

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ НА РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ ГАЗОВОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

Б. Л. Желнов и Г. И. Смирнов

При учете столкновений в уравнении движения матрицы плотности активной среды рассматривается влияние давления на режимы генерации в газовом кольцевом лазере. Показано, что с ростом давления частотная область существования режима встречно бегущих волн с различными амплитудами растет с ростом давления, а зависимость энергии излучения от расстройки становится несимметричной относительно центра линии усиления.

Учет столкновений в газовом кольцевом лазере без обратной связи между встречными волнами был проделан Климонтовичем и др. [1], причем влияние давления учитывалось аналогично тому, как это делалось в работе Форка и Поллака [2]. Как известно [3, 4], учет обратной связи между встречными волнами обуславливает появление режима генерации встречных волн с различными амплитудами. При этом частотная область существования этого режима в зависимости от энергии излучения может лежать как внутри, так и вне области частот, где существенна пространственная модуляция перенаселенности активных атомов [1, 5].

В данном сообщении исследуется влияние столкновений атомов активной среды на взаимодействие встречных волн в кольцевом лазере с учетом обратной связи между ними.

Интегралы столкновений, входящие в уравнения для двухуровневой матрицы плотности, брались в виде

$$\left. \begin{aligned} S_j &= -v_j n_j + \tilde{v}_j F(v) \int n_j(v') dv' \quad (j=1, 2), \\ S &= -v\rho + \tilde{v}F(v) \int \rho(v') dv'. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь n_j — диагональные элементы матрицы плотности, ρ — недиагональный элемент, $F(v) = (\sqrt{\pi}u)^{-1} \exp(-\frac{v^2}{u^2})$ — максвелловская функция распределения; частоты ухода и прихода v , \tilde{v} , v_j и \tilde{v}_j не зависят от скоростей атомов v . Интегралы S и S_j соответствуют модели сильных столкновений [6] и определяют тушение и сдвиг уровней.

Рассматривая задачу при малых энергиях излучения, решения для поля в резонаторе ищем в виде двух встречных бегущих волн (одномодовый режим) [4]

$$E(x, t) = [E_+ e^{ikx} + E_- e^{-ikx}] e^{-i\omega t} + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где x — координата вдоль периметра резонатора, $\omega = kc$ — собственная частота резонатора, а E_{\pm} — медленно меняющиеся амплитуды.

Пренебрегая запаздыванием поляризации относительно поля излучения, при частотах столкновений много меньших доплеровской ширины

получаем (по теории возмущений) следующую безразмерную систему уравнений для медленных амплитуд:

$$E_{\pm} = \frac{\hbar}{d} (\xi \gamma \beta)^{1/2} \varepsilon_{\pm} \exp \left\{ i \sigma \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\beta}{ku} + \sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \right) t + i \varphi_{\pm}(\tau) \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{d\varepsilon_{\pm}}{d\tau} = \varepsilon_{\pm} \left[1 - \varepsilon_{\pm}^2 - \left(1 + \mu - \delta^2 - 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta \right) \varepsilon_{\mp}^2 \right] \mp \varepsilon_{\mp} \alpha \sin \varphi, \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \left[\left(2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} + \delta \right) + \frac{\alpha \cos \varphi}{\varepsilon_{+} \varepsilon_{-}} \right] (\varepsilon_{+}^2 - \varepsilon_{-}^2), \quad \tau = \xi \sigma t. \quad (5)$$

Введенные обозначения имеют следующий смысл: ξ — относительное превышение подкачки над пороговым значением при данном давлении, $\varphi = \varphi_{+} - \varphi_{-}$ — разность фаз встречных волн, $\nu = \Gamma + i\Delta$, $\tilde{\nu} = a + ib$, $b = \gamma_s + \Gamma$ — сумма естественной и столкновительной ширины линии излучения, $\gamma^{-1} = \frac{(\gamma_1 + \gamma_2 + \nu_1 + \nu_2)}{(\gamma_1 + \nu_1)(\gamma_2 + \nu_2)}$ — характерное время жизни на уровне с учетом столкновений (γ_j — естественные ширины уровней), $\delta = \frac{\omega - \omega_0 - \Delta}{\beta}$ (ω_0 — частота рабочего перехода), $\alpha = \frac{\epsilon' c}{L \sigma \xi}$ — отношение коэффициента обратной связи ϵ' к линейному коэффициенту усиления ($\frac{c}{L}$ — межмодовое расстояние, σ — эффективная проводимость),

$$\mu = 2 \frac{\gamma \beta}{(ku)^2} - \xi \gamma \left(\frac{1}{2\beta + \gamma_1 + \nu_1} + \frac{1}{2\beta + \gamma_2 + \nu_2} \right) \quad (6)$$

параметр, характеризующий влияние пространственной модуляции перенаселенности при данной энергии излучения. Уравнения (4), (5) выведены с точностью до пятого порядка по полю излучения и до $(ku)^{-3}$ при малых расстройках и малом коэффициенте обратной связи ($\delta^2, \xi, \alpha \ll 1$). Без учета обратной связи эти уравнения напоминают по форме соотношения, полученные в работе [1] ($2 \frac{\sqrt{\pi} b}{ku}$ можно отождествить формально с параметром Δ из [1]).

