

Влияние дисперсности наночастиц в прозрачной жидкости на пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения

В.В. Ивахник, М.В. Савельев 

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Российская Федерация, г. Самара,
Московское шоссе, 34

Аннотация – В работе исследованы пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной гетерогенной полидисперсной среде с учетом потока наночастиц, обусловленного действием силы тяжести, при нормальном распределении частиц по размерам. Выделено три диапазона средних радиусов наночастиц (малые, промежуточные и большие), для которых характерны различные виды пространственных спектров объектной волны. Показано, что в диапазоне малых средних радиусов наночастиц рост среднеквадратичного отклонения приводит к увеличению полуширины полосы пространственных частот, вырезаемых четырехволновым преобразователем излучения из пространственного спектра объектной волны. В диапазоне промежуточных средних радиусов наночастиц рост среднеквадратичного отклонения может приводить как к увеличению, так и к уменьшению ширины вырезаемого четырехволновым преобразователем «кольца». При больших средних радиусах наночастиц изменение среднеквадратичного отклонения не влияет на пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения.

Ключевые слова – четырехволновой преобразователь излучения; прозрачная среда; нормальное распределение.

Введение

Интерес к четырехволновым преобразователям излучения (ЧПИ) связан с возможностью их использования при решении целого ряда фундаментальных и прикладных задач: от передачи информации по оптическим волноводам и обработки изображений в реальном масштабе времени до создания источников одиночных фотонов для квантовых компьютеров и визуализации наноразмерных объектов, включая компоненты живых клеток и частицы благородных металлов [1–8]. Во всех этих задачах немаловажную роль играет точность восстановления ЧПИ волнового фронта падающей на него волны, т. е. соответствие между пространственно-временными структурами падающей (сигнальной) волны и отраженной (объектной) волны.

ЧПИ может быть реализован в различных нелинейных средах, в частности гетерогенных средах (суспензиях, коллоидных растворах), которые обладают нерезонансным механизмом нелинейности за счет создания градиентов концентрации и температуры [9]. В гетерогенных средах достижимы высокие значения нелинейного показателя преломления n_2 , что позволяет использовать при создании ЧПИ лазерное излучение с низкой интенсивностью [10; 11].

Если в качестве нелинейной среды взять коллоидный раствор наночастиц, то в нем энергия частиц в гравитационном поле Земли сопоставима с энергией теплового движения молекул жидкости [12; 13]. Поэтому при рассмотрении ЧПИ, реализуемых в таких средах, наряду с диффузионным и электрострикционным потоками необходимо учитывать дополнительный поток наночастиц, обусловленный действием на них силы тяжести.

В работах [14–19] в приближении малого коэффициента преобразования проведено исследование пространственных и временных характеристик ЧПИ в монодисперсной прозрачной гетерогенной среде. Изучено влияние на пространственную селективность ЧПИ геометрии взаимодействия, углового и частотного сдвигов, расходимости волн накачки, поглощения среды, потока силы тяжести.

В реальных гетерогенных средах всегда присутствует разброс наночастиц по размерам [4; 20–23], что может оказать влияние как на временные [24], так и на пространственные характеристики ЧПИ. В связи с этим в настоящей работе исследуется пространственная селективность ЧПИ в прозрачной полидисперсной гетерогенной среде с учетом потока наночастиц, обусловленного действием на них силы тяжести.

1. Пространственный спектр объектной волны с учетом силы тяжести, действующей на наночастицы одного размера в прозрачной жидкости

Рассмотрим стационарный режим работы ЧПИ в прозрачной жидкости с растворенными в ней наночастицами в схеме со встречными волнами накачки [17]. На горизонтальный слой среды, расположенный между плоскостями $z=0$ и $z=\ell$, падают две плоские волны накачки, распространяющиеся параллельно оси Z навстречу друг другу, с амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 . В результате вырожденного четырехволнового взаимодействия возникает объектная волна с амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне, с волновым фронтом, «обращенным» по отношению к фронту сигнальной волны.

В приближении заданного поля по волнам накачки и малого коэффициента преобразования интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, может быть представлена суммой интенсивностей волн накачки и слагаемых, обусловленных интерференцией первой волны накачки и сигнальной волны. Пространственная неоднородность интенсивности излучения в результате диффузии, электрострикции, действия на наночастицы силы тяжести приводит к пространственному изменению концентрации наночастиц. Вследствие эффекта Дюфура происходит также пространственное изменение температуры среды δT . При концентрациях частиц менее 10^{12} см⁻³ [4; 25] изменение показателя преломления определяется в основном изменением температуры:

$$n \approx n_l + \frac{dn}{dT} \delta T, \quad (1)$$

где n_l – показатель преломления в отсутствие излучения; (dn/dT) – термооптический коэффициент.

В работе [17] для гетерогенной монодисперсной нелинейной среды, состоящей из прозрачной жидкости и наночастиц, при условии квазиколлинеарного распространения взаимодействующих волн получено аналитическое выражение, описывающее связь пространственных спектров объектной $\tilde{A}_4(\kappa, m)$ и сигнальной $\tilde{A}_{30}(\kappa)$ волн на верхней грани нелинейного слоя с учетом силы тяжести, действующей на наночастицы:

$$\tilde{A}_4(\kappa, m) = -i \frac{k}{n_l} \frac{dn}{dT} A_{20} \exp(-iP) \sum_{j=1}^5 G_j(\kappa, m) \times \quad (2)$$

$$\times \frac{\exp\left\{\left[\lambda_j(\kappa, m) - \lambda_3(\kappa, m)\right] \ell\right\} - 1}{\lambda_j(\kappa, m) - \lambda_3(\kappa, m)}.$$

