

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В СЕРЕБРЯНОМ НАНОПРОВОДЕ С ОПТИЧЕСКИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Введение

Характерной особенностью взаимодействия света с металлическими наноструктурами является возбуждение поверхностных локализованных плазмонов [1 – 3]. Они, например, используются в волоконно-оптических плазмонно-резонансных биосенсорах [4], в компактных механико-оптических модуляторах [5], в практических технологиях, которые позволяют мгновенно обнаруживать биологические и химические структуры [6].

Перспективное будущее технологий в нанофотонике требуют устройств, которые могут стимулировать вынужденное излучение за счет возбуждения поверхностных локализованных плазмонов (плазмонного нанолазера, спайзера) [7 – 9]. Однако это требование является сложной задачей из-за очень сильных потерь в металлических структурах в оптическом диапазоне. В последнее время было предложено компенсировать потери оптической амплификацией с использованием наночастиц в присутствии нанообъектов [10] или эксплуатационных наночастиц с диоксидом кремния и золотым сердечником [11]. Некоторые исследователи используют конфигурации, которые состоят из металлических наностержней в оболочке с усиливающим материалом [12], комбинации металлических проволок с квантовыми проволоками [13, 14]. Для этих приложений большое значение имеет точное моделирование в частотной и временной областях, которое гарантирует простоту интерпретации наблюдаемых явлений и получение результатов с контролируемой точностью.

Динамически активные структуры, в которых при помощи воздействия внешнего поля возможен контроль параметров материала, представляют большие возможности для их использования в устройствах полностью оптического переключения, перенастраиваемых фильтрах и системах замедления и остановки света [15, 16]. Изменение во времени диэлектрической проницаемости на практике может быть реализовано, например, лазерной накачкой, приложением напряжения [17], ионизацией [18] или изменением температурного режима [19].

Известно, что изменение показателя преломления неограниченной среды ведет к преобразованию частоты и амплитуды первичного поля [20]. Смещение частоты наблюдается также при изменении показателя преломления в волноведущих [21] и резонансных структурах [22, 23].

Основной целью данного исследования является изучение переходных процессов в металлическом нанопроводе с оптически динамической оболочкой с помощью эффективного и точного метода во временной области. Этот метод сможет показать особенности нестационарных процессов и позволит сформулировать рекомендации для применения в новых ультрабыстрых нанофотонных технологиях для генерации, управления и возбуждения локализованных поверхностных плазмонов.

Задача формулируется в виде дифференциального уравнения с соответствующими начальными и граничными условиями. Мгновенное изменение диэлектрической проницаемости динамической оболочки позволило получить полуаналитическое решение. Использование преобразования Лапласа непосредственно к уравнению задачи дало возможность получить решение для частотной области. На следующем этапе – восстановлено переходное магнитное поле, при этом использовалось обратное преобразование Лапласа посредством вычисления вычетов в особых точках, соответствующих собственным частотам наноструктуры. Этот метод гарантирует точное обратное преобразование с управляемой погрешностью и позволяет легко характеризовать физические процессы. Указанный подход был успешно

использован для решения задач во временной области с различными нанопотонными конфигурациями [23 – 24].

Постановка задачи и методология

Рассматривается круговой плазменный цилиндр бесконечной протяженности радиуса a_1 с активным слоем радиуса a_2 (рис. 1). Эта структура расположена в недиспергирующем диэлектрике с показателем преломления n_3 .

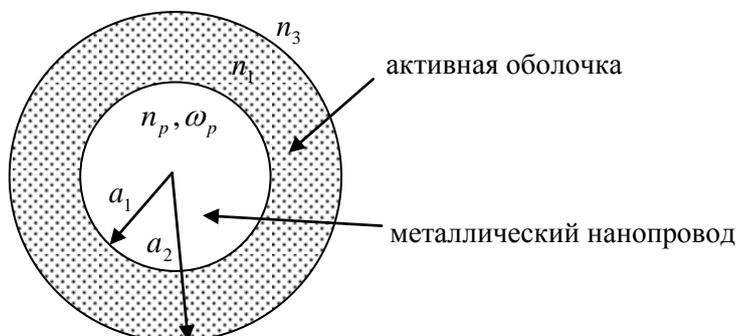


Рис. 1. Металлический нанопровод с активной оболочкой

В рассматриваемой работе начальное значение показателя преломления динамической оболочки – n_1 . Зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость ε_p описывается моделью Друде:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma)}, \quad (1)$$

где ω_p – плазменная частота, γ – коэффициент поглощения в среде. Цилиндр ориентирован вдоль оси Oz , в поперечном сечении цилиндра введены полярные координаты (ρ, φ) .

