

# ОСОБЕННОСТИ ГРАДУИРОВКИ ДВУХДИАПАЗОННОГО ТРЕХЗОНАЛЬНОГО ТЕПЛОВИЗОРА ИТ-3СМ

**В. А. Фираго, Н. В. Левкович, И. А. Сакович,  
О. В. Тягунов, С. Г. Мулярчик, И. П. Стецко**

---

*Белорусский государственный университет  
Минск, Беларусь  
e-mail: [izmer@bsu.by](mailto:izmer@bsu.by)*

Описан процесс двухэтапной градуировки высокотемпературного тепловизора ИТ-3СМ по модели абсолютно черного тела и ленте эталонной вольфрамовой лампы накаливания.

*Ключевые слова:* термовизор; термограф; градуировка; бесконтактное измерение температуры; коэффициент теплового излучения; истинная температура.

## CALIBRATION REQUIREMENTS FOR DUAL-BAND THREE-ZONE THERMAL IMAGER IT-3SM

**V. A. Firago, N. V. Levkovich, I. A. Sakovich,  
O. V. Tiagunov, S. G. Mulyarchik, I. P. Stetsko**

---

*Belarusian State University  
Minsk, Belarus*

Describes how to carry out two-stage calibration of high-temperature thermograph/thermal imager IT-3SM by black body and by tape of standard tungsten lamp.

*Keywords:* thermal imager; thermograph; calibration; non-contact temperature measurement; thermal radiation coefficient; true temperature.

Для обеспечения метрологического единства измерений температуры тепловизионную аппаратуру градуируют по эталонным излучателям – моделям абсолютно черных тел (АЧТ). Результатом градуировки современных тепловизоров на матрицах фотоприемников [1, 2] является определение зависимости усредненного по площади изображения выходного отверстия АЧТ фототока светочувствительных элементов матрицы, т. е. среднего значения скорости нарастания  $\bar{V}_i$  получаемых цифровых сигналов  $D_i$  в используемых участках спектра  $i$  от температуры  $T$  излучающего сердечника модели АЧТ:

$$F_i(T) = \bar{V}_i^{\text{АЧТ}}(T) = \frac{\bar{D}_i^{\text{АЧТ}}(T, \tau)}{\tau} = K g k_{QD} \frac{e s_{\text{эл}}}{h c} \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_{\phi}(\lambda) \eta_i(\lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \lambda d\lambda, \quad (1)$$

где  $\tau$  – время накопления сигналов;  $g$  – коэффициент усиления предусилителя, встроенного в матрицу;  $k_{QD}$  – коэффициент преобразования зарядов, накапливаемых в све-

точувствительных элементах матрицы, в цифровые отсчеты используемого аналого-цифрового преобразователя;  $e$ ,  $h$  и  $c$  – заряд электрона, постоянная Планка и скорость света соответственно;  $s_{эл}$  – площадь каждого из светочувствительных элементов матрицы фотоприемников;  $\eta_i(\lambda)$  – спектральные квантовые эффективности фотоприемников матрицы в используемых участках спектра в диапазоне от  $\lambda_n$  до  $\lambda_k$ ;  $\tau_\phi(\lambda)$  – пропускание светофильтра, необходимого для формирования используемых участков спектра;  $M_{АЧТ}(\lambda, T)$  – поверхностная светимость АЧТ, описываемая соответствующей формулой Планка;  $K = \tau_{об} \left( D_{об}^2 / 4f^2 \right) (1 - f/Z)^2$  – коэффициент связи между освещенностью матрицы тепловизора и светимостью тел;  $\tau_{об}$ ,  $D_{об}$  и  $f$  – пропускание, диаметр и фокусное расстояние объектива;  $Z$  – расстояние от объектива тепловизора до выходного отверстия модели АЧТ.

Из перечисленных параметров при градуировке могут изменяться расстояние  $Z$  и отношение  $D_{об}/f$  [2]. Для исключения влияния возможных изменений этих параметров при практическом использовании термографа необходимо корректировать измеряемую величину скорости нарастания следующим образом:

$$\bar{V}_i(T) = \frac{g_{гр} K_{гр}}{g_{изм} K_{изм}} \bar{V}_{изм_i}(T) = \frac{g_{гр} K_{гр}}{g_{изм} K_{изм}} \frac{\bar{D}_{изм_i}(T, \tau)}{\tau_{изм}}, \quad (2)$$

где  $g_{гр}$ ,  $K_{гр}$  и  $g_{изм}$ ,  $K_{изм}$  – значения соответствующих параметров при градуировке тепловизора и во время проведения измерений температуры.

