

**ВЫБОР СПЕКТРАЛЬНОГО ИНТЕРВАЛА, В КОТОРОМ НАГРЕТЫЙ НЕПРОЗРАЧНЫЙ ОБЪЕКТ ИЗЛУЧАЕТ КАК СЕРОЕ ТЕЛО**

© 2010 г. А. Н. Магунов

*НИИ перспективных материалов и технологий  
Россия, 115054, Москва, ул. Малая Пионерская, 12  
Поступила в редакцию 18.05.2010 г.*

Температуру непрозрачных объектов с излучательной способностью  $\varepsilon(\lambda)$ , зависящей от длины волны, можно достаточно точно (с погрешностью  $\leq 1-5\%$ ) определять по спектру теплового излучения с помощью модели серого тела  $\varepsilon = \text{const}(\lambda)$ . В основе этого лежит несоизмеримо более сильная спектральная зависимость интенсивности теплового излучения  $I(\lambda)$  в коротковолновой области по сравнению со спектральной зависимостью  $\varepsilon(\lambda)$ . При не слишком высоких температурах ( $T \leq 3000-4000$  К) любой непрозрачный объект излучает в коротковолновой области спектра ( $\lambda \leq 350-400$  нм) как серое тело, даже если по своим оптическим свойствам существенно отличается от серого тела. Приведен экспериментальный спектр теплового излучения вольфрама ( $T \approx 1970$  К), для которого в длинноволновой области спектра ( $\lambda > 580$  нм) проявляется влияние излучательной способности.

**ВВЕДЕНИЕ**

Множество исследованных объектов излучает иначе, чем черное тело. Отличия описываются излучательной способностью  $\varepsilon(\lambda, T) \leq 1$ , которая является индивидуальной характеристикой материалов и поверхностей [1, 2].

Однако часто наблюдается и подобие экспериментально регистрируемых спектров теплового излучения объектов и спектра излучения черного тела. Это подобие описывается приближением серого тела  $\varepsilon = \text{const}(\lambda)$  и лежит в основе метода спектральной пирометрии [3]. Возможность описания излучения многих объектов как излучения серого тела выявилась при сравнении экспериментальных спектров со спектрами черного тела. Распространенность серых тел, установленная в последние 15–20 лет, не является заранее очевидной, она даже противоречит давно сложившейся уверенности в том, что спектр излучения серого тела не более распространен, чем спектр черного тела. Поскольку экспериментально наблюдается подобие спектров теплового излучения черного тела и разнообразных объектов (твердых тел и жидкостей, пламен, взрывов, плазмы, наночастиц), то должна существовать причина, по которой индивидуальные оптические свойства разных сред и объектов не являются определяющими в формировании спектра теплового излучения. Недавно было показано, что для платины при  $T = 1000$  К влияние достаточно сильной зависимости  $\varepsilon(\lambda)$  на температуру, вычисляемую по спектру излучения в области длин волн  $\lambda = 500-1000$  нм, пренебрежимо мало [4]. Необходимо установить, при каких условиях несущественно и при каких

существенно влияние излучательной способности  $\varepsilon(\lambda)$  на температуру, вычисляемую по спектру.

В данной работе показано, что в области не слишком высоких температур ( $T \leq 3000-4000$  К) приближение серого тела выполняется из-за несоизмеримо более сильной спектральной зависимости интенсивности излучения  $I(\lambda)$  в области Вина по сравнению с зависимостью  $\varepsilon(\lambda)$ . Чтобы любой непрозрачный объект (например, металл) излучал как серое тело, необходимо проводить регистрацию спектра в коротковолновой области. Область является коротковолновой, если самая большая длина волны в ней в  $\sim 3$  раза меньше, чем длина волны, соответствующая максимуму интенсивности в распределении Планка при той же температуре.

**ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ  
ВОЛЬФРАМОВОЙ НИТИ**

Спектр излучения маломощной (0.25 Вт) лампы накаливания с вольфрамовой спиралью зарегистрирован с помощью дифракционного спектрометра HR 2000+ (Ocean Optics) с кремниевой п.з.с.-линейкой фотоприемников. Регистрируется интервал длин волн от 350 до 740 нм. Приемный торец оптического волокна  $\varnothing 0.6$  мм находится на расстоянии 10 см от лампы. Время накопления спектра 5 мс. После регистрации спектра проводится его коррекция, для этого спектральная зависимость светочувствительности линейки калибруется с помощью черного тела.

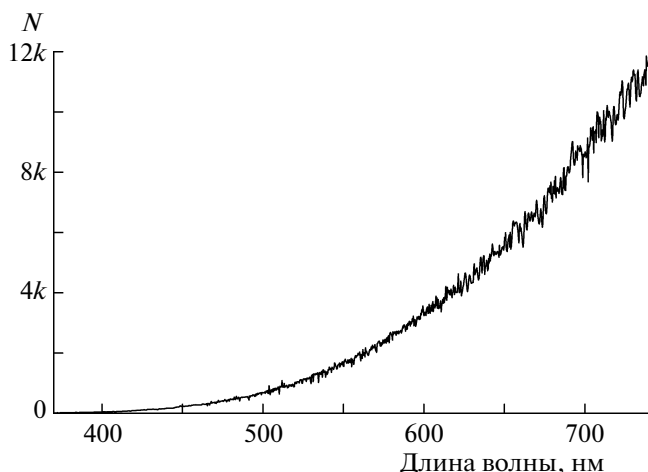


Рис. 1. Спектр излучения вольфрамовой спирали.

Интенсивность излучения на входе в спектрометр описывается для области Вина ( $C_2/\lambda T \gg 1$ ) выражением

$$I(\lambda, T) = \varepsilon A C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T), \quad (1)$$

где  $A$  — геометрический фактор,  $C_1 = 37418 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4/\text{см}^2$ ,  $C_2 = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{град}$ , длина волны выражена в микрометрах, интенсивность — в  $\text{Вт}/\text{см}^2 \text{ мкм}$ .

С помощью п.з.с.-спектрометра регистрируется количество фотоэлектронов  $N$ , накопленное в каждом пикселе за время экспозиции, при этом  $I \sim N/\lambda$ .

На рис. 1 показан полученный спектр излучения лампы после коррекции. На рис. 2 показан тот же спектр в координатной плоскости  $(x, y)$ , где  $x = C_2/\lambda$ ,  $y = \ln(\lambda^4 N)$ . Для изотермического серого излучателя область Вина в спектре теплового излучения спрямляется в этих координатах, и температура определяется по наклону прямой. В данном случае наклоны коротковолнового и длинноволнового краев отличаются, что приводит к заметному отличию температур на краях спектра. Излучение вольфрамовой спирали отличается от излучения серого тела. Температура, вычисленная по коротковолновому участку спектра ( $\lambda = 370\text{--}440 \text{ нм}$ ), составляет  $1971 \pm 5 \text{ К}$ . Температура по длинноволновому участку ( $\lambda = 670\text{--}740 \text{ нм}$ ) равна  $2132 \pm 17 \text{ К}$ , т.е. на 8% выше.

Необходимо выявить смысл разных температур, получаемых для одного объекта. Покажем, что отличия вычисляемых температур связаны со спектральной зависимостью  $\varepsilon(\lambda)$ .

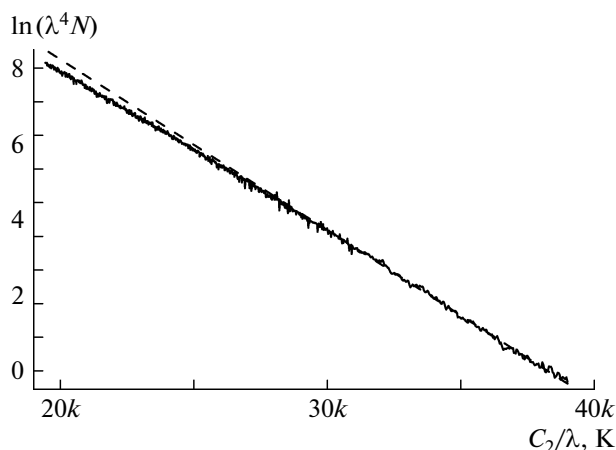


Рис. 2. Спектр вольфрамовой спирали в координатах Вина (сплошная линия) и экстраполяция коротковолнового участка (штриховая линия).

### ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ МЕТАЛЛОВ НА СПЕКТР ТЕПЛОвого ИЗЛУЧЕНИЯ

Модель серого тела в некоторых случаях достаточно точно характеризует в видимой области экспериментальные спектры излучения нагретых металлов, которые по своим оптическим свойствам существенно отличаются от серых излучателей. Например, показано [5], что излучение поверхности молибдена при  $T \approx 1000 \text{ К}$  в интервале  $\lambda = 600\text{--}1000 \text{ нм}$  соответствует модели серого тела, хотя излучательная способность в этом интервале уменьшается в 1.5 раза. С помощью этой же модели точно определена по спектрам излучения в видимой области ( $\lambda = 650\text{--}830 \text{ нм}$ ) точка плавления платины ( $T_{\text{пл}} = 2060 \pm 30 \text{ К}$ , табличное значение  $T_{\text{пл}} = 2045 \text{ К}$ ) [6], для которой излучательная способность быстро падает с длиной волны [4, 7].

Металлы можно разделить на три группы по изменению излучательной способности  $\varepsilon(\lambda)$  в спектральном интервале 200–1000 нм. Слабая зависимость (изменение на  $\leq 10\%$ ) характерна для Al; средняя (изменение на 20–50%) — для Cr, Mo, W, стали; сильная (изменение в 2–3 раза) — для Ag, Au, Cu, Ni, Pt, Rh. При этом, как правило, выполняется условие  $\partial\varepsilon/\partial\lambda < 0$ .

Рассмотрим влияние зависимости коэффициента излучения от длины волны  $\varepsilon(\lambda)$  на результат измерения температуры. Пусть коэффициент излучения поверхности уменьшается с длиной волны в соответствии с выражением

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_0 \exp(-\lambda/\lambda_0), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0 \leq 1$  и  $\lambda_0$  — постоянные.

Зависимость (2) не воспроизводит деталей, характерных для разных металлов, но отражает основную особенность спектров: быстрое уменьшение излучательной способности металлов с дли-

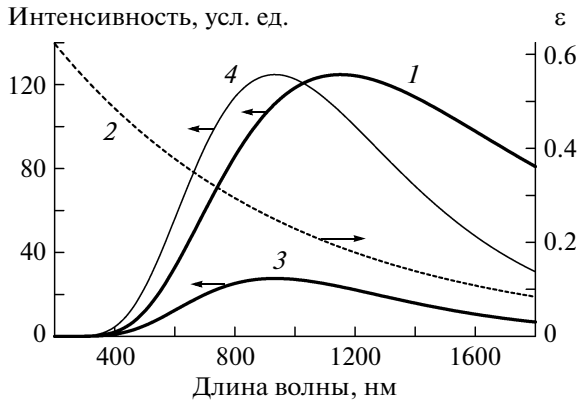


Рис. 3. Спектр излучения черного тела при  $T = 2500$  К (1), излучательная способность (2), результирующий спектр селективного излучателя (3), тот же спектр после увеличения (4).

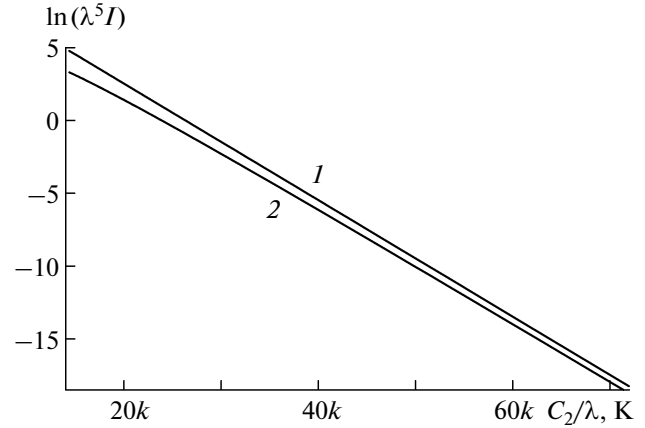


Рис. 4. Спектр черного тела (1) и селективного излучателя (2) в координатах Вина.

