

# ВПЛИВ СЛАБКОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ ( $\sim 300$ Гс) НА ІНТЕНСИВНІСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАРЯЧИХ ЕЛЕКТРОНІВ В $n$ -Ge ПРИ ГЕЛІЄВИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.М. БОНДАР,<sup>1</sup> П.М. ТОМЧУК,<sup>1</sup> Г.А. ШЕПЕЛЬСЬКИЙ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ, 03680; e-mail: ptomchuk@iop.kiev.ua)

<sup>2</sup>Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України

(Просп. Науки, 41, Київ 03680)

УДК 534  
© 2010

У роботі наведено експериментальні результати та їх обговорення у вивченні впливу слабого магнітного поля ( $\sim 300$  Гс) на інтенсивність терагерцового випромінювання ( $\lambda \approx 100$  мкм) гарячих електронів з  $n$ -Ge (кристалографічний напрямок  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ ) при гелієвих температурах  $T \sim 5$  К). Показано, що сильний вплив такого поля (зменшення інтенсивності) випромінювання (500–1000 %) пов'язаний зі зменшенням концентрації носіїв при слабких електричних полях та появою магнітоопору при сильніших полях. Поздовжній магнітоопір стає суттєвим завдяки анізотропії закону дисперсії енергії електронів і сильній деформації електричним полем функції розподілу електронів за швидкостями (вихід за межі дифузійного наближення).

ява поляризаційних залежностей пов'язана з порушенням електричним полем симетрії парної частини функції розподілу електронів за швидкостями. Іншими словами, у цьому випадку для пояснення ефекту необхідним виявилось вийти за межі традиційного так званого дифузійного наближення. Це наближення, як відомо (див., наприклад, [6]), ґрунтується на малості відношення дрейфової швидкості електрона до його середньої теплової швидкості. При низьких температурах і сильних електричних полях дифузійне наближення виявилось недостатнім. Ще однією несподіванкою стала надзвичайно висока чутливість інтенсивності випромінювання гарячих електронів при низьких температурах ( $T \sim 5$  К) до слабких магнітних полів ( $H \sim 300$  Гс). Інтенсивність випромінювання при прикладенні магнітного поля може впасти на порядок. Дослідженню і поясненню цього феномену і присвячено дану роботу.

## 1. Вступ

В останні роки особливості механізмів генерації і поглинання світла терагерцового діапазону привертають увагу багатьох дослідників [1].

У роботах [2–4] вивчено кутові залежності випромінювання у терагерцовому діапазоні гарячих електронів в  $n$ -Ge. Хоча цей напівпровідник має кубічну симетрію, але при орієнтації електричного поля в несиметричному відносно долин (мінімумів у зоні провідності) напрямку електрони в різних долинах можуть мати неоднакові температури. А це спричиняє порушення симетрії і, як наслідок, появу поляризаційної залежності випромінювання гарячих електронів. Було досліджено зв'язок поляризаційних залежностей з анізотропними механізмами розсіяння [4, 5], характерними для багатодолинних напівпровідників. Несподіванкою виявилась поява за певних умов (низькі температури, сильні електричні поля) поляризаційних залежностей випромінювання гарячих електронів у випадку орієнтації електричного поля у напрямку  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ , тобто у симетричному відносно долин напрямку. Вдалося встановити, що у цьому випадку по-

## 2. Проведення експерименту

Всі виміри проводили на установці, описаній раніше [4]. До неї додавали приставку, яка дозволяла випромінюючий зразок піддавати дії магнітного поля в потрібному напрямку і потрібної величини – від нуля до максимального значення. Щоб створити таке поле, використовували постійний магніт з відповідними пристосуваннями для регулювання напруженості. Схематичне розташування деталей експерименту наведено на рис. 1.

