

Взаимодействие электромагнитной Н-волны с полупроводниковым нанослоем

© И.А. Кузнецова, О.В. Савенко

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150003 Ярославль, Россия

E-mail: kuz@uniyar.ac.ru

Поступила в Редакцию 2 марта 2022 г.

В окончательной редакции 25 марта 2022 г.

Принята к публикации 25 марта 2022 г.

Построена теоретическая модель взаимодействия электромагнитной Н-волны с полупроводниковым нанослоем, толщина которого может быть сравнима или меньше длины волны де Бройля носителей заряда. Предполагается, что частота падающей электромагнитной волны много меньше частоты плазменного резонанса. Получены аналитические выражения для оптических коэффициентов как функции безразмерных параметров: толщины нанослоя, частоты и угла падения электромагнитной волны, химического потенциала и параметров шероховатости поверхностей. Проведен анализ результатов, полученных для предельных случаев вырожденного и невырожденного электронного газа.

Ключевые слова: нанослой, уравнение Лиувилля, длина волны де Бройля, модель Соффера, оптические коэффициенты.

DOI: 10.21883/FTP.2022.08.53147.33

1. Введение

Изучение оптических характеристик полупроводниковых слоев вызывает значительный интерес у исследователей в связи с бурным развитием нанотехнологий в последние десятилетия. Ведутся разработки по увеличению КПД и энергоэффективности многослойных солнечных элементов [1–3]. Активно развиваются технологии изготовления и выращивания слоистых наноструктур, позволяющие создавать слои толщиной в несколько атомных слоев. В связи с этим возрастает количество работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию резонансного прохождения носителей заряда через многослойные квантово-размерные структуры [4–8]. Газ свободных носителей заряда в слоях с толщиной, порядка атомарной, можно рассматривать как квазидвумерный газ, заключенный в потенциальную яму с бесконечно высокими стенками. При малых толщинах неровность поверхности на атомарном уровне существенно влияет на транспорт носителей заряда в нанослое. Таким образом, возникает интерес к исследованиям явлений переноса в нанослоях с учетом квантования энергетического спектра носителей заряда и поверхностного рассеяния.

Первые известные научные работы, в которых рассматриваются эффекты размерного квантования в полупроводниковых и полуметаллических пленках, опубликованы в середине XX в. [9–12]. В них подробно обосновываются причины и условия возникновения квантового размерного эффекта. Есть работы, авторы которых использовали различные методы, позволяющие учесть шероховатость поверхности для решения квантовой задачи о статической проводимости тонкой металлической пленки: метод функций Грина [13–15] и непосредствен-

ный расчет вероятности перехода носителя заряда в результате процессов рассеяния [16–18]. В работах [19,20] вышеупомянутая задача решена с использованием граничных условий Соффера [21] и рассмотрены случаи металла и полупроводника с произвольным вырождением. Есть небольшое количество работ, посвященных учету эффекта размерного квантования для решения задач о взаимодействии электромагнитного излучения ИК-диапазона со сверхтонкой металлической пленкой [22–26]. Авторы этих работ ограничивались случаем гладкой поверхности и не использовался строгий математический расчет, основанный на решении квантового уравнения Лиувилля. Таким образом, вопрос о влиянии квантового электронного транспорта на электрические и оптические характеристики проводящих нанослоев пока еще недостаточно изучен и требует дополнительного изучения.

В настоящей работе построена теоретическая модель взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковым нанослоем. Для решения задачи был использован метод, аналогичный работам [19,20], согласно которому поверхностное рассеяние носителей заряда учитывается через граничные условия Соффера, накладываемые на уравнение Лиувилля.

2. Постановка задачи

Рассмотрим полупроводниковый нанослой толщиной a , расположенный в поле плоской монохроматической электромагнитной волны. Введем систему координат таким образом, чтобы координатные оси X и Y были направлены параллельно плоскости нанослоя, а ось Z — перпендикулярно. Предполагается, что вектор

напряженности электрического поля параллелен оси X (Н-конфигурация). Толщина нанослоя может быть сравнимой или меньше длины волны де Бройля носителей заряда. В этом случае энергетический спектр носителей заряда будет являться дискретным в перпендикулярном направлении и непрерывным в продольном направлении. Выражение для полной энергии электрона (дырки) в случае сферически-симметричной энергетической зоны имеет следующий вид:

$$\varepsilon_l = \frac{m}{2} (v_x^2 + v_y^2) + \varepsilon_{zl}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{zl} = (\pi\hbar l)^2 / (2ma^2)$ — собственное значение энергии носителя заряда на l -й подзоне, m — эффективная масса электрона (дырки), \hbar — постоянная Планка.

Система носителей заряда характеризуется оператором плотности [27]:

$$\hat{\rho}(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t) = \sum_l W_l |\psi_l(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t)\rangle \langle \psi_l(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t)|, \quad (2)$$

который подчиняется квантовому уравнению Лиувилля:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}]. \quad (3)$$

Здесь ψ_l — волновая функция системы носителей заряда, W_l — статистический вес, характеризующий вероятность того, что система носителей находится в состоянии ψ_l , \hat{H} — гамильтониан системы, \mathbf{k}_{\parallel} — продольная компонента волнового вектора.

