

# 이방성재료 접합 띠판에 대한 면외 동적계면균열

박재완\*·최성렬\*\*

## Mode III Dynamic Interfacial Crack in Bonded Anisotropic Strip Under Anti-Plane Deformation

Jae-Wan Park and Sung-Ryul Choi

**Key Words:** Interfacial Crack(계면균열), Strip(띠판), Out-of-Plane(면외), Dynamic Stress Intensity Factor(동적 응력확대계수), Energy Release Rate(에너지방출률)

### Abstract

A semi-infinite interfacial crack propagated with constant velocity in two bonded anisotropic strip under out-of-plane clamped displacements is analyzed. The asymptotic stress and displacement fields near the crack tip are obtained, where the results get more general expressions applicable not only to isotropic/orthotropic materials but also to the extent of the anisotropic material having one plane of elastic symmetry for the interfacial crack.

The dynamic stress intensity factor is obtained as a closed form, which is decreased as the velocity of crack propagation increases. The critical velocity where the stress intensity factor comes to zero is obtained, which agrees with the lower value between the critical values of parallel crack merged in the material 1 and 2 adjacent to the interface. The dynamic energy release rate is also obtained as a form related to the stress intensity factor.

### 1. 서론

산업의 발달과 더불어 두가지 이상의 재료로 구성된 구조물 사용이 증가하고 있다. 구조물의 계면에는 인접한 두 재료에 비하여 상대적으로 접합력이 약하여 정적 혹은 동적 계면균열이 생성되는 예가 많다.

본연구에서는 면외변형에 대한 동적계면문제로서, 보다 일반화된 재료에 대한 문제인 재료의 대칭면이 한 개 존재하는 이방성 재료에 대한 동속전파 동적 계면균열문제를 해석하고자 한다. 구체적으로는 접합된 두 이방성 재료의 띠판 상하면이 일정변위로 구속되어 있고, 접합면을 따라 생성된 동속계면균열 문제가 해석대상이 된다. 본 해석을 통하여 일반화된 전파 계면균열선단의 응력장과 변위장에 대한 엄밀해를 구한다.

또한 동적 응력확대계수(SIF)를 구하고 동적 에너지 방출율에 대한 관계식을 얻고자 한다.

이와같은 문제 해석결과는 부동침하나 동적 수직변형이 일어나는 구조물에 적용될 수 있을 뿐 더러 면내 문제에 대한 정성적인 정보를 제공하게 된다. 아울러 이 문제는 기존의 등방성 혹은 직교 이방성재료 및 1축 재료대칭 이방성재료의 정지균열을 포함한 임의의 동속 계면균열문제에 대한 해를 모두 제공하는 문제가 된다.

### 2. 수식 전개

Fig. 1에서 보는 바와 같이 두 이방성 띠판이 접합되어 있고, 계면을 따라 등속도  $v$ 로 전파하는 반무한 계면균열에 관한 문제를 생각하자. 띠판의 상하면에 일정크기  $W_0$ 의 면외방향 상대변위 차이가 있다.  $Z$ 축을 이방성 재료의 탄성주축으로 두고, 고정좌표계와 이동좌표계를 도입하자. 즉, 시간  $t=0$ 일 때 균열선단을 고정좌표계  $(X, Y, Z)$ 의 원점으로 두고, 한편 시간  $t$ 에 대한 균열선단을 이동좌표계  $(x, y, z)$ 의 원점으로 둔다. 각재료의 탄성계수로서  $x$ 면 및  $y$ 면 전단계수와 두면의 연계된 상호전단계수와 밀도를 각각  $\mu_{x(j)}, \mu_{y(j)}, \mu_{xy(j)}, \rho_j$  ( $j=1, 2$ )로 하고, 두재료의

\* 정회원, 삼익공업(주)

\*\* 정회원, 영남대학교 기계공학부

두께를 각각  $h_1, h_2$ 로 둔다.

이동좌표계를 사용하여 문제를 표현하면 해석이 보다 용이하게 된다.

