

ВПЛИВ ЛАЗЕРНОГО ІЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ПОВЕДІНКУ ВЛАСНИХ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У МОНОКРИСТАЛАХ АРСЕНІДУ ІНДІЮ

С. В. ПЛЯЦКО, В. П. КЛАДЬКО

УДК 621.382.2 – 548.731

© 1997 р.

Інститут напівпровідників ІЛАН України
(252028 Київ 28, просп. Науки, 45)

Виявлено значні зміни електрофізичних властивостей і структурних характеристик монокристалів InAs під дією лазерного ІЧ-опромінення з енергією квантів меншою за ширину забороненої зони InAs і з густиною потужності лазерного випромінювання $W < 50 \text{ Вт/см}^2$. Ці зміни пов'язані з перетворенням перерозподілом власних точкових дефектів у полі електромагнітної хвилі лазерного випромінювання.

Вступ

Дослідженню природи та поведінки власних точкових дефектів у монокристалах InAs приділяється останнім часом багато уваги в зв'язку з тим, що матеріали *n*-типу можуть використовуватись як підкладки для епітаксії [1]. Однак до цього часу не вдалося отримати об'ємні монокристали InAs з концентрацією носіїв струму меншою за $(1 - 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в той час як власна концентрація носіїв при $T = 300 \text{ К}$ становить $8,86 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Рядом авторів була висловлена думка про те, що причиною цього явища можуть бути електроактивні власні точкові дефекти, концентрація яких перевищує концентрацію залишкових "фонових" домішок, або ж самі фонові домішки S, Se, Sn, які завжди присутні у вихідних матеріалах [2]. Тому дослідження механізмів перетворення зарядових станів точкових дефектів у напівпровідниках під впливом зовнішніх чинників, їх вплив на фізичні властивості та енергетичний спектр кристалів, механізм легування та локалізації домішкових центрів у ґратці викликають інтерес як з точки зору практичного застосування, так і з точки зору фізики цих процесів.

Одним з ефективних методів керування властивостями напівпровідників є метод лазерної обробки. В залежності від співвідношення між величиною кванта лазерного випромінювання $h\omega$ та шириною забороненої зони E_g можна трансформувати його приповерхневі ($h\omega > E_g$) [3] або об'ємні [4] і приповерхневі [14, 15] ($h\omega < E_g$) властивості. Однак не дивлячись на численні дослідження, механізм взаємодії лазерного випромінювання з кристалами

до теперішнього часу не одержав вичерпного пояснення.

Тому метою даної роботи було дослідження лазернестимульованих процесів трансформації структурних та електрофізичних властивостей у кристалах з вузькою областю гомогенності. Зокрема, до таких кристалів належить вузькощілинний InAs ($E_g = 0,35 \text{ еВ}$).

Методика експерименту

Кристали InAs холівської конфігурації опромінювались CO_2 -лазером неперервної дії ($h\omega = 0,118 \text{ еВ}$) при кімнатній температурі. Температура зразка контролювалась у процесі опромінення і не перевищувала 120°С . До та після опромінення проводились дослідження температурної залежності провідності, концентрації носіїв та їх рухливості. Кінстичні коефіцієнти вимірювались за стандартними методиками. Стехіометрія зразків контролювалась за допомогою рентгенодифракційних методів з використанням квазізаборонених рефлексів [5]. Цей метод є чутливим до зміни стехіометрії зразків і з точністю вимірювання інтегральної інтенсивності дифрагованих рентгенівських променів 0,3% дозволяє контролювати зміну складу на рівні 10^{17} см^{-3} . Зміна інтегральної інтенсивності ΔR_i пов'язана із зміною концентрації c_i формулою

$$\Delta R_i / R_i = k(c_{\text{In}} - c_{\text{As}}), \quad (1)$$

де константа k залежить від типу відбиття і виду випромінювання. Розрахунки свідчать, що в разі використання CuK_α -випромінювання і рефлексу 222 можна визначити відхилення $(c_{\text{In}} - c_{\text{As}})/c_{\text{In}}$ на рівні $1,2 \cdot 10^{-4}$. Зміна відносної об'ємної долі спотвореної ґратки ρ_0 визначалась із приросту інтегральної інтенсивності за рахунок дифузної компоненти розсіювання на спотвореннях для рефлексу 333 за