Здесь

$$G_j(\kappa, m) = -\frac{D_{12}}{D_{22}} C_j(\kappa, m), \quad j = 1, 2, 3,$$

$$G_{4,5}(\kappa, m) = \mp \frac{1}{2} \operatorname{csch}(\kappa \ell) \sum_{j=1}^3 G_j(\kappa, m) \times$$

$$\times \left\{ \exp\left[\lambda_j(\kappa, m) \ell\right] - \exp\left[\lambda_{5,4}(\kappa, m) \ell\right] \right\},$$

$$C_{1,2}(\kappa, m) \mp C_3(\kappa, m) \left\{ \left[\lambda_1(\kappa, m) + \lambda_2(\kappa, m) - \lambda_3(\kappa, m) \right] \left\{ \exp\left[\lambda_{2,1}(\kappa, m) \ell\right] - \exp\left[\lambda_3(\kappa, m) \ell\right] \right\} \right\} /$$

$$/ \left\{ \lambda_{2,1}(\kappa, m) \left\{ \exp\left[\lambda_2(\kappa, m) \ell\right] - \exp\left[\lambda_1(\kappa, m) \ell\right] \right\} \right\},$$

$$C_3(\kappa, m) = \left(\gamma A_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa) \left[\kappa^2 - \lambda_3^2(\kappa, m) \right] \right) /$$

$$/ \left(D_{22} \left\{ \kappa^2 - \lambda_3^2(\kappa, m) + \lambda_3(\kappa, m) \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times \left[\lambda_1(\kappa, m) + \lambda_2(\kappa, m) \right] \right\} \right),$$

$$\lambda_{1,2}(\kappa, m) = \frac{mg_z}{2k_B T_0} \left[1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{2k_B T_0}{mg_z} \kappa^2 \right)^2} \right],$$

$$\lambda_3(\kappa, m) = -i \frac{\kappa^2}{2k}, \quad \lambda_{4,5}(\kappa, m) = \pm \kappa,$$

где k – волновое число; κ – пространственная частота объектной волны; A_{10} и A_{20} – амплитуды первой и второй волн накачки на верхней и нижней гранях нелинейного слоя соответственно; P – фазовый набег, возникающий при распространении в нелинейной среде волн накачки; D_{11} и D_{22} – коэффициенты теплопроводности и диффузии; D_{12} и γ – коэффициенты, описывающие эффект Дюфура и явление электрострикции; m – эффективная масса одной наночастицы с поправкой на силу Архимеда; g_z – проекция ускорения свободного падения на ось Z , направленную вертикально; k_B – постоянная Больцмана; T_0 – температура среды в отсутствие излучения.

Выражение (2) получено с применением следующих граничных условий на изменения концентрации и температуры:

1) отсутствие полного потока частиц через грани нелинейного слоя [17; 26; 27],

2) неизменность температуры на гранях [15; 17; 18].

Из анализа выражения (2) следует, что для гетерогенной монодисперсной среды при условии, что сигнальной волной является волна от точечно-

го источника, расположенного на верхней грани нелинейного слоя $\tilde{A}_{30}(\kappa) = \text{const}$, без учета силы тяжести, действующей на наночастицы, с ростом пространственной частоты модуль пространственного спектра объектной волны $\tilde{A}_4(\kappa, m \rightarrow 0)$ возрастает и на высоких пространственных частотах $\kappa \rightarrow 0, 1k$ выходит на постоянное значение [15; 18].

Учет потока наночастиц, обусловленного действием на них силы тяжести, приводит к возникновению вблизи нулевой пространственной частоты $\kappa \rightarrow 0$ максимума в модуле пространственного спектра [17]. В пространственном спектре объектной волны наблюдается пространственная частота κ_{\min} , на которой пространственный спектр имеет нулевое значение $\tilde{A}_4(\kappa_{\min}, m) = 0$.

2. Учет распределения наночастиц по размерам

Рассмотрим четырехволновое взаимодействие в гетерогенной полидисперсной среде, содержащей сферические наночастицы с радиусом a , доля которых меняется в соответствии с функцией распределения $f(a)$. Тогда пространственный спектр объектной волны на верхней грани нелинейного слоя можно представить в виде когерентной «суммы» пространственных спектров, определяемых выражением (2):

$$\tilde{A}'_4(\kappa) = \int_{a_1}^{a_2} \tilde{A}_4(\kappa, a) f(a) da. \quad (3)$$

Здесь a_1 и a_2 – наименьший и наибольший радиусы наночастиц, присутствующих в среде.

Выражения для эффективной массы, коэффициентов диффузии, Дюфура и электрострикции можно записать в виде [9; 24; 28]:

$$m = \frac{4}{3} \pi (\rho_p - \rho_l) a^3, \quad D_{22} = \frac{k_B T_0}{6 \pi \eta a}, \quad (4)$$

$$D_{12} = \frac{3 k_B T_0^3 S_T D_{22}}{4 \pi C_0 a^3}, \quad \gamma = \frac{4 \pi C_0 D_{22} n_l (n_p^2 - n_l^2) a^3}{c k_B T_0 (n_p^2 + 2 n_l^2)},$$

где n_p и C_0 – показатель преломления и концентрация наночастиц в отсутствие излучения; S_T – коэффициент Соре; η – вязкость жидкости; ρ_l и ρ_p – плотности жидкости и частиц; c – скорость света в вакууме.

Предположим, что распределение наночастиц по размерам описывается нормальным распределением [24; 29]:

$$f(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(a-a_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (5)$$

где a_0 – средний радиус наночастиц, σ – среднеквадратичное отклонение.

