

УДК 681.518.3

Б.И. Скорик, А.В. Гейко

*Днепропетровский национальный университет*

### К ВОПРОСУ ПРИМЕНЕНИЯ БЕСКОНТАКТНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТЫХ ТЕЛ

*Исследовано влияние излучательной способности объекта на показания пирометров различных типов. Разработаны рекомендации по выбору типа пирометра.*

*пирометр, бесконтактный метод*

Высокие требования, предъявляемые к современным технологическим процессам, требуют применения бесконтактных методов температурного контроля [1 – 4].

В основу этих методов положены зависимости величины потока излучения и спектрального распределения энергии излучения от температуры нагретого тела. Эти зависимости для абсолютно черного тела выражаются уравнениями Планка, Вина, Стефана-Больцмана:

$$V_{\text{олт}} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\pi} \cdot \left( \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)^{-1}; \quad (1)$$

$$V_{\text{олт}} = \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\pi} \cdot \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right); \quad (2)$$

$$V_{\text{от}} = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4, \quad (3)$$

где  $V_{\text{олт}}$  – спектральная энергетическая яркость;

$V_{\text{от}}$  – интегральная энергетическая яркость;  $T$  – температура, °К;  $C_1 = 3,7413 \cdot 10^{-12}$  Вт·см<sup>2</sup>;  $C_2 = 1,438$  см·град;  $\lambda$  – длина волны излучения, мкм;  $\sigma = 5,6686 \cdot 10^{-12}$  Вт/см<sup>2</sup>·град<sup>4</sup>.

В настоящее время имеется широкий ассортимент средств бесконтактного измерения температуры, под которым большинство пользователей понимают пирометры. Современные пирометры представляют собой сложнейшие оптические и электронные системы, позволяющие решить практически любую задачу по измерению температуры нагретых тел в диапазоне от –50 до 6000°С [1, 3].

По принципу действия пирометры подразделяются на квазимонохроматические (яркостные), спектрального отношения (цветовые), полного излучения (радиационные).

При измерении температуры реальных тел пирометры излучения дают значение условной или псевдо-температуры, которая носит название ярко-

стной, цветовой или радиационной температуры. Расхождения между условной и истинной температурой тела представляют собой методические погрешности пирометров. Градуировку пирометров излучения производят по излучению абсолютно черного тела [1, 2], поэтому физической причиной методических погрешностей всех без исключения пирометров является отличие излучения всех реальных тел от излучения абсолютно черного тела, которое в соответствии с законом Кирхгофа может быть учтено через коэффициент излучательной способности  $\epsilon_{\lambda T}$  реального тела:

$$V_{\lambda T} = \epsilon_{\lambda T} \cdot V_{\text{олт}} \quad (4)$$

Коэффициент излучательной способности тела зависит от длины волны  $\lambda$  тела, температуры  $T$ , а также от материала и формы излучателя, состояния его поверхности и др.

Следовательно, для получения достоверных результатов измерения температуры пирометром необходимо предварительное изучение спектральной характеристики излучения объекта, а применяемый пирометр должен обеспечить минимум методических погрешностей.

Известно [1, 3], что основная методическая погрешность показаний различных типов пирометров определяется непостоянством коэффициентов излучательной способности различных материалов. Проведем обобщающий анализ влияния изменений коэффициентов излучательной способности на показания пирометров: квазимонохроматических (яркостных), спектрального отношения (цветовых), полного излучения (радиационных).

В основе такого анализа лежат соотношения, базирующиеся на законах Планка (1), Вина (2), Стефана-Больцмана (3), Кирхгофа (4).

*Для квазимонохроматического пирометра.*

Введем следующие обозначения:  $T$  – действительная температура измеряемого тела;  $V_{\lambda T}$  – спектральная энергетическая яркость этого тела;  $T_{\text{я}}$  – яркостная температура тела.