Обычно коэффициент усиления фототока  $g$  фиксируют, тогда, поскольку отношение  $g_{гр}/g_{изм} = 1$ , скорость нарастания сигналов  $\bar{V}_i$  при измерениях  $T$  имеет следующий вид:

$$\bar{V}_i(T) = \frac{\bar{D}_i(T, \tau)}{\tau} = K_{кор} k_{QD} \frac{e s_{эл}}{hc} \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_\phi(\lambda) \eta_i(\lambda) M(\lambda, T) \lambda d\lambda, \quad (3)$$

где  $K_{кор} = K_{гр}/K_{изм}$ ,  $M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) M_{АЧТ}(\lambda, T)$  – спектральная поверхностная светимость тела,  $\varepsilon(\lambda, T)$  – спектральный коэффициент теплового излучения тела.

Спектр излучения реальных объектов отличается от спектра излучения АЧТ. При аппроксимации поведения их спектрального коэффициента теплового излучения  $\varepsilon(\lambda)$  в ограниченных участках спектра часто используют линейную зависимость:

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2), \quad (4)$$

где  $\lambda$  – длина волны теплового излучения;  $\varepsilon_2$  – коэффициент теплового излучения тела при  $\lambda = \lambda_2$ ;  $b = \Delta\varepsilon/\Delta\lambda$  – коэффициент наклона линейной зависимости  $\varepsilon(\lambda)$ .

На практике в инфракрасной области спектра коэффициент теплового излучения многих металлов обычно близок к экспоненциальному закону, который можно записать в виде:

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 e^{d(\lambda - \lambda_2)}, \quad (5)$$

где  $d$  – коэффициент, определяющий крутизну зависимости  $\varepsilon(\lambda)$ .

При малых значениях произведения  $d(\lambda - \lambda_2) < 0,05$ , что для многих веществ имеет место быть на практике в нешироких участках спектра, последнее выражение можно упростить, разлагая экспоненту в степенной ряд и отбрасывая члены со степенями, большими единицы:

$$\varepsilon(\lambda) \approx \varepsilon_2 [1 + d(\lambda - \lambda_2)]. \quad (6)$$

В процессе нагрева происходит окисление поверхности металлов, что вызывает увеличение коэффициента теплового излучения и снижение коэффициента наклона  $b$  в выражении  $\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2)$  [2, 3]. Для описания существующей связи между  $\varepsilon_2$  и  $d$  можно ввести специальный коэффициент  $\gamma$  и функциональную зависимость  $d = \gamma(1 - \varepsilon_2)$ . Таким образом, выражение (6) примет вид:

$$\varepsilon(\lambda) \approx \varepsilon_2 [1 + \gamma(1 - \varepsilon_2)(\lambda - \lambda_2)] = \varepsilon_2 + \varepsilon_2 \gamma (1 - \varepsilon_2) (\lambda - \lambda_2) = \varepsilon_2 + b(\lambda - \lambda_2), \quad (7)$$

где  $b = \varepsilon_2 \gamma (1 - \varepsilon_2)$ . Использование для бесконтактного определения истинной температуры металлов выражений, аналогичных (7), позволяет в случае использования трех спектральных участков упростить решение систем нелинейных уравнений и повысить достоверность получаемых значений  $T$ .

При использовании аппроксимации (7) можно преобразовать (3) в удобный для дальнейшего анализа вид:

$$\bar{V}_i(T) = \frac{F_i(T)}{K_{\text{изм}}} \left[ \varepsilon_2 + b \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_{\phi}(\lambda) \eta_i(\lambda) (\lambda - \lambda_2) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_{\phi}(\lambda) \eta_i(\lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \lambda d\lambda} \right] = \frac{1}{K_{\text{изм}}} [\varepsilon_2 + b\mu_i(T)] F_i(T), \quad (8)$$

$$\text{где } \mu_i(T) = \frac{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_{\phi}(\lambda) \eta_i(\lambda) (\lambda - \lambda_2) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \tau_{\phi}(\lambda) \eta_i(\lambda) M_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \lambda d\lambda} = \lambda_i^{\text{эф}}(T) - \lambda_2 \quad - \text{ температурная}$$

зависимость, описывающая вклад линейной составляющей зависимости  $\varepsilon(\lambda)$  в значение  $\bar{V}_i(T)$ .

