

УДК 536.2

## Асимметричные свойства тепловых процессов при поверхностном нагреве двухслойной металлической пластины

О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль

Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого, г. Гомель, Беларусь

*Рассмотрены нелинейные тепловые свойства двухслойной металлической пластины при воздействии на нее нестационарного поверхностного источника энергии. Асимметрия появляется при перестановке слоев. Подробно изучены энтропийные и гистерезисные свойства теплообмена. Представлены результаты исследования систем Fe—Mo и Fe—V.*

Двух- и многослойные конструкции широко распространены в технике и лабораторной физической практике [1]. Теплофизические аспекты проблемы лазерного нагрева металлов имеют большое значение в различных технологических процессах [2]. Будем изучать нестационарные тепловые процессы в двухслойной металлической пластине, обращая внимание на три физических явления: зависимость теплофизических свойств металлов от температуры; динамический тепловой гистерезис при поверхностном нагреве пластины; асимметрия нестационарного теплового потока.

Известно, что гистерезисные явления наблюдаются в различных физических процессах (магнетизм, упругость и др.) и характеризуются неоднозначной зависимостью между величинами, определяющими состояние вещества, и внешними условиями воздействия. Математические методы анализа систем с гистерезисными нелинейностями изложены в работе [3]. Для локально-неравновесного теплопереноса основные закономерности гистерезисных процессов изучены в [4, 5]. В работе [6] для рассмотрения динамического теплового гистерезиса (ДТГ) при нагреве однослойной пластины применялась классическая модель теплопроводности Фурье. Получены сведения о том, что в плоскости "градиент температуры—тепловой поток" необходимым образом существует петля ДТГ, если: 1) поверхностный источник энергии  $q_0(t)$  немонотонно зависит от времени; 2) тепловой процесс происходит в широком интервале температур, таком, что эффективным образом проявляет себя температурная зависимость  $\lambda(T)$  коэффициента теплопроводности.

Явление асимметрии теплового потока изучалось экспериментально на двухслойных образцах (латунь, сталь, железо армко, электрокорунд) при стационарных условиях [7]. Эффект выражается в неравенстве  $q_l/q_r \neq 1$ , где  $q_l$  — тепловой поток, проходящий через двухслойную пластину в направлении от первого (левого) слоя ко второму (правому);  $q_r$  — тепловой поток, про-

ходящий через пластину от второго слоя к первому.

Опыты проводились в диапазоне температур от комнатной до 673 К и при разности температур на границах образца до 500 К. Максимальное значение  $q_l/q_r$  составило 1,4. Теоретические расчеты одномерных стационарных температурных полей подтверждаются данными этих опытов.

Наша цель состоит в том, чтобы исследовать: асимметричные свойства тепловых процессов при нагреве двухслойной металлической пластины нестационарным поверхностным источником энергии;

качественные и количественные свойства поведения петель ДТГ в плоскостях "градиент температуры—тепловой поток", "градиент температуры—производство энтропии";

влияние нелинейных свойств коэффициента теплопроводности (в первую очередь производной  $d\lambda/dT$ ) на параметры асимметрии процесса.

### Постановка и решение задачи

Уравнение энергии и закон Фурье для теплового потока имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0; \quad q = -\frac{\partial \Lambda}{\partial x}; \quad t \geq 0; \quad (1)$$

$$u(T) = \int_0^T c(T) dT, \quad \Lambda(T) = \int_0^T \lambda(T) dT,$$

где  $x$  — декартова координата;

$t$  — время;

$T$  — температура;

$q$  — удельный тепловой поток;

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности;

$c$  — объемная теплоемкость.

Искомые функциями являются температура и тепловой поток в двух контактирующих областях.

Первый слой:  $T = T^{(1)}(x, t)$ ,  $q = q^{(1)}(x, t)$ ,  $x \in [0, h_1]$ .

Второй слой:  $T = T^{(2)}(x, t)$ ,  $q = q^{(2)}(x, t)$ ,  $x \in [h_1, h]$ .

Толщина образца равна  $h = h_1 + h_2$ . Условия идеального теплового контакта запишем как

$$x = h_1; \quad T^{(1)} = T^{(2)}; \quad q^{(1)} = q^{(2)}. \quad (2)$$

Моделирование неоднородности структуры зоны контакта, в частности учет наличия пятен фактического контакта и межконтактной прослойки, проводится посредством граничных условий

$$x = h_1, \quad T^{(1)} = T^{(2)} + \Delta T, \quad q^{(1)} = q^{(2)} + R, \quad (3)$$

которые учитывают скачок температуры и тепловое сопротивление зоны контакта [8].

Правая граница двухслойного образца изотермическая

$$x = h, \quad T^{(2)}(h, t) = T_w \equiv \text{const}. \quad (4)$$

Тепловой поток  $q_0(t)$  характеризует поверхностный источник энергии на левой границе

$$x = 0, \quad q^{(1)}(0, t) = q_0(t). \quad (5)$$

В случае интенсивного лазерного нагрева следует учитывать поглощательную способность металла  $D(T) = D_0 + D_1 T$ ,  $D_0, D_1 - \text{const}$ :

$$x = 0, \quad q^{(1)}(0, t) = [D_0 + D_1 T^{(1)}(0, t)] q_0(t). \quad (6)$$

Условие (6) содержит заранее неизвестную температуру  $T^{(1)}(0, t)$  левой границы.

