

Я.С. Буджак¹, Д.М. Фреїк², О.І. Ільків²

Температурна характеристика провідності легованих напівпровідникових кристалів

¹Національний університет "Львівська політехніка", вул. С. Бандери, 12, м. Львів-13, Україна

²Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника,

вул. Шевченка, 57, Івано-Франківськ, Україна,

E-mail: fcss@pu.if.ua

В роботі аналітично досліджено вплив легування на температурну залежність електропровідності кристала. Розглянута провідність домішкового кристала n-типу провідності в інтервалі температури (20-300) К. Обґрунтований метод, який дає можливість за допомогою температурних характеристик провідності визначити концентрації легуючих домішок N_D , N_A , енергію активації донорів E_D і зробити кількісні висновки про механізми розсіювання та рухливості носіїв струму в досліджуваному кристалі.

Ключові слова: енергія активації, дрейфова рухливість, легування, електропровідність.

Стаття постуила до редакції 23.09.2006; прийнята до друку 15.03.2007.

Відомо, що у відсутності магнітного поля домішкова електропровідність σ ізотропних кристалів описується такою загальною формулою [1]:

$$\sigma = enu_D \quad (1)$$

В цій формулі e – величина заряду електрона, n – концентрація носіїв струму в кристалі, u_D – їх дрейфова рухливість.

В ізотропних кристалах закон дисперсії ізотропний, тобто

$$\varepsilon_{\vec{p}} = \varepsilon(p), \text{ або } p = p(\varepsilon), \text{ де } p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}, \quad (2)$$

а \vec{p} – вектор квазіімпульса носія заряду.

В таких кристалах концентрація носіїв струму та їх дрейфова рухливість і електропровідність дорівнюють

$$n = \left(\frac{8\pi}{3h^3}\right) \int_0^\infty p(\varepsilon)^3 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon$$

$$u_D = \langle u \rangle = \frac{\int_0^\infty p(\varepsilon)^3 u(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon}{\int_0^\infty p(\varepsilon)^3 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon} \quad (3)$$

$$\sigma(T) = en(\mu^*, T)u_D(T, \mu^*) =$$

$$= \left(\frac{8\pi}{3h^3}\right) e \int_0^\infty p(\varepsilon)^3 u(\varepsilon) \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon}\right) d\varepsilon \quad (4)$$

де кутовими дужками $\langle \dots \rangle$ позначено статистичне усереднення.

В цих формулах $f_0 = f_0\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right)$ – функція розподілу Фермі-Дірака, яка описує статистичні властивості носіїв зарядів з хімічним потенціалом μ при температурі T , k – постійна Больцмана, h – постійна Планка, а $u(\varepsilon)$ – функція розсіювання, яка має розмірність рухливості носіїв зарядів в кристалі. Вона описує вплив процесів розсіювання носіїв зарядів на дефектах кристалічної ґратки на кінетичні властивості кристалів і за своїм змістом дорівнює неусередненій рухливості носія заряду.

В ізотропних кристалах з ізотропним пружним розсіюванням носіїв струму функція розсіювання ізотропна і описується такою загальною формулою[2]:

$$u(\varepsilon) = \frac{e\tau}{p} \left(\frac{d\varepsilon}{dp}\right) = \frac{e\tau}{p} \left(\frac{dp}{d\varepsilon}\right)^{-1}, \quad (5)$$

а величина τ в цій формулі називається часом релаксації імпульсів носіїв зарядів підчас їх пружного розсіювання на дефектах кристалічної ґратки і має таке значення:

$$\frac{1}{\tau} = \iiint \left(1 - \frac{\vec{p} \cdot \vec{p}'}{p^2}\right) W(\vec{p}, \vec{p}') dV_{\vec{p}'} \quad (6)$$

де $W(\vec{p}, \vec{p}')$ – квантово-механічна імовірність розсіювання.

В кристалах можуть існувати багато дефектів різної природи.

Дефекти кожної природи характеризуються

свою квантово-механічною імовірністю розсіювання, а отже процеси розсіювання на них описуються характерним часом релаксації і функцією розсіювання u .

Квантово-механічні розрахунки показують, що в ізотропних кристалах для деяких важливих механізмів розсіювання функцію розсіювання U можна описати такою загальною формулою:

$$u(\varepsilon) = u^{(r)}(T) p^{(2r-3)} \left(\frac{d\varepsilon}{dp} \right)^2 = u^{(r)}(T) p^{(2r-3)} \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2} \quad (7)$$

де $u^{(r)}(T)$ відомі для конкретного механізму розсіювання температурні функції, а r називається показником розсіювання і має такі значення: $r=0$ для розсіювання на акустичних фононах; $r=1$ для розсіювання на оптичних фононах при високих температурах вищих від температури Дебая; $r=2$ для розсіювання на іонах домішкових атомів.

