

П.О. Генцарь, С.М. Левицький

ЛАЗЕРНО-СТИМУЛЬОВАНІ ПРОЦЕСИ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

*Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова Національної академії наук України
просп. Науки, 41, Київ, 03028, Україна, E-mail: rastneg@isp.kiev.ua*

Представлено результати оптичних досліджень спектрів відбиття монокристалів n-Si(100) в діапазоні 0.2–1.7 мкм до та після лазерного опромінення в інтервалі енергій 66–108 мДж/см². Експериментально показано збільшення відбиваючої здатності досліджуваних кристалів при такій лазерній обробці. Розглянуто механізми лазерного опромінення. Розраховано залежності глибини утворення ударної хвилі, температури поверхні, глибини плавлення Si при лазерному опроміненні. Проведено оптичні дослідження (спектри відбиття та пропускання) твердих розчинів Ge_{1-x}Si_x (x=0.85) до і після лазерного опромінення в діапазоні енергій 46.6–163.5 мДж/см². Показано, що в області фундаментального оптичного переходу цього матеріалу відбиваюча здатність зменшується, а пропускання збільшується зі збільшенням енергії лазерного опромінення.

Ключові слова: Si, лазерне опромінення, спектри відбиття, спектри пропускання, ударна хвиля, температура поверхні, глибина плавлення, Ge_{1-x}Si_x

ВСТУП

У зв'язку з інтенсивним розвитком нанofізики і нанoeлектроніки дослідження електронних явищ, які проявляються в оптичних спектрах приповерхневих шарів та об'єму функціональних матеріалів електронної техніки, є актуальним. Як відомо, існує багато способів поверхневої обробки функціональних матеріалів електронної техніки – це іонне бомбардування, лазерне опромінення або нанесення на поверхню плівок [10]. Це приводить до зміни, зокрема, електричних і оптичних властивостей матеріалу, що є важливим для виробництва електронних пристроїв сучасного покоління. В останній час дуже успішно використовують для обробки поверхні (приповерхневих шарів) лазерне опромінення. Напівпровідник Si є базовим матеріалом мікро та нанoeлектроніки, а саме на його основі виготовляють низку перетворювачів та детекторів різного роду випромінювання [1–2, 11–12]. Метою даної роботи було дослідження впливу лазерного опромінення на оптичні властивості монокристалів n-Si(100) та твердих розчинів Ge_{1-x}Si_x (x = 0.85).

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

В даній роботі представлені результати оптичних досліджень спектрів відбиття монокристалів n-Si(100) в діапазоні 0.2–1.7 мкм

до та після лазерного опромінення в інтервалі енергій 66–108 мДж/см².

Як експериментальні зразки використовували напівпровідникові пластини монокристалічного n-Si(100) з питомим опором 4.5 Ом·см (при кімнатній температурі). Поверхня кристалів піддавалась механо-хімічній обробці. Зразки піддавались лазерній обробці, а саме, поверхня кристалу була рівномірно опромінена при кімнатній температурі (T = 300 K) імпульсами Nd:YAG лазера (на довжинах хвиль 532 нм) наносекундної тривалості (τ = 7–8 нс) із густиною енергії 66–108 мДж/см².

На рис. 1 показано спектри відбиття n-Si(100) в залежності від енергії лазерного опромінення.

Співвідношення між амплітудами, фазами і станами поляризації падаючої, відбитої та заломленої світлової хвилі при проходженні електромагнітного випромінювання через межу двох прозорих середовищ описуються формулами Френеля, які впливають із електромагнітної теорії світла при розв'язанні рівнянь Максвелла. Відбивання електромагнітних хвиль – це оптичне явище, яке полягає в тому, що при падінні світлової хвилі (оптичного випромінювання) із першого середовища на межу поділу із другим середовищем взаємодія світлової хвилі із твердим тілом приводить до появи світлової хвилі, яка розповсюджується від межі поділу назад в перше середовище. При цьому,

щонайменше, перше середовище повинно бути прозорим для падаючого і відбитого випромінювання. Просторовий розподіл інтенсивності відбитої світлової хвилі визначається відношенням розмірів нерівностей поверхні (межі поділу) до довжини світлової хвилі λ падаючого випромінювання. Якщо нерівності малі порівняно з довжиною світлової хвилі λ , має місце дзеркальне відбиття електромагнітних хвиль. Коли розміри нерівностей співрозмірні із довжиною світлової хвилі λ або перевищують її (шороховаті поверхні, матові поверхні) і розміщення нерівностей хаотичне, то відбивання електромагнітних хвиль дифузне. Можливе також змішане відбивання світлових хвиль, при якому одна частина падаючого випромінювання відбивається дзеркально, а інша - дифузно.

