

# Отражение и поглощение р-поляризованной волны металлом с неоднородной температурой электронов

А.П.Канавин, К.Н.Мищик, С.А.Урюпин

*В условиях высокочастотного скин-эффекта найден комплексный коэффициент отражения р-поляризованной волны, падающей на металл с неоднородно нагретыми по глубине электронами. Получены выражения для коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны, применимые при произвольном отношении глубины проникновения излучения к пространственному масштабу неоднородности малых вкладов в диэлектрическую проницаемость, обусловленных столкновениями электронов. Показано, что использование формул Френеля возможно не всегда и ведет к значительным погрешностям, если температура горячих электронов изменяется на масштабах скин-слоя.*

**Ключевые слова:** р-поляризованная волна, коэффициент поглощения, сдвиг фазы, формулы Френеля, электрон-электронные столкновения.

## 1. Введение

При воздействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов на металлы происходит эффективный нагрев электронов в скин-слое (см., напр., [1–11]). При достаточно быстром нагреве возникает неравновесное состояние в котором температура электронов значительно превышает температуру решетки и резко изменяется на масштабах скин-слоя [5, 8]. Вследствие этого пропорциональная квадрату температуры частота электрон-электронных столкновений оказывается относительно большой и неоднородной по толщине скин-слоя, что приводит к соответствующей неоднородности диэлектрической проницаемости металла. В этих условиях появляется необходимость в описании оптических свойств существенно неоднородного металла.

Теория оптических свойств неоднородных сред получила значительное развитие (см., напр., [12–15]). Продуктивный подход к описанию оптических свойств сильно неоднородных сред, применимый в условиях малого отношения масштаба неоднородности среды к длине волны излучения, использован в [16–19]. Поскольку обычно толщина скин-слоя мала по сравнению с длиной волны, то подход работ [16–19] можно применять и для описания оптических свойств металла с неоднородно нагретыми электронами. Вместе с тем в часто встречающихся условиях высокочастотного скин-эффекта, когда частота излучения превышает частоту столкновений электронов, а отношение скорости Ферми к частоте излучения мало по сравнению с глубиной проникновения излучения в среду, возможен и иной способ описания, пред-

ложенный в [20]. Он основан на учете по теории возмущений малых, пропорциональных частоте столкновений электронов, неоднородных слагаемых в выражении для диэлектрической проницаемости металла. При этом отношение масштаба неоднородности малых слагаемых к длине волны излучения, в отличие от используемого в [16–19], не считается малым, что позволяет построить теорию оптических свойств, допускающую переход к известным результатам оптики однородных металлов. В [20] следствия нового подхода описаны для случая отражения s-поляризованной волны от неоднородно нагретого металла. С другой стороны, большое внимание в экспериментах уделяется изучению отражения р-поляризованных волн (см., напр., [3, 7, 9–11]). Этот интерес обусловлен возможностью исследования целого ряда физических явлений, возникающих лишь при взаимодействии р-поляризованных волн с металлами. С учетом сложившейся ситуации в настоящей работе подход [20] обобщен на случай взаимодействия р-поляризованной волны с металлом, электроны которого неоднородно нагреваются фемтосекундным лазерным импульсом. Ниже изучено отражение пробной р-поляризованной волны от неоднородно нагреваемого металла и ее поглощение в нем. С точностью до поправок, квадратичных по малому отношению частоты столкновений электронов к частоте пробной волны, получены выражения для коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны. Эти выражения применимы при произвольных пространственных профилях температуры электронов. В случае, когда температура изменяется на расстоянии, превышающем толщину скин-слоя, из них следуют известные формулы Френеля для металлов с относительно малыми частотами столкновений электронов. Если же температура изменяется резко, что имеет место при несущественном отводе тепла, то как коэффициент поглощения, так и относительное изменение сдвига фазы при отражении оказываются существенно меньше тех значений, которые дают формулы Френеля.

А.П.Канавин, К.Н.Мищик, С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: urupin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 10 ноября 2008 г., после доработки – 31 марта 2009 г.

### 2. Модельное описание металла

Особенности проникновения электромагнитного поля в металл существенно зависят от вида материального уравнения, определяющего связь плотности тока с напряженностью электрического поля. В обсуждаемых далее условиях высокочастотного скин-эффекта расстояние, проходимое электроном за период изменения поля, мало по сравнению с толщиной скин-слоя. Это позволяет не учитывать пространственную дисперсию в материальном уравнении. Кроме того, при высокочастотном скин-эффекте характерная частота столкновений электронов  $v$  мала по сравнению с частотой поля  $\omega$ , что позволяет использовать малый параметр  $v/\omega \ll 1$ . Вместе с тем считаем, что частота  $\omega$  меньше частоты, отвечающей ширине запрещенной зоны, и влиянием межзонных переходов можно пренебречь. В этих условиях для описания отклика металла воспользуемся хорошо известным выражением для неоднородной вдоль оси  $z$  диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(z)$ :

