

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.378.325

ВЛИЯНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

Н. В. Кравцов, Е. Г. Ларионцев, А. Н. Шелаев

(НИИЯФ)

Принципиальным и до настоящего времени нерешенным окончательно вопросом при рассмотрении физики невязанных эффектов во вращающихся кольцевых лазерах и кольцевых интерферометрах является учет дисперсионных свойств сред, находящихся в кольцевом резонаторе или интерферометре [1].

Невязанные эффекты, связанные с нормальной дисперсией диэлектрических сред, находящихся в резонаторе кольцевого лазера (КЛ), рассматривались в [2—4].

В настоящей работе исследуются некоторые особенности в характеристиках КЛ, содержащих внутри резонатора резонансно-поглощающую среду с узкой линией поглощения. Эти особенности возникают для мод, собственные частоты которых находятся в области аномальной дисперсии.

Рассмотрим КЛ, содержащий внутри резонатора резонансно-поглощающую среду с однородно-уширенной линией поглощения шириной $\gamma_n \ll \gamma$, где γ — ширина линии усиления активной среды. Комплексную диэлектрическую проницаемость внутри резонатора запишем в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 4\pi(\kappa_n + \kappa), \quad (1)$$

где

$$\kappa_n = -\frac{i}{\hbar} |d_n|^2 \frac{N_n(x)}{\gamma_n + i(\omega - \omega_0)}, \quad (2)$$

$$\kappa = \frac{i}{\hbar} |d|^2 \frac{N(x)}{\gamma}. \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_0 = n_0^2$ — вещественная часть диэлектрической проницаемости в центре поглощающей линии ($\omega = \omega_0$), ω — циклическая частота излучения, κ_n и κ — поляризуемость поглощающей и усиливающей сред, d_n и d — матричные элементы дипольного момента, $N_n(x)$ и $N(x)$ — распределения плотности поглощающих атомов и плотности инверсии населенностей усиливающей среды вдоль оси резонатора x .

Будем интересоваться областью частот генерации вблизи центра линии поглощения $|\omega - \omega_0| \ll \gamma_n$. Поскольку нами рассматривается случай $\gamma \gg \gamma_n$, можно пренебречь учетом нормальной дисперсии, связанной с активной средой.

Собственные частоты генерируемых аксиальных мод КЛ ω_n с учетом аномальной дисперсии, обусловленной линией поглощения, определяются следующим уравнением:

$$\frac{2\pi s n}{\sqrt{\varepsilon_0} L} = \omega_n \left[1 - \frac{2\pi |d_n|^2 (\omega_n - \omega_0) \bar{N}_n}{\varepsilon_0 \hbar [\gamma_n^2 + (\omega_n - \omega_0)^2]} \right], \quad (4)$$

где n — индекс аксиальной моды, s — скорость света в вакууме, $\bar{N}_n = \frac{1}{L} \int N_n(x) dx$ — среднее значение N_n , L — длина резонатора КЛ.

Из (4) получим следующую формулу для собственных частот ω_n :

$$\omega_n \simeq \omega_0 + \left(\frac{2\pi s n}{\sqrt{\varepsilon_0} L} - \omega_0 \right) \left(1 - \frac{2\pi |d_n|^2 \omega_0 \bar{N}_n}{\varepsilon_0 \gamma_n^2 \hbar} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Отметим, что формула (5) справедлива при условии $|\omega_n - \omega_0| \ll \gamma_n$.

Приведем также выражения для групповой скорости света в поглощающей среде при $\omega = \omega_0$:

$$V_{гр}(\omega_0) = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0} \left(1 - \frac{2\pi |d_n|^2 \omega_0 N_n(x)}{\gamma_n^2 \hbar} \right)}. \quad (6)$$

Формула (5) определяет собственные частоты кольцевого лазера в отсутствие частотной невязимости для встречных волн. Учет этой невязимости приводит к следующей формуле для разности частот встречных волн:

$$\Delta\omega = \frac{\Omega}{1 - \frac{2\pi |d_n|^2 \omega_0 \bar{N}_n}{\epsilon_0 \gamma_n^2 \hbar}}, \quad (7)$$

где Ω — разность собственных частот резонатора для встречных волн в отсутствие резонансно-поглощающей среды. Для вращающегося КЛ $\Omega = \frac{8\pi S f_{вр}}{\lambda L \sqrt{\epsilon_0}}$, где S — площадь контура КЛ, $f_{вр}$ — скорость вращения КЛ.

Из формул (5) и (7) следует, что собственные частоты генерации ω_n и разность частот встречных волн $\Delta\omega$ зависят от параметра D :

$$D = \sqrt{\epsilon_0} \left(1 - \frac{2\pi |d_n|^2 \omega_0 \bar{N}_n}{\epsilon_0 \gamma_n^2 \hbar} \right). \quad (8)$$

В случае равномерного заполнения резонатора резонансно-поглощающей средой параметр $D = c/V_{гр}$. В случае частичного заполнения резонатора поглощающей средой параметр D удобно представить в виде

$$D = \sqrt{\epsilon_0} \left(1 - \frac{\sigma_n}{\gamma_n} N_n \frac{l_n c}{2L \sqrt{\epsilon_0}} \right),$$

где σ_n — сечение резонансного поглощения, l_n — длина поглощающей среды.

При $|D| \ll 1$ существенно усиливается зависимость частот генерации ω_n от длины резонатора L и разности частот встречных волн от частотной невязимости Ω .

