

УДК 537.531

А.О. Чепок, магистр, Международ. гуманитар. ун-т,  
г. Одесса

## ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СИГНАЛА ПО ЦЕПОЧКЕ ИЗ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ

*А.О. Чепок. Проходження електромагнітного сигналу вдовж ланцюжка з наночастинок міді.* Досліджено згасання електромагнітної хвилі, що проходить уздовж ланцюжка із сферичних наночастинок міді (у вакуумі), у залежності від діаметру  $D$  частинок та відстані  $d$  між ними.

*А.О. Чепок. Прохождение электромагнитного сигнала по цепочке из наночастиц меди.* Исследовано затухание электромагнитного сигнала, проходящего вдоль цепочки из сферических наночастиц меди в вакууме. Выявлена его зависимость от диаметра  $D$  наносфер и расстояния  $d$  между ними.

*А.О. Чепок. Passage of an electromagnetic signal through copper nanochains.* The approach of neighboring metal particles point-dipole interactions to investigate attenuation of electromagnetic (EM) signal has been used. Revealed is the visible frequencies guiding (in vacuum) through 1D-ordered arrays of closely spaced copper nanoparticles for nanochains of various parameters.

Известно, что мелкие частицы таких металлов, как медь, серебро и золото, обнаруживают сильное поглощение электромагнитной энергии в видимой и УФ областях спектра [1], в то время как большинство переходных металлов показывают слабо выраженную полосу поглощения в УФ-области [2]. Интенсивные взаимодействия мелких металлических частиц с видимым светом происходят из-за возбуждения коллективных колебаний электронов проводимости — плазмонов [3]. Электроны зоны проводимости благородных металлов имеют более высокую поляризуемость, благодаря чему плазмонный резонанс сдвигается в область более низких частот [2].

Понимание оптических свойств наночастиц названных металлов имеет не только научное, но и огромное практическое значение: систематическое изучение физических характеристик металлических наноструктур позволяет предсказуемо изменять их оптические свойства [4], что может быть использовано в приборах поверхностной спектроскопии, в оптических фильтрах, а также в “плазмонных” устройствах и молекулярных сенсорах [5, 6].

Повышенное внимание вызывают исследования плазмонного взаимодействия в периодических наномасштабных структурах — “электродинамического взаимодействия ближнего поля” в упорядоченных одно-, двух- и трехмерных массивах наночастиц различной формы [7]. Особый интерес представляют теоретические и экспериментальные работы по возможности использования одномерных структур металлических наночастиц — наноцепочек — для передачи электромагнитной энергии. Поскольку транспортировка последней по наноцепочке зависит от плазмонного взаимодействия между соседними наночастицами, то оптимизация расстояния между ними и длины цепочки позволила бы применить это явление при конструировании нанооптических устройств.

Передача электромагнитной энергии вдоль цепочки металлических наночастиц основана на электродинамическом взаимодействии ближнего поля между частицами, образующими парный диполь или парные плазмонные волны. Этот тип взаимодействия аналогичен процессу резонансной передачи энергии, который наблюдается в системах с близко расположенными оптически возбужденными атомами, молекулами или полупроводниковыми нанокристаллами.

Прохождение микроволнового сигнала с частотой  $\omega \approx 50$  ГГц и длиной волны  $\lambda \approx 3,7 \cdot 10^{-2}$  м вдоль одномерного ряда параллельно расположенных медных миниатюрных стержней — своего рода “сантиметрового” аналога плазмонного устройства — было подтверждено экспериментально [8]. Установлено также, что при условиях эксперимента до 90 % электромагнитной энергии сосредоточивается в пространстве порядка  $0,05\lambda$ .

Проведено исследование зависимости затухания электромагнитного сигнала частотой  $\omega$ , распространяющегося вдоль цепочки из медных наночастиц сферической формы, от их диаметра  $D$  и расстояния  $d$  между ними; рассчитана эффективность  $\eta$  (кпд) прохождения электромагнитного сигнала по данной наночепочке и определены оптимальные параметры такого проводника. При этом предполагалось, что наночастицы расположены в вакууме и находятся близко друг к другу, т.е.  $d < \lambda$ .