Для змішаного розсіювання, коли одночасно існують декілька різних механізмів з відповідними часами релаксації $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots, \tau_n$, загальна функція розсіювання u визначається за формулою

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u(\tau_1)} + \frac{1}{u(\tau_2)} + \dots + \frac{1}{u(\tau_n)} \quad (8)$$

В реальних напівпровідникових кристалах з донорними і акцепторними домішками найбільш імовірними механізмами розсіювання є розсіювання на іонізованих домішках і на теплових коливаннях кристалічної ґратки.

Для такого змішаного розсіювання функція $u(\varepsilon)$, згідно з формулами (7) та (8), дорівнює

$$u(\varepsilon) = \frac{u(\tau_I)}{1 + \frac{u(\tau_I)}{u(\tau_L)}} = u^{(2)} \frac{p(\varepsilon) \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2}}{1 + \frac{u^{(2)}}{u^{(0)}} p(\varepsilon)^4} \quad (9)$$

де $u(\tau_I), u(\tau_L)$ функції, які відповідно описують процеси розсіювання на іонізованих домішках і на теплових коливаннях кристалічної ґратки, а дрейфова рухливість u_D і електропровідність σ , згідно з (3) і (4) описується такими формулами:

$$u_D = u^{(2)} \frac{\int_0^\infty \frac{p(\varepsilon)^4 \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2}}{1 + \frac{u^{(2)}}{u^{(0)}} p(\varepsilon)^4} \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon}{\int_0^\infty p(\varepsilon)^3 \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon} = \left(\frac{8\pi}{3h^3} \right) u^{(2)} \frac{\int_0^\infty \frac{p(\varepsilon)^4 \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2}}{1 + \frac{u^{(2)}}{u^{(0)}} p(\varepsilon)^4} \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon}{n(\mu^*, T)} \quad (10)$$

$$\sigma = \left(\frac{8\pi}{3h^3} \right) e u^{(2)} \int_0^\infty \frac{p(\varepsilon)^4 \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2}}{1 + \frac{u^{(2)}}{u^{(0)}} p(\varepsilon)^4} \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon = \quad (10a)$$

$$= \sigma_0 I_D(\mu^*, T)$$

де

$$\sigma_0 = \left(\frac{8\pi}{3h^3} \right) e u^{(2)}; \quad I_D(\mu^*, T) = \int_0^\infty \frac{p(\varepsilon)^4 \left(\frac{dp}{d\varepsilon} \right)^{-2}}{1 + \frac{u^{(2)}}{u^{(0)}} p(\varepsilon)^4} \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon$$

Для кристала з відомим законом дисперсії (2) і відомими механізмами розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки права частина формули (10a) є відомою функцією температури T і приведеного хімічного потенціала $\mu^* = \frac{\mu}{kT}$.

Тому вона дає можливість за експериментальними значеннями електропровідності $\sigma(T)$ розраховувати приведений хімічний потенціал.

Розглянемо тепер напівпровідниковий кристал з компенсованими домішками в домішковій області n -типу провідності при температурах, коли власні переходи відсутні.

Будемо вважати, що в даному кристалі концентрація донорної домішки дорівнює N_D , енергія іонізації атомів цієї домішки дорівнює E_D , а концентрація компенсуючих акцепторів дорівнює N_A . Крім того будемо вважати, що в кристалі відсутні ефекти екранування носіями струму домішкових атомів. Тоді, як показано в роботах [3,4], рівняння нейтральності при таких умовах спостереження має такий вигляд:

$$Z(\mu^*, T) = n(\mu^*, T) - \frac{N_D}{1 + 2 \exp(E_D^* + \mu^*)} + N_A = 0,$$

$$E_D^* = \frac{E_D}{kT} \quad (11)$$

Аналіз цього рівняння показує, що в загальному випадку воно трансцендентне щодо приведенного хімічного потенціалу μ^* , як кореня рівняння. Через це воно не має загального розв'язку в аналітичній формі. Цей аналіз також показує, що визначений із рівняння (12) хімічний потенціал μ^* в своїй температурній залежності має максимум. Екстремальне значення μ_e^* та значення температури T_e , при якій приведений хімічний потенціал має максимальне значення можна визначити із такої системи рівнянь [1]:

$$\begin{cases} Z(\mu^*, T) = 0 \\ \frac{dZ(\mu^*, T)}{dT} = 0 \end{cases} \quad (12)$$

