Список литературы

1. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.— 1985.— № 3.— С. 26.
2. Шишкин Г. В., Андрушкевич И. Е. // Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех.— 1986.— № 1.— С. 6.

Поступила в редакцию 17.01.85.

УДК 535.012.2

А. В. ЛАВРИНЕНКО

ПОВЕДЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОТОКА ЭНЕРГИИ ПРЕЛОМЛЕННОЙ ВОЛНЫ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

При падении плоской поляризованной волны на границу анизотропного кристалла в нем в общем случае возбуждается несобственная преломленная волна, т. е. волна, состояние поляризации которой изменяется в процессе распространения [1, 2]. Такая волна является суперпозицией двух собственных (характеристических) волн с неизменной поляризацией. Выражение для вектора Пойнтинга суперпозиции двух плоских гармонических волн, распространяющихся в непараллельных направлениях в изотропной среде, получено в [3]. Вектор Пойнтинга плоской несобственной волны, возбуждаемой в анизотропном кристалле при нормальном падении света на его границу, исследовался в [4]. В настоящей работе преследуется цель найти общее выражение для потока энергии неплоской несобственной волны в прозрачной анизотропной и гиротропной среде.

Пусть из изотропной среды на границу анизотропного кристалла с линейными уравнениями связи общего вида [5]

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E} + i\alpha \bar{H}, \quad \bar{B} = i\beta \bar{E} + \mu \bar{H} \tag{1}$$

наклонно падает плоская электромагнитная волна $\bar{H}(\bar{r}, t) = \bar{H}_0 \exp[i(k\bar{m}\bar{r} - \omega t)]$. Здесь $\bar{E}$ и $\bar{D}$, $\bar{H}$ и $\bar{B}$ — векторы напряженности и индукции электрического и магнитного полей соответственно, ε и μ — тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости; α и β — псевдотензоры гирации [5]; $k = \omega/c$ — волновое число, $\bar{m}$ — вектор рефракции. Тензоры материальных констант для недиссипативной среды удовлетворяют соотношениям $\varepsilon = \varepsilon^+$, $\mu = \mu^+$, $\beta = -\alpha^+$ [5], где ε^+, μ^+, α^+ — эрмитово сопряженные по отношению к ε, μ, α тензоры. Уравнения связи (1) описывают анизотропную среду, обладающую как естественной, так и собственной гиротропией, т. е. они описывают наиболее общий вид анизотропной непоглощающей среды [5].

Найдем выражение для среднего вектора Пойнтинга преломленной волны $\bar{S} = \frac{c}{16\pi}\{[\bar{E}\bar{H}^*] + [\bar{E}^*\bar{H}]\}$ у границы. Для дальнейшего анализа удобно выразить вектор $\bar{S}$ через вектор тангенциальной составляющей (относительно границы раздела) напряженности магнитного поля $\bar{H}_\tau$ преломленной волны. Полные векторы $\bar{H}$ и $\bar{E}$ восстанавливаются по тангенциальным составляющим $\bar{H}_\tau = I\bar{H}$, $\bar{E}_\tau = I\bar{E}$ с помощью операторной матрицы восстановления V [2, 6], где $I = 1 - \bar{q}\cdot\bar{q} = -\bar{q}^{\times 2}$ — проективный оператор границы раздела; $\bar{q}^{\times}$ — антисимметричный тензор, дуальный единичному вектору нормали к границе раздела $\bar{q}$ [5]; точка между векторами обозначает их кронекеровское произведение (диаду). Нетрудно показать, что матрица восстановления V в анизотропной среде, характеризуемой уравнениями связи (1), имеет структуру

$$\begin{pmatrix} \bar{H} \\ \bar{E} \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} \bar{H}_\tau \\ \bar{E}_\tau \end{pmatrix}, \quad V = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{q}\cdot\bar{v}_1 & \bar{q}\cdot\bar{v}_2 \\ \bar{q}\cdot\bar{v}_3 & \bar{q}\cdot\bar{v}_4 \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где правые векторы ее блоков-диад даются формулами

