

# МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ ПРИ ЛАЗЕРНОМУ ЗВАРЮВАННІ ПОЛІМЕРІВ

М.Г. Кораб<sup>1</sup>, М.В. Юрженко<sup>1</sup>, А.В. Ващук<sup>1</sup>, І.К. Сенченков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ІЕЗ ім. Є.О. Патона НАН України. 03150, м. Київ, вул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

<sup>2</sup>Інститут механіки ім. С.П. Тимошенка НАН України. 03057, м. Київ, вул. Нестерова, 3

В даній роботі було проведено математичний опис теплових процесів при лазерному зварюванні з використанням класичної теорії теплопровідності. Термічний цикл при дії випромінювання на поверхню аналізували за допомогою моделей повного теплового балансу, розподіленого поверхневого, точкового, кругового та лінійного теплових джерел. Моделювання процесу зварювання полягало у розв'язанні задачі формування теплових полів у в'язкопружних полімерних матеріалах при рухомому внутрішньому джерелі теплової енергії. Було прийнято, що верхня деталь прозора для лазерного випромінювання, нижня має заданий коефіцієнт поглинання світлового променя, а їх теплофізичні характеристики залежать від температури. Було сформульовано рівняння теплопровідності та визначальні рівняння, доповнені граничними умовами конвективного теплообміну і початковим розподілом температури. Для чисельної реалізації визначених рівнянь використаний метод скінченних елементів, в основі якого лежить альтернативне формулювання задачі. Результати математичного моделювання показали особливості формування теплових полів при трансмісійному лазерному зварюванні полімерних плівок на різних параметрах режиму зварювання. Бібліогр. 10, рис. 6.

*Ключові слова:* лазерне зварювання, полімерні плівки, математичне моделювання, теплові процеси, температурні поля, ізотерми

Загальний термін «зварювання випромінюванням» об'єднує способи зварювання пластмас з нагріванням зони з'єднання за рахунок перетворення в тепло енергії електромагнітного випромінювання видимої та інфрачервоної (ІЧ) ділянок спектру [1, 2]. Світлове випромінювання займає діапазон довжини електромагнітних хвиль у межах 0,2...1,0 мкм, інфрачервоного – від 1 до 2000 мкм. Лазерне джерело створює випромінювання вузького діапазону хвиль у видимій або інфрачервоній ділянках спектру в залежності від типу лазера. В залежності від виду джерела випромінювання розрізняють три способи зварювання – інфрачервоним випромінюванням, світлове зварювання та лазерне зварювання.

Найбільш поширеною в даний час технологією лазерного зварювання полімерних матеріалів є зварювання напускних з'єднань трансмісійним (проникним) методом. Суть цього методу полягає у тому, що короткохвильове лазерне випромінювання оптичного або ближнього ІЧ діапазону проходить через прозору для нього деталь зварного з'єднання та поглинається з виділенням теплоти на поверхні контакту деталей. Можливий також варіант, коли лазерне випромінювання частково поглинається обома заготовками, розігріваючи зону зварювання.

Головною особливістю лазерного трансмісійного зварювання пластмас є необхідність підбору матеріалів з такими властивостями, що забезпечують поглинання лазерного випромінювання на ви-

значеній поверхні зварного з'єднання. Найбільш розповсюджено трансмісійне лазерне напускне зварювання листових полімерних матеріалів, коли випромінювання проходить крізь верхній прозорий лист і поглинається нижнім непрозорим. В результаті відбувається нагрівання непрозорого матеріалу і внаслідок теплопередачі розігрівається уся зона зварювання. Таким способом зазвичай зварюють полімерні плівки або тонкі пластини [3].

Технологічно лазерне зварювання є складнішим у порівнянні з іншими способами, досить складно буває визначити оптимальні параметри процесу трансмісійного лазерного зварювання, зокрема, для тонких плівок. Тому актуальним є математичне моделювання теплових процесів при цьому способі зварювання для теоретичного обґрунтування оптимальних параметрів режиму [4–6].

Властивості лазерного випромінювання суттєво відрізняють його від випромінювання будь-яких інших некогерентних джерел, тому слід окремо розглядати проблему взаємодії лазерного випромінювання з речовиною [7]. Полімери мають складну молекулярну структуру, тому вони по-різному взаємодіють з випромінюванням різної довжини хвилі [8]. Більшість полімерів у чистому вигляді без барвників та домішок є прозорими у видимому та ближньому інфрачервоному діапазоні спектру. Найбільш універсальними для здійснення трансмісійного лазерного зварювання є діодні (напівпровідникові) лазери. Ці лазери виготовляють з багатьма значеннями довжини

Кораб М.Г. – <https://orcid.org/0000-0001-8030-1468>, Юрженко М.В. – <http://orcid.org/0000-0002-5535-731X>,

Ващук А.В. – <http://orcid.org/0000-0002-4524-4311>

© М.Г. Кораб, М.В. Юрженко, А.В. Ващук, І.К. Сенченков, 2021

хвилі у видимому та ближньому інфрачервоному діапазоні випромінювання (від 0,4 до 1,45 мкм). Вони мають відносно невисоку вартість та к.к.д. на рівні 60 %.

