

УДК 519.63,535.42

## МЕТОД АНАЛИЗА ВЛИЯНИЯ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА НЕЛОКАЛЬНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМОННОГО НАНОЛАЗЕРА

© 2020 г. Ю. А. Еремин<sup>1,\*</sup>, А. Г. Свешников<sup>1,\*\*</sup>

Представлено академиком РАН Е.И. Моисеевым 21.06.2019 г.

Поступило 02.07.2019 г.

После доработки 02.07.2019 г.

Принято к публикации 08.11.2019 г.

На основе метода дискретных источников разработан и реализован строгий подход, позволяющий проводить анализ рассеяния светового излучения моделями резонаторов плазмонного нанолазера (SPASER). Данный подход позволяет учитывать все особенности граничной задачи для системы Максвелла, включая взаимодействие резонаторов с поверхностью призмы, а также эффект нелокального экранирования в рамках модели обобщенного нелокального отклика. Показано, что модель резонатора с диэлектрическим ядром и плазмонной оболочкой имеет существенные преимущества перед слоистой моделью с плазмонным ядром. Установлены условия, позволяющие получить усиление интенсивности поля на несколько порядков. Показано, что учет обобщенного нелокального отклика приводит к снижению интенсивности поля на 50%.

*Ключевые слова:* метод дискретных источников, система уравнений Максвелла, эффект нелокального экранирования, плазмонный нанолазер, SPASER

DOI: 10.31857/S2686954320010130

Одной из фундаментальных проблем квантовой нанооптики является разработка и реализация наноразмерных источников когерентного излучения [1]. Идея состоит в том, чтобы использовать плазмонные поля вместо фотонных, используемых в обычных лазерах. Как известно, плазмонные поля позволяют преодолеть дифракционное ограничение на размер лазера. Плазмонный нанолазер получил название спасера (SPASER – Surface Plasmon Amplification by Simulated Emission of Radiation) [2, 3]. Его концепция впервые предложена Стокманом и Бергманом в 2003 г. [4]. В первой экспериментальной реализации спасера использовалась слоистая структура, состоящая из золотой наносферы со сферической оболочкой из прозрачного диэлектрика [5]. До настоящего времени ведутся активные исследования, посвященные разработке различных перспективных схем плазмонных нанолазеров [1, 3].

Ключевым элементом спасера является резонатор, состоящий из слоистых частиц, усиливающих внешнее возбуждение за счет локализован-

ных поверхностных плазмонов, где в качестве вмещающей среды используется усиливающий материал. Конфигурации двухслойных плазмонных частиц с усиливающей средой, непосредственно внедренной в оболочку или вмещающей резонатор в себя, являются наиболее востребованными [6].

Поскольку размеры слоистых частиц составляют несколько десятков нанометров, то описание полей в рамках классической теории Максвелла оказывается недостаточным, так как начинают проявляться квантово-механические эффекты, такие как эффект нелокального экранирования [7]. Для описания подобных эффектов используются чисто квантовые подходы, например функциональная теория плотности во временной области [8], однако наиболее востребованными являются квазиклассические модели, описывающие квантовые эффекты, так как они позволяют правильно описывать поведение оптических характеристик частиц диаметром несколько десятков нанометров [9].

В настоящей работе метод дискретных источников (МДИ) [10] обобщается для исследования влияния эффекта нелокальности (ЭН) в рамках модели обобщенного нелокального отклика (GNOR) [11] на характеристики резонаторов плазмонного нанолазера. На основе компьютер-

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: eremin@cs.msu.ru

\*\*E-mail: sveshnikov@phys.msu.ru

ной реализации установлено, что учет GNOR может снижать усиление поля резонатора на 50%.

