

Рис. 2. Зависимость степени поляризации светового потока на выходе периодической системы от количества периодов слоев при отсутствии и в присутствии модулирующего электрического поля.

Кристалл KDP: 1 — $E = 0$, 2 — $E \parallel Z$, $E = 755$ В/м; кварца: 3 — $E = 0$, 4 — $E \parallel X$, $E = 755$ В/м; LiNbO₃: 5 — $E = 0$, 6 — $E \parallel Z$, $E = 755$ В/м

количества периодов слоев. Для непериодической системы с одинаковыми срезами степень поляризации на выходе медленно повышается с ростом количества слоев и она меньше, чем степень поляризации на выходе периодической системы. Характерно, что степень поляризации на выходе системы осциллирует. Но в присутствии модулирующего электрического поля амплитуда осцилляции больше, чем в отсутствие модуляции.

Список литературы

1. Барковский Л. М., Федоров Ф. И. // Опт. и спектр. 1974. Т. 36. Вып. 6. С. 1140.
2. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск, 1976.
3. Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // ЖПС. 1975. Т. 23. Вып. 1. С. 143.
4. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. М., 1971.
5. Цернике Ф., Мидвинтер Дж. Прикладная нелинейная оптика. М., 1976.
6. Справочник по лазерам. М., 1978. Т. 2.
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1957.

Поступила в редакцию 07.04.87.

УДК 535.132

А. И. КИРИЛЕНКО

О ПОКАЗАТЕЛЯХ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛН

Широкое внедрение в практику поглощающих веществ, например полупроводников, диктует необходимость детального изучения распространения светового излучения в них прежде всего с целью расширения возможностей контроля за их параметрами. Однако при этом приходится переосмысливать, казалось бы, установившиеся понятия электромагнитной теории [1]. Мы рассматриваем прохождение границы раздела между двумя поглощающими средами электромагнитной волной, которая в общем случае неоднородна [2]. В таких задачах одним из важнейших понятий является показатель преломления (ПП), позволяющий наглядно пред-

ставить закономерности прохождения волны через границу. Для неоднородных волн необходимо вводить два ПП, характеризующих преломленные фазовой \vec{h} и амплитудной $\vec{\tau}$ нормалью [3]. По определению [4],

$$N_3 = \frac{|\vec{h}|}{|\vec{h}'|} = \frac{1}{|N|} \frac{\sqrt{\text{ch}^2 \vartheta' - \sin^2 \delta_2}}{\sqrt{\text{ch}^2 \vartheta - \sin^2 \delta_1}}; \quad K_3 = \frac{|\vec{\tau}|}{|\vec{\tau}'|} = \frac{1}{|N|} \frac{\sqrt{\text{ch}^2 \vartheta' - \cos^2 \delta_2}}{\sqrt{\text{ch}^2 \vartheta - \cos^2 \delta_1}}. \quad (1)$$

Формулы (1) гораздо сложнее известных для компланарного случая, поскольку параметр неоднородности преломленной волны зависит не только от параметров (угла) падения α и неоднородности ϑ , но и от угла некомпланарности η падающей волны. Цель нашей работы — рассмотреть частные, предельные случаи формул (1), что поможет ориентироваться при численных расчетах и в постановке эксперимента. Примем

следующие обозначения: $\vec{m} = N_1 \vec{e} = N_1 (\vec{e}_1 + i \vec{e}_2) = \vec{h} + i \vec{\tau}$ — вектор рефракции; $N_1 = n_1 - i \chi_1 = n_1 (1 - i \text{tg} \delta_1)$ — комплексный ПП первой среды; во второй среде с $N_2 = n_2 - i \chi_2$ распространяется преломленная волна, ее параметры обозначаем штрихами. Относительный показатель преломления $N = N_1 / N_2$. Фазовый множитель рассматриваемых волн берем в виде

