

ОСНОВНІ АСПЕКТИ ПОБУДОВИ МОДЕЛІ ДІЇ ЛАЗЕРНОГО ІМПУЛЬСУ, ПОТУЖНІСТЬ ЯКОГО ЗМІННА В ЧАСІ

*В. Семерак, к. т. н., В. Косарчин, к. ф.-м. н.
Львівський національний аграрний університет*

Постановка проблеми. Інтенсивність лазерного випромінювання постійна за неперервної роботи або змінюється з часом за імпульсного режиму роботи [1]. Більшість газових лазерів, зокрема CO_2 і He-Ne, можуть працювати як у неперервному, так і в імпульсному режимах генерації. Лазери на твердому тілі (рубінові, неодимовий на склі, Nd: YAG) працюють в імпульсному режимі, хоча останній із них може працювати й неперервно.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Мілісекундний (нормальний) режим генерації реалізується в разі, коли підкачка лазера здійснюється за допомогою імпульсної лампи. Типова для цього режиму роботи лазера тривалість імпульсу лежить в інтервалі від 0,1 до 1 мс. Зазвичай такий імпульс у свою чергу складається зі серії хаотичних спалахів тривалістю до кількох мікросекунд. Амплітуда й часові інтервали між окремими спалахами різні. У такому режимі найчастіше працюють рубіновий та неодимовий на склі лазери. Типова осцилограма зміни питомої потужності неодимового на склі лазера, який працює в мілісекундному режимі, показана на рис. 1.

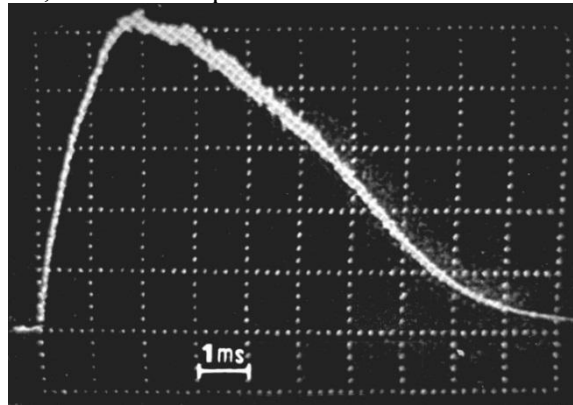


Рис. 1. Осцилограма розподілу інтенсивності випромінювання лазера, що працює в квазістаціонарному режимі випромінювання (згідно з [2]).

Постановка завдання. Глибина проникнення лазерного світла всередину опромінюваного матеріалу набагато менша за товщину шару, нагрітого внаслідок теплопровідності. У свою чергу, якщо товщина прогрітого шару значно менша за радіус лазерного променя, то процес нагрівання тіла можна моделювати за допомогою поверхневого джерела тепла [1]. Під час вибору параметрів лазерного випромінювання використовують розв'язок одновимірного (за просторовою

координатою) лінійного рівняння теплопровідності для півбезмежного тіла $z \geq 0$ [3]:

$$T(z, t) = \frac{Aq}{K} \sqrt{\frac{k}{\pi}} \int_0^t \frac{I(t')}{\sqrt{t-t'}} \exp\left[-\frac{z^2}{4k(t-t')}\right] dt', \quad (1)$$

де T – температура; t – час; z – просторова координата (віддаль від поверхні півбезмежного тіла); I – часова структура імпульсу; A – коефіцієнт поглинання; K, k – коефіцієнти тепло- і температуропровідності відповідно; q – питома потужність випромінювання.

Виклад основного матеріалу. При чисельних розрахунках лазерного нагрівання металів найчастіше розглядають прямокутну

$$I(t) = H(t_s - t), \quad t > 0, \quad (2)$$

або трикутну

$$I(t) = \begin{cases} 2t/t_r, & 0 < t \leq t_r, \\ 2(t_s - t)/(t_s - t_r), & t_r \leq t \leq t_s, \end{cases} \quad (3)$$

структуру лазерного імпульсу, де позначено: $H(\cdot)$ – одинична функція Гевісайда; t_s – тривалість нагрівання; t_r – час наростання. Для порівняльного аналізу розподілів (2) і (3) їхні параметри підбираємо таким чином, щоб потужності випромінювання в обох випадках були однаковими.

