

SH 波超音波リニアアレイ探触子の時間領域モデリング

A time-domain modeling of SH-wave ultrasonic linear array transducers

木本 和志*・廣瀬 壮一**

Kazushi KIMOTO and Sohichi HIROSE

*正会員 工修 東京工業大学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)

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

This paper presents a time-domain model of a contact SH-wave ultrasonic array transducer. The ultrasonic transmission model replaces the array element with a surface traction. The spatial distribution of the traction is assumed to be a known Gaussian distribution, whereas the temporal variation called a 'source function' is estimated from measured data. In this paper, an inverse method to determine the source function is detailed. The source functions of a contact SH-wave array transducer are estimated from measured ultrasonic back-wall echo signals. The inversion results show that the present method can estimate source functions which can reconstruct the measured data accurately. The model and the inversion method are further validated by comparing the measured ultrasonic echo signals from a side-drilled hole in a steel block specimen and the signals simulated by the finite difference analyses using the inverted source functions.

Key Words : array transducer, SH-wave, time domain modeling, full-wave inversion

1. はじめに

本研究は、圧電超音波探触子を計測波形を用いて時間領域においてモデル化する一手法を提案するものである。圧電超音波探触子とは、圧電素子を利用して超音波の送受信を行なうセンサーであり、超音波探傷試験において現在最も広く用いられているタイプのセンサーである。これらのセンサーは、電圧を加えることで発生する圧電素子の変形を利用して超音波の送信を、変形に対して発生する電圧を利用して超音波の検出を行なう。ただし、商用探触子では、圧電素子をそのまま用いることはほとんどなく、圧電素子背面には探触子内部での重複反射を抑えるための減衰材が置かれ、前面には磨耗から素子を保護するための前面板がつけられている。また、使用時には探触子を水やグリセリンペーストなどの接触媒質を介して対象に密着させ超音波の送受信を行なう。

超音波探触子は、このように本来複雑な電気・機械的なシステムである。しかしながら、超音波探傷試験のシミュレーションでは、探触子内部の詳細なモデル化に立ち入ることを避け、試験体と探触子間の接触圧を適当な表面力に置き換えることで探触子がモデル化される。その際、表面力の空間的な分布は、接触面全体で一様と仮定され、その結果試験体内部に発生する波動場の特徴は周波数領域において詳しく調べられている¹⁾。それらの結果は、計測結果とも比較されモデルが妥当なものであることも検証されている。一方、表面力の時間変化をいかに仮定すべきかについての研究は、これまであまり行なわれておらず、モデル化に関する何らかのコンセンサスも今のとこ

ろ得られていないようである。しかしながら、超音波探傷試験のシミュレーションを時間領域で行なう場合や、時間波形のフィッティングを伴うインバージョン手法³⁾を利用するためには、探触子の時間領域におけるモデリングが必要となる。

本研究は、以上を踏まえ接触型リニアアレイ探触子の時間領域におけるモデル化について検討を行なったものである。探触子のモデル化は、従来通り送信素子を表面力で置き換えることで行なうが、ここでは、表面力の空間分布が与えられているものとして、その時間変化を決定する問題を考える。表面力の時間変化の推定には、同じリニアアレイ探触子で計測した超音波波形を利用する。具体的には、SH 波を送受信するリニアアレイ探触子により、材料定数と寸法が既知の鋼板を用いて板底面からの超音波エコー計測する。得られた計測波形を使ってアレイ探触子を構成する各素子について表面力の時間変化を推定する。推定結果の検証には、試験体内部に設けた横穴からの超音波エコーを計測して用いる。計測した横穴エコーの波形と、推定した表面力に対して数値シミュレーションを行なって作成された波形を比較することで、モデル化と逆解析手法の妥当性について検証を行なう。

計測結果を用いて探触子からの入射波形を決定する問題は、吉川ら²⁾によっても検討が行なわれている。ただし、吉川らがレーザー振動計を使った計測結果を利用して、縦波垂直探触子の振動特性同定を行なっているのに対して、ここではモデル化を行なうアレイ探触子自身によって計測した結果を利用する点が異なっている。レーザー振動計による計測は非接触で行なわれ、計測される量は試験体

表面の速度である。一方、圧電センサーの場合、通常、探触子を試験体に接触させて計測を行なわねばならず、計測波形も受信素子の特性に影響を受けるために速度波形そのものではない。従って、圧電探触子で受信した波形の再現や予測が興味の対象である場合、吉川らの方法をそのまま適用することはできず、本研究で示すような超音波送受信過程のモデリングが必要となる。圧電探触子は、送受信感度に優れ、廉価であるため、現在最も広く用いられている超音波センサーである。このことを踏まえれば、超音波探傷試験のシミュレーションに求められることは、多くの場合 圧電探触子によって計測される波形の予測であると言え、そのような結果を提供するための一助となる本研究のアプローチには工学的意義があると考えられる。

