

шумовой и когерентной накачке) осуществлялось путем замены в лазере 9 глухого зеркала на дифракционную решетку.

Сигнальное излучение от лазера 1 на CO_2 , работающего в непрерывном режиме, перестраивалось в диапазоне $9.2 \div 10.7$ мкм и имело мощность $0.1 \div 0.5$ Вт в зависимости от линии генерации. Линзы 2, 11, зеркало 10 и пластина 3 с диэлектрическими покрытиями служили для согласования волновых фронтов и совмещения взаимодействующих полей. В результате в центре кюветы 4 с парами натрия, интенсивности I_n составляли до 60 МВт/см^2 при шумовой и 30 МВт/см^2 при когерентной накачке, а конфокальные параметры $b_n = b_1 = 16$ см. Регистрация излучения суммарной частоты осуществлялась фотомножителем 6, сигнал с которого подавался на скоростной осциллограф С1-75.

4. Из расчетов по (5), (6) следует, что при давлении паров натрия $p=2$ тор ($N=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и интенсивностях $I_n^{\text{ш}}=2I_n^{\text{к}}$ 60 МВт/см^2 на длине ИК волны $\lambda_1=9.27$ мкм квантовый коэффициент ППЧ в УФ излучение при шумовой накачке составляет $\eta_q^{\text{ш}}=40\%$ и превосходит ожидаемый коэффициент в когерентном случае $\eta_q^{\text{к}}=20\%$, несмотря на то, что спектральная плотность при таком переходе от квазимонохроматической к шумовой накачке падает в 18 раз. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными измерениями, приведенными на рисунке, б. Наблюдаемое падение $\eta_q^{\text{ш}}$ и $\eta_q^{\text{к}}$ при $\lambda_1 < 9.27$ мкм объясняется возрастанием поглощения δ_2 , а также эффектами, связанными с ростом $\partial^2 \epsilon_2 / \partial \omega^2$, ведущим к нарушению первого приближения учета дисперсии. Снижение же η_q при $\lambda_1 > 9.3$ мкм происходит из-за уменьшения вдаль от однофотонного квазирезонанса восприимчивости $\chi^{(3)} (\omega_2 = \omega_n + \omega_n + \omega_1)$.

По оценкам (5), (6) на длине волны $\lambda_1=9.27$ мкм и $N=10^{17} \text{ см}^{-3}$ должно наблюдаться равенство $\eta_q^{\text{ш}}=\eta_q^{\text{к}}=10\%$ для одинаковых уровней накачек $I_n^{\text{ш}}=I_n^{\text{к}}=25 \text{ МВт/см}^2$ (падение спектральной плотности в шумовом случае сравнительно с когерентным уже в ≈ 30 раз). Экспериментально было получено в этих условиях $\eta_q^{\text{ш}}=\eta_q^{\text{к}}=2\%$. Занижение измеренного результата по отношению к расчетному объясняется в первую очередь ДФ поглощением накачки, поскольку в этом случае $L_{\text{ДФ}}=10 \text{ см} \approx z$. Для ИК излучения диапазона $\lambda_1=9.5 \div 10.7$ мкм наблюдается уменьшение коэффициентов связи γ_j и групповой расстройке ν вследствие удаления от $\lambda_{\text{рез}}$, что ведет к падению эффективности ППЧ до уровня $1.5 \div 0.1\%$ в зависимости от величин p и λ_1 , и в этом диапазоне нарушаются условия (4) применимости «фоккер-планковского» приближения. Для сравнения эффективностей $\eta_q^{\text{к}}$ и $\eta_q^{\text{ш}}$ в этом случае необходимо рассмотреть следующие приближения метода усреднения.

Литература

- [1] Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 7, 49, 1971.
- [2] Г. М. Крочик. Квант. электрон., 7, 249, 1980.
- [3] Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов, И. В. Томов. Квант. электрон., 6, 1819, 1979.
- [4] О. М. Вохник, В. И. Одинцов. Опт. и спектр., 49, 371, 1980.
- [5] В. И. Татарский, В. И. Клячкин. Изв. вузов СССР, радиофиз., 14, 1400, 1971.
- [6] D. M. Bloom, J. T. Yardley, J. F. Young, S. E. Harris. Appl. Phys. Lett., 24, 427, 1974.

Поступило в Редакцию 8 декабря 1981 г.

