

厚肉円管内の散乱波動場の可視化と内側表面き裂の深さ推定

Visualization of scattered waves in cylindrical pipe and size estimation of surface-breaking crack

中畑和之*・小田島淳**・北原道弘***

Kazuyuki Nakahata, Atsushi Odashima and Michihiro Kitahara

*工修 東北大学大学院 工学研究科 土木工学専攻 (〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

**工修 岩手県 盛岡地方振興局土木部 (〒020-0023 岩手県盛岡市内丸 11 番 1 号)

***工博 東北大学教授 大学院工学研究科 土木工学専攻 (〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

The scattered SH waves from a surface-breaking crack in a thick cylindrical pipe are visualized by using the integral equation method. Here, an integral representation for the radiation problem from the surface of half-space is adopted to generate the incident wave from the angle beam SH wave transducer. From the result of visualizations, it is shown that the first pulse is the diffracted wave from the edge of crack and the second pulse is the corner reflection from the root of crack. The crack length is estimated from the time delay of these two backscattered pulses.

Key Words : SH wave, scattering problem, visualization, BEM, size estimation

キーワード : SH 波, 散乱問題, 可視化, 境界要素法, 深さ推定

1. はじめに

構造部材内に存在する欠陥の超音波非破壊評価において, 利用可能な固体内波動には, P 波(縦波), S 波(横波), 表面波, 板波等がある. 現行の探傷においては, P 波による垂直探傷と S 波による斜角探傷が代表的である. 図-1 に示すように, S 波による斜角探傷は変位の偏向方向により 2 つに大別される. 波動の進行方向に対して垂直かつ鉛直断面内に偏向しながら伝播する SV 波を用いた斜角探傷と, 面外(水平)方向に偏向しながら伝播する SH 波を用いた斜角探傷である. SV 波を用いた斜角探傷法は, 鋼材内部き裂の長さ推定や溶接部の欠陥検出に多くの成果^{1),2)}を上げているが, SV 波が界面で反射・屈折するとき, モード変換が生じて P 波と SV 波が発生するため, 疑似エコーの発生や音圧低下の原因となることがある. 一方, SH 波は面外(水平)成分しか持たないため, モード変換の影響がなく, 得られた計測波形は SV 波の場合と比較して単純で分析が容易である. SH 波斜角探傷子の放射特性は実験的に検証³⁾されており, 振動子の寸法, 周波数および屈折角を調整することにより, ビームの広がりを考慮した広範囲の検査が期待できる. これまで, 材料の表面および表層部の欠陥評価に表面 SH 波の適用例^{4),5)}が報告されているものの, 材料裏面に存在する欠陥を対象とした SH 波の利用例は少ない. そこで本研究では, SH 波を利用した鋼管の裏面(内側表面)に発生したき裂の探傷を目的とし, 鋼管の内側表面に着目した SH 波の伝播挙動を明らかにすると共に, き裂の位置と深さの推定を試みる.

本論文の前半では, 鋼管の外側表面に設置した斜角探触子から送信された SH 波が内側表面に存在するき

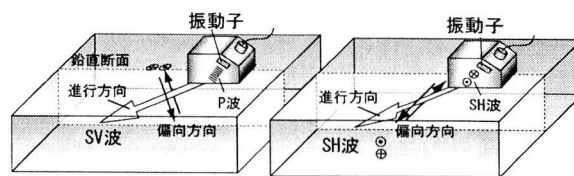


図-1 SV 波斜角探傷法(左)と SH 波斜角探傷法(右)

裂によって散乱される過程を可視化することにより, 受信探触子で得られる散乱波形とき裂形状との関係を明らかにする. ここで扱う鋼管は厚肉円管を対象とする. 本論文において厚肉とは, 円管内の多重反射を考慮しなくてもよい時間内の波動現象に着目していることを意味する. このため境界要素法(BEM)を用いた数値解析においては, 円管の内表面とき裂表面上の物理量を未知量とする積分方程式を構成する. 円管外側表面に設置された斜角探触子からの入射波のモデル化においては, 円管外側表面と探触子が接触する面上で時間差を設けて表面力を重ね合わせる方法^{6),7)}を採用する. 後半では波動場の可視化結果をもとに, き裂の位置と深さを同定する近似推定式を提案する. この推定式は計測される 2 つの散乱波形(き裂先端の回折波とき裂ルート部からの反射波)の時間差を利用したものであり, TOFD の原理⁸⁾をパルスエコー法による裏面き裂の位置と深さの推定に応用したものである. 最後に計測実験を行い, 波形計測結果を近似推定式に適用することにより推定式の有用性を検証する.

本論文における数値解析では, 斜角探触子から送信される入射波が直接き裂に到達した後, 散乱されて同じ探触子で受信されるまでの波動伝播過程を明らかにするという目的から, 円管の外側表面を考慮したモデル化は行っていない. き裂が斜角探触子位置から遠く

に存在している場合には、円管の外側表面をも考慮したモデル化が必要となる。このときの円管内を伝播する波動場の特徴は円管の内側と外側の表面に起因する対称・反対称モードを有する波動の発生である。この板波の特徴についてはRose⁹⁾の書籍に詳しくまとめられている。鋼板を対象とした数値解析手法に着目すると、板表面上のき裂による反射率と透過率を利用した欠陥の定量化に関する研究がBEMを用いてRose等^{10),11)}により行われている。Datta等^{12),13)}は鋼板および鋼管の表面に存在するき裂の散乱問題を、理論と数値解析を組み合わせで解析している。また波線理論をBEMに取り入れてSH波の散乱解析の合理化を図った手法としてKimotoとHiroseの研究¹⁴⁾がある。

2. 波動場の積分表現

本研究では境界要素法を用いて非定常動弾性解析を行う。非定常解（時間域の散乱波動場）の求め方についてはNiwaら¹⁵⁾の論文を参考にした。この方法はフーリエ変換域（周波数域）において境界値問題を解き、その解（定常解）を逆変換して時間域の解を求めようとするものである。ここでは斜角探触子による放射場をモデル化し、入射波が固体内にある角度をもって送信される場合の入射波の積分表現と、欠陥による散乱波の積分表現式を導く。

