

О возможности невырожденного параметрического усиления оптических волн при низкочастотной накачке

А. С. Чиркин¹⁾, И. В. Шутов¹⁾

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2007 г.

Показано, что параметрическое усиление при низкочастотной накачке можно осуществить в связанных нелинейно-оптических взаимодействиях, протекающих в аperiodически нелинейных фотонных кристаллах (АНФК), создаваемых методом суперпозиции модуляции квадратичной восприимчивости. В таком процессе интенсивности волн с частотами выше частоты накачки монотонно нарастают с длиной взаимодействия, как и в случае традиционного процесса параметрического усиления при высокочастотной накачке. Найдена зависимость фактора усиления от коэффициентов связи взаимодействующих волн. Рассматриваемый процесс позволяет получить перестройку генерируемой частоты в УФ при накачке в видимом диапазоне. Анализ процесса выполнен на примере АНФК ниобата лития.

PACS: 42.15.Eq, 42.25.-p, 42.65.-k, 42.79.Nv

Цель настоящего письма – показать экспериментальную возможность осуществления процесса оптического параметрического усиления (ПУ) при низкочастотной накачке. В отличие от традиционного ПУ при высокочастотной накачке, исследуемого и применяемого в нелинейной оптике с 1960-х годов [1], особенность обсуждаемого процесса состоит в том, что экспоненциальное усиление взаимодействующих волн имеет место на частотах, которые выше частоты волны накачки. При этом можно реализовать перестройку генерируемых частот в УФ диапазоне при частоте накачке, лежащей в световом диапазоне. Такое ПУ при низкочастотной накачке можно осуществить в связанных нелинейно-оптических процессах, протекающих в аperiodически нелинейных фотонных кристаллах (АНФК), в которых условие квазисинхронизма для эффективного взаимодействия волн удается сравнительно просто выполнить одновременно для нескольких трехчастотных процессов [2].

Параметрические волновые взаимодействия играют ключевую роль в нелинейной и квантовой оптике. Наиболее широко используется процесс ПУ при высокочастотной накачке, в котором, в квантовых терминах, фотоны накачки с частотой ω_p распадаются на сигнальный и холостой фотоны соответственно с частотами ω_1 и ω_2 , причем $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$. Этот процесс лежит в основе источников перестраиваемого когерентного излучения (см., например, [3, 4]) и источников неклассического света и перепутанных фотонных состояний (см., например, [5, 6]). Для реализации параметрических взаимодействий применяют как одно-

родные нелинейно-оптические кристаллы, так и нелинейные фотонные кристаллы (НФК) с пространственной периодической модуляцией квадратичной восприимчивости (их называют также кристаллами с регулярной доменной структурой или периодически поляризованными нелинейными кристаллами). В последних реализуются квазисинхронные взаимодействия, в которых волновая расстройка взаимодействующих волн компенсируется вектором обратной “нелинейной” решетки. Вместе с тем оказалось [7, 8], что путем подбора периода “нелинейной” решетки и порядка квазисинхронизма можно удовлетворить условию квазисинхронизма в одном НФК одновременно для двух связанных процессов. Таким образом, в кристаллах с периодической пространственной модуляцией нелинейной восприимчивости можно осуществить коллинеарное ПУ одной волны с частотой выше, чем частота волны накачки [9, 10]; были рассмотрены взаимодействия волн с кратными [9] и с некратными [10] частотами.

В предлагаемой работе показано, что в АНФК можно одновременно удовлетворить условию квазисинхронизма для трех связанных нелинейно-оптических процессов, имеющих общую интенсивную волну накачки, и таким образом осуществить невырожденное ПУ при низкочастотной накачке. Иначе говоря, можно реализовать параметрическое усиление двух волн с частотами выше, чем частота накачки. Рассматриваемое взаимодействие включает невырожденный трехчастотный параметрический процесс и два процесса генерации суммарных частот, протекающих в поле одной волны накачки. Такой связанный процесс ранее рассматривался в

¹⁾e-mail: aschirkin@rambler.ru; iwitty@gmail.com

однородной нелинейной среде [1, 11], в которой, однако, нельзя получить чисто экспоненциально нарастающие волны (см. ниже).

