

П.М. ТОМЧУК, В.М. СТАРКОВ

Інститут фізики НАН України, відділ теоретичної фізики
(Просп. Науки, 46, Київ 03680; e-mail: vjachnikstar@gmail.com)

МАГНІТНЕ ПОГЛИНАННЯ МЕТАЛЕВИХ НАНОЧАСТИНОК

УДК 537.632.5, 539.219.1

Побудовано і теоретично досліджено залежність магнітного поглинання від відношення радіусів кривизни сфероїдальних металевих наночастинок, а також залежність від кута між віссю симетрії сфероїда і вектором магнітного поля електромагнітної хвилі. Цікавим результатом дослідження є зростання поглинання енергії сфероїдальною наночастиною у міру зростання її дископодібності.

Ключові слова: магнітне поле, оптика, металеві наночастинок, усереднені характеристики.

1. Вступ

Дослідження оптичних властивостей наночастинок має довгу історію (див., наприклад, монографії [1–4]). Зокрема, давно відомий вираз для перерізу поглинання сферичної наночастинок площинної електромагнітної хвилі частоти ω у випадку розмірів наночастинок a , менших від довжини хвилі [5]:

$$K(\omega) = \frac{12\pi\omega a^3 \epsilon''}{c} \left\{ \frac{1}{|\epsilon|^2} + \frac{\omega^2 a^2}{90c^2} \right\}, \quad (1)$$

Тут c – швидкість світла, ϵ – діелектрична проникність, яка в моделі Друде має вигляд [3]:

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (2)$$

ν – об'ємна частота зіткнень, ω_p – плазмова частота,

$$\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}. \quad (3)$$

В (3) e – заряд, m – маса і n_0 – концентрація електронів.

Перший доданок у фігурній дужці зумовлений електричною складовою хвилі і пов'язане з ним поглинання називають електричним поглинанням, в той час, як другий доданок у фігурній дужці (1) пов'язаний з магнітною складовою і відповідне йому поглинання називають магнітним [5].

Найбільш загальною і найбільш цитованою теорією оптичних властивостей малих частинок є теорія Мі [6]. Ця теорія розвинута для сферичних

частинок у допущенні, що вектор густини електричного струму $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ всередині частинки пов'язаний з генеруючим його полем $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ законом Ома:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

де σ – скалярна провідність, \mathbf{r} – вектор координат, t – час.

Взагалі кажучи, зв'язок (4) має місце для частинок, розміри яких значно більші довжини вільного пробігу електрона [7]. В протилежному випадку зв'язок (4) стає нелокальним [8] і, крім того, у випадку асиметричних частинок провідність із скалярної величини стає тензорною [7].

Нехай металева частинка знаходиться в полі зовнішньої електромагнітної хвилі:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}^{(0)} \\ \mathbf{H}^{(0)} \end{pmatrix} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad (5)$$

де \mathbf{E} і \mathbf{H} – відповідно електрична і магнітна складові поля хвилі, \mathbf{k} – хвильовий вектор ($k = 2\pi/\lambda$, λ – довжина хвилі).

Тоді задача знаходження вектора густини струму $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$, який визначає енергетичне поглинання, зводиться до двох етапів. На першому етапі потрібно знайти відповідь, які внутрішні поля генерує хвиля (5) всередині наночастинок. А на другому – потрібно визначити, як ці внутрішні поля змінюють функцію розподілу електронів за швидкостями (тобто знайти доданок до рівноважного розподілу Фермі, зумовлений внутрішніми полями).

Оскільки внутрішні поля, індуковані хвилею (5), всередині наночастинок залежать від її форми, то

ми будемо вважати, що наночастинка має еліпсоїдальну форму. Будувати теорію для такої форми зручно тим, що отримані результати для еліпсоїдальної форми шляхом деформації радіусів кривизни еліпсоїда можна розширити на широкий спектр форм наночастинок (від дископодібних до стержнеподібних).

