

Биофизика клеточных процессов [Текст] / А. Б. Рубин. – М.: Высшая школа, 1987. – Т.2. – 303 с. **10.** Аккерман, Ю. Биофизика [Текст] / Ю. Аккерман (пер. с англ.). – М.: Мир, 1964. – 684 с. **11.** Plonsey, R. Bioelectricity a Quantative Approach [Текст] / R. Plonsey, E. Barr. – New York: Plenum Press, 1988. – 366 p.

**Bibliography (transliterated):** **1.** *Shukanov, A. V., Semenov, V. G. (2000).* Rearing in conditions of adaptive technology. Veterinary medicine, 10, 48 - 51. **2.** *Yudin, M. F. (2001).* Physical condition of cows in different seasons of the year. Veterinary medicine, 2, 38 - 41. **3.** *Cocnen, M., Ullerich, A. (2005).* Nutritiv bedingte probleme in kalberbestanden. Ubeischt. Tieremahr, 24, 1, 2433. **4.** *Elze K. (2006).* Der Kalberdurchfall. Milchpraxis, 4, 178 – 182. **5.** *Belanovsky A. S. (2007).* Fundamentals of Biophysics in veterinary medicine. M: great bustard, 332. **6.** *Sasimova I. A., Kuchin, L. F. (2008).* Explanation of informational biophysical effect of electromagnetic radiation on microbiological livestock objects. Eastern-European journal of advanced technologies, 4/2 (34), 27 - 29. **7.** *Krylov, V. I. Bobkov, V. V., Monastyrskiy, P. I. (1976).* Computational methods. M.: Nauka, 302. **8.** *Pirotti, E. L., Cherenkov, A. D. (2000).* Changes in membrane potential of cells of biological objects that are affected by external electromagnetic fields. Vestnik Khark'kovskogo natsional'nogo universiteta (KHPI), 92, 96-99. **9.** *Rubin A. B. (1987).* Biophysics. Biophysics of cellular processes. M.: Vysshaya shkola, 2, 303. **10.** *Akkerman, J. (1964).* Biophysics. M.: Mir, 684. **11.** *Plonsey, R., Barr, E. (1988).* Bioelectricity a Quantative Approach. New Vork: Plenum Press, 366.

*Поступила (received) 12.05.2014*

**УДК 621.374**

**М. А. ЧЁРНАЯ**, аспирант, ХНТУСХ им. Петра Василенко, Харьков;  
**И. К. КУЗМИЧЁВ**, д-р физ.-мат. наук, с.н.с., ХНУРЭ, Харьков

## **ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СЕМЯН ПОДСОЛНУХА**

Предварительные теоретические и экспериментальные исследования показывают, что желаемые изменения хода информационных процессов в биологическом объекте (семенах) возможно только при оптимальном сочетании значений биотропных параметров воздействующего электромагнитного поля, для определения которых необходимо использовать метод измерения хемилюминесценции на основе резонаторных систем. В данной статье проведен теоретический анализ открытой резонаторной системы с определением её конструктивных параметров для измерения сверхслабого свечения семян подсолнуха, находящихся под воздействием низкоэнергетического (информационного) электромагнитного поля.

**Ключевые слова:** семена подсолнуха; частота электромагнитного поля; резонаторная открытая система; хемилюминесценция семян.

**Введение.** При измерениях хемилюминесценции семян, обработанных ЭМП КВЧ диапазона, возникают трудности из-за возбуждения высших типов волн в волноводных и резонансных системах с кюветами для семян. Одночастотный отклик резонатора необходим для того, чтобы исключить неоднозначность при проведении измерений. При перестройке частоты задающего генератора в резонаторе может возбудиться другой тип колебаний, что в итоге исказит результаты измерений. С другой стороны, поскольку добротность возбуждаемого колебания определяется энергией, накопленной в резонансном объеме, то в миллиметровом диапазоне одномодовые резонаторы должны иметь низкую

© М. А. ЧЁРНАЯ, И. К. КУЗМИЧЁВ, 2014

добротность из-за их малых геометрических размеров и омических потерь в стенках. А помещение измеряемого объекта в резонансный объем может вообще привести к срыву колебаний. Именно поэтому в диапазоне КВЧ для проведения исследований по воздействию излучения на семена сельскохозяйственных культур необходимо переходить к резонансным системам, адекватным мм частотному диапазону – открытым резонаторам (ОР) [1].

