

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Качанов, В. И. Селяков, Е. С. Трехов, Радиационный пирометрический зонд, *ТВТ*, 1973, том 11, выпуск 4, 853–857

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.211.24.175

9 ноября 2024 г., 13:38:32



УДК 536.521.2

РАДИАЦИОННЫЙ ПИРОМЕТРИЧЕСКИЙ ЗОНД

А. В. Качанов, В. И. Селяков, Е. С. Трехов

Предлагается метод для измерения больших тепловых нагрузок и коэффициентов теплоотдачи по темпу нагрева радиационного пирометрического зонда — однородного полубесконечного теплоизолированного стержня, температура торца которого измеряется пирометрическим методом. Приводится метод решения нестационарного уравнения теплопроводности с учетом излучения с поверхности тела по закону Стефана — Больцмана. Получено аналитическое решение для случая, когда теплофизические параметры материала не зависят от температуры. По разработанной методике проведены измерения тепловой нагрузки и коэффициентов теплоотдачи на текстолитовых образцах, взаимодействующих с набегающим потоком плазмы. Спектроскопическим методом измерен градиент температур в пограничном слое на поверхности образца, и независимым образом вычислена тепловая нагрузка на поверхность образца, величина которой согласуется с результатами измерений радиационным пирометрическим зондом.

При исследовании взаимодействия мощных тепловых потоков с поверхности материалов часто возникает необходимость измерения тепловой нагрузки. Обычно используемый метод термометрических измерений в нестационарной стадии нагрева [1] имеет ограничения, связанные с диапазоном рабочих температур для термометра и пренебрежением температурного градиента в термометрическом датчике [2].

В данной работе для определения больших тепловых нагрузок предлагается использовать радиационный пирометрический зонд, работающий в нестационарном режиме нагрева. В основе способа определения лежат измерения температуры поверхности тела методами оптической пирометрии.

Радиационный пирометрический зонд можно представить в виде однородного теплоизолированного полубесконечного стержня, для которого справедливо уравнение теплопроводности

$$\operatorname{div}(\lambda \nabla U) = \rho U_t \quad (1)$$

с краевым условием, заданным законом Стефана — Больцмана

$$-\lambda U_x(0, t) = q(t) - \epsilon \sigma U^4(0, t), \quad (2)$$

где λ , c , ρ — теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность материала зонда соответственно; $U(0, t)$ — температура; $q(t)$ — тепловая нагрузка на поверхность зонда; σ — постоянная Стефана — Больцмана; ϵ — степень черноты поверхности.

Рассмотрим нулевые начальные условия

$$U(x, 0) = 0. \quad (3)$$

Можно воспользоваться решением с краевым условием

$$-\frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=0} = \eta(t), \quad \eta(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases} \quad (2a)$$

и методом последовательных приближений получить решение задачи (1) — (3). Пусть $R(x, t)$ — решение задачи с краевым условием (2a), причем

функция $R(x, t)$ непрерывна вместе со своей первой производной. Тогда, воспользовавшись рекуррентной формулой

$$U_n(x, t) = \int_0^t \frac{1}{\lambda} [q(\tau) - \varepsilon \sigma U_{n-1}^*(0, \tau)] \frac{\partial}{\partial t} R(x, t - \tau) d\tau, \quad (4)$$

где

$$U_0(x, t) = \int_0^t \frac{1}{\lambda} q(\tau) \frac{\partial}{\partial t} R(x, t - \tau) d\tau,$$

можно получить последовательность функций $\{U_n(x, t)\}$, равномерно сходящуюся к предельной функции

$$U(x, t) = \int_0^t \frac{1}{\lambda} [q(\tau) - \varepsilon \sigma U^*(0, \tau)] \frac{\partial}{\partial t} R(x, t - \tau) d\tau. \quad (5)$$

Прямой подстановкой легко убедиться, что (5) является решением задачи (1)–(3). Для доказательства равномерной сходимости можно воспользоваться методом математической индукции. При этом легко показать, что $|U_n - U_{n+m}| \leq |U_n - U_{n+1}|$. Тогда, используя (4), получим при условии $U_0 \geq U_n$

$$\begin{aligned} |U_n - U_{n+m}| &\leq |U_n - U_{n+1}| \leq \frac{\varepsilon_0 \sigma}{\lambda_0} \int_0^t |U_n^* - U_{n-1}^*| R_t \times \\ &\times (x, t - \tau) d\tau < 4 \frac{\varepsilon_0 \sigma q_0^3}{\lambda_0^4} \left[\int_0^t R_t(x, t - \tau) d\tau \right]^4 |U_{n-1} - U_n|. \end{aligned} \quad (6)$$

