

УДК 538.975

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ H -ВОЛНЫ С ТОНКИМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ СЛОЕМ

© 2019 г. А. И. Уткин¹, *, А. А. Юшканов²

¹Государственный гуманитарно-технологический университет,
142611 Орехово-Зуево, Московская область, Россия

²Московский государственный областной университет,
105005 Москва, Россия

*E-mail: aiutkin@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.01.2018 г.

После доработки 14.01.2018 г.

Принята к публикации 14.01.2018 г.

Выполнен расчет взаимодействия электромагнитной H -волны с тонким металлическим слоем с учетом различных коэффициентов зеркальности q_1 и q_2 его поверхностей при различных углах θ падения волны, когда электрическое поле неоднородно. Учтено влияние зависимости электрической проводимости слоя от неоднородности электрического поля на характеристики взаимодействия электромагнитного поля со слоем. Проведен анализ поведения коэффициентов отражения R , прохождения T и поглощения A в зависимости от частоты внешнего поля, частоты объемных столкновений электронов и от угла падения волны θ .

Ключевые слова: тонкая металлическая пленка, электромагнитная H -волна, коэффициент зеркальности, волновое число, неоднородное электрическое поле.

DOI: 10.1134/S0207352819030181

ВВЕДЕНИЕ

В нано-, опто- и микроэлектронике исследованию электромагнитных свойств, параметров тонких проводящих пленок и мелких металлических частиц, в частности их взаимодействию с электромагнитным излучением, уделяется большое внимание [1–11]. Тонкие проводящие пленки находят обширное применение в качестве проводящих, светоотражающих, преобразующих, защитных покрытий. Несмотря на широкий интерес к тонким проводящим пленкам, существует множество нерешенных задач. Одна из таких задач будет рассмотрена ниже. Отметим, что настоящая работа является продолжением [12–14]. В [13] рассмотрено влияние коэффициентов зеркальности на взаимодействие электромагнитной H -волны с тонкой металлической пленкой. Однако в этой работе, как и в [12], электрическое поле E считали однородным. В целом ряде задач электрическое поле в проводящем слое неоднородно. К этому ряду относятся: задача о поверхностных плазменных колебаниях в проводящем слое [15] и задача о взаимодействии наклонно падающей электромагнитной волны с тонким слоем [16]. Отметим, что необходимость учета раз-

ных коэффициентов зеркальности связана с тем, что тонкий слой граничит с разными средами, и это неизбежно влияет на характеристики рассеяния электронов на его поверхностях. А граничные условия оказывают существенное влияние на отражение и прохождение электромагнитного излучения. В настоящей работе будет сделан акцент на анализ поведения коэффициентов отражения R , поглощения A и прохождения T в зависимости от коэффициентов зеркальности q_1 и q_2 при отражении электронов от поверхностей тонкой металлической пленки, от различных углов падения электромагнитной H -волны θ в случае неоднородного, периодического по времени электрического поля E . В рассматриваемом случае толщина тонкой металлической пленки a не превышает толщины скин-слоя δ и сравнима со средней длиной свободного пробега электронов Λ . Для типичных металлов минимальная толщина скин-слоя $\delta \sim 100$ нм [17]. Поэтому скин-эффект не учитывается, и данная задача допускает аналитическое решение для произвольных граничных условий. Не учитываются также и квантовые эффекты. Попытка их учета была предпринята в [18] в слу-

чае квантовой пленки в диэлектрическом окружении.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим тонкий металлической слой толщиной a с коэффициентами зеркальности q_1 и q_2 при отражении электронов, соответственно, от верхней и нижней поверхности этого слоя при падении на него электромагнитной H -волны под углом θ . Уточним: если вектор электрического поля параллелен поверхности слоя пленки, то такая электромагнитная волна называется H -волна. Электрическое поле электромагнитной волны параллельно координатной оси X , координатная ось Z направлена вглубь тонкого металлического слоя.

Напряженность электрического поля внутри металлического слоя в рассматриваемой конфигурации имеет вид:

$$E_x = E_0(z) \exp(-i\omega t + ik_y z),$$

здесь ω – частота переменного электрического поля, k_y – проекция волнового вектора, z – координата.

Поведение электромагнитного поля внутри тонкого металлического слоя описывается следующей системой уравнений [19]:

$$\begin{cases} \frac{dE_x}{dx} - ikH_y = 0, \\ \frac{dH_y}{dx} + ik(\sin^2(\theta) - 1)E_x = -\frac{4\pi}{c}j_x. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $k = \omega/c$ – волновое число, c – скорость света, j_x – проекция плотности электрического тока.

