

**Міністерство освіти і науки України**  
**Чернівецький національний університет**  
**імені Юрія Федьковича**

**Навчально-науковий інститут фізико-технічних та комп'ютерних наук**  
**Кафедра електроніки і енергетики**

**Розрахунок теплового впливу лазерного імпульсного**  
**випромінювання на тонкі плівки Ge**

**Кваліфікаційна робота**  
**Рівень вищої освіти - перший (бакалаврський)**

***Виконала:***

студентка 4 курсу, групи 432

**Тригуб Ангеліна Олександрівна**

***Керівник:***

кандидат фізико-математичних наук,

доцент **Юрійчук І.М.**

*До захисту допущено*  
*на засіданні кафедри*  
*протокол № \_\_\_ від „ \_\_\_ ” червня 2024 р.*  
*Зав. кафедрою \_\_\_\_\_ проф. Майструк Е.В.*

**Чернівці – 2024**

### *Анотація*

В кваліфікаційній роботі розглянуто особливості взаємодії лазерного випромінювання з матеріалами та основні типи лазерної обробки поверхні напівпровідника. На основі знаходження розв'язку нестационарного рівняння теплопровідності проведено теоретичний розгляд теплового впливу лазерного випромінювання на тонкі плівки германію імпульсами із заданою тривалістю та густиною потужності. Розраховано розподіл температури в плівках германію під дією теплового впливу лазера в довільний момент часу від початку опромінення. Визначено залежність максимальної температури у плівці в залежності від її товщини та густини потужності лазерного випромінювання з довжиною хвилі 694 нм і 1060 нм. Встановлено поріг плавлення плівок різної товщини при опроміненні однократними та багатократними імпульсами.

**Ключові слова:** лазерна обробка, тонка плівка, Ge, тепловий вплив, рівняння теплопровідності, поріг плавлення.

### *Анотація*

The qualification work considers the peculiarities of laser radiation interaction with materials and the main types of laser surface treatment of a semiconductor. On the basis of finding the solution to the unsteady thermal conductivity equation, a theoretical consideration of the thermal effect of laser radiation on thin germanium films by pulses with a given duration and power density is carried out. The temperature distribution in germanium films under the thermal effect of laser radiation at an arbitrary time from the beginning of irradiation is calculated. The dependence of the maximum temperature in the film on its thickness and the power density of laser radiation with a wavelength of 694 nm and 1060 nm was determined. The melting threshold of films of different thicknesses under irradiation with single and multiple pulses was determined.

**Ключові слова:** laser processing, thin film, Ge, thermal effect, heat conduction equation, melting threshold.

Кваліфікаційна робота містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів наукових досліджень інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

\_\_\_\_\_ А.О. Житарюк

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
<b>РОЗДІЛ 1. ОСОБЛИВОСТІ ТЕПЛОВОГО ВПЛИВУ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА НАПІВПРОВІДНИКИ.....</b>	<b>7</b>
1.1. Принцип дії та будова лазера.....	7
1.2. Особливості взаємодії лазерного випромінювання з матеріалами.....	11
1.3. Основні типи лазерної обробки напівпровідників.....	15
1.4. Лазерна мікротехнологія напівпровідників.....	15
<b>РОЗДІЛ 2. ТЕПЛОВИЙ ВПЛИВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ТОНКІ ПЛІВКИ Ge.....</b>	<b>27</b>
2.1. Моделювання процесу опромінення лазером напівпровідникової тонкої плівки.....	28
2.2. Розподіл температури у тонкій плівці Ge при опроміненні мілісекундним лазером.....	31
2.2.2. Розрахунок розподілу температури в залежності від часу у плівці при опроміненні однократним імпульсом.....	36
2.2.2. Поріг плавлення тонких плівок Ge різної товщини.....	36
2.2.2. Енергія для плавлення плівок Ge різної товщини.....	36
2.3. Опромінення тонкої плівки Ge кількома імпульсами мілісекундного лазера.....	30
2.3.1. Часова залежність температури у плівці при опроміненні кількома імпульсами.....	36
2.2.2. Максимальна температура тонких плівок Ge різної товщини при багатократному опроміненні.....	36
ВИСНОВКИ.....	54
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	55
ДОДАТОК.....	58

## ВСТУП

Лазерна обробка матеріалів ґрунтується на можливості лазерного випромінювання створювати на малій ділянці поверхні високі густини теплового потоку, необхідні для інтенсивного нагрівання або розплавлення практично будь-якого матеріалу [1-3]. У багатьох випадках стандартні способи очищення поверхні не забезпечують необхідного ступеня чистоти, а в низці випадків (іонне розпилення, опромінення електронним пучком тощо) призводять до значного порушення кристалічної структури матеріалу поверхневого шару.

Під дією лазерного випромінювання забруднення та порушення кристалічної структури усуваються з поверхні, не спричиняючи її пошкодження [4]. Переваги цього методу полягають у тому, що на оброблювану поверхню не вносяться чужорідні атоми і не порушуються вакуумні умови. Тому лазерну мікрообробку матеріалів, в тому числі напівпровідникових, широко використовують для оптимізації цілого ряду параметрів поверхні напівпровідника та напівпровідникових плівок. [4-6].

Поглинання електромагнітного випромінювання лазера в напівпровідникових матеріалах обумовлює виникнення ряду явищ та теплофізичних процесів, таких як нагрівання, плавлення, випаровування. Характер цих процесів сильно залежить від потужності лазера, тривалості впливу лазерного випромінювання на матеріал та ряду параметрів матеріалу, що опромінюється.

Завдяки своїм унікальним властивостям тонкі плівки германію мають багато практичних застосувань у різних областях мікроелектроніки: напівпровідникових пристроях, інфрачервоній оптиці, фотоелектроніці, термоелектриці тощо.

Зважаючи на високу рухливість електронів у германії, тонкі плівки германію використовуються у виробництві напівпровідникових

високошвидкісних електронних пристроїв. Крім того, сумісність германію з кремнієм робить його перспективним матеріалом для майбутніх наноелектронних пристроїв.

Германій прозорий для інфрачервоного випромінювання, особливо в середньому і далекому інфрачервоному діапазонах. Ця властивість робить тонкі плівки германію ідеальними для застосування в інфрачервоній оптиці, включаючи лінзи, вікна та фільтри, що використовуються в тепловізійних системах, приладах нічного бачення та інфрачервоній спектроскопії.

Хоча германій не так широко використовується в сонячних елементах, як кремній, він може ефективніше поглинати світло в певних діапазонах довжин хвиль, тому тонкі плівки германію є перспективними для застосування в сонячній енергетиці. Германій є хорошим термоелектричним матеріалом. Відповідно тонкі плівки германію знаходять своє застосування в термоелектричних генераторах та охолоджувальних пристроях.

В дипломній роботі на основі знаходження розв'язку нестационарного рівняння теплопровідності проведено теоретичний розгляд теплового впливу імпульсного лазерного випромінювання на тонкі плівки лазерним імпульсом із заданою тривалістю імпульсу та густиною потужності. Розрахунки проведено для тонких плівок напівпровідника Geпри дії одного та декількох імпульсів мілісекундного лазера з довжиною хвилі 0,694 мкм та 1,06 мкм та різної густини потужності і тривалості імпульсу. Аналіз розв'язків рівняння теплопровідності дозволив встановити розподіл температури в тонкій плівці в залежності від часу на різних віддальх від поверхні опромінення та визначити поріг плавлення плівок різної товщини.

## **РОЗДІЛ 1. ОСОБЛИВОСТІ ТЕПЛООВОГО ВПЛИВУ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА НАПІВПРОВІДНИКИ.**

### **1.1. Принцип дії та будова лазера.**

Лазер – це генератор когерентного світла. Ідеальна когерентна (упорядкована) хвиля має чітко визначені довжину і частоту, плоский фронт і є ідеально поляризованою. Когерентне випромінювання має такі властивості, як монохроматичність, мала розбіжність променя, висока яскравість. Це дає змогу фокусувати лазерне випромінювання на поверхню оброблюваного матеріалу за допомогою простої оптичної системи. Лінійні розміри сфокусованого лазерного променя можуть досягати часток мікрометра. При таких малих розмірах уся енергія випромінювання концентрується на майданчику в мільйонні частки квадратного сантиметра, створюючи на поверхні щільність енергії в сотні мільярдів Ватт на квадратний сантиметр.

Робота лазера заснована на використанні запасів внутрішньої енергії атомів і молекул речовини, що утворюють мікросистеми - утворення, які складаються з ядер і електронів, поведінка і стан яких підпорядковуються законам квантової механіки. У разі вимушеного (або індукованого) випромінювання атоми випромінюють під дією зовнішнього швидкозмінного електромагнітного поля, наприклад світла. Під дією зовнішньої електромагнітної хвилі атом випромінює вторинну хвилю, у якій частота, поляризація, напрямок поширення і фаза повністю збігаються з характеристиками зовнішньої хвилі, що діє на атом. Явище вимушеного випромінювання дає можливість керувати випромінюванням атомів за допомогою електромагнітних хвиль і таким шляхом посилювати та генерувати когерентне світло. Щоб здійснити це практично, потрібно задовольнити певні умовам. По-перше, необхідний резонанс - збіг частоти падаючого світла з однією з частот енергетичного спектра атома. Надалі вимушене випромінювання збуджених атомів породжує цілу лавину фотонів, у всьому подібних до первинного фотона. У результаті сукупність атомів

випустить інтенсивну когерентну світлову хвилю, тобто буде здійснено генерацію когерентного світла. Інша умова пов'язана з населеністю різних рівнів.

Поряд з вимушеним випромінюванням світла атомами, що знаходяться на верхньому рівні відбувається також резонансне поглинання атомів, що населяють нижній рівень. Для виникнення генерації необхідно, щоб число атомів на верхньому рівні  $N_m$  було більше числа атомів на нижньому рівні  $N_n$ , між якими відбувається перехід. Для збудження генерації когерентного світла необхідно вжити спеціальних заходів, щоб із двох обраних рівнів верхній був заселений більше, ніж нижній. Стан речовини, в якому число атомів на одному з рівнів з вищою енергією більше числа атомів на рівні з меншою енергією, називають активним, або станом з інверсією (обертанням) населеностей. Таким чином, для збудження генерації когерентного світла необхідна інверсія населеностей для тієї пари рівнів, перехід між якими відповідає частоті генерації. Отже, для створення джерела когерентного світла необхідні такі вимоги: потрібна робоча речовина з інверсною заселеністю, тільки тоді можна отримати посилення світла за рахунок вимушених переходів; робочу речовину слід помістити між дзеркалами, які здійснюють зворотний зв'язок; посилення, що дається робочою речовиною, а значить, число збуджених атомів або молекул у робочій речовині має бути більшим за порогового значення, що залежить від коефіцієнта відбиття напівпрозорого дзеркала.

Таким чином, будь-який лазер складається з трьох основних частин: активного елемента, оптичного резонатора і системи накачування. Функціональна схема лазера представлено на рис. 1.1.

Твердотільними називають лазери, активне середовище яких являє собою собою кристал діелектрика або скло з введеними в них іонами, що відіграють роль активних центрів. У твердотільних лазерах оптичними

резонаторами слугують протилежні грані активних елементів, на які напилюється шар металу.

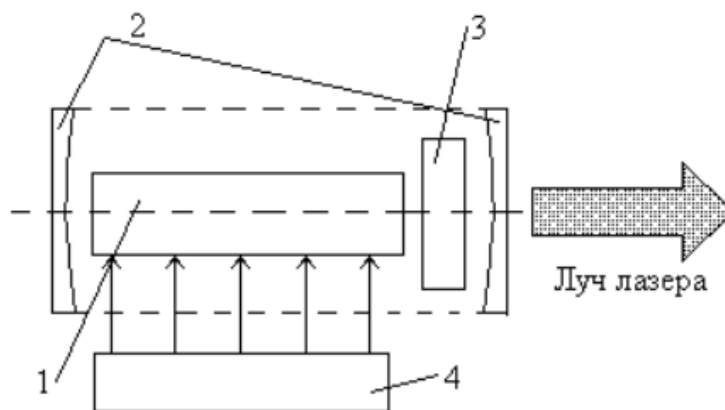


Рис.1.1. Функціональна схема лазера: 1 - активний елемент; 2 - дзеркало резонатора; 3 - елемент резонатора; 4 - система накачування

Вперше лазерну генерацію було отримано на рубіні. Рубін утворюється під час розчинення невеликих кількостей  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  у сапфірі  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Рожевий колір зумовлений широкими смугами поглинання іонів  $\text{Cr}^{3+}$ , що дає можливість при накачуванні отримувати лазерні переходи в червоній області. Довжина хвилі випромінювання лазера за кімнатній температурі становить 0,6943 мкм.

Кристали рубіна мають велику механічну міцність і теплопровідність. Теплопровідністю. Завдяки цим якостям кристалів, а також можливості вирощування однорідних за довжиною і перетином злитків практично будь-якої довжини і діаметра лазери на рубіні набули широкого поширення. Рубінові лазери працюють в імпульсному або безперервному режимі. Через низький ккд ( $\sim 0,1\%$ ) рубіновий лазер безперервної дії неекономічний порівняно з іншими твердотільними лазерами безперервної дії.



Лазери на алюмоїтрієвому гранаті з додаванням хімічного елемента неодиму (АІГ:Nd-лазери) знайшли найбільш широке застосування серед усіх твердотільних лазерів, оскільки мають досить високий ККД, велику вихідну потужність, вихідною потужністю і не перегріваються при великій частоті проходження світлових імпульсів. Довжина хвилі випромінювання АІГ:Nd-лазера 1,06 мкм. Накачування лазера здійснюють ксеноновими або криптоновими лампами. Крім того, широко використовують лазери на неодимовому склі, які також є відносно ефективними джерелами когерентного випромінювання в околиці довжини хвилі 1,06 мкм.

