УДК: 621.373:535

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЛАЗЕРАХ С АНИЗОТРОПНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Свирина Л.П.
Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

В настоящее время в лазерах с анизотропными резонаторами известно два физических механизма, приводящих в отсутствие какого-либо внешнего, зависящего от времени воздействия на систему, к неустойчивости стационарных режимов генерации и возникновению автоколебательных режимов, которые при изменении управляющих параметров способны развиваться в более сложные режимы, включая хаотические и стохастические колебания. Это линейная связь волн генерации, вызывающая неустойчивость фазовых характеристик генерируемых волн., (см., напр, [1]), и конкуренция анизотропии нелинейной активной среды и анизотропии резонатора, вызывающая неустойчивость поляризационных характеристик этих волн [2].

В лазерном приборостроении, где неустойчивости, как правило, играют роль дестабилизирующего фактора, возможность их корректного описания позволит улучшить точностные характеристики приборов.

Отличие от нуля эллиптичности электромагнитной волны приводит к появлению дополнительного, зависящего от поляризации, сдвига фазы этой волны. Этот простой и хорошо известный факт (см., напр., [3]), свидетельствующий о связи поляризационных и фазовых характеристик электромагнитной волны, в условиях нестационарной генерации может оказывать существенное влияние на поведение генерируемого поля в лазере, создавая предпосылки для обнаружения эффектов поляризационно-фазовой динамики.

Заметим, что в гироскопии известен эффект поляризационной невзаимности –возникновение (в условиях стационарной генерации) разности частот встречных волн в кольцевом газовом лазере вследствие отличной от нуля эллиптичности этих волн.

На основе разработанных в рамках формализма векторов и матриц Джонса теоретических моделей, получивших экспериментальное подтверждение, обнаружены отдельные эффекты поляризационно-фазовой динамики в линейном двухчастотном газовом лазере с поляризационной неустойчивостью и в четырехчастотном кольцевом газовом лазере (ЧКГЛ) с фазовой неустойчивостью [4, 5].

Обнаружение эффектов, обусловленных влиянием поляризации электромагнитной волны на ее фазу, обусловливает актуальность разработки моделей лазерных систем, учитывающих возможность существования неустойчивостей обоих типов.

В настоящей работе на основе матричного метода выведены уравнения генерации одномодового четырехчастотного кольцевого газового лазера с произвольной величиной и типом анизотропии резонатора, в котором возможна поляризационная неустойчивость, и с учетом линейной связи встречных волн за счет обратного рассеяния на неоднородностях среды и резонатора, что обеспечивает возможность возникновения фазовой неустойчивости.

При выводе уравнений для интенсивностей и фаз волн генерации воспользуемся подходом, описанном в [5]. В данном лазере генерируемое поле представляется в виде суперпозиции четырех бегущих плоских монохроматических волн $1^{\pm}$ и $2^{\pm}$ с произвольными интенсивностями, частотами и состояниями поляризации:

$$\vec{E}^{\pm}_{1,2} = \left[\frac{I^{\pm}_{1,2}(t)}{ch2\beta^{\pm}_{1,2}(t)}\right]^{1/2} \begin{pmatrix} \cos z^{\pm}_{1,2}(t) \\ \sin z^{\pm}_{1,2}(t) \end{pmatrix} \exp[i(\Psi^{\pm}_{1,2}(t) - \omega^{\pm}_{1,2}t], \qquad (1)$$

$$\Psi = \Psi_x + arctg(\xi\, tg\gamma),$$

где $I = |E|^2$ - интенсивность, Ψ – фаза, ω/2π (*Гц*) – частота генерации, $z = \gamma + i\beta$, γ – азимут, $\xi = th\beta$ – эллиптичность электромагнитной волны. Индексы 1,2 отнесены к однонаправленным, а знаки (±) – к встречным волнам.

В матричном виде уравнения генерации записываются в виде:

$$\frac{d\vec{E}^{\pm}_{1,2}}{dt'} = \hat{Q}^{\pm}_{1,2}\vec{E}^{\pm}_{1,2} - \vec{E}^{\pm}_{1,2}\,, \qquad (2)$$

где $t' = tc/L$ – число полных обходов светом резонатора (из начальной точки в начальную) за время t, L – длина резонатора за обход (для линейного лазера это удвоенная длина резонатора), c – скорость света, $\hat{Q}^{\pm}_j = \hat{S}^{\pm}_j \hat{M}^{\pm}_j$ – матрица Джонса лазера, $\hat{S}^{\pm}_j$ и $M^{\pm}_j$ – матрицы Джонса нелинейной активной среды и резонатора.

