

고주파수 근사 이론을 이용한 결함으로부터의 초음파 산란장 해석

Analysis of Scattered Fields Using High Frequency Approximations

정현조*, 김진호**

Hyunjo Jeong* and Jin-Ho Kim**

초 록 본 논문에서는 체적형 결함과 균열형 결함에 대한 초음파 산란 현상을 모델링하기 위한 두 가지 이론을 설명하였다. 동탄성 Kirchhoff 근사 (EKA)와 기하학적 회절이론 (GTD)이 각각 원주형 기공과 반무한 균열에 적용되었다. 이 두 이론은 고주파수 근사법으로 알려져 있다. 모델 결함들에 평면파가 입사하는 경우의 2차원 동탄성 산란 문제를 고려하였으며 산란장을 반사계수와 회절계수의 항으로 구하였다. 원거리에서 산란파의 변위에 대한 입사파 변위의 비를 관찰 방향의 함수로 구했으며 그 결과를 경계요소법과 비교하였다.

주요용어: 초음파 산란, 고주파수 근사, 체적형 결함, 균열형 결함, 동탄성 Kirchhoff 근사, 기하학적 회절이론, 결함분류

Abstract This paper describes two different theories used to model the scattering of ultrasound by a volumetric flaw and a crack-like flaw. The elastodynamic Kirchhoff approximation (EKA) and the geometrical theory of diffraction (GTD) are applied respectively to a cylindrical cavity and a semi-infinite crack. These methods are known as high frequency approximations. The 2-D elastodynamic scattering problems of a plane wave incident on these model defects are considered and the scattered fields are expressed in terms of the reflection and diffraction coefficients. The ratio of the scattered far field amplitude to the incident wave amplitude is computed as a function of the angular location and compared with the boundary element solutions.

Keywords: ultrasonic scattering, high frequency approximation, volumetric flaw, crack-like flaw, elastodynamic Kirchhoff approximation, geometrical theory of diffraction, flaw classification

1. 서 론

초음파를 이용한 정량적 비파괴평가법을 확립하기 위해서는 탐촉자의 방사 패턴, 시험체 표면에서의 빔의 반사와 내부에서의 빔 형상 및 전파 특성의 이해가 필수적이며, 무엇보다도 중요한 것은 적절한 모델에 의해 결함으로부터의 초음파 산란장을 계산하여 측정 시스템의 응답을 예측할 수 있어야 한다. 최근 들어 결함에 의한 초음파의 동탄성 산란 모델이 많은 관심을 받아오고 있는데, 이는 실제 초음파 비파괴평가 시스템을 효율적

으로 시뮬레이션 할 수 있으며, 실험으로 측정된 산란 응답의 이해와 평가에 큰 도움을 주기 때문이다.

동탄성 산란 문제에 있어서 측정 응답을 폐쇄형의 해석적 정해로 구하기는 거의 불가능하며, 여러 가지 근사해법과 수치해석 기법이 사용되고 있다. 근사해법은 ka (k 는 파수, a 는 결함의 크기)의 범위에 따라 나눌 수 있으며 모두 산란장의 변위를 계산해 준다. 높은 ka (또는 고주파수) 영역에서 기하학적 회절이론 (geometrical theory of diffraction, GTD)[1]과 Kirchhoff 근사[2]가 있으며, 낮은 ka 영역에서는

Born 근사[3] 등이 있다. 이들 방법들은 모두 폐쇄형의 원거리 음장 변위를 제공한다. 그러나 이 근사 방법들은 결함의 형태가 복잡하거나 입사파의 파장이 결함의 크기와 동일 차수인 중간 ka 범위에서는 잘 적용되지 않는다. 이에 따른 이론적 해석의 한계성과 실험 해석의 복잡성을 극복하기 위해 유한요소법과 경계요소법과 같은 수치해석 기법이 많이 사용되고 있다. 이러한 모델에 기초하여 얻어진 해석결과를 통해 실험 조건의 설계와 최적화, 실험 결과의 해석을 보다 경제적으로 할 수 있으며, 파라미터 연구를 통하여 결함의 검출 확률을 구할 수 있다. 더 나아가서 이들 해석 결과를 실험 결과와 비교하여 모델의 정확성이 입증되면 신경회로망과 같은 전문가 시스템을 이용하여 결함의 특성에 대한 정량적 정보를 얻을 수도 있게 된다.

여기서는 고주파수 근사이론을 적용하여 기공과 균열 형태의 결함에 대한 산란장을 계산하였다. 기공에 대한 반사파를 구하기 위해 Kirchhoff 근사해를, 반무한 균열의 선단 회절파를 구하기 위하여 기하학적 회절 이론(GTD)을 적용하였다. 해석 결과의 타당성을 검증하기 위하여 동탄성 경계요소법[4]을 이용하여 결함에 의한 초음파의 산란 응답 결과와 비교하였다.

2. 결함 신호특성과 모델 설정

본 절에서는 부피를 갖는 체적결함과 부피가 없는 균열결함에 대한 초음파 신호의 산란특성을 고찰해 보고, 이를 위한 해석 모델을 설정한다.

