

УДК 621.373.038.823

МОДУЛЯЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ, РАБОТАЮЩИХ НА СВЯЗАННЫХ ТИПАХ КОЛЕБАНИЙ

В. В. Тучин

Теоретически рассмотрен вопрос о подавлении модуляции интенсивности в газовых лазерах на примере He-Ne-лазера, работающего на $\lambda=0,63$, 1,15 и 3,39 мкм.

В [1-4] было показано, что при модуляции усиления (тока разряда) в He-Ne-лазере, работающем на переходе $3s_2-2p_4$ ($\lambda=0,63$ мкм), возможно подавление модуляции интенсивности при включении генерации на связанном переходе $3s_2-3p_4$ с $\lambda=3,39$ мкм. Этот эффект характеризует динамическое поведение системы двух связанных колебаний, поэтому должен наблюдаться не только для He-Ne-лазера и не только при модуляции тока разряда. В настоящей работе на примере He-Ne-лазера с тремя основными длинами волн ($\lambda_1=0,63$, $\lambda_2=3,39$ и $\lambda_3=1,15$ мкм) проведен анализ условий подавления или раскочки модуляции интенсивности на связанных переходах при малых возмущениях параметров в широком интервале изменения частоты модуляции.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Будем исходить из следующего уравнения для глубины модуляции интенсивности одного из связанных колебаний (мода в канале генерации), которое может быть получено на основании результатов работ [5, 6]:

$$m_{I_n} = \frac{\delta I_n}{I_n} = \frac{\Delta_n D}{\rho_{nn} \rho_{mm} - \rho_{nm} \rho_{mn}} P(\omega), \quad (1)$$

где $\Delta_{n,m}$ — источники возмущений,

$$D = \rho_{mm} - \frac{\Delta_m}{\Delta_n} \frac{I_m}{I_n} \rho_{nm}; \quad (2)$$

$$P(\omega) = \left\{ \frac{1 + (\omega/D)^2}{[1 + (\omega/\omega_1)^2][1 + (\omega/\omega_2)^2]} \right\}^{1/2}; \quad (3)$$

$$\rho_{nm} = [\partial(\nu\chi_n'')/\partial I_m] I_m, \quad (4)$$

χ_n'' — мнимая часть комплексной поляризуемости активной среды, ν — частота излучения лазера, I_m — нормированная интенсивность,

$$\omega_{1,2} = \frac{\rho_{nn} + \rho_{mm}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\rho_{nn} + \rho_{mm}}{2}\right)^2 - (\rho_{nn} \rho_{mm} - \rho_{nm} \rho_{mn})}. \quad (5)$$

При небольших значениях превышения усиления над потерями в каждом канале генерации, используя выражение комплексной поляризуемости, полученное в работе [7] для лазера с линейной поляризацией излучения, найдем

$$p_{nm} = 2\beta_n I_n = 2\alpha'_n, \quad \alpha'_n = \frac{\alpha_n - \alpha_m (\theta_{nm}/\beta_m)}{1 - C_{nm}}; \quad (6)$$

$$p_{nm} = 2\theta_{nm} I_m = 2\alpha'_{nm}, \quad \alpha'_{nm} = \frac{\theta_{nm} \alpha_m - \alpha_n (\theta_{mn}/\beta_n)}{\beta_m (1 - C_{nm})}; \quad (7)$$

$$C_{nm} = \theta_{nm} \theta_{mn} / \beta_n \beta_m; \quad (8)$$

$$\omega_{1,2} = -(\alpha'_1 + \alpha'_2) \pm \sqrt{(\alpha'_1 + \alpha'_2)^2 - 4\alpha'_1 \alpha'_2 (1 - C_{nm})}, \quad (9)$$

где $\alpha_{n,m}$ — разность ненасыщенного усиления и потерь в каналах генерации n и m ; $\beta_n I_n$ характеризует уменьшение в усилении за счет насыщения «собственным» полем, а $\theta_{nm} I_m$ — «чужим» полем; C_{nm} — параметр взаимодействия связанных переходов.

