

逆散乱解析法の超音波フェーズドアレイ探傷への応用

Application of Inverse Scattering Method to Ultrasonic Testing using Phased Array Transducer

中畑和之*・上甲智史**・廣瀬壮一***

Kazuyuki NAKAHATA, Satoshi JYOKOU and Sohichi HIROSE

*正会員 博(工) 愛媛大学准教授 大学院理工学研究科生産環境工学専攻 (〒790-8577 愛媛県松山市文京町 3)

**学生員 愛媛大学 大学院理工学研究科生産環境工学専攻 (〒790-8577 愛媛県松山市文京町 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工学専攻 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

Phased array transducer has an advantage of transmitting ultrasonic beams to various directions from a fixed position. In this study, we propose a new flaw imaging technique based on linearized inverse scattering methods. Here incident waves of strong intensity are generated in specified directions by a beam steering technique of the phased array transducer, and scattered waves are received simultaneously at each array element on a flat surface of a specimen. Since the data processing in our methods is performed by means of 2-D FFT, high-speed imaging of flaw shapes is possible with a portable computer. From numerical simulations by BEM, these imaging methods show reasonable resolution to evaluate flaw shapes if ultrasonic beams are transmitted in several directions.

Key Words : *Ultrasonics, Shape reconstruction, Inverse scattering technique, Phased array transducer, Simulation, BEM*

1. はじめに

フェーズドアレイ探触子(以下, アレイ探触子)は複数の小さな振動素子を直線上に配置した超音波送受信用のセンサーであり, 近年では超音波探傷の現場でも導入が進んでいる¹⁾. アレイ探触子は, 個々の素子を独立に励振できるように, 素子を励振するタイミング(ディレイ)を電気的に制御することによって任意の方向に超音波が送信できる²⁾. また, 最近では素子を格子状に配列した平面アレイ探触子の開発・実用化も進んでおり³⁾, 3次元的に超音波が送信できるような環境が整いつつある. 探触子自体を動かすことなく, 選択した素子を励振して超音波を送信し, さらに励振する素子群を切り替えることによって次々と超音波を送信する方法を電子スキャンという. 通常は, 電子スキャンで得られた欠陥エコーの振幅と到達時間を利用し, B-スキャン等で画像として出力している⁴⁾が, エコーが有する位相等の波形情報や素子の位置情報を利用することで, より高い分解能やSN比の映像化が期待できる⁵⁾.

本研究ではアレイ探触子の有する同時励振および配列素子による複数点の受信機能を活用した新しい欠陥イメージング法を提案する. 本手法は著者らがこれまでに開発した逆散乱イメージング法⁶⁾をベースとしており, 欠陥エコーに含まれる波形情報と受信素子の位置情報を用いて, コンピュータ上で欠陥画像を合成するものである. 従来の逆散乱イメージング法は同時励振を行わずに, 各々のアレイ素子で独立に超音波を送

受信することで欠陥像を再構成する手法であったため, 超音波計測装置への実装を考えると, 1つの素子で超音波の送受信を行うには欠陥エコーのゲインが得られにくい等の問題がある. そこで, 複数の素子を同時励振することによって一定の方向に大きな振幅の超音波を送信するアレイ探触子のビームステアリングに着目し, これを利用した欠陥画像化手法へ逆散乱イメージング法の変更を行った. 逆散乱問題を解くために, 従来の手法と同様, 低周波および高周波数域で有効とされる近似法^{7,8)}を導入し, エコー波形と欠陥形状がフーリエ変換を介して線形関係となるような構造となっている. しかしながら, 大きな変更点は, 欠陥に平面波が入射されるものと仮定して, 逆散乱アルゴリズムを再構築していることである. 逆解析にはFFTを用いるので高速な欠陥画像化が可能である.

本論文では, SH波が伝搬する2次元面外波動場を想定して逆散乱イメージング法の定式化を記述するが, P波やSV波がカップリングする2次元面内波動場や, 平面アレイ探触子を利用する3次元波動場にも拡張⁹⁾が可能である. ここでは, 鋼材内部に分布した複数の欠陥からのエコーを境界要素法(BEM)を用いて計算することによって数値的に作成し, 欠陥の再構成シミュレーションを行う. 本論文で提案するイメージング法は平面波が欠陥に到達するものと仮定して定式化を行っており, シミュレーションでは, 先ず理想的な平面波を用いてイメージング法の性能を検証を行う. 次に, アレイ探触子から放射される波動を入射波とした場合の欠陥イメージングを示し, 欠陥の画像化性能について

考察を行う。なお、アレイ探触子のビームステアリングのためのディレイの計算法、アレイ探触子の数値モデル化については河野らの論文¹⁰⁾を参考にしている。

2. フェーズドアレイ探傷のための逆散乱イメージング法

2.1 入射波と散乱波の表現式

本イメージング法で対象とする超音波の送受信概要を図-1に示す。均質等方な弾性体 D 内に散乱体(欠陥) D^c が存在しているものとする。2次元直交座標系を (x_1, x_2) とし、角振動数を ω とする時間調和な波動場を考えると、SH 波の運動を支配する面外の変位 u は次の運動方程式を満足する。

$$\mu [\Delta u(x, \omega) + k_T^2 u(x, \omega)] = 0 \quad (1)$$

ここで、 μ はせん断弾性係数、 $k_T (= \omega/c_T)$ は SH 波の波数、 c_T は横波音速である。本論文で扱う逆散乱問題とは、欠陥に対して SH 波 u^{in} を送信し、欠陥 D^c によって散乱された波動 u^{sc} を複数の素子で受信し、この散乱波形から欠陥の形状を推定しようとするものである。

ここでは、欠陥に対して、 $\mathbf{p} = (p_1, p_2)$ 方向から平面波が入射されるものとする(図-1のように送信角度を θ とする)。この入射波 u^{in} は以下のような平面波とする。

$$u^{\text{in}}(\mathbf{x}, k_T) = u^0 \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) \quad (2)$$

ここで、 u^0 は振幅である。一方、欠陥による散乱波は点 $\mathbf{y}$ の素子で計測されるとすれば、

$$u^{\text{sc}}(\mathbf{y}, k_T) = \int_D U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) q(\mathbf{x}, k_T) dV(\mathbf{x}) \quad (3)$$

