

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 519.6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ Н-ВОЛНЫ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ, РАСПОЛОЖЕННОЙ МЕЖДУ ДВУМЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

© 2012 г. А. В. Латышев, доктор физ.-мат. наук; А. А. Юшканов, доктор физ.-мат. наук
Московский государственный областной университет, Москва
E-mail: avlatyshev@mail.ru, yushkanov@inbox.ru

Проведено обобщение теории взаимодействия электромагнитной Н-волны с металлической пленкой, заключенной между двумя диэлектрическими средами. Рассматриваются две конфигурации полей: симметричная и антисимметричная. На основе таких конфигураций получены выражения для коэффициентов отражения, поглощения и прохождения электромагнитной волны через пленку. Проведено графическое исследование этих коэффициентов.

Ключевые слова: вырожденная плазма, металлическая пленка, диэлектрические среды, электромагнитная волна, импеданс, плазменная частота, коэффициенты прохождения, отражения и поглощения.

Коды OCIS: 240.6680, 260.3910.

Поступила в редакцию 28.11.2011.

Введение

Задача о взаимодействии электромагнитной волны с металлической пленкой длительное время привлекает к себе внимание [1–13]. Это связано как с теоретическим интересом к этой проблеме, так и с многочисленными практическими приложениями.

В настоящее время разработана теория взаимодействия электромагнитного излучения с металлической пленкой (в общем случае с плазменным слоем), когда рассеяние электронов на поверхности пленки носит зеркальный характер [1–5]. При этом в указанных работах рассматривалась свободно подвешенная пленка. Иначе говоря, рассматривался случай, когда диэлектрическая проницаемость сред, окружающих пленку, равна единице, что в подавляющем большинстве ситуаций не соответствует действительности [6]. Как правило, на практике имеют дело с пленками, расположенными на некоторой (чаще всего диэлектрической) подложке. Встречаются также случаи, когда металлическая пленка расположена между двумя диэлектрическими средами.

Целью нашей работы будет обобщение имеющейся теории взаимодействия электромагнитного излучения с металлической пленкой на подобную ситуацию.

Укажем еще на две работы. В работе [7] рассмотрено разложение аналогичной задачи в ряд по степеням параметра, соответствующего параметру аномальности скин-эффекта. Данный параметр предполагается малым, что соответствует почти нормальному скин-эффекту. Наиболее интересный случай аномального скин-эффекта в работе [7] не рассматривался. В нашей работе такого ограничения по степени аномальности скин-эффекта нет. Аналогичное предположение о малости параметра аномальности использовалось и в работе [9], где рассматривались электромагнитные свойства мультислоев. Отметим, что в последней работе рассматривался только случай нормального падения электромагнитной волны.

Постановка задачи

Рассмотрим тонкий слой металла, расположенный между двумя диэлектрическими сре-

дами с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Будем предполагать, что эти среды немагнитные и что первая среда непоглощающая. Пусть на пленку со стороны первой среды под углом θ падает электромагнитная волна. Будем предполагать, что вектор электрического поля электромагнитной волны параллелен поверхности слоя. Такая волна называется Н-волной [3] (или s-волной [1]).

Возьмем декартову систему координат с началом координат на поверхности слоя, граничащей с первой средой. Ось x направим в глубину слоя, ось y – параллельно вектору электрического поля электромагнитной волны.

Далее компоненты векторов напряженностей электрического и магнитного полей ищем в виде

$$E_y(x, z, t) = E_y(x)e^{-i\omega t + ik_z z}$$

и

$$H_x(x, z, t) = H_x(x)e^{-i\omega t + ik_z z},$$

$$H_z(x, z, t) = H_z(x)e^{-i\omega t + ik_z z}.$$

Отметим, что z -проекция k_z волнового вектора \mathbf{k} одинакова во всех средах.

Обозначим толщину слоя через d .

