

УДК 535.233.43

# Измерение распределения коэффициента теплового излучения и температуры поверхности вольфрама, нагретого излучением мощного лазера

© 2020 г. Ю. В. Мантрова\*, П. В. Зинин\*, К. М. Булатов\*, А. А. Быков\*\*

\*Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва

\*\*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

E-mail: mantrovayv@gmail.com

Поступила в редакцию 11.06.2020

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-11-10-20

---

Измерено распределение коэффициента теплового излучения на таком же уровне, как и распределение температуры в пятне лазера, нагревающего вольфрамовую пластинку. Измерения проведены в диапазоне длин волн от 740 до 800 нм методом мультиспектральных изображений на установке лазерного нагрева, в которой используется тандемный акустооптический фильтр, состоящий из двух сопряженных акустооптических кристаллов, соединенных с видеокамерой высокого разрешения. Погрешность измерений коэффициента теплового излучения в точке с максимальной температурой пятна нагрева (2540 К) составила менее 7%.

**Ключевые слова:** лазерный нагрев, коэффициент теплового излучения, измерение температуры, лазерная оптика, акустооптический фильтр, нагрев вольфрама.

**Коды OCIS:** 140.0140, 100.0100, 110.0110

---

## ВВЕДЕНИЕ

Коэффициент теплового излучения материалов — одна из фундаментальных характеристик теплового излучения. Он представляет собой отношение интенсивности (яркости) излучающего тела к интенсивности излучения абсолютно черного тела (АЧТ) в заданном направлении. Измерение коэффициента направленного теплового излучения при высоких температурах важно для понимания множества физических явлений, таких как определение теплопередачи теплового излучения в ядре Земли [1], процессов в диффузионном пламени [2], в работах, использующих солнечную энергию [3], в тепловом контроле космических аппаратов, высокоэффективном использовании солнечной энергии и др. [4–8].

Современное состояние методов определения коэффициента теплового излучения можно найти в работах [9–12]. Прямые радиометрические методы основаны на сравнении поверхностного теплового излучения исследуемых материалов с излучением калибровочного объекта (АЧТ) при одинаковых температурных, геометрических и спектральных условиях [13–16]. Выбор способа нагрева зависит от материала исследуемого объекта (электро- и теплопроводность) и от необходимого диапазона температур. Высокие температуры (выше 2000 К) могут быть получены при нагреве излучением лазера [5, 17]. При измерениях с использованием нагрева излучением мощного лазера одним из наиболее популярных методов измерения температуры является двухцветный метод [18]. Модификация этого

метода — четырехцветный метод, была использована для измерения распределения температуры в ячейках высокого давления в образцах, нагретых излучением мощного лазера [19]. К сожалению, применение четырехцветного метода для исследования распределения коэффициента теплового излучения в области нагрева при высоких давлениях не увенчалось успехом, авторам удалось получить лишь изменение значения коэффициента теплового излучения на платине как функцию температуры, а не абсолютные значения этой величины [17]. Одним из основных недостатков четырехцветного метода измерения является малое количество точек (четыре) для получения двух параметров (температура и коэффициент теплового излучения) из данных по измерению теплового излучения нагретого образца. Для увеличения количества измерений в работе [20] было предложено использовать метод мультиспектральных изображений, основанный на регистрации и обработке изображений в узких спектральных интервалах для измерения распределения температуры. Для проведения измерений был использован двойной акустооптический фильтр, позволяющий получать изображения нагретого тела в спектральном интервале 650–850 нм с разрешением в 1 нм. Использование тандемного акустооптического фильтра (ТАОФ) привело к созданию установки для измерения пространственного распределения температуры на поверхности твердых тел в процессе нагрева излучением лазера [21].

В данной работе изучается возможность применения метода мультиспектральных изображений для измерения пространственных распределений коэффициента теплового излучения совместно с распределением температуры в образцах (вольфрам), нагретых излучением лазера. Измерения проводились на установке, в которой нагрев излучением мощного лазера вольфрамовой пластинки анализировался с использованием двойного акустооптического перестраиваемого фильтра, синхронизированного с видеокамерой. Ранее было продемонстрировано, что объединение системы нагрева излучением мощного лазера с двойным акустооптическим перестраиваемым фильтром позволяет измерять распределение температуры при нагреве из-

лучением лазера платиновых пластин [21], а также визуализировать инфракрасный лазерный луч [22]. В настоящей работе будет показано, что использование ТАОФ позволяет успешно решить задачу дистанционного измерения пространственного распределения коэффициента теплового излучения тела, нагретого излучением лазера, с погрешностью менее 7%.

## ОПИСАНИЕ МЕТОДА

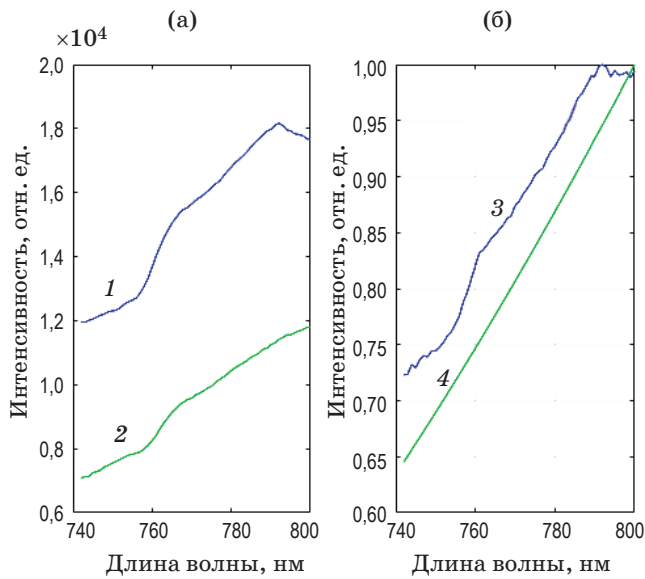
Используемый в работе узкий диапазон длин волн (740–800 нм) позволяет работать в рамках модели излучения «серого тела», что подразумевает независимость коэффициента теплового излучения от длины его волны [16]. Традиционно расчет температур и коэффициента теплового излучения проводится через сравнение спектральных данных эксперимента с законом Планка. В рамках модели серого тела закон Планка имеет вид [23]

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(T) c_1 \lambda^{(-5)} / (\exp(c_2 / \lambda T) - 1), \quad (1)$$

где  $I(\lambda, T)$  — спектральная интенсивность,  $\varepsilon(T)$  — коэффициент теплового излучения нагретого объекта, который в данной работе принимается не зависящим от длины волны,  $\lambda$  — длина волны,  $T$  — температура, а  $c_1$  и  $c_2$  — физические константы.