と書ける。上式の U は面外波動問題の基本解であり、次式で表される。

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

ここで、 $H_0^{(1)}$ は第1種0次のハンケル関数である。また、式(3)中の q は等価散乱源¹¹⁾とよばれ、欠陥を2

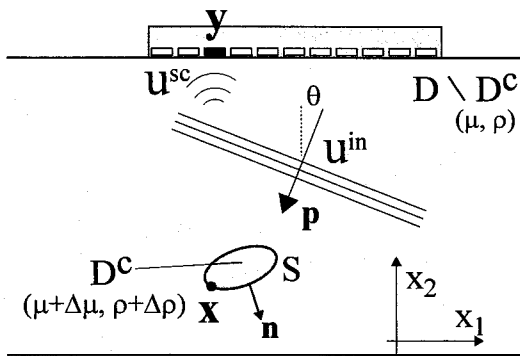


図-1 フェーズドアレイ探触子による超音波送受信の概要

次波源としたときの等価な物体力に対応するものであり、欠陥による散乱波はこの等価散乱源からの放射波とみなすことができる。等価散乱源は以下に示すように領域型と境界型の2通りの表現がある。領域型の等価散乱源は、

$$q_T(\mathbf{x}, k_T) = \Gamma(\mathbf{x}) \{ \Delta \rho \omega^2 u(\mathbf{x}, k_T) - \Delta \mu \nabla u(\mathbf{x}, k_T) \cdot \nabla \} \quad (5)$$

となる。ここで、 $\Delta \rho$ と $\Delta \mu$ はそれぞれ母材-欠陥の密度差とせん断弾性係数値の差である。式(5)中の Γ は欠陥 D^c の領域内部においてのみ値を有する特性関数であり、次式で定義される。

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 & \mathbf{x} \in D^c \\ 0 & \mathbf{x} \in D \setminus D^c \end{cases} \quad (6)$$

また、境界型の等価散乱源は次式となる。

$$q_\gamma(\mathbf{x}) = -\mu \gamma(\mathbf{x}) \{ \nabla u(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) - u(\mathbf{x}) \mathbf{n}(\mathbf{x}) \cdot \nabla \} \quad (7)$$

ここで、 $\mathbf{n}$ は図-1に示すように D の内部に向く法線ベクトルである。式(7)中の γ は欠陥の境界 S 上においてのみ値を有する特異関数であり、次式で定義される。

$$\int_D \gamma(\mathbf{x}) dV(\mathbf{x}) = \int_S dS(\mathbf{x}). \quad (8)$$

2.2 散乱波の表現式の線形化

式(5)と(7)に示した等価散乱源 q は特性関数 Γ と特異関数 γ をそれぞれ含んでおり、これらは欠陥の形状を表現しうるものである。アレイ上の点 $\mathbf{y} = (y_1, y_2)$ において散乱波が計測されたとき、式(3)の左辺は既知となる。従って、この積分方程式を等価散乱源に含まれる Γ か γ について解くことができれば、欠陥形状の再構成が可能になる。しかし、等価散乱源には Γ や γ だけでなく欠陥内部あるいは境界上の未知変位を含んでいるため、式(3)は非線形方程式であることが問題となる。ここでは、領域型等価散乱源 q_T に含まれる変位にボルン近似を、境界型等価散乱源 q_γ の変位にキルヒホフ近似を導入することによって、式(3)を線形化して解く。

(1) ボルン近似

等価散乱源 q_T を式(3)に代入すると次式を得る。

$$u^{\text{sc}}(\mathbf{y}, k_T) = \int_D \Gamma(\mathbf{x}) [\Delta \rho \omega^2 u(\mathbf{x}, k_T) U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) - \Delta \mu \nabla u(\mathbf{x}, k_T) \cdot \nabla U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T)] dV \quad (9)$$

ここで、ボルン近似⁷⁾を導入して上式を線形化する。ボルン近似では、上式の変位 u を式(2)で示した入射波 u^{in} で置き換える。このとき、点 $\mathbf{y}$ と欠陥 $\mathbf{x}$ の距離は欠陥寸法に比べて十分大きいものとし、ハンケル関数の遠方表現¹²⁾：

$$H_0^{(1)}(k_T r) \approx \sqrt{\frac{2}{i\pi k_T r}} \exp(ik_T r) \quad (10)$$

を用いて、式 (9) を整理すると、

$$u^{sc}(\mathbf{y}, k_T) = -\frac{iu^0 k_T^2}{2} \int_D \Gamma(\mathbf{x}) \sqrt{\frac{2}{i\pi k_T r}} \times \exp(ik_T r) \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) dV(\mathbf{x}) \quad (11)$$

を得る。なお、本研究では欠陥として空洞を想定しているため、 $\Delta\rho = -\rho$ 、 $\Delta\mu = -\mu$ において整理した。また、定式化の過程でアレイ素子群は欠陥から遠方にあると仮定しているので、 $\mathbf{p} \cdot \left(\frac{\mathbf{x}-\mathbf{y}}{r}\right) \approx 1$ と近似した。ここで再び、ハンケル関数の遠方表現を式 (11) に適用すると次式を得る。

$$u^{sc}(\mathbf{y}, k_T) = -\frac{iu^0 k_T^2}{2} \int_D \Gamma(\mathbf{x}) H_0^{(1)}(k_T r) \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) dV \quad (12)$$

いま、アレイ探触子が y_2 = 一定の面に置かれ、異なる座標値 y_1 のいくつかの点において散乱波が観測されたとして、観測点座標 y_1 に関する散乱波のフーリエ変換を考える。最終的には散乱波 u^{sc} と特性関数 Γ を線形関係としたいため、このプロセスは数式を展開する上で重要である。式 (12) の両辺をフーリエ変換すると

$$\bar{u}^{sc}(k_1, y_2, k_T) = -\frac{iu^0 k_T^2}{2} \int_D \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\mathbf{x}) H_0^{(1)}(k_T r) \times \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - ik_1 y_1) dV dy_1 \quad (13)$$