Аналіз цієї системи трансцендентних рівнянь показує, що вона завжди має розв'язок. Крім того,

якщо $\mu_e^* > 0$ то для кристала завжди існує температура виродження T_B , при якій приведений хімічний потенціал $\mu_e^* = 0$. Цю температуру можна розрахувати із рівняння

$$Z(0, T) = 0, \quad (13)$$

Існування максимуму в температурній залежності хімічного потенціала є характерною ознакою домішкових напівпровідникових кристалів. Проте, як показано в роботах [3,4], рівняння (12), яке приводить до цього максимуму, існує для легованих кристалів, в яких концентрація легуючих домішків відповідає такій умові:

$$(N_D - N_A) < 1.7 \cdot 10^{18} \left(\frac{m_n^*}{m_0} \right)^2 \frac{T}{\chi} \left[\frac{cm^{-3}}{K} \right] \quad (14)$$

де χ – діелектрична плтійна кристала, m_n^* – ефективна маса електронів, m_0 – маса вільного електрона.

Носії струму в кристалах з умовою легування (14) можуть бути

невиродженими або слабко виродженими, а їх приведений хімічний відповідає умові $\mu^* \leq 2$.

Для визначення за експериментальними значеннями електропровідності $\sigma(T)$ параметрів легування N_D, E_D, N_A , розрахуємо за формулою (10а), при температурах $T_1 \div T_3$, приведені хімічні потенціали $\mu_1^* \div \mu_3^*$.

Для цих значень температури і хімічних потенціалів напишемо рівняння нейтральності (11) і таким способом отримаємо систему трьох нелінійних алгебричних рівнянь для визначення трьох невідомих N_D, E_D, N_A .

Цю систему рівнянь в середовищі MathCAD можна розв'язати за допомогою відповідних вчислювальних блоків. Але для цього необхідно задати початкові значення для всіх трьох невідомих, які не повинні сильно відрізнятися від своїх точних значень. А це зробити досить важко. Тому за допомогою цієї системи рівнянь легко можна обґрунтувати одне нелінійне рівняння для визначення E_D і ситему двох лінійних рівнянь для визначення N_D та N_A . Ці рівняння мають такий вид:

$$\frac{n(\mu_3^*, T_3) - n(\mu_1^*, T_1)}{n(\mu_3^*, T_3) - n(\mu_2^*, T_2)} = \frac{f(E_D, \mu_3^*, T_3) - f(E_D, \mu_1^*, T_1)}{f(E_D, \mu_3^*, T_3) - f(E_D, \mu_2^*, T_2)} = 0 \quad (15)$$

$$\begin{cases} N_D f(E_D, \mu_1^*, T_1) - N_A = n(\mu_1^*, T_1) \\ N_D f(E_D, \mu_2^*, T_2) - N_A = n(\mu_2^*, T_2) \end{cases} \quad (16)$$

В цих рівняннях для зручності записів використано таке позначення:

$$f(E_D, \mu_i^*, T_i) = \frac{1}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_D}{kT_i} + \mu_i^*\right)} \quad (17)$$

В середовищі MathCAD величину E_D легко можна визначити з рівняння (15) за допомогою

вчислювальних блоків для нелінійних алгебричних рівнянь. Після цього система рівнянь (16) стає лінійною, її розв'язок тривіальний і його можна легко знайти за допомогою вчислювальних блоків для лінійних систем рівнянь. Цей розв'язок і визначає значення концентрацій домішків N_D та N_A .

Отже, таким способом показано, що температурна залежність електропровідності $\sigma(T)$, для кристалів з відомим ізотропним законом дисперсії (2) і відомими механізмами розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки, дає можливість визначити важливі параметри легування кристала.

