

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР СПЕКТРАЛЬНЫМ ПИРОМЕТРОМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ВИРТУАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

^{1,2}И. П. Гуляев, ¹К. А. Ермаков, ¹А. В. Долматов, ¹П. Ю. Гуляев

¹ФГБОУ ВПО «Югорский государственный университет»,
г. Ханты-Мансийск,

²ФГБУН «Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН»,
г. Новосибирск

В статье приведены результаты вычислительных экспериментов, имитирующие регистрацию теплового излучения «серых» объектов с температурами 1000 – 3000 К в спектральном диапазоне 300 – 1000 нм, с целью восстановления температуры излучателя. Изучено влияние температуры излучателя, уровня зашумленности оптического сигнала (отношение «сигнал/шум») и величины собственного шума регистратора на погрешность измерения температуры.

Ключевые слова: спектральная пирометрия, сигнал, шум, виртуальный прибор, точность, вычислительный эксперимент.

Пирометрия, то есть измерение температуры объектов с помощью регистрации их теплового излучения, является основным (а часто - единственно возможным) бесконтактным, невозмущающим, безынерционным методом термометрии в различных областях науки и техники: от астрофизики и исследований нагрева нано-объектов до контроля температуры в технологических процессах металлургии, нанесения покрытий и 3D-прототипирования [1-3]. В основе пирометрических методов измерения температуры лежит использование закона равновесного теплового излучения М. Планка, который в терминах фотонного потока, излучаемого в полупространство единицей поверхности абсолютно черного тела (АЧТ) температуры T в единичном интервале длин волн в единицу времени имеет вид:

$$P(T, \lambda) = \frac{c_1}{\lambda^4} \frac{1}{\text{EXP}(c_2 / \lambda T) - 1} \quad (1)$$

где пирометрические постоянные $c_1 = 1.884 \cdot 10^{21}$ шт·мкм³/мм², $c_2 = 14\,388$ К·мкм, λ – длина волны излучения в мкм, $[P(T, \lambda)] = \text{фотон}/(\text{мкм} \cdot \text{см}^2)$.

При выполнении условия $c_2 / \lambda T \gg 1$ формула Планка принимает вид

$$P(T, \lambda) = \frac{c_1}{\lambda^4} \text{EXP}(-c_2 / \lambda T) \quad (2)$$

называемый приближением Вина. На практике, при работе в области длин волн $\lambda \sim 0.5$ мкм, указанное условие выполняется для температур $T \ll 30000$ К.

При измерении температур равномерно нагретых объектов широкое распространение получили следующие методы [4]:

а) яркостная пирометрия – температура определяется путем измерения абсолютной интенсивности излучения тела на заданной длине волны $P(\lambda_0)$ и сравнении с формулой Планка (1);

б) цветовая пирометрия (спектрального отношения) – температура определяется по отношению интенсивностей излучения объекта на двух длинах волн $P(\lambda_1) / P(\lambda_2)$;

в) спектральная пирометрия – производится измерение интенсивности излучения тела $r(\lambda_i)$ в широком диапазоне длин волн (например, 1 – 3 тысячи измерений в диапазоне 0.3 – 1 мкм), температура объекта определяется по форме зарегистрированного спектра путем подгонки формулы Планка [5]. При работе в рамках приближения Вина удобно измерять температуру излучателя с использованием координат $x = c_2 / \lambda$, $y = \ln(P\lambda^4)$, в которых формула (2) принимает вид линейной функции:

$$y = -x/T + const, \quad (3)$$

а температура определяется по углу наклона графика $y(x)$.

Основным недостатком метода яркостной пирометрии является то, что для измерения абсолютной интенсивности теплового излучения требуется знать аппаратную функцию (чувствительность) приемника, которая зависит от геометрии и запыленности оптического канала, расстояния до объекта, расфокусировки его изображения и т.д. На практике, при переходе к новому объекту требуется заново проводить калибровку чувствительности системы. Во многом упомянутые проблемы решаются использованием метода цветовой пирометрии, которая в настоящее время получила наибольшее распространение, однако в реальных условиях погрешность таких измерений температуры составляет 10-15%.