Далее показано, что АНФК, в которых нелинейная структура создана методом суперпозиции модуляции нелинейности, допускают возможность управления нелинейными коэффициентами связи волн, что позволяет осуществить режим экспоненциального роста интенсивностей волн на начальном этапе взаимодействия.

Будем рассматривать процесс параметрического усиления двух волн с частотами ω_1 и ω_2 в поле интенсивной волны накачки с частотой ω_p :

$$\omega_p = \omega_1 + \omega_2. \quad (1)$$

В поле этой же волны накачки происходят также трехчастотные взаимодействия вида

$$\omega_p + \omega_1 = \omega_3, \quad (2)$$

$$\omega_p + \omega_2 = \omega_4. \quad (3)$$

Связанные коллинеарные волновые взаимодействия (1)–(3) в приближении заданного поля накачки описываются следующей системой укороченных уравнений для комплексных амплитуд (ср. с [1]):

$$\begin{aligned} i \frac{dA_1}{dz} &= \gamma_1^{(1)} g(z) A_p A_2^* e^{i\Delta_1 z} + \gamma_1^{(2)} g(z) A_p^* A_3 e^{i\Delta_2 z}, \\ i \frac{dA_2}{dz} &= \gamma_2^{(1)} g(z) A_p A_1^* e^{i\Delta_1 z} + \gamma_2^{(3)} g(z) A_p^* A_4 e^{i\Delta_3 z}, \\ i \frac{dA_3}{dz} &= \gamma_3^{(2)} g(z) A_p A_1 e^{-i\Delta_2 z}, \\ i \frac{dA_4}{dz} &= \gamma_4^{(3)} g(z) A_p A_2 e^{-i\Delta_3 z}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь A_j – медленно меняющаяся амплитуда волны с частотой ω_j ($j = 1, 2, 3, 4$), A_p – амплитуда волны накачки, $\gamma_j^{(m)}$ – коэффициент нелинейной связи волн:

$$\gamma_j^{(m)} = \frac{2\pi\omega_j^2}{c^2 k_j} d_{\text{eff}}^{(m)}, \quad (5)$$

верхний индекс m относится к номеру процесса ($m = 1, 2, 3$), а коэффициент $d_{\text{eff}}^{(m)}$ связан с тензором квадратичной нелинейной восприимчивости и учитывает геометрию волнового взаимодействия и дисперсию кристалла, k_j – волновое число на частоте ω_j , Δ_m – волновая расстройка:

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= k_p - k_1 - k_2, \\ \Delta_2 &= k_3 - k_1 - k_p, \\ \Delta_3 &= k_4 - k_p - k_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Функция $g(z)$ характеризует аperiodическую модуляцию нелинейного коэффициента связи волн. Наличие расстройки Δ_m приводит к изменению фазового соотношения между взаимодействующими волнами в m -м процессе. Период фазового набега равен $\Lambda_m = 2\pi/|\Delta_m|$, так что на длине взаимодействия $z = \frac{1}{2}\Lambda_m$ знак коэффициента связи волн меняется на противоположный. Чтобы компенсировать такое изменение для обычных трехчастотных взаимодействий, создают периодическую “нелинейную” структуру, у которой соседние домены имеют противоположные знаки коэффициентов связи волн, что обусловлено противоположным направлением оптических осей в соседних доменах. Аналитически функцию модуляции $g(z)$ для НФК можно представить как

$$g(z) = \text{sign} \left(\sin \frac{2\pi}{\Lambda} z \right), \quad (7)$$

где $\text{sign}(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\text{sign}(x) = -1$ при $x < 0$.

