

ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А.А. Акимов¹, С.А. Гузаиров¹, В.В. Ивахник¹

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева,
443086, Россия, Самарская область, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Рассмотрено влияние обратной связи, осуществляемой по сигнальной и объектной волнам, на амплитудный коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности. Получены и проанализированы зависимости коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя от интенсивности волн накачки и параметров кольцевого резонатора, реализующего обратную связь. Показано, что использование резонатора кольцевого типа позволяет в несколько раз повысить значения коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности.

Ключевые слова: четырёхволновой преобразователь излучения, положительная обратная связь, тепловая нелинейность.

Цитирование: Акимов, А.А. Четырёхволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в схеме с положительной обратной связью / А.А. Акимов, С.А. Гузаиров, В.В. Ивахник // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 4. – С. 534-541. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-4-534-541.

Введение

Эффективность четырёхволновых преобразователей излучения $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega_4$ в средах с различным типом нелинейности (керровская, резонансная, тепловая) определяется, как правило, произведением интенсивностей волн накачки на длину взаимодействия, на величину нелинейной восприимчивости среды [1–2]. Переход к средам с резонансной нелинейностью позволяет путём подбора частот взаимодействующих волн значительно повысить значение нелинейной восприимчивости [3–7]. Увеличение интенсивности с одновременным увеличением длины взаимодействия можно реализовать при четырёхволновом взаимодействии в волноводах [8–12].

Ещё один способ повышения эффективности мноволновых преобразователей заключается в наложении положительной обратной связи либо на волны накачки, либо на объектную и сигнальную волны. Использование интерферометра Фабри–Перо для реализации обратной связи на волны накачки позволяет значительно увеличить дифракционную эффективность четырёхволнового преобразователя излучения в средах с резонансной и тепловой нелинейностями [13]. Для четырёхволнового преобразователя на керровской нелинейности наложение положительной обратной связи на объектную и сигнальную волны путём помещения нелинейной среды в кольцевой резонатор на порядки повышает коэффициент отражения таких преобразователей [14–15].

Представляет интерес изучение влияния обратной связи, осуществляемой как по сигнальной, так и по объектной волне, на коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения на других типах нелинейности, в частности, на тепловой нелинейности.

1. Модель четырёхволнового преобразователя излучения

Пусть в среде с тепловой нелинейностью, расположенной между плоскостями $z=0$ и $z=\ell$, распро-

страняются навстречу друг другу две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 . В результате вырожденного четырёхволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ генерируется объектная волна с амплитудой A_4 .

Уравнение Гельмгольца, описывающее такое взаимодействие, есть

$$\left\{ \nabla^2 + \left[k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} (A + A^*) = 0. \quad (1)$$

Здесь $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, n_0 – среднее значение показателя

преломления среды, $k = (\omega n_0)/c$ – волновое число, α – коэффициент поглощения, δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения.

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{\alpha I}{\Lambda c_p v} = 0, \quad (2)$$

где $I = AA^*$ – интенсивность излучения, Λ – коэффициент теплопроводности, c_p – удельная теплоёмкость, v – объёмная плотность вещества.

Выражение для интенсивности излучения можно записать следующим образом

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2 A_4^* + A_2^* A_4. \quad (3)$$

Здесь $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

Тогда изменение температуры можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δT_{42}) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от поперечных координат составляющих

$$\delta T(\vec{r}) = \delta T_0(z) + \delta T_{31}(\vec{\rho}, z) + \delta T_{42}(\vec{\rho}, z) + \delta T_{31}^*(\vec{\rho}, z) + \delta T_{42}^*(\vec{\rho}, z). \quad (4)$$

Пусть волны накачки плоские

$$A_{1,2}(\vec{r}) = \tilde{A}_{1,2}(z) \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r}). \quad (5)$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

$$A_j(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z) \exp(-i\vec{k}_j\vec{\rho} - ik_{jz}z) d\vec{k}_j, \quad (6)$$

$j = 3, 4$.

Здесь $\tilde{A}_j(\vec{k}_j, z)$ – пространственный спектр j -волны, $\vec{\rho}$ – поперечная составляющая радиус-вектора \vec{r} , \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , $|\vec{k}_j| = k$.

Изменения температуры разложим по гармоническим решёткам

$$\delta T_{31}(\vec{\rho}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T3}, z) \exp\{-i\vec{k}_{T3}\vec{\rho}\} d\vec{k}_{T3}, \quad (7)$$

$$\delta T_{42}(\vec{\rho}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T4}, z) \exp\{-i\vec{k}_{T4}\vec{\rho}\} d\vec{k}_{T4},$$

где $\delta \tilde{T}_{31}$, $\delta \tilde{T}_{42}$ – пространственные спектры температурных решёток.