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega[\omega + iv(z)]} \simeq \varepsilon_1 + i\varepsilon_2(z) + \delta\varepsilon_1(z), \tag{1}$$

где  $\varepsilon_0$  – вклад в диэлектрическую постоянную от связанных электронов и ионов решетки;  $\omega_p$  – плазменная частота;

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}; \quad \varepsilon_2(z) = \frac{v(z)}{\omega^3} \omega_p^2; \quad \delta\varepsilon_1(z) = \frac{v^2(z)}{\omega^4} \omega_p^2. \tag{2}$$

Мнимая часть  $\varepsilon_0$  считается малой по сравнению с  $\varepsilon_2(z)$ . Частота столкновений электронов  $v = v(z)$  складывается из частоты электрон-фононных столкновений  $v_{ep}$  и частоты электрон-электронных столкновений  $v_{ee}(z)$ , идущих с перебросом квазиимпульса:

$$v(z) = v_{ep} + v_{ee}(z). \tag{3}$$

При воздействии достаточно мощных фемтосекундных импульсов происходит эффективный нагрев электронов, а решетка остается холодной в течение времени, меньшего, чем время передачи энергии от электронов к решетке, которое для типичных металлов составляет несколько пикосекунд. С целью описания такого неравновесного состояния воспользуемся двухтемпературной моделью металла. Вследствие нагрева электронов частота электрон-электронных столкновений  $v_{ee}(z)$  возрастает с увеличением их температуры  $T_e = T_e(z)$ , а пропорциональная температуре решетки  $T_l$  частота электрон-фононных столкновений  $v_{ep}$  остается практически неизменной. При  $\kappa T_e \ll \varepsilon_F$  ( $\kappa$  – постоянная Больцмана,  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми) связь частоты  $v_{ee}(z)$  с температурой имеет следующий вид [21]:

$$v_{ee}(z) = a[\kappa T_e(z)]^2 / \hbar \varepsilon_F, \tag{4}$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка;  $a$  – численный коэффициент, величина которого зависит от вида зонной структуры металла. Для типичных металлов уже при температурах электронов, превышающих несколько тысяч градусов Кельвина, реализуются условия, когда  $v_{ee}(z) > v_{ep}$ . Согласно (4) масштаб неоднородности  $v_{ee}(z)$  зависит от вида распределения температуры электронов  $T_e(z)$  и

может быть порядка толщины скин-слоя. В частности, в условиях высокочастотного скин-эффекта эволюция температуры электронов в металле описывается уравнением [8]

$$C \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{4}{c} I(t) v(z) \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right) + \frac{\partial q}{\partial z}, \tag{5}$$

где  $C = \pi^2 N \kappa^2 T_e / 2 \varepsilon_F$  – теплоемкость электронов, имеющих плотность  $N$ ;  $I(t)$  – медленно изменяющаяся за время  $2\pi/\omega$  плотность потока излучения, греющего электроны;  $\delta$  – толщина скин-слоя на частоте греющего излучения;  $c$  – скорость света;  $q$  – плотность теплового потока электронов. В уравнении (5) не учитывается передача энергии от электронов к решетке, и оно применимо на временах, меньших нескольких пикосекунд. Соотношения (1)–(5) составляют основу описания оптических свойств металла, нагреваемого фемтосекундным лазерным импульсом.

### 3. Основные соотношения

Рассмотрим взаимодействие пробной р-поляризованной волны с металлом, который занимает полупространство  $z \geq 0$  и нагревается фемтосекундным импульсом (рис.1). Магнитное поле падающей волны представим в виде

$$\frac{1}{2} \mathbf{B}_L \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}r) + \text{компл. сопр.}, \quad z \leq 0, \tag{6}$$

где  $\mathbf{B}_L = (0, B_L, 0)$ ;  $\omega = kc$ ;  $\omega$  – частота;  $k$  – волновое число;  $\mathbf{k} = k(\sin \theta, 0, \cos \theta)$ ;  $\theta$  – угол между вектором  $\mathbf{k}$  и направлением оси  $z$ . Магнитное поле  $\mathbf{B}_L$  падающей волны ортогонально плоскости падения. Электрическое поле р-поляризованной волны лежит в плоскости падения и имеет компоненты вдоль осей  $x$  и  $z$ :  $\mathbf{E}_L = E_L(\cos \theta, 0, -\sin \theta)$ , где  $E_L = B_L$ . Магнитное поле отраженной волны описывается соотношением

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \mathbf{B}_r \exp(-i\omega t + ikx \sin \theta - ikz \cos \theta) \\ & + \text{компл. сопр.}, \quad z \leq 0, \end{aligned} \tag{7}$$