В рассматриваемом случае $j_y = j_z = 0$. Поэтому $j_x = j$, j – плотность тока в слое. Отметим, что в общем случае плотность тока зависит от величины k_y .

Взаимодействие электромагнитной H -волны с тонким металлическим слоем характеризуется коэффициентами отражения R , прохождения T и поглощения A . Они имеют вид [12]:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{4} |P^k - P^l|^2, \quad R = \frac{1}{4} |P^k + P^l|^2, \\ A &= 1 - T - R. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти формулы содержат две величины P^k и P^l , связанные с поверхностными импедансами Z^k и Z^l на нижней поверхности тонкого металлического слоя и углом падения волны θ . Они определяются следующим образом [12]:

$$P^k = \frac{Z^k \cos(\theta) - 1}{Z^k \cos(\theta) + 1}, \quad P^l = \frac{Z^l \cos(\theta) - 1}{Z^l \cos(\theta) + 1}. \quad (3)$$

Импеданс Z^k соответствует антисимметричной конфигурации электрического поля: $E_x(0) =$

$= -E_x(a)$, $H_y(0) = H_y(a)$, а Z^l – симметричной: $E_x(0) = E_x(a)$, $H_y(0) = -H_y(a)$.

Импеданс в обоих случаях имеет вид:

$$Z^k = Z^l = \frac{E_x(0)}{H_y(0)}. \quad (4)$$

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ H -ВОЛНА И ТОНКИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ СЛОЙ

Пусть толщина тонкого металлического слоя a меньше глубины скин-слоя δ . Известно, что глубина скин-слоя сильно зависит от частоты внешнего поля: по мере роста частоты δ уменьшается. Минимальная глубина скин-слоя в инфракрасном диапазоне длин волн для типичных металлов $\delta \approx 10^{-5}$ см [17]. Таким образом, можно рассматривать любые частоты поля при условии, что $a < < 10^{-5}$ см. Электрическое и магнитное поля будут очень мало меняться на расстояниях $a < \delta$. В случае антисимметричной конфигурации электрического поля (когда $H_y(0) = H_y(a)$) можно принять величину H_y постоянной, а изменение напряженности электрического поля с толщиной можно определить из первого выражения системы уравнений (1):

$$E_x(a) - E_x(0) = ikaH_y. \quad (5)$$

Учет антисимметричного характера электрического поля приводит выражение (5) к виду:

$$E_x(0) = -\frac{ikaH_y}{2}.$$

Учитывая (4) для импеданса, в случае антисимметричной конфигурации поля будем иметь:

$$Z^k = -ika/2. \quad (6)$$

В случае симметричной конфигурации, когда $E_x(0) = E_x(a)$, можно принять величину E_x постоянной, а изменение напряженности магнитного поля с толщиной можно определить из второго выражения системы уравнений (1):

$$H_y(a) - H_y(0) = -ika(\sin^2(\theta) - 1)E_x - \frac{4\pi}{c} \int_0^a jdz. \quad (7)$$

Для дальнейших расчетов необходимо ввести электрическую проводимость, которая будет усреднена по толщине тонкого металлического слоя a [11]:

$$\sigma_a = \frac{1}{E_x a} \int_0^a jdz = \frac{1}{a} \int_0^a \sigma dz. \quad (8)$$

Для плотности электрического тока имеем:

$$j = \sigma E_x,$$

здесь σ – электрическая проводимость слоя.

После учета выражения (8) и симметрии магнитного поля выражение (7) примет вид:

$$H_y(0) = \frac{1}{2}ika(\sin^2(\theta) - 1)E_x + \frac{2\pi a\sigma_a}{c}E_x.$$

Принимая во внимание выражение (4), в случае симметричной конфигурации электрического поля для импеданса будем иметь:

$$Z^l = \frac{2c}{icka(\sin^2(\theta) - 1) + 4\pi a\sigma_a}. \quad (9)$$

В соответствии с (9) и (6) выражение (3) примет вид:

$$P^k = \frac{ika \cos(\theta) + 2}{ika \cos(\theta) - 2}, \quad (10)$$

$$P^l = \frac{2c \cos(\theta) - 4\pi a\sigma_a - icka(\sin^2(\theta) - 1)}{2c \cos(\theta) + 4\pi a\sigma_a + icka(\sin^2(\theta) - 1)}.$$

