

# Магнитное поглощение электромагнитных волн малой металлической частицей эллипсоидальной формы

Н.И. Григорчук

*Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины  
ул. Метрологическая, 14-б, г. Киев, 03143, Украина  
E-mail: ngrigor@bitp.kiev.ua*

П.М. Томчук

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*

Статья поступила 10 июля 2004 г., после переработки 23 сентября 2004 г.

Исследовано магнитное поглощение электромагнитных волн малой металлической частицей эллипсоидальной формы в области частот как превышающих, так и меньших характерной частоты свободного пробега электрона между стенками частицы. При этом граничными условиями выбрано диффузное отражение электрона от внутренней поверхности частицы. Для случая, когда толщина скин-слоя велика по сравнению с характерными размерами частицы, получены аналитические выражения, позволяющие определить зависимость энергии, поглощаемой частицей, от ее формы и ориентации по отношению к направлению падающего излучения. Впервые подробно проанализировано низкочастотное поглощение малыми металлическими частицами. Показано, при каких исходных размерах частиц в форме сплюснутого и вытянутого эллипсоидов вращения и поляризациях падающей волны магнитное поглощение становится доминирующим в сравнении с электрическим.

Досліджено магнітне поглинання електромагнітних хвиль малою металевою частинкою еліпсоїдальної форми в області частот, що як перевищують, так і менших характерної частоти вільного пробігу електрона між стінками частинки. При цьому граничними умовами обрано дифузійне відбиття електрона від внутрішньої поверхні частинки. Для випадку, коли товщина скин-шару велика у порівнянні з характерними розмірами частинки, отримано аналітичні вирази, що дозволяють визначити залежність енергії, яка поглинається частинкою, від її форми й орієнтації стосовно напрямку падаючого випромінювання. Уперше докладно проаналізовано низкочастотне поглинання малими металевими частинками. Показано, при яких вихідних розмірах частинок у формі сплющеного і витягнутого еліпсоїдів обертання і поляризаціях падаючої хвилі магнітне поглинання стає домінуючим в порівнянні з електричним.

PACS: 63.20.Kr, **63.22.+m**, **71.38.-k**, **73.22.-f**

## Введение

Изучение свойств малых металлических частиц (ММЧ), кроме чисто научного интереса, имеет важное значение в некоторых приложениях. Например, при нанесении на твердую поверхность красок, содержащих такие частицы, можно существенно влиять на поглощение или отражение электромагнитных (ЭМ) волн в определенном диапазоне частот. В космосе ММЧ могут образовывать слои запыленной плазмы, создающие определенную угрозу

для летательных аппаратов. Изучая особенности поглощения частиц, можно лазерным воздействием управлять их поведением.

Электромагнитные свойства ММЧ существенно отличаются от свойств металлов [1,2]. Критерием малости частицы является сравнение ее размеров с длиной падающей ЭМ волны  $\lambda$ . Если характерные размеры частицы  $d$  становятся сравнимыми или меньше  $\lambda$ , в транспортных, оптических и термодинамических свойствах частиц наблюдается ряд особен-

ностей, которые принято относить к проявлению размерных эффектов [3].

Весьма важными являются соотношения между  $d$  и толщиной скин-слоя  $\delta$ , а также между  $d$  и длиной свободного пробега электрона  $l$ . Как правило, рассматривают частицы с  $d < \delta \ll \lambda$ . При этом возможны варианты как с  $d \gg l$ , так и с  $d \ll l$ . В последнем случае наблюдалось резкое уменьшение в энергообмене между электронами и решеткой, приводящее при введении в ММЧ мощности к разрыву между температурой решетки и электронной температурой [4]. Электроны, приобретая большие энергии, становятся «горячими», и с этим связано ряд интересных наблюдаемых явлений [5]. Яркой особенностью ММЧ является сильная зависимость поглощения в ИК диапазоне частот от поляризации волны и формы частицы [6–9]. Оказалось, что при одном и том же потоке мощность, поглощаемая частицами равными по объему, но разными по форме, может отличаться на несколько порядков. Это послужило толчком к развитию теории не только для сферических [10–13], но отдельно и для цилиндрических [6,14,15], эллипсоидальных [16] и других форм [3] частиц. Наиболее полно исследована модель сферической частицы [1], однако более информативной для изучения влияния формы ММЧ на их оптические свойства оказалась модель эллипсоидальной частицы. Такая форма удобна, прежде всего, тем, что позволяет простым путем (изменяя соотношения между радиусами кривизны эллипсоида) моделировать достаточно широкий класс частичек из большинства известных для них реальных форм (от диско- до антенноподобных). С другой стороны, изменение соотношения между радиусами кривизны сильно влияет на факторы деполяризации, определяющие внутренние (локальные) поля, индуцируемые внутри частицы ЭМ волной, и, тем самым, влияет на рассеяние электронов и оптическое поглощение.

Оптические свойства ММЧ исследуются уже на протяжении длительного периода времени, и их результаты довольно полно отражены в монографиях [1,17–19]. Однако для несферических частиц особенно при  $d \ll l$  было относительно мало попыток вычислить поглощаемую частицей энергию падающего излучения. Для цилиндрических частиц конечной длины совсем недавно [14,15] рассчитано сечение магнитного поглощения. В [16] получены общие выражения для электрического и магнитного поглощения эллипсоидальной частицей. При этом более детально рассмотрено электрическое поглощение, а магнитное схематически и неполно. В частности, не изучено низкочастотное поглощение (когда  $\omega < \omega_{fl}$ , где  $\omega_{fl}$  — частота колебания электрона между стенками, которую в дальнейшем мы будем называть пролетной частотой). Однако в этой области частот магнитное по-

глощение, как далее будет показано, уже для частиц с радиусом  $50 \text{ \AA}$  сравнивается с электрическим и растет с увеличением радиуса частицы. Этот рост можно значительно увеличить путем деформации частицы к сплюснутому или вытянутому виду.

Цель настоящей работы — детальное рассмотрение магнитного поглощения ММЧ эллипсоидальной формы при ее произвольной ориентации по отношению к направлению распространения падающей волны на частотах как превышающих, так и меньших характерной частоты свободного пробега электрона между стенками частицы.

В этой работе не учтено влияние ансамбля ММЧ на отдельно взятую частицу, эффекту важному самому по себе [20], и способному изменить величину внутреннего поля в частице в несколько раз, однако уступающему все же в сравнении с влиянием самой формы отдельной частицы [16]. Результаты, полученные нами для одной частицы, можно легко обобщить на ансамбль тождественных, слабо взаимодействующих и одинаково ориентированных частиц. Для ансамбля частиц разной формы и ориентации введение эффективных средних значений не всегда оправдано (например, при вычислении эмиссии электронов [5], где величина эффекта экспоненциально зависит от интенсивности поглощения, чувствительного, в свою очередь, к форме частицы и поляризации волны).