Начальная температура образца однородная по координате

$$t = 0, \quad T(x, 0) = T^0 \equiv \text{const}, \quad (7)$$

причем  $T_w = T^0$ .

Теплофизические свойства металлов аппроксимируются полиномами третьей степени со следующими постоянными коэффициентами:

$$c = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 + c_3 T^3; \\ \lambda = \lambda_0 + \lambda_1 T + \lambda_2 T^2 + \lambda_3 T^3, \quad T \in [T', T'']. \quad (8)$$

Процесс нагрева рассматривается в интервалах температур, для которых фазовые превращения не происходят. Построение аппроксимирующих полиномов выполняется на основе справочных данных [9]. Производство энтропии подсчитываем по формуле [10]

$$\sigma = q \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{T} \right).$$

Изучаем важный на практике случай, когда нагрев осуществляется импульсом треугольной временной формы:

$$q_0(t) = B t^n \exp(mt);$$

$$B > 0, \quad n > 0, \quad m < 0; \quad B, n, m - \text{const}.$$

Характеристики этого импульса такие: максимальное значение поверхностного теплового потока

$$t = t_0, \quad q_{\max} = q_0(t_0);$$

длительность импульса

$$t = t_1, \quad q_0(t_1) = 0,001 q_{\max}.$$

Численные расчеты проводятся в безразмерных величинах. При обезразмеривании применяются масштабы величин (они отмечены нижним индексом  $b$ ), обеспечивающие инвариантность размерной и безразмерной форм записи:  $\lambda_b = x_b^2 c_b / t_b$ ,  $q_b = \lambda_b T_b / x_b$  и т. д.

Решение краевой задачи (1), (3), (4), (6), (7) выполняется численным методом интегральных соотношений А. А. Дородницына [11]. Алгоритм построения расчетной схемы подробно изложен в [12]. В  $n$ -м приближении область  $x \in [0, h]$  разделяется на  $n$  полос:  $x_i = ih/n$ ,  $i = 0, 1, \dots, n$ . В данной задаче  $n = 10$ ; берем по пять полос в каждом слое. Строим замкнутую систему интегральных соотношений и редуцируем их к аппроксимирующей системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Итоговая задача Коши решается методом Рунге-Кутты пятого порядка точности. В результате получаем температуру  $T(x_i, t)$  и тепловой поток  $q(x_i, t)$  на границах полос. Контроль точности расчетной схемы проводился двумя способами: сравнением с точными решениями нелинейных нестационарных задач теплопроводности; использованием различных проверочных вариантов построения "кусочных" и "сквозных" аппроксимаций. В результате известная "раскачка" решения аппроксимирующей системы вблизи начального момента времени  $t = 0$  была сведена к минимуму.

## Результаты и обсуждение

При обработке результатов расчетов применяем следующие критерии:

- безразмерный градиент температуры

$$g = \frac{h}{T^0} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right);$$

- безразмерный тепловой поток

$$Q = \frac{q(x, t) h}{T^0 \lambda(T^0)};$$

- безразмерное производство энтропии

$$S = \frac{\sigma(x, t)}{\sigma^0}, \quad \sigma^0 = \lambda(T^0) / h^2.$$

Параметры асимметрии (ПА), характеризующие тепловые свойства двухслойной пластины, такие:

- ПА температуры на левой границе

$$A_T^{(0)} = \frac{(T_0)_{M_1-M_2}^{\max}}{(T_0)_{M_2-M_1}^{\max}};$$

- ПА температуры в зоне контакта

$$A_T^{(z)} = \frac{(T_z)_{M_1-M_2}^{\max}}{(T_z)_{M_2-M_1}^{\max}};$$

- ПА теплового потока в зоне контакта

$$A_q^{(z)} = \frac{(q_z)_{M_1-M_2}^{\max}}{(q_z)_{M_2-M_1}^{\max}};$$

- ПА теплового потока на правой изотермической границе  $x_w = h$

$$A_q^{(w)} = \frac{(q_w)_{M_1-M_2}^{\max}}{(q_w)_{M_2-M_1}^{\max}};$$

- ПА производства энтропии в зоне контакта

$$A_\sigma^{(z)} = \frac{F_{M_1-M_2}^{(g,S)}}{F_{M_2-M_1}^{(g,S)}};$$

- ПА динамического теплового гистерезиса в зоне контакта

$$A_G^{(z)} = \frac{F_{M_1-M_2}^{(g,Q)}}{F_{M_2-M_1}^{(g,Q)}}.$$

Индексом  $z$  отмечены значения функций при  $x = h_1$ . В качестве  $M_1, M_2$  применяем химические символы металлов; расположение индексов  $M_1 - M_2$  и  $M_2 - M_1$  указывает на расположение металлических слоев до и после перестановки. Полагаем, что поверхностный источник энергии всегда действует на левую границу образца;  $F_{M_1-M_2}^{(g,S)}$ ,  $F_{M_1-M_2}^{(g,Q)}$  и т. д. — площади петель ДТГ в плоскостях "градиент температуры—производство энтропии" и "градиент температуры—тепловой поток". При вычислении  $A_T^{(0)}$ ,  $A_T^{(z)}$ ,  $A_q^{(z)}$ ,  $A_q^{(w)}$  применяем максимальные достижимые в данном процессе значения функций  $T_0 = T(0, t)$ ,  $T_z = T(h_1, t)$ ,  $q_z = q(h_1, t)$ ,  $q_w = q(h, t)$ ,  $t \in [0, t_1]$ .

