

Г.І. СИНГАЇВСЬКА, 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)

ЕЛЕКТРИЧНІ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ ВЛАСТИВОСТІ КОМПЕНСОВАНОГО GaN В УМОВАХ ЕЛЕКТРОННОГО СТРИМІНГУ

УДК 538.935

Проведено детальний аналіз умов існування стримінгу і ефекту прольотного резонансу на оптичних фонах у компенсованому об'ємному GaN. Методом Монте-Карло проведено розрахунки високочастотної диференціальної рухливості. Показано, що при низьких температурах ґратки 30–77 К в електричних полях 3–10 кВ/см в терагерцовому діапазоні частот може існувати динамічна від'ємна диференціальна рухливість. Виявлені нові ознаки ефекту стримінгу – анізотропія динамічної диференціальної рухливості і особлива поведінка коефіцієнта дифузії у перпендикулярному до постійного електричного поля напрямку. Побудовано теорію проходження терагерцового випромінювання через структуру з епітаксійним шаром GaN. Отримано умови підсилення електромагнітних хвиль в діапазоні частот 0,5–2 ТГц. В електричних полях, більших, ніж 1 кВ/см, спостерігається поляризаційна залежність коефіцієнта проходження випромінювання через структуру.

Ключові слова: стримінг, динамічна диференціальна рухливість, коефіцієнт дифузії, константа Фр'єліха, функція розподілу, частота прольоту

1. Вступ

Дослідження ефекту стримінгу в напівпровідниках почалися з роботи Шоклі [1], в якій було показано, що при низьких температурах у полярних напівпровідниках в достатньо сильних прикладених електричних полях може реалізуватися особливий *стримінговий* режим електронного транспорту. Цей режим транспорту характеризується виникненням специфічного квазібалістичного руху електронів в імпульсному просторі. Тобто, під дією сильного електричного поля електрони майже без зіткнень прискорюються до енергії оптичного фонуна $\hbar\omega_0$. Досягаючи енергії $\epsilon_p \sim \hbar\omega_0$, електрони майже миттєво зупиняються, випромінюючи полярний оптичний фонон. Після цього починається новий цикл прискорення. Такий циклічний рух електронів приводить до формування сильно анізотропної *стримінгоподібної* функції розподілу електронів в імпульсному просторі. Функція роз-

поділу стає сильно витягнутою вздовж напрямку електричного поля і майже повністю локалізується в пасивній області енергій ($\epsilon_p < \hbar\omega_0$). Для реалізації електронного стримінгу в напівпровідникових матеріалах необхідне виконання низки умов: (I) $E^{(\text{str})} < E \ll E^{(\text{run})}$. З одного боку, величини прикладених електричних полів E мають досягати значень характерного стримінгового поля $E^{(\text{str})} = p_0/e\langle\tau_p\rangle$, де p_0 – імпульс електрона, що відповідає енергії оптичного фонуна, а $\langle\tau_p\rangle$ – усереднений час релаксації імпульсу електронів у пасивній області енергій. З іншого боку, величини прикладених полів мають бути значно меншими, ніж деяке характерне поле електронного втікання (field of runaway effect) $E^{(\text{run})} = p_0/e\tau_0^+$, де τ_0^+ – час випромінювання полярного оптичного фонуна. (II) Виконання умови (I) потребує одночасно досить високої слабопольової рухливості електронів та сильної взаємодії електронів з оптичними фонами, тобто $\langle\tau_p\rangle \gg \tau_0^+$. (III) Необхідні низькі температури ґратки T , тобто $k_bT < \hbar\omega_0$ (тут k_b – стала Больцмана). (IV) Необхідні низькі кон-

© Г.І. СИНГАЇВСЬКА, В.В. КОРОТЄЄВ, 2013

центрації електронів n_e , щоб запобігти електрон-електронному ($e-e$) розсіюванню. Принаймні, час електрон-електронних зіткнень $\tau_{e-e} > \langle \tau_p \rangle$.

Теоретичні розрахунки електричних характеристик гарячих електронів в умовах стрімінгу стикаються з труднощами пошуку сильно нерівноважної функції розподілу носіїв. Загальноприйнята схема розв'язку кінетичного рівняння Больцмана, що використовує розклад функції розподілу в ряд по сферичних гармоніках [2, 3], є не ефективною і занадто громіздкою, оскільки потребує врахування гармонік високих порядків (більших 2). З цієї ж причини стандартне дифузійне наближення [2] є непридатним для опису стрімінгу. Наближення електронної температури [4] можна застосовувати лише у випадку великих електронних концентрацій, коли домінуючим механізмом розсіювання є $e-e$ взаємодія. Проте, досить плідним і більш адекватним до пошуку сильно анізотропної функції розподілу виявився підхід, запропонований Бараффом [5]. В методі Бараффа використовується апроксимація функції розподілу у вигляді суми ізотропної та голкоподібної компонент. Цей метод широко використовувався у аналітичних дослідженнях багатьох типів задач, пов'язаних з ефектом стрімінгу [6–8]. Зауважимо, що метод Бараффа є наближеним розв'язком кінетичного рівняння Больцмана і дає точний розв'язок лише для моделі ідеального стрімінгу: $E \gg E^{(\text{str})}$ і $\tau_0^+ = 0$.

В наш час широкої популярності набули чисельні методи розв'язку кінетичного рівняння Больцмана, з яких найбільш ефективним є метод Монте-Карло. Цей метод дає точний розв'язок кінетичного рівняння Больцмана у широкому діапазоні електричних полів [9, 10]. Саме за допомогою метода Монте-Карло було показано, що в постійному електричному полі з амплітудою $E \sim E^{(\text{str})}$ у полярних напівпровідниках може формуватися стрімінгоподібна функція розподілу електронів [11–13].

Експериментальні підтвердження формування квазібалістичного руху носіїв у сильних електричних полях були отримані у 80-х роках ХХ ст. під час досліджень вольт-амперних характеристик субмікронних діодів на основі чистих GaAs, InAs, InP матеріалах [14, 15]. В цих експериментах при досить низьких температурах (типово гелієвих) спостерігалась осцилююча поведінка статичної диференційної провідності залежно від прикладеного електричного зміщення, причому період осциляцій відповідав величині $\hbar\omega_0/e$. Для $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ ма-

теріалів осциляції статичної диференційної провідності спостерігались також у сильних магнітних полях [16].

В останнє десятиліття інтенсивні дослідження ефекту стрімінгу пов'язуються з новим класом широкозонних напівпровідникових матеріалів, а саме нітридів третьої групи. Унікальні властивості нітридних сполук [17], зокрема велика енергія полярного оптичного фонона, велике значення сталої Фрьоліха та відносно мала ефективна маса (для GaN ці параметри дорівнюють $\hbar\omega_0/k_b = 1000$ К, $\alpha_F = 0,4$ та $m^*/m_e = 0,2$ відповідно) значно покращують умови стрімінгу. Для матеріалів GaN, InN, AlN [24–26] розрахунки методом Монте-Карло показали, що стрімінгоподібна функція розподілу електронів формується при температурах 10–150 К в полях 1–30 кВ/см. Було продемонстровано, що в цьому інтервалі полів дрейфова швидкість електронів V_d та їх середня енергія $\langle \epsilon \rangle$ насичуються і наближаються до значення $V_0/2$ ($V_0 = p_0/m^*$) та $\hbar\omega_0/3$ відповідно.

Сучасні дослідження стрімінгу в нітридах мають вагомий прикладний аспект, а саме, тісно пов'язані з проблемою створення джерел терагерцового випромінювання. Теоретично [18, 19] було показано, що формування стрімінгу може супроводжуватись виникненням динамічної електричної нестійкості, що пізніше було підтверджено експериментально для InP при гелієвих температурах [20]. Частотна залежність динамічної (високочастотної) рухливості μ_ω системи стрімінгових електронів має осцилюючу та знакозмінну поведінку. Існують інтервали частот, в яких $\text{Re}[\mu_\omega] < 0$. Ці інтервали частот локалізуються біля характерної частоти прольоту $\nu_R = eE/p_0$, яка відповідає оберненому часу прискорення електрона в статичному полі E до енергії полярного оптичного фонона. Виникнення динамічної від'ємної диференційної рухливості пов'язується з ефектом групування (bunching) електронів в імпульсному просторі [21–23]. Під дією змінного електричного поля з резонансною частотою $\omega \sim 2\pi\nu_R$ більшість електронів рухається у протифазі з коливаннями цього поля, що приводить до його підсилення. Цей ефект отримав назву *ефекту прольотного резонансу на оптичних фононах* або, коротко, *ефекту прольотного резонансу* (в англійській літературі – OPTTR або optical phonon transit-time resonance). Привабливим є те, що частоту і амплітуду цього резонансу можна регулювати величиною постійного електричного поля; це відкриває широкі пер-

спективи щодо створення високочастотних джерел нових типів.

Розрахунки динамічної диференційної рухливості для об'ємних легованих нітридних матеріалів [27, 28] та високоякісних нітридних квантових ям [29, 30] показали, що амплітуда динамічної від'ємної диференційної рухливості (ДВДР) може сягати декількох сотень $\text{см}^2/\text{Вс}$ у діапазоні частот від 0,5 до кількох терагерц в електричних полях 1–10 кВ/см при 10–77 К. Подібні умови існування ДВДР для GaN квантових ям отримані у [31, 32]. Зауважимо, що в цих розрахунках не враховувалося $e-e$ -розсіяння. Електрон-електронна взаємодія може сильно змінити умови існування ДВДР. Для GaN квантової ями було показано [33], що вже при концентрації електронів $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ суттєво зменшується амплітуда ДВДР (екстраполяція цього значення на об'ємний зразок дасть критичне значення електронної концентрації $n_e = 10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-3}$). При великих значеннях електронної концентрації, коли домінує $e-e$ -розсіяння, ДВДР не з'являється [34]. Негативного впливу електрон-електронного розсіювання можна уникнути за допомогою процесу компенсації вільних носіїв. Високий ступінь компенсації дозволяє зменшити концентрацію електронів, і тим самим, зробити електрон-електронне розсіювання несуттєвим. Випадок компенсованого GaN не обговорювався докладно в літературі, але є важливим з огляду на більш краді умови спостереження ефектів стримінгу та прольотного резонансу.