Так как пирометр градуирован по излучению абсолютно черного тела, то он покажет яркостную температуру абсолютно черного тела, при которой спектральные энергетические яркости реального тела  $V_{\lambda T}$  и абсолютно черного тела  $V_{\text{олт}}$  будут равны:

$$V_{\lambda T} = V_{\text{олт}} \quad (5)$$

Согласно закону Кирхгофа (4) можем записать:

$$V_{\text{олт}} = \epsilon_{\lambda T} \cdot V_{\text{олт}} \quad (6)$$

С учетом закона Вина (2) получим:

$$\frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\pi} \cdot \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T_{\text{я}}}\right) = \epsilon_{\lambda T} \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\pi} \cdot \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right)$$

Из последнего выражения может быть вычислена поправка  $\Delta T = T - T_{\text{я}}$ , которую необходимо прибавлять к измеренной квазимонохроматическим

пирометром яркостной температуре для получения действительной температуры тела:

$$\Delta T = T - T_{\text{я}} = \frac{a \cdot T_{\text{я}}}{1 - a \cdot T_{\text{я}}}, \quad (7)$$

где  $a = -\frac{\lambda}{C_2} \cdot \ln \epsilon_{\lambda T}$ .

При известных значениях  $\epsilon_{\lambda T}$  и  $\lambda$  можно найти коэффициент  $a$  и поправку к яркостной температуре.

На рис. 1, 2 представлены графические зависимости поправок на коэффициент излучательной способности для квазимонохроматического пирометра.

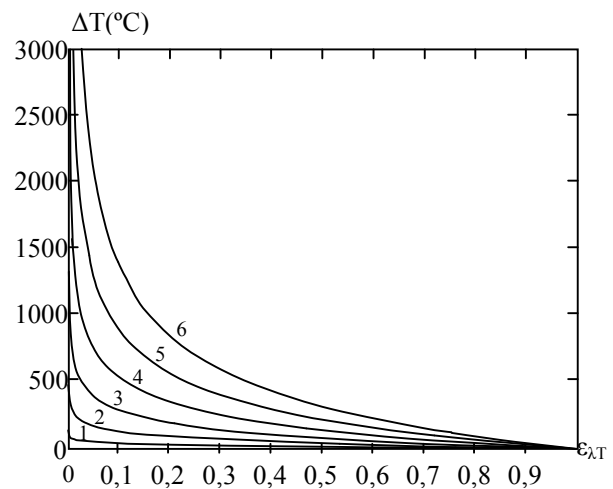


Рис. 1. Кривые поправок на коэффициент излучательной способности ( $\lambda = 0,65$  мкм)

Кривые поправок на коэффициент излучательной способности для квазимонохроматического пирометра построены при следующих значениях яркостных температур: 1 –  $T_{\text{я}} = 500^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T_{\text{я}} = 1000^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T_{\text{я}} = 1500^\circ\text{C}$ ; 4 –  $T_{\text{я}} = 2000^\circ\text{C}$ ; 5 –  $T_{\text{я}} = 2500^\circ\text{C}$ ; 6 –  $T_{\text{я}} = 3000^\circ\text{C}$ .

*Для пирометров спектрального отношения.*

Известно [1, 2], что погрешность измерения для пирометров спектрального отношения обусловлена неопределенностью соотношений  $\epsilon_{\lambda 1}/\epsilon_{\lambda 2}$ , где  $\epsilon_{\lambda 1}$  и  $\epsilon_{\lambda 2}$  – коэффициенты излучательной способности тела при двух  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  длинах волн.

Отношение спектральных энергетических яркостей при двух длинах волн будет  $V_{\lambda 1 T}/V_{\lambda 2 T}$ . Так как пирометр градуирован по излучению абсолютно черного тела, то он покажет цветовую температуру ( $T_{\text{ц}}$ ) абсолютно черного тела, при которой отношение спектральных энергетических яркостей реального тела и абсолютно черного тела будут совпадать:

$$\frac{V_{\lambda 1 T}}{V_{\lambda 2 T}} = \frac{V_{\text{олт}1 T_{\text{ц}}}}{V_{\text{олт}2 T_{\text{ц}}}} \quad (8)$$