Цифровая обработка спектральных изображений исследуемых образцов заключается в измерении интенсивности спектрального излучения в каждом пикселе мультиспектральных изображений с последующим определением температуры и коэффициента теплового излучения методом наименьших квадратов [21].

Калибровка оптической системы основана на получении изображения сертифицированной лампы с вольфрамовым телом накала при температуре 1700 К (рис. 16). Радиометрический источник питания используется для обеспечения очень точного и воспроизводимого тока лампы, обеспечивая постоянное излучение. Лампа с известной температурой помещается в фокус оптической системы в положение, обычно занимаемое образцом. Полученные значения интенсивности излучения лампы при различных длинах волн



**Рис. 1.** Спектральные интенсивности, определенные при использовании установки лазерного нагрева образцов. (а) —  $I(\lambda)_{\text{meas}}$  в процессе лазерного нагрева (1),  $I(\lambda)_{\text{opt}}$  лампы и спектральная интенсивность вольфрамовой пластины (2), (б) —  $I(\lambda)$  в течение нагрева излучением лазера (3),  $I(\lambda)_{\text{Planck}}$  калибровочной лампы (1723 К) и скорректированная спектральная интенсивность, измеренная в центральной точке вольфрамовой пластины (4). Измеренная температура в этой точке составляла 2540 К.

обозначаются как  $I(\lambda)_{\text{opt}}$  (рис. 1а). Расчет скорректированного значения интенсивности  $I(\lambda)$  (рис. 1б) излучения исследуемого образца проводится следующим образом:

$$I(\lambda) = (I_{\text{meas}} I_{\text{Planck}}) / I_{\text{opt}}, \quad (2)$$

где  $I_{\text{meas}}$  (рис. 1а) — спектральная интенсивность излучения образца при лазерном нагреве. Луч нагревающего лазера фокусируется на образце с помощью  $10\times$ -го объектива с большим фокусным расстоянием. На основании полученных изображений нагретой области проводится обработка и корректировка данных [24]. Для получения объективной оценки измеренной температуры необходимо подобрать скорректированные спектральные данные эксперимента (2).

Метод определения  $T$  по экспериментально определенным данным  $I(\lambda)$  состоит в том, чтобы найти такие значения  $T$  и  $\epsilon$ , при которых функция

$$S(\epsilon, T) = \sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) - \epsilon g(\lambda_i, T)]^2, \quad (3)$$

где  $g(\lambda, T)$  — формула Планка для АЧТ, имеет минимум (двумерная нелинейная минимизация). Вычисления, проведенные с экспериментальными данными, выявили два недостатка применения уравнения (3) для нахождения температуры и коэффициента теплового излучения: поиск глобального минимума функции  $S(T, \epsilon)$  требует значительных затрат машинного времени и зависит от правильного выбора начальных параметров значений  $\epsilon_0$  и  $T_0$ . При использовании двумерной нелинейной минимизации (3) для нахождения  $\epsilon_0$  и  $T_0$  расчет пространственного распределения температуры образца в области, нагретой излучением лазера, мог занимать часы. Чтобы уменьшить время расчета  $\epsilon_0$  и  $T_0$ , в работе [22] была предложена новая процедура поиска минимума функции (3) методом наименьших квадратов. Она основана на том факте, что коэффициент теплового излучения  $\epsilon$  в выражении (1) является линейным параметром. Как следует из теоремы о необходимом условии существования экстремума непрерывной функции,  $S(T, \epsilon)$  имеет минимум при таких значениях  $T_0$  и  $\epsilon_0$ , при которых выполняются следующие условия:  $\partial S / \partial \epsilon |_{\epsilon = \epsilon_0, T = T_0} = 0$ ,  $\partial S / \partial T |_{\epsilon = \epsilon_0, T = T_0} = 0$  [22]. Решение первого уравнения дает значение  $\epsilon_0$

$$\epsilon_0 = \frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) g(\lambda_i, T)]}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]}. \quad (4)$$

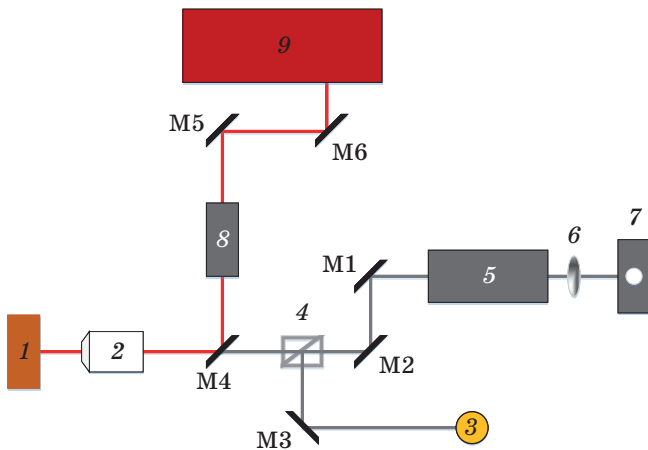
Чтобы получить значение  $T_0$ , можно использовать уравнение (3). Действительно, подставив выражение (4) в уравнение (3), получаем

$$S(T) = \sum_{i=1}^N \left[ I(\lambda_i) - \frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) g(\lambda_i, T)]}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]} g(\lambda_i, T) \right]^2. \quad (5)$$

Видно, что функция  $S(T)$  в выражении (5) зависит только от одного параметра — температуры. Это означает, что описанная выше процедура сводит двумерную нелинейную минимизацию функции (3) к одномерному поиску минимума функции (5).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки нагрева излучением мощного лазера приведена на рис. 2.



