

В.П. ВЕЛЕЩУК, О.І. ВЛАСЕНКО, З.К. ВЛАСЕНКО, В.А. ГНАТЮК,
С.М. ЛЕВИЦЬКИЙ

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680; e-mail: vvvit@ukr.net)

ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОРОГА ПЛАВЛЕННЯ CdTe ВІД ТРИВАЛОСТІ ІМПУЛЬСУ ТА ДОВЖИНИ ХВИЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРА І ПАРАМЕТРІВ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

УДК 536.331, 539.219.3,
539.388.2

Розраховано поріг плавлення CdTe в залежності від довжини хвилі випромінювання $I_{th}(\lambda)$ та тривалості лазерного імпульсу $I_{th}(\tau_p)$ з урахуванням параметрів ННЗ. При наносекундному лазерному опроміненні CdTe в області фундаментального поглинання враховано три компоненти енергії, що виділяється при термалізації збуджених носіїв – відразу після збудження (1), при безвипромінювальній об'ємній (2) та безвипромінювальній поверхневій (3) рекомбінації, які в сукупності визначають глибину проникнення тепла у кристал і відповідно поріг плавлення. Показано, що поріг плавлення змінюється від 2,6 до 4,75 МВт/см² при зростанні λ від 300 нм до 800 нм при $\tau_p = 20$ нс. Виявлено, що зміна параметрів ННЗ – швидкості поверхневої рекомбінації, часу життя, глибини дифузії може змінити поріг плавлення CdTe принаймні на 30 відсотків.

Ключові слова: CdTe, імпульсне лазерне опромінення.

1. Вступ

Телурид кадмію є базовим матеріалом для створення детекторів рентгенівського, гамма-випромінювання та ІЧ-сенсорів. Особлива увага до CdTe зумовлена, зокрема, великими атомними числами, значним поперечним перерізом для фотоелектричного поглинання [1–5].

Одним з ефективних методів обробки поверхні при формуванні бар'єрних детекторних структур гамма-випромінювання на основі CdTe є наносекундне лазерне опромінення, що дозволяє в ряді випадків оптимізувати необхідні параметри (стан) поверхні на етапі технологічних обробок при нанесенні контактів (Ag, In, Au) та формуванні бар'єра [2–4]. Актуальною задачею також є формування впорядкованих наноструктур на поверхні CdTe при імпульсному лазерному опроміненні (ІЛО) [6]. При ІЛО напівпровідників та структур на їх основі використовуються лазери з різною тривалістю імпульсу τ_p та довжиною хвилі випромінювання λ . Для модифікації поверхні використовуються переважно рубіновий ($\lambda = 694$ нм), неодимовий (1-а гармоніка, 1064 нм та 2-га гармоніка, 532 нм) та

ексімерні KrF (248 нм) та XeF (351 нм) лазери з типовими $\tau_p = 7, 20, 80, 120$ нс та ін., а тому в першу чергу нас буде цікавити діапазон $\tau_p = 5–120$ нс.

Відповідно, у таких задачах часто потрібно заздалегідь знати чи хоча б оцінити температуру та поріг плавлення I_{th} поверхні CdTe при ІЛО в залежності від тривалості лазерного імпульсу τ_p , довжини хвилі випромінювання (коефіцієнта оптичного поглинання $\alpha(\lambda)$), а також електрофізичних параметрів самої поверхні CdTe, зокрема, швидкості поверхневої рекомбінації S та часу життя нерівноважних носіїв заряду (ННЗ). Параметри залежать від способу обробки поверхні [7] та концентрації легуючих домішок. Експериментальні дослідження в даному випадку є дуже працездатними та тривалими, а тому актуальним стає теоретичний розрахунок I_{th} та температури поверхні в залежності від τ_p , $\alpha(\lambda)$ та інших параметрів.

У літературі є неузгодженості щодо встановлення значень порога плавлення CdTe і відповідно інтерпретації змін фотоелектричних властивостей при наносекундному лазерному опроміненні при ідентичних умовах експерименту. Так, у роботах [8, 9] значення порога плавлення CdTe(111) при опроміненні рубіновим лазе-

© В.П. ВЕЛЕЩУК, О.І. ВЛАСЕНКО, З.К. ВЛАСЕНКО,
В.А. ГНАТЮК, С.М. ЛЕВИЦЬКИЙ, 2017

ром з $\tau_p = 20$ нс експериментально та теоретично встановлено як 2 МВт/см^2 (40 мДж/см^2). У нашій роботі [10] при тих самих умовах – $I_{th} = 8 \text{ МВт/см}^2$ для CdTe(111), у роботі [11] – $I_{th} = 4 \text{ МВт/см}^2$, [12] – $10\text{--}12 \text{ МВт/см}^2$. У дослідженнях [13–15] I_{th} для CdTe(111) оцінюється як 300 мДж/см^2 (15 МВт/см^2). При опроміненні ексимерним КгF ($\lambda = 248 \text{ нм}$, $\tau_p = 20$ нс) лазером $I_{th} = 2,5 \text{ МВт/см}^2$ [3, 4, 16].

