

ВЛИЯНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ И ЭФФЕКТА ДЮФУРА

Ивахник В.В., Савельев М.В.

Самарский государственный университет

Аннотация

Проведён анализ пространственной селективности вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура в зависимости от коэффициента отражения. Показано наличие корреляции зависимостей коэффициента отражения и полуширины полосы не отражённых таким преобразователем пространственных частот от интенсивности волн накачки.

Ключевые слова: четырёхволновой преобразователь излучения, обращение волнового фронта, прозрачная двухкомпонентная среда.

Введение

При реализации многоволновых взаимодействий используются среды с различными механизмами нелинейности. Выбор нелинейной среды определяется, как правило, решаемой задачей (получение волны с обращённым волновым фронтом (ОВФ), управление параметрами отражённой волны, анализ нестационарных процессов и т.д.), а также характеристиками излучения, используемого при многоволновом взаимодействии [1, 2].

Для получения волны с ОВФ при четырёхволновом взаимодействии могут использоваться многокомпонентные среды, в которых одновременно реализуются несколько механизмов нелинейности, в частности, термодиффузионный и электрострикционный, обусловленные наличием в нелинейной среде наночастиц [3–8]. В отличие от четырёхволновых преобразователей излучения на керровской, тепловой, резонансной нелинейностях, фильтрующих низкие пространственные частоты падающей (сигнальной) волны, как показано в работах [4, 5], четырёхволновой преобразователь излучения в нелинейной среде с учётом электрострикции фильтрует высокие пространственные частоты, что может быть предпочтительнее, например, в системах коррекции мелкомасштабных фазовых неоднородностей [9].

На пространственные характеристики четырёхволнового преобразователя излучения существенное влияние может оказывать коэффициент отражения [10–13]. При больших коэффициентах отражения, наряду с динамической решёткой, возникающей при интерференции падающей на нелинейную среду волны и первой волны накачки, необходимо учитывать решётку, возникающую при интерференции волны с ОВФ и второй волны накачки. На пространственную структуру волны с ОВФ начинают оказывать влияние такие процессы, как самодифракция волн накачки и перекачка энергии из объектной волны в сигнальную волну.

Представляет практический интерес исследование пространственных характеристик четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура [14] при больших коэффициентах отражения.

1. Четырёхволновое взаимодействие с учётом температурной решётки, возникающей при интерференции волны накачки и сигнальной волны

Рассмотрим типичную схему четырёхволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ со встречными волнами накачки в плоском слое толщиной ℓ оптически прозрачной двухкомпонентной среды (например, жидкость и наночастицы, плотность которых равна плотности жидкости) [3, 5]. В среде навстречу друг другу распространяются две плоские волны накачки с комплексными амплитудами $A_1(\vec{r}) = \tilde{A}_1(z) \exp(-i\vec{k}_1\vec{r})$ и $A_2(\vec{r}) = \tilde{A}_2(z) \exp(-i\vec{k}_2\vec{r})$ ($\vec{k}_{1,2}$ – волновые векторы волн накачки, z – продольная составляющая радиус-вектора \vec{r}) и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . Интерференция первой волны накачки и сигнальной волны приводит к изменению в пространстве интенсивности излучения и вследствие электрострикции к возникновению потока концентрации наночастиц. Из-за эффекта Дюфура поток концентрации изменяет температуру, а значит, и показатель преломления среды. В результате дифракции второй волны накачки на решётке показателя преломления генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне.

Исходное уравнение Гельмгольца, описывающее четырёхволновое взаимодействие излучения в прозрачной нелинейной среде, имеет вид [5]

$$\left(\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) (A + A^*) = 0, \quad (1)$$

где δT – изменение температуры, $A = \sum_{j=1}^4 A_j$,

$k = \omega n_0 / c$, ω – циклическая частота, n_0 – среднее значение показателя преломления, c – скорость света.

