

Раздел VIII. Естественные науки

УДК 534.4

А.И. Жорник, В.А. Жорник, П.А. Савочка

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ РАЗРУШЕНИЯ НА РАЗВИТИЕ КОЛЬЦЕВОЙ ТРЕЩИНЫ В ЦИЛИНДРЕ ПРИ ЕГО ОХЛАЖДЕНИИ

Рассчитываются температурные поля и термоупругие и напряжения в сплошном цилиндре с внешней кольцевой трещиной, вызванные охлаждением цилиндра и источником теплоты, который моделирует мгновенное выделение энергии на берегах трещины за счет ее роста при охлаждении цилиндра. Показано, что величины температурных полей и напряжений, вызванных источником теплоты, ничтожно малы по сравнению с термоупругими напряжениями, связанными с охлаждением цилиндра и вызывающими мгновенный рост кольцевой трещины.

Цилиндр; неорганическое стекло; кольцевая трещина; мгновенный источник теплоты; охлаждение; термоупругие напряжения.

A.I. Zhornik, V.A. Zhornik, P.A. Savochka

FRACTURE ENERGY INFLUENCE ON RING-SHAPED CRACK DEVELOPMENT IN A CYLINDER UNDER COOLING

Temperature fields and thermoelastic stresses in a solid cylinder with an outer ring-shaped crack caused by cylinder cooling and heat source which models an instant energy liberation on crack banks because of crack's growth at cylinder cooling are computed. It is shown that the values of these temperature fields and stresses are negligibly small as compared with thermoelastic stresses connected with cylinder cooling and causing instant growth of the ring-shaped crack.

Cylinder; inorganic glass; ring-shaped crack; instantaneous heat source; cooling; thermoelastic stress.

Введение. В процессе нагрева или охлаждения различных элементов конструкций в них возникают нестационарные градиенты температур, которые обуславливают температурные напряжения. Эти напряжения, усиливаясь вблизи трещиноподобных дефектов, могут вызывать разрушение изделия.

В данной работе рассматривается задача об определении температурных напряжений в сплошном цилиндре с внешней поперечной соосной кольцевой трещиной, расположенной в центре цилиндра, термонапряженное, состояние которого связано как с процессом охлаждения нагретого цилиндра внешней средой, так и с процессом его разрушения, вызванного распространением в нем кольцевой трещины.

Постановка задачи. В работе авторов [1] исследовалось напряженное состояние вблизи кончика внешней поперечной соосной кольцевой трещины радиуса r_b , расположенной в середине сплошного цилиндра радиуса r_c , длины ℓ , нагретого до постоянной температуры T_0 и охлаждаемого путем теплообмена в воде температуры θ . Причем теплообмен торцов цилиндра со средой происходил симметрично с коэффициентом теплообмена α_0 , а цилиндрической поверхности с коэффици-

ентом теплообмена α_1 . Окончательное решение задачи свелось к нахождению зависимости коэффициента интенсивности напряжений (КИН) K_I , управляющего ростом кольцевой трещины, от времени t для различных размеров трещины (радиусов фронтов трещины r_b).

Рассматривался конкретный случай охлаждения, когда условия охлаждения цилиндра были таковы, что интенсивность теплообмена между торцами и средой была весьма велика. Кроме того, длина цилиндра была значительно больше радиуса ($l/r_c = 25$), а исследуемый процесс кратковременный. Поэтому влияние охлаждения торцов на развитие трещины было незначительным. В связи с этим коэффициент α_0 был взят неограниченным (граничное условие первого рода). Теплообмен между цилиндрической поверхностью и средой задан был критерием Био

$$Bi = \frac{\alpha_1}{\lambda_T} r_c = 90.$$

На рис. 1 приведены графики зависимости безразмерного КИН K_I^* от безразмерного времени Fo при различных размерах кольцевой трещины α для этого случая охлаждения.

