

## УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ СИГНАЛА СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ НА КРАЯХ БРЭГГОВСКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ

А.В.Балакин, Д.Буше\*<sup>1)</sup>, В.А.Бушуев, Б.И.Манцызов, П.Масселин<sup>1)</sup>,  
И.А.Ожередов<sup>2)</sup>, А.П.Шкуринов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия

\*Laboratoire de PhysicoChimie de l'Atmosphère, Université du Littoral  
59140, Dunkerque, France

Поступила в редакцию 20 октября 1999 г.

Экспериментально обнаружено и описано новое свойство одномерной периодической структуры усиливать сигнал суммарной частоты, возникающий при одновременном воздействии на эту структуру двумя лазерными импульсами, частоты излучения которых соответствуют краям заданной брэгговской запрещенной зоны.

PACS: 42.65.Ky, 42.70.Qs, 68.65.+g

1. В последние годы значительный интерес вызывают исследования нелинейно-оптических явлений в фотонных кристаллах [1]. Многослойная периодическая структура (МПС) представляет собой частный случай одномерного фотонного кристалла и характеризуется наличием областей запрещенных частот, в которых происходит полное брэгговское отражение [2]. В недавно опубликованных исследованиях [3–5] показана возможность усиления сигнала на частоте второй гармоники на краю области селективного брэгговского отражения. Один из возможных механизмов этого усиления, рассмотренный в [3, 4], связан с линейным эффектом увеличения плотности энергии поля основной частоты.

Предметом настоящего письма является исследование механизма несинхронного усиления сигнала суммарной частоты  $\omega_{sf} = \omega_1 + \omega_2$  в МПС. Установлено существенное возрастание эффективности генерации сигнала на суммарной частоте (СЧ)  $\omega_{sf}$  в случае, если частоты двух лазерных импульсов  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , падающих на МПС под одним и тем же углом, выбираются вблизи противоположных краев заданной брэгговской запрещенной зоны. Проведенные исследования показывают, как нам представляется, что данное несинхронное усиление преимущественно связано с одновременным увеличением плотности энергии полей в структуре на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Действительно, в условиях нашего эксперимента частота суммарной гармоники лежит вдали от электронных резонансов материалов, используемых для изготовления МПС, и/или брэгговских запрещенных зон, что позволяет исключить усиление за счет синхронных механизмов, то есть усиления, возникающие при выполнении дополнительных условий фазового синхронизма при наличии пространственной и частотной дисперсий.

2. Рассмотрим процесс генерации сигнала суммарной частоты в МПС, состоящей из чередующихся слоев с существенно различными показателями преломления. При

<sup>1)</sup> D.Boucher, P.Masselin.

<sup>2)</sup> e-mail: ilya@lasmed.ilc.msu.su

этом предполагается, что слои с большим показателем преломления имеют большую квадратичную нелинейность.

Учитывая малость величины сигнала суммарной гармонике по сравнению с интенсивностями падающих волн, а также принимая во внимание, что длительность импульсов существенно больше времени распространения света через образец, мы будем искать быстро меняющиеся в пространстве амплитуды квазистационарных полей  $E(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)$  на основных частотах, решая линейное волновое уравнение

$$\Delta^2 E(\mathbf{r}) + (\omega n(z)/c)^2 E(\mathbf{r}) = 0.$$

Точное решение этого уравнения в произвольном слое с номером  $m$  имеет вид суммы прямой и обратной (отраженной) плоских волн:

$$E_{jm}(z) = A_{jm} \exp(ik_{j0} s_{jm} z) + B_{jm} \exp(-ik_{j0} s_{jm} z),$$

где  $s_{jm} = (n_{jm}^2 - \sin^2 \vartheta)^{1/2}$ , индексы  $j = 1, 2$  соответствуют одной из падающих волн,  $n_{jm}$  – коэффициент преломления для  $j$ -ой волны в  $m$ -ом слое,  $k_{j0} = 2\pi/\lambda_j$ ,  $\vartheta$  – угол падения,  $z$  – координата “в глубину” структуры. Для определения амплитуд  $A_{jm}$  и  $B_{jm}$  использовался метод рекуррентных соотношений Паррата [6], который применительно к данной задаче позволяет получить следующие соотношения [4]:

$$A_{j,m+1} = A_{jm} Q_{jm} \frac{g_{jm} + R_{jm} g_{jm}^{-1}}{1 + R_{j,m+1}}, \quad B_{jm} = R_{jm} A_{jm}, \quad (1)$$

$$R_{jm} = \frac{R_{j,m+1} + F_{jm}}{1 + R_{j,m+1} F_{jm}} g_{jm}^2, \quad F_{jm} = \frac{s_{jm} - s_{j,m+1} Q_{jm}^2}{s_{jm} + s_{j,m+1} Q_{jm}^2},$$

где  $g_{jm} = \exp(ik_{j0} s_{jm} d_m)$ ,  $d_m$  – толщина  $m$ -го слоя,  $Q_{jm} = 1$  и  $Q_{jm} = n_{jm}/n_{j,m+1}$  соответственно для  $s$ - и  $p$ -поляризованной волн. Рекуррентные соотношения (1) решаются для граничных условий:  $A_{j0} = E_j$ ; коэффициент отражения от  $N+1$  границы  $R_{N+1} = 0$ ; показатель преломления вакуума  $n_0 = 1$ ;  $g_0 = 1$ , где  $E_j$  – амплитуды падающих волн,  $N$  – полное число слоев. Полагая, что интенсивность сигнала суммарной частоты в  $m$ -ом слое пропорциональна величине  $|A_{1m} A_{2m}|^2$  для прямой и  $|B_{1m} B_{2m}|^2$  для обратной волн, мы оцениваем полную интенсивность сигнала СЧ как сумму соответствующих интенсивностей по всем слоям МПС с большим показателем преломления.