формулою [6]

$$R_{ie} = (1 - \rho_0)R_{id} + \rho_0 R_{ik}, \quad (2)$$

де R_{ie} , R_{id} , R_{ik} — експериментальна і розраховані за динамічною і кінетичною моделями розсіяння інтегральні інтенсивності відповідно.

Результати експерименту та їх обговорення

Досліджувались нелеговані монокристали InAs. Вирізані з однієї пластини зразки шліфувались, а потім хімічно полірувались для зняття порушеного шару. Досліджувані кристали були близькі до стехіометричного складу з незначним відхиленням в бік надлишку атомів As або металічної компоненти і характеризувались дірковою або електронною провідністю відповідно при $T = 77$ К. Концентрація носіїв у зразках електронного типу практично не залежить від температури аж до області власної провідності. В області низьких температур концентрація носіїв струму значно перевищує власну і, очевидно, визначається власними дефектами, що мають електроактивний характер, з рівнями залягання глибоко в зоні провідності, завдяки чому вони не проявляються в температурних залежностях концентрації електронів і провідності σ . Зразки другого типу мають залежність характерну для зразків з дірковим типом провідності — в них з підвищенням температури відбувається інверсія ($T = 240 \div 250$ К) типу провідності, а електропровідність у зразках була майже на три порядки нижчою ніж у зразках з електронною провідністю (рис.1). Після інверсії залежності концентрації носіїв та провідності від температури такі ж, як і в першому випадку.

Виготовлені зразки зазнавали лазерного опромінення ($h\nu = 0,118$ eV, $E_g = 0,35$ eV, $h\nu < E_g$).

При невеликій потужності ($W_1 = 10$ Вт/см²) випромінювання концентрація електронів у першому типі кристалів слабо зменшувалась з часом опромінення. Збільшення потужності ($W_2 = 20$ Вт/см²) викликає помітне зростання концентрації носіїв струму за час експозиції менший ніж при W_1 . Подальше опромінення в тих же умовах приводить до монотонного зменшення концентрації електронів до значення нижчого за початкове (рис.2). Рухливість носіїв при $T = 77$ К на протязі всього часу опромінення зростала і перевищила вихідну в два рази.

Рентгенівські дослідження свідчать про те, що розподіл атомів In і As в ґратці у процесі опромінення також змінюється. Спочатку інтегральна інтенсивність R_i зменшується відносно вихідного значення, що відповідає надлишку атомів In, майже до стехіометричного значення (рис.3), а із збільшенням потужності W_2 спостерігається ріст

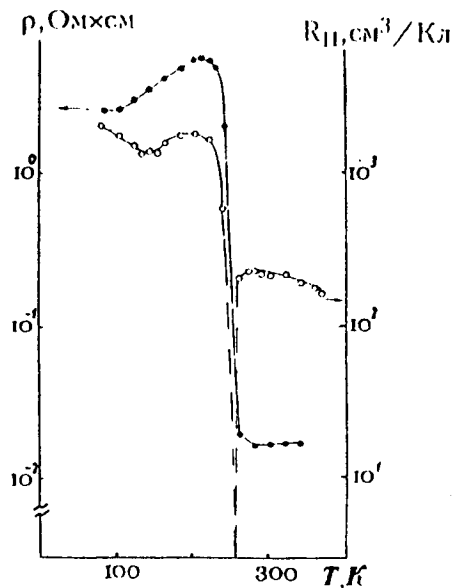


Рис.1. Залежності коефіцієнта Холла R_H та питомого опору ρ від температури для InAs кристалів p -типу

