

# 多点受信波形を用いた逆散乱解析の高精度化

中畑和之<sup>1</sup>・北原道弘<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 学生員 工修 東北大学大学院 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 : nakahata@nde.civil.tohoku.ac.jp

<sup>2</sup> 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

欠陥から散乱された超音波を用いた構造部材内部の欠陥像を再構成する手法の一つとして、パルス・エコーモードに基づく線形化逆散乱解析法が提案されている。近年、探触子の開発分野では複数の探触子を同時に制御するアレーセンサーの研究が進みつつあり、本論文では探触子の複数配置による多点同時計測を意図したピッチ・キャッチモードに対応する逆散乱解析法への拡張を行った。ピッチ・キャッチモードのための逆散乱解析理論の定式化を行い、数値解析と超音波の多点計測実験の両側面から欠陥の再構成性能を検証した。ピッチ・キャッチモードに基づく超音波の多点計測波形を用いて逆散乱解析を実行すれば、計測波形に欠陥同士の散乱の相互干渉の影響が含まれていても、複数の欠陥形状が高精度に定量化できることが確認された。

**Key Words** : *ulasonics, shape reconstruction, linearized inverse scattering method, pitch-catch mode, pulse-echo mode*

## 1. はじめに

線形化逆散乱解析法<sup>1),2)</sup>は欠陥からの後方散乱波形に含まれる散乱振幅データから逆に欠陥形状を再構成する手法であり、弾性体中の波動方程式から導かれる積分表現を線形化<sup>3)</sup>して解く手法である。これまで、ボルン逆散乱解析とキルヒホフ逆散乱解析の再現性能の特性を利用した領域型欠陥と面状欠陥の識別に関する検討<sup>4)</sup>や、逆散乱アルゴリズムに2次元高速フーリエ変換(2-D FFT)を適用することによる線形化逆散乱解析の高速化<sup>5)</sup>の試みが報告されている。これらは超音波の送信と受信を同一の探触子で行うパルス・エコーモードに基づく線形化逆散乱解析であるが、近年の超音波計測システム分野の技術的な進歩により、多点配置された探触子毎に電気的な制御が可能な環境<sup>6),7),8)</sup>においては、超音波の送信と受信を異なった探触子で行うピッチ・キャッチモードの逆散乱解析への応用を考える必要がある。ピッチ・キャッチモードを応用して複数の探触子から得られる多点計測波形<sup>9)</sup>を用いることで欠陥形状の再構成精度や再構成の信頼性が向上することが期待される。

本論文では複数の探触子から得られた多点散乱波形の活用を意図して、欠陥の高精度定量化という観点から線形化逆散乱解析法のピッチ・キャッチモードへの拡張を試みる。前半でピッチ・キャッチモードのための弾性逆散乱解析法の定式化を要約し、後半で数値シミュ

レーションおよび超音波計測実験の両側面から欠陥の再構成に関する検討を行う。数値シミュレーションで設定した欠陥モデルはクラックとキャビティが近接して存在するモデルであり、欠陥同士の散乱波の相互干渉が卓越するような配置を考えている。逆解析の前に、欠陥による時間域散乱波動場を可視化することにより欠陥による散乱の相互干渉の一例を示す。次にこの影響を含んだ散乱波形を逆散乱解析の入力値として利用し、この状況において、パルス・エコーモードによる欠陥再構成像とピッチ・キャッチモードによる多点計測波形を用いた欠陥再構成像を比較する。また、超音波計測実験では数値モデルと同型の欠陥を有するアルミニウム供試体を用意し、両計測モードによる再構成結果から本手法における欠陥像の再現性能について考察する。

逆散乱問題を線形化して解く手法として、散乱体内部の変位場にボルン近似を導入することにより散乱振幅と散乱体形状の関係を線形化したボルン逆散乱法<sup>10),11)</sup>と、散乱体境界上の変位場にキルヒホフ近似を導入して形状再生過程を線形化したキルヒホフ逆散乱法<sup>12),13)</sup>が代表的である。ボルン近似は散乱体(欠陥)を弱散乱体と仮定することで散乱体の変位場を入射波動場で置き換えるものであり、X線CT(Computed Tomography)の原理を音場に応用した回折トモグラフィ<sup>14),15),16)</sup>の導出過程に利用されている。一方でキルヒホフ近似は

高周波近似として知られており、非破壊評価の分野では強散乱体であるクラックの逆散乱問題において適用例<sup>17),18)</sup>がある。また、Schmerrら<sup>19)</sup>は弾性波動場においてボルン近似とキルヒホフ近似を組み合わせることで、欠陥による散乱波の時刻歴波形からキャピティとクラックの大きさ推定を試みている。

## 2. 遠方散乱場の積分表現と等価散乱源

等方均質な2次元無限弾性体  $D$  内に欠陥  $D^c$  が存在する場合を考える。図-1に示すように、欠陥から十分離れた測定境界面  $S^\infty$  上の点  $z$  から欠陥近傍の点  $O$  に向けて超音波を送信し、欠陥による散乱波は測定面上の点  $y$  で計測されるものとする。散乱波は領域型と境界型の2通りに積分表現でき、等価散乱源<sup>1)</sup>を導入することにより、領域積分として統一的に表記することができる。等価散乱源は欠陥を2次波源と見なすことにより、散乱波を領域内に分布した等価物体力からの放射波として表現するものである。いま、等価散乱源を  $q(x)$  とすれば、欠陥による散乱波は次のように表される。

$$u_m^{sc}(y) = \int_D G_{im}(x, y) q_i(x) dV \quad (1)$$

ここで、 $G_{im}(x, y)$  は周波数域における2次元動弾性の基本解であり、点  $x$  は散乱源、即ち、欠陥の内部あるいは欠陥境界上の点である。領域型の積分表現に対応した等価散乱源は次式で表現される。

$$q_i^\Gamma(x) = \Gamma(x) \{ \Delta \rho \omega^2 u_i(x) - \Delta C_{ijkl} u_{k,l}(x) \partial / \partial x_j \} \quad (2)$$

上式における  $\Gamma(x)$  は欠陥  $D^c$  内において値を有する特性関数である。

$$\Gamma(x) = \begin{cases} 1 & \text{for } x \in D^c \\ 0 & \text{for } x \in D \setminus D^c \end{cases} \quad (3)$$

特性関数  $\Gamma$  の性質より、等価散乱源  $q^\Gamma$  は欠陥の占める領域  $D^c$  内に分布する。また、式(2)の  $\Delta C_{ijkl}$  と  $\Delta \rho$

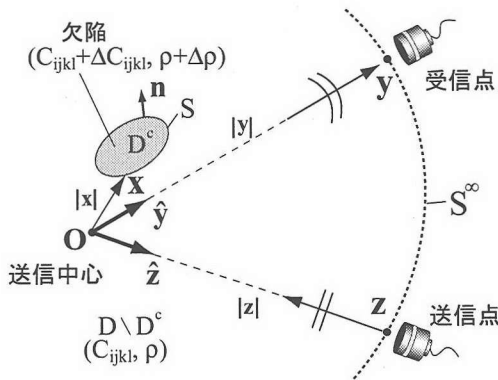


図-1 超音波の送信点  $z$ 、受信点  $y$  と欠陥  $D^c$

はそれぞれ母材  $D$  と欠陥  $D^c$  の弾性定数と密度の差を表す物理量である。

次に、境界型の積分表現に対応した等価散乱源は次のようになる。

$$q_i^\gamma(x) = -\gamma(x) C_{ijkl} \{ n_j(x) u_{k,l}(x) - n_l(x) u_k(x) \partial / \partial x_j \} \quad (4)$$