Зразки  $n$ -Ge вирізали у кристалографічному напрямку  $\langle 1, 1, 1 \rangle$  або  $\langle 1, 0, 0 \rangle$  і мали стандартний розмір  $7 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Обробляли стандартним способом [4]. Електричне поле створювалось імпульсами протяжністю 0,8 мксек і частотою повторення 6 Гц. Надалі сигнал напівпровідникового детектора підсилювали, інтегрували і перетворювали на постійну на-

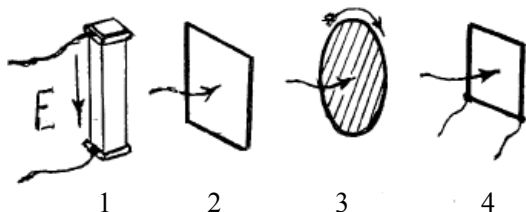


Рис. 1. Схема експерименту: 1 – зразок  $n = \text{Ge}$ ; 2 – фільтр, що обмежує високі частоти; 3 – поляризатор, що обертається; 4 – приймач  $\text{Ge}(\text{Ga})$

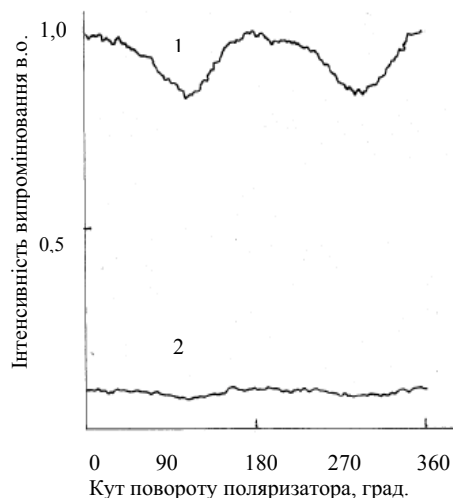
пругу, пропорціональну інтенсивності випромінювання гарячими електронами зразка в області  $\lambda \approx 100$  мкм. Для забезпечення омичності контактів до  $n\text{-Ge}$  використовували сплав  $\text{St}$  з 5%  $\text{Sb}$ .

### 3. Експериментальні результати та їх обговорення

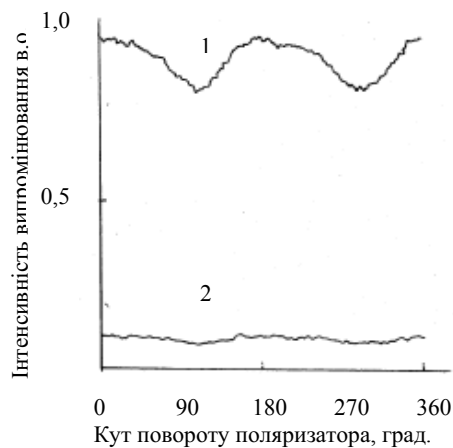
На рис. 2, а, б, в представлено експериментальні результати впливу слабого магнітного поля на інтенсивність випромінювання гарячих електронів у  $n\text{-Ge}$ .

Як видно, при незначних електричних полях магнітне поле зменшує амплітуду випромінювання майже на порядок. При збільшенні електричних полів ступінь впливу магнітного поля на амплітуду випромінювання значно спадає. Такі зміни в інтенсивності випромінювання під дією слабого магнітного поля не можна пояснити впливом цього поля на закон дисперсії чи механізми розсіювання. Прості оцінки показують, що за час вільного пробігу між зіткненням носія з розсіючими центрами його траєкторія мало змінюється. У зв'язку з цим необхідно було шукати інших причин такого сильного впливу слабого магнітного поля на інтенсивність терагерцового випромінювання.

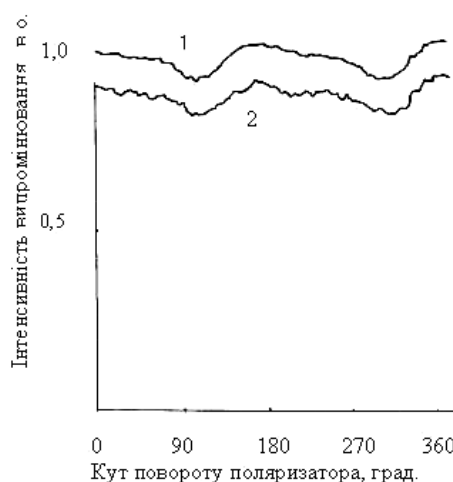
З цією метою було проведено дослідження електрофізичних характеристик зразків  $n\text{-Ge}$ , на яких вивчали випромінювання при гелієвих температурах. Було знято вольт-амперні характеристики, здійснено холлівські виміри для визначення концентрації носіїв, починаючи з малих напруг, коли ще не всі донори іонізовані [7]. Результати цих вимірів наведено на рис. 3 та в таблиці. Як впливає з поведінки вольт-амперної характеристики зразка, за відсутності магнітного поля та при його наявності (нагадаємо, що магнітне поле слабе, приблизно 300 Гс) опір зразка в такому полі зростає майже на порядок при електричному полі  $\sim 5$  В. При зростанні електричного поля збільшення опору зразка значно втрачає темп: це вже десятки процентів. Можна було



