УДК 621.373.826

ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА РЕЗОНАНСНОЙ И ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯХ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ ПРИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

А. А. Акимов *, *В. В. Ивахник, В. И. Никонов*

Самарский госуниверситет, г. Самара, Россия

Получены зависимости коэффициента преобразования и ширины полосы пространственных частот от интенсивности волн накачки для четырёхволнового преобразователя излучения на резонансной и тепловой нелинейностях в схеме с попутными волнами накачки. Установлена связь между коэффициентом преобразования и пространственной селективностью четырёхволнового преобразователя излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Для получения волны с обращённым волновым фронтом при четырёхволновом взаимодействии используются схемы как со встречными, так и с попутными волнами накачки [1, 2]. Если в схеме со встречными волнами накачки происходит полное обращение волнового фронта объектной волны, то в схеме с попутными волнами накачки происходит обращение лишь поперечной составляющей волнового вектора объектной волны [3]. В схеме четырёхволнового преобразователя с попутными волнами накачки волна с комплексно-сопряжённым волновым фронтом распространяется в том же направлении, что и сигнальная волна [4, 5]. Схема с попутными волнами накачки, как и схема трёхволнового взаимодействия, используется для коррекции фазовых искажений в одинаковых регулярных средах (волноводах) [6, 7].

До настоящего времени основное внимание уделялось исследованию энергетических характеристик четырёхволновых преобразователей излучения с попутными волнами накачки [8, 9]. Однако при использовании четырёхволновых преобразователей в системах коррекции фазовых искажений необходимо знать, насколько точно комплексная амплитуда сигнальной волны соответствует комплексной амплитуде объектной волны. Для оценки качества обращения волнового фронта как при встречном, так и при попутном четырёхволновом взаимодействии в настоящее время используются такие критерии, как интеграл перекрытия и функция размытия точки [10]. В работах [11, 12] с использованием метода функции размытия точки исследованы пространственные характеристики четырёхволновых преобразователей в схеме с попутными волнами накачки в средах с керровской и тепловой нелинейностью при малых коэффициентах преобразования.

В качестве сред для получения волны с комплексно-сопряжённым волновым фронтом широко используются растворы сложных органических красителей. В таких нелинейных средах одновременно реализуется как тепловая, так и резонансная нелинейности [13–16].

Целью настоящей работы является анализ амплитудных и пространственных характеристик четырёхволнового преобразователя излучения на резонансной и тепловой нелинейностях в схеме с попутными волнами накачки при больших коэффициентах преобразования.

* alexakimov50@mail.ru

1. ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ

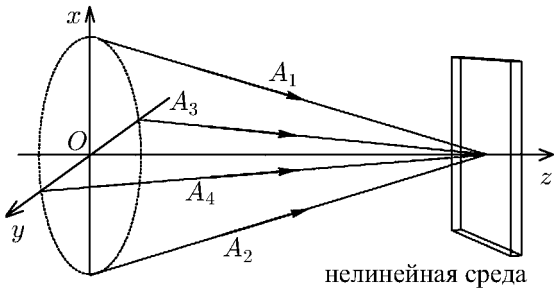

Рис. 1. Схема четырёхволнового взаимодействия с попутными волнами накачки

В плоском нелинейном слое с толщиной ℓ в результате вырожденного четырёхволнового взаимодействия между попутно распространяющимися волнами накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальной волной с амплитудой A_3 генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 (рис. 1).

Стационарное волновое уравнение, описывающее четырёхволновое взаимодействие в нелинейной среде с тремя энергетическими уровнями с учётом возбуждения синглетного и триплетного состояний, при наличии тепловой нелинейности имеет вид [2]

$$\left(\nabla^2+k^2+\frac{2k^2}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\delta T-\frac{2ik\alpha_0}{1+bI}\right)(A+A^*)=0. \tag{1}$$

Здесь $I = AA^*$, $A = \sum_{j=1}^{4} A_j$, n_0 — среднее значение показателя преломления, $k = \omega n_0/c$ — волновое число, ω — частота взаимодействующих волн, c — скорость света, n и T — показатель преломления и температура среды соответственно, δT — изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения, α_0 — коэффициент поглощения, b — параметр, представляющий собой комбинацию сечений поглощения и скоростей релаксации между энергетическими состояниями резонансной среды, индекс «$*$» обозначает комплексное сопряжение.

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона, описывающим пространственное изменение температуры:

$$\nabla^2\,\delta T+\frac{\alpha_0 I}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI)}=0, \tag{2}$$

где Λ — температуропроводность, c_p — удельная теплоёмкость, ν — объёмная плотность вещества.

