

Ю.М. ЛЯЩУК, В.В. КОРОТЄЄВ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,
 відділ теоретичної фізики
 (Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: koroteev@ukr.net)

ВЗАЄМОДІЯ ТЕРАГЕРЦОВОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ З ПЛАЗМОННОЮ СИСТЕМОЮ “МЕТАЛІЧНА ҐРАТКА – ЕЛЕКТРОННИЙ 2D-ГАЗ”. АНАЛІЗ ОСОБЛИВОСТЕЙ БЛИЖНЬОГО ПОЛЯ

УДК 539

В роботі представлена теорія взаємодії електромагнітних хвиль з плазмонною системою, що складається з субхвильової металічної ґратки та шару електронного 2D-газу, розміщеного під нею. Показано, що частотні залежності коефіцієнтів пропускання, відбивання та втрат такої системи мають особливості, пов'язані зі збудженням плазмонів в 2D-газі. Досліджено вплив геометричних та електричних параметрів системи на характеристики плазмонного резонансу. Проаналізовано структуру електромагнітного поля в ближній зоні системи. Знайдено просторові залежності електричних компонент, густини електричної енергії та поляризації. Показано, що плазмонний резонанс істотно збільшує локальну концентрацію електромагнітного поля в ближній зоні ґратки.

Ключові слова: металічна ґратка, ближнє поле, ближня зона, плазмонна система/структура, коефіцієнти пропускання, відбивання та втрат, смужка грейтінга, циркулярно/еліптично поляризований.

1. Вступ

На сьогоднішній день, розвиток сучасної мікроелектроніки та оптоелектроніки пов'язується з розробкою елементів (генераторів, детекторів, модуляторів) активних в терагерцовому (ТГц) діапазоні електромагнітного випромінювання. Існуючі в цьому діапазоні частот джерела і детектори мають ряд недоліків: мала ефективність, відсутність можливості плавної зміни робочої частоти, дороговизна, т.д., які роблять їх масове використання проблематичним [1]. Одним із перспективних напрямків подальшого освоєння ТГц діапазону частот вбачається у створенні активних елементів, що використовують механізми збудження коливань електронного газу в плазмонних напівпровідникових структурах [2–6]. Найпростішим прикладом такої структури є сучасний польовий транзистор, в якому затвор відіграє роль специфічного антенного елемента, який дозволяє отримати зв'язок між довгохвильовим ТГц випромінюванням та короткохвильовими плазмонними коливаннями електронів у каналі транзистора.

Зокрема, використовуючи однозатворні [7, 8] та багатозатворні [4, 6, 9, 10] транзисторні структури, експериментально показана можливість терагерцового плазмонного детектування.

Вбачається, що багатозатворні транзисторні структури є багатообіцяючими кандидатами для створення активних елементів генераторів з електричною накачкою та високоефективних детекторів ТГц випромінювання. Для таких структур була побудована теорія підсилення [11, 12] та детектування [13, 14] ТГц випромінювання. Зокрема, було розроблено підхід до розв'язку рівнянь Максвелла для структури металічна ґратка–двовимірний електронний газ, на основі якого були розраховані спектри пропускання, відбивання, поглинання, випромінювання та фотовіддуку для ТГц діапазону частот.

Проте, в цих роботах детальний аналіз структури електромагнітного поля в ближній зоні системи залишився поза увагою. Як було показано в нашій попередній роботі [15], електромагнітне поле в ближній зоні одиночної металічної ґратки (грейтінга) має низку особливостей. Зокрема, має місце сильна концентрація електромагнітного поля біля країв металічних смужок та сильна просто-

© Ю.М. ЛЯЩУК, В.В. КОРОТЄЄВ, 2014

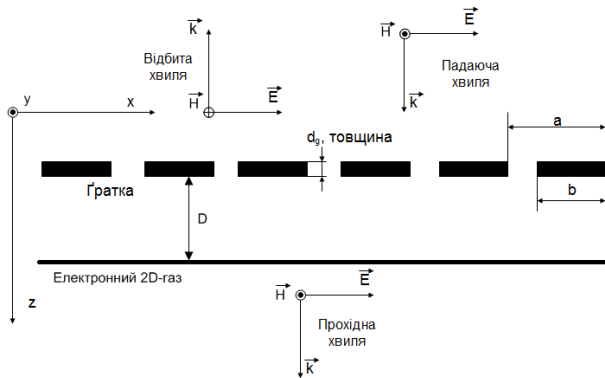


Рис. 1. Схематична діаграма структури грейтінг-2D-газ

рова залежність його поляризаційних характеристик. Дана робота є продовженням попередніх досліджень і стосується розгляду взаємодії електромагнітної хвилі з системою грейтінг-електронний 2D-газ, з акцентом на дослідження структури ближнього поля. Аналіз геометрії ближнього поля в плазмонних структурах виявляється також актуальним з огляду на новітні дослідження саме *гібридних* плазмонних структур, в яких вивчається динаміка окремих молекул, або наночастинок, особливості їх випромінювання/поглинання поблизу металічних об'єктів і структур [16–19].

Роботу побудовано таким чином. В другому розділі коротко представлена електродинамічна теорія взаємодії плоскої електромагнітної хвилі з системою грейтінг-2D-газ. У третьому розділі розглянуті особливості спектрів коефіцієнтів проходження відбивання і поглинання ТГц випромінювання та їх зв'язок з плазмонними збудженнями 2D-газу. Особливості просторового розподілу електричних компонент, густини енергії та поляризаційних характеристик електромагнітного поля в ближній зоні системи грейтінг-2D-газ представлені в розділі 4. Основні висновки роботи наведені в розділі 5.

