

〈論 文〉

직교 이방성체의 동적 응력확대계수에 관한 연구(I)

동속균열 전파속도하에서 동적모드 I 과 모드 II 상태의 응력장, 변위장,
에너지해방률에 관한연구

이광호* · 황재석** · 최선호***

(1992년 7월 11일 접수)

A Study on the Dynamic Stress Intensity Factor of Orthotropic Materials(I)

A Study on the Stress Field, the Displacement Field and the Energy Release Rate in Dynamic
Mode I and II under Constant Crack Propagation Velocity

Kwang Ho Lee, Jai Sug Hawong and Sun Ho Choi

Key Words : Orthotropic Materials(직교이방성체), Dynamic Stress Intensity Factor(동적 응력
확대 계 수), Mode I and Mode II Load(모 드1과 모 드2하 중), Dynamic Crack
Propagation(동적 균열전 파), Dynamic Stress Field(동적 응력 장), Dynamic
Displacement Field(동적 변위 장), Dynamic Energy Release Rate(동적 에 너지해
방률), Steady State(정상상태)

Abstract

The propagating crack problems under dynamic plane mode in orthotropic material is studied in this paper. To analyze the dynamic fracture problems in orthotropic material, it is important to know the dynamic stress components and dynamic displacement components around the crack tip. Therefore the dynamic stress components of dynamic stress field and dynamic displacement components of dynamic displacement field in the crack tip of orthotropic material under the dynamic load and the steady state in crack propagation were derived. When the crack propagation speed approaches to zero, the dynamic stress component and dynamic displacement components derived in this study are identical to the those of static state. In addition, the relationships between dynamic stress intensity factor and dynamic energy release rate are determined by using the concept of crack closure energy with the dynamic stresses and dynamic displacements derived in this paper. Finally, the crack propagation characteristics are represented according to physical properties of the orthotropic material and crack speeds. The faster the crack velocity, the greater the stress value of stress components in crack tip. The stress value of the stress component of crack tip is greater when fiber direction coincides with the crack propagation than when fiber direction is normal to the crack propagation.

*정회원, 한국조폐공사 경상조폐창 주화부 압인과

**정회원, 영남대학교 기계공학과

***정회원, 영남대학교 기계설계학과

기 호 설 명

a_{ij}	: 변위계수(평면응력)
b_{ij}	: 변위계수(평면 변형률)
c	: 균열전파속도
C_s	: 전단 응력파의 속도
$E_L(E_T)$: L(T) 방향의 세로 탄성계수
G_{LT}	: L-T 평면의 가로 탄성계수
$L(T)$: 파이버 방향(파이버에 직각방향)
M	: 균열 전파속도와 전단 응력파와의 속도 비(c/C_s)
$u(u_1, u_2)$: 에어리 응력함수
$U(V)$: $x(y)$ 방향의 변위
$\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$: x - y 평면의 응력성분
$\epsilon_x, \epsilon_y, \gamma_{xy}$: x - y 평면의 변형률 성분
$\nu_{LT}(\nu_{TL})$: 푸아송의 비 ($\nu_{LT} = -\epsilon_T/\epsilon_L$, $\nu_{TL} = -\epsilon_L/\epsilon_T$)
$\sigma \bar{\alpha} \tau \bar{\alpha}$: 무한 경계면에 작용하는 동적수직(전단)응력

1. 서 론

최근 복합재료가 크게 발전하여 자동차 항공기 각종 기계 구조물 등에 복합재료가 다양하게 사용되고 있다. 그리하여 많은 연구가들에 의해 복합재료의 구조물에 대한 응력해석 및 파괴역학 해석이 연구되어 왔다. 그러나 이러한 문제들은 정적인 상태에서 주로 연구되어 왔으며 실제 문제에 있어서 복합재료의 파괴는 주로 동적인 상태하에서 일어나고 있으므로 동적인 문제에 대한 복합재료의 파괴역학 연구가 절실히 필요하다.

관성력에 의한 동적균열문제는 정지균열상태와 고속균열상태로 생각할 수 있으며 이 경우 균열선단의 응력과 변위는 시간에 의존하게 된다.

등방성체에 대한 동적균열문제는 Chen, Baker 등이⁽¹⁻²⁾ 응력장과 변위장에 대하여 연구하였으며, 등방성체에 대한 고속진행 균열문제에 있어서는 Freund 등이⁽³⁻⁴⁾ 고속 균열 선단에 대한 응력장과 변위장에 대하여 연구하였다. 그리고 직교이방성체의 정지균열 동적문제에 있어서는 Sindo⁽⁵⁾ 등이 동적 응력확대계수값에 대하여 연구하였으며 직교이방성체에 대한 고속 진행균열에 대한 연구로는⁽⁶⁻¹⁰⁾ Achenbach⁽⁸⁾ 등은 수치해석적인 방법으로,

Piva⁽⁹⁻¹⁰⁾ 등은 복소고유치 함수를 이용하여 균열이 선단에서 x 축방향으로 일정한 속도로 진행할 때, 다시말해 균열의 진행 상태가 정상상태(steady state)인 경우에 대하여 균열 선단의 응력장과 변위장에 대하여 연구하였으나, 그들의 응력장과 변위장에서는 응력확대계수가 분명히 제시되지 않았고, 또한 아직까지 복합체의 동적 파괴문제는 이론적으로나 실험적으로 아주 미약한 상태이다.

일정한 속도로 고속 진행하는 균열에 대한 파괴역학적인 문제를 이론적으로나 실험적으로 해석함에 있어서 고속 균열선단에서 응력장 및 변위장과 응력확대계수와의 관계를 아는 것이 매우중요하다. 따라서 본 연구에서는 직교 이방성체에 대한 동적 모드 I 과 모드 II 상태하에서 일정한 속도로 진행하는 동적균열문제에 대한 동적 응력성분과 동적 변위성분 등과 동적 응력확대계수와의 관계식들을 유도하였다. 다음에 본 연구에서 유도한 직교이방성체의 동적 응력성분 및 변위성분을 균열이 미소량으로 진전할 때 균열면이 생성되기 위한 흡수에너지는 균열을 닫기위한 필요 에너지와 같다는 균열닫힘 에너지이론⁽¹¹⁾에 적용하여 동적 에너지해방률과 동적 응력확대계수와의 관계식을 유도하였다.

그리고 본 연구에서 얻은 여러가지 응력성분과 변위성분을 이용하여 고속균열 진행특성에 대하여 연구하였다.

2. 직교 이방성체의 동적상태의 응력장과 변위장

관성력을 고려한 응력의 평형방정식으로부터 동적 탄성문제의 지배방정식은 방정식 (1)과 같다.⁽⁶⁾

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial X} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial Y} &= \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial X} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial Y} &= \rho \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (1)$$

그리고 균열이 기준 좌표계(X, Y)에서 X 축선상을 따라 등속도 c 로 진행할 때 이동좌표계(x, y)에서 $x = X - ct$ 이고 $y = Y$ 가 된다. 따라서 방정식 (1)은 방정식(2)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = \rho c^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} = \rho c^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad (2)$$

여기서 ρ 는 물체의 밀도 c 는 균열의 진행속도이며 x, y 는 균열이 진행할 때 균열선단을 원점으로 하는 이동좌표이다.

직교 이방성의 탄성주축과 균열선단의 좌표축이 일치하는 평면 응력 상태의 경우의 응력과 변형률과의 관계⁽¹²⁾는 방정식(3)과 같다.

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= a_{11}\sigma_x + a_{12}\sigma_y \\ \epsilon_y &= a_{12}\sigma_x + a_{22}\sigma_y \\ \gamma_{xy} &= a_{66}\tau_{xy} \end{aligned} \quad (3)$$

방정식(3)의 변위계수 a_{ij} 는 평면 변형률 상태에서는 방정식(4)로 된다.

$$b_{ij} = a_{ij} - \frac{a_{i3}a_{j3}}{a_{33}} \quad (i, j=1, 2, 3 \dots 6) \quad (4)$$

여기서 b_{ij} 는 평면응력상태의 a_{ij} 에 해당된다.

복소함수(z)를

$$z = x + my \quad (5)$$

로 두고 방정식(3)을 방정식(2)에 대입하고 $\partial/\partial x$, $\partial/\partial y$ 와 $z=x+my$ 등의 관계를 이용하면 방정식(2)는 방정식(6), (7)이 된다.

$$A \frac{\partial \sigma_x}{\partial z} + B \frac{\partial \sigma_y}{\partial z} + C \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

$$D \frac{\partial \sigma_x}{\partial z} + E \frac{\partial \sigma_y}{\partial z} + F \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

여기서

$$\begin{aligned} A &= (1 - \rho c^2 a_{11}), \quad B = -\rho c^2 a_{12}, \quad C = m \\ D &= -\rho c^2 a_{12}/m, \quad E = m - \rho c^2 a_{22}/m, \quad F = 1 \end{aligned}$$

방정식(6)과 (7)의 변환식에 에어리 응력함수(Airy stress function) μ 를 사용하면 방정식(8)과 같은 응력성분을 얻을 수 있다.

$$\sigma_x = [m^2 + \rho c^2 (a_{12} - a_{22})] \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8a)$$

$$\sigma_y = [1 + \rho c^2 (a_{12} - a_{11})] \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} \tau_{xy} &= \{-m[1 - \rho c^2 (a_{22}/m^2 + a_{11}) + (\rho c^2/m)^2 \\ &\quad (a_{11}a_{22} - a_{12}^2)]\} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (8c)$$

변형률 적합방정식은 방정식(9)와 같다.

$$\frac{\partial^2 \epsilon_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \gamma_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (9)$$

방정식(8)을 방정식(3)에 대입한 것을 방정식(9)에 대입하면 방정식(10) 얻어진다.

$$(m^4 + 2B_{12}m^2 + K_{66}) \frac{\partial^4 u}{\partial z^4} = 0 \quad (10)$$

여기서

$$2B_{12} = [2a_{12} + a_{66} + \rho c^2 (a_{12}^2 - a_{11}a_{66} - a_{11}a_{22})]/a_{11}$$

$$\begin{aligned} K_{66} &= \{a_{22} + \rho c^2 [a_{12}^2 - a_{22}a_{66} - a_{11}a_{22} \\ &\quad + \rho c^2 a_{66} (a_{11}a_{22} - a_{12}^2)]\}/a_{11} \end{aligned}$$

방정식(10)의 해는 방정식(11)과 같다.

$$\begin{aligned} u(z) &= u_1(z_1) + u_2(z_2) + \overline{u_1(z_1)} + \overline{u_2(z_2)} \\ &= 2Re[u_1(z_1) + u_2(z_2)] \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 $z_1 = x + m_1y$, $z_2 = x + m_2y$, $\overline{z_1} = x - m_1y$, $\overline{z_2} = x - m_2y$ 이다.

그리고 특성근 m_1 과 m_2 는 방정식(10)의 계수인 방정식(12)에서 4개의 근중에서 대응되는 2개의 근이다.

$$(m^4 + 2B_{12}m^2 + K_{66}) = 0 \quad (12)$$

그리고 $\varphi(z_1)$, $\varphi'(z_1)$, $\psi(z_2)$, $\psi'(z_2)$ 등을 방정식(13)과 같이 정의하고

$$\begin{aligned} \varphi(z_1) &= \frac{du_1}{dz_1}, \\ \varphi'(z_1) &= \frac{d\varphi}{dz_1}, \quad \psi(z_2) = \frac{du_2}{dz_2}, \quad \psi'(z_2) = \frac{d\psi}{dz_2} \end{aligned} \quad (13)$$

방정식(11)과 (13)을 방정식(8)에 대입하면 방정식(14)가 얻어진다.

