

ПЛАЗМОНЫ В КЛАСТЕРЕ НАНОПРОВОДОВ ТРЕУГОЛЬНОЙ ИЛИ ЧЕТЫРЕХУГОЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Введение

Интерес к металлическим наночастицам и нанопроводам обусловлен прежде всего их оптическими свойствами и возможностью сильной локализации света на субволновом уровне за счет возбуждения поверхностных плазмонов. Если нанопровода расположены в непосредственной близости друг от друга (образуют кластер или ансамбль определенной конфигурации), их плазмонные резонансы являются комбинациями плазмонных резонансов уединенных проводов [1]. Фундаментальные свойства таких структур широко обсуждаются для создания эффективных нанопроводов, излучающих и принимающих излучение на оптических частотах [2 – 4], субволновых резонаторов [5 – 6], спайзеров [7 – 8], линз со сверхразрешением [9], биосенсоров [10].

В литературе представлено исследование плазмонных резонансов в наноразмерных объектах различной формы: нанопроводах [11 – 12], наносферах [13], вытянутых и сплюснутых сфероидах [14]. Как правило, плазмонные резонансы находят по резонансным пикам в сечении поперечного рассеивания. Но такое исследование не является полным, в частности позволяет исследовать только «яркие» плазмоны, которые эффективно возбуждаются плоской волной, оставляя вне поля зрения «темные» плазмоны. Такой анализ также не дает возможности количественной оценки добротности. Часто используют дипольное (квазистатическое приближение), которое эффективно только для моделирования малых частиц. При увеличении поперечного размера, а также при уменьшении зазора между ними, необходимо учитывать влияние высших плазмонов.

В данной работе используется подход, который позволяет исследовать как темные, так и яркие, как дипольные, так и мультипольные плазмоны. Рассматриваются структуры, состоящие из трех или четырех нанопроводов, расположенных в вершинах правильного треугольника или квадрата. Будем называть эти структуры кластерами треугольной или четырехугольной конфигурации соответственно. Проведено полное исследование плазмонных мод таких структур, исследованы их классы симметрий и распределения полей, изучены их собственные частоты и добротности.

Постановка задачи

В качестве модели нанопроводов рассматриваются диэлектрические цилиндры бесконечной протяженности с частотно-зависимой диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_p = 1 - \left(\omega_p^2 / (\omega(\omega - i\gamma)) \right), \quad (1)$$

здесь ω_p – плазменная частота, γ – представляет затухание.

Радиус каждого цилиндра a , расстояние между ними d (рис. 1), окружающее пространство – вакуум. В поперечном сечении каждого цилиндра вводятся полярные системы координат (ρ_i, φ_i) , $i = 1, 2, 3$ или $i = 1, 2, 3, 4$. Каждый цилиндр ориентирован вдоль оси Oz . Искомые электромагнитные поля удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H}, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = i\omega\varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}. \quad (3)$$

Здесь \vec{E} и \vec{H} – векторы напряженности электрического и магнитного полей, ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, $\varepsilon = \varepsilon_p$ для точек внутри нанопроводов и $\varepsilon = 1$ – снаружи. Временная зависимость имеет вид $e^{i\omega t}$. Возбуждение поверхностных плазмонов воз-

можно только в зоне непрозрачности металла, т.е. когда $\varepsilon_p < 0$ или $\omega_p > \omega$ и только для случая перпендикулярной поляризации.