2. Електродинамічна теорія системи грейтінг-2D-газ

Для розрахунків, електричних та оптичних характеристик системи грейтінг-2D-газ скористаємось підходом, розвинутим у роботах [11, 15, 20]. Розглянемо структуру грейтінг-2D-газ (рис. 1), на яку падає плоска, електромагнітна хвиля, $\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)$. Нехай хвиля падає перпендикулярно

до площини грейтінга з вектором поляризації, напрямленим вздовж його осі (вісь OX). Вважаємо, що період грейтінга a набагато менший за довжину хвилі, λ_0 падаючого випромінювання. Також припускаємо, що товщина металічних смужок грейтінга d_g набагато менша за товщину скін-шару на частоті ω падаючої хвилі, так щоб виконувалась нерівність $d_g \ll c/\sqrt{2\pi\sigma_g\omega}$, де c – швидкість світла, σ_g – однорідна об'ємна провідність металу смужок. Таке припущення дозволяє розглядати грейтінг як двовимірну, періодичну структуру, яка описується провідністю, $\sigma(x, z) = \sigma^G(x)\delta(z)$. Форма профілю провідності смужок, $\sigma^G(x)$, буде наведена нижче. Загальне електричне поле, \mathbf{E} , яке є результатом взаємодії падаючої хвилі з структурою грейтінг-2D-газ задовольняє рівняння Максвелла:

$$\text{rot rot}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

де $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ – струми, що індукуються полем в смужках грейтінга та 2D-газі, ϵ – діелектрична проникність середовища, в якому розміщена система. Оскільки вздовж осі OY система однорідна, то результуюче електромагнітне поле в ближній зоні буде H -типу, тобто, реалізуються ненульові компоненти $E_x(x, z)$, $E_z(x, z)$, $H_y(x, z)$ [21]. Періодичність грейтінга вздовж осі OX , дозволяє шукати розв'язок рівняння (1) у вигляді розкладу в ряд Фур'є (2) по змінній x :

$$E_{\{x,z\}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_{\{x,z\}}^{(m)}(z) \exp(iq_m x), \quad (2)$$

де $q_m = 2\pi m/a$ – вектор оберненої ґратки грейтінга, m – цілі числа. Після підстановки розкладу (2) в рівняння (1) отримаємо систему звичайних диференціальних рівнянь для фур'є-компонент електричного поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x^{(m)}}{\partial z^2} - k_m^2 E_x^{(m)} &= \\ &= \frac{4\pi i k_m^2}{\epsilon\omega} \left(j_x^{(m),G} \delta(z) + j_x^{(m),2D} \delta(z - D) \right), \quad (3) \\ E_z^{(m)} &= -i \frac{q_m}{k_m^2} \frac{\partial E_x^{(m)}}{\partial z}, \end{aligned}$$

де хвильове число $k_m = \sqrt{q_m^2 - \epsilon\omega^2/c^2}$ при $a < m\lambda_0$ описує еванесцентні моди ближнього поля, а $k_m = -i\sqrt{\epsilon\omega^2/c^2 - q_m^2}$ при $a > m\lambda_0$ описує нелокалізовані моди в дальній зоні. Величини $j_x^{(m),G}$

та $j_x^{(m),2D}$ – фур’є-компоненти струмів індукованих зовнішнім полем в грейтінгу та 2D-газі, відповідно. В лінійному наближенні, згідно з законом Ома, фур’є-компоненти цих струмів можна виразити через компоненти поля $E_x^{(m)}$ таким чином:

$$\begin{aligned} j_x^{(m),G} &= \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \sigma_{m-m'}^G E_x^{(m')}|_{z=0}, \\ j_x^{(m),2D} &= \sigma^{2D} E_x^{(m)}|_{z=D}. \end{aligned} \quad (4)$$

Фур’є-компоненти провідності грейтінга, σ_m^G , визначаються геометричним профілем провідності смужок, $\sigma^G(x)$:

$$\sigma_m^G(\omega) = \int_0^a \sigma^G(x) \exp(-iq_m x) \frac{dx}{a}.$$

Як і в попередній роботі [15], для опису металічних смужок грейтінга ми використали згладжений профіль:

$$\sigma^G(x) = \sigma_g d_g \begin{cases} \sin^p(\pi x/b), & x \in [0, b] \\ 0, & x \in [b, a], \end{cases} \quad (5)$$

де b – ширина смужок. В роботі ми використали значення $p = 1/6$. Необхідно зазначити, що процедура згладжування профілю провідності смужок (5) дозволяє отримати швидшу збіжність рядів (2), ніж у випадку ступінчастого профілю. В усіх подальших розрахунках вважаємо, що метал смужок не володіє частотною дисперсією, а частотна дисперсія 2D-газу описується моделлю Друде–Лоренца з ефективним часом релаксації імпульсу електронів, τ :

$$\sigma^{2D} = \sigma_0^{2D} / (1 - i\omega\tau). \quad (6)$$

Розв’язок системи (3) передбачає використання умови неперервності компоненти $E_x^{(m)}$ в площинах грейтінга та 2D-газу:

$$E_x^{(m)}|_{z=+0,D+0} = E_x^{(m)}|_{z=-0,D-0}, \quad (7)$$

та умови стрибка похідної

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial E_x^{(m)}}{\partial z} \right|_{z=+0,D+0} - \left. \frac{\partial E_x^{(m)}}{\partial z} \right|_{z=-0,D-0} &= \\ &= \frac{4\pi i k_m^2}{\omega \epsilon} j_x^{(m),(G,2D)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Використовуючи рівняння (3)–(8), математичне формулювання електродинамічної задачі системи *greitینگ–2D-газ* можна звести до алгебраїчної системи рівнянь для фур’є-компонент $E_x^{(m)}$ в площині грейтінга,

$$\begin{aligned} \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \left\{ \delta_{m,m'} + \frac{2\pi i k_m}{\omega \epsilon} W(m, \omega) \sigma_{m-m'}^G \right\} E_x^{(m')}|_{z=0} &= \\ &= W(m, \omega) \delta_{m,0} E_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Тут E_0 – амплітуда падаючої хвилі, а величина $W(m, \omega) = 1 - (1 - 1/\epsilon_{2D}(m, \omega)) \exp(-2k_m D)$, де $\epsilon_{2D}(m, \omega) = 1 + 2\pi i k_m \sigma^{2D}(\omega) / \omega \epsilon$.

Розв’язок системи (9) дозволяє таким чином обчислити розподіл електричного поля в усьому просторі, включаючи ближню зону ($z \leq a$):

$$\begin{aligned} E_x(x, z) &= E_0 \exp\left(i \frac{\omega \sqrt{\epsilon}}{c} z\right) + \\ &+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(C_1^{(m)} \exp(-k_m |z|) + \right. \\ &\left. + C_2^{(m)} \exp(-k_m |z - D|) \right) \times \exp(iq_m x), \end{aligned} \quad (10)$$

де константи $C_1^{(m)}$ та $C_2^{(m)}$, в свою чергу, виражаються через фур’є-коефіцієнти $E_x^{(m)}|_{z=0}$:

$$C_1^{(m)} = \frac{E_x^{(m)}|_{z=0}}{W(m, \omega)} - E_0 \delta_{0,m}, \quad (11)$$

$$C_2^{(m)} = \left(1 - \frac{1}{W(m, \omega)} \right) E_x^{(m)}|_{z=0} \exp(k_m D). \quad (12)$$

