

УДК 536.2:621.078

В.Б. ВЕСЕЛОВСЬКИЙ, канд. фіз.-мат. наук; доц. ДНУ, м. Дніпропетровськ
Т.М. БОСЕНКО, аспірант ДНУ, м. Дніпропетровськ

ИИ ВКНДННВДИКГВС ГЕВ G E:DEEB IB
HKЕI GGDE:DK:PICGBO ИРКI A
МЮМGGYE CIEH2 EE 'YLI

Определены релаксационные эффекты локально-неравновесной термодинамики, последующее влияние их на формирование температурного поля в материалах. Проанализирован поверхностный слой материалов при высокоскоростном влиянии с учетом эффектов релаксации.

The relaxation effects of locally nonequilibrium thermodynamics were obtained and a further influence of them on the formation of temperature fields in materials was determined. Subject to the relaxation effects the surface layer of materials was analyzed with high-speed impact on them.

klmi

Технічна революція середини ХХ століття, що охопила електроніку, енергетику, обчислювальну техніку і ряд інших областей, майже не торкнулася основних виробництв, що забезпечують світ металом, енергоносіями, різними хімічними напівпродуктами, вироблюваними у великих об'ємах. Технології, вживані в даний час у металургії, хімії, в різних сферах енергетики, сформувалися на базі наукових концепцій початку ХХ сторіччя або навіть кінця ХІХ. Подальший розвиток промислової бази спричиняє за собою гігантське нарощування об'єму окремих виробництв, невиправдані витрати ресурсів для створення устаткування, виснаження корисних копалин, металів і палива. Наступний крок по зниженню енерговитрат – використання нерівноважних процесів, що характеризуються значним перевищенням запасу енергії на внутрішніх мірах свободи молекул у порівнянні з термодинамічно рівноважним станом. Вивчення таких систем засноване на версіях локально-нерівноважної термодинаміки, кінетичних, молекулярно-динамічних, феноменологічних та статистичних методах [1]. Феноменологічний метод дозволяє встановити деякі загальні співвідношення між параметрами, що характеризують явища в цілому. Феноменологічні закони носять вельми загальний характер, а роль конкретного фізичного середовища враховується коефіцієнтами визначеними з експериментального досліду. Інший шлях вивчення фізичних явищ заснований на внутрішній структурі речовини. Середовище розглядається як деяка фізична система, що складається з великого числа молекул, атомів або електронів із заданими властивостями та законами взаємодії. Отримання макроскопічних характеристик по заданих мікроскопічних властивостях середовища і розгляд речовин, розміри яких наближаються до величин тотожних з відстанями ефективної міжмолекулярної взаємодії складають основне завдання статистичних методів, що дозволяє більш повно представити картину процесу, що вивчається. Застосування в промисловості принципово нових технологій – електронно-променевих, плазмових, імпульсних, дозволяє підвищити продуктивність праці, підняти ефективність використання ресурсів та знизити матеріаломісткість виробництва. Екстремальні умови роботи конструкції: високоінтенсивний імпульсний вплив, низькі та високі температури, плазмове напilenня, лазерна обробка матеріалів призвели останнім часом до необхідності побудови математичних моделей опису явищ у таких системах. Визначення систем швидкісного типу найбільш ймовірно з використанням

гіперболічних та інтегро-диференційних рівняннях (ІДР) – рівнянь теплопровідності [2].

Метою є дослідження релаксаційного температурного поля – РТП (стану) поверхневого шару конструкцій при використанні на практиці матеріалів з модифікованою поверхнею, що реагує на релаксаційні ефекти, спричинені імпульсним впливом на поверхню термічного шару релаксування на основі інтегральних рівнянь теплопровідності. Це дозволить в подальшому збільшити час експлуатування приладів з модифікованою поверхнею при екстремальних впливах, зменшити витрати на заміну усього виробу, використовуючи тільки поверхневий шар.