Будем рассматривать четырёхволновое взаимодействие на решётках, формируемых интерференцией волн накачки с сигнальной и объектной волнами.

Выражение для интенсивности взаимодействующих волн можно записать следующим образом:

$$I = I_0 + A_1A_3^* + A_1^*A_3 + A_2A_4^* + A_2^*A_4 + A_2A_3^* + A_2^*A_3 + A_1A_4^* + A_1^*A_4.$$

Здесь $I_0 = A_1A_1^* + A_2A_2^*$. В этом случае изменение температуры представимо в виде суммы составляющих, быстро (δT_{31}, δT_{32}, δT_{41}, δT_{42}) и медленно (δT_0) меняющихся в пространстве:

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{32} + \delta T_{41} + \delta T_{42} + \delta T_{31}^* + \delta T_{32}^* + \delta T_{41}^* + \delta T_{42}^*.$$

Пусть волны накачки являются плоскими:

$$A_1(\mathbf{r}) = \tilde{A}_1(z)\exp(-i\mathbf{k}_1\mathbf{r}), \qquad A_2(\mathbf{r}) = \tilde{A}_2(z)\exp(-i\mathbf{k}_2\mathbf{r}).$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам:

$$A_j(\mathbf{r}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}_j(\boldsymbol{\kappa}_j, z)\exp(-i\boldsymbol{\kappa}_j\boldsymbol{\rho} - ik_{jz}z)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\kappa}_j, \tag{3}$$

где $j = 3; 4$, $\tilde{A}_j$ — пространственный спектр j-й волны, $\boldsymbol{\rho}$ и z — поперечная и продольная составляющие радиус-вектора $\mathbf{r}$, $\boldsymbol{\kappa}_j$ и k_{jz} — поперечная и продольная составляющие волнового вектора $\mathbf{k}_j$, $|\mathbf{k}_j| = k$. Быстро изменяющиеся в пространстве составляющие температуры разложим по гармоническим решёткам:

$$\delta T_{31}(\mathbf{r}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \delta\tilde{T}_{31}(\boldsymbol{\kappa}_{T1}, z) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}_{T1}\boldsymbol{\rho})\, \mathrm{d}\boldsymbol{\kappa}_{T1}, \qquad \delta T_{42}(\mathbf{r}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \delta\tilde{T}_{42}(\boldsymbol{\kappa}_{T2}, z) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}_{T2}\boldsymbol{\rho})\, \mathrm{d}\boldsymbol{\kappa}_{T2},$$

$$\delta T_{32}(\mathbf{r}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \delta\tilde{T}_{32}(\boldsymbol{\kappa}_{T3}, z) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}_{T3}\boldsymbol{\rho})\, \mathrm{d}\boldsymbol{\kappa}_{T3}, \qquad \delta T_{41}(\mathbf{r}) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \delta\tilde{T}_{41}(\boldsymbol{\kappa}_{T4}, z) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}_{T4}\boldsymbol{\rho})\, \mathrm{d}\boldsymbol{\kappa}_{T4}.$$

Здесь $\delta\tilde{T}_{31}$, $\delta\tilde{T}_{42}$, $\delta\tilde{T}_{32}$, $\delta\tilde{T}_{41}$ — пространственные спектры тепловых (температурных) решёток, записанных при интерференции сигнальной и объектной волн с волнами накачки, $\boldsymbol{\kappa}_{Tq}$ — пространственный вектор гармонической решётки, $q = 1; 2; 3; 4$.

В этом случае с учётом приближения медленно меняющихся амплитуд при квазиколлинеарной геометрии взаимодействия стационарное волновое уравнение (1) распадается на систему уравнений вида

