

# О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ

В. С. Смирнов и А. М. Тумайкин

Введение внутренней нелинейной поглощающей ячейки существенным образом влияет на энергетические, спектральные и поляризационные характеристики излучения газовых лазеров [1-3]. Например, зависимость мощности генерации и степени круговой поляризации от частоты носит гистерезисный характер [1, 3].

В этом сообщении мы исследуем вопрос о влиянии ячейки на существование устойчивых типов поляризации в изотропном резонаторе при отсутствии магнитного поля. Пусть также резонансный поглощающий газ подобран так, что его полные моменты рабочих уровней и дипольный момент перехода отличаются от соответствующих величин усиливающего газа. Уравнения движения для модулей безразмерных круговых компонент поля  $E_q$  ( $q = \pm$ ) имеют обычный вид [4]

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_q &= E_q [(\gamma_1 - \gamma_2 - 1) = (1 - g) E_q^2 - (A_1 - A_2 g) E_{\mp q}^2], \\ g &= \frac{\gamma_2 \gamma_1 \gamma_{01}}{\gamma_1 \gamma_2 \gamma_{02}} \frac{1 + \delta_1^2}{2 + \delta_2^2} \frac{2 + \delta_2^2}{1 + \delta_2^2} \frac{d_2^2}{d_1^2}, \quad \delta_{1,2} = \frac{\omega - \omega_{01,2}}{\gamma_{1,2}}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Индексы  $i=1, 2$  относятся к соответствующим величинам активной и пассивной ячеек лазера,  $\gamma_i$  — разность заселенностей, выраженная в обычных пороговых единицах [4],  $\gamma_i$  — однородные ширины линий,  $\gamma_{0i}$  — ширины верхних уровней,  $\omega$  — частота резонатора,  $\omega_{0i}$  — частоты перехода,  $A_i$  — коэффициент нелинейной связи поляризации, зависящий от величины полных моментов  $\gamma$  рабочих уровней

$$A(j \gtrless i) = \frac{(2j+3)(2j-1)}{2j^2+2j+1}, \quad A(j \gtrless j+1) = \frac{2j^2+4j+5}{6j^2+12j+5}. \quad (2)$$

Параметр  $g$  в (1) равен отношению параметров насыщения пассивной и активной частей лазера. В зависимости от соотношения между  $A_1, A_2$  и  $g$  уравнение (1) допускает существование следующих двух стационарных решений:

$$|E_{\pm}^0|^2 = (\gamma_2 - \gamma_1 - 1)/(1 - g), \quad |E_{\mp}^0|^2 = 0; \quad (3)$$

$$|E_{\pm}^0|^2 = |E_{\mp}^0|^2 = (\gamma_1 - \gamma_2 - 1)/[1 + A_1 - g(1 + A_2)]. \quad (4)$$

Первое решение (3) соответствует круговой поляризации и устойчиво при выполнении условий

$$A_1 - A_2 g > 1 - g, \quad (5)$$

$$g < 1. \quad (6)$$

Второе решение (4) отвечает линейной поляризации со случайным направлением плоскости поляризации (в генерации присутствуют обе круговые компоненты, разность фаз которых не определена) и устойчиво при

$$A_1 - A_2 g < 1 - g, \quad (7)$$

$$g < \frac{1 + A_1}{1 + A_2}. \quad (8)$$

Неравенства (6), (8) определяют условия применимости соответствующих решений и связаны с приближением малых энергий излучения ( $|E_{\pm}|^2 \ll 1$ ).

Исследуем возможное изменение состояния поляризации генерируемого излучения при вариации параметра  $g$ . Отметим, что изменения  $g$  можно добиться регулировкой частоты резонатора, давлений и разрядных токов в лазере и ячейке. Наличие в  $g$  отношения квадратов дипольных моментов  $d_i^2$  позволяет менять названные параметры в довольно широких пределах, не нарушая условия (6), (8).

Так как  $A_1 \neq A_2$ , то возможны следующие случаи.

1)  $A_1 > 1$ , но  $A_2 < 1$ .

В этом случае насыщение полем «чужой» поляризации всегда больше собственного. Неравенства (5), (6) выполнены и, следовательно, всюду устойчива круговая поляризация.

2)  $A_1 < 1$  и  $A_2 > 1$ . При любых  $g < (1 + A_1)/(1 + A_2)$  устойчива линейная поляризация.

