

超音波水浸探傷試験のモデリングと欠陥による散乱シミュレーション

A Modeling of Immersion Ultrasonic Testing and Simulation of Scattered Wave from Flaws

中畑和之*・廣瀬壮一**

Kazuyuki NAKAHATA and Sohichi HIROSE

*正会員 博(工) 愛媛大学講師 工学部環境建設工学科 (〒790-8577 松山市文京町 3)

**正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

This paper proposes an NDE ultrasonic measurement modeling based on the linear time-shift invariant system (LTI system). We here show the entire modeling of the immersion ultrasonic testing (UT), that is the ultrasonic wave generation from an immersion transducer, the flaw scattering in the solid object and the reception by the transducer. The Multi-Gaussian beam model is introduced to express the wave propagation in both transmission and reception paths, and the scattered wave from flaws is calculated by the boundary element method. The present work introduces an effective simulation of the immersion UT because each component of the LTI system is individually characterized. The performance of this modeling is shown by simulations of the scattered waveform from internal and surface-breaking cracks.

Key Words : *ultrasonics, immersion testing, Multi-Gaussian beam, BEM, LTI system*

1. はじめに

部材内部あるいは表面の損傷度・劣化の状況を非破壊的に検査する方法の一つに、超音波探傷試験がある。特に超音波法によるクラック(き裂, ひび割れ)のサイジング技術は、昨今の原子力機器のメンテナンスに対しても信頼性の観点から実用化されつつある¹⁾。超音波探傷試験には、大別すると接触型、非接触型、水浸型のいずれかの探触子(センサー)が一般的に用いられる。この中で、水浸型の探触子を用いる水浸探傷試験は、探触子と被検体の間に液体層を介して被検体に超音波を伝播させる方法で、被検体の表面状態(形状, 荒さ等)の影響を受けにくく安定した欠陥エコーが得られるという特長を持っている。

本論文では、超音波探傷試験における欠陥検出精度の向上のために、水浸探触子による超音波の伝播過程をモデル化し、欠陥からの散乱エコーを解析的に推定することを試みる。実際の探触子から水中に放射された超音波ビームはプロファイルを持つことが知られており²⁾、固体内におけるビームプロファイルを解析的に評価するためにマルチガウシアンビーム³⁾(MGB)を用いて入射波の伝播経路をモデル化する。固体内に伝播した波動は欠陥によって散乱され、この散乱波が再び水中の受信探触子によって受信される。ここでは、欠陥による散乱波動場を境界要素法(BEM)を用いて数値解析的に求めており、受信探触子も水浸型である場合には相反性を利用することで散乱波の伝播経路はMGBを用いて表現できる。この固体内入射場や散乱場は、超音波探傷試験の計測系をモデル化した線形時不変(LTI)システム⁴⁾に、影響関数として組み込まれる。LTIシステムを基に超音波の計測系をモデル化したものに、Song⁵⁾らの研究があるが、欠陥による散乱解析をも厳

密に含めたシミュレーションは筆者の知る限り行われていない。MGBを用いた水浸試験におけるクラック近傍の散乱波の可視化に関してはすでに発表⁶⁾されており、本研究ではクラックの散乱解析を含めた超音波探傷試験の全体系のモデリングを目的とする。

水浸探傷試験は、被検体と探触子の間に液体を介する必要があることから、大規模材料の検査には適さないとされてきた。しかし、近年、局部水浸型探傷法⁷⁾と呼ばれる探触子のまわりに水袋を設けて計測点近傍を局所的に液体に浸して探傷を行う手法が開発されており、水浸型探触子の利点の一つである超音波ビームのフォーカス設定が探傷の現場においても利用可能な環境が整備されつつある。

2. 超音波計測系の影響ファクター

図-1に示すような固体中の欠陥に対して、水浸探触子を用いた超音波探傷試験のモデル化を考える。ここでは超音波ビーム径に比べて小さなサイズの欠陥を評価対象とし、ビームの伝播は近軸理論⁸⁾に従うものと

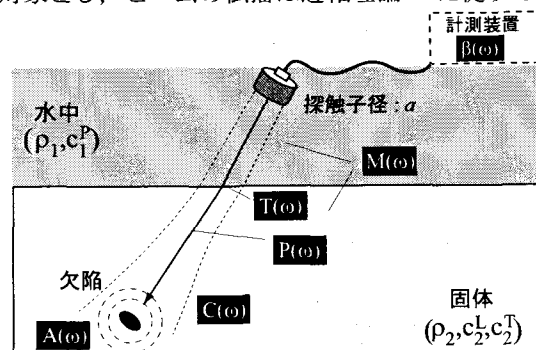


図-1 線形時不変システムに基づく超音波計測のモデル化

† Dedicated to the memory of Prof. Michihiro KITAHARA

仮定する。このとき、オシロスコープ等の計測器で記録される出力電圧 $V(\omega)$ は、LTI システムに基づいて以下のように記述できる⁴⁾。

$$V(\omega) = \beta(\omega)M(\omega)P_{in}(\omega)C_{in}(\omega)T_{in}(\omega)A(\omega) \times T_{sc}(\omega)C_{sc}(\omega)P_{sc}(\omega) \quad (1)$$

ここで、下付きの指標は入射波伝播過程:in, 散乱波伝播過程:sc を表している。式 (1) 中の $\beta(\omega)$ は計測装置の影響関数, $M(\omega)$ は液体・固体内を伝播するときの超音波減衰の影響, $P(\omega)$ は伝播距離, $C(\omega)$ は探触子による超音波ビームの回折の影響, $T(\omega)$ は液体-固体界面における平面波の透過率, $A(\omega)$ は固体内の散乱の影響関数を表している。次節において、個々の影響関数を具体的に記述する。

2.1 入射波動場

実際の水浸探触子から放射された超音波はビームプロファイルを有する²⁾。本研究では、この入射波動場について MGB モデル^{3,9)} を用いた表現を採用する。

図-2 に示すように、水中 (密度 ρ_1 , 音速 c_1^P) において、エレメント半径 a の探触子面が速度 v_0 で一様振動する圧電型探触子を考える。このとき、MGB によれば円形の水浸探触子から発振された z_1 方向に伝播する入射ビームの水中音場は、以下のように表現できる。

$$p(x_1, y_1, z_1) = \sum_{n=1}^{10} P_0 \frac{\sqrt{\det G_1^P(0)}}{\sqrt{\det G_1^P(z_1)}} \exp\{ik_1^P z_1\} \times \exp\left\{\frac{ik_1^P x_1^t [G_1^P(z_1)]^{-1} x_1}{2}\right\} \quad (2)$$

