

ISSN 1561-2430 (Print)

ISSN 2524-2415 (Online)

УДК 536.33

<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-1-110-117>

Поступила в редакцию 15.12.2017

Received 15.12.2017

А. П. Иванов*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь***КОРРЕКЦИЯ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ
МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ**

Аннотация. В настоящее время активно внедряются неинвазивные (дистанционные) термографические методы на основе ИК-изображений. Используя результаты расчета приращения температуры, возникающей при наличии патологического источника в коже человека, предложен ряд способов решения «обратных задач». К ним относятся определение глубины нахождения теплового источника по измерению моно- или полихромного приращения нормированной яркости поверхности ткани в одной точке; глубины нахождения источника и параметра теплоотдачи по измерению поли- или монохромного приращения нормированной яркости (или температуры) в двух точках; тепловой мощности источника по измерению приращения абсолютной яркости или температуры в одной точке; глубины нахождения теплового источника и его размера в приповерхностном слое по измерению приращения нормированной яркости в двух точках. С целью решения этих задач указаны теплофизические и оптические характеристики мягких тканей биологического организма. Приведены аналитические формулы для описания температуры и возникающего под ее влиянием свечения от источников цилиндрической и сферической формы.

Ключевые слова: тепло, температура, теплоотдача, теплопроводность термография, биологическая ткань, кожа, ИК-изображение

Для цитирования. Иванов, А. П. Коррекция инфракрасных изображений мягких биологических тканей / А. П. Иванов // Вес. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. – 2019. – Т. 55, № 1. – С. 110–117. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-1-110-117>

A. P. Ivanov*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus***CORRECTING THE INFRARED IMAGES OF SOFT BIOLOGICAL TISSUES**

Abstract. Non-invasive (remote) thermographic methods based on IR images are being actively implemented. Using the calculation results of the temperature increment that occurs when a pathological source exists in the person's skin, a number of ways of solving “inverse problems” are proposed. These include the determination of the depth of the thermal source by measuring the mono or polychrome increment of the normalized brightness of the tissue surface at one point; the source depth and heat transfer parameter by measuring the poly or monochrome one of the normalized brightness (or temperature) at two points; the thermal power of the source by measuring the increment of absolute brightness or temperature at one point; the depth of the thermal source and its size in the near-surface layer by measuring the increment of the normalized brightness at two points. In order to solve these problems, the thermophysical and optical properties of the soft tissues of the biological organism are indicated. Analytical solutions are given for describing the temperature and the glow that arises under its influence from the sources of cylindrical and spherical shape.

Keywords: heat, temperature, thermal physical parameters, thermography, biological tissue, skin, IR image

For citation. Ivanov A. P. Correcting the infrared images of soft biological tissues. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seryia fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2019, vol. 55, no. 1, pp. 110–117 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-1-110-117>

Введение. Термографические методы на основе ИК-изображений в настоящее время активно внедряются в медицинскую практику с целью диспансерных обследований, ранней диагностики заболеваний, при проведении клинических процедур и хирургических операций. Несмотря на очевидные достоинства такого подхода, одним из его слабых мест является то, что тепловые изображения снимаются только с поверхности биологических тканей. Изображения зашумлены тепловым влиянием слоя ткани, находящейся между обследуемым органом и тепловизором и, следовательно, лишь косвенно несут информацию о температурном режиме внутренних органов. В связи с этим особую актуальность приобретают методы коррекции ИК-изображений

с целью их «очистки» и выделения информации о температуре и других параметрах представляющего интерес внутреннего участка ткани. Изученные закономерности [1, 2] распространения тепла и возникающего под его влиянием ИК-излучения позволяют предложить решение ряда задач по восстановлению характеристик среды и коррекции тепловых изображений.

Остановимся на использовании свечения, которое при инвазивном подходе порождает дополнительную температуру, а затем используется для определения величины этой температуры. Поскольку задача коррекции требует знания оптических и теплофизических параметров, то они также будут определяться в настоящей работе.