Через константи (11) та (12) легко отримати розподіл густини зарядів та струмів відповідно в смужках грейтінга та в 2D-газі:

$$\rho^{G,2D}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{i\epsilon q_m}{2\pi k_m} C_{1,2}^{(m)} \exp(iq_m x), \quad (13)$$

$$j^{G,2D}(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{i\epsilon \omega}{2\pi k_m} C_{1,2}^{(m)} \exp(iq_m x). \quad (14)$$

Зазначимо, що розподіл зарядів (13) визначається стрибком z -ї компоненти електричного поля, а саме:

$$E_z|_{z=+0,D+0} - E_z|_{z=-0,D-0} = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho^{G,2D}. \quad (15)$$

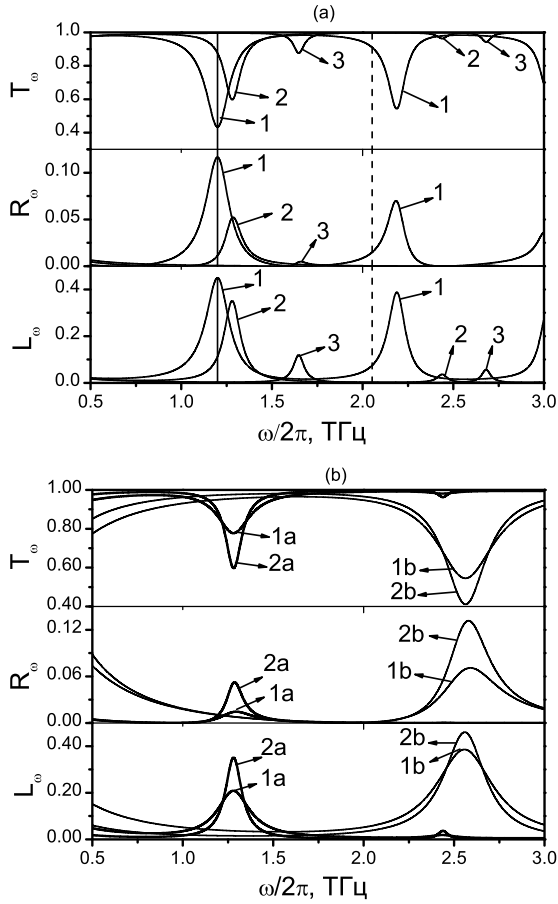


Рис. 2. Частотні залежності коефіцієнтів $T_\omega, R_\omega, L_\omega$. Панель (а) відповідає різним факторам заповнення грейтінга: криві 1, 2, 3 – $b/a = 0,9, 0,6, 0,3$ відповідно. Розрахунки проведено для $\sigma_G = 4 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $d_g = 0,02 \text{ мкм}$, $n^{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\tau = 3,0 \text{ пс}$. Панель (b) відповідає різним параметрам 2D-газу: 1a – $\tau = 1,0 \text{ пс}$, $n^{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 1b – $\tau = 1,0 \text{ пс}$, $n^{2D} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 2a – $\tau = 3,0 \text{ пс}$, $n^{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 2b – $\tau = 3,0 \text{ пс}$, $n^{2D} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Фактор заповнення $b/a = 0,6$

Використовуючи розв’язок системи (9) можна легко отримати оптичні характеристики системи *грейтінг-2D-газ* в дальній зоні ($z \gg a$), а саме, обчислити коефіцієнти проходження, відбивання і втрат. У випадку субхвильового грейтінга ($a < \lambda_0$) ці коефіцієнти визначаються лише нульовою фур’є-компонентою, $E_x^{(0)}$:

$$T_\omega = \left| \frac{E_x^{(0)}|_{z=0}}{W(0, \omega)\epsilon(0, \omega)} \right|^2 / |E_0|^2, \quad (16)$$

$$R_\omega = \left| E_{x,0}(z)|_{z=0} - E_0 \right|^2 / |E_0|^2, \quad (17)$$

$$L_\omega = 1 - T_\omega - R_\omega. \quad (18)$$

Отже, формули (10)–(18) дозволяють розрахувати оптичні характеристики системи *грейтінг-2D-газ* як в дальній, так і ближній зонах.

3. Частотні залежності коефіцієнтів пропускання, відбивання і втрат

Аналіз спектрів коефіцієнтів $T_\omega, R_\omega, L_\omega$ проведемо для структури *грейтінг-2D-газ* з параметрами 2D-газу, які відповідають актуальному матеріалу сучасної ТГц оптоелектроніки – нітриду галію (GaN). Дослідження особливостей оптичних характеристик GaN гетероструктур у ТГц діапазоні частот отримали значну увагу, з огляду на розробку ТГц модуляторів та генераторів [22–24].

Як видно з рис. 2, спектри $T_\omega, R_\omega, L_\omega$ мають резонансну поведінку: існує ряд екстремумів, які відповідають резонансному поглинанню електромагнітної хвилі плазмонами в 2D-газі. Причиною збудження плазмонів є виникнення на смужках грейтінга осцилюючих зарядів, що індукуються падаючою хвилею (більш детально механізм збудження буде обговорюватись в розділі 4). Фактично грейтінг відіграє роль сполучної ланки між довгохвильовим ТГц випромінюванням та короткохвильовими плазмонними коливаннями 2D-газу.

Як впливає з розділу 2, результуюче поле в системі *грейтінг-2D-газ* має просторовий період a . Внаслідок цього, плазмони збуджуються з хвильовими векторами рівними, або кратними вектору оберненої ґратки грейтінга. Оскільки, ми маємо справу з 2D-газом, який частково екранується металічними смужками, то природно очікувати, що власні частоти поглинання системи *грейтінг-2D-газ*, ω_s , будуть лежати між плазмонними частотами повністю гейтованого, $\omega_g = \sqrt{4\pi e^2 n^{2D} q / m^* \epsilon (\coth qD + 1)}$ і негейтованого, $\omega_{ng} = \sqrt{2\pi e^2 n^{2D} q / m^* \epsilon}$, електронного 2D-газу (вирази для частот ω_g та ω_{ng} можна знайти, наприклад, в [2]), де $q = q_m$ ($m = 1, 2, 3 \dots$).

На панелі а рис. 2 частоти ω_g та ω_{ng} для першого резонансу ($m = 1$) позначені суцільною та штриховою вертикальними лініями відповідно. Значення $\omega_g/2\pi = 1,2$ ТГц та $\omega_{ng}/2\pi = 2,1$ ТГц отримані для таких параметрів системи: концентрація 2D-газу, $n^{2D} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, ефективна маса, $m^* = 0,2m_e$ (m_e – маса вільного електрона), $\epsilon = 1$; період грей-

тінга, $a = 3$ мкм, відстань між грейтінгом та 2D-газом, $D = 0,1$ мкм.

