

УДК 537.226+537,392

ПОГЛИНАННЯ ТА РЕЛАКСАЦІЯ ЕНЕРГІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В РЕЧОВИНІ (огляд)

О.Ю.Семчук, О.О.Гаврилюк

*Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка Національної академії наук України
вул. Генерала Наумова 17, Київ, 03164, Україна, alexsandr1950@meta.ua*

Детально розглядається кожен з етапів взаємодії лазерного випромінювання з поверхнею поглинаючого середовища. Спочатку аналізуються процеси, що відбуваються всередині як електронної, так і фононної підсистем, потім імпульсне лазерне збудження та релаксація електронної підсистеми. Вважається, що внутрішньозонна релаксація по енергії в електронній підсистемі в режимі високого рівня збудження відбувається за час порядку часу електрон-електронної релаксації τ_{e-e} . Внаслідок цього вся енергія лазерного імпульсу, що поглинається за час порядку τ_{e-e} , залишається всередині плазмонної підсистеми напівпровідника і термолізується. Розподіл електронів та дірок по енергіях залишається тепловим та характеризується однаковими значеннями температур електронів (T_e) та дірок (T_h). При цьому $T_e = T_h = T_c$. Величина T_c залежить від концентрації n_c і при $n_c = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ може досягати значень порядку 10^4 K .

Вступ

В залежності від співвідношення між енергією кванта лазерного випромінювання $\hbar\omega$ та шириною забороненої зони напівпровідника E_g можливі різні процеси поглинання енергії електромагнітної хвилі (лазерного випромінювання). Якщо $\hbar\omega < E_g$, то процес поглинання світла (лазерного випромінювання) в напівпровідниках відбувається вільними електронами (електронним газом). Поглинання світла вільними носіями заряду пов'язано з переходом електронів (або дірок) з одного енергетичного рівня на інший в межах однієї й тієї ж дозволеної зони. Таке поглинання характерне для напівпровідників при достатньо великих концентраціях носіїв заряду. Воно плавно збільшується зі зростанням довжини хвилі світла (лазерного випромінювання), а коефіцієнт поглинання для кожної довжини хвилі пропорційний концентрації основних носіїв заряду в речовині. Такі внутрішньозонні переходи відбуваються з порушенням правил відбору. Отже, щоб відбувся акт поглинання чи випромінювання світла вільними носіями заряду кванта світла – фотона потрібно, окрім носіїв заряду (електронів або дірок) ще «третє» тіло, яке забезпечує виконання законів збереження енергії та імпульсу в процесі зіткнень. Цим третім тілом можуть бути фонони, магнони, плазмони, домішки тощо. Таким чином процеси поглинання та випромінювання світла вільними носіями заряду тісно пов'язані з кінетикою квазічастинок в напівпровідниках. На використанні кінетичного рівняння, в якому враховується вплив зовнішнього електромагнітного поля на механізм розсіяння вільних носіїв заряду (так званого квантового кінетичного рівняння), ґрунтується найбільш поширений метод дослідження поглинання та розсіювання світла вільними носіями заряду в напівпровідниках [1]. Зручність полягає в тому, що тут в єдиному підході можна отримати вираз для коефіцієнту поглинання світла вільними носіями заряду як в

класичному, так і в квантовому випадках. Якщо ж енергетичні зони у напівпровіднику складні, як наприклад у германію чи кремнію, то на поглинання світла вільними носіями заряду накладається поглинання, обумовлене переходами носіїв заряду між окремими підзонами зони провідності [1].

При дії на поверхню поглинаючого середовища, наприклад напівпровідника або металу, лазерного випромінювання з енергією кванта $\hbar\omega$, що значно перевищує ширину забороненої зони E_g ($\hbar\omega > E_g$), поглинання світла відбувається в тонкому приповерхневому шарі товщиною $\alpha^{-1} = 10^{-4} - 10^{-6}$ см (α^{-1} – коефіцієнт оптичного поглинання). При імпульсному збудженні, коли інтенсивність лазерного випромінювання досить велика ($I \sim 10^6 - 10^{12}$ Вт/см²), в цьому шарі створюються нерівноважні стани як в електронній, так і в фононній підсистемах. Оскільки первинний акт поглинання енергії відбувається в електронній підсистемі, то спочатку виникає велика різниця між електронною температурою T_e та температурою ґратки (температурою фононів T_{ph}). Надалі, з плином часу, відбувається передача енергії від електронів фононам і власне розігрів твердого тіла.

Процес релаксації енергії в ґратці включає в себе низку етапів як всередині електронної підсистеми, так і фононної, а також електрон-фононну релаксацію. Первинний акт поглинання енергії імпульсу оптичного збудження відбувається в електронній підсистемі, тому спочатку виникає сильне розходження між електронною температурою T_e і температурою ґратки T . Процес передачі і термолізації енергії в ґратці включає в себе цілий ряд етапів: релаксація всередині електронно-діркової підсистеми, електрон-фононної і фонон-фононної релаксації [1–3]. Отже, в режимі високого рівня збудження в часі $t < \tau_{e-e} \sim 10^{-14}$ с напівпровідник характеризується наявністю гарячої ($T_e \sim 1$ еВ) і щільної (до $n \sim 10^{21} - 10^{22}$ см⁻³) електронно-діркової плазми (ЕДП) та холодної ґратки ($T \approx 300$ К).

В цій роботі детально проаналізовано кожен з етапів взаємодії лазерного випромінювання з поверхнею поглинаючого середовища. Спочатку розглядаються процеси, що відбуваються всередині як електронної, так і фононної підсистем, потім імпульсне лазерне збудження та релаксація електронної підсистеми. Вважається, що внутрішньозонна релаксація по енергії в електронній підсистемі в режимі високого рівня збудження відбувається за час порядку τ_{e-e} за рахунок міжчастинкових зіткнень, які зберігають повну енергію системи носіїв. Окрім того, як уже відзначалося, в цьому режимі процеси оже-рекомбінації також зберігають повну енергію системи носіїв. Внаслідок цих двох обставин уся енергія лазерного імпульсу, що поглинається за час порядку τ_{e-e} залишається всередині плазмонної підсистеми напівпровідника і термолізується. При цьому розподіл електронів та дірок по енергіях залишається тепловим та характеризується однаковими значеннями температур $T_e = T_h = T_c$. Величина T_c залежить від поглинутої енергії і може значно перевищувати температуру ґратки T (при вказаному часі вона залишається практично рівною вихідній температурі T_0). Величина T_c залежить від концентрації n_c і при $n_c = 10^{21}$ см⁻³ може досягати значень порядку 10^4 К.

Лазерний нагрів електронної та фононної підсистем в металах

Лазерний нагрів по своїй фізичній суті не відрізняється від інших видів теплового впливу, оскільки основна частка теплоти при лазерному впливі переноситься вглиб поглинаючого середовища за допомогою електронної провідності. Це дає підставу розглядати лазерний нагрів в рамках класичної теорії теплопровідності. Головне завдання при цьому полягає в адекватному описі теплового джерела в місці впливу лазерного випромінювання. При цьому припускається, що лазерний нагрів

однозначно визначається температурою. Покажемо, що даний підхід справедливий при тривалості впливу більше 1 нс і густині потоку менше 10^{10} Вт/см² [4].

Температура – термодинамічна величина, що характеризує стан термодинамічної рівноваги системи. В рівноважних умовах температура пропорційна середній кінетичній енергії частинок тіла і визначає: розподіл утворюючих систему частинок за енергією (розподіл Больцмана); розподіл частинок за швидкостями (розподіл Максвелла); ступінь іонізації речовини (формула Саха); спектральну густину випромінювання (закон випромінювання Планка); повну об'ємну густину випромінювання (закон випромінювання Стефана–Больцмана) і т.д.