Головною метою наших досліджень є виявлення додаткових особливостей поведінки електричних характеристик компенсованого GaN, які можуть чітко вказувати на формування стримінгу і можуть бути ідентифіковані в майбутніх експериментах. Зокрема, вперше проведено розрахунки поперечної залежності поперечного коефіцієнта дифузії та частотної залежності ненульових компонент тензора динамічної рухливості в достатньо сильних електричних полях. Важливо, що ці залежності можна спостерігати в електроградієнтних експериментах та оптичних експериментах по проходженню електромагнітного випромінювання із заданою поляризацією через структуру, що містить шар компенсованого GaN. Для розрахунків стаціонарних та високочастотних характеристик електронного газу в сильних електричних полях застосовувався чисельний метод Монте-Карло.

Стаття організована таким чином. В розділі 2 описана модель електронного транспорту. В роз-

ділі 3 обговорюються особливості функції розподілу електронів, яка формується під дією постійного електричного поля, аналізуються залежності електричних характеристик електронного газу від амплітуди прикладеного поля. В розділі 4 досліджується ефект прольотного резонансу, представлені спектри високочастотної рухливості для різних взаємних орієнтацій постійного та високочастотного електричних полів, аналізуються умови існування ДВДР. У розділі 5 побудовано теорію проходження терагерцового випромінювання через структуру з тонким епітаксійним шаром GaN. Основні підсумки наведені у розділі 6.

2. Модель електронного транспорту

Розглядався об'ємний GaN кубічної модифікації з концентрацією іонізованих домішок $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Припускалося, що концентрація електронів $n_e < N_i$, тобто маємо компенсований напівпровідник. Моделювання електронного транспорту здійснювалося одночастинковим методом Монте-Карло. Основні алгоритми, використані у моделюванні, є стандартними, і детально описані в [9, 10]. В нашій моделі враховувалися процеси розсіювання електронів на акустичних і полярних оптичних фонах та на іонізованих домішках. Вважалося, що закон дисперсії електронів є параболічним і всі процеси розсіювання електронів відбуваються лише біля дна найнижчої Г долини. Явні вирази для ймовірностей розсіювання електрона на акустичних та полярних оптичних фонах можна знайти в [10, 35]. При врахуванні розсіювання електронів на іонізованих домішках використовувався підхід, описаний в [10], який виявляється більш коректним у випадку компенсованих напівпровідників порівняно з традиційними моделями Брукса-Херрінга і Конуелл-Вайскопфа. Більш детально цей підхід описано нижче у підрозділі 2.1.

2.1. Розсіювання електронів на іонізованих домішках

Традиційно розсіювання електронів на іонізованих домішках розглядається в рамках моделі Брукса-Херрінга (BH – Brooks-Herring) або моделі Конуелл-Вайскопфа (CW – Conwell-Weisskopf). В цих моделях по-різному враховується екранування електронами провідності поля домішкових іонів. В моделі BH використовується екранований кулонів-

ській потенціал:

$$V(r) = \frac{Z_i e}{\kappa_0 r} \exp(-r/\lambda_D), \quad (1)$$

де $Z_i e$ – заряд домішкового іона, κ_0 – діелектрична проникність, $\lambda_D = (\kappa_0 k_B T / 4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ – дебаївський радіус екранування, n_e – концентрація електронів. В моделі CW “чистий” кулонівський потенціал обрізається на відстані $b = (3/4\pi N_i)^{1/3}$ між домішковими іонами, і для електрона з енергією ϵ мінімальний кут розсіювання θ_{\min} визначається за формулою

$$\text{ctg} \left(\frac{\theta_{\min}}{2} \right) = \frac{2\epsilon b \kappa_0}{e^2}. \quad (2)$$

Яку з цих моделей застосовувати, залежить від співвідношення між λ_D і b . В напівпровіднику з високим ступенем компенсації ($n_e \ll N_i$) виконується умова $\lambda_D \gg b$ і більш придатною для застосування виявляється модель CW. Для сильно легованого напівпровідника, в якому всі домішки є іонізованими ($N_i = n_e$), може мати місце обернена нерівність $\lambda_D \ll b$. Тоді доречно застосовувати модель ВН.

Для ситуацій, коли $\lambda_D \sim b$, у роботі [10] запропоновано використовувати модель CW, в якій замість “чистого” кулонівського потенціалу використовується екранований кулонівський потенціал. У такій моделі ймовірність переходу електрона із початкового стану з \mathbf{k} в стан з \mathbf{k}' за одиницю часу при його розсіюванні на іонізованих домішках, задається виразом

$$W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} = \frac{2^5 \pi^3 e^4 Z_i^2 N_i}{\hbar \kappa_0^2 \Omega} \left(\lambda_D^{-2} + (\mathbf{k}' - \mathbf{k})^2 \right)^{-2} \times \delta(\epsilon_{\mathbf{k}'} - \epsilon_{\mathbf{k}}), \quad (3)$$

де Ω – нормуючий об'єм. Щоб обчислити ймовірність переходу електрона із початкового стану \mathbf{k} в будь-який інший в одиницю часу (ймовірність розсіювання), необхідно $W_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ помножити на $\Omega/(2\pi)^3$ і проінтегрувати по всіх значеннях \mathbf{k}' , пам'ятаючи, що кут θ між векторами \mathbf{k} і \mathbf{k}' змінюється від θ_{\min} до π . Для параболічного закону дисперсії, отримуємо таку формулу для ймовірності розсіювання електрона з енергією ϵ :

$$r_{\text{imp}} = \frac{2^{1/2} \pi Z_i^2 e^4 N_i}{\kappa_0^2 m^* 1/2 \epsilon^{1/2}} \left[\frac{1}{\epsilon_D + 4\epsilon \sin^2 \frac{\theta_{\min}}{2}} - \frac{1}{\epsilon_D + 4\epsilon} \right], \quad (4)$$

де $\epsilon_D = \hbar^2 / 2m^* \lambda_D^2$.

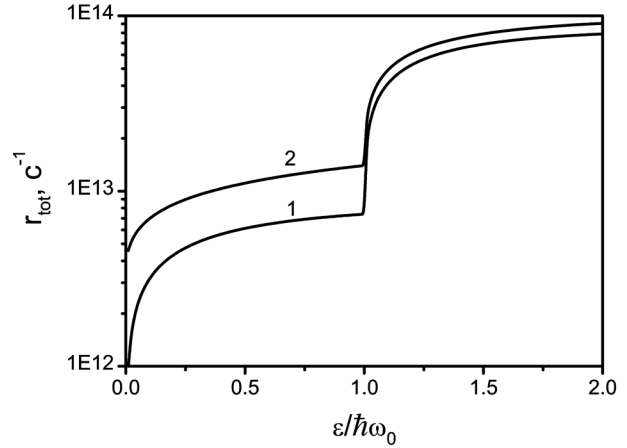


Рис. 1. Залежності повної ймовірності розсіювання від енергії електрона: 1 – $T = 30$ K, 2 – $T = 300$ K

Формула (4) дає граничний перехід до моделі ВН при $\theta_{\min} \rightarrow 0$, та до моделі CW при $\epsilon_D \rightarrow 0$.

У компенсованому GaN з концентрацією іонізованих домішок $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і концентрацією електронів $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температурі 30 K (як буде показано далі, ці параметри є найкращими для реалізації OPTTR) величини $b = 28$ нм і $\lambda_D = 35$ нм близькі, тобто доречно використовувати саме формулу (4).

2.2. Повна ймовірність розсіювання

У нашій транспортній моделі повна ймовірність розсіювання ϵ : $r_{\text{tot}} = r_{\text{ac}} + r_{\text{imp}} + r_{\text{op}}$, де r_{imp} , r_{ac} та r_{op} – ймовірності розсіювання, відповідно, на іонізованих домішках, акустичних фононах та полярних оптичних фононах. В ймовірностях $r_{\text{ac}} = r_{\text{ac}}^+ + r_{\text{ac}}^-$ і $r_{\text{op}} = r_{\text{op}}^+ + r_{\text{op}}^-$ враховуються процеси випромінювання та поглинання, відповідно, акустичних і полярних оптичних фононів. Зауважимо, що при актуальних температурах розсіяння електронів на акустичних фононах є майже пружним і $r_{\text{ac}}^+ \sim r_{\text{ac}}^-$. В той самий час механізм розсіяння електронів з полярними оптичними фононами суттєво непружний і співвідношення між r_{op}^+ і r_{op}^- сильно залежить від температури ґратки та енергії електрона.

На рис. 1 показана залежність повної ймовірності розсіювання r_{tot} від енергії електрона в об'ємному GaN з концентрацією іонізованих домішків та електронів, відповідно, $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ та $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для двох значень температури ґратки – 30 K і 300 K.

На графіку добре видно велику різницю між значеннями r_{tot} в пасивній ($\epsilon < \hbar\omega_0$) і активній

($\epsilon > \hbar\omega_0$) областях енергій. Пояснюється це тим, що електрони з енергією $\epsilon < \hbar\omega_0$, головним чином, розсіюються на іонізованих домішках та акустичних фононах, а для електронів з $\epsilon > \hbar\omega_0$ основним процесом розсіювання є більш інтенсивне спонтанне випромінювання полярного оптичного фонона. Наприклад, при температурі ґратки 30 К (крива 1 на рис. 1) для теплових електронів (тобто електронів з енергією $\epsilon = 0,028 \cdot \hbar\omega_0$) ймовірність розсіювання на іонізованих домішках r_{imp} та акустичних фононах r_{ac} дорівнює $1,6 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ та $1,6 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ відповідно. Для електрона з енергією $\epsilon = 1,2 \cdot \hbar\omega_0$ ймовірність випромінювання полярного оптичного фонона r_{op}^+ дорівнює $4,5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, а $r_{\text{ac}} = 10^{11} \text{ c}^{-1}$, $r_{\text{imp}} = 7,5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Процеси поглинання полярного оптичного фонона практично відсутні $r_{\text{op}}^- \sim 10^2 \text{ c}^{-1}$.

Для кімнатних температур ґратки, $T = 300 \text{ K}$ (крива 2 на рис. 1), значення r_{tot} для електронів з енергією $\epsilon < \hbar\omega_0$ виявляються в кілька разів більшими, головним чином за рахунок зростання ролі непружних процесів поглинання оптичного фонона. Наприклад, для електронів з енергією $\epsilon = 0,28 \cdot \hbar\omega_0$ маємо $r_{\text{imp}} = 5,5 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $r_{\text{ac}} = 5,1 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ і $r_{\text{op}}^- = 3,3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Для електрона з активної області енергій, $\epsilon = 1,2 \times \hbar\omega_0$, маємо $r_{\text{ac}} = 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $r_{\text{imp}} = 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $r_{\text{op}}^- = 3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $r_{\text{op}}^+ = 4,5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Описана вище залежність r_{tot} від енергії електрона притаманна всім нітридам. Зауважимо, що чим більше різниця між значеннями r_{tot} в активній і пасивній областях енергій, тим більш сприятливі умови для виникнення стримінгу.

