

異方性厚板鋼に対する超音波探傷試験の遠方場解析

Far-Field Analysis of Ultrasonic Testing for an Anisotropic Thick Steel Plate

藤原 千織*・永田 泰昭**・廣瀬 壮一***

Chiori FUJIWARA, Yasuaki NAGATA and Sohichi HIROSE

*非会員 GE 横河メディカルシステム (〒 191-8503 東京都日野市旭が丘 4-7-127)

**非会員 新日本製鉄技術開発本部環境・プロセス研究開発センター (〒 293-8511 千葉県富津市新富 20-1)

***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)

Since anisotropic materials have direction dependence of wave velocities, it is necessary to develop a numerical simulation tool to improve the accuracy of the ultrasonic nondestructive testing for anisotropic materials. This paper presents a simulation of angle beam ultrasonic testing for an anisotropic thick steel plate with internal cavities. Elastic wave processes in the ultrasonic testing consist of radiation, propagation and scattering, which are modeled on the basis of the integral equation approach. In the calculation, the far-field asymptotic expressions of the fundamental solutions are used. Numerical results are compared with experiment. The relationship between echo amplitudes and the probe positions is almost reproduced in the simulation.

Key Words : angle beam ultrasonic testing, anisotropic steel, boundary integral method, far-field approximation, modeling and simulation

1. はじめに

最近, 社会のニーズに合わせて, 強度, 溶接性, 耐候性に優れた高性能鋼が開発され, 建設分野においてもしだいに用いられるようになってきた。しかし, 高性能鋼は圧延の過程を経て製造されるため, その多くは圧延方向とその直角方向で音響的性質が異なるという音響異方性を有している。高性能鋼が使用される部材には高強度と高品質が要求されることから, 品質保証のために高精度な超音波非破壊検査技術が要求されるが, 音響異方性が検査精度に及ぼす影響は十分に解明されていない。

現在, 国内では, 異方性鋼材に対する超音波非破壊検査法の補正法として, JIS Z 3060(鋼溶接部の斜角探傷試験)に定められた V 透過法や日本建築学会による STB 音速比を用いた方法¹⁾がある。前者は, 事前にさまざまな方向の実屈折角を実験により測定し公称屈折角とのずれを求めるものである。一方, 後者は, 板厚方向の横波音速比を測定し, 実験的に求められた補正式を用いて標準試験片 (STB) に対する音速比を求め, その STB 音速比から公称屈折角とのずれを求めるものである。いずれも実験をベースとした補正法であり, かつ, 探傷角度のみの補正となるため, 散乱特性や反射波の振幅特性に及ぼす異方性の影響は考慮されていない。そこで, 探触子によって入射される超音波や欠陥によって散乱される超音波を数値モデルで表し, 計算機上で超音波の伝播・散乱過程をシミュレートすることができたならば, 異方性の影響を前もって把握することができるため, 現在行われている実験による補正と合わせてより高精度な探傷が可

能になると考えられる。

これまで超音波の送信・伝播・散乱・受信を含めた異方性材料に対する超音波探傷試験の解析はほとんど行われてこなかった。その原因の一つは, 超音波の送受信まで考慮に入れると, 解析領域が超音波の波長に比べて非常に広くなることにある。例えば, 深さ 40mm にある空洞に対して, 周波数 5MHz で 60° の斜角探傷を行った場合には, 超音波の全伝播距離は波長のおよそ 300 倍にもなる。このような広い解析領域を有限要素法のような領域型解法を用いて解析しようとする, 膨大な節点を必要とするため計算が容易でない。一方, 積分方程式法を用いた解析では領域の広さは問題にはならないものの, 異方性弾性体の動的問題に対する基本解が複雑であり解析はなされてこなかった。このような中, 藤原ら²⁾は, 時間域積分方程式法を用いて異方性鋼板に対する超音波探傷試験のシミュレーションを行った。しかし, 異方性弾性体の基本解³⁾は単位円上の積分を含む複雑な形で表されるため積分方程式を用いても計算は容易ではなく, 計算時間がかかることが大きな問題となっていた。そこで本研究では, 異方性弾性体の基本解の遠方近似表現を使って探触子と欠陥間の波動伝播過程に対する計算を簡略化した。さらに, 受信探触子に対してより実際の現象に近いモデルを用いて解析を行った。

