

ШЕСТИВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С УДВОЕННЫМ ОБРАЩЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СРЕДЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

В.В. Ивахник¹, В.И. Никонов¹

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Аннотация

Исследована пространственная селективность шестиволнового преобразователя излучения $\omega_1 + \omega_1 + \omega_2 - \omega_1 - \omega_1 = \omega_2$ на тепловой нелинейности с учетом нелинейного коэффициента поглощения. Проанализированы зависимости полуширин полос пространственных частот как объектных волн, связанных непосредственно с тепловой нелинейностью, так и объектных волн, связанных с наличием тепловой нелинейности, и с нелинейным характером изменения коэффициента поглощения от расходимости сигнальной волны, толщины нелинейной среды, интенсивности волны накачки. Показано, что при большой расходимости сигнальной волны полуширины полос пространственных частот объектных волн с удвоенным обращением волновым фронтом отличаются в несколько раз.

Ключевые слова: шестиволновой преобразователь излучения, удвоенное обращение волнового фронта, тепловая нелинейность.

Цитирование: Ивахник, В.В. Шестиволновое взаимодействие с удвоенным обращением волнового фронта на тепловой нелинейности в среде с нелинейным коэффициентом поглощения / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 315-321. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-315-321.

Введение

Интерес к многоволновым процессам (шести-, восьмиволновым и т.д.) обусловлен рядом причин. Во-первых, при распространении нескольких волн в нелинейной среде происходит запись динамических решеток, причем по мере увеличения интенсивности волн наблюдается искажение этих решеток. При дифракции считывающей волны на таких решетках возникают волны, дифрагировавшие в высшие порядки дифракции [1–5]. С использованием терминологии нелинейной оптики запись динамических решеток и дифракция считывающей волны в первый, второй и последующие порядки дифракции и есть соответственно четырех-, шестиволновое и т.д. взаимодействия. При сильных искажениях записываемых динамических решеток интенсивность шестиволновых процессов может превышать интенсивность четырехволновых процессов. Во-вторых, при больших коэффициентах преобразования наличие волн, дифрагировавших в высшие порядки дифракции, безусловно, оказывает влияние на характеристики волны, дифрагировавшей в первый порядок дифракции. Это необходимо учитывать при использовании четырехволновых преобразователей в системах коррекции фазовых искажений, в системах обработки изображений, временных сигналов. В-третьих, переход к шести-, восьмиволновым взаимодействиям существенно расширяет возможности управления параметрами световых волн, в частности, при шестиволновом взаимодействии можно получить волну с удвоенным обращенным волновым фронтом [6–8].

При многоволновом взаимодействии в поглощающих средах, моделируемых системой энергетических уровней, существенное влияние на характер взаимодействия может оказывать тепловая нелинейность, меняя как амплитудные [9–10], так и про-

странственные характеристики многоволновых преобразователей.

В настоящей работе исследуются амплитудные и пространственные характеристики шестиволнового преобразователя излучения, осуществляющего удвоенное обращение волнового фронта сигнальной волны, в среде с тепловой нелинейностью и нелинейным коэффициентом поглощения.

1. Вывод уравнений, описывающих связь пространственных спектров взаимодействующих волн

Пусть в плоском слое нелинейной среды толщиной ℓ распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 , A_2 и частотами ω_1 , ω_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 , частотой ω_1 . В результате четырех- ($\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_1$) и шестиволнового ($\omega_1 + \omega_1 + \omega_2 - \omega_1 - \omega_1 = \omega_2$) взаимодействий генерируются объектные волны с обращенным волновым фронтом и с удвоенным обращенным волновым фронтом с комплексными амплитудами A_4 и A_6 (рис. 1).

Уравнения Гельмгольца, описывающие распространение волн в нелинейной среде, имеют вид [11]

$$\left\{ \nabla^2 + k_1^2 \left(1 + \frac{2\delta n}{n_{10}} \right) - 2ik_1 \alpha_1 \right\} (A_1 + A_3 + \text{к.с.}) = 0, \quad (1)$$

$$\left\{ \nabla^2 + k_2^2 \left(1 + \frac{2\delta n}{n_{20}} \right) - 2ik_2 \alpha_2 \right\} (A_2 + A_4 + A_6 + \text{к.с.}) = 0. \quad (2)$$

Здесь $\delta n = (dn/dT)\delta T + 0,5(d^2n/dT^2)\delta T^2$ – изменение показателя преломления, обусловленное изменением температуры (δT) при поглощении излучения веществом, $k_{1,2} = \omega_{1,2}n_{1,20}/c$, $\alpha_{1,2}$ и $n_{1,20}$ – коэффициент поглощения и показатель преломления на частоте $\omega_{1,2}$, dn/dT и d^2n/dT^2 – термооптические коэффициенты.

