

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1969

УДК 538.56

И. В. ТОМОВ

О ВОЗМОЖНОСТИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ ПРИ ЧЕТЫРЕХФОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Обсуждается возможность создания четырехфотонного параметрического генератора на кристалле кальцита. Определены возможные типы взаимодействия, оценивается порог и вычислены перестроечные кривые для генератора на кальците, возбужденного неодимовым лазером.

В настоящем сообщении рассматривается возможность создания плавно перестраиваемого по частоте параметрического генератора света на кристалле кальцита, использующего четырехфотонное взаимодействие. Четырехфотонные генераторы света обладают определенными преимуществами по сравнению с трехфотонными в тех случаях, когда нужно получать плавно перестраиваемые по частоте параметрические колебания в непосредственной близости к частоте накачки и на частотах более высоких, чем частота накачки.

Ниже оценивается порог и вычислены перестроечные кривые для генератора на кальците, возбуждаемого неодимовым лазером.

Мощная волна накачки $\vec{E}_3(\vec{r}) = \vec{l}_3 A_3(\vec{r}) \exp i(\omega_3 t - \vec{k}_3 \vec{r})$ может передавать энергию слабым волнам, частоты ω_1 и ω_2 и волновые числа \vec{k}_1 и \vec{k}_2 которых удовлетворяют соотношениям вида $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_3$, $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 2\vec{k}_3 + \vec{\Delta}$, где $\vec{\Delta}$ — линейная расстройка.

Укороченные уравнения имеют вид [1]:

$$\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 + i\gamma_{11} A_2^* A_3^2 e^{i\Delta z} + iA_1 (\gamma_{12} A_1 A_1^* + \gamma_{13} A_2 A_2^* + \gamma_{14} A_3 A_3^*) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 + i\gamma_{21} A_1^* A_3^2 e^{i\Delta z} + iA_2 (\gamma_{23} A_1 A_1^* + \gamma_{22} A_2 A_2^* + \gamma_{24} A_3 A_3^*) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dA_3}{dz} + \delta_3 A_3 + i\gamma_{31} A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta z} + iA_3 (\gamma_{33} A_1 A_1^* + \gamma_{34} A_2 A_2^* + \gamma_{32} A_3 A_3^*) = 0, \quad (3)$$

где коэффициенты затухания

$$\delta_n = \frac{2\pi\omega_n^2 \hat{l}_n \text{Im}\chi(\omega_n) \vec{l}_n}{ck_n \cos(\widehat{k_n s_n}) \cos(\widehat{s_n z_n})} \quad (n = 1, 2, 3)$$

связаны с мнимой частью тензора $\chi(\omega)$; \vec{z}_0 — направление нормали к поверхности кристалла, \vec{s}_n — лучевые вектора, коэффициенты равны

$$\begin{aligned}\gamma_{11} &= \frac{6\pi\omega_1^2 \vec{l}_1 \hat{\Theta} (\omega_3 \mp \omega_3 - \omega_2) \vec{l}_2 \vec{l}_3 \vec{l}_3}{c^2 k_1 \cos(\widehat{s_1 k_1}) \cos(\widehat{s_1 z_0})}, \\ \gamma_{12} &= \frac{6\pi\omega_1^2 \vec{l}_1 \hat{\Theta} (\omega_1 \mp \omega_1 - \omega_1) \vec{l}_1 \vec{l}_2 \vec{l}_2}{c^2 k_1 \cos(\widehat{s_1 k_1}) \cos(\widehat{s_1 z_0})}, \\ \gamma_{13} &= \frac{12\pi\omega_1^2 \vec{l}_1 \hat{\Theta} (\omega_2 \mp \omega_1 - \omega_2) \vec{l}_1 \vec{l}_2 \vec{l}_3}{c^2 k_1 \cos(\widehat{s_1 k_1}) \cos(\widehat{s_1 z_0})}, \\ \gamma_{14} &= \frac{12\pi\omega_1^2 \vec{l}_1 \hat{\Theta} (\omega_2 \mp \omega_1 - \omega_3) \vec{l}_1 \vec{l}_3 \vec{l}_3}{c^2 k_1 \cos(\widehat{s_1 k_1}) \cos(\widehat{s_1 z_0})}.\end{aligned}$$

$\hat{\Theta}$ — тензор кубической нелинейной поляризации. Аналогично выражаются коэффициенты γ_{ik} в уравнениях (2) и (3). Нелинейными потерями пренебрегаем.

