

<논 문>

전위이론에 의한 열충격하의 균열거동에 대한 연구

조종두* · 안수익**

(1995년 10월 13일 접수)

Study on the Behavior of a Center Crack under Thermal Impact by the Dislocation Theory

Chongdu Cho and Sooick Ahn

Key Words: Thermal Impact(열충격), Stress Intensity Factor(응력확대계수), Dislocation Density(전위밀도), Climb Dislocation(오름전위), Glide Dislocation(미끄럼전위)

Abstract

This paper investigated plane strain stress intensity factors caused by thermal impact on a center-cracked strip. The crack was aligned perpendicularly to the strip boundary. The problem was analysed by determining the dislocation density function in the singular integral equations formulated by the dislocation theory. Under the abrupt temperature change along the edge, the center crack behaved as a mode I crack due to the symmetric geometry. The value of maximum stress intensity factor monotonically increased until the ratio of dimensionless crack length approached to about 0.3, followed by gradual decrease. As a result, a critical corresponding crack length was determined.

1. 서 론

열충격이란 급작스러운 온도변화에 의해 물체 내부에 급격한 열유속이 생기는 현상을 말한다. 급격한 온도변화는 재질 내부에서 이에 상응하는 응력변화를 일으키므로 균열이 존재하는 재료의 경우 열충격의 세기에 따라 쉽게 파괴가 일어날 수 있다.⁽¹⁾ 이러한 열충격에 의한 균열거동 문제는 최근 많은 연구가 진행되고 있는 고온에서 기계적 특성이 저하되지 않는 세라믹 엔진의 개발이나, 반도체의 박막부식을 위한 고온에서의 열처리 등 고온과 극저온에서의 급격한 온도변화에 견디어야 하는 기구에서 중요한 과제로 제기되고 있다.

전위이론은 미끄럼전위와 오름전위를 이용하여

해석모델에서의 응력을 표현하고 그 응력분포의 경계조건에 의해 특이적분방정식을 세운 후 수학적 접근방법으로 전위의 밀도를 구하여 응력분포를 구하는 이론이다.⁽²⁻⁵⁾ 본 논문에서는 수학적 전위이론에 의한 전위밀도함수를 이용하여 열충격하에 있는 균열선단의 응력세기를 해석하였다. 폭 2l인 재료의 중앙에 위치해 있는 길이 2a의 균열의 크기를 a/l이 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 그리고 0.9로 변화시키면서 각 경우 응력확대계수의 열충격후 시간에 따른 거동을 비교해 보았다.

2. 이론적 배경

Fig. 1에 보여진 바와 같이 열원이 없는 두께가 2l인 무한평판이 균일온도 T_0 에 놓여 있다. 평판의 한쪽 면은 단열되어 있으며 다른 면은 주위에 노출되어 있다. $t=0$ 에서 평판의 한쪽 면을 T_a 의

*회원, 인하대학교 기계공학과

**인하대학교 대학원 기계공학과

온도에 갑자기 노출시키면 이에 따른 평판 내부의 열전달방정식은 다음과 같다.⁽⁶⁾

$$D \frac{\partial^2 \theta(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial \theta(x, t)}{\partial t} \quad (-1 < x < 1) \quad (1)$$

여기서, $D = k/\rho c$ 는 확산도(diffusivity), k_s 는 열전도도, ρ 는 밀도 그리고 c 는 비열이며, $\theta(x, t) = T(x, t) - T_a$ 로 정의되었다.

식 (1)의 초기조건은 T_0 의 온도를 갖는 무한평판이 T_a 의 환경에 한쪽 면이 갑자기 노출되는 것으로 식 (2)과 같이 나타난다.

$$\theta(x, 0) = \theta_0 = T_0 - T_a \quad (2)$$

평판의 한쪽 면 $x = -l$ 에서 열의 대류와 전도에 의한 열량은 서로 같아야 하므로, $x = -l$ 경계조건은 식 (3)과 같이 표현된다.⁽⁷⁾

$$-\frac{\partial \theta(-l, t)}{\partial x} + h\theta(-l, t) = 0 \quad (3)$$

여기서, $h = h_\infty/k_s$ 로 정의되었고, h_∞ 는 열전달계수이다.