2. 超音波斜角探傷実験

対象とする超音波探傷試験は藤原ら²⁾によって検討された実験と同じもので, 図-1 に示すように人工欠陥を有

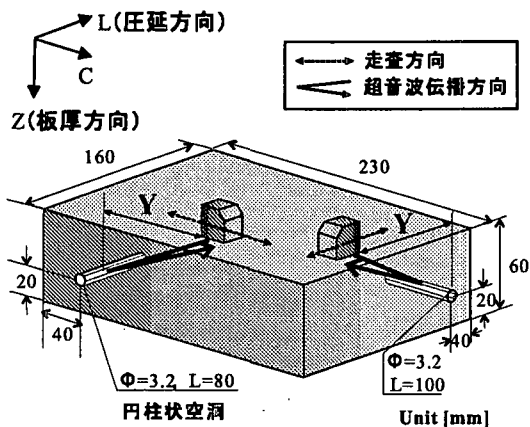


図-1 一探触子パルス-エコー法による実験概略図

する厚板鋼を試験体とするパルス-エコー法である。試験体は圧延集合組織による音響異方性を持った鋼材で、圧延面内で圧延方向を L、これに垂直な方向を C、板厚方向を Z で表すことにする。圧延集合組織は LZ 面、CZ 面および LC 面に関して対称性を有する直交異方弾性体としてモデル化でき、その弾性定数は CZ、LZ、LC 面内を伝わる超音波の音速によって表される⁴⁾。L 方向、C 方向、Z 方向にそれぞれ x_1, x_2, x_3 軸をとり、予備実験による音速の実測値からこの鋼材の Voigt 定数 c_{ij} を求めると $c_{11} = 275.1, c_{22} = 280.0, c_{33} = 274.3, c_{44} = 78.2, c_{55} = 83.9, c_{66} = 77.8, c_{12} = 103.2, c_{23} = 105.3, c_{31} = 110.7$ ($\times 10^9 \text{N/m}^2$) となった。後に示すシミュレーションはこの弾性定数を用いて行われている。

試験片には人工欠陥として C 方向、L 方向に平行な直径 3.2mm の円柱状空洞が空けられ、図-1 に示すように円柱の軸と垂直な CZ 面内ならびに LZ 面内の試験片上面で横波斜角探触子を前後に走査させて各点での空洞によって直接反射されたエコー高さを測定した。得られたエコー高さは後に探触子と空洞の水平距離 Y の関数として示される。用いた探触子は周波数 5MHz、振動子寸法 $10 \times 10 \text{mm}$ の 60 度あるいは 45 度横波探触子である。

3. 探触子のモデル化

まず、超音波の送受信を行う探触子のモデル化を行う。パルス-エコー法では一つの探触子しか用いないが、モデル化に際しては探触子による超音波の送信と受信の 2 つの過程に分けて検討する。

3.1 送信過程

実際の探触子では、図-2 に示すように内部の圧電素子に与えられた電気信号が弾性波動に変換されて、探触子内のアクリル材を P 波として伝わり、接触媒質を介して探触子と鋼材の界面で屈折、モード変換して準 SV 波 (qSV 波) として鋼材に入射する。探触子内部には余計な振動を抑制するために減衰材などが挿入されていることもあ

り、その構造は非常に複雑で、すべてをあるがままに忠実にモデル化することは難しい。一般に接触型の送信探触子のモデル化においては、探触子を供試体の表面に作用する表面力に置き換えて、入射波を半無限体における Lamb 解で近似することが多い⁵⁾。しかし、ここでは異方弾性体を取り扱うので、異方性半無限体の Lamb の解を求めること自体に大変な計算を要する。遠方内部での入射波のシミュレーションでは、表面波など試験体表面に起因する波動成分を考える必要はなく、入射波の放射パターンさえ再現できていればその絶対値は問題とならないので、無限弾性体での問題として解析することができる。

藤原²⁾は図-2 に示すように、送信探触子を無限弾性体中の等価な波源を置き換え、入射波を等価波源から放射される弾性波としてシミュレーションを行っている。そして、実験による比較を行い、最大ピーク付近の放射パターンがよく再現できることを確認している。本研究でもこのモデル化に従って送信探触子を表す。探触子内のアクリルを伝播する P 波の入射角度は既知であるので、Snell の法則から屈折角 θ^{in} を求め、見かけの位置に等価波源 S^{eq} を設けて一様な接線方向の表面力を分布させることで qSV 波からなる入射波動場を作り出した。波源 S^{eq} の幅は $W \cos \theta^{in}$ とした。ここに W は探触子の接触幅である。なお、表面力の時間変化は、実験で用いた探触子の中心周波数 5MHz に合わせて、周波数 5MHz の 5 波連続した正弦波として与えた。

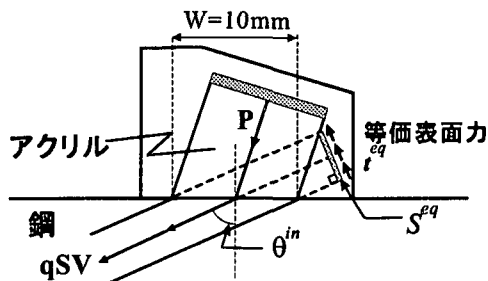


図-2 送信探触子のモデル化.

