

$$\left. \begin{aligned} \sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \left[ \pm \left( \frac{1}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{YZ \pm i XZ} (\bar{r} - \bar{a}_n) \uparrow \downarrow \right\rangle + \left( \frac{2}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{YZ \mp i XZ} (\bar{r} - \bar{a}_n) \uparrow \downarrow \right\rangle \right], \\ \sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \left[ \pm \left( \frac{1}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{YZ \mp i XZ} (\bar{r} - \bar{a}_n) \uparrow \downarrow \right\rangle + \left( \frac{2}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{XY} (\bar{r} - \bar{a}_n) \downarrow \uparrow \right\rangle \right], \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\sum_n \frac{1}{\sqrt{N}} \left[ - \left( \frac{1}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{XY} (\bar{r} - \bar{a}_n) \uparrow \downarrow \right\rangle \mp \left( \frac{2}{3} \right)^{1/2} \left| \varphi_{YZ \pm i XZ} (\bar{r} - \bar{a}_n) \downarrow \uparrow \right\rangle \right], \quad (3)$$

первые значки спинов соответствуют верхним знакам. Создание электронном ферронной ямы приводит к понижению его энергии и прекращается, когда уменьшение энергии за счет перекрывания  $d$ -функций компенсируется увеличением магнитной энергии системы. Аналогичное понижение в энергии за счет перекрытия  $d$ -функций должна претерпевать и дырка. Так как дырочные и электронные состояния состоят из функций одинаковой симметрии, то понижение энергии дырки, как и увеличение энергии магнитных атомов за счет создания дырочного феррона, должно происходить абсолютно одинаково. Разность между вырожденными дырочными и электронными состояниями дает запрещенную зону, тождественно равную нулю. Из-за более сильной локализации  $d$ -состояний в сравнении с  $P$ -орбиталями возникает вопрос о возможности хаббардовского расщепления зон. Однако экспериментально наблюдаемый безактивационный характер зависимостей  $\rho(T)$  и  $R(T)$  говорит о неприменимости модели Хаббарда, априорно содержащей щель.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1978. 431 с.
- [2] *Метфессель З., Маттис Л.* Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 402 с.
- [3] *Teranishi T. J. Phys. Soc. Japan*, 1961, vol. 16, N 10, p. 1881—1887.
- [4] *Teranishi T., Sato K. J. Phys.*, 1975, vol. 36, Coll. C3, Suppl. 9, p. C3 149—153.
- [5] *Goodman G. H. L. J. Phys. Chem. Sol.*, 1958, vol. 6, N 4, p. 305—314.
- [6] *Цидильковский И. М.* Бесщелевые полупроводники — новый класс веществ. М.: Наука, 1986. 240 с.
- [7] *Шуй Р. Т.* Полупроводниковые рудные материалы. Л.: Недра, 1976. 288 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
28 января 1986 г.  
В окончательной редакции  
25 февраля 1987 г.

УДК 539.22

*Физика твердого тела, том 29, в. 7, 1987*  
*Solid State Physics, vol. 29, № 7, 1987*

### САМОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ С $F_2$ -ЦЕНТРАМИ

*С. А. Бойко, А. М. Бродин, М. Я. Валах, М. И. Дыкман,  
М. П. Лисица, Г. Г. Тарасов*

В последние годы в связи с созданием новых типов твердотельных лазеров значительно возрос интерес к исследованию  $F_2$ -центров в щелочно-галогидных кристаллах [1-3]. Эти центры представляют собой комплекс из двух  $F$ -центров в соседних элементарных ячейках. Оптический спектр  $F_2$ -центра содержит три полосы. Одна из них (длинноволновая) соответствует поглощению света, поляризованного вдоль оси центра, а две другие — поглощению света, поляризованного поперек оси. Последние сильно перекрываются, что значительно затрудняет их экспериментальное исследование по методике, использовавшейся в [4-6].