Для АНФК, конструируемых методом суперпозиции модуляции [2], функцию $g(z)$ представляем в виде

$$g(z) = \text{sign} \left(\sum_m^N a_m \sin \frac{2\pi}{\Lambda_m} z \right), \quad (8)$$

где величины a_m определяют относительную эффективность нелинейности m -го процесса, N – число связанных процессов. В (8) опущены фазы гармоник, которые слабо влияют на пространственную динамику волновых взаимодействий.

Кристаллы с аperiodической нелинейной структурой могут быть созданы, например, методом переполаризации, который применяют для получения кристаллов с периодической нелинейной структурой [12, 13].

Если характерная длина нелинейного взаимодействия

$$L'_{\text{nl}} = \frac{1}{\gamma |A_p|} \gg \max\{\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3\}$$

(коэффициент $\gamma = \max\{\gamma_j^{(m)}\}$), систему (4) можно упростить, заменив в уравнениях явно зависящее от z произведение функций на его среднее значение по длине L кристалла, то есть осуществить замену

$$g(\Delta_m) = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) e^{i\Delta_m z} dz \rightarrow g_m. \quad (9)$$

Фурье-компонента g_m определяет эффективное значение коэффициента связи волн для пространственной частоты Δ_m .

С указанной заменой уравнения (4) принимают вид

$$\begin{aligned} i \frac{dA_1}{dz} &= \gamma_1^{(1)} g_1 A_p A_2^* + \gamma_1^{(2)} g_2 A_p^* A_3, \\ i \frac{dA_2}{dz} &= \gamma_2^{(1)} g_1 A_p A_1^* + \gamma_2^{(3)} g_3 A_p^* A_4, \\ i \frac{dA_3}{dz} &= \gamma_3^{(2)} g_2^* A_p A_1, \\ i \frac{dA_4}{dz} &= \gamma_4^{(3)} g_3^* A_p A_2, \end{aligned} \quad (10)$$

и допускают аналитическое решение.

Полагая в (10) $|g_m| \equiv 1$ ($m = 1, 2, 3$), получим уравнения для гипотетического однородного нелинейного кристалла при координатном фазовом синхронизме для трех нелинейно-оптических процессов. Этим условиям из-за дисперсионных свойств реальных нелинейно-оптических кристаллов удовлетворить не удастся.

Решение характеристического уравнения, соответствующего системе (10), дает следующие выражения для корней:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \pm \frac{1}{2} \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} |A_p| \times \\ &\times \left\{ \left[|g_1|^2 - \left(|g_2| \sqrt{\gamma_3/\gamma_2} + |g_3| \sqrt{\gamma_4/\gamma_1} \right)^2 \right]^{1/2} \pm \right. \\ &\left. \pm \left[|g_1|^2 - \left(|g_2| \sqrt{\gamma_3/\gamma_2} - |g_3| \sqrt{\gamma_4/\gamma_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\gamma_3 = \gamma_3^{(2)}$, $\gamma_4 = \gamma_4^{(3)}$ и для простоты считаем $\gamma_1 = \gamma_1^{(1)} = \gamma_1^{(2)}$ и $\gamma_2 = \gamma_2^{(1)} = \gamma_2^{(3)}$, что справедливо в области слабой дисперсии кристалла.

В общем случае значение Γ комплексно. Однако нетрудно видеть, что при определенном соотношении коэффициентов $|g_1|$, $|g_2|$ и $|g_3|$ значение Γ будет действительным. Необходимо при этом условию можно удовлетворить в АНФК путем подбора величин a_m в (8) и реализовать, таким образом, экспоненциальный рост амплитуд взаимодействующих волн ($A_j \sim e^{\Gamma z}$).

Заметим, что при $g_2 = g_3 = 0$ получаем результат для обычного ПУ при высокочастотной накачке [1]. Для случая гипотетического однородного нелинейного кристалла величина Γ комплексна. Действительно, отношение нелинейных коэффициентов $\gamma_3/\gamma_2 \approx \omega_3/\omega_2 > 1$ и $\gamma_4/\gamma_1 \approx \omega_4/\omega_1 > 1$ и при $|g_m| = 1$ первое слагаемое в (11) мнимое.

