

УДК 539.12.04, 621.378.325

**Ю.Нікіфоров, канд. техн. наук; Б.Ковалюк, канд. фіз.-мат. наук;  
О. Маньовська**

*Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя*

## **ЕКСПРЕС-МЕТОД ОЦІНЮВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПРОЦЕСІВ У МАТЕРІАЛАХ ПРИ ДІЇ ПОТУЖНОГО ЛАЗЕРА**

*Резюме.* Вдосконалено експрес-метод для дослідження процесів у матеріалах під дією потужного лазерного імпульсу при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі. Розроблено модель розрахунку температурних полів, наведено експериментальні результати впливу лазерних ударних хвиль на металеві зразки та їх аналіз на основі моделі. Дано рекомендації щодо застосування методу.

*Ключові слова:* лазер, лазерна ударно-хвильова обробка, термо-е.р.с., дефекти.

**Yu. Nikiforov, B. Kovalyuk, O. Manyovska**

## **THE EXPRESS-METHOD OF THE ESTIMATE OF THE ENERGETIC PROCESSES IN MATERIALS UNDER POWER LASER**

*The summary.* The express-method for energy processes estimation in materials under high power laser action in transparent condensed medium is considered. The model of temperatures fields calculation are introduced and experimental results of laser shock waves influence on metals are analyzed. Practical recommendations of the method application are given.

*Key words:* laser, laser shock-waves treatment, defects in crystals.

**Вступ.** Лазерна ударно-хвильова обробка — це молода галузь лазерних технологій. Однак вона уже знайшла своє застосування в різних прикладних задачах, починаючи від покращення механічних та антикорозійних властивостей металевих матеріалів, електрофізичних характеристик деяких напівпровідникових матеріалів, випробовування якості покриттів і закінчуючи моделюванням сейсмічних процесів (геологія) та руйнуванням каменів у нирках (медицина) [1-3].

Розвиток лазерних ударно-хвильових технологій вимагає продовження вивчення сукупності явищ у матеріалах, які піддаються впливу лазерних ударних хвиль малої амплітуди, що є складною задачею. Значною мірою це пов'язано з комплексним характером процесів, які є короткочасними, з одного боку, а з другого – відрізняються великою швидкістю введення енергії в матеріал.

Тому значна увага приділяється розробленню методик, які дозволяють вивчати енергетичні процеси, що відбуваються в матеріалах унаслідок дії лазерних ударних хвиль. Їх різновидності базуються на оптичних, електронних, X-променевих діагностиках [1-2], що є, як правило, дорогими та важкодоступними.

Раніше ми запропонували метод, заснований на вимірюванні теплоти, що виділяється на тильному боці зразка при дії лазерних ударних хвиль [4]. Як і методи електроопору, магнітоопору, вольт-амперних характеристик, вольт-фарадних характеристик, ефекту Холла, даний метод відноситься до методів неруйнівного контролю властивостей матеріалів.

Робота присвячена вдосконаленню методики діагностики процесу розсіювання енергії в матеріалі при дії лазерних ударних хвиль. Вона включає моделювання

температурних полів при опроміненні матеріалів через прозоре конденсоване середовище лазером у режимі модульованої добротності й виникненні лазерних ударних хвиль та експериментальне дослідження процесу розсіювання енергії в металевих зразках. Енергія, що вимірюється методом термо-е.р.с., включає енергію, пов'язану з тепловим фактором лазерної дії та тією, що вивільняється внаслідок процесів, які відбуваються в матеріалі після проходження лазерної ударної хвилі. Дослідження проводили на масивних циліндричних зразках товщиною 2–4 мм (перша серія експериментів) і тонких у вигляді фольги 20×20 мм, товщиною 80–100 мкм (друга серія експериментів).

**Методика розрахунку, експерименти, їх аналіз.** Суть методики дослідження полягає в тому, що змодельоване математично температурне поле, яке виникає у зразку в результаті дії лазера в режимі модульованої добротності, порівнюється з експериментально оціненим по зареєстрованих термоелектричних сигналах. Опромінювання здійснювалось на лазерній установці ГОС-1001 з LiF затвором, що працювала в режимі модульованої добротності.