ここで、 k_1^P は水中における波数である。上式において $x_1 = (x_1, y_1)$ であり、上付きの指標 t は転置を表す。式 (2) において、 G_1^P は 2×2 の行列であり、

$$G_1^P(0) = \left(-\frac{ik_1^P a^2}{2B_n}\right) I, \quad P_0 = \rho_1 c_1^P v_0(\omega) A_n \quad (3)$$

となる。ここで、 I は単位行列であり、 $G_1^P(z_1) = G_1^P(0) + z_1 I$ となる。式 (2) は 10 個のガウシアンビー

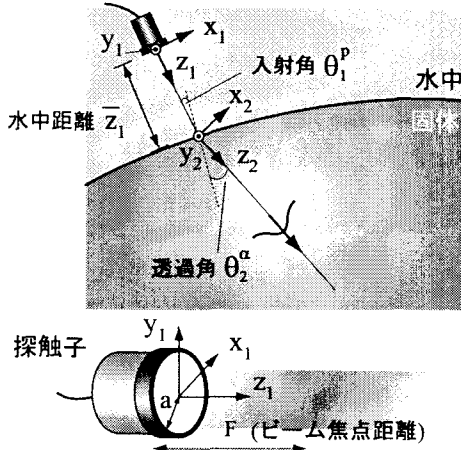


図-2 水浸探触子から発せられた超音波ビームの伝播経路

ムの重ね合わせ (マルチガウシアンビーム) で探触子の放射場が表現できることを示しており、式中の A_n と B_n は、Wen and Breazeale¹⁰⁾ によって導出された複素数からなる 10 個のビームパラメータである。なお、焦点付き探触子をモデル化する場合、式 (3) のパラメータ B_n に焦点距離 F に関する項を付加すればよい。

$$B_n \longrightarrow B_n + \frac{ik_1^P a^2}{2F} \quad (4)$$

次に、水中の超音波が水-固体界面を透過して固体中の z_2 方向に縦波 (L) 又は横波 (T) 波として伝播するとき、水浸探触子による固体内の入射波動場は界面の透過率 $T_{12}^{\alpha;P}$ を用いて以下のように表される。

$$u_j^\alpha(x_2, y_2, z_2) = \sum_{n=1}^{10} \frac{-P_0}{i\omega\rho_1 c_1^P} \hat{d}_j^\alpha T_{12}^{\alpha;P} \times \frac{\sqrt{\det G_1^P(0)}}{\sqrt{\det G_1^P(\bar{z}_1)}} \frac{\sqrt{\det G_2^\alpha(0)}}{\sqrt{\det G_2^\alpha(z_2)}} \times \exp\{ik_1^P \bar{z}_1\} \exp\{ik_2^\alpha z_2\} \times \exp\left\{\frac{ik_1^P x_2^t [G_2^\alpha(z_2)]^{-1} x_2}{2}\right\} \quad (5)$$

ここで、 $x_2 = (x_2, y_2)$ 、式 (5) 中の k_2^α は固体中の $\alpha=L$ or T 波の波数、 $\hat{d}^\alpha$ は偏向ベクトルである。式 (5) は水中 ($m=1$) から固体 ($m=2$) へ透過した超音波の表現式であるが、以下では m 番目の媒質中を伝播する ϕ 波が $m+1$ 番目の媒質へ γ 波として透過する場合について統一的に記述する。 m 番目の界面を超音波が伝播するとき (図-3)、MGB では次の 4 つの影響が考慮される。

- ビームプロファイルによる位相の変化：

$$\exp\left\{\frac{ik_m^\phi x_{m+1}^t [G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})]^{-1} x_{m+1}}{2}\right\},$$

- 伝播距離による位相の変化： $\exp\{ik_{m+1}^\gamma z_{m+1}\}$,

- 振幅の変化： $\frac{\sqrt{\det G_{m+1}^\gamma(0)}}{\sqrt{\det G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})}}$,

- 透過率： $T_{m+1}^{\gamma;\phi}$ ($m=1,2,\dots,M$) (6)

ここで、欠陥が存在する媒質を $M+1$ 番目の媒質とし、その界面を M 番目の界面とする。式 (6) に現れる G_{m+1}^γ

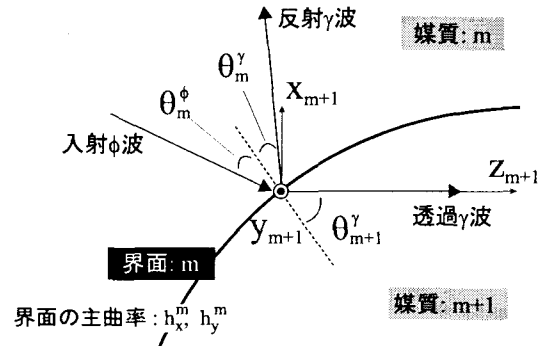


図-3 m 番目の界面における反射と透過

は伝達マトリクスと呼ばれ、界面の主曲率 (h_x^m, h_y^m) や、界面に対するビームの入射角 θ_m^ϕ および透過角 θ_{m+1}^γ に依存する関数として以下のように書くことができる³⁾。

$$\begin{aligned}
 [G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})]_{11} &= \frac{c_{m+1}^\gamma}{c_m^\phi} z_{m+1} \\
 &+ \frac{\frac{\cos \theta_{m+1}^\gamma}{\cos \theta_m^\phi} [G_m^\phi(z_m)]_{11}}{\frac{\cos \theta_m^\phi}{\cos \theta_{m+1}^\gamma} + \frac{h_x^m \left(\cos \theta_m^\phi - \frac{c_m^\phi}{c_{m+1}^\gamma} \cos \theta_{m+1}^\gamma \right)}{\cos \theta_m^\phi \cos \theta_{m+1}^\gamma}} [G_m^\phi(z_m)]_{11} \\
 [G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})]_{22} &= \frac{c_{m+1}^\gamma}{c_m^\phi} z_{m+1} \\
 &+ \frac{[G_m^\phi(z_m)]_{22}}{1 + h_y^m \left(\cos \theta_m^\phi - \frac{c_m^\phi}{c_{m+1}^\gamma} \cos \theta_{m+1}^\gamma \right)} [G_m^\phi(z_m)]_{22}, \\
 [G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})]_{12} &= [G_{m+1}^\gamma(z_{m+1})]_{21} = 0 \quad (7)
 \end{aligned}$$

