層状媒質の時間領域逆散乱問題の近似解法

非会員 池内 俊文* 非会員 園田 裕旭**
正 員 工藤 孝人**

An Approximate Technique for Solving the Time-Domain Inverse Scattering Problem of a Stratified Medium

Toshifumi Ikeuchi*, Non-member, Yuki Sonoda**, Non-member, Takato Kudou**, Member

This paper deals with the inverse problem of estimating the refractive-index profile of a lossless stratified medium by using back-scattering responses of pulsed waves. In the reconstruction procedure, the stratified medium is approximated by a multilayered model, and back-scattering responses from the estimated profile is obtained in a sense of geometrical optics. Introducing a cost functional concerning the responses from the estimated profile and the responses from the true profile, we can derive a simultaneous equation to update iteratively the refractive index of each layer of the model. Two-layered slabs and a five-layered slab located in free space are reconstructed, and the validity of the presented technique is numerically investigated.

キーワード：逆散乱，時間領域，層状媒質，パルス波，線形化

Keywords: inverse scattering, time domain, stratified medium, pulsed wave, linearization

1. まえがき

トンネルや橋梁，建築物などの構造物は，設計時の品質・性能を維持するために，定期的に検査を行う必要がある。検査の主たる目的は，構造物の内部状態を外部から非破壊的に把握することである。この場合，内部状態は電気・磁気的な媒質定数の値を知ればある程度推定できるので，電磁波の散乱現象を利用して，媒質定数分布を再構成する方法が有効である。この方法を採用した検査システムとしては，トンネル壁面の空洞調査装置や道路の舗装厚測定装置など，既に実用化されているものもある。しかし，実際の検査においては，散乱波の減衰が激しいため，検査精度の向上や探査深度の増大など，課題も多く残されている⁽¹⁾⁽²⁾。

上述した電磁波の散乱現象を利用した媒質定数の再構成問題は，一般に電磁波逆散乱問題と呼ばれている。コンクリート壁やアスファルト舗装面などは近似的に層状媒質と見なせる場合が多いので，1次元の電磁波逆散乱問題に対して汎用性のある再構成手続きを構築することは，極めて有用である。1次元問題に対してはこれまで，様々な解法が提案されている^{(3)~(10)}。

例えば，最近の研究として，Nakhkashら⁽⁶⁾は，ランダム

探索と局所的な最適化法を組み合わせた MLSL (Multilevel Single-Linkage) 法を提案している。Mikhnevら⁽⁷⁾は，4層からなる損失性媒質の誘電率分布の推定問題に対して，初めに離散的な手法で階段状に再構成し，次に Newton-Kantorovich 法を用いて詳しく再構成を行う2段階法を提案している。また，Lazaro-Mancillaら⁽⁸⁾は，GPR (Ground Penetrating Radar) により地中の媒質定数分布を推定する問題に対して，線形化手法を考慮した改定マルカート法を適用している。更に，Mengら⁽⁹⁾による遺伝的アルゴリズムを用いる手法，あるいは，吉田ら⁽¹⁰⁾によるエッジ保存正則化を考慮した再構成法などもある。しかし，求めるべき媒質定数と観測し得る散乱波との関係は一般に非線形であり，多くの手法においては，これらの関係が必ずしも簡潔に記述されているわけではない。これらを線形的に結びつけることは，再構成手続きの簡素化や再構成に要する時間の短縮を図る上で，非常に重要であると考えられる。

本論文では，電磁パルス波の後方散乱応答から無損失層状媒質の屈折率分布を再構成する問題に対して，散乱伝達関数の線形化に基づく簡便な手法を提案し，その有効性について考察する。再構成手続きにおいては，まず，層状媒質を多層モデルで近似する。次に，多重反射を無視した単色平面波の後方散乱伝達関数を幾何光学的に求め，モデルの各層の屈折率が微小変化したと仮定して，散乱伝達関数を線形化する。この散乱伝達関数と入射パルス波のスペクトル関数との積をフーリエ変換することにより，屈折率の変化量に対して線形なパルス波後方散乱応答が得られる。この散乱応答と真の屈折率分布より得られる散乱応答に関する誤差汎関数を定義すれば，屈折率の最適な変化量を求めるための連立