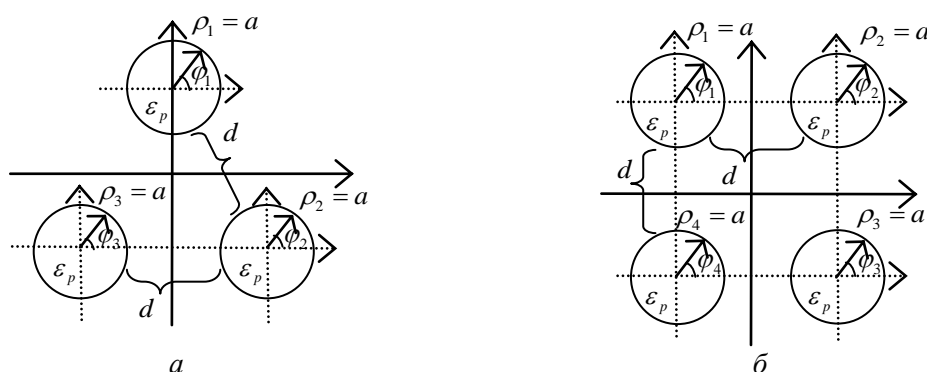


Рис. 1. Схематические рисунки рассматриваемых структур:
а – треугольный кластер, б – четырехугольный кластер

Метод решения

Искомые поля являются решениями двумерного уравнения Гельмгольца для z -компоненты магнитного поля H :

$$\Delta H + k^2 H = 0, \quad \Delta = \partial_{\rho\rho}^2 + 1/\rho \cdot \partial_{\rho} + 1/\rho^2 \cdot \partial_{\phi\phi}^2, \quad (4)$$

полученного из уравнений Максвелла (2) – (3). Здесь $k = \omega/c$ – волновое число для вакуума, c – скорость света в вакууме; волновое число для точек внутри цилиндров равно $k_p = n_p \omega/c$, $n_p = \sqrt{\varepsilon_p(\omega)}$, ε_p определяется формулой (1).

Для искомых полей внутри нанопроводов используем такие представления:

$$H = \sum_{s=0}^{\infty} A_s^{(i)} J_s(k_p \rho_s) e^{is\phi_i}, \quad \text{если } (\rho_i < a). \quad (6)$$

Поле во внешнем пространстве будем искать в виде

$$H = \sum_{i=1}^N \sum_{s=0}^{\infty} B_s^i H_s^{(2)}(k \rho_i) e^{is\phi_i}, \quad (\rho_i > a), \quad (7)$$

где N – число цилиндров в кластере ($N = 3$ или $N = 4$).

Неизвестные коэффициенты находим из граничных условий, которые состоят в требовании непрерывности тангенциальных компонент на поверхности каждого нанопровода и имеют вид:

$$H(\rho = a + 0) = H(\rho = a - 0), \quad (8)$$

$$\partial H / \partial \rho(\rho = a + 0) = \varepsilon_p \cdot \partial H / \partial \rho(\rho = a - 0). \quad (9)$$

Чтобы «сшить» поля на границах, применяем теорему сложения для функций Бесселя [15], что приводит к получению блочной (3×3) или (4×4) бесконечной системы уравнений. После преобразований полученную систему записываем в Фредгольмовом виде, что гарантирует сходимость приближенного решения к точному при увеличении порядка усечения матрицы. Здесь использован подход для нахождения собственных мод, предложенный в работах [16 – 18].

Используя соображения симметрии, можно вычислительно упростить задачу. Кластер треугольной конфигурации имеет три оси симметрии, кластер четырехугольной конфигурации – четыре. Данные структуры, а следовательно, и собственные поля в них, обладают как поворотной, так и зеркальной симметриями, что ведет к возбуждению четырех гибридных плазмонов в треугольном кластере и шести – в четырехугольном (с одним и тем же числом s

угловых вариаций поля). Подобные классы симметрии описаны в работах для фотонных молекул аналогичной конфигурации [1, 18, 19]. Среди возможных возбуждаемых плазмонов, есть, например, плазмоны, поля которых полностью симметричны (четны, $H^{чет}$) относительно всех осей симметрии (см. рис. 3, б, в) и полностью антисимметричны (нечетны, $H^{нечет}$) (см. рис. 3, а, г). На рис. 2 приведена схема классификации всех возможных симметрий поля.