При учете (10) выражение (2) для коэффициентов R , T , A после упрощения примет вид:

$$T = \left| \frac{\cos(\theta)^2(-a^2ck^2 \cos(\theta)^2 - 4\pi aik\sigma_a - 4c^2)}{(ika \cos(\theta) - 2)^2(ack \cos(\theta)^2 - 4\pi a\sigma_a - 2c \cos(\theta))^2} \right|,$$

$$R = 64 \left| \frac{a^2\pi^2\sigma_a^2}{(ika \cos(\theta) - 2)^2(ack \cos(\theta)^2 - 4\pi a\sigma_a - 2c \cos(\theta))^2} \right|,$$

$$A = 1 - T - R. \quad (11)$$

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, УСРЕДНЕННАЯ ПО ТОЛЩИНЕ ТОНКОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ

Для определения коэффициентов R , T , A необходимо знать, как зависит величина σ_a для тонкого металлического слоя от толщины слоя a и проекции волнового вектора k_y . Для выяснения этого рассмотрим тонкий металлический слой толщиной a с коэффициентами зеркальности верхней q_1 и нижней q_2 поверхности слоя в случае неоднородного, периодического по времени электрического поля:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t + ik_y y). \quad (12)$$

Здесь ω – частота переменного электрического поля, приложенного к проводящему слою, k_y – проекция волнового вектора, y – координата.

Электрическое поле \mathbf{E} параллельно проводящему слою и направлено вдоль координатной оси X , координатная ось Z направлена вверх, вглубь тонкого слоя. Начало координат находится на поверхности тонкого слоя. Неоднородное, периодическое по времени электрическое поле воздействует на электроны в металлическом слое, вызывая отклонение f_1 их функции распределения f от равновесной функции Ферми–Дирака f_0 :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(\varepsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad \varepsilon = \frac{m\mathbf{v}^2}{2}, \quad (13)$$

где m и \mathbf{v} – соответственно, эффективная масса и скорость электрона.

Это приводит к возникновению электрического тока в металлическом слое [20]:

$$j = \frac{3}{4} \frac{ne}{\pi v_F^3} \int \mathbf{v} f_1 d^3v,$$

$$n = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int f_0 d^3v = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \times \frac{4}{3} \pi v_F^3, \quad (14)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

где e , h , n и σ – соответственно, заряд электрона, постоянная Планка, концентрация электронов проводимости и электрическая проводимость.

Для равновесной функции f_0 используем ступенчатую аппроксимацию:

$$f_0(\varepsilon) = \eta(\varepsilon_F - \varepsilon) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_F \\ 0, & \varepsilon_F < \varepsilon \end{cases}, \quad \varepsilon_F = \frac{mv_F^2}{2},$$

где ε_F и v_F – соответственно, энергия и скорость Ферми. Предполагается, что ферми-поверхность имеет сферическую форму.

Таким образом, необходимо найти отклонение f_1 функции распределения электронов от равновесной функции Ферми–Дирака f_0 , которое возникает под действием неоднородного, периодического по времени внешнего поля. В линейном приближении внешнего поля и в случае малых отклонений функции f_1 от функции f_0 функция f_1 удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана для электронов в приближении времени релаксации [21, 22]:

$$-i\omega f_1 + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} - e(\mathbf{v}\mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}. \quad (15)$$

Здесь τ и e – соответственно, время релаксации и заряд электрона. Длина среднего свободного пробега электронов Λ и время релаксации электрона τ связаны соотношением: $\Lambda = v_F \tau$.

Функцию f_1 будем искать в виде:

$$f_1(y, z, \mathbf{v}) = f_1^0(y, z, \mathbf{v}) \exp(-i\omega t + ik_y v_y y).$$

Тогда кинетическое уравнение Больцмана для электронов в приближении времени релаксации (15) примет вид:

$$ik_y v_y f_1 + v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} - i\omega f_1 = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (16)$$

здесь v_x , v_y и v_z – соответственно, проекции скорости электронов на оси X , Y и Z .

Решая уравнение (16), получаем для функции f_1 :

$$f_1(y, z, \mathbf{v}) = \frac{eE}{m(1/\tau - i\omega + ik_y v_y)} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \times \left(1 + \varphi(\mathbf{v}) \exp\left(-\frac{z}{v_z}(1/\tau - i\omega + ik_y v_y)\right) \right).$$

$$\begin{cases} f_1^+(y, z, \mathbf{v}) = A(1 + \varphi^+(\mathbf{v}) \exp(-\Omega z/a)), & v_z > 0, \\ f_1^-(y, z, \mathbf{v}) = A(1 + \varphi^-(\mathbf{v}) \exp(-\Omega(1 - z/a))), & v_z < 0; \end{cases} \quad (17)$$

