

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ВИПРОМІНЮВАННІ ГАРЯЧИМИ ЕЛЕКТРОНАМИ В БАГАТОДОЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

В. М. Бондар, П. М. Томчук

Інститут фізики НАН України,

відділ електроніки твердого тіла, відділ теоретичної фізики

проспект Науки, 46, Київ, 03680, Україна

(Отримано 27 травня 2008 р.; в остаточному вигляді — 27 липня 2009 р.)

Експериментально й теоретично досліджено в n -Ge поляризаційні залежності випромінювання гарячих електронів від величини й напрямку електричного поля, від температури ґратки та концентрації домішок, а також величини одновісного тиску. Установлено й пояснено особливості кутових залежностей випромінювання, зумовлених зміною механізмів розсіяння. Уперше спостережено й побудовано теорію виникнення кутових залежностей випромінювання у випадку орієнтації електричного поля в напрямку, симетричному щодо розташування долин в n -Ge.

Ключові слова: гарячі електрони, терагерцове випромінювання, поляризаційні залежності, багатодолинні напівпровідники.

PACS number(s): 78.45.+h

ВСТУП

При розігріві вільних електронів у напівпровіднику зовнішнім електричним полем гарячі електрони починають спонтанно випромінювати. У багатодолинних напівпровідниках це випромінювання має свої особливості, пов'язані з анізотропією закону дисперсії електронів й анізотропією механізмів їх розсіяння. Крім того, багатодолинний характер таких напівпровідників, як n -Ge і n -Si, робить чутливим випромінювання гарячих електронів цих напівпровідників до зовнішніх впливів (зокрема чутливим до зміни величини й напрямку електричного поля до зовнішнього тиску тощо). Механізм чутливості випромінювання до зовнішніх впливів пояснюється залежністю заселення електронами різних долин і їхніх температур від зовнішніх впливів. У результаті оптичні характеристики таких напівпровідників, як n -Ge і n -Si, не зважаючи на їхню кубічну симетрію, починають залежати від кутів.

У роботах [1–3] ми досліджували кутові залежності поглинання й випромінювання гарячими електронами в багатодолинних напівпровідниках.

В [1–2] основну увагу приділено побудові теорії цих ефектів. Останнім часом спостережено нові закономірності, що стосуються зміни характеру поляризаційних кривих залежно від поля, температури, концентрації домішків і тиску. Опису цих експериментальних закономірностей і їх теоретичній інтерпретації присвячена ця стаття. У теорії значну увагу приділено поясненню впливу факту зміни механізму розсіяння на поляризаційні характеристики. Крім того, показано, що в певних випадках необхідно враховувати вплив поля на вигляд функції розподілу електронів за швидкостями точніше, ніж це традиційно прийнято.

I. ЕКСПЕРИМЕНТ

У зв'язку з тим, що деякі виміри проводили в нових умовах, коротко нагадаємо загальну постановку початкового експерименту [3] та подальше його вдосконалення під час проведення температурних вимірів.

Зразки n -Ge мали переріз 1×1 мм² і довжину 7 мм по кристалографічному напрямку $\langle 111 \rangle$ або $\langle 100 \rangle$. У цьому ж напрямку прикладали одновісну деформацію та імпульсне електричне поле з довжиною імпульсу 0.8 мксек та частотою повторення 6 Гц. Приймач випромінювання ($\lambda \sim 100$ мкм) становив собою пластинку Ge(Ga) товщиною 0.8 мм та розмірами $\sim 5 \times 5$ мм². В електричній схемі застосовували потрійне екранування. На шляху проходження оптичного сигналу ставили фільтр із чорного поліетилену для обмеження короткохвильової частини спектра випромінювання зразка [1] рис. 1.

Для температурних вимірів створено нову установку, оскільки пристосувати стару для цього не вдалося. Технічна проблема полягала в тому, що приймач Ge(Ga) потребує робочої температури ~ 5 К, а температура зразка, який випромінює, може сягати азотних температур. Створити відповідні умови для приймача при такому градієнті температури дуже складно. Питання було розв'язане так: низькотемпературний приймач розташовували в нижній частині вертикального світлопроводу (полірована труба) на рівні поверхні рідкого гелію, а випромінюючий зразок переміщали по цьому світлопроводу від приймача, де температура була ~ 5 К, до середньої й верхньої частини, де температура могла сягати азотної. Така конструкція установки дала змогу звести температурний градієнт до мінімуму й успішно провести виміри. Відзначимо, що при такій схемі в результати вносилися додаткова

помилка, але оскільки нас цікавила якісна характеристика поляризації, це не мало суттєвого значення.

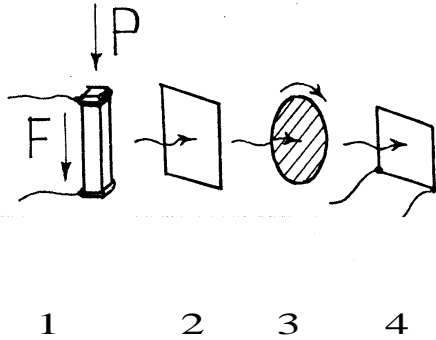


Рис. 1. Схема проведення експерименту з вивчення поляризаційних залежностей терагерцового випромінювання гарячими електронами з n -Ge. 1 — досліджуваний зразок n -Ge, до якого прикладене електричне поле F і одно-вісний тиск P . 2 — фільтр (чорний поліетилен), що обрізає короткохвильову частину спектра. 3 — поляризатор, що обертається. 4 — приймач випромінювання (Ge:Ga).

II. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Результати температурних вимірів поляризаційної залежності наведені на рис. 2. Видно, що при найнижчих температурах залежність амплітуди сигналу “вигнута вниз” (при нульовому куті оберту поляризатора маємо максимум амплітуди). З підвищенням температури хід амплітуди вирівнюється, проходить через 0, а далі з підвищенням температури “вигинається вгору” і таким залишається, допоки ми підвищували температуру — до 76 К. Таку поведінку ходу кривих поляризації можна пов’язати зі зміною розсіювання носіїв від домішкового на нерухомих заряджених центрах — до розсіювання на акустичних коливаннях ґратки. Як видно з рис. 2, температура, при якій спостерігаємо перехід вигину характеристики “вниз” до вигину “вгору” є нижчою, ніж літературні дані [5] для температури максимальної рухливості нашого матеріалу (концентрація — $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Це, імовірно, пов’язано з тим, що наш зразок при вимірах підігрівається прикладеним імпульсом електричного поля і тому температура зразка на декілька градусів вища, ніж температура навколишнього простору, яку ми безпосередньо міряємо.

