

## ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ ОТРАЖЕНИЯ С УЧЁТОМ САМОДИФРАКЦИИ ВОЛН НАКАЧКИ

Акимов А.А., Ивахник В.В., Никонов В.И.  
Самарский государственный университет

### Аннотация

Рассмотрено влияние коэффициента отражения на качество обращения волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии на тепловой нелинейности. Показано, что при равных интенсивностях волн накачки с ростом коэффициента отражения ширина пространственного спектра четырёхволнового преобразователя излучения уменьшается. При различных соотношениях между амплитудами волн накачки получены зависимости коэффициента отражения объектной волны, ширины пространственного спектра объектной волны, коэффициента преобразования сигнальной волны от интенсивности волн накачки.

**Ключевые слова:** четырёхволновое взаимодействие, тепловая нелинейность.

### Введение

Несмотря на многолетние исследования многоволновых преобразователей излучения, обращающих волновой фронт (ОВФ) падающей волны в реальном масштабе времени, большой круг вопросов, связанных с анализом качества ОВФ такими преобразователями излучения, остаётся открытым. В частности, до настоящего времени анализ соответствия между комплексными амплитудами падающей (сигнальной) и «обращённой» (объектной) волн проводился, как правило, в приближении малого коэффициента отражения [1, 2]. Однако уже выполнены эксперименты, в которых достигнут коэффициент отражения порядка и больше единицы [3, 4]. Поэтому актуальным является изучение качества ОВФ при больших коэффициентах отражения. В этом случае, наряду с динамической решёткой, образованной при интерференции сигнальной волны с первой волной накачки, необходимо учитывать наличие в нелинейной среде ещё одной динамической решётки, образованной при интерференции объектной волны и второй волны накачки.

### 1. Вывод основных уравнений

Пусть в среде с тепловой нелинейностью, расположенной между плоскостями  $z=0$  и  $z=\ell$ , распространяются 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  $A_4$ . Стационарное волновое уравнение, описывающее такое взаимодействие, есть

$$\left\{ \nabla^2 + \left[ k^2 \left( 1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} \times \left( \sum_{j=1}^4 A_j + \kappa.c. \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $n_0$  – среднее значение показателя преломления,  $k = \omega n_0 / c$  – волновое число,  $\alpha$  – коэффициент по-

глощения,  $\delta T$  – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения.

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} \left| \sum_{j=1}^4 A_j + \kappa.c. \right|^2 = 0, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  – температуропроводность,  $c_p$  – удельная теплоёмкость,  $\nu$  – объёмная плотность вещества.

Изменение температуры представим в виде суммы быстро меняющихся ( $\delta T_{31}$ ,  $\delta T_{42}$ ) и неменяющейся ( $\delta T_0$ ) в зависимости от поперечной координаты ( $\vec{\rho}$ ) составляющих

$$\delta T(\vec{\rho}, z) = \delta T_0(z) + \delta T_{31}(\vec{\rho}, z) + \delta T_{31}^*(\vec{\rho}, z) + \delta T_{42}(\vec{\rho}, z) + \delta T_{42}^*(\vec{\rho}, z). \quad (3)$$

Составляющие изменения температуры  $\delta T_0$ ,  $\delta T_{31}$  и  $\delta T_{42}$  удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \delta T_0}{dz^2} + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} (A_1 A_1^* + A_2 A_2^*) &= 0, \\ \nabla^2 \delta T_{31} + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} A_1 A_3^* &= 0, \\ \nabla^2 \delta T_{42} + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} A_2 A_4^* &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

