



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Я. М. Геда, В. А. Длугунович, Е. А. Круплевич, В. Н. Снопко, Монохроматическая пирометрия зеркально-диффузных поверхностей с использованием двунаправленного коэффициента отражения, *ТВТ*, 1992, том 30, выпуск 6, 1238–1241

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: 3.235.145.252

2 ноября 2024 г., 04:15:15



МОНОХРОМАТИЧЕСКАЯ ПИРОМЕТРИЯ ЗЕРКАЛЬНО-ДИФFUЗНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУНАПРАВЛЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Основной проблемой оптической пирометрии при измерении термодинамической температуры нагретых тел является необходимость учета коэффициентов теплового излучения. Для непрозрачных материалов наиболее перспективны методы измерений, основанные на получении данных о коэффициентах отражения с применением дополнительного стороннего излучения [1, 2]. Наиболее просто такие измерения реализуются для объектов, характеризующихся совершенно диффузным [3] или зеркальным [4] отражением. Несколько сложнее измерение температуры поверхностей, имеющих смешанное зеркально-диффузное отражение. Для них существует методика [5], использующая регистрацию собственного и отраженного излучения в двух спектральных участках λ_1 и λ_2 , в которой отраженное излучение характеризуется отношением спектральных направленно-полусферических коэффициентов отражения. При этом у изотропных поверхностей, не имеющих выделенного направления в структуре шероховатости и облучаемых по нормали, отношение спектральных направленно-полусферических коэффициентов отражения совпадает с отношением двунаправленных коэффициентов отражения, измеренных на тех же длинах волн при углах регистрации 20–35° относительно нормали [6]. Установленная взаимосвязь существенно упрощает процесс определения температуры, так как при этом не требуется собирать все излучение, отраженное в полусферу над пирометрируемой поверхностью.

Дальнейшее упрощение указанной методики сводится к измерениям на одной длине волны, если найти соответствующий способ определения направленно-полусферического коэффициента отражения без использования устройств, собирающих отраженный в полусферу поток излучения. Целью данной работы является упрощение метода определения температуры тел по регистрации собственного и отраженного излучения на основе зависимости между направленно-полусферическим и более удобным для измерения двунаправленным коэффициентом отражения.

При нормальном падении излучения на шероховатую поверхность между направленно-полусферическим коэффициентом отражения [7] (полный направленный коэффициент отражения [8], направленно-полусферическая отражательная способность [9]) $\rho(0; 2\pi)$ и двунаправленной отражательной способностью [9] (двунаправленный коэффициент отражения $R(0; \theta, \varphi)$, отнесенный к телесному углу фотоприемника [7]; частичный коэффициент отражения [8]) $\rho'(0; \theta, \varphi)$ существует взаимосвязь [8]

$$\rho(0; 2\pi) = \int_{2\pi} \rho'(0; \theta, \varphi) \cos \theta d\omega.$$

Отношение полного отраженного потока излучения Φ к силе излучения $I(0)$, отраженного в направлении к нормали к поверхности, является эквивалентным телесным углом Ω отраженного излучения [10]

$$\Omega = \frac{\Phi}{I(0)} = \int_{2\pi} f(\theta) d\omega,$$

где $f(\theta)$ -- нормированная индикатриса силы отраженного излучения.

Используя выражение для двунаправленной отражательной способности через ее значение в направлении нормали к поверхности $\rho'(0; 0)$ и нормированную индикат-

рису силы излучения $f(\theta, \varphi)$, имеем

$$\begin{aligned} \rho(0; 2\pi) &= \rho'(0; 0) \int_{2\pi} f(\theta) d\omega = \rho'(0; 0) \Omega = \\ &= \frac{R(0; 0)}{\omega} \Omega. \end{aligned} \quad (1)$$

Измерив двунаправленный коэффициент отражения при углах падения, близких к нормали, и зная для тех же условий эквивалентный телесный угол отраженного излучения, можно определить направленно-полусферический коэффициент отражения материала без использования устройств, собирающих отраженный в полусферу поток. Для реализации этого метода измерения направленно-полусферического коэффициента отражения требуется экспрессный способ определения эквивалентного угла Ω .