При модуляции усиления (относительного возбуждения x) или потерь (l) формулы для источников возмущений имеют наиболее простой вид:

$$\Delta_n^x = [\Delta\omega_{pn} + 2\theta_{nm} I_m (1 - m_{xm}/m_{xn})] m_{xn}; \quad (10)$$

$$\Delta_n^l = -\Delta\omega_{pn} m_l, \quad (11)$$

где $\Delta\omega_{pn}$ — ширина полосы резонатора на длине волны перехода с λ_n , $m_{xn} = \delta x_n/x_n$, $m_{ln} = \delta l_n/l_n$.

По форме соотношения (1) — (9) справедливы для любого лазера с двумя связанными колебаниями: двухмодового с линейным резонатором, кольцевого с двумя встречными бегущими волнами [8], зеемановского с двумя ортогонально поляризованными модами. При переходе от одной системы связанных колебаний к другой изменяется явный вид выражения для комплексной поляризуемости активной среды (коэффициенты α , β , θ) и выражения для источников возмущений (10); (11). Например, в двухмодовом лазере с линейным двухзеркальным резонатором потери и уровень возбуждения для обеих мод равны, поэтому с точностью до знака «—» источники возмущений усиления и потерь равны и одинаковы для обеих мод: $\Delta_n^x = \Delta_m^x = -\Delta_n^l = -\Delta_m^l = \Delta\omega_p m_{x,l}$. В кольцевом и зеемановском лазерах потери для взаимодействующих типов колебаний могут значительно отличаться, и при желании их можно довольно эффективно регулировать. При этом усиление (его зависимость от тока разряда) в центре рабочего перехода для обоих типов колебаний одинаково, т. е. $m_{xm} = m_{xn}$, а источники возмущений различаются, $\Delta_n^x = -\Delta_n^l = \Delta\omega_{pn} m_{x,l}$.

Наибольшая «свобода» в регулировании источников возмущений у лазера, работающего на связанных переходах. Как правило, связанные переходы имеют различную крутизну зависимости усиления от тока разряда, которая может изменяться при изменении давления или тока разряда. Поэтому $m_{xn} \neq m_{xm}$, а их соотношение можно регулировать в широких пределах. Независимо и эффективно можно изменять и уровень потерь в каждом канале генерации. Существует еще одна возможность управления источниками возмущений — это перестройка длины резонатора. Если в двухзеркальном резонаторе за n обозначить число полудлин волн λ_n , укладываемых на приращении длины резонатора $\Delta L = n \lambda_n/2$, тогда на этой же длине уложится $m = n \lambda_n/\lambda_m$ полудлин волн с λ_m . Приблизительно одинаковая настройка мод в каналах генерации должна повторяться для целых значений n и m . Для целого n ошибка в повторении прежней настройки на λ_m определяется формулой

$$s = \{m\} - n \lambda_n/\lambda_m] c/2L, \quad (12)$$

где $\{ \}$ — означает целую часть при округлении числа, $c/2L$ — частотное расстояние между модами резонатора.

При изменении длины резонатора в пределах $\Delta L \gg \lambda_n, \lambda_m$ возможны любые настройки мод в каналах генерации, что может изменить как источники возмущений, так и явный вид коэффициентов α , β и θ .

2. КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ

Из (1) следует, что при $\omega \rightarrow 0$, $m_{x_n} = m_{x_m}$, $m_{I_n} = m_{I_m}$

$$\frac{m_{I_n}}{m_{x_i}} = \frac{1 - (\theta_{nm}/\beta_m) (\Delta\omega_{pm}/\Delta\omega_{pn})}{(\kappa_n F_n - 1) - (\theta_{nm}/\beta_m) (\Delta\omega_{pm}/\Delta\omega_{pn}) (\kappa_m F_m - 1)}. \quad (13)$$

Вид $F_{n,m}$ зависит от типа уширения перехода, для однородно уширенного

$$F_{n,m} = G_{n,m} = 1/(1 + \xi_{n,m}^2),$$

и для неоднородно уширенного —

$$F_{n,m} = \exp(-\xi_{n,m}^2),$$

$\xi_{n,m}$ — относительные настройки мод в каналах генерации. Отсюда следует, что при исчезающе малом уровне возбуждения в канале m ($\kappa_m \rightarrow 1$) коэффициент передачи возмущений в n -м канале изменяется на постоянную величину, не зависящую от κ_m . Т. е. воздействие одного перехода на другой носит пороговый характер. При этом включение генерации на связанном переходе может приводить как к подавлению, так и раскачке модуляции. Возможно также изменение фазы модуляции, если $(\theta_{nm}/\beta_m) (\Delta\omega_{pm}/\Delta\omega_{pn}) > 1$. Действие конкурирующего перехода не ограничивается только изменением коэффициента передачи на постоянную величину. Происходит также некоторое увеличение коэффициента передачи модуляции за счет уменьшения эффективного относительного возбуждения $\tilde{\kappa}_n = \kappa_n - (\theta_{nm}/\beta_m) (\Delta\omega_{pm}/\Delta\omega_{pn}) (\kappa_m - 1)$ с ростом κ_m , что проявляется в виде уменьшения выходной мощности при возникновении генерации в соседнем канале. Поэтому поддержание постоянного уровня выходной мощности в n -м канале ($\tilde{\kappa}_n = \text{const}$) независимо от изменения κ_m позволяет наблюдать пороговость эффекта подавления (раскачки) модуляции, что подтверждают экспериментальные исследования работ [1-4, 6].

Рассмотрим случай модуляции усиления, который допускает изменение отношения m_{x_n}/m_{x_m} , обозначим это отношение k_{nm} . Будем анализировать характер взаимодействия попарно двух линий He-Ne-лазера с $\lambda_1 = 0,63$ мкм и $\lambda_2 = 3,39$ мкм, а также с λ_1 и $\lambda_3 = 1,15$ мкм. Параметр k_{nm} может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Обычно m_{x_i} может быть как положительным, так и отрицательным, а m_{x_2} — только положительным. Именно такой случай представлен на рис. 1, который показывает зависимость уровня модуляции интенсивности в каналах генерации с λ_1 и λ_2 от изменения параметра k_{12} . Расчет проведен для центральной настройки в каждом канале генерации с помощью коэффициентов α , β , θ из [7], модифицированных для учета эффектов давления (пленения резонансного излучения с рабочих уровней) и разного характера уширения связанных переходов.

Для выбранных значений параметров лазера с λ_1 и λ_2 области подавления модуляции интенсивности для обеих линий близки друг другу: $k_{12} \approx 0,05 \div 0,4$ для λ_1 и $k_{12} \approx 0,35 \div 0,6$ для λ_2 . С ростом давления область подавления на ИК линии несколько увеличивается, а на видимой, наоборот, уменьшается. Увеличение давления способствует некоторому снижению модуляции на переходе с $\lambda_2 = 3,39$ мкм и повышению

на переходе с $\lambda_1 = 0,63$ мкм для всех значений k_{12} . Это объясняется поведением параметров взаимодействия линий θ_{nm}/β_m с ростом давления [9].