Уравнения (4), (5) допускают два стационарных решения. Режим стоячих волн

$$\varepsilon_{+}^2 = \varepsilon_{-}^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\mu - 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta - \delta^2 \right) \right], \quad \sin \varphi = 0 \quad (7)$$

и режим бегущих волн

$$\left. \begin{aligned} W = \varepsilon_{+}^2 + \varepsilon_{-}^2 &= 1 - \frac{2\alpha^2}{\left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \right)^2} \left(\mu - 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta - \delta^2 \right), \\ 2\varepsilon_{+}^2 \varepsilon_{-}^2 &= W (1 - W) \left(\mu - 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta - \delta^2 \right)^{-1}, \\ \cos^2 \varphi &= 1 - \frac{\left(\delta^2 + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta - \mu \right)^2}{\left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \right)^2} \left(1 - \frac{4\alpha^2}{\left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \right)^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Решения (7), (8) приведены с точностью до α^2, δ^2 . Из условия $|\cos \varphi| \leq 1$ определяется нижняя граница частотной области существования бегущих волн $\left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \right)^2 \geq 4\alpha^2$. Исследование стационарных решений (7), (8) на устойчивость относительно малых возмущений показывает, что

а) режим стоячих волн устойчив при

$$\left. \begin{aligned} (\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}) \cos \varphi \geq 0, \quad \delta^2 + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta \geq \mu, \\ (\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}) \cos \varphi \leq 0, \quad \delta^2 + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku} \delta \geq \mu, \quad \left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}\right)^2 \leq 4a^2; \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

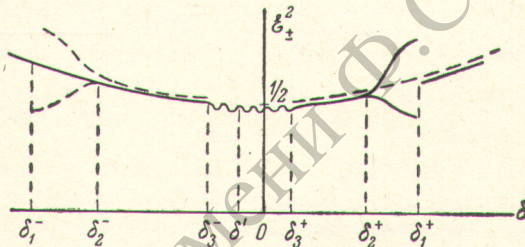
б) бегущая волна устойчива при

$$6a^2 \geq \left(\delta + 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}\right)^2 \geq 4a^2. \quad (10)$$

Эти соотношения справедливы при условии $a^2 \gg \mu$ ($\xi \ll \frac{e'c}{L\sigma\sqrt{\mu}}$),¹ что обычно выполняется ($e' \sim 10^{-4}$, $\mu \sim 10^{-3}$, $\sigma \sim 10^6$ сек.⁻¹). Качественное поведение ξ_{\pm}^2 в зависимости от δ приведено

на рисунке ($\delta' = -2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}$, $\delta_1^{\pm} = \pm\sqrt{6}\alpha + \delta'$, $\delta_2^{\pm} = \pm 2\alpha + \delta'$, $\delta_3^{\pm} = \pm\sqrt{\pi\left(\frac{b}{ku}\right)^2 + \mu + \frac{\delta'}{2}}$), где

сплошные кривые соответствуют изменению δ со стороны отрицательных значений, а штриховые — со стороны положительных.



Область частот $\delta_3^- \leq \delta \leq \delta_3^+$, соответствующая режиму с частотно-амплитудной модуляцией [1, 5], с ростом давления увеличивается; однако уже при достаточно малых энергиях она исчезает ($\xi \geq \frac{b^2}{k^2u^2}$). Области устойчивости режима бегущих волн $\delta_1^+ - \delta_2^+ = \delta_2^- - \delta_1^- = (\sqrt{6} - 2)\alpha$ увеличиваются с ростом давления. Как видно из рисунка и формул (7)–(10) стационарные решения и условия их устойчивости имеют асимметричный вид. Например, для стоячих волн это характеризуется соотношениями

$$(\delta_3^- - \delta_2^-) - (\delta_2^+ - \delta_3^+) = 2\sqrt{\pi} \frac{b}{ku}, \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} W(\delta_1^-) - W(\delta_1^+) &= 2\sqrt{6}\pi\alpha \frac{b}{ku}, \\ W(\delta_2^-) - W(\delta_2^+) &= 4\sqrt{\pi}\alpha \frac{b}{ku}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Асимметрия увеличивается с ростом частот столкновений. В отсутствие столкновений, меняющих скорость атомов ($\check{v}=0$), она исчезает.

Если положить $\frac{b}{ku} \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$, $\alpha \sim 10^{-1}$, то для относительной разности интервалов частот (11) получится величина порядка 10%, а для относительной разности энергий (12) — порядка 1%.

В заключение отметим, что при рассмотрении случая частот столкновений много больших доплеровской ширины и равенства времен жизни на уровне контур линии усиления и условия устойчивости стационарных решений симметризируются. При этом в предположении низкой добротности

¹ Противоположный случай $a_2 \ll \mu$ без учета столкновений рассматривался в работах [1, 5]. В работе [1], однако, проведен не полный анализ, поскольку опущено решение с $\varphi = \pi$ для режима стоячих волн.

резонатора задачу удается свести к случаю твердотельного лазера с высокой добротностью, рассмотренного в работе [7].

Авторы благодарят В. С. Смирнова за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларинцев. ЖЭТФ, 52, 1616, 1967.
- [2] R. Fork, M. Pollak. Phys. Rev., 139, A1408, 1965.
- [3] F. Agonowitz, R. J. Collins. Appl. Phys. Lett., 9, 55, 1966.
- [4] Б. Л. Желнов, В. С. Смирнов. Опт. и спектр., 23, 331, 1967.
- [5] Б. Л. Желнов. Канд. дисс., ИФП СО АН СССР, 1967.
- [6] А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан. ЖЭТФ, 54, 959, 1968.
- [7] Б. Л. Желнов, А. П. Казанцев, В. С. Смирнов, ФТТ, 7, 2816, 1965.

Поступило в Редакцию 8 июля 1969 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. С. Смирны