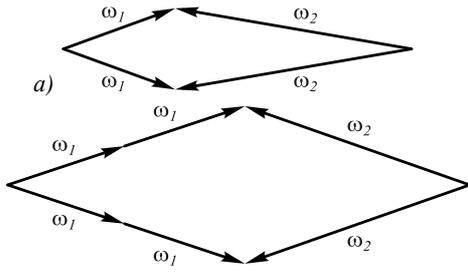


Рис. 1. Схемы четырехволнового (а) и шестиволнового (б) взаимодействия

Если нелинейная среда моделируется двухуровневой или трехуровневой системой энергетических уровней с учетом возбужденных синглетного и триплетного уровней, то зависимость коэффициента поглощения на частоте $\omega_{1,2}$ от интенсивности излучения есть [12]

$$\alpha_{1,2} = \alpha_{10,20} / (1 + b_1 I_1 + b_2 I_2),$$

где $I_{1,2}$ – интенсивность излучения на частоте $\omega_{1,2}$; $\alpha_{1,20}$ и $b_{1,2}$ – начальный коэффициент поглощения и параметр, представляющий собой комбинацию сечений поглощения и скоростей релаксации между энергетическими состояниями на частоте $\omega_{1,2}$.

С учетом интерференции сигнальной волны с первой волной накачки выражение для интенсивности излучения на частоте ω_1 есть

$$I_1 = I_1' + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \tag{3}$$

где $I_1' = A_1 A_1^*$. Тогда в приближении заданного поля по волнам накачки при малом коэффициенте отражения как в волну с обращенным волновым фронтом ($|A_4| \ll |A_3|$), так и в волну с удвоенным обращенным фронтом ($|A_6| \ll |A_3|$) выражение для коэффициентов поглощения можно переписать следующим образом

$$\alpha_{1,2} = (\alpha_{10,20} / (1 + J_0)) \left\{ 1 - b_1 (A_1 A_3^* + A_1^* A_3) / (1 + J_0) + b_1^2 (A_1 A_3^* + A_1^* A_3)^2 / (1 + J_0)^2 \right\}. \tag{4}$$

Здесь $J_0 = b_1 I_1' + b_2 I_2$, $I_2 = A_2 A_2^*$.

Уравнения (1)–(2) дополняются уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + (\alpha_1 (I_1' + A_1 A_3^* + A_1^* A_3) + \alpha_2 I_2) / \Lambda c_p \nu = 0. \tag{5}$$

Здесь Λ – коэффициент теплопроводности, c_p – удельная теплоемкость, ν – объемная плотность вещества.

Анализ уравнения Пуассона с учетом выражения для коэффициента поглощения (4) показывает, что изменение температуры можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , $\delta T_{31}'$) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{31}' + \delta T_{31}^* + \delta T_{31}'^*. \tag{6}$$

Изменения температуры δT_{31} и $\delta T_{31}'$ связаны с наличием в уравнении (5) слагаемых, пропорциональных $A_1 A_3^*$ и $(A_1 A_3^*)^2$.

Таким образом, генерация волны с обращенным волновым фронтом обусловлена как изменением показателя преломления $\delta n' = (dn/dT) \delta T_{31}$, так и изменением коэффициента поглощения

$$\delta \alpha_2' = \alpha_{20} b_1 (A_1 A_3^*) / (1 + J_0)^2.$$

Генерация волны с удвоенным обращенным волновым фронтом обусловлена изменением показателя преломления $\delta n'' = (dn/dT) \delta T_{31}' + 0,5(d^2 n/dT^2) \delta T_{31}^2$ и изменением коэффициента поглощения

$$\delta \alpha_2'' = \alpha_{20} b_1^2 (A_1 A_3^*)^2 / 2(1 + J_0)^3.$$

В дальнейшем будем считать, что поглощением излучения на частоте ω_2 можно пренебречь ($\alpha_{20} = 0, b_2 = 0$). Именно такая ситуация реализуется, как правило, в нелинейной среде моделируемой двухуровневой системой энергетических уровней [9].

С учетом вышесказанного уравнения Гельмгольца, описывающие распространение волн накачки, сигнальной и объектных волн, примут вид

$$\left\{ \nabla^2 + k_1^2 + (2k_1^2/n_{10})((dn/dT) \delta T_0 + 0,5(d^2 n/dT^2) \delta T_0^2) - 2ik_1(\alpha_{10}/(1 + b_1 I_1')) \right\} A_{1,3} = 0, \tag{7}$$

$$\left\{ \nabla^2 + k_2^2 + \frac{2k_2^2}{n_{20}} \left(\frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 n}{dT^2} \delta T_0^2 \right) \right\} A_2 = 0, \tag{8}$$

$$\left\{ \nabla^2 + k_2^2 + (2k_2^2/n_{20})((dn/dT) \delta T_0 + 0,5(d^2 n/dT^2) \times \delta T_0^2) \right\} \times A_4 + (2k_2^2/n_{20})(dn/dT) \delta T_{31} A_2 = 0, \tag{9}$$

$$\left\{ \nabla^2 + k_2^2 + \frac{2k_2^2}{n_{20}} \left(\frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2 n}{dT^2} \delta T_0^2 \right) \right\} A_6 + \frac{2k_2^2}{n_{20}} \left(\frac{dn}{dT} \delta T_{31}' + \frac{1}{2} \frac{d^2 n}{dT^2} \delta T_{31}^2 \right) A_2 = 0. \tag{10}$$

