

## ダイポールアンテナを用いた土壌の媒質定数の推定法

脇田 喜之<sup>†</sup>      山田 寛喜<sup>†</sup>      山口 芳雄<sup>†</sup>

Soil Parameters Estimation Technique Using a Dipole Antenna

Yoshiyuki WAKITA<sup>†</sup>, Hiroyoshi YAMADA<sup>†</sup>, and Yoshio YAMAGUCHI<sup>†</sup>

あらまし 地中探査レーダは地中の埋設物の探査を目的としているため、レーダ画像が土壌より受ける影響は極めて著しい。従って、その影響を取り除くためには、まず土壌の媒質定数を測定する必要がある。しかし、従来のほとんどの測定法では、サンプルを採取した領域の局所的な誘電率を測っており、望ましい結果が得られない。そこで本論文では、地表面に接触させたアンテナの共振周波数と共振抵抗の測定値から、土壌の媒質定数(比誘電率、導電率)を推定する測定方法を提案する。本手法では、数値解析の結果をもとに土壌の媒質定数とアンテナの特性の関係を表すモノグラフを作成し、測定によって得られたアンテナの特性をモノグラフ上にプロットすることにより、土壌の媒質定数を推定している。実験結果より、本手法の測定値は、土壌の電気定数の空間的平均値を示していると考えられる。

キーワード 地中探査レーダ、複素誘電率測定、比誘電率、導電率、ダイポールアンテナ

### 1. まえがき

地中探査レーダで得られたデータを信号処理する場合、レーダ波の地中における伝搬定数の推定は重要な問題である。高精度なレーダ画像を得るためには、第1に、距離スケージングや減衰係数等の深度方向に対する測定データの補正が、第2に、合成開口処理に代表されるような走査方向に対する測定データの補正が必要であり、これらの補正において伝搬定数の推定精度が深くかかわっている。

一般的に、土壌内伝搬定数は複素誘電率の測定によって得られるが、この測定法としては、誘電体共振器法、Sパラメータ法等のように土壌サンプルを治具内に納めて測定する方法と、フリースペース法、プローブ法等のようにセンサを土壌に向けて(接触させて)測定する方法の2種類に区別される。

これらの測定手法の有効性についてはすでに多数の検討[1]が行われているが、土壌の媒質定数の測定に対して残された問題点として次の2項目があげられる。第1に、土壌のサンプルは重量密度や体積密度、含水率等のパラメータが変化しやすいため、無侵襲、現位置、実時間で測定可能であることが必要である。第2

に、合成開口レーダで必要とされる伝搬定数を誘電率の測定値から求めるようなケースでは、土壌の誘電率は深さにより変化するため、地表面だけの測定方法は不十分であり、これに代わる手法としての誘電率測定法が求められている。

そこで本研究では、地中レーダ用アンテナのインピーダンスが土壌の状態に大きく影響されることに着目し、これをもとにした土壌の複素誘電率の推定方法について検討している。アンテナを利用した複素誘電率の推定方法は、小片試料の誘電率を高精度に測定するのは困難であるが、大地等のように広範囲に広がる誘電体の測定に対してはアンテナが遠方まで電磁波を放射するため、よりレーダの動作状態に近い条件での測定が可能であると考えられる。レーダもこの性質を利用した測定手法の一つであるので、地中レーダ信号処理で必要とされる土壌の複素誘電率の測定にもアンテナを利用することは、有意義であると言える。

これまで、センサとしてアンテナを使用した測定法がいくつか報告されている[2]~[5]が、本手法は、アンテナの設置方法、誘電率の推定方法、の二つの点において、いずれの報告とも異なる手法を採用している[6]。第1にアンテナの設置方法においては、いずれの報告においても、地板つきモノポールアンテナを大地に挿入し、地板の鏡像効果によって全空間が土壌となるモデルに置き換えている。しかし地中探査の現場

<sup>†</sup> 新潟大学工学部, 新潟市

Faculty of Engineering, Niigata University, Niigata-shi, 950-2181 Japan

では、十分な大きさの地板を使用できないこともあるため、本研究では、半空間と大地の境界にアンテナを並行に設置するモデルを採用している。第2に誘電率の推定方法において、これまでは、波数とアンテナ長の積の多項式で表したアンテナのインピーダンス特性の近似式から複素誘電率を推定する方法[2]~[4]と、モーメント法を用いて求めた誘電体中のアンテナのSパラメータから複素誘電率を推定する方法[5]の2通りが提案されており、本研究では、複素誘電率の推定計算の容易さを考慮して、後者[5]の方法を基礎として、アンテナの共振周波数と共振抵抗より推定する方法を採用している。

