

Калибровка оптико-электронного измерительного тракта спектрофотометра по спектрам эталонных источников излучения

В.И. Иордан¹, Д.И. Кобелев¹, А.А. Соловьев²

¹ Алтайский государственный университет (Барнаул, Россия)

² ООО «Алавар Старгейз» (Барнаул, Россия)

Calibration of Spectrophotometer Optical-Electronic Measuring Channel with Radiation Spectrums of Standard Sources

V.I. Jordan¹, D.I. Kobelev¹, A.A. Soloviev²

¹ Altai State University (Barnaul, Russia)

² LLC "Alawar Stargaze" (Barnaul, Russia)

Рассмотрены проблемы, связанные с калибровкой и поверкой оптико-электронного измерительного тракта спектрофотометра, используемого в спектральной пирометрии гетерогенных потоков излучающих частиц. Методика калибровки прибора, использующая регистрируемые спектрофотометром спектры излучения эталонных источников, на первом этапе позволяет оценивать с высокой точностью аппаратную функцию искажений измерительного тракта и корректировать значения реперных точек температуры для эталонного источника излучения. Используя аппаратную функцию искажений измерительного тракта на втором этапе, авторы уточнили параметры модельного представления его относительной спектральной излучательной способности вольфрама, приведенные для реперных точек температуры T в справочной научной литературе. Скорректированные на первом этапе реперные значения температуры эталонной лампы ТРУ 1100-2350 дополнительно уточнены на основе модели $\varepsilon(\lambda, T)$, иначе говоря, произведена верификация (поверка) градуировки температуры эталонной лампы.

Ключевые слова: калибровка, спектрофотометр, спектр излучения, эталонный источник, аппаратная функция искажений, функция Планка.

DOI 10.14258/izvasu(2014)1.2-31

Введение. В настоящее время актуальной проблемой в области диагностики процессов таких наукоемких технологий, как плазменное, детонационно-газовое, газопламенное напыление покрытий на поверхность изделий является разработка и соз-

The problems of calibration and verification of spectrophotometer optical-electronic measuring channel used in spectral pyrometry of radiating particles heterogeneous flows are considered. A technique of device calibration utilizes radiation spectrums of standard sources registered by the spectrophotometer. At initial (the first) stage this technique provides a high precision estimation of an instrument function of measuring channel distortions and correction of reference temperature values for standard radiation sources. At the second stage the instrument function of measuring channel distortions is applied for evaluating parameters of tungsten model representation of its relative spectral emissivity given for reference temperature points in scientific papers. The correction of control temperature values of the reference lamp (TRU 1100-2350) on the first stage is conducted with the $\varepsilon(\lambda, T)$ model. In other words, a calibration of the reference lamp control temperature values is performed.

Key words: calibration, spectrophotometer, radiation spectrum, standard source, instrument function of distortions, Planck function.

дание автоматизированных приборных комплексов со встроенной микропроцессорной техникой, способных по излучению потока частиц практически в режиме реального времени определять динамику распределенных по потоку «ключевых физических

параметров (КФП)» частиц (концентрация, скорость, температура и др.). Покрытия формируются в процессе соударения, деформации и образования прочной связи с поверхностью частиц. Измерения КФП частиц в режиме реального времени с помощью таких приборных комплексов дают возможность создания в составе технологической установки системы оптимального управления процессами напыления покрытий с заданными функциональными характеристиками.

Измерение скорости и температуры частиц с помощью приборных комплексов представляются соответствующими распределениями [1–3]. В основе измерения распределенного по потоку частиц параметра температуры лежат методы спектральной пирометрии с использованием оптоэлектронных фотоприемников и микропроцессорных вычислительных систем [2, 3]. Методы спектральной пирометрии, изложенные в [4], пригодны для измерения температуры в случае однородно нагретых тел, и недостаточно точны для гетерогенных потоков с неоднородным распределением температуры частиц.

