

зокрема за відстанню доступності ППЗ і протяжністю маршрутів листонош. Якщо «Так» — перехід до блока 10, якщо «Ні» — перехід до блока 13.

У блоці 10 перевіряє СВЗ заноситься до переліку ССВЗ із зазначенням відповідного РСВЗ, якому передається навантаження цього ССВЗ.

У блоці 11 виконується передача навантаження від ССВЗ до РСВЗ.

У блоці 12 виконується коригування місця розташування РСВЗ у переліку СВЗ, пов'язане зі зростанням його навантаження.

У блоці 13 виконується занесення перевірного СВЗ до переліку НСВЗ.

У блоці 14 з'ясовується, чи всі СВЗ перевірено. Якщо «Ні» — повернення до блока 3, якщо «Так» — закінчення роботи алгоритму.

Рецензент: доктор техн. наук, професор В. М. Тупкало, Державний університет телекомунікацій, Київ.

Л. Е. Ящук

СТРАТЕГИИ РАЗВИТИЯ СЕТЕЙ ПОЧТОВОЙ СВЯЗИ В СЕЛЬСКОЙ МЕСТНОСТИ

Рассмотрены технико-экономические показатели основных стратегий развития сетей сельских отделений связи (СОС). Доказано, что неосмотрительная реализация стратегий развития сетей СОС может привести не к сокращению, а к возрастанию затрат на их содержание.

Ключевые слова: СОС; стратегии развития сетей СОС; технико-экономические показатели сетей СОС; показатели качества предоставления услуг почтовой связи (УПС).

L. O. Yashchuk

DEVELOPMENT STRATEGIES IN REVERENCE TO COUNTRY POSTAL NETWORKS

Technical and economic indicators of main development strategies concerning country postal departments are considered. It's shown that imprudent realization of this strategies can cause encrease of expenses with holding them instead of hoped their decrease.

Keywords: country postal department; development strategies of country postal department networks; quality indicators of postal services.

УДК 535:537:539:546

В. И. ГРИГОРУК¹, доктор физ.-мат. наук, профессор;

В. И. КАНЕВСКИЙ², канд. техн. наук, доцент;

В. С. СИДОРЕНКО¹, канд. физ.-мат. наук,

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка;

²Інститут хімії поверхності ім. А. А. Чуйко НАН України, Київ

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС НА ЗОЛОТОМ НАНОЦИЛИНДРЕ

Рассеяние света на золотом наноцилиндре изучается в рамках концепции вектора Пойнтинга, которая позволяет проследить пространственное перераспределение потоков энергии вблизи и в самом наноцилиндре при наличии поверхностного плазмонного резонанса. Выполнен расчет рассеяния плоских электромагнитных волн на наноцилиндре с использованием конечно-элементного подхода для решения трехмерного векторного уравнения Гельмгольца. Показано, что в резонансном режиме излучение активной энергии индуцированного электрического диполя в наноцилиндре осуществляется в основном через его боковую поверхность. В течение одного периода колебаний падающей плоской волны дважды происходит обмен электромагнитной энергией между индуцированным электрическим диполем и плоской волной. Пространственное распределение реактивной энергии электрического диполя носит явно выраженный локальный характер, причем реактивная энергия в несколько раз превышает излучаемую его активной энергией в ближней зоне рассеяния.

Введение

Феномен поверхностного плазмонного резонанса (ППР) — локальных поверхностных мод колебаний свободных электронов на поверхности металлических наночастиц — представляет интерес как с теоретической, так и с практической точки зрения. Наличие усиления локальных полей в металлических наночастицах позволяет существенно увеличить эффективность солнечных батарей, создать новую элементную базу для средств пере-

дачи и обработки информации [1]. В этом случае электрическое поле E является важным параметром при описании указанного явления, но оно не раскрывает его сути, так как поток энергии при рассеянии на объекте определяется распределением напряженности не только электрического, но и магнитного поля. Что же касается транспорта энергии при рассеянии света на исследуемом объекте, то его можно описать при помощи вектора Пойнтинга. В частности, концепция вектора

Пойнтинга позволяет очертить процессы обмена электромагнитной энергией между наночастицей и падающим излучением.

