

УДК 536.521.3

Определение эффективной длины волны немонохроматических фотоприемников в методе спектрально-яркостной пирометрии*

И.П. Гуляев

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: gulyaev@itam.nsc.ru

Рассматривается возможность использования немонохроматических фотоприемников, регистрирующих излучение в широком диапазоне длин волн, в качестве датчиков яркостного канала в методе спектрально-яркостной пирометрии. Вводится определение эффективной длины волны пирометра на основе зависимости регистрируемого сигнала от температуры источника теплового излучения. Представлены результаты экспериментов по определению эффективной длины волны фотоприемника с чувствительностью в диапазоне 400–1100 нм при регистрации излучения температурной лампы в диапазоне температур 1557–2494 К.

Ключевые слова: спектрально-яркостная пирометрия, излучение, фотоприемник, температура, яркость, длина волны, спектральный диапазон.

Введение

Пирометрические методы измерения температуры объектов по их тепловому излучению применяются в различных научно-технических задачах, таких как контроль температуры мишеней для генерации изотопов в ускорителях элементарных частиц [1], контроль поверхности лопаток [2] и камеры сгорания [3] газотурбинных двигателей, диагностика ванны расплава [4, 5] и дисперсных частиц [6, 7] в лазерных аддитивных технологиях, а также пламени индуктивно-связанной плазмы [8], определение температуры плавления тугоплавких керамик [9], изучение динамики горения в волне самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [10]. Пирометрические методы предоставляют единственную возможность контроля температуры частиц дисперсной фазы в потоках газотермического напыления [11–13].

К традиционным оптическим способам измерения температуры относятся методы яркостной и цветовой пирометрии (пирометрии спектрального отношения) [14], которые регистрируют излучение на одной или двух выбранных длинах волн. В начале 2000-х годов получил развитие метод спектральной пирометрии [15], регистрирующий излучение

* Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН.

в широком спектральном диапазоне (обычно сотни нанометров) и позволяющий минимизировать методическую ошибку измерения температуры, связанную с неизвестной излучательной способностью объектов [16].

Закон Планка позволяет определять зависимость спектральной яркости теплового излучения (мощности электромагнитного излучения в полупространство с единицы поверхности) абсолютно черного тела (АЧТ) в единичном интервале длин волн [14]. При выполнении условия $C_2/\lambda T \gg 1$ этот закон приобретает вид, называемый приближением Вина:

$$r(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \exp(-C_2/\lambda T), \quad (1)$$

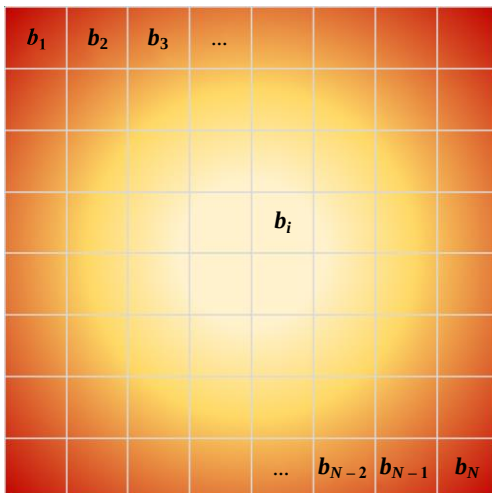
где λ — длина волны излучения, T — температура излучателя, $C_1 = 37418 \cdot 10^{10}$ Вт·нм⁴/мм² и $C_2 = 14,388 \cdot 10^6$ нм·К — пирометрические константы. Тепловое излучение реальных материалов $b(\lambda, T)$ отличается от закона излучения АЧТ. Безразмерная величина излучательной способности материала определяется соотношением

$$\varepsilon(\lambda, T) = b(\lambda, T)/r(\lambda, T) \leq 1. \quad (2)$$

Серыми называют тела, у которых излучательная способность не зависит от длины волны.

В работе [17] был представлен метод спектрально-яркостной пирометрии (СЯП), позволяющий объединить высокое быстродействие и пространственное разрешение яркостной пирометрии и методически высокую точность измерения температуры спектральным методом. Суть метода СЯП заключается в том, что при наблюдении объекта с неоднородным распределением температуры по поверхности (или по времени) используются два канала регистрации, которые имеют общую область наблюдения: яркостный канал, работающий на выбранной длине волны λ_0 и регистрирующий пространственное распределение яркости теплового излучения на поверхности объекта b_i , $i = 1, \dots, N$ (рис. 1а), и спектральный канал, регистрирующий суммарный (интегральный) спектр теплового излучения в диапазоне длин волн $[\lambda_1, \lambda_2]$, включающем λ_0 .

По зарегистрированному спектру излучения вычисляется опорная спектральная температура T_0 в окрестности длины волны λ_0 , а по набору зарегистрированных локальных значений яркости b_i рассчитывается опорное значение яркости:



$$b_0 = \exp \left(\frac{\sum_i b_i \cdot \ln b_i}{\sum_i b_i} \right). \quad (3)$$

После этого температура T_i произвольного элемента поверхности с яркостью b_i может быть вычислена с использованием опорных значений b_0 и T_0 по формуле:

$$\frac{1}{T_i} = \frac{1}{T_0} + \frac{\lambda_0}{C_2} \ln \frac{b_0}{b_i}. \quad (4)$$

Рис. 1. Область с неравномерным распределением температуры.