$$\bar{v}_1 = Q[-\bar{q}(\varepsilon_q\mu + \beta_q\alpha)I - i\beta_q\bar{a}], \quad \bar{v}_2 = Q[-\varepsilon_q\bar{a} + i\bar{q}(\beta_q\varepsilon - \varepsilon_q\beta)I],$$
$$\bar{v}_3 = Q[\mu_q\bar{a} + i\bar{q}(\alpha_q\mu - \mu_q\alpha)I], \quad \bar{v}_4 = Q[-\bar{q}(\mu_q\varepsilon + \alpha_q\beta)I + i\alpha_q\bar{a}], \quad (3)$$
$$Q = (\varepsilon_q\mu_q + \alpha_q\beta_q)^{-1}, \ \varepsilon_q = \bar{q}\varepsilon\bar{q}, \ \mu_q = \bar{q}\mu\bar{q}, \ \alpha_q = \bar{q}\alpha\bar{q}, \ \beta_q = \bar{q}\beta\bar{q}, \ \bar{a} = [\bar{m}\bar{q}].$$

Подставляя выражения (2), (3) в формулу для вектора Пойнтинга и учитывая соотношение $\bar{E}_\tau = -\bar{q}^x\gamma\bar{H}_\tau$, где γ — оператор поверхностных импедансов преломленной волны [2, 6], получаем следующее выражение для вектора потока энергии преломленной волны:

$$\bar{S} = \frac{c}{16\pi}\{\bar{H}_\tau^*(\gamma + \gamma^+)\bar{H}_\tau \cdot \bar{q} + [\bar{q}^x\bar{H}_\tau^* \cdot \bar{L}_1\bar{H}_\tau - \gamma^*\bar{H}_\tau^* \cdot \bar{L}_2\bar{H}_\tau] + \text{к. с.}\}, \quad (4)$$
$$\bar{L}_1 = \bar{v}_3 - \bar{v}_4\bar{q}^x\gamma, \ \bar{L}_2 = \bar{v}_1 - \bar{v}_2\bar{q}^x\gamma,$$

где к. с. обозначает слагаемое, комплексно сопряженное с приведенным в квадратных скобках. Алгоритм нахождения оператора γ дан в работе [6]. В нашем случае следует учесть лишь более общую форму уравнений связи (1). Формула (4) дает нам искомое выражение для среднего вектора потока энергии в анизотропной и гиротропной среде.

Проанализируем зависимость вектора Пойнтинга $\bar{S}$ от состояния поляризации падающей волны. Для этого представим вектор амплитуды $\bar{H}_0(|\bar{H}_0|^2 = 1)$ падающей волны в виде

$$\bar{H}_0 = (\cos\eta\cos\psi - i\sin\eta\sin\psi)\bar{a}_0 + (\cos\eta\sin\psi + i\sin\eta\cos\psi)\bar{c}_0,$$
$$\bar{c}_0 = [\bar{n}\bar{a}_0], \quad (5)$$

где параметр эллиптичности η задает отношение длин малой b и большой a полуосей эллипса поляризации ($\operatorname{tg}\eta = b/a$, $-\pi/4 \leqslant \eta \leqslant \pi/4$). Азимут $\psi(0 \leqslant \psi < \pi)$ большой полуоси отсчитывается от единичного вектора нормали $\bar{a}_0 = \bar{a}/|\bar{a}|$ к плоскости падения волны. Вектор $\bar{n}$ — вектор волновой нормали. В случае нормального падения ($\bar{n} = \bar{q}$) вектор $\bar{a}_0$ выбирается произвольным образом в фазовой плоскости волны.

