

Локальне розсіяння електронів на дефектах кристалічної ґратки в InSb та InN

О.П. Малик*¹

Національний університет «Львівська політехніка», кафедра напівпровідникової електроніки,
пл. Св. Юра, 1, 79013 Львів, Україна

(Одержано 15.02.2016, опубліковано online 21.06.2016)

У представленій роботі розглядається взаємодія електронів з дефектами ґратки, які характеризуються потенціалом лімітованого радіусу дії, в кристалах антимоніду та нітриду індію. Концентрація домішок в досліджених кристалах n -InSb складала $(1+8) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а в зразку n -InN $\sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В рамках аналітичного розв'язку стаціонарного кінетичного рівняння Больцмана, використовуючи принцип близькодії, встановлено температурні залежності рухливості електронів, фактору Холла та термоелектрорушійної сили в антимоніді індію в температурному діапазоні 8-700 К. Для кристалу нітриду індію представлено залежності рухливості електронів та фактору Холла від температури в діапазоні 4.2-560 К.

Ключові слова: Дефекти ґратки, Антимонід індію, Нітрид індію.

DOI: 10.21272/jnep.8(2).02018

PACS number: 72.20.Dp

1. ВСТУП

Антимонід та нітрид індію знаходять широке застосування в оптоелектронних приладах. Зокрема, InSb є базовим матеріалом для виробництва інфрачервоних детекторів. З іншого боку, InN знаходиться у фокусі обширних досліджень електричних та оптичних властивостей, що пов'язано з потенціальним застосуванням цього матеріалу в лазерних діодах та приладах, які працюють при високих температурах та потужностях. Тому прогнозування параметрів приладів, які базуються на цих матеріалах, вимагає більш детального вивчення характеристик цих напівпровідників. В роботах [1-7] досліджувалися явища переносу у вищезазначених матеріалах, де аналіз експериментальних даних проводився на основі далекодіючих моделей розсіяння – методом Монте-Карло [6], варіаційним методом [4] та в наближенні часу релаксації [3, 5, 7]. В пропонованій роботі аналіз експериментальних даних проводиться з викори-

станням близькодійних моделей розсіяння носіїв заряду, які були представлені в [8-11] для опису явищ переносу в напівпровідникових структурах сфалериту та вюртциту. Такий підхід не містить суперечностей, що лежать в основі далекодіючих моделей розсіяння і, як буде встановлено нижче, дозволяє більш адекватно описати фізичну реальність в порівнянні з далекодіючими моделями. Метою цієї роботи є опис локальної взаємодії електрона з точковими дефектами різного типу в антимоніді та нітриді індію.

2. ТЕОРІЯ

В напівпровіднику з структурою цинкової обманки ймовірність зміни стану електрона при взаємодії з різними типами точкових дефектів – полярні (ПО) та неполярні (НПО) оптичні фонони, п'єзооптичні (ПОП) та п'єзоакустичні (ПАК) фонони, акустичні (АК) фонони, іонізовані домішки (ІД) та центри статичної деформації (СД) – приймає форму [8, 9]:

$$W_{ПО}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{64 \pi^7 \gamma_{ПО}^{10} e^4}{225 \varepsilon_0^2 \alpha_0^4 G} \frac{M_{In} + M_{Sb}}{M_{In} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} [N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO})] + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})] \right\}, \quad (1)$$

$$W_{НПО}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 E_{НПО}^2}{288 \alpha_0^2 G} \frac{M_{In} + M_{Sb}}{M_{In} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} [N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO})] + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})] \right\}, \quad (2)$$

$$W_{ПОП}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \left(\frac{32}{75} \right)^2 \frac{\pi^9 e^2 e_{14}^2 \gamma_{PZ}^{10}}{\varepsilon_0^2 G} \frac{M_{In} + M_{Sb}}{M_{In} M_{Sb}} \left\{ \frac{1}{\omega_{LO}} N_{LO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{LO}) + (N_{LO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{LO}) \right\} + \frac{2}{\omega_{TO}} [N_{TO} \delta(\varepsilon' - \varepsilon - \hbar \omega_{TO}) + (N_{TO} + 1) \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar \omega_{TO})], \quad (3)$$

$$W_{ПАК}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{128 \pi^7 e^2 e_{14}^2 \alpha_0^2 \gamma_{PZ}^{10} k_B T}{225 \varepsilon_0^2 \hbar G (M_{In} + M_{Sb})} \left(\frac{1}{c_1} + \frac{2}{c_1} \right)^2 \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (4)$$

