УДК 535.412, 537.874

DOI: 10.18384-2310-7251-2019-1-46-56

ЭЛЕКТРОННАЯ ПЛАЗМА И ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЁНОК

Зверев Н. В., Юшканов А. А.*Московский государственный областной университет**141014, Московская область, г. Мытищи, ул. Веры Волошиной, д. 24, Российская Федерация*

Аннотация. Исследовано влияние кинетических и квантовых свойств вырожденной электронной плазмы металла на интерференцию излучения от металлической и диэлектрической плёнок. Изучены энергетические коэффициенты отражения и прохождения лучей в результате интерференции, а также разности фаз интерферирующих лучей в зависимости от частоты излучения для случаев Р- и S-волн. Установлено отличие результатов для квантовой электронной плазмы от результатов для классической электронной плазмы и для классического электронного газа в случаях частот порядка и много меньше плазменной частоты.

Ключевые слова: металлическая плёнка, интерференция, оптические коэффициенты, электронная плазма.

ELECTRON PLASMA AND INTERFERENCE OF RADIATION FROM METALLIC AND DIELECTRIC FILMS

N. Zverev, A. Yushkanov*Moscow Region State University**ul. Very Voloshinoi 24, 141014 Mytishchi, Moscow Region, Russian Federation*

Abstract. An influence of kinetic and quantum properties of degenerate electron plasma on the interference of radiation from metallic and dielectric films is investigated. The reflection and transmission power coefficients as well as the phase differences of interfering beams as functions of the radiation frequency are studied in the cases of P- and S-waves. A difference of the results for the quantum electron plasma from the results for the classical electron plasma and for the classical electron gas is determined in cases of frequencies which are an order and much less than the plasma frequency.

Keywords: metallic film, interference, optical coefficients, electron plasma.

Введение

В последнее время огромное внимание уделяется исследованиям взаимодействия электромагнитного излучения с проводниками малых размеров от нанометра до микрометра и с композитными материалами, содержащими такие

проводники [1–6]¹. Это внимание обусловлено не только теоретическим интересом, но также вызвано бурным развитием нанотехнологий и связанным с этим развитием созданием оптических устройств, имеющих узкие полосы пропускания, отражения или генерации излучения.

В этих исследованиях рассматриваются в основном амплитудные характеристики электромагнитного излучения. И зачастую не уделяется должного внимания исследованиям фазовых характеристик отражённого или проходящего излучений. В то же время фаза электромагнитных волн играет большую роль в ряде оптических устройств, таких как интерферометры, фильтры или слоистые структуры, например, одномерные фотонные кристаллы (см. [2; 3]²). Кроме того, изучение фазы волн дополняет исследование амплитуды излучения при его взаимодействии с веществом, а также при возникновении и распространении излучения в различных средах. Поэтому исследование фазы электромагнитных волн при их взаимодействии с металлическими объектами представляет собой достаточно актуальную задачу.

Настоящая работа призвана восполнить пробел в непосредственном изучении фазовых характеристик электромагнитного излучения при его взаимодействии с металлами. В данной работе исследуется электромагнитное излучение, полученное в результате интерференции отражённых и проходящих лучей от тонких параллельных плёнок из металла и из прозрачного диэлектрика. Рассматриваются электромагнитные волны двух поляризаций: Р- и S-волна. В работе изучается влияние кинетических и квантовых волновых свойств электронов проводимости металла на энергетические коэффициенты и разности фаз указанных интерферирующих излучений. Для этого результаты в случае квантовой вырожденной электронной плазмы сравниваются с данными, полученными для классической вырожденной плазмы, а также с результатами для классического электронного газа.

