

для электронного преобразователей. Расходомер имеет аналоговый выходной сигнал постоянного тока 4—20 мА и цифровую индикацию измеряемого расхода на индикаторном табло в диапазоне измерений 0—100 %.

Л и т е р а т у р а

1. **Кремлевский П. П.** Измерение расхода многофазных потоков. Л.: Машиностроение, 1982.

2. **Логинов Н. И.** Электромагнитные преобразователи расхода жидких металлов. М.: Энергоиздат, 1981.

3. **Вельт И. Д.** Особенности моделирования электромагнитных расходомеров жидких металлов // Измерительная техника. 2010. № 8. С. 39—44; **Velt I. D.** Features in the simulation of electromagnetic flowmeters of molten metals // Measurement Techniques. 2010. V. 51. N 8. P. 886—893.

Дата принятия 10.01.2013 г.

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

681.7:539.216.22

Теплофизический анализ качества инфракрасных изображений удаленных слабоконтрастных объектов

Г. Н. ДУЛЬНЕВ *, **А. И. ПОХОДУН** **, **В. П. ХОДУНКОВ** **

* Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, С.-Петербург, Россия

** Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева, С.-Петербург, Россия, e-mail: walkerearth@mail.ru

Теоретически и экспериментально исследовано влияние процесса кондуктивного теплопереноса на качество тепловизионных изображений, получаемых при помощи микроболометрических матриц, а также влияние теплофизических свойств материала матрицы на функцию рассеяния линии. Определено оптимальное значение соотношения указанных свойств с размерами пиксельного элемента. Выполнен теплофизический анализ численных значений критериев обнаружения и идентификации. Показаны направления дальнейших исследований, даны практические рекомендации.

Ключевые слова: микроболометрическая матрица, функция рассеяния линии, тепловизор, качество изображения, критерии обнаружения.

Theoretically and experimentally investigated the influence of process heat transfer by conduction to the quality of thermal images obtained with the help of microbolometer matrices. The influence of the thermophysical properties of the matrix material on the function of the scattering lines defined by the optimal value of the ratio of these properties with the size of the pixel element. The analysis of the numerical values of the criteria for the detection and identification with the positions of the heat problem. Showing directions for further research, practical recommendations.

Key words: microbolometer matrix, scattering lines, thermal imager, the image quality, criteria for detection.

Широкое распространение средств тепловизионных измерений в различных отраслях науки и техники сделало актуальными задачи повышения качества получаемой информации о тепловых полях исследуемых объектов, разработку новых подходов к оценке критериев распознавания и идентификации, совершенствование методик выполнения измерений, обработки и анализа результатов. Ниже рассмотрены вопросы оптимизации качества тепловизионных изображений, получаемых при помощи микроболометрических матриц, а также новый подход к определению значений критериев распознавания и идентификации.

Качество тепловизионных изображений в системах тепловидения, как принято считать, характеризуется оптической передаточной функцией (ОПФ). Поскольку во многих системах тепловидения не всегда выполняются условия ее

существования во всех направлениях, часто требуется знать функцию рассеяния в направлении, где эти условия выполняются. Поэтому возникает необходимость в определении функции рассеяния линии (ФРЛ), представляющей реакцию на источник излучения в виде бесконечной тонкой линии, составленной из ряда дельта-функций [1]. Считается, что в системах тепловидения основной составляющей в ФРЛ обычно является конечный угловой размер приемника излучения. В оптических системах в общем случае существует семь основных видов аберраций, определяющих эту функцию: сферическая, комы, астигматизм, кривизна поля, дисторсия, хроматизм положения и хроматизм увеличения [2]. Аберрация обусловлена размером относительного отверстия оптической системы и углом наклона падающего пучка излучения к оптической оси. Также она зависит от условий, в кото-

рых используется оптическая система. В оптике довольно успешно отработаны способы уменьшения указанных aberrаций, а следовательно, и диаметра (так называемого кружка рассеяния), характеризующего ФРЛ. Заметим, что к настоящему времени возможности оптики приближаются к пределу, поэтому вряд ли можно ожидать существенного повышения качества получаемых тепловизионных изображений за счет оптической составляющей. Совершенствование приемников ИК-излучения идет по пути интеграции совмещаемых в них функций преобразования сигнала и в направлении наращивания числа чувствительных элементов (ЧЭ) в одном устройстве. Однако, начиная с некоторого значения, дальнейшее наращивание количества ЧЭ, не приводит к желаемому повышению качества изображения [3], что нельзя объяснить с позиции теории оптических систем.