Подобный тип нанопроводов может поддерживать поверхностные плазмоны только в случае перпендикулярной поляризации. Предположим, что на поверхности данного нанопровода возбужден поверхностный плазмон. Тогда z –компонента его магнитного поля может быть представлена в следующем виде [26]:

$$h_0 = \begin{cases} A_k J_k(n_p k_0 \rho) \cos(k\varphi) e^{-i\omega_0 t^*}, & \rho < a_1, \\ B_k J_k(n_1 k_0 \rho) \cos(k\varphi) e^{-i\omega_0 t^*} + C_k H_k^{(2)}(n_1 k_0 \rho) \cos(k\varphi) e^{-i\omega_0 t^*}, & a_1 < \rho < a_2, \\ D_k H_k^{(2)}(k_0 \rho) \cos(k\varphi) e^{-i\omega_0 t^*}, & \rho > a_2. \end{cases} \quad (2)$$

здесь $k_0 = \omega_0 / c$ – волновое число, c – скорость света в вакууме, $n_p = \sqrt{\varepsilon_p}$, ε_p получено с помощью формулы (1), зависимость от времени $e^{i\omega_0 t^*}$ и ω_0 является соответствующей собственной частотой возбужденного плазмона. Временную зависимость для исследуемого исходного поля можно представить в виде $e^{i\omega_0 t^*}$, где t^* символизирует момент времени резкого возбуждения локализованного поверхностного плазмона и для нашего исследования $t^* < 0$.

Неизвестные коэффициенты определяются из граничных условий, требующих непрерывности тангенциальных компонент магнитного и электрического полей на каждой границе нашей структуры. Для нахождения неизвестных коэффициентов используем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
A_k J_k(n_p k_0 a_1) - B_k J_k(n_1 k_0 a_1) - C_k H_k^{(2)}(n_1 k_0 a_1) &= 0, \\
n_1 A_k J'_k(n_p k_0 a_1) - n_p B_k J'_k(n_1 k_0 a_1) - n_p C_k H_k^{(2)'}(n_1 k_0 a_1) &= 0, \\
B_k J_k(n_1 k_0 a_2) + C_k H_k^{(2)}(n_1 k_0 a_2) - D_k H_k^{(2)}(k_0 a_2) &= 0, \\
B_k J'_k(n_1 k_0 a_2) + C_k H_k^{(2)'}(n_1 k_0 a_2) - n_1 D_k H_k^{(2)'}(k_0 a_2) &= 0.
\end{aligned} \tag{3}$$

Решение системы (3) соответствует значению собственной частоты исследуемой структуры ω_0 .

В начальный момент времени показатель преломления (квадратный корень диэлектрической проницаемости) динамической оболочки металлического нанопровода изменяется от значения n_1 до значения n_2 под действием некоторого стороннего источника (не включенного в нашу модель), как схематически представлено на рис. 2. Далее рассмотрены эффекты, которые связывают исходный поверхностный плазмон структуры с новым показателем преломления оптически динамической наноболочки. При этом особое внимание уделено переходному процессу, происходящего в нашей структуре.

В основном существуют два типа методов решения аналогичных нестационарных электромагнитных задач. Один из подходов заключается в прямом решении уравнений Максвелла во временной области путем применения алгоритма временного шага и характеризуется методом конечных разностей во временной области (FDTD). Но этот подход имеет сложные численные вычисления и не позволяет наблюдать основные физические явления. В отличие от первого метода, подход, который исследован в этой работе, заключается в том, чтобы решить уравнения Максвелла полуаналитически в частотной области, а после – восстановить магнитное поле с помощью обратного частотного преобразования во временной области.