となる。ここで、ハンケル関数の積分表現¹³⁾

$$H_0^{(1)}(k_T |\mathbf{y} - \mathbf{x}|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[iq_1(y_1 - x_1) + i\sqrt{k_T^2 - q_1^2}|y_2 - x_2|]}{\sqrt{k_T^2 - q_1^2}} dq_1 \quad (14)$$

を式 (13) に代入すると、次式を得る。

$$\bar{u}^{sc}(k_1, y_2, k_T) = \frac{-iu^0 k_T^2}{2\pi} \int_D \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\mathbf{x})}{\sqrt{k_T^2 - q_1^2}} \times \exp[-i(q_1 - k_{Tp1})x_1 + i(q_1 - k_1)y_1 + ik_{Tp2}x_2 + i\sqrt{k_T^2 - q_1^2}|y_2 - x_2|] dV dq_1 dy_1 \quad (15)$$

式 (15) は 4 重積分であり複雑に見えるが、ディラックのデルタ関数

$$2\pi\delta(k_1 - q_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i(k_1 - q_1)y_1] dy_1 \quad (16)$$

を適用すれば、式 (15) は

$$\bar{u}^{sc}(k_1, y_2, k_T) = -iu^0 k_T^2 \int_D \frac{\Gamma(\mathbf{x})}{\sqrt{k_T^2 - k_1^2}} \times \exp[-i(k_1 - k_{Tp1})x_1 + ik_{Tp2}x_2 + i\sqrt{k_T^2 - k_1^2}|y_2 - x_2|] dV(\mathbf{x}) \quad (17)$$

となり、2 重積分の形で記述できる。

(2) キルヒホフ近似

等価散乱源として境界型の式 (7) を採用し、キルヒホフ近似⁸⁾を導入して式 (3) を線形化する。等価散乱

源 q_γ を式 (3) に代入すると次式を得る。

$$u^{sc}(\mathbf{y}, k_T) = - \int_D \mu\gamma(\mathbf{x}) [U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) \nabla u(\mathbf{x}, k_T) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) - u(\mathbf{x}, k_T) \mathbf{n}(\mathbf{x}) \cdot \nabla U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T)] dV(\mathbf{x}) \quad (18)$$

欠陥の境界が十分に滑らかで、かつ入射波の波長が欠陥境界の曲率半径より十分に短い高周波とすると、上式の境界上の変位 u は入射波 u^{in} と反射波 u^{ref} の和 u^{lit} として近似できる。

$$u^{lit} = u^0 \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) + u^0 R(\mathbf{x}) \exp(ik_T \mathbf{p}^{ref} \cdot \mathbf{x}) \quad (19)$$

上式の右辺第 1 項は入射波 u^{in} 、第 2 項は反射波 u^{ref} を表しており、入射波が直達する境界 S^{lit} でのみ $u = u^{lit}$ が成り立つものとする。また、 $\mathbf{p}^{ref}$ は u^{ref} の進行方向を表す単位ベクトルであり、 $R(\mathbf{x})$ は SH 波が半無限境界に入射した場合の SH 波の反射係数を表す。図-2 に示すように、入射波が直達する境界面上の各点で接平面を考えれば、接平面上でスネル則が成立する。

$$u^{lit} = u^0 \{1 + R(\mathbf{x})\} \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) \quad (20)$$

キルヒホフ近似が成立するような高周波域では、式 (18) の積分の主要項は法線 $\mathbf{n}$ が $\mathbf{n} = \mathbf{p}^{ref} (= -\mathbf{p})$ なる条件を満足する停留点 (Stationary Phase Point) からの寄与として評価することができる。従って、キルヒホフ近似を導入した散乱波は次のように表現できる。

$$u^{sc}(\mathbf{y}, k_T) = -\frac{u^0 k_T}{2} \int_D \gamma(\mathbf{x}) H_0^{(1)}(k_T r) R(\mathbf{x}) \times \mathbf{p} \cdot \mathbf{n} \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) dV \quad (21)$$

欠陥として空洞を想定しているため、 $R(\mathbf{x}) = 1$ 、 $\mathbf{p} \cdot \mathbf{n} = -1$ であるから、式 (21) は

$$u^{sc}(\mathbf{y}, k_T) = \frac{u^0 k_T}{2} \int_D \gamma(\mathbf{x}) H_0^{(1)}(k_T r) \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) dV \quad (22)$$

となる。

キルヒホフ近似を導入して線形化した式 (22) とボルン近似を導入した式 (12) は係数を除いて同じ積分構造を有しているのがわかる。従って、ボルン近似と同様

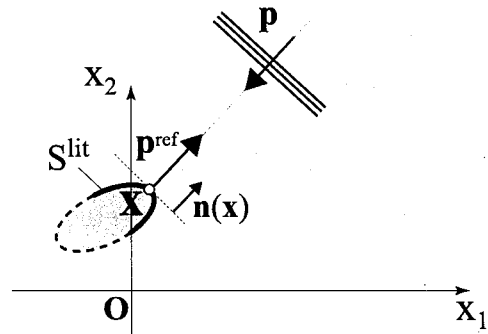


図-2 キルヒホフ近似における欠陥境界の超音波の反射

の手順で式 (22) は

$$\begin{aligned}\bar{u}^{sc}(k_1, y_2, k_T) &= u^0 k_T \int_D \frac{\gamma(\mathbf{x})}{\sqrt{k_T^2 - k_1^2}} \\ &\times \exp[-i(k_1 - k_T p_1)x_1 + i k_T p_2 x_2 \\ &+ i\sqrt{k_T^2 - k_1^2}|y_2 - x_2|] dV(\mathbf{x}) \quad (23)\end{aligned}$$

となる。

2.3 逆解析法

(1) ボルン逆散乱イメージング法

いま、波数空間 $\mathbf{K} = (k_1, k_2)$ と実空間 $\mathbf{x} = (x_1, x_2)$ の間の 2 次元フーリエ変換を次のように定義する。

$$\bar{\Gamma}(k_1, k_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} \Gamma(x_1, x_2) \exp[-i(k_1 x_1 + k_2 x_2)] dx_1 dx_2 \quad (24)$$

