

## 円筒形媒質に対する電位分布数値解析手法の開発

### Potential Modeling for Cylindrical Shaped Structures

鈴木健士<sup>(1)</sup>・吉村令慧・山崎健一・大志万直人

Takeshi SUZUKI<sup>(1)</sup>, Ryohei YOSHIMURA, Kenichi YAMAZAKI and Naoto OSHIMAN

(1) 京都大学大学院理学研究科

(1) Graduate School of Science, Kyoto University, Japan

#### Synopsis

A numerical method was developed to solve the three-dimensional potential distribution about a point source of direct current located in or on a cylindrical shaped arbitrary conductivity distribution. In order to express the cylindrical-shaped outer boundary, we used cylindrical coordinate system in formulation and applied Neumann boundary condition to all external boundaries. For performance evaluation, numerical results obtained by this method were compared with experimental results using simulation sample (conductive plastic). These results had roughly agreement. These agreements support the validity of new method.

**キーワード:** 数値計算, 室内実験, 電気比抵抗

**Keywords:** numerical simulations, laboratory experiments, electrical resistivity

### 1. はじめに

本研究の目的は、円筒形岩石試料の詳細な比抵抗構造推定に必要な、数値計算手法の開発である。これまでに、野外で行われる電気探査のための数値計算手法は数多く報告されている。例えば、有限差分法と有限体積法では、Dey and Morrison (1979a,b)やPidlisecky *et al.* (2007)、有限要素法ではCoggon (1971)やHolcombe and Jiracek (1984)などが一般的に用いられている。これらを用いることで、媒質の任意の点に印加された直流電流によって生じる静電位場を計算することができる。観測データにこれら計算手法を適用することで、逆解析による比抵抗構造の推定が可能になる。

しかし、上述のコードで有限の体積をもつ円筒形岩石試料の外部形状を表現することは難しい。上述のコードは半無限媒質を想定し、デカルト座標系で定式化されているため、円弧境界を表現できないか

らである。有限要素メッシュを細かく切って円弧の外部境界を表現した例(杉本他, 2006)もあるが、三角形要素の組み合わせで円弧を表現しているにすぎず、完全な円弧ではない。また、メッシュを細かくすると計算量や計算時間も膨大になってしまうという問題もある。

そこで本研究では、円筒座標系での定式化による、円筒形媒質の外部境界形状を表現可能な電位分布数値解析手法の開発を試みた。

### 2. 計算手法

#### 2.1 比抵抗法の支配方程式

比抵抗法の支配方程式は次のMaxwell の方程式から導出される。

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} + \mathbf{J}_s \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

ここで $\mathbf{D}$ は電束密度( $\text{C}/\text{m}^2$ ), $\mathbf{H}$ は磁場強度( $\text{A}/\text{m}$ ), $\mathbf{E}$ は電場強度( $\text{C}/\text{m}^3$ ), $\mathbf{B}$ は磁束密度( $\text{Wb}/\text{m}^2$ ), $\rho_e$ は電荷密度( $\text{C}/\text{m}^3$ ), $\mathbf{J}$ は電流密度( $\text{A}/\text{m}^2$ )である。また, $\mathbf{J}_s$ はソース電流密度であり,電流密度 $\mathbf{J}$ には依存しない電流密度の部分を示す。また,電場強度 $\mathbf{E}$ と電束密度 $\mathbf{D}$ との間,磁場強度 $\mathbf{H}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ との間,電流密度 $\mathbf{J}$ と電場強度 $\mathbf{E}$ との間には,それぞれ次の関係がある。

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.7)$$

ここで, $\epsilon$ は誘電率( $\text{F}/\text{m}$ ), $\mu$ は透磁率( $\text{H}/\text{m}$ ), $\sigma$ は導電率( $\text{S}/\text{m}$ )であり,それぞれ媒質により異なる値をとる。(2.7)式はオームの法則と呼ばれる。一般的に導電率 $\sigma$ はテンソルであるが,本研究において導電率 $\sigma$ は等方的でスカラー量として扱う。ここから導出する比抵抗法の基礎理論は,次の仮定のもとで成立する。

- ・ 取り扱う電場や磁場は時間変化しないとする。
- ・ 導電率 $\sigma$ は電場と独立である。
- ・ 考える電流源以外のソースはないものとする。

すると,(2.2)式と(2.3)式は以下のように書き改めることができる。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}_s \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2.9)$$

ここで,(2.8)式の両辺で発散をとると,次の式が得られる。

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_s \quad (2.10)$$

位置 $\mathbf{r}_0$ における点電流ソースから,強度 $I$ の電流を注入した場合,(2.10)式は以下のように書き換えることができる。

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = -\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2.11)$$

ここで, $\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ はディラックのデルタ関数であり,(2.11)式は微分形の電流保存則となっている。また,静電ポテンシャル $\phi$ を用いると,電場強度は $\mathbf{E} = -\nabla \phi$ と書くことができるので,これを(2.11)式に代入することで比抵抗法の支配方程式が得られる。

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = -I \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2.12)$$

