

Бесконтактная термопирометрия для плотного вещества

© Л.Г. Дубас

Физико-химическая лаборатория, "Научно-исследовательский институт детского питания" РАСХН, 143500 Истра, Московская область, Россия
e-mail: sudarih@gmail.com

(Поступило в Редакцию 25 ноября 2011 г. В окончательной редакции 1 июня 2012 г.)

Предложена калибровка пирометров с целью уменьшения погрешности измерений и увеличения точности бесконтактного измерения температуры. Существенной особенностью предлагаемого метода калибровки пирометров является возможность использования двухступенчатого подхода с предварительной или дополнительной регистрацией нормального состояния системы и теплового излучения для уточнения измерения температуры. Для увеличения достоверности результатов и расширения области применения термической пирометрии необходимо снизить влияние относительной неопределенности коэффициента спектрального отношения на результаты измерения.

Введение

Оптические, физические и химические свойства любого вещества зависят от температуры. В настоящее время известно несколько методов измерения температуры с помощью пирометров. Пирометрические методы, основанные на измерении электромагнитного излучения [3–7], приобретают все большее значение по мере развития электронной элементной базы, основанной на фотоприемниках и микропроцессорах. Оптические методы регистрации светового излучения для измерения температуры могут применяться как в диапазоне сравнительно невысоких температур (здесь меньше температуры плавления хрома), так и высоких температур.

Результат пирометрического измерения температуры зависит от того, насколько изучены и понятны зависимости оптических свойств от температуры для наблюдаемого объекта и оптического тракта наблюдения в эксперименте и в какой степени можно калибровать на месте шкалу измерений. Существенным дополнением является наличие коэффициента передачи излучения или коэффициента поглощения среды, в которой происходит транспортировка регистрируемого теплового излучения. Аналогично следует отметить присутствие коэффициента передачи аппаратного и программного обеспечения термопирометров при регистрации теплового оптического излучения.

В сложных условиях относительная погрешность определения температуры может достигать высоких значений и соответственно низких значений точность, определенная как относительная погрешность с отрицательным знаком. В некоторых случаях возможность экспериментальной оценки относительной погрешности температуры не является простой, не всегда понятны источники систематических ошибок и неопределенностей измерения. При измерении температуры плотного пара возникает необходимость учета коэффициента излучения микро- и наночастиц (МНЧ). При наблюдении объектов сквозь поглощающую среду в оптическом тракте наблюдения необходимо учитывать поглощательную

способность МНЧ-среды наблюдения. Учет оптических свойств этих МНЧ позволит достигнуть необходимой точности.

Для многих экспериментальных измерений инструментальная относительная погрешность по отношению к абсолютной температуре является приемлемой, за исключением особо сложных обстоятельств измерений или сложных объектов наблюдений. Ряд ошибок при температурных измерениях конденсированной среды и плотного газа методами бесконтактной термометрии рассмотрен в [6,7]. Причины многих ошибок связаны, как правило, с недостаточной изученностью обстоятельств измерения и оптических свойств объектов. Вполне актуальным является развитие термопирометрии [1] для измерения действительных температур.

Одними из возможных устройств измерения электромагнитного излучения являются спектральные фотометры или радиометры [3].

Цель работы заключается в теоретическом представлении для измерения температуры возможности использования калиброванных устройств, основанных на измерении теплового электромагнитного излучения, регистрируемого в полихроматическом или спектральном фотометре или радиометре.

1. Пирометрия теплового излучения

Пирометрия широко применяется в науке, технике, материаловедении, технологии поверхностных покрытий, для контроля температуры объекта.

Универсальным методом измерения высоких температур является бесконтактная пирометрия, основанная на измерении спектральной мощности теплового излучения нагретых объектов. Действительные температуры измеряются по оптическому излучению с использованием свойств функции Планка, описывающей тепловую спектральную мощность абсолютно черного тела [5]. Наибольшая распространенность метода обусловлена тем, что возможность измерения температуры объекта

относится к различным параметрам: фазовому состоянию вещества, химическому составу, форме объекта и значению расстояния до него.

