

У. А. АБДУЛЛИН, А. С. ЧИРКИН

## О КВАЗИНЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ

Рассмотрена генерация когерентного излучения в субмиллиметровом диапазоне путем смешения когерентного светового излучения с фиксированной и перестраиваемой частотами. Проанализированы типы синхронных взаимодействий, допускающих генерацию субмиллиметровой разностной частоты в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$ . Представлены перестроечные кривые генератора разностной частоты на этих кристаллах.

### Введение

В дальнем ИК-диапазоне чрезвычайно мало источников когерентного излучения. Поэтому значительное внимание привлекает проблема генерации новых частот в этой области методами нелинейной оптики: при помощи смешения световых частот в оптически нелинейных кристаллах [1]. Обзор работ по генерации разностных частот в ИК-диапазоне (по состоянию на 1970 г.) проведен Венкиным [2]. Здесь полученные частоты относятся в основном к диапазону длин волн короче 100 мкм. Для генерации ИК-излучения использовались излучения рубинового и неодимового лазеров, лазера на  $\text{CO}_2$  и вынужденное комбинационное излучение, было осуществлено смешение частот в кристаллах кварца,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{ZnTe}$ ,  $\text{ZnSe}$ ,  $\text{CaP}$ ,  $\text{InSb}$ ,  $\text{CdS}$ .

Применение в экспериментах группы Шена [3, 4], а также Яджимо и Такеучи [5] сверхкоротких импульсов неодимового лазера позволило получить сравнительно интенсивное излучение в субмиллиметровом диапазоне волн. Мощность разностной частоты в [3, 4] достигала 200 вт, в [5] — 0,1 вт, более ранние эксперименты в субмиллиметровом диапазоне дают  $10^{-6} \div 10^{-3}$  вт [2]. Однако реализованные к настоящему времени схемы генерации разностной частоты в субмиллиметровом диапазоне представляют собой импульсные источники излучения. Это обстоятельство ограничивает применение таких источников дальнего ИК-излучения; они наиболее перспективны, по-видимому, для исследования взаимодействия ИК-излучения с веществом.

В данной работе рассматривается квазинепрерывная генерация субмиллиметровой разностной частоты мощностью  $\sim 1$  мвт. Исходным излучением является излучение лазера на алюмо-иттриевом гранате с неодимом (лазер на АИГ), которое смешивается с излучением параметрического генератора, накачиваемого его второй гармоникой. Обсуж-

дается синхронная генерация малой разностной частоты в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$ . В приближении заданного поля развита теория, учитывающая особенности генерации малой разностной частоты.

## § 1. Теория генерации малой разностной частоты

Как известно [1], для эффективного взаимодействия оптических волн необходимо выполнение законов сохранения энергии и импульса; последнее есть условие синхронного взаимодействия волн. Одна из особенностей генерации субмиллиметровой разностной частоты  $\Omega = \omega_2 - \omega_1$  состоит в том, что показатель преломления  $n(\Omega) > n_2(\omega_2)$ ,  $n_1(\omega_1)$ , поэтому для синхронной генерации в отрицательных кристаллах световая волна частоты  $\omega_2$  должна быть обыкновенной. Вследствие этого в таких кристаллах возможны следующие типы одномерного синхронного возбуждения прямой волны

$$k_p^0 = k_2^0 - k_1^e, \quad (1a) \quad k_p^e = k_2^0 - k_1^e, \quad (1б)$$

где индекс нуль относится к обыкновенной волне,  $e$  — к необыкновенной.

Поскольку рассматриваемая разностная частота  $\Omega \ll \omega_2, \omega_1$ , расчет углов синхронного взаимодействия  $\theta_c$  можно упростить по сравнению с расчетом для ближнего ИК-диапазона [2], где  $\Omega \sim \omega_2, \omega_1$ . В данном случае пригодно разложение

$$k_2(\omega_2) = k_2(\omega_1 + \Omega) = k_2(\omega_1) + \frac{\partial k_2(\omega_1)}{\partial \omega_1} \Omega. \quad (2)$$

Учитывая (2) и следуя общепринятому способу расчета углов  $\theta_c$  [1, 2], получаем для синхронизма типа (1a)

$$\sin^2 \theta_c = \frac{n_p^0(\Lambda) - n_o(\lambda) + \lambda \frac{\partial n_o(\lambda)}{\partial \lambda}}{0,5 n_o(\lambda) \frac{\Lambda}{\lambda} \left[ \left( \frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)} \right)^2 - 1 \right]},$$