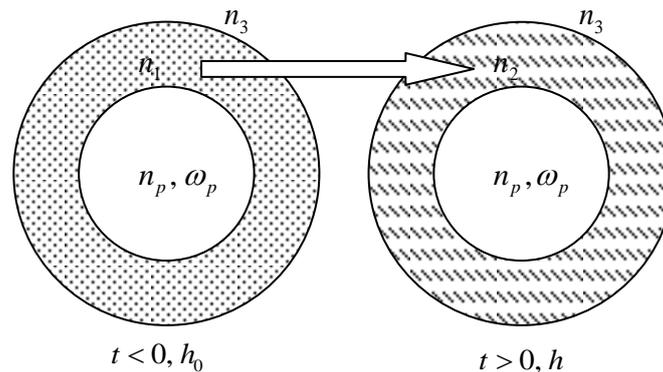


Рис. 2. Геометрия рассматриваемой задачи

В статье показано фундаментальное понимание и теоретически охарактеризованы ключевые моменты нестационарного преобразования возбужденного поверхностного плазмона в структуре, состоящей с металлического нанопровода в сочетании с оптически динамической оболочкой. Для этого исследовано временной отклик поверхностного локализованного плазмона на изменение показателя преломления активной оболочки металлического нанопровода. Такая постановка задачи предполагает получение полуаналитического решения, которое сможет подробно показать особенности физических явлений.

Для магнитного поля в плазменной среде с показателем диэлектрической проницаемости, описываемой формулой (1), нестационарное выражение имеет следующий вид

$$\text{rot} \text{rot} \vec{h} + \frac{1}{c^2} \varepsilon_\infty \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{h} + \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} \vec{h} - \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\gamma} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t e^{-\gamma(t-t')} \vec{h}(t') dt' = 0. \tag{4}$$

Принимая во внимание тот факт, что поле возбужденного локализованного плазмона имеет только одну ненулевую z -составляющую, можно получить выражение для переходного поля в следующем виде:

$$\Delta h + \frac{1}{c^2} \varepsilon_\infty \frac{\partial^2}{\partial t^2} h + \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} h - \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\gamma} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_0^t e^{-\gamma(t-t')} h(t') dt' = 0, \quad \rho < a_1, \quad (5)$$

$$\Delta h - \frac{n_2^2}{c^2} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = 0, \quad a_1 < \rho < a_2, \quad (6)$$

$$\Delta h - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 h}{\partial t^2} = 0, \quad \rho > a_2, \quad (7)$$

в этих выражениях h соответствует z -компоненте магнитного поля,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (8)$$

Применяя преобразование Лапласа $H(p) = \int_0^\infty h(t) e^{-pt} dt$ к выражениям (5) – (7), можно преобразовать функции-изображения как

$$\Delta H + \left(\varepsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{p(p+\gamma)} \right) H - \left(\frac{1}{c^2} (\varepsilon_\infty (p+i\omega_0) + \frac{\omega_p^2}{\gamma}) \right) A_k J_k(n_p k_0 \rho) \cos k\varphi, \quad \rho < a_1, \quad (9)$$

$$\Delta H + \frac{n_2^2}{c^2} p^2 H + \frac{n_2^2}{c^2} (p+i\omega_0 \frac{n_1^2}{n_2^2}) (B_k J_k(n_1 k_0 \rho) + C_k H_k^{(2)}(n_1 k_0 \rho)) \cos k\varphi, \quad a_1 < \rho < a_2, \quad (10)$$

$$\Delta H + \frac{p^2}{c^2} H + \frac{1}{c^2} (p+i\omega_0) D_k H_k^{(2)}(k_0 \rho) \cos k\varphi, \quad \rho > a_2. \quad (11)$$