Щоб отримати повнішу картину поляризації випромінювання гарячих носіїв з n -Ge, проведено виміри цієї характеристики для кристалографічного напрямку $\langle 100 \rangle$, коли всі долини розміщені симетрично стосовно електричного поля. Така ситуація, як здавалося, не повинна викликати будь-якої поляризації випромінювання. Однак експерименти показали, що навіть у цьому випадку поляризація є, має свої характерні особливості і спостерігається на відносно чистих зразках із різною концентрацією носіїв.

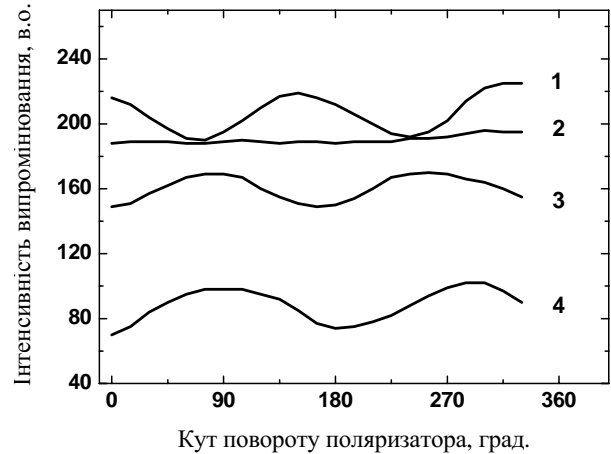


Рис. 2. Поляризаційні кутові залежності випромінювання гарячих носіїв n -Ge (кристалографічний напрямок зразка $\langle 111 \rangle$; $n \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; електричне поле $E \approx 140 \text{ В/см}$) для різних температур: 6.6 К (1); 7.7 К (2); 14 К (3); 76 К (4).

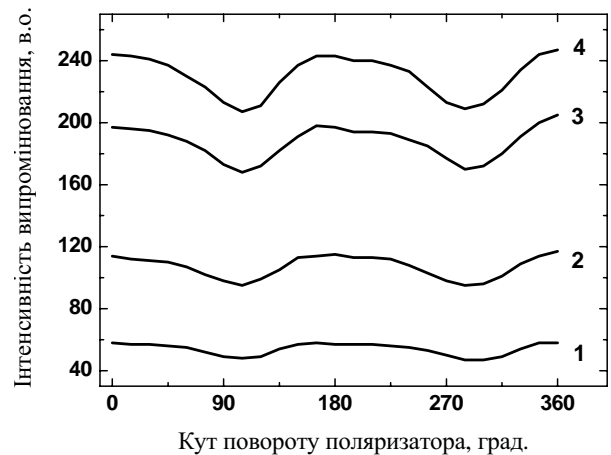


Рис. 3. Поляризаційні кутові залежності випромінювання гарячих носіїв n -Ge ($n \approx 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) для симетричного кристалографічного напрямку $\langle 100 \rangle$ при різних значеннях гріючого електричного поля: 7 В/см (1); 10 В/см (2); 13 В/см (3); 15 В/см (4).

Результати експерименту показано на рис. 3 для n -Ge (концентрація — $1.5 \cdot 10^{14}$). Подібні залежності отримані і для n -Ge з концентрацією носіїв $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і $7 \cdot 10^{13}$. Тривалий час ці результати не знаходили пояснення. На перший погляд, вони виглядають несподіваними. Адже при орієнтації електричного поля вздовж осі $(1, 0, 0)$ всі долини розміщені симетрично щодо напрямку поля, і тому концентрація й температура електронів у всіх долинах однакові. Здавалося би, нізвідки взятися кутовим залежностям. Нижче буде показано, що при певних умовах (сильні поля, низькі температури) поява кутових залежностей випромінювання пов’язана з порушенням симетрії полем самої функції розподілу електронів за швидкостями. Точніше це означає, що при відповідних умовах необхідний у теорії вихід за межі традиційного, так зва-

ного дифузійного наближення, у якому кутова залежність урахується тільки в непарній частині функції розподілу, а парна частина цієї функції вважається незалежною від кутів. Далі побачимо, що врахування кутової залежності парної частини функції розподілу дає змогу пояснити експериментальні криві.

Отже, саме електричне поле, деформуючи функцію розподілу, створює умови для виникнення поляризації. Відзначимо, що в теорії, яка використовує дифузійне наближення, такі “тонкі” характеристики, як поляризація випромінювання у кристалографічному напрямку $\langle 100 \rangle$ не можна пояснити.

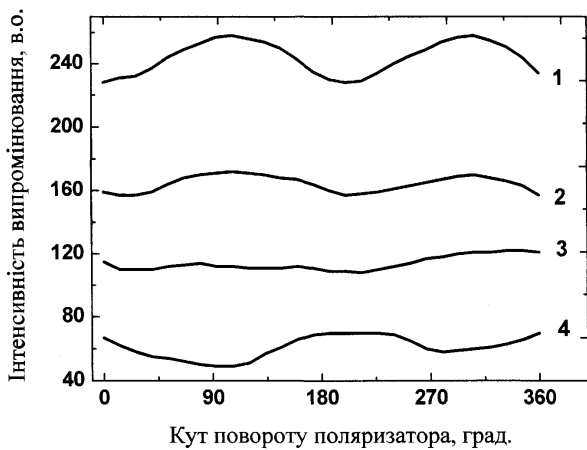


Рис. 4. Поляризаційні кутові залежності випромінювання гарячих носіїв $n\text{-Ge}$ ($n \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) для несиметричного кристалографічного напрямку $\langle 111 \rangle$ при різних значеннях одновісного тиску P : (1) $P = 0$ кбар; (2) $P = 1.5$ кбар; (3) $P = 2.5$ кбар; (4) $P = 5$ кбар. Гріюче поле — 200 В/см .

Проведені також експерименти з вивчення поляризації в тому випадку, коли зразок $n\text{-Ge}$ під дією великого одновісного тиску перетворювався в “однодолинний”. Результати цих вимірів для зразків $n\text{-Ge}$ у напрямку $\langle 111 \rangle$ і концентрації $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ наведені на рис. 4. Як бачимо, недеформовані зразки мають характерний для чистого $n\text{-Ge}$ вигляд [3]. Зі збільшенням одновісного тиску, коли йде переселення носіїв в одну долину, амплітуда випромінювання спадає, а кривизна зменшується. З подальшим посиленням тиску характеристика проходить через пряму лінію й вигинається у зворотному напрямку. Таку поведінку поляризаційних залежностей важко пояснити однозначно. Важливу роль у ній можуть відігравати три обставини. По-перше, тензор рухливості електронів, коли всі вони переселені в одну долину, відрізнятиметься від ефективної рухливості, коли електрони заселяють з однаковими концентраціями всі долини. По-друге, при фіксованій величині електричного поля розігрів електронів у долині, куди переселяються електрони з інших долин, змінюватиметься зі зміною тиску, оскільки при цьому змінюється енергообмін між долинами. І по-третє, критерій необхідності виходу за межі дифузійного наближення може відрізнятися у випадках, коли заселена одна долину і коли

— всі.

