

Модифицированный метод спектрального отношения для дистанционного измерения распределения температур мультиспектральными видеокамерами

К.М. Булатов¹, П.В. Зинин¹, Н.А. Храмов¹

¹ Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, 117342, Россия, Москва, ул. Бутлерова, д. 15

Аннотация

В данной работе описывается новый метод дистанционного измерения распределения температуры без знания излучательной способности с использованием мультиспектральной камеры. Представлено, что применение метода спектральных отношений в тандеме с мультиспектральной камерой в его стандартном виде невозможно, и требуется модификация. Показано, что виды кривых, являющиеся суммой двух логарифмов, наилучшим образом описывают спектральные отношения. Показан метод калибровки мультиспектральной камеры по эталонному температурному источнику излучения для работы со спектральным отношением. В работе проведен анализ применения модифицированного метода пирометрии спектрального отношения. Показано, что этот метод позволяет определить распределение температуры образца в режиме реального времени. Преимуществом модифицированного метода спектральных отношений на основе данных с мультиспектральной камеры являются: высокая точность (~5%) и скорость измерения распределения температуры.

Ключевые слова: дистанционное измерение температуры, ошибки дистанционного измерения температуры, метод наименьших квадратов, мультиспектральная камера.

Цитирование: Булатов, К.М. Модифицированный метод спектрального отношения для дистанционного измерения распределения температур мультиспектральными видеокамерами / К.М. Булатов, П.В. Зинин, Н.А. Храмов // Компьютерная оптика. – 2025. – Т. 49, № 1. – С. 151-158. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1432.

Citation: Bulatov KM, Zinin PV, Khramov NA. Modified spectral ratio method for distant measurement of temperature distribution by multispectral video cameras. Computer Optics 2025; 49(1): 151-158. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1432.

Введение

Дистанционное измерение температуры широко применяется как в промышленности, так и в научных исследованиях [1–4]. Дистанционные методы используются в случаях, когда контактные методы не применимы, например, в случае высоких температур. Измерения высоких температур требуются в промышленности, например в металлургическом производстве, в процессах, которые протекают в различных типах реакторов, таких как доменные и электродуговые печи, при температурах от 600 до 3000 °С. Измерения высоких температур требуются для определения температуры тугоплавких материалов [5], включая углерод [6, 7], а также для изучения фазовых переходов при высоких давлениях и температурах [8].

Сравнительно недавно был разработан метод измерения распределения температуры на поверхности тела, нагретого лазером [8, 9]. Метод основан на использовании двойного перестраиваемого акустооптического (АО) фильтра, состоящего из двух сопряженных АО-кристаллов, собранных в единую систему с видеокамерой высокого разрешения [9]. Несмотря на широкое использование данного метода в физике высоких давлений и температур [8, 10], он не позволяет

изучать быстропротекающие процессы (быстрее 0,1 с), вызванные нагревом тел. Поэтому было предложено использовать мультиспектральную видеокамеру для быстрых измерений распределения температуры на поверхности твердых тел. Первые измерения показали эффективность предложенного метода с частотой измерений 80 Гц [11]. В указанных выше исследованиях был разработан математический аппарат для определения распределения температуры в поле зрения камеры на основе метода наименьших квадратов. Статистическая погрешность измерения температуры составляет 10% при 1170 К и 3% при 1500 К [10-12].

К сожалению, строгое математическое применение метода наименьших квадратов требует знания вида функций, описывающих экспериментальные результаты [13]. В случае дистанционного измерения температуры экспериментальные результаты описываются формулой Планка применительно к серому телу [14] и подходят для любых измерений, где используются дифракционные [15] или акустооптические спектрометры [16]. В мультиспектральных камерах каждый пиксель камеры состоит из четного числа цветных сенсоров, чувствительность каждого из которых описывается функцией, имеющей макси-

мум на одной из длин волн λ_m . Если принять предположение, что вид функции чувствительности каждого из сенсоров близок к дельте функции $\delta(\lambda - \lambda_m)$, то применение метода наименьших квадратов (МНК) должно быть аналогично тому, что используется при дистанционном зондировании температуры [12,17]. Такое упрощение использовалось в работе [12]. Однако оно является слишком грубым для мультиспектральных камер, поскольку калибровка таких камер показывает, что функция чувствительности цветных сенсоров имеет вид колокола с центром на длине волны λ_m со множеством побочных максимумов меньшей амплитуды [11]. Чтобы учесть вклад побочных максимумов, в данной работе предлагается использовать модифицированный метод спектральных отношений [18, 19]. В стандартном методе спектральных отношений предполагается, что излучательная способность не зависит от длины волны, тогда температура оказывается обратно пропорциональна логарифму отношений спектральных интенсивностей I_1 и I_2 , померенных на двух длинах волн λ_1 и λ_2 : $T \sim 1/\ln(I_2/I_1)$ [20]. Как будет показано в данной работе, применение метода в чистом виде невозможно для существующих на сегодняшний день мультиспектральных камер, и требуется его модификация. Цель данной работы – представить разработку модифицированного метода спектральных отношений для мультиспектральных видеокамер. Будет продемонстрировано, что новый метод значительно уменьшает время расчета карты температуры (более чем в 600 раз). Это позволит получить распределение температур поверхности нагретого тела в режиме реального времени.