Исходные положения. Будем следовать положениям, изложенным в работах [1, 2]. Рассматривается спектральный интервал 2–12 мкм, в котором показатель поглощения ткани k (определяемый практически поглощением воды) имеет сложную «пульсирующую» структуру и может принимать значения в интервале от 15 до 10^4 см⁻¹ [3]. Мягкие ткани человеческого организма приблизительно на 80 % состоят из воды. Поэтому положим $k = 0,8k_w$, где k_w – показатель поглощения воды. В этой области спектра рассеяние значительно меньше поглощения и не влияет на распространение излучения. На поверхности параметр теплоотдачи $h = H/\kappa$, см⁻¹; H , Вт/(см²·К) – поток тепла с единицы поверхности при $T_s - T_a = 1,0$ К, где T_s и T_a – температуры соответственно поверхности ткани и окружающей среды. Поток H включает обмен энергией вследствие излучения, конвекции и испарения. Коэффициент теплопроводности для биоткани $\kappa = 0,004\text{--}0,006$ Вт/(см·К). Типичные значения h изменяются в пределах 0,05–0,5 см⁻¹ [4, 5]. Задача сводится к восстановлению на поверхности ткани изображения (теплого или светового), возникающего вследствие дополнительного источника тепла.

По аналогии с [6] полагаем температуру в среде в цилиндрической системе координат (z, r, φ) равной

$$T(z, r) = T_s + \Delta T(z, r), \tag{1}$$

где T_s – температура поверхности при отсутствии патологических источников тепла, $\Delta T(z, r)$ – добавка к температуре вследствие различных причин на глубине z и радиусе r . Вследствие рассмотрения осесимметричной задачи здесь угловая координата φ отсутствует. Добавка к температуре в среде при нормальной работе организма описывается формулой

$$\Delta T_1(z) = hz(T_s - T_a) + T_s. \tag{2}$$

При наличии источника объема V возникает дополнительное приращение температуры на величину

$$\Delta T_2 = \int_V D dv. \tag{3}$$

Здесь

$$D = \frac{q}{4\pi\epsilon} \left\{ \left[(z - z^*)^2 + l^2 \right]^{-1/2} - \left[(z + z^*)^2 + l^2 \right]^{-1/2} \right\} + \frac{q}{2\pi\kappa} \int_0^\infty \frac{\exp[-p(z^* + z)] p J_0(pl)}{p + h} dp \tag{4}$$

– приращение температуры, отнесенное к элементарному объему источника в цилиндрической системе координат, r^* , z^* , φ – координаты элементарного объема, $l = \sqrt{(r - r^* \cos \varphi)^2 + (r^* \sin \varphi)^2}$, q – объемная плотность тепловой мощности источника. Выражение (4) следует из формулы для приращения температуры от точечного источника с тепловой мощностью Q [7]

$$\Delta T_p = \frac{Q}{4\pi\kappa} \left[\frac{1}{\sqrt{(z - a)^2 + r^2}} - \frac{1}{\sqrt{(z + a)^2 + r^2}} \right] + \frac{Q}{2\pi\kappa} \int_0^\infty \frac{\exp[-p(a + z)] p J_0(pr)}{p + h} dp, \tag{5}$$

имеющего в цилиндрической системе координаты $z = a$, $r = 0$. Поверхность среды соответствует $z = 0$. Для выполнения операции (3) необходимо задать уравнение поверхности рассматриваемого источника и в трехмерном интеграле подставить соответствующие пределы. В качестве примера [1]

для цилиндра с диаметром d и высотой z_0 , ось которого перпендикулярна поверхности биологической ткани, приращение температуры ΔT_2 будет

$$\Delta T_c = 2 \int_0^{0,5d} r^* \left\{ \int_{a-0,5z_0}^{a+0,5z_0} \left[\int_0^\pi D d\varphi \right] dz^* \right\} dr^*, \quad (6)$$

а для сферического источника диаметра d

$$\Delta T_{sp} = 2 \int_0^{0,5d} r^* \left\{ \int_{a-j}^{a+j} \left[\int_0^\pi D d\varphi \right] dz^* \right\} dr^*, \quad (7)$$

где $j = \left[(0,5d)^2 - r^{*2} \right]^{0,5}$ – половина длины хорды сечения источника по диаметру, направленной перпендикулярно поверхности среды, a – глубина залегания их «центра тяжести». Формулы (6), (7) описывают приращение теплового режима как внутри, так и вне источника. Таким образом, при рассматриваемом источнике температура в любой точке биологической среды есть

$$T(z,r) = T_s + \Delta T_1(z) + \Delta T_2(z,r). \quad (8)$$

Согласно [2], в приближении низкой температуры человеческого организма, но значительно большей приращения температуры от патологического источника, спектральная плотность яркости монохроматического излучения, испускаемого поверхностью ткани по нормали к ней при пространственном распределении температуры $T(z,r)$ в цилиндрической системе координат $\{r,\varphi,z\}$, равна

$$B(\lambda, r) = \frac{(1-r_0)}{\pi} \int_0^\infty k E(z, r, \lambda, T) \exp(-kz) dz = B(T_s^*)^* \left[1 + (N / T_s^{*2}) \int_0^\infty k \Delta T(z, r)^* \exp(-kz) dz \right]. \quad (9)$$