Уравнение Пуассона распадается на три уравнения

$$\nabla^2 \delta T_0 + \alpha_{10} I_1' / \Lambda c_p \nu (1 + b_1 I_1') = 0, \tag{11}$$

$$\nabla^2 \delta T_{31} + \alpha_{10} A_1 A_3^* / \Lambda c_p \nu (1 + b_1 I_1')^2 = 0, \tag{12}$$

$$\nabla^2 \delta T_{31}' - \alpha_{10} b_1 (A_1 A_3^*)^2 / \Lambda c_p \nu (1 + b_1 I_1')^3 = 0. \tag{13}$$

Из уравнений (9)–(10), (12)–(13) следует, что с учетом рассматриваемых приближений на распространение волны с удвоенным обращенным волновым фронтом не влияет наличие волны с обращенным волновым фронтом. Подробный анализ пространственно-временных, пространственных характеристик волны с обращенным волновым фронтом при четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности в среде с нелинейным коэффициентом поглощения проведен в работах [13, 14], поэтому в дальнейшем при изучении волны с комплексной амплитудой A_6 наличие в среде волны с комплексной амплитудой A_4 учитывать не будем.

Пусть волны накачки плоские:

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

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

$$A_{3,6}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{3,6}(\vec{k}_{3,6}, z) \exp(-i\vec{k}_{3,6}\vec{\rho} - ik_{3,6z}z) d\vec{k}_{3,6}.$$

Здесь $\tilde{A}_{3,6}$ – пространственные спектры сигнальной и объектной волн, $\vec{k}_{1,2}$ – волновые вектора волн накачки, $\vec{k}_{3,6}$ и $k_{3,6z}$ – поперечная и продольная составляющие волновых векторов $\vec{k}_{3,6}$, $\vec{r} = \{\vec{\rho}, z\}$ – радиус-вектор.

Быстро осциллирующие составляющие температуры разложим по гармоническим решеткам

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

$$\delta T'_{31}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}'_{31}(\vec{k}_{T31}, z) \exp(-i\vec{k}_{T31}\vec{\rho}) d\vec{k}_{T31},$$

где $\delta \tilde{T}_{31}$ и $\delta \tilde{T}'_{31}$, \vec{k}_T и \vec{k}_{T31} – пространственные спектры и волновые вектора изменения температур (температурных решеток).

С учетом приближения медленно меняющихся амплитуд уравнения для амплитуд волн накачки, пространственных спектров сигнальной и объектной волн есть

$$d\tilde{A}_{1,3}/dz + i(k_1/n_{10})(dn/dT)\delta T_0 + 0,5(d^2n/dT^2)\delta T_0^2\tilde{A}_{1,3} + (\alpha_{10}/(1+b_1I'))\tilde{A}_{1,3} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{d\tilde{A}_2}{dz} - i\frac{k_2}{n_{20}}\left(\frac{dn}{dT}\delta T_0 + \frac{1}{2}\frac{d^2n}{dT^2}\delta T_0^2\right)\tilde{A}_2 = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_6}{dz} - i\frac{k_2}{n_{20}}\left(\frac{dn}{dT}\delta T_0 + \frac{1}{2}\frac{d^2n}{dT^2}\delta T_0^2\right)\tilde{A}_6 = \\ = -i\frac{k_2}{n_{20}}\frac{dn}{dT}\delta \tilde{T}'_{31}\tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z] - \\ - i\frac{k_2}{2n_{20}}\frac{d^2n}{dT^2}\tilde{A}_2 \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_6 - \vec{k}_T, z) \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z] d\vec{k}_T. \end{aligned} \quad (16)$$

Уравнение для пространственного спектра волны с удвоенным сопряженным фронтом получено при условии $\vec{k}_6 = \vec{k}_{T31} + \vec{k}_2 = \vec{k}_T + \vec{k}'_2 + \vec{k}_2 = 2\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}'_3$.

При выполнении граничных условий $\tilde{A}_1(z=0) = \tilde{A}_{10}$, $\tilde{A}_2(z=\ell) = \tilde{A}_{20}$, $\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z=0) = \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3)$ решения уравнений (14)–(15) есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{1,3} = \tilde{A}_{1,30} \exp[-C_1(z)], \\ \tilde{A}_2 = \tilde{A}_{20} \exp[-C_2(\ell) + C_2(z)]. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $C_1(z) = \frac{ik_1}{n_{10}} \int_0^z \left(\frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dT^2} \delta T_0^2 \right) dz_1 + C_{10}(z)$,

$$C_2(z) = \frac{ik_2}{n_{20}} \int_0^z \left(\frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dT^2} \delta T_0^2 \right) dz_1,$$