Далее изложение работы построено так. Во втором разделе описаны модель и исходные принципы проблемы. В третьем разделе записана основная формула для поглощаемой ММЧ энергии. Четвертый и пятый разделы посвящены рассмотрению низко- и высокочастотного предела задачи. Наконец, в шестом разделе приведены основные результаты и выводы, полученные в работе.

## 2. Модель и исходные принципы

При описании взаимодействия излучения со сферической частицей в рамках классической электродинамики обычно используют теорию Ми [19]. Однако она применима лишь для частиц с  $d \gg l$ . Поэтому будем исходить из кинетической теории электронов, не накладывающей какие-либо ограничения на размеры частицы.

Пусть на металлическую частицу эллипсоидальной формы падает ЭМ волна

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{pmatrix} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — электрическая и магнитная ее компоненты,  $\omega$  и  $\mathbf{k}$  — частота и волновой вектор волны,  $\mathbf{r}$  и  $t$  описывают пространственную координату и время.

Положим  $d \ll \lambda$ . Это позволяет рассматривать частицу, как находящуюся в пространственно однородных, но осциллирующих во времени  $\mathbf{E}$ - и  $\mathbf{H}$ - полях. Электрическая компонента ЭМ волны индуцирует внутри ММЧ вдоль  $j$ -го направления (в главных осях эллипсоида) локальное электрическое поле [21]

$$E_{\text{in}}^j = \frac{E_0^j}{1 + L_j(\varepsilon(\omega) - 1)}, \quad (2)$$

определяющееся через фактор деполяризации  $L_j$  и диэлектрическую проницаемость частицы  $\varepsilon(\omega)$ . Магнитная компонента ЭМ волны обуславливает вихревое электрическое поле  $E_{\text{ed}}$ . Поскольку фактор деполяризации, изменяющийся в зависимости от формы частицы в пределах от 0 до 1, является множителем при диэлектрической проницаемости (достаточно большой величине для металлов в ИК диапазоне частот), то может оказаться, что частицы одинакового объема, но разные по форме поглощают в зависимости от частоты света в единицу времени энергию, отличающуюся на порядки.

Если толщина скин-слоя  $\delta_H \gg d$ , то  $\mathbf{H}_0$  также можно рассматривать как однородное постоянное поле, и записать для  $\mathbf{E}_{\text{ed}}$  уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E}_{\text{ed}} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{H}_0, \quad \text{div } \mathbf{E}_{\text{ed}} = 0, \quad (3)$$

с граничным условием на поверхности частицы

$$\mathbf{E}_{\text{ed}} \mathbf{n}|_S = 0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{n}_S$  — нормаль к поверхности эллипсоида  $S$ . Тогда вклад вихревых токов в поглощение будет максимальным. Поле  $E_{\text{ed}}$  с учетом того, что правая часть в (3) при  $\delta_H \gg d$  постоянно, можно представить как линейную функцию координат

$$(E_{\text{ed}})_j = \sum \alpha_{jk} x_k, \quad (x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z). \quad (5)$$

Матрицы  $\alpha_{ij}$  легко определяются из уравнений (3) и условия (4):

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{xy} &= -i \frac{\omega}{c} \frac{R_x^2}{R_x^2 + R_y^2} H_z, \quad \alpha_{yx} = i \frac{\omega}{c} \frac{R_y^2}{R_y^2 + R_x^2} H_z \\ \alpha_{xz} &= i \frac{\omega}{c} \frac{R_x^2}{R_x^2 + R_z^2} H_y, \quad \alpha_{zx} = -i \frac{\omega}{c} \frac{R_z^2}{R_z^2 + R_x^2} H_y \\ \alpha_{zy} &= i \frac{\omega}{c} \frac{R_z^2}{R_z^2 + R_y^2} H_x, \quad \alpha_{yz} = -i \frac{\omega}{c} \frac{R_y^2}{R_y^2 + R_z^2} H_x \end{aligned} \right\} (6)$$

где  $R_x, R_y, R_z$  — полуоси эллипсоида вдоль  $x$ -,  $y$ -,  $z$ - осей. Здесь и далее в обозначениях компонент внешнего магнитного поля для удобства опустим индекс 0. Тогда окончательно, например, для  $x$ -компоненты вихревого поля имеем

$$E_{\text{ed}}^x = \frac{i\omega}{c} \left( \frac{zH_y}{R_z^2 + R_x^2} - \frac{yH_z}{R_x^2 + R_y^2} \right) R_x^2. \quad (7)$$

Другие две компоненты поля можно легко получить путем циклической перестановки индексов в (7). Определив поле  $\mathbf{E}_{\text{ed}}$ , можно в соответствии с

$$W = \frac{1}{2} \text{Re} \int_V d\mathbf{r} \mathbf{j}_m(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\text{ed}}^*(\mathbf{r}) \quad (8)$$

найти величину поглощаемой мощности, если известен ток  $\mathbf{j}_m(\mathbf{r})$ .

Для частиц с размерами  $d \gg l$  токи обычно связаны с полем соотношением  $\mathbf{j}_m = \sigma \mathbf{E}_{\text{ed}}$ , с  $\sigma = \omega \varepsilon'' / 4\pi$ , где  $\varepsilon''$  — мнимая часть диэлектрической проницаемости. В этом случае доминирует объемное рассеяние электронов, и, как легко показать для ММЧ, имеющих форму эллипсоида вращения, используя (7),

$$W = V \frac{\varepsilon'' \omega^3}{80\pi c^2} R_{\perp}^2 \left[ \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \frac{2R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad (9)$$

где  $V$  — объем частицы,

$$\mathbf{H}_{\parallel}^2 = \mathbf{H}_z^2, \quad \mathbf{H}_{\perp}^2 = \mathbf{H}_x^2 + \mathbf{H}_y^2, \quad (10)$$

$$R_x = R_y = R_{\perp}, \quad R_z = R_{\parallel}.$$

Формула (9) обобщает известное для энергии магнитного поглощения сферической частицей выражение [21]:

$$W_M = \frac{V}{80\pi} \omega \varepsilon'' \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 |\mathbf{H}_0|^2, \quad (11)$$

в котором для металла

$$\varepsilon'' = \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\nu^2 + \omega^2}, \quad (12)$$

где  $\nu$  — частота столкновений,  $\omega_p$  — плазменная частота.