2. Формули для розрахунку порога плавлення

Звичайно, швидкоплинний (десятки – сотні наносекунд) процес нагріву-охолодження поверхні CdTe при наносекундному лазерному опроміненні є доволі складним для математичного опису, зважаючи на залежність теплофізичних параметрів та концентрації фотозбуджених ННЗ від самої температури. Поріг лазерно-індукованого плавлення поверхні кристала в першу чергу визначається глибиною дифузії тепла $L_H = \sqrt{k\tau_p}$ та глибиною поглинання світла $d \sim \alpha^{-1}$; α – коефіцієнт поглинання, k – коефіцієнт температуропровідності. Зазвичай, теоретично поріг плавлення поверхні напівпровідника при ЛЮ визначається шляхом розв’язку нестационарного рівняння теплопровідності з крайовою задачею в області розділу фаз (задача Стефана).

Математичне моделювання фазових переходів, ініційованих в телуриді кадмію імпульсним лазерним опроміненням на основі рівняння теплопровідності [4, 11, 16, 17], утруднене врахуванням частин енергії оптичного випромінювання, що йде на миттєву термалізацію ($\tau \approx 10^{-12}$ с) та на збудження електронно-діркової плазми з подальшою її дифузиею та рекомбінацією. У [18] це враховується компонентами енергії, що виділяється при термалізації збуджених носіїв відразу після збудження, а також при безвипромінювальній об’ємній та безвипромінювальній поверхневій рекомбінації, які в сукупності визначають значення глибини проникнення тепла у кристал і відповідно поріг плавлення. Тобто враховуються власне “напівпровідникові” характеристики кристала.

Тому теоретичне обчислення процесу лазерного нагрівання повинно детально враховувати оптичні характеристики, дифузю ННЗ та дифузю тепла, а також зміну даних параметрів з густиною

ННЗ та з температурою. При однорідному за площею опроміненні напівобмеженого кристала густина потужності I , що необхідна для нагріву поверхні з початкової температури T_0 до кінцевої температури T_f , описується типовою загальновідомою формулою, яка, зокрема, наведена і в [18, 19]:

$$I_0 = \frac{\rho c_p(T_0) \Delta T L_H}{[1 - R(T_0)] \tau_p}, \quad (1)$$

де ρ – густина, c_p – питома теплоємність, R – коефіцієнт оптичного відбивання, τ_p – тривалість лазерного імпульсу, $\Delta T = T_f - T_0$. На відміну від простого виразу $\sqrt{k\tau_p}$, тут глибина проникнення тепла в матеріал L_H дається виразом, який вже враховує параметри ННЗ [18]:

$$L_H = \frac{1 - R(T_0)}{c_p(T_0) \Delta T} \int_{T_0}^{T_f} \frac{dT c_p}{(1 - R)\alpha} [\chi_T / (L_T \alpha + 1) + \chi_B^{NR} (L_T \alpha + L_D \alpha + 1) + \chi_S^{NR} / (L_T \alpha)]^{-1}, \quad (2)$$

де $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_{FC}$ – коефіцієнт повного оптичного поглинання, α_1 та α_2 – коефіцієнти одного та двофотонного зона-зонного поглинання, α_{FC} – коефіцієнт поглинання на вільних носіях, $L_D = \sqrt{D\tau_B}$ – глибина дифузії вільних носіїв, $D = \frac{k_B T}{e} \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$ – коефіцієнт амбіполярної дифузії носіїв, k_B – стала Больцмана, τ_B – час життя носіїв при рекомбінації в об’ємі кристала, μ_n та μ_p – рухливості електронів та дірок відповідно.