При условии неизменности температуры на границах нелинейной среды граничные условия на изменения температуры запишутся в виде

$$\begin{aligned} \delta T_0(z=0) = \delta T_0(z=\ell) &= 0, \\ \delta T_{31}(z=0) = \delta T_{31}(z=\ell) &= 0, \\ \delta T_{42}(z=0) = \delta T_{42}(z=\ell) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В приближении заданного поля по волнам накачки ( $|A_{1,2}|^2 \gg |A_{3,4}|^2$ ), из (1) с учётом (3) уравнения, описывающие изменение комплексных амплитуд волн накачки, сигнальной и объектной волн, имеют вид

$$\left\{ \nabla^2 + \left[ k^2 \left( 1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - 2ik\alpha \right] \right\} A_m = 0, \quad m = 1, 2,$$

$$\left\{ \nabla^2 + \left[ k^2 \left( 1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - 2ik\alpha \right] \right\} A_3 +$$

$$+ \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} (\delta T_{42} + \delta T_{31}^*) A_1 = 0, \quad (6)$$

$$\left\{ \nabla^2 + \left[ k^2 \left( 1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \right) - 2ik\alpha \right] \right\} A_4 +$$

$$+ \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} (\delta T_{31} + \delta T_{42}^*) A_2 = 0.$$

Пусть волны накачки плоские и распространяются строго вдоль оси  $Z$ :  $A_1 = A_{10}(z) \exp(-ikz)$ ,  $A_2 = A_{20}(z) \exp(ikz)$ . При выполнении граничных условий  $A_{10}(z=0) = A_{10}^0$ ,  $A_{20}(z=\ell) = A_{20}^0$  в приближении медленно меняющихся амплитуд из (6) изменение амплитуд волн накачки по толщине нелинейной среды есть

$$A_{10}(z) = A_{10}^0 \exp[-iC(z) - \alpha z],$$

$$A_{20}(z) = A_{20}^0 \exp[i[C(z) - C(\ell)] + \alpha(z - \ell)].$$

Здесь  $C(z) = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1$ .

Разложим амплитуды сигнальной и объектной волн по плоским волнам

$$A_p(\vec{\rho}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_p(\vec{k}_p, z) \exp\{-i\vec{k}_p \vec{\rho} - ik_{pz} z\} d\vec{k}_p, \quad (7)$$

$$p = 3, 4.$$

Здесь  $\vec{k}_p$  и  $k_{pz}$  – поперечная и продольная составляющие волнового вектора  $\vec{k}_p$ ,  $|\vec{k}_p| = k$ .

Изменения температуры разложим по гармоническим решёткам

$$\delta T_{31}(\vec{\rho}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\delta T}_{31}(\vec{k}_{T3}, z) \exp\{-i\vec{k}_{3T} \vec{\rho}\} d\vec{k}_{3T}, \quad (8)$$

$$\delta T_{42}(\vec{\rho}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\delta T}_{42}(\vec{k}_{T4}, z) \exp\{-i\vec{k}_{4T} \vec{\rho}\} d\vec{k}_{4T}.$$

С учётом (7), (8) в параксиальном приближении  $\left( k_{pz} = k - \frac{\vec{k}_p^2}{2k} \right)$  уравнения, описывающие изменения пространственных спектров сигнальной и объектной волн, примут вид

$$\frac{d\tilde{A}'_3}{dz} = -ig_1 [\tilde{\delta T}_{42} + \tilde{\delta T}_{31}^*] \times \exp\left\{-i \frac{\kappa^2}{2k} z\right\}, \quad (9)$$

$$\frac{d\tilde{A}'_4}{dz} = ig_2 [\tilde{\delta T}_{31} + \tilde{\delta T}_{42}^*] \times \exp\left\{i \frac{\kappa^2}{2k} z\right\}.$$

Здесь  $g_1 = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} A_{10}^0$ ,  $g_2 = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} A_{20}^0$ ,

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

$$\tilde{A}'_3 = \tilde{A}_3 \exp\{\alpha z + iC(z)\}.$$

Уравнения, описывающие изменение составляющих температуры по толщине нелинейного слоя, переписутся следующим образом

$$\frac{d^2 \tilde{\delta T}'_{31}}{dz^2} - \kappa^2 \tilde{\delta T}'_{31} = -f_1 \tilde{A}'_3 \exp\left\{-i \frac{\kappa^2}{2k} z - 2\alpha z\right\}, \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\delta T}'_{42}}{dz^2} - \kappa^2 \tilde{\delta T}'_{42} = -f_2 \tilde{A}'_4 \exp\left\{i \frac{\kappa^2}{2k} z + 2\alpha z\right\}.$$

Здесь  $f_1 = \frac{\alpha}{v\Lambda c_p} A_{10}^0$ ,  $f_2 = \frac{\alpha}{v\Lambda c_p} A_{20}^0 \exp\{-2\alpha\ell\}$ .

