

Константи електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів в *n*-Ge

С.В. Луцьов*, О.В. Бурбан

Луцький національний технічний університет, вул. Львівська, 75, 43018 Луцьк, Україна

(Одержано 10.10.2013; опубліковано online 06.04.2014)

Досліджено розсіяння електронів в чотирьох, двох та однодолинній L_1 моделі зони провідності монокристалів германію. На основі теорії анізотропного розсіяння та одержаних експериментально температурних залежностей питомого опору для чотирьохдолинної L_1 моделі знайдено константи електрон-фононої взаємодії для оптичних $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинних фононів $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ еВ/см в *n*-Ge. Показано, що в чотирьохдолинній L_1 моделі зони провідності *n*-Ge крім розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах домішки необхідно враховувати також розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. Для двох та однодолинної L_1 моделі домінуючим є розсіяння електронів на акустичних фононах.

Ключові слова: Внутрідолинне та міждолинне розсіяння, Константи електрон-фононої взаємодії, Еліпсоїд обертання, Тензор ефективної маси, L_1 модель зони провідності монокристалів *n*-Ge.

PACS numbers: 72.10. – d, 72.20.Fr

1. ВСТУП

Германій завжди був і залишається одним з провідних матеріалів сучасної напівпровідникової техніки. Він використовується для виготовлення діодів, тріодів, кристалічних детекторів і силових випрямлячів. Монокристалічний германій застосовується також в дозиметричних приборах і приладах, що вимірюють напруженість постійних і змінних магнітних полів, в інфрачервоній техніці для виробництва детекторів інфрачервоного випромінювання, що працюють в області 8-14 мкм, пікосекундній оптоакустиці [1, 2]. Сучасні дослідження в галузі нанотехнологій показують, що германій також є перспективним матеріалом для потреб наноелектроніки. Так використання наноструктур із самоіндукованими Ge/Si нанострівцями відкриває нові перспективи для розвитку опто- та наноелектроніки [3]. Масиви Ge (GeSi) квантових точок з успіхом можуть бути застосовані для виготовлення фотодетекторів для ближнього інфрачервоного діапазону та світловипромінюючих діодів для цієї ж спектральної області [4]. Конструювання ж на основі германію даних електронних приладів з необхідними характеристиками вимагає знань про параметри зонної структури матеріалу, механізмів розсіяння носіїв заряду, досліджень різних кінетичних та оптичних ефектів. Проста теорія розсіяння електронів в *n*-Ge та *n*-Si дає степеневий закон $\mu \sim T^{3/2}$, що відповідає розсіянню на акустичних фононах. Але даний закон, як правило, на експерименті в *n*-Ge і особливо в *n*-Si не виконується. Така неузгодженість теорії та експерименту пояснюється додатковим механізми розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. Взаємодія електронів з міждолинними фононами відіграє важливу роль для непрямозонних оптичних переходів, пов'язаних з гарячими електронами [5], впливає на низькочастотні флуктуації електричного струму [6]. Міждолине розсіяння в *n*-Si на сьогодні, на відміну від *n*-Ge, є достатньо добре вивченим, оскільки воно є вже досить ефективним при температурах $T > 100$ К [7].

Основними параметрами, які характеризують розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах, є константи електрон-фононої взаємодії. В літературі на даний час міститься досить мало відомостей про дані параметри в *n*-Ge. Причому теоретичні розрахунки з використання констант електрон-фононої взаємодії, визначених певним методом, як правило, не завжди узгоджуються з експериментальними результатами неспоріднених досліджень, тому й потребують постійних уточнень [8].