Каждому элементу поверхности с локальной температурой T_i соответствует локальная яркость теплового излучения b_i .

Выражения (3) для расчета опорной яркости и (4) для вычисления температуры отдельного элемента поверхности $T_i(b_i)$ получены в предположении справедливости зависимости $b(\lambda_0, T)$ в соответствии с формулами (1) и (2), т.е. при регистрации яркостным каналом монохроматического излучения серого тела на длине волны λ_0 . Как правило, это условие обеспечивается применением узкополосных светофильтров с полосой пропускания 5–20 нм.

Авторами [18] была предложена следующая классификация пирометров на основании относительной ширины полосы чувствительности: $\delta_{0,5} = \text{FWHM}/\text{CWL}$, $\delta_{0,5} = \text{FWHM}/\text{CWL}$, где FWHM — ширина полосы на полувысоте, CWL — центральная длина волны полосы пропускания (чувствительности). Пирометр можно считать квазимонохроматическим при $\delta_{0,5} < 0,1$, частичного излучения — при $\delta_{0,5} = 0,1–1$, суммарного излучения — при $\delta_{0,5} > 1,0$. В соответствии с этой классификацией яркостный канал в методе спектрально-яркостной пирометрии должен быть квазимонохроматическим.

Однако в практике измерения температуры объектов малых размеров и в условиях быстропротекающих процессов представляет проблему низкий уровень регистрируемого оптического сигнала. В таких случаях использование узкополосных приемников излучения оказывается технически невозможным и приходится применять широкополосные фотоприемники с полосой пропускания до 500–800 нм ($\delta_{0,5} = 0,5–1$). При этом нарушается экспоненциальная зависимость зарегистрированной яркости объекта от его температуры $b(T)$ и формула (4) не может быть использована для расчета локальных температур. Причиной этого является то, что характер изменения спектральной яркости теплового излучения при изменении температуры $b(T_1)/b(T_2)$ сильно зависит от длины волны, на которой проводят измерения. На рис. 2 показано изменение яркости теплового излучения серого тела на длинах волн 500, 600, 700, 800, 900 нм в температурном диапазоне

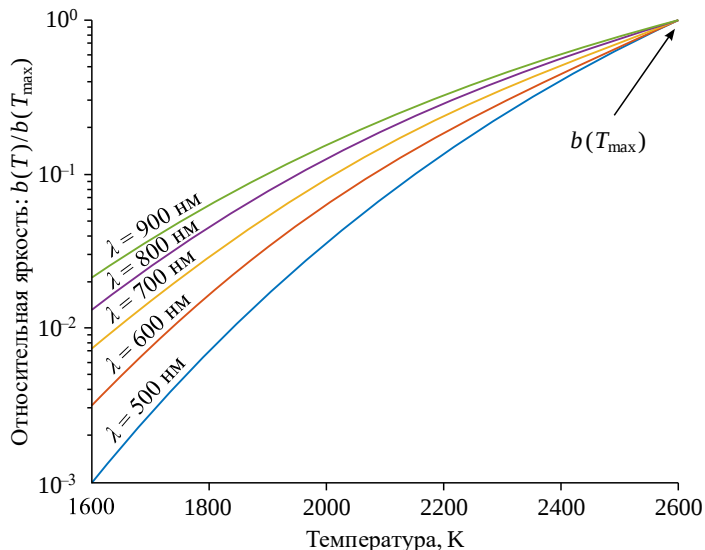


Рис. 2. Зависимость спектральной яркости теплового излучения серого тела от температуры в диапазоне 1600–2600 К для длин волн $\lambda = 500–900$ нм. Значения нормированы на яркость при максимальной температуре $b(2600 \text{ К})$; полулогарифмический масштаб.

1600–2600 К. В указанном температурном интервале яркость излучения на длине волны 900 нм меняется менее чем в 100 раз, а на длине волны 500 нм — почти в 1000 раз. В рамках метода СЯП эти диапазоны изменения яркости теплового излучения имеют решающее значение для измерения температуры.

Встает вопрос: какой вид имеет температурная зависимость суммарного сигнала широкополосного приемника, формируемого тепловым излучением на различных длинах волн, и можно ли его использовать в формуле (3) согласно методу спектрально-яркостной пирометрии? Если можно, то какую длину волны следует выбирать для расчета спектральной температуры T_0 и локальных температур по формуле (4)?

Целью настоящей работы является демонстрация методики определения эффективной длины волны (EWL, effective wavelength) фотоприемников частичного излучения, обладающих чувствительностью в широком диапазоне длин волн. Далее в разделе 1 приводится теоретическое обоснование метода, в разделе 2 описываются эксперименты по определению EWL реального КМОП-сенсора цифровой камеры с чувствительностью в диапазоне 400–1100 нм, а также при использовании узкополосных фильтров, в разделе 3 проводится обсуждение полученных результатов.

