

УДК 621.373.8

**ОПТИЧЕСКАЯ НЕВЗАИМНОСТЬ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ДИФРАКЦИИ НА БЕГУЩИХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛНАХ**

Л. С. Корниенко, Н. В. Наний, О. Е. Наний

(кафедра оптики и спектроскопии)

На основе теории связанных волн исследованы амплитудные и фазовые невязимные эффекты при коллинеарной анизотропной дифракции встречных световых волн на бегущей ультразвуковой волне. Продемонстрирована возможность значительного уменьшения чувствительности величины амплитудной и фазовой невязимностей к изменению угла падения световых волн на звукопровод. Полученные результаты могут быть использованы для разработки фазовых и амплитудных невязимных устройств нового типа.

Исследование невязимных эффектов [1, 2] при дифракции света на бегущих ультразвуковых волнах (УЗВ) представляет как научный, так и практический интерес, обусловленный возможностью использования его для управления амплитудными и частотными характеристиками кольцевых лазеров [3—6]. Во всех известных нам работах изучались невязимные эффекты при изотропной дифракции света на УЗВ. Целью настоящей работы является изучение особенностей невязимных эффектов, возникающих при коллинеарной анизотропной дифракции света на бегущих УЗВ, и возможностей создания на их основе невязимных элементов.

Рассмотрим геометрию коллинеарной анизотропной дифракции света на бегущих УЗВ (рис. 1). Звуковая волна с волновым вектором  $K$  распространяется вдоль оси  $z$  в положительном направлении в области, ограниченной плоскостями  $z=0, z=l$ . Размеры акустической волны в направлениях, перпендикулярных оси  $z$ , считаем неограниченными. Световая волна, поляризованная вдоль одной из собственных поляризаций кристалла для данного направления распространения, падает на звукопровод акустооптического элемента под углом  $\psi_1$  к оси  $z$ . Волновой вектор этой волны  $k_1^+ = \omega_1 + n_1/c$ , волновой вектор дифрагированной волны  $k_2^+ = \omega_2 + n_2/c$ , где  $\omega_{1,2}^+$  — частоты соответственно падающей и дифрагированной волн,  $n_{1,2}$  — показатели преломления среды для поляризации соответственно падающей и дифрагированной волн. Дифрагированная волна распространяется под углом  $\psi_2$  к оси  $z$ . В случае выполнения условия анизотропной брэгговской дифракции ( $k_1^+ - k_2^+ - K \approx 0$ ) падающая и дифрагированная волны описываются следующими уравнениями [7]:

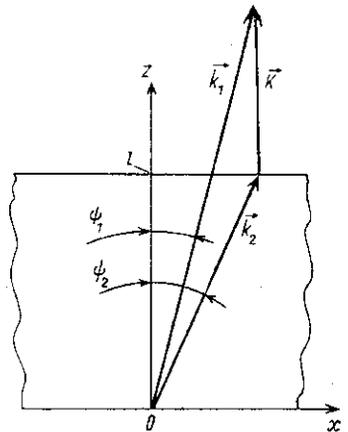


Рис. 1. Геометрия акустооптического взаимодействия при анизотропной дифракции

$$\begin{aligned}\frac{dA_1^+}{dz} &= -iqA_2^+ \exp\{i\Delta k^+ z\}, \\ \frac{dA_2^+}{dz} &= -iqA_1^+ \exp\{-i\Delta k^+ z\},\end{aligned}\quad (1)$$

где медленно меняющиеся амплитуды  $A_1^+$ ,  $A_2^+$  падающей и дифрагированной волн связаны с напряженностью электрического поля выражением

$$\mathbf{E}^+ = A_1^+ \mathbf{e}_1 \exp\{i(\omega_1^+ t - \mathbf{k}_1^+ \mathbf{r})\} + A_2^+ \mathbf{e}_2 \exp\{i(\omega_2^+ t - \mathbf{k}_2^+ \mathbf{r})\}.\quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_2$  — единичные векторы поляризации соответственно падающей и дифрагированной волн,  $\Delta k^+ = k_{1z}^+ - k_{2z}^+ - K$ ,  $k_{1,2}^+ = k_{1,2}^+ \cos \psi_{1,2}$ , коэффициент  $q$  определяет эффективность анизотропной дифракции,  $q = \frac{\omega^2}{4k_{1z}^+ k_{2z}^+} \mathbf{e}_1^+ \Delta \epsilon \mathbf{e}_2$ ,  $\Delta \epsilon$  — изменение тензора диэлектрической проницаемости под действием УЗВ.

