Доклады Академии наук СССР
1973. Том 210, № 2

УДК 537.521 *ФИЗИКА*

Академик Н. Г. БАСОВ, Э. М. БЕЛЕНОВ, М. И. ВОЛЬНОВ,
М. А. ГУБИН, М. В. ДАНИЛЕЙКО, В. В. НИКИТИН

К ВОПРОСУ О ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ЧАСТОТЫ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ЛАЗЕРА С КОЛЬЦЕВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

1. В настоящее время в качестве репера частоты в оптических стандартах со стабильностью 10^{-12} и выше используются пики мощности в излучении лазеров, фиксирующие центральную частоту линии поглощения газа низкого давления. Резонансы мощности наблюдаются как в линейных (1), так и в кольцевых лазерах (2). В линейных лазерах возникновение пиков мощности связано с «лэмбовским» насыщением доплеровской линии газа. Согласно физике эффекта, центральная частота ν_0 пика близка к центральной частоте $\omega^{(-)}$ поглощающего газа, и при совпадении центров линии усиления и поглощения частота ν_0 точно воспроизводит частоту $\omega^{(-)}$. Резонансы мощности имеют ширину порядка однородной ширины $\gamma_{ab}^{(-)}$ линии поглощающего газа.

В отличие от линейного лазера, резонансы мощности кольцевого лазера могут быть значительно более узкими и контрастными. В основе их возникновения лежат более сложные эффекты, и совпадение центра резонансов с центральной частотой линии поглощения не является очевидным. Ниже теоретически и экспериментально исследуется данный вопрос. Показано, что, как и в случае линейного лазера, резонансы мощности кольцевого лазера возникают на центральной частоте поглощающего газа.

2. Система уравнений кольцевого лазера имеет вид (см., например, (3))

$$\dot{E}_i = E_i\,[\alpha_i - \beta E_i^2 - \theta E_j^2] + m_i \sin(\Phi + x_i)\,E_j, \tag{1}$$

$$\dot{\varphi}_i = \Delta + \rho E_j^2 + (E_j/E_i)M_i \sin(\Phi + y_i), \qquad \Phi = \varphi_i - \varphi_j, \qquad i, j = 1, 2, \tag{2}$$

где E_i и φ_i — амплитуды и фазы бегущих волн, α_i и Δ — линейные коэффициенты усиления и сдвига частоты, β, θ, ρ — коэффициенты насыщения сред собственным полем и полем встречной волны. Эффект обратного рассеяния бегущих волн, приводящий к синхронизации их частот $\nu + \dot{\varphi}_i$, описывается в (1), (2) коэффициентами m_i, M_i и их фазами x_i, y_i.

Решения системы (1), (2) существенным образом определяются величиной и знаком коэффициента $p(\nu)$, $p \sim \beta - \theta$:

$$p(\nu) = \mu F^{(-)}(\nu) - \sum \varkappa_k F_k^{(+)}(\nu), \qquad F(\nu) = \left[1 - \frac{1}{1 + ((\omega - \nu)/\gamma_{ab})^2}\right] - \frac{\gamma_a \gamma_b}{(ku)^2}, \tag{3}$$

являющегося мерой прочности предельных циклов решений $E_i = E_j \neq 0$ или $E_i \neq 0$, $E_j = 0$ для случая $m_i = M_i = 0$. В (3) знаки + и − относятся к параметрам усиливающего и поглощающего газа, μ, $0 < \mu < 1$,— отношение коэффициентов насыщения поглощающей и усиливающей сред; γ_a, γ_b, ku — время релаксации верхнего, нижнего рабочих уровней и доплеровская ширина линии. Предполагается, что усиливающая среда содержит ряд изотопов (случай, например, (He—Ne)-лазера) и коэффициенты $\varkappa_k$, $\sum \varkappa_k = 1$, характеризуют отношение их парциальных давлений.

Нас будут интересовать стационарные решения системы (1), (2) в области частот ν, близких к центральной частоте $\omega^{(-)}$ поглощающего газа при условии, что $p \simeq 0$. При $\gamma_{ab}^{(+)} \gg \gamma_{ab}^{(-)}$ и близких ν и $\omega^{(-)}$ ($|\nu - \omega_{ab}^{(-)}| \ll \gamma_{ab}^{(-)}$) единственным параметром, меняющим свою величину и существенно влияющим на решения системы (1), (2), является $p(\nu)$. Запишем поэтому решение (1), (2) в виде

$$E_i^2(p(\nu)) = E_i^2(p(\nu_0)) + \frac{\partial E_i^2}{\partial p}[p(\nu) - p(\nu_0)], \tag{4}$$

где ν_0 ($\nu_0 \simeq \omega^{(-)}$) — частота экстремума функции $p(\nu)$, а ν — малое отклонение частоты от ν_0. Представляя далее разность $p(\nu) - p(\nu_0)$ в виде

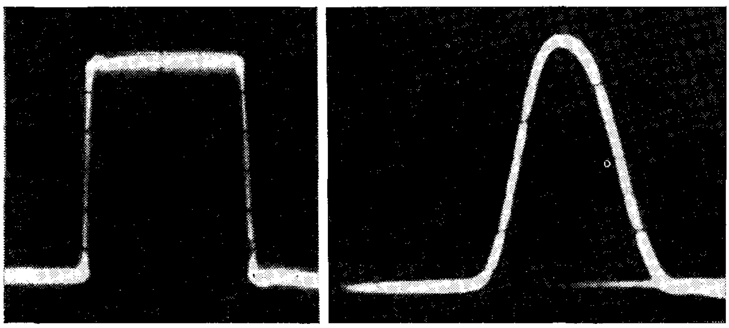

Рис. 1

$\mu[(\nu - \nu_0) / \gamma_{ab}^{(-)}]^2$ (см. (3)) и вводя величину $\Gamma = |\gamma_{ab}^{(-)} / \sqrt{\mu\, \partial E_i^2/\partial p}|$, получим окончательно следующее разложение интенсивности бегущих волн в окрестности точки $\nu = \nu_0$:

$$E^2(\nu) = E^2(\nu_0) + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Gamma}\right)^2. \tag{5}$$