3. Стаціонарні характеристики електронів

У режимі стримінгу рух електронів стає квазіперіодичним, і це відображається на функції розподілу електронів і на транспортних характеристиках електронного газу. Якісну оцінку для характерного електричного поля $E^{(\text{str})}$, в якому реалізується режим стримінгу, можна отримати по значеннях слабопольової рухливості. Тому, перш ніж безпосередньо перейти до аналізу стаціонарних характеристик електронів, має сенс детально обговорити залежність слабопольової рухливості від температури ґратки.

3.1. Слабопольова рухливість

При низьких температурах ($k_B T < \hbar\omega_0$), коли суттєвими є лише пружні механізми розсіювання, рухливість електронів можна обчислити суто аналітично, використовуючи τ -наближення:

хливість електронів можна обчислити суто аналітично, використовуючи τ -наближення:

$$\mu_0 = \frac{e}{m^*} \langle \tau_p \rangle, \quad (5)$$

де $\langle \tau_p \rangle$ – статистично усереднений час релаксації імпульсу,

$$\langle \tau_p \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}(k_B T)^{5/2}} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon^{3/2} r_p^{-1}(\epsilon) \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right). \quad (6)$$

В останній формулі r_p – обернений час релаксації імпульсу. Згідно з правилом Маттісена (Matthiessen's rule)

$$r_p = r_{p,\text{ac}} + r_{p,\text{imp}}, \quad (7)$$

де $r_{p,\text{ac}}$ і $r_{p,\text{imp}}$ – обернений час релаксації імпульсу на акустичних фононах і іонізованих домішках, відповідно. Явний вигляд $r_{p,\text{ac}}$ і $r_{p,\text{imp}}$ можна знайти в багатьох підручниках, наприклад, у [36]. Якщо процес розсіювання на іонізованих домішках розглядається в рамках моделі Конуелл–Вайскопфа з екранованим кулонівським потенціалом, для розрахунку $r_{p,\text{imp}}$ необхідно використовувати таку формулу:

$$r_{p,\text{imp}} = \frac{\pi Z_i^2 e^4 N_i}{\kappa_0^2 \sqrt{2m^*}} \frac{1}{\epsilon^{3/2}} \left[\log \left(\frac{\epsilon_D + 4\epsilon}{\epsilon_D + 4\epsilon \sin^2 \frac{\theta_{\text{min}}}{2}} \right) - \frac{4\epsilon \epsilon_D (1 - \sin^2 \frac{\theta_{\text{min}}}{2})}{(\epsilon_D + 4\epsilon)(\epsilon_D + 4\epsilon \sin^2 \frac{\theta_{\text{min}}}{2})} \right]. \quad (8)$$

Залежність $r_{p,\text{imp}}$ від енергії електрона ϵ показана на вставці до рис. 2. При великих енергіях величина $r_{p,\text{imp}}$ зменшується з ростом енергії електрона як $\epsilon^{-3/2}$. Така поведінка $r_{p,\text{imp}}$ пояснюється тим, що більш швидкі електрони розсіюються, головним чином, на малі кути. Для порівняння, ймовірність розсіювання електрона на іонізованих домішках r_{imp} росте з його енергією (див. рис. 1).

Зазначимо, що при високих температурах, коли роль непружних механізмів розсіювання стає суттєвою, τ -наближення втрачає сенс і користуватись виразом (5) не можна. Для точного розрахунку слабопольової рухливості μ_0 в широкому температурному діапазоні можна використовувати один із таких способів: 1) методом Монте-Карло обчислити залежність дрейфової швидкості електронів V_{dr} від поля E , потім по нахилу кривої $V_{\text{dr}}(E)$ знайти

рухливість [37]; або 2) методом Монте-Карло обчислити коефіцієнт дифузії D_0 , а рухливість знайти із співвідношення Ейнштейна $\mu_0 = eD_0/k_B T$ [38]. У випадку слабких полів другий спосіб виявляється більш точним і менш залежним від статистичного шуму, який зумовлений методом Монте-Карло. Власне другий спосіб і використовувався нами для розрахунку залежності слабкопольової рухливості від температури ґратки.

Як видно з рис. 2, залежність слабкопольової рухливості μ_0 від T має немонотонний характер. В діапазоні температур 30–120 К значення μ_0 збільшуються з ростом T , оскільки електрони, головним чином, розсіюються на акустичних фононах та іонізованих домішках, причому процес розсіювання на іонізованих домішках являється домінуючим. Цікаво, що зростання μ_0 з T асоціюється зі спадною залежністю $r_{p,imp}$ від енергії. Зі збільшенням температури ґратки збільшується порція високо енергетичних електронів, для яких розсіювання на іонізованих домішках стає менш інтенсивним. На рис. 2 добре видно, що розрахунки слабкопольової рухливості методом Монте-Карло і за формулами (5)–(8) збігаються в інтервалі $T = 30$ –120 К. Починаючи з температури 120 К маємо зменшення μ_0 з ростом T , що зумовлено збільшенням ролі механізмів розсіювання на акустичних і полярних оптичних фононах. З подальшим ростом температури суттєво збільшується роль розсіювання на полярних оптичних фононах. На рис. 2 цей факт відображено все більшим розходженням між точним значенням рухливості, отриманим методом Монте-Карло, і наближеним, розрахованим за формулами (5)–(8). При кімнатній температурі рухливість зумовлюється, головним чином, розсіюванням на полярних оптичних фононах. Обчислені нами значення близькі до значень електронних рухливостей для високоякісних GaN епітаксійних шарів, вирощених на підкладці з Al_2O_3 [39].

При 30 К рухливість електронів дорівнює $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ і характерне електричне поле стримінгу $E^{str} = 8 \text{ кВ/см}$; при 77 К рухливість електронів близька до $10000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, а $E^{str} = 4 \text{ кВ/см}$.

3.2. Функція розподілу електронів

Загалом, функція розподілу електронів в об'ємному напівпровіднику є функцією трьох змінних – $F(p_x, p_y, p_z)$. Однак, в однорідному постійному електричному полі функція розподілу електронів має аксіальну симетрію по відношен-

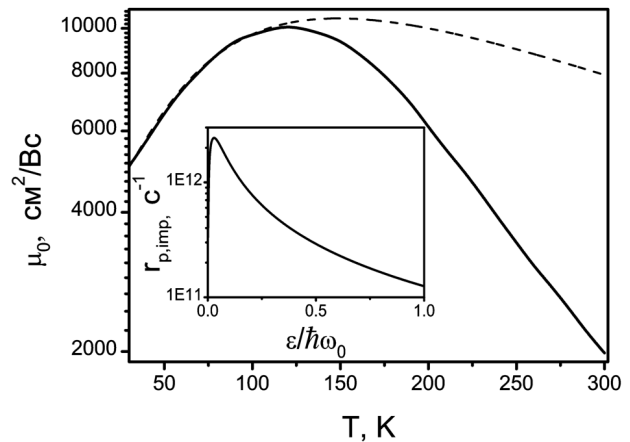


Рис. 2. Залежність слабкопольової рухливості від температури ґратки: суцільна лінія – точний розрахунок методом Монте-Карло; тонка пунктирна лінія – розрахунок за формулами (5)–(8). $N_i = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

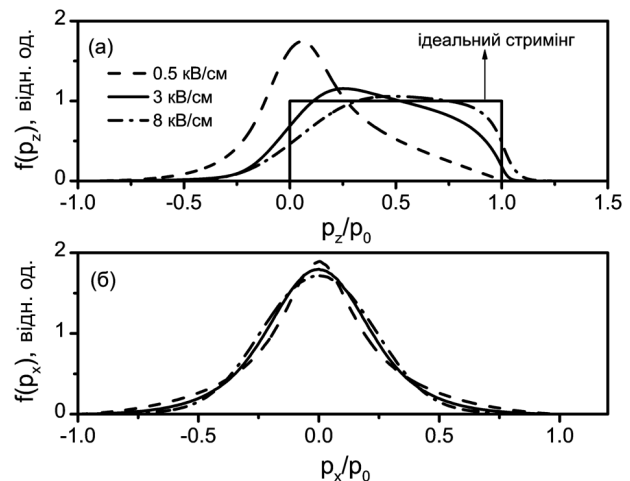


Рис. 3. Розподіл електронів у просторі імпульсів вздовж (а) і поперек (б) електричного поля в GaN при 30 К. $N_i = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

ню до напрямку поля. Отже, якщо до напівпровідника прикладене електричне поле, направлене по осі z , достатньо проаналізувати розподіл електронів в імпульсному просторі в двох напрямках: вздовж поля – $f(p_z)$ і поперек поля – $f(p_x)$. Функції розподілу $f(p_z)$ і $f(p_x)$ введені таким чином: $f(p_z) = \int \int dp_x dp_y F(p_x, p_y, p_z)/N$ та $f(p_x) = \int \int dp_z dp_y F(p_x, p_y, p_z)/N$ де $N \equiv \int \int \int dp_x dp_y dp_z F(p_x, p_y, p_z)$ – нормуючий інтеграл.

Розподіл електронів в імпульсному просторі вздовж і поперек електричного поля зображено на рис. 3, а і рис. 3, б відповідно.