2.1 フーリエ変換と基礎式

2次元直交座標を (x_1, x_2) とすると、SH波の運動を支配する面外の変位成分 $u_3(x_1, x_2, t)$ に対する運動方程式は次のようになる。

$$\mu \left\{ \frac{\partial^2 u_3(\mathbf{x}, t)}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3(\mathbf{x}, t)}{\partial x_2^2} \right\} + \rho f_3(\mathbf{x}, t) = \rho \frac{\partial^2 u_3(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ である。式(1)において、 μ はせん断弾性係数、 ρ は密度、 f_3 は物体力である。いま、フーリエ変換を次のように定義する。

$$\tilde{u}_3(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_3(\mathbf{x}, t) e^{i\omega t} dt \quad (2)$$

ここで、 ω は角振動数であり、この逆変換は次式のよう表される。

$$u_3(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}_3(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3)$$

式(1)をフーリエ変換すると周波数域では次のようになる。

$$\mu [\Delta \tilde{u}_3(\mathbf{x}, \omega) + k_T^2 \tilde{u}_3(\mathbf{x}, \omega)] = -\rho \tilde{f}_3(\mathbf{x}, \omega) \quad (4)$$

ここで、 $k_T = \omega/c_T$ は横波の波数、 $c_T = \sqrt{\mu/\rho}$ は横波の波速である。以下、周波数域で解を求めるにあたって、簡単のため $\tilde{u}_3(\mathbf{x}, \omega)$ を $u(\mathbf{x})$ と書くことにする。

2.2 散乱波の積分表現

厚肉円管の内側表面き裂による散乱波動解析において、斜角探触子から生成された入射波がき裂に直接到達し、その後き裂からの散乱波が同じ探触子で計測されるまでの時間のみ着目する場合、円管外側境界による散乱の影響は無視できる。従って、ここでは図-2に示すような円管内側境界 S_R の上部からなる半無限空間 D を解析対象とする。斜角SH波探触子による領域 D 内の入射波を $u^{in}(\mathbf{x})$ 、欠陥 D^c (境界 δD^c)および円管内側境界 S_R による散乱波を $u^{scat}(\mathbf{x})$ とすると、全変位場 $u(\mathbf{x})$ は次のように書ける。

$$u(\mathbf{x}) = u^{in}(\mathbf{x}) + u^{scat}(\mathbf{x}) \quad (5)$$

入射波 u^{in} が与えられたとき、全変位場 u と表面力 t に関する境界積分方程式を構成すると次のようになる。

$$\frac{1}{2} u(\mathbf{x}) = \int_S U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t(\mathbf{y}) dS_y - \int_S T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u(\mathbf{y}) dS_y + u^{in}(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in S \quad (6)$$

ここで、 $S = S_R + \delta D^c$ である。式(6)における $U(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解であり、面外動弾性問題の場合、次のようになる。

$$U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{i}{4\mu} H_0^{(1)}(k_T r) \quad (7)$$

ここで、 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ 、 $H_0^{(1)}$ は第1種0次のハンケル関数である。また、 $T(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は $U(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ に対応する表面力であり、次式のようになる。

$$T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \mu \frac{\partial U(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial n(\mathbf{y})} \quad (8)$$

式(6)を離散化し、境界 S 上で与えられた境界条件（表面力が零の場合、 $t=0$ ）と入射波 u^{in} に対して、残りの未知量について境界積分方程式(6)を解けば、境界 S 上のすべての u と t が決まる。これら境界上の u と t を用いて、領域内部の u^{scat} は次式により求まる。

$$u^{scat}(\mathbf{x}) = \int_S U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t(\mathbf{y}) dS_y - \int_S T(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u(\mathbf{y}) dS_y, \quad \mathbf{x} \in D \quad (9)$$

次節で、式(6)に現れる斜角探触子が放射する波動場 u^{in} の積分表現を導出する。

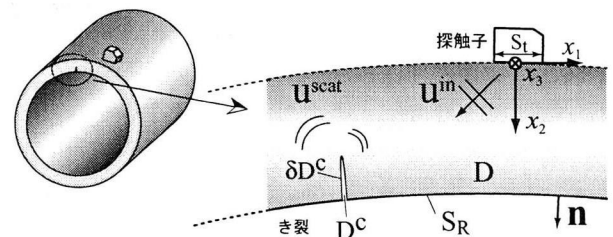


図-2 波動場の設定と欠陥（き裂）

2.3 入射波の積分表現

ここでは、斜角探触子による固体内の入射波を数値解析的に生成する一手法について述べる．図-3 のような半無限領域 $D(x_2 > 0)$ の領域) において、半無限境界 S_{half} からの放射問題を考える．このとき領域 D 内の任意点 $\mathbf{x}$ における変位は物体力零の積分表現を用いて次式で表される．

$$u(\mathbf{x}) = \int_{S_{half}} \{U(\mathbf{x}, \mathbf{z})t(\mathbf{z}) - T(\mathbf{x}, \mathbf{z})u(\mathbf{z})\} dS_z \quad (10)$$

ここで、 U は式 (7) で与えられる単位の振動集中力に対する解であり、次式を満足する．

$$\mu [\Delta U + k_T^2 U] = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{z}) \quad (11)$$

いま、考えている領域 D における単位の集中力と、補領域における仮想力とによる新しい基本解 U^* を次のように定義する⁶⁾．

$$U^* = \frac{i}{4\mu} H_0^{(1)}(k_T r) + \frac{i}{4\mu} H_0^{(1)}(k_T r^*) \quad (12)$$

$$r = |\mathbf{x} - \mathbf{z}| = \sqrt{(x_1 - z_1)^2 + (x_2 - z_2)^2} \quad (13)$$

$$r^* = |\mathbf{x}^* - \mathbf{z}| = \sqrt{(x_1 - z_1)^2 + (x_2 + z_2)^2} \quad (14)$$