ここで、欠陥の境界  $S$  上においてのみ値を有する特異関数  $\gamma$  は次のように定義される。

$$\int_D \gamma dV = \int_S dS \quad (5)$$

特異関数  $\gamma$  の性質より、等価散乱源  $q^\gamma$  は境界  $S$  上に分布する。また式(4)の  $n(x)$  は欠陥境界  $S$  上において母材  $D$  内に向く単位法線ベクトルである。

図-1に示すように、計測点  $y$  を遠方の測定面上に設定しているので、散乱源を示す点  $x$  と計測点  $y$  の距離  $r$  に対して、遠方近似  $r = |y - x| \approx |y| - \hat{y} \cdot x$  が成立する。このとき、式(1)中の基本解  $G_{im}$  の遠方表現は次のようになる。

$$G_{im}(x, y) \approx \frac{i}{4\mu} \left[ D(k_L |y|) \kappa^2 \hat{y}_i \hat{y}_m e^{-ik_L \hat{y} \cdot x} + D(k_T |y|) (\delta_{im} - \hat{y}_i \hat{y}_m) e^{-ik_T \hat{y} \cdot x} \right] \quad (6)$$

ここで、 $\kappa = k_L / k_T$  であり、 $D(z)$  は円筒波の遠方表現  $D(z) = \sqrt{2/(\pi z)} \exp\{i(z - \pi/4)\}$  である。基本解の遠方表現式(6)を式(1)に代入すると、散乱波は縦波と横波に分離できて表現

$$u_m^{sc, far}(y) = D(k_L |y|) A_m(k_L, \hat{y}) + D(k_T |y|) B_m(k_T, \hat{y}) \quad (7)$$

を得る。ここで  $A$  と  $B$  はそれぞれ縦波と横波の散乱振幅である。後に示す超音波計測においては、散乱波のうち縦波成分を計測する。この縦波の散乱振幅は次のように表される。

$$A_m(k_L, \hat{y}) = \frac{i}{4\mu} \kappa^2 \hat{y}_i \hat{y}_m \int_D q_i(x) e^{-ik_L \hat{y} \cdot x} dV \quad (8)$$

上式(8)を等価散乱源  $q(x)$  に含まれる欠陥の領域内および境界上で値を有する関数  $\Gamma$  と  $\gamma$  について解くことができれば、縦波散乱振幅  $A$  から逆に欠陥形状の再構成が可能になる。ここでは等価散乱源  $q$  内の未知変位  $u$  に低周波数域で有効とされるボルン近似<sup>10),11)</sup>、または高周波数域で有効とされるキルヒホフ近似<sup>12),13)</sup>を導入することにより、散乱振幅の表現式(8)を散乱体形状を表す関数  $\Gamma$  と  $\gamma$  に関して線形化することを考える。以下にピッチ・キャッチ法の探触子配置における逆散乱解析の線形化過程を示す。

### 3. 散乱振幅の線形化表現

#### (1) 入射波

欠陥の大凡の位置は既知とし、図-1に示す欠陥近傍の点  $O$  を送信中心として点  $z$  から超音波  $u^0$  を送信する。送信点  $z$  を遠方に設定しているため、欠陥への入射波は次のような平面波であると仮定できる。

$$u^0(\mathbf{x}) = u^0 \hat{d}^0 e^{ik^0 \hat{p}^0 \cdot \mathbf{x}} \quad (9)$$

ここで、 $u^0$  は振幅、 $\hat{d}^0$  は変位の偏向方向を表す単位ベクトル、 $k^0$  は入射波の波数、 $\hat{p}^0$  は入射波の進行方向を表す単位ベクトルである。現問題では入射波として縦波を送信することを考えているので、原点  $O$  から入射波動の送信方向を向く単位ベクトルを  $\hat{z}$  とすれば、 $\hat{d}^0 = \hat{p}^0 = -\hat{z}$  であり、波数は  $k^0 = k_L$  となる。

#### (2) ボルン近似

等価散乱源として領域型の式 (2) を採用し、ボルン近似を導入することにより式 (8) の表現を線形化する。ボルン近似では等価散乱源  $q^\Gamma$  に含まれる変位  $u$  を入射波  $u^0$  で置き換える。

$$q_i^\Gamma(\mathbf{x}) = \Gamma(\mathbf{x}) \left\{ \Delta \rho \omega^2 u_i^0(\mathbf{x}) - \Delta C_{ijkl} u_{k,l}^0(\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right\} \quad (10)$$

上式を縦波散乱振幅の表現式 (8) に代入して

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{z}}) = \frac{i}{4\mu} \kappa^2 \hat{\mathbf{y}}_i \hat{\mathbf{y}}_m \int_D \Gamma(\mathbf{x}) \left\{ \Delta \rho \omega^2 u_i^0(\mathbf{x}) - \Delta C_{ijkl} u_{k,l}^0(\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right\} e^{-ik_L \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (11)$$

を得る。ここで、 $A(k_L, \hat{\mathbf{n}}; \hat{\mathbf{m}})$  は  $\hat{\mathbf{m}}$  方向からの入射波動に対して  $\hat{\mathbf{n}}$  方向へ散乱した波動の散乱振幅を表している。さて、欠陥を等方材料中の局所的な非均質部と見なすと、式 (11) における  $\Delta C_{ijkl}$  は、母材と欠陥におけるラメ定数の差分  $\Delta\lambda$ 、 $\Delta\mu$  を用いて次のように書ける。

$$\Delta C_{ijkl} = \Delta\lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \Delta\mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (12)$$

上式と入射波の表現式 (9) を式 (11) に代入して整理すると次式を得る。

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{y}}_m = -[\Delta \rho c_L^2 \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}} + \Delta\lambda + 2\Delta\mu (\hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}})^2] \times \frac{i u^0 \kappa^2}{4\mu} k_L^2 \int_D \Gamma(\mathbf{x}) e^{-ik_L (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (13)$$

ここで、 $\omega = k_L c_L$  を用いた。いま、欠陥としてキャビティを想定すると、 $\Delta\rho = -\rho$ 、 $\Delta\lambda = -\lambda$ 、 $\Delta\mu = -\mu$  であるから、キャビティに対する散乱振幅は次式となる。

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{y}}_m = [\rho c_L^2 \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}} + \lambda + 2\mu (\hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}})^2] \times \frac{i u^0 \kappa^2}{4\mu} k_L^2 \int_D \Gamma(\mathbf{x}) e^{-ik_L (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (14)$$

さらに、縦波波速  $c_L$  および横波波速  $c_T$  と材料定数との関係式

$$\frac{\kappa^2}{\mu} = \frac{1}{\rho c_L^2}, \quad \frac{\mu}{\rho} = c_T^2, \quad \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} = c_L^2 \quad (15)$$

を式 (14) に用いると、欠陥形状を表す特性関数  $\Gamma(\mathbf{x})$  と散乱振幅  $A \cdot \hat{\mathbf{y}}$  の関係式は次のように表現できる。

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{y}}_m = (1 + \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}}) [1 - 2\kappa^2 (1 - \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}})] \times \frac{i u^0}{4} k_L^2 \int_D \Gamma(\mathbf{x}) e^{-ik_L (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (16)$$

なお、超音波の送信点  $z$  と受信点  $\mathbf{y}$  が一致するパルス・エコーモードの場合は  $\hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{y}}$  となり、式 (14) は前論文の定式化<sup>1)</sup>と一致する。

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{y}}) \hat{\mathbf{y}}_m = \frac{i u^0}{2} k_L^2 \int_D \Gamma(\mathbf{x}) e^{-2ik_L \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (17)$$