В настоящей работе предполагается малое отклонение системы носителей заряда от равновесного состояния. Оператор плотности запишется в виде суммы равновесного оператора $\hat{\rho}^{(0)}$ и неравновесной поправки $\hat{\rho}^{(1)}$:

$$\hat{\rho}(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t) = \hat{\rho}^{(0)} + \hat{\rho}^{(1)}(z, \mathbf{k}_{\parallel}) \exp(-i\omega t). \quad (4)$$

Рассматривается случай полупроводника с произвольным вырождением. Оператор плотности равновесной системы носителей заряда запишется в виде

$$\hat{\rho}^{(0)} = \frac{1}{1 + \exp((\hat{H}_0 - \mu)/k_0T)}, \quad (5)$$

где \hat{H}_0 — гамильтониан равновесной системы, μ — химический потенциал, k_0 — постоянная Больцмана, T — температура.

Используя (4) и допуская упругое рассеяние носителей заряда, уравнение Лиувилля (3) можно привести к виду (6) методом, аналогичным работам [19,20]:

$$-i\omega f_l^{(1)} + v_{zl} \frac{\partial f_l^{(1)}}{\partial z} + \frac{e\mathbf{E}}{\hbar} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \mathbf{k}_{\parallel}} = -\frac{f_l^{(1)}}{\tau}, \quad (6)$$

где τ — время релаксации, f_l — функция распределения носителей заряда на l -й подзоне, играющая роль диагонального элемента матрицы плотности ρ_{ll} .

Для функции f_l справедливо разложение, аналогичное оператору плотности:

$$f_l(z, \mathbf{k}_{\parallel}, t) = f_l^{(0)} + f_l^{(1)}(z, \mathbf{k}_{\parallel}) \exp(-i\omega t), \quad (7)$$

$$f_l^{(0)} = \frac{1}{1 + \exp((\varepsilon_l - \mu)/k_0T)}. \quad (8)$$

В качестве граничных условий используется модель Соффера, учитывающая зависимость коэффициентов зеркальности поверхностей нанослоя $q_{1,2}$ от параметров шероховатости $g_{1,2}$ и угла падения носителя заряда на внутреннюю поверхность нанослоя ϑ :

$$\begin{cases} f_l^{(1)+} = q_1(g_1, \vartheta) f_l^{(1)-} & \text{при } z = 0, \\ f_l^{(1)-} = q_2(g_2, \vartheta) f_l^{(1)+} & \text{при } z = a, \end{cases} \quad (9)$$

$$q_{1,2}(g_{1,2}, \vartheta) = \exp(-(4\pi g_{1,2} \cos \vartheta)^2), \quad (10)$$

$$g_{1,2} = \frac{g_{s1,2}}{\lambda_{\mathbf{B}}}, \quad (11)$$

где $f_l^{(1)\pm}$ — соответственно функции распределения электронов (дырок) с положительной и отрицательной проекцией волнового вектора на ось Z , $g_{s1,2}$ — соответственно среднеквадратичная высота поверхностного рельефа нижней и верхней поверхности, $\lambda_{\mathbf{B}}$ — длина волны де Бройля носителей заряда.

Найденная функция распределения позволяет рассчитать плотность тока j , индуцируемого электромагнитной волной, и интегральную проводимость σ_a [19,20] по формулам (12), (13):

$$j = 2e \left(\frac{m}{\hbar}\right)^3 v_1 \sum_l \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v_x (f_l^{(1)+} + f_l^{(1)-}) dv_x dv_y, \quad (12)$$

$$\sigma_a = \int_0^a \frac{j}{E_x} dz, \quad (13)$$

где v_1 — проекция скорости электрона (дырки), находящегося на первой подзоне, на ось Z .

В настоящей работе предполагается, что диапазон частот электромагнитного излучения ограничен сверху частотой плазменного резонанса. Электромагнитная волна является слабой, поэтому эффекты, связанные с квантовой природой электромагнитного излучения, не учитываются. Поведение электромагнитной волны может быть описано уравнениями Максвелла [28]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x}{\partial z} = ikH_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} - ik(1 - \sin^2 \theta)E_x = -\frac{4\pi}{c} j. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь k — модуль волнового вектора, θ — угол падения электромагнитной волны, c — скорость света в вакууме.

Решая систему уравнений (14), можно определить связь между компонентами напряженности электрического и магнитного полей и плотностью тока, индуцируемого электромагнитной волной (интегральной проводимостью). Эта связь позволяет найти поверхностные импедансы и оптические коэффициенты.

