

二探触子法によるクラックの長さや傾きの推定

山田真幸¹・北原道弘²

¹正会員 工博 東北大学助手 大学院工学研究科土木工学専攻 (〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)
E-mail:myamada@civil.tohoku.ac.jp

²正会員 工博 東北大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻 (〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)
E-mail:kitahara@civil.tohoku.ac.jp

構造部材中に、ある長さや傾きを持って存在するクラックに超音波を送信し、クラックによる散乱波を受信する。受信した後方散乱波の周波数スペクトルに生じる周期性をクラックによる散乱波動場の積分表現から導き、クラック長さや傾きの推定式を導出する。本論文では一つの探触子を部材表面に垂直に配置し、もう一つの探触子を任意の角度に設定できるように配置し、これらを組み合わせて使用することにより長さや傾きが同時に推定可能であることを示す。最後に人工欠陥を有する供試体を作製して散乱振幅計測を実行し、導出した推定式のパフォーマンスを確認する。その結果、クラックが水平に存在している場合を含め、推定されたクラック長さや傾きは実際と良く一致した。

Key Words : ultrasonics, crack length, crack inclination, pitch-catch method, pulse-echo method

1. はじめに

超音波スキャンニングや力学的先見情報を基に構造部材内のある位置にクラックが存在していることが判明しているとき、このクラックの大きさや傾きをなるべく簡単かつ高精度に推定する問題は、今までに数多くの研究がなされてきたにも拘わらず、クラック面が部材表面に対して垂直あるいは平行に位置している場合を除き、今なお課題が残されている定量化問題の一つである。クラックを含む欠陥のサイジングに関する各種手法とその得失については、Tittmann¹⁾、Rose²⁾、Achenbach³⁾、および Rehbein 等⁴⁾ による論文に詳述されている。

クラックの特徴は端の存在にあり、クラックの大きさを正確に推定しようとする場合、このクラック端の情報を如何に有効に活用するかという点がポイントとなる。クラック端で発生する回折波に着目した時間域推定法の代表が、回折波の到達時間を利用して幾何光学的な近似関係からクラック長を推定する TOFD 法であり、Charlesworth と Temple⁵⁾ により、最新の成果を含めた手法の要約がなされている。周波数域推定法の代表として、回折波の干渉によって生じる散乱振幅の振動周期(周波数間隔)を利用したクラックサイジング法が挙げられる。散乱振幅が周期的変動特性を示すことは、固体中の平底欠陥について Gericke⁶⁾ により計測され、Adler と Whaley⁷⁾ により水中に置かれた円柱状供試体の径の計測に適用された。これらの研究は、Achenbach 等^{8)~10)} により円形及び楕円形クラックの大きさの推定法に拡張されている。また、異種材料からなる部材の界面に存在するクラックによる散乱振幅の周期特性の解析¹¹⁾ とこれを利用した界面クラック長の推定^{12),13)} も試みられている。

本研究では、界面クラック問題の解析¹²⁾ で得られた散乱振幅の周期構造を記述する関係式を基に、これを均質固体中のクラックの長さや傾きの推定式に拡張し、二つの探触子を利用した二回の計測によりクラック長さや傾きが推定可能であることを示す。以下、クラックによる散乱振幅の周期特性について要約した後、クラック長さや傾きの推定式について考える。このとき、計測上、探触子の角度を変えた二回の計測が必要となるが、一つの探触子を部材表面に垂直に配置しておき、もう一つの探触子を任意の角度に設定出来るようにしておくことにより、垂直探触子を駆動する通常のスキャンによりクラックの位置を、もう一方の探触子を含めて駆動することにより長さや傾きが推定可能となる。最後に散乱振幅計測を実行し、計測された散乱振幅の振動周期をクラック長さや傾きの推定式に適用し、推定式のパフォーマンスを確認する。

2. 散乱振幅の周期特性

散乱振幅の周期特性については、異種材料間の界面クラック問題に対して文献¹²⁾ で詳述されている。ここでは、本論文で対象とする均質固体中に存在するクラックの場合について、後の水浸超音波計測との対応を考慮し、文献¹²⁾ の結果を簡略化して再整理する。

散乱振幅の周期構造はクラックの幾何学量との関係という意味においてはクラック面の法線に対する波動の入射角と観測角にのみ依存する。このため、ここでは図-1 に示すように二次元クラックが部材表面に対して平行に位置している場合について周期構造を導出しておき、後の第3章でクラックの傾きの影響を考慮に入れることにする。図-1 は二つの探触子を利用した水浸ピッチキャッチ法の一般的計測状況を説明したものであ

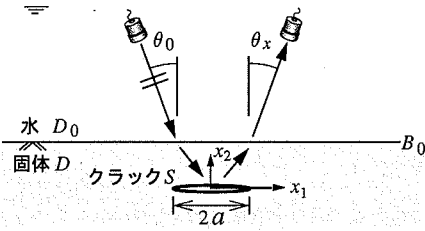


図-1 固体内に存在する長さ $2a$ のクラック

る。ここで D_0 は水、 D は固体、 S は長さ $2a$ のクラックである。また、 θ_0 は探触子から送信された水中超音波の入射角、 θ_x はクラックからの散乱波を受信する探触子の観測角である。固体中に存在するクラックの開口変位 $[u_j]$ により生じる水中の散乱圧力場 p^{sc} は、水-固体から成る 2 層問題のグリーン関数 $G_k(x, y)$ を用いて次のように積分表現できる。

$$p^{sc}(x) = \int_S \{T_{jk}^n(\partial_y) G_k(x, y)\} [u_j(y)] dS_y \quad (1)$$

