

5. Бегеня, Г.Ф. Опыт упрочнения деталей из сталей пониженной прокаливаемости импульсным закалочным охлаждением жидкостью/ Г.Ф. Бегеня, Г.И. Анискович //Вестник БарГУ/ – 2013, вып.1 – С. 152–159.

6. ГОСТ 8233-56. Сталь. Эталоны микроструктуры [Текст. – введ. 1957-07.01. – М.: Изд-во стандартов. 1960. – 4с.

УДК 621.891

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ БЕСКОНТАКТНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ МАШИН

*Магистрант – Веремейчик А.П., маг 18 тс, ФТС
Научный*

руководитель – Сай А.С., к.т.н., доцент

*УО «Белорусский государственный аграрный технический
университет», г. Минск, Республика Беларусь*

Аннотация. Рассмотрены методы оптической пирометрии действительных температур по собственному излучению объектов диагностирования машин.

Ключевые слова. Термодиагностирование, излучение, тепловой поток, спектральная плотность, пирометр, распределение потока излучения.

Введение. Бесконтактное термодиагностирование реальных объектов основано на анализе параметров теплового потока от объекта, отличающегося по своим спектральным и энергетическим характеристикам от излучения абсолютно черного тела, спектральную плотность которого можно определить по формулам Планка, Вина или Релея–Джинса.

Непосредственная задача прибора, измеряющего температуру объекта по излучению, – измерение параметров потока излучения, испускаемого объектом. К ним относятся абсолютное значение и спектральное распределение потока излучения.

Абсолютное значение потока излучения Φ , воспринимаемое пирометром, определяется оптическими параметрами системы: коэффициентом использования потока от объекта A_r и коэффициентом спектрального пропускания системы τ_λ . Таким образом,

$$\Phi = A_r \int_0^\infty r(\lambda, T) \tau_\lambda d_\lambda. \quad (1)$$

Если плотность энергии излучения $r(\lambda, T)$ задана формулой Планка, то интеграл в правой части (1) аналитически не вычисляется, и его определение возможно только графическим путем или с помощью таблиц и номограмм.

В явном виде связь между T и Φ можно установить только для $\tau_\lambda = 1$:

$$\Phi = A_t b_0 T^4, \quad (2)$$

где b_0 – постоянная Стефана-Больцмана; $b_0 = 5,668 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Если использовать ограниченный участок спектра излучения и диапазон температур, где справедлива формула Вина, то уравнение (1) можно решить при любой характеристике τ_λ разбиением зависимости $\tau_\lambda = f(\lambda)$ на ряд участков и аппроксимацией τ_λ на каждом из этих участков при помощи функции [5].

Решение интеграла (1) во всей области можно представить в виде

$$\Phi = A_t \int_{r=0}^{r=m} \dot{a}_{\lambda_k} \dot{\sigma} r(\lambda, T) \lambda_k d\lambda. \quad (3)$$

На ограниченном интервале температур $T_1 - T_2$, что соответствует одному поддиапазону изменения температуры, выражение (3) можно заменить более простыми зависимостями вида

$$\Phi = Q \lambda_{\text{эф}} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_{\text{эф}} T}\right), \quad (4)$$

где $\lambda_{\text{эф}}$ – эффективная длина волны;

Q – коэффициент;

При измерении температуры в качестве информационного параметра Y используется спектральное распределение потока излучения, которое предусматривает измерение отношения потоков в двух ограниченных различными фильтрами участках спектра:

$$Y = \Phi_{\tau_{\lambda_1}} / \Phi_{\tau_{\lambda_2}}, \quad (5)$$

где $\Phi_{\tau_{\lambda_1}}, \Phi_{\tau_{\lambda_2}}$ – потоки излучения при определенной длине волны.

Целью работы является анализ методов оптической пирометрии действительных температур по собственному излучению объектов диагностирования.

