

ДОМІШКОВА ЗОНА В ОПРОМІНЕНОМУ ЕЛЕКТРОНАМИ *n*-InSe**І.В. Мінтянський, П.І. Савицький, З.Д. Ковалюк***Інститут проблем матеріалознавства НАН України, Чернівецьке відділення
Україна*

Надійшла до редакції 12.07.2013

В температурній області $80 \div 400$ К досліджено електричні властивості кристалів селеніду індію InSe, опромінених електронами з енергією 9,2 МеВ. Спостережені екстремуми на температурних залежностях коефіцієнта Холла та холлівської рухливості електронів вздовж шарів пояснені в рамках моделі, яка передбачає змішану провідність по зоні провідності та домішкової зоні, утвореній донорними центрами. Модельні обчислення, що враховують перерозподіл носіїв між зонами, добре відтворюють експериментальні дані. Аналіз температурної зміни хімпотенціалу та обрахунки в моделі частково компенсованого донорного рівня додатково підтверджують існування домішкової зони, ширина якої становить $6 \div 8$ меВ. Висока рухливість носіїв в ній зумовлена делокалізованим характером провідності.

Ключові слова: селенід індію, електронне опромінення, змішана провідність, ефект Холла, рухливість, домішкова зона.

ПРИМЕСНАЯ ЗОНА В ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ *n*-InSe**И.В. Минтянский, П.И.Савицкий, З.Д. Ковалюк**

В температурной области $80 \div 400$ К исследовано электрические свойства кристаллов селенида индия InSe, облученных электронами с энергией 9,2 МэВ. Наблюдаемые экстремумы на температурных зависимостях коэффициента Холла и холловской подвижности электронов вдоль слоев объяснены в рамках модели, предусматривающей смешанную проводимость по зоне проводимости и примесной зоне, образованной донорными центрами. Модельные расчеты, учитывающие перераспределение носителей между зонами, хорошо воспроизводят экспериментальные данные. Анализ температурного изменения химпотенциала и расчеты в модели частично компенсированного донорного уровня дополнительно подтверждают существование примесной зоны, ширина которой составляет $6 \div 8$ мэВ. Высокая подвижности носителей в ней обусловлена делокализованным характером проводимости.

Ключевые слова: селенид индия, электронное облучение, смешанная проводимость, эффект Холла, подвижность, примесная зона.

IMPURITY BAND IN ELECTRON-IRRADIATED *n*-InSe**I.V. Mintians'kyi, P.I. Savyts'kyi, Z.D. Kovaliuk**

Electrical properties of indium selenide InSe single crystals irradiated with electrons with energy of 9,2 MeV are investigated in the temperature range 80 to 400 K. The observed extrema in the temperature dependences of the Hall coefficient and the Hall mobility of electrons along the layers are explained by considering the two-band model with electrons in both the conduction and impurity bands created by donor centers. The carried out numerical calculations taking into account a redistribution of carriers between the bands well reproduce the experimental data. An analysis of the temperature dependence of chemical potential and calculations within the model of partially compensated donor level additionally confirm the existence of the impurity band with a width of 6 to 8 meV. High mobilities of the carriers in this band are supposed to be due to delocalized conduction type.

Keywords: indium selenide, electron irradiation, mixed conductivity, Hall effect, mobility, impurity band.

ВСТУП

Ряд застосувань напівпровідникових матеріалів та приладів на їх основі вимагають стійкості характеристик до впливу високоенергетичних випромінювань різноманітного типу. Наявні літературні дані [1 – 6] вказують, що шаруваті кристали типу A^3B^6 володіють вищою радіаційною стійкістю, ніж традиційні напівпровід-

ники. Для нелегованих і легованих різними домішками кристалів GaSe та InSe переважно досліджувався вплив опромінення високоенергетичними γ -квантами на параметри кристалічної ґратки, спектри оптичного поглинання, фотолюмінесценції та комбінаційного розсіювання світла [6 – 9]. В опромінену GaSe відсутні істотні зміни в рентгенів-

ських дифрактограмах, а результати, отримані при низьких дозах опромінення, можна розглядати навіть як такі, що приводять до “заліковування” структурних дефектів типу Френкеля. Аналогічні дані були отримані і для кристалів InSe [8] та приладних структур на їх основі, наприклад власний оксид – InSe [10], опромінені високоенергетичними електронами.

Вивчався також вплив високоенергетичного опромінення тепловими нейтронами, що його шаруваті кристали зазнають в ході нейтронно-трансмутаційного легування. Для прикладу, внаслідок такого способу введення домішок в InSe отримано дуже однорідну і контрольовану концентрацію мілких донорних центрів, зв'язаних з атомами Sn [11, 12]. Пошкодження кристалічної ґратки, зумовлені нейтронно-трансмутаційним легуванням, усувалися шляхом термообробки у вакуумі при 450 °C і при однаковій концентрації вільних електронів холлівська рухливість при кімнатній температурі більша в таких зразках у порівнянні з легуваними звичайним способом [12].

Однак в літературі відсутні детальні дослідження впливу високоенергетичного опромінення на електричні характеристики шаруватих кристалів групи A^3B^6 . Оскільки при опроміненні високоенергетичними γ -квантами найбільш важливими процесами їх взаємодії з речовиною є фотоелектричний ефект, ефект Комптона та генерація електронно-діркових пар, ми не виявили помітного впливу такого опромінення на електричні параметри n -InSe [13].

З літератури відомо про дослідження анігіляції позитронів в кристалах InSe<0,01%Sn>, опромінені електронами з енергією 3 MeV при температурі 77 K [14]. В цій статті ми досліджуємо вплив опромінення високоенергетичними електронами (9,2 MeV), проведеного при кімнатній температурі, на електричні властивості нелегованих монокристалів InSe.

ЕКСПЕРИМЕНТ

Зразки для досліджень були приготовлені із монокристалічного зливка нелегованого n -InSe, вирощеного методом Бріджмена із нестехіометричного розплаву $In_{1.03}Se_{0.97}$. Отриманий злинок мав чітко виражену шарувату

структуру і легко розщеплювався на окремі плоскопаралельні пластинки. Кристалічна структура матеріалу належить до γ -модифікації (просторова група $R3m$) і характеризується наступними параметрами ґратки: $a = 4,001 \text{ \AA}$ та $c = 24,9553 \text{ \AA}$ (в гексагональних осях).

Опромінення зразків прискореними електронами з енергією 9,2 MeV проводилося за допомогою електронного прискорювача КУТ-10. Пучок електронів на вихідній танталовій фользі розгортався магнітним полем таким чином, що його розмір з рівномірним розподілом густини електронів в місці розташування зразків становив $400 \times 50 \text{ мм}^2$. В нашому експерименті час опромінення зразків вибирався таким чином, щоб при флюенсі $1,0 \cdot 10^{14}$ ел/см² доза опромінення становила 30 кГр. Після опромінення зразки витримувалися протягом певного часу (3 ÷ 4 місяці) для досягнення безпечного рівня залишкового випромінювання.

Зразки, призначені для вимірювання електричних характеристик, мали характерні розміри $10 \times 2,5 \times 0,8 \text{ мм}^3$. Електричні контакти до них виготовляли шляхом припаювання металічного індію. Вимірювання електропровідності вздовж шарів σ та коефіцієнта Холла R_H при протіканні постійного струму через зразок і в постійному магнітному полі проводилися в температурній області 80 ÷ 400 K. Вивчення електричних характеристик проводилося на відібраних зразках до і після їх електронного опромінення. Для встановлення впливу високотемпературного нагріву опромінені зразки до 400 K (в ході вимірювань) через одну добу проведено їх повторне дослідження. Для усунення впливу залишкової фотопровідності перед вимірюваннями кристали витримувались у темноті протягом 3 діб. Концентрація вільних електронів обчислювалася по співвідношенню $n = 1/eR_H$, тобто холл-фактор приймався рівним одиниці.

РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ

Температурні залежності електропровідності вздовж шарів σ , коефіцієнта Холла R_H та холлівської рухливості електронів вздовж шарів μ_H для вихідного зразка InSe (1), після його опромінення електронами (E1) та при повторному

вимірюванні електричних характеристик (E2) представлені на рис. 1 – 3, а їх значення при

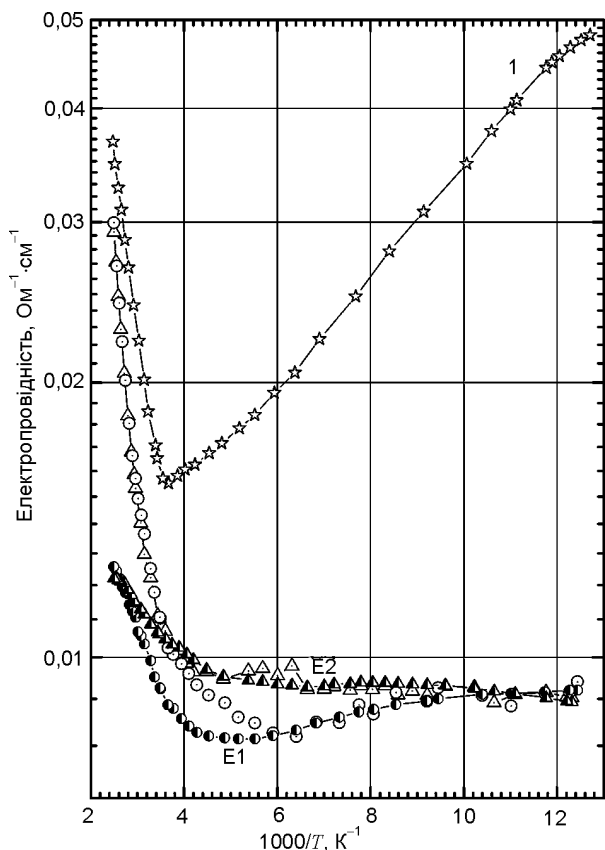


Рис. 1. Температурні залежності електропровідності вздовж шарів для вихідного (1) та опроміненого електронами (світлі символи – експеримент, напівтемні – розрахунок) InSe. E1 та E2 – перший та повторний експерименти.

температурах 293 та 80 К – у табл. 1. Для вихідного зразка при $T < 200$ К в залежності

Таблиця 1
Електричні характеристики InSe до і після опромінення

Зразок	$\sigma, \text{Om}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$		$R_{HP}, \text{cm}^3/\text{Kл}$		$\mu_{HP}, \text{cm}^2/\text{B} \cdot \text{c}$	
	293 К	80 К	293 К	80 К	293 К	80 К
Вихідний	0,01667	0,0475	43420	80860	724	3840
E1	0,01142	0,00927	40980	35390	468	328
E2	0,01124	0,00900	47060	57320	529	516

$R_H(T)$ спостерігається майже горизонтальна ділянка і концентрація вільних електронів змінюється незначно. Це означає, що у провідності приймають участь носії, активовані в s -зону з мілких донорних рівнів ще до температури рідкого азоту. Тільки при $T > 300$ К концентрація істотно зростає із-за впливу більш глибокого донора. Для цього зразка рухливість електронів при 80 К становить $\approx 3840 \text{ cm}^2/\text{B} \cdot \text{c}$

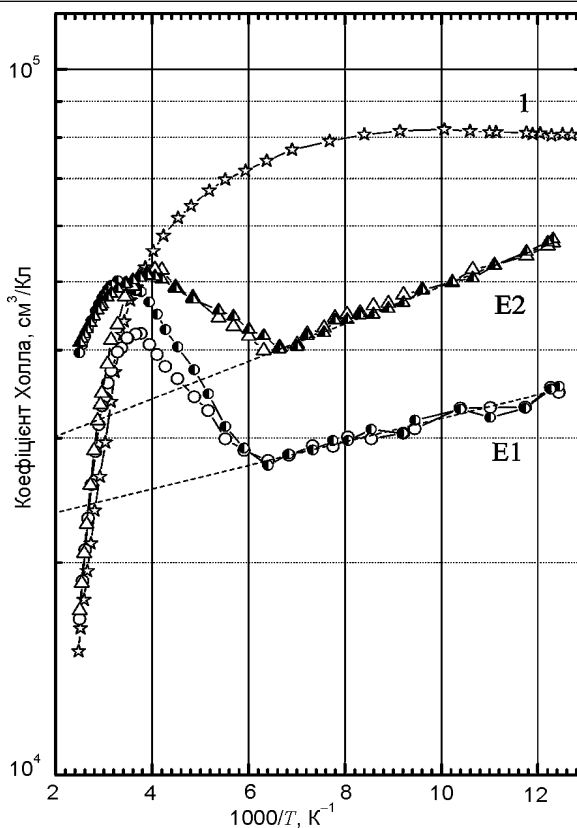


Рис. 2. Температурні залежності коефіцієнта Холла для вихідного (1) та опроміненого електронами (світлі символи – експеримент, напівтемні – розрахунок) InSe. E1 та E2 – перший та повторний експерименти.

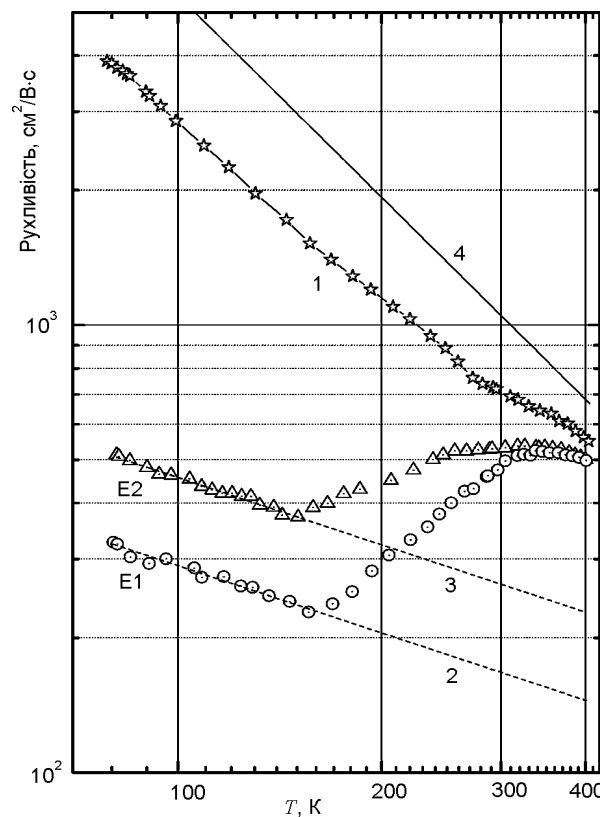


Рис. 3. Температурні залежності рухливості електронів вздовж шарів для вихідного (1) та опроміненого електронами (E1 та E2, тут цифри – номер експерименту) InSe. Лінії 2 – 4 – модельні рухливості: 2 та 3 – в домішковій зоні, 4 – в s -зоні.

валі $80 \div 270$ К її можна апроксимувати залежністю $\mu_H \sim T^{-\alpha}$ і тільки при високих температурах спостерігається деяка немонотонність. Така поведінка рухливості і концентрації визначають металічний характер електропровідності вздовж шарів при $T < 270$ К та її зростання у високотемпературній області.