На основі запропонованої моделі розрахунку температурного поля при лазерній обробці матеріалів у прозорому конденсованому середовищі [5] було проведено два типи експериментів з вивчення енергетичних процесів, що враховують як теплофізичні, так і термоелектричні властивості матеріалів.

При розрахунку температурних полів, створених при дії потужних лазерних імпульсів, брали до уваги, що внаслідок інтенсивного випаровування поверхневого шару, утворення плазми та виникнення ударних хвиль відбувається зміна характеру розподілу енергії випромінювання.

**Перша серія експериментів.** Після випаровування поверхневого шару в результаті дії лазерного імпульсу загальна поглинена матеріалом тепла енергія внаслідок перерозподілу складається з енергії теплових фонів (нагрівання зразка після випаровування поверхневого шару) та пружних фонів (додаткове об'ємне нагрівання, пов'язане з дисипацією енергії ударних хвиль). У зв'язку з цим заслуговує на увагу визначення поглиненої енергії експериментально. В першій серії експериментів досліджували перерозподіл енергії в зразках армко-заліза. Для його визначення на глибині  $x \gg \sqrt{a\tau}$ , де  $a$  – температуропровідність, а  $\tau$  – час, закріплювали малоінерційну хромель–алюмелеву термопару, а зразок вміщували в камеру, яка була ізольована від зовнішнього впливу. Сигнал з термопари знімали за допомогою цифрового вольтметра.

При аналізі результатів у даному випадку приймали модель миттєвого плоского джерела. Як відомо, при цьому температура для одномірного випадку на глибині  $x$

$$T(x,t) = \frac{Q}{c\gamma\sqrt{a\tau}} \cdot e^{-x^2/4at} \quad (1)$$

Вважаючи, що температура досягає максимального значення до кінця імпульсу і дорівнює температурі кипіння, отримали граничну глибину матеріалу  $x_{\max}$ , що випаровується, яку визначали за співвідношенням  $x_{\max} \leq 2 \cdot \sqrt{a\tau_n}$ .

У цьому випадку для армко-заліза температура на глибині 3 мм буде максимальна через  $t=0,15$  с, що менше за сталу часу термопари та використаних в експериментах цифрових приладів. Розрахунки показують, що до моменту часу  $\approx 10^{-3}$  с температура

по глибині зразка мало відрізняється. Якщо прийняти, що згенерована поглиненою тепловою енергією термо-е.р.с.

$$\varepsilon_{терс} = \alpha \cdot (T_n - T_c) = \alpha \cdot \Delta T, \quad (2)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт термо-е.р.с.,

$T_n$  – температура зразка на глибині  $x$ ,

$T_0$  – температура навколишнього середовища,

тоді верхню межу значення енергії, що виділилась у невиваровуваній частині зразка площею  $S$ , можна визначити за формулою

$$E_{ног} = c\rho x S \frac{\varepsilon}{\alpha}. \quad (3)$$

Проведені експерименти з армко-залізом показують, що характер наростання термоелектричного сигналу з часом  $\varepsilon(t)$  різний для зразків одного й того ж матеріалу та геометричних розмірів як при їх опроміненні в прозорому конденсованому середовищі, так і на повітрі. Це свідчить про перерозподіл енергії  $E_{погл}$  між двома складовими. Справді,

$$E_{погл} = Q_H + E_{ув}, \quad (4)$$

де  $Q_H$  – енергія нагрівання тепловою хвилею;

$E_{ув}$  – енергія нагрівання ударною хвилею.