Для каждого класса симметрии можно записать систему уравнений, размерность которой снижается вдвое по сравнению с исходной. Собственные частоты являются нулями определителей бесконечных систем, которые находятся численно с контролируемой точностью. Вид полей соответствующих мод определяется формулами (6) – (7), после подстановки в них найденных собственных частот.

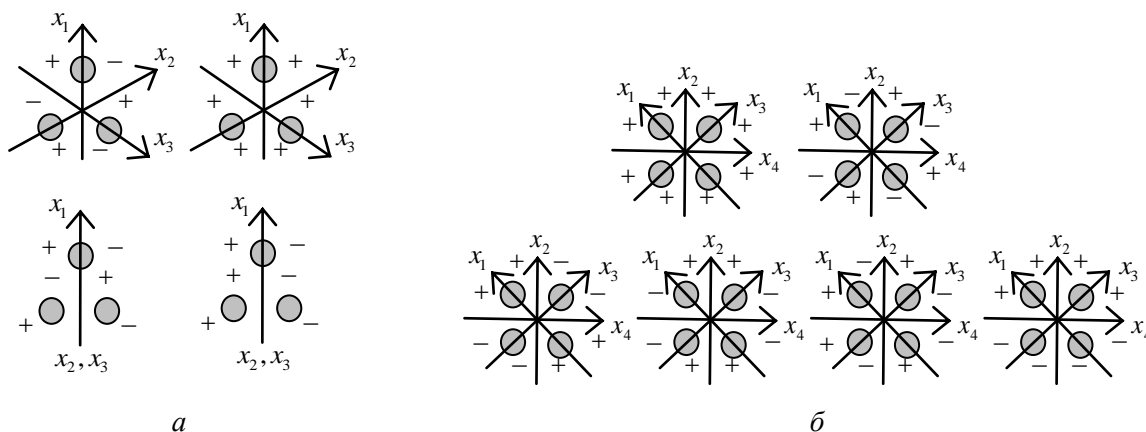


Рис. 2. Классы симметрии поля для кластера:
а – треугольной конфигурации и б – четырехугольной формы

Обсуждение результатов

Для численного моделирования используется нормированный параметр $w_p = \omega_p a c^{-1}$, который в дальнейшем будем называть нормированной плазменной частотой, и нормированное расстояние d/a .