Для установления причин возникновения данного явления был проведен анализ формирования тепловизионного изображения на матрице, который показал, что до настоящего времени не принимался во внимание теплофизический аспект работы матричных приемников, а именно, влияние процесса кондуктивного теплопереноса на ФРЛ, т. е. размытие тепловизионного изображения из-за оттоков теплоты от центра изображения к периферийным областям (ЧЭ, пикселям) матрицы ИК-прибора. В действительности рассеяние линии является результатом совместного воздействия двух явлений — оптических aberrаций и теплопереноса, поэтому будет правильнее разделить и характеризовать их как функции оптического (ФОРЛ) и теплового (ФТРЛ) рассеяния линии, при этом определить, что $ФРЛ = \max(ФОРЛ, ФТРЛ)$. Очевидно, что для достижения идеального изображения необходимо обеспечить равенство двух данных функций и их минимизацию $ФОРЛ \approx ФТРЛ \rightarrow \min$. Теоретическая база для расчета ФОРЛ подробно описана в [1], методика ее экспериментального определения приведена в стандарте [4].

Ниже рассмотрим физический и теплофизический аспекты постановки задачи, а также теоретический расчет ФТРЛ, основанный на нахождении температурного поля полупространства при нагревании его локальным источником для граничных условий второго рода (постоянный тепловой поток, в нашем случае — лучистая составляющая). За основу решения данной задачи взяты положения теории теплопроводности, предложенные в [5, 6] и подробно рассмотренные, например, в [7—11] и др.

Постановка задачи.

Физический аспект. На участок микроболометрической матрицы размером в один или более пикселей падает постоянный лучистый поток от исследуемого объекта (плотность потока мала и составляет порядка 1 Вт/м²). В результате происходит локальный нагрев данного участка (зоны), который характеризуется некоторым температурным контрастом, причем цветное изображение проекции исследуемого объекта на матрицу слегка размыто вследствие рассмотренных выше причин. При этом часть потока распространяется по термочувствительному слою вдоль оси X (рис. 1), часть — вдоль оси Y (в подложку).

Теплофизический аспект. Имеется полупространство, начальная температура которого t_0 . В момент времени $\tau = 0$ поверхность приемника начинает нагреваться лучистым тепловым потоком с постоянной плотностью q_r . Теплофизические свойства материалов приемника и коэффициент тепло-

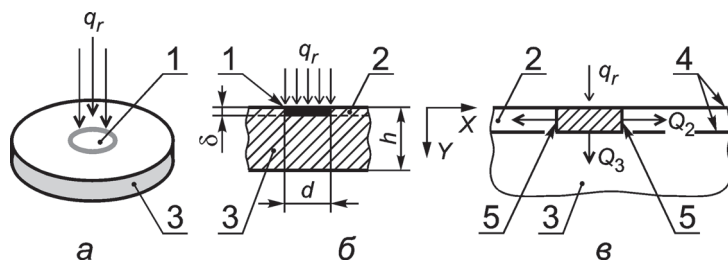


Рис. 1. Физическая (а) и теплофизическая (б, в) интерпретации задачи:

1 — проекция изображения исследуемого объекта на матричном фотоприемнике; 2 — термочувствительный слой матрицы; 3 — подложка; 4, 5 — адиабата и изотерма

отдачи окружающей среде постоянные, внутренние источники тепла отсутствуют, теплопередача происходит в основном вдоль оси X, а по оси Y она незначительная — процесс близок к адиабатическому (соотношение потоков по осям X и Y будет показано ниже). Требуется найти распределение температуры как функцию от времени и координаты x.

Математическая формулировка задачи.