Переходя к действительным амплитудам и фазам и считая, что

$$A_3(z) = A_3(0) = \text{const}, \quad A_3(0) \gg A_1(z) \quad \text{и} \quad A_3(0) \gg A_2(z),$$

преобразуем уравнения (1) — (3)

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} + \delta_1 A_1 + \sigma_1 A_2 \sin \Phi &= 0, \\ \frac{dA_2}{dz} + \delta_2 A_2 + \sigma_2 A_1 \sin \Phi &= 0, \\ \frac{d\Phi}{dz} + \left(\sigma_1 \frac{A_2}{A_1} + \sigma_2 \frac{A_1}{A_2} \right) \cos \Phi + \Delta + \Delta^{\text{нл}} &= 0, \\ \Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - 2\varphi_3 - \Delta z, \quad \sigma_1 = \gamma_{11} A_3^2, \quad \sigma_2 = \gamma_{21} A_3^2, \\ \Delta^{\text{нл}} = (\gamma_{14} + \gamma_{24} - 2\gamma_{32}) A_3^2\end{aligned}\tag{4}$$

φ_i — фаза волны на частоте ω_i .

В отличие от трехчастотного взаимодействия в квадратичной среде, появляется нелинейная расстройка $\Delta^{\text{нл}}$, связанная с изменением показателя преломления среды под действием мощного излучения накачки. Для компенсации этого нелинейного рассогласования необходимо ввести небольшую линейную расстройку с противоположным знаком.

Из (4) следует, что наиболее быстрый рост амплитуды происходит при $\Phi(0) = -\frac{\pi}{2}$. В этом случае и при отсутствии рассогласования ($\Delta + \Delta^{\text{нл}} = 0$) имеем $\Phi(z) = -\frac{\pi}{2}$. Решение системы (4) имеет вид

$$A_1(z) = A_1(0) \left[\text{ch } \eta z + \frac{1}{\eta} \left(\frac{\delta_2 - \delta_1}{2} + \sigma_1 \frac{A_2(0)}{A_1(0)} \right) \text{sh } \eta z \right] e^{-\delta^* z},$$

$$A_2(z) = A_2(0) \left[\operatorname{ch} \eta z + \frac{1}{\eta} \left(\frac{\delta_2 - \delta_1}{2} + \sigma_2 \frac{A_1(0)}{A_2(0)} \right) \operatorname{sh} \eta z \right] l^{-\delta' z},$$

$$\eta = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2 + \frac{1}{4} (\delta_1 - \delta_2)^2}, \quad \delta' = \frac{1}{2} (\delta_1 + \delta_2).$$

Если на входе $A_1(0) = A_{10}$ и $A_2(0) = 0$, то коэффициент усиления на длине $z = l$ будет

$$G(l) = \frac{A_1(l)}{A_1(0)} = \left[\operatorname{ch} \eta l + \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\eta} \operatorname{sh} \eta l \right] \exp(-\delta' l) \quad (5)$$

и усиление пропорционально квадрату амплитуды накачки.

Если нелинейную среду поместить в резонатор Фабри—Перо, то при определенных условиях можно возбудить генерацию параметрических колебаний. Пусть резонатор идентичен по частотам ω_1 и ω_2 , а также $\delta_1 = \delta_2 = \delta$. Тогда пороговое условие имеет вид [2]

$$P_3 = \frac{cn_3}{8\pi} A_3^2 > \frac{cn_3}{8\pi l \sqrt{\gamma_{11}\gamma_{21}}} \ln \left[\frac{1}{R(0)R(l) \exp(-2\delta l)} \right], \quad (6)$$

n_3 — показатель преломления для частоты ω_3 , R — коэффициент отражения зеркал (потери другого вида можно учесть, включая их в потери за счет ухода мощности через зеркала).

Числовые оценки, проводимые по (5) и (6) для кристалла кальцита при коэффициентах связи $3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \text{ ерг}^{-1}$ [3], $\lambda_3 = 1,06 \text{ м}$, $\delta_1 = \delta_2 = \delta = 0,01 \text{ см}^{-1}$, $R(0) = R(l) = 95\%$, $l = 2 \text{ см}$, дают пороговые значения мощности для усиления 800 Мвт/см^2 и для генерации 4 Гвт/см^2 . Эти мощности довольно большие, но достижимые лазерной техникой. Во избежание опасности пробоя кристалла необходимо работать с короткими импульсами. Групповым запаздыванием для кальцита можно пренебречь, если длина импульса $\tau_{\text{и}} \geq 10^{-11} \text{ сек}$.