На даний час в технології виробництва виробів електронної техніки використовуються різні лазерні технологічні установки, які незалежно від їхнього призначення мають спільне структурне від їхнього призначення мають загальну структурну схему й аналогічні конструктивні елементи (рис. 1.2).

Лазер 2 є основним джерелом енергії, що забезпечує виконання технологічного процесу. Оптична система 5 фокусує лазерне випромінювання 4 у світловий пучок і спрямовує його на оброблюваний об'єкт 7. Крім того, за допомогою оптичної системи 5 проводять візуальний контроль положення того, за допомогою оптичної системи 5 проводять візуальний контроль положення оброблюваної деталі щодо променя, спостерігають за ходом виконання процесу та оцінюють його результати. За допомогою пристрою 8 переміщують оброблювану деталь 7 під час технологічного процесу, фіксують її в заданому положенні та змінюють деталі після обробки.

Для проведення деяких технологічних процесів потрібне створення специфічних умов (наприклад, подача в робочу зону певного технологічного середовища). Для цього в установках передбачають відповідний пристрій 10, що дає змогу подавати інертний газ під час проведення зварювання.

У деяких випадках у зону обробки вводять механічну або електромагнітну енергію, що підсилює ефективність лазерної обробки. Проведення комбінованих процесів (газолазерного різання, лазерно-іскрового обробки отворів та ін.) забезпечується джерелом допоміжної енергії 6, що вводиться в установку. Переміщенням оброблюваної деталі і положенням лазера керують програмним пристроєм 1. Випромінювання контролюють датчиком 3, температуру зони обробки, стан поверхні оброблюваної деталі - датчиком 9, яким крім того коригують параметри або припиняють операцію.

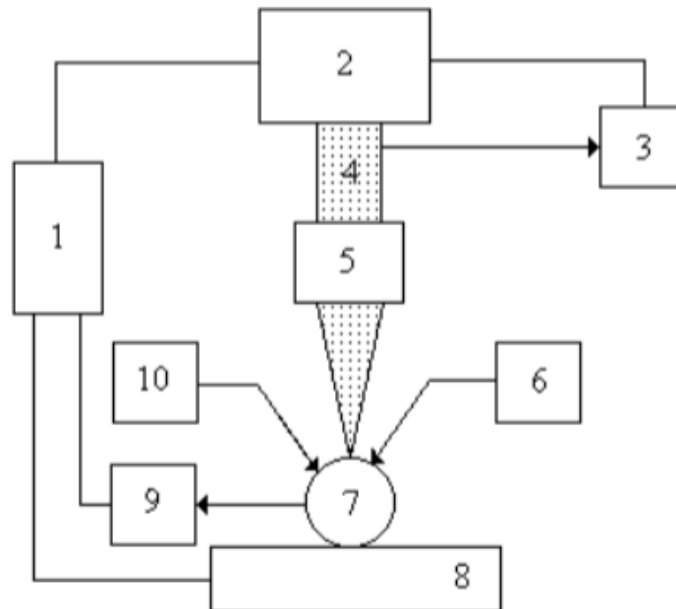


Рис. 1.2. Структурна схема лазерної технологічної установки: 1 - програмний пристрій, 2 - лазер, 3 - датчик параметрів випромінювання, 4 - лазерне випромінювання, 5 - оптична система, 6 - джерело допоміжної енергії, 7 - оброблювана деталь, 8 - пристрій для закріплення та переміщення оброблюваної деталі, 9 - датчик параметрів технологічного процесу, 10 - пристрій подачі технологічного середовища.

## 1.2. Особливості взаємодії лазерного випромінювання з матеріалами.

Лазерна обробка матеріалів заснована на можливості лазерного випромінювання створювати на малій ділянці поверхні високі щільності теплового потоку, необхідні для інтенсивного нагрівання або розплавлення практично будь-якого матеріалу. Електромагнітна хвиля, що падає на поверхню розділу, зазнає поглинання, розсіювання, відбиття і заломлення. На підставі закону збереження енергії можна записати:

$$E_0 = E_R + E_M + E_A + E_T, \quad (1.1)$$

де  $E_0$  – потік випромінювання, що падає на поверхню розділу двох середовищ;  $E_R$  – потік відбитого випромінювання;  $E_A$  – потік випромінювання, поглиненого середовищем;  $E_T$  – потік випромінювання, заломленого середовищем.

Розділивши обидві частини рівняння (1.1) на  $E_0$ , отримаємо закон збереження, виражений через спектральні коефіцієнти  $R$ ,  $M$ ,  $A$ ,  $T$ , що характеризують здатність випромінювання відповідно відбиватися, розсіюватися, поглинатися і заломлюватися:

$$R + M + A + T = 1, \quad (1.2)$$

Використання лазерного випромінювання для розділення матеріалів має на увазі взаємодію його з непрозорими середовищами. У цьому разі розсіювання і заломлення випромінювання можна не враховувати, а такими, що визначають енергетичну ефективність процесу вважати поглинання і відбиття. Головними видами поглинання в твердих речовинах є власне, або суцільне, поглинання, що виникає під час взаємодії електромагнітної хвилі з кристалічною решіткою, і характеристичне, або вибіркоче, поглинання, зумовлене коливанням і обертанням молекул, що викликає появу смуг поглинання.

Речовину, в якій поширюється електромагнітна хвиля, можна розглядати як динамічну систему, в якій під дією випромінювання молекули відчують вимушені коливання. Молекули зазнають вимушених коливань у результаті того, що частина енергії випромінювання, що проходить через середовище, витрачається на ці коливання, його інтенсивність зменшується відповідно до закону Бугера-Ламберта:

$$E(z) = E_0(1 - R) \exp\left(-\int_0^z \alpha(z) dz\right), \quad (1.3)$$

де  $E_0$  – густина потужності випромінювання на вході в поглинаюче середовище;  $\alpha(z)$  – показник поглинання випромінювання в середовищі, величина зворотна відстані, на якій потік випромінювання послаблюється в  $e$  разів. На рис. 1.3 представлено залежність коефіцієнта поглинання напівпровідників Ge і Si від довжини хвилі випромінювання.

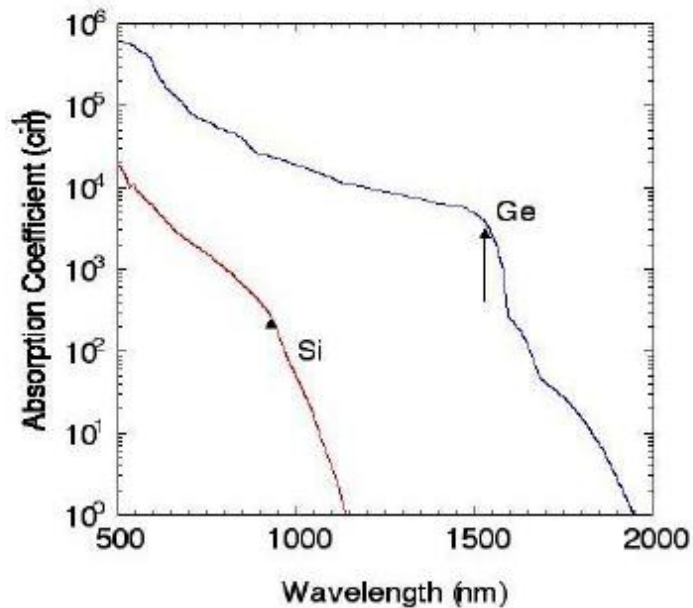


Рис. 1.3. Схема опромінення плівки однорідним пучком лазера з густиною потужності  $I_0$ .

Значення коефіцієнта відбиття і показника поглинання визначаються відповідними механізмами, які істотно різні для металів і неметалів. Якщо для металів, основним процесом, пов'язаним із поглинанням

випромінювання, є взаємодія квантів світла з електронами провідності в скін-шарі, то наприклад, для кристалічних діелектриків поглинання вільними електронами внаслідок малого їх числа при нормальній температурі незначне, а процесом, що визначає взаємодію, є коливання решітки. Тому значення коефіцієнта відбиття і показника поглинання у діелектриків істотно нижчі, ніж у металів.

У напівпровідникових матеріалах механізм поглинання визначається співвідношенням між шириною забороненої зони  $\Delta E$  та енергією кванта лазерного випромінювання  $h\nu$  ( $h$  – постійна Планка,  $\nu$  – частота коливань електромагнітної хвилі). Залежно від довжини хвилі випромінювання в класі напівпровідників розрізняють такі випадки. Сильно поглинають напівпровідники, для яких  $h\nu > \Delta E$ , тобто в ділянці  $\lambda < \lambda_0$ , де  $\lambda_0$  – визначається зі співвідношення  $\lambda_0 = hc_0/\Delta E$ , де  $c_0$  – швидкість світла в матеріалі. У цій області спостерігається власне поглинання, коли падаючі фотони мають достатню енергію для збудження електронів, здатних перетнути заборонену зону. Початковий етап цього випадку, пов'язаний із переходом електронів із валентної зони в зону провідності (внутрішній фотоэффект), коли концентрація вільних фотоелектронів ще мала, характеризується процесами, що протікають при холодній решітці. У подальшому збільшення концентрації фотоелектронів понад деяке значення ( $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) призводить до істотного внутрішнього поглинання, при якому навіть тонкі шари напівпровідника стають непрозорими. Показник поглинання досягає значень порядку  $10^4 \dots 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Коефіцієнт відбиття також зростає і наближається до значень, характерних для металів (0,7...0,9).

В області  $\lambda > \lambda_0$  ( $h\nu < \Delta E$ ), коефіцієнт відбиття спочатку знижується до малих значень, що відповідає так званому зовнішньому поглинанню, викликаному переходами електронів між домішковими рівнями і зоною провідності.

З плином часу зростає інтенсивність передачі енергії вільних електронів кристалічної решітки. Починаючи з часу релаксації  $\tau_p = 10^{-9} \dots 10^{-11}$  с різниця температур  $T_c - T_i$  - стає мінімальною і теплові процеси в металі можна охарактеризувати загальною температурою  $T_0$ . Подальше нагрівання металу здійснюється за тими самими фізичними закономірностями, які притаманні традиційним способам теплового впливу на метали. Це дає підставу розглядати поширення теплоти в металах під час лазерної обробки з класичних позицій теорії теплопровідності. Процес поширення теплоти залежить від інтенсивності теплового впливу  $i$ , значною мірою, від теплофізичних властивостей матеріалу.

Комплексною характеристикою теплофізичних властивостей матеріалу є коефіцієнт температуропровідності

$$a = \lambda_T / (c \cdot g), \quad (1.4)$$

де  $c$  – теплоємність матеріалу,  $\lambda_T$  – коефіцієнт теплопровідності,  $g$  – об'єм. Коефіцієнт температуропровідності характеризує швидкість вирівнювання температури за нестационарної теплопровідності, він визначає, з якою швидкістю відбувається в матеріалі передача теплової енергії. Чим вищий коефіцієнт температуропровідності, тим більша глибина проникнення теплового  $i$ , зокрема, більша глибина проникнення за інших рівних умов. умовах.

Для джерела, рівномірно розподіленого по поверхні, глибина проникнення теплового потоку може бути орієнтовно визначена як  $d = 2(at)^{1/2}$ . Із цієї формули видно, що час проникнення теплового потоку на глибину  $d$  визначається виразом  $t_{пр} = d^2 / (4a)$ . Вирішальним фактором, що визначає ефективність поглинання лазерного випромінювання металами, є стан поверхні. Енергетична ефективність процесів лазерної обробки значно підвищується зі збільшенням шорсткості поверхні та зміною її хімічного складу. Ударний вплив. При впливі імпульсного лазерного випромінювання з тривалостями імпульсів, що істотно перевершують час релаксації  $t_p \sim$

$10^{-9} \dots 10^{-11}$  с, тепла енергія встигає відводитися вглиб металу за рахунок теплопровідності і нагрівання металу, його плавлення і випаровування здійснюється за тими ж закономірностями, які притаманні традиційним способам теплового впливу.

Сучасні квантові генератори дають змогу отримувати гігантські світлові імпульси з надзвичайно малою тривалістю ( $10^{-8} \dots 10^{-10}$  с), що забезпечують щільність потужності випромінювання  $10^{10} \dots 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> і більше, тобто час впливу лазерного випромінювання в імпульсі наближається до часу релаксації, внаслідок чого енергія не встигає відводитися. Чого енергія не встигає відводитися вглиб металу. Надзвичайно висока концентрація енергії в мікрооб'ємі поверхневого шару призводить до переходу речовини в плазмовий стан. Під час розширення плазми виникають дуже великі, як під час вибуху, тиски і може утворюватися ударна хвиля. Ударна хвиля може виникнути в тому разі, якщо час впливу випромінювання менший за час поширення ударної хвилі. Тоді тиск у поверхневому шарі дуже великий, а в глибині матеріалу він різко падає. Нерівномірність розподілу тиску і є, власне, причиною виникнення ударної хвилі.

Для більшості твердих тіл (товщиною близько 1 см) час поширення ударних хвиль становить  $10^{-5}$  с. У цьому разі опромінення імпульсами тривалістю менш ніж  $10^{-6} \dots 10^{-7}$  с, може призводити до виникнення ударної хвилі. Тиск ударної хвилі можна оцінити за формулою:

$$p = p_n - p_0 = \frac{Gq_0(1-R)}{n} \sum_{i=0}^{n-1} 1/d_i, \quad (1.5)$$

де  $G$  – параметр Грюнайзена (коефіцієнт пропорційності між тиском і густиною енергії);  $R$  – коефіцієнт відбиття;  $q_0$  – питомий потік енергії лазерного випромінювання;  $d_i$  – глибина проникнення імпульсу в момент  $i$ ;  $p_0$  – початковий тиск;  $p_n$  – максимальний тиск, що виникає негайно після дії імпульсу. Крім ударної хвилі під час опромінення імпульсом тривалістю  $\sim 10^{-8}$  с і густиною потужності  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> на матеріал може діяти механічний імпульс. Він виникає внаслідок швидкого переведення речовини

в плазмовий стан і випаровування речовини в навколишній простір із середньою швидкістю

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT_n}{\pi M}}, \quad (1.6)$$

де  $M$  – середня молекулярна вага речовини;  $R$  – газова стала;  $T_n$  – середня температура речовини після опромінення  $n$ -імпульсами. Тоді внаслідок випаровування на поверхню впливає механічний імпульс. Його величина на одиницю площі обчислюється за формулою:

$$J = \rho x_0 \bar{v}, \quad (1.7)$$

де  $\rho$  – густина матеріалу;  $x_0$  – товщина шару, що випаровується.

