

## Литература

- [1] А. В. Архипенко, Ю. А. Блюмкина, А. В. Ржанов, К. К. Свиташев. ДАН СССР, 235, 323, 1977.
- [2] H. J. Mathieu, D. E. McClure, R. Muller. Rev. Sci. Instrum., 45, 798, 1974.
- [3] E. F. J. Roberts, A. Meadows. J. Phys., E 7, 379, 1974.
- [4] Ю. Б. Алгазир, А. В. Архипенко, М. Р. Бакланов, Ю. А. Блюмкина, К. К. Свиташев, Л. В. Семенов, С. А. Степанов. Опт. и спектр., 43, 168, 1977.
- [5] D. E. Aspnes. Appl. Optics, 14, 1131, 1975.
- [6] C. C. Matheson, J. G. Wright, R. Gundermann, H. Norris. Surf. Sci., 56, 196, 1976.
- [7] A. C. Lowe. Surf. Sci., 56, 134, 1976.

Поступило в Редакцию 25 октября 1977 г.

УДК 537.29 : 535.34 : 548.0

## ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СПЕКТР Z-ПОДОБНЫХ ЦЕНТРОВ В КРИСТАЛЛАХ NaCl-V<sup>2+</sup>

В. Н. Медведев и К. Полак

В работе [1] исследовались центры, ответственные за полосу поглощения 631 нм ( $T=77$  К), возникающую в кристаллах NaCl, активированных ванадием (ион группы переходных металлов) после X- или  $\gamma$ -облучения и последующего облучения при  $T=273$  К F-светом.

В [1] предположено, что при этом возникают центры, подобные Z-центрам в щелочно-галлоидных кристаллах, активированных двухзарядными ионами щелочноземельных металлов (Ca, Sr, Ba) [2]. Существующая модель Z-центров в щелочно-галлоидных кристаллах — это агрегат из F-центра с дипольным комплексом, образованным двухвалентным ионом примеси и катионной вакансией [3-5]. Такая модель не обладает инверсией, поэтому в спектрах Z-центров должен наблюдаться линейный эффект Штарка [6].

Для уточнения модели вышеупомянутых центров в NaCl-V<sup>2+</sup> (определения характера их инверсионной симметрии) в настоящей работе с помощью методики, описанной в [7], проводились измерения дифференциальных спектров  $\Delta K(\nu) = K^\epsilon(\nu) - K(\nu)$  во внешнем переменном электрическом поле  $\mathcal{E}$  в области полосы поглощения 631 нм [ $K^\epsilon(\nu)$  и  $K(\nu)$  — спектр в поле и без поля].

Выявление характера изменения полосы 631 нм в поле проводилось аналогично [8,9] на основе количественных измерений моментов  $I = \int K(\nu) d\nu$ ,  $\bar{\nu} = (1/I) \int K(\nu) \nu d\nu$ ,  $\sigma_n = (1/I) \int K(\nu) (\nu - \bar{\nu})^n d\nu$  ( $n=2, 3$ ) невозмущенного спектра  $K(\nu)$  и моментов  $\Delta I = \int \Delta K(\nu) d\nu$ ,  $\overline{\Delta M}_n = (1/I) \int \Delta K(\nu) (\nu - \bar{\nu})^n d\nu$  ( $n=0, 1, 2, 3$ ) дифференциального спектра  $\Delta K(\nu)$ , измеренных относительно центра тяжести полосы  $\bar{\nu}$  в отсутствие поля.<sup>1</sup> Вклад в  $\Delta K(\nu)$  эффектов изменения интенсивности  $\Delta I = I^\epsilon - I$ , центра тяжести  $\Delta \bar{\nu} = \bar{\nu}^\epsilon - \bar{\nu}$ , ширины  $\Delta \sigma_2 = \sigma_2^\epsilon - \sigma_2$  и асимметрии  $\Delta \sigma_3 = \sigma_3^\epsilon - \sigma_3$ , а также погрешности в определении этих величин, исходя из погрешности измерений моментов  $\overline{\Delta M}_n$ , определялись по формулам