Если для оценок взять  $\omega_p \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $\nu \approx 10^{13} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega(\text{CO}_2) \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  (которые дают  $\varepsilon' \approx -622$ ,  $\varepsilon'' \approx 31$ ) и минимально допустимый в рамках приближения  $2R \gg l$  радиус частицы  $R = 460 \text{ \AA}$ , то, как легко подсчитать, используя выражение (5) в

\* Для типичного металла с концентрацией электронов  $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$   $v_F \approx 0,8 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ . При заданном выше значении  $\nu$   $l \sim 800 \text{ \AA}$ . Следовательно, радиус частицы не может быть меньше  $400 \text{ \AA}$ .

[16], магнитное поглощение будет приблизительно в четыре раза превышать соответствующее, обусловленное электрическим полем. С уменьшением радиуса частицы магнитное поглощение квадратично падает. Как мы дальше увидим, эта оценка может существенным образом измениться на других частотах.

Рассмотрим противоположный случай, когда  $d \ll l$ . В этом случае поглощение мощности волны происходит только за счет столкновений электронов с внутренней поверхностью частицы. Принято говорить [12], что в этом случае доминирует поверхностное рассеяние электронов. Расчет тока необходимо теперь проводить на основании микроскопического подхода, в соответствии с которым

$$\mathbf{j}_m(\mathbf{r}) = 2e \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \iiint \mathbf{v}(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3(v), \quad (13)$$

где  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  — функция распределения электронов по координатам  $\mathbf{r}$  и скоростям  $\mathbf{v}$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона. Интегрирование ведется по всем скоростям. Поле  $\mathbf{E}_{\text{ед}}$  вызывает отклонение от равновесного фермиевского распределения электронов. Поэтому полную функцию распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  ищут в виде суммы равновесной  $f_0(\varepsilon)$  (зависящей только от кинетической энергии электрона  $\varepsilon$ ) и неравновесной добавки  $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ , которую в линейном приближении по внешнему полю определяют из кинетического уравнения [22]

$$(\mathbf{v} - i\omega)f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + \mathbf{v} \frac{\partial f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{E}_{\text{in}} + \mathbf{E}_{\text{ед}}) \mathbf{v} \frac{\partial f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v})}{\partial \varepsilon} = 0 \quad (14)$$

с граничными условиями:

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_S = 0, \quad v_n < 0, \quad (15)$$

при диффузном отражении электронов от внутренних стенок частицы\*, где  $v_n$  — составляющая скорости электрона, нормальная к поверхности  $S$ .

Интеграл столкновений в (14) представлен в приближении времен релаксации ( $\tau = 1/\nu$ ).

Если перейти к деформированным координатам и скоростям по правилу

$$x_j \Rightarrow \frac{R_j}{R} x'_j, \quad v_j \Rightarrow \frac{R_j}{R} v'_j, \quad R = (R_1 R_2 R_3)^{1/3}, \quad (16)$$

и решать дифференциальное уравнение в частных производных (14) методом характеристик [25], то для функции  $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  можно найти решение в виде

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = -e \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left[ \mathbf{v} \mathbf{E}_{\text{in}} + \sum_{i,j=1}^3 \alpha_{ij} v_i \left( \frac{x'_j R_j}{R} + v_j \frac{\partial}{\partial (v - i\omega)} \right) \right] \left( \frac{1 - \exp[-(\mathbf{v} - i\omega)t']}{\mathbf{v} - i\omega} \right). \quad (17)$$

Параметр  $t'$ , равный

$$t' = \frac{1}{v'^2} \left[ \mathbf{r}' \mathbf{v}' - \sqrt{(R^2 - r'^2)v'^2 + (\mathbf{r}' \mathbf{v}')^2} \right], \quad (18)$$

характеризует положение электрона вдоль траектории  $\mathbf{r}' = \mathbf{v}' t' + \mathbf{R}$ . Радиус-вектор  $\mathbf{R}$  определяет положение точки на поверхности, с которой начинается траектория (при  $t' = 0$ ). Напомним, что после деформации (16) эллипсоидальная форма частицы становится сферической (с радиусом  $R$ ).

### 3. Поглощаемая энергия

С использованием (7), (8), (13) и (17), после интегрирования по координатам, следуя [16], поглощаемая частицей энергия магнитного поля в общем случае может быть представлена в виде

$$W = \frac{\pi e^2 m^3 R^3}{2(2\pi\hbar)^3} \Re \left\{ \frac{1}{\bar{v}} \int d^3 v \delta(\varepsilon - \mu) \left[ \psi_1(v') \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 + 2\psi_2(v') R^2 \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{v'^2} \right] \right\}, \quad (19)$$

где  $\bar{v} = v - i\omega$ , и мы учли, что  $\partial f_0 / \partial \varepsilon \approx -\delta(\varepsilon - \mu)$ ,  $\mu$  — энергия Ферми. Если обозначить  $q = \bar{v} 2R / v'$ , то остальные обозначения в (19):

\* Другой известный случай — зеркального отражения электронов от поверхности — характерен больше для полуметаллов [2,23]. В «хороших» металлах отражение близко к зеркальному лишь для «скользящих» электронов, сталкивающихся с поверхностью под малыми углами [24]. Их долю можно определить по зависимости сопротивления от магнитного поля. Поскольку длина волны проводящих электронов порядка величины межатомных расстояний, а характерные размеры всегда имеющих шероховатостей внутренней поверхности эллипсоидальной ММЧ много больше этой величины, то в данном случае мы предпочли диффузное отражение, при котором теряется корреляция между падающим и отраженным электронами. Ему отдают предпочтение и при исследовании ММЧ цилиндрической формы [14,15].

$$\psi_1(v') = \frac{8}{15} - \frac{1}{q} + \frac{4}{q^3} - \frac{24}{q^5} + \frac{8}{q^3} \left( 1 + \frac{3}{q} + \frac{3}{q^2} \right) e^{-q}, \quad (20)$$

$$\psi_2(v') = \frac{2}{5} - \frac{1}{q} + \frac{8}{3q^2} - \frac{6}{q^3} + \frac{32}{q^5} - \frac{2}{q^2} \left( 1 + \frac{5}{q} + \frac{16}{q^2} + \frac{16}{q^3} \right) e^{-q} - \frac{3}{4} \psi_1(v'). \quad (21)$$