Асимметричные свойства теплопереноса выражены тем сильнее, чем больше ПА отличается от единицы.

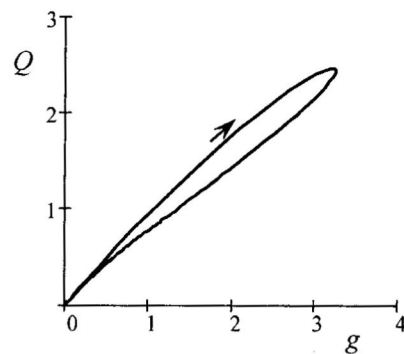
В однослойной системе "источник энергии—металл" типичные петли ДТГ в плоскости  $(g, Q)$  имеют форму лепестка. Если функция  $\lambda(T)$  немонотонная, то петля ДТГ может состоять из двух звеньев ("восьмерка"), если же  $\lambda(T)$  имеет локальный минимум и локальный максимум, то возможны режимы нагрева, когда петля гистерезиса состоит из трех звеньев.

В плоскости  $(g, S)$  форма петель ДТГ аналогичная. Для двухслойного образца петли ДТГ в плоскостях  $(g, Q)$  и  $(g, S)$  имеют, как правило, форму лепестка (рис. 1). Стрелка указывает направление движения вдоль линии с течением времени.

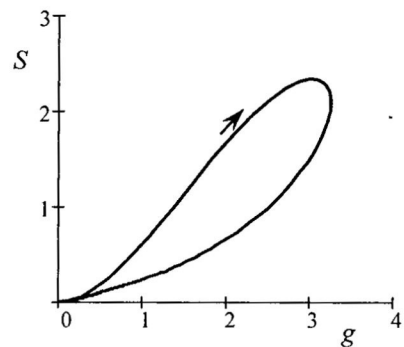
Явление тепловой асимметрии продемонстрируем для двух классов нелинейных процессов:

в каждом слое  $d\lambda/dT < 0$ ; в качестве примера берем железо и молибден;

в одном слое  $d\lambda/dT < 0$ , а в другом  $d\lambda/dT > 0$ ; в качестве примера берем железо и ванадий.



а



б

Рис. 1. Типичные петли ДТГ в зоне контакта: а — в плоскости  $(g, Q)$ ; б — в плоскости  $(g, S)$

Теплофизические свойства названных металлов показаны на рис. 2. Построение аппроксимирующих полиномов вида (8) было выполнено в следующих температурных интервалах (К): Fe — [300, 1040]; Mo — [300, 2600]; V — [300, 2000]. При вычислении  $Q, S$  берем  $\lambda(T^0) = \lambda_{Fe}(T^0)$ . Практика вычислений говорит о том, что именно температурная зависимость  $\lambda(T)$  является

главным фактором, влияющим на формирование пространственно-временной структуры теплового поля.

**Система Fe – Mo**

Сведения о влиянии  $t_0$  и  $q_{\max}$  на ПА получены при  $t_0 \in [0,1; 0,5]$ ,  $t_1 \in [0,248; 2,075]$ ;  $q_{\max} \cdot 10^{-7} \in [1,512; 3,401]$ ;  $T_w = 300$  К. Расчеты показывают, что  $(T_0)_{\text{Fe-Mo}}^{\max} \cong 1000$  К. Асимметрия почти отсутствует на правой границе и слабо выражена на левой границе. Асимметричные свойства сосредоточены в зоне контакта, причем по мере роста  $q_{\max}$  и уменьшения  $t_0$  параметр  $A_T^{(z)}$  монотонно возрастает, приближаясь к 1,  $A_T^{(z)} \in [0,7480; 0,8273]$ ; параметр  $A_q^{(z)}$  монотонно убывает, удаляясь от 1,  $A_q^{(z)} \in [0,4904; 0,7162]$ . В количественном отношении асимметрия наиболее выразительно проявляется в гистерезисном процессе, что обусловлено прежде всего тепловым взаимодействием металлов с сильно различающимися коэффициентами теплопроводности:  $A_G^{(z)} \in [0,0688; 0,1184]$ ;  $A_G^{(z)} \in [0,0968; 0,1100]$ . Оба эти параметра монотонно убывают вместе с  $t_0$ .

Важным физическим свойством процесса является начальная температура образца. Было принято, что  $t_0 = 0,3$  с,  $t_1 = 1,245$  с,  $q_{\max} \cdot 10^{-7} \in [1,373; 1,951]$ ;  $T^0 = 300-500$  К. По-прежнему асимметрия слабо проявляется при  $x = 0$ ,  $x = h$ . По мере роста  $T^0$  наблюдаем в зоне контакта:

ослабление асимметричных свойств температуры —  $A_T^{(z)}$  приближается к 1 со стороны меньших значений,  $A_T^{(z)} \in [0,7702; 0,8532]$ ;

усиление асимметрии гистерезисных свойств:  $A_G^{(z)}$  и  $A_G^{(z)}$  убывают примерно такими же темпами, какими нарастает  $T^0$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,05424; 0,09686]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,0647; 0,0990]$ .

Причина этого усиления заключается в различии  $|d\lambda/dT|$  для Fe и Mo.