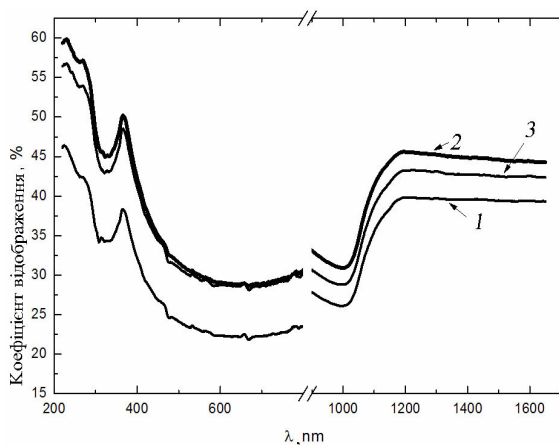


Рис. 1. Спектри відбиття монокристалів n -Si(100): вихідний зразок – крива 1 та зразки опромінені енергіями 66 та 108 мДж/см² – криві 2–3, відповідно

При дзеркальному відбитті світлових хвиль відбитий промінь лежить в площині, яка проходить через падаючий промінь і перпендикуляр до відбиваючої поверхні; кут відбиття електромагнітної хвилі β дорівнює куту падіння електромагнітної хвилі α . Інтенсивність відбитої світлової хвилі залежить від кута падіння світлової хвилі α , поляризації падаючого пучка променів і від співвідношення показників заломлення другого суцільного середовища n_2 і першого суцільного середовища n_1 .

Кількісною характеристикою оптичного явища відбиття електромагнітних хвиль є енергетичний коефіцієнт відбивання R .

Коефіцієнт відбивання R при нормальному падінні або відбивання R напівнескінченного ізотропного середовища (напівпровідника, твердого тіла) визначається наступним співвідношенням [11]:

$$R = \frac{(n - n_0)^2 + \chi^2}{(n + n_0)^2 + \chi^2}. \quad (1)$$

Дане співвідношення випливає із формули Френеля як окремий випадок відбиття світлових хвиль від межі поділу немагнітних середовищ.

Дифузне відбиття світлових хвиль – це розсіювання нерівною поверхнею другого середовища по всіх можливих напрямках. Просторовий розподіл відбитого потоку випромінювання і його інтенсивність різні у різних конкретних випадках і визначаються співвідношенням між довжиною світлової хвилі λ та розмірами нерівностей по поверхні, умовами освітлення, властивостями відбиваючого середовища. Просторовий розподіл дифузно відбитого світла наближено описується законом Ламберта. Дифузне відбиття світла спостерігається також від середовищ, внутрішня структура яких неоднорідна, що приводить до розсіювання світла в об'ємі середовища і повернення частини його в перше середовище. І поглинання і розсіювання світла в другому середовищі можуть сильно залежати від довжини світлової хвилі λ . Слід відмітити, що метод відбивання світла достатньо давно і традиційно застосовується для вимірювання оптичних констант і дослідження оптичних властивостей функціональних матеріалів електронної техніки. Експериментально визначається коефіцієнт відбиття R світлової хвилі по даним вимірювання інтенсивності падаючого світла I_0 і інтенсивності відбитого світла I_R :

$$R = I_R / I_0. \quad (2)$$

Збільшення відбиваючої здатності монокристалів n -Si(100) при лазерному опроміненні в діапазоні енергій 66–108 мДж/см² можна пояснити наступним чином: при обробці досліджуваних кристалів відбуваються структурні зміни тонких приповерхневих шарів і в результаті в сумарний ефект відбивання дає внесок тонкий приповерхневий шар і об'єм матеріалу. Іншим

чином можна сказати, що це результат інтерференції відбитих світлових (електромагнітних) хвиль від межі повітря – тонкий приповерхневий шар та тонкий приповерхневий шар – об’єм кристала. Відбиваюча здатність кристалів визначається показником заломлення n та коефіцієнтом екстинкції χ . Відмінності оптичних характеристик приповерхневого шару та об’єму матеріалу (комплексні показники заломлення приповерхневого шару $\tilde{n}_s = n_s + i\chi_s$ та об’єму матеріалу $\tilde{n}_v = n_v + i\chi_v$ різняться) і приводять до інтегрального ефекту, зображеного на рис. 1.

Експериментально показано, що інтенсивність високоенергетичного піку в монокристалічному n -Si(100) $E_1 = \Lambda_1^c - \Lambda_3^v$ (рис. 1, крива 1), який розміщений при енергії 3.38 eV, після лазерного опромінення зростає.

Отримані дотепер результати досліджень можливостей лазерної обробки тонких приповерхневих шарів металів, напівпровідників та діелектриків свідчать про перспективність застосування лазерної обробки і вказують на необхідність подальших досліджень для виявлення і вивчення закономірностей та особливостей дії лазерного випромінювання з різними характеристиками на функціональні матеріали електронної техніки. Вивчення механізмів лазерного опромінення є важливим для дальнішого прогресу лазерної техніки. Існують механізми термічної і нетермічної природи (ударний, фотохімічний та плазмовий механізми лазерної обробки). Термічний механізм лазерної обробки в більшості випадків є основним механізмом дії лазерного випромінювання. Зроблено багато розрахунків профілю температури в зоні дії променя лазера (оптично-квантового генератора (ОКГ)) і його часових залежностей для різних напівпровідникових матеріалів з різними фізичними параметрами при різних режимах роботи ОКГ. Труднощі, які виникають при теоретичних розрахунках, а саме врахування зміни констант теплопровідності досліджуваного матеріалу в часі, нетермічних механізмів рекомбінації нерівноважних носіїв заряду і т.д. свідчать про те, що доцільно проводити подальші дослідження дії лазера на тонкі приповерхневі шари матеріалів.