F_lhbdZ inqgy hkeqgy

Значні потенційні можливості мають методи високоенергетичної обробки на основі інтеграції лазерного випромінювання з плазмовим струменем. Найбільш значущим чинником, що впливає на формування експлуатаційних характеристик виробів при впливу концентрованих потоків енергії – є температура в зоні обробки – або РТП матеріалу. Характер таких теплових процесів визначається просторовим розподілом щільності, часом впливу та іншими характеристиками. При впливі на матеріал високоінтенсивного імпульсного пучка електронів або іонів, шар поверхні товщиною порядку пробігу частинок у матеріалі (10–100 мкм), швидко нагрівається до температури фазових переходів, наприклад, до температури плавлення. Після впливу імпульсу, нагрітий шар матеріалу швидко охолоджується відведенням тепла в товщу матеріалу за допомогою теплопровідності. У результаті цих процесів властивості поверхневого шару змінюються (модифікація поверхні), змінюється мікроструктура – розмір зерна зменшується від сотень мікрон до доль мікрона, можливий перехід в аморфний стан; змінюється фазовий склад, при цьому можлива поява метастабільних фаз і з'єднань, які при звичайних методах термообробки матеріалів утворюватись не можуть; гомогенізується фазовий склад, наприклад, подрібнюються і однорідно розподіляються карбіди в сталях. Швидкість нагрівання і охолодження залежить від властивостей матеріалу і параметрів пучка. Швидкість нагрівання може досягати величини ~1010 град/с. Максимальна швидкість охолодження (~108 град/с) досягається при адіабатичному режимі опромінювання, коли енергія, що вноситься пучком у матеріал, протягом тривалості імпульсу, залишається в межах поверхневого шару, тобто, не встигає переноситися в товщу матеріалу теплопровідністю [2].

Таким чином, одному з основних завдань у цьому напрямі є розвиток теоретичної обґрунтованості явищ, що спостерігаються при надшвидкій обробці матеріалів, що дозволяє зменшити витрати при проведенні дослідів та розрахунок температурних полів у конструкціях, що дозволяє надалі проводити дослідження в розрахунку глибини проникнення руйнуючого (згубного) теплового потоку або впливу зовнішніх джерел високої інтенсивності (зокрема, імпульсного впливу). Подальший розвиток експерименту в області високотемпературних досліджень пов'язаний як з вирішенням багатьох методичних проблем, так і зі створенням якісної аналітичної теорії для подальшого розвитку її на практиці. З наукової точки зору вивчення комплексу кінетичних і теплофізичних властивостей чистих металів і подвійних металевих сплавів на їх основі в широкому інтервалі температур цікаво тим, що ці метали і сплави є зручними модельними об'єктами. Аналіз експериментальних даних про теплофізичні та кінетичні властивості цих речовин при високих температурах дозволяє встановити основні механізми переносу і розповсюдження тепла і заряду в цих умовах не тільки в чистих металах, але й у вказаних сплавах, а також перевірити

можливість застосування теоретичних уявлень, прийнятих в даний час для перехідних металів [3, 4].

Моделювання релаксаційних процесів теплопровідності визначатиметься для шару матеріалу, що підвержен найбільш суттєвим термічним впливам, як зовнішнім, так і внутрішнім. Для цих процесів температура визначається локально-нерівноважною температурою Θ або РТП матеріалу в зоні обробки. Моделювання релаксаційних процесів теплопровідності визначається для шарового матеріалу. Шар матеріалу, який під час термовпливу знаходиться у термічному нерівноважному стані називатимемо термічним шаром релаксування Δ_r (ТШР), що має межі, визначені з умов існування релаксаційних ефектів гіперболічного рівняння теплопровідності (ГРТ) при екстремальному впливі на матеріали. Розглядається екстремальний вплив на матеріали, у випадку наявності релаксування теплового процесу. Припускаючи, що при релаксуванні процесу теплоємність матеріалу та швидкість теплової хвилі обмежені, введемо наступні припущення взаємодії теплової хвилі з матеріалом або системою матеріалів:

- процес розповсюдження тепла має хвильовий характер теплопровідності;
- швидкість розповсюдження тепла є величиною скінченною в матеріалі;
- процес розповсюдження теплового потоку прийматиметься одномірним у напрямі дії вектора теплового потоку в матеріалі та визначатиметься величина РТП у межах ТШР Δ_r впливу теплової хвилі при релаксаційному характері протікання процесу;
- час релаксації теплового потоку – це час, за який тепла хвиля поширюється в матеріалі або системі матеріалів та встановлюється термодинамічна рівновага між поступаючою енергією та енергією матеріалу;
- релаксування теплової хвилі призводить до сингулярних обурень у матеріалі, що відображається в рівнянні теплопровідності появою релаксуючого параметру при старших похідних шуканої термодинамічної величини;
- процес взаємодії між шарами матеріалів, що мають різні теплофізичні характеристики, такий, що хвиля не слабшає в напрямі свого розповсюдження [2, 5].