ただし、このとき、 h_x^m か h_y^m のどちらかの主曲率を含む面に入射面¹¹⁾(plane of incidence)があるように設定しなければならない。本論文では、 h_x^m を含む面が入射面であるとする。即ち、入射波は x_m - z_m 面内を伝播するものとする。式(6)と(7)を用いれば、界面における透過波だけでなく、反射波の伝播も表すことができる。例えば、2番目の界面で反射された β 波は、平面波の反射率 $R_{23}^{\beta;\alpha}$ を導入して

$$\begin{aligned}
 u_j^\beta(x_3, y_3, z_3) &= \sum_{n=1}^{10} \frac{-P_0}{i\omega\rho_1 c_1^P} \hat{d}_j^\beta T_{12}^{\alpha;P} R_{23}^{\beta;\alpha} \\
 &\times \frac{\sqrt{\det G_1^P(0)}}{\sqrt{\det G_1^P(\bar{z}_1)}} \frac{\sqrt{\det G_2^\alpha(0)}}{\sqrt{\det G_2^\alpha(\bar{z}_2)}} \frac{\sqrt{\det G_3^\beta(0)}}{\sqrt{\det G_3^\beta(z_3)}} \\
 &\times \exp\{ik_1^P \bar{z}_1\} \exp\{ik_2^\alpha \bar{z}_2\} \exp\{ik_3^\beta z_3\} \\
 &\times \exp\left\{ \frac{ik_2^\alpha x_3^t [G_3^\beta(z_3)]^{-1} x_3}{2} \right\} \quad (8)
 \end{aligned}$$

となる。上式の k_3^β は z_3 方向に反射した β 波の波数である。なお、式(5)や式(8)で表されるMGBは、任意の点の波動場を求めるためには10回の繰り返し計算をすればよく、高速演算が可能である。

水浸探触子から発せられた超音波ビームは、探触子のエレメント径、入射角、ビームフォーカス等の設定によって、そのプロファイルが大きく変化させる。ここで、平面を有する被検体(ステンレス鋼: $c_2^L = 5900\text{m/s}$, $c_2^T = 3200\text{m/s}$, $\rho_2 = 7690\text{kg/m}^3$)に対して、式(2),(5),(8)を基に計算された水浸探触子による波動場を図-4~6に示す。これらは、3次元波動場について計算した結果から超音波ビームの中心断面内のプロファイルをプロットしたものである。水中音場については絶対値 $|p|$ を、固体内の変位場については絶対値 $|u|$ の大きさを濃淡で表している。エレメント径 a が5mmの水浸探触子(フォーカス設定なし)の5MHzにおけるプロファイルを図-4に示す。図-4(a)は被検体に対して、水中距離 $z_1=30\text{mm}$ で垂直に超音波を入射させた場合のプロファ

