

板内部の欠陥に対する逆散乱解析

Inverse Scattering Analysis for a Defect in a Plate

原 陽一*・廣瀬 壮一**
Yoichi HARA and Sohichi HIROSE

*学生会員 東京工業大学大学院情報理工学研究科 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

**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)

A linearized inverse scattering method based on the Born approximation has been developed for the reconstruction of a defect shape in an elastic solid. In order to fully recover the shape of the defect, the Born inversion approach requires that the information must be measured at all frequencies and from all aspect-angles with respect to the scatterer. For a defect in a plate, however, the data cannot be measured at all directions and the complete information is seldom available.

In this paper, the aspect-limited problem of the Born inversion is investigated for the inverse scattering of antiplane waves. After the formulation of the Born inverse method is described, the method is applied to numerically simulated data with limited aspect-angles for a defect in an infinite domain as well as for a defect in a plate. It is found that the illuminated portion of the defect can be reconstructed even using a limited amount of data. The defect shape in a plate can, therefore, be recovered very well by utilizing the reflected waves at the bottom surface.

Pulse echo ultrasonic experiments using SH probes are conducted for a cylindrical cavity in a steel block. The Born inversion is applied to the data which include the direct back scatter by the cavity and to the data which include the back scatter due to reflection at the bottom of the steel block. It is found that the reconstructed result when both sets of data are utilized is far superior than those reconstructed by the individual data. It is also shown that even with the limited amount of data, the Born inversion can produce much better image of the defect than the aperture synthetic approach can.

Key Words : linearized inverse scattering analysis, aspect-limited data, plate, SH wave

1. はじめに

既存の構造物に対して、いかに長寿命化を図るかという関心が近年高まっている。そのためには構造物の現況を的確に把握することが重要で、様々な評価方法が脚光を浴びている。構造物中に存在する欠陥を非破壊検査により早急に検出することができれば、補強等の早期対策も可能となる。さらに、欠陥の位置だけでなく形状の推定も可能であるような非破壊評価の確立が可能となれば、より効率的な対策が施せる。また、実際の非破壊検査の実施においては、現場でのさまざまな制約を受けると考えられる。よって、非破壊検査をより実用的なものとするためには、それらの制約条件をも考慮に入れた研究を進める必要がある。

超音波を用いた非破壊試験では、客観性および定量性を向上させるために、多点で計測されたデータをもとに開口合成などの手法を用いて実験結果の画像化が行われることが多い¹⁾。しかしながら、それは基本的に超音波の到達時間だけを用いており、散乱波動に含まれる欠陥情報を有効に利用しているとは言えない。したがって、またその結果得られる画像を用いて行う欠陥寸法、形状等の

推定精度は今のところ十分であるとは言いがたい。

このような中、廣瀬ら²⁾や Nakahata and Kitahara³⁾は波動理論に基づく線形化逆散乱解析法を用いて弾性固体中の欠陥形状の再構成や欠陥種類の識別を行っている。しかし、これらの研究はいずれも欠陥に対して全周あるいは半周を囲む点で得られた計測データを用いて解析を行っている。一方、板内部の欠陥を対象にしたときには、板の上下面、あるいは板の片面の限られた点からしか超音波の送受信が行えないことがしばしば起こり得る。このように、板の内部欠陥の逆散乱解析においては、限定された送受信点での計測データが解析精度に与える影響を詳しく調べる必要がある。

本研究では既往の研究を踏まえ、線形化逆散乱解析を板内部の欠陥の形状再構成に応用した。まず、無限領域における 2 次元 SH 波の数値シミュレーションを行って、不完全な散乱データしか計測できない場合の逆解析の精度を明らかにする。その後、板の内部欠陥に対して、探触子の走査範囲が板上面のみに限られるが、複数経路からの散乱波が得られる場合を想定し、欠陥像の再構成のシミュレーションを試みる。さらに、45° と 65° の 2 種類の斜角 SH 探触子を用いたパルスエコー法を用いて、空

洞を有する板材の探傷試験を行い、逆散乱解析による欠陥形状の再現性を開口合成法による結果と比較して検討する。

2. 逆散乱解析手法の定式化

2.1 無限弾性体中の空洞の場合

まず、無限弾性体中の空洞の形状を再現する Born 逆解析法の定式化を示す。欠陥による遠方散乱場の積分関係式を導き、これに Born 近似を導入することにより、欠陥の内部においてのみ値を有する特性関数と遠方散乱場の関係式を導く。最終的には散乱振幅の Fourier 逆変換により特性関数すなわち欠陥形状を再現するものである。

時間調和な面外集中力によって発生する 2 次元面外 SH 波動場を用いた逆散乱解析の定式化を書き下す。図 1 に示すように、均質等方な 2 次元無限弾性体 D 内に空洞 D_c が存在するとしよう。空洞は紙面の垂直方向である x_3 方向に一定の断面を持つとし、波動場も x_3 方向には同位相で、一定の波数 k_T ($k_T = \omega/c_T$, ω : 角周波数, c_T : SH 波の波速) で x_3 方向に振動しながら $x_1 - x_2$ 面内を伝播するものとする。このとき、面外波動場の変位 u は次の Helmholtz 方程式を満足する。

$$\nabla^2 u + k_T^2 u = 0 \quad (1)$$

空洞の形状は現時点では未知であるが、座標の原点は欠陥の近傍にあるとする。空洞の境界 ∂D では応力が 0 である。ここで扱う逆散乱問題とは、外部領域の遠方にある点 $\mathbf{x}$ に設置した探触子によって入射波 u^{in} を入力し、空洞 D_c によって散乱された散乱波 u^{sc} を領域 D 内部の点にある探触子で検出して、その散乱波から空洞の形状を推定するものである。入射波、散乱波の波動の種類などは様々な組み合わせが考えられるが、ここでは送信探触子から面外集中力による SH 波を入射し、同じ探触子によって SH 波を受信したとするケース、すなわち $\mathbf{z} = \mathbf{x}$ なるパルス-エコー法を想定する。

