



# ВЛИЯНИЕ МЕТОДИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПИРОМЕТРОВ НА ВЫБОР ПРИБОРА

А.Фрунзе, к.т.н.

В отличие от большинства отраслей измерительной техники пирометрия характеризуется очень большим количеством систематических погрешностей – как инструментальных, так и методических. Это часто приводит к тому, что качество продукции, ради повышения которого приобретали новый пирометр, практически не растет. Поэтому не надо пытаться приобретать прибор, который одновременно может измерять и высокие, и низкие температуры. Измерить-то он измерит, но вот какими погрешностями сопровождаются эти измерения?

**В** последние годы наметилась негативная тенденция – при приобретении нового пирометра выбор часто осуществляет не технический специалист, а снабженец, причем только на основании одного или двух параметров – диапазона измеряемых температур и стоимости. Подобная тенденция является следствием резкого снижения технической грамотности как технических специалистов, так и управляющих работников.

Когда переговоры о приобретении нового пирометра ведут технические специалисты, то они, как правило, интересуются погрешностью измерений приобретаемого прибора. Но при этом они считают, что та единственная цифра, которая названа менеджером фирмы-производителя, полностью характеризует пирометр. К сожалению, в большинстве случаев они не представляют, насколько реальная погрешность измерений при работе пирометра в составе оборудования потребителя превысит погрешность, озвученную менеджером-продавцом. Все это часто приводит к тому, что приобретенное оборудование не оправдывает надежд, возлагаемых на него. А качество производимой продукции, ради повышения которого приобретали новый пирометр, практически не растет.

В отличие от большинства других отраслей измерительной техники, пирометрия характеризуется очень большим количеством систематических погрешностей – как инструментальных, так и методических. Инструментальные погрешности являются следствием недостатков, присущих самим средствам измерений. Они могут быть уменьшены или исключены при усовершенствовании средств измерений – термостабилизацией критичных к температуре узлов, экранированием, установкой более чувствительных датчиков, более точной калибровкой и т.д. При продаже пирометра продавец озвучивает именно инструментальную погрешность, присущую продаваемому образцу.

В отличие от инструментальных, методические погрешности – это те погрешности, которые присущи данному методу измерений. Они возникают вне зависимости от того, насколько хорошо калиброваны средства измерений. Методические погрешности нельзя исключить просто покупкой прибора с лучшими метрологическими характеристиками, без изменений методики измерений. Минимизация погрешностей требует понимания их природы и совершенствования методик измерений. А главное – выбора приборов, при использовании

которых эти погрешности проявят себя в минимальной степени.

Методические погрешности в пирометрии являются следствием того, что сигналы, вырабатываемые приемниками излучения пирометров, определяются не только температурой измеряемой поверхности, но и ее излучательной способностью. Именно неучет или неправильный учет последней приводит к появлению большого количества методических погрешностей. Как показывает опыт автора, отсутствие собранной воедино этой информации вкупе с общим снижением уровня специальных знаний специалистов, занимающихся пирометрическими измерениями, негативно сказывается на качестве этих измерений. Настоящая статья имеет целью дать таким специалистам необходимую информацию, зачастую разбросанную в научных изданиях, не переиздававшихся десятилетиями, и поэтому им незнакомых.

### **МЕТОДИЧЕСКАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗ-ЗА ВВОДА НЕПРАВИЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ДЛЯ ЯРКОСТНОГО ПИРОМЕТРА**

Как хорошо известно, для пирометров с узким диапазоном чувствительности приемника излучения (яркостных пирометров) связь между действительной температурой объекта  $T_n$  и результатом его измерения пирометром  $T_u$  определяется соотношением

$$T_n = T_u + \frac{\lambda}{c_2} \ln \epsilon_\lambda(\lambda, T). \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  – длина волны, соответствующая середине диапазона спектральной чувствительности приемника излучения пирометра (с учетом полосы пропускания объектива и/или входного окна);  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  – усредненное по диапазону спектральной чувствительности приемника значение излучательной способности измеряемого объекта.

Если мы, помимо результата  $T_u$  измерения температуры объекта таким пирометром, располагаем точным знанием длины волны  $\lambda$ , на которой работает этот пирометр, и излучательной способности  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ , то получить действительное значение температуры объекта  $T_n$  проблемы не представляет – нужно лишь воспользоваться соотношением (1). Однако на практике  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  всегда известна с той или иной погрешностью. Это вносит в результат измерения температуры узкополосным пирометром методическую систематическую погрешность, возникающую вследствие



Значения методической погрешности из-за ввода неправильного значения излучательной способности

Температура, К	0,3 мкм	0,6 мкм	1 мкм	1,5 мкм	2 мкм	3 мкм	4 мкм	5 мкм
1600	0,0032	0,0063	0,0105	0,0157	0,0208	0,0308	0,0407	0,0504
2000	0,0040	0,0079	0,0131	0,0195	0,0258	0,0382	0,0504	0,0622
2600	0,0051	0,0102	0,0169	0,0252	0,0333	0,0492	0,0645	0,0793

ввода неправильного значения излучательной способности.