Модель, энергетические коэффициенты и разности фаз

Пусть плоские однородные и изотропные металлическая и диэлектрическая плёнки одинаковой малой толщины d расположены параллельно между двумя

¹ Также см. работы:

Завитаев Э. В., Русаков О. В., Юшканов А. А. Скин-эффект в тонкой цилиндрической проволоке из металла // Физика твёрдого тела. 2012. Т. 54. Вып. 6. С. 1041–1047;

Уткин А. И., Юшканов А. А. Влияние коэффициентов зеркальности на взаимодействие Н-волны с тонкой металлической плёнкой // Оптика и спектроскопия. 2014. Т. 117. № 4. С. 650–654;

Зверев Н. В., Юшканов А. А. Квантовая электронная плазма, металлическая плёнка и электромагнитное излучение // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2016. № 3. С. 18–29;

Зверев Н. В., Юшканов А. А. Квантовая электронная плазма в одномерном металло-диэлектрическом фотонном кристалле // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 122. № 2. С. 222–227;

Расчёт высокочастотной электропроводности тонкого полупроводникового слоя в случае различных коэффициентов зеркальности его поверхностей / Кузнецова И. А., Романов Д. Н., Савенко О. В., Юшканов А. А. // Микроэлектроника. 2017. Т. 46. № 4. С. 275–283.

² Также см.: Зверев Н. В., Юшканов А. А. Квантовая электронная плазма в одномерном металло-диэлектрическом фотонном кристалле // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 122. № 2. С. 222–227.

прозрачными однородными изотропными диэлектрическими средами с положительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 (рис. 1).

Рис. 1. Схема распространения излучения через металлическую и диэлектрическую плёнки.

Считаем, что диэлектрическая плёнка сделана также из прозрачного диэлектрика с положительной диэлектрической проницаемостью ϵ_3 .

Пусть электромагнитное излучение с частотой ω падает со стороны среды с ϵ_1 на металлическую и диэлектрическую плёнки под углом θ (рис. 1). В результате отражения излучения от плёнок и прохождения через них излучения возникает интерференция волн. Тогда энергетические коэффициенты отражения и прохождения интерферирующих волн R_{if} и T_{if} , а также разности фаз этих волн $\Delta\varphi_R$ и $\Delta\varphi_T$ имеют вид (метод вывода описан в [4; 5; 7]):

$$R_{if} = \frac{1}{4} |r_1 + r_2|^2, \quad T_{if} = \frac{1}{4} |t_1 + t_2|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\cos \theta'}{\cos \theta} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \right), \quad (1)$$

$$\Delta\varphi_R = \varphi_{r1} - \varphi_{r2}, \quad \Delta\varphi_T = \varphi_{t1} - \varphi_{t2}. \quad (2)$$

Здесь r_1 и t_1 – коэффициенты для металлической плёнки:

$$r_1 = \frac{U^{(1)} + U^{(2)}}{V^{(1)} + V^{(2)}}, \quad t_1 = \frac{U^{(1)}V^{(2)} - U^{(2)}V^{(1)}}{V^{(1)} + V^{(2)}}, \quad (3)$$

а r_2 и t_2 – соответственно коэффициенты для диэлектрической плёнки:

$$r_2 = \frac{\tilde{U}^{(1)} + \tilde{U}^{(2)}}{\tilde{V}^{(1)} + \tilde{V}^{(2)}}, \quad t_2 = \frac{\tilde{U}^{(1)}\tilde{V}^{(2)} - \tilde{U}^{(2)}\tilde{V}^{(1)}}{\tilde{V}^{(1)} + \tilde{V}^{(2)}}. \quad (4)$$

Из комплексного представления коэффициентов r_j и t_j ($j = 1, 2$) определяются фазы φ_{rj} и φ_{tj} отражённых и проходящих излучений от металлической и диэлектрической плёнок:

$$r_j = |r_j| e^{i\varphi_{rj}}, \quad t_j = |t_j| e^{i\varphi_{tj}}. \quad (5)$$

В формулах (3) величины $U^{(j)}$ и $V^{(j)}$ ($j = 1, 2$) в случае Р-волны (вектор $\mathbf{E}$ волны лежит в плоскости падения) равны:

$$U^{(j)} = \frac{\cos \theta - Z_p^{(j)} \sqrt{\epsilon_1}}{\cos \theta' + Z_p^{(j)} \sqrt{\epsilon_2}}, \quad V^{(j)} = \frac{\cos \theta + Z_p^{(j)} \sqrt{\epsilon_1}}{\cos \theta' + Z_p^{(j)} \sqrt{\epsilon_2}}. \quad (6)$$

