

НАЧАЛО РЕГУЛЯРНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА В АНИЗОТРОПНЫХ ТЕЛАХ

СИНОТИН А.М., СЕМЕНЕЦ В.В.

Излагается метод оценки начала регулярного теплового режима в теле с внутренними источниками энергии при равномерном начальном поле температуры. Приводится оценка результатов расчетов по полученным зависимостям путем сравнения их с результатами расчетов по аналитическим зависимостям для тел эталонной формы (шар, пластина) и с экспериментальными данными для РЭА.

Актуальность

Конструирование современных радиоэлектронных аппаратов, наряду с разработкой электрических схем, предъявляет жесткие требования к температурному режиму будущей конструкции, который и определяет в значительной степени надежность их работы.

Экспериментальные и теоретические исследования нестационарных температурных полей радиоэлектронных аппаратов (РЭА) [1-4] показали возможность применения теории регулярного режима для разработки инженерных методов расчета нестационарных температур РЭА.

Простота метода в целом снижается, однако, неопределенностью момента начала регуляризации τ_p , с. Попытка пренебречь этим фактором, т.е. полагать всегда $\tau_p = 0$ может привести к серьезным ошибкам в расчетах [1-4].

Цель исследования – возможность обобщения зависимости (1) для определения начала регулярного теплового режима на изотропные тела.

Постановка задачи и методы решения

Показать возможность применения теории регулярного режима для разработки инженерных методов расчета нестационарных температур РЭА.

Как показано в работе [4], время наступления регулярного теплового режима для изотропных тел, при граничных условиях третьего рода с постоянными коэффициентами и постоянной температурой окружающей среды, при $F_{0,кр} \geq 0,5$ производится по зависимостям:

$$\delta \varepsilon_k = \frac{|A_1|}{A} \left(\frac{M}{M_1} \right)^T E \left(1 - \frac{M}{M_1} \right)^n \cdot M_1 F_{0,кр} \leq \delta \varepsilon_{доп.}, \quad (1)$$

где k – шар, цилиндр, пластина; $A_i(H)$ – постоянные коэффициенты для тел эталонных форм (шар, цилиндр, пластина); $M_j(H) = m_j / m_\infty$ – обобщенные критерии тепловой инерции для эталонных тел; $F_{0,кр} = a\tau/k$ – обобщенный критерий

Фурье; $\varepsilon = \vartheta_{ct} - \vartheta$ – разностная температура, град.; $\vartheta_{ct(x,y,z)}$ – избыточная стационарная температура, град., ($\vartheta_{ct} = t_{ct} - t_c$); m_j – положительные числа (c^{-1}), связанные условием $0 < m_0 < m_1 \dots, m_\infty = a/k$ – предельное значение m_0 ($\gamma = 0$) при $H = \infty$; K – коэффициент формы тела m^2 ; $H = GK / \lambda V$ – обобщенный критерий Био исследуемого тела; a – коэффициент теплопроводности, m^2/c^{-1} ; G – тепловая проводимость, $вт/град$; τ – с; t – температура, $^{\circ}C$; n – коэффициент, учитывающий характер распределения источников. Значения $|A_1|/A, M, M_1, M/M_1$ для шара представлены в табл. 1.

Таблица 1
Оценка точности определения $\tau_{рег}$.

Форма тела	Шар			
	$ A_1 /A$	M	M_1	M/M_1
0	0,000	0,000	2,050	0,000
0,010	0,015	0,010	2,060	0,050
0,05	0,073	0,051	2,088	0,024
0,10	0,131	0,093	2,117	0,044
0,20	0,213	0,161	2,181	0,072
0,30	0,296	0,229	2,245	0,100
0,40	0,376	0,297	2,309	0,128
0,50	0,461	0,366	2,372	0,155
1,00	0,659	0,554	2,657	0,206
2,00	0,815	0,735	3,062	0,240
3,00	0,902	0,810	3,276	0,247
400	0,941	0,855	3,460	0,247
5,00	0,955	0,883	3,534	0,250
10	0,965	0,941	3,745	0,251
20	0,998	0,970	3,881	0,251
	1,000	1,000	4,00	0,250

Таблица 2

Среднее значение $\delta \tau_{ср.} = \sum \delta \tau_i / n$, 6,9

№№ эксп.	$F_{0,кр}$ расч.	$\tau_{мин.}$ расч.	τ_0 опыт	F_0 опыт	$\delta \tau \cdot 100\%$
1	2	3	4	5	6
1,2	1,64	12,2	12,0	1,61	2
3,4	1,66	17,3	18,0	1,65	4
5,6	1,64	25,0	23,5	1,54	6
7,8	1,65	24,1	23,0	1,60	4
9,10	1,66	20,4	19,0	1,55	7
11,12	1,60	9,50	8,50	1,44	10
13-16	1,67	6,25	6,00	1,61	4
17,18	1,67	6,25	6,00	1,61	4
19-21	1,60	1,33	1,60	1,57	2
22-24	1,63	3,33	3,00	1,30	10
25	1,66	3,16	3,50	1,48	11
26,27	1,60	13,7	12,0	1,43	12
28,29	1,62	6,70	6,00	1,46	10
30	1,62	2,93	3,00	1,59	2
31,32	1,65	9,00	10,0	1,49	10

