

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОБЪЕКТОВ ОПТИЧЕСКОЙ ТЕРМОМЕТРИИ ПО ИХ ТЕПЛОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

© Леонид Жуков, Александр Богдан, 2009

Физико-технологический институт металлов и сплавов НАН Украины

*Розроблено фізичні основи ідентифікації спектральних розподілів*

*коефіцієнта випромінювання об'єктів оптичної термометрії за їхнім власним тепловим випромінюванням. Ідентифікація дає змогу виключити методичні похибки оптичної термометрії, що зумовлені невідомими значеннями та випадковими змінами коефіцієнта випромінювання, а також може бути використана в спеціальних, зокрема аерокосмічних, дослідженнях віддалених об'єктів.*

*Разработаны физические основы идентификации спектральных распределений излучательной способности объектов оптической термометрии по их собственному тепловому излучению. Идентификация позволяет исключить методические погрешности оптической термометрии, обусловленные неизвестными значениями и случайными изменениями излучательной способности, а также может быть использована в специальных, в том числе аэрокосмических, исследованиях удаленных объектов.*

*The authors have developed physical bases for identification of the emissivity spectral distribution of the optical thermometry objects by their thermal radiation. The identification allows to exclude the emissivity errors of method in optical thermometry and also can be used for spectral, including aerospace, investigations of the remote objects.*

**1. Вступлення.** Идентификация спектральных распределений излучательной способности контролируемых объектов имеет основополагающее значение для современной оптической термометрии. Бурное развитие оптических и электронных технологий, в том числе оптоэлектронных, волоконно-оптических, микропроцессорных и компьютерных способствует значительному снижению инструментальных погрешностей пирометрических систем. В настоящее время погрешности безальтернативных во многих случаях оптических измерений температуры определяются исключительно методическими составляющими, которые, в свою очередь, в основном определяются неизвестными и случайно изменяющимися значениями излучательной способности  $\varepsilon$  термометрируемых объектов. Наиболее эффективным направлением снижения методических погрешностей является интенсивно развивающаяся в последнее время многоцветовая пирометрия излучения, которая базируется на априорной информации о спектральных распределениях излучательной способности объектов контроля [1–9].

**2. Изложение основного материалла.** Авторами предложена классификация наиболее вероятных спектральных распределений излучательной способ-

ности объектов контроля с непрерывным спектром излучения, т.е. абсолютно черных, серых и окрашенных тел (табл. 1). Приведенные распределения исследованы в спектральном диапазоне от 0,5 до 1,1 мкм. На нелинейные распределения наложены ограничения по коэффициенту нелинейности  $K_n \leq 5\%$ .  $K_n$  определяется максимальным отклонением реального распределения от его хорды, выраженного в процентах от размаха распределения по  $\varepsilon$ . Исследованные линейные и нелинейные распределения ограничены значением коэффициента спектральной крутизны

$$K_{ск} = \frac{[\varepsilon_{\lambda_{2р.1}} - \varepsilon_{\lambda_{2р.2}}]}{\lambda_{2р.} - \lambda_{1р.}} \leq 0,24 \text{ мкм}^{-1}$$

Эти ограничения перекрывают подавляющее большинство реальных объектов оптической термометрии, и, в принципе, за их пределами установленные закономерности будут иметь другой характер. Для выходящих за ограничения значений  $K_n$  и экстремальных распределений можно использовать позонную идентификацию с предварительной разбивкой рабочего спектрального диапазона на поддиапазоны. Очевидно, что для установленных ограничений количество поддиапазонов определяется значением  $K_n$  и характером распределения.

Таблиця 1

**Классификация спектральных  
распределений излучательной способности  $\epsilon$**

Объекты контроля (тела)	Спектральные распределения $\epsilon$	Математические описания распределений	Обозначения распределений
монотонные линейные			
абсолютно черные	1. Термодинамически равновесное	$\epsilon_\lambda = 1$	ТР
серые	2. “Серое”	$\epsilon_\lambda = \text{const} < 1$	СР
окрашенные	3. Спадающее линейное	$1 \geq \epsilon_{\lambda,1} > \epsilon_{\lambda,2} > \dots > \epsilon_{\lambda,n}$	СЛ
	4. Возрастающее линейное	$\epsilon_{\lambda,1} < \epsilon_{\lambda,2} < \dots < \epsilon_{\lambda,n} \leq 1$	ВЛ
	монотонные нелинейные		
	1. Спадающее вогнутое	$1 \geq \epsilon_{\lambda,1} > \epsilon_{\lambda,2} > \dots > \epsilon_{\lambda,n}$	СВГ
	2. Спадающее выпуклое		СВП
	3. Возрастающее вогнутое	$\epsilon_{\lambda,1} < \epsilon_{\lambda,2} < \dots < \epsilon_{\lambda,n} \leq 1$	ВВГ
	4. Возрастающее выпуклое		ВВП
5. Псевдотермодинамически равновесное	$\epsilon_\lambda = \exp(-\text{const}/\lambda)$	ПТР	