これを式 (17) に代入すれば、

$$\begin{aligned}\bar{u}^{sc}(k_1, \pm y_2, k_T) &= \frac{-iu^0 k_T^2 \exp[i\sqrt{k_T^2 - k_1^2} y_2]}{\sqrt{k_T^2 - k_1^2}} \\ &\times \bar{\Gamma}(k_1 - k_T p_1, \pm\sqrt{k_T^2 - k_1^2} - k_T p_2) \quad (25)\end{aligned}$$

となる。上式からわかるように、特性関数 $\Gamma(x_1, x_2)$ のフーリエ変換である $\bar{\Gamma}$ が計測データ $\bar{u}^{sc}(k_1, \pm y_2, k_T)$ から得られる。しかし、実用を考えれば、アレイ探触子は被検体の片側に設置されて超音波の受信を行うことが多い。アレイ探触子が被検体の上側 ($y_2 - x_2 > 0$) に設置されるときに $\bar{\Gamma}$ が得られる点の集合は、 $(k_1 - k_T p_1, \sqrt{k_T^2 - k_1^2} - k_T p_2)$ となる。すなわち、図-3 の上側に示すように $\mathbf{K}$ -空間において、 $(-k_T p_1, -k_T p_2)$ を中心とする半径 k_T の半円上で欠陥のフーリエ変換 $\bar{\Gamma}$ が求められることになる。送信する超音波の波数 (周波数) を変えることによって、波数に応じて中心位置を変えながら、半径 k_T の半円上に $\bar{\Gamma}$ がプロットされていく。アレイ探触子は被検体の上側に設置した状態で送信方向 $\mathbf{p}$ を変化させると、最終的に $\mathbf{K}$ -空間上において最大波数 $2k_T^{\max}$ までの範囲 (図-3 の下側の塗りつぶし領域) で $\bar{\Gamma}$ がプロットされる。これをフーリエ逆変換すれば欠陥の領域形状 Γ が再構成されることになる。

$$\Gamma(x_1, x_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}(k_1, k_2) \exp[i(k_1 x_1 + k_2 x_2)] dk_1 dk_2 \quad (26)$$

(2) キルヒホフ逆散乱イメージング法

前述したように、キルヒホフ近似を導入して線形化した式 (23) とボルン近似を導入した式 (17) は係数を除いて同じフーリエ積分構造を有している。従って、ボルン逆散乱イメージング法と同様の手順によって、欠陥の境界形状 γ は再構成される。アレイ探触子で計測されたデータ $\bar{u}^{sc}$ から特異関数 γ のフーリエ変換 $\bar{\gamma}$ が

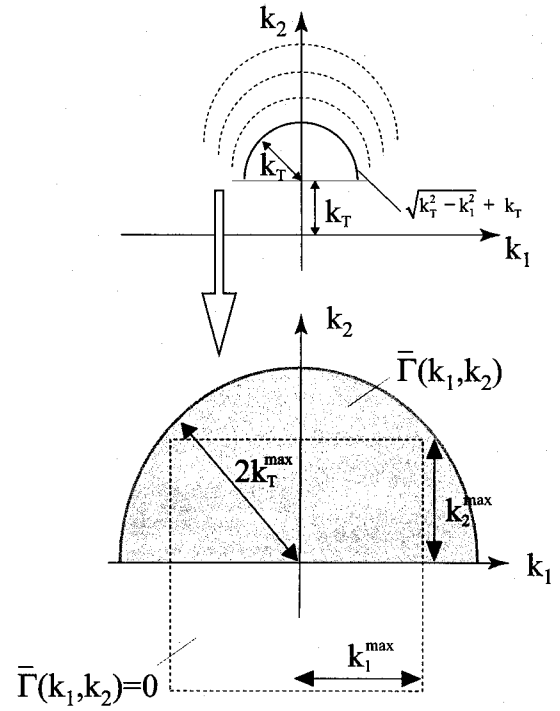


図-3 上図：送信角度 $\theta = 0^\circ$ ($(p_1, p_2) = (0, -1)$ の場合) に、波数 k_T の散乱波データから得られる $\bar{\Gamma}$ の集合 (実線) と波数を変化させた場合の $\bar{\Gamma}$ の集合 (破線)。下図：送信角度 θ を変化させた場合に得られる $\bar{\Gamma}$ の全領域。

次式のように得られる。

$$\begin{aligned}\bar{u}^{sc}(k_1, \pm y_2, k_T) &= \frac{u^0 k_T \exp[i\sqrt{k_T^2 - k_1^2} y_2]}{\sqrt{k_T^2 - k_1^2}} \\ &\times \bar{\gamma}(k_1 - k_T p_1, \pm\sqrt{k_T^2 - k_1^2} - k_T p_2) \quad (27)\end{aligned}$$

$\bar{\gamma}$ を逆フーリエ変換すれば、 $\gamma(x_1, x_2)$ が得られる。

$$\gamma(x_1, x_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\gamma}(k_1, k_2) \exp[i(k_1 x_1 + k_2 x_2)] dk_1 dk_2 \quad (28)$$

キルヒホフ逆散乱イメージング法は欠陥の境界を再構成するため、き裂のような面状の欠陥に対しても有効な手法である⁶⁾。

(3) 解像度

式 (26) と (28) は、2次元高速フーリエ変換 (2D-FFT) を用いれば、高速に実行できる。図-3 の下側に示したように、イメージングに必要な波形データは塗りつぶした領域にプロットされている。アレイ探触子が上側のみに設置される場合には $\mathbf{K}$ -空間において $k_2 < 0$ の波形データは得られないため、数値解析の便宜上、ここでは $\bar{\Gamma}(k_1, k_2) = \bar{\gamma}(k_1, k_2) = 0$ ($k_2 < 0$) としている。2D-FFT を適用する場合には有限の離散データを扱うことから、図-3 の下側の塗りつぶした領域を含む破線で囲まれた 4 角形の範囲のデータが実際に用いられる。すなわち、 k_1 の積分範囲は $-k_1^{\max}$ から $k_1^{\max}$ であり、 k_2 は $-k_2^{\max}$ から $k_2^{\max}$ となる。従って、2D-FFT を用いて $\mathbf{K}$ -空間 (k_1, k_2) から実空間 (x_1, x_2) を