ここでグリーン関数 $G_k(x, y)$ は固体 D 内の点 y に作用する k 方向の単位の振動集中力により生じる水 D_0 内の圧力であり、水と固体の境界 B_0 上の境界条件を満足する。また $T_{jk}^n(\partial_y)$ は点 y に作用する表面力作用素である。グリーン関数 $G_k(x, y)$ は無限弾性体中の基本解の平面波表現¹⁴⁾を利用して次のように表すことができる。

$$G_k(x, y) = \sum_{\alpha=L, T} \int_{-\infty}^{\infty} U_k^\alpha R^{\alpha F} e^{ik_F \zeta} \cdot x d\zeta_1 \quad (2)$$

ここで、 U_k^α は k 方向の集中力の作用点 y で生じる縦波 ($\alpha = L$) と横波 ($\alpha = T$) の振幅に対応しており、次のようになる。

$$U_k^\alpha = \frac{i}{4\pi\mu} \left(\frac{k_\alpha}{k_T}\right)^2 d_k^{\alpha\nu-1} e^{-ik_\alpha \zeta} y \quad (3)$$

$$\zeta = (\zeta_1, \nu), \quad \nu = \sqrt{1 - \zeta_1^2}, \quad \text{Im}(\nu) > 0 \quad (4)$$

$$d_k^L = \zeta_k, \quad d_k^T = (\delta_{k2} - \zeta_2 \zeta_k) / \zeta_1 \quad (5)$$

ここで δ_{k2} は Kronecker のデルタ、 ζ と d^α は各々固体中の波動の伝播方向と変位の振動方向を表す単位ベクトルである。また、式 (2) における $R^{\alpha F}$ は固体中の $\alpha (= L, T)$ 波から水中圧力波 (指標 F は水に関係した物理量であることを示す) への透過率であり、水と固体の界面上の境界条件から決定できる。さらに式 (2) の $\zeta^{\alpha F}$ は固体中の α 波が水中の圧力波にモード変換したときの水中の伝播方向を表しており、次のように書ける。

$$\zeta^{\alpha F} = (k_\alpha \zeta_1 / k_F, \nu^{\alpha F}), \quad \nu^{\alpha F} = \sqrt{1 - (k_\alpha \zeta_1 / k_F)^2} \quad (6)$$

式 (1) において観測点 x を遠方 ($k_F |x| \gg 1$) に選べば、式 (2) の積分は停留点法¹⁵⁾により近似的に実行できて、結果は次のように書ける。

$$p^{sc:far}(x) = \sum_{\alpha=L, T} \Omega_F^\alpha(k_F, \theta_x) \sqrt{\frac{2}{\pi k_F |x|}} e^{i(k_F |x| - \pi/4)} \quad (7)$$

ここで、 Ω_F^α は次のような散乱振幅である。

$$\Omega_F^\alpha(k_F, \theta_x) = \int_S \left\{ T_{jk}^n(\partial_y) \bar{D}_k^\alpha e^{-ik_\alpha \zeta} y \right\} \Big|_{\zeta_1 = k_F \hat{x}_1 / k_\alpha} \times [u_j(y)] dS_y \quad (8)$$

上式において、 $\hat{x}_1 = \sin \theta_x$ 、また \bar{D}_k^α は次のようである。

$$\bar{D}_k^\alpha(\zeta_1) = \frac{i}{4\mu} \left(\frac{k_\alpha}{k_T}\right)^2 \frac{k_F \nu^{\alpha F}}{k_\alpha \nu} R^{\alpha F} d_k^\alpha \quad (9)$$

いま、式 (8) における開口変位に次のような Kirchhoff 近似を導入する。

$$[u_j(y)] \approx f_j(\theta_\gamma) e^{ik_\gamma \sin \theta_\gamma y_1}, \quad (\gamma = L, T) \quad (10)$$

ここで、 θ_γ と k_γ は固体中のクラックに対する入射波の入射角と波数であり、 $f_j(\theta_\gamma)$ は入射波が与えられれば決まる量である。式 (10) を式 (8) に代入して、クラック面上で積分を実行すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \Omega_F^\alpha(k_F, \theta_x) &\approx \int_S \left\{ T_{jk}^n(\partial_y) \bar{D}_k^\alpha e^{-ik_\alpha \zeta} y \right\} \Big|_{\zeta_1 = k_F \hat{x}_1 / k_\alpha} \\ &\times f_j(\theta_\gamma) e^{ik_\gamma \sin \theta_\gamma y_1} dS_y \\ &\propto k_\alpha \int_{-a}^a e^{i(k_\gamma \sin \theta_\gamma - k_F \sin \theta_x) y_1} dy_1 \\ &= 2ak_\alpha \frac{\sin\{(k_\gamma \sin \theta_\gamma - k_F \sin \theta_x)a\}}{(k_\gamma \sin \theta_\gamma - k_F \sin \theta_x)a} \quad (11) \end{aligned}$$

上式 (11) より、遠方の水中圧力場の散乱振幅 Ω_F^α は、 $k_\gamma \sin \theta_\gamma = k_F \sin \theta_x$ の場合を除き、固定したセンサー角度に対し、周波数について周期的な振動現象を示すことがわかる。振動の極小値あるいは極大値は次の条件が満たされる毎に表れる。

$$(k_\gamma \sin \theta_\gamma - k_F \sin \theta_x)a = n\pi, \quad (\gamma = L, T) \quad (12)$$

水と固体界面における位相の適合条件から、入射波側の入射角と波数について関係 $k_\gamma \sin \theta_\gamma = k_F \sin \theta_0$ が成立する。この条件を式 (12) に用いて、周期条件を水中の物理量で表現すると次のようになる。

$$ak_F(\sin \theta_0 - \sin \theta_x) = n\pi \quad (13)$$

逆に、散乱波を観測する側の観測角と波数に関する位相の適合条件 $k_F \sin \theta_x = k_\alpha \sin \theta_\alpha$ ($\alpha = L, T$ は固体中の散乱波の波動モード) を用いて周期条件を固体中の物理量により表現すると次のようになる。

$$a(k_\gamma \sin \theta_\gamma - k_\alpha \sin \theta_\alpha) = n\pi, \quad (\gamma, \alpha = L, T) \quad (14)$$