Подставляя в формулу (4) вектор $\bar{H}_\tau = d\bar{H}_{\tau 0} = d\bar{H}_0$, где d — оператор пропускания границы раздела [2, 6], и учитывая соотношение (5), получаем

$$\bar{S} = \frac{c}{16\pi}\{\bar{S}^0 + \sin 2\eta\,\bar{S}^1 + \cos 2\eta\,(\cos 2\psi\,\bar{S}^2 + \sin 2\psi\,\bar{S}^3)\}, \quad (6)$$
$$\bar{S}_0 = \operatorname{Re}[\bar{q}^x d(\tau_1 + \tau_2)\bar{R}_1^* - x(\tau_1 + \tau_2)\bar{R}_2^*] + \frac{T_{11} + T_{22}}{2}\bar{q},$$
$$\bar{S}^1 = -\delta\operatorname{Im}[\bar{q}^x d\bar{q}^x\bar{R}_1^* - x\bar{q}^x\bar{R}_2^*] + i\frac{T_{12} - T_{21}}{2}\bar{q},$$
$$\bar{S}^2 = \operatorname{Re}[\bar{q}^x d(\tau_1 - \tau_2)\bar{R}_1^* - x(\tau_1 - \tau_2)\bar{R}_2^*] + \frac{T_{11} - T_{22}}{2}\bar{q},$$
$$\bar{S}^3 = \delta\operatorname{Re}[\bar{q}^x d(\bar{q}^x\tau_1 - \tau_1\bar{q}^x)\bar{R}_1^* - x(\bar{q}^x\tau_1 - \tau_1\bar{q}^x)\bar{R}_2^*] + \frac{T_{12} + T_{21}}{2}\bar{q},$$
$$T_{11} = \bar{a}_0T\bar{a}_0, \ T_{12} = \bar{a}_0T\bar{b}_0, \ T_{21} = \bar{b}_0T\bar{a}_0, \ T_{22} = \bar{b}_0T\bar{b}_0, \ T = d^+(\gamma + \gamma^+)d,$$
$$\bar{R}_1^* = d^+\bar{L}_1^*, \ \bar{R}_2^* = d^+\bar{L}_2^*, \ x = \gamma d, \ \tau_1 = \bar{a}_0 \cdot \bar{a}_0, \ \tau_2 = \bar{b}_0 \cdot \bar{b}_0, \ \bar{b}_0 = I\bar{c}_0, \ \delta = \bar{q}\bar{n}.$$

Векторы $\bar{S}^0$, $\bar{S}^1$, $\bar{S}^2$, $\bar{S}^3$ не зависят от состояния поляризации, а определяются свойствами среды и направлением волновой нормали падающей волны. Использование более общих уравнений связи приводит к усложнениям зависимости направления среднего потока от поляризационных параметров по сравнению со случаем, рассмотренным в работе [4]. В формуле (6) появляется дополнительный член $\sin 2\eta\bar{S}^1$, который снимает вырождение зависимости вектора потока энергии от направления обхода эллипса поляризации; кроме того, векторы $\bar{S}^0$, $\bar{S}^1$, $\bar{S}^2$, $\bar{S}^3$ в общем случае довольно сложным образом ориентированы друг относительно друга.

При изменении азимута ψ от 0 до π и фиксированном параметре эллиптичности падающей волны в некоторой точке вблизи границы конец вектора $\bar{S}$ (6) описывает эллипс, лежащий в плоскости, параллельной векторам $\bar{S}^2$ и $\bar{S}^3$. Центр эллипса (точка пересечения его осей) задается вектором $\bar{S}_c = \frac{c}{16\pi}\{\bar{S}^0 + \sin 2\eta \bar{S}^1\}$. В общем случае плоскость эллипса не ортогональна векторам q и $\bar{S}_c$. Разным параметрам η соответствуют подобные эллипсы (с одинаковым отношением размеров полуосей) одинаковой ориентации, расположенные в параллельных плоскостях. Эллипс наибольших размеров отвечает линейной поляризации падающей волны ($\eta = 0$). Двум круговым поляризациям ($\eta = \pm\pi/4$) соответствуют векторы $\bar{S}_{\pm} = \frac{c}{16\pi}\{\bar{S}^0 \pm \bar{S}^1\}$.