Найбільш важливим результатом для опроміненого кристала є немонотонні температурні залежності коефіцієнта Холла та рухливості електронів. При першому вимірі крива $R_H(T)$ має максимум при 265 К, а на залежності $\mu_H(T)$ чітко виділяються 3 ділянки. В низькотемпературній області рухливість зменшується з температурою по закону $\mu_H(T) = \mu \cdot T^{-0,5}$. Далі спостерігається відносно різке зростання рухливості, а при високих температурах μ_H знову понижується. Провідність після опромінення понижується, але характер її залежності від температури в цілому зберігається.

При повторному експерименті немонотонні залежності коефіцієнта Холла та холлівської рухливості спостерігалися надалі. При цьому максимум $R_H(T)$ дещо зсувається у низькотемпературну область, а значення коефіцієнта зростають при низьких T . Температура мінімуму μ_H майже не змінюється, але величина рухливості більша. При цьому ріст μ_H після точки мінімуму не такий різкий, як при першому експерименті.

Потрібно звернути увагу ще на такі особливості. Хоча для вихідного та опроміненого зразків коефіцієнт Холла у низькотемпературній області істотно відмінний, але при найвищих температурах його зміна та абсолютні значення виявилися дуже близькими. Рухливість же електронів хоча й зменшилася після електронного опромінення, але все ж залишилася досить високою.

АНАЛІЗ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Вихідний InSe. Вклад різних механізмів у результуючу рухливість знаходився по правилу Магіссена. Температурні залежності фононної вітки аналізувалися на основі прийнятої для шаруватих кристалів тривимірної моделі короткодіючої взаємодії електронів з гомополярними оптичними фононами, поляризованими вздовж кристалографічної осі c [15, 16]. У цьому випадку дрейфова рухливість

$$\mu_{ph} = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}m^*} \int_0^{\infty} \tau(U) U^{3/2} \exp(-U) dU, \quad (1)$$

де $U = \varepsilon/kT$, ε – енергія носіїв, k – стала Больцмана, τ – час релаксації, а $m^* = (m_{\perp c}^2 \cdot m_{\parallel c})^{1/3}$ – ефективна маса електронів, яка для InSe рівна $0,112 m_0$. Як і для більшості робіт по транспортних властивостях InSe, обрахунки проводилися для низькоенергетичної фононної моди A'_{1g} ($\hbar\omega = 14,3$ меВ), яка деформує тільки зв'язок In-In. Для сталої електрон-фононного зв'язку приймалося значення $g^2 = 0,050$, яке дозволяло відтворити високотемпературну зміну поздовжньої компоненти рухливості для найбільш досконалих зразків моноселеніду індію (наприклад, $\mu_{ph} \approx 1150$ см²/В·с при 300 К).

Взаємодія електронів із зарядженими домішками враховувалася формулою Брукса-Херрінга

$$\mu_{III} = \frac{3.28 \cdot 10^{15} \varepsilon_0^2 T^{3/2}}{N_i (m^*/m_0)^{1/2} [\ln(1+b) - b/(1+b)]} \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}, \quad (2)$$

де параметр

$$b = 1,29 \cdot 10^{14} (m^*/m_0) \varepsilon_0 T^2 / n^*, \quad (3)$$

а ефективна густина заряду, який екранує іон,

$$n^* = n + \frac{(n + N_A)(N_D - N_A - n)}{N_D}. \quad (4)$$

При підрахунках приймалося, що $n^* = n$, тобто $n = N_D - N_A$. Отримана для вихідного монокристала залежність коефіцієнта Холла показує, що при найнижчих температурах величина R_H майже постійна, тобто концентрація електронів у зоні провідності визначається активацією з мілкого донорного центра в області його майже повного виснаження. Тому зроблене допущення є обґрунтованим у низькотемпературному діапазоні, де взаємодія вільних електронів з іонами найефективніша та вносить найбільший вклад до значення рухливості.

Але комбінованою рухливістю лише цих двох механізмів $\mu^{-1} = \mu_{ph}^{-1} + \mu_{BH}^{-1}$ відтворити температурну зміну рухливості в напрямку шарів $\mu_{//}$ для вихідних монокристалів не вдається. Як-

що визначити концентрацію іонів N_i зі співпадання вимірної та теоретичної рухливості при 80 К, то розрахована крива знаходиться значно вище експериментальної при високих температурах. І навпаки, коли підгонку здійснити при високих температурах, величина рухливості при азотних є дуже низькою. Тому для неопроміненого кристалу необхідно було врахувати додатковий механізм розсіювання електронів, ефективний і у високотемпературному діапазоні. Як такий для *n*-InSe розглядалася взаємодія носіїв заряду з областями просторового заряду (ОПЗ) [17, 18]. Коли радіус останніх R_{SC} менший довжини вільного пробігу електрона, вони діють як розсіюючі центри. Допускаючи, що вільні носії не можуть проникати в такі області з ефективним перерізом Q , а радіус екранування Дебая r_D визначається співвідношенням $Q \sim r_D^2$, формула Вайсберга для відповідної рухливості μ_{SC} [19] набирає вигляду:

$$\mu_{SC} = \frac{4e^3 k^{-3/2}}{\epsilon_0 (2m^*)^{1/2}} \frac{1}{N_{SC}} n T^{-3/2}, \quad (5)$$

де N_{SC} – концентрація областей просторового заряду і ϵ_0 – діелектрична проникність кристалу.

Парціальні вклади різних механізмів розсіювання до результуючої рухливості вихідного монокристала InSe

$$\mu^{-1} = \mu_{ph}^{-1} + \mu_{BH}^{-1} + \mu_{SC}^{-1} \quad (6)$$

приведені на рис. 4, а значення параметрів підгонки складають: $N_i = 6,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $K = N_A/N_D = 0,978$, $N_{SC} = 6,46 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Урахування взаємодії електронів з областями просторового заряду дозволило відтворити й високо-температурні особливості $\mu_H(T)$.

Опромінені монокристали. Взагалі кажучи, якісно пояснити зростання з температурою компоненти μ_H при $T > (150 \div 160) \text{ К}$ можна взаємодією електронів з областями просторового заряду. Воно могло б бути викликано значним збільшенням μ_{SC} з температурою: зменшення впливу ОПЗ через їх екранування носіями заряду можливе, коли температурний ріст концентрації вільних електронів сильніший, ніж множник $T^{3/2}$ з формули (5). Та на експерименті у цій області температур нічого

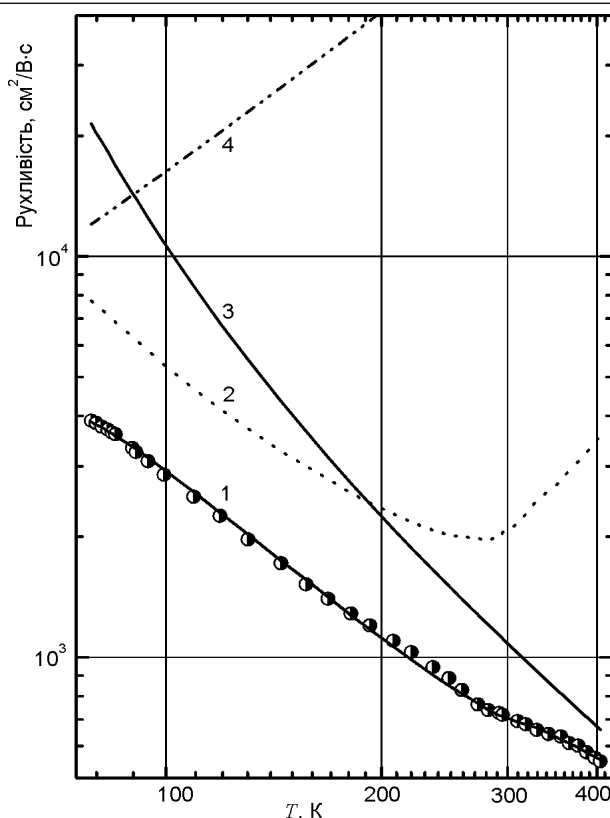


Рис. 4. Парціальні вклади різних механізмів розсіювання для зразка 1 на рис. 3. Символи – експериментальні дані, лінії – розраховані залежності: 1 – $\mu_{ph+BH+SC}$, 2 – μ_{SC} , 3 – μ_{ph} , 4 – μ_{BH}

подібного для $n(T)$ не спостерігалось і тому таке пояснення треба відкинути.