Подставляя формулы (2), (4) и (5) в (3), получим выражение для пространственного спектра объектной волны на верхней грани нелинейного слоя с учетом распределения наночастиц по размерам:

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\kappa) = & -i \frac{k}{\sqrt{2\pi\sigma n_l}} \frac{dn}{dT} A_{20} \times \\ & \times \sum_{j=1}^5 \int_{a_1}^{a_2} G_j(\kappa, a) \frac{\exp\left\{\left[\lambda_j(\kappa, a) - \lambda_3(\kappa, a)\right] \ell\right\} - 1}{\lambda_j(\kappa, a) - \lambda_3(\kappa, a)} \times \\ & \times \exp\left[-\frac{(a-a_0)^2}{2\sigma^2}\right] da. \end{aligned} \quad (6)$$

При выводе выражения (6) считалось, что фазовым набегом, обусловленным распространением волн накачки в нелинейной среде, можно пренебречь ($P \ll \pi$).

При учете распределения наночастиц по размерам значения модулей пространственного спектра объектной волны вблизи нулевой $|\tilde{A}_{40}| = |\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0)|$ и на высоких пространственных частотах $|\tilde{A}_{4\max}| = |\tilde{A}'_4(\kappa \rightarrow 0, 1k)|$ определяются следующим образом:

$$|\tilde{A}_{40}| = \left| H \int_{a_1}^{a_2} \frac{4\pi(\rho_p - \rho_l) g_z \ell a^2}{3k_B T_0} \times \right. \quad (7)$$

$$\left. \times \left(\frac{1}{2} + \left\{ \exp\left[\frac{4\pi(\rho_p - \rho_l) g_z \ell a^3}{3k_B T_0} \right] - 1 \right\}^{-1} - \frac{1}{a} \right) \times \right.$$

$$\left. \times \exp\left[-\frac{(a-a_0)^2}{2\sigma^2}\right] da \right|,$$

$$|\tilde{A}_{4\max}| = \left| H \int_{a_1}^{a_2} \left[a - i \frac{2\pi(\rho_p - \rho_l) g_z a^4}{3k k_B T_0} \right]^{-1} \times \right. \quad (8)$$

$$\left. \times \exp\left[-\frac{(a-a_0)^2}{2\sigma^2}\right] da \right|.$$

Здесь

$$H = \frac{k k_B T_0^2 S_T A_{10} A_{20} \tilde{A}_{30}^* \ell (n_p^2 - n_l^2) dn}{(\sqrt{2\pi})^3 \sigma \eta c D_{11} (n_p^2 + 2n_l^2) dT}.$$

Из анализа выражений (6)–(8) с учетом (2) и (4) следует, что интенсивность волн накачки, вяз-

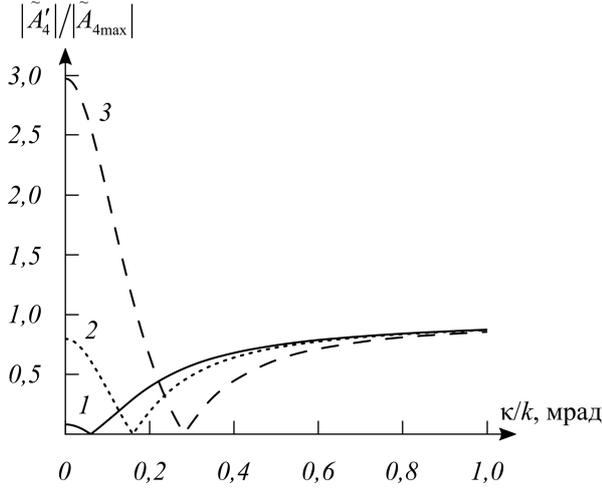


Рис. 1. Модули пространственных спектров объектной волны без учета дисперсии наночастиц по размерам при $\ell = 1$ мм, $a_0 = 100$ (1), 150 (2) и 200 нм (3)

Fig. 1. Spatial spectra modules of the object wave without regarding the size dispersion of nanoparticles at $\ell = 1$ mm, $a_0 = 100$ (1), 150 (2), 200 nm (3)

кость, коэффициент Соре и термооптический коэффициент жидкости не влияют на пространственную селективность ЧПИ.

3. Обсуждение результатов

На рис. 1 представлены нормированные модули пространственных спектров объектной волны при различных средних радиусах наночастиц. Нормировка осуществлялась на постоянное значение модуля пространственного спектра $|\tilde{A}_{4\max}|$.

Учет распределения наночастиц по размерам (в этом случае численное интегрирование выражения (3) проводилось от $a_1 = 1$ нм до $a_2 = 300$ нм) качественно не меняет вид модулей пространственных спектров объектной волны. Увеличение среднеквадратичного отклонения приводит к изменению значений модулей пространственного спектра объектной волны $|\tilde{A}_{40}|$ и $|\tilde{A}_{4\max}|$, к смещению пространственной частоты κ_{\min} в область больших значений.

Как и в работе [17], введем параметр ξ , характеризующий соотношение модулей пространственного спектра объектной волны вблизи нулевой и на высоких пространственных частотах:

$$\xi = \frac{|\tilde{A}_{40}|}{|\tilde{A}_{4\max}|}. \quad (9)$$

Воспользуемся параметром ξ для анализа влияния параметров распределения наночастиц по размерам на пространственную селективность ЧПИ. Введем граничные значения $\xi_1 = 0,5$ и $\xi_2 = 2$. Из анализа пространственных спектров объект-

ной волны можно выделить три вида спектров, соответствующих различным значениям среднего радиуса и среднеквадратичного отклонения.

Если $\xi < \xi_1$, ЧПИ осуществляет фильтрацию высоких пространственных частот объектной волны с вырезанием полосы низких частот (рис. 1, кривая 1), как это показано, например, в работах [14; 17]. Пространственная селективность может быть охарактеризована полушириной полосы пространственных частот $\Delta\kappa$, вырезаемых ЧПИ из пространственного спектра объектной волны, которая определяется по уровню $|\tilde{A}_{4\max}|/2$.