При выводе уравнений (9), (10) считали, что

$$\vec{\kappa} = \vec{\kappa}_3 = \vec{\kappa}_{4T} = -\vec{\kappa}_4 = -\vec{\kappa}_{3T}, \quad \kappa = |\vec{\kappa}|.$$

Уравнения для амплитуд сигнальной и объектной волн должны быть дополнены граничными условиями

$$\tilde{A}'_3(\vec{\kappa}, z=0) = \tilde{A}'_{30}(\vec{\kappa}), \quad \tilde{A}'_4(-\vec{\kappa}, z=\ell) = 0. \quad (11)$$

Дважды проинтегрировав уравнения (9) с учётом (10), получим систему из двух связанных дифференциальных уравнений для пространственных спектров объектной и сигнальной волн

$$\frac{d^3 \tilde{A}'_3}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k} \frac{d^2 \tilde{A}'_3}{dz^2} - \left[ \kappa^2 + \left( \frac{\kappa^2}{2k} \right)^2 \right] \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} -$$

$$-iG_1 \tilde{A}'_3 \exp(-2\alpha z) = iG_4 \tilde{A}'_4 \exp[2\alpha(z - \ell)], \quad (12)$$

$$\frac{d^3 \tilde{A}'_4}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k} \frac{d^2 \tilde{A}'_4}{dz^2} - \left[ \kappa^2 + \left( \frac{\kappa^2}{2k} \right)^2 \right] \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} -$$

$$-iG_2 \tilde{A}'_4 \exp[2\alpha(z - \ell)] = iG_3 \tilde{A}'_3 \exp(-2\alpha z).$$

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

Наряду с граничными условиями (11), система уравнений (12) должна быть дополнена граничными условиями

$$\left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad (13)$$

вытекающими из неизменности температуры на границах нелинейного слоя.

Если в качестве сигнальной волны рассматривается сигнал от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя, то  $\tilde{A}'_{30}(\vec{\kappa}) = 1$ .

При отсутствии последних слагаемых в левых частях системы уравнений (12) эти уравнения описывают четырёхволновое взаимодействие при больших коэффициентах отражения без учёта самодифракции волн накачки. При отсутствии в первом уравнении слагаемого  $iG_1 \tilde{A}'_3 \exp[-2\alpha z]$ , а во втором уравнении – слагаемого  $iG_2 \tilde{A}'_4 \exp[2\alpha(z - \ell)]$  сис-

тема уравнений описывает четырёхволновое взаимодействие при малом коэффициенте отражения с учётом самодифракции первой волны накачки.

**2. Обсуждение результатов**

Система уравнений (12) с учётом граничных условий (11), (13) анализировалась численными методами. На рис. 1, 2 приведены зависимости от параметра  $G'_1 = G_1 \ell^3$  амплитудного коэффициента отражения объектной волны  $R = \frac{|\tilde{A}_4(\bar{k}=0, z=0)|}{|\tilde{A}_3^*(\bar{k}=0, z=0)|}$  и амплитудного коэффициента преобразования сигнальной волны  $K = \frac{|\tilde{A}_3(\bar{k}=0, z=\ell)|}{|\tilde{A}_3^*(\bar{k}=0, z=0)|}$  при различных соотношениях между интенсивностями волн накачки  $(\xi = |A_{10}^0/A_{20}^0|^2)$ .

