АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
АВТОМЕТРИЯ
№ 6 1972

УДК 621.378.001+621.378.325

А. В. ГАЙНЕР
(*Новосибирск*)

ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ

Введение. Сложение частот в оптически нелинейных средах позволяет переводить инфракрасное изображение в видимую область. Преобразователи, основанные на этом явлении, отличаются друг от друга геометрией поля накачки и соотношениями между фазовыми скоростями взаимодействующих волн [1—13]. Теория формирования видимого изображения построена для преобразователей, в которых накачка является плоской волной [6, 7]. Как показано ниже, применение фокусированной накачки позволяет существенно менять как плоскость формирования видимого изображения при фиксированном положении инфракрасного объекта, так и линейное разрешение. Кроме того, должным образом сформированная накачка позволяет устранять геометрические аберрации.

В настоящей работе предлагается теория формирования изображения в нелинейных оптических системах, основанная на методе функций Грина и позволяющая рассчитывать преобразователи с произвольным распределением поля накачки. Подробно рассмотрена схема «касательного синхронизма» [1—7].

Общие положения. Для простоты расчетов пренебрежем двулучепреломлением, отражением и преломлением на гранях кристалла и ограничимся приближением заданного поля по накачке и инфракрасному излучению, а также скалярной теорией распространения волн [5, 14]. Тогда поле суммарной частоты E_s в точке наблюдения с радиусом-вектором $\bar{R}_s$ дается формулой

$$E_s(R_s) = \gamma \int_v d^3\bar{R}_v E_p(\bar{R}_v)\, E_{ir}(\bar{R}_v) \frac{e^{ik_s r_s}}{r_s}; \quad \bar{r}_s = \bar{R}_v - \bar{R}_s, \qquad (1)$$

где $\bar{R}_v$ — радиус-вектор элемента кристалла; $r_s^{-1} e^{ik_s r_s}$ — функция Грина волнового уравнения для поля суммарной частоты; $k_s = \frac{2\pi}{n_s \lambda_s}$ — волновое число суммарного излучения; γ — нелинейная константа; E_p, E_{ir} — напряженности полей накачки и инфракрасного излучения соответственно. Интегрирование в (1) идет по объему нелинейного кристалла.

Представим поле накачки в виде

$$E_p(\overline{R}_v) = A_p(\overline{R}_v)\, e^{i k_p \Phi_p(R_v)},$$

где $k_p = \dfrac{2\pi}{n_p \lambda_p}$ — волновое число накачки; $A_p(\overline{R}_v)$ — медленно меняющаяся по сравнению с фазой $k_p \Phi_p(\overline{R}_v)$ функция. Выберем следующий порядок интегрирования: сначала интегрируем по поверхностям постоянной фазы накачки $\Phi_p(\overline{R}_v) = \text{const}$, затем суммируем излучение от всех фазовых поверхностей накачки. Для сферической инфракрасной волны с центром в точке $\overline{R}_{ir}$ формула (1) примет вид

$$E_s(\overline{R}_s) = g \int dz_v e^{ik_p \Phi_p(z_v)} \int\limits_{\sigma_v} d^2\sigma_v A_p(z_v, \sigma_v) \times \\ \times \frac{e^{i[k_{ir} r_{ir} + k_s r_s]}}{\overline{r}_{ir}\, r_s}, \qquad (2)$$

где $\overline{r}_{ir} = \overline{R}_v - \overline{R}_{ir}$, $k_{ir} = \dfrac{2\pi}{n_{ir} \lambda_{ir}}$ — волновое число инфракрасного излучения; g — параметр, характеризующий интенсивность инфракрасной волны и нелинейность кристалла; z_v — координата пересечения фазовой поверхности накачки с осью z, а σ_v — координаты точки на этой поверхности.

Интеграл по σ_v в (2) по форме совпадает с интегралом Френеля — Кирхгофа [14] для преломляющей поверхности $\Phi_p(\overline{R}_v) = \text{const}$ с показателем преломления $n = k_s/k_{ir}$. Таким образом, нелинейный кристалл ведет себя, как система непрерывно расположенных вдоль оси и когерентно излучающих поверхностей с апертурными диафрагмами с амплитудными прозрачностями $A_p(\sigma_v, z_v)$.