В [7, 8] было показано, что при распространении резонансного излучения в кристаллах с переориентирующимися центрами поляризации излучения может сильно изменяться. В случае строго резонансного возбуждения линейно-поляризованным светом имеет место поворот плоскости поляризации. При отступлении от точного резонанса изменение поляризации с толщиной кристалла имеет в общем случае характер затухающих осцилляций. Детальный анализ самоиндуцированного изменения поляризации света (СИПС) был выполнен для центров, ориентированных вдоль осей типа  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$ . Для  $F_A$ -центров гигантский самоиндуцированный поворот плоскости поляризации, а также осцилляции поляризации были обнаружены в [9, 10].

В настоящей работе обнаружен СИПС и исследована его спектральная зависимость для  $F_2$ -центров. Эксперименты проведены для кристаллов

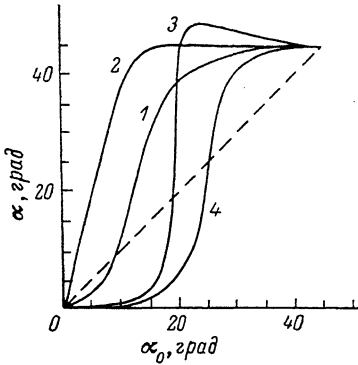


Рис. 1. Зависимость угла  $\alpha$  между большей полуосью эллипса поляризации прошедшего излучения и осью  $[100]$  кристалла от азимута линейной поляризации  $\alpha_0$  для разных длин волн падающего излучения.

$T = 120$  К. Положения максимумов  $M_F$ -полос:  $M_{F1} = 538$  нм,  $M_{F2} = 546$  нм [9]. Кривые 1—4 соответствуют длинам волн: 1—510.7, 2—534, 3—573, 4—590 нм.

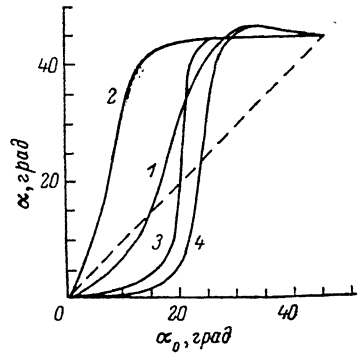


Рис. 2. Зависимость, аналогичная приведенной на рис. 1 и построенная по формуле (2).

Приведенная толщина кристалла  $z=8$ . Расстояние между полосами  $\Delta_1 = \delta\omega/\Delta = 0.5$ . Кривые 1—4 соответствуют следующим значениям параметра  $\omega' = (\omega - \omega_{MF1})/\Delta$ : 1— $\omega' = -1$ , 2— $\omega' = 0$ , 3— $\omega' = -0.25$ , 4— $\omega' = -0.5$ .

KCl, окрашенных по стандартной методике, при температуре 120 К. Излучение распространялось вдоль оси  $[001]$ . В качестве источника использовался лазер на красителях. Исследованная область частот соответствовала полосам поглощения света, поляризованного перпендикулярно оси  $F_2$ -центра ( $M_F$ -полосы).

Экспериментально измеренная зависимость угла  $\alpha$  между большей осью эллипса поляризации выходящего из кристалла излучения и осью  $[100]$  кристалла от соответствующего угла  $\alpha_0$  для плоскости поляризации падающего излучения показана на рис. 1. В отсутствие эффекта СИПС эта зависимость должна была иметь вид штриховой прямой на рисунке. Величина поворота эллипса поляризации равна разности  $\alpha - \alpha_0$ . Как видно из рис. 1, эта зависимость в пределах угла  $0^\circ \leq \alpha_0 \leq 45^\circ$  имеет сложный изменяющийся с длиной волны характер. Она меняет знак и монотонна.