1. Описание метода

Бесконтактное измерение температуры основано на использовании закона Планка [21], описывающего спектр электромагнитного излучения тела, нагретого до температуры T . Для «серых тел» закон Планка имеет вид [17, 21]:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon L_{BB}(\lambda, T), L_{BB}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 [e^{c_2/(\lambda T)} - 1]}, \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – спектральная плотность излучения серого тела, $L_{BB}(\lambda, T)$ – спектральная плотность излучения черного тела, ε – излучательная способность нагретого объекта, λ – длина волны, T – температура, а c_1 и c_2 – физические константы: $c_1 = 2hc^2 = 3,7814 \times 10^8$ (Вт.мкм⁴/м²) = $3,7814 \times 10^{-16}$ Вт м², $c_2 = hc/k = 14388$ (мкм К) = $1,4388 \times 10^{-2}$ м К, h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. В приближении серого тела

$$\varepsilon(\lambda, T) = const. \quad (2)$$

Это предположение лежит в основе многих методов дистанционного измерения температуры [17, 18].

В данной работе будем считать серым тело, у которого ε принимается не зависящим от длины волны в диапазоне 600–800 нм.

Неконтактное измерение распределения температуры осуществляется путем регистрации набора изображений спектральной плотности теплового излучения от объекта и дальнейшего его сравнения с теоретической кривой Планка методом наименьших квадратов [21]. Метод определения температуры по экспериментально определенным данным, $I(\lambda)$, состоит в том, чтобы найти такие значения T_0 и ε_0 , при которых сумма квадратов отклонений экспериментальных значений интенсивности $I(\lambda_i)$ от соответствующих теоретических значений минимальна.

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{i=1}^n (I(\lambda_i) - \varepsilon L_{BB}(\lambda_i, T))^2, \quad (3)$$

где сумма квадратов отклонений $S(\varepsilon, T)$ имеет минимум (двумерная нелинейная минимизация). В уравнении (3) $I(\lambda_i)$ – это измеренная светимость серого тела на длине волны λ_i , n – число измерений, λ_i – длина волн i измерения. К преимуществам использования двойного акустоопического фильтра можно отнести высокую точность (~1,5%) измерения распределения температуры [26]. К сожалению, этот метод не может быть использован для исследования быстропротекающих тепловых процессов, поскольку минимальное время экспозиции камеры при измерении распределения температуры с использованием двойного акустоопического видеофильтра составляет 0,1 секунды [4, 22].

Для изучения быстропротекающих процессов при воздействии лазерного излучения было предложено использовать мультиспектральные камеры [10–12]. В работах [10, 11] была продемонстрирована возможность измерения распределения температуры с частотой 80 Гц на основе трёхцветной и восьмицветной мультиспектральных видеокамер. В мультиспектральной видеокамере каждый пиксель является широкополосным приемником излучения. Для определения температуры с использованием мультиспектральных видеокамер был разработан метод обработки широкополосных спектральных изображений на основе одномерной нелинейной регрессии в рамках МНК [10, 11]. Суть метода заключается в минимизации следующей суммы квадратов отклонений (4) по параметру T . В случае n -канальной камеры измерения излучений фильтруются в n каналах с известной спектральной зависимостью, описываемой спектральной функцией светочувствительности $r_k(\lambda)$, $k = 1, \dots, n$. В этом методе вклад каждого канала представляется в виде суммы квадратов отклонений S и записывается в виде [11]:

$$S = \sum_{k=1}^n \left(I_k(T) - G_k(T) \frac{\sum_{k=1}^n I_k(T) * G_k(T)}{\sum_{k=1}^n (G_k(T))^2} \right)^2, \quad (4)$$

где

$$G_k(T) = \varepsilon \int_{390}^{800} L_{BB}(\lambda, T) r_k(\lambda) d\lambda. \quad (5)$$

Как видно из уравнений (4) и (5), сумма квадратов отклонений зависит только от температуры. Это означает, что требуется искать минимум S только от одной переменной T [10, 11]. К сожалению, предложенный алгоритм расчета обладает несколькими недостатками. Во-первых, применение метода (4)–(5) требует проведения калибровки мультиспектральной камеры [25]. Одной из важных характеристик этого метода является пространственная спектральная чувствительность мультиспектрального фотоприёмника излучения. Практика показывает, что два фотоприёмника, изготовленных для выполнения одной и той же задачи, могут давать разные результаты в одинаковых условиях. Также пространственные мультиспектральные фотоприёмники могут со временем деградировать, поэтому требуется разработка лабораторного метода калибровки мультиспектральных камер [25]. Во-вторых, распределения температур не позволяют рассчитать температурную карту в процессе измерений, т.к. время обработки экспериментальных данных существенно превышает время измерения спектрального изображения. В-третьих, необходимо, чтобы выполнялось условие (2) на всем рабочем диапазоне длин волн, используемых спектрометром.

