

学術論文

MRI を用いた誘電率と導電率のイメージング

Imaging of electric permittivity and conductivity using MRI

多田羅 智史^{*1} (学生員), 関野 正樹^{*1} (正員), 栗林 秀人^{*2}, 大崎 博之^{*1} (正員)

Satoshi TATARA (Stu. Mem.), Masaki SEKINO (Mem.), Hideto KURIBAYASHI, Hiroyuki OHSAKI (Mem.)

The purpose of this study is to propose a new method for noninvasively measure the spatial distribution of electric permittivity and conductivity using magnetic resonance imaging (MRI). In this method, weak alternating electric current is applied to the sample from a pair of surface electrodes. The permittivity and conductivity are estimated from a set of images obtained with and without application of the current. The algorithm for calculating these quantities was evaluated using numerical simulations and experiments. We used a cylindrical sample having relative permittivity of 40 and conductivity of 0.14 S/m. In the numerical simulation, the method resulted in permittivity of 40 and conductivity of -0.25S/m. Experiments were carried out using a 4.7 T MRI system and a sample consisting of NaCl solution and ethanol. The estimated permittivity and conductivity were approximately 40 and 2.0 S/m, respectively. The results suggested that a reduction of error is necessary for practical applications. However, the method has an advantage in noninvasive and high-resolution imaging of electric properties of the sample, and is easily applicable to biological tissues.

Keywords: magnetic resonance imaging (MRI), permittivity, conductivity, noninvasive measurement, biomedical engineering, biomagnetics.

1 緒言

生体を含む系を対象とする電磁界解析を行うためには、その個体または臓器のインピーダンス、すなわち誘電率と導電率の分布を知る必要がある。現在主流となっている方法は、個体や臓器を、その三次元断層像から脳や筋肉などのいくつかの組織へ手作業で分割し、各組織のインピーダンスを、切り出した組織片から別途測定して割りあてるというものである[1]。この方法は膨大な手間を要するため、標準となる人体モデルを数体程度作成するといった目的には有用だが、姿勢の変化や病変などを含んだ個別的な電磁界解析のニーズには対応しにくい。また、インピーダンスの値は、無傷のヒトの組織が持つ値と必ずしも一致しない。

これらの問題を解決するため、生体のインピーダンス分布を非侵襲に測定する手法がいくつか提案されており、代表的なものにインピーダンス・トモグラフィがある[2]。これは、生体表面に貼り付けた電極から電流を流して表面電位分布を測定し、インピーダンスの分布を逆問題的に推定する手法である。様々な疾患の

診断への応用が試みられているが、限られた数の電極を用いて高い空間分解能は得られないため、電磁界解析モデルへの応用は必ずしも進んでいない。

このように、従来の生体インピーダンス測定は、組織の切り出しを伴うような侵襲の大きい手法、あるいはインピーダンス・トモグラフィのように非侵襲だが空間分解能の低い手法であった。

そこで近年、サブミリレベルの高い分解能を持ち、非侵襲測定が可能なMRI (magnetic resonance imaging) を用いて、生体インピーダンスの画像を得る手法が研究されている。これまでに、インピーダンスの分布を定性的に反映した画像を得る手法[3]や、導電率の分布のみを画像化する手法[4]などが提案され、得られた導電率分布を用いた電磁界解析例も報告されている[5]。ただし、携帯電話やMRIのRF (radiofrequency)波、温熱療法など高周波の電磁界解析に対応するためには、誘電率の画像化が必要であった。

本研究では、MRIを用いて測定物の誘電率と導電率をともに画像化する新しい手法を提案し、数値解析と実験により、本手法の特徴および課題を明らかにすることを目的とする。

2 装置と測定原理

連絡先： 多田羅 智史，〒277-8561 千葉県柏市柏の葉5-1-5，東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻，

e-mail: tatara@ohsaki.k.u-tokyo.ac.jp

^{*1}東京大学 ^{*2}バリアンテクノロジーズジャパンリミテッド

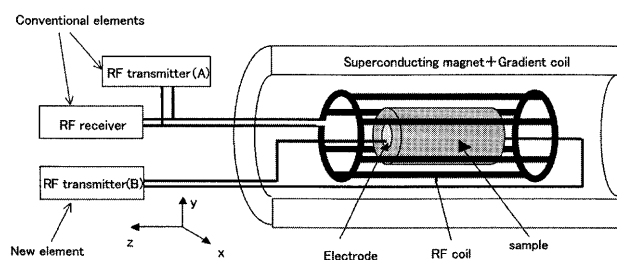


Fig.1 Experimental setup for magnetic resonance imaging (MRI) of electric permittivity and conductivity. Weak electric current of the magnetic resonance frequency (Larmor frequency) was applied to the sample from a pair of surface electrodes. The current is supplied from an external radiofrequency (RF) transmitter(B).