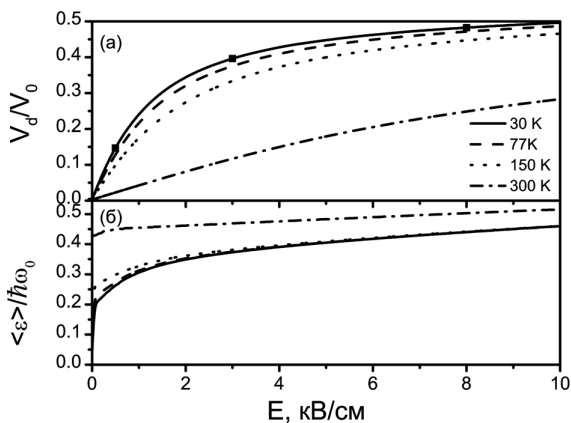


Рис. 4. Залежність дрейфової швидкості (а) і середньої енергії (б) електронів від амплітуди електричного поля. Характерна швидкість $V_0 = 4 \cdot 10^7$ см/с. Інші параметри матеріалу такі, як на рис. 3. Точки відповідають значенням поля, для яких на рис. 3 наведено функції розподілу

Вже у полі 0,5 кВ/см система електронів виявляється нерівноважною та добре видно різницю між розподілом електронів вздовж і поперек електричного поля. Розподіл електронів вздовж електричного поля має помітну асиметрію, яка асоціюється з існуванням двох груп електронів – низько енергетичних електронів, які ізотропно розподілені у просторі імпульсів, і високо енергетичних електронів з імпульсами, направленими вздовж електричного поля. Із збільшенням амплітуди електричного поля кількість таких мононаправлених електронів росте, і розподіл електронів стає все більше анізотропним. У моделі ідеального стримінгу, всі електрони мають імпульс, направлений вздовж поля, і функція розподілу електронів вздовж поля має східчастий вигляд. На рис. 3,а добре видно, що в полях 3–8 кВ/см форма функції розподілу вздовж поля близька до східчатої. В той самий час функція розподілу електронів поперек поля $f(p_x)$ залишається симетричною. В напрямках, перпендикулярних полю, електрони, головним чином, мають імпульси $p_x, p_y < p_0$. З ростом поля можна помітити слабе стиснення хвостів поперечної компоненти функції розподілу $f(p_x)$ (див. рис. 3,б).

В полях, більших, ніж 10 кВ/см, ефект стримінгу руйнується внаслідок більш глибокого проникнення електронів в активну область енергій.

3.3. Стаціонарні електричні характеристики

На формування стримінгового режиму можуть вказувати характерні поведінки стаціонарних еле-

ктричних характеристик від величини прикладеного поля. Однією з таких характерних ознак є слабка залежність дрейфової швидкості $V_d(E)$ та середньої енергії $\langle \epsilon \rangle(E)$ від амплітуди прикладеного електричного поля.

На рис. 4 добре видно, що в інтервалі слабких, тобто достримінгових електричних полів 0,1–1 кВ/см, залежність дрейфової швидкості від поля приблизно лінійна, з подальшим ростом поля стає сублінійною. У полях 3–10 кВ/см формується стримінговий тип транспорту: значення дрейфової швидкості практично не змінюються з ростом поля і близькі до величини $V_0/2$, яка відповідає значенню дрейфової швидкості в моделі ідеального стримінгу. Подібна картина спостерігається для залежності середньої енергії від поля. У режимі розвинутого стримінгу $\langle \epsilon \rangle(E)$ наближається до значення $\hbar \omega_0/3$, характерного для моделі ідеального стримінгу. Зазначимо, що залежності $V_d(E)$ і $\langle \epsilon \rangle(E)$ в температурному діапазоні 30–150 К мало відрізняються між собою.

При кімнатній температурі ситуація інша. Формування стримінгу не відбувається з причини наявності сильно непружного механізму розсіювання в пасивній області, а саме, механізму поглинання полярного оптичного фонуна. В полях 3–10 кВ/см залежність дрейфової швидкості від поля залишається практично лінійною, а значення середньої енергії майже не змінюється і залишається близьким до рівноважного значення $3/2 \cdot k_B T$.

Формування режиму стримінгу можна чітко відслідкувати також по немонотонній залежності від поля поперечної компоненти середньої енергії електронів: $\langle \epsilon_{\perp} \rangle = \langle (p_x^2 + p_y^2) / 2m^* \rangle$, де p_x і p_y – імпульси електрона у напрямках, перпендикулярних полю. На рис. 5 показані залежності $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$ від поля при різних температурах ґратки.

При криогенних температурах у слабких полях (до 1 кВ/см) величина $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$ зростає за рахунок розігріву електронного газу, що проявляється, головним чином, в ізотропному уширенні функції розподілу електронів в імпульсному просторі. З подальшим збільшенням амплітуди поля $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$ зменшується, і в полях, які відповідають розвинутому стримінгу, насичується, що асоціюється із звуженням високоенергетичних хвостів функції розподілу електронів у напрямках, перпендикулярних полю (див. рис. 3б). При кімнатних температурах величина $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$, як і повна середня енергія $\langle \epsilon \rangle$, практично не змінюється з ростом поля.

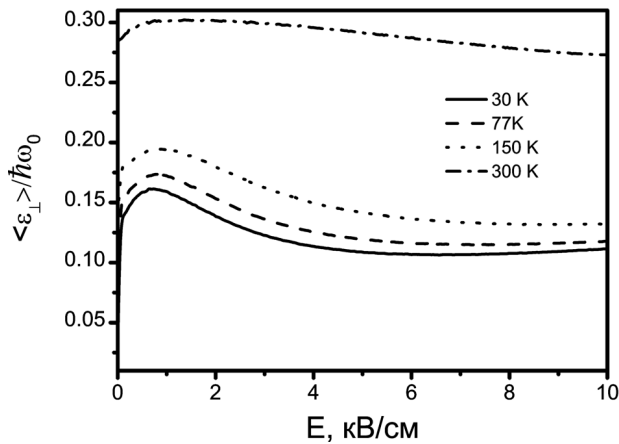


Рис. 5. Поперечна компонента середньої енергії електронів як функція поля

Ще однією ознакою стримінгового режиму електронного транспорту виявляється особлива поведінка польової залежності коефіцієнта дифузії електронів у реальному просторі. Як було показано вище, при формуванні стримінгу функція розподілу електронів поперек поля стискається. Як результат, має придушуватись дифузійний рух електронів поперек поля, що приведе до зменшення коефіцієнта дифузії D_{\perp} у перпендикулярному до поля напрямку. Ця особливість обговорювалась у [31] під час аналізу ефекту стримінгу для двовимірного електронного газу в рамках наближення Бараффа. На даний момент проведено багато досліджень по вивченню коефіцієнта дифузії в об'ємних нітридних зразках [42] у сильних полях (до 0,5 МВ/см). В той самий час, без належної уваги залишається інтервал помірних електричних полів, в якому можливий ефект стримінгу.

На рис. 6 для різних температур ґратки показані польові залежності $D_{\perp}(E)$, які отримані методом Монте-Карло.

В розігрівних полях 0–0,25 кВ/см при криогенних температурах ґратки величина D_{\perp} різко зростає. З подальшим ростом амплітуди поля і формуванням стримінгоподібного розподілу електронів D_{\perp} зменшується. Починаючи з поля 3 кВ/см, тобто в режимі розвинутого стримінгу, D_{\perp} насичується і наближається до значень 20–25 $\text{см}^2/\text{с}$, які близькі або навіть менші значень рівноважних коефіцієнтів дифузії – 13, 57 і 120 $\text{см}^2/\text{с}$ для температур ґратки 30, 77 і 150 К відповідно. При кімнатній температурі D_{\perp} майже не залежить від амплітуди поля; ця величина змінюється від 50 $\text{см}^2/\text{с}$ у нульовому полі до 30 $\text{см}^2/\text{с}$ у 10 кВ/см.

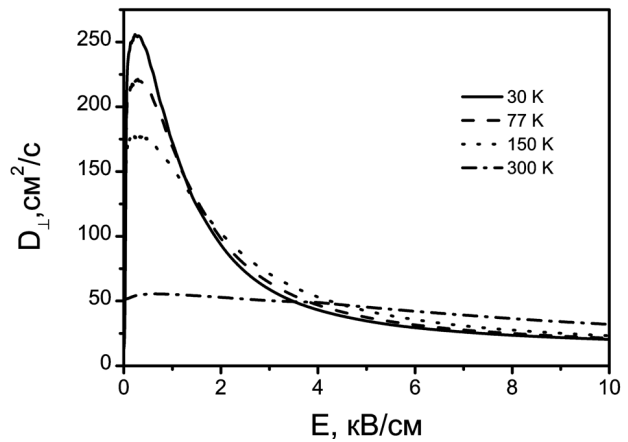


Рис. 6. Коефіцієнт дифузії у напрямку, перпендикулярному полю, як функція цього поля. Інші параметри матеріалу такі самі, як на рис. 3

Таким чином, в компенсованому об'ємному GaN з концентрацією іонізованих домішок $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ та електронів $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в полях з амплітудою кілька кВ/см при температурах ґратки 30–150 К спостерігаються особливості поведінки електричних характеристик електронного газу, що вказують на утворення ефекту стримінгу.

Важливо зазначити, що режим стримінгу можна ідентифікувати за експериментальними вимірюваннями дрейфової швидкості та коефіцієнтом дифузії у перпендикулярному до поля напрямку.

4. Високочастотні характеристики електронів

Певно, найбільш яскравим проявом ефекту стримінгу є ефект прольотного резонансу, що пов'язаний з виникненням динамічної від'ємної диференціальної провідності у відгуку на зовнішній високочастотний сигнал. В цьому розділі будуть представлені спектри динамічної диференціальної рухливості (ДДР) μ_{ω} , розраховані методом Монте-Карло, використовуючи одночастинковий алгоритм [10, 44, 45]. Детально будуть проаналізовані умови існування динамічної від'ємної диференційної рухливості (ДВДР) в компенсованому GaN при різних температурах ґратки і різних взаємних орієнтаціях постійного і змінного електричних полів. Аналіз μ_{ω} ми почнемо з випадку, коли до зразка прикладені паралельні одне одному постійне поле і слабке змінне синусоїдальне поле з амплітудою $E_{\omega} \ll E$.

4.1. Динамічна диференціальна рухливість

На рис. 7 товстими лініями зображено залежності μ_ω від частоти для слабкого стаціонарного електричного поля $E = 0,5$ кВ/см, розраховані методом Монте-Карло. Для порівняння тонкими лініями зображені залежності μ_ω , обчислені за моделлю Друде-Лоренца: $\mu_\omega = \mu_{0,E}/(1 - i\omega t^* \mu_{0,E}/e)$, $\mu_{0,E} = dV_d(E)/dE$ - нуль-частотна диференціальна рухливість. У полі $E = 0,5$ кВ/см функція розподілу електронів ще залишається квазіізотропною і як видно з рис. 7, форма спектра μ_ω близька до Друде-Лоренцівського вигляду.