Для определения электромагнитных свойств пленки будем использовать подход Кливера–Фукса и их соавторов [1, 11]. Этот подход основан на рассмотрении двух конфигураций полей: симметричной и антисимметричной. На основе таких конфигураций в дальнейшем удастся получить выражения для коэффициентов отражения, поглощения и прохождения электромагнитной волны через пленку.

Обозначим через $Z^{(1)}$ импеданс на нижней поверхности слоя при антисимметричной по электрическому полю конфигурации внешних полей. Это случай 1, когда

$$\begin{aligned} E_y(0) = -E_y(d), \quad H_z(0) = H_z(d), \\ \frac{dE_y(0)}{dx} = \frac{dE_y(d)}{dx}. \end{aligned} \quad (1)$$

Обозначим через $Z^{(2)}$ импеданс на нижней поверхности слоя при симметричной по электрическому полю конфигурации внешних полей. Это случай 2, когда

$$\begin{aligned} E_y(0) = E_y(d), \quad H_z(0) = -H_z(d), \\ \frac{dE_y(0)}{dx} = -\frac{dE_y(d)}{dx}. \end{aligned} \quad (2)$$

Электрические поля вне слоя можно представить в следующем виде:

$$E_y^{(j)}(x) = \begin{cases} a_j h_j e^{ik_{2x}(x-d)} + b_j h_j e^{-ik_{2x}(x-d)}, & x > d, \\ h_j e^{ik_{1x}x} + p_j h_j e^{-ik_{1x}x}, & x < 0, \quad j = 1, 2. \end{cases} \quad (3)$$

Индексы “1” и “2” у коэффициентов a , b , h , p и проекции поля $E_y(x)$ соответствуют первому и второму случаям соответственно.

При этом в обоих случаях импеданс определен как (см., например, [15] и [14])

$$Z^{(j)} = \frac{E_y^{(j)}(-0)}{H_y^{(j)}(-0)}, \quad j = 1, 2.$$

Коэффициенты прохождения, отражения и поглощения

Из уравнений Максвелла получаем [14]

$$Z^{(j)} = \frac{i\omega}{c} \frac{E_y^{(j)}(0)}{\frac{dE_y^{(j)}(0)}{dx}}, \quad j = 1, 2.$$

Учет симметрии поля для первого случая с использованием (1) и (3) приводит к соотношениям

$$-a_1 - b_1 = 1 + p_1, \quad k_{2x}a_1 - k_{2x}b_1 - k_{1x} - k_{1x}p_1. \quad (4)$$

Решая систему уравнений (4), получаем

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{k_{1x}}{2k_{2x}}(1 - p_1) - \frac{1 + p_1}{2}, \\ b_1 &= -\frac{k_{1x}}{2k_{2x}}(1 - p_1) - \frac{1 + p_1}{2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Учет симметрии поля для второго случая с использованием (2) и (3) приводит к соотношениям

$$a_2 + b_2 = 1 + p_2, \quad k_{2x}a_2 - k_{2x}b_2 = -k_{1x} + k_{1x}p_2. \quad (6)$$

Решение системы (6) имеет вид

$$\begin{aligned} a_2 &= -\frac{k_{1x}}{2k_{2x}}(1 - p_2) - \frac{1 + p_2}{2}, \\ b_2 &= \frac{k_{1x}}{2k_{2x}}(1 - p_2) + \frac{1 + p_2}{2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Рассмотрим конфигурацию поля

$$E_y(x) = b_2 h_2 E_y^{(1)}(x) - b_1 h_1 E_y^{(2)}(x),$$

имеющего следующую структуру:

$$E_y(x) = \begin{cases} (a_1 b_2 - a_2 b_1) h_1 h_2 e^{ik_{2x}(x-d)}, & x > d, \\ (b_2 - b_1) h_1 h_2 e^{ik_{1x}x} + (p_1 b_2 - p_2 b_1) h_1 h_2 e^{-ik_{1x}x}, & x < 0 \end{cases}.$$

Таким образом, электрическое поле соответствует электромагнитной волне, падающей на пленку из отрицательного полупространства. Волна частично проходит через пленку, а частично отражается.