$\exp i[\omega t - k(\vec{m}, \vec{r})]$; нормаль $\vec{q} = \{0, 0, 1\}$ направлена из первой среды во вторую. Векторы \vec{e}_1 и \vec{e}_2 задаем в виде: $\vec{e}_1 = \text{ch} \vartheta \{\sin \alpha, \vartheta, \cos \alpha\}$, $\vec{e}_2 = \text{sh} \vartheta \{\cos \alpha \cos \eta, \sin \eta, -\sin \alpha \cos \eta\}$. Из (1) видно, что N_3 и K_3 , хотя и характеризуют различные стороны преломления, не являются независимыми. Между ними существует взаимосвязь $N_3 (\text{ch}^2 \vartheta - \sin^2 \delta_1) = K_3 (\text{ch}^2 \vartheta - \cos^2 \delta_1) + |N|^{-2} \cos 2\delta_2$, в которую входит единственный волновой параметр — неоднородность падающей волны ϑ , и эта связь одинакова как при компланарном, так и при некомпланарном падении.

Обычно считается, что чем больше мнимая часть ПП, ответственная за затухание, тем больше N_3 и K_3 [3]. Для неоднородных волн затухание зависит еще и от неоднородности ϑ и растет с ее увеличением. Казалось бы, что поведение N_3 и K_3 от ϑ должно быть таким же. Однако можно показать, что при больших неоднородностях ($\vartheta \rightarrow \infty$) N_3 и K_3 стремятся к единице, причем независимо от значений α и η и оптических постоянных граничащих сред. Этим подчеркивается отличие параметра неоднородности ϑ от коэффициента поглощения χ . Вероятно, экспериментально трудно получить волны с большими неоднородностями, но этот случай не единственный, когда одновременно $N_3 = 1$ и $K_3 = 1$. Физически его можно интерпретировать как прохождение границы раздела «без преломления» [4], хотя при таком подходе не учитывается, что N_3 и K_3 определены как положительные величины, т. е. углы преломления отсчитываются от нормали к границе в обе стороны. На самом деле преломление, конечно, происходит, но при этом длины векторов \vec{h} и $\vec{\tau}$ в первой и во второй средах не меняются, хотя взаимная их ориентация может изменяться. Из закона Снелла и соотношения Максвелла $m^2 = N^2$ следует: $m'_z = h'_z + i \tau'_z = \sqrt{N_2^2 - N_1^2 + (h_z + i \tau_z)^2}$. Для того, чтобы длины векторов \vec{h} и $\vec{\tau}$ в первой и во второй средах остались неизменными, нормальные компоненты векторов рефракции m_z и m'_z в падающей и преломленной волнах должны быть, например, комплексно сопряженными, что возможно, если

$$n_1^2 - \chi_1^2 = n_2^2 - \chi_2^2. \quad (2)$$

Взаимная ориентация векторов \vec{h} и $\vec{\tau}$ в каждой среде различна (рис. 1), что следует из равенств $(\vec{h}, \vec{\tau}) = n_1 \chi_1$; $(\vec{h}', \vec{\tau}') = -n_2 \chi_2$. Отметим, что случай $N_3 = 1$ изучался ранее, в том числе экспериментально (опыты Шн и Вильб). Описанный здесь эффект включает случай $N_3 = 1$ как частный.

Положим, что условие (2) выполняется и на границу раздела падает каноническая волна: $\vec{E} = A_s [\vec{q}, \vec{e}] - A_p [\vec{e}, [\vec{q}, \vec{e}]]$, $\vec{H} = N A_s [\vec{e}, [\vec{q}, \vec{e}]] +$