$x = l$ 은 단열된 경계이므로 경계조건은 식 (4)와 같다.

$$\frac{\partial \theta(l, t)}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

위에서 서술된 모델과 초기조건과 경계조건을 그림으로 표현한 것이 Fig. 1이다.

식 (1)을 $x^* = x/l$, $t^* = Dt/l^2$, 그리고 $h^* = lh$ 로 무차원화시키고 변수분리법⁽⁸⁾으로 위의 경계조건을 만족하도록 방정식을 풀면 다음과 같은 식 (5)를 얻는다.

$$\theta(x^*, t^*) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t^*} \frac{1}{N} (\cos \lambda_n x^* + \tan \lambda_n \sin \lambda_n x^*) \quad (5)$$

여기서, $N^2 = \int_{-1}^1 (\cos \lambda_n x^* + \tan \lambda_n \sin \lambda_n x^*)^2 dx^*$

$$C_n = \frac{1}{N} \int_{-1}^1 \theta_0 (\cos \lambda_n x^* + \tan \lambda_n \sin \lambda_n x^*) dx^*$$

이다.

고유치는 무차원화하여 변수분리한 열전달방정식의 제차 선형 상미분방정식의 해를 식 (3)과 식 (4)의 무차원화시킨 경계조건에 대입시켜 얻는다. 식 (5)에서 고유치는 다음의 식 (6)을 만족한다.

$$\lambda_n \tan 2\lambda_n = h^* \quad (6)$$

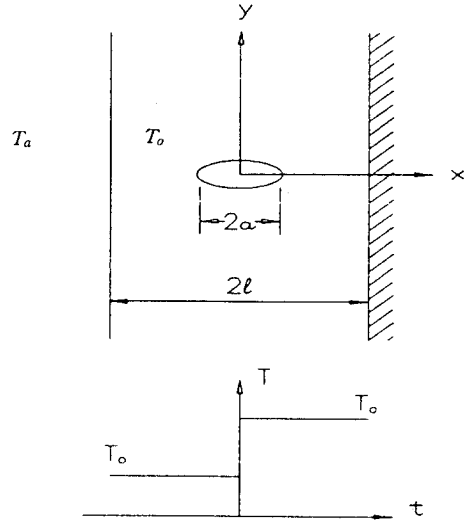


Fig. 1 Center-cracked strip initially at T_0 is exposed to T_a environment along $x = -1$ on $t = 0$. The strip is insulated along $x = 1$. The strip has the finite dimension of $2l$ in x and infinite dimension in y and z direction

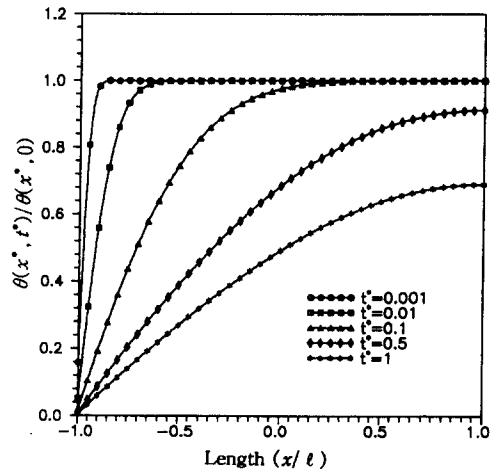


Fig. 2 Transient temperature distributions in the strip are shown on the various instant. Thermal impact effects propagate to the half width within one tenth. Note that a crack lies symmetrically over the center.

결과적으로 식 (5)로부터 평판 내에 두께방향으로 형성되는 온도분포의 시간에 따른 변화는 Fig. 2와 같다.