Положення власних частот ω_s залежить, як від параметрів грейтінга, так і параметрів 2D-газу. Наприклад, зі зменшенням фактора заповнення грейтінга (відношення b/a) частоти плазмонного резонансу зсуваються в область високих частот, і поступово наближаються до частоти ω_g (криві 1, 2, 3). При цьому, зменшення фактора заповнення супроводжується значним послабленням інтенсивності резонансів до практичного їх зникнення при значеннях $b/a < 0,3$. Цю залежність можна пояснити тим, що при зменшенні фактора заповнення, зменшується концентрація ближнього поля поблизу країв смужок грейтінга [15]. З цього випливає, що вузькощільний грейтінг забезпечує набагато кращу взаємодію плазмонів із зовнішнім полем. За відсутності грейтінга ($b/a = 0$) плоска електромагнітна хвиля взагалі не взаємодіє з плазмонами, тоді спектри коефіцієнтів $T_\omega, R_\omega, L_\omega$ одностороннього 2D-газу з провідністю (6) мають простий вигляд:

$$T_\omega^{2D} = \frac{\omega^2 + \gamma^2}{\omega^2 + (\Gamma + \gamma)^2},$$

$$R_\omega^{2D} = \frac{\Gamma^2}{\omega^2 + (\Gamma + \gamma)^2},$$

$$L_\omega^{2D} = \frac{2\Gamma\gamma}{\omega^2 + (\Gamma + \gamma)^2},$$

і визначаються величиною радіаційних, $\Gamma = 2\pi n^{2D} e^2 / m^* c \sqrt{\epsilon}$, та нерадіаційних $\gamma = 1/\tau$ втрат. Величина Γ являє собою обернений час затухання коливань носіїв заряду в 2D-газі при випромінюванні електромагнітних хвиль. Для наведених вище параметрів 2D-газу, $\Gamma = 0,26$ пс⁻¹, $\gamma = 0,33$ пс⁻¹ а $T_\omega^{2D} = 0,994$, $R_\omega^{2D} = 0,002$, $L_\omega^{2D} = 0,004$ на частоті 1 ТГц.

Аналіз залежності плазмонного резонансу від параметрів 2D-газу, а саме – концентрації електронів та їх часу релаксації τ наведений на панелі *b*. Видно, що зміна часу релаксації/рухливості електронів не впливає на положення резонансів (криві 1а та 2а), проте змінює його півширину та інтенсивність. Зростання рухливості збільшує добротність плазмонних коливань, що приводить до зменшення півширини та одночасного зростання інтенсивності екстремумів в залежностях $T_\omega, R_\omega, L_\omega$. В той самий час, збільшення концен-

трації електронів у 2D-газі є причиною як зростання резонансних піків (наприклад, криві 1а та 1b), так і приводить до зсуву їх у височастотну область згідно з формулою для ω_{ng} . При збільшенні концентрації в 4 рази з $n^{2D} = 10^{12}$ см⁻² до $n^{2D} = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻², частота першого резонансу зростає в 2 рази з $\omega/2\pi = 1,25$ ТГц до $\omega/2\pi = 2,5$ ТГц. Збільшення інтенсивності екстремумів у кривих 1а та 1b можна пояснити, з одного боку, більш сильною взаємодією електромагнітного поля з плазмонними коливаннями (амплітуди височастотних струмів, що збуджується в 2D-газі пропорційні провідності σ^{2D}). З другого боку, зі збільшенням частоти збільшується добротність плазмонних коливань, якщо τ залишається незмінним. Також зі збільшенням концентрації електронів спостерігається збільшення півширини резонансу. Це збільшення пов'язане зі зростанням радіаційних втрат Γ .

Отже, змінюючи параметри грейтінга та 2D-газу можна збуджувати плазмонні коливання та спостерігати резонансне поглинання електромагнітного випромінювання в широкому діапазоні ТГц частот.

4. Структура ближнього поля в системі грейтінг–2D-газ

Якщо в дальній зоні субхвильового грейтінга прохідна та відбита хвилі є плоскими і формуються лише нульовою фур'є-компонентою $E_x^{(0)}$, то в ближній зоні системи електромагнітне поле має складну векторну структуру, яка формується багатьма еванесцентними модами, $E_{x,z}^{(m)}$. Розподіл поля в ближній зоні є результатом накладання двох полів: поля падаючої хвилі і індукованого поля, яке виникає внаслідок перерозподілу зарядів в грейтінгу та 2D-газі.

Ми встановили, що розподіл електричного заряду має структуру квадруполя, який осцилює з частотою зовнішнього сигналу. На рис. 3 наведено миттєвий розподіл двовимірної густини зарядів, нормований на величину E_0 . Зауважимо, що двовимірна густина заряду має розмірність поля, див. (15).

Видно, що для розподілу густини заряду на грейтінгу характерна сильна неоднорідність. Поблизу країв металічних смужок спостерігається сильна концентрація електричного заряду, що є

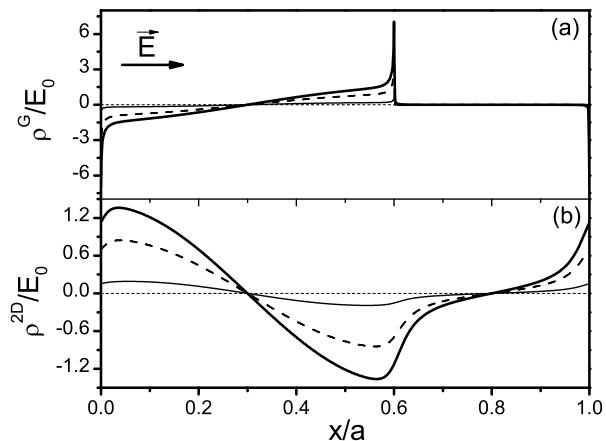


Рис. 3. Розподіл двовимірної густини індукованого заряду на ґратці (панель *a*) і на 2D-газі (панель *b*) в різні моменти часу. Суцільна лінія – $t = 0$, штрихова лінія – $t = T/6$, тонка суцільна лінія – $t = T/4$. Стрілкою показано напрям електричного поля падаючої хвилі в момент часу $t = 0$. Залежності приведені для $\omega/2\pi = 1$ ТГц. Інші параметри системи, такі самі, як для кривих 2 на рис. 2, *a*