До механізмів нетермічної природи відносять наступні:

1. Іонізаційний механізм – іонізація та зміна зарядового стану дефектів напівпровідникової підкладки під дією імпульсу ОКГ приводить до відпалу радіаційних дефектів та їх комплексів.

2. Механізм безвипромінювальної рекомбінації – вплив Оже-процесів, в тому числі поверхневої Оже-рекомбінації.

3. Механізм випромінювальної рекомбінації – перебудова ділянок напівпровідникових структур, які не підлягають безпосередньо дії випромінювання лазера, але розміщених на віддалях, які знаходяться в зоні розповсюдження рекомбінаційного випромінювання.

4. Механізм ударної хвилі – виникає в структурі під дією потужних світлових імпульсів, при цьому знакозмінні поля механічних напружень приводять до виникнення вакансій, які мають високу рухливість, що сприяє дифузії домішкових (міжвузлових) атомів в бік деформацій (ефект переміщення міжвузлових і домішкових атомів отримав назву гетерування). Методи лазерного гетерування дозволяють уникати додаткових дефектів кристала і створювати необхідну конфігурацію деформаційного поля (локальні ділянки). Структурне гетерування, тобто поглинання, обумовлене наявністю ділянок n -Si(100), що мають дефектну структуру і здатність активно поглинати точкові дефекти і зв’язувати домішки. В кремнії роль гетера виконують шари SiO_x , SiO_2 , Si_3N_4 , SiO_{2-x}P , SiC та інші.

Одним з можливих механізмів перенесення атомів углиб кристала напівпровідника при імпульсному лазерному випромінюванні (ІЛВ) може бути багаторазове індивідуальне зіткнення атомів на фронті ударної хвилі (УХ). Критерієм формування УХ при дії на тверде тіло лазерного імпульсу є умова одномірного характеру хвиль стискання [3–6], тобто процес повинен відбуватись в межах напівсфери, радіус якої дорівнює радіусу пучка випромінювання, оскільки, якщо хвиля напруженості не стала УХ в області одномірного руху, відбувається швидке затухання її амплітуди за законом для точкового джерела. Також, тверде тіло, що опромінюється, повинне мати достатню товщину. Ці дві умови можна об’єднати, вводячи поняття характерного розміру l , який є меншим із значень двох величин: товщини матеріалу або радіуса пучка випромінювання.

Тоді критерій виникнення УХ можна записати у вигляді [12]:

$$\frac{\eta l^2 (1-R) E \alpha}{c_l^4 \tau^2 \rho} \frac{8}{\xi^2 (k_s + 1)^2 (\gamma - 1)} \equiv K, \quad (3)$$

де η – ефективне значення коефіцієнта спотворення фронту лазерного імпульсу, ξ – коефіцієнт пропорційності між прискоренням поверхневого шару та зміною швидкості звуку в парах, що утворюються при дії на поверхню твердого тіла лазерного імпульсу, k_s – показник ізоентропи твердого тіла, γ – показник адиабати парів матеріалу.

Права частина нерівності (3), яка позначена через K , є величиною, що досить слабо залежить від умов опромінення. Числове значення K порядку одиниці і може бути уточнене експериментально.

Розрахуємо глибину утворення УХ при дії на поверхню напівнескінченного твердого тіла лазерного імпульсу з кінцевим значенням крутості переднього фронту за формулою [3–4]:

$$Y = \frac{c_l^2 \cdot \tau}{\zeta \cdot (k + 1)} \sqrt{\frac{2 \rho_0 \cdot n}{\bar{\chi} (\gamma - 1) (1 - R) E \cdot \mu_\lambda}}, \quad (4)$$

де c_l – швидкість позовжньої хвилі, τ – тривалість імпульсу, ρ – густина, ζ – параметр величини прискорення поверхневого шару $a = d\zeta/dt$ (при цьому $\zeta \leq 1$), k – показник ізоентропи, $\bar{\chi}$ – ефективне значення коефіцієнта χ перекручування фронту імпульсу, γ – показник адиабати, R – коефіцієнт відбивання, E – густина енергії лазерного імпульсу, α_λ – коефіцієнт поглинання твердого тіла.

На рис. 2 показано дані розрахунку глибини утворення УХ для Si при опроміненні одиночним імпульсом Nd:YAG лазера наносекундної тривалості.

