

УДК 535.36

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА МАЛОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕ

И.А. Кузнецова^{*}, М.Е. Лебедев^{*}, А.А. Юшканов^{**}

^{*}Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
150003, г. Ярославль, ул. Советская, д. 14

^{**}Московский государственный областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а

Аннотация. В дипольном приближении вычислено сечение рассеяния малой металлической частицы сферической формы, помещенной в поле плоской электромагнитной волны. Радиус частицы предполагается малым по сравнению с характерной глубиной скин-слоя, что позволяет пренебречь скин-эффектом. Расчеты выполнены в рамках кинетического подхода при произвольном соотношении между длиной свободного пробега электронов и радиусом частицы. Рассмотрен диффузный механизм отражения носителей заряда от поверхности частицы. Показано, что при определенных углах рассеяния доминирующим становится магнитное дипольное рассеяние.

Ключевые слова: магнитное дипольное рассеяние, уравнение Больцмана, диффузный характер отражения, малая металлическая частица, кинетический подход.

Введение. Электрические и оптические свойства малых проводящих частиц (линейный размер частицы много меньше длины волны электромагнитного излучения) могут значительно отличаться от подобных свойств массивных образцов [1,2]. Если радиус частицы a становится сравним или меньше длины свободного пробега носителей заряда λ , то их взаимодействие с поверхностью начинает оказывать существенное влияние на большинство явлений, происходящих в частице [3]. Такие оптические характеристики частицы, как сечение поглощения и сечение рассеяния, обнаруживают нетривиальную зависимость от отношения a/λ .

В работе рассматривается малая сферическая частица немагнитного металла радиуса a , находящаяся в поле плоской линейно поляризованной электромагнитной волны частоты ω . Результатом взаимодействия частицы с излучением являются два процесса: поглощение излучения частицей, приводящее к ее нагреванию, и рассеяние излучения, характеризующееся угловым распределением интенсивности вторичной волны.

Если размер частицы мал по сравнению с длиной рассеиваемой волны $\Lambda \sim c/\omega$ ($a \ll \Lambda$), то электромагнитное поле вблизи частицы можно считать однородным. Частица в однородном поле приобретает электрический и магнитный моменты \mathbf{P} и \mathbf{M} . Рассеянная волна – результат излучения этими переменными моментами на больших по сравнению с Λ расстояниях от частицы.

Диапазон рассматриваемых частот определяется условием малости вклада плазменного резонанса в диссипацию энергии волны в частице: $\omega \ll \omega_p$, где ω_p – частота плазменного резонанса. Практически это означает, что ω ограничена сверху частотами ближнего ИК-диапазона. Радиус частицы a считается меньше характерной глубины

скин-слоя δ , что позволяет пренебречь скин-эффектом. На соотношение между длиной свободного пробега электронов λ и радиусом частицы a ограничений не накладываем.

Подробные оценки, выполненные в работе [1] показывают, что для частиц размером 1-10 нм вследствие экранировки электрического поля в частице в рассматриваемом диапазоне частот вклад токов дипольной электрической поляризации в поглощение мал по сравнению с вкладом вихревых токов, индуцируемых магнитным полем волны. В то же время в полном сечении рассеяния доминирует электрическое дипольное рассеяние. Однако, как показано в настоящей работе, для дифференциального сечения рассеяния при определенных углах рассеяния доминирующим становится магнитное дипольное рассеяние.

Постановка задачи. С учетом вышеперечисленных допущений определим сечение рассеяния электромагнитного излучения на малой металлической частице радиуса a . Первоначально рассмотрим сечение магнитного дипольного рассеяния. Задача о его вычислении сводится к нахождению магнитного момента \mathbf{M} , приобретаемого сферической частицей в переменном магнитном поле. Однородное периодическое во времени магнитное поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t)$ порождает вихревое электрическое поле, которое находится из уравнения индукции Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \mathbf{E} &= \frac{1}{2c} \left[\mathbf{r} \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right] = \frac{\omega}{2ic} [\mathbf{r} \times \mathbf{H}_0] \exp(-i\omega t); \end{aligned} \quad (1)$$

где c – скорость света, \mathbf{r} – радиус-вектор электрона, ω – угловая частота поля, H_0 – амплитуда магнитного поля волны.