В ранее предложенном авторами методе измерения распределенного по потоку частиц параметра температуры по интегральному тепловому спектру частиц решением некорректной «обратной» задачи находится температурное распределение частиц в потоке. На точность восстановления температурного распределения частиц существенное влияние оказывает точность калибровки оптико-электронного измерительного тракта спектрофотометра, на выходе которого в его фокальной плоскости установлен линейный ПЗС-фотоприемник, регистрирующий интегральный тепловой спектр частиц в виде интегрального оператора Фредгольма 1-го рода [2, 3]

$$B(\lambda) = S_{\Sigma} \cdot \alpha(\lambda) \cdot \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \varepsilon(\lambda, T) \cdot \phi(\lambda, T) \cdot P_2(T) \cdot P_1(T) dT, \quad (1)$$

$$\alpha(\lambda) = \alpha_1(\lambda) \cdot \alpha_2(\lambda) \cdot \alpha_3(\lambda), \quad (2)$$

где S_{Σ} — суммарная площадь поверхности излучающих частиц, а функция $\alpha(\lambda)$ является «аппаратной функцией искажений» оптико-электронного измерительного тракта спектрофотометра. Функция $\alpha(\lambda)$ учитывает спектральное пропускание атмосферой, спектральное пропускание в оптическом тракте спектрофотометра, спектральную неоднородность чувствительности ячеек ПЗС-фотоприемника (ПЗС-линейки) и многослойного покрытия на его кремниевой подложке. Произведение функции относительной излучательной способности (или спектрального коэффициента черноты) $\varepsilon(\lambda, T)$ и функции Планка $\phi(\lambda, T)$ определяет излучательную способность частиц $r(\lambda, T)$. Весовая функция $P_2(T)$ отражает «дисперсионный разброс» между «групповыми» средними значениями площади поверхности частиц,

распределенных по группам, в которых частицы различаются размерами, но имеют одинаковую температуру (при этом группы частиц различаются по температуре). Модельным представлением функции $P_2(T)$ может служить модель гиперболы [3]. Функция $P_1(T)$ представляет собой искомую функцию плотности вероятности распределения частиц по значениям температуры.

Искомая функция $P_1(T)$ находится решением интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода (1), опираясь на интегральный тепловой спектр $B(\lambda)$, полученный с помощью измерительного приборного комплекса (рис. 1) с последующей «цифровой обработкой». Обращение интегрального уравнения Фредгольма представляет собой математически сложную «некорректную обратную» задачу, и для нее получено аналитически точное решение [3]. Однако «остаточные шумы» после цифровой обработки сигнала измерительного тракта предъявляют высокие требования к точности калибровки аппаратной функции искажений $\alpha(\lambda)$. Развертка спектра на ПЗС-линейку, помещенную в фокальную плоскость спектрофотометра, характеризуется нелинейной «дисперсионной» зависимостью $\lambda = \lambda(n)$, где n — номер ячейки ПЗС-линейки; λ — длина волны спектрального отсчета, приходящегося на ячейку с номером n , где $n = 1, 2, \dots, N$. Зависимости $\lambda = \lambda(n)$ и $\alpha(\lambda)$ определяются на этапе калибровки.

Методика калибровки дисперсионной зависимости $\lambda = \lambda(n)$. Для калибровки зависимости $\lambda = \lambda(n)$ с помощью приборного комплекса (рис. 1) были зарегистрированы и сохранены в виде файлов линейчатые спектры (рис. 2) ртутно-кадмиевой (СМРК-2) и натриевой (SON-TB 150 W E40) ламп.

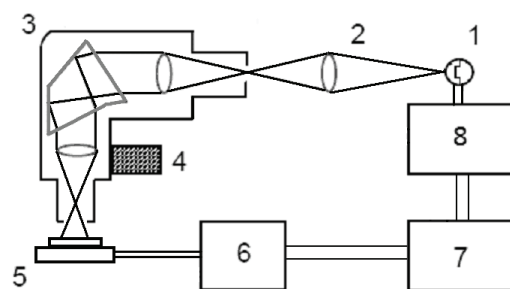


Рис. 1. Схема приборного комплекса: 1 — источник излучения; 2 — линза; 3 — монохроматор УМ-2; 4 — барабан для развертки спектра; 5 — ПЗС-линейка; 6 — плата питания ПЗС-линейки; 7 — блок регистрации спектра; 8 — ПЭВМ

Длины волн линий наибольшей интенсивности, взятые из справочников [5, 6] и соответствующие «пикам» интенсивностей этих линий номера ячеек ПЗС-линейки (получены просмотром файлов и сведены в таблицу 1),

