УДК 535.416

П. А. ХИЛО

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В УСЛОВИЯХ ЕЕ КОЛЛИНЕАРНОЙ ДИФРАКЦИИ НА УЛЬТРАЗВУКЕ

Акустооптическое взаимодействие волн основной или удвоенной частоты предоставляет дополнительные возможности управления процессом генерации второй гармоники (ГВГ). Ранее в работах [1, 2] была продемонстрирована эффективная ГВГ в схеме векторного синхронизма, когда одна из взаимодействующих волн основной частоты формировалась при акустооптическом преобразовании падающего светового пучка. В [3, 4] показана возможность компенсации фазовой расстройки при ГВГ за счет изменения величины эффективного волнового вектора волны основной и (или) удвоенной частоты, возникающего при интенсивном акустооптическом энергообмене. Подобный данному эффект компенсации может наблюдаться в принципе при любой дополнительной связи полей на основной или удвоенной частоте, ведущей к периодической перекачке энергии, например в связанных волноводах [5]. Акустооптическое взаимодействие имеет преимущество перед пассивными схемами в том, что дает возможность управления величиной фазовой расстройки. Это представляет существенный интерес для исследования процесса акустооптической модуляции второй гармоники, в котором воздействие на световое поле осуществляется косвенно, изменением условий фазового синхронизма. Кроме того, акустооптическое управление легко реализуемо в схемах как с поверхностными, так и с объемными волнами.

Отметим, что подход синхронизации фаз при ГВГ за счет модификации эффективного волнового вектора при акустооптическом взаимодействии применим при относительно слабом нелинейном взаимодействии, когда эффективная длина процесса ГВГ значительно меньше пространственного периода акустооптической перекачки. При этом многие особенности совместного учета дифракции и ГВГ могут быть поняты в рамках приближения заданного поля основного излучения. Поэтому в данной работе ограничимся данным приближением и покажем, что учет отстройки от брэгговского синхронизма при акустооптическом взаимодействии расширяет область фазосогласованной ГВГ.

Рассмотрение проведем для кристаллов классов 32,3 m, в которых возможна коллинеарная дифракция. Ультразвуковая линейно поляризованная волна распространяется вдоль оси X_2 кристалла

$$\mathbf{U} = \frac{1}{2} U_0 \mathbf{e}_1 [\exp i(Ky - \Omega t) + \text{к. с.}], \tag{1}$$

где $\mathbf{e}_1$ — единичный вектор поляризации, $K = \dfrac{\Omega}{v}$, v — фазовая скорость ультразвуковой волны, U_0 и Ω — амплитуда и частота соответственно. Считается также, что ультразвуковая волна (1) занимает пространство между плоскостями $y=0$ и $y=L$, где L — толщина кристалла. Распространяющаяся ультразвуковая волна вызывает изменение тензора диэлектрической проницаемости

$$\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ik}\varepsilon_{je}p_{klmn}U_{mn},$$

где p_{klmn} — тензор фотоупругих постоянных, $U_{mn} = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{\partial U_m}{\partial x_n} + \dfrac{\partial U_n}{\partial x_m}\right)$, ε_{pq} — невозмущенный тензор диэлектрической проницаемости.

Световая волна основной частоты ω, поляризованная вдоль оси X_1, с волновым вектором $\mathbf{k}$ распространяется также вдоль оси X_2. Предполагается, что в акустооптическом взаимодействии участвует только волна второй гармоники.

Процесс ГВГ при $oo \to e$ взаимодействии с учетом коллинеарной дифракции волны удвоенной частоты на ультразвуковой волне описывается укороченными уравнениями для амплитуд проходящей $A_e^{2\omega}$ и дифрагированной $A_0^{2\omega+\Omega}$ волн второй гармоники следующего вида (в предположении, что эффективность нелинейного преобразования невелика и справедливо приближение заданного поля)

$$\frac{dA_e^{2\omega}}{dy} = i\alpha A_0^{\omega} A_0^{\omega} e^{-i\Delta k y} - \beta_1 A_0^{2\omega+\Omega} e^{-i\delta y}, \tag{2}$$

$$\frac{dA_0^{2\omega+\Omega}}{dy} = \beta_2 A_e^{2\omega} e^{i\delta y},$$

где $\alpha = \dfrac{4\pi\omega^2}{c^2 k_e^{2\omega}} \varkappa_{311}$, $\varkappa_{311}$ — компонента тензора нелинейной восприимчивости, $\beta_{1,2} = \dfrac{2\omega^2 \varepsilon_{11}\varepsilon_{33} p_{56} U_0 K}{c^2 k_e^{2\omega},\ k_0^{2\omega+\Omega}}$, $k_e^{2\omega}$, $k_0^{2\omega+\Omega}$ — волновые векторы волны удвоенной частоты, $\Delta k = k_e^{2\omega} - 2k_0^{\omega}$ — рассогласование, обусловленное частотной дисперсией среды, $\delta = k_0^{2\omega+\Omega} - k_e^{2\omega} - K$ — рассогласование при акустооптическом взаимодействии.