Если радиус частицы больше длины свободного пробега электронов ($a > \lambda$), то выполняется локальный закон Ома:

$$\mathbf{j} = \Sigma_V \mathbf{E};$$

где $\Sigma_V = \Sigma_0(1 - i\omega\tau)$ – объемная проводимость Друде, являющаяся функцией только частоты излучения ω , $\Sigma_0 = e^2 n \tau / m$ – статическая проводимость металла; e , m и n – соответственно заряд, эффективная масса и концентрация электронов; τ – время релаксации.

В случаях, когда радиус частицы меньше или сравним с длиной свободного пробега ($a \leq \lambda$) плотность тока \mathbf{j} становится нелокальной величиной, а проводимость является функцией не только частоты ω , но и координат \mathbf{r} . В этом случае макроскопическая электродинамика неприменима, и для описания связи между электрическим полем \mathbf{E} и плотностью тока \mathbf{j} необходим кинетический подход [1-3].

В приближении времени релаксации τ и в линейном (по внешнему полю \mathbf{E} и малым отклонениям от состояния равновесия f_1) приближении уравнение Больцмана имеет следующий вид:

$$-i\omega f_1 + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}. \quad (2)$$

Неравновесная функция распределения электронов $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ есть сумма равновесной функции распределения Ферми-Дирака $f_0(\varepsilon)$ и малой неравновесной поправки $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(\varepsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}); \quad (3)$$

где \mathbf{v} – средняя скорость электронов, ε – кинетическая энергия электрона (далее предполагается квадратичная зависимость энергии электрона от скорости $\varepsilon = mv^2/2$). Для равновесной функции распределения $f_0(\varepsilon)$ используем ступенчатую аппроксимацию:

$$f_0(\varepsilon) = \theta(\varepsilon_F - \varepsilon) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_F, \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_F; \end{cases} \quad (4)$$

где $\varepsilon_F = mv_F^2/2$ – энергия Ферми, v_F – скорость Ферми.

Отклонение системы от состояния равновесия под действием вихревого поля (1), т.е. наличие неравновесной поправки f_1 , обуславливает возникновение вихревого тока внутри частицы:

$$\mathbf{j} = e \int \mathbf{v} f \frac{2d^3(m\mathbf{v})}{h^3} = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 e \int \mathbf{v} f_1 d^3\mathbf{v}; \quad (5)$$

где h – постоянная Планка.

Магнитный момент, созданный током (5) имеет вид [4]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \times \mathbf{j}] dV. \quad (6)$$

Электрический момент в первом приближении по $1/\varepsilon$, где $\varepsilon = 1 + 4i\pi\Sigma_V(\omega)/\omega$ – комплексная диэлектрическая проницаемость металла на частоте ω , можно вычислить как момент проводящего ($\varepsilon \rightarrow \text{inf}$) шара радиуса a в однородном электрическом поле \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = a^3 \mathbf{E}. \quad (7)$$

На больших (по сравнению с Λ) расстояниях r от частицы поле рассеянной волны дается формулами [4]:

$$\mathbf{H}' = \frac{\omega^2}{c^2 r} \{ [\mathbf{n} \times \mathbf{P}] + [\mathbf{n} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{n}]] \}, \quad \mathbf{E}' = [\mathbf{H}' \times \mathbf{n}]; \quad (8)$$

где единичный вектор \mathbf{n} указывает направление рассеяния, а значения \mathbf{P} и \mathbf{M} должны быть взяты в момент времени $(t-r/c)$; поле рассеянной волны обозначено буквами со штрихами, поле падающей волны – буквами без штрихов. Средняя интенсивность излучения, рассеянного в телесный угол $d\omega$:

$$dI = \frac{1}{2} \frac{c}{4\pi} |\mathbf{H}'|^2 r^2 d\omega. \quad (9)$$

Плотность потока энергии в падающей волне:

$$\frac{c}{8\pi}|\mathbf{H}|^2 = \frac{c}{8\pi}|\mathbf{E}|^2. \quad (10)$$

Отношение интенсивности излучения (9) к плотности потока энергии (10) дает дифференциальное сечение рассеяния:

$$d\sigma = \frac{|H'|^2}{H^2} r^2 d\Omega. \quad (11)$$

После интегрирования (11) по всем углам получим полное сечение рассеяния σ .