Згідно правила Маттіссена, якщо в релаксації якого-небудь стану беруть участь декілька незалежних процесів, то швидкості релаксації, відповідні цим процесам, додаються. Зокрема, якщо розпад збудженого стану визначається непружним електронним розсіянням (t_{inel}) і транспортними процесами (t_{trans}), то повний час релаксації визначається як [6]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{inel}} + \frac{1}{\tau_{trans}}. \quad (1)$$

Встановлено, що транспорт електронів у монокристалічних плівках йде із швидкістю, порівнянною зі швидкістю електронів на рівні Фермі 10^8 см·с⁻¹. Оскільки розмір плями опромінення є величиною макроскопічною – близько 100 мкм, а глибина проникнення світла близько 100 \AA , тому транспортування відбувається перпендикулярно поверхні, оскільки транспорт у напрямі, паралельному поверхні, компенсується транспортом у протилежному напрямі. Враховуючи ці умови протягом 20–30 фс після максимуму першого імпульсу транспортні ефекти в металах помітно знижують час релаксації, що при розрахунках поля релаксації в матеріалі веде до обліку середнього значення часу релаксації як теплового потоку, так і внутрішньої енергії, що за значенням дорівнює часу життя проміжного стану електрона та

відповідає термодинамічним величинам відповідно: τ_r – для теплового потоку і τ_e для внутрішньої енергії.

Термічним шаром релаксування (ТШР) називається шар матеріалу, направлений за нормаллю до поверхні впливу та визначений рівністю $\Delta_r = \sum_{k=1}^{i-1} |Q_k| (\Delta X_k)$, де Q_k – зовнішнє джерело обурень, ΔX_k – довжина релаксуючого шару при k -тому впливі на матеріал [5].

Врахування чинників збурення РТП у межах ТШР Δ_r передує аналітичне обґрунтування, на висновках яких проводились числові розрахунки на виявлення величини обурень, для подальшого впровадження в технологічний процес виробництва за для отримання нових термічно-стійких сплавів. Для розрахунків були вибрані двошарові матеріали із зоною релаксування по всій товщині кожного шару.

Важливою особливістю є використання узагальненого закону Фур'є, що враховує ефекти релаксацій, що виражаються у функціях релаксації теплового потоку $\alpha(t)$ і внутрішньої енергії $\beta(t)$. Наслідком обліку даних функцій приходимо до розуміння теплової пам'яті. Комплекс теплової пам'яті виражається передісторією впливу на матеріал, що з математичної точки зору виражається інтегральною сумою функцій релаксацій $\alpha(t)$, $\beta(t)$, що приводить до розгляду рівняння нестационарної теплопровідності – інтегро-диференціального рівняння теплопровідності, окремим випадком якого є гіперболічне рівняння теплопровідності (ГРТ), що не враховує релаксацію внутрішньої енергії [7, 8]. Модель інтегро-диференційного типу також усуває парадокс про нескінченну швидкість розповсюдження теплової хвилі у матеріалі [9].