**Анализ предшествующих исследований.** Хорошо известно, что ОР находят широкое применение в различных областях науки и техники [1,2]. Отличительной особенностью таких резонансных систем являются их геометрические размеры, которые значительно превышают длину волны. Кроме того, связь с внешним пространством обеспечивает дополнительную селекцию спектра, что является положительным фактором для решения поставленной в диссертации задачи. Наиболее часто ОР используются в составе волноводной линии передачи, поэтому для возбуждения вынужденных колебаний в таких резонансных системах применяется сосредоточенный элемент связи в виде щели, которая не может обеспечить одночастотный отклик в широкой полосе частот [2–4]. Поэтому для создания одночастотного отклика в широкой полосе частот необходимо обеспечить согласованное возбуждение основного колебания  $TEM_{00q}$  с помощью волноводной волны  $TE_{10}$  прямоугольного волновода.

**Цель статьи.** Определить основные характеристики и параметры открытого резонатора в измерительном резонаторном устройстве при измерении сверхслабого свечения семени подсолнуха.

**Изложение основного материала по определению параметров резонатора.**

Рассмотрим возбуждение основного колебания резонатора с помощью волны  $TE_{10}$  прямоугольного волновода сечением  $a \times b$ , расположенного в центре плоского зеркала (рис. 1). При проведении анализа будем считать, что Распределение возбуждающего поля  $\dot{E}_e$  в декартовой системе координат в плоскости  $z = 0$  имеет вид [3]. прямоугольный волновод является одномодовым.

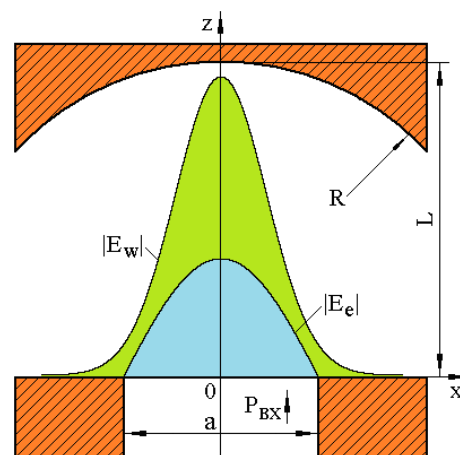


Рис. 1 – Полусферический ОР с отрезком прямоугольного волновода в центре плоского зеркала

$$\dot{E}_e(x', y) = j \frac{\omega \mu_a a}{\pi} H_{0z} \sin \frac{\pi x'}{a}, \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота;  $\mu_a$  – абсолютная магнитная проницаемость;  $a$  – широкая сторона волновода;  $H_{0z}$  – амплитуда продольной составляющей магнитного поля.

Здесь опущен множитель  $e^{-j\beta z}$ , описывающий изменение  $\dot{E}_e$  вдоль оси  $z$ .

После переноса начала координат в центр раскрытия ( $x' = x + (a/2)$ ),

выражение (1) примет вид:

$$\dot{E}_e(x, y) = j \frac{\omega \mu_a a}{\pi} H_{0z} \cos \frac{\pi x}{a}. \quad (2)$$

Считаем, что апертуры зеркал резонатора бесконечны. В этом случае в декартовой системе координат в плоскости  $z=0$  амплитудное распределение поля колебания  $TEM_{00q}$ , которое будем называть рабочим  $E_w$  (см. рис.1), является гауссовым и описывается выражением:

$$E_w(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right), \quad (3)$$

где  $w_0$  – радиус пятна поля колебания  $TEM_{00q}$  в плоскости анализа (на поверхности плоского зеркала).