1. Обоснование метода

Рассмотрим тепловой спектр тел с излучательной способностью $\varepsilon(\lambda, T)$. При работе в области Вина отношение спектральной яркости теплового излучения на выбранной длине волны λ_0 при произвольной температуре T к спектральной яркости при некоторой опорной температуре T_0 имеет вид:

$$\frac{b(\lambda_0, T)}{b(\lambda_0, T_0)} = \frac{\varepsilon(\lambda_0, T)}{\varepsilon(\lambda_0, T_0)} \exp \left[-\frac{C_2}{\lambda_0 T_0} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right) \right], \quad (5)$$

$$\ln \left[\frac{b(\lambda_0, T)}{b(\lambda_0, T_0)} \cdot \frac{\varepsilon(\lambda_0, T_0)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} \right] = -\frac{C_2}{\lambda_0 T_0} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right).$$

Вводя переменные

$$Y = \ln \left[\frac{b(\lambda_0, T)}{b(\lambda_0, T_0)} \cdot \frac{\varepsilon(\lambda_0, T_0)}{\varepsilon(\lambda_0, T)} \right] \text{ и } X = \frac{T_0}{T}, \quad (6)$$

линеаризуем эту зависимость:

$$Y = a(X - 1), \quad (7)$$

в которой коэффициент пропорциональности $a = -C_2/\lambda_0 T_0$.

Таким образом, определяя зависимость спектральной яркости серого источника излучения от температуры $b(T)$ и вычисляя коэффициент наклона прямой $Y(X)$, можно определить длину волны, на которой происходит регистрация излучения в случае монохроматического пирометра:

$$\lambda_0 = C_2/aT_0 \text{ или } \lambda_0 = -\frac{C_2}{T_0} \left(\frac{dY}{dX} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Ограничения на выбор опорной температуры T_0 отсутствуют, поэтому далее будем выбирать ее вблизи максимума рассматриваемого температурного диапазона.

В случае излучения АЧТ или серого тела отношение $\frac{\varepsilon(\lambda_0, T_0)}{\varepsilon(\lambda_0, T)}$ равно единице,

и в формуле (6) для расчета переменной Y остается только относительная яркость $\frac{b(T_0)}{b(T)}$.

На практике в случае отсутствия данных о температурной зависимости $\varepsilon(\lambda_0, T)$ приходится пользоваться приближением серого тела. При этом следует отметить, что обычно изменение излучательной способности материалов в зависимости от температуры намного слабее интенсивности теплового излучения в области, где работает приближение Вина. Например, для вольфрама при $\lambda_0 = 800$ нм в диапазоне температур от 1600 до 2400 К излучательная способность снижается лишь на 4,5 % [19], в то время как яркость теплового излучения по закону Планка возрастает в 42 раза (см. рис. 2).

Формула (8) в строгом смысле справедлива только для монохроматического излучения на некоторой длине волны λ_0 . При регистрации излучения в спектральном диапазоне $\lambda_0 \pm d\lambda$ зависимость $Y(X)$ перестает быть линейной, но можно ожидать, что при достаточно малой ширине $d\lambda$ отклонения зависимости $Y(X)$ от линейного вида будут малы. Интересно понять, существует ли для фотоприемника, регистрирующего сигнал в широком спектральном диапазоне

$$S(T) = A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b(\lambda, T) d\lambda, \quad Y' = \ln \left[\frac{S(T)}{S(T_0)} \right], \quad (9)$$

такая эффективная длина волны λ_{eff} для которой выполняется линейная зависимость

$$Y'(X) = -\frac{C_2}{\lambda_{\text{eff}} T_0} (X - 1). \quad (10)$$

Иными словами, вопрос заключается в том, можно ли применять широкополосный оптический приемник в качестве монохроматического яркостного пирометра, работающего на длине волны λ_{eff} , а также использовать его измерения S_i для вычисления температур по формуле (4)?

2. Методика эксперимента

Эксперименты по определению эффективной длины волны $\lambda_{\text{eff exp}}$ проводились с использованием оптической установки, схема которой приведена на рис. 3а. В качестве фотоприемника применялась цифровая камера HD1-1312 (Photonfocus), оснащенная монохромным кремниевым КМОП-сенсором A1312 с чувствительностью в диапазоне 400–1100 нм. Для формирования изображения использовался объектив LM50HC (Kowa) и набор сменных полосовых фильтров с полосами пропускания 532/20, 575/50 и 725/40 нм (обозначение CWL/FWHM). Измерение яркостного сигнала теплового излучения (в цифровых отсчетах DN) ленты температурной лампы проводилось в области размером 10×10 пикселей (рис. 3б).

Для подтверждения возможности использования КМОП-сенсора камеры в качестве измерительного устройства была проведена проверка линейности выходного сигнала. На рис. 4 видно, что зависимость цифрового сигнала камеры от времени экспозиции в диапазоне от 40 мкс до 40 мс является строго линейной.

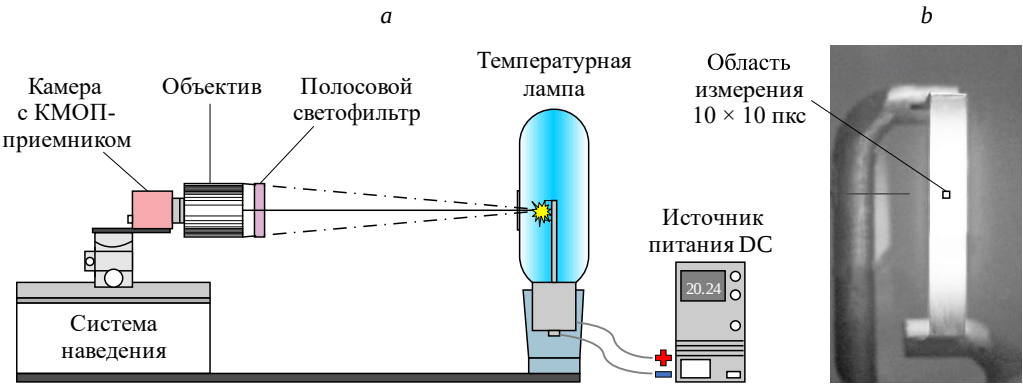


Рис. 3. Схема оптической установки, использованной для определения зависимости яркостного сигнала от температуры излучателя (а), и регистрируемое изображение камеры с областью измерения температуры (b).