これが点電流源による電位を表す方程式であり,ポアソン方程式の形になる。また,積分形に直すと,方程式は以下のようなになる。

$$\iint_S \sigma \frac{\partial \phi}{\partial \eta} dS = -I \quad (2.13)$$

なお,ここで $\eta$ は外向き法線方向ベクトルである。また, $\iint_S$ は曲面 $S$ に対する面積分を表し, $dS$ は微小面積を表す。本研究ではこの(2.13)式を用いて計算を行う。

## 2.2 数値計算手法

本研究ではDey and Morrison (1979)の計算手法をベースに,その定式化を円筒座標系へ拡張する。デカルト座標系における定式化についてはDey and Morrison(1979)を参照していただきたい。

本研究では,計算領域をFig.1のような形で離散化する。 $r$ 方向においては添字を $i = 1, 2, 3, \dots, L$ として,計算に用いる $L$ 個の代表点を定義する。同様の考え方で, $\theta$ 方向においては添字を $j = 1, 2, 3, \dots, M$ として, $z$ 軸においては添字を $k = 1, 2, 3, \dots, N$ として,それぞれ $M$ 個と $N$ 個の代表点を定義する。すると

(2.13)式は次のように書き直すことができる。

$$\iint_{S_{i,j,k}} \sigma_{i,j,k} \frac{\partial \phi_{i,j,k}}{\partial \eta} dS_{i,j,k} = I(r_s \theta_s z_s) \quad (2.14)$$

$(r_s \theta_s z_s)$ は点電流ソースの位置である。このとき,各代表点 $(i, j, k)$ を取り囲む閉曲面 $S_{i,j,k}$ をどのように設定し,面積分 $\iint_{S_{i,j,k}}$ をどう行うかが計算において重

要な点である。これについて図にしたものがFig.2である。Fig.2に示す2曲面と4平面で囲まれた6面それぞれを更に4等分し,合計24の領域について計算を行う。それぞれの領域について,どの代表点の電気伝導度を割り当て,距離をどのようにとるのか図にしたものがFig.3からFig.8である。各代表点同士の

関係を式にしたものが(2.15)式である.

$$\begin{aligned}
\iint_{S_{i,j,k}} \sigma_{i,j,k} \frac{\partial \phi_{i,j,k}}{\partial \eta} dS_{i,j,k} = & \quad (2.15) \\
& \frac{\phi_{i,j+1,k} - \phi_{i,j,k}}{r_i \Delta \theta_j} \left[ \sigma_{i-1,j,k-1} \frac{\Delta z_{k-1} \Delta r_{i-1}}{4} \right. \\
& \quad + \sigma_{i,j,k-1} \frac{\Delta z_{k-1} \Delta r_i}{4} \\
& \quad + \sigma_{i-1,j,k} \frac{\Delta r_{i-1} \Delta z_k}{4} \\
& \quad \left. + \sigma_{i,j,k} \frac{\Delta r_i \Delta z_k}{4} \right] \\
& + \frac{\phi_{i,j-1,k} - \phi_{i,j,k}}{r_i \Delta \theta_{j-1}} \left[ \sigma_{i-1,j-1,k-1} \frac{\Delta z_{k-1} \Delta r_{i-1}}{4} \right. \\
& \quad + \sigma_{i,j-1,k-1} \frac{\Delta z_{k-1} \Delta r_i}{4} \\
& \quad + \sigma_{i-1,j-1,k} \frac{\Delta r_{i-1} \Delta z_k}{4} \\
& \quad \left. + \sigma_{i,j-1,k} \frac{\Delta r_i \Delta z_k}{4} \right] \\
& + \frac{\phi_{i+1,j,k} - \phi_{i,j,k}}{\Delta r_i} \\
& \quad \left[ \sigma_{i,j-1,k-1} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right) \Delta \theta_{j-1} \Delta z_{k-1}}{4} \right. \\
& \quad + \sigma_{i,j,k-1} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right) \Delta \theta_j \Delta z_{k-1}}{4} \\
& \quad + \sigma_{i,j-1,k} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right) \Delta \theta_{j-1} \Delta z_k}{4} \\
& \quad \left. + \sigma_{i,j,k} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right) \Delta \theta_j \Delta z_k}{4} \right] \\
& + \frac{\phi_{i-1,j,k} - \phi_{i,j,k}}{\Delta r_{i-1}} \\
& \quad \left[ \sigma_{i-1,j-1,k-1} \frac{\left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right) \Delta \theta_{j-1} \Delta z_{k-1}}{4} \right. \\
& \quad + \sigma_{i-1,j,k-1} \frac{\left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right) \Delta \theta_j \Delta z_{k-1}}{4} \\
& \quad + \sigma_{i-1,j-1,k} \frac{\left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right) \Delta \theta_{j-1} \Delta z_k}{4} \\
& \quad \left. + \sigma_{i-1,j,k} \frac{\left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right) \Delta \theta_j \Delta z_k}{4} \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\phi_{i,j,k-1} - \phi_{i,j,k}}{\Delta z_{k-1}} \\
& \quad \Delta \theta_j \left( r_i^2 - \left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right)^2 \right) \\
& \quad \left[ \sigma_{i-1,j,k-1} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2}{4} \right. \\
& \quad \quad + \sigma_{i,j,k-1} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2}{4} \\
& \quad \quad \left. + \sigma_{i-1,j-1,k-1} \frac{\Delta \theta_{j-1} \left( r_i^2 - \left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right)^2 \right)}{4} \right. \\
& \quad \quad \left. + \sigma_{i,j-1,k-1} \frac{\Delta \theta_{j-1} \left( \left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2 \right)}{4} \right] \\
& \quad + \frac{\phi_{i,j,k+1} - \phi_{i,j,k}}{\Delta z_k} \\
& \quad \Delta \theta_j \left( r_i^2 - \left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right)^2 \right) \\
& \quad \left[ \sigma_{i-1,j,k} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2}{4} \right. \\
& \quad \quad + \sigma_{i,j,k} \frac{\left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2}{4} \\
& \quad \quad \left. + \sigma_{i-1,j-1,k} \frac{\Delta \theta_{j-1} \left( r_i^2 - \left( r_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta r_{i-1} \right)^2 \right)}{4} \right. \\
& \quad \quad \left. + \sigma_{i,j-1,k} \frac{\Delta \theta_{j-1} \left( \left( r_i + \frac{1}{2} \Delta r_i \right)^2 - r_i^2 \right)}{4} \right]
\end{aligned}$$

