

## К ВОПРОСУ О СТАБИЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНАМИ ВОЛН 0,63 И 3,39 мкм ПО ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ МЕТАНА

В настоящей работе рассматриваются некоторые вопросы совместной стабилизации частот, одновременно генерируемых He—Ne лазером на переходах с длинами волн 0,63 и 3,39 мкм. Идея, лежащая в основе этого метода, была изложена в [1] и состоит в следующем. Во-первых, стабилизируется частота генерации инфракрасной линии ( $\lambda = 3,39$  мкм). Наилучшие результаты здесь, по-видимому, могут быть получены при помощи реализованного в [2, 3, 4—6] метода, основанного на применении нелинейно поглощающей метановой (CH<sub>4</sub>) ячейки, находящейся внутри резонатора. Во-вторых, стабилизированная частота инфракрасной генерации жестко связывается с длиной резонатора  $L$ , которая, таким образом, тоже стабилизируется; это, в свою очередь, приводит к тому, что стабилизируются частоты всех мод резонатора, в том числе и лежащие в красной ( $\lambda = 0,63$  мкм) области спектра.

Следует, однако, иметь в виду, что указанный перенос стабильности из инфракрасного диапазона в красный затруднен из-за воздействия активной и поглощающей сред на генерируемые частоты\*. Ниже рассматривается оказываемое на них дестабилизирующее влияние таких эффектов, как захват и затягивание частоты и предлагаются способы его устранения.

### 1. Стабилизация длины резонатора

Известно, что при стабилизации инфракрасной частоты по линии поглощения метановой ячейки наблюдается захват частоты. Суть этого явления состоит в следующем. При совпадении частоты генерации  $\omega_1$  с максимумом линии поглощения метана  $\omega_p$  на контуре линии усиления под действием генерируемого излучения образуется пик мощности (ячейка просветляется) шириной порядка ее однородного уширения  $\gamma_p$  [3, 4, 7]. Если теперь длина резонатора изменяется, т. е. изменяется его собственная частота  $f_1$ , то частота генерации  $\omega_1$  все равно удерживается вблизи  $\omega_p$ ; точнее,  $|\omega_1 - \omega_p| \leq \gamma_p$  при условии, что расстройка резонатора  $\Delta f = |f_1 - \omega_p|$  удовлетворяет условию\*\* [7]

$$\Delta f \leq \frac{\mu c \kappa_p}{8\pi}. \quad (1)$$

\* Мы не касаемся чисто технических проблем вопроса и концентрируем внимание на принципиальных физических трудностях излагаемого метода.

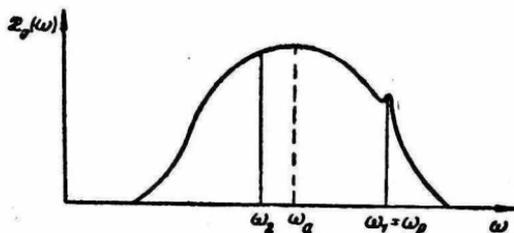
\*\* Все частоты даны в герцах.

Здесь  $\mu$  — относительная величина просветления ячейки, предполагаемая малой;

$x_p$  — максимальное значение коэффициента поглощения метана;

$c$  — скорость света в вакууме. Из сказанного ясно, что даже при высокой стабильности частоты  $\omega_1$  (достигаемой, например, при помощи системы АПЧ), расстройка резонатора может изменяться в области захвата (1), т. е. нарушается жесткая связь между длиной резонатора и частотой генерации  $\omega_1$ .

Для восстановления этой связи можно использовать двухмодовый режим генерации в инфракрасном диапазоне (см. рис.)



Двухмодовый режим генерации в инфракрасном диапазоне, предназначенный для стабилизации длины резонатора.

[8]. Частота второй моды  $\omega_2$  не захватывается и поэтому изменяется вместе с длиной резонатора, даже если его расстройка не превышает величины (1). Изменение частоты биений между захваченной (и стабилизированной) и незахваченной модами можно использовать в качестве сигнала обратной связи при стабилизации длины резонатора\*.