2. では本測定法の手順の詳細と、媒質定数推定用のデータを作成するための数値解析法について述べる。3. では実験によって得られた測定結果に対して、本手法の妥当性や誤差の評価を行う。4. では実際に複素誘電率測定の実用例を示し、本測定法の実用面についての検討を示す。

## 2. 媒質定数の推定方法

### 2.1 推定の手順

土壤の媒質定数の推定は、図1の概念図に示すように、特定のアンテナに対して、その周波数特性の理論値と測定値を比較によって行われる。その手順は、以下に述べる4段階から構成されている。

(1) 数値解析によって、誘電率  $\epsilon_r$ 、導電率  $\sigma$  の土壤の地表面に配置したアンテナの入力インピーダンスの周波数特性を求め、共振周波数  $f_0$  と共振抵抗  $R_0$  (共振時の入力インピーダンス) を得る。このとき、 $\epsilon_r$  と  $\sigma$  を変化させて、土壤の媒質定数とアンテナの特性の相関関係を導く。

(2) これらの解析結果より、横軸  $\epsilon_r$ 、縦軸  $\sigma$  の2次元平面上に、アンテナの  $f_0$  と  $R_0$  の等高線をおのおの作図する。本論文では、以降、この等高線図をモノグラフと称し、土壤の媒質定数を推定するための参照データとして用いる。

(3) 実際に、未知の  $\epsilon_r$  と  $\sigma$  を有する土壤の地表面に設置したアンテナのインピーダンス特性を測定し、その結果より  $f_0$  と  $R_0$  を読み取る。

(4) あらかじめ手順(2)で作成したモノグラフに、測定で得られた  $f_0$  と  $R_0$  の等高線をプロットする。この2本の等高線が交わる点の  $\epsilon_r$  と  $\sigma$  が土壤の媒質定数の推定値となる。

ここで、手順(1)、(2)によって生成されるモノグ

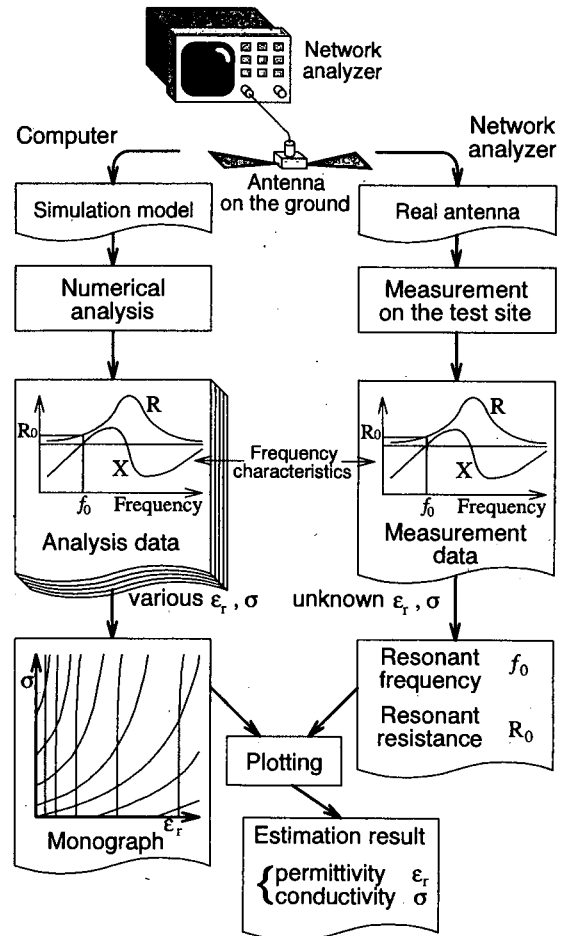


図1 アンテナによる土壤の媒質定数の推定手順  
Fig.1 The scheme of the soil parameters estimation by an antenna.

ラフは、アンテナに固有のデータである。このとき、十分な精度を得るためには非常に多くの計算を必要とするが、モノグラフの作成は1回限りであるので、それ以降の媒質定数を推定するデータ処理は非常に容易になる。つまり、推定は2本の等高線の交点を求める作業であるため、例えば、コンピュータを持ち込むことができない現場であっても、短時間の手作業による作図のみで、おおよその推定値を得ることが可能である。

### 2.2 大地に接したアンテナの解析

前節で述べたように、本測定法はアンテナ特性の理論値と測定値を比較によって推定を行うため、半無限大地に接したアンテナの理論特性が正確に計算できるのであれば、どのような解析手法も適用可能である。しかし、精度の良いモノグラフを作成するためには、アンテナの理論特性そのものの精度だけでなく、モノグラフの等高線を計算する際の補間精度を向上させる

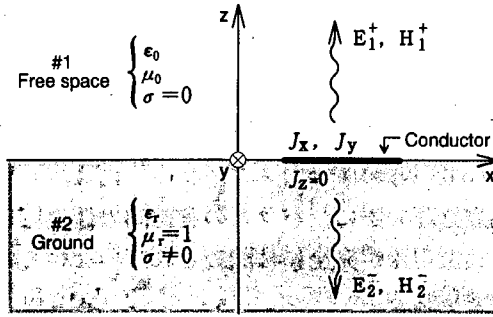


図2 スペクトル領域モーメント法の基本モデル  
Fig.2 A basic model of spectral domain moment method.