#### (3) キルヒホフ近似

等価散乱源として境界型の式 (4) を採用し、キルヒホフ近似を導入して式 (8) を線形化する。ここでは、欠陥としてキャビティを考え、この境界が十分に滑らかで、かつ入射波の波長がキャビティ境界の曲率より十分に短い高周波とすると、等価散乱源  $q^\gamma$  に含まれる境界上の変位場  $u$  は入射波と反射波の和  $u^{lit}$  として近似できる。

$$u^{lit} = \begin{cases} -u^0 \hat{\mathbf{z}} e^{-ik_L \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{x}} + \sum_{\alpha=L,T} u^0 R_L^\alpha \hat{d}^\alpha e^{ik_L \hat{p}^\alpha \cdot \mathbf{x}} & \text{on } S_{lit} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (18)$$

上式において、 $S_{lit}$  は入射波が直達する境界であり、式 (18) の上段右辺第 1 項は入射波、第 2 項は反射縦波 ( $\alpha = L$ ) と反射横波 ( $\alpha = T$ ) を表している。また、 $\hat{d}^\alpha$  と  $\hat{p}^\alpha$  はそれぞれ反射波の偏向方向と進行方向を表す単位ベクトルであり、 $R_L^\alpha$  は縦波 ( $L$ ) が半無限境界に入射した場合の縦波 ( $\alpha = L$ ) と横波 ( $\alpha = T$ ) の反射係数<sup>20)</sup>を表す。ここで、キルヒホフ近似を導入した等価散乱源 (4) は次のようになる。

$$q_i^\gamma(\mathbf{x}) = -\gamma(\mathbf{x}) C_{ijkl} \left\{ n_j(\mathbf{x}) u_{k,l}^{lit}(\mathbf{x}) - n_l(\mathbf{x}) u_k^{lit}(\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right\} \quad (19)$$

上式を縦波散乱振幅の表現式 (8) に代入すると次式を得る。

$$A_m(k_L, \hat{\mathbf{y}}; -\hat{\mathbf{z}}) = \frac{i}{4\mu} \kappa^2 \hat{\mathbf{y}}_i \hat{\mathbf{y}}_m \int_D -\gamma(\mathbf{x}) C_{ijkl} \left\{ n_j(\mathbf{x}) u_{k,l}^{lit}(\mathbf{x}) - n_l(\mathbf{x}) u_k^{lit}(\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right\} e^{-ik_L \hat{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (20)$$

いま、入射波が直達する境界面上の各点で接平面を考えるとき、図-2に示すような法線が  $\mathbf{n}^{st}(\mathbf{x}_{st}) = (\hat{\mathbf{y}} +$

$\hat{z})/|\hat{y} + \hat{z}|$  を満足する停留点  $x_{st}$  によって上式の積分の主要項が評価できる<sup>21)</sup>。このとき  $\hat{z}$  方向と  $n^{st}$  方向のなす角を  $\theta_{st}$  とする。停留点における接平面上で以下のスネルの法則

$$k_L [\hat{p}^0 - (\hat{p}^0 \cdot n^{st}) n^{st}] = k_\alpha [\hat{p}^\alpha - (\hat{p}^\alpha \cdot n^{st}) n^{st}] \quad (21)$$

が満足されるので、境界上の変位およびその微分は以下のようなになる。

$$u_k^{lit} = u^0 \left[ -\hat{z}_k + \sum_{\alpha=L,T} R_L^\alpha(\theta_{st}) \hat{d}_k^\alpha \right] e^{-ik_L \hat{z} \cdot \mathbf{x}} \quad (22)$$

$$u_{k,l}^{lit} = u^0 \left[ ik_L \hat{z}_k \hat{z}_l + \sum_{\alpha=L,T} ik_\alpha R_L^\alpha(\theta_{st}) \hat{d}_k^\alpha \hat{p}_l^\alpha \right] e^{-ik_L \hat{z} \cdot \mathbf{x}} \quad (23)$$

式(22)と式(23)を用いて、縦波散乱振幅の表現式(20)を展開すると次式となる。

$$A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m = \frac{u^0 \kappa^2}{4\mu} \int_D \gamma(\mathbf{x}) C_{ijkl} \hat{y}_i \times \left[ k_L (n_j^{st} \hat{z}_k \hat{z}_l - \hat{y}_j \hat{z}_k n_l^{st}) + R_L^L(k_L n_j^{st} \hat{d}_k^L \hat{p}_l^L + \hat{y}_j \hat{d}_k^L n_l^{st}) + R_L^T(k_L y_j \hat{d}_k^T n_l^{st} + k_T n_j^{st} \hat{d}_k^T \hat{p}_l^T) \right] e^{-ik_L (\hat{y} + \hat{z}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (24)$$

対象とする材料の等方性を仮定し、式(24)に含まれる材料定数  $C_{ijkl}$  をラメ定数  $\lambda, \mu$  で表現すると

$$A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m = \frac{u^0 \kappa^2}{2\mu} R_L^L(\theta_{st}) k_L (\lambda + 2\mu) (n^{st} \cdot \hat{y}) \times \int_D \gamma(\mathbf{x}) e^{-ik_L (\hat{y} + \hat{z}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (25)$$

となる。さらに、上式に式(15)を用いると、欠陥形状を表す特異関数  $\gamma(\mathbf{x})$  と散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  の関係は次のように整理される。

$$A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m = \frac{u^0}{2|\hat{z} + \hat{y}|} R_L^L(\theta_{st}) k_L (1 + \hat{z} \cdot \hat{y}) \times \int_D \gamma(\mathbf{x}) e^{-ik_L (\hat{y} + \hat{z}) \cdot \mathbf{x}} dV \quad (26)$$

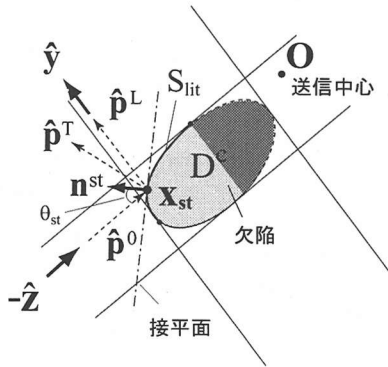


図-2 キルヒホフ近似における停留点  $x_{st}$  と法線  $n^{st}$

ここで停留点における法線  $n^{st}(x_{st}) = (\hat{y} + \hat{z})/|\hat{y} + \hat{z}|$  の関係を用いた。

また超音波の送信点  $z$  と受信点  $y$  が一致するパルス・エコーモードの場合は  $\hat{z} = \hat{y}$ ,  $R_L^L(0^\circ) = -1$  となり、前論文<sup>1)</sup>の結果と一致する。

$$A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{y}) \hat{y}_m = \frac{-u^0 k_L}{2} \int_D \gamma(\mathbf{x}) e^{-2ik_L \hat{y} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (27)$$

#### 4. 線形化逆散乱解析法

##### (1) ピッチ・キャッチモード

図-3 に示すように欠陥近傍の点  $O$  を送信中心として点  $z$  から超音波を送信し、別の点  $y$  で欠陥からの散乱波  $u^{sc}$  を受信する状況を考える。

##### a) ボルン逆解析

ボルン近似を導入した縦波散乱振幅の表現式(16)中の積分は、 $\mathbf{K} = k_L(\hat{y} + \hat{z})$  と置いたとき、特性関数  $\Gamma$  の  $\mathbf{K}$ -空間におけるフーリエ変換像である。ここで点  $z$  を固定して超音波を送信し、受信点  $y$  を変化させて多点で計測するとすれば、 $\mathbf{K}$ -空間は波数  $k_L$  と計測角  $\hat{y}$  を変数とする波数ベクトル空間と解釈できる。従って、特性関数  $\Gamma(\mathbf{x})$  は散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  の逆フーリエ変換として次のように求めることができる。