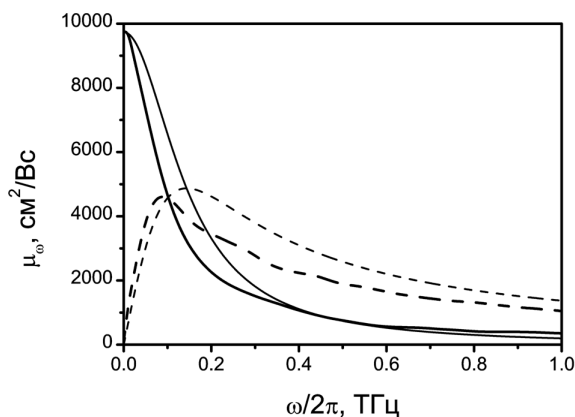


Рис. 7. Залежність ДДР від частоти, розрахована за моделлю Друде-Лоренца (тонкі лінії) і методом Монте-Карло (товсті лінії). Суцільні криві відповідають $Re[\mu_\omega]$, пунктирні - $Im[\mu_\omega]$. Амплітуда постійного поля $E = 0,5$ кВ/см, $T = 30$ К, $N_i = 10^{16}$ см⁻³ і $n_e = 10^{15}$ см⁻³

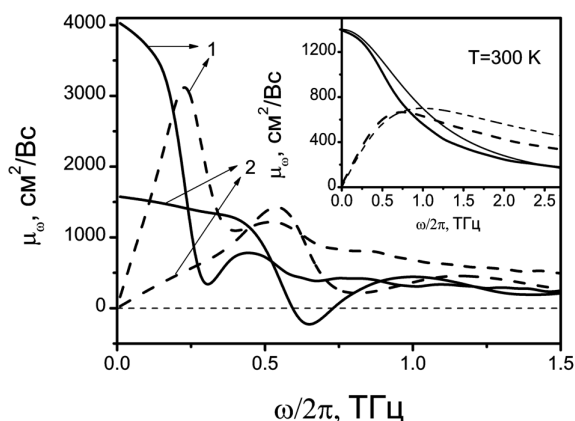


Рис. 8. Залежності $Re[\mu_\omega]$ (суцільні лінії) і $Im[\mu_\omega]$ (пунктирні лінії) при 30 К: 1 - $E = 1,5$ кВ/см; 2 - $E = 3$ кВ/см. На вставці зображено спектри $Re[\mu_\omega]$ і $Im[\mu_\omega]$ для $E = 3$ кВ/см при $T = 300$ К

З подальшим зростанням амплітуди постійного поля починає формуватися режим стримінгу, що проявляється в осцилюючій поведінці від частоти дійсної та уявної частин ДДР. На рис. 8 зображено спектри μ_ω для 1,5 і 3 кВ/см. Вже при 1,5 кВ/см дійсна частина ДДР має серію мінімумів на частоті прольотного резонансу і її більш високих гармоніках, однак ще залишається додатною. При 3 кВ/см біля основної частоти прольотного резонансу $\omega_{tr}/2\pi \approx 0,6$ ТГц, дійсна частина ДДР змінює знак і стає від'ємною. Зауважимо, що в цьому ж електричному полі при кімнатній температурі дійсна і уявна частини ДДР не виявляють будь-яких особливостей і добре описуються моделлю Друде-Лоренца. На вставці до рис. 8 товсті (розрахунок методом Монте-Карло) і тонкі (модель Друде-Лоренца) криві близькі одна до одної.

Отже, амплітуда та частотні вікна ДВДР безпосередньо залежать від величини прикладеного поля та температури зразка. Оскільки в інтервалі частот, де $Re[\mu_\omega] < 0$ має місце підсилення височастотного сигналу, причому величина цього підсилення пропорційна амплітуді ДВДР, тому доцільно визначити інтервали температур та постійних електричних полів, при яких ДВДР можлива і досягає мінімальних від'ємних значень.

4.2. Залежність ефекту ОРТТР від температури і амплітуди поля

На рис. 9 зображені залежності $Re[\mu_\omega]$ лише для першого актуального резонансного мінімуму. Для мінімумів більш високих порядків, які кратні прольотній частоті, ДВДР не з'являється.

Найбільш помітний ефект ОРТТР реалізується при 30 К. ДВДР з'являється при $E \approx 2$ кВ/см і досягає мінімального значення -250 см²/Вс при $E \approx 3$ кВ/см біля частоти $\omega/2\pi \approx 0,64$ ТГц. З ростом амплітуди постійного поля частотні вікна ДВДР зсуваються у більш височастотну область та уширюються, однак, в той же час, зменшується амплітуда ДВДР. На рис. 9 добре видно, що при 30 К ДВДР з'являється в полях 2-10 кВ/см в інтервалі частот від 0,38 ТГц до 2,5 ТГц (цей інтервал обмежений штрихпунктирною лінією). Якщо амплітуда поля виявляється більшою, ніж 10 кВ/см, то проникнення електронів в активну область стає достатним для того, щоб порушити когерентний рух більшості електронів, і значення ДДР стають додатними.

При 77 К також існують частотні вікна з ДВДР, однак ДВДР проявляється значно слабше, ніж при 30 К. Інтервал частот, в якому ДВДР стає від'ємною, при 77 К помітно вузьчий, ніж при 30 К. В полях 2,5–9 кВ/см ДВДР з'являється приблизно між 0,56 ТГц і 2,2 ТГц. Найбільша амплітуда ДВДР реалізується при $E = 4$ кВ/см близько частоти 0,9 ТГц з мінімумом $\text{Re}[\mu_\omega] \approx -100 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

При 150 К ДВДР також має осцилюючу поведінку від частоти, однак не стає від'ємною. Цікаво, що при цій температурі слабопольова рухливість $\mu_0 = 9500 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (див. рис. 2), що майже вдвічі більше, ніж при 30 К ($\mu_0 = 5000 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Здавалось б, що при 150 К умови стримінгу кращі, і ефект ОРТТР мав би проявлятися сильніше, ніж при 30 К. Однак, насправді спостерігається протилежна ситуація. Таку невідповідність можна пояснити чутливістю ефекту ОРТТР до початкового уширення рівноважної функції розподілу електронів. Щоб утворити функцію розподілу з анізотропією, достатньою для появи ДВДР при 150 К, до напівпровідника необхідно прикласти більш сильне поле, ніж при 30–77 К. Однак, в більш сильних полях ДВДР не з'явиться, оскільки стає значним проникнення електронів в активну область енергій.

4.3. Анізотропія динамічної диференціальної рухливості

У попередньому підрозділі детально обговорювалась залежність дійсної частини ДВДР від частоти змінного і амплітуди постійного електричних полів, паралельних одне одному. В умовах стримінгу, коли функція розподілу електронів анізотропна, можна очікувати залежність електронного відгуку від взаємної орієнтації постійного поля та змінного сигналу.

На рис. 10 показані залежності ДВДР від частоти змінного сигналу з поляризацією, паралельною і перпендикулярною до постійного електричного поля. Величина μ_ω^\parallel описує відгук електронної системи на змінний сигнал з паралельною поляризацією, величина μ_ω^\perp – з перпендикулярною поляризацією. На низьких частотах значення μ_ω^\parallel і μ_ω^\perp суттєво відрізняються одне від одного і в слабких полях (до 1 кВ/см), в яких функція розподілу електронів характеризується помірною анізотропією, і в режимі розвинутого стримінгу ($E = 3$ кВ/см).

Різниця між μ_ω^\parallel і μ_ω^\perp існує навіть на нульовій частоті, що зумовлено анізотропією розподілу еле-

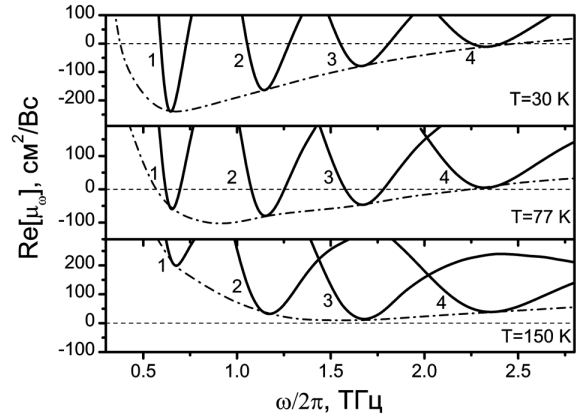


Рис. 9. Спектр $\text{Re}[\mu_\omega]$ поблизу частот ОРТТР. Криві 1, 2, 3, 4 відповідають $E = 3, 5, 7, 9$ кВ/см. Штрихпунктирна лінія – обв'язна мінімумів $\text{Re}[\mu_\omega]$. $N_i = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$

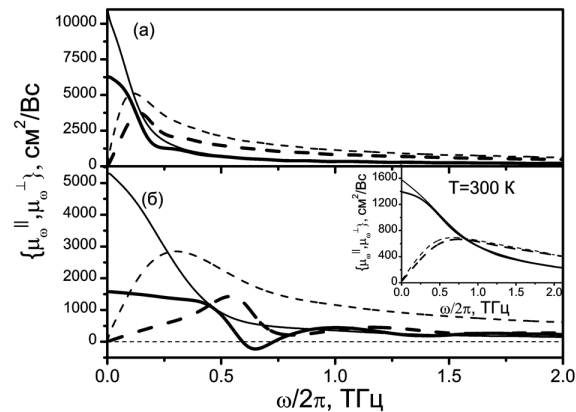


Рис. 10. Спектри μ_ω^\parallel (товсті лінії) і μ_ω^\perp (тонкі лінії) при $T = 30$ К для $E = 1$ кВ/см (а) і $E = 3$ кВ/см (б). Дійсні частини ДВДР зображені суцільними лініями, уявні частини – пунктирними. На вставці зображені спектри μ_ω^\parallel і μ_ω^\perp при 300 К для $E = 3$ кВ/см

ктронів в імпульсному просторі. На рис. 11 показані залежності паралельної $\mu_0^\parallel(E)$ і перпендикулярної $\mu_0^\perp(E)$ компонент диференціальної рухливості від постійного поля. Для отримання цих залежностей застосовувався метод Монте-Карло, в якому значення $\mu_0^\parallel(E)$ і $\mu_0^\perp(E)$ розраховувалися на надзвичайно низькій частоті. Існує інший наближений метод визначення цих величин, який використовує значення стаціонарних характеристик. В заданому постійному полі E значення $\mu_0^\parallel \approx dV_d(E)/dE$. Це співвідношення виконується точно в рамках слабосигнального відгуку ($E_\omega \ll E$). Для обчислення μ_0^\perp можна використати узагальнене співвідношен-