$x, y, z$  방향 변위성분을 각각  $U, V, W$ 라 하면,  $xy$ 평면이 재료의 거울대칭면이 되므로 "재료  $j$ " ( $j=1,2$ )에 대한 변위성분은

$$U_j=0, V_j=0, W_j=W_j(x, y), (j=1,2) \quad (1)$$

이 되고, 영이 아닌 응력성분은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \sigma_{xz(j)} &= \mu_{x(j)} \frac{\partial W_j}{\partial x} + \mu_{xy(j)} \frac{\partial W_j}{\partial y} \\ \sigma_{yz(j)} &= \mu_{xy(j)} \frac{\partial W_j}{\partial x} + \mu_{y(j)} \frac{\partial W_j}{\partial y} \end{aligned} \quad (2)$$

이 때 변위로 표현된 운동방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \{ \mu_{x(j)} - \rho_j v^2 \} \frac{\partial^2 W_j}{\partial x^2} + 2\mu_{xy(j)} \frac{\partial^2 W_j}{\partial x \partial y} \\ + \mu_{y(j)} \frac{\partial^2 W_j}{\partial y^2} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

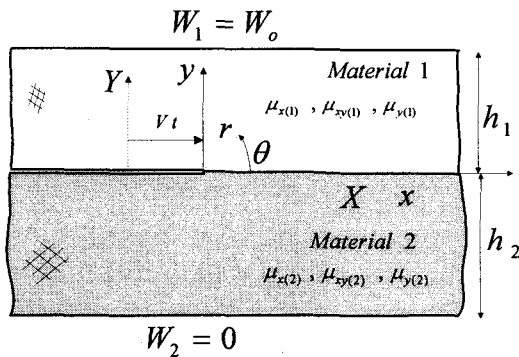


Fig. 1 Semi-infinite interfacial crack in bonded anisotropic strip under out-of-plane clamped condition

중첩의 원리를 적용하면 다음과 같은 등가경계조건을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} W_1(x, y=h_1) &= W_2(x, y=-h_2) \\ &= 0, \quad -\infty < x < \infty \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz(1)}(x, y=0) &= \sigma_{yz(2)}(x, 0) \\ &= -\tau_0, \quad -\infty < x < 0 \end{aligned} \quad (4b)$$

$$\sigma_{yz(1)}(x, 0) = \sigma_{yz(2)}(x, 0), \quad 0 < x < \infty \quad (4c)$$

$$W_1(x, 0) = W_2(x, 0), \quad 0 < x < \infty \quad (4d)$$

여기서  $\tau_0$ 는 균열 상하면에 작용하는 면외방향 면력으로서 다음과 같다.

$$\tau_0 = \frac{\mu_{y(1)} \mu_{y(2)} W_0}{\mu_{y(2)} h_1 + \mu_{y(1)} h_2} \quad (5)$$

보다 자세한 전개과정은 등속평행균열 문제에 대한 이전의 연구<sup>(1,2)</sup>로 같음한다.

### 3. 적분변환

식(3)에 Fourier적분변환<sup>(3)</sup>을 적용하면 각재료에 대한 변위는 다음과 같은 적분꼴로 주어진다.

$$\begin{aligned} W_j(x, y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{ic_0 - \infty}^{ic_0 + \infty} [A_j(s) e^{\lambda_j y s} \\ &+ B_j(s) e^{\omega_j y s}] e^{-ixs} ds, \quad (j=1,2) \end{aligned} \quad (6)$$

여기서  $c_0$ 는 적분이 가능한  $s$ 의 허수부로서,  $-d < c_0 < 0$  ( $d > 0$ )이다.

수식전개과정에서 사용되는 상수들을 정의하면 다음과 같다.

$$c_j = \sqrt{\frac{\mu_{x(j)}}{\rho_j}}, \quad s_j = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c_j^2}}, \quad a_j = \frac{\mu_{xy(j)}}{\mu_{y(j)}},$$

$$\Gamma_j = \sqrt{-\mu_{xy(j)}^2 + \mu_{x(j)} \mu_{y(j)} (1 - \frac{v^2}{c_j^2})}, \quad (7)$$

$$\delta_j = \Gamma_j / \mu_{y(j)}, \quad \lambda_j = (ia_j + \delta_j),$$

$$\omega_j = (ia_j - \delta_j), \quad (j=1,2)$$

여기서 여러 상수들은  $\mu_{x(j)}, \mu_{xy(j)}, \mu_{y(j)}, \rho_j$ 와 같은 "재료  $j$ "의 전단계수 및 밀도, 균열전파속도  $v$ 로 구성된 상수들을 말한다. 가령  $c_j$ 는 수평방향으로 진행되는 전단파 속도,  $s_j$ 는 속도의 존 상수이고,  $a_j$ 는 재료의 상호전단비,  $\Gamma_j$  및  $\delta_j$ 는 각각 균열전파속도가 고려된 재료의 등가전단계수 및 등가전단계수비를 말하며,  $\lambda_j, \omega_j$ 는 식(3)으로부터 얻은 특성방정식의 복소근을 말한다.

