

定量的超音波非破壊評価とその周辺技術

Quantitative ultrasonic nondestructive evaluation and related technology

廣瀬 壮一*
Sohichi HIROSE

*正会員 工博 東京工業大学大学院教授 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-W8-22)

This paper reviews recent development of ultrasonic nondestructive evaluation and related technology with emphasis on quantitative approaches in theory and experiment, including numerical simulation of ultrasonic waves, inverse scattering analysis and ultrasonic measurement with an arrayed transducer.

Key Words : quantitative ultrasonic nondestructive testing, numerical simulation, boundary integral method, far-field expression, inverse scattering analysis, arrayed transducer

1. はじめに

現在ある構造物や構造物を構成する部材が安全であるか、また、今後どの程度使用できるかを判定するためには、構造物、部材、あるいは部材を構成する材料の状態、破壊形式、ならびに、使用条件を把握することが必要である。将来における構造物の健全度を予測する際には常に不確定要因が含まれるので、構造物の健全度予測は不確定要因を統計的に処理した後リスク解析や費用便益解析などを行うことによってなされるが、予測精度を上げるためには構造物を壊すことなく検査を実施して不確定要因をできるだけ減らすことが重要であり、それによって構造物の維持管理費用の低減も可能となる。そのためには単なる非破壊検査ではなく、定量的な非破壊検査技術の開発が不可欠であることはいままでの間、すなわち、構造物や材料内における欠陥の有無を判定するだけの手法ではなく、欠陥の大きさや形状まで推定できるような定量的な非破壊検査評価が求められているのである¹⁾。超音波法は非破壊検査の中でも最も一般的に用いられているものであるが、超音波非破壊検査法の定量化の必要性が指摘されたのはもう 20 年以上も前のことである。Thompson は 1980 年代前半の論文^{2),3)}において、すでに定量的な超音波非破壊評価の重要性を記している。

従来の超音波非破壊検査は、熟練技術者の技量に依存した経験的な技術にすぎなかった。すなわち、図-1 に示すように、探触子を材料表面に当てて超音波を送受し、受信した波形をそのまま画面表示して、内部欠陥からの信号を目で見て欠陥の有無を判定するものであった。また、超音波のビームサイズが欠陥の寸法に比べて十分小さい場合には、欠陥の画像化のために図-2 のような C-スキャン法が用いられた。この手法は、探触子を表面に沿って移動させながら垂直に超音波を入射し、欠陥からの反射

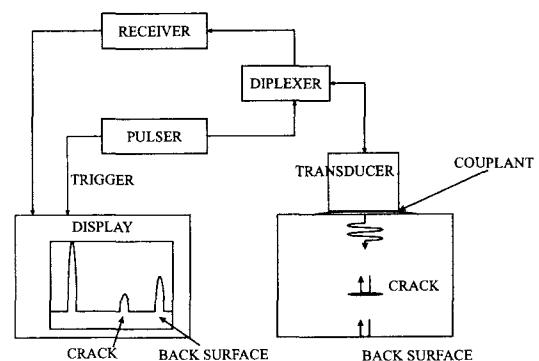


図-1 一探触子パルス-エコー法の模式図。

波の振幅がある閾値を超えた場合に探触子の位置と反射波の到達時間を記録することによって、欠陥の形状を再現するものである。しかし、基本的には得られた波形を探触子の位置と連動させて画像として表示させているにすぎず、その原理は図-1 に示した従来の超音波法と変わるところはない。C-スキャン法は、水平方向に拡がっている理想的な欠陥に対する形状再生能力には優れているものの、傾斜したり、欠陥表面が粗かったり、向かい合う面が接触しているような欠陥に対しては十分な反射波が得られず、形状再構成の精度は低下する。このように従来の超音波非破壊検査法は、時と場合によって精度がばらつき信頼性が低いため、より信頼性の高い客観的な超音波非破壊評価法が求められてきたのである。

超音波非破壊評価の定量化にはまず、超音波を入射したときに構造物や材料の内部で何が起きているかを知ることが必要である。超音波は液体内部では音響波、固体内部では弾性波としての挙動を示すので、超音波の入射から、材料内部の超音波の伝播、欠陥による散乱、そして、超音波の受信に至るそれぞれの過程に対して、対

† Dedicated to the memory of Prof. Michihiro KITAHARA

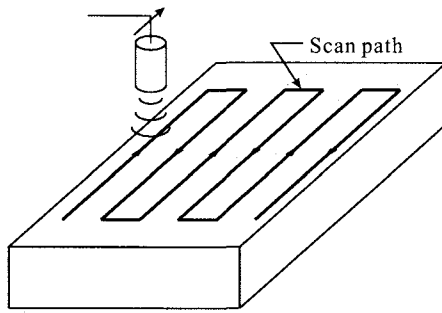


図-2 C-スキャン法の模式図。

応する波動の支配方程式ならびに境界条件，初期条件を適切に記述した数学モデルを構築し，効率的な手法を用いて解析しなければならない．第2節においては，超音波のシミュレーションにおけるモデル化と数値解析法について概説した後，超音波シミュレーション技術に関する最近の話題を述べる．

超音波非破壊検査の最終的な目的は，欠陥によって散乱された波形から欠陥の大きさや形状を求めることである．このような問題は結果から原因を求める逆散乱問題であり，数学的には非線形で不適切な問題となるゆえ，様々な手法が提案されている．本論文においてそれらのすべてを説明することはできないが，第3節において，代表的な逆散乱解析手法をいくつか紹介する．

逆散乱解析手法の多くは多数の点で受信された波形データを用いて欠陥形状を画像として示す．したがって，逆散乱解析法の実用化を考えたとき，効率よい計測技術は不可欠なものとなる．そこで第4節では，効率的な多点送受信技術として最近発達してきたアレイ超音波計測の一例を紹介する．

2. 超音波シミュレーション技術

2.1 線形時不変システムによるモデル化

超音波非破壊検査における超音波の伝播過程は斜角探触子を用いたパルスエコー超音波法を例にとると図-3のように表すことができる．探触子に電気信号を与えると超音波が発せられ，アクリルからなるウェッジを透過して試験体に入射し，欠陥によって散乱された後，再び試験体とウェッジ内を伝播して，同じ探触子によって機械振動から電気信号に変換されて波形として記録される．このような計測系は線形時不変 (LTI: Linear Time-Invariant) システムとして，次式のように表すことができる⁴⁾．

$$v_o(t) = b(t) * m(t) * p_{in}(t) * c_{in}(t) * r_{in}(t) * a(t) * r_{sc}(t) * c_{sc}(t) * p_{sc}(t) \quad (1)$$

ここに， $v_o(t)$ は受信波形を表し， $*$ は時間に関する合成積を表す．また， $b(t)$ ， $m(t)$ ， $p(t)$ ， $c(t)$ ， $r(t)$ ， $a(t)$ はそれぞれ計測装置，ウェッジ内と固体内を伝播するときの超

