

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ НАГРЕТЫХ ТЕЛ

В. П. ХОДУНКОВ

*Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева,
190005, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: walkerearth@mail.ru*

Рассмотрен новый спектральный метод измерения излучательной способности твердых тел при высоких температурах. В основу метода положено определение зависимости спектральной энергетической яркости тела от длины волны в узком спектральном диапазоне. Представлены теоретическое обоснование и результаты экспериментальной проверки метода.

Ключевые слова: *спектральная излучательная способность, серое тело, измерение, высокая температура, энергетическая яркость, длина волны*

Введение. Излучательная способность — важная теплофизическая характеристика объекта, без знания которой невозможно измерение его термодинамической температуры, что особенно актуально для высоких температур. Среди множества существующих методов можно, например, выделить методы, основанные на измерении спектрального распределения интенсивности собственного излучения объекта [1], многоволновые методы и ряд других. Все методы в той или иной степени обладают преимуществами, а также имеют недостатки, и могут применяться при определенных условиях и с определенными ограничениями. Поэтому их дальнейшее развитие постоянно востребовано и практически значимо.

В настоящей статье рассматривается метод, по сути также основанный на измерении спектрального распределения интенсивности собственного излучения объекта, но обладающий некоторыми особенностями. По мнению автора, предлагаемый метод может найти успешное применение в практике научных исследований, поэтому выносится на обсуждение.

Вначале — краткая предыстория разработки данного метода. В отделе эталонов и научных исследований в области термодинамики ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева эксплуатируется Государственный первичный эталон единицы температуры ГЭТ 34-2007 [2] и проводятся непрерывные исследования по его совершенствованию и повышению точности. С помощью данного эталона осуществляется передача единицы термодинамической температуры от модели абсолютно черного тела (АЧТ) к образцовым температурным лампам, например, таким как СИ10-300. Передача выполняется путем уравнивания спектральных яркостей излучающей полости модели АЧТ и ленты накаливания температурной лампы. При равенстве указанных яркостей яркостная температура ленты накаливания принимается равной термодинамической температуре модели АЧТ, а ее действительная температура пересчитывается по известному соотношению с учетом спектральной излучательной способности ленты накаливания согласно справочным данным. В конкретном случае для вольфрамовой ленты лампы СИ10-300 используются данные, приведенные в работе [3]. Несмотря на высокую точность этих данных, где спектральная излучательная способность вольфрама представлена четырьмя значащими цифрами, целесообразно перепроверить их для конкретной лампы и установить величину возможной допускаемой погрешности при передаче единицы температуры. Так как эталон в своем составе имеет двойной монохроматор, измерение спектра излучения модели АЧТ и ленты накаливания температурной лампы не представляет особых сложностей. Таким

образом, в предположении, что измерив с помощью монохроматора спектры излучения модели АЧТ и лампы, можно найти искомую спектральную излучательную способность согласно ее классическому определению*. Кроме того, преследовалась еще одна цель — экспериментально измерить спектральную излучательную способность самой модели АЧТ, которая, как правило, определяется расчетным путем, например, с использованием имитационного метода Монте-Карло [5].

Экспериментальная установка. Измерение спектров излучения модели АЧТ и ленты накаливания температурной лампы СИ10-300 в диапазоне длин волн 646—662 нм было выполнено с использованием аппаратуры, входящей в состав комплекса Государственного первичного эталона температуры ГЭТ 34-2007 (высокотемпературная часть эталона). Обобщенная схема установки для выполнения измерений представлена на рис. 1. Используемое оборудование: модель абсолютно черного тела ВВ3500УУ (разработка ВНИИ оптико-физических измерений, Москва) с ампулой чистой меди (температура плавления $T_{пл}=1357,78$ К); температурная лампа СИ10-300 с вольфрамовой лентой накаливания; оптическая фокусирующая система — зеркального типа; монохроматор — двойной монохроматор, модель MSA-130 (Solar Systems); фотоприемник — кремниевый фотодиод, модель S1337-33BR (Hamamatsu); регистратор сигнала — фемтоамперметр, модель B2983A (Keysight Technologies).