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{-4i A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m}{u^0 k_L^2 [1 - 2\kappa^2 (1 - \hat{z} \cdot \hat{y})]} \times e^{ik_L (\hat{y} + \hat{z}) \cdot \mathbf{x}} k_L dk_L d\hat{y} \quad (28)$$

ここで  $\mathbf{K}$ -空間における関係  $d\mathbf{K} = |J| dk_L d\hat{y} = k_L (1 + \hat{z} \cdot \hat{y}) dk_L d\hat{y}$  を用いた。このピッチ・キャッチモードにおいて、ある固定点  $z$  から超音波を入射し、キャビティを取り囲むあらゆる方向  $\hat{y}$  ですべての波数帯域  $k_L$  の

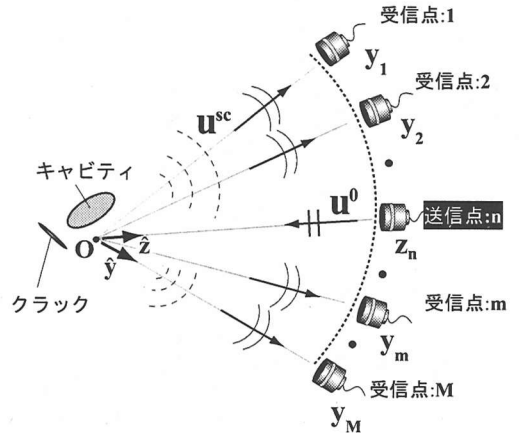


図-3 ピッチ・キャッチモードの設定

散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  を計測できれば、式 (28) より欠陥の内部を表す特性関数  $\Gamma$  が再構成される。

さらに、ピッチ・キャッチモードの応用例として、欠陥を囲むように探触子を  $N$  個配置し、各々の探触子で送信・受信が可能な場合を想定する。ここで点  $z_n$  から入射された波動による欠陥の散乱波を点  $y_m (m = 1, 2, \dots, M \leq N)$  で計測することにより、これらの波形を基に再構成される特性関数を  $\Gamma(x; z_n)$  と書くことにする。ここで、送信探触子をスイッチング ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) し、各送信点ごとに得られる受信波動を基に再構成される特性関数の重ね合わせを

$$\Gamma^N(x) = \sum_{n=1}^N \Gamma(x; z_n) \quad (29)$$

と表す。このように各々の送信点に対して多点受信が可能な状況においては、特性関数の累積値として欠陥像を評価できる。受信点の数  $M$  は任意であるが、 $M = N$  と選ぶことも可能である。

#### b) キルヒホフ逆解析

キルヒホフ近似を導入した縦波散乱振幅の表現式 (26) 中の積分も  $K = k_L(\hat{y} + \hat{z})$  と置いたとき、特性関数  $\gamma$  の  $K$ -空間におけるフーリエ変換像である。ボルン逆解析の場合と同様に、固定した送信点  $z$  に対して受信点  $y$  を変化させる計測を考えると、特性関数  $\gamma(x)$  は散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  の逆フーリエ変換として次のように求めることができる。

$$\gamma(x) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{2A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m |\hat{y} + \hat{z}|}{u^0 k_L R_L^L(\theta_{st})} \times e^{ik_L(\hat{y} + \hat{z}) \cdot x} k_L dk_L d\hat{y} \quad (30)$$

さらに、点  $z_n$  から入射された波動を用いて多点計測により再構成された特異関数を  $\gamma(x; z_n)$  とすると、計  $N$  個の探触子から送信された場合に得られる特異関数の累積値は以下のように表現できる。

$$\gamma^N(x) = \sum_{n=1}^N \gamma(x; z_n) \quad (31)$$

#### (2) パルス・エコーモード

図-4 に示すように欠陥近傍の中心  $O$  に向けて超音波を送信し、同じ点で欠陥からの散乱波を受信する状況を考える。この場合、送信点と受信点が一致 ( $z = y$ ) するので、 $K = k_L(\hat{z} + \hat{y}) = 2k_L\hat{y}$  となる<sup>1)</sup>。

##### a) ボルン逆解析

欠陥を取り囲むあらゆる方向  $\hat{y}$  の、すべての波数帯域  $k_L$  の散乱振幅が計測できれば、式 (17) における特性関数  $\Gamma(x)$  は散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  の逆フーリエ変換として次のように求めることができる。

$$\Gamma(x) = -i \frac{2}{\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{u^0 k_L^2} A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{y}) \hat{y}_m \times e^{2ik_L \hat{y} \cdot x} k_L dk_L d\hat{y} \quad (32)$$

##### b) キルヒホフ逆解析

ボルン逆解析の場合と同様に、式 (27) における特異関数  $\gamma(x)$  は散乱振幅  $A \cdot \hat{y}$  の逆フーリエ変換として次のように求めることができる。

$$\gamma(x) = -\frac{2}{\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{u^0 k_L} A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{y}) \hat{y}_m \times e^{2ik_L \hat{y} \cdot x} k_L dk_L d\hat{y} \quad (33)$$

## 5. 数値解析による欠陥再構成

### (1) 欠陥モデル

ここでは領域型欠陥の一例として円形キャビティ、表面型欠陥の一例としてクラックが離れて存在するモデルを考える。図-5 に示すように、直径  $2a$  の円形キャビティと長さ  $2a$  のクラック (表面力は 0) が間隔  $2a$  離

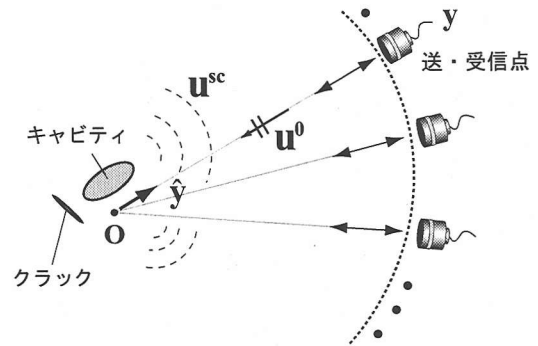


図-4 パルス・エコーモードの設定

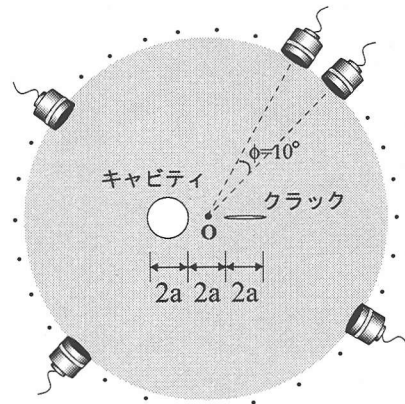


図-5 欠陥モデルと探触子の配置

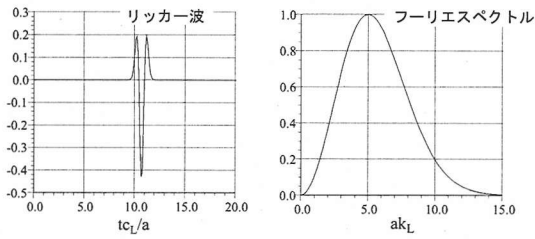


図-6 入射リッカー波の時間域波形とフーリエスペクトル

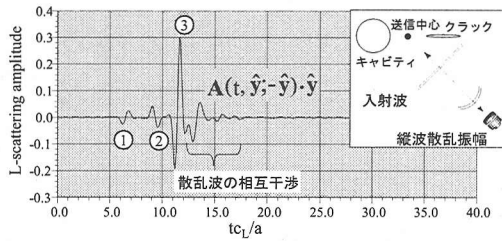


図-7 複数欠陥モデルからの縦波散乱振幅  $A(t, \hat{y}; -\hat{y}) \cdot \hat{y}$

れて存在する欠陥モデルを設定する。探触子は欠陥を取り囲むように間隔  $\phi = 10^\circ$  おきに 36 個設置し、超音波の送信中心  $O$  を円形キャビティとクラックの中間に設定する。欠陥を囲むように多点で計測可能な場合を想定し、この状況においてピッチ・キャッチモードに基づく欠陥の再構成を行う。パルス・エコーモードとピッチ・キャッチモードにおける結果の再構成精度の比較という観点から、ここではパルス・エコーモードを含めた両モードによる欠陥の再構成結果を示す。