Уравнение (1) дополняется стационарным материальным уравнением для изменения температуры вида [4, 5]

$$\nabla^2 \delta T = \frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \nabla^2 I. \quad (2)$$

Здесь D_{11} , D_{22} , D_{12} и γ – коэффициенты теплопроводности, диффузии, Дюфура и электрострикции соответственно, $I = AA^*$.

Интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, можно записать следующим образом:

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \quad (3)$$

где $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

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

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{31}^*. \quad (4)$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам, а быстро меняющуюся составляющую температуры – по гармоническим решёткам:

$$A_j(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z) \exp(-i\vec{k}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z) d\vec{k}_j, \quad (5)$$

$$\delta T_{31}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z) \exp(-i\vec{k}_{T1} \vec{\rho}) d\vec{k}_{T1}. \quad (6)$$

Здесь \tilde{A}_j – пространственный спектр j -й волны, $\delta \tilde{T}_{31}$ – пространственный спектр температурной решётки, \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , \vec{k}_{T1} – волновой вектор решётки, $\vec{\rho}(x, y)$ – поперечная составляющая радиус-вектора, $j = 3, 4$, $|\vec{k}_j| = k$.

В приближении заданного поля по волнам накачки, считая $|A_4| \ll |A_3|$, при квазиколлинеарном распространении взаимодействующих волн ($k/k_{1,3z} \approx -k/k_{2,4z} \approx 1$) с учётом (5)–(6) уравнение (1) распадается на четыре уравнения

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}_{1,3}}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_{1,3} = 0, \\ \frac{d\tilde{A}_2}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_2 = 0, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_4 - \\ - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] = 0, \end{cases} \quad (7)$$

а материальное уравнение (2) распадается на два уравнения

$$\begin{cases} \nabla^2 \delta T_0 = \frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \nabla^2 I_0, \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z) = -\frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_1 \tilde{A}_3^* \times \\ \times \left[\kappa_{T1}^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right] \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z], \end{cases} \quad (8)$$

где $\vec{k}_{1,2}$ и $k_{1,2z}$ – поперечные и продольные составляющие волновых векторов волн накачки, $\kappa_{T1} = |\vec{k}_{T1}|$.

Уравнения (7)–(8) записаны при условии, что $\vec{k}_{T1} = \vec{k}_1 - \vec{k}_3 = \vec{k}_4 - \vec{k}_2$.

Решение первых трёх уравнений системы (7) есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{1,3}(z) &= \tilde{A}_{1,30} \exp[-P(z)], \\ \tilde{A}_2(z) &= \tilde{A}_{20} \exp[-P(\ell) + P(z)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{1,30} &= \tilde{A}_{1,3}(z=0), \\ \tilde{A}_{20} &= \tilde{A}_2(z=\ell), \\ P(z) &= i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1. \end{aligned}$$

С учётом неизменности температуры на границах нелинейного слоя

$$\delta \tilde{T}_{31}(z=0) = \delta \tilde{T}_{31}(z=\ell) = 0 \quad (10)$$

и выражений для амплитуды первой волны накачки пространственного спектра сигнальной волны (9) решение уравнения для пространственного спектра температурной решётки имеет вид

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\kappa_{T1}, z) &= \frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^* (\vec{k}_3) \times \\ &\times \left(\frac{1}{sh\kappa_{T1}\ell} \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] sh\kappa_{T1}z - \right. \right. \\ &\left. \left. - sh\kappa_{T1}(z - \ell) \right\} - \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] \right). \end{aligned} \quad (11)$$