* omalyk@ukr.net

$$W_{AK}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi^3 k_B T E_{AK}^2}{144 \hbar G (M_{In} + M_{Sb})} \times \left(\frac{1}{c_{||}} + \frac{2}{c_{\perp}}\right) \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (5)$$

$$W_{\Omega}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\pi e^4 Z_i^2 N_{\Omega} \gamma_{\Omega}^4 \alpha_0^4}{2 \varepsilon_0^2 \hbar V} \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (6)$$

$$W_{CD}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{2^5 3^4 \pi^3 C^2 \alpha_0^6 e^2 e_{14}^2 N_{CD}}{V \varepsilon_0^2 \hbar} \frac{1}{q^2} \delta(\varepsilon' - \varepsilon), \quad (7)$$

де M_{In}, M_{Sb} – маси атомів, G – кількість елементарних комірок в об'ємі кристалу, ε_0 – діелектрична стала, e – заряд електрона, k_B – стала Больцмана, \hbar – стала Планка, N_{LO}, N_{TO} – число поздовжніх (LO) та поперечних (TO) фононів з відповідною частотою; e_{14} – компонента п'єзоелектричного тензора, $c_{||}, c_{\perp}$ – поздовжня та поперечна звуку, V – об'єм кристалу, N_{Ω}, N_{CD} – концентрація іонізованих атомів та центрів статичної деформації відповідно, Z_i – кратність іонізації домішки, $E_{AK}, E_{НПО}$ – акустичний та оптичний потенціали деформації відповідно, $\gamma_{ПО}, \gamma_{PZ}, \gamma_{\Omega}$ – підгоночні параметри, що визначають радіус дії близькодіючого потенціалу дефекту ($R = \gamma \alpha_0, 0 \leq \gamma_{ПО}, \gamma_{PZ} \leq 0.86, 0 \leq \gamma_{\Omega} \leq 1$); $q = |\mathbf{k}' - \mathbf{k}|$; $C \approx 0.1$. З виразів (1)-(7) впливає сильна степенева залежність ймовірності розсіяння від підгоночних параметрів $\gamma_{ПО}, \gamma_{PZ}, \gamma_{\Omega}$, що, в свою чергу, сильно обмежує вибір чисельних значень цих величин.

Таблиця 1 – Параметри InSb (сфалерит)

Параметр напівпровідника	Значення
Постійна ґратки, a_0 (м)	6.47937×10^{-10}
Ширина забороненої зони, E_g (еВ)	$0.235 - 2.7 \times 10^{-4} T^2 / (T + 106)^a$
Енергетичний еквівалент матричного елемента, E_p (еВ)	23.2 ^b
Спін-орбітальне розщеплення, Δ (еВ)	0.803 ^c
Густина, ρ (кг/м ³)	5.7747×10^3 ^d
Швидкість звуку, (м/с)	
v_{\perp}	3.77×10^3 ^e
$v_{ }$	2.29×10^3 ^e
Оптичний потенціал деформації, $E_{НПО}$ (еВ)	26.8 ^f
Акустичний потенціал деформації, E_{AK} (еВ)	9.5 ^g
Енергія оптичного фонона, $\hbar\omega_{LO}$ (меВ)	23.6 ^h
$\hbar\omega_{TO}$ (меВ)	22.3 ^h
Компонента п'єзоелектричного тензора, e_{14} (Кл/м ²)	0.071 ⁱ

^a – [12]; ^b – [13]; ^c – [14]; ^d – [15]; ^e – [16]; ^f – [17]; ^g – [18]; ^h – [19]; ⁱ – [20].