Перейдем к математической постановке задачи. Пусть все пространство  $\mathbb{R}^3$  разделено на два полупространства: активная среда  $-D_0$  ( $z > 0$ ) и подложка  $-D_1$  ( $z < 0$ ). Обозначим  $\Sigma$  ( $z = 0$ ) плоскую границу раздела. Пусть слоистая частица целиком располагается в верхнем полупространстве  $D_0$ . Внутреннюю область будем обозначать  $D_i$ , область слоя  $-D_s$ , а внутреннюю и внешние поверхности  $-\partial D_{i,s} \in C^{(2,\alpha)}$ . Пусть  $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$  – поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся под углом  $\pi - \theta_0$  к оси  $Oz$ . Тогда математическая постановка задачи рассеяния с учетом ЭН в слое может быть записана как

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_\zeta &= jk\epsilon_\zeta \mathbf{E}_\zeta; & \operatorname{rot} \mathbf{E}_\zeta &= -jk\mu_\zeta \mathbf{H}_\zeta & \text{в } D_\zeta, \\ & & \zeta &= 0, 1, i, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}_s &= jk(\epsilon_s + \eta^2 \nabla \operatorname{div}) \mathbf{E}_s(M); \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_s &= -jk\mu_s \mathbf{H}_s & \text{в } D_s, \\ \mathbf{n}_i \times (\mathbf{E}_i(P) - \mathbf{E}_s(P)) &= 0, \\ \mathbf{n}_i \times (\mathbf{H}_i(P) - \mathbf{H}_s(P)) &= 0, & P \in \partial D_i; \\ \mathbf{n}_i \cdot (\epsilon_i \mathbf{E}_i(P) - \epsilon_n \mathbf{E}_s(P)) &= 0. \\ \mathbf{n}_s \times (\mathbf{E}_s(Q) - \mathbf{E}_0(Q)) &= \mathbf{n}_s \times \mathbf{E}_0^0(Q), \\ \mathbf{n}_s \times (\mathbf{H}_s(Q) - \mathbf{H}_0(Q)) &= \mathbf{n}_s \times \mathbf{H}_0^0(Q), \\ & Q \in \partial D_s; \\ \mathbf{n}_s \cdot (\epsilon_n \mathbf{E}_s(Q) - \epsilon_0 \mathbf{E}_0(Q)) &= \epsilon_0 \mathbf{n}_s \cdot \mathbf{E}_0^0(Q). \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{E}_0(\gamma) - \mathbf{E}_1(\gamma)) &= 0, \\ \mathbf{e}_z \times (\mathbf{H}_0(\gamma) - \mathbf{H}_1(\gamma)) &= 0, & \gamma \in \Sigma. \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \cdot \left( \mathbf{H}_\zeta \times \frac{\mathbf{r}}{r} - \mathbf{E}_\zeta \right) = 0, \quad r = |M| \rightarrow \infty, \\ \zeta = 0, 1, \quad z \neq 0;$$

$$\max(|\mathbf{H}_\zeta|, |\mathbf{E}_\zeta|) = O(\sqrt{\rho}), \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \\ \rho \rightarrow \infty, \quad z = \pm 0. \quad (16)$$

Здесь  $\{\mathbf{E}_{0,1}, \mathbf{H}_{0,1}\}$  – рассеянное поле в  $D_{0,1}$ ,  $\{\mathbf{E}_{i,s}, \mathbf{H}_{i,s}\}$  – поле в  $D_{i,s}$ ,  $\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_s^T + \mathbf{E}_s^L$ ,  $\operatorname{div} \mathbf{E}_s^T = 0$ ,  $\operatorname{rot} \mathbf{E}_s^L = 0$ ,  $\mathbf{n}_{i,s}$  – единичные нормали к  $\partial D_{i,s}$ ,  $\mathbf{e}_z$  – орт  $Oz$ ,  $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$  связано с внешним возбуждением и будет определено ниже,  $k = \omega/c$ , а характеристики среды удовлетворяют условиям  $\operatorname{Im} \epsilon_{0,1,i}, \mu_{0,1,i} = 0$ ,  $\operatorname{Im} \epsilon_s, \mu_s \leq 0$ ,  $\operatorname{Im} \epsilon_n = 0$ . Временная зависимость была выбрана в виде  $\exp\{j\omega t\}$ . Параметры  $\eta$  и  $\epsilon_n$ , относящиеся к продольному полю  $\mathbf{E}_s^L$ , определяют-ся как  $\epsilon_n = \epsilon_s - \frac{\omega_p^2}{j\gamma\omega - \omega^2}$ ,  $\eta^2 = \frac{\epsilon_n(\beta^2 + D(\gamma + j\omega))}{\omega^2 - j\gamma\omega}$ .