УДК 539.194+535.34

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ $\text{В}^1\text{П}-\text{X}^1\Sigma$ И $\text{C}^1\Sigma-\text{X}^1\Sigma$ МОЛЕКУЛЫ SrO

И. А. Святкин, Л. А. Кузнецова и Ю. Я. Кузьяков

В настоящей работе продолжено изучение сил электронных переходов молекул оксидов щелочно-земельных металлов [1, 2]. Методика работы и экспериментальная установка описаны ранее [1-3]. Спектры поглощения за фрон-

том отраженной ударной волны регистрировались фотографически на кварцевом спектрографе КС-55. В качестве исходных веществ использовались порошкообразный оксид стронция и смеси кислорода с аргонem при начальном давлении 30 тор.

На полученных спектрограммах наблюдались полосы, относящиеся к переходам $B^1\Pi-X^1\Sigma$ и $C^1\Sigma-X^1\Sigma$ молекулы SrO ($\lambda=300\div400$ нм), а также две интенсивные группы полос в желтой и красной областях спектра, предположительно относимых к нескольким синглетным и триплетным переходам SrO и переходам SrOH [4]. Количественная обработка могла проводиться только в спектрах $B-X$ и $C-X$ систем. Поскольку эти спектры лежат в области длин волн, перекрывающейся с системой Шумана—Рунге ($B^3\Sigma_u-X^3\Sigma_g$) кислорода, для уменьшения влияния последней использовались возможно более бедные кислородом смеси состава $O_2: Ar=1:5, 1:9$. Рассчитанная интенсивность линий поглощения кислорода для всех обрабатываемых участков не превосходила $5\div8\%$ от суммарной.

Участки, на которых производилось определение интегральных коэффициентов поглощения, выбирались вблизи кантов интенсивных и по возможности свободных от перекрывания полос. Интегральный коэффициент поглощения рассчитывался по формуле

$$\int k_\nu d\nu = \frac{2.3}{\gamma l} \int (S_\nu^0 - S_\nu) d\nu. \quad (1)$$

Здесь γ — коэффициент контрастности фотоэмульсии, l — длина поглощающего слоя S_ν^0 и S_ν — почернения, соответствующие интенсивности падающего и прошедшего излучения.

Для выбора «нулевой» линии (S_ν^0) проводился расчет положения и интенсивностей вращательных линий всех колебательных полос, накладываются на измеряемый участок. Оказалось, что наложение примерно одинаковое по всему участку и перед ним. При этом принималось, что ширина линий в спектре молекулы SrO равна ширине линий в спектре MgO (около 5 см^{-1}), определенной в тех же условиях [5]. Таким образом, выбор нулевой линии путем экстраполяции почернения перед кантом исключает вклад других полос. Надо полагать, что возникающие из-за этой процедуры ошибки невелики, потому что суммарный вклад всех полос, накладываются на измеряемую, составляет $<30\%$ от общей интенсивности.

Интегральные коэффициенты поглощения измерялись на участках полос 0—3, 0—2, 0—1 и 2—0 $B-X$ системы и 4—0, 5—0 и 6—0 $C-X$ системы. Попадающие на них вращательные линии были определены на основании литературных данных [6, 7].

Величины сил электронных переходов (S_e) рассчитывались по формуле

$$S_e = \frac{3hc}{8\pi^3} \frac{nZ \int k_\nu d\nu}{\langle \nu \rangle N (2 - \delta_{0,\Lambda''}) \exp\left(-\frac{E_e + E_{v''}}{kT}\right) q_{v',v''} \sum_{j''} S_{j',j''} \exp\left(-\frac{E_{j''}}{kT}\right)}. \quad (2)$$

Здесь Z — внутренняя сумма по состояниям молекулы SrO, рассчитанная по данным справочника [8]; $\langle \nu \rangle$ — среднее волновое число измеряемого участка спектра; N — концентрация молекул SrO; $\delta_{0,\Lambda''}$ — символ Кронекера; E_e, E_v, E_j — электронная колебательная и вращательная энергия соответственно; $q_{v',v''}$ и $S_{j',j''}$ — соответственно факторы Франка—Кондона [9] и Хенли—Лондона [10]; n — множитель, связанный с нормировкой факторов Хенли—Лондона; $\sum_{p'} \sum_{p''} \sum_{j''} S_{j',j''} = n(2J'' + 1)$, где индексы p' и Σ определяют компоненты Λ -удвоения и спинового расщепления.

