

УДК 539.213.2 : 535.372+535.34

Марк АЙЗЕНГЕНДЛЕР, Иван ДОЛИНДО, Ильмо СИЛЬДОС

СОЗДАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРАЛЬНО-ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР В НЕЙТРОННО-ОКРАШЕННОМ САПФИРЕ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ФОТОВЫЖИГАНИЯ

Mark AIZENGENDLER, Ivan DOLINDO, Ilmo SILDOS. STATIONAARSETE SPEKTRAALRUUMILISTE STRUKTUURIDE TEKITAMINE NEUTRONITEGA KIIRITATUD SAFIIRIS SELEKTIIVSE FOTOSALKAMISE MEETODIL

Mark AIZENGENDLER, Ivan DOLINDO and Ilmo SILDOS. CREATION OF PERSISTENT SPECTRAL-SPATIAL STRUCTURES IN NEUTRON-COLOURED SAPPHIRE BY SPECTRAL HOLE-BURNING

(Представил К. К. Ребане)

1. Методы выжигания спектральных провалов успешно применяются в решении как фундаментальных, так и прикладных проблем физики [1]. Обычно в качестве объектов используют оптически изотропные среды. Нам удалось [2, 3] осуществить выжигание спектральных провалов в окрашенном нейтронами сапфире, т. е. в оптически анизотропном кристалле. Известно, что фотообесцвечивание анизотропных дефектов в двулучепреломляющих средах приводит к возникновению пространственной модуляции концентрации дефектов [4].

Целью данной работы является создание стационарных спектрально-пространственных структур в облученном нейтронами $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ при селективном лазерном фотовыжигании.

2. Кристалл сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) относится к тригональной системе с 10 атомами в элементарной ячейке (точечная группа D_{3d}) [5]. Для нашего рассмотрения важны следующие элементы симметрии: ось третьего порядка [0001] и перпендикулярные к ней два комплекта осей второго порядка (на рис. 1, а приведены $[10\bar{1}0]$ и $[1\bar{2}10]$). Сапфир — одноосный кристалл с оптической осью, параллельной [0001]. Неполаризованный свет, распространяясь в кристалле под углом θ к оси [0001], распадается на две волны — обыкновенный луч (скорость v_o ,

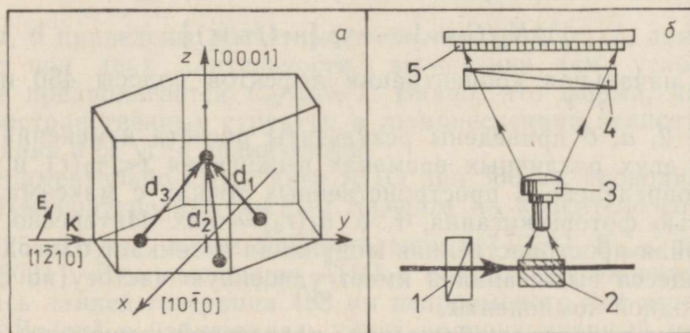


Рис. 1. а — Модель анизотропных центров окраски в кристалле $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$; б — схема экспериментальной установки: 1 — поляризатор, 2 — объект, 3 — микроскоп, 4 — анализатор, 5 — многоканальный оптический ПЗС-детектор.

поляризация $\mathbf{E}_0 \perp [0001]$) и необыкновенный луч ($v_e, \mathbf{E}_e \parallel [0001]$). Известно, что для сапфира $v_e > v$, и соответственно показатель преломления $n_e < n_o$. Таким образом, линейно-поляризованный свет с длиной волны λ , падающий на кристалл под углом Θ к оптической оси, распространяясь в кристалле, будет периодически менять свое состояние поляризации с шагом p , определяемым разностью коэффициентов преломления Δn : $p = \lambda / \Delta n(\Theta)$.

Известно, что свет, поглощаясь в полосе 360 нм, осуществляет фотовыжигание анизотропных дефектов, наведенных в этом кристалле облучением нейтронами [3]. Эти различно ориентированные дефекты можно изобразить тремя группами дипольных моментов электронного перехода $\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2, \mathbf{d}_3$, расположенных в кристалле под углом 40° к оптической оси [6] (рис. 1, а). Отметим, что природа этих дефектов до конца не выяснена: имеются доводы считать их как дивакансиями кислорода [7], так и Al_i^+ -интерстициалами или сложными комплексами [8]. В данной работе не ставится цель решить этот вопрос. Будем называть эти дефекты, ориентация которых определена экспериментально в [6], анизотропными центрами окраски (АЦО).

В рассматриваемой нами модели на кристалл падает линейно-поляризованный свет. Вследствие фотовыжигания концентрация дефектов каждой ориентации C_i в данной координатной точке r будет со временем t экспоненциально уменьшаться с характерной скоростью процесса выжигания τ_i

$$C_i(r, t) = C_0 \exp[-t/\tau_i(r)], \quad (1)$$

где $\tau_i^{-1} = \omega \cdot K \cdot \sigma_i(r)$, $\sigma_i(r) \sim \langle (\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{E})^2 \rangle_t$.