(2) 遠方縦波散乱振幅と欠陥近傍の波動場の可視化

本逆解析手法による欠陥像の再構成に必要な入力データは、欠陥からの縦波散乱振幅である。欠陥再構成の前に、縦波散乱振幅の性質を見るためにこの時間域波形の一例を示す。ここでは、境界要素法による非定常波動解析<sup>22)</sup>に基づき、散乱波の積分表現から探触子方向の遠方縦波散乱振幅  $A(t, \hat{y}; -\hat{y}) \cdot \hat{y}$  を算出する。図-5 に示す欠陥に対して図中の右下方向から送信中心  $O$  に向けて平面縦波を入射する。入射波の時間履歴は図-6 の左図に示すリッカー波<sup>23)</sup>であり、リッカー波のスペクトルピークは後の章で示す計測実験における探触子の帯域を考慮して、無次元化波数  $ak_L = 5.0$  (波長  $\lambda = 1.26a$ ) に設定した (図-6 の右図)。このとき、欠陥によって散乱された縦波成分のうち探触子方向の散乱振幅の時刻歴応答を図-7 に示す。図-7 における縦波散乱振幅は 3 つの波 ①, ②, ③ からなっていることがわかる。比較のために、1 つのクラックおよび 1 つのキャビティに対して同じリッカー波を用いて解析を行った結果を図-8 に示す。図-8(a) は 1 つクラックからの縦波散乱振幅であり、ク

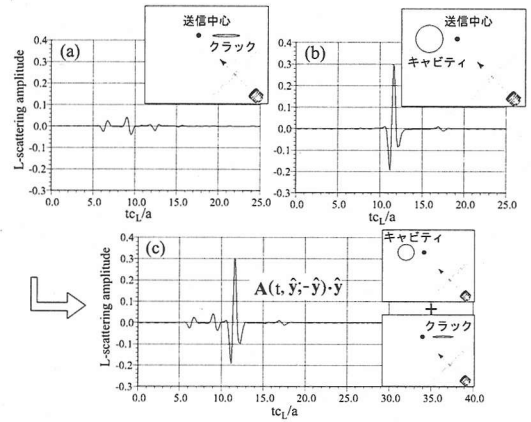


図-8 単一欠陥モデルからの縦波散乱振幅  $A(t, \hat{y}; -\hat{y}) \cdot \hat{y}$

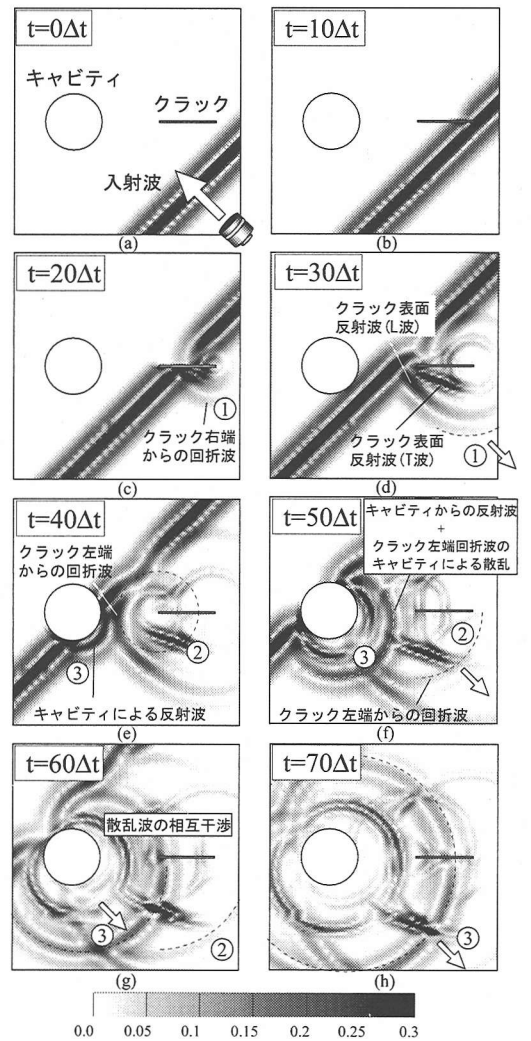


図-9 欠陥近傍の全波動場  $|u|$  の可視化

ラックの右端および左端からの回折波とクラックの表面を伝播した波動による後続の回折波が観測されている。また、図-8(b)は1つのキャビティから得られた縦波散乱振幅であり、第1波目の大きな振幅はキャビティによる反射波、第2波目の小さい振幅はキャビティを周回したクレーピング波<sup>22)</sup>である。図-8(c)は同図(a)と(b)の振幅値を重ね合わせたものである。この図-8(c)とキャビティとクラックが同時に存在するモデルの散乱振幅を示した図-7を比較すると、図-7における③の波形の後半部分に大きな違いが見られる。これはクラックとキャビティによる散乱波の相互干渉によるものであり、次の図-9に示す欠陥近傍の可視化結果からこの過程が確認できる。図-9の(a)から(h)は、全波動場を時間間隔  $\Delta t = 0.1047a/c_T$  おきに解析した結果のうち、縦波が入射してから欠陥によって散乱されるまでの過程を可視化したものである。ここでは、散乱波動の伝播経路を把握するために、変位  $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^0(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x}, t)$  の絶対値  $|\mathbf{u}| = \sqrt{u_i u_i}$  ( $i = 1, 2$ ) をプロットした。図-9(a)に示すように縦波平面波が図中の右下から入射される。この入射波は最初にクラックの右端で回折されて(図-9(c))、探触子方向に伝播した波動が図-7における遠方の縦波散乱振幅①として計測される。図-9(d)では、クラックの表面で反射した縦波および横波が図中の左下方向へ伝播しており、同時刻においてクラック左端を通過した入射波は回折波を発生させる。図-9(e)では、入射波がキャビティ表面に到達し反射波が発生しているのと同時に、クラックの左端からの回折波がキャビティ表面に到達している。さらに図-9(f)ではこの回折波がキャビティで散乱し、キャビティ表面の反射波と重なって探触子方向に伝播している様子が観察できる。また一方でクラック左端からの回折波が探触子方向に伝播しており、図-7における遠方の縦波散乱振幅②として計測される。その後、キャビティによる反射波とクラック端の回折波によるキャビティからの散乱波が再びクラックで干渉されて、図-7における遠方の縦波散乱振幅③として計測される。可視化結果に示されるように、この欠陥モデルは欠陥からの散乱波が相互に干渉するモデルであり、以後の逆解析で使用される縦波散乱振幅には、これらの影響を含んだ波形が用いられる。

### (3) 欠陥像の再構成

欠陥像再構成のための逆散乱解析に必要な縦波散乱振幅の波数帯域  $k_L$  は、後の章で述べる計測実験と対応させて無次元化縦波波数で表現して  $0.4 \leq ak_L \leq 6.7$  の範囲を用いる。