3. クラック長と傾きの推定式

クラックが固体表面に対して平行に存在している場合について、散乱振幅の周期特性を記述する関係式が式 (13) あるいは式 (14) のように求まった。クラックが

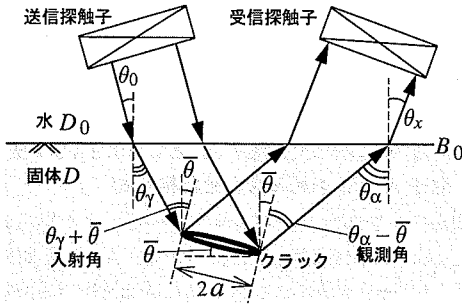


図-2 長さ $2a$ のクラックの傾き $\bar{\theta}$ と幾何的關係

水平であることが既知であり、このクラック長だけを問題とする場合には固体内の波動モードに依存しない水中の物理量で表現された関係式(13)が便利であるが、固体内に存在するクラックの長さや傾きが共に問題となり、これらの関係を具体的に考える必要がある場合には固体内の物理量で記述された式(14)が適している。ここでは関係式(14)を基に、この関係式をクラックが固体表面に対して傾いて存在している場合に拡張する。散乱振幅周期の関係式(14)を散乱振幅の各極小値間の周波数間隔 Δf について書き直すと次のようになる。

$$\Delta f = \frac{1}{2a \left[\frac{\sin \theta_\gamma}{c_T} - \frac{\sin \theta_\alpha}{c_\alpha} \right]} \quad (15)$$

いま、図-2に示すように、長さ $2a$ のクラックが固体表面に対して角度 $\bar{\theta}$ だけ傾いて存在している場合を考える。このときクラックに対する固体内の入射角は $\theta_\gamma + \bar{\theta}$ 、固体内の観測角は $\theta_\alpha - \bar{\theta}$ となることに注意すれば、式(15)は現問題に対し次のように書き換えられる。

$$\Delta f = \frac{1}{2a \left[\frac{\sin(\theta_\gamma + \bar{\theta})}{c_T} - \frac{\sin(\theta_\alpha - \bar{\theta})}{c_\alpha} \right]} \quad (16)$$

上式(16)において、水中の入射角と観測角を決めれば、スネル則(水と固体界面上の位相の適合条件)に従って固体内の入射角 θ_γ と観測角 θ_α は決まる。また、固体内の縦波と横波の波速も既知である。超音波計測により、散乱振幅の各極小値間の周波数間隔 Δf が計測できれば、式(16)中の未知量はクラックの長さ $2a$ と傾き $\bar{\theta}$ の二つとなる。探触子の角度を変えた二回の計測を行い、一回目の計測に対して周波数間隔 Δf が、角度を変えた二回目の計測に対して $\Delta f'$ が計測されたとすると、二つの未知パラメータ $2a$ と $\bar{\theta}$ に対して二つの関係式を得る。この二つの関係式を解くことにより、クラック長 $2a$ と傾き $\bar{\theta}$ の推定式を得る。以下、実際の超音波計測との対応を考慮して、クラック長と傾きの推定式を導出する。

(1) パルスエコー法とピッチキャッチ法を組み合わせた二回の計測法

計測対象とするクラックに対し、探触子の角度を変

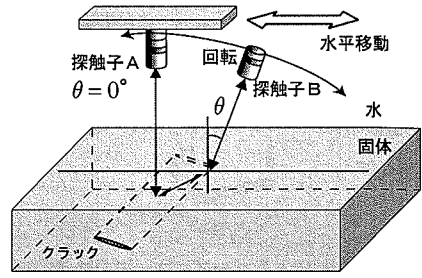


図-3 二つの探触子 A, B の配置

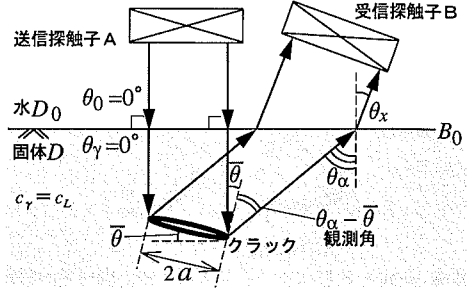


図-4 ピッチキャッチ法における幾何学的関係

えた二回の計測には様々な方法が考えられる。ここでは、図-3に示す探触子の配置について考える。探触子 A は固体表面に対して垂直に、探触子 B は固体表面に対してある角度 θ 傾いて配置されている。この探触子の配置では、探触子 A によるパルスエコー法、探触子 B によるパルスエコー法、探触子 A と B によるピッチキャッチ法による 3 種類の計測それぞれにおいて散乱振幅の各極小値間の周波数間隔 Δf の測定が可能であり、これらのうち二つの周波数間隔を組み合わせることにより、クラック長と傾きの推定式を導出できる。この探触子配置の一つの利点は、探触子 A を駆動したパルスエコー法で被探傷物表面を走査することにより、通常の探傷と同様にクラックの検出を行うことができ、クラックが検出されたとき、探触子 A と探触子 B を組み合わせた二つの周波数間隔の計測によりクラック長と傾きの推定が可能となる点である。

この方法の特殊ケースとして、角度を変えた二回の計測を共にパルスエコー法で行う場合に、探触子 B の固体表面に対する角度 θ を 2 種類設定して二回の計測とすることも可能である。