2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Для вивчення особливостей електрон-фононої взаємодії в *n*-Ge нами досліджувалось розсіяння електронів в чотирьох, двох та однодолинній L_1 моделі зони провідності монокристалів германію. Для недеформованих монокристалів *n*-Ge зона провідності буде складатись з чотирьох ізоенергетичних поверхонь, які являють собою еліпсоїди обертання [9]. Двохдолинну та однодолинну L_1 модель в широкому температурному інтервалі можна отримати при сильному одновісному тискові $P \sim 1,8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [110] та [111] відповідно [10]. На рис. 1-3 наведено температурні залежності питомого опору для вище вказаних моделей зони провідності монокристалів *n*-Ge легованих домішкою сурми концентрацією $N_d = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Як показують результати даних експериментальних досліджень для чотирьохдолинної L_1 моделі, питомий опір змінюється за законом $\rho \sim T^{1,66}$, а для двох та однодолинної – $\rho \sim T^{3/2}$. Така різниця в температурних залежностях питомого опору монокристалів *n*-Ge при переході від чотирьох до двох та однодолинної L_1 моделі зони провідності очевидно пов'язана із зміною вкладу при одновісному тискові різних механізмів розсіяння електронів. Поряд з розсіянням електронів на акустичних фононах та іонах домішки в *n*-Ge можливими також є розсіяння на

* luniovsr@mail.ru

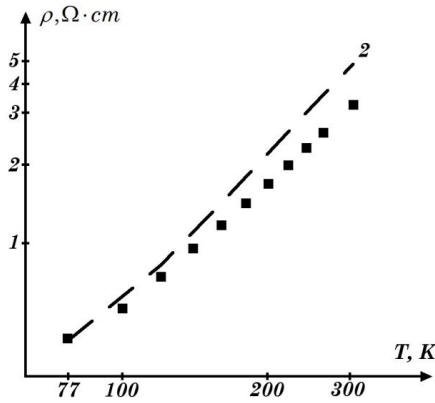


Рис. 1 – Температурна залежність питомого опору для чотирьохдолинної L_1 моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації роботи [11]

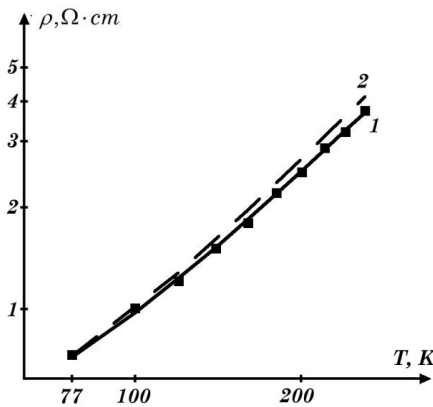


Рис. 2 – Температурна залежність питомого опору для двоходолинної L_1 моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації роботи [11]

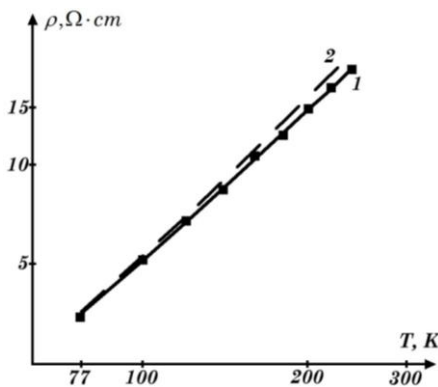


Рис. 3 – Температурна залежність питомого опору для однодолинної L_1 моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації роботи [11]

оптичних фононах, яке спричинене взаємодією електронів з фононами, частоти яких відповідають температурі $T_{C1} = 430$ К (внутрідолинне розсіяння) та міждолинне розсіяння на акустичних фонони з характеристичною температурою $T_{C2} = 320$ К [11].

3. ТЕОРЕТИЧНІ РОЗРАХУНКИ ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ДЛЯ ЧОТИРЬОХ, ДВОХ ТА ОДНОДОЛИННОЇ L_1 МОДЕЛІ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЮ

Для кількісного ж трактування відносного вкладу різних механізмів розсіяння в n -Ge нами було проведено теоретичні розрахунки даних температурних залежностей питомого опору на основі теорії анізотропного розсіяння [12] (Рис. 1-3, штрихові криві 2).

Міждолинне розсіяння електронів та розсіяння електронів на оптичних фононах описується скалярним часом релаксації τ_j [11]:

$$1/\tau_j = a_j \phi_j, \tag{1}$$

де

$$a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho \hbar^2 (kT_{Cj})^{1/2}} \left(\frac{T}{T_{Cj}} \right)^{1/2},$$

$$\phi_j(x) = \frac{1}{e^{T_{Cj}/T} - 1} \left[\left(x + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} + e^{T_{Cj}/T} \theta(x; \frac{T_{Cj}}{T}) \left(x - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} \right],$$

m_d^j – ефективна маса густини станів для електронів зони провідності, Ξ_j – константа міждолинного або оптичного деформаційного потенціалу; ρ – густина кристалу; T_{Cj} – температура j -ого міждолинного або оптичного фонона; $x = \epsilon kT$ – зведена енергія електрона; $\theta(x; T_{Cj}/T)$ – ступінчаста функція.