Рассмотрим скачки температуропроводности  $a = \lambda/c$  в зоне контакта:

$$\begin{aligned} \{a\}_{M_1-M_2} &= \frac{1}{a_{\text{Fe}}^0} \times \\ &\times [a_{M_1}(T) - a_{M_2}(T)] \text{ при } T = (T_z)_{M_1-M_2}; \\ \{a\}_{M_2-M_1} &= \frac{1}{a_{\text{Fe}}^0} \times \\ &\times [a_{M_2}(T) - a_{M_1}(T)] \text{ при } T = (T_z)_{M_2-M_1}. \end{aligned} \tag{9}$$

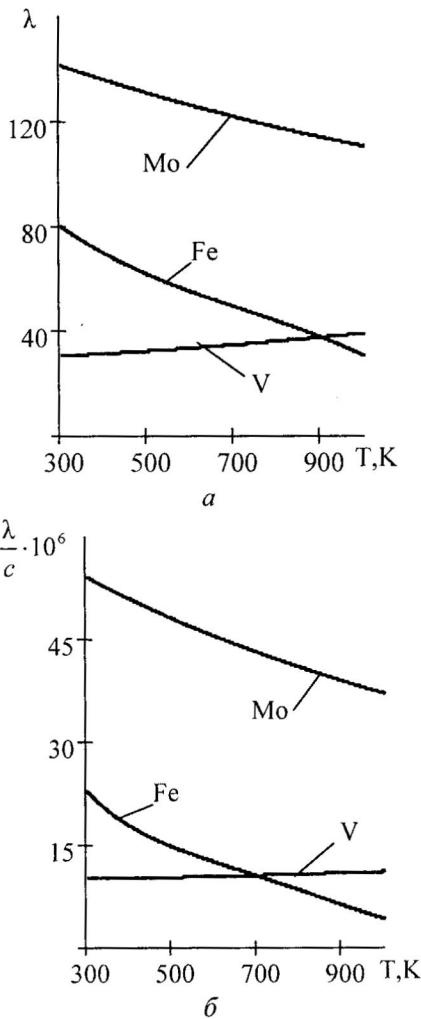


Рис. 2. Теплофизические свойства железа, молибдена и ванадия:  
а —  $\lambda(T)$ , Вт/(м·К); б —  $\lambda(T)/c(T)$ , м<sup>2</sup>/с

Далее для каждой пары металлов обсуждаются результаты четырех серий расчетов:

- влияние времени  $t_0$  достижения  $q_{\max}$  при  $h_1 = h_2$ ;
- влияние начальной температуры образца при  $h_1 = h_2$ ;
- свойства перестановки металлов, наполняющих слои разной толщины (толщины слоев не переставляются);
- свойства перестановки толщин слоев вместе с наполняющими их металлами.

Отметим, что учет поглощательной способности металла (6) и неидеальности теплового контакта (3) не дает значительных качественных и количественных отклонений от случая  $D(T) \equiv \text{const}$ ,  $\Delta T \equiv 0$ ,  $R \equiv 0$ . Укажем результаты, относящиеся к условиям (2) и (5). Для всех рассмотренных вариантов  $h = 1 \cdot 10^{-2}$  м;  $T_b = 100$  К,  $\lambda_b = 100$  Вт/(м·К),  $q_b = 1 \cdot 10^6$  Вт/м<sup>2</sup>. Далее время указано в секундах, —  $q_{\max}$  в Вт/м<sup>2</sup>.

Здесь  $a_{Fe}^0$  подсчитывается при  $T = 300$  К. Своеобразие ситуации в том, что функции (9) могут немонотонно зависеть от температуры, и тогда появляется самопересечение линии, характеризующей зависимость  $\{a\}$  от  $q_z$  (рис. 3, а, б). Если функции (9) — монотонные, то самопересечений нет (рис. 3, в).

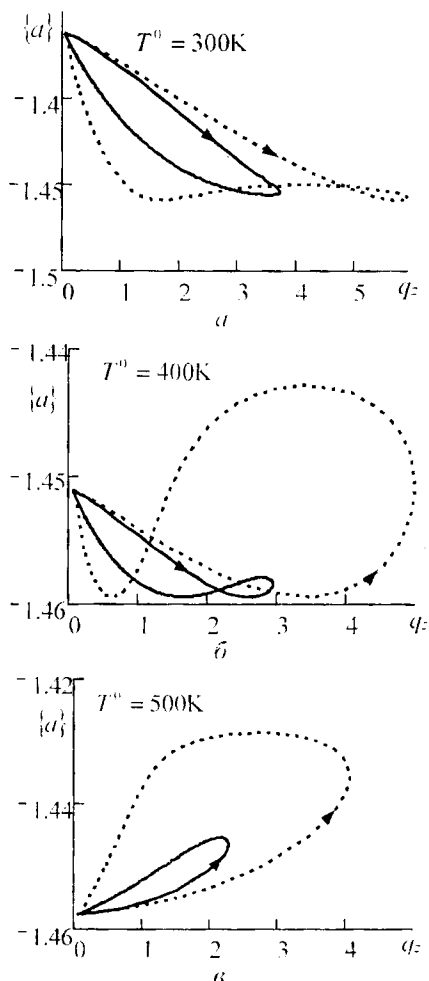


Рис. 3. Влияние начальной температуры образца на скачок температуропроводности в зоне контакта:

— —  $\{a\}_{Fe-Mo}$ ; - - -  $\{a\}_{Mo-Fe}$

Рассмотрим табл. 1. Содержащиеся здесь результаты относятся к варьированию толщины сло-

ев; в каждом варианте расчета толщины  $h_1, h_2$  фиксированные, и выполняется перестановка металлов, заполняющих эти слои. В зоне контакта отчетливо выражена асимметрия температуры и теплового потока. Существенные изменения по сравнению с предыдущими вариантами заключаются в следующем:

чем больше  $h_2/h_1$  отличается от 1, тем сильнее проявляется асимметрия теплового потока на правой границе (см.  $A_q^{(w)}$ );

зависимость  $A_G^{(z)}$  от  $h_2/h_1$  имеет два участка монотонного роста и участок насыщения ("полочка") между ними,  $h_2/h_1 \in (0,53; 1,85)$ ;

по мере роста толщины второго слоя асимметрия производства энтропии уменьшается (см.  $A_G^{(z)}$ ), хотя и остается значительной;

асимметрия ДТГ меняется вслед за изменением  $h_2/h_1$ :  $A_G^{(z)} < 1$  при  $h_2/h_1 < 1$ ,  $A_G^{(z)} > 1$  при  $h_2/h_1 > 1$ .

В четвертой серии расчетов  $q_{max}, t_0, t_1, h_1, h_2/h_1$  такие же, как в табл. 1. При перестановке слоев металлов появляются своеобразные черты процесса, а именно:

существует значение  $(h_2/h_1)_*$  — в данной серии расчетов это приблизительно 1,85 — для которого  $A_T^{(z)}$  и  $A_q^{(z)}$  близки к 1; при отклонении отношения толщин слоев в обе стороны от  $(h_2/h_1)_*$  появляется хорошо выраженная асимметрия температуры и теплового потока в зоне контакта;  $A_T^{(z)} \in [0,429; 1,603]$ ,  $A_q^{(z)} \in [0,206; 2,087]$ ;

на правой границе  $x = h$  асимметрия теплового потока практически отсутствует;

ПА гистерезисных процессов меняются в очень широком числовом диапазоне:  $A_G^{(z)} \in [0,000008;$

$122,48]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,001704; 790,601]$ ;

значение 1 эти параметры принимают при  $h_2/h_1 \neq (h_2/h_1)_*$ .

Таблица 1

Влияние перестановки металлов ( $M_1 = Fe, M_2 = Mo$ ) на ПА при фиксированных в каждом варианте толщинах слоев, при  $q_{max} = 1,926 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $t_0 = 0,3$  с,  $t_1 = 1,245$  с

№	$h_1 \cdot 10^2, м$	$h_2 \cdot 10^2, м$	$h_2/h_1$	$(T_0)_{Mo-Fe}^{max}$	$A_T^{(0)}$	$(T_z)_{Fe-Mo}^{max}$	$(T_z)_{Mo-Fe}^{max}$	$A_T^{(z)}$	$A_q^{(z)}$	$A_q^{(w)}$	$A_G^{(z)}$	$A_G^{(z)}$
1	0,85	0,15	0,176	8,395	1,164	3,274	3,955	0,8278	0,5364	0,5394	0,0021	0,355
2	0,8	0,2	0,250	8,418	1,166	3,381	4,222	0,8008	0,5831	0,5933	0,0114	0,358
3	0,75	0,25	0,333	8,438	1,168	3,496	4,462	0,7835	0,6214	0,6558	0,0209	0,364
4	0,7	0,3	0,429	8,456	1,170	3,622	4,697	0,7711	0,6434	0,7201	0,0304	0,449
5	0,65	0,35	0,538	8,472	1,171	3,759	4,912	0,7653	0,6484	0,7943	0,0432	0,465
6	0,6	0,4	0,667	8,486	1,173	3,908	5,117	0,7637	0,643	0,8725	0,0576	0,644
7	0,55	0,45	0,818	8,501	1,174	4,072	5,318	0,7657	0,6332	0,9616	0,0739	0,805
8	0,5	0,5	1,000	8,516	1,174	4,252	5,52	0,7703	0,6257	1,0504	0,0969	0,990
9	0,45	0,55	1,222	8,534	1,173	4,451	5,732	0,7765	0,6283	1,1478	0,1219	1,226
10	0,4	0,6	1,500	8,556	1,172	4,672	5,958	0,7842	0,6325	1,2647	0,1524	1,520

Окончание табл. 1

№	$h_1 \cdot 10^2$ , м	$h_2 \cdot 10^2$ , м	$h_2/h_1$	$(T_0)_{\text{Mo-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(0)}$	$(T_z)_{\text{Fe-Mo}}^{\text{max}}$	$(T_z)_{\text{Mo-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(z)}$	$A_q^{(z)}$	$A_q^{(w)}$	$A_G^{(z)}$	$A_G^{(z)}$
11	0,35	0,65	1,857	8,587	1,168	4,919	6,209	0,7922	0,6438	1,3810	0,1886	1,863
12	0,3	0,7	2,333	8,63	1,160	5,199	6,49	0,8011	0,6689	1,5112	0,2296	2,302
13	0,25	0,75	3,000	8,691	1,148	5,52	6,815	0,81	0,7029	1,6492	0,2820	2,666
14	0,2	0,8	4,000	8,785	1,127	5,896	7,191	0,8199	0,7479	1,8052	0,3575	3,211
15	0,15	0,85	5,667	8,914	1,093	6,338	7,635	0,8301	0,8022	1,9501	0,4499	3,792

Таким образом, если  $d\lambda/dT < 0$  в обоих слоях металлов, то асимметричные свойства тепловых процессов наиболее резко проявляются в зоне контакта.