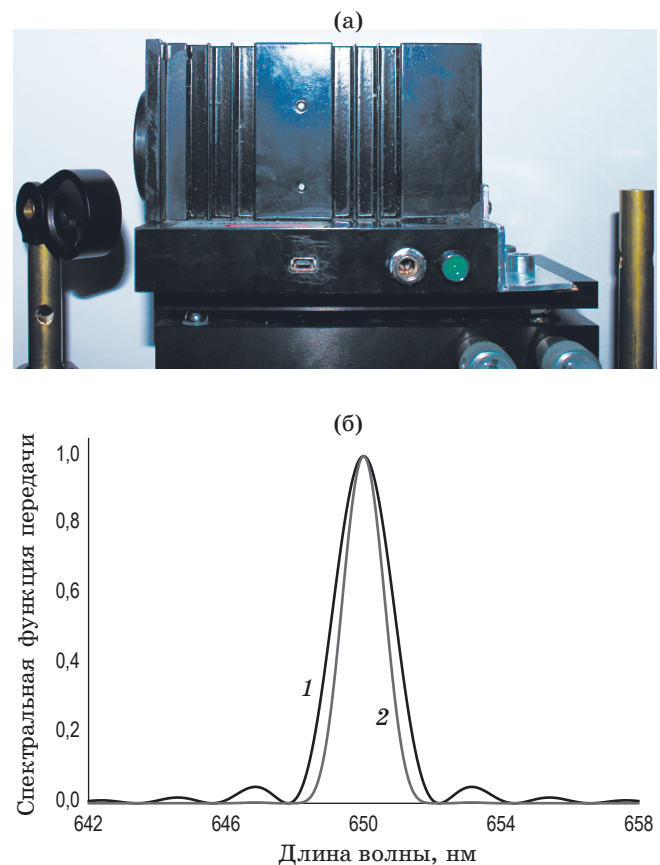
**Рис. 2.** Схема установки лазерного нагрева образцов. 1 — вольфрамовая лампа, 2 — объектив, 3 — источник света, 4 — расщепитель электронного пучка, 5 — ТАОФ, 6 — линза, 7 — видеокамера, 8 —  $\pi$ -формирователь, 9 — ИК лазер с контролем выходной мощности излучения (длина волны 1064 нм) в диапазоне 10–200 Вт, M1–M6 — зеркала.

Луч волоконного лазера направляется в положение образца с помощью зеркал (M5, M6) и узкополосного зеркала (M4).  $\pi$ -формирователь расположен между зеркалами M5 и M4 и предназначен для управления формой лазерного пятна (например, гауссовой, с плоским верхом, кольца) и размером (8–100 мкм). Зеркало M4 разделяет лазерные лучи и видимое излучение [2]. Тепловое излучение, исходящее от образца в течение нагрева излучением лазера, направляется в сторону ТАОФ с помощью зеркал M1 и M2. Изображение нагретого образца на выбранной длине волны фокусируется линзой с большим фокусным расстоянием на видеокамеру.

Калибровка поля зрения и масштаба проводилась на разных длинах волн с использованием стеклянной пластины с сеткой размером ячейки 50 мкм. Получилось, что пиксел камеры размером 7,4 мкм соответствовал 0,36 мкм на плоскости изображения, указывая на то, что увеличение составляет около  $20,6\times$ . Полученное значение увеличения близко к теоретическому, которое определяется как отношение фокусного расстояния объектива видеокамеры ( $f = 400$  мм) и фокусного расстояния объектива (2 на рис. 2) ( $f = 20$  мм) —  $400/20 = 20$ . Калибровка поля зрения с сеткой показывает, что присутствуют сдвиги 0,5 мкм в верти-

кальном направлении (менее двух пикселей) и 2,2 мкм в горизонтальном направлении (порядка 6 пикселей) на  $\Delta\lambda = 150$  нм. Этот сдвиг сравним с фокусным пятном объектива и близок к разрешению оптической системы. Программное обеспечение, написанное для сбора мультиспектральных изображений ТАОФ, его компенсирует, принимая во внимание линейную зависимость сдвига от длины волны [21]. Спектральные функции передачи одиночного акустооптического фильтра (АОФ) и используемого ТАОФ представлены на рис. 3б.

Описание системы нагрева излучением мощного лазера с использованием двойного акустооптического фильтра (рис. 3а) можно найти в работе [21]. Вкратце, система состоит из четырех компонентов: волоконного инфракрасного (ИК) лазера (1064 нм) с контролем выходной мощности излучения в диапазоне



**Рис. 3.** Фотография (а — размер акустооптического устройства 130×80×50 мм, входная и выходная апертуры составляют 8 мм, рабочий ток 0,7–1,1 А и напряжение питания 6 В) и спектральные функции передачи одиночного АОФ (1) и ТАОФ (2) (б).



от 10 до 200 Вт путем изменения тока диода для нагрева образцов (IPG Photonics, YLR-200-AC-Y11), системы спектральной визуализации, совмещенной с ТАОФ, моторизованной системы передвижения образца и системы визуализации с большим увеличением, использующей объектив с большим фокусным расстоянием. Установка для нагрева излучением мощного лазера с использованием двойного акустооптического фильтра позволяет получать как двумерное распределение температуры и коэффициента теплового излучения с разрешением менее 2 мкм на образцах, нагретых до высоких температур, так и двумерное распределение интенсивности лазерного пучка на поверхности нагретого образца.

