

**МЕТОД БЕСКОНТАКТНОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ
ТОЛЩИН СЛОЕВ ДВУХСЛОЙНЫХ ИЗДЕЛИЙ И АНАЛИЗ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В БИМЕТАЛЛАХ**

**А.П. Пудовкин¹, В.Н. Чернышов², Ю.В. Плужников³,
А.В. Колмаков³**

*Кафедры: «Конструирование радиоэлектронных
и микропроцессорных систем»(1),
«Криминалистика и информатизация правовой деятельности»(2), ТГТУ;
ОАО «Завод подшипников скольжения», г. Тамбов (3)*

Представлена членом редколлегии профессором Ю.Л. Муромцевым

Ключевые слова и фразы: биметалл; теплопроводность изделий; теплофизические процессы.

Аннотация: Рассмотрены вопросы анализа теплофизических процессов в биметаллах для определения параметров тепловых режимов нагрева и использования результатов анализа для контроля соотношения толщин слоев.

При производстве биметалла основными параметрами качества являются допуски на линейные размеры, формы и расположения поверхностей, которые составляют десятки и даже единицы микрометров. Необходимость тщательного контроля толщин слоев биметаллических материалов обусловлена тем, что от соотношения толщин слоев компонентов биметалла в значительной степени зависят его физико-механические свойства (предел прочности, текучести, относительное удлинение, антифрикционные и антикоррозионные свойства, электро- и теплопроводность и т. п.) и эксплуатационные характеристики. Стопроцентный контроль качества готовой продукции требует применения новых более производительных и точных методов и средств, позволяющих осуществлять контроль параметров качества в процессе изготовления изделий, например, таких как биметалл. Для этих целей целесообразно использовать бесконтактные тепловые методы непрерывного неразрушающего контроля (НК) геометрических величин исследуемых объектов.

Для разработки таких методов НК необходимо провести анализ теплофизических процессов в исследуемых биметаллах с целью определения параметров тепловых режимов нагрева и последовательности проведения измерительных процедур.

Наиболее перспективным источником тепловой энергии для бесконтактного НК толщины слоев двухслойных изделий при одностороннем доступе к поверхности является лазерное излучение.

При воздействии концентрированных потоков энергии на поверхность изделий часть потока энергии отражается от поверхности, а остальная часть поглощается в тонком поверхностном слое, вызывая его нагрев.

В расчетах тепловых процессов обычно используют два типа пространственного распределения плотности потока [1]: нормальное и равномерное по пятну нагрева радиусом r_f . Для нормального распределения плотности потока справедливо равенство

$$q(r) = q_0 e^{-kr^2}, \quad (1)$$

где q_0 – максимальная плотность потока в центре пятна ($r = 0$); k – коэффициент сосредоточенности, определяющий степень «остроты» пространственного распределения источника теплоты (чем больше k , тем большая часть плотности потока источника теплоты сосредотачивается вблизи его оси $r = 0$); $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – радиальная координата.

Для равномерного распределения плотности потока по пятну нагрева радиусом r_f

$$q(r) = \begin{cases} q_0^*, & r_f \geq r \geq 0 \\ 0, & r > r_f \end{cases}. \quad (2)$$

Связь между распределениями (1) и (2) устанавливается через коэффициент сосредоточенности k , в законе нормального распределения

$$r_f = Bk^{-1/2}, \quad (3)$$

где коэффициент B зависит от способа определения радиуса пятна нагрева r_f в законе нормального распределения. Если r_f определить как такое расстояние от центра пятна, при котором плотность потока лазерного излучения падает в $e \approx 2,72$ раза, то $B = 1$, и

$$r_f = 1/\sqrt{k}. \quad (4)$$

Пространственно-временная структура непрерывных лазеров на CO_2 может быть описана с помощью соотношения

$$q(r) = (1 - R)q_0 \cdot \exp(-kr^2), \quad (5)$$

где $(1 - R)$ – поглощающая способность, равная среднеинтегральному значению за время воздействия. Наиболее существенным в соотношении (5) является то, что пространственное распределение интенсивности источника теплоты описывается законом нормального распределения.

Учет поверхностной теплоотдачи можно производить по зависимости

$$\alpha = 0,02\lambda / r_f, \quad (6)$$

где λ – теплопроводность изделия.