* 京セラ株式会社

〒 612-8501 京都市伏見区竹田鳥羽殿町 6

Kyocera Corporation

6 Takeda Tobadono-cho, Fushimi-ku, Kyoto 612-8501

** 大分大学工学部電気電子工学科

〒 870-1192 大分市大字旦野原 700

Dept. of Electrical & Electronic Eng., Oita University

700 Dannoharu, Oita 870-1192

1 次方程式が得られる。この方程式を反復的に解くことにより、屈折率分布を再構成することができる。なお、真の屈折率分布による散乱応答の計算には、GPML (Generalized Perfectly Matched Layer) 吸収境界条件⁽¹¹⁾を適用した FDTD (Finite-Difference Time-Domain) 法を用いている^{(12),(13)}。数値例として、2 層および 5 層からなる誘電体スラブの再構成結果を示し、本手法の有効性について検討している。

2. 定式化

2.1 パルス波散乱応答の導出 パルス波散乱応答を求める手法として、単色波の散乱界と入射波のスペクトルの積をフーリエ逆変換する手法がよく用いられる⁽⁸⁾。しかしこの手法では、推定すべきパラメータの変化が応答波形にどのように反映されるのかという点について、解析的に表現するのが困難である。この点に着目して本論文では、屈折率の局所的な微小変化量と散乱応答の関係をフーリエ逆変換を介して線形に取り扱える定式化を提案する。

図 1 に示すように、屈折率分布が $n(x)$ ($0 \leq x \leq D$) で表される無損失層状媒質による散乱問題を考える。媒質の両側は自由空間 (屈折率: n_0) とする。この層状媒質によるパルス波後方散乱応答を求めるため、層状媒質を、図 2 に示すような L 層からなる多層モデルで近似する。各層の屈折率を n_l ($l = 1, \dots, L$) と仮定し、各層の厚さを $d (= D/L)$ とする。このとき、角周波数 ω の平面波 (E 波) が入射した場合の後方散乱伝達関数 H は、簡単のため多重反射を無視すれば、近似的に次のように求められる。

$$H(\omega, n_1, \dots, n_L) \simeq r_{01} + \sum_{l=1}^L \left\{ r_{l,l+1} \prod_{i=1}^l T_i \right\} \dots (1)$$

但し、 r_{01} および $r_{l,l+1}$ は反射係数、 T_i は透過係数に関するパラメータであり、それぞれ次のように定義している。

$$r_{01}(n_1) = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \dots (2)$$

$$r_{l,l+1}(n_l, n_{l+1}) = \frac{n_l - n_{l+1}}{n_l + n_{l+1}}, \quad (l = 1, \dots, L-1) \dots (3)$$

$$r_{L,L+1}(n_L) = \frac{n_L - n_0}{n_L + n_0} \dots (4)$$

$$T_i = t_{i-1,i} t_{i,i-1} \exp(-2jkd n_i) \dots (5)$$

ここで、 j は虚数単位、 k は自由空間中の波数である。また、式 (5) 中の $t_{i-1,i}$ および $t_{i,i-1}$ は透過係数であり、次式のように定義している。

$$\left. \begin{aligned} t_{01}(n_1) &= \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \\ t_{10}(n_1) &= \frac{2n_1}{n_0 + n_1} \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} t_{l-1,l}(n_{l-1}, n_l) &= \frac{2n_{l-1}}{n_l + n_{l-1}} \\ t_{l,l-1}(n_{l-1}, n_l) &= \frac{2n_l}{n_l + n_{l-1}} \end{aligned} \right\} (l = 2, \dots, L) \dots (7)$$