Для решения поставленной задачи использована аналитическая модель точечного диполя [3] с условиями: металлические наночастицы расположены на расстоянии  $d \sim 10^{-7}$  м, между ними преобладает электрическое дипольное взаимодействие (рис. 1). В подобной линейной структуре могут существовать поперечные  $T$  плазмонные моды с дипольными моментами, ориентированными перпендикулярно оси этой цепочки, и продольные  $L$  плазмонные моды с дипольными моментами, направленными вдоль своего распространения. Эти моды определяются величиной наведенного дипольного момента  $p_{i,m}(t)$ ,  $i=T,L$ , с поперечной  $T$  либо продольной  $L$  поляризацией, который приписывается каждому точечному диполю во всех точках  $m$  данной цепочки. Такая модель позволяет оценить групповую скорость  $v_g$  и коэффициент затухания  $\alpha$  для допустимых парных плазмонных волн.

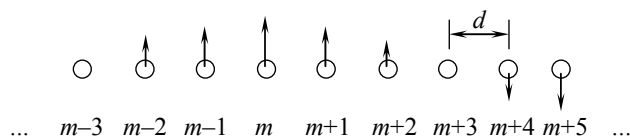


Рис. 1. Модель точечного диполя [3]: схема расположения металлических наночастиц на расстоянии  $d \sim 10^{-7}$  м между собой; показан только момент  $p_{T,m}$

Для взаимодействующих плазмонных волн, возникающих в цепочке из эквидистантно расположенных металлических наночастиц в рамках аналитической модели, которая описывает электромагнитное взаимодействие ближнего поля между этими частицами, находящимися в диэлектрической среде с показателем преломления  $n$ , при воздействии на одну из них [7], было предложено дисперсионное соотношение [3]

$$\omega^2 = \omega_0^2 + 2\gamma_i \omega_1^2 \cos(kd) \cosh(\alpha d),$$

где  $\omega$  и  $k$  — соответственно угловая частота и волновой вектор электромагнитной волны, проходящей по цепочке из наночастиц;

$\omega_0$  — угловая частота плазмонного резонанса;

$\gamma_i$  — константа, зависящая от направления поляризации,  $\gamma_T=1$ ,  $\gamma_L=-2$ ;

$\omega_1^2 = \frac{qe}{4\pi\epsilon_0 m^* n^2 d^3}$  — величина, определяющая степень взаимодействия между соседними

наночастицами;

$q$  — величина колеблющегося заряда;

$m^*$  — оптическая эффективная масса электрона;

$e$  — элементарный заряд;

$\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;

$n$  — показатель преломления диэлектрической среды, в которую помещена наночепочка.

Пусть первая из частиц наночепочки поглотит часть энергии, падающей на цепочку электромагнитной волны, в ней возникнет плазмонное колебание, которое индуцирует плазмонное колебание в следующей частице. Подобные взаимодействия между соседними наночастицами приведут к установлению парных плазмон-поляритонных мод, что, в свою очередь, вызовет перенос когерентной энергии вдоль всей наночепочки [9].

Колеблющийся диполь  $p_{i,m}$  в точке  $m$  данной цепочки создает в соседних точках  $m-1$  и  $m+1$  электрическое поле напряженностью [3]

$$E_{i,m}(t) = \frac{\gamma_i P_{i,m}(t)}{4\pi\epsilon_0 n^2 d^3}.$$

Поскольку  $E_{i,m} \sim d^{-3}$ , то взаимодействия соседних диполей будут преобладающими. Для цепочки диполей Герца, для которой  $p_{i,m} = qx_{i,m}$ , где  $x_{i,m}$  — расстояние от положений равновесия наночастиц в  $i$ -м направлении до точки  $m$  в цепочке частиц, известно уравнение колебаний [7]

$$\ddot{p}_{i,m} = -\omega_0^2 p_{i,m} - \Gamma_D \dot{p}_{i,m} + \omega_0^{-2} \Gamma_R \ddot{p}_{i,m} - \gamma_i \omega_1^2 (p_{i,m-1} + p_{i,m+1}), \quad (1)$$

где  $\Gamma_D = \frac{v_F}{\lambda_B} + C \frac{v_F}{R}$  — постоянная затухания, характеризующая величину неэлектромагнитных диссипативных эффектов;

$\Gamma_R = \omega_0^2 \frac{2e^2}{3m^* c^3}$  — постоянная затухания, обусловленного излучением в дальней зоне;

$\lambda_B$  — средняя длина свободного пробега электронов в наночастице;

$v_F$  — скорость Ферми;

$c$  — скорость света в вакууме;

$C$  — константа, причем  $C \approx 1$  [7].

