

Радиационно-калориметрический метод измерений коэффициента черноты тепловых излучателей

Н. А. ВИХАРЕВА^{1, 2}, В. Я. ЧЕРЕПАНОВ^{1, 2}

¹ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

² Сибирский научно-исследовательский институт метрологии, Новосибирск, Россия, e-mail: milana-maria@mail.ru

Рассмотрен метод измерений коэффициента черноты адиабатических тепловых излучателей. Проведён анализ условий, при которых можно достигнуть максимальной точности измерений.

Ключевые слова: закон Стефана-Больцмана, абсолютно чёрное тело, коэффициент черноты, тепловой излучатель, радиационно-калориметрический метод, реперная точка, адиабатический калориметр.

The article deals with the method of adiabatic thermal radiators emissivity measuring. The conditions under which the maximum measurements accuracy can be achieved have been analyzed.

Key words: Stefan-Boltzmann law, absolutely blackbody, emissivity, thermal radiator, radiation-calorimetric method, reference point, adiabatic calorimeter.

В настоящее время повышение точности и сопоставимости результатов воспроизведения и передачи единицы температуры методами и средствами радиационной термометрии в значительной степени зависит от значений коэффициента черноты используемых эталонных тепловых излучателей. Для решения этой проблемы предлагается использовать тепловые излучатели, основанные на адиабатическом радиационно-калориметрическом методе, который позволяет получать измеряемые с высокой точностью, а не традиционные расчётные значения коэффициента черноты.

Такой метод ранее был предложен для уточнения постоянных Больцмана и Стефана-Больцмана [1—3], а также для определения термодинамических значений реперных точек температурной шкалы [4]. Метод основан на использовании закона Стефана-Больцмана, устанавливающего связь радиационного теплового потока $Q_{\text{АЧТ}}$, испускаемого моделью абсолютно чёрного тела (АЧТ), с его термодинамической температурой $T_{\text{АЧТ}}$:

$$Q_{\text{АЧТ}} = \varepsilon \sigma (T_{\text{АЧТ}}^4 - T_c^4) S, \quad (1)$$

где ε — интегральный полусферический коэффициент теплового излучения модели АЧТ (коэффициент черноты излучателя); σ — постоянная Стефана-Больцмана; $T_{\text{АЧТ}}$ — температура излучателя; T_c — температура среды; S — площадь выходного отверстия излучателя.

Уравнения измерений для определения σ , $T_{\text{АЧТ}}$ излучающей полости имеют вид

$$\sigma = Q_{\text{АЧТ}} / [\varepsilon (T_{\text{АЧТ}}^4 - T_c^4) S];$$

$$T_{\text{АЧТ}} = (Q_{\text{АЧТ}} / \varepsilon \sigma S + T_c^4)^{1/4}.$$

Особенностью предложенного в [3, 4] варианта радиационно-калориметрического метода является использование адиабатических условий для излучателя, при которых вся измеряемая мощность, выделяемая источником нагрева, преобразуется в радиационный тепловой поток, что позволяет с высокой точностью определить $Q_{\text{АЧТ}}$ с использованием результатов измерений электрической мощности нагревателя. Следует отметить, что оценки погрешности результатов измерений σ , $T_{\text{АЧТ}}$, приведённые в [3, 4], получены в предположении, что излучателем является АЧТ, для которого $\varepsilon = 1$. При этом вопрос, связанный с учётом такого допущения, остаётся открытым. Действительно, оценку значений коэффициента черноты реальных конструкций АЧТ обычно рассчитывают на основе математических моделей, учитывающих неоднородность температурного поля и геометрию излучателей. Например, вычисление ε излучателя с выходным отверстием диаметром 20 мм при температуре плавления галлия даёт значение 0,999929 (относительная погрешность $1 \cdot 10^{-6}$) [5]. Однако подтвердить эти цифры на практике невозможно. Поэтому актуален поиск методов экспериментального определения действительных (фактических) значений коэффициента черноты реальных тепловых излучателей и, прежде всего, моделей АЧТ, используемых в эталонах физических величин.