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta I}{I} = \Delta M_0, \quad \frac{\Delta \bar{\nu}}{\bar{\nu}} = \frac{\overline{\Delta M}_1}{\bar{\nu}}, \quad \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} = \frac{\overline{\Delta M}_2}{\sigma_2} - \Delta M_0, \\ \frac{\Delta \sigma_3}{\sigma_3} = \frac{\overline{\Delta M}_3}{\sigma_3} - 3 \frac{\overline{\Delta M}_1}{\bar{\nu}} - \Delta M_0 \gamma, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$I^\epsilon = \int K^\epsilon(\nu) d\nu$ ,  $\bar{\nu}^\epsilon = (1/I^\epsilon) \int K^\epsilon(\nu) \nu d\nu$ ,  $\sigma_n^\epsilon = (1/I^\epsilon) \int K^\epsilon(\nu) (\nu - \bar{\nu}^\epsilon)^n d\nu$  — моменты полосы  $K^\epsilon(\nu)$  в поле. Выражения (1) справедливы при любой форме спектров

<sup>1</sup> Измерения спектров  $K(\nu)$ ,  $\Delta K(\nu)$  и их моментов  $I$ ,  $\bar{\nu}$ ,  $\sigma_n$ ,  $\Delta I$ ,  $\overline{\Delta M}_n$  были выполнены В. А. Крыловым.

Моменты  $\bar{\nu}$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ,  $\overline{\Delta M_n}/\sigma^n$  экспериментальных контуров  $K(\nu)$  и  $\Delta K(\nu)$  (см. рисунок) и вычисленные по этим данным значения  $\sigma$ ,  $\gamma$ ,  $\Delta\sigma_n/\sigma^n$ , характеризующие спектр  $K(\nu)$  и его изменение во внешнем электрическом поле ( $\mathcal{E} = 160$  кВ/см,  $\mathcal{E} \ll \langle 100 \rangle$ )

а

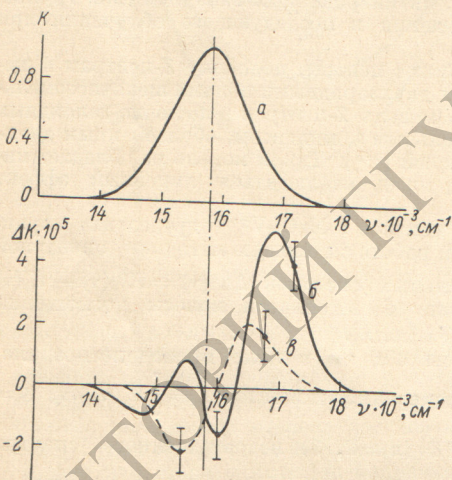
$\bar{\nu}$ , см <sup>-1</sup>	$\sigma_2$ , (см <sup>-1</sup> ) <sup>2</sup>	$\sigma_3$ , (см <sup>-1</sup> ) <sup>3</sup>	$\sigma = \sqrt{\sigma_2}$ , см <sup>-1</sup>	$\gamma = \sigma_3/\sigma^3$
15800	$37.2 \cdot 10^4$	$5.48 \cdot 10^6$	$6.1 \cdot 10^2$	$2.42 \cdot 10^{-2}$

б

E	$\Delta M_0 = \frac{\Delta I}{I}$	$\frac{\overline{\Delta M_1}}{\sigma} = \frac{\Delta \bar{\nu}}{\sigma}$	$\frac{\overline{\Delta M_2}}{\sigma^2}$	$\frac{\overline{\Delta M_3}}{\sigma^3}$	$\frac{\Delta \sigma_2}{\sigma^2}$	$\frac{\Delta \sigma_3}{\sigma^3}$
$\parallel \mathcal{E}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$7.6 \cdot 10^{-5}$	$13 \cdot 10^{-5}$	$41 \cdot 10^{-5}$	$10.8 \cdot 10^{-5}$	$18.2 \cdot 10^{-5}$
$\perp \mathcal{E}$	$-0.3 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$6.6 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
Погрешность	$\pm 1.0 \cdot 10^{-5}$	$\pm 1.3 \cdot 10^{-5}$	$\pm 2.4 \cdot 10^{-5}$	$\pm 5 \cdot 10^{-5}$	$\pm 3.4 \cdot 10^{-5}$	$\pm 9.0 \cdot 10^{-5}$

$K(\nu)$  и  $\Delta K(\nu)$  в случае  $\Delta K(\nu)/K(\bar{\nu}) \ll 1$  и в пренебрежении поправками высшего порядка [9].  $\sigma = \sqrt{\sigma_2}$ ,  $\gamma = \sigma_3/\sigma^3$  характеризует в безразмерных единицах исходную асимметрию полосы  $K(\nu)$ .