А в случае S-волны (вектор $\mathbf{H}$ волны лежит в плоскости падения) эти величины выглядят следующим образом:

$$U^{(j)} = \frac{1 + Z_s^{(j)} \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta}{1 - Z_s^{(j)} \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta'}, \quad V^{(j)} = \frac{1 - Z_s^{(j)} \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta}{1 - Z_s^{(j)} \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta'}. \quad (7)$$

В формулах (4) величины $\tilde{U}^{(j)}$ и $\tilde{V}^{(j)}$ определяются через $U^{(j)}$ и $V^{(j)}$ как для Р-волны, так и для S-волны:

$$\tilde{U}^{(j)} = U^{(j)} [Z^{(j)} = \tilde{Z}^{(j)}], \quad \tilde{V}^{(j)} = V^{(j)} [Z^{(j)} = \tilde{Z}^{(j)}]. \quad (8)$$

В формулах (6) и (7) угол θ' – это угол преломления в среду с ϵ_2 (рис. 1), определяемый по закону преломления:

$$\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta = \sqrt{\epsilon_2} \sin \theta'. \quad (9)$$

А $Z_p^{(j)}$ и $Z_s^{(j)}$ ($j = 1, 2$) – поверхностные импедансы металлической плёнки, найденные в предположении зеркального отражения электронов проводимости металла от границ плёнки [8] (см. также [9]):

$$Z_p^{(j)} = \frac{2i c \omega}{d} \sum_n \frac{1}{k_n^2} \left(\frac{k_x^2}{\omega^2 \epsilon_l(\omega, k_n)} + \frac{(\pi n / d)^2}{\omega^2 \epsilon_{tr}(\omega, k_n) - (c k_n)^2} \right), \quad (10)$$

$$Z_s^{(j)} = -\frac{2i c \omega}{d} \sum_n \frac{1}{\omega^2 \epsilon_{tr}(\omega, k_n) - (c k_n)^2}. \quad (11)$$

В формулах (8) поверхностные импедансы диэлектрической плёнки для Р-волны и S-волны равны:

$$\tilde{Z}_{p,s}^{(j)} = Z_{p,s}^{(j)} [\epsilon_l = \epsilon_{tr} = \epsilon_3]. \quad (12)$$

В формулах (10) и (11) обозначено:

$$k_n = \sqrt{(\pi n / d)^2 + k_x^2}, \quad k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta. \quad (13)$$

Здесь c – скорость света. Суммирование в (10) и (11) выполняется при $j = 1$ по всем нечётным $n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ и при $j = 2$ по всем чётным $n = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$.

В формулах (10) и (11) $\epsilon_l(\omega, k)$ и $\epsilon_{tr}(\omega, k)$ – продольная и поперечная диэлектрические проницаемости электронной плазмы. Эти проницаемости зависят не только от частоты ω , но и от волнового числа k , то есть также имеет место пространственная дисперсия диэлектрических проницаемостей электронной плазмы.

Следует отметить, что коэффициенты (1) и разности фаз (2) с учётом (5) связаны между собой соотношениями:

$$\begin{aligned} R_{if} &= \frac{1}{4} \left(R_1 + R_2 + 2\sqrt{R_1 R_2} \cos \Delta \varphi_R \right), \\ T_{if} &= \frac{1}{4} \left(T_1 + T_2 + 2\sqrt{T_1 T_2} \cos \Delta \varphi_T \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где R_1 и R_2 – энергетические коэффициенты отражения от металлической и от диэлектрической плёнки соответственно, а T_1 и T_2 – энергетические коэффициенты прохождения через металлическую и диэлектрическую плёнки [4; 5]:

$$R_j = |r_j|^2, \quad T_j = |t_j|^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\cos \theta'}{\cos \theta} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \right) \quad (j = 1, 2). \quad (15)$$

Формулы (14) позволяют экспериментально определить косинусы разностей фаз отражённых и проходящих излучений $\cos \Delta \varphi_R$ и $\cos \Delta \varphi_T$ по измеренным значениям R_j , T_j , R_{if} и T_{if} ($j = 1, 2$).