$$C_{10}(z) = \alpha_{10} \int_0^z (dz_1 / [1 + b_1 I'_1(z_1)]).$$

С учетом граничного условия $\tilde{A}_6(\vec{k}_6, z=\ell) = 0$ из (16) пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя имеет вид

$$\tilde{A}_6(\vec{k}_6, z=0) = \tilde{A}_{6T}(\vec{k}_6, z=0) + \tilde{A}_{6RT}(\vec{k}_6, z=0).$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{6T}(\vec{k}_6, z=0) = i(k_2/2n_{20})(d^2n/dT^2)\tilde{A}_{20} \times \\ \times \int_0^\ell \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_6 - \vec{k}_T, z) \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z] d\vec{k}_T dz, \\ \tilde{A}_{6RT}(\vec{k}_6, z=0) = i(k_2/n_{20})(dn/dT)\tilde{A}_{20} \times \\ \times \int_0^\ell \delta \tilde{T}'_{31}(\vec{k}_6 - \vec{k}_2, z) \exp[-i(k_{2z} - k_{6z})z] dz. \end{aligned} \quad (18)$$

Пространственный спектр волны с удвоенным обращенным волновым фронтом определяется двумя слагаемыми, одно из которых связано непосредственно с тепловой нелинейностью (\tilde{A}_{6T}), а второе слагаемое обусловлено как наличием тепловой нелинейности, так и нелинейным характером изменения коэффициента поглощения (\tilde{A}_{6RT}).

Уравнения (18)–(19) дополняются уравнениями для определения пространственных спектров изменения температур $\delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z)$ и $\delta \tilde{T}'_{31}(\vec{k}_{T31}, z)$, полученных из (12), (13) с учетом (17), вида

$$\begin{aligned} (d^2\delta \tilde{T}_{31}/dz^2 - \kappa_T^2\delta \tilde{T}_{31} + \\ + \frac{\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{30}^*\alpha_{10} \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z - 2C_{10}(z)]}{\Lambda c_p \nu (1+b_1I'_1)^2}) = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\delta \tilde{T}'_{31}}{dz^2} - \kappa_{T31}^2\delta \tilde{T}'_{31} - \frac{b_1\alpha_{10}\tilde{A}_{10}^2}{\Lambda c_p \nu (1+b_1I'_1)^3} \exp[-4C_{10}(z)] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{30}^*(\vec{k}_3) \tilde{A}_{30}(\vec{k}'_3 = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_{T31}) \times \\ \times \exp[-i(2k_{1z} - k_{3z} - k'_{3z})z] d\vec{k}_3 = 0, \end{aligned} \quad (21)$$

а также уравнением, описывающим изменение интенсивности первой волны накачки,

$$dI'_1/dz + (2\alpha_{10}/(1+b_1I'_1))I'_1 = 0. \quad (22)$$

Уравнения (20), (21) получены при условии $\vec{k}_T = \vec{k}_1 - \vec{k}_3$, $\vec{k}_{T31} = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}'_3$.

Совместное решение численными методами уравнений (18)–(22) позволяет проанализировать характеристики шестиволнового преобразователя излучения.

2. Обсуждение результатов

При анализе пространственного спектра волны с удвоенным обращенным волновым фронтом будем считать, что пространственный спектр сигнальной

волны на передней грани нелинейного слоя меняется по Гауссову закону

$$\tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3) = \exp(-\kappa_3^2/\kappa_0^2),$$

где κ_0 – параметр, характеризующий расходимость сигнальной волны. В предельном случае ($\kappa_0 \rightarrow 0, 1k$) пространственный спектр сигнальной волны соответствует пространственному спектру точечного сигнала.

Для упрощения последующего анализа уравнений (18) – (22) перейдем от трехмерной зависимости пространственных спектров и температурных решеток объектных волн к двумерной.

С учетом выражения для пространственного спектра сигнальной волны уравнение (21), описывающее изменение пространственного спектра температурной решетки, связанное с квадратом интерференционного слагаемого, примет вид

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 \delta \tilde{T}'_{31}}{dz^2} - \kappa_{T31}^2 \delta \tilde{T}'_{31} - \frac{b_1 \alpha_{10} \tilde{A}_{10}^2 \kappa_0}{\Delta c_p \nu (1 + b_1 I_1)^3} \times \\ & \times \sqrt{\frac{\pi k_1}{2k_1 + iz\kappa_0^2}} \exp\left[-4C_{10}(z) + i\frac{\kappa_1^2}{k_1} z\right] \times \\ & \times \exp\left\{-\frac{(2\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_{T31})^2}{4k_1 \kappa_0^2} (2k_1 + iz\kappa_0^2)\right\} = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Численный анализ уравнений (18)–(19) с учетом (21)–(23) показывает, что амплитуды пространственных спектров объектных волн \tilde{A}_{6T} и \tilde{A}_{6RT} с увеличением пространственной частоты монотонно уменьшаются (рис. 2).