식(2)로부터 응력에 대한 식은 다음의 적분식으로 주어진다.

$$\sigma_{xz(j)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{ic_0 - \infty}^{ic_0 + \infty} s [(\mu_{xy(j)} \lambda_j - i\mu_{x(j)}) A_j(s) e^{\lambda_j s} + (\mu_{xy(j)} \omega_j - i\mu_{x(j)}) B_j(s) e^{\omega_j s}] e^{-ixs} ds$$

$$\sigma_{yz(j)}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{ic_0 - \infty}^{ic_0 + \infty} \Gamma_j s [A_j(s) e^{\lambda_j s} - B_j(s) e^{\omega_j s}] e^{-ixs} ds, \quad (j=1, 2) \quad (8a, b)$$

식내의  $A_j, B_j$  ( $j=1, 2$ )는 경계조건에서 결정되어야 할 미지함수이다.

경계조건 식 (4)에 변위 및 응력 식 (6) 및 (8)를 적용하고 Fourier 변환관계를 적용하여 계산하면, 다음과 같은 Wiener-Hopf식을 얻게 된다.

$$\Gamma_1 G(s) N_-(s) = \frac{-\tau_0}{is} + M_+(s) \quad (9)$$

여기서 커널함수  $G(s)$ 는

$$G(s) = [4\Gamma_2 s \cosh(\delta_2 h_2 s) \cosh(\delta_1 h_1 s) / [(\Gamma_1 + \Gamma_2) \sinh(\delta_2 h_2 + \delta_1 h_1) s - (\Gamma_1 - \Gamma_2) \sinh(-\delta_2 h_2 + \delta_1 h_1) s]] \quad (10)$$

이다. 식(9)에서  $N_-(s), M_+(s)$ 는 해석과정에서 도입된 다음과 같은 새로운 미지함수이다.

$$N_-(s) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 [W_2(x, 0) - W_1(x, 0)] e^{ixs} dx, \\ M_+(s) = \int_0^{\infty} \sigma_{yz(1)}(x, 0) e^{ixs} dx. \quad (11a, b)$$

$N_-(s)$ 는  $\text{Im}[s] < 0$ 에서 해석적이고,  $M_+(s)$ 는  $\text{Im}[s] > -d_0$  ( $d_0 > 0$ )에서 해석적임을 점근거동관계에서 안다.

이때  $A_j, B_j$  ( $j=1, 2$ )는  $N_-(s)$ 와 다음과 같이 표현된다.

$$A_1(s) = \frac{N_-(s)}{F(s)} 2\Gamma_2 (1 + e^{-2\delta_2 h_2 s}) e^{-2\delta_1 h_1 s}$$

$$B_1(s) = \frac{-N_-(s)}{F(s)} 2\Gamma_2 (1 + e^{-2\delta_2 h_2 s})$$

$$A_2(s) = \frac{N_-(s)}{F(s)} 2\Gamma_1 [1 + e^{-2\delta_1 h_1 s}]$$

$$B_2(s) = \frac{-N_-(s)}{F(s)} 2\Gamma_1 [1 + e^{-2\delta_1 h_1 s}] e^{-2\delta_2 h_2 s} \quad (12a-d)$$

여기서 함수는

$$C(s) = \{(\Gamma_1 + \Gamma_2) - (\Gamma_1 - \Gamma_2) e^{-2\delta_2 h_2 s}\} \\ D(s) = \{(\Gamma_1 - \Gamma_2) - (\Gamma_1 + \Gamma_2) e^{-2\delta_2 h_2 s}\} \quad (12e) \\ F(s) = C(s) + D(s) e^{-2\delta_1 h_1 s}$$

이다.