Диэлектрические проницаемости электронной плазмы

Диэлектрические проницаемости в случае квантовой вырожденной электронной плазмы при температуре $T = 0$ K, вычисленные в работах [10; 11] в рамках подхода Мермина, имеют следующий вид:

$$\epsilon^{(qu)}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{3}{4Q} \frac{(\Omega + i\gamma)F(\Omega + i\gamma, Q)F(0, Q)}{\Omega F(0, Q) + i\gamma F(\Omega + i\gamma, Q)}, \quad (16)$$

$$\epsilon_{tr}^{(qu)}(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{1}{\Omega^2} \left(1 + \frac{\Omega G(\Omega + i\gamma, Q) + i\gamma G(0, Q)}{\Omega + i\gamma} \right). \quad (17)$$

Здесь обозначено:

$$F(\Omega + i\gamma, Q) = \frac{B_1(\Omega_+ + i\gamma, Q) - B_1(\Omega_- + i\gamma, Q)}{r} + 2, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} G(\Omega + i\gamma, Q) &= \frac{3[B_2(\Omega_+ + i\gamma, Q) - B_2(\Omega_- + i\gamma, Q)]}{16r} + \\ &+ \frac{9}{8} \left(\frac{\Omega + i\gamma}{Q} \right)^2 + \frac{3}{32} Q^2 r^2 - \frac{5}{8}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$B_\alpha(\Omega + i\gamma, Q) = \frac{1}{Q^{2\alpha+1}} [(\Omega + i\gamma)^2 - Q^2]^\alpha \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q}{\Omega + i\gamma + Q}, \quad (20)$$

где $\alpha = 1, 2$.

В формулах (16) – (20) введены безразмерные величины:

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad Q = \frac{v_F k}{\omega_p}, \quad \gamma = \frac{1}{\omega_p \tau},$$

$$r = \frac{\hbar \omega_p}{m_e v_F^2}, \quad \Omega_{\pm} = \Omega \pm \frac{1}{2} Q^2 r, \quad (21)$$

где ω_p – плазменная частота электронной плазмы, v_F – скорость Ферми электронов плазмы, τ – время релаксации электронов из-за столкновений в плазме, $\hbar$ – постоянная Планка, m_e – эффективная масса электронов проводимости.

Результаты для проницаемостей (16) и (17) квантовой электронной плазмы будем сравнивать с результатами для проницаемостей классической вырожденной электронной плазмы при $T = 0$ К [12]:

$$\epsilon_l^{(cl)}(\omega, k) = 1 + \frac{3}{Q^2} \frac{1 + \frac{\Omega + i\gamma}{2Q} \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q}{\Omega + i\gamma + Q}}{1 + \frac{i\gamma}{2Q} \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q}{\Omega + i\gamma + Q}}, \quad (22)$$

$$\epsilon_{tr}^{(cl)}(\omega, k) = 1 - \frac{3}{4\Omega} \left(\frac{2(\Omega + i\gamma)}{Q^2} + B_1(\Omega + i\gamma, Q) \right), \quad (23)$$

а также с результатами для проницаемостей классического электронного газа в подходе Друде – Лоренца [8; 12]:

$$\epsilon_l^{(DL)}(\omega) = \epsilon_{tr}^{(DL)}(\omega) = 1 - \frac{1}{\Omega(\Omega + i\gamma)}. \quad (24)$$

Проницаемости (22) и (23) отражают кинетические свойства электронов вырожденной плазмы. А проницаемости (16) и (17) отражают и кинетические, и квантовые волновые свойства электронов плазмы. Проницаемости (16) и (17) в классическом пределе $r \rightarrow 0$ переходят в проницаемости (22) и (23), а в длинноволновом пределе $k \rightarrow 0$ как квантовые проницаемости (16) и (17), так и классические проницаемости (22) и (23) переходят в проницаемости (24).

Результаты исследования

При численном исследовании в качестве металла мы рассматриваем калий, для которого согласно [8] нами взяты значения $\omega_p = 6,61 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $v_F = 8,5 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, $\tau = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, $m_e = 9 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$. В качестве окружающих диэлектриков нами выбраны либо воздух и кварц с $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_2 = 2$, соответственно, либо наоборот, кварц и воздух с $\epsilon_1 = 2$ и $\epsilon_2 = 1$. Наконец, в качестве диэлектрика прозрачной плёнки мы рассматриваем гель с $\epsilon_3 = 1,6$.

