

Е.П. Гордов, А.И. Жилиба, М.М. Макогон

ВРЛС С НЕЛИНЕЙНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ ЧАСТОТЫ И ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

Показано, что объединение метода внутррезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) с генерацией второй гармоникой (ГВГ) в резонаторе лазера и внешним сигналом дает преимущество в сравнении с использованием спектрофотометрического метода и внрезонаторной ГВГ.

Спектральный диапазон работы метода внутррезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС), являющегося одним из наиболее чувствительных методов анализа спектров поглощения, принципиально ограничен областью частот генерации лазеров. Это не дает возможности использовать обсуждаемый метод для обнаружения загрязняющих атмосферу газов, имеющих сильные электронные полосы поглощения в ультрафиолетовой области, таких как H_2S , SO_2 , бензол, фенол, ароматические углеводороды и пр. Для исследования спектров поглощения в ультрафиолете широко используются нелинейные преобразователи частоты и спектрофотометрический метод измерения, при этом исследуемая среда находится вне лазерного резонатора. В [1] предложено помещать преобразователь частоты и исследуемую среду в резонатор одного и того же широкополосного лазера, при этом мощность излучения на частоте основного излучения становится зависящей от потерь на частоте преобразованного излучения. В настоящей статье, являющейся продолжением [2], анализируется чувствительность такого спектрометра для случая генерации второй гармоники и одномодового режима генерации лазера (узкополосная ВРЛС).

Модель системы (активная среда, нелинейный кристалл и поглощающая излучение исследуемая газовая среда внутри общего резонатора) будем описывать следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a} &= \gamma_1 a_1 - i\kappa P_1 + g a_1^* a_2; \\ \dot{a}_2 &= -\gamma_2 a_2 - g a_1^2 / 2 + E_2; \\ \dot{P}_1 &= -\gamma_{\perp} P_1 + D a_1; \\ \dot{D} &= \gamma_{\parallel} (D_0 - D) - \kappa (P_1 a_1^* + P_1^* a_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где D — суммарная инверсия со скоростью релаксации γ_{\parallel} , a_1 и a_2 — безразмерные амплитуды полей на основной и удвоенной частотах; P_1 — поляризация лазерной активной среды со скоростью релаксации γ_{\perp} ; κ учитывает связь активных центров с полем a_1 ; g — константа связи между полями a_1 и a_2 , пропорциональная квадратичной восприимчивости нелинейного кристалла; γ_1 и γ_2 — обратные времена релаксации полей и a_1 и a_2 , включающие потери на элементах спектрометра и возможное поглощение исследуемого газа в ячейке; E_2 — поле внешнего лазерного источника на удвоенной частоте. Для простоты и обсуждения принципиальных возможностей метода будем считать все поля (a_1 , a_2 и E_2) монохроматическими и рассмотрим лазерные уравнения в адиабатическом, стационарном случае (это соответствует «узкополосному» варианту ВРЛС с непрерывно действующим лазером).

Оценим чувствительность рассматриваемого метода и сопоставим его с фотометрическим. Решая в указанных приближениях (1), можно получить

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = \frac{G_0 - \frac{g E_2}{2\gamma_2}}{G_0 - \gamma_1 - \frac{g E_2}{2\gamma_2}} \frac{\Delta \gamma_1}{\gamma_1}; \quad (2)$$

$$\frac{\Delta I_2}{I_2} = \left(\frac{\frac{g E_2}{2\gamma_2}}{G_0 - \gamma_1 - \frac{g E_2}{2\gamma_2}} + \frac{2}{1 + \frac{2\gamma_2}{g^2}} \right) \frac{\Delta \gamma_2}{\gamma_2}, \quad (3)$$

где G_0 и β входят в выражение для $P = \frac{G_0 a_1}{1 + \beta |a_1|^2}$ и описывают линейную и кубическую часть поляризации; I — интенсивность излучения; ΔI — ее изменение, обусловленное исследуемым газовым об-

разцом; $\kappa_{1,2}$ — коэффициент поглощения образца длиной z ; $\Delta\gamma_{1,2} = \kappa_{1,2} \cdot z$ — потери, вносимые образцом на частотах 1 и 2. Чувствительность спектрофотометрического метода регистрации