Измерения спектров  $K(\nu)$  и  $\Delta K(\nu)$  в области 631 нм и их количественная обработка проводились в основном при  $\mathcal{E} \parallel \langle 001 \rangle$  в поляризациях  $E \parallel \mathcal{E}$  и  $E \perp \mathcal{E}$ . Эти данные, усредненные по нескольким экспериментам, приведены на рисунке и



Экспериментальные спектры  $K(\nu)$  (а) и  $\Delta K(\nu)$  (б, в) во внешнем электрическом поле ( $\mathcal{E} = 160$  кВ/см) при  $\mathcal{E} \parallel \langle 001 \rangle$ ,  $E \parallel \mathcal{E}$  (б),  $E \perp \mathcal{E}$  (в) в области полосы поглощения 631 нм в  $\text{NaCl-V}^{2+}$  ( $T = 77$  К).

$\mathcal{E} \ll \langle 100 \rangle$  с  $E \parallel \mathcal{E}$ . В поляризациях  $E \parallel [1\bar{1}0] \perp \mathcal{E}$  и  $E \parallel [110] \perp \mathcal{E}$  ( $\mathcal{E} \parallel [110]$ ,  $L \parallel [001]$  и  $L \parallel [110]$ ) форма  $\Delta K(\nu)$  была разной и отличалась от наблюдаемой при  $\mathcal{E} \parallel [110]$ ,  $E \parallel \mathcal{E}$  (при  $L \parallel [001]$ ) различие спектров  $\Delta K(\nu)$  с  $E \parallel \mathcal{E}$  и  $E \perp \mathcal{E}$ , правда, незначительно.<sup>2</sup>

Зависимость формы спектра  $\Delta K(\nu)$  от направления поля  $\mathcal{E}$  и поляризации света E в кристалле (рис. 2), а также отличное от нуля и пропорциональное  $\mathcal{E}^2$  изменение 2-го и 3-го центральных моментов полосы 631 нм (см. таблицу, б,  $E \parallel \mathcal{E}$ ) свидетельствуют

<sup>2</sup> Поскольку измерения спектров  $\Delta K(\nu)$  при  $\mathcal{E} \parallel \langle 001 \rangle$ ,  $\mathcal{E} \parallel [110]$  с  $L \parallel [001]$  и  $\mathcal{E} \parallel [110]$  с  $L \parallel [1\bar{1}0]$  были выполнены на различных образцах, а центры 631 нм оказались недостаточно стабильны, то мы не проводили в данной работе сравнение количественных характеристик ( $\overline{\Delta M_n}$ ,  $\Delta \sigma_n$ ) спектров  $\Delta K(\nu)$ , измеренных при  $\mathcal{E} \parallel \langle 001 \rangle$  и  $\mathcal{E} \parallel \langle 110 \rangle$ , и проверку соотношений, которым должны удовлетворять дифференциальные моменты, пропорциональные  $\mathcal{E}^2$ , измеренные при различных направлениях поля  $\mathcal{E}$  и поляризации света E (см. [7]).