2.1 装置の構成

MRI装置は、超電導マグネット、傾斜磁場コイル、RFコイル、RF送信器、RF受信器から構成されるが、これらは本研究でもそのまま使用する。超電導マグネットは、測定物が置かれる空間に数テスラの均一な静磁場を発生する。傾斜磁場コイルはそれに僅かに直線的な傾斜を与えるように、パルス磁場を発生することができ、これは測定物が発生する磁気共鳴信号から位置情報を読み取るために必要である。RFコイルは、装置に対応する磁気共鳴周波数で、測定物に数 μT の磁場を照射し、それに続いて測定物から発生する磁気共鳴信号を検出する。磁気共鳴周波数は $\omega_0 = \gamma B_0$ で与えられ、 γ は磁気回転比($2\pi \times 42.58 \text{ MHz/T}$)、 B_0 は超電導マグネットの静磁場の強さである。

本研究に固有のハードウェアとして、RFコイルからの磁場とは別に、測定物の表面に貼り付けた電極から磁気共鳴周波数の交流電流を流して、測定物内部に交流磁場を発生させる。このためのRF送信器と電極を新たに導入する(Fig.1のRF transmitter(B))。電流の強さは生体組織に対して安全性が確保される(発熱量が安全基準を超えない)レベルに抑える。

2.2 誘電率と導電率を測定する原理

測定物に貼った電極から電流を流した状態と流さない状態とで画像を取得すると、それらの画像には差異が生じる。その差異は、測定試料のインピーダンス(誘電率および導電率)分布に依存する。画像の差異から、考案した計算式に基づいて、測定物内の誘電率と

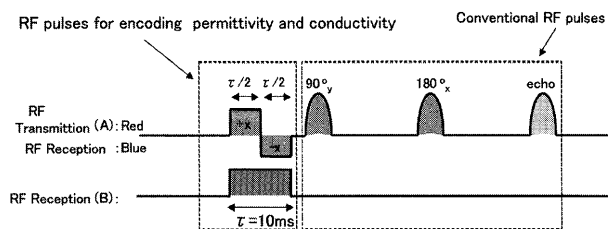


Fig.2 Operation diagram of the RF transmitters and the receiver. The transmitter (A) produces RF fields with inverting directions for the same duration of $\tau/2$. The transmitter (B) produces an RF field with one direction for a duration of τ .

導電率の分布を求める。

Fig.2にMRIの動作ダイアグラム(パルスシーケンス)を示す。上段は、RFコイルに接続されている送信器(A)と受信器の動作を示し、下の段は、測定試料に電極から電流を加えるための送信器(B)の動作を示す。送信器(A)と(B)とは、0または $\pi/2$ の位相差を保ちつつ、同周波数で動作させる。点線で囲んだ部分が本手法に固有の動作であり、送信器(A)を時間幅 $\tau/2$ ずつ、逆の極性(交流なので位相を π ずらして)で動作させ、送信器(B)は同じ極性で時間幅 τ の間動作させる。それ以外は従来のMRI(スピン・エコー法)の動作と変わらない。

ここで本研究に固有の動作の部分の説明する。RFコイルから出る磁場は、磁気共鳴周波数でz軸を中心に回転するように加えられる。それと同じ速度で回転する回転座標系($\tilde{x}$ $\tilde{y}$ $\tilde{z}$ 座標)で見た場合、RFコイルから発生する磁場は静止した磁場となる。Fig.3はRFコイルから出る磁場 B_1 が $\tilde{x}$ 方向を向くように送信器(A)の位相を設定した時を示している。磁気共鳴信号の発生源である磁化(水素原子核の磁気モーメントの和)は、外部から加えられた磁場を軸として回転し、その運動はBloch方程式により記述される[6]。測定物にかかる磁場は、測定物に電流を流した時に発生する磁場($\tilde{x}$ 成分と $B_{\tilde{x}}$ と $\tilde{y}$ 成分 $B_{\tilde{y}}$ を持つ)RFコイルの磁場 B_1 の和である。ここでは、RFコイルの磁場に比べて、電流を流した時に発生する磁場が非常に小さくなるように電流の強度を調整することとすれば、これら2つの磁場の和は $\tilde{x}$ 方向を向くと近似することができる。Fig.2左端のように、RFコイルの磁場を正極性で時間 $\tau/2$ の間加えると、磁化ベクトルは $\tilde{x}$ 方向を軸として位相($B_1 +$