Спектральные характеристики оптических элементов экспериментальной установки приведены на рис. 5. Чувствительность КМОП-матрицы и пропускание объектива представлены по данным производителя, полосы пропускания светофильтров определены экспериментально. Также на рис. 5 штриховой линией показан спектр теплового излучения АЧТ при температуре 2000 К для демонстрации распределения мощности излучения в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Источником излучения служила температурная лампа ТРУ 1100–2350 с вольфрамовой лентой накала, при расчетах по формуле (6) использовались данные об излучательной способности вольфрама [19]. Регулировка температуры лампы осуществлялась путем изменения тока накала с точностью до 0,01 А. Лампа была откалибрована в диапазоне температур $T_w = 1224 - 2494$ К. Предыдущие исследования [17] показали, что неравномерность температуры на поверхности вольфрамовой ленты для температуры 1315 К составляет 38 К (2,9 %), а для температуры 1767 К — 12 К (0,7 %).

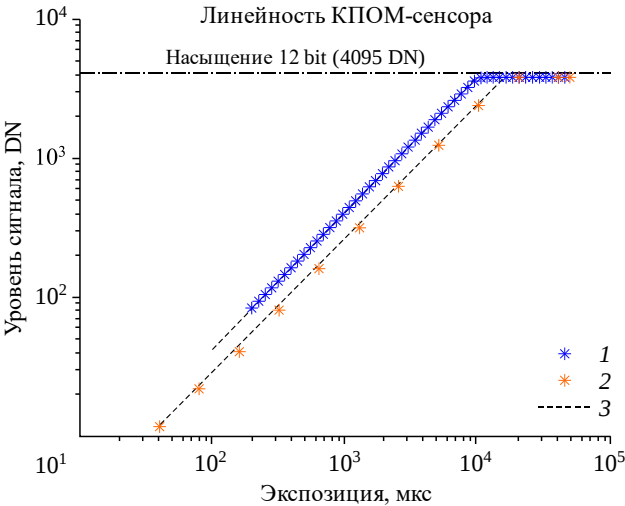


Рис. 4. Зависимость величины сигнала фотосенсора от длительности экспозиции.

Фильтры с полосами пропускания 575/50 (1) и 725/40 (2) нм, линейный фильтр (3).

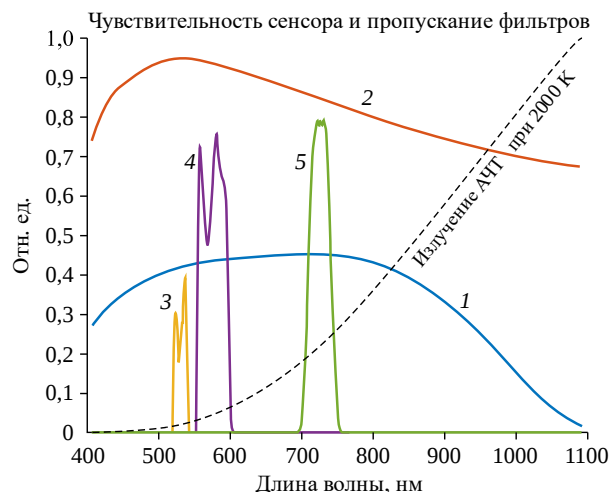


Рис. 5. Спектральные характеристики элементов оптического канала.

1 — чувствительность КМОП-сенсора цифровой камеры HD1-1312, 2–5 — полосы пропускания объектива LM50HC

и светофильтров 532/20, 575/50, 725/40 нм соответственно.

В экспериментах температура вольфрамового излучателя T_w варьировалась в диапазоне 1557–2494 К, а сигнал фотодетектора $S(T_w)$ регистрировался в условиях без светофильтра (регистрация излучения в диапазоне 400–1100 нм) и со светофильтрами при $CWL = 532, 575, 725$ нм (см. таблицу). Для каждого эксперимента температурный диапазон лампы, апертура объектива и значение экспозиции камеры выбирались такими, чтобы избежать насыщения фотоприемника и обеспечить достаточно высокое значение сигнал/шум. В экспериментах стандартный разброс величины сигнала в области 10×10 пикселей составлял 10–25 DN, величина темнового сигнала составляла примерно 300 DN.