Концентрация молекул SrO рассчитывалась с помощью уравнения химического равновесия реакции атомизации. Необходимые для этого расчета величины константы равновесия K_p вычислялись с помощью термодинамических функций [8] и энергии диссоциации $D_0=4,88$ эВ [11]. Концентрация атомов кислорода определялась из расчета состава газовой смеси за фронтом ударной волны. Концентрация атомов стронция N_{Sr} определялась с помощью

Силы $B^1\Pi-X^1\Sigma$ и $C^1\Sigma-X^1\Sigma$ переходов молекулы SrO и некоторые величины, необходимые для их определения

T, K	$N_{SrO} \cdot 10^{-16},$ см ⁻³	$S_e B-X$				$S_e C-X$		
		0-3	0-2	0-1	2-0	4-0	5-0	6-0
4580	0.11	—	—	—	3.05	—	—	—
4265	0.18	5.77	4.23	3.32	5.36	9.19	10.04	7.01
4190	0.23	2.63	1.40	1.33	2.97	—	—	—
3975	0.21	—	3.15	2.06	3.09	6.80	—	—
4215	0.23	4.31	3.98	2.81	4.98	7.06	5.54	5.73
4090	0.27	8.46	4.01	3.98	5.13	7.74	5.49	4.91
4115	0.33	—	—	—	1.98	4.19	—	—
4215	0.29	3.50	3.26	2.24	4.62	9.20	7.87	6.50
4045	0.21	—	—	—	2.87	6.35	—	—
4470	0.10	—	—	—	4.71	—	—	—
4280	0.26	3.48	3.02	2.36	5.27	8.59	—	—
		$S_e B-X \begin{cases} = 4.7 \pm 2.2 \text{ ат. ед. (0-3)} \\ = 3.3 \pm 0.9 \text{ ат. ед. (0-2)} \\ = 2.6 \pm 0.8 \text{ ат. ед. (0-1)} \\ = 4.0 \pm 0.8 \text{ ат. ед. (2-0)} \end{cases}$				$S_e C-X \begin{cases} = 7.4 \pm 1.4 \text{ ат. ед. (4-0)} \\ = 7.2 \pm 3.5 \text{ ат. ед. (5-0)} \\ = 6.0 \pm 1.5 \text{ ат. ед. (6-0)} \end{cases}$		

измерения величины $\int k, d\nu$ спектральной линии $\lambda=496.23$ нм ($f=0.33$ [12]) путем интегрирования экспериментально полученного контура линии. Инструментальные искажения величины $\int k, d\nu$, как показало проведенное извлечение аппаратной функции, не превышают $2 \div 3\%$

$$N_{Sr} = \frac{mc^2}{\pi e^2} \frac{\int k, d\nu}{f} \frac{Z}{g_m \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right)} \quad (3)$$

Здесь g_m и E_m — статистический вес и энергия уровня, с которого происходит переход, Z — сумма по состояниям атома Sr.

Результаты определения сил $B-X$ и $C-X$ переходов представлены в таблице. Погрешности величин S_e даны с учетом коэффициента Стьюдента для доверительной вероятности 0.95.

Для $B-X$ перехода удалось найти зависимость величины S_e от r -центроиды в интервале $1.94 \div 2.10$ Å [9] вида: $S_e(r_{e',e''}) = 1.19 \cdot 10^3 (1 - 0.99153r + 0.24632r^2)$. Здесь r измеряется в ангстремах, S_e в атомных единицах. Для $C-X$ перехода определенные по трем полосам величины S_e совпали в пределах ошибки. Можно отметить, что это совпадение служит подтверждением нового отношения колебательных полос $C-X$ перехода [7], так как расчет с использованием старых молекулярных постоянных [6] дает для величины S_e по полосам 4-0, 5-0 и 6-0 соответственно 15.0, 10.4 и 6.3 ат. ед. при изменении r -центроиды всего на 0.03 Å [9]. Наличие столь сильной зависимости $S_e(r_{e',e''})$ ожидать трудно [13].

Сведения о вероятностях переходов молекулы SrO в литературе отсутствуют. Однако сопоставление полученных нами значений S_e с соответствующими величинами для $B-X$ и $C-X$ переходов молекулы CaO [2] указывает на согласие с существующей в рядах изовалентных молекул тенденцией изменения сил переходов [13].