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2Re\{[m_1^2 + \rho c^2 (a_{12} - a_{22})]\varphi' + [m_2^2 \\ &\quad + \rho c^2 (a_{12} - a_{22})]\psi'\} \\ \sigma_y &= 2Re\{[1 + \rho c^2 (a_{12} - a_{11})](\varphi' + \psi')\} \\ \tau_{xy} &= -2Re(\mu_1\varphi' + \mu_2\psi') \end{aligned} \quad (14)$$

여기서

$$\begin{aligned} \mu_1 &= [m_1 - \rho c^2 a_{22}/m_1 - m_1 \rho c^2 a_{11} \\ &\quad + (\rho c^2)^2 (a_{11}a_{22} - a_{12}^2)/m_1] \\ \mu_2 &= [m_2 - \rho c^2 a_{22}/m_2 - m_2 \rho c^2 a_{11} \\ &\quad + (\rho c^2)^2 (a_{11}a_{22} - a_{12}^2)/m_2] \end{aligned}$$

크랙의 표면에서는 응력이 존재하지 않으므로, 응력 σ_y 와 τ_{xy} 은 0이다. 따라서 $\sigma_y + i\tau_{xy} = 0$ 이므로, 방정식(14)로부터 방정식(15)와 같은 복소함수식이 성립한다.

$$\sigma_y + i\tau_{xy} = D_1\phi' + D_2\overline{\phi'} + D_3\psi' + D_4\overline{\psi'} = 0 \quad (15)$$

그리고 방정식(15)의 응력함수의 D_1, D_2, D_3, D_4 는 방정식(16)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} D_1 &= 1 + \rho c^2(a_{12} - a_{11}) + \mu_1/i \\ D_2 &= 1 + \rho c^2(a_{12} - a_{11}) - \mu_1/i \\ D_3 &= 1 + \rho c^2(a_{12} - a_{11}) + \mu_2/i \\ D_4 &= 1 + \rho c^2(a_{12} - a_{11}) - \mu_2/i \end{aligned} \quad (16)$$

해석적인 복소함수 $\varphi(z_1), \psi(z_2)$ 는 다음과 같이 멱급수로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \varphi(z_1) &= \sum_n A_n z_1^{\lambda_n} = \sum (A_n^o + iA_n^*) r_1^{\lambda_n} e^{i\lambda_n \theta_1} \\ \psi(z_2) &= \sum_n B_n z_2^{\lambda_n} = \sum (B_n^o + iB_n^*) r_1^{\lambda_n} e^{i\lambda_n \theta_2} \end{aligned} \quad (17)$$

여기서 A_n, B_n : 복소상수, A_n^o, B_n^o : 실수부, A_n^*, B_n^* : 허수부이며 λ_n 은 나중에 결정되어질 실수 고유치이다.

방정식(17)을 방정식(15)에 대입하여 아래의 조건을 적용하면 방정식(18)이 얻어진다.

$$\begin{aligned} (1) \quad \theta_1 = \theta_2 = \pi \text{ (균열의 뒷면)} \\ (D_1 A_n + D_3 B_n) e^{i\lambda_n \pi} + (D_2 \overline{A_n} + D_4 \overline{B_n}) e^{-i\lambda_n \pi} = 0 \end{aligned} \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} (2) \quad \theta_1 = \theta_2 = -\pi \text{ (균열의 아래면)} \\ (D_1 A_n + D_3 B_n) e^{-i\lambda_n \pi} + (D_2 \overline{A_n} + D_4 \overline{B_n}) e^{i\lambda_n \pi} = 0 \end{aligned} \quad (18b)$$

크랙의 표면은 상하 두개의면이 불연속상태 이므로 크랙선단에서 크랙의 표면까지 각도 θ 는 각각 $\pi, -\pi$ 이고 이경우 θ 와 θ_1 그리고 θ_2 는 서로 같으며 또한 균열선단에서 균열표면까지 거리 r 과 r_1 그리고 r_2 도 서로 같다.

방정식(18)에서 $D_1 A_n + D_3 B_n$ 과 $D_2 A_n + D_4 B_n$ 에 관계없이 해가 존재하기 위해서는 방정식(19)처럼 그계수들의 메트릭스가 0이되어야 한다.

$$\begin{vmatrix} e^{i\lambda_n \pi} & e^{-i\lambda_n \pi} \\ e^{-i\lambda_n \pi} & e^{i\lambda_n \pi} \end{vmatrix} = 0 \quad (19)$$

그리고 방정식(19)은 방정식(20)로 되어진다.

$$\sin 2\pi \lambda_n = 0 \quad (20)$$

$$\text{따라서 } \lambda_n = n/2 \quad (n=0, 1, 2, 3, 4, \dots) \quad (21)$$

여기서 λ_n 이 음수(-)인 경우에는 균열선단에서 변위가 무한대이므로 음수값은 성립되지 않는다.

방정식(21)을 방정식(18)에 대입하면 방정식(22)을 얻을 수 있다.

$$B_n^o = -\frac{D_1 + (-1)^n D_2}{D_3 + (-1)^n D_4} A_n^o \quad (22a)$$

$$B_n^* = -\frac{D_1 - (-1)^n D_2}{D_3 - (-1)^n D_4} A_n^* \quad (22b)$$

방정식(16)을 방정식(22)에 대입하면

$$B_n^o = -h(n) A_n^o \quad (23a)$$

$$B_n^* = -h(\bar{n}) A_n^* \quad (23b)$$

여기서

$$h(n) = \begin{cases} \mu_1/\mu_2 : n \text{ odd} \\ 1 : n \text{ even} \end{cases}, \quad \bar{n} = n + 1$$

동적 응력확대계수(dynamic stress intensity factor)는 다음과 같이 정의된다.

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} (\sigma_y)_{\theta=0} \quad (24a),$$

$$K_{II} = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} (\tau_{xy})_{\theta=0} \quad (24b)$$

방정식(17)을 방정식(14)에 대입하고 또한 $\theta=0$ 인 경우는 $\theta=\theta_1=0$ 이 되고 $r=r_1=r_2$ 이 되므로 방정식(25)가 얻어진다.

$$\begin{aligned} (\sigma_y)_{\theta=0} &= 2Re[1 + \rho c^2(a_{12} - a_{11}) \\ & \quad (A_n^o + B_n^o) \lambda_n r^{\lambda_n - 1}] \end{aligned} \quad (25a)$$

$$\begin{aligned} (\tau_{xy})_{\theta=0} &= Re[\frac{2}{i}(\mu_1 A_n^* - \mu_2 B_n^*)] \lambda_n r^{\lambda_n - 1} \\ & \quad (n = \text{odd}) \end{aligned} \quad (25b)$$

방정식(21)에서 $n=1$ 경우, $\lambda_n=1/2, \lambda_n-1=-1/2$ 이 되므로 방정식(25)에서 $n=1$ 인 경우가 균열선단 부근의 응력장이 된다. 따라서 방정식(25)에서 $n=1$ 인 경우를 방정식(24)에 대입하면 응력확대계수값과 응력함수와의 관계식인 방정식(26)을 얻을 수 있다.

$$K_I = -\sqrt{2\pi} Re[(1 + M_1) \frac{\mu_1 - \mu_2}{\mu_2}] A_1^o \quad (26a)$$

$$K_{II} = \sqrt{2\pi} Re[(\mu_1 - \mu_2)/i] A_1^* \quad (26b)$$

여기서 $M_1 = \rho c^2(a_{12} - a_{11})$ 이다.

방정식(26)로부터 일반적인 복소상수 A_n^o, A_n^* 는 방정식(27)와 같이 된다.

$$A_n^o = Re[\frac{-\mu_2}{\sqrt{2\pi}(1 + M_1)(\mu_1 - \mu_2)}] K_n^o \quad (27a)$$

$$A_n^* = Re[i \frac{1}{\sqrt{2\pi}(\mu_1 - \mu_2)}] K_n^* \quad (27b)$$

방정식(27)에서 $n=1$ 인 경우 $K_n^o, K_n^* =$ 응력확대계수 K_I, K_{II} 에 해당된다. 방정식(27)을 방정식(17)에 대입하고 균열의 진행속도와 재료의 물성치에 의존하는 특성근 m_j 을 사용한 좌표계 $(r_1, \theta_1, r_2, \theta_2)$ 와 이동균열선단을 원점으로한 좌표계 (r, θ) 관계를 나타낸 Fig. 1로부터 $\theta, \theta_1, \theta_2$ 그리고 r, r_1, r_2 의 관계를 이용하여 방정식(28)을 얻을 수 있다.

$$\varphi'(z_1) = \left\{ -\frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\mu_2}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} K_n^o + \frac{1}{\mu_1-\mu_2} K_n^* \right] [r(\cos\theta + m_1\sin\theta)] \right\}^{\frac{n}{2}-1} \quad (28a)$$

$$\varphi'(z_2) = \left\{ \frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left[\frac{\mu_1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} K_n^o + \frac{1}{\mu_1-\mu_2} K_n^* \right] [r(\cos\theta + m_2\sin\theta)] \right\}^{\frac{n}{2}-1} \quad (28b)$$

방정식(28)을 방정식(14)에 대입하면 균열이 진행되는 동적상태에 대한 직교이방성체의 혼합모드상태의 균열선단의 응력장을 방정식(29)와 같이 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{(m_2^2+M_2)\mu_1}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} - \frac{(m_1^2+M_2)\mu_2}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} \right] \right\} \\ &\quad + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{(m_2^2+M_2)}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} - \frac{(m_1^2+M_2)}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} \right] \right\} \\ \sigma_y &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{\mu_1}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} - \frac{\mu_2}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} \right] \right\} \\ &\quad + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{(1+M_1)}{(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{1}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} - \frac{1}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} \right] \right\} \\ \tau_{xy} &= \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{\mu_1\mu_2}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{1}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} - \frac{1}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} \right] \right\} \end{aligned}$$

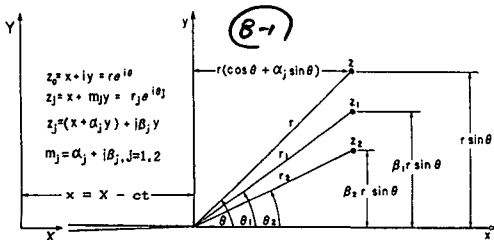


Fig. 1 Coordinate system and transformation relations used in the constant crack velocity

$$+ \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} Re \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} \left[\frac{\mu_1}{\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta}} - \frac{\mu_2}{\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}} \right] \right\} \quad (29)$$

여기서 $M_1 = \rho c^2(a_{12} - a_{11}), M_2 = \rho c^2(a_{12} - a_{22})$

방정식(29)에서 μ_1, μ_2, m_1, m_2 는 재료의 변위계수 $(a_{11}, a_{12}, a_{22}, a_{66})$, 즉 물성치 그리고 균열의 진행속도(c) 등에 영향을 받으며 균열의 진행속도가 없다면 μ_1, μ_2, m_1, m_2 는 재료의 물성치 만의 영향을 받고 $\mu_1 = m_1\mu_2 = m_2$ 가 된다. 따라서 방정식(29)에서 균열의 진행속도 c를 0으로 하면 Sih등이 유도한 직교 이방성체의 정적인상태 응력장⁽¹³⁾과 일치하고 있음을 알 수 있다.

2.2 직교이방성체의 동적상태의 변위장

변위장에 대한 방정식은 방정식(3)으로부터 구해지고, 방정식(3)은 방정식(30)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial U}{\partial x} = a_{11}\sigma_x + a_{12}\sigma_y \quad (30a)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} = a_{12}\sigma_x + a_{22}\sigma_y \quad (30b)$$

방정식(14)을 방정식(30)에 대입하여 복소변수 z에 대하여 적분하면 방정식(31)을 얻는다.

$$U = 2Re[p_1\varphi(z_1) + p_2\psi(z_2)] \quad (31a)$$

$$V = 2Re[q_1\varphi(z_1) + q_2\psi(z_2)] \quad (31b)$$

여기서

$$\begin{aligned} p_1 &= a_{11}(m_1^2 + M_2) + a_{12}(1 + M_1), \\ p_2 &= a_{11}(m_2^2 + M_2) + a_{12}(1 + M_1), \\ q_1 &= \frac{a_{12}(m_1^2 + M_2) + a_{22}(1 + M_1)}{m_1}, \\ q_2 &= \frac{a_{12}(m_2^2 + M_2) + a_{22}(1 + M_1)}{m_2} \end{aligned}$$

복소변수 z로 방정식(28)을 적분한 것을 방정식(31)에 대입하면 동적 상태에 대한 직교이방성체의 혼합모드상태에서 균열선단의 변위장을 최종적으로 방정식(32)와 같이 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} U &= K_I \sqrt{\frac{2r}{\pi}} Re \left\{ \frac{1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} \right. \\ &\quad \left. [p_2\mu_1\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta} - p_1\mu_2\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}] \right\} \\ &\quad + K_{II} \sqrt{\frac{2r}{\pi}} Re \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} [p_2\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta} \right. \\ &\quad \left. - p_1\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V = & K_{I1} \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} \right. \\
 & [q_2\mu_1\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta} - q_1\mu_2\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta}] \\
 & + K_{II1} \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} [q_2\sqrt{\cos\theta+m_2\sin\theta} \right. \\
 & \left. \left. - q_1\sqrt{\cos\theta+m_1\sin\theta} \right] \right\} \quad (32)
 \end{aligned}$$

방정식(32)에서도 고속균열의 진행속도가 없다면 ($c=0$) 방정식(29)의 경우와 같이 Sih 등이 유도한 정적인 상태의 변위장⁽¹³⁾과 일치함을 알 수 있다.