При этом с учетом уравнений (5) и (7)

$$a_1 b_2 - a_2 b_1 = \frac{k_{1x}}{k_{2x}} (p_2 - p_1),$$

$$b_2 - b_1 = \frac{k_{1x}}{k_{2x}} (1 - \bar{p}) + 1 + \bar{p}, \quad \bar{p} = \frac{p_1 + p_2}{2},$$

$$p_1 b_2 - p_2 b_1 = \bar{p} + p_1 p_2 + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} (\bar{p} - p_1 p_2).$$

Величины p_1, p_2 можно представить как

$$p_j = \frac{ck_{1x}Z^{(j)} - \omega}{ck_{1x}Z^{(j)} + \omega}, \quad j = 1, 2.$$

Коэффициент отражения электромагнитной волны определяется как

$$R = \left| \frac{\bar{p}(k_{1x} + k_{2x}) + 2(k_{2x} - k_{1x})p_1 p_2}{k_{1x} + k_{2x} + (k_{2x} - k_{1x})\bar{p}} \right|^2.$$

Величину k_{2x} можно выразить через k_{1x} и диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2 [14]

$$k_{2x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta}, \quad k_{1x} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta.$$

Тогда выражение для $p_{1,2}$ можно представить в виде

$$p_j = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta Z^{(j)} - 1}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta Z^{(j)} + 1}, \quad j = 1, 2.$$

Средняя по времени величина потока энергии электромагнитного поля $\langle \mathbf{S} \rangle$ равна [10]

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{16\pi} \{ [\mathbf{E}\mathbf{H}^*] + [\mathbf{E}^* \mathbf{H}] \}.$$

Здесь звездочкой обозначено комплексное сопряжение.

Согласно уравнениям Максвелла вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} можно представить в виде [10]

$$\mathbf{H} = \frac{c}{\omega} [\mathbf{k}\mathbf{E}].$$

Исходя из приведенных соотношений, получаем

$$\langle S_x \rangle = \frac{c}{16\pi} (E_y H_z^* + E_y^* H_z) = \frac{c^2}{8\pi\omega} |E_y|^2 \operatorname{Re}(k_x).$$

Коэффициент отражения R при этом можно записать как

$$R = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2 \theta} (\bar{p} + p_1 p_2) + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta (\bar{p} - p_1 p_2)}{\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2 \theta} (1 + \bar{p}) + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta (1 - \bar{p})} \right|^2.$$

Введем величину $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1/\varepsilon_2$. Тогда соотношение для коэффициента отражения переписывается в виде

$$R = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_{12} - \sin^2 \theta} (\bar{p} + p_1 p_2) + \cos \theta (\bar{p} - p_1 p_2)}{\sqrt{\varepsilon_{12} - \sin^2 \theta} (1 + \bar{p}) + \cos \theta (1 - \bar{p})} \right|^2. \quad (8)$$

Коэффициент прохождения T можно представить в виде

$$T = \frac{\operatorname{Re}(k_{2x})}{k_{1x}} \left| \frac{a_1 b_2 - a_2 b_1}{b_2 - b_1} \right|^2.$$

Используя приведенные выражения, получаем

$$T = k_{1x} \operatorname{Re}(k_{2x}) \left| \frac{p_2 - p_1}{k_{1x}(1 - \bar{p}) + k_{2x}(1 + \bar{p})} \right|^2$$

или, через диэлектрические проницаемости сред в явном виде,

$$T = \cos \theta \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_{12} - \sin^2 \theta} \times \left| \frac{p_2 - p_1}{\sqrt{\varepsilon_{12} - \sin^2 \theta} (1 + \bar{p}) + \cos \theta (1 - \bar{p})} \right|^2. \quad (9)$$

Для прозрачных сред величины ε_1 и ε_2 действительные. Из полученной формулы для коэффициента прохождения видно, что в этом случае при

$$\sin^2 \theta \geq \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

коэффициент прохождения равен нулю, так как при этом

$$\operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta)} = 0.$$

Это соответствует полному внутреннему отражению.