2.1. 결함신호 특성

초음파 신호를 결함에 입사시켰을 때 결함과 상호작용은 연속된 일련의 산란파로서 나타나며, 이는 결함을 판별할 수 있는 특징을 가지게 된다. 부피를 갖는 기공형상의 결함에 의한 산란파는 Fig. 1(a)와 같이 발생된다. 기호 T (transverse)와 L (longitudinal)은 각각 횡파와 종파를 의미한다. 펄스-에코 방식(pulse-echo mode)에서 응답신호는 입사파와 같은 모드인 강한 반사파만을 포함하고 있다. 피치-캐치 방식(pitch-catch mode)에서는 추가로 모드 변환된 반사파가 존재한다. 기공표면을 따라 전파하는 표면파의 일종인 잠행성파(creeping wave)도 존재한다.

균열형상의 결함으로부터 산란되는 전형적인 초음파 신호는 Fig. 1(b)와 같이 발생되며 주요한 산란파로는

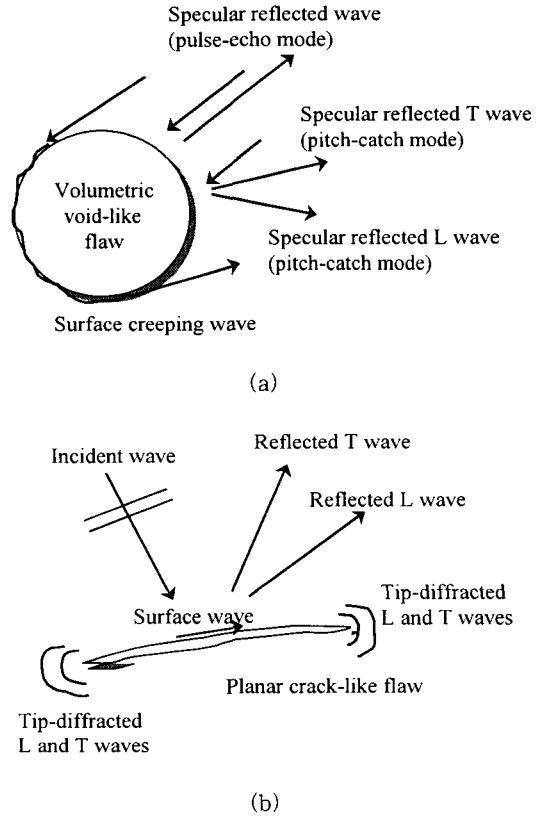


Fig. 1 (a) Ultrasonic waves scattered from a volumetric void-like flaw, and (b) ultrasonic waves scattered from a planar crack-like flaw

반사파, 표면파, 균열 선단(crack tip) 회절파가 있고, 균열표면이 비교적 매끈하고 평평하다면 거울같이 반사되는 파가 가장 강한 신호가 된다. 반면에 균열 선단 회절파는 반사파의 응답보다 상대적으로 미약하다. 반사파의 경우에 균열의 양 표면에서 모드 변환이 발생하고 회절파의 경우에는 균열 선단에서 발생한다. 이와 같이 체적결함과 균열결함에 의한 산란파의 주요한 차이는 균열형 결함에서는 균열 선단에서 회절파가 발생한다는 것이며, 이에 대한 산란특성을 이해할 수 있다면 두 결함의 형태를 구분하는데 도움이 될 것이다.

2.2. 모델 설정

Fig. 2와 같이 평면 수직횡파 T 가 입사하여 2차원 결함으로부터 산란되는 경우를 고려해 보자. 매질 내의

결합이 Fig. 2(a)에 보인 것처럼 기공과 같은 체적 결합이라면 입사파가 처음 부딪치는 부위의 국부결합 형상은 고주파수 근사이론에 의하면 파면에 평행한 평면의 거울 반사체로 근사화할 수 있다. 이 경우에 거울같이 반사하는 T 파의 진폭 T_r 은 크며 펄스-에코 방식(즉, $\theta=0$ 의 입사파 방향)에서 관찰된다. 다른 위치에서는 반사 횡파 T_r 과 파 모드 변환된 L_r 이 발생하며, 이들은 피치-캐치(pitch-catch) 방식에서 관찰된다. 그러나 Fig. 2(b)에서와 같이 균열처럼 뾰족한 선단을 갖는 반사체의 경우에는 펄스-에코 방식에서 균열 선단 회절 T 파가 진폭 T_d 로 수신될 뿐만 아니라 모드 변환된 회절 종파 L_d 도 수신된다. L_d 의 크기는 입사파의 방향이 최적의 범위에 놓여 있으면 T_d 와 같은 차수로 예상될 수 있다. 따라서 동일한 조건으로 입사한 T 파에 대하여 구한 진폭비 L_d/T_d 를 L_r/T_r 과 비교하면 체적 결

합과는 다른 균열 결합의 특성을 발견할 수 있다. 비록 모드 변환된 회절파 L_d 의 진폭은 작으나 탐촉자에 처음 도달하는 신호이므로 신호 대 잡음비가 충분하면 다른 파와 쉽게 구별될 수 있을 것이다.