Здесь в рассматриваемом спектральном интервале 2–12 мкм в приближении низкой температуры человеческого организма

$$E(z, r, \lambda, T) = M(\lambda) \exp(-N(\lambda)/T) \quad (10)$$

– спектральная плотность светимости поверхности (формула Планка) в точке (z,r) , где $M(\lambda) = 3,75 \cdot 10^3 \lambda^{-5}$, эрг · мкм⁻³ · с⁻¹, $N(\lambda) = 1,44 \cdot 10^4 \lambda^{-1}$, длина волны λ в мкм. Температура $T(z,r)$ описывается выражением (8), $T_s^* = T_s + \Delta T_2(0,r)$ – температура поверхности при наличии в среде патологического источника тепла, $\Delta T(z,r)^* = \Delta T_1(z) + \Delta T_2(z,r) - \Delta T_2(0,r)$. Предполагается, что выходящее излучение диффузное. При отсутствии источника фоновая спектральная плотность яркости, рассчитанная по (9), составит $B_0(\lambda)$ и не будет зависеть от r . Если говорить о приращении спектральной плотности яркости на поверхности, то

$$\Delta B(\lambda, r) = B(\lambda, r) - B_0(\lambda). \quad (11)$$

Как показывают расчеты, в реальных условиях, если глубина погружения источника в среду много больше его размеров, то приращение яркости от него пропорционально Q . Для упрощения чтения в дальнейшем в большинстве случаев спектральную плотность яркости или светимости будем заменять словами «яркость» или «светимость».

Чувствительных приемников в рассматриваемой спектральной области нет. Для увеличения отношения сигнал/шум в большинстве случаев используются приемники, регистрирующие излучение в широком спектральном интервале [8]. Фиксируемый от кожи электрический сигнал при наличии источника, с точностью до постоянного множителя (характеризующего абсолютную чувствительность), равен

$$\beta(r) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B(\lambda, r) S(\lambda) d\lambda. \quad (12)$$

Здесь указан интервал длин волн $\lambda_2 - \lambda_1$, в котором чувствителен приемник; $B(\lambda, r)$ описывается формулой (9). Можно записать аналогичное выражение для сигнала без источника β_0 . Приращение сигнала имеет вид $\Delta\beta(r) = \beta(r) - \beta_0$.

Несмотря на измерения в широких спектральных интервалах, будем предлагать методики преимущественно с использованием монохроматической яркости. Она, с одной стороны, является основой для понимания формирования интегральной яркости, а с другой, надо полагать, — со временем появятся и чувствительные монохроматические приемники.

Определение глубины нахождения теплового источника при измерении моно- или полихромного приращения яркости поверхности ткани от него в нормированных единицах. Для этого на рис. 1 построены зависимости приращения яркости при $r = 0,5$ см, нормированные к приращению при $r = 0$ от a , разных k и двух предельных значениях h . Рассмотрен случай источника заведомо малого по сравнению с глубиной его нахождения, когда форма источника несущественна. Расчеты показывают, что данные не зависят от тепловой мощности источника и длины волны излучения. Тем не менее мы указываем значения λ , поскольку вычисления выполнялись при разных длинах волн, где поглощение среды разное. Как видим, с углублением источника тепла, вследствие размытия изображения, нормированное приращение яркости возрастает. Увеличение k приводит к росту ΔB , особенно сильному при малых a . Однако при значениях k , приблизительно больших 60 см^{-1} , влияние поглощения исчезает. С ростом h кривые хоть и сдвигаются вправо, но незначительно, поэтому этим сдвигом можно пренебречь (при $a < 1$ см) для определения глубины залегания источника по измеренному ΔB . Для сравнения также проведены расчеты $\Delta\beta$ для полихромного детектора на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [9], которые точно совпадают с соответствующими «монохроматическими» кривыми 4. Следует отметить, что и другие полихромные приемники дают подобные результаты, как и отмеченный детектор, ибо максимум чувствительности у них находится при λ , где $k > 60 \text{ см}^{-1}$

