Письма в ЖЭТФ, том 29, вып.1, стр. 30 – 33 5 января 1979 г.

О СИНХРОННОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

А.А.Майер, А.П.Сухоруков, Р.Н.Кузьмин

Установлены новые синхронизмы при генерации второй гармоники (ГВГ) в условиях брэгговской дифракции в периодических структурах, позволяющие получать коротковолновое излучение с плавноперестраиваемой частотой.

1. Существующий метод нелинейного преобразования частоты излучения в кристаллах имеет коротковолновую границу (~230 нм), обусловленную недостаточным двулучепреломлением и прозрачностью используемых нелинейных материалов [1].

Известно, что в среде с периодически модулированной линейной восприимчивостью χ (r) вблизи условия Брэгга проявляются динамические эффекты и существуют два значения эффективного показателя преломления (ЭПП), каждое из которых соответствует определенному типу поля [2]. Это наводит на мысль о возможности синхронного взаимодействия волн вблизи условия Брэгга. Например, в процессе ГВГ ЭПП для поля второй гармоники первого типа, при некоторой отстройке от условия Брэгга, может оказаться равным ЭПП для поля основной волны второго типа. При таком условии процесс ГВГ должен протекать наиболее интенсивно.

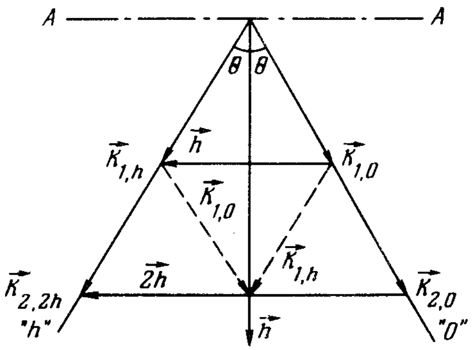

Рис. 1.

2. В среде с идеальной периодической структурой линейная χ (r) и квадратичная β (r) восприимчивости могут быть разложены в ряд Фурье по векторам обратной решетки h.

$$\chi_j(\mathbf{r}) = \sum_{m=0} \chi_{j;mh} e^{im\mathbf{hr}}, \qquad \beta(\mathbf{r}) = \sum_{m=0} \beta_{mh} e^{im\mathbf{hr}}$$

$j = 1,2$ – номер гармоники $\omega_j = j\omega$; m – целое число.

Пусть брэгговское условие выполнено приближенно и двухволновое приближение справедливо на обеих частотах; h – вектор отражения для основной волны, $2\mathbf{h}$ — для гармоники. Отстройку от брэгговского условия будем характеризовать величиной

$$a = (k_h^2 - k_0^2)c^2/\omega^2\ ;\ k_0 = \bar{n}_0\,\omega/c\ ;\ \mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}\ ;\ \bar{n}_0^2 = 1 + (\chi_{1;0} + \chi_{2;0})/2\ ;$$

$$a = \bar{n}_0^2\,(2\,\delta\,\theta \sin 2\,\theta - 4\,\frac{\delta\,\omega}{\omega}\sin^2\theta\,),$$

где $\delta\theta = \theta - \theta_Б$ и $\delta\omega = \omega - \omega_Б$ — угловая и частотная отстройки от $\theta_Б$ и $\omega_Б$; $\theta_Б$ и $\omega_Б$ удовлетворяют брэгговскому условию $a(\theta_Б, \omega_Б) = 0$ и связаны соотношением $\sin\theta_Б = mhc/2\omega_Б$. Вектор $\mathbf{k}_0$ направлен по направлению "0", т. е. совпадает по направлению с волновым вектором падающей на образец волны $\mathbf{k}_{1;0}$ (рис. 1).

На основе решения уравнений Такаги [3, 2], в которых введена нелинейная поляризация среды на частоте второй гармоники можно показать, что в условиях брэгговской дифракции по симметричной схеме Лауэ (см. рис. 1) существуют при нормальной частотной дисперсии и $\Delta > |\chi_1 - \chi_2|$ два условия синхронизма:

$$\text{I.}\ \ \gamma_1 + \gamma_2 = \Delta\ \ \text{или}\ \ a_{C\,I}^2 = \left(\Delta + \frac{\chi_1^2 - \chi_2^2}{\Delta}\right)^2 - 4\,\chi_1^2\,,\ \ \Delta \geqslant \chi_1 + \chi_2\,,$$

$$\text{II.}\ \ \gamma_2 = \Delta\ \ \text{или}\ \ a_{C\,II}^2 = 4(\Delta^2 - \chi_2^2)\,,\ \ \Delta \geqslant \chi_2\,,$$

где $\Delta = \chi_{2;0} - \chi_{1;0}$ — дисперсия среды.

Условия синхронизма I и II можно выразить через ЭПП по направлениям "0" и "h":

$$n_{j;0}^{(\pm)} = (1 + \chi_{j;0} - a/2 \pm \gamma_j)^{1/2}\ ;\ \ n_{j;h} = (1 + \chi_{j;0} + a/2 \pm \gamma_j)^{1/2}$$

следующим образом:

$$\text{I.}\ n_2^{(-)} = n_1^{(+)}\ \ ;\ \ \text{II.}\ n_1^{(+)} + n_1^{(-)} = n_2^{(-)}.$$

При синхронизме I верхняя дисперсионная кривая (гипербола) для ЭПП на частоте ω пересекает нижнюю гиперболу на частоте 2ω (рис. 2).