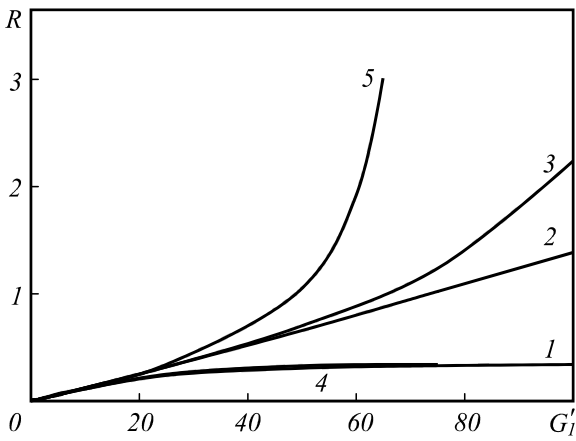


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от интенсивности волн накачки при  $\alpha \ell = 1$ ;  $2k \ell = 10^4$ ;  $\xi = 0,3(1), 0,75(2), 1(3), 3(4), 1(5)$  (без учёта самодифракции)

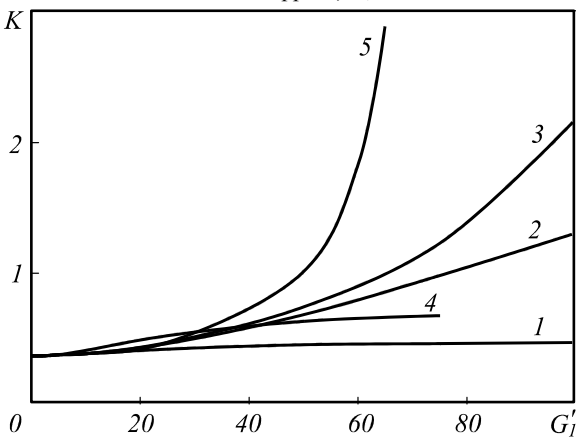


Рис. 2. Зависимость коэффициента преобразования сигнальной волны от интенсивности волн накачки при  $\alpha \ell = 1$ ;  $2k \ell = 10^4$ ;  $\xi = 0,3(1), 0,75(2), 1(3), 3(4), 1(5)$  (без учёта самодифракции)

Для сравнения на этих же графиках приведены зависимости коэффициентов  $R$  и  $K$  при  $\xi = 1$  от

интенсивности волн накачки без учёта их самодифракции (рис. 1, 2, кривые 5). Увеличение интенсивности волн накачки приводит к монотонному увеличению коэффициентов отражения объектной волны и преобразования сигнальной волны. Причём максимальный рост коэффициентов  $R$  и  $K$  с увеличением параметра  $G'_1$  наблюдается при равных интенсивностях волн накачки. С ростом разности между интенсивностями волн накачки скорость изменения коэффициентов  $R$  и  $K$  с увеличением интенсивности волн накачки уменьшается.

Без учёта самодифракции увеличение интенсивности волн накачки приводит к более резкому изменению коэффициентов отражения объектной волны и преобразования сигнальной волны.

На рис. 3 приведены характерные графики изменения модулей пространственных спектров объектной и сигнальной волн по мере их распространения в нелинейной среде.

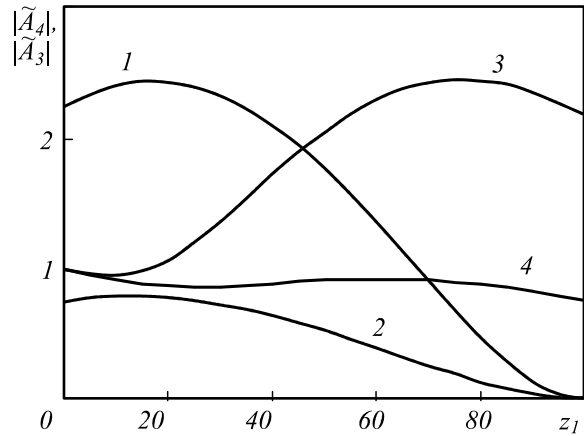


Рис. 3. Изменения модулей пространственных спектров объектной (1, 2) и сигнальной (3, 4) волн при  $\alpha \ell = 1$ ;  $2k \ell = 10^4$ ;  $G'_1 = 100$ ,  $\kappa \sqrt{\ell/2k} = 10^{-3}(1, 3)$ ;  $3,2 \cdot 10^{-2}(2, 4)$