Определение глубины нахождения источника и параметра теплоотдачи при измерении поли- или монохромного приращения яркости (или температуры) в трех точках поверхности. Как и ранее, исследуется ситуация, когда размер и форма источника несущественны. Для примера рассмотрим на поверхности точки, где r равно 0, 1 и 3 см, и полихромный приемник на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Рассчитаем приращения сигналов $\Delta\beta(1)$ и $\Delta\beta(3)$ в точках r , равных 1 и 3 см, нормированных на сигнал при $r = 0$ для разных a и h . На рис. 2 введена система координат $\Delta\beta(1)$ и $\Delta\beta(3)$. Построено два семейства кривых. В одном семействе (сплошные линии) каждая кривая соответствует постоянному a и разным h , в другом (прерывистые линии) — разным a и постоянному h . Полученная номограмма не зависит от величины q . Если измерить $\Delta\beta(1)$ и $\Delta\beta(3)$, то по рис. 2,

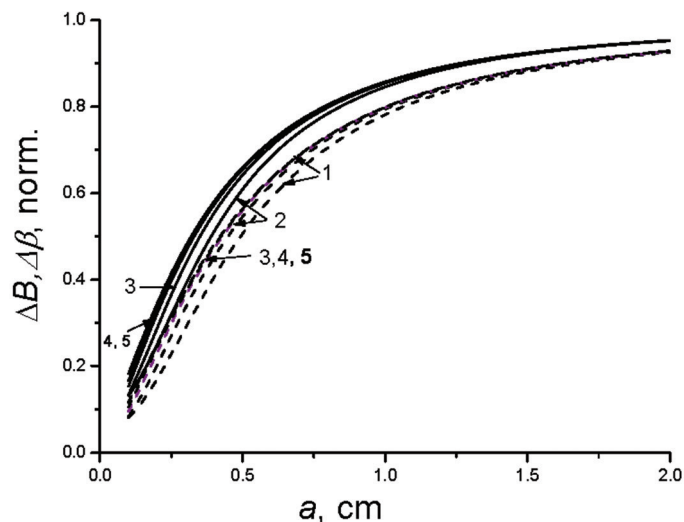


Рис. 1. Зависимости ΔB и $\Delta\beta$ при $h = 0,05 \text{ см}^{-1}$ (сплошные линии) и $0,8$ (прерывистые линии). Цифры у кривых соответствуют разным значениям k в см^{-1} (и λ в $\mu\text{км}$) или полихромным приемникам: 1 – 13,2 (2,2); 2 – 21,5 (2,1); 3 – 40,0 (2,4); 4 – 55,3 (2,0) и более; 5 – полихромные приемники

Fig. 1. Dependences of ΔB and $\Delta\beta$ at $h = 0.05 \text{ см}^{-1}$ (solid lines) and 0.8 (dashed lines). The curve numbers correspond to different values of k in см^{-1} (λ in microns) or polychromic receivers: 1 is 13.2 (2.2); 2 is 21.5 (2.1); 3 is 40.0 (2.4); 4 is 55.3 (2.0) and more; 5 – polychrome receivers

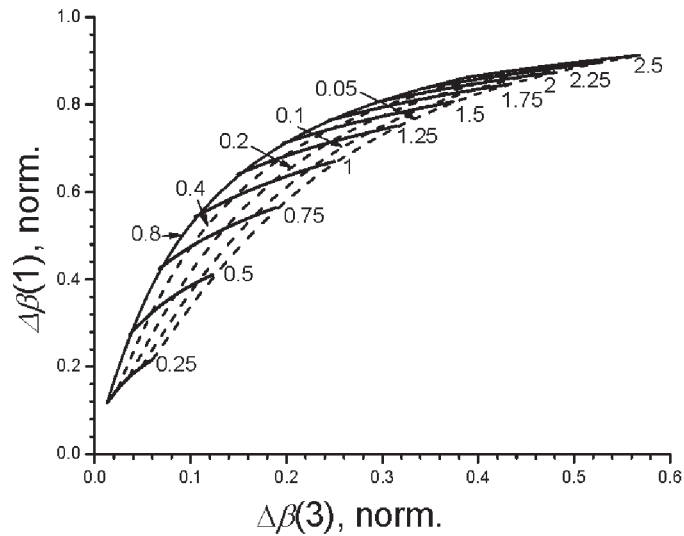


Рис. 2. Номограмма определения a и h по измерению нормированных сигналов в точках r , равных 1 и 3 см
 Fig. 2. A nomogram of determination of a and h from the measurement of normalized signals at points r equal to 1 and 3 cm