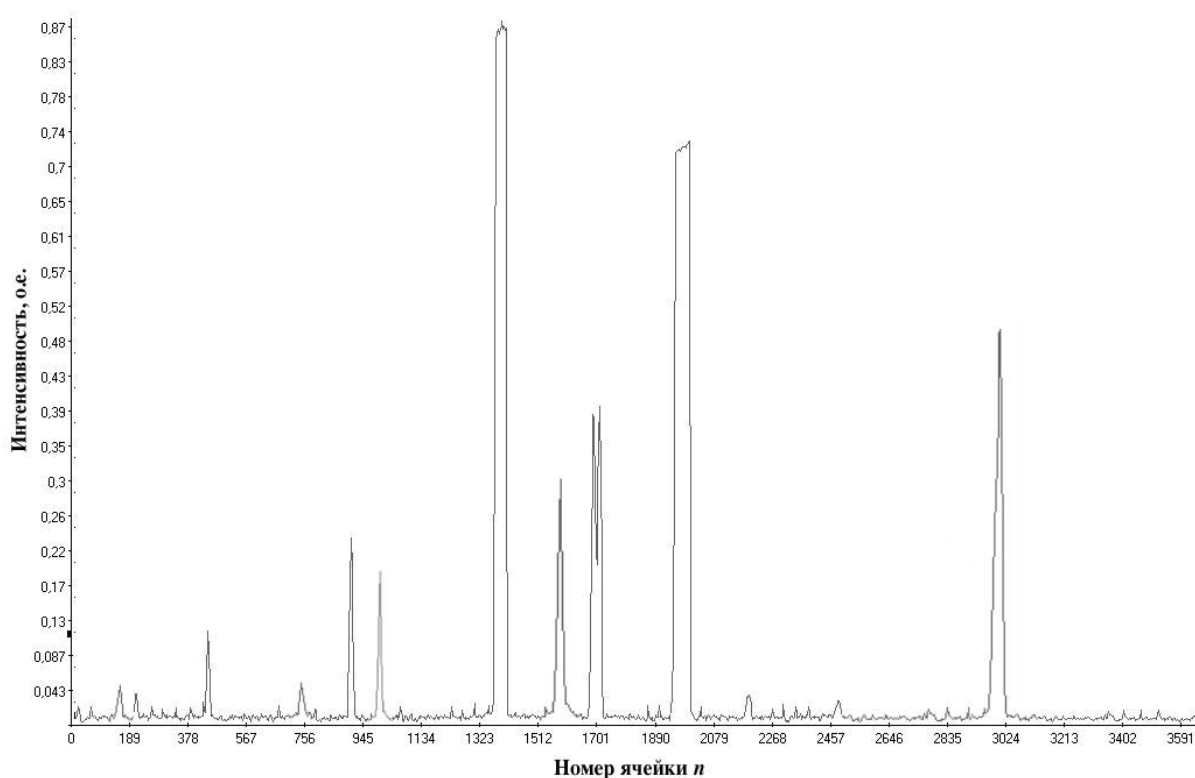


Рис. 2. Линейчатый спектр излучения ламп SMPK-2 и SON-TB 150 W E40

Таблица 1

Связь длин волн «реперных» точек с номерами ячеек ПЗС-линейки

λ_i , нм	466,5	467,815	479,991	497,8	508,582	514,9	546,073
n_i	181	202	435	743	900	991	1380
λ_i , нм	568,3	576,96	579,066	615,4	643,847	818	819
n_i	1606	1685	1704	1998	2187	2926	2940

Таблица 2

Коэффициенты разложения дисперсионной зависимости $\lambda = \lambda(n)$

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
458,23237	0,04478	9,6243E-6	3,7174E-9	-1,55795E-12	7,72132E-16

были использованы для аппроксимации $\lambda = \lambda(n)$ в виде многочлена m -й степени

$$\lambda = a_0 + a_1 n + \dots + a_m n^m. \quad (3)$$

С использованием пакета OriginPro70 была произведена аппроксимация зависимости $\lambda = \lambda(n)$, в результате которой были получены следующие коэффициенты разложения (табл. 2), а график дисперсионной зависимости $\lambda = \lambda(n)$ показан на рисунке 3.

