

УДК 539.213.2 : 535.372+535.34

Марк АЙЗЕНГЕНДЛЕР, Иван ДОЛИНДО, Ильмо СИЛЬДОС

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

Mark AIZENGENDLER, Ivan DOLINDO, Ilmo SILDOS. STATIONAARSETE SPEKTRAAL-ROUMILISTE 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 ,

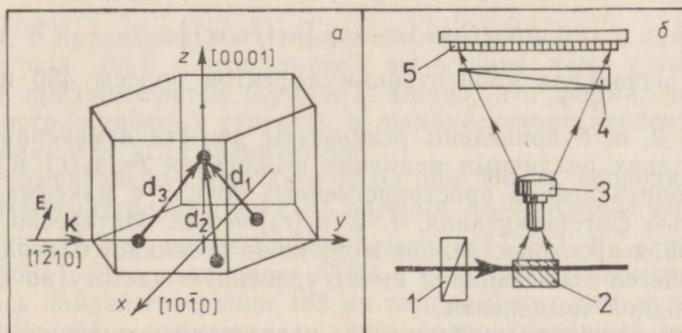


Рис. 1. а — Модель анизотропных центров окраски в кристалле $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$; б — схема экспериментальной установки: 1 — поляризатор, 2 — объект, 3 — микроскоп, 4 — анализатор, 5 — многоканальный оптический ПЗС-детектор.

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

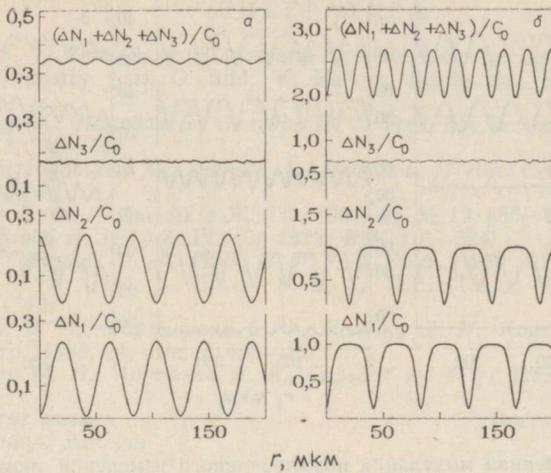


Рис. 2. Пространственная модуляция нормированного изменения концентрации АЦО каждой ориентации и их сумма при двух режимах выжигания: а — при $t=0,2 \cdot \tau_2(r_0)$; б — при $t=2 \cdot \tau_2(r_0)$.

необходимо детектировать в направлении $[0001]$ через анализатор, расположенный в плоскости (0001) , с возможностью вариации угла φ между осью пропускания анализатора а 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 $E_{i \text{ люм}}$, а — 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, а, 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 Р112, 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

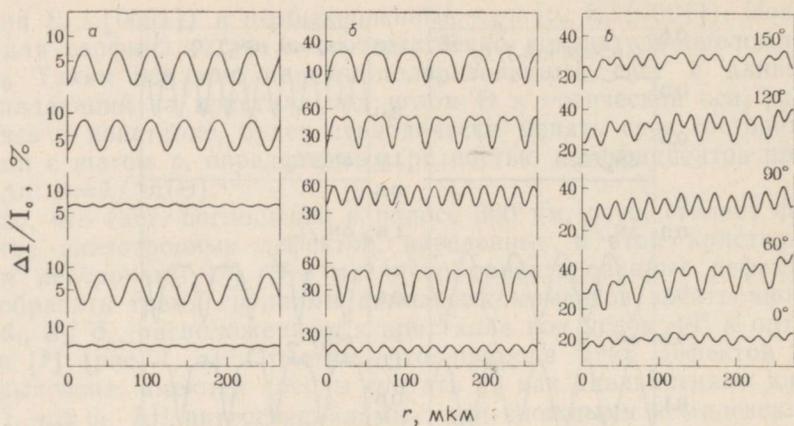


Рис. 3. Пространственная модуляция нормированного изменения люминесценции $\Delta I/I_0$ при углах между направлением возбуждающего луча и осью анализатора $0^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$: *a* — модельный расчет при $t=0,2 \cdot \tau_2(r_0)$; *б* — модельный расчет при $t=2 \cdot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