С учётом (5)–(7) из уравнений Гельмгольца и Пуассона в приближении заданного поля по волнам накачки ($|A_{1,2}| \gg |A_{3,4}|$) получим систему связанных дифференциальных уравнений, описывающих изменение по толщине нелинейного слоя пространственных спектров сигнальной и объектной волн

$$\frac{d\tilde{A}'_3}{dz} = -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} A_{10}^0 [\delta \tilde{T}_{42} + \delta \tilde{T}_{31}^*] \exp\left\{-i \frac{\kappa^2}{2k} z\right\}, \quad (8)$$

$$\frac{d\tilde{A}'_4}{dz} = i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} A_{20}^0 [\delta \tilde{T}_{31} + \delta \tilde{T}_{42}^*] \exp\left\{i \frac{\kappa^2}{2k} z\right\},$$

температурных решёток [16]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \delta \tilde{T}_{31}}{dz^2} - \kappa^2 \delta \tilde{T}_{31} &= \\ &= -\frac{\alpha A_{10}^0 \tilde{A}'_3}{\rho \Lambda c_p} \exp\left\{-i \frac{\kappa^2}{2k} z - 2\alpha z\right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \delta \tilde{T}_{42}}{dz^2} - \kappa^2 \delta \tilde{T}_{42} &= \\ &= -\frac{\alpha A_{20}^0 \tilde{A}'_4}{\rho \Lambda c_p} \exp\left\{i \frac{\kappa^2}{2k} z + 2\alpha(z - \ell)\right\}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\tilde{A}'_4(\vec{k}_4, z) = \tilde{A}_4(\vec{k}_4, z) \exp\{-\alpha(z - \ell) - iC(z) + iC(\ell)\},$$

$$\tilde{A}'_3(\vec{k}_3, z) = \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z) \exp\{\alpha z + iC(z)\}, A_{10}^0 = \tilde{A}_1(z = 0),$$

$$A_{20}^0 = \tilde{A}_2(z = \ell); C(z) = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1 \text{ – фазовый}$$

набег, обусловленный самовоздействием волн накачки.

Система уравнений (8)–(9) записана в парааксиальном приближении, при условии распространения

волн накачки строго вдоль оси Z : $\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = 0$, $\vec{k}_{T3} = -\vec{k}_3$, $\vec{k}_{T4} = -\vec{k}_4$, $\vec{k} = \vec{k}_4 = -\vec{k}_3$, $\kappa = |\vec{k}|$. Эта система уравнений должна быть дополнена граничными условиями на пространственные спектры сигнальной и объектной волн, на пространственные спектры температурных решёток.

При расположении четырёхволнового преобразователя внутри кольцевого резонатора (рис. 1) граничные условия на пространственные спектры сигнальной и объектной волн есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_3(\vec{k}, z = 0) &= \sqrt{1 - r_1} \tilde{A}_{30}(\vec{k}) + \\ &+ \sqrt{r_1 r_2} \exp\left(-ikL + i \frac{\kappa^2}{2k} L\right) \times \\ &\times \exp\{-\alpha\ell - iC(\ell)\} \tilde{A}'_3(\vec{k}, z = \ell), \quad (10) \\ \tilde{A}'_4(\vec{k}, z = 0) &= \sqrt{r_1 r_2} \exp\left(-ikL + i \frac{\kappa^2}{2k} L\right) \times \\ &\times \exp\{-\alpha\ell - iC(\ell)\} = \tilde{A}'_4(\vec{k}, z = \ell), \end{aligned}$$

где $\tilde{A}_{30}(\vec{k})$ – пространственный спектр сигнальной волны в плоскости $z = 0$ при отсутствии кольцевого резонатора, r_1 – коэффициент отражения полупрозрачного зеркала связи, r_2 – коэффициент отражения сферических зеркал резонатора, осуществляющих перенос пространственного распределения поля с одной плоскости нелинейного слоя ($z = 0$) на плоскость, расположенную на расстоянии L от другой плоскости ($z = \ell$).