ной волны. В данном случае существенно не точное соответствие используемого приближения реальным материалам, но качественная тенденция поведения погрешностей при определении температур по спектрам. Будем считать, что зависимость  $\epsilon(\lambda)$  не изменяется с температурой, это позволит выявить влияние зависимости  $I(\lambda, T)$  на температуры, вычисляемые по разным участкам спектра при разных температурах объекта. Зависимости  $\epsilon(\lambda)$  при нагревании металлов становятся слабее из-за увеличения поглощения в длинноволновой области [8].

На рис. 3 показан спектр излучения черного тела при  $T_0 = 2500$  К и спектр излучения объекта с изменяющимся коэффициентом излучения (при  $\epsilon_0 = 0.8$  и  $\lambda_0 = 800$  нм) при той же температуре. Видно, что в спектре излучения объекта максимум сместился в коротковолновую сторону. Спектр излучения объекта является более узким по сравнению со спектром черного тела: на уровне интенсивности 0.5 спектральный интервал излучения объекта меньше из-за того, что интенсивность спадает быстрее в длинноволновой области.

На рис. 4 показаны фрагменты этих же спектров для спектрального интервала 200–1000 нм.

**Таблица 1.** Температуры, вычисленные по разным спектральным интервалам  $\Delta\lambda$  в спектре излучения объекта с  $T_0 = 2500$  К и коэффициентом излучения  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/800)$

	$\Delta\lambda$ , нм			
	200–400	400–700	700–1000	200–1000
$T$ , К	2544	2663	2950	2622
$\epsilon_{\max}/\epsilon_{\min}$	1.28	1.45	1.46	2.72
$(T - T_0)/T_0$	0.018	0.065	0.18	0.049

Видно, что в коротковолновой области линии, описывающие спектры, параллельны, а в длинноволновой области заметны отклонения. Температуры, вычисленные по нескольким спектральным интервалам, сведены в табл. 1. Там же показаны отношения коэффициентов излучения на краях интервалов.

Все температуры, вычисленные по спектрам излучения объекта, выше его действительной температуры, расхождение растет с увеличением длины волны. Изменение величины  $\epsilon_0$  приводит к параллельному переносу спектра по оси ординат, но на вычисляемую температуру не влияет.

В табл. 2 показаны аналогичные температуры для объекта с  $T_0 = 2500$  К и с более медленно изменяющимся коэффициентом излучения ( $\epsilon_0 = 0.8$  и  $\lambda_0 = 1600$  нм). В этом случае отличие вычисляемых температур от  $T_0$  примерно вдвое меньше, чем в табл. 1.

На погрешность определения температуры по интервалу спектра влияет не только изменение  $\epsilon$  в этом интервале, но и положение самого интервала относительно максимума интенсивности в спектре излучения — это следует из сравнения погрешностей в интервалах 400–700 и 700–1000 нм.

На рис. 5 показаны относительные температуры  $T/T_0$ , вычисляемые по локальному наклону спектра (т.е. по наклону касательной, проведенной через точку, соответствующую длине волны  $\lambda$ ).

Основная причина того, что измерение по спектру в коротковолновой области дает более точный результат, обусловлена сильной зависимостью  $I(\lambda)$  в этой области, когда интенсивность излучения растет с длиной волны намного быстрее, чем уменьшается коэффициент излучения. По сравнению с изменением интенсивности теплового излучения любые изменения  $\epsilon(\lambda)$  в том же спектральном интервале можно считать малыми.