Используемый в работе акустооптический видеофильтр позволяет регистрировать множество спектральных изображений объекта с высокими пространственным и спектральным разрешениями. Количество регистрируемых спектральных изображений ограничено лишь спектральным разрешением видеоспектрометра и допустимым временем измерения и может достигать нескольких сотен в видимом диапазоне. Это позволяет повысить точность определения температуры и коэффициента теплового излучения в каждой точке объекта. Подробнее о работе акустооптического видеоспектрометра можно узнать в публикации [25]. Время регистрации одной серии спектральных изображений составляет от 1 с. Разброс температуры в центре пятна зарегистрирован с помощью данного спектрометра и не превышает 20 °С, что соответствует оценкам, полученным в работе [8]. При усреднении по области 3×3 пиксела разброс составляет примерно ±10 °С.

Задействованный в работе прибор показывает более высокую точность, чем аналогичные перестраиваемые фильтры [26], используемые для работ в данном диапазоне длин волн. В работе [26] описывается спектрорадиометр на основе АОФ, разработанный для измерения высоких температур, а именно для определения температуры АЧТ в диапазоне от 1000 до 2500 °С в широком спектральном диапазоне (650–1000 нм). Обозначенная в статье [26] температурная чувствительность обусловлена упругими свойствами кристалла, то же самое относится и к фильтруемой длине волны с отрицательным наклоном. Значения чувстви-

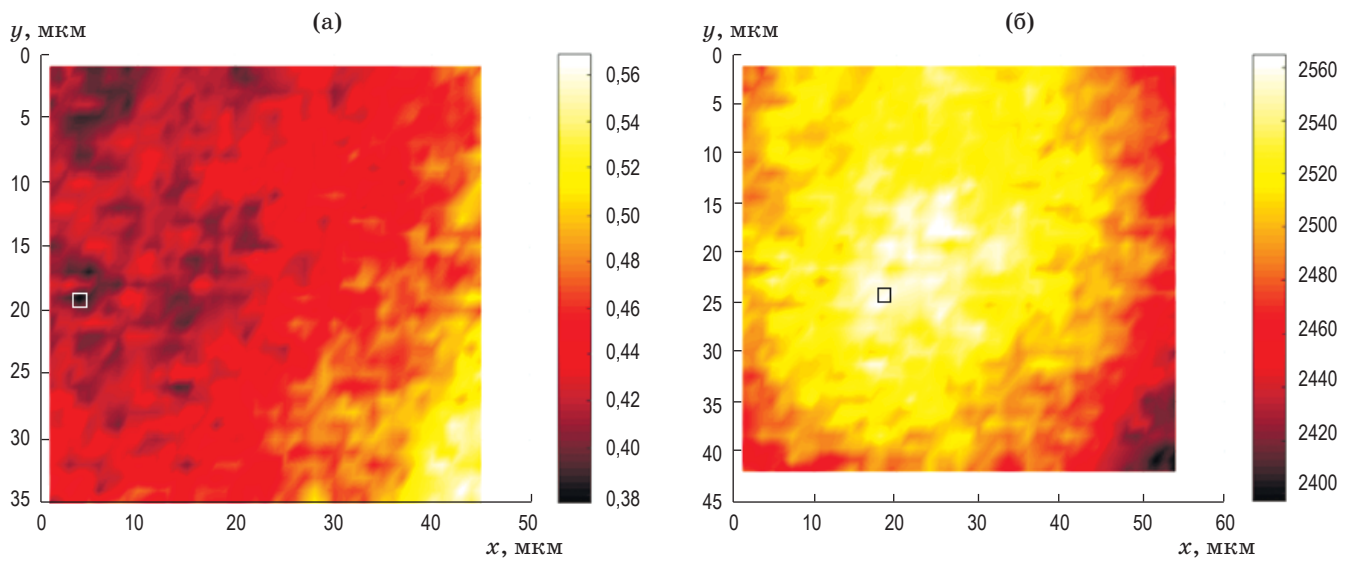
тельности составили  $d\lambda/dT = -0,1$  нм/град. Для ослабления зависящих от температуры колебаний АОФ помещается в изолированный корпус, температура которого стабилизируется.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

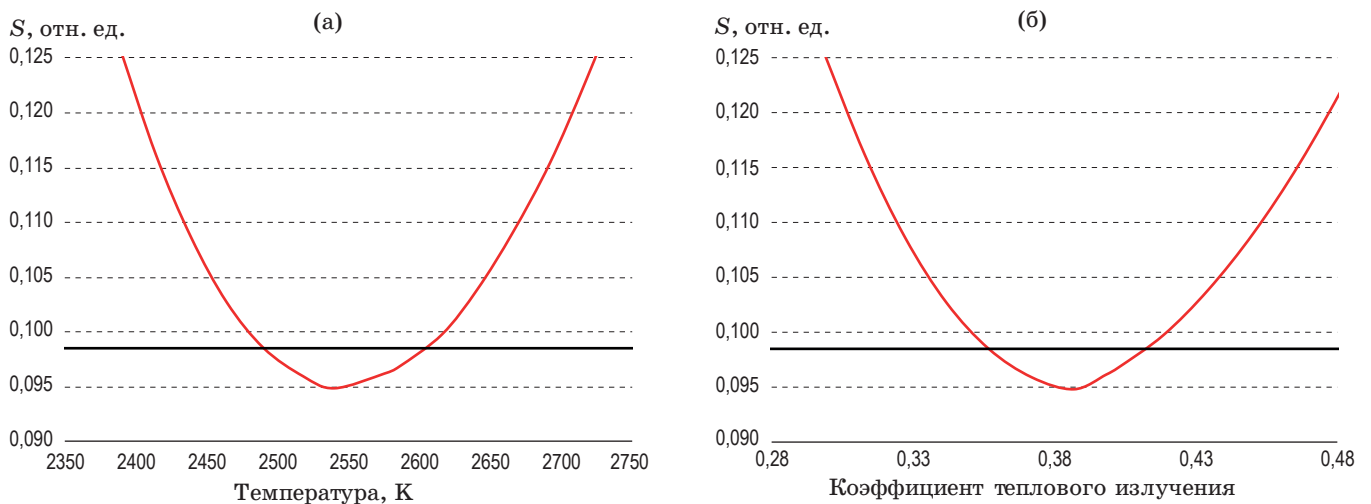
В качестве образца в данном исследовании было выбрано тело накала вольфрамовой лампы. Такой выбор обусловлен тем, что вольфрам является одним из наиболее широко применяемых высокотемпературных материалов [27]. Он хорошо изучен и уже имеется база данных значений коэффициента излучения при различных температурах и диапазонах длин волн. В ходе эксперимента на вольфрамовой пластине внутри вакуумной лампы было сфокусировано лазерное излучение мощностью 8 Вт. Время экспозиции камерой составляло 0,25 с. Количество мультиспектральных ТАОФ-изображений составляло  $N = 61$  с шагом в  $\Delta\lambda = 1$  нм в спектральном диапазоне от 740 до 800 нм. На рис. 4 представлены полученные распределения температуры (рис. 4а) и коэффициента теплового излучения по поверхности исследуемого образца (рис. 4б). Самая высокая температура на исследуемом участке нагрева составила 2540 К, а самая низкая — 2380 К. Размеры исследуемого участка нагрева излучением лазера составили 45×60 мкм. Значение коэффициента теплового излучения в точке максимального нагрева (2540 К) составило 0,387. При изменении измеренной температуры от 2380 до 2540 К (разброс в 160 К) изменение значений коэффициента теплового излучения составило от 0,38 до 0,56 (разброс в 0,18).