Рассмотрим возможность генерации при $|D| \ll 1$.

Пороговое условие возбуждения генерации в центре линии поглощения имеет вид

$$\sigma N l = \ln \frac{1}{R} + \sigma_n \bar{N}_n L, \quad (9)$$

где σ — сечение резонансного перехода в усиливающей среде, l — длина усиливающей среды, R — произведение коэффициентов отражения зеркал резонатора. Можно показать, что полные потери в поглощающей среде при условии обращения D в нуль определяются выражением

$$\sigma_n \bar{N}_n L = \frac{2L \sqrt{\epsilon_0}}{c} \gamma_n. \quad (10)$$

Для того чтобы условие $|D| \ll 1$ удовлетворялось при достаточно малых полных потерях в резонансно-поглощающей среде, необходимо выполнение следующего условия:

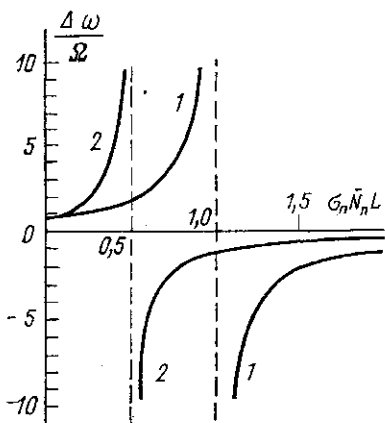
$$\gamma_n < c/\sqrt{\epsilon_0} L. \quad (11)$$

На рисунке показана зависимость относительной разности частот встречных волн $\Delta\omega/\Omega$ от $\sigma_n \bar{N}_n L = \ln(1/\alpha)$ (α — коэффициент пропускания резонансно-поглощающей среды) при различных значениях $\gamma_n L \sqrt{\epsilon_0}/c$. Из рисунка видно, что при малых значениях коэффициента поглощения $\Delta\omega \approx \Omega$. При увеличении $\ln(1/\alpha)$ происходит значительное увеличение относительной разности частот, связанное с уменьшением параметра D . Изменение знака параметра D приводит также к изменению знака $\Delta\omega$ вследствие того, что групповая скорость становится отрицательной. При уменьшении ширины линии поглощения γ_n аномалии в частотных характеристиках КЛ можно получить при меньших значениях коэффициента поглощения.

Исследование устойчивости генерации в КЛ, содержащем резонансно-поглощающую среду, показало, что вблизи порога генерации инкремент (декремент) возмущения амплитуды поля оказывается равным

$$\lambda = -\gamma_n D. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при $D < 0$ стационарная генерация в КЛ становится неустойчивой.



Таким образом, проведенные исследования показали, что введение в резонатор лазера среды с достаточно сильной аномальной дисперсией может привести к возникновению существенных особенностей в частотных характеристиках кольцевых лазеров.

В заключение отметим, что аномальная дисперсия может быть получена не только вблизи центра линии поглощения, но и при использовании пары дифракционных решеток [5], некоторых типов интерферометров [6], призмных сис-

Зависимость относительной разности частот встречных волн $\Delta\omega/\Omega$ от $\sigma_n \bar{N}_n L$ при $\gamma_n = \frac{1}{2} \times \frac{c}{LV_{\varepsilon_0}}$ (кривые 1) и $\gamma_n = \frac{1}{4} \frac{c}{LV_{\varepsilon_0}}$ (кривые 2)

тем [7], а также волоконных световодов при создании в них светоиндуцированных фазовых решеток с помощью вспомогательных встречных световых волн [8]. Для внутренних резонаторных схем, требующих малых потерь, целесообразно использовать призмные системы. В частности, в кольцевом резонаторе, состоящем из двух зеркал и призмы, может быть получена как нормальная, так и аномальная дисперсия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шпак И. В., Соломин А. В., Разгоняев И. В. // Опт. и спектр. 1986. 60, № 1. С. 210—211. [2] Хромых А. М. // ЖЭТФ. 1966. 50. С. 281—282. [3] Привалов В. Е., Филатов Ю. В. // Квант. электроника. 1977. 4, № 7. С. 1418—1425. [4] Post E. J. // Rev. Mod. Phys. 1967. 39, N 2. P. 475—493. [5] Treacy E. B. // Phys. Lett. 1968. A28, N 1. P. 34—35; Johnson A. M., Stolen R. H., Simpson W. M. // Appl. Phys. Lett. 1984. 44, N 8. P. 729—731. [6] Duguay M. A., Hansen J. W. // Appl. Phys. Lett. 1969. 14, N 1. P. 14—16. [7] Fork R. L., Martinez O. E., Gordon J. P. // Opt. Lett. 1984. 9, N 5. P. 150—152; 153—155. [8] Winful H. G. // Appl. Phys. Lett. 1985. 46, N 6. P. 527—529.

Поступила в редакцию
11.09.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 3

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 532.783

НЕЛИНЕЙНАЯ ОРИЕНТАЦИОННАЯ УПРУГОСТЬ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Ю. В. Васильев, Е. Ф. Курицына

(кафедра общей физики для физического факультета)

В работе [1] экспериментально обнаружены пороговые физические явления — скачки пространственной направленности закрученных конфигураций векторного поля директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ нематического жидкого кристалла (НЖК) в плоскопараллельной оптической ячейке. Ее натертые подложки ориентируют слой НЖК планарно, а одно-