식 (5)의 결과로 얻어지는 불균일한 온도분포에서부터 발생되는 열응력성분에 대한 평형방정식은

다음으로 표현될 수 있다.⁽⁹⁾

$$(1+\nu)\nabla^2\sigma_{yy} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^{*2}} + \alpha E\left(\frac{1+\nu}{1-\nu}\nabla^2 T + \frac{\partial^2 T}{\partial y^{*2}}\right) = 0 \quad (7)$$

여기서, $y^*=y/l$ 로 무차원화된 좌표이고 α, ν, E 는 각각 재료의 열팽창계수, 푸아송비, 탄성계수를 나타낸다. Fig. 1의 좌표계에 따라서 응력 σ_{yy} 는 균열면에 수직으로 작용하는 성분이다. $\sigma_{yy}(x^*, t^*)$ 는 x^* 와 t^* 에 관한 함수이고 y^* 와 z^* 에 대해서는 독립적이므로 식 (7)에서 $\partial^2/\partial y^{*2}$ 와 $\partial^2/\partial z^{*2}$ 를 소거할 수 있다. 이에 따라 식 (7)을 정리하면 식 (8)을 얻을 수 있다.

$$\frac{d^2}{dx^{*2}}\left[\sigma_{yy}(x^*, t^*) + \frac{\alpha E}{1-\nu}T(x^*, t^*)\right] = 0 \quad (8)$$

식 (8)의 미분방정식은 식 (9)와 같은 일반해로 만족될 수 있다.

$$\sigma_{yy}(x^*, t^*) = -\frac{\alpha E}{1-\nu}T(x^*, t^*) + c_1 + c_2x^* \quad (9)$$

식 (9)에서 적분상수 c_1, c_2 를 구하기 위해 힘과 모멘트 평형방정식을 이용한다.

$$\begin{aligned} \Sigma F_y &= \int_{-1}^1 \sigma_{yy} dx^* = 0 \\ \Sigma M_z &= \int_{-1}^1 \sigma_{xx}x^* dx^* = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

여기서, 상수 c_1 과 c_2 를 구하여 식 (9)에 대입하면 식 (11)과 같다.

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x^*, t^*) &= \frac{\alpha E}{1-\nu} \left\{ -T(x^*, t^*) \right. \\ &\quad + \left. \left\{ \frac{3}{2} \int_{-1}^1 T(x^*, t^*)x^* dx^* \right\} x^* \right. \\ &\quad + \left. \left. \frac{1}{2} \int_{-1}^1 T(x^*, t^*) dx^* \right\} \right. \quad (11) \end{aligned}$$

위 식 (11)으로부터 응력분포의 시간에 대한 변화가 Fig. 3에 보여져 있다. Fig. 3에서 열충격받은 직후 온도의 급격한 분포변화에 따라서 발생하는 표면과 내부와의 응력의 차가 매우 큼을 알 수가 있으나 시간이 지남에 따라 온도분포가 균일해 지므로 열응력도 점차 감소된다. 균열이 존재하는 중앙 부근에서는 열충격의 효과가 존재하는 동안 항상 인장응력이 존재하며 표면 부근에서는 압축응력이 작용한다.

본 연구에서 모델의 대칭성과 재료의 등방성을

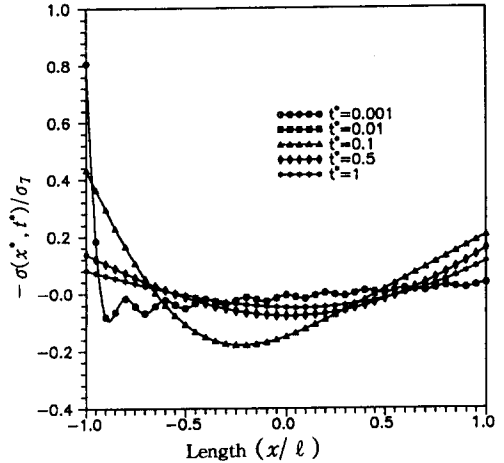


Fig. 3 Thermal stress distributions in the strip at the various instants are shown, where the normal stress σ_r is denoted by $E\alpha(T_a - T_0)/(1-\nu)$. After short time duration (≈ 0.1 sec) elapse, the thermal stress rapidly subsides