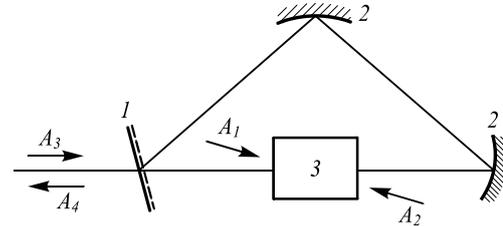


Рис. 1. Схема четырёхволнового взаимодействия в кольцевом резонаторе: 1 – полупрозрачное зеркало, 2 – сферические зеркала, 3 – нелинейная среда

Как показано в [2], при равных интенсивностях волн накачки

$$\begin{aligned} C(\ell) &= -\frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{(A_{10}^0)^2}{4\alpha \Lambda c_p \nu} \times \\ &\times \left\{ (\alpha)^{-1} (1 - \exp(-2\alpha\ell)) - \ell [1 + \exp(-2\alpha\ell)] \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Граничные условия на спектры температурных решёток запишем из условия неизменности температуры на гранях нелинейного слоя

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T3}, z = 0) &= \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T3}, z = \ell) = 0, \\ \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T4}, z = 0) &= \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T4}, z = \ell) = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

2. Четырёхволновое взаимодействие при малом коэффициенте отражения

Будем рассматривать четырёхволновое взаимодействие при малом коэффициенте отражения, без

учёта самодифракции волн накачки. Тогда система уравнений (8) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} &= i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} A_{20}^0 \delta\tilde{T}_{31} \exp\left\{i \frac{\kappa^2}{2k} z\right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из (13) следует, что $\tilde{A}'_3(\vec{\kappa}, z) = \text{const}$. Используя граничное условие на пространственный спектр сигнальной волны (10), найдём

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_3(\vec{\kappa}, z) &= \sqrt{1-r_1} \tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}) \times \\ &\times \left[1 - \sqrt{r_1 r_2} \exp\left(-ikL + i \frac{\kappa^2}{2k} L - \alpha\ell - iC(\ell)\right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Зная пространственный спектр сигнальной волны, из (9) найдём пространственный спектр температурной решётки

$$\begin{aligned} \delta\tilde{T}_{31}(\vec{\kappa}, z) &= \frac{\alpha A_{10}^0 \tilde{A}_{30}^{**}}{\Lambda c_p \nu (\beta^2 - \kappa^2)} \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{2\text{sh}(\kappa\ell)} \left\{ \exp(-\kappa z) [\exp(\kappa\ell) - \exp(-\beta\ell)] \right\} + \right. \\ &+ \frac{1}{2\text{sh}(\kappa\ell)} \left\{ \exp(\kappa z) [\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa\ell)] \right\} - \\ &\left. - \frac{1}{\exp(\beta z)} \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $\beta = 2\alpha + i\kappa^2/(2k)$.

Подставив выражение для пространственного спектра температурной решётки (15) в уравнение для пространственного спектра объектной волны (13), проинтегрировав правую и левую части уравнения по координате z с учётом граничного условия (10), получим выражение для пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя вида

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\vec{\kappa}, z=0) &= \frac{i}{2} G \tilde{A}_3^* (1-p)^{-1} (\beta^2 - \kappa^2)^{-1} \times \\ &\times \left[\left(\left(i \frac{\kappa^2}{2k} + \kappa \right) \text{sh}(\kappa\ell) \right)^{-1} \times \right. \\ &\times \left\{ \left[\exp(-\beta\ell) - \exp(-\kappa\ell) \right] \left[1 - \exp\left(i \frac{\kappa^2}{2k} \ell\right) \right] \right\} + \\ &+ \left(\left(i \frac{\kappa^2}{2k} - \kappa \right) \text{sh}(\kappa\ell) \right)^{-1} \times \\ &\times \left\{ \left[\exp(\kappa\ell) - \exp(-\beta\ell) \right] \left[1 - \exp\left(i \frac{\kappa^2}{2k} \ell\right) \right] \right\} + \\ &+ \frac{(1 - \exp(-2\alpha\ell))}{\alpha} \left. \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $G^2 = G_1 G_2$, $G_{1,2} = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} (A_{1,20}^0)^2$,

$$p = \sqrt{r_1 r_2} \exp\left[-\alpha\ell - iC(\ell) - ikL + i \frac{\kappa^2}{2k} L\right].$$

Из выражения (16) следует, что при условии сопряжения передней и задней граней нелинейного слоя ($L=0$) наличие обратной связи не влияет на пространственную селективность четырёхволнового преобразователя излучения. С ростом пространственной частоты амплитуда пространственного спектра монотонно уменьшается.

Найдём наибольшее значение пространственного спектра объектной волны

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, z=0) &= \frac{i G \tilde{A}_3^*}{8\alpha^2 (1-p_0)} \times \\ &\times \left[(\alpha)^{-1} [1 - \exp(-2\alpha\ell)] - \ell [1 + \exp(-2\alpha\ell)] \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $p_0 = p(\kappa \rightarrow 0) = \sqrt{r_1 r_2} \exp[-\alpha\ell - iC(\ell) - ikL]$.