Подставляя выражения (1) в уравнения (2), воспользовавшись условием стационарной генерации, явным видом матрицы активной среды, матрицы резонатора $\hat{M}$, элементы которой выражены через поляризационные характеристики собственных мод резонатора, а также проведя стандартные процедуры, описанные в [5] и вводя экспериментально измеряемые параметры, запишем уравнение генерации для интенсивности и фазы волн $1^{\pm}$ в виде [6]:

$$ctg(z_1^{\pm}-z_{2M}^{\pm})\frac{dz_1^{\pm}}{d\tau}-th2\beta_1^{\pm}\frac{d\beta_1^{\pm}}{d\tau}+\frac{1}{2I_1^{\pm}}\frac{dI_1^{\pm}}{d\tau}+i\frac{d\Psi_1^{\pm}}{d\tau}=$$
$$i(\omega_1^{\pm}-\omega_{1M}^{\pm})\frac{L}{c\tau_0}+i\frac{\bar{V}_1^{\pm}}{P}+\frac{\bar{P}_1^{\pm}}{P}+i\frac{\Delta W_1^{\pm}}{P}ctg(z_1^{\pm}-z_{2M}^{\pm})-$$
$$\left(\theta_{11}^{\pm\pm}I_1^{\pm}+\theta_{11}^{\pm\mp}I_1^{\mp}+\theta_{12}^{\pm\pm}I_2^{\pm}+\theta_{12}^{\pm\mp}I_2^{\mp}+\theta_{1k}^{\pm}I_{1k}\right)+ \quad (3)$$
$$\frac{r_1^{\mp}}{\tau_0}\frac{\sin(z_{2M}^{\pm}-z_1^{\mp})}{\sin(z_{2M}^{\pm}-z_1^{\pm})}\sqrt{\frac{I_1^{\mp}ch2\beta_1^{\pm}}{I_1^{\pm}ch2\beta_1^{\mp}}}\exp[i(\Psi_1^{\mp}-\Psi_1^{\pm})+$$
$$\frac{\alpha^{\pm}}{\tau_0}\frac{\sin(z_{2M}^{\pm}-z_2^{\pm})}{\sin(z_{2M}^{\pm}-z_1^{\pm})}\sqrt{\frac{I_2^{\pm}ch2\beta_1^{\pm}}{I_1^{\pm}ch2\beta_2^{\pm}}}\exp[i(\Psi_2^{\pm}-\Psi_1^{\pm}).$$

Здесь $I_{12}^{\pm}=|E_{12}^{\pm}|^2|d_{ab}|^2/3\hbar^2\gamma_a\gamma_b P$ индексом M обозначены собственные значения и собственные типы колебаний матрицы резонатора, коэффициент α характеризует рассеяние из резонаторной моды 1^{+} в моду 2^{+}.

Уравнения для волн 2^{+} (2^{-}) следуют из уравнений для волн $1^{+}(1^{-})$ при замене индексов $1\leftrightarrow 2$, остальные обозначения аналогичны принятым в [5].

Уравнения (3) записаны в предположении, что коэффициенты *r* отражения и пропускания *t* для встречных волн, принадлежащих одной моде резонатора, удовлетворяют условиям: $|t|\approx 1,$, $|r|<<1, |\alpha|<<1$, так что в (3) учтены только члены первого порядка малости по *r,* α.

Уравнения (3), в отличие от уравнений генерации для сильно анизотропных резонаторов [5], учитывают возможность изменения во времени поляризационных характеристик генерируемых волн.