Таким образом, задача о вычислении сечения рассеяния сводится к кинетическому расчету магнитного момента (6), созданного вихревым током (5).

Метод решения и математические расчеты. Уравнение Больцмана (2) решается методом характеристик [5]:

$$f_1 = \frac{A(\exp(-vt') - 1)}{v},$$

$$v = \frac{1}{\tau} - i\omega, \quad (12)$$

$$A = e\mathbf{v}\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = \frac{e\omega}{2ic} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) [\mathbf{v} \times \mathbf{r}] \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t);$$

здесь A и v постоянны вдоль траектории, t' – время движения от границы частицы до точки \mathbf{r} .

$$t' = \frac{\left\{ \mathbf{r}\mathbf{v} + \sqrt{((\mathbf{r}\mathbf{v})^2 + (a^2 - r^2)v^2)} \right\}}{v^2}. \quad (13)$$

Перейдем к сферической системе координат: вихревое поле (1), а, следовательно, и ток (5), имеют лишь φ – компоненту

$$\mathbf{E} = E_\varphi \mathbf{e}_\varphi, \quad E_\varphi = \frac{i\omega}{2c} r H_0 \sin\theta \exp(-i\omega t),$$

$$j_\varphi = \frac{2m^3 e^2 E_\varphi}{h^3 v} \int \delta(\varepsilon - \varepsilon_F) (1 - \exp(-vt')) v_\varphi^2 d^3 v =$$

$$= E_\varphi \left(\frac{ne^2 a}{m v_F} \right) \frac{3\pi}{4} \int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha. \quad (14)$$

Здесь введены безразмерные переменные:

$$z_0 = \frac{a}{v_F} v = \frac{a}{v_F} (1/\tau - i\omega) = x_0 - iy_0,$$

$$x_0 = \frac{a}{v_F \tau}, \quad y_0 = \frac{a\omega}{v_F}, \quad \eta = \frac{v_F t'}{a};$$

и учтено, что концентрация электронов в металле

$$n = 2 \frac{4\pi}{3} \left(\frac{m}{h} \right)^3 \frac{v_F^3}{a^3}.$$

Для магнитного момента (6), учитывая, что направление тока \mathbf{j} всегда перпендикулярно направлению радиус-вектора \mathbf{r} , получим:

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{2c} \iiint r E_\varphi \left[\left(\frac{ne^2 a}{m v_F} \right) \frac{3}{4} \int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha \right] dV = \\ &= \frac{1}{2c} \int_0^a \int_0^{2\pi} \int_0^\pi r \cdot \frac{i\omega}{2c} r H_0 \sin \theta \exp(-i\omega t) \cdot \left[\left(\frac{ne^2 a}{m v_F} \right) \frac{3}{4} \times \right. \\ &\quad \left. \times \int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha \right] r^2 \sin \theta d\theta d\varphi dr = \\ &= \frac{i3\pi^2 a^5}{16c^2} \left(\frac{ne^2 a}{m v_F} \right) \omega (H_0 \exp(-i\omega t)) \int_0^1 \xi^4 \left[\int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha \right] d\xi \end{aligned} \quad (15)$$

где $\xi = r/a$.