Диапазон перестройки параметрического генератора (усилителя) определяется следующими факторами: дисперсионными свойствами кристалла, попаданием генерируемых частот в полосу поглощения и диапазоном частот, в которых коэффициенты отражения зеркал резонатора остаются достаточно высокими.

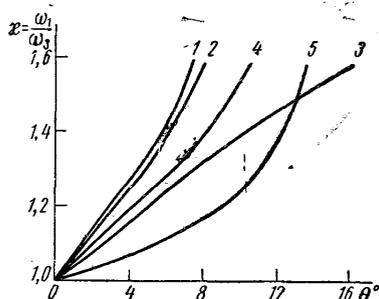
Дисперсионные характеристики кальцита допускают следующие типы взаимодействия:

$$\begin{aligned} 1 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e &= 2\vec{k}_3^0, & 2 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e &= 2\vec{k}_3^0, & 3 - \vec{k}_1^0 + \vec{k}_2^e &= 2\vec{k}_3^0, \\ 4 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e &= \vec{k}_3^0 + \vec{k}_3^e, & 5 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^0 &= \vec{k}_3^e. \end{aligned} \quad (7)$$

Индексы 0 и e относятся к обыкновенной и необыкновенной волне. Для одномерного взаимодействия эти соотношения выполняются скалярно. Перестройка частот ω_1 и ω_2 при $\omega_3 = \text{const}$ в одномерном генераторе (усилителе) осуществляется поворотом кристалла относительно общего направления всех трех лучей; в генераторе перпендикулярно этому направлению ставятся зеркала. Перестроечные характеристики упомянутого генератора на кальците показаны на рисунке. Диапазоны перестройки для разных волн накачки указаны в таблице.

Эффективность параметрических взаимодействий определяется в основном амплитудой волны накачки и величиной коэффициентов связи $\vec{l}_1 \vec{\theta} \vec{l}_2 \vec{l}_3$ и $\vec{l}_2 \vec{\theta} \vec{l}_1 \vec{l}_3$. Отличные от нуля компоненты тензора $\hat{\theta}$ для кальцита приведены в [4]. Для краткости не будем выписывать коэффи-

циенты связи, а укажем только, что для взаимодействий 2, 3 и 4 в (7) они максимальны при $\varphi_0=0$ и равны нулю при $\varphi = \frac{\pi}{6}$. φ — угол между направлением поляризации обыкновенной волны накачки \vec{l}_3^0 и осью x в координатной системе, в которой z — оптическая ось кристалла, y — ось второго порядка, а плоскость xz является плоскостью симметрии по отношению к отражению. Для взаимодействий 1 и 4 в (7) они отличны от



Длина волны накачки, мк	Диапазон перестройки, определяемый дисперсионными свойствами кальцита, мк
1,060	0,677—2,44
0,530	0,297—2,44
0,353	0,240—0,667
0,694	0,405—2,44
0,347	0,240—0,626

Перестроечные характеристики одномерного параметрического генератора на кальците $\lambda_3 = 1,06$. θ — угол между оптической осью кристалла и направлением волны накачки. $\omega_1 \geq \omega_3 \geq \omega_2$; $1 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e = 2\vec{k}_3^0$, $2 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e = 2\vec{k}_3^0$, $3 - \vec{k}_1^0 + \vec{k}_2^e = 2\vec{k}_3^0$, $4 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^e = \vec{k}_3^0 + \vec{k}_3^e$, $5 - \vec{k}_1^e + \vec{k}_2^0 = \vec{k}_3^0 + \vec{k}_3^e$.

нуля при любых φ . Сравнивать эти коэффициенты по величине затруднительно, поскольку неизвестны компоненты тензора $\hat{\theta}$.

Порог генерации четырехфотонного параметрического генератора ($\lambda_3 = 1,06 \mu$) можно уменьшить, если поместить нелинейный кристалл в резонатор генератора накачки. В этом случае, если разница $|\omega_1 - \omega_3|$ меньше, чем полуширина линии люминисценции неодима, то сигналы ω_1 и ω_2 будут усиливаться дополнительно в активной среде генератора. Если ω_1 и ω_2 очень близки к ω_3 , то будет наблюдаться только уширение линии генератора ω_3 .

Автор выражает глубокую благодарность С. А. Ахманову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М., Изд-во АН СССР, 1964.
2. Фадеев В. В. Канд. диссертация. МГУ, 1967.
3. Maker P. D., Terhune R. W. Phys. Rev., 137, A 801, 1965.
4. Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M. Quantum Electronics, Proceedings of the Third International Congress, Paris, v. 2. New York, 1964, p. 1559.

Поступила в редакцию
12.5 1968 г.

Кафедра
волновых процессов