

УДК 536/521

А.Г. СЕНЬКОВ, В.А. ФИРАГО

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПИРОМЕТРОВ СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ

In the paper are analyzed possibilities to decrease errors in determining metal temperature by spectral ratio pyrometers with monochromatic channels and increasing their sensitivity by optimal choose of operating wavelengths.

Переход к использованию вместо традиционно применяемых на машиностроительных предприятиях пирометров частичной радиации [1] пирометров спектрального отношения [2] требует детального изучения их возможностей при проведении измерений температуры в производственных условиях. Для выбора рабочих участков спектра пирометров спектрального отношения необходимо оптимизировать их положение с учетом излучательных характеристик поверхности контролируемых объектов, обеспечивающее минимизацию погрешности измерения температуры при достаточной крутизне преобразования.

1. Выбор рабочих длин волн пирометров с монохроматическими каналами

Проанализируем расположения рабочих длин волн λ_1 и λ_2 для заданного диапазона измерений температуры $[T_{\min}, T_{\max}]$, обеспечивающие минимальные погрешности определения T и достаточную крутизну преобразования пирометра.

В пирометрах используют квантовые или тепловые фотоприемники. Отношение токов I_1/I_2 (или напряжений U_1/U_2 для тепловых приемников) сигналов, генерируемых тепловым излучением «серых» тел с $\varepsilon(\lambda) = \text{const}$ на выходе этих приемников, имеет вид

$$\frac{I_1(\lambda_1, T)}{I_2(\lambda_2, T)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^4 \frac{\exp[c_2/(\lambda_2 T)] - 1}{\exp[c_2/(\lambda_1 T)] - 1}, \quad \frac{U_1(\lambda_1, T)}{U_2(\lambda_2, T)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{\exp[c_2/(\lambda_2 T)] - 1}{\exp[c_2/(\lambda_1 T)] - 1}, \quad (1)$$

где c_2 – вторая постоянная излучения. Крутизна преобразования пирометра определяется частной производной (1) по T и зависит от диапазона $[T_{\min}, T_{\max}]$ и значений λ_1 и λ_2 . Например, при применении квантовых фотодетекторов крутизна равна

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{I_1}{I_2} \right) = \frac{c_2 \lambda_2^3}{(e^{c_2/(\lambda_1 T)} - 1)^2 \lambda_1^5 T^2} \left(\lambda_1 e^{\frac{c_2}{\lambda_2 T}} - \lambda_2 e^{\frac{c_2}{\lambda_1 T}} + (\lambda_2 - \lambda_1) e^{\frac{c_2(\lambda_1 + \lambda_2)}{T \lambda_1 \lambda_2}} \right). \quad (2)$$

1.1. Положения λ_1 и λ_2 при минимизации инструментальных погрешностей

Обозначив (1) как $I_1/I_2 = f(T)$ и найдя дифференциал $\Delta(I_1/I_2) = f'_T(T) \Delta T$, получим выражение для оценки относительной погрешности измерения термодинамической температуры «серых» тел при использовании квантовых приемников

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{T} \frac{1}{f'_T} \Delta \left(\frac{I_1}{I_2} \right) = \frac{1}{T} \frac{1}{f'_T} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_2} \right)^2 + \left(\frac{I_1}{I_2} \frac{\Delta I_2}{I_2} \right)^2} = \frac{1}{T} \frac{f}{f'_T} \sqrt{\left(\frac{\Delta I_1}{I_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta I_2}{I_2} \right)^2}, \quad (3)$$

где $\Delta I_1, \Delta I_2$ – абсолютные погрешности измерения пирометрических сигналов, а f_T' определяется (2). Видим, что коэффициент передачи между погрешностями измерения пирометрических сигналов и погрешностью определения температуры [2] равен $k_n = f / (f_T' T)$ и в области спектра, где справедливо приближение Вина, принимает известный вид $k_n = \lambda_1 \lambda_2 T / [c_2 (\lambda_2 - \lambda_1)]$.

Генерируемый тепловым излучением тела ток фотоприемника

$$I(\lambda, T) = \tau_o \frac{D^2}{4F^2} \left(1 - \frac{F}{L}\right)^2 \varepsilon S_{\text{фн}} \frac{\eta e c_1}{hc \lambda^4} e^{-c_2/(\lambda T)} \Delta\lambda = K_h e \lambda^{-4} e^{-c_2/(\lambda T)}, \quad (4)$$