Температуру, що входить як параметр в розподіл Больцмана, часто називають температурою збудження, в розподіл Максвелла – кінетичною температурою, в формулу Саха – іонізаційною температурою, в закон Стефана–Больцмана – радіаційною температурою. Оскільки для системи, що знаходиться в термодинамічній рівновазі, всі ці параметри однакові, їх називають просто температурою системи [4].

Строго кажучи, температура характеризує лише рівноважний стан системи. Однак поняттям температури часто користуються при розгляді нерівноважних процесів розподілів частинок і квазічастинок в фізичних системах, застосовуючи його до частини системи – підсистеми. Наприклад, електронна і іонна температури нерівноважної плазми, електронна і граткова температури в фізиці твердого тіла і т. п.

Згідно з уявленнями класичної фізики метал можна розглядати як іонний остів, в якому рухаються вільні електрони з швидкостями порядку $\sim 10^8$ см/с. Світло в металах поглинається, головним чином, вільними електронами, тому поглинання лазерного випромінювання металом призводить, перш за все, до зростання внутрішньої енергії електронного газу. Цей етап взаємодії характеризується частотою зіткнення електронів з фотонами ν_{ef} , яка пропорційна густині потужності лазерного випромінювання, поглинутого металом q . Її можна оцінити за допомогою співвідношення

$$\nu_{ef} = \frac{\alpha q}{h\nu n'} \quad (1)$$

де $h\nu$ – енергія кванта світла, n' – концентрація електронів, які поглинають лазерне випромінювання. При $q \sim 10^{10}$ Вт/см² $\nu_{ef} \sim 10^{14}$ с⁻¹.

Для видимої ділянки спектра $n' \approx nh\nu / \varepsilon_F$ (n – концентрація електронів провідності, ε_F – енергія Фермі). Для металів і напівпровідників маємо співвідношення

$$\varepsilon_F = \frac{(3\pi^2)^{1/3} h n^{2/3}}{8\pi^2 m_e} \quad (2)$$

де m_e – маса електрона.

Час встановлення рівноваги в електронному газі визначається частотою міжелектронних зіткнень ν_{ee} . Частота міжелектронних зіткнень ν_{ee} в металі переважно визначається кількістю електронів в області розмитості Фермі і обчислюється за співвідношенням

$$\nu_{ee} = V_F \sigma_{ee} n (T_e / \varepsilon_F)^2 \quad (3)$$

де V_F – швидкість електрона на поверхні Фермі, σ_{ee} – переріз електрон-електронної взаємодії (при $V_F \sim 10^8$ см/с, $\sigma_{ee} \approx 5 \cdot 10^{-16}$ см²). При $T_e \sim 10^3$ К величина $\nu_{ee} \approx 10^{14}$ с⁻¹, а час встановлення рівноважного розподілу електронного газу $\tau_{ee} \sim \nu_{ee}^{-1} \sim 10^{-13}$ с.

Передача енергії ґратці відбувається набагато повільніше внаслідок великої різниці в масах електронів та іонів, тому при $\nu_{ee} \gg \nu_{ei}$ (ν_{ei} – частота електрон-іонних зіткнень) в металі виникають дві рівноважні підсистеми – електронна і ґраткова. Для них вводять поняття температури електронного газу T_e і температури ґратки T_i . При цьому температура електронного газу є кінетичною температурою або температурою руху електронів.

Швидкість передачі енергії електронного газу кристалічній ґратці і її температура визначаються різницею температур $T_e - T_i$ і коефіцієнтом теплопередачі від електронів кристалічній ґратці. Тому кількість енергії, що отримується ґраткою від електронного газу в одиниці об'єму в одиницю часу рівна $u = \beta(T_e - T_i)$, де $\beta \sim 10^{10}$ Вт/(см³·град) – коефіцієнт теплообміну між електронами і кристалічною ґраткою.

Частота електронно-іонної релаксації ν_{ei} може бути виражена через коефіцієнт теплообміну $\nu_{ei} = \frac{\beta}{c_i}$, де c_i – об'ємна теплоємність ґратки (10^{-1} Дж/(см³·град)).

Підстановка числових значень дає $\nu_{ei} \sim 10^{11}$ с⁻¹ та $\tau_{ei} \sim 10^{-11}$ с.

Оскільки закон Ома $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ виконується в області частот видимого і ІЧ-спектру, то світлове випромінювання затухає в металі експоненціально:

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right), \quad (4)$$

при цьому товщина скін-шару δ рівна

$$\delta = \frac{c}{\omega_p}, \quad (5)$$

де ω_p – плазмова частота, c – швидкість світла в вакуумі.

З урахуванням вищенаведених зауважень отримуємо наступні рівняння теплопровідності для електронної та ґраткової температур (вісь x направлена вглиб металу):

$$c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(k_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) = \frac{q_0 A}{\delta} e^{-x/\delta} - \beta(T_e - T_i), \quad (6)$$

$$c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(k_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) = \beta(T_e - T_i), \quad (7)$$

де c_i, c_e – відповідно теплоємності кристалічної ґратки та електронного газу, A – поглинаюча здатність (коефіцієнт поглинання) лазерного випромінювання поверхнею металу, k_i, k_e – коефіцієнти теплопровідності для підсистем, що розглядаються, $\beta(T_e - T_i)$ – визначає енергію, яку отримує ґратка від електронного газу в одиниці об'єму в одиницю часу, тобто має фізичний сенс теплового джерела для ґратки.

Граничні умови для рівнянь (6) та (7) запишемо в наступному вигляді (граничні умови II роду):

$$k_e \frac{\partial T_e(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = k_i \frac{\partial T_i(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad T_e(\infty, t) = T_i(\infty, t),$$

тобто поверхня теплоізолювана від навколишнього середовища. Початкові умови: $T_e(x, 0) = T_i(x, 0)$.

На початковому етапі лазерного опромінення передача енергії ґратці відсутня, тому електронний газ розігрівається ізолювано і дуже швидко через його невелику теплоємність $c_i \gg c_e$. Температура ґратки T_i змінюється мало, оскільки час релаксації температури електронного газу $\tau_{ee} = 1/\nu_{ee}$ істотно менший часу релаксації температури ґратки. Потім зростання температури T_e сповільнюється через те, що стає суттєвою теплопередача ґратці, починається її розігрів. Таким чином, з певного моменту часу електронний газ стає передавальною ланкою, ефективність якої максимальна тоді, коли $T_e - T_i$ максимальна. Надалі ця різниця $T_e - T_i$ (рис. 1) зменшується і можна ввести поняття температури металу. Зазвичай цей час вирівнювання $t \geq 100\tau_{ei} \approx 10^{-9} \text{ c}$.

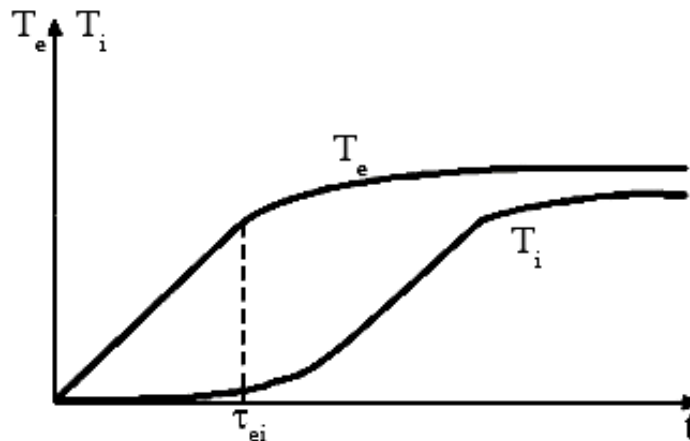


Рис. 1. Зміна електронної температури T_e та температури ґратки T_i від часу [4].