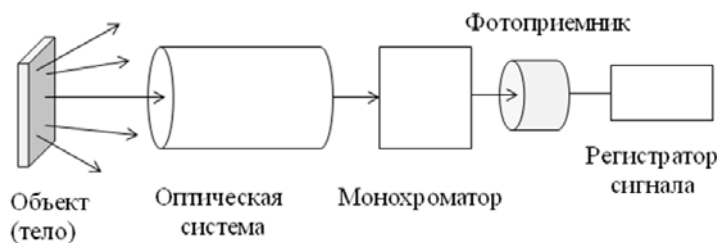


Рис. 1

Измерения выполнялись по следующему алгоритму. В модели АЧТ был реализован фазовый переход (плавление — затвердевание) чистой меди. В начале фазового перехода осуществлялось уравнивание спектральных яркостей модели АЧТ и лампы. Уравнивание яркостей заключалось в подборе электрического тока, питающего лампу, при котором фототоки фотодиода, сгенерированные излучением модели АЧТ и лампы, были бы равны. Для этого на монохроматоре устанавливалась центральная длина волны исследуемого диапазона $\lambda_{0M}=654$ нм, ширина полосы $\Delta\lambda_M=3$ нм, с помощью оптической системы на входную щель монохроматора фокусировалось излучение модели АЧТ и фиксировался измеренный фототок I_1 . Затем с помощью оптической системы на входную щель монохроматора фокусировалось излучение от лампы, и фиксировался измеренный фототок I_2 . За счет изменения тока питания лампы достигалось равенство токов $I_1=I_2$, т.е. равенство яркостей. Погрешность уравнивания яркостей в пересчете на температуру не превышала 10 мК.

Затем в процессе фазового перехода с помощью оптической системы на входную щель монохроматора фокусировалось излучение модели АЧТ и измерялся спектр излучения. Для этого с помощью монохроматора в диапазоне 652—660 нм выполнялось сканирование спектра излучения, и регистрировался фототок фотодиода для каждой фиксированной длины волны. Шаг сканирования по длине волны задавался равным $\Delta\lambda=2$ нм. Так как длительность фазового перехода составляла не менее 30 мин, этого времени было вполне достаточно для выполнения измерений.

Далее с помощью оптической системы на входную щель монохроматора фокусировалось излучение от лампы, и после достижения лампой стационарного режима (около 30 мин) выполнялось аналогичное сканирование спектра излучения, но уже от лампы.

* См., например, [4]: „спектральная излучательная способность тела $\varepsilon(\lambda, T)$ — есть отношение энергии излучения источника (тела) к энергии, излучаемой абсолютно черным телом, при той же температуре“.

В результате измерений были получены спектры излучения модели АЧТ и лампы, т.е. зависимости фототока фотодиода от длины волны в диапазоне $\lambda=652\div 660$ нм, которые затем приводились к нормализованному виду (рис. 2). На рис. 2, кроме того, показана расчетная графическая зависимость безразмерного (нормализованного) фототока, который должен быть сгенерирован в результате излучения идеального абсолютно черного тела. Нормализация по фототоку выполнялась путем отнесения текущего измеренного фототока I_i к значению фототока I_{λ_1} , измеренному на нижней границе диапазона длин волн λ_1 , и последующего вычитания единицы, т.е. по соотношению $I^*=I_i/I_{\lambda_1}-1$. Нормализация по длине волны выполнялась путем отнесения текущего значения длины волны λ_i к длине волны на нижней границе волнового диапазона λ_1 ($\lambda_1=646$ нм), т.е. по соотношению $\lambda^*=\lambda_i/\lambda_1$. Операция нормализации была использована для обеспечения возможности сравнения спектра идеального АЧТ и реального тела. Как известно, измерить фототок от идеального АЧТ невозможно — его можно лишь рассчитать, поэтому для сравнения спектров, их последующей обработки и проведения расчетов была необходима нормализация.

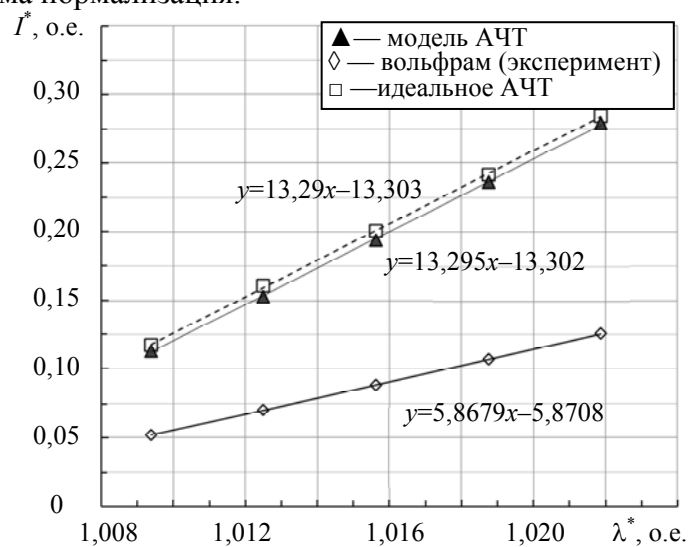


Рис. 2

Расчетные соотношения. Расчетное соотношение для спектральной излучательной способности исследуемого объекта (тела) получено на основе соотношения для фототока, генерируемого фотодиодом в результате падающего на него сфокусированного излучения:

$$I_F = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_{OC}(\lambda) S_{\lambda}(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) \varphi L_{BB}(\lambda, T) F d\lambda, \quad (1)$$