с учетом интерполяции, могут быть найдены a и h . Рисунок дает четкую картину точности определения указанных параметров в зависимости от их величин. Расчеты показывают, что результаты (вид рисунка) останутся неизменными для других полихромных детекторов и при построении номограмм в системе координат $\Delta B(r = 1)$, $\Delta B(r = 3)$ (при любых λ , когда на них k ткани больше 60 см^{-1}) при регистрации монохроматического излучения.

Если известно распределение приращения температуры на поверхности биологической ткани ΔT , то определив приращения $\Delta T(1)$ и $\Delta T(3)$ в точках r , равных 1 и 3 см, нормированных на приращение при $r = 0$, можно воспользоваться данными рис. 2 для определения a и h . Дело в том, что система координат $\Delta\beta(1)–\Delta\beta(3)$ эквивалентна системе координат $\Delta T(1)–\Delta T(3)$. Естественно, что для определения a и h аналогичная номограмма может быть построена при двух других точках наблюдения поверхности.

Определение тепловой мощности источника по приращению яркости или температуры поверхности. Уже указывалось, что если глубина погружения источника в среду много больше его размеров, то приращение яркости от него пропорционально Q . В таком случае при $r = 0$

$$\Delta B(\lambda, h, a) = Q\gamma_1(\lambda, h, a). \tag{13}$$

Выражение (13) позволяет рассчитать $\gamma_1(\lambda, h, a)$ при указанных известных аргументах и при измеренном ΔB определить Q . Данные рис. 3 решают эту задачу при использовании двух длин волн: 2 и 4 мкм. Здесь представлены зависимости $\gamma_1(\lambda, h, a)$ от a при разных параметрах теплоотдачи для указанных λ . Следует отметить, что влияние h на $\gamma_1(\lambda, h, a)$ не очень существенно. В то же время с ростом длины волны $\gamma_1(\lambda, h, a)$ увеличивается на порядки. К сожалению, при работе на любой волне или с полихромным приемником нужно в каждом случае рассчитывать величину $\gamma_1(\lambda, h, a)$. Значительно проще решать данную задачу, когда известно приращение температуры. При большой глубине погружения источника в ткань воспользуемся выражением (5), которое на поверхности при $r = 0$ равно

$$\Delta T(h, a) = Q\gamma_2(h, a), \tag{14}$$

где

$$\gamma_2(h, a) = \frac{1}{2\pi k} \int_0^\infty \frac{\exp[-p(a+z)] p J_0(pr)}{p+h} dp. \tag{15}$$