### Система Fe-V

Остановимся на рассмотрении отличия системы Fe-V от системы Fe-Mo. Влияние  $t_0$  и  $q_{\text{max}}$  было изучено при  $t_0 \in [0,15; 0,50]$ ,  $t_1 \in [0,622; 2,075]$ ,  $q_{\text{max}} \cdot 10^{-7} \in [1,48; 2,746]$ ,  $T_w = 300$  К.

Расчеты показали, что  $(T_0)_{\text{Fe-V}}^{\text{max}} \approx 1000$  К. По мере роста  $q_{\text{max}}$  и уменьшения  $t_0$  параметр  $A_q^{(z)}$  растет, приближаясь к 1,  $A_q^{(z)} \in [0,6643; 0,8095]$ ;  $A_T^{(z)} \approx 1,11$ . Очень хорошо проявляется асимметрия теплового потока на правой границе,  $A_q^{(w)} \approx 0,565$ . То же можно сказать и об асимметрии гистерезисных процессов в зоне контакта, но  $A_G^{(z)}$  и  $A_G^{(z)}$  здесь гораздо ближе к 1, чем для Fe-Mo:  $A_G^{(z)} \in [0,3695; 0,6008]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,6625; 1,3487]$ .

Качественная картина влияния  $T^0 = T_w$  на теплообмен ( $q_{\text{max}} \cdot 10^{-7} \in [1,369; 1,924]$ ,  $t_0 = 0,3$  с,  $t_1 = 1,245$  с,  $T^0$  от 300 до 500 К) такая же, как для системы Fe-Mo; различия имеют количественный характер и выражены довольно сильно:  $A_T^{(z)} \approx 1,06$ ,  $A_q^{(w)} \in [0,5654; 0,6344]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,3182; 0,4475]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,5166; 0,7357]$ . Поведение скачков температуропроводности  $\{a\}_{\text{Fe-V}}$ ,  $\{a\}_{\text{V-Fe}}$  в зависимости от  $q_z$  аналогично тому, что показано на рис. 3, в: при  $T^0 = 300; 400; 500$  К соответствующие линии не имеют самопересечений.

Влияние перестановки металлов на ПА при фиксированных в каждом варианте толщинах слоев (здесь  $q_{\text{max}} = 1,668 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>;  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $h_1$ ,  $h_2/h_1$ ) такие же, как в табл. 1. Существует асимметрия теплового потока на правой границе, причем зависимость  $A_q^{(w)}$  от  $h_2/h_1$  немонотонная, имеет минимум при  $h_2/h_1 = 3$ ;  $A_q^{(w)} \in [0,538; 1,180]$ . Поведение  $A_T^{(0)}$  отличается здесь тем, что с ростом  $h_2/h_1$  асимметрия температуры ослабевает,  $A_T^{(0)} \in [0,7940; 0,9903]$ . Асимметрия гистерезисных процессов:  $A_G^{(z)} \in [0,3691; 3,6333]$ ,  $A_G^{(z)} \in [0,5598; 10,082]$ . Здесь при  $h_2/h_1 < 1$  имеем  $A_G^{(z)} > 1$ ,  $A_G^{(z)} > 1$ ; при  $h_2/h_1 > 1$  имеем  $A_G^{(z)} < 1$ ,  $A_G^{(z)} < 1$ .

Теперь рассмотрим содержание табл. 2. ПА температуры: на левой границе  $A_T^{(0)}$  как функция  $h_2/h_1$  имеет минимум при  $h_2 \approx h_1$ . При  $x = h_1$ :  $A_T^{(z)} < 1$  — для  $h_2/h_1 < 1$ ;  $A_T^{(z)} > 1$  — для  $h_2/h_1 > 1$ . Ни в одной из прежде рассмотренных серий расчетов нет такого сильного количественного проявления асимметрии теплового потока в зоне контакта, как в этой (см.  $A_q^{(z)}$ ). Кроме того, на правой границе асимметрия теплового потока выражена очень хорошо;  $A_q^{(w)}$  немонотонно зависит от  $h_2/h_1$  и при  $h_2/h_1 \approx 0,82$  имеет минимум. Асимметрия гистерезисных процессов: при  $h_2/h_1 < 1$  имеем  $A_G^{(z)} \ll 1$ ,  $A_G^{(z)} \ll 1$ ; при  $h_2/h_1 > 1$  имеем  $A_G^{(z)} \gg 1$ ,  $A_G^{(z)} \gg 1$ .