В данной статье с применением численного моделирования исследуются особенности транспорта энергии при рассеянии плоской электромагнитной волны на металлическом наноцилиндре конечных размеров в оптическом диапазоне и резонансном режиме.

Исследуемая модель

Рассмотрим золотой наноцилиндр, приняв во внимание, что в этом случае явление ППР попадает в область оптического диапазона. Оптические константы для золота были взяты из [2]. Отметим, что золото характеризуется не только наличием свободных электронов, но и влиянием межзонных переходов $5d \rightarrow 6sp$. Поэтому явление ППР в золотых наночастицах нельзя считать чисто поверхностным резонансом свободных электронов даже в грубом приближении, так как фактически имеет место гибридный резонанс d -электронов и электронов проводимости [3].

Будем считать, что золотой наноцилиндр расположен в вакууме, причем источник энергии падающей плоской волны находится вне его. Рассмотрим поляризацию вектора электрических полей E^{in} данной волны, параллельную оси наноцилиндра, и вектор Пойнтинга \mathbf{P} , направленный по нормали к оси данного наноцилиндра и антипараллельный оси \mathbf{Z} (рис. 1, левая вкладка). Точный расчет напряженностей полных электрических полей \mathbf{E} в рассматриваемой области проводился путем решения векторного трехмерного уравнения Гельмгольца с использованием конечно-элементного подхода, включающего в себя метод Галеркина и метод конечных элементов [4; 5]. В качестве векторных конечных элементов были взяты тетраэдры. Численная реализация условий излучения Зоммерфельда осуществлялась с применением локального приближения, в рамках которого был использован метод абсолютно поглощающих слоев [6; 7].

Для описания явления ППР в золотом наноцилиндре возьмем три параметра, первый из которых определим следующим образом:

$$RCS = 10 \lg(\delta/S),$$

где $\delta = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 |E^s(\varphi, \theta)/E^{in}(\varphi, \theta)|^2$ — собственно дифференциальное сечение рассеяния; $E^s(\varphi, \theta)$ и $E^{in}(\varphi, \theta)$ — электрическая составляющая соответственно рассеянного и падающего поля в дальней зоне; φ, θ — азимутальный угол и угол рассеяния в сферической системе координат; S — площадь, на которую нормировалось дифференциальное сечение рассеяния δ , $S = 1 \text{ м}^2$. Второй параметр — напряженность \mathbf{E} полного электрического поля,

являющегося алгебраической суммой полей E^s и E^{in} . Третий параметр — вектор Пойнтинга \mathbf{P} , который можно представить следующим образом:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{av} + \mathbf{P}_{var}.$$

$$\mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{re}] + \frac{1}{2} [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{im}];$$

$$\mathbf{P}_{var} = \frac{1}{2} \{ [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{re}] - [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{im}] \} \cos(2\omega t) - \frac{1}{2} \{ [\mathbf{E}_{re} \mathbf{H}_{im}] - [\mathbf{E}_{im} \mathbf{H}_{re}] \} \sin(2\omega t),$$

где ω — циклическая частота падающей плоской волны, t — время; $\mathbf{E}_{re}, \mathbf{E}_{im}, \mathbf{H}_{re}, \mathbf{H}_{im}$ — соответственно действительные и мнимые части комплексных амплитуд векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Практические результаты

Будем интересоваться распределением вектора Пойнтинга \mathbf{P} и его активной и реактивной составляющих \mathbf{P}_{av} и \mathbf{P}_{var} в плоскости \mathbf{YOZ} вдоль прямых, антипараллельных оси \mathbf{Z} (см. рис. 1, левая вкладка). Соответствующие зависимости представим при помощи модифицированной функции $B_z = |\mathbf{A}| \text{sign}(A_z)$ где \mathbf{A} — один из указанных векторов. Благодаря введению таких модифицированных функций имеется возможность анализировать не только значения модулей данных величин, но и направления их потоков.

Длина λ_{in} падающей плоской волны, при которой имеет место явление ППР, определялась значением максимума кривой $RCS(\lambda_{in}, \theta)$ при рассеянии света вперед (рис. 2, левая вкладка). Данный максимум соответствует $\lambda_{rez} = 550 \text{ нм}$ (в [8] был получен близкий результат, причем в случае, когда сечения рассеяния и поглощения соизмеримы).