Нижче ми наведемо аналітичні вирази для кутової залежності випромінювання (з урахуванням акустичного й домішкового розсіяння), які зумовлені внеском електронів однієї долини. Це дасть змогу нам якісно пояснити основні закономірності, на які вказує експеримент. Для повного кількісного зіставлення теорії й експерименту потрібно було б ще записати рівняння балансу енергії й концентрацій електронів у долинах з урахуванням міждолинного обміну. Із цих рівнянь потрібно було б визначити залежність температур і концентрацій електронів у долинах від поля й тиску (при його наявності) і аж після цього визначити сумарний внесок усіх долин. Це вимагає великого обсягу обчислень. Тому ми обмежимося якісним поясненням основних закономірностей.

III. ТЕОРІЯ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Побудова теорії поглинання й випромінювання світла вільними носіями в багатодолинних напівпровідниках — досить складна в математичному плані задача. Це пов’язано з тим, що закон дисперсії енергії електронів — анізотропний, механізми розсіяння також анізотропні, а заселення долин (мінімумів у зоні провідності) електронами може бути різним залежно від зовнішніх впливів. Традиційно при побудові теорії поглинання й випромінювання світла вільними електронами у квантовому і класичному випадках використовують різні методи. У [1–2] ми запропонували метод, який дає змогу в єдиному підході розглянути як поглинання, так і випромінювання у квантовому і класичному випадках. Як відомо, квантовий випадок відповідає ситуації, коли квант світла більший від середньої енергії електрона, а класичний — випадкові протилежної нерівності.

Запропонований в [1–2] метод базується на використанні спеціального вигляду інтеграла зіткнень. А саме, в інтегралі зіткнень електронів із коливаннями ґратки та йонізованими домішками із самого початку враховано вплив поля електромагнітної хвилі на ймовірності переходів. За допомогою такого інтеграла зіткнень можна записати зміну в одиницю часу середньої енергії електрона, зумовленої процесами розсіяння, а також поглинання й випромінювання світла. Такий підхід для анізотропного закону дисперсії й анізотропного розсіяння сильно спрощує і скорочує обсяг обчислень.

Отже, нам потрібний інтеграл зіткнень з урахуванням впливу електромагнітної хвилі на акт зіткнень електрона з коливаннями ґратки й домішок для анізотропного закону дисперсії носіїв, характерного для $n\text{-Ge}$ і $n\text{-Si}$:

$$\epsilon_{\mathbf{p}} = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_z^2}{2m_{\parallel}} \equiv \frac{p_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}}. \quad (1)$$

У (1) m_{\perp} і m_{\parallel} — відповідно поперечна й повздовжня компоненти тензора мас (у головних осях тензора), p_i — компоненти імпульсу.

Такий інтеграл можна отримати, якщо при його виведенні, замість базисних хвильових функцій вільного електрона, використовувати хвильові функції електрона в полі електромагнітної хвилі:

$$\Psi_{\mathbf{p}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \mathbf{r}\right) \times \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \sum_{j=1}^3 \frac{1}{2m_j} \left(p_j - \frac{e_0}{c} A_j(t')\right)^2\right\}. \quad (2)$$

У (2) V — об'єм, e_0 — заряд електрона, c — швидкість світла,

$\mathbf{A}(t)$ — вектор-потенціал електромагнітної хвилі, якого ми будемо задавати у вигляді

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}^{(0)} \cos(\omega t), \quad (3)$$

де ω — частота електромагнітної хвилі, t — час.

Деталі отримання інтеграла зіткнень із використанням базисних функцій (2) можна знайти у [2].

Зокрема для розсіяння електронів на йонізованих домішках з потенціалом:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{e_0^2}{\chi_0 r} e^{-r/r_D}, \quad (4)$$

де χ_0 — діелектрична стала, r_D — радіус Дебая, отримуємо [2]:

$$\hat{I} f = \frac{4e_0^4 N_D}{\chi_0^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{p} \frac{f(\mathbf{p}') - f(\mathbf{p})}{\{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + (\hbar/r_D)^2\}^2} \times \mathfrak{J}_l^2 \left(\frac{e_0}{c\hbar\omega} \sum_{\alpha=1}^3 A_{\alpha}^{(0)} \frac{p_{\alpha} - p'_{\alpha}}{m_{\alpha}} \right) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'} - l\hbar\omega). \quad (5)$$

У формулі (5) $f(\mathbf{p})$ — функція розподілу електронів за імпульсами \mathbf{p} , N_D — концентрація йонізованих домішок.

$\mathfrak{J}_l(x)$ — функція Бесселя l -го порядку

Аналогічний вираз для інтеграла зіткнень електронів зі всіма гілками акустичних фононів одержимо у вигляді:

$$\hat{I} f = \sum_{s=1}^3 \sum_{\mathbf{q}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} W^{(s)}(\mathbf{q}) \mathfrak{J}_l^2 \left(\frac{e_0}{c\hbar\omega} \sum_{\alpha=1}^3 A_{\alpha}^{(0)} \frac{p_{\alpha} - p'_{\alpha}}{m_{\alpha}} \right) \times \{[f(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q})(N_{\mathbf{q}}^{(s)} + 1) - f(\mathbf{p})N_{\mathbf{q}}^{(s)}]\} \quad (6)$$

$$\times \delta[\varepsilon_{\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)} - l\hbar\omega] + [f(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q})N_{\mathbf{q}}^{(s)} - f(\mathbf{p})(N_{\mathbf{q}}^{(s)} + 1)] \times \delta[\varepsilon_{\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{p}} + \hbar\omega_{\mathbf{q}}^{(s)} - l\hbar\omega].$$

У (6) $\hbar\mathbf{q}$ — імпульс фононів, $N_{\mathbf{q}}^{(s)}$ — функція розподілу фононів s -тої гілки,

$W^{(s)}(\mathbf{q})$ — імовірність розсіяння електрона на фононах s -тої гілки.

Уже сам вигляд інтеграла зіткнень (6) вказує на те, наскільки громіздка задача побудови теорії поглинання й випромінювання світла вільними електронами в багатодолінних напівпровідниках.

У (5) і (6) індекс l вказує на кількість фотонів, які беруть участь в акті зіткнень. Надалі ми обмежимося одnofотонними процесами (тобто $l = \pm 1$).