次に、モデルの各層の屈折率が n_l から $n_l + \Delta n_l$ に微小変化したと仮定すると、式 (1) に含まれる振幅項と位相項は、 Δn_l ($l = 1, \dots, L$) に関して、それぞれ次のように 1 次近似できる。

$$\begin{aligned} r_{01}(n_1 + \Delta n_1) \\ \simeq r_{01}(n_1) - \frac{\Delta n_1}{n_0 + n_1} \{1 + r_{01}(n_1)\} \dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_{l,l+1}(n_l + \Delta n_l, n_{l+1} + \Delta n_{l+1}) \\ \simeq r_{l,l+1}(n_l, n_{l+1}) \\ + \frac{\Delta n_l}{n_{l+1} + n_l} \{1 - r_{l,l+1}(n_l, n_{l+1})\} \\ - \frac{\Delta n_{l+1}}{n_{l+1} + n_l} \{1 + r_{l,l+1}(n_l, n_{l+1})\}, \\ (l = 1, \dots, L-1) \dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} r_{L,L+1}(n_L + \Delta n_L) \\ \simeq r_{L,L+1}(n_L) + \frac{\Delta n_L}{n_L + n_0} \{1 - r_{L,L+1}(n_L)\} \\ \dots (10) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} t_{01}(n_1 + \Delta n_1) \\ \simeq t_{01}(n_1) - t_{01}(n_1) \frac{\Delta n_1}{1 + n_1}, \\ t_{10}(n_1 + \Delta n_1) \\ \simeq t_{10}(n_1) + t_{10}(n_1) \frac{\Delta n_1}{n_1(1 + n_1)} \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

図 1 座標系

Fig. 1. Geometry of the problem.

図 2 多層モデル

Fig. 2. Multilayered model.

$$\left. \begin{aligned}
& t_{l-1} l(n_{l-1} + \Delta n_{l-1}, n_l + \Delta n_l) \\
& \simeq t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l) \\
& \quad + \frac{n_l \Delta n_{l-1}}{n_{l-1}(n_{l-1} + n_l)} t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l) \\
& \quad - \frac{\Delta n_l}{n_{l-1} + n_l} t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l), \\
& t_{l-1} l(n_l + \Delta n_l, n_{l-1} + \Delta n_{l-1}) \\
& \simeq t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l) \\
& \quad + \frac{n_{l-1} \Delta n_l}{n_l(n_{l-1} + n_l)} t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l) \\
& \quad - \frac{\Delta n_{l-1}}{n_{l-1} + n_l} t_{l-1} l(n_{l-1}, n_l), \\
& (l = 2, \dots, L)
\end{aligned} \right\} \dots (12)$$

$$\begin{aligned}
& \exp \left\{ -2jkd \sum_{i=1}^l (n_i + \Delta n_i) \right\} \\
& \simeq \left(1 - 2jkd \sum_{i=1}^l \Delta n_i \right) \exp \left(-2jkd \sum_{i=1}^l n_i \right), \\
& (l = 1, \dots, L) \dots (13)
\end{aligned}$$

式(8)~(13)を式(1)に代入し, Δn_l に関する2次以上の項を無視すると, 散乱伝達関数 H は次のように線形近似される。

$$\begin{aligned}
& H(\omega, n_1 + \Delta n_1, \dots, n_L + \Delta n_L) \\
& \simeq H_0(\omega, n_1, \dots, n_L) \\
& \quad + \sum_{l=1}^L H_l(\omega, n_1, \dots, n_L) \Delta n_l \dots (14)
\end{aligned}$$

