

П.М. ТОМЧУК, В.М. БОНДАР, Л.С. СОЛОНЧУК

Інститут фізики НАН України, відділ теоретичної фізики,  
 відділ електроніки твердого тіла  
 (Просп. Науки, 46, Київ 03680; e-mail: ptomchuk@iop.kiev.ua)

## ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ТЕРАГЕРЦОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАРЯЧИМИ НОСІЯМИ ЗАРЯДУ В $p$ -Те

УДК 533.9

*В роботі теоретично і експериментально вивчено поляризаційні залежності терагерцового випромінювання гарячими носіями заряду в  $p$ -Те. Показано, що кутові залежності спонтанного випромінювання гарячих носіїв зумовлені анізотропією їх закону дисперсії і анізотропією діелектричної проникності. Встановлено, що поляризаційні залежності випромінювання визначаються кутом між кристалографічною віссю  $C_3$  в  $p$ -Те та ортом поляризації і ці залежності мають періодичний характер.*

*Ключові слова:* терагерцове випромінювання, гарячі носії, поляризаційні залежності

### 1. Вступ

Вільні носії заряду не можуть ні поглинати, ні випромінювати світла, оскільки в таких процесах не можуть виконуватись одночасно закони збереження енергії і імпульсу. Ці процеси стають можливими за участі в них “третього тіла”, у ролі якого можуть виступати домішки, коливання ґратки або границя. Які явища (поглинання чи випромінювання) при цьому будуть домінувати залежить від зовнішніх умов.

Якщо носії заряду знаходяться в термодинамічній рівновазі і напівпровідник опромінюється зовнішнім електромагнітним потоком, то домінують процеси поглинання світла вільними носіями. А коли зовнішнє опромінення відсутнє, а носії розігріті прикладеним до напівпровідника електричним полем, то в такій ситуації домінують процеси випромінювання світла вільними носіями. Це випромінювання припадає в основному на терагерцовий діапазон частот.

У напівпровідниках, в яких закон дисперсії носіїв і механізми розсіяння анізотропні, спонтанне випромінювання гарячих носіїв буде залежати від поляризації. Подібні поляризаційні залежності ми вивчали на прикладі  $n$ -Ge [1–3]. Проте, в багатодолинних напівпровідниках, типу  $n$ -Ge, хоча закон дисперсії електронів у мінімумах (долинах) зони Бріллюена має чітко виражений анізотропний характер, самі долини розміщені в

цій зоні симетрично. Завдяки цьому кутові залежності спонтанного випромінювання гарячих електронів виникають тільки при певних орієнтаціях розігрівачого електроні електричного поля. А саме в кристалах кубічної симетрії, типу  $n$ -Ge і  $n$ -Si поляризаційні залежності спонтанного випромінювання гарячих електронів з'являються тільки при таких орієнтаціях розігрівачих носіїв електричного поля, за яких температура електронів у різних долинах не буде однаковою. Порухити кубічну симетрію і тим самим викликати поляризаційні залежності можна також прикладанням до напівпровідника однонаправленого тиску [1].

Зовсім інша ситуація в  $p$ -Те, якому присвячена ця стаття. Телур істотно анізотропний напівпровідник, хоча ізоенергетичні поверхні дірок в телурі з достатньою точністю (за певних обмежень на концентрацію дірок [4]) можна прийняти у вигляді еліпсоїда обертання так само, як це має місце для електронів в  $n$ -Ge і  $n$ -Si, проте існує принципова відмінність. А саме, в  $p$ -Те осі обертання еліпсоїдів тензора мас паралельні між собою (еліпсоїдів всього шість) і паралельні осі  $C_3$ . У той же час в  $n$ -Ge і  $n$ -Si еліпсоїди тензора мас електронів орієнтовані по-різному таким чином, що в цілому зберігається кубічна симетрія кристала. Тому поляризаційні залежності, зумовлені наявністю тензора мас у носіїв заряду, можна спостерігати в телурі в чистому вигляді (без модифікації, пов'язаної з різним внеском у випромінювання різних долин, як в  $n$ -Ge чи  $n$ -Si).

© П.М. ТОМЧУК, В.М. БОНДАР,  
 Л.С. СОЛОНЧУК, 2013

Процеси поглинання і випромінювання вільними носіями можна вивчати різними математичними методами. В [1, 6] було запропоновано метод для дослідження таких процесів, який має певні переваги перед існуючими методами. Ці переваги зводяться до того, що в єдиному підході можна розглядати поглинання і випромінювання світла вільними носіями як в класичному діапазоні частот (коли квант світла  $\hbar\omega$  значно менший за теплову енергію носія  $kT_e$ ), так і в квантовому діапазоні частот (коли  $\hbar\omega > kT_e$ ). При цьому вдається отримати результати в аналітичному вигляді з врахуванням анізотропії як закону дисперсії, так і механізмів розсіяння. Цей метод використаємо в даній роботі.