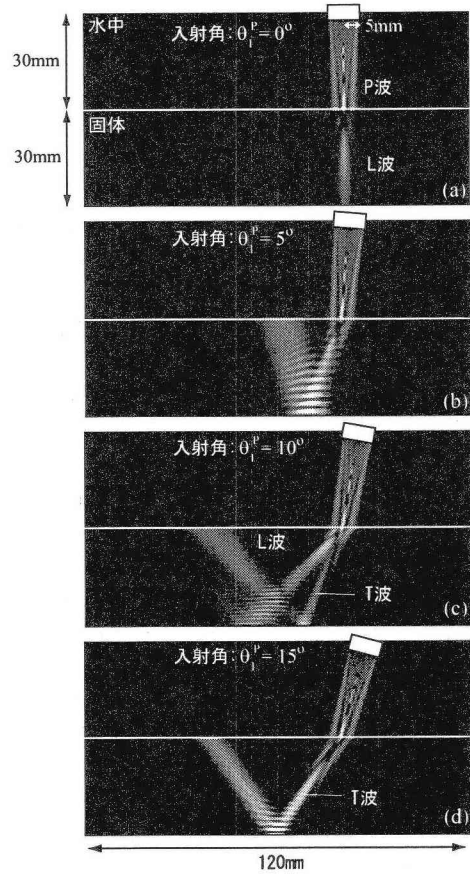


図-4 周波数5MHz、フォーカスなし、エレメント半径5mmの水浸探触子による入射波動場

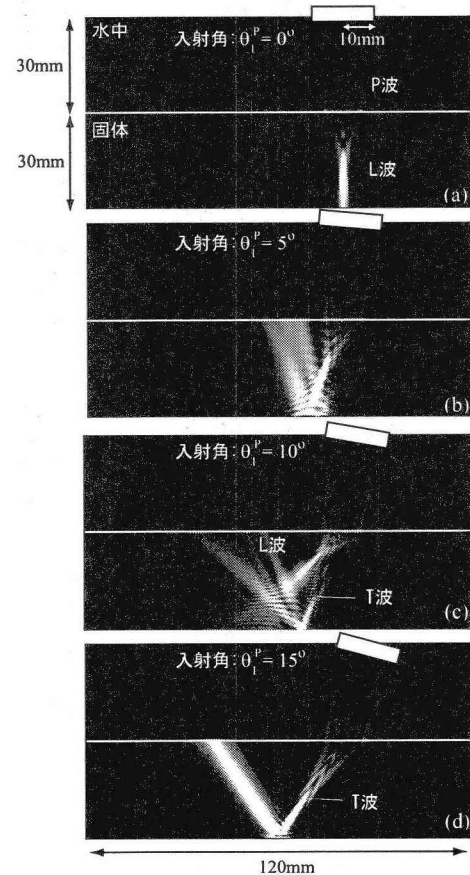


図-5 周波数5MHz、フォーカスつき(焦点距離120mm)、エレメント径10mmの水浸探触子による入射波動場

イルであり、固体内ではL波が卓越して発生する。徐々に入射角 θ_1^P を大きくしていくと固体内でL波とT波が発生しており(図-4(b),(c)), L波の臨界角を越えると固体内にはT波が卓越して存在するようになる(図-4(d))。次に、周波数は5MHzのままでエレメント径 a を10mm, 焦点距離 F を120mmにした場合のビームプロファイルを図-5に示す。図-5(a)は、被検体に対して超音波を垂直入射させた場合である。このとき、探触子面から水中距離で120mm離れた位置にビーム強度が最大になるよう焦点距離 F を設定したが、固体内に伝播した入射波はかなり手前で最大ビーム強度が出現している。同様に、T波についても焦点距離 F に比べて手前で最大ビーム強度が現れる。市販されている水浸探触子にフォーカス付きの探触子があるが、この場合の公称焦点距離は水中音場において適用されるものであり、固体内の欠陥を探傷するときには、焦点が手前になることを予め留意しなければならない。また、低周波探触子を用いた場合のビームプロファイルを図-6に示す。エレメント径 a は5mmとし(フォーカス設定なし), 1MHzにおけるビームプロファイルをプロットしたものである。図-4に示す5MHzの探触子のプロファイルとは異なり、低周波になるとビームが拡散してしまい、指向性が小さくなっていることわかる。

さて、水中から固体へ透過した超音波の表現式(5)を例にとって、式(1)で示したLTIシステムにおける影響関数との対応関係を記述してみる。このとき、伝播

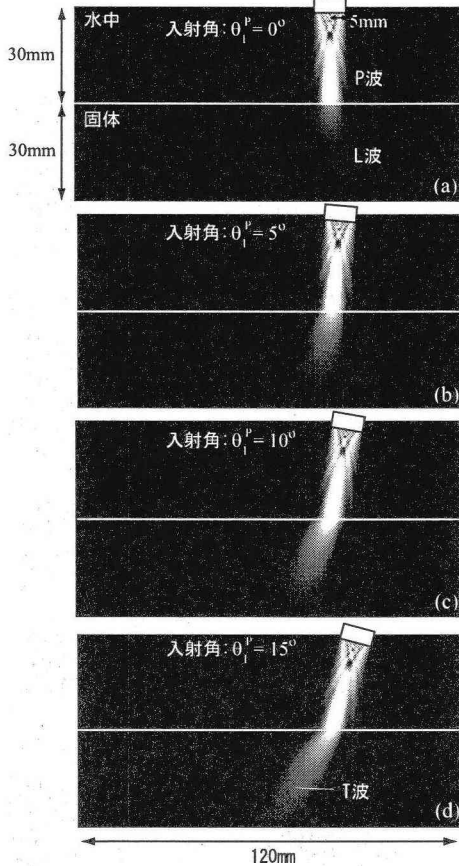


図-6 周波数 1MHz, フォーカスなし, エレメント径 5mm の水浸探触子による入射波動場

距離の関数 $P_{in}(\omega) = \exp\{ik_1^P \bar{z}_1\} \exp\{ik_2^\alpha \bar{z}_2\}$, 界面における透過率 $T_{in}(\omega) = T_{12}^{\alpha;P}$ となる。また、ビームの回折による影響関数は以下になる。

$$C_{in}(\omega) = \sum_{n=1}^{10} \frac{P_0}{\rho_1 c_1^P v_0(\omega)} \frac{\sqrt{\det G_1^P(0)}}{\sqrt{\det G_1^P(\bar{z}_1)}} \frac{\sqrt{\det G_2^\alpha(0)}}{\sqrt{\det G_2^\alpha(\bar{z}_2)}} \times \exp\left\{\frac{ik_1^P x_2^t [G_2^\alpha(\bar{z}_2)]^{-1} x_2}{2}\right\} \quad (9)$$

同様に、式(8)に対しても影響関数の具体的な記述が可能である。

2.2 散乱波動場

本論文では、図-7に示すように欠陥(損傷)としてクラックを対象とする。BEMによるクラックの動的解析については、西村と小林らの論文^{12,13)}が参考になる。散乱波動場(具体的には散乱振幅 $A(\omega)$)を求めるにあたって、ここでは入射波動場と異なる座標系を導入し、物理量のシンボル表記とその成分の指標表記(総和規約を含む)を併用する。

$M+1$ 番目の固体内で入射波が与えられたとき、クラック S_C 上で表面力ゼロの境界条件を満たすように境界積分方程式を解くことによって、クラック上の点 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$ の開口変位 $\Delta \mathbf{u}$ を求めることができる。次に、領域 D 内の任意点 $\mathbf{y} = (y_1, y_2, y_3)$ の散乱場 $\mathbf{u}^{sc}$ は、 $\Delta \mathbf{u}$ を用いて以下の積分表現によって求められる。

$$u_n^{sc}(\mathbf{y}, \omega) = \int_{S_C} C_{ijkl} U_{kn,l}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) n_j(\mathbf{x}, \omega) \Delta u_i(\mathbf{x}, \omega) dS_x \quad (10)$$

ここで、 $\mathbf{n}$ はクラック境界上の単位法線ベクトル、 $(\bullet)_{,l} = \partial(\bullet)/\partial x_l$ は点 $\mathbf{x}$ の l 方向微分を表している。また、式(10)において、 $U_{kn}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)$ は等方弾性体の基本解であり、3次元問題の場合は以下になる。

$$U_{kn}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{4\pi\mu_{M+1}} \left[\frac{\exp(ik_{M+1}^T r)}{r} \delta_{kn} + \frac{1}{(k_{M+1}^T)^2} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_n} \left\{ \frac{\exp(ik_{M+1}^T r)}{r} \right\} - \frac{1}{(k_{M+1}^T)^2} \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_n} \left\{ \frac{\exp(ik_{M+1}^L r)}{r} \right\} \right] \quad (11)$$

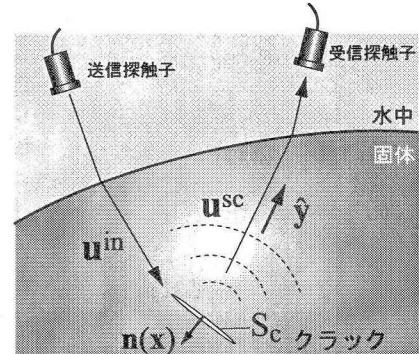


図-7 クラックによる固体内波動の散乱

ここで、 $r = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$ 、 C_{ijkl} は弾性定数テンソルである。