Також одним із важливих параметрів, що визначає режими взаємодії лазерного випромінювання з речовиною, є густина потоку лазерного випромінювання, що поглинається при взаємодії [6–8]. При впливі лазерного випромінювання на матеріал оптична довжина поглинання $1/\alpha$ мала у порівнянні з довжиною теплової дифузії, тобто $\alpha \sqrt{2\chi t_l} \gg 1$, де χ – коефіцієнт теплопровідності, t_l – тривалість лазерного імпульсу. У цьому випадку енергія, поглинута за час дії лазерного випромінювання,

і та, що йде на нагрівання шару завтовшки $\sqrt{2\chi t_l}$ дорівнює $(1-R)qt_l$, де q – густина потоку енергії падаючого лазерного випромінювання, R – коефіцієнт відбиття. Тоді зміну температури даного шару можна оцінити із виразу:

$$\Delta T \approx \frac{(1-R)q}{c\rho} \sqrt{\frac{t_l}{2\chi}}, \quad (5)$$

де c – теплоємність речовини, ρ – її густина. Швидкості нагрівання речовини за рахунок поглинання лазерного випромінювання і його охолодження за рахунок відводу тепла вглиб матеріалу – $\Delta T/t_l$ можна вважати приблизно однаковими.

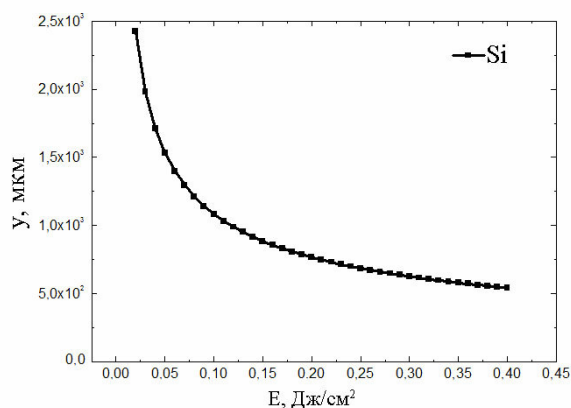


Рис. 2. Залежність глибини утворення УХ від енергії лазерного імпульсу для Si

Різні густини енергії можуть приводити до різних значень температури зони опромінення та товщини розплавленого шару $d_{пл}$. Оцінимо ці величини. Температура поверхні зразків при опроміненні їх світловим променем лазера з гаусовим профілем інтенсивності визначається виразом:

$$T_{нов}(t) = \frac{2E_l(1-R)}{\pi r \alpha_l \sqrt{\pi \chi_0}} \int_0^t \frac{p(t')}{\sqrt{t-t'} [r^2 - 4\chi(t-t')]} dt', \quad (6)$$

де E_l – енергія в імпульсі, r – радіус променя, $p(t')$ – розподіл імпульсу в часі.

Максимальну глибину плавлення d_{max} можна визначити наступним чином. Так, як $d_{max} \sim \sqrt{\chi t_{вип}}$, де $t_{вип}$ – момент досягнення температури випаровування $T_{вип}$, яку визначаємо з виразу:

$$T_{\text{eun}} \cong \frac{2q}{k} \sqrt{\frac{\chi t_{\text{eun}}}{\pi}}, \quad (7)$$

де k – коефіцієнт теплопровідності.

Отже, із вищенаведених виразів і впливає формула для оцінки максимальної глибини плавлення [9, 13]:

$$d_{\text{max}} \approx \frac{\sqrt{\pi k T_{\text{eun}}}}{2q}. \quad (8)$$

На рис. 3, 4 наведені дані розрахунку температури поверхні та оцінка глибини плавлення для Si при опроміненні одиночним імпульсом Nd:YAG лазера наносекундної тривалості.

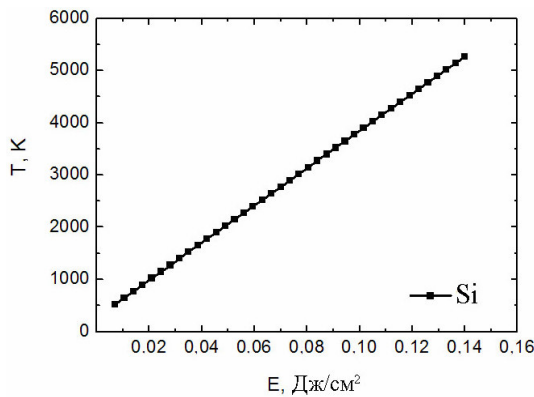


Рис. 3. Залежність температури поверхні Si при опроміненні одиночним імпульсом Nd:YAG лазера наносекундної тривалості

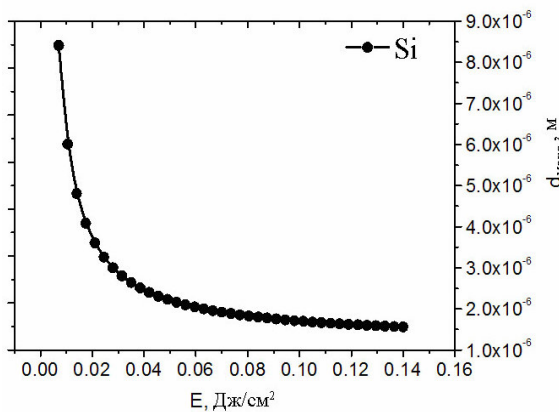


Рис. 4. Залежність глибини плавлення Si при опроміненні одиночним імпульсом Nd:YAG лазера наносекундної тривалості

Слід відмітити, що глибина проникнення світла в зразок дорівнює α^{-1} , а для напівпровідників в типових випадках α вище краю поглинання має порядок 10^4 – 10^6 см⁻¹. При

таких великих коефіцієнтах поглинання світло буде зондувати лише дуже тонкий шар поблизу поверхні зразка (біля 1 мкм або менше).