Таблица

Условия экспериментов по измерению яркости теплового излучения 725

Тип фильтра	Диапазон температур T_w , К	Экспозиция, мкс	Апертура объектива	T_0 , К	$S_0(T_0)$, DN	$\lambda_{\text{eff exp}}^*$, нм	R_{exp}^2	$\lambda_{\text{eff calc}}^*$, нм
без фильтра	1557–2252	50	f/16	2252	3187	811 ± 13	0,999	848 ± 16
532/20	1899–2494	20	f/1.4	2494	3100	548 ± 11	0,999	537 ± 1
575/50	1616–2446	320	f/16	2446	2410	573 ± 6	0,999	584 ± 1
725/40	1784–2494	250	f/16	2494	2760	741 ± 15	0,999	736 ± 3

* Для величин $\lambda_{\text{eff exp}}$ и $\lambda_{\text{eff calc}}$ приведен диапазон значений, соответствующий вероятности 99 % при определении коэффициентов регрессии.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 6 показана зависимость яркости теплового излучения от температуры вольфрамовой ленты для четырех конфигураций светофильтров. Видно, что регистрируемый сигнал $S(T_w)$ имеет экспоненциальную зависимость от температуры и изменяется на три порядка в рассматриваемых температурных диапазонах.

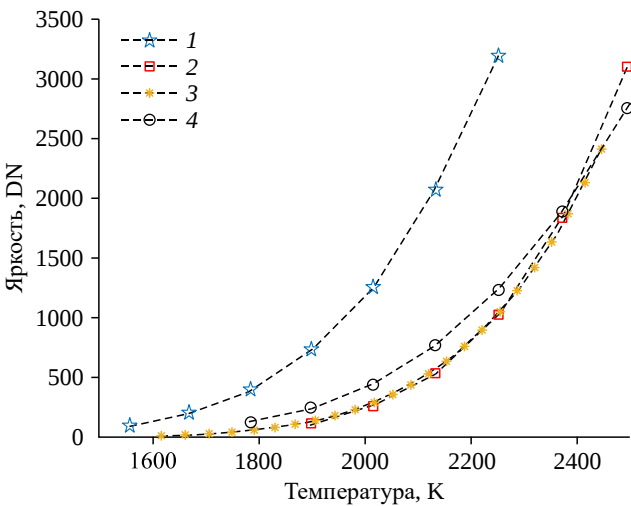


Рис. 6. Результаты измерения яркости теплового излучения без светофильтра (1), а также с использованием узкополосных светофильтров 532/20 (2), 575/50 (3) и 725/40 (4) нм.

3.1. Определение эффективной длины волны

На рис. 7 приведены экспериментальные данные для четырех серий эксперимента, представленные в координатах $Y(X)$, рассчитанных в соответствии с формулами (6). Для каждой группы измерений в качестве опорной температуры T_0 выбиралось максимальное значение из температурного диапазона T_w . На рис. 7 и в таблице представлены значения эффективной длины волны $\lambda_{\text{eff exp}}$, полученные по результатам измерений со светофильтрами и без них. Коэффициент детерминации R^2_{exp} линейной регрессии экспериментальных данных $Y(X)$ во всех случаях имеет значение не менее 0,99, что свидетельствует о высоком качестве аппроксимации.

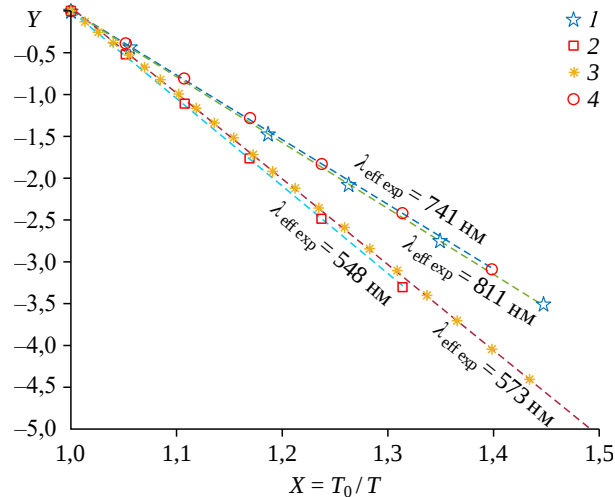


Рис. 7. Зависимости яркости излучателя от температуры в координатах $X - Y$ и значения эффективной длины волны $\lambda_{\text{eff exp}}$.

Приемник 400–1100 нм без светофильтра (1),
приемники со светофильтрами
532/20 (2), 570/50 (3) и 725/40 (4) нм.

В случае измерений КМОП-сенсором без светофильтра эффективная длина волны составила $\lambda_{\text{eff exp}} = 811$ нм. В случае использования светофильтров с центральной длиной волны 532, 575 и 725 нм значения $\lambda_{\text{eff exp}}$ составили 548, 573, 741 нм соответственно.

Экспериментальные результаты показывают, что значение $\lambda_{\text{eff exp}}$ во всех случаях лежит ближе к длинноволновому краю диапазона чувствительности (полосы пропускания) фотоприемника. Это объясняется тем, что именно длинноволновый участок спектра теплового излучения дает максимальный вклад в регистрируемый сигнал в рассматриваемом температурном диапазоне. В этом можно убедиться, обратившись к примеру спектра излучения АЧТ при температуре 2000 К, изображенном на рис. 5. К такому же выводу приводит численное моделирование температурной зависимости яркостного сигнала, полученного с помощью формул (10), и спектральных характеристик оптических элементов, показанных на рис. 5. В таблице представлены значения $\lambda_{\text{eff calc}}$, полученные в результате моделирования. Во всех случаях эффективная длина волны приемника лежит вблизи длинноволнового края полосы пропускания фильтра. При этом расчетная величина $\lambda_{\text{eff calc}}$ может отличаться от экспериментальной $\lambda_{\text{eff exp}}$ как в большую, так и в меньшую сторону.