Якщо довжина хвилі λ значно більше розмірів наночастинок, то зв'язок внутрішніх полів з зовнішніми полями $\begin{pmatrix} \mathbf{E}^{(0)} \\ \mathbf{H}^{(0)} \end{pmatrix}$ відомий [5]. Зокрема, в координатній системі, пов'язаній з головними вісями еліпсоїду, електрична (потенційна) складова внутрішнього поля має вигляд [5]:

$$(E_{\text{in}})_j = \frac{E_j^{(0)}}{1 + L_j [\epsilon(\omega) - 1]}. \quad (6)$$

В (6) L_j – діагональна компонента тензора деполяризації. Аналогічно, вихрова компонента електричного поля, індукована магнітним полем $\mathbf{H}^{(0)}$, дорівнює [7]:

$$(E_{\text{ed}})_x = i \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{z H_y^{(0)}}{R_z^2 + R_y^2} - \frac{y H_x^{(0)}}{R_x^2 + R_y^2} \right\}. \quad (7)$$

Решту компонент вихрового поля можна знайти із (7) циклічною перестановкою індексів. На всяк випадок нагадаємо, що $H^{(0)} = E^{(0)}$.

2. Функція розподілу і поглинання металевими наночастинами

Функцію розподілу електронів за швидкостями в металевих наночастинках в присутності полів (6) можна подати у вигляді суми рівноважної ферміївської функції $f_0(\varepsilon)$ (де $\varepsilon = mv^2/2$ – енергія електрона) – доданка $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, яка визначається із розв'язку (лінеаризованого по полю) кінетичного рівняння:

$$(\nu - i\omega) f_1 + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e \mathbf{F}(\mathbf{r}) \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = 0. \quad (8)$$

Функція $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ повинна задовольняти також граничну умову:

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_S = 0, \quad \text{при } v_n < 0. \quad (9)$$

Тут v_n – нормальна (до поверхні) складова швидкості.

В рівнянні (8) \mathbf{F} – сумарне (потенціальне і вихрове) поле:

$$\mathbf{F} = \mathbf{E}_{\text{in}} + \mathbf{E}_{\text{ed}}. \quad (10)$$

Розв'язок крайової задачі (8)–(9) для еліпсоїдальної форми має вигляд

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -f_0'(\varepsilon) \int_0^{t_0} d\tau e^{-\tilde{\nu}(t_0-\tau)} e \mathbf{F}(\mathbf{r}' - \mathbf{v}'(t_0 - \tau)). \quad (11)$$

В (11) $\tilde{\nu} = \nu - i\omega$, а t_0 – характеристика рівняння (8):

$$t_0 = \frac{1}{v'^2} \{ \mathbf{r}' \mathbf{v}' + \sqrt{(R^2 - r'^2) v'^2 + (\mathbf{r}' \mathbf{v}')^2} \}. \quad (12)$$

Штрихами в (11) і (12) позначені значення відповідних векторів у деформованій системі координат, в яких еліпсоїдальна форма частинки перетворюється в сферичну [7].

Координати в деформованій і недеформованій системі пов'язані між собою співвідношеннями:

$$x_j = \frac{R_j}{R} x'_j, \quad v_j = \frac{R_j}{R} v'_j \quad (j = 1, 2, 3), \quad (13)$$

де $R = (R_1 R_2 R_3)^{1/3}$ та R_j – радіуси кривизни еліпсоїда.

Знаючи функцію розподілу електронів за швидкостями, можна знайти густину струму:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \text{Re} \left(\frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \int \mathbf{v} f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3(v). \quad (14)$$

Вектор густини струму (14) відповідно до (10), (11) складається із двох компонент електричної (зумовленої \mathbf{E}_{in}) і магнітної (зумовленої \mathbf{E}_{ed}):

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{j}_e(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{j}_m(\mathbf{r}, \omega). \quad (15)$$

Явний вигляд \mathbf{j}_e і \mathbf{j}_m можна знайти, підставивши (11) в (14).

Відповідно поглинута енергія металевою наночастиною:

$$W = W_e + W_m = \frac{1}{2} \text{Re} \int_V d\mathbf{r} \{ \mathbf{j}_e \mathbf{E}_{\text{in}}^* + \mathbf{j}_m \mathbf{E}_{\text{ed}}^* \} \quad (16)$$

також є сумою електричного і магнітного внеску. Поділивши (16) на величину падаючого на наночастинку потоку, отримаємо коефіцієнт поглинання.