以下では、研究で用いる探触子モデルの詳細をはじめに示し、表面力の時間変化を推定する逆問題の定式化とその解析方法を述べる。続いて、超音波波形計測の実験概要を示した後、推定された表面力の時間変化を示す。最後に、推定結果の妥当性を検証するために行なった差分法による順解析の結果と、対応する横穴エコーの計測結果の比較をおこなう。

2. 送受信モデルと定式化

2.1 送信モデル

以下、簡単のため2次元問題を考える。図1に示すように、平面境界上に置かれたアレイ探触子を構成するある一つの素子に着目する。平面境界上に x 座標をとり、素子の中心位置を $\bar{x}$ 、素子幅を W で表す。SH 波を送受信するアレイ探触子を考えているため、送信素子を面外方向表面力 $q(x, t)$ でモデル化する。ただし、表面力 $q(x, t)$ は時間と空間変数を分離することができ、

$$q(x, t) = w(x; \bar{x}, \sigma) f(t) \quad (1)$$

$$w(x; \bar{x}, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (2)$$

の形に書くことができると仮定する。式(2)の σ は $n > 0$ として

$$\sigma = W/n \quad (3)$$

によって与える。このような空間分布を仮定するのは以下のような理由による。

アレイ探触子の各素子は、完全に独立して動作することが望ましい。しかしながら、現実には、単一の素子を駆動した場合にも、前面板やバックング材を介して隣接する素子間で力学的なクロストーク⁴⁾が起り、実際の素子幅 W よりも広い範囲で振動が発生する。ここでは、そのような効果を取り入れるためにガウス分布を用い、パラメータ n によって振動が発生する範囲を調整できるようにしている。分布形状 w やそれに含まれるパラメータは、本来、計測結果を最もよく再現するよう最適化すべきであ

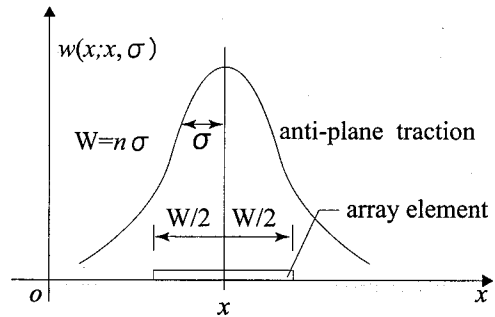


図-1 送信モデル。

るが、ここでは簡単のためにガウス分布を採用している。また、パラメータ n は、後に述べる逆解析を $n = 1, 2, 3$ のそれぞれの場合について行なったところ、 $n = 2$ の場合に最もよい結果を与えたことから、以下では $n = 2$ として行なった場合の解析結果を示すこととする。

2.2 受信モデル

次の条件を満たす受信モデルを考える。

- 線形時不変システム (linear time-shift invariant system) と見なすことができる。
- 受信素子は計測対象の波動場を乱さない。
- 素子幅に渡って空間的に重み付け平均された面外方向速度 v を検出する。

このとき、受信素子のインパルス応答関数を $\mathcal{R}(t)$ とし、時間 t に関する畳込み積分を $*$ で表すと、計測波形 $o(t)$ は

$$o(t) = \mathcal{R}(t) * \int_{-\infty}^{+\infty} v(x, t) w(x; \bar{x}, \sigma) dx \quad (4)$$

と書くことができる。ただし、速度場 $v(x, t)$ が平均化される際の重み $w(x; \bar{x}, \sigma)$ は、式(2)で与えられる表面力 $q(x, t)$ の空間プロファイルに一致するとしておく。

3. 問題設定

図2のように、素子数 N のリニアアレイ探触子を用いて板底面からの超音波エコーを計測することを考える。アレイ探触子の素子幅およびピッチはそれぞれ W, d とし、板は均質な弾性体であるものとする。 N 個の素子には左から順に $1 \sim N$ の番号を振り、 i 番目の素子の中心位置の x 座標を x_i で表す。今、素子 i で送信し、素子 j で受信したときの計測波形を $o_{ij}(t)$ とし、全素子の組み合わせで送受信を行なったときの計測データ