Вектор Пойнтинга $\bar{S}$ преломленной волны непрерывно изменяется в процессе распространения. Пространственную эволюцию потока энергии удобно характеризовать линией тока, касательная к которой в каждой точке дает направление вектора $\bar{S}$. Уравнение линии находим аналогично работе [4], используя формулу (4) и выражение $\bar{H}_\tau(z) = \exp(ikz\mathrm{N}_H)\bar{H}_\tau(0)$, описывающее пространственную эволюцию поля [7], где $z = \bar{q}\bar{r}$, N_H — оператор нормальной рефракции, линейно связанный с оператором импедансов γ [2, 6]. Искомое уравнение имеет вид

$$\bar{r}(z) = \frac{1}{\bar{S}\bar{q}}\left\{\bar{C}z + \frac{2}{k\Delta\eta}(\bar{F}'\sin\Delta\varphi + \bar{F}''\cos\Delta\varphi)\right\}. \tag{7}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\bar{C} = \frac{c}{16\pi}\{\bar{H}_\tau^* [\rho_+^{\dagger}(\gamma + \gamma^+)\rho_+ + \rho_-^{\dagger}(\gamma + \gamma^+)\rho_-]\bar{H}_\tau \cdot \bar{q} + 2\mathrm{Re}\,[\bar{q}^x(\Phi_+ + \Phi_-) \times$$

$$\times \bar{L}_1^* - \gamma(\Phi_+ + \Phi_-)\bar{L}_2^*]\},$$

$$\bar{F} = \bar{F}' + i\bar{F}'' = \frac{c}{16\pi}\{\bar{H}_\tau^* \rho_-^{\dagger}(\gamma + \gamma^+)\rho_+ \bar{H}_\tau \cdot \bar{q} + \bar{q}^x(\Phi \bar{L}_1^* + \bar{L}_1\Phi) -$$

$$- \gamma\Phi\bar{L}_2^* - \bar{L}_2\Phi\gamma^+\},$$

$$\Phi_{\pm} = \rho_{\pm}\Phi_0\gamma_{\pm}^{\dagger}, \quad \Phi = \rho_+\Phi_0\rho_-^{\dagger}, \quad \Phi_0 = \bar{H}_\tau \cdot \bar{H}_\tau^*, \quad \bar{H}_\tau = \bar{H}_\tau(0), \quad \Delta\varphi = kz\Delta\eta =$$

$$= kz(\eta_+ - \eta_-),$$

где $\rho_{\pm}$ — поляризационные проекторы собственных волн [2, 6], а $\eta_{\pm}\bar{q}$ — нормальные составляющие векторов рефракции собственных волн. Линия тока (7) представляет собой периодическую кривую, навивающуюся на эллиптический цилиндр с осью, задаваемой прямой $\bar{r}'(z) = \bar{C}z$. Период этой линии $z_p = 2\pi/k\Delta\eta$. Если в анизотропной среде возбуждается какая-либо одна из собственных волн ($\Phi_0 = \bar{H}_\tau^{\pm} \cdot \bar{H}_\tau^{\pm *} = \Phi_{\pm}$, $\bar{H}_\tau^{\pm} = {}_{\pm}H|_{\flat}$), то вектор $\bar{F}$ обращается в нуль. Энергия преломленной волны в этом случае, как следует из (7), распространяется по прямым линиям (лучам), параллельным соответствующим векторам $\bar{c}^{\pm} = \frac{c}{16\pi}\{\bar{H}_\tau^{\pm *}(\gamma + \gamma^+)\bar{H}_\tau^{\pm} \cdot \bar{q} + 2\mathrm{Re}\,[\bar{q}^x\Phi_{\pm}\bar{L}_1^* - \gamma\Phi_{\pm}\bar{L}_2^*]\}$.

В заключение отметим, что полученные общие формулы для вектора потока энергии, а также для линии тока энергии несобственной волны справедливы для широкого класса анизотропных кристаллов, описываемых уравнениями связи (1), и для любых углов падения света. Ввиду ограниченности реальных световых пучков установленные закономерности могут найти применение в различных задачах, связанных с изучением слабоанизотропных сред (см. например, [8]).