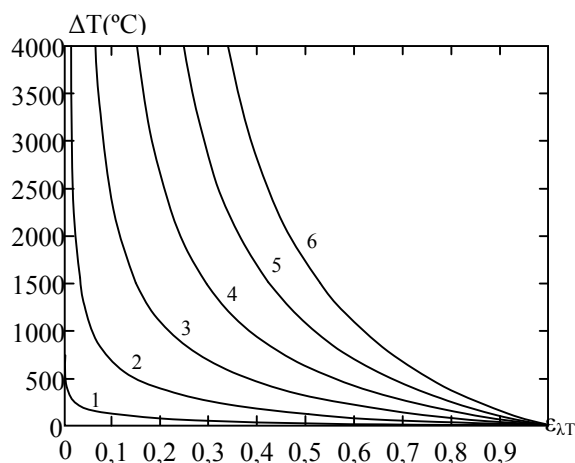


Рис. 2. Кривые поправок на коэффициент излучательной способности ( $\lambda = 2,5$  мкм)

Тогда с учетом закона Кирхгофа (4) соотношение (8) можно записать в виде:

$$\frac{\varepsilon_{\lambda 1} B_{\sigma \lambda 1 T}}{\varepsilon_{\lambda 2} B_{\sigma \lambda 2 T}} = \frac{B_{\sigma \lambda 1 T_{\text{ц}}}}{B_{\sigma \lambda 2 T_{\text{ц}}}} \quad (9)$$

Используя закон Вина (2) из соотношения (9) получим:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ц}}} = \frac{1}{C_2} \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \ln \frac{\varepsilon_{\lambda 2}}{\varepsilon_{\lambda 1}}, \quad (10)$$

откуда поправка для измеренной пирометром цветовой температуры будет определяться следующим выражением:

$$\Delta T = T_{\text{ц}} - T = \frac{a \cdot T_{\text{ц}}^2}{1 + a \cdot T_{\text{ц}}}, \quad (11)$$

где  $a = \frac{1}{C_2} \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \ln \frac{\varepsilon_{\lambda 2}}{\varepsilon_{\lambda 1}}$ .

Для определения действительной температуры  $T$  по измеренной пирометром цветовой температуре  $T_{\text{ц}}$ , необходимо знать длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и отношение коэффициентов черноты  $\varepsilon_{\lambda 2} / \varepsilon_{\lambda 1}$  при этих длинах волн.

На рис. 3, 4 представлены графические зависимости поправок от отношения коэффициентов излучательной способности для пирометров спектрального отношения.

Кривые поправок от отношения коэффициентов излучательной способности для пирометра спектрального отношения построены при следующих значениях цветовой температуры: 1 –  $T_{\text{ц}} = 500^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T_{\text{ц}} = 1000^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T_{\text{ц}} = 1500^\circ\text{C}$ ; 4 –  $T_{\text{ц}} = 2000^\circ\text{C}$ ; 5 –  $T_{\text{ц}} = 2500^\circ\text{C}$ ; 6 –  $T_{\text{ц}} = 3000^\circ\text{C}$ .

*Для пирометров полного излучения.*

В пирометре полного излучения температура тела определяется по интегральной энергетической яркости излучения  $B_{\text{т}}$ . Поскольку пирометр отградуирован по излучению абсолютно черного тела, то при измерении он покажет радиационную температуру  $T_{\text{р}}$  черного тела, при которой интегральные энергетические яркости реального тела и абсолютно черного тела равны:

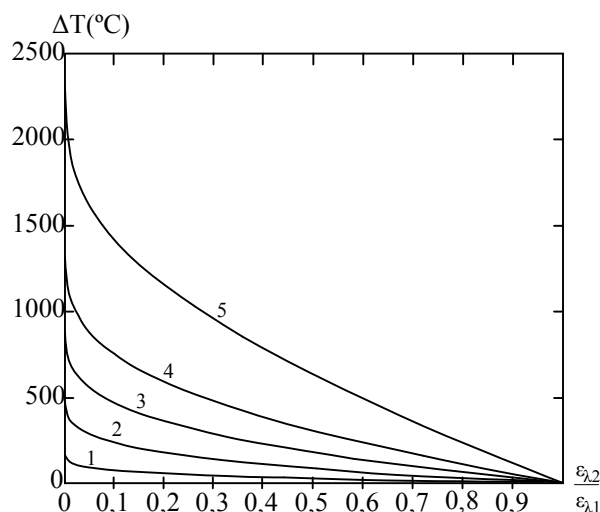


Рис. 3. Кривые поправок от отношения коэффициентов излучательной способности ( $\lambda_1 = 0,44$  мкм,  $\lambda_2 = 0,65$  мкм)