ため、多種類の媒質定数に対してアンテナ特性を解析する必要がある。従って、数値解析手法を選択する際には、解析精度と計算効率を両立させるように考慮する必要がある。本研究では、数値解析手法としてスペクトル領域モーメント法[7]~[9]を採用した。

スペクトル領域モーメント法とは、実空間領域の積分方程式を Fourier 変換で空間スペクトル領域における代数方程式に置き換えて計算する効率の良い解析手法である。

スペクトル領域モーメント法では図2のようなモデル化を行う。2次元 Fourier 変換を適用可能な境界を用いるため、導体は厚みが無限小の2次元平面セグメントに限定される。また、このモデルにおける共通の時間・空間関数を  $e^{j\omega t - \gamma_n z}$  とすると位相定数  $\gamma_n$  と土壌の媒質定数は

$$\begin{aligned} \gamma_n^2 &= \gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_{nz}^2 \\ &= -k_0^2 \left( \epsilon_{rn} \mu_{rn} + \frac{\mu_{rn} \sigma_n}{j\omega \epsilon_0} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

で関係づけられる。但し  $Re(\gamma_n) \geq 0$  ( $n = 1, 2$ ) である。これによって、図2で全空間を二分する無限平面境界の上で、電磁界を実空間領域から空間スペクトル領域へ変換する形の2次元 Fourier 変換対を定義する。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{f}(\beta_x, \beta_y) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) e^{-j(\beta_x x + \beta_y y)} dx dy \\ f(x, y) &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\beta_x, \beta_y) \\ &\quad \times e^{+j(\beta_x x + \beta_y y)} d\beta_x d\beta_y \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

但し、 $\beta_x, \beta_y$  は空間スペクトル領域の変数である。

積分方程式は、図2のモデルの平面境界に入射する TM 波と TE 波のおおのの Helmholtz 方程式を空間スペクトル領域で解くことによって得られる[6]。

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{ \tilde{G}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{xy} \tilde{J}_y \} \\ &\quad \times e^{+j(\beta_x x + \beta_y y)} d\beta_x d\beta_y \\ E_y &= \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{ \tilde{G}_{yx} \tilde{J}_x + \tilde{G}_{yy} \tilde{J}_y \} \\ &\quad \times e^{+j(\beta_x x + \beta_y y)} d\beta_x d\beta_y \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

但し、 $\tilde{G}_{xx}, \tilde{G}_{xy}, \tilde{G}_{yx}, \tilde{G}_{yy}$  は Green 関数である。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{G}_{xx} &= A \left( \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2} \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2} - \beta_y^2 \right) \\ \tilde{G}_{xy} &= \tilde{G}_{yx} \\ &= A \beta_x \beta_y \\ \tilde{G}_{yy} &= A \left( \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2} \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2} - \beta_x^2 \right) \\ A &= \frac{-jk_0 Z_0}{\gamma_1^2 \sqrt{\gamma_2^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2} + \gamma_2^2 \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_x^2 - \gamma_y^2}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

積分方程式の離散化は Galerkin 法を用いる。すなわち、空間スペクトル領域の基底関数  $\tilde{B}_n$  によって、未知関数  $\tilde{J}$  ( $= \tilde{J}_x, \tilde{J}_y$ ) を展開係数  $I_n$  に展開する。

$$\tilde{J}(\beta_x, \beta_y) = \sum_{n=1}^M I_n \tilde{B}_n(\beta_x, \beta_y) \quad (5)$$

同様に電界  $E$  ( $= E_x, E_y$ ) に関しても空間領域の基底関数  $B_m$  を重み関数として適用する。

$$V_m = \begin{cases} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{feed}} B_m dx dy & \text{(feed section)} \\ 0 & \text{(otherwise)} \end{cases} \quad (6)$$

但し、 $E_{\text{feed}}$  はアンテナの給電ギャップ間の電界である。この重み関数の適用によって、式(3)は行列方程式、

$$V_m = \sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n \quad (n = 1, \dots, N) \quad (7)$$