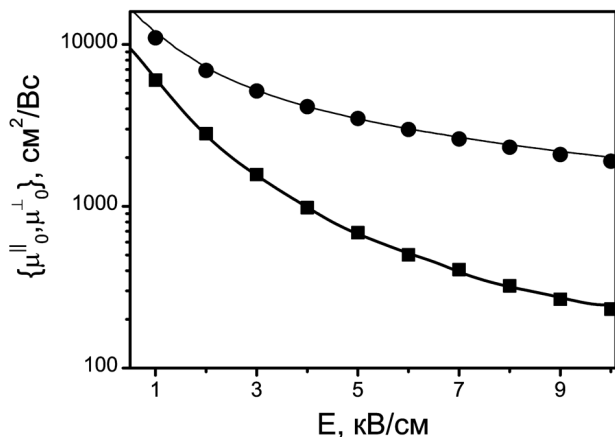


Рис. 11. Залежності μ_0^{\parallel} (товсті лінії) і μ_0^{\perp} (тонкі лінії), отримані зі стаціонарних характеристик $V_d(E)$, $\langle \epsilon_{\perp} \rangle(E)$ і $D_{\perp}(E)$. Значення μ_0^{\parallel} (квадратики) та μ_0^{\perp} (кружечки) розраховані методом Монте-Карло. Температура ґратки 30 К

ня Ейнштейна:

$$\frac{D_{\perp}}{\mu_0^{\perp}} \approx \frac{\langle \epsilon_{\perp} \rangle}{e}, \quad (9)$$

використовуючи залежності $\langle \epsilon_{\perp} \rangle(E)$ (див. рис. 5) і $D_{\perp}(E)$ (див. рис. 6). Значення μ_0^{\parallel} і μ_0^{\perp} , розраховані методом Монте-Карло, збігаються (рис. 11) зі значеннями, отриманими із стаціонарних характеристик $V_d(E)$, $\langle \epsilon_{\perp} \rangle(E)$ і $D_{\perp}(E)$ та формули (9). Те, що обидва методи визначення $\mu_0^{\perp}(E)$ дають однакові значення, можна пояснити практично максвеллівським розподілом електронів у перпендикулярному до постійного поля напрямку.

На рис. 11 добре видно, що з ростом амплітуди постійного поля $\mu_0^{\parallel}(E)$ зменшується сильніше, ніж $\mu_0^{\perp}(E)$. Така поведінка $\mu_0^{\parallel}(E)$ пояснюється тим, що в залежності $V_d(E)$ значно сильніше проявляється сублінійність, ніж у залежності $D_{\perp}(E)/\langle \epsilon_{\perp} \rangle(E)$. В полях 3–8 кВ/см, які відповідають режиму розвинутого стримінгу, значна різниця між значеннями $\mu_0^{\parallel}(E)$ і $\mu_0^{\perp}(E)$ зберігається. Отже, експериментальне спостереження суттєвої анізотропії диференціальної рухливості в сильних електричних полях може бути додатковим доказом утворення стримінгу.

В полях 1–3 кВ/см функція розподілу електронів в імпульсному просторі залишається симетричною у напрямку, перпендикулярному до поля, і тому залежність μ_{ω}^{\perp} від частоти добре описується моделлю Друде–Лоренца і не виявляє осцилюючої поведінки, характерної для μ_{ω}^{\parallel} (див. рис. 10). Цікаво зазначити, що в постійному полі 1 кВ/см

за винятком дуже низьких частот між значеннями μ_{ω}^{\perp} і μ_{ω}^{\parallel} істотної різниці не спостерігається. В умовах стримінгу, наприклад, при 3 кВ/см, відгук електронної системи у паралельній конфігурації кардинально відрізняється від відгуку у перпендикулярній конфігурації полів E та E_{ω} . В інтервалі частот, де μ_{ω}^{\parallel} стає від’ємною, а μ_{ω}^{\perp} залишається додатною, замість підсилення змінного сигналу з поляризацією, перпендикулярною до постійного поля, відбувається ефективне його поглинання. Такий ефект можна спостерігати в оптичних експериментах по проходженню надвисокочастотного (терагерцового) випромінювання через напівпровідникові структури. Зразок, до якого прикладене достатньо сильне постійне електричне поле, характеризується анізотропією ДДР і діє як поляризатор для неполяризованого променя. Ефективність такого поляризатора залежить від амплітуди прикладеного постійного електричного поля і температури зразка. Наприклад, при 300 К, коли функція розподілу електронів залишається ізотропною і μ_{ω}^{\perp} та μ_{ω}^{\parallel} практично збігаються, зразок не буде працювати як поляризатор.

Нещодавно співробітники Терагерцової лабораторії університету в Монпел’є провели експеримент, в якому спробували зареєструвати ефект ОРТТР і виявити ДВДР по підсиленню терагерцового випромінювання, що проходить через гетероструктуру з GaN [46]. На жаль, надійних підтверджень ефекту ОРТТР поки не виявлено. Щоб з’ясувати, чого можна очікувати від подібних експериментів, ми розробили теорію проходження світла в режимі ОРТТР через зразок з активним епітаксійним шаром компенсованого GaN.

5. Проходження високочастотного випромінювання через GaN структуру

В сучасних експериментах використовуються складні багатшарові структури, вирощені на діелектричній підкладці. Як правило, товщина активної зони – тонкого шару GaN – порядку кількох мікрон, що набагато менше довжини хвилі λ_0 електромагнітного випромінювання терагерцового діапазону у вакуумі. В подібних структурах товщина діелектричної підкладки набагато більша за товщину шару GaN і, як правило, одного порядку з λ_0 . У цьому розділі представлена теорія проходження високочастотного випромінювання власне через такі структури. При дослідженні спектрів коефіцієнтів пропускання, відбивання і поглинан-

ня високочастотного випромінювання використовувалися залежності ДВР від частоти, розраховані методом Монте-Карло (див. попередній розділ).

5.1. Теорія проходження високочастотного випромінювання через GaN

Нехай високочастотне випромінювання проходить через структуру, яка складається з дельта-подібного шару GaN, розташованого на діелектричній підкладці товщиною d_s і діелектричною сталістю κ_s . Шар GaN описується двовимірною комплексною провідністю $\sigma_\omega^* = \sigma'_\omega d + id(\sigma''_\omega - \kappa_0 \omega / 4\pi)$, де $\sigma'_\omega = en_e \text{Re}[\mu_\omega]$, $\sigma''_\omega = en_e \text{Im}[\mu_\omega]$, d – товщина шару GaN. У формулі враховано струм зміщення в шарі GaN. Нехай плоска хвиля $E_{p,\omega}(y) \exp(-i\omega t)$ з амплітудою $E_{p,\omega}(y)$ і частотою ω падає перпендикулярно на поверхню структури. Електричне поле $E_{p,\omega}(y)$ такої хвилі задовольняє рівняння Максвелла

$$\frac{d^2 E_{p,\omega}}{dy^2} + \begin{cases} \frac{\omega^2}{c^2} & y < 0 \\ \frac{\kappa_s \omega^2}{c^2} & 0 < y < d_s \\ \frac{\omega^2}{c^2} & y > d_s \end{cases} E_{p,\omega} = -\frac{4\pi i \omega \sigma_\omega^{*,p}}{c^2} E_{p,\omega} \delta(y), \quad (10)$$

де індекс $p = \{\parallel, \perp\}$ вказує на поляризацію хвилі – вздовж або поперек до постійного електричного поля. В рівняннях (10) припускається, що вся структура знаходиться у вакуумі. Розв'язок системи (10) має такий вигляд:

$$E_{p,\omega}(y) = \begin{cases} A_{p,\omega} \exp(ik_0 y) + B_{p,\omega} \exp(-ik_0 y), & y < 0, \\ C_{p,\omega} \exp(ik_s y) + D_{p,\omega} \exp(-ik_s y), & 0 < y < d_s, \\ F_{p,\omega} \exp(ik_0 y), & y > d_s, \end{cases} \quad (11)$$

де $k_0 = \omega/c$ і $k_s = \omega\sqrt{\kappa_s}/c$ – хвильове число плоскої хвилі у вакуумі і підкладці відповідно. Коефіцієнти $A_{p,\omega}$, $B_{p,\omega}$, $C_{p,\omega}$, $D_{p,\omega}$ і $F_{p,\omega}$ визначаються з таких умов в площинах $y = 0$ і $y = d_s$:

$$\begin{aligned} E_{p,\omega}(-0) &= E_{p,\omega}(+0), \\ \frac{dE_{p,\omega}}{dy}(-0) - \frac{dE_{p,\omega}}{dy}(+0) &= \frac{4\pi i \omega \sigma_\omega^{*,p}}{c^2} E_{p,\omega}(0), \\ E_{p,\omega}(d_s - 0) &= E_{p,\omega}(d_s + 0), \\ \frac{dE_{p,\omega}}{dy}(d_s - 0) &= \frac{dE_{p,\omega}}{dy}(d_s + 0). \end{aligned} \quad (12)$$

Після стандартних перетворень отримуємо такі формули для коефіцієнтів пропускання:

$$T_{p,\omega} = \left[\left(1 + \frac{\Gamma'_{p,\omega}}{2} \right)^2 + \frac{\Gamma''_{p,\omega}}{4} + \frac{(\kappa_s - 1)(\kappa_s - (1 + \Gamma'_{p,\omega})^2 - \Gamma''_{p,\omega})}{4\kappa_s} \times \sin^2(k_s d_s) - \frac{\sqrt{\kappa_s}(\kappa_s - 1)\Gamma''_{p,\omega}}{4\kappa_s} \sin(2k_s d_s) \right]^{-1} \quad (13)$$

і відбивання:

$$R_{p,\omega} = \left[\frac{\Gamma'_{p,\omega} + \Gamma''_{p,\omega}}{4} + \frac{(\kappa_s - 1)(\kappa_s - (1 - \Gamma'_{p,\omega})^2 - \Gamma''_{p,\omega})}{4\kappa_s} \sin^2(k_s d_s) - \frac{\sqrt{\kappa_s}(\kappa_s - 1)\Gamma''_{p,\omega}}{4\kappa_s} \sin(2k_s d_s) \right] \times T_{p,\omega}. \quad (14)$$

Коефіцієнт поглинання можна обчислити за формулою $L_{p,\omega} = 1 - T_{p,\omega} - R_{p,\omega}$, або

$$L_{p,\omega} = \Gamma'_{p,\omega} \left(1 - \frac{\kappa_s - 1}{\kappa_s} \sin^2(k_s d_s) \right) \times T_{p,\omega}. \quad (15)$$

У всіх трьох рівняннях $\Gamma'_{p,\omega} = 4\pi \text{Re}[\sigma_\omega^{*,p}]/c$ і $\Gamma''_{p,\omega} = 4\pi \text{Im}[\sigma_\omega^{*,p}]/c$. Якщо шар GaN відсутній, тобто маємо тільки підкладку, в формулах (13)–(15) величини $\Gamma'_{p,\omega}$ і $\Gamma''_{p,\omega}$ дорівнюють нулю, а коефіцієнти пропускання, відбивання та поглинання визначаються стандартно, як для одиночної діелектричної пластини:

$$\begin{aligned} T_{\text{sub}} &= \frac{1}{1 + \frac{(\kappa_s - 1)^2}{4\kappa_s} \sin^2(k_s d_s)}, \\ R_{\text{sub}} &= 1 - T_{\text{sub}}, \\ L_{\text{sub}} &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

5.2. Спектри коефіцієнтів пропускання, відбивання і поглинання

Розрахунки коефіцієнтів пропускання, відбивання і поглинання високочастотного випромінювання (рис. 12) проводились в таких інтервалах частот і для таких значень постійного електричного поля, за яких найбільш сильно проявляється ДВР (див. рис. 10, б).