В качестве конкретного примера анализа ПУ при низкочастотной накачке здесь представим результаты для АНФК LiNbO₃, накачиваемого излучением с длиной волны $\lambda_p = 1.064$ мкм.

На рис.1 изображены зависимости длин волн λ_3 и λ_4 для процессов генерации суммарной частоты

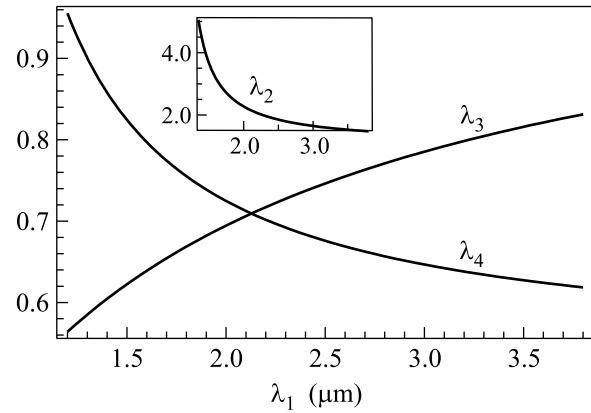


Рис.1. Длины волн λ_3 и λ_4 в зависимости от длины волны λ_1 для волны накачки с $\lambda_p = 1.064$ мкм. На вставке приведена зависимость длины волны λ_2 от λ_1

в (2) и (3) в зависимости от длины волны λ_1 . На вставке рис.1 показана зависимость длины волны λ_2 от λ_1 . Диапазон перестройки охватывает область прозрачности кристалла. Зависимости периодов модуляции нелинейности для реализации координатных квазисинхронных процессов (1), (2) и (3) по отдельности изображены на рис.2.

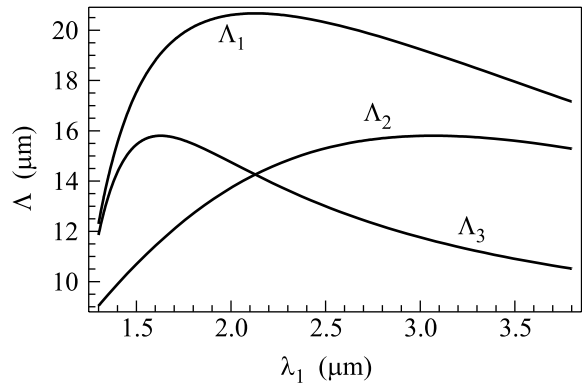


Рис.2. Периоды модуляции Λ_1 , Λ_2 и Λ_3 квадратичной нелинейности кристалла LiNbO₃ для реализации квазисинхронных $ee - e$ процессов параметрического усиления (1) и генерации суммарных частот (2) и (3) в зависимости от длины волны λ_1 при накачке с $\lambda_p = 1.064$ мкм

При одновременном осуществлении условий квазисинхронизма для рассматриваемых процессов модуляция нелинейности кристалла LiNbO₃ имеет аперриодический вид в соответствии с (8). Расчет фурье-спектра $g(K)$ пространственной функции $g(z)$ для этого случая показал, что $\text{Re } g(\Delta_m) \approx 10^{-4} \text{Im } g(\Delta_m)$. Вследствие этого динамику