Відомо [9], що при поглинанні випромінювання речовиною енергія квантів перетворюється в теплоту, поширення якої в матеріалі відбувається за рахунок теплопровідності. В більшості випадків можна вважати, що світлова енергія миттєво перетворюється в теплоту в тій точці, де поглинається випромінювання. Виходячи з цього припущення, опис теплових процесів для лазерного зварювання можна проводити з використанням класичної теорії теплопровідності [10].

Аналітичний опис термічного циклу при дії випромінювання на поверхню можливий при аналізі наступних моделей: повного теплового балансу; розподіленого поверхневого джерела (одномірний випадок); точкового теплового джерела; кругового джерела; лінійного джерела.

**Повний тепловий баланс.** Якщо прийняти, що вся енергія випромінювання витрачається на плавлення полімеру, який потім видаляється, то в цьому випадку

$$P(1 - R) = vbhp(c\Delta\theta + L_{ie}), \quad (1)$$

де  $P$  – потужність діючого на матеріал випромінювання;  $b$  – ширина вирізаної зони;  $L_{ie}$  – прихована теплота плавлення;  $h$  – глибина проріз,  $c$  – теплоємність,  $\rho$  – щільність матеріалу.

**Розподілене поверхнєве джерело (одномірний тепловий потік).** Для полімерів з високим показником поглинання (наповнених технічним вуглецем) і для яких виконується співвідношення  $\delta = \alpha^{-1} \ll (at)^{1/2}$ , де  $\delta$  – глибина проникнення променя;  $\alpha$  – показник поглинання випромінювання середовищем;  $a$  – температуропровідність;  $t$  – час дії випромінювання, теплове джерело можна вважати поверхневим [7]. В цьому випадку розподіл температури в полімері та її зміна в часі визначаються теплопровідністю середовища і описуються наступним рівнянням:

$$\theta(z, t) = \frac{2q(at)^{1/2}}{\lambda_T} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2(at)^{1/2}}, \quad (2)$$

де  $q = E(1-R)$ ,  $\operatorname{ierfc}$  – інтеграл похибок;  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності.

Температура на поверхні матеріалу

$$\theta(0, t) = \frac{2q}{\lambda_T} \left( \frac{at}{\pi} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Дана модель може бути використана за умови, що радіус лазерного променя набагато більший, ніж розміри поверхні, опроміненої за час  $t$ .

**Точкове джерело тепла.** Розв'язок рівняння теплопровідності за умови відсутності конвекції та радіаційних втрат, та в припущенні, що джере-

ло теплоти є миттєво діючим в точці з координатами  $(x', y', z')$  може бути наданий у вигляді:

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{Q(x', y', z')}{8(\pi at)^{3/2}} \times \exp\left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4at}\right), \quad (4)$$

де  $Q$  – кількість теплоти, яка виділяється в об'ємі матеріалу.

У випадку симетричного розповсюдження тепла для тонкої пластини  $H/4at \ll 1$  справедливе співвідношення:

$$\theta(r, t) = \frac{Q}{4\pi\lambda_T H t} \exp\left(-\frac{r^2}{4at}\right). \quad (5)$$

Для рухомого джерела в тонкій пластині справедливе співвідношення:

$$\theta = \frac{P(1-R)}{2\pi\lambda_T H} K_0\left(\frac{rv}{2a}\right) \exp\left(-\frac{vx}{2a}\right), \quad (6)$$

де  $K_0$  – функція Бесселя другого роду нульового порядку.

**Кругове джерело.** Для більшості лазерів імпульс, нормований на одиницю в максимумі, має приблизно одну і ту ж форму, якщо розглядати її як функцію часу, віднесеного до тривалості імпульсу, і може бути охарактеризованим в часі функцією  $p(t) = E(t)/E_m$ . Як просторовий профіль променя, для якого будуть будуватися температурні криві, доцільно вибрати пучки з Гауссівським розподілом густини потужності  $E(r) = E_0 \exp(-r^2/r_0^2)$ .