## 2. Теорія; прийнята модель

Закон дисперсії дірок в  $p$ -Те у відповідності з [5, 7] приймаємо у вигляді

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}}, \quad (1)$$

де  $p_{\parallel}$  і  $p_{\perp} = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$  – відповідно поздовжня і поперечна компоненти вектора імпульсу  $\mathbf{p}$  відносно напрямку  $C_3$  кристала. Для  $p$ -Те згідно з [8] маємо:  $m_{\parallel} = 0,26 m_0$ ,  $m_{\perp} = 0,11 m_0$ , ( $m_0$  – маса вільного електрона).

Будемо вважати, що до зразка  $p$ -Те прикладено зовнішнє постійне електричне поле, яке розігріває дірки.

Виходячи з умов нашого експерименту (температура ґратки  $T = 4$  К), концентрація йонізованих домішок  $n_i \approx 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , у нас є підстава вважати [9, 10], що релаксація імпульсу дірок зумовлена їх розсіянням на йонізованих домішках, а релаксація енергії – їх непружним розсіянням на акустичних і оптичних коливаннях ґратки. При цьому для випадку низьких температур внесок в енергообмін між дірками і ґраткою може давати взаємодія дірок лише з тими оптичними коливаннями ґратки, температура Дебая яких є найменшою (тобто для  $p$ -Те це буде  $A_2$  – оптична мода; для неї температура Дебая дорівнює 138 К [11]).

Далі коротко викладемо схему побудови теорії спонтанного випромінювання гарячих носіїв, відсилаючи читача за деталями до роботи [6].

Отже, щоб отримати вигляд інтеграла зіткнень, в якому враховано вплив поля електромагнітної

хвилі на процеси розсіяння вільних носіїв зробимо таким чином. Під час виведення такого інтеграла зіткнень замість базових хвильових функцій вільних носіїв будемо використовувати їх хвильові функції в полі електромагнітної хвилі:

$$\Psi_{\mathbf{p}} = \frac{1}{V} \exp\left(\frac{i}{\hbar} \mathbf{p} \cdot \mathbf{r}\right) \times \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \sum_j^3 \frac{1}{2m_j} \left(p_j - \frac{e}{c} A_j(t')\right)^2\right\}, \quad (2)$$

де  $V$  – об'єм;  $t'$  – час,  $e$  – заряд носія,  $c$  – швидкість світла,  $\mathbf{A}(t)$  – вектор-потенціал (у дипольному наближенні):

$$\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}^{(0)} \cos \omega t.$$

Зауважимо, що включення поля електромагнітної хвилі в інтеграл зіткнень, а не в ліву частину кінетичного рівняння (як зовнішню силу) припускається, що має місце за умов виконання нерівності  $\omega\tau > 1$  (де  $\tau$  – час релаксації).

За допомогою базису (2), як показано в [6], для розсіяння носіїв на йонізованих домішках можна отримати інтеграл зіткнень у вигляді

$$\hat{I}f = 4e^4 N_i \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{p}' \frac{f(\mathbf{p}') - f(\mathbf{p})}{\left\{\chi_{\perp}(\mathbf{p}_{\perp} - \mathbf{p}'_{\perp})^2 + \chi_{\parallel}(p_{\parallel} - p'_{\parallel})^2 + (\hbar/r_D^{(0)})^2\right\}^2} \times \mathfrak{S}_l^2 \left( \frac{e}{c\hbar\omega} \sum_{j=1}^3 A_j^{(0)} \frac{p_j - p'_j}{m_j} \right) \delta(\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon(\mathbf{p}') - l\hbar\omega), \quad (3)$$

де  $f(\mathbf{p}')$  – функція розподілу носіїв по імпульсу ( $\mathbf{p}$ );  $N_i$  – концентрація йонізованих домішок;  $\mathfrak{S}_l(x)$  – функція Бесселя  $l$ -го порядку. Крім того, в (3), на відміну від роботи [6], ми додатково врахували притаманний телуру тензорний характер діелектричної проникності (в системі координат з віссю  $0z$  вздовж  $C_3$  в телурі маємо  $\chi_{xx} = \chi_{yy} \equiv \chi_{\perp}$ ,  $\chi_{zz} \equiv \chi_{\parallel}$ ). В (3) входять низькочастотні значення  $\chi_{ii}$ . Крім того, в (3)  $r_D^{(0)}$  – радіус екранування заряду вільними носіями. Зокрема, у випадку невідродженої статистики:

$$\left(\frac{1}{r_D}\right)^2 = \frac{4\pi e^2 n}{kT_p}, \quad (4)$$

де  $n$  – концентрація вільних носіїв,  $T_p$  – їх температура.