求めるとき、再構成される画素の大きさ (解像度) は、 $\Delta x_i = \pi/k_i^{\max}$, ($i = 1, 2$) で決定される。

3. 欠陥の画像化シミュレーション

3.1 平面波が欠陥に入射する場合

欠陥からの散乱波を数値的に求め、これをボルンおよびキルヒホフ逆散乱イメージング法に入力することで、欠陥像の再構成シミュレーションを行う。ここでは、無限弾性体中に存在する4つの空洞 (欠陥) によるSH波の散乱問題を、BEMを用いて解くことによって散乱波を生成している。また、逆散乱イメージング法は数値解析ツールである Matlab¹⁴⁾ でコーディングされている。前節で記述したように、本イメージング法では欠陥に対して平面波が入射することを想定して定式化を行っている。ここでは、両イメージング法の画像化性能を確認するために、無限遠方から理想的な平

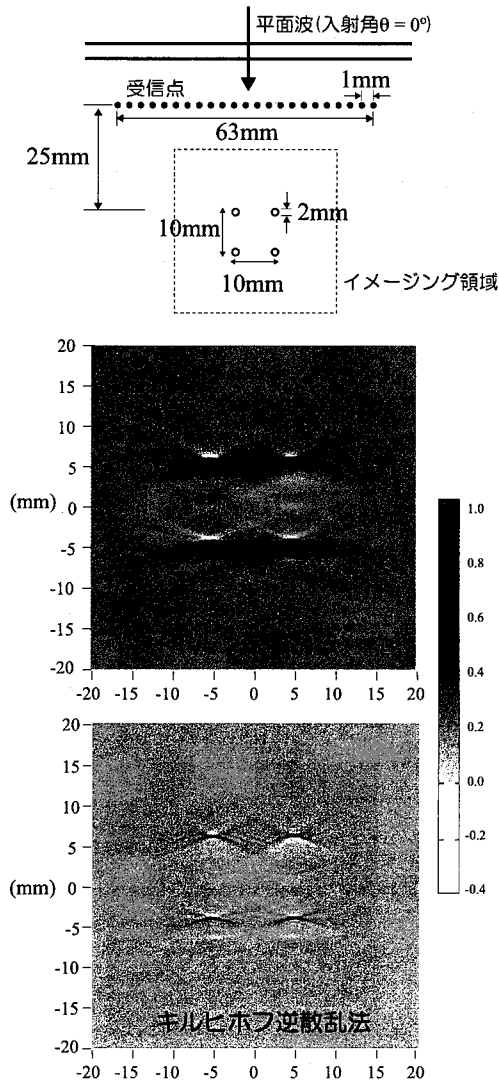


図-4 送信角度 $\theta=0^\circ$, すなわち $(p_1, p_2) = (0, -1)$ で平面波を送信した場合に得られる横穴のイメージング結果

面波が入射する場合に、固体内部に設けた計測点で受信した欠陥エコー u^{sc} を基に欠陥の画像化を行う。

被検体は $c_T=3100\text{m/s}$, $\rho=7830\text{kg/m}^3$ のステンレス鋼とし、欠陥として4つの横穴 (直径 2mm) が 10mm 間隔で存在するモデルを考える。 $\theta = 0^\circ$ で超音波が入射し、4つの欠陥の上側にある欠陥から 25mm 上方に設けた 64 個の点 (1mm 間隔) で欠陥からのエコーを受信した場合のイメージング結果を図-4 に示す。このとき、送信する超音波の最高周波数 $f^{\max}(=k^{\max}c_T/2\pi)$ は 5.0MHz としており、図-4 中のボルン逆散乱イメージング法は $\Gamma(\mathbf{x})$ を、キルヒホフ逆散乱イメージング法は $\gamma(\mathbf{x})$ を濃淡をつけてプロットしたものである。なお、図-4 はイメージング結果を各々の関数値の最大の値で割ることによって正規化している。ボルン逆散乱法は欠陥領域を、キルヒホフ逆散乱法は欠陥境界部を再構成するが、ここでは被検体の上側表面で超音波を送

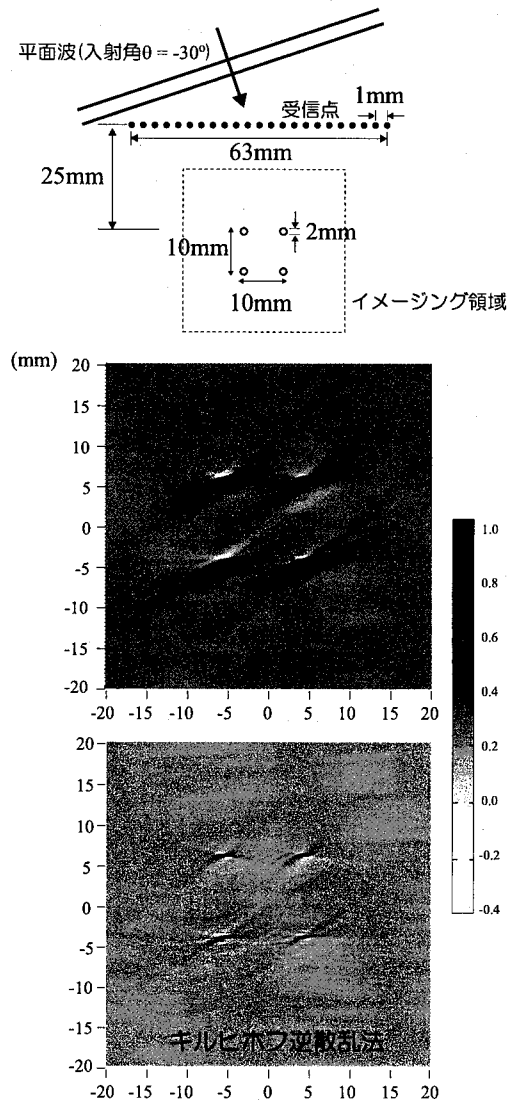


図-5 送信角度 $\theta = -30^\circ$, すなわち $(p_1, p_2) = (1/2, \sqrt{3}/2)$ で平面波を送信した場合に得られる横穴のイメージング結果