Здесь $\sigma_i(r)$ — характеризует сечение поглощения, C_0 — начальная концентрация дефектов каждой ориентации, ω — вероятность выжигания, K — интенсивность падающего света. Отметим, что $\sigma_i(r)$ является периодической функцией по r , что и вызывает пространственную периодическую модуляцию концентрации дефектов.

Экспериментально установлено [3], что фотопродуктом выжигания полосы 360 нм являются АЦО с полосой поглощения 450 нм с эквивалентной ориентацией дипольных моментов перехода. Поэтому целесообразно наблюдать «позитив» наведенной структуры в полосе 360 нм по сильной желтой люминесценции фотопродукта. Если считать коэффициент фототрансформации 360→450 нм равным единице, тогда концентрация дефектов N_i полосы 450 нм увеличивается в ходе процесса фотовыжигания по формуле

$$N_i(r, t) = N_0 + C_0 \{1 - \exp[-t/\tau_i(r)]\}$$

или соответственно нормированный прирост концентрации

$$\Delta N_i / C_0 = 1 - \exp[-t/\tau_i(r)], \quad (2)$$

где N_0 — начальная концентрация дефектов полосы 450 нм, $\Delta N_i \equiv N_i - N_0$.

На рис. 2, а, б приведены результаты расчета изменения концентрации при двух различных временах выжигания $t < \tau_2(r)$ и $t \sim \tau_2(r_0)$, где $\tau_2(r_0)$ определено в пространственных точках с максимальной эффективностью фотовыжигания, т. е. $\sigma_2(r_0) = \text{max}$. Интересно отметить, что суммарная пространственная модуляция возникает благодаря насыщению процесса выжигания и имеет удвоенную частоту по сравнению с частотой одной компоненты.

Определим условия наблюдения наведенной структуры люминесцентным методом. Чтобы избежать дополнительной модуляции при детектировании структуры целесообразно направлять возбуждающий люминесценцию свет по $\mathbf{k} \parallel [\bar{1}\bar{2}10]$ с $\mathbf{E}_{\text{возб}} \perp [0001]$. Люминесценцию

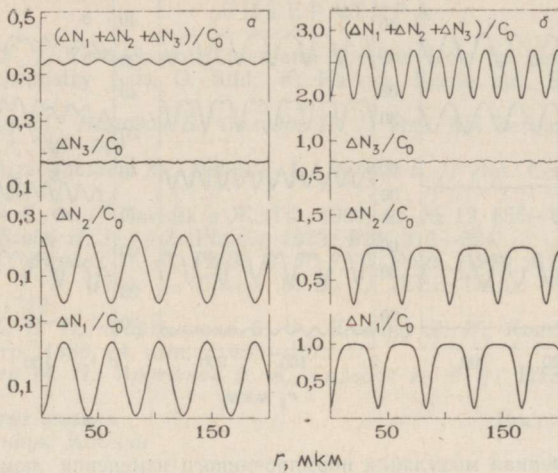


Рис. 2. Пространственная модуляция нормированного изменения концентрации АЦО каждой ориентации и их сумма при двух режимах выжигания: *a* — при $t=0,2 \cdot \tau_2(r_0)$; *б* — при $t=2 \cdot \tau_2(r_0)$.

необходимо детектировать в направлении $[0001]$ через анализатор, расположенный в плоскости (0001) , с возможностью вариации угла φ между осью пропускания анализатора α и направлением возбуждающего луча. Интенсивность люминесценции определяется формулой

$$I_i = N_i(r, t) (I_i \cdot E_{\text{возб}})^2 (I_i \cdot E_{i \text{ люм}})^2 (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{a})^2, \quad (3)$$

где I_i — дипольный момент перехода АЦО полосы 450 нм, $E_{i \text{ люм}}$ — электрический вектор волны люминесценции, \mathbf{e}_i — единичный вектор в направлении $E_{i \text{ люм}}$, \mathbf{a} — единичный вектор в направлении оси пропускания анализатора. Введя обозначения

$$F_i(\varphi) \equiv (I_i \cdot E_{\text{возб}})^2 (I_i \cdot E_{i \text{ люм}})^2 (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{a})^2, \\ \Delta I_i = I_i - N_0 F_i(\varphi), \quad I_0 \equiv N_0 \sum_i F_i(\varphi), \quad \Delta I = \sum \Delta I_i,$$

получим выражение для нормированного изменения люминесценции

$$\frac{\Delta I(r, t, \varphi)}{I_0} = \frac{C_0 \sum_i \{1 - \exp[-t/\tau_i(r)]\} F_i(\varphi)}{N_0 \sum_i F_i(\varphi)}. \quad (4)$$

На рис. 3, *a*, *б* приведены расчетные зависимости $\Delta I(r)/I_0$ для различных углов φ при двух длительностях выжигания (см. условия для рис. 2), где предполагается $C_0/N_0=1$. Видно, что форма, частота и контраст пространственных структур в люминесценции зависят от времени выжигания и от угла анализатора.