Предложенный метод определения эффективной длины волны λ_{eff} позволяет уверенно различать фотоприемники с разными спектральными диапазонами чувствительности. Линеаризованные зависимости на рис. 7 для пары светофильтров 532/20 и 575/50 нм, а также для пары светофильтра 725/40 нм и сенсора без фильтра имеют близкие углы наклона. При этом полученные значения $\lambda_{\text{eff exp}}$ заметно отличаются в каждой паре, так как для всех серий измерений использованы индивидуальные значения опорной температуры T_0 .

3.2. Применение λ_{eff} в методе СЯП

Представляется интересным проанализировать погрешности измерения температуры, связанные с использованием в методе спектрально-яркостной пирометрии вычисленного значения эффективной длины волны λ_{eff} для немонахроматического фотоприемника. Величина отклонения экспериментально измеренных значений яркости излучения S_{exp} при различных температурах T_w от значений S_{eff} , рассчитанных по формуле (5) с использованием определенной ранее эффективной длины волны $\lambda_{\text{eff}} = 811$ нм и значений сигнала при опорной температуре $S_0(T_0)$, имеет вид:

$$S_{\text{eff}}(T_w) = S_0 \cdot \exp \frac{C_2}{\lambda_{\text{eff}} T_0} \left(1 - \frac{T_0}{T_w} \right). \quad (11)$$

На рис. 8 показаны ошибки определения яркости ($S_{\text{eff}} - S_{\text{exp}}$) и связанные с этим ошибки температуры теплового излучателя, определенные по формуле (4). В случае использования фотоприемника без светофильтра с диапазоном чувствительности 400–1100 нм (рис. 8a) в интервале температур 1557–2252 К максимальная погрешность определения яркости составляет 1,6 %, однако при этом соответствующая ошибка определения температуры не превышает 0,17 %. Полученная методическая погрешность измерения температуры мала. Для сравнения можно указать, что спектральная зависимость коэффициента излучения вольфрама вносит ошибку около 2 % [17].

Неожиданно ошибки измерений в случае использования светофильтра 575/50 нм (рис. 8b) оказались выше, чем в случае широкополосного приемника. Максимальная

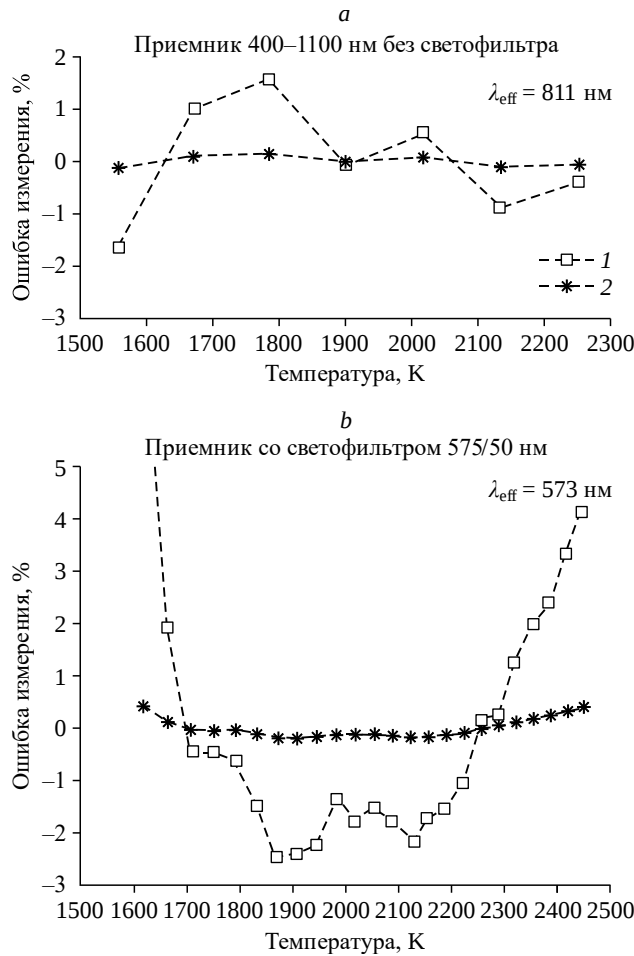


Рис. 8. Ошибки определения яркости и температуры при использовании эффективной длины волны для приемника 400–1100 нм без светофильтра (а) и для приемника со светофильтром 575/50 нм (b).
1 — ошибка яркости, 2 — ошибка температуры.

ошибка определения яркости при температуре $T_w = 1616 \text{ К}$ составила 8,5 %, а соответствующая ей ошибка температуры — 0,4 %. При этом в основном температурная ошибка не превышает 0,1 %.

3.3. Зависимость λ_{eff} от температурного диапазона излучателя

Представленные на рис. 7 результаты определения эффективной длины волны для различных конфигураций светофильтров получены путем измерений в широком температурном диапазоне (значения T_w из таблицы). Если разбить температурный диапазон на более короткие интервалы, то можно видеть, что λ_{eff} фотоприемника не постоянна (рис. 9). В случае широкополосного излучателя λ_{eff} снижается с ростом температуры с 818 до 790 нм. Такую зависимость можно объяснить увеличением доли коротковолнового излучения при росте температуры излучателя. Однако при использовании полосового фильтра 575/50 нм эффективная длина волны наоборот монотонно увеличивается с 536 до 603 нм. Возможно, причина этого связана с наличием температурной зависимости коэффициента излучения вольфрама, которая не учитывалась в эксперименте.