Аргумент функції Бесселя в (5) і (6) записаний у головних осях еліпсоїда (1). Якщо напрямком розміщення еліпсоїда, який характеризує закон дисперсії енергії електрона біля мінімуму (долини) задати в зоні Бріллюена ортом \mathbf{l}_i , то вказаний аргумент функції Бесселя набирає вигляду

$$\frac{e_0}{c\hbar\omega} \sum_{\alpha=1}^3 A_{\alpha}^{(0)} \frac{p_{\alpha} - p'_{\alpha}}{m_{\alpha}} = \frac{e_0\gamma}{m_{\perp}\omega c}, \quad (7)$$

де

$$\gamma = \mathbf{A}^{(0)} \mathbf{q} + \left(\frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} - 1 \right) \left(\mathbf{A}^{(0)} \vec{l}_i \right) (\mathbf{q} \mathbf{l}_i), \quad (8)$$

$$\mathbf{q} \equiv \mathbf{p} - \mathbf{p}'.$$

Оцінки показують, що аргумент (7) значно менший від одиниці (якщо спеціально не цікавитися поглинанням потужних імпульсів). Тому функцію $\mathfrak{J}_l(x)$ в (5) і (6) можна розкласти в ряд і обмежитися першим членом розкладу.

Якщо домножити інтеграли зіткнень на $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ і проінтегрувати за всіма \mathbf{p} , то ми отримуємо зміну в одиницю часу середньої енергії електрона, зумовлену всіма процесами поглинання й випромінювання. Нас цікавитимуть, як сказано вище, одноквантові процеси. Отже, зміна середньої енергії електрона, зумовлена поглинанням і випромінюванням фотона, при розсіянні на йонізованих домішках буде:

$$P(\pm) = \pm \hbar\omega \frac{4e_0^4 N_D}{\chi_0^2} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{p}) \int d\mathbf{p}' \frac{\left(\frac{e_0\gamma}{2m_{\perp}\omega c} \right)^2 \delta\{\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'} \pm \hbar\omega\}}{\{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + (\hbar/r_D)^2\}^2}, \quad (9)$$

знак $+$ відповідає поглинанню кванта, а знак мінус — випромінюванню кванта.

Аналогічно, зміна середньої енергії електрона в одиницю часу, зумовлена поглинанням і випромінюванням кванта світла, у випадку квазіпружного розсіяння носіїв на акустичних фононах, згідно з (6), характеризується виразом:

$$P(\pm) = \pm \hbar\omega \int d\mathbf{p} f(\mathbf{p}) \int d\mathbf{p}' W_a(\mathbf{q}) \left(\frac{e_0\gamma}{2m_{\perp}\omega c} \right)^2 \delta[\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'} \pm \hbar\omega]. \quad (10)$$

Величина $W_a(\mathbf{q})$, згідно з [4], має вигляд:

$$W_a(\mathbf{q}) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \sum_{s=1}^3 \frac{2T}{\hbar\omega_q^{(s)}} W^{(s)}(\mathbf{q}) = \frac{T}{4\pi^2\hbar^4\rho} \left\{ \frac{1}{s_{\parallel}^2} \left[\Sigma_d + \Sigma_u \left(\frac{\mathbf{l}_i \mathbf{q}}{q} \right)^2 \right]^2 + \frac{\Sigma_u^2}{s_{\perp}^2} \left[1 - \left(\frac{\mathbf{l}_i \mathbf{q}}{q} \right)^2 \right] \left(\frac{\mathbf{l}_i \mathbf{q}}{q} \right)^2 \right\}. \quad (11)$$

В (11) T — температура фононів (в енергетичних одиницях), ρ — густина, s_{\parallel} і s_{\perp} — швидкості відповідно повдовжнього й поперечного звуків, Σ_d і Σ_u — константи деформаційного потенціалу, \mathbf{l}_i — орт осі обертання i -того еліпсоїда.

Знаючи вирази для $P(+)$ і $P(-)$, можна визначити як коефіцієнт поглинання світла вільними носіями, так і знайти енергію спонтанного випромінювання світла гарячими електронами. Що стосується коефіцієнта поглинання в багатодолинних напівпровідниках, то йому присвячені наші роботи [1–2], і тут ми на цьому зупинятися не будемо.

Спонтанне випромінювання гарячих електронів розглянемо в наступному параграфі.

IV. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЗАЛЕЖНОСТІ СПОНТАННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАРЯЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ У БАГАТОДОЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

У цьому параграфі мова піде про спонтанне випромінювання гарячих електронів. Уважаємо, що електронний газ розігрітий за допомогою прикладеного до напівпровідника електричного поля. Тому електронна концентрація n_i і температура T_i в i -тій долині відрізнятимуться від рівноважних значень цих параметрів. Параметри n_i , T_i із різних долин, залежно від орієнтації прикладеного електричного поля, також можуть відрізнятися між собою.

Якщо у виразах (9) і (10) як функції розподілу гарячих електронів брати функції розподілу електронів із i -тої долини, яку ми будемо позначати через $f^{(i)}(\mathbf{p})$, а як параметр γ брати його значення для i -тої долини з формули (8), то вирази $P(-)$ із (9) і (10) характеризуватимуть внесок i -тої долини в індуковане полем електромагнітної хвилі випромінювання гарячих електронів. Щоб з індукованого випромінювання отримати спонтанне випромінювання гарячих електронів, яке нас цікавить, зробимо так (деталі дивись [6]).

Спочатку нормуємо вектор-потенціал хвилі так, щоб у заданому об'ємі V було N_{ph} фотонів, тобто приймемо:

$$\frac{1}{V} N_{\text{ph}} \hbar \omega = \bar{E}^2 / 4\pi \equiv \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left(A^{(0)} \right)^2. \quad (12)$$

Звідси

$$A^{(0)} = 2c \left(\frac{2\pi\hbar}{V\omega} N_{\text{ph}} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Амплітуда вектор-потенціалу $A^{(0)}$ входить, як видно з (8), у вираз для γ , а величина γ , своєю чергою,

входить у формули для $P(-)$, які, згідно з (9) і (10) визначають індуковані полем хвилі випромінювання. Щоб із виразу для індукованого полем випромінювання $P(-)$ отримати спонтанне випромінювання гарячих електронів, потрібно, по-перше, вставити у вираз для $P(-)$ амплітуду $A^{(0)}$ із (13), поклавши попередньо $N_{\text{ph}} = 1$, і, по-друге, домножити отриманий таким чином вираз $P(-)$ на густину кінцевих станів електромагнітного поля в одиничному інтервалі частот і в тілесному куті $d\Omega$

$$d\rho(\omega) = \frac{V}{(2\pi c)^3} \omega^2 d\Omega. \quad (14)$$

Перш ніж виписувати конкретні вирази для спонтанного випромінювання, одержані описаним вище шляхом, необхідно ще коротко зупинитися на вигляді функції розподілу $f(\mathbf{p})$, яка входить у (9) і (10).