а



б



в

Рис. 2. Сигнал приймача: 1 – без магнітного поля; 2 – зі слабким магнітним полем; а – 15 В/см, б – 25 В/см, в – 200 В/см

$V$	2	3	4	5	9	15	30	45
$n$	$3,21 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^{12}$	$1,41 \cdot 10^{13}$	$9,3 \cdot 10^{13}$	$1,7 \cdot 10^{14}$	$6,7 \cdot 10^{14}$	$2,3 \cdot 10^{14}$

прослідкувати прямий зв'язок між збільшенням опору зразка та падінням інтенсивності випромінювання.

Таким чином, перша частина завдання з вивченням причини падіння інтенсивності терагерцового випромінювання під дією слабкого магнітного поля отримала пояснення, але далеко невичерпне. Тепер потрібно було пояснити таке велике зростання опору зразка під дією зовсім малого магнітного поля при гелієвих температурах. Виявилось, що подібні явища вже досліджували і їх пояснювали стрибковою провідністю по домішкочивій зоні. Згідно з існуючими уявленнями (див., наприклад, [8]) при низьких температурах, коли більшість електронів локалізовані на домішках, основний внесок у провідність дає стрибковий механізм. Вплив слабкого магнітного поля на цей механізм пояснюється впливом магнітного поля на „хвості” хвильової функції електронів, локалізованих на донорах. А саме перекриття цих „хвостів” визначає ймовірність стрибків електрона на вільні місця.

Варто зауважити, що за низьких температур термічне закидання носіїв у зону провідності неефективне, а тому стрибкову провідність по пустих місцях забезпечує ефект компенсації. Така компенсація наявна практично у будь-якому матеріалі. Якщо припустити, що пробій по домішках починається за зінерівським механізмом, то стає зрозумілим і вплив магнітного поля на концентрацію вільних електронів у зоні провідності на стадії, коли ще всі донори неіонізовані. А це, у свою чергу, пояснює вплив слабкого магнітного поля на випромінювання гарячих електронів при низькій температурі.

Окрім того, можливе явище „прилипання” вже згенерованих у зону провідності носіїв до нейтральних донорів і зворотного процесу та залежності цього явища від магнітного поля.

Все згадане вище стосується поведінки падіння випромінювання під дією магнітного поля за малих електричних полів (10–15 В/см (рис. 2, а)).

При сильних електричних полях це падіння значно менше (рис. 2, б) і становить десь до ~10% від початкового значення. Таку поведінку спостережуваного явища можна пояснити деформацією функції розподілу за швидкостями, коли електричне поле спрямовано по  $\langle 1, 0, 0 \rangle$  і переростає в ґріюче. У цьому випадку дифузійне наближення не завжди може пояснити

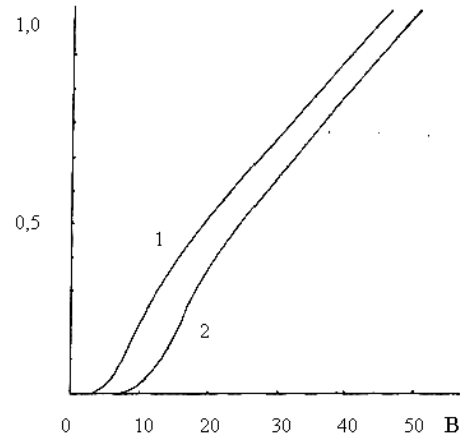


Рис. 3. Вольт-амперна характеристика зразка: 1 – без магнітного поля; 2 – зі слабким магнітним полем (~300 Гс)

тонкі характеристики згаданих явищ і потрібно брати більш точну функцію розподілу.

Вплив магнітного поля на випромінювання гарячих електронів при сильних електричних полях (коли концентрація носіїв у зоні вже не змінюється) пов'язаний з виникненням поздовжнього магнітоопору. З виникненням поздовжнього магнітоопору пов'язано зменшення величини розігріву електронів, а значить, і зменшення випромінювання. Механізм виникнення поздовжнього магнітоопору в багатодолинних напівпровідниках розглянуто у наступному параграфі.