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_1}{\mathrm{d}z} + \left(\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\delta T_0 + \frac{\alpha_0}{1+bI_0}\right)\tilde{A}_1 = 0, \qquad \frac{\mathrm{d}\tilde{A}_2}{\mathrm{d}z} + \left(\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\delta T_0 + \frac{\alpha_0}{1+bI_0}\right)\tilde{A}_2 = 0,$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_3}{\mathrm{d}z} + \left(\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\delta T_0 + \frac{\alpha_0}{1+bI_0}\right)\tilde{A}_3 = {}& -\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,(\delta\tilde{T}_{42} + \delta\tilde{T}^*_{31}) \times \\ & \times \tilde{A}_1 \exp[-i\,(k_{1z} - k_{3z})\,z] - \frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,(\delta\tilde{T}^*_{32} + \delta\tilde{T}_{41})\,\tilde{A}_2 \exp[-i\,(k_{2z} - k_{3z})\,z] + \\ & + \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_3\,(\tilde{A}^*_1\tilde{A}_1 + \tilde{A}^*_2\tilde{A}_2) + \frac{2\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_1\tilde{A}_2\tilde{A}^*_4 \exp(-i\,\Delta z),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_4}{\mathrm{d}z} + \left(\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\delta T_0 + \frac{\alpha_0}{1+bI_0}\right)\tilde{A}_4 = {}& -\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,(\delta\tilde{T}_{31} + \delta\tilde{T}^*_{42}) \times \\ & \times \tilde{A}_2 \exp[-i\,(k_{2z} - k_{4z})\,z] - \frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,(\delta\tilde{T}_{32} + \delta\tilde{T}^*_{41})\,\tilde{A}_1 \exp[-i\,(k_{1z} - k_{4z})\,z] + \\ & + \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_4\,(\tilde{A}^*_1\tilde{A}_1 + \tilde{A}^*_2\tilde{A}_2) + \frac{2\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_1\tilde{A}_2\tilde{A}^*_3 \exp(-i\,\Delta z). \quad (4)\end{aligned}$$

Здесь $\Delta = (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4)_z$ — проекция волновой расстройки на ось z.

Аналогично уравнение Пуассона распадается на пять уравнений:

$$\nabla^2\,\delta T_0 + \frac{\alpha_0 I_0}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)} = 0,$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2} - \kappa^2_{T1}\right)\delta\tilde{T}_{31} + \frac{\alpha_0\tilde{A}_1\tilde{A}^*_3 \exp[-i\,(k_{1z} - k_{3z})\,z]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2} = 0,$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2} - \kappa^2_{T2}\right)\delta\tilde{T}_{42} + \frac{\alpha_0\tilde{A}_2\tilde{A}^*_4 \exp[-i\,(k_{2z} - k_{4z})\,z]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2} = 0,$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2} - \kappa^2_{T3}\right)\delta\tilde{T}_{32} + \frac{\alpha_0\tilde{A}_2\tilde{A}^*_3 \exp[-i\,(k_{2z} - k_{3z})\,z]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2} = 0,$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}-\kappa_{T4}^2\right)\delta\tilde{T}_{41}+\frac{\alpha_0\tilde{A}_1\tilde{A}_4^*\exp[-i\,(k_{1z}-k_{4z})\,z]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2}=0. \tag{5}$$

Системы уравнений (4), (5) записаны при условиях, что проекция волновой расстройки на оси x и y равна нулю: $\boldsymbol{\kappa}_1+\boldsymbol{\kappa}_2-\boldsymbol{\kappa}_3-\boldsymbol{\kappa}_4=0$, и $\boldsymbol{\kappa}_{T1}=\boldsymbol{\kappa}_1-\boldsymbol{\kappa}_3$, $\boldsymbol{\kappa}_{T2}=\boldsymbol{\kappa}_2-\boldsymbol{\kappa}_4$, $\boldsymbol{\kappa}_{T3}=\boldsymbol{\kappa}_2-\boldsymbol{\kappa}_3$, $\boldsymbol{\kappa}_{T4}=\boldsymbol{\kappa}_1-\boldsymbol{\kappa}_4$. Системы уравнений (4), (5) необходимо дополнить граничными условиями на амплитуды взаимодействующих волн:

$$\tilde{A}_1(z=0)=\tilde{A}_{10},\qquad \tilde{A}_2(z=0)=\tilde{A}_{20},\qquad \tilde{A}_3(\boldsymbol{\kappa}_3,z=0)=\tilde{A}_{30}(\kappa_3),\qquad \tilde{A}_4(\boldsymbol{\kappa}_4,z=0)=0;$$

а также на изменение температуры:

$$\delta T_0(z=0)=\delta T_0(z=\ell)=0,\qquad \delta T_{31}(z=0)=\delta T_{31}(z=\ell)=0,\qquad \delta T_{42}(z=0)=\delta T_{42}(z=\ell)=0,$$
$$\delta T_{32}(z=0)=\delta T_{32}(z=\ell)=0,\qquad \delta T_{41}(z=0)=\delta T_{41}(z=\ell)=0.$$

Граничные условия учитывают неизменность температуры на гранях нелинейного слоя.