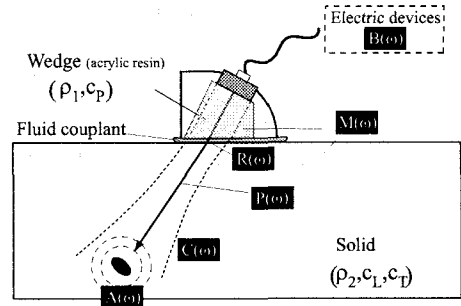


図-3 斜角探触子を用いた超音波パルスエコー法のモデル。

音波減衰，伝播距離，超音波ビームの回折，ウェッジ/固体界面における平面波の透過率，欠陥による散乱といったそれぞれの影響を表すインパルス応答関数を表している．また，下付きの指標 in は入射波伝播過程， sc は散乱波伝播過程を表している．

式 (1) を時間についてフーリエ変換すると，合成積は単なる積に変換されるので，

$$V_o(\omega) = B(\omega)M(\omega)P_{in}(\omega)C_{in}(\omega)R_{in}(\omega)A(\omega)R_{sc}(\omega)C_{sc}(\omega)P_{sc}(\omega) \quad (2)$$

が得られる．ここに ω は角周波数であり，大文字の関数は小文字の関数に対応した周波数域における応答関数を表す．これらの応答関数の内， $B(\omega)$ の計測装置と $M(\omega)$ の減衰の影響については実験的に検討せざるを得ないが，それ以外の入射波の伝播，散乱，ならびに散乱波の伝播に関わる $P_{in}(\omega) \sim P_{sc}(\omega)$ については，初期条件と境界条件のもとで波動方程式を解く初期値境界値問題として定式化することができ，弾性波動論に基づく評価が可能である．特別な場合を除いて材料内部の欠陥は任意の形状をしている．よって，初期値境界値問題の解を閉じた形で得ることは容易ではなく，通常，超音波のシミュレーションは数値計算によってなされる．

2.2 数値解析法を選択

超音波シミュレーションの代表的な数値計算技術として，有限要素法，差分法，境界要素法がある⁵⁾．図-3に示したように，一般に超音波非破壊検査は有限の部材や材料に対して実施される．有限領域の問題に対しては有限要素法や差分法といった領域型の解法をそのまま適用してシミュレーションを行うことができそうである．しかし，実際の超音波の波長と検査範囲を考えると，そのようなシミュレーションが容易でないことがわかる．例えば，鋼材からなる部材を 5MHz の超音波を用いて検査をしたとすると，鋼材中の横波速度は約 3000m/s であるから，超音波の波長は 0.6mm である．数値計算においては一波長当たり約 10 点程度の節点を配置しなければ波動を正しく表すことができないので，節点間隔は 0.06mm 以下にしなければならない．したがって，数センチ角の 2 次元領域のシミュレーションを行う場合でさえ，計算

自由度は数十万に及ぶ。さらに3次元解析を実行するためには最新の大規模な計算機を用いる必要がある。ところで、超音波非破壊評価の最終的な目的は欠陥の同定にあることから、欠陥からの散乱波以外の波動場を正確に求める必要はない。したがって、いくら数値解析が可能であるといっても、部材全体を解析することは合理的ではなく、欠陥からの散乱波のみに着目した解析を行えば十分である。以上のような理由から、実際の超音波のシミュレーションでは部材全体を初期値境界値問題として定式化するのではなく、欠陥からの散乱波のみに着目して式(1)あるいは(2)のように受信波形をいくつかの要素に分けて数値計算をすることが多い。

式(2)の $P_{in}(\omega) \sim R_{in}(\omega)$ の過程、ならびに $R_{sc}(\omega) \sim P_{sc}(\omega)$ の過程はそれぞれ入射波ならびに散乱波の伝播過程を表し、波動の伝播、回折、透過といった比較的単純な波動現象からなる。したがって、これらの超音波の伝播過程は波線理論⁶⁾や近似的なビーム理論⁷⁾を用いたり、板や管などのウェーブガイドのような固有モードが存在する場合には固有モード展開⁸⁾によって解析することが多い。それに対して、一般に欠陥は任意の形状をしているので、式(2)の関数 $A(\omega)$ で表される欠陥による散乱は複雑な現象となる。よって、最も一般的な解析をしようとする数値解析法を用いざるを得ない。(ただし、後述するように超音波の解析ではしばしば散乱現象についても近似理論が用いられる。)図-3からわかるように、 $A(\omega)$ は欠陥による散乱のみに関係しており、周辺の境界には無関係な関数である。よって、ここで解くべき問題は無限弾性体中にある欠陥による散乱問題となる。このような問題に対して有限要素法や差分法などの領域型の解法を用いる場合には実際には存在しない外部境界からの反射を消去しなければならない。そのため、これまで多くの無反射境界が提案されてきたが⁹⁾、どのような波動にも有効な無反射境界はないようである。また、式(2)によれば有限要素法や差分法によって得られた結果を欠陥から探触子までの散乱波の伝播過程に受け渡す必要がある。前述のように散乱波の伝播過程は波線理論などによって表されるが、有限要素法や差分法で得た結果を波線理論などと接続するためには散乱波の積分表現を用いるなど新たな定式化を要する。

一方、境界要素法は特別な工夫をすることなく無限領域の問題を解くことができる唯一の数値解析法である。また、境界要素法は弾性波動場の厳密な積分表現に基づいているため、散乱波の伝播過程を容易く表現できるという利点ももっている。以下においては境界要素法による周波数域での散乱問題の解法の概略を述べる。境界要素法についての詳細については文献¹⁰⁾を参照されたい。

2.3 境界要素法による散乱解析

均質、等方、線形の弾性体からなる無限領域 D^∞ 内の欠陥 D による周波数 ω の時間調和な入射波の散乱問題を考える。なお、簡単のために、 $e^{-i\omega t}$ なる時間項はすべての波動場に共通であるから省略する。

領域 $D^\infty \setminus D$ における変位 $\mathbf{u}$ は入射波の変位 $\mathbf{u}^{in}$ と散乱波の変位 $\mathbf{u}^{sc}$ の和として次のように表せる。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^{in}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in D^\infty \setminus D \quad (3)$$

ただし、散乱波 $\mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x})$ は欠陥の境界 S 上の変位 $\mathbf{u}(\mathbf{y})$ と表面力 $\mathbf{t}(\mathbf{y})$ を用いて、

$$\mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x}) = \int_S \{ \mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \mathbf{t}(\mathbf{y}) - \mathbf{T}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \mathbf{u}(\mathbf{y}) \} dS_{\mathbf{y}} \quad (4)$$

と書ける。ここに、 $\mathbf{U}$ は動弾性問題の変位基本解であり、 $\mathbf{T}$ は、 $T_{mi} = C_{ijkl} n_j(\mathbf{y}) \partial U_{mk} / \partial y_l$ で定義される表面力の基本解を表す。ただし、 C_{ijkl} は弾性定数を表し、 $n_j(\mathbf{y})$ は点 $\mathbf{y}$ での法線ベクトル成分を表す。