まず入射波について考える。いま、波数 k_T において大きさ $F(k_T)$ の面外集中力が点 $\mathbf{x}$ に作用するとき、 $\mathbf{y}$ にお

ける入射波動場は次のように表せる。

$$u^{in}(\mathbf{y}, \mathbf{x}, k_T) = F(k_T)U(\mathbf{y}, \mathbf{x}, k_T) \quad (2)$$

ただし、 $U(\mathbf{y}, \mathbf{x}, k_T)$ は 2 次元面外波動場の基本解で、第一種 0 次ハンケル関数 $H_0^{(1)}$ を用いて

$$U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_T r) \quad (3)$$

と表される。ここに、 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ である。ここで、送受信点 $\mathbf{x}$ が空洞 D_c の寸法ならびに波長 $\lambda^{in} = 2\pi/k_T$ に比べて十分遠方にあるとする。すると、 $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$ とするとき、 $r \approx |\mathbf{x}| - \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}$ なる遠方近似、および、ハンケル関数の漸近表示を用いて、入射場は次のように書ける。

$$u^{in}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) \approx F(k_T) \frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_T |\mathbf{x}|}} e^{i(k_T |\mathbf{x}| - \frac{\pi}{4})} \times e^{-ik_T \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} \quad (4)$$

次に、散乱波の積分表現を導く。空洞の境界 ∂D での応力が 0 であるという境界条件を用いると、点 $\mathbf{x}$ での散乱波の変位は次のようになる⁴⁾。

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) = \int_{\partial D} n_\alpha(\mathbf{y}) \frac{\partial U}{\partial y_\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T) u(\mathbf{y}, k_T) dS_{\mathbf{y}} \quad (5)$$

ここに、 $U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T)$ は式 (3) で定義された基本解であり、 $n_\alpha(\mathbf{y})$ は点 $\mathbf{y}$ において領域 D に向けた法線ベクトルである。また、積分内の $u(\mathbf{y}, k_T)$ は境界 ∂D 上の点 $\mathbf{y}$ での全変位を表し、 $\alpha = 1, 2$ であり総和規約に従うものとする。ここで点 $\mathbf{x}$ が遠方にあるとして式 (5) に遠方近似を導入すると、次のようになる。

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) = \frac{k_T \hat{x}_\alpha}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_T |\mathbf{x}|}} e^{i(k_T |\mathbf{x}| - \frac{\pi}{4})} \times \int_{\partial D} n_\alpha(\mathbf{y}) e^{-ik_T \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} u(\mathbf{y}, k_T) dS_{\mathbf{y}} \quad (6)$$

上式に形状をあらわす特性関数を導入してそれを解くのだが、このままでは未知の全変位場 $u(\mathbf{y}, k_T)$ をも含んでいて、一般には計測散乱波と散乱体形状の関係は非線形となる。これを解決する一つの方法は、空洞の境界 ∂D 上の全変位場に適切な近似を導入することである。

ここでは、未知の変位場を入射波 u^{in} によって近似する Born 近似を用いる。すなわち、式 (6) の被積分関数の全変位 u を、式 (4) の入射波 u^{in} で置き換える。このとき、式 (6) は次のようになる。

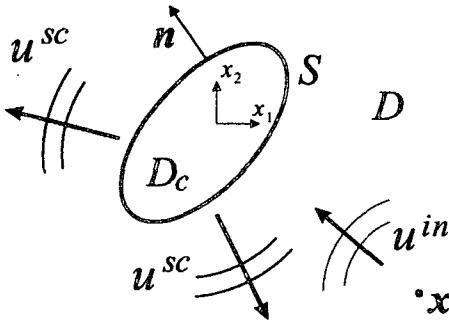


図-1 超音波パルス・エコー法の概念図

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) = F(k_T) \frac{\hat{x}_\alpha}{8\pi|\mathbf{x}|} e^{2ik_T|\mathbf{x}|} \times \int_{\partial D} n_\alpha(\mathbf{y}) e^{-2ik_T\hat{\mathbf{x}}\cdot\mathbf{y}} dS_{\mathbf{y}} \quad (7)$$

ここで Gauss の定理を用いることで、上式の右辺の境界に関する線積分を領域積分に変換すると、

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) = -F(k_T) \frac{ik_T}{4\pi|\mathbf{x}|} e^{2ik_T|\mathbf{x}|} \times \int_{D_c} e^{-2ik_T\hat{\mathbf{x}}\cdot\mathbf{y}} dV_{\mathbf{y}} \quad (8)$$

となる。ここで、 D_c 内部でのみ値を持つ次のような特性関数 $\Gamma(\mathbf{y})$ を導入する。

$$\Gamma(\mathbf{y}) = \begin{cases} 1 & \mathbf{y} \in D_c \\ 0 & \mathbf{y} \in D \end{cases} \quad (9)$$

これを用いると式 (8) の積分範囲を全領域 R に拡張した

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) = -F(k_T) \frac{ik_T}{4\pi|\mathbf{x}|} e^{2ik_T|\mathbf{x}|} \times \int_R \Gamma(\mathbf{y}) e^{-2ik_T\hat{\mathbf{x}}\cdot\mathbf{y}} dV_{\mathbf{y}} \quad (10)$$

を得る。式 (10) を $\Gamma(\mathbf{y})$ について解くことができれば、欠陥形状を再構成することができる。式 (10) の最後の体積分は、 $\mathbf{K} = 2k_T\hat{\mathbf{x}}$ なる空間における関数 Γ の Fourier 変換 $\hat{\Gamma}(\mathbf{K})|_{\mathbf{K}=2k_T\hat{\mathbf{x}}}$ に他ならない。よって、特性関数 $\Gamma(\mathbf{y})$ は次のような Fourier 逆変換により再生できる。

$$\Gamma(\mathbf{y}) = 4i \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{u^{sc}(\mathbf{x}, k_T)|\mathbf{x}|}{\pi F(k_T)} \times e^{-2i\{k_T|\mathbf{x}|-k_T\hat{\mathbf{x}}\cdot\mathbf{y}\}} dk_T d\theta \quad (11)$$