Аргумент в функції Бесселя, якщо не цікавиться спеціальною дією потужних лазерних імпульсів, як правило, значно менший за одиницю. Тому  $\mathfrak{Z}_l^2(\dots)$  в (3) можна розкласти у ряд і залишити тільки перший член розкладу. Крім того, обмежимося надалі розглядом тільки одноквантових процесів (тобто будемо враховувати в (3)  $l = \pm 1$ ).

Якщо в цьому наближенні домножити вираз (3) на  $\varepsilon(\mathbf{p})$  і взяти інтеграл по  $d\mathbf{p}$ , то отримаємо зміну енергії електронної системи в одиницю часу, зумовлену поглинанням і випромінюванням квантів світла ( $\hbar\omega$ ):

$$p = \int d\mathbf{p} \hat{I} f = P(+)+P(-),$$

$$P(\pm) = \pm \frac{e^6}{c^2 \hbar \omega} \times$$

$$\times \int \frac{d\mathbf{p} d\mathbf{p}' f(\mathbf{p}') \delta\{\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon(\mathbf{p}') \pm \hbar\omega\}}{\{\chi_{\perp}(\mathbf{p}_{\perp} - \mathbf{p}'_{\perp})^2 + \chi_{\parallel}(p_{\parallel} - p'_{\parallel})^2 + (\hbar/r_D)^2\}^2} \times$$

$$\times \left( \sum_j A_j^{(0)} \frac{p_j - p'_j}{m_j} \right)^2. \quad (5)$$

При обчисленні інтеграла (5) у ролі функції розподілу гарячих дірок використаємо максвелівську функцію з ефективною температурою дірок  $\theta_p \equiv kT_p$ :

$$f(\mathbf{p}) = \frac{n}{(2\pi\theta_p)^{3/2} m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}}} \exp(-\varepsilon(\mathbf{p})/\theta_p). \quad (6)$$

Знак (+) в (5) відповідає процесу поглинання кванта  $\hbar\omega$  (енергія носіїв збільшується), а знак (–) відповідає випромінюванню кванта  $\hbar\omega$  (енергія носіїв зменшується).

Величина  $P(-)$  дає зміну енергії гарячих дірок в одиницю часу, зумовлену випромінюванням кванта  $\hbar\omega$ . Щоб отримати повну зміну енергії, зумовлену випромінюванням всіх квантів, які надходять на одиничний інтервал частот і тілесний кут  $d\Omega$ , потрібно  $P(-)$  домножити на щільність кінцевих станів поля в тілесному куті  $d\Omega$ , тобто на

$$d\rho(\omega) = \frac{V}{(2\pi c)^3} \omega^2 d\Omega. \quad (7)$$

При цьому величина  $P(-) d\rho(\omega)$  дає випромінювання носіїв індуковане полем електромагнітної

хвилі. Нас же цікавить спонтанне випромінювання гарячих носіїв. Щоб знайти спонтанне випромінювання використаємо співвідношення Ейнштейна між ймовірностями індукованого і спонтанного випромінювання (див., наприклад, [12] стор. 332). Для цього потрібно спочатку нормувати вектор-потенціал  $\mathbf{A}^{(0)}$ , який входить в (5), таким чином, щоб в об'ємі  $V$  знаходилося  $N_{ph}$  фотонів, тобто використати умову

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

Звідси маємо

$$A^{(0)} = 2c \left(\frac{2\pi \hbar}{V\omega} N_{ph}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Після підстановки (9) в (5) величина  $W^{(-)} \equiv P(-) d\rho(\omega)|_{N_{ph}=1}$  дає потужність спонтанного випромінювання гарячими носіями в одиничний спектральний діапазон і в тілесний кут  $d\Omega$ .