2. Методика калибровки аппаратной функции искажений оптико-электронного измерительного тракта спектрофотометра по спектрам эталонных

источников излучения. В качестве эталонного источника теплового излучения использована температурная лампа накаливания ТРУ 1100-2350 с вольфрамовой пластинкой, для которой в ее паспортной документации приложена градуировочная таблица — зависимость «яркостной» температуры излучающей вольфрамовой пластинки от протекающего через нее постоянного стабилизированного тока. Значения «реперных» яркостных температур начинаются от 800°С (при этом ток равен 9,23 А) с шагом 100°С и до 2000°С (ток равен 25,058 А), которые были пересчитаны в кельвинах с учетом поправки на термодинамические температуры (близкие к истинным [6]).

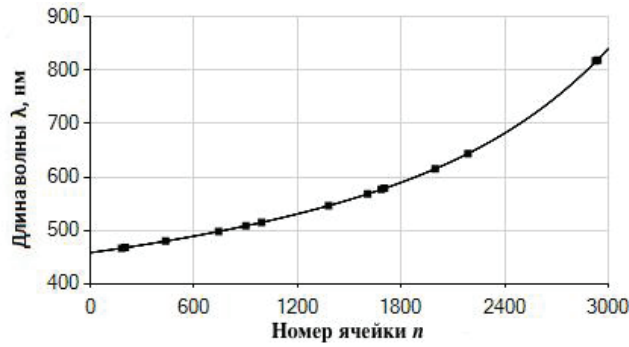


Рис. 3. График дисперсионной зависимости $\lambda = \lambda(n)$

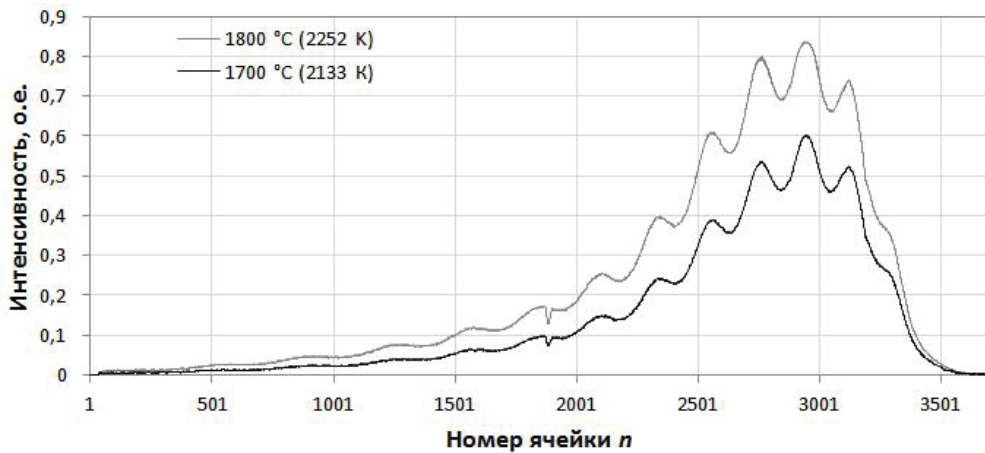


Рис. 4. Зарегистрированные спектры теплового излучения для реперных яркостных температур:
1 — для $T_7 = 1700\text{ }^\circ\text{C}$; 2 — для $T_8 = 1800\text{ }^\circ\text{C}$

В экспериментах с помощью источника постоянно-го тока устанавливались значения тока, протекающего через лампу, соответствующие значениям «яркостных» температур, начиная от $1100\text{ }^\circ\text{C}$ с шагом $100\text{ }^\circ\text{C}$ и до $1900\text{ }^\circ\text{C}$, в результате чего были зарегистрированы и сохранены в виде файлов спектры теплового излучения для указанных температур (за вычетом «темнового» сигнала). На рисунке 4 после значений яркостных температур в скобках приведены значения по абсолютной шкале (в кельвинах) с учетом поправки на термодинамические температуры.