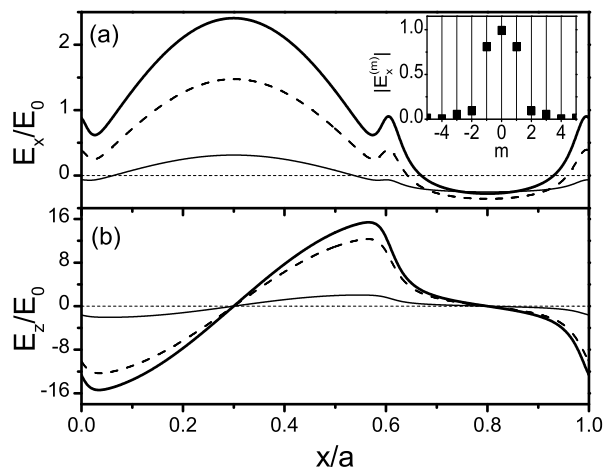


Рис. 4. Розподіл $E_x(x, z_0)$ (*a*) та $E_z(x, z_0)$ (*b*) компонент електромагнітної хвилі для координати $z_0 = 0,9D$ в різні моменти часу. Суцільна лінія – $t = 0$, штрихова лінія – $t = T/6$, тонка суцільна лінія – $t = T/4$. Залежності приведені для $\omega/2\pi = 1$ ТГц. Інші параметри системи такі самі, як для кривих 2 на рис. 2, *a*

причиною ефекта концентрації поля. Індуковані полем падаючої хвилі заряди на смужках, в свою чергу, збудують неоднорідний розподіл електронної густини в 2D-газі, який коливається у протифазі до заряду на ґрейтінгу. Звернемо увагу,

що в силу симетрії і електронейтральності системи в цілому, існують особливі точки $x/a = 0,3$ і $x/a = 0,8$ (відповідають точкам середини смужки і середини вікна між смужками), в яких індукований заряд рівний 0. Ці точки відіграють роль вузлів для коливань зарядів, які мають вид стоячих хвиль. Взагалі, в нашій задачі коливання будь-якої електричної характеристики вздовж осі OX має вигляд стоячих хвиль, оскільки відсутні чинники, які б порушували симетрію системи щодо заміни x на $-x$.

Коливання електричних компонент поля наведено на рис. 4. З графіків видно, що при заданій частоті 1,0 ТГц, x та z компоненти досягають максимуму в початковий момент часу, $t = 0$, а отже вони практично синфазні падаючій хвилі. Тим не менш, існує невеликий зсув фаз компонент поля відносно падаючої хвилі. Для моменту часу $t = T/4$ поле падаючої хвилі рівне 0, а результуюче поле в ближній зоні не нульове (тонкі суцільні криві). Амплітуди коливань електричного поля сильно відрізняються в областях під смужкою, $0 < x < b$ і під вікном, $b < x < a$ ґрейтінга. Якщо в області $0 < x < b$ домінує в основному z -ва компонента поля, то в області $b < x < a$, навпаки домінує x -ва компонента поля, за виключенням області біля країв смужок. Для z -ї компоненти поля, як і для коливань заряду, існують вузлові точки, в яких $E_z = 0$ на відміну від x -ї компоненти поля, для якої вузлові точки відсутні. Проте, фур'є-спектр коливань E_x симетричний відносно $m = 0$ (вставка на рис. 4, *a*). Необхідно зазначити, що поблизу 2D-газу структуру ближнього поля формує приблизно 5 еванесцентних мод.

З рис. 5, *a* видно, що розподіл x -ї компоненти поля вздовж осі OX сильно різниться залежно від координати z . Біля ґрейтінга, $z = 0,2D$ (товста суцільна лінія), E_x володіє такими ж особливостями як і у випадку одиночного ґрейтінга: мінімум в області, екранованій металевою смужкою, а також яскраво виражені максимуми, біля країв смужки [15]. При віддаленні від ґрейтінга, ці максимуми швидко розмиваються завдяки впливу зарядів, індукованих в 2D-газі (пунктирна та тонка суцільна лінії). В області під металічною смужкою, з'являється максимум, а під вікном мінімум, амплітуди яких зростають при наближенні до 2D-газу. Оскільки, на 2D-газі, індуються заряди, протилежні за знаком до зарядів на смужці, то поле 2D-

газу буде компенсувати поле грейтінга вздовж осі OX і навіть може переважати при наближенні до площини 2D-газу. Це якісно пояснює зміну структури поля залежно від координати z .

Компонента E_z (рис. 5, *b*), на відміну від компоненти E_x практично не змінюється при зміні координати z . Така однорідність пов'язана з тим, що зменшення компоненти поля E_z ґратки, при віддаленні від неї, компенсується зростанням поля індукованих на 2D-газі зарядів (внаслідок наближення до 2D-газу). Якісно такий розподіл поля нагадує розподіл поля плоского конденсатора, в якому металічна смужка грейтінга, і область 2D-газу під нею, відіграють роль його обкладок, між якими концентрується компонента поля E_z (конденсаторний ефект). При цьому компонента E_z досягає значно більшої амплітуди, ніж компонента E_x . Незважаючи на однорідний розподіл компоненти поля E_z вздовж осі OZ , по осі OX , вона залишається сильно неоднорідною, в цьому і полягає основна відмінність розподілу електричного поля, в системі грейтінг – 2D-газ від розподілу поля в плоскому конденсаторі.

4.1. Розподіл густини енергії електричного поля в ближній зоні системи грейтінг–2D-газ

Внаслідок конденсаторного ефекту концентрації електричного поля, в системі грейтінг–2D-газ має місце сильна локальна концентрація енергії електромагнітного поля в області між грейтінгом та 2D-газом. Це ілюструють двовимірні карти (рис. 6) просторового розподілу середньої за період густини енергії електричного поля. Карти густини енергії представлені для безрозмірної величини, $W(x, z)$, яка нормована на густину енергії падаючої хвилі і визначається таким чином: $W(x, z) = (|E_x(x, z)|^2 + |E_z(x, z)|^2)/|E_0|^2$.