3. Математические расчеты

Отметим, что задача решается методом, аналогичным работам [19,20]. Решая уравнение (6) с учетом граничных условий (9), получим следующие выражения для функций $f_l^{(1)\pm}$:

$$f_l^{(1)+}(z) = -\frac{ev_x E_x}{v} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \varepsilon} (1 - \phi_l^+ e^{-\Omega_l \xi}), \quad (15)$$

$$f_l^{(1)-}(z) = -\frac{ev_x E_x}{v} \frac{\partial f_l^{(0)}}{\partial \varepsilon} (1 - \phi_l^- e^{-\Omega_l(1-\xi)}), \quad (16)$$

$$\phi_l^+ = \frac{(1 - q_1) + q_1(1 - q_2)e^{-\Omega_l}}{1 - q_1 q_2 e^{-2\Omega_l}}, \quad (17)$$

$$\phi_l^- = \frac{(1 - q_2) + q_2(1 - q_1)e^{\Omega_l}}{1 - q_1 q_2 e^{2\Omega_l}}, \quad (18)$$

$$\Omega_l = av/v_{z1}, \quad \xi = z/a. \quad (19)$$

Здесь $v = \tau^{-1} - i\omega$ — комплексная частота рассеяния носителей заряда.

Подставляя (15), (16) в выражение для плотности тока (12) и интегральной проводимости (13), получим

$$\sigma_a = \frac{2\pi e^2 v_1 a}{v k_0 T} \left(\frac{m}{h}\right)^3 \left(\frac{2k_0 T}{m}\right)^2 \times \sum_{l=1}^{\infty} \ln \left(\exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_{z1}}{k_0 T}\right) + 1 \right) (1 - \chi(\Omega_l)), \quad (20)$$

$$\chi(\Omega_l) = \frac{1}{2\Omega_l} (1 - e^{-\Omega_l}) \times \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1 q_2)e^{-\Omega_l}}{1 - q_1 q_2 e^{-2\Omega_l}}. \quad (21)$$

Введем безразмерные параметры:

$$u_{z1} = \frac{\varepsilon_{z1}}{k_0 T}, \quad u_{\mu} = \frac{\mu}{k_0 T}, \quad (22)$$

$$x_0 = \frac{a}{\lambda_{B0}}, \quad x_{\lambda} = \frac{\Lambda}{\lambda_{B0}}, \quad y_0 = \omega \tau_v, \quad (23)$$

$$z_0 = v \tau_v = \frac{\tau_v}{\tau} - i\omega \tau_v = \kappa - iy_0, \quad (24)$$

где Λ — длина свободного пробега носителей заряда с учетом объемного рассеяния. В настоящей работе считается, что Λ определяется тепловыми колебаниями кристаллической решетки и наличием примеси, т.е. не зависит от толщины. Параметры u_{z1} и u_{μ} характеризуют соответственно дискретную составляющую

полной энергии носителя заряда и химический потенциал, нормированные на $k_0 T$. y_0 — произведение частоты электромагнитной волны на время свободного пробега носителей заряда в макроскопическом образце τ_v . Параметры x_0 и x_{λ} представляют собой толщину нанослоя и длину свободного пробега носителей заряда, нормированные на длину волны де Бройля носителя заряда λ_{B0} , движущегося с некоторой характерной скоростью v_{0v} . Так как для нормировки параметров необходимо использовать независимые от толщины нанослоя величины, в качестве v_{0v} принимается среднеквадратичная скорость движения носителя заряда без учета квантования энергетического спектра [20]:

$$n_v v_{0v}^2 = 2 \left(\frac{m}{h}\right)^3 \frac{5}{3} \iiint v^2 f^{(0)} d^3 v, \quad (25)$$

где n_v — концентрация носителей заряда в макроскопическом образце, $f^{(0)}$ — равновесная функция распределения носителей заряда в классическом случае.

Используя стандартное выражение для концентрации носителей заряда [20] в случае произвольного вырождения и интегрируя выражение (25), получим

$$v_{0v} = \left(\frac{10}{3} \frac{k_0 T}{m} \frac{I_{3/2}}{I_{1/2}}\right)^{1/2}, \quad (26)$$

$$I_s = \int_0^{\infty} \frac{u^s du}{\exp(u - u_{\mu}) + 1}. \quad (27)$$

В параметре z_0 фигурирует отношение времен свободного пробега в квантовом и классическом случаях κ . Из условия независимости Λ от толщины получим следующее выражение для κ :

$$\kappa = \frac{\tau_v}{\tau} = \frac{v_0}{v_{0v}}, \quad (28)$$

где v_0 — характерная скорость, пропорциональная среднеквадратичной скорости носителя заряда с учетом квантования энергетического спектра, определяющаяся следующим образом [19,20]:

$$n v_0^2 = 4 \left(\frac{m}{h}\right)^3 v_1 \frac{5}{3} \sum_{l=1}^{\infty} \iint (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) f_l^{(0)} d^2 v, \quad (29)$$

где v_{\parallel} — продольная компонента скорости в нанослое, n — концентрация носителей заряда в нанослое, определяющаяся выражением [19,20]

$$n = 4 \left(\frac{m}{h}\right)^3 v_1 \sum_{l=1}^{\infty} \iint f_l^{(0)} d^2 v. \quad (30)$$