Модуляция «контра» теплового спектра, проявляющаяся на регистрируемых сигналах (рис. 4), объясняется наличием в спектральном коэффициенте пропускания многослойного покрытия на кремниевой подложке ПЗС-фотоприемника подобной модуляции [7], учитываемой в аппаратной функции искажений $\alpha(\lambda)$. Поскольку регистрируемый тепловой спектр соответствует однородно распределенной температуре по всей поверхности вольфрамовой пластинки лампы, тогда в его модельном представлении (1) функции $P_1(T)$ и $P(T)$ должны быть обоб-

щенными дельта-функциями [3]. Кроме того, в каждом j -м эксперименте ($j = 1, 2, \dots, M$) тепловой спектр, соответствующий температуре T_j , пропорционален программно управляемому значению времени накопления сигнала τ_j . Следовательно, формула (1) с учетом дельта-функций принимает вид

$$B_j(\lambda_i) = B_0 \cdot \tau_j \cdot \alpha(\lambda_i) \cdot \varepsilon(\lambda_i, T_j) \cdot \phi(\lambda_i, T_j), \quad (4)$$

$$\alpha(\lambda_i) = \frac{B_j(\lambda_i)}{B_0 \cdot \tau_j \cdot \varepsilon(\lambda_i, T_j) \cdot \phi(\lambda_i, T_j)}, \quad (5)$$

где B_0 — константа, связанная с величиной динамического диапазона сигнала, регистрируемого приборным комплексом. Выражение (5), используемое в процедуре калибровки аппаратной функции искажений $\alpha(\lambda)$, определяет массив ее расчетных значений для каждого значения длины волны λ_i , соответствующего номеру ($n = i$) ячейки ПЗС-линейки и вычисляемого согласно выражению (3) с коэффициентами из таблицы 2. Функция $\alpha(\lambda)$ характеризует искажения, вносимые в регистрируемый сигнал спектра

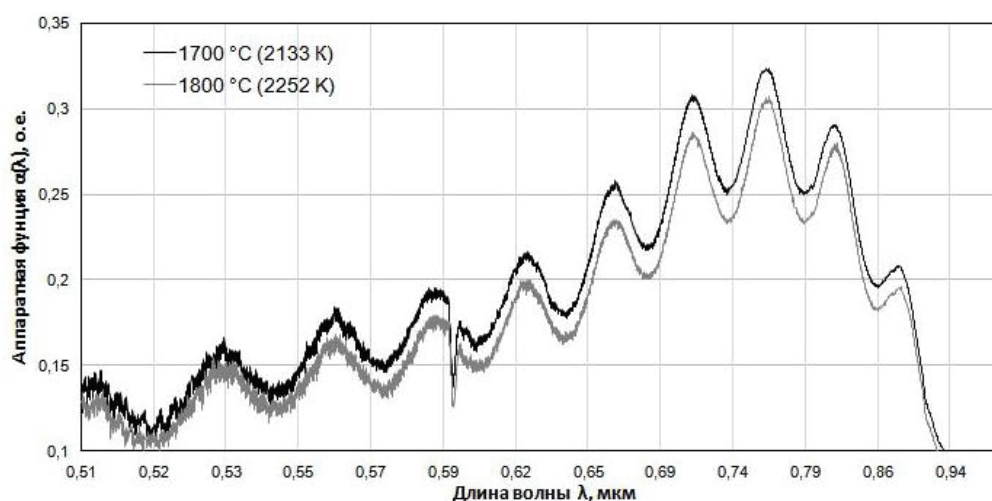


Рис. 5. Графики $\alpha_7(\lambda_i)$, $\alpha_8(\lambda_i)$ для реперных температур: яркостные — $T_7 = 1700^\circ\text{C}$, $T_8 = 1800^\circ\text{C}$; термодинамические — $T_7 = 2133\text{ K}$, $T_8 = 2252\text{ K}$