Решение первых двух уравнений системы (4) имеет вид

$$\tilde{A}_1(z)=\tilde{A}_{10}\exp[-C(z)],\qquad \tilde{A}_2(z)=\tilde{A}_{20}\exp[-C(z)]. \tag{6}$$

Здесь

$$C(z)=\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\int\limits_0^z\delta T_0(z_1)\,\mathrm{d}z_1+C_1(z),\qquad C_1(z)=\int\limits_0^z\frac{\alpha_0\,\mathrm{d}z_1}{1+bI_0(z_1)}\,.$$

При замене $\tilde{A}_3=\tilde{A}_3'\exp[-C(z)]$, $\tilde{A}_4=\tilde{A}_4'\exp[-C(z)]$ уравнения, описывающие изменение пространственных спектров сигнальной и объектной волн по мере их распространения в нелинейной среде, примут вид

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\tilde{A}_3'}{\mathrm{d}z}=&-\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\tilde{A}_{10}\,(\delta\tilde{T}_{42}+\delta\tilde{T}_{31}^*)\exp[-i\,(k_{1z}-k_{3z})\,z]-\\&-\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\tilde{A}_{20}\,(\delta\tilde{T}_{32}^*+\delta\tilde{T}_{41})\exp[-i\,(k_{2z}-k_{3z})\,z]+\\&+\frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_3'\exp[-2C_1(z)]\,[\tilde{A}_{10}^2+\tilde{A}_{20}^2]+2\,\frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\tilde{A}_4'^*\exp[-i\,\Delta z-2C_1(z)],\\ \frac{\mathrm{d}\tilde{A}_4'}{\mathrm{d}z}=&-\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\tilde{A}_{20}\,(\delta\tilde{T}_{31}+\delta\tilde{T}_{42}^*)\exp[-i\,(k_{2z}-k_{4z})\,z]-\\&-\frac{ik}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\tilde{A}_{10}\,(\delta\tilde{T}_{32}+\delta\tilde{T}_{41}^*)\exp[-i\,(k_{1z}-k_{4z})\,z]+\\&+\frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_4'\exp[-2C_1(z)]\,[\tilde{A}_{10}^2+\tilde{A}_{20}^2]+2\,\frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2}\,\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\tilde{A}_3'^*\exp[-i\,\Delta z-2C_1(z)],\end{aligned} \tag{7}$$

а уравнения для пространственных спектров тепловых решёток запишутся в виде

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}-\kappa_{T1}^2\right)\delta\tilde{T}_{31}+\frac{\alpha_0\tilde{A}_{10}\tilde{A}_3'^*\exp[-i\,(k_{1z}-k_{3z})\,z-2C_1(z)]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2}=0,$$
$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}-\kappa_{T2}^2\right)\delta\tilde{T}_{42}+\frac{\alpha_0\tilde{A}_{20}\tilde{A}_4'^*\exp[-i\,(k_{2z}-k_{4z})\,z-2C_1(z)]}{\Lambda c_\mathrm{p}\nu\,(1+bI_0)^2}=0,$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}-\kappa_{T3}^2\right)\delta\tilde{T}_{32}+\frac{\alpha_0\tilde{A}_{20}\tilde{A}_3'^{*}\exp[-i\,(k_{2z}-k_{3z})\,z-2C_1(z)]}{\Lambda c_{\mathrm{p}}\nu\,(1+bI_0)^2}=0,$$
$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}-\kappa_{T4}^2\right)\delta\tilde{T}_{41}+\frac{\alpha_0\tilde{A}_{10}\tilde{A}_4'^{*}\exp[-i\,(k_{1z}-k_{4z})\,z-2C_1(z)]}{\Lambda c_{\mathrm{p}}\nu\,(1+bI_0)^2}=0. \qquad (8)$$

В параксиальном приближении при распространении волн накачки под одинаковыми углами к оси z ($\boldsymbol{\kappa}_1+\boldsymbol{\kappa}_2=0$) имеем

$$\Delta=\frac{\kappa_4^2-\kappa_1^2}{k}\,,\qquad k_{1z}-k_{3z}=k_{2z}-k_{4z}=k_{2z}-k_{3z}=k_{1z}-k_{4z}=\frac{\kappa_4^2-\kappa_1^2}{2k}\,,$$

где $\kappa_1=|\boldsymbol{\kappa}_1|=|\boldsymbol{\kappa}_2|$, $\kappa_4=|\boldsymbol{\kappa}_3|=|\boldsymbol{\kappa}_4|$.

Численный анализ систем уравнений (7), (8) позволяет определить пространственную селективность четырёхволнового преобразователя излучения.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве сигнальной рассмотрим волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя, $A_{30}(\boldsymbol{\kappa}_3)=1$.