Тогда с учётом (14) выражение для амплитудного коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения запишется следующим образом

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{\tilde{A}_4(\kappa \rightarrow 0, z=0)}{\tilde{A}_{30}^*} \right| = \frac{G \sqrt{1-r_1} \exp(-\alpha\ell)}{8\alpha^2 (1-p_0) (1-p_0^*)} \times \\ &\times \left[(\alpha)^{-1} [1 - \exp(-2\alpha\ell)] - \ell [1 + \exp(-2\alpha\ell)] \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Отличие в коэффициенте отражения при наличии и отсутствии кольцевого резонатора есть

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{R(r_1 \neq 0)}{R(r_1 = 0)} = \sqrt{1-r_1} \times \\ &\times \left[1 + \frac{r_1 r_2}{\exp(2\alpha\ell)} - \frac{2\sqrt{r_1 r_2} \cos[kL + C(\ell)]}{\exp(\alpha\ell)} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (19)$$

На рис. 2 приведены графики зависимости коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения от коэффициента отражения полупрозрачного зеркала. При условии $\cos[kL + C(\ell)] = 1$ с увеличением r_1 коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения вначале возрастает, достигает максимального значения, а затем уменьшается до нуля (рис. 2, кривые 1, 2). Существуют области значений аргумента функции $\cos[kL + C(\ell)]$, при которых наличие кольцевого резонатора приводит к «проигрышу» в коэффициенте отражения четырёхволнового преобразователя излучения (рис. 2, кривая 4).

При фиксированном значении коэффициента r_2 и $\cos[kL + C(\ell)] = 1$ существует оптимальное значение коэффициента отражения полупрозрачного зеркала

$$r_{opt} = (4r_2)^{-1} \exp(2\alpha\ell) \left[\sqrt{1 + 8r_2 \exp(-2\alpha\ell)} - 1 \right]^2,$$

при котором «выигрыш» в коэффициенте отражения четырёхволнового преобразователя излучения за счёт использования кольцевого резонатора максимален и равен

$$\xi_{opt} = \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + 8r_2 \exp(-2\alpha\ell)} - 1 \right] \right\}^{-2} \times \left\{ 1 - \frac{1}{4r_2} \exp(2\alpha\ell) \left[\sqrt{1 + 8r_2 \exp(-2\alpha\ell)} - 1 \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (20)$$

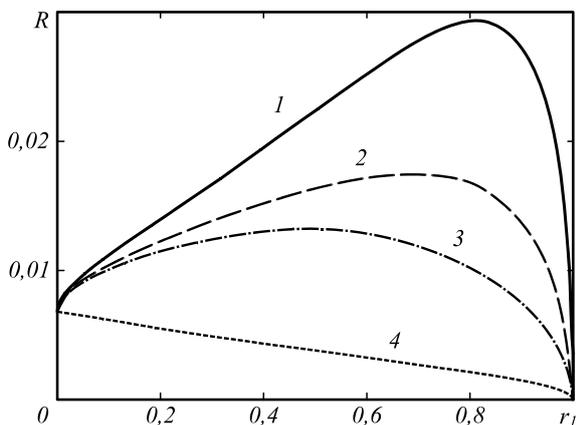


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения от коэффициента отражения полупрозрачного зеркала при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha\ell = 10^{-1}$, $G = 10^{-1}$, $kL + C(\ell) = 0$ (1, 2), $\pi/6$ (3), $\pi/2$ (4), $r_2 = 0,7$ (1, 3, 4), $0,5$ (2)

Наибольшее значение ξ_{opt} наблюдается при $\alpha\ell \rightarrow 0$ (рис. 3).

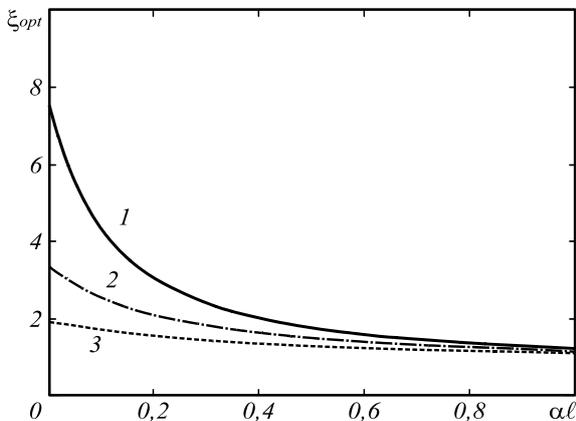


Рис. 3. Зависимость оптимального «выигрыша» от коэффициента поглощения при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\cos[kL + C(\ell)] = 1$, $r_2 = 0,7$ (1), $0,5$ (2), $0,3$ (3)

Уменьшение значения функции $\cos[kL + C(\ell)]$ с ростом аргумента, обусловленное либо самовоздействием волн накачки, либо увеличением расстояния L , приводит к монотонному уменьшению оптимального значения коэффициента отражения зеркала связи, уменьшению параметра ξ_{opt} .