Процеси розділення матеріалів лазерним випромінюванням засновані в більшості випадків на передачі енергії квантів світла тепловим коливанням решітки твердого тіла, тобто на термічній дії світла. У загальному випадку ці процеси можуть бути представлені такими стадіями:

- поглинання світла і подальша передача енергії всередину тіла;
- нагрівання матеріалу без руйнування;
- зміна агрегатного стану речовини (плавлення, випаровування, сублімація, термодекструкція);
- видалення матеріалу із зони взаємодії;
- охолодження матеріалу після припинення опромінення.

Характерний час протікання кожної з цих стадій залежить від фізико-хімічних характеристик опромінюваного матеріалу, довжини хвилі та енергетичних параметрів випромінювання, а також від умов взаємодії.

1.) Поглинання випромінювання поверхнею і передача енергії твердому тілу. Збільшення температури поверхні до точки кипіння відбувається настільки швидко, що рідка фаза не встигає утворитися в значній кількості.



2.) Вигонка матеріалу. Руйнування неметалевих матеріалів, які в більшості своїй мають складну хімічну будову, відбувається у вигляді послідовного, у міру зростання температури, випаровування окремих його складових.

3.) Утворення ерозійного факела. Видалення пари з поверхні відбувається з близькозвуковими швидкостями у вигляді струменя, спрямованого від поверхні випаровування, у якому разом із парою рухаються сконденсовані краплі речовини та інші продукти ерозії, викинуті з дна і стінок каналу (лунки).

4.) Виникнення хвиль тиску. У результаті появи імпульсу віддачі у зв'язку з розльотом продуктів ерозії та значного температурного градієнта виникають хвилі тиску та термомеханічні напруження, які можуть призвести до механічного руйнування матеріалу.

5.) Екранування поверхні. Пар, що витікає із зони обробки, може знижувати поріг плазмоутворення і призводити до ослаблення випромінювання, що падає на поверхню. Розсіювання і поглинання випромінювання відбуваються також на продуктах конденсації та твердих частинках речовини. Резонансне поглинання спостерігається за умови збігу частоти характеристичних коливань молекул у газах або радикалах і частоти генерації лазерного випромінювання. радикалах і частоти генерації лазерного випромінювання. Явище екранування зумовлює існування оптимального значення щільності потужності випромінювання, за якого питомий винос маси максимальний.

### **1.3. Основні типи лазерної обробки напівпровідників.**

Одним із перших промислових застосувань лазера є свердління отворів малого діаметру в алмазних волоках отворів малого діаметра в алмазних волоках і рубінових підшипниках для годинників. Використання лазерної установки скорочує час просвердлювання отвору в надтвердих матеріалах з

20-30 хв до кількох секунд. Основними перевагами лазерних джерел під час свердління отворів у матеріалах є: здатність фокусування випромінювання в пляму малих розмірів; обробка деталей без механічного впливу інструменту; можливість підбору довжини хвилі лазерного випромінювання з оптимальними характеристиками поглинання в робочому зразку і тривалості імпульсу, що забезпечує керованість процесом свердління за глибиною отвору; невелика зона прогріву.

Лазерне різання, як і лазерне свердління, являє собою випарний процес. Під час лазерного різання матеріалів одночасно протікають процеси плавлення і випаровування, переважання одного з яких залежить як від співвідношення інтенсивності та часу опромінення, так і властивостей матеріалу.

Лазерна обробка порівняно з традиційними методами різання має низку переваг. низку переваг: обробка надтвердих матеріалів (наприклад, алмазу); незначна ширина пропилю; незалежність напрямку розпилювання від орієнтації кристала; можливість розрізів складної форми; обробка кристалів з великими внутрішніми напруженнями.

Скрайбування є методом розділення таких неметалевих матеріалів, як кераміка, кремній або скло. Під час скрайбування лазером прорізають риски, що злегка заглиблюються в підкладку. Потім, доклавши механічне зусилля, розділяють пластину на окремі частини.

Метод лазерного скрайбування має низку переваг порівняно з іншими методами: відсутність тріщин і мікросколів; обробка практично всіх напівпровідникових матеріалів із різними покриттями та з будь-яким співвідношенням розміру кристала в плані до його товщини; висока швидкість обробки (до 250 мм/с); економія напівпровідникових матеріалів завдяки більш тісному розташуванню приладів на пластині через малу ширину різку і дефектної зони, яка не перевищує 50 мкм.

Висока швидкість нагріву й охолодження, що забезпечується великою потужністю лазерного випромінювання, дає змогу видозмінювати мікроструктуру поверхні металів і кераміки. Під час лазерного зміцнення відбувається локальне загартування тонкого приповерхневого шару тільки в місцях деталей, що піддаються зносу, і забезпечується більш висока твердість поверхні. Це пояснюється високою швидкістю охолодження і, отже, зменшенням розмірів кристалів металу і збільшенням щільності дислокацій. Лазерна обробка поверхні підвищує її стійкість до корозії, оскільки при швидкому охолодженні тонкого розплавленого шару на кристалічних матеріалах утворюються аморфні шари, оскловані поверхневі шари, тонкі, тонкі поверхневі шари, тонкі дендритні структури тощо. Зварні з'єднання електронної техніки повинні мати високу міцність, пластичність і термостійкість. Процес зварювання не повинен призводити до порушення близько розташованих термочутливих елементів, появи термопружних деформацій, виплесків тощо. Таким вимогам найповніше відповідають сполуки, отримані сфокусованим лазерним випромінюванням.

Пайка є однією з наймасовіших технологічних операцій у сучасному виробництві ІЕТ. сучасному виробництві ІЕТ. Для виготовлення міцних і надійних паяних з'єднань необхідне щільне зчеплення припою з виробами, відсутність раковин, бульбашок і сторонніх включень. Більшості цих вимог відповідає лазерна пайка. Завдяки можливості концентрації лазерного випромінювання на малій площі поверхні оброблюваної деталі легко досягають температурних умов для будь-яких видів пайки. Основними перевагами лазерної пайки є: висока швидкість нагріву оброблюваних об'єктів; точне дозування енергії в процесі пайки; нагрівання важкодоступних ділянок оброблюваних деталей; пайка в ізольованому об'ємі та строго контрольованому середовищі; поєднання процесів пайки середовищі; поєднання процесів пайки з іншими технологічними процесами (очищенням поверхні, зміною її хімічного складу та ін.); можливість

механізації та автоматизації пайки, швидкої перебудовуваності лазерного обладнання і, як наслідок, легкої вбудовуваності в гнучкі виробничі системи.

#### **1.4. Лазерна мікротехнологія напівпровідників.**

Перспективним є застосування лазера для осадження металевих плівок із газової фази на підкладки, поверхня яких поглинає лазерне випромінювання. У результаті хімічної реакції на розігрітій поверхні відбувається розкладання металоорганічних або інших металовмісних сполук і атоми металу, що звільнюються, формують плівку.

Процес протікає таким чином. На першому етапі термічним випаровуванням твердого металу в тиглі з резистивним нагріванням, розташованому в кварцовому відкачаному контейнері, отримують, наприклад, пари цинку. Далі пари металу транспортуються потоком гелію до підкладки, яку локально засвічують лазерним променем через вікно, що пропускає випромінювання. У результаті осадження в зоні опромінення підкладки вирощується плівка цинку. Край вирощеної плівки чітко відповідає краю світлової плями.

Для осадження тонких діелектричних плівок використовують лазерне випромінювання, яке спричиняє фотодисоціацію (розкладання) речовини під дією світла. У результаті цього продукти реакції осідають на поверхні пластин напівпровідників у вигляді ізолюючих шарів. Індукованою лазером фотодисоціацією суміші оксиду азоту і силана отримують шар діоксиду кремнію, що характеризується високою адгезією та однорідністю, низькою щільністю дефектів і високими пробивними напругами. Такі плівки за своїми характеристиками можна порівняти з плівками, отриманими плазмовим осадженням.

Лазерний метод має низку переваг порівняно з іншими методами осадження. По-перше, осадження проводять за температури  $300\text{C}^0$ . Такий низькотемпературний процес зручний для створення проміжних

діелектричних шарів у структурах із дворівневою металізацією. По-друге, швидкість осадження становить 300 нм/хв, тобто значно вища за швидкість звичайного осадження. Крім того, лазерним методом поліпшується управління хімічною реакцією. Так, змінюючи довжину хвилі лазерного випромінювання, що використовується при осадженні нітриду кремнію, можна контролювати відносні кількості водню, що з'єднується з кремнієм, і впливати на концентрацію пасток і центрів захоплення носіїв заряду в плівці. Ці властивості плівки мають значення при її використанні в програмованих запам'ятовувальних пристроях. По-третє, перевагою лазерного методу порівняно з плазмовим осадженням лазерного методу порівняно з плазмовим осадженням є відсутність радіаційних порушень в одержуваному покритті.

У сучасних мікросхемах допуск на номінал резисторів не повинен перевищувати  $\pm(0,01...0,0002)\%$ , що можна порівняти зі стабільністю резистивного елемента. Існуючі методи отримання резистивних плівок і створення структури ПР наразі не забезпечують точності опору більш ніж 10 %. Тому застосовують різні методи підгонки, засновані на технологічній обробці структури ПР (зміна геометричних розмірів або електрофізичних властивостей матеріалу резистивної плівки). електрофізичних властивостей матеріалу резистивної плівки).

Основними перевагами підгонки плівкових резисторів лазерним випромінюванням є: можливість підгонки резисторів з будь-яких матеріалів; підвищення механічної міцності виробу в результаті сплавлення резистора з підкладкою по контуру лазерної обробки; висока швидкість підгонки; мала ширина і висока чистота різку; можливість підгонки резисторів через прозоре герметизуюче покриття; відсутність нагрівання герметизуюче покриття; відсутність нагріву і пошкоджень прилеглих, особливо термочутливих елементів ІМС; висока точність підгонки (до 0,01%); мала кількість забруднюючих продуктів розкладання, що утворюються в процесі підгонки.

Покриті металом діелектричні підкладки широко використовують у виробництві виробів електронної техніки. Заданий малюнок створюють під час нанесення металу за допомогою масок або фотолітографії. Використання лазера для виготовлення провідних елементів у суцільних плівках значно спрощує технологічний процес. Лазерне випаровування використовують для створення провідного малюнка в шарі золота, нанесеного на керамічну підкладку.

Лазерна обробка матеріалів заснована на можливості лазерного випромінювання створювати на малій ділянці поверхні високі щільності теплового потоку, необхідні для інтенсивного нагрівання або розплавлення практично будь-якого матеріалу. У багатьох випадках стандартні способи очищення поверхні не забезпечують необхідного ступеня чистоти, а в низці випадків (іонне розпилення, опромінення електронним пучком та ін.) призводять до значного порушення кристалічної структури матеріалу поверхневого кристалічної структури матеріалу поверхневого шару.

При лазерному очищенні забруднення видаляються з поверхні, не викликаючи її пошкодження. Переваги цього методу полягають у тому, що на оброблювану поверхню не вносяться чужорідні атоми і не порушуються вакуумні умови. Лазер знаходиться поза вакуумною камерою і промінь вводиться через прозоре вікно. У результаті цього в одному процесі поєднуються кілька операцій, наприклад, очищення, вакуумне нанесення металів або епітаксціальних плівок, нарізування струмоведучих доріжок тощо. Лазерний метод вирівнювання поверхні металевих плівок товщиною  $\sim 1$  мкм заснований на здатності чистих розплавлених металів швидко  $\sim 1$  мкм заснований на здатності чистих розплавлених металів швидко утворювати шари з ідеально плоскою поверхнею. утворювати шари з ідеально плоскою поверхнею. Це пояснюється їхнім високим коефіцієнтом поверхневого натягу і малою в'язкістю. Для вирівнювання поверхні таких плівок достатньо впливу нагрівального випромінювання тривалістю менше 1 мкс.

Дифузія з поверхневого шару. Цей метод аналогічний традиційному методу дифузії з поверхневого джерела з тією лише різницею, що розігрів домішки, що легуючої домішки проводять лазерним випромінюванням. Поверхневий шар розплавляється і домішка дифундує в глиб розплавленого матеріалу. Лазерна іонна імплантація. Процес полягає у випаровуванні мішені, що містить домішку, іони якої впроваджуються в напівпровідникову підкладку. Для цього використовують потік іонізованого потужним CO<sub>2</sub>-лазером бору. Перерозподіл домішки і підгонка параметрів напівпровідникових приладів. Зміна профілю розподілу домішки, введеної в напівпровідник, може бути виконана лазерним відпалом поверхні пластин.

Фотолітичне лазерне легування. Цей метод дає змогу поєднати операції нанесення домішки на поверхню напівпровідникового матеріалу з загоном домішки в пластину. На першому етапі газ, поглинаючи лазерне випромінювання, дисоціює, звільняючи домішку (фотоліз), яка, осідаючи на поверхню під дією того ж випромінювання, впроваджується в об'єм пластини. Метод реалізують на сполуках В(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>, BC<sub>3</sub> і PC<sub>3</sub> за допомогою ультрафіолетового лазера.