但し, H_0 は式(1)の右辺で与えられる関数に等しい。また, H_l ($l = 1, \dots, L$) は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
& H_l(\omega, n_1, \dots, n_L) \\
& = -\frac{1 + r_{l-1} l}{n_l + n_{l-1}} \prod_{i=1}^{l-1} T_i \\
& \quad + \left\{ \frac{(r_{l-1} l)^2}{n_l} + \frac{1 - r_{l-1} l}{n_{l+1} + n_l} \right\} \prod_{i=1}^l T_i \\
& \quad + \left\{ \frac{r_{l-1} l - r_{l-1} l+1}{n_l} - 2jkd \right\} \\
& \quad \times \sum_{m=l}^L \left\{ r_{m-1} m+1 \prod_{i=1}^{m+1} T_i \right\}, \quad (l = 1, \dots, L) \\
& \dots (15)
\end{aligned}$$

但し, $\prod_{i=1}^0 T_i = 1$ と定義する。

式(14)に入射パルス波のスペクトル関数 $S(\omega)$ を乗じてフーリエ逆変換することにより, 屈折率の変化量に対して線形な後方散乱応答の電界が次式のように導出される。

$$\begin{aligned}
& E_z^s(t, n_1 + \Delta n_1, \dots, n_L + \Delta n_L) \\
& = \mathcal{F}^{-1}[H_0(\omega, n_1, \dots, n_L) S(\omega)] \\
& \quad + \sum_{l=1}^L \mathcal{F}^{-1}[H_l(\omega, n_1, \dots, n_L) S(\omega)] \Delta n_l \\
& \equiv \psi_0(t, n_1, \dots, n_L) \\
& \quad + \sum_{l=1}^L \psi_l(t, n_1, \dots, n_L) \Delta n_l \dots (16)
\end{aligned}$$

但し, $\mathcal{F}^{-1}$ はフーリエ逆変換の演算を表す。なお, 入射パルス波がもつスペクトルの範囲では, 屈折率は周波数に依存しないと仮定している。

2.2 屈折率分布の再構成 屈折率の最適な変化量を求めるため, 式(16)で与えられる散乱応答と真の屈折率分布より得られる散乱応答に関する誤差汎関数を次式で定義する。

$$\Omega = \frac{\sum_{q=1}^Q \sum_{p=1}^P \left\{ E_{z,q}^s(t_p) - \bar{E}_{z,q}^s(t_p) \right\}^2}{\sum_{q=1}^Q \sum_{p=1}^P \left\{ \bar{E}_{z,q}^s(t_p) \right\}^2} \dots (17)$$

但し, $\bar{E}_{z,q}^s$ は真の屈折率分布から得られる後方散乱応答の電界であり, Q は入射波の数である。後述するように, q の値の違いは入射パルス波の継続時間の違いを意味する。また, t_p は $t_p = p\Delta t$ と定義しており, Δt は時間の微小増分, P は時間ステップの最大値を表す。式(16)を式(17)に代入し, Ω を Δn_l で各々偏微分して0とすることにより, 次の連立1次方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} a_{11} & \dots & a_{1L} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{L1} & \dots & a_{LL} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta n_1 \\ \vdots \\ \Delta n_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_L \end{bmatrix} \dots (18)$$

但し, 係数行列および定数ベクトルの各要素は次のように与えられる。

$$a_{ll} = \sum_{q=1}^Q \sum_{p=1}^P \{ \psi_{l,q}(t_p) \}^2, \quad (l = 1, \dots, L) \dots (19)$$

$$\begin{aligned}
& a_{lm} = \sum_{q=1}^Q \sum_{p=1}^P \psi_{l,q}(t_p) \psi_{m,q}(t_p), \\
& a_{ml} = a_{lm}, \quad (l = 2, \dots, L; m = 1, \dots, l-1) \dots (20)
\end{aligned}$$

$$b_l = \sum_{q=1}^Q \sum_{p=1}^P \{ \bar{E}_{z,q}^s(t_p) - \psi_{0,q}(t_p) \} \psi_{l,q}(t_p), \\ (l = 1, \dots, L) \dots \dots \dots (21)$$

