффициента отражения увеличивается с ростом числа слоев N и может достигать 99% и более при $N \sim 10$ [6, 7].

Для резонатора длины L , удовлетворяющего указанным требованиям, граничные условия имеют вид *:

$$\begin{aligned} A_{п}(z=0) &= A_{по}, \\ A_{ик}(z=0) &= \sqrt{R} A_{ик}(z=L), \\ A_a(z=0) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Полагая, что резонатор охватывает всю область молекулярных колебаний, для функции $p(z)$, входящей в формулы (15) работы [1], можно записать: $p(z=0)=0$, $p(z=L) \approx \pi/2$. Эти соотношения вместе с условиями (3) определяют постоянные

$$C_0 = \frac{h}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{R} \sin(\gamma\pi/2)}{(1+h) - \sqrt{R}(h + \cos(\gamma\pi/2))}, \quad C_1 = 1, \quad C_2 = -\frac{\sqrt{2}}{h} C_0,$$

где $h = \omega_a/\omega_{ик}$, $\gamma = (2\omega_p^2/\omega_n\omega_c)^{1/2}$, и, следовательно, распределение амплитуд полей в резонаторе. Полученные формулы позволяют определить нормированные интенсивности волн с частотами $\omega_{п}$, $\omega_{ик}$, ω_a на выходе из резонатора $\eta_{п} = I_{п}(L)/I_{по}$, $\eta_{ик} = (1-R)I_{ик}(L)\omega_{п}/I_{по}\omega_{ик}$, $\eta_a = I_a(L)\omega_{п}/I_{по}\omega_a$, ($I_j = |A_j|^2$, $I_{по} = |A_{по}|^2$):

* В (3) пренебрегается усилением ИК-волны на обратном проходе из-за большой волновой расстройки встречного взаимодействия.

$$\eta_{\pi} = \left[\frac{(1+h) \cos(\gamma\pi/2) - \sqrt{R} (1+h \cos(\gamma\pi/2))}{(1+h) - \sqrt{R} (h + \cos(\gamma\pi/2))} \right]^2,$$

$$\eta_{\text{нк}} = \frac{(1-R) (1+h) \sin^2(\gamma\pi/2)}{[(1+h) - \sqrt{R} (h + \cos(\gamma\pi/2))]^2}, \quad (4)$$

$$\eta_a = \frac{h(1+h)(1-\sqrt{R})^2 \sin^2(\gamma\pi/2)}{[(1+h) - \sqrt{R} (h + \cos(\gamma\pi/2))]^2}.$$

Отметим некоторые свойства полученного решения.

1. Для выходных интенсивностей справедлив закон сохранения:

$$\eta_{\pi} + \eta_{\text{нк}} + \eta_a = 1.$$

2. При $R=0$ из (4) вытекают формулы (16) работы [1] для эффективности преобразования частоты в свободном пространстве.

3. Существует «оптимальный» коэффициент отражения, при котором эффективность генерации максимальна. Из условия $\partial\eta_{\text{нк}}/\partial(\sqrt{R})=0$ находим

$$R_{\text{opt}} = \left[\frac{h + \cos(\gamma\pi/2)}{h+1} \right]^2 = \left[\frac{1 + (\omega_{\text{нк}}/\omega_a) \cos(\gamma\pi/2)}{1 + (\omega_{\text{нк}}/\omega_a)} \right]^2. \quad (5)$$

4. Максимальная эффективность с использованием резонатора по ИК-волне составляет

$$\eta_{\text{max}} = \eta_{\text{нк}}(R=R_{\text{opt}}) = \eta_0/(1-R_{\text{opt}}), \quad (6)$$

где $\eta_0 = \eta_{\text{нк}}(R=0) = (1+h)^{-1} \sin^2(\gamma\pi/2)$ — эффективность генерации без резонатора.

5. Выигрыш в КПД при использовании резонатора увеличивается с ростом $\lambda_{\text{нк}}$. При больших $\lambda_{\text{нк}}$ получаем: $h \rightarrow \infty$, $\gamma \rightarrow \gamma_0 = (2\omega_0^2/\omega_{\text{нк}}\omega_c)^{1/2}$, $\eta_{\text{max}} \rightarrow (1/2) \sin^2(\gamma_0\pi/2)$, $\eta_0 \rightarrow 0$, $R_{\text{opt}} \rightarrow 1$ (ω_0 — частота молекулярных колебаний).