식 (9)의 해가 주어진다면, 식 (12)에서 모든 미지함수들이 결정되고, 식 (6),(8)을 평가함으로써 균열선단에 대한 응력 및 변위의 점근거동을 계산할 수 있다.  $x \approx 0, y \approx 0$ 인 균열선단에 대한 응력의 점근거동은, 식 (8)의 우변에서  $|s| \rightarrow \infty$ 에 대한 적분평가에 대응되므로, 결국  $|s| \rightarrow \infty$ 에서 미지함수들의 거동을 구하는 문제에 귀결된다.

#### 4. 미지함수 $N_-(s)$ 의 결정

Wiener-Hopf 식(9)의 해법에 대해서는 Noble의 저서<sup>(4)</sup>에 기술되어 있다. 특히 식(9)의 미지함수  $N_-(s)$ 를 구하는 과정은 이전의 연구와 대등하므로 무리없이 해석이 용이하다.<sup>(1,2)</sup>

먼저 식 (9)내의 커널함수  $G(s)$ 는, 식 (10)에서 보듯이, 우함수이고  $s$ 의 실수축에서 영점(zero)점이 없는데  $-d < \text{Im}(s) < d$ , ( $d > 0$ )에서 해석적인 영역이 존재함을 알 수 있다. 따라서  $G(s)$ 를  $s$ 의 상하반 평면에서 각각 해석적인 함수 곱으로 표현하면

$$G(s) = G_-(s) G_+(s) \quad (13)$$

이 되고, 식 (13)을 식 (9)에 적용하고 절차를 밟아가면 다음과 같은 해석적인 함수로 분리된다.

$$\Gamma_1 G_-(s) N_-(s) + \frac{\tau_0}{is G_+(s)} \\ = \frac{M_+(s)}{G_+(s)} - \frac{\tau_0}{is} \left[ \frac{1}{G_+(s)} - \frac{1}{G_+(0)} \right] \quad (14) \\ [\equiv C]$$

그러면  $N_-(s)$ 는 다음으로 결정된다.

$$N_-(s) = \frac{-\tau_0}{i\Gamma_1 G_+(0) s G_-(s)} \quad (15)$$

일상적인 해석과정을 밟아가면,  $|s| \rightarrow \infty$ 에 대

한  $N_-(s)$ 의 점근거동은 최종적으로 다음과 같이 결정된다.

$$N_-(s) = \frac{-\tau_0 e^{-\frac{3\pi i}{4} s - \frac{3}{2}}}{\Gamma_1 \sqrt{\frac{2\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \frac{2\Gamma_2}{\Gamma_1 \delta_2 h_2 + \Gamma_2 \delta_1 h_1}}} \quad (-3\pi/2 < \arg s < \pi/2) \quad (16)$$

## 5. 결과 및 토의

### 5.1 응력, 변위의 점근거동과 동적응력확대계수

Fig. 1에서 보듯이 균열선단이란  $x \approx 0, y \approx 0$ 에 해당되며, 식 (6), (8)에서 변위와 응력이 각각 계산된다.

이들 적분식에서  $s$ 가 유한크기구간의 적분값은 상수값이 되므로, 균열선단의 변위와 응력의 점근거동은  $|s| \rightarrow \infty$ 의 평가로 압축된다.

Fig. 1에서 보듯이 직교좌표계는 극좌표계와

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta \quad (17)$$

의 관계에 있다. 균열에 인접한 재료가 다르므로 각재료에 따라 균열선단의 해석을 별개로 수행해야 한다. 가령  $x \approx 0, y = 0^+$  즉 극좌표계로  $r \rightarrow 0, 0 < \theta < \pi$ 에 해당하는 균열선단은 “재료 1”에 속해 있고,  $x \approx 0, y = 0^-$  즉  $r \rightarrow 0, -\pi < \theta < 0$ 의 균열선단은 “재료 2”에 속해 있다.

