

## СВЕТОВОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР И УСИЛИТЕЛЬ НОВОГО ТИПА

*В.Н.Луговой*

Предсказан нелинейно-оптический аналог обратного эффекта Черенкова. Предложен и рассмотрен параметрический генератор (усилитель) света, основанный на этом эффекте.

В настоящее время известны параметрические генераторы (усилители) света, предложенные в работах [1, 2]. В этих генераторах происходит преобразование волны накачки (с частотой  $\omega_H$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_H$ ) в волны с новыми частотами  $\omega_{1,2}$  (и соответствующими волновыми векторами  $\mathbf{k}_{1,2}$ ), удовлетворяющими условиям:

$$\omega_H = \omega_1 + \omega_2, \quad (1a)$$

$$\mathbf{k}_H = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (1б)$$

Из-за дисперсии показателя преломления среды, чтобы выполнить условие пространственного синхронизма волн (16), используют анизотропные кристаллы, допускающие взаимодействие различных типов волн в них, или для этой цели возможно использование многомодовых оптических волноводов (см. обзор [3]). Однако, требование на точность изготовления волновода, вытекающее из условия (16), оказывается настолько жестким, что соответствующие волноводные параметрические генераторы и усилители света пока не реализованы [3].

В настоящей работе предложен световой параметрический генератор (усилитель) нового типа, в котором требование (16) отсутствует. Рассмотрим одномодовый оптический волновод, ограниченный на торцах зеркалами. Будем предполагать также, что подложка (оболочка) или материал самого волновода имеет заметную величину тензора нелинейной восприимчивости  $\hat{\chi}^{(2)}$ . Пусть далее на этот волновод под некоторым углом  $\theta$  к его оси падает плоская монохроматическая волна накачки. Данный волновод, ограниченный зеркалами, представляет собой оптический резонатор с набором аксиальных мод, из которых мы рассмотрим две моды с собственными частотами  $\bar{\omega}_{1,2}$ , удовлетворяющими соотношению:

$$\omega_H \approx \bar{\omega}_1 + \bar{\omega}_2 \quad (2)$$

( $\bar{\omega}_\tau = \pi c m_\tau / L n_{\text{эфф}}(\bar{\omega}_\tau)$ ,  $m_\tau$  — целое число,  $L$  — расстояние между зеркалами,  $n_{\text{эфф}}(\omega)$  — эффективный показатель преломления для рассматриваемой волноводной волны). Пренебрегая обратной реакцией полей мод на поле накачки, можно получить аналогично [4, 5] (где рассмотрено взаимодействие аксиальных мод при вынужденном комбинационном излучении в оптическом резонаторе) следующую систему уравнений, определяющую комплексные амплитуды  $Y_{1,2} \exp(-i \Delta \omega t / 2)$  колебаний полей этих мод:

$$\dot{Y}_1 = -[\mu_1 - i(\Delta\omega/2)]Y_1 + (i\bar{\omega}_1 \alpha / 2N_1)Y_2^* + iF_1, \quad (3)$$

$$\dot{Y}_2^* = -[\mu_2 + i(\Delta\omega/2)]Y_2^* - (i\bar{\omega}_2 \alpha^* / 2N_2)Y_1 - iF_2.$$

Здесь

$$\alpha = \int E_1 \hat{\chi}^{(2)}(\bar{\omega}_1) E_H E_2 d\tau, \quad (4)$$

$$\Delta\omega = \omega_H - \bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_2, \quad N_\tau = (1/4\pi) \int \epsilon E_\tau^2 d\tau$$

$\mu_\tau$  — частотные полуширины рассматриваемых мод пассивного резонатора, величины  $F_{1,2}$  определяются сторонними источниками на частотах  $\bar{\omega}_{1,2}$ .  $E_\tau = g_\tau(\mathbf{r}_\perp) \sin k_\tau z$  — поля мод ( $k_\tau = \pi m_\tau / L$ ,  $\tau = 1, 2$ ),  $\epsilon$  — линейная часть диэлектрической проницаемости среды,  $E_H = E_0 \exp(ik_H x \sin \theta + ik_H z \cos \theta)$  — комплексная амплитуда поля накачки,  $z$  — ось волновода. Уравнения (3) представляют собой линейную систему, характеристический полином которой имеет вид

$$\lambda^2 + \lambda(\mu_1 + \mu_2) + \left(\mu_1 - \frac{i\Delta\omega}{2}\right)\left(\mu_2 + \frac{i\Delta\omega}{2}\right) - \frac{\bar{\omega}_1 \bar{\omega}_2}{4N_1 N_2} \alpha^2 = 0. \quad (5)$$