Систему уравнений (2) преобразуем в дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 A_e^{2\omega}}{dy^2} + i\delta \frac{dA_e^{2\omega}}{dy} + \beta_1\beta_2 A_e^{2\omega} = \alpha(\Delta k - \delta) A_0^{\omega} A_0^{\omega} e^{-i\Delta k y}. \tag{3}$$

Решение уравнения (3) с учетом граничных условий $A_e^{2\omega}(0) = 0$, $A_0^{2\omega+\Omega}(0) = 0$ и при выполнении соотношения

$$\Delta k = \delta/2 + r, \tag{4}$$

где $r = \left(\dfrac{\delta^2}{4} + \beta_1\beta_2\right)^{1/2}$, имеет вид:

$$A_e^{2\omega}(L) = e^{-i\delta L/2}\left[\frac{i\alpha(\Delta k - \delta)}{2r} IL \operatorname{sinc} r4 + i\alpha IL \operatorname{sinc} rL - \frac{\alpha(\Delta k - \delta)}{2ir} ILe^{-irL}\right],$$

где $\operatorname{sinc} x = \dfrac{\sin x}{x}$, $I = A_0^{\omega} A_0^{\omega}$. При значительных длинах взаимодействия осциллирующими слагаемыми можно пренебречь, и для амплитуды волн второй гармоники на выходе из кристалла имеем

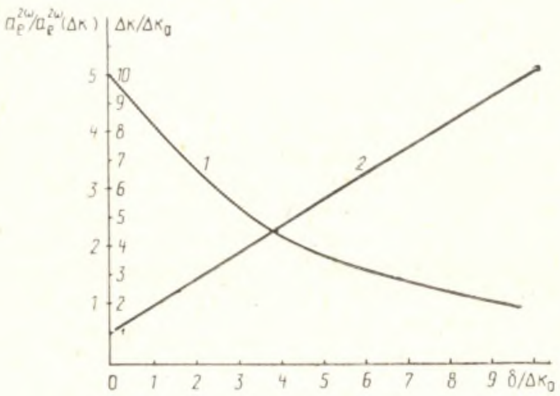
$$A_e^{2\omega}(L) = \frac{i\alpha(\Delta k - \delta)}{2r} ILe^{-irL - i\delta L/2}. \tag{5}$$

Переходя в (5) от комплексной амплитуды к вещественной получим

$$a_e^{2\omega}(L) = |A_e^{2\omega}(L)| = \frac{\alpha(\Delta k - \delta)}{2r} IL, \tag{6}$$

т. е. амплитуда волны второй гармоники при выполнении условия (4) линейно возрастает с увеличением длины нелинейно-оптического взаимодействия. Таким образом, соотношение (4) представляет собой модифицированное условие фазового синхронизма, содержащее помимо параметра Δk слагаемое δ, определяемое рассинхронизмом при дифракции, и слагаемое $(\beta_1\beta_2)^{1/2}$, пропорциональное интенсивности ультразвуковой волны.

Как показано в работах [3, 4], при интенсивностях ультразвуковой волны ~ 1 Вт/мм^2 слагаемое $(\beta_1\beta_2)^{1/2}$ для большинства кристаллов имеет значение $\sim 10^2$—10^3 м$^{-1}$ и, следовательно, для компенсации рассогласования Δk, превышающего $\Delta k_0 = (\beta_1\beta_2)^{1/2}$, необходимо, как следует из (4), вводить рассогласование при дифракции δ. Однако увеличение δ приво-



Зависимости $a_e^{2\omega}/a_e^{2\omega}(\Delta k)$ (*1*) и $\Delta k/\Delta k_0$ (*2*) от $\delta/\Delta k_0$ для кристалла $LiNbO_3$

дит одновременно к замедлению роста амплитуды волны второй гармоники (см. 5)). На рисунке изображены графики отношения $a_e^{2\omega}$ при выполнении модифицированных условий фазового синхронизма (4) и соответствующей максимальной амплитуде $a_e^{2\omega}(\Delta k)$ в отсутствие компенсации фазового рассогласования в предположении, что $\Delta k_0 = 10^3$ м$^{-1}$, $L = 3 \cdot 10^{-2}$ м и величина $\Delta k/\Delta k_0$ в зависимости от $\delta/\Delta k_0$.

Как следует из графика, при заданных Δk_0 и L введение рассинхронизма при дифракции δ целесообразно использовать вплоть до значения $\delta/\Delta k_0 \sim 10$, при этом величина Δk, которая может быть компенсирована, превышает Δk примерно на порядок. При $\delta \gg \Delta k_0$ эффективность нелинейного преобразования частоты уменьшается и использование такого режима нелинейного преобразования частоты становится неоправданным.

Summary

The influence of the sediment from Brag synchronism at acoustooptic interaction on the SHG area phases being in agreement has been studied. Providing modified conditions of the phase synchronism the estimation of transformation efficiency has been done.

Литература

1. Белый В. Н., Казак Н. С., Миклавская Е. М., Сергиенко М. И. // Журнал прикл. спектроскопии. 1983. Т. 39, вып. 2. С. 216—220.
2. Бокуть Б. В., Казак Н. С., Миклавская Е. М., Сергиенко М. И. // Материалы XII всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике (Саратов, 21—23 июля 1983). Саратов, 1983. С. 376—377.
3. Бокуть Б. В., Кондратенко В. И., Хило Н. А., Хило П. А. // ДАН БССР. 1983. Т. 27, № 2. С. 114—117.
4. Бокуть Б. В., Хило Н. А., Хило П. А. // Препринт Института физики АН БССР, № 352. Минск, 1985.
5. Майер А. А. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 7. С. 1596—1598.

Гомельский политехнический институт

Поступила в редакцию 24.03.94