となる。 $Z_{mn}$  は

$$Z_{mn} = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G} \tilde{B}_m^* \tilde{B}_n d\beta_x d\beta_y \quad (8)$$

与えられる。但し、 $\vec{G}$  は  $\vec{G}_{xx}$ ,  $\vec{G}_{xy}$ ,  $\vec{G}_{yx}$ ,  $\vec{G}_{yy}$  から、 $V_m$ ,  $I_n$  の方向成分に対応するものを用いることとする。以上のように、アンテナの給電部に与える電界を代入し、行列方程式を解くことにより得られる給電部の  $I_n$  と  $V_m$  から、アンテナのインピーダンスが導出される。

### 3. 実験的検討

ここでは実際のフィールドで得られた本測定法による土壌の媒質定数の測定結果に基づき、結果の妥当性について検討する。更に、モノグラフの推定誤差を数値的に評価する。

#### 3.1 推定結果

実験に使用したストリップダイポールアンテナを図3に示す。このアンテナは共振周波数  $f_0 = 280$  MHzで共振抵抗  $R_0 = 69.2 \Omega$  の特性を有する。また、平衡給電系で同軸ケーブルと直結できないため、給電部にフェライトコアを用いた集中定数型のフロートバランを挿入して、平衡-不平衡変換を行っている。よって実際の測定値はバランを含むアンテナ特性となり、数値解析によって得られたアンテナ特性と比較できない。そこで図4では、数値処理によって測定値からバラン特性を除去している。この具体的な計算方法について

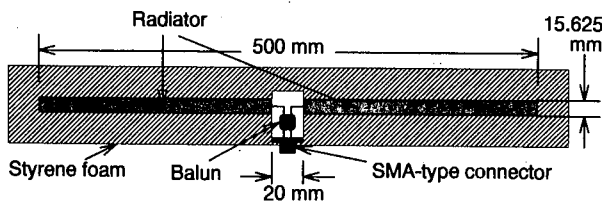


図3 ストリップダイポールアンテナ  
Fig.3 The strip dipole antenna.

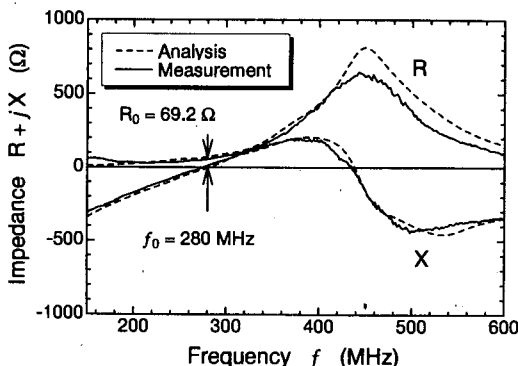


図4 自由空間におけるインピーダンス特性  
Fig.4 Impedance characteristics of the antenna in free space.

は付録に示す。

アンテナの自由空間特性はモノグラフの基準点 ( $\epsilon_r = 1, \sigma = 0$ ) となる重要なデータである。図3のアンテナの自由空間特性を図4に示す。高い周波数領域に現れているわずかなノイズ状の変化は、バラン特性の補償処理の際に、バランの巻線間の浮遊容量による寄生共振現象が完全には除去されていないことが原因と考えられる。

このアンテナを砂地(含水率9.5%)の地表面に配置したときのアンテナ特性の測定結果を図5に示す。この測定結果より、土壌によって測定アンテナの特性が、 $f_0 = 150.6$  MHz,  $R_0 = 59.5 \Omega$  に変化することが確認された。この測定結果から土壌の比誘電率と導電率を推定した結果を図6の●印に示す。アンテナの共振周波数と共振抵抗のおおのこの等高線の交点は、推定値  $\epsilon_r = 6.63, \sigma = 0.00386$  S/mを指している。

#### 3.2 結果の妥当性

ここでは本手法による測定値の妥当性を検証するた

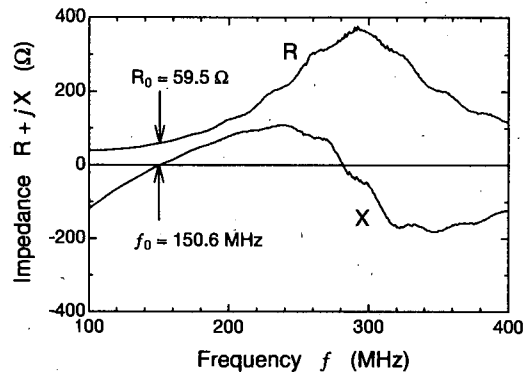


図5 地表面におけるインピーダンス特性  
Fig.5 Impedance characteristics of the antenna on the ground.

