

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В ПОЛУСФЕРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧКАХ ИЗ ЛЕЙКОСАПФИРА

© 2009 г. В. Н. Ветров, канд. тех. наук; Б. А. Игнатенков

Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения
ВНИЦ “ГОИ им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: antitov@peterlink.ru

Приведены формулы расчета показателя преломления необыкновенного луча для полусферических оболочек из лейкосапфира и его текстурированного аналога, позволяющие определить локальное двулучепреломление для любой точки поверхности оболочки. Проведен анализ влияния геометрии расположения оптической индикатрисы на двойное лучепреломление в деталях из лейкосапфира.

Ключевые слова: двулучепреломление, необыкновенный луч, монокристаллический лейкосапфир, текстурированный лейкосапфир.

Коды OCIS: 160.1190, 160.4760

Поступила в редакцию 30.03.2009

В работе [1] приведена методика расчета двойного лучепреломления (ДЛП) в полусферических деталях из лейкосапфира, где для определения значения показателя преломления кристалла использовали его среднее значение для необыкновенного луча. Позже авторы [2] вывели формулу определения ДЛП в изотропной асферической линзе из пластически деформированного лейкосапфира с учетом конуса оптических осей кристалла.

Целью данной работы является определение ДЛП в полусферических оболочках из лейкосапфира и его текстурированного аналога с учетом пространственного разделения лучей при наклонном падении луча по отношению оси симметрии детали.

Алгоритм определения ДЛП в асферической линзе из пластически деформированного лейкосапфира, приведенный в работе [2], сводится к расчету угла рассогласования между направлением преломленного луча с оптической осью кристалла в точке на поверхности, определению показателя преломления необыкновенного луча и далее к определению ДЛП как функции координат x_1, y_1 или апертурного угла (γ), являющегося углом между оптической осью пластически деформированного кристалла и осью симметрии. В результате получено универсальное квадратное уравнение, определяющее угол рассогласования p между лучом и оптической осью в любой точке поверхности линзы при падении параллельного пучка лучей света

$$(Ln_0^2 - 1)tg^2 p - 2tgptg\alpha + Ln_e^2 - tg^2\alpha = 0. \quad (1)$$

Решение уравнения для асферической линзы и параметры L, α приведены в таблице.

На рис. 1 показаны схемы преломления параллельного пучка лучей, направленных по оси симметрии полусферических оболочек радиуса R , из которых видно, что в отличие от оболочки из текстурированного лейкосапфира [2] угловое смещение необыкновенного луча от оптической оси кристалла в оболочке из монокристалла при увеличении отклонения значительно больше, что отмечено в работе [3].

Используем рис. 1а и применим уравнение (1) для полусферического профиля оболочки из текстурированного лейкосапфира. В этом случае при равенстве апертурного угла и угла K для пучка лучей, направленных по оси симметрии оболочки, характеризующихся нулевым значением угла β , несложно получить выражение для угла рассогласования p в следующем виде:

$$p = \arctg \sqrt{\frac{n_e^2}{n_0^2[(n_e/\sin \varphi_0) - 1]}}, \quad (2)$$

где $\varphi_0 = -\arctg(-1/y_1')$.

Как и следовало ожидать, угол рассогласования для полусферической оболочки определяется естественным двулучепреломлением и углом падения луча в точку.

Для оболочки из одноосного монокристалла, что видно из рис. 1б, апертурный угол принимает

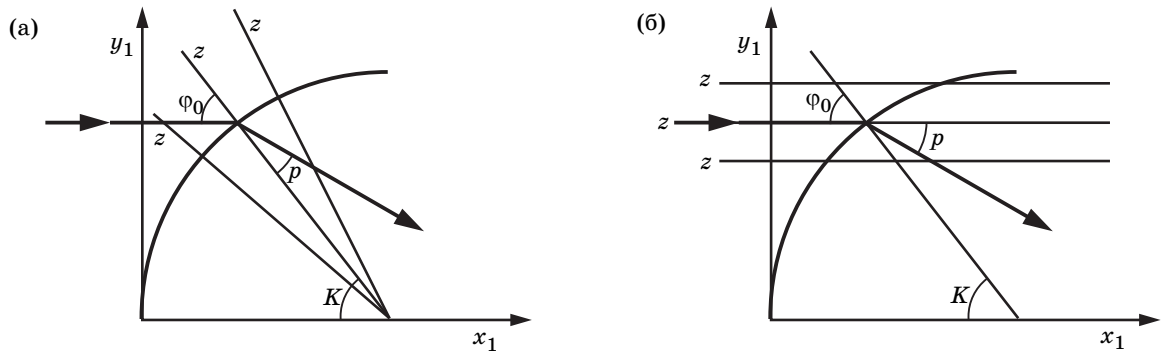


Рис. 1. Схема преломления необыкновенного луча на поверхности оболочек из текстурированного (а) и монокристаллического лейкосапфира (б).