したがって、各層の屈折率に適当な初期値を与えて式 (18) を反復的に解くことにより、最適な Δn_l ($l = 1, \dots, L$) が求められ、屈折率分布を再構成することができる。

3. 数値計算結果および考察

本章では、前章で提案した手法の有効性を、2 層および 5 層からなる誘電体スラブの再構成を例にとって検討する。

前章で提案した手法は非常に荒い近似を用いているため、その影響で再構成の精度が低くなると予想される。再構成結果の改善に関して筆者らは、複数のパルス波の散乱情報を重畳させる手法が有効である事例を報告している⁽¹⁴⁾。これを踏まえて本論文では、継続時間が異なる 3 種類のパルス平面波を入射波として用いる。各入射パルス波の時間波形およびフリエスペクトルをそれぞれ、図 3(a) および同図 (b) に示す。本論文では電磁波の減衰を考慮していないが、コンクリート壁などにおける電磁波の伝搬・減衰特性は地中の場合⁽¹⁵⁾ とほぼ同様であると仮定し、減衰が比較的小さい 50 ~ 200 MHz の周波数成分を多く含むパルス波を選択している。図中の α はパルス波の継続時間に関するパラメータであり、 $\alpha = 250, 500, 750$ はそれぞれ、 $q = 1, 2, 3$ に対応する。パルス継続時間は $2\alpha\Delta t$ で与えられる。なお、複数の入射パルス波に対し、後方散乱応答の計算を効率的に実行するため、 Δt の値を 0.02 ns に固定している。

2 層誘電体スラブの真の屈折率分布は

$$n(x) = \begin{cases} \bar{n}_1 & (0 \leq x \leq D/2) \\ \bar{n}_2 & (D/2 \leq x \leq D) \end{cases} \dots \dots \dots (22)$$

で定義されるとし、 $D=1.0$ m とする。再構成手続きにおいては、次の手順を採用する。

- (1) モデルを単層 ($L = 1$) として、屈折率を反復更新する。但し、屈折率の初期値を $\bar{n}_1$ とする。
- (2) 誤差汎関数 Ω の変化量が 10^{-5} 以下になったら、モデルを 2 層 ($L = 2$) とし、反復を継続する。
- (3) 汎関数 Ω の値が 10^{-3} 以下になるか、その変化量が 10^{-5} 以下になったら、再構成を終了する。

図 4 の実線および破線はそれぞれ、屈折率分布の最終推定結果から得られる E_z^s および真の屈折率分布から得られる $\bar{E}_z^s$ の波形の 1 例を示している。但し、各層の屈折率の真値は $\bar{n}_1 = 1.8$ 、 $\bar{n}_2 = 3.0$ としており、 $\alpha = 750$ の入射パルス波に対する波形のみを示している。なお、 $\bar{E}_z^s$ の計算には、GPML 吸収境界条件を適用した FDTD 法を用いている。本論文では多層モデルによる散乱応答の計算において多重反射を無視しているので、 E_z^s には同図の後半部分の波形が全く現れない。しかし、前半部分の波形については、両者はほぼ一致していることがわかる。図 5 は、図 4 と同じ屈折率の真値に対し、3 種類の入射波全て ($Q = 3$) の散

乱情報を用いた場合の再構成結果である。散乱応答の観測時間は 60 ns ($P = 3000$) である。この場合、反復 19 回後に上記 (3) の収束判定条件を満たしたので、再構成手続きを終了している。パーソナルコンピュータ (クロック周波数: 800 MHz、メモリ: 511 MB) による計算時間は約 1.04 秒である。この例では、精度の良い再構成結果が得られており、多重反射を無視した影響は小さいといえる。

次に、複数のパルス波の散乱情報を重畳させる手法の有効性を確認するため、真の屈折率分布に対する形状誤差 ε_s を次式のように定義する。

$$\varepsilon_s = \frac{|n_1 - \bar{n}_1| + |n_2 - \bar{n}_2|}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} \times 100 \text{ (\%)} \dots \dots \dots (23)$$