После замены $\tilde{A}_4 = \tilde{A}_4' \exp[-P(\ell) + P(z)]$, подставляя (11) в уравнение для пространственного спектра объектной волны и интегрируя по координате z с учётом граничного условия $A_4(z=\ell) = 0$, получим выражение для пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4'(\vec{k}_4, z=0) &= -i \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \tilde{A}_{30}^* (\vec{k}_3) \times \\ &\times \left[\frac{1}{2sh\kappa_{T1}\ell} \left(\left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \right. \right. \right. \\ &\left. \left. - \exp(-\kappa_{T1}\ell) \right\} \frac{\exp\left\{ [\kappa_{T1} - i(k_{2z} - k_{4z})]\ell \right\} - 1}{\kappa_{T1} - i(k_{2z} - k_{4z})} + \right. \\ &\left. + \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \exp(\kappa_{T1}\ell) \right\} \times \right. \\ &\left. \times \frac{\exp\left\{ -[\kappa_{T1} + i(k_{2z} - k_{4z})]\ell \right\} - 1}{\kappa_{T1} + i(k_{2z} - k_{4z})} \right) - \\ &\left. - i \frac{\exp(-i\Delta\ell) - 1}{\Delta} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\Delta = (\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4)_z$ – проекция волновой расстройки на ось Z .

Выражение (12) устанавливает однозначную связь между пространственными спектрами сигнальной и

объектной волн при условии записи в нелинейной среде одной температурной решётки δT_{31} .

2. Четырёхволновое взаимодействие с учётом температурных решёток, возникающих при интерференции волн накачки с сигнальной и объектной волнами, самодифракции волн накачки

Рассмотрим четырёхволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом того, что интенсивность объектной волны сравнима или даже больше интенсивности сигнальной волны. В этом случае необходимо учитывать температурную решётку, возникающую при интерференции объектной волны и второй волны накачки, а также самодифракцию волн накачки на температурных решётках.

В выражениях для интенсивности (3) и изменения температуры (4) соответственно добавляются слагаемые $A_2 A_4^* + A_2^* A_4$ и $\delta T_{42} + \delta T_{42}^*$.

Быстро меняющуюся в пространстве составляющую температуры $\delta T_{42}(\vec{r})$, как и $\delta T_{31}(\vec{r})$, разложим по гармоническим решёткам

$$\delta T_{42}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T2}, z) \exp(-i\vec{k}_{T2}\vec{r}) d\vec{k}_{T2}. \quad (13)$$

Здесь $\delta \tilde{T}_{42}$ – пространственный спектр температурной решётки, обусловленной интерференцией объектной волны и второй волны накачки, \vec{k}_{T2} – волновой вектор решётки $\delta \tilde{T}_{42}$.

Уравнения, описывающие изменения пространственных спектров сигнальной и объектной волн, пространственных спектров температурных решёток при квазиколлинеарном распространении взаимодействующих волн примут вид

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}_3}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_3 + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \times \\ \times (\delta \tilde{T}_{31}^* + \delta \tilde{T}_{42}) \tilde{A}_1 \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] = 0, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_4 - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \times \\ \times (\delta \tilde{T}_{31} + \delta \tilde{T}_{42}^*) \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] = 0, \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z) = -\frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_1 \times \\ \times \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] \left[2i(k_{1z} - k_{3z}) \frac{d}{dz} + \right. \\ \left. + \kappa_{T1}^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right] \tilde{A}_3^*(\vec{k}_3, z), \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T2}^2 \right) \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T2}, z) = -\frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_2 \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] \left[2i(k_{2z} - k_{4z}) \frac{d}{dz} + \right. \\ \left. + \kappa_{T2}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right] \tilde{A}_4^*(\vec{k}_4, z). \end{cases} \quad (15)$$

Здесь $\kappa_{T2} = |\vec{k}_{T2}|$. Учёт самодифракции волн накачки приводит к появлению в уравнениях для пространственных спектров сигнальной и объектной волн (14) слагаемых, прямо пропорциональных $\delta \tilde{T}_{31}^* \tilde{A}_1$ и $\delta \tilde{T}_{42}^* \tilde{A}_2$. Слагаемое, пропорциональное $\delta \tilde{T}_{42} \tilde{A}_1$, в уравнении для пространственного спектра сигнальной волны учитывает перекачку энергии из объектной волны в сигнальную.

