

УДК 539.213.2:535.372+535.34

Марк АЙЗЕНГЕНДЛЕР*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ В ОКРАШЕННОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ САПФИРЕ

(Представил К. К. Ребане)

1. Широкое применение кристаллов сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) в промышленном и научном приборостроении стимулирует теоретическое и экспериментальное исследование как чистых, так и содержащих дефекты $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. В последнее время установлено, что нейтронно-окрашенный сапфир является перспективным фотохромным материалом, в котором реализуется фотовыжигание спектральных провалов в бесфононных линиях агрегатных центров окраски [1]. Благодаря высокой термостойкости выжженных спектральных провалов данный кристалл представляет интерес как потенциальный материал для оптической записи информации [2]. Во многих научных и прикладных применениях сапфира необходимо определить кристаллографическую ориентацию исследуемого образца.

Так как $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ является оптически одноосным кристаллом, для определения главной (оптической) оси третьего порядка C_3 тригональной симметрии и базисной плоскости, т. е. плоскости, перпендикулярной оси C_3 , в сапфире используют поляризационно-оптические методы [3]. Однако определение кристаллографических осей симметрии второго порядка, перпендикулярных оптической оси, достаточно трудоемкая задача. На практике для этого используют рентгенографический (метод лауэграмм) или химический (травление плоскостей кристалла и анализ фигур астеризма) способы [3]. Надо отметить, что эти методы часто неприменимы в случае окрашенных кристаллов сапфира, так как в процессе определения осей материал меняет свои оптические свойства вследствие либо дополнительного окрашивания (рентгенографический метод) [4], либо термического разрушения агрегатных радиационных дефектов [4, 5].

В данной работе предложен достаточно универсальный, не меняющий оптические свойства окрашенных кристаллов способ определения кристаллографических осей второго порядка. Метод основан на использовании наведенных лазерным излучением светящихся пространственно-периодических структур в облученном нейтронами сапфире [2].

2. Кристалл $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ относится к тригональной системе с 10 атомами в элементарной ячейке (точная группа D_{3d}) [6]. Для дальнейшего рассмотрения выделим среди элементов симметрии кристаллов ось третьего порядка $[0001]$ и одну из осей второго порядка $[\bar{1}210]$ в базисной плоскости. Облучение высокоэнергетическими частицами (нейтронами,

* Eesti Teaduste Akadeemia Füüsika Instituut (Институт физики Академии наук Эстонии). EE2400 Tartu, Riia 142. Estonia.

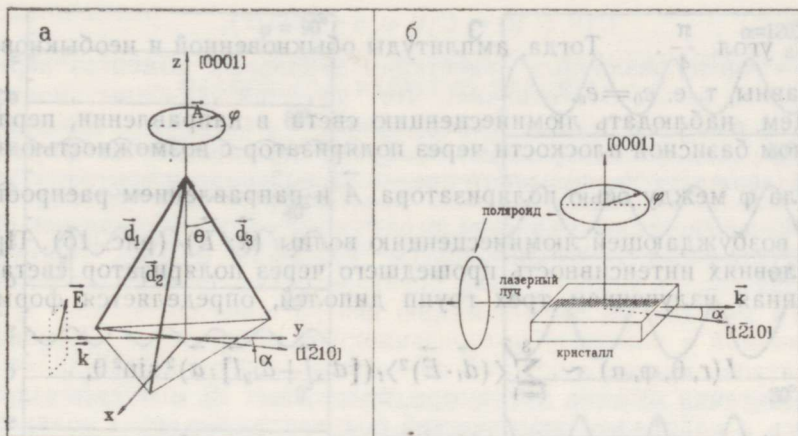


Рис. 1а. Расположение дипольных моментов (d_1, d_2, d_3) анизотропных центров окраски в кристалле $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Показаны также условия возбуждения и наблюдения наведенных лазерным лучом пространственных структур (см. текст). б — схема экспериментальной установки для определения кристаллографических осей второго порядка.

протонами, быстрыми электронами) приводит к образованию в сапфире радиационных дефектов [7]. По поляризационным спектрам люминесценции [8] и из экспериментов по выжиганию периодических структур [2] можно заключить, что для агрегатного центра окраски, дающего в спектре оптического поглощения полосу с максимумом при 450 нм, применима модель, описанная в [8, 2]. В этой модели три группы дипольного момента электронного перехода $\vec{d}_1, \vec{d}_2, \vec{d}_3$ анизотропного центра, симметричных относительно оси C_3 и составляющих с ней угол $\theta \approx 40^\circ$, различно ориентированы по отношению к осям второго порядка (рис. 1а). Как нетрудно заметить, поляризационные измерения поглощения или люминесценции этих анизотропных центров не могут выделить оси второго порядка [8].