Відповідно, густина поглинаючого поверхню потоку описується рівнянням:

$$q(r) = q_0 \exp(-r^2/r_0^2). \quad (7)$$

Інтегруючи за часом вираз, можна отримати розв'язок для миттєвого точкового джерела з Гауссівським профілем. Спростити вираз для температури можливо за рахунок співставлення у часі процесу теплонасичення та часу проходження пучком відстані, рівної своєму радіусу ( $r_0/v$ ). Якщо  $vr_0/a < 1$ , то джерело тепла можна вважати таким, що повільно рухається. В цьому випадку максимальна температура матеріалу досягається в центрі рухомої зони опромінення і її значення мало відрізняється від найбільшого, яке відповідає нерухомому тепловому джерелу:

$$\theta \approx \frac{E(1-R)}{\lambda_T} \left(1 - \frac{vr_0}{4a}\right). \quad (8)$$

Наведений вираз справедливий, якщо  $\dot{a} \sim 10^{-1} \dot{n}^2/\dot{n}$  при швидкостях, менших за 1 см/с та діаметрі променя на поверхні полімеру не більшого за 0,5 мм.

Якщо час  $r_0/v$  більший часу прогріву пластини (листа)  $H^2/a$ , то температура на поверхні може суттєво залежати від товщини виробу:

$$\theta \approx \frac{E(1-R)r_0^2}{2\lambda_T H} \ln \frac{2,25a}{r_0 v} \quad (9)$$

Із останнього виразу випливає, що порогова густина потужності, необхідна для досягнення в стаціонарному режимі заданої температури, лінійно зростає зі збільшенням товщини листа  $H$  та слабо (логарифмічно) залежить від швидкості руху джерела.

Зі збільшенням швидкості переміщення джерела тепловий ефект дії випромінювання зменшується і максимум температури зміщується до периферії рухомої світлової плями в протилежному напрямку до вектора швидкості. В цьому випадку під час переходу до високих швидкостей, коли  $vr_0/a \gg 1$ , значення максимальної температури на осі переміщення джерела визначається формулою

$$\theta \approx \left(\frac{8}{\pi}\right)^{1/2} \frac{E(1-R)}{\lambda_T} \left(\frac{ar_0}{v}\right)^{1/2} \quad (10)$$

Максимальна температура, до якої нагрівається полімер, відповідає температурі поверхні напівпростору при дії імпульсного джерела тепла тривалістю  $2r_0/v$ , яка відповідає часові проходження рухомих джерелом свого діаметра. Для полімерів  $\dot{a} < 10^{-2} \tilde{n}^2 / \tilde{n}$  і отже забезпечується умова швидкорухомого джерела  $vr_0/a \gg 1$ .

Моделювання теплових процесів при трансмісійному лазерному зварюванні листових полімерних матеріалів полягало у розв'язанні задачі формування теплових полів у в'язкопружних полімерних матеріалах при нерухомому та рухомому внутрішньому джерелі теплової енергії. Прийнято, що верхня деталь прозора для лазерного випромінювання, нижня має заданий коефіцієнт поглинання світлового променя, а їх теплофізичні характеристики залежать від температури. Для деяких полімерних матеріалів ця залежність може встановлюватися експериментальним шляхом. Рівняння теплопровідності і визначальні рівняння доповнюються граничними умовами конвективного теплообміну і початковим розподілом температури.

**Постановка задачі.** Полімерні плівки моделюються як пластини у формі прямокутних паралелепіпедів різної товщини, розташовані одна на одній. Вісь променя лазера направлена перпендикулярно до поверхні пластин, а кругове джерело нагріву розташовано у площині їх контакту.

Початок декартової системи координат знаходиться на перетинанні вісі променя лазера з верхньою поверхнею пластин. Вісь  $z$  направлена уздовж вісі променя, вісь  $x$  – у площині стику пластин і направлена у бік, протилежний напрямку переміщення променя лазера, а вісь  $y$  перпендикулярна до стику. В обраній системі координат,

що рухається разом із променем, пластини переміщуються зі швидкістю зварювання  $v$ , а промінь нерухомий.

У математичній моделі процеси теплопереносу при зварюванні описуються квазістаціонарним рівнянням теплопровідності, а теплообмін з навколишнім середовищем і між підобластями полімерного матеріалу у різних фазах – нелінійними граничними умовами теплового балансу. Коефіцієнт температуропровідності – константа, що має в різних підобластях розрахункової області значення, рівні деяким середнім його значенням для конкретної фази металу у відповідній підобласті.

Для спрощення задачі тривимірне квазістаціонарне рівняння теплопровідності усереднимо по координаті  $y$ , в результаті чого одержимо:

$$c_{ei} v \frac{\partial \theta}{\partial x} = \lambda_i \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) - \frac{\lambda_i}{l_\theta^2} (\theta - \theta_a), \quad (11)$$

де ефективна теплоємність обчислюється за формулою:

$$c_{ei} = \begin{cases} c_1 \rho_1 & \theta < \theta_e \\ c_2 \rho_2 \left( 1 + \frac{k}{c_2} \frac{\partial f_1(\theta)}{\partial \theta} \right) & \theta_e \leq \theta \leq \theta_{i0} \\ c_3 \rho_3 & \theta_{i0} < \theta \end{cases} \quad (12)$$