3. 직교이방성체의 동적에너지 해방률

균열이 미소량 Δ 만큼 진전할 때 균열면을 생성하기 위하여 흡수되는 에너지량은 균열을 닫기 위하여 필요로하는 에너지량과 같다⁽¹¹⁾는 균열닫힘 에너지(crack closure energy) 이론의 견지에서 에너지해방률의 관계식은 방정식(33)과 같다.

$$G = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} (\sigma_y V + \tau_{xy} U) dx \quad (33)$$

여기서 응력 σ_y , τ_{xy} 는 진행하는 균열의 앞 경로부분에서 발생하는 응력성분을 나타내며 변위 u , v 는 진행하는 균열 뒷부분의 x , y 방향의 변위성분을 나타낸다. 혼합모드 하중을 받는 균열이 균열진행방향으로 진행할 때에 균열앞경로 부분에서 발생하는 응력성분은 방정식(29)에서 방정식(34)을 얻을 수 있다.

$$(\sigma_y)_{\theta=0} = K_{I1} \sqrt{2\pi x} \quad (34a)$$

$$(\tau_{xy})_{\theta=0} = K_{II1} \sqrt{2\pi x} \quad (34b)$$

그리고 방정식(32)에서 진행하는 균열 뒷 경로부분에서 발생하는 변위 성분은 방정식(35)로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
 (U)_{\theta=\pi} = & K_{I1} \sqrt{\frac{2(\Delta-x)}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} (p_2\mu_1 - p_1\mu_2) i \right\} \\
 & + K_{II1} \sqrt{\frac{2(\Delta-x)}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} (p_2 - p_1) i \right\} \quad (35a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (V)_{\theta=\pi} = & K_{I1} \sqrt{\frac{2(\Delta-x)}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(1+M_1)(\mu_1-\mu_2)} (q_2\mu_1 - q_1\mu_2) i \right\} \\
 & + K_{II1} \sqrt{\frac{2(\Delta-x)}{\pi}} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{(\mu_1-\mu_2)} (q_2 - q_1) i \right\} \quad (35b)
 \end{aligned}$$

방정식(12)에서 알 수 있듯이 직교이방성체의 동

적문제에 있어서는 제1종 ($\sqrt{K_{66}} < B_{12}$)의 경우와 제2종 ($\sqrt{K_{66}} > |B_{12}|$)의 경우가 있다. 먼저 제1종의 경우에는 순수허근을 가지며 그중에 대응되는 2개의 근을 m_1 , m_2 라 하면

$$m_1 = ip, \quad m_2 = iq \quad (36)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 p = & \sqrt{B_{12} - \sqrt{B_{12}^2 - K_{66}}}, \\
 q = & \sqrt{B_{12} + \sqrt{B_{12}^2 + K_{66}}}, \quad K_{66} > 0
 \end{aligned}$$

방정식(36)을 방정식(34), (35)에 대입한 후 이것을 다시 방정식(33)에 대입하면 제1종에 대한 에너지 해방률과 응력확대계수와와의 관계식인 방정식(37)을 얻는다.

$$G = \frac{K_{I1}^2}{2} \frac{A'B - C'D}{HC} + \frac{K_{II1}^2 a_{11}}{2C} (p^2 - q^2) \quad (37)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 A' = & -a_{12}q + [a_{12}M_2 + a_{22}(1+M_1)]/q \\
 B = & H_1(p + \rho c^2 a_{22}/p) + (p c^2 a_{12})^2/p \\
 C' = & -a_{12}p + [a_{12}M_2 + a_{22}(1+M_1)]/p \\
 D = & H_1(q + \rho c^2 a_{22}/q) + (p c^2 a_{12})^2/q \\
 H = & 1 + M_1, \quad H_1 = 1 - \rho c^2 a_{11} \\
 C = & H_1(p - q) + \rho c^2 (q - p) (H_1 a_{22} \\
 & + \rho c^2 a_{12}^2)/pq
 \end{aligned}$$

다음에 제2종의 경우에는 4개의 복소수근을 가지는데 그중에 대응대는 두 개의 근을 m_1 , m_2 라하면

$$m_1 = \gamma_1 + i\gamma_2, \quad m_2 = -\gamma_1 + i\gamma_2 \quad (38)$$

여기서

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\sqrt{K_{66}} - B_{12}}{2}}, \quad \gamma_2 = \sqrt{\frac{\sqrt{K_{66}} + B_{12}}{2}}, \quad K_{66} > 0$$

방정식(38)을 방정식(34), (35)에 대입한 후 다시 방정식(34), (35)을 방정식(33)에 대입하면 제2종의 경우에 대한 에너지해방률과 응력확대계수와와의 관계식인 방정식(39)을 얻는다.

$$G = K_{I1}^2 \left[\frac{Q'L + R'J}{2HJ} \right] + K_{II1}^2 \frac{R}{J} \quad (39)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 J = & \gamma_1 \left[H_1 - \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \rho c^2 (H_1 a_{22} + \rho c^2 a_{12}^2) \right] \\
 L = & \gamma_2 \left[H_1 + \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \rho c^2 (H_1 a_{22} + \rho c^2 a_{12}^2) \right] \\
 Q' = & \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \{ \gamma_1 [a_{12}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2 + M_2) \\
 & + a_{22}H + 2a_{12}r_2^2] \}
 \end{aligned}$$

$$R' = \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} (r_2 [a_{12} (r_1^2 - r_2^2 + M_2) + a_{22} H + 2a_{12} r_2^2])$$

$$R = a_{11} \gamma_1 \gamma_2$$

4. 고속균열 진행특성

전파균열의 특성을 얻기위하여 먼저 방정식 (29), (32)을 실수함수식으로 나타내어야 하므로 방정식 (12)에서 특성근의 형태에 따라 재료의 성질을 2가지 경우로 나누어 고려해야 한다.

4.1 제1종의 경우 ($\sqrt{K_{66}} < B_{12}; K_{66} > 0$)

방정식 (36)의 특성근 m_1 과 m_2 을 방정식 (14)의 μ_1 과 μ_2 에 대입하여 방정식 (28)에 대입하면 방정식 (28)은 방정식 (40)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\varphi'(z_1) = -\frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{\beta_2}{1+M_1} K_n^o + \frac{1}{C_i} K_n^* \right\}$$

$$[r_1^{\frac{n}{2}-1} (\cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 + i \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1)] \quad (40a)$$

$$\psi'(z_2) = \frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{\beta_1}{1+M_1} K_n^o + \frac{1}{C_i} K_n^* \right\}$$

$$[r_2^{\frac{n}{2}-1} (\cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 + i \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2)] \quad (40b)$$

여기서

$$\beta_1 = p + a_{22} \frac{\rho c^2}{p} - p \rho c^2 a_{11} - \frac{(\rho c^2)^2}{p} (a_{11} a_{22} - a_{12}^2)$$

$$\beta_2 = q + a_{22} \frac{\rho c^2}{q} - p \rho c^2 a_{11} - \frac{(\rho c^2)^2}{q} (a_{11} a_{22} - a_{12}^2)$$

방정식 (40)을 방정식 (14)에 대입하면 혼합모드인 경우에 대하여 방정식 (41)과 같다.

$$\sigma_x = \frac{nK_n^o}{\sqrt{2\pi}(1+M_1)C} [(M_2 - q^2) \beta_1 r_2^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 - (M_2 - p^2) \beta_2 r_1^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1]$$

$$+ \frac{nK_n^*}{\sqrt{2\pi}C} [(M_2 - q^2) r_2^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2 - (M_2 - p^2) r_1^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1]$$

$$\sigma_y = \frac{nK_n^o}{\sqrt{2\pi}C} [\beta_1 r_2^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 - \beta_2 r_1^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1] + \frac{nK_n^*}{\sqrt{2\pi}C} [(1 + M_1) [r_2^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2 - r_1^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1]$$

$$\tau_{xy} = \frac{nK_n^o}{\sqrt{2\pi}(1+M_1)C} \beta_1 \beta_2 [r_2^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2 - r_1^{\frac{n}{2}-1} \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1]$$

$$+ \frac{nK_n^*}{\sqrt{2\pi}C} [(\beta_1 r_1^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 - \beta_2 r_2^{\frac{n}{2}-1} \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2)]$$

여기서 $n > 0, n =$ 정수 (41)

방정식 (41)에서 $n=1$ 인 경우, 즉 균열선단의 조건을 대입하면 균열선단에서 응력장이 방정식 (42)처럼 얻어진다.

$$\sigma_x = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}(1+M_1)C} [(M_2 - q^2) \beta_1 f_2(\theta) \cos(\frac{\theta_2}{2}) - (M_2 - p^2) \beta_2 f_1(\theta) \cos(\frac{\theta_1}{2})]$$

$$+ \frac{K_{11}}{\sqrt{2\pi r}C} [(M_2 - p^2) f_1(\theta) \sin(\frac{\theta_1}{2}) - (M_2 - q^2) f_2(\theta) \sin(\frac{\theta_2}{2})]$$

$$\sigma_y = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}C} [\beta_1 f_2(\theta) \cos(\frac{\theta_2}{2}) - \beta_2 f_1(\theta) \cos(\frac{\theta_1}{2})] + \frac{K_{11}}{\sqrt{2\pi r}C} (1 + M_1) [f_1(\theta) \sin(\frac{\theta_1}{2}) - f_2(\theta) \sin(\frac{\theta_2}{2})]$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}(1+M_1)C} \beta_1 \beta_2 [f_1(\theta) \sin(\frac{\theta_1}{2}) - f_2(\theta) \sin(\frac{\theta_2}{2})] + \frac{K_{11}}{\sqrt{2\pi r}C} [\beta_1 f_1(\theta) \cos(\frac{\theta_1}{2}) - \beta_2 f_2(\theta) \cos(\frac{\theta_2}{2})]$$
(42)

여기서

$$f_1(\theta) = (\cos^2 \theta + p^2 \sin^2 \theta)^{-1/4}$$

$$f_2(\theta) = (\cos^2 \theta + q^2 \sin^2 \theta)^{-1/4}$$

$$\theta_j = \tan^{-1}(z_j \tan(\theta)) \quad (j=1, 2, z_1=p, z_2=q)$$

다음에 변위장에 대한 경우는 방정식 (40)의 $\varphi'(z_1)$ 와 $\psi'(z_2)$ 을 복소함수 z 에 대하여 적분하여 $\varphi(z_1)$ 와 $\psi(z_2)$ 을 구하고 방정식 (31)에 대입하여 구한 혼합모드의 변위 U, V 는 방정식 (43)과 같다.

$$U = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^o}{(1+M_1)C} [p' \beta_1 r_2^{\frac{n}{2}} \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 - p' \beta_2 r_1^{\frac{n}{2}} \cos(\frac{n}{2}) \theta_1]$$

$$\begin{aligned}
& + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^*}{C} [p_2' r_2^{\frac{n}{2}} \sin(\frac{n}{2}) \theta_2 \\
& - p_1' r_1^{\frac{n}{2}} \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] \\
V = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^o}{(1+M_1)C} [q_2' \beta_1 r_2^{\frac{n}{2}} \sin(\frac{n}{2}) \theta_2 \\
& - q_1' \beta_2 r_1^{\frac{n}{2}} \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] \\
& + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^*}{C} [-q_2' r_2^{\frac{n}{2}} \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 \\
& + q_1' r_1^{\frac{n}{2}} \cos(\frac{n}{2}) \theta_1] \quad (43)
\end{aligned}$$