Анализ распределения электрической составляющей поля в ближней зоне рассеяния наноцилиндра и резонансом режиме показывает, что падающая плоская волна возбуждает в нем электрический диполь. Направление индуцированного дипольного момента данного диполя противоположно направлению поляризации электрической составляющей плоской волны, причем среднее значение напряженности локального электрического поля в наноцилиндре вдоль оси \mathbf{Y} более чем в три раза превосходит поле падающей волны. Как с освещенной, так и с теневой стороны (непосредственно сверху и снизу наноцилиндра) наблюдается повышенное значение поля $\mathbf{E} (\approx 9 \text{ В/м})$, вызванное прежде всего явлением ППР, что совпадает с теоретической оценкой, полученной в [9].

Потоки вектора \mathbf{P}_{av} вдоль срединной линии (см. рис. 1) выходят из наноцилиндра как с освещенной, так и с теневой стороны (кривая 1), а их максимумы приблизительно равны и расположены в области пересечения с боковыми сторонами. Таким образом, в указанном режиме плазмонный

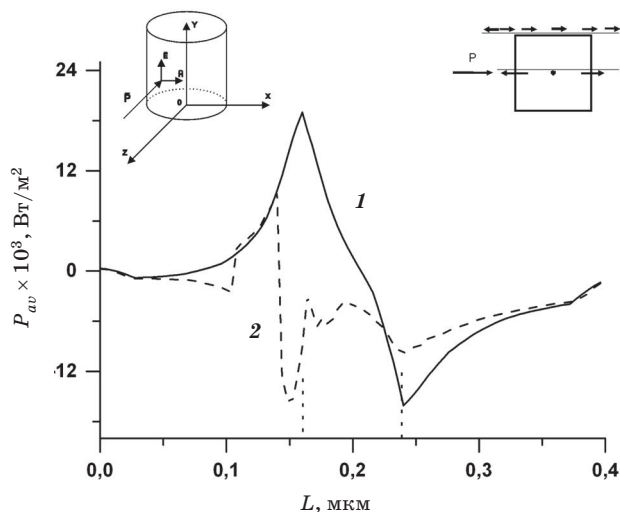


Рис. 1. Модифицированые функции P_{av} вектора Пойнтинга P_{av} в резонансном режиме. Кривая 1 получена вдоль срединной линии, а кривая 2 — вдоль прямой над наноцилиндром на высоте 1 нм; направление потока вектора P_{av} вдоль этих прямых указано на правой вкладке

диполь формируется и излучает преимущественно в области боковых поверхностей наноцилиндра, причем повышенное значение его потоков распространяется вдоль большей части зоны Френеля. Поток вектора P_{av} над наноцилиндром (кривая 2) с освещенной стороны направлен вдоль оси Z , а с теневой стороны имеет противоположное направление, причем в этих областях наблюдаются его резкие всплески, обусловленные явлением ППР и усилением поля на ребрах наноцилиндра.

Данное распределение вектора P_{av} способствует увеличению эффективного сечения рассеяния рассматриваемого наноцилиндра. Такое увеличение, как мы предполагаем, объясняется тем, что при наличии ППР на поверхности наноцилиндра усиливаются турбулентные потоки энергии в результате рассеяния падающей плоской волны на наноцилиндре. Плоская волна, дифракционно огибая наноцилиндр и интерферируя с полем локализованного плазмона, порождает винтовые дислокации [10], которые, в свою очередь, способствуют усилению вихревого характера потока вектора P над наноцилиндром и под ним, что приводит к увеличению эффективного сечения рассеяния наноцилиндра.