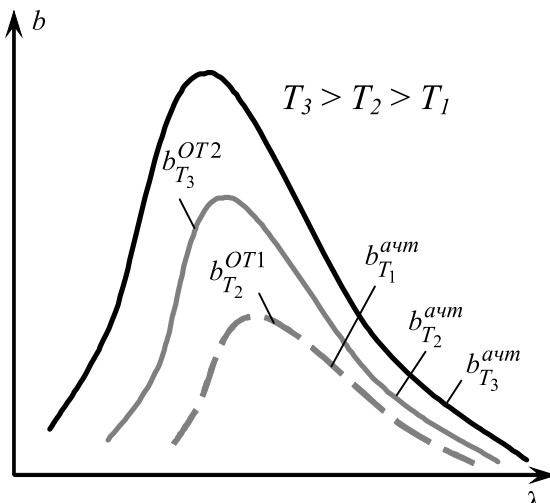


Рис. 1. Спектральные распределения яркостей черного и окрашенных тел

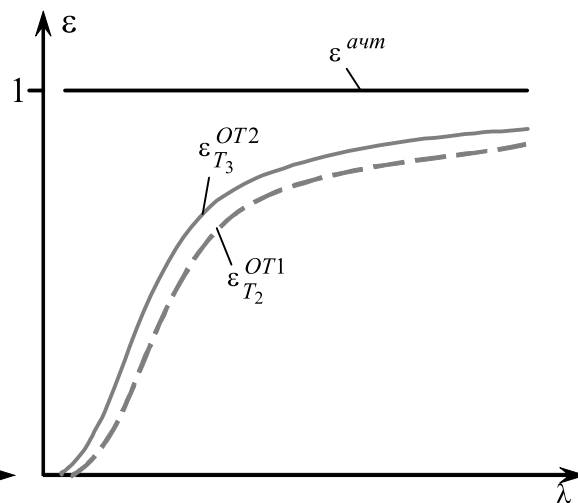


Рис. 2. Спектральные распределения излучательной способности черного и окрашенных тел

Распределения и их математические описания очевидны и не требуют комментариев, кроме последнего. Основной непосредственно воспринимаемой любой пирометрической системой или прибором величиной является яркость. Она определяется

излучаемой контролируемым объектом мощностью в единичный телесный угол с единицы площади его видимой поверхности. На рис. 1 представлены спектральные распределения яркости окрашенных тел (ОТ1 и ОТ2) и абсолютно черного тела (АЧТ) при

температурах  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$ . В идеализированных случаях во всем спектральном диапазоне излучения и практически на рабочих участках спектра яркость ОТ1 и ОТ2 при температурах  $T_2$  и  $T_3$  может быть равна яркости АЧТ, имеющего соответственно более низкие температуры  $T_1$  и  $T_2$ . Равенство яркостей вполне возможно, так как излучательная способность окрашенных тел ниже, чем АЧТ (рис. 2). Для такого излучения окрашенных тел мы предлагаем термин “псевдотермодинамически равновесное (ПТР) излучение”. Одноцветовые и более высоких порядков температуры ПТР-излучения, в том числе  $S_{1ц}^{nmp}$ ,  $S_{2ц}^{nmp}$  и  $S_{3ц}^{nmp}$ , равны между собой, ниже температуры источника, т.е. окрашенного тела,  $T$  и не зависят от спектральных характеристик пирометрической системы (рис. 3).