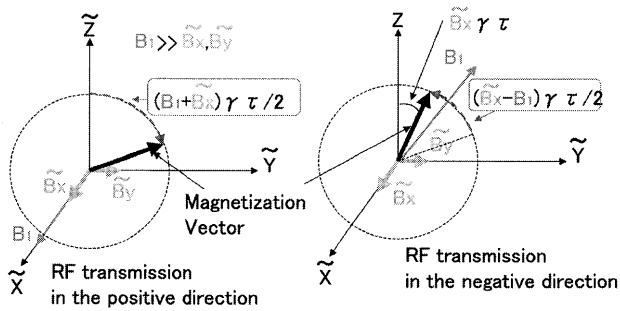


Fig.3 Dynamics of the magnetization vector during the applications of RF magnetic fields generated from the RF coil (B_1) and the electric current flowing in the sample (B_x and B_y).

$B_x\gamma\tau/2$ だけ回転する。その後で、RFコイルの磁場の極性を反転させると、磁化ベクトルは逆方向に位相($B_x - B_1\gamma\tau/2$ だけ回転する。結果として、磁化ベクトルがZ軸となす角は $\theta_0 = B_x\gamma\tau$ となる。Fig.2 でこれに続く動作により、角 θ_0 を、磁気共鳴信号の位相に変換して計測する。続いて、RFコイルが発生する磁場 B_1 が y 方向を向くように送信器(A)の位相を修正し、同様の測定を行うと、角 $\theta_{\pi/2} = B_y\gamma\tau$ が得られる。

RF送信器(B)により測定対象物に電流を流したときに、測定対象物内部に発生する磁場を、複素数で $\mathbf{B}^{\text{tot}}$ と表す。誘電率と導電率が一樣な領域の内部で、 $\mathbf{B}$ は次の波動方程式を満たす。

$$\nabla^2 \mathbf{B} + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - i \omega \mu_0 \sigma) \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ と成分で表すと、Fig.3 のように取得した磁気共鳴信号の位相は $\theta_0 = (\gamma\tau/2) \text{Re}[B_x - iB_y]$ で与えられる(ここで $B_x = \text{Re}[B_x - iB_y]/2$, $B_y = -\text{Im}[B_x - iB_y]/2$ の関係があることを利用した[7])。また、RF送信器(A)の位相を 90 度ずらして測定した位相は $\theta_{\pi/2} = -(\gamma\tau/2)\text{Im}[B_x - iB_y]$ したがって

$$B_x - iB_y = \frac{2}{\gamma\tau} (\theta_0 - i\theta_{\pi/2}) \quad (2)$$

これを式(1)に代入すると

$$\omega^2 \epsilon \mu_0 - i \omega \mu_0 \sigma = - \frac{\nabla^2 (\theta_0 - i\theta_{\pi/2})}{\theta_0 - i\theta_{\pi/2}} \quad (3)$$

したがって、 θ_0 と $\theta_{\pi/2}$ を画像計測すれば、誘電率と導電率の分布を推定することができる。

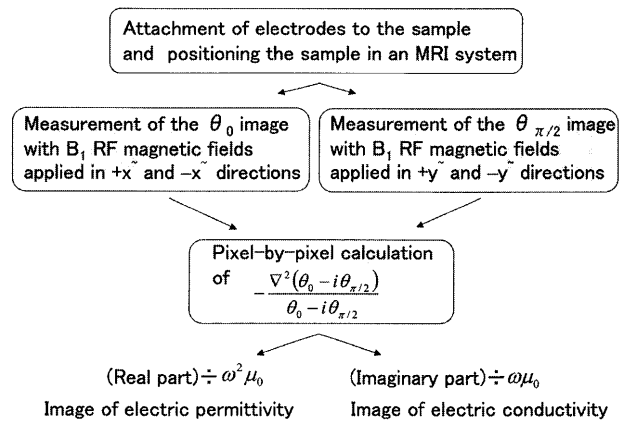


Fig.4 Protocol of measuring MRI signals and successive calculation of electric permittivity and conductivity.