Дестабилизирующим фактором здесь является затягивание частоты  $\omega_2$  [7, 9] к центру инфракрасной линии усиления  $\omega_a$  вследствие которого  $\omega_2$  не совпадает с собственной частотой резонатора  $f_2$  и равна [7]

$$\omega_2 = f_2 - g_a, \quad g_a = \frac{\gamma_a}{4\pi} \cdot \frac{c x_a (f_2 - \omega_a)}{(f_2 - \omega_a)^2 + \gamma_a^2} \quad (2)$$

( $\gamma_a$  — ширина линии усиления,  $x_a$  — максимальное значение коэффициента усиления). Частота межмодовых биений, следовательно, есть

$$\Omega_a = \omega_2 - \omega_1 = \omega_2 - \omega_p = f_2 - \omega_p - g_a, \quad (3)$$

а ее изменение

$$\delta\Omega_a = \delta(f_2 - \omega_p) + \delta g_a. \quad (4)$$

Здесь первое слагаемое в правой части связано с флуктуационными изменениями длины резонатора и подлежит измерению, а второе определяется нестабильностью затягивания частоты, т. е. нестабильностью параметров линии усиления.

\* Предполагается, что минимальные измеримые изменения частоты биений значительно меньше области захвата (1).

Для того чтобы нестабильность затягивания не влияла на точность измерения величины  $\delta(f_2 - \omega_p)$ , должно выполняться условие

$$|\delta g_a| \ll [\delta(f_2 - \omega_p)]_{\min}, \quad (5)$$

где  $[\delta(f_2 - \omega_p)]_{\min}$  — минимальное измеримое значение изменения частоты  $f_2 - \omega_p$ . При этом лучшая достижимая стабильность длины резонатора

$$S_L = \frac{\delta L}{L} = \frac{[\delta(f_2 - \omega_p)]_{\min}}{\omega_p}, \quad (6)$$

а условие (5) ее реализации с учетом (2) и (6) приобретает вид

$$\frac{c\chi_a}{\gamma_a} \left[ |f_2 - \omega_a| \left( \frac{\delta\chi_a}{\chi_a} + \frac{\delta\gamma_a}{\gamma_a} \right) + \delta\omega_a \right] \ll \omega_p S_L, \quad (7)$$

$$\left( \frac{|f_2 - \omega_a|}{\gamma_a} < 1 \right).$$

Первое слагаемое в квадратных скобках определяется нестабильностью формы линии усиления (оно стремится к нулю, если  $f_2 \rightarrow \omega_a$ ), а второе связано с нестабильностью положения центра линии усиления\*.

Таким образом, соотношения (6), (7) указывают наилучшую достижимую рассматриваемым методом стабильность длины резонатора и условия ее получения.

2. Стабилизация частоты генерации в красном диапазоне.

Стабильность частоты  $\omega$  красной линии (0,63 мкм) была бы равна стабильности длины резонатора  $S_L$ , если бы не дестабилизирующее действие затягивания частоты генерации к центру линии усиления  $\omega_r$ ; величина этого затягивания

$$g_r = \frac{c\chi_r}{4\pi} \cdot \frac{\omega - \omega_r}{\Gamma_D}, \quad \left( \frac{|\omega - \omega_r|}{\Gamma_D} < 1 \right) \quad (8)$$

( $\chi_r$  — максимальное значение коэффициента усиления красной линии,  $\Gamma_D$  — ее доплеровская ширина). Из (8) видно, что затягивание частоты можно устранить, если настроить частоту  $\omega$  на центр линии усиления  $\omega_r$ . Такая настройка, однако, не является воспроизводимой: при выключении установки индекс инфракрасной стабилизированной моды может измениться; после нового включения ее частота по-прежнему будет стабильна, однако частота генерируемой теперь красной моды не будет совпадать с  $\omega_r$ . Этого не происходит, если резонатор обладает достаточной пассивной стабильностью, при которой индекс инфракрасной моды остается неизменным. Такая стабильность, как

\* В приведенных рассуждениях не фигурирует нестабильность положения центра линии поглощения метана  $\delta\omega_p$ , так как она значительно меньше всех нестабильностей, существенных для нашего рассмотрения [10].

легко видеть, равна  $c/2\omega_p L$  и трудно достижима на практике (для обычных резонаторов ( $L \sim 10^2$  см) она по порядку величины равна  $\sim 10^{-6}$ ).