В пределах применимости закона Вина параметры одноцветовой термометрии излучения связаны пирометрическим уравнением

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_{1ц}} = \frac{\lambda}{c_2} \ln(\varepsilon_\lambda \cdot \tau_\lambda). \quad (1)$$

Поэтому при  $T - S_{1ц} = \text{const}$ ,  $T > S_{1ц}$  и  $\tau_\lambda = 1$ :

$$\lambda \cdot \ln \varepsilon_\lambda = -\text{const},$$

откуда следует выражение

$$\ln \varepsilon_\lambda = \frac{-\text{const}}{\lambda}$$

из которого получим математическое описание спектрального распределения излучательной способности окрашенных тел с ПТР-излучением:

$$\varepsilon_\lambda = \exp\left(\frac{-\text{const}}{\lambda}\right).$$

В оптической термометрии оперируют двумя физическими материальными субстанциями, т.е. веществом (контролируемым объектом) и его электромагнитным полем (тепловым излучением). Излучение переносит тепло, а значит, имеет энергию, энтропию и температуру. Представления о температуре и функции распределения излучения нагретого тела были значительным успехом новой физики первой половины прошлого столетия. В случае АЧТ субстанции находятся в термодинамическом равновесии и поэтому их

температуры равны. Это свойство АЧТ и его ТР-излучения используется в оптической термометрии для градуировки пирометров. Одноцветовые оптические термометры измеряют температуру излучения  $S_{1ц}$ , которая связана с температурой контролируемого объекта  $T$  пирометрическим уравнением (1) через  $\lambda$ ,  $\varepsilon_\lambda$  и  $\tau_\lambda$ , а в случае многоцветовой термометрии через их эквиваленты т.е.  $\lambda_0$ ,  $\varepsilon_0$  и  $\tau_0$  [1]. Оптическая термометрия зарождалась на стадии становления теории теплового излучения, когда не пользовались понятием и термином “температура излучения” и поэтому были введены понятия и термины “условные температуры” или “псевдотемпературы” контролируемых объектов. Они не соответствуют физическому смыслу и определениям температуры в термодинамике, молекулярно-кинетической теории и статистической физике. Например, если рассматривать фундаментальное для определения температуры направление теплообмена излучением, то тело с меньшей псевдотемпературой при определенных условиях может передавать энергию и нагревать тело с более высокой псевдотемпературой. Это противоречит определению температуры в физике, задающему направление теплообмена. Поэтому д-р техн. наук Л.Ф. Жуков около двадцати лет назад предложил использовать более естественное в оптической термометрии и физически обоснованное понятие температуры излучения. Этой концепции авторы придерживаются и в этой статье.

Начатая научной термометрической общественностью дискуссия о возможностях измерений температур объектов, в том числе окрашенных тел по температурам их излучения, не окончена. Достаточно ли переносимая излучением информация о термометрируемых объектах для измерений их температуры? В положительных и отрицательных ответах на этот фундаментальный вопрос современной оптической термометрии специалисты разделились на два противоположных лагеря. Для развития начатой дискуссии авторами выполнен комплекс исследований влияния спектральных характеристик объектов контроля и пирометрических систем на одно- и многоцветовые температуры излучения, а также на их соотношения между собой и с температурами контролируемых объектов.

Условия исследований, и полученные основные закономерности влияния представлены на рис. 3 и в табл. 2.