где $K_h = \tau_o (D^2/4F^2) (1 - F/L)^2 \varepsilon S_{\text{фн}} (\eta/hc) c_1 \Delta\lambda$, зависит от параметров объектива (пропускания τ_o , диаметра D , фокуса F) и фотоприемника (квантовой эффективности η и площади чувствительной площадки $S_{\text{фн}}$) пирометра, ширины используемого участка спектра $\Delta\lambda$, расстояния L от объектива до излучающего тела. Выражение (4) содержит заряд электрона e , первую постоянную излучения c_1 , постоянную Планка h и скорость света c . Для криогенно охлаждаемых квантовых приемников дробовые шумы определяются радиационными шумами принимаемых тепловых потоков и выражение для относительной инструментальной погрешности имеет вид

$$\delta T_I = k_n \sqrt{\frac{2\Delta f}{K_h}} \sqrt{\lambda_1^4 (e^{c_2/(\lambda_1 T)} - 1) / \varepsilon_1 + \lambda_2^4 (e^{c_2/(\lambda_2 T)} - 1) / \varepsilon_2}, \quad (5)$$

где Δf – полоса частот фотоприемного тракта.

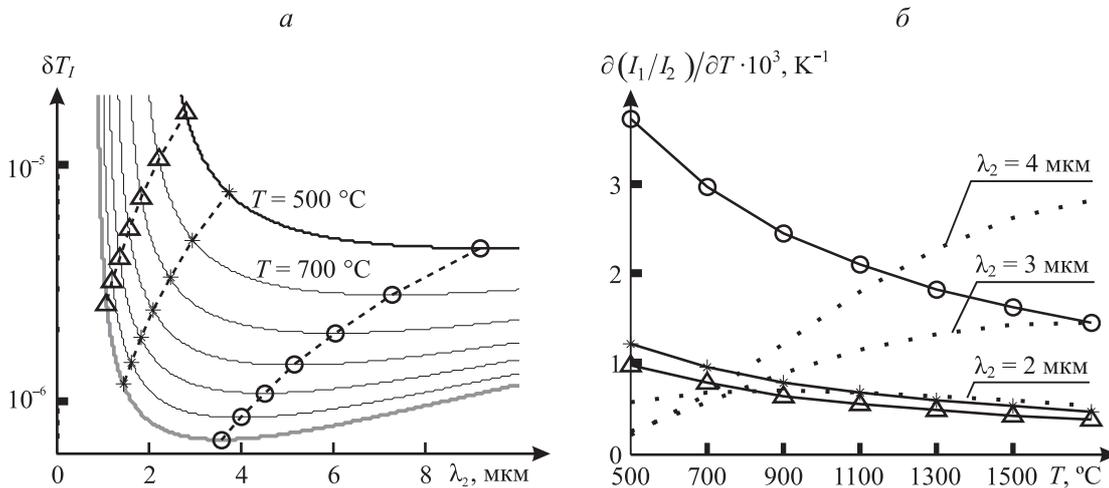


Рис. 1. Семейства спектральных зависимостей погрешности $\delta T_I(\lambda_2)$ (а) и крутизны $[\partial(I_1/I_2)/\partial T](\lambda_2)$ (б) при $\lambda_1 = 1,7612 \cdot 10^{-3} / T$ и разных значениях температур.

Здесь и на рис. 2 треугольниками показаны значения δT_I и крутизны при $\lambda_2 = 0,75 \cdot \lambda_{\text{max}}$, звездочками – при $\lambda_2 = \lambda_{\text{max}}$, кружками – при оптимальных значениях λ_2 , линиями из точек – зависимости крутизны от T при $\lambda_1 = 1,5$ мкм и разных значениях λ_2

Находя минимум (5), получаем зависимость оптимальных длин волн от температуры $\lambda_1 = 0,6077 \cdot \lambda_{\text{max}} = 1,7612 \cdot 10^{-3} / T$ и $\lambda_2 = g_0 \lambda_1 = 2,4545 \cdot \lambda_{\text{max}} = 7,1131 \cdot 10^{-3} / T$, где $g_0 = 4,0388$, $\lambda_{\text{max}} = b / T$, $b = 2,898 \cdot 10^{-3}$ м·К – постоянная Вина. Получаемые при $\sqrt{2\Delta f / K_h} = 6,89 \cdot 10^4$ м⁻² и оптимальных значениях λ_1 и λ_2 относительные погрешности определения температуры, а также поведение крутизны преобразования пирометра представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1 а, зависимость значений погрешности δT_I от λ_2 при оптимальных λ_1 слабая, что позволяет при некотором ухудшении δT_I выбирать λ_2 слева от λ_{max} поближе к λ_1 , что снизит методические погрешности, вызываемые неопределенностью значений излучательной способности $\varepsilon(\lambda)$ контролируемых тел.

