

ОДНОВРЕМЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ДВУХ ВОЛН УДВОЕННОЙ ЧАСТОТЫ В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ

21

М.П. Головей, Г.И. Косоуров

Вопросы эффективного преобразования частот при выполнении так называемого условия векторного синхронизма рассматривались во многих работах, например, [1 – 3], применительно к изучению генерации гармоник в сфокусированных пучках и [4, 5] при генерации суммарных и разностных частот. При этом ускользала от внимания возможность удовлетворения условий синхронизма одновременно для нескольких направлений. В настоящей работе показана такая возможность на примере кристалла KDP.

При распространении в нелинейной среде двух плоских монохроматических электромагнитных волн с частотой ω и волновыми векторами k_1 и k_2 составляющими между собой угол Δ , возникает волна квадратичной поляризации распадающаяся на три плоские волны поляризации частоты 2ω с волновыми векторами $2k_1$, $k_1 + k_2$ и $2k_2$, распространяющаяся в направлениях исходных волн и в направлении биссектрисы угла между их нормальными. Для оптически отрицательных кристаллов типа KDP исходные волны являются обыкновенными волнами и модули волновых векторов волн поляризации будут равны соответственно:

$$2k = 2(\omega/c)n_1^o, \quad 2k \cos \frac{\Delta}{2} = 2(\omega/c)n_1^o \cos \frac{\Delta}{2}, \quad 2(\omega/c)n_1^o.$$

Каждая из этих волн поляризации может эффективно излучать электромагнитную волну гармоники 2ω с той же нормалью только в том случае, если скорость ее распространения равна волновой скорости необыкновенной волны гармоники в том же направлении. Это приводит к условиям синхронизма:

$$n_1^o = n_2^e \left(\theta - \frac{\Delta}{2} \right), \quad n_1^o \cos \frac{\Delta}{2} = n_2^e(\theta), \quad n_1^o = n_2^e \left(\theta + \frac{\Delta}{2} \right), \quad (1)$$

где θ – угол между биссектрисой нормалей исходных волн и оптической осью кристалла.

Одновременное удовлетворение всех трех условий синхронизма не возможно. Обычно удовлетворяется одно из условий. Либо одна из волн идет по направлению синхронизма

$$\theta \pm \frac{\Delta}{2} = \theta_0 = \arcsin \frac{n_2^0}{n_1^0} \sqrt{(n_1^{02} - n_1^{02})(n_2^{02} - n_2^{02})}$$

и вторая волна не участвует в генерации гармоника, или, если угодно, $\Delta = 0$ и волны совпадают, либо удовлетворено условию так называемого векторного синхронизма и гармоника излучается в направлении биссектрисы. Однако, возможно удовлетворение одновременно двух условий, кроме тривиального случая, когда волны идут каждая по одному из двух возможных в кристалле направлений синхронизма и генерируют гармоники независимо.

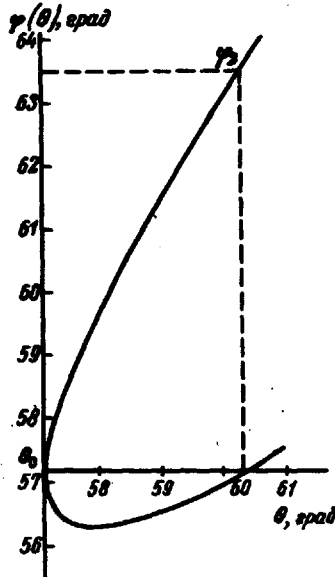


Рис. 1

Из уравнения поверхности волновых нормалей необыкновенной волны гармоника и из условия синхронизма (1) имеем:

$$\frac{\Delta}{2} = \arcsin \cos \frac{n_2^0}{n_1^0} \{ [n_2^{02}/n_1^{02}] - 1 \} \sin^2 \theta + 1 \}^{-1/2}. \quad (2)$$

Нанося на график углы $\phi_1 = \theta - \frac{\Delta}{2}$ и $\phi_2 = \theta + \frac{\Delta}{2}$, как функции угла θ направления излучения гармоника, получим замкнутую кривую (ϕ_1 и ϕ_2 рассматриваемые как одна функция $\phi(\theta)$, двухзначна), часть которой дана на рис. 1. Из графика видно, что углу $\phi_1 = \theta_0$, дающему гармонику в направлении синхронизма, соответствует $\phi_2 = \theta_0 + \Delta_1$.