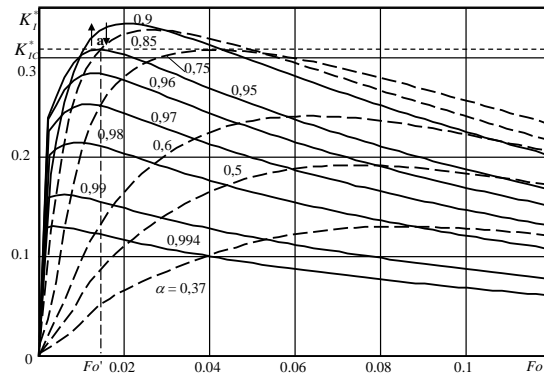


Рис. 1. Зависимость КИН K_I^* от времени Fo для различных размеров трещины α

На этом рисунке

$$K_I^* = \frac{2K_I(1-\nu)}{\sqrt{\pi r_c} \alpha_T E (T_0 - \theta)}, \quad (1)$$

где K_I – КИН; E – модуль Юнга; ν – коэффициент Пуассона; α_T – коэффициент термического расширения материала цилиндра; $Fo = \frac{at}{r_c^2}$ – критерий Фурье;

$a = \frac{\lambda_T}{\rho_V c_V}$ – температуропроводность; λ_T – теплопроводность; ρ_V – плотность;

c_V – удельная теплоемкость материала цилиндра; $\alpha = r_b/r_c$ – относительный размер фронта кольцевой трещины, K_{IC} – трещиностойкость (постоянная материала), при достижении которой КИНОм K_I трещина начинает распространяться [2]. Нужно заметить, что согласно (1) безразмерная трещиностойкость K_{IC}^* не является постоянной материала, а зависит еще и от разности температур $T_0 - \theta$. Это означает,

что разрушение цилиндра зависит не только от материала, но и от разности начальной температуры нагрева цилиндра T_0 и температуры охлаждающей среды θ .

Из рисунка видно, что трещина размера $\alpha = 0,95$ достигает трещиностойкости $K_{IC}^* = 0,31$ (максимальное значение K_I^*) в момент времени $Fo' = 0,015$ (точка **a** на рисунке), и далее растет скачком (вертикальные стрелки) до значения $\alpha = 0,85$. Все более крупные трещины (с меньшим радиусом r_b) на рисунке, обозначенные штриховыми линиями, в этот момент времени имеют меньший K_I^* . Следовательно, в области разрушения $0,85 < \alpha < 0,95$ мгновенно выделяется некоторое количество теплоты [3].

Цель работы. Целью работы является расчет температурного поля и соответствующих ему температурных напряжений, вызванных процессом разрушения, а также оценка влияния их на температурное поле и температурные напряжения, вызванные охлаждением цилиндра средой, и, следовательно, на процесс распространения трещины.

Теоретическое обоснование. Рассмотрим задачу о напряженном состоянии конечного сплошного цилиндра, описанного выше, за исключением того, что внутри цилиндра в плоскости кольцевой трещины в пределах $r_a < r < r_b$, $z = \ell/2$ в момент времени $Fo' > 0$ возникает мгновенный источник теплоты $q(r, z, t)$ – количество теплоты, выделяемой мгновенно единицей площади

$$q(r, z, t) = q[\chi(r - r_a) - \chi(r - r_b)]\delta\left(z - \frac{\ell}{2}\right)\delta(Fo - Fo'), \quad (2)$$

где $\chi(r)$ – функция Хевисайда, $\delta(x)$ – δ -функция Дирака.

Решение для температурного поля в этом случае получено с помощью интегральных преобразований Ханкеля по r и Фурье по z и имеет вид:

$$T^*(r, \ell/2, Fo) = \frac{T(r, \ell/2, Fo) - \theta}{T_0 - \theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_{nk}(Fo) J_0\left(y_n \frac{r}{r_c}\right) \left(\frac{x_k}{Bi_0} \cos \frac{x_k}{2} + \sin \frac{x_k}{2} \right). \quad (3)$$