Сделаем замену $\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z) = \tilde{A}'_3(\vec{k}_3, z) \exp[-P(z)]$. Тогда система уравнений (13) переписывается следующим образом

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} (\delta \tilde{T}_{31}^* + \delta \tilde{T}_{42}) \times \\ \times \tilde{A}_{10} \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] = 0, \\ \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} (\delta \tilde{T}_{31} + \delta \tilde{T}_{42}^*) \times \\ \times \tilde{A}_{20} \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] = 0. \end{cases} \quad (16)$$

Продифференцировав дважды по координате z слагаемые, входящие в систему уравнений (16), и учитывая (15), получим систему связанных дифференциальных уравнений третьего порядка для пространственных спектров сигнальной и объектной волн

$$\begin{cases} \frac{d^3 \tilde{A}'_3}{dz^3} + 2i(k_{1z} - k_{3z}) \frac{d^2 \tilde{A}'_3}{dz^2} - \\ - \left\{ \kappa_{T1}^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right\} + 2G_1(k_{1z} - k_{3z}) \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} - \\ - iG_1 \left[\kappa_{T1}^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right] \tilde{A}'_3 = \\ = -2G(k_{2z} - k_{4z}) \exp(-i\Delta z) \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} + \\ + iG \left[\kappa_{T2}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right] \exp(-i\Delta z) \tilde{A}'_4^*, \\ \frac{d^3 \tilde{A}'_4}{dz^3} + 2i(k_{2z} - k_{4z}) \frac{d^2 \tilde{A}'_4}{dz^2} - \\ - \left\{ \kappa_{T2}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right\} - 2G_2(k_{2z} - k_{4z}) \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} + \\ + iG_2 \left[\kappa_{T2}^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right] \tilde{A}'_4 = \\ = 2G(k_{1z} - k_{3z}) \exp(-i\Delta z) \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} - \\ - iG \left[\kappa_{T1}^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right] \exp(-i\Delta z) \tilde{A}'_3^*. \end{cases} \quad (17)$$

Здесь $G_1 = \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} I_1$, $G_2 = \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} I_2$, $G = \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20}$, $I_{1,2} = \tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{1,20}^*$ – интенсивности волн накачки.

При решении системы уравнений (17), наряду с граничными условиями на пространственные спектры сигнальной и объектной волн, необходимо использовать граничные условия

$$\left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad (18)$$

вытекающие из неизменности температуры на гранях нелинейного слоя (10).

Решение системы (17) с учётом граничных условий позволяет проанализировать пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя с учётом записи температурных решёток δT_{31} и δT_{42} , самодифракции волн накачки.

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим сигнальную волну, исходящую от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}'_{30}(\bar{k}_3) = 1$). В параксиальном приближении при распространении волн накачки строго вдоль оси Z ($\bar{k}_1 = \bar{k}_2 = 0$) имеем

$$k_{1z} - k_{3z} = -(k_{2z} - k_{4z}) = \frac{\kappa^2}{2k}, \quad (19)$$

где $\kappa = |\bar{k}_3| = |\bar{k}_4|$.

Вид пространственного спектра объектной волны, полученный как с использованием выражения (12), так и при численном анализе системы связанных дифференциальных уравнений (17) при малой интенсивности волн накачки ($G_{1,2}\ell \ll 1$), полностью совпадает. Модуль пространственного спектра объектной волны с ростом пространственной частоты (κ) увеличивается, выходя на постоянное значение, определяемое выражением $|\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k, z = 0)| = G\ell$ (рис. 1).

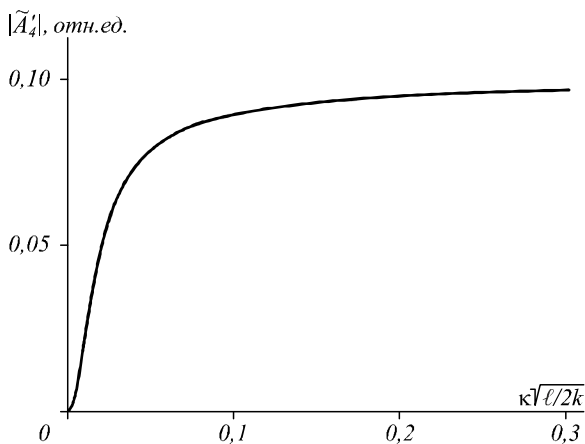


Рис. 1. Модуль пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя при малом коэффициенте отражения при $\sqrt{2k\ell} = 183$, $-G\ell = 0,1$, $I_1 = I_2$