Рассмотренный в [3, 4] вариант радиационно-калориметрического метода позволяет экспериментальным путём находить действительные значения коэффициента черноты ε моделей АЧТ. Метод основан на законе Стефана-Больцмана (1), из которого следует уравнение измерений

$$\varepsilon = Q_{\text{АЧТ}} / \sigma (T_{\text{АЧТ}}^4 - T_c^4) S. \quad (2)$$

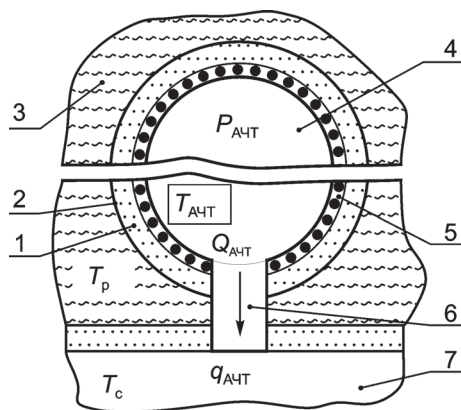


Схема реализации радиационно-калориметрического метода:

1 — теплоизоляция; 2 — оболочка; 3 — чистое вещество; 4 — излучатель; 5 — электрический нагреватель; 6 — отверстие; 7 — поглощающая полость

Принципиальную возможность реализации метода поясняет рисунок. Тепловой излучатель 4 снабжён электрическим нагревателем 5 мощностью $P_{\text{АЧТ}}$ и имеет отверстие 6 с поперечным сечением площадью S . Снаружи излучатель покрыт эффективной экранно-вакуумной теплоизоляцией 1. Внешняя поверхность теплоизоляции контактирует с оболочкой 2, помещённой в среду чистого вещества 3, находящегося при температуре T_p фазового перехода одной из реперных точек температурной шкалы. Тепловой поток $Q_{\text{АЧТ}}$ плотностью $q_{\text{АЧТ}}$, формируемый полостью излучателя, направлен через отверстие 6 в поглощающую полость 7 с температурой T_c . Излучающая и поглощающая полости находятся в вакууме.

Рассмотрим условия, при которых предлагаемым методом можно достигнуть максимальной точности измерений коэффициенты черноты. При проведении измерений желательно, чтобы температура T_c полости была намного ниже температуры $T_{\text{АЧТ}}$ излучателя, например, соответствовала температуре кипения гелия ($\approx 4,2$ К). Значения теплового потока при этом будут более высокими, а требования к точности и стабильности T_c — менее жёсткими. Из (2) следует, что при $T_{\text{АЧТ}} \approx 300$ К, $T_c \approx 4,2$ К поправка на температуру T_c составит $3,2 \cdot 10^{-8}$ и ей можно пренебречь. В этом случае возможную относительную погрешность δ_ϵ определения коэффициента черноты можно оценить по формуле

$$\delta_\epsilon = 1,4 \left(\delta_Q^2 + \delta_\sigma^2 + 4\delta_T^2 + \delta_S^2 \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где δ_Q , δ_σ , δ_T , δ_S — относительные погрешности $Q_{\text{АЧТ}}$, σ , $T_{\text{АЧТ}}$, S , соответственно.

Входящая в уравнение (3) константа $\sigma = 5,670393 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$ известна с высокой точностью, а относительная неопределённость δ_σ этого числа составляет около $0,2 \cdot 10^{-6}$. Если излучатель находится при температуре T_p реперной точки ($T_{\text{АЧТ}} - T_p$), то её значение также известно. Например для реперной точки плавления галлия $T_p = 302,9146 \pm 2 \cdot 10^{-4}$ К, т. е. его относительная погрешность $\delta_T = 0,7 \cdot 10^{-6}$. Однако значение температуры излучателя входит в уравнение (3) с

коэффициентом 4 и эту погрешность необходимо учитывать. Таким образом, основными источниками погрешности предложенного метода являются измерения теплового потока $Q_{\text{АЧТ}}$, температуры $T_{\text{АЧТ}}$ и площади S выходного отверстия излучателя.