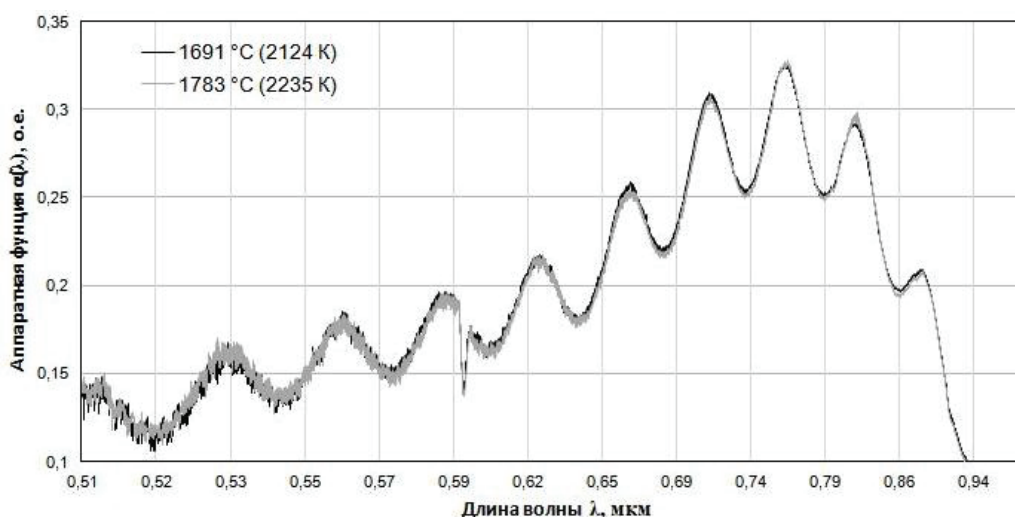


Рис. 6. Графики $\alpha_7(\lambda_i)$, $\alpha_8(\lambda_i)$ для скорректированных температур: яркостные — $T_7^* = 1691^\circ\text{C}$, $T_8^* = 1783^\circ\text{C}$; термодинамические — $T_7^* = 2124\text{ K}$, $T_8^* = 2235\text{ K}$

аппаратным комплексом, и она согласно физическому смыслу не должна зависеть от внешних источников излучения (не должна зависеть от температур T_j). Однако рассчитывая каждый раз для очередного значения T_j по формуле (5) «новый» j -й массив значений, обозначаемый как $\alpha_j(\lambda_i)$, могут возникать различия в соответствующих элементах таких массивов (рис. 5). На рисунке 5 аналогично рисунку 4 в скобках приведены термодинамические температуры в кельвинах.

Вышеуказанные различия между массивами (рис. 5) связаны с погрешностями при измерении яркостных температур, занесенных в градуировочную таблицу лампы ТРУ 1100-2350, и с погрешностями

при оценке функции $\varepsilon(\lambda, T)$ для вольфрама [2; 4–6]. Поэтому для устранения различия в расчетных массивах-столбцах $\alpha_j(\lambda_i)$, соответствующих разным температурам, достаточно для начала приступить к коррекции массивов $\alpha_j(\lambda_i)$ с теми номерами температур, для которых такие различия максимальны (обозначим их T_j и T_k). Необходимо варьировать их таким образом, чтобы соответствующие им рассчитываемые по формуле (5) столбцы $\alpha_j(\lambda_i)$ и $\alpha_k(\lambda_i)$ сближались в каждой точке λ_i . Итерационный процесс коррекции температур T_j и T_k останавливается тогда, когда максимум различия между расчетными столбцами $\alpha_j(\lambda_i)$ и $\alpha_k(\lambda_i)$ по всем точкам λ_i станет меньше заданной малой пороговой величины eps (рис. 6).

Перебирая различные парные сочетания температур (изменяя пары индексов j и k), для которых расчетные столбцы $\alpha_j(\lambda_i)$ и $\alpha_k(\lambda_i)$ максимально различаются, варьируя эти температуры и повторяя расчеты по формуле (5), необходимо продолжать процесс «сближения» расчетных столбцов $\alpha_j(\lambda_i)$ и $\alpha_k(\lambda_i)$, пока различие между ними превышает малую пороговую величину ϵ_{ps} .

В результате получим скорректированный набор температур $\{T_j^*; j=1, 2, \dots, M\}$. В качестве оценки аппаратной функции искажений $\alpha(\lambda)$ можно принять столбец $\tilde{\alpha}(\lambda_i)$, полученный усреднением всех «конечных» вариантов столбцов $\alpha_j(\lambda_i)$, где $j=1, 2, \dots, M$. Например, коррекция яркостных температур $T_7 = 1700$ °C и $T_8 = 1800$ °C дала результаты: $T_7^* = 1691$ °C и $T_8^* = 1783$ °C, т.е. изменения температур оказались $\Delta T_7 = -9$ °C, $\Delta T_8 = -17$ °C, а график скорректированной аппаратной функции искажений $\tilde{\alpha}(\lambda)$ мало отличается от графиков $\alpha_7(\lambda_i)$ и $\alpha_8(\lambda_i)$, практически совпадающих между собой (рис. 6).