本論文では、探触子のビーム径に対して小さなサイズの欠陥を検査対象としている。ここで、クラックは材料深部に存在するものと仮定しているの、液体-固体界面とクラックの位置関係は、クラックの代表寸法に比べて相対的に遠方であると仮定できる。そこで、基本解 U_{kn} に対して遠方近似が適用できる。 $\hat{\mathbf{y}}$ を受信探触子に向く単位ベクトルとすると、遠方近似 ($r \approx |\mathbf{y}| - \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}$) を導入した基本解は次式となる。

$$U_{kn}^{far}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) \approx \sum_{\gamma=L,T} A_{kn}^{\gamma}(\mathbf{x}, \hat{\mathbf{y}}, \omega) D(k_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|) \quad (12)$$

ここで、 A_{kn}^L 、 A_{kn}^T と D は

$$\begin{aligned} A_{kn}^L(\mathbf{x}, \hat{\mathbf{y}}, \omega) &= \frac{\hat{y}_k \hat{y}_n}{4\pi\rho_{M+1}(c_{M+1}^L)^2} \exp\{-ik_{M+1}^L \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}\} \\ A_{kn}^T(\mathbf{x}, \hat{\mathbf{y}}, \omega) &= \frac{\delta_{kn} - \hat{y}_k \hat{y}_n}{4\pi\rho_{M+1}(c_{M+1}^T)^2} \exp\{-ik_{M+1}^T \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}\} \\ D(k_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|) &= \frac{\exp(ik_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|)}{|\mathbf{y}|}, \quad (\gamma=L,T) \end{aligned} \quad (13)$$

となる。式 (12) を式 (10) に代入すると、遠方散乱波は次のように表現される。

$$\begin{aligned} u_n^{sc;far}(\mathbf{y}, \omega) &\approx \sum_{\gamma=L,T} \left[\int_{S_C} C_{ijkl} A_{kn,l}^{\gamma}(\mathbf{x}, \hat{\mathbf{y}}, \omega) n_j(\mathbf{x}, \omega) \right. \\ &\quad \left. \times \Delta u_i(\mathbf{x}, \omega) dS_x \right] D(k_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|) \\ &= \sum_{\gamma=L,T} a_n^{\gamma}(\hat{\mathbf{y}}, \omega) D(k_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|) \end{aligned} \quad (14)$$

式 (14) は、遠方において散乱波は球面波として伝播していることを表しており、その伝播項 ($D(k_{M+1}^{\gamma} |\mathbf{y}|)$) の振幅に相当するものを $\mathbf{a}^{\gamma}$ と書き、これを γ 波の遠方散乱振幅と称する。この遠方散乱振幅と偏向ベクトルの内積をとったものが、式 (1) における固体中の散乱項 $A(\omega) (= \mathbf{a}^{\gamma}(\hat{\mathbf{y}}, \omega) \cdot \hat{\mathbf{d}}^{\gamma})$ となる。

3. 水浸探傷試験のモデリング

ここでは水浸探触子を被検体の上側に設置し、水中を介して超音波を直接に欠陥へ入射する“表面入射法”と、底面において一回の反射を利用し被検体の裏側から超音波を入射する“背面入射法”を例にとって超音波シミュレーションを行う。背面入射法は、溶接余盛が存在するために上側表面から送信される入射波が欠陥に直達できない場合や、面状欠陥等からの強い指向性を持つ散乱波を受信するときに背面の反射を利用した方が SN(Signal-Noise) 比の向上が期待できる場合に用いられる¹⁴⁾。

本論文では、固体内のクラックに対して L 波を入射し、散乱波の縦波成分を同じ探触子で受信する L-L パルスエコーをモデル化する。まず、表面入射法を式 (1) に示す LTI システムに適用すると、この計測系から得られる受信電圧 V_{12} は次のように表すことができる。

(図-8 参照)

$$\begin{aligned} V_{12}(\omega) &= \beta(\omega) M(\omega) \left(\frac{-2\pi v_0}{ik_2^L a^2} \frac{\rho_2 c_2^L}{\rho_1 c_1^P} \right) \\ &\quad \times \exp\{2ik_1^P \bar{z}_1\} \exp\{2ik_2^L \bar{z}_2\} \\ &\quad \times \left[T_{12}^{L:P} C_{in}(\omega) \right]^2 \left\{ \mathbf{a}^L \cdot \hat{\mathbf{d}}^L \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、 $\bar{z}_1$ と $\bar{z}_2$ はそれぞれ水中と被検体中の伝播距離、 $T_{12}^{L:P}$ は水-固体界面における P 波の透過率、 $C_{in}(\omega)$ は式 (9) で表されるビーム回折の影響関数である。このとき、超音波は送受信とも同一の経路を伝播するので、相反性を利用して受信経路は送信経路の影響関数を用いて表すことができる。

次に、被検体の下側平面の反射を利用した探傷法をモデル化する。図-9 に示すように、 $\bar{z}_3$ を被検体底面から欠陥までの距離とし、底面における L 波の反射率 $R_{23}^{L:L}$ を考慮すると、背面入射法は以下のように表現できる。

$$\begin{aligned} V_{123}(\omega) &= \beta(\omega) M(\omega) \left(\frac{-2\pi v_0}{ik_2^L a^2} \frac{\rho_2 c_2^L}{\rho_1 c_1^P} \right) \\ &\quad \times \exp\{2ik_1^P \bar{z}_1\} \exp\{2ik_2^L (\bar{z}_2 + \bar{z}_3)\} \\ &\quad \times \left[T_{12}^{L:P} R_{23}^{L:L} C_{in}(\omega) \right]^2 \left\{ \mathbf{a}^L \cdot \hat{\mathbf{d}}^L \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

式 (15) と (16) において、波動の伝播項 $P(\omega)$ 、ビーム回折項 $C(\omega)$ 、透過・反射率 $T(\omega)$ 、散乱項 $A(\omega)$ が数値解析的に決定できるので、計測実験等から計測装置の影響関数 $\beta(\omega)$ と材料の波動減衰量 $M(\omega)$ がわかれば、水浸探触子の特性を考慮した散乱エコーのシミュレーションが可能である。