3.2 受信過程

探触子の受信過程も複雑で、すべての現象を忠実に再現してモデル化を行うことは効率的でない。本研究では、探触子によって受信されるエコーは、圧電素子に入射する P 波振幅に比例すると仮定した。そのために、図-3 に示す鋼-アクリル間の反射・透過問題を解く。

鋼材と探触子は接触媒質を介して接している。ゆえに、接触面における接線方向の表面力は 0 と仮定できる。よって、鋼材と探触子の接触面における境界条件は次のように表わせる。

$$u_N^{qSV+} + \sum_{i=qP,qSV-} u_N^i = \sum_{j=P,SV} u_N^j \quad (1)$$

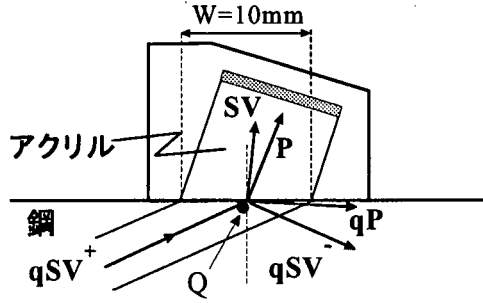


図-3 受信探触子のモデル化.

$$t_N^{qSV+} + \sum_{i=qP, qSV-} t_N^i = \sum_{j=P, SV} t_N^j \quad (2)$$

$$t_T^{qSV+} + \sum_{i=qP, qSV-} t_T^i = 0 \quad (3)$$

$$\sum_{j=P, SV} t_T^j = 0 \quad (4)$$

ただし、上添字は波の種類を表し、下添字の N と T は法線方向、ならびに、接線方向成分を表す。局所的には接触面における波動の挙動は平面波の反射・透過現象と等価なものと考えられる。そこで、式(1)~(4)の条件で接触した鋼-アクリルの2媒質界面に平面 qSV^+ 波が入射したときの透過 P 波の透過係数を求めた。後に示す積分方程式を用いた解析によって、接触面に到達する直前の点 Q における qSV^+ の波動の振幅は得られるので、その波動の振幅に透過 P 波の透過係数を掛ければ、受信されるエコー振幅を求めることができる。ただし、透過 P 波は必ずしも探触子内の圧電素子に対して垂直に入射するとは限らないので、圧電素子に対して透過 P 波の垂直方向成分の振幅を求めて実験値と比較した。

4. 解析手法

4.1 基本解

本研究では積分方程式を用いたシミュレーションを行うが、その基礎をなすのが基本解である。波動場の性質が座標 x_3 には無関係であるとし、 (x_1, x_2) 面内の2次元問題を考える。均質で異方性な無限弾性体の x_3 軸上に時刻0において j 方向の衝撃線荷重が作用したときの点 x における時刻 t での i 方向の変位を基本解と呼び、 $g_{ij}(x, t)$ と書く。基本解 g_{ij} は次の運動方程式を満たす。

$$\{\Gamma_{pi}(\partial_1, \partial_2) - \rho \delta_{pi} \partial_t^2\} g_{ij}(x, t) = -\delta_{pj} \delta(x) \delta(t) \quad (5)$$

ただし、 $\Gamma_{pi}(\partial_1, \partial_2) = c_{p\alpha i \beta} \partial_\alpha \partial_\beta$ で、 ρ は密度、 $c_{p\alpha i \beta}$ は弾性定数であり、行列 $\Gamma_{pi}(n_1, n_2)$ の固有値と固有ベクトルをそれぞれ ρc_m^2 , E_{im} と表す。また、基本解 g_{ij} に対応する表面力を h_{ij} とすると、それは次のように定義される。

$$h_{ij}(x, t) = c_{i\alpha p \beta} e_\alpha(x) \frac{\partial}{\partial x_\beta} g_{pj}(x, t) \quad (6)$$