一般に、境界 S において変位または表面力の一方は境界条件としてあたえられ、他方は未知である。よって、境界上の未知数を求めるために、式(3)において $\mathbf{x} \in D^\infty \setminus D \rightarrow \mathbf{x}_0 \in S$ なる極限をとると、次の境界積分方程式を得る。

$$\frac{1}{2} \mathbf{u}(\mathbf{x}_0) = \mathbf{u}^{in}(\mathbf{x}_0) + \int_S \mathbf{U}(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}) \mathbf{t}(\mathbf{y}) dS_{\mathbf{y}} - p.v. \int_S \mathbf{T}(\mathbf{x}_0, \mathbf{y}) \mathbf{u}(\mathbf{y}) dS_{\mathbf{y}}, \quad \mathbf{x}_0 \in S \quad (5)$$

ここに、 $p.v.$ は主値積分を表し、境界 S は滑らかであると仮定した。境界 S において変位あるいは表面力のいずれかは境界条件として与えられるので、式(5)の積分を離散化して解くことによって境界上の変位と表面力をすべて求めることができる。式(5)より明らかなように境界要素法は境界のみを離散化することによって無限領域での散乱問題を解くことができるという利点を持っている。

一度欠陥の境界上での変位と表面力が求められると、それを式(4)に代入することによって、領域 $D^\infty \setminus D$ 内にある任意の点 $\mathbf{x}$ における散乱変位 $\mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x})$ を得ることができる。ここで、欠陥の近傍に座標の原点をとったとき、欠陥の寸法ならびに波長に比べて点 $\mathbf{x}$ が欠陥から十分に遠くにある。そのとき、例えば3次元基本解 $\mathbf{U}$ は次のように表される¹⁰⁾。

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \approx \frac{\hat{\mathbf{x}} \otimes \hat{\mathbf{x}} e^{ik_L(x - \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y})}}{4\pi\rho c_L^2 x} + \frac{\mathbf{I} - \hat{\mathbf{x}} \otimes \hat{\mathbf{x}} e^{ik_T(x - \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y})}}{4\pi\rho c_T^2 x} \quad (6)$$

ここに、 $x = |\mathbf{x}|$, $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$ であり、 ρ , c_α , k_α ($\alpha = L, T$)はそれぞれ領域 $D^\infty \setminus D$ の密度と縦波(L 波)と横波(T 波)の速度ならびに波数である。この式からわかるように、均質等方弾性体での遠方での基本解は縦波と横波の成分に分離される。式(6)を(4)に代入して整理すると、遠方における散乱波は次のように書ける。

$$\mathbf{u}^{sc:far}(\mathbf{x}) = \hat{\mathbf{d}}^L A^L(\hat{\mathbf{x}}) \frac{e^{ik_L x}}{x} + \hat{\mathbf{d}}^T A^T(\hat{\mathbf{x}}) \frac{e^{ik_T x}}{x} \quad (7)$$

ここに $\hat{d}^\alpha$ は α -波の振動方向を表す単位ベクトルであり、 $A^\alpha(\hat{x})$ は α -波の $\hat{x}$ 方向の散乱波振幅を表す関数である¹⁰⁾。式(7)は、原点 $x=0$ から放射する球面 L 波と T 波の表現となっており、散乱振幅 A^α が式(2)の $A(\omega)$ に相当する。よって、境界要素法あるいは積分方程式法を用いれば LTI システムを用いたモデル化に容易に対応できることがわかる。

LTI システムと境界要素法を組み合わせた解析法、あるいは、それと類似した解析法を用いたシミュレーション解析例による散乱解析の論文として以下のものを挙げる事ができる。Kitahara, Nakahata and Ichino¹¹⁾、ならびに、中畑、廣瀬¹²⁾は水浸法ならびに斜角探傷法におけるき裂近傍の散乱現象をマルチガウシアンビームモデルと境界要素法によって明らかにしている。また、Kimoto and Hirose^{13),14)} は波線理論と境界要素法を用いて厚板内の SH 波あるいは 3 次元弾性波の散乱問題を解析している。

図-4 の挿絵のように、裏面における表面き裂に角度 45 度で入射波を入射させ、き裂先端からの回折波とコーナーエコーの時間差からき裂長さを推定する方法を端部エコー法とよぶ。図-4(a), (b) の結果は、それぞれ L 波と T 波の入射波を用いた端部エコー法による散乱波をマルチガウシアンビームモデルと境界要素法を組み合わせた解法によってシミュレーションした波形である。L 波入射の場合にはき裂先端部からの回折波とき裂ルート部からのコーナーエコーがはっきりと認識できるのに対し、T 波入射の場合にはコーナーエコーの振幅は大きいものの、き裂先端からの回折波は相対的に小さくなっている。したがって、端部エコー法において T 波を入射波として用いた場合にはき裂先端からの回折波を見逃さないようにしなければならないことがわかる。

2.4 ベンチマーク問題

2001 年、2002 年の 2 年に亘って WFNDEC(the World Federation of NDE Centers) が超音波シミュレーションに関するベンチマーク問題を提案して、米国 2 グループ、韓国、ドイツの計 4 つの研究グループが参加して同じ問題を異なる手法で解析し、それを比較して議論している¹⁵⁾。残念ながら日本からのグループは参加していないが、興味深い結果が得られているので、ここで問題と結果の一部を紹介する。

図-5 は 2002 年のベンチマーク問題として出された問題である。球形空洞あるいは円筒形空洞を有するアルミニウム供試体に対する水浸超音波法をモデル化したもので、入射波は垂直あるいは斜めに入射する。

表-1 は参加した 4 つのグループが図-5 のモデルにおける入射波伝播と散乱の解析にどのような手法を用いたかを示したものである。驚くべきことは、球形空洞のモデルに対して変数分離法が用いられた以外は、すべて Kirchhoff 近似を用いた解法によって散乱解析が行われている点である。Kirchhoff 近似とは、入射波の波長が境界 S の曲

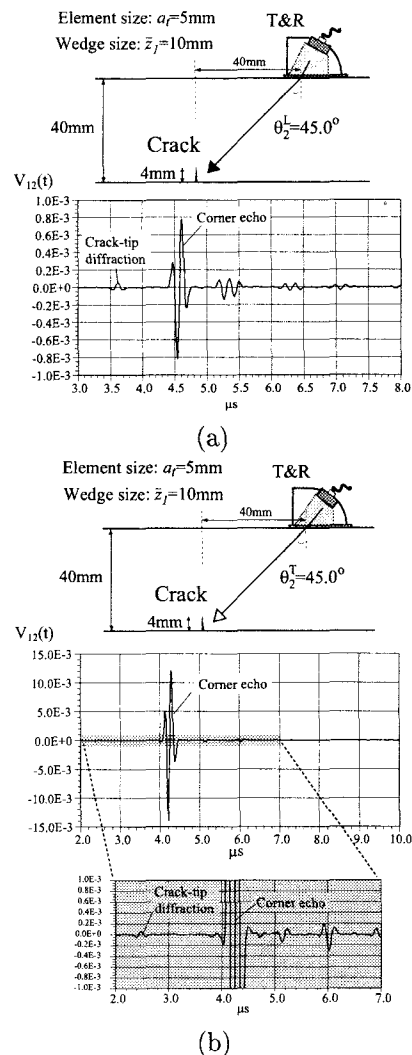


図-4 裏面の表面き裂による散乱波のシミュレーション波形。
(a) L 波入射と (b) T 波入射の場合。

率半径に比べて十分に小さいと仮定して、式(4)における境界 S 上の変位や表面力を平面あるいは準平面境界における波動場によって置き換えるもので、高周波数域において成り立つ近似である。前節で述べたように、数値解析法はしだいに発達してきているが、計算に要する時間やメモリー容量を考慮すると、まだ実用レベルには達していないために、近似解法が用いられたものと考えられる。