(2) 散乱振幅の極小値間の周波数間隔

ここでは、まずピッチキャッチ法とパルスエコー法で計測される散乱振幅の極小値間の周波数間隔についてまとめる。

a) ピッチキャッチ法で計測される周波数間隔

図-4に示すように、固体表面に垂直な探触子 A を送信探触子、傾いて配置された探触子 B を受信探触子とするピッチキャッチ法による散乱振幅の周期について考

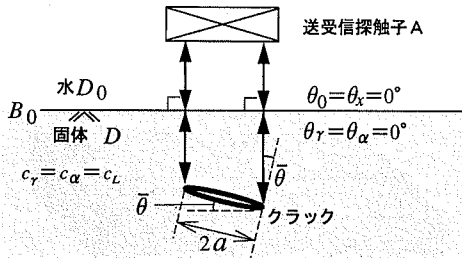


図-5 探触子 A によるパルスエコー法の幾何学的関係

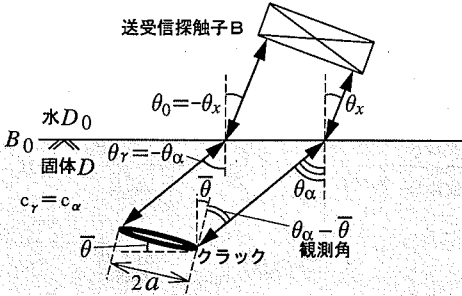


図-6 探触子 B によるパルスエコー法の幾何学的関係

える。この場合、ピッチキャッチ法における散乱振幅周期の各極小値間の周波数間隔を記述した一般式 (16) において、固体内の入射波の入射角を $\theta_\gamma = 0^\circ$ 、固体内入射波の波速を縦波の波速 $c_\gamma = c_L$ と置くことにより、散乱振幅の周波数間隔は次のように書ける。

$$\Delta f = \frac{1}{2a \left[\frac{\sin \bar{\theta}}{c_L} - \frac{\sin(\theta_\alpha - \bar{\theta})}{c_\alpha} \right]} \quad (17)$$

上式をクラック長 $2a$ について書き直すと次のようになる。

$$2a = \frac{1}{\Delta f \left[\frac{\sin \bar{\theta}}{c_L} - \frac{\sin(\theta_\alpha - \bar{\theta})}{c_\alpha} \right]} \quad (18)$$

b) パルスエコー法で計測される周波数間隔

図-5 に示すように、探触子 A だけを駆動したパルスエコー法による散乱振幅の周波数間隔は、式 (17) において観測角を $\theta_\alpha = 0^\circ$ 、散乱波の波速を縦波波速 $c_\alpha = c_L$ と置くことにより、次のように得られる。

$$\Delta f = \frac{c_L}{4a \sin \bar{\theta}} \quad (19)$$

この場合のクラック長の表現は次のようになる。

$$2a = \frac{c_L}{2\Delta f \sin \bar{\theta}} \quad (20)$$

また、図-6 に示すように、探触子 B だけを駆動したパルスエコー法の場合、散乱振幅の周波数間隔は、一般式 (16) において $\theta_\gamma = -\theta_\alpha$ (マイナスは図-2 の入射角の定義より)、 $c_\gamma = c_\alpha$ と置けばよく、次のようになる。

$$\Delta f = \frac{c_\alpha}{4a \sin(\bar{\theta} - \theta_\alpha)} \quad (21)$$

上式をクラック長 $2a$ について書き直すと次のようになる。

$$2a = \frac{c_\alpha}{2\Delta f \sin(\bar{\theta} - \theta_\alpha)} \quad (22)$$

(3) クラック長と傾きの推定式

ピッチキャッチ法とパルスエコー法に対して先に求めた Δf を組み合わせることにより、クラックの傾き $\bar{\theta}$ と長さ $2a$ の推定式の組を導出する。

a) パルスエコー法 (探触子 A) とピッチキャッチ法 (探触子 A, B) を組み合わせた推定式

探触子 A を駆動したパルスエコー法により得られた散乱振幅の周波数間隔を Δf 、探触子 A, B を駆動したピッチキャッチ法により得られた散乱振幅の周波数間隔を $\Delta f'$ とすると、クラック長は同じであるから、式 (19) と式 (17) (または式 (20) と式 (18)) より以下の関係を得る。

$$2\Delta f \frac{\sin \bar{\theta}}{c_L} = \Delta f' \left[\frac{\sin \bar{\theta}}{c_L} - \frac{\sin(\theta_\alpha - \bar{\theta})}{c_\alpha} \right] \quad (23)$$

上式 (23) から、クラックの傾き $\bar{\theta}$ の推定式が次のように得られる。

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left[\frac{-\Delta f' \sin \theta_\alpha}{\frac{2\Delta f}{c_L} - \frac{\Delta f'}{c_L} - \frac{\Delta f' \cos \theta_\alpha}{c_\alpha}} \right] \quad (24)$$

上式 (24) を用いてクラックの傾き $\bar{\theta}$ を決定すれば、クラック長 $2a$ は式 (20) あるいは式 (18) に $\bar{\theta}$ を代入することにより求まる。

ここでは 1 つの計測を探触子 A によるパルスエコー法としたが、探触子 B によるパルスエコー法も可能であり、導出されるクラックの傾きの推定式のみを示すと以下のようなになる。

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left[\frac{\frac{2\Delta f \sin \theta_\alpha}{c_\alpha} - \frac{\Delta f' \sin \theta_\alpha}{c_\alpha}}{\frac{2\Delta f \cos \theta_\alpha}{c_\alpha} - \frac{\Delta f'}{c_L} - \frac{\Delta f' \cos \theta_\alpha}{c_\alpha}} \right] \quad (25)$$

得られた $\bar{\theta}$ を式 (22) あるいは式 (18) に代入することによりクラック長 $2a$ を得る。

b) パルスエコー法 (探触子 A) とパルスエコー法 (探触子 B) を組み合わせた推定式

探触子 A を駆動したパルスエコー法により得られた散乱振幅の周波数間隔を Δf 、探触子 B を駆動したパルスエコー法により得られた散乱振幅の周波数間隔を $\Delta f'$ とすると、式 (19) と式 (21) より以下の関係を得る。

$$\Delta f \frac{\sin \bar{\theta}}{c_L} = \Delta f' \frac{\sin(\bar{\theta} - \theta_\alpha)}{c_\alpha} \quad (26)$$