Таким чином, проведені дослідження показали, що під час лазерного опромінення відбувається лазерно-стимульовані структурні зміни приповерхневого шару монокристалічного Si, при цьому за комплексним показником заломлення приповерхневий шар відрізняється від об'єму матеріалу, що і приводить до збільшення відбиваючої здатності досліджуваних кристалів при даній лазерній обробці.

Досліджено також вплив лазерного опромінення на оптичні властивості твердих розчинів Ge_{1-x}Si_x. З цією метою було досліджено спектри відбивання і пропускання даних розчинів в області фундаментального оптичного переходу.

Монокристали Ge_{1-x}Si_x ($x = 0.85$) вирощувалися методом кристалізації з розплаву (метод Чохральського). Із отриманого злитка було вирізано зразки відповідної форми та розмірів. В подальшому зразки піддавались механохімічній обробці.

На наступному етапі зразки піддавались лазерній обробці, а саме поверхня кристала була рівномірно опромінена при кімнатній температурі ($T = 300$ К) імпульсами випромінювання неодимового лазера ($\lambda = 532$ нм) наносекундної тривалості ($\tau = 7$ – 8 нс) із густиною енергії 46.6–163.5 мДж/см².

Слід відмітити, що структурне гетерування, тобто поглинання, обумовлено наявністю ділянок Ge_{1-x}Si_x, що мають дефектну структуру і мають здатність активно поглинати точкові дефекти і зв'язувати домішки. В зразках германію роль гетера виконують поверхневі шари GeO₂ або GeO.

Із кількісного аналізу спектрів пропускання твердих розчинів Ge_{0.15}Si_{0.85} визначено енергію фундаментального оптичного переходу E_0 даних зразків, яка дорівнює 1.051 eV (1180 нм). Слід відмітити, що пік показника заломлення відповідає фундаментальному краю поглинання. В той же час спад показника заломлення відповідає піку поглинання.

В припущенні про лінійну залежність енергії E_0 від складу розчину x виконуються співвідношення:

$$E_0(\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x) = E_0(\text{Ge}) + k \cdot x \quad (9)$$

$$E_0(\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x) = E_0(\text{Si}) - k(1-x), \quad (10)$$

де $E_0(\text{Ge}) = 0.66$ eV [11]; $E_0(\text{Si}) = 1.11$ eV [11]; $k = 0.45$ eV.

Розраховане значення енергії E_0 , обчислене за формулами (9) та (10), дорівнює 1.0425 eV при складі розчину $x = 0.85$. Відхилення розрахованого значення енергії E_0 від експериментального значення енергії E_0 становить 0.0085 eV.

Як видно з рис. 5 та 6, у наших експериментах спостерігається ефект просвітлення. Це результат інтерференції світла, відбитого від межі повітря – просвітлюючий приповерхневий шар та від межі просвітлюючий приповерхневий шар – твердий розчин. Ця інтерференція приводить до взаємного гасіння відбитих світлових хвиль, а звідси до підсилення інтенсивності світла, що проходить. Згідно теорії, максимальний ефект просвітлення досягається, коли товщина просвітлюючого покриття кратна непарному числу чвертей довжин хвиль λ ($d = (2l + 1)\frac{\lambda}{4}$, де $l = 0, 1, 2, \dots$), а показник заломлення просвітлюючого покриття n_2 визначається із співвідношення $n_2^2 = n_1 \cdot n_3$, де n_1 – показник заломлення середовища, з якого падає світло на досліджуваний зразок (показник заломлення повітря), n_3 – показник заломлення твердого розчину.

Якщо товщина приповерхневого шару, в якому відбулись структурні перетворення, кратна цілому числу півхвиль ($d = l\frac{\lambda}{2}$, де $l = 0, 1, 2, \dots$), то відбиваюча здатність кристалів збільшується, а пропускаюча здатність зменшується.

Відбита світлова хвиля послаблюється тим сильніше, чим більша різниця $n_3 - n_2$. Якщо $n_2 > n_3$, то інтерференція відбитих від межі просвітлюючого покриття променів, навпаки, підсилить інтенсивність відбитої світлової хвилі [14].

Оптичні властивості кристалів визначаються показником заломлення n та коефіцієнтом екстинкції χ . Відмінності оптичних характеристик приповерхневого шару та об'єму (комплексний показник заломлення приповерхневого шару $\tilde{n}_s = n_s + i\chi_s$ відрізняється від такого для

об'єму матеріалу $\tilde{n}_v = n_v + i\chi_v$) і приводять до експериментальних результатів, зображених на рис. 5 і 6.

Як видно з рис. 5, при збільшенні енергії лазерного випромінювання від 46.6 до 163.5 мДж/см² відбиваюча здатність досліджуваного матеріалу зменшується. Це означає, що різниця показників заломлення об'єму досліджуваного матеріалу та приповерхневого шару збільшується. Спектри пропускання (рис. 6) даних зразків показали, що існує повна кореляція із спектрами відбиття, тобто пропускання при збільшенні енергії лазерного випромінювання в цьому діапазоні збільшується.