для синхронизма типа (1б)

$$\sin^2 \theta_c = \frac{n_p^0(\Lambda) - n_o(\lambda) + \lambda \frac{\partial n_o(\lambda)}{\partial \lambda}}{0,5 \left\{ n_p^0(\Lambda) \left[ \left( \frac{n_p^0(\Lambda)}{n_p^e(\Lambda)} \right)^2 - 1 \right] + \frac{\Lambda}{\lambda} n_o(\lambda) \left[ \left( \frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)} \right)^2 - 1 \right] \right\}}. \quad (3)$$

В (3)  $\Lambda, \lambda = 2\pi c/\omega_1$  — длины волн разностной и наименьшей возбуждающей частоты соответственно.

В нелинейных отрицательных кристаллах возможна также синхронная генерация малой разностной частоты на обратной волне —  $k_p^0 = k_2^e - k_1^0$ . Для этого взаимодействия угол синхронизма  $\theta_c$  определяется выражением

$$\sin^2 \theta_c = \frac{n_p^0(\Lambda) + n_o(\lambda) - \lambda \frac{\partial n_o(\lambda)}{\partial \lambda}}{0,5 n_o(\lambda) \frac{\Lambda}{\lambda} \left[ \left( \frac{n_o(\lambda)}{n_e(\lambda)} \right)^2 - 1 \right]}. \quad (4)$$

(С помощью формул (3), (4) в следующем параграфе будут рассчитаны перестроечные кривые генерации малой разностной частоты.)

Строгий расчет мощности на разностной частоте требует учета реальной структуры возбуждаемых пучков. Наличие даже слабой расходимости лазерных пучков может приводить к значительной расходимости пучка на разностной частоте [2, 6—7]. Вообще говоря, пучки на разностной частоте, особенно при генерации малой частоты, нельзя считать параксиальными. Таким образом, в общем случае для анализа возбуждения разностной частоты метод, базирующийся на применении укороченных уравнений, непригоден. Для малой разностной частоты следует решать точное уравнение Максвелла [8]:

$$[\nabla[\nabla E_p(r, t)]] + \frac{n_p^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_p(r, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 p^{nl}(r, t)}{\partial t^2}, \quad (5)$$

где  $p^{nl}(r, t) = \hat{\chi} E_2 E_1^* + \text{к. с.}$ ,  $\hat{\chi}$  — тензор нелинейной восприимчивости кристалла,  $E_n$  — комплексная напряженность электрического поля.

Рассмотрим возбуждение разностной частоты гауссовыми пучками

$$E_j(r, t) = e_j \frac{A_{j,0}}{1 + i\xi_j} \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2}{a_{j,0}^2 (1 + i\xi_j)} + i\omega_j \left( t - \frac{z}{v_j} \right) \right\}.$$

Здесь  $x, y, z$  — декартовы координаты, ось  $z$  направлена вдоль распространения возбуждающих пучков,  $a_{j,0}$  — радиус пучка в фокальной плоскости (радиус «перетяжки»)  $\xi_j = 2c \left( L_j + \frac{z}{n_j} \right) / \omega_j a_{j,0}^2$ ,  $L_j$  — расстояние между фокальной плоскостью пучка и передней гранью кристалла ( $z=0$ ),  $e_j$  — единичный вектор поляризации,  $j=1, 2$ .

Поле на разностной частоте естественно представить в виде

$$E_p(r, t) = e_p E_p(r) e^{i\Omega t}.$$

Решение для  $E_p(r)$  будем искать в виде Фурье-разложения

$$E_p(r) = E_p(\rho, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_p(\kappa, z) e^{-i\kappa\rho} d\rho,$$

где  $\kappa\rho = k_x x + k_y y$ ,  $d\rho = dx dy$ .

