

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПРОИЗВОДНОЙ СПЕКТРА ПРОПУСКАНИЯ

Василевский К. П., Котылев В. Н., Борисова Н. Ф., Гершун М. А.

Регистрация спектров поглощения в виде производной обычно используется для выделения слабых спектральных линий на фоне сильных, разделения перекрывающихся линий, повышения точности определения положения спектральных линий и т. д. При количественном определении параметров регистрируемых спектральных линий поглощения возникают трудности, связанные с тем обстоятельством, что при восстановлении спектра поглощения по его производной происходит потеря постоянной составляющей.

В [1] сообщалось о результатах экспериментальных исследований уширения линии таллия с длиной волны 1.28 мкм (переход  $6^2P_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ ) инертными газами, выполненных на спектрометре высокого разрешения, регистрирующего производную спектра поглощения. В данной работе изложены методики, с помощью которых проводилась обработка экспериментальных данных, приведенных в [1].

Выходной сигнал спектрометра  $\Phi(\nu)$ , регистрирующего производную спектрального пропускания, связан с входным сигналом  $\tau(\nu)$  интегральным уравнением свертки

$$\Phi(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau(\nu') a(\nu - \nu') d\nu', \quad (1)$$

где  $a(\nu - \nu')$  — аппаратная функция спектрометра.

В качестве аппаратной функции прибора использовалась регистрограмма производной спектра пропускания линии таллия в отсутствие посторонних газов. Поскольку плотность паров таллия в данном случае составляла несколько Тор, то линия имела доплеровскую форму с полушириной  $0.007 \text{ см}^{-1}$ , и при регистрации такой линии с разрешением  $0.035 \text{ см}^{-1}$  записываемый контур мало отличался от контура аппаратной функции прибора  $a(\nu)$ .

Спектральное пропускание  $\tau(\nu)$  в линии таллия, уширенной посторонними газами, описывается известным выражением для линий дисперсионной формы

$$\tau(\nu) = \exp\left(-\frac{S\gamma l}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2]}\right), \quad (2)$$

где  $S$  — интенсивность линии поглощения,  $\gamma$  — полуширина,  $l$  — оптическая длина пути в поглощающем газе,  $\nu_0$  — волновое число для центра линии.

Пользуясь выражениями (1) и (2), можно рассчитать график зависимости расстояния  $\Delta\nu$  между экстремумами функции  $\Phi(\nu)$  от полуширины  $\gamma$  дисперсионной линии.

Реакция прибора  $\Phi(\nu)$  на пропускание  $\tau(\nu)$  моделировалась на ЭВМ. Полуширина линии  $\gamma$  варьировалась при этом в пределах  $0.01 - 0.11 \text{ см}^{-1}$ . Полученные данные по зависимости расстояния  $\Delta\nu$  между ближайшими экстремумами функции  $\Phi(\nu)$  от полуширины линии  $\gamma$  приведены на рис. 1 для четырех значений интенсивности. Из рисунка видно, что зависимость  $\Delta\nu$  от  $\gamma$  почти линейна. Рост интенсивности линии при одной и той же полуширине приводит к увеличению расстояния  $\Delta\nu$  между ближайшими экстремумами. Однако изменение интенсивности на порядок приводит к изменению расстояния между экстремумами производной на 10—20%, т. е. ошибки в задании интенсивности линии слабо влияют на значение полуширины, определяемой данным методом. Значение интенсивности линии таллия  $\lambda = 1.28 \text{ мкм}$  мы рассчитывали, пользуясь данными [2]. В наших экспериментах интенсивность линии  $S$  находилась в пре-

Полуширина линии таллия  
( $\lambda = 1.28 \text{ мкм}$ ) при атмосферном  
давлении инертных газов

Газ	Полуширина линии таллия, $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$	
	Расчет на ЭВМ	Расчет по «эквивалентной» ширине
He	0.18	0.21
Ne	0.12	0.13
Ar	0.11	0.11
Kr	0.13	0.11
Xe	0.14	0.15

делах  $3 \cdot 10^{-3} - 3.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}$  в зависимости от давления паров таллия и в каждом измерении была фиксирована.