С помощью уравнения (6) можно оценить минимальный радиус пятна нагрева, начиная с которого необходимо учитывать поверхностную теплоотдачу. Поверхностная теплоотдача при высоких температурах в основном обусловлена радиацией (что справедливо для температур $T > 10^3$ К) и описывается зависимостью вида

$$r_f = 0,02\lambda / (\varepsilon\sigma_0 T_B^3), \quad (7)$$

где ε – степень черноты; σ_0 – постоянная Стефана – Больцмана; T_B – температура поверхности.

Из формулы (7) следует: чем выше теплопроводность материала и ниже температура поверхности, тем при большем радиусе пятна нагрева необходимо учитывать теплоотдачу. Минимальный радиус пятна нагрева, при котором необходимо учитывать теплоотдачу, при нагреве тел лазерным излучением в вакууме, мкм: для титана 140, для вольфрама 200, для молибдена 400, для стали 500, для алюминия 2000.

Температура предельного состояния в центре пятна нагрева имеет вид

$$T_c = T(0, 0, 0, \infty) = T(x, y, z, t) = P_0 \sqrt{k/\pi} / 2\lambda, \quad (8)$$

где P_0 – мощность источника теплоты.

Из выражения (8) и с учетом ($q_0 = P_0 / \pi r_f^2 = P_0 k / \pi$) связи между мощностью P_0 нормально-распределенного источника теплоты и плотностью потока q_0 :

$$q_0 = 2\lambda T_m \sqrt{k} / \sqrt{\pi} = 1,128\lambda T_m \sqrt{k}. \quad (9)$$

Соотношение (9) определяет плотность потока, требуемого для достижения температуры плавления T_m в условиях установившегося процесса, т.е. (9) не зависит от длительности воздействия источника теплоты. Численные оценки q_0 для ряда металлов с различными теплофизическими свойствами приведены в табл. 1.

Таблица 1

Критические плотности потока q_0 для ряда материалов

Материал	λ , Вт/(м·К)	a , м ² /с	T_m , К	k , м ⁻²	q_0 , Вт/м ²
Медь	389	$1012 \cdot 10^{-4}$	1356	$10^6 - 10^8$	$4,2 \cdot 10^3 - 4,2 \cdot 10^4$
Сталь	51	$0,15 \cdot 10^{-4}$	1808	$10^6 - 10^8$	$7,8 \cdot 10^3 - 7,8 \cdot 10^4$
Никель	67	$0,18 \cdot 10^{-4}$	1726	$10^6 - 10^8$	$9,7 \cdot 10^3 - 9,7 \cdot 10^4$
Титан	15	$0,06 \cdot 10^{-4}$	2073	$10^6 - 10^8$	$2,7 \cdot 10^3 - 2,7 \cdot 10^4$
Алюминий	209	$0,87 \cdot 10^{-4}$	933	$10^6 - 10^8$	$1,4 \cdot 10^3 - 1,4 \cdot 10^4$

Задачи нагрева изотропных, например, двухслойных материалов с различными теплофизическими свойствами представляют существенный интерес для определения толщины слоев. Расчетные уравнения для температурного поля двухслойных материалов, учитывающие пространственное распределение теплового потока, являются весьма сложными. Рассмотрим одномерный случай, который дает возможность проследить за основными закономерностями процесса нагрева.

Температурная зависимость теплофизических характеристик каждого контактирующего материала, как правило, незначительна. Поэтому при нагреве металлов в первом приближении такую зависимость можно не учитывать. При радиусе пятна нагрева, удовлетворяющем условию $r_f \gg \sqrt{at}$, задача нагрева металлов излучением лазера может рассматриваться как одномерная.

Задача о температурном поле при нагреве источником тепла постоянной плотности q_0 двухслойного материала при идеальном контакте между слоями формулируется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_1}{\partial t} &= \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}; \\ t > 0, h \geq z \geq 0; \\ \frac{1}{a_2} \frac{\partial T_2}{\partial t} &= \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}; \\ t > 0, \infty > z \geq h. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Краевые условия задачи имеют вид:

$$z = 0 - \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = q_0, \quad (11)$$

$$z = h \begin{cases} T_1 = T_2 \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \end{cases}, \quad (12)$$

$$t = 0 \quad T_1 = T_2 = 0, \quad (13)$$

индексы 1 и 2 относятся соответственно к верхнему и нижнему слоям двухслойного материала.

Соотношение (12) описывает идеальный тепловой контакт между слоями (равенство температур и тепловых потоков на границе контактирования).

