

Определяя с помощью этих граничных условий коэффициенты $A_1(p)$ и $A_2(p)$, мы таким образом определяем функции φ^+ и φ^- , а следовательно, и функцию $\varphi(p, x, t)$. Подставляя найденное значение $\varphi(p, x, t)$ в уравнение (1), получаем искомое уравнение для концентрации возбуждений при учете реабсорбции. Легко убедиться, что это уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} = -\frac{c(x, t)}{\tau} + I(x, t) + \int_0^{\infty} \sigma(\nu) k(\nu) d\nu \int_0^d dx_1 c(x_1, t) \times \\ \times \left\{ E_1(k(\nu) |x - x_1|) + \int_1^{\infty} \frac{d\eta}{\eta} [e^{k(\nu)\eta d} - r(\nu, \eta) R(\nu, \eta) e^{-k(\nu)\eta d}]^{-1} \times \right. \\ \times [r(\nu, \eta) e^{k(\nu)\eta(d-x-x_1)} + R(\nu, \eta) e^{-k(\nu)\eta(d-x-x_1)} + \\ \left. + 2r(\nu, \eta) R(\nu, \eta) e^{-k(\nu)\eta d} \operatorname{ch} k(\nu)\eta(x-x_1)] \right\}, \quad (4)$$

где $\rho(\theta) = \frac{p^2 F(p)' dp}{(2\pi)^2 d\nu}$, $E_1(k) = \int_1^{\infty} \frac{d\eta}{\eta} e^{-k\eta}$.

При $d \rightarrow \infty$ уравнение (4) переходит в уравнение, найденное в [2]. При конечных значениях d , но $r(\nu, \eta) = R(\nu, \eta)$, уравнение (4) переходит в уравнение, полученное Конобеевым [3].

Если речь идет об учете реабсорбции в области экситонных полос поглощения, в правую часть уравнения (4) следует добавить слагаемое $D d^2 c/dx^2$, отвечающее учету миграции экситонов в диффузионном приближении.

При достаточно низких температурах следует учесть также поляритонные эффекты. В этом случае необходимо иметь граничные условия более общего вида, чем те, которые были использованы выше. Эти граничные условия приводят на границе кристалла к возможности переброса поляритонов с одной ветви спектра на другую. Как было показано в [4], это обстоятельство ведет в уравнении (4) к появлению дополнительных источников реабсорбции.

Литература

- [1] В. М. Агранович, М. Д. Галанин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. «Наука», М., 1978.
 [2] В. М. Агранович, Ю. В. Конобеев. Опт. и спектр., 11, 369, 1961.
 [3] В. И. Доронина, Ю. В. Конобеев, Ш. Д. Хан-Магомедова. Опт. и спектр., 28, 811, 1970.
 [4] В. М. Агранович, С. А. Дарманян, В. И. Рупасов. ЖЭТФ, 78, 656, 1980.

Поступило в Редакцию 7 мая 1980 г.

УДК 621.373 : 535

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ КОЛЬЦЕВОГО He—Ne/CH₄ ЛАЗЕРА

А. Н. Николаенко

В последнее время увеличился интерес к использованию кольцевых газовых лазеров (КГЛ) для увеличения точности измерения временных и пространственных интервалов. В связи с этим возрастает практическая ценность результатов изучения режимов генерации и резонансов мощности КГЛ с метановой ячейкой. Рассмотрим результаты исследований стабиль-

ности частоты излучения КГЛ (СТ), стабилизированного по CH_4 -резонансу в зависимости от давления CH_4 (P_-).

Измерения СТ проводились на установке, которая состояла из трех частей: оптической, электронной и системы регулировки давления активной и пассивной сред. Оптическая часть установки включала в себя два кольцевых лазера, лазер-гетеродин, четыре приемника излучения, юстировочные лазеры, оптические развязки, поворотные зеркала. Резонатор каждого из кольцевых лазеров был образован четырьмя зеркалами с радиусом кривизны 6 м и коэффициентами отражения (N) 98 и 90%. Два зеркала с $N \approx 98\%$ крепились на трубчатых пьезокерамиках типа ЦТС-19, которые использовались для регулировки длины резонатора лазера. За одним из зеркал с $N \approx 98\%$ располагалось закрепленное на пьезокерамике глухое зеркало, которое отражало часть излучения сильной волны в резонатор. Регулировка величины обратного отражения осуществлялась поляризатором, подстройка по фазе — подачей напряжения на пьезокерамику.