Спектральная мощность теплового излучения черного тела в единице спектра длин волн описывается обобщенной формулой Планка

$$I_\lambda = \frac{\kappa C_1}{\lambda^5 [\exp(C/(\lambda T)) - 1]};$$

$$k = \frac{1}{\lambda}; \quad \kappa(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)\alpha(\lambda, T), \quad (1)$$

где I_λ — удельная спектральная мощность по длинам волн ($\text{W}\mu\text{m}^4\text{cm}^{-2}$), $C_1 = 37417.7\text{W}\mu\text{m}^4\text{cm}^{-2}$, $C = C_2 = 14387.8\mu\text{m}\cdot\text{K}$, T — температура, λ — длина волны (в микрометрах), k — волновое число (в обратных микрометрах), ε — коэффициент черноты излучения, α — коэффициент передачи (пропускания), κ — коэффициент преобразования („радиоматический“ коэффициент) для регистрируемого излучения, определяемый произведением коэффициента излучения наблюдаемого объекта и коэффициента передачи (пропускания) измеряемого электромагнитного излучения через среду наблюдения.

Преобразуем уравнение (1) к следующему определению измеряемой температуры:

$$T = C \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \left\{ \ln \left[\frac{C_1 \kappa(\lambda, T)}{\lambda^5 I_\lambda(\lambda) + 1} \right] - \ln \left[\frac{C_1 \kappa(\lambda_0, T)}{\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0) + 1} \right] \right\}; \quad (2)$$

$$T = \frac{C}{\lambda \ln [C_1 \kappa(\lambda, T) / (\lambda^5 I_\lambda(\lambda)) + 1]},$$

где λ_0 — некоторая отсчетная длина волны для спектрального диапазона. Здесь вторая формула есть частный случай для первого выражения, если выполняется приближение большей отсчетной длины волны $\lambda_0 \gg \lambda$.

Измерение температур по тепловым излучениям наблюдаемого объекта с использованием фотоприемников на основе из кремния или арсенида галлия обычно проводят в диапазонах инфракрасного, видимого и ультрафиолетового излучений на длинах волн $\lambda \approx 0.2\text{--}2.5\mu\text{m}$ ($k \approx 0.4\text{--}5\mu\text{m}^{-1}$), которые соответствуют области фоточувствительности кремния и арсенида галлия. Максимум спектральной мощности I_λ находится на длине волны, равной $2899.9\mu\text{m}\cdot\text{K}/T$, где T — температура объекта. Наиболее значительные изменения спектральной мощности теплового излучения происходят в коротковолновой области спектра.

2. Коэффициент излучения

Спектры теплового излучения реальных объектов отличаются от спектра черного тела, эти отличия описываются дополнительным коэффициентом излучения

$0 \leq \varepsilon(\lambda, T) \leq 1$, являющимся в общем случае функцией, зависящей от длины волны и температуры, и называемым коэффициентом черноты излучения (излучательной способностью или коэффициентом черноты). Коэффициент излучения $\varepsilon(\lambda, T)$ измеряют экспериментально, и при этом для измерения коэффициента излучательной способности требуется дополнительный метод измерения.

Экспериментальные данные по коэффициентам излучательной способности разных материалов содержатся в справочнике [2].

Если предположить единичность „радиоматического“ (radiomatical) коэффициента для регистрируемого излучения ($\kappa = 1$), то вместо формулы (2) для измеряемой температуры получим цветовой и яркостной аналог для регистрируемой температуры.

Преобразуем уравнение (2) к следующему определению цветовой температуры:

$$T_c = C \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) / \left\{ \ln [C_1 / (\lambda^5 I_\lambda) + 1] - \ln [C_1 / (\lambda_0^5 I_\lambda) + 1] \right\}. \quad (3)$$

где T_c — цветовая температура.

Полученное решение (3) преобразуем к следующему определению для яркостной температуры:

$$T_r = \frac{C}{\lambda \ln [C_1 / (\lambda^5 I_\lambda) + 1]}, \quad (4)$$

где T_r — яркостная температура. В простой оптической пирометрии измерения интенсивности излучения проводят обычно на одной (λ) или двух (λ и λ_0) длинах волн [6,7].