В [11] показано, что при падении зондирующего излучения по нормали на плоский образец со случайно шероховатой изотропной поверхностью существует удобная для практического использования взаимосвязь между эквивалентным телесным углом Ω и значением индикатрисы силы отраженного излучения $f(\theta)$ в направлении $\theta = 20-60^\circ$

$$\Omega = \pi f(\theta) / \cos \theta. \quad (2)$$

При $\theta = 35^\circ$ наиболее вероятна минимальная методическая ошибка измерений.

Разработанный экспрессный способ определения эквивалентного телесного угла [11] позволяет довольно просто и быстро измерить нормально-полусферический коэффициент отражения материала, используя эталон со смешанным или диффузным характером отражения. Так, если на эталон, нормально-полусферический коэффициент отражения которого $\rho^*(0; 2\pi)$, а затем на исследуемый образец направить по нормали к поверхности постоянный поток излучения Φ и измерить силу излучения, отраженного ими под углом $\theta = 35^\circ$, то из результатов измерения можно рассчитать нормально-полусферический коэффициент отражения $\rho(0; 2\pi)$ исследуемого материала. Принимая во внимание, что

$$R(0; 0) = I(0) \omega / \Phi, \quad (3)$$

и используя (1) и (2) для исследуемого образца и эталона, получаем выражение для нормально-полусферического коэффициента отражения исследуемого материала

$$\rho(0; 2\pi) = \rho^*(0; 2\pi) I(\theta) / I^*(\theta), \quad (4)$$

где $I(\theta)$ и $I^*(\theta)$ – значения силы излучения, отраженного от исследуемого образца и эталона под углом $\theta = 35^\circ$, при потоке Φ , падающем по нормали к их поверхности.

Для оценки точности предлагаемого способа в спектральных областях 0,63 и 1,15 мкм были проведены сравнительные измерения направленно-полусферических коэффициентов отражения 33 различных образцов [11], поверхности которых были обработаны абразивными порошками различной зернистости (ультрафиолетовое стекло УФС-6 и дюралюминий Д16, а также стекло- и органопластики на кремнийорганической, фенольной и эпоксидной основах как с исходным состоянием поверхности, так и после термодеструкции поверхности под воздействием излучения CO_2 -лазера), по данной методике и на спектрофотометре СФ-26 с приставкой для исследования диффузного отражения ПДО-5. Установлено, что погрешность измерения нормально-полусферического коэффициента отражения предлагаемым методом не превышает 30% при доверительной вероятности 0,95. При этом случайная инструментальная погрешность (в основном связанная с нестабильностью излучения лазера подсветки) составляет ~20% и 16% приходится на методическую погрешность, обусловленную несовершенством принятого метода измерений и проявляющуюся для совокупности измерений на различных объектах как случайная.

Используя измерения спектральной плотности энергетической яркости теплового излучения L_λ и определяя направленно-полусферический коэффициент отражения

Методические погрешности измерения спектральных направленно-полусферических коэффициентов отражения и температуры поверхности стеклотекстолита СТК

$\rho_c(0; 2\pi)$	$\rho(0; 2\pi)$	$\frac{\rho_c - \rho}{\rho_c}, \%$	$(T_c - T), K$	$\frac{T_c - T}{T_c}, \%$	$(T_c - T_n), K$	$\frac{T_c - T_n}{T_c}, \%$
$\lambda = 0,63 \text{ мкм}$						
0,110	0,090	18,2	1	0,1	8	0,6
0,126	0,120	4,8	0	0	9	0,7
0,361	0,380	5,3	-3	0,2	32	2,5
$\lambda = 1,15 \text{ мкм}$						
0,089	0,090	1,1	0	0	5	0,5
0,104	0,120	15,4	-2	0,2	11	1,0
0,336	0,325	3,3	2	0,1	59	4,3

описываемым способом, можно измерить температуру излучающей поверхности, которая в приближении Вина равна

$$T = C_2 / \left[\lambda \ln \frac{(1 - \rho(0; 2\pi)) C_1}{\lambda^5 L_\lambda} \right] =$$

$$= C_2 / \left[\lambda \ln \frac{(1 - \rho^*(0; 2\pi) I(\theta) / I^*(\theta)) C_1}{\lambda^5 L_\lambda} \right]. \quad (5)$$