На рис. 4 представлена минимизация экспериментальных данных от теоретических как функция коэффициента теплового излучения (рис. 4а) и температуры (рис. 4б) в точке максимума температуры. Для нахождения ошибки измерений была использована процедура, описанная в работах [21, 28]. С доверительной вероятностью 0,95 погрешность измерения температуры составила ±55 К (2,2%), в то время как погрешность определения коэффициента теплового излучения больше более чем в 3 раза и составляет ±0,027 (7%).

Как видно из результатов, значения коэффициента теплового излучения вольфрама снижаются по мере роста температуры (рис. 4),



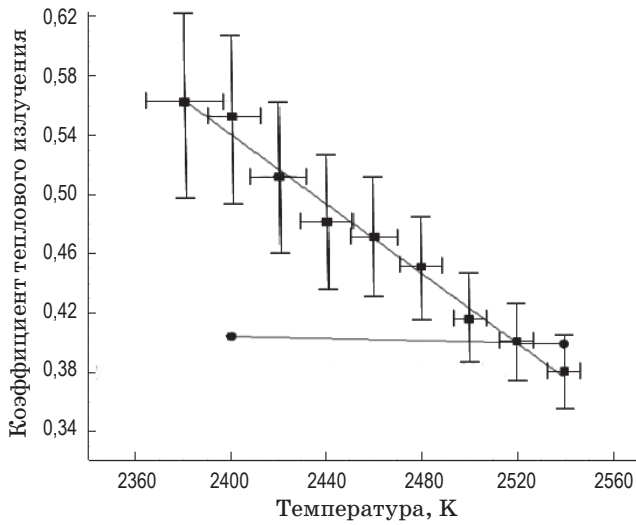
**Рис. 4.** Распределения эффективного коэффициента теплового излучения (а) и температуры (б) при нагреве вольфрамовой пластины излучением лазера с мощностью 8 Вт, время экспозиции  $1/4$  с.



**Рис. 5.** Сумма квадратов отклонений  $S$  как функции (а) температуры и (б) коэффициента теплового излучения, моделируемой в точке центра пятна нагрева. При  $N = 61$  функция  $S(T)$  (формула (5)) имеет минимум при температуре 2540 К (95% -ый доверительный интервал составляет  $2540 \pm 55$  К), коэффициент теплового излучения составил  $0,387 \pm 0,027$ . Расчет доверительного интервала проводился с использованием критерия Фишера, описанного в публикации [33].

что совпадает с данными, приведенными в справочнике [27]. На основе полученных значений двумерного распределения коэффициента теплового излучения был построен график зависимости изменения коэффициента теплового излучения от температуры, который представлен на рис. 6. Видно, что данная зависимость линейна, что характерно для данного диапазона длин волн и температур. Также значение максимальной температуры

(2540 К) хорошо согласуется с данными, приведенными в справочнике (таблица) [27]. Вместе с тем из данных видно, что большой перепад температур в исследованной области нагрева вносит серьезную погрешность в измерении коэффициента излучения на краях пятна: так, погрешность 7% для максимальной температуры пятна нагрева 2540 К возрастает более чем в три раза на краях пятна, где температура 2380 К.



**Рис. 6.** Сравнение зависимостей изменения коэффициента теплового излучения от изменения температуры в интервале длин волн 740–800 нм экспериментальных данных (квадраты) и данных из справочника [27] (кружки).

#### Сравнение экспериментальных данных коэффициента теплового излучения, полученных в настоящей работе, с литературными данными [27]

$T_{\text{handbook}} (T_{\text{exp}})$ , К	Значение коэффициента теплового излучения $\epsilon$	
	$\epsilon_{\text{handbook}}$	$\epsilon_{\text{exp}}$
2540	0,398	0,387
2400	0,403	0,55

Разница в точности измерений может быть связана с характеристиками видеокамеры, использованной в данном эксперименте. В работе использовалась камера DMK 23UP1300 с матрицей PYTHON 1300. Параметры, такие как темновой сигнал и темновой шум, представленные в описании камеры, неудобной размерности LSB10/s, что приводит к трудности при расчете шума в камере. Поэтому уровень темнового шума (DN) был получен из формулы определения динамического диапазона (DYN) [29]

$$\text{DYN} = \text{SC}/\text{DN}, \quad (6)$$

где SC — это количество электронов для каждого пиксела сенсора, после которого начинается нелинейный эффект. Используя данные