Здесь  $\omega_p$  – плазменная частота металла,  $\gamma$  – коэффициент затухания,  $\beta$  – гидродинамическая скорость в плазме связана со скоростью Ферми  $v_F$  соотношением  $\beta^2 = \frac{3}{5} v_F^2$ ,  $D$  – коэффициент диффузии электронов [11].

Будем строить приближенное решение задачи (1), руководствуясь схемой метода дискретных источников [12]. Сначала решим задачу отражения и преломления поля плоской волны  $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$  на  $\Sigma$  и суммарное поле падающей и отраженной плоских волн в  $D_0$  обозначим как  $\{\mathbf{E}_0^0, \mathbf{H}_0^0\}$ . При построении приближенного решения задачи (1) для полей будем учитывать осевую симметрию и поляризацию внешнего возбуждения [11]. Суть такого подхода состоит в представлении для поля в каждой из областей  $D_\zeta$ ,  $\zeta = 0, 1, i, s$ , в виде линейной комбинации полей мультиполей, которые аналитически удовлетворяют модифицированной системе Максвелла, условиям излучения, а также условиям сопряжения для тангенциальных компонент полей на  $\Sigma$ . В основу представления полей в  $D_{0,1}$  положим векторные потенциалы, элементами которых служат фурье-компоненты тензора Грина полупространства [13], записанные в цилиндрической системе координат как

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{mn}^{(e)e} &= \{G_m^e(\xi, z_n^e) \cos(m+1)\varphi; \\ & -G_m^e(\xi, z_n^e) \times \sin(m+1)\varphi; \\ & -g_m^e(\xi, z_n^e) \cos(m+1)\varphi\}, \quad e = 0, 1; \\ \mathbf{A}_{mn}^{(h)e} &= \{G_m^h(\xi, z_n^e) \sin(m+1)\varphi; \\ G_m^h(\xi, z_n^e) \cos(m+1)\varphi; -g_{m+1}^h(\xi, z_n^e) \sin(m+1)\varphi\}, \\ \mathbf{A}_{0n}^{(e)e} &= \{0; 0; G_0^h(\xi, z_n^e)\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для построения полей внутри  $D_{i,s}$  будут использоваться следующие потенциалы:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{mn}^{(ev)} &= \{Y_m^v(\xi, z_n^v) \cos(m+1)\varphi; -Y_m^v(\xi, z_n^v) \times \\ & \times \sin(m+1)\varphi; 0\}, \quad v = i, s, \pm; \\ \mathbf{A}_{mn}^{(hv)} &= \{Y_m^v(\xi, z_n^v) \sin(m+1)\varphi; Y_m^v(\xi, z_n^v) \cos(m+1)\varphi; 0\}, \\ \mathbf{A}_n^{(e)v} &= \{0; 0; Y_0^v(\xi, z_n^v)\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $Y_m^j(\xi, z_n^j) = j_m(k_i r_{\xi z_n^j}) \left( \frac{\rho}{r_{\xi z_n^j}} \right)^m$ ,  $j_m(\cdot)$  – сферическая функция Бесселя,  $Y_m^{s\pm}(\xi, z_n^{s\pm}) = h_m^{(2,1)}(k_{s\pm} r_{\xi z_n^{s\pm}}) \left( \frac{\rho}{r_{\xi z_n^{s\pm}}} \right)^m$ ,  $h_m^{(2,1)}(\cdot)$  – сферические функции Ханкеля,  $r_{\xi z_n^v}^2 = \rho^2 + (z - z_n^v)^2$ ,  $\xi = (\rho, z)$ ,  $k_{i,s} = k\sqrt{\epsilon_{i,s}\mu_{i,s}}$ ,  $z_n^v$  – координаты дискретных источников (ДИ). Для слу-