Експериментально поглинена енергія  $E_{погл}$  відповідає підвищенню температури  $\approx$  на  $0.4^0 - 0.5^0$  або 8-10 % від падаючої на зразок енергії лазерного імпульсу. Це значно більше, ніж нагрівання, зумовлене тепловою хвилею, і означає, що  $\approx 35\%$  теплової енергії, яка виділяється в зразку, зумовлено ударно-хвильовим впливом. Ефект, що спостерігається, має інтерес для подальшого дослідження, оскільки може дозволити аналізувати процеси утворення та перебудови дефектів у матеріалах при лазерній ударно-хвильовій дії.

**Друга серія експериментів**, схема якої зображена на рисунку 1.

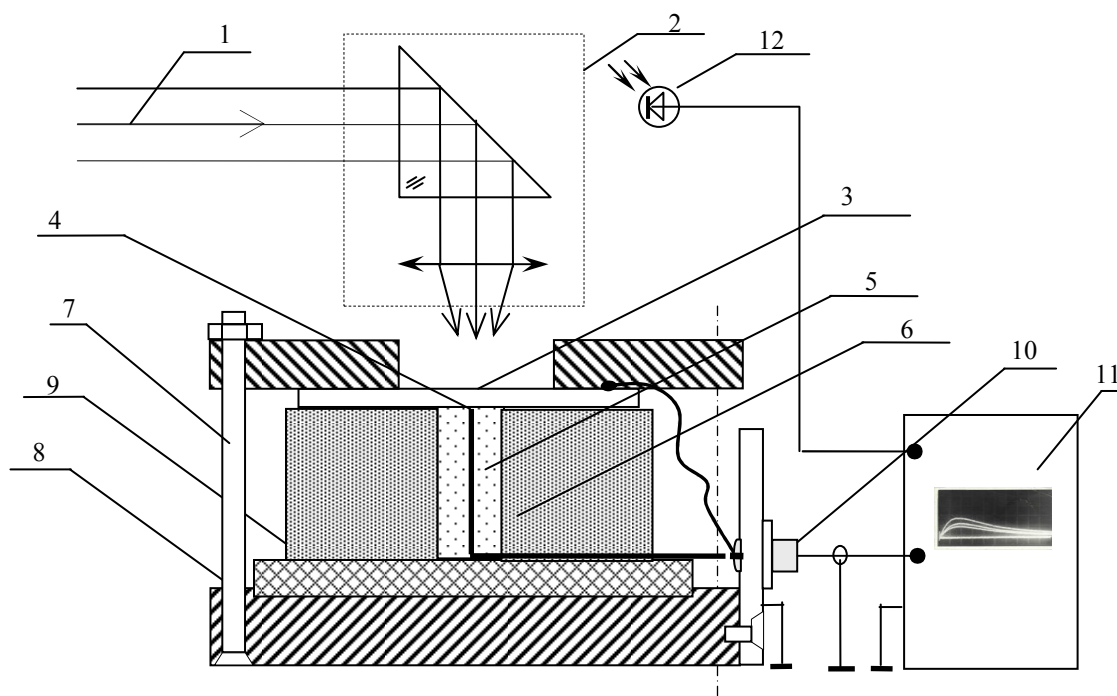


Рисунок 1. Приставка для дослідження температурного поля

Випромінювання квантового генератора (1) через оптичну систему фокусування та наведення лазерного променя (2) падало на поверхню зразка (3), нижня сторона якого знаходилась у контакті з термопарним електродом (4). Електрод був закріплений в керамічній трубці (5), запресований у фторопластову втулку (6). Зразок закріплювався за допомогою болтів (7) до основи приставки (8). Між фторопластовою втулкою та основою приставки знаходилась пружна прокладка (9), яка забезпечувала електричний контакт між тильною поверхнею зразка та електродом. Тильна поверхня зразка утворювала з електродом термопару, сигнал з якої через роз'єм (10) типу СР-50 подавався на вхід осцилографа з пам'яттю (11), що працює в режимі очікування. Команда на запис сигналу подавалась на осцилограф по лінії синхронізації, реалізованій за допомогою фотоелемента (12).

