

## ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПОЗИЦИЙ Ca II В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФТОРАПАТИТА

Р. Ю. Абдулсабиров и И. Н. Куркин

Как показано в работе [1], монокристаллы фторапатита  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ , активированные ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , очень перспективны для создания лазеров с высоким КПД и низким порогом генерации. В связи с этим система  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}-\text{Nd}^{3+}$  в последнее время интенсивно исследовалась методами оптической спектроскопии [2, 3], ЭПР [4] и пьезоспектроскопии [5]. В работе [3] исследованы оптические спектры фторапатита, активированного остальными редкоземельными ионами ( $\text{TR}^{3+}$ ). В настоящей работе изложены результаты исследования фторапатита, активированного некоторыми редкоземельными ионами, методом ЭПР.

Монокристаллы фторапатита имеют гексагональную симметрию  $C_{6h}^2$  и содержат в единичной ячейке две молекулы  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ . При этом четыре атома кальция имеют тригональную точечную симметрию  $C_3$  (позиция CaI), а остальные шесть имеют моноклинную симметрию  $C_{2h}$  (позиция CaII). Наблюдающиеся на частоте  $\sim 37$  ГГц при температуре  $\sim 4.2^\circ \text{K}$  спектры ЭПР ионов  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  говорят о наличии для каждого из этих ионов трех магнитно неэквивалентных положений, развернутых друг относительно друга на  $60^\circ$  в плоскости  $ab$ . Это свидетельствует о том, что наблюдающиеся парамагнитные центры образованы замещением ионами  $\text{TR}^{3+}$  позиций CaII и согласуется с выводами, полученными ранее на системе  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}-\text{Nd}^{3+}$  из данных по поляризации оптических переходов [1], ЭПР [4] и пьезоспектроскопии [5].

Спектры ЭПР описываются спин-гамма-тоннаном аксиальной симметрии со значениями  $g$ -факторов, приведенными в таблице. Заметим, что наши результаты, полученные для иона  $\text{Nd}^{3+}$ , совпадают с результатами работы [4].

Данные спектров ЭПР ионов  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$   
в монокристаллах  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$

Ион	Эксперимент		Волновая функция основ- ного дублета	Расчет	
	$g_{\parallel}$	$g_{\perp}$		$g_{\parallel}$	$g_{\perp}$
$\text{Ce}^{3+}$	$3.467 \pm 0.005$	$\approx 0.6$	$ \pm 5/2\rangle$	4.286	0
$\text{Nd}^{3+}$	$6.024 \pm 0.003$	$\approx 0.0$	$ \pm 9/2\rangle$	6.545	0
$\text{Er}^{3+}$	$16.48 \pm 0.03$	$\approx 1.0$	$ \pm 13/2\rangle$	15.6	0

В этой же таблице приведены волновые функции, которые хорошо описывают экспериментальные результаты.

Из факта, что мы имеем дело со слабо выраженным перемешиванием состояний с различными  $J_z$ , следует, что в потенциале кристаллического поля преобладает аксиальная часть

$$V = B_2^0 V_2^0 + B_4^0 V_4^0 + B_6^0 V_6^0. \quad (1)$$

Мы провели оценку величин  $B_n^0$ , пользуясь данными работ [1, 2] о штарковской структуре термов  ${}^4F_{3/2}$ ,  ${}^4I_{3/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$  иона  $\text{Nd}^{3+}$ . При использовании потенциала вида (1) расщепление терма  ${}^4F_{3/2}$  определяется лишь величиной  $B_2^0$ . Связь между величиной этого расщепления  $\Delta E$  и величиной  $B_2^0$  приведена в работе [6] и имеет вид

$$|B_2^0| = \frac{25}{8} \Delta E. \quad (2)$$

Используя эксперимент [1-3], имеем  $|B_2^0| = 1130 \text{ см}^{-1}$ . Для того чтобы нижним дублетом было состояние  $|\pm 9/2\rangle$  (для описания данных ЭПР), необходимо, чтобы  $B_2^0$  было положительно. Такая большая величина  $B_2^0$  фактически полностью качественно описывает штарковскую структуру термов  ${}^4I$ . На рис. 1 наряду с экспериментальными данными приведены результаты расчета штарковской структуры с использованием потенциала (1) с параметрами

$$\left. \begin{aligned} B_2^0 &= +1450 \text{ см}^{-1}, \\ B_4^0 &= +195 \text{ см}^{-1}, \\ B_6^0 &= +90 \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Из рисунка видно, что имеется хорошее согласие расчета с экспериментом.