해석을 위한 모델은 다음과 같이 설정하였다. 2차원 결합으로 원주형 기공과 반무한 균열을 다루었다. 매질은 종파 속도 $c_l=5900\text{m/s}$, 횡파속도 $c_t=3200\text{m/s}$, 프와송 비 $\nu=0.29$ 인 등방성 매질로 하였다. 10 MHz의 단일 주파수를 가진 무한한 평면 수직 횡파 T 가 입사할 때 이들 결합으로부터 산란되는 T 파와 L 파의 크기를 입사파와 산란파가 이루는 개구각 θ 의 함수로 구한다.

3. 동탄성 근사 이론

Fig. 2와 같이 평면 T 파가 입사할 때 원주형 기공의 산란에 대해서는 Kirchhoff 근사이론을, 반무한 균열의 선단 회절에 대해서는 기하학적 회절이론(GTD)을 사용하며 회절계수는 Wiener-Hopf 방법으로 구하였다. 이 이론들은 모두 고주파수 근사 이론으로 알려져 있다.

3. 1. 원주형 기공에 대한 Kirchhoff 근사법의 적용

원주형 기공에 대한 탄성 횡파 산란문제는 이전부터 상당한 관심을 받아왔다[5-8]. 시간조화 문제에서 평면 입사 횡파에 대한 정해는 변수분리법을 사용하여 구해지며[5], 이렇게 구한 해는 거울과 같이 반사하는 응답과 진행성파와 같은 다른 요소들을 포함하고 있다. 시간영역응답은 해석적인 변환방법 또는 FFT와 같은 수치적인 방법으로부터 구해진다. 이상적인 delta 함수형태의 입사파에 대한 시간영역응답을 직접적으로 구한 연구 결과도 있다[6].

여기서는 가장 먼저 도달하는 거울과 같이 반사하는 응답이 주요 관심사인데 이러한 신호는 위에서 언급한 방법으로는 다른 요소로부터 쉽게 분리되지 않는다. 따라서 동탄성 Kirchhoff 근사법을 이용하여 해로부터 거울과 같이 반사하는 응답을 분리하였다.

Kirchhoff 근사법은 기하학적 광학분야에서 유래되었다[9]. 고주파수 탄성파의 거동과 기하학적 광학 사이의 밀접한 유사성 때문에, 기하학적 광학을 약간만 수정하면 동탄성 문제에 적용시킬 수가 있다.

Kirchhoff 근사법에서는 기본적으로 고주파수에서 산란체의 표면이 밝은 면과 어두운 면으로 나뉘어진다. 밝은 면은 각 점이 거울같이 반사하는 무한 평면 반사

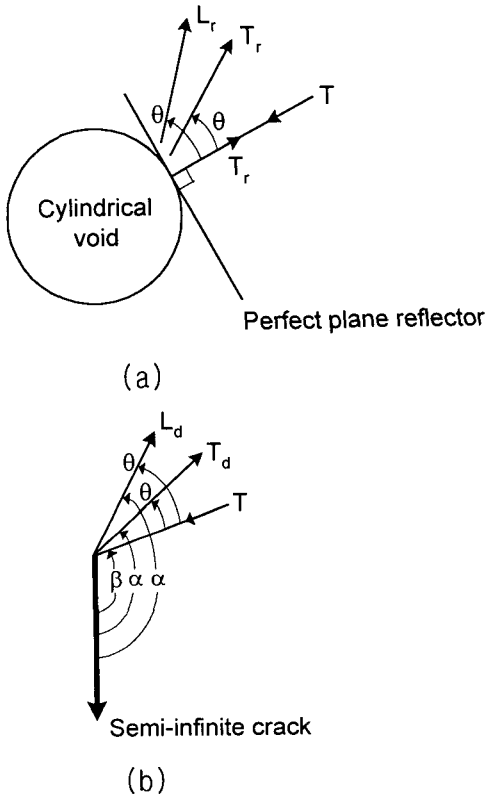


Fig. 2 (a) Scattering geometry of a void-like flaw (Kirchhoff theory), and (b) scattering geometry of a semi-infinite crack (geometrical theory of diffraction)

체로 가정되므로(Fig. 2(a)), 산란장을 평면에 의한 반사파로 근사화시킬 수 있다. 반면에 어두운 면에서는 전체 음장이 0으로 가정된다. 영 번째 차수 근사(zeroth order approximation)로 알려진 이러한 가정은 보다 일반적인 균열 개구 변위 이론(crack opening displacement theory)[10]의 최저 차수 해이다. Kirchhoff 근사법의 중요한 단점은 평면 산란체의 경우에 거울같이 반사하는 방향으로부터 많이 벗어난 관찰 방향에서는 부정확하다는 것이다[2].