3. Пирометрические измерения

Одноволновая пирометрия основана на том, что интенсивность излучения черного тела на выбранной длине волны определяется только температурой. Метод состоит в измерении интенсивности излучения в некотором спектральном интервале $\Delta\lambda$ в окрестности длины волны λ . Для определения температуры некоторого тела необходимо знать радиоматический коэффициент излучения на выбранной длине волны $\kappa(\lambda, T)$.

В длинноволновой области Рэлея–Джинса ($\lambda T/C \gg 1$) связь между действительной температурой T и яркостной температурой T_r излучающего объекта дается следующим выражением:

$$T = \frac{T_r}{\kappa(\lambda, T)}.$$

Второй делитель в пассивных методах измерений принимает значение не больше единицы, и в этом случае $T \geq T_r$.

В коротковолновой области Вина ($\lambda T/C \ll 1$) связь между действительной обратной температурой B и яркостной обратной температурой B_r излучающего объекта дается следующим выражением:

$$B = B_r + \frac{\lambda \ln[\varkappa(\lambda, T)]}{C}; \quad B_r = \frac{\lambda \ln(C_1/(\lambda^5 I_\lambda))}{C};$$

$$B = \frac{1}{T}; \quad B_r = \frac{1}{T_r}, \quad (5)$$

где B, B_r — значения обратных величин действительной и яркостной температур.

В пирометрии влияние неопределенности радиоматрического коэффициента на результат измерения температуры существенно различается для двух областей: длинноволновой и коротковолновой. Относительная неопределенность $\Delta\varkappa/\varkappa$ радиоматрического коэффициента приводит к такой же относительной неопределенности истинной температуры в длинноволновой области и к меньшей неопределенности температуры в коротковолновой области [4]. Однако в коротковолновой области интенсивность излучения может быть малой, что предполагает применение более чувствительных фотоприемников, регистрирующих накопление фотоэлектронов за время экспозиции.

Двухволновая пирометрия (метод спектрального отношения) основана на том, что отношение интенсивностей излучения черного тела на двух длинах волн однозначно определяет температуру. Метод состоит в измерении и сравнении интенсивностей излучения на двух длинах волн (λ и λ_0). Для нахождения температуры нечерного тела необходимо знать отношение двух радиоматрических коэффициентов \varkappa_1/\varkappa_2 .

В коротковолновой области Вина ($\lambda T/C \ll 1$) связь между действительной обратной температурой B и цветовой обратной температурой B_c излучающего объекта дается следующим выражением:

$$B = B_c + \frac{\ln(\varkappa_x)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}; \quad \varkappa_x = \frac{\varkappa(\lambda, T)}{\varkappa(\lambda_0, T)}; \quad B_c = \frac{1}{T_c};$$

$$B = \frac{1}{T}; \quad B_c = \frac{\ln[I_\lambda(\lambda, T)/I_\lambda(\lambda_0, T)] + 5 \ln(\lambda/\lambda_0)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)},$$

где B, B_c — значения обратных величин действительной и цветовой температур; \varkappa_x — коэффициент спектрального отношения.

Здесь приходится использовать метод итераций для расчета неизвестных величин. Процедура определения температуры методом двухволновой пирометрии заключается в измерении отношения интенсивностей I и I_0 на двух длинах волн, определении цветовой температуры, проведении коррекции и нахождения температуры с помощью вычисленного (методом итераций) или измеренного отношения \varkappa/\varkappa_1 .

Если провести измерения отношений интенсивности на многих парах длин волн и задать цветное двухволновое решение для многих температур для каждой

пары из длин волн (λ_1, λ_0), (λ_2, λ_0) и так далее, то результирующая средняя величина для спектральных цветных обратных температур есть интегральное решение для пирометрической величины обратной температуры. Определение такой средней величины в одной из разновидностей бесконтактной пирометрии наглядно производится средним арифметическим значением по спектру длин волн.

Рассмотрим исходную формулу (1) в преобразованных координатах (B, λ):

$$B = \frac{\lambda P}{C}; \quad P = \ln \left[1 + \frac{\varkappa C_1}{(\lambda^5 I_\lambda)} \right]. \quad (7)$$

График функции $B(\lambda)$ в указанных координатах является постоянной функцией от длины волны. Численное значение этой постоянной линии равно обратной величине действительной температуры.