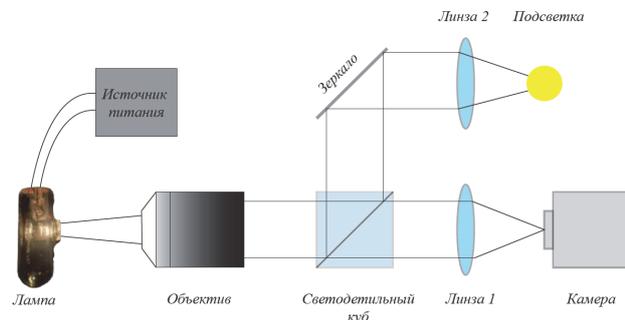


Рис. 1. Схема установки по измерению распределения температур микрообъектов

В данном исследовании будет предложен модифицированный метод спектрального отношения для дистанционного измерения распределения температуры мультиспектральными видеокамерами. В стандартном методе спектральных отношений предполагается, что излучательная способность не зависит от длины волны, тогда температура оказывается обратно пропорциональна логарифму отношений спектральных интенсивностей I_1 и I_2 , измеренных на двух длинах волн λ_1 и λ_2 : [20].

$$T = C_2 \frac{(\lambda_2 - \lambda_1) / \lambda_2 \lambda_1}{\ln \left(Z \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \right)}, \quad (6)$$

где $Z = I_1 / I_2$, а λ_1 и λ_2 – постоянные длины волн, на которых производилось измерение интенсивностей излучения серого тела I_1 и I_2 . Поэтому можно записать:

$$T \sim 1 / \ln(Z). \quad (7)$$

При этом относительную точность измерения температуры можно выразить через относительную точность измерения спектрального отношения [20]:

$$\frac{\Delta T}{T} = - \frac{T}{1.439 \cdot 10^{-2}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1} \frac{\Delta Z}{Z}, \quad (8)$$

где $(\Delta Z / Z)^2 = (\Delta I_1 / I_1)^2 + (\Delta I_2 / I_2)^2$, а $\Delta I_1, \Delta I_2$ – случайные ошибки измерения интенсивности на разных каналах.

В данной работе мы покажем, что применение метода в чистом виде невозможно для существующих на сегодняшний день мультиспектральных камер, и его надо модифицировать.

2. Эксперимент

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. В качестве эталонного источника излучения используется температурная широкодиапазонная (Лампа) ТРШ 2850. Температура лампы была предварительно откалибрована посредством сбора излучения дифракционным спектрометром с центрального участка лампы диаметром 200 мкм и методикой поиска температуры, описанной в работе [10]. Напряжение измерялось цифровым регулируемым источником питания с точностью 0,01 В и шагом 0,2 В, время между измерениями составляло 2 мин. Калибровка проводилась как в режиме на повышение напряжения, так и в режиме на понижение. Применение метода наименьших квадратов дало следующую зависимость $T(U)$ температуры от напряжения питания U :

$$T(U) = 0,0015(U^2) + 3,18U + 1328, \quad (9)$$

где T определяется в К, а U – в мВ.

Перемещение лампы осуществляется при помощи моторизованного трехкоординатного столика XYZ (Standa 8MVT40-13) с шагом 1,25 мкм. Подсветка лампы осуществляется при помощи светоделителя 50/50 (Светоделительный куб), серебряного зеркала (Зеркало), источника белого света (Подсветка) и (Линза 2) с фокусным расстоянием 40 мм. Излучение от нагретой лампы собирается микрообъективом (Объектив) Mitutoyo, $\times 20$, $NA = 0,28$, $F = 20$ мм с большим рабочим отрезком и фокусируется линзой (Линза 1) с фокусным расстоянием $F = 400$ мм на мультиспектральную камеру (Камера). В качестве приёмника спектрального излучения мы использовали мультиспектральную камеру Ximea с размером спектрального элемента 4×4 пикселя и числом пикселей 512×272 .

На рис. 2 представлено схематическое изображение пикселя камеры. Согласно паспортным данным компании Ximea каждый пиксель матрицы разделен на 16 каналов. Максимумы квантовой эффективности располагаются на разных длинах волн: 803, 819, 834, 850, 736, 755, 771, 787, 666, 684, 700, 718, 595, 611, 625, 648 нм. Среднее расстояние между максимумами квантовой эффективности спектральных каналов составляет $\Delta\lambda = 17$ нм. Для удобства каналы были перенумерованы, как показано на рис. 2б.

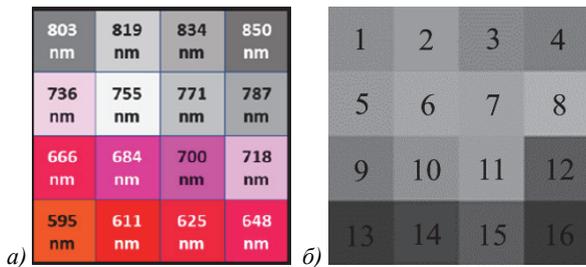


Рис. 2. Изображения одного спектрального пикселя, (а) положение спектральных каналов пикселя и изображение интенсивности спектральных каналов одного пикселя при температуре источника излучения 2300К, (б) их нумерация

Хотя средняя по всем пикселям спектральная квантовая эффективность известна и приведена в документации, в таких измерениях важно знание пространственной спектральной чувствительности, которая не представлена производителем. Проведение пространственной спектральной калибровки камеры в составе установки требует создания пространственно однородного светового спектрально узкого поля. В этой связи нами было предложено выполнить калибровку камеры прямо в установке с использованием плоской температурной лампы ТРШ 2850.