Для нелинейной среды, содержащей наночастицы, для которой выполняется условие $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$, модуль пространственного спектра объектной волны имеет вид вырезанного «кольца» с диаметром $2\kappa_{\min}$ (рис. 1, кривая 2). В этом случае пространственную селективность ЧПИ можно охарактеризовать радиусом κ_{\min} и шириной «кольца» $\Delta\kappa_1$, определяемой выражением вида [16; 17]:

$$\Delta\kappa_1 = \Delta\kappa - \kappa_1, \quad (10)$$

где пространственная частота κ_1 находится из условия

$$|\tilde{A}'_4(\kappa = \kappa_1)| = |\tilde{A}_{4\max}|/2, \quad \kappa_1 < \kappa_{\min}.$$

При условии $\xi > \xi_2$ в пространственном спектре объектной волны вблизи нулевой пространственной частоты наблюдается ярко выраженный максимум (рис. 1, кривая 3). Пространственная селективность в этом случае может быть охарактеризована полушириной максимума, определяемой по уровню $|\tilde{A}_{40}|/2$.

Анализ выражения (3) показывает, что при фиксированной толщине нелинейной среды вид пространственного спектра объектной волны в основном определяется средним радиусом наночастиц. Поэтому будем говорить о пространственных спектрах, для которых $\xi < \xi_1$, $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_2$ и $\xi > \xi_2$, как о спектрах, соответствующих малым, промежуточным и большим средним радиусам наночастиц. Так, модули пространственных спектров объектной волны, приведенные на рис. 1, соответствуют диапазонам малых (кривая 1), промежуточных (кривая 2) и больших (кривая 3) средних радиусов наночастиц.

На рис. 2 для различных толщин нелинейной среды представлены области параметров в распределении наночастиц по размерам, соответствующих малым, промежуточным и большим средним радиусам наночастиц. Увеличение толщины слоя приводит к смещению граничных значений ξ_1

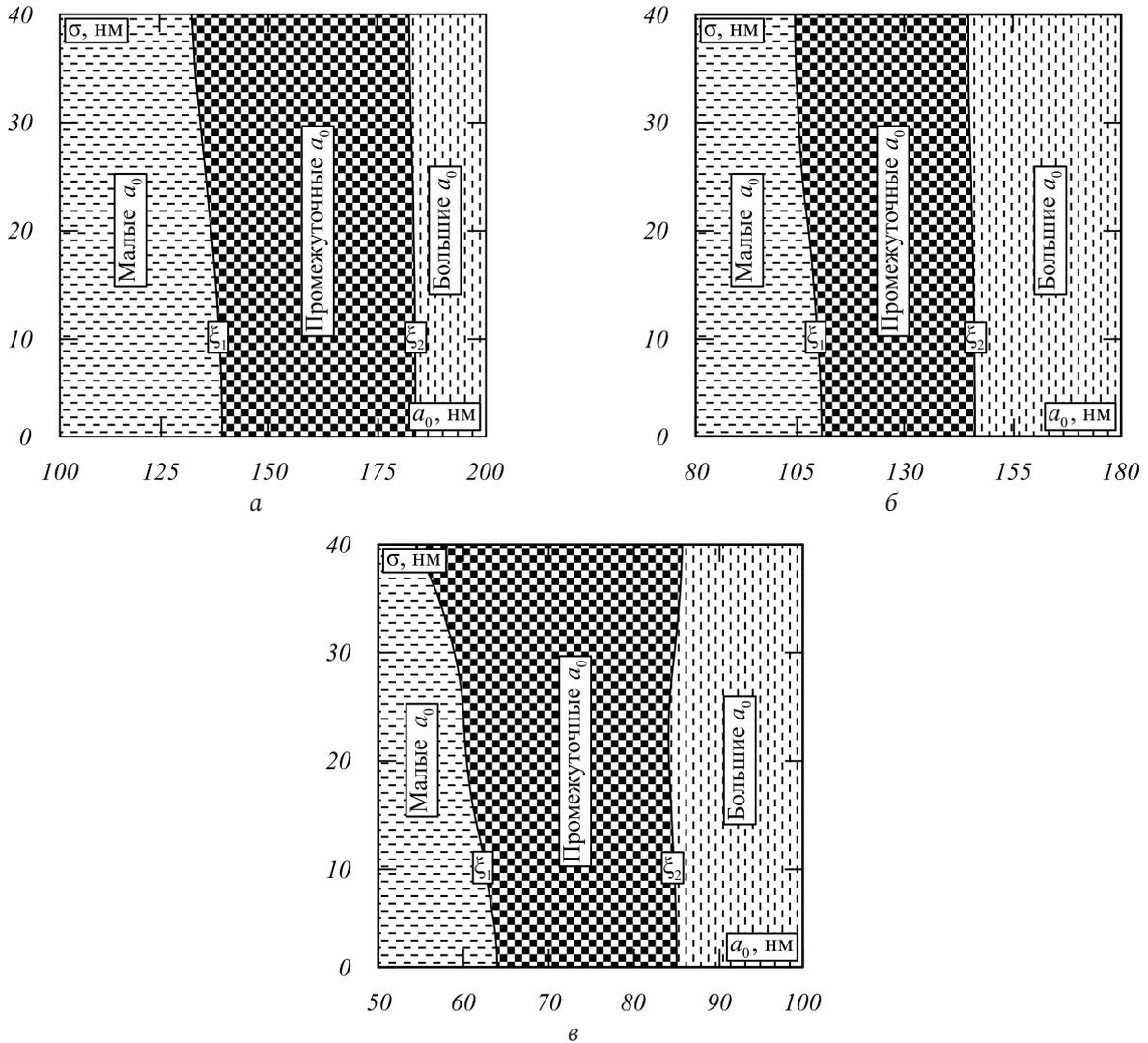


Рис. 2. Области средних радиусов наночастиц в зависимости от их среднего радиуса и среднеквадратичного отклонения при $\ell = 1$ (а), 2 (б) и 10 мм (в)
 Fig. 2. Areas of average radii of nanoparticles depending on their average radius and standard deviation at $\ell = 1$ (a), 2 (b) and 10 mm (c)