где I_F — генерируемый фототок, А; $\eta_{OC}(\lambda)$ — коэффициент пропускания излучения оптической системой; $S_{\lambda}(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотодиода, А/Вт; $\varepsilon(\lambda, T)$ — спектральная излучательная способность тела; φ — поправочный коэффициент, характеризующий телесный угол излучения тела: $\varphi=2$ для равномерно распределенного по всей поверхности излучения сферы, цилиндра, пластины, параллелепипеда, $\varphi=1$ для тел, излучающих в полупространство (например, модель АЧТ); $L_{BB}(\lambda, T)$ — спектральная энергетическая яркость идеального АЧТ, рассчитываемая по формуле Планка, Вт/м³; F — площадь поперечного сечения пучка излучения на входе в фотодиод, м²; λ_1 и λ_2 — нижняя и верхняя границы полосы спектра излучения, м; произведение $\varepsilon(\lambda, T) \varphi L_{BB}(\lambda, T)$ — спектральная энергетическая яркость тела.

Аналогичный фототок для идеального АЧТ при $\varepsilon(\lambda, T)=1$, согласно (1), определяется как

$$I_{AЧТ} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_{OC}(\lambda) S_{\lambda}(\lambda) \varphi_{AЧТ} L_{BB}(\lambda, T) F d\lambda. \quad (2)$$

Взяв производные от (1) и (2) по длине волны, найдем их соотношение:

$$\frac{dI_F}{d\lambda} / \frac{dI_{\text{АЧТ}}}{d\lambda} = \frac{\eta_{\text{OC}}(\lambda) S_{\lambda}(\lambda) \varepsilon(\lambda, T) \varphi L_{\text{BB}}(\lambda, T) F d\lambda}{\eta_{\text{OC}}(\lambda) S_{\lambda}(\lambda) \varphi_{\text{АЧТ}} L_{\text{BB}}(\lambda, T) F d\lambda} = \varepsilon(\lambda, T) \frac{\varphi}{\varphi_{\text{АЧТ}}}. \quad (3)$$

Соотношение (3) — есть не что иное, как уравнение измерения спектральной излучательной способности объекта $\varepsilon(\lambda, T)$. Из него следует, что для измерения $\varepsilon(\lambda, T)$ необходимо экспериментально найти производную фототока по длине волны для исследуемого объекта и отнести ее к аналогичной производной для идеального АЧТ, рассчитанной для термодинамической температуры объекта. Подробное обоснование уравнения измерения и теоретические положения приведены в работе [6].

Здесь следует отметить допущения, которые приняты для соотношения (3).

Допущение 1. Принято допущение о линейности зависимости спектральной энергетической яркости идеального АЧТ от длины волны. Действительно, для фиксированной стационарной термодинамической температуры тела и для узкого диапазона длин волн, например $\lambda=640\div 660$ нм (ширина диапазона 20 нм), зависимость спектральной энергетической яркости $L_{\text{BB}}(\lambda, T)$ идеального АЧТ от длины волны линейна и с высокой точностью может быть аппроксимирована уравнением вида

$$L_{\text{BB}}(\lambda, T) = K_1 \lambda + B_1.$$

В качестве доказательства данного приближения о линейности на рис. 3 представлена зависимость параметра $L_{\text{BB}}(\lambda, T)$ от длины волны, рассчитанная по формуле Планка для диапазона длин волн 640—660 нм при температуре $T=2000$ К, а в таблице приведены расчетные значения коэффициента детерминации, характеризующего отклонение истинной зависимости от линейной (для различной ширины интервала аппроксимации и разных температур).