Якщо в (5) перейти до деформованої системи координат, в якій еліптичні ізоенергетичні поверхні (1) переходять в сферичні, то інтеграли в (5), як показано в [6], можна обчислити і тоді отримуємо

$$W^{(-)} = \frac{e^6 n N_i \sqrt{m_{\parallel}}}{(2\pi)^{3/2} c^3} \frac{\Psi(\infty) d\Omega}{(m_{\parallel} \chi_{\parallel} - m_{\perp} \chi_{\perp})^2} \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{\theta_p}} \ln \left( \frac{C_1^2 \hbar^2}{8m_{\perp} \chi_{\perp} \theta_p} \right)^{-1} \text{ for } \hbar\omega \ll \theta_p, \\ \frac{1}{\sqrt{\hbar\omega}} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{\theta_p}\right) \text{ for } \hbar\omega \gg \theta_p, \end{array} \right\} \quad (10)$$

( $\ln C_1 = 0.577\dots$  – стала Ейлера).

Величина  $\Psi(\infty)$  згідно з [6] дорівнює:

$$\Psi(\infty) = \frac{1}{b_0^3} \left[ b_0 + (1 - b_0^2) \arctg \frac{1}{b_0} \right] \sin^2 \varphi +$$

$$+ 2 \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \left[ -\frac{1}{1 + b_0^2} + \frac{1}{b_0} \arctg \frac{1}{b_0} \right] \cos^2 \varphi, \quad (11)$$

де

$$b_0 = \frac{m_{\perp} \chi_{\perp}}{m_{\parallel} \chi_{\parallel} - m_{\perp} \chi_{\perp}}. \quad (12)$$

При  $\chi_{\parallel} = \chi_{\perp}$  величина  $b_0$  збігається з аналогічною величиною в [6].

У формулі (11)  $\varphi$  – кут між ортом поляризації і віссю  $C_3$  (цієї осі паралельні осі обертання еліпсоїдів тензора ефективних мас).

Якщо підставити вираз (11) в (10), то отримуємо

$$W^{(-)} = \{a_{\perp} \sin^2 \varphi + a_{\parallel} \cos^2 \varphi\} d\Omega. \quad (13)$$

Вигляд коефіцієнтів  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$  легко отримати із зіставлення виразів (10), (13). Неважко переконатись, що при  $m_{\perp} = m_{\parallel}$  і  $\chi_{\perp} = \chi_{\parallel}$  маємо  $a_{\perp} = a_{\parallel}$  і при цьому кутова залежність в (13) зникає.

Отже, ми отримали явний вираз кутової залежності спонтанного випромінювання гарячих дірок у вигляді (13). Коефіцієнти, які характеризують цю кутову залежність, а саме  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$ , в свою чергу, є відомими функціями компонент тензора мас ( $m_{\perp}$  і  $m_{\parallel}$ ) і тензора діелектричної проникності ( $\chi_{\perp}$  і  $\chi_{\parallel}$ ), а також частоти світла  $\omega$  і температури гарячих електронів  $\theta_p$ . Всі ці параметри, крім  $\theta_p$ , нам відомі.

Щоб отримати найпростіший вираз для температури гарячих дірок обмежимося низькими температурами ( $4 \text{ K} \leq T \leq 20 \text{ K}$ ) і відносно слабкими електричними полями, за яких  $T_p \ll 138 \text{ K}$  (тобто,  $kT_p$  значно менше енергії оптичних фононів). У цьому діапазоні температур і полів можна вважати, що релаксація імпульсу дірок відбувається в основному при їх розсіянні на йонізованих домішках, а релаксація енергії при їх квазіпружному розсіянні – на акустичних фононах.

Енергія, яку гарячі носії віддають в одиницю часу гратці при квазіпружному розсіянні на акустичних коливаннях згідно з [13] дорівнює:

$$\int d\vec{p} \varepsilon(\mathbf{p}) \hat{I}_{ak} f = g n \theta_p^{3/2} \left(1 - \frac{\theta}{\theta_p}\right), \quad (14)$$

де

$$g = \frac{8\sqrt{2} m_{\perp} \sqrt{m_{\parallel}}}{\pi^{3/2} \rho \hbar^4} \left(\frac{2m_{\perp}^{\dagger} m_{\parallel}}{3}\right) \sum_d^2, \quad (15)$$

де  $\sum_d$  – константа деформаційного потенціалу (ми обмежимося одноконстантним наближенням).

У стаціонарному випадку потужність (14) повинна дорівнювати потужності, яку носії отримують від розігриваючого їх поля ( $\mathbf{F}$ ):

$$\mathbf{jF} = en \left\{ \mu_{\perp}(\theta_p) F_{\perp}^2 + \mu_{\parallel}(\theta_p) F_{\parallel}^2 \right\}, \quad (16)$$

де  $\mathbf{j}$  – густина струму.