Очевидно, что решение (5) справедливо в области $0 \leq x < \infty$, $0 < t < T^*$, причем параметр T^* определяется из условия

$$\frac{4\varepsilon_0 \sigma q_0^3}{\lambda_0^4} \left[\int_0^{T^*} R_t d\tau \right]^4 = 1, \quad (7)$$

где

$$q_0 = \max\{q(t)\}, \quad \varepsilon_0 / \lambda_0^4 = \max\{\varepsilon(t) / \lambda^4(t)\}.$$

Доказательством от противного можно показать, что полученное решение (5) — единственное и непрерывно зависит от краевых условий в области $0 \leq x < \infty$, $0 < t < T^*$. В аналитическом виде решение (5) может быть получено наиболее просто в случае, когда $\lambda c \rho = \text{const}$, $q = \text{const}$. При этом функция $R(x, t)$ имеет вид [3]

$$R(x, t) = 2a\sqrt{t} / \pi e^{-x^2/4a^2t} - x[1 - \Phi(x/2a\sqrt{t})], \quad (8)$$

где

$$a^2 = \frac{\lambda}{c\rho}, \quad \Phi(z) = \frac{2}{\pi} \int_0^z e^{-y^2} dy.$$

Поскольку при пирометрических измерениях основным измеряемым параметром является температура поверхности, представляет интерес получить решение именно для точки $x = 0$. В этом случае $R_t(0, t - \tau) = a / \sqrt{\pi(t - \tau)}$ и решение задачи может быть получено с использованием метода Дюамеля [4]. В нулевом приближении излучение не учитывается и тогда получается известное [3] решение

$$U_0(0, t) = \int_0^t \frac{q}{\lambda} \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{d\tau}{\sqrt{t - \tau}} = \frac{2a\sqrt{t}}{\sqrt{\pi} \lambda c \rho} \quad (9)$$

Для получения последующих приближений необходимо воспользоваться рекуррентным соотношением (4). Так, например, в первом приближении решение имеет вид

$$U_1(0, t) = \int_0^t \frac{1}{\lambda} \left[q - \varepsilon \sigma \left(\frac{2q\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi\lambda c\rho}} \right)^4 \right] \frac{d\tau}{a\sqrt{\pi}(t-\tau)} = \frac{2q\sqrt{t}}{\sqrt{\pi\lambda c\rho}} - \frac{256}{15} \frac{\varepsilon\sigma q^4 t^{3/2}}{(\pi\lambda c\rho)^{3/2}} \quad (10)$$

Решения, получаемые с использованием последующих приближений, удовлетворяют неравенству [6], которое позволяет оценить точность приближения. Например, ошибка первого приближения будет не больше

$$|U_1(0, t) - \bar{U}(0, t)| < 4 \frac{\varepsilon\sigma q^3}{\lambda^4} \frac{256}{15} \frac{\varepsilon\sigma q^4 t^{3/2}}{(\pi\lambda c\rho)^{3/2}},$$

где $\bar{U}(0, t)$ — истинное значение температуры поверхности. Вопрос о применимости одномерной задачи к зонду решается на основе выбора его геометрических размеров. При плоском температурном фронте зависимость его от глубины определяется, как видно из (8), экспоненциальным множителем $e^{-x^2/4a^2t}$. На глубине $\Delta = 2a\sqrt{2t/\lg e}$ температура меняется в 10^2 раз, и для того чтобы пренебречь краевыми эффектами в изменении температуры на боковых поверхностях цилиндрического зонда с погрешностью $\sim 1\%$, его диаметр d должен быть не меньше 2Δ . С другой стороны очевидно, что диаметр зонда не должен превышать характерных размеров — неоднородности теплового потока χ . Таким образом, диаметр зонда должен удовлетворять условию

$$\chi > d \gg 4a\sqrt{2t/\lg e}. \quad (11)$$

Аналогично можно получить условие, налагаемое на длину зонда l

$$l \geq (\lambda U(0, t) / q) [\ln U(0, t)]^{1/2}. \quad (12)$$

Радиационный пирометрический зонд может быть использован также для определения коэффициента теплоотдачи α при нагреве конвективным тепловым потоком. Тепловая нагрузка на поверхность тела в этом случае будет

$$q(t) = \alpha [T_e - U(0, t)], \quad (13)$$

где T_e — температура набегающего потока.