Отметим, что при $\sin^2\theta \rightarrow \varepsilon_2/\varepsilon_1$ коэффициент прохождения $T \rightarrow 0$. Коэффициент отражения R при $\theta \rightarrow \pi/2$ стремится к 1.

Коэффициент поглощения A находится согласно формуле

$$A = 1 - T - R. \quad (10)$$

Коэффициенты прохождения T и отражения R электромагнитной волны слоем при $\varepsilon_1 \rightarrow 1$, $\varepsilon_2 \rightarrow 1$ переходят в ранее известные выражения [1], [11]

$$T = \frac{1}{4}|p_1 - p_2|^2, \quad R = \frac{1}{4}|p_1 + p_2|^2.$$

Рассмотрим случай, когда электроны отражаются от поверхности пленки зеркально. Тогда для величин $Z^{(j)}$ ($j = 1, 2$) справедливы следующие соотношения [1]:

$$Z^{(j)} = \frac{2i\Omega}{W} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{1}{\Omega^2 \varepsilon_{tr} - Q^2}, \quad j=1, 2,$$

где

$$W = W(d) = \frac{\omega_p d}{c} \times 10^{-7},$$

причем толщина пленки d измеряется в нанометрах, для $Z^{(1)}$ суммирование ведется по нечетным n , а для $Z^{(2)}$ – по четным. Здесь

$$\varepsilon_{tr} = \varepsilon_{tr}(q_1, \Omega), \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \mathbf{q}_1 = \frac{v_F}{c} \mathbf{Q},$$

$$\mathbf{Q} = (Q_x, 0, Q_z), \quad Q_x = \frac{\pi n}{W(d)},$$

$$Q_z = \sqrt{\varepsilon_1} \Omega \sin\theta,$$

\mathbf{q}_1 – безразмерный волновой вектор, $\mathbf{q} = \frac{\omega_p}{v_F} \mathbf{q}_1$ – размерный волновой вектор, $\varepsilon = v/\omega_p$ и v – соответственно безразмерная и размерная частота столкновений электронов, модуль вектора \mathbf{q}_1 определяется уравнением

$$q_1 = \frac{v_F}{c} \sqrt{\frac{\pi^2 n^2}{W^2(d)} + \varepsilon_1 \Omega^2 \sin^2\theta}.$$

Под ω_p понимается плазменная частота, ε_{tr} – поперечная диэлектрическая проницаемость. Выражение для поперечной диэлектрической проницаемости вырожденного электронного газа в τ -приближении приводится в [16]; в обозначениях настоящей работы оно имеет вид

$$\varepsilon_{tr} = 1 - \frac{3}{4\Omega q_1^3} \times \left[2(\Omega + i\varepsilon) + [(\Omega + i\varepsilon)^2 - q_1^2] \ln \frac{\Omega + i\varepsilon - q_1}{\Omega + i\varepsilon + q_1} \right].$$

После преобразования функции $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$ примут вид

$$Z^{(1)} = \frac{4i\Omega}{W(d)} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{\Omega^2 \varepsilon_{tr}(\Omega, \varepsilon, d, 2n-1, \theta, \varepsilon_1) - Q(\Omega, d, 2n-1, \theta, \varepsilon_1)},$$

$$Z^{(2)} = \frac{2i\Omega}{W(d) [\Omega^2 \varepsilon_{tr}(\Omega, \varepsilon, d, 0, \theta, \varepsilon_1) - Q(\Omega, d, 0, \theta, \varepsilon_1)]} + \frac{4i\Omega}{W(d)} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{\Omega^2 \varepsilon_{tr}(\Omega, \varepsilon, d, 2n, \theta, \varepsilon_1) - Q(\Omega, d, 2n, \theta, \varepsilon_1)}.$$