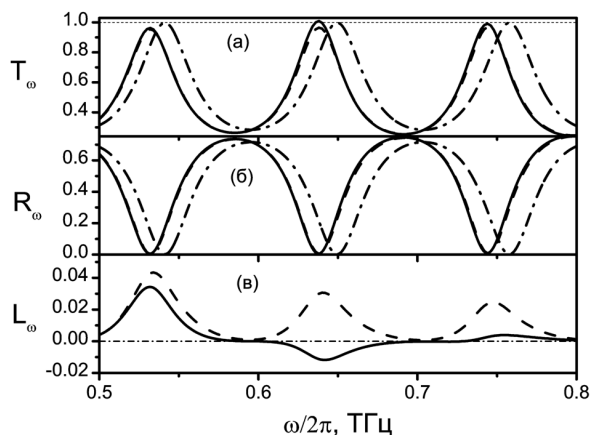


Рис. 12. Спектри коефіцієнтів пропускання (а), відбивання (б) і поглинання (в) при паралельній (суцільні лінії) і перпендикулярній (пунктирні лінії) конфігурації полів. Штрихпунктирними лініями позначено спектри T_{sub} , R_{sub} і L_{sub} . Параметри GaN шару: $N_i = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $d = 10^{-3} \text{ cm}$, $\kappa_0 = 8,9$, $E = 3 \text{ кВ/см}$. Параметри підкладки: $d_s = 0,04 \text{ см}$, $\kappa_s = 12$ (вважається сапфірова підкладка)

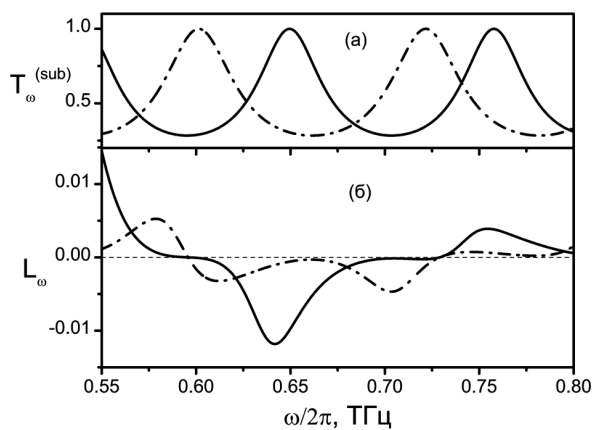


Рис. 13. Спектри коефіцієнта пропускання для одиночної підкладки (а) і спектри коефіцієнта поглинання структури (б) при $d_s = 0,036 \text{ см}$ (штрихпунктирні лінії) і $d_s = 0,04 \text{ см}$ (суцільні лінії). Інші параметри такі самі, як на рис. 12

Якщо електромагнітна хвиля проходить через одиночну підкладку, то при заданій товщині і діелектричній сталій підкладки, отримаємо набір частот ω_r , що відповідають модам Фабрі–Перо плоскопаралельної діелектричної пластинки. Ці частоти задаються виразом $\omega_r/2\pi = cr/(2d_s\sqrt{\kappa_s})$, ($r = 1, 2, 3, \dots$) і відповідають $T_{\text{sub}} = 1$. Наявність тонкого активного шару GaN з низькою концентрацією електронів злегка модифікує спектри коефіцієнтів пропускання одиночної підкладки. Па-

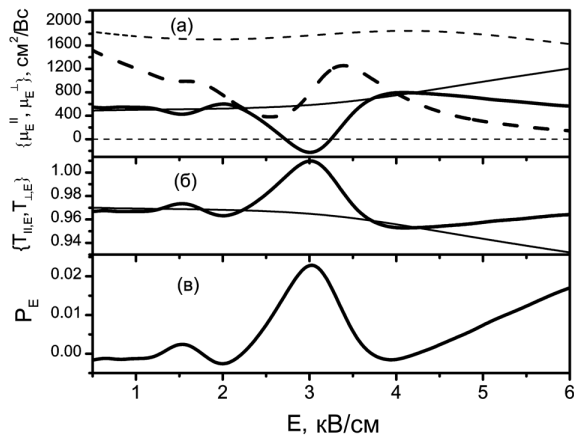


Рис. 14. Залежність від амплітуди поля на частоті 0,64 ТГц: а – μ_E^{\parallel} і μ_E^{\perp} (товсті суцільна і пунктирна лінії – дійсна і уявна частини μ_E^{\parallel} , тонкі суцільна і пунктирна лінії – дійсна і уявна частини μ_E^{\perp}); б – коефіцієнтів пропускання вздовж $T_{\parallel,E}$ (товста лінія) і поперек $T_{\perp,E}$ (тонка лінія) прикладеного поля; в – ступеня поляризації P_E . Параметри підкладки і активного шару такі самі, як на рис. 12

раметри підкладки та активного елемента вибрані таким чином, щоб частотне вікно ДВДР збігалось з однією із частот ω_r . В інтервалі частот 0,6 – 0,7 ТГц спостерігається підсилення хвилі, що проходить через зразок і має поляризацію вздовж постійного поля. В цьому частотному інтервалі коефіцієнт поглинання стає від'ємним і досягає мінімального значення $-1,5\%$ близько частоти 0,64 ТГц (рис. 12,в). Від'ємний коефіцієнт поглинання означає, що сума інтенсивностей хвиль, що проходить і відбивається, більше інтенсивності падаючої хвилі. Отже, можна говорити про підсилення електромагнітного поля активним елементом. Для порівняння, коефіцієнт втрат електромагнітної хвилі на цій частоті при відбиванні від ідеального срібного дзеркала дорівнює $-0,5\%$. Таким чином, незважаючи на невеликий коефіцієнт підсилення активного шару, можна задовольнити критерій генерації збудження терагерцової моди в резонаторній системі, яка складається з двох плоскопаралельних металічних дзеркал.

Для хвилі з поляризацією, перпендикулярною до постійного поля, коефіцієнт поглинання додатний і підсилення електромагнітного поля відсутнє.

Необхідно зазначити, що коефіцієнт поглинання електромагнітних хвиль у субтерагерцовому діапазоні частот залежить від параметрів підкладки. На рис. 13 показані залежності L_{ω} для двох зразків з однаковими параметрами активних елементів,

але різними товщинами підкладок. Коли товщина підкладки $d_s = 0,036$ см, частотне вікно ДВДР не збігається ні з однією із частот мод Фабрі–Перо ω_r . При таких нерезонансних параметрах величини $|L_\omega|$, а, отже, і підсилення електромагнітного поля, істотно менше, ніж у резонансному випадку, коли $d_s = 0,04$ см. Таким чином, можна говорити про селективну роль підкладки у підсиленні електромагнітного поля в субтерагерцовому діапазоні частот.

В експериментах по проходженню випромінювання через напівпровідникові структури набагато зручніше виміряти коефіцієнт пропускання на заданій частоті, змінюючи амплітуду прикладеного постійного поля. На рис. 14,а показана залежність ДДР від амплітуди прикладеного поля в паралельній (μ_E^{\parallel}) і поперечній (μ_E^{\perp}) конфігураціях полів на частоті 0,64 ТГц. Дійсна і уявна частина μ_E^{\parallel} має осциляційну поведінку, а ДВДР реалізується у вузькому інтервалі постійних полів, біля поля з амплітудою 3 кВ/см. В той же час, дійсна і уявна частини μ_E^{\perp} майже не змінюються. На частоті 0,64 ТГц суттєва різниця між μ_E^{\parallel} і μ_E^{\perp} проявляється, починаючи з прикладених полів 2–3 кВ/см.

В експерименті можна спостерігати індуковану полем різницю між коефіцієнтами пропускання електромагнітних хвиль з поляризаціями вздовж і поперек постійного поля – $T_{\parallel,E}$ і $T_{\perp,E}$. На рис. 14,б залежність $T_{\parallel,E}$ зображено товстою лінією, а $T_{\perp,E}$ – тонкою лінією. Початково неполяризований монохроматичний промінь, проходячи через зразок, стає частково поляризованим. Ступінь поляризації такого променя P_E залежить від амплітуди постійного поля, як показано на рис. 14,в. Величина P_E визначається таким чином: $P_E = (T_{\parallel,E} - T_{\perp,E}) / (T_{\parallel,E} + T_{\perp,E})$. Як видно з рис. 14,в, поведінка P_E повторює осцилюючий характер ДДР μ_E^{\parallel} від поля, що вказує на формування стримінгу і появу ОРТТР. За межами діапазону резонансних полів величина P_E постійно зростає, осциляції відсутні, і це вказує на те, що система не знаходиться в ОРТТР. Така особлива залежність від електричного поля ступеня поляризації електромагнітної хвилі, що проходить через зразок, також може бути характерною рисою ОРТТР.