고려하면 균열면에서의 전단상대변위가 발생할 수 없으므로 균열면을 중심으로 미끄럼전위는 존재하지 않고 오름전위만 존재한다. 균열이 존재하는 x 축상에 오름전위에 의한 응력장은 식 (12)과 같이 정의된다.⁽¹⁰⁾

$$\sigma_{yy} = -\frac{\mu(1+\nu)B_{yi}}{2\pi x} \quad (12)$$

여기서, μ 는 전단계수이고, B_{yi} 는 아래와 같이 정의되는 버거스벡터이다.

$$\oint du_i = \oint \frac{\partial u_i}{\partial x_k} dx_k = -B_{yi} \quad (13)$$

본 연구의 균열모델이 만족하여야 할 응력에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} y=0, \quad -a^* < x < a^* \text{에서 } \sigma_{yx} = \sigma_{yy} = 0 \\ r \rightarrow \infty \text{이면 } \sigma_{yy} \rightarrow \sigma_{yy}(x^*, y^*), \quad \sigma_{xy} = \sigma_{xx} \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, 무차원화된 균열길이 $a^*=a/l$ 이다.

식 (11)에 의한 응력분포식은 균열이 존재하지 않을 때의 응력이다. 본 연구의 경우와 같이 균열이 있을 때 균열면에서는 식 (14)와 같이 응력벡터가 존재하지 않으므로 식 (11)에는 다음과 같은 경계조건 보정해가 중첩되어야 한다.

$$\begin{aligned} -a^* < x^* < a^* \text{에서 } \sigma_{yx}^c = 0, \quad \sigma_{yy}^c = -\sigma_{yy}^u(x^*, t^*) \\ r \rightarrow \infty \text{에서 } \sigma_{xx}^c, \sigma_{xy}^c, \sigma_{yy}^c \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, 위치차 c 는 보정해, u 는 균열이 없는 상태에서 구한 함수를 의미한다. 균열선상에서 버거스벡터의 밀도를 전위밀도함수 $B_y(x)$ 라 한다. y 방향 변위 U 를 이용하여 버거스벡터 밀도함수 $B_y(x)$ 는 식 (16)과 같이 정의될 수 있다.^(11,12)

$$\begin{aligned}
 & -a < x < a \text{ 에서} \\
 & U(x) = U_y^+(x, 0) - U_y^-(x, 0) \\
 & B_y(x) = -\frac{dU_y(x)}{dx} \quad (16)
 \end{aligned}$$

여기서, U_y 는 y 방향의 변위이며 첨자 $+$, $-$ 는 각각 $\lim_{y \rightarrow +0}$ 와 $\lim_{y \rightarrow -0}$ 을 의미한다.

균열면 위에 ζ 와 $\zeta + d\zeta$ 사이의 전위분포에 의한 임의점 $(x^*, 0)$ 에서 σ_{yy} 를 전위밀도함수로 이용하여 표현하면 다음과 같다.

$$\sigma_{yy} = -\frac{\mu(1+\nu)B_y(\zeta)d\zeta}{2\pi(x^*-\zeta)} \quad (17)$$

전위의 전체분포에 의한 응력은 다음과 같이 나타낸다.

$$\sigma_{yy} = -\frac{\mu(1+\nu)}{2\pi} \int_{-a^*}^{a^*} \frac{B_y(\zeta)}{x^*-\zeta} d\zeta \quad (18)$$

위 식 (18)에 보정해의 경계조건 식 (15)을 적용하면 식 (19)와 같다.

$$\begin{aligned}
 \sigma_{yy} &= -\frac{\mu(1+\nu)}{2\pi} \int_{-a^*}^{a^*} \frac{B_y(\zeta)}{x^*-\zeta} d\zeta \\
 &= -\sigma_{yy}^u(x^*, t^*) (-a^* < x^* < a^*) \quad (19)
 \end{aligned}$$