Дано

$$\left. \begin{aligned} \delta t(x, \tau) / \delta \tau &= a_2 \partial^2 t(x, \tau) / \partial x^2, (\tau \geq 0, 0 \leq x \leq \infty); \\ t(x, 0) &= t_0 = \text{const}; \\ -\lambda_2 \frac{\delta t}{\delta x} \Big|_{y=0} &= q_r; \\ t(\infty, \tau) &= t_0 \text{ или } \frac{\delta t}{\delta x} \Big|_{x=\infty} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где λ_2, a_2 — тепло- и температуропроводность материала ЧЭ матрицы.

Решение задачи. Применим преобразование Лапласа

$$L[t(x, \tau)] = \int_0^\infty t(x, \tau) e^{-s\tau} d\tau \equiv T(x, s) \text{ к дифференциальному}$$

уравнению и граничным условиям (1):

$$T''(x, s) - sT(x, s)/a_2 + t_0/a_2 = 0; \quad (2)$$

$$T'(0, s) = -k, k = q_r/\lambda_2;$$

$$T'(\infty, s) = 0. \quad (3)$$

Решением (2) в общем виде будет

$$T(x, s) - t_0/s = A(s) \exp(x\sqrt{s/a_2}) + B(s) \exp(-x\sqrt{s/a_2}).$$

С учетом (1) и условия $A(s) = 0$ постоянную $B(s)$ находим из (3).

$$\text{Окончательно имеем } T(x, s) - \frac{t_0}{s} = \left[q_r \sqrt{a_2} / (\lambda_2 s^{3/2}) \right] \times \exp(-x\sqrt{s/a_2}).$$

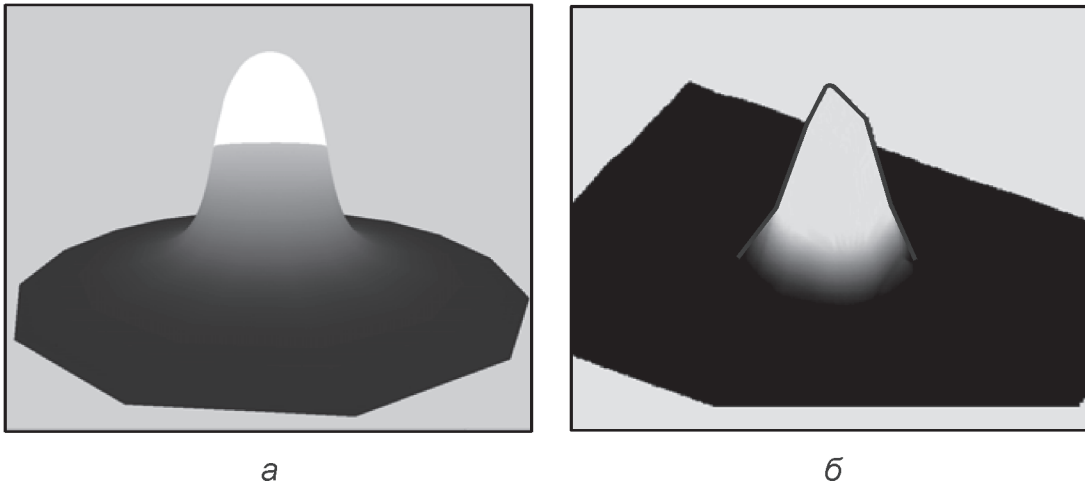


Рис. 2. 3D-изображения поля относительных температур, полученные путем расчета (а) и эксперимента (б)

Оригинал изображения имеет вид

$$t(x, \tau) - t_0 = \left(2q_r \sqrt{a_2 \tau} / \lambda_2 \right) \text{ierfc} \left[x / \left(2 \sqrt{a_2 \tau} \right) \right], \quad (4)$$

$$\text{где } \text{ierfc}(u) = \int_u^\infty \text{erfc}(w) dw = e^{-u^2} / \sqrt{\pi} - u \text{erfc}(u).$$

Решение (4) можно представить в безразмерной форме

$$\theta(x, \tau) = 2Ki_x \sqrt{Fo_x} \text{ierfc} \left(2 \sqrt{Fo_x} \right)^{-1}, \quad Ki_x = q_r x / [\lambda_2 (t_c - t_0)],$$

где $Fo_x = a_2 \tau / x^2$ — критериальное число Фурье; t_c — температура окружающей среды.