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_{\Phi} = \Delta\gamma. \quad (4)$$

Выражение (2) при $E_2 = 0$ или $g = 0$ переходит в известное [3] для узкополосного ВРЛС

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = \frac{G_0}{\gamma_1} \frac{1}{G_0 - \gamma_1} \Delta\gamma_1. \quad (5)$$

По сравнению с (4) чувствительность увеличивается за счет 2-х факторов: первый обусловлен многократным прохождением излучения в резонаторе, второй (резонансный) — околопороговым режимом работы. Отметим, что введение нелинейного кристалла ($g \neq 0$) и внешнего сигнала ($E_2 \neq 0$) не изменяют качественно (2), что означает нормальную работу спектрометра на основной частоте и в этих ($g \neq 0, E_2 \neq 0$) режимах.

Чувствительность спектрометра к потерям на частоте второй гармоники качественно зависит от величин g и E_2 . При $g = 0$ $\Delta I_2/I_2 = 0$, и это естественно, поскольку излучение на этой частоте отсутствует. При $g \neq 0$ и $E_2 = 0$ «работает» только второе слагаемое в (3). Спектрометр «чувствует» потери на частоте гармоники, чувствительность растет с уменьшением γ_2 (сказывается многопроходность излучения в резонаторе). При $g \neq 0$ и $E_2 \neq 0$ вступает в действие первое (резонансное) слагаемое в (3) и чувствительность спектрометра (при соответствующем подборе величин g и E_2) может существенно увеличиться.

Общим для ситуации с внешним сигналом E_2 при определении как $\Delta\gamma_1$, так и $\Delta\gamma_2$ является следующий момент: появляется возможность слабым хорошо стабилизированным внешним полем уменьшать значение резонансного знаменателя в (2), (3) и тем самым увеличивать чувствительность метода внутрирезонаторной спектроскопии. Дополнительным фактором, повышающим чувствительность, может служить подавление амплитудных флуктуаций основного излучения и второй гармоники, которое имеет место в процессе ГВГ [4].

Что касается спектрального разрешения на удвоенной частоте, то оно может несколько снижаться. В случае одномодового непрерывного лазерного излучения линия излучения уширена в основном из-за диффузии фазы [5] и в этой ситуации вследствие связи фаз волн основного излучения и второй гармоники получается следующее соотношение [6]

$$\Delta\nu_2 = 4\Delta\nu_1 \quad (6)$$

($\Delta\nu_{1,2}$ — ширина спектра излучения первой и второй гармоники). Однако это не является серьезным ограничением излагаемого метода, поскольку ширина спектра на порядок меньше ширины доплеровски или лоренцовски уширенных линий поглощения газов.

Таким образом, при изучении поглощения на удвоенной частоте лазерного излучения объединение ВРЛС с внутрирезонаторной генерацией гармоники дает преимущества в чувствительности по сравнению с использованием спектрофотометрического метода и внерезонаторной генерации гармоники.

1. Лукьяненко С. Ф., Макогон М. М. //6 Всес. симпозиум по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. (Тезисы докл.). Томск: ТФ СО АН СССР, 1982. Ч. 2. С. 208—210.
2. Гордов Е. П., Жилиба А. И., Макогон М. М. //Материалы VIII Всес. симпозиума по спектроскопии высокого разрешения. Томск: ИОА СО АН СССР, 1986. Ч. 1. С. 50—53.
3. Демдредер В. Лазерная спектроскопия. М.: Наука, 1985. 709 с.
4. Перица Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений. М.: Мир, 1988. 315 с.
5. Ареки Ф., Скалли М., Хакен Г., Вайдлих В. Квантовые флуктуации излучения лазера. М.: Мир, 1974. 236 с.
6. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука. 1981. 640 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
19 июня 1989 г.

E. P. Gordov, A. I. Zhiliba, M. M. Makogon. **The Intracavity Spectroscopy Technique with Nonlinear Frequency Converter and External Optical Signal.**

It is shown in the paper that combination of the intracavity spectroscopy technique with the intracavity second harmonic generation for detecting an external optical-signal has certain advantages compared to the spectrophotometric and intracavity second harmonic generation technique.