Численные расчёты, выполненные по формулам (1) – (13) и (15) – (24), показывают отличие результатов для случаев квантовой и классической вырожденной электронной плазмы и классического электронного газа (рис. 2; 3). Это отличие говорит о влиянии как кинетических, так и квантовых волновых свойств вырожденной электронной плазмы на интерференцию отражённых и проходящих Р- и S-волн от металлической и от диэлектрической плёнок. Такое влияние

на энергетические коэффициенты интерферирующих излучений и на их разности фаз наблюдается при тех же частотах, что и в случае энергетических коэффициентов R_1 и T_1 одной металлической плёнки без интерференции.

Рис. 2. Величины R_{if} , $\cos \Delta \varphi_R$ и R_1 в зависимости от частоты ω , Р-волна: 1 – квантовая электронная плазма, 2 – классическая электронная плазма, 3 – классический электронный газ. Значения $\theta = 75^\circ$, $d = 1,28$ нм, $\epsilon_1 = 1$ (воздух), $\epsilon_2 = 2$ (кварц), $\epsilon_3 = 1,6$ (гель).

Рис. 3. Величины T_{if} , $\cos \Delta \varphi_T$ и T_1 в зависимости от частоты ω , S-волна: 1 – квантовая электронная плазма, 2 – классическая электронная плазма, 3 – классический электронный газ. Значения $\theta = 30^\circ$, $d = 128$ нм, $\epsilon_1 = 2$ (кварц), $\epsilon_2 = 1$ (воздух), $\epsilon_3 = 1,6$ (гель).

Для Р-волн (рис. 2) отличие энергетических коэффициентов и разностей фаз квантовой электронной плазмы от этих величин классической электронной плазмы и классического электронного газа наблюдается главным образом вблизи резонансных частот в области $\omega \gtrsim \omega_p$ при малых толщинах плёнок $d \ll c/\omega_p$ (толщина скин-слоя). Резонансные частоты наблюдаются для классической и для квантовой электронной плазмы, в то время как для классического электронного газа такой частотой является лишь частота вблизи плазменной частоты ω_p . Это отличие обусловлено влиянием продольных колебаний электронной плазмы внутри тонкой плёнки металла [8] (см. также [4]).

Расстояние между резонансными частотами имеет порядок $\Delta\omega \sim \pi\nu_F/d$. Однако квантовые волновые свойства электронной плазмы приводят к смещению и сглаживанию резонансных пиков энергетических коэффициентов и разностей фаз.

А в случае S-волн (рис. 3) энергетические коэффициенты и разности фаз для квантовой электронной плазмы отличаются от этих величин классической электронной плазмы и классического электронного газа при частотах $\omega \sim \pi\nu_F/d$. Такие частоты оказываются достаточно малыми по сравнению с плазменной частотой ω_p , поскольку при этом толщина плёнок должна быть больше или порядка толщины скин-слоя, т.е. $d \gtrsim c/\omega_p$. При этих частотах наблюдается также отличие указанных величин для классической электронной плазмы от величин для классического электронного газа. Такое отличие вызвано периодическим движением электронов между границами металлического слоя [13], частота которого равна как раз $\pi\nu_F/d$. А большая толщина d плёнок обеспечивает достаточную видимость эффекта на фоне заметного поглощения излучения в металлической плёнке [1; 5].

Заключение

В данной работе численно изучено влияние кинетических и квантовых волновых свойств электронной плазмы на интерференцию излучения от металлической и диэлектрической плёнок одинаковой толщины. Исследованы энергетические коэффициенты и разности фаз интерферирующих лучей в зависимости от частоты излучения для случаев Р- и S-волн.