ここに、 $\theta = \arctan(\hat{x}_2/\hat{x}_1)$ である。

2.2 板内部の空洞の場合

次に、図 2 に示すように板の上面で波動を送受信して板内部の空洞形状を推定する問題を考えよう。板下面での反射を考慮して、板下面での境界条件を満足するグリーン関数を式 (5) の U ならびに u (Born 近似による u^{in}) に代入すると、次式を得る。

$$u^{sc}(\mathbf{x}, k_T) \approx \int_S n_\alpha(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial y_\alpha} \left\{ \underbrace{U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, k_T)}_{\textcircled{1}} + \underbrace{U(\mathbf{x}, \mathbf{y}', k_T)}_{\textcircled{2}} \right\}$$

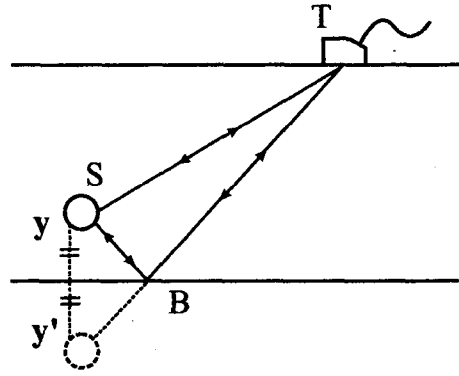


図-2 板内部における主要な波の伝播経路

$$\times F(k_T) \left\{ \underbrace{U(\mathbf{y}, \mathbf{x}, k_T)}_{\textcircled{3}} + \underbrace{U(\mathbf{y}', \mathbf{x}, k_T)}_{\textcircled{4}} \right\} dS_{\mathbf{y}} \quad (12)$$

ここに、 $\mathbf{y}'$ は点 $\mathbf{y}$ の板下面に関する鏡像点である。上式における①-③、①-④、②-③、②-④の組み合わせの各項はそれぞれ、図 2 に示す a:T-S-T, b:T-B-S-T, c:T-S-B-T, d:T-B-S-B-T の 4 つの経路に対応する。前述の無限弾性体に対する式は経路 a:T-S-T に対応するものである。さて、経路 d:T-B-S-B-T に対応する②-④の項に注目すると、それは①-③の項における $\mathbf{y}$ を $\mathbf{y}'$ に置き換えたものに等しい。すなわち、空洞が板下面に関して鏡像の位置にあると考えれば無限弾性体の定式化をそのまま適用できることになる。

以上のことから、経路 a:T-S-T の直達散乱波より空洞上部の形状が再現でき、経路 d:T-B-S-B-T の反射散乱波を用いると空洞下部の形状を再構成できると考えられる。

3. 数値シミュレーション

逆散乱解析では、散乱波が既知数、欠陥境界形状が未知数となる。そこで、欠陥境界形状が既知、散乱波が未知とする境界要素法を用いた 2 次元 SH 波の数値シミュレーションを行い、その結果として求めた散乱情報を逆に既知数として、欠陥境界形状の再構成を試みる。そうすることで、シミュレーション上での逆散乱解析手法の再現性を確認する。ここでは入射波は点加振からの SH 波を考える。また、計測時に含まれるであろう測定誤差は本シミュレーションでは考慮していない。

はじめに、逆散乱解析の基本的な特徴を示すため、図 3 のような無限弾性体中の半径 a の円筒空洞に、距離 $30a$ の位置から送受信を行うケースの逆問題について考える。

式 (11) によると、特性関数 Γ を再構成するには、空洞を囲むすべての方向 ($0 \leq \theta < 2\pi$) と、すべての波数 ($0 \leq k_T < \infty$) の散乱波の変位を足し合わせる必要がある。しかし、実際には方向と波数に関してすべての散乱データを得ることは難しい。そこで不完全なデータを用

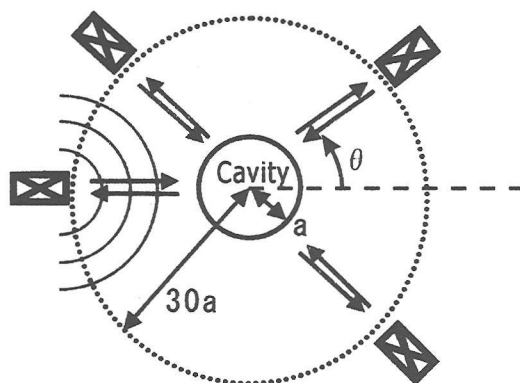


図-3 無限弾性体中の空洞に対する逆解析モデル

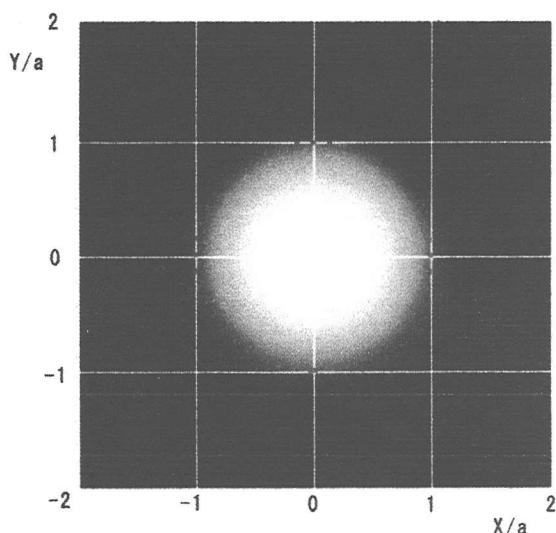


図-4 再現された Γ の分布 (全周方向から送受信を行った場合)