Параметр θ_{12}/β_2 быстро увеличивается при повышении давления, так как его величина пропорциональна отношению ширины линии однородно уширенного перехода с $\lambda_2 = 3,39$ мкм и доплеровской ширины линии неоднородно уширенного с $\lambda_1 = 0,63$ мкм. В то же время параметр θ_{21} пропорционален отношению однородных ширин линий видимого и ИК переходов, т. е. слабо зависит от давления. В условиях сильного пленения резонансного излучения из-за уменьшения глубины лэмбовского провала неоднородно уширенного перехода (увеличения β_1) отношение θ_{21}/β_1 довольно быстро уменьшается с ростом давления. Таким образом, повышение давления способствует изменению характера влияния видимой линии на ИК (оно уменьшается) и обратно (оно увеличивается). Соответственно изменяется уровень модуляции интенсивности исследуемого перехода через связанный переход. Для ИК генерации он уменьшается, а для видимой — увеличивается.

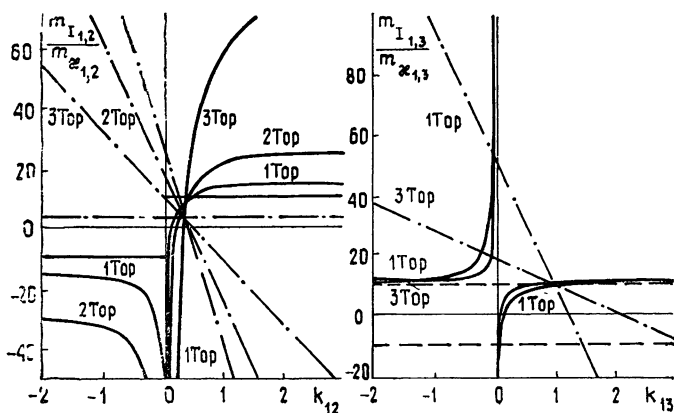


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 1. Квазистатические возмущения усиления двухволнового He-Ne-лазера с $\lambda_1 = 0,63$ мкм и $\lambda_2 = 3,39$ мкм; $\kappa_1 = 1,1$, $\kappa_2 = 1,35$, $\Delta\omega_{p1}/2\pi = 2$ МГц, $\Delta\omega_{p2}/2\pi = 50$ МГц. Сплошные линии относятся к m_{I_1}/m_{κ_1} , штрихпунктирные — к m_{I_2}/m_{κ_2} . Горизонтальные линии показывают уровень модуляции в отсутствие взаимодействия переходов.

Рис. 2. Квазистатические возмущения усиления двухволнового He-Ne-лазера с $\lambda_1 = 0,63$ мкм и $\lambda_3 = 1,15$ мкм; $\kappa_1 = \kappa_3 = 1,1$, $\Delta\omega_{p1}/2\pi = 2$ МГц, $\Delta\omega_{p3}/2\pi = 6$ МГц. Сплошные линии относятся к m_{I_1}/m_{κ_1} , штрихпунктирные — к m_{I_3}/m_{κ_3} . Горизонтальные линии показывают уровень модуляции в отсутствие взаимодействия переходов.

Наличие области подавления обусловлено существованием двух каналов передачи возмущений в интенсивность исследуемого перехода: непосредственно через модуляцию его усиления, а также через модуляцию интенсивности связанного перехода, которые оказывают равное, но противоположное по фазе действие на интенсивность.

Аналогичное рассмотрение для другой пары взаимодействующих линий с одинаковым типом уширения (неоднородным) (см. рис. 2) показывает, что рост давления способствует уменьшению уровня модуляции на обеих линиях одновременно, хотя везде, кроме областей подавления, он оказывается выше, чем в режиме одноволновой генерации.

Последнее связано с синфазностью передаваемых по обоим каналам возмущений, с одной стороны, и с уменьшением эффективного превышения усиления над потерями на каждом переходе за счет их конкуренции, с другой.

Для линий с λ_1 и λ_3 области подавления модуляции соприкасаются в точке $k_{13} = 1$ и равны соответственно $\approx 0,05 \div 1$ и $1 \div 3,25$. Для ИК линии при $\rho = 3$ Тор область подавления в два раза шире. Однако практически легче реализовать подавление модуляции на видимом переходе путем подбора тока разряда на переднем склоне энергетической характеристики для этой линии. ИК линия может попасть в область подавления, по-видимому, только при токе разряда, соответствующем спаду инверсии рассматриваемой линии, так как в этом случае $m_{x_1} < 0$, $m_{x_3} < 0$, $|m_{x_1}| > |m_{x_3}|$.