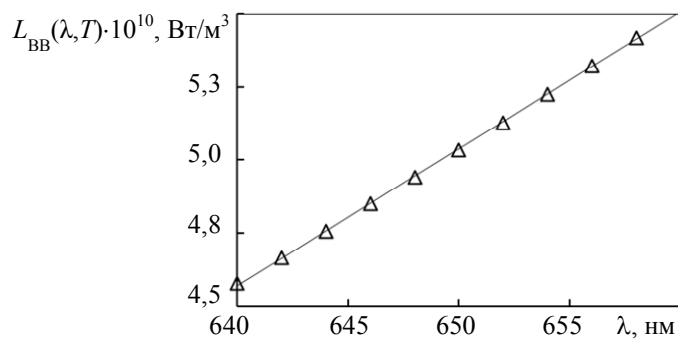


Рис. 3

Спектральный диапазон (ширина интервала аппроксимации $\Delta\lambda$), нм	Коэффициент детерминации R^2 , при		
	$T = 3000$ К	$T = 2000$ К	$T = 1000$ К
648—650 (2 нм)	1,00000	1,00000	1,0000
648—652 (4 нм)	0,99999	0,99999	0,9998
646—652 (6 нм)	0,99999	0,99998	0,9996
646—654 (8 нм)	0,99999	0,99996	0,9993
644—654 (10 нм)	0,99998	0,99994	0,9989
644—656 (12 нм)	0,99998	0,99992	0,9985
642—656 (14 нм)	0,99997	0,99989	0,9980
642—658 (16 нм)	0,99996	0,99987	0,9974
640—658 (18 нм)	0,99996	0,99984	0,9967
640—660 (20 нм)	0,99995	0,99981	0,9960

Допущение 2. Операция дифференцирования интегралов (1), (2) с последующим отнесением их друг к другу подразумевает также строгую линейность зависимости спектральной чувствительности $S_{\lambda}(\lambda)$ фотодиода в заданном спектральном диапазоне и самой спектральной излучательной способности $\varepsilon(\lambda, T)$.

При соблюдении этих условий получаемое значение $\varepsilon(\lambda, T)$ фактически считается постоянным в исследуемом волновом диапазоне и приписывается к центральной длине волны диапазона, в рассматриваемом случае — к длине волны $\lambda_0=656$ нм. Допущение для спектральной чувствительности фотодиода в узкой спектральной полосе выполняется абсолютно точно, подтверждение тому — классическая зависимость

$$S_\lambda(\lambda) = \text{QED} \frac{\lambda e}{hc}, \quad (4)$$

где QED — квантовая эффективность фотодиода — величина постоянная для узкого спектрального диапазона (как показывает практика, ширина не более 50 нм), e — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Допущение 3. Считается, что термодинамическая температура модели АЧТ, которая приравнивается к яркостной температуре объекта, известна точно. Это, в свою очередь, означает, что при измерениях используется модель АЧТ, спектральная излучательная способность которой очень близка или почти равна излучательной способности идеального АЧТ. Как показывают приведенные оценки, например, для вольфрама, для получения значений $\varepsilon(\lambda, T)$ с погрешностью не хуже $\Delta\varepsilon/\varepsilon=10^{-3}$ термодинамическая температура модели АЧТ должна быть известна с погрешностью не хуже $\pm 0,5\%$. Например, для температуры плавления меди (1357,78 К) это соответствует отклонению $\Delta T=\pm 6,8$ К, что вполне достижимо.

Результаты. По результатам измерений для термодинамической температуры $T=1357,78$ К и центральной длины волны $\lambda=656$ нм получены следующие показатели спектральной излучательной способности:

— для вольфрамовой ленты накаливания $\varepsilon=5,8679/13,295=0,4413$ (см. рис. 2, отношение производных); согласно справочным данным из работы [3] $\varepsilon=0,4428$; расхождение составляет $\Delta\varepsilon/\varepsilon=(0,4428-0,4413)/0,4428\approx 0,0013=0,15\%$;

— для модели абсолютно черного тела ВВ3500УУ $\varepsilon=13,29/13,295=0,9996$ (см. рис. 2, отношение производных); согласно справочным данным из работы [7] $\varepsilon=0,998$; расхождение с данными авторов-разработчиков модели АЧТ составляет $\Delta\varepsilon/\varepsilon=(0,9996-0,998)/0,998\approx 0,0016=0,16\%$.

Неисключенная систематическая погрешность (НСП) метода оценивается согласно общему правилу расчета погрешности при косвенных измерениях и применительно к уравнению измерения $\varepsilon(\lambda, T)$ определяется как

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{2\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2}, \quad (5)$$

где ΔI — погрешность измерения фототока, $\Delta\lambda$ — погрешность задания длины волны, I — измеренный фототок, λ — заданное монохроматором значение длины волны.