Для нітриду індію стабільною фазою існування є структура вюртциту, для якої теорія груп передбачає існування дванадцяти коливальних мод: $\Gamma = 2 A_1 + 2 B_1 + 2 E_1 + 2 E_2$. З групового аналізу випливає, що одна A_1 мода та пара однієї E_1 моди відповідають акустичним коливанням. Другі A_1 та E_1 мода відповідають полярним оптичним коливанням ґратки, решта коливальних мод, що залишилися – $B_1^{(1)}, B_1^{(2)}, E_2^{(1)}, E_2^{(2)}$ – відповідають неполярним оптичним коливанням кристалу. Вирази для вищезазначених механізмів розсіяння (1)-(7) для структури вюртциту представлені в роботах [10, 11]. В цьому випадку при розгляді п'єзоелектричних коливань ґратки використовується п'єзоелектрична стала $E_{PZ||} = 2c_0 / \alpha_0 (e_{13} + 2e_{15} \times c_0 / a) + e_{33}$ для поздовжніх хвиль вздовж c_0 – осі кристалу та $E_{PZ\perp} = 2e_{15}c_0 / \alpha_0$ для поперечних хвиль вздовж c_0 – осі кристалу (α_0, c_0 – сталі ґратки структури вюртциту). Крім вищезазначених механізмів розсіяння в нітриді індію спостерігається також розсіяння на нейтральних дефектах. Ймовірність розсіяння на цьому типі дефекту має вид [10, 11]:

$$W_{ND}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \frac{\gamma_{\Omega} R_1}{2} \frac{20 \pi^2 N_{ND} \hbar^3}{V m^* k'} \delta(\varepsilon' - \varepsilon) \quad (8)$$

де N_{ND} – концентрація нейтральних дефектів, R_1 – радіус дії близькодіючого потенціалу іонізованої домішки, m^* – ефективна маса носія заряду.

Параметри напівпровідників, які використовувалися при розрахунках, представлені в таблицях 1 та 2.

Таблиця 2 – Параметри InN (вюртцит)

Параметр напівпровідника	Значення
Постійна ґратки, a_0 (м)	3.545×10^{-10} a
c_0 (м)	5.703×10^{-10} a
Ширина забороненої зони, E_g (еВ)	$0.69 - 4.1 \times 10^{-4} T^2 / (T + 454)$ b
Ефективна маса електрона (в одиницях m_0)	0.115 a
Густина, ρ (кг/м ³)	6.81×10^3 c
Швидкість звуку, (м/с)	
v_{\perp}	1.21×10^3 c
v_{\parallel}	5.28×10^3 c
Оптичний потенціал деформації, d_0 (еВ)	5.0 d
Акустичний потенціал деформації, E_{AK} (еВ)	2.1 d
Частота оптичних коливань, (рад/с):	
коливання вздовж осі c_0	
$A_1(LO), \omega_{LO}$	1.11×10^{14} e
$A_1(TO), \omega_{TO}$	8.29×10^{13} e
$B_1^{(1)}(LO), \omega_{LO}$	3.77×10^{13} e
$B_1^{(2)}(LO), \omega_{LO}$	1.02×10^{14} e
коливання, перпендикулярні до осі c_0	
$E_1(LO), \omega_{LO}$	1.12×10^{14} e
$E_1(TO), \omega_{TO}$	8.97×10^{13} e
$E_2^{(1)}(TO), \omega_{TO}$	1.64×10^{13} e
$E_2^{(2)}(TO), \omega_{TO}$	9.19×10^{13} e
Компоненти п'єзоелектричного тензора, (Кл/м ²)	
e_{13}	-0.57^f
e_{33}	0.97^f
e_{15}	-0.45^f

a – [21]; b – [22]; c – [23]; d – Оцінка; e – [24]; f – [25].