Пороговая чувствительность тепловых приемников намного хуже квантовых, поэтому радиационными шумами принимаемого потока излучения можно пренебречь. Записывая аналогично (3) относительную погрешность определения T , получим

$$\delta T_U = k_n \frac{\Phi_{\text{п}}}{K_T} \sqrt{\left[\lambda_1^5 (e^{c_2/(\lambda_1 T)} - 1) / \varepsilon_1\right]^2 + \left[\lambda_2^5 (e^{c_2/(\lambda_2 T)} - 1) / \varepsilon_2\right]^2}, \quad (6)$$

где $K_T = \tau_o (D^2/4F^2)(1-F/L)^2 \varepsilon S_{\text{фн}} c_1 \Delta \lambda$. Отыскивая минимум (6), находим зависимость оптимальных значений λ_{1T} и λ_{2T} от T : $\lambda_{1T} = 0,6317 \cdot \lambda_{\text{max}} = 1,8308 \cdot 10^{-3} / T$ и $\lambda_{2T} = g_{0T} \lambda_1 = 1,541 \cdot \lambda_{\text{max}} = 4,4657 \cdot 10^{-3} / T$, где $g_{0T} = 2,4393$. Получаемые при $\Phi_n / K_T = 1,07 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-5}$ и оптимальных значениях λ_{1T} и λ_{2T} относительные погрешности определения температуры представлены на рис. 2 а, а соответствующие температурные зависимости крутизны преобразования для разных сочетаний λ_1 и λ_2 – на рис. 2 б.

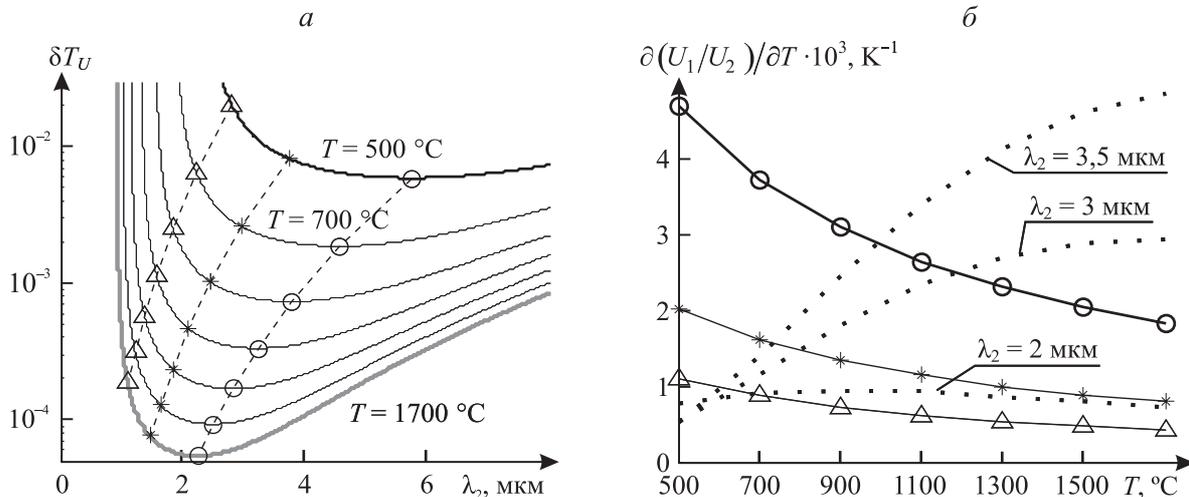


Рис. 2. Семейства спектральных зависимостей погрешности $\delta T_U(\lambda_2)$ (а) и крутизны $[\partial(U_1/U_2)/\partial T](\lambda_2)$ (б) при $\lambda_1 = 1,8308 \cdot 10^{-3} / T$ и разных значениях температур

На практике при выборе λ_1 и λ_2 необходимо обеспечить минимум δT_I и δT_U в заданном температурном диапазоне $[T_{\text{min}}, T_{\text{max}}]$, т. е. найти положения λ_1 и λ_2 , дающие минимумы функций $\delta T_{I\Delta T} = \int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} \delta T_I dT$ и $\delta T_{U\Delta T} = \int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} \delta T_U dT$. Получаемые при численных расчетах оптимальные значения $\lambda_{1\Delta T}$, $\lambda_{2\Delta T}$ приблизительно удовлетворяют соотношениям $\lambda_{1\Delta T} \approx 2,58 \cdot 10^{-6} - 9,63 \cdot 10^{-10} t_{\text{min}} - 2,94 \cdot 10^{-10} t_{\text{max}}$ и $\lambda_{2\Delta T} \approx 9,86 \cdot 10^{-6} - 2,63 \cdot 10^{-9} t_{\text{min}} - 1,72 \cdot 10^{-9} t_{\text{max}}$, где значения t_{min} и t_{max} берутся по шкале Цельсия.