4 つのグループの結果を比較すると、入射波の伝播についてはほぼ同じような結果が得られているのに対し、空洞やクラックによる散乱の結果については多少の差が出ていて、その原因の一つがキルヒホフ近似にあるとの報告がなされている¹⁵⁾。ベンチマークとして与えられた問題は単純な形状を持った欠陥であり、実際の欠陥はより複雑な形状をしている。高速多重極境界要素法¹⁶⁾といった新しい解法が発達する中で、一刻も早く数値解析法が

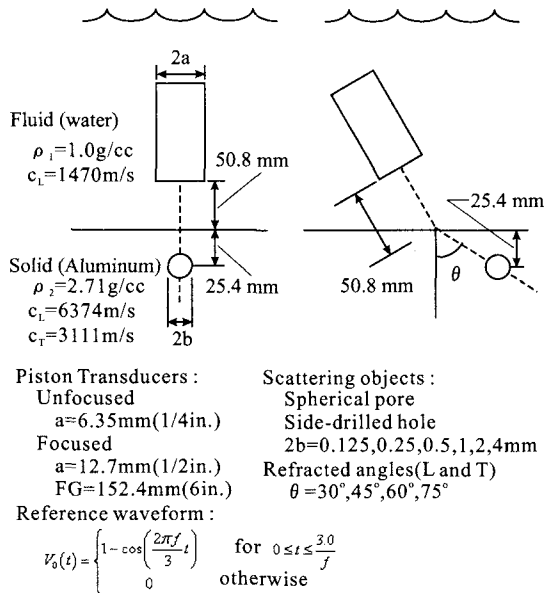


図-5 ベンチマーク問題.

表-1 ベンチマーク問題を解くために用いられた解析法の比較.

Author	Ref	Spherical Cavity Model		Cylindrical Cavity Model	
		Beam Radiation	Pore Scattering	Beam Radiation	Pore Scattering
Spies	7	PSS	K	PSS	K
Song et al	6	MG	K1	MG	K3
		RS	K1	RS	K3
Schmerr and Sebov	8	MG	K1	MG	K2, K3
Gray	9	GH	SOV	GH	K3

Beam Model Legend :

PSS-Point Source Superposition
 RS-Rayleigh-Sommerfeld Integral (high frequency limit)
 MG-Multi-Gaussian (paraxial approximation)
 GH-Gaussian-Hermite (paraxial approximation)

Scattering Model Legend :

K-Kirchhoff Approximation
 K1-Kirchhoff Approximation for front surface response of sphere in quasi-plane wave limit
 K2-Kirchhoff Approximation for front surface response of cylinder in quasi-plane wave limit
 K3-Kirchhoff Approximation for front surface response of cylinder when variations in velocity over curved surface neglected.
 SOV-Separation of variables

超音波シミュレーションにおける実用的な工学上の道具となるよう期待するものである。

3. 逆問題としてのアプローチ

3.1 実験と解析の比較

1970年代から、実験によって得られた超音波のスペクトルを解析結果と比較し、それによって欠陥に関する情報を引き出そうとする試みがなされた。例えば、Sachse and Golan¹⁷⁾や Sancar and Pao¹⁸⁾は円形の空洞や介在物からの多重散乱波の干渉によるスペクトルの周期性から空洞間の距離や方向などを推定できることを示している。Adler and Achenbach¹⁹⁾は楕円き裂による弾性波動

の回折波の解析解と実験結果を比較して、スペクトルの周期性を用いて楕円形の長軸と短軸の長さを推定している。このように解析解と実験結果の比較がなされた背景には、このころから計算技術が発達し、実験結果と比較できる環境が整ってきたからであるが、逆に言えば、それまでの超音波非破壊検査は理論的な裏付けのない経験的な技術に留まっていたともいえる。

波の干渉に着目して欠陥寸法を求める方法は、欠陥形状についてある程度の事前情報を得ているときに適用できるものである。一般性には欠けるものの、数少ない計測データから欠陥に関する情報を得ることができるので、特定の幾何形状を有する欠陥には非常に有効な方法である。このような点に着目して山田、北原²⁰⁾は二探触子法によって得られた散乱波のスペクトルの周期性からき裂の長さや傾きを求めている。また、超音波顕微鏡による材料評価は材料表面による反射波と表面に沿って伝播する表面漏洩波の干渉によって材料特性を調べるもので、薄膜の材料特性や接着特性を求めることができる²¹⁾。

3.2 逆散乱解析

非破壊検査によって欠陥の形状を定めるとき、最終的に得たいものは欠陥形状の画像であるが、その最も一般的な手法は開口合成法 (SAFT: Synthetic Aperture Focusing Technique) であろう。この方法は、得られた時間-振幅の波形の時間に速度を掛けて距離-振幅の波形に変換して、波の伝播距離に対応した振幅値を画像強度として検査対象領域内の点上にプロットするものである。複数の点で得られた波形についてそのような処理を行えば真の散乱源において振幅値が加算されて欠陥の形状が再構成できることになる。SAFTあるいはそれに類似した手法はレーダー、医療、地震学などにおいても広く用いられており、超音波非破壊検査の分野でも最近3次元空間における反射面の再構成が行われるようになった²²⁾。しかし、SAFTの基本的なデータ処理方法はC-スキャン法と同じである。超音波の伝播速度と入射波の広がりを考慮しているとはいえ、散乱波の持つ情報を十分に活用しているとはいえない。

式(7)における遠方での散乱波振幅 A^∞ は式(2)の $A(\omega)$ に相当し、欠陥による散乱に関する周波数応答関数となっている。このように遠方での散乱波振幅は欠陥に関する情報を含んでいるから、遠方での散乱波から欠陥の形状を画像化することができるはずである。このような考えから、散乱波の遠方表現である式(7)に基づいた逆散乱解析法が提案されてきた。1980年代までの逆散乱解析については、西村、廣瀬²³⁾によってレビューされているが、1990年代以降も研究が継続されており、いくつかの進展が見られるので以下にそのいくつかを紹介する。

説明を簡単にするために、

$$q_i(\mathbf{y}) = -\gamma(\mathbf{y}) C_{ijkl} \left\{ u_{k,l}(\mathbf{y}) n_j(\mathbf{y}) - u_k(\mathbf{y}) n_l(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial y_j} \right\} \quad (8)$$