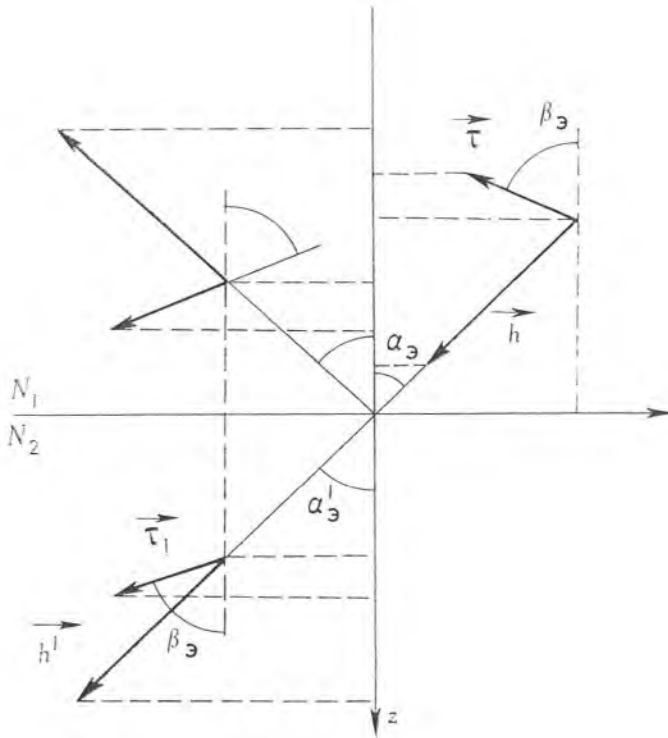


Рис. 1. Взаимная ориентация фазовых h и амплитудных τ векторов в падающей, отраженной и преломленной волнах при прохождении границы раздела «без преломления»

$+NA_p[\vec{q}, \vec{e}]$, которая отражается и преломляется с соответствующими френселевскими коэффициентами [6]. При прохождении границы двух сред, в силу закона преломления $N_1[\vec{q}, \vec{e}] = N_2[\vec{q}, \vec{e}']$, волна типа «s» не меняет свою поляризацию по вектору \vec{E} и изменяет ее по вектору \vec{H} , а волна типа «p» — наоборот. Коэффициенты отражения можно представить в виде

$$R_s = i \frac{\tau_z}{h_z}; \quad R_p = -\frac{A + R_s}{1 + AR_s}, \quad (3)$$

где $A = (N_2^2 - N_1^2)/(N_2^2 + N_1^2)$, причем здесь h_z и τ_z связаны соотношением

$$2h_z\tau_z = n_1\kappa_1 - n_2\kappa_2. \quad (4)$$

Если N_1 и N_2 различаются не сильно ($A \rightarrow 0$, т. е. при условии (4) еще должно быть $n_1\kappa_1 \approx n_2\kappa_2$), то R_s и R_p становятся одинаковыми, причем, как видно из (3), отражение происходит со сдвигом фаз равным $\pm\pi/2$, а модуль коэффициента отражения может быть очень малым, если мало τ_z .

Проанализируем вариант $\alpha = 0$, когда фазовая нормаль \vec{e}_1 перпендикулярна к границе раздела. При этом векторы \vec{h} , $\vec{\tau}$ и нормаль к границе раздела \vec{q} лежат в одной плоскости (компланарное падение). Здесь N_s и K_s не зависят от угла некомпланарности η , причем всегда выполняются неравенства:

$$N_s^2 \ll \frac{|N|^2 \text{sh}^2 \theta + n_1^2}{|N|^2 \text{sh}^2 \theta + n_2^2}; \quad K_s^2 \ll \frac{|N|^2 \text{sh}^2 \theta + \kappa_1^2}{|N|^2 \text{sh}^2 \theta + \kappa_2^2}. \quad (5)$$

Равенство имеет место для согласованных сред $\delta_1 = \delta_2$.