и ξ_2 в область меньших средних радиусов наночастиц. При $\ell \geq 1$ мм изменение среднеквадратичного отклонения в распределении наночастиц по размерам в пределах $0 \leq \sigma \leq 40$ нм слабо влияет на граничное значение ξ_2 .

Из выражения (2) следует, что для гетерогенной монодисперсной среды отношение модулей пространственных спектров объектной волны вблизи нулевой и на высоких пространственных частотах зависит не только от массы одной наночастицы, но и от толщины слоя:

$$\xi(m, \ell) = \sqrt{1 + \left(\frac{mg_z}{2kk_B T_0}\right)^2} \times \left| \frac{mg_z \ell}{k_B T_0} \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp\left(\frac{mg_z \ell}{k_B T_0}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} - 1 \right|. \quad (11)$$

При фиксированном размере наночастиц увеличение толщины гетерогенной среды приводит к росту параметра ξ и, как следствие, к уменьшению размеров наночастиц, при которых этот параметр достигает граничных значений. Это объясняет смещение изображенных на рис. 2 граничных значений ξ_1 и ξ_2 в область меньших средних радиусов наночастиц с увеличением толщины нелинейного слоя.

На рис. 3 представлены зависимости полуширины полосы вырезанных пространственных частот от среднеквадратичного отклонения при различных средних радиусах наночастиц. С увеличением как среднего радиуса, так и среднеквадратичного отклонения наблюдается рост полуширины полосы вырезанных пространственных частот.

На рис. 4 для наночастиц, соответствующих промежуточным средним радиусам, приведены зависимости ширины вырезанного «кольца» от сред-

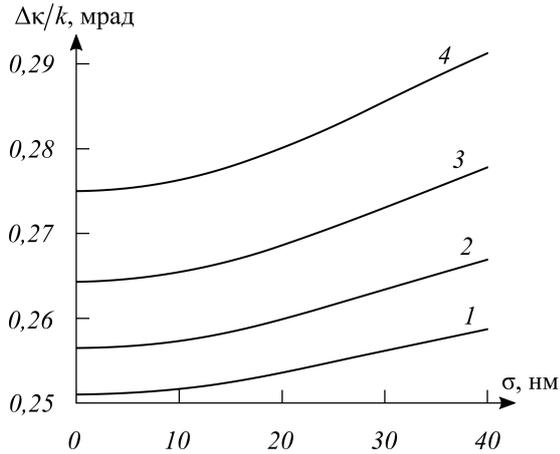


Рис. 3. График зависимости полуширины полосы вырезанных пространственных частот от среднеквадратичного отклонения при $\ell = 1$ мм, $a_0 = 100$ (1), 110 (2), 120 (3), 130 нм (4)
Fig. 3. Graph of the dependence of the half-width of the cut spatial frequency band on the standard deviation at $\ell = 1$ mm, $a_0 = 100$ (1), 110 (2), 120 (3), 130 nm (4)

неквадратичного отклонения. В зависимостях $\Delta\kappa_1$ от σ наблюдается минимальное значение, которое смещается в область меньших величин среднеквадратичного отклонения с увеличением среднего радиуса наночастиц. Отметим, что при любом фиксированном значении $\sigma \leq 35$ нм значение $\Delta\kappa_1$ монотонно уменьшается с ростом a_0 , что наблюдалось также в случае гетерогенной монодисперсной среды ($\sigma \rightarrow 0$) [17].

Для наночастиц со средним радиусом, лежащим в диапазоне больших радиусов, полуширина максимума вблизи нулевой пространственной частоты увеличивается с ростом среднего радиуса наночастиц и при $\sigma \leq 40$ нм не зависит от среднеквадратичного отклонения.

Приведем оценки влияния распределения наночастиц по размерам на пространственную селективность ЧПИ при толщине гетерогенной полидисперсной нелинейной среды 1 мм.

В области параметров, соответствующих малым средним радиусам наночастиц, при среднеквадратичном отклонении 40 нм по сравнению с монодисперсной нелинейной средой полуширина полосы вырезанных пространственных частот для $a_0 = 100$ и 130 нм увеличивается на 3,1 и 6,0 % соответственно.

В области параметров, соответствующих промежуточным средним радиусам наночастиц, при том же значении $\sigma = 40$ нм по сравнению с монодисперсной нелинейной средой ширина вырезанного «кольца» при $a_0 = 180$ нм увеличивается на 6,0 %, а при $a_0 = 144$ нм уменьшается на 1,9 %. При этом радиус «кольца» κ_{\min} увеличивается на 7,3 и 12,7 % соответственно.

