

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.34 : 546.217

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ВОЗДУХА
В ИНТЕРВАЛЕ 6942—6944 Å,
ИЗМЕРЕННЫЙ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОФОНАБ. Г. Агеев, А. Б. Антипов, А. А. Помещенко
и Ю. Н. Пономарев

Для решения ряда практических задач, связанных с распространением излучения рубинового лазера, недостаточно сведений о молекулярном поглощении в атмосфере, имеющих в литературе. В работах [3, 8] приведен спектр пропускания излучения солнца атмосферой, а в [1, 4] контуры линий поглощения H_2O ($\lambda=6943.80$ Å), полученные различными методами лазерной спектроскопии.

Настоящая работа выполнена с целью измерений абсолютных значений спектрального коэффициента поглощения атмосферного воздуха в интервале длин волн 6941.5—6944 Å, который чаще всего используется в эксперименте, а также учета влияния ширины линии лазерного излучения на спектр поглощения, полученный методом лазерной спектроскопии [2].

Для измерения коэффициента поглощения воздуха использовался оптико-акустический приемник с конденсаторным микрофоном (спектрофон) и перестраиваемый по частоте рубиновый лазер. Коэффициент поглощения исследуемого газа при импульсном характере излучения рассчитывается по формуле

$$\alpha = \Delta p \rho C_p \pi r^2 FT / E p, \quad (1)$$

где Δp — амплитуда импульса давления вследствие тепловыделения при поглощении, ρC_p — теплоемкость газа, πr^2 — площадь поперечного сечения светового пучка, F — отношение освещенного объема газа к полному, E — энергия светового импульса, p , T — давление и температура газа.

Калибровка спектрофона сводится к определению зависимости амплитуды электрического импульса на выходе от амплитуды импульса давления в газе. Эта зависимость при малых деформациях мембраны микрофона линейна

$$\Delta U = \beta \Delta P. \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности β определяется с помощью широко распространенного в электроакустике метода электростатической активации, в котором действие избыточного давления на мембрану моделируется силой электростатического притяжения мембраны к центральному электроду при подаче на спектрофон напряжения. Окончательная формула для коэффициента поглощения имеет вид

$$\alpha = \frac{\rho C_p \pi r^2 T}{p V} \frac{d}{KB} \frac{\Delta U}{E}. \quad (3)$$

Здесь V — напряжение поляризации конденсаторного микрофона, d — расстояние между мембраной и центральным электродом при заданном напряжении, B — коэффициент усиления широкополосного усилителя, K — коэффициент упругости мембраны, ΔU — амплитуда сигнала на выходе усилителя.

Чувствительность спектрофона в наших экспериментах позволяла определять величину коэффициента поглощения до 10^{-9} см $^{-1}$ при энергии светового импульса 1 Дж.

В первом эксперименте источником излучения служил рубиновый лазер в режиме свободной генерации. Спектр излучения состоял из одной линии шириной 0.15 Å. Перестройка длины волны осуществлялась поворотом интерферометра Фабри—Перо, помещенного в резонатор лазера. Резонатор был образован плоскими зеркалами, напыленными на клиновидных подложках с коэффициентами отражения 99 и 50%. Контроль сдвига длины волны от импульса к импульсу проводился по изменению диаметров колец на соответствующих интерферограммах, полученных с помощью измерительного интерферометра с базой 10 мм и разрешением не хуже 0.01 Å. Излучение на измери-

тельный интерферометр отводилось делительной пластинкой установленной перед кюветой спектрофона. Абсолютное значение длины волны генерации определялось привязкой к длинам волн линий поглощения атмосферы, взятых из [8]. Спектральное разрешение определяется шириной линии генерации.