Відпал випромінюванням лазера, що працює в безперервному режимі, проходить при температурі нижче точки плавлення і майже не відрізняється від термічного відпалу. Відпал проводять безперервним лазером, потужність і швидкість сканування якого підбирають такими, щоб нагрівання поверхні відбувалося без її оплавлення. При цьому рекристалізація протікає у твердій фазі, як під час відпалу в печі, різниця полягає в тому, що лазер розігріває тонкий поверхневий шар на короткий час. У цьому полягає суттєва відмінність лазерного відпалу, який зберігає незмінним розподіл імплантованих іонів по товщиною пластини, в той час як при тривалому відпалі в печі (30-60 хв) відбувається перерозподіл домішки в об'ємі. Під час обробки імпульсним лазером фізичні процеси, що відбуваються в нагрітому шарі, ще недостатньо вивчені.

Одна з теорій передбачає, що нагріта лазером поверхня проплавляється до монокристалічного шару, який не аморфізувався під час імплантації. Після закінчення лазерного імпульсу матеріал остигає, і розплавлена область починає тверднути, утворюючи монокристалічну структуру. Межа розділу рідкої і твердої фаз переміщається з глибини матеріалу до поверхні. Оскільки процес кристалізації зароджується на монокристалічній поверхні, він має епітаксціальний характер, завдяки чому правильна кристалічна структура чому правильна кристалічна структура відновлюється у всьому затверділому матеріалі. У результаті цього виниклий під час іонної імплантації аморфний шар перетворюється на кристалічний.

З іншого погляду результат відпалу пов'язаний з наявністю щільної плазми вільних носіїв. Лазерна енергія повністю витрачається на підтримку плазми. Рекристалізація відбувається внаслідок перебудови атомів, за якої відновлюється впорядкована кристалічна структура. Цей процес полегшується присутністю плазми, що послаблює міжатомні зв'язки і що сприяє їхній перебудові у твердому стані (нетеплова модель лазерного відпалу).

Геттеруванням називають процес видалення з активних областей приладів металевих домішок (золота, срібла, міді та ін.), що швидко дифундують, які різко знижують багато параметрів приладів і зменшують вихід придатних виробів. Як правило, області геттерування створюють на непланарному боці пластини методами дифузії фосфору, механічної обробки та іонної імплантації. При цьому термічна стійкість одержуваних дефектів недостатня і можливе внесення забруднень. Дефекти, утворені під час обробки лазером, легко контролюються, не вносять забруднень і стійкі. Вони утримують домішки навіть після восьми теплових циклів серійного технологічного процесу, у той час як найкращі з нелазерних дефектів неефективні після трьох таких циклів.



У напівпровідникових приладах та ІМС часто замість металевих провідників використовують плівки легованого полікристалічного кремнію (ПК). До недоліків ПК належать: низька провідність через величезну кількість кордонів між дрібними зернами, що утворюють плівки; висока температура при легуванні за допомогою дифузії або відпалу (після іонного легування). Чим більший розмір зерна плівки ПК, тим менше меж на одиницю площі і нижчий опір провідника. площі і нижчий опір провідника.

Під час відпалу імпульсним лазером утворюються зерна ПК середніх розмірів, завдяки чому поліпшується якість їхнього хімічного травлення з високою роздільною здатністю при формуванні малюнків міжз'єднань для ВІС. Профіль легування плівок ПК за оптимальної щільності потужності практично не змінюється (за винятком тонкого поверхневого шару). Найбільша зміна легування відбувається при легуванні ПК миш'яком, що викликає найбільші пошкодження кристалічної структури зерен у процесі іонної імплантації. Промінь лазера, що рухається по поверхні пластини в імпульсному режимі, здійснює перекристалізацію шару полікристалічного кремнію, під час якої не тільки збільшуються розміри зерен, а й відбувається їхня орієнтація в напрямку руху лазера. Це призводить до ще більшого зниження опору. Міжз'єднання, що складаються з одного зерна, матимуть мінімальний опір.

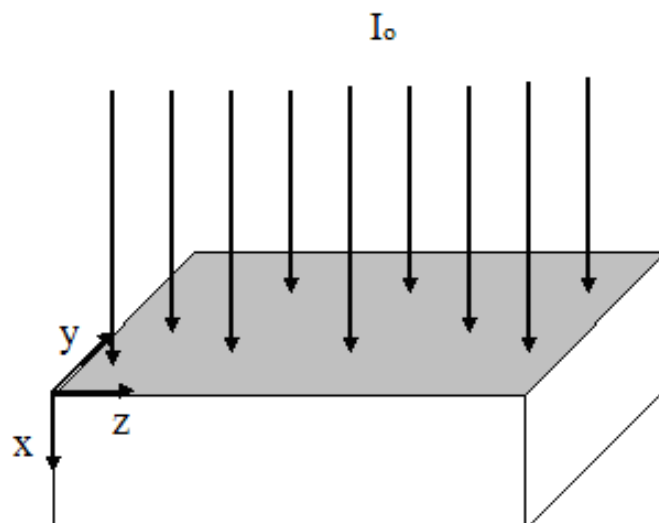
Лазери, випромінювання яких знаходиться в ультрафіолетовій області спектра, використовують для прямого (без хімічних реагентів) травлення полімерних і металевих плівок. Цей процес найуспішніше застосовують у літографії, оскільки він скорочує етапи формування маски та збільшує точність і швидкість видалення матеріалу завдяки малій довжині хвилі світла в цій області та високій енергії фотона. Більшість органічних матеріалів поглинає ультрафіолетове випромінювання в тонкому поверхневому шарі товщиною в кілька часток мікрометра.

Виділення великої енергії спричиняє прямий розрив хімічних зв'язків між атомами цих матеріалів, унаслідок чого утворюються молекули невеликих розмірів, які, випаровуючись при низьких температурах, перешкоджають нагріванню матеріалу, що залишився. Це стосується лазерів, що генерують випромінювання з довжиною хвилі менше 200 нм. Зі збільшенням довжини хвилі випромінювання основна частина поглиненої енергії переходить у теплоту, розігрівуючи поверхню матеріалу і викликаючи термічне руйнування молекул з подальшим їх випаровуванням.

## РОЗДІЛ 2. ТЕПЛОВИЙ ВПЛИВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ТОНКІ ПЛІВКИ Ge

### 2.1. Моделювання процесу опромінення лазером напівпровідникової тонкої плівки.

Розглянемо опромінення тонкої плівки напівпровідника лазерним імпульсом з густиною потужності  $I_0$  (Рис. 2.1). Опромінення відбувається з одного боку плівки, а тривалість імпульсу –  $\tau$ . Будемо вважати що імпульс лазера створює однорідне по площі плівки опромінення, тобто інтенсивність випромінювання  $I(t, x, y, z)$  буде залежати лише від координати  $x$  – глибини проникнення випромінювання в плівці і не залежатиме від  $y$ - і  $z$ -координат в площині плівки. Дане наближення є справедливим у випадку, коли діаметр пучка лазера є набагато більшим за геометричні розміри плівки. В цьому



випадку для розповсюдження тепла в плівці отримуємо одновимірну задачу, тобто температура  $T(t, x)$  в плівці буде залежати лише від глибини проникнення випромінювання в плівці та від часу.

Рис. 2.1. Схема опромінення плівки однорідним пучком лазера з густиною потужності  $I_0$ .

Для опису розповсюдження тепла в плівці справедливим є нестационарне рівняння теплопровідності [8, 9]

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(k \nabla T) = I(t, x), \quad (2.1)$$

де  $c_p(T)$  – питома теплоємність,  $\rho(T)$  – густина,  $k(T)$  – коефіцієнт температуропроводності матеріалу.

У випадку однорідного опромінення густина потужності  $I(t, x)$  буде залежати лише від часу та  $x$ -координати (глибини проникнення тепла в плівці). Очевидно, що густина потужності зі збільшенням  $x$ -координати буде зменшуватися внаслідок поглинання випромінювання в матеріалі. Величина поглинання визначатися величиною коефіцієнта поглинання  $\alpha(\lambda)$ , який сильно залежить від довжини хвилі випромінювання. Крім того, потрібно враховувати, що в плівку, внаслідок відбивання від поверхні, потрапляє лише частина випромінювання  $(1 - R(\lambda))$ , де  $R(\lambda)$  – коефіцієнт відбивання. Отже, якщо  $I_0$  – густина потужності лазерного імпульсу, то для густини потужності в залежності від глибини проникнення  $I(t, x)$  можна записати [21]:

$$I(t, x) = I_0(t)(1 - R)e^{-\alpha x}. \quad (2.2)$$

Варто зауважити, що коефіцієнти відбивання та поглинання сильно залежать від довжини хвилі випромінювання  $\lambda$ , тому врахування даних залежностей є важливим при проведенні розрахунків.

Випромінювання має імпульсний характер. Залежність від часу може бути вибрана у вигляді прямокутного імпульсу, проте ближче до реальної ситуації є вибір часової залежності у формі Гауса [12]:

$$I_0(t) = \frac{I_0}{\sqrt{2\pi t}} e^{-\frac{(t-\tau)^2}{2t^2}}, \quad (2.3)$$

де  $\tau$  – тривалість імпульсу.

Рівняння (2.1) є диференціальним рівнянням другого порядку і конкретний розв’язок його можна отримати, задавши початкові та граничні умови. Початковою умовою є температура  $T_a=300$  К у всіх точках плівки. На вертикальних поверхнях плівки обмін теплом між плівкою і середовищем відсутній, тобто граничні умови мають вигляд  $\partial T / \partial t = 0$ . Граничні умови на верхній і нижній поверхнях плівки повинні враховувати передачу тепла з більш нагрітої плівки в сусідні середовища, а також обумовлений випромінюванням потік тепла для заданої різниці температур  $(T - T_a)$ , де  $T_a$  – температура середовища. Отже, граничні умови на верхній і нижній гранях вибиралися у вигляді [12]:

$$nq + h(T - T_a) + \sigma\sigma_{\text{SB}}(T^4 - T_a^4) = 0. \quad (2.4)$$

Тут  $q$  – густина потоку тепла,  $n$  – вектор до нормалі грані,  $h$  – коефіцієнт передачі тепла,  $\sigma_{\text{SB}}$  – коефіцієнт Стефана-Больцмана,  $\sigma$  – коефіцієнт емісії.

В дипломній роботі проведені дослідження впливу імпульсного лазерного випромінювання різної тривалості імпульсу та густини потужності на плівки напівпровідника Ge. Зміна параметрів матеріалу, таких як густина, питома теплоємність, коефіцієнт теплопровідності з температурою, є важливою для аналізу розподілу температури в плівці під дією лазерного опромінення. Дані температурні залежності в загальному випадку визначаються експериментально є нелінійними і обумовлюють порівняно з кімнатною температурою відчутну зміну на 15-20 % [13, 19]. Для густини

германію використовувалася така залежність:  $5323 - 0,1275 \cdot T$  (кг/м<sup>3</sup>); для температурної залежності питомої теплоємності був використаний такий вираз:  $c_p = 320 + 3,6 \cdot 10^{-2} \cdot T$  (Дж/кг·К); коефіцієнта теплопровідності –  $k = 64/T$  (Дж/м·с·К). Теплофізичні параметри Ge, що використовувалися для знаходження розв'язку диференціального рівняння теплопровідності, були отримані з аналізу літературних джерел і наведені в таблиці 1 [11, 11].

Таблиця 1

## Фізичні параметри Ge

Параметр	Значення параметру
Густина, кг/м <sup>3</sup>	$5323 - 0,1275 \cdot T$
Температура плавлення, К	1211
Температура випаровування, К	3103
Питома теплоємність, Дж/кг·К	$320 + 3,6 \cdot 10^{-2} \cdot T$
Теплопровідність, Дж/м·с·К	$64/T$
Питома теплота плавлення, Дж/кг	$478 \cdot 10^3$
Показник відбивання	0,5 ( $\lambda=694$ нм)
	0,5 ( $\lambda=1060$ нм)
Показник поглинання, см <sup>-1</sup>	$0,9 \cdot 10^5$ ( $\lambda=694$ нм)
	$3 \cdot 10^4$ ( $\lambda = 1060$ нм)
Коефіцієнт передачі тепла, Вт/мс·мм <sup>2</sup> ·К	$2,0^{-9}$

Лазерна обробка поверхні напівпровідників та структур на їх основі здійснюється лазерами з різною довжиною хвилі  $\lambda$  та тривалістю імпульсу. Найбільш часто використовують рубіновий лазер з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм та **неодимовий лазер** з довжиною хвилі  $\lambda=1060$  нм. Коефіцієнт відбивання та коефіцієнт поглинання германію на таких довжинах хвиль значно відрізняються, відповідно і результати обробки будуть давати суттєво

інший результат. Так, для довжини хвилі  $\lambda=694$  нм коефіцієнт відбивання і поглинання відповідно дорівнюють  $R=0,5$  і  $\alpha=0,9 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>, а для довжини хвилі  $\lambda=1060$  нм –  $R=0,5$  і  $\alpha=3 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup> (Рис. 1.111). Зауважимо, що такі значення величини коефіцієнта поглинання означають, що лазерне випромінювання поглинається майже повністю на товщині меншій за 0,5-0,2 мкм, тобто плівки з більшою товщиною можна з математичної точки зорувжати напібезмежним середовищем. Такі міркування виправдовують використання моделі тонкої плівки для аналізу процесів, що відбуваються під дією лазерного випромінювання в приповерхневій області об'ємного зразка напівпровідника.