чая Р-поляризации продольное поле строится на основе следующих скалярных потенциалов:

$$\begin{aligned} \Psi_{mn}^{s\pm}(M) &= h_{m+1}^{(2,1)}(k_{nl}R_{\xi_{\nu s}}) \cos(m+1)\varphi, \\ m &= 0, 1, \dots, M, \quad n = 1, 2, \dots, N_{nl}; \\ \Psi_n^{s\pm}(M) &= h_0^{(2,1)}(k_{nl}R_{\xi_{\nu s}}), \end{aligned} \quad (4)$$

где волновое число определяется следующим образом [11]:

$$k_{nl}^2 = \frac{\varepsilon_s(\omega)}{\eta^2}.$$

Тогда приближенное решение для Р-поляризации принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_v^{NT} &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_m^v} \left\{ p_{mn}^v \frac{j}{k\varepsilon_v\mu_v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_{mn}^{(e)v} + \right. \\ &\left. + q_{mn}^v \frac{1}{\varepsilon_v} \operatorname{rot} \mathbf{A}_{mn}^{(h)v} \right\} + \sum_{n=1}^{N_{e,i}^0} r_n^v \frac{j}{k\varepsilon_v\mu_v} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_n^{(e)v}; \\ \mathbf{E}_{s\pm}^{NL} &= \sum_{m=0}^M \sum_{n=1}^{N_s^m} \bar{p}_{mn}^{s\pm} \nabla \Psi_{mn}^{s\pm}(M) + \sum_{n=1}^{N_s^m} \bar{r}_n^{s\pm} \nabla \Psi_n^{s\pm}(M); \\ \mathbf{H}_v^N &= \frac{j}{k\mu_v} \operatorname{rot} \mathbf{E}_v^N, \quad v = 0, 1, i, s \pm. \end{aligned} \quad (5)$$

Совершенно аналогично строится решение для S-поляризации [12].

Заметим, что внутри плазмонной оболочки поле строится как сумма “уходящих” ( $h_{m+1}^{(2)}$ ) и “приходящих” ( $h_{m+1}^{(1)}$ ) волн, т.е.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s^N &= \mathbf{E}_{s+}^{NT} + \mathbf{E}_{s-}^{NT} + \mathbf{E}_{s+}^{NL} + \mathbf{E}_{s-}^{NL}, \quad \operatorname{div} \mathbf{E}_{s\pm}^{NT} = 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}_{s\pm}^{NL} &= 0; \quad \mathbf{H}_s^N = \frac{j}{k\mu_s} \operatorname{rot} \mathbf{E}_s^N. \end{aligned} \quad (6)$$

Следует отметить, что построенные поля (5) и (6) удовлетворяют всем условиям граничной задачи (1), включая условия сопряжения на бесконечной поверхности подложки  $\Sigma$ , за исключением условий сопряжения на поверхностях ядра  $\partial D_i$  и оболочки  $\partial D_s$  резонатора. Именно эти условия используются для определения неизвестных амплитуд ДИ  $\{p_{mn}^v, q_{mn}^v, r_n^v, \bar{p}_{mn}^{s\pm}, \bar{r}_n^{s\pm}\}$ ,  $v = 0, 1, i, s \pm$ . Вычислительный алгоритм определения амплитуд ДИ построен аналогично [10].