Для ММЧ сферической формы, вследствие косо-симметричности матрицы  $\alpha_{ij}$ , последнее слагаемое в (19) обращается в нуль. Выражение (19) определяет магнитное поглощение частицы в общем виде и описывает как процессы рассеяния электронов, происходящие в объеме (при столкновении с фононами, примесными центрами, дефектами решетки и т.п.), так и поверхностные процессы. Для каждого из них в отдельности из (19) можно получить простые аналитические выражения. Конкретные механизмы рассеяния заложены в параметрах  $q$  и

$v - i\omega$ . Так, если считать  $|q| \gg 1$ , тогда  $\psi_1 \approx 8/15$ ,  $\psi_2 \approx 0$ , и нетрудно убедиться, что магнитное поглощение определится выражением, в точности совпадающим с выше найденной формулой (9) для случая объемного рассеяния. Если же параметр  $|q| \ll 1$ , определяющую роль в поглощении энергии волны играет рассеяние электрона на поверхности ММЧ. Остановимся на нем более подробно. Исследование удобно разделить на рассмотрение низкочастотного ( $\omega \ll \omega_{fl}$ ) и высокочастотного ( $\omega \gg \omega_{fl}$ ) поглощения, где  $\omega_{fl} = v_F/2R$  — пролетная частота,  $v_F$  — скорость электрона на поверхности Ферми.

#### 4. Низкочастотное поглощение

Как нетрудно убедиться, в этом случае

$$\Re e \left\{ \frac{1}{v} \psi_1(v) \right\} \approx \frac{1}{3} \frac{R}{v}, \quad \Re e \left\{ \frac{1}{v} \psi_2(v) \right\} \approx \frac{1}{36} \frac{R}{v}, \quad (22)$$

и (19) можно переписать в виде

$$W_{LF} = \frac{\pi e^2 m^2 R^4}{6(2\pi\hbar)^3} \int \frac{d^3v}{v'} \delta(v^2 - v_F^2) \left[ \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 + \frac{R^2}{6} \sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{v'^2} \right]. \quad (23)$$

Для частицы в форме эллипсоида вращения суммы в (23) на основании (6) становятся:

$$\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 = \left( \frac{\omega}{c} R_{\perp} \right)^2 \left\{ \mathbf{H}_{\parallel}^2 \frac{v_{\perp}^2}{4} + \frac{R_{\parallel}^4}{(R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2)^2} \left[ \mathbf{H}_{\perp}^2 v_{\parallel}^2 + \left( \frac{R_{\perp}}{R_{\parallel}} \right)^2 (\mathbf{H}_x^2 v_y^2 + \mathbf{H}_y^2 v_x^2) \right] \right\} \quad (24)$$

$$\sum_{i,j=1}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 v_i^2 v_j^2 = 2 \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{|R_{\parallel}^2 - R_{\perp}^2|^2}{(R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2)^2} v_{\parallel}^2 (\mathbf{H}_x^2 v_y^2 + \mathbf{H}_y^2 v_x^2), \quad (25)$$

где следует иметь ввиду, что  $v_x^2 + v_y^2 = v_{\perp}^2$  и  $\mathbf{H}_{\parallel}$ ,  $\mathbf{H}_{\perp}$  — компоненты магнитного поля вдоль и поперек оси вращения эллипсоида.

Учитывая (24), (25), интегралы по скоростям легко вычисляются, и окончательно получаем:

$$W_{LF} = \frac{3}{64} V \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R_{\perp}^3 \left[ \rho_L(e_p) \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \eta_L^M(e_p) \left( \frac{R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \right)^2 \mathbf{H}_{\perp}^2 \right], \quad (26)$$

где

$$n = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{mv_F}{2\pi\hbar} \right)^3, \quad v_F = \sqrt{\frac{2\mu}{m}}, \quad (27)$$

$$\rho_L(e_p) = \begin{cases} \frac{1}{2e_p^2} \sqrt{1-e_p^2} + \frac{1}{e_p} \left(1 - \frac{1}{2e_p^2}\right) \arcsin e_p, & R_\perp < R_\parallel \\ -\frac{1}{2e_p^2} \sqrt{1+e_p^2} + \frac{1}{e_p} \left(1 + \frac{1}{2e_p^2}\right) \ln(e_p + \sqrt{1+e_p^2}), & R_\perp > R_\parallel \end{cases}, \quad (28)$$

$$\eta_L^M(e_p) = \begin{cases} -\left(2 + \frac{1}{e_p^2}\right) \sqrt{1-e_p^2} + \frac{1}{e_p} \left(4 + \frac{1}{e_p^2} - \frac{8}{3}e_p^2\right) \arcsin e_p, & R_\perp < R_\parallel \\ \left(-2 + \frac{1}{e_p^2}\right) \sqrt{1+e_p^2} + \frac{1}{e_p} \left(4 - \frac{1}{e_p^2} + \frac{8}{3}e_p^2\right) \ln(e_p + \sqrt{1+e_p^2}), & R_\perp > R_\parallel \end{cases} \quad (29)$$

– функции, зависящие от эксцентриситетов эллипсоида, которые для вытянутого ( $R_\perp < R_\parallel$ ) или сплюснутого ( $R_\perp > R_\parallel$ ) эллипсоидов, рассматриваемых в задаче, есть

$$e_p^2 = \begin{cases} 1 - R_\perp^2/R_\parallel^2, & R_\perp < R_\parallel \\ R_\perp^2/R_\parallel^2 - 1, & R_\perp > R_\parallel \end{cases}. \quad (30)$$

Верхний индекс  $M$  в (29) указывает, что эта функция возникает только для магнитных полей. В предельных случаях упомянутые функции ведут себя следующим образом:

$$\rho_L(e_p) = \begin{cases} \frac{1}{4}\pi, & R_\perp \ll R_\parallel, \\ \frac{2}{3}, & R_\perp = R_\parallel, \\ \frac{R_\parallel}{R_\perp} \left( \ln \left( 2 \frac{R_\perp}{R_\parallel} \right) - \frac{1}{2} \right), & R_\perp \gg R_\parallel \end{cases}, \quad (31)$$

$$\eta_L^M(e_p) = \begin{cases} \pi \left( 1 + \frac{1}{6} \right), & R_\perp \ll R_\parallel, \\ \frac{8}{3}, & R_\perp = R_\parallel \equiv R, \\ \frac{R_\perp}{R_\parallel} \left( \frac{8}{3} \ln \left( 2 \frac{R_\perp}{R_\parallel} \right) - 2 \right), & R_\perp \gg R_\parallel. \end{cases}$$