여기서 $n > 0$, $n =$ 정수

$$\begin{aligned}
p_1' &= a_{11}(M_2 - p^2) + a_{12}(M_1 + 1), \\
p_2' &= a_{11}(M_2 - q^2) + a_{12}(M_1 + 1) \\
q_1' &= [a_{12}(M_2 - p^2) + a_{22}(M_1 + 1)]/p \\
q_2' &= [a_{12}(M_2 - q^2) + a_{22}(M_1 + 1)]/q \text{이다.}
\end{aligned}$$

방정식(43)에서 $n=1$ 인 경우가 균열선단에서 변위장이 되므로 혼합모드에서 균열선단의 변위 U , V 은 방정식(44)와 같다.

$$\begin{aligned}
U = & \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_1}{(1+M_1)C} [p_2' \beta_1 \cos(\frac{\theta_2}{2})/f_2(\theta) \\
& - p_1' \beta_2 \cos(\frac{\theta_1}{2})/f_1(\theta)] \\
& + \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{11}}{C} [p_2' \sin(\frac{\theta_2}{2})/f_2(\theta) \\
& - p_1' \sin(\frac{\theta_1}{2})/f_1(\theta)] \\
V = & \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_1}{(1+M_1)C} [q_2' \beta_1 \sin(\frac{\theta_2}{2})/f_2(\theta) \\
& - q_1' \beta_2 \sin(\frac{\theta_1}{2})/f_1(\theta)] \\
& + \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{11}}{C} [-p_2' \cos(\frac{\theta_2}{2})/f_2(\theta) \\
& + q_1' \cos(\frac{\theta_1}{2})/f_1(\theta)] \quad (44)
\end{aligned}$$

4.2 제 2 종의 경우 ($\sqrt{K_{66}} > |B_{12}|$; $K_{66} > 0$)

방정식(38)의 특성근 m_1 과 m_2 을 방정식(14)의 μ_1 과 μ_2 에 대입하고 이것을 방정식(28)에 대입하면 방정식(28)은 방정식(45)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
\phi'(z_1) = & -\frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{-J+Li}{(1+M_1)2J} K_n^o \right. \\
& + \frac{1}{2J} K_n^* \left. \right\} r_1^{\frac{n}{2}-1} [(\cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 \\
& + i \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1] \quad (45a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\psi'(z_2) = & \frac{n}{2\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{J+Li}{(1+M_1)2J} K_n^o \right. \\
& + \frac{1}{2J} K_n^* \left. \right\} r_2^{\frac{n}{2}-1} [(\cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 \\
& + i \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2] \quad (45b)
\end{aligned}$$

방정식(45)을 방정식(14)에 대입하면 혼합모드인 경우의 응력장은 방정식(46)과 같다.

$$\begin{aligned}
\sigma_x = & \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^o}{2J(1+M_1)} \{ [S_1 \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 \\
& - S_2 \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2] r_2^{\frac{n}{2}-1} + [S_1 \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 \\
& + S_2 \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1] r_1^{\frac{n}{2}-1} \} \\
& + \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^*}{2J} \{ [S_3 \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 \\
& + S_4 \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2] r_2^{\frac{n}{2}-1} - [S_3 \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 \\
& - S_4 \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1] r_1^{\frac{n}{2}-1} \} \\
\sigma_y = & \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^o}{2J} \{ [J \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 \\
& - L \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2] r_2^{\frac{n}{2}-1} \\
& + [J \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 + L \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1] r_1^{\frac{n}{2}-1} \} \\
& + \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^*}{2J} (1+M_1) \{ \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 r_2^{\frac{n}{2}-1} \\
& - \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 r_1^{\frac{n}{2}-1} \} \\
\tau_{xy} = & \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^o}{2J(1+M_1)} \{ J^2 \\
& + L^2 \} \{ [\cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 r_2^{\frac{n}{2}-1} \\
& - \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 r_1^{\frac{n}{2}-1}] + \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \frac{K_n^*}{2J} \{ [J \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_2 \\
& + L \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_2] r_2^{\frac{n}{2}-1} + [J \cos(\frac{n}{2}-1)\theta_1 \\
& - L \sin(\frac{n}{2}-1)\theta_1] r_1^{\frac{n}{2}-1} \} \} \quad (46)
\end{aligned}$$

여기서 $n > 0$, $n =$ 정수

$$\begin{aligned}
S_1 &= S_3 J + S_4 L \\
S_2 &= S_3 L - S_4 J \\
S_3 &= \gamma_1^2 - \gamma_2^2 + M_2, \quad S_4 = 2\gamma_1 \gamma_2 \text{이다.}
\end{aligned}$$

방정식(46)에서 $n=1$ 인 경우가 균열선단에서 응력장을 나타내므로 K_n^o , K_n^* 은 각각 응력확대계수 K_I 와 K_{II} 가 되며 따라서 혼합모드 상태에 대하여 균열선단에서 응력장은 방정식(47)과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \sigma_x = & \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \frac{1}{2J(1+M_1)} \{ [S_1 \cos(\frac{\theta_2}{2}) + S_8 \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] r_1^{\frac{n}{2}} - [S_7 \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 \\ & - S_8 \sin(\frac{n}{2}) \theta_2] r_2^{\frac{n}{2}} \} + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^*}{2J} \\ & \{ [-S_7' \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 + S_8' \sin(\frac{n}{2}) \theta_2] r_2^{\frac{n}{2}} \\ & - [S_7' \cos(\frac{n}{2}) \theta_1 + S_8' \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] r_1^{\frac{n}{2}} \} \end{aligned} \quad (48)$$

여기서 $n > 0$, $n =$ 정수

$$S_5 = S_5' J + S_6' L \quad S_6 = S_5' L - S_6' J$$

$$S_7 = S_7' J - S_8' L \quad S_8 = S_7' L + S_8' J$$

$$S_5' = a_{11}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2 + M_2) + a_{12}(1 + M_1), \quad S_6' = 2a_{11}\gamma_1\gamma_2$$

$$S_7' = \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \{ \gamma_1 [a_{12}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2 + M_2) + a_{22}(1 + M_1) + 2a_{12}\gamma_2^2] \}$$

$$S_8' = \frac{1}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2} \{ \gamma_2 [a_{12}(\gamma_1^2 - \gamma_2^2 + M_2) + a_{22}(1 + M_1) - 2a_{12}\gamma_1^2] \} \quad (48)$$

방정식(48)에서 $n=1$ 인 경우가 균열선단에서 응력장을 나타내므로 K_n^o , K_n^* 은 각각 응력확대계수 K_1 와 K_{11} 가 되며 따라서 혼합모드 상태에 대하여 균열선단에서 응력장은 방정식(49)와 같이 된다.

$$\begin{aligned} U = & \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_1}{(1+M_1)2J} \{ [S_5 \cos(\frac{\theta_1}{2}) + S_6 \sin(\frac{\theta_1}{2})] / f_1'(\theta) + [S_5 \cos(\frac{\theta_2}{2}) \\ & - S_6 \sin(\frac{\theta_2}{2})] / f_2'(\theta) \} \\ & + \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{11}}{2J} \{ [S_5' \cos(\frac{\theta_2}{2}) + S_6' \sin(\frac{\theta_2}{2})] / f_2'(\theta) \\ & - [S_5' \cos(\frac{\theta_1}{2}) - S_6' \sin(\frac{\theta_1}{2})] / f_1'(\theta) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V = & \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_1}{(1+M_1)2J} \{ [S_7 \cos(\frac{\theta_1}{2}) + S_8 \sin(\frac{\theta_1}{2})] / f_1'(\theta) - [S_7 \cos(\frac{\theta_2}{2}) \\ & - S_8 \sin(\frac{\theta_2}{2})] / f_2'(\theta) \} \\ & + \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{11}}{2J} \{ [-S_7' \cos(\frac{\theta_2}{2}) + S_8' \sin(\frac{\theta_2}{2})] / f_2'(\theta) \\ & - [S_7' \cos(\frac{\theta_1}{2}) + S_8' \sin(\frac{\theta_1}{2})] / f_1'(\theta) \} \end{aligned} \quad (49)$$

방정식(41), (43)과 (46), (48)에서 $n < 0$ 경우는 균열선단에서, 즉 $r \approx 0$ 에서 방정식(43), (48)

$$\begin{aligned} \sigma_y = & \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \frac{1}{2J} \{ [J \cos(\frac{\theta_2}{2}) + L \sin(\frac{\theta_2}{2})] f_2'(\theta) \\ & + [J \cos(\frac{\theta_1}{2}) - L \sin(\frac{\theta_1}{2})] f_1'(\theta) \} \\ & + \frac{K_{11}}{\sqrt{2\pi r}} \frac{1}{2J} (1 + M_1) \{ \cos(\frac{\theta_2}{2}) f_2'(\theta) \\ & - \cos(\frac{\theta_1}{2}) f_1'(\theta) \} \\ \tau_{xy} = & \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \frac{1}{2J(1+M_1)} (J^2 + L^2) \{ \cos(\frac{\theta_2}{2}) f_2'(\theta) \\ & - \cos(\frac{\theta_1}{2}) f_1'(\theta) \} + \frac{K_{11}}{\sqrt{2\pi r}} \frac{1}{2J} \{ [J \cos(\frac{\theta_2}{2}) \\ & - L \sin(\frac{\theta_2}{2})] f_2'(\theta) + [J \cos(\frac{\theta_1}{2}) \\ & + L \sin(\frac{\theta_1}{2})] f_1'(\theta) \} \end{aligned} \quad (47)$$

여기서

$$f_1'(\theta) = [\cos^2 \theta + (\gamma_1^2 + \gamma_2^2) \sin^2 \theta + \gamma_1 \sin(2\theta)]^{-1/4}$$

$$f_2'(\theta) = [\cos^2 \theta + (\gamma_1^2 + \gamma_2^2) \sin^2 \theta - \gamma_1 \sin(2\theta)]^{-1/4}$$

$$\theta_j = \tan^{-1} \left(\frac{r_2 \sin \theta}{\cos \theta + \lambda_j \sin \theta} \right) \quad (j=1, 2,$$

$$\lambda_1 = \gamma_1, \lambda_2 = -\gamma_1)$$

다음에 변위장에 대한 경우에는 방정식(45)의 $\varphi'(z_1)$ 와 $\psi'(z_2)$ 을 복소변수 z 에 대하여 적분하여 구한 $\varphi(z_1)$ 와 $\psi(z_2)$ 을 방정식(31)에 대입하면 혼합모드인 경우의 변위 U, V 는 방정식(48)과 같이 얻어진다.

$$\begin{aligned} U = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^o}{(1+M_1)2J} \{ [S_5 \cos(\frac{n}{2}) \theta_1 \\ & + S_6 \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] r_1^{\frac{n}{2}} + [S_5 \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 \\ & - S_6 \sin(\frac{n}{2}) \theta_2] r_2^{\frac{n}{2}} \} + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^*}{2J} \{ [S_5' \cos(\frac{n}{2}) \theta_2 \\ & + S_6' \sin(\frac{n}{2}) \theta_2] r_2^{\frac{n}{2}} - [S_5' \cos(\frac{n}{2}) \theta_1 \\ & - S_6' \sin(\frac{n}{2}) \theta_1] r_1^{\frac{n}{2}} \} \end{aligned}$$

$$V = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{K_n^o}{(1+M_1)2J} \{ [S_7 \cos(\frac{n}{2}) \theta_1$$

에서 변위가 무한대값을 가지므로 물리적인 의미로서 부합되지 않는다. 그리고 $n=0$ 인 경우에는 응력은 0이고 변위는 r 에 관계없이 일정한 변위를 갖게 되어 강체변위가 된다. 따라서 균열을 갖는 탄성체 내에서 응력과 변위는 $n>0$ 이고, 이때 n 는 정수이다.