Табл. 1. Относительная точность измерения температуры для разных независимых спектральных отношений, при $T=2000$ К

Спектральное отношение $Z_{mk}=I(m)/I(m+k)$	$\frac{\Delta T}{T}(k), \text{К}$	$\Delta\lambda(k), \text{нм}$
$I(m)/I(m+4)$	0,056	67
$I(m)/I(m+1)$	0,078	16
$I(m)/I(m+5)$	0,043	50
$I(m)/I(m+3)$	0,018	101
$I(m)/I(m+6)$	0,028	81

Эксперименты показали, что при размере ленты лампы 12×4 мм и поле зрения микроскопической системы 250×500 мкм градиент температур ленты при нагреве током был минимален. Дополнительно были проведены эксперименты с яркостным пирометром. Среднее значение градиента составляет 10 К на 500 мкм.

Возможное число пар для составления спектральных отношений для 16-цветной камеры равно 120. Очевидно, что чем ближе каналы находятся друг к другу, тем больше вероятность того, что выполняется условие (2), означающее, что для этих каналов излучательная способность одинаковая. Для таких кана-

лов спектральное отношение не зависит от излучательной способности (см. уравнение (6)). Поэтому нами было выбрано только 12 спектральных отношений в результате рассмотрения различных независимых комбинаций спектральных отношений Z_{mk} . Они приведены в табл. 1. Спектральные отношения Z_{mk} каналов m и $m+k$, $Z_{mk}=I(m)/I(m+k)$, есть отношение интенсивностей каналов $I(m)$, где $m=1, \dots, 16$, и интенсивности канала $I(m+k)$, где k – целое число, определяющее разнесенность каналов:

$$\overline{\Delta\lambda}(k) = \frac{\sum_{m=1}^N \Delta\lambda_{mk}}{N}, \quad (10)$$

где $\Delta\lambda_{mk} = \lambda_m - \lambda_{mk}$, λ_m – длина волны с максимальной квантовой эффективностью канала m , а $N=12$ – число независимых отношений интенсивности спектральных каналов. Средняя относительная точность измерения температуры была получена из формулы (8).

$$\frac{\overline{\Delta T}}{T}(k) = \sum_{m=1}^N \frac{T}{1,439 \times 10^{-2}} \left(\frac{1}{\lambda_m} - \frac{1}{\lambda_{m+k}} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta Z}{Z} \right)_{m,k}. \quad (11)$$

Оценки $(\Delta Z/Z)_{m,k}$ из экспериментальных данных показывают, что его значения не превышают 0,05. Поэтому можно положить $(\Delta Z/Z)_{m,k} \approx \Delta Z/Z = 0,05$ для всех соотношений

$$\frac{\overline{\Delta T}}{T}(k).$$

Наиболее оптимальные спектральные отношения выбирались по параметрам: (1) пространственное разрешение на матрице камеры; (2) наименьшее изменение излучательной способности от длины волны; (3) соизмеримая интенсивность каналов. Этим условиям подходят каналы, расположенные через $\Delta\lambda = 67$ нм или $k=4$: $Z(m) = Z_{m4}$. Если посмотреть на рис. 2а, то видно это спектральное отношение интенсивности между соседними по вертикали спектральными каналами. Это позволяет обеспечить пространственное разрешение не хуже 12 мкм на матрице камеры. Конфокальная микроскопическая система с используемыми в установке микрообъективами проецирует объект на образце размером в 1 мкм в 40 мкм на матрице камеры, что в 1,5 раз больше пикселя матрицы. Это означает, что сравнительно больший размер пикселя камеры не влияет на разрешение оптической системы, разработанной в данной установке.

Теперь необходимо получить калибровочные кривые, показывающие зависимость температуры образца от спектрального отношения (z) каждой пары каналов ($m=1, 2, \dots, 12$): $T_m(z)$. Для этого были проведены измерения $T_m(z)$ для десяти температур. В результате обработки экспериментальных данных и рассмотрения различных типов кривых с использованием методов нелинейной регрессии [26] мы пришли к выводу,

что оптимальной функцией подгонки спектрального отношения является функция:

$$T(m) = a_m \left[\frac{1}{\ln(b_m Z)} + \frac{1}{\ln(c_m Z)} \right], \quad (12)$$

где a_m , b_m и c_m – константы, определяемые методами нелинейной регрессии. Калибровочные измерения показали, что кривые спектрального отношения $T_m(z)$ плохо описываются выражением (7). Так, средняя ошибка аппроксимации для длинноволновых каналов составила $\sim 0,05$, а для коротковолновых каналов – $0,8$. Мы связываем это с тем, что отклик одного пикселя от длины волны рис. 3 включает не только один строгий пик. Например, для спектрального отношения $Z(5) = I_{\lambda=736}/I_{\lambda=803}$ площадь основного пика канала I_{736} составила $0,29$, а хвостовой части – $0,06$. В свою очередь, площадь основного пика для канала $I_{\lambda=803}$ составила $0,12$, а хвостовой части – $0,06$. Такое отношение площадей говорит о том, что вклад в отношение вносит не только основной пик, но и его боковая часть.