境界 S_{half} 上において、 U^* は次の関係を満足する．

$$U^* = 2U, \quad T^* = \mu \frac{\partial U^*}{\partial n(\mathbf{z})} = 0, \quad \mathbf{z} \in S_{half} \quad (15)$$

即ち、 U^* は半無限境界 S_{half} 上で表面力零の境界条件を満たす．いま、式 (15) を用いて、式 (10) の U を U^* で置き換えると、領域 D 内の任意点 $\mathbf{x}$ において次式が成立する．

$$\begin{aligned} u(\mathbf{x}) &= \int_{S_{half}} \{U^*(\mathbf{x}, \mathbf{z})t(\mathbf{z}) - T^*(\mathbf{x}, \mathbf{z})u(\mathbf{z})\} dS_z \\ &= \frac{i}{2\mu} \int_{S_{half}} t(\mathbf{z}) H_0^{(1)}(k_T r) dS_z \end{aligned} \quad (16)$$

半無限境界 S_{half} のうち探触子境界を S_t とする．いま、 S_t 上において表面力 $\bar{t}(\mathbf{z})$ を入力値として与えることで、式 (16) で表される $u(\mathbf{x})$ は固体内の入射波 $u^{in}(\mathbf{x})$ として用いることができる．

$$u^{in}(\mathbf{x}) = \frac{i}{2\mu} \int_{S_t} \bar{t}(\mathbf{z}) H_0^{(1)}(k_T r) dS_z \quad (17)$$

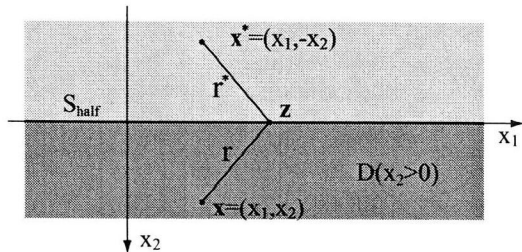


図-3 境界 S_{half} と半無限領域 D

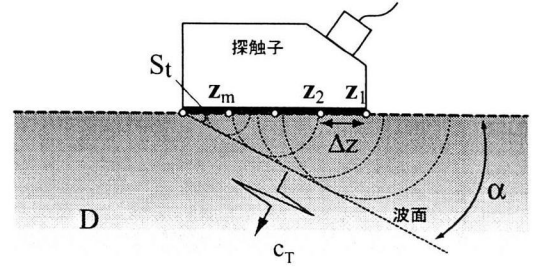


図-4 斜角探触子による入射波の送信

次に、斜角探触子の表面から固体内に入射波が角度 α で入射する場合を考える．図-4 のように探触子の表面 S_t を等間隔 Δz で $z_1 \sim z_n$ の n 個の節点に分割する．時間域において $z_1 \sim z_n$ の順に、 Δt ずつ時間をずらして円筒波を発生させれば、角度 α 方向に平面波が形成されることになる．この時間間隔 Δt は次のように表すことができる．

$$\Delta t = \Delta z \sin \alpha / c_T \quad (18)$$

いま、 z_1 における時間域入射波の時間関数を $f_1(t)$ とすると、 m 番目の節点の時間関数 $f_m(t)$ は次のようになる．

$$f_m(t) = f_1(t - (m-1)\Delta t) \quad (19)$$

ここで、時間関数 $f_1(t)$ をフーリエ変換した周波数域の表現は次式のようにになる．

$$F_1(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{i\omega t} dt \quad (20)$$

同様に、式 (19) をフーリエ変換し m 番目の節点の周波数域の表現を求めると次のようになる．

$$F_m(\omega) = e^{i\omega(m-1)\Delta t} F_1(\omega) = e^{ik_T(m-1)\Delta z \sin \alpha} F_1(\omega) \quad (21)$$

上式は $\mathbf{z}$ に依存する部分

$$\bar{t}(\mathbf{z}_m) = e^{ik_T(m-1)\Delta z \sin \alpha} \quad (22)$$

と、依存しない部分 $F_1(\omega)$ の積である．ここで、式 (22) を表面力として式 (17) に適用する．探触子接地長さ S_t に比べて円管径が大きい場合、近似的に半無限平面上に置かれた探触子から入射波が発生すると見なすことができ、式 (17) を境界積分方程式 (6) の入射波 $u^{in}(\mathbf{x})$ として用いることにする．

2.4 時間域波形の計算法

図-5 に示すように、定常解 (周波数域の解) を BEM によって求めておき、非定常解 (時間域の解) を求める過程において、時間波形のフーリエ変換項 $F_1(\omega)$ を掛けて逆変換すれば、任意点の時間域波動場を求めることができる．ここでは、点 z_1 における時間履歴 $f_1(t)$ としてリッカー波¹⁶⁾を採用する．リッカー波はパルス

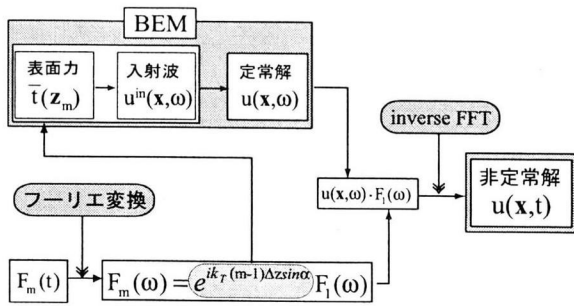


図-5 非定常解（時間域の解）の計算手順

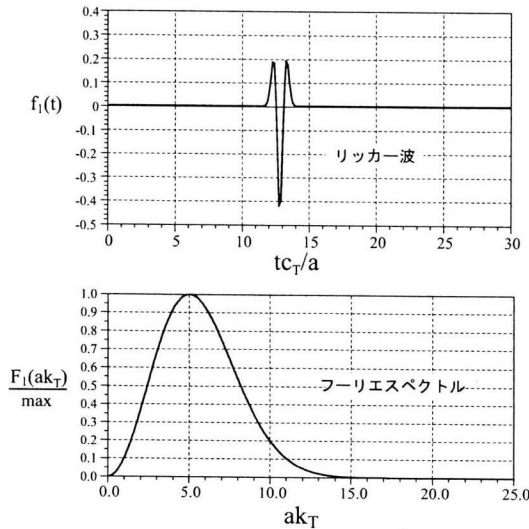


図-6 リッカー波の時間域波形とフーリエスペクトル

に近い波形を示し、パラメータによって時刻歴波形の最大振幅位置およびピーク周波数を調整できる。このとき、 $f_1(t)$ は次のようになる。

$$f_1(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\alpha - 0.5) e^{-\alpha}, \quad \alpha = \left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p} \right)^2 \quad (23)$$