При моделюванні процесів із спадковістю для випадку одномірного впливу зовнішніх обурень вважатимемо:

1. внутрішня енергія $e(T)$ (або щільність теплової енергії) залежить не тільки від температури у теперішній момент часу t , але і від температури в деякий передуючий даному інтервалу часу $(t - s)$;

2. тепловий потік q залежить не тільки від температури і градієнту температури у теперішній проміжок часу, але і від їх значень у попередні проміжки часу $(t - s)$; тому e і q розглядаються як функціонали:

$$e = Fe[T(x, t), T(x, t - s)]; \quad (2)$$

$$q = F_q[\nabla T(x, t), \nabla T(x, t - s)]. \quad (3)$$

Що надає можливість розглядати наступні лінійні вирази:

$$e(t) = \beta(0)T(x, t) + \int_0^t \beta'(s)T(x, t - s) ds; \quad (4)$$

$$q(t) = -\alpha(0) \text{grad } T(x, t) - \int_0^t \alpha'(s) \text{grad } T(x, t - s) ds, \quad (5)$$

де $\alpha'(s)$ і $\beta'(s)$ – ядра інтегральних операторів, x – товщина РТП. Функції релаксації можуть бути апроксимовані різними виразами, остаточний вигляд яких з числовими постійними надійно визначається тільки експериментально. Лінійні вирази (4)–(5) підставляємо в рівняння збереження енергії:

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div} q = 0. \quad (6)$$

Отримуємо:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\beta(0)T(x, t) + \int_0^t \beta'(s)T(x, t-s) ds \right] = \operatorname{div} \left[\alpha(0)\operatorname{grad}T(x, t) + \int_0^t \alpha'(s)\operatorname{grad}T(x, t-s) ds \right]. \quad (7)$$

Якщо покласти $\alpha'(s)=0$, $\beta'(s)=0$, то це означає, що передісторія стану середовища не виявляє ніякого впливу на теплопровідність у будь-яку наступну мить часу, тому можна покласти:

$$\alpha(0) = \lambda, \quad \beta(0) = c\rho. \quad (8)$$

Звідки предметом дослідження є рівняння [2, 9]:

$$\begin{aligned} \beta(0)\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \int_0^t \beta'(s)\frac{\partial T(x, t-s)}{\partial t} ds + \beta(0)\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2} = \\ = \alpha(0)\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \int_0^t \alpha'(s)\frac{\partial^2 T(x, t-s)}{\partial x^2} ds. \end{aligned} \quad (9)$$

Рівняння (9) – рівняння теплопровідності для твердих матеріалів з урахуванням теплової пам'яті при одномірному високошвидкісному (екстремальному) впливі на матеріал.

Удосконалення методів операційного обчислення для отримання структурних розв'язків, дозволяє уніфікувати моделювання релаксацийних процесів теплопровідності для подальшого практичного застосування. Розроблено математичну модель теплообміну при інтенсифікації процесу впливу на шарові матеріали з урахуванням теплової пам'яті при часах релаксування системи. Інтегральне рівняння теплопровідності для шарових матеріалів з урахуванням теплової пам'яті включає рівняння (9) та крайові умови [10], та має вигляд [11]:

$$\begin{aligned} \tau_{0,v} \frac{\partial \Theta(x, t)}{\partial t} + \tau_{0,v} \int_0^{t^*} \beta'_v(s) \frac{\partial \Theta_v(x, t-s)}{\partial t} ds + \tau_{r,v} \frac{\partial^2 \Theta_v(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Theta_v(x, t)}{\partial X^2} + \\ + \int_0^{t^*} \alpha'_v(s) \frac{\partial^2 \Theta_v(x, t-s)}{\partial x^2} ds + W_v^*(x, t), \end{aligned} \quad (10)$$

де v – номер шару матеріалу.

J_amevlZlб nkeggy

За допомогою операційного методу одержано розв'язок задач нестационарної теплопровідності з ІДР в основі. Для числової реалізації одержаного розв'язку необхідно задати наступні вхідні дані: товщину пластини L , м; ТШР X ; коефіцієнт температуропровідності матеріалу пластини a , м²/с; коефіцієнт теплопровідності λ , Вт/(м·К); час релаксації теплового потоку τ_r , с; час релаксації внутрішньої енергії τ_e , с. Причому для проведення порівняльної характеристики інтегро-диференціального закону розподілу температури з гіперболічним законом будемо розрізняти відповідно $a_{\text{пам}}$ та $a_{\text{гип}}$ [3]. У якості матеріалів для дослідження беремо сталь-10, мідь та графіт МГ. Для кожного матеріалу задамо однакові початкові умови:

$T(x, 0) = T_0$; $\frac{\partial T}{\partial t}(x, 0) = 0$. Дослідження проведено при граничній температурі для трьох випадків: 500 °С, 1000 °С, 1500 °С. Початкова температура складає $T_0 = 0$ °С,

максимальна температура впливу $T_{\max} = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$; товщина пластини $L = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; час впливу теплового імпульсу $t_{\text{пik}} = 10^{-8} \text{ с}$. Як бачимо з рис. 1 та рис. 2 за прийнятих крайових умов для пластини з розв'язку ІДР має особливості на початкових стадіях нагрівання, що виражається у виявленні двох відхилень температури, виражених явним стрибком на величину $t_{\text{пik}}^r$ при врахуванні релаксації теплового потоку, та $t_{\text{пik}}^l$ при врахуванні релаксації внутрішньої енергії (данні приведені в табл. 1).

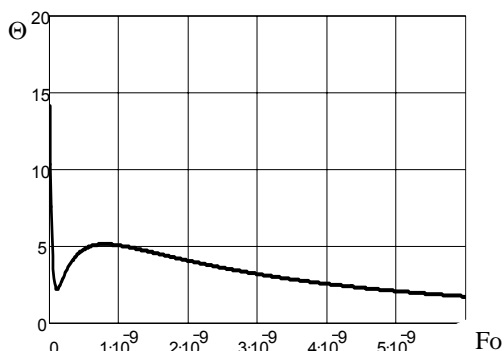


Рис. 1. $\Theta = \Theta(X, Fo)$ РТП поверхневого шару пластини – сталь-10, ТШР $\Delta_r = 10^{-3} \text{ м}$ при $T = 1500 \text{ }^\circ\text{C}$ при часах релаксації системи

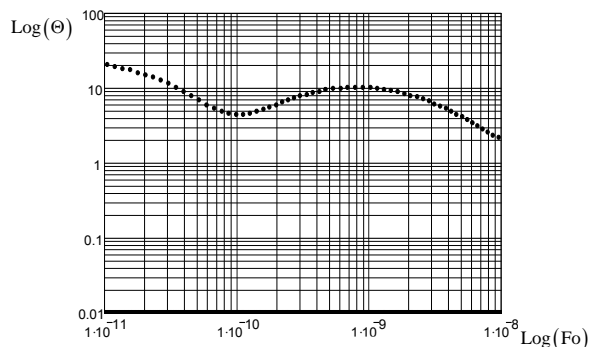


Рис. 2. Порівняльний аналіз розв'язків інтегро-гіперболічного (.....) та параболічного (___) рівнянь. $\Theta = \Theta(X, Fo)$ РТП поверхневого шару пластини – сталь-10, ТШР $\Delta_r = 10^{-3} \text{ м}$ при $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ зовнішньої поверхні в логарифмічних координатах

Таблиця 1

Характеристика параметрів двошарової пластини

Парам-р матеріал	$\tau_e, \text{ с}$	$\tau_r, \text{ с}$	$t_{\text{пik}}^r, \text{ }^\circ\text{C}$			$t_{\text{пik}}^l, \text{ }^\circ\text{C}$		
			500 $^\circ\text{C}$	1000 $^\circ\text{C}$	1500 $^\circ\text{C}$	500 $^\circ\text{C}$	1000 $^\circ\text{C}$	1500 $^\circ\text{C}$
Сталь-10	10^{-10}	10^{-9}	18,34	29,12	42,54	9,76	11,24	17,21
Сталь-10	10^{-10}	10^{-9}	9,51	18,91	24,16	4,35	6,71	9,98

Фізична інтерпретація даного феномену полягає у врахуванні теплової пам'яті минулих станів впливу (нагрівання або охолодження), які в математичній постановці виражені у вигляді функцій релаксації теплового потоку та внутрішньої енергії. Завдяки отриманому розв'язку в загальному випадку було доведено, що ІДР можна представити у вигляді суперпозиції розв'язків параболічного, гіперболічного та інтегрального часткових розв'язків, що дає змогу на порівняльних рисунках зробити оцінку впливу на розподіл РТП як від зовнішніх чинників (а саме теплового навантаження), так і від внутрішніх чинників (а саме внутрішньої енергії), що відображалися на матеріалі в попередні моменти часу, змінюючи при цьому як механічні, так і фізичні властивості матеріалу, нажаль класична феноменологія теплопровідності цього не враховує, що і виявляється саме при інтенсивному теплообміні.