なお, $r=0$  の原点については,例外的にFig.9 のような円筒形の閉曲面で(2.14)式を解く.これは微小円筒閉局面において連続の式を解くことに等しい.この取り扱いは円筒座標系特有のものであり,閉局面は扇型柱を  $\theta$  方向に離散化した数だけ組み合わせ形成する.デカルト座標系では, $x=0, y=0, z=0$  の原点で隣り合う代表点は他の点と変わらず6点である.しかし,円筒座標系ではすべての  $\theta$  方向に離散化された代表点と隣り合う.にもかかわらず他の点と同様の定式化を行ってしまうと,この隣り合う点との計算ができなくなるため,例外を設けた.

境界条件については,すべての外部境界で(2.16)式のノイマン型境界条件を適用する.ノイマン型境界条件は,境界上で求める関数の法線方向微分の値が規定されるものである.境界より外側を絶縁と考え,そこに生じる電場が0であることと,電場の境界面に平行な成分は連続であることを表している.想定する現実の問題において,外部境界が空気であれば,空気はほぼ絶縁と考えてノイマン型境界条件を適用することは妥当である.

$$\sigma_{i,j,k} \frac{\partial \phi_{i,j,k}}{\partial \eta} = 0 \quad (2.16)$$

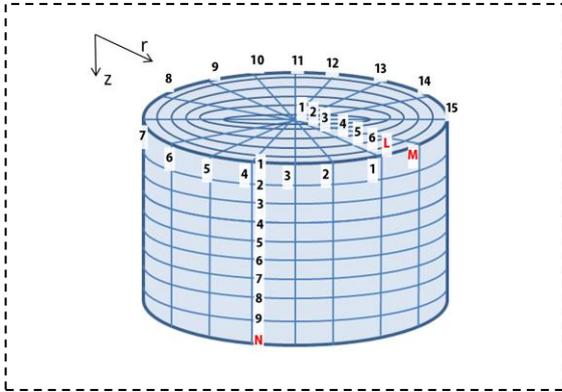


Fig. 1 3-D discretization grid in Cylindrical coordinates.

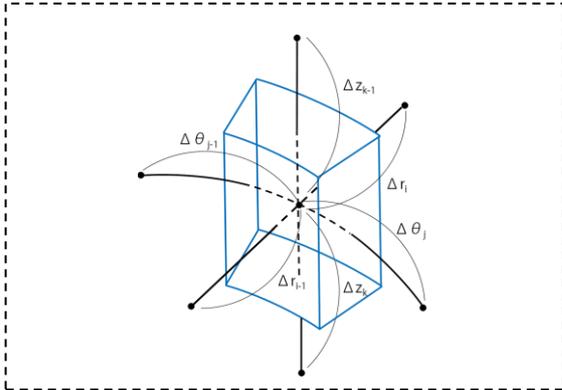


Fig. 2 Hexahedral element at 3-D discretization grid in cylindrical coordinates.

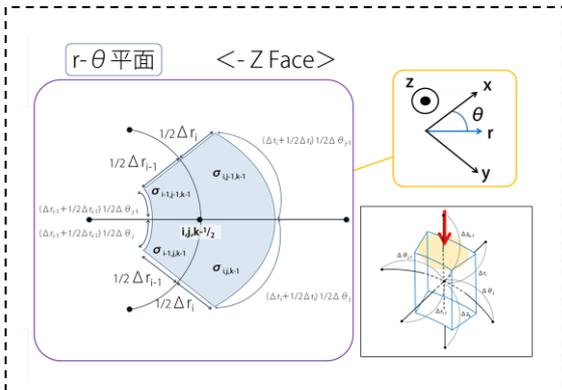


Fig. 3 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i,j,k)$  at a Top face ( $r-\theta$  plane).