$$\{o_{ij}(t) \mid t \in [0, T], i, j = 1, \dots, N\} \quad (5)$$

を、アレイ計測データと呼ぶことにする。観測点を x 、源点を x' として、2次元波動方程式の速度のグリーン関

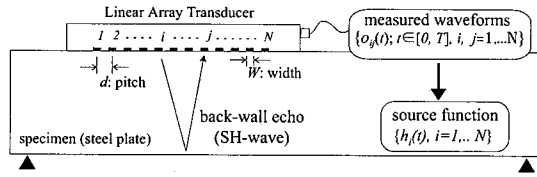


図-2 アレイ探触子を使った底面エコー計測。

数を $G(x, x', t)$ で表せば、式 (1) および式 (4) を用いて、 $o_{ij}(t)$ は次のように表すことができる。

$$o_{ij}(t) = \mathcal{R}_j(t) * g_{ij}(t) * f_i(t) \quad (6)$$

ただし、

$$g_{ij}(t) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, x', t) w(x; x_j, \sigma) w(x'; x_i, \sigma) dx dx' \quad (7)$$

であり、 $\mathcal{R}_j(t)$ は素子 j のインパルス応答関数を、 $f_i(t)$ は素子 i を駆動したときに発生する表面力の時間変化を意味する。また、式 (7) 中の x および x' は、それぞれ x, x' の x 座標を表している。ここで、受信モデルについてさらに単純化して

$$\mathcal{R}_i(t) = \mathcal{R}(t), \quad (i = 1, \dots, N) \quad (8)$$

であると仮定する。以下では、

$$\bar{f}_i(t) := \mathcal{R}(t) * f_i(t) \quad (9)$$

で定義される $\bar{f}_i(t)$ を”入力波形”と呼ぶこととし、各 $i = 1, \dots, N$ についてアレイ計測データ (5) から入力波形を求める問題を考える。 $\bar{f}_i(t)$ が求まれば、例えば領域内部に空洞を含む場合に計測されるエコー $o_{ij}^{cavi}(t)$ は、その領域に対するグリーン関数 $G^{cavi}(x, x', t)$ と同定した入力波形 $\bar{f}_i(t)$ を式 (6)、式 (7) に用いることでシミュレートすることができる。

4. 逆解析法

$\bar{f}_i(t)$ の推定値 $h_i(t)$ を得るために、次のコスト関数を用いる。

$$J(h_i) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \|o_{ij} - g_{ij} * h_i\|^2 \quad (10)$$

ただし、ノルム $\|\cdot\|$ は $L^2(0, T)$ における内積

$$\langle u, v \rangle := \int_0^T u(t)v(t)dt, \quad (u, v \in L^2(0, T)) \quad (11)$$

を用いて $\|u\|^2 := \langle u, u \rangle$ で定義する。コスト $J(h_i)$ を最小化する $h_i(t)$ を求めるために、 $h_i(t)$ の変分 $\delta h_i(t)$ に関するコスト関数の勾配 $DJ(h_i)$ を利用する。 $DJ(h_i)$ は $J(h_i)$ の漸近展開

$$J(h_i + \delta h_i) = J(h_i) + \langle DJ(h_i), \delta h_i \rangle + o(\|\delta h_i\|) \quad (12)$$

によって定義する。 $J(h_i + \delta h_i)$ は

$$\delta o_{ij} = g_{ij} * \delta h_i \quad (13)$$

$$\hat{g}_{ij}(t) = g_{ij}(-t) \quad (14)$$

として、

$$\begin{aligned} J(h_i + \delta h_i) - J(h_i) &= - \sum_{j=1}^N \langle o_{ij} - g_{ij} * h_i, \delta o_{ij} \rangle + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \|\delta o_{ij}\|^2 \\ &= - \sum_{j=1}^N \langle \hat{g}_{ij} * (o_{ij} - g_{ij} * h_i), \delta h_i \rangle + o(\|\delta h_i\|) \end{aligned} \quad (15)$$

と書けることから

$$DJ(h_i) = - \sum_{j=1}^N \hat{g}_{ij} * (o_{ij} - g_{ij} * h_i) \quad (16)$$

となることが分かる。式 (16) は、物理的には $\bar{f}_i(t)$ の推定 $h_i(t)$ に対して計算される波動場 $g_{ij} * h_i$ と計測波形 $o_{ij}(t)$ の差を、時間反転してソースとして与えたときに、素子 i で観測される波形を意味している。ここでは、適当な $h_i(t)$ からスタートし、 $DJ(h_i)$ を使って $h_i(t)$ を修正しながらコスト関数が最小値をとる点を探索する。探索アルゴリズムは以下の通り。

4.1 アルゴリズム

以下 ϵ は収束判定を行なうために予め与えられた正定数を、 k は繰返し計算ステップを、 $h_i^{(k)}(t)$ は k 回の繰返し計算の結果得られる $h_i(t)$ の推定を表すものとする。同様に、 $(\cdot)^{(k)}$ は、繰返し計算の第 k ステップにおいて計算される関数 $(\cdot)$ を意味する。