Як правило, при аналізі властивостей матеріалу, опроміненого лазером, розглядається вплив лазерного імпульсу прямокутної форми — це типова форма імпульсу, що приймається при лазерній обробці в режимі вільної генерації. Запропонована математична модель дозволяє обчислити температурне поле зразка лазерним імпульсом довільної форми й опроміненням як на повітрі, так і через прозоре конденсоване середовище.

При моделюванні брали умови, характерні для опромінення зразків потужним лазером типу ГОС 1001, що працює в режимі модульованої добротності:

- 1)  $r_0 \gg \sqrt{a\tau}$ , де  $r_0$  — розмір плями на поверхні зразка,  $a$  — температуропровідність зразка,  $\tau$  — тривалість імпульсу, при цьому можна вважати задачу теплопровідності одномірною;
- 2) шар, в якому відбувається процес поглинання  $\delta = \frac{1}{\mu}$ , де  $\mu$  — коефіцієнт поглинання.

Незважаючи на те, що коефіцієнт відбивання за час дії імпульсу змінюється, проте в нашому випадку, внаслідок досягання за короткий час  $t < 10^{-9}$  с високих густин потоку (до  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>), коефіцієнт відбивання був прийнятий постійним.

Для режиму з модульованою добротністю початковий момент дії лазера часову структуру імпульсу описують лінійною залежністю від часу. На рисунку 2 зображено енергетично-часову структуру наносекундного лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності. У першому наближенні енергія імпульсів модульованої добротності наростає на проміжку  $(0; \tau_i/2)$  і спадає на проміжку  $(\tau_i/2; \tau_i)$ .

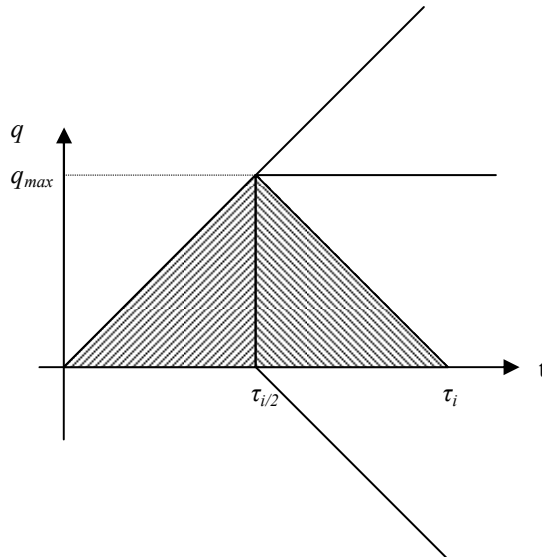


Рисунок 2. Енергетично-часова структура наносекундного лазерного імпульсу в режимі модульованої добротності:

$\tau_i$  — тривалість лазерного імпульсу;  
 $q_{max}$  — максимальне значення густини енергії

Розподіл температури, що отримано з відповідного диференціального рівняння II-го порядку, аналітично виражаємо формулою

$$T(r, t) = \frac{q\sqrt{a}}{\lambda\tau_i} (4t)^{3/2} i^3 \operatorname{erfc} \frac{z}{2\sqrt{at}}. \quad (5)$$

З фізичних міркувань випливає, що при лінійному спаданні енергії імпульсу дія джерела енергії не припиняється. При обчисленні температурного поля, коли енергія спадає, виявилось ефективним використання теорії про фіктивні джерела [6]. Слід відзначити, що структура фіктивного джерела та енергетично-часова форма імпульсу залежить від типу джерела (лазерний, електронний пучок, згусток плазми). Аналіз показує, що при опроміненні лазером у режимі модульованої добротності на повітрі форма імпульсу трикутна, а при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі є складнішою. Форма лазерного імпульсу визначає момент включення фіктивного джерела.

При моделюванні було прийнято, що після закінчення лазерного імпульсу на глибині  $z$ , де температура вища за температуру кипіння даного матеріалу, відбувся процес порушення теплового контакту між шаром, який випарився, та поверхнею.