1.2. Выбор λ_1 и λ_2 по минимуму методических погрешностей

Если не учитывать зависимость $\varepsilon(\lambda)$, при измерении температуры абсолютно черных тел (АЧТ) или серых тел, у которых $\varepsilon(\lambda) \neq \text{const}$, возникает методическая погрешность, относительное значение которой обозначим $\delta T_\varepsilon^{\text{gb}}$. В области спектра, где справедливо приближение Вина, аналитические выражения для определения T и температуры спектрального отношения T_{co} таких тел имеют вид

$$T = \frac{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \left[\ln \frac{I_1 \lambda_1^4 \varepsilon_2}{I_2 \lambda_2^4 \varepsilon_1} \right]^{-1}, \quad T_{\text{co}} = \frac{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \lambda_2} \left[\ln \frac{I_1 \lambda_1^4}{I_2 \lambda_2^4} \right]^{-1}, \quad (7)$$

а возникающая погрешность описывается известным выражением [1, 2]

$$\delta T_\varepsilon^{\text{gb}} = \frac{\Delta T_\varepsilon}{T} = \frac{T - T_{\text{co}}}{T} = \ln \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) \left[\ln \frac{I_1 \lambda_1^4}{I_2 \lambda_2^4} \right]^{-1} = \frac{T_{\text{co}} \lambda_1 \lambda_2}{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2)} \ln \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)$$

и зависит от λ_1, λ_2 . Выражая T_{co} через термодинамическую температуру T , получим

$$\delta T_\varepsilon^{\text{gb}} = \left[k_n \ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2) \right] / \left[k_n \ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2) - 1 \right].$$

При использовании формулы Планка погрешность записывается аналогично.

Несмотря на стремление $\ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2)$ к нулю при сближении λ_1 и λ_2 , величина методической погрешности $\delta T_\varepsilon^{\text{gb}}$ для «несерых» тел стремится к конечной величине, намного превышающей инструментальные погрешности, которые в дальнейшем для краткости будем обозначать $\delta T_{\text{и}}$. Такое поведение $\delta T_\varepsilon^{\text{gb}}$ обусловлено стремлением коэффициента передачи k_n к бесконечности при $\lambda_2 \rightarrow \lambda_1$. Используя

в окрестности λ_1 линейную аппроксимацию излучательной способности $\varepsilon_2 \approx \varepsilon_1 + \varepsilon'_{\lambda=\lambda_1}(\lambda_2 - \lambda_1)$ и применяя разложение $\ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2)$ в ряд Тейлора $\ln(\varepsilon_1/\varepsilon_2) \approx (\lambda_1 - \lambda_2)\varepsilon'_{\lambda=\lambda_1}/\varepsilon_1$, находим предел

$$\lim_{\lambda_2 \rightarrow \lambda_1} \delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}} \approx \frac{T\lambda_1^2 \varepsilon'_{\lambda=\lambda_1}}{(c_2 \varepsilon_1 + T\lambda_1^2 \varepsilon'_{\lambda=\lambda_1})},$$

который указывает на снижение $\delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}}$ при сдвиге λ_1 в коротковолновую область. В случае $\lambda_1 = 1$ мкм минимальная погрешность $\delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}}$ при определении температуры металлов стремится к нескольким процентам. Для «серых» тел этот предел равен нулю, поскольку для них производная $\varepsilon'_{\lambda} = 0$. При плавном и монотонном характере изменения $\varepsilon(\lambda)$ абсолютная величина методической погрешности $\delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}}$ возрастает при удалении λ_2 от λ_1 .

Таким образом, отсутствие сведений об $\varepsilon(\lambda)$ при измерении T «несерых» тел приводит к подавляющему преобладанию методической погрешности $\delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}}$ над инструментальной $\delta T_{\text{и}}$. Для снижения $\delta T_{\varepsilon}^{\text{gb}}$ необходимо λ_2 выбирать вблизи λ_1 .

При известных с погрешностями $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ величинах излучательной способности $\varepsilon_1^* = \varepsilon(\lambda_1) + \Delta\varepsilon_1$ и $\varepsilon_2^* = \varepsilon(\lambda_2) + \Delta\varepsilon_2$ температура для приближения Вина определяется (7), а при использовании формулы Планка – с помощью выражения

$$T = \xi \left[\varepsilon_2^* I_1 / (\varepsilon_1^* I_2) \right],$$

где ξ – функция, обратная $f(T) = I_1^{\text{АЧТ}} / I_2^{\text{АЧТ}}$. Поскольку функцию ξ нельзя представить в аналитическом виде, можно найти абсолютную погрешность

$$\Delta \left(\frac{I_1}{I_2} \right) = \frac{\varepsilon_2^* I_1}{\varepsilon_1^* I_2} - \frac{I_1^{\text{АЧТ}}}{I_2^{\text{АЧТ}}} = \frac{\varepsilon_2^* \varepsilon_1 I_1^{\text{АЧТ}}}{\varepsilon_1^* \varepsilon_2 I_2^{\text{АЧТ}}} - \frac{I_1^{\text{АЧТ}}}{I_2^{\text{АЧТ}}} = f \cdot \left(\frac{\varepsilon_2^* \varepsilon_1}{\varepsilon_1^* \varepsilon_2} - 1 \right) \approx f \cdot \left(\frac{\Delta\varepsilon_1}{\varepsilon_1} - \frac{\Delta\varepsilon_2}{\varepsilon_2} \right),$$