Прежде всего, рассмотрим запись решёток в нелинейной среде волнами с амплитудами A_1 и A_3 и волнами с амплитудами A_2 и A_4. Предположим, что в нелинейной среде записываются две тепловые решётки с пространственными спектрами $\delta\tilde{T}_{32}$ и $\delta\tilde{T}_{41}$ и две резонансные решётки. Такой случай экспериментально реализуется, например, когда одна из волн накачки некогерентна с другой волной накачки и с сигнальной волной. Численный анализ уравнений (7), (8) показывает, что в зависимости модуля амплитуды пространственного спектра объектной волны от пространственной частоты наблюдается один максимум, положение которого определяется пространственной частотой волны накачки с амплитудой A_1.

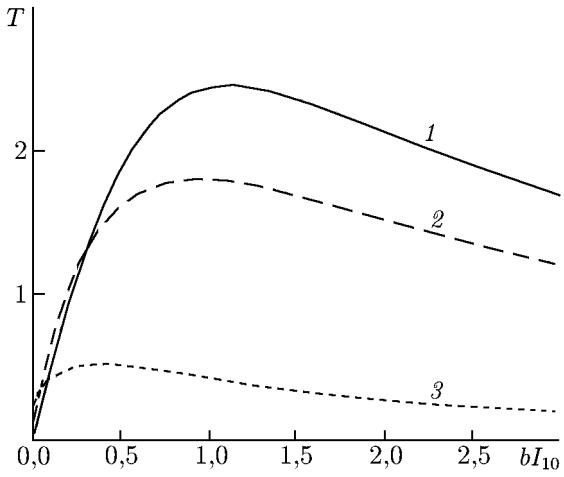

Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования от интенсивности волн накачки при $\xi=0{,}065$, $k\ell=5\cdot10^3$, $\alpha_0\ell=1$, $\kappa_1\sqrt{\ell/(2k)}=0{,}2$; кривая *1* соответствует $\varsigma=1$, кривая *2* — $\varsigma=0{,}75$, кривая *3* — $\varsigma=0{,}3$

Для определения относительного вклада резонансной и тепловой нелинейностей в объектную волну вводится параметр

$$\xi=\frac{\ell}{\Lambda c_{\mathrm{p}}\nu n_0 b}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,.$$

При увеличении интенсивности волн накачки коэффициент преобразования по амплитуде $T=|\tilde{A}_{4\,\max}(z=\ell)|$ вначале возрастает, а затем убывает (см. рис. 2; $\tilde{A}_{4\,\max}$ — наибольшее значение модуля пространственного спектра объектной волны). Характер зависимости коэффициента преобразования от интенсивности волн накачки для попутной схемы четырёхволнового взаимодействия качественно согласуется с изменением коэффициента отражения для схемы четырёхволнового взаимодействия со встречными волнами накачки [17]. С ростом отличия интенсивностей волн накачки (т. е. с ростом отличия от 1 параметра $\varsigma=\sqrt{I_{10}/I_{20}}$, где $I_{10}=\tilde{A}_{10}^2$, $I_{20}=\tilde{A}_{20}^2$) максимальное значение коэффициента преобразования уменьшается, а максимум зависимости смещается в сторону меньших интенсивностей волн накачки.

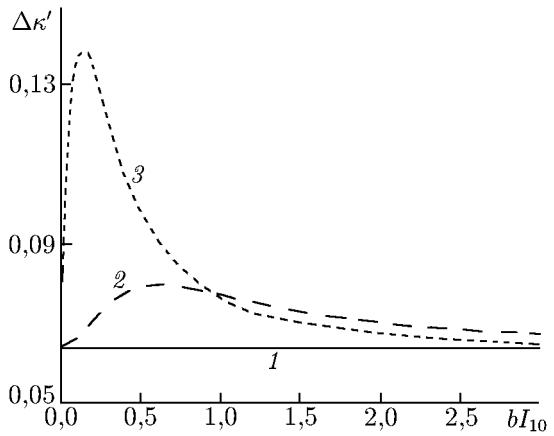

Рис. 3. Зависимость ширины полосы пространственных частот от интенсивности волн накачки при $\xi = 0{,}065$, $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $\kappa_1\sqrt{\ell/(2k)} = 0{,}2$; кривая *1* соответствует $\varsigma = 1$, кривая *2* — $\varsigma = 0{,}75$, кривая *3* — $\varsigma = 0{,}3$

Критерием качества обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения является ширина полосы пространственных частот объектной волны $\Delta\kappa = |\kappa_{41} - \kappa_{42}|$, где κ_{41} и κ_{42} определяются из условия

$$\left|\tilde{A}_4(\kappa_{41}, \kappa_{421}, z = \ell)\right| = \frac{1}{2}\left|\tilde{A}_{4\,\max}(z = \ell)\right|. \qquad (9)$$

При равных интенсивностях волн накачки нормированная ширина полосы пространственных частот объектной волны $\Delta\kappa' = \Delta\kappa\sqrt{\ell/(2k)}$ слабо зависит от интенсивности волн накачки (рис. 3, кривая *1*). По мере увеличения интенсивности накачки, как и для коэффициента преобразования, ширина полосы пространственных частот вначале возрастает, а затем убывает. С ростом отличия интенсивностей волн накачки максимум ширины полосы пространственных частот растёт и сдвигается в сторону меньших интенсивностей накачки (рис. 3, кривые *2* и *3*).