где  $\mathbf{B}_r = r_p \mathbf{B}_L$ ;  $r_p$  – комплексный коэффициент отражения. При этом для электрического поля отраженной волны

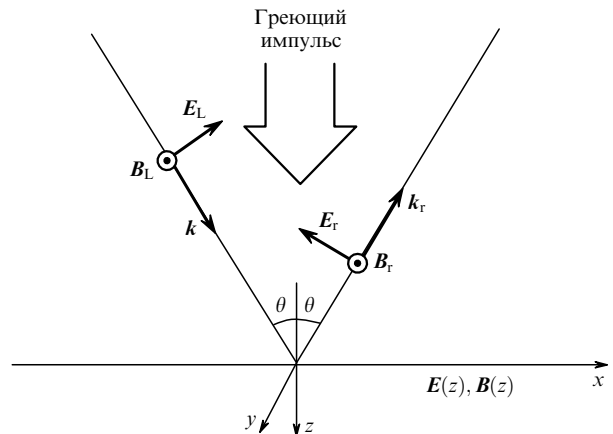


Рис.1. Отражение р-поляризованной волны от поверхности металла, нагреваемой фемтосекундным импульсом.

имеем  $E_r = -r_p E_L (\cos \theta, 0, \sin \theta)$ . Поле в металле ищем в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E(z) \exp(-i\omega t + ikx \sin \theta) + \text{компл. сопр.}, \quad z \geq 0, \quad (8)$$

$$B(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} B(z) \exp(-i\omega t + ikx \sin \theta) + \text{компл. сопр.}, \quad z \geq 0, \quad (9)$$

где  $E(z) = (B'(z)/ik\varepsilon(z), 0, -B(z) \sin \theta/\varepsilon(z))$ ;  $B(z) = (0, B(z), 0)$ . Электрическое и магнитное поля непрерывны на поверхности металла ( $z = 0$ ). Принимая во внимание соотношения (6)–(9), запишем условия непрерывности полей в виде

$$E_L \cos \theta (1 - r_p) = \frac{1}{ik\varepsilon(z)} B'(z)|_{z=0} \equiv E_x(z)|_{z=0}, \quad (10)$$

$$E_L (1 + r_p) = B(z)|_{z=0} \equiv B_y(z)|_{z=0}. \quad (11)$$

Отсюда, используя понятие поверхностного импеданса для р-поляризованной волны

$$Z_p = [E_x(z)/B_y(z)]|_{z=0} \equiv [B'(z)/ik\varepsilon(z)B(z)]|_{z=0}, \quad (12)$$

получаем

$$r_p = \frac{\cos \theta - Z_p}{\cos \theta + Z_p} \equiv |r_p| e^{i\phi_p}, \quad (13)$$

где  $|r_p|$  – абсолютная величина коэффициента отражения;  $\phi_p$  – сдвиг фазы отраженной волны. Коэффициент поглощения р-поляризованной волны

$$A_p = 1 - |r_p|^2. \quad (14)$$

В соответствии с уравнениями Максвелла магнитное поле  $B(z)$  в металле удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{dB(z)}{dz} \right] + k^2 \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon(z)} \right] B(z) = 0, \quad z \geq 0. \quad (15)$$

Граничное условие для поля  $B(z)$  на поверхности металла следует из (10), (11) и имеет вид

$$\left[ \frac{1}{ik\varepsilon(z)} B'(z) + B(z) \cos \theta \right] \Big|_{z=0} = 2E_L \cos \theta. \quad (16)$$

Другое граничное условие следует из требования обращения в нуль магнитного поля при  $z \rightarrow \infty$ ,  $B(z \rightarrow \infty) = 0$ . Решение уравнения (15), удовлетворяющее граничному условию (16) на поверхности металла и условию отсутствия поля при  $z \rightarrow \infty$ , однозначно описывает распределение поля в металле.

#### 4. Поле в металле

Принимая во внимание приближенный вид диэлектрической проницаемости (1), (2), из (15) имеем уравнение

$$B''(z) - \frac{\varepsilon'(z)}{\varepsilon(z)} B'(z) + \left[ -\frac{1}{d^2} + ik^2 \varepsilon_2(z) + k^2 \delta \varepsilon_1(z) \right] B(z) = 0, \quad z \geq 0, \quad (17)$$

где  $d = (k\sqrt{-\varepsilon_1 + \sin^2 \theta})^{-1}$  – характерная глубина проникновения излучения. Описываемое уравнением (17) поле  $B(z)$  удовлетворяет граничному условию (16) и требованию отсутствия поля в глубине металла. Решение уравнения (17) ищем в виде

$$B(z) = B_a(z) \exp[i\psi(z)], \quad (18)$$

где  $B_a(z)$  и  $\psi(z)$  – вещественные функции, определяющие амплитуду и фазу магнитного поля. С целью построения приближенного решения уравнения (17) воспользуемся малым параметром  $v(z)/\omega \ll 1$ . Функции  $B_a(z)$  и  $\psi(z)$  ищем в виде ряда по степеням  $[v(z)/\omega]^n \ll 1$  ( $n = 1, 2, \dots$ ):

$$B_a(z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n(z), \quad \psi(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(z), \quad (19)$$