#### 4. Поздовжній магнітоопір

Нині загальна теорія гальваноманітних явищ в багатодолинних напівпровідниках з урахуванням анізотропії закону дисперсії носіїв та їх механізмів розсіяння добре розвинута і має надійне обґрунтування (див., наприклад, [9]). Проте загальні формули цієї теорії мають досить громіздкий вигляд. Ситуація ще більше ускладнюється при спробі врахувати можливість розігріву електронів електричним полем.

У цій роботі перед нами стоїть більш вузьке завдання, а саме: пояснити причину виникнення і оцінити величину поздовжнього магнітоопору при орієнтації довільного електричного і слабкого магнітного поля вздовж симетричного відносно долин напрямку (тобто в  $n$ -Ge вздовж  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ ). Тому маємо можливість використати значно грубішу, але більш просту модель. Суть наближення полягає у використанні для

характеристики гарячих електронів функції розподілу у формі “зміщеної за швидкістю” максвелівської [10] або – у випадку виродження – фермієвської [11] функції з ефективною електронною температурою. У багатодолинних напівпровідниках таку функцію потрібно вводити для електронів кожної долини. В загальному випадку, коли допускається можливість виродження електронного газу для  $\alpha$ -го еліпсоїда (долини), можемо записати [11]:

$$f_\alpha = \left\{ 1 + \exp \left( + \frac{\varepsilon(\mathbf{v}) - \mathbf{p}\mathbf{u}^{(\alpha)} - \mu^{(\alpha)}}{kT^{(\alpha)}} \right) \right\}^{-1}, \quad (1)$$

$\mathbf{v}$  – швидкість електрона,  $\varepsilon(\mathbf{v})$  – його енергія,  $\mathbf{p}$  – імпульс.

Крім того,  $T^{(\alpha)}$  – ефективна електронна температура,  $\mu^{(\alpha)}$  – хімічний потенціал,  $\mathbf{u}^{(\alpha)}$  – дрейфова швидкість. Величини  $\mu^{(\alpha)}$ ,  $T^{(\alpha)}$  і  $\mathbf{u}^{(\alpha)}$  повинні визначатися із відповідних рівнянь балансу концентрації, енергії і імпульсу. Оскільки далі ми розглянемо ситуацію, коли електричне поле  $\mathbf{E}$  і магнітне  $\mathbf{H}$  орієнтовані у напрямку, симетричному відносно долин (для  $n$ -Ge це напрямок  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ ), то параметри  $\mu^{(\alpha)}$  і  $T^{(\alpha)}$  будуть однаковими для всіх долин. Що стосується дрейфової швидкості  $\mathbf{u}^{(\alpha)}$ , то у даному симетричному випадку вона буде для всіх долин однаковою за абсолютною величиною, але по-різному направлена в різних долинах.

Тому не будемо виписувати явно балансу концентрацій електронів у долинах і балансу їх енергій, а обмежимося лише балансом імпульсів. У головних осях  $\alpha$ -го еліпсоїда має, в яких закон дисперсії енергії має стандартний вигляд

$$\varepsilon(\mathbf{v}) = \frac{P_\perp^2}{2m_\perp} + \frac{P_\parallel^2}{2m_\parallel}, \quad (2)$$

рівняння балансу імпульсу виглядає так:

$$e \left\{ E_i + \frac{1}{c} \left[ \mathbf{u}^{(\alpha)} \times \mathbf{H} \right]_i = \frac{m_\perp}{\tau_\perp} u_i^{(\alpha)}, (i = x, y) \right\}, \quad (3)$$

$$e \left\{ E_z + \frac{1}{c} \left[ \mathbf{u}^{(\alpha)} \times \mathbf{H} \right]_z = \frac{m_\parallel}{\tau_\parallel} u_z^{(\alpha)} \right\}, \quad (4)$$

$e$  – заряд електрона,  $c$  – швидкість світла,  $\tau_\parallel$  і  $\tau_\perp$  – відповідно, поздовжні і поперечні часи релаксації.