При малом коэффициенте отражения четырёхволнового преобразователя излучения ( $R \ll 1$ ) по мере распространения в нелинейной среде на нулевой пространственной частоте амплитуда пространственного спектра сигнальной волны монотонно уменьшается, а амплитуда спектра объектной волны монотонно увеличивается. С ростом коэффициента отражения скорость изменения амплитуды пространственного спектра сигнальной волны падает, а скорость изменения амплитуды спектра объектной волны растёт.

Если коэффициент отражения больше единицы, то по мере распространения в нелинейной среде амплитуды пространственных спектров сигнальной и объектной волн вначале возрастают, а затем уменьшаются. Причём области нелинейной среды, в пределах которых  $|\tilde{A}_4(\bar{k}=0, z_1)|$  и  $|\tilde{A}_3^*(\bar{k}=0, z_2)|$  принимают наибольшие значения, пространственно разделены (рис. 3).

При фиксированном коэффициенте отражения, большим единицы, с ростом пространственной частоты скорость изменения амплитуды пространственного спектра объектной волны по мере её распространения в нелинейной среде уменьшается, амплитуда пространственного спектра сигнальной волны вначале возрастает, а затем уменьшается.

Анализ пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя показывает, что с ростом пространственной частоты модуль пространственного спектра либо монотонно уменьшается, либо вначале возрастает, а затем уменьшается. Для характеристики пространственной селективности четырёхволнового преобразователя при условии монотонного уменьшения с ростом пространственной частоты пространственного спектра объектной волны введём полуширину полосы пространственных частот  $\Delta k$ , определяемую из выражения

$$|\tilde{A}_4(k = \Delta k, z = 0)| = \frac{1}{2} |\tilde{A}_4(k = 0, z = 0)|.$$

Нормированная полуширина полосы пространственных частот ( $\Delta k_1 = \Delta k \sqrt{\ell/2k}$ ) без учёта самодифракции волн накачки с ростом их интенсивности при  $\xi = 1$  монотонно уменьшается (рис. 4, кривая 5).

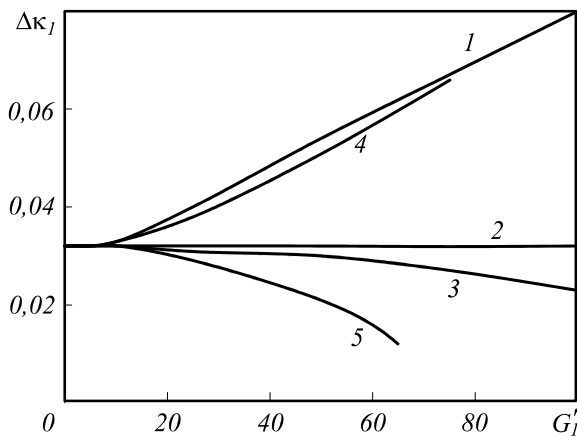


Рис. 4. Зависимость полуширины полосы пространственных частот от интенсивности волн накачки при  $\alpha \ell = 1$ ;  $2k\ell = 10^4$ ;  $\xi = 0,3(1), 0,75(2), 1(3), 3(4), 1(5)$ , без учёта самодифракции)

При малом коэффициенте отражения и с учётом самодифракции только первой волны накачки ( $\xi \gg 1$ ) рост интенсивности волн накачки увеличивает полосу ширины пространственных частот. Таким образом, процессы самодифракции волн накачки и перекачки энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот взаимно исключают влияние на полуширину полосы пространственных частот. При  $A_{10}^0 = A_{20}^0$  большее влияние интенсивности волн накачки на изменение полуширины полосы пространственных частот связано с процессами перекачки энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот, поэтому рост интенсивности волн накачки приводит к уменьшению полосы пространственных

частот (рис. 4, кривая 3). По мере увеличения отклонения интенсивности первой волны накачки от интенсивности второй волны влияние процессов самодифракции на изменение полуширины полосы пространственных частот возрастает, что приводит к росту величины  $\Delta k_1$  с увеличением интенсивности волн накачки (рис. 4, кривые 2, 3, 4).