Введём амплитудный коэффициент отражения четырёхволнового преобразователя излучения

$$R = \left| \frac{\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k, z = 0)}{\tilde{A}'_{30}(\kappa)} \right|. \quad (20)$$

Анализ системы уравнений (17) показывает, что при $\kappa \rightarrow 0, 1k$ слагаемыми, содержащими вторые и третьи производные по координате z от пространственных спектров сигнальной и объектной волн, можно пренебречь. И система уравнений, описывающая изменение пространственных спектров сигнальной и объектной волн, примет вид

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{A}'_3(\kappa \rightarrow 0, 1k, z)}{dz} + iG_1\tilde{A}'_3(\kappa \rightarrow 0, 1k, z) = \\ = -iG\tilde{A}'_{4*}(\kappa \rightarrow 0, 1k, z), \\ \frac{d\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k, z)}{dz} - iG_2\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k, z) = \\ = iG\tilde{A}'_{3*}(\kappa \rightarrow 0, 1k, z). \end{cases} \quad (21)$$

Решая систему уравнений (21) с учётом граничных условий на амплитуды сигнальной и объектной волн, получим аналитическое выражение, описывающее зависимость коэффициента отражения (20) от параметров нелинейной среды, интенсивности волн накачки

$$R = \left| \frac{\sqrt{G_2} \cdot 1 - \exp[i(G_1 + G_2)\ell]}{\sqrt{G_1} \cdot 1 + (G_2 / G_1) \exp[i(G_1 + G_2)\ell]} \right|. \quad (22)$$

При равенстве интенсивностей волн накачки коэффициент отражения имеет вид

$$R = |\operatorname{tg}(G_1\ell)|. \quad (23)$$

Выражение для коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения в оптически прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура (23) формально совпадает с выражением для коэффициента отражения четырёхволнового преобразователя излучения в среде с керровской нелинейностью [2].

На рис. 2 приведены характерные графики пространственных спектров объектной волны при больших коэффициентах отражения ($R > 1$) в результате численного решения системы (17). С повышением коэффициента отражения плавное увеличение с изменением пространственной частоты модуля пространственного спектра объектной волны с последующим выходом на постоянное значение меняется. С ростом пространственной частоты модуль пространственного спектра увеличивается, достигает максимального значения, а затем уменьшается, выходя на постоянное значение.

Качество ОВФ четырёхволновым преобразователем излучения при условии $|\tilde{A}'_4(\kappa)| \leq |\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k)|$ характеризуется полушириной полосы неотражённых пространственных частот ($\Delta\kappa$), определяемой из условия

$$|\tilde{A}'_4(\kappa = \Delta\kappa, z = 0)| = \frac{1}{2} R. \quad (24)$$

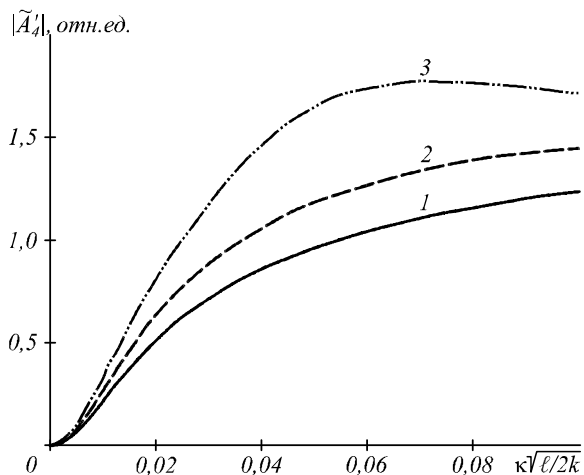


Рис. 2. Модули пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя при большом коэффициенте отражения при $\sqrt{2k\ell} = 183$, $-G_1\ell = 1$ (1, 3), 0,8 (2), $I_1/I_2 = 1$ (1), 0,4 (2, 3)