Первое слагаемое правой части уравнения описывает плазмонный дипольный резонанс на частоте плазмонных колебаний  $\omega_0$ , второе и третье слагаемые — затухание плазмонных волн вдоль этой цепочки,

Четвертое слагаемое описывает электродинамическое взаимодействие с ближайшими диполями в точках  $m-1$  и  $m+1$  и характеризует распространение волны.

Решение уравнения (1) для распространяющейся волны имеет форму [3]

$$p_{i,m}(t) = P_{i,0} \exp(-\alpha md + i(\omega t \pm kmd)), \quad (2)$$

где  $P_{i,0}$  — величина дипольного момента в точке  $m=0$  в направлении  $i$ ;

$\alpha$  — коэффициент затухания, определяющий поглощение распространяющейся электромагнитной волны на единицу длины.

Подстановка уравнения (2) в уравнение (1) и приравнение действительных и мнимых частей при малом поглощении волны, т.е. при  $\alpha d \ll 1$ , приводит к равенствам, определяющим:

— дисперсионное соотношение для плазмон-поляритонных волн  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 + 2\gamma_i \omega_1^2 \cos(kd)}$ ;

— коэффициент затухания  $\alpha = \frac{\Gamma_D + (\omega/\omega_0)^2 \Gamma_R}{2v_g}$ , где в числителе — общая скорость затухания, а в знаменателе — удвоенная групповая скорость волны.

Плазмонные волны, возникающие в описанных наночастицах, имеют частоты  $\omega \sim (4 \dots 5) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует длинам волн  $\lambda = 370 \dots 470 \text{ нм}$ . Для расчетов выбраны расстояния между частицами  $d = 35 \dots 250 \text{ нм}$ , т.е. условие  $d < \lambda$  соблюдено.

Расчеты коэффициента затухания  $\alpha$  электромагнитного сигнала проводились для цепочки из наночастиц меди, расположенных в вакууме. Диаметры металлических наносфер подбирались из ряда значений:  $D = 30; 40; 50; 60; 80$  и  $100 \text{ нм}$ , а расстояния  $d$  между частицами — из ряда соотношений:  $r = d/D = 1,25; 1,5; 1,75; 2,0; 2,25; 2,5$ .

Для вычислений, произведенных *ab initio*, использовались следующие базовые величины: концентрация электронов  $\rho_{el} = 8,45 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  [10]; эффективная масса  $m^* = 13,09 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$  для меди [11] и резонансная частота  $\omega_0 \approx 1,37 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$  в вакууме; скорость Ферми  $v_F = 1,57 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  [10]; средняя длина свободного пробега электронов в меди  $\lambda_B = 57 \text{ нм}$ ; удельное сопротивление меди  $\rho_{Cu, 20^\circ\text{C}} = 1,673 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}$  [12].

К примеру, для массива из частиц меди диаметром  $D=50$  нм, разделенных расстоянием  $d=75$  нм,  $\omega_1=1,5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ . Величина  $\Gamma_D=9,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует времени затухания сигнала порядка 11 фс; величина  $\Gamma_R=1,2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Поскольку отношение  $\Gamma_D/\Gamma_R \approx 7,6 \cdot 10^4$ , то радиационными потерями можно пренебречь. При резонансе: групповая скорость электромагнитной волны  $v_g=0,08c$ ;  $\alpha=1,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , что соответствует длине затухания электромагнитного сигнала порядка 0,56 мкм, или погонному затуханию сигнала  $A=7,8$  дБ на длине 500 нм. А это, в свою очередь, соответствует КПД передачи энергии  $\eta \approx 17\%$ .

Представлены результаты расчетов для наносфер меди диаметров  $D = 30; 40; 50; 60; 80$  и  $100$  нм и расстояний между ними в зависимости от соотношения  $r = d/D = 1,25; 1,5; 1,75; 2; 2,25; 2,5$  на длине цепочки в 500 нм (рис. 2, 3, соответственно). Видно, что наибольшим к.п.д.  $\eta \approx 40 \dots 70\%$  должны обладать медные наночастицы, состоящие из частиц диаметром  $D \approx 100$  нм, расположенных на расстояниях не более 180 нм; а цепочки, составленные из наносфер меди диаметром  $D \approx 80$  нм, как показывают расчеты, дают результат с меньшим к.п.д.  $\eta \approx 40 \dots 55\%$ , при этом расстояния  $d$  между частицами не должны превышать 120 нм.