Формулы расчета ДЛП и локального показателя преломления необыкновенного луча в деталях из лейкосапфира

Лейкосапфир		
Текстурированный		Монокристаллический
полусферическая оболочка $y_1 = \sqrt{1 - (x_1 - 1)^2}$, где $y_1 = y/R$, $x_1 = x/R$	асферическая линза $y_1 = (1 - x_1) \sqrt{[(1 - x_1/n_0)/(1 - x_1)]^2 - 1}$, где $y_1 = y/R$, $x_1 = x/R$	полусферическая оболочка $y_1 = \sqrt{1 - (x_1 - 1)^2}$, где $y_1 = y/R$, $x_1 = x/R$,
Лучи направлены по оси симметрии, $\beta = 0$		
$x_1 = 0$ $n = 0$ $x_1 > 0$ $n = n_0 n_e / \cos p \sqrt{n_0^2 \operatorname{tg}^2 p + n_e^2}$ $p = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_e^2}{n_0^2 [(n_e / \sin \varphi_0) - 1]}}$ $\varphi_0 = -\operatorname{arctg}(-1/y_1')$	$x_1 = 0$ $n = 0$ $x_1 > 0$ $n - n_0 = 0$ ($n = n_0$)	$x_1 = 0$ $n = 0$ $x_1 > 0$ $n = n_0 n_e / \cos p \sqrt{n_0^2 \operatorname{tg}^2 p + n_e^2}$ $p = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_0 \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi_0 - (Ln_0^2 - 1)(Ln_e^2 - \operatorname{tg}^2 \varphi_0)}}{Ln_0^2 - 1}$ $L = \sin^2 \varphi_0 / n_0 n_e \cos^2 \varphi_0$ $\varphi_0 = -\operatorname{arctg}(-1/y_1')$
Лучи направлены под углом к оси симметрии, $\beta \neq 0$		
$x_1 = 0$ $\varphi_0 = 0$ $\varphi_\beta = -\beta$ $x_1 > 0$ $n = n_0 n_e / \cos p \sqrt{n_0^2 \operatorname{tg}^2 p + n_e^2}$ $p = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_e^2}{n_0^2 [(n_e / \sin \varphi_\beta) - 1]}}$ $\varphi_\beta = \varphi_0 - \beta$ $\varphi_0 = -\operatorname{arctg}(-1/y_1')$	$x_1 = 0$ $\varphi_0 = 0$ $\varphi_\beta = -\beta$ $x_1 > 0$ $n = n_0 n_e / \cos p \sqrt{n_0^2 \operatorname{tg}^2 p + n_e^2}$ $p = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \alpha \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \alpha - (Ln_0^2 - 1)(Ln_e^2 - \operatorname{tg}^2 \alpha)}}{Ln_0^2 - 1}$ $\alpha = -\gamma + K\gamma = \operatorname{arctg}[y_1 / (1 - x_1)]$ $L = \sin^2 \varphi_\beta / n_0 n_e \cos^2 \alpha$ $\varphi_\beta = \varphi_0 - \beta$ $\varphi_0 = K = -\operatorname{arctg}(-1/y_1')$	$x_1 = 0$ $\varphi_0 = 0$ $\varphi_\beta = -\beta$ $x_1 > 0$ $n = n_0 n_e / \cos p \sqrt{n_0^2 \operatorname{tg}^2 p + n_e^2}$ $p = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \varphi_0 \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi_0 - (Ln_0^2 - 1)(Ln_e^2 - \operatorname{tg}^2 \varphi_0)}}{Ln_0^2 - 1}$ $L = \sin^2 \varphi_\beta / n_0 n_e \cos^2 \varphi_0$ $\varphi_\beta = \varphi_0 - \beta$ $\varphi_0 = -\operatorname{arctg}(-1/y_1')$

нулевое значения и решение уравнения (1) принимает более сложный вид

$$p = \arctg \frac{\operatorname{tg} \varphi_0 \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \varphi_0 - (Ln_0^2 - 1)(Ln_e^2 - \operatorname{tg}^2 \varphi_0)}}{Ln_0^2 - 1}, \quad (3)$$

где $L = \sin^2 \varphi_\beta / n_0 n_e \cos^2 \varphi_0$, при $\beta = 0$, $\varphi_\beta = \varphi_0$.