используя которую, легко получить выражение для δT_{ε} при случайном характере погрешностей $\Delta\varepsilon_1$, $\Delta\varepsilon_2$:

$$\delta T_{\varepsilon} = (\Delta T/T)_{\varepsilon} = k_{\text{п}} \sqrt{(\Delta\varepsilon_1/\varepsilon_1)^2 + (\Delta\varepsilon_2/\varepsilon_2)^2}.$$

Рассматриваемая методическая погрешность δT_{ε} зависит от скорости изменения ε с длиной волны. Для металлов с неокисленной поверхностью, излучательная способность которых в инфракрасной области спектра хорошо описывается экспоненциальной зависимостью $\varepsilon(\lambda) \approx \varepsilon_0 \exp(a \cdot \lambda)$ с $a < 0$, случайная методическая погрешность при $\Delta\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon_2 = \Delta\varepsilon$ имеет вид

$$\delta T_{\varepsilon} = \left(\frac{\Delta T}{T} \right)_{\varepsilon} = k_{\text{п}} \left| \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0} \right| \sqrt{\exp(-2a\lambda_1) + \exp(-2a\lambda_2)}. \quad (8)$$

При удалении λ_2 от λ_1 коэффициент передачи $k_{\text{п}}$ уменьшается, а значение корня в (8) растет, что вызывает появление минимума на функциональной зависимости δT_{ε} от λ_2 , положение которого определяется значениями a , T , и λ_1 . Если a стремится к нулю, т. е. $\varepsilon(\lambda) \rightarrow \text{const}$, значения λ_2 , соответствующие минимуму δT_{ε} , увеличиваются, что обусловлено монотонным спадом $k_{\text{п}}$ с ростом λ_2 . При росте a оптимальное значение $\lambda_2 \rightarrow \lambda_1$. Причем оптимальные значения λ_2 слабо изменяются с температурой T , а зависимость λ_2 от λ_1 можно аппроксимировать линейным выражением $\lambda_2 \approx k_1 \lambda_1 + k_2$, где коэффициенты аппроксимации k_1 , k_2 при заданном a находятся методом наименьших квадратов. Так, при $a \approx -3 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, характерном для стали, $k_1 \approx 1,3889$, $k_2 \approx 1,31 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Для монотонно возрастающей с длиной волны излучательной способности погрешность δT_{ε} падает с увеличением λ_2 и минимум отсутствует. Общее снижение δT_{ε} , как видно из (8), можно обеспечить, уменьшая λ_1 , но при этом растет вклад других составляющих погрешности определения T .

1.3. Положения λ_1 и λ_2 , обеспечивающие минимум суммарных погрешностей

Суммарные погрешности определяются: инструментальной погрешностью $\delta T_{\text{и}}$, погрешностью градуировки пирометра по модели АЧТ, наличием посторонней подсветки поверхности контроли-

руемого тела и методической погрешностью, вызываемой отсутствием или неточностью сведений об $\varepsilon(\lambda)$. Обычно погрешности калибровки пирометра, обусловленные погрешностью измерения температуры модели АЧТ, как и влияние внешней подсветки при работе в ИК-диапазоне спектра, незначительны. Поэтому обычно преобладает методическая погрешность δT_ε , при минимизации которой необходимо учитывать нарастание инструментальной погрешности и влияния подсветки внешних источников излучения при сдвиге λ_1 в коротковолновую область.

При известной зависимости $\varepsilon(\lambda)$ положения λ_1 и λ_2 , обеспечивающие минимум суммарной погрешности, можно найти при минимизации

$$\delta T_\Sigma = \sqrt{\delta T_\varepsilon^2 + \delta T_{\text{и}}^2},$$

где инструментальные погрешности $\delta T_{\text{и}}$ определяются (5) для квантовых и (6) для тепловых фотоприемников. Аппроксимируя, например, зависимость $\varepsilon(\lambda)$ стали [3] экспоненциальной функцией с $\varepsilon_0 \approx 0,49$ и $a \approx -3 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$, можно получить температурные зависимости положений λ_1 и λ_2 , обеспечивающие минимум δT_Σ (рис. 3 а). Зависимости δT_Σ от значения λ_2 при постоянной температуре стали и величине погрешности $\Delta \varepsilon = 0,01$, приведенные на рис. 3 б, показывают: величина δT_Σ близка к своему минимальному значению в достаточно широком интервале значений λ_2 , что не предъявляет жестких требований к λ_2 при выбранном значении λ_1 .