3) Оба перехода являются сильносвязанными ( $A_1 > 1$  и  $A_2 > 1$ ).

3а) Пусть  $A_2 > A_1$ .

Тогда в области значений  $0 < g \leq g_0$ , где

$$g_0 = \frac{A_1 - 1}{A_2 - 1}, \quad (9)$$

устойчива в зависимости от начальных условий одна из круговых поляризаций, а в области  $g_0 \leq g < g_k$ , где

$$g_k = \frac{1 + A_1}{1 + A_2}, \quad (10)$$

устойчива линейная и переход точки  $g=g_0$  ( $g_0 < 1$ ) будет сопровождаться скачком с круговой поляризации на линейную (в генерацию скачкообразно включается ортогональная круговая поляризация) или наоборот. Непосредственное решение уравнений  $g(\eta_i, \delta_i) = g_0$  и  $g(\eta_i, \delta_i) = g_1$  относительно конкретных параметров  $(\eta_i, \delta_i)$  определит количество точек перескока и гистерезисный характер расположения этих скачков.

3б) Если же  $A_2 < A_1$ , то всегда  $g_k < 1$  и всюду устойчива круговая поляризация.

4) Случай  $A_1 < 1$ ,  $A_2 < 1$ .

4а) Пусть  $A_2 > A_1$ . Тогда  $g_0 > 1$ ,  $g_k < 1$  и в области своей применимости ( $0 < g < g_k$ ) устойчиво решение (4), соответствующее линейной поляризации.

4б)  $A_2 < A_1$ . Тогда, как видно из (9), (10),  $g_p < 1$ ,  $g_k > 1$ . Это означает, что в области параметров, определяемых неравенством  $0 < g \leq g_0$ , устойчива линейная поляризация, а в области  $g_0 \leq g < 1$  устойчива круговая. Переход точки  $g=g_0$  приведет к скачку в генерации от линейной к круговой поляризации или наоборот. В самой точке перехода ( $g=g_0$ ) имеет место безразличное равновесие для любых компонент поляризации (тип поляризации не определен). Поэтому, если по какому-то параметру лазер находится в положении безразличного равновесия, то всякое малое изменение этого параметра выведет в генерацию линейную или круговую поляризацию.

Таким образом, лазер с нелинейной поглощающей ячейкой может найти широкое практическое применение как очень чувствительный прибор для измерения различных характеристик усиливающего или поглощающего газа, однородных ширин линий, времен жизни уровней, столкновительных сдвигов и т. д.

#### Литература

- [1] А. П. Казанцев, С. Г. Раутиан, Г. И. Сурдутович. ЖЭТФ, 54, 1409, 1968.
- [2] А. П. Войтович. Препринт, Минск, 1972.
- [3] В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин. Деп. ВИНТИ, рег. № 7436-73 деп.
- [4] В. С. Смирнов, Б. Л. Желнбв. Опт. и спектр., 24, 355, 1968.

Поступило в Редакцию 6 марта 1974 г.

УДК 535.55

### МАТРИЦА ДЖОНСА ДЛЯ СЛАБО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ СРЕДЫ

Ш. Д. Какчашвили и Т. Н. Квинишидзе

Пусть имеется плоскопараллельная пластина толщиной  $d$  с переменной по объему анизотропией, ориентированная нормально к оси  $z$  и просвечиваемая лучом с направляющими косинусами  $l, m, n$ . Компоненты электрического вектора входящего луча в системе координат  $xuz$  могут быть описаны модификацией вектора Джонса [1] в виде

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n + \frac{m^2}{1+n} & -\frac{lm}{1+n} & l \\ -\frac{lm}{1+n} & n + \frac{l^2}{1+n} & m \\ -l & -m & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь матрица  $3 \times 3$  описывает группу вращений [2] системы координат, связанной с лучом, причем поворот происходит вокруг оси, нормальной к плоскости  $xoz'$ . Такое преобразование соответствует идее сохранения плоскости колебания электрического вектора [3] при произвольном отклонении луча.

Для удобства все дальнейшие расчеты будем производить в системе координат  $x'y'z'$ . Разобьем нашу пластину на  $k$  элементарных пластин [4], каждую с однородным по толщине  $\delta = d/k$  двулучепреломлением.