Изменение фазы объектной волны ( $\phi$ ) на полуширине полосы пространственных частот

$$(\Delta\phi = \phi(k = 0, z = 0) - \phi(k = \Delta k, z = 0))$$

с ростом интенсивности волн накачки минимально при равных интенсивностях волн накачки (рис. 5, кривая 3). По мере увеличения отклонения интенсивности первой волны накачки от интенсивности второй волны изменение фазы объектной волны на полуширине полосы пространственных частот с ростом интенсивности волн накачки монотонно растёт (рис. 5, кривые 1, 2, 4).

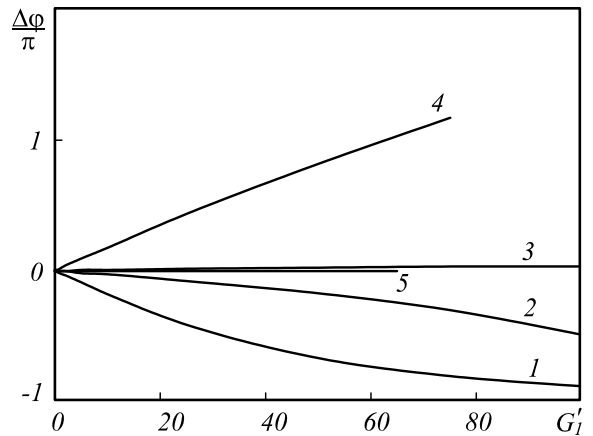


Рис. 5. Изменение фазы на полуширине полосы пространственных частот при  $\alpha \ell = 1$ ;  $2k\ell = 10^4$ ;  $\xi = 0,3(1), 0,75(2), 1(3), 3(4), 1(5)$ , без учёта самодифракции)

В качестве примера рассмотрим ОВФ излучения с длиной волны 10,6 мкм в нелинейной среде  $CS\ell_4$ , для которой  $\alpha = 18 \text{ см}^{-1}$ ,  $\frac{dn}{dT} = 5,4 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$ ,  $n_0 = 1,46$ ,  $\Lambda_{c,p} \nu = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град})$  [5]. Будем считать, что интенсивности волн накачки одинаковы. При толщине нелинейного слоя  $\ell = 1/\alpha$  полуширина полосы пространственных частот при малом коэффициенте отражения  $\Delta k \approx 57 \text{ см}^{-1}$ . При коэффициенте отражения  $R = 2$  (параметр  $G_1' = 95,5$ ), что соответствует интенсивности волн накачки  $9,3 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , полуширина полосы пространственных частот уменьшается до значения равного  $\Delta k \approx 42 \text{ см}^{-1}$ .

### Заключение

1. Учёт самодифракции волн накачки, перекачки энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот оказывает существенное влияние на коэффициент отражения, пространственную селективность

четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности. При равных интенсивностях волн накачки значительное уменьшение ширины полосы пространственных частот четырёхволнового преобразователя излучения с ростом интенсивности волн накачки наблюдается при коэффициенте отражения, большим единицы.

2. По мере увеличения разности между интенсивностями волн накачки эффект их самодифракции начинает оказывать на величину полуширины полосы пространственных частот большее влияние, чем перекачка энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот. Это приводит к росту полосы пространственных частот четырёхволнового преобразователя излучения с увеличением интенсивности волн накачки.

#### Благодарности

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры России» на 2009-2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063).

#### Литература

1. **Ивахник, В.В.** Функция размытия точки четырёхволнового «ОВФ-зеркала» на тепловой нелинейности / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. – 1997. – Т. 82, В. 1. – С. 55-59.
2. **Ивахник, В.В.** Четырёхволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде с параболическим профилем / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Известия ВУЗов. Приборостроение. – 2006. – Т. 49, № 8. – С. 54-60.
3. **Андреев, Н.Ф.** Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов с большим коэффициентом отражения

/ Н.Ф. Андреев, В.И. Беспалов, А.М. Киселев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 32, № 11. – С. 639-642.