3. Четырёхволновое взаимодействие при большом коэффициенте отражения

При учёте двух температурных решёток δT_{31} и δT_{42} , самодифракции волн накачки на этих решётках,

из системы уравнений (8)–(9) получим систему из двух связанных дифференциальных уравнений третьего порядка для комплексных амплитуд объектной и сигнальной волн

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \tilde{A}'_3}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k} \frac{d^2 \tilde{A}'_3}{dz^2} - \left[\kappa^2 + \left(\frac{\kappa^2}{2k} \right)^2 \right] \frac{d \tilde{A}'_3}{dz} - \\ - i G_1 \tilde{A}'_3 \exp(-2\alpha z) = i G \tilde{A}_4^{*'} \exp[2\alpha(z - \ell)], \\ \frac{d^3 \tilde{A}_4^{*'}}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k} \frac{d^2 \tilde{A}_4^{*'}}{dz^2} - \left[\kappa^2 + \left(\frac{\kappa^2}{2k} \right)^2 \right] \frac{d \tilde{A}_4^{*'}}{dz} - \\ - i G_2 \tilde{A}_4^{*'} \exp[2\alpha(z - \ell)] = i G \tilde{A}'_3 \exp(-2\alpha z). \end{aligned} \quad (21)$$

Наряду с граничными условиями (10), система уравнений (21) должна быть дополнена граничными условиями

$$\left. \frac{d \tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d \tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad \left. \frac{d \tilde{A}_4^{*'}}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d \tilde{A}_4^{*'}}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad (22)$$

вытекающими из условия неизменности температуры на гранях нелинейной среды.

Система уравнений (21) с учётом граничных условий (10), (22) анализировалась численными методами. Расчёт коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности проводился на основе многократного прохождения сигнальной и объектной волн кольцевого резонатора, содержащего нелинейный слой, в котором распространяются две волны накачки. При этом граничные условия для нахождения комплексных амплитуд сигнальной и объектной волн при последующих их проходах через кольцевой резонатор определялись значениями комплексных амплитуд этих волн на гранях нелинейного слоя при предыдущих проходах. Ошибка расчёта коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения не превышала 0,2%.

На рис. 4 и 5 для случая $A_{10}^0 = A_{20}^0$ приведены зависимости амплитудных коэффициентов отражения от нормированной интенсивности волн накачки

$$\left(G_0 = \frac{\ell}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{(A_{10}^0)^2}{\Lambda c_p \nu} \right)$$

при условии сопряжения передней и задней граней нелинейного слоя ($L=0$) (рис. 4) и при условии компенсации фазового набега, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки путём подбора расстояния L ($kL + C(\ell) = 2\pi m$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) (рис. 5). Для сравнения на этих же графиках штриховыми линиями изображены зависимости коэффициентов отражения от нормированной интенсивности волн накачки, полученные с использованием выражения (18).

При сопряжении кольцевым резонатором граней нелинейного слоя увеличение интенсивности волн накачки приводит вначале к росту, затем к уменьшению, а потом вновь к увеличению коэффициента от-

ражения. Существует область интенсивностей волн накачки, в пределах которой наложение обратной связи на объектную и сигнальную волны путём помещения четырёхволнового преобразователя в кольцевой резонатор не увеличивает эффективность таких преобразователей.

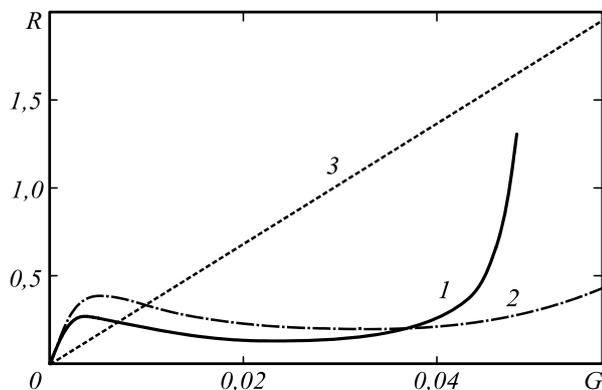


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от интенсивности волн накачки при сопряжении кольцевым резонатором граней нелинейного слоя при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha\ell = 10^{-1}$, $r_1 = 0,8$ (1, 2), $r_2 = 0,7$ (1, 2), $r_1 = r_2 = 0$ (3)