Особый случай реализуется, когда \vec{e}_1 направлен вдоль границы раздела ($\alpha = \pi/2$). Хотя векторы \vec{h} , $\vec{\tau}$ и \vec{q} при этом некопланарны, зависимости N_0 и K_0 от η легко изучить, особенно в важном случае малых неоднородностей θ . Оказывается, что N_0 и K_0 не зависят от ориентации амплитудной нормали, т. е. волны с различной некопланарностью преломляются одинаково. Это следует из закона преломления для параметра неоднородности θ , входящего в (1) [5]: $2\text{ch}^2\theta' = 1 + |N|^2(1 - G - 2\text{sh}^2\theta) + \sqrt{[1 - |N|^2(1 + G)]^2 + 4\chi^2 + (1 + G)}$, где $\chi = \text{Im}N$, $G = \text{sh}^2\theta \cos^2\eta$. Каким бы ни было η , при достаточно малых θ параметр преломленной волны θ' практически не зависит от η , что находит отражение в поведении N_0 и K_0 . При больших неоднородностях θ ПП зависят от угла некопланарности η существенным образом. Некоторые типичные зависимости N_0 и K_0 от параметров α и η представлены на рис. 2, а ($\theta = 0,1$) и б ($\theta = 1,0$) для границы раздела железо ($N_1 = 3,03 - i1,78$) — серебро ($N_2 = 0,35 - i1,79$).

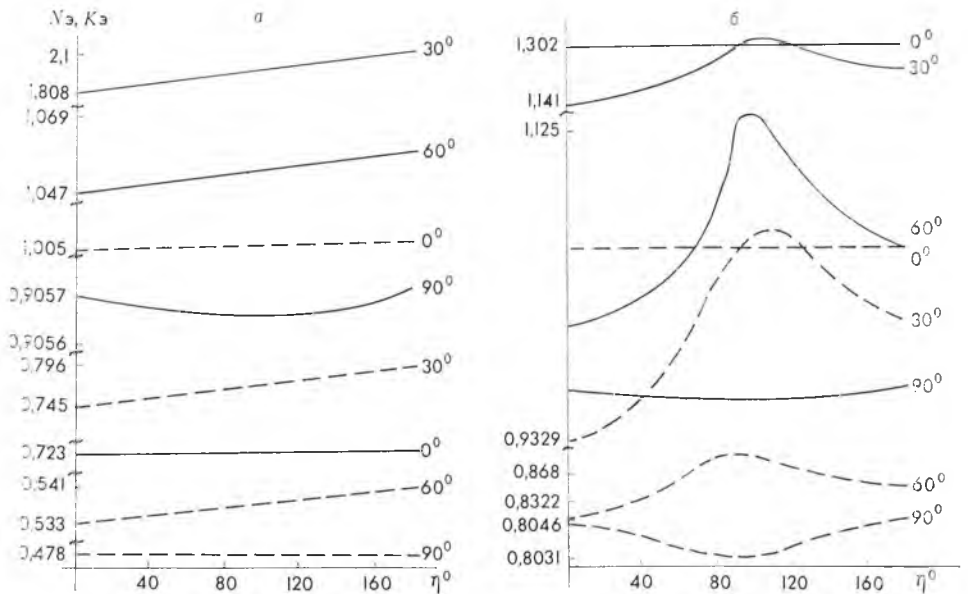


Рис. 2. Зависимости эффективных показателей преломления для фазовых N_0 (-----) и амплитудных K_0 (—) нормалей от параметра некопланарности η . Справа указаны углы падения α

Практически важным является нормальное падение $h_z = |\vec{h}|$. В этом некопланарном случае мы имеем главные значения N_0 и K_0 . Волна падает нормально к границе раздела, если ($\alpha \neq \pi/2$, $\theta \neq 0$, $\delta \neq \pi/2$) $\eta = \pi$ и $\text{tg } \alpha = \text{th } \theta \text{ tg } \delta_1$. При этом вектор $\vec{\tau}$, характеризующий затухание, составляет с нормалью \vec{q} угол ψ такой, что

$$\text{tg } \psi = \text{ch}^2\theta \text{ tg } \alpha / \sin^2\delta_1. \quad (6)$$

Для ПП имеем:

$$N_0 = (\cos 2\delta_2 + L + \sqrt{(1 + L)^2 - 4L \sin^2 \delta_2}) / 2 |N|^2 (\text{ch}^2 \theta - \sin^2 \delta_1), \quad (7)$$

$$K_0 = (-\cos 2\delta_2 + L + \sqrt{(1 + L)^2 - 4L \sin^2 \delta_2}) / 2 |N|^2 \left(\text{ch}^2 \theta - \frac{n_1}{|N|^2} \right),$$

где $L = |N|^2 \text{ch}^2 \theta \sin^2 \alpha / \sin^2 \delta_1$.