Запишем уравнения для поляризационных характеристик волны 1^{+}. Для этого умножим уравнение генерации (2) слева на вектор-строку $\vec{e}_{\perp 1}^{\,+}=(-\sin z_1^{+}\quad \cos z_1^{+})$, который ортогонален вектору $\vec{E}_1^{+}$, задаваемому выражением (1), что позволит исключить производные по интенсивности и по фазе волны [6]:

$$\frac{dz_1^{\pm}}{d\tau}=\frac{1}{2\tau_0}\left(1-\frac{\lambda_{2M}^{\pm}}{\lambda_{1M}^{\pm}}\right)\times$$
$$\left[\frac{\cos\left(z_{1M}^{\pm}+z_{2M}^{\pm}-2z_1^{\pm}\right)}{\sin\left(z_{1M}^{\pm}-z_{2M}^{\pm}\right)}-ctg\left(z_{1M}^{\pm}-z_{2M}^{\pm}\right)\right]+ \quad (4)$$
$$\frac{i\Delta W_1^{\pm}}{P}--ic''^{\pm}I_1^{\pm}+\rho_{11}^{\pm\mp}I_1^{\mp}+\rho_{12}^{\pm\pm}I_2^{\pm}+\rho_{12}^{\pm\mp}I_2^{\mp}+\rho_{1k}^{\pm\pm}I_{1k}^{\pm}+$$
$$\frac{r_1^{\mp}\sqrt{I_1^{\mp}ch2\beta_1^{\pm}}}{\tau_0\sqrt{I_1^{\pm}ch2\beta_1^{\mp}}}\exp\left[i\left(\Psi_1^{\mp}-\Psi_1^{\pm}\right)\right]\sin\left(z_1^{\mp}-z_1^{\pm}\right)+$$
$$\frac{\alpha t_1^{\pm}\sqrt{I_2^{\pm}ch2\beta_1^{\pm}}}{\tau_0\sqrt{I_1^{\pm}ch2\beta_2^{\pm}}}\exp\left[i\left(\Psi_2^{\pm}-\Psi_1^{\pm}\right)\right]\sin\left(z_2^{\pm}-z_1^{\pm}\right)$$

Уравнения для поляризационных характеристик волн, принадлежащих второй резонаторной моде, следуют из (4) при замене индексов $1\leftrightarrow 2$.

Явный вид коэффициентов само- и кросснасыщения $\theta_{ii}^{\pm\pm},\theta_{ij}^{\pm\pm},\theta_{ij}^{\pm\mp}$, i = 1,2, j = 1,2 а также коэффициентов $\rho_{ii}^{\pm\pm},\rho_{ij}^{\pm\pm},\rho_{ij}^{\pm\mp}$, i = 1,2, j = 1,2, зависящих от отстройки частоты генерации от центра линии усиления, а также от главных квантовых чисел уровней рабочего перехода определен в [5].

Система (3), (4) комплексных обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) содержит в общем случае 16 скалярных уравнений для интенсивностей, фаз, эллиптичностей и азимутов волн генерации. Она позволяет изучать влияние поляризационной и фазовой неустойчивостей, а также магнитного поля Земли на работу приборов, использующих газовые лазеры.

Для кольцевого лазера с линейной и циркулярной фазовой анизотропией резонатора при условии, что α = 0, полученная модель упрощается, и рассматриваемый ЧКГЛ описывается системой 10 ОДУ. В этом случае однонаправленные собственные моды резонатора поляризованы ортогонально, а встречные моды, принадлежащие одинаковым собственным значениям матрицы резонатора, неортогонально.

Разработанная модель открывает перспективы для систематических теоретических и экспериментальных исследований поляризационно-фазовой динамики генерации лазерных систем, а также регулярной и сложной динамики нелинейных систем высокой размерности, имеющих различную физическую природу.

1. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах / Под ред. Ю. Л. Климонтовича. –М.: Наука, 1974.
2. Svirina, L.P. Competition between active medium and empty cavity anisotropies in gas class A laser // Quantum and Semiclassical Optics, JEOS, part B. 1998. – V. 10, N2. – P. 425-439.
3. Азам, Р., Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Азам, Н. Башара. – М.: Мир, 1981. – 581 с.
4. Svirina, L.P. Spontaneous pulsations in gas class-A lasers with weakly anisotropic cavities / L.P. Svirina, V.G. Gudelev, and Yu. P. Zhurik // Phys. Rev. A.– 1997. – V. 56, № 6. – P. 5053-5064.
5. Свирина, Л.П. Фазовая неустойчивость в четырехчастотном кольцевом газовом лазере //Квант. электрон. – 2008. Т.38, №1. –С. 1-15.
6. Svirina, L. P. Dynamics of anisotropic cavity lasers, in book: “Dynamical Systems. Theory”. /Editors: Jan Awrejcewicz, Marek Kazmierczak, Pawel Olejnik, Jerry Mrozowski. Lodz, Poland, 2013. – P. 153-160.