いたときにはどの程度の形状再構成が可能なかを吟味する。

まず、波数については、 $0.5 \leq ak_T \leq 10$ なる散乱データを用いることとする。経験的に、遠方場近似を用いる条件を満足するには、観測点位置が原点から波長の1から2倍以上離れている必要があるが、最小波数である $k_T = 0.5$ を用いた場合も十分遠方場近似を満足する。次に、送受信を行えるスペースとして、(1) 全周方位 ($0 \leq \theta \leq 2\pi$)、(2) 1/4 周方向 ($\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$) の2ケースを選んだ。各探触子間の角度は $360/50$ 度に設定している (全周を50分割している)。ケース (1)、ケース (2) での Γ の分布を濃淡で表示したものが図4、図5である。図4より、 $ak_T \geq 10$ なる高周波域の散乱データが欠損しても、求めるべき円筒空洞の形状がほぼ再現されていることがわかる。送受信角度が1/4周方向に限られたケース (2) (図5) では、入射波に照射される側 ($\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \pi$) の形状はよく再現されているが、その他の部分の形状は不明瞭となっている。

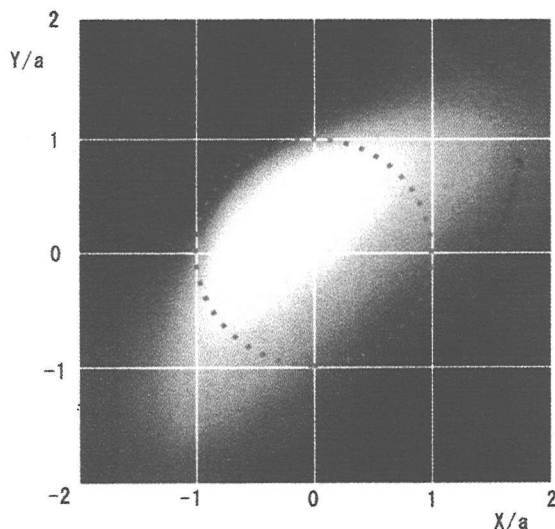


図-5 再現された Γ の分布 (1/4 方向から送受信を行った場合)

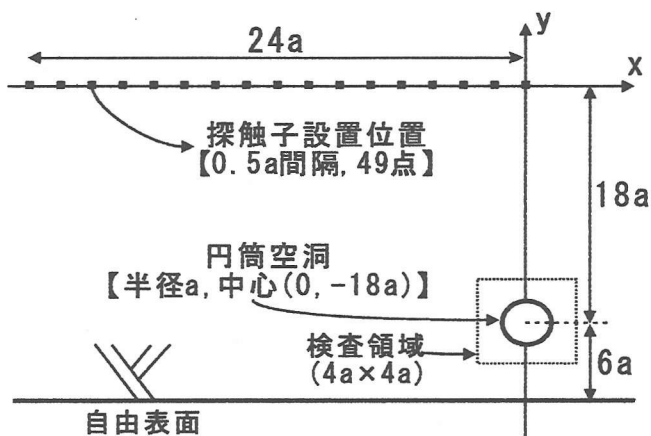


図-6 板内部の空洞に対する逆解析モデル

次に、板内部の空洞の逆散乱解析を考える。板材にこの方法を用いると、超音波を入射しう方向が非常に限定される。このような送受信角度の制限が欠陥象の再構成に与える影響を検討するとともに、板裏面からの反射波をも考慮することで、より多くの欠陥情報を抽出することを試みる。

板内部の欠陥を想定し、図6に示すような板下面近傍に位置する円筒の空洞の再構成を行う。円筒空洞の中心の座標は $(0, -18a)$ であり、半径は a とする。さらに、送受信は板上面からのみしか行えないような状況を考え、図6に示すような $0.5a$ 間隔、計49点でのみ計測を行うとみなす。波の伝播経路は、欠陥と自由表面の間の多重散乱を無視すれば、図7に示すように5通り考えられる。その中で欠陥情報をもつ散乱波は $a \sim d$ の経路に対応するものである。このうち、経路 b と c の波は常に同時刻に受信されるので分離するのは不可能である。そこで実際の逆