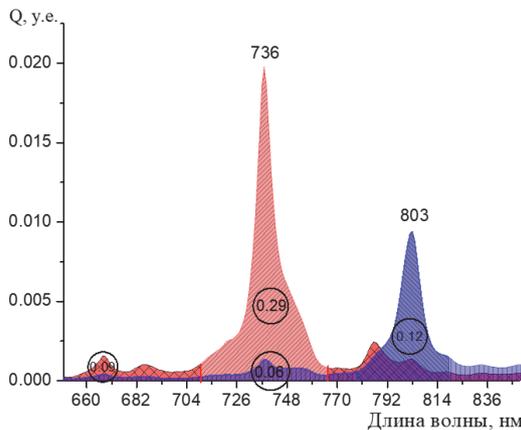
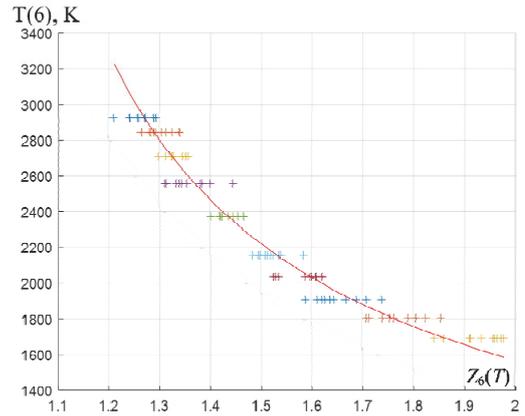
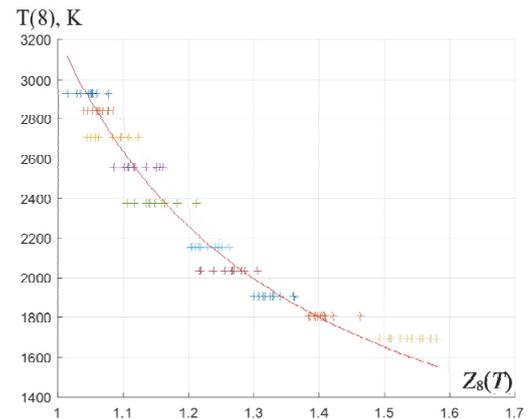


Рис. 3. Средняя квантовая эффективность каналов камеры с максимальной чувствительностью на длинах волн $\lambda_5 = 803$ нм и $\lambda_1 = 736$ нм, адаптировано с технического паспорта прибора производителя

На рис. 4 показаны результаты измерений спектральных отношений $Z_m(T)$ для отношений интенсивности каналов с максимальной чувствительностью на $\lambda_6 = 755$ нм и $\lambda_{10} = 684$ нм, ($Z_6(T)$), и $\lambda_8 = 787$ нм и $\lambda_{12} = 718$ нм, ($Z_8(T)$), где индекс длины волны соответствует номеру спектрального канала. Линии $T(6)$ и $T(8)$, полученные методом наименьших квадратов для функции (12), по трем параметрам a_m , b_m , c_m представлена красными линиями. Использование функции (12) дает среднюю относительную ошибку аппроксимации для длинноволновых каналов $\sim 0,01$. Таким образом, для одного из $N=12$ спектральных отношений создается массив размером $3 \times 512 \times 272$, коэффициентов a_m , b_m , c_m . Калибровка для каждого пикселя камеры производится простой эталонной температурной лампой, поверхность которой максимально приближена к образцу, а не монохроматором или АЧТ, пространственное излучение которых может быть неоднородно.



а)



б)

Рис. 4. Измеренные спектральные отношения интенсивности каналов в центральном пикселе камеры с максимальной чувствительностью на: (а) $\lambda_6 = 755$ нм и $\lambda_{10} = 684$ нм, (б) $\lambda_8 = 787$ нм и $\lambda_{12} = 718$ нм. Крестиками показаны экспериментальные значения, цвет которых определяется экспозицией

После нахождения параметров a , b , c кривых калибровок температуры для каждого пикселя мультиспектральной камеры нахождение температуры нагретого объекта является несложной задачей. В качестве эталонного образца мы использовали ту же лампу, нагретую до $T_{истин} = 2887$ К. После 15 минут стабилизации температуры была произведена съёмка мультиспектральных изображений. Далее для каждого пикселя мультиспектрального изображения были найдены спектральные отношения вида Z_{m4} , где $m = 1, \dots, 12$. Температура для точки с координатами x, y , $T(x, y)$ рассчитывалась путем нахождения среднего значения температуры по спектральным каналам

$$T(x, y) = \frac{\sum_{m=1}^{N=12} T(m, x, y)}{N}, \quad (13)$$

где $T(m, x, y)$ есть температура, определенная из формулы (12) для точки (x, y) . Температуры, найденные из спектральных отношений, значения интенсивности которых было меньше 10% от максимальной возможной интенсивности, не учитывались. Число 10% было найдено экспериментально, величина интенсивности ниже этого порога сильно зашумлена и не про-

порциональна к количеству приходящих фотонов (измеренных путем изменения времени накопления).

На основе кривых калибровок и спектральных отношений для каждой точки изображения (x, y) на основе (12) было получено 12 температурных карт. Используя (13), получена средняя температурная карта плоской лампы, изображенной на рис. 6. Полученное распределение температур имеет среднюю по пространству температуру $T_{измер} = 2940 \pm 58$ К при $T_{стин} = 2890 \pm 12$ К. Проведенная оценка относительной погрешности температуры по пространству в среднем составила менее 3%.