Така коротко схема отримання коефіцієнта поглинання світла металевою наночастинкою з врахуванням впливу форми наночастинки на цей процес.

Як правило, в експерименті мають справу не з ансамблем абсолютно ідентичних наночастинок, а з певним їх набором. Тому виникає проблема усереднення за формою наночастинок коефіцієнтів поглинання і розсіяння світла. Нагадаємо, що від форми наночастинок залежать не тільки часи плазових резонансів, а і їх кількість. В попередній роботі [9] ми дослідили залежність електричного поглинання, яке описується першим скалярним множенням $\mathbf{j}_e \mathbf{E}_{in}^*$ в (16), від форми наночастинок і вигляду функції розподілу їх за формою.

Для дослідження залежності оптичних властивостей ансамблю металевих наночастинок від їх форми ми вибрали модель однакових за об'ємом (V), але різну за ексцентриситетом (тобто формою) ансамблем сфероїдальних наночастинок. Так, форма описує найпростіше відхилення від сферичної симетрії і характеризує це відхилення одним параметром (ексцентриситетом). Ця обставина сильно спрощує процедуру усереднення. В цій роботі ми дослідимо процес усереднення магнітного поглинання, пов'язаного з другим скалярним множенням $\mathbf{j}_m \mathbf{E}_{ed}^*$ в (16).

3. Магнітне поглинання

Надалі обмежимося діапазоном частот:

$$\nu \ll \omega \ll \omega_s \quad (s = \perp, ||). \quad (17)$$

Для типових металів $\nu \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Нерівність $\nu \ll \omega$ дозволить нам нехтувати об'ємним розсіянням електронів. Нерівність $\omega \ll \omega_{\perp}, \omega_{||}$ означає, що ми знаходимося далеко від плазових резонансів і електричне поглинання не "забиває" магнітного поглинання. Підстановка (14) в (16) для енергії магнітного поглинання металевою наночастинкою сфероїдальної форми дає вираз [10, 11]:

$$W_m = \frac{9}{128} V \frac{n e^2}{m c^2} v_F R_{\perp} \times \left\{ \chi_H \left(H_{||}^{(0)} \right)^2 + \eta_H \left(\frac{R_{||}^2}{R_{\perp}^2 + R_{||}^2} \right)^2 \left(H_{\perp}^{(0)} \right)^2 \right\}. \quad (18)$$

Нагадаємо, для сфероїда $R_1 = R_2 \equiv R_{\perp}$, $R_3 \equiv R_{||}$. Крім того, v_F – швидкість Фермі; $H_{||}^{(0)}$ і $H_{\perp}^{(0)}$ –

відповідно паралельні ($||$) і ортогональні (\perp) до осі еліпсоїда обертання амплітуди компонент магнітного поля хвилі ($H_{\perp} = (H_1^2 + H_2^2)^{1/2}$); також $H^{(0)} = E^{(0)}$. В (18) ми залишили магнітні компоненти, бо через них простіше виражаються поляризаційні залежності магнітного поглинання наночастинкою несферичної форми. Нарешті,

$$\chi_H = \begin{cases} \frac{1}{8e_p^2} (1 + 2e_p^2) \sqrt{1 - e_p^2} - \\ - \frac{1}{8e_p^3} (1 - 4e_p^2) \arcsin e_p \quad \text{при } \rho < 1, \\ - \frac{1}{8e_p^2} (1 - 2e_p^2) \sqrt{1 + e_p^2} + \\ + \frac{1}{8e_p^3} (1 + 4e_p^2) \times \\ \times \ln \left(e_p + \sqrt{1 + e_p^2} \right) \quad \text{при } \rho > 1; \end{cases} \quad (19)$$

$$\eta_H = \begin{cases} - \frac{1}{4e_p^2} (1 - 8e_p^2 + 4e_p^4) \sqrt{1 - e_p^2} + \\ + \frac{1}{4e_p^3} (1 + 2e_p^2) \arcsin e_p \quad \text{при } \rho < 1, \\ \frac{1}{4e_p^2} (1 + 8e_p^2 + 4e_p^4) \sqrt{1 + e_p^2} - \\ - \frac{1}{4e_p^3} (1 - 2e_p^2) \times \\ \times \ln \left(e_p + \sqrt{1 + e_p^2} \right) \quad \text{при } \rho > 1. \end{cases} \quad (20)$$