Для вычисления характеристик рассеяния в дальней зоне используется диаграмма направленности рассеянного поля  $\mathbf{F}$ , которая определяется в  $D_0$  как

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_e(\mathbf{r}) / |\mathbf{E}^0(z=0)| &= \frac{\exp\{-jk_0 r\}}{r} \mathbf{F}(\theta, \varphi) + O\left(\frac{1}{r^2}\right), \\ r &\rightarrow \infty, \quad z > 0. \end{aligned}$$

Тогда  $(\theta, \varphi)$ -компоненты диаграммы на единичной полусфере для Р-поляризации принимают вид

$$\begin{aligned} F_\theta^P(\theta, \varphi) &= jk_0 \sum_{m=0}^M \cos((m+1)\varphi) (jk_0 \sin \theta)^m \times \\ &\times \sum_{n=1}^{N_0^m} \{p_{nm}^0 [\bar{G}_n^e \cos \theta + jk_0 \bar{g}_n^e \sin^2 \theta] + q_{nm}^0 \bar{G}_n^h\} - \\ &- j \frac{k_0}{\varepsilon_0} \sin \theta \sum_{n=1}^{N_0^0} r_n^0 \bar{G}_n^h, \\ F_\varphi^P(\theta, \varphi) &= -jk_0 \sum_{m=0}^M \sin((m+1)\varphi) (jk_0 \sin \theta)^m \times \\ &\times \sum_{n=1}^{N_0^m} \{p_{nm}^0 \bar{G}_n^e + q_{nm}^0 [\bar{G}_n^h \cos \theta + jk_0 \bar{g}_n^h \sin^2 \theta]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где соответствующие спектральные функции  $\bar{G}_n^{e,h}$ ,  $\bar{g}_n^h$  представляются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \bar{G}_n^{e,h}(\theta) &= \exp\{jk_0 z_n^e \cos \theta\} + \\ &+ A_{11}^{e,h}(k_0 \sin \theta) \cdot \exp\{-jk_0 z_n^e \cos \theta\}, \quad z_n^e > 0; \\ \bar{g}_n^{e,h}(\theta) &= jk_0 \cos \theta v_{31}^{e,h}(k_0 \sin \theta, z=0, z_n^e). \end{aligned} \quad (8)$$

Конкретные выражения для спектральных функций (8) приведены в [12].

Таким образом, определив амплитуды ДИ для рассеянного поля, можно легко вычислить компоненты диаграммы направленности (7) в верхнем полупространстве на единичной полусфере  $\Omega^+ = \{0 \leq \theta \leq \pi/2; 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$ . Интенсивность рассеянного поля определяется как

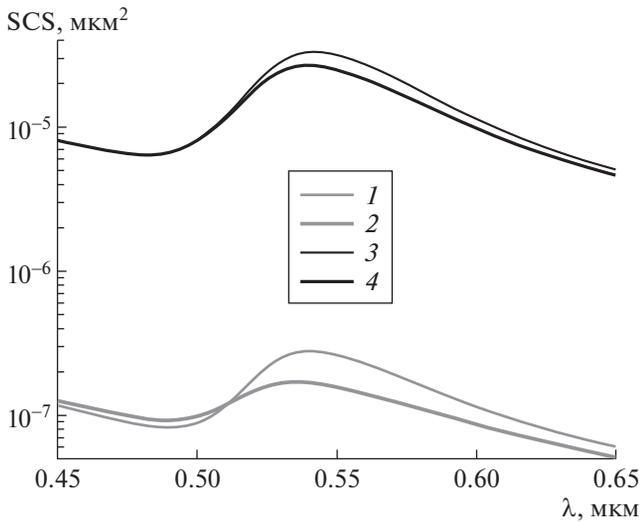
$$DSC^{P,S}(\theta_0, \theta, \varphi) = |F_\theta^{P,S}(\theta_0, \theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi^{P,S}(\theta_0, \theta, \varphi)|^2.$$

Полное сечение рассеяния, представляющее собой суммарную интенсивность рассеянного поля в верхнее полупространство, будет

$$\sigma^{P,S}(\theta_0) = \int_{\Omega^+} DSC^{P,S}(\theta_0, \theta, \varphi) d\omega \quad (9)$$

В силу определения диаграммы направленности размерность сечения рассеяния  $\sigma$  дана в квадратных микрометрах.