Для определения эффективности возбуждения рассматриваемого колебания в ОР воспользуемся соотношением [4], которое в декартовой системе координат для рассматриваемой нами задачи (см. рис.1) будет иметь вид:

$$\eta = \frac{\left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \dot{E}_e(x, y) E_w^*(x, y) dx dy \right|^2}{\|\dot{E}_e(x, y)\|^2 \|E_w(x, y)\|^2}. \quad (4)$$

В нашем случае величина  $\eta$  показывает какая доля мощности, поступающей в ОР из возбуждающего волновода сечением  $a \times b$ , идет на возбуждение  $n$ -го колебания в резонаторе.

Для дальнейших исследований найдем квадрат нормы функции, описывающей возбуждающее поле, амплитудное распределение которого показано на рис. 1. Для этого используем выражение:

$$\|\dot{E}_e(\rho)\|^2 = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \dot{E}_e(x, y) \dot{E}_e^*(x, y) dx dy. \quad (5)$$

После подстановки в уравнение (5) значения  $\dot{E}_e$  из выражения (2) получим:

$$\|\dot{E}_e(x, y)\|^2 = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \dot{E}_e(x, y) \dot{E}_e^*(x, y) dx dy = \left(\frac{\omega \mu_a H_{0z} a}{\pi}\right)^2 2b \int_0^{\pi/2} \cos^2 z dz. \quad (6)$$

С учётом результатов работы [5], выражение (4) запишем в окончательном виде:

$$\|\dot{E}_e(x, y)\|^2 = \left(\frac{\omega \mu_a H_{0z} a}{\pi}\right)^2 \frac{ab}{2}. \quad (7)$$

Теперь найдем квадрат нормы функции, описывающей рабочее поле:

$$\|E_w(x, y)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_w(x, y) E_w^*(x, y) dx dy = 2 \int_0^{\infty} \exp\left(-2 \frac{x^2}{w_0^2}\right) dx \int_0^{\infty} \exp\left(-2 \frac{y^2}{w_0^2}\right) dy. \quad (8)$$

С учетом значения табличного интеграла [6]:

$$\int_0^{\infty} \exp(-q^2 u^2) du = \sqrt{\pi}/2q, \quad (9)$$

соотношение (8) запишем в следующем виде:

$$\|E_w(x, y)\|^2 = \pi w_0^2 / 2. \quad (10)$$

При дальнейшем анализе рассмотрим интеграл в числителе уравнения (4), который после подстановки в него значений  $\dot{E}_e$  и  $E_w$  из уравнений (2) и (3) примет вид:

$$H(x, y) = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \dot{E}_e(x, y) E_w^*(x, y) dx dy = \left( j \frac{\omega \mu_a H_{0z} a}{\pi} \right)^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx \times \int_{-b/2}^{b/2} \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) dy. \quad (11)$$

Проанализируем интегралы, входящие в выражение (11). Для этого их обозначим и, учитывая, что подынтегральные функции четные, запишем

$$H_1(x, y) = 2 \int_0^{a/2} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx, \quad (12)$$

$$H_2(x, y) = 2 \int_0^{b/2} \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) dy. \quad (13)$$

С учетом значения табличного интеграла [3]:

$$\int_0^u \exp(-q^2 v^2) dv = \frac{\sqrt{\pi}}{2q} \Phi(qu),$$

уравнение (13) запишем в окончательном виде:

$$H_2(x, y) = \sqrt{\pi} w_0 \Phi(b/2w_0), \quad (14)$$

где  $\Phi\left(\frac{b}{2w_0}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{b/2w_0} \exp(-z^2) dz$  - интеграл вероятности [6].

С учётом преобразований соотношение (12) примет вид:

$$H_1(x, y) = 2 \int_0^{a/2} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx = \int_0^{a/2} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} + j \frac{\pi x}{a}\right) dx + \int_0^{a/2} \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2} - j \frac{\pi x}{a}\right) dx. \quad (15)$$

Сделаем обозначения  $\alpha = j/w_0^2$ ,  $\beta = \pi/a$ . Тогда выражение (15) примет вид:

$$H_1(x, y) = \int_0^{a/2} \exp[j(\alpha x^2 + \beta x)] dx + \int_0^{a/2} \exp[j(\alpha x^2 - \beta x)] dx. \quad (16)$$