С распространением доступных устройств регистрации широкого спектра излучения [6, 7] появилась возможность повысить точность и информативность измерения температуры оптическими методами. Даже простое применение метода двухцветовой пирометрии к различным парам длин волн регистрируемого спектра позволяет находить статистически наиболее вероятную температуру объекта с погрешностью 3-5% [8]. Кроме того, только регистрация широкого диапазона спектра позволяет непосредственно в процессе эксперимента убедиться в том, что излучение носит именно тепловой характер, то есть описывается законом Планка.

Методика восстановления температуры

Процедура определения температуры по зарегистрированному спектру излучения $signal(\lambda_i)$ осуществляется подгонкой функции Планка $P(\lambda_i)$ (1) методом наименьших квадратов (МНК), при этом в качестве переменного параметра выступает температура объекта T и минимизируется сумма абсолютных отклонений:

$$D_1 = \sum_i (signal_i - P(\lambda_i))^2 \rightarrow \min \quad (4)$$

Здесь $i=1..n$, n – число значений длин волн, на которых производится измерение (число элементов ПЗС-линейки спектрометра). Однако, в виду того, что функция Планка

экспоненциально возрастает в области Вина, вклад коротковолновой части спектра в сумму D_1 оказывается незначительным, и температура фактически определяется подгонкой в длинноволновой области спектра. Для устранения этого недостатка предложено искать температуру объекта путем минимизации суммы квадратов относительных отклонений:

$$D_2 = \sum_i \left(\frac{signal_i - P(\lambda_i)}{signal_i} \right)^2 \rightarrow \min \quad (5)$$

Известен метод определения температуры объекта путем спрямления зарегистрированного спектра в координатах Вина $x_i=C_2/\lambda_i$, $y_i=\ln(\lambda_i^4 \cdot signal_i)$. При этом производится поиск модельной функции в виде линейной зависимости $f(x)=a+bx$ и минимизируется сумма:

$$D_3 = \sum_n (y_i - f(x_i))^2 \rightarrow \min \quad (6)$$

В качестве переменных параметров выступают a и b , а температура определяется соотношением $T=-1/b$

Виртуальная регистрация сигнала спектрометра

Для использования на практике того или иного метода восстановления температуры объекта по спектру его теплового излучения необходимо провести исследование влияния качества сигнала на точность измерения. Качество сигнала в первую очередь характеризуется отношением «сигнал/шум». При этом следует различать уровень шума самого оптического излучения, который обычно пропорционален величине сигнала, а также уровень темнового шума приемника излучения, который зависит от времени накопления сигнала – экспозиции.

Решение данной задачи проводилось путем моделирования сигналов в среде Matlab, регистрируемых спектральным прибором, с заданными значениями уровня шума. При этом задавались температура излучающего объекта T , спектральный диапазон регистрирующего прибора и его спектральная чувствительность $sensitivity$, отношение «сигнал/шум» оптического сигнала SNR , уровень темнового шума приемника $dark$. В расчетах использовались реальные значения спектральной чувствительности спектрометра

LR1-T (Aseq, Канада), который применялся в натуральных экспериментах [9-11]: спектральный диапазон чувствительности 400-900 нм, число элементов ПЗС-линейки спектрометра $n=3648$.

Регистрируемый виртуальным прибором сигнал Signal строится с наложением шума, амплитуда которого является случайной величиной, распределенной по нормальному закону со средним значением 0 и среднеквадратическим значением Signal/SNR . Кроме того, величина зарегистрированного сигнала пропорциональна спектральной чувствительности прибора sensitivity:

Signal =
 $\text{Planck}(T,L) \cdot (1 + \text{randn}(1, \text{length}(L)) / \text{SNR}) \cdot \text{sensitivity}$.