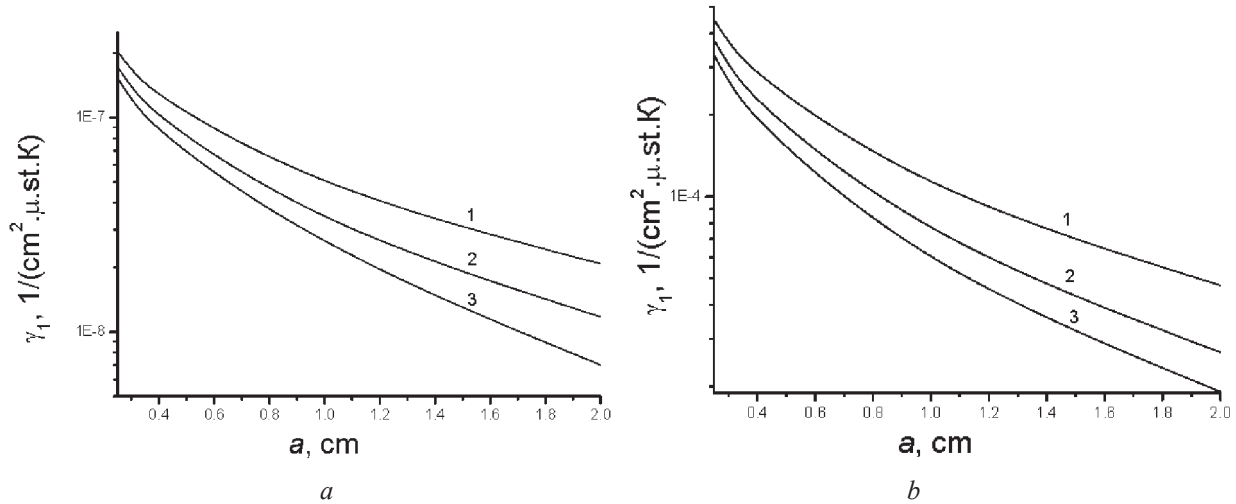


Рис. 3. Зависимость γ_1 от a при $\lambda = 2$ мкм (а) и 4 мкм (б).
 Цифры у кривых соответствуют разным h (см⁻¹): 1 – 0,05; 2 – 0,4; 3 – 0,8

Fig. 3. Dependences of γ_1 on a at $\lambda = 2 \mu m$ (a) and $\lambda = 4 \mu m$ (b).
 The curve numbers correspond to different values of h (cm⁻¹): 1 is 0.05; 2 is 0.4; 3 is 0.8, respectively

Рис. 4 дает наглядную картину сильного влияния a и слабого h на γ_2 . Зная γ_2 и измеряя ΔT , определяем Q по (14).

Одновременное определение размера источника и его местонахождения в приповерхностном слое. До сих пор обратные задачи рассматривались тогда, когда размеры источника много меньше глубины его нахождения в среде. В этом случае размер и форма не влияют на распределение приращения яркости на поверхности и решение задачи упрощается. Однако расчеты показывают любопытный результат: при сферическом источнике приращение температуры вне его в любом месте среды (в том числе и на границе раздела источник – среда) такое же, как и от точечного (5), при их одинаковой тепловой мощности, если их центры нахождения совпадают. Из физических соображений также ясно, что и любой другой аналогичный тепловой источник, угловые линейные размеры которого в большинстве направлений мало отличаются друг от друга, даст на поверхности распределение температуры, совпадающее с распределением от точки. Поэтому если форма патологического источника близка к сфере, то результаты, изложенные ранее, относятся к источникам на любой глубине залегания. В то же время при одинаковых Q в точках внутри сферического источника ΔT отличается от приращения температуры в тех же

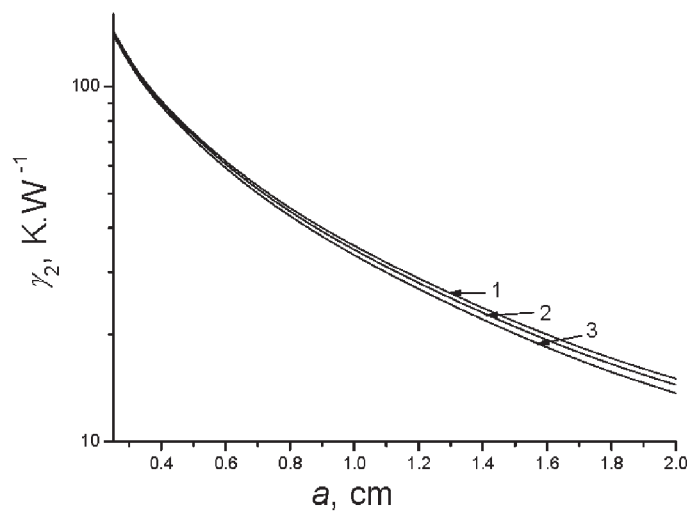


Рис. 4. Зависимость γ_2 от a . Цифры у кривых соответствуют разным h (см⁻¹): 1 – 0,05; 2 – 0,4; 3 – 0,8
 Fig. 4. Dependences of γ_2 on a . The curve numbers correspond to different values of h (cm⁻¹): 1 is 0.05; 2 is 0.4; 3 is 0.8

