

## СЕКЦИЯ «ОПТИКА И АКУСТИКА КРИСТАЛЛОВ»

Председатели – Сердюков А.Н., Шепелевич В.В.

К.И. Аршинов<sup>1</sup>, В.В. Невдах<sup>2</sup>, Н.Н. Лаврентьева<sup>3</sup>, А.С. Дударёнок<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

<sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет, Минск,  
Беларусь

<sup>3</sup>Институт оптики атмосферы им.В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

### ВЛИЯНИЕ БУФЕРНЫХ ГАЗОВ НА ШИРИНУ ЛАЗЕРНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕХОДА $10^0 0-00^0 1$ МОЛЕКУЛЫ $\text{CO}_2$

Использование оптических методов диагностики атмосферы и нагретых газообразных продуктов сгорания топлив с целью определения концентрации молекул  $\text{CO}_2$  и их температуры, расчет характеристик мощных технологических  $\text{CO}_2$ -лазеров требует знания значений спектроскопических параметров для соответствующих линий молекулы  $\text{CO}_2$  и их температурных зависимостей [1]. В работах [2–4] представлены полученные многочисленные экспериментальные и теоретические данные по столкновительному уширению спектральных линий различных молекул и, в то же время, отмечается, что ряд задач, связанных с определением спектроскопических параметров для линий различных переходов молекулы  $\text{CO}_2$ , все ещё остаются нерешенными [4].

Для расчета столкновительных ширин линий поглощения молекулы  $\text{CO}_2$   $\Delta\nu_L$  в газовой смеси  $\text{CO}_2:\text{M}$  при давлении  $P_\Sigma$  и температуре  $T$  обычно используют формулу

$$\Delta\nu_L = \gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2} (\xi_{\text{CO}_2} + b_M \xi_M) P_\Sigma \sqrt{300/T}, \quad (1)$$

где  $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$  – столкновительная ширина линии за счет столкновений молекул  $\text{CO}_2$  между собой при давлении 1 Тор и температуре 300 К, или коэффициент столкновительного самоуширения для молекулы  $\text{CO}_2$ ;  $b_M = \gamma_{\text{CO}_2-\text{M}} / \gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$  – относительный коэффициент ударного уширения линии поглощения молекул  $\text{CO}_2$  компонентой газовой смеси  $\text{M}$ ;  $\gamma_{\text{CO}_2-\text{M}}$  – ударная ширина линии поглощения молекулы  $\text{CO}_2$  за счет столкновений молекул  $\text{CO}_2$  с молекулами или атомами  $\text{M}$ ;  $\xi_{\text{CO}_2}$ ,  $\xi_M$  – доли  $\text{CO}_2$  и  $\text{M}$  в смеси. Хотя автор работы [5], предложивший формулу (1), проводил измерения ширины линии  $P_{20}$  перехода  $10^0 0-00^0 1$  в

чистом  $\text{CO}_2$  и в бинарных смесях  $\text{CO}_2:\text{N}_2=1:1$  и  $\text{CO}_2:\text{He}=1:1$  методом оптоакустической спектроскопии только при одной температуре  $T = 298$  К, принято считать, что полученные относительные коэффициенты ударного уширения  $b_{\text{N}_2} = 0,73$  и  $b_{\text{He}} = 0,64$  неизменны при любой температуре. Отсутствие температурных зависимостей у коэффициентов  $b_{\text{N}_2}$  и  $b_{\text{He}}$  противоречит существующим представлениям о механизмах ударного уширения спектральных линий (см., например, [2]).

Цель настоящей работы – определить относительные коэффициенты столкновительного уширения линий поглощения перехода  $10^00-00^01$  молекулы  $\text{CO}_2$  буферными газами He,  $\text{N}_2$  и  $\text{N}_2\text{O}$  в диапазоне температур 300–700 К.

Методика основана на измерениях с помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого  $\text{CO}_2$ -лазера коэффициентов поглощения (КП) на центральных частотах линий  $R$ -ветви перехода  $10^00-00^01$  в чистом  $\text{CO}_2$  и в бинарных смесях  $\text{CO}_2:\text{He}$ ,  $\text{CO}_2:\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2:\text{N}_2\text{O}$  с соотношениями компонент  $P_{\text{CO}_2} : P_M = 1 : Y$  при давлениях  $P_C = P_\Sigma = 100$  Тор, обеспечивающих лоренцевские контуры линий поглощения. Значения относительных коэффициентов столкновительного уширения линий буферными газами  $b_M$  определялись из выражения

$$\alpha_{\text{CO}_2} / \alpha_{\text{CO}_2-M} = 1 + Yb_M. \quad (2)$$

Выбор линий  $R$ -ветви обусловлен тем, что при рассматриваемых в работе давлениях и температурах можно пренебречь вкладами в КП на их центральных частотах линий поглощения других, вышележащих переходов молекулы  $\text{CO}_2$ .