Обсуждение результатов

Рассмотрим случай тонкого слоя калия. Тогда [1]

$$\omega_p = 6,5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}, \quad v_F = 8,52 \times 10^7 \text{ см/с}.$$

Проведем графическое исследование коэффициентов прохождения, отражения и поглощения, используя соответственно формулы (9), (8) и (10). Для всех рисунков зафиксируем безразмерную частоту столкновений электронов $\varepsilon = 0,001$. Это значит, что размерная частота столкновений электронов $v = 0,001\omega_p$.

На всех рисунках рассматривается нормальное падение электромагнитной волны на пленку из первой диэлектрической среды, на рис. 1–6 рассматриваются зависимости оптических коэффициентов от безразмерной частоты поля $\Omega = \omega/\omega_p$, на рис. 7 – зависимость коэффициента отражения от толщины пленки.

Графики на рис. 1 показывают монотонное возрастание коэффициента прохождения при частотах меньше плазменной ($\omega < \omega_p$), т. е. при $\Omega < 1$. В области резонансных частот (т. е. при $\Omega > 1$) коэффициент прохождения обнаруживает колебательный (немонотонный) характер.

Чем больше толщина пленки, тем сильнее выражен колебательный характер, т. е. чаще чередуются локальные максимумы и минимумы. Немонотонный характер поведения оптических характеристик пленки связан с тем, что в рассматриваемом диапазоне частот излучения толщина пленки сравнима с длиной волны излучения и начинают проявляться интерференционные эффекты. В частности, первые минимумы в коэффициенте отражения пленки приходятся на частоты, соответствующие длинам волн излучения, равным толщине пленки.

На рис. 2 изображена зависимость коэффициента отражения от безразмерной частоты колебаний электромагнитного поля при тех же значениях толщины пленки. Коэффициент отражения монотонно убывает при $\Omega < 1$ и всех значениях толщины пленки. При $\Omega > 1$ локальные экстремумы чередуются тем чаще, чем больше толщина пленки.

Сравнение графиков на рис. 1 и 2 показывает, что с уменьшением диэлектрической проницаемости второй среды (подложки) до единицы коэффициенты прохождения увеличиваются, “прижимаясь” к единице. При этом ($\epsilon_2 \rightarrow 1$) коэффициенты отражения, а также амплитуды осцилляций уменьшаются, причем сами осцилляции теперь имеют место лишь в интервале $1 < \Omega < 2$, т. е. уменьшается и сам интервал значений Ω , на котором существуют осцилляции.

На рис. 3 изображена зависимость коэффициента поглощения от безразмерной частоты Ω при тех же значениях толщины пленки. Коэффициент поглощения имеет локальный максимум вблизи плазменной частоты, т. е. при $\Omega = 1$. Чем больше толщина пленки, тем выше значения локального максимума.

На рис. 4–6 изображены соответственно зависимости коэффициентов T , R , A от безразмерной частоты колебаний электромагнитного поля. Толщина пленки берется равной $d = 100$ нм. В качестве первой диэлектрической среды рассматривается воздух. В качестве второй диэлектрической среды (подложки) последовательно берем стекло (1), слюду (2) и керамику радиотехническую (3).

Графики на рис. 4 показывают, что с ростом величины диэлектрической проницаемости значения коэффициента прохождения уменьшаются независимо от безразмерной частоты колебаний электромагнитной волны. Кроме того, этот коэффициент монотонно возрастает до своего локального максимума (лежащего