Перейдем к численным результатам. В качестве вещества частицы будем рассматривать  $\text{SiO}_2$  с индексом рефракции  $n_i = 1.46$ , а в качестве пленки – золото (Au), для которого соответствующие квантовые значения выбраны равными  $\hbar\omega_p = 9.02$  эВ,  $\hbar\gamma = 0.071$  эВ,  $v_F = 1.39$  мкм/с,  $D = 8.62 \times 10^8$  мкм<sup>2</sup>/с [9]. Пусть частица располагается на стеклянной подложке  $n_1 = 1.52$  в активной среде R6G  $n_0 = 1.326$ . Задавая длину волны внешнего возбуждения  $\lambda$ , вычисляя соответствующее значение  $\omega$ , легко определить значения не локальных параметров  $\varepsilon_{nl}$ ,  $k_{nl}$ . Пусть внутренний диаметр слоистой частицы  $D = 14$  нм, а золотая оболочка имеет толщину  $d$  по аналогии с экспериментальной демонстрацией спасера [5].



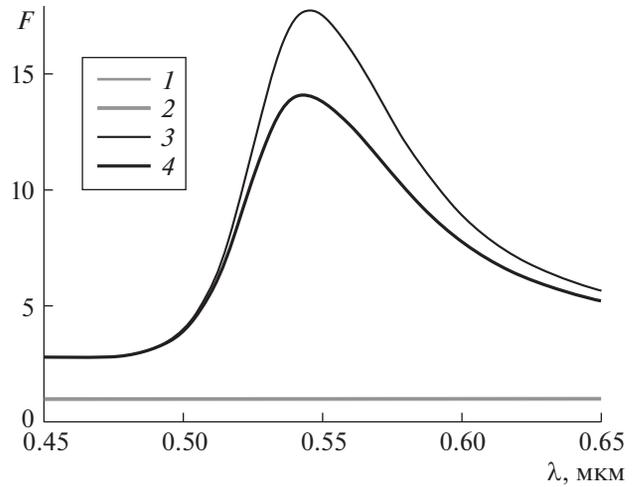
**Рис. 1.** SCS: (9) в зависимости от длины волны  $\lambda$  для слоистой частицы  $D = 14$  нм,  $d = 10$  нм при угле падения плоской волны  $\theta_0 = 0^\circ$ . Модель  $\text{Au@SiO}_2$ : кривая 1 – без учета ЭН (LRA); кривая 2 – с учетом ЭН: GNOR, модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$ : 3 – LRA, 4 – GNOR.

На рис. 1 приведены результаты расчета сечения рассеяния (9) в зависимости от длины волны  $\lambda$  для слоистой сферической частицы и угла падения  $\theta_0 = 0^\circ$ . Рассматриваются две различные слоистые частицы, одна с золотым ядром и диэлектрической оболочкой ( $\text{Au@SiO}_2$ ) и другая – с диэлектрическим ядром и золотой оболочкой ( $\text{SiO}_2\text{@Au}$ ). Толщина оболочки в обоих случаях  $d = 10$  нм. Из рис. 1 видно, что учет ЭН приводит к уменьшению амплитуды плазмонного резонанса (ПР) и к небольшому сдвигу его в коротковолновую область. Следует отметить, что модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$  оказывается на два порядка более эффективной, чем использованная в экспериментах [5] модель  $\text{Au@SiO}_2$ . Аналогичные результаты, относящиеся к коэффициенту усиления поля на внешней границе оболочки  $\partial D_s$ , т.е.