Ми вважаємо, що електрони в кожній долині описуються своєю функцією розподілу. В цьому параграфі покладатимемо, що розподіл гарячих електронів за енергією в кожній долині описується максвеллівським розподілом з відповідною ефективною температурою T_i .

Зокрема для i -тої долини

$$f(\mathbf{p}) \rightarrow f^{(i)}(\mathbf{p}) = n_i \frac{e^{-\varepsilon_{\mathbf{p}}/T_i}}{(2\pi T_i)^{3/2} m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}}}. \quad (15)$$

Функція (15) нормована на концентрацію електронів в i -тій долині n_i . Тому отриманий нижче вираз для спонтанного випромінювання описуватиме сумарний внесок у випромінювання всіх електронів i -тої долини.

Зауважимо ще, що обчислення інтегралів, які входять у (9) і (10) при вигляді функції $f(\mathbf{p})$, згідно з (15), стає можливим після переходу до так званих деформованих координат. У таких координатах ізоенергетичні поверхні з еліпсоїдальних (див. (1)) перетворюються у сферичні й аргумент експоненти перестає залежати від кутів. Це дає змогу провести інтегрування до кінця.

У результаті описаних вище процедур із (9) і (10) одержуємо для енергії спонтанного випромінювання в одиницю часу гарячими електронами всіх долин у класичному випадку ($\hbar\omega > T_i$) такі вирази.

Для домішкового розсіяння з (9) отримуємо для n -Ge

$$W^{(-)} = \frac{3e_0^2}{16\pi^{3/2}c^3} \times \sum_{i=1}^4 n_i T_i \left\{ \frac{\sin^2 \varphi_i}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_i)} + \frac{\cos^2(\varphi_i)}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_i)} \right\} d\Omega, \quad (16)$$

де $\tau_{\perp}(T_i)$ і $\tau_{\parallel}(T_i)$ — так звані “поперечна” і “повздовжня” компоненти часу релаксації при домішковому (кулонівському) розсіянні.

$$\frac{1}{\tau_{\perp}(T_i)} = \frac{4}{3} \frac{e_0^4 (2m_{\parallel})^{1/2}}{\chi_0^2 m_{\perp} T_i^{3/2}} N_D b_0 \times \left[b_0 + (1 - b_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right] \ln(C_1 x_{\min})^{-1},$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}(T_i)} = \frac{8}{3} \frac{e_0^4 (2m_{\parallel})^{1/2}}{\chi_0^2 m_{\parallel} T_i^{3/2}} N_D b_0 \times \left[-b_0 + (1 + b_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right] \ln(C_1 x_{\min})^{-1}. \quad (17)$$

У (17) $b_0^2 = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel} - m_{\perp}}$, $x_{\min} = \frac{\hbar^2/8}{m_{\perp} T_i r_D}$, $\ln C_1 = 0.577$ — стала Ейлера. Вирази (17) отримані в роботі [2], проте, на жаль, позначки для $\frac{1}{\tau_{\perp}}$ і $\frac{1}{\tau_{\parallel}}$ там переплутані місцями. У (16) φ_i — кут між ортом поляризації й ортом \mathbf{l}_i .

Компоненти часу релаксації τ_{\perp} і τ_{\parallel} пов’язані з відповідними компонентами тензора рухливості (при домішковому розсіянні) співвідношеннями:

$$\mu_{\perp}(T) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{e_0 \tau_{\perp}(T)}{m_{\perp}}; \quad \mu_{\parallel}(T) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{e_0 \tau_{\parallel}(T)}{m_{\parallel}}. \quad (18)$$

Аналогічно для акустичного розсіяння (у класичній області) із (10) одержимо:

$$W^{(-)} = \frac{4e_0^2}{3\pi^{5/2} c^3} \times \sum_{i=1}^4 n_i T_i \left\{ \frac{\sin^2 \varphi_i}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_i)} + \frac{\cos^2(\varphi_i)}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_i)} \right\} d\Omega. \quad (19)$$

У (20) введено компоненти “поперечної” і “повздовжньої” часів релаксації при “акустичному” розсіянні

$$\tau_{\perp}(\varepsilon_p) = \tau_{\perp}^{(0)} \left(\frac{T}{\varepsilon_p} \right)^{1/2}, \quad \tau_{\parallel}(\varepsilon_p) = \tau_{\parallel}^{(0)} \left(\frac{T}{\varepsilon_p} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Параметри $\tau_{\perp}^{(0)}$ і $\tau_{\parallel}^{(0)}$ подібно до (17) можна виразити через компоненти мас m_{\perp} і m_{\parallel} , а також m_i параметри, що входять у ймовірність розсіяння (11). Цей зв’язок досить громіздкий (див., наприклад [4], стор. 168). Проте введені в (20) величини $\tau_{\perp}^{(0)}$ і $\tau_{\parallel}^{(0)}$ просто пов’язані з відповідними компонентами тензора акустичної рухливості, яка зумовлена внеском електронів однієї долини при $T_i = T$:

$$\mu_{\perp} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e_0 \tau_{\perp}^{(0)}}{m_{\perp}}; \quad \mu_{\parallel} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e_0 \tau_{\parallel}^{(0)}}{m_{\parallel}}. \quad (21)$$

V. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАРЯЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ

Отримані вище вирази для поляризаційної залежності спонтанного випромінювання гарячих електронів при домішковому (формула (16)) й акустичному (формула (19)) розсіянні містять такі характеристики електронів i -тої долини, як їхня температура T_i і концентрація n_i . Ці параметри повинні визначатися відповідно з балансних рівнянь для енергії та концентрації. Такі балансні рівняння можна одержати з кінетичного рівняння (див., наприклад [4]). Для кількісного зіставлення теорії й експерименту потрібно було б з відповідних балансних рівнянь знайти параметри T_i і n_i для кожної долини як функції величини й орієнтації електричного поля, яке розігріває електрони. Далі підставити значення цих параметрів у (16) і (19) і знайти сумарний внесок усіх долин. Ми не будемо проводити такого масштабного обсягу роботи, а обмежимося якісним аналізом і зіставленням теорії й експерименту.