В (16)  $\mu_{\perp}(\theta_p)$  і  $\mu_{\parallel}(\theta_p)$  – компоненти тензора рухливості, зумовлені розсіянням носіїв на йонізованих домішках [6]:

$$\mu_{\perp}(\theta_p) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{e \tau_{\perp}(\theta_p)}{m_{\perp}}; \quad \mu_{\parallel}(\theta_p) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{e \tau_{\parallel}(\theta_p)}{m_{\parallel}}, \quad (17)$$

В (17)  $\tau_{\perp}(\theta_p)$  і  $\tau_{\parallel}(\theta_p)$  – відповідно поперечні і поздовжні компоненти тензора релаксації при домішковому розсіянні:

$$\frac{1}{\tau_{\perp}(\theta_p)} = \frac{8}{3} \frac{e^4 \sqrt{2m_{\parallel}}}{\chi_{\perp}^2 m_{\perp} \theta_p^{3/2}} \times N_i \frac{b_0}{2} \left[ b_0 + (1 - b_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right] \ln \left( \frac{C_1 \hbar^2}{8m_{\perp} \chi_{\perp} \theta_p} \right)^{-1}, \quad (18)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}(\theta_p)} = \frac{8}{3} \frac{e^4 \sqrt{2m_{\parallel}}}{\chi_{\perp}^2 m_{\parallel} \theta_p^{3/2}} \times N_i b_0 \left[ -b_0 + (1 + b_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right] \ln \left( \frac{C_1 \hbar^2}{8m_{\perp} \chi_{\perp} \theta_p} \right)^{-1}. \quad (19)$$

При  $\chi_{\perp} = \chi_{\parallel}$  вирази (18) і (19) переходять у відповідні вирази, отримані в роботі [6]. (На жаль в роботі [6] у формулі (54) позначки  $\frac{1}{\tau_{\perp}}$  і  $\frac{1}{\tau_{\parallel}}$  переплутані місцями!).

Якщо нехтувати слабкою залежністю від  $\theta_p$  під логарифмом у (18) і (19), то як видно із (17)–(19) маємо

$$\mu_{\perp, \parallel}(\theta_p) \approx \left(\frac{\theta_p}{\theta}\right)^{3/2} \mu_{\perp, \parallel}(\theta). \quad (20)$$

Прирівняємо тепер вирази (14) і (16) і використаємо співвідношення (20). Тоді з цього балансу легко отримуємо температуру гарячих дірок:

$$\theta_p = \theta \left\{ 1 - \frac{e}{g \theta^{3/2}} \left[ \mu_{\perp}(\theta) F_{\perp}^2 + \mu_{\parallel}(\theta) F_{\parallel}^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (21)$$

Справедливість формули (21) обмежена полями, за яких  $\theta_p < \hbar \omega_0$ , де  $\omega_0$  – частота найменшої оптичної моди (що відповідає температурі 138 К). Коли  $\theta_p$  наближається до енергії оптичних фононів, необхідно враховувати розсіяння дірок на цих фононах.

Отже, ми отримали вираз для кутової залежності спонтанного випромінювання гарячих дірок у телури у вигляді формули (13) для випадку, коли домінуючим механізмом розсіяння імпульсу є розсіяння на йонізованих домішках. При цьому ми врахували притаманний для *p*-Те тензорний характер ефективної маси і діелектричної проникності. В [1] отримано вираз для спонтанного випромінювання гарячих носіїв за законом дисперсії (1) у випадку домінуючої ролі акустичного розсіяння. І при акустичному, і при домішковому розсіянні кутова залежність спонтанного випромінювання гарячих носіїв має вигляд (13). Відмінність буде тільки в різній залежності коефіцієнтів  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$  від температури гарячих носіїв.

### 3. Експеримент та його обговорення

Схему експерименту наведено на рис. 1. Для проведення експерименту використовували зразки з монокристалічного телуру, вирощеного за методом Чохральського. Зразки виколоювалися з монокристалічних зливків вздовж осі  $C_3$  та з належною пересторогою вишлювалися з цих зливків поперек осі  $C_3$ . Зразки відпалювали в атмосфері водню при температурі 380 °С протягом 200 годин та обробляли хромовим протравлювачем складу  $\text{HF} + \text{CrO}_3 + \text{H}_2\text{O}$  (1:1:3). Після відпалу та травлення рухливість і концентрація носіїв знаходилася в межах 5200–6000  $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  і  $1,1\text{--}1,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  відповідно. Розміри зразків по перерізу були  $1 \times 1,2 \text{ mm}^2$ , а по довжині варіювались від 3,2 до 7 мм. Омичні контакти були напаяними. Склад припою: St – 50%, Bi – 47%, Sb – 3%.