$$F = \frac{\int_{\partial D_s} |\mathbf{E}_0^N + \mathbf{E}_0^0|^2 d\sigma}{\int_{\partial D_s} |\mathbf{E}_0^0|^2 d\sigma},$$

изображены на рис. 2. Как явствует из рис. 2, модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$  снова оказывается в десятки раз эффективней. Следует отметить, что для модели  $\text{Au@SiO}_2$  с учетом ЭН усиление составляло всего 1%, т.е.  $F = 1.01$ . В дальнейшем будем при моделировании использовать исключительно модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$ .

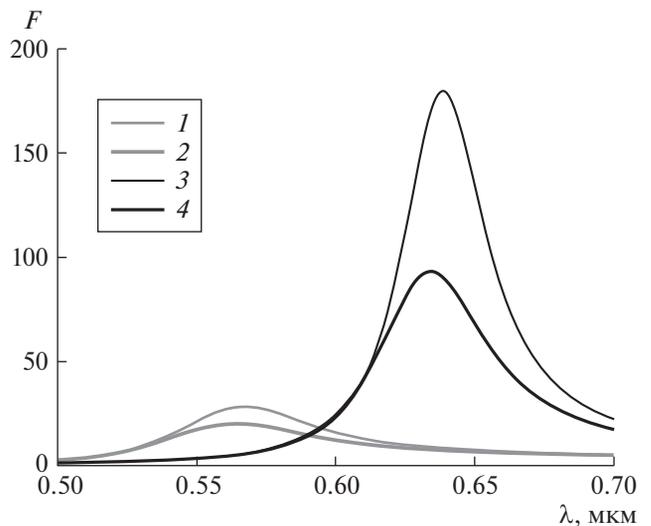
На рис. 3 приведены результаты исследования коэффициента усиления для различных толщин



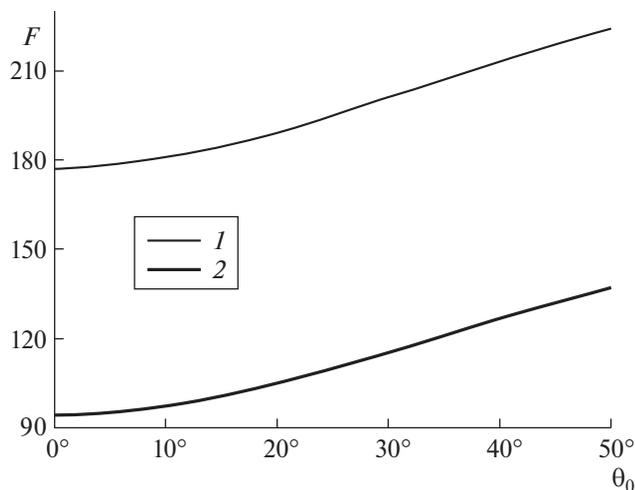
**Рис. 2.** Коэффициент усиления  $F$  в зависимости от длины волны  $\lambda$  для слоистой частицы. Модель  $\text{Au@SiO}_2$ : кривая 1 – LRA, кривая 2 – GNOR, модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$ : 3 – LRA, 4 – GNOR.

золотой оболочки  $d = 5, 2$  нм. Видно, что уменьшение толщины приводит к сдвигу ПР в длинноволновую область и существенному росту коэффициента усиления. Учет ЭН влечет снижение максимума почти на 50%.

Зададимся вопросом: что еще можно предложить для усиления поля. Рисунок 4 посвящен результатам анализа зависимости коэффициента усиления от угла падения плоской волны. Хорошо видно, что на длине волны ПР  $\lambda = 635$  нм увеличение наклона падения волны приводит к дополнительному росту коэффициента усиления до 30%. При этом учет ЭН снова существенно снижает величину  $F$ .