Решение (9) – (11) является суперпозицией исходной поставленной задачи и вкладов от граничных элементов [23, 24]

$$H = \frac{1}{p-i\omega_0} A_k J_k(n_p k_0 \rho) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*} + A_k^1 I_k(\tilde{n}_p q \rho) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*}, \quad \rho < a_1, \quad (12)$$

$$H = \frac{n_2^2 p + i n_1^2 \omega_0}{n_2^2 p^2 + n_1^2 \omega_0^2} (B_k J_k(n_1 k_0 \rho) + C_k H_k^{(2)}(n_1 k_0 \rho)) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*} + (B_k^1 I_k(n_2 q \rho) + C_k^1 K_k(n_2 q \rho)) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*}, \quad a_1 < \rho < a_2, \quad (13)$$

$$H = \frac{1}{p-i\omega_0} D_k H_k^{(2)}(k_0 \rho) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*} + D_k^1 K_k(q \rho) \cos k\varphi e^{-i\omega t^*}, \quad \rho > a_2, \quad (14)$$

Здесь $q = p/c$, а $I_k(\cdot)$, $K_k(\cdot)$ – это модифицированные функции Бесселя и

$$\tilde{n}_p = \sqrt{\varepsilon_\infty + \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{q(q+\gamma/c)}}. \quad (15)$$

Новые коэффициенты $A_k^1, B_k^1, C_k^1, D_k^1$ найдены из граничных условий. Система уравнений для их определения имеет следующий вид:

$$A_k^1 I_k(\tilde{n}_p q \rho) - B_k^1 I_k(n_2 q \rho) - C_k^1 K_k(n_2 q \rho) = -\frac{i p \omega_0 (n_1^2 - n_2^2)}{(p^2 n_2^2 + \omega_0^2 n_1^2)(p-i\omega_0)} A_k J_k(n_p k_0 \rho), \quad (16)$$

$$B_k^1 I_k(n_2 q \rho) + C_k^1 K_k(n_2 q \rho) - D_k^1 K_k(q \rho) = -\frac{i p \omega_0 (n_1^2 - n_2^2)}{(p^2 n_2^2 + \omega_0^2 n_1^2)(p-i\omega_0)} D_k H_k^{(2)}(k_0 \rho), \quad (17)$$

$$\frac{1}{\tilde{n}_p} A_k^1 I_k'(\tilde{n}_p q \rho) - \frac{1}{n_2} (B_k^1 I_k'(n_2 q \rho) + C_k^1 K_k'(n_2 q \rho)) = \frac{i p^2 (n_1^2 - n_2^2)}{n_p (p^2 n_2^2 + \omega_0^2 n_1^2)(p-i\omega_0)} A_k J_k'(n_p k_0 \rho), \quad (18)$$

$$\frac{1}{n_2} (B_k^1 I_k'(n_2 q \rho) + C_k^1 K_k'(n_2 q \rho)) - D_k^1 K_k'(q \rho) = \frac{ip^2 (n_1^2 - n_2^2)}{n_p (p^2 n_2^2 + \omega_0^2 n_1^2) (p - i\omega_0)} D_k H_k^{(2)}(k_0 \rho). \quad (19)$$

Далее выполнено обратное преобразование во временную область по формуле Меллина

$$h(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} H(p) e^{pt} dp. \text{ Выражения (16) – (19) имеют особые точки } p = i\omega_0 \text{ и } p = \pm i\omega_0 n_1/n_2,$$

а также сингулярные точки, соответствующие собственным частотам плазмонов (определяющие нули детерминанта (16) – (19) для $k = 0, 1, 2, \dots$):

$$\Delta = \begin{vmatrix} I_k(\tilde{n}_p q \rho) & -I_k(n_2 q \rho) & -K_k(n_2 q \rho) & 0 \\ 0 & I_k(n_2 q \rho) & K_k(n_2 q \rho) & K_k(q \rho) \\ 1/\tilde{n}_p \cdot I_k'(\tilde{n}_p q \rho) & -1/n_2 \cdot I_k'(n_2 q \rho) & -1/n_2 \cdot K_k'(n_2 q \rho) & 0 \\ 0 & 1/n_2 \cdot I_k'(n_2 q \rho) & 1/n_2 \cdot K_k'(n_2 q \rho) & K_k'(q \rho) \end{vmatrix} \quad (20)$$

После изменения во времени диэлектрической проницаемости активного слоя внутреннее поле нанопровода описывается только первым слагаемым выражения (12), а внешнее поле – первым слагаемым выражения (14) (подробности см. в [24]). Внутри динамической оболочки поле представлено слагаемым в первой скобке выражения (13).