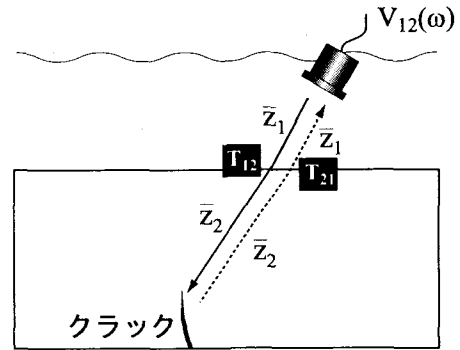


図-8 直達入射波を利用した水浸探傷試験 (表面入射法)

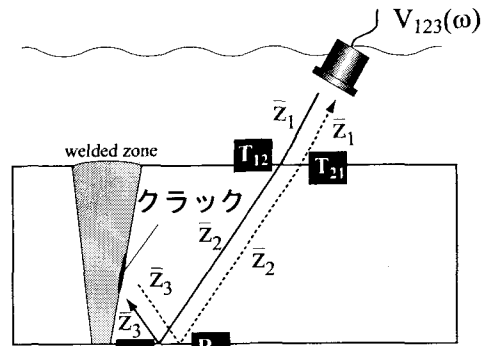


図-9 材料裏面の反射を利用した水浸探傷試験 (背面入射法)

4. 散乱シミュレーション

ここでは、水浸探傷試験をシミュレーションし、クラックからの時間域の散乱エコー波形を求める。前節で示した式 (15) と式 (16) を用いて、周波数域の出力電圧 $V(\omega)$ が求まるので、以下に示すようなフーリエ変換によって時間域の出力電圧 $V(t)$ が計算できる。

$$V(t) = \int_{-\infty}^{\infty} V(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (17)$$

上式は、実際には高速フーリエ変換 (FFT) によって実行される。

シミュレーションを実行するにあたって、計測装置の影響関数 $\beta(\omega)$ と材料の波動減衰量 $M(\omega)$ が必要となる。本来は参照実験等により求められる β と M は次に示す人工波形 (リッカー波¹⁵⁾) で代用した。

$$\beta(t) * M(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\alpha - 0.5) \exp(-\zeta), \quad \zeta = \left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p} \right)^2 \quad (18)$$

ここで、 t_s は波形の最大振幅に対応する時間、 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 $\omega_p (= 2\pi/t_p)$ に対応する時間であり、上式をフーリエ変換すると $\mathcal{F}(\beta * M) = \beta(\omega)M(\omega)$ が得られる。本解析で用いるリッカー波を図-10に示す。なお、以下の解析で用いるリッカー波のピーク周波数は 5.0MHz とした。また、散乱振幅 $A(\omega)$ は境界要素法と散乱波の遠方表現式 (14) を基に数値計算する。MGB は 3 次元波動場に対して導出されたものであるが、本解析において図-3における界面の曲率 h_y^m は 0 とし、欠陥として y_m 方向の形状変化が十分小さいクラックを評価対象としているので、超音波ビームの中心断面内の波動場は 2 次元波動場と仮定できる。従って、以下の超音波の散乱解析については面内の波動場に対して行うこととする。

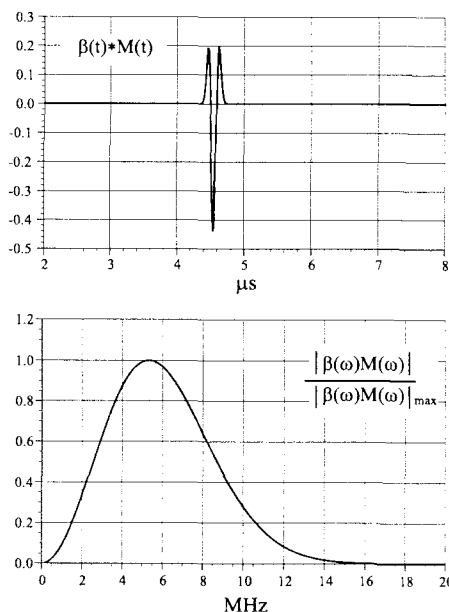


図-10 リッカー波とそのフーリエスペクトル

4.1 材料の内部に存在するクラックからのエコー解析

平面を有する被検体 (ステンレス鋼) の中に、深さ 13mm の位置に長さ 4mm のクラックが垂直に存在しているものとする。ここでは、エレメント径 $a=5\text{mm}$ の水浸探触子 (フォーカス設定なし) が、水中距離 $z_1=30\text{mm}$ の位置に設置されており被検体と平行に走査できるようになっている。このとき、固体内に L 波が $\theta_2^L = 45^\circ$ で伝播するように、水中の入射角は $\theta_1^P = 10.2^\circ$ に設定した。式 (15) に基づいて、被検体の上側から入射波を送信した表面入射法の散乱波形をプロットしたものを図-11に示す。図-11の $d=20.3\text{mm}$ における散乱エコーの振幅が最も大きく観測されており、この送信点から 2mm ずつ d を大きくする、すなわち水浸探触子を右方向に平行移動するとエコー振幅が小さくなっていくことがわかる。同図においてそれぞれ 3 つの波動