**Рис. 3.**  $F$ -модель  $\text{SiO}_2\text{@Au}$ : кривая 1 –  $d = 5$  нм, LRA; 2 – GNOR; 3 –  $d = 2$  нм, LRA; 4 – GNOR.



**Рис. 4.**  $F$  в зависимости от угла падения  $\theta_0$  при  $\lambda = 635$  нм и  $d = 2$  нм, модель  $\text{SiO}_2/\text{Au}$ , кривая 1 – LRA; 2 – GNOR.

В заключение отметим, что в данной работе разработан и реализован строгий метод, позволяющий проводить анализ усиления поля моделями резонаторов плазмонного нанолазера с учетом эффекта нелокального экранирования. Данный метод позволяет учитывать все особенности граничной задачи, включая взаимодействие слоистых резонаторов с поверхностью призмы, а также эффект нелокальности в рамках модели обобщенного нелокального отклика. Показано, что модель резонатора с диэлектрическим ядром и плазмонной оболочкой имеет существенные преимущества перед слоистой моделью с плазмонным ядром. Установлены условия, позволяющие

получить усиление интенсивности поля на несколько порядков. Показано, что учет обобщенного нелокального отклика приводит к снижению интенсивности усиления поля на 50%.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балькин В.И. // Успехи физ. наук. 2018. Т. 188. № 9. С. 935–963.
2. Xu D., Xiong X., Wu L., et al. // Advances Opt. Photon. 2018. V. 10. № 4. P. 703–756.
3. Stockman M.I., Kneipp K., Bozhevolnyi S.I., et al. // J. Opt. 2018. V. 20. N043001.
4. Bergman D.J., Stockman M.I. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. N027402.
5. Noginov M.A., Zhu G., Belgrave A.M., et al. // Nature. 2009. V. 460. P. 1110–1113.
6. Premaratne M., Stockman M. // Advances Opt. Photon. 2017. V. 9. № 1. P. 79–128.
7. Mortensen N.A., Raza S., Wubs M., Søndergaard T., Bozhevolnyi S.I. // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 3809–3815.
8. Barbry M., Koval P., Marchesin F., et al. // Nano Lett. 2015. V. 15. N3410.
9. Wubs M., Mortensen A. // Quantum Plasmonics. S.I. Bozhevolnyi (eds.). Springer, Switzerland, 2017. P. 279–302.
10. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // ЖВМиМФ. 2018. Т. 58. № 4. С. 586–594.
11. Mortensen N.A., Raza S., Wubs M., et al. // Nat. Commun. 2014. № 5. N3809.
12. Еремин Ю.А., Свешников А.Г. // ДАН. 2017. Т. 477. № 2. P. 153–158.
13. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. Метод интегральных уравнений в вычислительной электродинамике. М.: Макс Пресс, 2008.

## METHOD FOR ANALYZING THE INFLUENCE OF THE QUANTUM NON-LOCAL EFFECT ON THE CHARACTERISTICS OF A PLASMON NANOLASER

Yu. A. Eremin<sup>1</sup> and A. G. Sveshnikov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russian Federation

Presented by Academician of the RAS E.I. Moiseev June 21, 2019

Received July 2, 2019

Based on the Discrete Sources method, a rigorous approach has been developed and implemented that allows to analyze of light scattering by models of resonator of plasmon nanolaser (SPASER). This approach enables to account for all the features of the boundary value problem for the Maxwell system, including the interaction of the resonators with the prism surface and the nonlocal screening effect in the framework of the Generalized Nonlocal Response (GNOR) Model as well. It is shown that a resonator model with a dielectric core and plasmon shell has significant advantages over a layered model with a plasmon core. The conditions are established that make it possible to obtain a field enhancement of several orders of magnitude. It is shown that taking into account the GNOR leads to a decrease in the field intensity by 50%.

**Keywords:** Discrete Sources method, Maxwell equations, non-local screening effect, plasmonic nanolaser, SPASER