Тут e_p – ексцентриситет ($e_p = |1 - \rho^2|^{1/2}$), ρ – відношення радіусів ($\rho = R_{\perp}/R_{||}$). Оскільки зв'язок e_p з відношенням радіусів ρ неоднозначний (одному і тому самому e_p може відповідати два різних значення ρ), тому за незалежний параметр, який характеризує вплив форми наночастинки на її поглинання, зручно буде брати саме відношення радіусів кривизни $\rho = R_{\perp}/R_{||}$, а не ексцентриситет e_p .

У випадку сферичної форми наночастинок $R_{\perp} = R_{||} = a$ (тобто $e_p \rightarrow 0$), ми із (18) отримуємо $\chi_H \rightarrow 2/3$, $\eta_H \rightarrow 8/3$. При цьому ми із (17) отримуємо результат роботи [10]:

$$W_m^{(0)} = \frac{3}{64} V a \frac{n e^2 v_F}{m c^2} \left(H^{(0)} \right)^2. \quad (21)$$

Надалі, досліджуючи поглинання наночастинки від її форми, нам буде зручно брати відношення енергії, поглинутої сфероїдальною частинкою,

до енергії, поглинутої частинкою сферичної форми (того самого об'єму). Отже мова йде про відношення виразу (18) до (21):

$$\frac{W_m}{W_m^{(0)}} = \frac{3}{2}\rho^{1/3} \left[\chi_H \left(H_{\parallel}^{(0)} \right)^2 + \eta_H (1 + \rho^2)^{-2} \left(H_{\perp}^{(0)} \right)^2 \right] / \left(H^{(0)} \right)^2. \quad (22)$$

При виведенні цієї формули ми взяли до уваги:

$$\frac{R_{\perp}}{a} = \frac{R_{\perp}}{(R_{\perp}^2 R_{\parallel})^{1/3}} = \rho^{1/3}.$$

Відношення (22) дорівнює також відношенню коефіцієнтів поглинання сфероїдальної і сферичної форм наночастинок. В головних осях сфероїда:

$$H_{\parallel}^{(0)} = H^{(0)} \cos \theta, \quad H_{\perp}^{(0)} = H^{(0)} \sin \theta, \quad (23)$$

де θ – кут між вектором $\mathbf{H}^{(0)}$ і віссю обертання сфероїда.

З урахуванням сказаного отримуємо

$$\frac{W_m}{W_m^{(0)}} = \frac{3}{2}\rho^{1/3} [\chi_H \cos^2 \theta + \eta_H (1 + \rho^2)^{-2} \sin^2 \theta]. \quad (24)$$

Будемо вважати також, що в діелектричній матриці сфероїдальні металеві наночастинок орієнтовані хаотично і це дає нам підставу усереднити вираз (24) по всіх значеннях кута θ . Отже, відношення магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастиною до аналогічного поглинання частинкою сферичної форми після усереднення за орієнтаціями осі симетрії сфероїда набуває згідно з (24) вигляду

$$\left\langle \frac{W_m}{W_m^{(0)}} \right\rangle = \frac{3}{4}\rho^{1/3} [\chi_H + \eta_H (1 + \rho^2)^{-2}]. \quad (25)$$

Варто зауважити, що магнітне поглинання (25) не залежить в діапазоні (17) від частоти. Чому це так легко зрозуміти на прикладі сферичних форм (1). У виразі (1) магнітне поглинання описується другим членом. В діапазоні частот (17), як видно із (2), $\omega \epsilon'' \sim \nu \omega_p^2 / \omega^2$. Підстановка цього виразу в (1) показує, що частотна залежність магнітного поглинання зникає. Відзначимо також, що формула (1) отримана для випадку, коли розмір наночастинок значно більший довжини вільного пробігу