В течение одного периода колебаний падающей плоской волны (см. рис. 2) переменные значения вектора Пойнтинга P_{var} дважды обмениваются энергией с данной волной, имея явно выраженный локальный характер. Максимальная интенсивность вектора P_{var} сосредоточена в области пересечения срединной линии (кривые 1 и 2) с боковыми сторонами наноцилиндра. Таким образом, в области боковых поверхностей формируется переменная составляющая переносимой плотности энергии в наноцилиндре, имеющая приблизительно

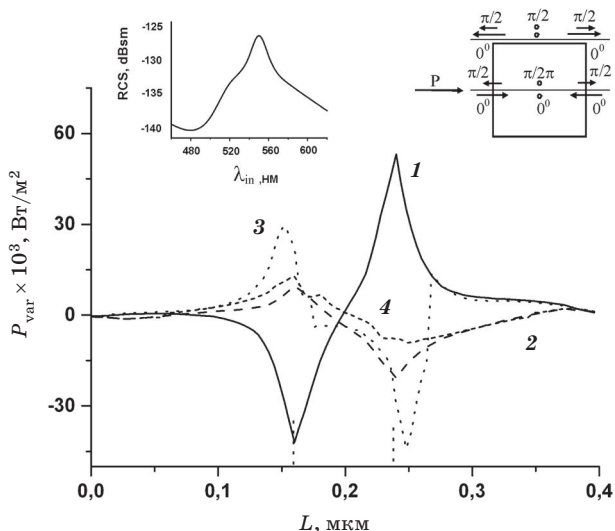


Рис. 2. Модифицированые функции P_{var} вектора Пойнтинга P_{var} в резонансном режиме. Кривые 1 и 2 получены вдоль срединной линии, кривые 3 и 4 — вдоль прямой над наноцилиндром на высоте 1 нм (см. правую вкладку). Кривые 1 и 3 соответствуют фазе колебаний вектора P_{var} , равной $\varphi = 2\omega t = 0^\circ$, кривые 2 и 4 — фазе колебаний $\varphi = 2\omega t = \pi/2$. Направления потоков вектора P_{var} вдоль указанных горизонтальных прямых изображены на правой вкладке. Дифференциальные сечения рассеяния RCS плоских электромагнитных волн на наноцилиндре в дальней зоне при угле рассеяния вперед ($\theta = 180^\circ$) представлены на левой вкладке

равные значения как с освещенной, так и с теневой стороны. Поток вектора P_{var} над поверхностью цилиндра как с освещенной, так и с теневой стороны (кривые 3 и 4) характеризуется всплесками интенсивности, указывающими на наличие ППР в этих областях.

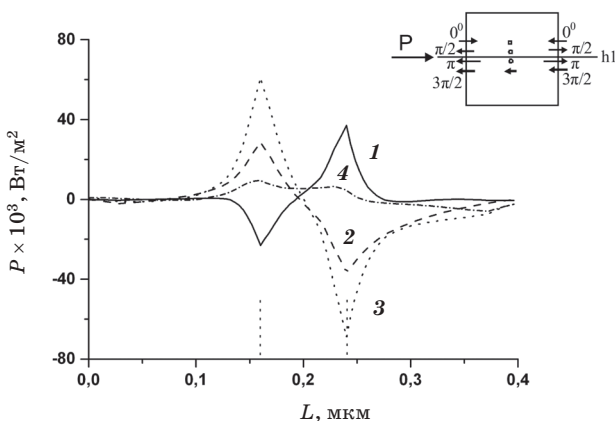


Рис. 3. Модифицированые функции P вектора Пойнтинга P в резонансном режиме. Кривые 1–4 получены вдоль срединной линии цилиндра с фазой колебаний $\varphi = 2\omega t$ вектора P , равной соответственно $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$. Направления потоков вектора P вдоль указанной прямой изображены на верхней вкладке

Если учесть, что вектор Пойнтинга P (рис. 3) является алгебраической суммой векторов P_{av} и P_{var} , причем в среднем интенсивность вектора P_{var} в несколько раз превосходит интенсивность вектора P_{av} , то в течение одного периода колебаний

падаючої плоскої волни дважды происходит обмен енергией между наноцилиндром и данной волной. Максимальная интенсивность вектора \mathbf{P} вдоль срединной линии (кривые 1–4) сосредоточена в области пересечения указанной линии с боковыми сторонами наноцилиндра, т. е. явление ППР в наноцилиндре формируется преимущественно в этих областях. В зоне Френеля в направлении, перпендикулярном оси наноцилиндра, как с освещенной, так и с теневой стороны наблюдается волновой характер распределения вектора Пойнтинга \mathbf{P} , но интенсивность данного процесса незначительна относительно его максимального значения.