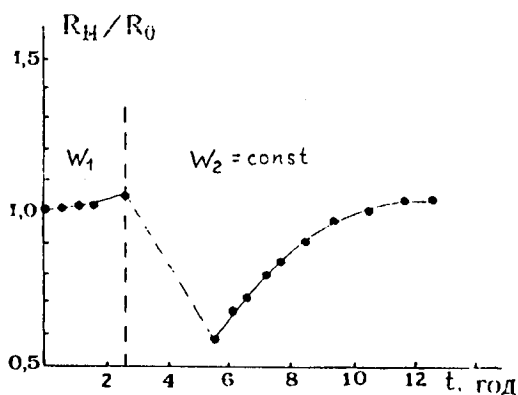


Рис.2. Залежність коефіцієнта Холла від часу ІЧ-опромінення зразків InAs з надлишком In. R_0 — значення сталої Холла для неопроміненого зразка

R_i до значення вищого за вихідне. Накопичення дози ($W_2 = \text{const}$) опромінення викликає зменшення R_i нижче рівня, що відповідає стехіометричному значенню (надлишок As).

У кристалах діркового типу провідності опромінення невеликої потужності ($W_1 = 15$ Вт/см²) не супроводжується помітними змінами носіїв струму при кімнатній температурі, а при 77 К концентрація дірок зростає з часом опромінення і наближається до насичення (рис.4). Із збільшенням потужності ($W_2 > W_1$) випромінювання за час $t = 30$ хв відбувається різкий ріст концентрації дірок з на-

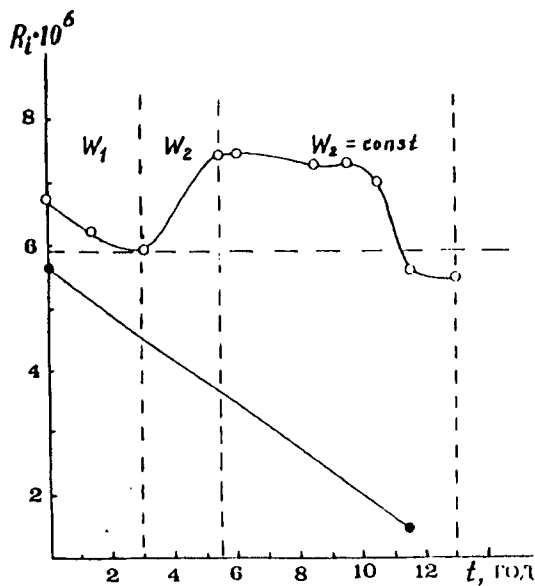


Рис.3. Залежність інтегральної відбивної здатності квазізабороненого рефлексу 222 від часу опромінення для зразків InAs з надлишком In (світлі кружки) і з надлишком As (темні)

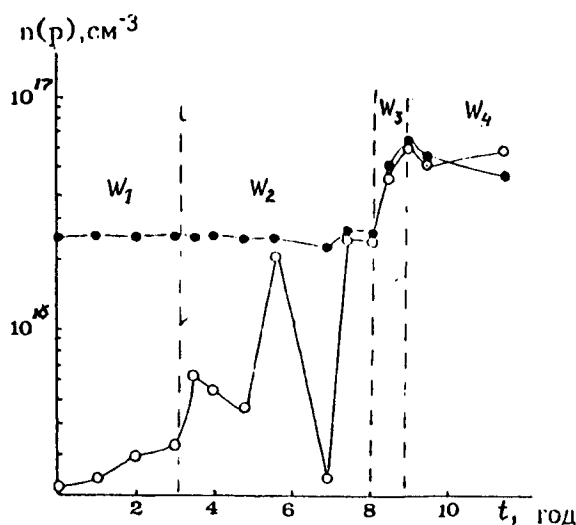


Рис.4. Залежність концентрації носіїв струму від часу опромінення для зразків InAs з надлишком As при кімнатній температурі (темні кружки) та при температурі рідкого азоту (світлі); $W_1 = 15 \text{ Вт/см}^2$, $W_2 = 25 \text{ Вт/см}^2$, $W_3 = 40 \text{ Вт/см}^2$, $W_4 = 4 \text{ Вт/см}^2$