С помощью соотношений (4) и (5) формулы (7) легко выразить через угол ψ , если подставить $\text{ch}^2 \theta = (1 - \text{tg}^2 \delta_1 \text{tg}^2 \alpha)^{-1}$, где $\text{tg } \alpha = (-1 + \sqrt{1 + 4 \sin^4 \delta_1 \text{tg}^2 \delta_1 \text{tg}^2 \psi}) / 2 \sin^2 \delta_1 \text{tg}^2 \delta_1 \text{tg } \psi$.

Таким образом, при нормальном падении эффективные ПП зависят от ориентации амплитудной нормали относительно нормали к границе раздела сред и эти зависимости удается представить в явном виде.

Рассмотренные здесь эффекты, связанные с прохождением границ раздела неоднородными волнами, могут оказаться полезными как для экспериментальной проверки самих законов отражения и прохождения, так и для уточнения оптических постоянных поглощающих веществ.

Список литературы

1. Минков И. М. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. Вып. 2. С. 466.
2. Богуславский С. А. Избранные труды по физике. М., 1961.
3. Кизель В. А. Отражение света. М., 1973.
4. Кирилленко А. И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 486.
5. Хапалюк А. П., Кирилленко А. И. // ЖПС. 1976. Т. 24. Вып. 6. С. 1044.
6. Кирилленко А. И., Хапалюк А. П. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1980. №1. С. 17.

Поступила в редакцию 23.05.88.

УДК 621.315.592:546.28

А. И. УРБАНОВИЧ, Ю. А. ПОДЛИПКО, В. Н. ШАЛИМА

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КРИСТАЛЛОВ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ ПЕРЕМЕННОЙ МОЩНОСТИ

Взаимодействие ионных пучков с мишенями, как правило, сопровождается сильным разогревом их. Динамика и конфигурация температурного поля в мишени при этом сильно зависят от параметров пучка: его интенсивности, пространственного профиля и степени фокусировки [1]. Расчеты температурных полей в произвольный момент времени представляют большой интерес для технологии ионного легирования полупроводниковых кристаллов. В частности, зная градиенты температур, можно судить о вызываемых нагревом напряжениях в кристалле, ответственных за образование нарушений на его поверхности, а также об эффективности отжига радиационных нарушений, образующихся в ходе облучения, и перехода внедренных частиц в равновесное состояние. Анализ температурных полей в начальный период облучения показывает, что в центре пятна нагревания температура резко возрастает, в то время как периферийная часть мишени остается практически холодной [2]. В рамках простейшей модели, описывающей линейную связь между термонапряжениями и градиентом температуры, исследован характер зависимости возникающих напряжений от времени в случае мощности пучка, постоянной во времени [1, 2]. Нами проведен расчет температурных полей для пучков с переменной мощностью. Для тонких пластин, т. е. в случае, если толщина пластины d значительно меньше диаметра пучка $2a$, уравнение, описывающее температурное поле $T(r, t)$ мишени в радиальном направлении, может быть записано в виде [1]:

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\chi}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \rho C \frac{\partial T}{\partial t} + \mu \frac{I(t)}{d} e^{-\frac{r^2}{a^2}} - 2\alpha\sigma \frac{T^4 - T_0^4}{d} = 0, \quad (1)$$

где χ , ρ и C — коэффициент теплопроводности, плотность и удельная теплоемкость мишени соответственно; $I(t)$ — плотность мощности падающего лучка, зависящая от времени; μ — коэффициент, учитывающий долю энергии падающего пучка на разогрев мишени; σ — постоянная Стефана — Больцмана; α — эмиссионная способность мишени; T_0 — температура окружающей среды.

Для иллюстрации влияния временной зависимости мощности пучка на характер температурных полей в тонких пластинках $I(t)$ будем аппроксимировать следующим образом: $I(t) = I_0 \cdot F(t)$, где