Важен тот факт, что положение точек полного подавления модуляции мало зависит от внешних условий эксперимента и определяется лишь значениями атомных констант. Например, для переходов с λ_1 и λ_2 из (13) нетрудно получить [9]

$$\frac{m_{I_1}}{m_{x_1}} = \frac{1 - \left[(1 + \tilde{\Gamma}_{12}) / \left(\frac{3}{2} G_2 \frac{\gamma_a + \gamma_c}{\gamma_c} + \tilde{\Gamma}_{12} \right) \right] \frac{\delta N_{ac}}{\delta N_{ab}}}{\tilde{x}_1 \exp(-\xi_1^2) - 1}, \quad (14)$$

где $\tilde{\Gamma}_{12}$ — параметр пленения, в отсутствие пленения $\tilde{\Gamma}_{12} = 0$, $\delta N_{ac} / \delta N_{ab}$ — отношение переменных составляющих модуляции инверсии на переходе $a \rightarrow c$ ($3s_2 - 3p_4$) и $a \rightarrow b$ ($3s_2 - 2p_4$), γ_a и γ_c — скорости релаксации уровней a и c , $G_2 = 1 / (1 + \xi_2)$, $\xi_2 = (\nu - \omega_{02}) / \gamma_2$, ω_{02} — центральная частота однородно уширенного перехода, γ_2 — его ширина, $\xi_1 = (\nu - \omega_{01}) / Ku_1$, Ku_1 — параметр доплеровской ширины линии неоднородно уширенного перехода с центральной частотой ω_{01} .

Из (14) видно, что при $G_2 = \text{const}$ условия подавления возмущений на видимой линии зависят от соотношения атомных констант рабочего перехода и соотношения $\delta N_{ac} / \delta N_{ab}$, которое определяется атомными константами также и других уровней, участвующих в создании и разрушении инверсии. Однако в области малых токов разряда для N_{ac} и N_{ab} можно записать: $N_{ac} = N_a (1 - \gamma_c^a / \gamma_c)$, $N_{ab} = N_a (1 - \gamma_b^a / \gamma_b)$, γ_c^a и γ_b^a — вероятности переходов $a \rightarrow c$ и $a \rightarrow b$. Тогда условие подавления определяется только атомными константами рабочего перехода и согласно (14) имеет вид

$$\frac{1 + \tilde{\Gamma}_{12}}{\frac{3}{2} G_2 \frac{\gamma_a + \gamma_c}{\gamma_c} + \tilde{\Gamma}_{12}} \frac{1 - \gamma_c^a / \gamma_c}{1 - \gamma_b^a / \gamma_b} = 1. \quad (15)$$

В отсутствие пленения резонансного излучения с общего уровня ($\tilde{\Gamma}_{12} = 0$) и при центральной настройке в канале 2 ($G_2 = 1$) это условие с точностью до $2/3$ совпадает с аналогичным условием, полученным в [3] для не очень малых интенсивностей (множитель $2/3$ в нашем случае обусловлен учетом пространственной неоднородности населенности для однородно уширенного перехода).