На рис. 4 для четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности ($b = 0$) построены зависимости коэффициента преобразования (рис. 4*а*) и нормированной ширины полосы пространственных частот объектной волны (рис. 4*б*) от нормированной интенсивности волн накачки

$$G = \frac{k}{n_0}\,\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\,\frac{\alpha\ell^3}{\Lambda c_{\mathrm{p}}\nu}\,\sqrt{I_{10}I_{20}}\,.$$

При равных интенсивностях волн накачки рост коэффициента преобразования, как и при наличии в среде двух типов нелинейностей, слабо влияет на ширину полосы пространственных частот четырёхволнового преобразователя излучения. С ростом отличия интенсивностей волн накачки

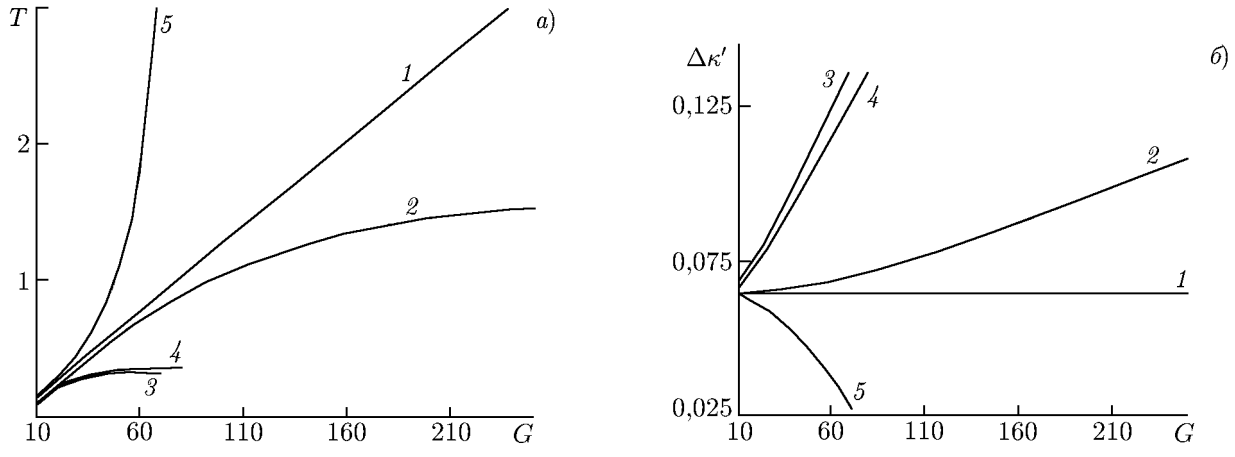

Рис. 4. Зависимость коэффициента преобразования (*а*) и ширины полосы пространственных частот (*б*) от интенсивности волн накачки при записи двух тепловых решёток при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $\kappa_1\sqrt{\ell/(2k)} = 0{,}2$; кривая *1* соответствует $\varsigma = 1$, кривая *2* — $\varsigma = 0{,}75$, кривая *3* — $\varsigma = 0{,}3$, кривая *4* — $\varsigma = 3$, кривая *5* — $\varsigma = 1$ (без самодифракции)