Тогда решение уравнения (5) с нулевыми граничными условиями для Фурье-компонентов  $E_p(\kappa, z)$  дает

$$E_p(\kappa, l) = \frac{\beta}{2g(\kappa)} \int_0^l \frac{a^2(z) e^{-\frac{1}{4} a^2 \kappa^2 + i(k_1 - k_2)z}}{(1 + i\xi_2)(1 - i\xi_1)} \{i e^{i g \kappa (l-z)} + \text{к. с.}\} dz, \quad (6)$$

г

$$\beta = \frac{\Omega^2}{c^2} e_p \hat{\chi} e_2 e_1 A_{20} A_{10}^*, \quad g^2(\kappa) = k_p^2 - \kappa^2, \quad k_p = \Omega n_p / c,$$

$$\frac{1}{a^2(z)} = \frac{1}{a_{20}^2 (1 + i\xi_2)} + \frac{1}{a_{10}^2 (1 - i\xi_1)}.$$

Формула (6) относится к взаимодействию (1а).

Мощность разностей частоты определяется выражением

$$P_p = \frac{c n_p}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_p(\kappa, l)|^2 d\kappa \quad (7)$$

и состоит из четырех членов; наибольший вклад при этом дает член, содержащий синхронные взаимодействия. Здесь мы рассмотрим случай, когда длина нелинейного кристалла  $l$  намного меньше дифракционных длин для возбуждающих пучков ( $l \ll L_{д,i}$ ,  $L_{д,i} = \frac{1}{2} k_j a_{j,0}^2$ ) и расходимостью пучков можно пренебречь (например, пучки фокусируют на переднюю грань кристалла,  $L_j=0$ ). При этом учтем потери кристалла на малой разностной частоте. Переходя в (7) к сферическим координатам для мощности разностной частоты, в малом телесном углу  $\pi\theta_0^2$  получаем

$$P_p = \frac{cn_p \beta^2 a^2}{16 \left[ 1 + 2 \left( \frac{\alpha}{k_p} \right)^2 \right] k_p^2} \times \int_0^l \int_0^l \frac{e^{-\alpha(z_1+z_2)} \left\{ 1 - e^{-\frac{1}{2} (ak_p\theta_0)^2 - i \frac{1}{2} k_p \theta_0^2 (z_1-z_2)} \right\}}{1 + i \frac{z_1 - z_2}{L_{д,p}}} dz_1 dz_2, \quad (8)$$

где  $\alpha = \Omega n_p''/c$  — коэффициент поглощения,  $L_{д,p} = k_p a^2$  — дифракционная длина,  $a = (a_{20} a_{10})^2 / (a_{20}^2 + a_{10}^2)$ .

При выводе (8)  $(\alpha/k_p) < 1$  и для потерь не учтена зависимость длины пути от полярного угла  $\theta$ .

Рассмотрим прежде всего случай  $(ak_p \theta_0) \gg 1$ ; максимальное значение  $\theta_0$  есть угол полного внутреннего отражения кристалла на разностной частоте. Если потери малы ( $\alpha l < 1$ ), то мощность разностной частоты на выходе нелинейного кристалла равна

$$P_p = \frac{n_p}{n_1 n_2} \frac{16}{c} \left( \frac{\Omega^2 a \chi}{k_p c^2 a_1 a_2} \right)^2 [1 + 2(\alpha/k_p)^2]^{-1} T_1 T_2 T_p F(l) P_1 P_2. \quad (9)$$

Здесь  $P_1$  и  $P_2$  — мощности возбуждающих пучков,  $\chi = e_p \hat{\chi} e_2 e_1$ ,  $T_j$  — коэффициент пропускания поверхности кристалла

$$T_j = 4n_j / (1 + n_j)^2,$$

$$F(l) \simeq 2l L_{д,p} \operatorname{arctg}(l/L_{д,p}) - L_{д,p}^2 \ln \left( 1 + \frac{l^2}{L_{д,p}^2} \right). \quad (10)$$

Выражение, аналогичное (10), появляется и при анализе генерации разностной частоты в квазиоптическом приближении [2]; оно показывает, что за счет дифракции рост мощности разностной частоты может меняться от  $l^2$  до  $l$  ( $l$  — длина кристалла).

Когда потери существенны ( $\alpha l > 1$ ), а длина  $l < L_{д,p}$ , то функция  $F(l)$  имеет вид

$$F(l) = \frac{1}{\alpha^2} [1 + e^{-2\alpha l} - 2e^{-\alpha l}]. \quad (11)$$

Отсюда видно, что потери могут приводить к насыщению зависимости мощности разностной частоты от  $l$ .