В реальных измерениях этот график регистрируется с дополнительными систематическими и статистическими погрешностями и неопределенностями. Для вычисления среднего значения температуры используется метод усреднения.

Рассмотрим полученную формулу (7) в преобразованных координатах (B, λ) в коротковолновом приближении:

$$B = \frac{\lambda P}{C}; \quad (8)$$

$$P = \ln \left\{ \frac{\varkappa C_1}{\lambda^5 I_\lambda} \right\} - \sum_j (-1)^j \frac{\{(\lambda^5 I_\lambda)/(\varkappa C_1)\}^j}{j};$$

$$1 \leq j \leq \infty; \quad \frac{(\lambda^5 I_\lambda)}{(\varkappa C_1)} \ll 1,$$

где \sum_j — знак суммирования по натуральным числам.

Для изменений температуры может использоваться коротковолновая асимптотика.

4. Калибровка пирометров

Для калибровки пирометров прежде всего необходимо откалибровать спектральные радиометры и фотометры, на которых основаны измерения спектральной мощности. В том числе эта калибровка относится к аппаратному и программному обеспечению спектрометров для обеспечения требуемой зависимости выходного сигнала от интенсивности регистрируемого излучения.

Для калибровки спектральных пирометров можно использовать термостат с тепловым электромагнитным излучателем с применением эквивалента абсолютно черного тела (АЧТ). Это метод предполагает сравнение показаний проверяемого термометрического прибора с образцовым измерителем температуры.

Перепишем уравнение (2) в ином представлении от обратной температуры:

$$B = \frac{\ln[C_1 \kappa(\lambda, B)/(\lambda^5 I_\lambda(\lambda)) + 1] - \ln[C_1 \kappa(\lambda_0, B)/(\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0)) + 1]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)};$$

$$B = \frac{1}{T}. \quad (9)$$

С целью перехода к коротковолновому приближению преобразуем выражение (9) к следующему уравнению:

$$B = B_s + \{\ln[1 + \lambda^5 I_\lambda(\lambda)/(C_1 \kappa(\lambda, B))] - \ln[1 + \lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0)/(C_1 \kappa(\lambda_0, B))]\} / \{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)\};$$

$$B_s = \{\ln[\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0)/\lambda^5 I_\lambda(\lambda)] + \ln[\kappa(\lambda, B)/\kappa(\lambda_0, B)]\} / \{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)\};$$

$$B = \frac{1}{T}, \quad (10)$$

где B_s — значение обратной величины некоторой температуры, которая равна действительной обратной температуре в коротковолновом приближении:

$$B = B_s; \quad \frac{\lambda^5 I_\lambda}{\kappa(\lambda, B)} \ll C_1; \quad B_s = B_c + \frac{\ln(\kappa_x)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)};$$

$$B_c = \frac{\ln[\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0)/\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda)]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}, \quad \kappa_x = \frac{\kappa(\lambda, B)}{\kappa(\lambda_0, B)}, \quad (11)$$

где B_c — значение обратной величины цветовой температуры, κ_x — коэффициент спектрального отношения.

Аналогично рассмотрим простейшую коротковолновую асимптотику в формуле (8) для термопирометрии:

$$B = \frac{(P - P_0)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}; \quad P = \ln \left\{ \frac{\kappa C_1}{\lambda^5 I_\lambda} \right\};$$

$$B = B_d + \frac{[\ln \kappa_x]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}; \quad \kappa_x = \frac{\kappa(\lambda, B)}{\kappa(\lambda_0, B)};$$

$$B_d = \frac{\ln[(\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0))/(\lambda^5 I_\lambda(\lambda))]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}, \quad (12)$$

где B_d — значение обратной величины спектральной цветовой температуры.

Здесь предполагается усреднение по спектру для спектральной цветовой обратной температуры и для действительной обратной температуры, определяемой графиком функции

$$B = \frac{(P - P_0)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}$$

в координатах (B, λ) .