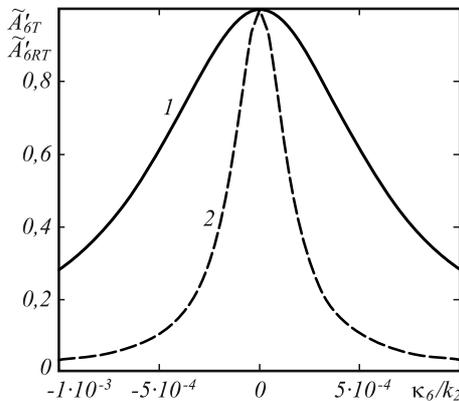


Рис. 2. Нормированные на максимальные значения амплитуды пространственных спектров объектных волн \tilde{A}_{6T} (1) и \tilde{A}_{6RT} (2) при $k_1 \ell = 10^4$, $\alpha_{10} \ell = 1$, $k_2/k_1 = 2$, $\kappa_0 = 0,01k_1$, $b_1 I_1(z=0) = 0,05$

В качестве характеристик пространственной селективности шестиволнового преобразователя излучения введем полуширины полос пространственных частот $\Delta\kappa_{6T}$ и $\Delta\kappa_{6RT}$ объектных волн с удвоенным обращенным волновым фронтом, определяемые из уравнений

$$\begin{aligned} & \left| \tilde{A}_{6T}(\kappa_6 = \Delta\kappa_{6T}, z=0) \right| = 0,5 \left| \tilde{A}_{6T}(\bar{\kappa}_6 = 0, z=0) \right|, \\ & \left| \tilde{A}_{6RT}(\kappa_6 = \Delta\kappa_{6RT}, z=0) \right| = 0,5 \left| \tilde{A}_{6RT}(\bar{\kappa}_6 = 0, z=0) \right|. \end{aligned}$$

Увеличение расходимости сигнальной волны приводит к росту полуширин полос пространственных частот с последующим выходом на установившиеся значения $\Delta\kappa_{6T}^0$ и $\Delta\kappa_{6RT}^0$ (рис.3). Причем $\Delta\kappa_{6T}^0 > \Delta\kappa_{6RT}^0$.

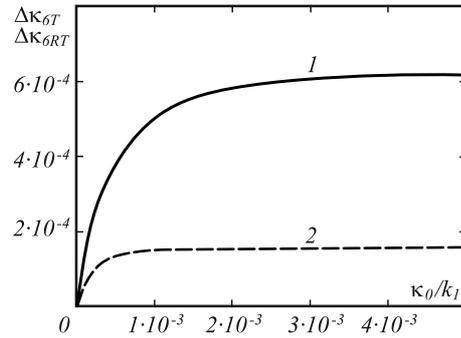


Рис. 3. Зависимость от расходимости сигнальной волны полуширин пространственных спектров объектных волн \tilde{A}_{6T} (1) и \tilde{A}_{6RT} (2) при $k_1 \ell = 10^4$, $\alpha_{10} \ell = 1$, $k_2/k_1 = 2$

Как следует из уравнений (20), (23), при большой расходимости сигнальной волны $\kappa_0/k_1 \geq 10^{-2}$ пространственные спектры температурных решеток перестают зависеть от расходимости сигнальной волны, полностью определяются явлением теплопроводности. Соответственно, от расходимости сигнальной волны перестают зависеть пространственные спектры объектных волн. Нормированные на максимальные значения зависимости пространственных спектров температурных решеток $\delta \tilde{T}'_{31}$ от κ_{T31} и $\delta \tilde{T}'_{31}$ от κ_T совпадают. Однако пространственные частоты κ_{T31} и κ_T отличаются при $\kappa_1 = 0$ в два раза, поэтому пространственный спектр температурной решетки $\delta \tilde{T}'_{31}$ уже пространственного спектра температурной решетки \tilde{A}_{6RT} . Если пространственный спектр объектной волны \tilde{A}_{6RT} линейно связан с пространственным спектром температурной решетки $\delta \tilde{T}'_{31}$, то пространственный спектр волны \tilde{A}_{6T} определяется корреляцией пространственных спектров температурной решетки $\delta \tilde{T}'_{31}$, это и объясняет соотношение между установившимися значениями полуширин полос пространственных спектров этих волн.

При большой расходимости сигнальной волны изменение фаз на полуширинах полос пространственных частот объектных волн $\Delta\kappa_{6T}$ и $\Delta\kappa_{6RT}$ меньше $\pi/100$.