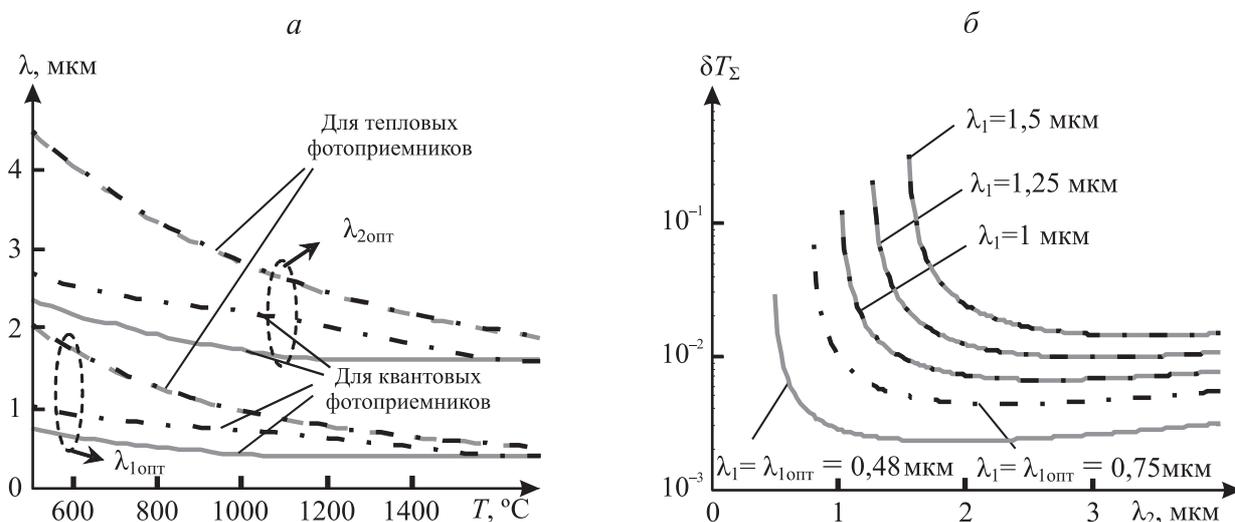


Рис. 3. Температурные зависимости положений $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$, обеспечивающих минимум суммарной погрешности δT_Σ при измерении температуры стали пирометрами на квантовых ($\sqrt{2\Delta f/K_h} = 6,89 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2}$) и тепловых ($\Phi_n/K_T = 1,07 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-5}$) фотоприемниках (а), и зависимости δT_Σ от λ_2 для разных λ_1 при температуре стали $T = 1250 \text{ °C}$ (б) при отсутствии внешней подсветки (сплошные линии) и ее наличии (штрихпунктирные)

При использовании квантовых приемников инструментальные погрешности малы, поэтому рассчитанные для экспоненциальной аппроксимации $\varepsilon(\lambda)$ стали оптимальные значения λ_1 с ростом температуры сдвигаются в область возле 400 нм, где интенсивность теплового излучения мала и погрешности определения T , вызываемые неконтролируемой подсветкой внешней среды, могут стать преобладающими. Это обстоятельство ограничивает сдвиг $\lambda_{1\text{опт}}$, о чем свидетельствуют представленные на рис. 3 а температурные зависимости оптимальных положений λ_1 и λ_2 при измерении температуры поверхности стали, освещенность которой рассеянным световым потоком ламп дневного света с цветовой температурой 4100 К составляет 50 лк. Влияние внешней подсветки на положение $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$ в пирометрах с тепловыми фотоприемниками слабое, поскольку при $\lambda_1 > 0,75 \text{ мкм}$ освещенность поверхностей обрабатываемых деталей в цехах машиностроительных предприятий гораздо меньше светимости горячих металлов. Для полного исключения влияния посторонних источников излучения следует определять освещенность деталей внешним излучением и проводить коррекцию результатов измерений температуры [4].

Значения $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$, обеспечивающие минимум $\delta T_{\Sigma\Delta T}$ в интервале температур от 500 до 1700 °С для стали при наличии внешней подсветки, равны $\lambda_1=0,93$, $\lambda_2=2,53$ мкм для квантовых и $\lambda_1=1,48$, $\lambda_2=3,63$ мкм для тепловых фотоприемников.