ступним зменшенням з часом опромінення ($W_2 = \text{const}$). Чергове збільшення густини потужності ($W_2 = 25 \text{ Вт/см}^2$) переводить зразки в стан з електронним типом провідності з аномально високою рухливістю носіїв $\mu_{77} = 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (рис.5). Однак цей стан виявився нестабільним. На

протязі двох діб зразки повертались у стан з p -типом провідності. Продовження опромінення з тією ж густиною потужності зменшує концентрацію дірок, а через деякий час кристали переходять у стан з n -типом провідності в усьому інтервалі температур з рухливістю носіїв, яка притаманна звичайним кристалом InAs. При цьому концентрація носіїв з характерною температурною залежністю близька до концентрації електронів у кристалах з n -типом провідності у вихідному стані (до опромінення). Після цього переходу кристали стають стабільними і із збільшенням часу опромінення ($W = \text{const}$) практично ніяких змін у концентрації електронів і їх рухливості не спостерігається. Однак із збільшенням потужності опромінення ($W_3 = 40 \text{ Вт/см}^2$) концентрація носіїв як при кімнатній, так і при азотній температурі знову зростає, як і у кристалах, що спочатку мали електронний тип провідності (рис.2, $t = 5$ год 30 хв і рис.4, $t = 9$ год), але при більших значеннях густини потужності і часу опромінення. Після цього потужність опромінення була значно знижена ($W_4 = 4 \text{ Вт/см}^2$) і до зразка було прикладене зовнішнє постійне електричне поле ($E < 0,1 \text{ В/см}$) паралельне напрямку електричного вектора лазерної хвилі. Як було показано в роботі [7], у цьому випадку лазерностимульовані зміни в ґратці відбуваються значно швидше і, окрім цього, із збільшенням часу спільної дії в кристалах спостерігається напрямлена міграція власних і домішкових компонент. При такій дії концентрація електронів почала падати, а залежність її від температури змінила характер: концентрація зменшується з ростом температури (рис.6).

Результати цих експериментів можна пояснити, якщо вважати, що зміни, які відбуваються в кристалі, є лазерностимульованими і не пов'язані з термодифузійними процесами [7,8]. Спочатку розглянемо лазерностимульовані перетворення в зразках з надлишком In. Під дією лазерного випромінювання ($\hbar\omega < E_g$) починають мігрувати власні компоненти, розташовані в неелектроактивних і недифрагуючих областях (наприклад, дислокаціях, комплексах, скупченнях). В умовах невеликої густини потужності лазерного випромінювання відбувається міграція As по вакансіях власної підґратки. Вакансія As — донор, тому заповнення вакансій зменшує концентрацію електронів, а також інтегральну інтенсивність квазізаборонених рефлексів (рис.2,3). Збільшення густини потужності змінює характер залежності $R_{11}(t)$ на протилежний, що може бути пов'язано з лазерностимульованою міграцією As з вузлів або з лазерностимульованою міграцією неелектроактивного In по своїх вакансіях. Аналізуючи характер залежності $R_{11}(t)$, слід зробити висновок, що така її поведінка, нивидне за все, обумовлена другим механізмом. Вакансії індію — акцептори, тому їх заповнення збільшує

концентрацію електронів (рис.2). Відхилення інтегральної інтенсивності квазізаборонених рефлексів від стехіометричного значення в бік надлишку атомів In також свідчить про заповнення його підґратки (рис.3). Та навіть із загальних міркувань збільшення концентрації вакансій As як з точки зору лазерностимульованих, так і термічних перетворень є малоймовірним.