Рассмотрим случай  $ak_p \theta_0 \leq 1$ . Пусть  $l < L_{д,p}$  и  $\alpha l < 1$ , тогда для функции  $F(l)$  имеем

$$F(l) = l^2 - \left( \frac{4}{k_p \theta_0^2} \right)^2 e^{-\frac{1}{2}(ak_p \theta_0)^2} \sin^2 \left( \frac{1}{4} k_p \theta_0^2 l \right). \quad (12)$$

График этой функции представлен на рис. 1. Таким образом, увеличение  $\theta_0$  сначала приводит к монотонному росту мощности разностной частоты (9), затем она насыщается. Такая зависимость  $P_p$  от  $\theta_0$  обусловлена вкладом несинхронных векторных взаимодействий.

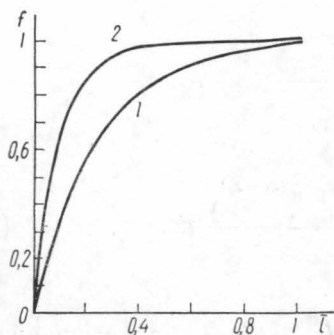


Рис. 1. График приведенной функции (12)  $f=F/l^2$  в зависимости от параметра  $l = (1/4)k_p \theta_0^2 l$ : 1 —  $L_{g,p}/l=2$ , 2 —  $L_{g,p}/l=5$

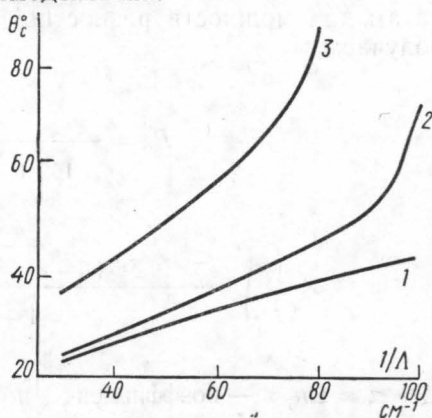


Рис. 2. Зависимость угла синхронизма  $\theta_c$  в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  от значения разностной частоты в  $\text{см}^{-1}$  для различных типов взаимодействия: 1 —  $e \rightarrow oe$ , 2 —  $o \rightarrow oe$ , 3 —  $e \rightarrow eo$  (1 и 2 относятся к взаимодействию на прямой, 3 — на обратной волне)

## § 2. Расчет генерации малой разностной частоты на кристаллах ниобат и иодат лития

В качестве исходного излучения используем излучение лазера на АИГ ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ).

Перестроечные кривые. Для расчета углов синхронизма  $\theta_c$  (3), (4) необходимо знать значение показателей преломления как в световой, так и дальней ИК-областях. Из известных оптически нелинейных кристаллов, показатели преломления которых изучены в этих диапазонах, коллинеарную синхронную генерацию малой разностной частоты допускают лишь кристаллы  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiIO}_3$ .

Сведения о кристалле  $\text{LiNbO}_3$  для дальнего ИК-диапазона приведены в [9]. Согласно работе [10], для длины  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ,  $n_o = 2,234$ ,  $n_e = 2,155$  и  $\lambda \frac{\partial n_o}{\partial \lambda} = 6,546 \cdot 10^{-2}$ . На основе этих данных построены перестроечные кривые на рис. 2 в диапазоне  $30 \div 100 \text{ см}^{-1}$ . Перестроечные кривые для диапазона  $0 \div 30 \text{ см}^{-1}$  представлены в работе [5].

Для кристалла  $\text{LiIO}_3$  имеются лишь «средние» данные о значении показателя преломления в диапазоне  $25 \div 65 \text{ см}^{-1}$  [11]:  $n_o = 2,84 \pm 0,1$  и  $n_e = 2,5 \pm 0,1$ . При помощи этих данных можно выполнить приближенную оценку угла  $\theta_c$ . На длине волны  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  в кристалле  $\text{LiIO}_3$   $n_o = 1,860$ ,  $n_e = 1,719$  и  $\lambda \frac{\partial n_o}{\partial \lambda} = 4 \cdot 10^{-2}$  [12]. Для взаимодействия вида  $0 \rightarrow 0e$  (1а) угол синхронизма  $\theta_c \simeq 11^\circ 30' \pm 40'$  для частоты  $30 \text{ см}^{-1}$  и  $\theta_c \simeq$



$\approx 15^\circ \pm 1$  для  $\Omega/2\pi c = 50 \text{ см}^{-1}$ ; в других взаимодействиях значения  $\theta_c$  на эти частоты несколько отличаются от приведенных.