Таким образом, в случае, когда в окрестности частоты ν_0 функции E_i^2 имеют отличную от нуля производную по p, интенсивность излучения лазера имеет резонанс на частоте $\nu_0 \simeq \omega^{(-)}$ с эффективной шириной, равной Γ. В случае, когда производные по p от E_i^2 равны нулю, возникающие в излучении резонансы мощности имеют прямоугольную форму.

В зависимости от значения параметров система (1), (2) описывает оба указанных типа решений. Рис. 1 иллюстрирует экспериментально наблюдаемые резонансы мощности в излучении кольцевого (He — Ne)-лазера с CH_4 поглощающей ячейкой ($\lambda = 3{,}38\ \mu$).

3. Исследование решений системы (1), (2) на устойчивость показывает, что для близких $\omega^{(-)}$ и $\omega^{(+)}$ решения вида (5) существуют при условии $p < 0$ и m_i, $M_i \neq 0$. Физически указанные требования легко объяснимы. Действительно, при $p < 0$ в отсутствие эффекта обратного отражения волн (m_i, $M_i = 0$) энергетически выгоден одноволновый режим генерации, причем прочность предельного цикла этого решения минимальна для $\nu = \nu_0$. Включение неравных нулю коэффициентов связи m_i и M_i необходимо вызовет появление встречной волны, интенсивность которой будет максимальна на частоте ν_0, доставляющей максимум функции $p(\nu)$. В результате возникают резонансы мощности, описываемые выражением (5). В случае $p > 0$ (генерация на равных по интенсивности волнах) аналогичное рассмотрение показывает, что резонансы мощности имеют прямоугольную форму.

4. Согласно (3), частота ν_0 близка к центральной частоте поглощающей фазы $\omega^{(-)}$:

$$|\nu_0 - \omega^{(-)}| \simeq \frac{1}{\mu}\left[\frac{\gamma_{ab}^{(-)}}{\gamma_{ab}^{(+)}}\right]^2 |\omega^{(-)} - \omega^{(+)}|, \qquad (6)$$

— случай, полностью аналогичный линейному лазеру с поглощающей средой: например, при $\gamma_{ab}^{(-)} \simeq 10^5$ гц, $\gamma_{ab}^{(+)} \simeq 2\cdot 10^8$ гц, $\mu \simeq 0{,}2$ и $|\omega^{(-)} - \omega^{(+)}| \simeq$ $\simeq 10^7$ гц частота ν_0 воспроизводит центральную частоту линии поглощения с точностью до 10 гц. Нами были проведены эксперименты по воспроизведению частоты кольцевого $(He - Ne)$-лазера с CH_4 поглощающей ячейкой при условиях, близких к указанным выше. Давление $(He - Ne)$-смеси воспроизводилось с точностью не хуже 10^{-1} тор. Полученное воспроизведение частоты $|\nu - \omega^{(-)}| / \nu \sim 10^{-13}$, т. е. отклонение частоты генерации от центра линии поглощения, не превосходило десятка герц.

5. При совпадении центров линий усиления и поглощения резонансы мощности в изучении лазера точно фиксируют центральную частоту поглощающего газа. Однако при однородной ширине $\gamma_{ab}^{(+)}$ линии порядка доплеровской совмещение частот $\omega^{(-)}$ и $\omega^{(+)}$ обычными методами весьма затруднительно. В связи с этим представляет интерес фиксировать центр линии усиления по резонансам в излучении кольцевого лазера с одной усиливающей средой. Соответствующим подбором изотопического состава и давления газа даже в случае $\gamma_{ab}^{(+)} \sim (ku)^+$ можно получить узкие ($\sim$1 Мгц) резонансы мощности в излучении лазера на центре линии усиления [4]. В этом случае возможно совмещение центров линий усиления и поглощения с точностью $\sim 10^5$ гц, согласно (6), тогда частота ν_0 будет воспроизводить частоту $\omega^{(-)}$ с точностью до десятых или сотых долей герца.

Примечание при корректуре. Отметим, что в общем случае решение (4) является и функцией ρ: $E_i^2 = E_i^2(p, \rho)$. При $\omega^{(-)} \simeq \omega^{(+)}$ $\rho \sim \nu - \omega^{(-)}$. Это, однако, не меняет представления E_i^2 в виде (5), поскольку E_i^2 — четная функция ρ.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
31 I 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ, **54**, 419 (1968); В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ, **6**, 597 (1967); P. H. Lee, M. L. Skolnick, Appl. Phys. Lett., **10**, 303 (1967); Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, Письма ЖЭТФ, **12**, 145 (1970). [2] Н. Г. Басов, Э. М. Беленов и др., ЖЭТФ, **57**, 1991 (1969); Квантовая электроника, **1**, 42 (1971). [3] Б. Л. Желнов, А. П. Казанцев, В. С. Смирнов, ЖЭТФ, **50**, 1292 (1966); Ю. Л. Климанович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларионцев, ЖЭТФ, **52**, 1616 (1967). [4] В. А. Алексеев, Н. Г. Басов и др., ДАН, **207**, № 6, 1306 (1972).