

УДК (536.2:521.36):628.7

**МЕТОД ПРИБЛИЖЕННОЙ ОЦЕНКИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ РЕЖИМОВ ЭЛЕМЕНТОВ СУДОВЫХ ЭНЕРГЕ-
ТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК СЛОЖНОЙ ФОРМЫ
ПРИ КОМПЛЕКСНОМ ТЕПЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ**
Никитин Е.В.

Получено приближенное аналитическое решение задачи прогрева однородного тела произвольной выпуклой формы с внутренними источниками тепла и последующим импульсным увеличением температуры окружающей среды. Задача решена путем построения передаточных функций тела в виде дробно-рациональных выражений для внешнего и внутреннего тепловых воздействий в отдельности. Дана оценка максимальной методической ошибки предложенного подхода и границ его применения.

Повышение эффективности использования судовых энергетических установок (СЭУ) требует умения прогнозировать их работоспособность не только в условиях нормальной эксплуатации, но и в аварийной обстановке. Наиболее характерными аварийными ситуациями, особенно для судов находящихся в автономном плавании, являются возникновение пожаров, поступления пара в машинном отделении, что приводит к резкому повышению температуры окружающей среды. Работоспособность судовых технических средств, включая СЭУ, в таких условиях (как показывает опыт эксплуатации) во многом определяется динамикой прогрева её элементов до недопустимых пределов.

Представляет интерес разработка метода расчета температурного режима элементов СЭУ при комплексном тепловом воздействии внешней среды и собственных внутренних тепловыделений ее элементов. Следует отметить, что особенностью поставленной задачи является то обстоятельство, что температурный режим внешней среды при пожаре, запаривании судового помещения, в котором расположены элементы СЭУ, может быть определен весьма приблизительно. Поэтому нет необходимости для решения задачи применять точные аналитические или численные методы.

Предположим, что элемент технической системы может быть представлен как однородное тело произвольной формы. Теплофизические свойства тела характеризуются коэффициентом теплопроводности λ , теплоемкостью c и плотностью γ . Внешняя геометрия поверхности тела считается заданной. Температура тела и внешней среды одинакова и равна $t_0 = 0$. С некоторого момента времени $\tau = 0$ в теле начинают действовать внутренние источники тепла плотностью w , Вт/м³. (Этот случай наиболее характерен для электрооборудования и элементов систем управления СЭУ). При этом температура тела превышает температуру среды. В момент времени τ_* , $\tau_* > 0$

возникает аварийная ситуация (например, запаривание судового машинного отделения), и на тело начинает воздействовать температура окружающей среды, возросшая скачком до величины t_m . Необходимо отметить, что величина t_m превышает температуру нагрева тела от внутренних источников тепла.

Как до момента возникновения аварийной ситуации τ_* , так и в последующем считается, что заданы граничные условия третьего рода с коэффициентом теплообмена α , Вт/мК. Он постоянен во времени, однако при $\tau = \tau_*$ скачкообразно может измениться до величины α^* (как правило, в сторону увеличения, что обусловлено интенсификацией конвективных процессов теплообмена при аварийных воздействиях).

Для решения поставленной задачи воспользуемся приемом, предложенным в работе [1], а именно, построим передаточные функции тела по отношению к внешнему и внутреннему тепловому воздействиям. В третьем приближении, которое вполне приемлемо для такого рода задач, что и было показано в [2], они соответственно равны

$$Y_e(\rho, s) = \frac{1 + b_1^* s + b_2^* s^2 + b_3^* s^3}{1 + a_1^* s + a_2^* s^2 + a_3^* s^3}, \quad (1)$$

$$Yi(\rho, s) = \frac{a}{L^2} \frac{(a_1 - b_1) + (a_2 - b_2)s + (a_3 - b_3)s^3}{1 + a_1 s + a_2 s^2 + a_3 s^3}, \quad (2)$$

где s – относительная координата тела; ρ – оператор преобразования Лапласа; a – коэффициент температуропроводности тела, м²/с; L – характерный размер тела, м; $a_1, b_1, \dots, a_1^*, b_1^*$ – коэффициенты разложения, зависящие от геометрии и теплофизических характеристик тела [1]. Третье приближение передаточных функций (1), (2) выбрано по двум причинам (хотя это не принципиально). Оно наиболее точно из первых трех, при этом позволяет легко перейти к оригиналам [2]. Во-вторых, знак дискриминанта знаменателя в (1) и (2), зависящий только от числа Био ($\alpha L/\lambda$) и форм-фактора тела (v), всегда положителен (это нетрудно показать). Последнее означает, что оригинал для (1) и (2) имеет один и тот же вид, т.е. не разветвляется (в отличие, например, от второго приближения).