где  $B_n = B_n(z)$  и  $\psi_n = \psi_n(z)$  имеют порядок малости  $[v(z)/\omega]^n$ . В нулевом порядке по малому параметру, принимая во внимание соотношения  $\varepsilon_2(z) \sim |\varepsilon_1|v(z)/\omega$  и  $\delta \varepsilon_1(z) \sim \varepsilon_2(z)v(z)/\omega$ , из (15), (16) имеем уравнения

$$B_0'' - \frac{1}{d^2} B_0 - B_0(\psi_0')^2 = 0, \quad (20)$$

$$2B_0'\psi_0' + B_0\psi_0'' = 0 \quad (21)$$

и следующие граничные условия:

$$B_0' \cos \psi_0 - (B_0\psi_0' + \varepsilon_1 k B_0 \cos \theta) \sin \psi_0 = 0, \quad (22)$$

$$B_0' \sin \psi_0 + (B_0\psi_0' + \varepsilon_1 k B_0 \cos \theta) \cos \psi_0 = 2E_L k \varepsilon_1 \cos \theta, \quad (23)$$

$$B_0(z \rightarrow \infty) = 0, \quad B_0'(z \rightarrow \infty) = 0, \quad (24)$$

$$B_0(z \rightarrow \infty)\psi_0'(z \rightarrow \infty) = 0.$$

В формуле (24) два последних соотношения следуют из условия обращения в нуль электрического поля. Домножая уравнение (21) на  $B_0 \neq 0$ , имеем  $B_0^2\psi_0' = \text{const}$ . В соответствии с граничными условиями при  $z \rightarrow \infty$  (24)  $B_0^2\psi_0' = 0$ . Поскольку при конечных  $z$  магнитное поле отлочно от нуля ( $B_0 \neq 0$ ), то

$$\psi_0' = 0 \quad (25)$$

для всех  $z \geq 0$ . Используя соотношение (25), из уравнения (20) и граничных условий при  $z = 0$  (22), (23) находим

$$B_0(z) = B_0(0) \exp\left(-\frac{z}{d}\right) \equiv -\frac{2E_L k d \varepsilon_1 \cos \theta}{[1 + (\varepsilon_1 k d \cos \theta)^2]^{1/2}} \exp\left(-\frac{z}{d}\right), \quad (26)$$

$$\tan \psi_0 = -\frac{1}{\varepsilon_1 k d \cos \theta} > 0. \quad (27)$$

В линейном приближении по  $v(z)/\omega$  из (17) имеем уравнения для  $B_1$  и  $\psi_1$ :

$$B_1'' - \frac{1}{d^2} B_1 = 0, \tag{28}$$

$$\psi_1'' - \frac{2}{d} \psi_1' = -g(z) \equiv -k^2 \varepsilon_2(z) - \frac{\varepsilon_2'(z)}{d\varepsilon_1}. \tag{29}$$

Граничные условия для функций  $B_1$  и  $\psi_1$  непосредственно следуют из соотношений  $B(z \rightarrow \infty) = 0$ ,  $E(z \rightarrow \infty) = 0$  и (16). По аналогии с выводом выражений для  $B_0$  и  $\psi_0$ , запишем в явном виде и решение уравнений для функций  $B_1$  и  $\psi_1$  (см. [22]). Однако при рассмотрении отражения пробной волны понадобятся лишь явные выражения для производных функций  $\psi_n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), явный вид зависимости функций  $B_0$  и  $B_1$  от координаты и приведенная ниже формула (35). С учетом этого замечания далее приводим лишь соотношения, необходимые для последующего вычисления комплексного коэффициента отражения. Учитывая граничное условие  $B_0(z \rightarrow \infty)\psi_1'(z \rightarrow \infty) = 0$ , из уравнения (29) находим

$$\psi_1'(z) = \exp\left(\frac{2z}{d}\right) \int_z^\infty g(z') \exp\left(-\frac{2z'}{d}\right) dz'. \tag{30}$$