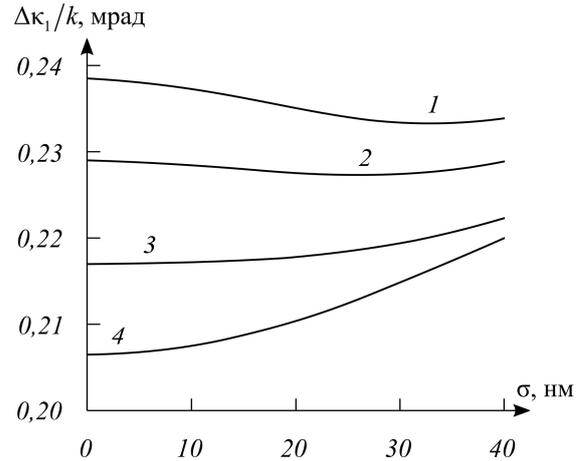


Рис. 4. График зависимости ширины вырезанного «кольца» от среднеквадратичного отклонения при $\ell = 1$ мм, $a_0 = 144$ (1), 148 (2), 156 (3), 190 нм (4)
Fig. 4. Graph of the dependence of the cut "ring" width on the standard deviation at $\ell = 1$ mm, $a_0 = 144$ (1), 148 (2), 156 (3), 190 nm (4)

Отметим, что без учета потока наночастиц, обусловленного действием на них силы тяжести, пространственная селективность ЧПИ в гетерогенной полидисперсной среде перестает зависеть от среднеквадратичного отклонения в распределении наночастиц по размерам, изменяется только коэффициент отражения ЧПИ [24].

Заключение

Получены зависимости параметров, характеризующих пространственную селективность ЧПИ в прозрачной полидисперсной гетерогенной среде с учетом потока наночастиц, обусловленного действием на них силы тяжести, от среднеквадратичного отклонения и среднего радиуса наночастиц.

Показано, что если в диапазоне малых средних радиусов наночастиц полуширина полосы пространственных частот, вырезаемых из модуля пространственного спектра объектной волны, увеличивается с ростом среднеквадратичного отклонения, то в диапазоне промежуточных средних радиусов наночастиц, в котором модуль пространственного спектра объектной волны имеет вид вырезанного «кольца», рост среднеквадратичного отклонения может приводить в зависимости от среднего радиуса наночастиц как к увеличению ширины «кольца», так и к его уменьшению.

При больших средних радиусах наночастиц среднеквадратичное отклонение в распределении наночастиц по размерам не оказывает влияния на полуширину максимума пространственного спектра объектной волны вблизи нулевой пространственной частоты.

Список литературы

1. Nonlinear four-wave mixing with enhanced diversity and selectivity via spin and orbital angular momentum conservation / X. Liu [et al.] // *APL Photonics*. 2020. Vol. 5. P. 010802. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5130715>
2. Near-ideal spontaneous photon sources in silicon quantum photonics / S. Paesani [et al.] // *Nature Communications*. 2020. Vol. 11. P. 2505. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-16187-8>
3. Creation of the maximum coherence via adiabatic passage in the four-wave mixing process of coherent anti-Stokes Raman scattering / N. Pandya [et al.] // *Chemical Physics Letters*. 2020. Vol. 738. P. 136763. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2019.136763>
4. Four-wave-mixing microscopy reveals non-colocalisation between gold nanoparticles and fluorophore conjugates inside cells / N. Giannakopoulou [et al.] // *Nanoscale*. 2020. Vol. 12. P. 4622–4635. DOI: <https://doi.org/10.1039/c9nr08512b>
5. Stimulated thermal scattering in two-photon absorbing nanocolloids under laser radiation of nanosecond-to-picosecond pulse widths / A.I. Erokhon [et al.] // *Nanomaterials*. 2022. Vol. 12. P. 2567. DOI: <https://doi.org/10.3390/nano12152567>
6. Imaging and tracking single plasmonic nanoparticles in 3D background-free with four-wave mixing interferometry / P. Borri [et al.] // *Proceedings of SPIE*. 2019. Vol. 10894. P. 108940Z. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2507618>
7. Silver nanoparticle-enhanced four-wave mixing (FWM) imaging technique for visualizing sialic acid on cell membrane / Y. Geng [et al.] // *Sensors and Actuators B. Chemical*. 2019. Vol. 301. P. 127074. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2019.127074>
8. Функция размытия точки четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом волноводе с керровской нелинейностью / Е.В. Воробьева [и др.] // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2021. Т. 24, № 1. С. 15–21. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2021.24.1.15-21>
9. Ivanov V.I., Ivanova G.D. Non-resonance mechanisms of optical nonlinearities of aerosols // *Proceedings of SPIE*. 2018. Vol. 10833. P. 108331S. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2504378>
10. Spectroscopy of the nonlinear refractive index of colloidal PbSe nanocrystals / I. Moreels [et al.] // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 89. P. 193106. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2385658>
11. Arandian A., Karimzadeh R., Faizabadi S.Y. The effect of laser wavelength and concentration on thermal nonlinear refractive index of graphene suspensions // *Nano*. 2015. Vol. 10, no. 4. P. 1550053. DOI: <https://doi.org/10.1142/S1793292015500538>
12. Черепанов И.Н. О перераспределении примеси в коллоидных смесях // *Журнал технической физики*. 2018. Т. 88, № 12. С. 1763–1770. DOI: <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46775.2589>
13. Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. М.: Химия, 1975. 512 с.
14. Ивахник В.В., Савельев М.В. Нестационарное четырехволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде // *Компьютерная оптика*. 2018. Т. 42, № 2. С. 227–235. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-2-227-235>
15. Ivakhnik V.V. Savel'ev M.V. Degenerate four-wave mixing in transparent two-component medium considering spatial structure of the pump waves // *Journal of Physics. Conference Series*. 2016. Vol. 737. P. 012007. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012007>
16. Ивахник В.В., Савельев М.В. Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения в поглощающей двухкомпонентной среде при больших коэффициентах отражения // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2018. Т. 21, № 2. С. 5–13. URL: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7029/6888>
17. Савельев М.В., Ивахник В.В. Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения с учетом силы тяжести, действующей на растворенные в прозрачной жидкости наночастицы // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. 2020. Т. 63, № 8. С. 694–703. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=44851030>
18. Ремзов А.Д., Савельев М.В. Встречное четырехволновое взаимодействие в прозрачной суспензии наночастиц в поле тяжести Земли // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. 2021. Т. 85, № 12. С. 1770–1775. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0367676521120267>
19. Ивахник В.В., Савельев М.В. Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2013. Т. 16, № 1. С. 6–11. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=20211855>
20. Optodynamic phenomena in aggregates of polydisperse plasmonic nanoparticles / A.E. Ershov [et al.] // *Applied Physics B*. 2014. Vol. 115. P. 547–560. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5636-6>
21. Background-free 3D nanometric localization and sub-nm asymmetry detection of single plasmonic nanoparticles by four-wave mixing interferometry with optical vortices / G. Zorinants [et al.] // *Physical Review X*. 2017. Vol. 7. P. 041022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.7.041022>
22. Optical nonlinearities of a high concentration of small metal particles dispersed in glass: copper and silver particles / K. Uchida [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. 1994. Vol. 11, no. 7. P. 1236–1243. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.11.001236>
23. Bloemer M.J., Haus J.W., Ashley P.R. Degenerate four-wave mixing in colloidal gold as a function of particle size // *Journal of the Optical Society of America B*. 1990. Vol. 7, no. 5. P. 790–795. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.7.000790>
24. Альдебенева К.Н., Ивахник В.В., Савельев М.В. Влияние распределения частиц по размерам на характеристики четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2019. Т. 22, № 1. С. 4–9. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.1.4-9>
25. Four-wave-mixing approach to in situ detection of nanoparticles / A. Gerakis [et al.] // *Physical Review Applied*. 2018. Vol. 9. P. 014031. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014031>
26. Larsson C., Kumar S. Nonuniformities in miscible two-layer two-component thin liquid films // *Physical Review Fluids*. 2021. Vol. 6. P. 034004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.6.034004>
27. Sedimentation of particles by the light pressure in nanosuspension / V.K. Khe [et al.] // *Proceedings of SPIE*. 2017. Vol. 10466. P. 104664K. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2288774>