Результаты работы. Рассмотрим основные известные методы измерения действительной температуры.

Пирометрия с инвариантным преобразователем. Для количественного учета изменений излучательной способности объекта и пропускания среды вводится Пирометрия с инвариантным преобразователем. Для количественного учета изменений излучательной способности объекта и пропускания среды вводится функция длины волны λ , действительной температуры T и времени t [8]:

$$\varepsilon^*(\lambda, T, t) = \varepsilon(\lambda, T, t)\tau(\lambda, T), \quad (6)$$

где $\varepsilon(\lambda, T, t)$ и $\tau(\lambda, T)$ – коэффициенты спектральной излучательной способности соответственно исследуемого тела и промежуточной среды.

В приближении Вина уравнение любого из методов пирометрии частичного излучения или спектрального отношения можно записать в канонической форме

$$T^{-1} = T_{\text{усл}}^{-1} + \frac{L}{c_2} \ln E, \quad (7)$$

где $c_2 = 14388$ мкм·К. При методе частичного излучения

$$T_{\text{усл}} = T_c; L = l_3; E = \varepsilon(l_3, T, t). \quad (8)$$

При методе спектрального отношения

$$T_{\text{усл}} = T_c; L = l_3 = \frac{l_1 l_2}{l_2 - l_1}; E = \frac{\varepsilon^*(l_1, T, t)}{\varepsilon^*(l_2, T, t)}. \quad (9)$$

Чтобы определить действительную температуру по излучению, необходимо знать величину E . Процесс измерения действительной температуры по излучению включает два этапа: оценку значения E для данного объекта и собственно измерения температуры на основании уравнения Вина по одной или более спектральным лучистостям.

При этом возможны две ситуации: 1) характер излучения и пропускания за время измерений не изменяется, т. е. $|\partial E / \partial t| = 0$ и возможные значения E известны; 2) коэффициенты излучательной способности или пропускания в процессе измерения непостоянные и неизвестные.

В [6, 7] показано, что информацию об излучательной способности можно выделить из потока теплового излучения в виде некоторых инвариантных к температуре относительных спектральных распределений $J(\{\lambda_i\}\{\lambda_j\})$, которые в общем случае записывают в виде линейной комбинации логарифмов составляющих спектра теплового излучения в (λ, T) , описываемого законом Вина-Планка:

$$J(\{\lambda_i\}\{\lambda_j\}) = \sum_{i=1}^m P_j \ln r(\lambda_j, T) - \sum_{i=1}^m P_i \ln r(\lambda_i, T), \quad (10)$$

где $r(\lambda_i, T), r(\lambda_j, T)$ – измеренные спектральные яркости;

P_i, P_j – нормирующие весовые коэффициенты, обеспечивающие нелинейные операции.

Величины P_i, P_j определяются количеством используемых компонентов спектра и значениями эффективных длин волн λ_i, λ_j :

$$\frac{dJ(\{\lambda_i\}\{\lambda_j\})}{dT} = 0.$$

Если множества $\{\lambda_i\}$ и $\{\lambda_j\}$ не содержат общих длин волн и

$$\overset{l}{\underset{i=1}{\overset{\circ}{a}}} P_i v_i \overset{m}{\underset{i=1}{\overset{\circ}{a}}} P_j v_j, \quad (11)$$

здесь v_i, v_j – частоты составляющих спектра.

Числовые значения коэффициентов P_i и P_j выбирают из условия (10). Они зависят только от количества l и m используемых спектральных компонентов и значений их частот v_i и v_j . В простейшей случае – для двух спектральных составляющих $l = m = 1$ значения коэффициентов P_i и P_j соответственно равны λ_i^* и λ_j^* , где λ_i^* и λ_j^* – безразмерные значения длин волн λ_i и λ_j . Тогда выражение (10) можно записать в виде

$$J(\{\lambda_i\}\{\lambda_j\}) = \lambda_i \ln e(\lambda_i, T) - \lambda_j \ln e(\lambda_j, T) + Q_{ij}, \quad (12)$$

где Q_{ij} – определяются схемой и конструкцией прибора;

η_i, η_j – коэффициенты передачи измерительных приборов, применяемых для выделения в регистрации i -го j -го компонентов.