Заключення

Использование концепции вектора Пойнтинга позволяет описать процесс обмена электромагнитной энергией между золотым наноцилиндром и падающей плоской волной, реализуемого дважды в течение одного периода колебаний указанной волны. В данном режиме излучение активной энергии в основном осуществляется через боковые поверхности наноцилиндра. Пространственное распределение реактивной энергии индуцированного в наноцилиндре электрического диполя носит явно выраженный локальный характер и в несколько раз больше активной энергии в ближней зоне рассеяния.

Рецензент: доктор техн. наук, профессор Л. Н. Беркман, Государственный университет телекоммуникаций, Киев.

V. I. Grigoruk, V. I. Kanevskii, V. I. Sidorenko

ПОВЕРХНЕВИЙ ПЛАЗМОННИЙ РЕЗОНАНС НА ЗОЛОТОМУ НАНОЦИЛІНДРІ

Розсіювання світла на золотому наноциліндрі вивчається в рамках концепції вектора Пойнтинга, яка дозволяє відстежити просторовий перерозподіл потоків енергії поблизу та в самому наноциліндрі за наявності поверхневого плазмонного резонансу. Виконано розрахунок розсіювання плоских електромагнітних хвиль на наноциліндрі, із використанням скінченно-елементного підходу для розв'язання тривимірного векторного рівняння Гельмгольца. Показано, що в резонансному режимі випромінювання активної енергії індукованого електричного диполя в наноциліндрі реалізується переважно через його бічну поверхню. Протягом одного періоду коливань падаючої плоскої хвилі обмін електромагнітною енергією між індукованим електричним диполем і плоскою хвилею відбувається двічі. Просторовий розподіл реактивної енергії електричного диполя має чітко виражений локальний характер, причому реактивна енергія виявляється в кілька разів більшою за випромінювану активну енергію в ближній зоні розсіювання.

V. I. Grigoruk, V. I. Kanevskii, V. S. Sidorenko

SURFACE PLASMON RESONANCE IN THE GOLD NANOCYLINDER

The scattering of light by a gold nanocylinder is studied within the framework of conception of Poynting vector that allows tracing the spatial redistribution of energy streams at presence of surface plasmonic resonance. The design of scattering of plane electromagnetic waves by a gold nanocylinder is executed using the finite element method to solve 3D vector Helmholtz equation. It is shown that the active energy of an inducted dipole in the nanocylinder is mainly carried out though its sides; the spatial distribution of the reactive energy of the dipole has a local character in the near-zone (the level of the reactive energy is more than three times bigger in compare with the active energy in this zone), it takes place the electromagnetic energy interchange between incident plane waves and the inducted dipole in the nanocylinder (it occurs two times during the period of these waves).

Література

1. Maier, S. A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* / S. A. Maier.— Springer Science-Business Media, 2007.— 332 p.
2. Johnson, P. W. *Optical Constants of the Noble Metals* / P. W. Johnson, R. W. Christy // *Phys. Rev. B.* — 1972.— Vol. 6, № 12.— P. 4370–4379.
3. Quinten, M. *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond* / M. Quinten.— Wiley-VCH Verlag&Co. KGaA, Weinheim, 2011.— 487 p.
4. Volakis, J. L. *Finite Element Method for Electromagnetics* / J. L. Volakis, A. Cbatterjee, L. C. Kempel.— IEEE Press, 1998.— 324 p.
5. Jin, J. *The Finite Element Method in Electromagnetics. Second Edition* / J. Jin.— New York: Wiley, 2002.— 511 p.
6. Chew, W. C. *A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates* / W. C. Chew, W. C. Weedon // *Micro-wave Opt. Tech. Lett.*— 1994.— V. 7.— P. 599–604.
7. *A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition* / Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee, J. F. Lee // *IEEE Trans. Antennas Propagat.*— 1995.— V. 43.— P. 1460–1463.
8. Венгер, Е. Ф. *Оптика малих частинок і дисперсних седовищ* / Е. Ф. Венгер, А. В. Гончаренко, М. Л. Дмитрук.— К.: Наук. думка, 1999.— 377 с.
9. Короленко, П. В. *Оптические вихри* // *Сороковский образовательный журнал.*— 1998.— № 6.— С. 93–99.