受信しているため、欠陥の上側部分が再構成されているのがわかる。また、 $\theta = -30^\circ$ で平面波が入射する場合のイメージング結果を図-5 に示す。超音波の入射方向に対してエコーが到達する部分の欠陥形状が再構成されている。以上の結果より、両逆散乱イメージング法ともに良好に機能していることがわかる。

なお、図-4 の場合、受信点の両端に向かうに従い、式 (11) で導入した仮定 $p \cdot \left(\frac{x-y}{r}\right) \approx 1$ を満足しなくなるが、筆者らのこれまでの検討によると、受信位置が広がっても計測データ数が増えるために像再成の精度が改善することが報告されている¹⁵⁾。

3.2 アレイ探触子からの放射波が欠陥に入射する場合

(1) 1 方向からの超音波入射による欠陥再構成

図-4 と 5 では、無限遠方から欠陥に到達する入射波は、進行方向に垂直な断面の波動の位相は全て揃っている平面波であった。しかしながら、実際の超音波探傷では、入射波は探触子によって作り出されるものである。そこで、本節ではアレイ素子にディレイを設定し、

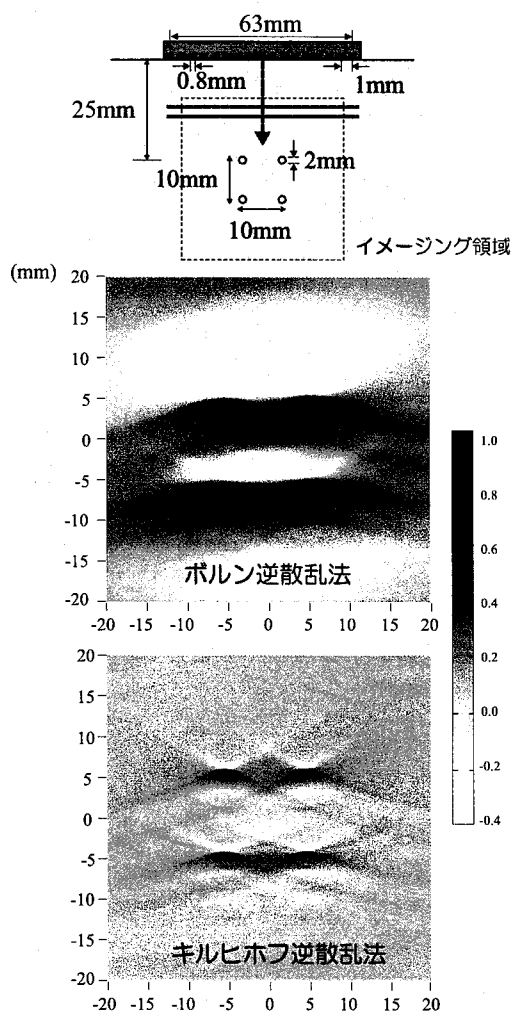


図-6 送信角度 $\theta=0^\circ$ で超音波を送信した場合に得られる横穴のイメージング結果

ビームステアリング機能を使って任意方向に送信された超音波を用いて欠陥の画像化を行う。ここでは、素子間隔 $\Delta y_1 = 1.0\text{mm}$ 、素子幅 0.8mm の計 64 個からなるアレイ探触子を想定し、アレイ探触子の全ての素子を同時刻に励振して鉛直下向き ($\theta = 0^\circ$) の超音波を送信し、それぞれの素子が独立に散乱波を受信するものとする。アレイ探触子をモデル化する場合、アレイ探触子の設置点に表面力を与えることで、固体内に超音波を発生させている¹⁰⁾。なお、解析では $f^{\max} = 5.0\text{MHz}$ で表面力を励起している。前節と同様に被検体内部に直径 2mm の横穴が 4 つ存在する場合を想定して、欠陥の画像化シミュレーションを行った結果を図-6 に示す。図-6 に示すボルン逆散乱イメージング法の結果では、4 つの欠陥を識別するのが困難である。この理由として、アレイ探触子による放射波が厳密には平面波でないためであることが挙げられる。図-7 は、図-6 と同じスペックのアレイ探触子を用いた場合に、 $f = 0.5\text{MHz}$ と 1.5MHz で被検体上部の表面力を励起したときの放射音場の絶対値 $|u^{\text{in}}|$ をプロットしたものである¹⁰⁾。図-7 から、アレイ探触子の放射音場の特徴として、欠陥が探触子に近い場合には音場が一定ではなく欠陥に到達する超音波の位相が揃っていないこと、高周波になるにつれてビーム強度が小さくなっていることがわかる。このことから、アレイ探触子から放射された超音波は、図-6 のような欠陥配置では、位相が揃っていない上に、低周波成分を多く含む超音波が欠陥に到達するため、ボルン逆散乱イメージング法のように低周波成分を積極的に活用する画像化手法は誤差が多く含まれると考えられる。一方で、高周波近似に基づくキルヒホフ逆散