ここで、 t_s は時間域波形の最大振幅に対応する時間であり、 t_p はフーリエスペクトルがピークを示す時の角振動数 $\omega_p [= (k_T)_p c_T]$ に対応する時間である。本解析では距離と時間を無次元化し、代表長さ a と母材の横波波速 c_T を基準として計算する。本解析で用いたリッカー波のピーク波数は無次元化波数 $a(k_T)_p = 5.0$ に設定しており、その時間域波形とフーリエスペクトルを図-6 に示す。

3. 数値解析による SH 波動場の計算

3.1 数値解析モデルと入射波の指向性

ここでは、厚肉円管の外側表面に設置された斜角探触子によって SH 波を入射し、き裂によって散乱された波動を同じ探触子で受信する超音波パルス・エコーモードを想定して解析を行った。

図-7 に示すように、数値解析モデルとして円管の内径は $R=280a$ 、肉厚 $d=20a$ 、探触子の接触面の長さ

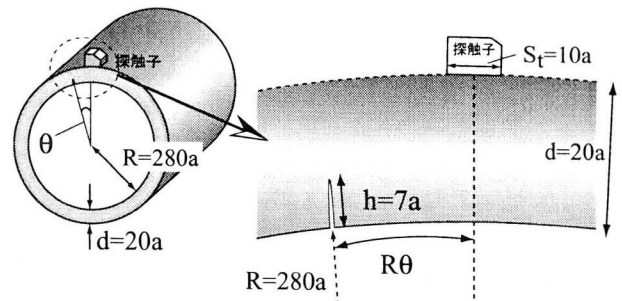


図-7 数値解析のための厚肉円管モデルと欠陥配置

$S_t=10a$ と設定した。また、深さ $h=7a$ のき裂が円管内側表面から内部に向かって垂直に存在しているものと仮定した。き裂と探触子のなす角を θ とすれば、内側表面におけるき裂と探触子の距離は $R\theta$ と表すことができる。数値解析におけるき裂モデルとして、ここでは幅 $0.2a$ のノッチを用いている。

式 (17) と式 (22) でモデル化した斜角探触子による入射波の放射特性を図-8 に示す。直線境界に設置された長さ $10a$ の斜角探触子から入射角 α を $50^\circ, 70^\circ, 90^\circ$ として送信した場合の遠方場 ($r=50a$) での振幅の絶対値 $|u(x)|$ を、各々の最大値 $|u(x)_{max}|$ で正規化してプロットしている。図-8 の左側は無次元化横波波数 $ak_T = 2.0$ 、右側は $ak_T = 5.0$ の入射波を送信した場合に対応するものである。それぞれ、見込んだ入射角の方向に強い指向性を示している。また、波数が小さい、即ち低周波になるにつれてビームが広がる傾向にあることもわかる。このことは実験による結果³⁾と一致する傾向である。

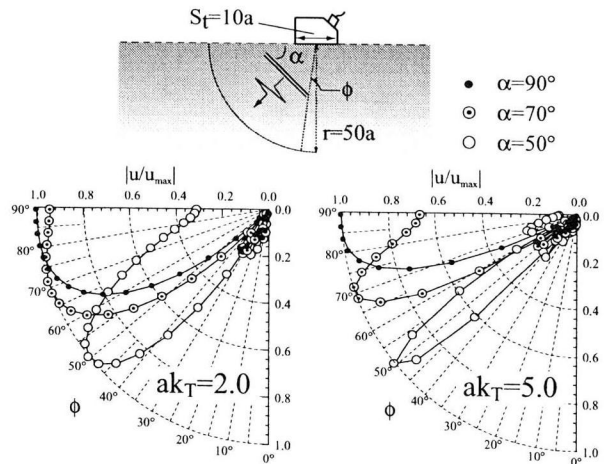


図-8 斜角探触子モデルによる入射波の指向性

3.2 表面 SH 波の伝播挙動の可視化と受信散乱波形

ここでは、入射波を角度 $\alpha = 90^\circ$ 方向、即ち探傷面に沿った表面 SH 波として入射した場合の固体内の波動場の可視化を行う。まず、図-9 に参照数値実験として欠陥の無い円管に対する波動場 $u(x, t)$ を時間ステップごとに示す。