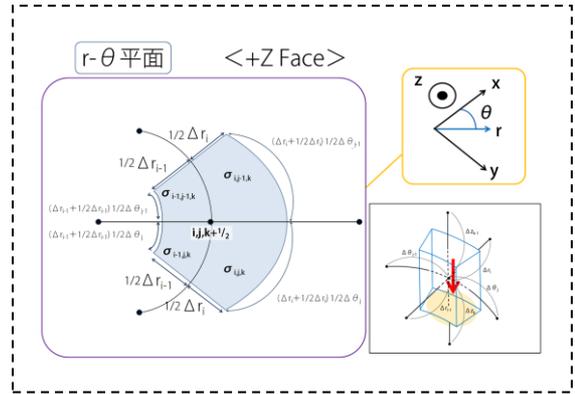


Fig. 4 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i,j,k)$  at a Bottom face ( $r-\theta$  plane).

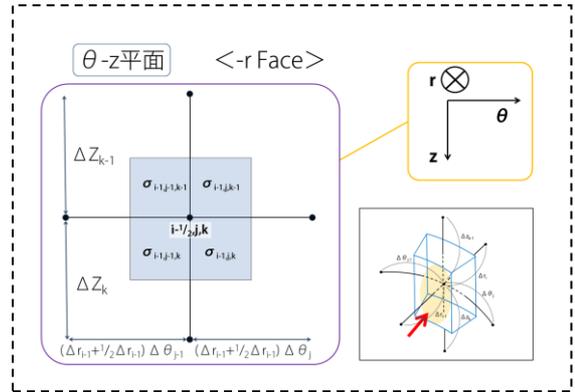


Fig. 5 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i,j,k)$  at a Left face ( $\theta-z$  plane).

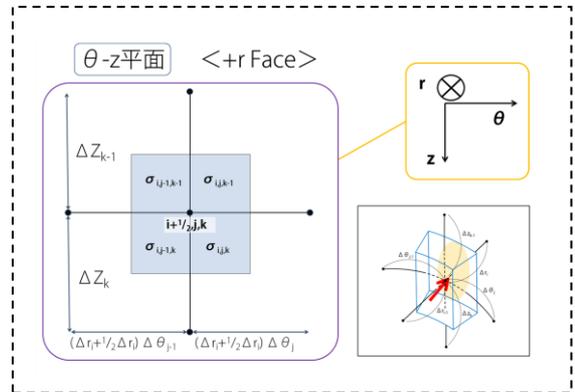


Fig. 6 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i,j,k)$  at a Right face ( $\theta-z$  plane).

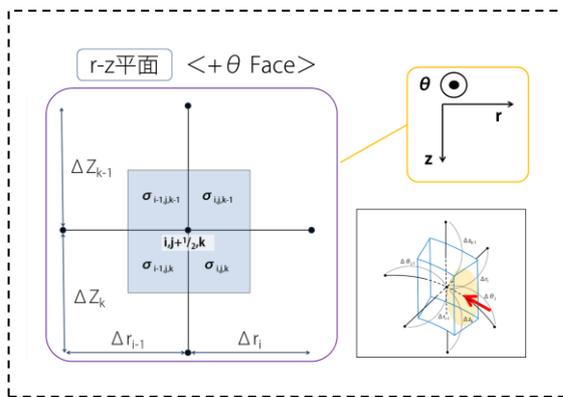


Fig. 7 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i, j, k)$  at a Front face (r-z plane).

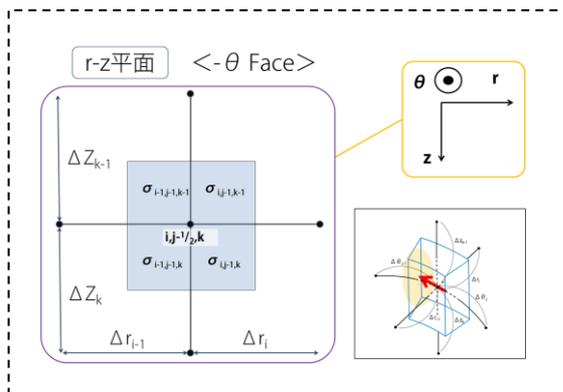


Fig. 8 Node locations and conductivity distribution on the six surfaces of  $S_{i,j,k}$  about a node  $(i, j, k)$  at a Back face (r-z plane).

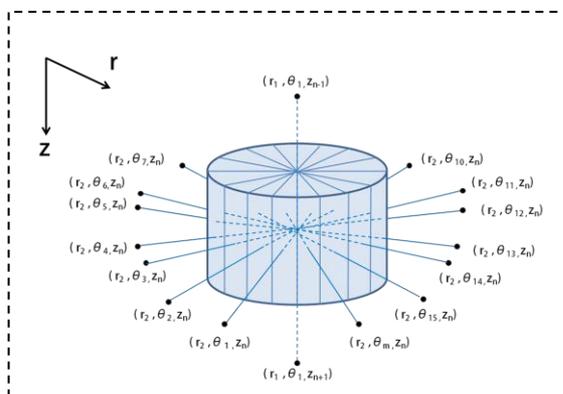


Fig. 9 Hexahedral element at 3-D discretization grid in cylindrical coordinates ( $r = 0$ ).