3. Синхронная ГВГ происходит коллинеарно, одновременно по направлениям "0" и "h" и вектор обратной решетки не входит, как правило, в условие синхронизма. Расчет показывает, что в области $a > 0$ ($k_h > k_0$) эффективней генерируется волна гармоники по направлению "h", а при $a < 0$ ($k_h < k_0$) — по направлению "0". Если $\chi_1 = 0$, $\chi_2 \neq 0$, т.е. брэгговскую дифракцию испытывает только излучение второй гармоники, а основная волна не дифрагирует, то эффективность синхронизма II обращается в ноль и он не проявляется; синхронизм I проявляется только при $a_{C\,I} = (\Delta^2 - \chi_2^2)/\Delta > 0$.

Если модуляция линейной восприимчивости очень мала $\chi_j \ll \Delta$, то эффективная нелинейность всех синхронизмов также мала, за исключением синхронизма I ($a_{C\,I} = \Delta$) по направлению "h", эффективная нелинейность которого в этом случае равна β_{2h}. При этом выполняется синхронизм нелинейной дифракции $k_{2;2h} = 2k_{1;0} + 2h$ [4].

В принципе возможен случай $0 < \Delta < |\chi_2 - \chi_1|$, при котором реализуются синхронизмы: III. $\gamma_1 - \gamma_2 = \Delta$, $n_1^{(+)} = n_2^{(+)}$ при $\Delta < \chi_1 - \chi_2$; IV. $\gamma_2 = -\Delta$, $n_1^{(+)} + n_1^{(-)} = 2n_2^{(+)}$ при $\Delta < \chi_2 - \chi_1$.

При аномальной дисперсии $\Delta < 0$ также возможны синхронизмы:

$$\text{V. } \gamma_1 + \gamma_2 = -\Delta,\ n_1^{(-)} = n_2^{(+)};\quad \text{VI. } \gamma_2 = -\Delta,\ n_1^{(+)} + n_1^{(-)} = 2n_2^{(+)}$$

В случае дифракции по схеме Брэгга можно выписать аналогичные условия синхронизма: $a_{cI} = (\chi_1^2 - \chi_2^2)/\Delta$; $a_{cII} = \Delta \pm 2\chi_2$; значения a_{cII} соответствуют границам области отражения гармоники.

В пределе $\theta = \pi/2$; $\chi_1 = 0$ синхронизм I по Брэггу вырождается в одномерный синхронизм [5, 6], а эффективность синхронизма II обращается в ноль. Для случая Лауэ предельного перехода к одномерному случаю нет.

Новый вид синхронизма можно назвать "Фурье-синхронизмом". В отличие от синхронизма, основанного на анизотропии, этот "Фурье-синхронизм" может выполняться и на больших частотах в УФ и рентгеновском диапазонах. "Фурье-синхронизм" можно реализовать также при параметрическом усилении волн.

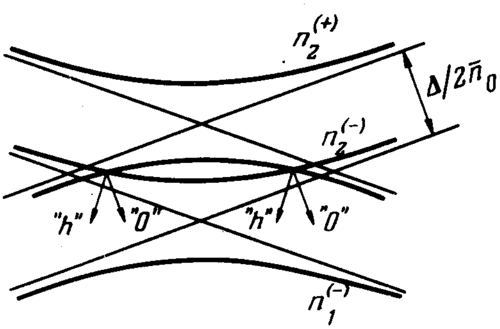

Рис. 2.

4. Метод "Фурье-синхронизма", описанный в настоящей работе, позволяет получить высокочастотное излучение с плавно перестраиваемой частотой. Перестройка частоты основана на том, что выполнение условий синхронизма зависит от величины a, которая в свою очередь зависит от двух переменных: угловой отстройки $\delta\theta$ и частотной отстройки $\delta\omega$. Значение a при синхронизме $a = a_c$ определяется величинами χ_j и дисперсией Δ постоянными для данного объекта. В качестве источника основного излучения можно использовать лазер с перестраиваемой частотой. Варьируя угол падения, можно изменять частоту ω, при которой выполняется условие синхронизма. При изменении угла θ в интервале $\Delta\theta$ частота выходного излучения меняется в пределах $\Delta\omega/\omega \sim \Delta\theta \operatorname{ctg}\theta$, что должно соответствовать диапазону перестройки частоты источника основного излучения.

5. Для экспериментальной реализации предложенного метода можно использовать, например, периодические структуры, полученные методом молекулярной эпитаксии, с периодом $d \sim 10^3$ Å. В качестве преобразующей периодической структуры могут быть использованы цеолитовые кристаллы с $d \sim 10$ Å и жидкие кристаллы с $d \sim 100 - 1000$ Å.

6. "Фурье-синхронизм" может быть применен для преобразования частоты излучения любого диапазона длин волн в изотропной среде с периодической структурой ($\lambda \sim d$), например, для ИК-области в чередующихся слоях AlAs – GaAs [7].

Авторы выражают благодарность С.А.Ахманову за обсуждение результатов.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
17 ноября 1978 г.

Литература

[1] G.A.Massey. Appl. Phys. Lett., **24**, 371, 1974.

[2] З.Г. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах., М., Наука, 1974.

[3] S.Takagi. Acta Cryst., **15**, 1313, 1962.

[4] I.Frennd. Phys. Rev., **21**, 1404, 1968.

[5] N.Bloembergen, A.J.Sievers. Appl Phys. Lett., **17**, 4831, 1970.

[6] C.L.Tang, P.P.Bey. IEEE J. Quant. Electron., QE-9, 9, 1973.

[7] J.P.Van der Ziel, M.Ilegems. Appl. Phys. Lett., **29**, 200, 1976.