Указанную трудность можно обойти, если осуществить симметричный трехмодовый режим генерации в красной области и контролировать величину межмодового интервала  $\Delta$ . Изменение индекса инфракрасной моды на единицу происходит при изменении длины резонатора на величину  $\delta L = c/2\omega_p$ ; изменение межмодового интервала при этом равно  $c^2/4\omega_p L^2 = \Delta^2/\omega_p$ . Данная величина может быть использована для контроля индекса стабилизируемой красной моды при условии, что она значительно превышает нестабильность затягивания боковых мод  $\delta_{\Delta, r}$  или, подробнее, если

$$\frac{c x_r}{\Gamma_D} \left[ \Delta \left( \frac{\delta x_r}{x_r} + \frac{\delta \Gamma_D}{\Gamma_D} \right) + \delta \omega_r \right] \ll \frac{\Delta^2}{\omega_p}. \quad (9)$$

Здесь первое слагаемое в квадратных скобках связано с нестабильностью формы красной линии усиления, а второе определяется нестабильностью положения ее центра  $\omega_r$ , существенной при получении долговременной стабильности частоты.

Таким образом, если условие (9) выполнено, то стабильность частоты в красном диапазоне совпадает со стабильностью длины резонатора, полученной способом, описанным в п. 1.

Приведем численные оценки полученных критериев для случая, когда требуемая стабильность частоты в красном диапазоне равна  $10^{-10}$ . Типичные значения величин, входящих в неравенства (1), (7), (9) таковы:  $x_p \sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>,  $\omega_p \sim 10^{14}$  гц;  $x_a \sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>,  $\gamma_a \sim 3 \cdot 10^8$  гц,  $\omega_a \sim 10^{14}$  гц;  $x_r \sim 5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>,  $\Gamma_D \sim 10^9$  гц,  $\omega_r \sim 10^{13}$  гц;  $L \sim 10^2$  см,  $S_L \sim 10^{-10}$ . Область захвата (1) при этом может превышать  $10^5$  гц так, что осуществление двухмодового режима, описанного в п. 1, становится необходимым. Он может быть реализован, т. е. стабильность длины резонатора  $S_L \sim 10^{-10}$  может быть достигнута, если выполнено условие (7), которое теперь приобретает вид

$$\frac{\delta x_a}{x_a} \ll 10^{-3}, \quad \frac{\delta \gamma_a}{\gamma_a} \ll 10^{-3}, \quad \delta \omega_p \ll 10^5 \text{ гц.}$$

Эта стабильность переносится на красную область спектра, если имеют место вытекающие из (9) неравенства:

$$\frac{\delta x_r}{x_r} \ll 10^{-2}, \quad \frac{\delta \Gamma_D}{\Gamma_D} \ll 10^{-2}, \quad \delta \omega_r \ll 10^6 \text{ гц.}$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лейкин А. Я., Соловьев В. С., Резуненко В. Г. Стабилизация длины волны излучения He—Ne оптического квантового генератора с  $\lambda = 0,63$  мкм. — «Вопросы радиоэлектроники. Сер. Радионизмерительная техника», 1970, т. 2, 7, с. 79—82.

2. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Об оптическом стандарте частоты с нелинейно поглощающей газовой ячейкой.— «Письма в ЖЭТФ», 1969, т. 9, с. 364—367.
3. Лисицын В. Н., Чеботаев В. П. Эффекты насыщения поглощения в газовом лазере.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 419—423.
4. Лисицын В. Н., Чеботаев В. П. Гистерезис и «жесткое» возбуждение в газовом лазере.— «Письма в ЖЭТФ», 1968, т. 7, с. 34—36.
5. Летохов В. С. Автостабилизация частоты световых колебаний лазера нелинейным поглощением в газе.— «Письма в ЖЭТФ», 1967, т. 6, с. 597—600.
6. Летохов В. С. Частотные эффекты в лазере с нелинейно поглощающим газом.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 1244—1252.
7. Ратнер А. М., Фишер А. М. О применимости приближения диэлектрической проницаемости и балансных уравнений в теории лазера.— «Тр. ФТИНТ АН УССР. Квантовая электроника и оптика», 1970, с. 96—143.
8. Летохов В. С., Павлик Б. Д. Флуктуации частоты в газовом лазере с нелинейным поглощением.— «Квантовая электроника», 1972, 4 (10), с. 32—39.
9. У. Лэмб. Теория оптических мазеров.— «Квантовая оптика и квантовая радиофизика». М., 1966, с. 283—376.
10. Багаев С. Н., Бакланов Е. В., Чеботаев В. П. Аномальное уменьшение сдвига центра лэмбовского провала в молекулярных газах низкого давления.— «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 344—348.