なる等価散乱源を導入する。ただし、 $\gamma(\mathbf{y})$ は、 $\int_{D^\infty} \gamma(\mathbf{y}) dV_y = \int_S dS$ なる境界 S 上においてのみ値を持つ特異関数であり、ここでの法線ベクトルは欠陥 D から外向きにとるものとする。このとき、式 (4) は次のように書ける。

$$\mathbf{u}^{sc}(\mathbf{x}) = \int_{D^\infty} \mathbf{q}(\mathbf{y}) U(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dV_y \quad (9)$$

上式に基本解 $\mathbf{U}$ の遠方近似 (6) を導入すると、遠方における散乱振幅 A^α は

$$A^\alpha(\hat{\mathbf{x}}) = (4\pi\rho c_\alpha^2)^{-1} \int_{D^\infty} \hat{\mathbf{d}}^\alpha \cdot \mathbf{q}(\mathbf{y}) e^{-ik_\alpha \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} dV_y \quad (10)$$

となる。また、欠陥が介在物のときは、弾性係数と密度が母材の値からそれぞれ ΔC_{ijkl} , $\Delta\rho$ だけ異なるとして等価散乱源 $\mathbf{q}$ を

$$q_i(\mathbf{y}) = \Gamma(\mathbf{y}) \left\{ \Delta\rho\omega^2 u_i(\mathbf{y}) - \Delta C_{ijkl} u_{k,l}(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial y_j} \right\} \quad (11)$$

と定義すれば、式 (9), (10) と同じ積分表現を得ることができる。ただし、式 (11) において $\Gamma(\mathbf{y})$ は欠陥の領域 D 内で 1 となり、母材の領域では 0 となる特性関数である。

(1) 非線形逆散乱解析

式 (9) より一見、散乱波 $\mathbf{u}^{sc}$ と等価散乱源 $\mathbf{q}$ は線形な関係にあるかのように見えるが、必ずしも一対一に対応しないために、散乱波 $\mathbf{u}^{sc}$ から等価散乱源 $\mathbf{q}$ を求める問題は非線形な問題となる。このような非線形逆散乱問題の解法には様々なものがあるが、ここでは Colton らによる音響波に対する解析手法を紹介する。彼らの手法に関する詳しいレビューは文献²⁴⁾に見られる。

平面入射波 $u^{in}(\mathbf{x}) = e^{ik\hat{\mathbf{p}}^{in} \cdot \mathbf{x}}$ を考え、そのときの遠方での散乱振幅を $A(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{p}}^{in})$ (式 (7) の A^L や A^T に相当する) とする。このとき、基本解の平面波分解

$$-\frac{e^{ik|\mathbf{x}|}}{4\pi|\mathbf{x}|} = \int_{\Omega} g(\hat{\mathbf{p}}) e^{ik\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{x}} d\hat{\mathbf{p}}, \quad \mathbf{x} \in S \quad (12)$$

の重み関数 g と遠方場での散乱振幅 $A(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{p}}^{in})$ は

$$\int_{\Omega} A(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{p}}^{in}) g(\hat{\mathbf{x}}) d\hat{\mathbf{x}} = 1 \quad (13)$$

を満たす。ここに Ω は単位球面を表す。1987 年の Colton らの論文²⁵⁾では、式 (13) を満たすように重み g を求め、得られた g を代入した式 (12) が散乱体の表面 S で成り立つように境界の形状 S を求める dual space method と呼ばれる手法が提案されている。明らかに式 (13) は ill-posed な方程式であり、式 (12) は境界 S に関して非線形であるので、これらを解くときには適切な最適化手法を用いる必要があることはいうまでもない。

その後、Colton らは dual space method を改良し、linear sampling method なる手法を提案している²⁶⁾。この手法では、式 (13) の代わりに

$$\int_{\Omega} A(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{p}}) g(\hat{\mathbf{p}}, \mathbf{z}) d\hat{\mathbf{p}} = \frac{e^{-ik\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{z}}}{4\pi} \quad (14)$$

を用いて、領域 D 内の点 $\mathbf{z}$ における重み $g(\hat{\mathbf{p}}, \mathbf{z})$ を求める。このように得られた $g(\cdot, \mathbf{z})$ ならびに

$$v_g(\mathbf{x}, \mathbf{z}) = \int_{\Omega} g(\hat{\mathbf{p}}, \mathbf{z}) e^{ik\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{x}} d\hat{\mathbf{p}} \quad (15)$$

によって得られた $v_g(\cdot, \mathbf{z})$ のノルムは、 $\mathbf{z}$ が境界 S に近づくときに無限となる。したがって、対象とする領域内の点 $\mathbf{z}$ について $\|g(\cdot, \mathbf{z})\|$ を求め、その値が急激に増加する部分を求めれば散乱体の形状を知ることができるのである。

Colton らは様々な音響波あるいは電磁波の逆散乱問題に linear sampling method を適用して良好な結果を得ている。しかし、弾性波動への適用例は見られないので、我々の興味のある超音波非破壊検査への適用が可能かどうかは今のところ定かではない。

(2) 線形化逆散乱解析

線形化逆散乱解析は式 (8)、あるいは、(11) で表される等価散乱源 $\mathbf{q}$ に含まれる変位 $\mathbf{u}$ に近似を導入して特異関数 γ あるいは特性関数 Γ を再構成し、欠陥の形状を求めるものである。変位 $\mathbf{u}$ の近似方法によって Born, Kirchhoff, Rytov, quasi-static など様々な逆解析法があるが、ここでは Born ならびに Kirchhoff 逆解析法について概説する。より詳しい説明は以下の論文や書籍が参考となる。線形化逆散乱解析全体の枠組みについては Langenberg²⁷⁾ によって詳しく述べられている。また、Born 逆解析については、Rose²⁸⁾ や Schmerr⁴⁾ を、Kirchhoff 逆解析については Bleistein²⁹⁾ を参照されたい。

いま、欠陥のおおよその位置は分かっているものとし、座標の原点が欠陥近傍にあるとする。また、欠陥から $\hat{\mathbf{x}}$ なる方向において一探触子法による α -波 ($\alpha = L, T$) の送受信を行ったとしよう。探触子の位置は欠陥の大きさに比べて十分遠くにあるとすると、入射波は $-\hat{\mathbf{x}}$ 方向に進む平面波として近似できる。

まず、Born 近似を考える。入射波の周波数が低いとすると、散乱波の振幅は小さいと考えられ、式 (11) の変位 $\mathbf{u}$ は平面入射波の変位で置き換えられる。このとき、式 (10) の散乱縦波の振幅 A^α は

$$A^\alpha(\hat{\mathbf{x}}, k_\alpha) = Ck_\alpha^2 \int_{D^\infty} \Gamma(\mathbf{y}) e^{-2ik_\alpha \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} dV_y \quad (16)$$

と書ける。ここに C は定数である。上式の積分項は特性関数 Γ のフーリエ変換の形をしている。そこで、散乱振幅 A^α が既知ならば、 $A^\alpha/(Ck_\alpha^2)$ を波数 k_α と方位 $\hat{\mathbf{x}}$ に関して逆フーリエ変換することによって、関数 Γ を再現でき、欠陥の形状を得ることができる。

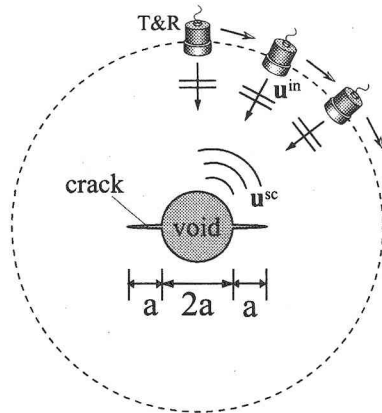


図-6 き裂を有する空洞に対するパルスエコー法の模式図.