На рис. 3 в результате численного анализа системы (17) представлены зависимости коэффициента отражения (кривые 1 и 2) и нормированной полуширины полосы пространственных частот (кривые 1' и 2') от параметра G_1 . С ростом интенсивности волн накачки наблюдается монотонное увеличение как коэффициента отражения, так и полуширины полосы неотражённых пространственных частот. Зависимость коэффициента отражения от интенсивности волн накачки качественно совпадает с аналогичной зависимостью для четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности [13].

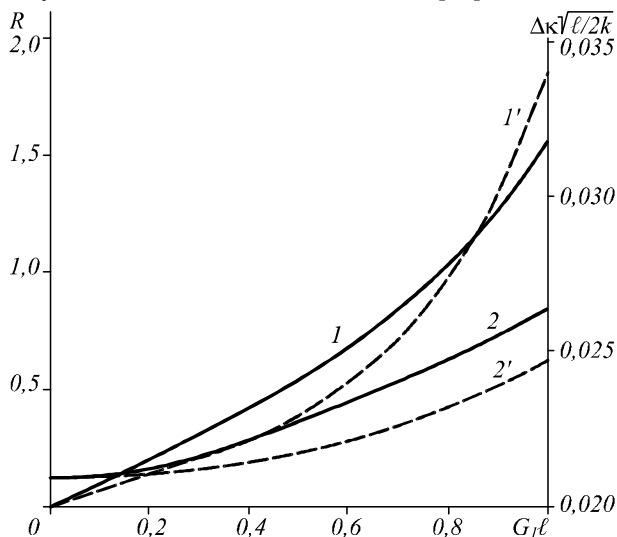


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения и полуширины полосы неотражённых пространственных частот от нормированной интенсивности первой волны накачки при $\sqrt{2k\ell} = 183$, $I_1/I_2 = 1$ (1, 1'), 2 (2, 2')

При равных интенсивностях волн накачки и $G_1\ell < 0,7$ изменение полуширины полосы пространственных частот объектной волны связано с коэффициентом отражения четырёхволнового преобразователя излучения следующим выражением

$$\Delta k = \Delta k_0 + b \cdot R^2. \tag{25}$$

Здесь Δk_0 – полуширина полосы пространственных частот при малом коэффициенте отражения ($R \ll 1$), b – коэффициент пропорциональности, зависящий от толщины нелинейного слоя, длины волны, соотношения интенсивностей волн накачки. Увеличение толщины нелинейного слоя приводит к уменьшению полуширины полосы пространственных частот Δk_0 по закону, прямо пропорциональному $1/\ell$.

Увеличение полуширины полосы пространственных частот, не отражённых четырёхволновым преобразователем излучения, с ростом коэффициента отражения (интенсивности волн накачки) свидетельствует об ухудшении качества ОВФ.

Следует отметить, что аналогичная корреляция между коэффициентом отражения и качеством ОВФ, полученная для вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура, наблюдается и для четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности [13], квазивырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на керровской нелинейности [12].

Приведём оценки полуширины полосы пространственных частот объектной волны. В качестве двухкомпонентной среды рассмотрим воду ($n_0 = 1,333$), содержащую наночастицы радиусом $a_0 = 10$ нм [3]. Пусть в такой среде толщиной $\ell = 1$ мм взаимодействуют волны с длиной волны $\lambda = 0,53$ мкм. Тогда полуширина полосы пространственных частот при малом коэффициенте отражения составляет $\Delta k_0 \approx 38,3 \text{ см}^{-1}$ при равных интенсивностях волн накачки коэффициент $b \approx 11,9 \text{ см}^{-1}$.

Заключение

В результате проведённого анализа пространственных характеристик вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура получены:

- 1) аналитическое выражение для пространственного спектра объектной волны при малом коэффициенте отражения;
- 2) аналитическое выражение, связывающее коэффициент отражения с параметрами нелинейной среды, интенсивностью волн накачки.