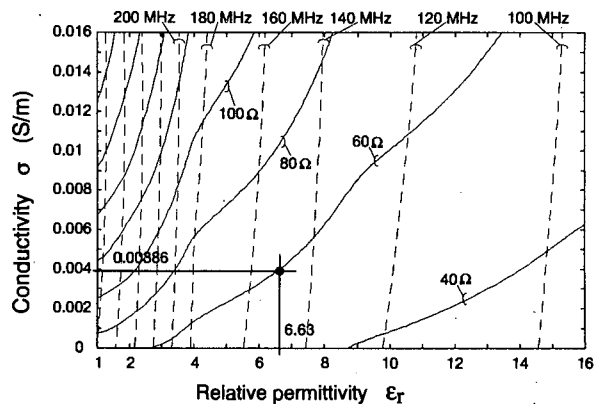


図6 土壌の媒質定数の推定結果  
Fig.6 Estimation result of the soil parameter.

め、次の二つの観点から検討を行う。

(1) 他の測定法との比較：他の土壤の媒質定数測定法と測定結果を比較する。

(2) 測定のばらつきに対する評価：同一位置で測定を繰り返し行い、全測定値の平均と標準偏差を評価する。

3.2.1 他の測定法との比較

図5の測定の直後に、深さ750mmの位置に金属板ターゲットを埋設し、地中探査用FMCWレーダでターゲットを検出した。レーダの時間応答波形を図7に示す。ターゲットの深さと反射波が到達する時間より得られる比誘電率は $\epsilon_r = 5.94$ となった。一方、モノグラフより得られた比誘電率は $\epsilon_r = 6.63$ であるので、ターゲットの埋設深さの誤差等を考慮しても、十分な精度が得られていると言える。また、この比較では導電率を評価することができない。その点は今後の課題である。

3.2.2 測定のばらつきに対する評価

前節までの実験とは別の日に、アンテナの設置状態に対する媒質定数推定のばらつきを評価するための測定を行った。実験では、同一場所での測定を無作為に10回の繰り返した際の、土壤の媒質定数の推定結果の平均と標準偏差を求めている。結果を表1に示す。平均に対する標準偏差の比率を見ると、共振周波数と共振抵抗の場合は3%程度であり、これに対して、比

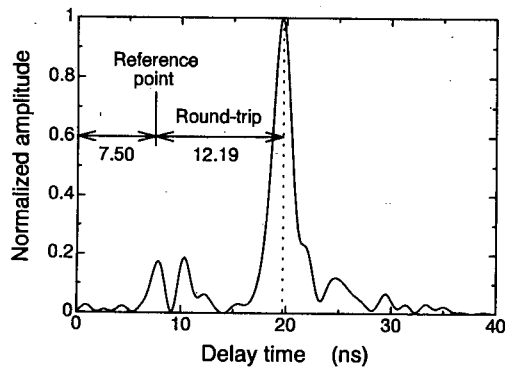


図7 地中探査レーダによる測定結果  
Fig.7 Measurement result using subsurface radar.

表1 アンテナの設置状態に対する測定誤差  
Table 1 Measurement error of the antenna configuration.

	測定値		推定値	
	共振周波数 (MHz)	共振抵抗 ( $\Omega$ )	比誘電率	導電率 (S/m)
平均値	195.8	74.0	3.515	0.003140
標準偏差	3.312	2.373	0.090	0.000415

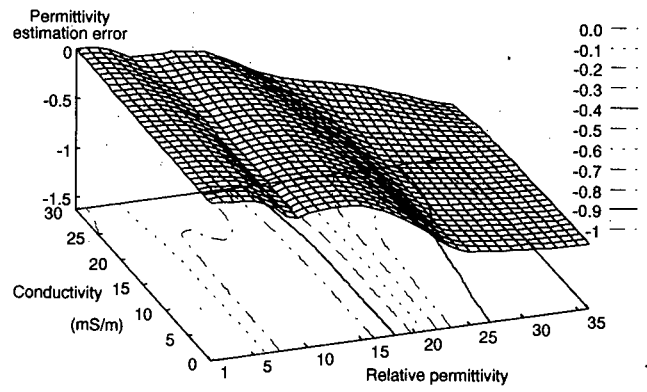
誘電率は約2.5%におさまっているが、導電率では約13%であった。この原因として、モノグラフの共振周波数の等高線は誘電率軸とほぼ直交しているため、共振周波数と比誘電率は1対1に対応するが、共振抵抗の等高線は複雑であり、導電率の推定において誤差が拡大されるためと考えられる。