Решение нестационарного уравнения теплопроводности без учета излучения в этом случае имеет вид [5]

$$U_0(0, t) = T_0 + (T_e - T_0) \{1 - e^{\beta^2 t} [1 - \Phi(\beta\sqrt{t})]\}, \quad (14)$$

где T_0 — начальная температура тела, $\beta = \alpha / \sqrt{\lambda c\rho}$. Используя это решение в качестве нулевого, в первом приближении можно получить решение с учетом излучения

$$U_1(0, t) = T_0 + (T_e - T_0) \{1 - e^{\beta^2 t} [1 - \Phi(\beta\sqrt{t})]\} + \frac{\varepsilon\sigma}{\sqrt{\pi\lambda c\rho}} \int_0^t \frac{U_0^4 d\tau}{\sqrt{t-\tau}}. \quad (15)$$

При $\beta\sqrt{t} \ll 1$, $U_0(0, t) \approx T_0 + [2\alpha(T_e - T_0)\sqrt{t}/\sqrt{\pi\lambda c\rho}]$ и тогда (14) принимает вид

$$U_1(0, t) \approx T_0 + \frac{2\alpha(T_e - T_0)\sqrt{t}}{\sqrt{\pi\lambda c\rho}} - \frac{256}{15} \frac{\varepsilon\sigma\alpha^4 (T_e - T_0)^4 t^{3/2}}{(\pi\lambda c\rho)^{3/2}} - \frac{64\varepsilon\sigma\alpha^3 (T_e - T_0)^3 T_0 t^2}{(\pi\lambda c\rho)^3} \dots \quad (16)$$

Таким образом, полученное решение нестационарной задачи теплопроводности с учетом излучения позволяет получить аналитическую зависимость температуры от времени, теплофизических и радиационных параметров вещества, что может быть важно при интерпретации экспериментальных данных.

При решении задачи теплопроводности предполагалось, что комплекс $\lambda\sigma$ не зависит от температуры. Этому условию в наибольшей степени удовлетворяют среди металлических материалов платина [6] и сталь P18 [7].

В данной работе проводились измерения тепловых нагрузок и коэффициентов теплоотдачи при взаимодействии струи нагретого воздуха $T_e = 3500^\circ\text{K}$ с плоской поверхностью материала типа текстолита ($\lambda\sigma = (8 \pm 0,7) \cdot 10^2 \text{ Дж / град м}^2 \cdot \text{сек}^{1/2}$). Площадь поверхности образца выбиралась меньше площади сече-

ния струи, при этом поверхность ориентировалась под углом $40\text{--}50^\circ$ к оси струи.

В качестве источника нагрева использовался ВЧ-факельный плазматрон [8]. Попытки использовать металлический зонд из стали P18 приводили к возмущению ВЧ-факельного разряда. Разряд ввиду малой собственной емкости закорачивался и превращался в двухэлектродный.

В данной работе проводились измерения временных зависимостей яркостных температур поверхности на длине волны $\lambda = 5800 \text{ \AA}$, по схеме, показанной на рис. 1. Предварительно методом отражения при тех же условиях обжига измерялись спектральные коэффициенты черноты, по ним определялись истинные температуры поверхности и оценивались интегральные степени черноты ϵ .

Результаты измерений с использованием стального зонда позволили оценить плотность потока энергии на электрод из капала ВЧ-факельного разряда. Величина его $\sim 10^7 \text{ вт / м}^2$.

Измерения, проведенные на текстолитовом образце, использованном в качестве рабочего тела зонда, при $T_e = 3500^\circ\text{K}$, скорости набегающего потока равной 36 м/сек , времени нагрева $t = 0,87 \text{ сек}$ до температуры $U(0, t) = 1800^\circ\text{K}$, дали значения $\alpha = (10,3 \pm 0,9) 10^2 \text{ вт/град м}^2$. При этих условиях оказалось, что для указанной точности достаточно нулевого приближения. Приведенное значение ошибки определяется не возможностями метода или аппаратурными ошибками, а свойствами материала, который отличается большими структурными неоднородностями, связанными с технологией изготовления. Так, например, значения степеней черноты для различных участков поверхности различаются более чем на 10%, в то время как в условиях опыта ошибка, связанная с учетом излучения, не превосходит 3%.

Для контроля получаемых результатов в эксперименте проводились измерения профиля температур в контактной области взаимодействия струи нагретого воздуха с поверхностью материала. Профиль температур измерялся с использованием обобщенного метода обращения [9] по схеме, показанной на рис. 2. Использование сканирующего диска со щелью $0,08 \text{ мм}$ и диафрагмированной оптической системы обеспечивало пространственное разрешение для излучения из контактного слоя с точностью $\sim 0,1 \text{ мм}$. Измерения температур обращения проводились в стационарной стадии обжига на D-линии Na ($5890\text{--}96 \text{ \AA}$), который присутствовал в материале. Калиб-

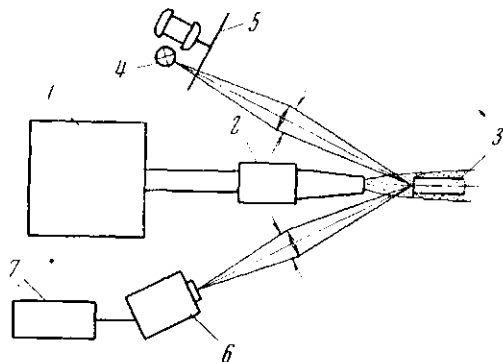


Рис. 1. Блок-схема измерения яркостных температур и спектральных коэффициентов черноты поверхности образца:

1 — генератор ВЧД 1,6/40; 2 — плазматрон; 3 — образец; 4 — линза ДРШ; 5 — вращающийся диск (модулятор); 6 — фотоприставка с фильтром; 7 — самосвечение П-107

ровка установки проводилась по эталонному источнику — вольфрамовой лампе СИ-8-200. Коэффициент теплоотдачи в стационарной стадии обжига определялся по формуле

$$\alpha = \lambda_b \Delta T / \Delta n / (T_c - U_0).$$

Результаты измерений показывают, что при температуре набегающего потока воздуха $2700 \pm 100^\circ \text{K}$ и прочих равных условиях, температура по-

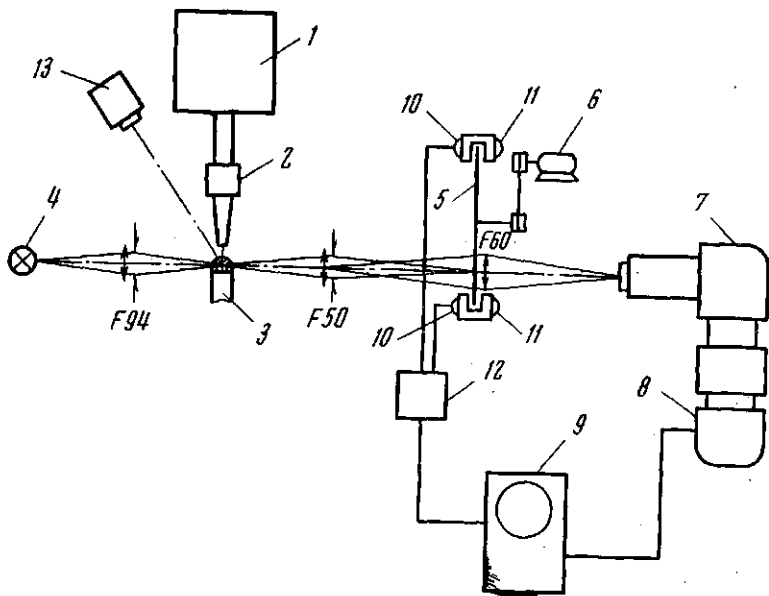


Рис. 2. Блок-схема измерения профиля температур в пограничном слое на поверхности образца:

1 — генератор ВЧД 1,8/40; 2 — плазматрон; 3 — образец; 4 — лампа ДКСШ-1000; 5 — вращающийся диск; 6 — двигатель; 7 — спектрограф ИСП-51; 8 — фотоприставка ФЭП-1; 9 — осциллограф С1-4 с фотоаппаратом; 10 — фотоспротивление ФСК; 11 — источник подсветки; 12 — блок синхронизации запуска фотоаппарата; 13 — фотоприставка ФЭП-2 для измерения яркостной температуры поверхности образца

верхности $U_0 = 1920 \pm 20^\circ \text{K}$, температурный градиент по нормали к поверхности $\Delta T / \Delta n = 6 \cdot 10^6 \text{ град} / \text{м}$. Значение теплопроводности воздуха при температуре стенки U_0 принималось равным $\lambda_b = 0,125 \text{ вт} / \text{град м}$ [10].

При этих условиях значение коэффициента теплоотдачи оказалось равным $\alpha = 9,0 \cdot 10^2 \text{ вт} / \text{град м}^2$.

Таким образом, в пределах погрешностей результаты, полученные двумя независимыми методами, совпадают, что подтверждает вывод о возможности использования радиационного пирометрического зонда для измерений тепловых нагрузок и коэффициентов теплоотдачи.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
26 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Соок. AIAA J., № 7, 1970.
2. Сб. Измерение температур в объектах новой техники. «Мир», 1965.
3. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнение математической физики, Гос. техиздат, 1953.
4. В. Я. Арсенин. Математическая физика. «Наука», 1966.
5. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. «Высшая школа», 1967.
6. Н. Б. Варгафтик. Теплофизические свойства веществ. Гостехиздат, 1956.
7. Справочник машиностроителя, 1, М., 1951.
8. А. В. Качанов, В. И. Селяков, Е. С. Трехов. Докл. на Всес. симп. по плазмехимии, Москва, 1971.
9. Н. Н. Соболев, Ф. С. Файзуллоев. Оптика и спектроскопия, 3, 162, 1957.
10. В. С. Чиркин. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Атомиздат, 1968.