Спростимо рівняння (6) і (7). Оскільки $c_i \gg c_e$ і $k_i \ll k_e$, то можна знехтувати першим членом в рівнянні (6) і другим членом в (7). В результаті отримаємо

$$k_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \beta(T_e - T_i) = -\frac{q_0 A}{\delta} e^{-x/\delta} \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \beta(T_e - T_i) / c_i \quad (9)$$

Перепишемо (8) та (9) в зручному для аналізу вигляді, ввівши параметри процесу теплопередачі в металі, припустивши $k = k_e$, $c_i = c$, де k і c – коефіцієнти теплопровідності і теплоємності металу відповідно,

$$k_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{c}{\tau_{ei}}(T_e - T_i) = -\frac{q_0 A}{\delta} e^{-x/\delta}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}}, \quad (11)$$

де τ_{ei} – час електрон-іонної релаксації .

Проаналізуємо частинні випадки рішення системи (10), (11), вважаючи, що оптичні властивості металу не залежать від температури ($A = A(T) = const$).

Розв'язок залежить від трьох характерних масштабів δ , l_{ei} , l_T , де δ – глибина затухання світлової хвилі (товщина скін-шару), $l_{ei} = \sqrt{\alpha\tau_{ei}}$ – відстань, на якій розігрітий електронний газ передає енергію ґратці, $l_T = \sqrt{\alpha t}$ – глибина проникнення теплового потоку вглиб матеріалу із-за теплопровідності.

1) При $\delta \ll l_{ei}$ ($\delta \sim 10^{-6}$ см, $l_{ei} = \sqrt{\alpha\tau_{ei}} \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см) розв'язок системи (10), (11) має вигляд

$$T_e(t) = \frac{T_e - T_i}{\sqrt{\tau_{ei}}} e^{\frac{t}{2\tau_{ei}}} (t + \tau_{ei}) \left[I_0\left(\frac{t}{2\tau_{ei}}\right) + I_1\left(\frac{t}{2\tau_{ei}}\right) \right], \quad (12)$$

$$T_i(t) = (T_e - T_i) \frac{t}{\tau_{ei}} e^{-\frac{t}{2\tau_{ei}}} \left[I_0\left(\frac{t}{2\tau_{ei}}\right) + I_1\left(\frac{t}{2\tau_{ei}}\right) \right], \quad (13)$$

де I_0 та I_1 – функції Бесселя нульового і першого порядку, $T_e - T_i = q\sqrt{\alpha\tau_{ei}}/k$, $q = q_0A$,

Оцінимо ступінь перегріву, яка може бути при $q = 10^{10}$ Вт/см², $k \sim 1$ Вт/(см·К), $A \sim 0.1$, $T_e - T_i \sim 10^9 (10^{-6} \div 10^{-5}) \sim 10^3 \div 10^4$ К.

Із рис. 1 випливає, що, починаючи з деякого часу τ_{ei} , ріст T_i за рахунок обміну енергією електронного газу з ґраткою істотно швидший, ніж ріст T_e , тому через певний час можна ввести поняття температури металу T . Це можна зробити через $\tau_1 \sim 10 \tau_{ei}$, коли $T_i = 0.1T_e$, $\tau_1 \sim 10^{-11} - 10^{-9}$ с. Таким чином, при тривалості імпульсу $\tau > 10^{-8}$ с можна з гарним наближенням вважати, що $T_i = T_e = T$, тобто уже іде прогрів металу, як єдиного цілого.

2) $l_{ei} < \delta$, $\tau_{ei} < \frac{\delta^2}{\alpha}$ – випадок, коли тепловий потік моментально розігріває ґратку,

розриву між величинами T_i та T_e немає, весь процес поглинання енергії лазерного імпульсу визначається глибиною проникнення світлової хвилі в товщину металу, тобто визначається коефіцієнтом α в законі Бугера–Ламберта. Розв'язок системи (10), (11) має вигляд

$$T_e = T_i = T = \frac{q\delta}{k} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha t}}{\delta} + e^{\frac{\alpha t}{\delta^2}} \Phi^* \left(\frac{\sqrt{\alpha t}}{\delta} \right) - 1 \right], \quad (14)$$

де $\Phi^* = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-s^2) ds$ – функція Лапласа або інтеграл похибок.

Інтеграл типу $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\xi^2} d\xi$, який називається функцією Лапласа або

інтегралом похибок, широко використовується в аналітичній теорії теплопровідності [4]. Значення цієї функції табульовані [4]. Встановлено, що:

а) $\Phi(z)$ монотонно зростає, змінюючись в межах $(-1; +1)$, і $\Phi(-z) = -\Phi(z)$, так що таблиці складені тільки для додатних значень аргумента;

б) $\Phi(0) = 0$, $\Phi(\infty) = 1$, $\Phi(-\infty) = -1$, $\Phi(z > 2.7) \approx 1$.

Запишемо кінцеву формулу, що описує нагрівання електронного газу:

$$T_e - T_i = \left(q_0 A / k \delta \left(1 + \frac{\sqrt{\alpha \tau_0}}{\delta} \right) \right) \alpha \tau_{ei}. \quad (15)$$

Використовуючи її, можна отримати обидва розглянутих вище випадки.

Імпульсне лазерне збудження та релаксація електронної підсистеми напівпровідника

При дії на поверхню поглинаючого середовища, наприклад напівпровідника, імпульсного лазерного випромінювання з густиною енергії W , тривалістю імпульсу τ_p , та енергією кванта $\hbar\omega > E_g$ внаслідок міжзонного поглинання відбувається генерація нерівноважних електрон-діркових пар (рис. 2)

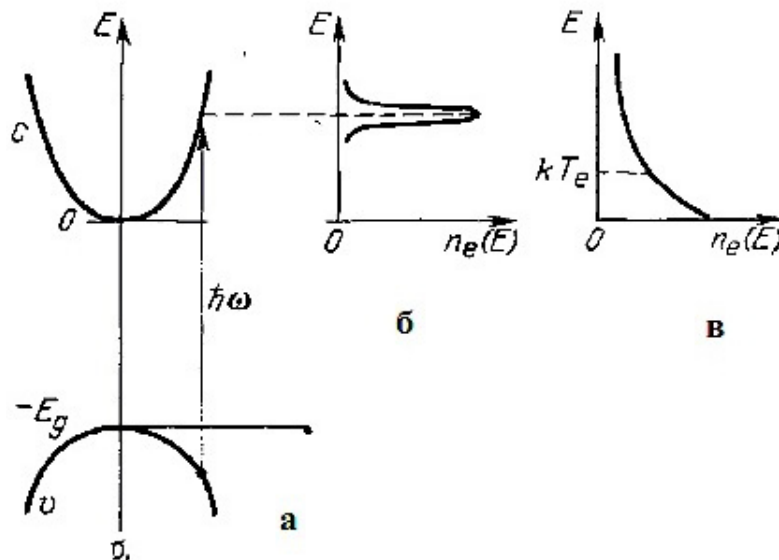


Рис.2. Лазерне збудження та внутрішньозонна релаксація носіїв по енергії в напівпровідниках: а – міжзонний перехід з поглинанням кванта $\hbar\omega$; б – вихідний вигляд функції розподілу електронів; в – кінцевий вигляд функції розподілу електронів.

Швидкість генерації електрон-діркових пар G можна визначити з наступного співвідношення:

$$G(t, z, T) \approx G_0 \exp(-\alpha z), \quad (16)$$

де $\alpha = \alpha_e + \alpha_{ie}$ – сума лінійного (α_e) та нелінійного (α_{ie}) коефіцієнтів поглинання, які залежать від координати z (вісь z направлена вглиб зразка перпендикулярно до

поверхні) та температури T ; G_0 – швидкість лазер-індукованої генерації вільних носіїв ($\text{см}^{-3}/\text{с}$). Для кристалічних та аморфних кремнію ($E_g = 1,12$ eВ) та арсеніду галію ($E_g = 1.43$ eВ) на певних частотах, швидкість лазер-індукованої генерації вільних носіїв може досягати величезних значень ($G_0 = 10^{30} - 10^{35}$ $\text{см}^{-3}/\text{с}$ при $W = 0,1$ Дж/ см^2 [3]).