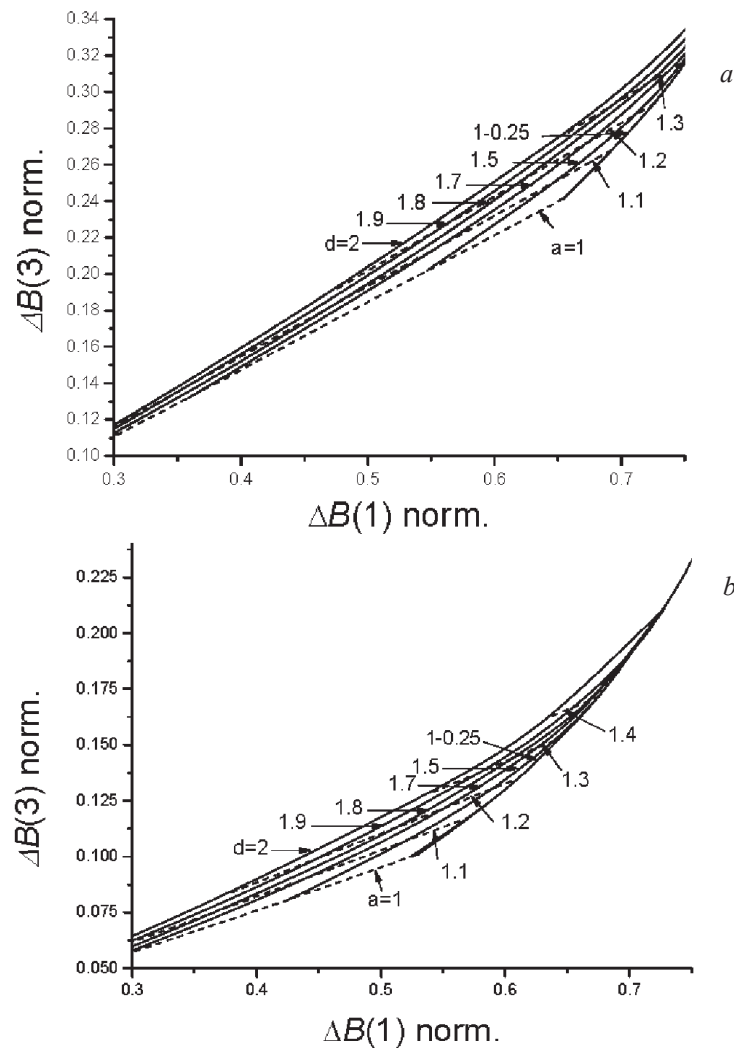


Рис. 5. Номограмма определения a и d по измерению нормированных приращений яркостей в точках r , равных 1 и 3 см, при $h = 0,05 \text{ см}^{-1}$ (а) и $0,8 \text{ см}^{-1}$ (б)

Fig. 5. A nomogram of determination of a and d from the measurement of the normalized increments of brightness at points r equal to 1 and 3 cm at $h = 0.05 \text{ cm}^{-1}$ (a) and 0.8 cm^{-1} (b)

местах от точечного источника. Это наводит на мысль о возможности использовать приращение яркости для исследования источника, находящегося на небольшой глубине в среде. Ясно, что с увеличением источника (его диаметра) распределение приращения яркости на поверхности кожи расширяется; то же происходит и при углублении источника в среду. Однако процессы разные, что позволяет, при некоторых условиях, оценить величину d и a .

На рис. 5 при $\lambda = 2,2 \text{ мкм}$ и параметрах теплоотдачи, равных $0,05$ и $0,8 \text{ см}^{-1}$, приведены две номограммы, построенные следующим образом. Рассчитаны приращения яркости $\Delta B(1)$ и $\Delta B(3)$ в точках r , равных 1 и 3 см, нормированных на приращение при $r = 0$ для разных значений a и d . В системе координат $\Delta B(1)$ – $\Delta B(3)$ построено два семейства кривых. В одном семействе (прерывистые линии) каждая кривая соответствует постоянному a и разным d , в другом (сплошные линии) – постоянному d и разным a . Полученные номограммы не зависят от величины q . Если измерить $\Delta B(1)$ и $\Delta B(3)$, то согласно рис. 5, с учетом интерполяции могут быть оценены a и d при заданных λ и h . К сожалению, как видно из характера номограмм, может быть проведена только оценка указанных величин при небольшом интервале значений a .

Благодарности. Автор выражает глубокую благодарность В. В. Баруну за участие в разработке программы расчетов и обсуждение результатов.

Acknowledgements. The author is very grateful to V. V. Barun for participation in developing computation programs and in discussing the obtained results.