Розглянемо конкретну ситуацію, характерну для n -Ge. У цьому матеріалі ізоенергетичні поверхні в околиці мінімумів (долин) у зоні провідності мають вигляд еліпсоїдів обертання (1). Осі обертання цих еліпсоїдів задаються в зоні Бріллюена ортами:

$$\mathbf{l}_1 = \frac{1}{\sqrt{3}} (1, 1, 1), \quad \mathbf{l}_2 = \frac{1}{\sqrt{3}} (-1, 1, 1),$$

$$\mathbf{l}_3 = \frac{1}{\sqrt{3}} (1, -1, 1), \quad \mathbf{l}_4 = \frac{1}{\sqrt{3}} (-1, -1, 1). \quad (22)$$

Енергія, яку стали електричне поле \mathbf{F} виділяє в одиницю часу електронам i -тої долини, дорівнює:

$$W_D = n_i \{ \mu_{\perp} F^2 + (\mu_{\parallel} - \mu_{\perp})(\mathbf{l}_i \mathbf{F})^2 \}. \quad (23)$$

Тут μ_{\parallel} — поздовжня, а μ_{\perp} — поперечна компоненти тензора рухливості.

Із (23) і (22) бачимо, що коли поле \mathbf{F} орієнтовано вздовж напрямку (1,0,0), то енергія, що виділяється на один електрон, однакова для всіх долин. А це значить, що концентрація й температура в усіх долинах у цій ситуації будуть однакові (тобто $n_i T_i = \frac{n}{4} T_e$, де n — сумарна концентрація по всіх долинах).

Отже, при орієнтації поля \mathbf{F} уздовж напрямку (1,0,0) із (19) отримуємо:

$$W^{(-)} = \frac{4e_0^2 n T_e}{3\pi^{5/2} c^3} \cdot \frac{1}{3} \left\{ \frac{2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_e)} + \frac{1}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_e)} \right\} d\Omega, \quad (24)$$

де $d\Omega$ — диференціал тілесного кута. Ми бачимо, що в цьому випадку кутова залежність поляризації зникає. Подібну формулу до (24) можна одержати з (16) для домішкового розсіяння. Інша ситуація виникає, коли поле \mathbf{F} орієнтоване вздовж напрямку (1, 1, 1).

Тоді, як видно з (23), параметри (n_i, T_i) будуть однаковими для долин $i = 2, 3, 4$. Точніше кажучи, із (23) видно, що при орієнтації поля \mathbf{F} вздовж \mathbf{l}_1 однаковою буде енергія, що виділяється полем на один електрон у долинах $i = 2, 3, 4$. А це автоматично веде до однакових не тільки температур електронів у цих долинах, але і їх концентрацій (бо інших причин

до перерозподілу електронів між різними долинами, крім їхніх температур, ми тут не розглядаємо).

Із (16) для домішкового розсіяння і (19) для акустичного розсіяння ми бачимо, що енергія спонтанного випромінювання залежить від параметрів n_i , T_i , φ_i , тобто її можна записати у вигляді

$$W^{(-)} = \sum_{i=1}^4 W^{(-)}(n_i, T_i, \varphi_i). \quad (25)$$

При орієнтації поля \mathbf{F} вздовж \mathbf{I}_1 , як ми вже відзначали, параметри $(n_i, T_i) \sim$ однакові, тобто $(n_i, T_i) = (n_2, T_2)$ при $i = 2, 3, 4$.

Тому (25) тут можемо розписати так:

$$W^{(-)} = \sum_{i=1}^4 W^{(-)}(n_2, T_2, \varphi_i) + W^{(-)}(n_1, T_1, \varphi_1)$$

$$- W^{(-)}(n_2, T_2, \varphi_1). \quad (26)$$

Що ми зробили? Ми в першому члені у (26) додали член $W^{(-)}(n_2, T_2, \varphi_1)$, а пізніше відняли його (останній член у (26)). У результаті такої формальної процедури перший член у правій частині (26) визначає сумарне випромінювання всіх долин з однаковими параметрами (n_i, T_i) . А в цьому випадку, як бачимо з (24), зникає кутова залежність випромінювання. Тому кутову залежність в (26) визначають два останні члени, які залежать від φ_1 — кута між напрямком поля \mathbf{F} і ортом поляризації (нагадаємо: поле направлено вздовж \mathbf{I}_1).

Отже, кутова залежність для домішкового розсіяння, згідно з (16), буде:

$$W^{(-)}(n_1, T_1, \varphi_1) - W^{(-)}(n_2, T_2, \varphi_1) = \frac{3}{16\pi^{3/2}} \frac{e_0^2}{c^3} \times \left\{ \left[\frac{n_1 T_1}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_2)} \right] \sin^2 \varphi_1 + \left[\frac{n_1 T_1}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_2)} \right] \cos^2 \varphi_1 \right\} d\Omega. \quad (27)$$

Аналогічно для акустичного розсіяння, згідно з (19), матимемо:

$$W^{(-)}(n_1, T_1, \varphi_1) - W^{(-)}(n_2, T_2, \varphi_1) = \frac{4}{3\pi^{5/2}} \frac{e_0^2}{c^3} \times \left\{ \left[\frac{n_1 T_1}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_2)} \right] \sin^2 \varphi_1 + \left[\frac{n_1 T_1}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_2)} \right] \cos^2 \varphi_1 \right\} d\Omega. \quad (28)$$

Формально формули (27) і (28) відрізняються тільки числовими коефіцієнтами зумовлених різними енергетичними залежностями компонент часу релаксації для домішкового й акустичного розсіяння. Суттєвіша відмінність між (27) і (28) пов'язана з різною залежністю τ_{\perp} і τ_{\parallel} від електронної температури при домішковому й акустичному механізмах розсіяння. Якщо у формулах (27) і (28) виразити $\sin^2 \varphi_1$ і $\cos^2 \varphi_1$ через $\cos 2\varphi_1$ і врахувати, що в n -Ge наявна нерівність $m_{\perp} \tau_{\perp} \ll m_{\parallel} \tau_{\parallel}$, то кутова залежність поляризації визначатиметься такими виразами:

$$-\frac{3}{32\pi^{3/2}} \frac{e_0^2}{c^3} \left\{ \frac{n_1 T_1}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_2)} \right\} \cos 2\varphi_1 \quad (29)$$

— для домішкового розсіяння і відповідно

$$-\frac{4}{6\pi^{5/2}} \frac{e_0^2}{c^3} \left\{ \frac{n_1 T_1}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_1)} - \frac{n_2 T_2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_2)} \right\} \cos 2\varphi_1 \quad (30)$$

— для акустичного розсіяння.