Отримані залежності електричних характеристик є такими, що характерні для змішаної двозонної моделі: одночасній участі у провідності носіїв основної зони та відщепленої від неї домішкової. Якщо рухливості двох сортів носіїв значно відрізняються, то спостерігається яскраво виражений максимум $R_H(T)$ [20, 21]. Тому резонно допустити, що в опроміненому зразку перекриття хвильових функцій електронів на домішках приводить до утворення зони делокалізованих домішкових станів. Критерій Мотта щодо формування неперервної системи енергетичних рівнів записується як $\lambda = a/a_0 \leq 3$ [22]. Середня віддаль між донорними центрами визначається як $a = 0,62 N_D^{-1/3}$. Згідно водневоподібної моделі, величина борівського радіусу домішки $a_0 = 0,54 \epsilon_0 m_0 / m^* (\text{Å})$ і для InSe ($\epsilon_0 = 10,6$) становить $\approx 51 \text{ Å}$. Тобто провідна домішкова зона в моноселеніді індію формується при критичній концентрації донорів $N_D \approx 6,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Якщо донорні центри скомпенсовані акцепторами, то домішкова зона заповнена лише частково, в ній є вільні стани і, отже, можлива провідність квазіметалічного типу. Отримані результати дозволяють вважати, що саме домішкова зона вносить основний вклад в електропровідність опроміненого монокристала при низьких температурах. При $T > (150 \text{ \AA } 160) \text{ K}$ електрони з донорних рівнів домішкової зони, де їх рухливість низька, активуються в основну зону провідності InSe, тобто вже має місце змішана провідність по обох зонах. Як наслідок, спостережувана рухливість електронів визначається їх перерозподілом між основною та домішковою зонами: зростання числа носіїв в c -зоні визначає збільшення m_H з температурою. Воно триває аж до найбільш високих температур, коли домінуючим зонним механізмом розсіювання стає взаємодія носіїв з неполярними оптичними фононами, і рухливість понижується з T .

Для усього температурного діапазону електропровідність, коефіцієнт Холла та холлівська рухливість електронів виражаються формулами [21, 23]:

$$\sigma = e(n_c \mu_c + n_i \mu_i), \quad (7)$$

$$R_H = \frac{r_c n_c \mu_c^2 + r_i n_i \mu_i^2}{e(n_c \mu_c + n_i \mu_i)^2}, \quad (8)$$

$$\mu_H = \frac{r_c n_c \mu_c^2 + r_i n_i \mu_i^2}{n_c \mu_c + n_i \mu_i}. \quad (9)$$

Тут $r_c = \mu_{cH}/\mu_c$, n_c , μ_c , μ_{cH} та $r_i = \mu_{iH}/\mu_i$, n_i , μ_i , μ_{iH} – холл-фактори, концентрації, дрейфові та холлівські рухливості електронів в основній та домішковій зонах відповідно. Допускаючи, що $r_c = r_i = 1$ та вважаючи незмінною загальну концентрацію електронів ($n_c + n_i = \text{const}$), R_H має максимум при рівності провідностей по зонах ($\sigma_c = \sigma_i$). У нашому випадку, як і в [24], вважалось, що $N_D - N_A = n_{\text{нас}}$. Подібно до [25], значення повної концентрації електронів на донорах $n_{\text{нас}}$, що відповідає виснаженню домішкових станів, визначалося екстраполяцією залежності $R_H(1/T)$ до $T \rightarrow \infty$ (рис. 2).

Для оцінки параметрів домішкової зони, визначення концентрацій донорів та акцепторів нами проведено ряд числових розрахунків. Відомо, що максимум в залежності коефіцієнта

Холла $R_H(T)$ виявлено для багатьох сполук і він аналізувався в рамках двозонної моделі. Але розрахунки параметрів домішкової зони, проведені, наприклад в [23, 25 – 29], не враховували температурну зміну рухливості в такій зоні, яка до того ж часто була невідомою, і зазвичай відношення рухливостей μ_c/μ_i вважалось константою. Лише в температурній області, де домінує провідність по основній зоні, спостережувана рухливість аналізувалася з допомогою точкових механізмів розсіювання, а механізм провідності по домішковій зоні визначався лише в області низьких температур. Тому концентрації носіїв в зонах, визначені без моделювання рухливості у всьому температурному діапазоні, а тільки по значеннях $R_H^{\text{макс}}$ в максимумі та $R_H^{\text{нас}}$, що відповідає виснаженню домішкового рівня, не досить точно відтворювали експериментальну електропровідність.

Отримана нами низькотемпературна зміна рухливості електронів у домішковій зоні дозволила провести коректнішу теоретичну підгонку. Якщо позначити $n_c + n_i = n$, то при рівних одиниці холл-факторах концентрацію електронів в основній зоні провідності з рівняння (9) можна визначити як:

$$n_c = \frac{n \mu_i (\mu_H - \mu_i)}{\mu_c^2 - \mu_i^2 - \mu_c \mu_H + \mu_i \mu_H}. \quad (10)$$

Замітимо, що у цій формулі загальна концентрація носіїв у зонах $n = 1/eR_i$ не є постійною, а дещо залежить від температури через зміну коефіцієнта Холла R_p , яка апроксимувалася прямою лінією у координатах рис. 2 (пунктирні лінії). Так як при азотних температурах вклад електронів домішкової зони у загальну провідність вважався визначальним, то зміна рухливості у ній (пунктирні лінії на рис. 3) відповідала низькотемпературній залежності експериментальної рухливості, тобто $\mu_i = \mu_{0i} \cdot T^{-0.5}$. Рухливість же в c -зоні (суцільна лінія на рис. 3) задавалася співвідношенням $\mu_c = \mu_{0c} \cdot T^{-1.5}$, що добре відтворює характерну рухливість електронів вздовж шарів для монокристалів InSe в області високих температур. При цьому рухливість при 300 K вибиралася такою, як для найбільш якісних зразків ($1050 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$).

На рис. 5 приведені отримані таким чином залежності $n_c(T)$ та $n_i(T)$. Розраховані температурні залежності коефіцієнта Холла, електропровідності в опроміненому моноселеніді індію приведені на рис. 1 та 2. За винятком найвищих температур, зміна R_H та σ добре апроксимується теоретичними кривими. Нижчі розрахункові значення електропровідності та вищий коефіцієнт Холла при високих температурах можна пов'язати з додатковим впливом більш глибокого донора, який зафіксовано й у вихідному монокристалі. Так як концентрація електронів в *c*-зоні визначалася з формули (9), то, очевидно, що розрахована рухливість (на рис. 3 не приведена) точно відповідає експериментальній.