из описания матрицы, находим уровень темнового шума

$$\text{DN} = \text{SC}/\text{DYN} = 65536/1000 = 65,5, \quad (7)$$

что составляет 0,1% от уровня насыщения. Во время измерений присутствует также и фотонный шум (PSN). Рассчитаем отношение сигнал/шум (SNR) по определению [29, 30]

$$\text{SNR} = \text{SC}/(\text{DN} + \text{PSN}), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{DN} + \text{PSN} &= \text{SC}/\text{SNR} = \\ &= 65536/100 = 655 = 1\%. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, шумы камеры не превышают 1% от сигнала при высоком уровне сигнала. Однако отношение сигнал/шум может достигать 3% при низком уровне сигнала. Этот факт может служить объяснением хорошего совпадения экспериментально полученных значений коэффициента теплового излучения при высоких температурах и ухудшения согласия между данными, приведенными в справочнике [27], и экспериментальными значениями коэффициента теплового излучения (рис. 6). Чтобы уменьшить ошибку измерения коэффициента теплового излучения требуется разработка управляющей программы, которая позволяла бы менять время накопления сигнала в зависимости от его уровня.

В связи с особенностями кривой Планка измерение при низких температурах требует значительно большего времени, чем измерение при высоких. При необходимости одновременно изучать участки с низкими и высокими значениями температуры для уменьшения погрешности измерения такие участки нужно снимать отдельно: зону с высокими температурами и с низкими. Увеличение времени эксперимента приводит к перенасыщению матрицы камеры при высоких температурах, а уменьшение — к повышению погрешности в измерении более низких.

При отдельном измерении каждого из участков в меньшем пространственном размере (уменьшение исследуемого участка каждой температурной зоны) данная проблема легко решается, и погрешность измерения коэффициента теплового излучения не превышает 15% во всем диапазоне исследуемых температур.

Снизить погрешность измерений можно также путем уменьшения общей погрешности эксперимента и переходом от модели излучения серого тела к модели, учитывающей влияние длины волны на изменение коэффициента теплового излучения.

## ОБСУЖДЕНИЯ

Описанный в статье метод в тандеме с системой нагрева излучением мощного лазера позволил получить распределения коэффициента теплового излучения наравне с распределением температуры. Это стало возможно путем поточечного измерения параметров во всей исследуемой области. Основные систематические ошибки, сопутствующие данному методу, подробно разобраны в работе [21]. Вкратце, основными источниками систематической ошибки в подобных измерениях являются измерение среднего значения температуры, вместо измерения распределения; точность измерительных элементов, спектрометра и акустооптического фильтра; зависимость коэффициента теплового излучения от длины волны.

Одним из главных достоинств нашего метода является возможность получения пространственных распределений температуры и коэффициента теплового излучения путем поточечного измерения значений на всем исследуемом участке в отличие от распространенного метода измерений средних значений по участку [31]. Для одноточечных измерений температуры уже активно используются одиночные акустооптические перестраиваемые фильтры, а также другие спектральные элементы. Сильный хроматический дрейф и пространственные абберации спектрального изображения в традиционной системе формирования изображений на основе АОФ могут достигать нескольких процентов в поле зрения. Это затрудняет получение точных измерений распределения с использованием изображений АОФ. Чтобы преодолеть эту проблему, в наших работах используется ТАОФ.

Точность измерения температуры спектроскопическим методом была продемонстрирована в работе [22], где результаты измерений температуры, основанные на методах спектроскопии теплового излучения (с использованием ТАОФ), сравнивались с результатами измерений удельного сопротивления, полученными в экс-

периментах, в которых вольфрамовая пластина нагревалась электрическим током, а ее температура оценивалась по измерениям удельного сопротивления. Измерения, проведенные в интервале температур 1700–2400 К, показывают, что температуры, измеряемые с помощью спектроскопического метода ТАОФ, хорошо согласуются с методами, определяющими температуру по измерениям удельного сопротивления [22].

В рамках работы [21] было проверено, существует ли дифракционный дрейф в положении изображения на разных длинах волн в течение процесса нагрева излучением лазера. Для этого было исследовано положение точки с максимальной температурой на датчике камеры. Было обнаружено горизонтальное смещение этой точки 0,06 пиксела на нанометр. Это указывает на то, что общее смещение точки на множестве изображений от 640–750 нм составляет около 6,6 пикселей, что сопоставимо с измерениями, которые были сделаны с помощью оптической сетки. В используемой в статье системе визуализации один пиксел равен 0,35 мкм, а общий сдвиг составил 2,3 мкм. Это небольшое значение (порядка 1%) по сравнению с горизонтальным размером изображения (226 мкм). Однако, поскольку диаметр нагреваемой области мал (около 10–15 мкм), в программу обработки внесена соответствующая коррекция, которая моделировала температурное распределение по изображениям.

Наш метод демонстрирует более высокую точность за счет большого количества обработанных изображений в широком диапазоне длин волн. Так, в работе приведено сравнение используемого в статье метода измерения температуры с методом, описанным в работе [19], где представлена система многоспектральной радиометрической визуализации для измерения температурных градиентов в образцах, нагретых излучением лазера под высоким давлением в ячейках высокого давления. В этой системе двумерное отображение температуры образца выполняется путем обработки набора из четырех изображений, одновременно полученных в узких спектральных полосах в видимом и ближнем ИК диапазонах. Основная проблема этой установки состоит в том, что четырех экспериментальных точек ( $n = 4$ ) недостаточно для точного определения двух параметров ( $p = 2$ ) — температуры и коэффициента теплового излучения из фор-



мулы Планка. Экспериментальная статистическая ошибка, или доверительный интервал, оцененные для параметров  $p$  путем подбора экспериментальных точек  $n$  с использованием нелинейной регрессии, пропорциональны значению  $p/(n-p)$  и коэффициенту распределения Фишера  $F(p, n-p, (1-\alpha))$ , что определяет значение выбранной достоверности [28]. Значение статистической ошибки резко уменьшается с увеличением разности  $(n-p)$ . В системе четырех фильтров  $n-p=2$ , что указывает на ограниченную точность измерения температуры, это учтено в нашей процедуре измерения.