Згідно з (23), при орієнтації поля \mathbf{F} уздовж \mathbf{I}_1 ми маємо три долини “гарячі” і одну “холодну” (тобто

$T_2 > T_1$). Як бачимо із (17), для домішкового розсіяння $\tau_{\perp}(T_{1,2}) \sim T_{1,2}^{3/2}$, а для акустичного розсіяння, згідно з (20), $\tau_{\perp}(T_{1,2}) \sim T_{1,2}^{-1/2}$. Тому, якщо покласти $n_1 \approx n_2$, то знаки коефіцієнтів при $\cos 2\varphi_1$ у (29) і (30) будуть різними. Покласти $n_1 = n_2$ означає нехтувати процесами перезаселення електронів із більш “гарячих” долин у “холодну”. Нагадаємо, що перезаселення електронів здійснюється через високоенергетичний “хвіст” функції розподілу електронів за енергією. Нав'язування електронам своєї (ефективної) температури зумовлено електрон-електронною взаємодією. Ефективність цієї взаємодії пропорційна квадратові електронної концентрації, а поперечник електрон-електронного розсіяння обернено пропорційний четвертому ступеневі відносної швидкості електронів, що стикаються. Тому у високоомних зразках (низькі концентрації електронів) може реалізуватися ситуація, коли е-е розсіяння “максвелізує” функцію розподілу в області середніх енергій в ($\varepsilon_p \sim T_e$), але відіграє другорядну роль у визначенні високоенергетичного “хвоста” функції розподілу [4]. У цьому випадку процесами перезаселення електронів із гарячих долин у

холодні можна нехтувати. А тоді, як бачимо із (29) і (30), при переході від домішкового розсіяння до акустичного коефіцієнт, який визначає кутову залежність поляризації спонтанного випромінювання гарячих електронів, може змінювати знак. Заміна одного механізму іншим може бути зумовлена як зміною електронної температури, так і зміною температури ґратки або концентрації домішок. Криві ілюструють такі закономірності (рис. 5 і рис. 2). На рис. 5 зміна знака коефіцієнта при $\cos 2\varphi_1$ зумовлена зміною електричного поля F (а значить, зміною температури електронів), а на рис. 2 подібна зміна знака пов'язана з температурою ґратки.

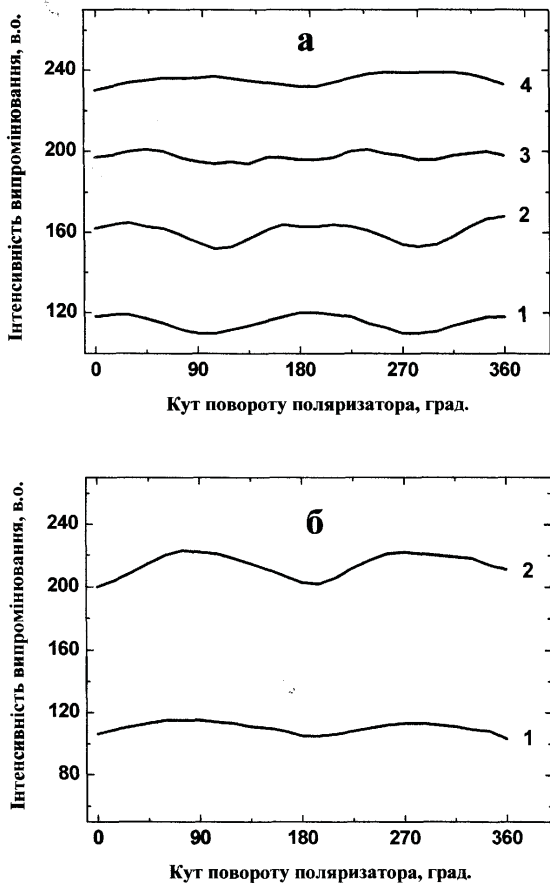


Рис. 5. Поляризаційні кутові залежності випромінювання гарячих носіїв n -Ge для різних значень ґріючого електричного поля (кристалографічний напрямок зразка $\langle 111 \rangle$, концентрація носіїв $n \approx 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$): (а) — 10 В/см (1), 20 В/см (2), 40 В/см (3), 75 В/см (4); (б) — 80 В/см (1), 140 В/см (2).

Новим і дещо несподіваним нашим результатом є поява при певних умовах (сильні поля, низькі температури ґратки) поляризаційних залежностей випромінювання при орієнтації сталого електричного поля \mathbf{F} вздовж осі $(1, 0, 0)$.

При цій орієнтації поля концентрації електронів у долинах n_i і їхні температури T_i однакові в усіх долинах і з першого погляду не видно причин для появи поляризаційних залежностей. Проте експеримент показує такі залежності (дивись рис. 3)

Отже, параметри, які характеризують гарячі електрони в долинах при такій орієнтації поля, однакові. Залишається єдина можлива причина появи кутової залежності випромінювання гарячих електронів, яка пов'язана з порушенням симетрії самої функції розподілу електронів. Отримуючи вираз (24), який характеризує відсутність кутової залежності при орієнтації поля вздовж $(1, 0, 0)$, і виразів (29), (30), що визначають кутову залежність випромінювання при орієнтації поля вздовж напрямку $(1, 1, 1)$, ми як функцію розподілу електронів в i -тій долині брали максвеллівську функцію (15) з відповідними параметрами n_i, T_i . Такий вигляд функції розподілу є певним наближенням. Загальний вираз функції розподілу при наявності зовнішнього поля \mathbf{F} можна записати у вигляді розкладу:

$$f(\mathbf{p}) = \sum_{(l,m)} f_{lm}(\varepsilon_p) \Upsilon_{lm}(\theta, \varphi), \quad (31)$$

де $\Upsilon_{lm}(\theta, \varphi)$ — сферичні функції, кути θ, φ задають орієнтацію вектора \mathbf{p} .

Якщо врахувати, по-перше, що при орієнтації поля \mathbf{F} уздовж напрямку $(1, 0, 0)$ ситуація стає повністю симетричною, і ні анізотропія закону дисперсії енергії електрона, ні анізотропія розсіяння в окремій долині не відіграють ніякої ролі в появі кутової залежності випромінювання, а, по-друге, взяти до уваги, що використання загального вигляду функції розподілу (31) робить задачу надмірно громіздкою, то стає зрозумілою доцільність використання простішої моделі. Проте така модель повинна враховувати основну причину появи кутової залежності випромінювання при орієнтації поля в симетричному щодо долин напрямку. Отже, ми розглянемо тепер випадок ізотропного закону дисперсії

$$\varepsilon_p = p^2/2m, \quad (32)$$

а функцію розподілу запишемо у вигляді:

$$f(\mathbf{p}) = f_0(\varepsilon_p) + f_1(\varepsilon_p) \mathcal{P}_1(\cos \theta) + f_2(\varepsilon_p) \mathcal{P}_2(\cos \theta) + \dots, \quad (33)$$

де \mathcal{P}_n — поліноми Лежандра, θ — кут між \mathbf{p} і \mathbf{F} .