Оценим соотношение тепловых потоков Q_2, Q_3 по осям X и Y , соответственно. При этом допустим, что поток Q_2 направлен по оси X в полупространство, ограниченное адiabатой 4, а поток Q_3 — вдоль изотермы 5 в полупространство, образуемое подложкой 3 (см. рис. 1, в). Примем также одинаковые условия задачи и их решения для данных направлений распространения теплового излучения. Так как для изотермы $x = y = 0$ полупространство и ЧЭ имеют одинаковую температуру, то правомерно следующее выражение:

$$\begin{aligned} t_2(0, \tau) - t_0 = t_3(0, \tau) - t_0 &= \frac{2q_r \sqrt{a_2 \tau}}{\lambda_2} \text{ierfc} \frac{x}{2 \sqrt{a_2 \tau}} = \\ &= \frac{2q_r \sqrt{a_3 \tau}}{\lambda_3} \text{ierfc} \frac{y}{2 \sqrt{a_3 \tau}}. \end{aligned} \quad (5)$$

В таком случае соотношение потоков Q_2 и Q_3 представим как

$$\begin{aligned} \frac{Q_2}{Q_3} &= \frac{[t_2(0, \tau) - t_0] S_2}{[t_3(0, \tau) - t_0] S_3} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \sqrt{\frac{a_3}{a_2}} \frac{S_2}{S_3} \times \\ &\times \left\{ \frac{\text{ierfc} \left[x / \left(2 \sqrt{a_2 \tau} \right) \right]}{\text{ierfc} \left[y / \left(2 \sqrt{a_3 \tau} \right) \right]} \right\} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \sqrt{\frac{a_3}{a_2}} \frac{S_2}{S_3} = \frac{b_2}{b_3} \frac{S_2}{S_3}, \end{aligned}$$

где $\lambda_2, \lambda_3, a_2, a_3, b_2, b_3$ — теплопроводность, температуропроводность и тепловая активность термочувствительного

слоя и подложки, соответственно; $S_2 = 2d \delta, S_3 = d^2$ — площади сечения распространения теплового потока в термочувствительный слой и подложку, соответственно.

Рассчитаем значение искомого соотношения тепловых потоков для материалов матрицы (2 — кремния, подложки 3 — ситалла, см. рис. 1) и параметров: $\lambda_2 = 23 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \lambda_3 = 1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, a_2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}, a_3 = 8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}, d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}, \delta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Для принятых исходных данных получим $Q_2/Q_3 \approx 6,7$. Из выполненных расчетов следует, что приблизительно 15 % теплового

излучения, падающего на рассматриваемый участок матрицы, уходит в подложку 3, остальное распространяется (рассеивается) в термочувствительном слое 2 вдоль оси X . Поэтому в рамках поставленной задачи ранее сделанное допущение об одномерности температурного поля является вполне оправданным и правомерным.

Анализ решения. Введем понятие глубины прогретой зоны x_* — размера зоны распространения теплового излучения вдоль оси X , перегрев которой $t(x_*, \tau) - t_0$ составляет заданную величину Δ от перегрева центральной части анализируемого участка, т. е. с учетом (4):

$$\Delta = \frac{t(x_*, \tau) - t_0}{t(0, \tau) - t_0} = \sqrt{\pi} \text{ierfc} \frac{x_*}{2 \sqrt{a_2 \tau}}. \quad (6)$$

Приняв, в частности, $\Delta = 0,05$, при помощи таблиц [6] получим

$$x_* = 2,36 \sqrt{a_2 \tau} \quad \text{или} \quad Fo_{x_*} = 0,18.$$

Дадим приближенную оценку размера зоны распространения теплового излучения применительно к матричным приемникам ИК-излучения. Для этого в качестве исходных значений температуропроводности возьмем данные для ЧЭ, выполненных на основе кремния ($a_2 = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$) для интервала времени, равного длительности установления показаний приемников, которые, в свою очередь, примем соизмеримыми с постоянной времени ЧЭ $\tau = 10^{-3} \dots 10^{-4} \text{ с}$. Расчетным путем из (6) получим $x_* = 85 \dots 270 \text{ мкм}$. Эти значения — не что иное, как размер зоны размытия тепловизионного изображения из-за процесса теплопереноса, и они доказывают, что это негативное влияние на качество изображения не только соизмеримо с влиянием оптических аберраций, но сильнее него.