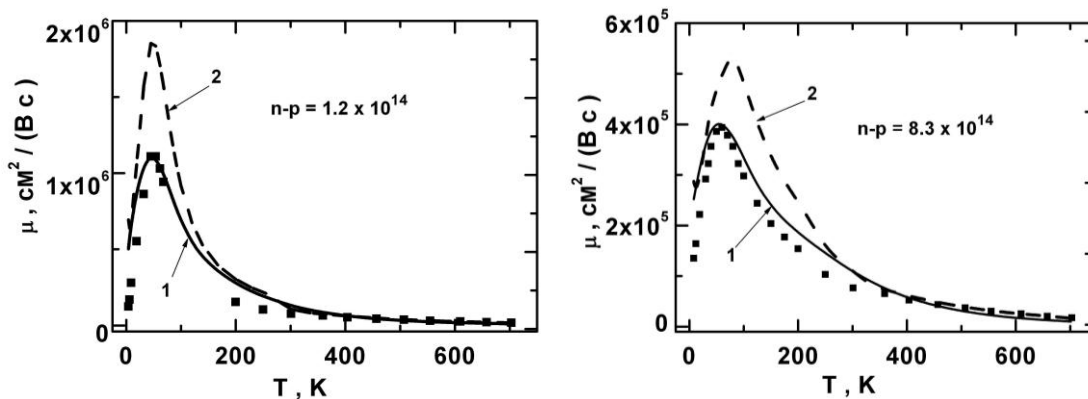


Рис. 1 – Залежність $\mu(T)$ для електронів в кристалах InSb з різною концентрацією дефектів. 1 – близькодійючі моделі розсі- яння; 2 – далекодійючі моделі розсіяння (наближення часу релаксації)

Таблиця 3 – Параметри розсіяння електронів γ в антимоніді індію

$(n-p) \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$	$\mu_{\text{ПО}}$	$\mu_{\text{ПЗ}}$	$\mu_{\text{ІД}}$	$\mu_{\text{СД}} N_{\text{СД}} \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$
1.2	0.65	0.40	1.0	2.0
8.3	0.65	0.40	1.0	6.3

3. ПОРІВНЯННЯ З ЕКСПЕРИМЕНТОМ

Визначення компонентів тензора провідності здійснювалося шляхом аналітичного розв'язку стаціонарного кінетичного рівняння [26]. Під час цієї процедури з'являється ще один параметр $\mu_{\text{СД}} N_{\text{СД}}$, що підганявся під експеримент. При цьому було покладено $\mu_{\text{СД}} = 1$. Положення рівня Фермі в кристалах InSb визначається шляхом чисельного розв'язку рівняння електронейтральності:

$$n - p = N_D - N_A, \tag{9}$$

де N_D, N_A – концентрація донорів та акцепторів відповідно.

Теоретичні криві, які відображали залежність рухливості електронів від температури в антимоніді індію, порівнювалися з даними експерименту робіт [1, 3, 27]. На рис. 1 суцільними лініями представлені криві, отримані з аналітичного розв'язку рівняння Больцмана. Параметри розсіяння електронів для різних механізмів розсіяння, які були отримані в результаті процедури підгонки, представлені в таблиці 3. Штрихові лінії представляють собою залежності, отримані на основі далекодіючих моделей розсіяння (наближення часу релаксації). Видно, що в області високих температур обидва підходи (близькодійчий та далекодіючий) однаково добре співпадають з експериментом. Однак, за низьких температур близькодійчі моделі розсіяння демонструють набагато краще узгодження з експериментом.

Щоб оцінити внесок розсіяння на різних дефектах у загальну рухливість електрона на рис. 2 представлені штриховими лініями відповідні залежності (для зразка з $n-p = 8.3 \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$).

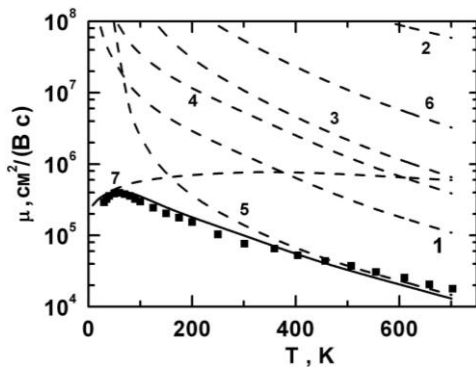


Рис. 2 – Внесок різних механізмів розсіяння в рухливість електронів в кристалі InSb. Суцільна крива – загальний механізм розсіяння, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 – АК, ІД, НПО, ПАК, ПО, ПОП, СД типи розсіяння відповідно

Видно, що при температурах менших 100 К основний внесок у рухливість електрона визначається розсіянням центрами статичної деформації. При температурах вище 100 К внесок у рухливість електрона визначається взаємодією електрона з полярним оптичним фононом, яка є домінуючою. В цьому інтервалі температур АК механізм розсіяння теж відіграє помітну роль. Решта механізмів розсіяння – ПОП та ПАК розсіяння, НПО розсіяння та ІД розсіяння – не дають помітного внеску у рухливість і можуть бути знехтувані.

Визначення параметрів розсіяння електронів дає можливість розрахувати температурну залежність Холл-фактора електронів (див. рис. 3).