基本解 g_{ij} と任意の時間関数 $f(t)$ との合成積 $g_{ij} * f$, ならびに、表面力成分 h_{ij} と関数 $f(t)$ の合成積 $h_{ij} * f$ はそれぞれ次のように求められている²⁾。

$$g_{ij}(x, t) * f(t) = g_{ij}^S(x) f(t) + g_{ij}^R(x, t) * \dot{f}(t) \quad (7)$$

$$h_{ij}(x, t) * f(t) = h_{ij}^S(x) f(t) + h_{ij}^R(x, t) * \ddot{f}(t) \quad (8)$$

ただし、 g_{ij}^S および h_{ij}^S は静弾性問題の基本解であり、次のように陽な形で表される。

$$g_{ij}^S(x) = \frac{1}{\pi} I_m \sum_{m=1} \left\{ \frac{A_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \log(z_m) \right\} + C_{ij} \quad (9)$$

$$h_{ij}^S(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial s_x} I_m \sum_{m=1} \left\{ \frac{B_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \log(z_m) \right\} \quad (10)$$

ただし、

$$A_{ij}(\eta) = \text{adj}[\Gamma_{ij}(1, \eta)], \quad D(\eta) = \det[\Gamma_{ij}(1, \eta)] \quad (11)$$

$$B_{ij}(\eta) = (M_{ip} + L_{ip}\eta) A_{pj}(\eta), \quad (12)$$

$$M_{ik} = c_{i2k1}, \quad L_{ik} = c_{i2k2}, \quad z_m = x_1 + \eta_m x_2 \quad (13)$$

である。ここに、 η_m は、 $D(\eta_m) = 0$ の根のうち、 $I_m(\eta_m) > 0$ を満たすものであり、 $\partial/\partial s_x$ は境界上の接線方向微分を示し、 M は異なる固有値 ρc_m^2 の数を表す。なお、 C_{ij} は剛体変形を表す項で本質的なものではない。

また、式(7), (8)における g_{ij}^R , h_{ij}^R は動的効果を表す項で、次のように積分形で表される。

$$g_{ij}^R(x, t) = \frac{H(t)}{4\pi^2} \int_{|n|=1} \sum_{m=1}^M \frac{P_{ij}^m}{\rho c_m^2} \log|c_m t + n \cdot x| dn \quad (14)$$

$$h_{ij}^R(x, t) = \frac{H(t)}{4\pi^2} \int_{|n|=1} \sum_{m=1}^M \frac{Q_{ij}^m}{\rho c_m^3} \log|c_m t + n \cdot x| dn \quad (15)$$

ただし、 $H(\cdot)$ は単位ステップ関数を表す。また、

$$P_{ij}^m = E_{im} E_{jm}, \quad Q_{ij}^m = c_{i\alpha p \beta} e_\alpha(x) n_\beta P_{pj}^m \quad (16)$$

であり、 $e_\alpha(x)$ は点 x における外向き単位法線ベクトルである。

4.2 基本解の遠方表現

基本解 g_{ij} の遠方表現を導くために、 $g_{ij}(x, t)$ のフーリエ変換 $\hat{g}_{ij}(x, \omega)$ を考える。 $\hat{g}_{ij}(x, \omega)$ は角周波数 ω で定常振動する周波数域での基本解に他ならず、次のように求められている³⁾。

$$\hat{g}_{ij}(x, \omega) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{|n|=1} \sum_{m=1}^M \frac{P_{ij}^m}{\rho c_m^2} \phi(ik_m |n \cdot x|) dn \quad (17)$$

$$\phi(\xi) = i\pi \exp(\xi) - 2[\cos(\xi)ci(\xi) + \sin(\xi)si(\xi)] \quad (18)$$

ただし、 $k_m = \omega/c_m$ である。

$k_m|\mathbf{x}| \gg 1$ (ただし, $\mathbf{n} \cdot \mathbf{x} \neq 0$) における遠方場においては, $\phi(k_m|\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}|) \simeq i\pi \exp(ik_m|\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}|)$ となるので, $\hat{g}_{ij}$ は

$$\begin{aligned}\hat{g}_{ij}(\mathbf{x}, \omega) &\simeq \frac{i}{8\pi} \int_{|\mathbf{n}|=1} \sum_{m=1}^M \frac{P_{ij}^m}{\rho c_m^2} \exp(ik_m|\mathbf{n} \cdot \mathbf{x}|) d\mathbf{n} \\ &= \frac{i}{8\pi c_{66}} \int_0^{2\pi} \sum_{m=1}^M S_m^2(\varphi) P_{ij}^m(\varphi) \exp(ik_0 r f_m(\varphi)) d\varphi \quad (19)\end{aligned}$$