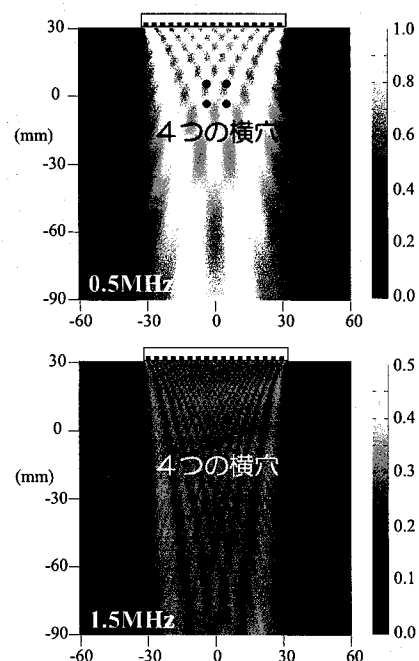


図-7 送信角度 $\theta=0^\circ$ でアレイ探触子から超音波を送信した場合の音場 $|u^{\text{in}}|$ と欠陥位置の関係

乱イメージング法は、理想的な平面波が入射する場合(図-4)に比べて再構成精度は若干劣るものの、4つの欠陥形状が識別可能である。

(2) 多方向からの超音波入射による欠陥再構成

本イメージング手法は、図-3に示すような K -空間の散乱波データをフーリエ変換することによって欠陥像を再構成するものである。送信方向 p を変化させる毎に複数の受信素子で散乱波を計測することによって、 K -空間に散乱波データが広範囲に補完されていく。ここでは、図-6に示したアレイ探触子と欠陥モデルについて、超音波の送信方向を増加させた場合の欠陥画像化について検討を行う。送信方向はアレイ素子にディレイを設定し、ビームステアリング機能を用いることで制御できる。ここでは超音波の送信角度 θ の範囲は $-45^\circ \sim 45^\circ$ の範囲とし、その範囲内において、(a) 30° 間隔で計4回の送信、(b) 15° 間隔で計7回、(c) 5° 間隔で計19回の送信パターンを設定した。このときの欠

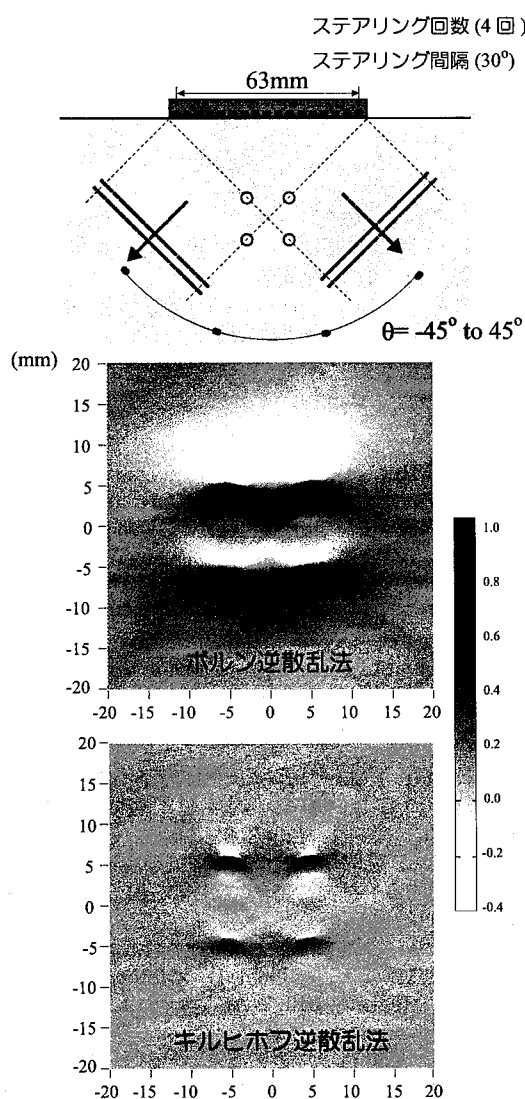


図-8 送信間隔 $\theta=30^\circ$ で超音波を4方向に送信した場合に得られる横穴のイメージング結果(a)

陥イメージング結果を図-8~10に示す。図-6のボルン逆散乱イメージング法では4つの円形空洞が識別できなかったが、送信回数を増やすことで、4つの円形空洞が独立に存在していることが識別できるようになった。また、キルヒホフ逆散乱イメージング法では、円形空洞の丸みも表現され、大きさも実際の直径に近づいている。また、図-9と図-10の再構成図はほとんど同じであり、本解析で用いた欠陥モデルにおいては 15° 間隔(計7回)の送信で十分な分解能が得られている。以上のことから、1方向の超音波の送信では精度が得られないが、複数方向の送信によって散乱波データが増加することで、全体としてイメージング結果の精度向上に寄与することがわかった。ボルン逆散乱イメージング法の精度が改善することは、キルヒホフ逆散乱イメージング法と組み合わせ使用が可能となることを示しており、今後は空洞等の体積型欠陥とき裂等の面状欠陥の識別などに応用が期待できる。

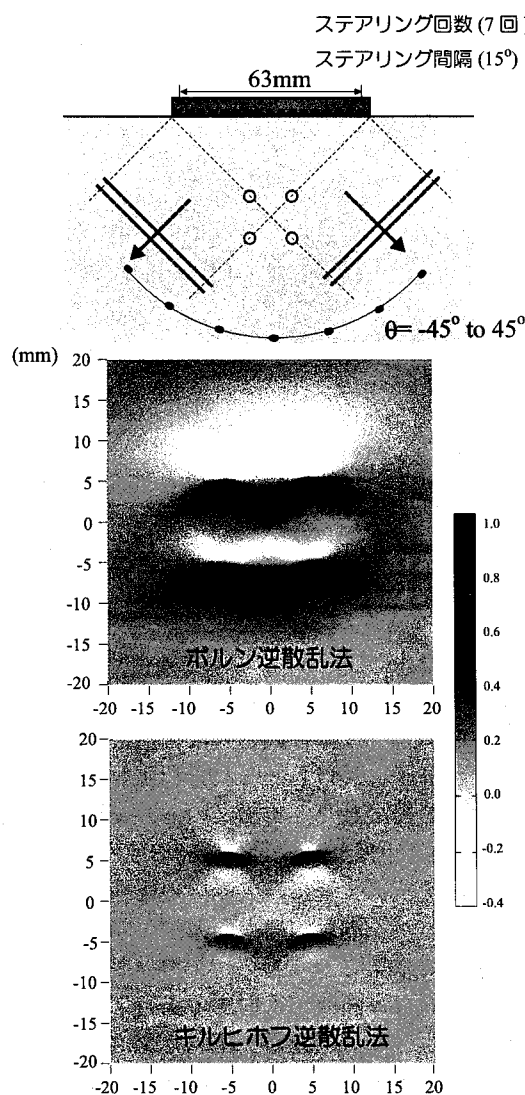


図-9 送信間隔 $\theta=15^\circ$ で超音波を7方向に送信した場合に得られる横穴のイメージング結果(b)