## **2.2. Розподіл температури у тонкій плівці Ge при опроміненні мілісекундним лазером.**

### **2.2.1. Розрахунок розподілу температури в залежності від часу у плівці при опроміненні однократним імпульсом 1,2 мс лазера.**

Розв'язуючи рівняння (2.1) з відповідними граничними умовами (2.4) можна знайти розподіл температури у плівці на довільній віддалі від поверхні плівки в залежності від часу від початку опромінення. Розрахунки часової залежності температури у плівці Ge різної товщини  $h$  при опроміненні мілісекундним лазером з різною густиною потужності наведені на рис. 2.2 ( $h = 1$  мкм), рис. 2.3 ( $h = 0,5$  мкм), рис. 2.4 ( $h = 0,2$  мкм). Як свідчать розрахунки температура плівки крім залежності від густини потужності лазера, виявляє також сильну залежність від товщини плівки. Внаслідок досить значного коефіцієнта теплопровідності германію, а також порівняно великої тривалості імпульсу, температура по глибині плівки є практично однаковою. Незначне зменшення температури (на 40-50 К) з віддалю від площини, на яку падає лазерне що опромінюється, спостерігається для плівок значної товщини (більше 5 мкм), що пояснюється затримкою передачі тепла на такі досить значні віддалі. Таким чином можна вважати, що при

діїмілісекундного лазера температура у плівках з товщиною, яка характерна для шарів інтерференційного фільтру, встановлюється практично миттєво однаковою у всій плівці.

З розрахунків випливає, що незалежно від потужності випромінювання, приблизно за 2-4 мс температура у плівці досягає максимального значення, і далі з часом, внаслідок відтоку тепла через горизонтальні поверхні, починає зменшуватися. У випадку плівок значної товщини (більше 1 мкм), як свідчать результати розрахунку для часів до 200 мс температура у плівці залишається

практич  
вираж  
швиді

$T, K$

більш

ється

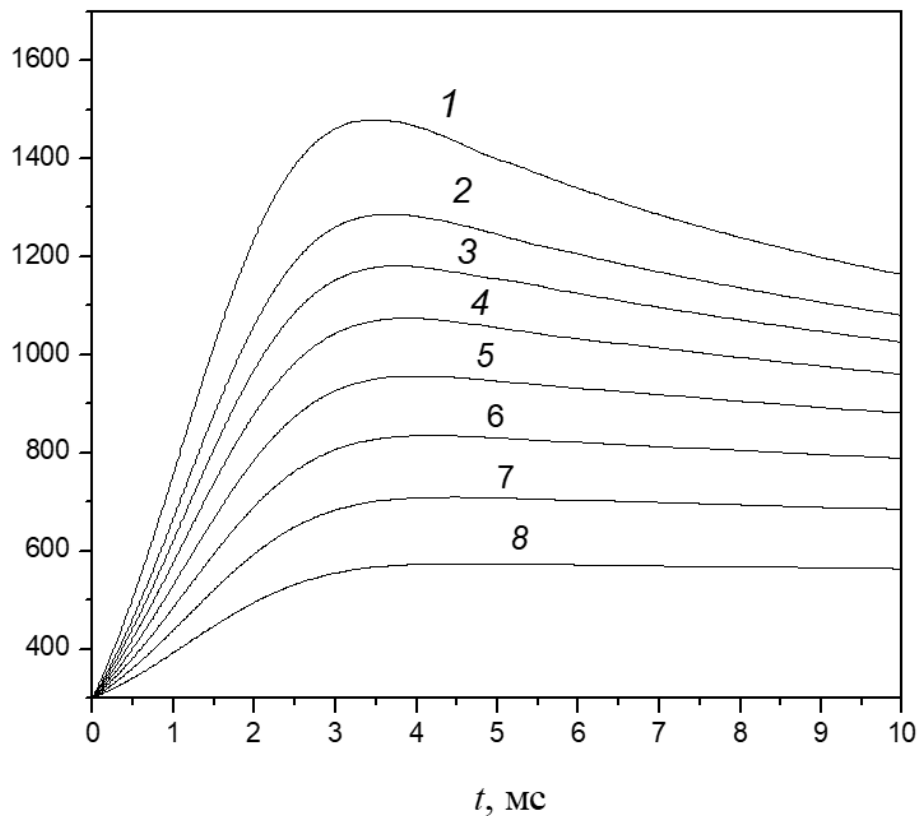


Рис. 2.2. Часова залежність температури в тонкій плівці Ge товщиною 1,0 мкм при опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 694$  нм. Густина потужності лазера  $I_0$  (кВт/см<sup>2</sup>): 1) 0,50; 2) 0,40; 3) 0,35; 4) 0,30; 5) 0,25; 6) 0,20;

7) 0,15; 8) 0,10.

Максимальна температура плівки в першу чергу виявляє значну залежність від густини потужності лазерного випромінювання. Проте,

ма:  
по:  
біл

Це  
і  
в  
ки

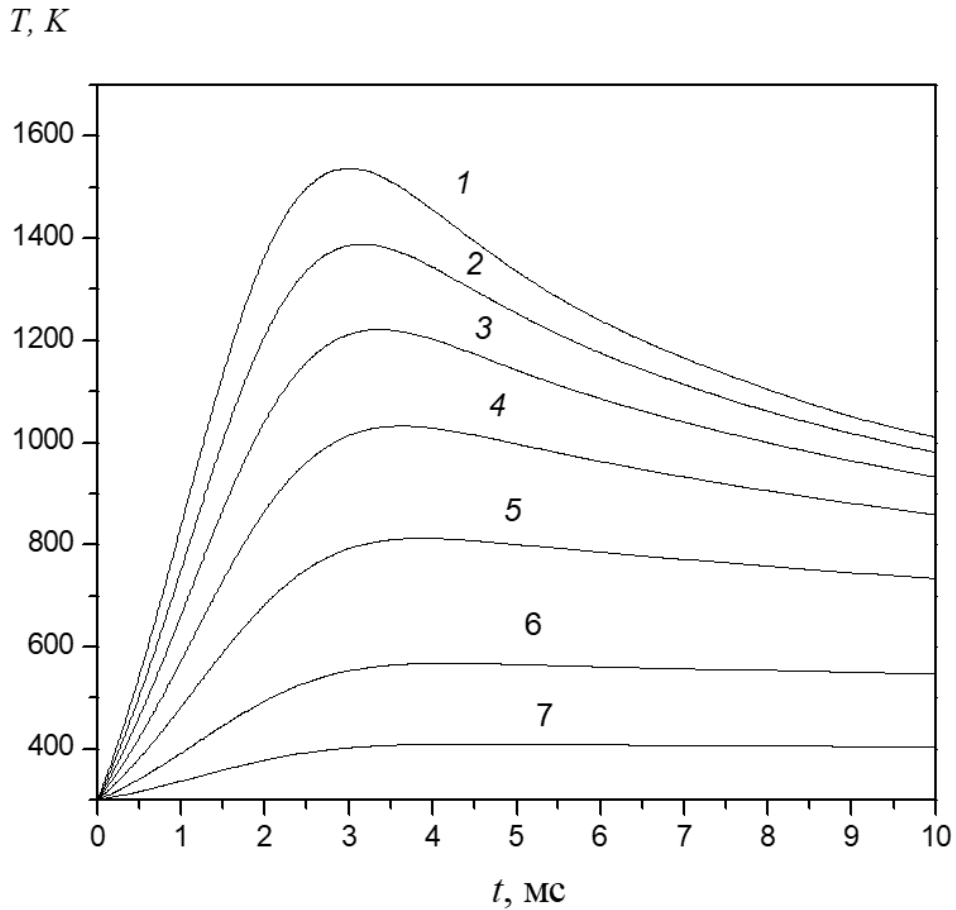


Рис. 2.3. Залежність температури тонкої плівки Ge товщиною 0,5 мкм від часу при опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 694$  нм. Густина потужності лазера  $I_0$  (кВт/см<sup>2</sup>): 1) 0,30; 2) 0,25; 3) 0,20; 4) 0,15; 5) 0,10; 6) 0,05; 7) 0,02.



Лазерну обробку також часто проводять неодимовим лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 1060$  нм. Показник поглинання германію на цій довжині хвилі майже на порядок менший за показник поглинання на довжині хвилі рубінового лазера  $\lambda = 694$  нм. Енергія лазерного випромінювання буде проникати на більші віддалі від поверхні плівки, що опромінюється, і відповідно в тонкій плівці буде поглинатися менша її частка. Все це повинно вплинути на величину максимальної температури плівки при дії лазерного випромінювання. На рис. 2.5, 2.6 наведені результати розрахунку часових залежностей температури у плівці Ge з товщиною  $h = 1$  мкм і  $h = 0,5$  мкм при опроміненні імпульсами мілісекундного лазера з довжиною хвилі  $\lambda = 1060$  нм різною густиною потужності.

$T, K$

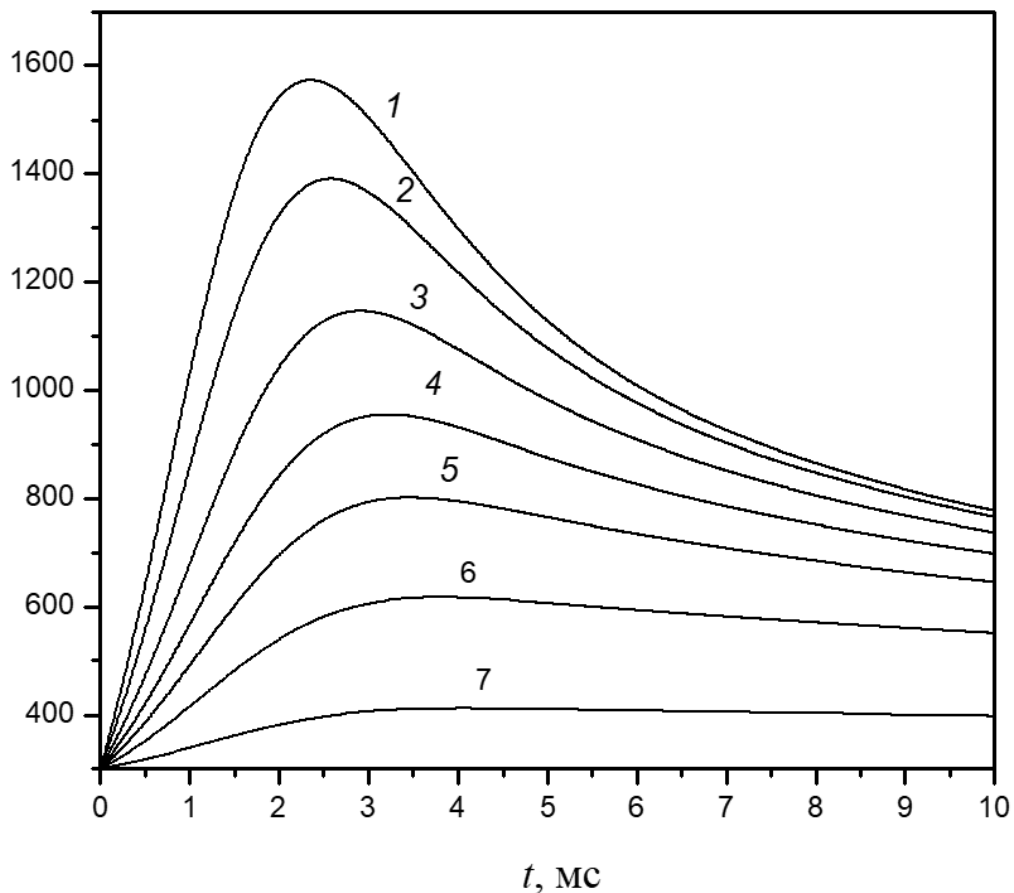


Рис. 2.4. Залежність температури тонкої плівки Ge товщиною 0,2 мкм від часу при опроміненні мілісекундним лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 694$  мкм.

Густина потужності лазера  $I_0$ (кВт/см<sup>2</sup>):

1) 0,20; 2) 0,15; 3) 0,10; 4) 0,07; 5) 0,05; 6) 0,03; 7) 0,01.

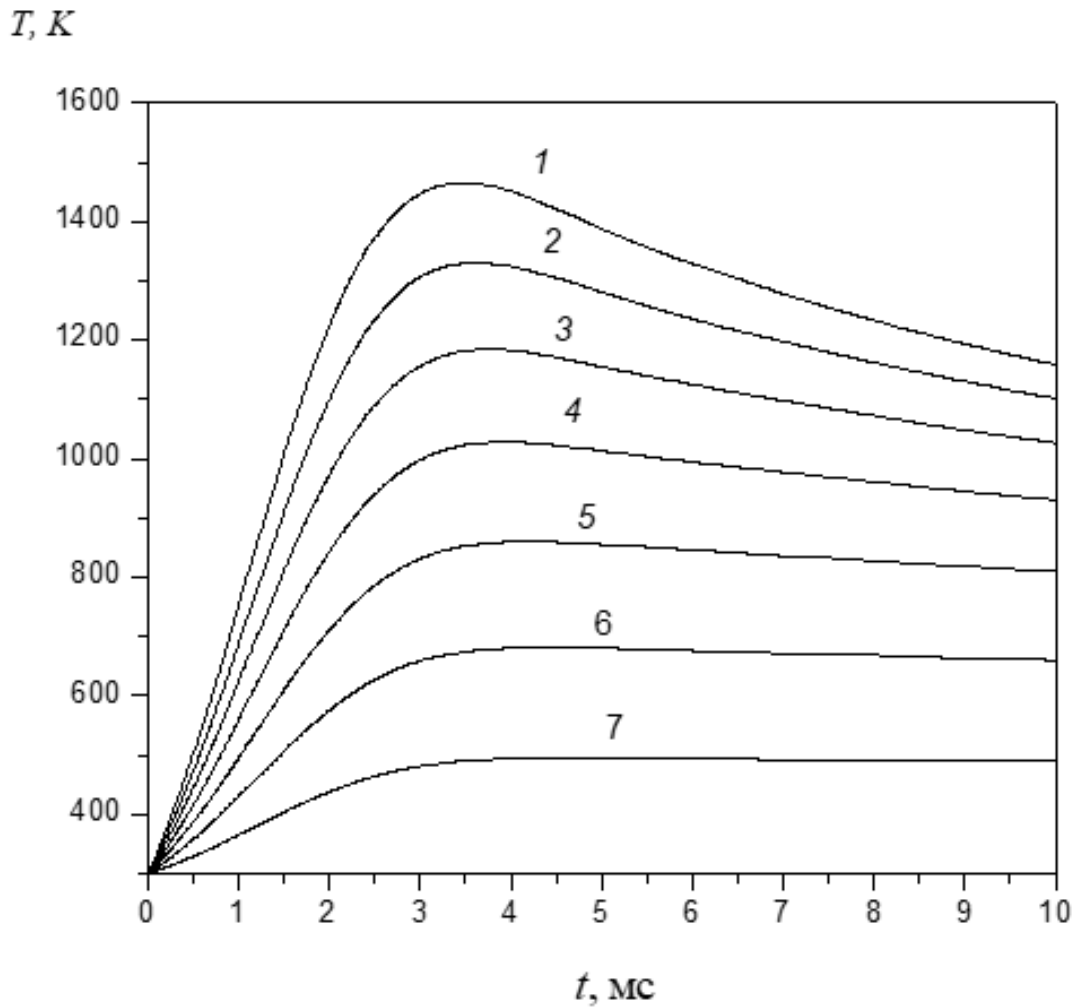


Рис. 2.5. Часова залежність температури в тонкій плівці Ge товщиною 1,0 мкм при опроміненні мілісекундним лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 1060$  нм.