здесь

$$\Omega = \frac{a}{v_z}(1/\tau - i\omega + ik_y v_y),$$

$$A = \frac{eE}{m(1/\tau - i\omega + ik_y v_y)} \frac{\partial f_0}{\partial v_x}.$$

Функции $\varphi^+(\mathbf{v})$ и $\varphi^-(\mathbf{v})$ также связаны с движением электронов в направлении оси Z и в противоположном направлении соответственно:

$$\begin{aligned} z = 0, \quad f_1^+ &= q_1 f_1^-(-v_z, y), \\ z = a, \quad f_1^- &= q_2 f_1^+(-v_z, y); \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{cases} 1 + \varphi^+(v_z) = q_1(1 + \varphi^-(-v_z) \exp(-\Omega)), \\ 1 + \varphi^-(v_z) = q_2(1 + \varphi^+(-v_z) \exp(-\Omega)). \end{cases}$$

Подставляя выражение (17) с учетом (18) в выражение для тока (14), перейдя в сферическую систему координат в пространстве скоростей (v, θ_1, φ) , получим выражение для локальной электрической проводимости тонкого слоя, которое проинтегрируем по z в пределах от 0 до a , сделав подстановку вида $t = \cos\theta_1$. В итоге получим аналитическое выражение для полной электрической проводимости как функции безразмерной комплексной частоты рассеяния электронов Ω с коэффициентами зеркальности верхней q_1 и нижней q_2 поверхностей тонкого слоя:

Функция $\varphi(\mathbf{v})$ определяется из граничных условий на поверхностях металлического слоя. Таким образом, для однозначного определения функции f_1 необходимо задать граничные условия для тонкого металлического слоя. На поверхностях слоя будем рассматривать зеркально-диффузные граничные условия [21, 22]. Если учесть, что коэффициенты зеркальности поверхностей q_1 и q_2 различны, то граничные условия принимают вид:

$$\begin{aligned} f_1(y, v_z, z = a) &= q_2 f_1(y, -v_z, z = a), \quad v_z < 0, \\ f_1(y, v_z, z = 0) &= q_1 f_1(y, -v_z, z = 0), \quad v_z > 0. \end{aligned}$$

Тогда функцию распределения f_1 можно представить в виде f_1^+ – для электронов, движущихся в направлении оси Z ($v_z > 0$), и f_1^- – для всех электронов, движущихся в противоположном направлении оси Z ($v_z < 0$). Очевидно, что $f_1 = f_1^+ + f_1^-$.

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \frac{3}{4} \frac{a^2}{4\pi v_F} \sigma_0 \int_0^1 \int_0^{2\pi} \frac{(1-t^2) \cos(\varphi)^2}{\Omega} \left[2a + \right. \\ &+ \frac{at}{\Omega} \left[\frac{q_1 [q_2 \exp(-\Omega/t) - \exp(-\Omega/t) + 1] - 1}{q_1 q_2 \exp(-2\Omega/t) - 1} + \right. \\ &+ \left. \frac{q_2 [q_1 \exp(-\Omega/t) - \exp(-\Omega/t) + 1] - 1}{q_1 q_2 \exp(-2\Omega/t) - 1} \right] \times \\ &\left. \times [\exp(-\Omega/t) - 1] dt d\varphi. \right. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь $\sigma_0 = ne^2\tau/m$ – статическая электрическая проводимость, $\Omega = \frac{a}{v_F}(1/\tau - i\omega + ik_y v_F \sin\theta_1 \sin\varphi)$, m – эффективная масса электрона, e – заряд электрона, n – концентрация электронов проводимости.

В выражение для Ω введем безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} \Omega &= \frac{a}{v_F} \frac{1}{\tau} - \frac{a}{v_F} i\omega + \frac{a}{v_F} ik_y v_y = \\ &= x - iy + iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi. \end{aligned}$$

Здесь $k_y = (\omega/c)\sin\theta$, $\gamma = v_F/c$, $x = a/(v_F\tau)$ – безразмерная частота объемных столкновений электронов, $y = a\omega/v_F$ – безразмерная частота электрического поля.