С учетом (29), (30) выражение для скорости v_0 принимает вид:

$$v_0 = \left(\frac{10}{3} \frac{k_0 T}{m} \frac{K}{P}\right)^{1/2}, \quad (31)$$

$$K = \sum_{l=1}^{\infty} \int_{u_{z_l}}^{\infty} \frac{udu}{\exp(u - u_{\mu}) + 1}, \quad (32)$$

$$P = \sum_{l=1}^{\infty} \ln(\exp(u_{\mu} - u_{z_l}) + 1). \quad (33)$$

Подставляя безразмерные параметры в выражение для проводимости, получим:

$$\sigma_a = \sigma_0 a \Sigma; \quad (34)$$

$$\sigma_0 = \frac{n_v e^2 \tau_v}{m}, \quad (35)$$

$$\Sigma = \frac{\sqrt{u_{0v}}}{2x_0 I_{1/2} z_0} \sum_{l=1}^{\infty} \ln(\exp(u_{\mu} - u_{z_l}) + 1) \left(1 - \chi \left(\frac{2x_0^2 z_0}{lx_{\lambda}}\right)\right), \quad (36)$$

$$q_{1,2}(g_{1,2}, \vartheta) = \exp(-(2\pi g_{1,2} l / x_0)^2), \quad (37)$$

$$u_{0v} = \frac{mv_{0v}^2}{2k_0 T}. \quad (38)$$

Здесь σ_0 — классическая проводимость макроскопического образца.

Задача о взаимодействии электромагнитной волны Н-конфигурации с тонким металлическим слоем в квазиклассическом приближении решалась в работе [28]. Используя систему уравнений (14) и учитывая, что длина волны электромагнитного излучения много больше толщины нанослоя, авторы работы [28] получили связь между коэффициентами отражения R , пропускания T , поглощения A и интегральной проводимостью σ_a :

$$R = \frac{B^2}{|1 + B|^2}, \quad (39)$$

$$T = \frac{1}{|1 + B|^2}, \quad (40)$$

$$A = 1 - R - T = \frac{2\text{Re}(B)}{|1 + B|^2}, \quad (41)$$

$$B = \frac{2\pi\sigma_a}{c \cos \theta}. \quad (42)$$

Функция B , фигурирующая в выражениях (39)–(41), пропорциональна проводимости нанослоя и подвижности носителей заряда. Она характеризует способность носителей заряда откликаться на внешнее электромагнитное излучение. Если эта функция равна нулю, коэффициенты отражения и поглощения будут равны нулю, а коэффициент пропускания — единице. В этом случае электромагнитная волна полностью проходит через нанослой: система носителей заряда не будет поглощать излучение и участвовать в формировании отраженной волны. Подставляя выражение для интегральной проводимости (34) в функцию B (42), получим

$$B = \frac{1}{2} \frac{\Sigma \rho_s^2 x_0}{\cos \theta x_{\lambda}}. \quad (43)$$

Здесь введены дополнительные безразмерные параметры:

$$\rho = \frac{v_{0v}}{c}, \quad s = \omega_p \tau_v, \quad (44)$$

где c — скорость света в вакууме, ω_p — плазменная частота.

Отметим, что вышеописанная теоретическая модель построена для случая полупроводника с произвольным вырождением. Такие параметры, как ширина запрещенной зоны E_g , концентрация донорной N_D и акцепторной примеси N_A , будут влиять на степень вырождения полупроводника. С увеличением ширины запрещенной зоны валентная зона и зона проводимости раздвигаются: потолок валентной зоны смещается вниз по отношению к уровню Ферми, а дно зоны проводимости — вверх. Следовательно, с ростом E_g для электронного и дырочного газов химический потенциал будет уходить в отрицательную область значений. Это приводит к уменьшению степени вырождения электронного и дырочного газа. Рост концентрации донорной примеси смещает уровень Ферми вверх, что приводит к увеличению степени вырождения электронного газа и уменьшению вырождения дырочного газа. Акцепторная примесь, наоборот, увеличивает степень вырождения дырочного газа и уменьшает степень вырождения электронного газа.

3.1. Предельные случаи

Рассмотрим случай вырожденного электронного газа, соответствующий условию $u_{\mu} \gg 1$. Данному случаю способствует высокая концентрация, малая эффективная масса носителей заряда и низкая температура. Равновесная функция распределения принимает вид ступенчатой аппроксимации:

$$f_l^{(0)}(\varepsilon_l) = \begin{cases} 1, & 0 < \varepsilon_l < \varepsilon_F, \\ 0, & \varepsilon_l > \varepsilon_F, \end{cases} \quad (45)$$

где ε_F — энергия Ферми.