Густина потужності лазера  $I_0$ (кВт/см<sup>2</sup>):

1) 0,70; 2) 0,60; 3) 0,50; 4) 0,40; 5) 0,30; 6) 0,20; 7) 0,10.

Як свідчать результати розрахунків характер часової залежності температури у тонкій плівці такий же, як і у випадку опромінення лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 694$  мкм. Максимальна температура у плівці досягається за декілька мілісекунд і є практично однаковою по всій товщині плівки виявляє сильну залежність як від товщини плівки так і від густини потужності лазера.

$T, K$

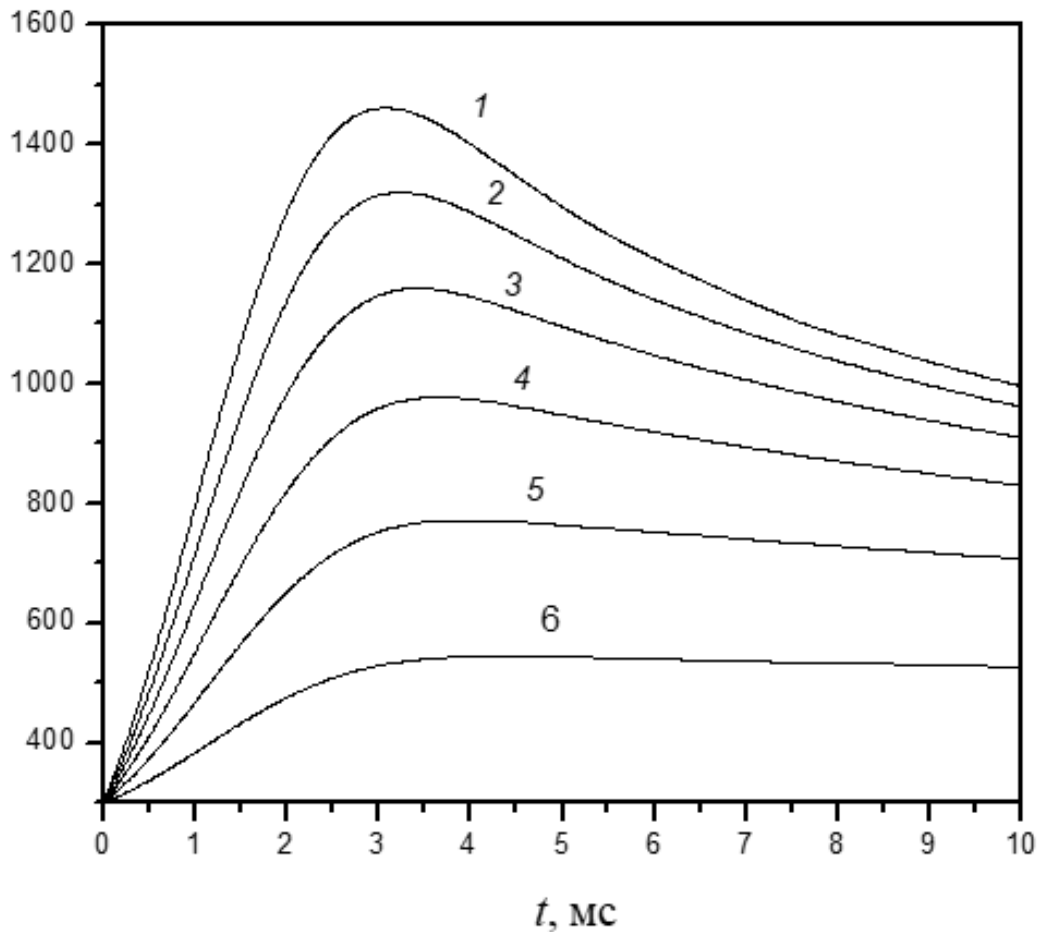


Рис. 2.6. Часова залежність температури в тонкій плівці Ge товщиною 0,5 мкм при опроміненні мілісекундним лазером з довжиною хвилі  $\lambda = 1060$  нм. Густина потужності лазера  $I_0$  (кВт/см<sup>2</sup>):  
1) 0,60; 2) 0,50; 3) 0,40; 4) 0,30; 5) 0,20; 6) 0,10.

### 2.2.2. Поріг плавлення тонких плівок Ge різної товщини.

Використовуючи результатів розрахунків залежності температури плівки від часу, можна визначити густину потужності лазерного випромінювання, для якої буде досягтися максимальна температура, яка дорівнює температурі плавлення Ge. Для цієї густини потужності, який ще називають порогом плавлення, будуть починатися процеси плавлення матеріалу плівки. На рис. 2.7 представлено результати розрахунку залежності максимальної температури тонкої плівки Ge товщиною 0,2 мкм, 0,5 мкм і 1,0 мкм від густини потужності лазера з тривалістю імпульса 1,2 мс та довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм. Враховуючи, що температура плавлення германію складає 1211 К, отримуємо, що поріг плавлення плівки товщиною 0,2 мкм досягається опроміненням 1,2 мс лазером з густиною потужності, що складає 0,11 кВт/см<sup>2</sup>.

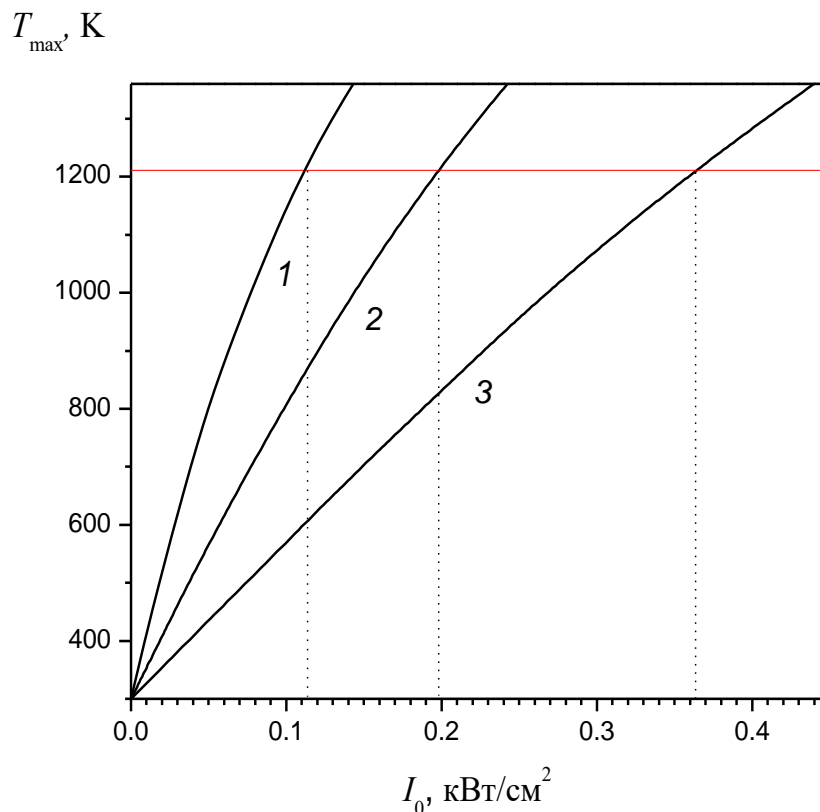


Рис. 2.7. Максимальна температура тонкої плівки Ge при опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм залежності від густини потужності

лазерного випромінювання. Товщина плівки: 1) 0,2 мкм; 2) 0,5 мкм; 3) 1,0 мкм.

Для досягнення температури плавлення плівок більшої товщини потрібно дещо більші значення густини потужності лазера: 0,20 кВт/см<sup>2</sup> для плівок товщиною 0,5 мкм і 0,36 кВт/см<sup>2</sup> – для 1,0 мкм. Дані значення відповідають густині енергії лазерного імпульсу 0,132 Дж/см<sup>2</sup> ( $h = 0,2$  мкм), 0,24 Дж/см<sup>2</sup> ( $h = 0,5$  мкм) і 0,432 Дж/см<sup>2</sup> ( $h = 1,0$  мкм) відповідно.

У випадку опромінення лазером з довжиною хвилі  $\lambda=1060$  нм показник поглинання, як свідчать експериментальні дані, є дещо меншим ніж для довжини хвилі  $\lambda=694$  нм і складає  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Внаслідок цього матеріал плівки буде поглинати меншу енергію імпульсу лазера – відповідно температура плавлення досягатиметься для дещо більших значень густини лазерного випромінювання. На рис. 2.8 представлено результати залежності максимальної температури тонкої плівки Ge товщиною 0,2 мкм, 0,5 мкм і 1,0 мкм від густини потужності лазера з тривалістю імпульсу 1,2 мс та довжиною хвилі  $\lambda=1060$  нм.

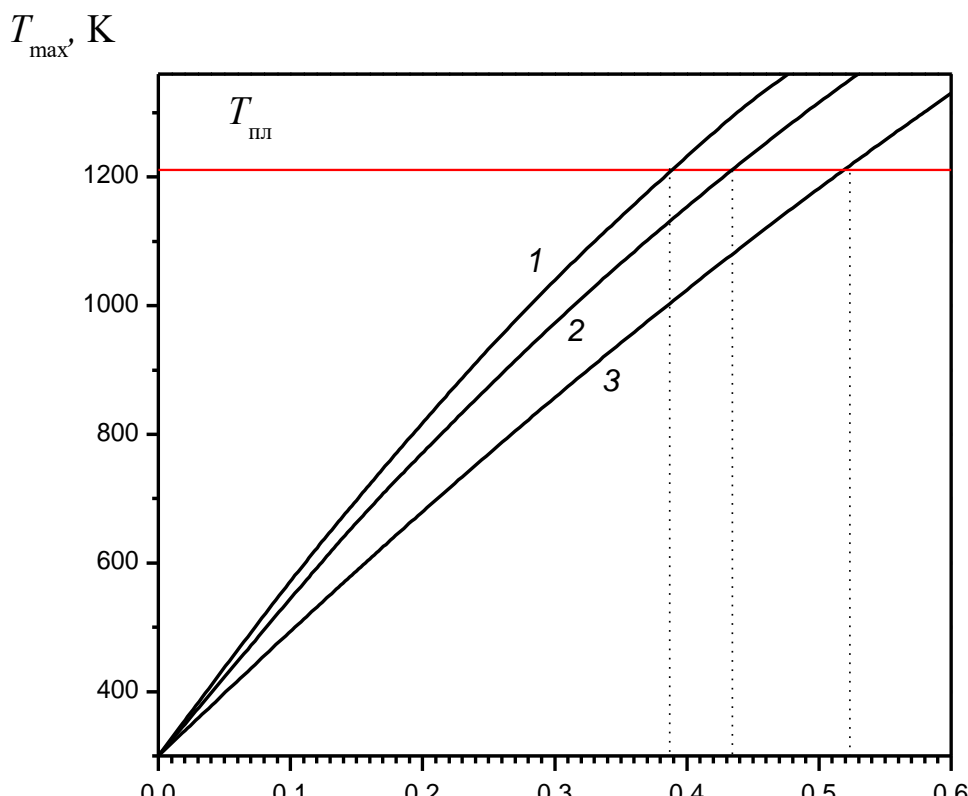


Рис. 2.8. Максимальна температура тонкої плівки Ge при опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda=1060$  нм в залежності від густини потужності лазерного випромінювання. Товщина плівки: 1) 0,2 мкм; 2) 0,5 мкм; 3) 1,0 мкм.

Характер даної залежності аналогічний випадку опромінення лазером з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм. Максимальна температура в плівках різної товщини майже лінійно зростає зі збільшенням густини потужності лазерного випромінювання і досягає температури плавлення германію при густині потужності  $0,29 \text{ кВт/см}^2$  для плівок товщиною 0,2 мкм,  $0,43 \text{ кВт/см}^2$  для плівок товщиною 0,5 мкм,  $0,52 \text{ Вт/см}^2$  для плівок товщиною 1,0 мкм. Таким значення густини потужності відповідає густина енергії в імпульсі:  $0,35 \text{ Дж/см}^2$  ( $h = 0,2$  мкм),  $0,52 \text{ Дж/см}^2$  ( $h = 0,5$  мкм) і  $0,62 \text{ Дж/см}^2$  ( $h = 1,0$  мкм) відповідно.

Результати розрахунку для плівок іншої товщини дозволяють зробити аналогічний висновок – зі збільшенням товщини плівки, густина потужності, необхідна для досягнення порогу плавлення зростає.