В ходе эксперимента для вольфрама получены следующие значения параметров соотношения (5): $\Delta I=4\cdot 10^{-6}$ А, $\Delta\lambda=0,15$ нм, $I=0,008$ А, $\lambda=656$ нм. Для данных значений, согласно расчету НСП, $\Delta\varepsilon=7,8\cdot 10^{-4}$, $\Delta\varepsilon/\varepsilon=7,8\cdot 10^{-4}/0,443=1,8\cdot 10^{-3}$ или $0,18\%$. Среднеквадратическое отклонение в ходе эксперимента $\sigma\approx 0,15\%$. Итак, расширенная неопределенность (коэффициент охвата $k=2$) предлагаемого метода измерения излучательной способности равна $u_{k=2}=2\sqrt{\Delta\varepsilon^2 + \sigma^2} \approx 0,5\%$.

Заключение. Экспериментально установлено, что погрешность измерения спектрального коэффициента излучения рассмотренным методом не превышает $0,5\%$. Исходя из этого вполне правомерно утверждать, что использование предложенного метода позволяет измерять спектральный коэффициент излучения с точностью, близкой к эталонной, обеспечивая при этом возможность измерений в широком температурном и волновом диапазоне и для

широкой номенклатуры твердых тел, в том числе моделей абсолютно черного тела, для которых применимость других известных методов ограничена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русин С. П. Определение температуры непрозрачного материала по спектральному распределению интенсивности собственного излучения при неизвестной излучательной способности // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 2. С. 203—210.
2. Походун А. И. Государственный первичный эталон единицы температуры ГЭТ 34-2007 // Мир измерений. 2011. № 1. С. 32—40.
3. Larrabee R. D. The spectral emissivity and optical properties of tungsten // Technical report. Massachusetts: Institute of Technology Cambridge, 1957. P. 39—43.
4. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
5. Котов Д. В., Суржииков С. Т. Локальная оценка направленной излучательной способности светорассеивающих объемов методом Монте-Карло // Теплофизика высоких температур. 2007. Т. 45, № 6. С. 885—895.
6. Пат. 2685548 РФ. Способ измерения спектрального коэффициента излучения тела / В. П. Ходунков. Опубл. 22.04.2019. Бюл. № 12.
7. Пат. 2148801 РФ. Модель черного тела / Б. Б. Хлевной, В. Б. Хромченко и др. Опубл. 10.05.2000.

Сведения об авторе

Вячеслав Петрович Ходунков

— канд. техн. наук; ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, отдел эталонов и научных исследований в области термодинамики;
E-mail: walkerearth@mail.ru

Поступила в редакцию
08.07.19 г.

Ссылка для цитирования: Ходунков В. П. Метод измерения спектральной излучательной способности нагретых тел // Изв. вузов. Приборостроение. 2019. Т. 62, № 11. С. 1015—1021.

METHOD OF MEASUREMENT OF SPECTRAL EMISSIVITY OF HEATED BODIES

V. P. Khodunkov

*D. I. Mendeleev Institute for Metrology,
190005, St. Petersburg, Russia
E-mail: walkerearth@mail.ru*

A new spectral method for measuring the emissivity of solids at high temperatures is considered. The method is based on determination of wavelength dependence of the studied body spectral brightness in a narrow spectral range. Theoretical substantiation and results of experimental verification of the method are presented.

Keywords: spectral emissivity, gray body, measurement, high temperature, energetic radiance, wavelength

REFERENCES

1. Rusin S.P. *High Temperature*, 2018, no. 2(56), pp. 193—200.
2. Pokhodun A.I. *Measurements World*, 2011, no. 1, pp. 32—40. (in Russ.)
3. Larrabee R.D. *Technical report*, Massachusetts, Institute of Technology Cambridge, 1957, pp. 39—43.
4. Siegel R., Howell J.R. *Thermal radiation heat transfer*, Hemisphere, Taylor and Francis, 1992.
5. Kotov D.V., Surzhikov S.T. *High Temperature*, 2007, no. 6(45), pp. 807—817.
6. Patent 2685548 RU, *Sposob izmereniya spektral'nogo koeffitsiyenta izlucheniya tela* (The Method of Measuring the Spectral Emissivity of the Body), V.P. Khodunkov, Published 22.04.2019, Bulletin 12. (in Russ.)
7. Patent 2148801 RU, *Model' chernogo tela* (Black Body Model), Khlevnoy V.B., Khromchenko V.B., Ibragimov N.A., Shapoval V.I., Sapritskiy V.I. Published 05.2000 (in Russ.)

Data on author

Vyacheslav P. Khodunkov — PhD; D. I. Mendeleev Institute for Metrology, Department of Standards and Research in the Field of Thermodynamics;
E-mail: walkerearth@mail.ru

For citation: Khodunkov V. P. Method of measurement of spectral emissivity of heated bodies. *Journal of Instrument Engineering*. 2019. Vol. 62, N 11. P. 1015—1021 (in Russian).

DOI: 10.17586/0021-3454-2019-62-11-1015-1021