

О СНИЖЕНИИ ВЛИЯНИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА И УРОВНЯ НАКАЧКИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

В.Г. Гуделев, Ю.П. Журик,
А.Ч. Измайлов, В.М. Ясинский

В [1] сообщалось о существенном ослаблении влияния флуктуаций тока разряда на выходную мощность одной из волн непрерывного двухчастотного гелий-неонового лазера (переход $2S_2-2P_4$, $\lambda = 1.15$ мкм) при наложении на его активную среду поперечного магнитного поля определенной напряженности $H \approx 50$ Э. Данное явление, названное эффектом автостабилизации, обусловлено межволновым взаимодействием и реализуется при условиях, когда изменение уровня накачки активной среды приводит одновременно к росту интенсивности одной из волн, и уменьшению другой.

В настоящей работе показано, что рассматриваемый эффект может быть реализован и без магнитного поля, причем не только по отношению к флуктуациям накачки, но и к нестабильностям добротности резонатора.

Эффект автостабилизации имеет место в случае, когда для интенсивности одной из волн I_j ($j = 1$ или 2) выполняется соотношение

$$\frac{dI_j}{dN} \leq 0, \quad (1)$$

а для интенсивности второй волны ортогональной поляризации I_k ($k = 1, 2, k \neq j$) выполняется обычное условие $dI_k/dN > 0$ (N — разность населенностей уровней рабочего перехода). Тогда, выделяя с помощью поляризатора определенную суперпозицию волн, можно взаимно скомпенсировать их флуктуации и получить стабильное по мощности излучение. В частности, при $dI_j/dN = 0$ эффект автостабилизации реализуется для волны j .

Интенсивности волн при стационарном двухчастотном режиме генерации газового лазера находятся из системы уравнений [2]:

$$Im \chi_L = (4\pi Q_L N)^{-1}, \quad (L = 1, 2), \quad (2)$$

где Q_L и $\chi_L = \tilde{\chi}_L N$ — соответственно добротность резонатора и пропорциональная разности населенностей уровней нелинейная восприимчивость среды для волны L . Из (2) видно, что в случае амплитудно изотропного резонатора его добротность $Q = Q_1 = Q_2$ входит в выражения для интенсивностей волн таким же образом, как и величина N . Следовательно, если для фиксированного значения Q имеет место неравенство (1), то при заданной разности населенностей будут также выполняться соотношения

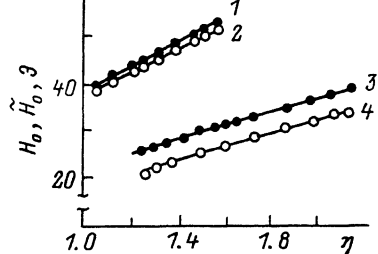


Рис. 1.

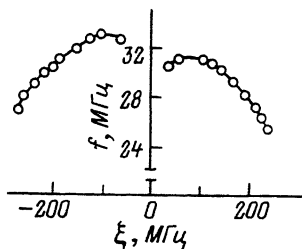


Рис. 2.