З цього моменту джерело енергії вважалось миттєвим і змінювалася система відліку. Після переходу в нову систему температурне поле матеріалу обчислювали за формулою

$$T = \frac{T_0 x^2}{(t + \frac{x^2}{2a})2a} e^{-\frac{z^2}{4a(t + \frac{x^2}{2a})}}. \quad (6)$$

Дана модель відповідає експериментам із опромінення матеріалів на повітрі.

При опроміненні матеріалу в прозорому конденсованому середовищі обчислення температурного поля дещо ускладнюється. Певна кількість енергії, що надходить у зразок, відводиться в ПКС за рахунок теплопередавання. Після закінчення дії лазерного імпульсу джерелом енергії стає плазма, утворена лазерним імпульсом і затримана ПКС. При цьому, як показує аналіз [6], форма такого імпульсу прямокутна, тому розрахунок проводили за формулою

$$T(z, t) = \frac{2q\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right). \quad (7)$$

Тривалість імпульсу  $\tau$  в нашій моделі дорівнювала

$$\tau = \frac{2l}{c}, \text{ де} \quad (8)$$

$l$  – товщина ПКС,

$c$  – швидкість звуку в даному ПКС.

Густина потоку внаслідок перерозподілу енергії між зразком і ПКС, що мають різні температуропровідності, зменшується  $\approx$  в 2 рази. На рисунку 3 зображено розрахований температурний розподіл у титані за час дії лазерного імпульсу при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі. Як бачимо, товщина плазми, утворена за час дії лазерного імпульсу, становить від 9,6 до 10 мкм при енергії, що змінюється від 30 до 60 Дж/см<sup>2</sup>.

На основі розрахунків температурного поля було проаналізовано експериментально отримані електричні сигнали, що виникають на контакті двох металів при дії лазерного імпульсу в режимі генерації ударної хвилі.

На рисунку 4 зображено термоелектричний сигнал, знятий з тильного боку зразка титану, що знаходиться в контакті з константановим електродом (крива 1) та розрахована для даного випадку опромінення на основі запропонованої моделі зміни температури залежно від часу в даній точці (крива 2). Зразок був у вигляді пластинки розміром 2×2 см<sup>2</sup>, товщиною 80 мкм, густина енергії лазерного імпульсу становила 60 Дж/см<sup>2</sup>. Опромінення здійснювалося лазером у прозорому конденсованому середовищі.

Як бачимо із рисунка 4, в інтервалі часу 20-45 мс змінюється характер залежності експериментально зареєстрованого термоелектричного сигналу. Сигнал досягає мінімуму в момент часу  $\approx$ 38 мс, а починаючи з цього моменту до  $\approx$ 45 мс зростає, що відповідає зростанню температури зразка.