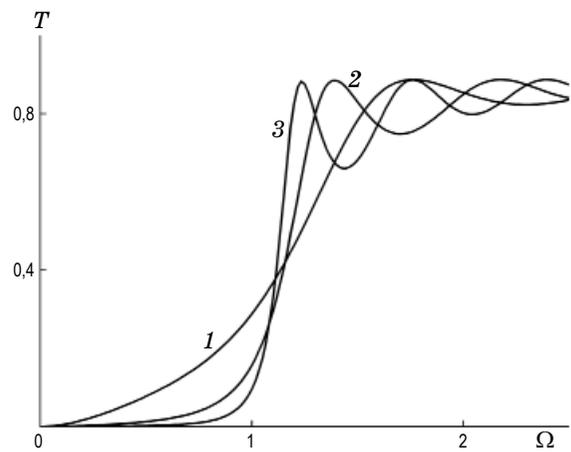


Рис. 1. Коэффициент прохождения, воздух–пленка–стекло, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $d = 100, 150, 200$ нм, $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

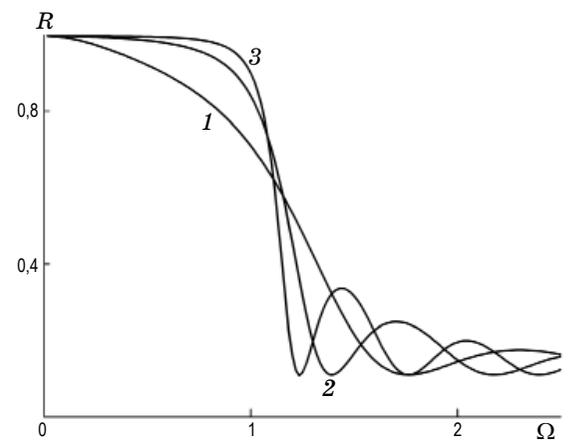


Рис. 2. Коэффициент отражения, воздух–пленка–стекло, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $d = 100, 150, 200$ нм, $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

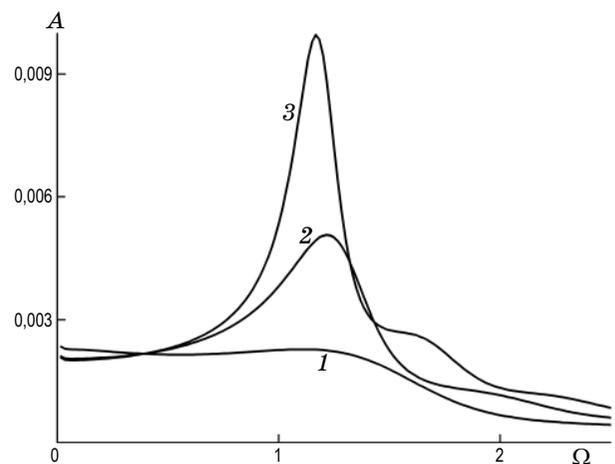


Рис. 3. Коэффициент поглощения, воздух–пленка–стекло, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $d = 100, 150, 200$ нм, $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

в области $1 < \Omega < 2$) независимо от величины диэлектрической проницаемости.

Графики на рис. 5 показывают, что с ростом диэлектрической проницаемости значения коэффициента отражения увеличиваются независимо от безразмерной частоты колебаний электромагнитной волны. Коэффициент отражения имеет локальный минимум в той же области $1 < \Omega < 2$. Кроме того, этот коэффициент монотонно убывает до своего локального ми-

нимума независимо от величины диэлектрической проницаемости.

Графики на рис. 6 показывают, что вблизи точки $\Omega = 1$ значения коэффициентов поглощения близки друг другу независимо от величины диэлектрической проницаемости. Изменение этого коэффициента носит немонотонный характер. В области $0 < \Omega < 1$ коэффициент поглощения имеет минимум, а в области $1 < \Omega < 2$ – максимум. В области доре-