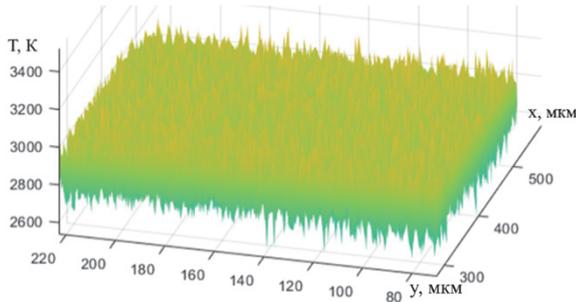


Рис. 5. Температурная карта

Мы проверили сравнение предложенного метода с методом, представленным в работе [11]. В центральном пикселе камеры температура, найденная модифицированным методом спектральных отношений, $T_{измер} = 2895 \pm 48$ К.

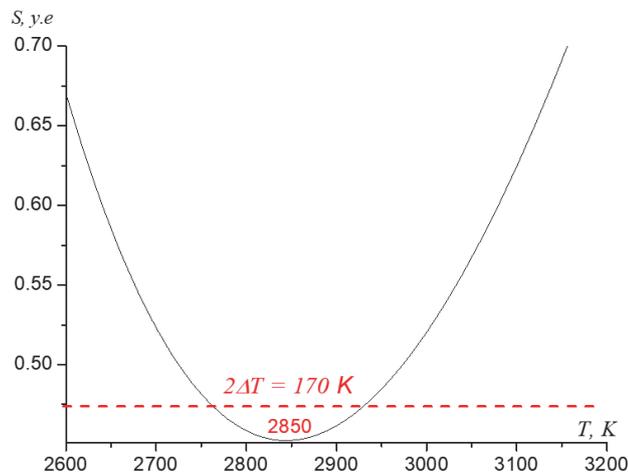


Рис. 6. Сумма квадратов отклонений и ошибка измерения температуры в центральном пикселе, рассчитанная методом [11]. При температуре лампы $T_{истин} = 2890 \pm 12$ К

Ошибка измерения находится путем нахождения среднеквадратичной ошибки среднего по 10 спектральным каналам, участвующим в определении температуры. В свою очередь, если рассчитывать температуру по методу, предложенному в работе [11], то температура равна $T = 2850 \pm 85$ К (рис. 6).

Была проверена зависимость спектрального отношения от времени накопления сигнала. На рис. 7 показано измерение, при котором экспозиция выбиралась так, чтобы значение канала 736 нм было макси-

мально и проводился набор точек для одной температуры. После этого экспозиция уменьшалась в 2 раза и снимались значения сигнала. Процедура повторялась для следующих температур.

Таким образом были построены (рис. 7) красная кривая фитирования для времени накопления $t = 10$ мс и синяя кривая фитирования для времени накопления $t/2$. Из рис. 7 видно, что кривые совпадают, и это подтверждается совпадением параметров кривой.

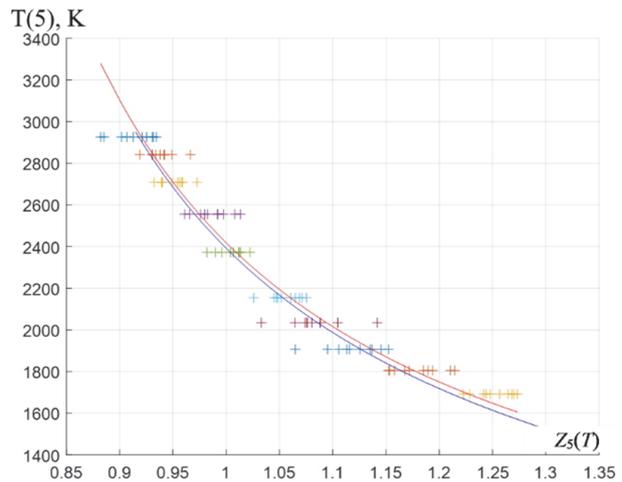


Рис. 7. Спектральное отношение интенсивности каналов в центральном пикселе камеры с максимальной чувствительностью на $\lambda_5 = 803$ нм и $\lambda_9 = 736$ нм, экспериментально полученные значения показаны + для времени накопления 10 мс, красной и синей кривой представлены функции (12) для разных времен накопления

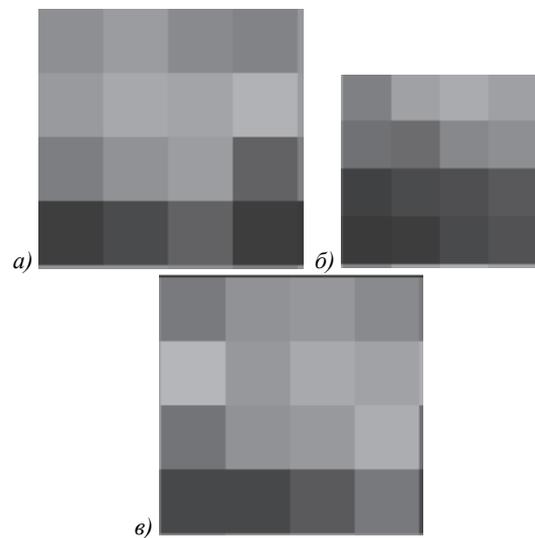


Рис. 8. Измеренная интенсивность поверхности лампы с $T = 2200$ К посредством центрального пикселя камеры при использовании: (а) без фильтра; (б) фильтра ЖСЧ18; (в) фильтра ЖСЧ17

Фильтры подбирались из соображения получения ступеньки для значений каналов мультиспектральной камеры при температуре 2200 К. Данная температура является наиболее частой при экспериментах по нагреву вещества в ячейках высокого давления. К

сожалению, использование данного подхода снижает общую чувствительность камеры, что увеличивает время накопления сигнала. В свою очередь, метод увеличения динамического диапазона на основе создания двух кадров с различным временем накопления в данной работе не рассматривался, т.к он приводит к зависимости температуры от времени кадра.