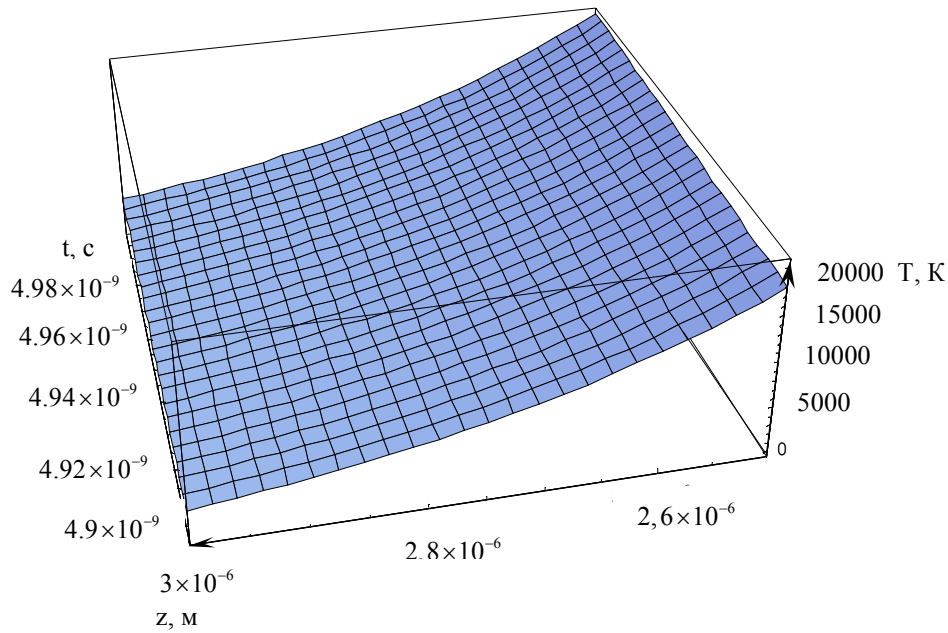


Рисунок 3. Температурний розподіл у титані за час дії лазерного імпульсу при опроміненні в прозорому конденсованому середовищі

Водночас обчислення показують (крива 2), що температура мала б різко спадати внаслідок наявності тільки теплового фактора лазерної дії. Значить, у зразку відбуваються процеси, пов'язані з виділенням додаткової енергії. Однією з причин такого зростання може бути деформація тильної поверхні зразка та точкові дефекти, викликані проходженням ударної хвилі. Крім цього, спостережувані відмінності можуть бути зумовлені також іншими процесами: фазовими переходами II роду, хімічними реакціями, викликаними ударною хвилею. Це вимагає проведення подальших досліджень впливу лазерних ударних хвиль малої амплітуди на матеріали.

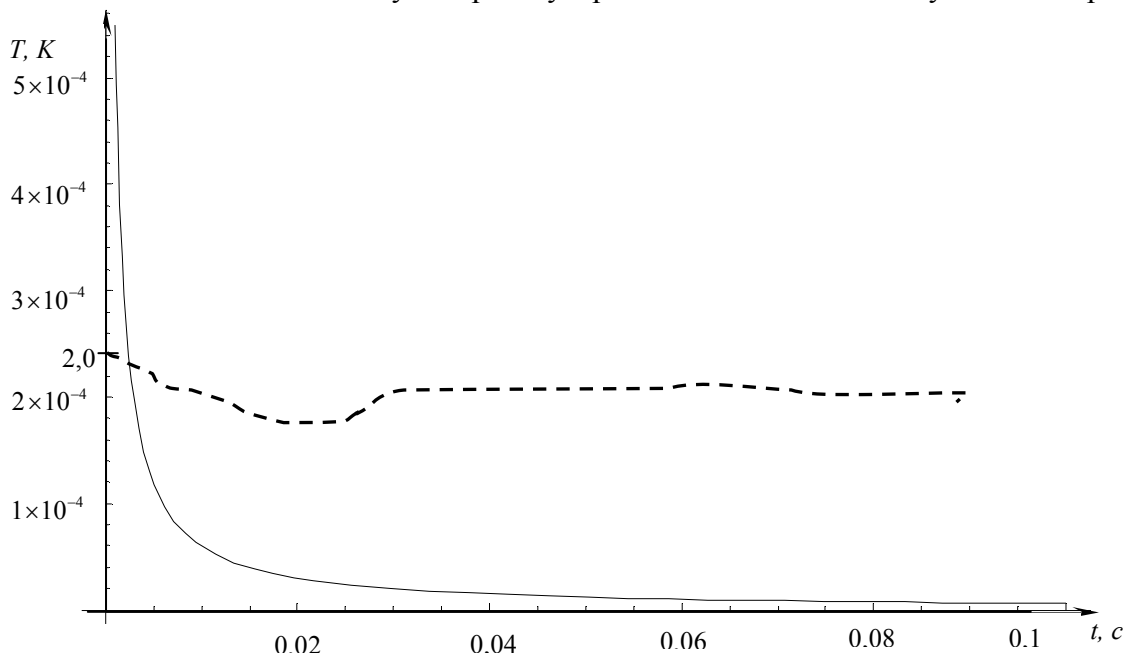


Рисунок 4. Зміна температури в титані на глибині 80 мкм (крива 1 — розрахункова, крива 2 — експериментальна)