図-10にパルス・エコーモードによる欠陥像の再構成結果を示す。欠陥像の再構成のために、欠陥を囲む

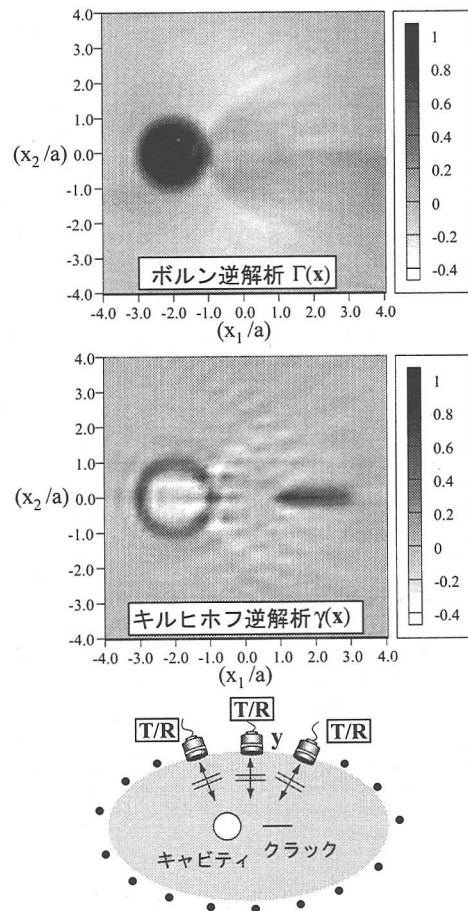


図-10 パルス・エコーモードによる欠陥形状の再構成

36個の送受信探触子によるそれぞれの方向の後方散乱振幅データを用いた。図-10の上部はボルン逆解析による  $\Gamma(\mathbf{x})$  を、下部はキルヒホフ逆解析による  $\gamma(\mathbf{x})$  の再構成結果を表示している。また両図とも関数値は各々の最大値で割ることにより正規化してある。図-10より、ボルン逆解析ではキャビティのみを再構成しているのに対して、キルヒホフ逆解析ではキャビティの境界とクラックを再構成している。すなわち、ボルン逆解析ではキャビティのような領域型欠陥の再構成が可能であり、クラックのような面型欠陥の再現は難しい。対照的にキルヒホフ逆解析は領域型および面型欠陥の境界を再現できることがわかる<sup>4)</sup>。図-10のキルヒホフ逆解析において欠陥同士が近接する部分が不鮮明になっているが、これは前節で示した散乱波の相互干渉による影響と考えられる。

図-11にピッチ・キャッチモードによる欠陥像の再構成結果を示す。点  $z_n$  にある探触子を送信探触子として中心  $O$  に向けて超音波を送信し、送信探触子からみて  $\phi_n = -90^\circ, -80^\circ, \dots, 0^\circ, 10^\circ, \dots, 90^\circ$  の位置にある計



19 個の探触子を受信用として使用した。図-11 は 10° おきに入射方向 ( $z_n; n = 1, 2, \dots, 36$ ) を移動しながら、それぞれの入射方向に対して得られる特性関数  $\Gamma(x, z_n)$  と特異関数  $\gamma(x, z_n)$  を式 (29) と (31) のように重ね合わせた結果を示したものである。図-10 のキルヒホフ逆解析の結果と比較して、図-11 のキルヒホフ逆解析の結果は 2 つの欠陥近接部分を含めてかなり鮮明に再構成されていることがわかる。この理由として、欠陥再構成に寄与する波動成分が多點計測によって増加するため、欠陥同士の相互干渉の影響が相対的に小さくなることが考えられる。次章では上記の数値解析で検証した同型のモデル欠陥を含んだアルミニウム供試体を使って、計測散乱波形による欠陥の高精度再構成法を検証する。

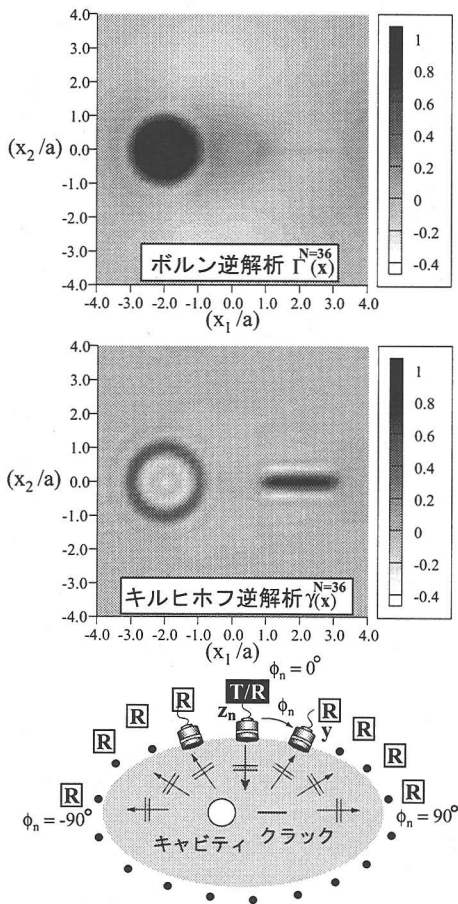


図-11 ピッチ・キャッチモードによる欠陥形状の再構成

## 6. 波形計測による欠陥再構成

### (1) 実験装置と供試体

先に示した数値解析による欠陥形状の再構成 (図-10 と図-11) に対応して、計測散乱波形を用いた欠陥形状の再構成を試みる。ここでは図-12 に示すような実験装置を用いて水浸超音波計測実験を行った。パルサーから発せられたパルス状の電気信号は送信探触子を駆動して、水中に超音波を送信する。この超音波は供試体内に伝播し、欠陥によって散乱された波動を再び水を介して受信探触子で受信する。パルス・エコーモードの場合には送信探触子と受信探触子は同じものを、ピッチ・キャッチモードの場合には送信と受信は別の探触子を使用する。電気信号はレシーバーによって増幅されて、デジタルオシロスコープで出力電圧の時刻歴波形として記録される。さらに、LAN を介してデータをパソコンへ転送して波形データ処理を行う。超音波パルサーは RITEC 社製 SP801 を、レシーバーは同社製 BR640 を用いた。デジタルオシロスコープは Hewlett Packard 社製 HP-Infiniium を用いた。供試体は後に示すように、円筒型のアルミニウムの中心に、欠陥を想定した空洞を空けたものを使用した。探触子は円筒側面に対して垂直に設置し、円筒の中心軸に超音波ビームの中心を合わせて超音波を送信した。本逆解析を基に欠陥形状を再構成するためには、欠陥を取り囲むあらゆる方向から散乱波動を受信する必要がある。ここでは、円筒供試体をセンサー走査治具 (SONIX 社製 S-586) の回転台に乗せ、回転台による円筒供試体の回転と、可動式受信用アームの回転の両方を組み合わせてピッチ・キャッチモードに対応させた。

探触子は Panametrics 社製水浸用トランスデューサーを使用した。探触子の直径は 25.4mm、公称中心周波数 1.0MHz である。この探触子の波形特性を確認するために、水中に沈めたアルミニウムプレートからの反射波を時間域で記録した波形およびそのフーリエ・スペクトルを図-13 に示した。図-13 において上図の横軸は