Определим величину этой погрешности. Обозначим действительное значение излучательной способности через  $\epsilon_\lambda^u(\lambda, T)$ , а разность между ним и тем значением, которое нам известно из справочной литературы или из тех или иных измерений - через  $\Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ . Тогда, скорректировав  $T_u$  суммой  $\epsilon_\lambda^u(\lambda, T) + \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ , получим в качестве результата измерения  $T'_n$ , определяемое из соотношения

$$\frac{1}{T'_n} = \frac{1}{T_u} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln(\epsilon_\lambda^u(\lambda, T) + \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)). \quad (2)$$

С учетом (1) получаем:

$$\frac{1}{T_n} - \frac{1}{T'_n} = + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \epsilon_\lambda^u(\lambda, T) \cdot (1 - \ln \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)), \quad (3)$$

откуда:

$$\frac{T'_n - T_n}{T_n} = T'_n \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot (1 - \ln \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)) \cdot \ln \epsilon_\lambda^u(\lambda, T). \quad (4)$$

Поскольку с учетом (1) и (2)

$$T'_n = \frac{T_n}{1 - T_n \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot (1 - \ln \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)) \cdot \ln \epsilon_\lambda^u(\lambda, T)}, \quad (5)$$

окончательно получаем:

$$\frac{T_n - T'_n}{T_n} = \frac{T_n \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot (1 - \ln \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)) \cdot (\ln \epsilon_\lambda^u(\lambda, T))}{T_n \cdot \frac{\lambda}{c_2} \cdot (1 - \ln \Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)) \cdot (\ln \epsilon_\lambda^u(\lambda, T)) - 1}. \quad (6)$$

Очевидно, анализируемая погрешность возрастает прямо пропорционально росту длины волны и уменьшению  $\epsilon_\lambda^u(\lambda, T)$ . Естественно, она тем меньше, чем меньше  $\Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

В таблице приведены рассчитанные в соответствии с (6) значения относительной погрешности  $\Delta' = \frac{T_n - T'_n}{T_n}$  как функции  $\lambda$  и  $\Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)$

для трех значений  $T_n$ , равных 1600К, 2000К и 2600К для вольфрама (значения  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  взяты из [1]).  $\Delta\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  во всех случаях выбиралась равной  $0,1 \cdot \epsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

Анализ таблицы подтверждает сделанные выше выводы. 10%-ная погрешность в измерении излучательной способности приводит к погрешности 0,3-0,5% в измерении действительной температуры объекта, если измерения проводятся на длине волны, равной 0,3 мкм, к погрешности порядка 1,5-2,5% при измерении на длине волны 1,5 мкм, и 5-8% при измерении на длине волны 5 мкм. Таким образом, для узкополосного пирометра методическую погрешность вследствие ввода неправильного значения излучательной способности при измерениях в ультрафиолете можно считать незначимой, в то время как при измерениях в ИК-диапазоне эта методическая погрешность сопоставима с погрешностью в измерении излучательной способности. Следовательно, для минимизации погрешностей, обусловленных вводом неправильного значения излучательной способности измеряемого объекта, необходимо пользоваться яркостными пирометрами, работающими в как можно более коротковолновом диапазоне длин волн. То есть, пирометры с приемниками из Si и установленными перед ними узкополосными коротковолновыми фильтрами видимого диапазона предпочтительнее пирометров с приемниками из InGaAs, не говоря уже о пирометрах с тепловыми приемниками излучения, работающими в диапазоне от 2-7 до 12-14 мкм.

### МЕТОДИЧЕСКАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗ-ЗА ВВОДА НЕПРАВИЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ДЛЯ РАДИАЦИОННОГО ПИРОМЕТРА

Как известно, для радиационных (широкополосных) пирометров справедливо следующее соотношение

$$T_n = T_u / \sqrt[4]{\epsilon_t}. \quad (7)$$



Здесь  $\epsilon_t$  – интегральная излучательная способность измеряемого объекта.

Если мы, помимо результата  $T_u$  измерения температуры объекта радиационным пирометром, располагаем точным знанием излучательной способности  $\epsilon_t$ , то получить действительное значение температуры объекта  $T_n$  проблемы не представляет – нужно лишь воспользоваться соотношением (7). Однако на практике  $\epsilon_t$  всегда известна с той или иной погрешностью, что вносит в результат измерения температуры радиационным пирометром дополнительную методическую погрешность.