Нелинейный преобразователь вносит в изображение искажения двух типов. Первое — аберрации каждой преломляющей поверхности и дифракция на ней. Второе — размытие, носящее характер неустранимой дефокусировки и связанное с тем, что изображение строится большим числом преломляющих поверхностей, каждая из которых формирует его в своем месте. Пусть для каждой преломляющей поверхности справедливо приближение геометрической оптики. Тогда излучение суммарной частоты представляет собой совокупность интерферирующих лучей. Процедура нахождения размытия состоит в следующем. Зная форму преломляющей поверхности и коэффициенты преломления, можно написать уравнение лучей, приходящих в данную точку наблюдения. После этого вычисляется фаза каждого из этих лучей. Зная размеры кристалла, можно найти соответствующий разброс фаз. Всюду дальше будем считать, что если фаза лучей, приходящих в данную точку наблюдения, колеблется в пределах π, то яркость в такой точке велика и сама точка находится в пределах светлого пятна. Если колебания фазы превышают π, то интенсивность излучения близка к нулю и соответствующая точка находится за пределами светлого пятна. Выбор π в качестве предела колебаний фазы соответствует вычислению дифракционного размытия, принятому в [14].

Параксиальное приближение. Рассмотрим случай, когда накачка представляет собой сферическую волну с центром в точке $\overline{R}_p$

$$E_p(\overline{R}_v) = A_p r_p^{-1} e^{ik_p r_p};\ \overline{r}_p = \overline{R}_v - \overline{R}_p. \qquad (3)$$

Пусть для преломления на каждой поверхности справедливо параксиальное приближение:

$$\left|\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_{ir}}{z_v-z_{ir}}\right| \ll 1; \quad \left|\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_p}{z_v-z_p}\right| \ll 1; \quad \left|\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_s}{z_v-z_s}\right| \ll 1,$$

где z_{ir}, z_p, z_s, z_v — поперечные, $\bar{\rho}_{ir}$, $\bar{\rho}_p$, $\bar{\rho}_s$, $\bar{\rho}_v$ — продольные координаты инфракрасного объекта, источника накачки, точки наблюдения и элемента кристалла соответственно. В разложении r_{ir}, r_p, r_s по отношениям поперечных координат к продольным всюду ограничимся первым членом. Тогда координаты $\bar{\rho}_s$ пересечения луча, который преломился на фазовой поверхности, проходящей через точку $\bar{R}_v(\bar{\rho}_v, z_v)$ нелинейного кристалла с плоскостью наблюдения $z=z_s$, удовлетворяют уравнению [14]

$$n\,\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_s}{z_v-z_s}-[n-1]\,\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_p}{z_v-z_p}-\frac{\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_{ir}}{z_v-z_{ir}}=0. \tag{4}$$

Фаза, как это видно из (2), (3), определяется формулой

$$\Phi(\bar{R}_p, \bar{R}_{ir}, \bar{R}_s, \bar{R}_v)=\pm k_s|\bar{R}_v-\bar{R}_s| \pm k_p|\bar{R}_v-\bar{R}_p| \pm k_{ir}|\bar{R}_v-\bar{R}_{ir}|, \tag{5}$$

где знак перед соответствующим членом зависит от того, является ли данная сферическая волна сходящейся или расходящейся. В параксиальном приближении формула (5) приобретает вид

$$\Phi=\Phi_0+[k_s-k_p-k_{ir}]z_v+\frac{1}{2}\left[k_s\frac{|\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_s|^2}{z_v-z_s}-k_p\frac{|\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_p|^2}{z_v-z_p}-k_{ir}\frac{|\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_{ir}|^2}{z_v-z_{ir}}\right]. \tag{6}$$