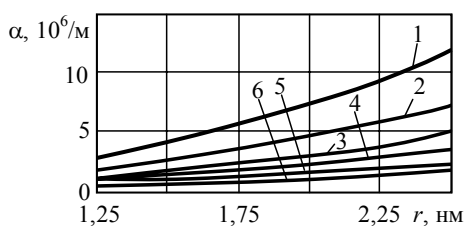


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания  $\alpha$  электромагнитного сигнала частотой  $\omega \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  при прохождении его вдоль цепочки из наносфер меди от соотношения  $r=d/D$  при  $D=30$  (1); 40 (2); 50 (3); 60 (4); 80 (5) и 100 (6) нм

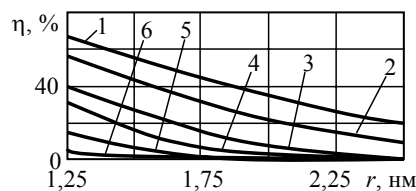


Рис. 3. Зависимость к.п.д. передачи энергии  $\eta$  электромагнитного сигнала частотой  $\omega \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  при прохождении его вдоль наночастицы из сферических частиц меди от соотношения  $r=d/D$  при  $D=30$  (1); 40 (2); 50 (3); 60 (4); 80 (5) и 100 (6) нм

Анализ результатов расчетов показал, что изменение эффективности передачи электромагнитной энергии по цепочке наночастиц в большей степени зависит от диаметра наносфер, чем от расстояния между ними.

Проведенные расчеты показали возможность использования цепочек из металлических наносфер в качестве эффективных волноводов для передачи электромагнитных сигналов оптического диапазона на расстояния субмикронного масштаба. В перспективе должны найти практическое применение “наномасштабные” плазмонные проводники, имеющие такие электромагнитные свойства, которые для расстояний, намного меньших 1 мкм, не могут быть получены другими путями.

## Литература

1. Степанов, А.Л. Оптические свойства металлических наночастиц, синтезированных в полимере методом ионной имплантации / А.Л. Степанов // Журн. техн. физики. — 2004. — Т. 74, вып. 2. — С. 1 — 12.
2. Chemistry and Properties of Nanocrystals of Different Shapes / [C. Burda, X. Chen, R. Narayanan, M.A. El-Sayed] // Chem. Rev. — 2005. — Vol. 105. — P. 1025 — 1102.
3. Brongersma, M.L. Electromagnetic energy transfer and switching in nanoparticle chain arrays below the diffraction limit / M.L. Brongersma, J.W. Hartman, H.A. Atwater // Phys. Rev. B — 2000. — Vol. 62, № 24. — P. 356 — 359.
4. Wiederrecht, G.P. Near-field optical imaging of noble metal nanoparticles / G.P. Wiederrecht // Eur. Phys. J. Appl. Phys. — 2004. — Vol. 28. — P. 3 — 18.

5. Ozbay, E. Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions / E. Ozbay // *Science*. — 2006. — Vol. 311, № 5758. — P. 189 — 193.
6. Plasmonics – a route to nanoscale optical devices / [S.A. Maier, M.L. Brongersma, P.G. Kik and others] // *Advanced Materials*. — 2001. — Vol. 13, № 19. — P. 1501 — 1505.
7. Jackson, J.D. *Classical Electrodynamics* / J.D. Jackson. — 2<sup>nd</sup> ed. — New York: Wiley, 1962. — 347 p.
8. Maier, S.A. Electromagnetic energy transport along arrays of closely spaced metal rods as an analogue to plasmonic devices / S.A. Maier, M.L. Brongersma, H.A. Atwater // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — Vol. 78, № 1. — P. 16 — 18
9. Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles / [J.R. Krenn, A. Dereux, J.C. Weeber and others] // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82, № 12. — P. 2590 — 2593.
10. Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. — М.: Наука, 1978. — 789 с.
11. Пайнс, Д. Элементарные возбуждения в твердых телах / Д. Пайнс. — М.: Мир, 1965. — 383 с.
12. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.

Рецензент д-р техн. наук, проф. Одес. нац. политехн. ун-та Куценко А.Н.

Поступила в редакцию 4 февраля 2009 г.