Радиальные, окружные, осевые и касательные напряжения в плоскости расположения трещины ($z = \ell/2$), которые вызываются этим температурным полем, имеют вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^*\left(r, \frac{\ell}{2}, Fo\right) &= \frac{\sigma_{rr}(r, \ell/2, Fo)(1-\nu)}{\alpha_T E(T_0 - \theta)} = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_{nk}(Fo) y_n}{y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2}} \times \\ &\quad \times \left\{ \frac{r_c}{r} J_1\left(y_n \frac{r}{r_c}\right) + \frac{x_k^2 r_c^2}{y_n \ell^2} J_0\left(y_n \frac{r}{r_c}\right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{J_1(y_n)}{Bi} \left[\frac{r_c}{\ell} x_k I_1\left(x_k \frac{r_c}{\ell}\right) + Bi I_0\left(x_k \frac{r_c}{\ell}\right) \right] \left[(1-2\nu) I_0\left(x_k \frac{r}{\ell}\right) + x_k \frac{r}{\ell} I_1\left(x_k \frac{r}{\ell}\right) \right] + \right. \\ &\quad \left. I_0^2\left(x_k \frac{r_c}{\ell}\right) - \left[1 + \frac{2(1-\nu)\ell^2}{x_k^2 r_c^2} \right] I_1^2\left(x_k \frac{r_c}{\ell}\right) \right\} \end{aligned}$$

$$+ \left[\left\{ 2 \frac{Bi \ell}{r_c} (\nu - 1) - x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2} \right\} I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \left\{ x_k Bi + \left(\frac{Bi \ell^2}{x_k r_c^2} + x_k \right) 2(1 - \nu) \right\} I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right] \times$$

$$\times \left[\frac{\frac{r_c}{\ell} I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) - \frac{r_c}{r} \frac{1}{x_k} I_1 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right)}{\left[\frac{x_k}{Bi_0} \cos \frac{x_k}{2} + \sin \frac{x_k}{2} \right]} \right], \quad (4)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^* \left(r, \frac{\ell}{2}, Fo \right) = \frac{\sigma_{\varphi\varphi} (r, \ell/2, Fo) (1 - \nu)}{\alpha_T E (T_0 - \theta)} = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_{nk} (Fo) y_n}{y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2}} \times$$

$$\times \left\{ \left(y_n + \frac{x_k^2 r_c^2}{y_n \ell^2} \right) J_0 \left(y_n \frac{r}{r_c} \right) - \frac{r_c}{r} J_1 \left(y_n \frac{r}{r_c} \right) + \right.$$

$$+ \frac{J_1 (y_n) \left[x_k \frac{r_c}{\ell} I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) + Bi I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right] (1 - 2\nu) I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) + \frac{1}{x_k} \frac{r_c}{r} \times$$

$$\left. \frac{Bi}{I_0^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \left[1 + \frac{2(1 - \nu) \ell^2}{x_k^2 r_c^2} \right] I_1^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right)} \right\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{Bi \ell}{r_c} (2\nu - 1) - \left(Bi \frac{\ell^2}{r_c^2} + x_k^2 \right) \frac{r_c}{\ell} \right\} I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) -$$

$$- \left[x_k Bi + \left(\frac{Bi \ell^2}{x_k r_c^2} + x_k \right) 2(1 - \nu) \right] I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \left\{ I_1 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) \right\} \left[\frac{x_k}{Bi_0} \cos \frac{x_k}{2} + \sin \frac{x_k}{2} \right], \quad (5)$$

$$\sigma_{zz}^* \left(r, \frac{\ell}{2}, Fo \right) = \frac{\sigma_{zz} (r, \ell/2, Fo) (1 - \nu)}{\alpha_T E (T_0 - \theta)} = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_{nk} (Fo) y_n}{y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2}} \left\{ y_n J_0 \left(y_n \frac{r}{r_c} \right) + \right.$$

$$+ \frac{J_1 (y_n) \left[\frac{r_c}{\ell} x_k I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) + Bi I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right] \left[2(\nu - 2) I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) - x_k \frac{r}{\ell} I_1 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) \right] -$$