В этом случае экспонента в выражении (36) много больше единицы. Можно записать:

$$\ln\left(\exp\left(u_{\mu} - \frac{u_{0v} l^2}{4x_0^2}\right) + 1\right) \approx u_{\mu} - \frac{u_{0v} l^2}{4x_0^2}. \quad (46)$$

Из выражения для функции распределения (45) следует, что носители заряда занимают ограниченное количество подзон, число которого находится как отношение волнового числа носителя заряда на самой верхней подзоне k_N к волновому числу носителя заряда на первой подзоне k_1 :

$$N = \frac{k_N}{k_1} = \left[\frac{k_F}{k_1}\right] = [2x_0], \quad (47)$$

где k_F — волновой вектор носителя заряда с энергией Ферми. Из вышесказанного следует, что верхний

предел суммирования в выражении (36) будет являться числом N (47). Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения будут определяться выражениями (39)–(41), в которые входит функция B , определяемая следующим образом:

$$B = \frac{3\rho s^2}{8x_\lambda z_0 \cos \theta} \sum_{l=1}^N \left(1 - \frac{l^2}{4x_0^2}\right) \left(1 - \chi\left(\frac{2x_0^2 z_0}{x_\lambda l}\right)\right). \quad (48)$$

Перейдем к случаю невырожденного электронного газа, соответствующему условию $u_\mu \rightarrow -\infty$. Данному случаю соответствует низкая концентрация, большая эффективная масса носителей заряда и высокая температура. Равновесная функция распределения принимает вид классического распределения Максвелла–Больцмана:

$$f_l^{(0)}(\varepsilon_l) = \exp((\mu - \varepsilon_l)/k_0T). \quad (49)$$

В отличие от предыдущего предельного случая экспонента в выражении (35) является малой величиной. Раскладывая логарифм в ряд Тейлора, получим

$$\ln\left(\exp\left(u_\mu - \frac{u_{0v}l^2}{4x_0^2}\right) + 1\right) \approx \exp\left(u_\mu - \frac{u_{0v}l^2}{4x_0^2}\right) + \dots \quad (50)$$

Исходя из вышесказанного, получим следующее выражение для функции B :

$$B = \frac{\rho s^2}{2 \cos \theta x_\lambda z_0} \sqrt{\frac{5}{2\pi}} \sum_{l=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{5l^2}{8x_0^2}\right) \left(1 - \chi\left(\frac{2x_0^2 z_0}{x_\lambda l}\right)\right). \quad (51)$$

Рассмотрим квазиклассический случай, при котором толщина нанослоя много больше длины волны де Бройля носителей заряда, но остается сравнимой с их длиной свободного пробега ($a \gg \lambda_B$, $a \lesssim \Lambda$). В этом случае от суммирования по номеру подзоны l можно перейти к интегрированию по z -компоненте вектора скорости v_z . В результате получим следующее выражение:

$$B = \frac{\rho s^2}{2 \cos \theta} \frac{x_0}{x_\lambda z_0} \left\{ 1 - \frac{1}{2I_{1/2}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{u_z}} \ln(\exp(u_\mu - u_z) + 1) \times \chi\left(\frac{\sqrt{u_{0v}x_0 z_0}}{x_\lambda \sqrt{u_z}}\right) du_z \right\}. \quad (52)$$

В случае вырожденного электронного газа выражение (52) согласуется с результатом работы [28].

4. Анализ результатов

На рис. 1–3 построены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения от безразмерной толщины нанослоя. Из рисунков следует, что с уменьшением толщины коэффициент отражения убывает, а коэффициент пропускания возрастает. Данный эффект, возможно, возникает из-за уменьшения концентрации

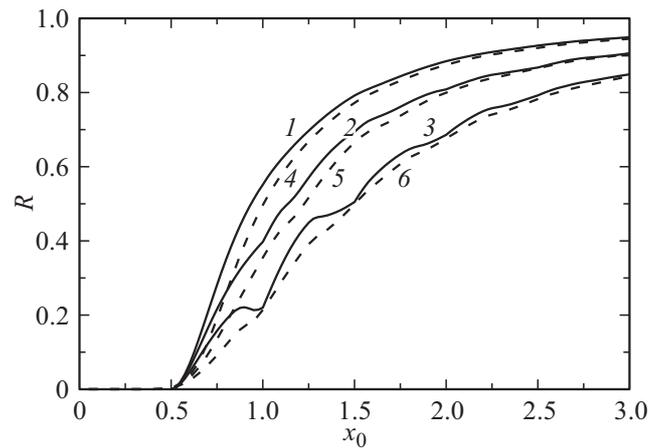


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения R от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0.15$, $x_\lambda = 8$, $\theta = 66^\circ$, $\rho = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $y_0 = 10$; 2, 5 — $y_0 = 20$; 3, 6 — $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