上式 (26) より、クラックの傾き $\bar{\theta}$ の推定式が次のように得られる。

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left[\frac{-\Delta f' \sin \theta_\alpha}{\frac{\Delta f}{c_L} - \frac{\Delta f' \cos \theta_\alpha}{c_\alpha}} \right] \quad (27)$$

上式 (27) を用いてクラックの傾き $\bar{\theta}$ を決定すれば、クラック長 $2a$ は式 (20) あるいは式 (22) より求まる。

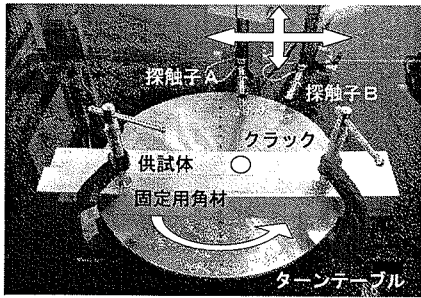


図-7 計測装置および供試体セットアップ

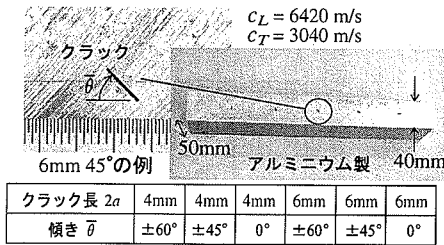


図-8 アルミニウム製供試体

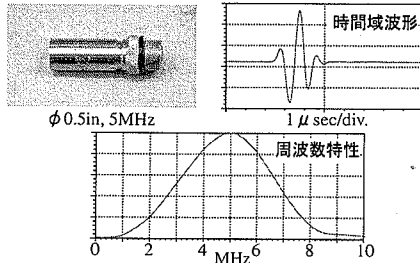


図-9 使用した探触子とその周波数特性

4. クラック長と傾きの推定結果

部材表面に対して傾いて存在するクラックについて、実際に超音波計測を行うことにより散乱振幅の周期性を確認し、二回の計測から得た極小値間の周波数間隔を先に導出したクラックの傾きと長さの推定式に適用して、推定式が計測上機能することを確認する。

(1) 計測概要

図-7に示すPC制御によるターンテーブル付き走査治具を用いて、水中における探触子と供試体の幾何的位置関係を操作した。

供試体は図-8に示すように厚さ40mm、奥行き50mmのアルミニウム製の角棒であり、中央に長さ4mmと6mm、傾き $\pm 45^\circ$ 、 $\pm 60^\circ$ 、 0° のスリットを放電加工により奥行き方向に貫通させてある。スリットの幅は実測で0.5mm弱である。以下ではこのスリットを便宜的にクラックと呼ぶこととする。ここでクラックの傾き $\bar{\theta}$ を $-90^\circ \leq \bar{\theta} < 90^\circ$ とし、その定義は超音波計測の一般状況の説明した図-2に従う。用いる探触子の超音波ビーム径はクラック長さより大きい必要がある。また

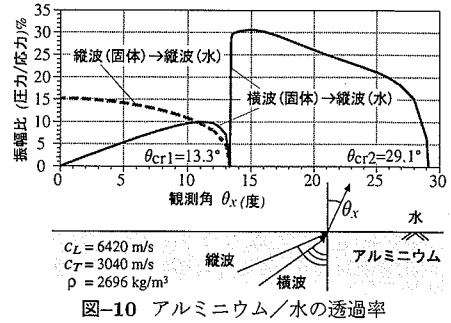


図-10 アルミニウム/水の透過率

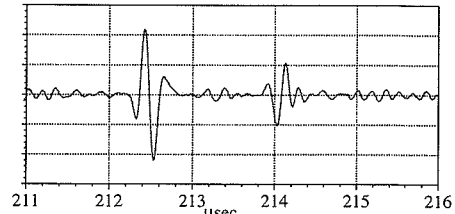


図-11 長さ6mm、傾き60°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た散乱波形

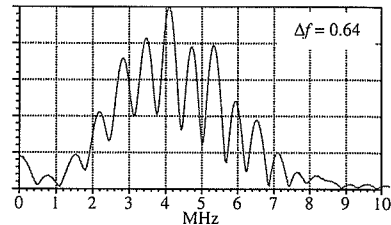


図-12 長さ6mm、傾き60°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た周波数特性

周波数特性は広帯域であることが望ましいことから、ここでは図-9に示したSONIX社製の直径0.5インチ、中心周波数5MHzの非収束型水浸探触子を用い、パルサー・レシーバーにより探触子の駆動と散乱波の受信を行った。受信した波形はデジタルオシロスコープに取り込み、探触子とクラックとの位置関係と受信波のフライトタイムにより固体中の伝播モードを確認の上、PC上で散乱振幅の極小値間の周波数間隔 Δf を求めた。

(2) パルスエコー法(探触子A)とピッチキャッチ法(探触子A, B)の組合せによる推定結果

ここでは、パルスエコー法とピッチキャッチ法の組合せにより得られた2つの散乱振幅の周期特性から、クラックの傾きの推定式(24)とクラック長の推定式(20)が有効に機能することを確認する。この場合の探触子とクラックの位置関係は図-4に示されている。

計測では2つの探触子を用い、水中の観測角は探触子Aでは $\theta_x = 0^\circ$ 、探触子Bでは $\theta_x = 20^\circ$ として供試体中のクラックに向けて設置した。また探触子AとBとの相対位置は固定されており走査治具により一体で移動する。アルミニウム中の波動の水中への透過率¹⁶⁾を計算した結果を図-10に示すが、 $\theta_0 = 0^\circ$ 、 $\theta_x = 20^\circ$ のピッ