Выражения под знаком экспоненты в уравнении (16) представим в виде

$$(\alpha x^2 + \beta x) = \left(\sqrt{\alpha} x + \frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}\right)^2 - \frac{\beta^2}{4\alpha}, \quad (\alpha x^2 - \beta x) = \left(\sqrt{\alpha} x - \frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}\right)^2 - \frac{\beta^2}{4\alpha}.$$

Теперь введем новые переменные  $(\sqrt{\alpha} x + \beta/2\sqrt{\alpha} = m)$ ,  $(\sqrt{\alpha} x - \beta/2\sqrt{\alpha} = n)$ , тогда выражение (16) примет вид

$$H_1(m, n) = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \exp\left(-j \frac{\beta^2}{4\alpha}\right) \left[ \int_{\frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}}^{\sqrt{\alpha} \frac{a}{2} + \frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}} \exp(jm^2) dm + \int_{\frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}}^{\sqrt{\alpha} \frac{a}{2} - \frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}} \exp(jn^2) dn \right]. \quad (17)$$

Еще раз переобозначим  $\sqrt{jm} = s$ ,  $\sqrt{jn} = p$ , и, учитывая введенные значения  $\alpha$  и  $\beta$ , соотношение (17) запишем в виде:

$$H_1(s, p) = \frac{w_0}{j} \exp(-c^2) \left[ \int_c^{c+jd} \exp(s^2) ds + \int_{-c}^{-c+jd} \exp(p^2) dp \right], \quad (18)$$

где  $c = \pi w_0 / 2a$ ;  $d = a / 2w_0$ .

Теперь можем вычислить интегралы, входящие в выражение (18). Для этого воспользуемся теоремой Коши [7]. Опуская промежуточные выкладки, запишем выражение (13) в окончательном виде:

$$H_1(x, y) = w_0 \sqrt{\pi} \left[ \exp(-c^2) + j \frac{\exp(-d^2)}{2} (W^*(c + jd) - W(c + jd)) \right], \quad (19)$$

где  $W(c + jd)$  – интеграл вероятности комплексного аргумента.

На основании проведенных вычислений с учетом соотношений (14) и (19) запишем в окончательном виде выражение (11):

$$H(x, y) = \left( j \frac{\omega \mu_a H_{0z} a}{\pi} \right) w_0^2 \pi \Phi \left( \frac{b}{2w_0} \right) \left[ \exp(-c^2) + j \frac{\exp(-d^2)}{2} (W^*(c + jd) - W(c + jd)) \right]. \quad (20)$$

Подставляя выражения (7), (10), (20) в соотношение (4), можем записать уравнение, определяющее эффективность возбуждения основного колебания  $TEM_{00q}$  полусферического ОР с помощью волноводной волны  $TE_{10}$ . Раскрывая значения  $c$  и  $d$ , получим в окончательном виде аналитическое выражение для  $\eta$ :

$$\eta = \frac{4\pi}{\tilde{a}\tilde{b}} \Phi^2 \left( \frac{\tilde{b}}{2} \right) \left[ e^{-\left(\frac{\pi}{2\tilde{a}}\right)^2} + j \frac{e^{-\left(\frac{\tilde{a}}{2}\right)^2}}{2} \left( W^* \left( \frac{\pi}{2\tilde{a}} + j \frac{\tilde{a}}{2} \right) - W \left( \frac{\pi}{2\tilde{a}} + j \frac{\tilde{a}}{2} \right) \right) \right]^2, \quad (21)$$

где  $\tilde{a} = a / w_0$ ;  $\tilde{b} = b / w_0$ .

Результаты расчета по формуле (21) показывают, что имеет место явно выраженный максимум возбуждения колебания  $TEM_{00q}$  в ОР волноводной волной  $TE_{10}$ . В этом случае величина  $\eta = 0,881$  при нормированных размерах элемента связи  $\tilde{a} = 2,844$  и  $\tilde{b} = 1,980$ .