1. 初期設定:

$$\begin{aligned} k &= 0, \quad h_i^{(0)} = 0, \quad \Delta o_{ij}^{(0)} = o_{ij} \\ DJ(h_i^{(0)}) &= \sum_j \hat{g}_{ij} * \Delta o_{ij}^{(0)} = \sum_j \hat{g}_{ij} * o_{ij} \\ J(h_i^{(0)}) &= \frac{1}{2} \sum_j \|\Delta o_{ij}^{(0)}\|^2 \end{aligned}$$

2. ステップカウンタの更新:

$$k = k + 1$$

3. $h_i^{(k)}$ の計算:

$$h_i^{(k)} = h_i^{(k-1)} + \alpha_k DJ(h_i^{(k-1)})$$

$$\alpha_k = \frac{\sum_j \langle \Delta o_{ij}^{(k-1)}, g_{ij} * DJ(h_i^{(k-1)}) \rangle}{\sum_j \|g_{ij} * DJ(h_i^{(k-1)})\|^2}$$

4. 残差 $\Delta o_{ij}^{(k)}$ の計算:

$$\Delta o_{ij}^{(k)} = o_{ij} - g_{ij} * h_i^{(k)}$$

5. コスト関数の評価:

$$J(h_i^{(k)}) = \frac{1}{2} \sum_j \|\Delta o_{ij}^{(k)}\|^2$$

6. 収束判定:

$$r = |J(h_i^{(k)}) - J(h_i^{(k-1)})|$$

- $r < \epsilon$ ならば, $h_i = h_i^{(k)}$ として計算を終了
- $r \geq \epsilon$ ならば, $DJ(h_i^{(k)}) = \hat{g}_{ij} * \Delta o_{ij}^{(k)}$ として 2. からの計算を繰り返す.

上記アルゴリズムの 3 における α_k は, 入力波形の推定 $h_i^{(k-1)}$ を修正する際のステップ長を意味している. ここでは, α_k をコスト関数 $J(h_i^{(k)})$ の値ができるだけ小さくなるように設定してある. そのような α_k は

$$J(h_i^{(k)}) = \frac{1}{2} \sum_j \|o_{ij} - g_{ij} * (h_i^{(k-1)} + \alpha_k DJ(h_i^{(k-1)}))\|^2$$

$$= \frac{1}{2} \sum_j \|\Delta o_{ij}^{(k-1)} - \alpha_k g_{ij} * DJ(h_i^{(k-1)})\|^2 \quad (17)$$

が α_k の 2 次関数となっていることから, 式 (17) の α_k に関する停留点として上のように与えられることが容易に確認できる.

5. 実験概要

図 3 に, 実験に用いたアレイ超音波計測システムの構成を示す. アレイ探傷器には東芝 UT03C1A-200MS-2 を, 探触子は Japan Probe 社製, SH 波接触型リニアアレイ探触子を用いた. 探触子の中心周波数は 2MHz, 素子数 $N=32$, 各素子は (長さ $L \times$ 幅 W) = $12 \times 0.7 \text{ mm}^2$ の矩形素子であり, それらが $d=2 \text{ mm}$ ピッチで一列に並べられている. これらの装置を用いて $N^2=1024$ 個の時間波形 (A スコープ波形) からなるアレイデータ $\{o_{ij}(t), i, j = 1, \dots, N = 32\}$ を測定する. アレイ探触子を試験体に密着させるための接触媒質には SH 波用油性接触媒質, 東芝タンガロイ社製 SH-H を用い, 計測は探触子を設置後, エコー高さが安定するのを待ってから行なった.

実験に用いた鋼棒試験体の諸元を図 4 に示す. $h_i(t)$

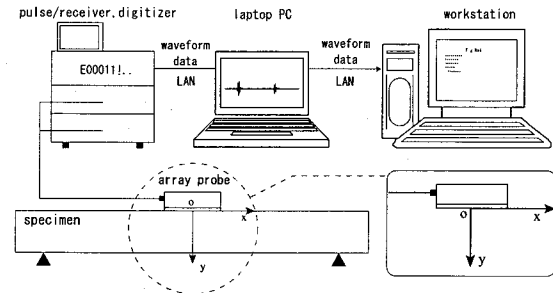


図-3 アレイ超音波探傷システム.

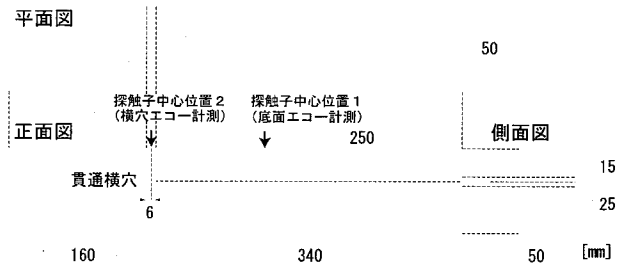


図-4 試験体寸法と探触子の設置位置.