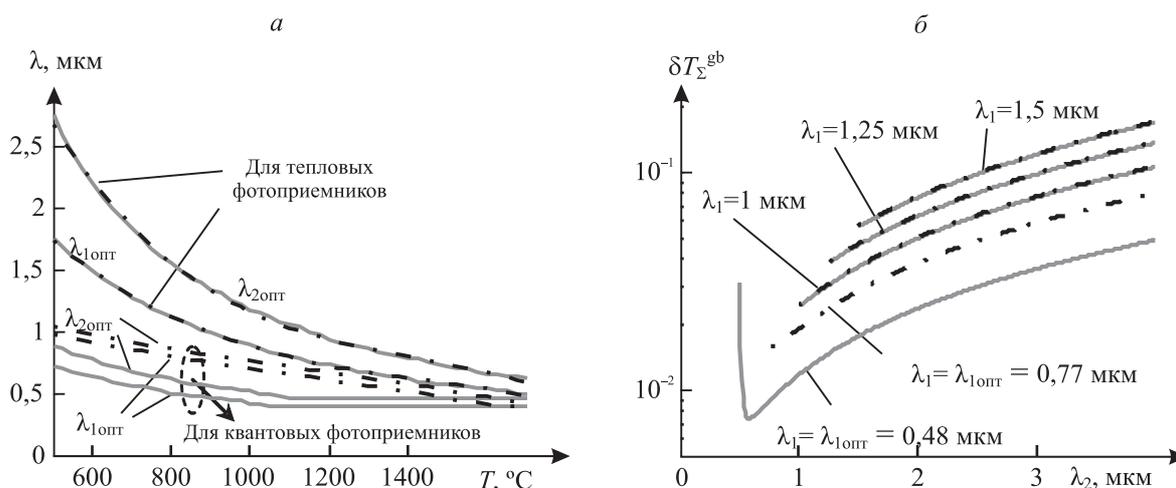


Рис. 4. Температурные зависимости значений $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$, обеспечивающих минимум $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ при измерениях температуры стали пирометрами на квантовых ($\sqrt{2\Delta f/K_n} = 6,89 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2}$) и тепловых ($\Phi_n/K_T = 1,07 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-5}$) фотоприемниках (а), и зависимости $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ от λ_2 для разных λ_1 при температуре стали $T = 1250 \text{ }^\circ\text{C}$ (б) без внешней подсветки (сплошные линии) и при ее наличии (штрихпунктирные)

Если излучательная способность неизвестна, для снижения методической погрешности $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ необходимо уменьшать λ_1 и разность $\lambda_2 - \lambda_1$. Однако при этом увеличивается вклад инструментальной погрешности и возникает минимум $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$. Оптимальные положения λ_1 и λ_2 , которые обеспечивают минимум $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ при измерении температуры стали, приведены на рис. 4 а. В пирометрах на квантовых фотоприемниках инструментальные погрешности малы, поэтому при отсутствии внешней подсветки рассчитанные $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$ располагаются в видимой области и, как видно из рис. 3 б и 4 б, минимальные значения $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ приближаются по величине к δT_{Σ} . Однако для уменьшения влияния внешних источников излучения необходимо сдвигать λ_1 и λ_2 в инфракрасную область спектра, где интенсивность постороннего излучения по сравнению с тепловым излучением контролируемого тела мала (см. рис. 4 а). При этом суммарная погрешность $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ увеличивается за счет быстрого нарастания $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ при удалении λ_2 от λ_1 (см. рис. 4 б). Анализ температурных зависимостей $\delta T_{\Sigma}^{\text{gb}}$ показывает, что при правильном выборе λ_1 и λ_2 вклад методической погрешности можно снизить, что обеспечит измерение температуры черных металлов с погрешностью 1 ÷ 3,5 % при существующей освещенности в цехах предприятий и при температурах контролируемых металлов свыше 900 °С.

1.4. Выбор λ_1 и λ_2 при нестационарном поведении $\epsilon(\lambda, T)$ металлов

Известно, что с ростом температуры излучательная способность металлов увеличивается [3, 5]. К тому же при высоких температурах происходит окисление поверхности металла атмосферным кислородом [4], ее излучательная способность возрастает, приближаясь к ϵ окисла, что затрудняет использование имеющихся справочных данных по $\epsilon(\lambda, T)$. Если при определении температуры использовать излучательную способность неокисленного металла $\epsilon_m(\lambda)$, методическая погрешность измерения температуры окисленной поверхности с $\epsilon_{\text{ок}}(\lambda)$ составит

$$\delta T_{\Sigma} = k_n \left(\frac{\epsilon_m(\lambda_2) \epsilon_{\text{ок}}(\lambda_1)}{\epsilon_m(\lambda_1) \epsilon_{\text{ок}}(\lambda_2)} - 1 \right),$$