Решение уравнения (28), удовлетворяющее граничным условиям  $B_1(z \rightarrow \infty) = 0$  и  $B_1'(z \rightarrow \infty) = 0$ , имеет вид

$$B_1(z) = B_1(0) \exp\left(-\frac{z}{d}\right). \tag{31}$$

Не используемые далее величины  $B_1(0)$ ,  $\psi_1(0)$  и функция  $\psi_1(z)$  приведены в работе [22]. Во втором порядке теории возмущений из (17) для функций  $B_2$  и  $\psi_2$  имеем следующие уравнения:

$$B_2'' - \frac{1}{d^2} B_2 = B_0 b(z), \tag{32}$$

$$2B_0' \psi_2' + B_0 \psi_2'' = 0, \tag{33}$$

где

$$b(z) \equiv (\psi_1')^2 - k^2 \delta\varepsilon_1(z) + \frac{1}{\varepsilon_1^2 d} [\varepsilon_1 \delta\varepsilon_1'(z) + \varepsilon_2'(z) \varepsilon_2(z)] - \psi_1' \frac{\varepsilon_2'(z)}{\varepsilon_1}. \tag{34}$$

Принимая во внимание условия  $B_2(z \rightarrow \infty) = 0$  и  $B_2'(z \rightarrow \infty) = 0$ , из уравнения (32) получаем

$$\frac{d}{dz} \left[ \frac{B_2(z)}{B_0(z)} \right] = -\exp\left(\frac{2z}{d}\right) \int_z^\infty b(z') \exp\left(-\frac{2z'}{d}\right) dz', \tag{35}$$

где функция  $b(z)$  описывается выражением (34). Уравнение (33) сходно с изученным выше уравнением (21). С учетом такого сходства, используя граничное условие  $B_0(z \rightarrow \infty)\psi_2'(z \rightarrow \infty) = 0$ , получаем

$$\psi_2'(z) = 0, \quad \psi_2(z) = \psi_2(0). \tag{36}$$

Функция  $B_2(z)$  и константы  $B_2(0)$ ,  $\psi_2(0)$  приведены в работе [22].

### 5. Коэффициент поглощения и сдвиг фазы

Согласно (12), (13) и (18) комплексный коэффициент отражения  $r_p$  выражается через производные функций  $\psi(z)$  и  $\ln B_a(z)$  при  $z = 0$ :

$$r_p = \frac{k(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1) \cos \theta - \psi'(z) + i\{k\varepsilon_2 \cos \theta + [\ln B_a(z)]'\}}{k(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1) \cos \theta + \psi'(z) + i\{k\varepsilon_2 \cos \theta - [\ln B_a(z)]'\}} \Big|_{z=0}, \tag{37}$$

где использованы обозначения  $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(0)$ ,  $\delta\varepsilon_1 = \delta\varepsilon_1(0)$ . В соответствии с определениями (13), (14), для коэффициента поглощения  $A_p$  и тангенса сдвига фазы  $\phi_p$  находим:

$$A_p = \frac{4k \cos \theta [(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1)\psi'(z) - \varepsilon_2 B_a'(z)/B_a(z)]}{[k(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1) \cos \theta + \psi'(z)]^2 + [k\varepsilon_2 \cos \theta - B_a'(z)/B_a(z)]^2} \Big|_{z=0}, \tag{38}$$

$$\tan \phi_p =$$

$$\frac{2k \cos \theta [(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1)B_a'(z)/B_a(z) + \psi'(z)\varepsilon_2]}{k^2(\varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1)^2 \cos^2 \theta + k^2 \varepsilon_2^2 \cos^2 \theta - [\psi'(z)]^2 - [B_a'(z)/B_a(z)]^2} \Big|_{z=0}. \tag{39}$$

Для дальнейшего вычисления коэффициента поглощения р-поляризованной волны и фазы отраженной волны используем приближенное соотношение для производной логарифма магнитного поля

$$\frac{d}{dz} \ln B_a(z) \simeq -\frac{1}{d} + \frac{d}{dz} \left[ \frac{B_2(z)}{B_0(z)} \right] \tag{40}$$

и полученные выше формулы для поправок к амплитуде и фазе поля в металле (25), (26), (30), (31), (35), (36). Тогда из (38), (39) находим

$$A_p = \frac{4kd \cos \theta}{1 + (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left[ \varepsilon_1 d \int_0^\infty g(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) dz + \varepsilon_2 \right], \tag{41}$$

$$\tan \phi_p = \frac{2k d \varepsilon_1 \cos \theta}{1 - (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left\{ 1 - \frac{1 + (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2}{1 - (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2} \right.$$

$$\times d \int_0^\infty b(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) dz - d \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \int_0^\infty g(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) dz$$

$$+ \frac{1 + (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2 \delta\varepsilon_1}{1 - (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2 \varepsilon_1} + \frac{(k d \varepsilon_2 \cos \theta)^2}{1 - (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2}$$

$$\left. - \frac{d^2}{1 - (k d \varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left[ \int_0^\infty g(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) dz \right]^2 \right\}. \tag{42}$$

Выражение (41) записано с точностью до слагаемых, линейных по  $v(z)/\omega$ . Формулы (41), (42) обобщают формулы Френеля на случай, когда диэлектрическая проницаемость металла содержит малую неоднородную часть (см. соотношения (1), (2)). Если изменением  $\varepsilon_2(z)$  и  $\delta\varepsilon_1(z)$  можно пренебречь, то из (41), (42) следуют соотношения Френеля, записанные с точностью до квадратичных по  $v/\omega \ll 1$  слагаемых.