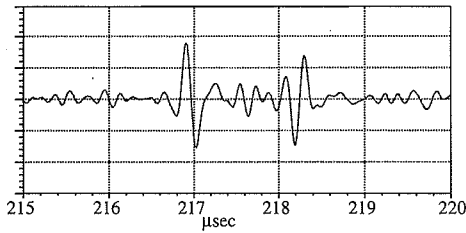


図-13 長さ6mm, 傾き60°のクラックよりピッチキャッチ法(入射角=0°, 観測角=20°)で得た散乱波形

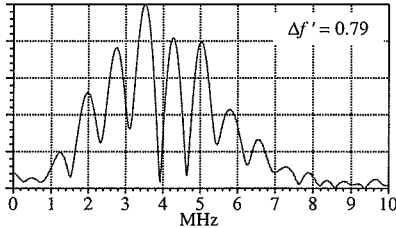


図-14 長さ6mm, 傾き60°のクラックよりピッチキャッチ法(入射角=0°, 観測角=20°)で得た周波数特性

ピッチキャッチ法としたときにはクラックで散乱された波動のうち、横波で伝播したもののみが探触子Bにより観測されることがわかる。このことは探触子とクラックとの位置関係と受信波のフライトタイムからも確認した。

探触子Aによるパルスエコー法で $2a=6\text{mm}$, $\bar{\theta}=60^\circ$ のクラックから得られた時間波形例を図-11に、その周波数特性を図-12に示す。また図-11を得た供試体と探触子との位置関係を保ったまま、計測方法をピッチキャッチ法(探触子Aで送信, Bで受信)として得られたクラックからの時間波形例を図-13に、その周波数特性を図-14に示す。観測された散乱振幅の極小値間の周波数間隔 Δf と $\Delta f'$ は各々図-12, 図-14内に示す。これらの周波数間隔は探触子の有効周波数帯域(図-9より2-8MHz間の約6MHzの帯域とした)における平均値を採用している。これら Δf と $\Delta f'$ を式(24)に代入しクラックの傾き $\bar{\theta}$ を求め、この $\bar{\theta}$ を式(20)に代入しクラック長 $2a$ を求めた。その結果 $\bar{\theta}=59.2^\circ$, $2a=5.88\text{mm}$ と推定され、実際の値と良く一致した。

クラックが負の傾きをもつ場合の例として $2a=4\text{mm}$, $\bar{\theta}=-45^\circ$ のクラックの計測結果を図-15~18に示す。得られた周波数特性から Δf および $\Delta f'$ を求めた結果を同様に図-16, 図-18内に示した。 Δf と $\Delta f'$ を用いて式(24)と式(20)によりクラックの傾きと長さを求めた結果、 $\bar{\theta}=-44.9^\circ$, $2a=|-4.04|=4.04\text{mm}$ と推定された。ここでクラック長は常に正の値であるのでクラック長を算定する際に式(20)の右辺を絶対値で評価している。

他の供試体を加えた推定結果を表-1に示す。すべてのクラックについて、傾き、長さ共に実際の値と良く一致していることがわかる。表-1において、 $\bar{\theta}=45^\circ$ のクラックでは固体内の横波の観測角は $\theta_T=44.6^\circ$ となり、探触子Bの観測方向が固体内でクラック面と垂直に近

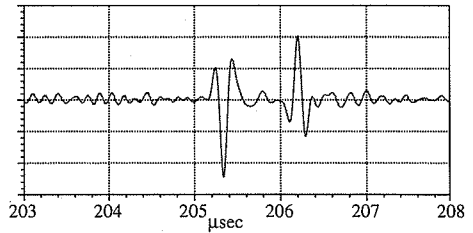


図-15 長さ4mm, 傾き-45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た散乱波形

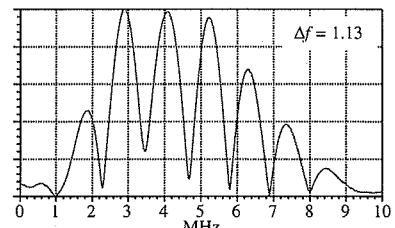


図-16 長さ4mm, 傾き-45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た周波数特性

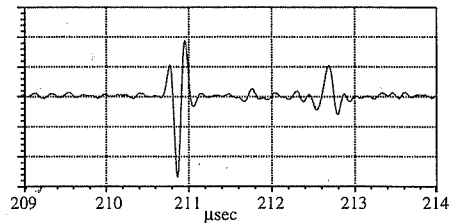


図-17 長さ4mm, 傾き-45°のクラックよりピッチキャッチ法(入射角=0°, 観測角=20°)で得た散乱波形

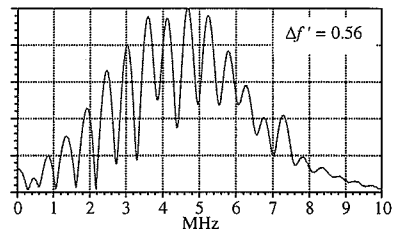


図-18 長さ4mm, 傾き-45°のクラックよりピッチキャッチ法(入射角=0°, 観測角=20°)で得た周波数特性

表-1 クラックの傾き $\bar{\theta}$ と長さ $2a$ の推定結果(パルスエコー法とピッチキャッチ法($\theta_s=20^\circ$)の組合せ)

$2a[\text{mm}]$	$\bar{\theta}[\text{度}]$	$\Delta f[\text{MHz}]$ (パルスエコー法)	$\Delta f'[\text{MHz}]$ (ピッチキャッチ法)	推定された $2a[\text{mm}]$	推定された $\bar{\theta}[\text{度}]$
4	60	0.95	1.21	4.01	57.7
4	45	1.13	1.57*	4.01	45.3
4	-45	1.13	0.56	4.04	-44.9
4	-60	0.93	0.53	4.14	-57.1
6	60	0.64	0.79	5.88	59.2
6	45	0.75	1.02*	5.90	46.2
6	-45	0.75	0.37	6.32	-42.6
6	-60	0.60	0.36	6.16	-60.2