Тут $L_T(T) \approx \sqrt{\pi k(T) \tau_p (T - T_0) / \Delta T}$. Параметри χ_T , χ_B^{NR} та χ_S^{NR} означають ті компоненти енергії лазерного випромінювання, яка виділяється, відповідно, при термалізації збуджених носіїв відразу після збудження, при безвипромінювальній об’ємній та безвипромінювальній поверхневій рекомбінації:

$$\chi_T = \left\{ \left[1 - \frac{\eta_Q E_R}{h\nu} \right] \alpha_1 + \left[1 - \left(\frac{E_R}{2h\nu} \right) \right] \alpha_2 + \alpha_{FC} \right\} / \alpha, \quad (3)$$

$$\chi_B^{NR} = (\tau / \tau_B^{NR}) (1 - \chi_T), \quad (4)$$

$$\chi_S^{NR} = (\tau / \tau_S^{NR}) (1 - \chi_T) L_D \alpha / (L_D \alpha + 1), \quad (5)$$

де η_Q – безрозмірний параметр, який означає відношення енергії фотонів, яка термалізується на глибині поглинання $1/\alpha$ до енергії рекомбінації

ННЗ на глибині дифузії, $h\nu$ – енергія фотона, E_R – енергія рекомбінації, $\tau = (\tau_B^{-1} + \tau_S^{-1})^{-1}$ – ефективний час рекомбінації носіїв, $\tau_S = L_D/S$ – ефективний час життя ННЗ на поверхні, S – швидкість поверхневої рекомбінації, τ_B^{NR} та τ_S^{NR} – часи життя ННЗ в об’ємі та на поверхні при безвипромінювальній рекомбінації.

3. Результати та їх обговорення

У виразах (1)–(5) необхідно врахувати залежність теплофізичних величин та параметрів ННЗ від температури, дані CdTe наведено у таблиці та на рис. 1 – $\alpha(\lambda)$, $R(\lambda)$. Температурна залежність коефіцієнта поглинання за рахунок густини носіїв на поверхні доволі добре описується апроксимаційною формулою $\alpha(\lambda) = \alpha_0 + A(\lambda)T \text{ м}^{-1}$, зокрема $\alpha(\lambda = 694 \text{ нм}) = 3 \cdot 10^6 + 8400T \text{ м}^{-1}$ [11, 17]. Зважаючи на незначне двофотонне поглинання в області фундаментального поглинання, таку залежність і будемо використовувати надалі при розрахунках в діапазоні хвиль 300–800 нм. В околі температури плавлення α зростає приблизно в 2,5 раза. Також слід врахувати залежність коефіцієнта відбивання R від температури (густини потужності імпульсу I), згідно з [20] R змінюється від 0,28 до 0,36 при зміні I від 0 до 0,2 Дж/см² за рахунок початку плавлення. Взагалі, величина R доволі суттєво впливає на I_{th} .

Важливим є знання часу життя ННЗ на поверхні та в об’ємі CdTe при ІЛЮ. У загальному випадку час життя ННЗ в об’ємі CdTe задається виразом:

$$1/\tau_B = 1/\tau_{SR} + 1/\tau_{Rad} + 1/\tau_{Aug},$$

де $1/\tau_{SR}$, $1/\tau_{Rad}$, $1/\tau_{Aug}$ – часи життя згідно з фізичними механізмами рекомбінації Шоклі–Ріда, випромінювальної та оже-рекомбінації. При високих рівнях збудження ННЗ, які мають місце при наших густинах потужності лазера, домінує оже-рекомбінація [4], відповідно час життя носіїв $\tau_B \approx \tau_{Aug} = 1/\gamma_{Aug} n^2$, де n – концентрація ННЗ. З іншого боку, час життя можна розкласти на випромінювальну та безвипромінювальну компоненти, як це має місце у виразах (3)–(5): $1/\tau_{B(S)} = 1/\tau_{B(S)}^{Rad} + 1/\tau_{B(S)}^{NR}$. У той самий час, зважаючи на те, що випромінювальна рекомбінація не вносить внесок у нагрів ґратки, а також на її малість, знехтуємо першим доданком, відповідно часи $\tau_B = \tau_B^{NR}$, $\tau_S = \tau_S^{NR}$. Таким чином, при ІЛЮ

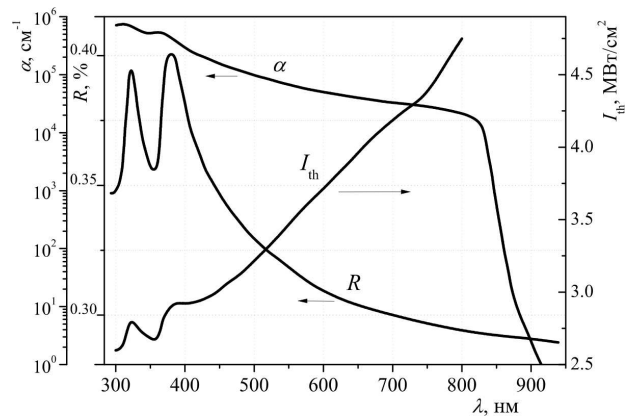


Рис. 1. Розрахована залежність порога плавлення від довжини хвилі лазера $I_{th}(\lambda)$ при $\tau_p = 20$ нс та експериментальні залежності $R(\lambda)$ і $\alpha(\lambda)$ CdTe [22, 24]

CdTe час життя ННЗ в об’ємі визначається переважно оже-рекомбінацією, а на поверхні швидкістю рекомбінації S .