### 3. 数値計算手法の性能評価

アナログ室内実験の結果を数値計算で再現できるかを検証することで、本手法の性能評価を行った。一般的には、数値計算で求められた値を解析解と比較して性能評価を行うのが自然である。しかし、有限体積の円筒形媒質において、解析解の導出

は非常に困難であり、解析解との比較は難しい。また、半無限媒質の解析解は導出できるが、半無限媒質とみなせる計算領域で数値計算を行いそれと対比しても、円筒形媒質の外部形状の影響を正しく計算できているかの評価にはならない。よって、今回はアナログ実験結果との対比という形で評価を行うこととした。

### 3.1 実験試料

岩石の比抵抗測定は非常に難しいため、今回は数値実験との対比としてより扱いやすい導電性プラスチックをアナログ実験試料として用いることにした。サンプルに求められることは、測定を検討している岩石試料と同程度の大きさをもった個体で、比抵抗が乾燥岩石のように高すぎず、金属のように低すぎないことと、空気中の水分吸着などの影響を受けず、常温常圧程度の環境で酸化などといった化学変化を起こしづらいことである。本研究では、この条件を満たすサンプルとして、クオドラントポリベンコ社の導電性プラスチックであるMCナイロン MC501CDR2を採用した。比抵抗のメーカー公称値は  $1 \Omega \cdot m$  から  $100 \Omega \cdot m$  である。なお寸法は直径 52mm、高さ 100mm の円筒形のものを使用した (Photo 1)。

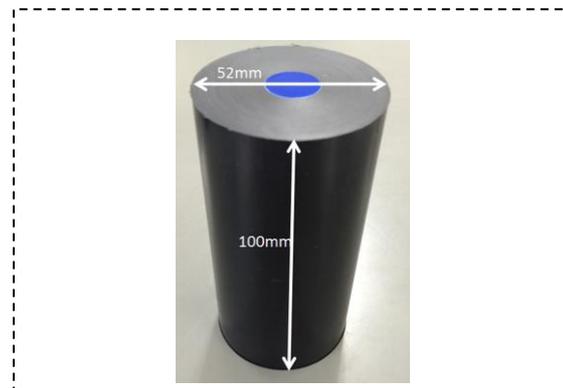


Photo 1 A cylindrical conductive plastic with 52mm diameter and 100mm long.

### 3.2 電極

実験に適した電極をいくつかの素材で検討した結果、Circuit Works 社製の導電性エポキシ接着剤を電極として用いることにした。この製品は導電性の2液性エポキシ接着剤であり、ハンダづけできないような媒質に対してもハンダに近い性能で導通・接着を行えるものである。各物性値については Table. 1 に記載した。

Table 1 A specification sheet of the conductive epoxy.

使用温度範囲(°C)	-91~100
主成分	エポキシ樹脂・銀
硬化条件	室温：4 時間, 65~121 °C：5~10 分
抵抗値	0.001 Ω・cm 未満

### 3.3 実験方法

試料側面に 2.5mm 四方の正方形電極を合計 108 個貼り付け(Fig. 10, Photo 2),そのうち 2つの電極間に試料を貫く形で電流を印加した.電流電極の正極は(θ1,z5),電流電極の負極は(θ7,z5)とした.そして,残りの 106 個ある電極のうち 1 点(θ4,z5)を電位測定の基準点とし,その他 105 点の電位を面的に測定した.

電流源と電圧計には Keithley6514 を用いた.Keithley6514 とはプログラマブル・エレクトロメータである.抵抗測定レンジは 10mΩ~210GΩで,非常に高抵抗な試料への抵抗測定と電流印加が可能である.また,入力インピーダンスは >200TΩ であり,非常に高抵抗な試料の電圧も計測することができる.以上の点から岩石試料へ適用に適した機器であり,将来的な岩石実験への適用を見据え,今回のアナログ室内実験でも利用することとした.

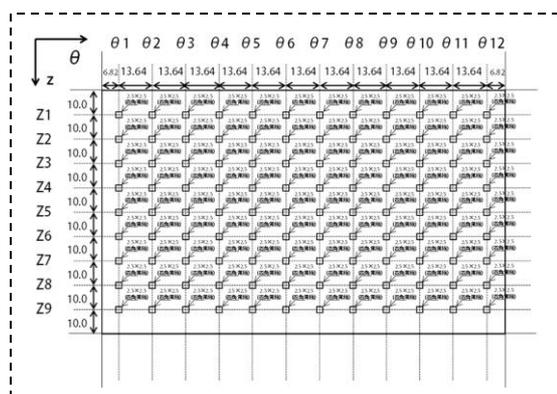


Fig. 10 Side-surface of a cylindrical plastic sample. The shape of each electrode is square 2.5mm on a side. Horizontal and vertical spacing are 30°(13.64mm) and 10 mm, respectively. The positive current electrode is set at (θ1, z5). The negative current electrode is set at (θ7, z5). The negative potential electrode is set at (θ4, z5). During experiment, the DC current is applied by “Keithley6514” with current intensity of 1mA, and voltages are measured by “Keithley6514”. We measured voltage between a negative current electrode and the other electrode when a DC current was supplied between two current electrodes.