본 연구에서 유도한 진행하는 균열선단의 응력성분을 나타내는 방정식(42), (47)을 Piva⁽¹⁰⁾ 등이 복소 고유치 함수를 이용하여 얻은 응력장과 비교할 때 Piva의 방정식에 무한판 끝에서 하중이 작용하는 경우 응력과 응력확대계수와와의 관계, 즉 $\sigma = K_I/(\pi a)^{1/2}$ 와 $\tau = K_{II}/(\pi a)^{1/2}$ 등을 Piva의 방정식에 대입하여 무차원 응력을 계산하면 동일한 응력값을 얻을 수 있다. 그러나 Piva의 변위장을 보면 $\sigma r/\mu$ 항과 $\sigma a/\mu$ 그리고 $\sigma(ar)^{1/2}/\mu$ 이 각각 따로 존재하고 있다. 여기서 μ 은 전단물성치이며 이러한 항들을 무한판의 응력과 응력확대계수의 관계로 나타내면 각각 $K_I r/\mu(\pi a)^{1/2}$, $K_I/\mu(a/\pi)^{1/2}$, $K_I/\mu(r/\pi)^{1/2}$ 가 된다. 일반적으로 동적상태나 정적상태에 관계없이 균열선단에서 응력장과 변위장은 응력확대계수 K 와 균열선단에서 위치 r , θ 그리고 물성치만 알면 균열선단에서 임의의 위치에 대한 응력성분과 변위성분을 알 수 있다. 그러나 Piva의 변위 방정식을 응력확대계수의 항으로 나타내는 경우 균열선단의 임의의 위치에서 변위를 알기 위해서는 응력확대계수와 물성치 그리고 임의의 위치좌표 뿐만 아니라 균열의 길이도 알아야 하는데 이것은 Piva의 변위방정식을 응력확대계수의 항으로 나타내기에는 불충분하다고 할 수 있다. 그러나 본 연구에서는 균열의 길이에 관계없이 응력확대계수와 물성치 및 임의의 지점의 좌표만 알면 임의의 지점에서 응력값을 얻을 수 있다. 그러므로 본 연구에서 유도된 방정식(42), (44)와 방정식(47), (49) 등은 균열이 일정한 속도로 파이버 방향 또는 파이버에 수직인 방향으로 진행하는 경우 직교 이방성 재료의 균열선단 부근의 응력성분과 변위성분 그리고 균열전파 특성을 연구하는데 유용하게 사용할 수 있다는 것을 알 수 있다.

4.3 직교 이방성재료의 적용 결과 및 고찰

본 연구에서 유도한 균열선단 부근의 응력 및 변위분포 특징을 알기위하여 사용된 직교 이방성체는 구리파이버 에폭시(copper fiber epoxy Ccmposite)이다.⁽¹⁴⁾

Fig. 2는 무한판의 균열선단에서 응력성분을 나타내고 있으며 본 연구에서 적용된 하중은 순수 모드 I 상태와 순수 모드 II 상태이다.

파이버 방향 세로 탄성계수 $E_L=9800$ MPa, 파이버 직각 방향의 세로 탄성계수 $E_T=3920$ MPa, 전단물성치 $G_{LT}=1744$ MPa, 푸아송 $\nu_{LT}=0.43$, 그리고 밀도 $\rho=1200$ kg/m³이다. 그러므로 제1종재료에 해당되며 평면 응력상태에 있어서 균열 진행속도 c 가 균열선단의 응력성분과 변위성분에 미치는 영향을 균열과 파이버의 방향이 이루는 각도 $\alpha = 0^\circ, 90^\circ$ 에 대하여 아래와 같이 연구하였다. 이때 균열의 진행속도는 $M=c(\rho a_{66})^{1/2}$ 라 두고 비교하였는데 이것은 다시말해 M 은 전단 응력과의 속도 $C_s=(1/\rho a_{66})^{1/2}$ 와 균열의 진행속도의 비인 $M=c/C_s$ 를 의미한다. 그리고 균열의 진행속도는 전단 응력과의 속도 C_s 보다 더 빨리 진행할 수 없으므로 M 은 항상 1보다 적어야 한다. 따라서 본 연구에서는 $M=0$ 에서 $M=0.9$ 까지 균열 진행속도를 변화시키면서 균열선단의 응력 및 변위의 상태를 비교하였다. 그리고 Fig. 3에서 Fig. 7까지는 순수

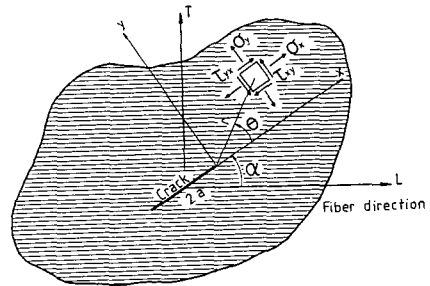


Fig. 2 The stress component in vicinity of crack tip

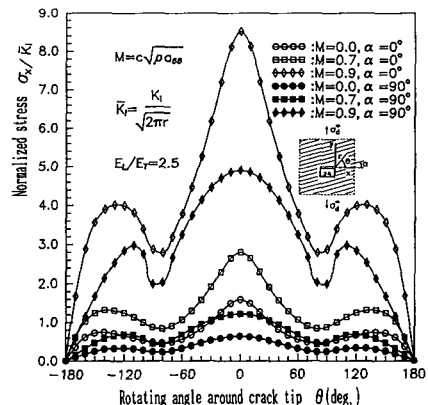


Fig. 3 Variation of σ_x/K_I with crack speed in the vicinity of crack tip

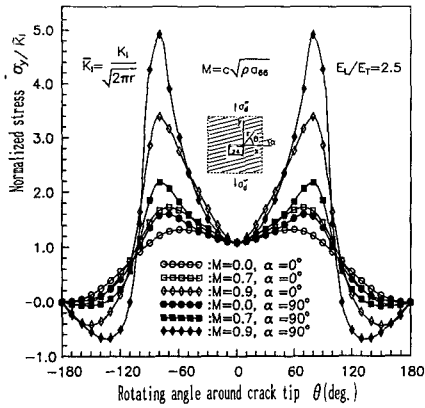


Fig. 4 Variation of σ_y/\bar{K}_I with crack speed in the vicinity of crack tip

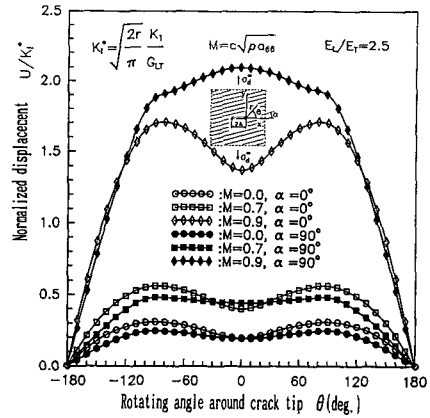


Fig. 7 Variation of U/K_I^* with crack speed in the vicinity of crack tip

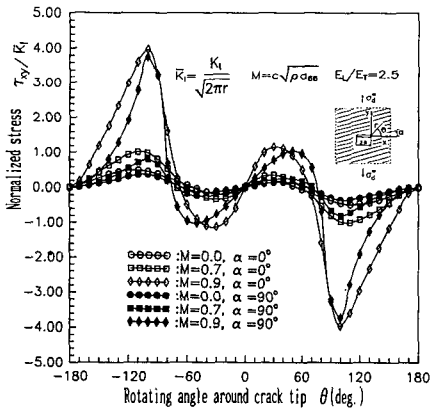


Fig. 5 Variation of τ_{xy}/\bar{K}_I with crack speed in the vicinity of crack tip

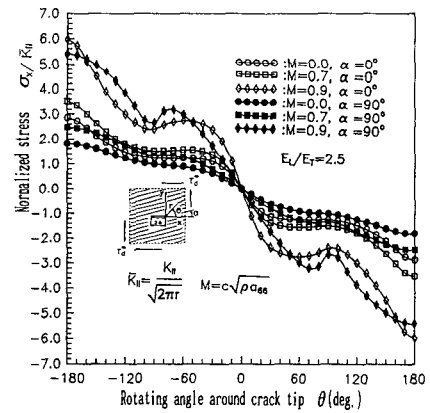


Fig. 8 Variation of σ_x/\bar{K}_{II} with θ (deg.) with crack speed in the vicinity of crack tip

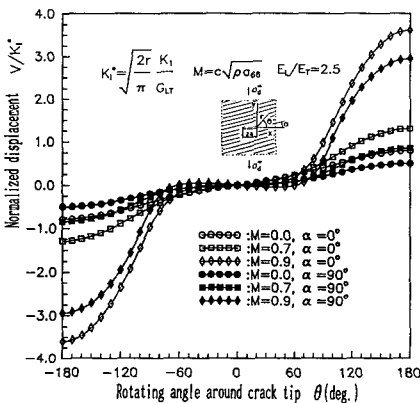


Fig. 6 Variation of V/K_I^* with crack speed in the vicinity of crack tip

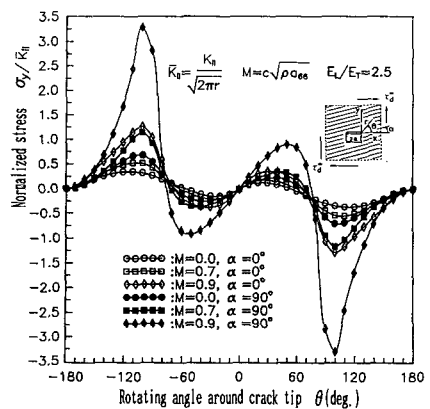


Fig. 9 Variation of σ_y/K_{II} with crack speed in the vicinity of crack tip

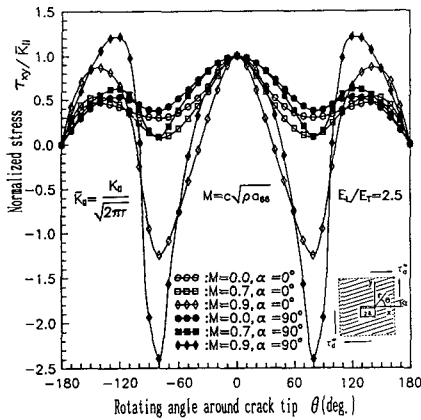


Fig. 10 Variation of τ_{xy}/\bar{K}_{II} with crack speed in the vicinity of crack tip

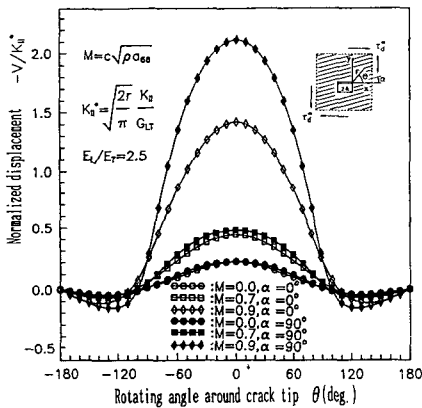


Fig. 11 Variation of V/K_{II}^* with crack speed in the vicinity of crack tip

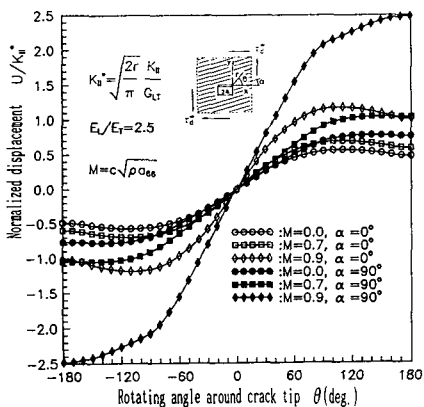


Fig. 12 Variation of U/K_{II}^* with crack speed in the vicinity of crack tip

모드 I 상태인 경우를 나타내고, Fig. 8에서 Fig. 12까지는 순수 모드 II인 경우를 각각 나타내고 있다.

Table 1은 모드 I 상태에서 본 연구에서 유도한 방정식(42)에서 구한 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_I ($\bar{K}_I = K_I/\sqrt{2\pi r}$)와 Piva의 결과에서 구한 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_I 의 결과를 비교한 것이다. 순수 모드 I 상태에서 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha = 90^\circ$ 이고, 전단 응력파에 대한 균열의 진행속도비인 $M=0.9$ 이다. Table 1에서 알 수 있듯이 그 결과는 완전히 일치하고 있음을 알 수 있으며, 또한 순수 모드 II 상태에 적용하여도 무차원 응력값은 완전히 일치한다. 따라서 본 연구에서 유도한 방정식들의 신뢰성이 입증되었다.