Використаємо при розрахунках типові параметри детекторного високоомного p -CdTe (див. таблицю), наприклад, фірми Acrogad Co. Ltd [2–5]. При наносекундному лазерному опроміненні вимірний час життя ННЗ становить $3 \cdot 10^{-8}$ с [5].

Параметр η_Q показує відношення енергії фотонів, яка одразу термалізувалась на глибині поглинання $1/\alpha$ до енергії фотонів, яка перейшла до ННЗ і виділилась при рекомбінації на глибині дифузії ННЗ L_D (енергія рекомбінації). Для CdTe η_Q дещо невизначений при ІЛЮ (див. таблицю), проте розрахунки показали, що при відомих його значеннях – від 0,3 до 0,78 величина I_{th} змінюється в 1,08 раза. Зазвичай, для деяких напівпровідників (InSb, Si) η_Q близький до одиниці [18].

На рис. 1 наведено розрахунок порога плавлення CdTe в діапазоні довжин хвиль 300–800 нм та для наочності літературні дані $R(\lambda)$ і $\alpha(\lambda)$ в логарифмічному масштабі. Розрахунок зроблено за формулами (1), (2) з урахуванням даних таблиці. При розрахунку для λ більше 800 нм, та особливо в області прозорості CdTe (від 850 нм) потрібно враховувати двофотонне поглинання та відповідно концентрацію дефектів та легуючих домішок, від яких сильно залежить I_{th} . Зазвичай коефіцієнт двофотонного поглинання CdTe $\beta = 0,1–0,2$ см/МВт (при $\lambda = 1,064$ мкм).

Як видно, при зміні λ від 380 нм до 800 нм R змінюється від 0,4 до 0,29, тобто у 1,38 раза,

Фізичні характеристики CdTe

Параметр	Значення
ρ_0 , густина, кг/м ³	5860
Температура плавлення, °С	1092
c_p , питома теплоємність, Дж/(кг·К)	209
k , температуропровідність, м ² /с	$7,1(5,8) \cdot 10^{-6}$ [22]
Залежність густини ρ від температури, кг/м ³	$5887-0,1165 \cdot T$ [21]
Залежність теплоємності c_p від температури, Дж/(кг·К)	$205 + 3,6 \cdot 10^{-2} \cdot T$ [16, 17, 22]
Залежність температуропровідності k від температури, м ² /с	$2,16 \cdot 10^{-3}/T$ [22]
Залежність теплопровідності від температури, Дж/(м·с·К)	$1507/T$ [16, 17, 22]
Оптичні та електронні параметри CdTe при $\lambda = 694$ нм (рубіновий лазер)	
R , показник відбиття	0,28 [20, 24]
α , коефіцієнт поглинання, м ⁻¹	$3 \cdot 10^6$ [17, 24]
D , коефіцієнт амбіполярної дифузії ННЗ, м ² /с	$3,9 \cdot 10^{-4}$ (300 K), $5,7 \cdot 10^{-4}$ (1000 K)
τ_B , час життя ННЗ в об'ємі, с (для p -CdTe)	$(10-30) \cdot 10^{-9}$ [5, 23]
τ_S , час життя ННЗ на поверхні, с	$(0,5-1) \cdot 10^{-9}$ [5, 23]
γ_{Aug} , константа оже-рекомбінації, см ⁶ /с	$1,7 \cdot 10^{-30}$ [22, 23]
S , швидкість поверхневої безвипромінювальної рекомбінації, м/с	10^3-10^5 [1, 5, 7, 23]
η_Q , безрозмірний параметр	0,3-0,78
E_R , енергія рекомбінації, еВ	1,5
μ_n , рухливість електронів, см ² /(В·с)	1000-1100 (300 K) [1, 22]
μ_p , рухливість дірок, см ² /(В·с)	80-100 (300 K) [1, 22]
L_D , глибина дифузії ННЗ, м (для p -CdTe)	$(0,4-2) \cdot 10^{-6}$ [23]