Решение задачи (10) – (13) имеет вид [2]:

$$T_1(z, t) = \frac{2q_0}{\lambda_1} \sqrt{a_1 t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}}\right) + \frac{2q_0 \sqrt{a_1 t}}{\lambda_1} \sum_{n=1}^{\infty} (q)^n \times \\ \times \left[\operatorname{ierfc} \frac{2nh + z}{2\sqrt{a_1 t}} + \operatorname{ierfc} \frac{2nh - z}{2\sqrt{a_1 t}} \right]; \quad (14)$$

$$T_2(z, t) = \frac{2q_0}{\lambda_1} \sqrt{a_1 t} (1 - q) \sum_{n=1}^{\infty} (q)^n \operatorname{ierfc} \times \left[\frac{(2n + 1)h + (z - h)\sqrt{a_1/a_2}}{2\sqrt{a_1 t}} \right], \quad (15)$$

где

$$q = \frac{\lambda_1/\sqrt{a_1} - \lambda_2/\sqrt{a_2}}{\lambda_1/\sqrt{a_1} + \lambda_2/\sqrt{a_2}}, \quad (16)$$

$$\operatorname{ierfc}(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} - u(1 - \operatorname{erf}(u)), \quad u = \frac{z}{2\sqrt{at}}, \quad (17)$$

$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp[-u^2] du$ – функция ошибок Гаусса, функции $\operatorname{erf}(u)$ и $\operatorname{ierfc}(u)$ табулированы [3].

В уравнении (14) первый член определяет поверхностный нагрев однородного материала, а второй член выражает поправку к температуре, обусловленную влиянием второго слоя с другими теплофизическими параметрами и конечностью толщины первого слоя.

Наибольший интерес для практических целей представляют закономерности изменения температуры в зависимости от времени в точках на поверхности нагрева и границе раздела слоев.

На рис. 1 приведены результаты расчетов по уравнениям (14) и (15) для двухслойной системы алюминий–сталь, а для двухслойной системы сплав алюминия АО20-1 – алюминий, алюминий–сплав АО20-1, представляющих интерес для нагрева лазером двухслойных изделий, приведены в табл. 2. На рис. 1 приведены также данные расчетов температуры для однослойной пластины из алюминия, выполненные по формуле

$$T(z, t) = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{at} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right). \quad (18)$$

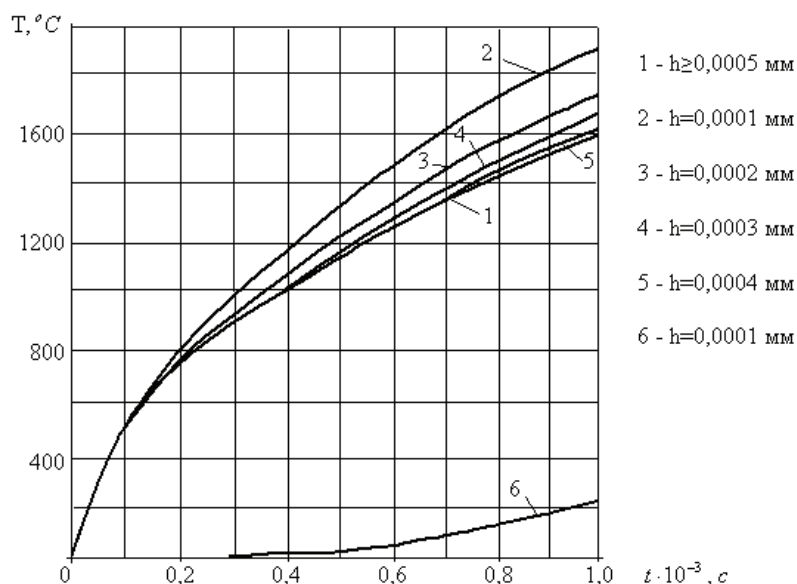


Рис.1 Зависимости температур от времени действия источника:

- 1 – на поверхности полубесконечного тела из алюминия;
 2, 3, 4, 5 – на поверхности двухслойного тела для алюминия и стали;
 6 – на поверхности контакта алюминия со сталью

Как видно из рис. 1, температура в однослойной пластине снижается быстрее, чем в двухслойной, что обусловлено меньшей теплопроводностью материала нижнего слоя.