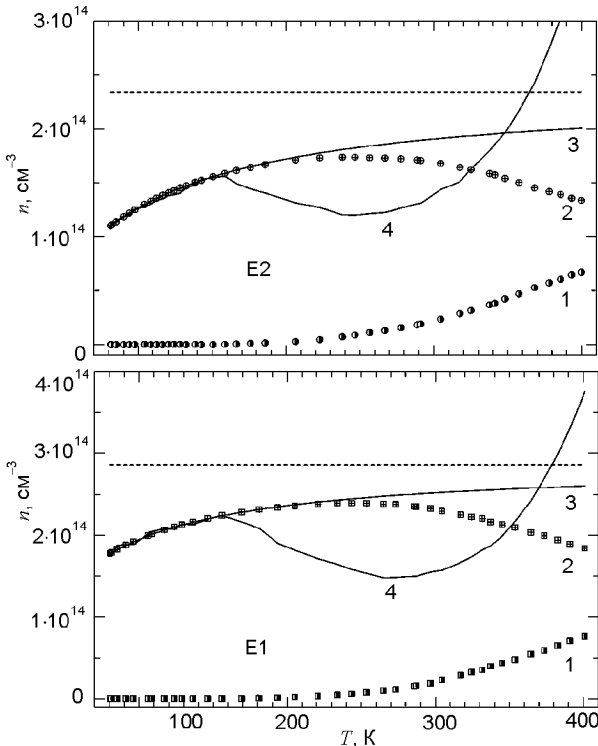


Рис. 5. Температурні залежності n_c (1), n_i (2), $n_l=1/eR_i$ (3) та $n_2=1/eR_H$ (4). Пунктирні лінії відповідають значенню $n_{нас}$.

Подальший аналіз залежності $n_c(T)$ виконувався в рамках моделі “один донор-один акцептор”. Для невідродженого електронного газу справедливий вираз [30]:

$$n = \frac{2(N_D - N_A)}{\left[1 + \frac{gN_A}{N_C} e^{E_D/kT}\right] + \left\{\left[1 + \frac{gN_A}{N_C} e^{E_D/kT}\right]^2 + \frac{4g(N_D - N_A)}{N_C} e^{E_D/kT}\right\}^{1/2}}, \quad (11)$$

де $N_C = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2}$ – густина станів у зоні провідності, E_D – енергія іонізації донорів, N_D та N_A – концентрації донорів та акцепторів. Для стандартної процедури підгонки концентраційної кривої як правило використовується наступне співвідношення:

$$\frac{n(n + N_A)}{(N_D - N_A - n)N'_C} = \frac{1}{g} \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{3/2} e^{-E_D/kT}. \quad (12)$$

Тут $N'_C = 2(2\pi m_0 kT/h^2)^{3/2}$. Графік залежності логарифму лівої частини цього рівняння від $1/kT$ є прямою лінією тільки для правильних значень параметрів E_D , N_D та N_A . Ми також здійснювали таку процедуру, використовуючи метод найменших квадратів. Однак виявилось, що можна було отримати “квазіпрямі” у потрібних координатах, які проте не забезпечували достатньої точності підгонки $n_c(T)$. Це пов'язано не тільки з більшою чутливістю методу до різниці $N_D - N_A$, ніж до окремих значень концентрацій N_D та N_A . На нашу думку, недостатня точність обрахунків в значній мірі пояснюється сильною компенсацією донорних центрів в опроміненних шаруватих монокристалах, для яких концентрація вільних електронів на більш, ніж на два порядки поступається критичній моттлівській концентрації донорних центрів.

Тому, як і в [26], значення E_D , N_D та N_A визначалися з аналізу температурної залежності рівня Фермі, який для параболічної *c*-зони пов'язаний з концентрацією носіїв співвідношенням

$$n_c = 4\pi \left(\frac{2m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} F_{1/2}\left(\frac{\mu}{kT}\right). \quad (13)$$

Знаючи n_c при кожній температурі обчислювали інтеграл Фермі та визначали хімпотенціал μ , показаний на рис. 6. У випадку сильної компенсації $n \ll N_A < N_D$ справедлива нерівність

$$\frac{gN_A}{N_C} e^{E_D/kT} > \frac{4g(N_D - N_A)}{N_C} e^{E_D/kT} \quad (14)$$

і загальне рівняння (11) спрощується до вигляду

$$n = \frac{N_D - N_A}{1 + (gN_A/N_C) e^{E_D/kT}}. \quad (15)$$

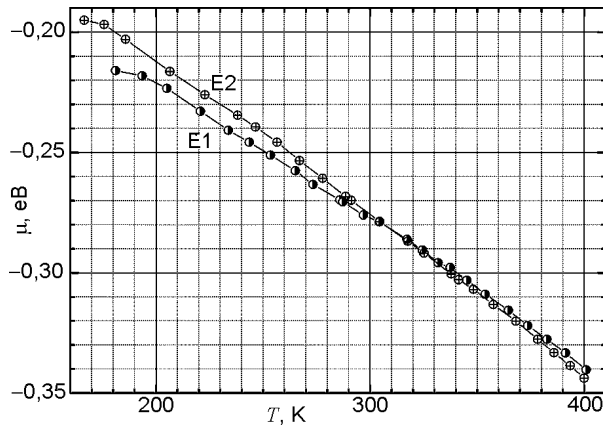


Рис. 6. Залежність хімпотенціалу від температури для опроміненого InSe.

Використовуючи співвідношення $n = N_C e^\eta$, де $\eta = \mu/kT$, хімпотенціал рівний

$$\mu = kT \ln \frac{N_D - N_A}{N_C + gN_A e^{E_D/kT}}. \quad (16)$$

Так як для опромінених зразків значення $N_D - N_A$ визначалося окремо, то останнє рівняння фактично містить двоє невідомих, які можна визначити як

$$N_A = \frac{N_D - N_A - N_C e^{\mu/kT}}{g e^{(\mu + E_D)/kT}}, \quad (17)$$

$$E_D = kT \ln \left(\frac{N_D - N_A - N_C e^{\mu/kT}}{g N_A} \right) - \mu. \quad (18)$$

Записавши вирази для N_A та E_D при двох значно відмінних температурах, було отримано відповідні різниці рівняння, що вже містили тільки одне невідоме, яке знаходилося за допомогою математичного пакета Maple. Отримані значення цих параметрів приведені в табл. 2, а обчислена за допомогою точного рівняння (11) концентрація носіїв n_C – на рис. 7. Як видно, розраховані криві для обох опромінених зразків добре відтворюють дані для n_C .

Якщо у правій частині рівняння (12) залишити тільки експоненційну частину і побудувати графік у відповідних координатах, то він буде прямою лінією з нахилом у 45° . За-

фіксоване добре співпадання експериментальних та розрахованих кривих на рис. 7 та

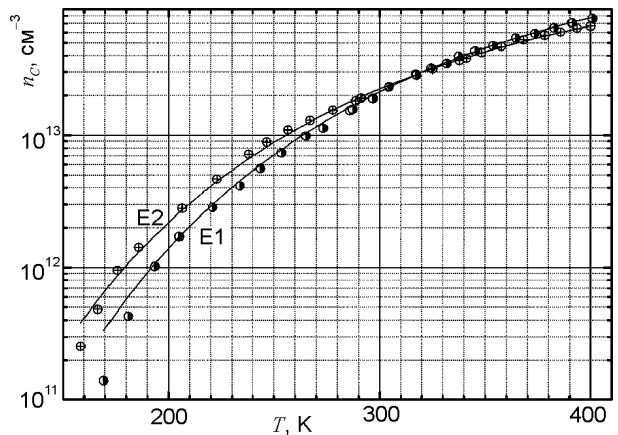


Рис. 7. Концентрації електронів в основній зоні провідності для опроміненого InSe, обчислені з (10) – точки та (11) – лінії.

рис. 8 є свідченням надійності проведеної підгонки, що не вдалося зробити тільки на основі рівняння (12).

