Поправка $\Delta\sigma_k$ на нелинейность градуировки тепломера оказалась пренебрежимо малой и не учитывалась. Поправка $\Delta\sigma_\varepsilon$, учитывающая температурную зависимость $\varepsilon(T)$ в опытах с Al_2O_3, может достигать значений 0,15 ÷ 0,50. Поэтому исследование было проведено в основном на образцах Al_2O_3, покрытых тонкой пленкой графита. Коэффициент излучения покрытия оценивался, как и для графитового образца, величиной $\varepsilon = 0{,}78$ [2] во всем интервале температур 1200 ÷ 2300° К. Благодаря этому поправкой $\Delta\sigma_\varepsilon$ во всех опытах удавалось пренебрегать. Для расчета поправок $\Delta\sigma_a$ и $\Delta\sigma_b$ значения коэффициентов теплопроводности λ и температуропроводности a были заимствованы из работ [2, 3]. Испытываемые образцы из Al_2O_3 имели диаметр 5 *мм*, а образцы из графита — 5 и 8 *мм*, значения $\Delta\sigma_a$ и $\Delta\sigma_b$ для них поэтому не превышали 0,04—0,09.

Сигнал тепломера в рабочих опытах записывался электронным одноточечным потенциометром типа ЭПП-09 с временем пробега шкалы 0,6 *сек* и скоростью перемещения диаграммной ленты 21,3 *мм/сек*. Инерционность ЭПП-09 и тепломера по экспериментальным данным оказалась равной $\varepsilon_T < 0{,}05$ *сек*, что позволило в рабочих опытах не учитывать поправку $\Delta\sigma_T$.

Скорость изменения сигнала тепломера $dN/d\tau$ определялась графическим дифференцированием экспериментальной кривой $N(\tau)$. Интервал осреднения выбирался равным 20 ÷ 25°.

Результаты измерений теплоемкости Al_2O_3 и графита показаны на рис. 4. Сплошные кривые на графике являются средними для всех опытов. Пунктиром на график нанесены литературные данные [3, 4]. Разброс отдельных экспериментальных точек от осредненной кривой как для Al_2O_3, так и для графита составил во всем диапазоне температур ± 6 ÷ 8%. Наибольшее отклонение осредненных кривых от литературных (до +8%) имеет место на верхней границе температурной шкалы, т. е. на начальном участке опыта, где поправки играют заметную роль.

Ленинградский институт
точной механики и оптики

Поступило в редакцию
9 II 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. С. Платунов. Теплофизика высоких температур, 3, № 6, 1965.
2. И. Э. Кэмпбелл. Техника высоких температур, ИЛ, М., 1959.
3. Handbook of thermophisikal properties of solid Materials Pergamon Press, 1961.
4. В. Я. Чеховской. Теплофизика высоких температур, 2, № 2, 1964.

УДК 536.3:535.34

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ДВУМЯ УЗКИМИ ПОЛОСКАМИ

В. М. Мелентьев

Нагревательные элементы различных приборов можно рассматривать как систему пар узких плоских полосок, участвующих в лучистом теплообмене. Процесс лучистого теплообмена между узкими полосками можно считать «элементарным» процессом, изучение которого упрощает анализ теплообмена между конечными поверхностями.

Внутренняя поверхность пластинок (полосок), образующих полость, предполагается оптически однородной, непрозрачной, абсолютно матовой. Свойства этой поверхности характеризуются коэффициентом отражения поверхности R_i и лучепоглощательной способностью A_i [1]. Полость характеризуется локальной эффективной лучепоглощательной способностью $A_{эф}(M_i)$ и средней эффективной лучепоглощательной способностью $A_{эф\,i}$. Перпендикулярное сечение рассматриваемой полости изображено на рисунке.

В рассматриваемом случае ширина пластинок, образующих полость, мала, поэтому коэффициент взаимного обмена излучением между различными элементами полосок $K(M_i, N_i)$ не сильно зависит от координат точек и мало отличается от некоторого среднего значения K. По этим же соображениям локальную эффективную лучепоглощательную способность полости $A_{эф}(M_i)$ можно принять равной средней эффективной лучепоглощательной способности полости $A_{эф,\,i}$, которая при сделанных допущениях определяется выражением:

$$A_{эф,\,i} = A_i / 1 - 2h_0R_iK. \qquad (1)$$

Для определения среднего значения коэффициента взаимного обмена энергией K рассматриваемой полости воспользуемся методом поточной алгебры, разработанным Г. Л. Поляком на основе свойств взаимности и замкнутости при лучистом теплообмене тел [2, 3] или теоремой Крофтона об охватывающих нитях [4].