В псевдосером (сером) приближении пирометрия (12) приводит к упрощенному вычислению обратной температуры с усреднением по спектру длин волн:

$$B = \frac{(P - P_0)}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}; \quad P = \ln \left\{ \frac{C_1}{\lambda^5 I_\lambda} \right\};$$

$$B = \frac{\ln[(\lambda_0^5 I_\lambda(\lambda_0))/(\lambda^5 I_\lambda(\lambda))]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}; \quad |\kappa_x - 1| \ll 1, \quad (13)$$

где $|\kappa_x - 1|$ — модуль неопределенности коэффициента спектрального отношения.

Неопределенность коэффициента спектрального отношения уменьшается при использовании усиления коэффициента излучения [7]. При этом относительная погрешность измерений температуры уменьшается. Также при использовании более широкой области волновых чисел регистрируемого спектра неопределенность коэффициента спектрального отношения приводит к меньшей относительной неопределенности температуры.

Результирующее определение (13), соответствующее псевдосерому представлению, позволяет измерять температуру с некоторой точностью и относительной погрешностью, определяемой выбором параметров пирометра.

Рассмотрим вопрос о калибровке пирометра с использованием некоторого дополнительного образцового термометра. Допустим, что определение действительной температуры может быть проведено в два этапа: вначале совместное калибровочное измерение контрольной температуры контактным и альтернативным способом (например, бесконтактным аналогом контактного) в некоторой контролируемой точке, а затем бесконтактное измерение термическим пирометром разности действительной и контрольной температур в измеряемой точке. В соответствии с точным решением (12) с помощью метода итерационной коррекции должна использоваться следующая формула:

$$B = (B_p - B_n) + B_m + \frac{\ln[\kappa_x(B)/\kappa_x(B_m)]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)}, \quad (14)$$

где B — действительное значение обратной температуры, B_p — измеренное значение обратной величины температуры, B_n — измеренное контрольное значение обратной величины температуры, B_m — калибровочное контрольное значение обратной величины температуры, $\kappa_x(B)/\kappa_x(B_m)$ — коэффициент термического отношения коэффициентов спектрального отношения.

Здесь предполагается усреднение по спектру.

Такой метод определения температуры называется калибровочным в операциях, которые происходят с предварительным или дополнительным регистрированием нормального состояния системы.

Допустим, что коэффициент термического отношения, входящий в определение температуры (14), близок к единице, или измерен достаточно широкий интервал волновых чисел. Тогда последнее слагаемое в (14)

близко к нулю в сравнении с обратной температурой, и получаем следующую упрощенную формулу:

$$B = (B_p - B_n) + B_m; \quad \frac{\ln[\chi_x(B)/\chi_x(B_m)]}{C(1/\lambda - 1/\lambda_0)} \ll B. \quad (15)$$

Измерение небольшой разности обратных температур в пирометрии может проводиться в псевдосером приближении. При этом результирующая относительная погрешность измерений действительной температуры может уменьшиться при использовании дополнительной штатной калибровки (14), (15).

Следовательно, в общем случае результирующее штатное измерение с калибровкой (14) соответствует не серому представлению, где посредством калибровки учтена относительная неопределенность коэффициента спектрального отношения в формуле (12) для термопирометрии.

Для увеличения достоверности результатов и расширения области применения термической пирометрии необходимо снизить влияние относительной неопределенности коэффициента спектрального отношения на результаты измерений (12). В сравнении с одноволновыми яркостными (4) и двухволновыми цветовыми методами (3) методы термической пирометрии имеют повышенную функциональную эффективность.

В эксперименте необходимо регистрировать достаточно широкий спектр излучения каждого объекта и сравнивать его с обобщенным планковским спектром. Современные пирометры находят применение в качестве экспертных измерителей температуры [4].

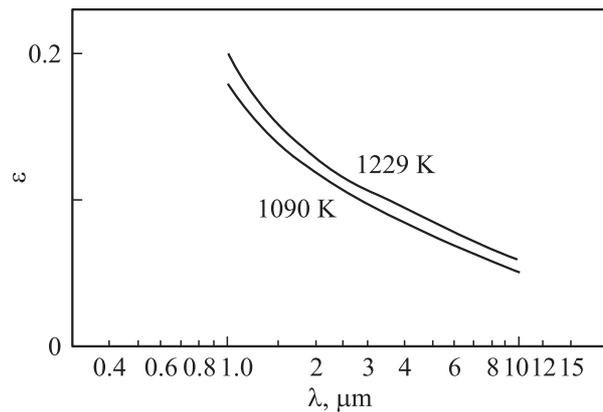
Особенность образцовых измерений состоит в возможности проведения их с использованием эквивалента АЧТ. В этом случае погрешность измерений может быть меньше. В условиях метрологической лаборатории вполне возможно обеспечить низкую относительную погрешность измерений АЧТ.