Во внутреннем интеграле от интегрирования по углу α перейдем к интегрированию по η :

$$\int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha = \int_{1-\xi}^{1+\xi} \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \left[1 - \frac{(\eta^2 + \xi^2 - 1)^2}{4\eta^2 \xi^2} \right] \frac{\eta^2 - \xi^2 + 1}{2\eta^2 \xi} d\eta.$$

Изменим порядок интегрирования:

$$\int_0^1 (\dots) d\xi \int_{1-\xi}^{1+\xi} (\dots) d\eta \rightarrow \int_0^2 (\dots) d\eta \int_{|\eta-1|}^1 (\dots) d\xi.$$

В результате интеграл в (15) меняется следующим образом:

$$\begin{aligned} &\int_0^1 \xi^4 \cdot \left[\int_0^\pi \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \sin^3 \alpha d\alpha \right] d\xi \rightarrow \\ &\rightarrow \frac{1}{8} \int_0^2 \frac{1 - \exp(-z_0 \eta)}{z_0} \frac{d\eta}{\eta^4} \int_{|\eta-1|}^1 \xi \left[4\eta^2 \xi^2 - (\eta^2 + \xi^2 - 1)^2 \right] (\eta^2 - \xi^2 + 1) d\xi. \end{aligned}$$

Вычисление интеграла по η трудоемкое, но не сложное:

$$\int_{|\eta|=1}^1 [4\eta^2 \xi^2 - (\eta^2 + \xi^2 - 1)^2] (\eta^2 - \xi^2 + 1) d\eta = \frac{\eta^4}{8} (4 - \eta^2)^2.$$

После этого вычисление интеграла по ξ не представляет затруднений, и для магнитного момента (15) получим:

$$\mathbf{M} = i \frac{3\pi^2 n e^2 y_0}{16 c^2 m} a^5 I(x_0, y_0) \mathbf{H}, \quad (16)$$

$$I(x_0, y_0) = \frac{8}{15p} - \frac{1}{p^2} + \frac{4}{p^4} - \frac{24}{p^6} + 8 \left(\frac{1}{p^4} + \frac{3}{p^5} + \frac{3}{p^6} \right) \exp(-p);$$

где $p = 2z_0 = 2(x_0 - iy_0)$ - безразмерный параметр, определяемый безразмерной частотой поля y_0 и обратной безразмерной длиной свободного пробега электронов x_0 .

Таким образом, магнитный момент (16) пропорционален напряженности магнитного поля \mathbf{H} [4]

$$\mathbf{M} = -a^3 \gamma \mathbf{H},$$

коэффициент пропорциональности $(-a^3 \gamma)$ содержит безразмерную величину γ , которую представим в виде:

$$\gamma(x_0, y_0, d) = \frac{-3i\pi y_0 d^2}{64} I(x_0, y_0), \quad (17)$$

$$d = \frac{a}{\delta_{\text{inf}}} = \frac{a}{c/\omega_p} = \frac{4\pi e^2 a}{cm}.$$

Здесь введен безразмерный параметр d , как величина, обратная характерной глубине скин-слоя в пределе высоких частот $\delta_{\text{inf}} = c/\omega_p \sim 30$ нм, где c - скорость света, ω_p - частота плазменного резонанса.

Учитывая взаимную перпендикулярность векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} , после соответствующих вычислений с учетом (7-8, 11, 16) для дифференциального сечения рассеяния получим следующее выражение:

$$d\sigma(x_0, y_0, \psi, \phi) = \frac{a^6 \omega^4}{c^4} K(x_0, y_0, \psi, \phi) d\omega, \quad (18)$$

$$K(x_0, y_0, \psi, \phi) = |\gamma|^2 \cos^2 \phi + \sin^2 \phi - (\gamma + \gamma^*) \cos \psi + \cos^2 \psi (\cos^2 \phi + |\gamma|^2 \sin^2 \phi);$$

здесь ψ и ϕ - соответственно полярный и азимутальный углы системы координат, центр которой - в центре частицы, а полярная ось направлена вдоль направления распространения падающей волны (рис.1).