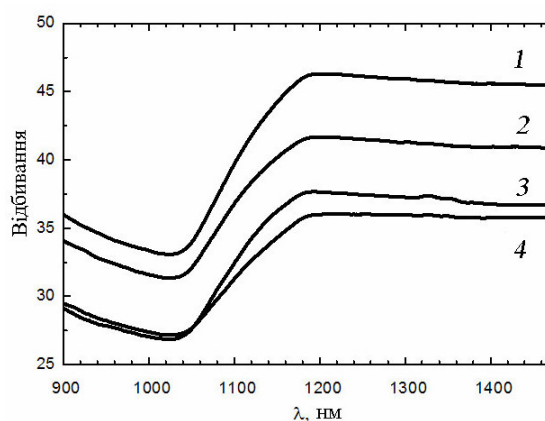


Рис. 5. Спектри відбиття твердих розчинів $\text{Ge}_{0.15}\text{Si}_{0.85}$ в області фундаментального оптичного переходу E_0 : вихідний зразок – крива 1 та зразки, опромінені енергіями: 46.6; 102.3; 163.5 мДж/см² криві 2–4 відповідно

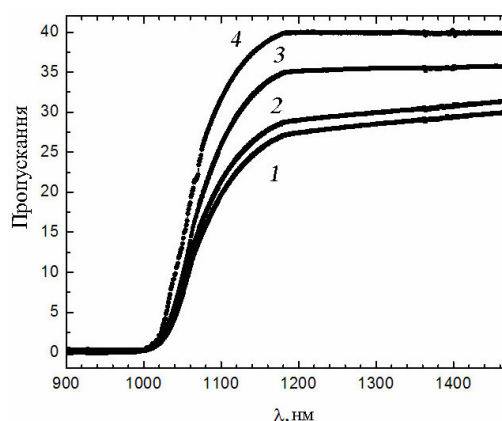


Рис. 6. Спектри пропускання твердих розчинів $\text{Ge}_{0.15}\text{Si}_{0.85}$ в області фундаментального оптичного переходу E_0 : вихідний зразок – крива 1 та зразки, опромінені енергіями: 46.6; 102.3; 163.5 мДж/см² криві 2–4 відповідно

На рис. 7 показано залежності відбиття (а) та пропускання (б) досліджуваних зразків від енергії лазерного опромінення на довжині хвилі 1180 нм.

Таким чином, проведені дослідження показали, що під час лазерного опромінення відбуваються структурні зміни поверхні твердого розчину $Ge_{1-x}Si_x$, при цьому показник заломлення приповерхневого шару стає меншим, ніж показник заломлення твердого розчину. Із спектрів пропускання визначено,

що енергія фундаментального оптичного переходу E_0 твердого розчину $Ge_{1-x}Si_x$ ($x = 0.85$) дорівнює 1.051 eВ.

Лазерна обробка тонких приповерхневих шарів дозволяє змінювати фізичні властивості (оптичні, електрофізичні та інші) функціональних матеріалів електронної техніки, а це є визначальним при дослідженні фундаментальних проблем наноструктурних систем, наноматеріалів та нанотехнологій.

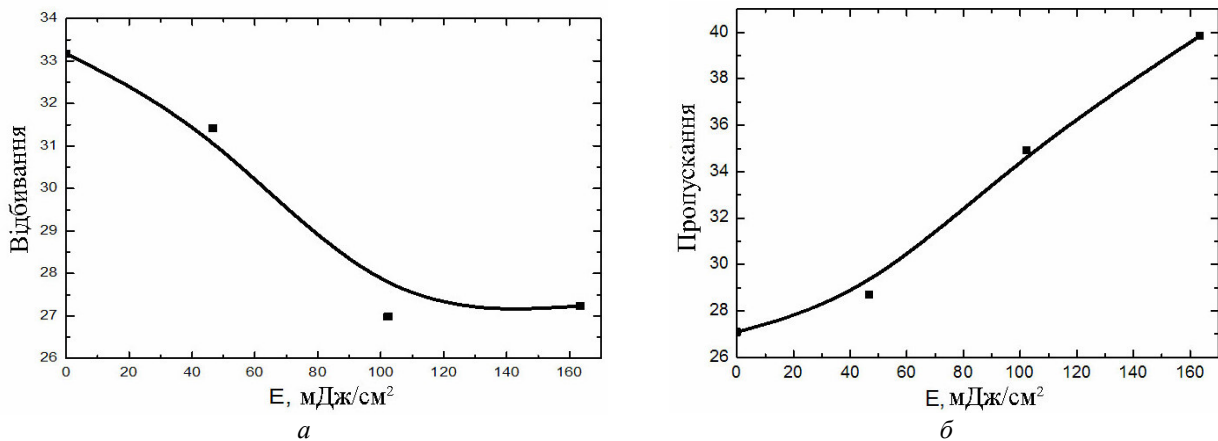


Рис. 7. Залежність відбиття (а) та пропускання (б) досліджуваних зразків від енергії лазерного опромінення на довжині хвилі 1180 нм