3. Экспериментально выжигание АЦО при 360 нм проводилось при комнатной температуре импульсным лазером на красителе со средней мощностью 25 мВт/см² лучом в направлении $\mathbf{k} \parallel [1210]$, $E_{\text{выж}}$ под углом 45° к оси $[0001]$. Люминесценция АЦО с полосой поглощения 450 нм возбуждалась линией генерации 488 нм непрерывного Ag^+ -лазера мощностью 50 мВт/см² и наблюдалась через поляризационный микроскоп P112, сопряженный с многоканальным оптическим анализатором (рис. 1, *б*), характеристики которого описаны в [9]. На рис. 3, *в* приведены экспериментально измеренные пространственные модуляции нормированной интенсивности люминесценции при различных углах φ

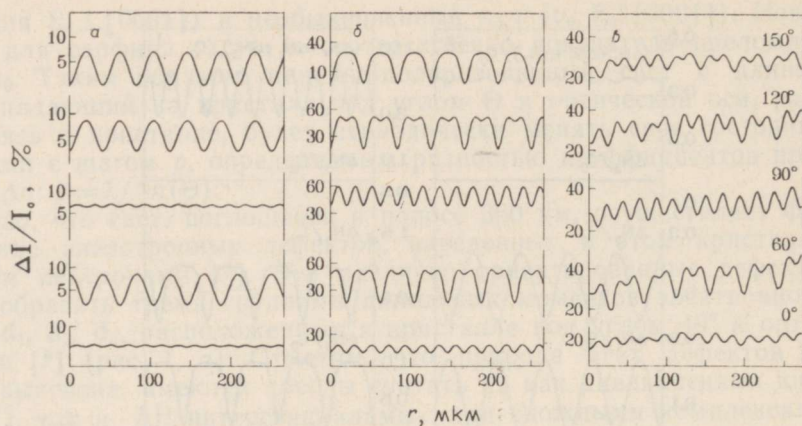


Рис. 3. Пространственная модуляция нормированного изменения люминесценции $\Delta I/I_0$ при углах между направлением возбуждающего луча и осью анализатора $0^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$: *a* — модельный расчет при $t=0,2 \cdot \tau_2(r_0)$; *б* — модельный расчет при $t=2 \cdot \tau_2(r_0)$; *в* — экспериментально измеренные зависимости.

анализатора. Видно, что действительно удается создать стационарную спектрально-пространственную структуру в кристалле $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ с шагом модуляции концентрации дефектов одной ориентации 49 мкм и с шагом 49/2 мкм для суммарной концентрации, что хорошо согласуется с модельными расчетами.

4. Расчеты и экспериментальные измерения показывают, что, осуществляя фотовыжигание в полосе поглощения 360 нм нейтронно-окрашенного $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, можно наряду со спектральной модуляцией наводить и пространственную модуляцию концентрации дефектов. Профиль, глубина и период пространственных структур зависят от режима выжигания, направления, длины волны и поляризации выжигающего луча. При выжигании спектральных провалов при комнатной температуре спектральная селективность наведенных структур определяется полушириной полосы поглощения (~ 20 нм), но при гелиевых температурах спектральную селективность можно повысить в $\sim 10^4$ раз [3]. Подчеркнем добавочно, что благодаря высокой термостойкости выжженных провалов в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [3], после промежуточного нагрева объекта до температуры даже выше комнатной при низкой температуре первоначально наведенная спектрально-пространственная структура восстанавливается.

Таким образом, созданные стационарные спектрально-пространственные структуры могут быть использованы для записи и обработки информации, для определения направлений симметрии кристалла, а также в прикладных целях для конструирования узлов оптических и лазерных устройств.

Авторы благодарны К. К. Ребане, В. Хижнякову и Я. Кикасу за внимание к этой работе и ценное обсуждение, С. Савихину и Е. Малкину за помощь при обработке результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rebane, K. K.* // Zero-Phonon Lines and Spectral Hole Burning in Spectroscopy and Photochemistry (eds. O. Sild, K. Haller). Berlin etc., Springer Verlag, 1988, 1—19.
2. *Айзенгендлер М., Намозов Б., Сильдос И.* // Изв. АН Эстонии. Физ. Матем., 1989, 38, № 3, 338—340.
3. *Sildos, I., Aizengendler, M., Dolindo, L., Renge, I.* // Opt. Commun., 1989, 73, № 3, 223—226.
4. *Мартынович Е. Ф.* // Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, № 12, 655—658.
5. *Bialas, H., Stolz, H. J.* // Z. Physik, 1975, B21, 319—324.
6. *Welch, L. S., Hughes, A. E., Pells, G. P.* // J. Phys., 1980, C13, 1805—1816.
7. *Pogatshnik, G. J., Chen, Y., Evans, B. D.* // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, NS-34, 1709—1712.
8. *Барышников В. И., Мартынович Е. Ф., Щепина Л. И., Колесникава Т. А.* // Опт. и спектр., 1988, 64, вып. 2, 455—457.
9. *Айзенгендлер М. П., Арутюнов В. А., Сильдос И. Р.* // ПТЭ, 1988, № 3, 254.

Институт физики
Академии наук Эстонии

Поступила в редакцию
2/1 1990