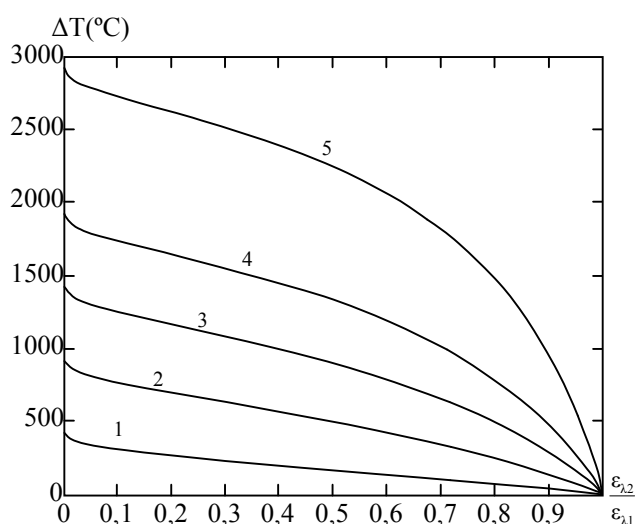


Рис. 4. Кривые поправок от отношения коэффициентов излучательной способности ( $\lambda_1 = 2,65$  мкм,  $\lambda_2 = 3,05$  мкм)

$$B_{\text{т}} = B_{\sigma \text{Тр}} \quad (12)$$

Тогда с учетом закона Кирхгофа (4) соотношение (12) можно записать в виде:

$$\varepsilon_{\text{т}} \cdot B_{\sigma \text{Т}} = B_{\sigma \text{Тр}}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon_{\text{т}} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\lambda \text{Т}} \cdot d\lambda$  – интегральная излучательная способность тела.

С учетом закона Стефана-Больцмана (3) получим:

$$\varepsilon_{\text{т}} \frac{\sigma}{\pi} \cdot T^4 = \frac{\sigma}{\pi} \cdot T_{\text{р}}^4 \quad (14)$$

Из последнего выражения может быть определена поправка  $\Delta T = T - T_{\text{р}}$ , которую необходимо прибавлять к измеренной пирометром полного излучения радиационной температуре для получения действительной температуры тела:

$$\Delta T = T_{\text{р}} \cdot \left( \frac{1}{\sqrt[4]{\varepsilon_{\text{т}}}} - 1 \right) \quad (15)$$

На рис. 5 представлены графические зависимости поправок на интегральный коэффициент излучательной способности для пирометра полного излучения.

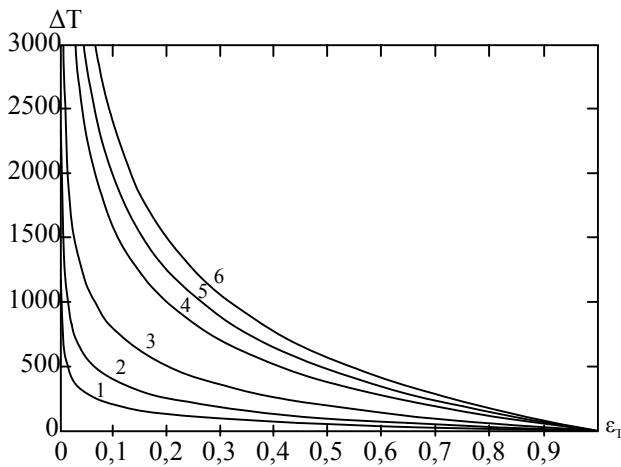


Рис. 5. Кривые поправок на интегральный коэффициент излучательной способности

Кривые поправок на интегральный коэффициент излучательной способности для пирометра полного излучения построены при следующих значениях радиационных температур: 1 –  $T_p = 500^\circ\text{C}$ ; 2 –  $T_p = 1000^\circ\text{C}$ ; 3 –  $T_p = 1500^\circ\text{C}$ ; 4 –  $T_p = 2000^\circ\text{C}$ ; 5 –  $T_p = 2500^\circ\text{C}$ ; 6 –  $T_p = 3000^\circ\text{C}$ .