ВИСНОВКИ

Проведені оптичні дослідження спектрів відбиття монокристалів n -Si(100) в діапазоні 0.2–1.7 мкм до і після лазерного опромінення в інтервалі енергій 66–108 MJ/cm^2 та оптичні дослідження (спектри відбиття та пропускання) твердих розчинів $Ge_{1-x}Si_x$ ($x = 0.85$) до і після лазерного опромінення в діапазоні енергій 46.6–163.5 MJ/cm^2 дозволяють зробити наступні висновки:

1. Експериментально показано збільшення відбиваючої здатності монокристалів n -Si(100) при даній лазерній обробці. Цей інтегральний ефект пояснюється відмінностями оптичних характеристик приповерхневого шару та об'єму матеріалу (комплексний показник заломлення приповерхневого шару $\tilde{n}_s = n_s + i\chi_s$ відрізняється від такого для об'єму матеріалу $\tilde{n}_v = n_v + i\chi_v$).

2. Розраховано залежності глибини утворення ударної хвилі, температури поверхні,

глибини плавлення Si від енергії лазерного опромінення.

3. Показано, що в області фундаментального оптичного переходу твердого розчину $Ge_{1-x}Si_x$ ($x = 0.85$) відбиваюча здатність зменшується, а пропускання збільшується зі збільшенням енергії лазерного опромінення.

4. Показано, що під час лазерного опромінення відбуваються структурні зміни поверхні твердого розчину $Ge_{1-x}Si_x$, при цьому показник приповерхневого шару стає меншим, ніж показник заломлення твердого розчину. Із спектрів пропускання визначено, що енергія фундаментального оптичного переходу E_0 твердого розчину $Ge_{1-x}Si_x$ ($x = 0.85$) дорівнює 1.051 eВ.

5. В припущенні про лінійну залежність енергії E_0 від складу розчину x виконуються співвідношення:

$$E_0(Ge_{1-x}Si_x) = E_0(Ge) + k \cdot x$$

$$E_0(Ge_{1-x}Si_x) = E_0(Si) - k(1 - x),$$

$$\text{де } E_0(Ge) = 0.66 \text{ eВ}; E_0(Si) = 1.11 \text{ eВ}; k = 0.45 \text{ eВ}.$$

Лазерно-стимулированные процессы в полупроводниках

П.А. Генцарь, С.Н. Левицкий

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины
просп. Науки, 41, Киев, 03028, Украина, rastneg@isp.kiev.ua

Предоставлены результаты оптических исследований спектров отражения монокристаллов $n\text{-Si}(100)$ в диапазоне 0.2–1.7 мкм до и после лазерного облучения в интервале энергий 66–108 мДж/см². Экспериментально показано увеличение отражающей способности исследованных кристаллов при данной лазерной обработке. Рассмотрены механизмы лазерного облучения. Рассчитаны зависимости глубины образования ударной волны, температуры поверхности, глубины плавления Si при лазерном облучении. Проведены оптические исследования (спектры отражения и пропускания) твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x=0.85$) до и после лазерного облучения в диапазоне энергий 46.6–163.5 мДж/см². Показано, что в области фундаментального оптического перехода данного материала отражающая способность уменьшается, а пропускание увеличивается с увеличением энергии лазерного облучения.

Ключевые слова: Si, лазерное облучение, спектры отражения, спектры пропускания, ударная волна, температура поверхности, глубина плавления, $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

Laser-stimulated processes in semiconductors

P.O. Gentsar, S.M. Levytskyi

V. Lashkaryev Institute of Semiconductor Physics of National Academy of Sciences of Ukraine
41 Nauki Avenue, Kyiv, 03028, Ukraine, rastneg@isp.kiev.ua

The laser-stimulated processes have been studied in semiconductors Si and SiGe after their irradiation as well as influence of these processes on the optical properties of irradiated crystals. The results are shown of optical reflection spectra of $n\text{-Si}(100)$ single crystals in the range 0.2–1.7 microns before and after laser irradiation in the energy interval 66–108 mJ/cm² and reflection and transmission spectra of $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0.85$) solid solutions before and after laser irradiation in the energy range 46.6–163.5 mJ/cm².

The mechanisms of laser irradiation are considered and the depth of formation of shock waves, surface temperature, and the depth of melting Si are calculated as dependent on laser irradiation. An increase of reflectivity of Si single crystals, at definite laser treatment is experimentally shown. This integrated effect is explained by differences in optical properties of the surface layer and bulk of material depending on laser irradiation.

The study has indicated that in the fundamental optical transition of $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0.85$) solid solutions the reflecting capability decreases and transmission increases with the energy of laser radiation. Thus, during the laser irradiation laser-stimulated structural changes in the surface layer of crystal take place, where the complex refractive index differs from that of the bulk material, resulting in increased reflectivity of crystals at definite laser treatment.