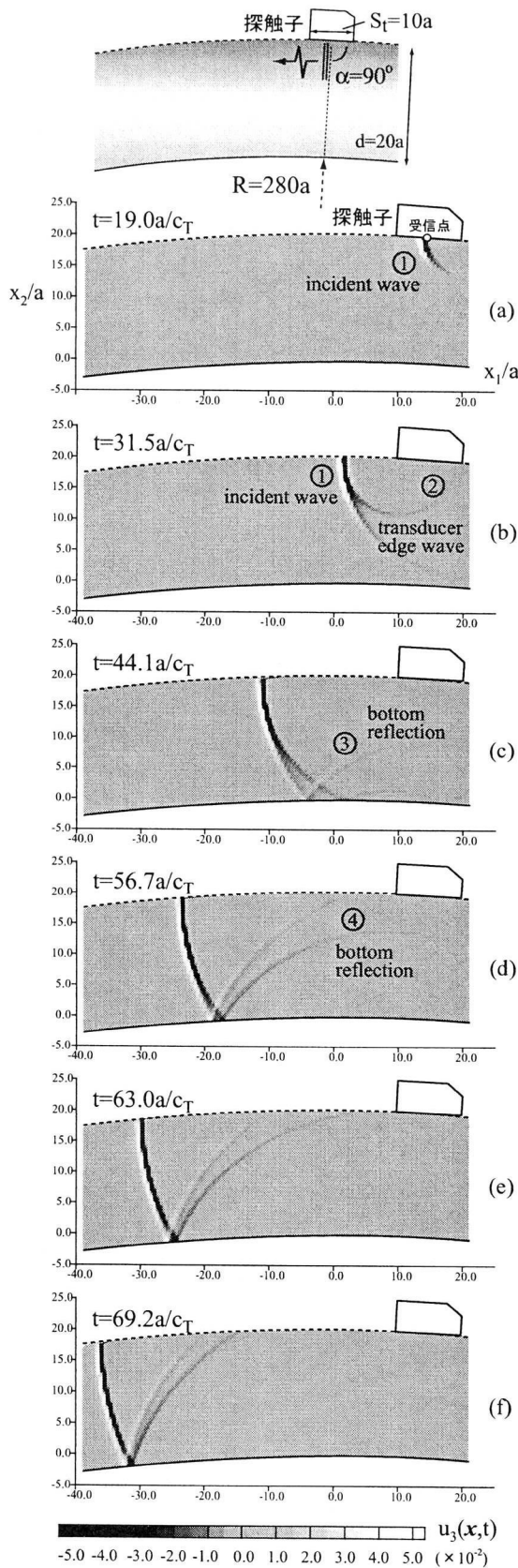


図-9 き裂が存在しない場合の波動場の可視化

ここで図-9(a),(b)より、探触子表面に沿った入射波①が生成されていることがわかる。さらに固体内部へ向かう波動も生成されており表面SH波探触子の入射ビー

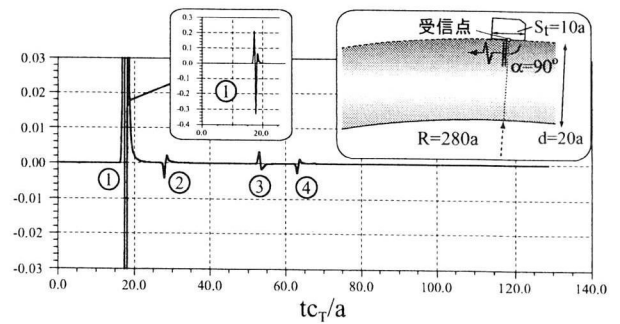


図-10 き裂が存在しない場合の受信散乱波形

ムは固体内部へ拡散していることがわかる。また、探触子左端部からも同心円上に波が放射されている。探触子の端部から放射された波②はエッジ波⁶⁾と呼ばれている。図-9(c)は入射波①が円管内側境界で反射する様子であり、底面反射波③が発生している。また、図-9(d)ではエッジ波②が円管内側境界で反射するのが確認でき、底面反射波④が発生している。図-9(e),(f)は、入射波が円管内側境界に沿いながら通過していく過程を示している。なお、冒頭で述べたように、ここでは円管内側境界 S_R より上部の半無限領域を解析対象にしているため、底面反射波④の外側表面における反射は無視している。図-10は探触子中央点で得られた受信散乱波形である。図-10の波形①～④はそれぞれ図-9に対応するものである。

次に、き裂が存在する場合の波動場について検討する。円管形状は図-9と同じであり、き裂が探触子から弧長 $38.43a$ の位置に存在している。図-11に探触子中央点で得られた受信散乱波形を示す。図-11において、波形①～④はき裂が無い場合の波形に一致していることから、波形⑤及び⑥がき裂による散乱波形であることが予想される。そこで、き裂による散乱波の伝播挙動を明らかにするために、き裂が存在する場合の波動場を可視化した結果を図-12に示す。図-12(a),(b),(c)はき裂がない場合の伝播挙動と同じである。図-12(d)は入射波がき裂に到達した直後の波動場であり、き裂先端から回折波が発生している。さらに図-12(e)では、き裂側面と円管内側境界からなるき裂角部（ルート部）

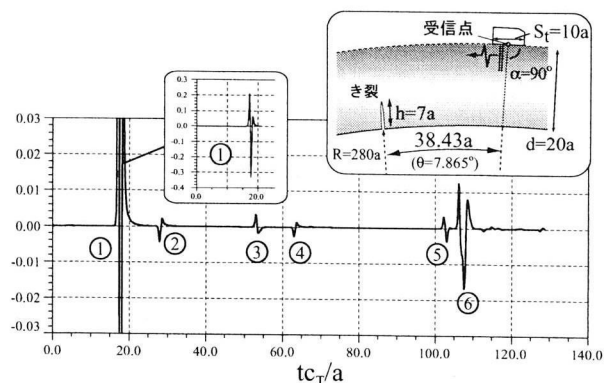


図-11 き裂が存在する場合の受信散乱波形

で反射された波動が確認できる．図-12(f)において，き裂からの回折波とルート部からの反射波がそれぞれ受信散乱波⑤と⑥となって探触子方向に進行している様子がわかる．SH 波の伝播であるため，散乱波⑤と⑥は境界においてモード変換を生じることなく探触子で受信される．