の推定を行なうための底面エコーは, 試験体中央部に探触子を設置して, 横穴からのエコーが到達しない時間範囲で測定を行なう. 一方, 推定結果の検証に用いる横穴エコーは, 横穴直上に探触子の中心が一致するようにして計測を行う.

以上の計測を行なう際, 必要な設定は全て LAN を介して接続された探傷器付属のパソコンから行う. 計測結果は探傷器側でデジタルデータに変換された後に, パソコンへ転送されて保存される. 波形計測時のサンプリング周波数は 30MHz, サンプリングポイント数は 1024 点とした. こうして得られる波形データは, 全ての計測が終了した後, 計算サーバへ転送され, 前節で述べたアルゴリズムに従って処理が行われる.

6. 逆解析結果

以上の実験, 解析手法によって得られた $h_i(t)$ の推定結果を図 5 に示す. $h_i(t)$ の推定は全素子 $i = 1, \dots, 32$ に対して行ったが, ここではそのうち素子番号 $i = 2, 16, 31$ に対する結果を示している. $h_i(t)$ の推定アルゴリズムの説明では, 繰り返し計算の過程でコスト関数 $J(h_i^{(k)})$ の値に変化が見られなくなった時点で計算を終了するということを述べた. しかし, ここでは一律に 4 回の繰り返し計算を行い, その結果を $h_i(t)$ として採用している. これは, 後述するように, 繰り返し計算に伴うコスト関数の変化に

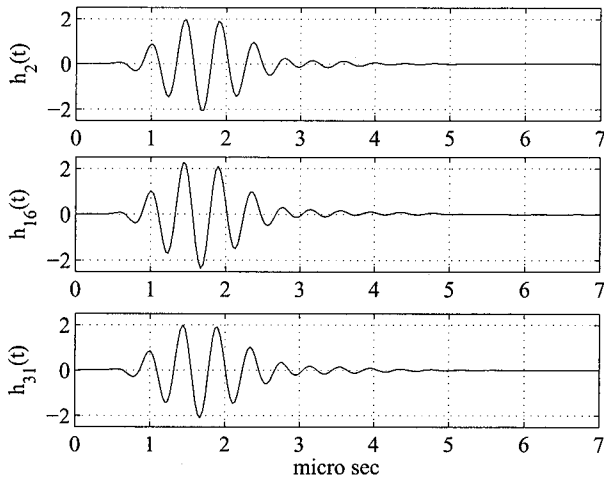


図-5 計測波形から推定した $h_i(t)$ (上から、素子 2, 16, 31 に対する結果)。

ついて調べておくための便宜的な措置である。図 5 の結果を見ると、互いに非常に良く似た波形が得られており、いずれも波形の立ち上がり位置が $t=0.6\sim 0.7\mu\text{sec}$ 付近にきている。この立ち上がり時刻の遅れは、探触子内部を超音波が伝播する時間に相当するものと考えられる。実際、超音波探傷試験において反射源位置を特定する場合などには、このような時間遅れを適当なキャリブレーション試験片を用いて調整する必要があることはよく知られている。

図 6 は、図 5 に示した結果を得るための繰返し計算過程におけるコスト関数の変化を示したものである。横軸に繰返し計算回数 k を、縦軸にはコスト関数の値をとり、素子 $i=2, 16, 31$ に対する結果をプロットしたものである。ただし、ここで示したコスト関数は

$$\bar{J}(h_i^{(k)}) = \frac{\sum_j \|\Delta o_{ij}^{(k)}\|^2}{\sum_j \|o_{ij}\|^2} \quad (18)$$

と、無次元化されたものである。このグラフには、初期条件として与えた $h_i^{(0)}(t) = 0$ に対する基準化されたコストの値 $\bar{J}(h_i^{(0)}) = 100\%$ から、一回目の繰返し計算で 10% 前後まで、2 回目の計算でさらに数% 程度 $\bar{J}(h_i)$ の値が減少した後はほぼ横ばいとなって推移する様子が示されている。 $\bar{J}(h_i)$ の値がある値以下に下がらないのは、計測およびモデル化誤差のためであると考えられ、従ってこれらの結果は、計測波形に含まれる情報のうち、今回の送受信モデルとコスト関数によって利用できるものは、一回目の繰返し計算でほぼ利用し尽していること、繰返し計算の回数は 3, 4 回程度で十分であることを示すと考えられる。ただし、最終的なコストの値 (誤差) は素子ごとにばらつきがあり、 $i=16$ に対する結果は誤差 4% 程度と非常に良い結果を与えているのに対し、 $i=2$ および 31 の