28. Effects of polydispersity on the glass transition dynamics of aqueous suspensions of soft spherical colloidal particles / S.K. Behera [et al.] // *Physical Review Materials*. 2017. Vol. 1. P. 055603. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.1.055603>
29. Иванов В.И., Пячин С.А. Сепарация частиц в полидисперсной наносuspension в поле лазерного излучения // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2021. Вып. 13. С. 146–155. DOI: <https://doi.org/10.26456/pcascnn/2021.13.146>

References

- Liu X. et al. Nonlinear four-wave mixing with enhanced diversity and selectivity via spin and orbital angular momentum conservation. *APL Photonics*, 2020, vol. 5, p. 010802. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5130715>
- Paesani S. et al. Near-ideal spontaneous photon sources in silicon quantum photonics. *Nature Communications*, 2020, vol. 11, p. 2505. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-16187-8>
- Pandya N. et al. Creation of the maximum coherence via adiabatic passage in the four-wave mixing process of coherent anti-stokes Raman scattering. *Chemical Physics Letters*, 2020, vol. 738, p. 136763. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cplett.2019.136763>
- Giannakopoulou N. et al. Four-wave-mixing microscopy reveals non-colocalisation between gold nanoparticles and fluorophore conjugates inside cells. *Nanoscale*, 2020, vol. 12, pp. 4622–4635. DOI: <https://doi.org/10.1039/c9nr08512b>
- Erokhon A.I. et al. Stimulated thermal scattering in two-photon absorbing nanocolloids under laser radiation of nanosecond-to-picosecond pulse widths. *Nanomaterials*, 2022, vol. 12, p. 2567. DOI: <https://doi.org/10.3390/nano12152567>
- Borri P. et al. Imaging and tracking single plasmonic nanoparticles in 3D background-free with four-wave mixing interferometry. *Proceedings of SPIE*, 2019, vol. 10894, p. 108940Z. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2507618>
- Geng Y. et al. Silver nanoparticle-enhanced four-wave mixing (FWM) imaging technique for visualizing sialic acid on cell membrane. *Sensors and Actuators B. Chemical*, 2019, vol. 301, p. 127074. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2019.127074>
- Vorob'eva E.V. et al. Point smearing function of a four-wave radiation converter in a multimode waveguide with Kerr nonlinearity. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2021, vol. 24, no. 1, pp. 15–21. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2021.24.1.15-21> (In Russ.)
- Ivanov V.I., Ivanova G.D. Non-resonance mechanisms of optical nonlinearities of aerosols. *Proceedings of SPIE*, 2018, vol. 10833, p. 108331S. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2504378>
- Moreels I. et al. Spectroscopy of the nonlinear refractive index of colloidal PbSe nanocrystals. *Applied Physics Letters*, 2006, vol. 89, p. 193106. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2385658>
- Arandian A., Karimzadeh R., Faizabadi S.Y. The effect of laser wavelength and concentration on thermal nonlinear refractive index of graphene suspensions. *Nano*, 2015, vol. 10, no. 4, p. 1550053. DOI: <https://doi.org/10.1142/S1793292015500538>
- Cherepanov I.N. On the redistribution of impurities in colloidal mixtures. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 2018, vol. 88, no. 12, pp. 1763–1770. DOI: <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46775.2589> (In Russ.)
- Voyutskiy S.S. *Colloid Chemistry Course*. Moscow: Khimiya, 1975, 512 p. (In Russ.)
- Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Non-stationary four-wave interaction in a transparent two-component medium. *Komp'yuternaya optika*, 2018, vol. 42, no. 2, pp. 227–235. DOI: <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-2-227-235> (In Russ.)
- Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Degenerate four-wave mixing in transparent two-component medium considering spatial structure of the pump waves. *Journal of Physics. Conference Series*, 2016, vol. 737, pp. 012007. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012007>
- Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Spatial selectivity of a four-wave radiation converter in an absorbing two-component medium at high reflection coefficients. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2018, vol. 21, no. 2, pp. 5–13. URL: <https://journals.ssau.ru/pwp/article/view/7029/6888> (In Russ.)
- Savel'ev M.V., Ivakhnik V.V. Spatial selectivity of a four-wave radiation converter taking into account the force of gravity acting on nanoparticles dissolved in a transparent liquid. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Radiofizika*, 2020, vol. 63, no. 8, pp. 694–703. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=44851030> (In Russ.)
- Remzov A.D., Savel'ev M.V. Counter four-wave interaction in a transparent suspension of nanoparticles in the Earth's gravity field. *Izvestiya Rossiyskoy akademii nauk. Seriya fizicheskaya*, 2021, vol. 85, no. 12, pp. 1770–1775. DOI: <https://doi.org/10.31857/S0367676521120267> (In Russ.)
- Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Spatial selectivity of a four-wave radiation converter taking into account the thermal diffusion and electrostrictive mechanisms of nonlinearity. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2013, vol. 16, no. 1, pp. 6–11. URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=20211855> (In Russ.)
- Ershov A.E. et al. Optodynamic phenomena in aggregates of polydisperse plasmonic nanoparticles. *Applied Physics B*, 2014, vol. 115, pp. 547–560. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5636-6>
- Zorinants G. et al. Background-free 3D nanometric localization and sub-nm asymmetry detection of single plasmonic nanoparticles by four-wave mixing interferometry with optical vortices. *Physical Review X*, 2017, vol. 7, pp. 041022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.7.041022>
- Uchida K. et al. Optical nonlinearities of a high concentration of small metal particles dispersed in glass: copper and silver particles. *Journal of the Optical Society of America B*, 1994, vol. 11, no. 7, pp. 1236–1243. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.11.001236>
- Bloemer M.J., Haus J.W., Ashley P.R. Degenerate four-wave mixing in colloidal gold as a function of particle size. *Journal of the Optical Society of America B*, 1990, vol. 7, no. 5, pp. 790–795. DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.7.000790>
- Al'debeneva K.N., Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Effect of particle size distribution on the characteristics of a four-wave radiation converter in a transparent two-component medium. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2019, vol. 22, no. 1, pp. 4–9. DOI: <https://doi.org/10.18469/1810-3189.2019.22.1.4-9> (In Russ.)