У даному рівнянні індекс  $i = 1, 2, 3$  позначає параметри твердої, рідко-твердої й рідкої фаз відповідно;  $C_i, \rho_i, \lambda_i$  – теплоємність, густина і теплопровідність  $i$ -ї фази відповідно;  $k$  – питома теплота плавлення;  $\theta_{i0}, \theta_e$  – температури початку й кінця тверднення;  $l_\theta = 2\sqrt{a_i \tau}$  – довжина поширення теплової хвилі за час  $\tau = 2r_F/v$ ,  $r_F$  – радіус променя у фокальній площині;  $a_i$  – температуропровідність  $i$ -го середовища;  $\theta_a$  – характерна температура пластини поза областю усереднення.

Граничні умови задачі виходять із умов теплового балансу. На поверхні  $z = 0$  в областях твердого, склоподібного, а також рідкого та двофазного стану умова має вигляд:

$$\lambda_i \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_{z=0} = (\alpha_k + \alpha_{ri}) (\theta \Big|_{z=0} - \theta_{gl}), \quad i=1, 2, 3 \dots \quad (13)$$

Тут  $\alpha_k$  – конвективний коефіцієнт тепловіддачі;  $\theta_g$  – температура газу;  $\alpha_{ri}$  – радіаційний коефіцієнт тепловіддачі, що задовольняє співвідношенню

$$\alpha_{ri} = \varepsilon_i \sigma_0 (\theta \Big|_{z=0}^2 + \theta_g^2) (\theta \Big|_{z=0} + \theta_g), \quad (14)$$

де  $\varepsilon_i, \sigma_0$  – приведений ступінь чорноти й константа Стефана-Больцмана відповідно.

Для інтенсивності випромінювання лазера приймаємо нормальний закон розподілу Гаусса, і воно залежить від змінного по  $z$  радіуса променя лазера:



$$r_z = \left( r_F^2 + \left( \frac{z - Z_F}{\pi r_F} \lambda_0 \right)^2 \right)^{1/2} \quad (15)$$

Тут  $Z_F$  – координата по  $z$  фокальної площини;  $r_F$  – радіус лазерного променя у фокальній площині;  $\lambda_0$  – довжина хвилі випромінювання лазера.

Для зручності програмної реалізації обчислювального алгоритму і його викладу вся безліч ітерацій у зовнішньому циклі розбита на етапи. Розрахункова область  $G$  на першому етапі обчислень – прямокутник в площині стику пластин. Його сторони  $z = 0$ ,  $z = h$ ,  $x = -l_1$ ,  $x = l_2$ , де  $l_1$  і  $l_2$  – відстані відповідно від лівої й правої границі прямокутника до вісі променя лазера. Вибір величин  $l_1$  і  $l_2$  залежить від потужності лазера й швидкості зварювання.

**Апроксимація рівняння.** Область розв’язку задачі покрита нерегулярною різницевою сіткою  $G_h$  з вузлами  $(ih_1, ih_2)$ ,  $i = 0, 1, \dots, n_1, j = 0, 1, \dots, n_2$ , де  $h_1$  і  $h_2$  – кроки сітки. Для чисельного розв’язку задачі використані варіанти схеми методу встановлення. Одна з них для рівняння (11) має вид

$$\frac{\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_{i,j}^n}{\tau} + \nu \frac{\theta_{i+1,j}^{n+1} - \theta_{i-1,j}^{n+1}}{2h_1} = \alpha_i \left( \frac{\theta_{i+1,j}^{n+1} - 2\theta_{i,j}^{n+1} + \theta_{i-1,j}^{n+1}}{h_1^2} + \frac{\theta_{i,j+1}^n - 2\theta_{i,j}^n + \theta_{i,j-1}^n}{h_2^2} \right) - \frac{\alpha_i}{l_0^2} (\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_\alpha) \quad (16)$$

Крім неї була випробувана також схема умовної апроксимації. Відзначимо, що у розрахунковій області збіжність чисельного розв’язку спостерігалася по збіжності величини

$$\max_{i,j} |\theta_{i,j}^{n+1} - \theta_{i,j}^n|.$$

При використанні другої схеми додатково спостерігалася величина нев’язки від підстановки різницевого розв’язку в різницеве рівняння теплопроводності й в різницеві умови на границях. При цьому, природно, у них видалалися фіктивні похідні за часом, а похідні по просторових змінних і неоднорідні члени всі виписувалися на останньому часовому шарі. Ітерації припинялися, як тільки ці величини ставали менше деяких заданих величин.

**Апроксимація крайових умов.** Крайові умови на зовнішній і внутрішніх границях (фронтах між фазами матеріалу виробу) апроксимовані з першим порядком. Для запису крайових умов у конкретній точці необхідно мати чисельні значення компонент нормалі, кривизни границі. Оскільки всі внутрішні границі в розглянутій задачі – це певні ізотерми, при необхідності по

обчислених сіткових значеннях температури інтерполяцією знаходяться відповідні границі. Граничні умови також враховували рухливий характер джерела.