В работе [3] отмечалось увеличение ширины спектральных линий люминесценции ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$  при уменьшении содержания фтора в кристалле (при отклонении от стехиометрического значения 3.77%). Аналогичное явление имеет место и для спектра ЭПР этой же системы (рис. 2). Отметим, что на образце с концентрацией фтора 2.36% сигнал ЭПР не наблюдался и экспериментальная точка на рис. 2, обведенная штриховой кривой, отражает величину ширины линии ЭПР, более которой сигнал ЭПР был бы не наблюдаем при таких интенсивностях сигнала.

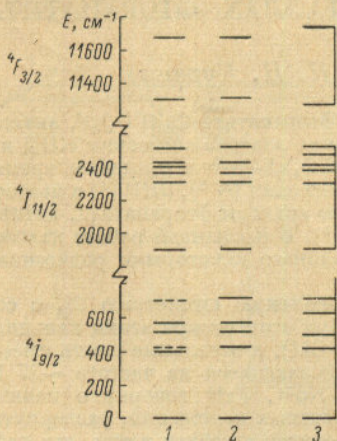


Рис. 1. Штарковская структура термов  ${}^4F_{3/2}$ ,  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$  иона  $\text{Nd}^{3+}$  в монокристаллах  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ .

1 — эксперимент, согласно работе [1]; 2 — эксперимент, согласно работе [2]; 3 — расчет с использованием потенциала вида (1) с параметрами (3).

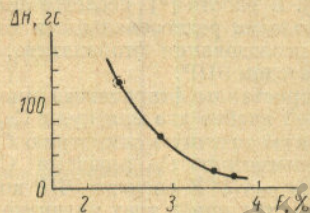


Рис. 2. Зависимость ширины линии ЭПР иона  $\text{Nd}^{3+}$  в монокристаллах  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$  при различном содержании фтора в кристалле.  $\nu = 37$  Гц,  $H \parallel z$ .

Авторы благодарны А. М. Морозову за предоставление кристаллов для исследования и М. В. Ереминю за обсуждение полученных результатов.

#### Литература

- [1] R. C. Ohlmann, K. B. Steinbruegge, R. Mazelsky. Appl. Opt., 7, 905, 1968.
- [2] З. М. Брук, Ю. К. Воронько, Г. В. Максимова, В. В. Осико, А. М. Прохоров, К. Ф. Шипилов, И. А. Щербаков. Письма в ЖЭТФ, 8, 357, 1968.
- [3] А. М. Морозов, Л. Г. Морозова, А. К. Трофимов, П. П. Феофилов. Опт. и спектр., 29, 1106, 1970.
- [4] Д. М. Дараселія, Г. В. Максимова, А. А. Маненков. Письма в ЖЭТФ, 10, 361, 1969.
- [5] А. А. Каглицкий, Е. Г. Кузьминов. Опт. и спектр., 29, 706, 1970.
- [6] Л. Я. Шекун. Опт. и спектр., 22, 776, 1967.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1971 г.

УДК 530.182 : 537.226.1

## ИЗМЕНЕНИЕ СТАТИЧЕСКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ГАЗА В СИЛЬНОМ РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

С. Н. Мурзин и Б. Д. Осипов

Поглощение энергии сильного монохроматического поля частоты  $\omega$ , близкой к резонансной частоте для какой-либо пары энергетических уровней твердого тела или газа, изменяет равновесное распределение частиц по уровням; в результате уменьшается коэффициент поглощения на частоте  $\omega$  — собственно эффект насыщения, изменяются коэффициенты поглощения для переходов на смежные уровни — явление двойного