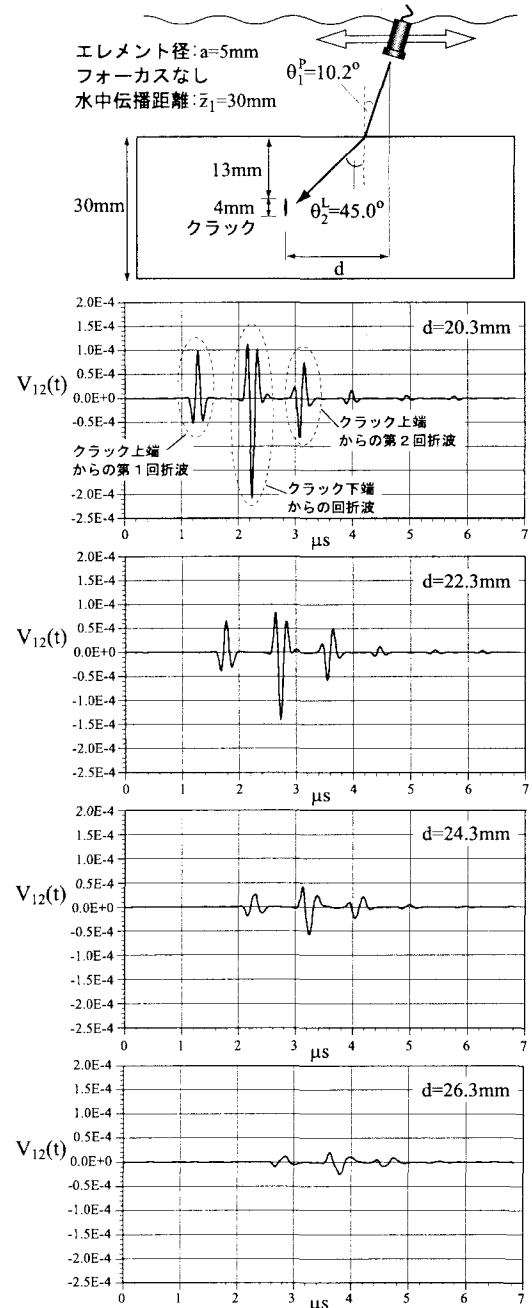


図-11 表面入射法による内部クラックからの散乱エコー

成分が現れているが、第1波はクラック上端からの回折波、第2波はクラック下端からの回折波、第3波はクラック下端からの回折波がクラック側面に沿って上側に伝播した波動がクラック上端で回折したものである⁶⁾。また、この例ではクラックからビーム中心がずれると波形が大きく崩れていくが、これはビーム中心軸付近の入射波の変位の変動が大きい状態でクラックに超音波が到達し、散乱を生じるためである。

次に、式(16)を基にして、被検体の底面反射を利用した背面入射法の散乱波形を図-12に示す。図-12中の $d=50.3\text{mm}$ の送信点で散乱エコーが最も大きく現れている。この点から 2mm ずつ d を大きくした場合、波形自体はあまり崩れることなくエコーの振幅が徐々に小さくなっている。背面入射法の場合、欠陥までの超音波

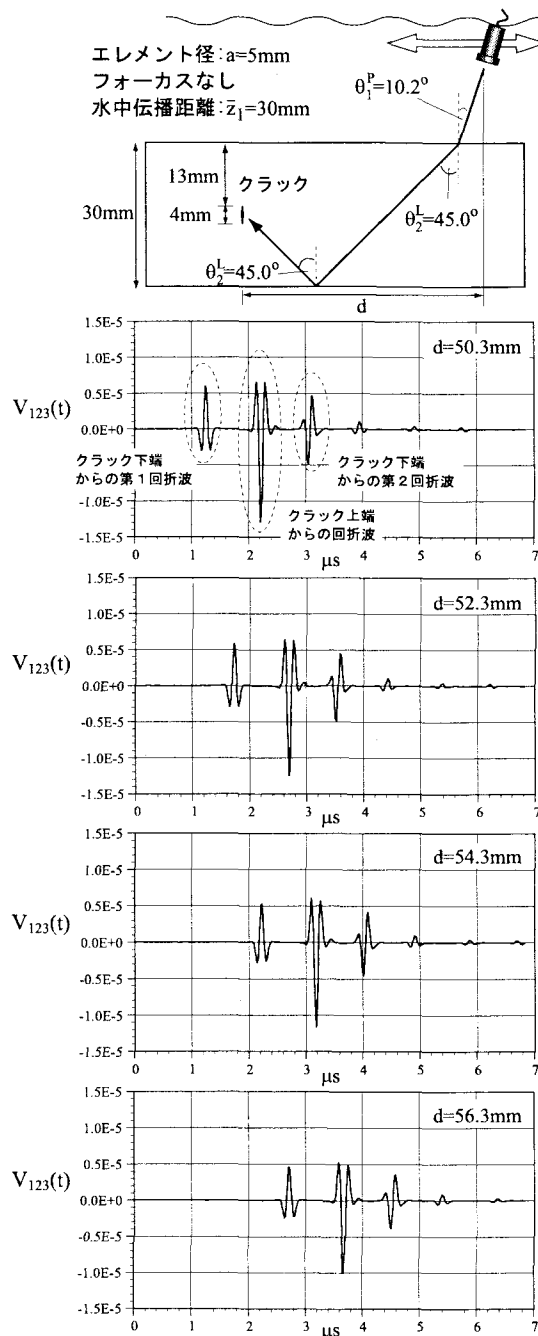


図-12 背面入射法による内部クラックからの散乱エコー

ビームの伝播距離が大きくなるため、欠陥に超音波が到達するときにはビームは欠陥寸法に対して十分広がっており、ビーム中心から欠陥が多少ずれても図-11の表面入射法の場合ほど波形は変化しないことがわかる。

4.2 裏面に発生したクラックからのエコー解析

被検体の裏面からクラックが内部に向かって発生している場合を考える。このクラック深さを推定する探傷法として、端部エコー法¹⁶⁾が知られており、クラックの端部とクラックルート部(クラック側面と裏面境界からなる角部)からのコーナーエコーを受信し、これらのピーク間の時間差測定から、幾何的にクラックの深さを推定する手法である。ここでは、この端部エコー法をシミュレーションする。

図-13に示すように、 15mm の幅をもつ被検体の裏面から長さ 4mm のクラックが垂直に存在しているものとする。エレメント径 $a=10\text{mm}$ 、焦点距離 $F=120\text{mm}$ の探触子を用意し、水中距離 z_1 を変化させながら、クラックからの散乱エコーを数値解析する。ここでは、式(15)に基づく表面入射法を採用するが、この場合の散乱振幅 $A(\omega)$ にはクラックによる散乱波だけでなく、被検体底面における反射波との相互干渉の影響が含まれる。図-13の結果から、水中距離 z_1 の変化による波形の大きな違いはみられないものの、振幅の大きさに関しては $z_1=30\text{mm}$ の位置に設定した場合に最も大きな振幅が観測される。これは、図-5に示したように水中における焦点距離 F よりも短い距離で固体内のビームが収束していることを示す結果である。本モデルを用いて固体内のビーム収束位置が事前に把握できれば、実際の探傷現場において、検査対象とする位置に対して十分な強度のビームが入射するように探触子を調整できる。