На рис. 2 представлены графики η_0 , η_{max} , R_{opt} , построенные по формулам (5), (6) в случае, когда рабочим веществом является сжатый водород ($\nu_0 = \omega_0/2\pi c = 4155 \text{ см}^{-1}$) и $\lambda_{\text{нк}} = 1,06 \text{ мкм}$ [3]. Видно, что использование резонатора позволяет существенно повысить КПД, хотя и не дает возможности полной перекачки энергии пробного излучения в ИК-волну. Применение резонатора особенно эффективно в длинноволновом диапазоне, в частности при генерации излучения с длиной волны 16 мкм [4, 5]. Это иллюстрирует кривая 3 на рис. 3, показывающая зависимость КПД от коэффициента отражения R для условий экспериментов [4, 5]. В данном случае $\eta_0 = 0,74\%$, $\eta_{\text{max}} = 99,6\%$, $R_{\text{opt}} = 99,25\%$, т. е. применение резонатора дает выигрыш в эффективности генерации примерно в 135 раз.

2. Среда с дисперсией. В работе [1] развит приближенный метод решения уравнений (1), позволяющий вычислять эффективность преобразования частоты на основе КРС при любой величине отношения $\Delta_{1,2}/\Gamma$ (за исключением области $\Delta_{1,2}/\Gamma \gg 1$, где эффективность КРС чрезвычайно мала). Метод основан на аппроксимации колоколообразного пространственного распределения молекулярных колебаний среды (2) прямоугольным распределением (см. рис. 1), параметры которого выбираются из условий равенства площадей и минимума среднеквадратичного отклонения точного (2) и приближенного распределений. Расчет эффективности преобразования частоты в резонаторе можно провести по аналогичной схеме.

Используя найденное в [1] решение уравнений (1) и учитывая граничные условия (3), получим для КПД генерации ИК-излучения следующее выражение:

$$\eta_{\text{ИК}} = (1-R) |K|^2, \quad (7)$$

где

$$|K|^2 = \left(\sum_{k=1}^3 d_{k1} \cos x_k - d_{k2} \sin x_k \right)^2 + \left(\sum_{k=1}^3 d_{k1} \sin x_k + d_{k2} \cos x_k \right)^2,$$

$$d_{k1} = \sqrt{h_1} c_{k1} / (\gamma_k + \delta_1), d_{k2} = \sqrt{h_1} c_{k2} / (\gamma_k + \delta_1), x_k = \gamma_k \xi_m,$$

$$c_{k1} = (D_{k1} D_1 + D_{k2} D_2) / (D_1^2 + D_2^2),$$

$$c_{k2} = (D_{k2} D_1 - D_{k1} D_2) / (D_1^2 + D_2^2), D_j = \sum_{k=1}^3 D_{kj} \quad (j = 1, 2),$$

$$D_{1j} = b_3 a_{2j} - b_2 a_{3j}, D_{2j} = b_1 a_{3j} - b_3 a_{1j},$$

$$D_{3j} = b_2 a_{1j} - b_1 a_{2j}, b_k = 1 / (\gamma_k - \delta_2),$$

$$a_{k1} = [1 - \sqrt{R} \cos(\gamma_k + \delta_1) \xi_m] / (\gamma_k + \delta_1),$$

$$a_{k2} = -[\sqrt{R} \sin(\gamma_k + \delta_1) \xi_m] / (\gamma_k + \delta_1);$$

$$\delta_{1,2} = (2\sqrt{2} / \gamma \Gamma \beta_0) \Delta_{1,2}; \xi_m = (\omega_p^2 / \omega_H \omega_c)^{1/2} \pi / 2, \beta_0 = 0,79,$$

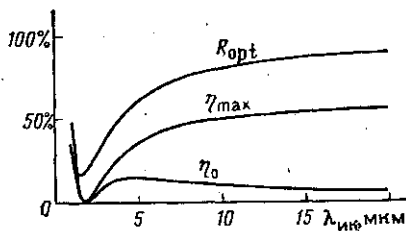


Рис. 2. Эффективность генерации в свободном пространстве и в резонаторе, а также оптимальный коэффициент отражения в зависимости от длины волны генерируемого излучения

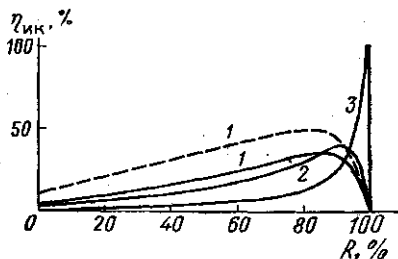


Рис. 3. КПД генерации ИК-излучения в зависимости от коэффициента отражения для условий [3]: $\lambda_H = 1,06$ мкм; $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi c = 4155$ см $^{-1}$; $\Gamma = 0,8$ см $^{-1}$; давление водорода 20 атм. 1 — $\lambda_{\text{ИК}} = 10$ мкм; $\Delta_1 = 0,75$ см $^{-1}$; $\Delta_2 = 0,02$ см $^{-1}$ (пунктиром то же — без учета дисперсии); 2 — $\lambda_{\text{ИК}} = 16$ мкм; $\Delta_1 = 0,79$ см $^{-1}$; $\Delta_2 = 0,10$ см $^{-1}$; и для условий [4, 5] (справедливо бездисперсионное приближение); 3 — $\lambda_H = 0,69$ мкм; $\nu_0 = 354$ см $^{-1}$; $\lambda_{\text{ИК}} = 16$ мкм