$$\frac{dI_j}{dQ} \leq 0, \quad \frac{dI_k}{dQ} > 0. \quad (3)$$

По аналогии с изложенным выше способом снижения влияния флуктуаций уровня накачки при выполнении условия (3) излучение лазера можно сделать малочувствительным и к нестабильности добротности резонатора. В связи с этим были проведены экспериментальные исследования на установке, близкой к описанной в [1, 3]. На одноизотопную среду гелий-неонового лазера ($\lambda = 1.15$ мкм) параллельно электрическому вектору одной из генерируемых волн (называемой в дальнейшем \mathcal{K} -волной) накладывалось поперечное магнитное поле H . Модуляция добротности осуществлялась с помощью электромагнитного модулятора с колеблющейся иглой, частично перекрывающей световой пучок в резонаторе. В режиме автостабилизации интенсивности, наблюдавшемся при $H = \tilde{H}_0$, частичное перекрытие луча лазера практически не приводило к изменению интенсивности \mathcal{K} -волны. Из экспериментальных данных рис. 1, полученных при настройке резонатора на центр контура усиления и частоте биений $f = 2$ МГц, видно, что в случае близких значений добротностей $Q_1 \approx Q_2$ зависимости напряженностей магнитного поля от параметра превышения лазера η , при которых сводится к минимуму влияние на интенсивность Π -волны вариаций тока разряда (H_0 , кривая 1) и добротности (\tilde{H}_0 , кривая 2) практически совпадают. Внесение изотропных потерь в резонатор лазера путем перемещения диафрагмы, небольшой разъюстировки зеркал и т.п. почти не влияет на зависимости $H_0(\eta)$ и $\tilde{H}_0(\eta)$. Незначительное расхождение кривых 1 и 2 на рис. 1 может быть связано с небольшой остаточной амплитудной анизотропией резонатора. Действительно, зависимости $H_0(\eta)$ (кривая 3) и $\tilde{H}_0(\eta)$ (кривая 4), полученные при относительно большом различии добротностей $2(Q_1 - Q_2)/(Q_1 + Q_2) \approx 0.03$ отличаются существенно. Таким образом, одновременно автостабилизация интенсивности по отношению как к колебаниям уровня накачки, так и к нестабильности потерь обеспечивается в амплитудно изотропном резонаторе.

Эффект автостабилизации интенсивности обусловлен особенностями перераспределения энергии когерентного излучения между взаимодействующими в активной среде волнами, для которых созданы не-

квивалентные условия генерации. Подобная неэквивалентность может быть реализована не только с помощью магнитного поля. Так, эффект автостабилизации был зарегистрирован нами и при $H = 0$ за счет подбора значения фазовой анизотропии резонатора при расстройке частот генерации относительно центра контура усиления, лежащей в диапазоне $50 \text{ МГц} \lesssim |\xi| \lesssim 250 \text{ МГц}$ и частоте биений в интервале $f \approx 25\text{--}33 \text{ МГц}$ (рис. 2). Если при этом для $\xi < 0$ эффект наблюдался на одной из генерируемых волн, то при $\xi > 0$ — на волне ортогональной поляризации.

В режиме автостабилизации удается более чем на три порядка ослабить влияние флуктуаций уровня накачки и нестабильности добротности резонатора на стабильную выходную интенсивность лазера, хотя ее величина может достигать почти максимальной суммарной мощности генерируемых волн. Некоторая аналогия с рассмотренным эффектом наблюдалась ранее в гелий-неоновом лазере, работающем на двух связанных переходах неона $3S_2 - 2P_4$ ($\lambda = 0.63 \text{ мкм}$) и $3S_2 - 3P_4$ ($\lambda = 3.39 \text{ мкм}$) [4, 5]. В этом случае выбором определенного значения тока накачки i_0 можно добиться резкого снижения чувствительности излучения с $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ к малым возмущениям тока δi ($\delta i/i_0 \sim 10^{-4}\text{--}10^{-2}$). Однако сложность практической реализации подобного режима наряду с высокой избирательностью по отношению к величине тока i_0 и жесткими условиями на величину возмущений δi делает проблематичным его широкое использование. Описанный в настоящей работе эффект автостабилизации свободен от перечисленных недостатков и может быть реализован для большого числа отдельных (а не только связанных) лазерных переходов и активных сред (в том числе непарамагнитных), что открывает перспективы его широкого практического применения для снижения уровня шумов в интенсивности лазерного излучения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гуделев В.Г., Измайлов А.Ч., Ясинский В.М. — Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 5, с. 443–446.
- [2] Sargent M., Lamb W.E., Fork R.L. — Phys. Rev., 1967, v. 164, N 2, p. 435–465.
- [3] Гуделев В.Г., Ясинский В.М. — Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 7, с. 1420–1428.
- [4] Мазанько И.П., Петрашко Г.А. — Письма в ЖТФ, 1972, т. 15, № 5, с. 263–265.
- [5] Борисова М.С., Яковлев А.И. — Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 2, с. 320–326.

Институт физики
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
3 октября 1988 г.