Якщо для одиночного грейтінга (*a*) області значної концентрації енергії локалізовані під вікном грейтінга і максимальні значення $W(x, z) \sim 100$ досягаються біля країв смужок, то у випадку системи грейтінг–2D-газ (*b*) навпаки – енергія ближнього поля в основному концентрується в області простору під смужками грейтінга, де домінує z -ва компонента поля, при цьому густина енергії вже досягає значень порядку тисяч. Також необхідно зазначити сильну залежність картин розподі-

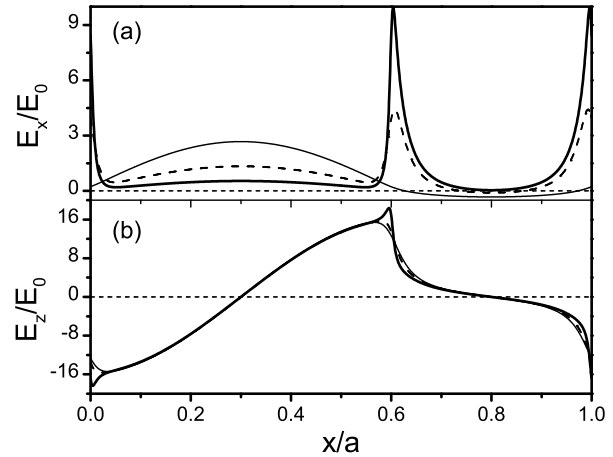


Рис. 5. Миттєвий розподіл компонент $E_x(x, z_0)$ (*a*), та $E_z(x, z_0)$ (*b*) електромагнітного поля на різних відстанях від грейтінга. Тонка суцільна лінія відповідає $z_0 = 0,2D$, штрихова лінія – $z_0 = 0,5D$, товста суцільна – $z_0 = 0,99D$. Залежності приведені для частоти $\omega/2\pi = 1$ ТГц. Інші параметри системи такі самі, як для кривих 2 на рис. 2, *a*

лу густини енергії системи грейтінг–2D-газ від частоти падаючої хвилі, що майже не спостерігається для одиночного грейтінга. На панелі *b* частоти вибрані так, щоб продемонструвати зміну розподілу густини енергії електричного поля при проходженні системою області плазмонного резонансу: перша частота 1,0 ТГц, відповідає дорезонансній області, частота 1,25 ТГц відповідає першому плазмонному резонансу, частота 1,4 ТГц відповідає області за першим резонансом. Видно, що при плазмонному резонансі (середня карта на панелі *b*) густина енергії в ближньому полі значно збільшується у порівнянні з нерезонансними частотами.

Зауважимо якісну зміну характеру розподілу густини енергії для одиночного грейтінга та системи грейтінг–2D-газ. Якщо у випадку одиночного грейтінга, розподіл енергії відображає дипольну структуру ближнього поля, то для системи грейтінг–2D-газ, розподіл густини енергії відображає квадрупольну структуру ближнього поля. Останнє може бути проілюстроване наявністю *холодної зони*, в околі центра квадруполья, де поля чотирьох зарядів взаємно компенсуються. Якщо відстань D між 2D-газом та грейтінгом суттєво менша періоду a , то розподіл густини енергії в значній мірі формується компонентою поля E_z . Оскільки ця компонента поля терпить розриви на грейтінгу та 2D-газі, то і величина $W(x, z)$ теж

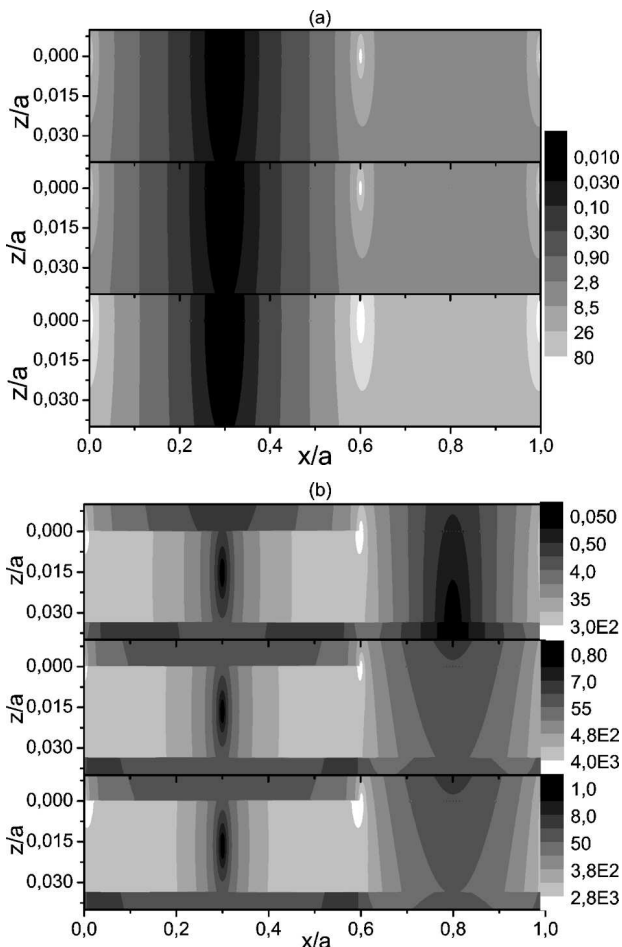


Рис. 6. Просторові розподіли густини енергії електричного поля $W(x, z)$ для систем одиночний грейтінг (а) та грейтінг-2D-газ (b). Карти, які розміщені зверху до низу, побудовані для трьох частот 1,0 ТГц, 1,25 ТГц (резонансна частота), та 1,4 ТГц, відповідно. Параметри систем такі самі, як для кривих 2 на рис. 2, а

має чітко виражені розриви в площині грейтінга ($z/a = 0$) та у площині 2D-газу ($z/a = 0,033$). Таким чином, просторовий масштаб ближнього поля системи грейтінг-2D-газ визначається відстанню, D , а у випадку одиночної ґратки, таким масштабом є період ґратки – a .