Например, при  $T_0 = 2000$  К интенсивность излучения черного тела изменяется в интервале длин волн 200–400 нм более чем на 6 порядков, в интервале 400–700 нм более чем на 2 порядка, в интервале 700–1000 нм менее чем в 4 раза. При  $T_0 = 2500$  К интенсивность излучения черного тела изменяется в интервале длин волн 200–400 нм в 55000 раз, в интервале 400–700 нм в 29 раз, в интервале 700–1000 нм в 2 раза. Коэффициент излучения любого нагретого непрозрачного объекта в интервале 200–1000 нм изменяется не более, чем в 2–4 раза. Поэтому в коротковолновой области теплового спектра изменение излучательной способности несущественно по сравнению с изменением интенсивности излучения черного тела, и практически любой непрозрачный объект излучает, как серое тело. Для вольфрамовой спирали (рис. 1 и 2) верным является значение температуры, вычисленное по коротковолновому краю спектра,  $T = 1971$  К.

Правильный выбор интервала длин волн позволяет уменьшить погрешность термометрии. Задав произвольную зависимость  $\epsilon(\lambda)$ , можно оценить длинноволновый край интервала спектра, в котором вычисление температуры на основе модели серого тела не приводит к ошибке, превышающей заданную величину. Например, для зависимости  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/800)$  при  $T = 3000$  К необходимо проводить вычисления в области длин волн  $\lambda \leq 420$  нм, а при  $T = 4000$  К в области  $\lambda \leq 370$  нм, если требуется погрешность  $\leq 5\%$ . Для зависимости  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/1600)$  для достижения той же погрешности можно проводить вычисления при  $\lambda \leq 600$  нм для  $T = 3000$  К и  $\lambda \leq 520$  нм для  $T = 4000$  К. В случае, когда нет никаких данных об излучательной способности объекта, необходимо использовать для вычисления температуры коротковолновую часть спектра, которая менее всего отклоняется от прямолинейности в координатах Вина.

В эксперименте вопрос о точности измерения температуры связан с возможностью зарегистрировать спектр в коротковолновой, в частности, в у.ф.-области. В измерениях с применением ф.э.у. регистрировали фототок, и продвинулись в у.ф.-область при температурах объекта 2000–2500 К было трудно или невозможно. Применение п.з.с.-линеек позволило накапливать заряд во времени и измерять количество фотоэлектронов в каждом пикселе. Именно с возможностью накопления сигнала связано продвижение в коротковолновую область спектра.

Однако при измерениях в атмосферном воздухе возможности продвижения в ультрафиолетовый диапазон ограничены, так как излучение с длинами волн  $\lambda \leq 185$ –190 нм поглощается молекулярным кислородом на расстояниях менее 10 см. Поэтому уменьшить погрешность измерения температуры до 1%, выбирая интервал длин

**Таблица 2.** Температуры, вычисленные по разным спектральным интервалам  $\Delta\lambda$  в спектре излучения объекта с  $T_0 = 2500$  К и коэффициентом излучения  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/1600)$

	$\Delta\lambda$ , нм			
	200–400	400–700	700–1000	200–1000
$T$ , К	2522	2579	2706	2559
$\epsilon_{\max}/\epsilon_{\min}$	1.13	1.21	1.21	1.65
$(T - T_0)/T_0$	0.0009	0.032	0.082	0.024

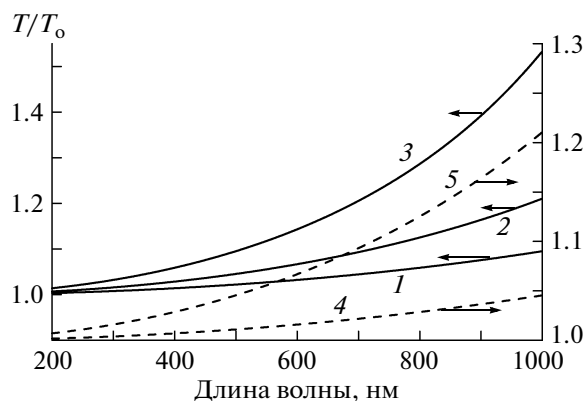
волн  $\lambda \leq 200$  нм, для модельного объекта при температуре, близкой к 4000 К (рис. 5), не представляется возможным.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель серого тела справедлива тогда, когда прямолинейность спектра в координатах Вина наблюдается в широком интервале длин волн. Отклонения от прямолинейности обусловлены изменениями температуры за время накопления спектра [9] или по области визирования [10, 11], а также сильной спектральной зависимостью излучательной способности.