На рис.1а, б представлены расчетные зависимости коэффициента линейного отражения описанной ниже МПС для двух длин волн  $\lambda_1 = 812$  нм и  $\lambda_2 = 733$  нм падающего линейно  $p$ -поляризованного (то есть поляризованного в плоскости падения) излучения. Выбранные значения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответствуют двум краям брэгговской запрещенной зоны при угле падения излучения на среду (МПС)  $\vartheta = 25^\circ$ . Согласно (1), вблизи этого значения угла  $\vartheta$  амплитуды дифрагирующих в среде волн значительно возрастают, происходит максимальная локализация в среде энергии падающего излучения на обеих длинах волн. Это хорошо видно из теоретических угловых зависимостей суммарной плотности энергии соответствующих обратных волн  $|B_{1m}|^2$  и  $|B_{2m}|^2$  в слоях с большим показателем преломления (рис.1а, б). Поэтому эффективность генерации отраженного сигнала СЧ зависит от угла  $\vartheta$ , а его интенсивность  $I_{sf}$  имеет максимум при  $\vartheta = 25^\circ$  (рис.1с, сплошная линия). В случае, если величины  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  выбраны таким образом, что края кривых отражения не пересекаются,

например,  $\lambda_1 = 812$  нм и  $\lambda_2 = 706$  нм, интенсивность сигнала СЧ мала, усиления не происходит (рис.1с, штриховая линия). Второй максимум сигнала СЧ при  $\vartheta = 40^\circ$  (рис.1с) соответствует положению края кривой отражения при  $\lambda = 706$  нм.

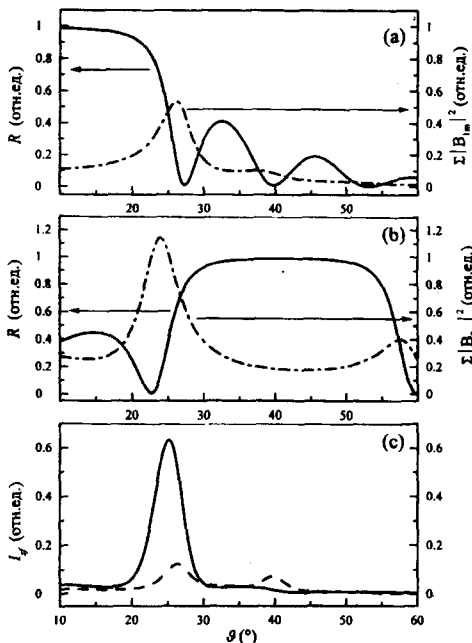


Рис.1. а, б. Расчетные зависимости коэффициента отражения  $R$  от угла падения  $\vartheta$  излучения на МПС для двух значений длин волн  $\lambda_1 = 812$  нм (а) и  $\lambda_2 = 733$  нм (б) (сплошные линии), а также угловые зависимости суммарной плотности энергии соответствующих обратных волн  $\Sigma|B_{1m}|^2$  и  $\Sigma|B_{2m}|^2$  в нелинейных слоях (штрих-пунктирные кривые); в) расчетные угловые зависимости интенсивности отраженного сигнала СЧ  $I_{sf}$  при одновременном падении на МПС под углом  $\vartheta$  двух волн с  $\lambda_1 = 812$  нм и  $\lambda_2 = 733$  нм (сплошная линия), а также для случая, когда  $\lambda_1 = 812$  нм и  $\lambda_2 = 706$  нм (штриховая линия)

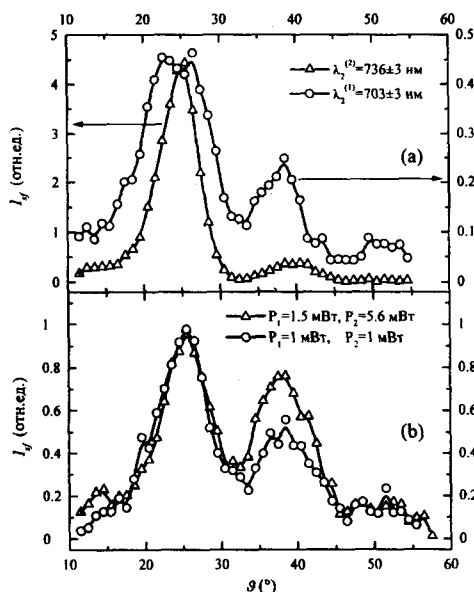


Рис.2. а). Экспериментальные зависимости интенсивности сигнала СЧ  $I_{sf}$  от угла падения  $\vartheta$  на МПС для двух различных длин волн  $\lambda_2^{(1)}$  и  $\lambda_2^{(2)}$  во втором канале; б) Угловая зависимость интенсивности сигнала СЧ  $I_{sf}$  для двух различных значений средней мощности излучения ( $P_1$  и  $P_2$ ) в каналах. Графики нормированы на максимум сигнала при  $\vartheta = 24^\circ$