Розглянемо слабе магнітне поле. Це дозволяє при розв’язку рівнянь (3), (4) використати теорію збурень за параметром  $H$ . У нульовому наближенні (тобто при  $H = 0$ ) із (3), (4) отримуємо

$$\left\{ u_i^{(\alpha)} \right\}_0 = \frac{e\tau_\perp}{m_\perp} E_i, \quad i = x, y, \quad (5)$$

$$\left\{ u_z^{(\alpha)} \right\}_0 = \frac{e\tau_\parallel}{m_\parallel} E_z. \quad (6)$$

Вирази (5) і (6) можна записати єдиною формулою у векторному вигляді

$$\mathbf{u}_0^{(\alpha)} = \frac{e\tau_\perp}{m_\perp} \mathbf{E} + \left( \frac{e\tau_\parallel}{m_\parallel} - \frac{e\tau_\perp}{m_\perp} \right) (\mathbf{i}_\alpha \mathbf{E}) \mathbf{i}_\alpha, \quad (7)$$

де  $\mathbf{i}_\alpha$  – орт, який задає орієнтацію  $\alpha$ -го еліпсоїда (долини).

Як бачимо із (7) (або (5), (6)), напрямок дрейфової швидкості  $\mathbf{u}^{(\alpha)}$  не збігається з напрямком електричного поля, якщо тільки це поле не направлено по головній осі еліпсоїда мас. Завдяки цьому член  $[\mathbf{u}^{(\alpha)} \times \mathbf{H}]$  буде відмінним від нуля, незважаючи на те, що  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E}$ . У цьому причина появи поздовжнього магнітоопору в  $n$ -Ge.

Далі можна розвинути теорію збурень за  $H$ , тобто підставити у член  $[\mathbf{u}^{(\alpha)} \times \mathbf{H}]$ , яким знехтували при отриманні (7), наближене значення  $\mathbf{u}_0^{(\alpha)}$  і одержати  $\mathbf{u}_1^{(\alpha)}$  і т. д. У результаті для дрейфової швидкості електронів  $\alpha$ -ї долини отримуємо ряд по  $H$  (див. Додаток):

$$\mathbf{u}^{(\alpha)} = \mathbf{u}_0^{(\alpha)} + \mathbf{u}_1^{(\alpha)} + \mathbf{u}_2^{(\alpha)} + \dots \quad (8)$$

Лінійний за  $H$  член у дрейфовій швидкості (8) ( $\mathbf{u}_1^{(\alpha)}$ ) визначає холлівський струм. Завдяки симетрії задачі сумарний по всіх долинах холлівський струм дорівнює нулю. Складова  $\mathbf{u}_2^{(\alpha)}$  визначає магнітоопір. Її проекція на напрямок  $\langle 1, 0, 0 \rangle$  і сума по всіх долинах визначає доданок  $\Delta J_2$  до струму  $J_0 = J(H = 0)$ . Як показано в Додатку,

$$\frac{\Delta J_2}{J_0} = - \frac{(e^2 \tau_\perp / m_\perp c^2) (\tau_\parallel / m_\parallel - \tau_\perp / m_\perp)^2 \cdot H^2}{3 (\tau_\parallel / m_\parallel + 2\tau_\perp / m_\perp)}, \quad (9)$$

де

$$J_0 = \frac{e^2 n}{3} \left( \frac{\tau_\parallel}{m_\parallel} + 2 \frac{\tau_\perp}{m_\perp} \right), \quad (10)$$

$n$  – сумарна концентрація електронів (по всіх долинах).

Для  $n$ -Ge має місце

$$m_\perp \ll m_\parallel, \quad \tau_\perp \sim \tau_\parallel. \quad (11)$$

У цьому випадку формула (9) спрощується:

$$\frac{\Delta J_2}{J_0} = - \frac{1}{6} \frac{e^2 \tau_\perp}{m_\perp^2 c^2} H^2. \quad (12)$$

Якщо для оцінки прийняти  $m_\perp \approx 0,7 \cdot 10^{-28}$  г,  $\tau_\perp \approx 10^{-11}$  с,  $H \approx 300$  ерстед, то із (12) отримуємо  $\Delta J_2 / J_0 \approx -1/12$ , що непогано узгоджується з експериментом.