В результате исследования показано отличие результатов для случаев квантовой электронной плазмы, классической электронной плазмы и классического электронного газа. Это отличие для интерферирующих лучей выполняется при тех же частотах, что и в случае излучений от одной металлической плёнки, когда интерференция отсутствует. Тем самым доказывается влияние как кинетических, так и квантовых свойств электронной плазмы на интерференцию излучений от плёнок. В случае Р-волн отличие величин наблюдается вблизи резонансных частот порядка плазменной частоты при толщинах плёнок много меньше толщины скин-слоя. А в случае S-волн вклад кинетических и квантовых свойств наблюдается вблизи частоты периодического движения электронов вырожденной плазмы между поверхностями металлического слоя при толщинах плёнок больше или порядка толщины скин-слоя.

Полученные результаты целесообразно учитывать при создании и использовании оптических интерференционных устройств с тонкими металлическими и диэлектрическими плёнками.

Статья поступила в редакцию 10.12.2018 г.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-07-00537 А.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 19-07-00537 A).

ЛИТЕРАТУРА

1. Нелокальные эффекты в электродинамике металлических пластин / Парадес-Хуарес А., Диас-Монхе Ф., Макаров Н. М., Перес-Родригес Ф. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2009. Т. 90. № 9. С. 687–692.
2. Using metallic photonic crystals as visible light sources / Belousov S., Bogdanova M., Deinega A., Eyderman S., Valuev I., Lozovik Yu., Polischuk I., Potapkin B., Ramamurthi B., Deng T., Midha V. // Physical Review B. 2012. Vol. 86. Iss. 17. No. 174201. P. 1–8.
3. Landau damping of electromagnetic transport via dielectric-metal superlattices / Paredes-Juárez A., Iakushev D. A., Flores-Desirena B., Makarov N. M., Pérez-Rodríguez F. // Optics Letters. 2015. Vol. 40. Iss. 15. P. 3588–3591.
4. Yushkanov A. A., Zverev N. V. Quantum Electron Plasma, Visible and Ultraviolet P-wave and Thin Metallic Film // Physics Letters A. 2017. Vol. 381. Iss. 6. P. 679–684.
5. Yushkanov A. A., Zverev N. V. Quantum Electron Plasma and Interaction of S-wave with Thin Metallic Film [Электронный ресурс] // arXiv : [сайт]. URL: <https://arxiv.org/pdf/1709.02240v1.pdf> (дата обращения: 11.12.2018).
6. Castillo-López S. G., Makarov N. M., Pérez-Rodríguez F. Quantum resonances of Landau damping in the electromagnetic response of metallic nanoslabs // Optics Letters. 2018. Vol. 43. Iss. 10. P. 2410–2413.
7. Dressler M., Gruener G. Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 474 p.
8. Fuchs R., Kliever K. L. Optical Properties of an Electron Gas: Further Studies of a Nonlocal Description // Physical Review. 1969. Vol. 185. Iss. 3. P. 905–913.
9. Зверев Н. В. Поверхностные импедансы плоского слоя среды с зеркально-симметричной функцией диэлектрического отклика // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика–Математика. 2018. № 1. С. 23–37.
10. Латышев А. В., Юшканов А. А. Поперечная электрическая проводимость квантовой столкновительной плазмы в подходе Мермина // Теоретическая и математическая физика. 2013. Т. 175. № 1. С. 132–143.
11. Латышев А. В., Юшканов А. А. Продольная электрическая проводимость в квантовой плазме с переменной частотой столкновений в рамках подходе Мермина // Теоретическая и математическая физика. 2014. Т. 178. № 1. С. 147–160.
12. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы: Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.

13. Kliewer K. L., Fuchs R. S-Polarized Optical Properties of Metals // *Physical Review B*. 1970. Vol. 2. Iss. 8. P. 2923–2936.