従って、共振周波数や共振抵抗の測定値に一定の誤差が含まれる場合に、媒質定数の推定値に含まれる誤差が拡大される傾向について、定量的に調べる必要がある。次節では、このことについて検討を行う。

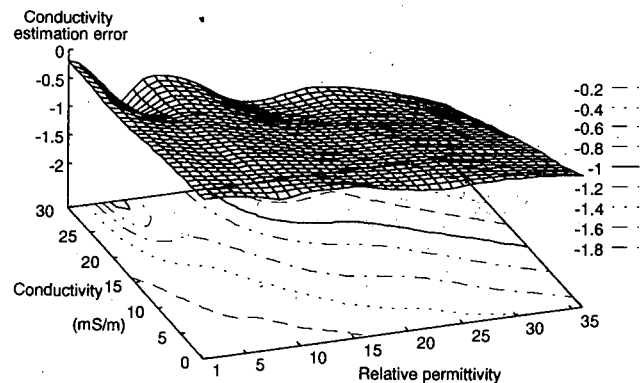
3.3 推定誤差の評価

ここでは、測定値の一方(共振周波数、あるいは共振抵抗)には誤差がないと仮定し、もう一方の測定値が増減したときの、誘電率および導電率の推定値の変化を示す。

図8は共振抵抗が真値で共振周波数が1MHz変化したときの比誘電率と導電率の変化量を、また、図9は共振周波数が真値で共振抵抗が1 $\Omega$ 変化したときの



(a) permittivity estimation error.



(b) conductivity estimation error.

図8 共振周波数の測定誤差による媒質定数の推定誤差  
Fig.8 Estimation error of soil parameter due to frequency measurement error.

比誘電率と導電率の変化量を示している。例えば、共振周波数  $f_0 = 145 \text{ MHz}$ 、共振抵抗  $R_0 = 70 \Omega$  という測定結果が得られたとき、媒質定数の推定値はおよそ  $\epsilon_r = 6$ 、 $\sigma = 0.009 \text{ S/m}$  となるが、もし、共振周波数の測定誤差が  $1 \text{ MHz}$  であれば、比誘電率の誤差は図 8(a) より約  $-0.1$ 、導電率の誤差は図 8(b) より約  $-0.00024 \text{ S/m}$  であることが読み取れる。

これらの結果から、誘電率の推定精度は共振周波数の測定精度に大きく依存しているが、導電率の推定精度は共振周波数と共振抵抗の両方の影響を強く受けるため、誤差が増大しやすい傾向にあることがわかる。また、両媒質定数ともに高誘電率であるほど誤差の影響が大きいため、含水率の高い土壌等では測定に注意が必要である。

また、一般的に測定器の測定精度は、その測定レンジ全体にわたって一定とはならない。よって、測定精度を向上させるためには、アンテナの特性変化範囲と

測定器が良い精度で測定できるレンジが一致するようにアンテナを設計すべきである。このとき、設計したアンテナに対するモノグラフの推定精度の評価には、本節で示している検討方法が有効であると言える。

#### 4. 降雨による土壌の媒質定数の時間変化

本推定法による応用測定の例として、降雨による土壌の媒質定数の時間変化について測定を行った。測定状況を表 2 に示す。

実験には図 3 のアンテナと図 6 のモノグラフを使用した。土壌の媒質定数の推定値が降雨によって時間変化する様子を示したモノグラフを図 10 に示す。

前に述べたとおり、本手法では共振周波数における媒質定数を推定しているため、図 10 の結果では時間の経過に伴い測定周波数も変化している。この変化の原因は土壌の含水率の変動によるものであるが、 $100 \sim 200 \text{ MHz}$  での水の誘電率の変化は小さいため、同一周波数における測定との差異は少ないと考えられる。