За прийнятих граничних умов зміна температури у порівнянні з початковим її значенням спостерігається лише в поверхневому шарі пластини, як це видно з рисунків. Саме тому доцільніше одержати розв'язок для поверхневого шару пластини – термічного шару релаксування, оптимальне значення товщини якого неважко

визначити, поступово зменшуючи значення ТШР. Результати, отримані з урахуванням ефектів релаксацій, показують, що хвилі, які розповсюджуються в локально-нерівноважних умовах, наділені істотно новими особливостями. У зоні тепловиділення і поблизу неї температура може значно перевищувати рівноважну адіабатичну температуру.

$$\ln \tilde{A}_v = Fo \cdot \left(\frac{Fo_{e,v} - Fo_{r,v}}{Fo_{e,v} \cdot Fo_{r,v}} \right) + \ln \tau_{0v},$$

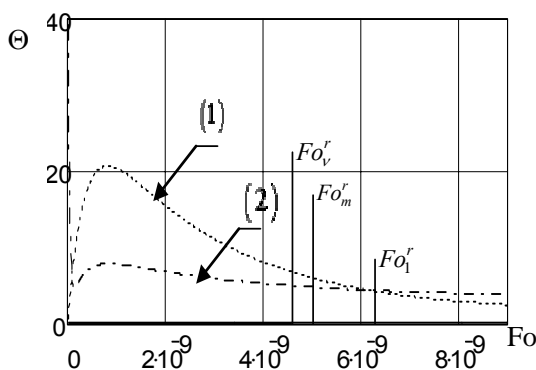
Проведено аналіз розв'язків рівняння (10) в мить пікового значення та при часах релаксаційної та теплової складових:

$$\ln \tilde{A}_v = Fo \cdot \left(\frac{Fo_{e,v} - Fo_{r,v}}{Fo_{e,v} \cdot Fo_{r,v}} \right) + \ln \tau_{0v}, \quad (11)$$

де $Fo = \frac{a\tau}{R_0^2}$ – безрозмірний час процесу, R_0 – лінійний розмір, $Fo_{r,v} = \frac{a\tau_{r,v}}{R_0^2}$ –

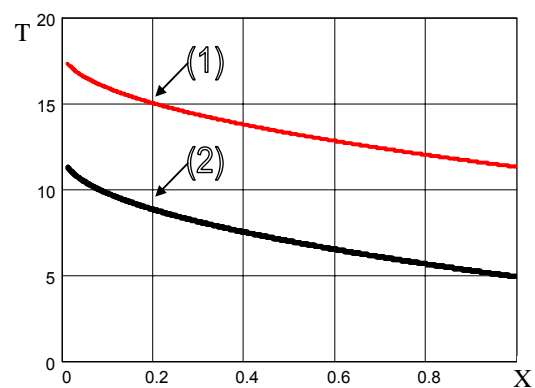
безрозмірний час релаксації теплового потоку; $Fo_{e,v} = \frac{a_v\tau_{e,v}}{R_0^2}$ – безрозмірний час

релаксації внутрішньої енергії. З (11) можливо визначити величину максимального теплового потоку, який впливає на матеріал, при цьому визначається мінімальне значення внутрішньої енергії для запобігання руйнування шару. Розв'язок (11) дозволяє визначити температурне поле багат шарового матеріалу, представляючи розв'язок у вигляді суперпозиції параболічної, гіперболічної та інтегро-диференціальної складових та має фізичну основу тільки на проміжках часу, які відповідають часам релаксації внутрішньої енергії та релаксації теплового потоку в залежності від кількості шарів: при збільшенні шарів матеріалу межі застосування ІДР зменшуються та при досягненні критичного шару стають тривіальними (рис. 3). Це пов'язано із зменшенням впливу релаксаційних процесів у матеріалі та прагнення до нуля виразів з малим параметром при старших похідних при збільшенні характерного розміру матеріалу. При $0 < Fo < Fo_r$ отримані результати демонструють, що при пульсаційному режимі (рис. 4) величина релаксаційної (несталої) температури $\Theta = \Theta(X, Fo)$ із збільшенням кількості імпульсів на матеріал з часом досягає критичного значення T_{max} . Величина T_{max} визначається з ІДР теплопровідності з урахуванням теплової пам'яті.