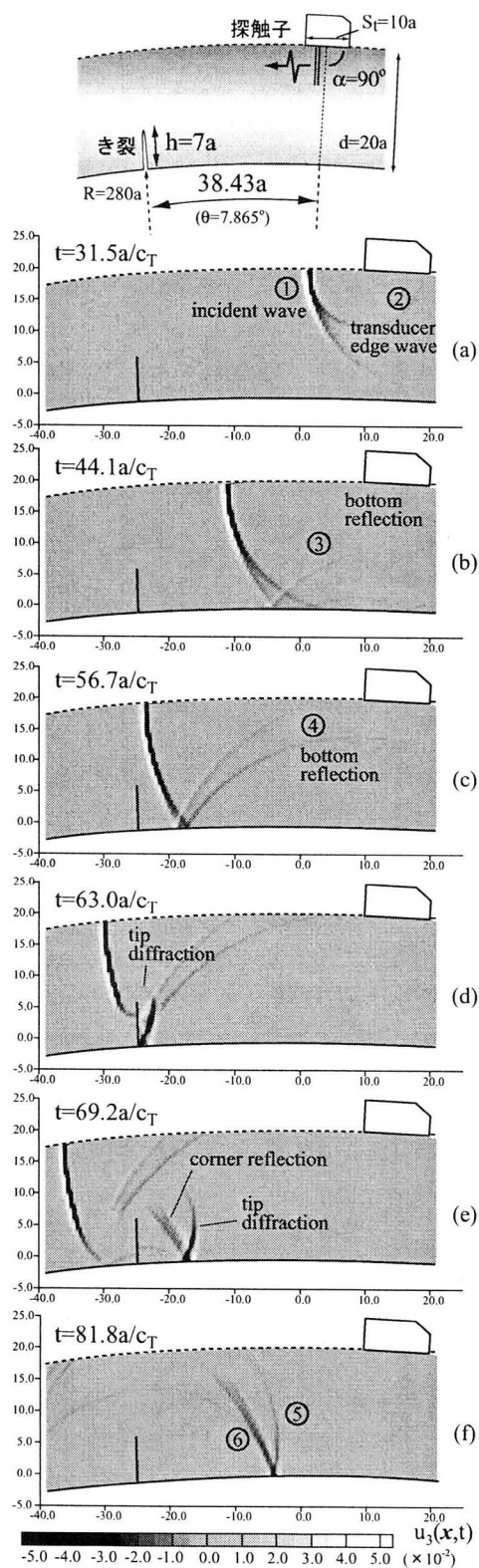
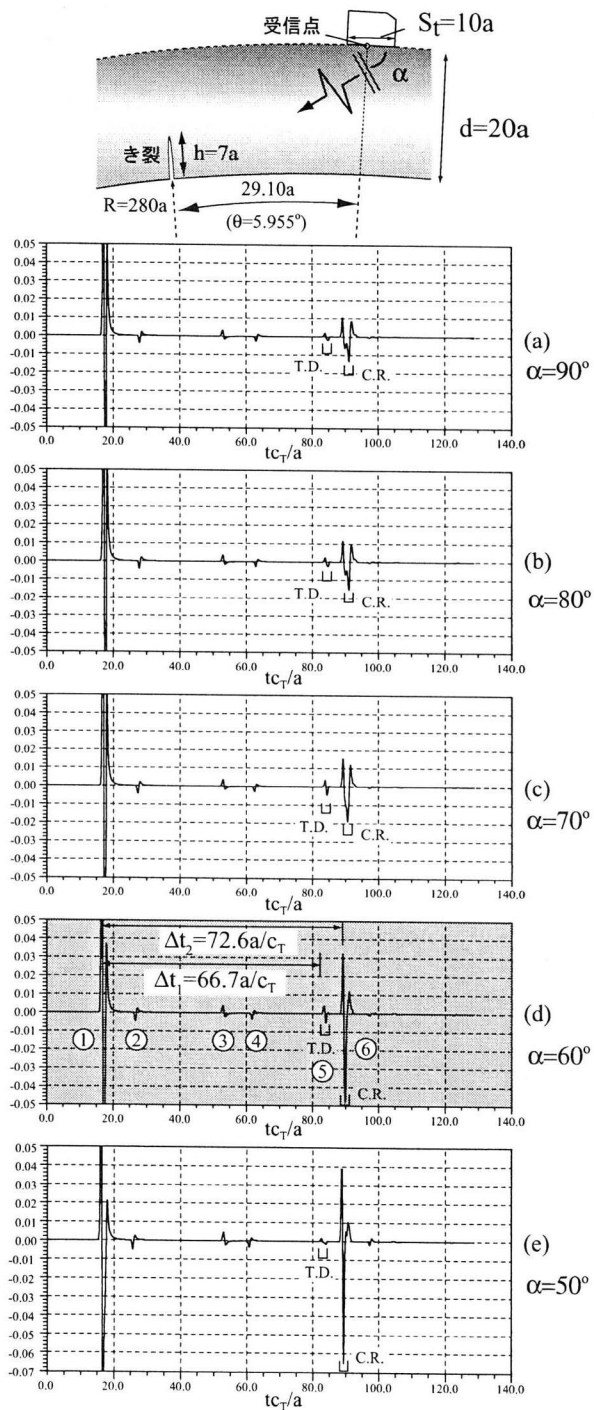


図-12 き裂が存在する場合の波動場の可視化

3.3 角度可変探触子を用いた伝播挙動

き裂に SH 波が入射した場合，き裂先端から回折波とルート部から反射波が発生することを前節で示した．ここでは，き裂に対する波動の入射角が異なる場合，観測点で得られる受信散乱波形（回折波と反射波）がどのように変化するかについて検討を行った．いま，き裂は探触子から弧長 $29.10a$ 離れて存在するものとし，斜角探触子の位置は固定したまま，入射角 α を変化させて得られる受信波形を図-13 に示す．



T.D. : Tip Diffraction C.R. : Corner Reflection

図-13 入射角 α を変化させた場合の受信散乱波形

図中の T.D. はき裂先端からの回折波, C.R. はき裂ルート部からの反射波を表している. 図-13(a) は $\alpha = 90^\circ$ (表面 SH 波) の場合に得られた受信波形である. 固体内部に向けて入射波が送信される (α が減少する) につれて, き裂による回折波および反射波共に受信振幅が大きくなる. 図-13(d) では, き裂先端回折波の振幅が最も大きく, き裂先端方向に強い指向性を有する入射波が到達していることが伺える. さらに内部に入射波を向けると, き裂ルート部からの反射波が卓越して計測されるようになる (図-13(e)).