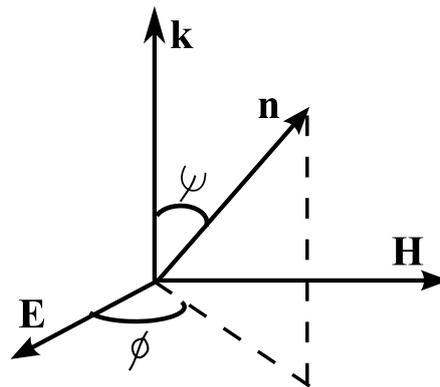


Рис. 1. Система координат, связанная с направлением падающей волны \mathbf{k} , \mathbf{n} – направление рассеянной волны.

Коэффициент $K(x_0, y_0, \psi, \phi)$, назовем его безразмерным дифференциальным сечением рассеяния, определяет зависимость сечения рассеяния от параметров x_0, y_0 и от углов ψ и ϕ . Представим его в виде суммы трех компонент

$$\begin{aligned} K(x_0, y_0, \psi, \phi) &= K_E(\psi, \phi) + K_M(x_0, y_0, \psi, \phi) + K_I(x_0, y_0, \psi, \phi), \\ K_E &= \sin^2 \phi + \cos^2 \psi \cos^2 \phi, \\ K_M &= |\gamma|^2 \cos^2 \phi + \cos^2 \psi |\gamma|^2 \sin^2 \phi, \\ K_I &= -(\gamma + \gamma^*) \cos \psi. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь K_E и K_M - составляющие безразмерного дифференциального сечения рассеяния, обусловленные электрическим и магнитным моментом соответственно, K_I – перекрестная компонента, возникающая вследствие наложения рассеянных волн, излучаемых электрическим и магнитным моментами.

Сумму $K_M + K_I$ обозначим K_M , именно эти составляющие содержат величину γ (17), учитывающую вклад кинетических эффектов, обусловленных диффузным отражением электронов от сферической поверхности частицы.

Обсуждение результатов. На рис. 2 представлены зависимости отношения K_M/K от угла ϕ при различных углах ψ между направлением падения и рассеяния волны при фиксированных значениях параметров $x_0=0,1, y_0=0,1, d=0,1$. Для наглядности каждая из зависимостей нормирована на ее максимальное значение, достигаемое при углах $\phi=0, \phi=\pi$. Наблюдается симметрия углового рассеяния относительно плоскости $\phi=0, \phi=\pi$, характерная для дипольного приближения. Видно, что при стремлении ψ к $\pi/2$ угловая зависимость K_M/K становится резко анизотропной.

На рис. 3 представлены зависимости $K_M/K(\psi)$, в пределах $\pi/2 \pm \delta$, где δ - малая поправка к углу ψ . Видно, что при относительно малых значениях x_0 (относительно мелкие частицы или большие λ) в рассматриваемом угловом диапазоне преобладает магнитное дипольное рассеяние. Влияние интерференционного члена K_I мало и приводит к наблюдаемой асимметрии относительно плоскости $\phi=0, \psi=\pi/2$. Из графиков видно, что асимметрия достигает максимального значения на границах рассматриваемого диапазона и составляет до 3% от среднего значения. Следовательно,

вклад инетрференционного члена K_I в безразмерное сечение рассеяния в десятки раз меньше вклада магнитного члена K_M .

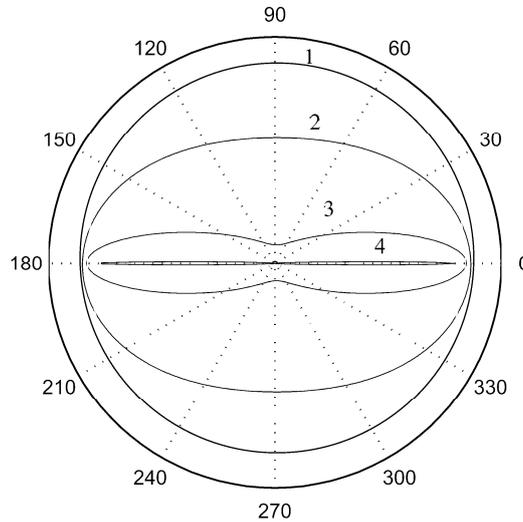


Рис. 2. Зависимость K_{M1}/K от угла ϕ при $x_0=0,1$, $y_0=0,1$, $d=0,1$. Кривые 1, 2, 3, 4 – $\psi=\pi/100$, $\pi/5$, $2\pi/5$, $(\pi/2-\delta)$, δ – малый угол.