5. 結論

水浸探触子から放射された超音波が固体中に伝播し、固体内の欠陥によって散乱された波動が再び同じ探触子で受信されるまでの超音波探傷試験の全体系をモデル化した。本論文では、水浸探触子による超音波の伝播経路をMGBで表現し、欠陥による散乱波をBEMを用いて求めることによって水浸探触子の特性を考慮した超音波伝播・散乱解析が可能であることを示した。本シミュレーション技術を用いて固体内のビームプロファイルが事前に把握できれば、実際の探傷においても、検査したい場所に対して十分な強度のビームが入射できるように探触子の場所・周波数帯域、焦点等を調整できるものと考えられる。さらには、この事前評価を利用して、欠陥エコーとノイズの分離という観点からも今後の発展が期待できる。

次のステップは超音波計測実験と比較することで、本モデルの検証を行う予定である。また、今後は汎用性と実用性を備えた超音波伝播・散乱解析ツールの開発を意図しているが、散乱波動場を高速に計算する多重極境界要素法¹⁷⁾を本モデルに適用することも検討課

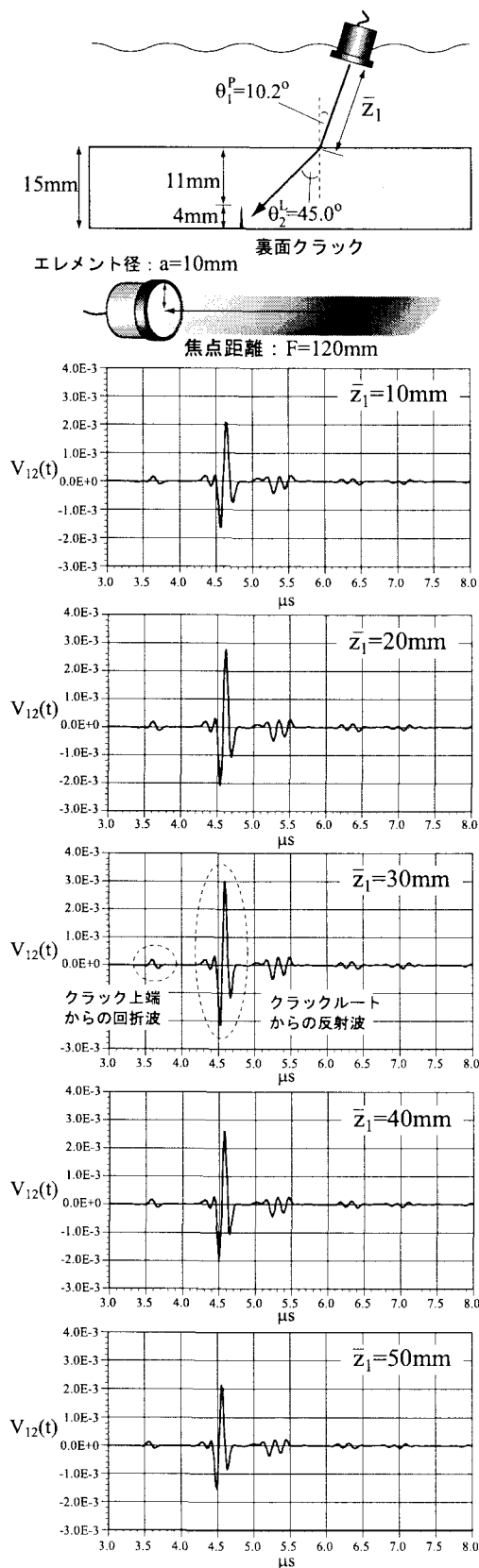


図-13 表面入射法による裏面クラックからの散乱エコー

題の一つであると考え、

謝辞

本研究は第一著者が日本学術振興会特別研究員 (PD) であった期間に行われ、平成 15 年度特別研究員奨励費の補助を受けました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 三原 毅: 連載講座 内部きずの新検査技術, 非破壊検査, Vol.53(4), pp.216-222, 2004.
- 2) Kundu, T.: *Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, CRC Press, Boca Raton, 2004.
- 3) Schmerr, L.W.: A multigaussian ultrasonic beam model for high performance simulation on a personal computer, *Materials Evaluation*, pp.882-888, 2000.
- 4) Thompson, R.B. and Gray, T.A.: A model relating ultrasonic scattering measurement through liquid-solid interfaces to unbounded medium scattering amplitude, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.74, pp.1279-1290, 1983.
- 5) Song, S.J., Kim, H.J., Jung, H.J. and Kim, Y.H.: Angle beam ultrasonic testing models and their application to identification and sizing of surface breaking vertical cracks, *J. Korea Soc. Nondestruct. Testing*, pp.627-636, 2002.
- 6) Kitahara, M., Nakahata, K. and Ichino, T.: Application of BEM for the visualization of scattered wave fields from flaws, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.23, pp.43-50, American Institute of Physics, 2004.
- 7) 関 小華, 加藤 寛, 斎藤博子, 蔭山健介: 疲労損傷過程における実時間超音波測定のための局所水浸法の開発, 非破壊検査, Vol.52(12), pp.697-702, 2003.
- 8) Schmerr, L.W.: *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Plenum Press, New York, 1998.
- 9) Rudolph, M.: Ultrasonic beam models in anisotropic media, *Ph.D thesis, Iowa State University*, 1999.
- 10) Wen, J.J. and Breazeale, M.A.: A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.83, pp.1752-1756, 1988.
- 11) 村田和美: 光学, サイエンス社, 1979.
- 12) 郭 慶春, 西村直志, 小林昭一: 積分方程式法によるクラックの動的解析, 境界要素法論文集, JASCOME, Vol.4, pp.197-202, 1987.
- 13) 田中俊作, 西村直志, 小林昭一: 周波数域 BEM によるクラックの動的解析, 境界要素法論文集, JASCOME, Vol.5, pp.191-196, 1988.
- 14) 三木千壽, 白旗弘実, 西田朱里, 柳沼安俊: タンデムアレイ探触子による突き合わせ溶接継手の超音波非破壊検査特性, 土木学会論文集, No.654/I-52, pp.131-142, 2000.
- 15) Ricker, N.: The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, Vol.10, pp.207-220, 1945.
- 16) 日本非破壊検査協会編: 新非破壊検査便覧, 日刊工業新聞社, 1992.
- 17) 福井卓雄: 境界要素法の研究 - 高速・高精度計算法の開発と応用 -, 京都大学博士論文, 1998.

(2004 年 4 月 16 日 受付)