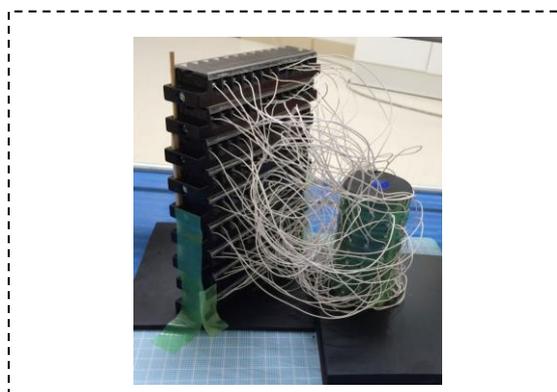


Photo 2 A cylindrical plastic sample with arrays of high-density electrodes.

### 3.4 実験結果

実験により得られた電位分布は Fig. 11 である.これを数値計算で再現した結果が Fig. 12 である.数値計算では実験での電極間隔よりも高密度の計算メッシュで計算を行ったが, Fig. 12 では比較のため,実験で電極を接置した点のみを抜き出しコンターを描画した.実験値から数値計算値を引いたものが Fig. 13 であり,各 z 測線における θ 方向

の1次元プロットをまとめたものが, Fig. 14 から Fig. 22 である. 数値計算では, 導電性プラスチック試料の比抵抗公称値  $1\Omega \cdot m$  から  $100\Omega \cdot m$  までを  $1\Omega \cdot m$  刻みで変えながら電位分布を計算し, 式 (3.1) で定義される残差二乗平均平方根 (以下, RMS) が最も小さくなる比抵抗値を求めた. なお, 平均  $x_1$  は各測定値,  $x_2$  は数値計算値とし, 電流電極正極・負極を除く 106 測点を計算に用いた. その結果, 推定された比抵抗値  $5\Omega \cdot m$  であり, 導電性プラスチックのメーカー公称値内に求まった. また, 最小値として求まった RMS は  $6.38mV$  であった. この値は全測定値の二乗平均平方根に対して, およそ 30% の値であった.

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_1 - x_2)^2} \quad (3.1)$$

z4 測線から z6 測線においては, 数値計算と実験値が一致しているが, そこから試料の z 軸端に行くにつれた合致精度は低くなっている. また, その傾向は数値計算よりも実験値の方が, 電位勾配が大きくなるという傾向で一貫している. この理由は, 電極の面積とその影響を数値計算で表現しきれていないからであると考察した. 数値計算では媒質を一様構造と仮定して計算したが, 実際には高い導電性をもつ  $2.5mm$  四方の電極が試料表面に 108 個貼りつけられており, その面状では等電位面が形成されているものと考えられる. よって, 実験値は数値計算値よりゆるやかな電位勾配になり, その影響がソースからの距離が離れた上下端面において顕在化したものと考えられる.

しかし, 外部境界に当たる試料側面部の電位分布を大局的には数値計算で再現できており, このことは新たな計算手法の妥当性を支持するものである.

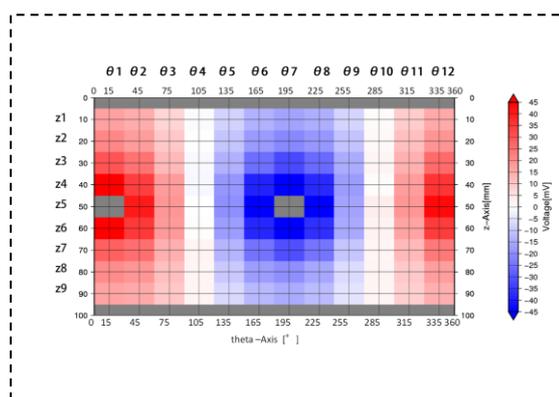


Fig. 11 The voltage distribution relative to the point ( $\theta 4$ ,  $z5$ ) on side surface of the sample. Electrodes for the observation are set at grid points in the map.

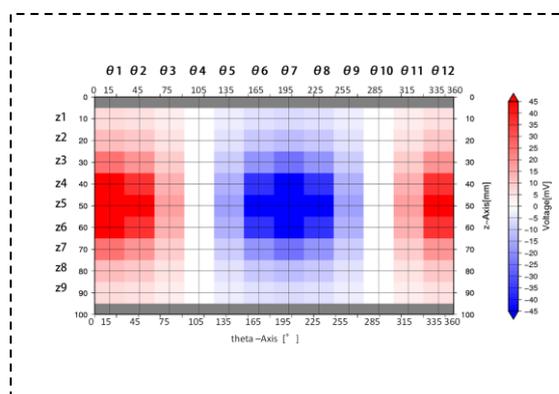


Fig. 12 The voltage distribution obtained by a numerical calculation.

