

УДК 535.317.1

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЁТОМ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА РАСТВОРЁННЫЕ В ПРОЗРАЧНОЙ ЖИДКОСТИ НАНОЧАСТИЦЫ

М. В. Савельев, В. В. Ивашник*

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С. П. Королева, г. Самара, Россия

Проведён анализ пространственных характеристик четырёхволнового преобразователя излучения в двухкомпонентной среде, состоящей из прозрачной жидкости и наночастиц, с учётом силы тяжести. Показано, что учёт силы тяжести, действующей на наночастицы, оказывает существенное влияние на эффективность преобразования низких пространственных частот. Выделено три диапазона эффективных масс наночастиц (малые, промежуточные и большие), для которых характерны различные виды пространственных спектров объектной волны. В первом диапазоне четырёхволновой преобразователь излучения осуществляет фильтрацию высоких пространственных частот сигнальной волны. Установлена связь полуширины полосы пространственных частот, вырезаемых четырёхволновым преобразователем излучения, с эффективной массой одной наночастицы. Для второго диапазона показано, что из модуля пространственного спектра сигнальной волны вырезается полоса частот, центр которой с ростом эффективной массы наночастиц смещается в область больших частот, а ширина уменьшается. В третьем диапазоне четырёхволновой преобразователь излучения осуществляет фильтрацию низких пространственных частот с полушириной полосы, увеличивающейся с ростом массы наночастиц.

ВВЕДЕНИЕ

Четырёхволновой преобразователь (ЧВП) излучения, с помощью которого осуществляется обращение волнового фронта падающей на него (сигнальной) волны, может быть реализован с использованием сред с различными механизмами нелинейности [1] и, в частности, в многокомпонентных средах с наноразмерными частицами (в коллоидных растворах, суспензиях, эмульсиях). Интерес к последним обусловлен в первую очередь проявлением ими сильных нелинейных свойств. Так, например, нелинейные показатели преломления n_2 , полученные в ряде экспериментальных работ [2–7], колеблются в широком диапазоне абсолютных значений $10^{-9} \div 10^{-2}$ см²/Вт.

При использовании ЧВП излучения на основе многокомпонентных сред в системах нелинейной адаптивной оптики и в системах обработки в реальном масштабе времени изображений важной задачей является установление соответствия пространственно-временных структур сигнальной волны и волны с обращённым волновым фронтом (объектной волны). К настоящему времени проведено исследование пространственной селективности ЧВП излучения в прозрачной среде, состоящей из жидкости и растворённых в ней наночастиц, в зависимости от схемы взаимодействия, параметров волн накачки и толщины среды [8–11] без учёта силы тяжести.

Однако в коллоидных растворах энергия теплового движения молекул сопоставима с энергией частиц в гравитационном поле Земли [12, 13], в связи с чем при рассмотрении четырёхволнового взаимодействия в таких средах необходимо учитывать, наряду с диффузионным и электрострикционным потоками, дополнительный поток частиц, обусловленный действием на них силы тяжести. Это может оказать существенное влияние как на энергетические, так и на пространственно-временные характеристики ЧВП излучения.

* belchonokenot@mail.ru

Целью работы является исследование влияния силы тяжести, действующей на наночастицы в прозрачной жидкости, на пространственную селективность ЧВП излучения.

1. МОДЕЛЬ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Рассмотрим вырожденное четырёхволновое взаимодействие в схеме со встречными волнами накачки в плоском горизонтальном слое прозрачной жидкости, содержащей наночастицы. Пусть сигнальная волна и первая волна накачки с комплексными амплитудами A_3 и A_1 падают на верхнюю грань нелинейного слоя $z = 0$, а вторая волна накачки с комплексной амплитудой A_2 — на нижнюю грань $z = \ell$ (см. рис. 1). Интерференция волн, распространяющихся в среде, приводит к зависимости интенсивности излучения от пространственных координат. Вследствие диффузии и электрострикции, а также действия на наночастицы силы тяжести появляется пространственное изменение концентрации наночастиц δC , а учёт эффекта Дюфура приводит к пространственному изменению температуры среды δT . Таким образом, в среде формируется решётка показателя преломления

$$\delta n = \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \delta T + \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right)_T \delta C,$$

где $(\partial n / \partial T)_C$ и $(\partial n / \partial C)_T$ — температурный и концентрационный коэффициенты показателя преломления соответственно [7, 14]. Вкладом последнего слагаемого в изменение показателя преломления δn можно пренебречь для типичных концентраций частиц, рассматриваемых в работах по четырёхволновому взаимодействию [15–18] (порядка 10^{12} см $^{-3}$) и при использовании лазерного излучения с большой длительностью (более микросекунды) [7].

В результате дифракции второй волны накачки на фазовой решётке возникает объектная волна с комплексной амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне и имеющая волновой фронт, комплексно-сопряжённый волновому фронту последней.