при цьому коефіцієнт поглинання α змінюється від $4,4 \cdot 10^5$ см⁻¹ до $2,1 \cdot 10^4$ см⁻¹, тобто більше, ніж на порядок. Очевидно, що при зменшенні тільки коефіцієнта відбивання I_{th} спадає (формула (1)), а при зменшенні α – зростає, оскільки нагрівається вже більший об'єм поверхневого шару CdTe. Тому залежність $\alpha(\lambda)$ буде визначати хід залежності I_{th} . В області 300–420 нм $R(\lambda)$ має 2 піки, де зміна R становить 5%, α також має два невеликі піки в даній області; це зумовлено переходом електронів у мінімум L в зоні провідності (переходи $L_{4,5}-L_6$ та L_6-L_6). Такий характерний хід кривих $R(\lambda)$ та $\alpha(\lambda)$ в області 300–420 нм відбивається на залежності $I_{th}(\lambda)$, де спостерігається максимум та мінімум (рис. 1). Таким чином, при зміні довжини хвилі лазерного імпульсу від 300 нм до 800 нм поріг плавлення змінюється від 2,6 до 4,75 МВт/см², тобто майже у 2 рази.

Нижче $\lambda = 300$ нм коефіцієнт поглинання CdTe є дуже високим і світло поглинається на глибині ≈ 10 нм. Наприклад, для ексімерного KrF лазера ($\lambda = 248$ нм, $\tau_p = 20$ нс, $\alpha = 1,1 \cdot 10^6$ см⁻¹) $I_{th} = 2,5$ МВт/см² [3, 4, 16], а згідно з нашим розрахунком $I_{th} = 2,71$ МВт/см², що є доволі прийня-

тним значенням, бо при $\lambda = 248$ нм R має високе значення – 0,46 [22].

Важливим є залежність порога плавлення від тривалості імпульсу, така залежність наведена на рис. 2. Видно, що густина потужності порога плавлення доволі різко спадає з ростом τ_p (згідно з формулами (1), (2)), при цьому зростає глибина та відповідно об'єм прогрітого шару. При скороченні тривалості імпульсу швидкість надходження енергії стає вищою і процеси термалізації ННЗ та переносу тепла в глибші шари за рахунок теплопровідності стають повільними.

Залежність на рис. 2, а дає інформацію, як змінюється поріг плавлення при зміні тривалості імпульсу від 7 до 120 нс, оскільки типові лазери в режимі модуляції добротності мають тривалість імпульсу 7, 15, 20, 80 чи 120 нс. Залежність на рис. 2, б наведена для широкого діапазону τ_p від 2 нс до 1,2 мс, тут обидві осі мають логарифмічний масштаб. При зміні τ_p на 6 порядків I_{th} змінюється на 3 порядки (20 МВт/см²–10 кВт/см²).

Теоретично для CdTe при $\tau_p = 80$ нс, $\lambda = 694$ нм $I_{th} = 1,9$ МВт/см² (рис. 2, а), експериментально –

1,5 МВт/см² [20], тобто є узгодження. У роботі [17] теоретично при $\tau_p = 100$ нс $I_{th} = 0,6$ МВт/см² (60 мДж/см²), при цьому враховується випаровування кадмію, за рахунок чого плавлення CdTe починається на деякій глибині від поверхні. Також за нашими розрахунками при мілісекундній тривалості імпульсу рубінового лазера $\tau_p = 1,2$ мс поріг плавлення CdTe рівний 9,08 кВт/см², що доволі близько до значення 4,2 кВт/см² (5 Дж/см²), яке теоретично та експериментально отримано в роботі [25].

Як видно, в межах тривалості імпульсу від 5 нс до 100 нс I_{th} змінюється від 10,5 МВт/см² до 1,46 МВт/см², тобто у 7 разів. При $\tau_p = 20$ нс $I_{th} = 4,17$ МВт/см², а при зміні тривалості 20 нс на ± 5 нс величина I_{th} змінюється від 5,05 до 3,6 МВт/см². Тобто варіація тривалості імпульсу в межах від 15 нс до 25 нс дає відносну зміну густини потужності $\Delta I_{th}/I_{th}$ (20 нс) = (5,05–3,6)/4,17 = 0,35. Це важливо враховувати при технологічних обробках напівпровідників, коли τ_p може трохи змінюватись при тривалій роботі лазера.

Відзначимо, що при скороченні тривалості імпульсу нижче 1 нс напруженість електричного поля сильно зростає і починають значно впливати процеси абляції, іонізації, лазерного пробою парів над поверхнею, тощо.