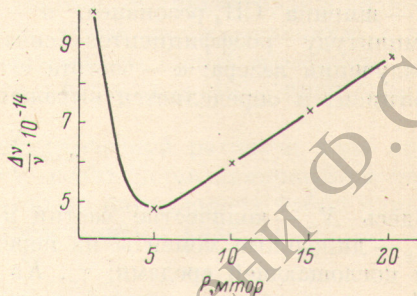
Резонатор лазера-гетеродина длиной 70 см был образован двумя зеркалами с $N_1 \approx 90\%$ и $N_2 \approx 99\%$, которые крепились на пьезокерамиках.

Электронная часть установки состояла из блоков автоматического регулирования частоты излучения кольцевых лазеров и лазера-гетеродина, усилителей, блоков питания лазеров, стабилизаторов напряжения сети и т. д. Для стабилизации частоты кольцевых лазеров применялись системы автоматической подстройки частоты (АПЧ), представляющие собой экстремальные регуляторы, работающие по принципу модулирующего воздействия с синхронным детектированием. Детально устройство систем АПЧ, которые использовались в настоящей работе, описано в [1]. Частота лазера-гетеродина отстраивалась на 1 МГц от центра линии поглощения с помощью системы автоподстройки (АПЧ гетеродина). Величина расстройки выбиралась из тех соображений, чтобы исключить взаимное влияние кольцевых лазеров и лазера-гетеродина. Описание устройства системы АПЧ гетеродинами, которая применялась в наших исследованиях, достаточно полно приведено в [2].

Два приемника излучения использовались для стабилизации частоты кольцевых лазеров, два других измеряли разностную частоту кольцевых лазеров и лазера-гетеродина. Разностные частоты измерялись с помощью частотомеров, которые запускались на время измерения синхронно. По разности их показаний определялись частотные характеристики.

Исследования, изложенные в [3], позволили оптимизировать параметры CH_4 -резонанса, который имел при давлении метана ~ 6 мтор ширину ~ 50 кГц и амплитуду $\sim 20\%$ от полной мощности. Вершины резонансов, возникающих на центрах линий усиления [4, 5] и поглощения, были совмещены, ток накачки поддерживался равным ~ 5 мА.

На рисунке приведен график зависимости СТ от P_- . По осям отложено давление метана в миллитоках и СТ, измеренная при времени усреднения (τ) 10 с. Время измерения каждого значения СТ, представленного на графике, 30 мин. Методика измерений СТ заключалась в следующем. Обе ячейки кольцевых лазеров одновременно заполнялись метаном при одном и том же давлении CH_4 . Полученные значения разностной частоты вводились в ЭВМ, с помощью которой проводилась обработка полученных экспериментальных результатов. Измерение давления метана проводилось одновременно в обеих ячейках. Из рисунка следует, что лучшая СТ ($\sim 4.8 \cdot 10^{-14}$) достигается при $P_- \sim 6$ мтор. Увеличение и уменьшение P_- приводит к ухудшению СТ. Таким образом, при стабилизации частоты



кольцевого He—Ne/CH₄ лазера необходимо работать при давлении метана ~6 мтор.