Уравнение Гельмгольца, описывающее вырожденное четырёхволновое взаимодействие в прозрачной нелинейной среде, имеет вид

$$[\nabla^2 + (\omega/c)^2 (n_0 + \delta n)^2] \sum_{j=1}^4 (A_j + A_j^*) = 0, \quad (1)$$

где ω — циклическая (временная) частота взаимодействующих волн, n_0 — значение показателя преломления в отсутствие излучения, c — скорость света в вакууме, индекс * означает комплексное сопряжение.

Дополним уравнение (1) системой стационарных материальных уравнений, которые описывают изменения температуры и концентрации:

$$D_{22} \nabla^2 \delta C(\mathbf{r}) = \gamma \nabla^2 I(\mathbf{r}) + \frac{D_{22} m}{k_B T_0} \mathbf{g} \nabla \delta C(\mathbf{r}), \quad (2)$$

$$D_{11} \nabla^2 \delta T(\mathbf{r}) = -D_{12} \nabla^2 \delta C(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Здесь D_{22} и D_{11} — коэффициенты диффузии и теплопроводности, D_{12} и γ — коэффициенты, описывающие эффект Дюфура и явление электрострикции соответственно, I — интенсивность излучения, m — эффективная масса одной наночастицы, включающая в себя поправку на силу Архимеда, k_B — постоянная Больцмана, T_0 — температура среды в отсутствие излучения, \mathbf{g} — ускорение свободного падения, \mathbf{r} — радиус-вектор. Уравнение диффузии (2) отличается от аналогичного уравнения, использованного в работах [9, 10], учётом силы тяжести.

В приближении заданного поля по волнам накачки ($|A_j| \gg |A_{j'}|$, где $j = 1, 2$ и $j' = 3, 4$) при малом коэффициенте отражения ($|A_4| \ll |A_3|$) интенсивность излучения I может быть записана в виде суммы интенсивностей волн накачки и слагаемых $A_1 A_3^* + A_1^* A_3$, отвечающих за интерференцию первой волны накачки и сигнальной волны. Изменения концентрации и температуры представим как суммы медленно ($\delta C_0, \delta T_0$) и быстро ($\delta C_{31}, \delta T_{31}$) меняющихся в зависимости от поперечных координат x и y составляющих. Волны накачки считаются плоскими и распространяются вдоль оси z ; сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам, а составляющие изменений концентрации и температуры δC_{31} и δT_{31} — по гармоническим решёткам [10].

С учётом малости добавки к показателю преломления среды ($\delta n \ll n_0$) при квазиколлинеарном распространении взаимодействующих волн пространственный спектр объектной волны \tilde{A}_4 на верхней грани нелинейного слоя связан с пространственным спектром температурной решётки $\delta \tilde{T}_{31}$ выражением вида [19]

$$\tilde{A}_4(\kappa, z = 0) = -i \frac{k}{n_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C A_{20} \exp(-iP) \int_0^\ell \delta \tilde{T}_{31}(\kappa, z) \exp\left(i \frac{\kappa^2}{2k} z\right) dz. \quad (4)$$

Здесь κ — пространственная частота объектной волны (модуль проекции волнового вектора объектной волны на плоскость xy), A_{20} — амплитуда второй волны накачки на нижней грани нелинейного слоя, $k = \omega n_0 / c$,

$$P = \frac{k}{n_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \int_0^\ell \delta T_0(z) dz.$$

2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ СПЕКТР ОБЪЕКТНОЙ ВОЛНЫ С УЧЁТОМ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА НАНОЧАСТИЦЫ В ПРОЗРАЧНОЙ ЖИДКОСТИ

Чтобы получить явный вид пространственного спектра объектной волны на верхней грани нелинейного слоя, найдём выражения для пространственных спектров концентрационной, $\delta \tilde{C}_{31}$, а затем и температурной решётки.

С учётом сделанных выше приближений материальные уравнения (2) и (3) для спектров $\delta \tilde{C}_{31}$ и $\delta \tilde{T}_{31}$ примут вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{mg_z}{k_B T_0} \frac{\partial}{\partial z} - \kappa^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z) = -\frac{\gamma \kappa^2 A_{10} \tilde{A}_{30}(\kappa)}{\tilde{D}_{22}} \left(\frac{\kappa^2}{4k^2} + 1 \right) \exp\left(-i \frac{\kappa^2}{2k} z\right), \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\kappa, z) = -\frac{D_{12}}{D_{11}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z), \quad (6)$$

где g_z — проекция вектора ускорения свободного падения на ось z , A_{10} и $\tilde{A}_{30}(\kappa)$ — амплитуда первой волны накачки и пространственный спектр сигнальной волны на верхней грани нелинейного слоя соответственно.