となる。ここに,

$$\begin{aligned}S_m(\varphi) &= c_0/c_m(\varphi), \quad c_0 = \sqrt{c_{66}/\rho}, \quad k_0 = \omega/c_0 \\ f_m(\varphi) &= S_m(\varphi) |\cos(\varphi - \psi)|\end{aligned}$$

であり, 式 (19) の最後の変形においては, $\mathbf{n}^T = (\cos \varphi, \sin \varphi)$, $\mathbf{x}^T = (r \cos \psi, r \sin \psi)$ なる座標変換を用いた。

遠方場では $k_0 r \gg 1$ であるから, φ が変化したときに, 式 (19) の被積分関数の $S_m^2(\varphi) P_{ij}^m(\varphi)$ はゆっくりと変化し, 指数関数部はほとんどの部分で急激に振動することになる。ただし, 指数関数の引数 $f_m(\varphi)$ には $f'_m(\varphi) = 0$ なる 2 つの停留点があり, 停留点近傍では指数関数も比較的ゆっくりと変化するので, 停留位相法を用いて式 (19) の積分を評価することができる。その結果, 遠方場での基本解 g_{ij}^{far} は以下のように書くことができる。

$$\begin{aligned}\hat{g}_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \omega) &= \sum_{m=1}^M \frac{i\sqrt{\omega}}{\sqrt{8\pi r c_0} |f''_m(\varphi_0)| c_{66}} S_m^2(\varphi_0) \\ &\times P_{ij}^m(\varphi_0) \exp(i\frac{\omega}{c_0} r f_m(\varphi_0) + i\frac{\pi}{4} \text{sgn}(f''_m(\varphi_0))) \quad (20)\end{aligned}$$

ここに, φ_0 は $f'_m(\varphi_0) = 0$ を満たす解である。なお, ここでは異方性の程度はそれほど強くなく, qSV 波の遅度曲線 (slowness curve) には cuspidal edge や conical point は発生しないとする⁷⁾。

時間域の基本解の遠方表現は, 周波数域での基本解の遠方表現を逆フーリエ変換することによって次式のように得られる。

$$\begin{aligned}g_{ij}^{far}(\mathbf{x}, t) &= \sum_{m=1}^M \frac{c_0 S_m^2(\varphi_0) P_{ij}^m(\varphi_0)}{\sqrt{8\pi r c_0} |f''_m(\varphi_0)| c_{66} \pi} \\ &\times \exp(i\frac{\pi}{4} \text{sgn}(f''_m(\varphi_0)) + i\frac{\pi}{4}) \quad (21)\end{aligned}$$

基本解 g_{ij} の表面力成分 h_{ij} は, g_{ij} に表面力作用素を作用させることによって得られるので, g_{ij} と同様の手順で遠方場表現を得ることができる。式 (20) に対応する周波数域での遠方表現 $\hat{h}_{ij}^{far}$ は

$$\begin{aligned}\hat{h}_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \omega) &= - \sum_{m=1}^M \frac{\text{sgn}(\cos(\varphi_0 - \psi)) \sqrt{\omega}}{\sqrt{8\pi r c_0} |f''_m(\varphi_0)| c_{66}} S_m^3(\varphi_0) \\ &\times Q_{ij}^m(\varphi_0) \exp(i\frac{\omega}{c_0} r f_m(\varphi_0) + i\frac{\pi}{4} \text{sgn} f''_m(\varphi_0)) \quad (22)\end{aligned}$$

となる。さて, 合成積 $h_{ij}(\mathbf{x}, t) * f(t)$ は

$$\begin{aligned}h_{ij}(\mathbf{x}, t) * f(t) &= \mathcal{F}^{-1}(\hat{h}_{ij}(\mathbf{x}, \omega) \hat{f}(\omega)) \\ &= \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\hat{h}_{ij}(\mathbf{x}, \omega)}{-i\omega} (-i\omega) \hat{f}(\omega) \right] = H_{ij}(\mathbf{x}, t) * f(t) \quad (23)\end{aligned}$$

と書ける。ここに, $\mathcal{F}^{-1}$ は逆フーリエ変換を表し, $H_{ij}(\mathbf{x}, t) = \mathcal{F}^{-1}[\hat{h}_{ij}(\mathbf{x}, \omega)/(-i\omega)]$ である。式 (20) から (21) への変換を参考にすれば, $\hat{h}_{ij}(\mathbf{x}, \omega)/(-i\omega)$ から $H_{ij}^{far}(\mathbf{x}, t)$ への逆フーリエ変換は容易にできて,

$$\begin{aligned}H_{ik}^{far}(\mathbf{x}, t) &\simeq \sum_{m=1}^M \frac{\text{sgn}(\cos(\varphi_0 - \psi))}{\sqrt{8\pi r c_0} (c_0 t - r f_m(\varphi_0)) |f''_m(\varphi_0)| c_{66}} \\ &\times S_m^3(\varphi_0) Q_{ik}^m(\varphi_0) \exp(i\frac{\pi}{4} \text{sgn} f''_m(\varphi_0) + i\frac{\pi}{4}) \quad (24)\end{aligned}$$