Показано наличие корреляции между полушириной полосы пространственных частот, не отражённых четырёхволновым преобразователем излучения, и коэффициентом отражения. Увеличение коэффициента отражения приводит к росту полуширины полосы пространственных частот, что означает ухудшение качества ОВФ.

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: Самарский университет, 2010. – 246 с. – ISBN 978-5-86465-471-2.
3. **Ливашвили, А.И.** Динамика температуры прозрачной наножидкости, находящейся под воздействием периодического светового поля / А.И. Ливашвили, Г.В. Костина, М.И. Якунина // Оптический журнал. – 2013. – Т. 80, № 2. – С. 71-74. – ISSN 0030-4042.
4. **Ивахник, В.В.** Пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения с учётом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2013. – Т. 16, № 1. – С. 6-11. – ISSN 1810-3189.
5. **Воробьева, Е.В.** Пространственно-временные характеристики четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура / Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 223-228. – ISSN 0134-2452.
6. **Hemmerling, B.** Novel non-linear optical techniques for diagnostics: laser-induced gratings and two-colour four-wave mixing / B. Hemmerling, P. Radi, A. Stampanoni-Panariello, A. Kouzov, D. Kozlov // Comptes Rendus de l'Academie des Sciences. Series IV. – 2001. – Vol. 2, N 7. – P. 1001-1012. – ISSN 1296-2147.
7. **Rusconi, R.** Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersion / R. Rusconi, L. Isa, R. Piazza // Journal of the Optical Society of America B. – 2004. – Vol. 21, Issue 3. – P. 605-615. – ISSN 0740-3224.
8. **Mahilny, U.V.** Holographic volume gratings in a glass-like polymer materials / U.V. Mahilny, D.N. Marmysh, A.I. Stankevich, A.L. Tolstik, V. Matusevich, R. Kowarschik // Applied Physics B. – 2006. – Vol. 82, Issue 2. – P. 299-302. – ISSN 0946-2171.
9. **Ивахник, В.В.** Компенсация фазовых искажений пространственно-модулированных полей / В.В. Ивахник, В.М. Петникова, В.В. Шувалов // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 4. – С. 774-778. – ISSN 0368-7147.
10. **Акимов, А.А.** Обращение волнового фронта при четырёхволновом 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. – ISSN 0030-4034.
11. **Акимов, А.А.** Четырёхволновое взаимодействие на резонансной и тепловой нелинейностях в схеме с попутными волнами накачки при больших коэффициентах преобразования / А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2014. – Т. 57, № 8-9. – С. 753-761. – ISSN 0021-3462.
12. **Ивахник, В.В.** Фильтрация оптического излучения при невырожденном четырёхфотонном взаимодействии / В.В. Ивахник // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1982. – Вып. 8. – С. 97-99 – ISSN 0021-3411.
13. **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. – ISSN 0134-2452.
14. **Де Гроот, С.** Неравновесная термодинамика / С. де Гроот, П. Мазур. – М.: Мир, 1964. – 456 с.