* 探触子Bで観測角を17°として $\Delta f'$ を計測した

い方向となる。このため散乱振幅の周期性の計測が困難となったことから、水中の観測角 θ_s を20°から少し変化させて17°として計測を行った。

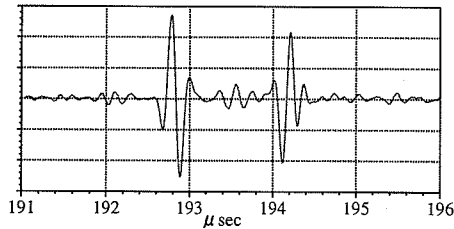


図-19 長さ6mm, 傾き45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た散乱波形

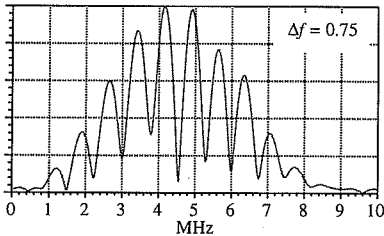


図-20 長さ6mm, 傾き45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=0°)で得た周波数特性

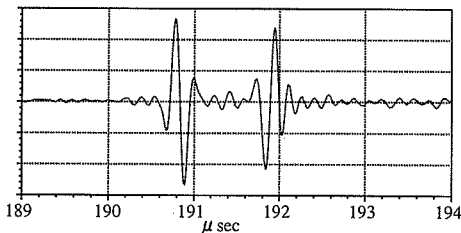


図-21 長さ6mm, 傾き45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=3°)で得た散乱波形

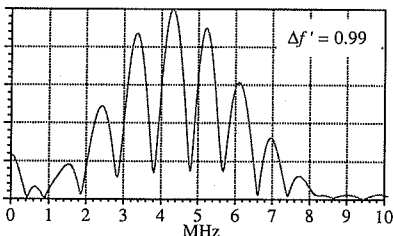


図-22 長さ6mm, 傾き45°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=3°)で得た周波数特性

表-2 クラックの傾き $\bar{\theta}$ と長さ $2a$ の推定結果(二回のパルスエコー法の組合せによる)

$2a$ [mm]	$\bar{\theta}$ [度]	Δf [MHz] (パルスエコー-0°)	$\Delta f'$ [MHz] (パルスエコー-3°)	推定された $2a$ [mm]	推定された $\bar{\theta}$ [度]
4	60	0.95	1.09	3.77	64.3
4	45	1.13	1.48	3.91	46.7
4	-45	1.13	0.95	3.85	-47.9
4	-60	0.93	0.85	3.89	-63.3
6	60	0.64	0.73	5.54	65.7
6	45	0.75	0.99	5.85	46.8
6	-45	0.75	0.64	5.67	-48.8
6	-60	0.60	0.56	5.82	-66.7

(3) パルスエコー法(探触子A)とパルスエコー法(探触子B)の組合せによる推定結果

次に二回のパルスエコー法を組み合わせ得たクラックの傾きの推定式(27)とクラック長の推定式(20)(あ

るいは式(22))が計測上機能することを確かめる。

ここでは、探触子Bの水中における観測角を $\theta_a=3^\circ$ と選んだ。このとき図-10より探触子Bのパルスエコー法で観測される固体内の波動モードは縦波が卓越しており、固体内の縦波の観測角は $\theta_L=13.12^\circ$ である。

例として $2a=6\text{mm}$, $\bar{\theta}=45^\circ$ の場合の計測波形例を示す。図-19, 20は探触子Aによる計測波形とその周波数特性, 図-21, 22は探触子Bによる計測波形とその周波数特性である。図-20と図-22の結果より Δf と $\Delta f'$ を求め, 式(27)からクラックの傾きを, 式(20)からクラックの長さを求めた結果, $\bar{\theta}=46.8^\circ$, $2a=5.85\text{mm}$ と推定された。その他の供試体を加えた推定結果をまとめたものが表-2である。ここでもすべてのクラックについて, 推定値が実際のクラック長および傾きを良く表しているといえる。

最後に特殊ケースとして水平に存在するクラックの場合について考える。この場合探触子Aがクラックに対して垂直に配置されることになるため, 散乱振幅の周期特性の計測ができない。そこで探触子Bによる観測角を変えた二回のパルスエコー法により推定を行うこととする。ただしこの場合, 何らかの方法によりクラックが水平であることがわかっているならば, 1回の計測によりクラックの長さを推定することが可能である。

探触子Bが探傷対象に対し, 固体内の観測角で表示して θ_{a0} , θ_a を有する時, 二回のパルスエコー法によるクラックの傾きの推定式(27)の導出過程と同様の手順により, 以下の推定式を得る。

$$\bar{\theta} = \tan^{-1} \left[\frac{\frac{\Delta f \sin \theta_{a0}}{c_{a0}} - \frac{\Delta f' \sin \theta_a}{c_a}}{\frac{\Delta f \cos \theta_{a0}}{c_{a0}} - \frac{\Delta f' \cos \theta_a}{c_a}} \right] \quad (28)$$