Полная инструментальная погрешность, с которой определяется эта температура, зависит от значения температуры, коэффициента отражения и погрешностей измерений $\rho(0; 2\pi)$ и L_λ и имеет следующий вид [12]:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \rho(0; 2\pi)}{1 - \rho(0; 2\pi)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L_\lambda}{L_\lambda} \right)^2}. \quad (6)$$

Апробация этого метода измерения температуры проводилась с использованием коэффициентов отражения, измеренных как с применением фотометрической сферы, так и рассчитанных из сопоставления силы отраженного излучения для образца и эталона. На установке [13], включающей фотометрическую сферу, измерялись направленно-полусферические коэффициенты отражения $\rho_c(0; 2\pi)$ образцов, нагреваемых излучением CO₂-лазера, при длинах волн 0,63 и 1,15 мкм и одновременно регистрировалась спектральная плотность энергетической яркости теплового излучения на этих же участках спектра. На основе этих данных рассчитывались яркостная T_n и термодинамическая T_c температуры поверхности полимерных композитных материалов. При этом было установлено, что в спектральных областях 0,63 и 1,15 мкм направленно-полусферические коэффициенты отражения полимерных композитов, поверхности которых прококсовались в результате нагрева, не зависят от температуры. Поэтому в другом варианте направленно-полусферические коэффициенты отражения $\rho_c(0; 2\pi)$ этих же, но остывших образцов определялись по описываемой методике из измерений на гониофотометре [6]. Затем использовались данные о спектральной плотности энергетической яркости, соответствующие моменту прекращения нагрева этих образцов на установке [14], и по формуле (5) рассчитывалась их термодинамическая температура T в этот момент. Значения $\rho_c(0; 2\pi)$ и T_c принимались как наиболее близкие к истинным, и по отношению к ним оценивались методические погрешности, возникающие при использовании $\rho(0; 2\pi)$, T и T_n (таблица).

Несмотря на заметную погрешность измерения направленно-полусферического коэффициента отражения, его учет при определении температуры T является оправданным по сравнению с использованием яркостной температуры T_n . Температура

нагретой поверхности, определенная предлагаемым способом, практически совпадает с результатами измерения температуры при использовании фотометрической сферы.

Рассмотренный метод измерения термодинамической температуры нагретых тел распространяется на непрозрачные плоские в пределах пятна зондирования поверхности без выделенного направления в структуре шероховатости. Благодаря тому, что образец не требуется помещать в фотометрическую сферу или поворачивать, область применения предлагаемого способа распространяется на имеющие большие размеры или движущиеся объекты в быстропротекающих технологических процессах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свет Д.Я. // Измерения, контроль, автоматизация. 1982. Вып. 2 (42). С. 22.
2. Gardner G.L., Jones T.P. // J. Phys. E. 1980. V: E13, N 3. P. 306.
3. Пирометр // Приборы для научных исследований. 1987. № 10. С. 168.
4. Свет Д.Я., Афонькин В.Г., Нарышкин С.В. // Приборы и средства автоматизации. 1961. № 3. С. 14.
5. Геда Я.М., Длугоунович В.А., Снопко В.Н. // ЖПС. 1984. Т. 40. № 3. С. 454.
6. Гарнова Е.А., Геда Я.М., Длугоунович В.А. и др. // ЖПС. 1989. Т. 50. № 3. С. 456.
7. Judd D.B. // J. Opt. Soc. Amer. 1967. V: 57, N 4. P. 445.
8. Nicodemus F.E. // Appl. Opt. 1965. V: 4. N 7. P. 767.
9. Зигель Р. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
10. Сапожников Р.А. Теоретическая фотометрия. М.: Энергия, 1977.
11. Гарнова Е.А., Геда Я.М., Длугоунович В.А. и др. // Измерительная техника. 1990. № 6. С. 26.
12. Снопко В.Н. Спектральные методы оптической пирометрии нагретой поверхности. Минск: Наука и техника, 1988.
13. Агафонова В.А., Геда Я.М., Длугоунович В.А. и др. // ЖПС. 1986. Т. 46. № 1. С. 25.

Ин-т физики
Г. Минск

Поступило в редакцию
30.04.91