Заключение

В данной работе был представлен модифицированный метод спектральных отношений и способ его калибровки в случае мультиспектральной камеры. Была собрана установка, и проведен эксперимент.

Выполнена калибровка мультиспектральной камеры, и методом наименьших квадратов был найден вид кривых, наилучшим образом описывающих спектральные отношения. Оптимальной оказались кривые, являющиеся суммой двух логарифмов, что позволяет хранить в памяти 3 коэффициента для каждого пикселя камеры, чтобы измерить распределение температур.

Показано, что метод спектрального отношения позволяет определять распределение температуры нагретого объекта и значительно ускоряет (более чем в 600 раз) вычисления температур. При этом точность измерения соизмерима с нахождением температур методом наименьших квадратов.

Благодарности

Исследование проведено в рамках работ по Государственному заданию Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН «Разработка новых методов и средств для изучения поведения вещества в условиях высоких давлений и температур» (FFNS-2022-0008). Исследования были выполнены на уникальной научной установке «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» на базе НТЦ УП РАН [<https://unu.ntcup.ru/507563>].

References

- [1] Nutter GD, DeWitt DP, eds. Theory and practice of radiation thermometry. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons Inc 2007. ISBN: 978-0-470-17257-5.
- [2] Stupnikov VA, Bulychev BM. High pressures in chemistry [In Russian]. Diamond and diamond-like materials, technical and synthetic aspects 2012. Moscow, 112 p.
- [3] Raschenko SV. Mg₃Si₄O₁₀(OH)₂·H₂O (10°PHASE) as an h₂o reservoir in mantle conditions: formation, structure and stability according to IN SITU experimental Ph.D Geological and Mineralogical Sciences [In Russian]. Novosibirsk 2015; 130 p
- [4] Popova SV, Brazhkin VV, Dyuzheva TI. Structural phase transitions in highly compressed substances and the synthesis of high-pressure phases. Physics-Uspekhi 2008; 51 1064–1066. DOI: 10.1070/PU2008v051n10ABEH006616
- [5] Frunze AV. Metrological problems of modern spectral pyrometry [In Russian]. Metrology 2018; (2):35–48.
- [6] Savvatimskiy AI, Onufriev SV, Aristova NM. Physical properties of refractory carbides of metals of groups IV and V of the Mendeleev periodic table during rapid heating by an electric current pulse. Physics-Uspekhi 2022; 65(6): 597-616. DOI: 10.3367/UFNe.2021.06.038990.
- [7] Savvatimskii AI, Onufriev SV. Investigation of the physical properties of carbon under high temperatures (experimental studies). Physics-Uspekhi, 2020; 63(10): 1015-1036. DOI: 10.3367/ufne.2019.10.038665.
- [8] Zinin PV, Bulatov KM, Bykov AA, Mantrova YuV, Kutuza IB. Remote measurement of the temperature distribution on the surface of solids under high-power laser irradiation. Physics-Uspekhi 2022; 65(8): 852-863. DOI: 10.3367/UFNe.2021.05.038996.
- [9] Bulatov KM, Mantrova YV, Bykov AA, Gaponov MI, Zinin PV, Machikhin AS, Troyan IA, Batshev VI, Kutuza IB. Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object. Computer Optics 2017; 41(6): 864-868. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-6-864-868.
- [10] Mantrova YuV, Zinin PV, Bulatov KM, Bykov AA. Measuring the radiation coefficient distribution and surface temperature distribution of a tungsten body heated by a powerful laser. J Opt Technol 2020; 87(11): 642-649.
- [11] Bulatov KM, Zinin PV, Machikhin AS, Kutuza IB. Multi-spectral camera for dynamic measurements of high temperature distribution over solid-body surfaces. Light Eng 2022; 30(6): 67-70. DOI: 10.33383/2022-081.
- [12] Qu DX, Berry J, Calta NP, Crumb MF, Guss G, Matthews MJ. Temperature measurement of laser-irradiated metals using hyperspectral imaging. Phys Rev Appl 2020; 14: 014031. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.014031.
- [13] Linnik YuV. The least squares method and the foundations of the mathematical and statistical theory of observation processing [In Russian]. Moscow: State Publishing House of Physical and Mathematical Literature; 1962.
- [14] Magunov AN. Spectral pyrometry (Review). Instrum Exp Tech 2009; 52: 451-472.
- [15] Khan MA, Allemann C, Eagar TW. Noncontact temperature-measurement. II. Least-squares based techniques. Rev Sci Instrum 1991; 62: 403-409. DOI: 10.1063/1.1142134.
- [16] Kozlova O, Sadouni A, Truong D, Briaudeau S, Himbert M. Tunable transportable spectroradiometer based on an acousto-optical tunable filter: Development and optical performance. Rev Sci Instrum 2016; 87(12): 125101. DOI: 10.1063/1.4968818.
- [17] Stepanov SV, Sheindlin MA. Statistical analysis of measurement results in multiwavelength pyrometry. High Temp 2017; 55, 802–807. <https://doi.org/10.1134/S0018151X17040204>
- [18] Magunov AN. Spectral pyrometry [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2012.
- [19] Magunov AN. Spectral pyrometry [In Russian]. Instruments and experimental techniques 2009; 4, 5-28 p.
- [20] Glushkov DO, Egorov RI, Klepikov DM. High-speed contactless measurements of temperature evolution during ignition and combustion of coal-based fuel pellets. Int J Heat Mass Transf 2021; 175: 121359. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121359.
- [21] Quinn TG. Temperature. London, New York: Academic Press; 1983.
- [22] Ribot G. Optical pyrometry. Moscow: State Technical Theoretical Publishing; 1934.
- [23] Fu T, Duan M, Tian J, Shi C. Inverse analysis of non-uniform temperature distributions using multispectral pyrometry. Infrared Phys Techn 2016; 76: 504-509. DOI: 10.1016/j.infrared.2016.04.007.
- [24] Zinin PV, Machikhin AS, Troyan IA, Bulatov KM, Bykov AA, Mantrova YV, Batshev VI, Gaponov MI, Kutuza IB, Rashchenko SV, Prakapenka VB, Sharma SK. 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 Res 2019; 39: 131-149. DOI: 10.1080/08957959.2018.1564748.