を得る。

4.3 基本解の遠方表現の精度確認

基本解の遠方表現 g_{ij}^{far} と近似を導入していない元の基本解 g_{ij} を比較し, 遠方近似の適用性の確認を行う。解析条件は以下の通りである。2 次元面内の x_1 軸上の $-5\text{mm} < x_1 < 5\text{mm}$ に幅 $W = 10\text{mm}$ の波源 ∂S を設け, 時間変化が周波数 5MHz の sin 波 5 波で与えられる接線方向表面力を ∂S 上に一様分布させた。このときの波源の中心座標から真下に距離 r だけ離れた点での SV 波の x_1 方向の変位波形 u_1 を求めた。図-4 は r/W を 0.6, 1, 4 と変化させて遠方近似解 g_{11}^{far} ならびに基本解 g_{11} を重ね合わせて得た波形を横軸に無次元化時 $c_0 t/W$ をとって表したものである。 $r/W = 0.6$ では遠方近似解と元の基本解は全く合わないが, $r/W = 1$ ではおおよそ波形が合ってくる。 $r/W = 4$ では近似解と元の基本解の差は見られない。本研究において後で行う超音波探傷シミュレーションでは $r/W = 6$ 以上となっているので遠方近似解を使っても差し支えないことが確認できた。

4.4 超音波の積分表現

送信ならびに受信のモデル化は 3. 節で既に行った。したがって, 残された問題は, 図-5 に示す等価波源 S^{eq} から欠陥までの (1) 入射伝播過程, (2) 欠陥による散乱過程, (3) 欠陥から探触子の接触面直前までの後方伝播過程の 3 つとなる。

解析は 2 次元問題を仮定して行う。探触子から発せられる波動場は厳密には 3 次元場である。しかし, ここで扱う欠陥は円筒形の空洞であり, 探触子を含んで円筒の軸に垂直な面における波動場のみを対象としているので, 2 次元問題として扱ってよいと考えた。

(1) 入射伝播過程

3.1 節に示したように, 送信探触子は無限弾性体における等価な波源上に分布する表面力に置き換えられた。このとき, 無限弾性体の任意の点 $\mathbf{y}$ における入射変位 $\mathbf{u}^{in}$

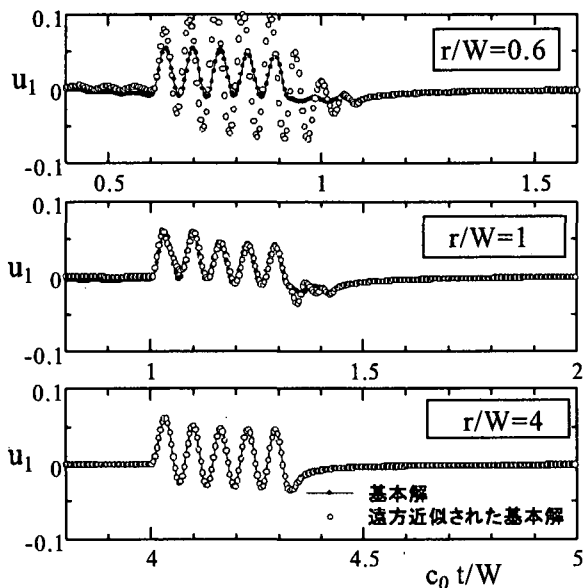


図-4 基本解と遠方近似解との比較。

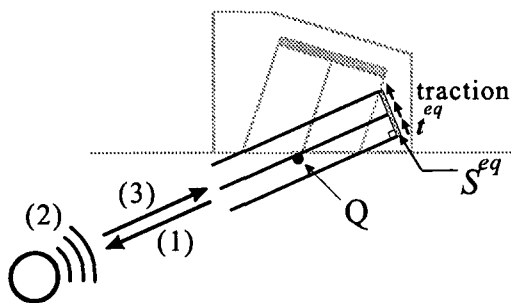


図-5 超音波の伝播と散乱。

は次のように表される。

$$u^{in}(y, t) = \int_{S^{eq}} g^{far}(x - y, t) * t^{eq}(x, t) ds_x, \quad y \in D \quad (25)$$