Ограничивая пространство между полосками контуром $ABCD$ (см. рисунок), получаем среднее значение углового коэффициента φ_{ii}:

$$\varphi_{ii} = [(AD + BC) - (BD + AC)] / 2AB. \qquad (2)$$

Так как рассматриваемая полость симметрична, то $AD = BC$, $AB = CD = 2h_0 = d_0$, $BD + AC = 2b$.

Из треугольников AED и AO_1F для AD получаем следующее соотношение:

$$AD = \sqrt{b^2 + d_0^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2}}. \qquad (3)$$

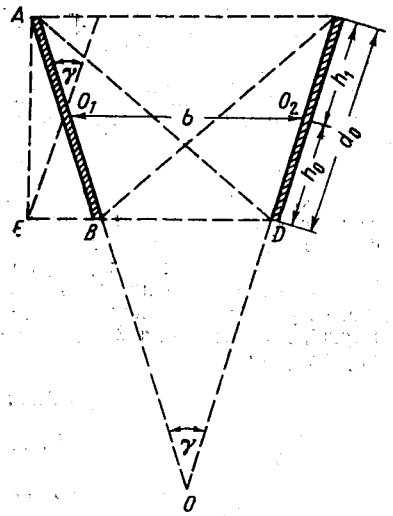
Учитывая (3) для φ_{ii}, согласно (2), получим:

$$\varphi_{ii} = \left(\sqrt{b^2 + d_0^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - b\right) \Big/ d_0 = \sqrt{h_1^2 + \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - h_1. \qquad (4)$$

В частном случае, когда пластинки, образующие полость, параллельны, т. е. угол $\gamma = 0$, формула (4) принимает вид, совпадающий с формулой (XIV, 17), полученной С. Н. Шориным [5] для аналогичного частного случая.

Между средними значениями коэффициента взаимного обмена энергий K и угловым коэффициентом φ_{ii} имеется очевидная связь [6, 7]:

$$K = \varphi_{ii} / d_0. \qquad (5)$$



Для среднего значения коэффициента взаимного обмена энергией K, согласно (4) и (5), получаем:

$$K = \left(\sqrt{b^2 + d_0^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - b\right) \Big/ d_0^2 = \frac{1}{d_0}\left[\sqrt{h_1^2 + \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - h_1\right], \qquad (6)$$

где $h_1 = b / d_0$ — безразмерный параметр полости.

Подставляя значение K из (6) в (1), получаем следующую формулу для средней эффективной лучепоглощательной способности полости:

$$A_{эф,\,i} = A_i \Big/ \left[1 - R/d_0 \left(\sqrt{b^2 + d_0^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - b\right)\right] = A_i \Big/ \left[1 - R_i \left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2 \frac{\gamma}{2}} - h_1\right)\right]. \qquad (7)$$

В частном случае, когда расстояние между пластинками много больше их ширины $d_0 (b \gg d_0)$, выражение (7) может быть упрощено. Разделим числитель и знаменатель выражения (7) на b. Так как величина $d_0 / b = 1 / h_1$ мала, то корень, стоящий в знаменателе этого выражения, может быть разложен в ряд. Ограничиваясь двумя слагаемыми ряда, выражению (7) придаем следующий вид:

$$A_{эф,\,i} = 2h_i A_i \Big/ \left(2h_1 - R_1 \cos^2 \frac{\gamma}{2}\right). \qquad (8)$$

При $\gamma = 0$, т. е., когда пластинки, образующие полость, параллельны, выражение (8) принимает такой вид:

$$A_{эф,\,i} = 2h_1 A_i / (2h_1 - R_i).$$

Если же пластинки взаимно перпендикулярны, т. е. $\gamma = \pi / 2$, то

$$A_{эф,\,i} = 4h_1 A_i / (4h_1 - R_i).$$

Формулу (8) можно записать сокращенно:

$$A_{эф,\,i} = \varkappa_i A_i,$$

где

$$\varkappa_i = 2h_1 \Big/ \left(2h_1 - R_1 \cos^2 \frac{\gamma}{2}\right).$$

Здесь $\varkappa_i$ — коэффициент многочисленных отражений, определяющий влияние лучистого теплообмена на величину энергии, поглощаемой системой из двух полосок.