### 6. Влияние нагрева электронов на поглощение и отражение

Воспользуемся установленными выше соотношениями (41),(42) для описания влияния нагрева электронов на закономерности отражения р-поляризованной волны от металла. Примем, что до воздействия греющего им-

пульса электроны имеют однородную температуру  $T_0$ . Отвечающие такой температуре малые слагаемые в диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_2(T_0)$  и  $\delta\varepsilon_1(T_0)$ , обусловленные столкновениями, также не зависят от координаты. При постоянных  $\varepsilon_2(T_0)$  и  $\delta\varepsilon_1(T_0)$  из (41), (42) получаем соотношения Френеля

$$A_{\text{pF}} = \frac{4kd \cos \theta}{1 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left(1 + \frac{1}{2}k^2 d^2 \varepsilon_1\right) \varepsilon_2(T_0), \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \tan \phi_{\text{pF}} = & \frac{2kd\varepsilon_1 \cos \theta}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left\{1 - \frac{1}{2\varepsilon_1}k^2 d^2 [\varepsilon_2(T_0)]^2 \right. \\ & - \frac{1}{8} \frac{3 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} k^4 d^4 [\varepsilon_2(T_0)]^2 + \frac{(kd \cos \theta)^2}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \\ & \times [\varepsilon_2(T_0)]^2 + \frac{1 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \\ & \left. \times \left(1 + \frac{1}{2}k^2 d^2 \varepsilon_1\right) \frac{\delta\varepsilon_1(T_0)}{\varepsilon_1} \right\}. \quad (44) \end{aligned}$$

Как обычно, коэффициент поглощения достигает максимума при  $(kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2 = 1$ . При  $\theta = \pi/2$  имеем  $A_{\text{pF}} = 0$ , а при  $\theta = 0$  у  $A_{\text{pF}}$  есть локальный минимум. Сдвиг фазы  $\phi_{\text{pF}}$  – монотонная функция  $\theta$ , возрастающая от минимального значения при  $\theta = 0$  до максимального значения  $\phi_{\text{pF}} = \pi$  при  $\theta = \pi/2$  (подробнее см. [23]).

Рассмотрим влияние нагрева электронов на  $A_{\text{p}}$  и  $\tan \phi_{\text{p}}$ . При относительно быстром нагреве электронов в скин-слое в уравнении (5) можно пренебречь производной теплового потока. В этом случае из (3)–(5) находим

$$\frac{v(z, t)}{v(T_0)} = \exp \left[ \alpha \exp \left( -\frac{2z}{\delta} \right) \right], \quad (45)$$

где параметр  $\alpha$  пропорционален интегралу от плотности потока излучения, греющего электроны:

$$\alpha = \alpha(t) = \frac{16a}{\pi^2 N \hbar c} \int_{t_0}^t dt' I(t'); \quad (46)$$

$t_0$  – время начала нагрева электронов, при котором их температура равна  $T_0$ . Соотношение (45) позволяет записать малые слагаемые  $\varepsilon_2(z)$  и  $\delta\varepsilon_1(z)$  (2) в виде

$$\varepsilon_2(z) = \varepsilon_2(T_0) \exp \left[ \alpha \exp \left( -\frac{2z}{\delta} \right) \right], \quad (47)$$

$$\delta\varepsilon_1(z) = \delta\varepsilon_1(T_0) \exp \left[ 2\alpha \exp \left( -\frac{2z}{\delta} \right) \right]. \quad (48)$$

Используя зависимости (47), (48) для коэффициента поглощения (41) и тангенса сдвига фазы отраженной волны (42), находим

$$\begin{aligned} A_{\text{p}} = & \frac{4kd \cos \theta}{1 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \varepsilon_2(T_0) \\ & \times \left(1 + \frac{1}{2}k^2 d^2 \varepsilon_1\right) \frac{1}{\alpha} (e^\alpha - 1) \geq A_{\text{pF}}, \quad (49) \end{aligned}$$

$$\tan \phi_{\text{p}} = \tan \phi_{\text{pF}} + 2kd\delta\varepsilon_1(T_0) \cos \theta \frac{1 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[ G(2\alpha) + G(0) - G(0) \frac{1}{\alpha} (e^{2\alpha} - 1) \right] + \frac{(\varepsilon_2(T_0))^2}{\varepsilon_1} \\ & \times \frac{2kd \cos \theta}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left\{ G(\alpha) - G(0) - \frac{G^2(\alpha) - G^2(0)}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \right. \\ & + \frac{1 + (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2}{1 - (kd\varepsilon_1 \cos \theta)^2} \left[ \frac{1}{2} G^2(0) - \frac{1}{2\alpha} \int_0^\alpha d\xi (G^2(\xi) \right. \\ & \left. \left. - 2\xi G(\xi) e^\xi - 2\xi e^{2\xi} \right) \right] \left. \right\}, \quad (50) \end{aligned}$$