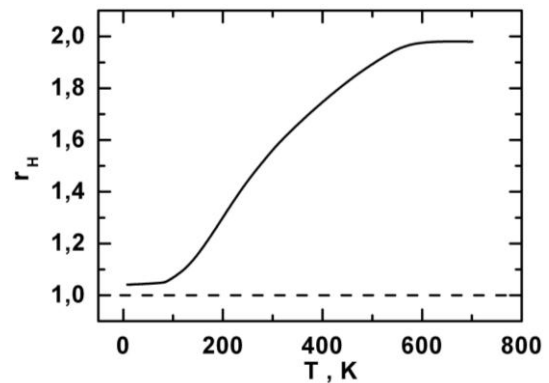


Рис. 3 – Залежність Холл-фактору електронів від температури в антимоніді індію

Видно, що при температурах менших 100 К Холл-фактор змінюється в межах 1 ± 1.05 , що визначається СД-механізмом розсіяння, який домінує за цих температур. За високих температур, де домінуючим є ПО-механізм розсіяння, Холл-фактор може досягнути значень $r_H \approx 2.0$.

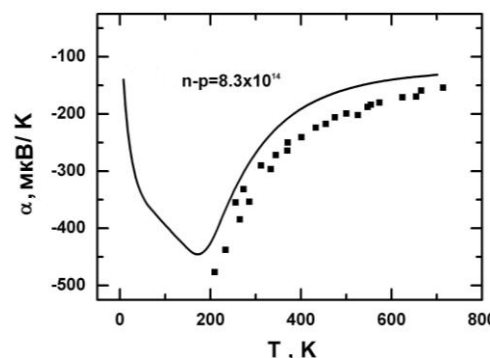


Рис. 4 – Залежність термо-е.р.с. від температури в кристалі InSb (область власної провідності)

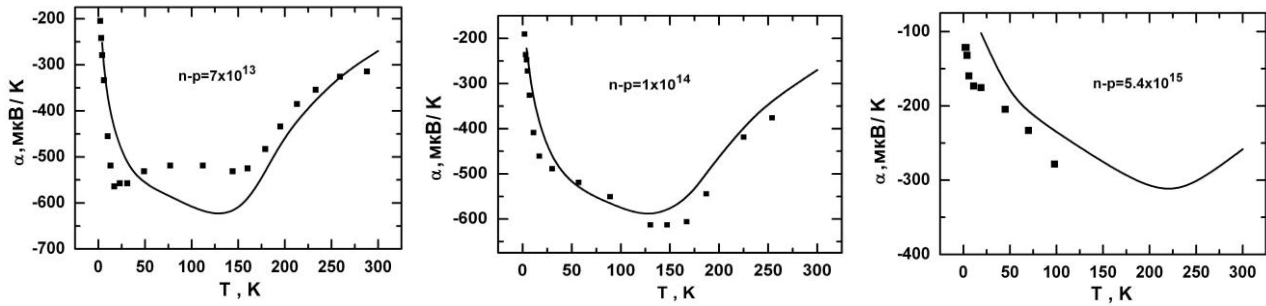


Рис. 5 – Залежність термо-е.р.с. від температури в кристалах InSb (область домішкової провідності)

Теоретичні температурні залежності термоелектричної сили за високих температур (область власної провідності) порівнювалися з експериментальними результатами, отриманими в роботі [18]. З рис. 4 видно, що теорія демонструє достатньо близьке наближення до експерименту. При температурах менших 200 К (область домішкової провідності) теоретичні температурні залежності порівнювалися з експериментальними результатами, отриманими в роботі [2]. З рис. 5 видно, і в цьому випадку спостерігається достатньо добре узгодження теорії з експериментом.