4. **Бетин, А.А.** Генерация излучения при четырёхволновом взаимодействии в схеме с обратной связью в диапазоне  $\lambda = 10$  мкм / А.А. Бетин, О.В. Митропольский // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14, № 5. – С. 636-640.
5. **Басов, Н.Г.** Среды для обращения волнового фронта излучения CO<sub>2</sub>-лазеров / Н.Г. Басов, В.И. Ковалёв, Ф.С. Файзулов // Известия академии наук СССР. Серия физическая. – 1987. – Т. 51, № 2. – С. 280-287.

#### References

1. **Ivakhnik, V.V.** The point spread function of a four-wave phase-conjugation mirror on the basis of thermal nonlinearity / V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov // Optics and Spectroscopy. – 1997. – V. 82, N 1. – P. 47-51. – (In Russian).
2. **Ivakhnik, V.V.** The four-wave image convertor on thermal nonlinearity in optical waveguide / V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov, T.G. Harskaya // Izvestiya of High schools. Instrument making. – 2006. – V. 49, N 8. – P. 54-60. – (In Russian).
3. **Andreev, N.F.** Wave-front inversion of weak optical signals with a large reflection coefficient / N.F. Andreev, V.I. Bepalov, A.M. Kiselev, A.Z. Matveev, G.A. Pismanik, A.A. Shilov // JETP Letters. – 1980. – V. 32, N 11. – P. 639-642. – (In Russian).
4. **Betin, A.A.** Generation of radiation by four-wave interaction in a feedback system in the  $\lambda = 10$   $\mu\text{m}$  range / A.A. Betin, O.V. Mitropol'skii // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1987. – V. 17, N 5. – P. 636-640. – ISSN 0049-1748. – (In Russian).
5. **Basov, N.G.** Mediums for wave-front inversion of CO<sub>2</sub> – laser radiation / N.G. Basov, V.I. Kovalev, F S Faizullof // Bulletin of the USSR Academy of Sciences. Physics. – 1987. – V. 51, N 2. – P. 280-287. – ISSN 1062-8738. – (In Russian).

## FOUR WAVE INTERACTION ON THERMAL NONLINEARITY AT LARGE REFLECTANCE WITH ALLOWANCE PUMPING WAVES SELF-DIFFRACTION

A.A. Akimov, V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov  
Samara State University

#### Abstract

The influence of reflectance on a quality of wave-front reversal has been considered at four wave interaction on thermal nonlinearity. It was shown, that at equal pumping waves intensities with growth of a reflectance the spatial spectrum width of the four wave converter of radiation decreases. The dependences of object wave reflectance, spatial spectrum width of object wave, transformation coefficient of signal wave from pumping waves intensity have been obtained at various ratios between pumping waves amplitudes.

**Key words:** four-wave interaction, thermal nonlinearity.

#### Сведения об авторах



**Ивахник Валерий Владимирович**, 1951 года рождения. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: [ivakhnik@ssu.samara.ru](mailto:ivakhnik@ssu.samara.ru).

**Valery Vladimirovich Ivakhnik** (b.1951). Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Chair of Optics and Spectroscopy, Dean of Faculty of Physics of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.



**Акимов Александр Александрович**, 1988 года рождения. Инженер кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: [alexakimov50@mail.ru](mailto:alexakimov50@mail.ru).

**Aleksandr Aleksandrovich Akimov** (b. 1988). Engineer of Chair of Optics and Spectroscopy of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.



**Никонов Владимир Иванович**, 1959 года рождения. Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: [nikonov@ssu.samara.ru](mailto:nikonov@ssu.samara.ru).

**Vladimir Ivanovich Nikonov** (b.1959). Candidate in Physics & Maths, associate professor of Chair of Optics and Spectroscopy. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.

---

*Поступила в редакцию 28 марта 2011 г.*