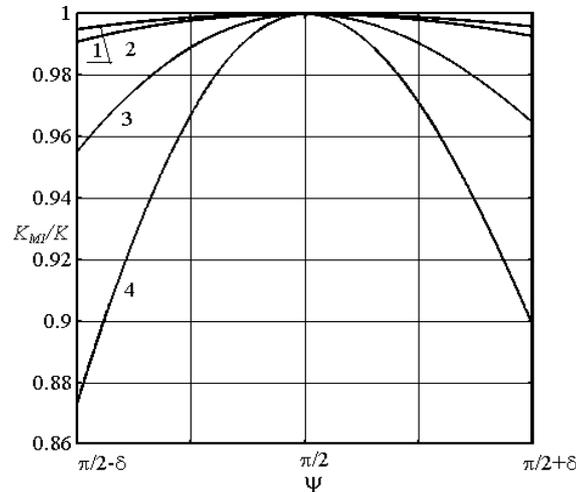


Рис. 3. Зависимость K_{M1}/K от угла ψ в пределах $\pi/2 \pm \delta$ ($\delta = 10^{-4}$ рад) при $\phi=0$, $y_0 = 2$, $d=0,2$ и различных значениях x_0 : кривые 1, 2, 3, 4 – $x_0 = 0,1$; 1; 5; 10 соответственно.

На рис. 4 представлены зависимости безразмерного дифференциального сечения рассеяния $K(\psi)$ при тех же значениях параметров x_0 , y_0 , d , что и на рис.3. Из графиков следует, что с уменьшением параметра x_0 безразмерное дифференциальное сечение рассеяния возрастает. Отметим, что этот размерный эффект является следствием кинетического расчета и не проявляется в рамках макроскопической теории.

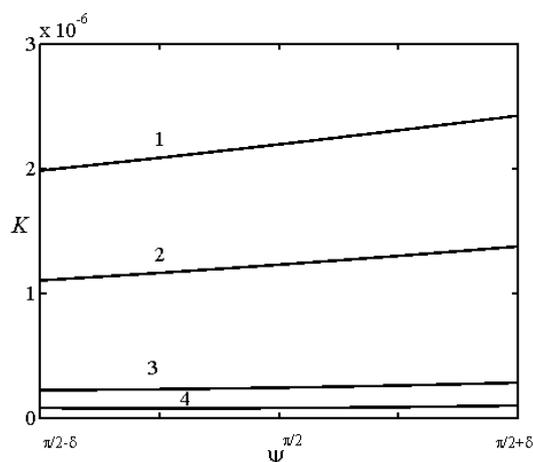


Рис. 4. Зависимость K от угла ψ в пределах $\pi/2 \pm \delta$ ($\delta = 10^{-4}$ рад) при $\phi=0$, $y_0=2$, $d=0.2$ и различных значениях x_0 : кривые 1, 2, 3, 4 - $x_0 = 0.1; 1; 5; 10$ соответственно.

На рис. 5 представлена спектральная зависимость вклада магнитной составляющей в сечение рассеяния.

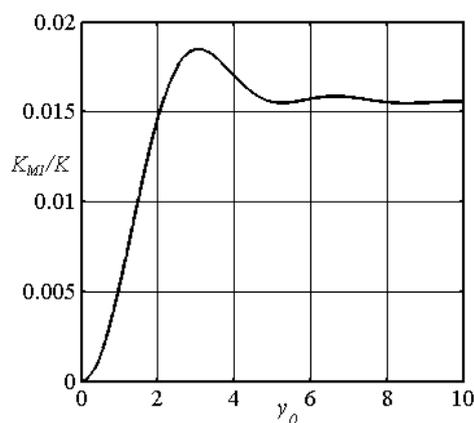


Рис. 5. Зависимость K_{M1}/K от безразмерной частоты y_0 при $x_0=0.01$, $d=0.1$, $\psi=\pi/2$, $\phi=\pi/1000$.