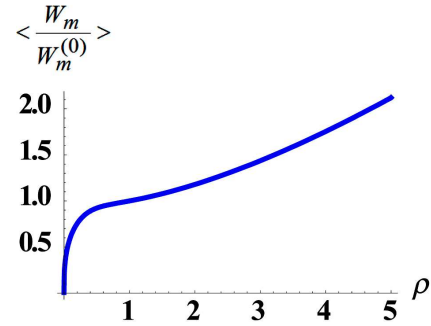


Рис. 1. Залежність усередненого значення відношення $\left\langle \frac{W_m}{W_m^{(0)}} \right\rangle$ магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастиною до аналогічного поглинання частинкою сферичної форми від відношення радіусів кривизни сфероїда $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$

електрона. В загальному випадку (при довільному співвідношенні між довжиною вільного пробігу електрона і розміром наночастинок) задача розсіяння світла металевою частинкою сферичної форми розв'язана в [12].

4. Результати обчислювального експерименту та їх інтерпретація

На рис. 1 подана залежність $\frac{\langle K_m \rangle}{K_m^{(0)}} = \left\langle \frac{W_m}{W_m^{(0)}} \right\rangle$ від відношення радіусів кривизни сфероїда $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$. (Тут $K_m^{(0)}$ – коефіцієнт магнітного поглинання сферичної частинки з об'ємом, рівним об'єму еліпсоїда обертання.)

Перш ніж характеризувати графік на рис. 1, коротко зауважимо. У вступі зазначалося, що будувати теорію для еліпсоїдальної форми зручно тим, що отримані результати для такої форми шляхом деформації радіусів кривизни еліпсоїда можна розширити на широкий спектр форм наночастинок (від дископодібних до стержнеподібних). Крім того, ми відзначали, що доцільно брати в розрахунках відношення радіусів кривизни $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$, а не ексцентриситет e_p . Тому є природним висловлювання, що з ростом ρ збільшується дископодібність наночастинок.

Таким чином, з графіка на рис. 1 можна зробити такий висновок: чим вище дископодібність наночастинок, тим більше усереднене магнітне поглинання сфероїдальною металевою наночастиною. Це зростання має плавний характер при $\rho > 0,5$.

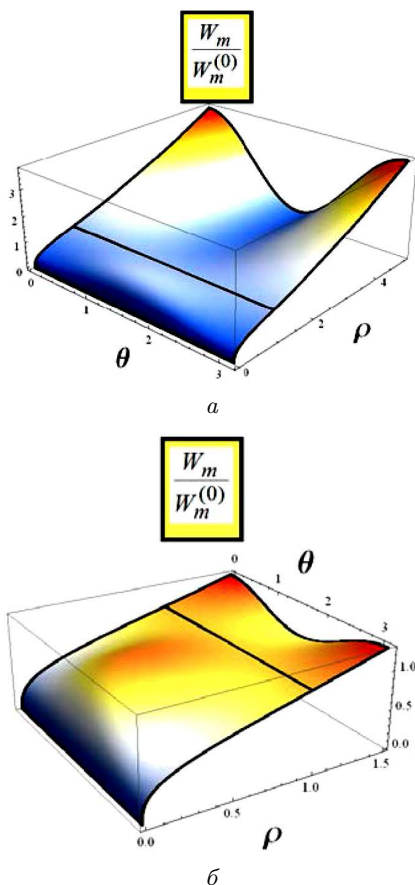


Рис. 2. Просторовий розподіл відношення енергії, поглинутої сфероїдальною частинкою, до енергії, поглинутої частинкою сферичної форми $\frac{W_m(\rho, \theta)}{W_m^{(0)}}$: а - $0 < \rho < 5$, б - $0 < \rho < 1,5$ (більш детальна картина)