Преобразуем выражение (19), упростим его и выделим функцию Σ , которая зависит только от q_1, q_2, x, y и θ :

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \sigma_0 a \Sigma, \\ \Sigma &= \frac{3}{4\pi} x \int_0^{2\pi} \int_0^1 \frac{(1-t^2) \cos(\varphi)^2}{x-iy+iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi} \left[2 + \frac{t}{x-iy+iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi} \times \right. \\ &\times \left. \left[q_1((2q_2-1)-q_2) \exp(-(x-iy+iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi)/t) + q_1 + q_2 - 2 \right] \times \right. \\ &\times \left. \left. \frac{\exp(-(x-iy+iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi)/t) - 1}{q_1 q_2 \exp(-2(x-iy+iy\gamma\sqrt{1-t^2} \sin\theta \sin\varphi)/t) - 1} \right] dt d\varphi. \right. \end{aligned} \quad (20)$$

Подставим выражение для Σ (20) в выражение для коэффициентов отражения R , прохождения T и поглощения A (11), выделим в нем не-

сколько безразмерных параметров. Тогда после упрощения выражение (11), примет окончательный вид:

$$\begin{aligned} T &= \left| \frac{\cos(\theta)^2 (-\gamma^2 y^2 c \cos(\theta)^2 - i\gamma x v_F s^2 \Sigma - 4c)^2}{(i\gamma y \cos\theta - 2)^2 (ci\gamma y \cos(\theta)^2 - axv_F s^2 \Sigma - 2c \cos\theta)^2} \right|, \\ R &= 4 \left| \frac{as^4 v_F^2 \pi \Sigma}{(i\gamma y \cos\theta - 2)^2 (ci\gamma y \cos(\theta)^2 - axv_F s^2 \Sigma - 2c \cos\theta)^2} \right|, \\ A &= 1 - T - R, \end{aligned} \quad (21)$$

где $\gamma = v_F/c$, $s = \omega_p \tau$, ω_p – плазменная частота.

Рассмотрим случай, когда волновым числом k можно пренебречь, σ_a не зависит от проекции волнового вектора k_y . Тогда формулы существенно упрощаются, и выражения для поверхностных импедансов (6) и (9) и выражение (19) для σ_a , соответственно, примут вид:

$$Z^k = 0, \quad Z^l = \frac{c}{2\pi a \sigma_{a0}}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{a0} &= \frac{3}{4} \frac{a^2}{\tau v_F} \sigma_0 \int_0^1 \frac{(1-t^2)}{\Omega} \left[2a + \frac{at}{\Omega} \times \right. \\ &\times \left[\frac{q_1 [q_2 \exp(-\Omega/t) - \exp(-\Omega/t) + 1] - 1}{q_1 q_2 \exp(-2\Omega/t) - 1} + \right. \\ &+ \left. \frac{q_2 [q_1 \exp(-\Omega/t) - \exp(-\Omega/t) + 1] - 1}{q_1 q_2 \exp(-2\Omega/t) - 1} \right] \times \\ &\times \left. \left[\exp(-\Omega/t) - 1 \right] dt, \right. \end{aligned} \quad (23)$$

здесь $\Omega = a/(v_F \tau) - ia\omega/v_F = x - iy$.

Преобразуем выражение (23), упростим его и выделим функцию Σ_0 , которая зависит только от q_1 , q_2 , x и y :

$$\sigma_{a0} = \sigma_0 a \Sigma_0,$$

$$\begin{aligned} \Sigma_0 &= \frac{3}{4} \frac{x}{(x-iy)} \int_0^1 (1-t^2) \left[2 + \frac{t}{x-iy} \times \right. \\ &\times \left. \left[q_1((2q_2-1)-q_2) \exp(-(x-iy)/t) + q_1 + q_2 - 2 \right] \times \right. \\ &\times \left. \frac{\exp(-(x-iy)/t) - 1}{q_1 q_2 \exp(-2(x-iy)/t) - 1} \right] dt. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставим выражение для поверхностных импедансов (22) в (3) и введем несколько безразмерных параметров. Тогда выражение (2) для коэффициентов R , T и A с учетом (24) примет окончательный вид:

$$\begin{aligned} T_0 &= \frac{1}{\left| 1 + 1/2 (x\gamma s^2 \Sigma_0 / \cos\theta) \right|^2}, \\ R_0 &= \frac{1}{\left| 1 + (2 \cos\theta / x\gamma s^2 \Sigma_0) \right|^2}, \\ A_0 &= 1 - T_0 - R_0, \end{aligned} \quad (25)$$

где $\gamma = v_F/c$, $s = \omega_p \tau$.

Наконец, приступим к исследованию поведения коэффициентов R , T и A (выражение (21)). Как частный случай, рассмотрим поведение коэффициентов R_0 , T_0 и A_0 , когда k можно пренебречь (выражение (25)).