Розрахунок порога плавлення для CdTe за формулами (1) та (2) при $\tau_p = 20$ нс для рубінового лазера дає значення $I_{th} = 4,17$ МВт/см² (рис. 3), $L_H = 0,33$ мкм. Видно, що залежність $T(I)$ є нелінійною за рахунок сильної залежності теплофізичних параметрів c_p , χ , ρ від температури, які змінюються при зростанні T від 0 °С до 1092 °С на десятки процентів (таблиця); сумарно така залежність параметрів від T призводить до значного впливу на значення I_{th} . Оцінка I_{th} за виразом (1) при незалежних від T теплофізичних параметрів та при $L_H = \sqrt{k\tau_p}$ дає значення 6 МВт/см².

Електронні та оптичні параметри поверхні будуть дещо відрізнятися в залежності від конкретного виду обробки поверхні (сколювання, полірування, травлення, відпал у заданій атмосфері, тощо) [7]. Виявлено, що зміна значень параметрів ННЗ (τ_B , S , L_D) при конкретно заданому виді обробці поверхні впливає на I_{th} таким чином.

Зростання швидкості рекомбінації S від 10³ до 10⁵ м/с та відповідна зміна часу поверхневої рекомбінації τ_S^{NR} дає зміну I_{th} на 5%. Ріст величини

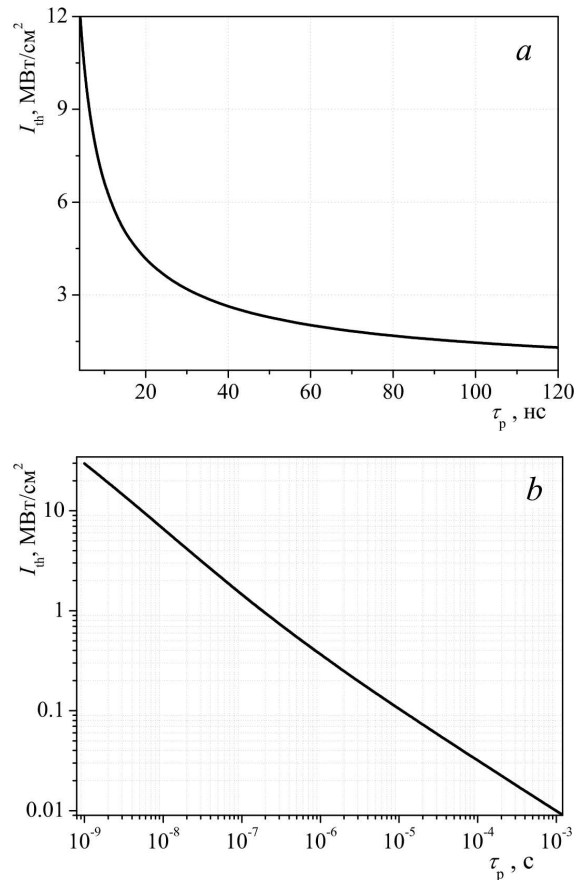


Рис. 2. Залежність порога плавлення CdTe I_{th} при $\lambda = 694$ нм від тривалості імпульсу τ_p до 120 нс (а) та до 1,2 мс (б)

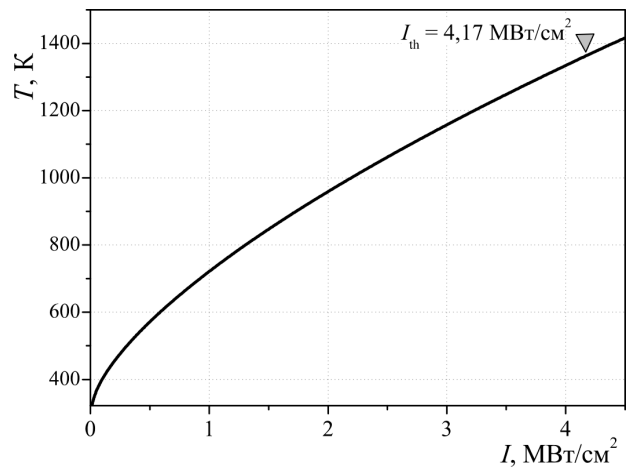


Рис. 3. Залежність температури поверхні CdTe від густини потужності імпульсу рубінового лазера при $\tau_p = 20$ нс

L_D від 0,4 до 2 мкм дає зміну I_{th} на 19%. Це тому, що в нашому випадку підінтегральний доданок χ_S^{NR} (вираз (5)), куди входять параметри поверхневої рекомбінації, є меншим у порівнянні з доданком χ_T (вираз (3)), при цьому $\tau_S^{NR} < \tau_B^{NR}$ на порядок.

Таким чином, у деякій мірі в літературних джерелах розкид значень порога плавлення CdTe при наносекундному лазерному опроміненні може бути зумовлений використанням різних видів обробок поверхні та різних (легованих, нелегованих) кристалів CdTe, оскільки спостерігається залежність I_{th} від параметрів ННЗ.