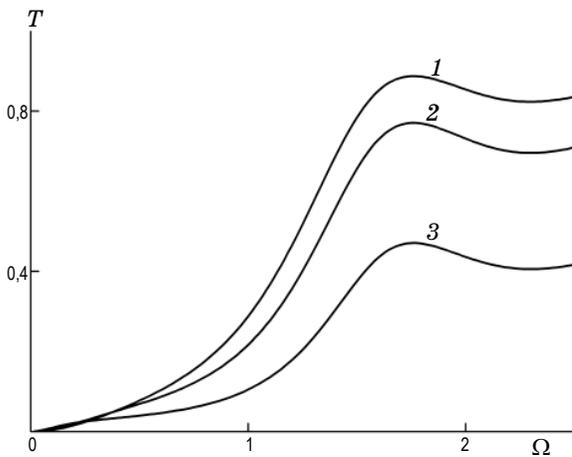


Рис. 4. Коэффициент прохождения, $d = 100$ нм, $\epsilon_1 = 1$ – воздух, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $\epsilon_2 = 4, 8, 40$ (стекло, слюда, керамика радиотехническая), $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

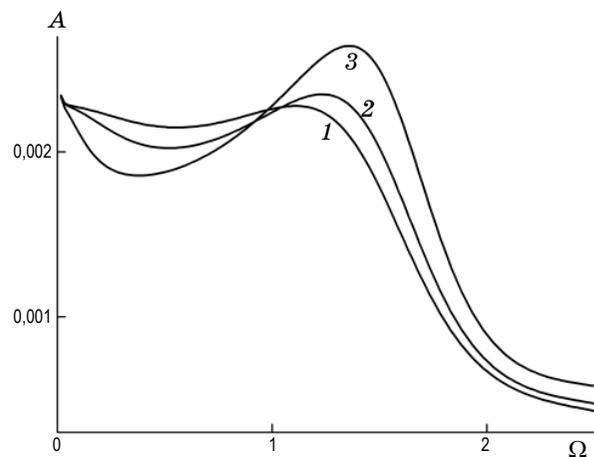


Рис. 6. Коэффициент поглощения, $d = 100$ нм, $\Omega = 1$, $\epsilon_1 = 1$ – воздух, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $\epsilon_2 = 4, 8, 40$ (стекло, слюда, керамика радиотехническая), $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

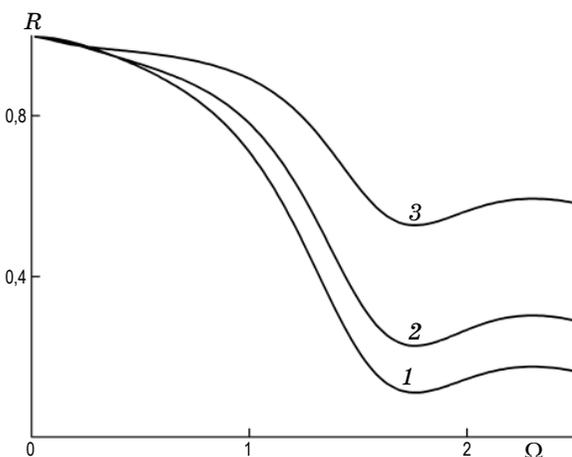


Рис. 5. Коэффициент отражения, $d = 100$ нм, $\epsilon_1 = 1$ – воздух, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $\epsilon_2 = 4, 8, 40$ (стекло, слюда, керамика радиотехническая), $0 \leq \Omega \leq 2,5$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