$$\left. \frac{Bi}{I_0^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \left[1 + 2(1 - \nu) \frac{1}{x_k^2} \frac{\ell^2}{r_c^2} \right] I_1^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right)} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & - \left\{ \left[Bi(2\nu - 1) - \left(Bi \frac{\ell^2}{r_c^2} + x_k^2 \right) \frac{r_c^2}{\ell^2} \right] I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \right. \\
 & \left. - \left[x_k \frac{r_c}{\ell} Bi + \frac{r_c}{\ell} \left(\frac{Bi \ell^2}{x_k r_c^2} + x_k \right) 2(1 - \nu) \right] I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right\} I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) \left\{ \frac{x_k}{Bi_0} \cos \frac{x_k}{2} + \sin \frac{x_k}{2} \right\}, (6) \\
 \sigma_{rz}^* \left(r, \frac{\ell}{2}, Fo \right) &= \frac{\sigma_{rz}(r, \ell/2, Fo)(1 - \nu)}{\alpha_T E(T_0 - \theta)} = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_{nk}(Fo) y_n}{y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2}} \left\{ - \frac{r_c}{\ell} x_k J_1 \left(y_n \frac{r}{\ell} \right) + \right. \\
 & + \frac{r_c}{\ell} \frac{J_1(y_n)}{Bi} \left[\frac{x_k I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) + Bi \frac{\ell}{r_c} I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right] \left[x_k \frac{r}{\ell} I_0 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) + 2(1 - \nu) I_1 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) \right] + \\
 & \left. \frac{I_0^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \left[1 + \frac{2\ell^2(1 - \nu)}{r_c^2 x_k^2} \right] I_1^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right)}{I_0^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \left[1 + \frac{2\ell^2(1 - \nu)}{r_c^2 x_k^2} \right] I_1^2 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right)} \right\} \\
 & + \left\{ \left[Bi \frac{\ell}{r_c} (2\nu - 1) - \left(Bi \frac{\ell^2}{r_c^2} + x_k^2 \right) \frac{r_c}{\ell} \right] I_0 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) - \right. \\
 & \left. - \left[x_k Bi + \left(\frac{Bi \ell^2}{x_k r_c^2} + x_k \right) 2(1 - \nu) \right] I_1 \left(x_k \frac{r_c}{\ell} \right) \right\} I_1 \left(x_k \frac{r}{\ell} \right) \left\{ \frac{x_k}{Bi_0} \sin \frac{x_k}{2} + \cos \frac{x_k}{2} \right\}, (7)
 \end{aligned}$$

где $A_{nk}(Fo)$ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 A_{nk}(Fo) &= 4Bi^2 e^{-\left(y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2} \right) Fo} \left\{ \left(\frac{x_k}{Bi_0} \sin x_k - \cos x_k + 1 \right) + \right. \\
 & + \frac{q\chi(Fo - Fo')}{\ell(T_0 - \theta)\rho_V c_V} \frac{x_k}{J_1(y_n)} e^{-\left(y_n^2 + x_k^2 \frac{r_c^2}{\ell^2} \right) Fo'} \times \\
 & \times \left(\frac{x_k}{Bi_0} \cos \frac{x_k}{2} + \sin \frac{x_k}{2} \right) \left[\frac{r_b}{r_c} J_1 \left(y_n \frac{r_b}{r_c} \right) - \frac{r_a}{r_c} J_1 \left(y_n \frac{r_a}{r_c} \right) \right] \times \\
 & \times \left\{ \left(y_n^2 + Bi^2 \right) y_n J_1(y_n) \left[\left(1 + \frac{x_k^2}{Bi_0^2} \right) - \left(1 - \frac{x_k^2}{Bi_0^2} \right) \frac{\sin 2x_k}{2x_k} + \frac{2}{Bi_0} \sin^2 x_k \right] x_k \right\}^{-1}, (8)
 \end{aligned}$$

где x_k – корни уравнения

$$\operatorname{ctg} x = \frac{x^2 - Bi_0^2}{2x Bi_0}, \quad (9)$$

y_n – корни уравнения

$$yJ_1(y) = BiJ_0(y); \quad (10)$$

$Bi = \frac{\alpha_1}{\lambda_T} r_c$, $Bi_0 = \frac{\alpha_0}{\lambda_T} \ell$ – критерии Био; α_1 , α_0 – коэффициенты теплообмена между цилиндрической поверхностью, торцами и средой. Предполагается, что теплообмен между торцами цилиндра и средой симметричный.