Уравнение (5) дополняется граничными условиями [20]

$$\left. \frac{\partial \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{mg_z}{k_B T_0} \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z = 0), \quad \left. \frac{\partial \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z)}{\partial z} \right|_{z=\ell} = \frac{mg_z}{k_B T_0} \delta \tilde{C}_{31}(\kappa, z = \ell), \quad (7)$$

которые вытекают из равенства нулю полного потока частиц на гранях.

Решение уравнения (5) с учётом (7) принимает вид

$$\delta\tilde{C}_{31}(\kappa, z) = \sum_{j=1}^3 C_j(\kappa) \exp[\lambda_j(\kappa)z], \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_1(\kappa) &= \frac{mg_z}{2k_B T_0} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2k_B T_0}{mg_z} \kappa \right)^2} \right], & \lambda_2(\kappa) &= \frac{mg_z}{2k_B T_0} \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2k_B T_0}{mg_z} \kappa \right)^2} \right], \\ \lambda_3(\kappa) &= -i \frac{\kappa^2}{2k}, & C_1(\kappa) &= -C_3(\kappa) \frac{\left[\frac{mg_z}{k_B T_0} - \lambda_3(\kappa) \right] \{ \exp[\lambda_2(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_3(\kappa)\ell] \}}{\left[\frac{mg_z}{k_B T_0} - \lambda_1(\kappa) \right] \{ \exp[\lambda_2(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_1(\kappa)\ell] \}}, \\ C_2(\kappa) &= C_3(\kappa) \frac{\left[\frac{mg_z}{k_B T_0} - \lambda_3(\kappa) \right] \{ \exp[\lambda_1(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_3(\kappa)\ell] \}}{\left[\frac{mg_z}{k_B T_0} - \lambda_2(\kappa) \right] \{ \exp[\lambda_2(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_1(\kappa)\ell] \}}, \\ C_3(\kappa) &= \frac{\gamma A_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa) [\kappa^2 - \lambda_3^2(\kappa)]}{D_{22} \left[\kappa^2 - \lambda_3^2(\kappa) + \lambda_3(\kappa) \frac{mg_z}{k_B T_0} \right]}. \end{aligned}$$

При неизменности температуры на гранях нелинейного слоя ($\delta\tilde{T}_{31}(\kappa, z=0) = \delta\tilde{T}_{31}(\kappa, z=\ell) = 0$) [10, 19] решение уравнения (6) с учётом пространственного спектра концентрационной решётки (8) можно записать следующим образом:

$$\delta\tilde{T}_{31}(\kappa, z) = \sum_{j=1}^5 G_j(\kappa) \exp[\lambda_j(\kappa)z], \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} G_j(\kappa) &= -\frac{D_{12}}{D_{11}} C_j(\kappa), \quad j = 1, 2, 3; \quad \lambda_4(\kappa) = \kappa, \quad \lambda_5(\kappa) = -\kappa, \\ G_4(\kappa) &= -\frac{1}{2\text{sh}(\kappa\ell)} \sum_{j=1}^3 G_j(\kappa) \{ \exp[\lambda_j(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_5(\kappa)\ell] \}, \\ G_5(\kappa) &= \frac{1}{2\text{sh}(\kappa\ell)} \sum_{j=1}^3 G_j(\kappa) \{ \exp[\lambda_j(\kappa)\ell] - \exp[\lambda_4(\kappa)\ell] \}. \end{aligned}$$

С учётом (9) выражение для пространственного спектра объектной волны (4) примет вид

$$\tilde{A}_4(\kappa, z=0) = -i \frac{k}{n_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C A_{20} \exp(-iP) \sum_{j=1}^5 G_j(\kappa) \frac{\exp \{ [\lambda_j(\kappa) - \lambda_3(\kappa)] \ell \} - 1}{\lambda_j(\kappa) - \lambda_3(\kappa)}. \quad (10)$$

Выражение (10) устанавливает однозначную связь между пространственными спектрами четырёх взаимодействующих волн с учётом силы тяжести, действующей на наночастицы в прозрачной жидкости. В предельном случае, когда эффективной массой частиц можно пренебречь, оно совпадает с аналогичным выражением для пространственного спектра объектной волны, полученным без учёта силы тяжести [10].

Поворот схемы, представленной на рис. 1, на 180° ($g_z = -g$) приводит к смене знака фазы пространственного спектра объектной волны.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