Для міждолинного розсіяння

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} (Z_j - 1), \tag{2}$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді j -типу; Z_j – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -типу.

Для внутрідолинного розсіяння електронів на оптичних фононах

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} Z_j^{2/3}. \tag{3}$$

Для ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обергання, рухливість носіїв заряду в довільному напрямку можна визначити із співвідношення [13]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \tag{4}$$

де θ – кут між розглядуваним напрямком і головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} і μ_{\parallel} – рухливість носіїв заряду поперек і вздовж осі еліпсоїда.

Тоді, згідно з (4), для чотирьохдолинної L_1 моделі зони провідності

$$\mu = \frac{1}{3}\mu_{\parallel} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}, \quad (5)$$

для двохдолинної

$$\mu = \frac{2}{3}\mu_{\parallel} + \frac{1}{3}\mu_{\perp}, \quad (6)$$

а для однодолинної

$$\mu = \mu_{\parallel}. \quad (7)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння запишемо вирази для τ_{\parallel} та τ_{\perp} в умовах змішаного розсіяння на акустичних фононах та іонах домішки [12]:

$$\begin{aligned} \Phi_{1a} = 1 + \frac{1+\beta^2}{\beta^2} \left(2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1+\beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1+\beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left((1+\beta^2) \left(1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5+3\beta^2) \alpha \right) + \right. \\ \left. + \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left(-13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1+\beta^2)}{\beta^3} (5+\beta^2) \alpha \right) \right) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{0a} = 1 + \frac{2(1+\beta^2)}{\beta^2} \left(1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1+\beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \cdot \left((1+\beta^2) \left(1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1+\beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \right. \\ \left. + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left(2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5+3\beta^2) \alpha \right) \right) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left(\left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1+\beta^2) + 2L(\alpha) + \frac{\beta\gamma^2}{2} \left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} + \frac{\alpha(\beta^2+1)}{\beta} \right) \right) \quad (14)$$

$$\Phi_{1i} = \frac{3}{4\beta^3} \left(\left((1-\beta^2)\alpha - \beta \right) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2-1)L(\alpha) - 2\beta^2\alpha - (\beta^2-1)\alpha \ln(1+\beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1+3\beta^2) + \alpha(3\beta^4+2\beta^2-1)) \right) \quad (15)$$

де $\alpha = \arctan \beta$, $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 N}{2m_{\perp} \epsilon k T}}$,

$L(\alpha) = -\int_0^{\alpha} \ln \cos \phi d\phi$ – функція Лобачевського, N –

концентрація домішки.

Тоді в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на акустичних фононах, іонах домішки, оптичних та міждолинних фононах вирази для компонент тензора часів релаксації можна представити так:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (16)$$

де $\tau_{\parallel}^{a,i}$, $\tau_{\perp}^{a,i}$, τ_1 , τ_2 – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах та іонах домішки; τ_1 , τ_2 – часи релаксації для міждолинного розсіяння та розсіяння на оптичних фононах.

Компоненти тензорів рухливості можна виразити

$$\tau_{\parallel}^{a,i} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{kT}^{3/2}} \cdot \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp}^{a,i} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{kT}^{3/2}} \cdot \frac{x^{3/2}}{x^2 + b_1}, \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} a_{\parallel} &= \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \\ a_{\perp} &= \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{kT}^{3/2} \tau_{0i}(kT)}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1i}}{\sqrt{kT}^{3/2} \tau_{0i}(kT)}, \quad (10)$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{3/2}}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (11)$$

через компоненти тензорів часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad \mu_{\perp} = \frac{e}{m_{\perp}} \langle \tau_{\perp} \rangle. \quad (17)$$

Тоді остаточно вирази для компонент тензора часів релаксації матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} \langle \tau_{\parallel} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} \tau_{\parallel} \\ \langle \tau_{\perp} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} \tau_{\perp} \end{aligned}, \quad (18)$$