ここで、送信探触子から欠陥周辺までの距離は入射波の波長に比べて十分長いと仮定して、基本解には遠方表現 g^{far} を用いている。

(2) 散乱過程

送信探触子から発せられた入射波は欠陥に当たって散乱する。ここで対象とする欠陥は、 $\Phi = 2a = 3.2\text{mm}$ の空洞である。その空洞は、試験体の周辺境界から少なくとも 20mm 離れていて、空洞によって散乱されて得られるエコーと周辺境界によって反射されるエコーは完全に分離されて検出される。したがって、ここでは、試験体の周辺境界の影響は考慮する必要がなく、無限弾性体中の散乱問題として解析を行う。

無限弾性体中の散乱問題は以下に示す境界積分方程式を数値的に解析することによって容易に解くことができる。

$$\frac{1}{2}u(y, t) = u^{in}(y, t) - pv \int_{\partial D} h(x - y, t) * u(x, t) ds_x$$

$$y \in \partial D \quad (26)$$

ここで、 pv は主値積分を表わし、 u^{in} は式 (25) によって計算された入射波の変位である。また、点 x, y とも空洞境界 ∂D 上にあるので、上式には遠方場近似した基本解を用いることはできない。式 (26) を数値的に解けば、空洞境界 ∂D 上の変位が定まる。

(3) 後方伝播過程

図-5 に示すように空洞から受信探触子までの後方伝播過程は空洞の境界上 ∂D の変位が与えられたときに、無限弾性体中の点における変位を求める問題として定式化できる。境界積分方程式 (26) を解くことにより空洞境界 ∂D 上の変位が得られたので、無限弾性体内の点 z における時刻 t での散乱変位場 $u^{sc}(z, t)$ は次式によって求めることができる。

$$u^{sc}(z, t) = - \int_{\partial D} H^{far}(x - z, t) * u(x, t) ds_x, \quad z \in \partial D \quad (27)$$

なお、点 z は、図-3 に示した接触面直前に位置する点 Q に相当する点であるので、空洞から十分遠方にあるとして、式 (23) に示した遠方表現を用いた。

そもそも入射波 u^{in} は周波数 5MHz で 5 波連続した $\sin$ 関数によって与えられた表面力によって作りだされているので、図-4 に示すように、表面力の時間変化と同様な $\sin$ 関数的時間応答を示す。このような入射波に対して式 (27) によって得られる遠方での qSV^+ 波の変位波形もほぼ入射波と同様の過渡応答を示し、特に、第 2 波から第 4 波の振幅はほぼ一定値を取る。ここではその一定となる振幅値に式 (1) ~ (4) を解いて得られた透過 P 波の振幅値を掛けて、圧電素子への垂直成分を計算して、受信エコー振幅とした。

5. シミュレーション結果

図-6, 7 は 45 度探触子をそれぞれ CZ 面内ならびに LZ 面内に移動させて探傷したときの、シミュレーションと実験による受信エコーの振幅値を探触子-空洞間の水平距離 Y の関数として示したものである。縦軸の振幅値は最大振幅で正規化し、横軸の距離 Y は空洞の半径 $a = 1.6\text{mm}$ で正規化している。もし、試験体が等方性の普通鋼であれば $Y/a = 25$ において最大値を得る。図-6, 7 ともにほぼ等方性の場合と同じ $Y/a = 25$ 付近に最大値が得られており、45 度探触子の場合には異方性の影響は少ないといえる。

図-8, 9 は 60 度探触子をそれぞれ CZ 面内、LZ 面内にスキャンさせたときの結果を示している。もし、試験体が等方性の普通鋼であれば、 $Y/a = 25 \times \tan 60^\circ = 43.3$ においてピーク値が得られるはずである。しかし、図-8 からわかるように、CZ 面内の結果では $\Delta Y/a = 6.25$ 程度のずれが生じている。

図-6~9 からわかるように、ピーク値やピーク形状に関して、シミュレーション結果は実験結果とほぼ同じ傾

向を再現している。しかし、両者は完全には一致しておらず、今後、解析精度を上げるためにさらにモデル化の工夫が必要であるといえる。

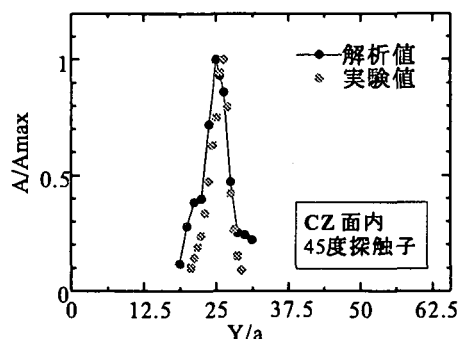


図-6 CZ 面内の 45 度探触子による解析値と実験値の比較.