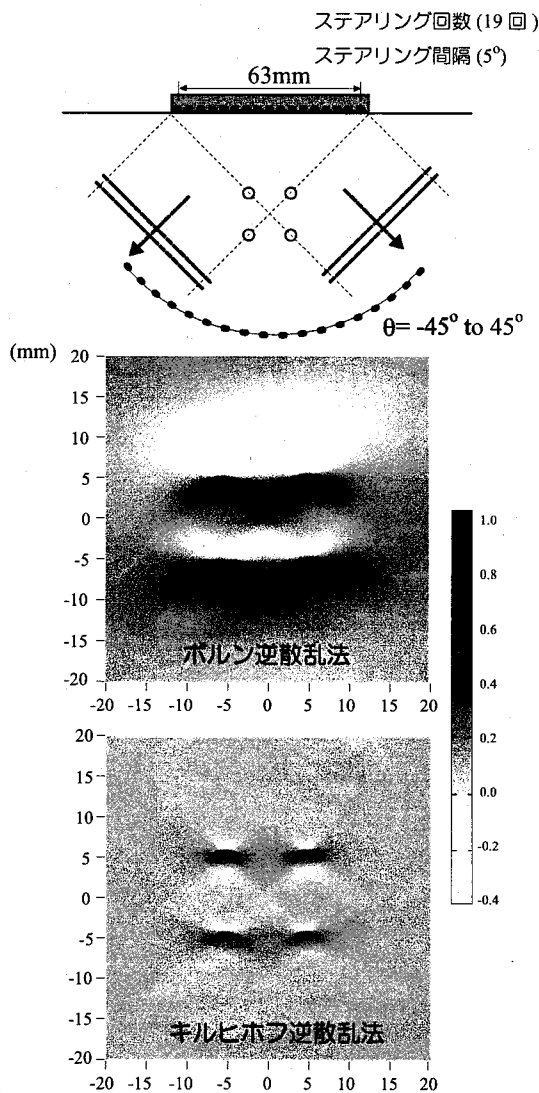


図-10 送信間隔 $\theta=5^\circ$ で超音波を 19 方向に送信した場合に得られる横穴のイメージング結果 (c)

4. 結言

本論文では、複数の素子を同時励振することによって一定の方向に大きな振幅の超音波を送信するフェーズドアレイ探触子に着目し、これを利用した新しい欠陥画像化手法を提案した。本論文の前半で逆散乱イメージング法の定式化を述べ、後半では BEM によって得られた散乱波データを基に、欠陥像の再構成シミュレーションを行った。本手法は平面波が欠陥に入射することを想定して構築されたものであり、シミュレーションでは理想的な平面波が入射する場合と、アレイ探触子の励振によって入射波が欠陥に送信される場合の 2 種類についてイメージング法の検討を行った。

理想的な平面波が入射される場合、ボルン逆散乱法は超音波が送受信される側の欠陥領域を、キルヒホフ逆散乱法は欠陥境界を再現することが示された。一方、アレイ探触子から超音波を送信する場合には、励振す

る素子数や周波数によっては入射波が欠陥に到達する際の音場が複雑であるために、欠陥像の精度が低下する恐れのあることがわかった。しかしながら、超音波の送信回数を増加させて欠陥からの散乱波データを多く集めれば、欠陥像の分解能は改善されることを示した。

本論文ではアレイ探触子の全素子を使って入射波を発生させたが、今後は励振する素子数を限定したり周波数を調整したりする等の工夫によって入射波を制御し、再構成精度の向上のための検討を行っていきたい。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金 (若手研究 A 課題番号 18686038) の補助を受けて行われました。

参考文献

- 1) Kramb, V.A., et al.: Considerations for using phased array ultrasonics in a fully automated inspection system, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.23, pp.817-825, American Institute of Physics, 2004.
- 2) 小島 正: アレイ型探触子, 非破壊検査, Vol.51(11), pp.705-709, 2002.
- 3) Spies, M., et al.: Three-dimensional steering and focusing using an ultrasonic 2D-array - simulation and experiment, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.25, pp.821-828, American Institute of Physics, 2006.
- 4) 川原田義幸ら: 複雑形状部に対する超音波探傷技術の開発, 第 13 回超音波による非破壊評価シンポジウム講演論文集, pp.187-192, 2006.
- 5) 本本和志: Array ultrasonic imaging by linear and non-linear inverse scattering methods, 東京工業大学 博士論文, 2007.
- 6) 中畑和之, 廣瀬壮一: 超音波リニアアレイ探触子のための逆散乱イメージング法の開発, 応用力学論文集, Vol.9, pp.107-114, 2006.
- 7) Rose, J.H.: Elastic wave inverse scattering in nondestructive evaluation, *J. Pure Appl. Geophys.*, Vol.131(4), pp.715-739, 1989.
- 8) Cohen, J.K. and Bleistein, N.: The singular function of a surface and physical optics inverse scattering, *Wave Motion*, Vol.1, pp.153-161, 1979.
- 9) Nakahata, K., et al.: 3-D flaw imaging by inverse scattering analysis using ultrasonic array transducer, *Review of Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.26, pp.717-724, American Institute of Physics, 2007.
- 10) 河野尚幸ら: フェーズドアレイ探触子のモデリングと欠陥エコーのシミュレーション, 日本機械学会論文集, A 編, 73 巻, 725 号, pp.88-95, 2007.
- 11) 北原道弘ら: 線形化逆散乱解析法の欠陥位置と形状再構成能に関する一検討, 応用力学論文集, Vol.1, pp.167-174, 1998.
- 12) 森口繁一ら: 岩波 数学公式 III, 岩波書店, 1987.
- 13) Morse, P.M. and Feshbach, H.: *Method of Theoretical Physics*, McGraw-Hill, New York, 1953.
- 14) <http://www.mathworks.com/>
- 15) 中畑和之, 廣瀬壮一: 超音波フェーズドアレイセンサーを用いた逆散乱イメージング法について, 計算工学講演会論文集, Vol.11, pp.835-838, 2006.

(2007 年 4 月 12 日 受付)