Якщо тепер, замість функції (15), підставити в (9) і (10) функцію (33), то побачимо, що кутова залежність випромінювання буде пов'язана з внеском функції $f_2(\varepsilon_p)$. Функція $f_1(\varepsilon_p)$ — непарна і тому внеску не дає.

Зауважимо, що врахування внеску $f_2(\varepsilon_p)$ означає вихід за межі так званого дифузійного наближення, яке широко використовують, описуючи явища переносу. Необхідність виходу за межі дифузійного наближення може виникнути тоді, коли відношення дрейфової швидкості електронів до їхньої теплової швидкості стає немалим (великі поля, низькі температури), саме така ситуація виникає в нашому випадку.

Можна показати (дивись, наприклад [4]), що розклад (33) означає фактично розклад за малим параметром $e_0 F \tau / \bar{p}$, тобто за відношенням імпульсу, набраного за час вільного пробігу електрона (τ), до середнього імпульсу електрона \bar{p} . При цьому, згідно з [4]:

$$f_2(\varepsilon_p) = \frac{2}{3}(e_0 F)^2 \tau(p) \frac{d}{dp} \left(\frac{\tau(p)}{p} \frac{df_0}{dp} \right). \quad (34)$$

Якщо тепер у (9) і (10) підставити функцію у вигляді (33) і при цьому f_2 взяти у вигляді (34), де f_0 — максвеллівська функція з ефективною електронною температурою T_e , то в результаті отримаємо вираз для кутової залежності випромінювання гарячих електронів, пов'язану з порушенням симетрії парної частини функції розподілу. Зокрема для акустичного розсіяння в класичній області частот отримуємо:

$$W^{(-)} = \frac{4}{3\pi^{5/2}} \frac{e_0^2 n T_e^{3/2}}{c^3 T^{1/2}} \frac{1}{m\tau^{(0)}} \times \left\{ 1 + \frac{(e_0 F \tau^{(0)})^2}{6mT_e^2} \mathcal{P}_2(\cos \theta_0) \right\}, \quad (35)$$

де θ_0 — кут між ортом поляризації й напрямком поля \mathbf{F} .

Легко бачити, що перший член у (35) збігається з виразом (24), отриманим для багатодолинного випадку при орієнтації поля \mathbf{F} вздовж напрямку (1, 0, 0) при формальній заміні

$$\frac{1}{m\tau^{(0)}} \rightarrow \frac{1}{3} \left(\frac{2}{m_{\perp} \tau_{\perp}(T_e)} + \frac{1}{m_{\parallel} \tau_{\parallel}(T_e)} \right).$$

Зауважимо, що вираз (35) одержаний для дещо спрощеної моделі, яка ґрунтується на вихідних формулах для закону дисперсії (32) й функції розподілу (33). Проте неважко перекопати, що висновок про появу кутової залежності випромінювання в багатодолинних напівпровідниках при орієнтації поля \mathbf{F} в симетричному стосовно долин напрямку зумовлений саме “недифузійним” характером функції розподілу. Справді, можна замість функції (33) використати іншу, широко вживану в теорії гарячих електронів, апроксимацію функції розподілу у вигляді так званої “зсунутої” максвеллівської функції розподілу за швидкостями (v)

$$f(v) \sim \exp \left\{ -\frac{\varepsilon(v - v_d)}{T_e} \right\}, \quad (36)$$

де $\varepsilon(v)$ — енергія як функція швидкості, а v_d — дрейфова швидкість, яка визначається із закону збереження імпульсу.

Якщо тепер підставити (36) у (9) і (10) і розкласти $\varepsilon(v - v_d)$ в ряд щодо v_d/v , то квадратичний член розкладу дасть вираз, подібний до другого члена в (35) незалежно від конкретного вигляду $\varepsilon(v)$. Різниця буде тільки в тому, що квадрат перед $(v_d/v)^2$ міститиме більший набір констант (типу m_{\perp} , m_{\parallel} , τ_{\perp} , τ_{\parallel}).

VI. ВИСНОВКИ

На прикладі n -Ge експериментально й теоретично досліджено особливості поляризаційних залежностей випромінювання гарячих електронів у багатодолинних напівпровідниках.

Експериментально встановлено зміну знака коефіцієнта, що характеризує кутову залежність випромінювання, зі зміною електричного поля або температури ґратки. Теоретично показано, що така зміна знака може бути зумовлена при певних умовах зміною механізму розсіяння (переходом від домішкового до акустичного розсіяння).

Уперше експериментально показано, що в сильних електричних полях і низьких температурах можлива поява кутових залежностей поляризації випромінювання гарячих електронів у ситуації, коли електричне поле направлено симетрично щодо розміщення долин. У цьому випадку концентрації електронів і їхні температури в усіх долинах однакові.

Теоретично показано, що в цій ситуації поява кутової залежності випромінювання зумовлена проявом ефекту “недифузійності” в визначенні функції розподілу гарячих електронів. Названий ефект пропорційний квадратів відношення дрейфової швидкості до теплової швидкості електронів і може бути тільки в сильних полях і низьких температурах.

Автори висловлюють подяку О. Г. Сарбею за постійний інтерес до роботи та плідні дискусії.

[1] В. М. Бондар, О. Г. Сарбей, П. М. Томчук, Физ. тверд. тела **69**, 1540 (2002).
 [2] П. М. Томчук, Укр. фіз. журн. **7**, 681 (2004).
 [3] В. М. Бондар, Н. Ф. Чорноморець, Укр. фіз. журн. **48**, 51 (2003).
 [4] И. М. Дыкман, П. М. Томчук, Явления переноса и флуктуации в полупроводниках (Наукова думка,

Киев, 1981).
 [5] Л. П. Павлов, Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов (Высшая школа, Москва, 1975), с. 74
 [6] А. С. Давыдов, Квантовая механика (Наука, Москва, 1973), с. 232–235.

В. М. БОНДАР, П. М. ТОМЧУК

**POLARIZATION EFFECTS IN THE TERAHERTZ EMISSION BY HOT ELECTRONS IN
MULTIVALLEY SEMICONDUCTOR**

V. M. Bondar, P. M. Tomchuk
Institute of Physics, NAS of Ukraine
46, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine
E-mail: ptomchuk@iop.kiev.ua

The article is concerned with both a theoretical and experimental study of polarization dependencies of the hot electron emission in n -Ge on different parameters. In particular we focus on the electric field magnitude and direction, lattice temperature and one-axis pressure value. Some peculiarities of the angular dependencies of the emission caused by a change of the scattering mechanisms are found and explained. The appearance of the angular dependencies in the case of the electric field directed symmetrically relative to the valleys positions in n -Ge is observed for the first time. The appropriate theory is developed.