Полученный сигнал масштабируется таким образом, чтобы максимальное значение не превышало предельное значение АЦП прибора с заданной разрядностью ($\text{Range}=216$), добавляется темновой шум со среднеквадратическим значением dark:

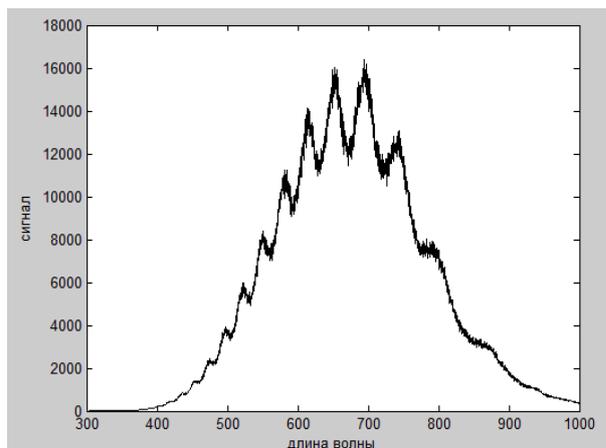
Scale = $\text{Range} / \max(\text{Signal})$;
 Signal = $\text{round}(\text{Signal} \cdot \text{scale} + \text{randn}(1, \text{length}(L)) \cdot \text{dark})$.

Для дискретизации данных виртуального спектрометра производится округление сигнала до ближайшего целого значения.

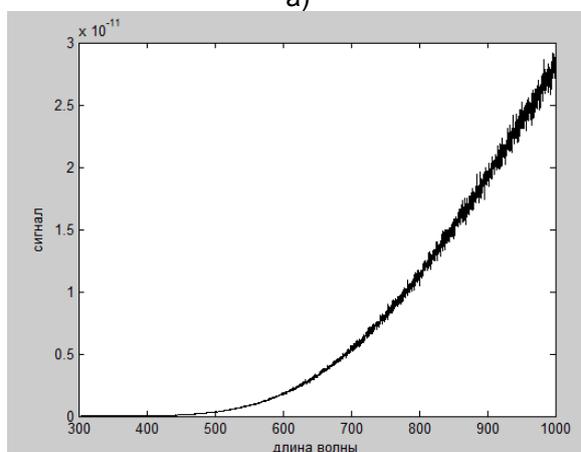
На этом этапе построение модельного спектра излучения, регистрируемого спектрометром, закончено. Дальнейшие действия по анализу сигнала соответствуют реальной измерительной процедуре. Производится коррекция зарегистрированного сигнала по спектральной чувствительности прибора:

Signal = $\text{Signal} / \text{sensitivity}$.

Для примера на рисунке 1, а изображен вид зашумленного сигнала виртуального спектрометра от объекта с температурой 2000 К и $\text{SNR}=40$. На рисунке 1,б тот же спектр, после коррекции спектральной чувствительности прибора.



а)



б)

Рисунок 1 – Расчетный зашумленный спектр излучения объекта с температурой 2000 К и $\text{SNR}=40$ в диапазоне 300-1000 нм: а – сигнал, регистрируемый виртуальным спектрометром, б – сигнал после коррекции спектральной чувствительности прибора

Восстановление температуры объекта по спектру его излучения производится построением модельных спектров Планка $\text{Planck}(T,L)$ с выбранной амплитудой A_m и поиском таких значений параметров T и A_m , при которых модельный спектр лучше всего согласуется с зарегистрированным. Согласно методу №1 критерием подбора параметров является минимизация суммы квадратов абсолютных отклонений сигналов на всех зарегистрированных длинах волн:

$$d1(L) = (\text{Signal} - A_m \cdot \text{Planck}(T_m(t), L))^2,$$

$$D1 = \text{sum}(d1).$$

По методу №2 производится поиск минимума суммы квадратов относительных зна-

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР СПЕКТРАЛЬНЫМ ПИРОМЕТРОМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ВИРТУАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