Наиболее точно тепловой поток определяют методом адиабатической калориметрии [6]. В данном случае методика его реализации заключается в следующем. При выключенном нагревателе и теплоизоляции температура $T_{\text{АЧТ}}$ излучающей полости находится ниже температуры T_p фазового перехода реперной точки. Разность этих температур зависит от качества теплоизоляции излучателя. При идеальной теплоизоляции $T_{\text{АЧТ}} = T_c$. Регулируя мощность нагревателя, можно подобрать такое её значение $P_{\text{АЧТ}}$, при котором температура $T_{\text{АЧТ}}$ излучателя станет максимально близкой к температуре T_p реперной точки (оболочки), а тепловой поток Q_λ сведётся к минимуму. В этом случае формула для расчёта $Q_{\text{АЧТ}}$, с учётом распределения мощности нагревателя на остаточные тепловые потоки, примет вид

$$Q_{\text{АЧТ}} = P_{\text{АЧТ}} \pm Q_\lambda \pm Q_v. \quad (4)$$

где Q_λ — тепловой поток между излучателем и оболочкой, обусловленный несовершенством теплоизоляции и отсутствием идеального равенства значений их температуры; Q_v — тепловой поток, который вызван дрейфом температуры излучателя, приводящим к поглощению или выделению теплоты.

В адиабатической калориметрии принято, что близость к нулю теплового потока Q_λ определяет степень соблюдения условия адиабатичности, а теплового потока Q_v — условия стационарности теплового режима излучателя [7]. Из (4) следует выражение для нахождения погрешности δ_Q определения теплового потока $Q_{\text{АЧТ}}$:

$$\delta_Q = 1,4 \left(\delta_P^2 + \delta_\lambda^2 + \delta_v^2 \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Слагаемое δ_P определяется погрешностью измерений электрической мощности $P_{\text{АЧТ}}$ нагревателя, и его можно оценить значением $1 \cdot 10^{-6}$. Остаточный тепловой поток Q_λ между излучателем и оболочкой (когда $\Delta T = (T_{\text{АЧТ}} - T_p) \approx 0$) является суммой потоков $Q_{\lambda 1}$ по теплоизоляции излучателя и $Q_{\lambda 2}$ по измерительным и токоподводящим проводникам:

$$\begin{cases} Q_\lambda = Q_{\lambda 1} + Q_{\lambda 2}; \\ Q_{\lambda 1} = \lambda_1 \Delta T F_1 / d; \\ Q_{\lambda 2} = \lambda_2 \Delta T F_2 / l, \end{cases}$$

где λ_1 , F_1 , d — теплопроводность, эффективная площадь и толщина теплоизоляции между излучателем и оболочкой; λ_2 , F_2 , l — теплопроводность, полная площадь сечения и длина проводников; ΔT — погрешности поддержания равенства температуры излучателя и оболочки.

Если задать тепловой поток $Q_{\text{АЧТ}}$ и погрешность ΔT , то относительную погрешность δ_λ , обусловленную неидеальной адиабатизацией, можно записать как

$$\delta_\lambda = Q_\lambda / Q_{\text{АЧТ}} = [\lambda_1 F_1 / d + (\lambda_2 F_2 / l)] (\Delta T / Q_{\text{АЧТ}}).$$

Если $Q_{\text{АЧТ}} = 0,15$ Вт (расчётное значение при диаметре выходного отверстия излучателя 20 мм и температуре плавления галлия), $\Delta T = 0,5$ мК, $\lambda_1 = 3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м · К) (экранно-вакуумная теплоизоляция), $F_1 = 12 \cdot 10^{-2}$ м², $d = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $\lambda_2 = 50$ Вт/(м · К), $F_2 = 1 \cdot 10^{-7}$ м², $l = 0,1$ м, то искомая погрешность $\delta_\lambda = 0,4 \cdot 10^{-6}$.