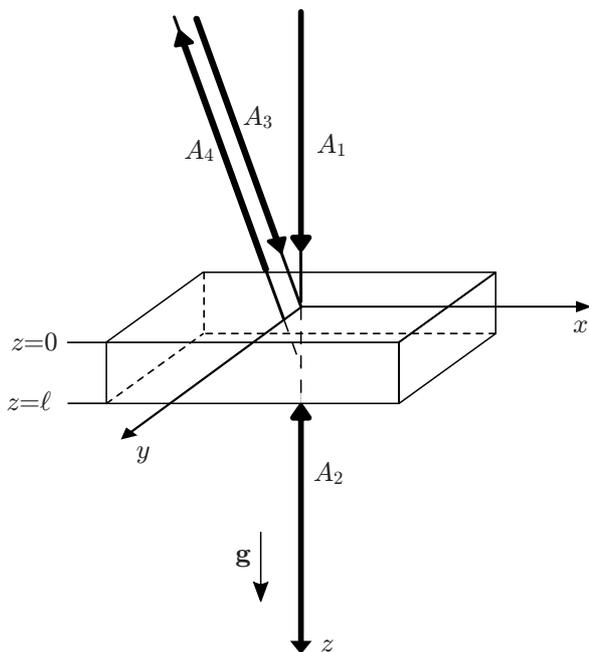


Рис. 1. Схема четырёхволнового взаимодействия со встречными волнами накачки

В качестве нелинейной среды выберем слой воды с $n_0 = 1,333$, содержащий наночастицы, при начальной температуре 300 К. Длина взаимодействующих волн равна 532 нм. Пусть сигнальной волной является волна от точечного источника, расположенного на верхней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}(\kappa) = \text{const}$).

На рис. 2 представлено изменение модулей пространственных спектров концентрационной и температурной решёток, нормированных соответственно на $|\delta\tilde{C}_{31 \text{ max}}| = |\delta\tilde{C}_{31}(\kappa \rightarrow 0, 1k; z = 0, 5\ell)|$ и $|\delta\tilde{T}_{31 \text{ max}}| = |\delta\tilde{T}_{31}(\kappa \rightarrow 0, 1k; z = 0, 5\ell)|$, по толщине нелинейного слоя. Учёт силы тяжести приводит к тому, что в модуле спектра концентрационной решётки вблизи нулевой пространственной частоты наблюдаются наименьшее и наибольшее значения на верхней и нижней гранях соответственно (см. рис. 2а). При повороте схемы четырёхволнового взаимодействия на 180° эти значения меняются местами. Модуль спектра концентрационной решётки вблизи нулевой

пространственной частоты меняется экспоненциально по толщине нелинейного слоя:

$$|\delta\tilde{C}_{31}(\kappa \rightarrow 0, z)| = C(m, \ell) \exp\left[\frac{mgz}{k_B T_0} \left(z - \frac{\ell}{2}\right)\right], \tag{11}$$

где $C(m, \ell)$ — коэффициент, зависящий от эффективной массы наночастиц и толщины слоя следующим образом:

$$C(m, \ell) = \left| \frac{\gamma A_{10} \tilde{A}_{30}^* mg_z \ell}{2D_{22} k_B T_0} \text{csch}\left(\frac{mg_z \ell}{2k_B T_0}\right) \right|. \tag{12}$$

Без учёта силы тяжести в модуле пространственного спектра температурной решётки наблюдается «провал» вблизи нулевой пространственной частоты по всей толщине нелинейного слоя. С ростом пространственной частоты модуль пространственного спектра решётки растёт с последующим выходом на постоянное значение. Учёт силы тяжести (см. рис. 2б) приводит к возникновению в модуле спектра температурной решётки вблизи нулевой пространственной частоты максимума, величина и положение которого внутри нелинейного слоя зависят от эффективной массы наночастиц и толщины среды. Положение максимума модуля пространственного спектра температурной решётки при $\kappa \rightarrow 0$ коррелирует с положением наибольшего значения в модуле спектра концентрационной решётки (смещается к нижней грани при $g_z = g$ либо к верхней грани при $g_z = -g$).

На рис. 3 представлены нормированные модули пространственных спектров объектной волны при различных эффективных массах отдельной наночастицы. Нормировка осуществлялась на постоянное значение модуля пространственного спектра, которое наблюдается на высоких пространственных частотах за пределами представленного на рис. 3 диапазона и определяется выражением