Это позволяет переписать выражение для поглощаемой мощности (26) для случаев сильно вытянутого или сильно сплюснутого эллипсоида, соответственно, в виде

$$W_{LF} \approx \frac{3\pi}{4 \cdot 64} V \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R_\perp^3 \{ \mathbf{H}_\parallel^2 + 5\mathbf{H}_\perp^2 \}, \quad R_\perp \ll R_\parallel. \quad (32)$$

$$W_{LF} \approx \frac{3}{64} V \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R_\parallel^3 \left[ \ln \left( 2 \frac{R_\perp}{R_\parallel} \right) - \frac{1}{2} \right] \times \left\{ \left( \frac{R_\perp}{R_\parallel} \right)^2 \mathbf{H}_\parallel^2 + 4\mathbf{H}_\perp^2 \right\}, \quad R_\perp \gg R_\parallel. \quad (33)$$

Из (32), в частности, следует, что для ММЧ в виде сильно вытянутого эллипсоида магнитное поглощение при направлении магнитного поля перпендикулярно оси вращения, при прочих равных условиях, в пять раз превышает соответствующее, возникающее при его ориентации вдоль этой оси.

Имея общее выражение (23) для магнитного поглощения ММЧ эллипсоидальной формы, по аналогии с электрическим нетрудно записать поглощение для случая низкочастотного рассеяния через компоненты тензора оптической проводимости, обусловленной в данном случае магнитной составляющей ЭМ волны (обозначим ее с индексом  $M$ ):

$$W_{LF} = \frac{V}{2} [\sigma_{M,\parallel}^{LF} \mathbf{H}_\parallel^2 + \sigma_{M,\perp}^{LF} \mathbf{H}_\perp^2], \quad (34)$$

где

$$\sigma_{M,\parallel}^{LF} = \frac{3}{32} \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R_\perp^3 \rho_L(e_p), \quad (35)$$

$$\sigma_{M,\perp}^{LF} = \frac{3}{32} \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R_\perp^3 \left( \frac{R_\parallel^2}{R_\parallel^2 + R_\perp^2} \right)^2 \eta_L^M(e_p)$$

– его продольная и поперечная составляющие. В случае сферической частицы ( $R_\parallel = R_\perp \equiv R$ )

$$\sigma_M^{LF} = \frac{1}{16} \frac{ne^2}{mv_F} \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 R^3 \quad (36)$$



становится скалярной величиной. В общем случае несферических частиц  $\sigma_M^{LF}$  является тензорной величиной, существенно зависящей от формы частицы. На рис. 1 (кривая 1) проиллюстрирована зависимость отношения проводимостей вдоль взаимно-перпендикулярных направлений от формы эллипсоида, задаваемой отношением длин его полуосей  $R_{\perp}/R_{\parallel}$ . Зависимость построена в соответствии с формулами (35). По рисунку можно проследить, как изменяется отношение проводимостей в сплюснутой ММЧ по сравнению с частицей вытянутой формы.

### 5. Высокочастотное поглощение

Будем считать, что в этом случае также  $\omega \gg \nu$ . Тогда

$$\Re\left\{\frac{1}{\nu}\psi_1(\nu)\right\} \approx \frac{\nu'}{2R\omega^2}, \quad \Re\left\{\frac{1}{\nu}\psi_2(\nu)\right\} \approx \frac{\nu'}{8R\omega^2}, \quad (37)$$

и (19) можно переписать в виде

$$W_{HF} \cong \frac{\pi e^2 m^3 R^2}{4(2\pi\hbar)^3 \omega^2} \int d\mathbf{v} \delta(\varepsilon - \mu) \left[ \sum_{ij}^3 |\alpha_{ij}|^2 R_j^2 v_i^2 v' + \frac{R^2}{2} \sum_{ij}^3 |\alpha_{ij} + \alpha_{ji}|^2 \frac{v_i^2 v_j^2}{v'} \right]. \quad (38)$$

После интегрирования по  $\mathbf{v}$  с учетом (24) и (25) получаем для магнитного поглощения в высокочастотном случае выражение

$$W_{HF} = \frac{9}{128} V \frac{ne^2}{mc^2} v_F R_{\perp} \left[ \rho_H(e_p) \mathbf{H}_{\parallel}^2 + \eta_H^M(e_p) \left( \frac{R_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2 + R_{\perp}^2} \right)^2 \mathbf{H}_{\perp}^2 \right]. \quad (39)$$

Здесь зависящие от эксцентриситетов эллипсоида функции есть

$$\rho_H(e_p) = \begin{cases} \frac{1}{8e_p^2} (1 + 2e_p^2) \sqrt{1 - e_p^2} - \frac{1}{8e_p^3} (1 - 4e_p^2) \arcsin e_p, & R_{\perp} < R_{\parallel}, \\ -\frac{1}{8e_p^2} (1 - 2e_p^2) \sqrt{1 + e_p^2} + \frac{1}{8e_p^3} (1 + 4e_p^2) \ln(e_p + \sqrt{1 + e_p^2}), & R_{\perp} > R_{\parallel}. \end{cases} \quad (40)$$

$$\eta_H^M(e_p) = \begin{cases} -\frac{1}{4e_p^2} (1 - 8e_p^2 + 4e_p^4) \sqrt{1 - e_p^2} + \frac{1}{4e_p^3} (1 + 2e_p^2) \arcsin e_p, & R_{\perp} < R_{\parallel}, \\ \frac{1}{4e_p^2} (1 + 8e_p^2 + 4e_p^4) \sqrt{1 + e_p^2} - \frac{1}{4e_p^3} (1 - 2e_p^2) \ln(e_p + \sqrt{1 + e_p^2}), & R_{\perp} > R_{\parallel}. \end{cases} \quad (41)$$

В предельных случаях они ведут себя следующим образом:

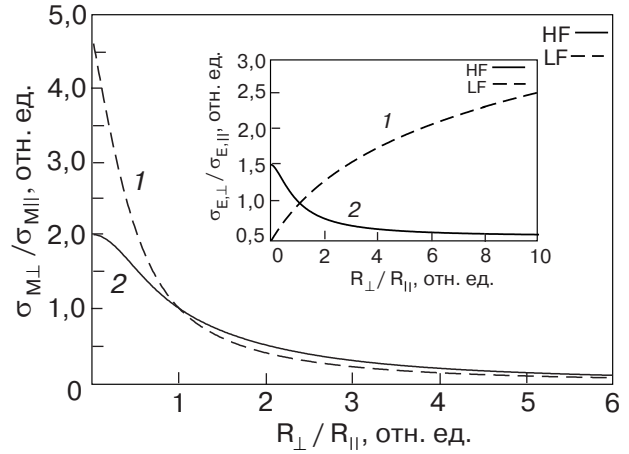


Рис. 1. Зависимость отношения оптической проводимости поперек и вдоль оси вращения эллипсоида от отношения полуосей ММЧ эллипсоидной формы для случая низких  $\omega \ll \omega_{fl}$  (1) и высоких  $\omega \gg \omega_{fl}$  (2) частот. На вставке показаны те же зависимости для оптической проводимости, обусловленной электрической составляющей ЭМ волны [16].