(1) – ГРТ; (2) – ІДР з урахуванням передісторії теплового впливу

Рис. 3. Порівняльний аналіз розв'язків гіперболічного та ІДР рівнянь



(1) – РТП поверхневого шару; (2) – РТП на внутрішній поверхні

Рис. 4. РТП в двошаровій пластині по товщині при часах релаксації системи, ТШР $\Delta_r = 10^{-3}$ м при $T = 500$ °С зовнішньої поверхні

Завдяки рівнянню (10) та отриманих з нього розв'язкам, частинним представленням у загальному випадку було доведено, що ІДР можна представити у вигляді суперпозиції розв'язків параболічного, гіперболічного та інтегрального часткових розв'язків. Це надає змогу на даних порівняльних рисунках зробити оцінку впливу на розподіл температури як від зовнішніх чинників (а саме – теплового навантаження), так і від внутрішніх чинників (внутрішньої енергії), що впливали на матеріал у попередні моменти часу, змінюючи при цьому як механічні, так і фізичні його властивості. Класична феноменологія теплопровідності цього не враховує, що і виявляється саме в процесі інтенсивного теплообміну. У даний час отримані теоретичні і експериментальні результати по контактному термічному опору (КТО) тільки для конкретних з'єднань і умов теплообміну. Розроблено три математичні моделі (ММ) контактного теплообміну (КТ) залежно від умов теплового впливу. ММ побудовані на основі розгляду КТ для двошарової системи необмежених пластин. Перша ММ описується системою параболічних рівнянь і уніфікованими граничними умовами (ГУ) [12]. Друга ММ описує високоінтенсивні, імпульсні теплові впливи і представлена системою гіперболічних рівнянь. На відміну від першої ММ, тут вводиться додаткова початкова умова і час релаксації τ_r . Третя ММ включає залежність стану матеріалу від зміни термомеханічних величин: теплового потоку і внутрішньої енергії. ММ описується системою ІДР. Окрім τ_r , введені час релаксації внутрішньої енергії τ_e і функції релаксації. Операційним методом отримано структурне розв'язання задач розрахунку КТ. Перехід від ММ 1, 2, 3 здійснюється додатковим включенням у розв'язання складових з множниками τ_r , τ_e . Для визначення параметрів КТО у різній фізичній реалізації застосовані метод аналітичного продовження і екстремальні методи. Екстремальним методом визначені КТО різних типів з'єднань: посадка з натягом; різьбове з'єднання для матеріалів сталь-сталь, сталь-графіт.

<bkgħdb

Проведені на основі цих моделей дослідження показали, що локально-нерівноважні ефекти роблять визначальний вплив на механізм і основні закономірності розповсюдження високошвидкісних хвиль у середовищах зі спадковістю. Розвинені методи носять достатньо загальний характер і можуть служити основою для побудови локально-нерівноважних моделей процесів переносу, що протікають у шарових матеріалах. Інтегральне формулювання і відповідний їй другий закон термодинаміки приводять до появи в рівняннях переносу нелокальних членів, співпадаючих з (або рівних по порядку величини) членами в рівняннях переносу, отриманих у термодинамічних і статистичних методах на основі локального формулювання законів збереження. Це означає, що підхід до дослідження динаміки нелокальних систем повинен бути заснований на законах збереження в інтегральній або який-небудь іншій нелокальній формі.

Проведено інтерпретацію отриманих розв'язків на прикладі параметричних досліджень для ефективного захисту покриттів за умов екстремального впливу на конструкцію з урахуванням теплової пам'яті. Визначено ефективний шар при одномірному екстремальному впливі. Визначено ефективне застосування ІДР для визначення критичного шару релаксування при імпульсно-періодичному впливі потужними випромінювачами.