С ростом интенсивности волны накачки нормированные максимальные значения амплитуд пространственных спектров объектных волн

$$\begin{aligned} & \left(\tilde{A}_{6T}^{(n)} = \left| \tilde{A}_{6T}(\kappa_6 = 0, z=0) \right| / g_1 \right), \\ & \left(\tilde{A}_{6RT}^{(n)} = \left| \tilde{A}_{6RT}(\kappa_6 = 0, z=0) \right| / g_2 \right), \end{aligned}$$

где

$$g_1 = (k_2 k_1 \alpha_{10}^2 \ell^5 / 2n_{20} b_1 (\Delta c_p \nu)^2) (d^2 n / dT^2) \tilde{A}_{20},$$

$$g_2 = (\sqrt{\pi} k_2 \alpha_{10} \kappa_0 \ell^3 / n_{20} \Delta c_p \nu) (dn/dT) \tilde{A}_{20}$$

вначале возрастают, достигают в окрестности параметра $b_1 I'$ ($z=0$), равного единице, наибольшего значения, а затем монотонно уменьшаются (рис. 4). Оптимальное значение интенсивности волны накачки, при которой амплитуда пространственного спектра объектной волны \tilde{A}_{6RT} принимает наибольшее значение, меньше чем оптимальное значение интенсивности волны накачки для объектной волны \tilde{A}_{6RT} . При этом изменение интенсивности волны накачки в пределах $0,1 \leq b_1 I'(z=0) \leq 10$ с точностью $\pm 0,1\%$ не меняет значения полуширины полос пространственных частот объектных волн.

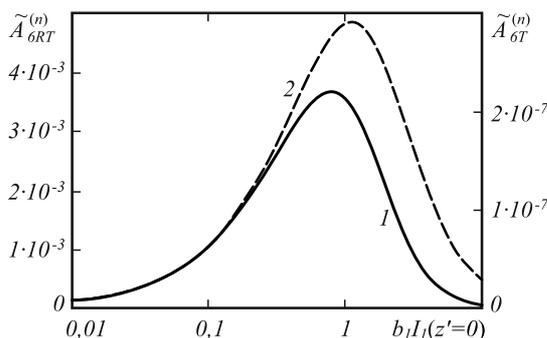


Рис. 4. Зависимость нормированных амплитуд пространственных спектров объектных волн \tilde{A}_{6T} (1) и \tilde{A}_{6RT} (2) от интенсивности волны накачки при $k_1 \ell = 10^4$, $\alpha_{10} \ell = 1$, $k_2/k_1 = 2$, $\kappa_0 = 0,01 k_1$

С увеличением интенсивности волны накачки возрастает относительный вклад в волну с удвоенным обращением волновым фронтом объектной волны, наличие которой связано как с тепловой нелинейностью, так и нелинейным характером изменения коэффициента поглощения. Так, при $k_1 \ell = 10^4$, $\alpha_{10} \ell = 1$, $k_2/k_1 = 2$, $\kappa_0 = 0,01 k_1$ рост интенсивности волны накачки от $b_1 I'(z=0) = 1$ до $b_1 I'(z=0) = 10$ приводит к увеличению почти на порядок отношения амплитуд объектных волн \tilde{A}_{6RT} и \tilde{A}_{6T} .

Изменения полуширин полос пространственных частот в зависимости от толщины нелинейной среды хорошо описываются выражениями вида

$$\Delta \kappa_{6T,6RT} = a_{T,RT} / \ell + b_{T,RT} k_2,$$

где $a_{T,RT}$ и $b_{T,RT}$ – коэффициенты пропорциональности, значения которых слабо зависят от коэффициента поглощения и в основном определяются отношением волновых чисел взаимодействующих волн. При $k_1 = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{10}/k_1 = 10^{-5}$, $k_2/k_1 = 2$ в области изменения толщины нелинейной среды от 2 мм до 5 см $a_T = 12,56$, $a_{RT} = 3,22$, $b_T = 1,22 \cdot 10^{-6}$, $b_{RT} = 0$.

В качестве примера рассмотрим шестиволновое взаимодействие с удвоенным обращением волнового фронта в водно-спиртовом растворе эозина при записи температурных решеток излучением на длине вол-

ны 1,06 мкм в слое толщиной $\ell = 1,25 \text{ мм}$ ($dn/dT = 4 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$, $d^2n/dT^2 = 10^{-7} \text{ град}^{-2}$, $n_{10} = 1,36$, $b_1 = 10^{-24} \text{ (с} \cdot \text{м}^2)/\text{фотон}$, $\Delta c_p = 3 \cdot 10^{-1} \text{ Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{град})$ [9], [15]). При концентрации молекул эозина $N = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\sigma_{21} = 10^{17} \text{ см}^2$ коэффициент поглощения $\alpha_{10} = N \sigma_{12} = 8 \text{ см}^{-1}$. При малой интенсивности волны накачки ($b_1 I'(z=0) \leq 0,1$) и расходимости сигнальной волны $\kappa_0/k_1 = 10^{-2}$ отношение максимальных значений амплитуд пространственных спектров объектных волн \tilde{A}_{6RT} и \tilde{A}_{6T} равно $3 \cdot 10^3$. Таким образом, волну с удвоенным обращением волновым фронтом при шестиволновом взаимодействии на тепловой нелинейности в водно-спиртовом растворе эозина определяет объектная волна A_{6RT} . Наибольшее значение амплитуда пространственного спектра этой волны принимает при интенсивности волны накачки, равной $19 \text{ Вт}/\text{м}^2$. При этом полуширина полосы пространственных частот $\Delta \kappa_{RT} = 2,4 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$.