단순한 형상의 평면 균열에 대한 회절 계산에서 Kirchhoff 근사법이 광범위하게 사용되고 있지만, 체적 결합에 의한 산란문제에 적용된 경우는 거의 없었다. 참고문헌 [1]에 완만하게 볼록한 임의의 2차원 기공에 대해 유효한 적분식이 제시되어 있으며, 원주형 기공의 경우에 정적 위상법을 적용하여 고주파수에서 수행한 적분 결과가 주어져 있다.

동탄성 Kirchhoff 근사법에 의하면, 수직횡파 T가 입사할 때 펄스-에코 방식으로 수신한 (즉, Fig. 2(a)에서 $\theta=0$) 반사 횡파 T,의 원거리 산란 변위 $\vec{u}^{sc:T}$ 는 다음과 같이 표현된다[1].

$$[\vec{u}^{sc:T}]_{\theta=0} = -A \left(\frac{r}{2y}\right)^{1/2} \exp[ik_L(y-2r)] \vec{Y}^T \dots\dots\dots (1)$$

여기서 A는 입사파의 진폭, r은 기공의 반지름, y는 기공의 중심으로부터 측정점까지의 거리, k_L 는 T파의 파수를 나타낸다. \vec{Y}^T 는 측정점의 위치를 가리키는 단위 벡터인 \vec{Y} 에 수직한 횡파의 극성 단위벡터이다. 예상대로 식 (1)은 $(1/y)^{1/2}$ 에 비례하여 기공으로부터 산란되어 나가는 원주파를 나타낸다. 입사파 T와 임의의 각 θ 를 이루는 위치에서의 모드 변환된 반사 종파 L,의 원거리 산란 변위 $\vec{u}^{sc:L}$ 은 다음과 같이 주어진다.

$$\vec{u}^{sc:L} = A \left(\frac{r \sin\phi}{y \sin\theta}\right)^{1/2} \cos(\theta - p \phi) \times \exp\left[ik_L\left(y - r \frac{\sin\theta}{\sin\phi}\right)\right] R_L^T \vec{Y} \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{x \sin\theta}{1 + \chi \cos\theta} \dots\dots\dots (3)$$

$$R_L^T = \frac{x \sin 4(\theta - \phi)}{\sin 2\phi \sin 2(\theta - \phi) + x^2 \cos^2 2(\theta - \phi)} \dots\dots\dots (4)$$

여기서 k_L 은 L 파의 파수, $\kappa = c_L / c_T$, R_L^T 는 T → L, 변

위 반사계수를 나타낸다. θ 는 입사파 T와 반사파 L, 사이의 각, ϕ 는 국부적인 반사체 평면의 수직 방향과 L, 사이의 각을 나타낸다. 동일한 측정 거리에 대하여 신호비 L_r / T_r 은 식(1)과 (2)로부터 다음과 같이 구해진다[1].

$$\frac{L_r}{T_r} = \left| \frac{\vec{u}^{sc:L}(\theta \geq 0^\circ)}{\vec{u}^{sc:T}(\theta = 0^\circ)} \right| \approx \left(2 \frac{\sin\phi}{\sin\theta} \right)^{1/2} \cos(\theta - \phi) R_L^T \dots (5)$$

식 (3)으로부터 $\chi = c_L / c_T = 1.84$, $\phi = 90^\circ$ 일때 임계각 $\theta_c = 123^\circ$ 이므로 이 범위를 벗어나면 식 (5)는 더 이상 유효하지 않다. $T \rightarrow L_r$ 변위 반사계수의 크기와 L_r / T_r 진폭비의 크기를 0° 에서 θ_c 까지 개구각 θ 의 함수로 Fig. 3에 나타내었다. L_r / T_r 진폭비는 0° 에서 영의 값이며, 62° 에서 최고를 나타낸 후 다시 감소하는 경향을 보인다.

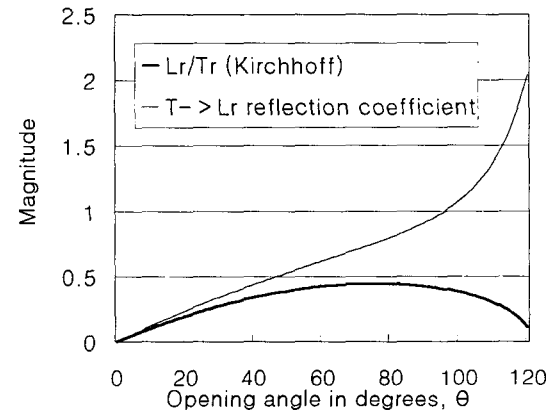


Fig. 3 T → L_r displacement reflection coefficient and L_r/T_r ratio obtained by Kirchhoff approximation for a circular void

3. 2. 반무한 균열에 대한 GTD의 적용

GTD는 광선이론(ray theory)으로서 광학에 대하여 Keller[11]가 처음으로 제안한 후에 Achenbach와 Gautesen [10]에 의하여 동탄성학으로 확장되었다. 다른 광선이론과 마찬가지로 이 이론은 고주파수(또는 단파장) 극한에서 파동전파를 묘사한다. GTD는 회절현상을 포함시키기 위하여 기하학적 광학에서의 광선이론을 확장한 것이며, 따라서 산란체 표면으로부터

의 통상적인 반사 및 굴절 광선에 추가하여 산란표면의 가장자리, 모서리, 갑작스런 모양 변화로부터 발생하는 회절광선도 고려된다.