Влияние излучательной способности на регистрируемый спектр нагретого металла проявляется в том, что более низкая температура вычисляется по коротковолновому краю спектра, она и является характеристикой объекта. Для мало-мощной лампы накаливания по коротковолновому краю ( $\lambda = 370$ –440 нм) спектра получена температура вольфрамовой нити  $T = 1971 \pm 6$  К.

Неполнота или отсутствие данных об излучательной способности многих селективно излуча-



**Рис. 5.** Спектральная зависимость вычисляемой температуры по отношению к действительной температуре. Излучательная способность  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/800)$ , температура 1000 К (1), 2000 К (2) и 4000 К (3). Излучательная способность  $\epsilon(\lambda) = 0.8\exp(-\lambda/1600)$ , температура 1000 К (4) и 4000 К (5).

ющих материалов не является препятствием для измерения их температуры методом спектральной пирометрии. В эксперименте регистрируется произведение двух функций, одна из которых известна и заведомо изменяется на несколько порядков сильнее второй, а вторая, как правило, неизвестна. Выбрав интервал спектра, где известная функция  $I(\lambda, T)$  изменяется наиболее сильно, можно не учитывать изменений неизвестной функции  $\varepsilon(\lambda)$ , поскольку эти изменения сравнительно малы и приводят к пренебрежимо малым отклонениям вычисляемой температуры от истинного значения. Это позволяет использовать вместо выражения (1) более простое выражение

$$I(\lambda, T) = \varepsilon^* A C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T^*),$$

где  $\varepsilon^* = \text{const}$ . Для металлов с сильной зависимостью  $\varepsilon(\lambda)$  и  $\partial\varepsilon/\partial\lambda < 0$  вычисляемая температура  $T^*$  при этой замене больше истинного значения  $T$ , но  $(T^* - T)/T \ll 1$ . Для других объектов, для которых выполняется обратное условие  $\partial\varepsilon/\partial\lambda > 0$  (например, Si), вычисляемая температура, наоборот, несколько меньше, чем истинная температура.

Итак, регистрация коротковолновой области теплового спектра позволяет уменьшить погрешность определения температуры селективного излучателя до допустимого уровня (например, 1–5%) при использовании простейшей модели серого излучателя. При не слишком высокой температуре (2500–3000 К) можно уменьшить погрешность определения температуры до 1%, а при более низких температурах (1000–2000 К) довести ее до 0.1%. Приближение серого излучателя имеет под собой такую основу: спектр теплового излучения

любого непрозрачного объекта в коротковолновой области почти не зависит от его оптических свойств. Увеличение погрешности с температурой, возникающее в расчетной модели с излучательной способностью (2), для реальных объектов частично или полностью компенсируется тем, что зависимость  $\varepsilon(\lambda)$  с увеличением температуры становится слабее, и любой селективно излучающий металл при нагревании приближается по излучательным свойствам к серому телу.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.–Л.: ГТТИ, 1934.
2. Излучательные свойства твердых материалов / Под ред. А.Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974.
3. Магунов А.Н. // ПТЭ. 2009. № 4. С. 5.
4. Deemyad S., Papathanassiou A.N., Silvera I.F. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. № 9. 093543.
5. McCauley T.S., Israel A., Vohra Y.K. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 4. P. 1860.
6. Shen G., Rivers M.L., Wang Y., Sutton S.R. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 2. P. 1273.
7. Золотарев В.М., Морозов В.Н., Смирнова Е.В. Оптические постоянные природных и оптических сред. Л.: Химия, 1984.
8. Ujihara K. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 5. P. 2376.
9. Rekhi S., Tempere J., Silvera I.F. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. № 8. P. 3820.
10. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А. и др. // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 1. С. 135.
11. Магунов А.Н. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 7. С. 78.