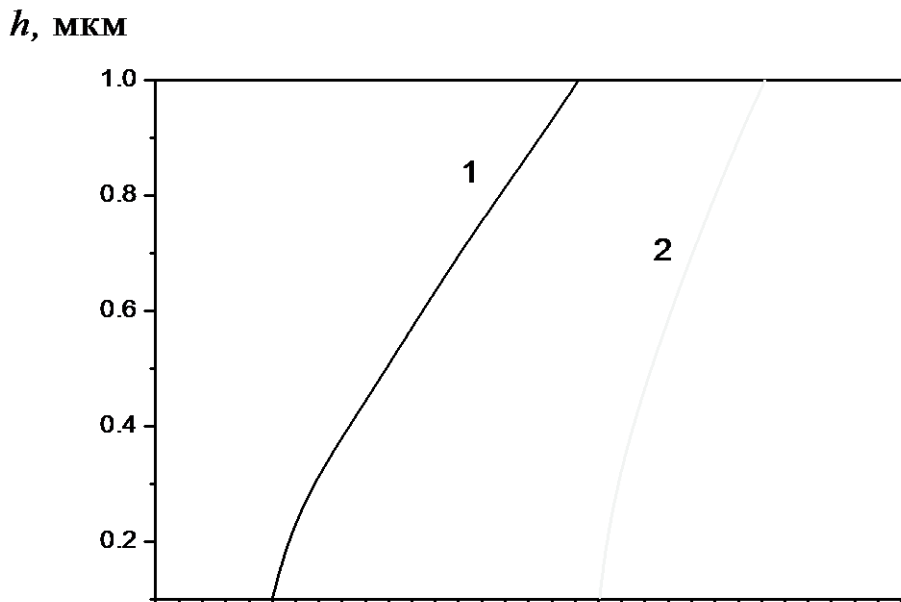


Рис. 2.9. Поріг плавлення плівки товщиною  $h$  в залежності від густини потужності імпульсного лазерного випромінювання. Довжина хвилі лазера:

1)  $\lambda=694$  нм; 2)  $\lambda=1060$  нм.

На рис. 2.9 результати досліджень узагальнені у вигляді залежностей товщини плівки від густини потужності лазерного опромінення, що обумовлює початок плавлення плівок. Проведені розрахунки для двох довжин хвиль лазерного випромінювання дозволяють оцінити поріг плавлення тонких плівок германію з товщиною від 0,1 мкм до 1 мкм.

Проведені теоретичні дослідження розподілу температури в плівках різної товщини дозволяють визначити не тільки поріг плавлення, але і густину потужності лазерного випромінювання, яка необхідна для отримання заданої максимальної температури у плівках. Так, використовуючи результати, представлені на рис. 2.7, 2.8 можна визначити густину потужності в імпульсі лазера, яка прогріває плівку заданої товщини до, наприклад,  $T = 600$  К. Для плівки товщиною  $h = 1$  мкм густина складатиме  $0,027$  Дж/см<sup>2</sup>, для  $h = 0,5$  мкм –  $0,11$  Дж/см<sup>2</sup> і для  $h = 0,2$  мкм –  $0,056$  Дж/см<sup>2</sup>. Величину густини потужності для плівок проміжної товщини можна знайти інтерполяцією результатів для розрахованих трьох товщин плівок.

### **2.2.3. Енергія для плавлення плівок Ge різної товщини.**

У випадку опромінення тонкої плівки імпульсами мілісекундної тривалості температура плавлення встановлюється по всій товщині плівки. Це означає, що плавиться починає відразу вся плівка. Зауважимо, що для

величини коефіцієнтів поглинання в германії, які для діапазону хвиль 0,5 - 1,5 мкм складають по порядку величини  $10^4 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ , практично вся енергія випромінювання поглинається на віддалі до 0,5-0,2 мкм від поверхні тонкої плівки. Крім того, як свідчить часова залежність температурних залежностей, відтік тепла в навколишнє середовище є незначним.

Енергію лазерного випромінювання, яка необхідна для плавлення тонкої плівки заданої товщини, можна оцінити з таких міркувань. Частина енергії лазерного імпульсу витрачається на нагрівання плівки до температури плавлення, а інша частина – на плавлення тонкої плівки. Для плавлення плівки одиничної площі з товщиною  $h$ , необхідна густина енергії  $E_{\text{п}} = L \rho_{\text{п}} h$ , де  $L$  – питома теплота плавлення,  $\rho_{\text{п}}$  – густина германію при температурі плавлення. Плавлення матеріалу речовини відбувається без зміни температури, тому можна вважати, що для плавлення плівки потрібно витратити енергію з густиною, яка є сумою, густини енергії потрібної для нагрівання плівки до температури плавлення та густини енергії  $E_{\text{п}}$  що розплавлює плівку. Проведені розрахунки показують, що, наприклад, для плівки товщиною 1,0 мкм густина енергії, яка необхідна для розплавлення плівки, є сумою густини енергії  $E_{\text{п}} = 0,248 \text{ мДж/см}^2$  та густини енергії, яка необхідна для розігріву плівки до температури плавлення  $I_{\text{п}} = 0,432 \text{ Дж/см}^2$ . В результаті отримуємо густина енергії  $0,680 \text{ Дж/см}^2$ . Густина потужності лазерного імпульсу тривалості 1,2 мс буде дорівнювати  $I_0 = 0,567 \text{ кВт/см}^2$ . Густина потужності лазерних імпульсів, які необхідні для розплавлення тонких плівок германію різної товщини для двох довжин хвиль лазера наведені на рис. 2.10.

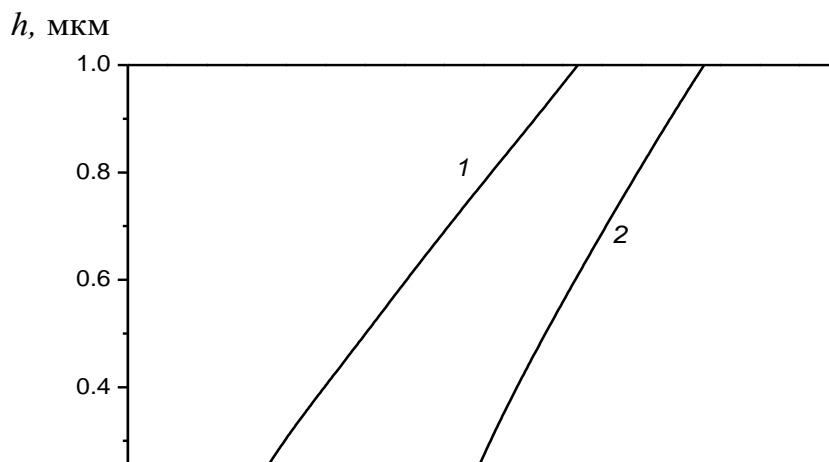




Рис. 2.10. Залежність товщини плівки  $h$  від густини потужності імпульсного лазерного випромінювання, що викликає розплавлення плівки.

Довжина хвилі лазера: 1)  $\lambda=694$  нм; 2)  $\lambda=1060$  нм.

### **3. Опромінення тонкої плівки Ge кількома імпульсами мілісекундного лазера.**

#### **3.1. Часова залежність температури у плівці при опроміненні кількома імпульсами.**

Однократні імпульси значної потужності при лазерній обробці тонкої плівки можуть викликати небажані ефекти, а саме значні порушення або і руйнування структури матеріалу. Опромінення кількома імпульсами з такою ж сумарною густиною енергії обумовлюють такий самий тепловий вплив, але густина потужності в кожному імпульсі буде в декілька разів меншою. Тому були проведені дослідження особливостей опромінення тонких плівок Ge декількома імпульсами 1,2 мс лазера з метою визначення оптимальних для обробки значень густини потужності кожного імпульсу, кількості імпульсів та часового інтервалу між імпульсами.

Розраховані часові залежності температури у плівці Ge товщиною 1 мкм при опроміненні різною кількістю імпульсів мілісекундного лазера з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм та густиною потужності енергії  $0,91$  кВт/см<sup>2</sup> представлені на рис. 2.11. Часовий інтервал між імпульсами був однаковим і складав 6 мс. Якщо опромінення однократним імпульсом такої потужності дозволяє отримати максимальну температуру близько  $850$  К, то застосування декількох імпульсів такої ж густини потужності дозволяють нагріти плівку

майже до вдвічі більших температур. Зауважимо, що час впродовж якого підтримується температура близька до максимальної при застосуванні багатократних імпульсів збільшується в декілька разів і в залежності від кількості імпульсів досягає 20-30 мс. Це обумовлює більш рівномірне прогрівання матеріалу на протязі більш тривалого часового проміжку. Зауважимо також, що максимальна температура для заданого інтервалу між імпульсами  $\tau=6$  мс досягається вже при трьох послідовних імпульсах, і зі збільшенням кількості імпульсів практично не змінюється.

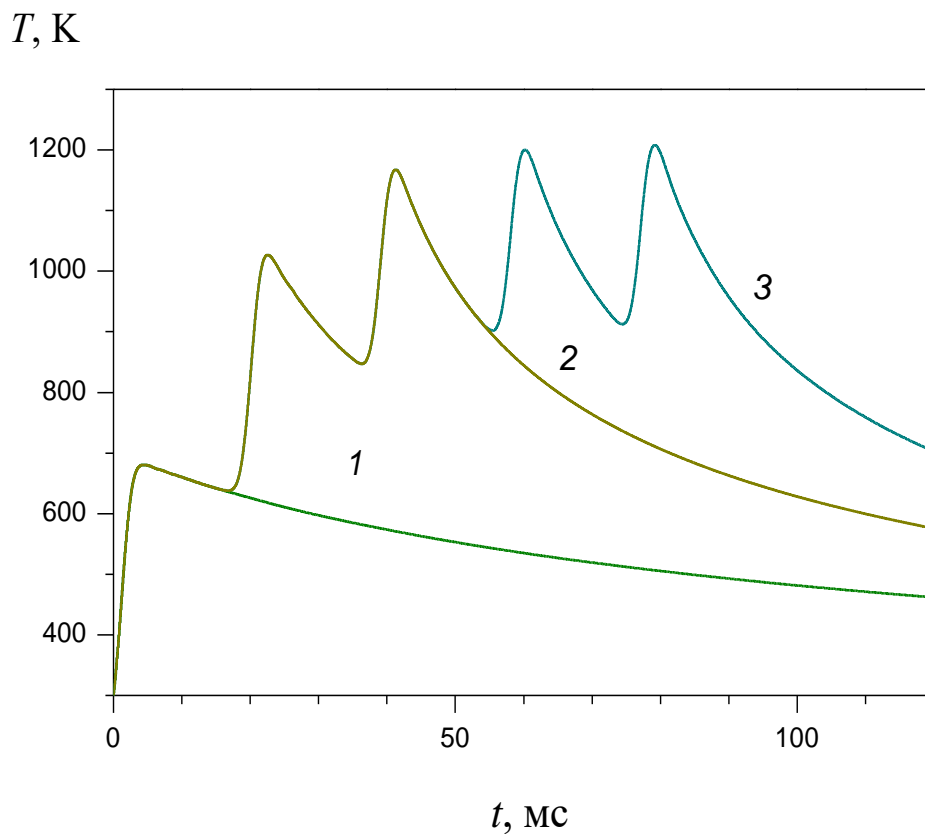


Рис. 2.11. Залежність температури в тонкій плівці Гетовщиною 1 мкм при опроміненні мілісекундним лазером з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм та густиною потужності  $0,14$  кВт/см<sup>2</sup>. Кількість імпульсів: 1) 1; 2) 3; 3) 5. Інтервал між імпульсами  $\tau=19$  мс.

Інтервал часу між імпульсами відіграє важливу роль при багатократному опроміненні. На рис. 2.12, як приклад, представлені результати розрахунків залежності температури у тонкій плівці товщиною 1 мкм від часу при опроміненні 5 імпульсами для різних значень часового інтервалу  $\tau$  між імпульсами. Зрозуміло, що густина потужності, яка забезпечує максимальну температуру (вибиралася температура плавлення Ge) буде також різною для різних значень  $\tau$ . Для невеликих значень  $\tau$  (2-3 мс) багатократний імпульс зливається в один суцільний імпульс (рис. 2.12, крива 1). Тривалість такого об'єднаного імпульсу є дещо більшою за тривалість однократного 1,2 мс імпульсу. Зі збільшенням інтервалу між імпульсами вже можна чітко прослідкувати кожний імпульс (рис. 2.12, крива 2). Для значень інтервалів між імпульсами більших за 7 мс на часових залежностях виникають значні перепади температур між сусідніми імпульсами внаслідок втрати енергії внаколишнє середовище. Такий результат є небажаним, оскільки прогрів плівки є нерівномірним. Розрахунки показують, що оптимальним інтервалом часу між імпульсами у випадку п'ятикратного опромінення при є час  $\tau=5,6$  мс. Такий інтервал приблизно в чотири рази більший за тривалість імпульсу. Для такого інтервалу відтік тепла між імпульсами практично відсутній і температура плавно наростає до максимальної на протязі достатньо тривалого часу порівняно з опроміненням однократним імпульсом.