2.3 測定と画像解析の手順

MRIの測定と画像解析の流れをFig.4 に示す。測定試料表面に電極を貼り付けてMRI装置内に設置し、2枚の画像を取得する。このとき、測定物に電流を流すのと同時に、上述のようにRFコイルの磁場を x 方向および y 方向に加える。さらに参照画像として、RFコイルに電流を流さない状態でRFコイルの磁場を同様に x 方向および y 方向に選んだものを測定する。参照画像を基準としたこれらの画像の画素値(磁気共鳴信号の位相の値)を θ_0 および $\theta_{\pi/2}$ として、ピクセル毎の画像演算により、 $-\nabla^2(\theta_0 - i\theta_{\pi/2})/(\theta_0 - i\theta_{\pi/2})$ の画像を生成する。式(3)より、この画像の実数部を $\omega^2\mu_0$ で割ると誘電率の画像が得られ、虚数部を $-\omega\mu_0$ で割ると導電率の画像が得られる。

3 数値解析による検証

3.1 解析モデル

提案したアルゴリズムの妥当性を確認するとともに、測定結果が誘電率などにどのように依存するのかを知るために、数値解析を行った。Fig.5 に今回行った数値解析のモデルを示す。測定物のモデルは、直径3cmの円柱型容器に入った0.9%NaCl水溶液(生理食塩水)とエタノールの混合溶液(比誘電率40, 導電率0.14 S/m)とした。溶液中に、紙面を貫く方向に電流を流した場合を考えた。

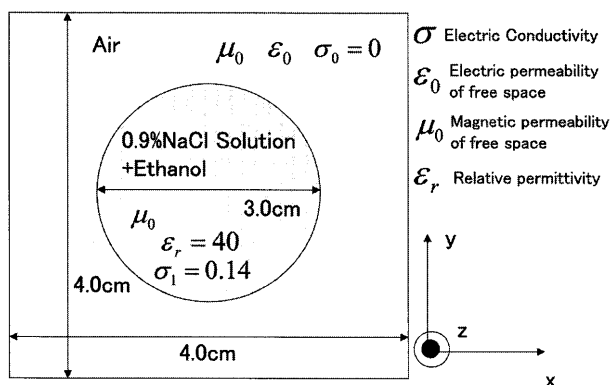


Fig.5 Two-dimensional cylindrical sample model for numerical analyses of the permittivity and conductivity imaging method.

MRI の RF コイルが発生する磁場は、電磁場の波動方程式を解くことにより求めた。無限遠方では、ベクトルポテンシャルが $\mathbf{A} = x\mathbf{B} + iy\mathbf{B}$ ($\mathbf{B}$ は RF コイルの無限遠方における磁場の大きさ、 i は虚数単位) であり、測定物内外で電場、磁場は連続性を持つという境界条件より、ベクトルポテンシャルが求まる。RF コイルが発生するベクトルポテンシャルは、測定物内では、

$$A_{z,i}(x,y) = \frac{2B}{k_2 J_0(ka)} J_1(k_2 \sqrt{x^2+y^2}) \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} + \left\{ \frac{2B}{k_2 J_0(ka)} J_1(k_2 \sqrt{x^2+y^2}) \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} \right\} i \quad (4)$$

測定物外では、

$$A_{z,o}(x,y) = \left\{ B\sqrt{x^2+y^2} + \left(\frac{2aBJ_1(ka)}{k_1 J_0(ka)} - a^2 B \right) \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} \right\} \frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} + \left\{ B\sqrt{x^2+y^2} + \left(\frac{2aBJ_1(ka)}{k_1 J_0(ka)} - a^2 B \right) \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} \right\} \frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} i \quad (5)$$