Для розігріву дірок у зразках Те використовували генератор електричних імпульсів з низьким вихідним опором  $\sim 20 \text{ Ом}$ , що давало можливість проводити виміри з низькоомними зразками. Довжина імпульсу становила 0,8 мксек, частота повторення 6 Гц. В ролі приймача випромінювання 3 ТГц ( $\lambda \sim 100 \text{ мкм}$ ) використовувався детектор Ge (Ga) з розмірами  $4 \times 5 \times 1,5 \text{ mm}^3$ . Сигнал з детектора підсилювався широкополосним підсилювачем, інтегрувався, перетворювався в постійну напругу і подавався на двокоординатний самописець. Короткохвильова частина спектра випромінювання гарячих дірок – до 50 мкм – обрізалася фільтром із чорного поліетилену. Поляризатор (аналізатор) (див. рис. 1, 3) обертався з малою швидкі-

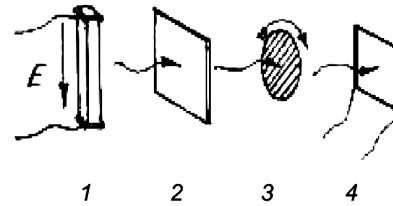


Рис. 1. Схема експерименту: 1 – зразок *p*-Те,  $\parallel, \perp C_3$ ; 2 – фільтр з чорного поліетилену; 3 – поляризатор (аналізатор); 4 – приймач Ge(Ga)

стю (1 оберт за 2 хв) і його вісь була пов'язана жорстко з напрямком довгої осі випромінюючого зразка (а, значить, електричного поля, прикладеного до зразка). “Нульовому” куту повороту поляризатора відповідало його положення, коли напрямок штрихів поляризатора збігався з напрямком довгої осі зразка і прикладеного до нього електричного поля. Нагадаємо, що поляризатор пропускає електромагнітну хвилю лише в тому випадку, коли електрична складова хвилі перпендикулярна до штрихів цього поляризатора.

Поляризаційні залежності ТГц-випромінювання гарячими носіями в *p*-Те ми вивчали на зразках, вирізаних вздовж і поперек кристалографічної осі  $C_3$  (далі згадуваних як зразки першого і другого типу). На рис. 4, *a, b* зображено один із шести (паралельних) еліпсоїдів, які описують закон дисперсії дірок в *p*-Те (1) і показано орієнтацію довгої осі цього еліпсоїда відносно кристалографічної осі  $C_3$ , а також напрямку прикладеного до зразка електричного поля. В обох випадках електричне поле прикладено вздовж довгої осі зразка.

Під час дослідження поляризаційної залежності випромінювання зразків, як першого, так і другого типу, поляризатор обертався в площині  $zy$  навколо осі  $x$ .

На рис. 2, 3 подана залежність інтенсивності випромінювання гарячих дірок від кута між напрямком штрихів поляризатора і напрямком розігрівуючого носії електричного поля. Нагадаємо, що при цьому значення цього кута нулеві відповідає ситуація, коли штрихи поляризатора паралельні прикладеному електричному полю.

У розвинутій вище теорії кутова залежність інтенсивності випромінювання описувалась кутом між віссю  $C_3$  (паралельної довгій осі еліпсоїда) і напрямком поляризації (тобто напрямком електричної складової випромінюваної електромагні-

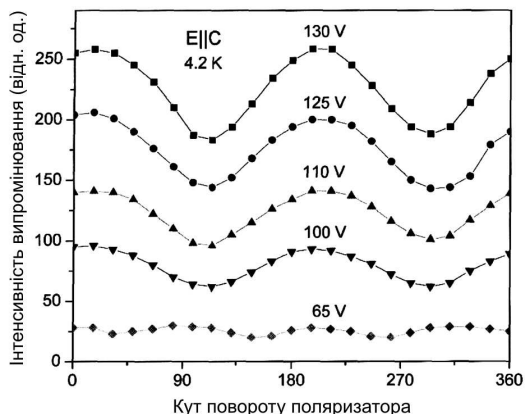


Рис. 2. Залежність випромінювання зразка  $p\text{-Te} \parallel C_3$  від кута повороту поляризатора для різних значень розігрівуючого поля. (Значення поля вказані на рисунку біля кривих)