Положення рівня Фермі в кристалі InN визначалося шляхом чисельного розв'язку рівняння електронейтральності:

$$n + N_A = N_D \left[2 \exp\left(\frac{F - E_D}{k_B T}\right) + 1 \right]^{-1} + N_{d0}, \quad (10)$$

де концентрація донорів $N_D = 9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ з енергією активації $E_D = 0.09 \text{ eV}$ та концентрація акцепторів $N_A = 3.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вибиралася згідно результатів роботи [7]. Величина $N_{d0} = 8.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ представляє собою концентрацію додаткових донорів, які утворюють домішкову зону, що утворює спільну смугу енергій з зоною провідності, і яка забезпечує високу провідність за гелієвих температур. Можлива природа цих додаткових донорів в плівках нітриду індію

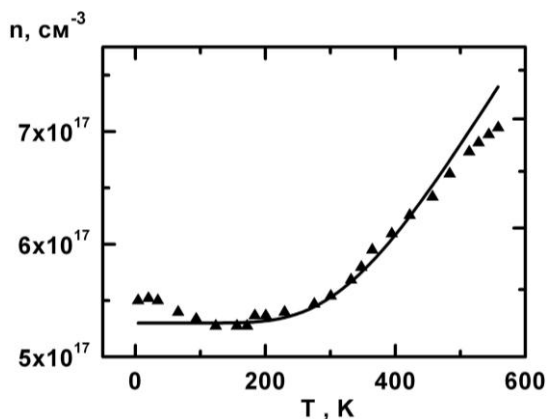


Рис. 6 – Температурна залежність концентрації електронів в кристалі InN

пов'язана з надлишком азоту, який утворює антиструктурний дефект [28]. З представленої на рис. 6 залежності концентрації електронів від температури видно, що теоретична крива добре узгоджується з експериментальними даними у температурному

проміжку 4.2-560 К. Це означає, що рівняння (10) адекватно описує дефектну структуру плівки нітриду індію.

Теоретична крива, яка описувала залежність рухливості електронів від температури в нітриді індію, порівнювалися з даними експерименту роботи [7].

На рис. 7 суцільними лініями представлені криві, отримані в рамках аналітичного розв'язку кінетичного рівняння, де були застосовані близькодючі моделі розсіяння. Штрихові лінії представляють собою криві, які відповідають далекодючим моделям розсіяння (наближення часу релаксації). Як і у випадку InSb видно, що в InN близькодючі моделі розсіяння відрізняються від експерименту не більше, ніж на 15 %, тоді як наближення часу релаксації дає відхилення від експерименту в 2-2.5 рази. Це означає, що опис явищ переносу на основі принципу близькодії більш адекватно відображає процеси розсіяння електронів в кристалі нітриді індію зі структурою вюрциту.

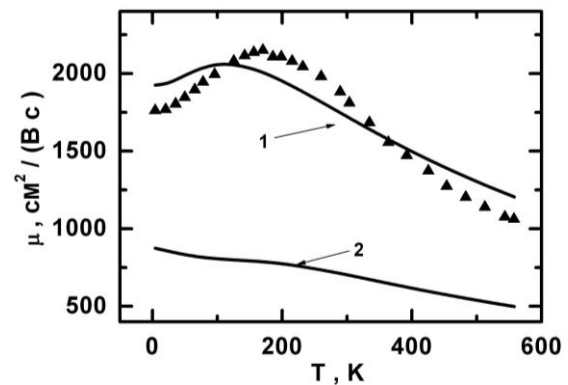


Рис. 7 – Залежність $\mu(T)$ для електронів в кристалі InN. 1 – близькодючі моделі розсіяння; 2 – далекодючі моделі розсіяння (наближення часу релаксації)

Параметри розсіяння електронів, які були отримані в результаті процедури підгонки, для різних типів дефектів представлені в таблиці 4.

Для оцінки внеску розсіяння на різних дефектах у загальну рухливість електрона в кристалі InN на рис. 8 штриховими лініями зображені відповідні залежності. Видно, що у дослідженому проміжку температур домінуючу роль відіграє розсіяння на центрах статичної деформації. При температурах менших 200 К суттєву роль відіграє розсіяння на нейтральних домішках. За високих температур ($T > 200 \text{ K}$) починає відігравати помітну роль АК механізм розсіяння і, дещо менше, розсіяння на полярних оптичних фонах. Решта механізмів розсіяння – розсіяння на

Таблица 4 – Параметры рассеяния электронов γ в нитриде индия

$(n-p) \times 10^{-17} \text{ см}^{-3}$	$\gamma_{\text{ПО}}$	γ_{PZ}	$\gamma_{\text{Д}}$	$\gamma_{\text{СД}} N_{\text{СД}} \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$
5.3-7.4	0.38	0.27	0.22	2.35