Для прискорення ітераційного процесу в усій різницеві граничні умови штучно додавалася фіктивна різницева похідна за часом від температури. Так само, як і в рівнянні (16), знак при ній вибирався таким, щоб збільшувався модуль елемента на діагоналі у відповідному рядку матриці системи лінійних алгебраїчних рівнянь різницевої задачі.

У процесі проведення однієї поточної ітерації у всій розрахунковій області (глобальної ітерації) система (16) прогонками уздовж вісі  $x$  послідовно розв’язується у всіх підобластях. У середині підобласті послідовно перебираються всі можливі в ній значення індексу  $j$ . Значення розв’язку на границях усіх підобластей беруться з попередньої ітерації. Після завершення ітерації уточнюються значення розв’язку у всіх вузлах на границі підобластей. У кожному вузлі на границі крайова умова розв’язується відносно значення температури в обраному вузлі. Тим самим знаходиться його уточнене значення через значення температури в сусідніх вузлах, отримані на даній ітерації. Воно й використовується на наступній ітерації в якості значення розв’язку на границі.

У даних розрахунках задовільним вважалося, коли при збільшенні розміру області вдвічі й незалежному здрібнюванні кроків сітки розрахункові величини в областях між фазами відрізнялися не більше, ніж на 3 %. У цій задачі необхідний розмір розрахункової області, природно, залежить насамперед від швидкості зварювання. Чим вона вища, тим більша несиметричність у картині ізотерм відносно вісі променя лазера.

Крім того, вважаючи на специфіку температурної поведінки полімерних матеріалів, теплова обстановка в зоні зварювання повинна строго контролюватися та підтримуватися на заданому рівні. Як показують розрахунки, найбільш критичними параметрами режиму при заданій потужності лазера є швидкість зварювання та ширина температурного інтервалу в’язкотекучого стану  $\Delta\theta_{AO}$ .

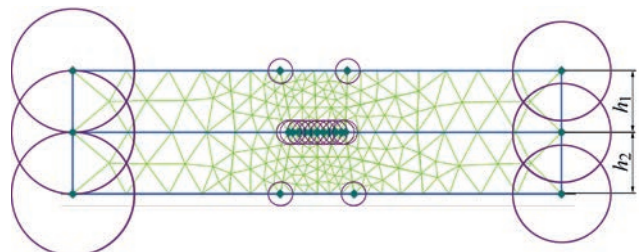
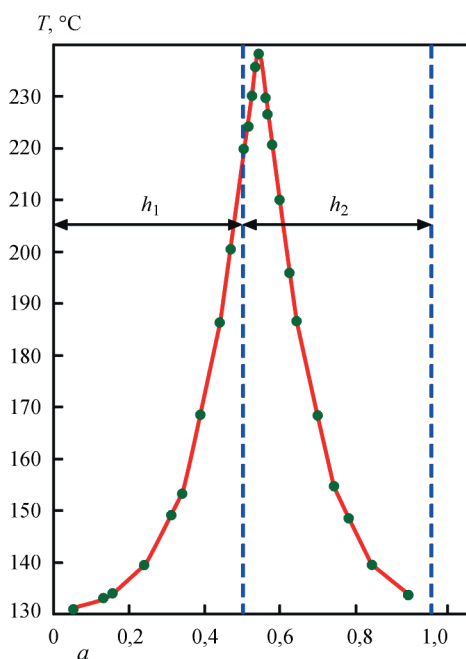


Рис. 1. Скінченно-елементна сітка для розрахунку теплового поля в полімерних плівках при їх лазерному зварюванні

Для чисельної реалізації визначених рівнянь використаний метод скінченних елементів, в основі якого лежить альтернативне формулювання задачі. На рис. 1 показано схему моделі трансмісійного зварювання та нерегулярну скінченно-елементну сітку для розрахунку теплового поля. Початок декартової системи координат розташовано в центрі, окружностями показано різні розміри елементів сітки. Розраховували теплові поля при зварюванні поліетиленових плівок товщиною 0,2...0,5 мм лазером потужністю 10 Вт зі швидкістю 0,01...0,02 м/с.

Аналіз графічних результатів математичного моделювання (рис. 2–5) показує, що при трансмісійному лазерному зварюванні розподіл температури по ширині шва є нерівномірним, що обумовлено Гаусівським розподілом густини потужності в лазерному промені. При заданій потужності лазера більш сприятливі умови для утворення зварного з'єднання виникають у випадку зварювання плівок, верхня з яких має меншу теплопровідність. Зона максимальних температур може зміщуватися за рахунок умов тепловідводу від зони з'єднання. Оптимальними умовами для утворення якісного зварного з'єднання є умови, за яких зона максимальних температур локалізується в області контакту зварюваних плівок. Співставлення результатів теоретичного та експериментального досліджень показує, що при заданих параметрах режиму неперервного зварювання оптимальною швидкістю є така відносна швидкість, при якій досягається прогрів на глибину не менш, ніж 2/3 товщини кожної деталі, рахуючи від площини їх фізичного контакту.