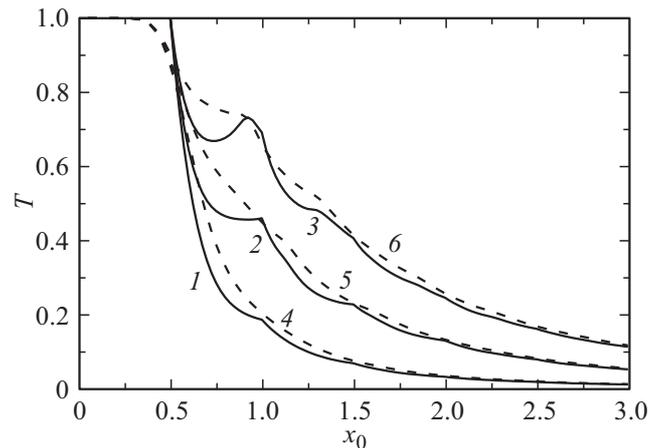


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания T от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0.15$, $x_\lambda = 8$, $\theta = 66^\circ$, $\rho = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $y_0 = 10$; 2, 5 — $y_0 = 20$; 3, 6 — $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

свободных носителей заряда, создающих вторичную отраженную волну, происходящего вследствие сокращения числа разрешенных энергетических состояний. Коэффициент поглощения растет с уменьшением толщины, а при $x_0 < 0.75$ — убывает. При значении $x_0 \approx 0.5$ (толщина нанослоя равна половине длины волны де Бройля носителей заряда) коэффициент отражения становится близким к нулю, а пропускания — к единице: электромагнитное излучение практически полностью проходит через нанослой.

Наблюдаются осцилляции зависимостей оптических коэффициентов от толщины. В случае вырожденного

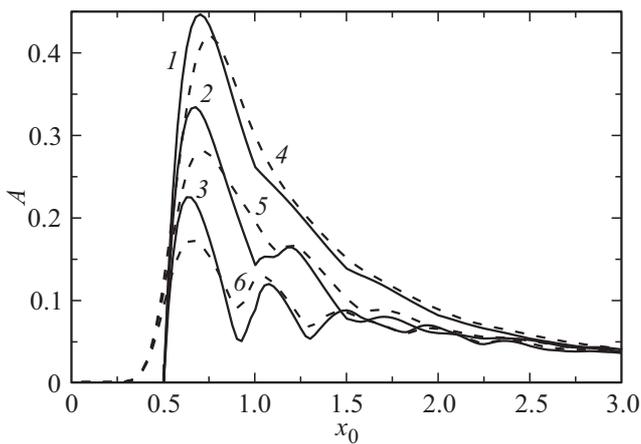


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения A от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0.15$, $x_\lambda = 8$, $\rho = 66^\circ$, $\theta = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $y_0 = 10$; 2, 5 — $y_0 = 20$; 3, 6 — $y_0 = 30$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

электронного газа осцилляции имеют более выраженный характер, чем в случае невырожденного газа. Отметим, что среди всех оптических коэффициентов наиболее сильно осциллирует коэффициент поглощения, отношение между первым максимумом и первым минимумом поглощения при частоте падающего излучения $y_0 = 30$ равно 4. Возможная причина возникновения осцилляций заключается в следующем. При толщинах, сравнимых или меньше длины волны де Бройля носителей заряда, перпендикулярная компонента вектора скорости принимает дискретный ряд значений. Следовательно, дискретной величиной будет частота поверхностного рассеяния носителя заряда. При условии $\tau_s = nT$ (τ_s — время движения носителя заряда от одной поверхности нанослоя до другой, T — период колебаний напряженности электрического поля, n — положительное целое число) часть носителей заряда на одной подзоне испытывает поверхностное рассеяние в момент изменения ориентации напряженности электрического поля (когда напряженность поля равна нулю). Следовательно при некоторых значениях x_0 и y_0 поверхность нанослоя будет слабо влиять на оптические характеристики: наблюдаются минимумы коэффициента поглощения и максимумы пропускания. Плавное изменение толщины приводит к непрерывному изменению параметра τ_s , периодически этот параметр будет удовлетворять условию возникновения вышеназванного эффекта $\tau_s = nT$, порождая осцилляции зависимостей оптических коэффициентов от толщины. С увеличением частоты осцилляционные максимумы (минимумы) смещаются в сторону меньших толщин, и период осцилляций убывает. При относительно низких частотах ($y_0 < 10$) вышеназванный осцилляционный эффект пропадает. Наблюдаются небольшие осцилляции коэффициентов поглощения и

пропускания в случае вырожденного электронного газа, вызванные скачками плотности состояний, с периодом, равным половине длины волны де Бройля носителей заряда.

На рис. 4–6 изображены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения от безразмерной частоты падающей электромагнитной волны. Из рисунков видно, что с увеличением частоты коэффициенты отражения и поглощения уменьшаются, а коэффициент пропускания растет. Такое поведение связано с тем, что носители не успевают откликнуться на высокочастотные колебания напряженности электрического поля.