Обычные измерения проводятся на основе гипотезы о тепловом и непрерывном характере спектра. Наряду с тепловым излучением также возможно характеристическое (линии излучения атомов), которое должно игнорироваться в пирометрии для получения достоверных данных о температуре методами пирометрии для множества объектов и для правильного расчета температуры.

При измерениях часто встречаются объекты, для которых нет информации о коэффициенте излучения. Кроме того, измерения могут сопровождаться дополнительной неопределенностью для коэффициента передачи или поглощения среды наблюдения. Трудности также возникают при выборе коэффициентов излучения и передачи для гетерогенных материалов.

При измерениях через оптические окна неизбежно их запыление и соответствующее изменение передачи измеряющего оптического излучения, которое вносит дополнительную погрешность измерений.

При регистрации электромагнитного поля в поле визирования пирометра возможно наложение нескольких



Коэффициент излучения по нормали с поверхности платины для двух температур [2].

спектров теплового излучения от источников с различной температурой. При расчетах температуры необходимо устранить наложение спектров теплового излучения с целью идентификации с отдельным объектом в поле визирования пирометра конкретного значения температуры или некоторого среднего значения температуры.

Поэтому должен быть контроль изменений коэффициентов излучения и передачи в процессе проведения пирометрических измерений.

Для примера теоретически рассмотрим оценку погрешности измерения температуры при нагревании платины при температурах 1090 и 1229 К и измерении спектра светового излучения по нормали к поверхности образца в диапазоне длин волн 1000–2000 nm. Вычисления произведем при отсчетной длине волны, равной 1500 nm. Данный выбор температур обусловлен наглядными справочными данными для коэффициента излучения платины, представленными в [2] и изображенными на рисунке.

Для упрощения задачи предположим, что поглощение света в оптическом тракте измерения равно нулю. Кроме того, предположим, что статистическая погрешность измерений близка к нулю. Также предположим, что тракт измерения света имеет требуемую аппаратную зависимость выходного сигнала от интенсивности света.

После несложных расчетов получаем отношение для инструментальных систематических погрешностей измерения температуры платины 1090 К в термическом или сером представлении, равное приблизительно ~ 0.11 , которое указывает на относительное уменьшение погрешности термопирометрического метода в данном примере.

5. Заключение

В термопирометрии возможна корректирующая калибровка измерений температуры с использованием коэффициентов термического и спектрального отношения.

Список литературы

- [1] Дубас Л.Г. Термопирометрия для измерения действительной температуры // Бесконтактная термопирометрия для плотного вещества. URL: <http://econfrae.ru/article/6558> (дата обращения 14.02.2012). 6 с.
- [2] Латыев Л.Н. и др. Излучательные свойства твердых материалов / Под ред. А.Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 471 с.
- [3] Daniel L.P.Ng. Многоволновый пирометр для серых и не серых поверхностей в присутствии мешающего излучения. Патент США № 5 326 172 МПК: G01J5/00; G01J5/52; G01J5/62.
- [4] Felice R.A. Expert System Spectropyrometer Results for non-black, non-grey, or Changing Emissivity and Selectively Absorbing Environments. Electro-Techno-Exposition, Moscow, Russia, Nov. 2-4. 2003. 11 p.
- [5] Quinn T.J. Temperature // London: Academic Press Ltd., 1983. P. 384 (Куинн Т. Температура. М.: Мир, 1985. 448 с.)
- [6] Radiometric temperature measurements. I. Fundamentals. Z.M. Zhang, etc., eds / Experimental Methods in the Physical Sciences. Vol. 42. Amsterdam: Elsevier, 2009.
- [7] Radiometric temperature measurements. II. Applications. Z.M. Zhang, etc., eds / Experimental Methods in the Physical Sciences. Vol. 43. Amsterdam: Elsevier, 2010.