식 (17)를 각각 식 (8)에 대입하여 이전의 연구와 같은 방법<sup>(1,2)</sup>으로 계산하면 각재료에 대한 균열선단 응력의 점근거동은 다음과 같이 평가된다.

$$\sigma_{xz}(r, \theta) = \frac{K_{3D}}{\sqrt{2\pi r}} \operatorname{Re} \left[ \frac{\mu_{xy(1)} \lambda_1 - i \mu_{x(1)}}{\Gamma_1 \sqrt{\cos \theta + i \lambda_1 \sin \theta}} \right] \quad (0 < \theta < \pi)$$

$$\sigma_{xz}(r, \theta) = \frac{K_{3D}}{\sqrt{2\pi r}} \operatorname{Re} \left[ \frac{\mu_{xy(2)} \lambda_2 - i \mu_{x(2)}}{\Gamma_2 \sqrt{\cos \theta + i \lambda_2 \sin \theta}} \right] \quad (-\pi < \theta < 0)$$

$$\sigma_{yz}(r, \theta) = \frac{K_{3D}}{\sqrt{2\pi r}} \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{\sqrt{\cos \theta + i \lambda_1 \sin \theta}} \right] \quad (0 < \theta < \pi)$$

$$\sigma_{yz}(r, \theta) = \frac{K_{3D}}{\sqrt{2\pi r}} \operatorname{Re} \left[ \frac{1}{\sqrt{\cos \theta + i \lambda_2 \sin \theta}} \right] \quad (-\pi < \theta < 0) \quad (18a \sim d)$$

또한 식(6)을 평가하면 균열선단 변위에 대한 점근거동은 다음과 같이 계산된다.

$$W(r, \theta) = \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{3D}}{\Gamma_1} \operatorname{Im} [\sqrt{\cos \theta + i \lambda_1 \sin \theta}] \quad (0 < \theta < \pi)$$

$$W(r, \theta) = \sqrt{\frac{2r}{\pi}} \frac{K_{3D}}{\Gamma_2} \operatorname{Im} [\sqrt{\cos \theta + i \lambda_2 \sin \theta}] \quad (-\pi < \theta < 0) \quad (19a, b)$$

식(18),(19)에 있는  $K_{3D}$ 는 동적응력확대계수로써 다음과 같은 폐형으로 얻어진다.

$$K_{3D} = W_0 \sqrt{\frac{2\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}} \sqrt{\frac{\mu_{y(1)} \mu_{y(2)}}{\mu_{x(1)} h_2 + \mu_{x(2)} h_1}} \quad (20)$$

### 5.2 결과식 검토 및 논의

직교이방성재료에 대하여 검토해 보기로 한다. 이와같은 재료는 본 문제의 경우에서 상호전단계수가  $\mu_{xy(j)} = 0$  ( $j=1, 2$ )인 제한된 재료에 해당한다. 등속전파 계면균열선단 응력 및 변위와 동적응력확대계수에 관한 식(18)~(20)에  $\mu_{xy(j)} = 0$ 을 대입한 결과는 이전의 직교이방성 재료의 계면균열 연구결과<sup>(1)</sup>와 일치함을 보임을 알 수 있다. 따라서 본 연구결과 식 (18)~(20)는, 등방성 및 직교이방성재료는 물론 재료의 대칭면이 1개만 존재하는 이방성재료의 정적 및 등속 계면균열문제에 공히 적용되는, 일반화된 결과임을 알 수 있다.

재료의 물성치와 균열전파속도  $v$ 가 동적응력확대계수(SIF)에 미치는 영향을 살펴보자. 먼저 두 재료가 동일한 등방성재료이고,  $v=0$ 인 정지균열에 대한 정적응력확대계수를  $K_{3S}$ 라고 하면,  $K_{3S}$ 는

$$K_{3S} = \mu_{y(1)} W_0 / \sqrt{h_1 + h_2} \quad (21)$$

이 되며, 식 (20)에서도 확인된다.

그러면 동적응력확대계수가 영이 되는 임계균

열전파속도  $V_c$ 에 대해 알아 보자. 본 연구의 SIF  $K_{3D}(v)$  식 (20)를 보면, SIF는 균열전파속도  $v$ 가 증가할수록 감소세를 보여, 등가전단계수  $\Gamma_1=0$  혹은  $\Gamma_2=0$ 인  $v$ 에 있어서  $K_{3D}(v)=0$ 이 됨을 알 수 있다.