чений ошибок (отнесенных к величине сигнала):

$$d2 = ((\text{Signal} - \text{Am} \cdot \text{Planck}(T_m(t), L)) / (\text{Am} \cdot \text{Planck}(T_m(t), L)))^2, \\ D2 = \text{sum}(d2).$$

По методу №3 производится аппроксимация экспериментального спектра, представленного в координатах Вина X, Y линейной функцией по методу МНК с использованием внутренней процедуры polyfit:

$$b = \text{polyfit}(X, Y + X ./ T_m(t), 0).$$

Сумма квадратов ошибок вычисляется по следующим формулам:

$$d3 = (Y + X ./ T_m(t) - b)^2, \\ D3 = \text{sum}(d3).$$

Поиск температуры каждым из методов включает расчет суммарной невязки (D1, D2, D3) для всевозможных значений пар (T, Am) из заранее заданного диапазона. Значением температуры, определенным каким-либо методом считается такое T_i, при котором значение невязки D принимает минимальное значение.

Обсуждение результатов

На рисунке 2 изображена зависимость невязки (отнесенная к минимальному значению) от восстанавливаемой температуры T_i при подгонке к виртуальному сигналу от серого тела с температурой T=2000 K, SNR=40, dark=0. На графике можно видеть, что все три метода дают несмещенную оценку температуры объекта: минимальная невязка соответствует значению 2000 K. При отклонении температуры от истинного (заданного) значения невязка по методу №1 увеличивается значительно медленнее, чем по методу №2 и №3, что в реальном эксперименте приводит к более широкому разбросу значений температуры объекта. В то же время, зависимость невязки от отклонения температуры для методов №2 и №3 практически одинакова.

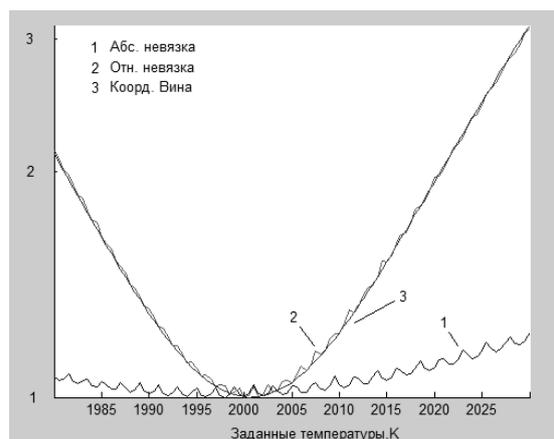


Рисунок 2 – Зависимость значений невязки от восстанавливаемой температуры при подгонке спектра серого тела с T=2000 K, SNR=40, dark=0

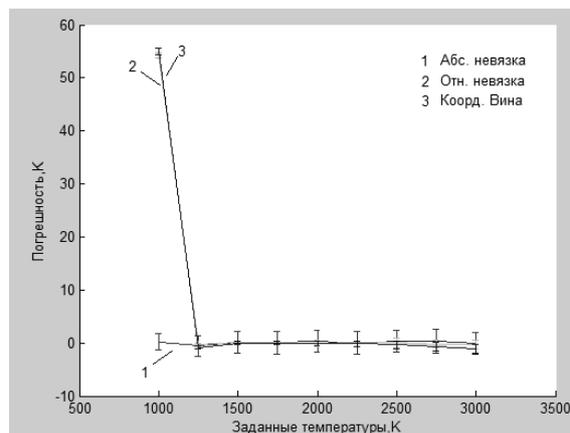


Рисунок 3 – Зависимость ошибок восстановления температуры объекта при SNR=40, dark=0

Для оценки погрешностей измерения температур тремя методами проводилось по 100 реализаций виртуальных измерений температуры по сигналам с наложенным случайным шумом. По результатам расчетов определялось смещение среднего значения измеренной температуры от заданного значения по каждому из методов (систематическая ошибка, shift), а также среднеквадратический разброс полученных значений температуры (случайная ошибка, dev). Было исследовано влияние температуры объекта T в диапазоне 1000-3000 K на точность измерений. Для этого моделировался спектр излучения с постоянным значением SNR=40 и темновым сигналом dark=0, анализировался диапазон спектра 400-800нм. На рисунке 3 показаны значе-