На рис. 6 показано загальний вигляд швів, отриманих з лазерним зварюванням з врахуванням результатів математичного моделювання термомеханічних процесів.

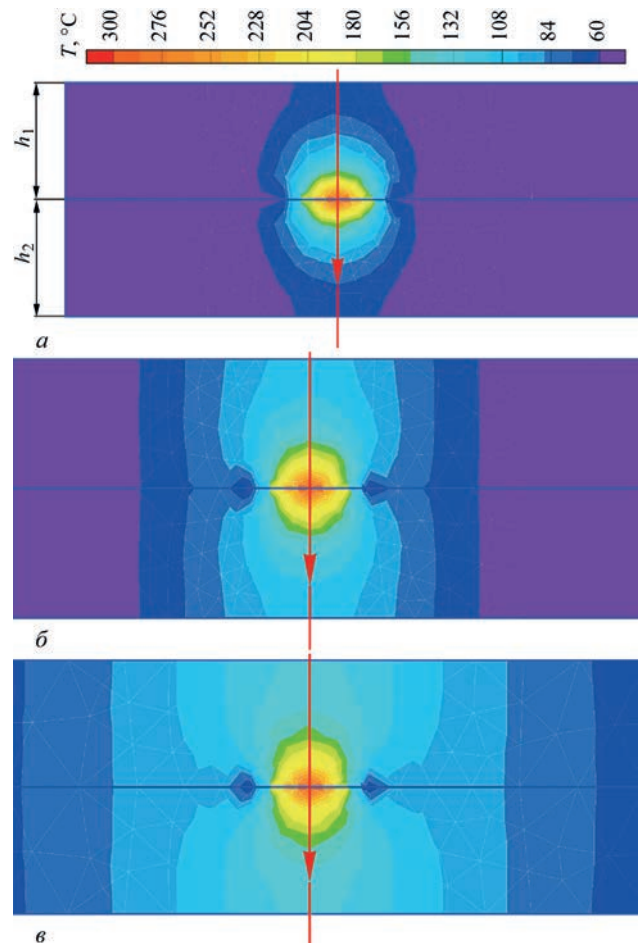


Рис. 2. Еволюція температурного поля в полімерних плівках під час їх лазерного зварювання (статичний нагрів) а –  $t = 1$  с; б – 3; в – 10. Стрілкою показано напрямком променю лазера (вісь координат  $Y$ )

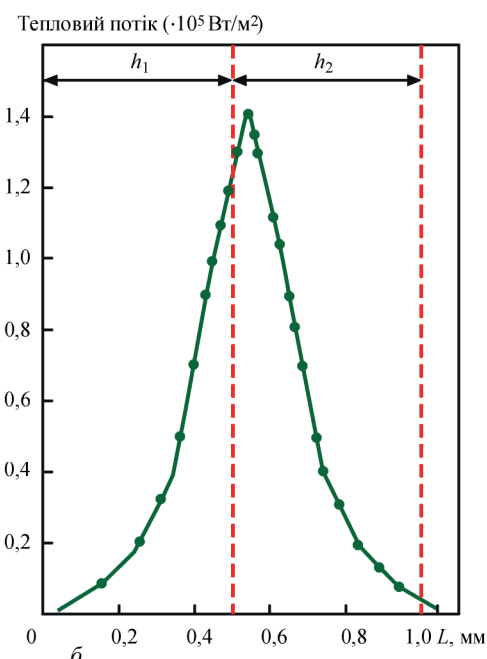


Рис. 3. Розподіл температури (а) та тепловий потік (б) по товщині в зоні з'єднання плівок



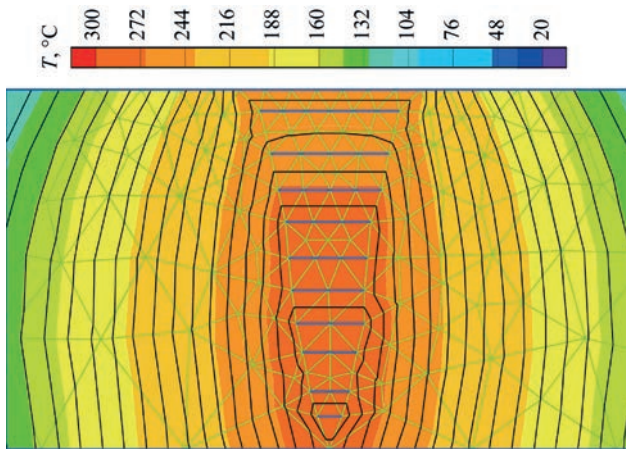


Рис. 4. Переріз розрахункової зони площиною, що перпендикулярна вісі  $x$  в точці з максимальною шириною зони термічного впливу (Гауссовий розподіл потужності в промені лазера).