Таким образом, можно утверждать, что существует еще одна значимая причина, ухудшающая качество тепловизионных изображений. Меры ее устранения просты — использовать материалы с низкими значениями температуропроводности либо уменьшить постоянную времени ЧЭ матричных элементов, главным образом, за счет уменьшения толщины δ пленочного покрытия элемента. При этом следует иметь в виду, что $x_* \sim \sqrt{\delta}$.

Выше было предложено разделить ФРЛ на две составляющие — ФОРЛ и ФТРЛ, последнюю можно описать с учетом (5):

$$\text{ФТРЛ} = r_t = \sqrt{\pi} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{a_2\tau_*}} = \exp\left(-\frac{x^2}{4a_2\tau_*}\right) - \frac{\pi x}{4\sqrt{a_2\tau_*}} \times \left[1 - \Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{a_2\tau_*}}\right)\right], \quad (7)$$

где $\Phi\left(\frac{x}{2\sqrt{a_2\tau_*}}\right)$ — гауссов интеграл ошибок, τ_* — время уста-

новления процесса (соизмеримо и определяется постоянной времени ЧЭ).

При этом один из вариантов представления ФОРЛ согласно [1]:

$$\text{ФОРЛ} = r_o = \exp\left(-x^2/(2\sigma^2)\right). \quad (8)$$

Здесь σ — размер пиксельного элемента.

Проанализируем соотношения (7), (8). Для малых значений $x \ll \sigma$ вклад второго (отрицательного) слагаемого в (7) по сравнению с первым незначительный, и им можно пренебречь. В таком случае равенство ФТРЛ и ФОРЛ выполня-

ется, когда $a_2\tau_*/\sigma^2 = 0,5 = \text{Fo}_{\max}^*$. При значениях $x \geq \sigma$ вклад второго слагаемого в (7) становится большим, чем у первого, и значение Fo_{\max}^* фактически будет максимальным. Поэтому при проектировании матричных фотоприемников необходимо выполнять следующее обязательное условие, при котором ФТРЛ не будет превышать ФОРЛ:

$$\text{Fo}_{\max}^* \leq 0,5,$$

т. е., чем меньше значение указанного критерия, тем слабее негативное влияние процесса теплопереноса на качество тепловизионного изображения, при этом данный критерий однозначно определяет зависимость оптимального размера пиксельного элемента от теплофизических свойств материала ЧЭ матрицы.

Меры по улучшению качества тепловизионного изображения имеют конечной целью повышение точности проводимых измерений, вероятности обнаружения, достоверности классификации и идентификации различных объектов. Далее, с позиций теплофизической части поставленной задачи, приведем теоретическое обоснование значений критерия Джонсона, широко используемого в технике тепловидения и характеризующего вероятности обнаружения, классификации и идентификации объектов. Расчет полей относительных температур для различных размеров проекции источника излучения (исследуемого объекта) на матрицу ИК-прибора был выполнен двумя способами: в рамках рассмотренной выше постановки задачи с использованием аналитической формулы (7) и численным методом (интегральное преобразование Лапласа) в общей постановке задачи теплопроводности: задачи Штурма—Лиувилля [5, 8] для идеального источника лучистого потока круглой формы различного диаметра. На рис. 2 представлены 3D-изображения поля относительных температур, полученные расчетным (а) и экспериментальным (б) путями, для размера пиксельного элемента 50 мкм.