3. ПЕРЕДАТОЧНЫЕ ФУНКЦИИ

Из (1) — (9) следует, что изменение отношения k_{nm} влияет не только на подавление или раскочку модуляции интенсивности на низких частотах, но также на вид нормированных передаточных функций (ПФ)

$P(\omega)$, определенных в (3). Соответствующие расчеты для обеих пар линий представлены на рис. 3 и 4. Совместное рассмотрение ПФ и данных рис. 1, 2 показывает, что для всех трех линий подавление возмущений происходит неравномерно по спектру. Структура выражения (3) показывает, что для фиксированных значений $\alpha'_{n,m}$ и C_{nm} ($\xi_1 = \xi_2 = 0$, $p = 3 \text{ Тор}$, $\Delta\omega_{pn,m}$ заданы) характер зависимости ПФ от k_{nm} определяется только значением D , которое сильно изменяется в пределах областей подавления (в точке полного подавления $D = 0$). Здесь можно эффективно управлять полосой модуляции как на видимой, так и на ИК линиях излучения. Для значений k_{nm} вне областей подавления $D \gg \omega_1 \approx 2\alpha'_1$, поэтому спад ПФ определяется наименьшей из характеристических частот, а именно ω_1 . Т. е. значительно влияние инерционности установления поля в активном резонаторе на длине волны видимой линии. Внутри области подавления величина D сравнима с ω_1 , поэтому вид ПФ определяется характеристической частотой ω_2 (см. ПФ для $\Delta k_{12} = k_{12} - k^0_{12} = 0,13$ (рис. 3) или $\Delta k_{13} \approx 0,11$ (рис. 4), где k^0_{nm} соответствует полному подавлению).

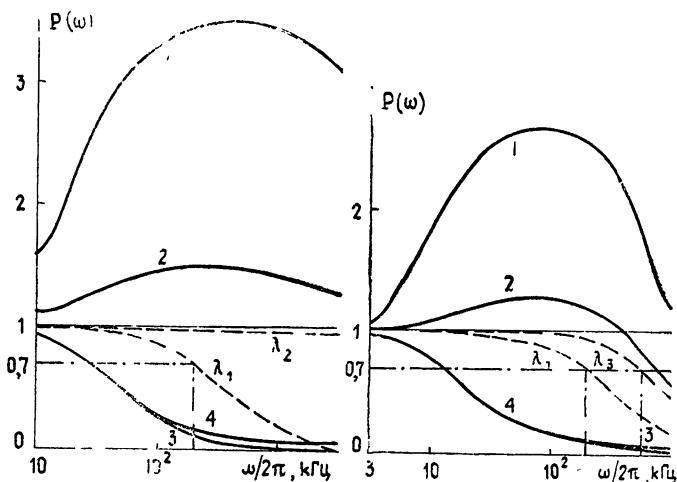


Рис. 3.

Рис. 4.

Рис. 3. Нормирование ПФ двухволнового He-Ne-лазера с $\lambda_1 = 0,63 \text{ мкм}$ и $\lambda_2 = 3,39 \text{ мкм}$. Данные расчета соответствуют данным рис. 1 для $p = 3 \text{ Тор}$, $\alpha'_1/2\pi \approx 29,8 \text{ кГц}$, $\alpha'_2/2\pi \approx 3,51 \text{ МГц}$. Пунктиром даны ПФ в отсутствие взаимодействия переходов. 1 — λ_1, λ_2 , $\Delta k_{12} \approx 0,04$, 2 — λ_1, λ_2 , $\Delta k_{12} \approx 0,13$, 3 — $\lambda_1, k_{12} = -1$, 4 — $\lambda_2, k_{12} = 2$

Рис. 4. Нормирование ПФ двухволнового He-Ne-лазера с $\lambda_1 = 0,63 \text{ мкм}$ и $\lambda_3 = 1,15 \text{ мкм}$. Данные расчета соответствуют данным рис. 2 для $p = 3 \text{ Тор}$, $\alpha'_1/2\pi \approx 97,3 \text{ кГц}$, $\alpha'_2/2\pi \approx 168,6 \text{ кГц}$. Пунктиром даны ПФ в отсутствие взаимодействия переходов. 1 — λ_1, λ_3 , $\Delta k_{13} \approx 0,05$, 2 — λ_1, λ_3 , $\Delta k_{13} \approx 0,11$, 3 — $\lambda_1, k_{13} = 1$, 4 — $\lambda_3, k_{13} = 1$.