Питомий опір монокристалів n -Ge легко виражається через рухливість та концентрацію електронів:

$$\rho = \frac{1}{en\mu}. \quad (19)$$

Тоді на основі (19), з врахуванням виразів (1-18), можна отримати температурні залежності питомого

опору для чотирьох, двох та однодолинної L_1 моделі зони провідності монокристалів n -Ge. Для цього потрібно використати всі відомі і надійно встановлені параметри L_1 -мінімуму, до яких належать компоненти тензорів деформаційного потенціалу та ефективної маси ($\Xi_d = -6,4$ еВ, $\Xi_u = 16,4$ еВ, $m_{\square} = 1,58m_0$, $m_{\square} = 0,082m_0$)

[9]. Також для розглядуваних нами механізмів розсіяння додатково необхідно мати ще й значення констант взаємодії електронів з оптичними фононами, які відповідають характеристичній температурі $T_{C1} = 430$ К, та міждолинними фононами з температурою $T_{C2} = 320$ К (константи оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу). Вперше дані константи $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8$ еВ/см та $\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8$ еВ/см були знайдені на основі методу Монте-Карло в роботі [11].

Відповідні температурні залежності питомого опору n -Ge з використанням даних параметрів представлено на Рис. 1-3 (штрихові криві 2). Як показують дані розрахунки для чотирьохдолинної L_1 моделі, питомий опір змінюється за законом $\rho \sim T^{1,9}$, для двохдолинної $\rho \sim T^{1,55}$ та однодолинної $\rho \sim T^{1,63}$, що

не узгоджується з відповідним експериментальним залежностям. Така розбіжність експериментальних залежностей з теоретичними пояснюється недостатньо точними значеннями констант оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу, що, як було зазначено вище, вимагає уточнення.

4. ВИЗНАЧЕННЯ КОНСТАНТ ЕЛЕКТРОН-ФОНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ

Згідно з виразами (1-19), компоненти тензора часу релаксації, а отже й питомий опір залежать від констант оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу.

Враховуючи вирази (1), (5), (8), (17-19) та експериментальні значення питомого опору для двох різних температур, наприклад, для чотирьохдолинної L_1 моделі зони провідності n -Ge (рис. 1, крива 1), отримуємо систему рівнянь для відшукування даних констант:

$$\begin{cases} \frac{4e^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_{\square 0}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) + \frac{2}{m_{\perp 0}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) \right] = \rho(T_1), \\ \frac{4e^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_{\square 0}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) + \frac{2}{m_{\perp 0}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) \right] = \rho(T_2), \end{cases} \quad (20)$$

де

$$f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) = \frac{\sqrt{k} T_1^{3/2}}{a_{\square}} \frac{x^2 + b_0}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_1) \cdot \phi(T_{Cj}; T_1), \quad (21)$$

$$f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) = \frac{\sqrt{k} T_2^{3/2}}{a_{\perp}} \frac{x^2 + b_1}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_2) \cdot \phi(T_{Cj}; T_2). \quad (22)$$

У виразах (21) та (22) випадок $j = 1$ відповідає оптичним фононам з характеристичною температурою $T_{C1} = 430$ К та константою оптичного деформаційного потенціалу Ξ_{430} , а $j = 2$ – міждолинним фононам з характеристичною температурою $T_{C2} = 320$ К та константою міждолинного деформаційного потенціалу Ξ_{320} .

Розв'язок системи рівнянь (20) дає наступні значення констант електрон – фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів в n -Ge: $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ еВ/см та $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ еВ/см. Теоретичні розрахунки температурних залежності питомого опору для двох та однодолинної L_1 моделі зони провідності монокристалів n -Ge (рис. 2 та рис. 3, суцільні криві 1) з використанням даних констант добре узгоджуються з одержаними експериментальними результатами.

5. ВИСНОВКИ

Отже, для чотирьохдолинної L_1 моделі зони провідності n -Ge немало важливим є розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. Для двох та однодолинної L_1 моделі домінуючим для досліджуваної концентрації домішки буде розсіяння електронів на акустичних фононах. Використання знайдених нами на основі теорії анізотропного розсіяння констант електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів дозволяє теоретично добре описати особливості розсіяння електронів в n -Ge та інтерпретувати одержані експериментальні результати.