В случае «касательного синхронизма» $k_s=k_p+k_{ir}$ второй член в формуле (6) равен нулю. Взаимное расположение источников накачки, инфракрасного излучения и точки наблюдения выбрано так, чтобы перед соответствующими членами знаки стали такими, как в формуле (5). В противном случае колебания фазы будут большими во всех точках наблюдения и интенсивность инфракрасного излучения будет всюду мала. Фазы лучей, приходящих в точку наблюдения $\bar{R}_s(\bar{\rho}_s, z_s)$ от разных преломляющих поверхностей, даются выражением

$$\Phi=-\frac{1}{2}k_{ir}\frac{f_s|\bar{\rho}_s-\bar{\rho}_p|^2-2n[z_v-z_p]\,|\bar{\rho}_s-\bar{\rho}_p|\,|\bar{\rho}_{ir}-\bar{\rho}_p|+f_{ir}|\bar{\rho}_{ir}-\bar{\rho}_p|^2}{[z_v-z_f]\,H}, \tag{7}$$

где

$$z_f=-\frac{nz_pz_{ir}-[n-1]\,z_sz_{ir}-z_sz_p}{nz_s-[n-1]\,z_p-z_{ir}}; \quad H=nz_s-[n-1]\,z_p-z_{ir};$$

$$f_s=n\,[nz_v-z_p-(n-1)\,z_{ir}]; \quad f_{ir}=z_v-nz_p-(n-1)\,z_s.$$

Найдем точку наблюдения $\bar{\rho}_{si}$ такую, чтобы все приходящие в нее лучи имели одинаковую фазу. Положим

$$\rho_{si}-\rho_p=\alpha\,[\rho_{ir}-\rho_p]. \tag{8}$$

При

$$\alpha=\frac{z_s-z_p}{z_{ir}-z_p}$$

выражение (7) не зависит от z_v, т. е. в точку ρ_{si} все лучи приходят в фазе и яркость в этой точке максимальна. Фазы лучей, приходящих в точку с поперечной координатой $\bar{\rho}_s=\bar{\rho}_{si}+\delta\bar{\rho}_s$, описываются формулой

$$\Phi=-\frac{1}{2}\,n\,(n-1)\,k_{ir}\left[\frac{z_{ir}-z_p}{H}\right]^2\frac{\delta\rho_s^2}{z_v-z_f}. \tag{9}$$

Из (9) следует, что если начало координат находится на передней грани кристалла, то размытие изображения минимально в плоскости наблюдения z_{si} такой, что $z_f(z_{si})=L/2$, где L — длина нелинейного кристалла; z_{si} определяется выражением

$$z_{si}=\frac{nz_p z_{ir}-[(n-1)z_p+z_{ir}]\frac{L}{2}}{z_p+(n-1)z_{ir}-n\frac{L}{2}}. \qquad (10)$$

В этой плоскости размер размытия изображения δ_{si} дается формулой

$$\delta_{si}^2=\frac{n-1}{4n}\frac{2\pi L}{k_{ir}}\left[\frac{z_{ir}-z_p}{z_p+(n-1)z_{ir}-n\frac{L}{2}}\right]^2. \qquad (11)$$

В плоскости наблюдения z_s, далекой от z_{si} при $|z_p|\gg L$, выражение для размера яркой области приобретает вид

$$\delta_s^2=\frac{1}{n[n-1]}\frac{2\pi}{k_{ir}L}\left[\frac{z_p+(n-1)z_{ir}-n\frac{L}{2}}{z_{ir}-z_p}\right]^2[z_s-z_{si}]^2. \qquad (12)$$

Из (12) видно, что излучение суммарной частоты представляет собой конус с вершиной в точке $\bar{R}_{si}(\bar{\rho}_{si}, z_{si})$, причем из формул (11) и (12) видно, что размер яркого пятна в плоскости z_{si} совпадает с соответствующим дифракционным размытием.

Таким образом, по отношению к фиксированному объекту нелинейный кристалл ведет себя как сферический преломляющий слой с показателем преломления $n=k_s/k_{ir}$, расположенный в середине кристалла с диафрагмой D, которая определяется выражением

$$D^2=\frac{1}{n[n-1]}\frac{2\pi}{k_{ir}L}\left[\frac{z'_{ir}z'_p}{z'_{ir}-z'_p}\right]^2; \quad z'_{ir}=z_{ir}-\frac{L}{2}, \quad z'_p=z_p-\frac{L}{2}. \qquad (13)$$

При $Z_p\to\infty$ выражения (8), (10), (11) принимают вид:

$$\bar{\rho}_{si}=\bar{\rho}_{ir}; \qquad (14)$$

$$z_{si}=nz_{ir}-[n-1]\frac{L}{2}; \qquad (15)$$

$$\delta_{si}^2=\frac{n-1}{4n}\frac{2\pi L}{k_{ir}}. \qquad (16)$$

Формулы (14) — (16) совпадают с результатами, полученными в [6, 7].