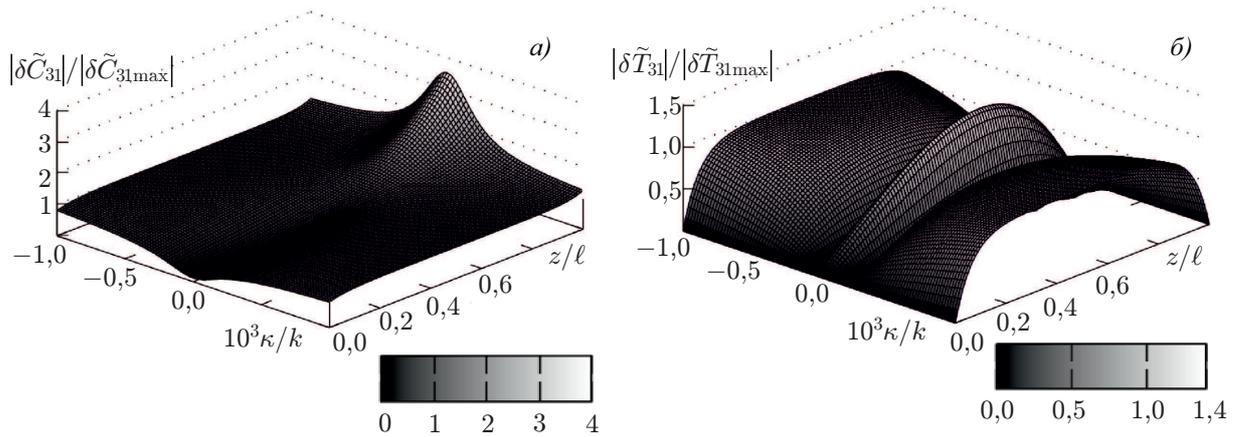


Рис. 2. Модули пространственных спектров концентрационной (а) и температурной (б) решёток в зависимости от пространственной частоты и координаты z при толщине нелинейного слоя $\ell = 1$ мм и эффективной массе отдельной наночастицы $m = 1,437$ фг

$$|\tilde{A}_{4\max}| = |\tilde{A}_4(\kappa \rightarrow 0, 1k; z = 0)| = \left| \frac{k\gamma D_{12} A_{10} A_{20} \tilde{A}_{30}^* \ell}{n_0 D_{11} D_{22}} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \left(1 - i \frac{mg_z}{2kk_B T_0} \right)^{-1} \right|. \quad (13)$$

На высоких пространственных частотах рост модуля пространственного спектра температурной решётки вследствие явления электрострикции компенсируется в основном размытием решётки из-за процесса теплопроводности, что и объясняет выход модуля пространственного спектра объектной волны на постоянное значение [21]. Для наночастиц с эффективной массой, удовлетворяющей условию $|mg_z/(2kk_B T_0)| \leq \leq 10^{-2}$, влиянием силы тяжести на величину $|\tilde{A}_{4\max}|$ можно пренебречь.

Учёт силы тяжести приводит к тому, что в модуле спектра объектной волны в области частот $\kappa \rightarrow 0$ возникает максимум, величина которого определяется выражением

$$|\tilde{A}_{40}| = |\tilde{A}_4(\kappa \rightarrow 0, z = 0)| = \left| \frac{k\gamma D_{12} A_{10} A_{20} \tilde{A}_{30}^* \ell}{n_0 D_{11} D_{22}} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \left(\frac{mg_z \ell}{k_B T_0} \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp \left(\frac{mg_z \ell}{k_B T_0} \right) - 1 \right]^{-1} \right\} - 1 \right) \right|. \quad (14)$$

В модуле пространственного спектра объектной волны наблюдается пространственная частота κ_{\min} , на которой он имеет нулевое значение: $|\tilde{A}_4(\kappa = \kappa_{\min}, z = 0)| = 0$. Вид модуля пространственного спектра объектной волны схож с видом модуля спектра волны при четырёхволновом взаимодействии в поглощающей двухкомпонентной среде [19].

Для анализа влияния эффективной массы наночастицы на пространственную селективность ЧВП излучения введём параметр ξ , характеризующий соотношение между значениями модулей

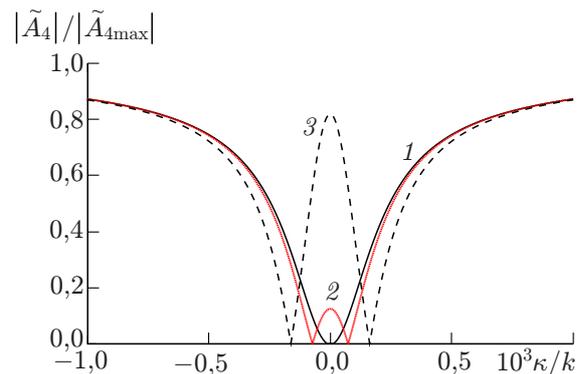


Рис. 3. Модули пространственных спектров объектной волны в зависимости от пространственной частоты при толщине нелинейного слоя $\ell = 1$ мм и эффективных массах отдельной наночастицы $m = = 0,065$ фг (кривая 1), $0,524$ фг (2) и $1,437$ фг (3)

пространственного спектра объектной волны вблизи нулевой частоты и на высоких частотах:

$$\xi(m, \ell) = \frac{|\tilde{A}_{40}|}{|\tilde{A}_{4\max}|} = \sqrt{1 + \left(\frac{mg_z}{2kk_B T_0}\right)^2} \left| \frac{mg_z \ell}{k_B T_0} \left\{ \frac{1}{2} + \left[\exp\left(\frac{mg_z \ell}{k_B T_0}\right) - 1 \right]^{-1} \right\} - 1 \right|. \tag{15}$$

По отношению к анализу поведения модулей пространственных спектров объектной волны можно выделить три диапазона эффективных масс наночастиц:

- 1) $\xi(m, \ell) < 0,5$ — малые эффективные массы;
- 2) $0,5 \leq \xi(m, \ell) \leq 2$ — промежуточные эффективные массы;
- 3) $\xi(m, \ell) > 2$ — большие эффективные массы.