$\Gamma_j=0$  ( $j=1,2$ )인 균열전파속도  $v$ 를  $V_{c(j)}$ 라고 하면,  $V_{c(j)}$ 는 식 (7)에서

$$V_{c(j)} = c_j \sqrt{1 - \frac{\mu_{xy(j)}^2}{\mu_{x(j)}\mu_{y(j)}}}, \quad (j=1,2) \quad (22)$$

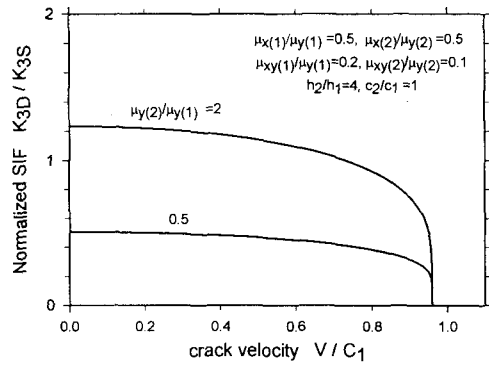
에 해당한다. 따라서 계면균열에서는  $V_{c(1)}$  및  $V_{c(2)}$ 중 작은 값에서 이미 SIF가 영이 되므로, 이값이 임계균열전파속도  $V_c$ 가 된다. 이를 식으로 나타내면 다음과 같다.

$$V_c = \text{Min}[V_{c(1)}, V_{c(2)}] \quad (23)$$

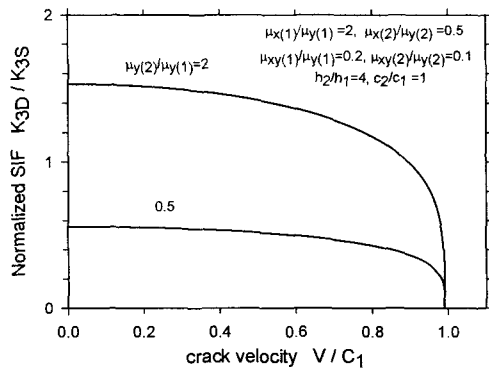
$V_{c(j)}$ 는, 이전의 등속평행균열 해석에서 제시한 바와 같이<sup>(2)</sup>, “재료 j”에 내재된 평행균열이 계면과 나란하게 전파할 때 SIF가 영이 되는 임계균열전파속도를 말한다. 또한 상호전단계수  $\mu_{xy(j)} \neq 0$ 인 이방성재료의 경우에  $V_{c(j)}$ 는 전단파의 속도  $c_j$  보다 작은 값이 됨을 보인다. 그런데 계면균열은 어느 한 종류의 재료 내부에 속하지 않고 두재료의 사이에 존재하는 균열인 바, SIF가 영이 되는 임계균열전파속도  $V_c$ 는  $V_{c(1)}$  및  $V_{c(2)}$  즉, 두 재료의 임계균열전파속도에 동시에 영향을 받음을 알 수 있는 바, 식(23)은 이를 말하고 있다.

폐형으로 얻어진 동적응력확대계수  $K_{3D}(V)$ 식 (20)를 보면, 두 이방성재 및 두께, 전단파 속도 등 여러 인자가 영향변수가 된다. Fig.2는 이들 인자에 따른 SIF의 변화를 균열전파속도에 따라, 몇몇 대표적인 값에 대하여 그림으로 나타낸 예이다. “재료 1”에 대한 전단계수  $\mu_{x(1)}$ , 전단파 속도  $c_1$ , 판두께  $h_1$ 를 기준값으로 택하고 타인자의 영향을 보자. Fig.2(a)는 두 재료의 x면 전단

비  $\mu_{x(1)}/\mu_{y(1)}=0.5$ ,  $\mu_{x(2)}/\mu_{y(2)}=0.5$  이고, 상호전단비  $\mu_{xy(1)}/\mu_{y(1)}=0.2$ ,  $\mu_{xy(2)}/\mu_{y(2)}=0.1$ , 전단파 속도비  $c_2/c_1=1$ , 두께비  $h_2/h_1=4$  일 때, “재료2”의 y면 전단비  $\mu_{y(2)}/\mu_{y(1)}=2$ , 0.5에 대한 SIF비  $K_{3D}(v)/K_{3S}$ 를 균열전파 속도비  $v/c_1$ 의 변화에 따라 나타낸 것이다.