При наклонном падении параллельного пучка лучей для обеих оболочек в выражениях (2) и (3) следует $\sin \varphi_0$ заменить $\sin \varphi_\beta$, где угол падения наклонного пучка φ_β определяется из равенства

$$\varphi_\beta = \varphi_0 - \beta. \quad (4)$$

Подставляя значения угла рассогласования p в выражение для определения показателя преломления необыкновенного луча, получаем $n = f(n_0, n_e, p)$, причем последний параметр является зависимым только от координаты x_1 , что позволяет определить локальное значение показателя преломления для точки поверхности (x_1, y_1) и далее ДЛП по всей апертуре детали.

Полученные результаты, сведенные в таблицу, позволяют определить значение показателя преломления необыкновенного луча $n = f(x_1)$ и $(n_0 - n) = f(x_1)$ в полусферических оболочках из лейкосапфира и его текстурированного аналога. Результаты, относящиеся к монокристаллам, можно также использовать для полусферических оболочек из одноосных кристаллов, например, для фторида магния или кварца. Для сравнения результатов в таблице приведены данные работы [2] для изотропной асферической линзы из текстурированного лейкосапфира.

В таблице следует обратить внимание на нулевое значение ДЛП в линзе для пучка лучей, параллельного оси детали, что позволяет называть ее изотропной линзой из текстурированного лейкосапфира, и отличающиеся друг от друга выражения для определения ДЛП полусферических оболочек при равенстве значений ДЛП в центре. При наклонном падении пучка лучей на оболочку из монокристалла, как и в случае с изотропной линзой, возникают знаки “+” или “-” при определении угла рассогласования, что обусловлено выбранной системой координат и направлением отсчета углов.

В качестве примера на рис. 2–4 приведены изменения ДЛП и показателя преломления необыкновенного луча по апертуре полусферических оболочек из текстурированного лейкосапфира и его монокристаллического аналога, а также монокристаллов фтористого магния.

Приведенные на рис. 2 и 3 зависимости ДЛП по апертуре оболочки для пучка лучей, направ-

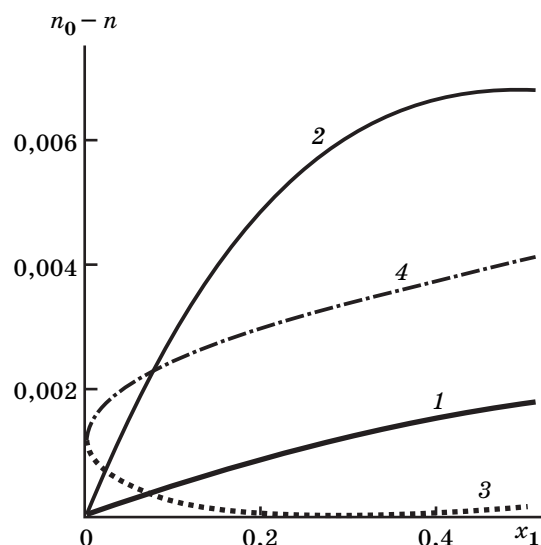


Рис. 2. Зависимости ДЛП ($\lambda = 4,206$ мкм) от x_1 в полусферических оболочках из лейкосапфира (2, 4) и текстурированного аналога (1, 3) при разных углах наклона параллельного пучка лучей (1, 2 — $\beta = 0$, 3, 4 — $\beta = 45^\circ$).

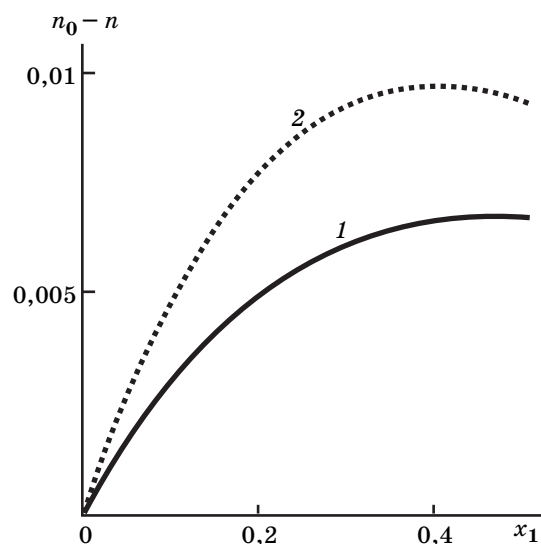


Рис. 3. Зависимости ДЛП от x_1 в полусферических оболочках из лейкосапфира (1) и монокристаллического фторида магния (2) ($\lambda = 4,206$ мкм).