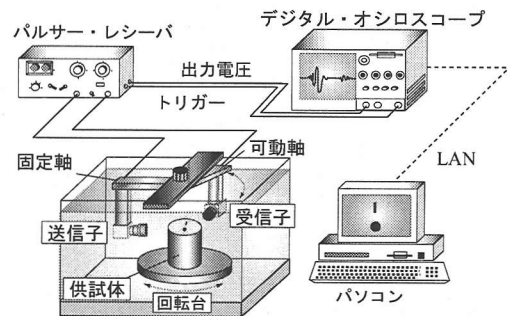


図-12 水浸超音波計測実験



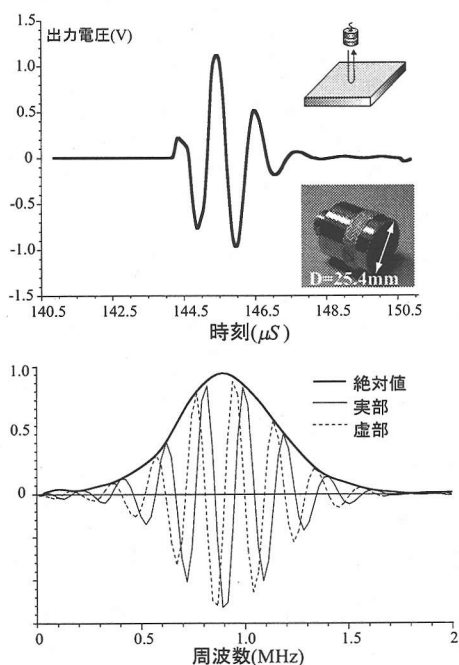


図-13 探触子の時間域波形と周波数スペクトル

デジタルオシロスコープで得られた波形の時刻、縦軸は得られた電気信号の電圧であり、下図の周波数スペクトルは最大値で正規化してある。

計測用供試体として、図-14に示すような直径80mm、長さ100mmの円筒形アルミニウムの中心付近に、欠陥を想定した人工空洞を軸方向に放電加工によって貫通して空けたものを用意した。ここで使用したアルミニウムの材料定数は、縦波波速  $c_L = 6420\text{m/s}$ 、横波波速  $c_T = 3040\text{m/s}$ 、密度  $\rho = 2690\text{kg/m}^3$  である。欠陥モデルの形状は数値解析に対応しており、円形キャビティと薄いノッチ状空洞が独立して存在する欠陥モデルである。円形キャビティの半径は4.0mm、ノッチ長さは8.0mmでノッチ幅0.2mmである。数値解析で設定した表面力零で幅のないクラックを作成するのは困難であるので、ここでは幅0.2mmのノッチで代用した。アルミニウム内で1.0MHzの周波数に対応する波長は6.42mmであり、ノッチ幅0.2mmは中心周波数に対応した波長よりも1オーダー小さい。従って、この幅0.2mmのノッチ状キャビティをクラックと見なし、以下の計測では便宜上クラックと呼ぶことにする。

## (2) データ処理法および形状再構成手順

受信散乱波を基に散乱体形状を再構成するためには、計測装置および探触子の影響など固体内以外の超音波の伝播経路の影響を取り除き、出力電圧波形から固体内の散乱振幅を抽出する必要がある。ここでは、以下

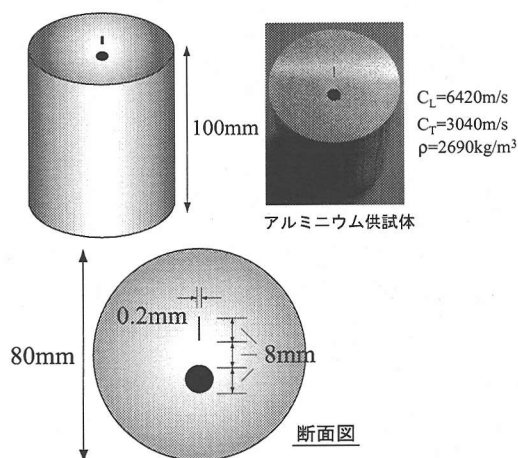


図-14 アルミニウム供試体中の人工欠陥モデル

に示すようなデータ処理を行う。いま送信方向  $-\hat{z}$  から超音波を送信し、受信方向  $\hat{y}$  で得られる時間域の電圧波形  $O^{sc}(t, \hat{y}; -\hat{z})$  の時間  $t$  に関するフーリエ変換を以下のように定義する。

$$O^{sc}(\omega, \hat{y}; -\hat{z}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} O^{sc}(t, \hat{y}; -\hat{z}) e^{i\omega t} dt \quad (34)$$

計測上、実際には周波数域の散乱波  $O^{sc}(\omega, \hat{y}; -\hat{z})$  は、固体内欠陥からの散乱波形を時間域でサンプリングし、式(34)を基にFFTによって周波数域に変換することにより得られる。ここで縦波波速  $c_L = \omega/k_L$  を介して、 $O^{sc}(k_L, \hat{y}; -\hat{z})$  が求まることになる。計測系の線形性を仮定すれば、固体内における欠陥による縦波散乱振幅は、参照波形  $O^{ref}$  を用いて次のように得られる<sup>2)</sup>。

$$A_m(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \hat{y}_m \simeq E^{ref} \frac{O^{sc}(k_L, \hat{y}; -\hat{z})}{O^{ref}(k_L, \hat{z}; -\hat{z})} \quad (35)$$

ここで  $O^{ref}(k_L, \hat{z}; -\hat{z})$  は同じ材質、外半径の参照波形計測用供試体中に作製した平面を有する空洞(空気層)からの受信電圧であり、 $E^{ref}$  は弾性体と空気層が接する平面境界に平面弾性波が入射した場合の反射係数に相当し、周波数に無関係な定数として解析的に決定できる量<sup>2)</sup>である。未知特性の補正を行った式(35)は欠陥形状の再構成式における  $A(k_L, \hat{y}; -\hat{z}) \cdot \hat{y}$  として利用できる。なお、ボルン逆解析式(28)と式(32)、およびキルヒホフ逆解析式(30)と式(33)による再構成において、遠方散乱波のデータは  $0 \sim \infty$  の縦波波数  $k_L$ 、即ち、あらゆる周波数に対して必要となる。しかし実験計測で用いる探触子は図-13に示したような帯域内のデータのみ有意な値が保証されるので、ここでは0.1MHzから1.7MHzまでの離散的な周波数域データを用いて逆解析を行った。

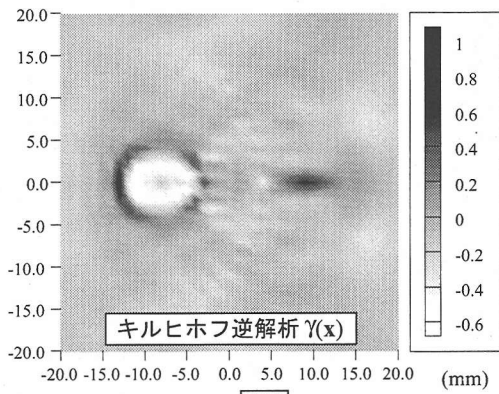


図-15 計測波形からの形状再生 (パルス・エコーモード)

### (3) 欠陥像の再構成

ピッチ・キャッチモードを採用すれば欠陥近接部の再生精度が向上することが前章の数値解析結果で示されたので、ここでは円形キャピティの境界とクラックが共に再構成できるキルヒホフ逆解析に的を絞り、計測波形を基にした形状再構成像をパルス・エコーモードとピッチ・キャッチモードで比較してみる。

図-15は、 $\phi = 10^\circ$  おきに入射位置を変化させながら後方散乱波のみを受信 (パルス・エコーモード) し、式 (33) を基にしたキルヒホフ逆解析を行った結果である。次に図-16にピッチ・キャッチモードに基づく多点受信波形による再構成結果を示す。ここでは、送信探触子の位置を点  $z_1$  に設定し、受信探触子の位置を移動しながら散乱波を受信する。走査治具における可動式アームの移動範囲の制限上、送信子から見て受信探触子  $y$  を  $\phi_1 = 0^\circ, \pm 20^\circ, \pm 30^\circ, \pm 40^\circ, \pm 50^\circ$  の計  $M=9$  点で散乱波を受信した。このとき、送信子  $z_1$  に対する特性関数  $\Gamma(x; z_1)$  を得る。次に、送信探触子の位置を  $10^\circ$  ごとに  $z_n (n = 2, 3, \dots, N = 36)$  と移動させて、各々の送信方向  $z_n$  について、 $\phi_n = 0^\circ, \pm 20^\circ, \pm 30^\circ, \pm 40^\circ, \pm 50^\circ$  の9点で得られる受信波形を用いた逆解析による特性関数を式 (31) によって算出した結果である。図-15に示すパルス・エコーモードによるキルヒホフ逆解析結果では欠陥近接部分の形状が不鮮明であるが、図-16に示すピッチ・キャッチモードによるキルヒホフ逆解析結果においては欠陥近接部分を含めて鮮明に欠陥境界