Keywords: Si, laser treatment, reflection spectra, transmission spectra, shock wave, temperature surface, melting depth, $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$

ЛІТЕРАТУРА

1. Yoh-Ichiro O., Masayuki T., Yotaro A., Naoyuki S. Ultralow surface recombination in p-Si passivated by catalytic-chemical vapor deposited alumina films // Thin Solid Films. – 2011. – V. 519, N 14. – P. 4469–4472.
2. Yow-Jon L., Jian-Huang L. Annealing effect on Schottky barrier inhomogeneity of graphene/n-type Si Schottky diodes // Appl. Surf. Sci. – 2014. – V. 311. – P. 224–229.
3. Янушкевич В.А. Критерий возможности образования ударных волн при воздействии лазерного излучения на поверхность поглощающих конденсированных сред // Физика и химия обработки материалов. – 1975. – Т. 5. – С. 9–11.

4. Иванов Л.И., Литвинова Л.И., Янушкевич В.А. Глубина образования ударной волны при воздействии лазерного излучения на поверхность монокристаллического молибдена // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 1. – С. 204–206.
5. Иванов Л.И., Никифоров Ю.Н., Янушкевич В.А. Эффект изменения электропроводности полупроводниковых кристаллов при прохождении ударной волны от импульса излучения ОКГ // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 67, № 1. – С. 147–150.
6. Банишев А.Ф., Голубев В.С., Кремнев А.Ю. Генерация и накопление дислокаций на поверхности кремния при воздействии импульсно-периодического излучения YAG:Nd лазера // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71, № 8. – С. 33–38.
7. Либенсон М.Н. Нагрев и разрушение тонких пленок излучением ОКГ // Физика и химия обработки материалов. – 1968. – Т. 2. – С. 3–11.
8. Левинсон Г.Р., Смилга В.И. Лазерная обработка тонких пленок // Квантовая электроника. – 1967. – Т. 3, № 8. – С. 1637.
9. Кириченко В.Г., Кирдин А.И., Коваленко Т.А., Остапов А.В. Влияние импульсного лазерного облучения на структуру поверхностных слоев циркониевых сплавов // Вісник Харківського університету. – 2007. – Т. 777. – С. 41–50.
10. Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников. – Москва: Мир, 1990. – 484 с.
11. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников. – Москва: Физматлит, 2002. – 533 с.
12. Kruusing Arvi. Handbook of liquids-assisted laser processing. – Amsterdam, Boston: Elsevier, 2008. – 464 с.
13. Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. – Москва: Атомиздат, 1991. – 235 с.
14. Борн М. Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Наука, 1973. – 721 с.

REFERENCES

1. Yoh-Ichiro O., Masayuki T., Yotaro A., Naoyuki S. Ultralow surface recombination in p-Si passivated by catalytic-chemical vapor deposited alumina films. *Thin Solid Films*. 2011. **519**(14): 4469.
2. Yow-Jon L., Jian-Huang L. Annealing effect on Schottky barrier inhomogeneity of graphene/n-type Si Schottky diodes. *Appl. Surf. Sci.* 2014 **311**: 224.
3. Yanushkevich V.A. Criterion for the possibility of formation of shock waves under the influence of laser radiation on the surface of absorbing condensed media. *Physics and chemistry of materials processing*. 1957. **5**: 9.
4. Ivanov L.I., Litvinov L.I., Yanushkevich V.A. The depth of the shock wave formation under the influence of laser radiation on the surface of the monocrystalline molybdenum. *Quantum Electronics*. 1977. **4**(1): 204.
5. Ivanov L.I., Nikiforov Y.N., Yanushkevich V.A. Effect of change in the electrical conductivity of semiconductor chips during the passage of the shock wave from the pulse laser radiation OKG. *JETP*. 1974. **67**(1): 147.
6. Banishev A.F., Golubev V.S., Silicon A.Y. The generation and accumulation of dislocations in the silicon surface when exposed to repetitively pulsed radiation of YAG: Nd laser. *Technical Physics*. 2001. **71**(8): 33.
7. Libenson M.N. Heating and destruction of thin films of laser radiation. *Physics and Chemistry of Materials Treatment*. 1968. **2**: 3.
8. Levinson G.R., Smilga V.I. Laser treatment of thin films. *Quantum Electronics*. 1967 **3**(8): 1637.
9. Kirichenko V.G., Kirdina A.I., Kovalenko T.A., Astapov A.V. Effect of pulsed laser irradiation on the structure of the surface layers of zirconium alloys. *The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University*. 2007. **777**: 41.
10. Bechstedt F., Enderlein R. *Semiconductor surfaces and interfaces*. (Berlin: Akademie Verlag, 1988).
11. Yu P.Y., Cardona M. *Fundamentals of semiconductors: physics and material properties*. (Berlin: Springer-Verlag, 1996).
12. Kruusing Arvi. *Handbook of liquids-assisted laser processing*. (Amsterdam, Boston: Elsevier, 2008).
13. Bykovskii Y.A., Nevolin V.N., Fominsk V.Y. *Ion implantation and laser metal materials*. (Moscow: Atomizdat, 1991).
14. Born M., Wolf E. *Principles of Optics*. (London: Pergamon, 1959).

Надійшла 11.12.2015, прийнята 31.03.2016