Для теоретического описания СИПС в кристаллах с  $F_2$ -центрами найдено анизотропное распределение центров, вырабатывающееся в результате поглощения поляризованного излучения и последующей переориентации. Считается, что переориентация центров в основном состоянии отсутствует, а оптически возбужденный центр переориентируется таким образом, что в результате меняются местами лишь  $F$ -электрон и ближайший анион, а процессы с участием далеких соседей несущественны. В этом приближении несложно записать систему четырех уравнений баланса для заселенностей  $\rho_s$ . Решая укороченные уравнения Максвелла, получим для комплексных амплитуд поля  $E_x, E_y$  систему двух существенно нелиней-

ных дифференциальных уравнений. При анализе СИПС удобно [7] от этих двух уравнений перейти к одному комплексному уравнению для величины  $v = E_y/E_x$ . Оно имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dz} &= iF(v) \left[ -\frac{\alpha_1}{\alpha_1'} (v + v^*) (1 - v^{*2})^{-1} + f^{-1} (2\alpha_2 - \alpha_1) (2\alpha_2'' - \alpha_1'') v (1 - |v|^2) \right], \\ F(v) &= (\alpha_1' |1 - v^2|^2 f) (1 + |v|^2)^{-1} [4f + \alpha_1' (\alpha_1' + 2\alpha_2'') |1 - v^2|^2]^{-1}, \\ f \equiv f(v) &= (\alpha_1' |v|^2 + 2\alpha_2'') (\alpha_1' + 2\alpha_2'')^{-1} v^2, \quad \alpha_4' = \text{Im } \alpha_4. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Оси  $x, y$  направлены здесь вдоль  $\langle 100 \rangle$ ;  $z$  — координата, вдоль которой распространяется излучение (в единицах  $2\pi\omega N (c\sqrt{\epsilon})^{-1}$ , где  $N$  — концентрация центров). Величина  $v$  определяет как ориентацию эллипса поляризации, так и степень эллиптичности.

В общем случае поляризация прошедшего излучения находится путем численного решения (1). Соответствующие результаты показаны на рис. 2. Они получены для простой модели, в которой полосы поглощения  $M_F$  считаются гауссовскими с полуширинами  $\Delta$ , равными полуширинам полос  $F$ -центров в КС1. Как показал расчет, характер полученных зависимостей очень чувствителен к соотношению между использованными параметрами, в частности, к расстоянию между полосами  $\delta\omega$ . Отметим также, что в определенной области частот зависимость  $\alpha - \alpha_0$  от  $\alpha_0$  оказывается чрезвычайно резкой (см., например, кривую 4). Общий вид теоретических кривых качественно согласуется с экспериментальными результатами. Более полное согласование, в том числе и количественное, может быть достигнуто, по-видимому, путем варьирования параметров поляризуемости центров. Это показывает, что СИПС является не только интересным самостоятельным эффектом, но и в случае  $F_2$ -центров, как и в случае  $F_A$ -центров [9, 10], может быть использован для определения параметров центра.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Архангельская В. А., Феофилов П. П. Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 6, с. 1141—1160.
- [2] Басиев Т. Т., Воронько Ю. К., Милов С. Б., Осико В. В., Прохоров А. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, № 8, с. 1600—1610.
- [3] Mollenauer L. F. In: Quantum Electronics ed. by C. L. Tang. N. Y.: Academic Press, 1979, p. 1—54.
- [4] Turner T. J., De Batist R., Haven Y. Phys. St. Sol., 1965, vol. 11, N 17, p. 743—745.
- [5] Schneider I. Phys. Rev. Lett., 1966, vol. 16, N 17, p. 227—243.
- [6] Aegerter M. A., Luty F. Phys. St. Sol. (b), 1971, vol. 43, N 1, p. 743—745.
- [7] Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 3, с. 1061—1075.
- [8] Дыкман М. И., Тарасов Г. Г. Opt. Commun., 1978, vol. 26, N 1, p. 983—986.
- [9] Valakh M. Ya., Dykman M. I., Lisitsa M. P., Rudko G. Yu., Tarasov G. G. Sol. Stat. Commun., 1979, vol. 30, N 3, p. 133—136.
- [10] Бойко С. А., Валах М. Я., Дыкман М. И., Лисица М. П., Тарасов Г. Г., Шпак А. М. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2769—2773.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
4 января 1987 г.  
В окончательной редакции  
26 февраля 1987 г.