Экспериментальная установка для измерения КП в газах была организована по двухлучевой компенсационной схеме на линиях генерации стабилизированного по частоте  $\text{CO}_2$ -лазера, перестраиваемого по линиям основных лазерных переходов  $00^01- [10^00, 02^00]_{\text{л.п.}}$ . Долговременная нестабильность частоты генерации лазера не превышала величины  $\pm 0,5$  МГц относительно центральной частоты линии генерации, резонансной центральной частоте линии поглощения, позволяя, при реализуемых экспериментально ширинах линий поглощения, с высокой точностью считать, что измерения КП проводились на центральных частотах линий поглощения. Погрешность определения давления газа составляла  $\Delta p = \pm 0,5$  Тор. Температура газа в измерительной кювете поддерживалась с точностью  $\Delta T = \pm 0,4^\circ$  (диапазон  $293 \text{ К} \leq T \leq 420 \text{ К}$ ) и  $\Delta T = \pm 0,9^\circ$  (диапазон  $470 \text{ К} \leq T \leq 700 \text{ К}$ ).

Характер температурных изменений коэффициентов  $b_{\text{N}_2}$  и  $b_{\text{He}}$  для линии поглощения  $10R22$  иллюстрирует рисунок 1. Видно, что до

температуры  $\sim 550$  К коэффициент  $b_{N_2}$  практически не меняется, что согласуется с результатами работы [6], а дальше наблюдается его явное увеличение. Для коэффициента  $b_{He}$  небольшая зависимость наблюдается и в интервале температур 300–550 К. Таким образом, измерения одно-значно показывают, что коэффициенты  $b_{N_2}$  и  $b_{He}$  являются функциями температуры, причем различными. Это означает, что широко используемая формула (1) при температурах  $T > 550$  К оказывается некорректной. Для мощных технологических электроразрядных  $CO_2$ -лазеров, работающих в режиме быстрой прокачки, оптимальными оказываются активные среды, в которых содержание молекул  $CO_2$  намного меньше, чем молекул  $N_2$  и атомов He. Состав таких смесей  $CO_2:N_2:He \approx 1:(5 \div 22):(5 \div 22)$ . При получении максимальной мощности температура активной среды в таких лазерах достигает величин  $T = 600–700$  К. Простые оценки показывают, что величины столкновительных ширин линий усиления таких  $CO_2$ -лазеров, полученные по формуле (1) и с использованием результатов настоящей работы, могут различаться больше чем на 100 %.

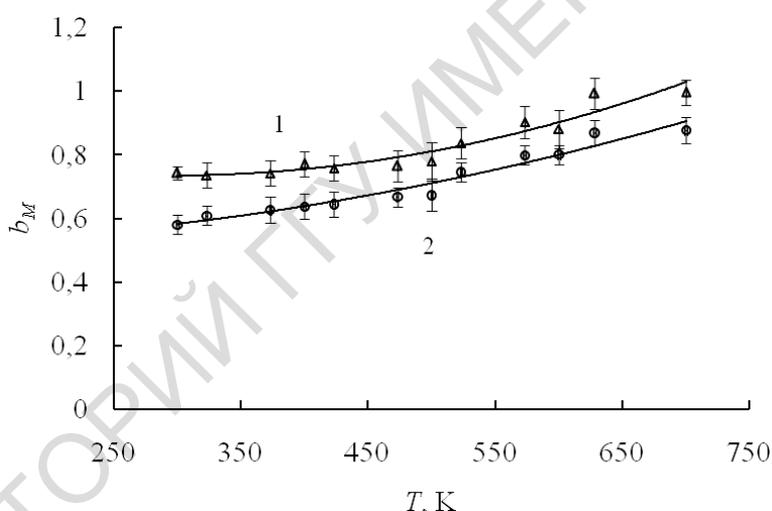


Рисунок 1 – Зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линии поглощения  $10R22$  молекулы  $CO_2$  молекулами  $N_2$  (1) и атомами He (2) от температуры