Численный расчет. Численный расчет температурного поля и осевых температурных напряжений проводился по (3) и (6) на ЭВМ в программе Mathcad. При этом бралось 100 членов ряда, поскольку при малых временах, которые имели место в задаче, необходимо учитывать их большое число. Расчет проводился только для осевых температурных напряжений, что связано с симметрией задачи относительно плоскости кольцевой трещины и с гипотезой о том, что рост трещины вызывают максимальные нормальные к ее берегам напряжения. Этими напряжениями для кольцевой поперечной трещины являются осевые напряжения. Расчет проводился для цилиндра из неорганического стекла ($\lambda_T = 0,5852$ Вт/м·К, $\rho_V = 3,03 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_V = 8,33 \cdot 10^2$ Дж/кг·К, $E = 6 \cdot 10^4$ МПа, $\nu = 0,23$, $\alpha_T = 87 \cdot 10^{-7}$ 1/К, $K_{IC} = 0,71$ МПа·м^{1/2}) радиусом $r_c = 2 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $\ell = 5 \cdot 10^{-2}$ м. Коэффициент теплообмена согласно [4] $\alpha_1 = 26 \cdot 10^3$ Вт/м²·К.

На рис. 2 для случая $Q = \frac{q}{\ell(T_0 - \theta)\rho_V c_V} = 10^{-2}$ приведено распределение

температуры по поперечному сечению цилиндра ($\rho = r/r_c$) в плоскости расположения трещины ($z/\ell = 0,5$) в различные моменты времени Fo (сплошные линии) и для $Q = 0$ (штриховые линии).

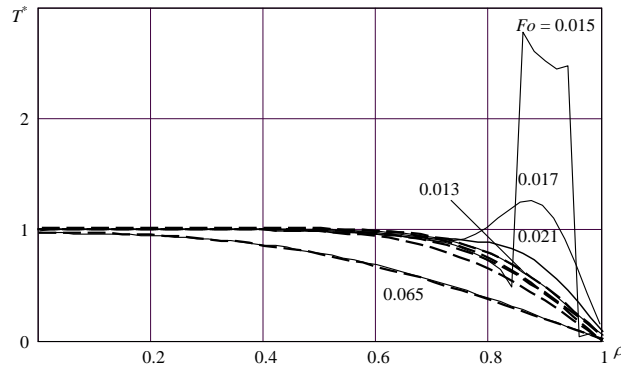


Рис. 2. Распределение температурного поля по сечению цилиндра в плоскости расположения трещины в различные моменты времени Fo

Из этого рисунка видно, что мгновенный источник $Q = 10^{-2}$ в момент времени $Fo' = 0,015$ резко поднимает температуру на берегах мгновенно проросшей трещины ($0,85 < \alpha < 0,95$, $z/\ell = 0,5$), создавая на границах кольцевого источника тепла большие градиенты температур, в то время как отсутствие такого источника (штриховые линии) не вызывает таких градиентов.

На рис. 3 изображено распределение осевых температурных напряжений по сечению цилиндра $\rho = r/r_c$ в плоскости расположения кольцевой трещины в различные моменты времени Fo , рассчитанные по (6) для $Q = 0$ (штриховые линии) и $Q = 10^{-2}$ (сплошные линии).

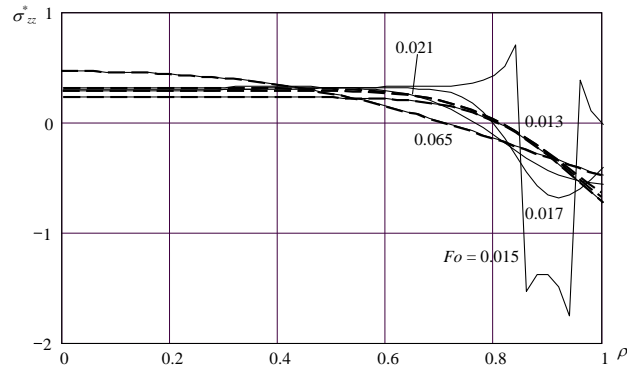


Рис. 3. Распределение осевых напряжений по сечению цилиндра в плоскости расположения трещины в различные моменты времени Fo

Из этого рисунка видно, что в области действия источника интенсивности $Q = 10^{-2}$ возникают термоупругие напряжения, причем вблизи границ источника напряжения разных знаков. Внутри источника за счет нагрева - напряжения сжатия (отрицательные), а вне границ в более холодной области - напряжения растяжения (положительные). Для отсутствующего источника $Q = 0$ таких напряжений нет.