Таким образом, значения $J(\{\lambda_i\}\{\lambda_j\})$ для данных длин волн находят только по обобщенным коэффициентам спектральной излучательной способности $\varepsilon^*(\lambda_i, T)$ и $\varepsilon^*(\lambda_j, T)$

Алгоритм (12) не применяется в тех случаях, когда интервал равен нулю, т. е. в случае черного тела $\varepsilon(\lambda, T) = 1$ и для излучателя, спектральная излучательная способность которого имеет вид

$$\varepsilon^*(\lambda, T) = \exp(const / \lambda).$$

Если зависимость излучательной способности от длины волны на некотором спектральном интервале допускает степенную аппроксимацию, то по интервалам (12) можно непосредственно определять значения спектральной излучательной способности.

Действительно, пусть значения логарифма функции спектральной излучательной способности можно с требуемой степенью точности аппроксимировать полиномом степени $(n + 1)$, т. е.

$$\ln \varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2 + \dots + a_{n+1} \lambda^{n+1}, \quad (13)$$

Подставляя значение $\ln \varepsilon(\lambda, T)$ из (13) в (12) для каждой пары компонентов спектра получаем:

$$\begin{aligned} J(\lambda_2, \lambda_1) &= a_0(\lambda_2 - \lambda_1) + a_1(\lambda_2^2 - \lambda_1^2) + \dots + a_n(\lambda_2^{n+1} - \lambda_1^{n+1}) + Q_{n,n+1}, \\ J(\lambda_{n+1}, \lambda_m) &= a_0(\lambda_{n+1} - \lambda_m) + a_1(\lambda_{n+1}^2 - \lambda_m^2) + \dots + a_n(\lambda_{n+1}^{n+1} - \lambda_m^{n+1}) + Q_{n,n+1}. \end{aligned} \quad (14)$$

На основании $n+1$ компонентов спектра $\lambda_1, \dots, \lambda_{n+1}$ получаем систему n уравнений для определения n неизвестных коэффициентов a_1, a_2, \dots, a_n и соответственно $\varepsilon(\lambda_i, T), \dots, \varepsilon(\lambda_n, T)$.

После того, как коэффициенты спектральной излучательной способности для всех выбранных длин определены, значение действительной температуры T вычисляем по алгоритму, описывающему какой-либо из спектральных методов пирометрии излучения.

Таким образом, независимо от изменений температуры определяется не только значение спектральной излучательной способности или ее обобщенного коэффициента $\varepsilon(\lambda, T)$, но и функция, учитывающая коэффициент передачи используемого оптико-электронного канала $\eta(\lambda)$, т. е. $E(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \eta(\lambda)$.

Требование о представлении на интервале $\lambda_1 - \lambda_n$ логарифма функции $E(\lambda, T)$ в виде полинома накладывает некоторые ограничения на вид этой функции. Однако во многих практических случаях, выбирая этот интервал достаточно коротким, удается обойти указанные ограничения.

Физический смысл описанной выше закономерности состоит в том, что распределения вида

$$W_0(\lambda, T) = \lambda \ln r_0(\lambda, T) - \lambda \ln \lambda^{-5} c_1, \quad (15)$$