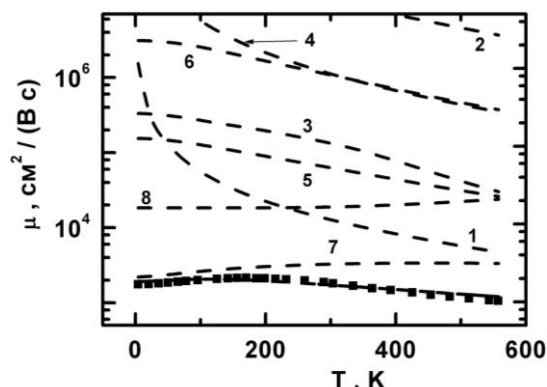


Рис. 8 – Внесок різних механізмів розсіяння в рухливість електронів в кристалі InN. Суцільна крива – загальний механізм розсіяння, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 – АК, ІД, НПО, ПАК, ПО, ПОП, СД, НД механізми розсіяння відповідно

п'єзооптичних та п'єзоакустичних фононах, неполярних оптичних фононах та іонізованих домішок – дають несуттєвий внесок в загальну рухливість електрона і можуть бути знехтувані.

Визначення параметрів розсіяння електронів в InN дає можливість розрахувати температурну залежність Холл-фактора електронів (див. рис. 9). При температурах менших 200 К величина $r_H(T) \approx 1$, що відповідає СД механізму розсіяння. За високих температур ($T > 200$ К) розсіяння визначається декількома механізмами – Холл-фактор збільшується і досягає значення 1.14. Така поведінка Холл-фактора також обумовлена тим, що за низьких температур електронний газ є виродженим.

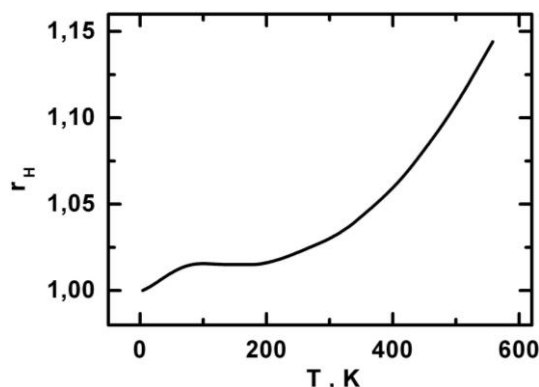


Рис. 9 – Залежність Холл-фактору електронів від температури в нитриді індію

По мірі зростання температури електрони переходять у стан, проміжний між виродженим та невивродженим, а при $T > 400$ К електронний газ стає невивродженим.

4. ВИСНОВКИ

Розглянуто процеси взаємодії електронів з локальним потенціалом дефектів різного типу в кристалі InSb (структура сфалерит) та кристалі InN (структура вюрцит). Порівняння теоретичних кривих з експериментальними даними показує добре узгодження у всьому дослідженому проміжку температур. Встановлено, що близькодійучі моделі розсіяння електронів більш адекватно описують фізичну реальність, ніж далекодійучі моделі.

Локальное рассеяние электронов на дефектах кристаллической решетки в InSb и InN

О.П. Малик

Национальный университет «Львовская политехника», пл. Св. Юрия, 1, 79013 Львов, Украина

В представленной работе рассматривается взаимодействие электронов с дефектами решетки, характеризующихся потенциалом лимитированного радиуса действия, в кристаллах антимонида и нитрида индия. Концентрация примеси в исследуемых кристаллах n -InSb составляла $(1 \div 8) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а в образце n -InN $\sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В рамках аналитического решения стационарного кинетического уравнения Больцмана, используя принцип близкоддействия, установлено температурные зависимости подвижности электронов, фактора Холла и термоэлектродвижущей силы в антимониде индия в температурном диапазоне 8-700 К. Для кристалла нитрида индия представлено зависимости подвижности электронов и фактора Холла в интервале 4.2-560 К.

Ключевые слова: Дефекты решетки, Антимонид индия, Нитрид индия.