4. Висновки

Розраховано поріг плавлення CdTe в залежності від довжини хвилі випромінювання та тривалості лазерного імпульсу. Показано, що поріг плавлення I_{th} при $\tau_p = 20$ нс змінюється від 2,6 до 4,75 МВт/см² при зростанні λ від 300 нм до 800 нм, а також I_{th} змінюється від 10,5 до 1,46 МВт/см² при збільшенні тривалості імпульсу рубінового лазера від 5 нс до 100 нс. Розраховані теоретично значення добре узгоджуються з літературними експериментальними даними.

Показано, що варіація типової тривалості імпульсу рубінового лазера 20 ± 5 нс дає відносну зміну значення порога плавлення $\Delta I_{th}/I_{th}$ на 35%, що необхідно враховувати при ІЛО поверхні CdTe для різноманітних технологічних задач.

Встановлено, що збільшення швидкості поверхневої рекомбінації S від 10^3 до 10^5 м/с дає зміну порога плавлення I_{th} на 5%, а зростання глибини дифузії ННЗ L_D від 0,4 до 2 мкм дає зміну I_{th} на 19% при опроміненні рубіновим лазером. Зміна η_Q від 0,3 до 0,78 змінює величину I_{th} на 8%. Таким чином, зміна параметрів ННЗ може впливати на поріг плавлення CdTe принаймні на 30 відсотків.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці Державного фонду фундаментальних досліджень за конкурсним проектом Ф 64/16-2016, № держреєстрації 0116U003954 та Ф 68/54-2016, № держреєстрації 0116U005451. Частина досліджень була виконана за підтримки програми НАТО "Наука для миру і безпеки" (Project SENERA, SFP-984705).

1. Д.В. Корбутяк, С.В. Мельничук, Є.В. Корбут, М.М. Борисюк, *Телурид кадмію: домішково-дефектні стани та детекторні властивості* (Іван Федоров, 2000).
2. V.A. Gnatyuk, T. Aoki, Y. Hatanaka, O.I. Vlasenko. Metal–semiconductor interfaces in CdTe crystals and modification of their properties by laser pulses. *Appl. Surf. Sci.* **244**, 528 (2005) [DOI: 10.1016/j.apsusc.2004.10.113].
3. V.A. Gnatyuk, T. Aoki, Y. Nakanishi, Y. Hatanaka. Surface state of CdTe crystals irradiated by KrF excimer laser pulses near the melting threshold. *Surf. Sci.* **542**, 142 (2003) [DOI: 10.1016/S0039-6028(03)00987-7].
4. V.A. Gnatyuk, T. Aoki, O.S. Gorodnychenko, Y. Hatanaka. Solid-liquid phase transitions in CdTe crystals under pulsed laser irradiation. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3704 (2003) [DOI: 10.1063/1.1625777].
5. L.A. Kosyachenko, T. Aoki, C.P. Lambropoulos, V.A. Gnatyuk, S.V. Melnychuk, V.M. Sklyarchuk, E.V. Grushko, O.L. Maslyanchuk, O.V. Sklyarchuk. Optimal width of barrier region in X/ γ -ray Schottky diode detectors based on CdTe and CdZnTe. *J. Appl. Phys.* **113**, 054504 (2013) [DOI: 10.1063/1.4790358].
6. А. Байдуллаева, А.И. Власенко, Л.Ф. Кузан, О.С. Литвин, П.Е. Мозоль. Образование наноразмерных структур на поверхности кристаллов *p*-CdTe при однократном воздействии импульсом излучения рубинового лазера. *ФТП* **39**, 1064 (2005).
7. В.П. Махний, И.И. Герман, Е.И. Черных. Влияние обработки на параметры поверхности монокристаллических подложек теллурида кадмия. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* №6, 65 (2013).
8. Л.А. Головань, П.К. Кашкаров, В.М. Лакеенков и др. Исследование лазерно-индуцированного дефектообразования в кристаллах CdTe методом резерфордского обратного рассеяния. *ФТТ* **40**, 209 (1998).
9. L.A. Golovan', P.K. Kashkarov, V.Yu. Timoshenko. Laser-induced melting and defect formation in cadmium telluride. *Laser Physics* **6**, 925 (1996).
10. А. Байдуллаева, В.П. Велешук, А.И. Власенко, Б.К. Даулетмуратов, О.В. Ляшенко, П.Е. Мозоль. Влияние процесса плавления на акустический отклик соединений CdTe и GaAs при импульсном лазерном облучении. *ФТП* **42**, 286 (2008).
11. R.O. Bell, M. Toulemonde, P. Siffert. Calculated temperature distribution during laser annealing in silicon and cadmium telluride. *J. Appl. Phys.* **19**, 313 (1979) [DOI: 10.1007/BF00900475].
12. N.G. Blamires, D.H.J. Totterdel. Orientation dependent surface damage observed in laser irradiated cadmium telluride. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 2361 (1983) [DOI: 10.1088/0022-3727/16/12/014].
13. И.Л. Шульпина, Н.К. Зеленина, О.А. Матвеев. Воздействие импульсного лазерного излучения на реальную структуру монокристаллов CdTe. *ФТТ* **40**, 68 (1998).
14. И.Л. Шульпина, Н.К. Зеленина, О.А. Матвеев. Тепловое воздействие импульсного лазерного излучения на