На рисунке 2 представлены температурные коэффициенты  $b_{N_2O}$  для линий  $R10$ ,  $R22$  и  $R32$  в диапазоне температур 300–700 К. Видно, что температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения данных линий буферным газом  $N_2O$   $b_{N_2O}(J, T)$  с точностью до погрешности измерения можно считать одинаковыми и практически линейными. Можно предположить, что в исследованном диапазоне изменения вращательного квантового числа аналогичные

температурные зависимости будут и для остальных линий, и они могут быть аппроксимированы следующей зависимостью от температуры

$$b_{N_2O}(J, T) = b_{N_2O}(J, T = 300K) + 7,25 * 10^{-4}(T - 300). \quad (3)$$

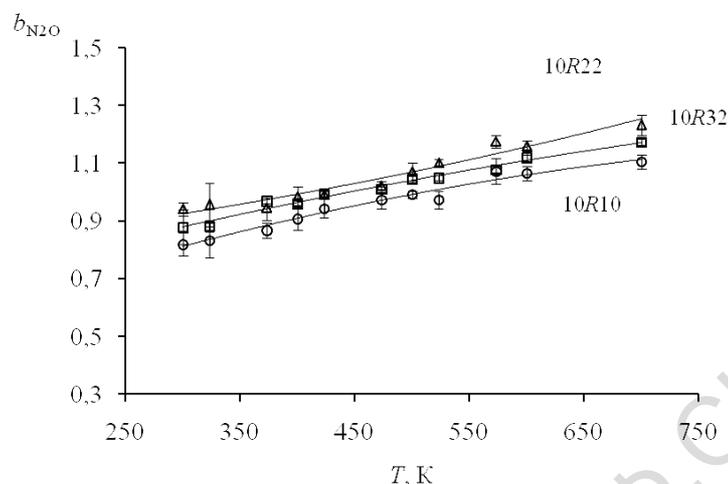


Рисунок 2 – Температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линий поглощения 10R10 (○), 10R22(Δ) и 10R32(□) молекулы CO<sub>2</sub> молекулами N<sub>2</sub>O

Определенные с помощью выражения (2) по измеренным КП при температуре  $T = (300 \pm 0,3)$  К и давлении 100 Тор значения  $b_{N_2O}$  для линий с  $J = 8, 10, 16, 22, 26-38$  представлены на рисунке 3. Из этого рисунка видно, что в исследованном диапазоне изменения вращательного квантового числа  $J = 8 - 38$  величина коэффициента  $b_{N_2O}$  меняется слабо.

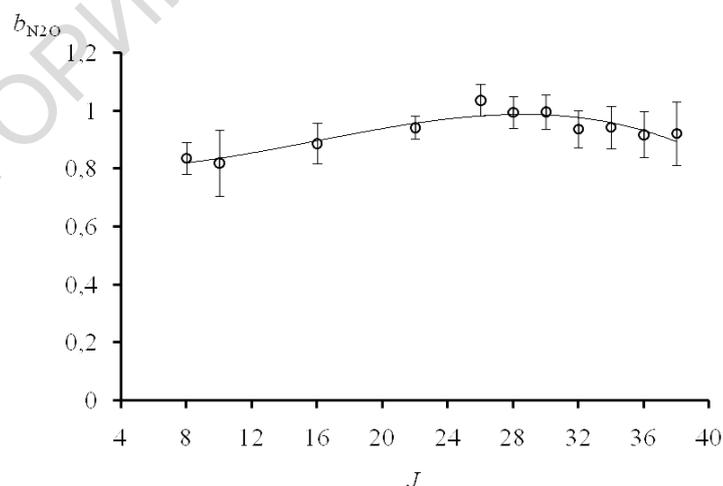


Рисунок 3 – Зависимость относительного коэффициента столкновительного уширения  $b_{N_2O}$  от вращательного квантового числа  $J$  для линий R-ветви перехода  $10^0-00^0_1$  молекулы CO<sub>2</sub> при температуре  $T = (300 \pm 0,3)$ К

Также были проведены расчеты уширения линий  $\text{CO}_2$  давлением  $\text{N}_2\text{O}$  с использованием полуэмпирической методики, включающей различные поправки, связанные с отклонением от приближения Андерсона-Тсао-Карнатта (АТС), и описанной в работе [7]. На рисунке 4 представлены рассчитанные ширины линий  $\gamma_{\text{CO}_2-\text{N}_2\text{O}}$  в диапазоне изменения вращательного квантового числа  $J$  от 0 до 80 при среднем квадратичном отклонении  $0,0045 \text{ см}^{-1}/\text{атм}$ . Видно хорошее согласие рассчитанных и измеренных данных.