$T, K$

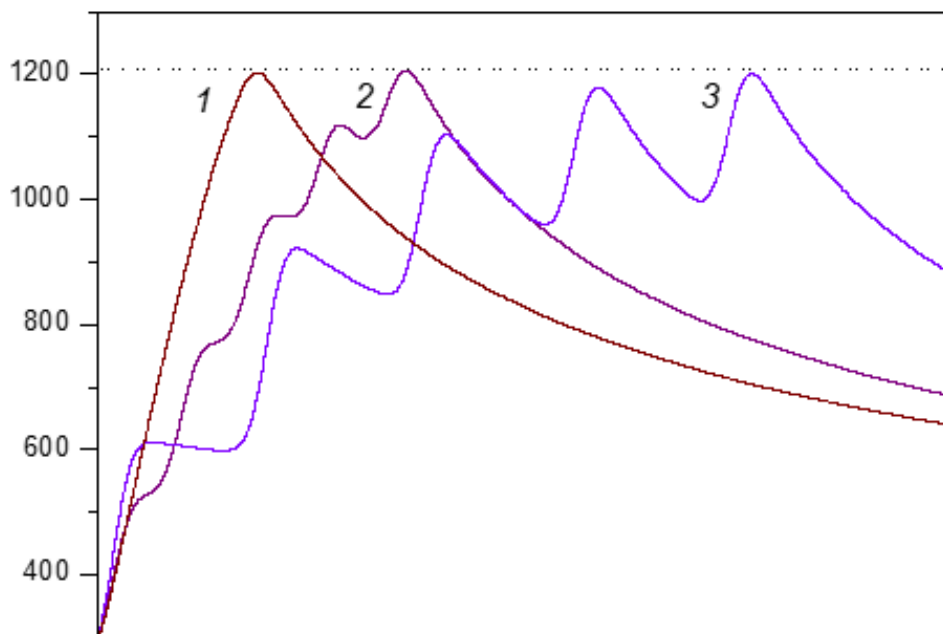


Рис. 2.12. Залежність температури в тонкій плівці Гетовщиною 1 мкм при опроміненні 5 імпульсами лазера з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм від часу для різних значень інтервалу  $\tau$  між імпульсами: 1) 2,6 мс; 2) 5,6 мс; 3) 12,6 мс.

Густина потужності лазера  $I_0$  (кВт/см<sup>2</sup>): 1) 0,071; 2) 0,081; 3) 0,11.

Від кількості імпульсів залежить характер і тривалість теплового впливу лазерного випромінювання на тонку плівку. Проаналізуємо кількість імпульсів лазера з точки зору тривалості теплового впливу та залежності від густини потужності імпульсу лазера. Залежність температури в плівці Ge від часу при опроміненні різною кількістю імпульсів з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм з визначеним раніше оптимальним інтервалом між імпульсами 5,6 мс наведена на рис. 2.13. Густина потужності випромінювання в імпульсі для різної кількості імпульсів вибиралася так, щоб досягти в плівці Ge температуру правлення.

$T, K$

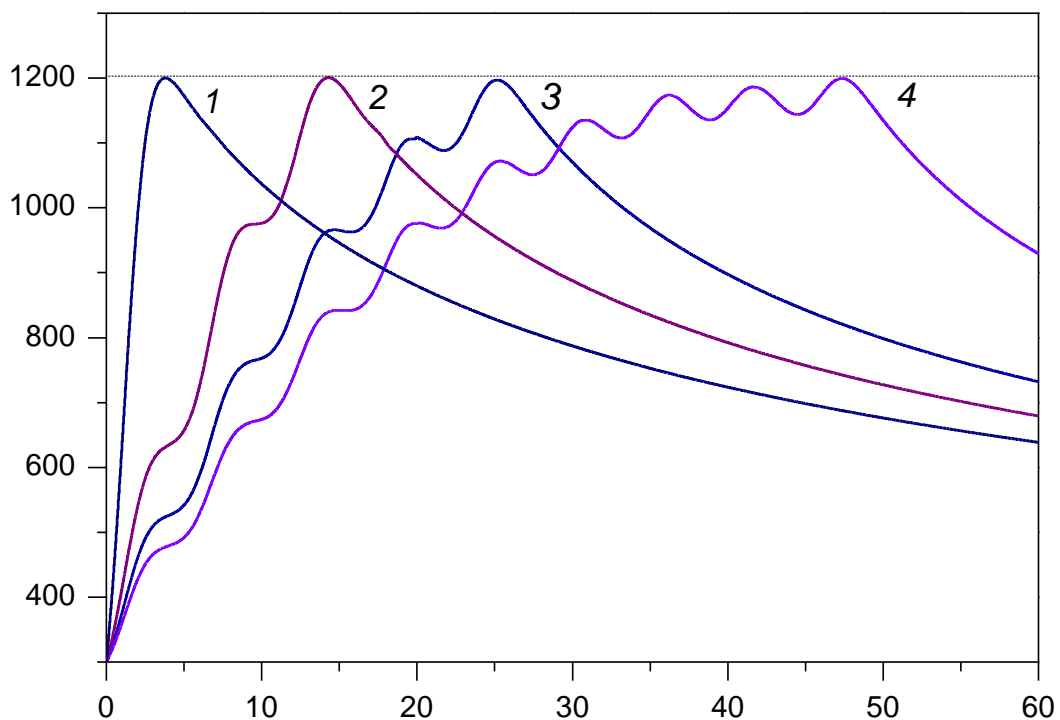


Рис. 2.13. Часова залежність температури тонкої плівки Ge товщиною 1,0 мкм при багатократному опроміненні мілісекундним лазером з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм та потужністю, що викликає плавлення плівки:

- 1)  $I_0=0,36$  кВт/см<sup>2</sup>(1 імпульс); 1)  $I_0=0,13$  кВт/см<sup>2</sup>(3 імпульси); 3)  $I_0=0,081$  кВт/см<sup>2</sup>(5 імпульсів); 4)  $I_0=0,065$  кВт/см<sup>2</sup>(9 імпульсів).

Результати розрахунків свідчать, що густина потужності в імпульсі лазера у випадку багатократного опромінення, для досягнення температури плавлення, є в декілька разів меншою ніж у випадку опромінення одним імпульсом. Так для одного імпульсу густина потужності складає  $0,225$  кВт/см<sup>2</sup> і зі збільшенням кількості імпульсів зменшується до величини  $0,067$  кВт/см<sup>2</sup> для 7 імпульсів. Варто зауважити, що сумарна густина енергії декількох імпульсів практично залишається незмінною.

Проаналізуємо як від кількості імпульсів залежить густина потужності окремого імпульсу, яка необхідна для досягнення температури плавлення. Як впливає з рис. 2.14, на якому представлена залежність густини потужності в імпульсі від кількості імпульсів, для кількості імпульсів більше п'яти густина потужності в імпульсі є практично однаковою. І тільки для малої кількості імпульсів (1-4 імпульси) густина потужності є значно більшою. Отже при опроміненні великою кількістю імпульсів практично половина наданої плівці енергії втрачається внаслідок відтоку тепла в середовище. Тому, для отримання максимальної температури плавлення використання більше п'яти імпульсів можна вважати недоцільним.

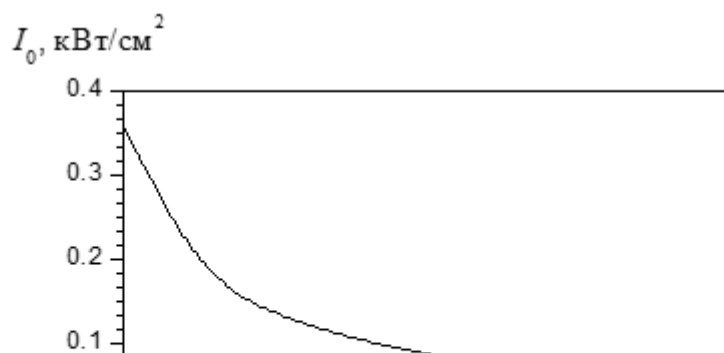


Рис. 2.14. Залежність потужності мілісекундного лазера при багатократному опроміненні, що викликає плавлення плівки Ge товщиною 1 мкм, від кількості імпульсів.

Зауважимо, що для п'ятикратного опромінення характерно також плавне наростання температури до максимальної з малими втратами тепла. Розрахунки для плівок іншої товщини а також при дії лазерного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 1060$  нм дозволяють зробити аналогічні висновки.

### 2.3.2. Максимальна температура тонких плівок Ge різної товщини при багатократному опроміненні.

Наведемо, як і для випадку однократних імпульсів, максимальну температуру тонкої плівки Ge при опроміненні багатократними імпульсами в залежності від густини потужності лазера. Розрахунки проведені для визначеної вище оптимальної кількості імпульсів (5 імпульсів) та інтервалу між імпульсами 5,6 мс (рис. 2.15, 2.16).

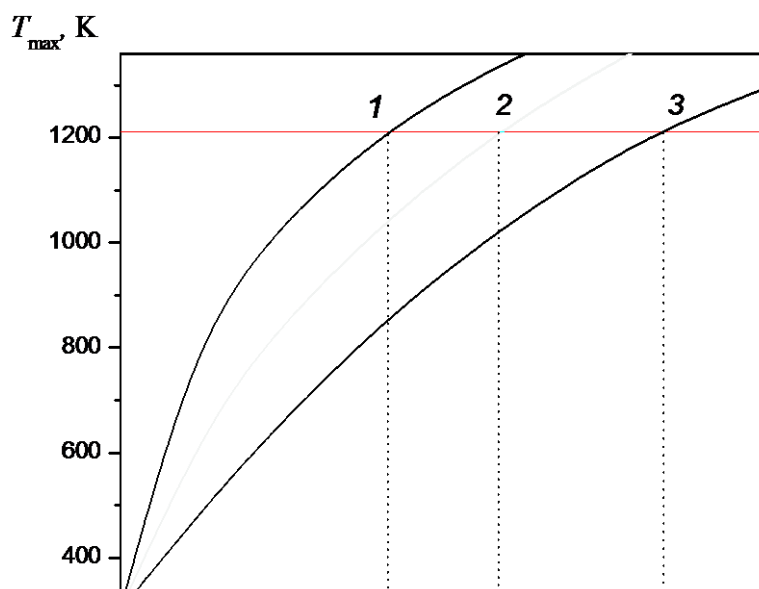


Рис. 2.15. Максимальна температура тонкої плівки Ge при багатократному (5 імпульсів) опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda=694$  нм в залежності від густини потужності лазерного випромінювання. Товщина плівки: 1) 0,2 мкм; 2) 0,5 мкм; 3) 1,0 мкм.

На рис. 2.15 наведені залежності максимальної температури для плівок різної товщини в залежності від густини лазерного випромінювання для довжини хвилі  $\lambda = 694$  нм, а на рис. 2.16 – для довжини хвилі  $\lambda = 1060$  нм. Результати розрахунків свідчать, що для отримання заданої температури у плівці, густина потужності лазера при багатократному опроміненні набагато менша ніж у випадку однократного опромінення. Представлено результати розрахунків для плівок з товщиною 1 мкм, 0,5 мкм та 0,2 мкм. Величину густини потужності для плівок проміжної товщини можна знайти інтерполяцією результатів для розрахованих трьох товщин плівок.

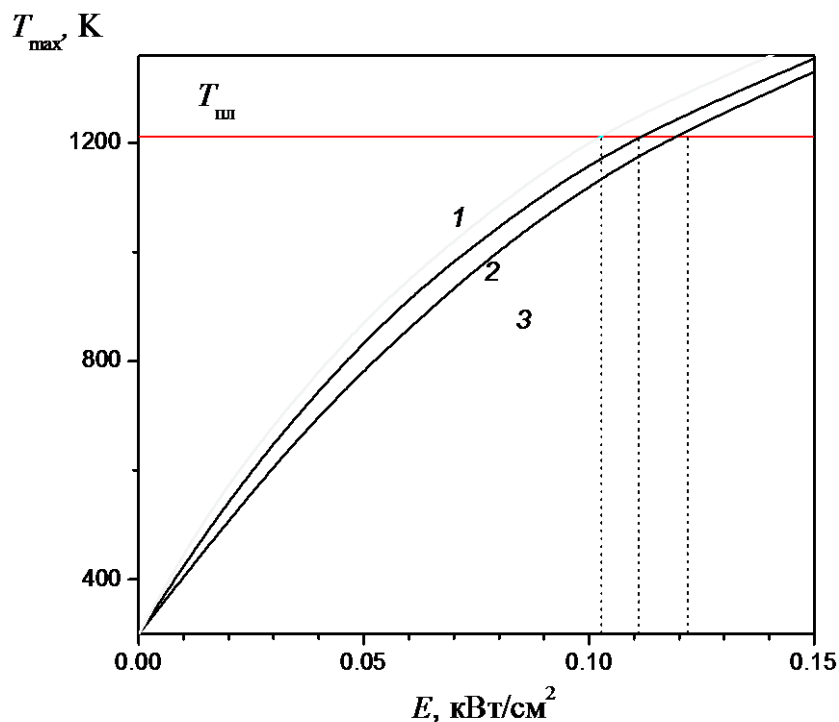


Рис. 2.16. Максимальна температура тонкої плівки Ge при багатократному (5 імпульсів) опроміненні 1,2 мс лазером з довжиною хвилі  $\lambda=1060$  нм в залежності від густини потужності лазерного випромінювання. Товщина плівки: 1) 0,2 мкм; 2) 0,5 мкм; 3) 1,0 мкм.

## ВИСНОВКИ

1. Розроблена комп'ютерна програма, за допомогою якої знаходиться числовий розв'язок нестационарного рівняння теплопровідності при опроміненні тонкої плівки напівпровідника лазерними імпульсами різної довжини хвилі і тривалості та із заданою густиною потужності.

2. Розраховано розподіл температури в тонкій плівці германію під дією теплового впливу лазера в довільний момент часу від початку опромінення. Визначено залежність максимальної температури у плівці германію від її товщини та густини потужності лазерного випромінювання з довжиною хвилі 694 нм і 1060 нм.

3. Встановлено поріг плавлення плівок в діапазоні товщин від 0,2 мкм до 1 мкм. Наприклад, температура плавлення в плівці товщиною 0,5 мкм досягається під дією лазерного випромінювання з густиною потужності  $0,20$  кВт/см<sup>2</sup> (густина енергії  $0,24$  кДж/см<sup>2</sup>) при опроміненні мілісекундним лазерним імпульсом з довжиною хвилі 694 нм.

4. Проаналізовано тепловий вплив на тонку плівку германію багатократних імпульсів мілісекундного лазера. Проведені розрахунки дозволяють встановити оптимальну для лазерної обробки густиною потужності лазера, кількість імпульсів та інтервал між імпульсами.