Fig. 4는 수직횡파(T)가 곡선의 균열선단에 경사지게 입사할 때 발생하는 회절파들을 보여주고 있다. 두 개의 원뿔로 된 회절 제1차파가 생기며, 회절점에서 선단의 접선(\vec{t}) 이 각 원뿔의 축이된다. 또한 균열면에서 회절 표면파도 생긴다. 회절횡파의 원뿔의 반각은 입사파와 접선 사이의 각 α 와 같으며, 회절종파의 원뿔의 반각(γ)과 표면파의 회절각(ζ)은 Snell 법칙으로 구해진다. 즉, $V_s/\sin\alpha = V_L/\sin\gamma = V_R/\sin\zeta$, 여기서 V_s , V_L , V_R 은 각각 매질의 횡파, 종파, Rayleigh 파의 속도를 나타낸다.

광선이론에서 반사 또는 굴절된 광선의 진폭과 위상은 반사 또는 굴절계수를 통하여 입사장에 비례하게 된다. 이와 유사하게 기하학적 회절이론에서는 회절장은 '회절계수(diffraction coefficient)'를 통하여 입사장과 관련된다. 이 회절계수의 값은 실제 균열과 동일 평면상에 놓여 있으면서 그 선단이 회절점에서 곡선의 균열선단에 접선이 되도록 위치한 직선 선단의 반무한 균열에 대한 탄성파동 방정식의 정해로부터 구해진다 [10]. 특히 이 반무한 균열의 '표준문제'는 Wiener-Hopf 기법을 이용하여 정확하게 풀 수 있으며, Maue[12]가 처음으로 그 해를 구하였다. 이 해의 자세한 내용과 수치결과는 Chapman[13]에 나와 있다.

입사파가 선단의 접선과 이루는 각 α 가 90° 에 가까워질수록 원뿔은 더 펼쳐지며, $\alpha = 90^\circ$ 가 되는 수직입사의 경우에는 회절 T 파와 L 파의 원뿔은 디스크로 평평해져서 회절파의 일부가 후방산란 방향 (즉, 입사파의 방향)으로 되돌아 갈 것이다. 따라서 펄스-에코 검사에서는 선단과 부딪치는 각도가 $\alpha = 90^\circ$ 인 수직 입사파만이

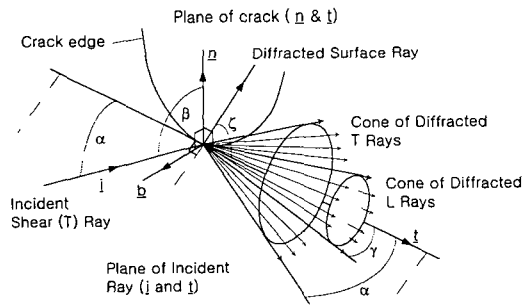


Fig. 4 Diffracted L , T and Rayleigh waves at the curved edge of a smooth flat crack when a T wave is obliquely incident [13]

관심의 대상이 된다.

본 논문에서는 균열 결함에 대한 산란 모델로서 반무한 균열을 선정하였다(Fig. 2(b)). GTD를 사용하여 균열표면으로부터 기하학적으로 반사하거나 거울같이 반사하는 방향과는 다른 방향에서 관찰한 응답을 예측한다. 균열표면으로부터의 반사가 없는 경우에는 균열 선단에서의 회절파만 관찰된다. 반무한 균열 모델은 각 균열 선단이 충분히 떨어져 있어서 독립적으로 응답하는 것으로 가정하면 일반적인 유한한 길이의 균열에 대한 적절한 모델이 될 수 있다. Fig. 2(b)에서 평면 횡파(T)가 반무한 균열에 균열면과 β 의 각을 이루면서 균열선단의 접선에 수직으로 입사하는 경우에 회절 횡파($T \rightarrow T_d$) 및 회절 종파($T \rightarrow L_d$)의 경우만 고려하면, 각 α 의 방향으로 균열 선단으로부터 y 만큼 떨어진 점에서 이들 회절파의 원거리 포텐셜은 다음과 같이 주어진다[14].

$$\Psi^{diff} = D_T^I(\alpha, \beta) \left(\frac{\lambda_T}{y}\right)^{1/2} \exp(ik_T y) \dots\dots\dots (6)$$

$$\Phi^{diff} = D_L^I(\alpha, \beta) \left(\frac{\lambda_T}{y}\right)^{1/2} \exp(ik_L y) \dots\dots\dots (7)$$