Як і в інших напівпровідникових сполуках (GaAs, PbSnTe, PbSnSe) [8, 13], так і в InAs лазерностимульовані перетворення відбуваються в обох підґратках, але з різною швидкістю. Звичайно, металічна компонента більш активно реагує на зміну густини потужності, ніж на дозу [13], що і спостерігається в експерименті. При продовженні опромінення в тих же умовах залежність $R_H(t)$ знову починає плавно наростати як при кімнатній, так і при азотній температурах в результаті переважного розподілу As по вузлах ґратки (концентрація електронів падає). Після $t = 11$ год залежність $R_H(t)$ виходить на насичення з концентрацією носіїв дещо нижчою ніж у вихідному кристалі, а інтегральна інтенсивність квазізаборонених рефлексів спадає, перетинаючи значення, що відповідає стехіометричному складу в бік надлишку миш'яку чи індію у підґратці As. Виходячи з того, що концентрація носіїв струму (електронів) при цьому не змінюється, а зміни у співвідношенні компонент досягають 10^{18} см^{-3} , можна вважати, що лазерностимульовані дефекти в разі взаємодії кристала тільки з лазерним випромінюванням є або електронейтральними, або ж самокомпенсуються.

Такий же механізм лазерностимульованого перерозподілу дефектів характерний і для зразків з надлишком As. Спочатку заповнення As вакансій проявляється у збільшенні концентрації дірок при температурі рідкого азоту (рис.4, окіл W_1). Із збільшенням потужності їх концентрація починає зменшуватись, свої вакансії починає заповнювати In. Після переходу в стабільний стан з n -типом провідності характер зміни концентрації носіїв під впливом опромінення в зразках з надлишком As такий же, як і в кристалах з надлишком In. Особливості спостерігаються лише у випадку спільної дії зовнішнього електричного поля і лазерного випромінювання. Як видно з рис.6, після такої дії змінився характер залежності сталої Холла від температури. Така поведінка концентрації електронів з температурою $n(T)$ для InAs є незвичною і може бути пов'язана з наявністю резонансного рівня в зоні провідності, який віддає електрони в s -зону із зниженням температури. З аналізу температурної залежності концентрації носіїв та з урахуванням зонної структури InAs було розраховано положення цього рівня і його зміщення з температурою у припущенні, що донорний рівень формується хвилю-

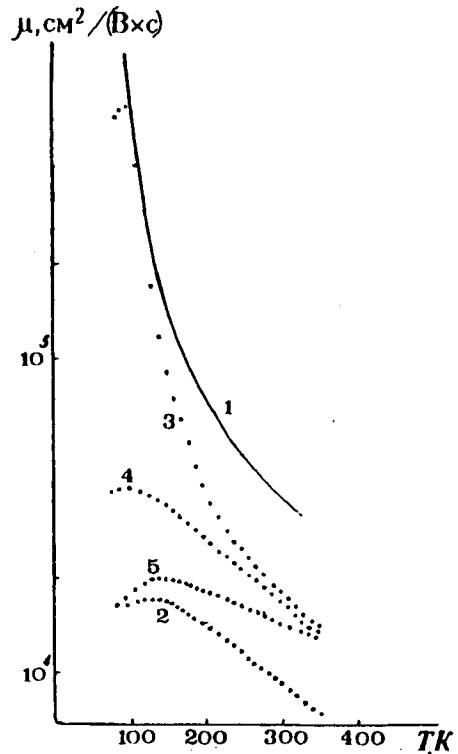


Рис.5. Температурні залежності рухливості електронів в кристалах InAs: 1 — теоретична залежність для розсіювання на коливаннях ґратки [12], 2 — вихідний кристал n -InAs з надлишком In, 3 — кристал InAs з надлишком As у нестійкій електронній області провідності, 4 — кристал InAs з надлишком As у стійкій електронній області провідності, 5 — кристал InAs з надлишком As під спільною дією постійного зовнішнього електричного поля і поля лазерної хвилі