Решение проблемы зависимости  $\varepsilon$  от  $\lambda$  планируется провести в дальнейших работах путем замены действующей модели коэффициента теплового излучения, используемой в настоящей работе, на полиномиальную модель.

Оценка влияния случайной ошибки измерения  $\varepsilon$  и  $T$  пирометрическим способом сложно получить аналитически, используя формулу Планка, однако такая оценка возможна также на основе формулы Вина. Формула Вина достаточно точно описывает поведение теплового излучения, когда температура меньше 4000 К, а  $\lambda T \ll c_2$  [16, 23]. В приближении Вина формула для теплового излучения имеет вид

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(T) c_1 \lambda^{-5} \exp(-c_2 / \lambda T). \quad (10)$$

Переходя в логарифмические координаты уравнение (10) можно записать в виде линейной зависимости

$$\ln(I(\lambda) \lambda^5 / c_1) = \ln \varepsilon(T) - c_2 / \lambda T. \quad (11)$$

Введем следующие обозначения

$$\begin{aligned} y &= \ln(I(\lambda) \lambda^5 / c_1), \quad \tau = -1/T, \\ x &= c_2 / \lambda, \quad a = \ln \varepsilon(T). \end{aligned} \quad (12)$$

Получаем

$$y_i = a + \tau x_i. \quad (13)$$

В линейной регрессии статистические ошибки коэффициентов регрессии можно записать в аналитическом виде [32]

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \sigma_y \sqrt{(\sum x_i^2) / (N(\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2)}, \\ \sigma_\tau &= \sigma_y \sqrt{N / (N(\sum x_i^2) - (\sum x_i)^2)}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\sigma_a$  — это среднеквадратичное отклонение (СКО)  $a$  в уравнении,  $\sigma_\tau$  — это СКО параметра  $\tau$ ,  $x_i = c_2 / \lambda_i$ ,  $y_i = \ln(I \lambda^5 / c_1)$ ,  $\sigma_y = \sqrt{\sum (y_i - a - \tau x_i)^2 / (N - 2)}$ . Для получения выражений СКО  $\varepsilon$  и  $T$  можно использовать формулы, связывающие СКО прямых и косвенных измерений,

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \exp(a), \quad \sigma_\varepsilon = (\partial \varepsilon / \partial a) \sigma_a, \\ \sigma_\varepsilon &= \varepsilon \sigma_a, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} T &= -1 / \tau, \quad \sigma_T = \partial T / \partial \tau, \\ \sigma_T &= T^2 \sigma_\tau. \end{aligned} \quad (16)$$

Данные, рассмотренные в статье, получены в центре пятна нагрева, где наблюдается хорошая равномерность нагрева, что значительно повышает точность измерения. Несмотря на это, погрешность измерения коэффициента теплового излучения при расчете по Вину получится  $0,362 \pm 0,0357$ , что составляет примерно 9,2% против 7% ( $0,387 \pm 0,027$ ) при использовании нашего метода. Погрешности измерения температуры по Вину 2,9% ( $\pm 74$  К) против 2,2% ( $\pm 55$  К) в нашем методе. Также из данных расчетов видно, что небольшой разброс экспериментальных данных относительно теоретической кривой ( $\sigma_y$  в уравнении (14)) приводит к хорошей точности измерений температуры, но ведет к ощутимому скачку погрешности измерения коэффициента теплового излучения. Разница в ошибке коэффициента теплового излучения, полученного в приближении Вина и с использованием прямого применения метода наименьших квадратов — уравнение (5), связано с тем, что в формуле Вина используются логарифмические координаты, которые приводят к увеличению ошибки.

Обработка данных  $I(\lambda)$  показала, что приближение Вина дает разумные результаты в центре нагретого пятна, где температура высокая, а ее изменение более равномерно. В области за пределами нагретого пятна низкое отношение сигнал/шум приводит к значительному повышению ошибки в определении температуры. Чтобы уменьшить влияние статистической погрешности на определение температуры вводится более стабильная процедура подгонки методом наименьших квадратов [22]. Он основан на том, что коэффициент теплового излучения в уравнении

является линейным параметром, что характерно для абсолютно серых тел [16].

Описанная в статье процедура уменьшает проблему двумерной нелинейной аппроксимации методом наименьших квадратов, сводя ее к одномерной нелинейной аппроксимации методом наименьших квадратов. Преимущество работы с такими уравнениями заключается в следующем: подобное решение позволяет использовать стандартную процедуру определения доверительного интервала и расчета ошибок измерений, как это описано в работах [24, 28].

Наш алгоритм обработки данных демонстрирует лучшую устойчивость к систематическим и случайным ошибкам. Это наглядно демонстрирует меньшая ошибка в сравнении с результатами, которые дает формула Вина.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что использование двойного акустооптического фильтра, соединенного с видеокамерой высокого разрешения, позволяет измерить как пространственное распределение коэффициента теплового излучения нагретого тела, так и распределе-

ние температуры в пятне нагрева излучением мощного лазера, нагревающего вольфрамовую пластинку. Насколько известно авторам данной статьи, подобных измерений в большом диапазоне длин волн на данный момент не проводилось.

В работе была проведена оценка возможности применения метода совместной визуализации температуры и коэффициента теплового излучения на основе алгоритма, предложенного в работе [22]. Представленные результаты демонстрируют высокую эффективность метода в задачах, где необходимо получать информацию о распределении коэффициента теплового излучения в условиях неравномерного нагрева излучением лазера до высоких температур. Полученные измерения находят отражение в данных, приведенных в справочнике [27], в рамках погрешности измерения (7% в точке максимума температуры на исследуемом участке).