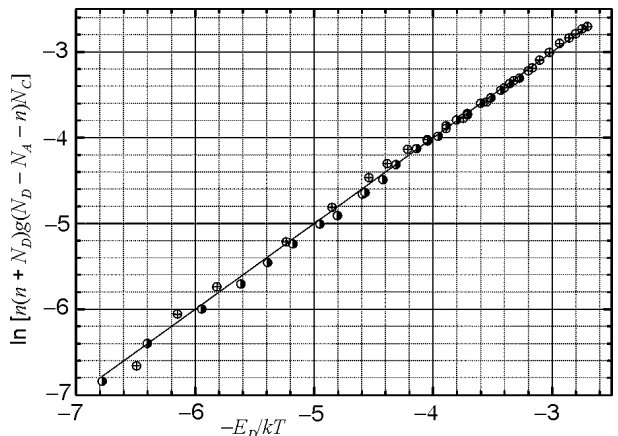


Рис. 8. Аналіз даних по концентрації електронів в зоні провідності в моделі “один донор – один акцептор”. Символи (E1 – напівзатемнені, E2 – світлі) – концентрація, визначена з рівняння (10), лінія – з (11).

Наскільки нам відомо, це перші експериментальні результати по електричних характеристиках, які чітко вказують на існування делокалізованої домішкової зони в моноселеніді індію. Отримані у даній роботі результати можна узагальнити наступним чином. Електронне опромінення формує в InSe провідну домішкову зону, віддалену від основної зони

Таблиця 2

Характеристики домішкової зони в опроміненому моноселеніді індію

Зразок	E_D , eV	N_D , cm^{-3}	N_A , cm^{-3}	$N_D - N_A$, cm^{-3}	$K = N_A/N_D$	a , см	λ	δ , меВ
E1	0,113	$7,346 \cdot 10^{16}$	$7,317 \cdot 10^{16}$	$2,86 \cdot 10^{14}$	0,996	$1,480 \cdot 10^{-6}$	2,897	6,24
E2	0,093	$1,204 \cdot 10^{17}$	$1,202 \cdot 10^{17}$	$2,34 \cdot 10^{14}$	0,998	$1,256 \cdot 10^{-6}$	2,457	7,98

провідності на $\approx 0,1$ еВ. Проста оцінка ширини домішкової зони по формулі $\delta = E_D e^{-a/a_0}$ [22] дає величину у $6 \div 8$ меВ (табл. 2). Це значно менше E_D , що є основним критерієм справедливості проведених обчислень.

У випадку домішкового розсіювання рухливість електронів мала б зменшуватися з ростом концентрації домішки. І навпаки, для домішкової зони характерне зростання низькотемпературної рухливості зі збільшенням N_D (чи ширини зони δ), що і спостерігалось нами: $\mu^{E2} > \mu^{E1}$. Цей факт також є додатковим аргументом на користь двозонної провідності в опроміненних кристалах InSe.

Для ряду широкозонних напівпровідників характерною рисою провідності по домішкової зоні при температурах нижче 40 К є малі значення рухливості ($\mu_i < 10$ см²/В·с) і перескоковий характер провідності, яка відповідає закону Мотта зі змінною довжиною стрибка [21, 23, 28, 29]. Однак, авторами інших робіт [25 – 27, 30 – 32] зафіксовано, що рухливість у домішкової зоні навіть при температурах $T < 20$ К може мати великі значення (200 \div 650 см²/В·с), і навіть перевищувати 1000 см²/В·с [33], ведучи до провідності металічного типу.

У нашому випадку в температурній області, де домінує провідність по домішкової зоні, рухливість електронів теж залишається досить високою (320 \div 520 см²/В·с при 80 К). До того ж, μ_H не зростає, а знижується з ростом температури по закону $\mu_i = \mu_{0i} \cdot T^{-0.5}$. Як результат, електропровідність опроміненних зразків в низькотемпературній області набуває “металічного” характеру, слабо змінюючись з температурою. Це свідчить, що провідність по смугі домішкових станів носить зонний, а не стрибковий характер, якому відповідають значення рухливості порядку десятих долей см²/В·с або й менше [20]. Дуже сильна компенсація донорних центрів, що формують домішкову смугу, також сприяє зонній провідності.

Високоенергетичні електрони можуть вбивати атоми з вузлів кристалічної ґратки, утворюючи точкові дефекти донорного чи акцепторного типу (вакансії індію чи селену, міжвузельні атоми в шарі чи між шарами).

Зокрема, існування дефектів вакансійного типу (найбільш вірогідно V_{In}) було виявлено при дослідженні анігіляції позитронів в кристалах InSe <0,01% Sn>, опроміненних електронами [14]. Співпадання трьох $R_H(T)$ -кривих при високих температурах свідчить, що глибокі донорні стани не спричинені опроміненням, бо спостерігаються й у вихідних монокристалах InSe. Що ж стосується донорів, які формують домішкову зону, то вони не фіксуються до опромінення і отже пов'язані з його впливом. Точне визначення природи і типу дефектів в опроміненних зразках вимагає окремого детального структурного дослідження.

ВИСНОВКИ

Для опроміненних високоенергетичними (9,2 МеВ) електронами монокристалів InSe вперше встановлено існування змішаної провідності (по основній та домішкової зонах), що проявляється характерними екстремумами в температурних залежностях коефіцієнта Холла та холлівської рухливості електронів вздовж шарів. Теоретичне моделювання залежностей $R_H(T)$ та $\mu_H(T)$, яке враховує перерозподіл носіїв заряду між зонами, добре відтворює експериментальні дані.

Проведений числовий аналіз температурної зміни хімпотенціалу та обчислення в рамках моделі частково компенсованого донорного рівня додатково підтверджують існування домішкової зони. Вони показали, що в опроміненних шаруватих монокристалах є зона донорних станів $E_C - (0,09 \div 0,11)$ еВ шириною $6 \div 8$ меВ з густиною донорів у $(0,73 \div 1,2) \cdot 10^{17}$ см⁻³, які дуже сильно компенсовані акцепторами ($N_A/N_D = 0,996 \div 0,998$).

Висока рухливість електронів в домішкової зоні та її температурна зміна свідчать, що провідність по ній носить зонний характер, чому, вірогідно, сприяє не тільки значна ширина зони, а й висока ступінь компенсації донорних центрів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ковалюк З.Д., Политанская О.А., Сидор О.Н., Маслюк В.Т. Электрические и фотоэлектрические характеристики структур на основе слоистых полупроводников InSe и GaSe при