Список использованных источников

1. Иванов, А. П. Распределение температуры в полубесконечной среде, обусловленное источниками разной формы / А. П. Иванов // Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2018. – Т. 54, № 1. – С. 69–76. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-1-69-76>
2. Иванов, А. П. Распределение ИК-излучения от нелокального источника внутри биологической ткани / А. П. Иванов // Вест. Нац. акад. наук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2018. – Т. 54, № 3. – С. 316–325. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-3-316-325>
3. Hale, G. M. Optical constants of water in the 200 nm to 200 um wavelength region / G. M. Hale, M. R. Querry // Appl. Opt. – 1973. – Vol. 12, № 3. – P. 555–563. <https://doi.org/10.1364/ao.12.000555>
4. Gustafsson, S. E. Analytical calculation of the skin temperature distribution due to subcutaneous heat production in a spherical heat source (relevant to thermography) / S. E. Gustafsson, S. K. Nilsson, L. M. Torell // Phys. Med. Biol. – 1975. – Vol. 20, № 2. – P. 219–224. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/20/2/003>
5. Barun, V. V. Thermal action of a short light pulse on biological tissues / V. V. Barun, A. P. Ivanov // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2003. – Vol. 46, № 17. – P. 3243–3254. [https://doi.org/10.1016/s0017-9310\(03\)00124-8](https://doi.org/10.1016/s0017-9310(03)00124-8)
6. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел: пер. с англ. / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964. – 488 с.
7. Draper, J. W. The calculation of skin temperature distribution in thermography / J. W. Draper, J. W. Boag // Phys. Med. Biol. – 1971. – Vol. 16, № 2. – P. 201–211. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/16/2/301>
8. Госсорг, Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение: пер. с фр. / Ж. Госсорг. – М.: Мир, 1988. – 416 с.
9. Фоторезисторы с кодом Грея из гетероэпитаксиальных структур $Cd_xHg_{1-x}Te$ на спектральный диапазон 2–11 мкм с термоэлектрическим охлаждением / А. В. Филатов [и др.] // Успехи прикладной физики. – 2015. – Т. 3, № 2. – С. 190–195.

References

1. Ivanov A. P. Temperature distribution in a semi-infinite medium due to a heat source of different shape. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2018, vol. 54, no. 1, pp. 69–76 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-1-69-76>
2. Ivanov A. P. Distribution of IR radiation from a non-local source inside the biological tissue. *Vestsi Natsyianal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2018, vol. 54, no. 3, pp. 316–325 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2018-54-3-316-325>
3. Hale G. M., Querry M. R. Optical constants of water in the 200 nm to 200 um wavelength region. *Applied Optics*, 1973, vol. 12, no. 3, pp. 555–563. <https://doi.org/10.1364/ao.12.000555>
4. Gustafsson S. E., Nilsson S. K., Torell L. M. Analytical calculation of the skin temperature distribution due to subcutaneous heat production in a spherical heat source (relevant to thermography). *Physics in Medicine and Biology*, 1975, vol. 20, no. 2, pp. 219–224. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/20/2/003>
5. Barun V. V., Ivanov A. P. Thermal action of a short light pulse on biological tissues. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 46, no. 17, pp. 3243–3254. [https://doi.org/10.1016/s0017-9310\(03\)00124-8](https://doi.org/10.1016/s0017-9310(03)00124-8)
6. Carslaw H. S., Jaeger J. C. *Conduction of Heat in Solids*. 2nd ed. Oxford, Clarendon Press, 1959. 510 p.
7. Draper J. W., Boag J. W. The calculation of skin temperature distribution in thermography. *Physics in Medicine and Biology*, 1971, vol. 16, no. 2, pp. 201–211. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/16/2/301>
8. Gaussorgues G. *La Thermographie Infrarouge. Principes-TechnologieApplications*. 4 Ed. Paris, Lavoisier, 1999. 586 p. (Russ. Ed.: Gossorg Zh. *Infrakrasnaya termografiya. Osnovy, tekhnika, primenenie* [Gossorg J. Infrared thermography. Fundamentals, techniques, application]. Moscow, Mir Publ., 1988. 452 p.). (in France).
9. Filatov A. V., Karpov V. V., Susov E. V., Gribanov A. A., Kuznetsov N. S., Petrenko V. I. Photoresistors with a Gray code from heteroepitaxial structures $Cd_xHg_{1-x}Te$ on the 2–11 μm spectral range with thermoelectric cooling. *Uspekhi prikladnoi fiziki = Advances in Applied Physics*, 2015, vol. 3, no. 2, pp. 190–195 (in Russian).

Информация об авторе

Иванов Аркадий Петрович – член-корреспондент, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, г. Минск, Республика Беларусь). E-mail: ivanovap@dragon.bas-net.by

Information about the author

Arkady P. Ivanov – Corresponding Member, Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Senior Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: ivanovap@dragon.basnet.by