[25] Frunze AV, On further ways of pyrometry development. Devices [In Russian] 2012; 7
[26] Draper NR, Smith H. Applied regression analysis. New York: Wiley; 1998.

Сведения об авторах

Булатов Камил Маратович (1993 г.р.) окончил Московский государственный технический университет имени Баумана в 2016 году, аспирант Научно-технологического центра уникального приборостроения Российской академии наук (РАН), кандидат технических наук. Научные интересы включают компьютерную графику, обработку данных, программирование и спектральный анализ. E-mail: neytron.kamil@mail.ru

Зинин Павел Валентинович (1955 г.р.) окончил Московский государственный университет в 1980 году, кандидат биологических наук. Является ведущим научным сотрудником Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН. Научные интересы сосредоточены на физике высоких давлений, бриллюэновской и рамановской спектроскопии, лазерном ультразвуке и синтезе гетероалмазов. E-mail: zosimpvz@mail.ru

Храмов Никита Андреевич, (1998 г.р.) учился в бакалавриате и магистратуре Московский государственного технического университета имени Баумана. На данный момент работает и учится в аспирантуре в Научно-технологическом центре уникального приборостроения Российской академии наук. Научные интересы включают в себя моделирование и обработку в Matlab. E-mail: hramov.nikita98@mail.ru

ГРНТИ: 29.03.21

Поступила в редакцию 28 сентября 2023 г. Окончательный вариант – 25 марта 2024 г.

Modified spectral ratio method for distant measurement of temperature distribution by multispectral video cameras

K.M. Bulatov¹, P.V. Zinin¹, N.A. Khramov¹

¹ Scientific-Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, 117342, Moscow, Russia, Butlerova st. 15

Abstract

This paper describes a new method for remote measurements of the temperature distribution without knowledge of the emissivity using multispectral cameras. It is shown that the application of the spectral coupling method in tandem with a multispectral lamp in its standard form is impossible, and modification is required. It is shown that the types of curves representing the sum of two logarithms are given by the form of further spectral relations. The method of switching on a multispectral camera based on reference temperature radiation for working with spectral parameters is shown. The paper analyzes the application of a modified method of spectral ratio pyrometry. It is shown that this method makes it possible to determine the temperature distribution of a sample in real time. The advantages of the modified spectral coupling method based on data from a multispectral camera are: high accuracy (~5%) and speed of temperature distribution measurement.

Keywords: remote temperature measurement, remote temperature measurement errors, least squares method, multispectral camera.

Citation: Bulatov KM, Zinin PV, Khramov NA. Modified spectral ratio method for distant measurement of temperature distribution by multispectral video cameras. *Computer Optics* 2025; 49(1): 151-158. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1432.

Acknowledgements: The study was funded under a state project of the Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences "Development of new methods and tools for studying the behavior of matter under conditions of high pressures and temperatures" (FFNS-2022-0008). Spectral characteristics of the films were measured on a unique scientific setup "Laser heating in high-pressure cells" at the Scientific and Technical Center of the UP RAS [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>].

Authors' information

Kamil Maratovich Bulatov (b.1993) graduated from Bauman Moscow State Technical University in 2016, post-graduate student at the Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences (RAS), PhD. Research interests include computer graphics, data processing, programming, and spectral analysis.
E-mail: neytron.kamil@mail.ru

Pavel Valentinovich Zinin (b.1955) graduated from Moscow State University in 1980, PhD. He is a leading researcher at the Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, RAS. Research interests are focused on high pressure physics, Brillouin and Raman spectroscopies, laser ultrasound, and synthesis of hetero-diamonds.
E-mail: zosimpvz@mail.ru

Nikita Andreevich Khramov (b. 1998), completed Bachelors' (2020) and Master's (2022) degrees in Bauman Moscow State Technical University. Currently working and studying in the second year of postgraduate studies at the Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences.
E-mail: hramov.nikita98@mail.ru

Received September 28, 2023. The final version – March 25, 2024.