Fig. 3은 파이버 방향과 균열의 진행방향과 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_I 을 비교한 것이다. 균열 정지상태($M=0$)와 균열 진행상태에 관계없이 $\alpha=0^\circ$ 의 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_I 가 $\alpha=90^\circ$ 의 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_I 보다 높으며 θ 에 대한 증감의

Table 1 The dimensionless stress σ_x/\bar{K}_I results and Piva's results

θ	Our Results	Piva's Results
0	4.931863	4.93184
10	4.897783	4.897764
20	4.793101	4.793081
30	4.610355	4.610331
40	4.336589	4.336564
50	3.952546	3.952522
60	3.43268	3.432661
70	2.758444	2.758436
80	2.042536	2.04254
90	2.033057	2.033058
100	2.856517	2.856501
110	3.142881	3.142857
120	2.96593	2.965908
130	2.587095	2.587079
140	2.118547	2.118539
150	1.608262	1.608259
160	1.078733	1.078733
170	.5409093	.5409091
180	1.256364E-04	1.257354E-04

$$\bar{K}_I = K_I/(\pi r)^{1/2}$$

변화도 더 크다. 그리고 균열진행 상태인 경우, 균열 선단의 응력성분 σ_x 는 균열정지 상태 경우의 균열선단 응력성분 σ_x 보다 상당히 크나 같은 형태의 응력분포를 가진다. 또한 σ_x 의 응력분포 형태도 균열전파속도가 클수록 커지며 균열 정지상태와 같은 형태를 가진다. 그러나 균열 전파방향과 파이버 방향의 각도 α 가 변화됨에 따라 σ_x/\bar{K}_1 의 분포 형태는 같으나 크기는 많이 변한다. 그리고 σ_x 의 최대치는 균열의 전파속도와 α 에 관계없이 $\theta=0^\circ$ 에서 발생한다. 그리고 균열 정지상태나 균열 전파속도에 관계없이 충격하중 방향이 보강방향과 일치할 때의 균열 주위의 무차원 응력성분 σ_x/\bar{K}_1 은 보강 방향의 수직인 경우의 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_1 보다 항상 크다.

Fig. 4는 파이버 방향과 균열의 진행방향과 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 σ_y/\bar{K}_1 을 비교한 것이다. 균열의 진행속도 $M=0.9$ 인 경우, $\alpha=0^\circ$ 인 경우나 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 관계없이 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서 무차원 응력 σ_y/\bar{K}_1 의 최대치가 발생한다. $M=0.7$ 인 경우, $\alpha=90^\circ$ 는 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서, $\alpha=0^\circ$ 는 $\theta=\pm 70^\circ$ 에서 각각 최대치가 발생한다. $M=0$ 인 정지균열 상태에서 $\alpha=0^\circ$ 인 경우에는 $\theta=\pm 60^\circ$ 에서, $\alpha=90^\circ$ 인 경우에는 $\theta=\pm 70^\circ$ 에서 각각 최대치가 발생한다. 그리고 M 에 관계없이 $\alpha=90^\circ$ 가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다도 균열선단의 주위 각도 θ 의 변화에 대한 무차원 응력 σ_y/\bar{K}_1 의 변화가 더 심하며 최대값도 더 크다. 이것은 무차원 응력 σ_y/\bar{K}_1 가 재료의 보강 방향의 영향을 많이 받는다는 것을 알 수 있으며, σ_y/\bar{K}_1 의 최대치는 응력성분 방향이 보강 방향과 일치하는 경우가 서로 수직하는 경우보다 크다는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 외부에서 동일한 에너지를 받는 구조물의 탄성에너지 개념에서 성립한다.

Fig. 5는 파이버 방향과 균열의 진행방향과 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 τ_{xy}/\bar{K}_1 을 비교한 것이다. $M=0.9$ 인 경우는, $\alpha=0^\circ$ 인 경우나 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 관계없이 $\theta=\pm 100^\circ$ 근방에서 τ_{xy}/\bar{K}_1 은 최대치가 발생하고 $M=0.7$ 과 $M=0$ 인 경우에는, $\alpha=0^\circ$ 에서는 $\theta=110^\circ$ 에서, $\alpha=90^\circ$ 에서는 $\theta=100^\circ$ 에서 τ_{xy}/\bar{K}_1 의 최대치가 각각 발생한다. $\alpha=0^\circ$ 인 경우가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다도 균열선단의 주위 각도 θ 의 변화에 대한 무차원 응력 τ_{xy}/\bar{K}_1 의 변

화가 더 크며, $\alpha=0^\circ$ 인 경우의 τ_{xy}/\bar{K}_1 의 절대 최대치가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우의 τ_{xy}/\bar{K}_1 의 절대 최대치보다 더 크다.

Fig. 3,4,5에서 보듯이 σ_x , σ_y , τ_{xy} 등은 균열 진행속도 M 가 커짐에 따라 균열선단 위치 θ 에 대한 그들값의 변화 폭은 커진다는 것을 알 수 있고 균열 진행방향과 파이버와 이루는 각도 α 의 변화, 즉 재료의 보강방향 변화가 이들 응력값에 영향을 미치고 있다.

응력 σ_x , σ_y 의 최대치의 크기는 균열 정지상태 ($M=0$)나 균열 진행상태에 관계없이 응력성분 방향이 보강방향과 일치하는 경우의 응력성분이 수직하는 경우의 응력성분보다 더 크다는 것을 알 수 있으며 응력 τ_{xy} 의 최대치는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다 더 크다.

그리고 최대치 응력이 발생하는 위치는 응력 σ_x 의 최대치는 어떠한 경우에서도 $\theta=0^\circ$ 에서, 균열정지 상태의 σ_y 최대치는 $\alpha=0^\circ$ 와, $\alpha=90^\circ$ 인 경우에는 $\theta=\pm 60^\circ$ 와 $\theta=\pm 70^\circ$ 에서 각각 발생하고, $M=0.7$ 인 경우 $\alpha=0^\circ$ 와 $\alpha=90^\circ$ 는 $\theta=\pm 70^\circ$ 와 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서 각각 발생하고 $M=0.9$ 인 경우는 α 에 관계없이 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서 σ_y 의 최대치가 발생한다. $M=0$ 과 $M=0.7$ 인 경우의 τ_{xy} 최대치는 $\alpha=0^\circ$ 와 $\alpha=90^\circ$ 에서는 각각 $\theta=\pm 100^\circ$ 와 $\theta=\pm 110^\circ$ 에서 발생하고 그리고 $M=0.9$ 인 경우에는 α 에 관계없이 $\theta=\pm 100^\circ$ 에서 각각 최대 응력이 발생한다.

그리고 응력 σ_x , σ_y , τ_{xy} 등의 절대 최대치의 크기 순서와 θ 에 대한 응력의 변화순서는 $M=0$, $M=0.7$ 의 균열 진행상태 경우 $\alpha=0^\circ$ 는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이고 $\alpha=90^\circ$ 의 경우는 $\sigma_y > \sigma_x > \tau_{xy}$ 이며 $M=0.9$ 인 상태의 경우 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이고 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이나 $\sigma_x(\alpha=0^\circ) > \sigma_x(\alpha=90^\circ)$ 이고, $\sigma_y(\alpha=90^\circ) > \sigma_y(\alpha=0^\circ)$ 이다. 이러한 현상은 균열 진행속도에 관계없이 응력성분 σ_x 와 σ_y 의 최대치는 파이버 방향과 일치하는 경우가 수직하는 경우보다 크며, 또한 균열이 x 방향으로 고속 진행하는 경우에는 α 에 관계없이 균열이 진행할 때 발생하는 응력과의 방향과 일치하는 응력성분인 σ_x 의 최대치가 가장 크다.

그리고 균열의 진행속도가 $M=0$ 에서 $M=0.9$ 로 증가함에 따라 응력 σ_x , τ_{xy} , σ_y 변화에 미치는 영향은 α 에 관계없이 τ_{xy} 가 가장 많은 영향을 받으며, 다음이 σ_x , σ_y 이며 이러한 영향은 $\alpha=90^\circ$ 가 $\alpha=0^\circ$ 보다 더 크다. 이것은 균열정지 상태에서 τ_{xy} 가 σ_x 보

다 절대값이 훨씬 작으나 균열이 고속으로 진행할 때 응력파가 발생하고 또한 먼저 발생한 응력파는 재료의 이방성의 영향을 받아 간섭을 일으키게 된다고 생각한다. 이러한 간섭은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 크며, 또한 상대적으로 응력 τ_{xy} 의 증가가 σ_x 나 σ_y 의 증가보다 커진다고 하겠으며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 하겠다. 그러나 절대 최대치 응력의 크기는 역시 σ_x 가 τ_{xy} 보다 크다.

그리고 보강방향의 변화 즉 $\alpha=0^\circ$ 에서 $\alpha=90^\circ$ 로 변할 때 균열선단의 응력성분 σ_x , σ_y , τ_{xy} 에 미치는 영향은 최대로 영향을 미치는 위치 θ 을 기준으로 할 때, 균열정지 상태의 경우나 균열이 진행하는 경우에 관계없이 그 영향의 크기 순서는 σ_x , σ_y , τ_{xy} 순서이며, 균열이 고속일수록 더욱 크다. 이러한 현상은 균열 정지상태에서는 균열의 진행방향과 응력성분 방향이 일치하는 응력성분 σ_x 가 보강방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속 균열에서 이러한 영향을 더욱 더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도는 더욱 고속이 되어 응력에 많은 영향을 미치기 때문이다.

Fig. 6은 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 변위 V/K_1^* 을 비교한 것이다. 동일한 균열진전 속도하에서 $\alpha=0^\circ$ 의 V/K_1^* 의 변위 폭이 $\alpha=90^\circ$ 의 V/K_1^* 의 변위폭보다 더 크며 $\alpha=0^\circ$ 나 $\alpha=90^\circ$ 에 관계없이 균열의 속도가 고속일수록 $\theta=\pm 180^\circ$ 에서 무차원 변위 V/K_1^* 는 더욱더 증가함을 알 수 있다. 그리고 M 에 관계없이 즉 균열 전파속도에 관계없이 $\alpha=0^\circ$ 인 경우 변위 V 는 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다 항상 크다는 것을 알 수 있다. 이것은 보강방향의 종탄성계수(E_L)은 보강방향의 수직인 종탄성계수(E_T)보다 크기 때문이다. 이러한 사실은 실제의 물리적인 의미에서 성립한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 변위 U/K_1^* 을 비교한 것이다. 균열 정지상태($M=0$)나 $M=0.7$ 에서는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다 무차원 변위가 더 크다. 균열이 $M=0.9$ ($M=0.86$ 이상)의 속도로 진행하면, $\alpha=90^\circ$ 의 U/K_1^* 가 $\alpha=0^\circ$ 의 U/K_1^* 보다 더 크며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 $\theta=0^\circ$ 에서, $\alpha=$

0° 인 경우에는 $\theta=\pm 85^\circ$ 에서 각각 최대치 U/K_1^* 가 발생한다. 이 경우에서도 균열 진행속도가 커지면 균열 진행방향의 변위성분 U 가 커진다는 것을 알 수 있다.

Fig. 6, 7에서 보듯이 변위 U , V 는 균열 진행속도 즉 M 이 커짐에 따라 그들의 변위값은 증가하며 균열방향과 파이버 방향이 이루는 각도 α 의 변화 즉 재료의 탄성축 방향변화에 상당한 영향을 받고 있다. 균열선단에서 수직방향의 변위 V 는 균열 정지상태나 균열 진행상태에 관계없이 $\theta=0^\circ$ 에서는 변위가 없으며 $\theta=\pm 180^\circ$ 에서 최대 V 변위가 발생한다. $\alpha=0^\circ$ 인 경우가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다도 변화 폭이 더 크고 최대치도 더 크다. 균열진행 방향의 변위 U 는 α 에 관계없이 균열의 진행속도 $M=0, 0.7$ 경우에는 $\theta=\pm 90^\circ$ 에서 최대변위 U 가 발생하고, M 가 0.9인 경우 $\alpha=0^\circ$ 에서는 $\theta=\pm 85^\circ$, $\alpha=90^\circ$ 에서는 $\theta=0^\circ$ 에서 각각 최대변위 U 가 발생한다. 또한 최대치 무차원 변위 U/K_1^* 의 크기는 균열 정지상태 경우나 $M=0.7$ 인 경우는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우가 $\alpha=90^\circ$ 인 경우보다 더 크며, 균열의 진행속도가 $M=0.9$ 인 경우에는 반대 현상이 발생한다.