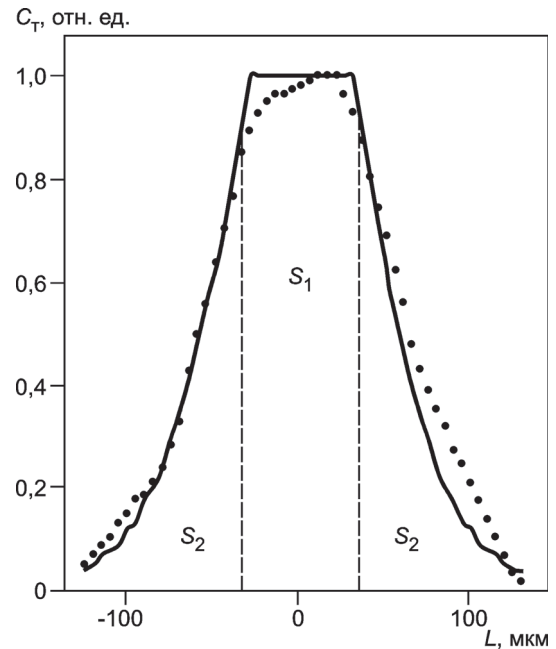


Рис. 3. Сечение температурного профиля проекции источника излучения размером 2,6 пикс.: C_T — относительный контраст; L — расстояние; точки — экспериментальные значения (матрица 320×240 пикс.), сплошная линия — расчетные данные



Рис. 4. ИК-изображение источника излучения

Введем следующие параметры:
коэффициент передачи информации

$$\text{КПД} = V_{S_1} / (2V_{S_2} + V_{S_1}); \quad (9)$$

соотношение сигнал—шум

$$\text{СШ} = V_{S_1} / (2V_{S_2}), \quad (10)$$

где V_{S_1}, V_{S_2} — объемы фигур вращения вдоль вертикальной оси с площадями сечения S_1 и S_2 (рис. 3).

Из рис. 3 следует, что расчетные данные близки к экспериментальным. Расчет выполнен для следующих значений параметров: $\text{Fo} = a\tau/R^2 = 0,52$; $\tau = 10^{-4}$ с; $a = 1,3 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $d = 5 \cdot 10^{-5}$ м.

На рис. 4 представлено ИК-изображение источника излучения, полученное при помощи тепловизора с матрицей с ЧЭ размером 320×240 пикс.

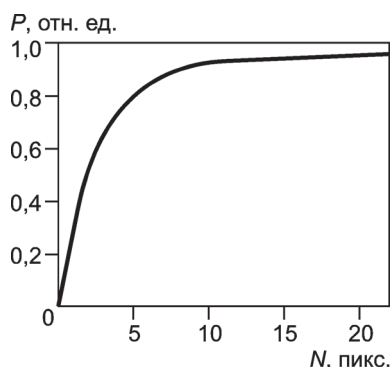


Рис. 5. Зависимость достоверности передачи информации от количества N пикселей

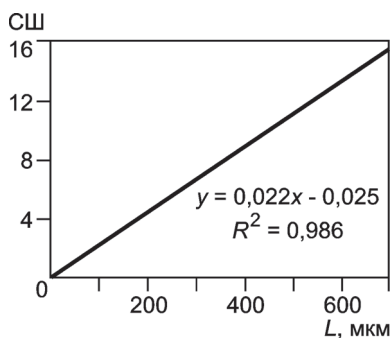


Рис. 6. Зависимость соотношения сигнал—шум от размера проекции источника

Параметр, обозначенный в (9) как КПД, характеризует степень достоверности передачи информации (вероятности восприятия) об исследуемом объекте, а соотношение сигнал—шум, определяемое по (10), можно использовать в качестве критерия обнаружения или идентификации объекта. На основании приведенных утверждений были рассчитаны значения указанных параметров для различных размеров проекции источника излучения в пикселях (1 пикс. = 50 мкм). Результаты расчетов представлены на рис. 5, 6, откуда легко определить необходимые минимальные размеры проекции источника, гарантирующие требуемую степень вероятности передачи информации о тепловом состоянии объекта и то пороговое значение размера проекции источника (фактически, расстояние до объекта), при котором обеспечивается выполнение задачи обнаружения или идентификации. Например, для вероятности 90 % достаточно иметь 9 пикс. (450 мкм), для 95 % — 16 пикс. (800 мкм) (см. рис. 5). При решении задач обнаружения обычно берут значение $СШ = 3,16$ (5 дБ), что соответствует размеру 150 мкм (3 пикс.), при идентификации принимают $КПД = 15...16$, что соответствует 650—700 мкм (13—14 пикс.).