Окончание табл. 2

1	2	3	4	5	6
33-39	1,66	11,5	11,0	1,60	4
40-45	1,66	1,86	15,8	1,48	5
46-53	1,65	10,3	9,00	1,43	10
54	1,65	24,0	22,0	1,52	8
55-57	1,65	13,3	12,00	1,49	10
58-59	1,65	24,0	23,0	1,58	4
60,61	1,62	14,3	13,0	1,48	9

Численные значения величин $[A_i]/A$, M/M_1 , M и M_1 для шара приведены в табл. 2. Покажем, что зависимость (1) может быть обобщена и для анизотропных тел. Общее уравнение теплопроводности для анизотропного тела в форме параллелепипеда, находящегося в среде с постоянной температурой, имеет вид:

$$\lambda_x \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} = C\gamma \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \quad (2)$$

Граничные условия запишем для случая попарно симметричных условий теплообмена на противоположных гранях:

$$\left[\frac{\partial t}{\partial x} \pm \frac{\alpha_x}{\lambda_x} (t - t_c) \right]_{x=\pm L_x} = 0;$$

$$\left[\frac{\partial t}{\partial y} \pm \frac{\alpha_y}{\lambda_y} (t - t_c) \right]_{y=\pm L_y} = 0; \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial t}{\partial z} \pm \frac{\alpha_z}{\lambda_z} (t - t_c) \right]_{z=\pm L_z} = 0.$$

Путем преобразования системы координат [5]

$$x^* = x \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_x}}; \quad y^* = y \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_y}}; \quad z^* = z \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_z}} \quad (4)$$

дифференциальное уравнение теплопроводности (2) для анизотропных тел можно записать в виде

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^{*2}} \right) = C\gamma \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau}, \quad (5)$$

т.е. уравнение (2) примет тот же вид, что и уравнение для изотропного тела:

$$\lambda \nabla^2 \vartheta = C\gamma \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} \quad (6)$$

Допустим, что α имеет постоянное значение для всех граней, и его величину принимаем как средневзвешенное значение. Это допущение было проверено экспериментально на тепловых макетах. Результаты значений $\lambda_{\text{пер}}$, полученные экспериментально и рассчитанные по формуле (1), представленные в табл. 2, согласуются удовлетворительно.

Исходя из этого, запишем граничные условия для уравнения (6):

$$\left[\frac{\partial t}{\partial x^*} \pm \frac{\alpha^*}{\lambda} (t - t_c) \right]_{x=\pm L_x \sqrt{\lambda/\lambda_x}} = 0;$$

$$\left[\frac{\partial t}{\partial y^*} \pm \frac{\alpha^*}{\lambda} (t - t_c) \right]_{y=\pm L_y \sqrt{\lambda/\lambda_y}} = 0; \quad (7)$$

$$\left[\frac{\partial t}{\partial z^*} \pm \frac{\alpha^*}{\lambda} (t - t_c) \right]_{z=\pm L_z \sqrt{\lambda/\lambda_z}} = 0,$$

где λ – базовая теплопроводность, Вт/м.град.

Полученные уравнения (5), (6) отличаются от уравнений (2), (3) новыми значениями размеров параллелепипеда и коэффициентов теплообмена. Покажем, что это различие может быть учтено за счет коэффициента формы тел. Нетрудно показать, согласно (4), что

$$G^* = nG; \quad V^* = nV; \quad S^* = nS; \quad n = \sqrt{\lambda^3 / \lambda_x \lambda_y \lambda_z}. \quad (8)$$

Тогда, на основании зависимости (8) критерий H^* для анизотропного ядра, после преобразований, примет вид

$$H = \frac{GK^*}{V\lambda}, \quad (9)$$

где G , V , λ – тепловая проводимость, объем, коэффициент теплопроводности действительного параллелепипеда Вт/град., м³. Вт/м. град.; K^* – коэффициент формы приведенного параллелепипеда, м².

Значение K^* будет определяться по зависимости

$$K^* = \left\{ \pi^2 \left[\left(L_x \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_x}} \right)^{-2} + \left(L_y \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_y}} \right)^{-2} + \left(L_z \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_z}} \right)^{-2} \right] \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Таким образом, определение начала регулярного теплового режима систем с изотропным и анизотропным ядром производится по одним и тем же формулам. Различие заключается только в выражении для определения коэффициента формы (10). На рис. 1 в графической зависимости представлены значения ошибок $\partial \varepsilon_{\text{III}} = f(H, F_{0_{\text{кр}}})$, а на рис. 2 $\partial \varepsilon_{\text{III}} = f(F_{0_{\text{кр}}}, H)$ для анизотропных тел в случае простого охлаждения.

Анализ рис. 1, 2 показывает, что в случае отсутствия источников ($W=0$) при $H \approx 1$ ($B_1=3$) $\partial \varepsilon$ практически не зависит от H .