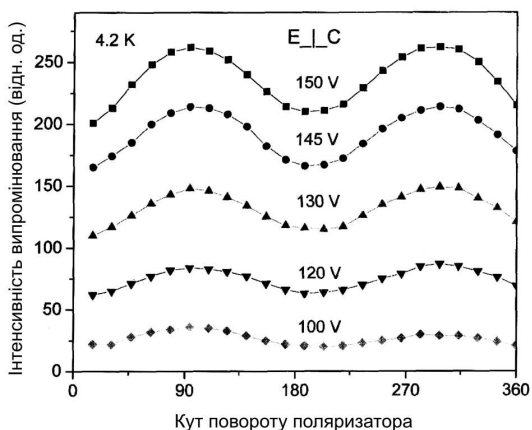


Рис. 3. Залежність випромінювання зразка  $p\text{-Te} \perp C_3$  від кута повороту поляризатора для різних значень розігрівуючого поля

тної хвилі). Оскільки поляризатор пропускає тільки перпендикулярну до його штрихів електричну складову хвилі, то як видно із рис. 4,а, у випадку зразків першого типу (коли розігрівуюче носії електричне поле, вісь  $C_3$  і штрихи паралельні між собою) кути на рис. 2 і в теоретичній формулі (13) зміщені один відносно одного на  $\pi/2$ . В той самий час у зразків другого типу (розігрівуюче поле і вісь  $C_3$  перпендикулярні між собою) кути на рис. 3 і в теорії (13) збігаються (як це можна бачити на рис. 4,б). При цьому при куті  $\varphi = 0$  маємо мінімум. Це узгоджується з формулою (13). Якщо в цій формулі перейти до подвійного кута, то із (13) отримуємо

$$W^{(-)} = \frac{1}{2} \{ a_{\perp} + a_{\parallel} + (a_{\parallel}^{-} a_{\perp}) \cos 2\varphi \} d\Omega. \quad (22)$$

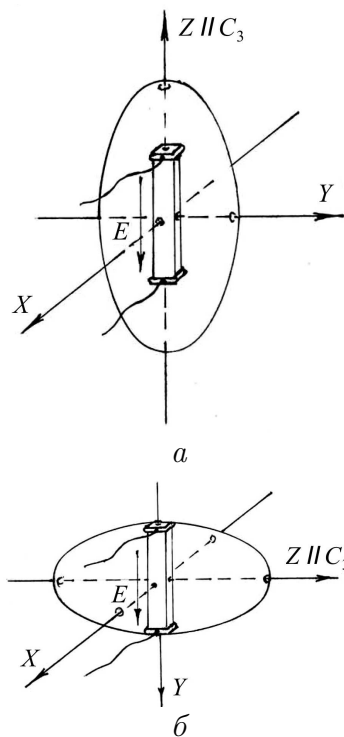


Рис. 4. Зразки  $p\text{-Te}$  та їх орієнтація відносно кристалографічної осі  $C_3$ : а – зразок, вирізаний вздовж осі  $C_3$ ; б – зразок, вирізаний перпендикулярно осі  $C_3$

Звідси видно, що умові  $a_{\perp}/a_{\parallel} > 1$  відповідає мінімум при  $\varphi = 0$ .

Із (10) і (11) отримуємо

$$\frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} = \frac{\frac{1}{b_0^3} \left[ b_0 + (1 - b_0^2) \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right]}{2 \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \left[ -\frac{1}{1+b_0^2} + \frac{1}{b_0} \operatorname{arctg} \frac{1}{b_0} \right]}. \quad (23)$$

Для  $p\text{-Te}$  маємо  $m_{\parallel} = 0,26 m_0$ ,  $m_{\perp} = 0,11 m_0$ ,  $\chi_{\parallel} = 56$ ,  $\chi_{\perp} = 33$ .

Отже,  $b_0^2 \equiv \frac{m_{\perp} \chi_{\perp}}{m_{\parallel} \chi_{\parallel} - m_{\perp} \chi_{\perp}} \approx 0,35$  і отримуємо  $\frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} \approx 7$ .

Звідси видно, що і в теорії, і в експерименті отримуємо мінімум при  $\varphi = 0$ . А отже положення мінімумів і максимумів у теорії і експерименті збігаються. Отже, теорія вірно передбачає періодичний характер поляризаційних залежностей спонтанного випромінювання гарячих дірок в  $p\text{-Te}$  і вірно дає положення максимумів і мінімумів цього випромінювання.