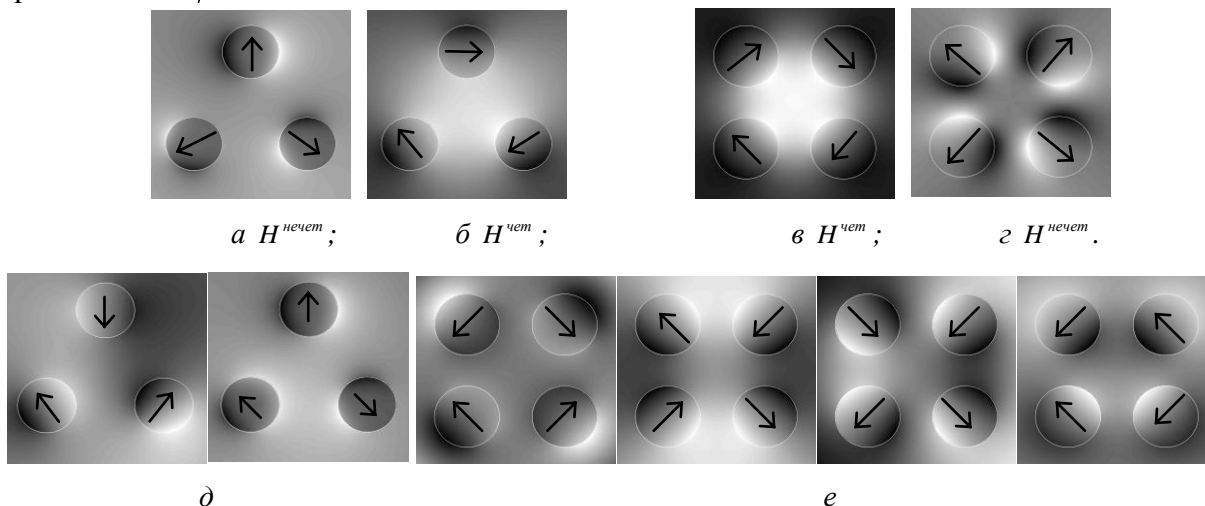


Рис. 3. Распределение ближнего поля (z – координата магнитного поля) для классов симметрии кластеров треугольной и четырехугольной конфигурации ($w_p = 0.7$):
а – б – $H^{чет}$, в – $H^{чет}$, г – $H^{нечет}$, д – е – гибридные дипольные плазмоны различной четности или нечетности относительно осей симметрии

На рис. 3 представлено распределение ближних полей поверхностных дипольных гибридных плазмонов ($s=1$) всех классов симметрии для кластера треугольной ($d/a=2$) или четырехугольной ($d/a=1$) конфигурации. Нормированная плазменная частота $w_p=0.7$. На вставках указаны направления дипольных моментов. Поля рассчитаны по формулам (6) – (7). Собственные частоты плазмонов комплекснозначные вида $\omega = \omega' + i \cdot \omega''$, а добротность (Q) таких резонансов определяется формулой $Q = \omega' / (2\omega'')$.

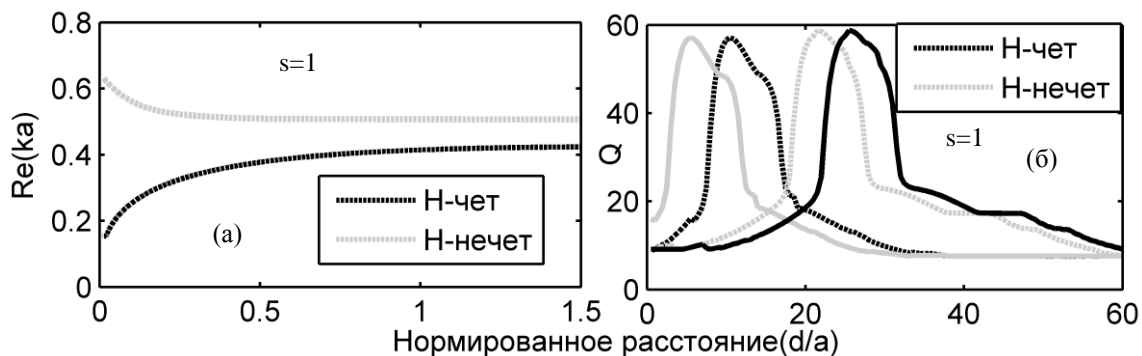


Рис. 4. Зависимость: *a* – собственной нормированной частоты и *б* – добротности дипольных плазмонов от нормированного расстояния между нанопроводами в треугольном кластере ($w_p=1, \gamma = w_p \cdot 10^{-3}$).

На рис. 4 показаны зависимости собственных частот и добротностей дипольных плазмонов от расстояния между проводами в треугольном кластере. Плазмонные моды распадаются на два семейства. Действительные части частот каждого семейства очень близки, в то время как добротности существенно различаются. Для удаленных проводов собственные частоты гибридных дипольных плазмонов приближаются к частоте дипольного плазмона уединенного провода, а с уменьшением расстояния наблюдается существенное отклонение от этой величины. На рис. 5 аналогичные результаты приведены для гибридных плазмонов четырехугольного кластера. Электромагнитное взаимодействие между нанопроводами приводит к смещению гибридного плазмонного резонанса по сравнению со случаем уединенного нанопровода.