а инструментальную погрешность можно вычислить по (5) или (6), где $\epsilon_1 = \epsilon_{\text{ок}}(\lambda_1)$, $\epsilon_2 = \epsilon_{\text{ок}}(\lambda_2)$. Расчеты показывают, что значения λ_1 и λ_2 , обеспечивающие минимальные погрешности измерения температуры $\delta T_{\Sigma\Delta T}^{\text{tc}}$ черных металлов в диапазоне 500÷1700 °С и возможном интервале изменений их

$\varepsilon(\lambda, T)$ при отсутствии посторонней подсветки, составляют $\lambda_{1\text{опт}} = 0,6$ мкм, $\lambda_{2\text{опт}} = 1,1$ мкм в случае использования квантовых фотоприемников и $\lambda_{1\text{опт}} = 1,4$ мкм, $\lambda_{2\text{опт}} = 2,1$ мкм для тепловых фотоприемников. При освещенности поверхности контролируемого металла рассеянным излучением ламп дневного света $E = 50$ лк оптимальные значения λ_1 и λ_2 для квантовых приемников сдвигаются в ИК область: $\lambda_{1\text{опт}} = 1,1$ мкм, $\lambda_{2\text{опт}} = 1,6$ мкм. Заметим, что при определении $\lambda_{1\text{опт}}$ и $\lambda_{2\text{опт}}$ величины излучательной способности $\varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_1)$ и $\varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_2)$ заменялись их эффективными значениями с учетом отражения постороннего излучения поверхностью металла

$$\varepsilon_{\text{ок}}^{\text{eff}}(\lambda_1) = \varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_1) + (1 - \varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_1)) \frac{E(\lambda_1)}{M^{\text{АЧТ}}(\lambda_1, T)}, \quad \varepsilon_{\text{ок}}^{\text{eff}}(\lambda_2) = \varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_2) + (1 - \varepsilon_{\text{ок}}(\lambda_2)) \frac{E(\lambda_2)}{M^{\text{АЧТ}}(\lambda_2, T)},$$

где $M^{\text{АЧТ}}$ – светимость АЧТ при температуре объекта, E – освещенность объекта окружающей средой.

Для устранения методической погрешности при определении T обычно используют отношение $\varepsilon_1/\varepsilon_2$, которое находят из справочных данных. Если в процессе нагрева наблюдается окисление поверхности и требуется непрерывный контроль температуры, необходимо применять другое значение $\varepsilon_1^*/\varepsilon_2^*$, обеспечивающее минимум $\delta T_{\Sigma \Delta T}^{\text{те}}$ в возможном диапазоне изменений $\varepsilon_1/\varepsilon_2$. Например, при контроле черных металлов пирометрами на квантовых фотоприемниках ($\lambda_{1\text{опт}} = 1,1$, $\lambda_{2\text{опт}} = 1,6$ мкм) необходимо использовать $\varepsilon_1^*/\varepsilon_2^* = 0,6261 + 0,3751(\varepsilon_1/\varepsilon_2)$, а для тепловых при $\lambda_{1\text{опт}} = 1,4$, $\lambda_{2\text{опт}} = 2,1$ мкм – $-\varepsilon_1^*/\varepsilon_2^* = 0,6369 + 0,3655(\varepsilon_1/\varepsilon_2)$.

Проведенные исследования показали, что, сдвигая рабочие длины волн монохроматического пирометра спектрального отношения в область видимого спектра и сближая их, можно в лабораторных условиях уменьшить погрешность измерения температуры горячих металлов даже при отсутствии сведений об их излучательной способности. В производственных условиях рабочие длины волн пирометра λ_1 и λ_2 для уменьшения влияния подсветки посторонними источниками излучения необходимо выбирать в ближней ИК области спектра, а для снижения методической погрешности при контроле температуры черных металлов, окисляющихся в процессе нагрева, можно использовать предложенную коррекцию отношения $\varepsilon_1/\varepsilon_2$.

Оптимизация характеристик пирометров спектрального отношения, использующих широкие участки спектра, будет рассмотрена в следующей работе.

1. Свет Д. Я. Оптические методы измерения истинных температур. М., 1982.
2. Снопко В. Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. Мн., 1999.
3. Излучательные свойства твердых материалов: Справ. / Под общ. ред. А.Е. Шейндлина. М., 1974.
4. Ранцевич В. Б. Пирометрия при посторонних источниках излучения. Мн., 1989.
5. Бураковский Т., Гизиньский Е., Саля А. Инфракрасные излучатели. Л., 1978.

Поступила в редакцию 03.04.08.

Андрей Григорьевич Сеньков – аспирант кафедры квантовой физики и оптоэлектроники. Научный руководитель – В.А. Фираго.

Владимир Александрович Фираго – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой физики и оптоэлектроники.