Проведенные исследования показывают, что почти вся мощность, поступающая в резонатор ( $\approx 88\%$ ), идет на возбуждение анализируемого колебания  $TEM_{00q}$ . Следовательно, такой ОР должен обладать унимодальной резонансной кривой в интервале перестройки порядка  $\lambda$ .

При определении конструктивных параметров резонаторной системы, для измерения хемилюминесценции семян, мы использовали следующие параметры. Максимальная эффективность возбуждения колебания  $TEM_{00q}$  в полусферическом ОР с помощью волны  $TE_{10}$ , как было показано выше, равна 0,881 при нормированных размерах волновода  $\tilde{a} = 2,844$  и  $\tilde{b} = 1,980$ . В этом

случае радиус пятна поля основного колебания на плоском зеркале ОР, на который нормированы поперечные размеры волновода (см. рис. 1), будет определяться из уравнения [8]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} R \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)}}, \quad (22)$$

где  $\lambda = 8,152$  мм – длина волны в свободном пространстве.

С другой стороны, режим максимальной величины нагруженной добротности  $Q_H$  ОР будет иметь место при таком расстоянии между зеркалами, когда омические и дифракционные потери в резонансной системе примерно равны. Кроме того, объем занимаемый колебанием, должен быть большим. Для полусферического ОР этот режим соответствует нормированному расстоянию между зеркалами  $L/R \cong 0,7$  [2]. В общем случае апертуры зеркал рассматриваемого ОР определяются размерами сферического зеркала. Это связано с тем, что размер пятна поля  $w_1$  колебания  $TEM_{00q}$  на этом зеркале всегда больше, чем на плоском, так как  $w_1^2 = w_0^2 / (1 - L/R)$  [9], а  $L/R < 1$ . Поэтому условие малости дифракционных потерь для такой электродинамической системы определяется условием  $a_1 \cong 2 w_1$  [10]. Теперь из уравнения (22) найдем, что  $w_0 = 11,025$  мм,  $w_1 = 20,129$  мм. Тогда поперечные размеры волновода равны:  $a = 31,4$  мм;  $b = 21,8$  мм. Исходя из полученных размеров прямоугольного волновода, которые в несколько раз превышают рабочую длину волны, можем сказать, что этот волновод является сверхразмерным. Диаметры зеркал рассматриваемого полусферического ОР не должны быть меньше  $4 w_1 \cong 80,5$  мм. Поэтому мы выбрали апертуры зеркал исследуемого резонатора, равными 100 мм.

Для обеспечения угловой и частотной селекции в резонаторной системе длина волноводного отрезка будет определяться из выражения [9]:

$$h = \frac{3\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} = 25,221 \text{ мм.} \quad (23)$$

**Выводы.** Для получения одночастотного отклика в широкой полосе частот, при максимальной эффективности возбуждения 88%, следует использовать резонаторную систему с параметрами: размеры сверхразмерного прямоугольного волновода 31,4 x 21,8 x 25,221 мм; апертура зеркал ОР 100 мм; расстояние между зеркалами  $\frac{L}{R} = 0,716$ .

**Список литературы:** 1. Шестопалов, В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники [Текст]: в 2 т. / В. П. Шестопалов. – К.: Наукова думка. – Источники. Элементная база. Радиосистемы, 1985. – 256 с. 2. Шестопалов, В. П. Дифракционная электроника [Текст] / В. П. Шестопалов. – Харьков: Вища школа, 1976. – 232 с. 3. Вольман, В. И. Техническая электродинамика [Текст] / В. И. Вольман, Ю. В. Пименов; под ред. Б. З. Айзенберга. – М.: Связь, 1971. – 488. 4. Kuzmichev I. K. Excitation efficiency of quasioptical resonance systems [Текст] / I. K. Kuzmichev // Telecommunications and Radio

Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 1. – P. 49 – 63. **5.** Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений [Текст] / И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. – М.: Госуд. изд-во физ. – мат. лит-ры, 1962. – 1100 с. **6.** Янке, Е. Специальные функции [Текст] / Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш; пер. с нем. под ред. Л.И. Седова. – М.: Наука, 1977. – 342 с. **7.** Бронштейн, И. Н. Справочник по математике [Текст] / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М.: Наука, 1986. – 544 с. **8.** Тарасов, Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения [Текст] / Л. В. Тарасов. – М.: Радио и связь, 1981. – 440 с. **9.** Лебедев, И. В. Техника и приборы СВЧ: В 2-х т. [Текст] / И. В. Лебедев. – М.: Высшая школа, 1970. – Т. 1. – 440 с. **10.** Глоге, Д. Расчет оптических резонаторов и линзовых систем [Текст] / Д. Глоге; пер. с нем. и англ. под ред. Б. З. Каценеленбаума и В. В. Шевченко // Квазиоптика. – М.: Мир, 1966. – С. 280 – 314.

**Bibliography (transliterated):** **1.** *Shestopalov B. N.* (1985). Physical basics of millimeter and sub millimeter technologies. K.: Scientific thought. - Sources. Element base. Radio systems, 256. **2.** *Shestopalov B. N.* (1976). Diffraction electronics. Kharkov: Vyscha shkola, 232. **3.** *Volman, V. I., Pimenov, J. V.* (1971). Technical electrodynamics. M: Communications, 488. **4.** *Kuzmichev, I. K.* (2009). Excitation efficiency of quasioptical resonance systems. Telecommunications and Radio Engineering, 68, 1, 49-63. **5.** *Gradstain I. S., Ryzhik, I. M.* (1962). Tables of integrals, sums, series, and is produced deposits. Mat. literature, 1100. **6.** *Janke, E., Emde, F., Lesh; F.* (1977). Special functions. M: Nauka, 342. **7.** *Bronshhtein, I. N. Semendyaev, K. A.* (1986). Handbook of mathematics. M: Nauka, 544. **8.** *Tarasov, L. V.* (1981). Physics of processes in the generation of coherent op-optical radiation. M: Radio and communication, 440. **9.** *Lebedev, I. V.* (1970). Technology and microwave devices. High school, 1, 440. **10.** *Hlohe, D., Katsenelenbauma, B. Z., Shevchenko, V. V.* (1966). Calculation of optical resonator and lens systems. M.: Mir, 280 – 314.

*Поступила (received) 12.05.2014*

**УДК 681.2: 620.1**

**Е. М. ПРОХОРЕНКО**, канд. физ.-мат. наук, с. н. с. ИЭРТ НАН Украины, Харьков;

**В. Ф. КЛЕПИКОВ**, д-р физ.-мат. наук, проф., директор ИЭРТ НАН Украины Харьков;

**В. В. ЛИТВИНЕНКО**, д-р техн. наук, с. н. с. ИЭРТ НАН Украины, Харьков;

**С. Е. ДОНЕЦ**, канд. техн. наук, с. н. с. ИЭРТ НАН Украины, Харьков;

**Г. В. МОРОЗОВА**, канд. техн. наук, доц., УкрГАЖТ, Харьков;

**А. О. КОРЧИНСКИЙ**, нач. ПТО, Змиевская ТЭС, Комсомольский;

## **ИЗМЕНЕНИЕ ТЕРМОПРОЯВЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ МАТЕРИАЛОВ И ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ КЛИМАТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ**

Методами тепловизионной термографии осуществлен контроль нарушения структуры материалов и дефектов электрооборудования. Степень проявления термоаномалий от нарушений, обусловлена структурными неоднородностями и внешними искажающими факторами. Изучались зависимости изменения теплового образа от силы воздушного потока и его направления. Показано, что использование параметров приведенного превышения температур, коэффициента дефектности, градиента температурного поля позволяет идентифицировать термоаномалии при воздушных потоках существенно выше нормативных. Методики апробированы на объектах Змиевской ТЭС.

**Ключевые слова:** термопроявления нарушения структуры материалов и дефектов, метод ИК-радиометрии, коэффициент дефектности.

© Е. М. ПРОХОРЕНКО, В. Ф. КЛЕПИКОВ, В. В. ЛИТВИНЕНКО, С. Е. ДОНЕЦ, Г. В. МОРОЗОВА, А. О. КОРЧИНСКИЙ, 2014