Цікаво було б мати не тільки якісне, а і кількісне зіставлення теорії і експерименту. Але, на жаль,

поки що це не можливо зробити. По-перше, вираз (13) дає спектральний розподіл інтенсивності випромінювання в той час як в експерименті вимірюється інтегральне значення випромінювання в заданому діапазоні частот. Тому для кількісного зіставлення необхідно було б заінтегрувати вираз (10) по заданому (в експерименті) діапазону частот. Така процедура перенормує коефіцієнти  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$  у виразі (13). При інтегруванні по частоті потрібно було б для кожного значення розігрівачого поля знаходити температуру гарячих носіїв  $\theta_p$ . Це окрема велика задача.

По-друге, сам вираз для  $\theta_p$  може змінюватись зі збільшенням електричного поля завдяки включенню нових механізмів релаксації.

Проте, кутова залежність спонтанного випромінювання гарячих носіїв у формі (13) має більш універсальний характер, який визначається, в першу чергу, законом дисперсії (1). Від механізмів розсіяння при заданому законі дисперсії залежать лише конкретні значення параметрів  $a_{\perp}$  і  $a_{\parallel}$  в (13).

#### 4. Висновки

У роботі теоретично і експериментально отримані періодичні кутові залежності інтенсивності ТГ-випромінювання гарячих носіїв заряду в  $p$ -Те. Ця кутова залежність випромінювання визначається в  $p$ -Те кутом між кристалографічною віссю  $C_3$  і ортом поляризації. Показано, що періодичний характер і положення мінімумів і максимумів інтенсивності випромінювання збігаються в теорії і експерименті. Поляризаційні залежності випромінювання гарячих носіїв заряду зумовлені анізотропією їх закону дисперсії, а також анізотропією діелектричної проникності.

1. В.М. Бондар, О.Г. Сарбей, П.М. Томчук, ФТТ 1540 (2002).
2. В.М. Бондар, Н.Ф. Чорноморець, УФЖ 48, 51 (2003).
3. П.М. Томчук, В.М. Бондар, УФЖ 53, 668 (2008).
4. Т.Н. Mendum and R.N. Dexter, Bull. Amer. Phys. Soc. 9, 632 (1961).
5. Р.В. Парфеньев, А.М. Погарский, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт, ФТТ 4, 3596 (1962).
6. П.М. Томчук, УФЖ 49, 682 (2004).

7. М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт, ЖЭТФ 57, 1479 (1969).
8. M.S. Bresler, D.S. Mashovets, Phys. Stat. Sol. 39, 421 (1970).
9. А.С. Дубинская, И.И. Фарбштейн, ФТТ 8, 1884 (1966).
10. П.М. Горлей, П.М. Томчук, В.А. Шендеровський, УФЖ 20, 705 (1975).
11. П.М. Горлей, В.С. Радченко, В.А. Шендеровський, Процессы переноса в теллуре (Наук. думка, Київ, 1987).
12. А.С. Давыдов, Квантовая механика (Изд. ф.-м. лит., Москва, 1963).
13. И.М. Дыкман, П.М. Томчук, Явления переноса и флуктуации в полупроводниках (Наук. думка, Київ, 1980).

Одержано 27.06.12

П.М. Томчук, В.М. Бондар, Л.С. Солончук

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ  
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧИМИ  
НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В  $p$ -Те

Резюме

В работе теоретически и экспериментально исследованы поляризационные зависимости терагерцового излучения горячих носителей заряда в  $p$ -Те. Показано, что угловые зависимости спонтанного излучения горячих носителей обусловлены анизотропией их закона дисперсии и анизотропией диэлектрической проницаемости. Установлено, что поляризационные зависимости излучения характеризуются углом между кристаллографической осью  $C_3$  в  $p$ -Те и ортом поляризации и эти зависимости носят периодический характер.

П.М. Tomchuk, V.M. Bondar, L.S. Solonchuk

POLARIZATION DEPENDENCES OF TERAHERTZ  
RADIATION EMITTED BY HOT CHARGE  
CARRIERS IN  $p$ -Te

Summary

Polarization dependences of terahertz radiation emitted by hot charge carriers in  $p$ -Te have been studied both theoretically and experimentally. The angular dependences of spontaneous radiation emission by hot carriers was shown to originate from the anisotropy of their dispersion law in and the anisotropy of dielectric permittivity of the tellurium crystal. The polarization dependences of radiation were found to be determined by the angle between the crystallographic axis  $C_3$  in  $p$ -Te and the polarization vector; they were found to have a periodic character.