Лазерный нагрев был проведен с использованием уникальной научной установки «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Howell J.R., Siegel R., and Menguc M.P.* Thermal radiation heat transfer. Bristol: Taylor and Francis, 2010. 987 p.
2. *Liu H., Zheng C., Zhou H., et al.* Measurement of distributions of temperature and wavelength-dependent emissivity of a laminar diffusion flame using hyper-spectral imaging technique // *Measurement Sci. and Technol.* 2016. V. 27. № 2. P. 025201.
3. *Jyothi J., Soum-Glaude A., Nagaraja H.S., et al.* Measurement of high temperature emissivity and photothermal conversion efficiency of TiAlC/TiAlCN/TiAlSiCN/TiAlSiCO/TiAlSiO spectrally selective coating // *Solar Energy Materials and Solar Cells.* 2017. V. 171. P. 123–130.
4. *Dubrovinsky L.S. and Saxena S.K.* Emissivity measurements on some metals and oxides using multiwavelength spectral radiometry // *High Temperatures-High Pressures.* 1999. V. 31. № 4. P. 393–399.
5. *Honner M., Honnerova P., Kucera M., et al.* Laser scanning heating method for high-temperature spectral emissivity analyses // *Appl. Thermal. Eng.* 2016. V. 94. P. 76–81.
6. *Neuer G. and Jaroma-Weiland G.* Spectral and total emissivity of high-temperature materials // *Internat. J. Thermophysics.* 1998. V. 19. № 3. P. 917–929.
7. *Magunov A.N.* Spectral pyrometry (Review) // *Instruments and Experimental Techniques.* 2009. V. 52. № 4. P. 451–472.
8. *Gonzalez-Fernandez L., Perez-Saez R.B., del Campo L., et al.* Analysis of calibration methods for direct emissivity measurements // *Appl. Opt.* 2010. V. 49. № 14. P. 2728–2735.
9. *Honnerova P., Martan J., and Honner M.* Uncertainty determination in high-temperature spectral emissivity measurement method of coatings // *Appl. Thermal. Eng.* 2017. V. 124. P. 261–270.
10. *Siegel R., Howell J.R.* Thermal radiation heat transfer. Bristol: Taylor and Francis, 1992. 1096 p.
11. *Zhang Z.M., Tsai B.K., and Machin G.* Radiometric temperature measurements // *I. Fundamentals.* 2010. V. 31. № 2. P. 444–445.

12. Плотниченко В.Г., Пырков Ю.Н., Свет Д.Я. Бесконтактное измерение истинной температуры и спектральной излучательной способности веществ в конденсированной фазе // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 3. С. 444–449.
13. Геда Я.М. Развитие спектральных методов измерения термодинамической температуры поверхности нагретых тел // Автореф. канд. дис. Минск: Ин-т физики АН БССР, 1988. 119 с.
14. Guo Y.M., Pang S.J., Luo Z.J., et al. Measurement of directional spectral emissivity at high temperatures // Internat. J. Thermophysics. 2019. V. 40. № 10. P. 12–24.
15. Honner M. and Honnerova P. Survey of emissivity measurement by radiometric methods // Appl. Opt. 2015. V. 54. № 4. P. 669–683.
16. Magunov A.N. The choice of a spectral interval within which a heated opaque object radiates as a gray body // Instruments and Experimental Techniques. 2010. V. 53. № 6. P. 910–914.
17. Du Z.X., Amulele G., Benedetti L.R., et al. Mapping temperatures and temperature gradients during flash heating in a diamond-anvil cell // Review of Scientific Instruments. 2013. V. 84. № 7. P. 075111.
18. Pujana J., del Campo L., Perez-Saez R.B., et al. Radiation thermometry applied to temperature measurement in the cutting process // Measurement Sci. and Technol. 2007. V. 18. № 11. P. 3409–3416.
19. Campbell A.J. Measurement of temperature distributions across laser heated samples by multispectral imaging radiometry // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79. № 1. P. 015108.
20. Machikhin A.S., Zinin P.V., Shurygin A.V., et al. Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in situ measurements of the high temperature distribution // Opt. Lett. 2016. V. 41. № 5. P. 901–904.
21. Zinin P.V., Bykov A.A., Machikhin A.S., et al. Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter // High Pressure Research. 2019. V. 131. P. 39.
22. Bulatov K.M., Mantrova Y.V., Bykov A.A., et al. Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object // Computer Opt. 2017. V. 41. № 6. P. 864–868.
23. Ribaud G. Traitè De Pyromètrie optique. Revue de optique. 1931. 485 p.
24. Prakupenka V.B., Kubo A., Kuznetsov A., et al. Advanced flat top laser heating system for high pressure research at GSECARS: Application to the melting behavior of germanium // High Pressure Research. 2008. V. 28. № 3. P. 225–235.
25. Мачихин А.С., Батшев В.И., Зинин П.В. и др. Акустооптический видеоспектрометр для измерения пространственного распределения температуры микрообъектов // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 100–105.
26. Kozlova O., Sadouni A., Truong D., et al. Tunable transportable spectroradiometer based on an acousto-optical tunable filter: Development and optical performance // Review of Scientific Instruments. 2016. V. 87. № 12. P. 1–7.
27. Latyev L.N., Petrov V.A., Chekhov V.Ya., et al. Radiative properties of solid materials: A Handbook. M.: Energia, 1974. 472 p.
28. Draper N.R. and Smith H. Applied regression analysis. NY: Wiley, 1966. 407 p.
29. Park J. CMOS image sensor for smart cameras // Theory and Applications of Smart Cameras. 2015. P. 3–20.
30. Herrmann J., Pomrehn W., Verhoeven M., et al. Standard for characterization and presentation of specification data for image sensors and cameras // European Machine Vision Association 1288. 2016.
31. Giampaoli R., Kantor I., Mezouar M., et al. Measurement of temperature in the laser heated diamond anvil cell: Comparison between reflective and refractive optics // High Pressure Research. 2018. V. 38. № 3. P. 250–269.
32. Тейлор Д. Введение в теорию ошибок. М.: Мир, 1985. 272 с.
33. Machikhin A.S., Zinin P.V., Khokhlov D.D., et al. Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in-situ measurements of the high temperature distribution // Opt. Lett. 2016. V. 41. № 5. P. 901–904.