また、この結果より、比誘電率は滑らかに増加して約 15 分で飽和してしまうが、導電率の増加傾向は複雑であり、しかも約 20 分以降は低下している。この

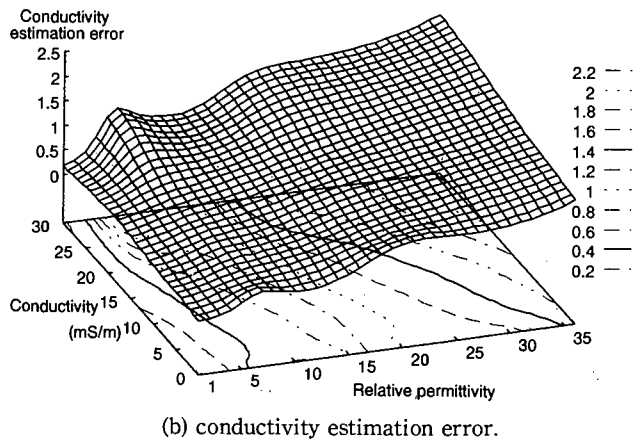
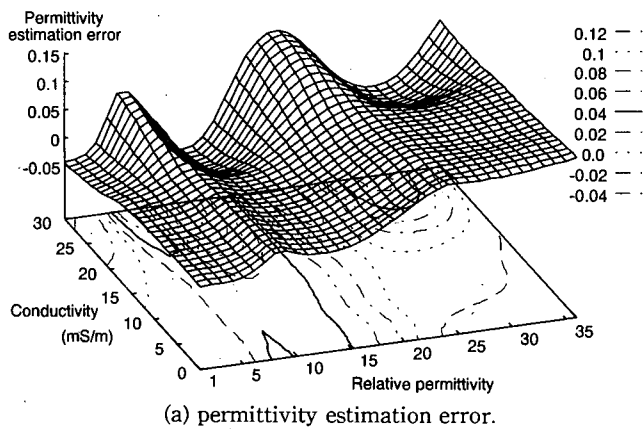


図9 共振抵抗の測定誤差による媒質定数の推定誤差  
Fig.9 Estimation error of soil parameter due to resistance measurement error.

表2 測定状況  
Table 2 Measurement condition.

降雨時間	30分間
測定時間	30分間 (降雨開始と同時に測定開始)
測定間隔	1分間隔
降雨前の土壌の状態	乾燥
降雨強度	
0~15分	ほぼ一定
15~20分	ほぼ一定 (水たまりが発生)
20~30分	低下 (水たまりが消滅)

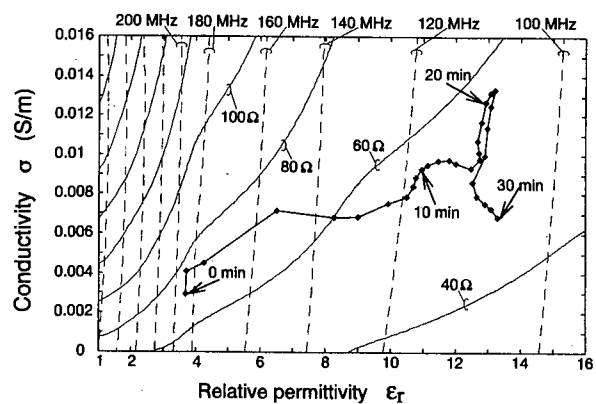


図10 降雨による土壌の媒質定数の推定結果  
Fig.10 Estimation result of the soil parameter change by rain.

比誘電率と導電率の変化の違いは、これは、降雨時に水が地表面付近に偏在することによる影響と考えられる。しかし、現在のところ、地中の水の分布や地表の水たまりの大きさが定量化できないため、降雨時に水が地表面付近に偏在することによる影響に関して議論を行うのは困難である。よって今後は、均一大地を仮定した本手法の必要条件とは異なる測定条件下での、測定精度についての定量的検討が必要である。

## 5. む す び

本論文では、地中探査レーダによる埋設物探査において土壤の媒質定数を無侵襲、現位置、実時間で実測可能であることが要求されていることから、アンテナを利用した土壤の比誘電率と導電率の推定方法を提案し、その具体的手順と測定精度について議論した。更に、本手法の有効性を確認する実験を行い、均質な土壤における複素誘電率の推定結果が妥当であることを確認した。また、応用測定の一例として、降雨時の土壤の媒質定数の時間変化を測定したところ、降雨が継続するに従って比誘電率と導電率が変化する様子を明瞭に観測できることがわかった。

本手法では地中の媒質定数は均一であると仮定している。しかし、降雨時の媒質定数の実時間測定では、地表面に近いほど含水率が大きいと考えられ、この差異による推定誤差が生じている可能性がある。この問題は、本手法の適用範囲を明確にするうえで重要であり、今後は、地中の不均質性に対する推定誤差を定量的に検討する予定である。

**謝辞** この研究の初期において良き指導と協力を頂いた、長岡技術科学大学の關一助教授と神保良夫文部技官に深謝する。

## 文 献

- [1] M.N. Afsar, J.R. Birch, and R.N. Clarke, "The Measurement of the Properties of Materials," Proc. IEEE, vol.74, pp.183-199, Jan. 1986.
- [2] G.S. Smith and J.D. Nordgard, "Measurement of the Electrical Constitutive Parameters of Materials Using Antenna," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-33, no.7, pp.783-792, July 1985.
- [3] G.S. Smith and W.R. Scott, Jr., "Measurement of Electrical Constitutive Parameters of Materials Using Antenna, Part II," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-35, no.8, pp.962-967, Aug. 1987.
- [4] Y.D. He and L.C. Shen, "Measurement of Complex Permittivity of Materials Using a Monopole Antenna," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol.GE-30, no.3, pp.624-627, May 1992.