식 (19)을 $\zeta = a^*\eta$, $x^* = a^*s$ 로 치환하고 $C = \mu(1+\nu)/2$ 로 정의하여 식 (19)를 정리하면 식 (20)을 얻는다.

$$\sigma_{yy}^u(s, t^*) + \frac{C}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{B_y(\eta)}{\eta-s} d\eta = 0 \quad (-1 < s < 1) \quad (20)$$

적분방정식 (20)을 풀기 위해서 다음과 같이 정의한다.⁽¹³⁾

$$\begin{aligned}
 B_y(\eta) &= w(\eta) \cdot g(\eta) \\
 w(\eta) &= (1-\eta)^\alpha (1+\eta)^\beta \\
 g(\eta) &= \sum_0^\infty A_j P_j^{(\alpha, \beta)}(\eta) \quad (21)
 \end{aligned}$$

여기서, $\alpha = \beta = -1/2$, $w(\eta)$ 는 가중함수, 그리고 $P_j^{(\alpha, \beta)}$ 는 자코비안 다항식이다. 위에서 α 와 β 값은 모델의 형태에 따라 결정된다. α 와 β 가 모두 1/2로 결정되면 이 경우 직교함수인 자코비안 다항

식은 체비셰프 다항식의 제 2 형식으로 정의되며 α 와 β 가 모두 $-1/2$ 면 체비셰프 다항식의 제 1 형식으로 정의된다.

식 (21)을 (20)에 넣어 정리하면 식 (22)을 얻는다.

$$\sum_0^\infty A_j \left\{ \frac{C}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{w(\eta)}{\eta-s} P_j^{(\alpha, \beta)}(\eta) d\eta \right\} = -\sigma_{yy}^u(s, t^*) \quad (22)$$

식 (22) 첫째항의 적분을 풀어 정리하면 식 (23)과 같다.⁽¹⁴⁾

$$C \sum_0^\infty A_j \left\{ -\frac{2^{-\alpha}}{\sin \pi \alpha} P_j^{(-\alpha, -\beta)}(S) \right\} = -\sigma_{yy}(s, t^*) \quad (23)$$

여기서, $\kappa = -(\alpha + \beta)$ 이다.

식 (23)의 양변에 가중함수 $w = (1-\zeta)^{-\alpha}(1+\zeta)^{-\beta}$ 와 자코비안 다항식 $P_k^{(-\alpha, -\beta)}$ 를 곱하여 적분하면 다음 식 (24)가 된다.

$$\begin{aligned}
 & C \sum_0^\infty A_j \left\{ \frac{2^{-\kappa}}{\sin \pi \alpha} \int_{-1}^1 P_n^{(-\alpha, -\beta)} P_k^{(-\alpha, -\beta)} \right. \\
 & \left. (1-\zeta)^{-\alpha} (1+\zeta)^{-\beta} d\zeta \right\} \\
 & = \int_{-1}^1 \sigma_{yy}^u(\zeta, t^*) P_k^{(-\alpha, -\beta)} (1-\zeta)^{-\alpha} (1+\zeta)^{-\beta} d\zeta \quad (24)
 \end{aligned}$$

자코비안 다항식의 가중함수에 대해 갖는 직교성을 이용하여 식 (24)를 정리하면 식 (25)를 얻는다.

$$\begin{aligned}
 & \frac{2^{-\kappa}}{\sin \pi \alpha} \theta_k^{(-\alpha, -\beta)} A_{k+\kappa} \\
 & = \frac{1}{C} \int_{-1}^1 \sigma_{yy}^u(\zeta, t^*) P_k^{(-\alpha, -\beta)} \zeta (1-\zeta)^{-\alpha} \\
 & \quad (1+\zeta)^{-\beta} d\zeta \quad (25)
 \end{aligned}$$

여기에서

$$\begin{aligned}
 \theta_k^{(-\alpha, -\beta)} &= \frac{2^{-\alpha-\beta+1}}{2k-\alpha-\beta+1} \\
 & \times \frac{\Gamma(k-\alpha+1) \cdot \Gamma(k-\beta+1)}{k! \Gamma(k-\alpha-\beta+1)} \\
 & (k=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (26)
 \end{aligned}$$