Отримані числово-параметричні результати були порівняні із аналітичними розрахунками та експериментальними даними інших авторів. Аналіз порівняння

показав, що при обліку теплової пам'яті при часах релаксації виявляються відхилення локально-нерівноважного температурного поля, утворюючи розривні зони, які визначають стабільність конструкції на кожному із шарів. Кількість зон відповідає кількості релаксаційних функцій – функцій релаксації теплового потоку та внутрішньої енергії. Визначена величина відхилення для кожної релаксаційної функції. Подальший розвиток використання релаксаційних процесів призводить до сумісного використання ГРТ та ІДР з урахуванням теплової пам'яті, де використання ІДР з тепловою пам'яттю обмежується областю прогрівання або охолодження зони впливу зовнішніх чинників, вся інша область досліджується за допомогою ГРТ.

Kibkhd $\square \square \square \square$: **1.** *Фортов В.Е.* Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества / В.Е. Фортов // Успехи физич. наук. – 2007. – Т. 177, № 4. – С. 347-368. **2.** *Босенко Т.М.* Математическое моделирование и исследование решений задач теплопроводности для составных тел с учётом тепловой «памяти» / Т.М. Босенко // Вісник Дніпропетровського університету. – Д.: Зб. наук. пр. ДНУ. – 2009. Т. 17, № 13. – С. 88-98. **3.** *Веселовский В.Б.* Решение задач нестационарной теплопроводности для многослойных плоских тел с неидеальным тепловым контактом / В.Б. Веселовский // Прикладные вопросы аэродинамики летательных аппаратов. – К.: Наук. думка, 1984. — С. 140-144. **4.** *Альваро Ф.* Распространение теплового импульса в ограниченной проводящей среде: термоэлектрическое детектирование / Ф. Альваро, С. Карбалло, Ю.Г. Гуревич, Г.Н. Логвинов, Ю.В. Дрогобицкий, О.Ю. Титов // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41, вып. 4. – С. 606-611. **5.** *Босенко Т.М.* Дослідження та оцінка збіжності асимптотичних розв'язків інтегро-диференціального рівняння теплопроводності за локально-нерівноважних умов / Т.М. Босенко // Вестник ХНТУ. – Херсон. – Вып. 2 (35). – 2009. – С. 117-121. **6.** *Жуков В.П.* Фемтосекундная динамика электронов в металлах / В.П. Жуков, Е.В. Чулков // Успехи физ. наук. – 2009. – Т. 179, № 2. – С. 113-146. **7.** *Карташов Е.М.* Новые интегральные соотношения в теории нестационарного теплопереноса на основе уравнения гиперболического типа / Е.М. Карташов, О.И. Ремизова // РАН Энергетика. – 2002. – № 3. – С. 146-156. **8.** *David J.N. Wall.* Invariant imbedding and hyperbolic heat waves / J.N. David // J. Math. Phys. – 38 (3). March. – 1997. – P. 1723-1749. **9.** *Веселовский В.Б.* Розв'язання задач теплопроводності для складених тіл при екстремальних впливах / В.Б. Веселовский, Т.М. Босенко // Вісник Тернопільського державного технічного університету. – 2009. – Т. 14, № 1. – С. 168-179. **10.** *Веселовский В.Б.* Решение задач теплопроводности для составных тел при экстремальных воздействиях с учетом тепловой памяти / В.Б. Веселовский, Т.М. Босенко, К.В. Горелова // Вестник ХНТУ. – Херсон. – Вып. 2 (28). – 2007. – С. 87-92. **11.** *Веселовский В.Б.* Математическое моделирование импульсного нагрева твёрдых тел / В.Б. Веселовский, Т.М. Босенко // Металлургическая теплотехника. – Д.: Сб. науч. тр. НМетАУ. – 2008. – С. 39-46. **12.** *Веселовский В.Б.* Контактное термическое сопротивление в многослойных элементах конструкций / В.Б. Веселовский // Гидрогазодинамика и процессы теплообмена. – К.: Наук. думка, 1986. – С. 120-125.

© Веселовський В.Б., Босенко Т.М., 2010
Надійшла до редколегії 15.02.10