Чтобы определить поле зрения, напишем уравнение для лучей, приходящих в точку $\bar{R}_{si}(\bar{\rho}_{si}, z_{si})$ и преломившихся на поверхности $z_v=\frac{L}{2}$:

$$\bar{\rho}_{si}-\bar{\rho}_p=-\frac{z_{ir}-z_p}{z_p+[n-1]z_{ir}-n\frac{L}{2}}[\bar{\rho}_v-\bar{\rho}_p]; \qquad (17)$$

$\bar{\rho}_v$ в правой части равенства (17) может изменяться в области $d_x d_y$, где d_x и d_y — поперечные размеры кристалла в направлениях x и y соответственно. Всюду дальше для простоты будем считать, что $d_x=d_y=d$ и $\rho_p=0$. При этом область изменения $\bar{\rho}_{si}$, как видно из выражения (17), дается формулой

$$\Delta_{si}^2=d^2\left[\frac{z_p+(n-1)z_{ir}-n\frac{L}{2}}{z_{ir}-z_p}\right]^2. \qquad (18)$$

Из формул (11) и (18) следует, что число разрешаемых элементов определяется выражением

$$N^2 = \frac{\Delta_{si}^2}{\delta_{si}^2} = \frac{4n}{n-1} \frac{k_{ir} d^2}{2\pi L}. \tag{19}$$

Как видно из (19), число разрешаемых элементов не зависит ни от положения инфракрасного объекта, ни от степени фокусировки накачки. Из формулы (4) следует, что при $z_{ir} = z_p$ все преломляющие поверхности формируют изображение в одной точке с координатами

$$\bar{\rho}_{si} = \frac{1}{n} \bar{\rho}_{ir}. \tag{20}$$

В этом случае эффективная дефокусировка исчезает. В приближении геометрической оптики изображение идеально; следовательно, размытие определяется только дифракцией на каждой из преломляющих поверхностей [14]

$$\delta_s = \frac{\lambda}{2d} R_0 = \frac{1}{2n} \frac{2\pi}{k_{ir} d} z_p. \tag{21}$$

Выражение (7) принимает вид

$$\Phi = -\frac{1}{2} n [n-1] k_{ir} \frac{\rho_{si}^2}{z_v - z_p}. \tag{22}$$

Из (21) видно, что синфазными будут только лучи, проходящие в точку $\rho_{si} = 0$. Интерференция излучения разных преломляющих поверхностей в этом случае ограничивает поле зрения. Из (22) следует, что если $|z_p| \gg L$, то

$$\Delta_{si}^2 = \frac{1}{n[n-1]} \frac{2\pi}{k_{ir} L} z_p^2. \tag{23}$$

Число разрешаемых элементов в этом случае, как видно из (21) и (23), остается прежним.

Зная δ_s и Δ_s, с помощью равенств (8) и (20) можно найти линейное разрешение δ_{ir} и поле зрения Δ_{ir}:

$$\delta_{ir}^2 = \frac{n-1}{4n} \frac{2\pi L}{k_{ir}} \left[\frac{z_{ir} - z_p}{z_p - \frac{L}{2}} \right]^2; \quad \Delta_{ir}^2 = d^2 \left[\frac{z_{ir} - z_p}{z_p - \frac{L}{2}} \right]^2 \tag{24}$$

при

$$\left[\frac{1}{z_{ir}} - \frac{1}{z_p} \right]^2 \gg \frac{n}{n-1} \frac{2\pi}{k_{ir} L} \frac{1}{d^2};$$

$$\delta_{ir} = \frac{1}{2} \frac{2\pi}{k_{ir} d} z_p; \quad \Delta_{ir}^2 = \frac{n}{n-1} \frac{2\pi}{k_{ir} L} z_p^2 \tag{25}$$