Перейшовши до безрозмірних величин і параметрів

$$\zeta = \frac{z}{a}, \quad \tau = \frac{kt}{a^2}, \quad \tau_r = \frac{kt_r}{a^2}, \quad \tau_s = \frac{kt_s}{a^2},$$

$$T^* = \frac{T}{\Lambda}, \quad \Lambda = \frac{Aq_0 a}{K}, \quad (4)$$

після підстановки функцій $I(t)$ (2), (3) у розв'язок (1) та подальшого інтегрування отримуємо

$$T(\zeta, \tau) = \Lambda T^*(\zeta, \tau), \quad \zeta \geq 0, \quad \tau \geq 0, \quad (5)$$

де для прямокутної форми імпульсу (2)

$$T^*(\zeta, \tau) = T^{(0)*}(\zeta, \tau) - T^{(0)*}(\zeta, \tau - \tau_s), \quad (6)$$

$$T^{(0)*}(\zeta, \tau) = 2\sqrt{\tau} \operatorname{ierfc}(0,5\zeta/\sqrt{\tau}) H(\tau), \quad (7)$$

а для трикутної (3)

$$T^*(\zeta, \tau) = \frac{2}{\tau_r} [T^{(1)*}(\zeta, \tau) - T^{(1)*}(\zeta, \tau - \tau_r)] - \frac{2}{\tau_s - \tau_r} [T^{(1)*}(\zeta, \tau - \tau_r) - T^{(1)*}(\zeta, \tau - \tau_s)], \quad (8)$$

$$T^{(1)*}(\zeta, \tau) = 2\tau\sqrt{\tau} \left\{ \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right)^2 \right] \operatorname{ierfc} \left(\frac{\zeta}{2\sqrt{\tau}} \right) - \frac{1}{3\sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{\zeta^2}{4\tau} \right) \right\} H(\tau), \quad (9)$$

де a – радіус лазерного променя; $ierfc(x) = \exp(-x^2) / \sqrt{\pi} - xerfc(x)$; $erfc(\cdot) = 1 - erf(\cdot)$; $erf(\cdot)$ – функція помилок; $T^* = T / \Lambda$ – безрозмірна температура.

Точнішу, ніж прямо- і трикутна апроксимації осцилограми, представленої на рис. 1, можна одержати з допомогою функції [4]:

$$I(\tau) = I^* \exp[-\beta(\tau^\gamma - \tau_r^\gamma)] (\tau / \tau_r)^\alpha, \quad \tau > 0, \quad (10)$$

де параметри α , β і γ пов'язані з часом наростання τ_r :

$$\tau_r = [\alpha / (\beta\gamma)]^{1/\gamma}. \quad (11)$$

Безрозмірний множник I^* в (10) вибираємо з умови рівності загальної потужності поверхневого джерела тепла для розподілів (2), (3) і (10):

$$\int_0^\infty I(\tau) d\tau = \tau_s. \quad (12)$$

Зокрема, при $\alpha=0,4$; $\beta=7$ і $\gamma=3$ з рівності (11) знаходимо $\tau_r = 0,267$ і з залежності (12) впливає $I^* = 2,019\tau_s$. Графік функції $I(\tau)$ (10), побудованої для $\tau_s = 1$, представлений суцільною лінією на рис. 2. Тут також показано прямокутний (2) (штрихова пряма) і трикутний (3) (штрихпунктирна) розподіли інтенсивності теплового потоку.

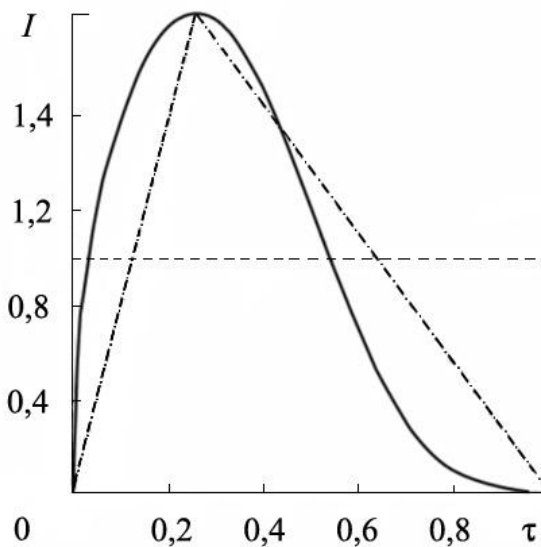


Рис. 2. Апроксимація часової структури лазерного імпульсу з осцилограми на рис. 1.

Проінтегрувати точно розв'язок (1) для функції $I(\tau)$ (10), (11) не вдалося.

У випадку кусково-сталого апроксимації [5; 6]:

$$I(\tau) \approx \sum_{m=1}^n I(\bar{\tau}_m) \varphi_m(\tau), \quad \tau > 0, \quad (13)$$

$$\varphi_m(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau \in [\tau_{m-1}, \tau_m] \\ 0, & \tau \notin [\tau_{m-1}, \tau_m] \end{cases}, \quad m = 1, 2, \dots, n, \quad (14)$$

де $\tau_m = m\delta_\tau$, $\bar{\tau}_m = 0,5(\tau_{m-1} + \tau_m)$, $m = 0, 1, \dots, n$; $\delta_\tau = \tau/n$ – вузли сітки рівномірного розбиття часового інтервалу $[0, \tau]$.

Абсолютна похибка апроксимацій (13) і (14) складає $O(\delta_\tau)$ і $O(\delta_\tau^2)$ відповідно [7].