그리고 균열의 진행속도가 변위 U , V 변화에 미치는 영향은 α 에 관계없이 변위 U 가 V 보다 더 많은 영향을 받으며 이러한 현상은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 크다. 이것은 균열 정지상태에서 U 변위가 V 변위보다 작게 발생하나 균열이 고속으로 진행할 때 응력파가 발생하고 또한 먼저 발생한 응력파는 재료의 이방성의 영향으로 간섭을 받으며, 이러한 간섭은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 크며 그리고 균열 선단에서는 이러한 간섭의 영향으로 상대적으로 U 변위의 증가가 V 변위의 증가보다 커진다고 하겠으며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 하겠다. 그러나 변위의 크기는 역시 V 변위가 U 변위보다 더 크다.

그리고 보강방향의 변화 즉 $\alpha=0^\circ$ 에서 90° 로 변할 때, 균열선단의 변위 U , V 에 미치는 영향은 최대로 영향을 미치는 위치 θ 을 기준으로 할 때, 균열정지의 경우나 균열이 진행하는 경우에 관계없이 V 변위가 U 변위 보다 그 영향이 더 크다. 그리고 이러한 탄성축 방향변화가 변위성분에 미치는 영향은 균열상태가 고속일수록 더 크다. 이러한 현상은 모드1 상태에서 균열정지 상태에서는 균열 방향과 변위성분 방향이 수직하는 변위 성분 V 가

보강방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속 균열에서 이러한 영향을 더욱더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도는 더욱 더 고속이 되므로 응력파의 방향과 수직하는 변위성분 V 가 U 보다 α 가 변할 때 가장 크게 변하고 균열이 고속일수록 이러한 변화는 더욱더 심하다.

Fig. 8은 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 σ_x/\bar{K}_{11} 을 비교한 것이다. 균열정지 상태와 균열이 $M=0.7$ 로 진행되는 경우는 $\alpha=0^\circ$ 의 σ_x/\bar{K}_{11} 가 $\alpha=90^\circ$ 의 σ_x/\bar{K}_{11} 보다 θ 에 관계없이 더 크나, 균열이 $M=0.9$ 로 진행할 때는 θ 에 따라서 이러한 현상은 달라진다. 그러나 σ_x/\bar{K}_{11} 최대치는 M 에 관계없이 $\alpha=0^\circ$ 의 경우가 $\alpha=90^\circ$ 의 경우보다 더 크며 그 발생 위치는 $\theta=\pm 180^\circ$ 이다. 따라서 σ_x/\bar{K}_{11} 의 최대치는 응력 성분방향이 보강방향과 일치하는 경우가 서로 수직하는 경우보다 더 크다는 것을 알 수 있다.

Fig. 9은 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 σ_y/\bar{K}_{11} 을 비교한 것이다. $M=0.9$ 와 $M=0.7$ 인 경우는 $\alpha=90^\circ$ 와 $\alpha=0^\circ$ 에 관계없이 $\theta=\pm 100^\circ$ 에서 σ_y/\bar{K}_{11} 의 최대치가 발생한다. $M=0$ 인 경우 $\alpha=0^\circ$ 에서는 $\theta=110^\circ$ 에서, σ_y/\bar{K}_{11} 의 최대치가 발생한다. $M=0$ 인 경우 $\alpha=0^\circ$ 에서는 $\theta=110^\circ$ 에서, $\alpha=90^\circ$ 에서는 $\theta=100^\circ$ 에서 σ_x/\bar{K}_{11} 의 최대값이 발생한다. 그리고 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 θ 의 변화에 대한 σ_y/\bar{K}_{11} 의 증감의 폭은 더크고 최대치도 더 크게 작용하고 있다. 이것은 응력성분 방향이 보강방향과 일치하는 경우의 σ_y/\bar{K}_{11} 의 최대치가 서로 수직하는 경우의 σ_y/\bar{K}_{11} 의 최대치보다 더 크다는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 외부에서 동일한 에너지를 흡수한 구조물의 에너지 개념에서도 물리적인 의미가 부합된다.

Fig. 10는 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 응력 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 을 비교한 것이다. $\alpha=90^\circ$ 이나 $\alpha=0^\circ$ 에 관계없이 $M=0.9$ 인 경우는 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서, $M=0$ 과 $M=0.7$ 인 경우는 $\theta=0^\circ$ 에서 무차원 응력 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 은 최대값을 가진다. 균열정지상태와 균열이 $M=0.7$ 로 진행되는 경우에는 $\alpha=90^\circ$ 및 $\alpha=0^\circ$ 인 경우에는 θ 에 대

한 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 의 증감은 비슷하나 균열이 $M=0.9$ 로 진전하면 $\alpha=90^\circ$ 인 경우의 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 의 증감의 변화는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우의 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 의 증감의 변화보다 심하다. 또 M 에 관계없이 $\alpha=90^\circ$ 인 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 의 최대치가 $\alpha=0^\circ$ 인 τ_{xy}/\bar{K}_{11} 의 최대치보다 더 크다고 볼 수 있다.

이상으로 Fig. 8,9,10에서 보듯이 모드II 상태인 경우에도 응력 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 등은 균열 진행속도 M 가 커짐에 따라 균열선단위치 θ 에 대한 그들값의 변화폭은 커진다는 것을 알 수 있고 균열 진행방향과 파이버와 이루는 각도 α 의 변화, 다시말해 이방성의 변화가 이들 응력값에 영향을 미치고 있다. Fig. 8,9에서 보듯이 응력 σ_x, σ_y 의 최대치는 균열 정지상태($M=0$)나 균열 진행상태에 관계없이 응력성분 방향이 보강방향과 일치하는 경우의 응력성분이 수직하는 경우의 응력성분보다 더 크다는 것을 알 수 있다.

최대 σ_x 는 어떠한 경우에도 $\theta=\pm 180^\circ$ 에서, σ_y 최대치는 $M=0$ 인 경우, $\alpha=90^\circ$ 와 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 각각 $\theta=\pm 100^\circ, \pm 110^\circ$ 에서, $M=0.9$ 인 경우에는 α 에 관계없이 $\theta=\pm 100^\circ$ 에서 발생한다. τ_{xy} 최대치는 α 에 관계없이 $M=0$ 인 경우는 $\theta=0^\circ$ 에서, $M=0.9$ 인 경우는 $\theta=\pm 80^\circ$ 에서 각각 발생한다.

그리고 응력 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 등의 절대 최대치의 크기 순서와 θ 에 대한 응력의 변화 순서는 θ 에 대한 응력성분 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 등의 변화 및 최대치의 크기는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 M 에 관계없이 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 균열정지 상태는 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이고, 균열 속도가 $M=0.7, 0.9$ 인 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이다. 그러나 균열 진행속도에 관계없이 $\sigma_x(\alpha=0^\circ) > \sigma_x(\alpha=90^\circ)$ 이며, $\sigma_y(\alpha=90^\circ) > \sigma_y(\alpha=0^\circ)$ 이다. 이러한 현상은 응력성분 σ_x 와 σ_y 의 최대치는 파이버 방향과 일치하는 경우가 수직하는 경우보다 크며 또한 균열이 x 방향으로 고속 진행하는 경우에는 α 에 관계없이 균열이 진행할 때 발생하는 응력파의 방향과 일치하는 응력 성분인 σ_x 의 최대치가 가장 크다. 이러한 현상들의 물리적인 현상을 외부에서 일정한 에너지를 흡수한 구조물의 탄성 변형 에너지 개념과 응력파의 이방성등의 개념을 통하여 이해할 수 있다.

그리고 균열의 진행속도가 응력 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 변화에 미치는 영향은 α 에 관계없이 σ_y 가 가장많은 영향을 받으며, 다음이 τ_{xy}, σ_x 이며 이러한 현상은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 크다. 이것은

균열정지 상태에서 σ_y 가 σ_x , τ_{xy} 보다 절대값이 훨씬 작으나 균열이 고속으로 진행할 때 응력파가 발생하고 또한 먼저 발생한 응력파가 재료의 이방성의 영향으로 간섭을 받게되며, 이러한 간섭은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 경우보다 크며 상대적으로 응력 σ_y 의 증가가 σ_x 의 증가보다 크다고 하겠으며, $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 하겠다. 그러나 절대 최대치 응력의 크기는 역시 σ_x 가 가장 크다.

그리고 보강방향의 변화, 즉 α 의 방향변화가 균열선단의 응력 σ_x , σ_y , τ_{xy} 에 미치는 영향은 최대로 영향을 미치는 θ 를 기준으로 할 때, 모드 II 상태에서는 균열 진행상태가 $M=0$, $M=0.7$ 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이고 균열진행이 $M=0.9$ 인 고속 균열의 경우는 $\sigma_y > \sigma_x > \tau_{xy}$ 이며 균열이 고속일수록 더욱더 크다. 이러한 현상은 균열 정지상태에서는 균열의 방향과 응력성분 방향이 일치하는 응력성분 σ_x 가 보강방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속 균열에서 이러한 영향을 더욱더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도는 더욱더 고속이 되므로 응력파의 방향과 일치하는 응력성분 σ_x 가 α 가 변할때 가장 크게 변하고 균열이 고속일수록 이러한 변화는 더욱더 심하다. 그러나 $M=0.9$ 인 고속 균열인 경우에는 σ_y 가 가장 큰 영향을 받는다.

Fig. 11은 파이버 방향과 균열의 진행 방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대하여 무차원 변위 V/K_{II}^* 을 비교한 것이다. 균열정지 상태에서는 θ 의 전범위에서 $\alpha=0^\circ$ 와 $\alpha=90^\circ$ 경우 무차원 변위는 비슷하나 균열의 속도가 $M=0.7, 0.9$ 로 진행하는 경우에 있어서는 $\alpha=90^\circ$ 가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다도 더 큰 무차원 변위값 V/K_{II}^* 을 가진다. 그러므로 모드 II 상태에서도 균열진행속도가 V 변위에 상당한 영향을 주고 있음을 알 수 있다. 그리고 어떠한 α 와 M 에서도 V/K_{II}^* 의 최대값은 항상 $\theta=0^\circ$ 에서 발생한다. α 와 M 에 관계없이 $|\theta| > 100^\circ$ 사이에서는 V/K_{II}^* 은 양(+)의 값을 가지나 $|\theta| < 100^\circ$ 에서는 음(-)의 값을 알 수 있다.

Fig. 12은 파이버 방향과 균열의 진행방향이 이루는 각도 $\alpha=0^\circ$ 인 경우와 $\alpha=90^\circ$ 인 경우에 대하여 균열선단 부근의 θ 에 대한 무차원 변위 U/K_{II}^* 을 비교하고 있다. 균열 정지상태나 균열 진행상태에 관계없이 $\alpha=0^\circ$ 에서는 $\theta=\pm 110^\circ$ 에서 $\alpha=90^\circ$ 에서는

$\theta=\pm 180^\circ$ 에서 각각 무차원 변위의 최대치가 발생하며, $\alpha=90^\circ$ 인 경우의 U/K_{II}^* 가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우의 U/K_{II}^* 보다 더 크다.

Fig. 11~12에서 보듯이 변위 U , V 는 균열 진행 속도, 즉 M 이 커짐에 따라 그들의 변위값은 증가하며 균열과 파이버가 이루는 각도 α 는 변화, 즉 이방성체의 탄성축축 변화에 상당한 영향을 받고 있다. 균열선단에서 수직방향의 변위 V 는 균열 정지상태나 균열 진행상태에 관계없이 $\theta=\pm 180^\circ$ 에서는 0이며 $\theta=0^\circ$ 에서 최대 V 변위가 발생하며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다도 V 의 변화 폭이 더 크고 최대치도 더 크다. 균열진행 방향의 변위 U 는 균열 정지상태나 진행상태에 관계없이 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 $\theta=\pm 110^\circ$ 에서, $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 $\theta=\pm 180^\circ$ 에서 각각 최대변위 U 가 발생하며, U/K_{II}^* 의 크기는 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 항상 더 크다.