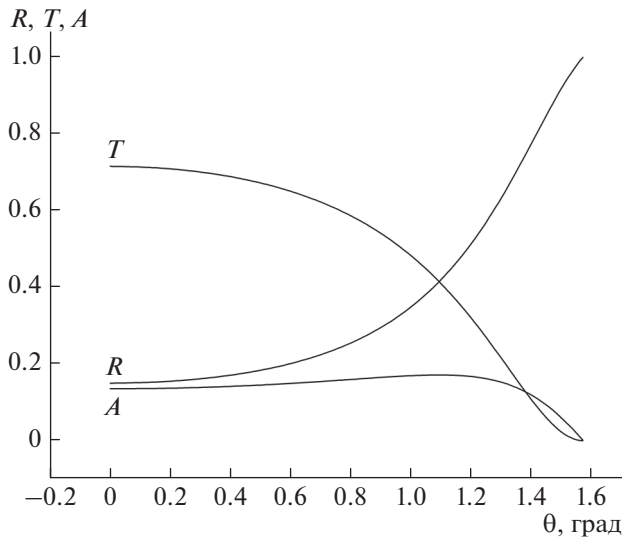


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения R , прохождения T и поглощения A от угла падения волны θ . Для всех кривых $x = 0.8, y = 5, q_1 = 0.3, q_2 = 0.5$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим поведение коэффициентов отражения R , прохождения T и поглощения A электронов с учетом различных коэффициентов зеркальности q_1 и q_2 поверхностей тонкого слоя калия при различных углах падения электромагнитной H -волны θ . Сравним поведение коэффициентов R, T и A с поведением коэффициентов R_0, T_0 и A_0 . Уточним некоторые параметры калия, которые необходимы для дальнейших расчетов: $\omega_p = 6.5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}, v_F = 8.52 \times 10^5 \text{ м/с}, \tau = 1.54 \times 10^{-13} \text{ с}, a = 90 \text{ нм}$.

Введем функции $R_1 = R/R_0, T_1 = T/T_0$ и $A_1 = A/A_0$, чтобы более наглядно посмотреть различие коэффициентов отражения R, R_0 , прохождения T, T_0 и поглощения A, A_0 с учетом и без учета волнового числа k соответственно. Зависимости коэффициентов прохождения T , отражения R и поглощения A от угла падения θ начинают сильно проявляться вблизи точки $\theta = 90^\circ$ (рис. 1).

Варьирование коэффициентов зеркальности тонкого металлического слоя – от диффузного случая ($q_1 = q_2 = 0$) к зеркальному ($q_1 = q_2 = 1$) – оказывает существенное влияние на поведение коэффициента отражения R (рис. 2). На относительно высоких частотах y влияние вариации коэффициентов зеркальности q_1 и q_2 на характер поведения коэффициента отражения R менее выражено.

На рис. 3–5 можно видеть, что учет зависимости плотности электрического тока j , а значит и проводимости σ_a , от проекции волнового вектора k_y приводит к различию коэффициентов от-

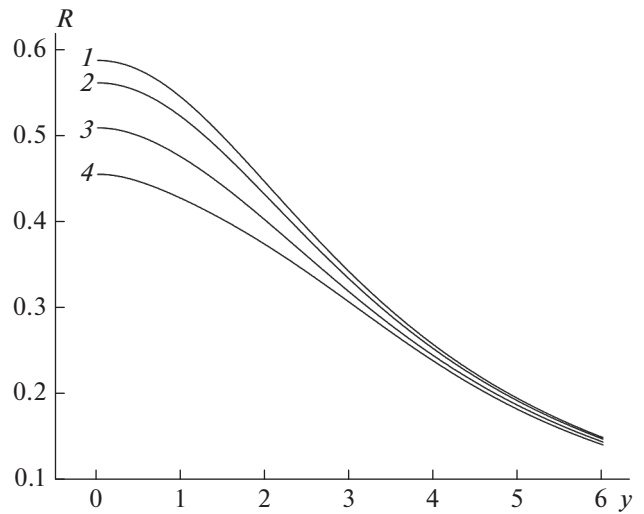


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от безразмерной частоты внешнего поля y : 1 – $q_1 = 1, q_2 = 1$; 2 – $q_1 = 0.7, q_2 = 0.9$; 3 – $q_1 = 0.3, q_2 = 0.5$; 4 – $q_1 = 0, q_2 = 0$. Для всех кривых $x = 0.8, \theta = 30^\circ$.