但し、式 (23) 中の n_1 および n_2 は、各層の屈折率の最終推定値である。本論文では極超短波 (UHF) 帯におけるコンクリートの代表的な比誘電率を考慮して⁽¹⁶⁾、 $\bar{n}_1$ と $\bar{n}_2$ をそれぞれ 1.0 から 3.0 まで、0.2 刻みで変化させている。

図 6(a) および同図 (b) はそれぞれ、入射パルス波を 1 種類のみ ($Q = 1$) および 3 種類 ($Q = 3$) 用いた場合の ε_s の分布である。いずれの場合も全て、散乱応答の観測時間は 60 ns である。これらの図より、継続時間が異なる複数の入射波を用いることは、精度の良い再構成結果が得られる範囲を拡大するのに有効であるといえる。図 6 の結果の違いは、誤差汎関数 Ω の値の分布形状に大きく依存している。図 7(a) および同図 (b) はそれぞれ、図 4 と同じ屈折率の真

図 3 入射パルス波：(a) 時間波形，
(b) フリエスペクトル

Fig. 3. Incident pulsed-waves : (a) Waveforms ,
(b) Fourier spectra.

図4 後方散乱応答波形: $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$, $\alpha = 750$

Fig.4. Back-scattering responses: $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$, $\alpha = 750$.

図5 2層スラブの再構成結果: $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$, $\Omega = 3.46 \times 10^{-3}$

Fig.5. Reconstructed result for a two-layered slab: $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$, $\Omega = 3.46 \times 10^{-3}$.

(a) $Q = 1$: $\alpha = 250$

(b) $Q = 3$: $\alpha = 250, 500, 750$

図6 形状誤差 ε_s の分布

Fig.6. Distribution of shape error ε_s .

(a) $Q = 1$: $\alpha = 250$

(b) $Q = 3$: $\alpha = 250, 500, 750$

図7 誤差汎関数 Ω の値の分布: $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$

Fig.7. Distribution of the value of cost functional Ω : $\bar{n}_1 = 1.8$, $\bar{n}_2 = 3.0$.

値に対し，入射波を 1 種類のみ ($Q = 1$) および 3 種類 ($Q = 3$) 用いた場合の Ω の分布である。なお，図中には，再構成における屈折率の初期状態と最終状態を白丸で示している。同図 (a) では，初期状態の近傍に Ω の局所最小値が複数存在し，推定値がその 1 つに陥っている。これに対して同図 (b) では局所最小値が解消され，推定屈折率の初期状態から最終状態に至るまで， Ω の値が滑らかに変化している様子がわかる。

上述したように，本手法は定式化において多重反射を無視するなど，非常に荒い近似に基づいた手法ではあるが，複数のパルス波の散乱情報を用いることで，精度の良い再構成が可能であることが示された。しかし，図 6(b) の左上の部分は依然として精度が改善されていない。これは，今回用いたパルス波の散乱情報では Ω の局所最小値がうまく解消できないことに加えて，再構成における初期値の選び方が不適切であるためと考えられる。即ち，本論文では屈折率の初期値を $\bar{n}_1$ としているので， $\bar{n}_1 < \bar{n}_2$ の領域では再構成の初期段階で E_z^s と $\bar{E}_z^s$ の波形の違いが大きく，推定値が局所最小値に陥りやすくなるためと推察される。

最後に，多層スラブの再構成に対する本手法の有効性について考察する。図 8 に 5 層スラブの再構成結果の 1 例を示す。この例では $D=2.0$ m としており，真の屈折率分布

を破線で示している。再構成手続きについては，同図 (a) に示すように屈折率の初期値を 1.5 としている点，および Ω の変化量が 10^{-5} 以下になる毎に L の値を倍増させている点を除き，2 層スラブの場合の手順と同様である。また，入射波については図 3 に示した 3 種類全てを用いている。