식 (26)에서 $k=0$ 인 경우에는 아래와 같은 식 (27)로 정리할 수 있다.

$$\theta_0^{(-\alpha, -\beta)} = \frac{2^{-\alpha-\beta+1} \Gamma(-\alpha+1) \cdot \Gamma(-\beta+1)}{\Gamma(-\alpha-\beta+2)} \quad (27)$$

식 (21)에서 정의된 전위밀도를 $n+1$ 개의 유한한 항까지 구하기 위해 $A_i (i=0, 1, 2, \dots, n)$ 는 $n+1$ 개가 필요하다. 그러나 식 (24)에서 이 문제의 경우 $\kappa=1$ 이므로 식 (25)에서 구할 수 있는 A_i 는 n 개 ($i=1, 2, 3, \dots, n$)이므로 식 (28)과 같은 유일해 조건을 이용하여 A_0 를 구하여야 한다.

$$\int_{-1}^1 B_y(\eta) d\eta = 0 \quad (28)$$

위에서 구한 전위밀도를 시간의 변화에 따라 구하여 보면 Fig. 4와 같다. Fig. 4는 균열의 끝에서 전위밀도가 시간이 지남에 따라 열충격에 의한 온도분포가 점차 균일해지므로 급격한 증가 후 점차 감소함을 보여준다.

식 (18)을 이용하여 응력분포함수를 구하면 다음과 같은 식 (29)를 얻을 수 있다.

$$\sigma_{yy}(s, t^*) = -C \sum_0^{\infty} A_j \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{w(\eta)}{\eta-s} P_j^{(\alpha, \beta)}(\eta) d\eta \right\} \quad (29)$$

위 적분을 하기 위하여 식 (30)과 같은 자코비안 다항식과 체비셰프 다항식의 관계식을 이용한다.

$$P_j^{(-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})}(\eta) = \frac{\Gamma(j + \frac{1}{2})}{j! \sqrt{\pi}} T_j(\eta) \quad (30)$$

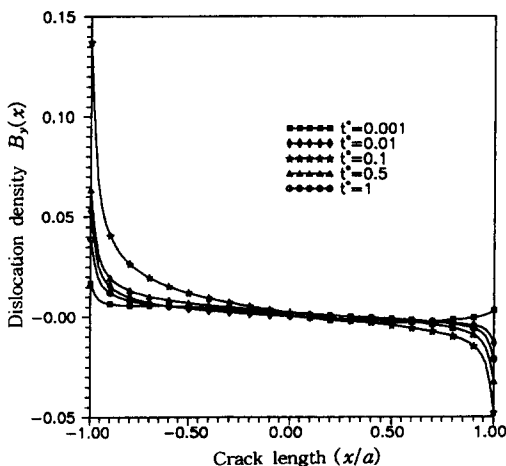


Fig. 4 Dislocation density is shown over the crack length at various instants. The severely dislocation distribution piled at both crack ends vanishes in a short time

여기서, $T_j(\eta)$ 는 체비셰프 다항식이다.

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 T_n(t) (1-t^2)^{-1/2} \frac{dt}{t-x} = \frac{[(x^2-1)^{1/2}-x]^n}{(-1)^{n+1}(x^2-1)^{1/2}} \quad (31)$$

식 (29)를 식 (30)과 식 (31)을 이용하여 정리하면 σ_{yy} 는 식 (32)와 같다.

$$\sigma_{yy}(s, t^*) = -C \sum_0^{\infty} A_j \frac{\Gamma(j + \frac{1}{2})}{j! \sqrt{\pi}} \frac{[(s^2-1)^{1/2}-s]^j}{(-1)^{j+1}(s^2-1)^{1/2}} \quad (32)$$