ражения R и R_0 , прохождения T и T_0 и поглощения A и A_0 . В частности, интересно отметить (рис. 3), что коэффициенты T и T_0 (кривая 2) R, R_0 , (кривая 3) и A, A_0 (кривая 1) меньше всего расходятся в области низких и относительно высоких частот y . Следует также сказать, что при $\theta \rightarrow 0^\circ$ все же наблюдается расхождение коэффициентов R, R_0, A, A_0 и T, T_0 (рис. 4). Это связано с тем, что от волнового вектора зависит не только проводимость тонкого слоя, но также и поверхностные импедансы: наблюдается прямое влияние волнового вектора на поверхностные импедансы, не завися-

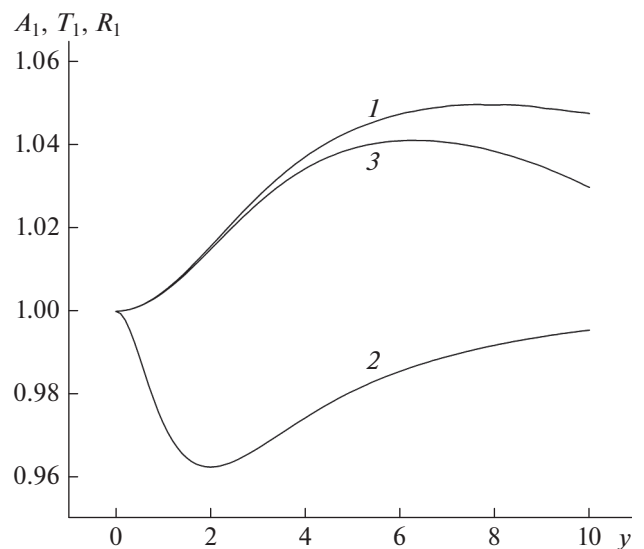


Рис. 3. Зависимость функций A_1 (1), T_1 (2) и R_1 (3) от безразмерной частоты внешнего поля y . Для всех кривых $x = 0.8, \theta = 30^\circ, q_1 = 0.3, q_2 = 0.5$.

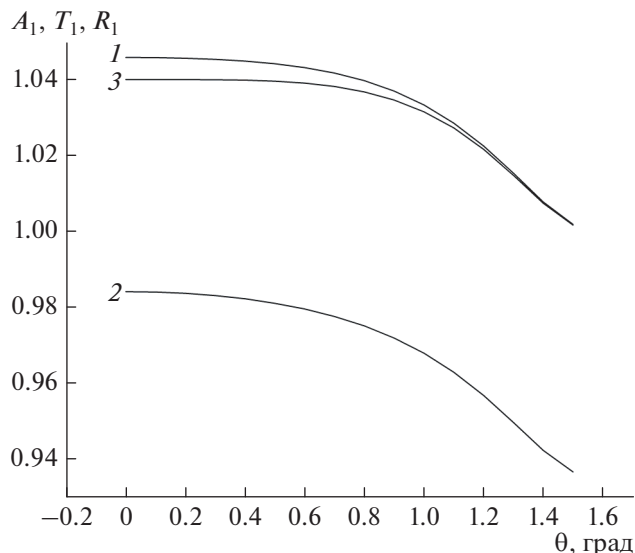


Рис. 4. Зависимость функций A_1 (1), T_1 (2) и R_1 (3) от угла падения волны θ . Для всех кривых $x = 0.8$, $y = 5$, $q_1 = 0.3$, $q_2 = 0.5$.

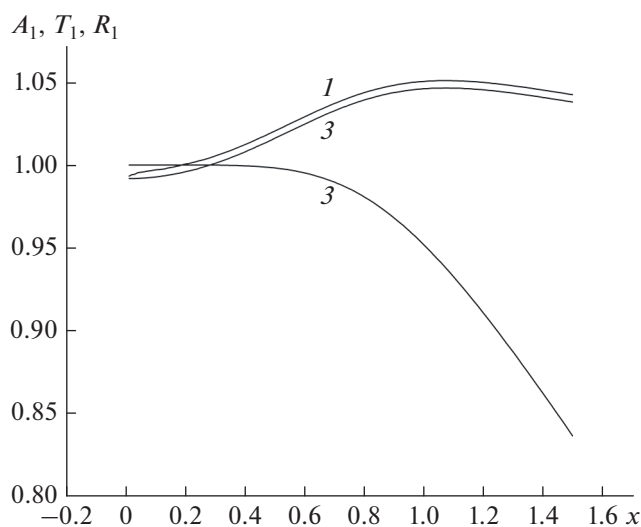


Рис. 5. Зависимость функций A_1 (1), T_1 (2) и R_1 (3) от безразмерной частоты объемных столкновений электронов x . Для всех кривых $y = 5$, $\theta = 30^\circ$, $q_1 = 0.3$, $q_2 = 0.5$.