Розглянемо тепер кристал з неvirодженими носіями струму, які мають ізотропний параболічний закон дисперсії з ізотропною ефективною масою m^*

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m^*} \quad (18)$$

В цьому випадку загальна формула (3) приводить до такого значення концентрації неvirоджених носіїв струму в домішкових напівпровідникових кристалах [1]:

$$n = n_0(N_D, E_D, N_A, T) \cdot \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right) \quad (19)$$

$$n_0(N_D, E_D, N_A, T) = \frac{N_c(T)}{4} \left(1 + \frac{2 \cdot N_A}{n_d}\right) \cdot \left[\sqrt{1 + 8 \cdot \frac{N_D - N_A}{n_d \cdot \left(1 + \frac{2 \cdot N_A}{n_d}\right)^2} - 1} \right] \quad (19a)$$

$$N_c(T) = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (19б)$$

$$n_d = N_c(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right) \quad (19в)$$

Для закону дисперсії (18) функції розсіювання $u(\tau_I), u(\tau_L)$, які входять у формулу (10), мають такі значення [1,2]:

$$u(\tau_I) = u_{0I} \cdot T^{3/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{3/2} \quad (20)$$

$$u(\tau_L) = u_{0L} \cdot T^{-3/2} \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^{-1/2} \quad (21)$$

В цих формулах константи (або майже константи) u_{0I} і u_{0L} залежать від природи кристала, а u_{0I} залежить ще й від концентрації іонізованих домішків. Тому згідно з формулами (3,10,20 і 21) дрейфова рухливість неvirоджених носіїв струму описується формулою

$$u_D = u_{0D} \cdot I_D(a, T), \quad (22)$$

де $u_{0D} = \frac{4u_{0I}}{3\sqrt{\pi}}, a = \frac{u_{0I}}{u_{0L}}$,

$$I_D(a, T) = T^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^3 \exp(-x)}{1 + aT^3 x^2} dx .$$

Отже домішкова електропровідність кристала з компенсованими домішками і невиродженими носіями струму, які мають закон дисперсії (18) і розсіюються на іонізованих дефектах і теплових коливаннях кристалічної ґратки описується такою формулою :

$$\sigma = e \cdot n \cdot u_D = e \cdot u_{0D} \cdot n_0(N_D, E_D, N_A, T) \cdot I_D(a, T) \cdot \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right) \quad (23)$$

В цій формулі параметричні залежності всіх функцій відомі, тому її можна використовувати для розрахунків електропровідності модельних кристалів із заданими параметрами, або для аналізу експериментальних даних залежностей електропровідності від температури реальних кристалів. Її можна також застосовувати до зразків кристалів р-типу провідності, але тоді індекси (\dots_D , \dots_A), які входять в цю формулу треба поміняти місцями.

Для прикладу розглянемо модельний кристал з такими параметрами :

$m^* = 0,22 \cdot m_0$, де m_0 – маса вільного електрона,

$$N_D = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, E_D = 0,013 \text{ eV},$$

$$N_A = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}, a = 10^{-2},$$

$$u_{0L} = 2,026 \times 10^3 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$$

де
$$u_{0D} = \frac{4u_{0L}}{3\sqrt{\pi}}, a = \frac{u_{0L}}{u_{0D}},$$

$$I_D(a, T) = T^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{x^3 \exp(-x)}{1 + aT^3 x^2} dx .$$

Залежність логарифму електропровідності такого кристала від температури, розрахованою за формулою (23), показана на рис.1. На цьому рисунку розраховані значення електропровідності нанесені точками (x).

Дальше будемо вважати ці точки експериментальними значеннями електропровідності реального кристала в залежності від температури, для якого за цими вимірюваннями необхідно визначити параметри E_D, N_D, N_A, a , які залежать від умов легування кристала і, реально, для досліджуваного зразка кристала вважаються невідомими.

Така характерна залежність логарифму провідності від температури дає можливість здійснити лінійну регресію загального виду, при якій сукупність експериментальних точок (x) добре наближається до такої функції регресії:

$$\ln(\sigma a(T)) = K_0 + K_1 \cdot \ln(T) + K_2 \cdot \left(\frac{1}{T}\right) \quad (24)$$

Ця функція регресії є лінійною комбінацією функцій $1, \ln(T), \left(\frac{1}{T}\right)$. Вона легко аналізується в пакеті MathCAD. В цьому пакеті за допомогою

функції `linfit` для досліджуваного кристала були визначені коефіцієнти $K_0 = 6,328$, $K_1 = -1,758$; $K_2 = -184,994$, які дуже добре наближають регресивну криву (24) до точок (x). Ця крива на рисунку 1. нанесена неперервною лінією.