Заключение

Рассмотрен вклад в волну с удвоенным обращением волновым фронтом как объектной волны, связанной непосредственно с тепловой нелинейностью, так и объектной волны, наличие которой обусловлено как тепловой нелинейностью, так и нелинейным характером изменения коэффициента поглощения. Найдена зависимость амплитуд пространственных спектров объектных волн от интенсивности волны накачки. С увеличением интенсивности волны накачки возрастает вклад в волну с удвоенным обращением волновым фронтом объектной волны, связанной непосредственно с нелинейным характером коэффициента поглощения. Показано, что при большой расходимости сигнальной волны полуширина полосы пространственных частот объектной волны, связанной с нелинейным характером коэффициента поглощения, в несколько раз меньше полуширины полос пространственных частот объектной волны, связанной только с тепловой нелинейностью. Изменение интенсивности волн накачки не влияет на полуширины полос пространственных частот объектных волн. Найдены зависимости полуширин полос пространственных частот объектных волн от толщины нелинейной среды.

Литература

1. Moore, M.A. Generation of axially phase-matched parametric four-wave and six-wave mixing in pure sodium vapor / M.A. Moore, W.R. Garrett, M.G. Payne // Physical Review A. – 1989. – Vol. 39, Issue 7. – 3692. – DOI: 10.1103/PhysRevA.39.3692.
2. Ивахник, В.В. Дифракционная эффективность объемной динамической голограммы в ФХС с учётом глубины модуляции записываемой интерференционной решётки / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. – 1994. – Т. 77, № 1. – С. 93-96.
3. Ormachea, O. Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media // Optics Communication. – 2006. – Vol. 268, Issue 2. – P. 317-322. – DOI: 10.1016/j.optcom.2006.07.028.
4. Zhang, Y. Phase control of six-wave mixing from circularly polarized light / Y. Zhang, Z. Liu, H. Wang, Sh. Li,

- W. Zhang, W. Yi, Y. Zhang // *Optical Materials*. – 2016. – Vol. 58. – P. 310-316. – DOI: 10.1016/j.optmat.2016.05.052.
5. **Anderson, B.** Spatial interference between four- and six-wave mixing signals / B. Anderson, Y. Zhang, U. Khadka, M. Xiao // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33, Issue 18. – P. 2029-2031. – DOI: 10.1364/OL.33.002029.
 6. **Романов, О.Г.** Частотное преобразование оптических вихрей при невырожденном многоволновом взаимодействии в растворах красителей / О.Г. Романов, Д.В. Горбач, А.Л. Толстик // *Оптика и спектроскопия*. – 2010. – Т. 108, № 5. – С. 812-817.
 7. **Ивахник, В.В.** Удвоенное сопряжение волнового фронта при невырожденном шестифотонном взаимодействии / В.В. Ивахник, В.И. Никонов // *Оптика и спектроскопия*. – 1993. – Т. 75, № 2. – С. 385-390.
 8. **Карпук, С.М.** Удвоенное фазовое сопряжение при квадратичной записи динамических голограмм в резонансных средах / С.М. Карпук, А.С. Рубанов, А.Л. Толстик // *Оптика и спектроскопия*. – 1996. – Т. 80, № 2. – С. 313-318.
 9. **Карпук, С.М.** Квадратичная запись динамических голограмм в резонансных средах / С.М. Карпук, А.С. Рубанов, А.Л. Толстик, А.В. Чалей // *Письма в ЖТФ*. – 1994. – Т. 20, Вып. 12. – С. 4-8.
 10. **Горбач, Д.В.** Вырожденное поляризационное многоволновое взаимодействие световых пучков в растворе красителя родамин 6Ж / Д.В. Горбач, С.А. Назаров, А.Л. Толстик // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2013. – Т. 77, № 12. – С. 1719-1722. – DOI: 10.7868/S0367676513120090.
 11. **Ивахник, В.В.** Удвоенное обращение волнового фронта при шестиволновом взаимодействии на тепловой нелинейности / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, М.В. Савельев // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2015. – Т. 18, № 1. – С. 13-17.
 12. **Zhang, Z.** Coexisting four-wave mixing and six-wave mixing in three-level atomic system / Z. Zhang, X. Xue, Ch. Li, S. Cheng, L. Han, H. Chen, H. Zheng, Y. Zhang // *Optics Communication*. – 2012. – Vol. 285, Issue 17. – P. 3627-3630. – DOI: 10.1016/j.optcom.2012.04.025.
 13. **Акимов, А.А.** Четырехволновое 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 // *Известия ВУЗов. Радиофизика*. – 2014. – Т. 57, № 8-9. – С. 753-761.
 14. **Акимов, А.А.** Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии на резонансной и тепловой нелинейностях при больших коэффициентах отражения / А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов // *Оптика и спектроскопия*. – 2013. – Т. 115, № 3. – С. 438-445. – DOI: 10.7868/S0030403413090031.
 15. **Кучеренко, М.Г.** Запись и распад нестационарных решёток в системе насыщаемых трёхуровневых центров / М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов // *Оптика и спектроскопия*. – 2004. – Т. 97, № 6. – С. 1026-1033.