Таким образом, при оптимальном выборе длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  можно ожидать усиление эффективности генерации сигнала СЧ, не зависящего от выполнения условий фазового синхронизма.

3. Для экспериментального наблюдения несинхронного усиления сигнала СЧ использовался образец, состоящий из восьми слоев ZnS ( $n_1 = 2.316$ ) и семи слоев SiF<sub>2</sub> ( $n_2 = 1.52$ ), нанесенных в виде МПС на стеклянную подложку [4]. Толщина каждого слоя составляла  $d_i = 3\lambda/4n_i$  для длины волны  $\lambda = 790$  нм. Во всех экспериментах  $\lambda_1$  была фиксирована и составляла 812 нм (первый канал,  $\omega_1$ ), а  $\lambda_2$  могла перестраиваться в диапазоне от 650 до 740 нм (второй канал,  $\omega_2$ ); длительность импульсов составляла менее 200 фс, частота следования импульсов 200 кГц, энергия могла изменяться в диапазоне от 0 до 20 нДж/имп. Для регистрации сигнала СЧ применялась

техника синхронного детектирования. Оба излучения на основных частотах ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) и на СЧ были линейно  $p$ -поляризованы.

В экспериментах измерялась эффективность генерации излучения на СЧ в зависимости от угла  $\vartheta$  падения на МПС.

На рис.2а изображены экспериментальные зависимости интенсивности сигнала СЧ от угла падения на МПС для двух значений длин волн второго канала  $\lambda_2^{(1)}$  и  $\lambda_2^{(2)}$ . При этом длины волн  $\lambda_2^{(1)} = 736$  нм и  $\lambda_2^{(2)} = 703$  нм выбиралась таким образом, что соответствующие им и  $\lambda_1 = 812$  нм края кривых отражения в одном случае пересекаются ( $\lambda_2^{(1)}$ ), а в другом – нет ( $\lambda_2^{(2)}$ ). Для длины волны  $\lambda_2^{(1)}$  было экспериментально обнаружено, по крайней мере, 10-кратное усиление сигнала СЧ по сравнению со случаем  $\lambda_2^{(2)}$ , что хорошо согласуется с теоретическими результатами (рис.1с). На рис.2b представлена зависимость величины сигнала СЧ от угла падения на МПС для различных значений мощности падающего излучения. Из рисунка видно, что максимум вблизи  $\vartheta = 40^\circ$ , соответствующий увеличению плотности энергии поля вблизи края кривой отражения для излучения на длине волны  $\lambda_2^{(2)} = 703$  нм, растет при увеличении мощности излучения основной частоты во втором канале.

4. Хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов позволяет сделать вывод, что нами экспериментально обнаружен и эффект несинхронного усиления генерации сигнала СЧ в МПС. Механизмом такого усиления является увеличение плотности энергии локализованных полей на двух частотах ( $\omega_1, \omega_2$ ) вблизи противоположных краев заданной запрещенной брэгговской зоны.

В заключение хотим отметить, что работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект #98-02-17544), программы “Университеты России” и Учебно-научного центра по фундаментальной оптике и спектроскопии. Laboratoire de Physico Chimie de l’Atmosphère является членом Centre d’Etude et de Recherche Lasers et Applications, который получает поддержку Ministère de la Recherche, the Région Nord/Pas de Calais и Fond Européen de Développement Economique des Régions.

- 
1. *Photonic Band Gap Materials*, Ed. C.M.Soukoulis, Kluwer Academic, Dordrecht, 1996; E.Yablonovitch, *J. of Modern Optics* **41**, 173 (1994).
  2. А.Ярив, П.Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1987, с.616 (Engl. A.Yariv and P.Yen, *Optical waves in Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation*, John Wiley&Sons, 1984).
  3. M.Scalora, M.J.Bloemer, A.S.Manka et al., *Phys. Rev.* **A56**, 3166 (1997); J.W.Haus, R.Viswanathan, M.Scalora et al., *Phys. Rev.* **A57**, 2120 (1998).
  4. A.V.Balakin, D.Boucher, V.A.Bushuev et al., *Optics Letters* **24**, 793 (1999).
  5. А.В.Андреев, О.А.Андреева, А.В.Балакин и др., *Квантовая электроника* **28**, 75 (1999) (Engl. A.V.Andreev, O.A.Andreeva, A.V.Balakin et al., *Quantum Electronics* **29**, 632 (1999)).
  6. L.G.Parratt, *Phys. Rev.* **95**, 359 (1954).