- [5] 伊藤公一, 谷生亮彦, 呉 孟憲, 亀井宏行, "モノポールアンテナを用いた土壤の複素誘電率推定法の一考察," 信学技報, A-P94-98, pp.21-26, Jan. 1995.
- [6] 脇田喜之, 山口芳雄, 山田寛喜, "アンテナを用いた土壤の電気定数の測定—降雨による時間変化の測定結果—," 信学技報, SANE97-90, pp.39-46, Nov. 1997.
- [7] 山田哲也, 小南昌信, 菊田 隆, "損失のある多層半無限大誘電体基板上に置かれたアンテナの特性," 1990 信学秋季全大, B-2-14, pp.2-14, Sept. 1990.
- [8] 高木 徹, 小南昌信, 沢新之輔, 菊田 隆, 中山 昇, "半無限誘電体近傍に置かれたダイポールアンテナの解析," 信学技報, A-P91-117, pp.67-72, Jan. 1992.
- [9] K.A. Michalski, C.E. Smith, and C.M. Butler, "Analysis of a Horizontal Two-element Antenna Array Above a Dielectric Halfspace," Proc. IEE H, vol.132, pp.335-338, Aug. 1985.
- [10] M.T. Hallikainen, F.T. Ulaby, M.C. Dobson, M.A. El-Rayes, and Lin-Kun Wu, "Microwave Dielectric Behavior of wet soil—Part I: Empirical Models and experimental observations," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol.GE-23, no.1, pp.25-46, Jan. 1985.
- [11] 横河・ヒューレット・パッカード株式会社, 高周波帯ベクトル・ネットワークアナライザ セミナ・テキスト, pp.25-30.

## 付 録

### 1. バラン特性の補償方法

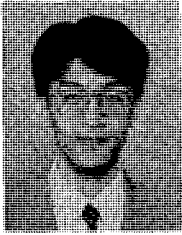
本測定ではストリップダイポールアンテナにバランを介している。一方、理論特性ではアンテナ単体の特性を評価しており、アンテナの理論特性と測定値を比較する場合、測定値からバランの特性を取り除く必要がある。

本論文では、あらかじめバラン単体の2ポートSパラメータ  $S_{11b}$ ,  $S_{21b}$ ,  $S_{12b}$ ,  $S_{22b}$  を実測する。そして、バランを介したアンテナ特性の測定値  $S_{11m}$  からバランの特性を取り除いて、アンテナ単体の特性  $S_{11a}$  を得ている [11]:

$$S_{11a} = \frac{S_{11m} - S_{11b}}{S_{11m} S_{22b} - S_{11b} S_{22b} + S_{21b} S_{12b}} \quad (\text{A-1})$$

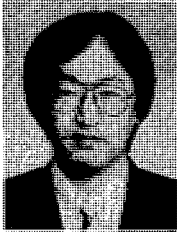
線形素子では、この手法により完全な補償処理が期待できる。しかし、バランにフェライトコア等の非線形特性が含まれる場合には、バラン単体時とアンテナと接続時でのバラン通過電力の差異によってバランの特性が変化し、補償処理にわずかながら誤差を生じる可能性がある。

(平成9年11月27日受付, 10年3月25日再受付)



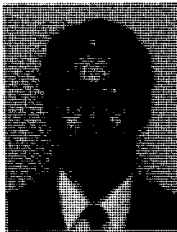
脇田 喜之 (学生員)

平4長岡技科大・工・電子機器卒。平7同大大学院修士課程了。現在、新潟大大学院博士課程在学中。アンテナの数値解析、土壌の複素誘電率測定法、地中探査レーダの研究に従事。



山田 寛喜 (正員)

昭63北大・工・電子卒。平5同大大学院博士課程了。同年新潟大・工・助手。現在、同情報・助教授。この間、スーパーゾリユーション法を用いた高分解能信号パラメータ推定、地中探査レーダに関する研究に従事。工博。平3IEEE AP-S東京支部 Young Engineer Award, 平9年度本会学術奨励賞受賞。IEEE 会員。



山口 芳雄 (正員)

昭51新潟大・工・電子卒。昭53東工大大学院修士課程了。同年新潟大・工・助手。現在、同情報・教授。トンネル内等損失媒質での電波伝搬、地中・雪中用FM-CWレーダ、マイクロ波リモートセンシング、ポラリメトリの研究に従事。工博。IEEEシニア、日本雪工学会各会員。