Таблица 2

Толщина верхнего слоя биметалла, $h \cdot 10^3$ мм		Время действия источника, $t \cdot 10^3$ с								
		0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	
Биметаллы	Al-сталь	0,1	503	722	890	1133	1160	1277	1477	1656
		0,2	503	713	875	1013	1135	1245	1444	1620
		0,3	503	712	872	1008	1128	1236	1431	1603
		0,4	503	712	872	1007	1126	1234	1426	1595
	Сплав АО20-1 – Al	0,1	545	765	932	1070	1192	1302	1406	1665
		0,2	546	772	945	1090	1215	1330	1530	1706
		0,3	546	772	946	1092	1220	1337	1543	1720
		0,4	546	772	946	1092	1221	1338	1545	1726
	Al – сплав АО20-1	0,1	520	777	985	1166	1328	1474	1738	1971
		0,2	503	718	893	1041	1184	1314	1554	1773
		0,3	503	712	873	1010	1139	1254	1472	1666
		0,4	503	712	872	1007	1127	1236	1435	1611

Для расчета температурного поля и оценки требуемых энергетических параметров лазерного излучения рассмотрим случай нагрева двухслойных материалов, соответствующий малым временам действия импульса лазерного излучения.

Введем в рассмотрение три характерных значения времени протекания процесса нагрева лазерным излучением:

t_1 – малое значение времени, при котором распределение температуры по поверхности описывается той же закономерностью, что и плотность потока излучения;

t_2 – значение времени, по прошествии которого на поверхности тела в центральной точке пятна нагрева достигается заданная температура $T_{\text{зад}}$;

t_3 – значение времени, по достижению которого процесс нагрева становится установившимся для точек тела, удаленных от поверхности не более чем на диаметр фокального пятна. Значения t_1 и t_3 определяются теплофизическими свойствами материала и диаметром фокального пятна, а t_2 зависит, кроме того, от поглощенной доли светового потока. Время t_1 можно определить из условия, приведенного в [4]

$$t_1 \leq \frac{1}{20ak} \cong \frac{10^{-2} r_f^2}{a}. \quad (19)$$

Эта оценка справедлива и для полуограниченного тела, и для однослойной пластины. Время t_2 для полуограниченного тела может быть найдено из условия

$$t_2 = t_0 \operatorname{tg} \left(\frac{\lambda \sqrt{\pi k} T_{\text{зад}}}{q_0} \right), \quad (20)$$

где $t_0 = (4ak)^{-1}$.

Из условия

$$\frac{\lambda \sqrt{\pi k} T_{\text{зад}}}{q_0} \leq \frac{\pi}{2} \quad (21)$$

можно найти минимальное значение интенсивности q_0 , которое обеспечивает на поверхности температуру $T_{\text{зад}}$

$$q_{0\min} \geq 1,128 \lambda T_{\text{зад}} \sqrt{k}. \quad (22)$$

Например, для алюминия при $r_f = 10^{-4}$ м $q_{0\min} = 3 \cdot 10^9$ Вт/м².

Время t_3 важно для определения оптимальных продолжительностей импульса лазерного излучения в лазерных установках:

$$t_3 = \frac{10 r_f^2}{a}. \quad (23)$$

Например, для алюминия при $r_f = 10^{-4}$ м $t_3 = 1,2 \cdot 10^{-3}$ с.

Для толщин верхнего слоя биметалла, меньших чем H_∞ необходимо учитывать теплопередачу к нижнему слою. H_∞ определяется из условия

$$\frac{T(0, H_\infty, \infty)}{T(0, 0, \infty)} = \exp(\nu) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\nu}) = 0,05, \quad (24)$$

где $\nu = H_\infty^2 k$, отсюда

$$H_\infty = 2,6 d_f. \quad (25)$$

Как видно из рис. 1, для толщин верхнего слоя биметалла (алюминий–сталь), меньших чем 0,0003 м, и длительности импульса $t = 0,0005$ с необходимо учитывать теплопередачу к нижнему слою.