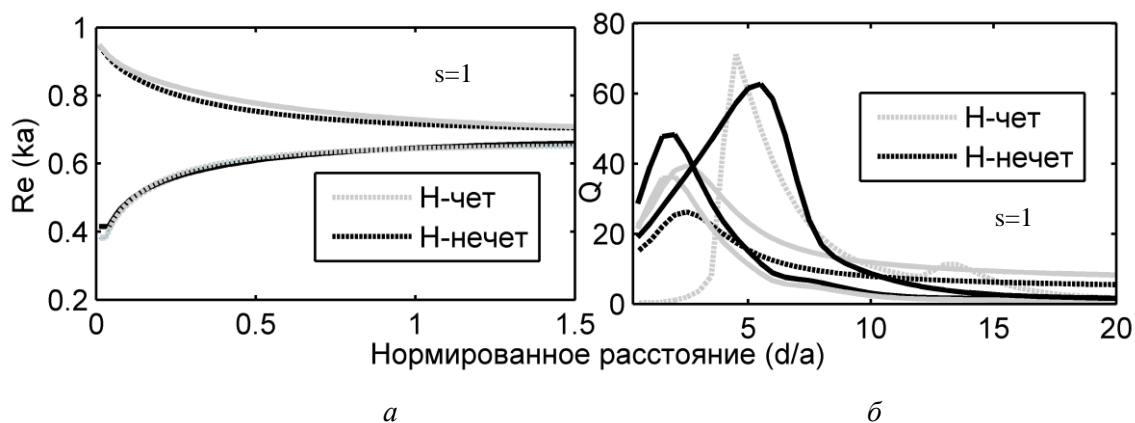


Рис. 5. Зависимость: *a* – собственной нормированной частоты и *б* – добротности дипольных плазмонов от нормированного расстояния между проводами в четырехугольном кластере ($w_p=1, \gamma = w_p \cdot 10^{-3}$).

В кластере четырехугольной конфигурации «яркими» являются плазмоны, принадлежащие двум классам симметрии. Если направление падения плоской волны параллельно диагонали квадрата (как показано на рис. 7, *в*, *г*), то возбуждаются плазмоны, поля которых симметричны относительно всех осей симметрии $H^{чет}$. Когда направление падения плоской

волны перпендикулярно стороне квадрата (рис. 7, а, б), то возбуждаются плазмоны, поля которых симметричны относительно вертикальных и горизонтальных линий симметрии и антисимметричны относительно диагональных линий (рис. 3, е, второй слева). Остальные четыре найденных плазмона в такой структуре являются «темными».

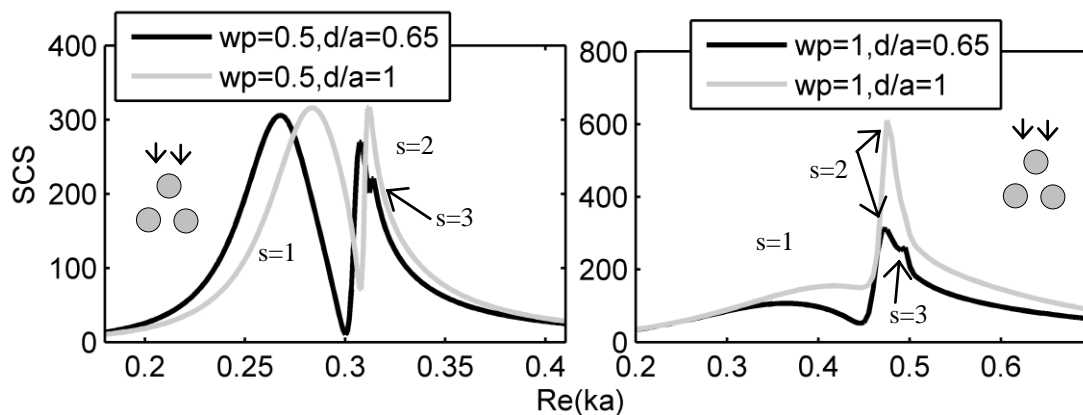


Рис. 6. Поперечное сечение рассеивания для треугольного кластера ($\gamma = w_p \cdot 10^{-3}$)