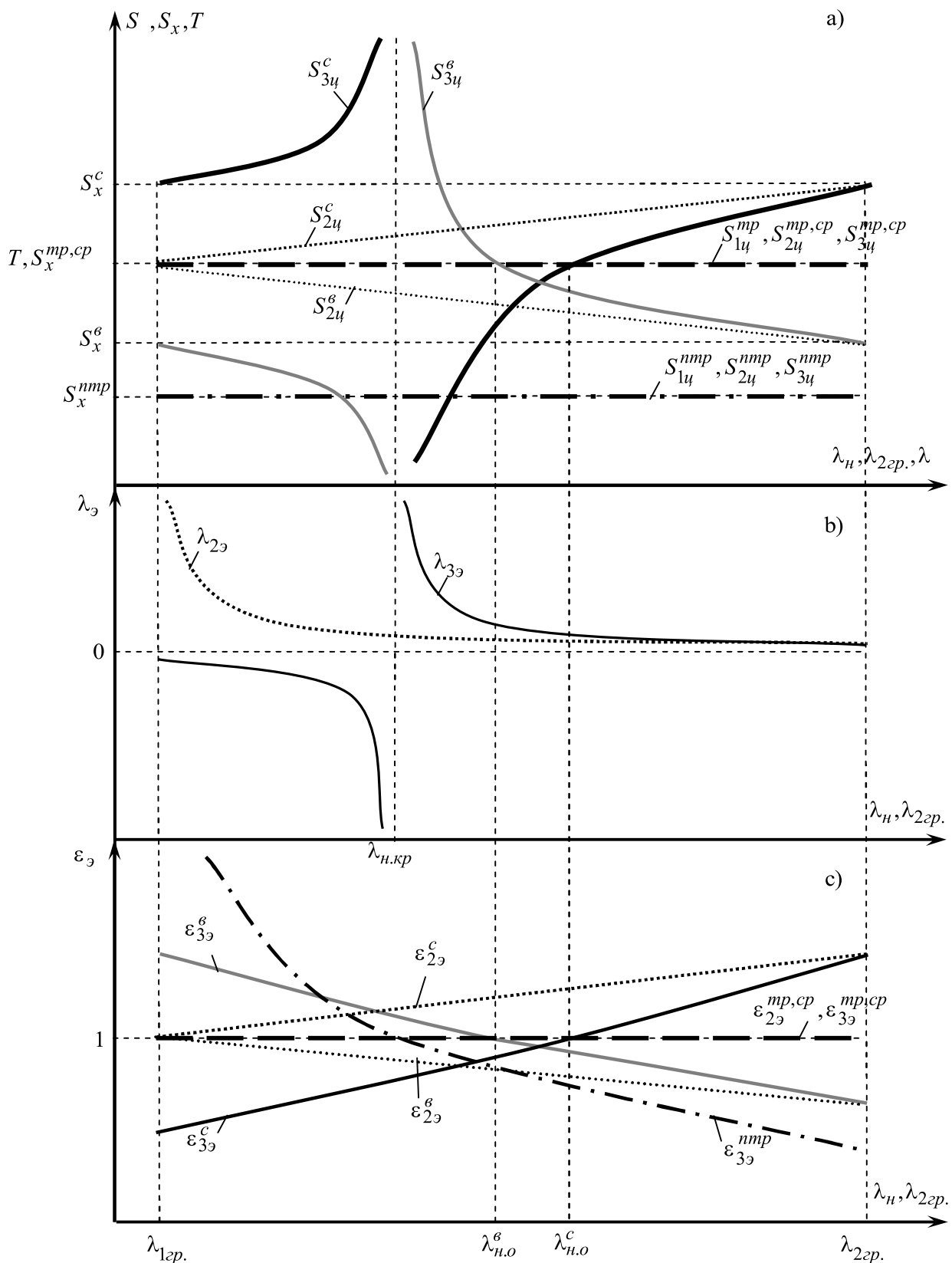


Рис. 3. Зависимости температур и определяющих пирометрических параметров от спектральных характеристик пирометрии излучения ( $\lambda_n, \lambda_{2zp}, \lambda$ ) и объектов оптической термометрии

Таблиця 2

Соотношения температур излучения

Спектральные распределения излучательной способности объектов контроля $\varepsilon = f(\lambda)$	Спектральные характеристики пирометрии излучения		Соотношения температур		
			объектов и их излучения	излучения	
ТР	1Ц	любые $\lambda$	$S_{1ц} = T$	$S_{1ц} = S_{2ц} = S_{3ц} = S_x$	
	2Ц 3Ц	любые $\lambda_3$	$S_{2ц} = T$		
			$S_{3ц} = T$		
ПТР	1Ц	любые $\lambda$	$S_{1ц} < T$	$S_{1ц} = S_{2ц} = S_{3ц} = S_x$	
	2Ц 3Ц	для любых $\lambda_3 \lambda_{н.о} = \lambda_{н.кр}$	$S_{2ц} < T$		
			$S_{3ц} < T$		
СР	1Ц	любые $\lambda$	$S_{1ц} < T$	$S_{1ц} < S_{2ц} = S_{3ц} = S_x$	
	2Ц	любые $\lambda_3$	$S_{2ц} = T$		
	3Ц		$S_{3ц} = T$		
С СЛ, СВГ, СВП	1Ц	любые $\lambda$	$S_{1ц} < T$	$S_{1ц} < S_{2ц}$	
	2Ц	любые $\lambda_3$	$S_{2ц} > T$		
	3Ц	$\lambda_3 < 0$	$\lambda_{н.кр} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} > T$	$S_{3ц} > S_x$
			$\lambda_{н.кр} < \lambda_{н.кр} < \lambda_{н.о}$	$S_{3ц} < T$	
			$\lambda_{н.о} = \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} = T$	
3Ц	$\lambda_3 > 0$	$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} > T$	$S_{3ц} < S_x$	
		$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} < T$		
		$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} > T$		
В ВЛ, ВВГ, ВВП	1Ц	любые $\lambda$	$S_{1ц} < T$	-	
	2Ц	любые $\lambda_3$	$S_{2ц} < T$		
	3Ц	$\lambda_3 < 0$	$\lambda_{н.кр} < \lambda_{н.кр}$		$S_{3ц} < T$
			$\lambda_{н.кр} < \lambda_{н.кр} < \lambda_{н.о}$		$S_{3ц} > T$
			$\lambda_{н.о} = \lambda_{н.кр}$		$S_{3ц} = T$
3Ц	$\lambda_3 > 0$	$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} > T$		
		$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} < T$		
		$\lambda_{н.о} < \lambda_{н.кр}$	$S_{3ц} < T$		