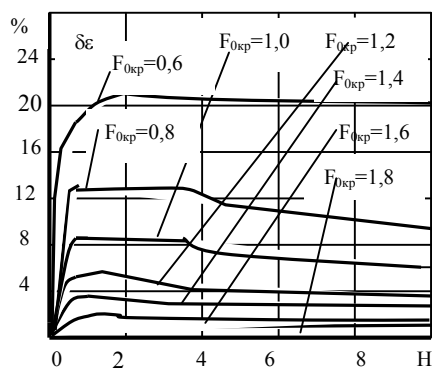


Рис. 1. Значения ошибок $\partial \varepsilon_{\text{ш}} = f(N, F_{\text{окр}})$ при $n=0$

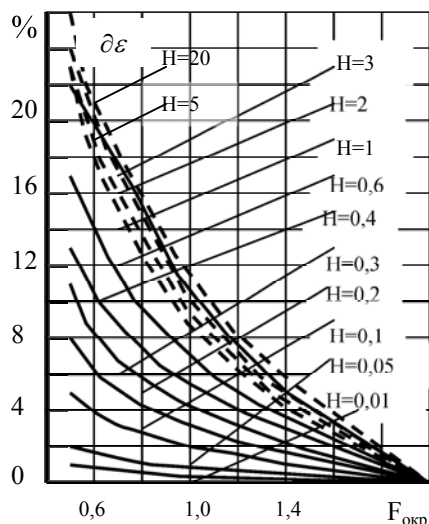


Рис. 2. Значения ошибок $\partial \varepsilon_{\text{ш}} = f(F_{\text{окр}}, N)$ при $n=0$
 $\partial \varepsilon = f(F_0)$

Это позволяет зависимость (1) упростить:

$$\partial \varepsilon_{\text{к}} = 0,659e^{-2,105F_{\text{окр}}} \leq \partial \varepsilon_{\text{доп}}, \quad (11)$$

для $N > 1$ значения $\partial \varepsilon_{\text{к}}$ выбирать по кривой $N=1$ (см. рис. 1).

УДК 621.396.96

МОДЕЛЬ ОЦЕНКИ УРОВНЯ ЗАПАСОВ ГРУППИРОВКИ БПЛА, ПРИ ВЕДЕНИИ ВОЗДУШНОЙ РАЗВЕДКИ, НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО УРОВНЯ

ДАНИК Ю.Г., БАГРОВ С.С.,
НАКОНЕЧНЫЙ А.А., ТКАЧЕНКО Н.Н.

Рассматриваются вопросы выбора рационального количества резерва БПЛА для системы разведки воздушного пространства в различных условиях боевых действий.

Выводы

1. Аналитическими расчетами и экспериментальными исследованиями показана возможность обобщения зависимости (1) для определения начала регулярного теплового режима на анизотропные тела (каковыми являются РЭА) при расчете нестационарных тепловых режимов РЭА.

2. Полученные расчетами значения начала наступления регулярного режима для систем с внутренними источниками энергии при равномерном начальном температурном поле системы по формуле (1) и определенные экспериментально согласуются удовлетворительно (табл. 1).

3. Применение теории регулярного режима для исследования нестационарных тепловых режимов РЭА наиболее эффективно при равномерном распределении источников.

Литература: 1. Дульнев Г.Н., Тарновский Н.Н. Тепловые режимы электронной аппаратуры. Л.: Энергия, 1971. 248с. 2. Ярышев Н.А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. Л.: Энергия. 1967. 198 с. 3. Майко И.М., Синотин А.М. Экспериментальное определение эффективной теплопроводности нагретых зон радиоэлектронных аппаратов // Вопросы радиоэлектроники. Сер. ТРТО, 1972. Вып. 2. 4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. ГИТТИ. М.:1952. 392 с. 5. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 362 с.

Поступила в редколлегию 05.01.2004

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Алипов Н.В.

Синотин Анатолий Мефодиевич, канд. техн. наук, доцент кафедры социальной информатики ХНУРЭ. Научные интересы: проектирование, автоматизация и производство радиоэлектронной аппаратуры. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр.Ленина, 14, тел.70-21-591.

Семенец Валерий Васильевич, д-р техн. наук, профессор, проректор ХНУРЭ. Научные интересы: логический синтез. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14.

Введение

Анализ военных операций, проведенных вооруженными силами высокоразвитых государств, например, США, за последние десять лет показывает, что в несколько раз возросла роль и значение управляемых авиационных средств поражения (1991г. – 8%, в операции против Югославии – 35%).

В настоящее время продолжается переход вооруженных сил США на высокоточное оружие второго поколения, использование которого не предусматривает вхождение самолетов-носителей в зону поражения ЗРК малой и средней дальности.

При этом излучающие РЛС поражаются противорадиолокационными ракетами (например, типа AGM-88A HARM). Таким образом, все излучающие, стационарные и квазистационарные средства могут быть разведаны противником и выведены из строя, что приведет к потере информации о воздуш-