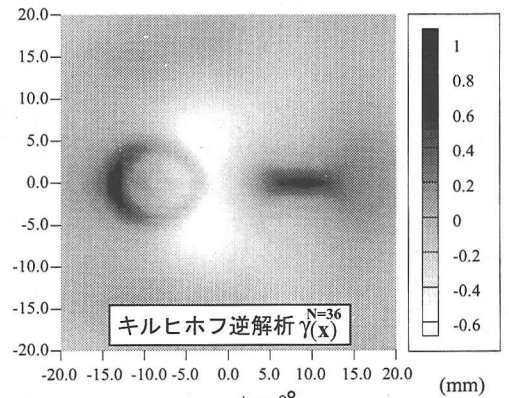


図-16 計測波形からの形状再生 (ピッチ・キャッチモード)

が再構成されていることがわかる。

## 7. 結論

線形化逆散乱解析法による欠陥形状の高精度再構成法について数値解析および計測実験による検討を行った。パルス・エコーモードによる欠陥形状の再構成において、欠陥が近接する部分の再現性が問題であったが、ピッチ・キャッチモードに基づく多点計測波形を用いることで欠陥像の再構成精度が向上することが確認できた。計測波形に欠陥同士の散乱波の相互干渉の影響が含まれていても、ピッチ・キャッチモードを活用すれば、欠陥が近接して存在する部分を含めて欠陥形状に関する高精度定量化が可能であることがわかった。

今後は開口合成法 (SAFT)<sup>24),25),26)</sup>等が有する欠陥位置の検出性能と、本逆散乱解析法による欠陥の詳細形状の再構成能を組み合わせることで、材料内部の欠陥形状の高精度定量化システムの構築を目指したい。

謝辞: 本研究は平成13年度科学研究補助金 (特別研究員奨励費) の補助を受けて行われたものであり、ここに記して謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 北原道弘, 中畑和之, 廣瀬壮一: 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.
- 2) 中畑和之, 北原道弘: 計測波形による欠陥形状の再生と使用周波数帯域に関する考察, 応用力学論文集, Vol.3, pp.91-98, 2000.
- 3) Langenberg, K. J.: Introduction to the special issue on inverse problems, *Wave Motion*, Vol.11, pp.99-112, 1989.
- 4) Kitahara, M., Nakahata, K. and Hirose, S.: Elastodynamic inversion for shape reconstruction and type classification of flaws, *Wave Motion*, Vol.36, pp.443-455, 2002.
- 5) 中畑和之, 大西正浩, 北原道弘: 線形化逆散乱解析の高速化と欠陥形状再生への適用, 応用力学論文集, Vol.5, pp.67-74, 2002.
- 6) McNab, A. and Campbell, M. J.: Ultrasonic phased arrays for nondestructive testing, *NDT Int.*, Vol.20, pp.333-337, 1987.
- 7) Beardsley, B., Perterson, M. and Achenbach, J. D.: A simple scheme for self-focusing of an array, *J. Nondestruct. Eval.*, Vol.14, pp.169-179, 1995.
- 8) Wooh, S.-C. and Shi, Y.: Influence of phased array element size on beam steering behavior, *Ultrasonics*, Vol.36, pp.737-749, 1998.
- 9) Hsu, D. K., Thompson, D. O. and Wormley, S. J.: Reliability of reconstruction of arbitrarily oriented flaws using multiview transducers, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, Vol.UFFC-34, pp.508-514, 1987.
- 10) Rose, J. H.: Elastic wave inverse scattering in non-destructive evaluation, *Pure Appl. Geophys.*, Vol.131, pp.715-739, 1989.
- 11) Hsu, D. K., Rose, J. H. and Thompson, D. O.: Reconstruction of inclusions in solids using ultrasonic Born inversion, *J. Appl. Phys.*, Vol.55, pp.162-168, 1984.
- 12) 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.
- 13) Bleistein, N. and Cohen, J. K.: Progress on a mathematical inversion technique for non destructive evaluation, *Wave Motion*, Vol.2, pp.75-81, 1980.
- 14) Devaney, A. J.: Geophysical diffraction tomography, *IEEE Trans. Geosc. Remote Sens.*, Vol.GE-22, pp.3-13, 1984.
- 15) 永井啓之亮: 超音波ホログラフィ, 日刊工業新聞社, 1989.
- 16) 加川幸雄, 土屋隆生, 石原禎, 藤岡功生: 超音波 CT に関する二, 三の実験的考察 - 逆投影法と散乱アルゴリズム -, 日本音響学会誌, Vol.52, No.8, pp.605-615, 1996.
- 17) Achenbach, J. D., Viswanathan, K. and Norris, A.: An inversion integral for crack-scattering data, *Wave Motion*, Vol.1, pp.299-316, 1979.
- 18) Sedov, A. and Schmerr, L. W.: The time domain elastodynamic Kirchhoff approximation for cracks: the inverse problem, *Wave Motion*, Vol.8, pp.15-26, 1986.
- 19) Schmerr, L. W., Sedov, A. and Chiou, C.-P.: A unified constrained inversion model for ultrasonic flaw sizing, *Res. Nondestruct. Eval.*, Vol.1, pp.77-97, 1989.
- 20) Achenbach, J. D.: *Wave Propagation in Elastic Solid*, Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1975.
- 21) Schmerr, L. W.: *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Plenum Press, New York, 1998.
- 22) 中畑和之, 市野太介, 北原道弘: 散乱波動場の可視化と欠陥の大きさ推定への一応用, 応用力学論文集, Vol.4, pp.15-22, 2001.
- 23) Ricker, N.: The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, Vol.10, pp.207-220, 1945.
- 24) Müller, W., Schmitz, V. and Schäfer, C.: Reconstruction by the synthetic aperture focusing technique (SAFT), *Nucl. Eng. Des.*, Vol.94, pp.393-404, 1986.
- 25) Busse, L. J.: Three-dimensional imaging using a frequency-domain synthetic aperture focusing technique, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, Vol.UFFC-39, No.2, pp.174-179, 1992.
- 26) 岩立次郎, 田中雅人, 舘石和雄, 三木千壽: 回転探触子を用いた開口合成システムによる超音波探傷の分解能向上の試み, 土木学会論文集, No.507/I-30, pp.121-127, 1995.

(2002.12.27 受付)

## FLAW RECONSTRUCTION BY ELASTODYNAMIC LINEARIZED INVERSION WITH MULTI-POINT MEASUREMENTS

Kazuyuki NAKAHATA and Michihiro KITAHARA

The elastodynamic inversions for the ultrasonic pitch-catch mode are investigated in order to take advantage of the waveforms measured at multi-points. The inversion is based on Born or Kirchhoff approximation to linearize the integral expression for the scattered wave. The multi-point measurements are applied to the shape reconstructions for two flaws of a cavity and a crack. It is confirmed that the adjacent part of two flaws is clearly reconstructed by the multi-point measurements, even though the dynamic interaction effects of flaws are included in the measured waveforms.