Таким образом, расчет температурного поля позволяет теоретически определить требуемое количество пикселей для решения той или иной задачи. Отметим существенное влияние теплофизических свойств ЧЭ на значения рассмотренных выше параметров (см. рис. 5, линия, соответствующая $Fo = 0,05$). К сожалению, в настоящее время отсутствуют сколько-нибудь точные сведения о теплофизических свойствах композиционных наноструктур, применяемых в ЧЭ матричных приемников ИК-излучения, что, по всей видимости, объясняется новизной такой постановки задачи, а также сложностью моделирования и экспериментального определения данных параметров.

Выводы. Выполненный теплофизический анализ показал существенное влияние процесса теплопереноса на качество тепловизионных изображений — фактор, который необходимо учитывать при проектировании ИК-приборов нового поколения. Так как имеющиеся в настоящее время матрицы приемников ИК-излучения имеют приблизительно одинаковые теплофизические свойства и геометрические параметры, и, следовательно, размеры зоны размытия изображения, качество получаемых тепловых портретов исследуемых объектов вне зависимости от количества ЧЭ матриц также практически одинаковое.

При установлении пороговых значений критерия Джонсона для обнаружения и идентификации объектов необхо-

димо оперировать с абсолютным линейным размером проекции источника излучения на матрицу, а не с количеством пиксельных элементов, так как одному и тому же размеру проекции может соответствовать разное количество ЧЭ (в зависимости от их размера). Этот факт объясняет расхождение в данных различных исследователей по пиксельным значениям указанного критерия.

Из приведенных выше соотношений для ФТРЛ следует физический смысл параметра $\sigma = R\sqrt{Fo^*}$, характеризующего ФРЛ в стандарте [4] и ЧЭ с подложкой, который может быть довольно легко рассчитан методами теории регулярного теплового режима [12].

Поскольку в настоящее время отсутствуют сколько-нибудь точные сведения о теплофизических свойствах композиционных наноструктур, применяемых в

ЧЭ матричных приемников ИК-излучения, потребуется разработка новых методов и средств измерений свойств и их моделирования. В дальнейшем это может потребовать совершенствования имеющихся либо разработки новых технологий изготовления матричных приемников ИК-излучения.

Представляет интерес проведение экспериментальных исследований для установления раздельного влияния на качество тепловизионного изображения оптической и тепловой составляющих с целью совершенствования метрологической базы для проверки тепловизионных измерительных приборов.

Исследование выполнено в рамках стратегии развития термометрии стран — участниц КОOMET [13].

Л и т е р а т у р а

1. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978.
2. Марголин И. А., Румянцев Н. П. Основы инфракрасной техники. М.: Изд-во МО СССР, 1957.
3. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов / Под ред. Р. Дж. Кисса. М.: Радио и связь, 1985.
4. ГОСТ Р 8.619—2006. Приборы тепловизионные измерительные. Методика поверки.
5. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: ГТТИ, 1952.
6. Лыков А. В. Тепломассообмен: Справ. пособие. М.: Энергия, 1978.
7. Кондратьев Г. М. и др. Прикладная физика. Теплообмен в приборостроении. СПб.: СПб ГУ ИТМО, 2003.
8. Дульнев Г. Н., Тихонов С. В. Теория тепло- и массообмена. Точные методы решения задач теплопроводности и диффузии. Л.: ЛИТМО, 1981.
9. Пилипенко Н. В. Методы и приборы нестационарной теплотерии на основе решения обратных задач теплопроводности. СПб.: СПб ГУ НИУ ИТМО, 2011.
10. Дульнев Г. Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа, 1984.
11. Расчет температурных полей и систем / Под ред. Дульнева Г. Н.: Тр. ЛИТМО. 1976. Вып. 86.
12. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. М.-Л.: ГНТИ, 1957.
13. Походун А. И. О современном состоянии и перспективах развития термометрии // Температура—2011: Тез. докл. 4-й Всерос. и стран — участниц КОOMET конф. по проблемам термометрии. СПб.: 2011. С. 1—3.

Дата принятия 10.01.2012 г.