REFERENCES

1. Paredes-Juárez A., Díaz-Monge F., Makarov N. M., Pérez-Rodríguez F. [Nonlocal effects in the electrodynamics of metallic slabs]. In: *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* [Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters], 2009, vol. 90, no. 9, pp. 687–692.
2. Belousov S., Bogdanova M., Deinega A., Eyderman S., Valuev I., Lozovik Yu., Polischuk I., Potapkin B., Ramamurthi B., Deng T., Midha V. Using metallic photonic crystals as visible light sources. In: *Physical Review B*, 2012, vol. 86, iss. 17, No. 174201, pp. 1–8.
3. Paredes-Juárez A., Iakushev D. A., Flores-Desirena B., Makarov N. M., Pérez-Rodríguez F. Landau damping of electromagnetic transport via dielectric-metal superlattices. In: *Optics Letters*, 2015, vol. 40, iss. 15, pp. 3588–3591.
4. Yushkanov A. A., Zverev N. V. Quantum Electron Plasma, Visible and Ultraviolet P-wave and Thin Metallic Film. In: *Physics Letters A*, 2017, vol. 381, iss. 6, pp. 679–684.
5. Yushkanov A. A., Zverev N. V. Quantum Electron Plasma and Interaction of S-wave with Thin Metallic Film. In: *arXiv*. Available at: <https://arxiv.org/pdf/1709.02240v1.pdf> (accessed: 11.12.2018).
6. Castillo-López S. G., Makarov N. M., Pérez-Rodríguez F. Quantum resonances of Landau damping in the electromagnetic response of metallic nanoslabs. In: *Optics Letters*, 2018, vol. 43, iss. 10, pp. 2410–2413.
7. Dressler M., Gruener G. *Electrodynamics of Solids: Optical Properties of Electrons in Matter*. Cambridge, Cambridge University Press Publ., 2002. 474 p.
8. Fuchs R., Kliewer K. L. Optical Properties of an Electron Gas: Further Studies of a Nonlocal Description. In: *Physical Review*, 1969, vol. 185, iss. 3, pp. 905–913.
9. Zverev N. V. [Surface Impedances of a Flat Layer of a Medium with a Mirror-Symmetric Dielectric Response Function.]. In: *Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo oblastnogo universiteta. Seriya: Fizika–Matematika* [Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics], 2018, no. 1, pp. 23–37.
10. Latyshev A. V., Yushkanov A. A. [Transverse electrical conductivity of a quantum collisional plasma in the Mermin approach]. In: *Teoreticheskaya i matematicheskaya fizika* [Theoretical and Mathematical Physics], 2013, vol. 175, no. 1, pp. 132–143.
11. Latyshev A. V., Yushkanov A. A. [Longitudinal electric conductivity in a quantum plasma with a variable collision frequency in the framework of the Mermin approach]. In: *Teoreticheskaya i matematicheskaya fizika* [Theoretical and Mathematical Physics], 2014, vol. 178, no. 1, pp. 147–160.
12. Aleksandrov A. F., Bogdankevich L. S., Rukhadze A. A. *Osnovy elektrodinamiki plazmy* [Foundations of electrodynamics of plasma: textbook for universities]. Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1978. 407 p.
13. Kliewer K. L., Fuchs R. S-Polarized Optical Properties of Metals. In: *Physical Review B*, 1970, vol. 2, iss. 8, pp. 2923–2936.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ

Зверев Николай Витальевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики, Московский государственный областной университет;
e-mail: zverev_nv@mail.ru

Юшканов Александр Алексеевич – доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики, Московский государственный областной университет;
e-mail: yushkanov@inbox.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Nikolai V. Zverev – PhD in Physical and Mathematical Sciences, Assistant Professor at the Department of Theoretical Physics, Moscow Region State University;
e-mail: zverev_nv@mail.ru

Aleksandr A. Yushkanov – Doctor in Physical and Mathematical Sciences, professor at the Department of Theoretical Physics, Moscow Region State University;
e-mail: yushkanov@inbox.ru

ПРАВИЛЬНАЯ ССЫЛКА НА СТАТЬЮ

Зверев Н. В., Юшканов А. А. Электронная плазма и интерференция излучения от металлической и диэлектрической плёнок // Вестник Московского государственного областного университета. Серия: Физика-Математика. 2019. № 1. С. 46–56.
DOI: 10.18384-2310-7251-2019-1-46-56

FOR CITATION

Zverev N. V., Yushkanov A. A. Electron plasma and interference of radiation from metallic and dielectric films In: *Bulletin of Moscow Region State University. Series: Physics and Mathematics*, 2019, no. 1, pp. 46–56.
DOI: 10.18384-2310-7251-2019-1-46-56.