여기서 $D_T^I(\alpha, \beta)$ 와 $D_L^I(\alpha, \beta)$ 는 각각 $T \rightarrow T_d$ 및 $T \rightarrow L_d$ 회절 계수이고, $\lambda_T = 2\pi/k_T$ 는 T 파의 파장이다. 대칭성을 고려하면 $0 \leq \beta \leq \pi$ 범위로 충분하고, 펄스-에코 방식일 때 $T \rightarrow T_d$ 의 $\alpha = \beta$ 가 된다. 피치-캐치(pitch-catch) 방식에서는 $T \rightarrow L_d$ 와 $T \rightarrow T_d$ 의 $\alpha = \beta + \theta$ (단, $\beta + \theta \leq \pi$), 또는 $\alpha = 2\pi - \beta - \theta$ (단, $\beta + \theta \geq \pi$)가 된다. 펄스-에코 방식에서 $D_T^I(\alpha, \beta)$ 는 다음과 같이 표현된다 [1, 14].

$$D_T^I(\beta, \beta) = \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \times \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}\beta\right) [k_T \cos^2 2\beta + 8\cos^2\left(\frac{1}{2}\beta\right) \cos^2 \beta (k_L - k_T \cos \beta)]}{k_T^{-3} 4\pi(k_T^2 - k_L^2) \cos \beta (k_0 - k_T \cos \beta)^2 [K^* (-k_T \cos \beta)]^2} \dots\dots\dots (8)$$

피치-캐치 방식에서 $D_L^I(\alpha, \beta)$ 와 $D_T^I(\alpha, \beta)$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$D_L^I(\alpha, \beta) = \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \left(\frac{k_T}{k_L}\right)^{1/2} \times \frac{k_T^2 \sin\left(\frac{1}{2}\beta\right) [\pm A - B] \frac{1}{C}}{4\pi(k_T^2 - k_L^2)(k_L \cos \alpha + k_T \cos \beta)} \dots\dots\dots (9)$$

$$D_I^T(\alpha, \beta) = \exp\left(\frac{i\pi}{4}\right) \frac{k_T^3 \sin\left(\frac{1}{2}\beta\right) [D \pm E] \frac{1}{F}}{2\pi(k_T^2 - k_L^2)(\cos\alpha + \cos\beta)} \dots\dots (10)$$

식 (8)~(10)에서 A, B, C, D, E, F, K*(γ)는 다음과 같으며 k₀는 Rayleigh 표면파의 파수를 나타낸다.

$$A = k_L^2(2k_T)^{1/2} \cos 2\beta \sin 2\alpha (k_T - k_L \cos\alpha)^{1/2}$$

$$B = (32k_L)^{1/2} \cos\left(\frac{1}{2}\beta\right) \cos\beta \sin\left(\frac{1}{2}\alpha\right) (2k_L^2 \cos^2\alpha - k_T^2) \times (k_L - k_T \cos\beta)^{1/2}$$

$$C = (k_0 - k_L \cos\alpha) (k_0 - k_T \cos\beta) K^*(-k_L \cos\alpha) \times K^*(-k_T \cos\beta)$$

$$D = k_T \cos 2\beta \cos 2\alpha \sin\left(\frac{1}{2}\alpha\right)$$

$$E = 2\cos\left(\frac{1}{2}\beta\right) \cos\beta \sin 2\alpha (k_L - k_T \cos\alpha)^{1/2} \times (k_L - k_T \cos\beta)^{1/2}$$

$$F = (k_0 - k_T \cos\alpha) (k_0 - k_T \cos\beta) K^*(-k_T \cos\alpha) \times K^*(-k_T \cos\beta)$$

$$K^*(\gamma) = \exp\left\{-\frac{1}{\pi} \times \int_{k_L}^k \tan^{-1} \left[\frac{4x^2(x^2 - k_L^2)^{1/2}(k_T^2 - x^2)^{1/2}}{(2x^2 - k_T^2)^2} \right] \frac{dx}{x + \gamma} \right\}$$

식 (9), (10)에서 A, E 앞의 부호는 α가 시계방향으로 측정된 각이면 양(+), 반시계방향이면 음(-)이 된다. 평면 종파(L)가 반무한 균열 선단의 접선에 수직으로 입사할 때 회절 횡파(L → T_d) 및 회절 종파(L → L_d)에 대한 회절계수는 [14]에 나와 있다.

Fig. 5는 프와송비 v = 0.29, β = 135° 일 때 θ에 대한 D_L^T(α, β)와 D_L^I(α, β)의 값을 나타낸다. 고려한 θ범위에서 회절계수 곡선들은 모두 완만하며 유한한 값을 가진다. 또 개구각 θ가 작은 경우에 두 곡선은 비슷한 값을 보여주고 있다. 반면에 θ가 45°와 135°에서 D_L^I(α, β) 곡선은 0이며, D_L^T(α, β)은 45°에서 최소로 된 후 θ의 증가에 따라 계속 증가하게 된다. 물리적으로 θ = 45°, 135°인 널(null)의 위치는 각각 균열 표면에 수직한 방향 및 평행한 방향과 일치한다. 따라서 이러한 위치에서

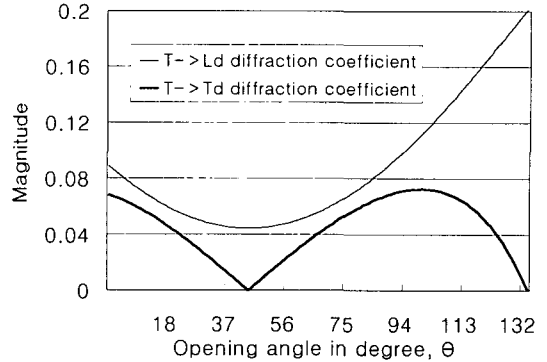


Fig. 5 Diffraction coefficients for a semi-infinite crack when T wave is incident with an incident angle β = 135°

서는 균열 탐상이 어렵게 된다.