Константы электрон-фононного взаимодействия для оптических и междолинных фононов в *n*-Ge

С.В. Лунёв, О.В. Бурбан

Луцкий национальный технический университет, ул. Львовская, 75, 43018 Луцк, Украина

Исследовано рассеяние электронов в четырёх-, двух и однодолинной L_1 модели зоны проводимости монокристаллов германия. На основании теории анизотропного рассеяния и полученных экспериментально температурных зависимостей удельного сопротивления для четырёхдолинной L_1 модели найдены константы электрон-фононного взаимодействия для оптических $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eV/cm и междолинных фононов $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eV/cm в *n*-Ge. Показано, что в четырёхдолинной L_1 модели зоны проводимости *n*-Ge кроме рассеяния электронов на акустических фононах и ионах примеси необходимо учитывать также рассеяние электронов на оптических и междолинных фононах. Для двух и однодолинной L_1 модели доминирующим есть рассеяние электронов на акустических фононах.

Ключевые слова: Внутриволинное и междолинное рассеяние, Константы электрон-фононного взаимодействия, Эллипсоид вращения, Тензор эффективной массы, L_1 модель зоны проводимости монокристаллов *n*-Ge.

Constants of Electron-Phonon Interaction for Optical and Intervalley Phonons in *n*-Ge

S.V. Luniov, O.V. Burban

Lutsk National Technical University, 75, Lvivska Str., 43018 Lutsk, Ukraine

The electron scattering in case four-ellipsoidal, two-ellipsoidal and single-ellipsoidal L_1 -model of conduction band of Germanium is investigated. The constants of electron-phonon interaction for optical $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eV/cm and intervalley phonon $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eV/cm on base of the theory of anisotropy scattering and experimental temperature dependences resistivity are defined. The scattering by optical and intervalley phonon is significant in four-ellipsoidal L_1 -model of conduction band of *n*-Ge is shown. The scattering by acoustic phonons is dominated in two and single-valley L_1 -model.

Keywords: Intravalley and Intervalley scattering, Constant of electron-phonon interaction, Ellipsoid of revolution, Effective mass tensor, L_1 model of conduction band of germanium crystal.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.A. Selezenev, A.Yu. Aleinikov, P.V. Ermakov, N.S. Ganchuk, S.N. Ganchuk, R.E. Jones, *Phys. Solid State* **54** No 3, 462 (2012).
2. Н.В. Чигарев, Д.Ю. Парашук, *Труды VI Всероссийской школы-семинара «Люминесценция и сопутствующие явления», 194* (Иркутск: 2000).
3. D.N. Lobanov, A.V. Novikov, K.E. Kudryavtsev, D.V. Shengurov, Yu.N. Drozdov, A.N. Yablonskiy, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik, N.D. Zakharov, P. Werner, *Semiconductors* **43**, 313 (2009).
4. S. Tong, J. Liu, L.J. Wan, K.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1189 (2002).
5. Ю Пятер, М Кардона, *Основы физики полупроводников* (М.: ФИЗМАТЛИТ: 2002).
6. С.В. Мелконян, А.В. Сурмалян, *Известия НАН Армении, Физика* **45**, №6, 440 (2010).
7. A.V. Fedosov, S.V. Luniov, S.A. Fedosov, *Semiconductors* **44**, 1263 (2010).
8. М. Аше, З.С. Грибников, В.В. Митин, О.Г. Сарбей, *Горячие электроны в многодолинных полупроводниках* (Киев: Наук. Думка: 1982)
9. П.И. Баранский, В.П. Ключков, И.В. Потыкевич, *Полупроводникова электроника* (К.: Наукова думка: 1975)
10. П.Н. Баранский, В.В. Коломоец, А.В. Федосов, *ФТП* **15**, 698 (1981).
11. W. Fawcett, E.G.S. Paige, *J. Phys. C: Solid State Phys* **1.4**, 1801 (1971).
12. П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский, В.В. Коломоец, *Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках* (К.: Наукова думка, 1977).
13. Г.Л. Бир, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М.: Наука: 1972).