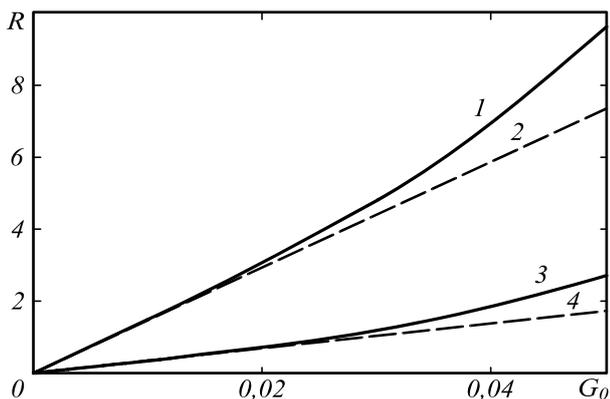


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения от интенсивности волн накачки с учётом компенсации фазового набег при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha\ell = 10^{-1}$, $r_1 = 0,8$ (1, 2), $r_2 = 0,7$ (1, 2), $r_1 = r_2 = 0$ (3, 4)

С физической точки зрения характер зависимости коэффициента отражения от нормированной интенсивности волн накачки вытекает из граничных условий (10). С ростом интенсивности волн накачки увеличивается фазовый набег ($C(\ell)$), что приводит вначале к рассогласованию сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя, состоящей из двух волн, одна из которых падает на эту грань нелинейной среды извне, а другая с помощью кольцевого резонатора «перебрасывается» с задней грани нелинейного слоя на переднюю. Уменьшается как амплитуда сигнальной волны, так и амплитуда объектной волны. При дальнейшем увеличении интенсивности волн накачки сигнальные волны, падающие на переднюю грань нелинейной среды извне и «перебрасываемые» с помощью кольцевого резонатора с задней грани нелинейного слоя на переднюю грань, оказываются сфазиро-

ванными. Увеличивается амплитуда сигнальной волны, а значит, и амплитуда объектной волны.

Следует заметить, что при сопряжении кольцевым резонатором граней нелинейного слоя, несмотря на качественное совпадение характера зависимостей коэффициентов отражения от интенсивности волн накачки, полученных как с использованием аналитического выражения (18), так и численным методом, количественное совпадение результатов наблюдается лишь для малых интенсивностей волн накачки ($G_0 \leq 0,001$). Это связано, прежде всего, с учётом при выводе выражения (18) самодифракции первой волны накачки. С увеличением интенсивности волн накачки возрастает амплитуда волны, возникающей при самодифракции первой волны накачки на температурной решетке δT_{31} , что приводит к дополнительному увеличению амплитуды сигнальной волны на задней грани нелинейного слоя и, соответственно, при $C(\ell) < \pi$ – к уменьшению, а при $C(\ell) > \pi$ – увеличению амплитуды сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя. Это, в свою очередь, уменьшает или увеличивает амплитуду объектной волны.

При условии компенсации фазового набег, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки либо путём смещения нелинейного слоя вдоль оси резонатора, либо введением в резонатор одного или нескольких оптических модуляторов, позволяющих управляемо изменять оптическую длину резонатора, коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения с ростом интенсивности волн накачки монотонно увеличивается. Характер изменения коэффициента отражения от интенсивности волн накачки как при наличии, так и при отсутствии кольцевого резонатора совпадает [16]. Скорость изменения коэффициента отражения с увеличением интенсивности волн накачки возрастает, при этом увеличивается также и выигрыш в коэффициенте отражения за счёт использования кольцевого резонатора. Причём значения интенсивностей волн накачки, при которых начинает нарушаться линейная зависимость между коэффициентом отражения и нормированной интенсивностью волн накачки как при наличии, так и при отсутствии кольцевого резонатора, совпадают.

Если при сопряжении кольцевым резонатором граней нелинейного слоя совпадение значений коэффициентов отражения, полученных с использованием аналитического выражения (18) и численным методом с погрешностью $\pm 4\%$, наблюдается до нормированной интенсивности $G_0 = 0,001$, то при условии компенсации фазового набег, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки, путём подбора расстояния L – до значения нормированной интенсивности $G_0 = 0,02$. На порядок возрастает диапазон интенсивностей волн накачки, в пределах которого зависимость коэффициента

отражения от интенсивности волн накачки описывается аналитическим выражением (18).

Заключение

Для четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности при наличии обратной связи на комплексные амплитуды объектной и сигнальной волн получено аналитическое выражение, связывающее при малом коэффициенте отражения пространственные спектры этих волн. Показано, что наличие обратной связи не меняет пространственную селективность четырёхволнового преобразователя и позволяет в 4–5 раз повысить его амплитудный коэффициент отражения.