식 (32)의 응력분포로부터 응력확대계수 K_I 는 식 (33)으로 계산할 수 있다.⁽¹³⁾

$$K_I = \lim_{s \rightarrow -1} (s^2-1)^{1/2} \sigma_{yy}(s, t^*) \quad (33)$$

3. 결과 및 고찰

위 해석의 결과를 얻기 위해 $T_0=20^\circ\text{C}$, $T_a=500^\circ\text{C}$, $l=100\text{ mm}$, $k_s=37\text{ W/m}^\circ\text{C}$, $\rho=7850\text{ kg/m}^3$, $c=531\text{ J/kg}^\circ\text{C}$, $h_\infty=40\text{ W/m}^2^\circ\text{C}$, $\nu=0.299$, $\alpha=12.7 \times 10^{-6}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $E=210\text{ GPa}$, $\mu=80\text{ GPa}$ 으로 하였다.

여기서, 사용한 재료의 물성치는 Cr-Mo-V강을 이용하였다. 기계적 성질과 열팽창계수의 온도에 따른 변화가 응력분포에 미치는 영향은 무시하였으며 연구 해석모델의 경우 시간에 따른 응력함수의 구배를 조사한 결과 열충격을 받는 면방향의 균열 응력값이 단열된 면방향의 균열응력보다 항상 크다. 이러한 결과는 Fig. 3에서 명확히 보여지므로 파괴에 직접적 영향을 미치는 열충격방향의 선단 균열에 대한 응력확대계수만 고려하였다.

전위밀도에 의해 구한 응력확대계수는 Fig. 5에서 나타난 것과 같이 $a^*=a/l$ 이 0.1, 0.2, 0.3, 0.4인 경우 모두 열림(mode I) 응력확대계수가 구하여 진다. 그러므로 표면에 가열 열충격을 가하면 모델의 가운데에 균열이 존재할 경우 어느 한도 내의 균열길이에 대해서는 열림모드의 응력확대계수가 되므로 파괴의 위험성이 존재한다. 또한 a^* 의 길이에 따라 그 균열길이가 갖는 최대 응력확대계수 중 가장 큰 값을 갖는 균열길이를 임계균열길이라 하고 약 a^* 가 0.3에서 나타남을 Fig. 3과 Fig. 5에서 알 수 있다.

그리고 최대 응력확대계수 값은 임계균열길이 내에서 균열의 길이가 길수록 짧은 시간에 도달함을 알 수 있다.

그러나 Fig. 6에서 보여지듯이 표면에 가열 열충격이 작용할 때 a^* 가 0.9이면 균열선단이 표면 근처에 존재하게 되는데, 이 경우 위 결과와는 달리 단항모드 응력확대계수가 나타나며 그 값의 크기는 Fig. 6에서 보여지듯 Fig. 5의 중앙균열에 비해서

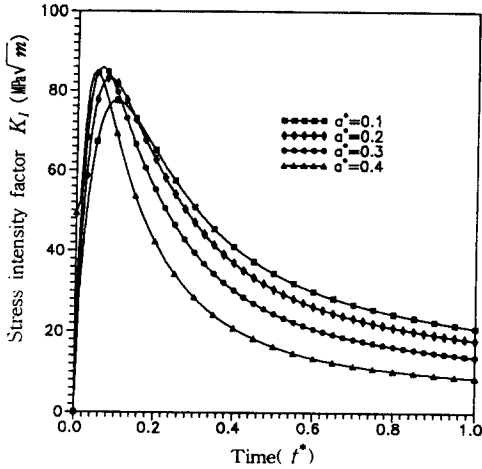


Fig. 5 Stress intensity factors at $x^* = -a^*$ due to the thermal impact change with time. Factors at a crack tip (a/l) are shown for dimensionless crack lengths (a^*) of 0.1, 0.2, 0.3, 0.4. For all cases, the values attain at the maximum around one tenth