Численные оценки, произведенные в соответствии с формулами (19), (20), (22), (23), (25) для различных металлов, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Материал	r_f , м	t_1 , с	t_2 , с	$q_{0 \text{ min}}$, Вт/м ²	t_3 , с	H_∞ , м
Медь	10^{-4}	$0,89 \cdot 10^{-6}$	$3,56 \cdot 10^{-5}$	$3,39 \cdot 10^9$	$8,93 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$
Алюминий	10^{-4}	$1,15 \cdot 10^{-6}$	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$1,82 \cdot 10^9$	$11,5 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$
Сплав АО20-1	10^{-4}	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^9$	$14 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$
Сталь	10^{-4}	$6,67 \cdot 10^{-6}$	$26,6 \cdot 10^{-5}$	$0,445 \cdot 10^9$	$66,7 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$

Для нагрева биметаллов могут быть использованы лазеры с непрерывной генерацией, перемещающиеся над поверхностью исследуемого изделия с постоянной скоростью v . При перемещении пятна нагрева радиусом r_f по поверхности установится квазистационарное состояние, при котором нагретая зона постоянного размера перемещается вместе с источником тепла (см. рис. 2).

Наиболее важным случаем действия подвижных источников тепла является нагрев поверхности нормально-круговым источником с эффективной мощностью P_0 , перемещающимся с постоянной скоростью по поверхности полубесконечного тела [2].

Если скорость перемещения источника велика, то нормально-круговой источник на поверхности полубесконечного тела становится нормально-линейным. Процесс распространения тепла можно описать уравнением

$$T(x, y, z, t) = \frac{P_0}{2\pi\lambda R} \exp\left[-\frac{(R-x)v}{2a}\right], \quad (26)$$

где $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ – расстояние от точки измерения температуры до центра пятна нагрева; x, y, z – координаты точки контроля температуры.

Наибольшая температура достигается на оси движения источника:

$$T(x, t) = \frac{P_0}{2\pi\lambda v \sqrt{t(t_0 + t)}}, \quad (27)$$

где $t_0 = \frac{r_f^2}{4a}$ – постоянная времени.

Результаты проведенного выше анализа были использованы для разработки бесконтактного НК теплофизических свойств и толщин слоев двухслойных изделий, сущность которого заключается в следующем. Включают точечный источник тепловой энергии и перемещают его и два датчика температур над исследуемым изделием с постоянной скоростью V . Первый датчик температуры, движущийся по линии перемещения источника энергии, регистрирует избыточную температуру нагреваемой поверхности, соответствующую установившемуся квазистационарному режиму нагрева. Затем изменяют расстояние x от точки контроля температуры до центра пятна нагрева источника энергии. Изменение расстояния перемещением датчика температуры осуществляется до тех пор, пока контролируемая избыточная температура поверхности

исследуемого изделия $T(x)$ станет равной заданному значению $T_{\text{зад}}$. При этом регистрируют расстояние x точки контроля температуры от центра пятна нагрева.

Затем от точки регистрации избыточной температуры $T_{\text{зад}}$ изменяют расстояние y контроля температуры вторым термодатчиком от линии движения источника энергии. Изменение расстояния перемещением второго датчика температуры осуществляют до тех пор, пока контролируемая избыточная температура $T(y)$ поверхности исследуемого изделия станет равной заданному значению $T_{\text{зад.1}}$, величина которой задается равной чувствительности контрольно-измерительной аппаратуры. Измеренное расстояние y соответствует определенной глубине прогрева исследуемого изделия.

После этого изменяют мощность источника энергии в соответствии с зависимостью

$$q_i = q(n - i) / n, \quad i = 1, 2, \dots, n - 1, \quad (28)$$

а также изменяют расстояние регистрации температуры вторым термодатчиком от линии движения источника энергии до тех пор, пока контролируемая избыточная температура станет равной заданному значению $T(y_i) = T_{\text{зад.1}}$. Измеряют также первым датчиком температуры новые значения температур $T_i(x)$ при каждой мощности источника энергии.

Известно [6], что при нагреве поверхности полубесконечного в тепловом отношении изделия подвижным точечным источником энергии избыточная температура поверхности этого изделия в точке (см. рис. 2), перемещающейся за источником энергии по линии его движения и по параллельной линии A со скоростью, равной скорости перемещения источника, определяется формулами:

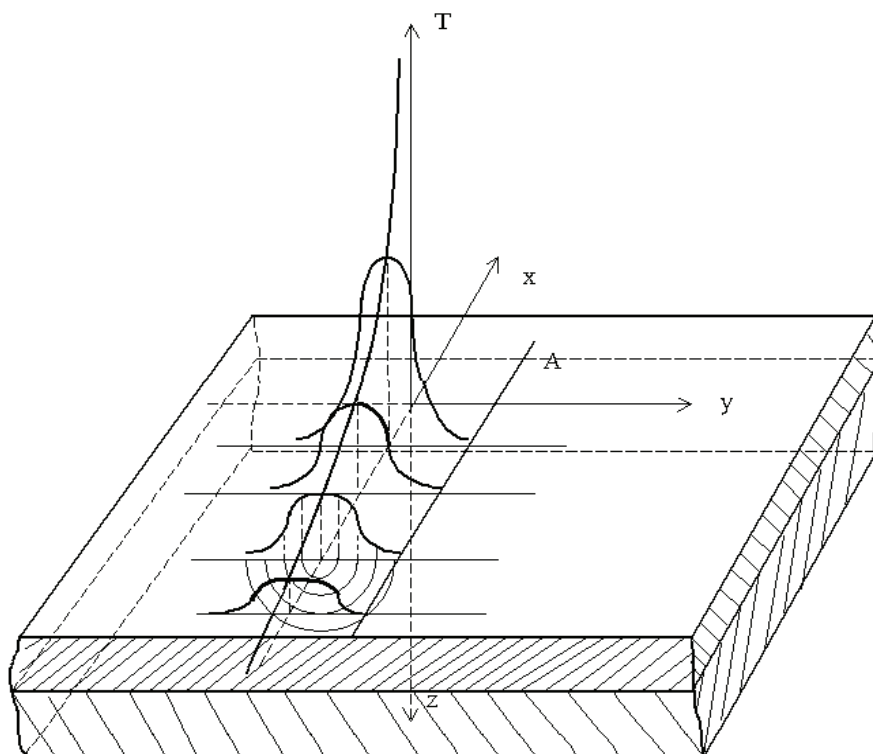


Рис. 2 Схема, иллюстрирующая процесс распространения тепла быстродвижущегося источника

$$T(x) = q / (2\pi\bar{\lambda}x), \quad (29)$$

$$T(R, x) = q \exp\left[-(\sqrt{x^2 + y^2} + x)V / 2\bar{a}\right] / (2\pi R\bar{\lambda}), \quad (30)$$

где $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ – пространственный радиус – вектор в подвижной системе координат, т.е. расстояние от точки измерения температуры до центра пятна нагрева при движении датчика температуры по линии, параллельной линии движения источника энергии; x – абсцисса точки контроля температуры в подвижной системе координат; $\bar{\lambda}$ и \bar{a} – среднеинтегральные по глубине коэффициенты теплопроводности и температуропроводности тепловой системы, представляющей собой двухслойное изделие с различными теплофизическими свойствами каждого слоя.

При каждой мощности источника энергии q_i определяют значения $\bar{\lambda}$ и \bar{a} по формулам:

$$\bar{\lambda}_i = q_i / [T_i(x)2\pi x], \quad (31)$$

$$\bar{a}_i = (\sqrt{x^2 + y_i^2} + x)V / 2 \ln \left[xT_i(x) / (\sqrt{x^2 + y_i^2}T_{\text{зад.1}}) \right]. \quad (32)$$

Поскольку расстояние y_i от точки регистрации температуры вторым термометром до линии движения источника энергии есть глубина прогрева исследуемого изделия, то можно построить зависимости теплопроводности и температуропроводности от глубины прогрева двухслойной тепловой системы при разной мощности источника энергии (см. рис. 3). В соответствии с (3) при глубине прогрева, меньшей чем толщина первого слоя двухслойного изделия, теплофизические свойства второго слоя не оказывают влияние на формирование температурного поля на поверхности изделия. Если глубина прогрева больше толщины первого слоя, то на формирование температурного поля на поверхности двухслойного изделия оказывают влияние теплофизические свойства нижнего слоя.

Величина y , при которой теплофизические свойства двухслойного изделия постоянны, будет соответствовать толщине первого слоя l_1 , а теплопроводность $\bar{\lambda}$ и температуропроводность \bar{a} будут соответствовать теплопроводности λ_1 и температуропроводности a_1 первого слоя.