вими функціями S -типу:

$$E_d(T) = E_d(0) - \alpha T (\text{eV}), \text{ де } E_d(0) =$$

$$= (0,057 + 0,005) \text{ eV}, \alpha = (2,0 + 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ eV/K. (3)}$$

Як вже згадувалось, для кристала з надлишком As характерною є область електронної провідності з аномально високим значенням рухливості (рис.5). У кристалах з надлишком In такий стан не спостерігається. Температурні залежності рухливості носіїв в кристалах з надлишком In до опромінення і кристалів з надлишком As зображено на рис.5. Видно, що рухливість електронів у вихідних зразках не дуже висока, оскільки в найбільш досконалих кристалах InAs, вирощених за методом Чохральського, рухливість в області азотних температур сягає значень $\mu_{77} = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Причиною низької рухливості електронів в InAs вважається розсіювання на флуктуаціях складу або домішок. Чим більша концентрація скупчень власних ком-

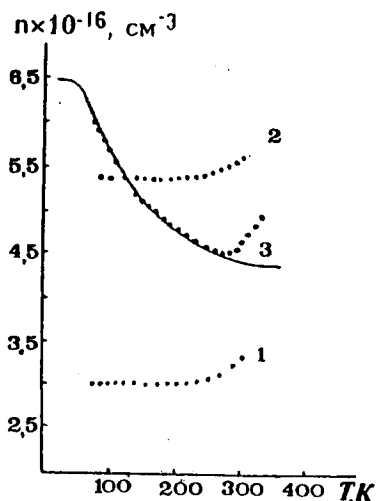


Рис. 6. Температурні залежності концентрації носіїв струму для зразків InAs: 1 — зразок InAs з надлишком In після опромінення протягом 13 год, 2 — зразок InAs з надлишком As у стійкій електронній області провідності після опромінення протягом 3,5 год перед спільною дією електричного поля і лазерного випромінювання (9 год 30 хв), 3 — зразок InAs з надлишком As у стійкій електронній області провідності під спільною дією електричного поля і поля лазерної хвилі (суцільна крива — розрахунок)

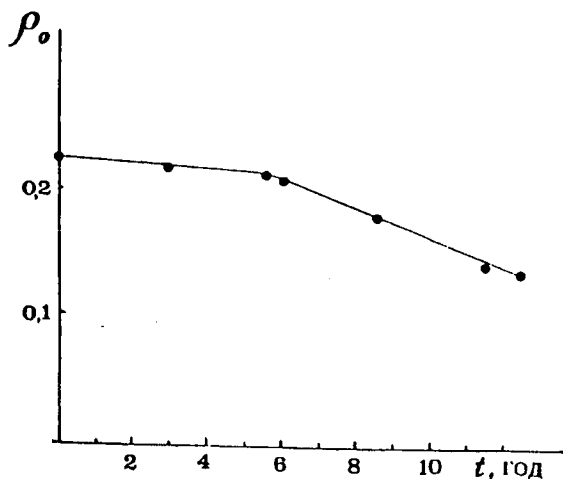


Рис. 7. Зміна відносної об'ємної частки спотвореної ґратки з часом ІЧ-опромінення для зразків InAs з надлишком In

понент або домішок, тим нижча рухливість [9, 10]. На рис. 7 наведено залежність відносної об'ємної долі ρ_0 спотворень у ґратці від часу опромінення, яка монотонно спадає, що свідчить про зменшення об'ємної долі крупномасштабних неоднорідностей у кристалах. Цей результат узгоджується з даними з визначення стехіометрії (дисоціація коагулатів власних компонент при опроміненні приводить до зміни співвідношення атомів у ґратці), а також з поведінкою рухливості носіїв струму в процесі опромінення, яка збільшується по відношенню до

