Краткие сообщения по физике № 2-1987 г.

УДК 621.373.826.038.823

ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАЗЕРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Д.И. Пономарев, П.Е. Дубовский, Э.Н. Лоткова, Н.Н. Соболев

Выведены соотношения, связывающие выходную мощность газоразрядного лазера с характеристиками активной среды и резонатора при различных механизмах уширения спектральных линий, с учетом радиальной неоднородности среды и распределенных потерь внутри нее.

В настоящей работе выведены соотношения, связывающие интенсивность выходного излучения I_B и выходную мощность P_B газоразрядных лазеров (ГЛ) с параметром и мощностью насыщения I_S, P_S, ненасыщенным показателем усиления g_0 и распределенными потерями a_L, а также с коэффициентами отражения r_1, r_2 и пропускания t_1, t_2 зеркал резонатора. В отличие от /1,2/, они выведены с учетом радиальной неоднородности среды и различных механизмов уширения спектральных линий излучения. Такие соотношения необходимы для диагностики активной среды ГЛ, оптимизации параметров резонатора и расчета P_B при подобных преобразованиях лазеров.

Метод решений в /1,2/ не позволяет получить формулы для P_B в явном виде при доплеровском (ДУ) и смешанном (СУ) механизмах уширения, так как в процессе решения получаются интегралы, не выражаемые в элементарных функциях.

Используя /3/, можно показать, что при $r_1, r_2 > 0{,}8$ (справедливо для большинства ГЛ) изменение суммарной интенсивности β_Σ по длине среды L не превышает 6%, причем с ростом r оно убывает. В этом случае можно показатель усиления g считать постоянным по всей длине и тем самым устранить необходимость интегрирования.

Рис. 1. Схематическая диаграмма, показывающая ход приведенных интенсивностей β в резонаторе.

Рассмотрим случай однородной по сечению среды ($g(\rho)$, $I_S(\rho)$ = const) и плоской волны ($I(\rho)$ = const). Используем цилиндрическую систему координат: z – продольная, ρ – радиальная координаты. Придерживаясь обозначений /1/, из граничных условий (рис. 1) находим $gL = -\ln\sqrt{r_1 r_2}$. Выражение для среднего значения $\overline{\beta}$ имеет вид:

$$\overline{\beta} = (1/L)\int_0^L (\beta_+ + \beta_-)\,dz = -\beta_2(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})/\sqrt{r_1}\ln\sqrt{r_1 r_2}. \qquad (1)$$

Следующие соотношения очевидны: $I_2 = \beta_2 I_S t_2 = I_1 t_2\sqrt{r_1}/t_1\sqrt{r_2}$.

В случае лоренцевского уширения (ЛУ) $g = g_0(1 + \overline{\beta}) - a_L$. Комбинируя вышеуказанные соотношения, получаем (аналогичное в /2/)

$$I_B = I_S \frac{\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} \quad [(g_0 - a_L) L + \ln\sqrt{r_1 r_2}]. \tag{2}$$

Для ДУ $g = g_0(1 + \overline{\beta})^{-1/2} - a_L$ и

$$I_B = I_S \frac{-\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)^2(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} \quad [(g_0 L)^2 - (a_L L - \ln\sqrt{r_1 r_2})]. \tag{3}$$

При СУ $g = g_0 \exp[a^2(1 + \overline{\beta})]\operatorname{erfc}(a\sqrt{1 + \overline{\beta}})[\sqrt{1 + \overline{\beta}} \exp(a^2)\operatorname{erfc}(a)]^{-1} - a_L$, где a – отношение столкновительного уширения к доплеровскому. Сделав замену $a\sqrt{1 + \overline{\beta}} = x$, последнее можно записать в виде

$$g = g_0 a \exp(x^2)\operatorname{erfc}(x)[x \exp(a^2)\operatorname{erfc}(a)]^{-1} - a_L.$$

Функцию $F = x[\exp(x^2)\operatorname{erfc}(x)]^{-1}$ можно аппроксимировать выражением $F = Ax^2 + C$, где A и C – коэффициенты, зависящие от выбранного интервала значений x. Тогда $Aa^2(1 + \overline{\beta}) + C = g_0 a[(g + a_L)\exp(a^2) \times \operatorname{erfc}(a)]^{-1}$ и для I_B получаем:

$$I_B = I_S \frac{\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} \quad [b_1 g_0 L + b_2(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)], \tag{4}$$

где $b_1 = [A\exp(a^2)\operatorname{erfc}(a)]^{-1}$; $b_2 = 1 + C(Aa^2)^{-1}$. Область применения (4) отвечает $0{,}2 \leqslant a \leqslant 2{,}0$. Вне этого интервала хорошим приближением являются (2) и (3). Внутри него коэффициенты A и C рассчитываются для конкретного значения a. Например, для a = [0,6; 2,0] хорошим приближением является A = = 1,85 и C = 0,47. Формулы для P_B получаем из соотношения $P_B = \pi\omega^2 I_B$, где ω – радиус пучка.