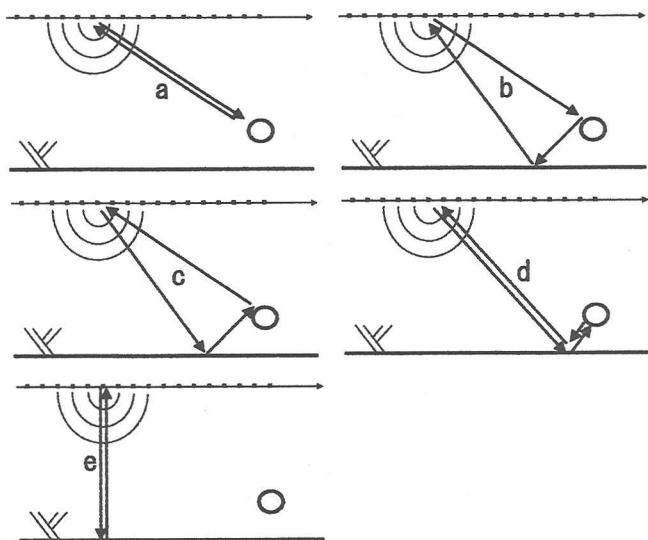


図-7 超音波伝播経路

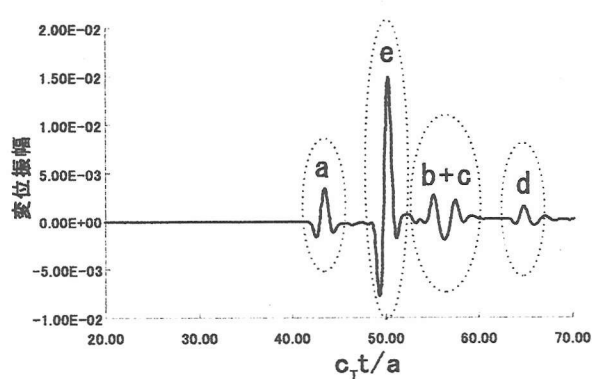


図-8 散乱振幅の時間変化

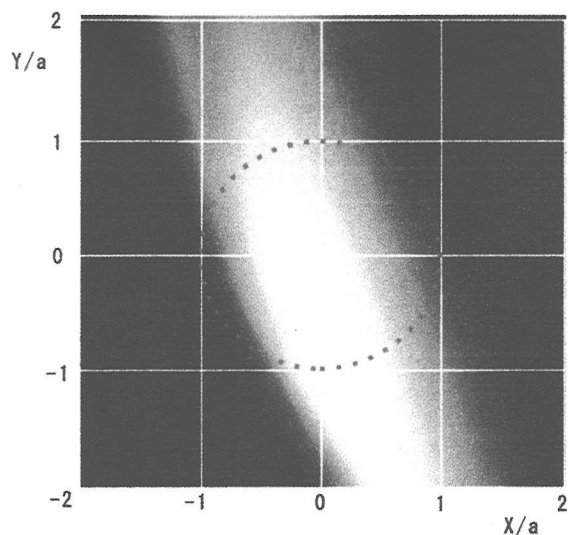


図-10 再現された Γ の分布 (反射散乱波のみ用いて)

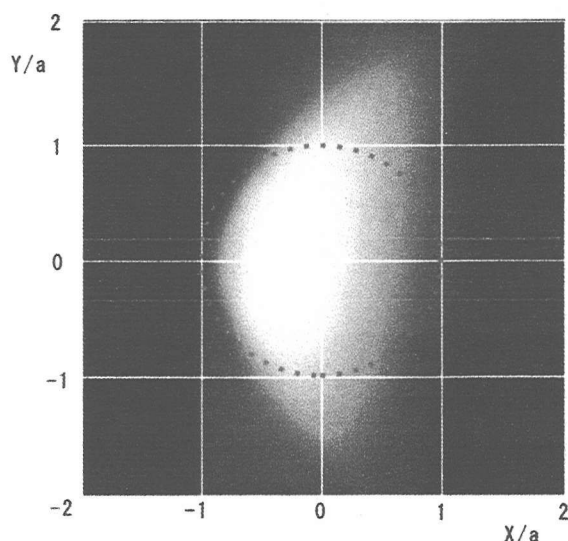


図-11 再現された Γ の分布 (直達散乱波, 反射散乱波の双方を用いて)

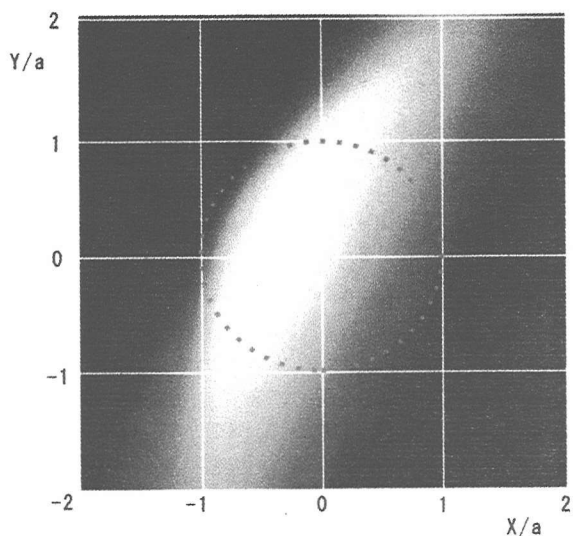


図-9 再現された Γ の分布 (直達散乱波のみを用いて)

解析には前述の定式化で述べたように経路 a による散乱波 (以後, 直達散乱波と呼ぶ) と経路 d による散乱波 (以後, 反射散乱波と呼ぶ) を用いる. 参考として, 探触子が座標 $(-12a, 0)$ の位置の場合に得られた波形の時間変化を図 8 に示す. 但し, 横軸は $c_t t/a$ なる無次元化された時間を表している. 経路記号とそれによる波群を対応させている. 解析においては, 対応する波群のみを切り出し, その他の部分ではすべて振幅を零とするデータをそれぞれ作成する. それを Fourier 変換した後式 (11) における u^{sc} に代入し, 再構成領域での Γ を算出して欠陥形状を再構成するものとする. なお, 探触子位置によっては,

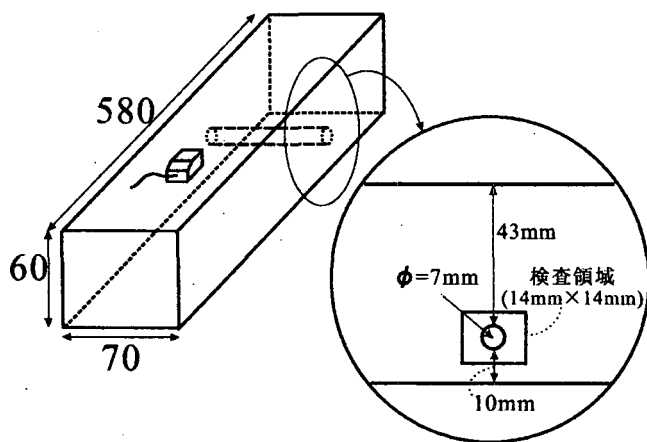


図-12 供試体

欠陥情報をもつエコーの到達時間と板下面からの反射波(経路e)の到達時間が重なり、分離が困難なケースが考えられるが、その場合は板下面からの反射波を差し引く操作を行うことで解決した。