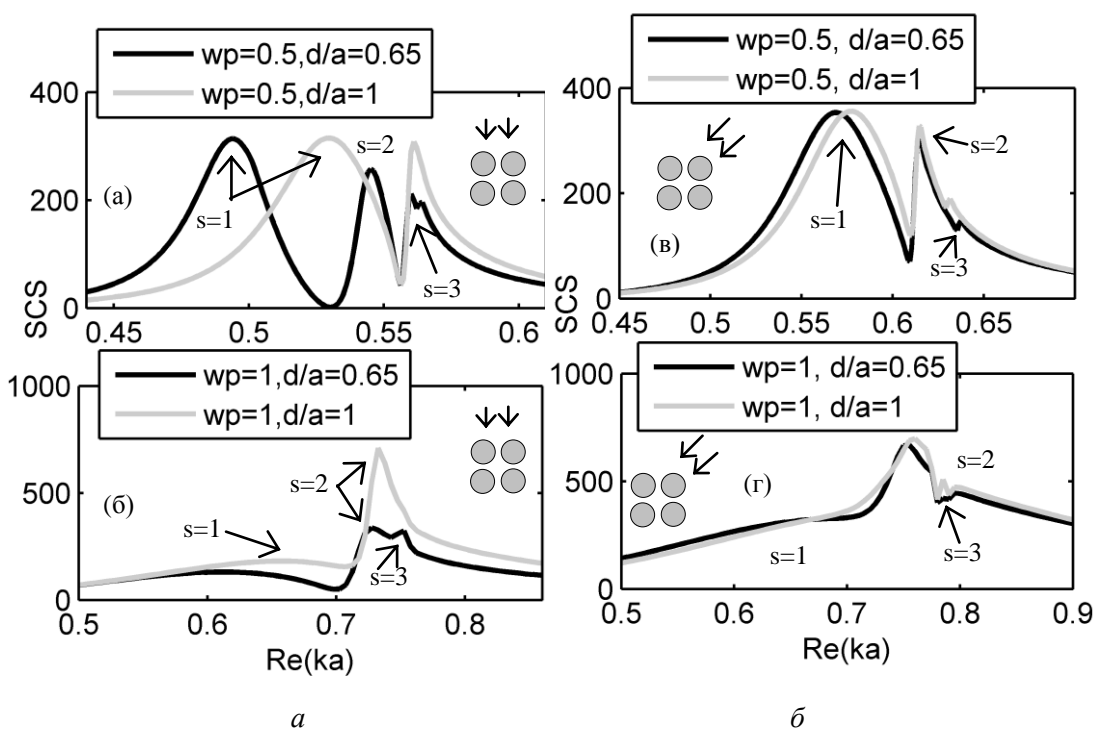


Рис. 7. Поперечное сечение рассеивания для четырехугольного кластера ($\gamma = w_p \cdot 10^{-3}$)

На рис. 6 и 7 показано поперечное сечение рассеивания плоской волны для различных значений нормированной плазменной частоты w_p и нормированного расстояния между нанопроводами d/a . При возбуждении плоской волной треугольного кластера (рис. 6, направление падения волны указано стрелками) возбуждаются только плазмоны, поля которых симметричны относительно всех осей симметрии. Для дипольного плазмона из такого класса направления дипольных моментов указаны на рис. 3, б. Именно такой плазмон является «ярким», а остальные найденные плазмоны «темными».

При небольших расстояниях между проводами в спектре наблюдается 2-3 резонансных пика. Первый пик соответствует дипольному плазмону ($s=1$), второй квадрупольному ($s=2$). При дальнейшем сближении проводов наблюдается появление гексапольного плазмона ($s=3$).