Fig. 2(b)의 반무한 균열에 대해서 식 (8)과 (9)를 이용하여 구한 L_d/T_d의 진폭비는 다음 식으로 주어진다[1].

$$\frac{L_d}{T_d} = \left| \frac{\vec{u}^{diff,TL}(\alpha, \beta)}{\vec{u}^{diff,TT}(\beta, \beta)} \right| = \left| \frac{c_T D_L^T(\alpha, \beta)}{c_L D_T^I(\beta, \beta)} \right| \dots\dots\dots (11)$$

Fig. 6은 β = 135°일 때 균열에 대한 L_d/T_d의 값과 Kirchhoff 근사에 의해 구한 기공에 대한 L_r/T_r 값을 비교해서 보여주고 있다. 반무한 균열에 대한 L/T 진폭비는 θ = 0°에서도 0이 아닌 유한한 값을 가지며, θ의 증가에 따라 점차 감소하다가 다시 증가하는 경향으로 원주형 기공과는 다른 특성을 보인다. 한편 최소값은

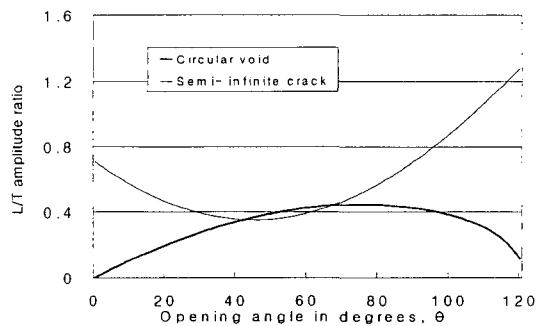


Fig. 6 Comparison of L/T amplitude ratios between a circular void and a semi-infinite crack for the incident T wave with β = 135°

45° 부근으로 균열의 길이방향과 일치한다.

4. 결합특성 평가 및 고찰

Fig. 7은 경계요소법(4)에 의한 L/T 진폭비를 고주파수 영역에서의 동탄성 근사 이론에 의한 결과와 비교한 것이다. 원주형 기공에 대한 경계요소법의 결과는 $k_r a$ 가 10인 경우로 고주파수 영역으로 간주할 수 있다. 균열의 경우, 경계요소법의 결과가 근사해보다 다소 작지만 대체로 유사한 경향을 보인다. 기공의 경우, θ_c 근처에서 Kirchhoff 근사해의 정확도가 다소 감소함을 볼 수 있다. θ 가 작거나 큰 경우에 두 종류의 결합에 대하여 L/T 진폭비가 큰 차이를 보이므로 이러한 각도에서 진폭비를 이용하면 기공과 균열 형상의 결합을 가장 잘 구분할 수 있음을 알 수 있다. 이는 체적 결합에서의 반사에 의한 산란파 특성과 균열 결합에서의 회절에 의한 특성이 다르기 때문이다.

한편 동일한 입사파의 파장에 대해 원형 기공의 크기가 더 작아지는 중간과 저주파수 영역의 경우에 대해 θ 에 따른 L/T 진폭비를 계산하여 Fig. 8에 나타내었으며, 무차원수 $k_r a$ 가 1과 0.1인 경우를 고려하였다. $k_r a$ 값이 낮을수록 기공에 의한 산란파의 절대값은 물론 L/T 진폭비가 작아진다. 진폭비가 최대가 되는 θ 값이 조금씩 변화하지만 전체적으로 유사한 경향을 보이며, Fig. 7의 균열의 경우와 비교할 때 $k_r a$ 의 값에 관계없이 모두 상반된 경향을 보인다. 이는 입사파의 파장에 비해 크기가 작은 기공에 의한 산란 응답도 균열

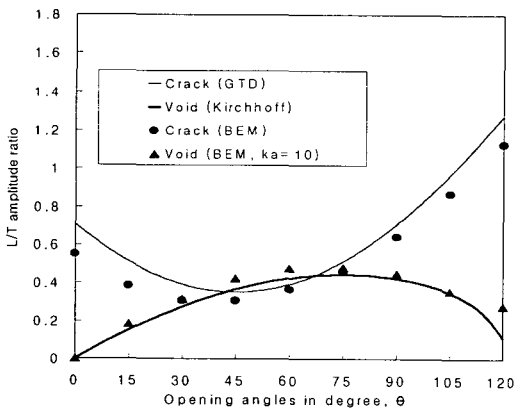


Fig. 7 Comparison of the L/T amplitude ratios between approximate elastodynamic theories and boundary element analysis