3.4 き裂深さ及び位置推定のための近似推定式の導出

ここでは, 時間域散乱波形からき裂深さ $\bar{h}$ とその位置 $\bar{x}$ を算出する近似推定式を導出する. 図-14 の左下部に示したように, き裂上端からの回折波 (T.D.) とき裂ルート部からの反射波 (C.R.) が得られたとき, これらの伝播時間 ($\Delta t_1, \Delta t_2$) を基に探触子-き裂先端の距離 L_1 と探触子-き裂ルート部の距離 L_2 は, 伝播速度 c_T を用いて, $L_1 = c_T \Delta t_1 / 2$, $L_2 = c_T \Delta t_2 / 2$ と表すことができる. 図-14 の右下部において $L_1, R+h, R+d$ のなす三角形と, $L_2, R, R+d$ のなす三角形に余弦定理を用いると, この幾何学的関係から未知量に対して次のような関係が得られる.

$$\bar{x} = R\theta = R \cos^{-1} \left(\frac{R^2 + (d+R)^2 - L_2^2}{2R(d+R)} \right) \quad (24)$$

$$\bar{h} = \frac{1}{2} \left[2d - (L_2^2 - d^2)\kappa - \sqrt{(2d - (L_2^2 - d^2)\kappa)^2 - 4(L_2^2 - L_1^2)} \right] \quad (25)$$

ここで, $\kappa = (1/R)$ は円管の内径曲率を表す. いま, き裂を含む円管に表面 SH 波を送信した場合に計測された散乱波形を示した図-13(d) を参照して, き裂位置推定式 (24) と, き裂深さ推定式 (25) の有用性を検証する. 図-13(d) はき裂方向に指向性を有する入射波が送信される場合であり, き裂に対して十分な振幅の入射

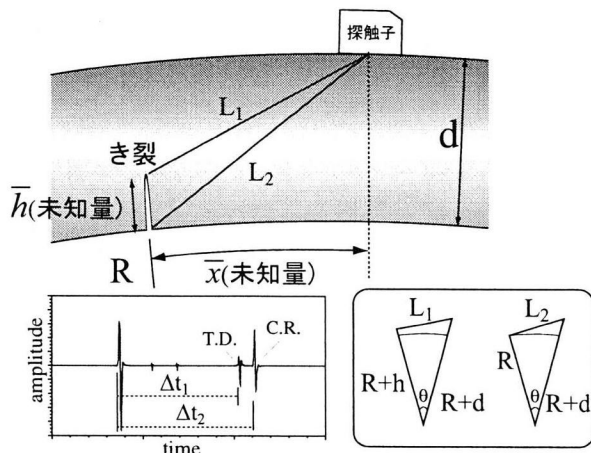


図-14 欠陥位置と幾何学的関係

波が到達している. 図-13(d) において①と⑤の時間差 $\Delta t_1 = 66.7a/c_T$, ①と⑥の時間差 $\Delta t_2 = 72.6a/c_T$ より, クラック上端, 下端から探触子までの距離はそれぞれ $L_1 = 33.35a$, $L_2 = 36.3a$ である. これらを式 (24), (25) に代入すると, き裂位置 $\bar{x} = 29.0a$ 及び, き裂深さ $\bar{h} = 6.9a$ が得られる. 実際のき裂位置は $x = 29.1a$, き裂深さ $h = 7.0a$ であるから, ここで提案した近似推定式は, 計算時間間隔の誤差内において良好にき裂位置・深さを定量化できることがわかる.

4. 超音波計測実験

本節では実験的にクラック端からの回折波とルート部からの反射波が計測できるかを検証すると共に, これらの受信散乱波形を基にき裂位置及び深さ推定を試みる. 鋼管曲面に適合する形状の探触子が入手困難であることから, ここでは厚肉鋼管の代わりに鋼板を用いて市販の探触子による計測実験を行った. ここで鋼板に対するき裂位置と深さの推定式を以下に示す.

$$L_1 = c_T \Delta t_1 / 2, \quad L_2 = c_T \Delta t_2 / 2 \quad (26)$$

$$\bar{x} = \sqrt{L_2^2 - d^2} \quad (27)$$

$$\bar{h} = d - \sqrt{d^2 - (L_2^2 - L_1^2)} \quad (28)$$

超音波計測の概要および試験供試体を図-15 に示す. バルサーから発信したパルス状の入力電圧は接触型 SH 波斜角探触子を駆動し, 固体内に超音波を発生させる. この超音波は固体内を伝播し, き裂によって散乱された波動を同じ斜角探触子で受信する. 受信信号はレーザで増幅されて, デジタルオシロスコープで出力電圧の時間波形として記録される. 探触子はジャバンプローブ製表面 SH 波探触子 (5Z5X5A90-SH) を用いた. この探触子の中心周波数は 5MHz, 公称屈折角 90° , 振動子サイズ $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ である. 人工き裂を含む試験供試体として, ステンレス鋼板 (横波波速 3207m/s) に 3 種類のスリット [model A (深さ 2mm), model B (深さ 3mm), model C (深さ 5mm)] を放電加工で奥行き方向