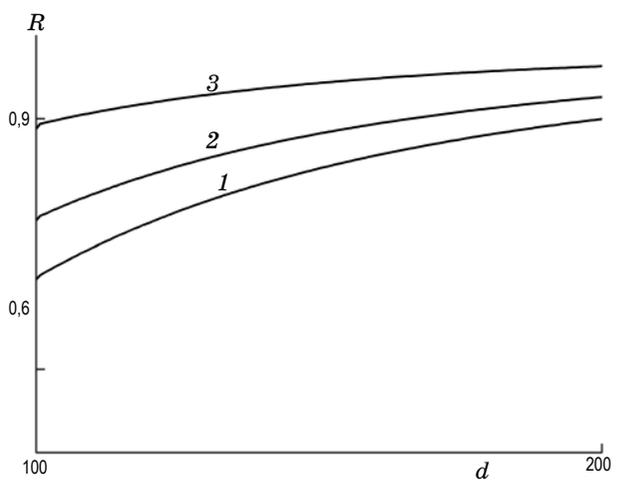


Рис. 7. Коэффициент отражения, $\Omega = 1$, $\epsilon_1 = 1$ – воздух, кривые 1, 2, 3 отвечают значениям $\epsilon_2 = 4, 8, 40$ (стекло, слюда, керамика радиотехническая), $100 \text{ нм} \leq d \leq 200 \text{ нм}$, $\nu = 0,001 \omega_p$, $\theta = 0^\circ$.

зонансных частот значения коэффициента A тем больше, чем меньше значение диэлектрической проницаемости, а при $\Omega > 1$ эта ситуация меняется на противоположную.

На рис. 7 изображена зависимость коэффициента отражения как функция толщины пленки в диапазоне $100 \text{ нм} < d < 200 \text{ нм}$. В качестве первой диэлектрической среды рассматривается воздух. В качестве второй диэлектрической среды (подложки) последовательно берем стекло (1), слюду (2) и керамику радиотехническую (3). Графики показывают, что с ростом диэлектрической проницаемости коэффициент отражения растет независимо от толщины пленки.

Заключение

В настоящей работе проведено обобщение теории взаимодействия электромагнитного излучения (S -волны) с металлической пленкой, заключенной между двумя различными диэлектрическими средами. Выведены формулы для коэффициентов прохождения, отражения и поглощения электромагнитной волны. Проведено графическое исследование этих коэффициентов в зависимости от частоты колебаний электромагнитного поля, толщины пленки и характера (величины) второй диэлектрической среды (подложки).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Jones W.E., Kliewer K.L., Fuchs R. Nonlocal theory of the optical properties of thin metallic films // Phys. Rev. 1969. V. 178. № 3. P. 1201–1203.
2. Kliewer K.L., Fuchs R. Optical properties of an electron gas: Further studies of a nonlocal description // Phys. Rev. 1969. V. 185. № 3. P. 805–913.
3. Кондратенко А.Н. Проникновение волн в плазму. М.: Атомиздат, 1979. 232 с.
4. Latyshev A.V., Yushkanov A.A. Interaction of the Electromagnetic S-Wave with the Thin Metal Film // arXiv:1010.1408. 1–13 p.
5. Паредес–Хуарес А., Диас–Монхе С., Макаров М.Н., Перес–Родригес Ф. Нелокальные эффекты в электродинамике металлических пластин // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 9. С. 687–692.
6. Brandt T., Hövel M., Gompf B., Dressel M. Temperature- and frequency-dependent optical properties of ultra-thin Au films // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. № 20. P. 205409–205415.
7. Hutcheon F.E., Hansen W.N. Optical properties of free-electron metal films including electron surface scattering // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. P. 4069–4075.
8. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2001. 536 с.
9. Dimmich R. Optical properties of metallic multilayer films // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. P. 3784–3791.
10. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 352 с.
11. Fuchs R., Kliewer K.L., Pardee W.J. Optical properties of an ionic crystal slab // Phys. Rev. 1966. V. 150. № 2. P. 589–596.
12. Латышев А.В., Юшканов А.А. Точные решения теории аномального скин-эффекта для слоя. Зеркальные граничные условия // ЖВММФ. 1993. Т. 33. № 2. С. 259–270.
13. Латышев А.В., Лескис А.Г., Юшканов А.А. Точное решение о поведении электронной плазмы в металле в переменном электрическом поле // ТМФ. 1992. Т. 92. № 1. С. 127–138.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1992. 664 с.
15. Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals // Advances in Physics. 2001. V. 50. № 6. P. 499–537.
16. Kliewer K.L., Fuchs R. // Phys. Rev. 1968. V. 172. № 3. P. 607–624.