(a)



(b)

Fig. 2 Normalized stress intensity factor,  $K_{3D}(V)/K_{3S}$  as a function of crack velocity for various given values

한편 Fig.2(b)는  $\mu_{x(1)}/\mu_{y(1)}=2$ 를 제외하고는 Fig.2(a)와 동일한 물성치에 대하여,  $\mu_{y(2)}/\mu_{y(1)}=2$ , 0.5에 대한  $K_{3D}(v)/K_{3S}$ 를 그림으로 나타낸 것이다. 이들의 그림에서 “재료2”

의 y면 전단계수가 증가할수록, 또한 "재료1"의 x면 전단계수가 증가할수록 SIF가 증가함을 알 수 있다. 여기서 띠판에 일정변위경계가 주어질 때 SIF를 줄이기 위한 방법에는, "재료2"의 y면 전단계수를 낮추거나, "재료1"의 x면전단계수를 작게 하는 방법이 있을 수 있음을 알게 된다. 또한  $\mu_{xy(1)} \neq 0$ 이므로 임계 균열전파속도는 전단파속도보다 작음을 알 수 있다. 유사하게 다른 영향인자에 의한 SIF 변화 또한 식 (20)에서 얻을 수 있다.

### 5.3 동적 에너지방출율

동적 에너지 방출율  $G_D$ 를 응력 및 변위에 대한 점근식을 사용하여 계산하면 다음의 등속전파계면균열에 대한 관계식을 얻는다.

$$G_D = \frac{1}{4} \left( \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} \right) [K_{3D}(v)]^2 \quad (24)$$

특별한 경우로서, 상이한 두등방성 재료는 상호전단계수 및 각면의 전단계수가  $\mu_{xy(j)} = 0$ ,  $\mu_{x(j)} = \mu_{y(j)}$  ( $j=1,2$ )에 해당하며 이를 식(24)에 대입하면 기존연구자의 결과와 일치함을 보인다.

## 6. 결론

본 연구는 이방성 재료로 접합된 임의 두께의 두 띠판에, 접합면인 계면을 따라 등속도로 전파하는 등속계면균열문제를 해석하였다.

재료는 재료의 대칭면이 한 개인 이방성재료이다. 이와 같은 문제 해석결과는 등방성 및 직교이방성재료는 물론 재료 대칭면이 한개가 존재하는 이방성재료에 대한 정적 및 등속문제까지 공히 적용되는 보다 일반화된 결과가 된다.

Furier적분변환법을 사용하여 경계치문제를 수식화하고, 최종적으로 Wiener-Hopf식을 구성하였다. 이식의 해를 구하여 변위와 응력에 대한 적분식을 평가함으로써, 균열선단에 대한 응력장 및 변위장을 구하였다.

또한 띠판 상하면은 면의 변위경계조건이고 균열면은 자유면인 등속계면균열의 동적 응력확대계수에 대한 엄밀해를 구하였다. 이와같은 결과는 재료의 물성치와 기하학조건이 계면균열의 균열전파 특성에 미치는 영향을 파악하는데 정보를 제공한다.

특히 응력확대계수가 영이되는 임계균열 전파속도를 폐형으로 얻었으며, 그 결과는 계면에 인접한 두재료의 임계균열전파속도 중에서 작은 값에 대응함을 알 수 있었다. 또한 동적응력확대계수와 동적에너지방출율에 대한 관계식을 얻었다.

## 참고문헌

- (1) 박재완, 권용수, 정재택, 최성렬, 1997, "상이한 직교이방성 띠판에 대한 면외변형 하의 반무한 등속 평행균열에서의 응력확대계수," 대한기계학회논문집(A), 제21권 제3호, pp. 447 ~ 456.
- (2) 박재완, 김남훈, 최성렬, 2000, "두 이방성 띠판에 내재된 면외변형하의 등속평행균열," 대한기계학회논문집(A), 제24권 제2호, pp. 496 ~ 505.
- (3) Carrier, G.F., Krook, M. and Pearson, P.E., 1966, *Functions of a Complex Variables*, McGraw-Hill, New-York.
- (4) Noble, B., 1958, *Methods Based on the Wiener-Hopf Technique*, Pergamon Press, London.