Kirchhoff 近似は高周波域における近似である. 高周波域では入射波の波長が境界 S の曲率半径に比べて十分に小さいので, 境界 S における波動場は平面境界における波動場³⁰⁾ で置き換えることができる. 今, 入射波は平面波であると仮定しているの, 境界 S 上の変位は容易に計算でき, それを式 (8) に代入して式 (10) を整理すると, 次式を得る.

$$A^\alpha(\hat{x}, k_\alpha) = Ck_\alpha \int_{D^\infty} \gamma(y) e^{-2ik_\alpha \hat{x} \cdot y} dV_y \quad (17)$$

上式の積分項は特異関数 γ のフーリエ変換となっている. よって, Born 近似と同様, 散乱振幅 A^α が与えられれば, 逆フーリエ変換によって特異関数 γ が得られ, 欠陥の境界を再現できる.

式 (16), (17) から導かれる Born ならびに Kirchhoff 逆解析の原理自体は 1980 年代にほぼ完成しているが, 2000 年以降, 北原らのグループを中心として改良が加えられ, 適用範囲が広がっている. 例えば, 二探触子法によるピッチキャッチデータを用いた逆解析による高精度化³¹⁾, FFT を用いた逆フーリエ変換の高速化³²⁾, 入射波のビーム径が及ぼす影響³³⁾などが検討されている. また, Kitahara ら³⁴⁾は特性関数 Γ と γ の特性を用いて欠陥種別の判別を行っている. 一例として, 図-6 のように, 空洞から両側にき裂が出ているような欠陥に対して Born と Kirchhoff 逆解析を適用した結果を図-7 に示す. この欠陥の再構成画像は数値シミュレーションによる散乱振幅を用いて得られたものであるが, Born 逆解析では空洞の領域しか再現されていないのに対し, Kirchhoff 逆解析では空洞とき裂の両方の境界が得られている. これは Born 逆解析における特性関数 Γ が散乱体の領域内で値を持つために, 領域を持たないき裂には反応しなかったためである. このような 2 つの逆解析の特性を用いれば空洞のように体積を持つ欠陥とき裂のように境界だけからなる欠陥の分類が可能となる.

ここまで紹介した論文はいずれも等方弾性体中における弾性波動に対する逆散乱解析を扱っていたが, 最近では, 異方弾性体³⁵⁾や材料の非均質性による減衰や分散性

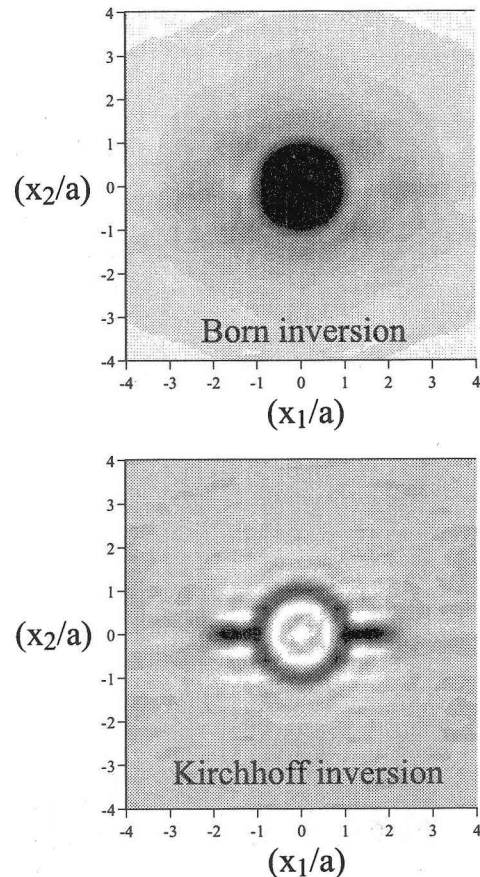


図-7 ボルン逆解析 (上図) とキルヒホフ逆解析 (下図) によって得られた欠陥形状の再構成図.

を持つ弾性体³⁶⁾, さらには Biot 弾性体やコンクリートなどへの線形逆散乱解析の適用も試みられている.

4. アレイ超音波計測

3.2 節の逆散乱解析の定式化からもわかるように, 欠陥形状を画像として表そうとすると, 多くの点において波形を送受信しなければならない. そのためには探触子を機械的に操作することなく, 効率よく計測を行う必要がある. そのような要請の切り札として最近注目されているのがアレイ探触子を用いた計測である. アレイ探触子は, 数多くの小さな圧電素子を 1 次元あるいは 2 次元状に並べたもので, 一つ一つの素子を電気的に切り替えることによって高速に多点計測を実施することができる.

図-8 に示すように鋼製橋脚隅角部を模した試験体のウェブ面に 2 次元アレイ探触子を当てて, フランジとウェブの溶接部の未溶着部を検出した例を示す. ただし, 試験体の板厚はウェブ, フランジ共に 32mm であり, 未溶着部を故意に残して試験体を製作している. 使用したアレイ探触子は 2.4mm×2.4mm 角の中心周波数 5MHz の圧電素子を 3mm ピッチで 16×16 の 2 次元マトリックス状

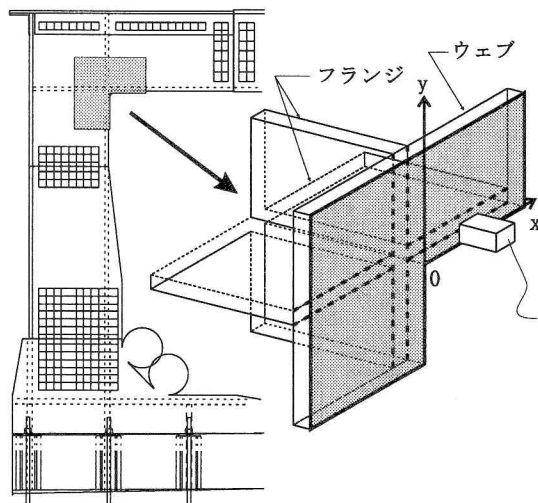


図-8 鋼製橋脚隅角部を模した試験体.