шее от угла падения волны θ , оно не исчезает при $\theta \rightarrow 0^\circ$. С ростом угла падения θ волновое число начинает существенным образом влиять на проводимость пленки. На рис. 5 видно, что расхождение коэффициентов R , R_0 (кривая 3), A , A_0 (кривая 1) и T , T_0 (кривая 2) наиболее выражено при относительно высокой частоте объемных столкновений электронов x .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получены аналитические выражения для проводимости тонкого ме-

таллического слоя, коэффициентов отражения, прохождения и поглощения при учете проекции волнового вектора. Было обнаружено, что неоднородность электрического поля оказывает существенное влияние на электромагнитные характеристики тонкого металлического слоя, в частности, на характер поведения коэффициентов отражения, прохождения и поглощения в зависимости от угла падения, частоты внешнего поля и частоты объемных столкновений электронов.

Полученные расчеты позволяют более детально моделировать процессы, происходящие в тонком металлическом слое, толщина которого не превышает толщины скин-слоя и сравнима со средней длиной свободного пробега электронов в металле.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена частично при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Московской области (проект № 14-47-03608).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ващенко Е.В., Гладских И.А., Пржибельский С.Г., Хромов В.В., Вартамян Т.А. // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 2. С. 3.
2. Андреев В.Г., Вдовин В.А., Воронов П.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 22. С. 68.
3. Каминский В.В., Степанов Н.Н., Казанин М.М., Молодых А.А., Соловьев С.М. // Физика твердого тела. 2012. Т. 55. № 5. С. 991.
4. Вартамян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г. // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 5. С. 24.
5. Jones W.E., Kliewer K.L., Fuchs R. // Phys. Rev. 1969. V. 178. P. 1201.
6. Kangarlou H., Motallebi Aghgonbad M. // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 115. № 5. С. 844.
7. Королев Ф.А., Гриднев В.И. // Радиотехника и электроника. 1965. С. 1718.
8. Бежанов С.Г., Ионин А.А., Канавин А.П. и др. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. Вып. 6. С. 1087.
9. Паредес-Хуарес А., Диас-Монхе С., Макаров М.Н., Перес-Родригес Ф. // Письма в ЖЭТФ. 2009. 90. № 9. С. 687.
10. Латышев А.В., Юшканов А.А. // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 3. С. 270.
11. Завитаев Э.В., Юшканов А.А. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 6. С. 547.
12. Латышев А.В., Юшканов А.А. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41. № 1. С. 30.
13. Уткин А.И., Юшканов А.А. // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 114. № 4. С. 650.
14. Уткин А.И., Завитаев Э.В., Юшканов А.А. // Поверхность. Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исслед. 2016. № 9. С. 85.
15. Pitarke J.M., Silkin V.M., Chulkov E.V., Echenique P.M. // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 1.

16. Jones W.E., Kliewer K.L., Fuchs R. // Phys. Rev. 1969. V. 178. № 3. P. 1201.
17. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Теоретическая физика. Т. X. Физическая кинетика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 536 с.
18. Бабич А.В., Позосов В.В. // Физика твердого тела. 2013. Т. 55. № 1. С. 177.
19. Кондратенко А.Н. Проникновение волн в плазму. М.: Атомиздат, 1979. 232 с.
20. Sondheimer E.H. // Adv. Phys. 2001. V. 50. № 6. P. 499.
21. Абрикосов А.А. // Основы теории металлов: учебное руководство. М.: Наука, 1987. С. 41.
22. Латышев А.В., Юшканов А.А. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. VII-1. Гл. 10. М.: Янус-К, 2008. С. 159.

Influence of Electromagnetic Field Inhomogeneity on the Interaction between Electromagnetic H -Wave and Thin Metal Layer

A. I. Utkin, A. A. Yushkanov

The interaction between electromagnetic H -wave and thin metal layer is calculated taking into consideration different surface reflection coefficients q_1 and q_2 at different incidence angles θ when the electric field is inhomogeneous. The effect of the dependence of the electrical conductivity of the layer on the inhomogeneity of the electric field on the characteristics of the interaction between electromagnetic field and layer is taken into account. The behavior of the reflection coefficient R , transmission coefficient T , and absorption coefficient A as a function of frequency of the external field, the frequency of the volume collisions of the electrons, and the angle of incidence of the wave θ are analyzed.

Keywords: thin metal film, electromagnetic H -wave, reflection coefficient, wave number, inhomogeneous electromagnetic field.