Температурный режим тела определяется двумя слагаемыми, которые можно рассматривать отдельно: перегревом, вызванным внешним тепловым воздействием, и перегревом за счет внутренних источников тепла. Вначале рассмотрим задачу перегрева тела за счет собственных тепловыделений. В начальный период до момента $\tau = \tau_*$, ее решение не вызывает затруднений. Температурный режим определяется как

$$t(\rho, \tau) = \frac{w}{c\gamma} (a_1 - b_1) (1 + A \exp K\tau + \exp i\tau [B \cos v + C \sin v]) \quad (3)$$

где c, γ – теплоемкость и плотность тела; A, B, C, K, u, v – параметры, зависящие от форм-фактора v , характерного размера L , коэффициента теплопроводности a , а также числа Био. Кроме того, $K, u \pm iv$ – корни характеристического уравнения

$$a_3 s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + 1 = 0. \quad (4)$$

Если на первом этапе температурный режим тела становится стационарным, то его можно определить по формуле

$$t(\rho, s) = \frac{w}{c\gamma} (a_1 - b_1). \quad (5)$$

На втором этапе ($\tau > \tau_*$), как уже отмечалось выше, температура среды t_m становится больше температуры тела. Энергия внутренних источников тепла как бы запирается внутри тела. Такая ситуация эквивалентна тому, что коэффициент теплообмена на границе "тело-внешняя среда" становится равным нулю. Для определения закономерности изменения температуры тела в этом случае вычислим математический предел выражения (3) при $Bi = \alpha L / \lambda \rightarrow 0$. Он равен

$$t(\rho, \tau) = \frac{w}{c\gamma} \tau. \quad (6)$$

Из (6) видно, что при $Bi = \alpha L / \lambda \rightarrow 0$ температура тела во всех точках изменяется с одинаковой скоростью, которая прямо пропорциональна плотности тепловыделений w и обратно пропорциональна объемной теплоемкости $c\gamma$. Заметим также, что скорость изменения температуры не зависит от коэффициента теплопроводности тела λ . Учитывая вышеизложенное, перегрев тела за счет собственных тепловыделений на всем временном интервале может быть описан выражением

$$t(\rho, \tau) = \begin{cases} t^0(\rho, \tau), \tau < \tau_* \\ t^0(\rho, \tau) + \frac{w}{c\gamma} (\tau - \tau_*), \tau \geq \tau_* \end{cases} \quad (7)$$

где $t^0(\rho, \tau)$ – температурный режим тела, определяемый по формуле (3) или (5).

Рассмотрим теперь задачу прогрева тела за счет внешнего теплового воздействия. Для "внешней" задачи коэффициент теплообмена имеет величину α_* , Вт/м²К. Ее решение также не представляет затруднений

$$t(\rho, \tau) = t_m \{1 + M \exp K_* (\tau - \tau_*) + \exp u_* (\tau - \tau_*) [N \cos v_* (\tau - \tau_*) + R \sin v_* (\tau - \tau_*)]\}, \quad (8)$$

где M, N, R, K_*, u_*, v_* — параметры, аналогичные параметрам в формуле (1), при этом $u_* \pm iv_*$ — корни характеристического уравнения

$$a_3^* s^3 + a_2^* s^2 + a_1^* s + 1 = 0. \quad (9)$$

Учитывая вышеизложенное, суммарный температурный режим тела при комплексном тепловом воздействии можно определить по формуле

$$t(\rho, \tau) = \begin{cases} t^0(\rho, \tau), \tau < \tau_* \\ t^0(\rho, \tau_*) + \frac{w}{c_l}(\tau - \tau_*) + t^*(\rho, \tau), \tau \geq \tau_*, \end{cases} \quad (10)$$

где $t^*(\rho, \tau)$ — температурный режим тела, определяемый по формуле (8).

Определим величину методической ошибки предложенного подхода к оценке температурного режима тела. Она складывается по существу из двух величин. Во-первых, некоторую методическую ошибку дает замена точной передаточной функции тела ее третьим приближением (1) и (2). Однако в рассматриваемом временном диапазоне она незначительна и при значениях τ , удаленных от момента τ_* , практически равна нулю. Вторая часть ошибки связана с величиной неравномерности прогрева тела до момента времени τ_* . Поясним это. Из (6) следует, что при $Bi \rightarrow 0$, скорость изменения температуры во всех точках тела одинакова, при этом, если в начальный период прогрев тела был равномерным, то со временем эта неравномерность должна исчезнуть. В нашем же случае при $\tau > \tau_*$ этого не происходит (см. формулу 7).

Исходя из вышеизложенного, максимальную величину методической ошибки, отнесенную к величине внешнего температурного скачка t_m можно определить по формуле

$$\Delta = \frac{wL^2}{8(1+v)\lambda t_m} \times 100\%, \quad (11)$$

где v — форм-фактор тела [1].

Например, для шара радиусом 0,1 м при плотности тепловыделений $w = 3500$ Вт/м³ и $\lambda = 0,2$ Вт/мК, на который с некоторого момента начинает действовать температура $t_m = 300^\circ\text{C}$, ошибка Δ не превышает 5% от величины t_m .

Таким образом, получено приближенное аналитическое решение задачи прогрева однородного тела за счет внутренних источников тепла с последующим тепловым воздействием внешней среды, скачкообразно изменившей свою температуру. Предложена формула для оценки методической ошибки и определения границ применения полученных аналитических решений.

Библиография

1 Ярышев Н.А. Тепловой режим термостатов / Н.А. Ярышев, Л.Б. Андреева. — Л.: Энергоатомиздат, 1984. — 176 с.

2 Nikitin Y.V. Transient-Heat-Conduction Problems Solution for a Fire Hazard Analysis / Y.V. Nikitin // Journal of fire sciences. Technomic Publishing Co. Inc. USA. — 2000. — № 18. — P. 295–307.

Поступила в редакцию 16.01.2001 г.