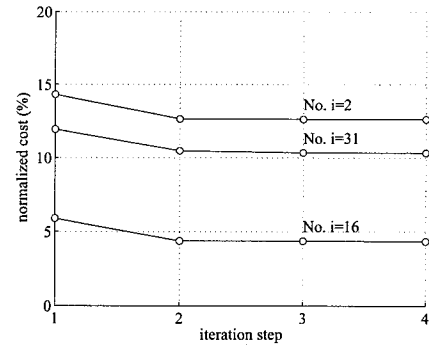


図-6 繰返し計算に伴う基準化されたコスト $\bar{J}(h_i^{(k)})$ の変化。

場合は 10 ~ 12.5% 程度となっている。

図 7 は、素子間での入力波形推定精度の差について調べるために、素子番号 i に対して基準化されたコスト $\bar{J}(h_i^{(4)})$ をプロットしたものである。最大および最小誤差がそれぞれ 13.1%, 3.2%, 平均が 6.6% と最大誤差はやや大きいと思われるものの、全体としては良好な結果が得られている。また、誤差は探触子端部に近づくにつれて増加する傾向がみられ、図 5 に示した結果のうち、探触子両端部に近い $i=2$ と $i=31$ は、最も精度が悪い部類に属し、 $i=16$ は最も精度の良い部類の結果であるということもわかる。探触子両端部で推定精度が悪化する理由には次の二つが考えられる。一つ目の理由は、入力波形の推定を行なう素子 (送信素子) と、推定に用いる波形を計測する受信素子の相対的な位置関係が、送信素子位置の場所によって異なるという点が挙げられる。例えば、送信素子を 1 とした場合には、受信素子は全て右側に配置されることになるが、素子 16 に対してはほぼ左右均等となる。今、送信素子から底面を経由して受信素子に到る波線を引き、その方向を角度で表す。このとき、送信素子 1 では、波線が受信素子 1~32 に対して $0\sim 37.7$ 度まで変化するのに対し、送信素子 16 では $-20.6\sim 21.8$ 度とやや広い範囲を動く。これは、逆解析において、後者の方がより多くの情報を利用できることを意味しており、その結果推定精度が向上しているものと考えられる。第二の理由は、式 (8) で仮定した、受信特性の一樣性が現実には成り立たないことである。これは、アレイ探触子の素子そのものの受信感度が実際には一樣でないことや、探触子と試験体の接触状況によっても受信感度が影響を受けることによる。

図 8 は、推定した $h_i(t)$ から再構成した波形 $(g_{ij} * h_i)(t)$ と、計測波形 $o_{ij}(t)$ を比較したものである。図の左側には送信素子 $i=2$ に対する結果を、右側には送信素子 $i=16$ の場合の結果を示しており、細い実線は計測波形を、太い破線は再構成波形を示している。縦軸の数値は受信素子番号を表しており、振幅のスケールは記入していないが、同一グラフ内では全ての波形が同じスケールでプロットされている。これらの結果を見ると、 $\bar{J}(h_2^{(4)}) = 12.6\%$ に

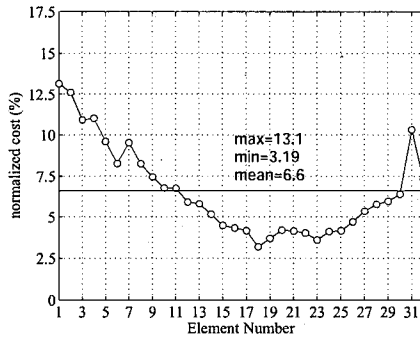


図-7 4回の繰返し計算後に得られた基準化されたコスト $\bar{J}(h_i^{(4)})$ の値。

対して $\bar{J}(h_{16}^{(4)}) = 4.3\%$ と基準化されたコストの値には差があるものの、両者とも計測結果をよく再現できていることが分かる。特に $i=16$ の場合には、到達時間、振幅、波形とも計測とシミュレーションの結果が非常によく一致している。一方、 $i=2$ の場合には、到達時間と波形はよく一致しているが、受信素子2～10では振幅値に多少の誤差が見られ、基準化されたコスト関数の値が大きくなっているのはこのことによる。これらの結果は、今回用いたコスト関数の値を見ることで、推定結果の良し悪しを判断することが可能であるということも意味している。