Фотозбуджені електрони мають енергію порядку $\hbar\omega - E_g$ (енергія відраховується від дна зони провідності) та вихідну сильно нерівноважну функцію розподілу за енергіями, централізовану поблизу значення енергії $E = \hbar\omega - E_g$ (рис. 2). Аналогічний розподіл мають і дірки (h).

Характер наступної релаксації нерівноважних носіїв в енергетичному та координатному просторах суттєво залежить від густини носіїв в фотозбудженій електронно-дірковій плазмі n_c ($n_c = 2n_e = 2n_h$). Для оцінки вихідної концентрації нерівноважних носіїв n_c , яка створюється до моменту закінчення дії піко- або фемтосекундного лазерних імпульсів, знехтуємо дифузією та рекомбінацією носіїв. Тоді, використовуючи дані з роботи [6], отримуємо наступну оцінку зверху:

$$n_c \approx G_0 \tau_p \approx \begin{cases} 10^{23} \text{ см}^{-3}, & \tau_p = 30 \text{ нс}, \\ 10^{21} - 10^{23} \text{ см}^{-3}, & \tau_p = 90 \text{ нс}. \end{cases} \quad (17)$$

Для наносекундних імпульсів потрібно враховувати рекомбінацію. При високих концентраціях нерівноважних носіїв домінує оже-рекомбінація, в процесі якої електрон та дірка, рекомбінуючи, віддають свою енергію третьому носію (рис. 3).

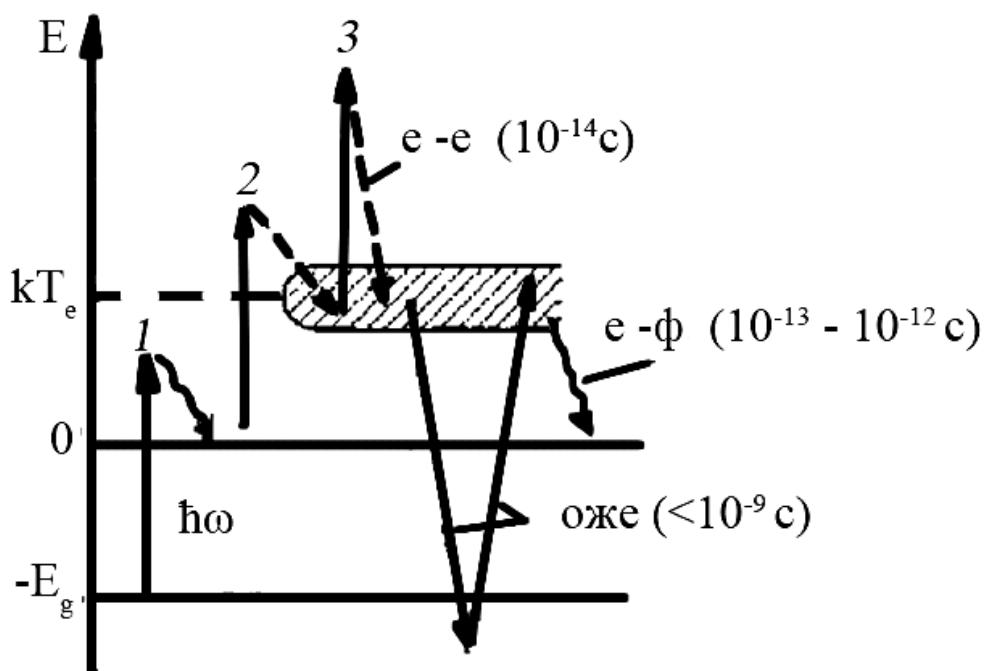


Рис. 3. Схематична енергетична діаграма електронних переходів в напівпровідниках в умовах інтенсивного лазерного випромінювання: 1 – міжзонне поглинання; 2,3 – поглинання світла вільними носіями. Індекси e-e та e-φ позначають електрон-електронні та електрон-фононні зіткнення; оже – процеси оже.

При цьому швидкість рекомбінації носіїв задається виразом $R_c = Cn_c^3$, де $C = \text{const}$ (наприклад, для кремнію $C \approx 4 \times 10^{-31}$ $\text{см}^6/\text{с}$). Це – один з прикладів нелінійної

(залежної від інтенсивності збудження) релаксації в сильно збудженій електронно-дірковій підсистемі кристалу. Час релаксації в цьому процесі визначається формулою

$$R_c = n_c / \tau_r, \quad \tau_r = 1 / Cn_c^2. \quad (18)$$

Відзначимо, що екранування кулонівської взаємодії в щільній плазмі призводить до зменшення τ_r з ростом n_c . Так, за теоретичними оцінками [7] τ_r асимптотично прямує до значення $\tau_r=6$ пс, коли $n_c=10^{21}$ см⁻³.

Для достатньо потужних імпульсів з $\tau_p > \tau_r$ встановлюється стаціонарний стан розподілу концентрації носіїв. З рівняння для концентрації нерівноважних носіїв

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n_c^2}{\partial z^2} + G - R, \quad (19)$$

(D – коефіцієнт дифузії носіїв, R – швидкість їх рекомбінації) без урахування дифузії ($D=0$) в стаціонарному стані ($\frac{\partial n_c}{\partial t} = 0$) отримуємо $G=R$. Використовуючи типові

характеристики лазерних імпульсів та напівпровідникових кристалів з [7], що при $\tau_p=15$ нс в кремнії при довжині хвилі лазерного випромінювання 532 нм $n_c=10^{20}$ см⁻³, $\tau_p=0,5$ нс. Ця оцінка справедлива, якщо відстань, на яку продифундував носій, перш ніж рекомбінувати $l_r = (D\tau_r)^{1/2}$, менше довжини поглинання α^{-1} . Оцінки показують, що при $D \sim 10^2$ см²/с та $l_r=0.7 \times 10^4$ см величина α^{-1} порядку 10^{-4} см.

Проведені оцінки також показують, що при $G_0 \geq 10^{30}$ см⁻³/с густина нерівноважних носіїв n_c в типових для лазерного відпалу умовах може легко перевищувати величину $n_c = 10^{19}$ см⁻³. Такий режим називається режимом високого рівня збудження. При такій високій концентрації носіїв частота зіткнень електронів (дірок) один з одним $\tau_{e-e} \sim \tau_{e-h} \sim 10^{14}$ с⁻¹ (при $n_c \sim 10^{19}$ см⁻³) починає перевищувати обернений час випромінювання поздовжніх (ЛО) та поперечних (ТО) оптичних фононів $\tau_{e-LO}^{-1} \sim \tau_{e-L}^{-1} \sim 10^{14} - 10^{13}$ с⁻¹, який не залежить або слабо залежить від n_c . Таким чином внутрішньозонна релаксація по енергії в режимі високого рівня збудження відбувається за час порядку τ_{e-e} за рахунок міжчастинкових зіткнень, які зберігають повну енергію системи носіїв. Окрім того, як уже відзначалося, в цьому режимі процеси оже-рекомбінації також зберігають повну енергію системи носіїв. При цьому розподіл електронів та дірок по енергіях залишається тепловим та характеризується однаковими значеннями температур $T_e = T_h = T_c$ (рис. 2). Остання величина T_c залежить від поглинутої енергії і може значно перевищувати температуру ґратки T (при вказаному часі вона залишається практично рівною вихідній температурі T_0). Величина T_c залежить від концентрації n_c і при $n_c=10^{21}$ см⁻³ може досягати значень порядку 10^4 К.

Отже, в режимі високого рівня збудження на часових проміжках порядку 10^{-14} с напівпровідник характеризується наявністю достатньо гарячої ($T_e \sim 10^4$ К) та щільної ($n_c=10^{21}$ см⁻³) ЕДП та холодної ґратки ($T \sim T_0 \sim 300$ К).