Еволюція безрозмірної температури $T^* = T/\Lambda$ на опромінюваній поверхні $\zeta = 0$ для прямокутної (2), трикутної (3) і точної (10), (11) форм часового розподілу питомої потужності теплового джерела показана на рис. 3.

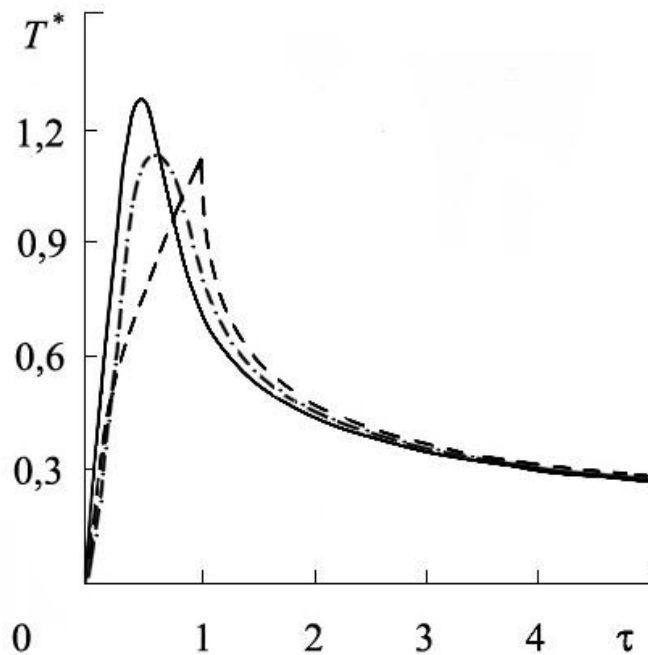


Рис. 3. Еволюція безрозмірної температури T^* на поверхні півпростору: $\tau_s = 1$, $\tau_r = 0,267$.

Висновки. Бачимо, що для прямокутного імпульсу максимальне значення $T_{max}^* = 1,1284$ досягається в момент вимкнення джерела $\tau_s = 1$, а для трикутного з тією ж тривалістю і часом наростання $\tau_r = 0,2671$ маємо $T_{max}^* = 1,1429$ при $\tau = 0,58$. Для розподілу інтенсивності теплового потоку у вигляді (10), (11) з тим же часом наростання $T_{max}^* = 1,2824$ при $\tau = 0,46$.

Бібліографічний список

1. Рыкалин Н. Н. Лазерная обработка материалов / Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, А. Н. Кокора. – М. ; Л. : Изд-во АН СССР, 1975. – 76 с.
2. Roźniakowski K. Application of laser radiation for examination and modification of building materials properties / K. Roźniakowski. – Warszawa, 2001.
3. Карслоу Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. М. Егер. – М. : Наука, 1964.
4. Hector L. G. Thermal stresses in materials due to laser heating / L. G. Hector, R. B. Hetnarski // Thermal Stresses IV ed. by R.B. Hetnarski. – Pub, North-Holland, 1996. – P. 1–79.
5. Евтушенко А. А. Интегрирование решения тепловой задачи Линга с помощью финитных функций / А. А. Евтушенко, С. Конечны, Р. Чаповска // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74, № 1. – С. 118–122.
6. Евтушенко А. А. Интегрирование решения смешанной тепловой задачи Линга / А. А. Евтушенко, С. Конечны, Р. Чаповска // Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74, № 1. – С. 123–127.
7. Марчук Г. И. Введение в проекционно-сеточные методы / Г. И. Марчук, В. И. Агошков. – М. : Наука, 1981.

Семерак В., Косарчин В. Основні аспекти побудови моделі дії лазерного імпульсу, потужність якого змінна в часі

Запропоновано наближену методику розв'язування нестационарних задач теплопровідності за дії на межі тіла концентрованого теплового потоку, емітованого лазером, довільної в часі інтенсивності.

Ключові слова: лазер, часова структура лазерного імпульсу, нестационарна задача теплопровідності, апроксимація фінітними функціями, температура, лазерна термообробка, загартований шар.

Semerak V., Kosarchyn V. Key aspects of building models laser pulses, whose power variable in time

The approximate method for solving unsteady heat conduction problems in action on the edge of the body concentrated heat flux emitted laser of arbitrary intensity over time.

Key words: laser, laser pulse temporal structure, unsteady heat conduction problem, approximation finite function, temperature, laser heat treatment, hardened layer.

Семерак В., Косарчин В. Основные аспекты построения модели работы лазерного импульса, мощность которого переменна во времени

Предложена приближенная методика решения нестационарных задач теплопроводности при действии на грани тела концентрированного теплового потока, эмитированного лазером, произвольной во времени интенсивности.

Ключевые слова: лазер, временная структура лазерного импульса, нестационарная задача теплопроводности, аппроксимация финитными функциями, температура, лазерная термообработка, закаленный слой.