7. 横穴エコーの再現

底面エコーから推定した入力波形 $h_i(t)$ の妥当性について検証するために、横穴エコーを計測し、その結果をシミュレーション波形と比較する。シミュレーション波形の作成には、2次元の差分法を用いる。差分解析のためのモデル寸法は図9に示す通りである。差分公式の導出は文献⁵⁾の方法に従って行い、計算領域を小さくするために、計算領域下部と左右にPML(perfectly matched layer)吸収領域⁶⁾を設けてある。アレイ素子の位置は図9の $y=0$ 面上の四角形で示した通りであり、送信時はこの領域に表面力を作用させ、受信時は自由表面として扱うことで素子位置での媒質の速度応答を計算する。ただし、表面力の時間波形 $f_i(t)$ 自体が得られているわけではないので、前節で推定した入力波形 $h_i(t)$ で代用して計算を行なう。

図10に、計測およびシミュレーションによって得られた結果を示す。左が素子2で送信した場合の結果を、右が素子16によって送信した場合の結果の一部を示している。図8の場合と同様、実線と破線でそれぞれ、計測およびシミュレーションの結果を示している。送信素子2に対する結果には、受信点18～30の結果に直達波と横穴からのエコーが、受信点2～14の結果には横穴エコーのみが現れている。一方、送信点16の場合には、受信点2, 6, 26, 30では直達波と横穴エコーが、残る受信点10～22で

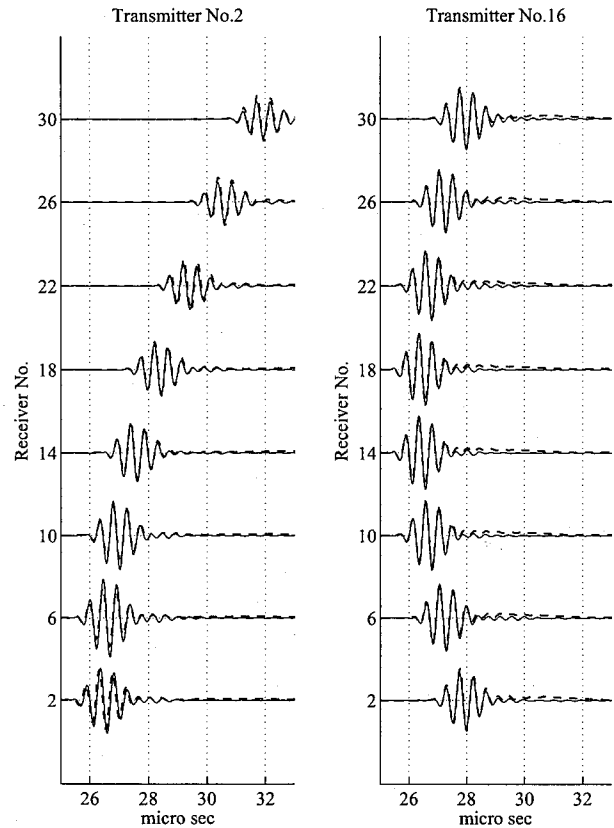


図-8 計測波形(実線)とシミュレーション波形(破線)の比較(送信素子番号: $i=2$ (左), $i=16$ (右))。

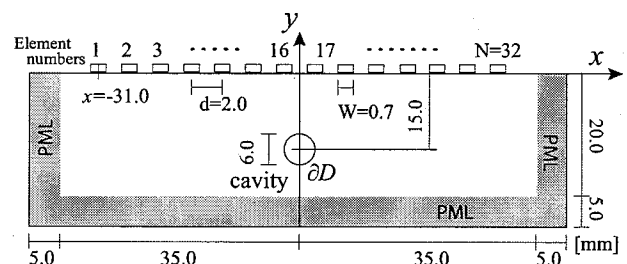


図-9 横穴エコーシミュレーションのための差分解析モデル。

は、最初に到達する横穴エコーに加えて、板上面と横穴の間をもう一往復した多重散乱エコーが現れている。横穴からのエコーは二つの送信点ともシミュレーションと計測の結果がよく一致しており、送受信モデル、 $h_i(t)$ の推定結果とも、横穴エコーの予測という面に限って言えば妥当なものであることがわかる。しかしながら、直達波に