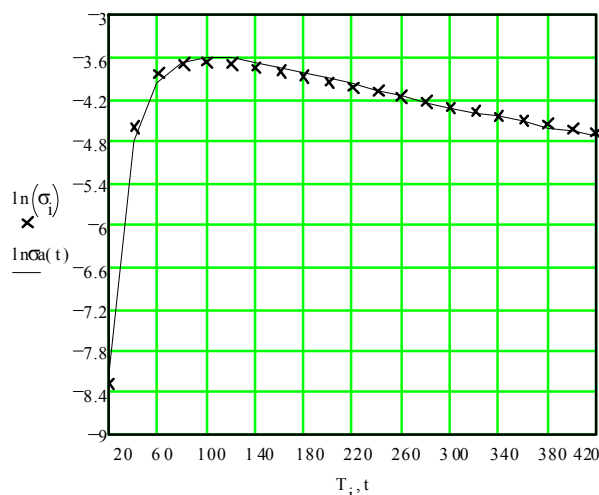


Рис. 1. Температурна залежність логарифму електропровідності $\ln(\sigma)$ модельного кристала та логарифму регресивного значення цієї електропровідності $\ln\sigma a(t)$ від температури.

Приведені розрахунки показують, що електропровідність кристала $\sigma(T)$, яка описується формулою (23), згідно з формулою (24), добре апроксимується такою функцією регресії:

$$\sigma(T) = e^{K_0} \cdot T^{K_1} \cdot e^{\left(\frac{K_2}{T}\right)} \quad (25)$$

Порівнюючи між собою формули (23) і (25), легко приходимо до висновку, що

$$K_2 = -\frac{E_D}{k}, \text{ тобто } E_D = -kK_2 = 0,013 \text{ eV}, \quad (26)$$

а добуток $e \cdot u_{0D} \cdot n_0(N_D, E_D, N_A, T) \cdot I_D(a, T)$ описується такими функціями:

$$e \cdot u_{0D} \cdot n_0(N_D, E_D, N_A, T) \cdot I_D(a, T) = \sigma(T) \exp\left(\frac{E_D}{kT}\right) = e^{K_0} \cdot T^{K_1} \quad (27)$$

Отже, якщо вважати, що $\sigma(T)$ домішкова електропровідність реального кристала з енергією іонізації донорної домішки E_D , то формула (27) дає можливість визначити для нього параметри N_D, N_A, a .

З цією метою для зручності розрахунків, згідно з формулою (27), розглянемо таке рівняння:

$$e \cdot u_{0D} \cdot n_0(N_D, E_D, N_A, T) = \sigma(T) \exp\left(\frac{E_D}{kT}\right) \quad (28)$$

Розписавши це рівняння для чотирьох значень температури T_0, T_1, T_2, T_3 , ми одержимо систему із чотирьох нелінійних алгебричних рівнянь. Після цього перші три рівняння типу (28) написані для

температур $T_0 \div T_2$ розділимо на п'ять рівняння, написане для T_3 .

Тоді для визначення трьох відзначених вище параметрів кристала одержимо систему трьох алгебричних нелінійних рівнянь (29), для якої ці параметри є алгебричними коренями, які можна визначити за допомогою спеціальних вичислювальних блоків MathCAD.

Недоліком роботи таких блоків є те, що для одержання вичислювального результату треба задавати початкові значення пошукуваних змінних, які не повинні сильно відрізнятися від реального кореня. Це пов'язано з тим, що нелінійні системи рівнянь можуть мати багато коренів тому знаходження реального кореня дуже сильно залежить від початкового наближення.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n_0(N_D, E_D, N_A, T_0) \cdot I_D(a, T_0)}{n_0(N_D, E_D, N_A, T_3) \cdot I_D(a, T_3)} = \frac{\sigma(T_0) \exp\left(\frac{E_D}{kT_0}\right)}{\sigma(T_3) \exp\left(\frac{E_D}{kT_3}\right)} \\ \dots \\ \frac{n_0(N_D, E_D, N_A, T_2) \cdot I_D(a, T_2)}{n_0(N_D, E_D, N_A, T_3) \cdot I_D(a, T_3)} = \frac{\sigma(T_2) \exp\left(\frac{E_D}{kT_2}\right)}{\sigma(T_3) \exp\left(\frac{E_D}{kT_3}\right)} \end{array} \right. \quad (29)$$

Розраховані за допомогою такого блоку параметри m^* , N_D , N_A , a для досліджуваного напівпровідникового кристала мають такі значення:

$$m^* = 0,2193 \cdot m_0, N_A \cong 5,041 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3},$$

$$N_D \cong 5,051 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, a = 1,013 \cdot 10^{-3}.$$

Вони добре співпадають з параметрами, які були введені в розрахункову формулу електропровідності модельного кристала.