где

$$G(\alpha) = \frac{1}{\alpha} \left[ e^\alpha (\alpha - 1) + 1 - \frac{1}{2} k^2 d^2 \varepsilon_1 (e^\alpha - 1) \right]. \quad (51)$$

Соотношения (49)–(51) записаны в предположении, что различием в глубинах проникновения греющей ( $\delta$ ) и пробной ( $d$ ) волн можно пренебречь. Последнее возможно в условиях высокочастотного скин-эффекта при  $-\varepsilon_1 \gg 1$ .

Согласно (49) коэффициент поглощения быстро и почти экспоненциально возрастает по мере увеличения параметра  $\alpha$ . Измерив  $A_{\text{p}}$ , можно найти  $\alpha$ . Поскольку плотность электронов  $N$  известна, а вид зависимости  $I(t)$  задается формой греющего импульса, то, зная  $\alpha$  (46), можно определить неизвестный параметр  $a$  или эффективную частоту электрон-электронных столкновений. Величину  $\alpha$  можно найти и из измерений разности фаз  $\phi_{\text{p}} - \phi_{\text{pF}}$  (см. (50)) при отражении пробного импульса от металлов с горячими и холодными электронами. Схема соответствующего эксперимента представлена на рис.2. Видно, что пробный импульс разбивается на два, каждый из которых проходит одинаковые расстояния. Один из импульсов отражается от горячего металла, а другой – от холодного. В результате в момент интерференции импульсы имеют фазы, отличающиеся на величину  $\phi_{\text{p}} - \phi_{\text{pF}}$ . Тем самым, определив  $\phi_{\text{p}} - \phi_{\text{pF}}$ , из результата интерференции можно найти  $\alpha$ , а затем и  $a$ . Вид функции  $\phi_{\text{p}} - \phi_{\text{pF}}$  в зависимости от  $\alpha$  приведен на рис.3. Сплошная кривая построена при  $\theta = \pi/3$  для металла с  $v(T_0) = 10^{14} \text{ c}^{-1}$  и  $\omega_{\text{p}} = 1.4 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ . Основная частота пробного импульса  $\omega$  принята равной  $1.8 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ , что дает  $kd = (-\varepsilon_1 + \sin^2 \theta)^{-1/2} \sim 0.1$ . Для сравнения на рис.3 приведена штриховая кривая, отвечающая формуле Френеля, в которой значения малых слагаемых в диэлектрической проницаемости на поверхности металла  $\varepsilon_2(z=0, t)$  и  $\delta\varepsilon_1(z=0, t)$  увеличиваются с ростом  $\alpha$  в соответствии с

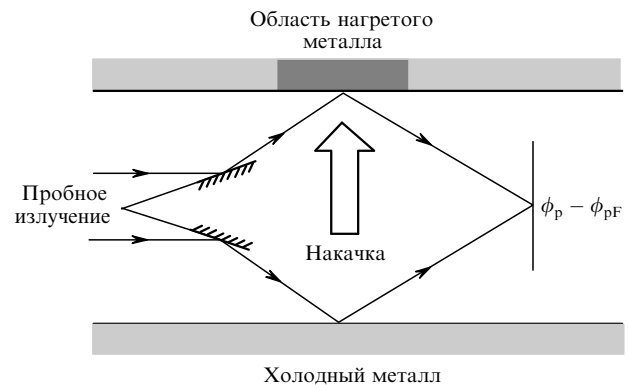


Рис.2. Возможная схема эксперимента по измерению разности фаз  $\phi_{\text{p}} - \phi_{\text{pF}}$ , возникающей из-за нагрева электронов излучением накачки.

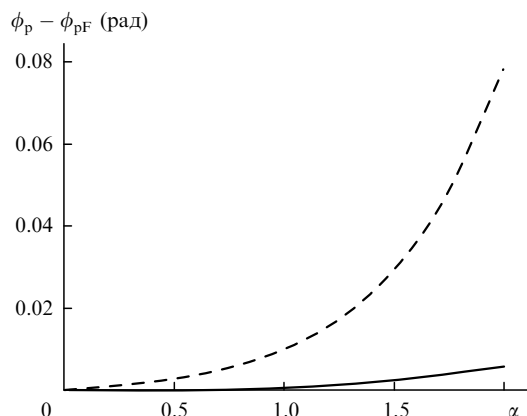


Рис.3. Зависимости разности фаз  $\phi_p - \phi_{pF}$  от степени нагрева электронов  $\alpha$  при отражении р-поляризованной волны от горячего и холодного металлов. Сплошная кривая построена для  $\theta = \pi/3$ , штриховая кривая построена с использованием формулы Френеля для  $\phi_p$ , зависящей от  $\varepsilon_2(z=0)$  (47) и  $\delta\varepsilon_1(z=0)$  (48).