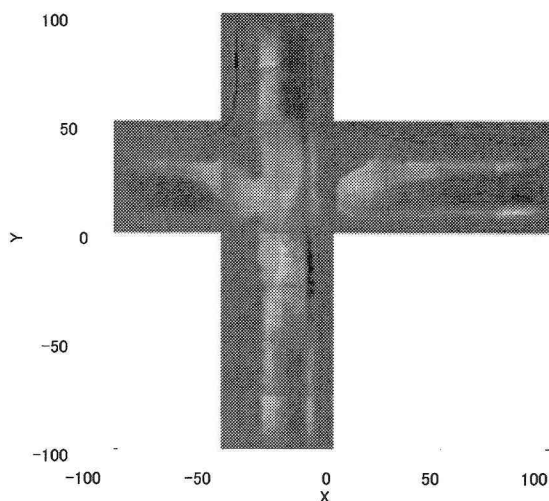


図-9 ウェブ裏面の開口合成画像.

に配置したもので、一度の実験で約 50mm 四方の検査面をカバーする。しかし、今回の試験体の溶接部は探触子面に比べて十分広いので、探触子自体を 25mm 間隔で溶接線に沿って移動させてデータを収集した。なお、用いた探傷装置は東芝製 3D 超音波検査装置 UT03C1A で、一度の実験によって、256 個の圧電素子の全ての組み合わせの送受信ができ、256×256 個の波形を記録することができる。

図-9 に 2 次元アレイ計測による波形を用いた開口合成結果の一例を示す。開口合成は 3 次元領域に対して行われるが、この図は検査面からウェブ板厚の 32mm だけ奥にあるウェブ裏面における波形振幅強度をグレースケールで示したものである。振幅強度値の正負が大きくなるほど白黒が明瞭になるように図示している。前述のように本試験体の製作においては故意に未溶着部を残してフ

ランジとウェブを溶接をしているので、フランジとウェブが接触する十字部の中央付近は接合されておらず、その部分からの強い反射波のために画像が白くなっていることが分かる。しかし、未溶着と考えられる部分の画像強度は一定ではなく、白黒の濃淡が混在している。これについてはフランジとウェブが一部接触をしているためとも考えられるが、今のところ原因は明確ではない。また、溶接は $X > 0, Y = 0$ と $Y < 0, X = 0$ (mm) のウェブのコバ面以外は余盛りを残した溶接となっている。図-9 の左上あるいは右上の部分には余盛り端部の形状が黒い線状に明瞭に示されている。しかし、左下の部分の余盛り端部の形状は明瞭ではない。このように開口合成法はある程度欠陥形状を画像化することができるが、基本的には得られた波形を単に重ね合わせただけなので、さらなる精度の向上が必要である。今後、逆散乱解析法を適用するなどより高精度なデータ処理を行う予定である。

アレイ超音波計測のメリットは効率的な計測だけにあるわけではない。もう一つのメリットは、図-10 のように一つ一つの素子の駆動時間を制御することによって、超音波ビームを偏向(ステアリング)させたり、集束(フォーカシング)させたりできることである。このようにビームを制御することによって、検査範囲を広くしたり、検査の精度を向上させることが可能となる。

アレイ探触子の設計にも関連してアレイ超音波のビーム性状については多くのシミュレーションが行われている。しかし、その多くは波動を音響波と仮定したものであり^{37),38)}、弾性波のシミュレーションは数少ない³⁹⁾。弾性波と音響波はその指向性が全く異なることから、構造物のアレイ計測をシミュレーションするには弾性波として扱うことが不可欠である。また、このようなシミュレーションにおいては各圧電素子は独立に作動すると仮定しているが、実際には素子間の相互干渉が発生して^{40),41)}、アレイ超音波計測の探傷精度を低下させていることも考えられる⁴²⁾。今後、素子間の相互干渉も考慮してシミュレーションを行い、アレイ超音波計測の高精度化を図る必要がある。

5. 結論

本論文では、超音波非破壊評価の定量化の基礎ともいえるべき超音波シミュレーション技術、逆散乱解析、アレイ超音波計測についての最近の動向について紹介した。土木工学における超音波非破壊評価の応用分野は限られるが、関連する学問分野は数学、物理、電気、機械、材料、情報など多く、それらの成果をすべてレビューすることは著者の力量をはるかに超える。よって、本論文は著者の知る範囲で最近行われた研究をレビューしたもので、かなり偏ったとりまとめをしていることをお許しいただきたい。

1980 年代初めから始められた超音波非破壊評価の定量化はゆっくりではあるが、着実に成果を挙げて発展しているといえる。そしてその発展に応用力学は重要な役割

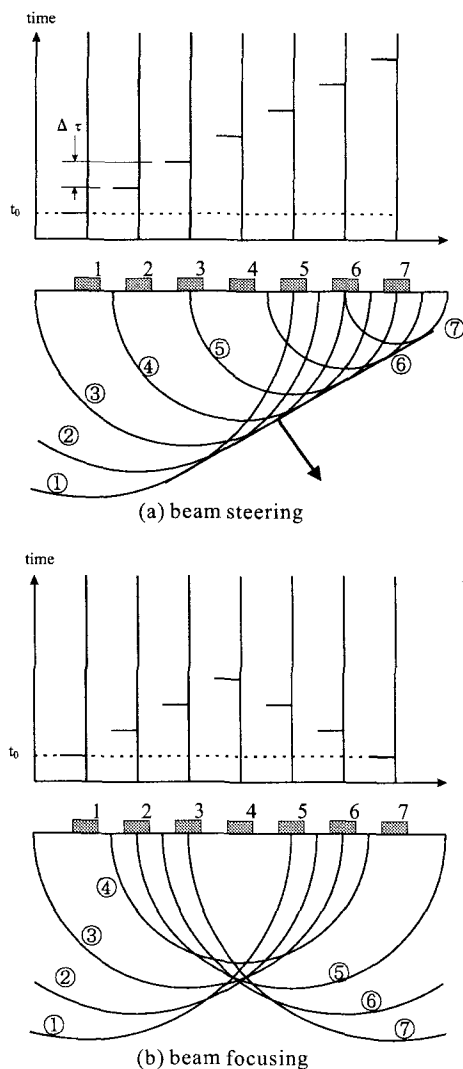


図-10 アレイ探触子によるビーム制御の例。

を果たしてきた。今後、アレイ計測に見られるように計測技術は高度化し、複雑になっていくと考えられるが、システムが複雑になればなるほど応用力学を用いた基礎的な研究は益々重要になっていくと考えられる。今後の応用力学ならびにそれを基礎とした超音波非破壊分野のさらなる発展を期待する。

謝辞

本論文の執筆において昨年11月にご逝去された故北原道弘教授の論文を多く引用させていただきました。ここに北原さんの長年にわたる定量的非破壊分野における多大な功績を称えらるとともにご冥福をお祈り申し上げます。

また、計算に協力いただいた愛媛大学 中畑和之講師、ならびに、試験体を提供して下さった(株)東京鐵骨橋梁田中雅人様に感謝の意を表します。なお、この研究の一部は、平成15年度建設技術研究開発費補助金の援助の下