Таблица 2

Влияние перестановки металлических слоев разной толщины на ПА ( $M_1 = \text{Fe}$ ,  $M_2 = \text{V}$ ),  
 $q_{\text{max}} = 1,668 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $t_0 = 0,3$  с,  $t_1 = 1,245$  с

№	$h_1 \cdot 10^2$ , м	$h_2 \cdot 10^2$ , м	$h_2/h_1$	$(T_0)_{\text{V-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(0)}$	$(T_z)_{\text{Fe-V}}^{\text{max}}$	$(T_z)_{\text{V-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(z)}$	$A_q^{(z)}$	$A_q^{(w)}$	$A_G^{(z)}$	$A_G^{(z)}$
1	0,90	0,10	0,1111	10,105	0,8698	3,533	7,266	0,4862	0,1386	0,7406	0,0001	0,0002
2	0,85	0,15	0,1765	10,636	0,8299	3,735	6,687	0,5585	0,1535	0,6911	0,0002	0,0007
3	0,80	0,20	0,2500	10,935	0,8095	3,914	6,179	0,6334	0,1758	0,6404	0,0007	0,0025
4	0,75	0,25	0,3333	11,086	0,8006	4,08	5,748	0,7098	0,2072	0,6059	0,0023	0,0072
5	0,70	0,30	0,4286	11,156	0,7975	4,238	5,387	0,7867	0,2539	0,5870	0,0073	0,0198
6	0,65	0,35	0,5385	11,182	0,7973	4,392	5,085	0,8637	0,3245	0,5715	0,0218	0,0528

№	$h_1 \cdot 10^2, \text{ м}$	$h_2 \cdot 10^2, \text{ м}$	$h_2/h_1$	$(T_0)_{\text{V-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(0)}$	$(T_z)_{\text{Fe-V}}^{\text{max}}$	$(T_z)_{\text{V-Fe}}^{\text{max}}$	$A_T^{(z)}$	$A_q^{(z)}$	$A_q^{(w)}$	$A_\sigma^{(z)}$	$A_G^{(z)}$
7	0,60	0,40	0,6667	11,188	0,7982	4,547	4,825	0,9424	0,4252	0,5640	0,0641	0,1309
8	0,55	0,45	0,8182	11,188	0,7994	4,705	4,593	1,0244	0,5630	0,5630	0,1793	0,3082
9	0,50	0,50	1,0000	11,184	0,8009	4,872	4,381	1,1121	0,7460	0,5667	0,5178	0,8157
10	0,45	0,55	1,2222	11,178	0,8025	5,055	4,185	1,2079	0,9836	0,5763	1,5457	2,1167
11	0,40	0,60	1,5000	11,169	0,8045	5,264	4,002	1,3153	1,2813	0,5922	4,9055	5,9210
12	0,35	0,65	1,8571	11,16	0,8076	5,51	3,831	1,4383	1,6463	0,6116	16,143	18,043
13	0,30	0,70	2,3333	11,148	0,8127	5,808	3,672	1,5817	2,0974	0,6414	61,031	54,498
14	0,25	0,75	3,0000	11,134	0,8218	6,175	3,527	1,7508	2,6697	0,6816	293,32	216,05
15	0,20	0,80	4,0000	11,118	0,8382	6,639	3,395	1,9555	3,4364	0,7221	1893,7	897,64
16	0,15	0,85	5,6667	11,099	0,8644	7,237	3,277	2,2084	4,5100	0,7797	10289	4426,7
17	0,10	0,90	9,0000	11,069	0,9041	8,035	3,172	2,5331	6,0808	0,8571	61533	27932

Таким образом, тепловое взаимодействие металлов в системе Fe—V испытывает значительное влияние конкуренции знаков производных  $(d\lambda/dT)_{\text{Fe}} < 0$ ,  $(d\lambda/dT)_{\text{V}} > 0$ . Это имеет такие последствия, как значительное усиление асимметрии теплового потока на правой изотермической границе, появление немонотонной зависимости ПА от отношения толщин слоев, существенные количественные различия значений ПА от их аналогов в системе Fe—Mo.

В заключение сделаем замечание о роли теплового режима на правой границе образца. Заменяем условие изотермичности (4) на условие теплоизоляции, т. е.

$$x = h, \quad q^{(2)}(h, t) = 0, \quad t \geq 0. \quad (10)$$

Сравнение выполним для случая перестановки слоев разной толщины. Входные данные такие же, как в расчетах с изотермической правой стенкой. Оказывается, что для обеих систем (Fe—Mo и Fe—V) сохраняются основные качественные свойства асимметрии, при этом  $A_T^{(w)} \cong 1$ . В зоне контакта ярко выражена асимметрия теплового потока, а именно: при  $h_2/h_1 \in [0,11; 9,0]$  имеем для системы Fe—Mo:  $A_q^{(z)} \in [0,028; 7,628]$ ; для системы Fe—V:  $A_q^{(z)} \in [0,0352; 21,683]$ . По мере роста  $h_2/h_1$  параметры  $A_q^{(z)}$ ,  $A_\sigma^{(z)}$ ,  $A_G^{(z)}$  для случаев (4) и (10) меняются в одном направлении — они монотонно возрастают.

## Выводы

1. Тепловое взаимодействие металлов существенным образом зависит от знаков производных  $d\lambda/dT$  в каждом слое. Асимметричные свойства теплового потока в зоне контакта и на правой изотермической границе двухслойного образца

детерминированы нелинейными теплофизическими свойствами  $\lambda(T)$  и  $\lambda(T)/c(T)$  металлов.

2. Отношение толщин слоев  $h_2/h_1$  принципиальным образом влияет на асимметрию процесса.

3. Производство энтропии и динамический тепловой гистерезис в зоне контакта наиболее чувствительно реагируют на перестановку слоев металлов и на изменение начальной температуры образца.