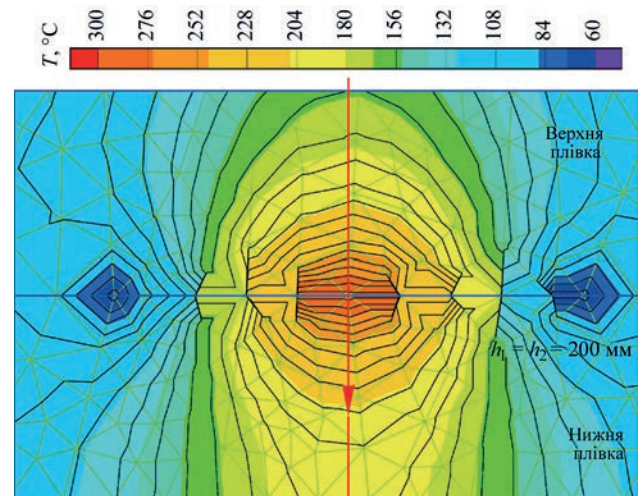


Рис. 5. Поле температур та ізотерми в розрахунковій області. Стрілкою показано напрямок променя лазера (вісь координат  $Y$ )

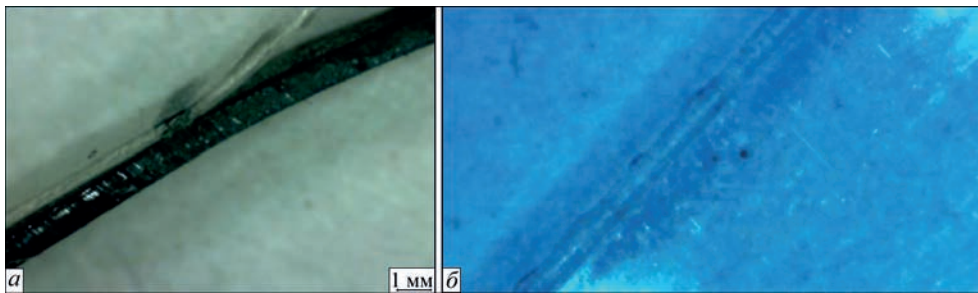


Рис. 6. Загальний вигляд зварних швів, отриманих з використанням лазерного зварювання:  $a$  – шов прозорої поліетиленової плівки товщиною 0,5 мм, рівномірний з основним матеріалом;  $b$  – герметичний шов модифікованої медичної плівки товщиною 0,2 мм

### Висновки

Проведено моделювання теплових процесів при трансмісійному лазерному зварюванні листових полімерних матеріалів. Сформульовано основні рівняння для описання виділення тепла при дії випромінювання на поверхню для можливих моделей повного теплового балансу; точкового теплового джерела; кругового джерела; лінійного джерела. Запропоновано математичну модель процесу теплопереносу при зварюванні, що описуються квазістаціонарним рівнянням теплопровідності та нелінійними граничними умовами теплового балансу. Для чисельного розв'язання визначених рівнянь використаний метод скінченних елементів.

Результати математичного моделювання дозволили дослідити особливості формування теплових полів при трансмісійному лазерному зварюванні полімерних плівок при різних параметрах режиму зварювання. Показано, як в залежності від потужності та швидкості переміщення джерела випромінювання можна регулювати теплову обстановку в зоні з'єднання полімерів з врахуванням їх поглинаючих властивостей, температур в'язкоплинного переходу, теплофізичних властивостей матеріалу, умов теплообміну та інших параметрів.

### Список літератури/References

1. Klein, R. (2011) *Laser welding of plastics*. Wiley-VCH, Verlag GmbH & Co.

2. Buketov, A., Brailo, M., Yakushchenko, S., Saprionova, A. (2018) Development of epoxy-polyester composite with improved thermophysical properties for restoration of details of sea and river transport. *Advances in Materials Science and Engineering*, 6378782, available at: <https://doi.org/10.1155/2018/6378782>.

3. Acherjee, B., Kuar, A.S., Misra, D., Mitra, S. (2011) Laser transmission welding of thermoplastics: An overview of experimental findings – process, development and applications. *Journal of Manufacturing Technology Research.*, 3, 211–236.