図 8(b)-(f) はそれぞれ， L の各値において Ω の変化量が 10^{-5} 以下になった時点での推定屈折率分布を示している。この場合， $L = 16$ のときに Ω の値が収束判定条件を満たしたので，再構成手続きを終了している。総反復回数は 80 回，前述のパーソナルコンピュータによる計算時間は約 38.0 秒である。この例では精度の良い再構成結果が得られたが，その最大の理由は，層状媒質内の屈折率変化が比較的緩やかで，定式化の際に多重反射を無視することの影響が小さい，即ち E_z^s と $\bar{E}_z^s$ の波形の違いが小さいためと考えられる。隣り合う層の屈折率差が大きい場合には両者の波形の違いが顕著になるため，解が局所最小値に陥りやすくなり，精度の良い再構成結果を得るのが困難になると予想される。これを改善するには，多重反射の効果のある程度考慮した定式化が必要である。適切な初期値や入射パルス波の選択方法と併せて，本手法の簡便さを損なわずに多重反射の効果を検討した定式化を行うことは，今後の重要な課題の 1 つである。

図 8 5 層スラブの再構成結果：(a) 初期状態，(b) $L=1$ ，(c) $L=2$ ，(d) $L=4$ ，(e) $L=8$ ，(f) $L=16$ ， $\Omega = 2.14 \times 10^{-4}$
 Fig.8. Reconstructed results for a five-layered slab : (a) initial guess, (b) $L=1$, (c) $L=2$, (d) $L=4$, (e) $L=8$, (f) $L=16$, $\Omega = 2.14 \times 10^{-4}$.

4. む す び

本論文では、無損失層状媒質の屈折率分布を推定する逆散乱問題に対し、幾何光学的な手法に基づく簡便な近似解法を提案した。数値例として、2層および5層からなる誘電体スラブの屈折率分布の再構成結果を示し、本手法の有効性について検討した。その結果、次のことを明らかにした。

(1) 2層スラブに対しては、散乱応答の主要な部分の情報しか用いなくても、ある程度精度の良い再構成は可能である。即ち、定式化において多重反射を無視したことの影響は小さい。

(2) 継続時間が異なる複数のパルス波を入射波として用いることにより、本手法の適用範囲を拡大できる。

(3) 屈折率変化が比較的緩やかな多層媒質に対しては、精度の良い再構成が可能である。

また、当面の課題として、次のような事項が挙げられる。

(1) 再構成における適切な初期値、および入射波の選択方法に関する考察。

(2) より複雑な屈折率分布をもつ層状媒質の再構成に対する本手法の改良、およびその有効性に関する考察。

(3) ノイズの影響に関する考察。

今後、これらについて詳細に検討していく予定である。

謝辞 日頃ご指導、ご鞭撻いただき、本学田中 充教授に感謝します。

(平成14年2月4日受付、平成14年8月26日再受付)