применительно к излучению $r_0(\lambda, T)$ в области Вина инварианты к длине волны, т. е. $dW(\lambda, T)/d\lambda = 0$. Поэтому $W_0(\lambda, T)$ описывает излучение в виде равномерного спектра, каждый компонент которого

$$W_0(\lambda, T) = c_2 / T. \quad (16)$$

Спектр реального типа можно представить в виде компонентов, соответствующих черному телу, и величины $\lambda_i \ln \varepsilon(\lambda_i, T)$ или, с учетом приближения (14),

$$W_0(\lambda, T) = \frac{c_2}{T} + \sum_{k=1}^n a_k \lambda^{k+1}. \quad (17)$$

Следовательно, из инвариантов (14) для соответствующих пар длин волн можно получить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 J_{1,2} &= \overset{\circ}{\mathbf{a}} \underset{k=1}{\overset{n}{a_k}} (\lambda_1^{k+1} - \lambda_2^{k+1}), \\
 J_{2,3} &= \overset{\circ}{\mathbf{a}} \underset{k=1}{\overset{n}{a_k}} (\lambda_2^{k+1} - \lambda_3^{k+1}), \\
 J_{n,n+1} &= \overset{\circ}{\mathbf{a}} \underset{k=1}{\overset{n}{a_k}} (\lambda_n^{k+1} - \lambda_{n+1}^{k+1}).
 \end{aligned} \tag{18}$$

Эта система описывает функцию дисперсии спектральной излучательной способности для длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ в нормированном виде.

Для ряда веществ в конденсированной фазе удовлетворительная точность аппроксимации достигается при небольшом числе членов n . Так, в [8] показано, что для определения спектральной излучательной способности металлов в видимой и близкой инфракрасной области спектра достаточна простейшая линейная аппроксимация

$$\ln \varepsilon(\lambda_1, T) = a_0 + a_1 \lambda_1. \tag{19}$$

При этом используются всего три компонента спектра с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, а максимум априорной информации, заключающейся в том, что излучающая поверхность является металлической, достаточен для определения действительной температуры металла независимо от вида металла и состояния его поверхности.

Оценка коэффициента спектральной излучательной способности с помощью инварианта (8) возможна и при $k=n$, т. е. когда число используемых спектральных компонентов меньше степени аппроксимирующего полинома. При этом отсутствующая текущая информация компенсируется увеличением объема априорной информации об излучательной способности, а некоторые аналитические операции заменяются логическими.

Пирометрия с инвариантным преобразованием требует введения в измерительную аппаратуру дополнительных элементов, необходимых для нелинейных преобразований пирометрических сигналов. Однако эти условия не приводят к увеличению инструментальной погрешности.

Сопоставление результатов измерений с математической моделью. При логарифмировании и последующем дифференцировании уравнения Планка получаем выражение [4]

$$\frac{d \ln r_\lambda^0}{d \ln \lambda} = \frac{1}{r_\lambda^0} \frac{dr_\lambda^0}{d \ln \lambda} = \frac{\exp\left(\frac{c_2}{\ln \lambda + \ln T}\right)}{\exp\left(\frac{c_2}{\ln \lambda + \ln T} - 5\right)} \tag{20}$$

ИЛИ

$$\frac{1}{r_{\lambda}^0} \frac{dr_{\lambda}^0}{d \ln \lambda} = f(\ln \lambda + \ln T). \quad (21)$$

Формула (21) представляется в виде семейства кривых (рисунке 1), отражающих зависимость энергетической яркости от длины волны и температуры [2].

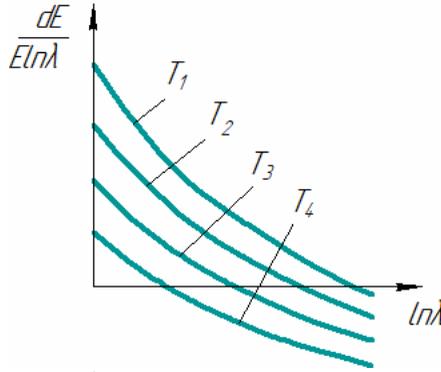


Рисунок – Семейство логарифма спектральной плотности энергетической яркости абсолютно черного тела в функции логарифма длины волны

В память компьютера вводятся все кривые, изображенные на рисунке 1. Затем производится измерение на некотором участке спектра значений спектральной плотности энергетической яркости r_{λ} объекта измерения и вычисления значения $\frac{1}{r_{\lambda}^0} \frac{dr_{\lambda}^0}{d \ln \lambda}$.