25. Gerakis A. et al. Four-wave-mixing approach to in situ detection of nanoparticles. *Physical Review Applied*, 2018, vol. 9, p. 014031. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014031>
26. Larsson C., Kumar S. Nonuniformities in miscible two-layer two-component thin liquid films. *Physical Review Fluids*, 2021, vol. 6, p. 034004. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.6.034004>
27. Khe V.K. et al. Sedimentation of particles by the light pressure in nanosuspension. *Proceedings of SPIE*, 2017, vol. 10466, p. 104664K. DOI: <https://doi.org/10.1117/12.2288774>
28. Behera S.K. et al. Effects of polydispersity on the glass transition dynamics of aqueous suspensions of soft spherical colloidal particles. *Physical Review Materials*, 2017, vol. 1, p. 055603. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.1.055603>
29. Ivanov V.I., Pyachin S.A. Separation of particles in a polydisperse nanosuspension in the field of laser radiation. *Fiziko-khimicheskie aspekty izucheniya klasterov, nanostruktur i nanomaterialov*, 2021, no. 13, pp. 146–155. DOI: <https://doi.org/10.26456/pcascnn/2021.13.146> (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems

2023, vol. 26, no. 1, pp. 9–17

DOI 10.18469/1810-3189.2023.26.1.9-17

Received 24 November 2022

Accepted 26 December 2022

Influence of nanoparticle dispersion in a transparent liquid on the spatial characteristics of a four-wave radiation converter

Valery V. Ivakhnik, Maxim V. Savelyev 

Samara National Research University
34, Moskovskoye shosse,
Samara, 443086, Russian Federation

Abstract – The spatial characteristics of a four-wave radiation converter in a transparent heterogeneous polydisperse medium are studied in this paper considering the nanoparticle flow caused by the gravity action with a normal size distribution of particle. Three ranges of average nanoparticle radii (small, intermediate and large), for which different types of spatial spectra of the object waves are characteristic, are distinguished. Shown that in the range of small average nanoparticle radii an increase in the standard deviation leads to an increase in the half-width of the spatial frequency band cut out by a four-wave radiation converter from the spatial spectrum of the object wave. In the range of intermediate average nanoparticle radii an increase in the standard deviation can lead to both an increase and a decrease in the width of the «ring» cut out by a four-wave radiation converter. At large average nanoparticle radii a change in the standard deviation doesn't affect the spatial selectivity of the four-wave radiation converter.

Keywords – four-wave radiation converter; transparent medium; normal distribution.

Информация об авторах

Ивахник Валерий Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

Савельев Максим Валерьевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева, г. Самара, Россия.

Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: belchonokenot@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7548-0331>

Information about the Authors

Valery V. Ivakhnik, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, head of the Department of Optics and Spectroscopy, Samara National Research University, Samara, Russia.

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: ivakhnik@ssau.ru

Maxim V. Savelyev, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of Optics and Spectroscopy, Samara National Research University, Samara, Russia.

Research interests: nonlinear optics, dynamic holography.

E-mail: belchonokenot@mail.ru

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7548-0331>