$$\rho_H(e_p) = \begin{cases} \frac{3}{16}\pi, & R_\perp \ll R_\parallel, \\ \frac{2}{3}, & R_\perp = R_\parallel, \\ \frac{1}{4} \frac{R_\perp}{R_\parallel}, & R_\perp \gg R_\parallel. \end{cases}, \quad (42)$$

$$\eta_H^M(e_p) = \begin{cases} \frac{\pi}{4} \left(1 + \frac{1}{2}\right), & R_\perp \ll R_\parallel, \\ \frac{8}{3}, & R_\perp = R_\parallel \equiv R, \\ \left(\frac{R_\perp}{R_\parallel}\right)^3, & R_\perp \gg R_\parallel. \end{cases}$$

Это позволяет определить поглощаемую энергию ММЧ, имеющей форму вытянутого эллипсоида, сферы или диска, для которых, соответственно, находим:

$$W_{HF} \approx \frac{27\pi}{8 \cdot 128} V \frac{ne^2 v_F}{mc^2} R_\perp \left\{ \frac{1}{2} \mathbf{H}_\parallel^2 + \mathbf{H}_\perp^2 \right\}, \quad R_\perp \ll R_\parallel. \quad (43)$$

$$W_{HF} \approx \frac{3}{64} V \frac{ne^2 v_F}{mc^2} R \mathbf{H}_0^2, \quad R_\perp = R_\parallel \equiv R, \quad (44)$$

$$W_{HF} \approx \frac{9}{128} V \frac{ne^2 v_F}{mc^2} R_\parallel \left\{ \left(\frac{R_\perp}{2R_\parallel}\right)^2 \mathbf{H}_\parallel^2 + \mathbf{H}_\perp^2 \right\}, \quad R_\perp \gg R_\parallel. \quad (45)$$

Аналогично предыдущему случаю, из формулы (43) находим, в частности, что магнитное поглощение ММЧ, имеющей форму сильно вытянутого эллипсоида, при ориентации ее оси вращения перпендикулярно внешнему магнитному полю, в два раза превышает соответствующее при ее расположении вдоль поля.

Если, по аналогии с (34), выразить поглощаемую энергию через компоненты тензора, соответствующие оптической проводимости, обусловленной магнитным полем, то для высокочастотного случая получим:

$$\sigma_{M,\parallel}^{HF} = \frac{9}{64} \frac{ne^2}{mc^2} v_F R_\perp \rho_H(e_p), \quad (46)$$

$$\sigma_{M,\perp}^{HF} = \frac{9}{64} \frac{ne^2}{mc^2} v_F R_\perp \left( \frac{R_\parallel^2}{R_\parallel^2 + R_\perp^2} \right)^2 \eta_H^M(e_p).$$

Кривая 2 на рис. 1 иллюстрирует зависимость отношения компонент тензора высокочастотной проводимости вдоль взаимно перпендикулярных направлений от отношения длин полуосей эллипсоида. Зависимость построена в соответствии с формулами (46). Сравнивая полученный результат с низкочастотным случаем (кривая 1), видим, что для сплюснутых частиц в интервале  $1 < R_\perp/R_\parallel < 6$  высокочастотная поперечная проводимость незначительно превышает низкочастотную. Для частиц вытянутой формы наоборот — низкочастотная поперечная проводимость становится заметно больше. Для сферической частицы низко- и высокочастотная проводимости совпадают. На вставке показаны аналогичные зависимости для оптической проводимости, обусловленной электрической компонентой ЭМ волны [16].

Используя результаты работы [16] для электрического поглощения  $W_E$  и выражение (26) для магнитного поглощения, можно сравнить их относительный вклад также и в низкочастотном случае. При этом необходимо выбрать какую-либо из возможных поляризаций. Поляризацию, при которой вектор электрической волны направлен вдоль длинной оси эллипсоида ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{E}_\parallel$ ,  $\mathbf{E}_\perp = 0$ ) и, соответственно, вектор магнитной волны  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\perp$ ,  $\mathbf{H}_\parallel = 0$ , будем называть EL–MT-поляризацией. Если же направить вектор электрической волны вдоль короткой оси эллипсоида ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{E}_\perp$ ,  $\mathbf{E}_\parallel = 0$ ), то для вектора магнитной волны существуют уже два возможных направления: вдоль длинной ( $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\parallel$ ,  $\mathbf{H}_\perp = 0$ ) или вдоль короткой ( $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\perp$ ,  $\mathbf{H}_\parallel = 0$ ) оси эллипсоида. Первую из этих возможностей мы назовем ET–ML-поляризацией, тогда как вторую — ET–MT-поляризацией. Для поляризаций EL–MT и ET–ML отношение поглощаемой энергии в низкочастотном случае задается соотношением

$$\frac{W_{LF}^M}{W_{LF}^E} \Big|_{\substack{EL-MT \\ ET-ML}} = \frac{1}{12} \left( \frac{\omega}{c} R_\perp \right)^2 \frac{\rho_L(e_p) \mathbf{H}_\parallel^2 + [1 + (R_\perp/R_\parallel)^2]^{-2} \eta_L^M(e_p) \mathbf{H}_\perp^2}{\frac{\eta_L^E(e_p)}{L_\parallel(e_p, \omega)} \mathbf{E}_\parallel^2 + \frac{\rho_L(e_p)}{L_\perp(e_p, \omega)} \mathbf{E}_\perp^2}, \quad (47)$$



и для ЕТ–МТ-поляризации –

$$\frac{W_{LF}^M}{W_{LF}^E} \Big|_{ET-MT} = \frac{1}{12} \left( \frac{\omega}{c} R_{\perp} \right)^2 \frac{\eta_L^M(e_p) L_{\perp}(e_p, \omega) \mathbf{H}_{\perp}^2}{\rho_L(e_p) [1 + (R_{\perp}/R_{\parallel})^2]^2 \mathbf{E}_{\perp}^2}, \quad (48)$$