$\gamma_{1,2,3}$ определяются формулами (13) работы [1]. Из (7) следует, что

а) при $R=0$ (7) совпадает с формулой (14) работы [1] для КПД генерации ИК-излучения в свободном пространстве;

б) при $\delta_{1,2} \rightarrow 0$ из уравнения (12) работы [1] следует

$$\gamma_1 \approx -(\delta_1 h_2 - \delta_2 h_1) / (h_1 + h_2), \gamma_2 \approx \sqrt{2}, \gamma_3 \approx -\sqrt{2},$$

и (7) переходит в полученное ранее выражение (4) для КПД генерации без учета дисперсии.

Формулы (4), (7) нетрудно обобщить на случай произвольных коэффициентов отражения для всех трех волн ω_p , $\omega_{\text{ИК}}$, ω_a . Полученная зависимость КПД от коэффициента отражения показана на рис. 3

(волновые расстройки вычислялись по формулам, приведенным в [1]). КПД генерации в свободном пространстве соответствуют точки при $R=0$. Видно, что дисперсия снижает эффективность генерации. Интересно отметить, однако, что дисперсия среды увеличивает выигрыш в КПД, получаемый за счет резонатора: из кривых 1 на рис. 3 видно, что отношение $\eta_{\max}/\eta(R=0)$ для диспергирующей среды больше, чем для среды без дисперсии (величина R_{opt} в диспергирующей среде также повышается). Наконец, даваемый резонатором выигрыш тем больше, чем больше $\lambda_{\text{лик}}$.

Развитая здесь стационарная теория применима лишь в случае достаточно большого числа отражений ИК-волны в резонаторе: $\tau c/L \gg 1$, где τ — длительность импульса, L — длина резонатора, c — скорость света. Минимальную длину резонатора можно оценить из условия $L = 2L_0 \approx 2\pi/\Gamma$, где L_0 — эффективная длина области возбуждения молекулярных колебаний [1], Γ — инкремент усиления. Оценки по этим формулам показывают, что как в условиях работы [3] ($\tau=10$ нс, $\Gamma=0,8$ см $^{-1}$, $\tau c/L \approx 40$), так и в условиях работ [4, 5] ($\tau=60$ нс) условие стационарности можно считать выполненным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. Пятиволновая модель когерентного рамановского смещения. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон., 1981, 22, № 4, с. 52—58. [2] Бондаренко С. И., Дьяков Ю. Е., Нехаенко В. А., Никитин С. Ю. К теории генерации ИК-излучения при четырехволновом процессе на основе неколлинеарного ВКР и в резонаторе. — В кн.: Тезисы докл. IX Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1978, ч. II, с. 117. [3] Grosplan S. J., Fleming R. N., Herbst R. L., Byer R. L. Tunable infrared generation by coherent Raman mixing in H_2 . — Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 330—332. [4] Loy M. M. T., Sorokin P. P., Lankard J. R. Generation of 16- μ m radiation by four-wave mixing in parahydrogen. — Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 415—417. [5] Sorokin P. P., Loy M. M. T., Lankard J. R. A 16- μ m radiation source utilizing four-wave mixing in cooled parahydrogen gas. — IEEE J. of Quant. Electron., 1977, QE—13, p. 871—875. [6] Борисевич Н. А., Верещагин В. Г., Валидов М. А. Инфракрасные фильтры. Минск, 1971, с. 101—158. [7] Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИФМЛ, 1958, с. 249.

Поступила в редакцию
09.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 6

УДК 534.222.2

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ДВИЖУЩИМИСЯ ОБЪЕМНЫМИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ

В. Э. Гусев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Для описания акустических волн конечной амплитуды, источники которых распределены в пространстве, можно использовать неоднородное уравнение Бюргерса [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0 \rho_0} \rho \frac{\partial \rho}{\partial \tau} - \frac{b}{2c_0^3 \rho_0} \frac{\partial^3 \rho}{\partial \tau^2} = f(\tau, x). \quad (1)$$

Здесь оно выписано для возмущения плотности в сопровождающей системе координат $(x, \tau=t-x/c_0)$. В уравнении (1) ε и b — константы