при

$$\left[\frac{1}{z_{ir}} - \frac{1}{z_p} \right] \ll \frac{n}{n-1} \frac{2\pi}{k_{ir} L} \frac{1}{d^2}.$$

При

$$\left[\frac{1}{z_{ir}} - \frac{1}{z_p} \right] \approx \frac{n}{n-1} \frac{2\pi}{k_{ir} L} \frac{1}{d^2}$$

неустранимая дефокусировка и дифракция дают примерно одинаковый вклад в размытие, точный размер которого можно вычислить только с помощью дифракционной теории.

Геометрические аберрации. Рассмотрим тонкий кристалл и разложим фазу в ряд по параметрам $\frac{z_v}{r_{ir}}$, $\frac{z_v}{r_p}$, $\frac{z_v}{r_s}$, ограничиваясь линейными членами разложения:

$$\Phi = \Phi_0' + \Delta k z_v, \tag{26}$$

где

$$\Phi_0' = \Phi|_{z_v=0} = k_s\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_s|^2 + z_s^2\right]^{\frac{1}{2}} - k_p\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_p|^2 + z_p^2\right]^{\frac{1}{2}} -$$

$$- k_{ir}\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_{ir}|^2 + z_{ir}^2\right]^{\frac{1}{2}};$$

$$\Delta k = -k_s \cos\theta_s + k_p \cos\theta_p + k_{ir}\cos\theta_{ir};$$

$$\cos\theta_s = \frac{z_s}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_s|^2 + z_s^2\right]^{1/2}}; \quad \cos\theta_p \frac{z_p}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_p|^2 + z_p^2\right]^{1/2}};$$

$$\cos\theta_{ir} = \frac{z_{ir}}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_{ir}|^2 + z_{ir}^2\right]^{1/2}}.$$

Это приближение справедливо при условии

$$k_s \frac{|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_s|^2}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_s|^2 + z_s^2\right]^{3/2}} - k_p \frac{|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_p|^2}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_p|^2 + z_p^2\right]^{3/2}} - k_{ir} \frac{|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_{ir}|^2}{\left[|\bar{\rho}_v - \bar{\rho}_{ir}|^2 + z_{ir}^2\right]^{3/2}} \ll \pi. \tag{27}$$

Ниже будет видно, что условие (27) выполняется всегда, когда аберрационное размытие превосходит неустранимую дефокусировку. Из (26) видно, что существенный вклад в изображение будет давать центральная часть кристалла, ограниченная диафрагмой с диаметром, определяемым условием

$$\Delta k(D_a)\, L = \pi. \tag{28}$$

Условие (28) по форме совпадает с выражением для угловой ширины главного максимума синхронизма для взаимодействующих в нелинейном кристалле плоских волн. Однако оно написано для лучей и справедливо только для тонких кристаллов. При $D_a/z_{ir} \ll 1$, $D_a/z_p \ll 1$, $\rho_{ir} = \rho_p$ условие (28) принимает вид

$$D_a^2 = \frac{1}{n[n-1]} \frac{2\pi}{k_{ir}L}\left[\frac{z_{ir}z_p}{z_{ir} - z_p}\right]^2. \tag{29}$$

Тогда размер аберрационного размытия определяется формулой

$$\delta\rho_{sa}^2 = \frac{1}{4n[n-1]}\left[\frac{2\pi}{k_{ir}L}\right]^3 \left[\frac{z_{ir}z_p}{z_{ir} - z_p} \frac{(n+1)\, z_p - z_{ir}}{z_p + (n-1)\, z_{ir}}\right]^2. \tag{30}$$

Сопоставляя формулы (11) и (30), приходим к выводу, что аберрационное размытие превосходит неустранимую дефокусировку, когда

$$\left|\frac{z_{ir}z_p\left[(n+1)\, z_p - z_{ir}\right]}{\left[z_{ir} - z_p\right]^2}\right| > [n-1]\frac{k_{ir}L^2}{2\pi}. \tag{31}$$