### Выводы

Приведенные выше формулы (7), (11), (15) и графики рис. 1 – 5 дают некоторые сравнительные представления о характере и числовом значении методических погрешностей базовых типов пирометров.

Квазимонохроматические пирометры могут применяться как в видимой, так и в ИК-областях спектра. Однако, отличие яркостной температуры  $T_y$  от истинной  $T$  будут больше при измерениях в ИК-области, чем при измерениях в видимой области. Это объясняется тем, что коэффициент излучательной способности в ИК-области уменьшается с увеличением длины волны, следовательно, разность  $T - T_y$  пропорциональна длине волны. Методические погрешности этих пирометров при измерениях в ИК-области возрастают в 2 – 5 раз по сравнению с измерениями в видимой области спектра. Без учета поправок квазимонохроматические пирометры пригодны только для грубых измерений. Методические погрешности цветковых пирометров связаны не с абсолютными значениями коэффициентов излучения, а с отношением  $\varepsilon_{\lambda_2}/\varepsilon_{\lambda_1}$  этих коэффициентов в двух используемых областях спектра  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$ .

Из графиков рис. 3, 4 следует, что цветковые пирометры, использующие видимую область спектра, соответствуют средним требованиям по точности, только если отношение  $\varepsilon_{\lambda_2}/\varepsilon_{\lambda_1}$  больше 0,85, а при использовании ближней ИК-области – 0,95.

Как следует из сравнения поправок для цветковых (рис. 3, 4) и квазимонохроматических (рис. 1, 2) пирометров, отклонение от единицы отношения коэффициентов излучения  $\varepsilon_{\lambda_2}/\varepsilon_{\lambda_1}$  вызывает методическую погрешность в несколько раз большую, чем погрешность квазимонохроматических пирометров при том же отклонении от единицы коэффициента излучения в используемой части спектра  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . В связи с этим целесообразность применения цветковых пирометров основана на предположении, что коэффициенты излучения реального раскаленного тела в двух областях спектра близки между собой и их отношение остается стабильным.

Кривые поправок для пирометров полного излучения (рис. 5) построены в зависимости от интегрального коэффициента излучательной способности. В связи с этим, пирометры полного излучения целесообразно применять для измерения температуры объекта, у которого монохроматический коэффициент излучательной способности для различных длин волн практически одинаков.

Сравнение поправок для пирометров полного излучения (рис. 5) и квазимонохроматических пирометров (рис. 1, 2) позволяет сделать следующие выводы. При равных значениях коэффициентов излучения и температурах ниже  $3000^\circ\text{C}$  методические погрешности пирометров полного излучения выше погрешностей квазимонохроматических пирометров, использующих видимую или ближнюю ИК-часть спектра. При переходе к большим длинам волн методические погрешности квазимонохроматических пирометров возрастают и становятся больше погрешностей пирометров полного излучения.

Полученные формулы и графические зависимости методических погрешностей пирометров различных типов позволяют оценить влияние коэффициентов излучения на показания пирометров, ввести температурную коррекцию в используемых спектральных участках, определить условия применимости данного типа пирометра для определения действительной температуры нагретых тел.

### Список литературы

1. Пискачев А.А., Чубаров Е.П. Опτικο-электронные системы измерения температуры. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 340 с.
2. Мирошников М.М. Теоретические основы опτικο-электронных приборов. – Л.: Машиностроение, 1983. – 360 с.
3. Гордов А.Н. Основы пирометрии. – М.: Металлургия, 1971. – 240 с.
4. Приборы и методы температурных измерений / Б.Н. Олейник, С.И. Лаздина, В.П. Лаздин, О.М. Жагулло. – М.: Изд-во стандартов, 1987. – 440 с.

Поступила в редколлегию 2.11.2007

**Рецензент:** д-р физ.-мат. наук, проф. Е.Д. Прилепский, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.