вихідних зразків із збільшенням дози опромінення. Але слід зазначити, що цей механізм розсіювання навряд чи є домінуючим у нестабільній фазі електронної провідності. Про це свідчить той факт, що в кристалах з відносно високою часткою об'ємних спотворень рухливість при $T = 77$ К досягає в процесі опромінення значень практично обмежених тільки розсіюванням на коливаннях ґратки. Слід відмітити і той факт, що концентрація електронів при цьому достатньо висока $n_{77} = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тому концентрація іонізованих домішок буде такого ж порядку. Тоді з урахуванням розсіювання на іонізованих домішках і коливаннях ґратки рухливість не повинна перевищувати $\mu_{77} = 7,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. На експерименті ж рухливість перевищує це значення майже на порядок і не описується теорією Брукса — Херінга у випадку розсіювання електронів на хаотичній сукупності іонів домішки. Рухливість в разі таких концентрацій носіїв струму повинна слабо залежати від температури, в той час як на експерименті рухливість з підвищенням температури зростає (рис. 5). Можливою причиною такої поведінки $\mu(T)$ може бути впорядкування сукупності заряджених розсіюючих центрів під дією лазерного випромінювання внаслідок їх кулонівської відштовхування і утворення корельовано розташованої системи точкових дефектів із змішаною валентністю [11]. Для реалізації впорядкування розсіюючих центрів їх концентрація повинна бути не нижче ніж $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що в компенсованих напівпровідниках з низькими енергіями утворення точкових дефектів, до яких належать сполуки A^3B^5 , цілком можливо. Ще раз хочеться наголосити, що такий стан виникає лише в результаті лазерностимульованого переходу від діркової до електронної провідності.

Рухливість носіїв у кристалах з стійким n -типом провідності дещо нижча ніж рухливість, яка спостерігалась у зразках з надлишком In після опромінення. Це свідчить про більшу концентрацію розсіюючих центрів у зразках з надлишком As. Окрім того, як видно з рис. 5, із збільшенням потужності в разі незначного часу опромінення збільшення концентрації електронів супроводжується зниженням рухливості. Однак характер температурної залежності залишається практично без змін. Особливо необхідно відмітити зміну рухливості $\mu(T)$ у всій області температур при спільній дії лазерного випромінювання з густиною потужності зменшеною на порядок і слабого електричного поля (рис. 5, крива 5) — рухливість росте з температурою, досягає максимуму і потім спадає. Це свідчить про зміну механізмів розсіювання не тільки в області низьких температур $T < 130$ К, але і при більш високих температурах $130 < T < 400$ К. Залежність $\mu(T)$ в області температур $T < 130$ К визначається переважно розсіюванням на іонізованих

домішках, які генеруються спільною дією лазерного випромінювання і зовнішнього електричного поля. Його внесок зростає із збільшенням дози опромінення, що добре узгоджується із залежністю концентрації носіїв у цьому ж інтервалі. До таких центрів, як впливає з аналізу залежності $n(T)$ та інтенсивності квазізаборонених рефлексів, на наш погляд, належать атоми As у міжвузловинах своїх площин.

Висновки

1. Дія лазерного випромінювання з $\hbar\omega < E_g$ і густиною потужності значно нижчою за порогову, необхідну для теплового руйнування кристала, дозволяє змінювати електрофізичні і структурні властивості InAs завдяки перерозподілу власних електронейтральних компонент у полі лазерної хвилі. Змінюючи густиною потужності лазерного випромінювання і час взаємодії з кристалом, можна значно зменшити долю об'ємних спотворень у ґратці і тим самим збільшити рухливість носіїв струму в області низьких температур. Лазерностимульовані зміни концентрації поодиноких власних компонент у ґратці досягають 10^{19} см^{-3} , але тільки незначна їх частина є електроактивною і дає внесок у концентрацію носіїв струму.