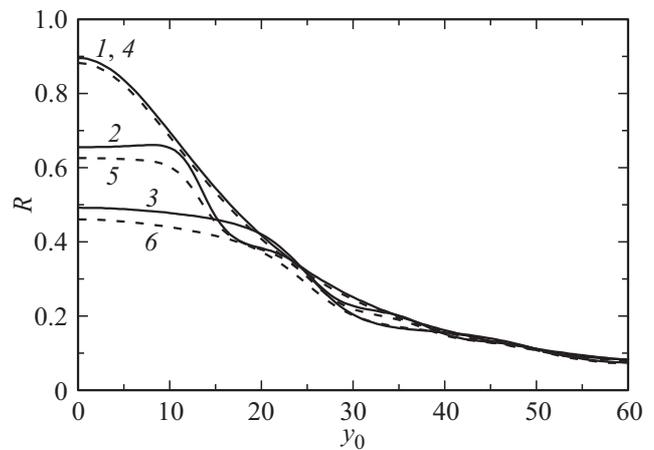


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения R от безразмерной частоты электромагнитной волны y_0 при значениях $x_0 = 1$, $x_\lambda = 8$, $\theta = 66^\circ$, $\rho = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $g_1 = g_2 = 0$; 2, 5 — $g_1 = 0$, $g_2 = 0.25$; 3, 6 — $g_1 = g_2 = 0.25$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

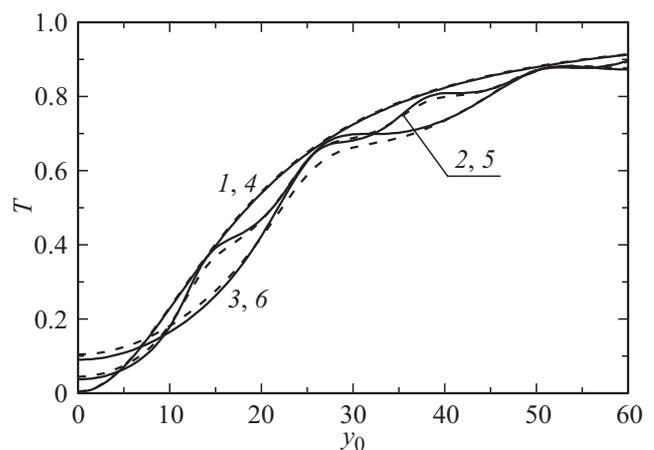


Рис. 5. Зависимости коэффициента пропускания T от безразмерной частоты электромагнитной волны y_0 при значениях $x_0 = 1$, $x_\lambda = 8$, $\theta = 66^\circ$, $\rho = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $g_1 = g_2 = 0$; 2, 5 — $g_1 = 0$, $g_2 = 0.25$; 3, 6 — $g_1 = g_2 = 0.25$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

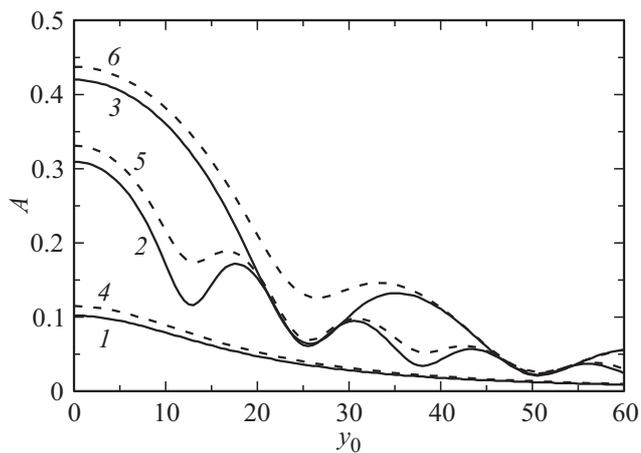


Рис. 6. Зависимости коэффициента поглощения A от безразмерной частоты электромагнитной волны y_0 при значениях $x_0 = 1$, $x_\lambda = 8$, $\theta = 66^\circ$, $\rho = 0.005$, $s = 200$. 1, 4 — $g_1 = g_2 = 0$; 2, 5 — $g_1 = 0$, $g_2 = 0.25$; 3, 6 — $g_1 = g_2 = 0.25$. Сплошные кривые 1–3 построены для случая вырожденного, а пунктирные 4–6 — невырожденного электронного газа.

Следовательно, с увеличением частоты передача энергии электромагнитной волны носителям заряда уменьшается. Наблюдаются осцилляции оптических спектров. Причина возникновения осцилляций аналогична рис. 1–3, только здесь меняется период колебаний напряженности электрического поля. При изменении частоты y_0 параметр T будет периодически удовлетворять условию $\tau_s = nT$ возникновения минимумов поглощения и максимумов пропускания. Это приводит к осциллирующей зависимости оптических спектров. Заметим, что в случае одной зеркальной и другой шероховатой поверхностей (кривые 2 и 5) период осцилляций в 2 раза меньше, чем в случае обеих шероховатых поверхностей (кривые 3 и 6).