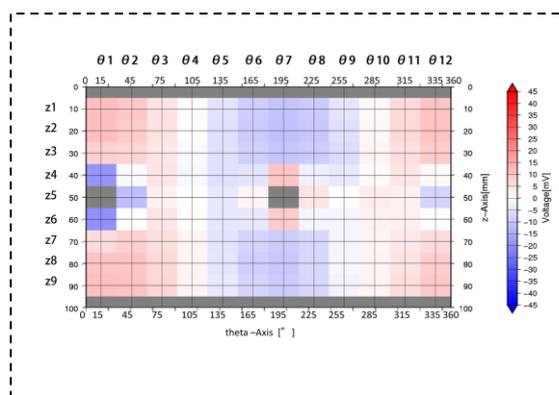


Fig. 13 The distribution of difference between experimental results and numerical results.

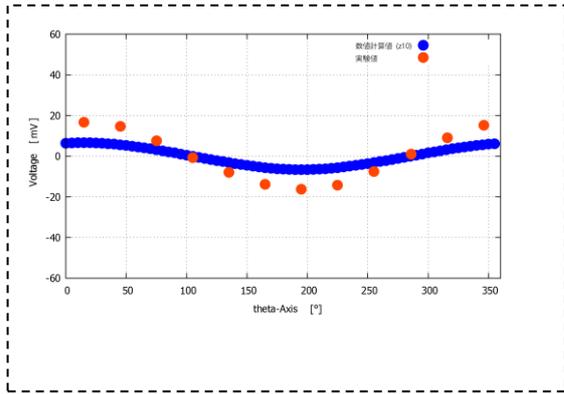


Fig. 14 Profiles of voltages in the circumferential direction (z1: z=10mm).

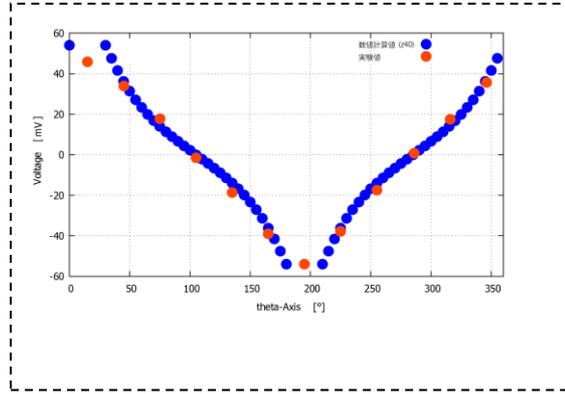


Fig. 17 Profiles of voltages in the circumferential direction (z4: z=40mm).

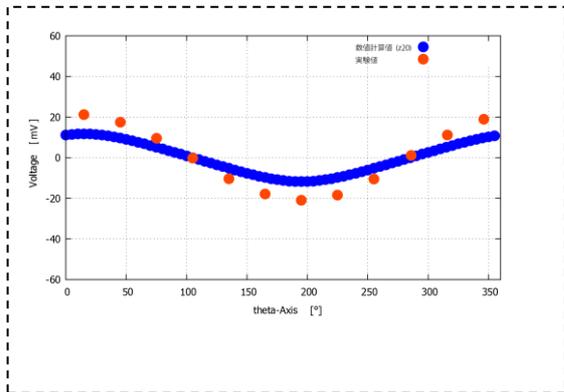


Fig. 15 Profiles of voltages in the circumferential direction (z2: z=20mm).

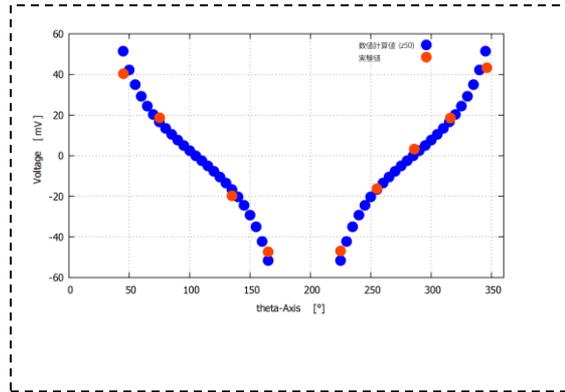


Fig. 18 Profiles of voltages in the circumferential direction (z5: z=50mm).

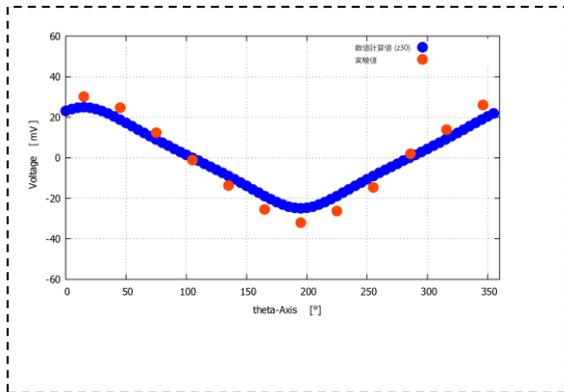


Fig. 16 Profiles of voltages in the circumferential direction (z3: z=30mm).