## 5. Висновки

На основі проведених дослідів можемо зробити такі висновки. При низьких температурах і слабких електричних полях, коли більшість електронів локалізована на донорних рівнях, вплив слабкого магнітного поля на вольт-амперні характеристики і світіння пояснюється так. І стрибкова провідність, і зінеровський механізм пробою чутливі до впливу магнітного поля на “хвості” хвильової функції електрона локалізованого на донорі. Цим пояснюється стрімкий спад струму і світіння з прикладенням слабкого магнітного поля. При сильних електричних полях всі донори іонізовані, і концентрація електронів у зоні провідності стала. Вплив магнітного поля у сильних електричних полях на вольт-амперні характеристики і світіння набагато слабший. У даному випадку такий слабкий вплив пояснюється наявністю поздовжнього магнітоопору. Сам же механізм поздовжнього магнітоопору пов'язаний з анізотропією закону дисперсії електронів в  $n$ -Ge.

Автори висловлюють подяку О.Г. Сарбею і С.М. Рябченку за обговорення низки питань.

## ДОДАТОК

Використовуючи (7), отримуємо

$$[\mathbf{u}_0^{(\alpha)} \times \mathbf{H}] = e(\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E})[\mathbf{i}_{\alpha} \times \mathbf{H}]. \quad (\text{A1})$$

Якщо прийняти напрямок вектора  $[\mathbf{i}_{\alpha} \times \mathbf{H}]$  вісь  $0x$  і підставити (A1) в (3), то будемо мати

$$\mathbf{u}_1^{(\alpha)} = \frac{e^2\tau_{\perp}}{m_{\perp}c} e(\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E})[\mathbf{i}_{\alpha} \times \mathbf{H}]. \quad (\text{A2})$$

Далі, використовуючи (A2), знаходимо

$$\begin{aligned} [\mathbf{u}_1^{(\alpha)} \times \mathbf{H}] &= \frac{e^2\tau_{\perp}}{m_{\perp}c} (\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E}) [(\mathbf{i}_{\alpha} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}] = \\ &= \frac{e^2\tau_{\perp}}{m_{\perp}c} (\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E}) \{(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{H})\mathbf{H} - \mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{H}^2\}. \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

Як бачимо, вектор  $[\mathbf{u}_1^{(\alpha)} \times \mathbf{H}]$  лежить у площині, яка задана векторами  $\mathbf{H}$  і  $\mathbf{i}_{\alpha}$ . Якщо у цій площині взяти за вісь  $0x$  напрямок  $[\mathbf{i}_{\alpha} \times \mathbf{H}]$ , а за вісь  $0z$  напрямок  $\mathbf{i}_{\alpha}$  (і, відповідно, перпендикуляр до цих векторів вісь  $0y$ ), то відмінними від нуля будуть складові  $[\mathbf{u}_1^{(\alpha)} \times \mathbf{H}]_y$  і  $[\mathbf{u}_1^{(\alpha)} \times \mathbf{H}]_z$ .

Підстановка їх, відповідно, в (3) і (4) дає

$$\mathbf{u}_{2y}^{(\alpha)} = \frac{e^3\tau_{\perp}^2}{m_{\perp}^2c^2} (\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{H})\{\mathbf{H} - \mathbf{i}_{\alpha}(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{H})\}, \quad (\text{A4})$$

$$\mathbf{u}_{2z}^{(\alpha)} = -\frac{e^3\tau_{\perp}\tau_{\parallel}}{m_{\perp}m_{\parallel}c^2} (\tau_{\parallel}/m_{\parallel} - \tau_{\perp}/m_{\perp})(\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{E})\{H^2 - (\mathbf{i}_{\alpha}\mathbf{H})^2\}\mathbf{i}_{\alpha}. \quad (\text{A5})$$

Вирази (A4) і (A5) записані у векторній формі з таким розрахунком, щоб було зручно їх використати у лабораторній системі координат і взяти суму по всіх долинах.

Тобто про відношення  $\mathbf{u}_{2y}^{(\alpha)}$  і  $\mathbf{u}_{2z}^{(\alpha)}$  до даного еліпсоїда  $\alpha$  вказує тільки орт  $\mathbf{i}_{\alpha}$ .

Оскільки нас цікавить поздовжній магнітоопір, то нам потрібно знайти квадратичний по магнітному полю доданок до струму  $J_0$  (у напрямку  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}\mathbf{q}_0$ ,  $\mathbf{q}_0 \equiv (1,0,0)$ ). Очевидно, цей доданок дорівнює

$$\Delta J_2 = -\frac{en}{4} \sum_{(\alpha)} \mathbf{q}_0 \{ \mathbf{u}_{2y}^{(\alpha)} + \mathbf{u}_{2z}^{(\alpha)} \}. \quad (\text{A6})$$

Тут  $\frac{1}{4}n$  – концентрація електронів в одній долині.