В случае радиально неоднородной среды и $I(\rho) \neq \text{const}$ вывод соотношений для P_B более сложен. В предположении, что сечение лазерного пучка и $I(\rho)$ вдоль L неизменны, закон распространения излучения внутри активной среды можно записать в виде $dI(\rho) = I(\rho)g(\rho)dz$. Проводя интегрирование левой и правой частей этого равенства по сечению пучка, получаем для приращения мощности dP на длине dz соотношение

$$dP = PGdz, \text{ где } G = \int_0^\omega g(\rho)I(\rho)\rho d\rho / \int_0^\omega I(\rho)\rho d\rho.$$

Из граничных условий для мощности следует $G = -\ln\sqrt{r_1 r_2}/L$. Так как в резонаторе $I_\Sigma = \beta I_S$ почти не зависит от z, то можно представить среднюю мощность излучения внутри резонатора $P_\Sigma = 2\pi \int_0^\omega I_\Sigma(\rho)\rho d\rho$ согласно (1) в виде $P_\Sigma = -P_2(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})/(\sqrt{r_1} \ln\sqrt{r_1 r_2})$, причем из граничных условий $P_i = 2\pi \int_0^\omega \beta_i I_S(\rho)\rho d\rho$.

При ЛУ из формулы для g имеем $g(\rho)I_S(\rho) + a_L I_S(\rho) + g(\rho)I(\rho) + a_L I(\rho) = g_0(\rho)I_S(\rho)$. Проводя интегрирование по пучку, используя выражения для G и P_Σ и граничные условия, переходя к безразмерному параметру $y = \rho/R$, где R – радиус трубки, получим:

$$P_B = P_S \frac{\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} \quad [(\langle g_0\rangle - a_L) L + \ln\sqrt{r_1 r_2}],$$

где $P_S = 2\pi \int_0^\omega I_S(\rho)\rho d\rho$, $\langle g_0\rangle = \int_0^{\omega_R} g_0(y) I_S(y) y dy / \int_0^{\omega_R} I_S(y) y dy$, $\omega_R = \omega/R$.

В случае ДУ, проводя аналогичные вычисления, получим:

$$P_B = P_S \frac{-\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)^2(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} \left[\frac{k_D^{(1)}}{k_D^{(2)}} \langle g_0 \rangle^2 L^2 - (a_L L - \ln\sqrt{r_1 r_2}) \right],$$

где $k_D^{(1)} = \int\limits_0^{\omega_R} g_0^2(y) I_S(y) y dy \int\limits_0^{\omega_R} I_S(y) y dy \left[\int\limits_0^{\omega_R} g_0(y) I_S(y) y dy \right]^{-2}$,

$$k_D^{(2)} = \int\limits_0^{\omega_R} g_0^2(y) I(y) y dy \int\limits_0^{\omega_R} I(y) y dy \left[\int\limits_0^{\omega_R} g_0(y) I(y) y dy \right]^{-2}.$$

Для СУ имеем $g(\rho) = g_0(\rho) a [F \exp(a^2) \operatorname{erfc}(a)]^{-1} - a_L$. Воспользовавшись видом функции F, это уравнение можно переписать в виде:

$$g(\rho) I(\rho) + a_L I(\rho) + (g(\rho) + a_L) b_2 I_S(\rho) = g_0(\rho) I_S(\rho) b_1 .$$

В процессе интегрирования по пучку можно заметить, что коэффициенты b_1 и b_2 медленно меняются по сравнению с остальными подынтегральными функциями, и поэтому их можно вынести из-под знака интеграла, заменив на средние значения, $k_1 = (A\omega_R)^{-1} \int\limits_0^{\omega_R} [a \exp(a^2) \operatorname{erfc}(a)]^{-1} dy$, $k_2 = 1 + C (A\omega_R)^{-1} \int\limits_0^{\omega_R} a^{-2} dy$.

Тогда выражение для P_B принимает вид:

$$P_B = P_S \frac{\ln\sqrt{r_1 r_2}(t_1\sqrt{r_2} + t_2\sqrt{r_1})}{(\ln\sqrt{r_1 r_2} - a_L L)(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} [k_1 \langle g_0 \rangle L - k_2 (a_L L - \ln\sqrt{r_1 r_2})].$$

Таким образом, в данной работе получены выражения, связывающие выходную мощность с параметрами активной среды и резонатора газоразрядного лазера при различных типах механизма уширения спектральных линий как для однородной среды, так и для неоднородной, с учетом распределенных потерь. Положив $a_L = 0$, можно получить формулы для случаев, когда распределенные потери в активной среде пренебрежимо малы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rigrod W. W. J. Appl. Phys., **36**, № 8, 2487 (1965).
2. Rigrod W. W. IEEE J. Quant. Electr., **QE–14**, № 5, 377 (1978).
3. Дубовский П. Е. и др. Квантовая электроника, **12**, № 7, 1476 (1985).

Поступила в редакцию 15 октября 1986 г.