- реальную структуру монокристаллов CdTe. *ФТТ* **42**, 548 (2000).
15. И.Л. Шульпина, В.В. Ратников, О.А. Матвеев. Рентгенодифракционное исследование изменения реальной структуры монокристаллов CdTe в результате лазерного облучения. *ФТТ* **43**, 559 (2002).
 16. С.П. Жвавий, Г.Л. Зыков. Численное моделирование динамики фазовых переходов в CdTe, инициируемых наносекундным излучением эксимерного лазера. *ФТП* **40**, 652 (2006).
 17. А.А. Ковалев, С.П. Жвавий, Г.Л. Зыков. Динамика лазерно-индуцированных фазовых переходов в теллуриде кадмия. *ФТП* **39**, 1345 (2005).
 18. J.R. Meyer, M.R. Kruer, F.J. Bartoli. Optical heating in semiconductors: Laser damage in Ge, Si, InSb, and GaAs. *J. Appl. Phys.* **51**, 5513 (1980) [DOI: 10.1063/1.327469].
 19. V.V. Apollonov, A.M. Prokhorov, V.Yu. Khomich, S.A. Chetkin. Thermoelastic action of pulse-periodic laser radiation on the surface of a solid. *Sov. J. Quantum Electron.* **12** (2), 188 (1982) [DOI: 10.1070/QE1982v012n02ABEH005473].
 20. E.I. Gatskevich, G.D. Ivlev, P. Příkryl, R. Černý, V. Cháb, O. Cibulka. Pulsed laser-induced phase transformations in CdTe single crystals. *Appl. Surf. Sci.* **248**, 259 (2005) [DOI: 10.1016/j.apsusc.2005.03.045].
 21. В.М. Глазов, Л.М. Павлова. Температурная зависимость плотности и характера межчастичного взаимодействия в расплавах теллуридов цинка и кадмия. *Журнал физ. химии* **75**, 1735 (2001).
 22. O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook* (Springer, 2004).
 23. R. Triboulet, P. Siffert. *CdTe and Related Compounds; Physics, Defects, Hetero- and Nano-Structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications* (Elsevier, 2010).
 24. В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников* (Наукова Думка, 1987).
 25. О.В. Галочкін, В.М. Жихаревич, Г.І. Паренко, В.М. Стребжев, Я.Д. Захарук, С.Г. Дремлюженко. Вплив потужного мілісекундного лазерного випромінювання на глибину проплавленого шару в кристалах CdTe та Cd_{0,8}Mn_{0,2}Te. *ФХТТ* **13**, 224 (2012).

Одержано 12.10.16

V.P. Veleschuk, O.I. Vlasenko,
Z.K. Vlasenko, V.A. Gnatyuk, S.N. Levytskyi

DEPENDENCE OF THE CdTe
MELTING THRESHOLD ON THE PULSE DURATION
AND WAVELENGTH OF LASER RADIATION
AND THE PARAMETERS OF NON-EQUILIBRIUM
CHARGE CARRIERS

S u m m a r y

The dependences of the melting threshold of CdTe under the pulsed laser irradiation on the radiation wavelength λ and the laser pulse duration τ_p are calculated with regard for the non-equilibrium character of charge carriers. Three components of the energy released at the thermalization of excited carriers under the nanosecond laser irradiation of CdTe in the fundamental absorption region are considered: the component that dominates immediately after the excitation, and the components released at the nonradiative bulk and nonradiative surface recombinations. Together, they determine the depth of heat penetration into the crystal and, therefore, its melting threshold. It is shown that the CdTe melting threshold grows from 2.6 to 4.75 MW/cm², when λ changes from 300 to 800 nm at $\tau_p = 20$ ns. The changes in the non-equilibrium charge carrier parameters (the surface recombination rate, lifetime, and diffusion depth) are found to vary the CdTe melting threshold by at least 30%.