ния смещений shift (планки погрешностей отображают величины dev) для различных температур излучателя. Как видно, для всех значений температуры, кроме $T=1000$ К, величина shift практически равна нулю. При температуре $T=1000$ К методы №2 и №3 систематически завышают значение температуры на 55 К. Такой эффект можно объяснить пренебрежимо малой мощностью излучения на коротких длинах волн (300-500 нм), что вследствие дискретизации сигнала приводит к снижению отношения сигнал/шум в этой спектральной области. В то же время, при всех значениях температуры объекта разброс измерений для методов №2 и №3 составляет менее 1 К, а для метода №1 – 3 К.

Было изучено влияния отношения «сигнал/шум» сигнала SNR на точность рассматриваемых методов. На рис. 4 представлены зависимости смещения средних значений температуры, а также разброс измерений при температуре объекта $T = 2000$ К. Все три метода дают несмещенную оценку температуры, при этом разброс измерений по методу №1 в несколько раз превышает разброс по методам №2 и №3. Наибольшие значения случайной составляющей ошибок всех методов, естественно, наблюдаются при малых значениях SNR. При значениях SNR=20 и выше разброс измерений достигает своих минимальных значений: 2-3 К для метода №1 и 0.5-1 К для методов №2 и №3.

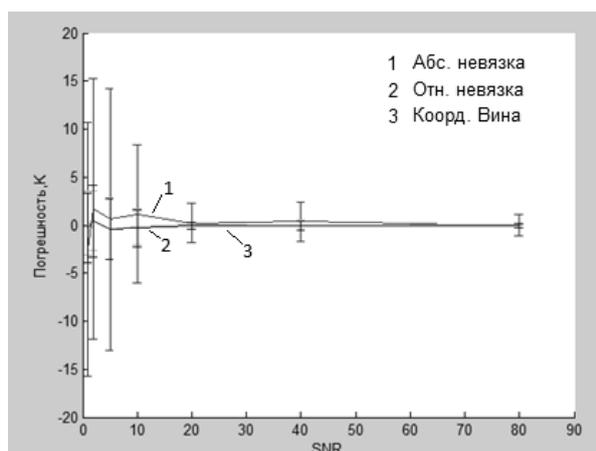


Рисунок 4 – Зависимость ошибок восстановления температуры объекта от SNR, при $T=2000$ К, dark=0

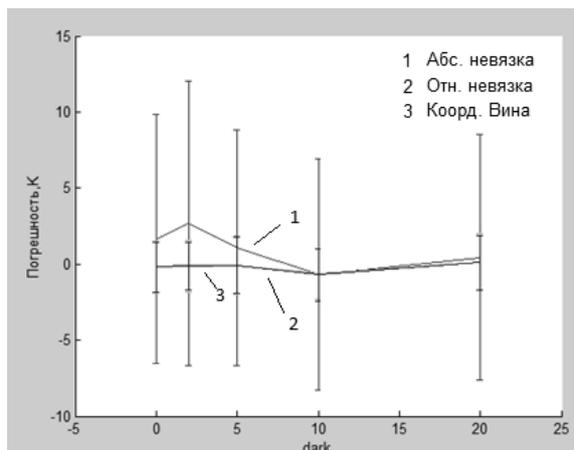


Рисунок 5 – Зависимость ошибок восстановления температуры объекта от dark, при $T=2000$ К, SNR=20

Также было изучено влияние темнового шума приемника dark на точность рассматриваемых методов. На рис. 5 представлены зависимости погрешностей измерения при температуре объекта $T=2000$ К и SNR=20. Видно, что темновой шум практически не влияет на точность определения температуры, при этом разброс измеренных значений по методу №1 составляет 8-10 К, а разброс по методам № 2 и 3 составляет 1-2 К.

Заключение.