Определим упомянутую погрешность. Обозначим действительное значение излучательной способности через  $\epsilon_t^u$ , а разность между ним и тем значением, которое нам известно из справочной литературы или из тех или иных измерений, – через  $\Delta\epsilon_t$ . Тогда, скорректировав  $T_u$  суммой  $\epsilon_t^u + \Delta\epsilon_t$ , получим в качестве результата измерения  $T'_n$ , определяемое из соотношения:

$$T'_n = \frac{T_u}{\sqrt[4]{\epsilon_t^u + \Delta\epsilon_t}}. \quad (8)$$

Если предположить, что  $\Delta\epsilon_t \ll \epsilon_t^u$ , то учитывая, что для малых значений  $x$  справедливо соотношение

$\frac{1}{\sqrt[4]{1+x}} \approx (1 - \frac{x}{4})$ , можно (8) преобразовать к виду:

$$T'_n = \frac{T_u}{\sqrt[4]{\epsilon_t^u}} \left(1 - \frac{\Delta\epsilon_t}{4 \cdot \epsilon_t^u}\right). \quad (9)$$

Вычитая  $T'_n$  из  $T_n$ , определяемого согласно (7), и деля эту разность на  $T_n$ , в конце концов получаем

$$\frac{T_n - T'_n}{T_n} = \frac{\Delta\epsilon_t}{4 \cdot \epsilon_t^u}. \quad (10)$$

Таким образом, для пирометра полного излучения относительная погрешность измерения за счет введенного с погрешностью значения излучательной способности равна четверти относительной погрешности в измерении значения излучательной способности. 10%-ная погрешность в определении  $\epsilon_t$  влечет за собой 2,5%-ную погрешность в измерении температуры объекта пирометром полного излучения. Если сравнить это с данными, приведенными в таблице, то увидим, что по этому параметру пирометр полного излучения сопоставим с яркостным пирометром на основе фотодиодного приемника из InGaAs, более чем в 2,5 раза уступает яркостному пирометру с кремниевым фотодиодным приемником, чувствительным в желто-зеленой области спектра, и почти на порядок хуже, чем яркостной пирометр с приемником, чувствительным на длине волны 0,3 мкм. Таким образом, для снижения методической погрешности радиационного пирометра, обусловленной неправильным вводом значения излучательной способности, необходимо стремиться к увеличению значения излучательной способности.

В [2] приведены взятые из [3] зависимости  $\epsilon_t$  от  $\lambda$  для таких широко распространенных материалов, как Fe, Ni, Co, Ag, Cu. Очевидно, что более высокие значения излучательной способности соответствуют более коротким длинам волн теплового излучения, а по мере возрастания длины волны излучения излучательная способность всех этих материалов уменьшается.

По данным НПУЦ Энергомет при МИСиС [4], излучательная способность низкоуглеродистой стали в диапазоне длин волн от 5 до 10 мкм лежит в диапазоне от 0,35 до 0,2, у динамных сталей – от 0,2 до 0,15, у трансформаторных сталей – от 0,27 до 0,2. В то же время, как следует



из этих результатов (даже несмотря на отсутствие результатов измерений  $\epsilon_c$  от  $\lambda$  для этих материалов в коротковолновой области спектра, менее 1 мкм), для упомянутых металлов излучательная способность растет с уменьшением длины волны излучения.

Таким образом, кардинальное снижение рассматриваемой методической погрешности, требующее увеличения значения излучательной способности, в конечном итоге означает переход, если это технически осуществимо, на использование коротковолновых яркостных пирометров.

**МЕТОДИЧЕСКАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗ-ЗА ПЕРЕОТРАЖЕНИЯ ИЗМЕРЯЕМЫМ ОБЪЕКТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ БЛИЗКО РАСПОЛОЖЕННОГО ПОСТОРОННЕГО НАГРЕТОГО ОБЪЕКТА**

Известно, что если на измеряемый объект с действительной температурой  $T_d$  и излучательной способностью  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  попадает излучение близко расположенного (или расположенного относительно далеко, но имеющего большие геометрические размеры) объекта с температурой  $T_o$ , то результат измерения  $T_u$  может быть искажен.

Как известно, связь между излучательной способностью  $\epsilon$  и коэффициентом отражения  $\rho$  определяется соотношением

$$\rho = 1 - \epsilon. \tag{11}$$

Вследствие этого энергетическая яркость  $L_{\lambda u}$  измеряемого объекта включает в себя  $L_{\lambda d}$  - часть энергетической яркости МЧТ (модель черного тела), имеющего равную с ним температуру, а также составляющую, обусловленную переотражением энергетической яркости близко расположенного нагретого объекта  $L_{\lambda o}$ . С учетом (11) тогда можно записать:

$$L_{\lambda u} = \epsilon L_{\lambda d} + (1 - \epsilon) \epsilon_o L_{\lambda o}. \tag{12}$$

Здесь  $\epsilon$  - излучательная способность измеряемого объекта,  $\epsilon_o$  - соответственно излучательная способность близко расположенного нагретого объекта.