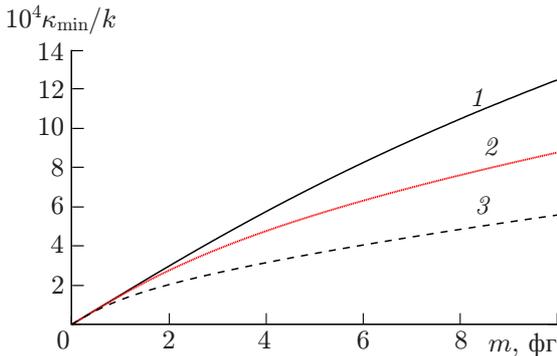


Рис. 4. Зависимости положения нуля в модуле пространственного спектра объектной волны κ_{\min} от эффективной массы отдельной наночастицы при толщинах нелинейного слоя $\ell = 100$ мкм (кривая 1), 300 мкм (2) и 1000 мкм (3)

На рис. 4 представлены зависимости значений пространственной частоты объектной волны, на которой модуль пространственного спектра равен нулю, от эффективной массы отдельной наночастицы. При толщине слоя $\ell = 100$ мкм в диапазоне малых эффективных масс пространственная частота κ_{\min} прямо пропорциональна m . С увеличением как толщины слоя, так и эффективной массы линейный характер этой зависимости нарушается. При этом скорость изменения κ_{\min} с ростом m уменьшается.

В диапазоне малых эффективных масс ЧВП излучения осуществляет фильтрацию высоких пространственных частот объектной волны (рис. 3, кривая 1), как это показано, например, в работах [10, 11]. Пространственная селективность может быть охарактеризована полушириной полосы пространственных частот $\Delta\kappa$, которые вырезаются ЧВП излучения из низкочастотной области модуля пространственного спектра сигнальной волны, определяемой по уровню $|\tilde{A}_{4\max}|/2$ [10]. На рис. 5 представлены зависимости $\Delta\kappa$ от эффективной массы отдельной наночастицы. С увеличением m до 10 фг (рис. 5, кривая 1), 3,6 фг (рис. 5, кривая 2) и 1,1 фг (рис. 5, кривая 3) наблюдается рост полуширины $\Delta\kappa$ с последующим выходом на зависимость, близкую к линейной:

$$\Delta\kappa k^{-1} = \delta_1 m + \delta_2. \tag{16}$$

Анализ пространственной селективности ЧВП излучения показывает, что коэффициент δ_1 в диапазоне $100 \text{ мкм} \leq \ell \leq 1000 \text{ мкм}$ не зависит от толщины нелинейного слоя и равен $6 \cdot 10^{-5} \text{ фг}^{-1}$. Коэффициент же δ_2 при толщинах $\ell = 100, 300$ и 1000 мкм принимает значения $2,3 \cdot 10^{-3}$; $7,3 \cdot 10^{-4}$ и $2,2 \cdot 10^{-4}$ соответственно.

При фиксированной эффективной массе наночастиц с ростом толщины среды наблюдается монотонное уменьшение полуширины полосы вырезанных пространственных частот, которое при $100 \leq \ell \leq 1000$ мкм хорошо аппроксимируется выражением

$$\Delta\kappa k^{-1} = \beta \ell^{-1}, \tag{17}$$

где коэффициент β при $5,2 \cdot 10^{-4} \text{ фг} \leq m \leq 2,0 \cdot 10^{-1} \text{ фг}$ равен $2,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$ и слабо зависит от массы наночастицы (относительное отклонение $\Delta\kappa$ от представленной зависимости не превышает 1 %).

При толщинах нелинейного слоя $\ell = 300$ мкм и 1 мм и эффективной массе наночастицы более 3,6 и 1,1 фг соответственно величина максимума $|\tilde{A}_{40}|$ превосходит $|\tilde{A}_{4\max}|/2$. В нелинейной среде, содержащей наночастицы с эффективной массой, лежащей в диапазоне промежуточных масс, при четырёхволновом взаимодействии наблюдается вырезание в модуле пространственного спектра объектной волны полосы пространственных частот с центром κ_{\min} . В этом случае пространственную селективность ЧВП излучения можно охарактеризовать положением центра и шириной полосы вырезанных пространственных частот, определяемой выражением вида [19]

$$\Delta\kappa_1 = \Delta\kappa - \kappa_1, \quad (18)$$

где пространственная частота κ_1 находится из условия $|\tilde{A}_4(\kappa = \kappa_1, z = 0)| = |\tilde{A}_{4\max}|/2$, $|\kappa_1| < |\kappa_{\min}|$.