で行われたものです。ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) Achenbach, J. D., Quantitative nondestructive evaluation, *Int. J. Solids and Structures*, Vol.37, pp.13-27, 2000.
- 2) Thompson, R. B., Present status and future needs for quantitative measurement techniques, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.1, D. O. Thompson and D. E. Chimenti (eds.), Plenum Press, New York, pp.23-42, 1982.
- 3) Thompson, R. B., Quantitative ultrasonic nondestructive evaluation methods, *J. Appl. Mech.*, Vol.50, pp.1191-1201, 1983.
- 4) Schmerr, L. W., Jr., *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, Plenum Press, New York, 1998.
- 5) 北原道弘, 超音波 NDT のためのシミュレーション技術, 非破壊検査, Vol.47, pp.234-237, 2000.
- 6) Achenbach, J. D., A. K. Gautesen and H. McMaken, *Ray Methods for Waves in Elastic Solids*, Pitman, Boston, 1982.
- 7) Schmerr, L. W., A multi-Gaussian ultrasonic beam model for high performance simulation on a personal computer, *Materials Evaluation*, Vol.58, pp.882-888, 2000.
- 8) Rose, J. L., *Ultrasonic Waves in Solid Media*, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- 9) Givoli, D., High-order local non-reflecting boundary conditions: a review, *Wave Motion*, Vol.39, pp.319-326, 2004.
- 10) 小林昭一編著, 波動解析と境界要素法, 京大出版会, 2000.
- 11) Kitahara, M., K. Nakahata and T. Ichino, Application of BEM for the visualization of scattered wave fields from flaws, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.23, D. O. Thompson and D. E. Chimenti (eds.), AIP, New York, pp.43-50, 1982.
- 12) 中畑和之, 廣瀬壮一, 斜角探傷試験のための超音波散乱シミュレーション, (投稿中).
- 13) Kimoto, K. and S. Hirose, Reflection and scattering analysis of SH wave using a combined method of BEM and ray theory, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.19, D. O. Thompson and D. E. Chimenti (eds.), AIP, New York, pp.65-72, 2000.
- 14) Kimoto, K. and S. Hirose, A coupling method of BEM and generalized ray theory for elastic wave scattering in a thick plate, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.22, D. O. Thompson and D. E. Chimenti (eds.), AIP, New York, pp.41-48, 2003.

- 15) Thompson, R. B., Ultrasonic benchmarking: past progress and future goals, in: *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Vol.23, D. O. Thompson and D. E. Chimenti (eds.), AIP, New York, pp.1529-1536, 2004.
- 16) Nishimura, N., Fast multipole accelerated boundary integral equation methods *Appl. Mech. Rev.*, Vol.55, pp.299-324, 2002.
- 17) The scattering of elastic pulses and the non-destructive evaluation of materials, in: *Elastic Waves and Non-Destructive Testing of Materials*, AMD-Vol.29, Y. H. Pao (ed.), ASME, pp.11-31, 1978.
- 18) Sancar, S. and Y.-H. Pao, Spectral analysis of elastic pulses backscattered from two cylindrical cavities in a solid. Part I and Part II, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.69, pp.1591-1596 (Part I), pp.1597-1609 (Part II), 1981.
- 19) Adler, L. and J. D. Achenbach, Elastic wave diffraction by elliptical cracks: theory and experiment, *J. Nondestruct. Eval.*, Vol.1, pp.87-99, 1980.
- 20) 山田真幸, 北原道弘, 二探触子法によるクラックの長さと同様の推定, 土木学会論文集 I (印刷中).
- 21) Achenbach, J. D., Modeling for quantitative non-destructive evaluation, *Ultrasonics*, Vol.40, pp.1-10, 2002.
- 22) Rattanasuwannachart, N., K. Takahashi, C. Miki and S. Hirose, Development of planar array probes for detection of three-dimensional defect, in: *Proc. First International Conference on Urban Earthquake Engineering*, Tokyo Tech CUEE, pp.455-462, 2004.
- 23) 西村直志, 廣瀬壮一, 逆問題と非破壊検査, 構造工学論文集, Vol.37A, pp.425-434, 1991.
- 24) Colton, D., J. Coyle and P. Monk, Recent Developments in inverse acoustic scattering theory, *SIAM Review*, Vol.42, pp.369-414, 2000.
- 25) Colton, D. and P. Monk, The numerical solution of the three-dimensional inverse scattering problem for time-harmonic acoustic waves, *SIAM J. Sci. Statist. Comput.*, Vol.8, pp.278-291, 1987.
- 26) Colton, D. and A. Kirsch, A simple method for solving inverse scattering problems in the resonance region, *Inverse Problems*, Vol.12, pp.383-393, 1996.
- 27) Langenberg, K. J., Introduction to the special issue on inverse problems, *Wave Motion*, Vol.11, pp.99-112, 1989.
- 28) Rose, J. H., Elastic wave inverse scattering in nondestructive evaluation, *J. Pure Appl. Geophys.*, Vol.131, pp.715-739, 1989.
- 29) Bleistein, N., *Mathematical Methods for Wave Phenomena*, Academic Press, 1984.
- 30) Achenbach, J. D., *Wave Propagation in Elastic Solids*, North-Holland Pub., Amsterdam, 1973.
- 31) 中畑和之, 北原道弘, 多点受信波形を用いた逆散乱解析の高精度化, 土木学会論文集, No.745/I-65, pp.143-153, 2002.
- 32) 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.
- 33) 中畑和之, 北原道弘, 逆散乱解析に基づいた欠陥形状再構成における超音波ビーム径の影響, 非破壊検査, Vol.50, pp.462-469, 2001.
- 34) Kitahara, M., K. Nakahata and S. Hirose, Elastodynamic inversion for shape reconstruction and type classification of flaws, *Wave Motion*, Vol.36, pp.443-455, 2002.
- 35) Hara, Y. and S. Hirose, Inverse scattering analysis for cavities in anisotropic solid, in: *Inverse Problems in Engineering Mechanics IV (Proc. Int. Symp. on Inverse Problems in Engineering Mech. 2003)*, M. Tanaka (ed.), Elsevier, Amsterdam, pp.175-183, 2003.
- 36) Nakahata, K., *Applications of Inverse Scattering Methods to Flaw Reconstruction in Elastic Material*, Ph.D Thesis, Tohoku University, 2003.
- 37) Wooh, S.-C. and Y. Shi, Optimum beam steering of linear phased arrays, *Wave Motion*, Vol.29, pp.245-265, 1999.
- 38) Cardone, G. and G. Cincotti, Optimization of wide-band linear arrays, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, Vol.48, pp.943-952, 2001.
- 39) 藤原昌之, 木本和志, 廣瀬壮一, 入射場の放射パターンを用いるリニアアレイ探触子の設計変数決定法, 応用力学論文集, Vol.6, pp.1089-1096, 2003.
- 40) Assad, J. and C. Bruneel, Radiation from finite phased and focused linear array including interaction, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.101, pp.1859-1867, 1997.
- 41) Gori, P., Influence of the inter-element coupling on ultrasound array radiation patterns, *J. Comp. Acoust.*, Vol.9, pp.773-788, 2001.
- 42) Hirose, S. and K. Kimoto, Ultrasonic wave radiation from a linear phased array transducer, *Proc. IAB-MAS'04*, 2004 (in print).

(2004 年 4 月 16 日 受付)