О коэффициенте связи. Мощность разностной частоты зависит от типа взаимодействия волн, эта зависимость определяется коэффициентом  $\chi = e_p \hat{\chi} e_2 e_1$  (см. (9)). Методика расчета  $\chi$  приведена, например, в [1, 2].

Для кристалла  $\text{LiNbO}_3$ , принадлежащего к тригональной системе с точечной группой симметрии  $3m$  [1], в случае генерации разностной частоты на прямой волне коэффициент  $\chi$  равен [5]:

$$\chi_{0 \rightarrow 0e}^{\Omega} = \chi_{222} \cos \theta_1 \cos 3\varphi + \chi_{113} \sin \theta_1,$$

$$\chi_{e \rightarrow 0e}^{\Omega} = -\chi_{222} \cos \theta_p \cos \theta_1 \sin 3\varphi,$$

где  $\theta_j = \theta_c + \beta_j$ ,  $\beta_j$  — угол двулучепреломления,  $\beta_1 \approx 2^\circ$  и  $\beta_p \approx 16^\circ$ .

Кристаллы  $\text{LiIO}_3$  относятся к гексагональной системе с точечной группой симметрии  $6m$  [13], для него

$$\chi_{0 \rightarrow 0e}^{\Omega} = \chi_{113} \sin \theta_1,$$

$$\chi_{e \rightarrow 0e}^{\Omega} = \chi_{123} \sin \theta_1 \cos \theta_1.$$

Здесь  $\beta \approx 30'$  и  $\beta_p \approx 2^\circ$ .

При расчете коэффициента  $\chi$  данные о величине компонентов тензора  $\chi_{ijk}^{\Omega}$  в субмиллиметровом диапазоне, как правило, отсутствуют; они, очевидно, могут быть определены при помощи измерения мощности разностной частоты. Приближенно  $\chi_{ijk}^{\Omega}$  можно оценить по коэффициенту оптического выпрямления  $\chi_{ijk}^0$ , считая их равными. Последний связан с электрооптическим коэффициентом, описываемым тензором  $r_{kn}$  [1].

В соответствии со сказанным, пользуясь данными работ [14, 15], получаем (в единицах СГСЭ)

$$\chi_{113} = 7,75 \cdot 10^{-7} \text{ и } \chi_{222} = 1,75 \cdot 10^{-7} \text{ для } \text{LiNbO}_3,$$

$$\chi_{113} = 9,13 \cdot 10^{-7} \text{ и } \chi_{123} = 3,88 \cdot 10^{-8} \text{ для } \text{LiIO}_3.$$

Мощность разностной частоты. Для оценки мощности перестраиваемой резонансной частоты в дальнем ИК-диапазоне рассмотрим установку работы [16], использованную для активной комбинационной спектроскопии, в которой, однако, вместо кальцита для смешения частот используются рассматриваемые здесь кристаллы. В такой схеме задающим генератором является лазер на АИГ; в режиме квазинепрерывной генерации он может работать с частотой следования импульсов до 100  $\mu\text{с}$ , длительность импульсов  $\sim 10^{-8}$  сек. Лазерное излучение (частота  $\omega$ ) поступает на удвоитель частоты. Излучение второй гармоники (частота  $2\omega$ ) служит накачкой для параметрического генератора, работающего близко к вырожденному режиму. Излучение последнего (частота  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ ) и лазерное излучение подается на оптический смеситель для возбуждения частоты  $\Omega$ . Мощность возбуждающих пучков  $P_1 = 1 \text{ Мвт}$  и  $P_2 = 2 \text{ квт}$  [16], поперечное сечение пучков  $\pi a_2^2 = \pi a_1^2 = 10^{-2} \text{ см}^2$ . Дифракционная длина на разностной частоте, например,  $1/\Lambda = 50 \text{ см}^{-1}$  в  $\text{LiNbO}_3$   $L_{\text{д.р}} \approx 3,5 \text{ см}$  и в  $\text{LiIO}_3$   $L_{\text{д.р}} \approx 1,5 \text{ см}$ , а длины  $L_{\text{д.1}} = L_{\text{д.2}} \approx 200 \text{ см}$ . Угол полного внутреннего отражения для  $\text{LiNbO}_3$   $\theta_0 = 0,14$  и для  $\text{LiIO}_3$   $\theta_0 = 0,51$ . Коэффициент поглощения  $2\alpha$  на частоте  $50 \text{ см}^{-1}$  в  $\text{LiNbO}_3 = 50 \text{ см}^{-1}$  [9] и в  $\text{LiIO}_3$   $2\alpha = 5 \text{ см}^{-1}$  [11].