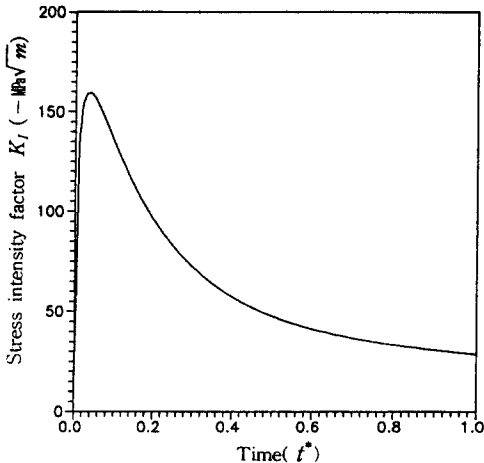


Fig. 6 Stress intensity factor is shown near the heated surface for $a^* = 0.9$

매우 큰 값을 가지나 단항모드이므로 균열의 파괴 위험성은 없다.

4. 결 론

본 연구에서는 전위이론을 이용하여 평판의 한쪽이 표면을 가열하는 열충격하에 있는 면에 직각방향의 중앙균열을 분석하였으며 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 중앙균열의 경우 $a^* = 0.3$ 인 균열길이가 파괴의 위험성이 가장 큰 임계균열길이가 존재한다. Cr-Mo-V강의 경우 임계길이는 $a^* \approx 0.3$ 이었다.
- (2) 응력확대계수는 임계균열길이 이하의 균열에서는 길수록 짧은 시간내에 더 큰 최대 응력확대계수가 나타나는 거동을 보인다.
- (3) 임계균열길이 이상의 균열은 균열길이가 길어질수록 최대 응력확대계수의 크기는 감소한다.
- (4) 표면을 가열하는 열충격에서 균열의 길이가 임계균열을 훨씬 초과하는 경우 표면 부근의 응력확대계수 값은 매우 크지만 선단 단항균열이 되므로 파괴의 위험성이 없다. Cr-Mo-V강의 경우 $a^* = 0.9$ 이면 최대 계수의 값은 $K_I = -160 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ 이었다.

참고문헌

- (1) Nied, H. F., 1987, "Thermal Shock in an Edge-Cracked Plate Subjected to Uniform Surface Heating," *Engineering Fracture Mechanics*, Vol. 26, No. 2, pp. 239~246.
- (2) Lu, X., 1990, "Some Problems in Elastic Contact and Fracture," Ph. D Thesis, The University of Michigan.
- (3) Comninou, M., 1977, "The Interface Crack," *J. of Applied Mechanics*, Vol. 44, pp. 631~636.
- (4) Comninou, M., 1978, "The Interface Crack in a Shear Field," *J. of Applied Mechanics*, Vol. 45, pp. 287~290.
- (5) Comninou, M. and Schmueser, D., 1979, "The Interface Crack in a Combined Tension Compression and Shear Field," *J. of Applied Mechanics*, Vol. 46, pp. 345~348.
- (6) Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C., 1950, "Conduction of Heat in Solids," Oxford University Press,

- pp. 46~52.
- (7) Incropera, F. P. and Dewitt, D. P., 1990, "Fundamentals of Heat and Mass Transfer," Wiley Press, pp. 226~310.
- (8) Trim, D. W., 1990, "*Applied Partial Differential Equations*," Thomson International Publishing, pp. 141~220.
- (9) Timoshenko, S. P. and Goodier, J. N., 1970, "*Theory of Elasticity*," McGraw-Hill, pp. 433~484.
- (10) Barber, J. R., 1992, "*Elasticity*," Kluwer Academic Publishers, pp. 165~184.
- (11) Weertman, J. and Weertman, J. R., 1964, "*Elementary Dislocation Theory*," Macmillan, pp. 1~79.
- (12) Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., 1986, "*Theory of Elasticity*," Pergamon Press, pp. 108~132.
- (13) Erdogan, F., Gupta, G. D. and Cook, T. S., 1973, "*Numerical Solution of Singular Integral Equations*," Noordhoff International Publishing, pp. 368~425.
- (14) Muskhelishvili, N. I., 1954, "*Singular Integral Equations*," Noordhoff International Publishing, pp. 249~257.