В случае $\epsilon = \text{const}$ оказывается, что $\frac{1}{r_{\lambda}} \frac{dr_{\lambda}}{d \ln \lambda} = \frac{1}{r_{\lambda}^0} \frac{dr_{\lambda}^0}{d \ln \lambda}$ и тогда темпе-

ратура реального тела равна той температуре T , хранимой в памяти, для которой кривая (рисунок 1) совпадает с кривой, вычисленной по измеренным значениям r_{λ} .

Действительно, учитывая, что

$$r_{\lambda} = r_{\lambda}^0 \epsilon_{\lambda, T}, \quad (22)$$

аналогично (20) получим

$$\frac{d \ln r_{\lambda}}{d \ln \lambda} = \frac{1}{r_{\lambda}} \frac{dr_{\lambda}}{d \ln \lambda} = \frac{1}{\epsilon_{\lambda, T}} \frac{d \epsilon_{\lambda, T}}{d \ln \lambda} + \frac{1}{r_{\lambda}^0} \frac{dr_{\lambda}^0}{d \ln \lambda}, \quad (23)$$

В правой части уравнения (23) второй член выражается уравнением (18) или (21), а первый член при $\epsilon = \text{const}$ обращается в нуль. Если зависимость

излучательной способности ε_λ от длины волны выражается формулой

$$\varepsilon_\lambda = d\lambda^{-1/2}, \quad (24)$$

где $d = \text{invar } \lambda$, то $\frac{d \ln \varepsilon_\lambda}{d \ln \lambda} = \frac{1}{2}$, т. е. постоянной величине, и тогда семейство кривых уравнения (21) смещается по оси ординат на постоянную величину.

При других видах зависимости ε_λ от λ , погрешность может быть значительной (в некоторых практических случаях достигает 25 %) [25].

Заключение. Таким образом, все рассмотренные методы бесконтактно-го определения действительных значений температур не свободны от недостатков как в смысле точности получаемых результатов, так и в отношении технической реализации. Тем не менее, применение их все же существенно уменьшает методическую погрешность, неизбежную при использовании классических методов пирометрии.

Техническая реализация методов оптимальной оптической пирометрии действительных температур по собственному излучению осуществляется на основе как локальных измерительных систем, так и компьютера, причем в последнем случае дискретизованные сигналы пирометров вводятся непосредственно в память компьютера.

Список использованных источников

1. Канарчук В.Е., Деркачев О.Б., Чигринец А.Д. Термическая диагностика машин. – К.: Высшая шк. Головное изд-во, 1985. – 168 с.
2. Дукарский С.М. Рылов И.А., Малахов П.Н. усовершенствование метода и устройства для измерения температуры чугуна на выпуске из доменной печи. – Приборы и системы упр., 1970. Т. 9. № 9.
3. Жагулло О.М. Понятие условной температуры в современной пирометрии. – Теплофизика высоких температур, 1970. Т. 9. № 3.
4. Костава Ю.Н. Методы пирометрии истинных температур. – В кн.: Автоматизация – народному хозяйству. М.: Энергия, 1969.
5. Поскачей А.А., Чубаров Е.П. Оптико-электронные системы измерения температуры. – М.: Энергия, 1979.
6. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии в непрерывном спектре излучения. – М.: Наука, 1968.
7. Свет Д.Я. Независимое определение излучательной способности по спектру собственного теплового излучения. – М.: Докл. АН СССР. – 1975. 221. № 1.
8. Свет Д.Я. Измерения истинных температур по собственному излучению – оптимальная пирометрия. – Измерения, контроль, автоматизация, 1977. № 1.