ленных по оси симметрии, показывают, что наибольшее ДЛП возникает на краю оболочки, причем ДЛП для оболочки из фтористого магния больше чем у лейкосапфира в 1,4 раза. При наклонном падении лучей ДЛП в оболочке из монокристалла превышают характеристики текстурированного лейкосапфира по всей апертуре

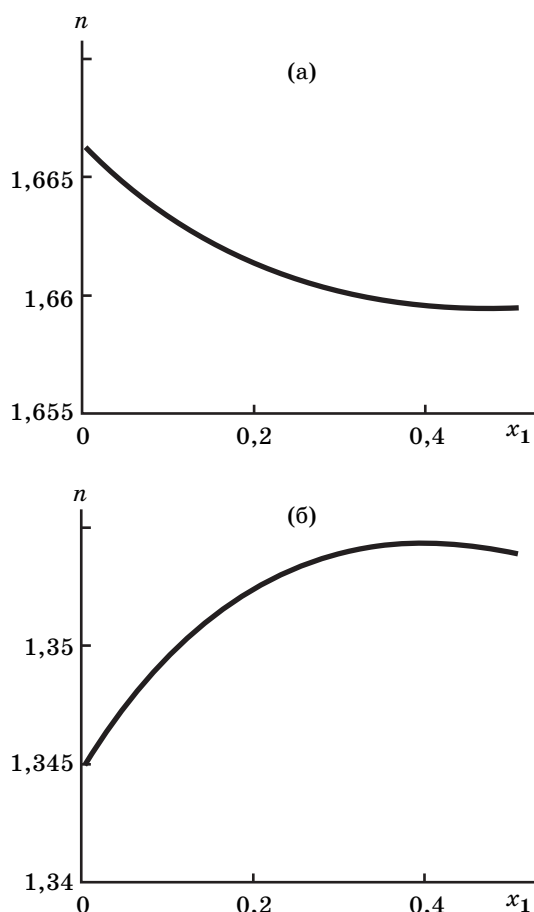


Рис. 4. Зависимости показателя преломления необыкновенного луча от x_1 в полусферических оболочках из лейкосапфира (а) и монокристаллического фторида магния (б) ($\lambda = 4,206$ мкм).

детали. Следует отметить нулевое значение ДЛП в оболочке из текстурированного лейкосапфира при совпадении направления падающего луча и оптической оси кристалла в данной точке.

Изменения показателя преломления необыкновенного луча в полусферических оболочках

из монокристаллического фтористого магния и лейкосапфира (рис. 4) показывают особенность проявления свойств положительного и отрицательного одноосного кристалла при изменении отклонения лучей параллельного пучка в полусферических оболочках.

Сопоставляя полученные результаты по линзе и оболочкам из лейкосапфира, можно констатировать, что использование текстурированного материала позволяет минимизировать ДЛП в детали или даже устранить его полностью для параксиального пучка лучей [4].

Предложенная методика позволила получить формулы для расчета локального ДЛП в полусферических оболочках, учитывающие геометрию расположения оптической индикатрисы. Результаты для оболочки из монокристалла верны для всех оболочек из одноосных кристаллов. Полученные результаты позволяют оценить ДЛП при конструировании деталей из анизотропных кристаллов, что может привести к расширению их использования в проходной оптике.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ветров В.Н., Игнатенков Б.А., Ананьева Г.В., Ягмурова Г.П., Афанасьев И.И., Андрианова Л.К.* Структура и двулучепреломление пластически деформированных дисков лейкосапфира // ОМП. 1991. № 3. С. 15–19.
2. *Ветров В.Н., Игнатенков Б.А.* Двойное лучепреломление лейкосапфира при наклонном падении лучей // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 1. С. 154-158.
3. *Ветров В.Н., Игнатенков Б.А., Письменный В.А., Петровский Г.Т., Рыжиков Э.Н., Дукельский К.В.* Способ получения линз // Патент России № 2285757. 2006.
4. *Ветров В.Н., Игнатенков Б.А., Письменный В.А., Петровский Г.Т., Рыжиков Э.Н., Дукельский К.В.* Способ получения оптических линз из лейкосапфира // Патент России № 2313809. 2007.