直達散乱波、反射散乱波ならびにその両方のシミュレーション結果を用いて再構成された特性関数 Γ の分布をそれぞれ図9～図11に示す。図中の点線は空洞の境界を示している。これらの結果から、直達散乱波、反射散乱波のいずれの場合も、直接波動が入射して散乱される部分の形状が再現されていて、その両者を合わせた図11においては、空洞の左半分の形状がよく再現されていることがわかる。

4. 超音波実験

次に、Born 逆散乱解析法を実験データへ応用する。本研究では45°と65°のSH波斜角探触子を用いてパルスエコー試験を行った。斜角探触子の送受信特性は強い指向性を示すので、有用なデータが得られる角度は極度に制限される。以下では、これらの制約条件下で前述の逆散乱解析がどれほどの再現性を示すのかを検討する。

4.1 実験方法

実験のために、図12に示す鉄製の供試体を用意した。供試体の底面から10mmの位置に、奥行方向に一樣な円筒状の空洞を設けてある。この場合実際には波動場は3次元場となる。しかし、探触子を含んで円筒の中心軸に垂直な面内での波動場は2次元波動場とみなしてよいであろう。したがって、前述の2次元逆散乱理論を適用できると考える。

探触子として、中心周波数2MHzの45°と65°の2種類のSH波斜角探触子を用いる。この時、中心周波数と空洞の寸法ならびに送受信点の位置の関係は、十分に遠方場近似を用いる条件を満足している。探触子の位置は、直達散乱波・反射散乱波が最も良い感度で取れる場所にな

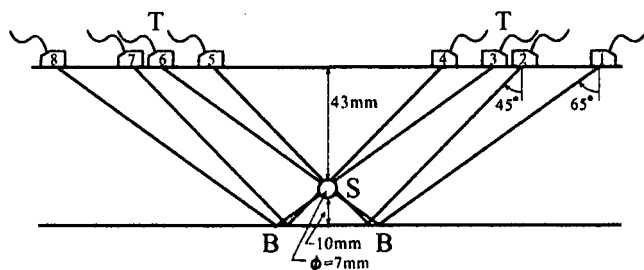


図-13 超音波伝播経路

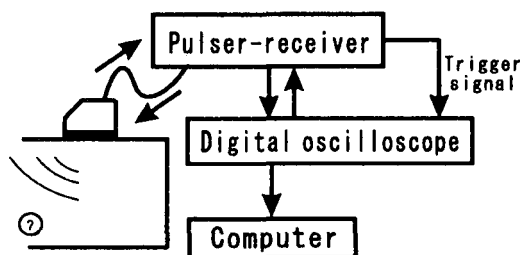


図-14 計測システム

るようにした。板下面での1回反射までを考慮すると、図13に示すように45°と65°の2つの斜角探触子を用いて得られるデータは片側から4点となり、左右両方向からの探傷を考えても8点からのみとなる。既往の研究^{2),3)}では、欠陥に対する超音波の入射角度の刻み幅は多くとも10°に設定してあり、本研究のように130°にわたる検査領域(積分範囲)をわずか4点(直達散乱波と反射散乱波は個別に積分する)で刻むというケースは類を見ない。

本研究で用いた計測システムを図14に示す。インパルス電圧をパルサーで発生させ、探触子を励起して超音波を発生させる。そして、散乱された超音波を同じ探触子で検出して電気信号に変換し、レシーバーで受信してデジタルオシロスコープに波形を記憶する。なお、探触子は45°と65°のSH波斜角探触子(ジャパンプローブ社 B2C 10×10 A45-SH と B2C 10×10 A65-SH)を用いた。

実験波形には探触子の特性など理論上は考慮されていない影響が含まれていたり、経路ごとの波形を明瞭に分離することができないなど、実験特有の問題点が生じる。ここでは、標準試験片 STB-A1 の円弧部での反射波を参照波として、周波数域において計測波形と参照波形とのスペクトルの比を取ることで、探触子の特性を除去した。さらに、得られたスペクトル比を時間域に変換することにより、インパルス入力に対応した応答波形を求め、それを用いて各経路ごとの波形に分離した。すなわち、必要な散乱波群の前後でデータを打ち切り、必要な分だけ0を付け加えた後、Fourier 変換して各経路ごとの時間調和な波動場のデータを作成した。

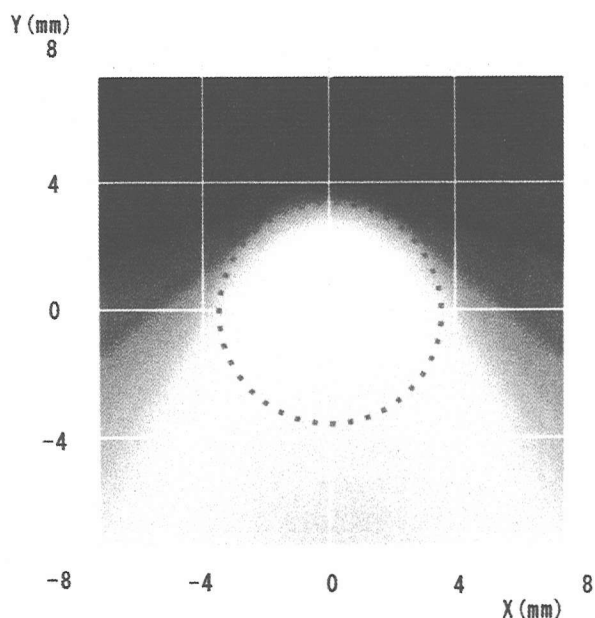


図-15 シミュレーション結果から算出された関数 Γ の分布 (直達散乱波のみ用いた場合)

4.2 実験条件下でのシミュレーション

実験データを用いた逆解析結果を示す前に、探触子位置や探触子の斜角方向の制限等を実験条件と一致させたシミュレーションを行い、得られた波形を逆解析して、この条件下での実探傷試験への適用性の是非を考察する。