На рис. 1 представлен спектр поглощения воздуха ($p=760$ мм рт. ст.) $T=290$ К, абсолютная влажность, $a=11.5$ г/м³ в районе 6941.5—6943 Å. Наряду с известными линиями 6942.15 и 6942.40 Å зарегистрирована еще одна линия 6941.6 Å. Коэффициенты поглощения в центре линий равны $1.4 \cdot 10^{-6}$, $1.0 \cdot 10^{-6}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ соответственно. На рис. 2 (кривая 1) показан спектр поглощения в интервале 6943.5—6944.1 Å. Коэффициент поглощения в центре линии 6943.803 Å равен $2.1 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹. При тех же параметрах газовой среды контур линии 6943.803 Å был записан с более высоким разреше-

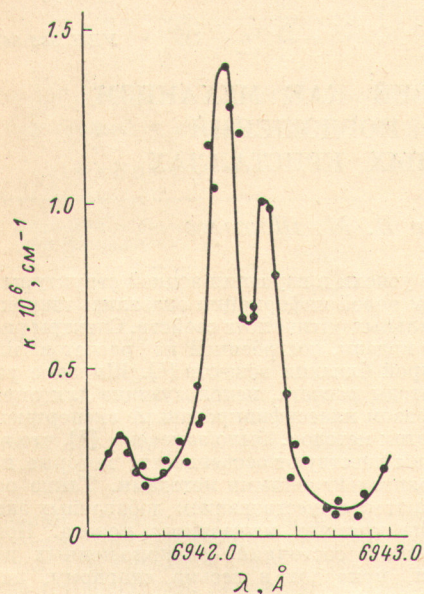


Рис. 1. Спектральный коэффициент поглощения воздуха в интервале 69.41.5—6943 Å при $p=1$ атм и $a=11.5$ г/м³, измеренный с разрешением 0.15 Å.

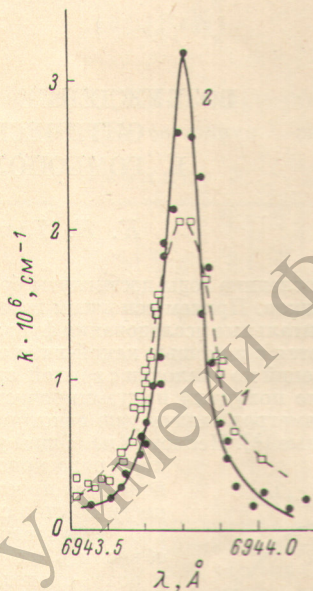


Рис. 2. Спектральный коэффициент поглощения воздуха в интервале 6943.5—6944.1 Å при $p=1$ атм и $a=11.5$ г/м³, измеренный с разрешением 0.15 Å (1) и 0.03 Å (2).

нием (кривая 2, на рис. 2). Источник излучения — рубиновый лазер с пассивной модулирующей добротности. Ширина линии генерации 0.03 Å. Перестройка длины волны осуществлялась в этом случае изменением температуры активного элемента от 29 до 40° С. Коэффициент поглощения в центре линии равен $3.2 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что измеренные полуширина линии поглощения и коэффициент поглощения в центре линии существенно зависят от ширины линии генерации. Для определения истинной полуширины линии поглощения необходимо учесть влияние аппаратной функции, которая в нашем случае представляет собой кривую Гаусса с шириной 0.03 Å (распределение энергии в спектре моноимпульсной генерации) [5]. Контур линии поглощения при $p=1$ атм имеет вид дисперсионной кривой [6]. Как показано в [7], при этом отклонение измеренной ширины линии поглощения от ее истинного значения не превышает 10%. Относительное расположение центров линий 6942.15, 6942.40 и 6943.803 Å, а также отношения величин коэффициентов поглощения в центре линий хорошо согласуются с результатами [1, 3, 8]. Следует отметить хорошую воспроизводимость результатов. При постоянстве параметров газовой среды в кювете спектрофона разброс экспериментальных точек, получаемых в различных сериях измерений, не превышает 4—5%.

Литература

- [1] Е. Л. Керр, J. G. Aitwood. Appl. Optics, 7, 915, 1968.
- [2] А. Б. Антипов, Ю. Н. Пономарев. Квантовая электр., 1, 1345, 1974.
- [3] В. А. Борисова, О. А. Матвеева. Опт.-механич. промышл., 8, 17, 1972.
- [4] В. П. Лопасов. Автореф. канд. дисс., ТГУ, Томск, 1971.