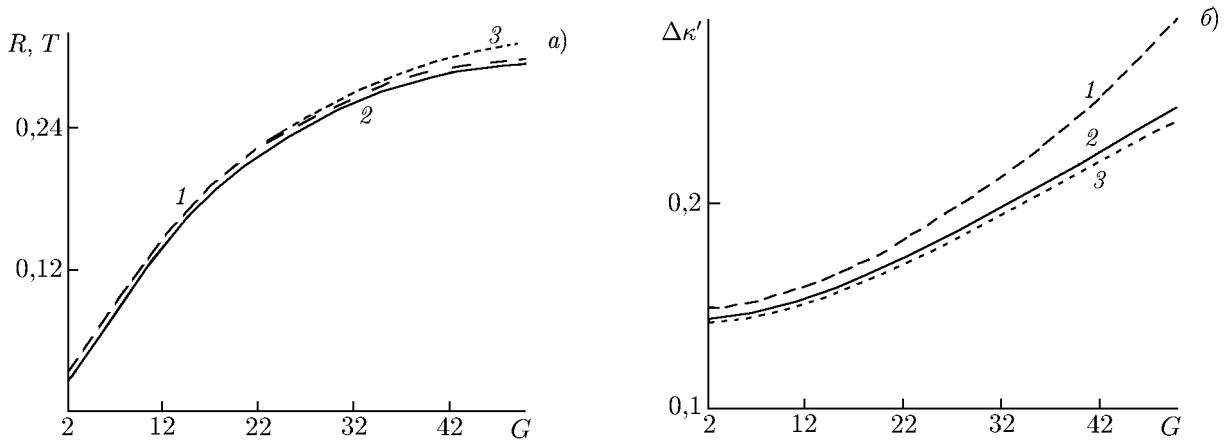

Рис. 5. Зависимость коэффициентов отражения R и преобразования T ($а$) и ширины полосы пространственных частот ($б$) от интенсивности волн накачки при $k\ell = 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $\varsigma = 0{,}3$, $\kappa_1\sqrt{\ell/(2k)} = 0{,}2$ в схеме с попутными волнами накачки при учёте четырёх тепловых решёток (кривые *1*), двух тепловых решёток (кривые *2*) и в схеме со встречными волнами накачки (кривые *3*)

наблюдается уменьшение коэффициента преобразования и рост ширины полосы пространственных частот. Без учёта самодифракции волн накачки в сигнальную и объектную волны наблюдается более сильное изменение коэффициента преобразования и ширины полосы пространственных частот объектной волны с ростом интенсивности волн накачки.

Теперь рассмотрим запись четырёх тепловых решёток в нелинейной среде $\delta\tilde{T}_{31}$, $\delta\tilde{T}_{41}$, $\delta\tilde{T}_{32}$ и $\delta\tilde{T}_{42}$. В этом случае зависимость модуля амплитуды пространственного спектра объектной волны от пространственной частоты объектной волны имеет два симметричных относительно нуля максимума, положения которых при малом коэффициенте преобразования соответствуют пространственным частотам волн накачки.

Как и в предыдущем случае для анализа качества обращения волнового фронта четырёхволновым преобразователем излучения будем использовать ширину полосы пространственных частот объектной волны (ширину отдельного максимума), определяемую из выражения (9). Ширина полосы пространственных частот в плоскости распространения волн накачки определяет ширину огибающей функции размытия точки четырёхволнового преобразователя излучения [12].

На рис. 5 представлены зависимости коэффициента преобразования (рис. 5$а$) и ширины полосы пространственных частот объектной волны (рис. 5$б$) от нормированной интенсивности волн накачки для четырёхволнового преобразователя на тепловой нелинейности при записи четырёх тепловых решёток. Для сравнения на этих же рисунках приведены аналогичные зависимости для четырёхволнового преобразователя с попутными волнами накачки с учётом записи двух тепловых решёток и для четырёхволнового преобразователя со встречными волнами накачки (в последнем случае на рис. 5$а$ приведена зависимость коэффициента отражения).

При малых коэффициентах преобразования ($T \ll 1$) отличие ширины полосы пространственных частот четырёхволновых преобразователей излучения при записи двух и четырёх тепловых решёток в нелинейной среде связано с медленным изменением модуля амплитуды пространственного спектра объектной волны с ростом пространственной частоты. По мере увеличения угла между волнами накачки при малых коэффициентах преобразования отличие ширины полос пространственных частот четырёхволновых преобразователей излучения при наличии в нелинейной среде двух и четырёх тепловых решёток уменьшается.

Характер изменения коэффициентов преобразования и ширины полосы пространственных

частот объектной волны от интенсивности волн накачки при наличии двух и четырёх тепловых решёток качественно совпадает. Однако при различных интенсивностях волн накачки увеличение числа тепловых решёток в нелинейной среде (четыре вместо двух) приводит к росту скорости изменения ширины полосы пространственных частот с увеличением интенсивности волн накачки. Таким образом, пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения в схеме с попутными волнами накачки выше при наличии двух тепловых решёток, чем при наличии четырёх тепловых решёток.

Сравнение четырёхволновых преобразователей излучения в схемах со встречными и с попутными волнами накачки показывает, что коэффициент отражения (R) и пространственная селективность выше у четырёхволнового преобразователя излучения со встречными волнами накачки.