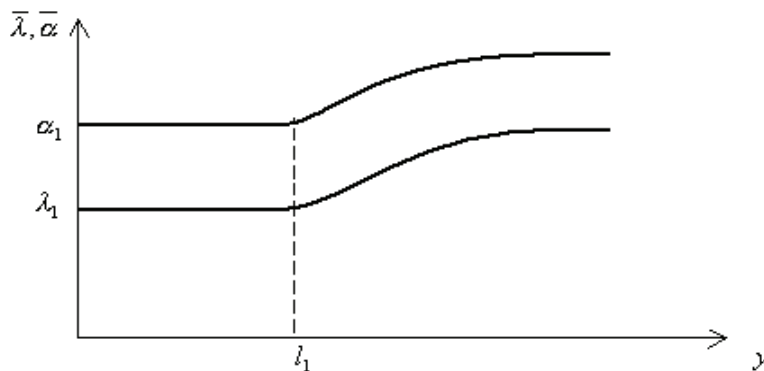


Рис. 3 Зависимости среднеинтегральной по глубине теплопроводности и температуропроводности от глубины прогрева двухслойного изделия при разной мощности источника энергии

При глубине прогрева $y > l_1$ можно определить теплопроводность и температуропроводность второго слоя [2]:

$$\lambda_2 = \{ \lambda(y)[l_1 k_1 + (y - l_1)] - \lambda_1 l_1 k_1 \} / (y - l_1), \quad (33)$$

$$a_2 = \lambda_2 / c_2 \rho_2, \quad (34)$$

где $k_1 = \rho_1 / \rho_2$ – постоянная, зависящая от отношения плотностей; c_2 – теплоемкость материала второго слоя; $(y - l_1)$ – глубина прогрева второго слоя.

Таким образом, измерив и зафиксировав расстояние между точкой контроля температуры первым термоприемником и центром пятна нагрева, а также расстояния между точками контроля температуры по линии, перпендикулярной линии движения точечного источника энергии, при разных значениях его мощности и, измерив при этих значениях мощности температуру первым термоприемником по линии движения источника энергии на зафиксированном расстоянии x от него и, зная мощность теплового воздействия, значения заданных температур $T_{зад}$ и $T_{зад1}$, плотность материалов слоев, можно определить не только толщину каждого слоя, но и их теплофизические свойства.

Экспериментальная проверка показала корректность основных теоретических выводов, положенных в основу предложенного метода НК, что позволит его широко использовать в процессе контроля толщин слоев биметаллических изделий.

Список литературы

1. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев, А.Н. Кокора. - М.: Машиностроение, 1985. - 496 с.
2. Рыкалин Н.Н. и др. Лазерная обработка материалов. - М.: Машиностроение, 1975. - 296 с.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. - М.: Высшая школа, 1967. - 600 с.
4. Макаров Н.И., Рыкалин Н.Н., Углов А.А. О выборе схемы расчета температурного поля пластин при сварке световым потоком лазера // Физика и химия обработки материалов. - 1967. - № 3. - С. 9 – 15.
5. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. - М.: Машгиз, 1951. - 296 с.
6. Патент РФ на изобретение № 2182310 от 10.05.2002. Способ бесконтактного неразрушающего контроля толщины и теплофизических свойств изделий / Плужников Ю.В., Колмаков А.В., Пудовкин А.П.

Method of Non-Contact Non-Destructive Control for Layers Thickness of Double-Layer Items and Analysis of Thermal Physical Processes in Bimetals

A.P. Pudovkin¹, V.N. Chernyshov², Yu.V. Pluzhnikov³, A.V. Kolmakov³

*Departments: "Design of Radio-Electronic and Microprocessor Systems" (1),
"Criminal Law and Information Technologies in Legal Activity" (2), TSTU;
"Plain Bearing Plant PLC" (3), Tambov*

Key words and phrases: bimetal; heat conductivity of items; thermal physical properties.

Abstract: Questions of thermal physical processes analysis in bimetals for determining parameters of heating regimes and application of analysis results for control of layers thickness correlation are considered.

**Methode der kontaktlosen ununterbrochenen Kontrolle
der Schichtdicken der doppelagigen Erzeugnisse und Analyse
der wärmephysikalischen Prozesse in den Bimetallen**

Zusammenfassung: Es sind die Fragen der Analyse der wärmephysikalischen Prozesse in den Bimetallen für die Bestimmung der Parameter der Wärmehaltungen der Erhitzung und der Anwendung der Analyseergebnisse für die Kontrolle der Beziehungen der Schichtdicken betrachtet.

**Méthode du contrôle non destructif sans contact des épaisseurs
des couches des produits à deux couches et analyse
des processus thermophysiques dans les bimétaux**

Résumé: On a examiné le problème de l'analyse des processus thermophysiques dans les bimétaux pour la définition des paramètres des régimes thermiques du chauffage et l'utilisation des résultats pour l'analyse du contrôle de la relation des épaisseurs des couches.