Литература

- [1] И. А. Святкин, Л. А. Кузнецова, Ю. Я. Кузяков, И. П. Лейко. Опт. и спектр., 48, 26, 1980.
- [2] I. A. Svyatkin, L. A. Kuznetsova, Yu. Ya. Kuzakov. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf., 24, 25, 1980.
- [3] И. А. Святкин. Автореферат канд. дисс., М., 1981.
- [4] D. L. Benard, W. D. Slafer, J. Hecht. J. Chem. Phys., 66, 1012, 1977.

- [5] О. Д. Храмова, И. А. Святкин, Л. А. Кузнецова, Ю. Я. Кузьяков. Вестн. МГУ, сер. Химия, 21, 321, 1980.
 [6] A. Lagerqvist, G. Almkvist. Ark. för Fys., 8, 481, 1954.
 [7] A. Lagerqvist, I. Renhorn. J. Mol. Spectrosc., 87, 300, 1981.
 [8] Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 3. Под ред. В. П. Глушко и др. «Наука», М., 1981.
 [9] H. S. Liszt, W. H. Smith. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf., 11, 1043, 1971.
 [10] I. Kovacs. Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules. Akademiai Kiado, Budapest, 1969.
 [11] K. P. Huber, G. Herzberg. Constants of Diatomic Molecules. VNR, N. Y., 1979.
 [12] Н. П. Пенкин. В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. «Наука», Л., 1970.
 [13] Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко, Ю. Я. Кузьяков, Ю. А. Пластинин. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. «Наука», М., 1980.

Поступило в Редакцию 15 декабря 1981 г.

УДК 535.34 : 548.0 + 621.373 : 535

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА МОНОКРИСТАЛЛАМИ CdTe

Р. Балтрамеюнас, Ю. Вайткус и М. Пятраускас

В последнее время особый интерес представляют исследования поглощения ультракоротких импульсов (УКИ) света полупроводниками. Это актуально в связи с когерентными эффектами взаимодействия, в первую очередь самоиндуцированной прозрачностью [1]. Кроме того, в теоретических работах [2, 3] обращается внимание на уменьшение интенсивности нелинейного поглощения кристаллом, что экспериментально подтверждено в [4].

В настоящей работе приведены результаты исследования нелинейного поглощения УКИ света монокристаллами *n*- и *p*-CdTe и выявлены особенности этого взаимодействия.

Исследования проведены на монокристаллах CdTe, выращенных из расплава. Образцы помещались в азотный криостат, где стабилизировалась температура из интервала 100 ÷ 300 К. Кристаллы возбуждались излучением неодимового лазера, работающего в режиме пассивной синхронизации мод. В качестве активного элемента использовано фосфатное стекло. Одиночный импульс из дуга выделялся по стандартной схеме. Параметры одиночного УКИ следующие: энергия кванта 1.17 эВ, длительность импульса (после двух каскадов усиления) 4 ÷ 5 пс, энергия в импульсе — 1 мДж, частота повторения — 1 Гц. Энергии падающего и прошедшего лучей измерялись коаксиальными фотоэлементами и регистрировались анализаторами импульсов.

Кривые пропускания (*G*) для монокристаллов *n*- и *p*-CdTe при разных уровнях возбуждения в температурном интервале 100 ÷ 270 К приведены на рис. 1 *a, б* соответственно. Как следует из этого рисунка, поведение *G* для обоих типов кристаллов различно. Пропускание для *n*-CdTe с уменьшением температуры увеличивается, а с повышением уровня возбуждения, в соответствии с закономерностями нелинейного поглощения, уменьшается (рис. 1, *a*). Действительно, константа двухфотонного поглощения зависит от температуры в соответствии с формулой $\beta \sim (2\hbar\omega - E_g)^n$. Так как ширина запрещенной зоны с уменьшением *T* увеличивается, то β уменьшается, что и соответствует эксперименту. Определить тип межзонных двухфотонных переходов из такого рода измерений довольно трудно, однако следуя закономерностям нелинейного поглощения в полупроводниках группы A²B⁶, можно предположить, что это запрещено-разрешенные переходы при участии экситонов сплошного спектра [5]. Константа двухфотонного поглощения в этом температурном интервале меняется от 1.2 · 10⁻² см/МВт (при 270 К) до 8 · 10⁻³ см/МВт (*T* = 100 К) (рис. 2, *a*). Эти значения β хорошо согласуются с результатами работы [6], где константа определена при возбуждении кристаллов *n*-CdTe импульсами с длительностью 30 пс.