Підставляючи в (A6) вирази (A4) і (A5) і враховуючи, що в  $n$ -Ge орти  $\mathbf{i}_{\alpha}$  ( $\alpha = 1, 2, 3, 4$ ) мають вигляд

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

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

отримуємо

$$\Delta J_2 = -\frac{e^4n}{9m_{\perp}c^2} \left( \frac{\tau_{\parallel}}{m_{\parallel}} - \frac{\tau_{\perp}}{m_{\perp}} \right)^2 H^2 \mathbf{E}. \quad (\text{A7})$$

Для ізотропних механізмів розсіяння і закону дисперсії  $\Delta J_2 = 0$ .

1. В.Е. Любченко, Радиотехника №2 (2002).
2. В. М. Бондар, О.Г. Сарбей, П.М. Томчук, ФТТ **69**, 1540 (2002).
3. П.М. Томчук, УФЖ **49**, 681 (2004).
4. В.М. Бондар, Н.Ф. Чорноморець, УФЖ **48**, 51 (2003).
5. П.М. Томчук, В. М. Бондар, УФЖ **53**, 668 (2008).
6. И.М. Дыкман, П.М. Томчук, *Явления переноса и флуктуации в полупроводниках* (Наукова думка, Киев, 1981).
7. Ю.А. Астров, А.А. Кастальский, *Особенности пробы мелких доноров в чистом n-Ge. Труды симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах* (Изд. “Мантис”, Вильнюс, 1972).
8. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников* (Наука, Москва, 1979).
9. П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломонец, *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (Наукова думка, Киев, 1977).
10. Э. Конуэлл, *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (Мир, Москва, 1970).
11. Ф.Г. Басс, Ю.Г. Гуревич, *Горячие электроны в сильных электрических полях в плазме полупроводников и газового разряда* (Наука, Москва, 1975).

Одержано 14.06.10

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ( $\sim 300$  Гс)  
НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В  $n$ -Ge ПРИ ГЕЛИЕВЫХ  
ТЕМПЕРАТУРАХ

*В.М. Бондарь, П.М. Томчук, Г.А. Шепельский*

Р е з ю м е

В работе приведены экспериментальные результаты и их обсуждение по влиянию слабого магнитного поля ( $\sim 300$  Гс) на интенсивность терагерцового излучения ( $\lambda \approx 100$  мкм) горячих электронов в  $n$ -Ge (кристаллографическое направление  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ ) при гелиевых температурах ( $T \sim 5$  К). Показано, что сильное влияние такого поля (уменьшение интенсивности излучения на 500–1000%) связано с уменьшением концентрации носителей при слабых электрических полях и появлением магнетосопротивления при более сильных полях. Продольное магнетосопротивление становится существенным благодаря анизотропии закона дисперсии энергии электронов и сильной деформации электрическим полем функции распределения электронов по скоростям (выход за пределы диффузионного приближения).

EFFECT OF WEAK MAGNETIC FIELD ( $\sim 300$  Gs)  
ON THE INTENSITY OF TERAHERTZ EMISSION  
OF HOT ELECTRONS IN  $n$ -Ge AT HELIUM  
TEMPERATURES

*V.M. Bondar<sup>1</sup>, P.M. Tomchuk<sup>1</sup>, G.A. Shepel'skii<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(46, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine;  
e-mail: ptomchuk@iop.kiev.ua),

<sup>2</sup>Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(41, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine)

S u m m a r y

Experimental results of studying the effect of a weak magnetic field ( $\sim 300$  Gs) on the intensity of the terahertz emission ( $\lambda \approx 100$   $\mu\text{m}$ ) of hot electrons in  $n$ -Ge (crystallographic orientation  $\langle 1, 0, 0 \rangle$ ) at helium temperatures ( $T \sim 5$  K) are presented and discussed. It is shown that the strong influence of this field (decrease of the emission intensity by 500–1000%) is related to a decrease of the carrier concentration at weak electric fields and the appearance of the magnetoresistance at stronger fields. The longitudinal magnetoresistance becomes significant due to the anisotropy of the energy dispersion law of electrons and a strong deformation of the electron velocity distribution function by the electric field (which is beyond the framework of the diffusion approximation).