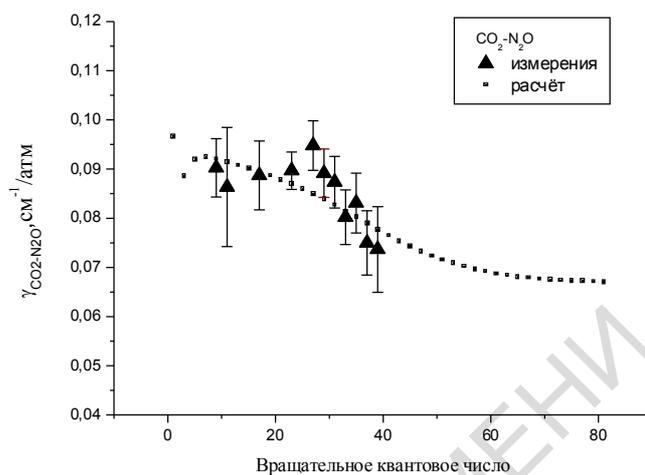


Рисунок 4 – Вычисленные и измеренные коэффициенты уширения линий  $\text{CO}_2$  давлением  $\text{N}_2\text{O}$

Таким образом, для линий поглощения  $R$ -ветви перехода  $10^0-00^0$  молекулы  $\text{CO}_2$  определены относительные коэффициенты ударного уширения  $b_{\text{He}}$ ,  $b_{\text{N}_2}$  и  $b_{\text{N}_2\text{O}}$  буферными газами  $\text{N}_2$ ,  $\text{He}$  и  $\text{N}_2\text{O}$  и их температурные зависимости. Установлено, что коэффициенты  $b_{\text{He}}$ ,  $b_{\text{N}_2}$  и  $b_{\text{N}_2\text{O}}$  являются функциями температуры газа.

### Литература

1. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах / О.В. Ачасов, Н.Н. Кудрявцев, С.С. Новиков, Р.И. Солоухин, Н.А. Фомин. – Минск: Наука и техника, 1985. – 208 с.
2. Стариков, В.И. Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов / В.И. Стариков, Н.Н. Лаврентьева; под общей редакцией К.М. Фирсова. – Томск: Издательство Института оптики атмосферы СО РАН, 2006. – 308 с.
3. L.S. Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe, et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. – 2005. – Vol. 96. – P. 139–204.

4. Аршинов, К.И. Квантовая электроника / К.И. Аршинов, М.К. Аршинов, В.В. Невдах. – Москва: Мир, 2010. – Т. 40. – С. 629–633.

5. Abrams, R.L. / R.L. Abrams // Appl. Phys. Lett. – 1974. – Vol. 25. – P. 609–611.

6. Robinson, A.M. / A.M. Robinson, J.S. Weiss // Can. J. Phys. – 1982. – Vol.60. – P. 1656–1660.

7. A. Bykov, N. Lavrentieva, L. Sinitsa, N. Lavrentieva, L. Sinitsa // Mol. Phys. – 2004. – Vol. 102. – P. 1653–1658.

**Р.М. Бурбело, Н.В. Исаев, А.Г. Кузьмич, В.В. Курылюк**

**Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,  
Киев, Украина**

## **ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕОДНОРОДНЫХ СУБМИКРОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР: ИМПУЛЬСНЫЙ РЕЖИМ ОБЛУЧЕНИЯ**

### **Введение**

Основой современной микро-, нано- и оптоэлектроники являются материалы у которых в соответствии с технологическими условиями изменены свойства поверхностного слоя. К таким структурам в первую очередь относятся полупроводниковые материалы с модифицированным приповерхностным слоем. Актуальными являются задачи развития методов неразрушающего контроля таких структур. Перспективными с этой точки являются методы, в основе которых лежит фотоакустическое (ФА) преобразование – формирование в образце полей упругих напряжений (деформаций) при его облучении нестационарным (модулированным) электромагнитным излучением. В классической ФА в качестве возбуждающего, используется периодически модулированное излучение с частотой модуляции  $\omega = 2\pi/T$ ,  $T$  – период модуляции. Исследование приповерхностных слоев субмикронной толщины с помощью такого подхода связано с техническими трудностями [1]. Перспективным, с этой точки зрения, является использование в качестве возбуждающего импульсного излучения с наносекундной длительностью импульса. При этом размер области локализации тепловой энергии сравним с толщиной модифицированного слоя.