На рис. 5 зависимости ширины полосы вырезанных пространственных частот от эффективной массы отдельной наночастицы представлены кривыми 4 и 5. С ростом m наблюдается монотонное убывание $\Delta\kappa_1$. Минимальное значение $\Delta\kappa_1$ соответствует верхней границе диапазона промежуточных масс наночастицы ($\xi = 2$).

При толщинах нелинейного слоя $\ell = 300$ мкм и 1 мм и эффективной массе наночастицы более 8,4 и 2,5 фг соответственно, когда $\xi > 2$, в модуле пространственного спектра объектной волны на нулевой частоте наблюдается ярко выраженный максимум. Пространственная селективность в этом случае может быть охарактеризована полушириной максимума $\Delta\kappa_2$, определяемой по уровню $|\tilde{A}_{40}|/2$ [19].

На рис. 5 зависимости полуширины максимума от эффективной массы отдельной наночастицы представлены кривыми 6 и 7. С ростом m наблюдается монотонное увеличение $\Delta\kappa_2$, скорость которого заметно ниже скорости увеличения в диапазоне малых масс полуширины полосы пространственных частот $\Delta\kappa$, вырезаемых ЧВП излучения.

В табл. 1 приведены численные оценки эффективных масс, размеров наночастиц и параметров, характеризующих пространственную селективность ЧВП излучения, при условии, что наночастицами являются сферические частицы полистирола с плотностью $1,1$ г/см³ и радиусом a . Из данных таблицы следует, что даже в диапазоне малых эффективных масс наночастиц при учёте действия на них силы тяжести существенно меняется пространственная селективность ЧВП излучения. В частности, полуширина полосы пространственных частот $\Delta\kappa$ увеличивается на 10 % от своего значения без учёта силы тяжести при эффективной массе отдельной наночастицы $m = 2,6$ фг, если $\ell = 300$ мкм, и при $m = 0,8$ фг, если $\ell = 1$ мм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что сила тяжести, действующая на наночастицы в прозрачной жидкости, существенно влияет на пространственную селективность ЧВП излучения. Увеличение эффективной

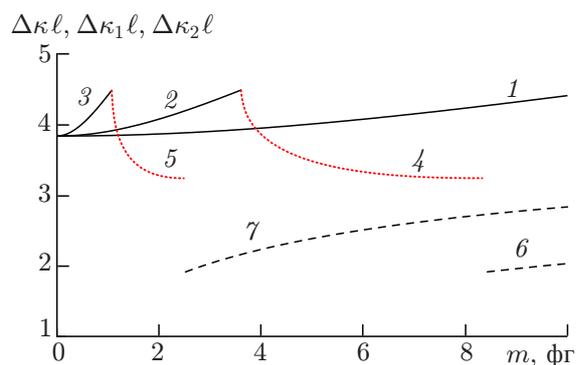


Рис. 5. Зависимости полуширины полосы вырезанных пространственных частот $\Delta\kappa$ (кривые 1, 2 и 3), ширины полосы вырезанных частот $\Delta\kappa_1$ (4 и 5) и полуширины полосы фильтруемых пространственных частот $\Delta\kappa_2$ (6 и 7) от эффективной массы отдельной наночастицы при толщинах нелинейного слоя $\ell = 100$ мкм (кривая 1), 300 мкм (2, 4, 6) и 1000 мкм (3, 5, 7)

Таблица 1. Эффективные массы наночастиц и параметры, характеризующие пространственную селективность ЧВП излучения

ℓ , мм	$\Delta\kappa$ при $m \rightarrow 0$, см^{-1}	$\Delta\kappa$ при $\xi = 0,5$, см^{-1}	m при $\xi = 0,5$, фг	a при $\xi = 0,5$, нм	m при $\xi = 2$, фг	a при $\xi = 2$, нм	κ_{\min} при $\xi = 2$, см^{-1}	$\Delta\kappa_1$ при $\xi = 2$, см^{-1}	$\Delta\kappa_2$ при $\xi = 2$, см^{-1}
0,3	127,7	149,4	3,6	205,3	8,4	271,6	123,6	107,8	63,7
1,0	38,3 [10]	44,8	1,1	137,4	2,5	181,9	37,1	32,4	19,1

массы наночастицы приводит к росту эффективности преобразования низких пространственных частот объектной волны.

В диапазоне малых эффективных масс получено выражение, устанавливающее связь полуширины полосы пространственных частот, которую ЧВП излучения вырезает из низкочастотной области модуля спектра сигнальной волны, с массой отдельной наночастицы. С ростом массы наночастицы полуширина полосы пространственных частот увеличивается.

Для диапазона промежуточных эффективных масс показано, что ЧВП излучения вырезает из модуля спектра сигнальной волны полосу пространственных частот, центр которой с ростом масс наночастиц смещается в область больших пространственных частот, а ширина уменьшается.