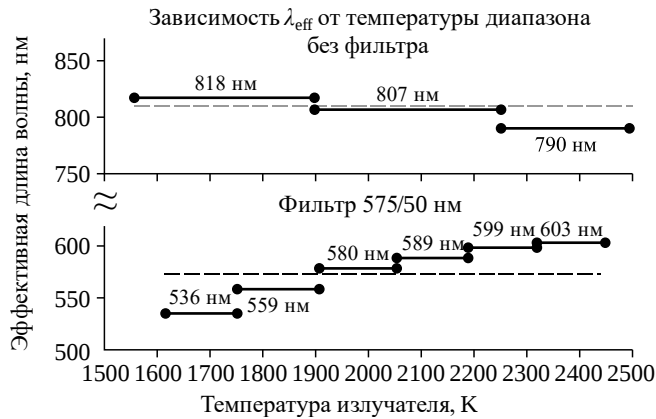


Рис. 9. Зависимость эффективной длины волны от температурного диапазона излучателя в случае использования широкополосного фотоприемника 400–1100 нм без светофильтра и с использованием полосового светофильтра 575/50 нм.

Длина отрезка соответствует температурному диапазону, в рамках которого вычислялось значение λ_{eff} ; пунктирная линия соответствует значению λ_{eff} , вычисленному по полному диапазону температур.

3.4. Зависимость λ_{eff} от ширины полосы пропускания светофильтра

Для демонстрации влияния параметров светофильтра (центральной длины волны CWL и ширины полосы пропускания FWHM) было проведено моделирование сигнала, регистрируемого КМОП-сенсором с характеристиками камеры HD1-1312. Спектр излучения АЧТ по закону Планка (1) вычислялся в диапазоне длин волн 300–1100 нм, температура излучателя варьировалась в диапазоне 1500–3000 К. На рис. 10 показана зависимость λ_{eff} от центральной длины волны CWL для различных значений ширины полосы FWHM. Как видно, при $\text{FWHM} \leq 50$ нм ($\delta_{0,5} < 0,1$) эффективная длина волны практически не отличается от CWL, лишь немного смещается в большую сторону. Такие фотоприемники

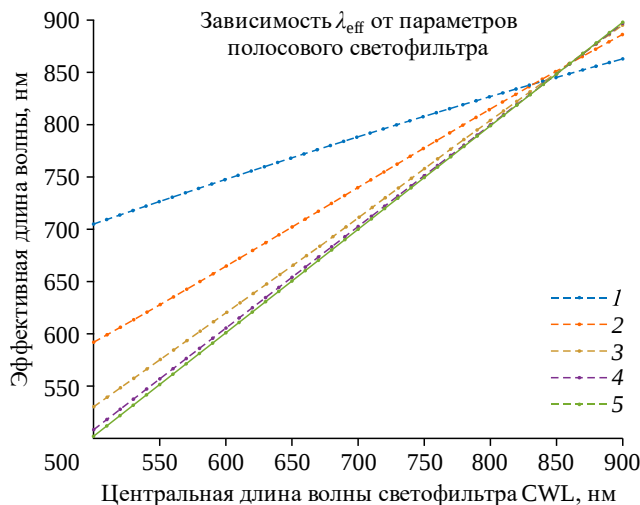


Рис. 10. Зависимость эффективной длины волны от параметров полосового светофильтра.

Расчеты проведены для спектральной чувствительности фотоприемника HD1-1312 в температурном диапазоне 1500–3000 К и диапазоне длин волн 300–1100 нм; ширина полосы FWHM 400 (1), 200 (2), 100 (3), 50 (4), 20 (5) нм.

могут считаться квазимонохроматическими. При $\text{FWHM} = 100 - 400$ нм в коротковолновой области разность $\lambda_0 - \lambda_{\text{eff}}$ достигает величины $\approx \text{FWHM}/2$. В длинноволновой области λ_{eff} становится меньше CWL светофильтра, что связано с заметным снижением чувствительность КМОП-приемника при $\lambda > 900$ нм.

Заключение

В работе показана возможность применения немонахроматических (широкополосных) фотоприемников, регистрирующих излучение в широком диапазоне длин волн

$$S(T) = A \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b(\lambda, T) d\lambda, \text{ в качестве яркостного канала в методе спектрально-яркостной}$$

пирометрии. Эффективной длиной волны фотоприемника предложено считать такое значение λ_{eff} , при котором температурная зависимость спектральной яркости излучения АЧТ соответствует температурной зависимости регистрируемого сигнала фотоприемника $S(T)/S(T_0) = r(\lambda_{\text{eff}}, T)/r(\lambda_{\text{eff}}, T_0)$. Значение опорной температуры T_0 может выбираться произвольно в рамках рассматриваемого температурного диапазона.