где для электрического поля

$$\eta_L^E(e_p) = \begin{cases} -\frac{1}{e_p^2} \sqrt{1 - e_p^2} + \frac{1}{e_p^3} \arcsin e_p, & R_{\perp} < R_{\parallel} \\ \frac{1}{e_p^2} \sqrt{1 + e_p^2} - \frac{1}{e_p^3} \ln(e_p + \sqrt{1 + e_p^2}), & R_{\perp} > R_{\parallel} \end{cases}, \quad (49)$$

а внутреннее электрическое поле выражено через внешнее поле посредством фактора

$$L_{\parallel, \perp}(e_p, \omega) = 1 + L_{\parallel, \perp}(e_p) [\varepsilon'(\omega) - 1]^2 + [L_{\parallel, \perp}(e_p) \varepsilon''(\omega)]^2, \quad (50)$$

$$L_{\perp}(e_p) = \frac{1}{2} (1 - L_{\parallel}(e_p)), \quad L_{\parallel}(e_p) = \begin{cases} \frac{1 - e_p^2}{2e_p^3} \left( \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} - 2e_p \right), & R_{\perp} < R_{\parallel} \\ \frac{1 + e_p^2}{e_p^3} (e_p - \arctg e_p), & R_{\perp} > R_{\parallel} \end{cases}, \quad (51)$$

остальные обозначения соответствуют введенным ранее.

На рис. 2 приведены зависимости  $W_{LF}^M/W_{LF}^E$  для двух поляризации (ЕЛ–МТ и ЕТ–МЛ) с изме-

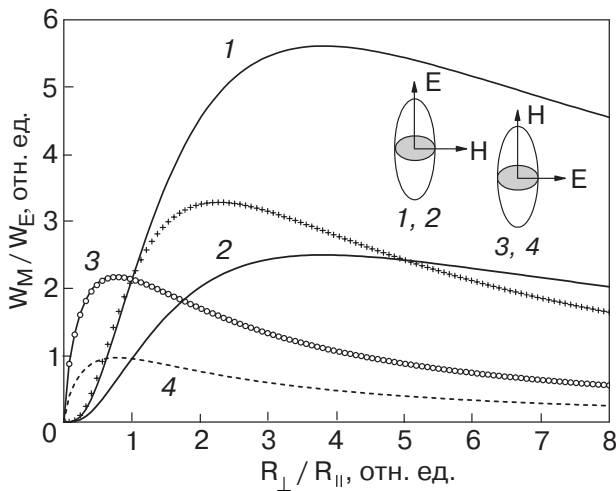


Рис. 2. Зависимость отношения поглощаемой энергии магнитного и электрического поля от отношения полуосей ММЧ, имеющей форму эллипсоида вращения, на частотах  $\omega \ll \omega_{fl}$  для двух поляризации падающей волны: ЕЛ–МТ (1, 2) и ЕТ–МЛ (3, 4). Частицам с  $R = 75 \text{ \AA}$  соответствуют кривые (1) и (3); и с  $R = 50 \text{ \AA}$  – (2) и (4). Результаты для частицы с  $R = 300 \text{ \AA}$  на частотах  $\omega \gg \omega_{fl}$  представлены для ЕЛ–МТ-поляризации (×); и для ЕТ–МЛ-поляризации (совпадающие с (3)) – (○). На вставках показаны поляризации ЭМ волны относительно эллипсоида.

нением формы эллипсоида. Видно, что если для частиц сферической формы радиусом  $50 \text{ \AA}$  вклад в поглощение электрической и магнитной компоненты приблизительно одинаков, то для частиц с  $R = 75 \text{ \AA}$  вклад магнитной составляющей уже в два раза больше. В случае высоких частот (например, при  $\omega = 2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$  [16]) такой рост становится возможным (независимо от поляризации) только для частиц радиусом  $300 \text{ \AA}$ . Ход  $W_{LF}^M/W_{LF}^E$  с изменением соотношения  $R_{\perp}/R_{\parallel}$  для этого случая отмечен на рис. 2 крестиками. Для ЕТ–МЛ поляризации он в точности повторяет ход зависимости для частиц с  $R = 75 \text{ \AA}$ . С изменением формы частицы от сферической к антенно-подобной магнитное поглощение уменьшается в поляризациях (ЕЛ–МТ и ЕТ–МЛ), однако при переходе ее к дископодобному виду магнитное поглощение возрастает для ЕЛ–МТ поляризации и падает для ЕТ–МЛ поляризации. Отметим, что наибольшего значения отношение  $W_{LF}^M/W_{LF}^E$  достигает в ЕЛ–МТ-поляризации для частиц сплюснутой формы при  $R_{\perp}/R_{\parallel} \approx 4$  (независимо от радиуса частицы до ее деформации), в то время как для ЕТ–МЛ поляризации  $W_{LF}^M/W_{LF}^E$  достигает максимального значения для частиц вытянутой формы, которое лишь немного превышает соответствующее значение для сферической частицы.

На рис. 3 представлены те же зависимости для оставшейся ЕТ–МТ поляризации ЭМ волны. При совпадении соотношения для поглощаемой энергии в сферической частице с изменением ее формы в этом

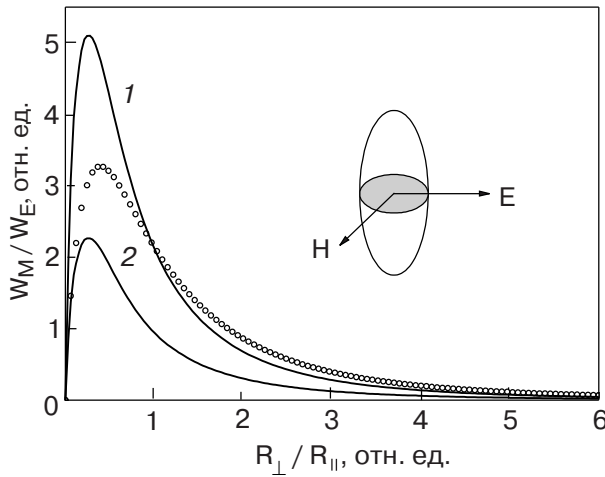


Рис. 3. Зависимость отношения поглощаемой энергии магнитного и электрического поля от отношения полуосей ММЧ, имеющей форму эллипсоида вращения, при  $\omega \ll \omega_{\text{pl}}$  и ориентации электрического поля вдоль короткой оси эллипсоида в МТ-поляризации магнитного вектора. Частице с  $R = 75 \text{ \AA}$  соответствует кривая (1) и с  $R = 50 \text{ \AA}$  — (2). Результаты для частицы с  $R = 300 \text{ \AA}$  на частотах  $\omega \gg \omega_{\text{pl}}$  в этой же поляризации электрического и магнитного векторов отображены через (O).