Щодо металів ефект аномального нагріву електронної підсистеми вперше обговорювався теоретично в [8] та експериментально спостерігався в [9].

При низьких рівнях збудження ($n_c < 10^{19}$ см⁻³) час випромінювання оптичних фононів в напівпровідниках $\tau_{e-LO}^{-1} < \tau_{e-e}^{-1}$ і релаксація збуджених носіїв по енергії відбувається за час $\tau_{e-LO}^{-1} \sim 10^{13}$ с за рахунок випромінювання оптичних фононів [10].

З появою фемтосекундних лазерів стало можливим пряме спостереження релаксації по енергіях з фотозбудженого нерівноважного розподілу носіїв. Результати такого експерименту наведені на рис. 4.

З рис. 4 зокрема витікає, що при $n_c \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ та $I \sim 1 \text{ мВт}$ основний внесок в ефективну константу релаксації $\tau_e^{-1} = \tau_{e-e}^{-1} + \tau_{e-LO}^{-1}$ дають процеси електрон-фононої взаємодії, а при $n_c \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ переважаючими є процеси міжчастинкової взаємодії і $\tau_{ee} \approx \tau_{e-e} \sim 1/n_e$. Експериментальні результати, отримані в [12] для $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$, в певній мірі можна застосувати і до GaAs .

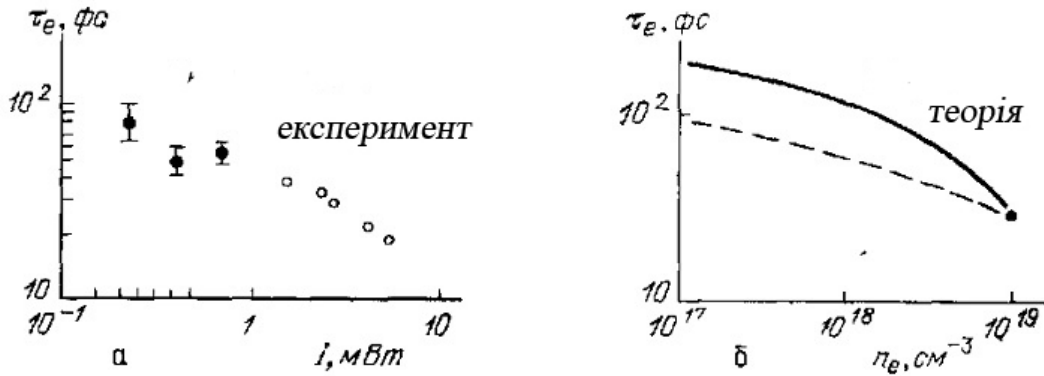


Рис.4. *a* – Експериментальна залежність часу внутрішньозонної релаксації електронів по енергії (τ_e) в $\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ від середньої потужності накачки I [7]; *б* – теоретична крива, розрахована без урахування міждолинного розсіювання (суцільна лінія), і з урахуванням цього розсіювання (штрихова лінія) [11].

Картина одноелектронної внутрішньозонної релаксації, розглянута вище, підтверджується експериментом. Проте в загальному випадку потрібно враховувати можливість колективних та нелінійних ефектів в щільній ЕДП. Так, наприклад, екранування електрон-фононої взаємодії може призвести до зростання часу релаксації електронів на оптичних фонах τ_{e-LO} з ростом n_e . Критична густина, при якій вплив екранування на τ_{e-LO} стає суттєвим, складає за теоретичними розрахунками, проведеними в [7], величину порядку $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ в залежності від типу електрон-фононного розсіювання. Окрім того, на величину τ_{e-LO} може впливати зміна заселеності фононних мод за рахунок випромінювання фононів при каскадній релаксації носіїв на дно зони.

Як відомо [13, 14], при дуже низьких температурах ($T \sim 4 \text{ К}$) та густині ЕДП, що значно менша величини $n_c \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, яка розглядається тут, обмінні та кореляційні ефекти радикально змінюють характер ЕДП приносячи до її конденсації в електрон-діркову рідину. Не виключена можливість появи подібних ефектів і при високих температурах та високих рівнях збудження. Гіпотеза відносно того, що в умовах лазерного збудження відбувається також конденсація екситонів висловлювалась Вант-Вехтенем. Ця ідея стала основою так званої плазмової моделі лазерного відпалу.

Електрон-фононна релаксація та нагрів ґратки

Внаслідок початкової великої різниці температур носіїв T_c та ґратки T імовірність випромінювання фононів носіями набагато перевищує імовірність їх поглинання, так що швидкість передачі енергії від гарячої ЕДП до ґратки не залежить від T . Вираз для цієї швидкості можна записати у вигляді

$$v_s = \frac{\hbar \omega_0 n_e}{\tau_{e-LO}}, \quad (20)$$

де $\omega_o \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ – частота оптичного фонона. Передача енергії від електронної підсистеми до оптичних фононів відбувається за час, більший τ_{e-LO} .

Щоб оцінити значення n_e при $t > \tau_{e-LO}$, запишемо балансне рівняння для густини повної енергії системи гарячих носіїв:

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} = G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-\alpha z} + \langle \varepsilon_e \rangle D \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} - \hbar\omega_o n_e \tau_{e-LO}^{-1}. \quad (21)$$

Перший член в правій частині (21) описує приріст енергії за рахунок фотозбудження електрон-діркових пар, другий – дифузний відтік енергій в глибину середовища ($\langle \varepsilon_e \rangle$ – енергія, що припадає на один носій), а останній – швидкість передачі енергії ґратці.

Концентрація n_e спадає в глибину середовища на характерній відстані $l_e = \min(\alpha^{-1}, l_*)$ (l_* – ефективна дифузна довжина). З (21) випливає, що ефективна константа встановлення стаціонарного стану дорівнює $\tau_{E_e}^{-1} = D l_e^{-1} + \tau_{e-LO}^{*-1}$ ($\tau_{e-LO}^* = (\langle \varepsilon_e \rangle / \hbar\omega_o) \tau_{e-LO}$ – час, за який гарячий носій віддає свою енергію $\langle \varepsilon_e \rangle$ в процесі актів випромінювання фононів, $\tau_{e-LO}^* \sim 10^{-12} - 10^{-10} \text{ с}$, $(D\alpha^2)^{-1} \sim 10^{-11} \text{ с}$, $D \sim 10 \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$). При $t > \tau_{e-LO}$ маємо $\partial E / \partial t = 0$ і з (21) отримуємо неоднорідне рівняння для визначення стаціонарної константи n_e . Його розв'язок при $\partial n_e / \partial z = 0$ має вигляд

$$n_e = G_0 \tau_{e-LO} \frac{(\hbar\omega - E_g) l_e^{-1} \alpha^{-1}}{\hbar\omega_o (1 - l_*^{-2} \alpha^{-2})} \left(e^{-z/l_*} - \frac{1}{l_* \alpha} e^{\alpha z} \right). \quad (22)$$

Тут ефективна дифузна довжина $l_* = \sqrt{D \tau_{e-LO}^*}$.

При слабкому оптичному поглинанні, коли $\alpha < l_*^{-1}$, для швидкості передачі енергії від гарячих носіїв ґратці з (20) та (21) знаходимо

$$v = G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-\alpha z}. \quad (23)$$

В цьому випадку енергія лазерного випромінювання, що акумульована в електронній підсистемі, передається ґратці з тією ж швидкістю і в тому ж об'ємі, в якому вона поглинається.