References

1. **Dmitriev, V.G.** Nonlinear optics and wavefront reversal / V.G. Dmitriev. – Moscow: "Fizmatlit" Publisher, 2003. – 256 p. – ISBN 5-9221-0080-7. – (In Russian).
2. **Ivakhnik, V.V.** Wavefront reversal at four-wave interactions / V.V. Ivakhnik. – Samara: Samara State University Publisher, 2010. – 246 p. – ISBN 978-5-86465-471-2. – (In Russian).
3. **Livashvili, A.I.** Temperature dynamics of a transparent nanoliquid acted on by a periodic light field / A.I. Livashvili, G.V. Kostina, M.I. Yakunina // Journal of Optical Technology. – 2013. – Vol. 80, N 2. – P. 124-126. – ISSN 1070-9762.
4. **Ivakhnik, V.V.** Spatial selectivity of a four-wave radiation converter based on thermal diffusion and electrostriction mechanisms of nonlinearity / V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev // Physics of Wave Processes and Radiotechnical Systems. – 2013. – Vol. 16, N 1. – P. 6-11. – ISSN 1810-3189. – (In Russian).
5. **Vorobyeva, E.V.** Spatial and temporal characteristics of a four-wave radiation converter in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect / E.V. Vorobyeva, V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev // Computer Optics. – 2014. Vol. 38(2). – P. 223-228. – ISSN 0134-2452.
6. **Hemmerling, B.** Novel non-linear optical techniques for diagnostics: laser-induced gratings and two-colour four-wave mixing / B. Hemmerling, P. Radi, A. Stampanoni-Panariello, A. Kouzov, D. Kozlov // Comptes Rendus de l'Academie des Sciences. Series IV. – 2001. – Vol. 2, N 7. – P. 1001-1012. – ISSN 1296-2147.
7. **Rusconi, R.** Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersion / R. Rusconi, L. Isa, R. Piazza // Journal of the Optical Society of America B. – 2004. – Vol. 21, Issue 3. – P. 605-615. – ISSN 0740-3224.
8. **Mahilny, U.V.** Holographic volume gratings in a glass-like polymer materials / U.V. Mahilny, D.N. Marmysh, A.I. Stankevich, A.L. Tolstik, V. Matusevich, R. Kowarschik // Applied Physics B. – 2006. – Vol. 82, Issue 2. – P. 299-302. – ISSN 0946-2171.
9. **Ivakhnik, V.V.** Compensation for phase distortions of spatially modulated fields / V.V. Ivakhnik, V.M. Petnikova, V.V. Shuvalov // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 11, N 4. – P. 467-469. – ISSN 0049-1748.
10. **Akimov, A.A.** Phase conjugation under four-wave mixing on resonant and thermal nonlinearities at relatively high reflection coefficients / A.A. Akimov, V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov // Optics and Spectroscopy. – 2013. – Vol. 115, N 3. – P. 384-390. – ISSN 0030-400X.
11. **Akimov, A.A.** Four-wave interaction on resonance and thermal nonlinearities in a scheme with concurrent pump waves for high conversion coefficients / A.A. Akimov, V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2015. – Vol. 57, N 8. – P. 672-679. – ISSN 0033-8443.
12. **Ivakhnik, V.V.** Optical radiation filtration with nondegenerate four-photon interaction / V.V. Ivakhnik // Russian Physics Journal. – 1983. – Vol. 25(8). – P. 765-767. – ISSN 1064-8887.
13. **Akimov, A.A.** Four wave interaction on thermal nonlinearity at large reflectance with allowance pumping waves self-diffraction / A.A. Akimov, V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov // Computer Optics. – 2011. – Vol. 35(2). – P. 250-255. – ISSN 0134-2452. – (In Russian).
14. **De Groot, S.R.** Non-equilibrium thermodynamics / S.R. de Groot, P. Mazur. – New York: Dover Publications, 1984. – 514 p.

**THE INFLUENCE OF THE REFLECTION COEFFICIENT ON THE SPATIAL SELECTIVITY
OF A FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER IN A TRANSPARENT MEDIUM
BASED ON ELECTROSTRICTION AND DUFOUR EFFECT**

*V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev
Samara State University*

Abstract

Spatial selectivity of the degenerate four-wave radiation converter in a transparent two-component medium based on electrostriction and Dufour effect has been analyzed as a function of the reflection coefficient. The dependences of the reflection coefficient and the band half-width of spatial frequencies not reflected by such a converter on the intensity of pump waves have been shown to correlate.

Keywords: four-wave radiation converter, wavefront reversal, transparent two-component medium.

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@samsu.ru.

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

Савельев Максим Валерьевич, 1990 года рождения. Аспирант кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: belchonokenot@mail.ru.

Maxim Valeryevich Savelyev (b. 1990). Postgraduate student of Optics and Spectroscopy department of Samara State University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography.

*Поступила в редакцию 31 марта 2015 г.
Окончательный вариант – 13 апреля 2015 г.*