2. Спільна дія лазерного випромінювання і слабого зовнішнього постійного електричного поля приводить до появи донорних центрів, котрі ефективно розсіюють носії в області температур $T < 130 \text{ K}$. Рівень знайдених донорних центрів при $T = 0 \text{ K}$ знаходиться в зоні провідності ($E = 0,057 \text{ eV}$) і з підвищенням температури зміщується ($\alpha = (2,0 + 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$) до дна зони провідності. Результати досліджень свідчать про те, що цей рівень належить As у своїй міжвузловині.

3. У кристалах з дірковим типом провідності спостерігається лазерностимульована область з аномально високою рухливістю носіїв струму, яка попередньо може бути обумовлена впорядкуванням сукупності заряджених центрів в області низьких температур.

1. Бублик В. Т., Мильвідский М. Г., Освенский В. Б. // Изв. вузов. Физика. — 1980. — Вып. 7. — С. 7 — 22.
2. Бублик В. Т., Каратаев В. В., Мильвідский М. Г., Морозов А. Н. // Кристаллография. — 1981. — 26, вып. 2. — С. 554 — 561.

3. Кашикарров П. К., Петров В. И., Птицын Д. В. // ФТП. — 1989. — 23, вып. 8. — С. 2080 — 2085.
4. Sizov F. F., Plyatsko S. V. // J. Cryst. Growth. — 1988. — 92. — P. 571 — 580.
5. Fujimoto I. // Jap. J. Appl. Phys. — 1984. — 23, N2. — P. 287 — 289.
6. Лидер В. В., Чуховский Ф. Н., Рожанский В. Н. // ФТТ. — 1977. — 19, вып. 7. — С. 1231 — 1237.
7. Gromovoy Yu. S., Plyatsko S. V., Sizov F. F., Korovina L. A. // J. Phys. C. — 1990. — 2, N2. — P. 10391 — 10400.
8. Кладько В. П., Пляцко С. В. // Письма в ЖТФ. — 1996. — 2, вып. 2. — С. 32 — 36.
9. Баранов А. Н., Воронина Т. И., Гореленок А. А. и др. // ФТП. — 1992. — 26, вып. 2. — С. 1612 — 1619.
10. Баранов А. Н., Воронина Т. И., Лагунова Т. С. и др. // Там же. — 27, вып. 1. — С. 421 — 429.
11. Цидильковский И. М. // УФН. — 1962, вып. 1. — С. 63 — 73.
12. Rode D. L. // Phys. Rev. B. — 1971. — 3. — P. 3287 — 3296.
13. Пляцко С. И., Громовой Ю. С., Кадышев С. К., Климов А. А. // ФТП. — 1994. — 23, вып. 1. — С. 138 — 143.
14. Temple P. A., Soileau M. J. // IEEE J. Quantum Electron. — 1981. — 17. — P. 2067 — 2071.
15. Figueira J. F., Thomas S. J. // Appl. Phys. B. — 1982. — 28. — P. 267 — 272.

Одержано 17.01.97

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АРСЕДИНА ИНДИЯ

С. В. Пляцко, В. П. Кладько

Резюме

Установлено значительное изменение электрофизических свойств и структурных характеристик монокристаллов InAs при воздействии лазерного ИК-излучения с энергией квантов меньшей ширины запрещенной зоны InAs и плотностью мощности лазерного излучения $W < 50 \text{ Вт/см}^2$. Эти изменения связаны с преобразованием и перераспределением собственных точечных дефектов в поле электромагнитной волны лазерного излучения.

INFLUENCE OF LASER IR-IRRADIATION ON BEHAVIOR OF INTRINSIC POINT DEFECTS IN MONOCRYSTALLINE INDIUM ARSENIDE

S. V. Plyatsko, V. P. Klad'ko

Summary

Considerable changes in electrical properties and structural characteristics of InAs single crystals are found under the action of IR laser radiation with photon energies less than the band gap of InAs. These changes are connected with reconstruction and redistribution of intrinsic defects in the field of the electromagnetic wave of laser radiation.