Обработанные с помощью графика (рис. 1) данные по уширению линии таллия инертными газами представлены во втором столбце таблицы.

С целью проверки точности описанного метода данные по уширению линии таллия инертными газами были обработаны также, исходя из величины пропускания в центре линии  $\tau(\nu_0)$  и ее эквивалентной ширины  $W$ .

Согласно [3], для одиночной линии с дисперсионным контуром

$$W = 2\pi\gamma f(x), \quad (3)$$

где  $x = -\frac{1}{2} \ln \tau(\nu_0)$ ,  $f(x)$  — функция Ладенбурга и Рейхе, которая находится по известному  $x$  из таблиц [4].

Для восстановления спектра пропускания проводилось численное интегрирование зарегистрированной производной. Масштаб по оси частот определялся по расстоянию между компонентами сверхтонкой структуры линии таллия, которое составляет  $0.69 \text{ см}^{-1}$  [5]. Масштаб по пропусканию определялся из записи (на частотах вне линии поглощения) производной спектра пропускания плоскопараллельной стеклянной пластины (рис. 2), установленной нормально к пучку лучей между зеркалом коллиматора и светоделителем интерферометра [6].

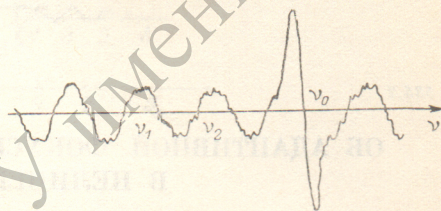
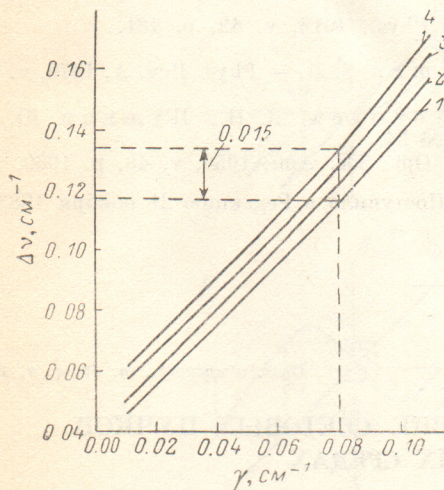


Рис. 1. График зависимости расстояния  $\Delta\nu$  между ближайшими экстремумами функции свертки от полуширины  $\gamma$  дисперсионной линии с разной интенсивностью  $S$ .

1 —  $0.31 \cdot 10^{-2}$ ; 2 —  $1.45 \cdot 10^{-2}$ ; 3 —  $2.55 \cdot 10^{-2}$ ; 4 —  $3.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}$ .

Рис. 2. Регистрограмма производной спектра пропускания плоскопараллельной пластины.

$\nu_1$  и  $\nu_2$  — волновые числа, соответствующие максимальному и минимальному пропусканию плоскопараллельной пластины соответственно;  $\nu_0$  — волновое число, соответствующее центру линии поглощения таллия.

В данном случае значение пропускания  $\tau(\nu_0)$  в центре линии исследуемого вещества определяется по формуле

$$\tau(\nu_0) = 1 - \frac{B(\nu_0)}{T_{\max}}, \quad (4)$$

где  $B(\nu_0)$  — значение интеграла (в  $\text{мм} \cdot \text{см}^{-1}$ ), получаемого при интегрировании регистрограммы производной спектра пропускания исследуемого вещества в интервале частот от максимального пропускания вне линии поглощения до минимального пропускания в центре линии;  $T_{\max}$  — величина (в  $\text{мм} \cdot \text{см}^{-1}$ ), соответствующая пропусканию, равному 1. Значение  $T_{\max}$  находится из выражения

$$T_{\max} = B_0/F, \quad (5)$$

где  $B_0$  — значение интеграла регистрограммы производной плоскопараллельной пластины ( $\text{мм} \cdot \text{см}^{-1}$ ) в интервале частот от максимального пропускания, равного 1, до минимального пропускания, равного  $1-F$ , при  $F = (n^2 - 1)^2 / 4n^2$ , где  $n$  — показатель преломления стеклянной пластины.