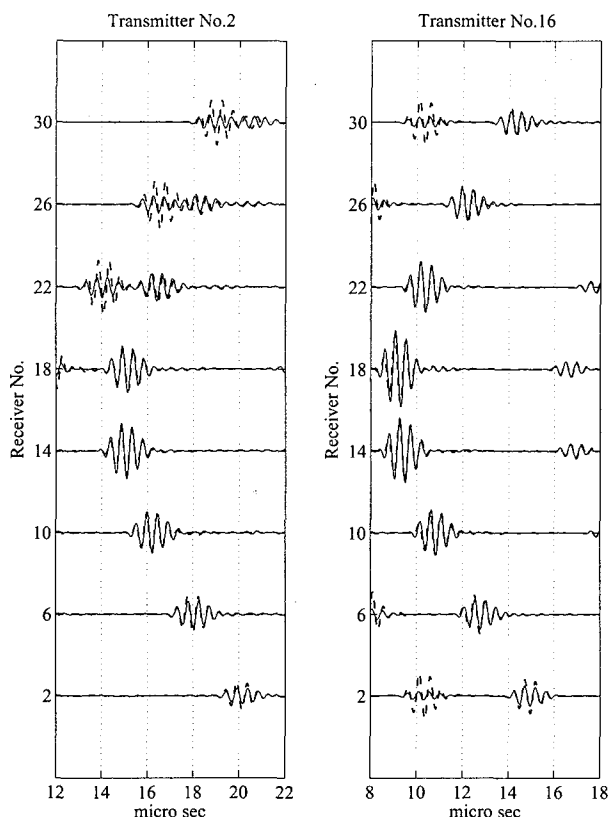


図-10 横穴エコーの計測波形(実線)とシミュレーション波形(破線)の比較(送信素子番号は $i = 2$ (左), $i = 16$ (右)).

関しては、到達時間や位相はおおよそ一致しているものの、シミュレーション結果は計測結果に比べてかなり大きな振幅を与えている。これは、シミュレーションでは受信波形を自由表面の応答から求めているためであると考えられる。実際には、試験体表面には接触媒質を介して探触子が密着しているため、探触子と試験体の接触面に沿って伝播する表面 SH 波 (surface skimming SH-wave) は、接触媒質の粘性と、一部が漏洩波となって探触子内部に戻っていくことにより、自由表面に沿って伝播する場合よりも大きな減衰を示す。以上の理由により、今回のモデルは直達波の振幅を適切に予想することができないと考えられ、上述のようなメカニズムを取り込んだ受信モデルの考案は今後の課題である。そのようなモデルを用いれば、底面エコーから推定した入力波形 $h_i(t)$ の検証に、直達波を利用することも可能となる。

8. 結論

本研究では、接触型アレイ探触子による超音波の送信を表面力分布によってモデル化し、モデルに含まれる時

間変化を表す項(入力波形)を実験データから推定する方法を示した。また、ここで示したモデルと解析手法を、SH 波アレイ探触子の入力波形推定に適用し、推定結果の妥当性についても検討を行なった。その結果得られた結論は以下の通り。

- 今回用いた逆解析方法では、3～4 回程度の繰返し計算を行なうことで入力波形の推定を行なうことができる。
- SH 波アレイ探触子を構成する 32 素子全てについて入射波形の推定を行なったところ、振幅に多少の差はあるものの波形自体は全ての素子で類似したものが得られた。
- 入力波形の推定精度は、本研究で定義した誤差(基準化されたコスト)の値で、最大 13.1%, 最小 3.2%, 平均は 6.6% であった。推定精度は、探触子中央部に近い素子ほど高精度になる傾向が見られた。
- 推定した入力波形を使って、横穴エコーのシミュレーションを行なったところ、横穴エコーは精度よく再現できるが、探触子と試験体の接触による影響を強く受ける表面 SH 波については、今回のモデルでは振幅値の正確な予測が困難であった。

今後は、表面 SH 波も予測可能な受信モデルを考案するとともに、本研究で推定した入力波形を利用して時間領域の形状再構成手法³⁾を実験データへ適用していく予定である。

参考文献

- 1) L. Schmerr, Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation, Plenum, New York(1998).
- 2) 吉川仁, 大田祐貴, 西村直志: レーザ計測による水平・鉛直超音波速度波形データを用いたクラック決定解析の精度検証, 応用力学論文集 Vol.7, pp.77-82(2004).
- 3) N. Dominguez, V.Gibiat, Y.Esquerre : Time domain topological gradient and time reversal analogy -an inverse method for ultrasonic target detection, Wave Motion Vol.42, pp.31-52(2005)
- 4) P. Gori, A. Iula, M. Pappalardo : Influence of the inter-element coupling on ultrasound array radiation patterns, Journal of Computational Acoustics, Vol.9, No.3, pp.773-788(2001).
- 5) P. Fellingner, R. Marklein, K.J. Langenberg, S.Klaholz : Numerical modeling of elastic wave propagation and scattering with EFIT - elastodynamic finite integration technique, Wave Motion Vol.21, pp.47-66(1995)
- 6) F. Collino, C. Tsogka : Application of the PML absorbing layer model to the linear elastodynamic problem in anisotropic heterogeneous media, INRIA report, No. 3471(1998)

(2006 年 4 月 13 日 受付)