Для исследований выбраны одно-, двух- и трехцветовые температуры излучения ( $S_{1ц}$ ,  $S_{2ц}$  и  $S_{3ц}$ ). Использование температур более высоких порядков имеет ряд недостатков по сравнению с трехцветовой, в том числе приводит к уменьшению настроечного спектрального диапазона – диапазона значений длин настроечной волны ( $\lambda_{н.}$ ), усложнению алгоритмов обработки первичной пирометрической информации и соответственно к повышению погрешности измерений [1]. Здесь также нами изучена и предложена информативная для идентификации объектов характеристическая температура излучения  $S_x$ . Это следующая за измеряемой многоцветовой температурой излучения, более низкая по порядку, температура. Например, для трехцветовой температуры излучения характеристической является измеренная на граничных длинах волн  $\lambda_{1зр.}$  и  $\lambda_{2зр.}$  двухцветовая температура. Определяется она пределом трехцветовой температуры излучения при приближении настроечной волны к  $\lambda_{1зр.}$  или  $\lambda_{2зр.}$ , т.е.

$$\begin{aligned}
 S_x &= \lim_{\lambda_n \rightarrow \lambda_{1зр.}} S_{3ц}(\lambda_{1зр.}, \lambda_n, \lambda_{2зр.}) = \\
 &= \lim_{\lambda_n \rightarrow \lambda_{2зр.}} S_{3ц}(\lambda_{1зр.}, \lambda_n, \lambda_{2зр.}) = \\
 &= \frac{\lambda_{1зр.}^{-1} - 2 \cdot \lambda_n^{-1} + \lambda_{2зр.}^{-1}}{(\lambda_{1зр.} \cdot S_1)^{-1} - 2 \cdot (\lambda_n \cdot S_2)^{-1} + (\lambda_{1зр.} \cdot S_3)^{-1}} = \\
 &= \frac{\lambda_{1зр.}^{-1} - \lambda_{2зр.}^{-1}}{(\lambda_{1зр.} \cdot S_1)^{-1} - (\lambda_{2зр.} \cdot S_3)^{-1}},
 \end{aligned}$$

где  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  – одноцветовые температуры излучения, измеренные соответственно на длинах волн  $\lambda_{1зр.}$ ,  $\lambda_n$  и  $\lambda_{2зр.}$ .

Соответственно для четырехцветовой температуры излучения характеристической температурой будет трехцветовая температура, измеренная на  $\lambda_1$ ,  $\lambda_3$ ,  $\lambda_4$  при  $\lambda_2 = \lambda_n$  или на  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_4$  при  $\lambda_3 = \lambda_n$  и т.д. для температур более высоких порядков.

Характеристическая температура излучения обладает рядом замечательных, для идентификации контролируемых объектов, свойств.  $S_x$  для объектов с возрастающими и спадающими спектральными распре-

делениями излучательной способности соответственно ниже и выше температуры объектов, т.е.  $S_x^g < T$  и  $S_x^c > T$  (рис. 3). При приближении излучения окрашенных тел к серому и термодинамически равновесному излучению  $S_x^c$  и  $S_x^g$  устремляются к  $S^{cp}$  и  $S^{mp}$ , которые, в свою очередь, совпадают с  $T$  и с температурами излучения  $S_{1ц}^{mp}$ ,  $S_{2ц}^{mp,cp}$  и  $S_{3ц}^{mp,cp}$ .

Физический смысл этих соотношений следует из пирометрического уравнения для  $S_x$

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_x} = \frac{\ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}{c_2 \cdot \left( \frac{1}{\lambda_{1cp.}} - \frac{1}{\lambda_{2cp.}} \right)},$$

в котором  $\epsilon_1 < \epsilon_2$  и  $\epsilon_1 > \epsilon_2$  для окрашенных тел соответственно с возрастающими и спадающими спектральными распределениями излучательной способности, а  $\epsilon_1 = \epsilon_2$  для серых и абсолютно черных тел.