Если мы измерим температуру такого объекта яркостным пирометром, то в случае, если температура  $T_o$  выше действительной температуры измеряемого объекта  $T_d$ , результат измерения  $T_u$  будет завышен, и величина завышения будет тем больше, чем меньше  $\epsilon$ , и чем больше

разность между  $T_o$  и  $T_d$ . Если  $T_o$  ниже  $T_d$ , то возможны два варианта. При значительной разнице между  $T_o$  и  $T_d$ , влияние  $T_o$  оказывается пренебрежимо малым. Если  $T_o$  и  $T_d$  сопоставимы, то влияние нагретого объекта приводит к тому, что яркость измеряемого объекта приближается к яркости МЧТ при температуре, равной температуре объекта, т.е. наблюдаемое значение излучательной способности возрастает. В конечном итоге, если  $\epsilon_o$  близко к 1, при равенстве  $T_o$  и  $T_d$   $L_{\lambda o}$  становится равным  $L_{\lambda d}$ , и измеряемый объект излучает как МЧТ при равной с ним температуре.

В [5] на стр. 370 приведено соотношение, связывающее результат измерения объекта яркостным пирометром и действительную температуру объекта  $T_d$ , от которого отражается излучение близко расположенного нагретого объекта при температуре  $T_o$ . Однако в нем не учтено влияние излучательной способности  $\epsilon_o$ . Если ее учесть, то упомянутое соотношение выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{T_d} = -\frac{\lambda}{c_2} \ln \left[ e^{\frac{-c_2}{\lambda T_u}} - (1 - \epsilon) \cdot \epsilon_o \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda T_o}} \right] + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \epsilon, \tag{13}$$

где  $T_u$  - результат измерения температуры объекта яркостным пирометром.

Таким образом, располагая информацией о яркостной температуре объекта  $T_u$ , точно зная длину волны  $\lambda$ , на которой работает энергетический пирометр, излучательную способность  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ , а также температуру  $T_o$  и излучательную способность  $\epsilon_o$ , можно легко получить действительное значение температуры объекта  $T_d$  - достаточно лишь подставить эти величины в (13).

Развитие микропроцессоров привело к появлению пирометров, в которых расчет согласно (13) осуществляется автоматически, нужно только ввести в пирометр  $T_o$ ,  $\epsilon_o$  и  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ .

На практике, однако, температура  $T_o$  чаще всего неизвестна. Да и  $\epsilon_o$ ,  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$  обычно известны с погрешностью, нередко довольно значительной. Поэтому воспользоваться расчетом в соответствии с (13), как правило, бывает затруднительно. Поэтому основным способом снижения рассматриваемой систематической методической погрешности является уменьшение длины волны, на которой работает приемник яркостного пирометра. При этом, как правило, возрастает  $\epsilon_\lambda(\lambda, T)$ , что снижает степень влияния отраженного излучения. И, кроме того, как было показано выше,



минимизируется погрешность, определяемая вводом неправильного значения излучательной способности.

Что касается проявления рассматриваемой погрешности при измерениях радиационным пирометром, то для него соотношения (11) и (12) остаются справедливыми. Соотношение, аналогичное (13), в этом случае выглядит следующим образом:

$$T_n^4 = \frac{T_u^4}{\varepsilon_t} - (1 - \varepsilon_t) \cdot \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_t} \cdot T_o^4. \quad (14)$$

Очевидно, что чем ниже  $\varepsilon_t$ , тем выше влияние сторонних нагретых предметов. Поэтому нужно принимать меры, которые либо исключают отражение, либо позволяют работать с достаточно большими  $\varepsilon_t$ . Последнее, как правило, означает необходимость перехода к измерениям в коротковолновой области спектра. То есть фактически вместо пирометров полного излучения надо использовать яркостные

пирометры и пирометры частичного излучения, близкие к яркостным, имеющие относительно узкую ширину спектральной чувствительности приемника излучения.

*Продолжение следует.*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Излучательные свойства твердых материалов / Под ред. Шейндлина А.Е. – М.: Энергия, 1974.
2. **Фрунзе А.В.** Измерение температуры материалов пирометрами спектрального отношения и их коррекция. – Металлообработка, 2009, № 5, с.40-42.
3. **Брамсон М.А.** Инфракрасное излучение нагретых тел. В 2 томах. Т.1. – М.: Наука, 1965.
4. **Беленький А.М., Дубинский М.Ю., Ладыгин М.Г. и др.** Измерение температуры: теория, практика, эксперимент: Справочное издание. В 3 томах. Т.2 – М.: Теплотехник, 2007.
5. **Линевег Ф.** Измерение температур в технике: Справочник /Пер. с нем. – М.: Металлургия, 1980.