- облучении электронами с энергией 12,5 МэВ //ФТП. – 2008. – Т. 42, № 11. – С. 1321-1326.
2. Ковалюк З.Д., Литовченко П.Г., Сидор О.Н., Катеринчук В.Н., Ластовецкий В.Ф., Литовченко О.П., Дубовой В.К., Поливцев Л.А. Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические параметры структур ИТО – GaSe //ФТП. – 2007. – Т. 41, № 5. – С. 570-574.
 3. Ковалюк З.Д., Литовченко П.Г., Ластовецкий В.Ф., Литовченко О.П., Дубовой В.К., Поливцев Л.А. Влияние нейтронного облучения на фотоэлектрические параметры структур *p-n-InSe*//Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33, № 18. – С. 14-22.
 4. Kovalyuk Z.D., Katerynychuk V.M., Sydor O.M., Savchuk A.I., Raransky M.D., Palamaryk M. Yu. Change of heterostructures contact potential difference induced by X-ray irradiation//Nuclear Instruments and Methods in Physics. B. – 2006. – Vol. 246. – P.118-121.
 5. Абдинов Д.Ш., Аскеров К.А., Гаджиева В.И., Бекташи М.Г. Радиационностойкие фотоприемники на область спектра 0,35-1,1 мкм//Прикладная физика. – 2008. – № 5. – С. 106-109.
 6. Kovalyuk Z.D., Tkachenko V.G., Maksymchuk I.M., Sydor O.M., Sydor O.A., Dubinko V.I. X-ray and Raman investigations of layered InSe and GaSe single crystals irradiated with high-energy gamma-quanta//Proc. of the 1th Int. Conf. Nanomaterials: Applications and Properties NAP-2011, – Alushta, Ukraine. – 2011. – Vol. 2, part 2. – P. 376-380.
 7. Kovalyuk Z.D., Sydor O.M., Sydor O.A., Tkachenko V.G., Maksymchuk I.M., Dubinko V.I., Ostapchuk P.N. Investigation of irradiated layered III–VI crystals by methods of X-ray diffractometry and Raman spectroscopy//Mater. Sci. and Engineering: B. – 2012. – Vol. 2, No. 7 – P. 537-543.
 8. Zhirko Yu.I., Skubenko N.A., Dubinko V.I., Kovalyuk Z.D., Sydor O.M. Influence of impurity doping and γ -irradiation on the optical properties of layered GaSe crystals//J. Mater. Sci. and Engineering: B. – 2012. – Vol. 2, No 2. – P. 91-102.
 9. Zhirko Yu.I., Skubenko N.A., Dubinko V.I., Kovalyuk Z.D., Sydor O.M. Influence of γ -irradiation on optical properties of GaSe crystals//Proc. of the 1th Int. Conference on Nanomaterials: Applications and Properties NAP-2011, – Alushta, Ukraine. – 2011. – Vol. 2, part 2. – P. 364-370.
 10. Сидор О.Н., Сидор О.А., Ковалюк З.Д., Дубинко В.И. Характеристики фотодиодов со структурой “собственный оксид-InSe”, облученных высокоэнергетическими электронами //Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2012. – № 6. – С. 29-33.
 11. Parejra R., de la Cruz R.M., Mari B., Segura A., Munoz V. Thermal recovery of the lattice damage in neutron-transmutation-doped InSe//Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47, No 5. – P. 2870-2873.
 12. Mari B., Segura A., Chevy A. Electrical properties of neutron-transmutation doped InSe//Appl. Surface Sci.– 1991. – Vol. 50, No 1-4. – P. 415-419.
 13. Заслонкін А.В., Ковалюк З.Д., Мінтянський І.В., Савицький П.І., Сидор О. М. Вплив опромінення високоенергетичним γ -квантами та електронами на електричні властивості *n-InSe*//Матер. наук.-техн. конф. “Фізика, електроніка, електротехніка” ФЕЕ-2012. – Суми. – 2012. – С. 109.
 14. De la Cruz R.M., Pereira R., Segura A., Moser P., Chevy A. Positrons and electron-irradiation induced defects ion the layered semiconductor InSe//Appl. Phys. A. – 1992. – Vol. 54, No 2. – P. 147-151.
 15. Fivaz R.C. Dimensionality and the electron-phonon interaction in layer structures//Nuovo Cimento. B. – 1969. – Vol. 69, No 1. – P. 10-28.
 16. Segura A., Pomer F., Cantarero A., Krause W., Chevy A. Electron Scattering mechanisms in n-type indium selenide//Phys. Rev. B. – 1984. – Vol. 29, No 10. – P. 5708-5717.
 17. Zaslonskiy A.V., Kovalyuk Z.D., Mintyanskiy I.V., Savitskiy P.I. Electrical properties of fast cooled InSe single crystals//Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2008. – Vol. 11, No 1. – P. 54-58.
 18. Savitskiy P.I., Kovalyuk Z.D., Mintyanskiy I.V. Space-charge region scattering in indium monoselenide//Phys. Status Solidi A. – 2000. – Vol. 180, No 2. – P. 523-531.
 19. Weisberg L.R. Anomalous mobility effects in some semiconductors and insulators//J. Appl. Phys. – 1962. – Vol. 33, No 5. – P. 1817-1821.
 20. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1990. – 688 с.
 21. Asubar J.T., Agasuma Y., Jinbo Y., Ishibashi T., Uchhitomi N. Annealing effects on impurity band conduction of ZnSnAs₂ epitaxial films// IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2011. – Vol. 21. – P. 012031.
 22. Мотт Н., Туз У. Теория проводимости по примесям//УФН.– 1962.– Т. 79, № 4.– С. 691-740.
 23. Laiho L., Lashkul A.V., Lahderanta E., Nedeoglo D.D., Nedeoglo N.D., Shakhov M.A. Shallow donor states of Ag impurity in ZnSe single crystals//Semicond. Sci. and Technology. – 2006. – Vol. 21, No 5. – P. 654-660.

24. Агринская Н.В., Козуб В.И., Полоскин Д.С. О смешанной проводимости, включающей квазиметаллическую проводимость по примесной зоне, в легированных полупроводниковых структурах//ФТП. – 2010. – Т. 44, № 4. – С. 491-496.
 25. Nedeoglo D.D. Formation and properties of the impurity band in *n*-ZnSe// Phys. Status Solidi B. – 1977. – Vol. 80, No 1. – P. 369-377.
 26. Емельяненко О.В., Лагунова Т.С., Наследов Д.Н., Талалакин Г.Н. Образование и свойства примесной зоны в *n*-GaAs//ФТТ. – Т. 7, № 5. – С. 1315-1323.
 27. Essaleh L., Wasim S.M., Galibert J. Effect of impurity band conduction on the electrical characteristics of *n*-type CuInSe₂//J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, No 8. – P. 3993-3997.
 28. Schцn J.H., Aryshanov E., Fabre N., Bucher E. Transport properties of *n*-type CuGaSe₂//Solar Energy Materials & Solar cells. – 2000. – Vol. 61, No. 4. – P. 417-426.
 29. Aryshanov E., Schцn J.H., Matsushita H., Takizawa T. Impurity band in *p*-type CuInSe₂//Phys. Status Solidi A. – 1999. – Vol. 176, No 2. – P. 1593-1596.
 30. Витовский Н.А., Лагунова Т.С., Машовец Т.В., Рахимов О. Пространственное распределение электрически активных центров в *n*-арсениде галлия и его изменения при гамма-облучении//ФТП. – 1984. – Т. 18, № 9. – С. 1593-1596.
 31. Basinski J., Olivier R. Ionization energy and impurity band conduction of shallow donors in *n*-gallium arsenide//Canad. J. of Physics. – 1967. – Vol. 45, No 1. – P. 119-126.
 32. Song X., Buttger P.H.M., Karlsen O.B., Fingstad T.G., Taftя J. Impurity band conduction in the thermoelectric material ZnSb//Physica Scripta. – 2012. – Vol. T148. – P. 014003.
 33. Walsh D., Poirier A., Christoforou N., Auclair J. Metallic impurity donor band in compensated *n*-type GaAs//J. Phys. C: Solid State Phys. – 1982. – Vol. 15, No 34. – P. 7043-7048.
- LITERATURA**
1. Kovalyuk Z.D., Politanskaya O.A., Sidor O.N., Maslyuk V.T. ‘Elektricheskie i foto-‘elektricheskie harakteristiki struktur na osnove sloistyh poluprovodnikov InSe i GaSe pri obluchenii ‘elektronami s ‘energiej 12,5 MeV//FTP. – 2008. – Т. 42, № 11. – С. 1321-1326.
 2. Kovalyuk Z.D., Litovchenko P.G., Sidor O.N., Katerinchuk V.N., Lastoveckij V.F., Litovchenko O.P., Dubovoj V.K., Polivcev L.A. Vliyanie nejtronnogo oblucheniya na foto‘elektricheskie parametry struktur ITO - GaSe//FTP. – 2007. – Т. 41, № 5. – С. 570-574.
 3. Kovalyuk Z.D., Litovchenko P.G., Lastoveckij V.F., Litovchenko O.P., Dubovoj V.K., Polivcev L.A. Vliyanie nejtronnogo oblucheniya na foto‘elektricheskie parametry struktur *p*-*n*-InSe //Pis'ma v ZhTF. – 2007. – Т. 33, № 18. – С. 14-22.
 4. Kovalyuk Z.D., Katerynchuk V.M., Sydor O.M., Savchuk A.I., Raransky M.D., Palamaryk M.Yu. Change of heterostructures contact potential difference induced by X-ray irradiation//Nuclear Instruments and Methods in Physics. B. – 2006. – Vol. 246. – P.118-121.
 5. Abdinov D.Sh., Askerov K.A., Gadzhieva V.I., Bektashi M.G. Radiacionno-stojkie fotopriemniki na oblast' spektra 0,35-1,1 mkm//Prikladnaya fizika. – 2008. – № 5. – С. 106-109.
 6. Kovalyuk Z.D., Tkachenko V.G., Maksymchuk I.M., Sydor O.M., Sydor O.A., Dubinko V.I. X-ray and Raman investigations of layered InSe and GaSe single crystals irradiated with high-energy gamma-quanta//Proc. of the 1th Int. Conf. Nanomaterials: Applications and Properties NAP-2011, – Alushta, Ukraine. – 2011. – Vol. 2, part 2. – P. 376-380.
 7. Kovalyuk Z.D., Sydor O.M., Sydor O.A., Tkachenko V.G., Maksymchuk I.M., Dubinko V.I., Ostapchuk P.N. Investigation of irradiated layered III-VI crystals by methods of X-ray diffractometry and Raman spectroscopy//Mater. Sci. and Engineering: B. – 2012. – Vol. 2, No. 7 – P. 537-543.
 8. Zhirko Yu.I., Skubenko N.A., Dubinko V.I., Kovalyuk Z.D., Sydor O.M. Influence of impurity doping and γ -irradiation on the optical properties of layered GaSe crystals//J. Mater. Sci. and Engineering: B. – 2012. – Vol. 2, No 2. – P. 91-102.
 9. Zhirko Yu.I., Skubenko N.A., Dubinko V.I., Kovalyuk Z.D., Sydor O.M. Influence of γ -irradiation on optical properties of GaSe crystals//Proc. of the 1th Int. Conference on Nanomaterials: Applications and Properties NAP-2011 – Alushta, Ukraine. – 2011. – Vol. 2, part 2. – P. 364-370.
 10. Sidor O.N., Sidor O.A., Kovalyuk Z.D., Dubinko V.I. Harakteristiki fotodiodov so strukturoj “sobstvennyj oksid-InSe”, obluchennyh vysoko-‘energeticheskimi ‘elektronami//Tehnologiya i konstruirovaniye v ‘elektronnoj apparature. – 2012. – № 6. – С. 29-33.
 11. Parejra R., de la Cruz R.M., Mari B., Segura A., Munoz V. Thermal recovery of the lattice damage in neutron-transmutation-doped InSe//Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47, No 5. – P. 2870-2873.