Алгоритм определения истинной температуры  $T$  термографа основан на решении системы из трех нелинейных уравнений с наложением дополнительного условия, аналогичного (7). При этом используются три значения скоростей нарастания  $\bar{V}_i(T)$  цифровых сигналов, усредненные по наиболее ярким участкам теплового изображения объекта, в которых поверхность раскаленного металла наименее окисленная, и две группы зависимостей. Первая из них – градуировочные кривые  $F_i(T)$ , а вторая – рассчитанные температурные зависимости  $\mu_2(T)$  и  $\mu_3(T) - \mu_1(T)$ . При знании спектральных квантовых эффективностей  $\eta_i(\lambda)$  и учете параметров схемы градуировки рассчитанные зависимости  $F_i(T)$  и определенные во время калибровки должны совпадать.

Однако неприятная особенность используемой КМОП матрицы фотоприемников – резкое возрастание количества «сбойных» элементов при больших потоках теплового излучения и их вклада в суммарный сигнал [3]. Если изображение тела занимает более 1 % фоточувствительной площадки матрицы, вероятность единичных выбросов на высокотемпературном крыле рабочего температурного диапазона становится суще-

ственной и приходится использовать операцию по их удалению.

Завышенные значения экспериментальных градуировочных зависимостей на высокотемпературном крыле не вызывают проблем при определении температур частичной радиации  $T_{ri}$ . Но при вычислении температуры спектрального отношения  $T_{sr13}$ , эффективных коэффициентов излучения  $\varepsilon_{\phi i}$  и истинной температуры  $T$  добавка в регистрируемые сигналы  $\bar{D}_i$  растекающихся фотогенерированных зарядов приводит к возникновению неоднозначности решений.

Поэтому был разработан метод устранения влияния растекания фотогенерированных зарядов при больших уровнях засветки матрицы, который основан на проведении второй градуировки по эталонному излучателю с известным коэффициентом теплового излучения  $\varepsilon$ , причем величина  $\varepsilon$  должна быть меньше единицы. Лента эталонной вольфрамовой лампы отвечает предъявляемым требованиям излучателя для дополнительной градуировки, поскольку  $\varepsilon_w \approx 0,4$  в используемом ИТ-3СМ участке спектра.

Первая градуировка проводится по модели АЧТ, что позволяет получить экспериментальные градуировочные зависимости  $F_{gi}(T)$ , благодаря которым можно правильно определять температуры частичной радиации  $T_{ri}$  во всем диапазоне температур. При определении же истинной температуры  $T$  и температуры спектрального отношения  $T_{sr13}$  необходимо проведение уточняющей градуировки, которая поможет выявить и скорректировать имеющиеся отклонения градуировочных зависимостей от расчетных, которые получены на основе использования функции Планка.

Эта градуировка позволяет получить корректирующий массив поправок  $k_{V1}$ . Их можно определить только экспериментально, используя эталонную вольфрамовую лампу накаливания. Спектральный коэффициент теплового излучения вольфрама хорошо известен, что позволяет расчетным путем получить зависимости  $\varepsilon_i(T)$  для термовизора ИТ-3СМ. Стоит заметить, что градуировать лампу, т. е. устанавливать зависимость температуры частичной радиации ее вольфрамовой ленты от тока через нее, нет необходимости, поскольку термовизор ИТ-3СМ уже должен быть отградуирован по модели АЧТ.

Для упрощения алгоритма корректировки стоит устанавливать значения температур частичной радиации  $T_{r2}$  вольфрамовой ленты лампы, равные значения температуры модели АЧТ при градуировке. Для упрощения заранее с помощью сплайновой интерполяции рассчитываются температуры частичной радиации вольфрамовой ленты  $T_{r2}$ , соответствующие истинным температурам вольфрамовой ленты в точках градуировки ( $T_{bb} = 800; 900; \dots; 1700$  °С), которые соответственно равны 749; 836; 925; 1013; 1100; 1188; 1273; 1357; 1441; 1524 °С.