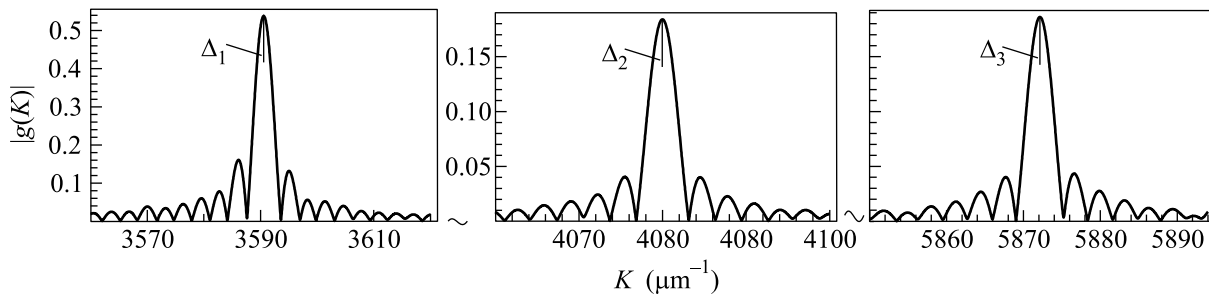


Рис.3. Модуль фурье-спектра функции модуляции $g(z)$ в окрестности значений волновых расстройек для величин $a_1 = 2$ и $a_2 = a_3 = 1$

взаимодействующих волн можно изучать, полагая коэффициенты g_m в уравнениях (10) мнимыми.

Для нелинейной решетки с величинами $a_1 = 2$ и $a_2 = a_3 = 1$ расчеты дают значения $\text{Im } g_1 = 0.54$, $\text{Im } g_2 = \text{Im } g_3 = 0.19$. В случае $a_1 = 3$ и $a_2 = a_3 = 1$ имеем $\text{Im } g_1 = 0.60$, $\text{Im } g_2 = \text{Im } g_3 = 0.11$. Эти расчеты наглядно демонстрируют влияние соотношения величин a_1, a_2, a_3 в (8) на эффективное значение коэффициентов связи волн.

Вид фурье-спектра $g(K)$ в области волновых расстройек Δ_m представлен на рис.3. Ширины спектра $g(K)$ возле максимумов $g(\Delta_m)$ определяются длиной кристалла L .

На рис.4 представлены зависимости интенсивностей усиливаемых волн от длины взаимодействия; кривые построены для длин волн $\lambda_1 = 1.500$ мкм, $\lambda_2 = 3.661$ мкм, $\lambda_3 = 0.622$ мкм и $\lambda_4 = 0.824$ мкм при накачке на длине волны $\lambda_p = 1.064$ мкм; характерная длина нелинейного взаимодействия $L_{nl} = (\gamma_1 A_p)^{-1} = 0.1$ см. Модуляция АНФК соответствовала величинам $a_1 = 2$ и $a_2 = a_3 = 1$.

Прежде всего отметим, что на рис.4 кривые, рассчитанные по уравнениям (4), и кривые, полученные на основе аналитического решения системы (10), хорошо совпадают. Из рис.4а следует, что интенсивность волн на низких частотах (длины волн λ_1 и λ_2) по отношению к накачке больше, чем на высших частотах (длины волн λ_3 и λ_4), хотя на входе АНФК отлична от нуля сигнальная волна с λ_3 . Дело в том, что на начальном этапе в поле волн накачки и сигнала сначала рождается волна разностной частоты ω_1 . Волна с частотой ω_1 и ненулевой интенсивностью “запускает” параметрический процесс (1). Затем энергия частот ω_1 и ω_2 в соответствии с (2) и (3) преобразуется в энергию частот ω_3 и ω_4 . Поэтому рост интенсивностей на высших частотах ω_3 и ω_4 отстает от такового на частотах ω_1 и ω_2 . Из сравнения рис.4а и б следует, что наличие даже слабой “затрав-