Решение системы уравнений (1) с граничными условиями, соответствующими выбранной геометрии взаимодействия,

$$A_1^+(0) = A_0, \quad A_2^+(0) = 0$$

имеет вид

$$\begin{aligned}A_1^+(z) &= \exp\{i\Delta k^+ z/2\} A_0 (\cos(S^+ z) - i\Delta k^+ \sin(S^+ z)/2S^+), \\ A_2^+(z) &= \exp\{-i\Delta k^+ z/2\} A_0 (-iq \sin(S^+ z)/2S^+),\end{aligned}\quad (3)$$

где  $S^+ = (q^2/4 + (\Delta k^+/2)^2)^{1/2}$ .

В случае точного выполнения условий коллинеарной брэгговской дифракции при падении света под углом  $\psi_1 = 0$  угол дифракции  $\psi_2 = 0$  и расстройка волновых векторов  $\Delta k^+ = 0$ . При наличии небольшой угловой отстройки ( $\psi_1 \neq 0$ ,  $\psi_2 \ll 1$ ) расстройка волновых векторов  $\Delta k^+$  с точностью до квадратичных членов определяется выражением

$$\Delta k^+ = \frac{dk_{1z}^+}{d\psi_1} \psi_1 - \frac{dk_{2z}^+}{d\psi_1} \psi_1 + \frac{d^2 k_{1z}^+}{d\psi_1^2} \frac{\psi_1^2}{2} - \frac{d^2 k_{2z}^+}{d\psi_1^2} \frac{\psi_1^2}{2},\quad (4)$$

$k_{1z}^+$ ,  $k_{2z}^+$  — проекции волновых векторов на ось  $z$ .

Световая волна встречного направления

$$\mathbf{E}^- = A_1^- \mathbf{e}_1 \exp\{i(\omega_1^- t - \mathbf{k}_1^- \mathbf{r})\} + A_2^- \mathbf{e}_2 \exp\{i(\omega_2^- t - \mathbf{k}_2^- \mathbf{r})\}$$

падает на модулятор справа налево. Медленно меняющиеся амплитуды  $A_1^-$ ,  $A_2^-$  этой волны также могут быть описаны уравнением (1), если изменить направление оси  $z$  и начало координат перенести на правую грань акустооптического модулятора. При рассмотрении невзаимных эффектов частоты амплитуды и поляризации падающих встречных волн считаются равными:

$$A_1^+(0) = A_1^-(0) = A_0, \quad \omega_1^+ = \omega_1^- \equiv \omega_1, \quad k_1^+ = k_1^- \equiv k_1;$$

частоты же и волновые векторы дифрагированных встречных волн оказываются различными:

$$k_2^+ = (\omega_1 + \Omega) n_2 / c, \quad \omega_2^+ = \omega_1 + \Omega, \quad (5)$$

$$k_2^- = (\omega_1 - \Omega) n_2 / c, \quad \omega_2^- = \omega_1 - \Omega,$$

где  $\Omega$  — частота звуковой волны,  $\Omega = Kv$ ,  $v$  — скорость звука.

Следовательно, различными оказываются и расстройки волновых векторов встречных волн:

$$\Delta k^+ = \Delta k - \gamma; \quad \Delta k^- = \Delta k + \gamma,$$

где  $\Delta k = (\Delta k^+ + \Delta k^-) / 2$  соответствует волновой расстройке при дифракции на неподвижной решетке с периодом, равным длине звуковой волны  $\Lambda$ ,  $\gamma = (\Omega n_2) / c$ . Различие волновых расстроек встречных волн при дифракции на УЗВ и является причиной возникновения невязимных эффектов. Зависимости величины амплитудной  $\Delta I = |A_1^+|^2 - |A_1^-|^2$  и фазовой  $\Delta \Phi = \Phi^+ - \Phi^-$ , где  $\Phi^\pm = \arctg(\text{Im } A_1^\pm / \text{Re } A_1^\pm)$ , невязимностей от  $\Delta k l$  приведены на рис. 2. Поскольку волновая расстройка линейно зависит от отстройки частоты звука  $\Delta \Omega$  от частоты, соответствующей точному выполнению условия Брэгга  $\Delta k = -\Delta K = -\Delta \Omega / v$ , и от отстройки частоты световой волны  $\Delta \omega$  от частоты волны, соответствующей точному выполнению условия Брэгга  $\Delta k = \Delta \omega (n_1 - n_2) / c$ , зависимости  $\Delta I$  и

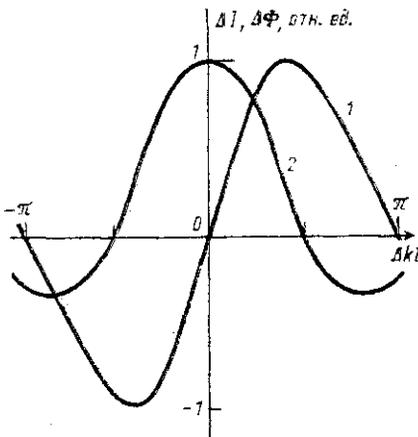


Рис. 2. Зависимости амплитудной  $\Delta I$  (1) и фазовой  $\Delta \Phi$  (2) невязимностей от нормированной расстройки волновых векторов  $\Delta k l$