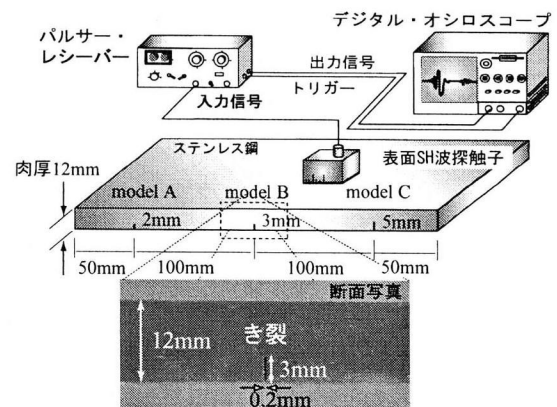


図-15 3 種類のスリット (人工き裂) を含むステンレス鋼板

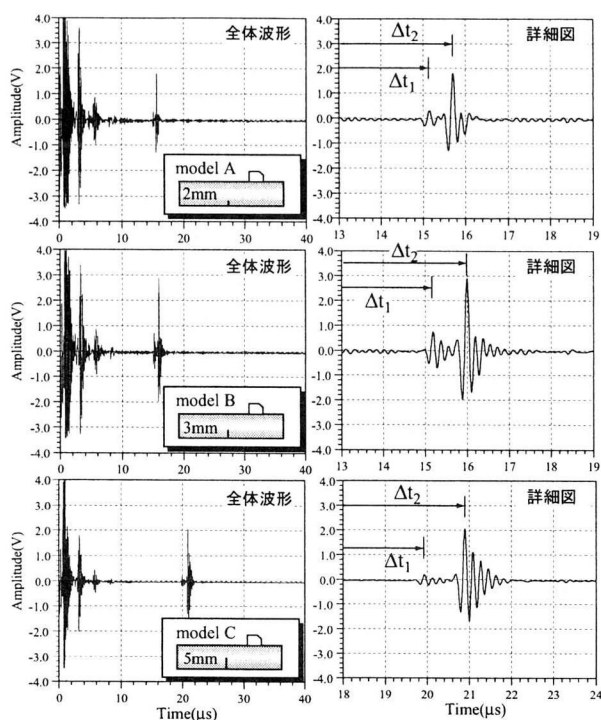


図-16 人工き裂からの散乱波形

に貫通させたものを用意した。超音波計測実験で得られた model A,B,C の人工き裂からの散乱波形を図-16 に示す。いずれの波形も、き裂先端からの回折波とき裂ルート部からの反射波が明確に分離した波形が計測されている。図-16 から得られた伝播時間の差 (Δt_1 , Δt_2) を利用して、推定式 (27) と (28) よりき裂の位置 $\bar{x}$ および深さ $\bar{h}$ を推定した結果を表-1 に示す。model A と B はき裂から 20mm, model C はき裂から 30mm の位置に探触子を設置して後方散乱波形を計測した。表-1 の結果より、近似推定式 (27) と (28) を用いて人工き裂の位置と深さが良好に推定できていることがわかる。

表-1 人工き裂の位置・長さの推定結果

	h (mm)	x (mm)	Δt_1 (μs)	Δt_2 (μs)	$\bar{h}$ (mm)	$\bar{x}$ (mm)
model A	2.0	20.0	14.31	14.85	1.8	20.6
model B	3.0	20.0	14.34	15.14	2.9	21.1
model C	5.0	30.0	19.10	20.04	5.0	29.8

5. 結論

厚肉円管内における SH 波の伝播挙動と散乱挙動を明らかにするために BEM を用いた数値解析を行い、SH 波斜角探触子が生成する入射場とき裂による散乱場を含めた波の伝播挙動を可視化した。可視化結果を吟味した結果、き裂による散乱波の振幅の大きさは斜角探触子の入射角度に依存し、十分な強度を有する入射波がき裂に到達すれば、き裂先端からの回折波とき裂

ルート部からの反射波が計測できることがわかった。また、この 2 つの波の到達時間差を利用して、き裂の位置と深さの近似推定式を提案した。鋼板に対する計測実験から、鋼板裏面き裂については高精度定量化が可能であることを示した。

謝辞: 本研究の SH 波計測において、住友金属工業(株)総合技術研究所の上田佳央氏のご助力を頂きました。ここに記して深甚なる感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 白旗弘実, 三木千壽: 突合溶接部表面近傍に位置する面状欠陥検出のための超音波探傷斜角法, 土木学会論文集, No.619 / I - 47, pp.279-291, 1999.
- 2) 木村友則, 亀山俊平, 和高修三, 馬目裕一, 小池光裕: 斜角探傷法による面状きずからの超音波エコーの解析, 日本音響学会誌, 54 巻, 4 号, pp.276-284, 1998.
- 3) 高橋雅和, 木村勝美, 星野充宏: 表面 SH 波及び SH 波斜角探触子のエコーの指向性に関する実験的検討, 非破壊検査, 45 巻, 9 号, pp.688-696, 1996.
- 4) 横野泰和, 加藤光昭, 西尾一政: 表面 SH 波による表面及び表面近傍のきずの検出とその定量評価, 非破壊検査, 45 巻, 2 号, pp.137-144, 1996.
- 5) Fukuhara, M. and Kuwano, Y.: Propagation characteristics of SH ultrasonic waves through the surface depth of an isotropic medium, *NDT & E Int.*, Vol.32(3), pp.201-210, 1998.
- 6) Schmerr, L. W.: *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Plenum Press, 1998.
- 7) Kimoto, K. and Hirose, S.: A numerical modeling of contact SH-wave transducer, *Review of Progress in QNDE*, Vol.20, pp.821-828, 2001.
- 8) Charlesworth, J. P. and Temple, J. A. G.: *Engineering Applications of Ultrasonic Time-of-Flight Diffraction*, 2nd Edition, Research Studies Press, 2001.
- 9) Rose, J. L.: *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge U.P., 1999.
- 10) Rose, J. L. and Zhao, X.: Anomaly throughwall depth measurement potential with shear horizontal guided waves, *Material Evaluation*, Vol.59, pp.1234-1238, 2001.
- 11) Zhao, X., Rose, J. L. and Pelts, S.: Quantitative nde potential in a waveguide with Lamb and shear horizontal waves, *Review of Progress in QNDE*, Vol.21, pp.196-202, 2002.
- 12) Abduljabbar, Z. and Datta, S. K.: Diffraction of horizontally polarized shear waves by normal edge cracks in a plate, *J. Appl. Phys.*, Vol.54(2), pp.461-472, 1983.
- 13) Bai, H., Shah, A. H., Popplewell, N. and Datta, S. K.: Scattering of guided waves by circumferential cracks in steel pipes, *Review of Progress in QNDE*, Vol.20, pp.188-195, 2001.
- 14) Kimoto, K. and Hirose, S.: Reflection and scattering analysis of SH-wave using a combined method for BEM and ray theory, *Review of Progress in QNDE*, Vol.19, pp.65-72, 2000.
- 15) Niwa, Y., Kitahara, M. and Ikeda, H.: The BIE approach to transient wave propagation problems around elastic inclusions, *Theor. Appl. Mech.*, Vol.32, pp.183-198, 1984.
- 16) Ricker, N.: The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, Vol.10, pp.207-220, 1945.

(2002年9月13日受付)