Крім експериментів з опромінення титану було проведено експерименти на зразках зі сталі, ніобію, міді, що відрізняються своїми теплофізичними характеристиками. Експерименти показали відмінності в спостережуваних сигналах. Осцилограми значно відрізнялися за формою і тривалістю релаксаційних процесів. Зроблені аналогічні розрахунки температурного розподілу свідчать про те, що як і у випадку титану спостережувані ефекти неможливо пояснити лише розповсюдженням теплового потоку, викликаним проходженням ударної хвилі. З аналізу фазових діаграм тиску [7] випливає, що додаткове виділення енергії за рахунок зростання тиску в титані становить 0,83 ккал/бар, при статичних навантаженнях до тиску 40 кбар, що за порядком величини відповідає динамічним навантаженням у проведених експериментах при дії лазерних ударних хвиль. У міді фазових перетворень при статичних навантаженнях до 40 кбар не спостерігається. Причиною виділення додаткового тепла при проходженні лазерної ударної хвилі може бути утворення точкових дефектів та їх анігіляції. В такому випадку експериментальна крива, згідно з теорією відпаду [8], відповідає за формою типовій кривій одночасного зникнення дефектів на змінних і фіксованих стоках.

**Висновки.** Дослідження показали, що термоелектричний сигнал, який виникає при дії лазерних ударних хвиль малої амплітуди на матеріал, залежить від параметрів ударної хвилі та фізичних властивостей матеріалу. Запропонований експрес-метод можна використати для дослідження швидкопротікаючих релаксаційних процесів у матеріалах та діагностики пошкоджень матеріалів при дії на них лазерних ударних хвиль. Розроблена модель розрахунку температурного поля матеріалу, опроміненого в прозорому конденсованому середовищі лазером, що генерує ударні хвилі, дозволяє аналізувати результати такого впливу і є однією зі складових експрес-методики діагностування пошкоджень у матеріалах.

#### Література

1. M. Boustie. Laser shock waves: Fundamentals and Applications. / M. Boustie, L. Berther, T. De Resseguier, M. Arrigoni // 1<sup>st</sup> international Symposium on Laser ultrasonics: Science, Technology and Applications. Montecarlo, Canada, July 16-18 2008.
2. S.N. Luo. Laser- induced shock waves in condensed matter: some techniques and applications / S.N. Luo, D.C. Swift, T.E. Tierney, D.L Paisley, G.A. Kyrala, R.P. Johnson, A.A. Hauer, O. Tschaumer and P.D. Asimow // High Pressure Research. – December 2004. – Vol.24. No.4, – pp. 409–422.
3. И.А.Щербаков. Лазерная физика в медицине / И.А.Щербаков // Конференции и симпозиумы. –2010. – Т180, №6. – С.661–665.
4. Ковалюк Б.П. Экспресс-методика для оценки лазерной ударно-волновой обработки материалов / Б.П. Ковалюк, Ю.М. Никифоров, В.А. Янушкевич // Тезисы докладов «Концентрированные потоки энергии в обработке и соединении материалов». — Пенза, 1991. – С. 39–40.
5. Нікіфоров Ю.М. Моделювання температурного поля в матеріалах при опроміненні лазером в режимі генерації ударних хвиль / Ю.М. Нікіфоров, Б.П. Ковалюк, О.А. Маньовська // Тезиси V Міжнародної науково-технічної конференції „Актуальні питання теоретичної та прикладної біофізики, фізики і хімії”. – Севастополь, 2009. – С. 45–46.
6. Рикалин Н.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов / Н.Н. Рикалин, А.А. Углов, А.Н. Кокора – Москва: Машиностроение, 1985. – 295 с.
7. Тонков Е.Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении / Е.Ю. Тонков. – Москва: Наука, 1979. – 192 с.
8. Точечные дефекты в твёрдых телах. – Москва: Мир, 1979.

Отримано 20.11.2010