При сильному збудженні ($\alpha \sim l_*^{-1}$) тепер з (20) та (21) знаходимо

$$v = \frac{G_0 (\hbar\omega - E_g) e^{-z/l_*}}{\alpha l_*}. \quad (24)$$

В цьому випадку поглинута електронною підсистемою енергія лазерного випромінювання передається ґратці в шарі товщиною l_* , що визначається дифузиею, і швидкість передачі енергії на поверхню $z = 0$ зменшується у порівнянні з (24) у αl_* разів. Коефіцієнт дифузії при цьому рівний

$$D = \frac{2kT\tau_{h-LO}\tau_{e-LO}}{m_e^*\tau_{h-LO} + m_h^*\tau_{e-LO}} \quad (25)$$

і при високих температурах ($T_{e,h} \sim 10^4$ К) може досягати значень $D \sim 10^2$ см²с⁻¹ при $l_* \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ см. Дифузія гарячих носіїв, таким чином, може суттєво зменшити швидкість нагріву ґратки.

Передача енергії в часовому інтервалі порядку $\tau_{e-LO,TO}^*$ йде в певні оптичні моди коливань ґратки, ймовірність випромінювання акустичних фононів електронами при цьому суттєво зменшується. Акустичні (поперечні TA або поздовжні LA) фонони з нетепловим спектром утворюються в результаті розпаду кожного з оптичних фононів на пару акустичних (рис. 5).

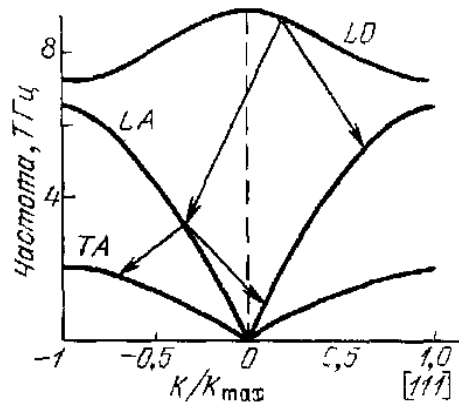


Рис.5. Схематична діаграма розпаду високоенергетичних довгохвильових поздовжніх оптичних (LO) фононів, які народжуються при релаксації гарячих носіїв, на поздовжні (LA) та поперечні (TA) акустичні фонони зі збереженням енергії та імпульсу [15].

Ці процеси протікають в часових інтервалах порядку $\tau_{LO-TA}, \tau_{LO-LA}$. Нарешті, внаслідок розсіювання фононів один на одному відбувається поступова термолізація енергії за час τ_{LA-T}, τ_{TA-T} . При цьому необхідно зазначити, що **із-за** різниці в часах термолізації низькочастотні, а особливо довгохвильові фонони (зокрема, оптичні) на достатньо малих часах не встигають термолізуватися, тоді як короткохвильові вже повністю термолізовані. Цю обставину слід мати на увазі при інтерпретації результатів експериментів по вимірюванню температури ґратки методами комбінаційного розсіювання.

Весь процес передачі енергії від первинного електрон-діркового збудження до теплових коливань ґратки можна охарактеризувати ефективним часом термолізації енергії τ_{e-T} .

Теоретична оцінка часу фонон-фононної релаксації дає величину $\tau_{LO,LA-TA} \sim 10^{-12}$ с [16]. Експерименти по вивченню швидкої фонон-фононної релаксації в напівпровідниках, проведені при низьких температурах ($T \sim 4$ К) та низьких інтенсивностях збуджуючого випромінювання ($n_c < 10^{19}$ см⁻³), підтверджують цю оцінку [16–18].

Окрім того, в низці експериментів, проведених при $T_0 = 300$ К та великих W , продемонстровано, що ефективний час термолізації дуже малий і складає $\tau_{e-T} \leq 1$ пс.

Таким чином, вважаючи, що енергія практично миттєво термолізується, можна оцінити швидкість нагріву ґратки лазерним імпульсом. Використовуючи (23), маємо на поверхні ($z = 0$) без урахування дифузії тепла та гарячих носіїв

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} = v = G_0 (\hbar\omega - E_g), \quad (26)$$

де c_v – теплоємність одиниці об'єму, T – температура ґратки. При $\omega \sim 4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\tau_p \sim 30 \text{ нс}$, $W \sim 1 \text{ Дж/см}^2$, $c_v \sim 1 \text{ Дж/см}^3 \text{ К}$ та $G_0 = 10^{30} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ маємо $\frac{\partial T}{\partial t} \sim 10^{12} \text{ град с}^{-1}$. Ще більші значення $\frac{\partial T}{\partial t}$ досягаються при використанні пікосекундних імпульсів ($G_0 = 10^{32} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$). Такі велетенські швидкості імпульсного лазерного нагріву, недосяжні при звичайному тепловому нагріві поверхні напівпровідника, відкривають унікальні можливості стимулювання нерівноважних фазових переходів на поверхні. Для вивчення їх кінетики найбільш адекватними є методи надшвидкої лінійної та нелінійної лазерної спектроскопії.

Більш точним кількісним описанням нагріву ґратки лазерним імпульсом при умові, що тривалість лазерного імпульсу $\tau_p > \tau_{e-T}$ (τ_{e-T} – ефективний час термолізації енергії носіїв), є термодинамічне описання за допомогою рівняння теплопровідності. Джерело тепла в цьому рівнянні визначається через швидкість передачі енергії в ґратці при умові її миттєвої термолізації. Рівняння теплопровідності слугує вихідним для розгляду процесів лазерного відпалу з точки зору теплової моделі. Рівняння такого типу використовуються також при аналізі низки нелінійно-оптичних процесів на поверхні напівпровідників, металів, діелектриків та їх розплавів, які обумовлені просторовим та часовим періодичним нагрівом поверхні лазерним випромінюванням.

Імпульсний лазерний відпал поверхні напівпровідників

Явище імпульсного лазерного відпалу (ІЛВ) у вузькому значенні цього слова полягає в надзвичайно швидкому (зазвичай на протязі кількох десятків наносекунд) відновленні кристалічної структури раніше неупорядкованого або навіть повністю аморфізованого приповерхневого шару напівпровідникового матеріалу при дії на нього достатньо потужного лазерного імпульсу з енергією кванта $\hbar\omega$, що перевищує ширину забороненої зони E_g . Ефект ІЛВ вже знайшов широке застосування в технології напівпровідникового виробництва [19]. Зокрема, ІЛВ широко використовується для усунення структурних та радіаційних дефектів, наведених в приповерхневому шарі кристалу при іонній імплантації [20]. За допомогою ІЛВ отримують досконалі кристалічні структури в приповерхневих шарах з концентраціями домішок, яких не можна досягти при звичайному тепловому відпалі (до 10^{21} см^{-3} та вище). Перешкодою для отримання таких великих концентрацій домішок при звичайному термічному відпалі наведених іонним бомбардуванням дефектів структури за рахунок повільного нагрівання в печі (до $900 - 1000 \text{ }^\circ\text{C}$) і такого ж повільного охолодження слугує існуюча при цьому способі відпалу дифузія домішкових частинок в глибину матеріалу. При швидкопротікаючому лазерному відпалі дифузія домішок сильно пригніблюється.

Окрім застосування в мікроелектроніці, досконалі кристалічні шари, що отримуються за допомогою ІЛВ, викликають значний науковий інтерес. В таких шарах спостерігаються процеси, обумовлені наявністю щільної електронно-діркової плазми: розм'якшення фононних мод зі збільшенням ростом концентрації, зміна ширини

забороненої зони в залежності від n_c , а також реєстрація залежних від n_c електричних та оптичних явищ в напівпровідниках.