Из (5) видно, что, например, при  $\Delta\omega = 0$  условие самовозбуждения световых колебаний на частотах  $\bar{\omega}_{1,2}$  (при  $F_{1,2} = 0$ ) записывается так:

$$\frac{|a|^2}{4N_1N_2} \geq \frac{\mu_1\mu_2}{\bar{\omega}_1\bar{\omega}_2} \quad (6)$$

(можно также убедиться при  $F_{1,2} \neq 0$ , что в невозбужденном режиме рассматриваемая система представляет собой световой усилитель). Таким образом, самовозбуждение возможно, если  $|a|$  имеет заметную величину<sup>1)</sup>. Из (4) видно, что это имеет место лишь при условиях

$$k_1 \approx k_2 + k_H \cos \theta, \quad (7)$$

$$\lambda_H/2 \sin \theta \gtrsim \Lambda_x \quad (8)$$

где  $\lambda_H = 2\pi/k_H$ .  $\Lambda_x$  — масштаб изменения по  $x$  функций  $g_x$  (для определенности принято  $k_1 \geq k_2$ ). При этом  $|a|^2/4N_1N_2 \sim |\hat{X}^{(2)}|^2 |E_0|^2$ . Например, при  $|\hat{X}^{(2)}| \sim 3 \cdot 10^{-8}$  CGSE,  $L \sim 1$  см,  $\bar{\omega}_{1,2} \sim 3 \cdot 10^{15}$  рад/с и коэффициенте отражения зеркал  $r \sim 0,9$  находим пороговое значение поля накачки  $|E_0|_{\text{пор}}^2 \sim 10^3$  CGSE.

Таким образом, в отличие от требования (1б), в предложенном генераторе надо выполнить условия (7), (8), не накладывающие каких-либо жестких ограничений на дисперсию эффективного показателя преломления и не требующие участия различных волноводных мод. Они выполнимы в рассмотренном случае одномодового волновода<sup>2)</sup>. Условие (7) определяет угол  $\theta$  падения волны накачки при заданных частотах генерации ( $\bar{\omega}_{1,2}$ ). Изменением этого угла достигается перестройка генерируемых частот. Отметим, что полученные результаты сохраняют силу и для случая, когда от поверхности волновода или подложки происходит отражение волны накачки.

Обратим также внимание, что если бы в рассматриваемом волноводе были возбуждены две бегущие в противоположных направлениях волны с частотами  $\omega_{1,2}$ , то условие (7) определяло бы направление черенковского излучения от возбуждаемой ими волны нелинейной поляризации на частоте  $\omega_1 + \omega_2$  (возможность подобного нелинейно-оптического аналога черенковского излучения для некоторых видов параметрических взаимодействий предсказана в [6]; в последнее время в ряде экспериментальных работ наблюдалось нелинейно-оптическое черенковское из-

<sup>1)</sup> Вырожденный случай  $\bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_2$  здесь тоже включен в рассмотрение. В этом случае индексы 1,2 относятся к одной и той же аксиальной моде резонатора.

<sup>2)</sup> Разумеется, рассматриваемый генератор и усилитель может быть реализован и в случае многомодового волновода, а также при анизотропном веществе этого волновода или его подложки (оболочки), когда возможно взаимодействие волн различных типов. При этом условие (7) надо записать в более общем виде:  $k_1 \approx \pm k_2 + k_H \cos \theta$ .

лучение второй гармоники [3]). В рассматриваемых нами условиях возникает обратный эффект (нелинейно-оптический аналог обратного эффекта Черенкова), когда при условии (7) волна на частоте  $\omega_1 + \omega_2$  служит накачкой для волноводных волн на частотах  $\omega_{1,2}$ .

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
27 апреля 1977 г.

### Литература

- [1] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. ЖЭТФ, 43, 351, 1962.
  - [2] N. M. Kroll. Phys. Rev., 127, 1207, 1962.
  - [3] Y. R. Shen. Rev. Mod. Phys., 48, 1, 1976.
  - [4] В.Н.Луговой. ЖЭТФ, 56, 683, 1969.
  - [5] V. N. Lugovoi. Optica Acta (to be published).
  - [6] A. Szöke. Bull. Am. Phys. Soc. 9, 490, 1964.
-