Знаючи параметр a , можна тепер за формулою (22) розрахувати дрейфову рухливість носіїв струму. Результати таких розрахунків показані на рис. 2. Вони показують, що для параметра $a = 1,013 \cdot 10^{-3}$ рухливість має таку температурну залежність: $u_D \sim T^{-1.51}$, яка означає, що в модельному кристалі з таким параметром носії струму в основному розсіюються на акустичних фононах кристалічної ґратки.

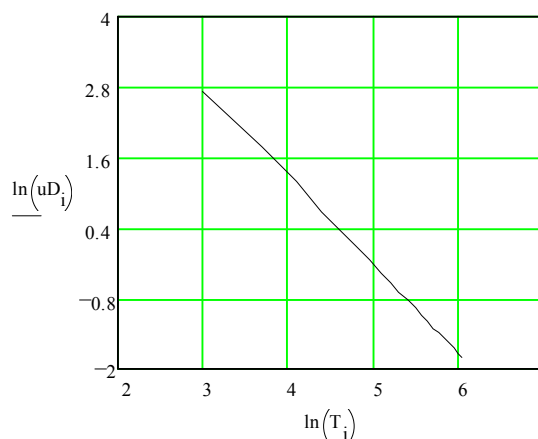


Рис. 2. Залежність логарифму дрейфової рухливості u_D від логарифму температури.

Підсумки

Отже в підсумку показано, що для відомого ізотропного закону дисперсії $\varepsilon = \varepsilon(p)$ і відомих механізмів розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки, залежність електропровідності від температури дає можливість визначити концентрації донорної і акцепторної домішки N_D , N_A , та енергію активації некомпенсованих домішкових атомів в кристалі.

Крім того, для кристалів з невиродженими носіями струму з ізотропним параболічним законом дисперсії, які одночасно розсіюються на акустичних фононах і іонізованих дефектах кристалічної ґратки, описаний метод аналізу дає можливість визначити параметр змішування механізмів розсіювання

$$a = \frac{u_{0I}}{u_{0L}} \quad (\text{див. формули 20, 21}) \quad \text{та розраховувати}$$

дрейфову рухливість носіїв зарядів (22).

Знаючи розраховані за експериментальними значеннями електропровідності параметри можна далі розрахувати низку інших кінетичних властивостей кристала.

- [1] Я.С. Буджак, І.Є. Лопатинський. *MathCAD в теорії термодинамічних та кінетичних властивостей кристалів*. Видавництво Національного університету "Львівська політехніка", Львів. 188 с. (2002).
- [2] Я.С. Буджак, О.В. Стахів, С.П. Новосядлий. Термодинамічні потенціали та кінетичні властивості актуальних кристалів твердотілої електроніки // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, (25), сс. 28-37 (1998).
- [3] Я.С. Буджак. Ефекти екранування в легованих кристалах // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, (513), сс. 112-117 (2004).
- [4] Я.С. Буджак. Коефіцієнт ефекту Зеебека, як індикатор важливих характеристик домішкових напівпровідникових кристалів // *Вісник ДУ "Львівська політехніка"*, (569), сс. 7-12 (2006).
- [5] И.Б. Стратийчук, З.Ф. Томашик, В.Н. Томашик, П.И. Фейчук. Влияние легирования теллурида кадмия на химическое взаимодействие с растворами системы $\text{H}_2\text{O}_2\text{-HBr}$ // *Неорган. материалы*, **49**(12), сс. 2095-2100 (2004).
- [6] З.Ф. Томашик, Н.В. Кусяк, В.Н. Томашик. Химическое травление InAs, InSb, GaAs в растворах системы $\text{H}_2\text{O}_2\text{-HBr}$ // *Неорган. материалы*, **38**(5), сс. 535-538 (2002).

Ya.S. Budzhak¹, D.M. Freik², O.L. Ilkiv²

Temperature Description of Conductivity Doped Crystals of Semiconductors

¹*Ukraine National University "L'vivs'ka Politekhnik" 12 S. Bandery Str, Lviv-13, Ukraine*

²*Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, 57 Shevchenko Str., Ivano-Frankivsk, Ukraine*

In work had been analytically explored influence of doping on temperature dependence of reverse ohmic resistance of crystal, which is named him by conductivity. Conductivity of dope crystal of n-type of conductivity in the interval of temperature (20-300) K is considered. Substantiated method which enables by temperature descriptions of conductivity to define the concentrations of alloying dope, energy of activating of donors and to draw quantitative conclusions about the mechanisms of dispersion and mobility of current carrier in the explored crystal.

Key words: energy of activating, drift mobility, doping, conductivity.