5. Заключение

В настоящей работе получены аналитические выражения для оптических коэффициентов полупроводникового нанослоя с учетом квантовой теории явлений переноса. Установлено, что зависимости оптических коэффициентов от толщины нанослоя и частоты электромагнитной волны носят осциллирующий характер. Наиболее значительны осцилляции коэффициента поглощения, для вырожденного электронного газа максимальное значение коэффициента поглощения в 4 раза превышает минимальное значение при безразмерной частоте $y_0 = 30$. Установлено, что частота электромагнитной волны влияет на период осцилляций: с увеличением частоты период уменьшается. Для вырожденного электронного газа зависимости оптических коэффициентов от толщины и частоты имеют более выраженный осциллирующий характер в сравнении со случаем невырожденного газа.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.С. Калиновский, Е.В. Контрош, Е.А. Гребенщикова, В.М. Андреев. *ЖТФ*, **91** (7), 1067 (2021).
- [2] И.Е. Панайотти, Е.И. Теруков, И.С. Шахрай. *Письма ЖТФ*, **46** (17), 3 (2020).
- [3] В.С. Калиновский, Е.В. Контрош, А.В. Андреева, В.М. Андреев, В.В. Малюгина-Бронская, В.Б. Залесский, А.М. Лемешевская, В.И. Кузоро, В.И. Халиманович, М.К. Зайцева. *Письма ЖТФ*, **45** (16), 52 (2019).
- [4] A. Valavanis, L. Lever, C.A. Evans, Z. Ikonc, R.W. Kelsall. *Phys. Rev. B*, **78**, 035420 (2008).
- [5] А.Н. Яблонский, Р.Х. Жукавин, Н.А. Бекин, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, М.В. Шалеев. *ФТП*, **52** (12), 1629 (2016).
- [6] С.А. Афанасьев, Д.И. Семенов, И.В. Фёдорова. *ЖТФ*, **87** (12), 1849 (2017).
- [7] Л.К. Орлов, Н.С. Волкова, Н.Л. Ивина, М.Л. Орлов. *ФТП*, **52** (9), 1006 (2018)/
- [8] А.В.Богацкая, Н.В. Кленов, П.М. Никифорова, А.М. Попов, А.Е. Щеголев. *Опт. и спектр.*, **130** (4), 481 (2022).
- [9] Б.Л. Тавгер, В.Я. Демиховский. *УФН*, **96** (1), 61 (1968).
- [10] V.N. Lutski. *Phys. Status Solidi A*, **1**, 199 (1970).
- [11] M.I. Elinson, V.A. Volkov, V.N. Lutski, T.N. Pinsker. *Thin Sol. Films*, **12**, 383 (1972).
- [12] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982).
- [13] L. Sheng, D.Y. Xing, Z.D. Wang. *Phys. Rev. B*, **51**, 7325 (1995).
- [14] D. Ketencoglu, B. Ünal. *Physica A: Statistical Mech. and its Appl.*, **391**, 3828 (2012).
- [15] R.C. Munoz, C. Arenas. *Appl. Phys. Rev.*, **4**, 011102 (2017).
- [16] А.Е. Meyerovich, I.V. Ponomarev. *Phys. Rev. B*, **65**, 155413 (2002).
- [17] S. Chatterjee, A.E. Meyerovich. *Phys. Rev. B*, **84**, 165432 (2011).
- [18] R.I. Bihun, Z.V. Stasyuk, O.A. Balitski. *Physica B: Condens. Matter*, **487**, 73 (2019).
- [19] И.А. Кузнецова, О.В. Савенко, Д.Н. Романов. *ФТП*, **55** (9), 789 (2021).
- [20] I.A. Kuznetsova, O.V. Savenko, D.N. Romanov. *Phys. Lett. A*, **427**, 127933 (2022).
- [21] S.B. Soffer. *J. Appl. Phys.*, **38** (4), 1710 (1967).
- [22] M. Xiao, R. Villagomez, L. Alvarez. *J. Phys.: Condens. Matter*, **12**, 2925 (2000).
- [23] M. Xiao, N. Rakov. *Int. J. Mod. Phys. B*, **20** (7), 841 (2006).
- [24] W.B. Su, C.S. Chang, T.T. Tsong. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 013001 (2010).
- [25] R. Villagomez, M. Xiao. *Optik*, **127**, 5920 (2016).
- [26] В.В. Старостенко, В.Б. Орленсон, А.С. Мазинов, Л.Н. Ахрамович. *Письма ЖТФ*, **46** (9), 43 (2020).
- [27] К. Блум. *Теория матрицы плотности и ее приложения* (М., Мир, 1983).
- [28] А.И. Уткин, А.А. Юшканов. *Опт. и спектр.*, **117** (4), 650 (2014).

Редактор А.Н. Смирнов

Interaction of an electromagnetic H-wave with a semiconductor nanolayer

I.A. Kuznetsova, O.V. Savenko

Demidov Yaroslavl State University,
150003 Yaroslavl, Russia

Abstract A theoretical model of the electromagnetic H-wave interaction with a semiconductor nanolayer, the thickness of which can be comparable to or less than charge carrier de Broglie wavelength is constructed. We assume the frequency range of the electromagnetic wave to be much less than the plasma frequency. Analytical expressions are derived for optical coefficients as the functions of the dimensionless thickness, electromagnetic wave frequency and incidence angle, chemical potential, and surface roughness parameters. The results derived for the limiting cases of degenerate and nondegenerate electron gas are analyzed.