в пользу безинверсионной модели центра 631 нм [10]. Сохранение формы спектра  $\Delta K(\nu)$  при  $\mathcal{E} \parallel [110]$  в поляризации  $E \parallel \mathcal{E}$  и разных направлениях наблюдения  $L \parallel [001]$  и  $L \parallel [110]$ , слабая зависимость от температуры и существенно большая сила осциллятора в полосе 631 нм по сравнению с запрещенной по четности полосой  $\lambda=500$  нм ( $d-d$ -переход) изолированного  $V^{2+}$  в этих же образцах (см. рисунок,  $a$  [2]), свидетельствуют об электрически дипольной природе исследуемого перехода и, следовательно, подтверждают эти предположения. Безинверсионная модель центра 631 нм согласуется с предположением авторов [1] о подобии этих центров  $Z$ -центрам в щелочно-галлоидных кристаллах, не обладающим инверсионной симметрией. Изменение 3-го центрального момента  $\Delta\sigma_3$  полосы 631 нм свидетельствует о заметном вкладе в  $\Delta K(\nu)$  членов  $\sim \nu^3 K(\nu)/\rho\nu^3$  [10] и в данном случае, по-видимому, аналогично [3-5] может быть связано с противоположным по знаку изменением ширины полос отдельных  $Z$ -подобных центров  $NaCl-V^{2+}$  в результате смешивания  $S$ - и  $P$ -состояний образующих их  $F$ -центров в суммарном внутреннем и внешнем электрических полях.<sup>3</sup>

Более детальные исследования щелочно-галлоидных кристаллов, допированных ионами переходных металлов, различными методами, по-видимому, позволят бы сделать более конкретные заключения и о модели центра 631 нм в  $NaCl-V^{2+}$ .

### Литература

- [1] K. Polak, A. Bohun, M. Lebl. Z. Phys., 261, 269, 1973.
- [2] H. Pick. Ann. Physik, 35, 73, 1939.
- [3] F. Rosenberger, F. Lüty. Solid State Comm., 7, 249, 1969.
- [4] V. K. Jain, F. Lüty. Phys. Stat. Sol., 49, 355, 1972.
- [5] F. Lüty. Surface Science, 37, 120, 1973.
- [6] A. W. Overhauser, H. Richardt. Phys. Rev., 112, 722, 1958.
- [7] А. А. Каплянский, В. Н. Медведев, А. П. Скворцов. Опт. и спектр., 29, 905, 1970.
- [8] В. А. Крылов, В. Н. Медведев, К. Ю. Фридланд. Опт. и спектр., 42, 1111, 1977.
- [9] В. Н. Медведев. Опт. и спектр., 45, 525, 1978.
- [10] В. Н. Медведев. Опт. и спектр., 42, 129, 1977.
- [11] Y. E. Perlin, B. S. Tsukerblat, T. Singh Dod. Phys. Stat. Sol., 80, 703, 1977.

Поступило в Редакцию 31 марта 1978 г.

УДК 621.317.794.06

## КУМУЛЯНТЫ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ С ДОПЛЕРОВСКИМ СПЕКТРОМ

В. Г. Астафуров и Г. Н. Глазов

Как известно [1], при энергочувствительном приеме оптического излучения флуктуации на выходе «точечного» фотодетектора в полуклассическом приближении определяются статистическими характеристиками энергии

$$W(t) = \int_{t-T/2}^{t+T/2} E(t') E^*(t') dt',$$

где  $E$  — скалярная составляющая напряженности поля, соответствующая выбранному состоянию поляризации,  $T$  — время отбора. Так, распределение числа фотоотсчетов за время  $T$ , согласно формуле Мандела [1], зависит от плотности вероятности  $f(W)$  энергии.

В важном частном случае, имеющем место, например, при рассеянии излучения,  $E(t)$  — стационарный гауссовский процесс. Без ограничения общности можно считать, что  $\overline{E(t)}=0$ . Поскольку вычисление  $f(W)$  требует решения задачи на собственные значения интегрального уравнения Фредгольма, ядром которого является корреляционная функция  $B(t_1-t_2)$  процесса  $E(t)$ , и практически доступны для расчета только асимптотики  $T \ll \tau_k$ ,  $T \gg \tau_k$  [ $\tau_k$  — радиус корреляции процесса  $E(t)$ ], большое значение имеет вычисление моментов или кумулянтов  $k_n$  величины  $W$ . Так, существует простая

<sup>3</sup> В спектрах инверсионных центров в поле может наблюдаться, согласно [11], изменение 3-го центрального момента  $\Delta\sigma_3 \sim \mathcal{E}^2$ , имеющее ян-теллеровскую природу.