4. Kneip, J.C., Martin, B., Loredo, A. et al. (2004) Heat transfer in semitransparent materials during laser interaction. *Journal of Materials Processing Technology*, 155-156, 1805–1809, available at: <https://doi.org/10.1016/J.JMAT-PROTEC.2004.04.380>

5. Ruotsalainen, S., Laakso, P., Kujanpa, V. (2015) Laser welding of transparent polymers by using quasi-simultaneous beam off-setting scanning technique. *Physics Procedia*, 78, 272–284.

6. Majumdar, A., D'Alvise, L. (2016) Simulation of the laser transmission welding of thermoplastics – oSensitivity to process parameters. *Proceedings of the NAFEMS Nordic Conference* available at: <https://www.researchgate.net/publication/304308496>

7. Делоне Н.Б. (1989) *Взаимодействие лазерного излучения с веществом*. Москва, Наука.  
Delone N.B. (1989) *Interaction of laser radiation with substance*. Moscow, Nauka [in Russian].

8. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. (1985) *Физические процессы при лазерной обработке материалов*. Москва, Энергоатомиздат.  
Vedenov, A.A., Gladush, G.G. (1985) *Physical processes in laser treatment of materials*. Moscow, Energoatomizdat [in Russian].

9. Кутателадзе С.С. (1979) *Основы теории теплообмена*. Москва, Атомиздат.  
Kutateladze, S.S. (1979) *Fundamentals of the theory of heat exchange*. Moscow, Atomizdat [in Russian].

10. Лыков А.В. (1967) *Теория теплопроводности*. Москва, Высш. шк.  
Lykov, A.V. (1967) *Theory of heat conductivity*. Moscow, Vysshaya Shkola [in Russian].

## MODELLING OF THERMAL PROCESSES IN LASER WELDING OF POLYMERS

M.G. Korab<sup>1</sup>, M.V. Iurzhenko<sup>1</sup>, A.V. Vashchuk<sup>1</sup>, I.K. Senchenkov<sup>2</sup><sup>1</sup>E.O. Paton Electric Welding Institute of the NAS of Ukraine. 11 Kazymyr Malevych Str., 03150, Kyiv, Ukraine.

E-mail: office@paton.kyiv.ua

<sup>2</sup>S.P. Timoshenko Institute of Mechanics of NAS of Ukraine, Nesterov Str. 3, Kyiv, 02000, Ukraine

In the work, a mathematical description of thermal processes in laser welding with the use of the classical theory of thermal conductivity was performed. The thermal cycle under the action of radiation on the surface was analyzed using the models of overall heat balance, distributed surface, point, circular and linear heat sources. The modeling of welding process consisted in solving the problem of forming thermal fields in viscoelastic polymeric materials at a moving inner heat source. It was assumed that the upper part is transparent to laser radiation and the lower one has a set coefficient of light beam absorption, and their thermophysical characteristics depend on temperature. The equations of thermal conductivity and defining equations were formulated, supplemented by the boundary conditions of convective heat transfer and the initial temperature distribution. For the numerical implementation of certain equations the finite element method was used, which is based on an alternative formulation of the problem. The results of mathematical modeling showed the peculiarities of the formation of thermal fields in the transmission laser welding of polymer films at different parameters of welding mode. 10 Ref., 6 Fig.

*Keywords: laser welding, polymer films, mathematical modeling, thermal processes, temperature fields, isotherms*

Надійшла до редакції 20.09.2021

## Данина пам'яті

4 жовтня 2021 р. у Києві на фасаді Головного корпусу Інституту електрозварювання ім. Є.О. Патона Національної академії наук України встановлено оновлену меморіальну дошку видатному інженеру, вченому в галузі мостобудування та електрозварювання, академіку, віце-президенту Академії наук УРСР, заслуженому діячеві науки УРСР, педагогу, організатору науки та виробництва, громадському діячеві – Євгену Оскаровичу Патону.

Є.О. Патон був фундатором нового наукового напрямку – електрозварювання та ініціатором широкого впровадження його у зварювальне виробництво. За його ініціативи 1 січня 1934 р. засновано перший в світі спеціалізований науковий зварювальний центр – Інститут електрозварювання, директором якого він був до кінця життя – 12 серпня 1953 р.

Ідею Є.О. Патона щодо «зустрічі електрозварювання з мостобудуванням» вдало відобразив автор меморіальної дошки – відомий скульптор С.С. Беляєв, який багато років співпрацює з Інститутом електрозварювання. На меморіальній дошці погляд видатного мостобудівника, всесвітньо відомого вченого в галузі електрозварювання, академіка Є.О. Патона спрямований на своє унікальне творіння – перший в Європі суцільнозварний міст через Дніпро. Обличчя Євгена Оскаровича передає його внутрішню сутність – мудрість, цілеспрямованість та оптимістичний погляд у майбутнє.

Діяльність Євгена Оскаровича Патона – вченого і талановитого інженера, організатора науки і виробництва, назавжди залишиться в історії світової науки і техніки.