При больших интенсивностях волн накачки, когда необходимо учитывать как самодифракцию волн накачки, так и перекачку энергии не только из сигнальной волны в объектную, но и из объектной волны в сигнальную, при сопряжении кольцевым резонатором граней нелинейного слоя, рост интенсивности волн накачки из-за самовоздействия этих волн может приводить не к увеличению, а к уменьшению коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения. Компенсация фазового набега, возникающего в нелинейной среде вследствие самовоздействия волн накачки, позволяет с ростом интенсивности волн накачки монотонно увеличивать коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения. Причём скорость роста коэффициента отражения существенным образом зависит от параметров кольцевого резонатора.

Литература

1. **Дмитриев, В.Г.** Нелинейная оптика и обращение волнового фронта / В.Г. Дмитриев. – М.: Физматлит, 2003. – 256 с. – ISBN: 5-9221-0080-7.
2. **Ивахник, В.В.** Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии / В.В. Ивахник. – Самара: Изд-во Самарского университета, 2010. – 246 с. – ISBN: 978-5-86465-471-2.
3. **Rubanov, A.S.** Nonlinear formation of dynamic holograms and multiwave mixing in resonant media / A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea // Optics Communications. – 2000. – Vol. 181, Issues 1-3. – P. 183-190. – DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00743-4.
4. **Ormachea, O.** Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media / O. Ormachea // Optics Communications. – 2006. – Vol. 268, Issue 2. – P. 317-322. – DOI: 10.1016/j.optcom.2006.07.028.
5. **Zhang, Z.** Coexisting four-wave mixing and six-wave mixing in three-level atomic system / Z. Zhang, X. Xue, C. Li, S. Cheng, L. Han, H. Chen, H. Zheng, Y. Zhang // Optics Communications. – 2012. – Vol. 285, Issue 17. – P. 3627-3630. – DOI: 10.1016/j.optcom.2012.04.025.
6. **Кучеренко, М.Г.** Оптическая запись нестационарных пространственных структур в системе насыщаемых трёхуровневых центров / М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, № 8. – С. 779-784.
7. **Kang, H.** Resonant four-wave mixing with slow light / H. Kang, G. Hernandez, Y. Zhu // Physical Review A. – 2004. – Vol. 70, Issue 6. – 061804. – DOI: 10.1103/PhysRevA.70.061804.
8. **Ивахник, В.В.** Четырёхволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде с параболическим профилем / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. – 2006. – Т. 49, № 8. – С. 54-59.
9. **Weng, Y.** All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers / Y. Weng, X. He, J. Wang, Z. Pan // Optics Communications. – 2015. – Vol. 348. – P. 7-12. – DOI: 10.1016/j.optcom.2015.03.018.
10. **Nazemosadat, E.** Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers / E. Nazemosadat, H. Pourbeyram, A. Mafi // Journal of the Optical Society of America B. – 2016. – Vol. 33, Issue 2. – P. 144-150. – DOI: 10.1364/JOSAB.33.000144.
11. **Ma, X.** Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation / X. Ma, L. Yang, X. Guo, X. Li // Optics Communications. – 2011. – Vol. 284, Issue 19. – P. 4558-4562. – DOI: 10.1016/j.optcom.2011.06.011.
12. **Salem, R.** Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip / R. Salem, M.A. Foster, A.C. Turner, D.F. Geraghty, M. Lipson, A.L. Gaeta // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33, Issue 10. – P. 1047-1049. – DOI: 10.1364/OL.33.001047.
13. **Романов, О.Г.** Частотно невырожденное четырёхволновое взаимодействие в нелинейном интерферометре Фабри-Перо / О.Г. Романов, О. Ормачеа, А.Л. Толстик // Вестник БГУ, Серия 1. – 2008. – № 1. – С. 8-12.
14. **Ивахник, В.В.** Повышение эффективности систем обращения волнового фронта при использовании кольцевых резонаторов / В.В. Ивахник, В.М. Петникова, В.В. Шувалов // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 2. – С. 445-448.
15. **Ивахник, В.В.** Фильтрация оптического излучения при невырожденном четырёхфотонном взаимодействии / В.В. Ивахник // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1982. – Т. 25, № 8. – С. 97-99.
16. **Акимов, А.А.** Четырёхволновое взаимодействие на тепловой нелинейности при больших коэффициентах отражения с учётом самодифракции волн накачки / А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 250-255.

Сведения об авторах

Акимов Александр Александрович, 1988 года рождения, кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: alexakimov50@mail.ru.

Гузаиров Салават Абдрахимович, 1994 года рождения, магистрант физического факультета Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: Zenit210694@mail.ru.

Ивахник Валерий Владимирович, 1951 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: ivakhnik@ssau.ru.

ГРНТИ: 29.33.27.

Поступила в редакцию 28 февраля 2018 г, Окончательный вариант – 2 апреля 2018 г.