Для удаленных проводов, образующих кластер, в спектре будет наблюдаться только один плазмон: дипольный для тонкого провода ($w_p = 0.5$) и квадрупольный для толстого ($w_p = 1$). Видно, что с уменьшением значения нормированной плазменной частоты w_p наблюдается смещение пика плазмонного резонанса в область более низких частот для кластеров разных конфигураций.

На рис. 8 показано распределение поля плоской волны в ближней зоне для кластеров треугольной и четырехугольной конфигурации при $w_p = 0.7$, $d/a = 2$ (направление освещения структуры показано на вставках). Рис. 8 позволяет оценивать пространственную структуру полей при определенном падении плоской волны.

На рис. 9 представлено поле плоской волны в дальней зоне для треугольного или квадратного кластера при $w_p = 0.7$, $d/a = 2$. Направление падения плоской волны такое же, как на рис. 8.

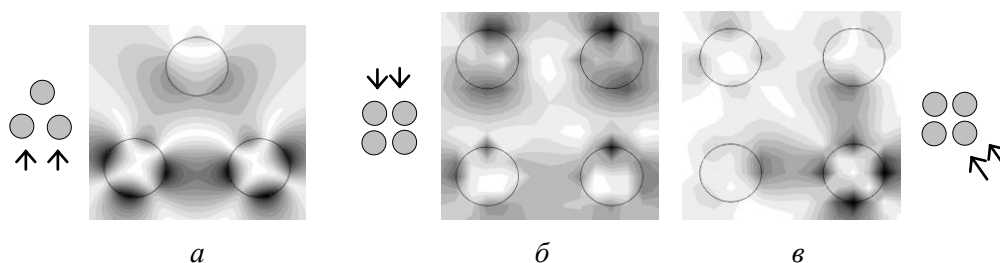


Рис. 8. Распределение поля плоской волны в ближней зоне для кластера: a – треугольной и $б$ – $в$ – четырехугольной формы ($w_p = 0.7$, $\gamma = w_p \cdot 10^{-3}$, $d/a = 2$)

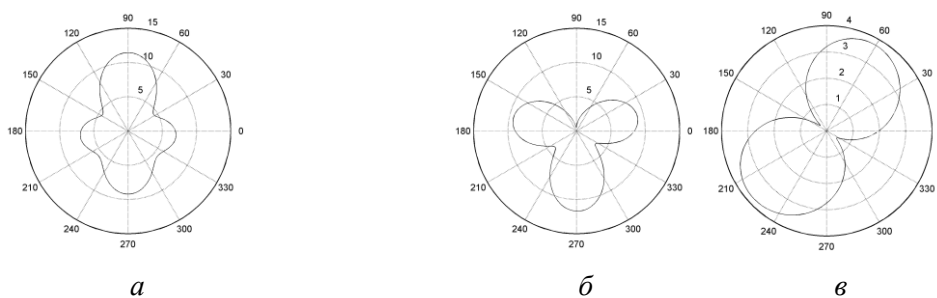


Рис. 9. Распределение поля плоской волны в дальней зоне для кластеров: a – треугольной и $б$ – $в$ – четырехугольной формы ($w_p = 0.7$, $\gamma = w_p \cdot 10^{-3}$, $d/a = 2$)

Выводы

Теоретически исследована задача на собственные значения в нанопроводах, которые расположены в кластере треугольной или четырехугольной конфигурации. Полностью описаны и классифицированы все возможные плазмоны треугольного и квадратного кластера. Показано, что плазмонные моды нанопроводов в кластере представляют собой симметричные и антисимметричные комбинации соответствующих мод уединенного провода. С увеличением расстояния между проводами собственные частоты приближаются к соответствующей собственной частоте плазмона уединенного провода, с уменьшением расстояния наблюдается расщепление собственных частот гибридных плазмонов.