Таким образом, ценой уменьшения уровня модуляции можно за счет включения генерации на смежном переходе получить протяженную полосу модуляции. Наиболее важно это для видимой линии, которая в одноволновом режиме имеет малую полосу ($\Delta\omega_a = 2\alpha_1$) (см. горизонтальные линии на рис. 1 и 2). Максимальное значение ПФ в области подавления низкочастотных составляющих спектра соответствует $\omega_{\max} \approx \sqrt{\alpha'_1 \alpha'_{2,3}}$. Фактически в области подавления происходит перераспределение модуляции. На низких частотах модуляция интенсивности через усиление на собственном переходе и через усиление на связанном переходе происходит в противофазе. В зависимости от уровня

модуляции по обоим каналам подавление может быть полным или частичным. Однако с ростом частоты модуляции вклад перехода, имеющего большую инерционность (малое усиление), становится меньшим, поэтому степень взаимной компенсации модуляции уменьшается и ПФ возрастает. Спад ПФ на высоких частотах обусловлен инерционностью установления поля в связанном канале генерации. В результате ПФ имеет максимум.

Таким образом, показана возможность эффективного управления полосой и уровнем модуляции интенсивности излучения двухволнового He-Ne-лазера, работающего на связанных переходах, что важно для устранения флуктуаций в излучении, построения новых схем внутренней модуляции, а также в спектроскопических приложениях. Анализируемые явления носят общий характер. Они присущи любой динамической лазерной системе с двумя связанными типами колебаний. Для различных систем связанных колебаний отличаются только количественные характеристики. Аналогичный анализ для естественных флуктуаций двухмодового лазера с линейным резонатором проведен в работе [10]. Отметим, что механизмы воздействия возмущений параметров и естественных флуктуаций на интенсивность в режиме связанных колебаний имеют принципиальные отличия по сравнению с одномодовым режимом генерации, для которого ПФ лазера в обоих случаях совпадают. Это связано с полной коррелированностью источников возмущений отдельных типов колебаний при слабом взаимодействии в случае модуляции параметров и полным отсутствием коррелированности в случае естественных флуктуаций. Взаимодействие типов колебаний в первом случае приводит к уменьшению степени корреляции, а во втором — к появлению сильной антикорреляции [10, 11].

Автор глубоко благодарен Л. А. Мельникову и Г. Г. Акчуруну за большую помощь и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мазанько И. П., Петрашко Г. А. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, № 5, с. 263.
2. Мазанько И. П., Петрашко Г. А. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 12, с. 2590.
3. Борисова М. С., Мазанько И. П., Петрашко Г. А. — Квантовая электроника, 1975, 2, № 9, с. 2008.
4. Акчурин Г. Г., Тучин В. В. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, № 3, с. 571.
5. Мельников Л. А., Тучин В. В. — Письма в ЖТФ, 1975, 1, № 23, с. 1068.
6. Акчурин Г. Г. Диссертация, Саратов, 1979.
7. Najtabadi F., Sargent M. III, Hopf F. A. — Phys. Rev. A., 1975, 12, № 4, p. 1553.
8. Мельников Л. А. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 2, с. 366.
9. Тучин В. В. В кн.: Проблемы управления параметрами лазерного излучения. Материалы Всесоюзной конференции. — Ташкент: 1978. — Ч. II, с. 168.
10. Зайцев Ю. И. — Квантовая электроника, 1973, № 5(17), с. 77.
11. Волновые и флуктуационные процессы в газовых лазерах. / С. Г. Зейгер, Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда и др. — М.: Наука, 1974.

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию
20 января 1981 г.

INTENSITY MODULATION IN GAS LASERS OPERATING BY COUPLED MODES

V. V. Tuchin

A problem is theoretically considered on suppression of the modulation intensity in gas lasers by an example of a Ne-Ne laser operating at $\lambda = 0.63; 1.15$ and 3.39 μm