

СУЖЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ МОЩНОСТИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ

Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко,
В. В. Никитин

1. В настоящей работе сообщается о наблюдении узких резонансов мощности бегущих волн He-Ne кольцевого лазера с поглощающей ячейкой (газ CH_4) на центральной частоте Ω_- вращательно-колебательного перехода $P(7)$ полосы ν_3 метана. Ширина резонансов составляла величину меньшую 10^{-1} от ширины однородной линии γ_- метана*). Сужение резонансов мощности в данном случае можно объяснить следующим образом. Известно, что генерация кольцевого лазера на усиливающей компоненте в зависимости от частоты излучения ω происходит либо на одной, либо на двух бегущих волнах¹. Режим однонаправленной генерации осуществляется вблизи центра доплеровской линии Ω_+ в узком частотном интервале

$$\Delta\Omega_+ = \omega_{+2} - \omega_{+1}, \quad (1)$$

где

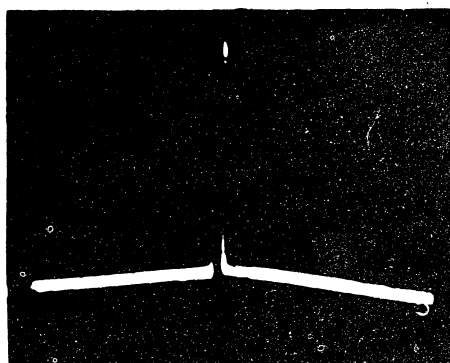
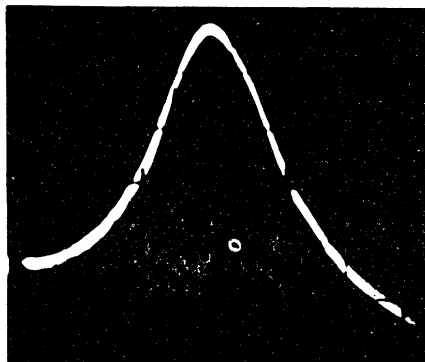
$$\omega_{+i} = \Omega_+ + (-1)^i \gamma_+ \delta_+^0 / kv_+,$$

*) Ширина однородной линии γ_- оценивалась по пикам излучения лазера с резонатором Фабри-Перо и поглощающей ячейкой (газ CH_4). В эксперименте одновременно наблюдались резонансы лазера с резонатором Фабри-Перо и кольцевого лазера. Параметры усиливающих и поглощающих ячеек лазеров были одинаковы.

а γ_+ , ku_+ , γ_+° - соответственно однородная, доплеровская ширины линии и обратное время жизни рабочих уровней. Частоты ω_{+i} , разделяющие одно- и двухволновые режимы, являются, таким образом, бифуркационными ²: при $\omega = \omega_{+i}$ активное вещество безразлично к форме поля лазера. Если одну из частот ω_{+i} выбрать близкой к центральной частоте Ω_- , результирующая форма поля будет определяться лишь свойствами поглощающего газа. Как говорилось выше, на частоте, близкой к центральной частоте перехода, в активной среде энергетически выгодна генерация одной бегущей волны, в пассивной - наоборот, двух бегущих навстречу волн. Поэтому для $\omega = \omega_{+i}$ (при условии, что $\Omega_- \approx \omega_{+i}$) режим излучения кольцевого лазера двухволновый; аналогично (1), двухволновый режим осуществляется в интервале частот $\Delta\Omega_- = \omega_{-2} - \omega_{-1}$, где $\omega_{-i} = \Omega_- + (-1)^i \gamma_- \gamma_-^\circ / ku_-$. Вне интервала $\Delta\Omega_-$ режим излучения одноволновый. При сканировании частоты кольцевого лазера на центральной частоте пассивной компоненты должен появиться пик мощности в излучении одной из бегущих волн (и соответственно, провал в излучении другой) с шириной

$$\Delta\Omega_- = 2\gamma_- \gamma_-^\circ / ku_-, \quad (2)$$

отвечающий переходу с одноволнового режима генерации на двухволновый. В поглощающей фазе нетрудно выполнить условие $\gamma_-^\circ / ku_- \ll 1$, поэтому ширина $\Delta\Omega_-$ пика мощности может быть заметно уже однородной ширины линии γ_- . Отметим, что наблюдение пика мощности с шириной, определяющейся выражением (2), сопряжено с определенными трудностями. Основная из них - поддержание одной из бифуркационных частот ω_{+i} близкой к центральной частоте доплеровской линии поглощающего газа Ω_- . С уменьшением частотного расстояния $|\Omega_- - \omega_{+i}|$ ширина пика должна уменьшаться, с увеличением - увеличиваться. Динамика данного эффекта иллюстрируется на рис. 1.



Р и с. 1. Сужение резонансов мощности бегущих волн с изменением давления смеси He-Ne

2. Эксперимент проводился с He-Ne кольцевым лазером на $\lambda = 3,39$ мк. Длины резонатора, поглощающей ячейки и усиливающей трубки были соответственно 100 см, 37 см и 30 см. Давление метана поддерживалось на уровне $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ тор. Одно из трех зеркал резонатора крепилось на пьезокерамике, на которую подавалось пилообразное напряжение развертки. Излучение регистрировалось Ge-Au фотоприемником, охлаждаемым жидким азотом. Сигнал с фотоприемника подавался на двухлучевой осциллограф, горизонтальная развертка которого осуществлялась сигналом генератора, управляющего пьезокерамикой. При сканировании частоты на экране осциллографа наблюдались резонансы мощности бегущих волн кольцевого лазера. Изменяя давление He-Ne смеси, можно было смещать бифуркационные частоты; вместе с этим менялась ширина резонансов мощности. На рис. 1 приведены осциллограммы резонансов для двух значений давления He-Ne смеси. Как видно из рисунка, изменение давления (в данном случае давление менялось приблизительно на 1,5 тора) существенно сужает ширину резонанса мощности. Полуширины приведенных на рис. 1 резонансов составляют 500 кгц и 30 кгц. Измеренная нами полуширина резонанса лазера с резонатором Фабри-Перо и поглощающей ячейкой (Cn_4) была близка к 300 кгц. Использование резонансов полушириной 300 кгц в качестве опорного дискриминатора позволило создать стандарты частоты с воспроизводимостью $\sim 10^{-11}$ 3-4. Резонансы полушириной ~ 30 кгц позволяют стабилизировать частоту лазера с точностью не ниже двенадцатого знака от частоты излучения. Отметим, что с оптимизацией параметров кольцевого лазера резонансы мощности бегущих волн могут быть, по-видимому, сужены еще на порядок.

Поступила в редакцию
13 июля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. А. Фридрихов, В. Е. Привалов. УФН, 97, 377 (1969).
2. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний, ФМЛ, Москва, 1959 г.
3. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин. Письма в ЖЭТФ, 12, 145 (1970).
4. R. L. Barger, J. L. Hall. Phys. Rev. Lett., 22, 4 (1969).