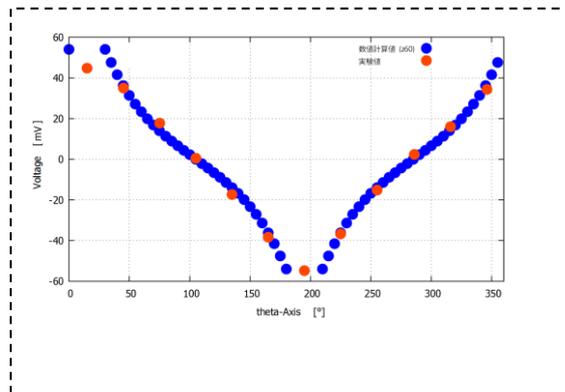


Fig. 19 Profiles of voltages in the circumferential direction (z6: z=60mm).

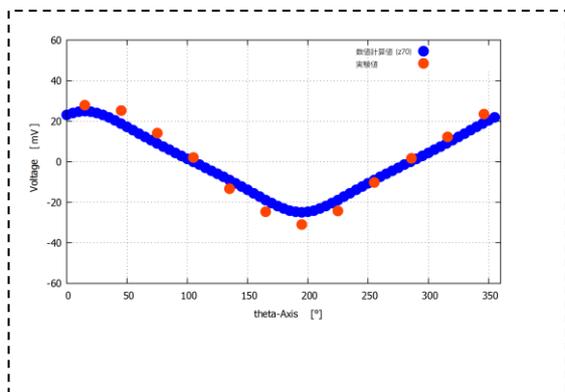


Fig. 20 Profiles of voltages in the circumferential direction (z7: z=70mm).

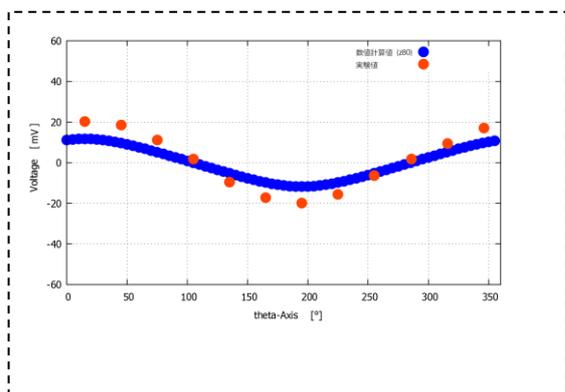


Fig. 21 Profiles of voltages in the circumferential direction (z8: z=80mm).

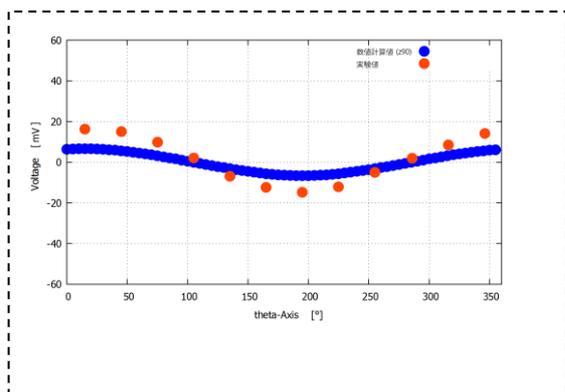


Fig. 22 Profiles of voltages in the circumferential direction (z9: z=90mm).

#### 4. まとめ

本研究では、半無限媒質を対象に有限差分法によってデカルト座標系で定式化された Dey and Morrison(1979)の計算手法を円筒座標系に書き換え、円筒形媒質の外部形状を表現できる、電位分布数値解析手法の開発をおこなった。開発した手法

の評価をアナログ実験結果との対比によって行った結果、手法の有効性が示された。

#### 謝 辞

本研究で用いた2台のエレクトロメーター (Keithley6514)は防災科学技術研究所の山下太研究員よりお借りしました。立命館大学の川方裕則教授にはアナログ実験の試料と電極についてアドバイスをしていただきました。ここに記して謝意を表します。

#### 参考文献

- 杉本芳博・川島裕貴・今村杉夫・牛島恵輔・水永秀樹・田中俊昭・鈴木浩一 (2006, May) : 流体流動電位法による貯留層内のリアルタイム流体挙動推定システムの開発 : その 5 : ケーシング内においた電流源による比抵抗トモグラフィのフィールド実験. In 物理探査学会学術講演会講演論文集 = Proceeding of the SEGJ Conference (Vol. 114, pp. 185-188).
- Archie, G. E. (1942) : The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, Transactions of the AIME, 146(01), pp.54-62.
- Coggon, J. H. (1971) : Electromagnetic and electrical modeling by the finite element method, Geophysics, 36(1), pp.132-155.
- Dey, A., & Morrison, H. F. (1979) : Resistivity modelling for arbitrarily shaped two-dimensional structures, Geophysical Prospecting, 27(1), pp.106-136.
- Dey, A., & Morrison, H. F. (1979) : Resistivity modeling for arbitrarily shaped three-dimensional structures, Geophysics, 44(4), pp.753-780.
- Holcombe, H. T., & Jiracek, G. R. (1984) : Three-dimensional terrain corrections in resistivity surveys, Geophysics, 49(4), pp.439-452.
- Pidlisecky, A., Haber, E., & Knight, R. (2007) : RESINVM3D: A 3D resistivity inversion package, Geophysics, 72(2), H1-H10.

(論文受理日 : 2017年6月13日)