При $x_0 \ll 1$ (низкие температуры, чистые образцы) в высокочастотной области ($y_0 > 1$) наблюдаются затухающие осцилляции. Поскольку при углах, близких к $\psi = \pi/2$ и $\phi = 0$, доминирующим является магнитное дипольное рассеяние, зависящее от кинетики электронов, то форма его спектра оказывается непосредственно связанной с механизмом поверхностного отражения носителей заряда. Экспериментальное исследование полного сечения рассеяния в этом угловом диапазоне может позволить сделать вывод о поведении магнитной дипольной составляющей рассеяния. Кроме того, изучение характеристик магнитного дипольного рассеяния может дать информацию относительно кинетики электронов в металлической частице. На низкочастотном электрическом рассеянии характер поведения электронов в частице практически не сказывается.

Заключение. В работе показано, что в определенном угловом диапазоне в направлении, перпендикулярном к направлению распространения падающей волны (т.е. к волновому вектору k), магнитное дипольное рассеяние становится доминирующим. При этом кинетические размерные эффекты оказывают существенное влияние на величину сечения рассеяния: с уменьшением безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x_0 безразмерное сечение рассеяния возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лескис А.Г., Пастернак В.Е., Юшканов А.А. Поглощение инфракрасного излучения в мелкой металлической частице. // ЖЭТФ. - 1982. - Т.83. - Вып. 1(7). - С. 310-317.
2. Томчук П.М., Томчук Б.П. Оптическое поглощение малых металлических частиц // ЖЭТФ. - 1997. - Т. 112. - Вып. 2(8). - С. 661 – 678.
3. Завитаев Э.В., Юшканов А.А. Зависимость электрической проводимости тонкой цилиндрической проволоки в продольном магнитном поле от характера отражения электронов // ЖЭТФ. - 2006. - Т. 130. - Вып. 5. - С. 887-894.
4. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. - 620 с.
5. Р. Курант. Уравнения с частными производными. М.: Мир, 1964. - 830 с.
6. Хюлт Г. ван де. Рассеяние света малыми частицами. М.: Издательство иностранной литературы, 1961. – 537с.
7. Мусеев И.О., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Распределение плотности тока внутри мелкой металлической частицы в поле электромагнитной волны // Оптика и спектроскопия. – 2008. – том 105. - № 4. - С. 685-690.
8. Завитаев Э.В., Юшканов А.А. Влияние характера отражения электронов на электромагнитные свойства неоднородной сферической частицы // ЖЭТФ. - 2004. - Т. 126. - Вып. 1(17). - С. 203-214.

ELECTROMAGNETIC WAVES SCATTERING ON FINE METAL PARTICLE

I. Kuznetsova^{*}, M. Lebedev^{*}, A. Yuskanov^{**}

^{*}*P.G. Demidov Yaroslavl State University
150003, 14 Sovetskaya St., Yaroslavl, Russia*

^{**}*Moscow State Regional University
10a, Radio St., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. Scattering cross section of small metal spherical-shaped particle in the field of a plane electromagnetic wave was calculated under the dipole approximation. The radius of the particle is assumed to be small comparing with the skin depth, the fact allowed us to neglect the skin effect. The calculations are performed in terms of kinetic approach with an arbitrary ratio between the mean free path of electrons and the particle radius. Type of carrier – surface interaction mechanism considered is fully diffuse reflection. It is shown that at certain angles of scattering magnetic dipole scattering is the dominant.

Keywords: magnetic dipole scattering, Boltzmann's equation, diffuse reflection mechanism, small metal particle, kinetic approach.