Вследствие двулучепреломления сапфира свет, падающий на кристалл в направлении, не совпадающем с оптической осью, разлагается на две плоскополяризованные волны (обыкновенная и необыкновенная) с электрическими векторами $\vec{E}_0$ и $\vec{E}_e$, направленными перпендикулярно и параллельно оси C_3 соответственно. Эти волны распространяются в кристалле с разными скоростями. В частности, электромагнитная волна с электрическим вектором $\vec{E}$ и волновым вектором $\vec{k}$, распространяясь в базисной плоскости в направлении y , составляющем с осью $[1\bar{2}10]$ угол α (см. рис. 1а), распадается на две волны:

$$E_0 = e_0 \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} ct - \frac{2\pi}{\lambda} n_0 y \right),$$

$$E_e = e_e \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} ct - \frac{2\pi}{\lambda} n_e y \right),$$

где e_0, e_e, n_e — амплитуда и показатель преломления для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно, λ и c — длина волны и скорость света соответственно. Предположим для простоты дальнейшего анализа, что электрический вектор $\vec{E}$ падающей волны составляет с

осью C_3 угол $\frac{\pi}{4}$. Тогда, амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн равны, т. е. $e_0 = e_e$.

Будем наблюдать люминесценцию света в направлении, перпендикулярном базисной плоскости через поляризатор с возможностью вариации угла φ между осью поляризатора $\vec{A}$ и направлением распространения $\vec{k}$, возбуждающей люминесценцию волны $(\vec{k}; \vec{E})$ (рис. 1б). При таких условиях интенсивность прошедшего через поляризатор света, обусловленная излучением трех групп диполей, определяется формулой:

$$I(r, \theta, \varphi, \alpha) \sim \sum_{i=1}^3 \langle (\vec{d}_i \cdot \vec{E})^2 \rangle_i ([d_{ix}\vec{j} + d_{iy}\vec{l}] \cdot \vec{a})^2 \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где d_{iy}, d_{ix} — проекции i -го дипольного момента на базисную плоскость; $\vec{j}, \vec{l}$ — единичные векторы в направлении x и y соответственно, $\vec{a}$ — единичный вектор в направлении оси пропускания поляризатора. При фиксированных параметрах θ, φ, α это выражение сводится к периодической по y функции для интенсивности люминесценции:

$$I(y, \theta, \varphi, \alpha) = f_1(\theta, \varphi, \alpha) + f_2(\theta, \varphi, \alpha) \cos \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)y, \quad (2)$$

где $f_1(\theta, \varphi, \alpha)$ и $f_2(\theta, \varphi, \alpha)$ находятся из (1). Этот результат хорошо согласуется с реально наблюдаемой в эксперименте периодической структурой, состоящей из чередующихся светлых и темных светящихся полос с шагом $p = \lambda / (n_0 - n_e)$ [2, 9].

Вид функции $I(y/p, \theta = 40^\circ, \alpha = 0)$ при различных фиксированных значениях параметра φ приведен на рис. 2, откуда следует, что интенсивность люминесценции пространственно промодулирована с периодом p . Определим глубину модуляции светящейся структуры (контраст) $C(\theta, \varphi, \alpha)$ как отношение максимальной и минимальной интенсивностей люминесценции при одинаковых фиксированных параметрах φ, α, θ (см. рис. 2), т. е.

$$C(\theta, \varphi, \alpha) = \frac{I(\theta, \varphi, \alpha, y_1)}{I(\theta, \varphi, \alpha, y_2)}, \quad (3)$$

где y_1 и y_2 — пространственные координаты максимума и минимума функции $I(r, \theta, \varphi, \alpha)$ соответственно. Вычисленная по (3) зависимость $C(\theta = 40^\circ, \varphi)$ для различных углов α приведена на рис. 3. Из рис. 3 следует, что максимальная глубина модуляции (максимумы функции $C(\theta, \varphi, \alpha)$) соответствует различным углам φ_m в зависимости от направления кристаллографической оси второго порядка, определяемого углом α .