6. Висновки

Виконані розрахунки стаціонарних та високочастотних характеристик компенсованого GaN, які

направлені на виявлення характерних ознак та умов виникнення ефекту стримінгу. Зокрема, виявлено, що сильно анізотропний розподіл електронів в GaN з концентрацією домішок 10^{16} см⁻³ та електронів 10^{15} см⁻³ формується в інтервалі прикладених електричних полів 3–8 кВ/см в діапазоні температур 30–150 К. Це проявляється у характерному насиченні залежностей дрейфової швидкості та повної середньої енергії від поля. Залежність поперечного коефіцієнта дифузії від поля показує спадну поведінку з характерним подальшим насиченням. В рамках слабосигнального відгуку отримані спектри високочастотної рухливості в паралельній та перпендикулярній конфігураціях стаціонарного та високочастотного полів. Показано, що в паралельній конфігурації в інтервалі частот 0,5–2 ТГц та діапазоні полів 2–10 кВ/см існує ефект прольотного резонансу та може виникати динамічна від’ємна диференціальна рухливість. В перпендикулярній конфігурації динамічна від’ємна диференціальна рухливість не виникає і спектр динамічної рухливості близький до дуде–лоренцівського вигляду. На основі згаданих вище розрахунків побудована теорія проходження терагерцового випромінювання через структуру з епітаксійним шаром GaN. Проведені розрахунки відносного коефіцієнта підсилення терагерцового випромінювання структурою в режимі прольотного резонансу. При однократному проходженні хвилі через GaN структуру максимальний відносний коефіцієнт підсилення становив 1,5%, що в 3 рази перевищує втрати під час відбивання тієї ж хвилі від металічних дзеркал. Показано, що анізотропія динамічної рухливості приводить до залежності коефіцієнтів пропускання від поляризації падаючої хвилі. Ступенем поляризації хвилі, що проходить через структуру, можна керувати, змінюючи величину прикладеного електричного поля.

Автори роботи щиро вдячні професору В.О. Кочелупу (ІФН НАНУ) та професору Л. Варані (Університет Монпел’є, Франція) за те, що виявили неабияку зацікавленість до наших досліджень та брали активну участь в обговоренні різних аспектів цієї роботи. Роботу виконано, використовуючи потужності кластера ІФН НАНУ (Державна цільова науково-технічна програма впровадження і застосування грид-технологій на 2009–2013 роки).

1. W. Shockley, Bell Syst. Tech. J. **30**, 990 (1951).
2. I.M. Dykman and P.M. Tomchuk, *Transport Phenomena and Fluctuations in Semiconductors* (Naukova Dumka, Kyiv, 1981) (in Russian).
3. D.K. Ferry, *Semiconductors* (Macmillan, New York, 1991), Ch. 10.
4. V.E. Gantmakher and Y.B. Levinson, *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors* (North-Holland, Amsterdam, 1987).
5. G.A. Baraff, Phys. Rev. **128**, 2507 (1962); Phys. Rev. A **133**, A26 (1964).
6. E. Vasilyus and E. Levinson, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **50**, 1660 (1966); **52**, 1013 (1967).
7. Z.S. Gribnikov and V.A. Kochelap, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58**, 1046 (1970).
8. W. Cox, J. Phys. Condens. Matter **2**, 4849 (1990).
9. W. Fawcett, A.D. Boardman, and S. Swain, J. Chem. Solids **31**, 1963 (1970).
10. C. Jacoboni and L. Reggiani, Rev. Mod. Phys. **55**, 645 (1983).
11. A. Matulionis, J. Pozela, and A. Reklaitis, Phys. Status Solidi A **31**, 83 (1975).
12. R.C. Curby and D.K. Ferry, Phys. Status Solidi A **20**, 569 (1973).
13. F.M. Peeters, W. Van Puymbroeck, and J.T. Devreese, Phys. Rev. B **31**, 5322 (1985).
14. T.W. Hickmott, P.M. Solomon, F.F. Fang, F. Stern, R. Fischer, and H. Morkos, Phys. Rev. Lett. **52**, 2053 (1984).
15. P-F Lu, D.C. Tsui, and H.M. Cox, Phys. Rev. B **35**, 9659 (1987).
16. C.B. Hanna, E.S. Hellman, and R.B. Laughlin, Phys. Rev B **34**, 5475 (1986).
17. M. Levinstein, S. Rumyantsev, and M. Shur, *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe* (Wiley, New York, 2001).
18. A.A. Andronov and V.A. Kozlov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **17**, 124 (1973).
19. Ya.I. Alber, A.A. Andronov, V.A. Valov, V.A. Kozlov, A.M. Lerner, and I.P. Ryazantseva, Zh. Èksp. Teor. Fiz. **72**, 1031 (1977).
20. L.E. Vorob'ev, S.N. Danilov, V.N. Tulupenko, and D.A. Firsov, JETP Lett **73**, 219 (2001).
21. N. Ishida and T. Kurosawa, Jpn. J. Appl. Phys. **64**, 2994 (1995).
22. P.N. Shiktorov, Sov. Phys. – Collect. **25**, 59 (1985).
23. V.A. Kozlov, A.V. Nikolaev, and A.V. Samokhvalov, Semicond. Sci. Technol. **19**, s99 (2004); E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J.-F. Millithaler, and L. Reggiani, J. Phys. Condens. Matter **20**, 1 (2008).
24. E.A. Barry, K.W. Kim, and V.A. Kochelap, Phys. Status Solidi B **228**, 571 (2001); Appl. Phys. Lett. **80**, 2317 (2002).
25. V.M. Polyakov and F. Schwierz, J. Appl. Phys. **100**, 103704 (2006).
26. V.V. Korotyeyev, G.I. Syngayivska, V.A. Kochelap, and A.A. Klimov, Semicond. Phys. Quant. Electr. Optoelectr. **12**, 328 (2009).
27. E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vaissiere, and J.H. Zhao, J. Appl. Phys. **89**, 1161 (2001).
28. E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vaissiere, and J.H. Zhao, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 438 (2001); Phys. Status Solidi A **198**, 247 (2002).
29. E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Varani, C. Palermo, J.-F. Millithaler, and L. Reggiani, J. Phys. Condens. Matter **20**, 384209 (2008); Phys. Rev. B **76**, 045333 (2007).
30. J.T. Lu and J.C. Cao, Semicond. Sci. Technol. **20** 829 (2005).
31. V.V. Korotyeyev, V.A. Kochelap, K.W. Kim, and D.L. Woolard, Appl. Phys. Lett. **82**, 2643 (2003).
32. K.W. Kim, V.V. Korotyeyev, V.A. Kochelap, A.A. Klimov, and D.L. Woolard, J. Appl. Phys. **96**, 6488 (2004).
33. J.T. Lu, J.C. Cao, and S.L. Feng, Phys. Rev. B **73**, 195326 (2006).
34. V.N. Sokolov, K.W. Kim, V.A. Kochelap, and D.L. Woolard, Appl. Phys. Lett. **84**, 3630 (2002).
35. V.V. Mitin, V.A. Kochelap, and M. Strosio, *Quantum Heterostructures for Microelectronics and Optoelectronics* (Cambridge University Press, New York, 1999).
36. V.L. Bonch-Bruyevich and S.G. Kalashnikov, *Semiconductor Physics* (Nauka, Moscow, 1977) (in Russian).
37. M.S. Gupta, J. Appl. Phys. **49**, 2837 (1978); R. Fauquembergue, J. Zimmermann, A. Kaszynski, and E. Constant, J. Appl. Phys. **51**, 1065 (1980).
38. M.A. Littlejohn, J.R. Hauser, and T.H. Glisson, Appl. Phys. Lett. **26**, 625 (1975).
39. D.C. Look and J.R. Sizelove, Appl. Phys. Lett. **79**, 1133 (2001).
40. L. Bouguen, S. Contreras, B. Jouault, L. Konczewicz, J. Camassel, Y. Cordier, M. Azize, S. Chenot, and N. Baron, Appl. Phys. Lett **92**, 043504 (2008).
41. V. Bareikis, A. Matulionis, J. Pozela, S. Ašmontas, A. Reklaitis, A. Galdikas, R. Miliūšytė, and E. Starikovas, *Hot Electron Diffusion* (Mokslas, Vilnius, 1981) (in Russian).
42. E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinskis, L. Reggiani, L. Varani, J.C. Vaissiere, and C. Palermo, Semicond. Sci. Technol. **20**, 279 (2005).
43. D.J. Bartelink and G. Perski, Appl. Phys. Lett. **16**, 191 (1970).
44. J. Zimmermann, Y. Leroy, and E. Constant, J. Appl. Phys. **49**, 3378 (1978).
45. P.A. Lebowitz, J. Appl. Phys. **44**, 1744 (1973).
46. T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, P. Nouvel, S. Blin, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Chenot,

J.-P. Faurie, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gruzinskis, V.V. Korotyeyev, and V.A. Kochelap, Appl. Phys. Lett. **99**, 082101 (2011).

Одержано 20.02.12

Г.И. Сингаевская, В.В. Коротеев

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПЕНСИРОВАННОГО GaN В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННОГО СТРИМИНГА

Резюме

Проведен детальный анализ условий существования стриминга и эффекта пролётного резонанса на оптических фоновых в компенсированном объёмном GaN. Методом Монте-Карло выполнены расчёты высокочастотной дифференциальной подвижности. Показано, что при низких температурах решётки 30–77 К в электрических полях 3–10 кВ/см в терагерцовом диапазоне частот может существовать динамическая отрицательная дифференциальная подвижность. Выявлены новые проявления эффекта стриминга – анизотропия динамической дифференциальной подвижности и особое поведение коэффициента диффузии в перпендикулярном к постоянному электрическому полю направлении. Построена теория прохождения терагерцового излучения через структуру с эпитаксиальным слоем GaN. Получены условия усиления электромагнитных волн в диапазоне ча-

стот 0,5–2 ТГц. В электрических полях свыше 1 кВ/см наблюдается поляризационная зависимость коэффициента прохождения излучения через структуру.

G.I. Syngayivska, V.V. Korotyeyev

ELECTRICAL AND HIGH-FREQUENCY PROPERTIES OF COMPENSATED GaN UNDER ELECTRON STREAMING CONDITIONS

S u m m a r y

Conditions required for the streaming effect and the optical-phonon transit-time resonance to take place in a compensated bulk GaN are analyzed in detail. Monte Carlo calculations of the high-frequency differential electron mobility are carried out. It is shown that the negative dynamic differential mobility can be realized in the terahertz frequency range, at low lattice temperatures of 30–77 K, and applied electric fields of 3–10 kV/cm. New manifestations of the streaming effect are revealed, namely, the anisotropy of the dynamic differential mobility and a specific behavior of the diffusion coefficient in the direction perpendicular to the applied electric field. The theory of terahertz radiation transmission through the structure with an epitaxial GaN layer is developed. Conditions for the amplification of electromagnetic waves in the frequency range of 0.5–2 THz are obtained. The polarization dependence of the radiation transmission coefficient through the structure in electric fields above 1 kV/cm is found.