第3節でのシミュレーションと同様に、点震源からの無指向性の入射波を用いるが、それぞれの探触子の斜角方向に進行する波動のみを考慮し、他の方向への入射波は無いものとする。すなわち、図13における3～6の探触子に対しては直達散乱波に対応する波群を、1,2,7,8の探触子に対しては反射散乱波に対応する波群を切り出して逆解析を行っている。また、ここでも測定誤差は考慮してなく、前章と同じく $0.5 \leq ak_T \leq 10$ なる散乱データを用いる。ちなみに、最小波数となる $k = 0.5$ の場合も十分遠方場近似の条件を満足する。

得られた逆散乱解析結果を図15～図17に示す。直達散乱波を用いた解析と反射散乱波を用いた解析、共にわずか4点のデータのみでの解析を行っているにもかかわらず、それぞれ空洞の上部および下部の形状がよく表現されている。そして、直達散乱波と反射散乱波の両方のデータを用いるとほぼ円形空洞の形を再現できていることがわかる。

4.3 実験結果

計測された散乱波形を用いて逆散乱解析を行った結果を図18～図20に示す。図18～図20は、それぞれシミュレーション波形を用いた結果である図15～図17に対応している。反射散乱波は直達散乱波よりも経路が長く、他

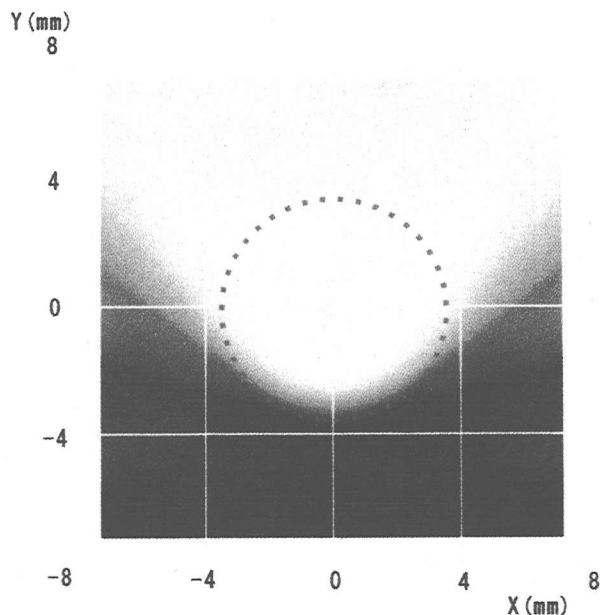


図-16 シミュレーション結果から算出された関数 Γ の分布 (反射散乱波のみ用いた場合)

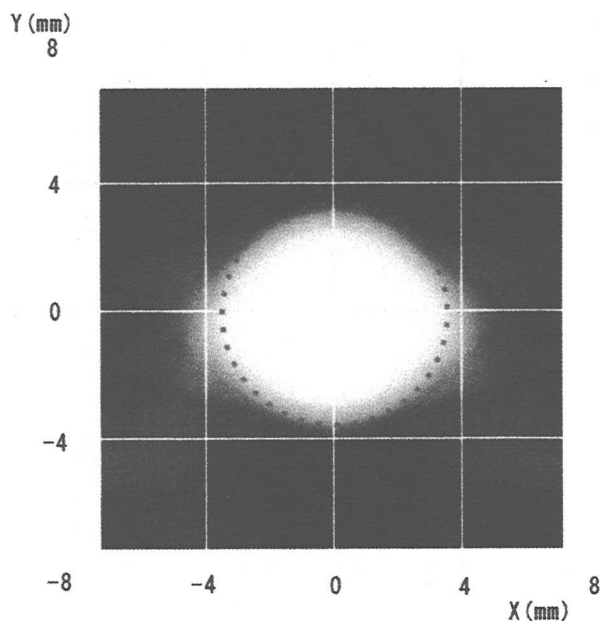


図-17 シミュレーション結果から算出された関数 Γ の分布 (直達散乱波、反射散乱波の双方を用いた場合)

の波形の後に到達するため、他の波形との分離が難しく、ノイズが多く含まれる。このため、図19、図20に示されるように、反射波に照射される空洞下部は入射波が直接入射する空洞上部ほど境界位置が明瞭に再現されていない。しかし、わずか8点での計測データしかない制約条件下においても Born 逆解析法を用いることにより

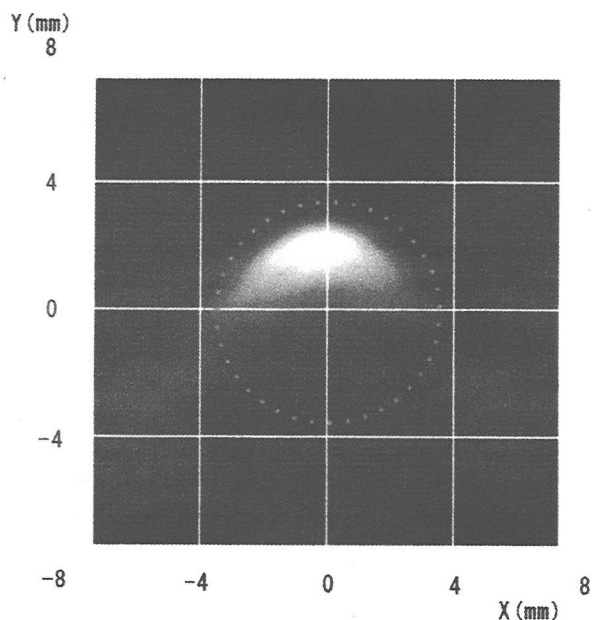


図-18 実験結果から算出された関数 Γ の分布 (直達散乱波のみを用いた場合)