Выразим для произвольного направления падения луча $\vec{k}$, составляющим с осью $[1\bar{2}10]$ угол α , зависимость $\alpha(\varphi_m)$, где φ_m — угол между направлением $\vec{k}$ и осью поляризатора $\vec{A}$, при котором наблюдается максимальная глубина модуляции наведенной структуры. Рассчитанная по формулам (1)–(4) функция $\alpha(\varphi_m)$ приведена на рис. 4. Эта зависимость с достаточной точностью ($\pm 0.3^\circ$) аппроксимируется выражением:

$$\alpha = a + b\varphi + c \sin [2\pi/d \cdot (\varphi + e)], \quad (4)$$

где $a = \pi/6, b = 0.67, c = 2.55, d = 184, e = 2.2$

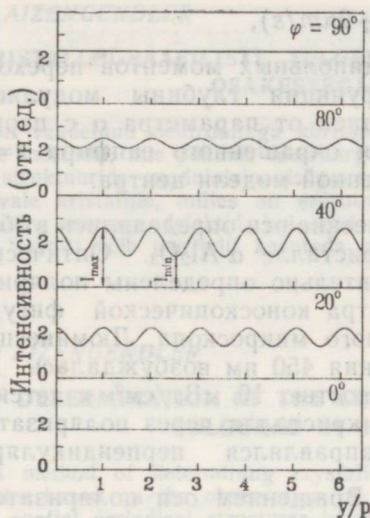


Рис. 2. Пространственная зависимость интенсивности люминесценции наведенной структуры $I(y/p)$, наблюдаемой в направлении оси C_3 через поляризатор, при различных углах φ между осью поляризатора и направлением возбуждающего люминесценцию света: p — период наведенной структуры, y — пространственная координата в кристалле в направлении возбуждения люминесценции.

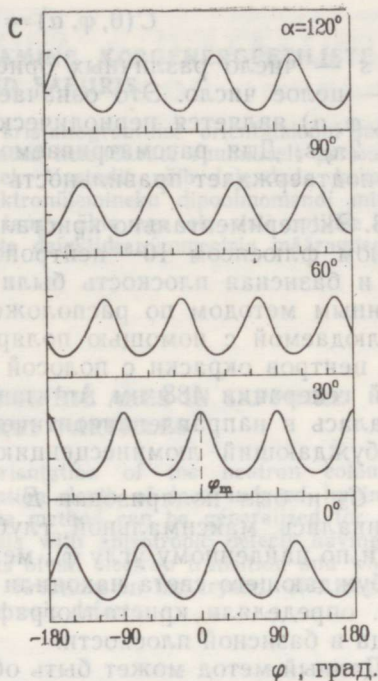


Рис. 3. Зависимость глубины модуляции наведенной структуры C от угла поляризатора φ при различных углах α между осью $[1210]$ и направлением возбуждающего люминесценцию света.

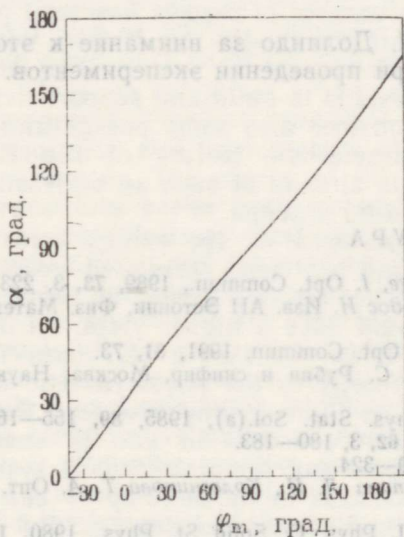


Рис. 4. Зависимость угла α , определяющего кристаллографическое направление в базисной плоскости, от угла φ_m между осью поляризатора и направлением возбуждения, при котором наблюдается максимальная глубина модуляции наведенной структуры.

Следует заметить, что при $\theta=0$ и $\theta=\pi/2$ функция $C(\theta=0, \pi/2; \varphi; \alpha)=1$, что означает отсутствие модуляции интенсивности люминесценции. Это объясняет отсутствие наведенных структур в кристалле рубина ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-Cr}^{3+}$), в котором дипольные моменты Cr^{3+} ориентированы вдоль оси C_3 или перпендикулярно ей [9, 10].

Кроме того, данный метод позволяет определить число различно ориентированных диполей $\vec{d}_i$. Можно показать, что из (4) следует:

$$C(\theta, \varphi, \alpha) = C(\theta, \varphi, \alpha + 2\pi m/s), \quad (5)$$

где s — число различных ориентаций дипольных моментов перехода, m — целое число. Это означает, что функция глубины модуляции $C(\theta, \varphi, \alpha)$ является периодической функцией от параметра α с периодом $2\pi/s$. Для рассматриваемого случая окрашенного сапфира $s=3$, что подтверждает правильность предложенной модели центра.