дающий вместе с ϕ_1 , еще и гармонику в направлении $\theta_0 + (\Delta_1/2)$. Δ_1 может быть найдена из уравнения (2) при $\theta = \theta_0 + (\Delta_1/2)$. Это дает:

$$\Delta_1 \cong 2 \operatorname{arctg}[(n_2^{o2} - n_2^{\epsilon2}) \sin 2\theta_0 / (n_2^{o2} n_2^{\epsilon2}) / n_1^{o2}] - (n_2^{o2} - n_2^{\epsilon2}) \cos 2\theta_0].$$

Эксперимент проводился на кристалле KDP длиной 40 мм в свете He-Ne лазера ЛГ-75. Пучок после делящего 50% зеркала направлялся на кристалл, установленный в направлении синхронизма. Вторая часть пучка вспомогательным зеркалом направлялась на тот же кристалл и угол подбирался так, чтобы возникала вторая волна гармоники. Излучение гармоники отделялась от основного излучения светофильтрами и фиксировалось фотографически в фокальной плоскости кварцевой линзы $f = 150$ мм. На рис. 2 приведены фотографии обеих гармоник и следы лазерных пучков в фокальной плоскости указанной линзы. Для KDP $\theta_0 = 57^\circ 8'$ и $\Delta_1 = 3^\circ 21'$.

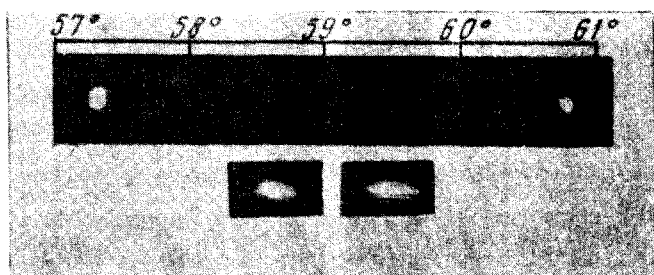


Рис. 2

На рис. 2 четко видно различие в угловом распределении излучения гармоники в направлении синхронизма и гармоники, связанной с взаимодействием пучков. Это обусловлено тем, что вблизи направления синхронизма наблюдается своеобразная фокусировка излучения гармоники. Как видно из рис. 1, кривая ϕ_1 , ϕ_2 имеет в точке θ_0 вертикальную касательную. Поэтому при конечной апертуре лазерного пучка $\Delta\phi$ угловые размеры гармоники будут величиной второго порядка малости относительно $\Delta\phi$, а излучение второй волны имеет угловые размеры порядка $\Delta\phi$. По этой же причине боковые максимумы, связанные с конечностью длины кристалла четко видны только в направлении синхронизма,

Аналогичные результаты были получены на пучках двух лазеров, так как условие генерации не требует когерентности пучков.

Литература

- [1] P. D. Maher, R. W. Terhune, M. Nisenoff, A. Savage. *Phys. Rev. Lett.*, **8**, 21, 1962.
- [2] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики, М., Академия наук Институт научной информации, 1965.
- [3] С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, Н.К.Кулакова. *ЖЭТФ*, **48**, 1545, 1965.
- [4] Ю.А.Гольдин, В.Г.Дмитриев, В.К.Тарасов, П.В.Шкунов. Нелинейная оптика. Труды II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике. Изд. Наука, Сибирское отделение, Новосибирск, 1968, стр. 189.
- [5] R. C. Miller, A. Savage. *Phys. Rev.*, **128**, 2175, 1962.