Характеристическая температура ПТР-излучения  $S_x^{nmp}$  ниже температуры объекта, так как окрашенные тела с таким излучением имеют возрастающее спектральное распределение излучательной способности (рис. 2). Одноцветовая и более высоких порядков температуры ПТР-излучения, в том числе  $S_x^{nmp}$ , не зависят от спектральных характеристик пирометрической системы и равны между собой, как и  $S_{1ц}^{mp}$ ,  $S_{2ц}^{mp,cp}$  или  $S_x^{mp,cp}$ ,  $S_{3ц}^{mp,cp}$ . Физически это обосновывается рассмотренной выше природой ПТР-излучения (рис. 1 и рис. 2) и тем, что оно воспринимается пирометрической системой как ТР-излучение.

Характеристические температуры излучения имеют еще одну важную особенность для идентификации окрашенных тел с возрастающими и спадающими распределениями излучательной способности. Совместно с критической настроечной волной ( $\lambda_{н.кр}$ )  $S_x^g$  и  $S_x^c$  разбивают плоскость координат настроечная волна-температура ( $\lambda_n - S, S, T$ ) на 4 квадранта, в которых размещены гиперболические зависимости трехцветовых температур излучения (рис. 3, а). Значения  $\lambda_{н.кр}$  зависят только от спектральных харак-

теристик пирометрической системы [1]. Например, эквивалентная длина волны трехцветовой пирометрии излучения определяется выражением

$$\lambda_{3э} = \frac{1}{\lambda_{1cp.}^{-1} - 2 \cdot \lambda_n^{-1} + \lambda_{2cp.}^{-1}}.$$

При  $\lambda_n = \lambda_{н.кр}$   $\lambda_{3э} \rightarrow \infty$ , а это может быть, если

$$\lambda_{1cp.}^{-1} - 2 \cdot \lambda_n^{-1} + \lambda_{2cp.}^{-1} = 0,$$

откуда находим, что

$$\lambda_{н.кр} = \frac{2}{\lambda_{1cp.}^{-1} + \lambda_{2cp.}^{-1}}.$$

Анализ этого выражения показывает, что при уменьшении и расширении настроечного спектрального диапазона  $\lambda_{н.кр}$  соответственно сместится в его среднюю и коротковолновую часть. В первом и третьем квадрантах находятся сопряженные зависимости  $S_{3ц}^g = f(\lambda_n)$  соответственно для  $\lambda_n > \lambda_{н.кр}$  и  $\lambda_n < \lambda_{н.кр}$ . Зависимости  $S_{3ц}^c = f(\lambda_n)$  расположены во втором и четвертом квадрантах соответственно для  $\lambda_n < \lambda_{н.кр}$  и  $\lambda_n > \lambda_{н.кр}$ . Такой характер зависимостей определяется обобщающим пирометрическим уравнением для трехцветовой температуры излучения

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_{3ц}} = \frac{\lambda_{3э}}{c_2} \ln \epsilon_{3э} \quad (2)$$

и установленными закономерностями влияния длины настроечной волны на  $\lambda_{3э}$  и  $\epsilon_{3э}$  (рис. 3, в, с). Причем зависимость  $\lambda_{3э} = f(\lambda_n)$  определяет гиперболический характер зависимостей  $S_{3ц} = f(\lambda_n)$  в каждом квадранте и также расположение их в сопряженных квадрантах I–III и II–IV, а  $\epsilon_{3э} = f(\lambda_n)$  определяет расположение  $S_{3ц} = f(\lambda_n)$  в квадрантах I–III или II–IV.  $\lambda_{н.кр}$  и ось нулевых значений  $\lambda_{3э}$  разбивают плоскость координат  $\lambda_n - \lambda_{3э}$  на 4 квадранта.  $\lambda_{3э}$ , при фиксированных  $\lambda_{1cp.}$  и  $\lambda_{2cp.}$  зависит только от  $\lambda_n$

$$\lambda_{3э} = \frac{1}{\lambda_{1cp.}^{-1} - 2 \cdot \lambda_n^{-1} + \lambda_{2cp.}^{-1}},$$

поэтому для всех объектов контроля  $\lambda_{3э} = f(\lambda_n)$  находится в первом и третьем квадрантах, т.е. может принимать положительные и отрицательные значения соответственно для  $\lambda_n > \lambda_{н.кр}$  и

$\lambda_n < \lambda_{n,кр}$ . В отличие от температур более высоких порядков  $\lambda_{2э} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = f(\lambda_{2эп.})$  для двухцветовой температуры может быть только положительной. Поэтому даже при качественно совпадающих зависимостях  $\varepsilon_{3ц}^{б,с} = f(\lambda_n)$  и  $\varepsilon_{2ц}^{б,с} = f(\lambda_{2эп.})$  (рис. 3, с), зависимости  $S_{3ц}^{б,с} = f(\lambda_n)$  имеют совершенно отличный от зависимостей  $S_{2ц}^{б,с} = f(\lambda_{2эп.})$  характер.