3. Экспериментально кристаллографические оси определялись в облученном флюенсом 10^{18} нейтронов/см² кристалле α -Al₂O₃. Оптическая ось и базисная плоскость были предварительно определены поляризационным методом по расположению центра коноскопической фигуры, наблюдаемой с помощью поляризационного микроскопа. Люминесценция центров окраски с полосой поглощения 450 нм возбуждалась линией генерации 488 нм Ar⁺-лазера мощностью 10 мВт/см² и детектировалась в направлении оптической оси кристалла через поляризатор. Возбуждающий люминесценцию свет направлялся перпендикулярно оси C_3 и был поляризован $\vec{E} \sim C_3 = 45^\circ$. Вращением оси поляризатора добивались максимальной глубины модуляции наведенной структуры, и по найденному углу φ_m между осью поляризатора и направлением возбуждающего света находили из зависимости $\alpha(\varphi_m)$ (рис. 4.) угол α , т. е. определяли кристаллографическую ориентацию исследуемого образца в базисной плоскости.

Данный метод может быть обобщен и для ориентации других двулучепреломляющих кристаллов. Необходимым условием должно быть наличие в исследуемом образце анизотропных дефектов, имеющих несколько пространственных положений дипольного момента перехода, ориентация которых не совпадает с оптической осью и перпендикулярными к ней направлениями.

Автор благодарен И. Сильдосу и И. Долиндо за внимание к этой работе, ценное обсуждение и помощь при проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sildos, I., Aizengendler, M., Dolindo, I., Renge, I. Opt. Commun., 1989, 73, 3, 223—226; Айзенгендлер М., Намозов Б., Сильдос И. Изв. АН Эстонии. Физ. Матем., 1989, 38, 3, 338—340.
2. Sildos, I., Aizengendler, M. and Dolindo, I. Opt. Commun. 1991, 81, 73.
3. Классен-Неклюдова М. В., Багдасарова Х. С. Рубин и сапфир, Москва, Наука, 1974, 42.
4. Atobe, K., Nishimoto, N., Nakagawa, N. Phys. Stat. Sol.(a), 1985, 89, 155—162.
5. Абдукадырова И. Х. Атомная энергия, 1987, 62, 3, 180—183.
6. Bialas, H., Stolz, H. Z. Physik, 1975, B21, 319—324.
7. Барышников В. И., Мартынович Е. Ф., Щепина Л. И., Колесникова Т. А. Опт. и спектр., 1988, 64, 2, 455—457.
8. Welch, L. S., Hughes, A. E., Pells, G. P. J. Phys. C: Solid St. Phys., 1980, 13, 1805.
9. Мартынович Е. Ф. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 12, 655—658.
10. Каплянский А. А., Пржевульский А. К. Докл. АН СССР, 1962, 142, 2, 313—316.

Поступила в редакцию
2/XII 1991

KRISTALLOGRAAFILISTE TELGEDE MÄÄRAMINE KÖRGENERGEETILISTE OSAKESTEGA VÄRVITUD SAFIIRIS

On vaadeldud neutronitega kiiritatud safiiris kristallograafilise orientatsiooni määramise meetodit, mis põhineb laserkiirgusega tekitatud helendavate ruumiliselt perioodiliste struktuuride modulatsioonisügavuse jälgimisel. Meetodit võib laiendada kaksikmurdvale kristallile, milles on anisotroopsed, elektronülemineku dipoolmomendi mitme võimaliku suunaga defektid, kui need suunad ei lange ühte ega ole risti optilise teljega. Samuti võib meetodit kasutada anisotroopsete defektide sümmeetria määramiseks.

Mark AIZENGENDLER

DETERMINATION OF THE CRYSTALLOGRAPHIC AXES IN SAPPHIRE COLOURED BY HIGH-ENERGY PARTICLES

A method of determining crystallographic orientation of the neutron coloured sapphire based on the observation of the modulation depth of laser-induced luminescence spatial periodical structures is described. The method can be generalized for the crystallographic orientation of birefringence crystals with anisotropic defects having a few different spatial orientations of dipole moments of an electron transition and which do not coincide with optical axes or perpendicular directions in the crystal. The method is also used for determining the symmetry of anisotropic defects.