The Local Electron Scattering on the Lattice Defects in InSb and InN

O.P. Malyk

Lviv Polytechnic National University, 1, Square of St. George, 79013 Lviv, Ukraine

In proposed paper the interaction of electrons with lattice defects characterized by the potential of the limited action radius in indium antimonide and nitride crystals is considered. The dopant concentration in observed *n*-InSb crystals was $(1\div 8) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and in *n*-InN sample $\sim 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. In the framework of the analytical solution of the stationary kinetic Boltzmann equation using the short-range principle the temperature dependences of electron mobility, Hall factor and thermoelectric power in indium antimonide in the temperature range 8-700 K are calculated. For indium nitride crystal the temperature dependences of electron mobility and Hall factor in the interval 4.2-560 K are presented.

Keywords: Transport phenomena, Indium antimonide, Indium nitride.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. N.G. Yaremenko, V.T. Potapov, V.S. Ivleva, *Sov. Phys. Semicond.* **6**, 1084 (1973).
2. P.V. Tamarin, S.S. Shalyt, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 1186 (1971).
3. *Semiconductors and Semimetals* (Eds. by R.K. Willardson, A.C. Beer) (New York, San Francisco, London: Academic Press: 1975).
4. V.W.L. Chin, T.L. Tansley, T. Osotchan, *J. Appl. Phys.* **75**, 7365 (1994).
5. B.R. Nag, *J. Cryst. Growth* **269**, 35 (2004).
6. S.K. O'Leary, B.E. Foutz, M.S. Shur, U.V. Bhapkar, L.F. Eastman, *J. Appl. Phys.* **83**, 826 (1998).
7. J.S. Thakur, R. Naik, V.M. Naik, D. Haddad, G.W. Auner, H. Lu, W.J. Schaff, *J. Appl. Phys.* **99**, 023504 (2006).
8. O.P. Malyk, *Mater. Sci. Eng. B* **129**, 161 (2006).
9. O.P. Malyk, *phys. status solidi c* **6**, S86 (2009).
10. O.P. Malyk, *Can. J. Phys.* **92**, 1372 (2014).
11. O.P. Malyk, V.M. Rodych, H.A. Ilchuk, *J. Nano- Electron. Phys.* **7** No 3, 03019 (2015).
12. Z.M. Fang, K.Y. Ma, D.H. Jaw, R.M. Cohen, G.B. Stringfellow, *J. Appl. Phys.* **67**, 7034 (1990).
13. *Landolt- Bornstein Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology.* **17a**, (Berlin, Heidelberg, New-York: Springer – Verlag: 1982).
14. S.O. Sari, *Solid State Commun.* **12**, 705 (1973).
15. M.E. Straumanis, C.D. Kim, *J. Appl. Phys.* **36**, 3822 (1965).
16. J.R. Drabble, A.J. Brammer, *Proc. Phys. Soc.* **91**, 959 (1967).
17. A. Blacha, H. Presting, M. Cardona, *phys. status solidi b* **126**, 11 (1984).
18. D.L. Rode, *Phys. Rev. B* **3**, 3287 (1971).
19. K. Aoki, E. Anastassakis, M. Cardona, *Phys. Rev. B* **30**, 681 (1984).
20. G. Arlt, P. Quadflieg, *phys. status solidi b* **25**, 323 (1968).
21. V.W.L. Chin, T.L. Tansley, T. Osotchan, *J. Appl. Phys.* **75**, 7365 (1994).
22. J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K.M. Yu, J.W. Ager, S.X. Li, E.E. Haller, Hai Lu, William J. Schaff *J. Appl. Phys.* **94**, 4457 (2003).
23. H. Morkoc, *Nitride semiconductors and devices* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer: 1999).
24. G. Kaczmarczyk, A. Kaschner, S. Reich, A. Hoffmann, C. Thomsen, D.J. As, A.P. Lima, D. Schikora, K. Lischka, R. Averbeck, H. Riechert, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2122 (2000).
25. I. Vurgaftmana, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2003).
26. O.P. Malyk, *WSEAS, Trans. Math.* **3**, 354 (2004).
27. H.J. Hrostowski, F.J. Morin, T.H. Geballe, G.H. Wheatley, *Phys. Rev.* **100**, 1672 (1955).
28. K.S.A. Butcher, M. Wintrebert-Fouquet, P.P.-T. Chen, T.L. Tansley, H. Dou, S.K. Shrestha, H. Timmers, M. Kuball, K.E. Prince, J.E. Bradby, *J. Appl. Phys.* **95**, 6124 (2004).