Для сравнения теоретических и экспериментальных результатов воспользуемся выражениями (1) и (2) из [6]. Полагая $\gamma_+ \Gamma_+ / (Ku)_+^2 \gg \gamma_- \Gamma_- / (Ku)_-^2$, $\mu \ll 1$, $\omega_- = \omega_+$, получаем

$$\hat{\gamma} = 2 \frac{\gamma_-}{\mu} \frac{\gamma_+ \Gamma_+}{(Ku)_+^2}, \quad (1)$$

$$a = \frac{m^2}{I \omega^2 d^2} \mu \left[1 + \frac{\gamma_- \Gamma_-}{(Ku)_-^2} \right] \left[\frac{\gamma_+ \Gamma_+}{(Ku)_+^2} \right]^{-3}. \quad (2)$$

В свою очередь

$$\Delta\nu/\nu = \hat{\gamma} u / a \sqrt{\tau} \quad [7]. \quad (3)$$

Здесь u — параметр, характеризующий шумы стабилизируемого лазера; $\hat{\gamma}$ — ширина CH₄-резонанса, a — амплитуда. Коэффициент m определяет амплитуду коэффициентов связи встречных волн; I — интенсивность излучения лазера; ω — частота его генерации; d — уровень накачки. Коэффициент μ определяется выражением

$$\mu = \frac{N_- L_-}{N_+ L_+} \left(\frac{d_-}{d_+} \right)^4 \frac{\gamma_+ \Gamma_+}{\gamma_- \Gamma_-}. \quad (4)$$

Здесь N_{\pm} — количество частиц в усиливающей и поглощающей ячейках; d_{\pm} — дипольные моменты их переходов; L_{\pm} — длины кювет с усиливающей и поглощающей средами; γ_{\pm} , Ku_{\pm} — однородная и доплеровская ширины; Γ_{\pm} — полусуммы скоростей релаксации верхнего и нижнего уровней линии усиления и поглощения.

Таким образом, $\Delta\nu/\nu$ с учетом (1) и (2) определяется выражением

$$\Delta\nu/\nu = 2 \frac{\gamma_-}{\mu^2} \left[1 + \frac{\gamma_- \Gamma_-}{(Ku)_-^2} \right]^{-1} \left[\frac{\gamma_+ \Gamma_+}{(Ku)_+^2} \right] \frac{J \omega^2 d^2}{m^2} \frac{u}{\sqrt{\tau}}. \quad (5)$$

Теоретически зависимость $\Delta\nu/\nu$ от P_- может быть объяснена с помощью работ [8, 9], где детально рассмотрено поведение μ в зависимости от давления метана. Там показано, что при достаточно малых давлениях CH₄ (менее 5—6 мтор), однородная ширина линии определяется временем пролета и не зависит от давления газа в поглощающей ячейке. В этом случае параметр μ пропорционален N_- , т. е. увеличивается с ростом P_- . В области давлений $P_- > 6$ мтор $\gamma_- \sim P_-$, а $\mu \sim 1/N_-$. Таким образом, при малых давлениях метана $\Delta\nu/\nu$ уменьшается, так как $\mu \sim N_-$, а при больших возрастает, так как в этом случае $\mu \sim 1/N_-$, $\gamma_- \sim P_-$.

Литература

- [1] М. И. Вольнов, Д. А. Тюриков. Препринт ФИАН СССР, № 58, 1980.
- [2] В. Б. Вергунов, М. И. Вольнов, Д. А. Тюриков. ПТЭ, № 3, 197, 1978.
- [3] Э. М. Беленов, М. И. Вольнов, М. А. Губин. Препринт ФИАН СССР, № 1, 1979.
- [4] В. А. Алексеев, Н. Г. Басов, Э. М. Беленов. Квант. электрон., 1, 1089, 1974.
- [5] И. А. Андропова, И. Л. Бернштейн, Н. А. Маркелов. Квант. электрон., 1, 645, 1974.
- [6] А. Н. Николаенко. УФЖ, 24, 1694, 1979.
- [7] М. Р. Капланов, В. А. Левин. Автоматическая подстройка частоты. Госэнергоиздат, М.—Л., 1956.
- [8] В. А. Алексеев, Л. П. Яценко. Тр. ФИАН, 91, 147, 1976.
- [9] В. А. Алексеев, Л. П. Яценко. Квант. электрон., 3, 2407, 1976.

Поступило в Редакцию 13 мая 1980 г.