Список литературы: 1. *Peters L. Jr., Richmond J.H.* Scattering from cylindrical nonhomogeneous lossy medium // *Radio Science*. – 1982. – Vol. 17, №6. – Pp. 973. 2. *Nakagawa A., Ishii S., and Baba T.* Photonic molecule laser composed of GalnAsP microdisks // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – Pp. 041112. 3. *Muhlschlegel P., Eisler H., Martin O., Hecht B., and Pohl D.* Resonant optical antennas // *Science*. – 2005. – Vol. 308. – Pp. 1607-1609. 4. *Novotny L. and Hulst N.* Antennas for light // *Nature Photon.* – 2011. – Vol. 5. – Pp. 83-90. 5. *Bonod N., Devilez A., Rolly B., Bidault S., and Stout B.* Ultracompact and unidirectional metallic antennas // *Phys. Rev. B*. – 2010. – 82. – Pp. 115429. 6. *Stuart H. R. and Pidwerbetsky A.* Electrically small antenna elements using negative permittivity resonators // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2006. – Vol. 54. – Pp. 1644-1653. 7. *Li J. and Engheta N.* Ultracompact sub-wavelength plasmonic cavity resonator on a nanowire // *Phys. Rev. B*. – 2006. – Vol. 74. – Pp. 115125. 8. *Dice G., Mujumdar S., and Elezzabi A.* Plasmonically enhanced diffusive and subdiffusive metal nanoparticle-dye random laser // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – Pp. 131105. 9. *Noginov M., Zhu G., Belgrave A., Bakker R., Shalaev V., Narimanov E., Stout S., Herz E., Suteewong T., and Wiesner U.* Demonstration of a spaser-based nanolaser // *Nature*. – 2009. – Vol. 460. – Pp. 1110-1113. 10. *Ikonen P., Karkkainen M., Simovski C., Belov P. and Tretyakov S.* Light-weight base station antenna with artificial wire medium lens // *IEE Proceedings – Microwaves, Antennas Propag.* – 2006. – Vol. 153, Issue 2. – Pp. 163 – 170. 11. *Francois A. and Himmelhaus M.* Optical biosensor based on whispering gallery mode excitations in cluster of microparticles // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 92, Issue 14. – Pp. 141107 – 141107-3. 12. *Kottmann J. and Martin O.* Plasmon resonant coupling in metallic nanowires // *Opt. Expr.* 2001. – Vol. 8, no. 12. – Pp. 655-663. 13. *Ji X., Cai W., and Zhang P.* High order DGT simulation of plasmon resonant coupling of silver nanowires // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 2005. – Vol. 21. – Pp. 1-19. 14. *Nordlander P. and Oubre C.* Plasmon Hybridization in Nanoparticle Dimers // *Nano Lett.* 2004. – Vol. 8, no. 5. – Pp. 899-903. 15. *Градиштейн И. С., Рыжик И. М.,* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М. : Физматгиз, 1963. – 1100 с. 16. *Стогний Н.П., Сахненко Н. К.* Плазмонные резонансы в изолированном и паре связанных плазменных цилиндров // *Радиофизика и электроника*. – 2011. – Вып. 983, № 19. – С. 84-90. 17. *Stognii N. P. and Sakhnenko N. K.* Plasmon Resonances and Their Quality Factors in a Finite Linear Chain of Coupled Metal Wires // *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* – 2013. DOI 10.1109/JSTQE.2013.2244561. 18. *Smotrova E. I., Nosich A. I., Benson T. M., and Sewell P.* Optical coupling of whispering-gallery modes of two identical microdisks and its effect on photonic molecule lasing // *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* – 2006. – Vol. 12. – Pp. 78–85. 19. *Boriskina S. V.* Symmetry, degeneracy and optical confinement of modes in coupled microdisk resonators and photonic crystal cavities // *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* – 2006. – Vol. 12, no. 6. – Pp. 1175-1182.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.07.2013