Анализ зависимостей K_I^* от времени Fo для различных размеров трещины α при интенсивности $Q = 10^{-2}$, аналогичный анализу зависимостей, приведенных на рис. 1 для $Q = 0$, в данной работе не проводится. По-видимому, эти зависимости будут гораздо более сложными, чем изображенные на рис. 1, и, следовательно, трещина будет расти гораздо более сложным образом. Тем не менее проведем оценку интенсивности источника Q для случая прорастания трещины в неорганическом стекле, который отражает процесс роста трещины, приведенный на рис. 1. Согласно данным [3] максимальная энергия разрушения для неорганического стекла равна $q = 7,5 \text{ Дж/м}^2$. Считая, что вся энергия разрушения превращается в теплоту,

найдем интенсивность источника $Q = \frac{q}{\ell(T_0 - \theta)\rho_V c_V}$ с учетом физико-

механических постоянных цилиндра и его размеров, приведенных выше. Получаем,

что $Q = 5,9 \cdot 10^{-5} \frac{1}{T_0 - \theta}$. Величину $T_0 - \theta$ найдем из (1) и указанных выше физико-

механических постоянных с учетом, что $K_{IC}^* = 0,31$. В этом случае $T_0 - \theta = 86 \text{ К}$.

Тогда $Q = 6,9 \cdot 10^{-7}$.

Расчет распределения температур и осевых температурных напряжений в плоскости расположения трещины для $Q = 6,9 \cdot 10^{-7}$ по (3) и (6) показывает, что эти распределения совпадают со значением $Q = 0$.

Заключение. Из проведенного выше анализа следует, что влияние энергии разрушения на температурное поле и на вызванные этим полем температурные напряжения, возникающие в результате охлаждения цилиндра средой, ничтожно

мало. Однако действием источников тепла, обусловленных другими причинами (прохождение электрического тока по проводникам, ядерные и химические реакции и др.), пренебрегать в общем случае нельзя. Для этого необходимо использовать результаты, полученные в данной работе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Жорник В.А., Савочка П.А.* Хрупкое разрушение цилиндрических тел при нестационарном тепловом воздействии // Известия ЮФУ. Технические науки. – Таганрог: Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009. – № 4. – С. 205-211.
2. *Irwin G.R.* Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate // J. Appl.Mech., 1957. – Vol. 24, № 3. – P. 361-364.
3. *Shand E.* // J. Amer. Cer. Soc. – 1961. – Vol. 44. – P. 21.
4. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. – Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1970. – 659 с.

Статью рекомендовал к опубликованию д.ф-м.н., профессор Г.В. Куповых.

Жорник Александр Иванович

ГОУ ВПО "Таганровский государственный педагогический институт".

E-mail: Zhornik@land.ru

г. Таганрог, ул. Инициативная, 48.

Тел.: 88634601807.

Жорник Виктория Александровна

E-mail: Zhornik_Victoria@mail.ru.

Савочка Петр Анатольевич

Технологический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего профессионального образования "Южный федеральный университет" в г. Таганроге.

E-mail: Savochka07@mail.ru.

347928, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44.

Тел.: +78634371603.

Zhornik Aleksandr Ivanovich

Taganrog State Pedagogical Institute.

E-mail: Zhornik@land.ru

48, Initsiativnaya Street, Russia, Taganrog, Russia.

Phone: +78634601807.

Zhornik Viktoriya Aleksandrovna

E-mail: Zhornik_Victoria@mail.ru.

Savochka Petr Anatolievich

Taganrog Institute of Technology – Federal State-Owned Autonomy Educational Establishment of Higher Vocational Education "Southern Federal University".

E-mail: Savochka07@mail.ru.

44, Nekrasovskiy, Taganrog, 347928, Russia.

Phone: +78634371603.