Другим важным требованием рассматриваемого метода является выполнение условия стационарности температуры излучателя. Это требование ограничивает возможные значения теплового потока Q_v , который связан с полной теплоёмкостью $C_{\text{АЧТ}}$ излучателя и изменением его температуры во времени dT/dt соотношением

$$Q_v = C_{\text{АЧТ}} dT/dt. \quad (6)$$

Например, при условии $Q_v < 1 \cdot 10^{-6}$ $P_{\text{АЧТ}}$ и $Q_{\text{АЧТ}} = 0,15$ Вт значение Q_v не должно превышать $1,5 \cdot 10^{-7}$ Вт. В этом случае, как следует из (6) при $C_{\text{АЧТ}} = 400$ Дж/К, дрейф средней температуры излучателя должен быть менее 1 мК/ч, что является очень жёстким, практически невыполнимым требованием к стабилизации температуры. Однако для температуры фазовых переходов его можно выполнить. Для высокотемпературных реперных точек значения $Q_{\text{АЧТ}}$ становятся существенно больше и требования к стационарности ослабляются. Кроме этого, возможно введение поправки Q_v к значению $Q_{\text{АЧТ}}$ на основе использования данных по теплоёмкости и скорости изменения температуры излучателя. В частности, если теплоёмкость $C_{\text{АЧТ}}$ излучающей полости известна с погрешностью, не превышающей 0,1 %, то при скорости изменения её температуры 0,1 мК/ч поправка Q_v составляет $1,1 \cdot 10^{-4}$ Вт с неопределённостью $1,1 \cdot 10^{-7}$ Вт. В этом случае относительная погрешность δ_v , обусловленная влиянием нестационарности, не превышает $0,75 \cdot 10^{-6}$. При этом погрешность δ_Q определения $Q_{\text{АЧТ}}$ в соответствии с (5) составит $1,8 \cdot 10^{-6}$.

Для определения погрешности δ_ϵ коэффициента черноты ϵ по формуле (4) также важна максимально возможная точность измерений площади S выходного отверстия излучателя. Существующие эталоны длины могут обеспечить определение диаметров отверстий, равных 20 мм с абсолютной погрешностью, не превышающей 0,02 мкм. Такое значе-

ние соответствует относительной погрешности δ_S определения площади отверстия, составляющей $2 \cdot 10^{-6}$.

Для найденных значений погрешностей ($\delta_Q = 1,8 \cdot 10^{-6}$; $\delta_\epsilon = 0,2 \cdot 10^{-6}$; $\delta_T = 0,7 \cdot 10^{-6}$; $\delta_T = 2 \cdot 10^{-6}$) из формулы (4) следует оценка погрешности измерений коэффициента черноты теплового излучателя (при температуре реперной точки галлия) $\delta_\epsilon = 3,5 \cdot 10^{-6}$. Это значение по порядку величины достаточно близко к оценкам предельно возможной точности определения коэффициента черноты, полученного ранее расчётным путём [5].

Таким образом, проведённый анализ подтверждает принципиальную возможность высокоточных экспериментальных определений коэффициента черноты моделей АЧТ и других тепловых излучателей, используемых в эталонах физических величин, а также при фундаментальных исследованиях в области оптико-физических и температурных измерений.

Л и т е р а т у р а

1. **Quinn T. J.** *Temperature*. N. Y: Academic Press, 1983.
2. **Quinn T. J., Martin J. E.** A radiometric determination of the Stefan-Boltzmann constant // London: Phil. Trans. Royal Soc. 1983. A316. P. 617—620.
3. **Курбатова Н. А., Симонова Г. В., Черепанов В. Я.** Анализ возможности экспериментального уточнения постоянной Больцмана радиационно-калориметрическим методом // Измерительная техника. 2011. № 10. С. 21—25.
4. **Вихарева Н. А., Черепанов В. Я.** Радиационно-калориметрический метод определения термодинамической температуры реперных точек // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2014. X Междунар. науч. конгр., Новосибирск: Междунар. науч. конф. «СибОптика-2014»: сб. материалов в 2 т. Т. 2. Новосибирск: СГГА, 2014. С. 19—24.
5. **Sapritsky V. I., Prokhorov A. V.** Calculation of the effective emissivities of specular-diffuse cavities by the Monte Carlo method // Metrologia. 1992. V. 29. P. 9—14.
6. **West E. D.** Heat exchange in adiabatic calorimeters // J. Res. NBS. 1963. V. 67 A. N. 4. P. 331—341.
7. **Лозинская О. М., Рыбак Н. И., Черепанов В. Я., Ямша-нов В. А.** Государственный первичный эталон единицы поверхностной площади теплового потока // Измерительная техника. 2009. № 10. С. 52—55.

Дата принятия 02.10.2015 г.