Для того, щоб змінити рельєф поверхні твердого тіла необхідний відносно високий рівень інтенсивності (більше 10^{10} Вт/см²) для подолання порогів утворення дефектів, плавлення або абляції поверхні. Такі інтенсивності досягаються використанням коротких ($<10^{-6}$ с) лазерних імпульсів. Тривалість лазерного імпульсу оптичного діапазону може варіюватися аж до фемтосекундного масштабу, і характер рельєфу поверхні істотно залежить від цього параметра. Існує межа, пов'язана з часом електрон-фононої релаксації τ_{e-ph} (для різних матеріалів від кількох до десятків пікосекунд), що розділяє два основні режими впливу. Режим «довгих» імпульсів відповідає тривалості імпульсу більше τ_{e-ph} , і теплові процеси (поверхневе плавлення та випаровування) починають відбуватися вже під час поглинання лазерного імпульсу. Режиму «коротких» імпульсів відповідають тривалості, коротші τ_{e-ph} , при яких лазерний імпульс за час свого впливу нагріває тільки електронну підсистему, залишаючи кристалічну решітку практично незбудженою, поки відносно повільний процес збудження фононів електронами не приведе до її нагрівання.

Традиційна «теплова» модель лазерного відпалу (нагрівання) ґрунтується на уявленні про швидку передачу енергії з системи гарячих носіїв до кристалічної гратки [1, 21–23]. У відповідності з цією моделлю в тих випадках, коли густина енергії лазерного імпульсу W достатньо висока, аморфізований приповерхневий шар товщиною 50–500 нм розплавляється. Відбувається фазовий перехід першого роду. Фронт розплаву швидко рухається від поверхні в глибину речовини і досягає кристалічної підкладки. При зворотньому русі фронту розплаву до поверхні під час охолодження зразка після припинення дії лазерного імпульсу відбувається епітаксіальне ріст кристала. Аналітичні оцінки, що ґрунтуються на припущенні про швидку передачу енергії лазерного імпульсу гратці, та чисельний розв'язок рівняння теплопровідності, показують, що температура плавлення легко досягається при значеннях W , типових для ІЛВ [1].

У відповідності з критерієм Ліндемана [24] плавлення кристалу починається тоді, коли середньоквадратичне відхилення атома від положення рівноваги ($\langle u^2 \rangle$) складає певну долю x від квадрату розміру елементарної комірки a^2 (для більшості речовин $0,2 < x < 0,25$). При достатньо високих температурах

$$\langle u^2 \rangle = \frac{9\hbar^2 T}{Mk} = \frac{1}{MN} \sum_j \langle |q_j|^2 \rangle, \quad (27)$$

де M – маса атомів елементарної комірки, T_D – температура Дебая ($T > T_D$), N – число атомів в кристалі, q_j – амплітуда j -ї нормальної моди акустичних коливань кристалу. Тоді температура плавлення складає

$$T_{re} = \frac{x}{9\hbar^2} Mk T_D^2 a^2. \quad (28)$$

Наприклад, для кремнію ($T_D = 625$ К, $a = 1,18$ А, $x = 0,2$) оцінка за цією формулою дає величину $T_{re} = 1685$ К, що співпадає з експериментальним значенням.

На даний час залишається відкритим питання чи відбувається фазовий перехід тверде тіло – рідина після того, як енергія термолізується серед усіх фононних мод j ($1 < j < N$), що фігурують в (27), або коли всього лише кілька найбільш сильно

«розхитаних» фононних мод мають такі великі амплітуди q_j , що критерій Ліндемана починає виконуватися.

Теплова модель лазерного відпалу підтверджується результатами комплексних досліджень поверхні напівпровідників під час та після закінчення дії лазерного імпульсу. Вимірювання швидкості атомів, які випаровуються з поверхні при лазерному відпалі, показує, що температура поверхні досягає приблизно 2000 К і перевищує температуру плавлення кремнію.

Крім описаної вище теплової моделі існує так звана плазмова або колективна модель ІЛВ. Якщо в тепловій моделі плавлення кристалу відбувається внаслідок інтенсивного теплового руху атомів ґратки, то в плазмовій моделі фазовий перехід тверде тіло – рідина викликає «розм'якшення» поперечних акустичних фононів в ковалентних напівпровідниках при зростанні концентрації електронно-діркової плазми:

$$\omega_{TA} = \omega_{TA}^0 \left(1 - \frac{f \varepsilon_\infty n_c}{4n} \right), \quad (29)$$

де $f \sim 1$ (для кремнію, наприклад, $f = 0,85$), ε_∞ – діелектрична проникність кристалу, n_c – густина числа атомів. Цей ефект обумовлений тим, що при переході із валентної зони в зону провідності електрон переходить зі зв'язаного стану в незв'язаний, так що ковалентний зв'язок послаблюється. Ефект розм'якшення акустичних фононів може призводити також до зменшення температури «звичайного» плавлення.

Плазмова модель має в якості експериментальної бази результати вимірювання температури ґратки методом комбінаційного розсіювання (КР) світла. Оцінка температури, зроблена за зміною відношення інтенсивностей стоксової та антистоксової компонент КР в кремнії при імпульсному лазерному відпалі, складала 600 К [25].

Другою відмінністю в передбаченнях цих моделей, які можуть бути перевірені експериментально, є різниця в симетрії фази, що утворюється під дією лазерного імпульсу. В тепловій моделі, розплав, що утворюється при дії лазерного випромінювання, суть ізотропне середовище, в той час, як в плазмовій моделі, у відповідності з [26], диполь-дипольна взаємодія між екситонами повинна призводити до утворення нецентросиметричного екситонного стану з симетрією T_d (подібну симетрію мають кристали GaP, GaAs). Чуттєвою до симетрії приповерхневого шару є генерація другої гармоніки на відбивання. Вперше проведені експерименти по генерації другої гармоніки пробного випромінювання на відбивання в GaAs [27] свідчать на користь теплової моделі. Такий же висновок було зроблено в роботах [28, 29], де спостерігалася друга гармоніка пробного випромінювання від кремнію при дії на нього потужного фемтосекундного лазерного імпульсу.

Таким чином, хоча більша частина експериментальних результатів по вивченню механізму імпульсного лазерного відпалу свідчить на користь теплової моделі, існує деяка кількість експериментів, що суперечать їй і узгоджується з плазмовою моделлю.

Інша нетеплова модель лазерного відпаду була запропонована в роботі [30], в якій передбачалось, що при лазерному відпалі відбувається паєрлсовський фазовий перехід діелектрик–метал і навпаки. В рамках цієї моделі розглядається також можливість відпалу дефектів за рахунок виникнення відносних коливань підґраток в кристалі [30]. В [31] було розвинена модель «холодного» плавлення ґратки за рахунок генерації статистичних напружень при поглинанні лазерного імпульсу.

Висновки

В результаті аналізу існуючих теоретичних моделей та експериментальних даних щодо релаксації енергії лазерного випромінювання в поглинаючих середовищах (напівпровідниках, металах тощо) можна зробити наступні основні висновки.

1. В залежності від співвідношення між енергією кванта лазерного випромінювання $\hbar\omega$ та шириною забороненої зони напівпровідника E_g можливі різні процеси поглинання енергії електромагнітної хвилі (лазерного випромінювання). Якщо $\hbar\omega < E_g$, то процес поглинання світла (лазерного випромінювання) в напівпровідниках відбувається вільними електронами (електронним газом). Поглинання світла вільними носіями заряду пов'язано з переходом електронів (або дірок) з одного енергетичного рівня на інший в межах однієї й тієї ж дозволеної зони.
2. При дії на поверхню поглинаючого середовища, наприклад напівпровідника, лазерного випромінювання з енергією кванта $\hbar\omega > E_g$, поглинання світла відбувається в тонкому приповерхневому шарі товщиною $\alpha^{-1} = 10^{-4} - 10^{-6}$ см. В цьому шарі створюються нерівноважні стани як в електронній, так і в фононній підсистемах. Оскільки первинний акт поглинання енергії відбувається в електронній підсистемі, то спочатку виникає сильна різниця між електронною температурою T_e та температурою ґратки (температурою фононів T_{ph}). Надалі, з плином часу, відбувається передача енергії від електронів фононам і власне розігрів твердого тіла.
3. Процес передачі і термолізації енергії в ґратці включає в себе низку стадій: релаксацію всередині електронно-діркової підсистеми, електрон-фононну та фонон-фононну релаксації.
4. Опис лазерного нагріву в рамках класичної теорії теплопровідності справедливий при тривалості лазерного імпульсу більше 1 нс і густині потоку енергії лазерного випромінювання менше 10^{10} Вт/см².