В диапазоне больших эффективных масс ЧВП излучения фильтрует полосу низких пространственных частот, полуширина которой увеличивается с ростом массы наночастицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ивахник В. В. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии. Самара : Самарский университет, 2010. 246 с.
- Smith P. W., Maloney P. J., Ashkin A. // Opt. Lett. 1982. V. 7, No. 8. P. 347–348. <https://doi.org/10.1364/OL.7.000347>
- Freysz E., Claeys W., Ducasse A., Pouligny B. // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. 22, No. 8. P. 1258–1261. <https://doi.org/10.1109/JQE.1986.1073107>
- Визнюк С. А., Пашинин П. П., Прохоров А. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51, № 2. С. 86–90.
- Khoo I. C., Li H., Liang Y. // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29, No. 5. P. 1444–1447. <https://doi.org/10.1109/3.236160>
- Moreels I., Hens Z., Kockaert P., et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, No. 19. Art. no. 193106. <https://doi.org/10.1063/1.2385658>
- Arandian A., Karimzadeh R., Faizabadi S. Y. // Nano. 2015. V. 10, No. 4. Art. no. 1550053. <https://doi.org/10.1142/S1793292015500538>
- Ивахник В. В., Савельев М. В. // Компьютерная оптика. 2018. Т. 42, № 2. С. 227–235. <https://doi.org/10.18287/2412-6179-2018-42-2-227-235>
- Ivakhnik V. V., Savel'ev M. V. // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 737, No. 1. Art. no. 012007. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/737/1/012007>
- Ивахник В. В., Савельев М. В. // Компьютерная оптика. 2015. Т. 39, № 2. С. 197–203. <https://doi.org/10.18287/0134-2452-2015-39-2-197-203>
- Ивахник В. В., Савельев М. В. // Компьютерная оптика. 2015. Т. 39, № 4. С. 486–491. <https://doi.org/10.18287/0134-2452-2015-39-4-486-491>
- Черепанов И. Н. // Журн. техн. физ. 2018. Т. 88, № 12. С. 1763–1770. <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.12.46775.2589>

13. Воюцкий С. С. Курс коллоидной химии. М. : Химия, 1975. 512 с.
14. Tabiryan N. V., Luo W. // *Phys. Rev. E*. 1998. V. 57, No. 4. P. 4431–4440. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.57.4431>
15. Smith P. W., Ashkin A., Tomlinson W. J. // *Opt. Lett.* 1981. V. 6, No. 6. P. 284–286. <https://doi.org/10.1364/OL.6.000284>
16. Rogovin D., Sari S. O. // *Phys. Rev. A*. 1985. V. 31, No. 4. P. 2375–2389. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.31.2375>
17. Афанасьев А. А., Рубинов А. Н., Михневич С. Ю., Ермолаев И. Е. // *Журн. эксперим. теорет. физ.* 2005. Т. 128, № 3 (9). С. 451–463.
18. Gerakis A., Yeh Y.-W., Shneider M. N., et al. // *Phys. Rev. Appl.* 2018. V. 9, No. 1. Art. no. 014031. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.014031>
19. Ивахник В. В., Савельев М. В. // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2018. Т. 21, № 2. С. 5–13.
20. Wang H.-C., Yu X.-Y., Chueh Y.-L., et al. // *Opt. Express*. 2011. V. 19, No. 20. P. 18 893–18 902. <https://doi.org/10.1364/OE.19.018893>
21. Ivakhnik V. V., Savelyev M. V. // *Physics Procedia*. 2015. V. 73. P. 26–32. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.09.117>

Поступила в редакцию 21 апреля 2020 г.; принята в печать 23 июня 2020 г.

**SPATIAL SELECTIVITY OF THE FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER
WITH ALLOWANCE FOR GRAVITY ACTING ON NANOPARTICLES
DISSOLVED IN A TRANSPARENT LIQUID**

M. V. Savelyev and V. V. Ivakhnik

We analyze spatial characteristics of the four-wave radiation converter in a two-component medium consisting of a transparent liquid and nanoparticles with allowance for the gravity flux. It is shown that considering the gravity force acting on nanoparticles affects significantly the conversion efficiency of low spatial frequencies. Three ranges of effective nanoparticle masses (small, intermediate, and large), for which various types of spatial spectra of the object wave are characteristic, are distinguished. In the first range, a four-wave radiation converter filters high spatial frequencies of the signal wave. The relationship between the half-width of the spatial frequency band cut out by the four-wave radiation converter and the effective mass of one nanoparticle is established. For the second range, it is shown that a frequency band, the center of which is shifted towards the higher frequencies and whose width decreases with increasing effective nanoparticle mass, is cut out from the spatial spectrum module of the signal wave. In the third range, the four-wave radiation converter filters low spatial frequencies with a band half-width that increases with increasing nanoparticle mass.