FOUR-WAVE MIXING ON THERMAL NONLINEARITY IN A SCHEME WITH POSITIVE FEEDBACK

A.A. Akimov¹, S.A. Guzairov¹, V.V. Ivakhnik¹

¹ Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Samara, Russia

Abstract

The influence of feedback for both signal and object waves on the amplitude reflection coefficient of a four-wave radiation converter on thermal nonlinearity has been considered. The dependences of the reflection coefficient of a four-wave converter on the parameters of a ring-type resonator, which provides the feedback, and the pump intensity have been obtained and analyzed. It was shown that the use of a ring-type resonator allows one to increase the reflection coefficient of a four-wave radiation converter on thermal nonlinearity by several times.

Keywords: four-wave radiation converter, positive feedback, thermal nonlinearity.

Citation: Akimov AA, Guzairov SA, Ivakhnik VV. Four-wave mixing on thermal nonlinearity in a scheme with positive feedback. *Computer Optics* 2018; 42(4): 534-541. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-4-534-541.

References

- [1] Dmitriev VG. Nonlinear optics and wavefront reversal [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2003. ISBN: 5-9221-0080-7.
- [2] Ivakhnik VV. Wavefront reversal and four-wave interaction [In Russian]. Samara: Samara State University Publisher; 2010. ISBN: 978-5-86465-471-2.
- [3] Rubanov AS, Tolstik AL, Karpuk SM, Ormchea O. Nonlinear formation of dynamic holograms and multiwave mixing in resonant media. *Opt Commun* 2000; 181(1-3): 183-190. DOI: 10.1016/S0030-4018(00)00743-4.
- [4] Ormachea O. Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media. *Opt Commun* 2006; 268(2): 317-322. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.07.028.
- [5] Zhang Z, Xue X, Li C, Cheng S, Han L, Chen H, Zheng H, Zhang Y. Coexisting four-wave mixing and six-wave mixing in three-level atomic system. *Opt Commun* 2012; 285(17): 3627-3630. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.04.025.
- [6] Kucherenko MG, Rusinov AP. Optical recording of transient spatial structures in saturable three-level centres. *Kvantovaya Elektronika* 2004; 34(8): 779-784.
- [7] Kang H, Hernandez G, Zhu Y. Resonant four-wave mixing with slow light. *Physical Review A* 2004; 70(6): 061804. DOI: 10.1103/PhysRevA.70.061804.
- [8] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Harskaya TG. The four-wave image convolver on thermal nonlinearity in optical waveguide. *Izvestiya of High schools. Instrument making* 2006; 49(8): 54-59.
- [9] Weng Y, He X, Wang J, Pan Z. All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers. *Opt Commun* 2015; 348: 7-12. DOI: 10.1016/j.optcom.2015.03.018.
- [10] Nazemosadat E, Pourbeyram H, Mafi A. Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers. *J Opt Soc Am B* 2016; 33(2): 144-150. DOI: 10.1364/JOSAB.33.000144.
- [11] Ma X, Yang L, Guo X, Li X. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four-wave mixing: influence of self-phase modulation. *Opt Commun* 2011; 284(19): 4558-4562. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.06.011.
- [12] Salem R, Foster MA, Turner AC, Geraghty DF, Lipson M, Gaeta AL. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Opt Lett* 2008; 33(10): 1047-1049. DOI: 10.1364/OL.33.001047.
- [13] Romanov OG, Ormachea O, Tolstik AL. Nondegenerate four-wave mixing in a nonlinear interferometer Fabry-Perot. *Vestnik BGU, Series 1* 2008; 1: 8-12.
- [14] Ivakhnik VV, Petnikova VM, Shuvalov VV. Enhancement of the efficiency of wavefront reversal systems using ring resonators. *Soviet Journal of Quantum Electronics* 1981; 11(2): 275-276. DOI: 10.1070/QE1981v011n02ABEH005924.
- [15] Ivakhnik VV. Optical radiation filtration with nondegenerate four-photon interaction. *Russian Physics Journal* 1983; 25(8): 765-767. DOI: 10.1007/BF00895259.
- [16] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Four wave interaction on thermal nonlinearity at large reflectance with allowance pumping waves self-diffraction. *Computer Optics* 2011; 35(2): 250-255.

Authors' information

Aleksandr Aleksandrovich Akimov (b. 1988). Candidate in Physics & Maths, senior lecturer of Optics and Spectroscopy department of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: alexakimov50@mail.ru.

Salavat Abdrahimovich Guzairov (b. 1994). A post-graduated student of Physics faculty of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: Zenit210694@mail.ru.

Valery Vladimirovich Ivakhnik (b. 1951). Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Optics and Spectroscopy department, Dean of Physics faculty of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: ivakhnik@samsu.ru.

Received February 28, 2018. The final version – April 2, 2018.