Автор благодарен Л. М. Барковскому и Г. Н. Борздову за обсуждение результатов и ценные замечания.

Список литературы

1. Федоров Ф. И., Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // Докл. АН БССР.— 1982.— Т. 26.— № 8.— С. 684.

2. Федоров Ф. И., Барковский Л. М., Борздов Г. Н. Волновые операторы в оптике.— Минск, 1983.

3. Imbert C. // C. r. Acad. sci.— 1967.— V. 264.— № 8.— P. B585.
4. Лавриненко А. В., Барковский Л. М., Борздов Г. Н. // ЖПС.— 1985.— Т. 42.— № 5.— С. 849.
5. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.— Минск, 1976.
6. Борздов Г. Н., Барковский Л. М., Лаврукович В. И. // ЖПС.— 1976.— Т. 25.— № 3.— С. 526.
7. Барковский Л. М. // ЖПС.— 1975.— Т. 23.— № 2.— С. 304.
8. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН.— 1983.— Т. 141.— № 2.— С. 257.

Поступила в редакцию 10.03.85.

УДК 621.315.592

П. И. ГАЙДУК, Ф .Ф. КОМАРОВ, В. С. СОЛОВЬЕВ

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ ПОСЛЕ ИМПЛАНТАЦИИ СУРЬМЫ И ИМПУЛЬСНОГО ОТЖИГА ПОД СЛОЕМ АНОДНОГО ОКИСЛА

Отжиг имплантационных нарушений с помощью мощных световых импульсов является объектом пристального внимания в течение последних лет [1, 2]. Это объясняется не только заманчивыми перспективами практического использования импульсного отжига в технологии микроэлектроники, но и возможностью непосредственного исследования таких процессов, как кристаллизация аморфных слоев, взаимодействие излучения с многослойными структурами, когда на конечный результат отжига сильное влияние может оказывать различие в теплофизических характеристиках таких объектов.

В настоящей работе импульсная кристаллизация аморфных имплантационных слоев изучалась на примере системы SiO_2 — Si. Использовались монокристаллические пластины кремния марки КДБ-0,3 с ориентацией (III). Имплантация Sb^+ проводилась при комнатной температуре на установке типа «Везувий» с подавлением каналирования. Условия имплантации (Д = (1,2—6,2)$\cdot 10^{15}$ ион/см^2, $E=60$ кэВ) обеспечивали создание аморфного слоя толщиной не менее 50 нм. Перед отжигом анодированием выращивался окисел толщиной от 50 до 110 нм. Такой диапазон давал возможность варьировать соотношение между содержанием сурьмы в окисле и кремнии с учетом особенностей ее распределения после имплантации. Кроме того, указанные толщины находились в области максимума просветления для лазерного излучения [3, 4].

Для импульсного отжига использовался рубиновый лазер с модулированной добротностью ($\lambda=0{,}694$ мкм) или источник некогерентного излучение — криптоновые лампы. Длительность импульса $\tau_{и}$ и плотность энергии W при импульсном наносекундном отжиге (ИНО) составляли соответственно 25 нс и 0,2—2,5 Дж/см^2, при импульсном миллисекундном отжиге (ИМО) — 30 мс и 50—86 Дж/см^2.

Исследования проводились с использованием просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и дифракции (ПЭД). Электрофизические свойства исследовались с помощью четырехзондовых измерений слоевого сопротивления (R_s) в сочетании с послойным удалением анодно-окисленных слоев. Для построения концентрационных профилей использовались данные Ирвина [5] по подвижности носителей.

Результаты и их обсуждение

В таблице представлены основные параметры воздействия на исследуемые объекты и доминирующие дефекты структуры. В отсутствие окисного слоя в зависимости от плотности энергии лазерного излучения происходит либо частичное плавление поврежденного слоя и образование при кристаллизации поликристалла или микродвойников ($0{,}3<W<1{,}0$ Дж/см^2), либо полное проплавление и эпитаксия из жидкой фазы с образованием в относительно невысокой концентрации мелких дислокационных петель ($W>1{,}3$ Дж/см^2) [6, 7].