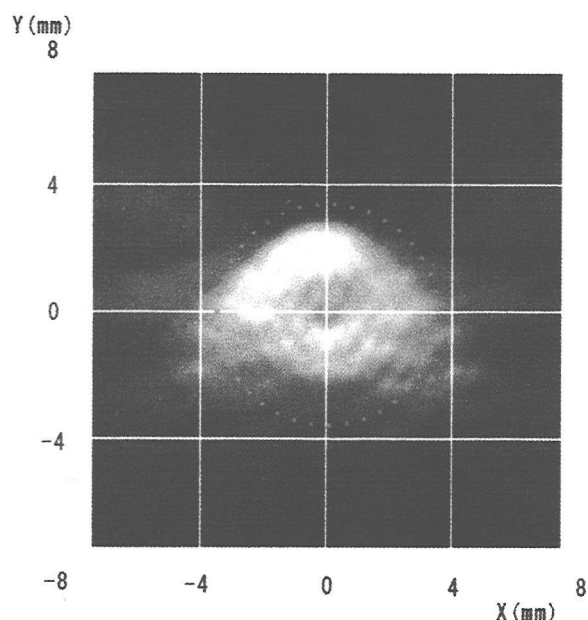


図-20 実験結果から算出された関数 Γ の分布 (直達散乱波, 反射散乱波の双方を用いた場合)

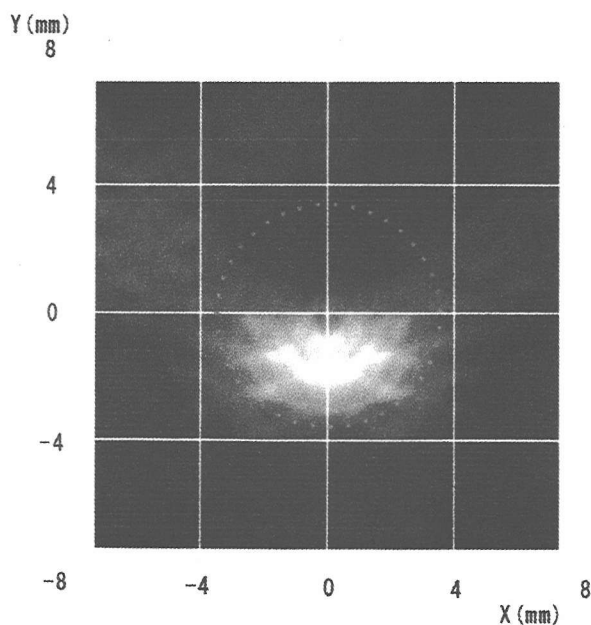


図-19 実験結果から算出された関数 Γ の分布 (反射散乱波のみを用いた場合)

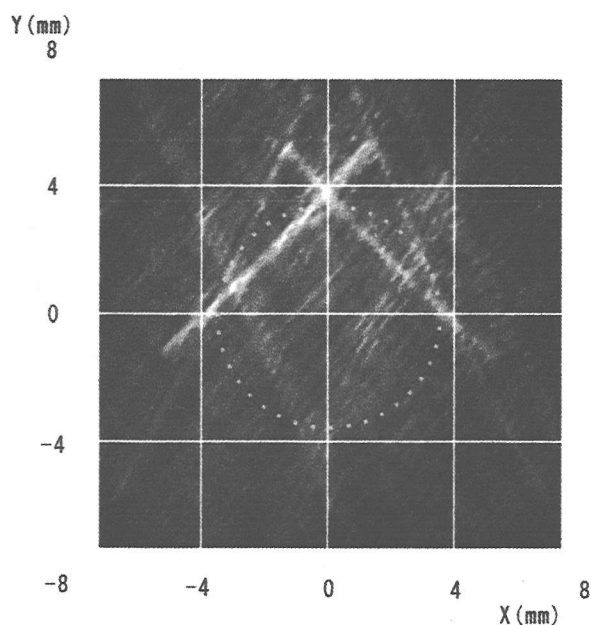


図-21 開口合成法による再構成結果

欠陥形状がほぼ再構成されている。このように、板内部の欠陥に対して、板裏面での反射波を考慮することで、直達散乱波では推定できなかった空洞下部についても形状を再現できるなど、多くの欠陥情報の抽出が可能となる。

最後に、本実験で得られた8点のみの計測データに開口合成法を適用して得られた画像を図21に示す。本来、

開口合成は多数の点で送受信された散乱振幅を、到達時間を距離に換算して、検査領域に円弧状に戻して重ね合わせることで、欠陥の画像化を行うものである⁵⁾。しかし、本実験のようにわずか8点の計測データでは十分な重ね合わせを行うことができず、いくつかの空洞境界での接線が形成されているにすぎない。したがって、本実験における制約条件下においては、開口合成法よりも逆

散乱解析手法のほうが欠陥形状の再構成に適していると言える。

5. 結論

本研究では、SH 波を用いたパルス-エコー試験による板内部の欠陥像の再構成を、Born 近似法の利用や超音波の複数伝播経路の考慮等により試みた。その結果、数少ない計測データからも比較的精度の良い形状再構成が可能となった。

今後の課題と考えられる事項を挙げる。まず、超音波実験におけるノイズ、計測誤差の低減化を図る必要がある。さらに逆解析法の精度を高めるために、Born 近似法におけるより高次項までの考慮、ならびに、本逆解析で得られた形状を初期値とする非線形逆解析への展開などが必要であろう。さらには、より現実に即した 3 次元解析への移行をも求められるであろう。

参考文献

- 1) 白旗 弘美, 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, pp.279-291, 1999.
- 2) 廣瀬壮一, 鍋野博章, 大友譲, 構造工学論文集, 43A, pp.453-460, 1997.
- 3) K.Nakahata and M.Kitahara, Shape reconstruction methods with incomplete data, Review of Progress in Quantitive Nondestructive Evalution 19A, pp.919-926, 1999.
- 4) 小林 昭一, 波動解析と境界要素法, 京都大学学術出版会, 2000.
- 5) 超音波探傷試験Ⅲ, 日本非破壊検査協会, 1989.

(2001 年 4 月 20 日 受付)