Результаты и их обсуждение

Для дальнейших вычислений будем рассматривать серебряный нанопровод радиуса $a_1 = 25$ нм с активной оболочкой радиуса $a_2 = 35$ нм. В этом исследовании мы используем следующие значения формулы Друде: $\omega_p = 1.4525 \cdot 10^{16}$ Гц, $\gamma = 7.0656 \cdot 10^{13}$ Гц, $\varepsilon_\infty = 5.2573$ [25]. В работе использовалось нормированное время $T = tca^{-1}$, нормализованная собственная частота начального поверхностного плазмона $\omega_0 = \omega_0 ac^{-1} = 0.4464 + i \cdot 0.0046$ ($n_1 = 1.45$, $k = 1$), которая определяется системой уравнений (3). Выражения во временной области восстановлены с помощью теоремы Коши о вычетах. Такой алгоритм был успешно применен к ряду задач во временной области [23, 24].

Особый вклад в поле дает только решение определителя (20), которое связано с собственными значениями нанопровода. Для каждого значения индекса $k = const$ выражение (20) имеет одно единственное решение, которое ассоциируется с собственными частотами поверхностных плазмонов, и бесконечное число решений, связанных с объемными плазмонами. Используя указанное аналитическое решение, можно оценить вклад каждой плазменной частоты в магнитное поле.

С этой целью определим значения вычетов в нескольких особых точках, полагая, что $n_2 = 1.452$. Сингулярными точками являются собственные частоты соответствующего поверхностного плазмона $\tilde{\omega}_0 ac^{-1} = \pm 0.4462 + i \cdot 0.0045$ и вычеты в каждой из этих частот равны $-0.994 + i \cdot 0.2861$ для (+) и $0.0025 + i \cdot 0.0032$ для (-). Все значения соответствуют нормированной амплитуде начального поля. Частоты $\omega_1 ac^{-1} = \pm 2.3308 + i \cdot 0.5643$ соответствуют объемным плазмонам с вариацией поля вдоль радиуса и вычеты в них равны $-0.0036 - i \cdot 0.0034$ для (+) и $-0.0026 + i \cdot 0.002$ для (-). Вычисляя вычеты для каждой частоты объемного плазмона мы видим, что их вклад в полное решение пренебрежимо мал. Для объемных плазмонов с высшими радиальными номерами наблюдается аналогичная ситуация.

Только поверхностный плазмон имеет величину поля, соответствующую величине первичного плазмона. Исходя из этого, видим, что мгновенное изменение диэлектрической проницаемости активной оболочки нанопровода преобразовывает исходный плазмон в новый плазмон с аналогичным распределением поля и небольшим изменением собственной

частоты. Полюсы вносят вклад в стационарное поле, в то время как точки ветвления – в нестационарное решение.

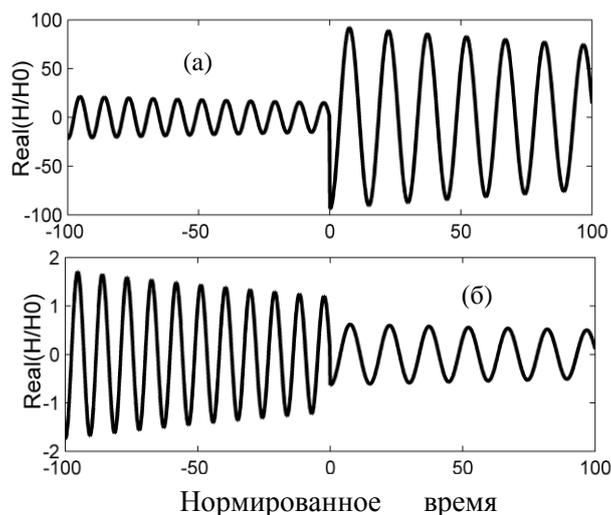


Рис. 3. Преобразование магнитного поля внутри серебряного нанопровода с активной оболочкой в результате скачка коэффициента преломления в слое: (а) $n_1 = 2.8$, $n_2 = 1.5$; (б) $n_1 = 1.5$, $n_2 = 2.5$. Точка наблюдения $r = \rho/a = 0.95$, $\varphi = 0$