Полуширина линии  $\gamma$  находится из выражения (3) по значениям  $W$  и  $\tau(\nu_0)$ , измеренным с учетом масштаба записи спектра.

В экспериментах ширина исследуемой линии таллия была в 2—4 раза больше (в зависимости от давления упирающего газа) ширины аппаратной функции прибора, которая не превышала  $0.04 \text{ см}^{-1}$ . В этом случае, согласно [7], поправка к наблюдаемому значению пропускания в центре линии  $\tau(\nu_0)$  составляла 2.5—1% и учитывалась при определении значений  $x$  в выражении (3). Найденные таким методом значения полуширин линии таллия приведены в третьем столбце таблицы. Из таблицы видно, что оба метода обработки данных дают результаты, хорошо согласующиеся с экспериментом в пределах ошибок.

Авторы считают, что оба указанных метода пригодны для определения полуширин одиночных дисперсионных линий из производной спектра.

#### Литература

- [1] Василевский К. П., Котылев В. Н., Кулясов В. Н. — *Опт. и спектр.*, 1982, т. 52, в. 1, с. 161—163.
- [2] Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. *Техника и практика спектроскопии*. М., 1976.
- [3] Ladenburg R., Reiche F. — *Ann. Phys.*, 1913, v. 42, p. 181.
- [4] Гуди Р. *Атмосферная радиация*. М., 1966.
- [5] Flusberg A., Mossberg T., Hartman S. R. — *Phys. Rev. A*, 1976, v. 14, p. 2146.
- [6] Бушев Ю. А., Гершун М. А., Котылев В. Н., Пушкин Ю. Д. А. с. 763676 (СССР). *Опубл. в Б. И.*, 1980, № 34.
- [7] Kostowski H. J., Bass A. M. — *J. Opt. Soc. Am.*, 1956, v. 46, p. 1060.

Поступило в Редакцию 21 ноября 1983 г.

УДК 535.2

*Опт. и спектр.*, т. 57, в. 6, 1984

### ОБ АДАПТИВНОЙ ФОКУСИРОВКЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

*Кожевникова И. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А.*

Одной из проблем оптимального управления параметрами световых пучков в нелинейных средах является отсутствие простых моделей, что затрудняет анализ характеристик адаптивных систем. В настоящей работе на основе предложенного нами подхода проанализированы особенности управления волновым фронтом световых пучков для компенсации их нелинейных искажений. Степень компенсации можно характеризовать следующими критериями:  $J_p$  — доля принимаемой мощности в заданную апертуру  $R$ ,  $J_a$  — эффективная ширина пучка на мишени и т. д. При численном моделировании эти функционалы рассчитываются с помощью квазиоптического уравнения [1, 2], которое в безбаррационном приближении сводится к уравнению для безразмерной ширины пучка  $f$  [3]

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \frac{1}{f^3} + \alpha_{нл} F_{нл}(f) \quad (1)$$

с граничными условиями  $f(0)=1$ ,  $df/dz = -\Theta = -ka^2/2F$ . Здесь продольная координата  $z$  измеряется в дифракционных длинах  $l_g = ka^2/2$ ,  $k$  — волновое число пучка,  $a$  — его начальный радиус,  $\alpha_{нл}$  — отношение начальной мощности пучка к критической,  $F_{нл}$  описывает нелинейную рефракцию [3, 4],  $\Theta$ ,  $F$  — фокусировка и фокусное расстояние пучка.

Качеством пучка на мишени, расположенной в сечении  $L=l/l_g$  нелинейной среды, можно управлять, воздействуя на начальный профиль волнового фронта,

$$S = \sum_{P,q}^M \Theta_{P,q} (x/a)^P (y/a)^q.$$