Оценив аппаратную функцию искажений $\tilde{\alpha}(\lambda)$, можно осуществить верификацию (проверку) скорректированных на предыдущем этапе температур T_j^* и окончательно их скорректировать, выполнив еще одну процедуру.

С учетом (4), формулы Планка в виновском приближении $\phi(\lambda_i, T_j) = C_1 \cdot \lambda_i^{-5} \exp[-C_2 / (\lambda_i \cdot T_j)]$, которое в оптическом диапазоне выполняется с высокой точностью, а также с учетом обоснованного в [6, с. 142–144] для ряда металлов (в том числе и для вольфрама) модельного представления $\ln(\varepsilon(\lambda, T)) = b_0(T) + b_1(T) \cdot \lambda + b_2(T) \cdot \lambda^2$, имеем выражение в виде модели

$$\ln \frac{\lambda^5 \cdot B_j(\lambda)}{C_1 \cdot B_0 \cdot \tau_j \cdot \tilde{\alpha}(\lambda)} = b_0(T_j) + b_1(T_j) \cdot \lambda + b_2(T_j) \cdot \lambda^2 - \frac{C_2}{T_j} \cdot \frac{1}{\lambda}. \quad (6)$$

В (6) под знаком логарифма функция $\tilde{\alpha}(\lambda)$ и зарегистрированные спектры $B_j(\lambda)$ в точках λ_i уже известны (также и константы C_1, B_0, τ_j, C_2). Правая часть модели (6) по отношению к системе «базисных» функций $\{1, \lambda, \lambda^2, 1/\lambda\}$ является линейной моделью, а ее параметры $\{b_0(T_j), b_1(T_j), b_2(T_j), -C_2/T_j\}$ с помощью программы метода «наименьших квадратов (МНК)» были аппроксимированы для каждого варианта j , где $j=1, 2, \dots, M$. В результате МНК-аппроксимации полученные значения параметров $(-C_2/T_j^*)$ для каждого j позволили вычислить (скорректировать) оценки температур T_j^* . Дополнительная поправка по температурам T_j^* оказалась порядка десятых долей градуса. Кроме того, появилась возможность сравнить и скорректировать значения параметров $\{b_0(T_j), b_1(T_j), b_2(T_j)\}$, приведенных в [6, с. 142–144] для ряда реперных температурных точек.

Заключение. Вышеизложенная процедура оценки аппаратной функции искажений $\alpha(\lambda)$ оптико-электронного измерительного тракта и дополнительная методика уточнения параметров функции $\varepsilon(\lambda, T)$ одновременно обеспечивают верификацию (проверку) используемых значений температур из градуировочной таблицы эталонной лампы ТРУ 1100-2350 с последующей их корректировкой.

Библиографический список

1. Соловьев А.А., Иордан В.И. Измерение скорости волнового фронта быстротекающих процессов многоканальным пироэлектрическим детектором // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. Физико-математические науки. — 2009. — № 4 (88).
2. Иордан В.И., Соловьев А.А. Редукция температурного распределения частиц гетерогенных потоков методом «обращения» их интегрального теплового спектра // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. Физико-математические науки. — 2010. — № 2 (98).
3. Иордан В.И. Обратное интегральное преобразование для восстановления температурного распределения частиц

- гетерогенного потока по их интегральному тепловому спектру // Известия вузов. Физика. — 2013. — Т. 56, №8/3.
4. Магунов А.Н. Спектральная пирометрия. — М., 2012.
5. Лагыев Л.Н., Петров В.А., Чеховской В.Я. и др. Излучательные свойства твердых материалов. — М., 1974.
6. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. — М., 1982.
7. Ван де Виле Ф. Многослойные покрытия на кремневой подложке // Полупроводниковые формирователи сигналов изображения / под ред. Г. Йесперса. — М., 1979.