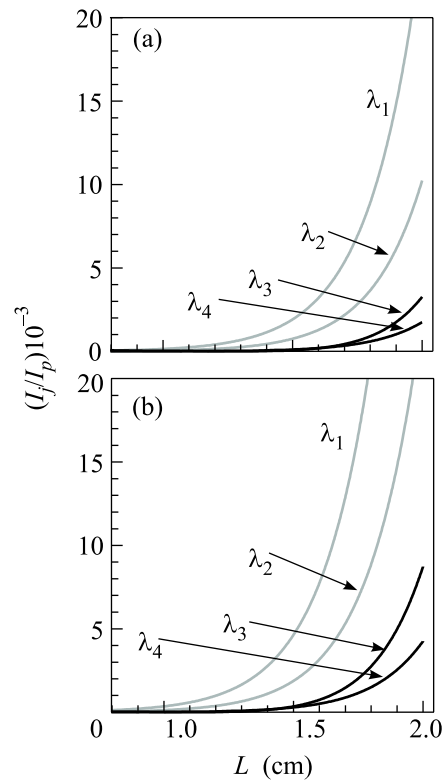


Рис.4. Интенсивности I_j взаимодействующих волн в зависимости от длины АНФК. Входной сигнал подается на длине волны λ_3 с интенсивностью $I_3(0) = 10^{-4} I_p$ (I_p – интенсивность накачки): (а) – входные интенсивности остальных волн равны нулю, $I_1(0) = I_2(0) = I_4(0) = 0$; (б) – интенсивность затравки на λ_2 равна $I_2(0) = 10^{-6} I_p$, $I_1(0) = I_4(0) = 0$

ки” на низкой частоте заметно увеличивает усиление волн на высших частотах.

В настоящей работе показана, таким образом, принципиальная возможность осуществления процесса невырожденного ПУ при низкочастотной накачке на современном этапе развития нелинейной оп-

тики. Этот процесс может представить интерес для различных применений. В квантовой оптике он интересен, в частности, с точки зрения формирования четырехчастотных перепутанных состояний.

Диапазон перестройки длин волн в области высоких частот определяется полосой прозрачности нелинейного кристалла и длиной волны накачки. Приведем два примера. Так, для перестройки длины волны в УФ диапазоне можно использовать АНФК бета-борат бария и в качестве накачки – вторую гармонику излучения титан-сапфирового лазера ($\lambda_p \approx 0,4 \text{ мкм}$). Аперидически нелинейная структура на основе полупроводников, например, GaAs, и ее накачка излучением CO₂-лазера на 10,6 мкм позволит получить перестройку длины волны в диапазоне 7 мкм.

В заключение отметим, что изложенный подход к реализации параметрического усиления при низкочастотной накачке можно перенести на волны другой физической природы, например, акустические.

Авторы благодарят за полезное обсуждение результатов В.М. Гордиенко, Г.Д. Лаптева, А.А. Новикова, М.Ю. Сайгина.

Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-00765 и гранта INTAS # 1000008-7904.

1. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, *Проблемы нелинейной оптики*, М.: ВИНТИ, 1964.
2. А. А. Новиков, А. С. Чиркин, *ЖЭТФ* **133**, № 2 (2008) (в печати).
3. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, М.: Наука, 1989.
4. В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов, *Прикладная нелинейная оптика*, М.: Физматлит, 2004.
5. Д. Н. Клышко, *Фотоны и нелинейная оптика*, М.: Наука, 1980.
6. Л. Мандель, Э. Вольф, *Оптическая когерентность и квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2000.
7. A. L. Aleksandrovski, A. S. Chirkin, and V. V. Volkov, *J. Russian Laser Research* **18**, 101 (1997).
8. O. Pfister, J. S. Wells, L. Hollberg et al., *Opt. Letters* **22**, 1211 (1997).
9. В. В. Волков, А. С. Чиркин, *Квантовая электроника* **25**, 101 (1998).
10. E. Yu. Morozov and A. S. Chirkin, *J. Opt. A: Pure Appl. Optics* **5**, 233 (2003).
11. С. А. Ахманов, В. Г. Дмитриев, *Вестник Московского университета, Серия физ. астроном* № 4, 32 (1963).
12. K. Mizuuchi and K. Yamamoto, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 2943 (1995).
13. K. Mizuuchi, K. Yamamoto, and M. Kato, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1201 (1997).