4.2. Поляризаційні властивості ближнього поля

Як було показано в попередніх розділах, при взаємодії плоскої електромагнітної хвилі з металічним грейтінгом в ближній зоні системи результуюче електромагнітне поле має складну векторну стру-

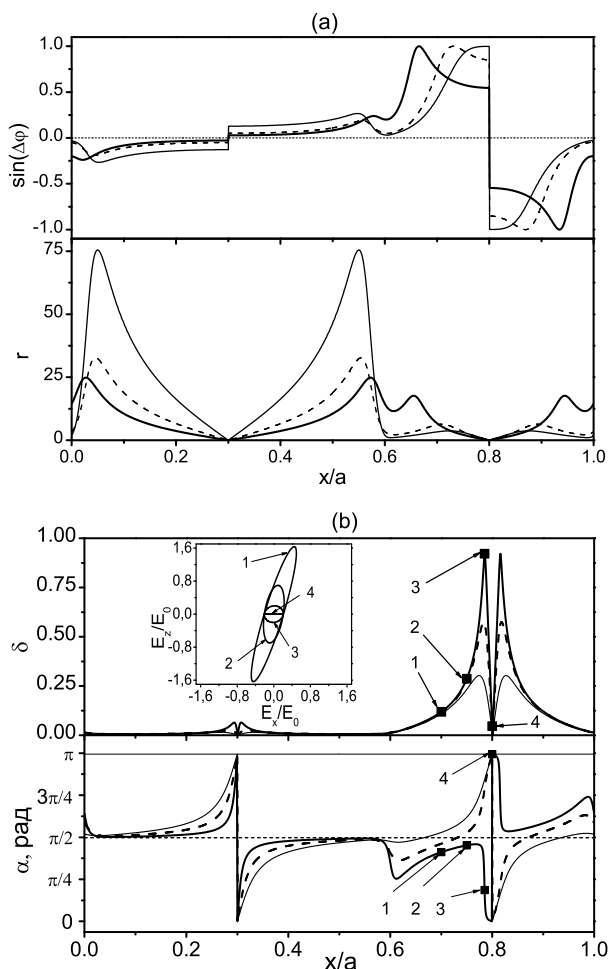


Рис. 7. Залежності $\sin(\Delta\varphi)$ (верхній графік) та r (нижній графік) від координати x на періоді грейтінга (а), залежності еліптичності та кута нахилу поляризаційного еліпса від координати x на періоді грейтінга (b). Суцільні товсті лінії відповідають $z/D = 0,2$, штрихові – $z/D = 0,5$, тонкі лінії – $z/D = 0,9$. На вставці зображено набір поляризаційних еліпсів, які відповідають точкам 1, 2, 3, 4. Частота сигналу 1 ТГц

ктуру, в якому присутні дві компоненти електричного поля. Внаслідок того, що амплітуди та фази осциляцій цих компонент різні і сильно залежать від координат можна говорити, що електромагнітна хвиля в ближній зоні набуває локальної еліптичної поляризації, тобто вектор сумарного поля за період коливань буде описувати не пряму лінію, а еліпс з параметрами, що визначаються через відношення модулів цих компонент $r = |E_z|/|E_x|$, та зсувом фаз $\Delta\varphi$ між ними. Такий *поляризаційний*

еліпс зручно характеризувати двома параметрами: еліптичністю δ – відношенням довжини малої півосі до великої, а також азимутальним кутом α – кутом між головною віссю еліпса і віссю OX . Параметри поляризаційного еліпса локально залежать від координат і визначаються через параметри r та δ таким чином (див. [25]):

$$\delta = \left[\frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \sqrt{1 - \beta^2}} \right],$$

$$\tan \alpha = \left[\frac{2r^2 - (1 + r^2)(1 - \sqrt{1 - \beta^2})}{2r \cos(\Delta\varphi)} \right],$$

де $\beta = 2r \sin(\Delta\varphi)/(1 + r^2)$.

З наведених формул легко отримати граничні випадки циркулярної і лінійної поляризації електромагнітної хвилі. Так, циркулярна поляризація ($\delta = 1$, а $\tan \alpha$ – невизначений) реалізується у випадку, коли $\beta = 1$, що відповідає $r = 1$ та $\Delta\varphi = \pi/2$. Лінійна поляризація ($\delta = 0$) відповідає випадку $\beta = 0$, який може мати місце, коли $r = 0, \infty$ при цьому $\tan \alpha = 0, \infty$, або коли $\Delta\varphi = 0, \pi$ при цьому $\tan \alpha = \pm r$.

Типові залежності δ і α від координати x наведено на рис. 7, *b*. Для наочності на панелі *a* показано як змінюються з координатою параметри електромагнітного поля r та $\sin(\Delta\varphi)$. Як видно, під смужкою грейтінга ($0 < x/a < 0,6$) електромагнітна хвиля має майже лінійну поляризацію, оскільки модуль компоненти $|E_z|$ значно перевищує модуль компоненти $|E_x|$, причому коливання цих компонент поля відбуваються практично синфазно (верхній графік панелі *a*). В цій області еліптичність не перевищує значень 0,02, а азимутальний кут близький до $\pi/2$ майже всюди, крім невеликої області під серединою смужки, де компонента $E_z \rightarrow 0$, $r \rightarrow 0$. Рухаючись в область під вікном ($0,6 < x/a < 1$) геометрія ближнього поля швидко змінюється завдяки тому, що в області під вікном стають співмірними амплітуди коливань компонент поля і різко змінюється величина зсуву фаз між ними. При $0,6 < x/a < 0,8$ лінійно-поляризована хвиля набуває суттєвої еліптичності (набір поляризаційних еліпсів наведено на вставці до панелі *b*). Біля характерної точки $x/a \sim 0,8$, яка відповідає середині вікна, $E_z \rightarrow 0$, хвиля стає лінійно-поляризованою. Далі при $0,8 < x/a < 1$ знову є еліптично поляризованою. При переході через характерну точку $x/a = 0,8$ азимутальний кут терпить стрибок з 0 до π , що відображає зміну знака z -ї компоненти поля.

Знання поляризації ближнього поля може бути важливим для селективного збудження молекули або нанооб'єктів в гібридних плазмонних структурах, особливо у випадку, коли механізми збудження залежать не тільки від інтенсивності поля, а й від його напрямку.

5. Висновки

В роботі проведено дослідження взаємодії плоскої терагерцової електромагнітної хвилі з плазмонною структурою субхвильовий металічний грейтінг – електронний 2D-газ. Детально досліджено як поведінку коефіцієнтів проходження, відбивання і втрат, так і особливості розподілу ближнього поля. Показано, що частотні залежності коефіцієнтів T , R , L в ТГц діапазоні володіють рядом резонансних екстремумів, які пов'язані зі збудженням плазмонів в 2D-газі. В залежності від фактора заповнення металічного грейтінга, та параметрів 2D-газу змінюється частота та інтенсивність плазмонних резонансів. Зростання фактора заповнення приводить до збільшення інтенсивності плазмонних резонансів та зменшення їх частоти. Збільшення часу релаксації електронів в каналі 2D-газу не впливає на положення резонансів, але зменшує їх півширину внаслідок зростання добротності плазмонних коливань. Збільшення концентрації електронів в 2D-газі супроводжується збільшенням частоти та півширини плазмонних резонансів. Показано, що ближнє поле системи має квазіквадрупольну структуру, яка зумовлена збудженням падаючою хвилею протилежних зарядів на кінцях смужок грейтінга та зеркального зображення цих зарядів у площині 2D-газу. При розгляді ближнього поля показано, що ефекти локальної концентрації і підсилення електричного поля значно зростають, у порівнянні з одиночним металічним грейтінгом. Крім того, при частотах, близьких до плазмонного резонансу, ці ефекти можуть зростати ще на порядок. Також необхідно відзначити, що електричне поле в ближній зоні концентрується в області між металічною смужкою грейтінга і областю 2D-газу, що лежить під нею.