В качестве примера рассмотрим попутное четырёхволновое взаимодействие на резонансной и тепловой нелинейностях с учётом записи в нелинейной среде решёток волнами с амплитудами A_1, A_3 и волнами с амплитудами A_2, A_4 в слое водно-спиртового раствора эозина ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}T = 4 \times \times 10^{-4}$ К$^{-1}$, $n_0 = 1{,}36$, $\Lambda c_\mathrm{p}\nu = 3 \cdot 10^{-3}$ Дж/(см $\cdot$ с $\cdot$ К), $N = 5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, $\sigma_{12} = \sigma_{21} = 10^{-17}$ см^2, $\delta_{21} = 3{,}57 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\delta_{23} = 7{,}6 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, $\delta_{31} = 10^3$ с$^{-1}$ [18]) с толщиной $\ell = 0{,}02$ см. При вырожденном четырёхволновом взаимодействии на длине волны 532 нм с равными по интенсивности волнами накачки (52 Вт/см^2) коэффициент преобразования $T = 2{,}46$, а ширина полосы пространственных частот объектной волны $\Delta\kappa \approx 318$ см$^{-1}$. При интенсивностях первой и второй волн накачки 52 и 93 Вт/см^2 соответственно коэффициент преобразования уменьшается до значения $T = 1{,}8$, а ширина полосы пространственных частот объектной волны увеличивается до $\Delta\kappa \approx 387$ см$^{-1}$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ амплитудных и пространственных характеристик четырёхволновых преобразователей излучения на тепловой либо на резонансной и тепловой нелинейностях в схеме с попутными волнами накачки показывает: 1) при равных интенсивностях волн накачки изменение коэффициента преобразования слабо влияет на пространственную селективность четырёхволнового преобразователя, 2) при различных интенсивностях волн накачки увеличение коэффициента преобразования приводит к уменьшению пространственной селективности четырёхволнового преобразователя.

Полученные в работе результаты могут быть использованы в системах нелинейной адаптивной оптики для коррекции фазовых искажений в регулярных неоднородных средах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Я., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
2. Ивахник В. В. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии. Самара: Самарский госуниверситет, 2010. 246 с.
3. Дмитриев В. Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
4. Xue-Mei C., Hao-Wei C., Jian W., et al. // Chin. Phys. Lett. 2012. V. 29, No. 7. P. 1.
5. Hagiwara K., Okamoto A., Hiroyuki Kaneko H., et al. // Electron. Commun. Japan. 1997. V. 80, No. 4. P. 67.
6. Watanabe S., Naito T., Chikama T. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1993. V. 5, No. 1. P. 92.
7. Watanabe S., Chikama T., Ishikawa G., et al. // IEEE Photon. Technol. Lett. 1993. V. 5, No. 10. P. 1 241.

8. Кириленко Е. К. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 7. С. 1 441.
9. Жердиенко В. В., Лесник С. А., Хижняк А. И. // Украинский физ. журн. 1985. Т. 30, № 12. С. 1 788.
10. Сухоруков А. П., Трофимов В. А. // Изв. АН СССР. Сер. «Физическая». 1987. Т. 51, № 2. С. 340.
11. Ивахник В. В., Мартасова Э. Г., Никонов В. И. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70, № 1. С. 118.
12. Ивахник В. В., Никонов В.И., Харская Т. Г. // Компьютерная оптика. 2006. Т. 30, № 2. С. 4.
13. Majles A. M. A., Mehrabani S., Malekfar R. // Adv. Nonlin. Opt. 2009. V. 2 009. P. 1.
14. Ормачеа О., Толстик А. Л. // Известия РАН. Сер. «Физическая». 2007. Т. 71, № 1. С. 131.
15. Мо А. Ч., Толстик А. Л., Чалей А. В. // Вестник БГУ. 1991. № 1. С. 9.
16. Ивакин Е. В., Кабанов В. В. // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 2013. № 2. С. 32.
17. Акимов А. А., Ивахник В. В., Никонов В. И. // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 115, № 3. С. 438.
18. Кучеренко М. Г., Русинов А. П. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 8. С. 779.

Поступила в редакцию 11 ноября 2013 г.; принята в печать 4 июня 2014 г.

FOUR-WAVE INTERACTION ON RESONANCE AND THERMAL NONLINEARITIES IN A SCHEME WITH CONCURRENT PUMP WAVES AT HIGH CONVERSION COEFFICIENTS

A. A. Akimov, V. V. Ivakhnik, and V. I. Nikonov

We have obtained the dependencies of the conversion coefficient and the bandwidth of spatial frequencies on the intensity of pumping waves for a four-wave converter of radiation at the resonance and thermal nonlinearity in a scheme with concurrent pumping waves. The connection between the conversion coefficient and spatial selectivity of the four-wave radiation converter has been found.