Поскольку значения коэффициента теплового излучения первой спектральной зоны  $\varepsilon_{rL1}(T_{bb})$  лежат выше остальных, целесообразно корректировать величину  $V_1$  путем деления на коэффициент коррекции  $k_{V1}$ , который вычисляется из выражения (9):

$$k_{V1}(T_{bb}) = \frac{V_{c1}(T_{bb}) / F_{rc1}(T_{bb})}{V_{c3}(T_{bb}) / F_{rc3}(T_{bb}) - \varepsilon_{rL3}(T_{bb}) + \varepsilon_{rL1}(T_{bb})}, \quad (9)$$

где  $V_1$  и  $V_3$  корректируются с учетом  $\Delta F_i(T_{bb}) = F_{gi}(T_{bb}) - F_{rci}(T_{bb})$  и  $\varepsilon_{rLi}(T_{bb})$  следующим образом:

$$V_{ci}(T_{bb}) = V_i(T_{bb}) - \varepsilon_{rLi}(T_{bb}) \cdot \Delta F_i(T_{bb}). \quad (10)$$

В процессе измерений истинной температуры и определения значения коэффициента теплового излучения  $\varepsilon_2$  необходимо решать нелинейное уравнение (11):

$$Y(T^*) = \varepsilon_2(T^*) - \frac{V_{2c}}{F_{2rc}(T^*)} + \gamma \left( -\frac{80}{361} \varepsilon_2^2(T^*) + \frac{8}{361} \varepsilon_2(T^*) + \frac{72}{361} \right) \mu_2(T^*) = 0 \quad (11)$$

где  $\varepsilon_2(T)$  определяется выражением (12)

$$\varepsilon_2(T^*) = 0,05 + \sqrt{0,9025 - \frac{361}{80} \frac{V_{c3}/F_{rc3}(T^*) - V_{c1}/[k_{v1}(T, \varepsilon_2) \cdot F_{rc1}(T^*)]}{\gamma[\mu_3(T^*) - \mu_1(T^*)]}}. \quad (12)$$

Его можно решать итерационным способом, используя начальное приближение  $\varepsilon_2 = 0,41$  и два значения температур: для левой стороны – минимальной из трех температур частичной радиации  $T_{ri}$ , и для правой стороны – температуры спектрального отношения  $T_{sr13}$ .

С использованием этих начальных приближений решается система нелинейных уравнений, в результате чего вычисляется истинная температура  $T_Y$ . Далее рассчитывается новое значение  $\varepsilon_2 = V_{c2}/F_{rc2}(T_Y)$  и опять решается нелинейное уравнение с новым значением  $\varepsilon_2$ . Если в процессе итераций разность между предыдущим и текущим значением  $\varepsilon_2$  становится меньше 0,001, то цикл завершается. При этом значение  $\varepsilon_2$  будет правильно определяться в диапазоне от 0,2 до 1, и, следовательно, истинную температуру можно определить за несколько итераций.

Решение проблемы растекания фотогенерированных зарядов существенно упростило процесс производства высокотемпературных тепловизоров, поскольку позволило отказаться от проведения трудоемких операций по измерению спектральных характеристик их оптического тракта и расчетов с целью определения необходимых температурных зависимостей.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Фираго В. А. Особенности градуировки высокотемпературного трехзонального термографа ИТЗ-СМ // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния : материалы III Междунар. науч.-практ. конф. Минск, 2015. С. 118–120.

2. Разработка высокоинформативных методов теплового неразрушающего контроля и критериев эффективности энергосберегающих теплоизоляционных материалов и покрытий : отчет о НИР № 452/13 (заключ.) / В. А. Фираго [и др.]. Минск : БГУ, 2015. № ГР 20142741.

3. Iuchi T., Furukawa T., Wada S. Emissivity modeling of metals during the growth of oxide film and comparison of the model with experimental results // Appl. Opt. 2003. Vol. 42, 13. P. 2317–2326.

4. Разработка критериев выбора термометрического оборудования, создание аппаратных средств и методик их применения для теплового неразрушающего контроля и технической диагностики производственных объектов и технологических процессов : отчет о НИР № 441/13 (заключ.) / В. А. Фираго [и др.]. Минск : БГУ, 2013. № ГР 20114338.