соотношениями (47), (48). Из сравнения двух кривых на рис.3 видно, что формулы Френеля завышают разность фаз тем больше, чем больше неоднородный нагрев электронов. Формулы Френеля завышают и величину коэффициента поглощения. Действительно, если в (43) вместо  $\varepsilon_2(T_0)$  подставить слагаемое  $\varepsilon_2(z=0, t)$ , описываемое соотношением (47), то коэффициент поглощения будет больше, чем дает формула (49), учитывающая неоднородный нагрев электронов в скин-слое.

Зависимости вида (47), (48) справедливы до тех пор, пока можно пренебречь отводом тепла из скин-слоя. На больших временах вынос тепла приводит к сглаживанию профиля температуры вблизи поверхности металла (подробнее см. [8]). Температура электронов, изменяющаяся с течением времени, на масштабах скин-слоя изменяется слабо. На больших временах можно принять, что при  $z=0$  диэлектрическая проницаемость (1), (2) зависит от температуры электронов  $T_e(z=0, t)$ , а отражение и поглощение излучения описываются формулами Френеля (43), (44) в которые вместо  $\varepsilon_2(T_0)$  и  $\delta\varepsilon_1(T_0)$  входят  $\varepsilon_2[T_e(z=0, t)]$  и  $\delta\varepsilon_1[T_e(z=0, t)]$  соответственно.

## 7. Заключение

Из изложенного выше следует, что изучение отражения р-поляризованной пробной волны от поверхности металла с горячими электронами может быть эффектив-

ным инструментом определения частот электрон-электронных столкновений. При этом анализ экспериментальных зависимостей коэффициента поглощения и сдвига фаз отраженной волны должен базироваться на установленных выше соотношениях (41), (42), учитывающих возможность существенного изменения обусловленных столкновениями слагаемых в диэлектрической проницаемости на масштабах скин-слоя.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы», РФФИ (грант № 06-02-16153-а) и УНК ФИАН.

- Schoenlein R.W., Lin W.Z., Fujimoto J.G., Eesley G.L. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1680 (1987).
- Sun C.-K., Vallee F., Acioli L.H., Ippen E.P., Fujimoto J.G. *Phys. Rev. B*, **50**, 15337 (1994).
- Price D.F., More R.M., Walling R.S., Guethlein G., Shepherd R.L., Stewart R.E., White W. E. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 252 (1995).
- Guo C., Taylor A.J. *Phys. Rev. B*, **62**, R11921 (2000).
- Fisher D., Fraenkel M., Henis Z., Moshe E., Eliezer S. *Phys. Rev. E*, **65**, 016409 (2001).
- Huttner B. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, 6689 (2002).
- Yoneda H., Morikami H., Ueda K., More R.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 075004 (2003).
- Исаков В.А., Канавин А.П., Урюпин С.А. *Квантовая электроника*, **36**, 928 (2006).
- Ao T., Ping Y., Widmann K., Price D.F., Lee E., Tam H., Springer P.T., Ng A. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 055001 (2006).
- Kruglyak V.V., Hicken R.J., Matousek P., Towrie M., *Phys. Rev. B*, **75**, 035410 (2007).
- Colombier J.P., Combis P., Audouard E., Stoian R. *Phys. Rev. E*, **77**, 036409 (2008).
- Друде П. *Оптические постоянные и поверхностные слои* (Новосибирск: Наука, 1994).
- Розенберг Г.В. *Оптика тонкослойных покрытий* (М.: Физматгиз, 1958).
- Lekner J. *Theory of Reflection* (Dordrecht: Nijhoff, 1987).
- Bedeaux D., Vlieger J. *Optical Properties of Surfaces* (London: Imperial College Press, 2004).
- Lekner J. *Appl. Opt.*, **33**, 5159 (1994).
- Lekner J. *J. Opt.Soc. Am. A*, **13**, 1809 (1996).
- Fechtchenko R.M., Vinogradov A.V. *Opt. Lett.*, **25**, 998 (2000).
- Fechtchenko R.M., Popov A.V., Vinogradov A.V. *J. Russ. Laser Res.*, **21**, 62 (2000).
- Kanavin A.P., Mishchik K.N., Uryupin S.A. *J. Russ. Laser Res.*, **29**, 123 (2008).
- Абрикосов А.А. *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987).
- Канавин А.П., Мищик К.Н., Урюпин С.А. *Препринт ФИАН № 19*, (М., 2008).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).