При  $\lambda_n = \lambda_{n,о}^б$  или  $\lambda_n = \lambda_{n,о}^с$   $\varepsilon_{3э}^б = 1$  или  $\varepsilon_{3э}^с = 1$ . В этом случае, исходя из обобщающего пирометрического уравнения (2), получаем соответствующие равенства для трехцветовых температур излучения и температуры объекта  $S_{3ц}^б = T$  и  $S_{3ц}^с = T$  (рис. 3).  $\lambda_{n,о}$  определяется спектральными характеристиками контролируемых объектов и систем пирометрии излучения. Расчетное выражение для  $\lambda_{n,о}$  можно найти из условия

$$\varepsilon_{3э} = \frac{\varepsilon_{1эп} \cdot \varepsilon_{2эп}}{\varepsilon_n^2} = 1.$$

Откуда, например, для линейного спектрального распределения излучательной способности  $\varepsilon_\lambda = k \cdot \lambda + b$  получим

$$\frac{(k \cdot \lambda_{1эп} + b) \cdot (k \cdot \lambda_{2эп} + b)}{(k \cdot \lambda_{n,о} + b)^2} = 1$$

Решение этого уравнения относительно  $\lambda_{n,о}$  дает соответствующее ему выражение

$$\lambda_{n,о} = \frac{\sqrt{(k \cdot \lambda_{1эп} + b) \cdot (k \cdot \lambda_{2эп} + b)} - b}{k}$$

При переходе от окрашенного к серому или термодинамически равновесному излучению  $\lambda_{n,о}$  смещается к середине настроечного диапазона.

**3. Анализ полученных результатов.** Результаты исследований сведены в табл. 2 в виде соотношений температур объектов контроля и их излучения для приведенных в табл.1 спектральных распределений излучательной способности, при различных спектральных характеристиках пирометрии излучения.

По измеренным одно-, двух- и трехцветовым и характеристическим температурам излучения определяются основные распределения реальных объектов

оптической термометрии, а также ТР- и ПТР-распределения. Для отличительной идентификации ТР- и ПТР-распределений дополнительно анализируются соотношения температур объектов и их излучения. Для спадающих спектральных распределений излучательной способности  $S_{1ц} < T$  и  $S_{2ц} > T$ , поэтому  $S_{1ц} < S_{2ц}$  на любых  $\lambda$  и  $\lambda_э$ . При определенных спектральных характеристиках пирометрии излучения  $S_{3ц}$  может быть как больше, так и меньше  $S_x$ . В случае ВЛ-, ВВГ- и ВВП-распределений на любых  $\lambda$  и  $\lambda_э$ ,  $S_{1ц} < T$  и  $S_{2ц} < T$ , поэтому соотношения между этими температурами излучения не являются однозначными. Знак соотношений (<, = или >) зависит от абсолютных значений  $\varepsilon_\lambda$  и  $K_{ск}$ , определяющих  $\varepsilon_э$  для  $S_{2ц}$ . Однозначная идентификация возрастающих спектральных распределений осуществляется по соотношениям трехцветовых и характеристических температур излучения. Априорная информация о характере спектральных распределений излучательной способности объектов контроля позволяет исключить влияние их  $\varepsilon$  на методические погрешности многоцветовой оптической термометрии. С использованием полученных закономерностей и разработанных физических основ идентификации созданы методы спектрально-компенсационной бесконтактной и световодной многоцветовой пирометрии излучения [5–9], в том числе однотемпературный метод с усредненной настройкой, двухтемпературный взаимокompенсационный метод, двухтемпературный метод с динамической коррекцией результата измерений и метод термометрии объектов с выраженным температурным гистерезисом яркости. Вполне очевидна возможность использования соотношений измеренных одно- и многоцветовых температур излучения для идентификации и специальных, в том числе аэрокосмических, исследований удаленных объектов.