Сведения об авторах

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

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

ГРНТИ: 29.33.27

Поступила в редакцию 26 апреля 2017 г. Окончательный вариант – 23 мая 2017 г.

SIX-WAVE INTERACTION WITH DOUBLE WAVEFRONT REVERSAL ON THERMAL NONLINEARITY IN A MEDIUM WITH A NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT

V.V. Ivakhnik¹, V.I. Nikonov¹

¹ Samara National Research University, Samara, Russia

Abstract

The spatial selectivity of a six-wave radiation converter $\omega_1 + \omega_1 + \omega_2 - \omega_1 - \omega_1 = \omega_2$ on thermal nonlinearity with allowance for the nonlinear absorption coefficient was studied. Relationships for the half-bandwidths of the spatial frequencies of object waves that are related both directly to the thermal nonlinearity and to the nonlinear character of variation of the absorption coefficient with varying signal wave divergence, nonlinear medium thickness, and pump wave intensity were analyzed. It was shown that for a highly diverging signal wave, the half-bandwidths of the spatial frequencies of object waves with a double-reversed wavefront are several times different.

Keywords: six-wave radiation converter, double phase conjugation, thermal nonlinearity.

Citation: Ivakhnik VV, Nikonov VI. Six-wave interaction with double wavefront reversal on thermal nonlinearity in a medium with a nonlinear absorption coefficient. *Computer Optics* 2017; 41(3): 315-321. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-3-315-321.

References

[1] Moore MA, Garrett WR, Payne MG. Generation of axially phase-matched parametric four-wave and six-wave mixing

in pure sodium vapor. *Phys Rev A* 1989; 39(7): 3692. DOI: 10.1103/PhysRevA.39.3692.

[2] Ivakhnik VV, Nikonov VI. Diffraction efficiency of a dynamic hologram in a reversible photochromic medium with

- allowance for diffusion of photochromic particles. *Optics and Spectroscopy* 1994; 94(1): 124-128. DOI: 10.1134/1.1540213.
- [3] Ormachea O. Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media. *Optics Communication* 2006; 268(2): 317-322. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.07.028.
- [4] Zhang Y, Liu Z, Wang H, Li Sh, Zhang W, Yi W, Zhang Y. Phase control of six-wave mixing from circularly polarized light. *Optical Materials* 2016; 58: 310-316. DOI: 10.1016/j.optmat.2016.05.052.
- [5] Anderson B, Zhang Y, Khadka U, Xlao M. Spatial interference between four- and six-wave mixing signals. *Opt Lett* 2008; 33(18): 2029-2031. DOI: 10.1364/OL.33.002029.
- [6] Romanov OG, Gorbach DV, Tolstik AL. Frequency transformation of optical vortices upon nondegenerate multiwave interaction in dye solutions. *Optics and Spectroscopy* 2010; 108(5): 768-773. DOI: 10.1134/S0030400X10050152.
- [7] Ivakhnik VV, Nikonov VI. Double phase conjugation with frequency conversion under nondegenerate six-wave mixing. *Optics and Spectroscopy* 1993; 75(2): 227-230.
- [8] Karpuk SM, Rubanov AS, Tolstik AL. Double phase conjugation in quadratic recording dynamic holograms in resonant media. *Optics and Spectroscopy* 1996; 80(2): 276-280.
- [9] Karpuk SM, Rubanov AS, Tolstik AL, Chalei AV. Quadratic recording of dynamic holograms in resonance media. *Technical Physics Letters* 1994; 20(6): 475-476.
- [10] Gorbach DV, Nazarov SA, Tolstik AL. Degenerate polarization multiwave mixing between light beams in a solution of rhodamine 6G dye. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 2013; 77(12): 1412-1415. DOI: 10.3103/S1062873813120046.
- [11] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Savelyev MV. Double wavefront reversal at six-wave interaction on the thermal nonlinearity [In Russian]. *Physics of Wave Processes and Radiotechnical systems* 2015; 18(1): 13-17.
- [12] 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. *Optics Communication* 2012; 285(17): 3627-3630. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.04.025.
- [13] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Four-wave interaction on resonance and thermal nonlinearities in a scheme with concurrent pump waves for high conversion coefficients. *Radiophysics and Quantum Electronics* 2015; 57(8): 672-679. DOI: 0.1007/s11141-015-9553-x.
- [14] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Recording Phase conjugation under four-wave mixing on resonant and thermal nonlinearities at relatively high reflection coefficients. *Optics and Spectroscopy* 2013; 115(3): 384-390. DOI: 10.1134/S0030400X13090038.
- [15] Kucherenko MG, Rusinov AP. Recording and decay of transient gratings in a system of saturable three-level centers. *Optics and Spectroscopy* 2004; 97(6): 962-969. DOI: 10.1134/1.1843959.

Authors' information

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 include nonlinear optics and dynamic holography.

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

Received April 26, 2017. The final version – May 23, 2017.