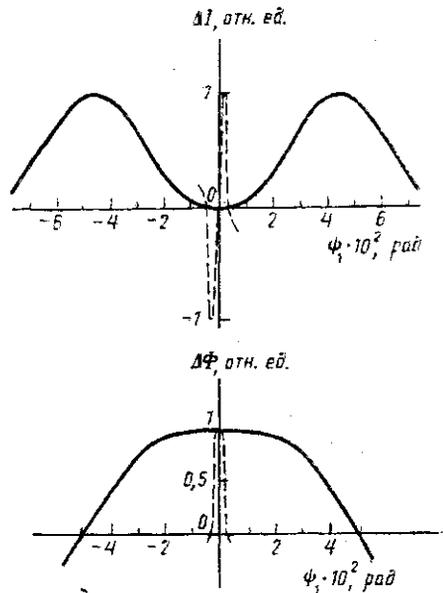


Рис. 3. Зависимости амплитудной  $\Delta I$  и фазовой  $\Delta \Phi$  невязимностей от отстройки угла  $\psi$ , падения световой волны от угла Брэгга в случае коллинеарной анизотропной дифракции (сплошные кривые) и в случае изотропной дифракции (пунктир) при  $Kl = 2.5 \cdot 10^3$

$\Delta \Phi$  от  $\Delta \omega$  и  $\Delta \Omega$  совпадают с кривыми, приведенными на рис. 2, со следующими масштабными коэффициентами:

$$\Delta \omega = (\Delta k l) c / (l (n_1 - n_2)), \quad (6)$$

$$\Delta\Omega = (\Delta kl) v/l. \quad (7)$$

Практически во всех случаях в оптическом диапазоне справедлива также формула, связывающая изменение длины волны  $\Delta\lambda$  и  $\Delta kl$ :

$$\Delta\lambda = (\Delta kl) \lambda^2 / (2\pi l (n_1 - n_2)), \quad (8)$$

где  $\Delta\lambda$  — отстройка длины волны генерации от длины волны, соответствующей точному выполнению условия Брэгга.

Зависимости амплитудной и фазовой невязимостей от угла падения  $\psi_1$  определяются зависимостью  $\Delta k$  от  $\psi_1$ , задаваемой формулой (4). Эти зависимости определяются типом кристалла, а также направлением распространения световой и звуковой волн относительно его кристаллографических осей. Значительно уменьшить зависимости величины амплитудной и фазовой невязимостей от угла падения световой волны  $\psi_1$  можно, используя геометрию, применяемую в широкоапертурных перестраиваемых акустооптических фильтрах [6, 7], в которых первые производные  $d\Delta k/d\psi_1$  в формуле (4) равны нулю. Указанному условию удовлетворяет, в частности, коллинеарное взаимодействие в плоскости, перпендикулярной оптической оси в одноосных кристаллах. В двухосных кристаллах условию широкоапертурной дифракции удовлетворяет коллинеарное взаимодействие вдоль кристаллографических осей кристалла. При взаимодействии в плоскости, перпендикулярной оптической оси одноосного кристалла, отклонение от коллинеарности в этой плоскости приводит к рассогласованию:

$$\Delta k = k_1 (\cos \psi_1 - \sqrt{(n_2/n_1)^2 - \sin^2 \psi_1} + (n_2/n_1 - 1)).$$

Зависимости амплитудной  $\Delta I$  и фазовой  $\Delta\Phi$  невязимостей от угла падения  $\psi_1$  приведены на рис. 3.

Как следует из приведенных графиков, чувствительность величины невязимых эффектов при коллинеарной анизотропной дифракции к изменению угла падения может быть существенно ослаблена. Это позволяет создавать на основе акустооптических модуляторов с коллинеарным анизотропным взаимодействием широкоапертурные невязимые элементы, обладающие малой чувствительностью к угловой разъюстировке. В частности, как следует из рис. 3, на основе коллинеарной анизотропной дифракции на УЗВ может быть создан чисто фазовый невязимый элемент.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Зильберман Г. Е., Купченко Л. Ф. // Радиотехн. и электроника. 1975. 20, № 11. С. 2347. [2] Зильберман Г. Е., Купченко Л. Ф. // Радиотехн. и электроника. 1979. 24, № 5. С. 901. [3] Гончарова И. Ф., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Наний О. Е., Шелаев А. Н. // Квант. электроника. 1981. 8, № 6. С. 1347. [4] Голяев Ю. Д., Задерковский А. А., Ливинцев А. Л. // Квант. электроника. 1987. 14, № 5. С. 917. [5] Наний О. Е., Селунский А. Б. // Там же. 1990. 17, № 8. С. 1091. [6] Ярив А., Юх. П. Оптические волны в кристаллах. М., 1987. [7] Балакшиев В. И., Парыгин В. И., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.

Поступила в редакцию  
19.12.90