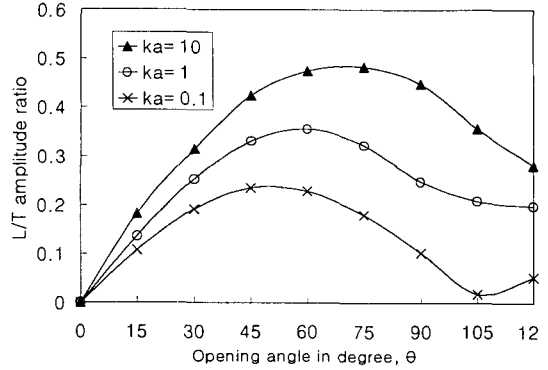


Fig. 8 L/T amplitude ratios for a circular void with various values of $k_r a$

에 의한 회절 응답과는 구분될 수 있으며, 실제 실험에서 충분한 신호 대 잡음비가 유지된다면 θ 가 크거나 작은 방향에서 L/T 진폭비를 측정하면 체적 형상과 균열 형상의 결합을 구분할 수 있음을 의미한다.

5. 결 론

정량적 초음파 비파괴평가를 위한 시스템 모델링의 여러 가지 요소중 본 논문에서는 결합에 의한 산란장을 계산하기 위한 고주파수 근사 해석 이론을 소개하였다. 고려한 모델 결합은 2차원 원주형 기공과 반무한 균열이며, 동탄성 Kirchhoff 이론과 기하학적 회절이론이 각각 적용되었다. 횡파 초음파가 체적형 결합이나 균열형 결합과 만날 때, 산란현상에 의하여 여러 가지 종류의 파가 발생하지만 여기서는 시간적으로 제일 먼저 수신 탐촉자에 도달하는 파를 고려하였다. 기공의 경우 반사 횡파에 대한 모드 변환된 반사 종파의 진폭비를, 균열의 경우 선단에서의 회절 횡파에 대한 회절 종파의 진폭비를 각각 반사계수와 회절계수의 함수로 구하고 측정위치의 방향별로 그 결과를 도시하였다. 기공과 균열에 대한 이들 진폭비의 크기가 방향에 따라 서로 다르기 때문에 이러한 성질로부터 이 두 결합의 형태를 구분할 수 있음을 관찰하였다. 고주파수 근사 해석 결과를 경계요소법의 결과와 비교하여 두 방법이 비교적 정확한 결과를 제공함을 확인하였다.

후 기

본 논문은 1998년도 학술진흥재단의 국제협력공동연구에 의해 지원되었으며 이에 관계자 여러분께 감사드

립니다.

참고문헌

- [1] C. P. Chiou and L. W. Schmerr, "Quasi Pulse-Echo Ultrasonic Technique For Flaw Classification", *Ultrasonics* Vol. 29, pp. 471-481, (1991)
- [2] J. M. Coffey and R. K. Chapman, "Application of Elastic Scattering Theory for Smooth Flat Cracks to the Quantitative Prediction of Ultrasonic Defect Detection and Sizing", *Nuclear Energy*, Vol. 22, pp. 319-333, (1983)
- [3] J. E. Gubernatis, E. Domany, J. A. Krumhansl and M. Huberman, "The Born Approximation in the Theory of the Scattering of Elastic Waves by Flaws", *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, pp. 1215-1223, (1977)
- [4] 김진호, 정현조, "초음파 빔 모델과 경계요소법을 이용한 결함평가", 한국비파괴검사학회 추계학술 발표회 논문집, 1999. 11. 26, 서울, pp. 40-50, (1999)
- [5] C. C. Mow and L. J. Mente, "Dynamic Stresses and Displacements Around Cylindrical Discontinuity Due to Plane Harmonic Shear Waves", *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 30, pp. 598-604, (1963)
- [6] M. L. Baron and A. T. Matthews, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 29, pp. 205-207, (1962)
- [7] R. M. White, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 30, pp. 771-785, (1958)
- [8] N. P. Aleshin, and L. Yu Mogil'ner, *Sov. J. NDT*, Vol. 18, pp. 939-949, (1982)
- [9] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 4th Ed., Pergamon Press, Oxford, UK, (1970)
- [10] J. D. Achenbach, A. K. Gautesen and H. McMaken, *Ray Methods for Waves in Elastic Solids*, Pitman, Boston, (1982)
- [11] J. B. Keller, "Diffraction by an Aperture", *J. Appl. Phys.*, Vol. 28, pp. 426-444, (1957)
- [12] A. W. Maue, "Die Beugung elastischer Wellen an der Halbebene", *Z. Angew. Math. Mech.*, Vol. 33, pp. 1-10, (1953)
- [13] R. K. Chapman, "Ultrasonic Reflection from Smooth Flat Cracks: Exact Solution for the Semi-Infinite Crack", *CEGB Report NW/SSD/RR/145/81*, (1981)
- [14] J. A. Ogilvy and J. A. G. Temple, "Diffraction of Elastic Waves by Cracks: Application to Time-of-Flight Inspection", *Ultrasonics*, Vol. 21, pp. 259-269, (1983)