случае наблюдается явление, обратное описанному выше для ЕL–МТ поляризации: магнитное поглощение растет по сравнению с электрическим в ММЧ вытянутой формы и падает в сплюснутых частицах. При этом рост  $W_{LF}^M/W_{LF}^E$  достигает максимума для частиц вытянутой формы (независимо от первоначального радиуса частицы) при соотношении радиусов  $R_{\perp}/R_{\parallel} \approx 0,25$ , и с уменьшением этого отношения обнаружено падение вклада магнитного поглощения по отношению к вкладу электрического поглощения.

Таким образом, из расчетов, проиллюстрированных на рис. 2 и 3, видно, что если магнитное поглощение в сферической частице, например, в два раза превышает электрическое, то при деформации такой частицы в четыре раза (к сплюснутому или вытянутому виду) можно добиться для определенных поляризаций увеличения магнитного поглощения более чем в пять раз.

## 6. Заключение

Для ММЧ эллипсоидальной формы, размеры которых намного меньше длины падающей ЭМ волны и толщины скин-слоя, проведен расчет энергии магнитного поглощения в области частот как превышающих, так и меньших характерной частоты свободного пробега электрона между стенками частицы. Рассмотрены случаи, когда длина свободного пробега электрона может как превышать, так и быть меньше размера частицы. Предполагалось, что электроны

диффузным образом отражаются от внутренней поверхности частицы.

В условиях, при которых доминирует объемное или поверхностное рассеяние электронов, получены аналитические выражения, позволяющие определить зависимость энергии, поглощаемой частицей, от ее формы и ориентации по отношению к направлению падающего излучения. Показано, что для несферических частиц оптическая проводимость, обусловленная магнитной составляющей ЭМ волны, в отличие от классического случая Друде, становится тензорной величиной. Для частиц, имеющих форму эллипсоида вращения, найдены компоненты этого тензора и исследована их зависимость при отклонении от сферической формы. Получены простые аналитические выражения для энергии, поглощаемой сильно вытянутыми или сплюснутыми частицами.

Обнаружена особенность низкосимметричных ММЧ, состоящая в том, что магнитное поглощение может как превышать, так и быть меньше электрического в зависимости от формы частицы и ее ориентации по отношению к направлению падающего излучения ЭМ волны. Показано, в частности, что уже для сферических частиц радиусом  $50 \text{ \AA}$  на частотах, меньших частоты пробега электрона между стенками, магнитное поглощение в трех разных поляризациях сравнивается по величине с электрическим поглощением и при последующем росте радиуса частицы начинает его превышать. Установлено, что при отклонении формы частицы от сферической в сторону ее сплюснутости можно получить рост магнитного поглощения, если направить  $\mathbf{E}_0$  вдоль длинной оси эллипсоида. Если же  $\mathbf{E}_0$  направить вдоль короткой оси, то значительного роста магнитного поглощения (в сравнении со сферической частицей) можно достичь для частиц вытянутой формы в МТ поляризации и небольшого в МЛ поляризации. При таких поляризациях для сплюснутых частиц доминирующим является электрическое поглощение.

1. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, Мир, Москва (1986).
2. И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва (1971).
3. D.M. Wood and N.W. Ashcroft, *Phys. Rev.* **B25**, 6255 (1982).
4. P.M. Tomchuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **25**, 1233 (2003).
5. А.А. Бендицкий, Л.В. Видута, В.И. Конев, С.М. Пименов, А.М. Прохоров, П.М. Томчук и др. *Поверхность* **10**, 48 (1988).
6. R. Ruppin and H. Yaton, *Phys. Status Solidi* **B74**, 647 (1976).
7. R. Ruppin, *Phys. Rev.* **B19**, 1318 (1979).
8. A.J. Glick and E.D. Yorke, *Phys. Rev.* **B18**, 2490 (1978).

9. H.J. Trodahl, *Phys. Rev.* **B19**, 1316 (1979).
10. D.V. Tanner, *Phys. Rev.* **B30**, 1042 (1984).
11. A. Kawabata and R. Kubo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **21**, 1765 (1966).
12. Э.А. Маныкин, П.П. Полуэктов, Ю.Г. Рубежный, *ЖЭТФ* **70**, 2117 (1976).
13. А.Г. Лесскис, В.Е. Пастернак, А.А. Юшканов, *ЖЭТФ* **83**, 310 (1982).
14. Э.В. Завитаев, А.А. Юшканов, Ю.И. Яламов, *ЖЭТФ* **124**, 1112 (2003).
15. Э.В. Завитаев, А.А. Юшканов, *Оптика и спектроскопия* **97**, 131 (2004); *Письма в ЖТФ* **30**, 74 (2004).
16. П.М. Томчук, Б.П. Томчук, *ЖЭТФ* **112**, 661 (1997).
17. Г. ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами*, Изд-во иностр. лит., Москва (1961).
18. Ю.И. Петров, *Физика малых частиц*, Наука, Москва (1982).
19. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
20. С. Pecharroman and J.E. Iglesias, *Phys. Rev.* **B49**, 7137 (1994).
21. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
22. В.П. Силин, А.А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, Госатомиздат, Москва (1961), § 17.
23. В.Г. Песчанский, М.Я. Азбель, *ЖЭТФ* **55**, 1980 (1968).
24. А.Ф. Андреев, *УФН* **105**, 113 (1971).
25. Р. Курант, *Уравнения с частными производными*, Мир, Москва (1964), гл. 2.

## Magnetic absorption of electromagnetic waves by small metallic particle of ellipsoidal form

N.I. Grigorchuk and P.M. Tomchuk

The magnetic absorption of electromagnetic waves by a small metallic particle of an ellipsoidal form at frequencies higher and lower than the frequency of an free path electron between the particle walls is studied. The diffuse reflection of the electron from an intrinsic surface of the particle was chosen as the boundary conditions. For the case, where the skin-depth is great compared to the typical sizes of the particle, analytical expressions are derived to determine the dependence of the energy absorbed by the particle on its form and orientation with respect to the direction of incident radiation. The low-frequency absorption by small metallic particle is analyzed in details for the first time. For particles in the form of oblate and prolate ellipsoids of revolution it is shown for which of their initial sizes and incident polarizations, the magnetic absorption becomes predominant in comparison with the electrical one.