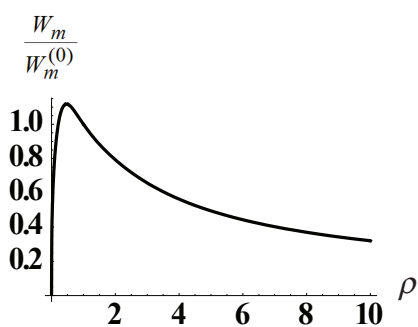


Рис. 3. Крива залежності значення відношення $\frac{W_m(\pi/2, \rho)}{W_m^{(0)}}$ магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастинкою до аналогічного поглинання частинкою сферичної форми від відношення радіусів кривизни сфероїда $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$, коли $\theta = \pi/2$

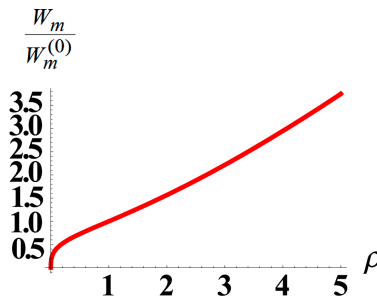


Рис. 4. Крива залежності значення відношення $\frac{W_m(\pi, \rho)}{W_m^{(0)}}$ магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастинкою до аналогічного поглинання частинкою сферичної форми від відношення радіусів кривизни сфероїда $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$, коли $\theta = \pi$ і $\theta = 0$

Істотно більший інтерес становить картина просторового розподілу відношення енергії, поглинутої сфероїдальною частинкою, до енергії, поглинутої частинкою сферичної форми (рис. 2).

Наскільки адекватна геометрична поверхня на рис. 2 фізичним уявленням можна судити за такими фактами. Перш за все, привертає увагу лінія розділу двох частин, наведеної на рис. 2 поверхні: опуклою - $\frac{W_m(0 \leq \rho < 1, \theta)}{W_m^{(0)}}$ і увігнутою - $\frac{W_m(\rho > 1, \theta)}{W_m^{(0)}}$. Ця лінія є не що інше, як пряма лінія, кожна точка якої задовольняє співвідношення:

$$\frac{W_m(\rho = 1, \theta)}{W_m^{(0)}} = 1, \quad \theta \in [0, \pi].$$

З фізичної точки зору це співвідношення підтверджує простий факт - для частинки ($\rho = R_{\perp}/R_{\parallel} = 1$) ми спостерігаємо енергію, поглинутої частинкою сферичної форми: $W_m(\rho = 1, \theta) = W_m^{(0)}$ незалежно від θ - кута між вектором $\mathbf{H}^{(0)}$ і віссю обертання сфери.

Наступним цікавим фактом є зростання поглинання енергії сфероїдальною наночастинкою в міру зростання ρ (її дископодібності) при будь-яких значеннях кута $\theta \in \{[0, \pi/2) \cup (\pi/2, \pi]\}$. Єдиним значенням θ , при якому крива $\frac{W_m(\rho, \theta = \pi/2)}{W_m^{(0)}}$ асимптотично наближається до нуля (рис. 3), є $\theta = \pi/2$.

Максимальне і однакове зростання магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастинкою спостерігаємо для двох значень кута $\theta = 0$ і $\theta = \pi$ (рис. 4).

Зрозуміло, якщо дуже дископодібна частинка (майже плоска) орієнтована ортогонально векто-

ру магнітного поля ($\theta = 0$ або $\theta = \pi$), то і ефект її взаємодії з цим полем максимальний. І навпаки, якщо така ж частинка (майже плоска) орієнтована уздовж вектора магнітного поля ($\theta = \pi/2$), то і ефект її взаємодії з цим полем малий.

5. Висновки

- У роботі викладені результати теоретичних досліджень залежності магнітного поглинання світла металевою наночастиною з врахуванням впливу форми наночастинки на цей процес. В роботі ми дослідили вплив на цей процес наночастинки сфероїдальної форми. Будувати теорію для еліпсоїдальної форми зручно тим, що отримані результати для такої форми шляхом деформації радіусів кривизни еліпсоїда можна розширити на широкий спектр форм наночастинок (від дископодібних до стержнеподібних), використовуючи лише відношення радіусів кривизни $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$.