**4. Выводы.** Таким образом, в результате выполненных исследований установлены закономерности влияния спектральных характеристик пирометрии излучения и объектов оптической термометрии в видимой и ближней инфракрасной областях спектра на определяющие эквивалентные пирометрические параметры, а также одно- и многоцветовые температуры излучения. На основе установленных закономерностей разработаны физические основы идентификации спектральных распределений излучательной способности объектов оптической термометрии по температурам их излучения. Такая, полученная при много-

цветовой пирометрии излучения, априорная информация о спектральных распределениях излучательной способности позволяет исключить методические погрешности оптической термометрии, а также может быть использована в специальных, в том числе аэрокосмических, исследованиях удаленных объектов.

1. Жуков Л.Ф., Богдан А.В. Исследование и разработка методов многоцветовой оптической термометрии // Инженерно-физический журнал. – 2002. – № 5. – С. 510–515. 2. Снопко В.Н. Спектральные методы оптической пирометрии нагретой поверхности. – Минск: Наука и техника, 1988. – 152 с. 3. Поскачей А.А., Чарихов Л.А. Пирометрия объектов с изменяющимися излучательными характеристиками. – М.: Металлургия, 1978. – 200 с. 4. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. – М.: Наука, 1982. – 296 с. 5. Спосіб вимірювання тем-

ператури: Пат. 65861 А, Україна МПК7 G01 J5/00 / Л.Ф. Жуков, О.В. Богдан, А.Л. Корнієнко. - № 2003065464; Заявл. 29.03.2002; Опубл. 17.02.2003; Бюл. № 2. 6. Спосіб вимірювання температури: Пат. 54756 А, Україна МПК7 G01 J5/00 / Л.Ф. Жуков, О.В. Богдан. -№ 2002032293; Заявл. 22.03.2002; Опубл. 17.03.2003; Бюл. № 3. 7. Спосіб вимірювання температури: Пат. 63396 А, Україна МПК7 G01 J5/00 / Л.Ф. Жуков, О.В. Богдан. -№ 2003043296; Заявл. 14.04.2003; Опубл. 15.01.2004; Бюл. № 1. 8. Спосіб вимірювання температури: Пат. 64517 А, Україна МПК7 G01 J5/00 / Л.Ф. Жуков, О.В. Богдан. - № 2003065721; Заявл. 20.06.2003; Опубл. 16.02.2004; Бюл. № 2. 9. Спосіб вимірювання температури: Пат. 65861 А, Україна МПК7 G01 J5/00 / Л.Ф. Жуков, О.В. Богдан. -№ 2003065464; Заявл. 12.06.2003; Опубл. 15.04.2004; Бюл. № 4.

УДК 621.317; 53.08

## СИСТЕМИ РАЦІОНАЛЬНОГО ОБЛІКУ ТА РОЗПОДІЛУ ТЕПЛОВОЇ ЕНЕРГІЇ В ОСЕЛЯХ – ПЕРСПЕКТИВНИЙ НАПРЯМОК ЕНЕРГООЩАДНОСТІ

© Богдан Микійчук, 2009

Національний університет "Львівська політехніка", кафедра метрології, стандартизації та сертифікації,  
вул. С. Бандери, 12, 79013, Львів, Україна

*Розглянуто автоматизовані системи індивідуального обліку спожитої теплової енергії та необхідність оцінювання якості її обліку.*

*Рассмотрено автоматизированные системы индивидуального учета потребленной тепловой энергии и необходимость оценки качества ее учета.*

*Advantages of automated systems implementation.*

Упродовж віків людство навчалось використовувати природні ресурси. Сьогодні перед нами постали проблеми ефективного використання цих ресурсів. Проблема енергоощадності стала чи не найголовнішою проблемою сьогодення. Вона торкається усіх сфер життя людини, тому від того, наскільки якісно ми вирішимо її, залежить наше майбутнє.

Традиційна доктрина управління теплопостачанням регламентує виробництво теплової енергії на джерелах в таких обсягах, які були б здатні компенсувати очікувані розрахункові витрати тепла через зовнішні

огороження будівель. З погляду теорії управління, традиційна технологія реалізує принцип управління за збуренням. Відсутність автоматичного контролю фактичного теплового стану опалюваних приміщень призводить до значної перевитрати палива в період потепління й істотного зниження якості опалення в період похолодань.

У реальних умовах в зв'язку з дефіцитом палива відбувається порушення нормативного графіка в бік зменшення відпускання тепла, що призводить до істотного погіршення мікроклімату в приміщеннях