Література

1. Венгер Є.Ф., Семчук О.Ю., Гаврилюк О.О. Лазер-індуковані наноструктури в твердих тілах. – К.: Академперіодика, 2016. – 236 с.
2. Коротеєв Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
3. Ахманов С.А., Емельянов В.И., Коротеєв Н.И., Семиногов В.Н. Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика // УФН. – 1985. – Т.147, № 4. – С.675–745.
4. Либесон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Часть II. Лазерный нагрев и разрушение материалов. – СПб: НИУ ИТМО, 2014. – 181с.
5. Самохин А.А. Фазовые переходы первого рода при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Труды ИОФАН. – 1988. – Т.13. – С.3–98.
6. Макаров С.В. Нано- и микроструктурирование поверхности металлов и полупроводников в воздухе при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов: дис...канд.физ.-мат.наук: спец.01.04.23. – М., 2014. – 149 с.
7. Yoffa E. J. Dynamics of dense laser-induced plasmas // Phys. Rev. Ser. B. – 1980. – V. 21. – P. 2415–2425.

8. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. Релаксация между электронами и решеткой // ЖЭТФ. – Т.31. – С.232–237.
9. Eesley G.L. Observation of nonequilibrium electron heating in copper // Phys.Rev.Lett. – 1983. – V.51. – P.2140–2143.
10. Jacobini G., Canali G., Ottaviani G., Alberidi A. A review of some charge transport properties of silicon // Sol.State Electron. – 1977. – V.20, N.2. – P.77–89.
11. Conwell E., Vassell M. High-field distribution function in GaAs // IEEE Trans.Electr.Devices. – 1966. – V.13, N.1. – P.22–27.
12. Tang C.L., Erskine D.J. Femtosecond relaxation of photoexcited nonequilibrium carriers in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ // Phys.Rev.Lett. – 1983. – V.51, N.9. – P.840–844.
13. Келдыш А.В. Электронно-дырочные капли в полупроводниках // УФН. – 1970. – Т.100. – С.514–517.
14. Райс Т., Хенсел Дж., Филипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. – М.: Мир, 1980. – 352 с.
15. Ulbrich R.G., Narayanamurths V., Chin M.A. Propagation of large-wave-vector acoustic phonons in semiconductors // Phys.Rev.Lett. – 1980. – V.45, N.17. – P. 1432–1435.
16. Challis, L. Phonon Scattering in Solids. – N.Y.: Plenum Press, 1976. – 439p.
17. Von der Linde D., Kuhl J., Klingerberg H. Raman Scattering from Nonequilibrium LO Phonons with Picosecond Resolution // Phys.Rev.Lett. – 1980. – V.44, N.23. – P.1505–1508.
18. Greenstein M., Tamor M.A., Walfe J.P. Time-resolved images of electron-hole droplets produced by intense pulsed-laser excitation of germanium // Sol. State Commn. – 1983. – V.45, N.4 – P.355–359.
19. Gibbon J. F., Hess L.D., Sigmon T.W. Laser and electron beam solid interactions and materials processing. – N.Y.: North-Holland, 1981.– 629 p.
20. Anderson C. L., Cellar G. K., Rozgonyi G. A. Laser and electron beam processing of electronic materials. – Princeton: ECS Inc., 1980. – 204 p.
21. Wood R. F., Giles G. E. Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. I. Thermal transport and melting // Phys. Rev. B. – 1981. – V. 23, N.6. – P. 2923–2942.
22. Wood R. F., Kikpatrick J. R., Giles G. E. Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. II. Dopant diffusion and segregation // Phys. Rev. B. – 1981. – V.23, N.10. – P. 5555–5569.
23. Orbach R. Phonon breakdown // IEEE Trans. Soc. and Ultras. – 1967. – V.14, N.3. – P. 140-141.
24. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. – М.: Мир, 1974. – 472 с.
25. Compaan A., Lo H. W., Lee M. C, Aydinli A. Time-reversal invariance and raman measurements of phonon populations under nonequilibrium conditions // Phys. Rev.B. – 1982. – V. 26, N.2. – P. 1079–1081.
26. Van Vechten I. A. Laser and electron beam interaction with solids. – Amsterdam: North-Holland, 1982. – 49 p.
27. Ахманов С. А., Галяутдинов М. Ф., Коротеев Н. И. Генерация второй гармоники при лазерном отжиге поверхности арсенида галлия // Квант. электрон. – 1983. – Т.10, №6. – С. 1077 – 1078.
28. Shank C.V., Yen R., Hirlimann C. Time-resolved reflectivity measurements of femtosecond-optical-pulse-induced phase transitions in silicon // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. 50, N.6. – P. 454–457.
29. Shank C.V., Yen R., Hirlimann C. Femtosecond-time-resolved surface structural dynamics of optically excited silicon // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V.51, N.10. – P. 900–902.

30. Суслов И. М. О возможном механизме лазерного отжига // Письма ЖЭТФ. – 1984. – Т.39. Вып.12. – С. 547–550.
31. Емельянов В. И. Нелинейно-оптическая деформация акустической подсистемы и сверхбыстрое плавление поверхности полупроводников мощными короткими лазерными импульсами: Препринт физического факультета МГУ № 5: Москва, 1985. – 5 с.

ПОГЛОЩЕНИЕ И РЕЛАКСАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ВЕЩЕСТВЕ (обзор)

А.Ю.Семчук, А.А.Гаврилюк

*Институт химии поверхности им. А.А. Чуйко Национальной академии наук Украины
ул. Генерала Наумова, 17, Киев, 03164, Украина, aleksandr1950@meta.ua*

Подробно рассматривается каждый из этапов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью поглощающей среды. Сначала рассматриваются процессы, происходящие внутри как электронной, так и фононной подсистем, затем импульсное лазерное возбуждение и релаксацию электронной подсистемы. Считается, что внутризонная релаксация по энергии в электронной подсистеме в режиме высокого уровня возбуждения происходит за время порядка времени электрон-электронной релаксации τ_{e-e} . Благодаря этому вся энергия лазерного импульса, поглощаемая за время порядка τ_{e-e} , остается внутри плазменной подсистемы полупроводника и термализуется. Распределение электронов и дырок по энергиям остается тепловым и характеризуется одинаковыми значениями температур электронов (T_e) и дырок (T_h). При этом $T_e=T_h=T_c$. Величина T_c зависит от концентрации n_c и при $n_c = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ может достигать значений порядка 10^4 K .

ABSORPTION AND RELAXATION OF THE LASER PULSE ENERGY IN SUBSTANCE (review)

O.Yu. Semchuk, O.O. Havryliuk

*Chuiiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine
17 General Naumov Str., Kyiv, 03164, Ukraine, aleksandr1950@meta.ua*

Each stage of interaction of laser radiation with the surface of the absorbing medium is considered in detail. First, processes occurring inside the electron and phonon subsystems are considered, then pulsed laser excitation and relaxation of the electronic subsystem. It is believed that intraband energy relaxation in the electron subsystem in the high-excitation regime occurs over a time on the order of the electron-electron relaxation time τ_{e-e} . Due to this, the entire energy of the laser pulse absorbed in a time of the order of τ_{e-e} remains inside the plasma subsystem of the semiconductor and is thermalized. The energy distribution of electrons and holes remains thermal and is characterized by identical electron (T_e) and hole (T_h) temperatures. Wherein $T_e=T_h=T_c$. The latter value of T_c depends on the concentration of n_c and at $n_c = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ can reach values of the order of 10^4 K .