Предметом дальнейших исследований поставленной проблемы тепловой асимметрии в двухслойных системах является динамика высокоинтенсивных кратковременных импульсов энергии в условиях локально-неравновесного теплопереноса.

## Литература

1. Кудинов В. А., Калашиников В. В., Карташов Э. М., Лаптев Н. И., Сергеев С. К. Теплоперенос и термоупругость в многослойных конструкциях. — М.: Энергоатомиздат, 1997.
2. Технологические лазеры: Справочник. В 2 т. Т. 1: Расчет, проектирование и эксплуатация/Под общ. ред. Г. А. Абилюева. — М.: Машиностроение, 1991.
3. Красносельский М. А., Покровский А. В. Системы с гистерезисом. — М.: Наука, 1983.
4. Шабловский О. Н. // Инж.-физ. журн., 1990. Т. 59. № 1. С. 149.
5. Шабловский О. Н. Релаксационный теплоперенос в нелинейных средах. — Гомель: ГГТУ им. П. О. Сухого, 2003.
6. Шабловский О. Н., Кроль Д. Г., Концевой И. А. // Машиностроение. — Минск, 2002. Вып. 18. С. 516—520.
7. Gogol W. // Arch. termodyn. 1984. V. 5. № 3—4. P. 289.
8. Попов В. М. Теплообмен в зоне контакта разъемных и неразъемных соединений. — М.: Энергия, 1971.
9. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. — М.: Металлургия, 1989.
10. Беккер Р. Теория теплоты. — М.: Энергия, 1974.
11. Белоцерковский О. М., Грудницкий В. Г. // Журнал числ. матем. и матем. физики, 1980. Т. 20. № 6. С. 1400.
12. Шабловский О. Н., Кроль Д. Г. // Нелинейные краевые задачи математической физики и их приложения//Сб. науч. тр./Ин-т математики НАН Украины. — Киев, 1998. С. 234.

## Asymmetric properties of thermal processes at superficial heating of a two-layer metal plate

O. N. Shablovsky, D. G. Kroll  
Gomel State Technical University, Gomel, Belarus

*Nonlinear thermal properties of a two-layer metal plate at influenced by a non-stationary superficial source of energy are studied. Asymmetry reveals itself at rearrangement of layers. Entropy and hysteresis properties of heat exchange are investigated. The results of research of systems Fe—Mo and Fe—V are submitted.*

УДК 621.438

## Струйные энергетические технологии

Б. М. Кондрашов  
Москва, Россия

*Рассмотрены способы преобразования низкопотенциальной энергии внешней среды для получения мощности на силовом валу, высокопотенциальной теплоты, "холода" и реактивной тяги. При этом был использован процесс последовательного присоединения дополнительных масс, который реализуется в эжекторных сопловых аппаратах газотурбинных двигателей (ГТД).*

С каждым годом сокращаются запасы углеводородного сырья, растет энергопотребление, ухудшается экология, а известные технологии использования возобновляемых экологически чистых источников энергии, в том числе атмосферы, неэффективны.

Неравномерный нагрев газов, сжатых под действием гравитации, вызывает изменения давления и нарушает равновесное состояние атмосферы, при восстановлении которого потенциальная и тепловая энергии воздушных масс преобразуются в кинетическую. В результате такого стохастического природного процесса энергия атмосферы становится доступной для использования в ветродвигателях, выполняющих механическую работу без потребления кислорода и выработки продуктов сгорания. Их недостатки — низкая плотность энергии на единицу рабочей площади и неуправляемость процесса. Однако нарушать равновесное состояние атмосферы для преобразования потенциальной энергии воздушных масс в кинетическую можно и за счет управляемых локальных воздействий, например в эжекторных устройствах. Восстанавливая равновесное состояние, нарушаемое в эжекторном насадке активной струей рабочего тела, атмосфера совершает механическую работу. Ее объем зависит от величины, но в большей степени — от способа воздействия, а также параметров эжекторных устройств и сферы их применения. В эжекторном процессе — параллельном присоединении к стационарной реактивной струе —

тяга увеличивается без дополнительных затрат энергии топлива за счет "неуравновешенной силы внешнего давления на входной раструб (заборник) эжектора, появление которой обусловлено понижением давления на стенках раструба при втекании в него эжектируемого воздуха" [1]. Это утверждение Г. Н. Абрамовича констатирует факт управляемого использования энергии атмосферы для выполнения работы. Показатели эффективности процесса — КПД и коэффициент присоединения дополнительных масс  $m$  (равный отношению присоединяемой воздушной массы к массе активной струи) — низкие из-за турбулентного смешения и трения, уменьшающих скорость активной струи  $C_{aj}$ . В результате тяга и кинетическая энергия реактивной массы увеличиваются незначительно.

В другом процессе — последовательном присоединении (имеющим иную физическую основу, которая не обязательно связана со смешением объединяемых масс) — воздействие пульсирующей активной струи создает периодическое разрежение в эжекторном насадке, при котором за счет неуравновешенной силы атмосферного давления вслед за каждым импульсом активной струи ускоряется воздух. Процесс может происходить практически без смешения объединяемых масс и уменьшения скорости активной струи, но лишь в узком диапазоне величин и соотношений основных параметров: расчетной частоты, формы, длительности и скорости газовой массы импульсов активной струи, скорости набегающего