文 献

- (1) 魚本健人・加藤 潔・広野 進：コンクリート構造物の非破壊検査，森北出版 (1990)
- (2) The Japanese Society for Non-Destructive Inspection: "Past Trends and Present State of Nondestructive Test on Concrete Structure," JCA Cement & Concrete, No.656, pp.50-60 (2001-10) (in Japanese)
(社)日本非破壊検査協会 鉄筋コンクリート構造物の非破壊試験特別研究委員会 文献調査 WG 編:「鉄筋コンクリート構造物の非破壊検査法の現状と動向」, (社)セメント協会 セメント・コンクリート, No.656, pp.50-60 (2001-10)
- (3) D. B. Ge and L. J. Chen: "A Direct Profile Inversion for Weakly Conducting Layered Medium," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **39**, No.7, pp.907-909 (1991-7)
- (4) T. J. Cui and C. H. Liang: "Reconstruction of the Permittivity Profile of an Inhomogeneous Medium Using an Equivalent Network Method," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **41**, No.12, pp.1719-1726 (1993-12)
- (5) T. J. Cui and C. H. Liang: "Inverse Scattering Method for One-Dimensional Inhomogeneous Lossy Medium by Using a Microwave Networking Technique," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **43**, no.8, pp.1773-1781 (1995-8)
- (6) M. Nakhkash, Y. Huang, and M. T. C. Fang: "Application of the Multilevel Single-Linkage Method to One-Dimensional Electromagnetic Inverse Scattering Problem," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **47**, No.11, pp.1658-1668 (1999-11)
- (7) V. A. Mikhnev and P. Vainikainen: "Two-Step Inverse Scattering Method for One-Dimensional Permittivity Profiles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **48**, No.2, pp.293-298 (2000-2)
- (8) O. Lazaro-Mancilla and E. Gomez-Trevino: "Ground Penetrating Radar Inversion in 1-D: an Approach for the Estimation of Electrical Conductivity, Dielectric Permittivity and

Magnetic Permeability," *J. Applied Geophysics*, **43**, pp.199-213 (2000-3)

- (9) Z. Q. Meng, T. Takenaka, and S. He: "A Genetic Algorithm with an Adaptive Chromosome Structure for Reconstruction of Radome Parameters Using a Gaussian Beam," *Microwave Opt. Tech. Lett.*, **25**, No.5, pp.323-327 (2000-6)
- (10) H. Yoshida, T. Tanaka, and T. Takenaka: "Optimization Approach with Edge-Preserving Regularization to Time Domain 1-D Inverse Scattering," *IEICE Trans. C*, **J83-C**, No.11, pp.997-1004 (2000-11) (in Japanese)
吉田寛美・田中俊幸・竹中 隆:「エッジ保存正則化を考慮に入れた1次元時間領域逆散乱問題の最適化解法」, 信学論 (C), **J83-C**, 11, pp.997-1004 (2000-11)
- (11) J. Fang and Z. Wu: "Generalized Perfectly Matched Layer for the Absorption of Propagating and Evanescent Waves in Lossless and Lossy Media," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **44**, No.12, pp.2216-2222 (1996-12)
- (12) K. S. Yee: "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP-14**, No.3, pp.302-307 (1966-5)
- (13) T. Uno: Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Field and Antenna Analyses, Corona, Tokyo (1998) (in Japanese)
宇野 亨: FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社 (1998)
- (14) T. Kudou and T. Saitou: "Detection of a Buried Dielectric Cylinder Using Back-Scattering Responses of Pulsed Waves with Different Durations," *Proc. ISAP2000*, Vol.3, pp.943-946, Fukuoka, Japan (2000-8)
- (15) 山下榮吉 編著: 応用電磁波工学 (第10章), 近代科学社 (1992)
- (16) 例えば, www.toadoro.co.jp/toa/pms/pms.html, 東亜道路 (株) www.burn-am.com/tn2.htm, (株)バーナムなど

池 内 俊 文 (非会員) 1977年2月17日生まれ。2000年3月大分大学工学部電気電子工学科卒業, 2002年3月同大学院工学研究科博士前期課程修了。現在、京セラ(株)勤務。在学中、電磁波逆散乱問題に関する研究に従事。

園 田 裕 旭 (非会員) 1978年6月8日生まれ。2001年3月大分大学工学部電気電子工学科卒業。同年4月同大学院工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻入学, 現在に至る。電磁波逆散乱問題に関する研究に従事。

工 藤 孝 人 (正員) 1963年3月11日生まれ。1985年3月九州大学工学部情報工学科卒業, 1990年3月同大学院博士後期課程修了。同年4月同大助手, 1994年10月大分大学工学部電気電子工学科講師, 1996年4月同助教授, 現在に至る。博士(工学)。電磁波逆散乱問題, 衛星通信に関する研究に従事。電子情報通信学会会員。