12. Mari B., Segura A., Chevy A. Electrical properties of neutron-transmutation doped InSe//Appl. Surface Sci. – 1991. – Vol. 50, No 1-4. – P. 415-419.
13. Zaslonskiy A.V., Kovalyuk Z.D., Mintyanskiy I.V., Savitskiy P.I., Sidor O. M. Vpliv oprominennya visokoenergetichnim γ -kvantami ta elektronami na elektrichni vlastivosti *n*-InSe//Mater. nauk.-tehn. konf. "Fizika, elektronika, elektrotehnika" FEE-2012. – Sumi. – 2012. – S.109.
14. De la Cruz R.M., Pereira R., Segura A., Moser P., Chevy A. Positrons and electron-irradiation induced defects in the layered semiconductor InSe//Appl. Phys. A. – 1992. – Vol. 54, No 2. – P. 147-151.
15. Fivaz R.C. Dimensionality and the electron-phonon interaction in layer structures//Nuovo Cimento. B. – 1969. – Vol. 69, No 1. v P. 10-28.
16. Segura A., Pomer F., Cantarero A., Krause W., Chevy A. Electron Scattering mechanisms in *n*-type indium selenide//Phys. Rev. B. – 1984. – Vol. 29, No 10. – P. 5708-5717.
17. Zaslonskiy A.V., Kovalyuk Z.D., Mintyanskiy I.V., Savitskiy P.I. Electrical properties of fast cooled InSe single crystals//Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. – 2008. – Vol. 11, No 1. – P. 54-58.
18. Savitskiy P.I., Kovalyuk Z.D., Mintyanskiy I.V. Space-charge region scattering in indium monoselenide//Phys. Status Solidi A. – 2000. – Vol. 180, No 2. – P. 523-531.
19. Weisberg L.R. Anomalous mobility effects in some semiconductors and insulators//J. Appl. Phys. – 1962. – Vol. 33, No 5. – P. 1817-1821.
20. Bonch-Bruевич V.L., Kalashnikov S.G. Fizika poluprovodnikov. – M.: Nauka, 1990. – 688 s.
21. Asubar J.T., Agasuma Y., Jinbo Y., Ishibashi T., Uchitomi N. Annealing effects on impurity band conduction of ZnSnAs₂ epitaxial films// IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2011. – Vol. 21. – P. 012031.
22. Mott N., Tuz U. Teoriya provodimosti po primesyam//UFN. – 1962. – T. 79, № 4. – S. 691-740.
23. Laiho L., Lashkul A.V., Lahderanta E., Nedeoglo D.D., Nedeoglo N.D., Shakhov M.A. Shallow donor states of Ag impurity in ZnSe single crystals//Semicond. Sci. and Technology. – 2006. – Vol. 21, No 5. – P. 654-660.
24. Agrinskaya N.V., Kozub V.I., Poloskin D.S. O smeshannoy provodimosti, vklyuchayushej kvazimetallicheskuyu provodimost' po primesnoj zone, v legirovannyh poluprovodnikovyyh strukturah //FTP. – 2010. – T. 44, № 4. – S. 491-496.
25. Nedeoglo D.D. Formation and properties of the impurity band in *n*-ZnSe// Phys. Status Solidi B. – 1977. – Vol. 80, No 1. – P. 369-377.
26. Emelyanenko O.V., Lagunova T.S., Nasledov D.N., Talalakin G.N. Obrazovanie i svojstva primesnoj zony v *n*-GaAs//FTT. – T. 7, № 5. – S. 1315-1323.
27. Essaleh L., Wasim S.M., Galibert J. Effect of impurity band conduction on the electrical characteristics of *n*-type CuInSe₂//J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, No 8. – P. 3993-3997.
28. Schun J.H., Aryshyanov E., Fabre N., Bucher E. Transport properties of *n*-type CuGaSe₂//Solar Energy Materials&Solar cells. – 2000. – Vol. 61, No. 4. – P. 417-426.
29. Aryshyanov E., Schun J.H., Matsushita H., Takizawa T. Impurity band in *p*-type CuInSe₂//Phys. Status Solidi A. – 1999. – Vol. 176, No 2. – P. 1593-1596.
30. Vitovskiy N.A., Lagunova T.S., Mashovec T.V., Rahimov O. Prostranstvennoe raspredelenie 'elektricheski aktivnyh centrov v *n*-arsenide galliya i ego izmeneniya pri gamma-obluchenii//FTP. – 1984. – T. 18, № 9. – S. 1593-1596.
31. Basinski J., Olivier R. Ionization energy and impurity band conduction of shallow donors in *n*-gallium arsenide//Canad. J. of Physics. – 1967. – Vol. 45, No 1. – P. 119-126.
32. Song X., Buttger P.H.M., Karlsen O.B., Fingstad T.G., Taftø J. Impurity band conduction in the thermoelectric material ZnSb//Physica Scripta. – 2012. – Vol. T148. – P. 014003.
33. Walsh D., Poirier A., Christoforou N., Auclair J. Metallic impurity donor band in compensated *n*-type GaAs//J. Phys. C: Solid State Phys. – 1982. – Vol. 15, No 34. – P. 7043-7048.