- У роботі отримано зручний для використання вираз для відношення енергії, поглинутої сфероїдальною частинкою, до енергії, поглинутої частинкою сферичної форми (того самого об'єму).

- Отримано вираз для обчислення усередненого значення відношення магнітного поглинання сфероїдальною металевою наночастиною до аналогічного поглинання частинкою сферичної форми від відношення радіусів кривизни сфероїда $\rho = R_{\perp}/R_{\parallel}$.

- У роботі викладені результати обчислювального експерименту. Найбільш цікавим результатом обчислювального експерименту є зростання поглинання енергії сфероїдальною наночастиною в міру зростання ρ (її дископодібності) при будь-яких значеннях кута $\theta \in \{[0, \pi/2) \cup (\pi/2, \pi]\}$. Єдиним значенням θ , при якому крива $\frac{W_m(\rho, \theta=\pi/2)}{W_m^{(0)}}$ асимптотично наближається до нуля, є $\theta = \pi/2$.

6. Підсумок

Раніше, в роботі [9], ми дослідили залежність від форми металевих наночастинок їх електричного поглинання. На відміну від магнітного поглинання електричне поглинання наночастинок різко залежить від їх форми. Це пов'язано з тим, що в видимому діапазоні частот електричне поглинання визначається в основному плазмовими резонансами. А частоти плазмових резонансів, їх півширини і їх кількість залежать від форми наночастинок.

Змінюючи параметр ρ , ми можемо (при фіксованій частоті ω) як увійти в резонанс, так і вийти з резонансу з власними плазмовими частотами. Це і зумовлює різку залежність електричного поглинання від форми металевих наночастинок.

Магнітне ж поглинання в діапазоні частот (17), де воно може бути істотним, взагалі не залежить від частоти. Залежність від форми наночастинок магнітного поглинання проявляється (як бачимо з рис. 2, а) в основному в кутовій зоні.

1. Б. Борен, Д. Хафмен. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (Мир, 1986).
2. H.C. van de Hulst. *Light Scattering by Small Particles* (New York, 1957).
3. В.В. Климов. *Наноплазмоника* (Физматлит, 2010) [ISBN: 978-5-9221-1205-5].
4. Є.Ф. Венгер, А.В. Гончаренко, М.Л. Дмитрук. *Оптика малих частинок і дисперсійних середовищ* (Наук. думка, 1999).
5. Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (Наука, 1982).
6. G. Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys.* **25** (3), 377 (1908).
7. P.M. Tomchuk, N.I. Grigorchuk. Shape and size effects on the energy absorption by small metallic particles. *Phys. Rev. B* **73**, 155423 (2006).
8. P.M. Tomchuk, D.V. Butenko. Nonlocal effects in metallic nanoparticles: The kinetic approach outlook. *Int. J. Mod. Phys. B* **31**, 1750029 (2017).
9. П.М. Томчук, В.М. Старков. Вплив дисперсії форм ансамблю металевих наночастинок на їх оптичні властивості. *УФЖ* **63** (3), 204 (2018).
10. П.М. Томчук, Б.П. Томчук. Оптическое поглощение малых металлических частиц. *ЖЭТФ* **112** (2), 661 (1997).
11. М.І. Григорчук, П.М. Томчук. Поглинання і випромінювання малими металевими частинками еліпсоїдальної форми. *J. Phys. Stud.* **9** (2), 135 (2005).
12. И.А. Кузнецова, М.Е. Лебедев, А.А. Юшканов. Влияние кинетических граничных условий на сечение рассеяния электромагнитного излучения на малой металлической частице. *ЖТФ* **85** (9), 1 (2015).

Одержано 29.09.18

P.M. Tomchuk, V.N. Starkov

MAGNETIC ABSORPTION
OF METAL NANOPARTICLES

S u m m a r y

The dependences of the magnetic absorption by spheroidal metal nanoparticles on the ratio between the particle curvature radii and the angle between the spheroid symmetry axis and the magnetic field vector of an incident electromagnetic wave are plotted and theoretically analyzed. An interesting result of the research is the growth of the energy absorbed by a spheroidal nanoparticle, as it becomes more oblate.