Были проведены вычислительные эксперименты по регистрации теплового излучения объектов с температурами 1000 – 3000 К в спектральном диапазоне 300 – 1000 нм (3648 измерительных элементов) с целью восстановления температуры излучателя. Было изучено влияние температуры излучателя, уровня зашумленности оптического сигнала (отношение «сигнал/шум») и величины темнового шума приемника на погрешность восстановления температуры. Рассмотрены три метода восстановления температуры по зарегистрированному спектру с помощью «подгонки»:

- 1) минимизации абсолютных отклонений;
- 2) минимизации относительных отклонений;
- 3) линейаризации спектра в координатах Вина.

Установлено, что результаты методов № 2 и 3 фактически не отличаются. При этом метод №1 характеризуется лучшей точностью при малых температурах (1000 К). При высоких температурах 2000-3000 К все три

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР СПЕКТРАЛЬНЫМ ПИРОМЕТРОМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ВИРТУАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

метода представляют несмещенную оценку температуры, случайная погрешность составляет 2-3 К для метода №1 и 0.5-1 К для методов №2 и №3. Отношение «сигнал/шум» на уровне 20 достаточно для восстановления температуры с указанной точностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-08-90428) и программы УМНИК (НИОКР №01201366114).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chivel Yu., Optical monitoring of thermal spraying// Surface and Coatings Technology. 2013. №220. P. 209–213.

2. Гуляев П.Ю., Долматов А.В., Попов В.А., Леонов Г.Н., Методы оптической диагностики частиц в высокотемпературных потоках // Ползуновский вестник. 2012. № 2-1. С. 4-7.

3. Гуляев П.Ю., Долматов А.В., Автоматизация контроля теплофизических параметров в технологиях детонационного напыления//Системы управления и информационные технологии. 2009. № 1.2 (35). С. 230-233.

4. Чернин С.М., Коган А.В. Измерение температуры малых тел пирометрами излучения. – М.: Энергия. 1990.

5. Магунов А.Н., Спектральная пирометрия. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2012.

6. Гуляев П.Ю., Иордан В.И., Гуляев И.П., Соловьев А.А., Виновский критерий выбора параметров редукции температурного распределения частиц по их суммарному тепловому спектру// Из-

вестия высших учебных заведений. Физика. 2008. Т. 51. № 9-3. С. 69-76.

7. Гуляев П.Ю., Долматов А.В., Попов В.А., Леонов Г.Н., Методы оптической диагностики частиц в высокотемпературных потоках //Ползуновский вестник. 2012. № 2-1. С. 4-7.

8. Бодров В.Н., Применение методов математической статистики в измерениях спектров теплового излучения и температуры// Теплофизика высоких температур. 2010. 48:4, С. 623-629

9. Гуляев И.П., Маковеев А.О., Контроль температуры частиц при получении полых порошков ZrO₂ в потоке электродуговой плазмы //Ползуновский Альманах. 2013. №1. С. 37-41.

10. Долматов А.В., Гуляев И.П., Имамов Р.Р., Спектральный пирометр для контроля температуры в процессах термосинтеза// Вестник ЮГУ. 2014. № 2. С. 32-42.

11. Gulyaev I.P., Ermakov K.A., Gulyaev P.Yu., New high-speed combination of spectroscopic and brightness pyrometry for studying particles temperature distribution in plasma jets// European Researcher. 2014. № 3 – 2. P. 564-570.

Гуляев Игорь Павлович – к.ф.-м.н., научный сотрудник ИТПМ СО РАН, доцент кафедры «Физико-химии процессов и материалов» ЮГУ, e-mail: gulyaev@itam.nsc.ru; Ермаков Кирилл Андреевич – аспирант кафедры «Физико-химии процессов и материалов» ЮГУ; Долматов Алексей Викторович - к.т.н., доцент кафедры «Физико-химии процессов и материалов» ЮГУ; Гуляев Павел Юрьевич – д.т.н., профессор кафедры «Физико-химии процессов и материалов» ЮГУ.