В предельных случаях неравенство (31) принимает вид:
при $z_{ir} \gg (n+1)\, z_p$

$$z_p > [n-1]\frac{k_{ir}L^2}{2\pi}; \tag{32}$$

при $z_p \gg z_{ir}$

$$z_{ir} > \frac{n-1}{n+1} \frac{k_{ir}L^2}{2\pi}; \tag{33}$$

при $|z_{ir} - z_p| \ll z_p$

$$|z_{ir} - z_p| \ll L\left[\frac{z_p}{L}\right]^{\frac{3}{2}} \left[\frac{n}{n-1} \frac{2\pi}{k_{ir}L}\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{34}$$

Из выражений (10) и (29) видно, что при выполнении любого из условий (32), (33), (34) справедливо неравенство (27).

Таким образом, аберрации существенны, или когда инфракрасный источник и источник накачки находятся достаточно далеко от кристалла, или когда расстояние между этими источниками достаточно мало. В этих случаях нелинейный преобразователь эквивалентен сферической преломляющей поверхности с диафрагмой D_a, определяемой из уравнения (28). Размытие изображения обусловлено соответствующими геометрическими аберрациями. При наличии только сферической аберрации размер размытия дается выражением (30).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что нелинейно-оптический преобразователь изображения, работающий по схеме «касательного синхронизма», эквивалентен преломляющей сферической поверхности с показателем преломления $n = k_s/k_{ir}$, расположенной в центре кристалла, с апертурной диафрагмой D. Размытие изображения обусловлено неустранимой дефокусировкой, геометрическими аберрациями или дифракцией в зависимости от размеров кристалла и расположения инфракрасного источника и источника накачки.

Следует подчеркнуть, что число разрешаемых элементов в таких преобразователях определяется только параметрами нелинейного кристалла и не зависит от степени фокусировки накачки. Поэтому для увеличения числа разрешаемых элементов при фиксированных размерах нелинейного кристалла необходимо использовать преобразователи с другими соотношениями между фазовыми скоростями взаимодействующих волн, например преобразователи, работающие по схеме «векторного синхронизма» [12, 13].

Автор выражает благодарность Р. И. Соколовскому за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. E. Midwinter. Image Conversion from 1. 06 to the Visible in Lithium Niobate.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12.
2. I. Warner. Spatial Resolution Measurements in Up-conversion from 10.6 to the Visible.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 13.
3. H. Firester. Parametric Image Conversion: Part 1.— Journ. of Appl. Phys., 1969, v. 40.
4. H. Firester. Holography and Parametris Image Conversion: Part 2.— Journ. of Appl. Phys., 1969, v. 40.
5. H. Firester. Image Up-conversion: Part 3.— Journ. of Appl. Phys., 1970, v. 41.
6. Э. С. Воронин, М. И. Дивликеев, Ю. А. Ильинский, В. С. Соломатин. Преобразование изображения из ИК области в видимую с большой угловой апертурой.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 1.

7. E. S. Voronin, M. I. Divlekeev, Yu. A. Il'insky, V. S. Solomatin, R. V. Khokhlov. Image Up-conversion and Holography.— Journ. of Opto-elect., 1970, v. 2.
8. I. Warner. Parametric Up-conversion from the Infra-red.— Journ. of Opto-elect, 1971, v. 3.
9. R. A. Andrews. Wide Angular Aperture Image Up-conversion.— IEEE, QE, 1969.
10. R. A. Andrews. IR Image Parametric Up-conversion.— IEEE, QE-6, 1970.
11. H. Firester. Up-conversion: Imaging with Planar and Spherical Pump Beams.— Appl. Opt., 1970, v. 9.
12. А. В. Гайнер, С. В. Круглов, Г. В. Кривощеков, В. В. Лебедев, С. И. Маренников. Преобразование изображения из инфракрасного диапазона в видимый методами нелинейной оптики.— Оптика и спектроскопия, 1971, т. 31, № 5.
13. А. В. Гайнер, Г. В. Кривощеков, С. В. Круглов, В. В. Лебедев, С. И. Маренников. Исследование системы преобразования изображения с большой угловой апертурой.— Квантовая электроника, 1971, № 6.
14. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М.,«Наука», 1970.

Поступила в редакцию
9 марта 1972 г.