Таким чином, застосування плазмонної системи з субхвильовими розмірами дозволяє забезпечити ефективну взаємодію електромагнітної хвилі з плазмонною системою, керувати її поляризацією та концентрацією електромагнітної енергії. Ці особливості плазмонної системи можуть бути ви-

користані для вивчення ТГц властивостей низьковимірних носіїв струму [26–28], для збудження окремих молекул в гібридних плазмонних системах [16–19], а також для маніпуляції атомними станами в системах з квантовими кубітами [29].

Робота була підтримана спільним проектом НАНУ та РФФД.

1. M. Tonouchi, Nature Photon. **1**, 97 (2007).
2. A.V. Chaplik, Surf. Sci. Rep. **5**, 289 (1985).
3. M.I. Dyakonov, CR Acad. Sci. B Phys. **11**, 413 (2010).
4. T. Otsuji *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 384206 (2008).
5. V.V. Popov, J. Infrared Milli. Terahz Wav. **32**, 1178 (2011).
6. W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat *et al.*, J. Infrared Milli. Terahz Wav. **30**, 1319 (2009).
7. D. Veksler, F. Teppe, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, W. Knap, and M.S. Shur Phys. Rev. B **73**, 125328 (2006).
8. M. Sakowicz, M.B. Lifshits, O.A. Klimentko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, and W. Knap J. Appl. Phys. **110**, 054512 (2011).
9. T. Watanabe, S. Boubanga Tombet, Y. Tanimoto *et al.*, Solid State Electron. **78**, 109 (2012).
10. A.R. Davoyan, V.V. Popov, and S.A. Nikitov, Phys. Rev. Lett. **108**, 127401 (2012).
11. S.A. Mikhailov, Recent Res. Devel. Appl. Phys. **2**, 65 (1999).
12. S.A. Mikhailov, Phys. Rev. B **58**, 1517 (1998).
13. V.V. Popov, D.V. Fateev, T. Otsuji, Y.M. Meziani, D. Coquillat, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. **99**, 3504 (2011).
14. G.R. Aizin, V.V. Popov, and O.V. Polischuk, Appl. Phys. Lett. **89**, 143512 (2006).
15. Yu.M. Lyaschuk and V.V. Korotyeyev, Ukr. J. Phys. Opt. **13**, 142 (2012).
16. A. Trugler and U. Hohenester, arXiv: 0802.1630 (2008).
17. J.R. Lakowicz, K. Ray, M. Chowdhury, H. Szmajcinski, Y. Fu, J. Zhang, and K. Nowaczyk, Analyst **133**, 1308 (2008).
18. G. Baffou, C. Girard, E. Dujardin, G.C. des Francs, and O.J.F. Martin, Phys. Rev. B **77**, 121101 (2008).
19. V.A. Kochelap and S.M. Kukhtaruk, J. Appl. Phys. **109**, 114318 (2011); Ukr. J. Phys. **57**, 367 (2012).
20. R. Petit, Nouv. Rev. Opt. **6**, 129 (1975).
21. M. Born and E.W. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1999).
22. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Chenot, J.-P. Faure, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, V.V. Korotyeyev, and V.A. Kochelap, Appl. Phys. Lett. **99**, 082101 (2011).
23. G.I. Syngayivska and V.V. Korotyeyev, Ukr. J. Phys. **58**, 40 (2013).
24. G.I. Syngayivska, V.V. Korotyeyev, and V.A. Kochelap, Semicond. Sci. Technol. **28** 035007 (2013).
25. V.V. Korotyeyev, Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, **16**(1), 18 (2013).
26. V.N. Sokolov, K.W. Kim, V.A. Kochelap, and D.L. Woolard, Appl. Phys. Lett. **84**, 3630 (2004).
27. V.V. Korotyeyev, V.A. Kochelap, A.A. Klimov, K.W. Kim, and D.L. Woolard J. Appl. Phys. **96**, 6488 (2004).
28. J. Lloyd-Hughes and T.-I. Jeon, J. Infrared Milli. Terahz Wav. **33**, 871 (2012).
29. *Quantum Coherence and Information Processing*, edited by D. Esteve, J.M. Raimond, and J. Dalibard (Elsevier, London, 2004).

Received 21.05.2013

Ю.М. Ляцук, В.В. Коротеєв

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ПЛАЗМОННОЙ СИСТЕМОЙ “МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ РЕШЕТКА– ЭЛЕКТРОННЫЙ 2D-ГАЗ”. АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

Р е з ю м е

В работе представлена теория взаимодействия электромагнитных волн с плазменной системой, которая состоит из субволновой решетки и слоя электронного 2D-газа под ней. Показано, что частотные зависимости коэффициентов пропускания, отражения и потерь имеют особенности, связанные с возбуждением плазмонов в 2D-газе. Исследовано влияние геометрических и электрических параметров системы на характеристики плазменного резонанса. Проанализирована структура электромагнитного поля в ближней зоне системы. Найдены пространственные зависимости электрических компонент, плотности электрической энергии и поляризации. Показано, что плазменный резонанс существенно увеличивает локальную концентрацию электромагнитного поля в ближней зоне решетки.

Yu.M. Lyaschuk, V.V. Korotyeyev

INTERACTION OF A TERAHERTZ ELECTROMAGNETIC WAVE WITH THE PLASMONIC SYSTEM “GRATING– 2D-GAS”. ANALYSIS OF FEATURES OF THE NEAR FIELD

S u m m a r y

The theory of interaction between electromagnetic waves and a plasmonic structure consisting of the subwavelength metal grating locating over the layer of a two-dimensional (2D) electron gas has been developed. The frequency dependences of the transmission, reflection, and loss coefficients are shown to have a resonant behavior relating to the excitation of plasmons in the 2D gas. The influence of the geometrical and electrical parameters of the system on the plasmon resonance characteristics is studied, and the structure of an electromagnetic field in the near-field zone is analyzed. The spatial distributions of the electric field components, the electric power density, and the electromagnetic wave polarization are found. The plasmon resonance is shown to substantially increase the local concentration of the electric field in the near-field zone of the grating.