В результате экспериментов, проведенных в температурном диапазоне 1557–2494 К, для кремниевого КМОП-фотоприемника с чувствительностью в интервале длин волн 400–1100 нм определено значение эффективной длины волны: $\lambda_{\text{eff}} = 811$ нм. При этом в диапазоне температур 1557–2252 К максимальная погрешность измерения яркости излучателя составила 1,6 %, а связанная с ней погрешность измерения температуры не превысила 0,17 %. Вероятно, частично указанные ошибки измерения связаны с использованием в качестве источника излучения не АЧТ, а температурной лампы с лентой накала из вольфрама, излучательная способность которого имеет спектральную и температурную зависимость. Дополнительные эксперименты с использованием узкополосных светофильтров показали, что λ_{eff} волны фотоприемника близка к длинноволновому краю полосы пропускания полосового фильтра (чувствительности фотоприемника). Значения λ_{eff} фотоприемника в экспериментальных условиях изменялись в пределах 30–70 нм в зависимости от температурного диапазона, но погрешность определения температуры при этом не превышала 0,4 %.

Список литературы

1. Laxdal A., J0seph D.R., Ames F., Babcock C., Charles C.R.J., Cheal B., Day T. Goodacre, Hamilton C.C., Gottberg A., Kunz P., Lassen J., Pearson M.R., Raymond K., Schmidt A., Wolski A. Development of an optical method for temperature measurements of the ISAC targets at TRIUMF // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2024. Vol. 546. P. 165156.
2. Gao S., Zhang X., Chen L., Cui Y., Jiang J., Zhang Z., Yu P., Wang C. Review: radiation temperature measurement methods for engine turbine blades and environment influence // Infrared Physics & Technology. 2022. Vol. 123. P. 104204.
3. Mekhregin M., Meshkovskii I.K., Tashkinov V.A., Guryev V.I., Sukhinets A.V., Smirnov D.S. Multispectral pyrometer for high temperature measurements inside combustion chamber of gas turbine engines // Measurement. 2019. Vol. 139. P. 355–360.
4. Sanchez-Medina J., De Baere D., Snyers C., Jardon Z., Hinderdael M., Ertveldt J., Guillaume P. Comparison and analysis of hyperspectral temperature data in directed energy deposition // J. Laser Applications. 2023. Vol. 35, No. 4. P. 042037.
5. Grishin M., Sdvizhenskii P.A., Asyutin R.D., Tretyakov R.S., Stavertiy A.Ya., Pershin S.M., Liu D.S., Lednev V.N. Combining thermal imaging and spectral pyrometry for express temperature mapping in additive manufacturing // Applied Optics. 2023. Vol. 62, No. 2. P. 335–341.

6. Gulyaev I.P., Kovalev O.B., Pinaev P.A., Grachev G.N. Optical diagnostics of radiation interaction with the powder stream laterally transported during laser cladding // Optics and Lasers in Engng. 2020. Vol. 126. P. 105877.
7. Gulyaev I.P., Kovalev O.B., Grachev G.N., Smirnov A.L. Optical study of the effects arising from the interaction of a CO₂-laser with the powder in a coaxial nozzle for laser cladding // Optics and Lasers in Engng. 2023. Vol. 162. P. 107434.
8. Wu J., Zhang P., Yu D., Zhang S., Xin Q., Wan Y. Monitoring and diagnosis of the inductively coupled atmospheric pressure plasma jet for deterministic optical processing // Optik. 2020. Vol. 214. P. 164815-1–164815-10.
9. Завьялов А.П., Сергачёв И.П., Шичалин О.О., Папынов Е.К. Испытания в плазменном потоке тугоплавких керамик в системе HfC-HfN // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 5. С. 827–830.
10. Dolmatov A., Gulyaev P.Yu., Milyukova I.V. Chrono-topographic analysis of the fire focus dynamics in the SHS wave // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1115. P. 042024.
11. Mauer G., Vaßen R., Stöver D. Comparison and applications of DPV-2000 and accuraspray-g3 diagnostic systems // J. Thermal Spray Technology. 2007. Vol. 16. P. 414–424.
12. Schwenk A., Wank A., Wallendorf T., Marke S. NIR (Near-Infra-Red) sensor — an alternative diagnostic tool for the online process control of thermal spray processes // Proc. Intern. Thermal Spray Conf. 2010, Singapore. P. 120–123.
13. Михальченко А.А., Кузьмин В.И., Сергачев Д.В., Картаев Е.В., Иванчик И.С., Иванчик С.Н. Исследования динамики нагрева и ускорения частиц Al₂O₃ в осесимметричном гетерогенном потоке плазматрона с межэлектродными вставками // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 4. С. 537–549.
14. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982. 296 с.
15. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия (обзор) // Приборы и техника эксперимента. 2009. № 4. С. 5–28.
16. Магунов А.Н. Измерение температуры объектов с неизвестной излучательной способностью методом спектральной пирометрии // Научное приборостроение. 2010. Т. 20. С. 22–26.
17. Gulyaev I.P., Dolmatov A.V. Spectral-brightness pyrometry: radiometric measurements of non-uniform temperature distributions // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 116. P. 1016–1025.
18. Чернин С.М., Коган А.В. Измерение температуры малых тел пирометрами излучения. М.: Энергия, 1980. 96 с.
19. Излучательные свойства твердых материалов. Справочник / Под ред. А.Е. Шейншлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.

*Статья поступила в редакцию 8 июля 2024 г.,
после доработки — 7 октября 2024 г.,
принята к публикации 8 ноября 2024 г.*