그리고 균열의 진행속도가 변위 U , V 변화에 미치는 영향은 α 에 관계없이 변위 V 경우가 변위 U 경우 보다 더 크다. 이러한 현상은 $\alpha=90^\circ$ 경우가 $\alpha=0^\circ$ 경우보다 더 심하며 균열이 고속일수록 변위에 미치는 영향은 더욱더 크다. 이것은 균열정지 상태에서 V 변위가 U 변위 보다 작게 발생하나 균열이 고속으로 진행할 때 응력파가 발생하고 또한 먼저 발생한 응력파가 이방성의 영향을 받아 간섭을 일으킨다. 이러한 간섭은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 경우보다 크며 그리고 균열선단에서는 이러한 간섭의 영향으로 상대적으로 V 변위의 증가가 U 변위의 증가보다 크진다고 생각할 수 있으며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 하겠다.

그리고 보강방향의 변화 즉 α 의 방향변화가 균열선단의 변위 U , V 에 미치는 영향은 최대로 영향을 미치는 위치 θ 를 기준으로 할 때, 균열정지의 경우나 균열이 진행하는 경우에 관계없이 변위 U 가 변위 V 보다 그 영향이 더 많이 받는다. 이러한 현상은 모드 I 상태와는 반대이다. 모드 II 상태의 균열 정지상태에서는 균열방향과 변위성분 방향이 일치하는 변위성분 U 가 보강방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속균열에서 이러한 영향을 더욱더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도도 더욱더 고속이 되므로 응력파의 방향과 일치하는 변위 성분 U 가 V 보다 α 가 변할때 가장 크게 변하고

균열이 고속일수록 이러한 변화는 더욱 더 심하다고 생각 할 수 있다.

5. 결 론

지금까지 본 연구에서 연구한 직교 이방성체의 동적 등속균열 대한 응력장 및 변위장 그리고 동적 에너지 해방률에 관하여 다음과 같은 결론을 얻었고 아래와 같은 결론들의 물리적인 의미를 각 결론들이 도출될 수 있는 곳에 설명 되었다.

(1) 재료의 성질이 제1종($\sqrt{K_{66}} < B_{12}, K_{66} > 0$)인 경우의 균열 선단 근방에서 모드 I 상태 및 모드 II 상태의 응력성분, 변위성분 그리고 에너지 해방률과 응력확대계수와의 관계는 각각 방정식(42), 방정식(44), 그리고 방정식(37)과 같다.

(2) 재료의 성질이 제2종($\sqrt{K_{66}} > |B_{12}|, K_{66} > 0$)인 경우의 균열 선단 근방에서 모드 I 상태 및 모드 II 상태의 응력성분, 변위성분 그리고 에너지 해방률과 응력확대계수와의 관계는 각각 방정식(47), 방정식(49), 그리고 방정식(39)와 같다.

(3) 일반적인 직교이방성체의 동적 등속 균열의 응력성분과 변위성분은 각각 방정식(29)와 방정식(32)과 같다.

(4) 균열선단의 응력성분 σ_x, σ_y 의 최대치는 모드 I 상태와 모드 II 상태에 관계없이 응력성분 방향이 파이버 보강방향과 일치하는 경우의 응력성분이 수직하는 경우의 응력 성분보다 항상 더 크다. 이러한 현상은 외부에서 동일한 에너지를 흡수한 구조물의 탄성변형 에너지상태와 동일한 체적 상태하에서 변형이 작아지면 응력은 증가한다는 물리적인 의미와 부합된다.

(5) 균열 진행속도가 ($M=0$ 에서 $M=0.9$ 로 변화 될 때) 응력성분 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 에 미치는 영향은 모드 I 인 경우에는 α 에 관계없이 τ_{xy} 가 가장크며 다음이 σ_x, σ_y 순이고 모드 II인 경우에도 α 에 관계없이 σ_y 가 가장 크며 다음이 τ_{xy}, σ_x 순이다. 그리고 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 크며 균열이 고속일수록 응력에 미치는 영향은 더욱더 크다. 이것은 균열 정지 상태에서 모드 I 인 경우는 τ_{xy} 가, 모드 II인 경우는 σ_y 가 다른 응력들에 비하여 상대적으로 작으나 균열이 고속으로 진행할 때 이방성의 영향으로 균열 선단에서 간섭을 받게되며 이러한 간섭은 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 경우 보다 크며 그리고 균열선단에서는 이러한 간섭의 영향으로 상

대적으로 모드 I 인 경우에는 응력 τ_{xy} 가 모드 II 인 경우에는 σ_y 의 증가가 커지며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 생각할 수 있겠다.

(6) 균열의 진행속도가 변위 U, V 변화에 미치는 영향은 모드 I 인 경우에는 α 에 관계없이 변위 U 가 V 보다 크고 모드 II인 경우에는 변위 V 가 변위 U 보다 크며, $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 크다. 이것은 균열정지 상태에서 모드 I 인 경우는 변위 U 가 V 보다 작고 모드 II인 경우는 변위 V 가 U 보다 작으나 균열이 고속으로 진행할 때 발생한 응력파의 간섭으로 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 경우보다 크며 상대적으로 모드 I 인 경우는 U 변위의 증가가 모드 II인 경우에는 V 변위의 증가보다 크진다고 하겠으며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우가 $\alpha=0^\circ$ 인 경우보다 더 많은 영향을 받는다고 하겠다.

(7) 보강방향의 변화, 즉 $\alpha=0^\circ$ 에서 90° 로 변하는 경우 균열선단의 응력 $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}$ 에 미치는 영향은 최대로 영향을 미치는 θ 을 기준으로 할때, 모드 I 상태에서는 균열정지의 경우나 균열이 진행하는 경우에 관계없이 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이며, 모드 II 상태에서는 균열 진행상태가 $M=0, M=0.7$ 인 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이고 균열진행이 $M=0.9$ 인 고속 균열의 경우는 $\sigma_y > \tau_{xy} > \sigma_x$ 이다. 그리고 이러한 이방성체의 탄성주축 변화가 응력성분에 미치는 영향은 균열상태가 고속일수록 더 크다. 이러한 현상은 균열 정지상태에서는 균열의 방향과 응력성분 방향이 일치하는 응력성분 σ_x 가 보강방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속 균열에서 이러한 영향을 더욱 더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도는 더욱 더 고속이 되므로 응력파의 방향과 일치하는 응력 성분 σ_x 가 α 가 변할 때 가장크게 변하고 균열이 고속일수록 이러한 변화는 더욱더 심하다. 그러나 모드 II인 경우에서 균열이 고속($M=0.9$)인 경우는 σ_y 의 변화가 가장크다.

(8) 보강방향의 변화 즉 $\alpha=0^\circ$ 에서 90° 로 변할 때, 균열선단의 변위 U, V 에 미치는 영향은 최대 로 영향을 미치는 위치 θ 을 기준으로 할 때, 균열 정지의 경우나 균열이 진행하는 경우에 관계없이 모드 I 인 경우는 V 변위가 U 변위보다 그 영향이 더 크며 모드 II인 경우는 U 변위가 V 변위보다 더 크며 균열속도가 고속일수록 더 크다. 이러한 현상은 모드 I 상태에서 균열정지 상태에서는 균열의

방향과 변위성분 방향이 수직하는 변위성분 V 가 보강 방향의 변화에 영향을 가장 많이 받으며, 고속 균열에서 이러한 영향을 더욱더 많이 받는다는 것은 균열이 고속일 수록 균열선단에서 발생하는 응력파의 속도는 더욱 더 고속이 되므로 응력파의 방향과 수직하는 변위 성분 V 가 U 보다 α 가 변할 때 가장크게 변하고 균열이 고속일수록 이러한 변화는 더욱더 심하다. 그리고 모드 II인 경우는 이와는 반대로 균열 방향과 변위성분 방향이 일치하는 응력성분 U 가 가장 영향을 많이 받는다.

(9) 응력 σ_x , σ_y , τ_{xy} 등의 절대 최대치의 크기 순서와 θ 에 대한 응력의 변화순서는 모드 I인 경우에서는 $M=0$, $M=0.7$ 의 균열진행 상태경우 $\alpha=0^\circ$ 는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이고 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 $\sigma_y > \sigma_x > \tau_{xy}$ 이며 $M=0.9$ 인 상태의 경우 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이고 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이다. 모드 II인 경우에는 $\alpha=0^\circ$ 인 경우는 M 에 관계없이 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이며 $\alpha=90^\circ$ 인 경우는 균열정지 상태는 $\sigma_x > \tau_{xy} > \sigma_y$ 이고, 균열속도가 $M=0.7, 0.9$ 인 경우는 $\sigma_x > \sigma_y > \tau_{xy}$ 이다. 그리고 어떠한 경우에서도 $\sigma_x(\alpha=0^\circ) > \sigma_x(\alpha=90^\circ)$ 이며, $\sigma_y(\alpha=90^\circ) > \sigma_y(\alpha=0^\circ)$ 이다. 이러한 현상은 균열진행속도에 관계없이 파이버 방향과 일치하는 경우의 응력성분 σ_x 와 σ_y 의 최대치는 수직하는 경우보다 크며 또한 균열이 x 방향으로 고속진행하는 경우에는 α 에 관계없이 균열이 진행되는 방향과 일치하는 응력성분인 σ_x 의 최대치가 가장크다.

참고문헌

- (1) Chen, E.P., 1978, "Sudden Appearance of a Crack in a Stretched Finite Strip," J. of Appl. Mech., Vol. 45, pp. 270~280.
- (2) Baker, B.R., 1962, "Dynamic Stress Created by a Moving Crack," J. of Appl. Mech., Vol. 24, pp. 449~458.
- (3) Nishioka, T. and Atluri, S.N., 1983, "Path-Independent Integrals, Energy Release Rates,

and General Solutions of Near Tip Fields in Mixed-Mode Dynamic Fracture Mechanics," Engng. Frac. Mech., Vol. 18, pp. 1~22.

(4) Freund, L.B., 1976, "Dynamic Crack Propagation," Mech. of Fract. edited by F.Erdogan, ASME, pp. 105~134.

(5) Shindo, Y. and Hiroaki, H., 1990, "Impact Response of Symmetric Edge Cracks in an Orthotropic Strip," Frac. and Strength '90, pp. 436~441.

(6) Areisz, M. and Sih, G.C., 1984, "Effect of Orthotropy on Crack Propagation," Theor. Appl. Frac. Mech. 1, pp. 225~238.

(7) Kassir, M.K. and Tse, S., 1983, "Moving Griffith Crack in an Orthotropic Material," Int. J. Engng. Sci. 21, pp. 315~325.

(8) Achenbach, J.D. and Bazant, Z.P., 1975, "Elastodynamic Near-Tip Stress and Displacement Fields for Rapidly Propagating Crack in Orthotropic Materials," Engng. Fract. Mech., Vol. 29, No.5, pp. 535~548.

(10) Viola, E., Piva, A. and Radi, E., 1990, "Crack Propagation in An Orthotropic Medium Under General Loading," Engng. Fract. Mech., Vol. 34, No. 5/6, pp. 1155~1174.

(11) Griffith, A.A., 1921, "The Phenomena of Repture and Flow in Solids," Phil. Trans. Roy. Soc. of London, A221, pp. 163~197.

(12) Lekhnitskii, S.G., 1963, "Theory of Elasticity of an Anisotropic Elastic Body," Holden-Day, San Francisco.

(13) Sih, G.C., Paris, P.C. and Irwin, G.R., 1965, "On Crack in Rectilinearly Anisotropic Bodys," Int. J. of Frac. Mech. pp. 189~203.

(14) 黃在錫, 李廣浩, 1990, "光彈性 直交異方性體의 物性值와 應力 프린지치 簡易 測定法," 大韓機械學會 論文集 第14卷 1號, pp. 23~36.