- [5] А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. Оптические генераторы на твердом теле. Изд. «Советское радио», М., 1967.
 [6] В. Е. Зуев. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. Изд. «Советское радио», М., 1970.
 [7] H. I. Kostkowski, A. M. Bass. J. Opt. Soc., Am., 46, 1060, 1956.
 [8] R. K. Long. Bull. Stat. Ohio State Univ., s. a., № 199, 129, 1966.

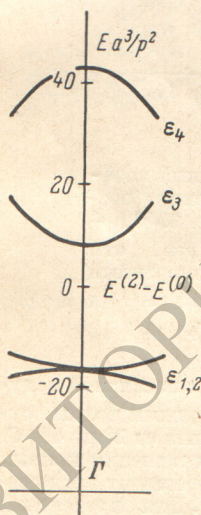
Поступило в Редакцию 8 января 1975 г.

УДК 535.34:548.0

ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗЕЙ КАК МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГОМЕОПОЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛАХ

К. Б. Толыго и В. М. Шталов

В последние годы достигнуты большие успехи в изучении зонной структуры полупроводников. Причем основным источником новой информации оказались широкие экспериментальные исследования фундаментальных оптических свойств. Спектры расшифровываются с помощью какой-либо зонной модели, построенной из расчетов или из соображений по аналогии с зонной структурой близких веществ [1]. Широкое распространение получили полуэмпирические методы расчета, использующие для определения параметров задачи уже некоторым образом классифицированные экспериментальные данные [2]. Несмотря на общий успех этих методов, было замечено [3], что в спектрах ряда кристаллов существуют особенности, которые не объясняются простыми одноэлектронными методами. Такие особенности обычно связывают с существованием добавочных экситонных резонансов выше прямого межзонного порога. Попытки объяснить их с помощью состояний, расположенных высоко в зоне проводимости, приводят к весьма спорному, на наш взгляд, вопросу о существовании гиперболических (и гибридных) экситонов [4].



Однако если стать на точку зрения многоэлектронной теории [3] и считать, что зоны проводимости есть состояния кристалла с лишним электроном, а валентные зоны — состояния кристалла с дыркой, то экситонные состояния можно построить более естественным путем на основе возбужденных состояний нейтральных связей [5]. Энергия таких экситонов может значительно превышать ширину запрещенной зоны, и со временем они будут распадаться с рождением электронно-дырочных пар. Тем не менее, если матричный элемент распада возбуждения на независимые электрон и дырку много меньше энергии возбуждения, то время жизни такого состояния будет заметным, неопределенность в энергии малой, что и приведет к появлению пика на кривой поглощения. Заметим здесь, что анализ экспериментальных данных [6] дает на кривой плотности состояний именно пики, а не слияние двух межзонных гребней Ван-Хова типа M_1 и M_2 , предлагаемое одноэлектронной теорией.

В [7] была предложена теория экситонов Френкеля на основе квазимолекулярных возбуждений s -связей в кристаллах типа алмаза. Поскольку геминнали строились на ограниченном базисе атомных функций (всего четыре спин-орбитали), теория носит полуколичественный характер. При этом оказывается, что дипольные оптические переходы с сохранением импульса разрешены лишь для трехкратно вырожденной (в точке $k=0$) экситонной зоны, порожденной нечетным синглетным квазимолекулярным уровнем. Учет длинноволнового поля приводит к отщеплению зоны продольных (экситонов ε_3'' (см. рисунок); $\varepsilon_{1,2}$ относится к поперечным экситонам).

В приближении диполь-дипольного взаимодействия между возбужденными связями можно найти величины давидовского расщепления ε_m и эффективные массы (для некоторых симметричных направлений). Вблизи точки $k=0$ зависимость энергии от k имеет вид

$$\frac{1}{2} \beta (ak)^2 \frac{p^2}{a^3},$$

где β — безразмерный коэффициент, определяемый номером зоны и направлением вектора k , значения его приведены в табл. 1; p — модуль матричного элемента перехода