Рис. 3 иллюстрирует переходный отклик внутреннего поля серебряного нанопровода с динамической оболочкой во временной области. Исследуется исходное поле перед начальным моментом времени. Изменение диэлектрической проницаемости в оболочке в начальный момент времени нарушает поле. Для более четкого наблюдения процессов, соответствующих изменению частоты и величины поля, исследовано относительно большое изменение диэлектрической проницаемости. Хотя такой большой скачок проницаемости на практике пока не достижим, но он используется здесь для того, чтобы более наглядно показать динамику процессов.

На рис. 3 хорошо прослеживается, что после скачка диэлектрической проницаемости в активной оболочке нанопровода поле описывается первым слагаемым в (12), при этом преобразуется частота падающей волны с сохранением пространственной структуры поля. Во внешнем пространстве присутствует только первичное поле. После прохождения волнового фронта полное поле описывается суммой вычетов во всех особых точках и интегралом вдоль разреза, который проходит вдоль отрицательной полуоси $\text{Re}(p)$ комплексной плоскости. Вычеты в полюсах $p = \pm i\omega_0 n_1/n_2$ равны нулю, т.е. в установившемся режиме компоненты с такими частотами отсутствуют, а вычет на частоте источника совпадает с известными выражениями для поля рассеяния плоской волны на стационарном цилиндре. Все собственные частоты нанопровода (цилиндра) являются комплексными величинами, мнимая часть которых определяет скорость затухания колебаний. Исходя из рис. 3 можно заключить, что при увеличении показателя преломления в активном слое серебряного нанопровода частота плазмона уменьшается, а при уменьшении – растет.

Выводы

Теоретически исследовано преобразование локализованно поверхностного плазмона серебряного нанопровода с оптически динамической оболочкой за счет изменения во времени диэлектрической проницаемости в слое. Предположение резкого изменения показателя преломления позволило получить полуаналитическое решение в виде преобразования Лапласа, которое четко указало на особенности переходных и стационарных процессов в задаче. Максимальная величина амплитуды поля в новой конструкции наблюдается для плазмона с тем же угловым коэффициентом, что и для исходного плазмона.

Таким образом, изменение во времени диэлектрической проницаемости в динамической оболочке нанопровода не изменяет пространственное распределение ближнего поля, но при этом происходит смещение частоты.

Список литературы:

1. Stognii N.P., Sakhnenko N.K. Accurate investigation of coupled plasmonic resonances in a chain of silver nanowires // Proc. In Conf. Math. Methods Electromagnetic Theory (MMET-2016). – 2016. – Pp. 192-195.
2. Fujii M. A new mode of radio wave diffraction via the terrestrial surface plasmon on mountain range // Radio Science. – 2016. – Vol. 51, No. 8. – Pp. 1396-1412.
3. Natarov D.M., Byelobrov V.O., Sauleau R., Benson T.M., Nosich A.I. Periodicity-induced effects in the scattering and absorption of light by infinite and finite gratings of circular silver nanowires // Opt. Exp. – 2011. – Vol. 19. – Pp. 22176-22190.
4. Chen S., Liu Y., Liu Q., Liu Z., Peng W. Self-reference surface plasmon resonance biosensor based on multiple-beam interference // IEEE Sensors J. – 2016. – Vol. 16, No. 21. – Pp. 7568-7571.
5. Fedyanin D., Arsenin A. Transmission of surface plasmon polaritons through a nanowire array: mechano-optical modulation and motion sensing // Opt. Exp. – 2010. – Vol. 18, No. 19. – Pp. 20115-20124.
6. Stockman M. I. Nanoplasmonic sensing and detection // Science. – 2015. – Vol. 348, No. 6232. – Pp. 287-288.
7. Yang A., Odom T. W. Breakthroughs in photonics 2014: advances in plasmonic nanolasers // IEEE Photonics J. – 2015. – Vol. 7, No. 3. – Pp. 0700606.
8. Zhang P., Gu Q., Lau Y.Y. and Fainman Y. Constriction resistance and current crowding in electrically pumped semiconductor nanolasers with the presence of undercut and sidewall tilt // IEEE J. Quant. Electron. – 2016. – Vol. 52, No. 3. – Pp. 2000207.
9. Natarov D.M. Modes of a core-shell silver wire plasmonic nanolaser beyond the Drude formula // J. Opt. – 2014. – Vol. 16, No. 7. – Pp. 075002/6.
10. Dice G., Mujumdar S., Elezzabi A. Plasmonically enhanced diffusive and subdiffusive metal nanoparticle-dye random laser // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – Pp. 131105.
11. Noginov M., Zhu G., Belgrave A., Bakker R., Shalaev V., Narimanov E., Stout S., Herz E., Suteewong T., Wiesner P. Demonstration of a spaser-based nanolaser // Nature. – 2009. – Vol. 460. – Pp. 1110-1113.
12. Shapoval O.V., Kobayashi K., Nosich A.I. Electromagnetic engineering of a single-mode nanolaser on a metal plasmonic strip placed into a circular quantum wire // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 2017. – Vol. 23, No. 6. – Pp. 1501609.
13. Byelobrov V.O., Ctyroky J., Benson T.M., Sauleau R., Altintas A., Nosich A.I. Low-threshold lasing modes of infinite periodic chain of quantum wires // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35, No. 21. – Pp. 3634-3636.
14. Byelobrov V.O., Benson T.M., Nosich A.I. Binary grating of sub-wavelength silver and quantum wires as a photonic-plasmonic lasing platform with nanoscale elements // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 2012. – Vol. 18. – Pp. 1839-1846.
15. Heebner J. Slow light, induced dispersion, enhanced nonlinearity, and optical solitons in a resonant-array waveguide // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 65, No. 3. – Pp. 036619-4.
16. Yanik M., Fan S. Time reversal of light with linear optics and modulators // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93, No. 17. – Pp. 173903-4.
17. Savchenkov A., Ilchenko V., Matsko A., Maleki L. High-order tunable filters based on a chain of coupled crystalline Whispering Gallery-mode resonators // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2005. – Vol. 17, No. 1. – Pp. 136-138.
18. Djordjev K., Choi S. J., Choi S. J., Dapkus P. Microdisk tunable resonant filters and switches // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2002. – Vol. 14, No. 6. – Pp. 828-830.
19. Benyoucef M., Kiravittaya S., Mei Y. et al. Strongly coupled semiconductor microcavities: A route to couple artificial atoms over micrometric distances // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77, No. 3. – Pp. 035108-5.
20. Morgenthaler F. R. Velocity modulation of electromagnetic wave // IRE Trans. on Microwave Theory and Technique. – 1958. – Vol. 6, No. 2. – Pp. 167-172.
21. Fedotov F., Nerukh A. G., Benson T. M., Sewell P. Investigations of electromagnetic field in a layer with time-varying medium by Volterra integral equation method // J. of Lightwave Technol. – 2003. – Vol. 21, No. 1. – Pp. 305-314.
22. Sakhnenko N. K., Benson T. M., Sewell P., Nerukh A. G. Transient transformation of Whispering Gallery resonator modes due to time variations in dielectric permittivity // Opt. Quant. Electron. – 2006. – Vol. 38. – Pp. 71-81.
23. Sakhnenko N., Nerukh A. Rigorous analysis of Whispering Gallery mode frequency conversion due to time variation of refractive index in a spherical resonator // J. Opt. Soc. Am. A. – 2012. – Vol. 29, No. 1. – Pp. 99-104.
24. Stognii N.P., Sakhnenko N.K. Transient transformation of surface plasmon due to time variations in dielectric permittivity of nanowire environment // Proc. In Conf. Electron. Nanotechnol (ELNANO-2016). – 2016. – Pp. 83-86.
25. Jonson P., Christy R. Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. – 1972. – Vol. 6. – Pp. 4370-4379.