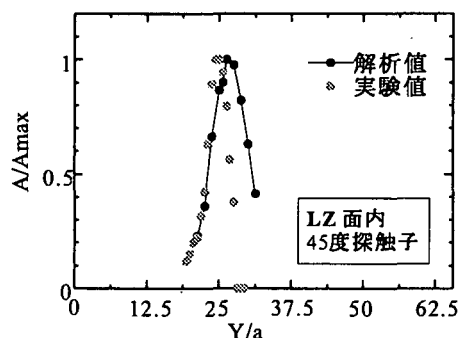


図-7 LZ 面内の 45 度探触子による解析値と実験値の比較.

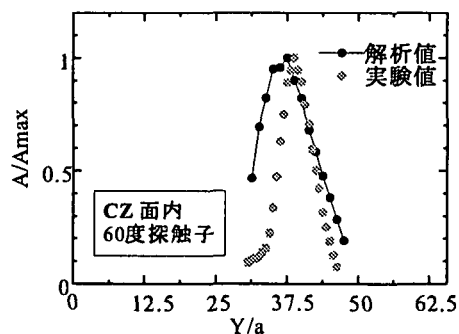


図-8 CZ 面内の 60 度探触子による解析値と実験値の比較.

6. 結論

本研究では、送受信探触子のモデル化を含めた異方性鋼材に対する超音波斜角探傷試験のシミュレーションを積分方程式を用いて行った。特に、探触子と欠陥の距離が超音波の波長に比べて長いことに着目して、入射伝播過程と後方伝播過程に関して、基本解の遠方近似表現を用いて計算効率を上げた。具体的な計算時間の比較は行っ

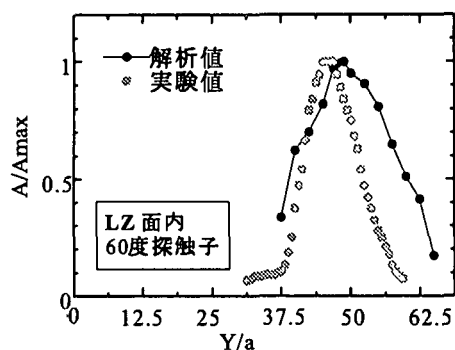


図-9 LZ 面内の 60 度探触子による解析値と実験値の比較.

ていないが、積分形によらない基本解の遠方表現を用いたことで計算時間は格段に早くなっている。

一方、本研究では、探触子と供試体の接触面の条件を考慮した受信過程のモデル化を行い、精度の向上に努めた。しかし、得られたシミュレーション結果は実験結果の傾向をある程度再現するものの、完全には一致していない。この原因には、解析モデルが 2 次元であることや試験体を均質な異方弾性体と仮定していることなどが考えられる。今後、3 次元解析や板厚方向の不均質性を考慮した計算を行う必要があろう。また、本研究では、欠陥から直接探触子に到達するエコーのみを対象としてシミュレーションを行ったが、実際の超音波非破壊検査では、試験体底面に入射波を反射させて欠陥に波動を入射させる反射法を行うこともある。そのような試験体上下面での反射を考慮したシミュレーションも今後の課題である。

参考文献

- 1) (社) 日本建築学会 (1996). 鋼構造建築溶接部の超音波探傷検査基準・同解説, 丸善, 127-137.
- 2) 藤原千織, 永田泰昭, 廣瀬壮一 (2000). 異方性鋼板に対する超音波斜角探傷試験の定量化, 鋼構造年次論文報告集 8, 603-610.
- 3) Wang, C.-Y. and Achenbach, J. D. (1994). Elastodynamic fundamental solutions for anisotropic solids, *Geophysical J. Int.* **118**, 384-392.
- 4) 裏垣 博 (1992). 超音波による音響異方性材料の溶接欠陥評価に関する研究, 大阪大学博士論文.
- 5) Boström, A. and Wirdelius, H. (1995). Ultrasonic probe modeling and nondestructive crack detection, *J. Acoust. Soc. Am.* **97**, 2836-2848.
- 6) Wang, C.-Y., Achenbach, J. D. and Hirose, S. (1996). 2-D time domain BEM for scattering of elastic waves in solids of general anisotropy, *Int. J. Solids Structures* **33**, 3843-3865.
- 7) Buchwald, V. T. (1959). Elastic waves in anisotropic media, *Proc. R. Soc. Lond. A* **253**, 563-580.

(2002 年 4 月 19 日 受付)