二回のパルスエコー法の入射・観測角は, クラックか

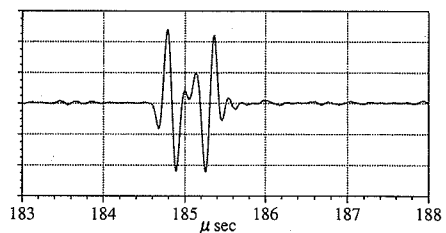


図-23 長さ4mm, 傾き0°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=5°)で得た散乱波形

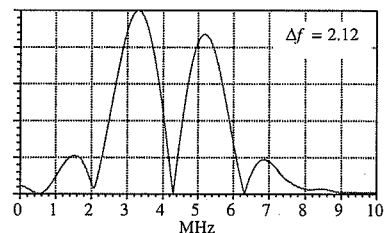


図-24 長さ4mm, 傾き0°のクラックよりパルスエコー法(入射・観測角=5°)で得た周波数特性

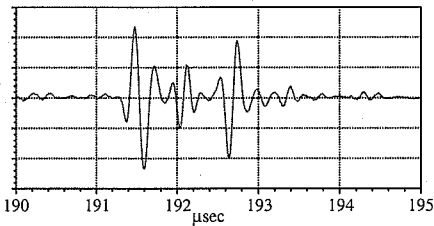


図-25 長さ4mm, 傾き0°のクラックよりパルスエコー法 (入射・観測角 = 8°) で得た散乱波形

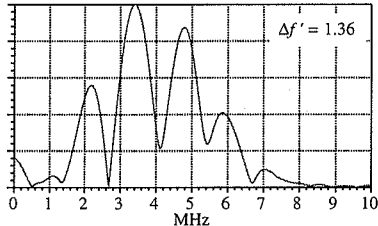


図-26 長さ4mm, 傾き0°のクラックよりパルスエコー法 (入射・観測角 = 8°) で得た周波数特性

表-3 クラックの傾き θ と長さ $2a$ の推定結果 (水平にクラックが存在するケース)

$2a$ [mm]	θ [度]	Δf [MHz]	$\Delta f'$ [MHz]	推定された $2a$ [mm]	推定された θ [度]
4	0	2.12	1.36	3.80	-1.3
6	0	1.41	0.85	6.58	2.0

らの縦波の波形を観察しながら入射・観測角を増やして行き、2つの波形が観察できた5°および8°とした。得られた計測波形と周波数特性の例を図-23~26に示す。

これらの散乱振幅をもとに、式(28)と式(22)からクラックの傾きと長さの推定を行った結果を表-3に示す。推定された角度は0°に近く、本方法により水平に生じたクラックにおいても、その長さや傾きがほぼ推定できてきていることがわかる。

5. 結論

クラックによる散乱振幅の周期関係式を基にクラック長と傾きの推定式を導出し、二つの探触子を利用した二回の計測によりクラック長と傾きが推定可能であることを示した。

一つの探触子を部材表面に垂直に、他方の探触子を

部材表面から任意のある角度に設定できる状態にしておけば、垂直探触子を駆動するスキャンに対応可能でかつクラックの長さや傾きが推定可能な手法となることがわかった。今後本手法の実クラックへの適用を考えたときは、探触子の選択、受信波のノイズの影響、実クラック形状の影響等が検討課題であると考えらる。

参考文献

- 1) Tittmann, B.R.: Scattering of elastic waves from simple defects in solids, a review, *Wave Motion*, Vol.5, pp.299-306, 1983.
- 2) Rose, J.H.: Elastic wave inverse scattering in non-destructive evaluation, *PAGEOPH*, Vol.131, pp.715-739, 1989.
- 3) Achenbach, J.D.: From ultrasonics to failure prevention, *Elastic Waves and Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Elsevier, pp.3-15, 1990.
- 4) Rehbein, D.K., Thompson, R.B. and Buck, O.: Crack length determination by ultrasonic methods, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.12, pp.2159-2165, 1993.
- 5) Charlesworth, J. P. and Temple, J.A.G.: *Engineering Applications of Ultrasonic Time-Of-Flight Diffraction*, 2nd ed., Research Studies Press, 2001.
- 6) Gericke, O.R.: Determination of the geometry of hidden defects by ultrasonic pulse analysis testing, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.35, pp.364-368, 1963.
- 7) Adler, L. and Whaley, H.L.: Interference effect in a multifrequency ultrasonic pulse echo and its application to flaw characterization, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.51, pp.881-887, 1972.
- 8) Achenbach, J.D., Adler, L., Lewis, D.K. and McMaken, H.: Diffraction of ultrasonic waves by penny-shaped cracks in metals: Theory and experiment, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.66, pp.1848-1856, 1979.
- 9) Achenbach, J.D., Viswanathan, K. and Norris, A.: An inversion integral for crack-scattering data, *Wave Motion*, Vol.1, pp.299-316, 1979.
- 10) Adler, L. and Achenbach, J.D.: Elastic wave diffraction by elliptical cracks: Theory and experiment, *J. of Nondestructive Evaluation*, Vol.1, pp.87-99, 1980.
- 11) Hirose, S. and Kitahara, M.: Scattering of elastic waves by interface cracks between dissimilar materials, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.12, pp.1467-1474, 1993.
- 12) 北原道弘, 印建華: 超音波による界面クラック長の一推定, *構造工学論文集*, Vol.42A, pp.357-364, 1996.
- 13) 北原道弘, 羽田幸寿: 後方散乱振幅スペクトルの周期性を利用したステンレスクラッド鋼界面クラック長の計測, *構造工学論文集*, Vol.45A, pp.321-327, 1999.
- 14) 小林昭一 編著: 波動解析と境界要素法, 第4章, 京都大学学術出版会, 2000.
- 15) Achenbach, J.D., Gantesen, A.K. and McMaken, H.: *Ray Methods for Waves in Elastic Solids*, Pitman Pub., Boston, 1982.
- 16) Krautkrämer, J. and Krautkrämer, H.: *Ultrasonic Testing of Materials*, Springer-Verlag, Berlin, 1969.

(2003. 6. 11 受付)

ESTIMATION OF LENGTH AND INCLINATION FOR A CRACK BY TWO ULTRASONIC TRANSDUCERS

Masaki YAMADA and Michihiro KITAHARA

The scattered wave field from a crack in an elastic solid is represented by the integral over the crack surface. Introductions of the far-field approximation to Green's function and the high frequency approximation to the crack opening displacement lead to the oscillation phenomena of the scattering amplitudes. The period of the oscillations is utilized to characterize the crack geometry. In this paper, the explicit expressions to determine the length and inclination of the crack are derived from the periodicity of the scattering amplitudes. The versatility of the method is verified from the experimental measurements in the combined use of the pulse-echo and pitch-catch configurations of transducers.