Полученные выражения (4) и (7) для углового коэффициента излучения полости i на себя φ_{ii} и осредненной эффективной лучепоглощательной способности полости $A_{эф,\,i}$ позволяют элементарно [8] получать конкретные расчетные формулы для остальных оптико-геометрических и энергетических характеристик излучения рассматриваемой незамкнутой полости.

В [8] введены следующие оптико-геометрические характеристики излучения незамкнутых полостей:

а) коэффициент многократных отражений $\varkappa_i$, определяемый в данном случае соотношением

$$\varkappa_i = A_{эф,\,i} / A_i = 1 / 1 - R_i\varphi_{ii} = 1 + R_i\Phi_{ii}; \tag{9}$$

б) средний разрешающий угловой коэффициент излучения от полости на себя Φ_{ii}, равный в нашем случае:

$$\Phi_{ii} = \varkappa_i - 1 / R_i = E_{пад,\,i} / E_{c,\,i} = \varkappa_i\varphi_{ii}. \tag{10}$$

Подставив значения φ_{ii} из (4) в (9) и (10), после несложных преобразований получаем следующие конкретные расчетные формулы для упомянутых оптико-геометрических характеристик излучения применительно к рассматриваемой полости:

$$\varkappa_i = \left[1 - R_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)\right]^{-1}, \tag{11}$$

$$\Phi_{ii} = \left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right) \Bigg/ \left[1 - R_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)\right]. \tag{12}$$

Пользуясь зависимостями между осредненными оптико-геометрическими и энергетическими характеристиками незамкнутой полости, легко получить расчетные формулы и для основных осредненных энергетических характеристик излучения рассматриваемой незамкнутой полости.

Поверхностные плотности падающего $E_{пад,\,i}$, эффективного $E_{эф,\,i}$, результирующего $E_{рез,\,i}$ и собственного $E_{c,\,i}$ излучения для однородной изотермической незамкнутой полости при $\varphi(M_iF_i) = \varphi_{ii}$ связаны с осредненными оптико-геометрическими характеристиками следующими соотношениями [8]:

$$\begin{aligned} E_{пад,\,i} &= \Phi_{ii}E_{c,\,i} = \sigma_0 A_i\Phi_{ii}T_i^4, \\ E_{эф,\,i} &= \varkappa_i E_{c,\,i} = \sigma_0 A_i\varkappa_i T_i^4, \\ E_{рез,\,i} &= -(1 - A_i\Phi_{ii})E_{c,\,i} = -\sigma_0 A_i(1 - A_i\Phi_{ii})T_i^4. \end{aligned} \tag{13}$$

Подставляя значения $\varkappa_i$ и Φ_{ii} из (11), (12) в (13), получим следующие расчетные формулы для энергетических характеристик полости в граничных точках поля излучения:

$$\begin{aligned} E_{пад,\,i} &= \frac{\sigma_0 A_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)}{1 - R_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)}T_i^4, \\ E_{эф,\,i} &= \frac{\sigma_0 A_i}{1 - R_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)}T_i^4, \\ E_{рез,\,i} &= -\sigma_0 A_i\left[1 - \frac{A_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)}{1 - R_i\left(\sqrt{h_1^2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}} - h_1\right)}\right]T_i^4. \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; T_i — абсолютная температура пластинок полости.

Пользуясь расчетными формулами (7), (11), (12) и (14), можно производить численные расчеты по определению оптико-геометрических и энергетических характеристик полости.

Краснодарский политехнический институт

Поступило в редакцию 22 III 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Шевцов. Тр. Краснодарск. ин-та пищевой пром-ти, вып. 10, стр. 63, 1951.
2. Г. Л. Поляк. Ж. техн. физики, вып 3, 1935.
3. Г. Л. Поляк. Изв. Энергетического института АН СССР, 1935.
4. Ю. А. Суринов. Сб. Теплопередача и тепловое моделирование, Изд-во АН СССР, стр. 322—328, 1959.
5. С. Н. Шорин. Теплопередача, ГИЛСА, 1952.
6. Ю. А. Суринов. Изв. АН СССР. Отд. техн. н., № 7, 1948.
7. С. И. Шевцов. Тр. Краснодарск. ин-та пищевой пром-ти, вып. 16, стр. 63, 1957.
8. Ю. А. Суринов. Сб. Проблемы энергетики, Изд-во АН СССР, стр. 448, 1959.