Пусть длина нелинейных кристаллов  $l = 0,3 \text{ см}$ ; в этом случае для расчета мощности разностной частоты подходят формулы (9) и (11),

которые, напомним, справедливы для взаимодействия  $0 \rightarrow 0e$ . В результате получаем в кристалле  $\text{LiNbO}_3$   $P_p$  ( $50 \text{ см}^{-1}$ )  $\approx 4 \text{ мвт}$  и в  $\text{LiIO}_3$   $P_p$  ( $50 \text{ см}^{-1}$ )  $\approx 0,15 \text{ мвт}$ . Для кристалла  $\text{LiIO}_3$  длиной  $1 \text{ см}$   $P_p \approx 0,5 \text{ мвт}$ . Следует отметить, что расчет мощности резонансной частоты для плоских волн, т. е. без учета особенностей процесса ее возбуждения в дальней ИК-области, дает значения  $P_p$  в 40 раз больше приведенных.

Генерация субмиллиметровой  $PЧ$  более эффективна в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , чем в  $\text{LiIO}_3$ . Приведенные оценки мощности  $PЧ$  могут быть, очевидно, увеличены за счет уменьшения потерь при охлаждении нелинейных кристаллов, использования более мощных смешиваемых частот и при помощи фокусировки пучков. Для двух последних случаев обнадеживающим является кристалл  $\text{LiIO}_3$ , который не обладает эффектом оптически наведенного повреждения и для которого следует ожидать наличие слабых тепловых эффектов. Последние, как известно, приводят к нарушению условий синхронизма, возникновению градиентов и т. д. Для генерации квазинепрерывного перестраиваемого излучения в дальнем ИК-диапазоне при помощи смещения световых частот более перспективно использование кристалла  $\text{LiIO}_3$ .

Анализ в настоящей статье ограничен случаем синхронного коллинеарного взаимодействия волн. При несинхронном взаимодействии появляются специфические условия генерации малой разностной частоты, аналогичные условию излучения Вавилова—Черенкова (См. Абдуллин У. А., Ляхов Г. А., Руденко О. В., Чиркин А. С. ЖЭТФ, 66, 1295, 1974).

Авторы благодарят С. А. Ахманова за предложенную тему, а также Г. В. Венкину и А. И. Холодных за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М., 1965.
2. Венкин Г. В. Автореферат канд. диссертации. МГУ, 1971.
3. Yang K. H., Richards P. L. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 15, 1638, 1970.
4. Yang K. H., Richards P. L., Shen Y. R. Appl. Phys. Lett., 19, 320, 1971.
5. Yajima T., Takeuchi N. Techn. Rept. ISSP, A 446, 1970 (Jap.); J. Appl. Phys., 9, 1361, 1970; 10, 907, 1971.
6. Duscuing J., Bloembergen N. Phys. Rev., 133, A 1493, 1964.
7. Карпенко С. Г., Стрижевский В. Л. «Журнал прикладной спектроскопии», 12, 861, 1970.
8. Morris J. R., Shen Y. R. Opt. commun., 3, 81, 1971.
9. Bosomworth D. R. Appl. Phys. Lett., 9, 330, 1966.
10. Hobden M. V., Warner J. Phys. Lett., 22, 243, 1966.
11. Becker C. R., Nath G. J. Appl. Phys., 41, 3928, 1970.
12. Nath G., Haussühl S. Appl. Phys. Lett., 14, 153, 1969.
13. Haussühl S. Phys. Status Solidi, 29, K 158, 1969.
14. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
15. Nash F. R., Bergman J. G. et al. J. Appl. Phys., 40, 5201, 1969.
16. Ахманов С. А., Дмитриев В. Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 15, 600, 1972.

Поступила в редакцию  
31.7 1972 г.

Кафедра волновых процессов,  
кафедра научной информации