となる[8]。ここで J_n は第一種ベッセル関数(n は次数)、 a は測定物の半径、 k_1 は測定物外の波数、 k_2 は測定物内の波数である。さらに、 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ より、磁場が導出される。また、被測定物に電流を流すことにより発生する磁場は、無限遠方で磁場が 0、測定物内外で電場と磁場が連続性を持つという境界条件より、測定物外では、

$$A_{z,o} = a_{11} J_0(k_1 r) + a_{12} N_0(k_1 r) \quad (6)$$

測定物内では、

$$A_{z,i} = a_{21} J_0(k_2 r) \quad (7)$$

ただし、

$$a_{11} = a_{21} \times J_0(k_2 a) \{ k_2 J_1(k_2 a) N_0(k_1 a) - k_1 N_1(k_1 a) J_0(k_2 a) \} \div$$

ここで N_n は第二種ベッセル関数(n は次数)、 I は測定物 $[J_0(k_1 a) J_0(k_2 a) \{ k_2 J_1(k_2 a) N_0(k_1 a) - k_1 N_1(k_1 a) J_0(k_2 a) \} + J_0(k_2 a) N_0(k_1 a) \{ k_2 J_1(k_2 a) J_0(k_1 a) - k_1 J_1(k_1 a) J_0(k_2 a) \}]$

$$I$$

$$a_{12} = - \frac{k_2 J_1(k_2 a) J_0(k_1 a) - k_1 J_1(k_1 a) J_0(k_2 a)}{k_2 J_1(k_2 a) N_0(k_1 a) - k_1 N_1(k_1 a) J_0(k_2 a)} a_{11}$$

に流す電流(0.015A) である。

さらに、これらの磁場が印加されたときの磁化ベクトルの運動を考える際には、以下の Bloch 方程式を用いた[6]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \frac{\mathbf{B}}{\mu} \times \mathbf{M} \quad (8)$$

ここで μ は透磁率、 $\mathbf{B}$ は静磁場、測定物内の電流による磁場、RF コイルによる磁場の和である。

3.2 解析結果と考察

Fig.6 に、シミュレーションによって得られた磁気共鳴信号の位相の画像 θ_0 および $\theta_{\pi/2}$ と、それらをもとに提案手法で計算された誘電率分布と導電率分布を示す。この結果から、比誘電率 40、導電率 0.14 の場合、測定物の内部で誘電率と導電率はおおよそ一様になっているものの、所々に不均一があった。これは、200MHz(静磁場 4.7T)といった周波数の高い領域では、RF コイルが発生する磁場の乱れが生じることが原因だと考えている。提案するインピーダンス解析アルゴリズムでは、RF コイルから発生する磁場が測定物内で均一であるという近似を用いているが、実際には式(1)で与えられる不均一が生じるため、この近似が崩れるからであると考えられる。

Fig.7 に、誘電率を 10、40、70 と変化させていった時の測定物中心を通る直線上における誘電率、導電率の計算結果の分布を示す。これらの結果より、誘電率が小さいほど正確な結果を得ることができ、誘電率 10 では、比誘電率 10、導電率 0.2 という値が得られたことがわかる。誘電率が大きい 70 の場合は、波長が 8.37cm と短くなり、測定物の大きさに近くなる。そのため、共振が起こり、誤差が大きくなったのであると考えている。

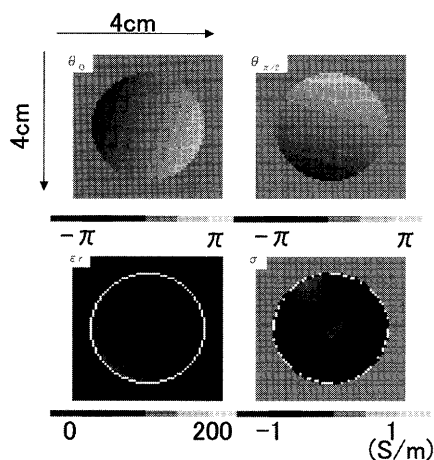


Fig.6 Images of the phase angle of magnetic resonance signals θ_0 (upper left) and $\theta_{\pi/2}$ (upper right), and estimated electric permittivity (lower left) and conductivity (lower right).

Fig.7 が示すように、シミュレーションでは導電率が負の値に推定されたが、これは、RF コイルの磁場の不均一性によるものである。なぜなら、式(4)、(5)で表される RF 磁場分布の代わりに、完全に均一な磁場を仮定してシミュレーションを行うと、モデルに与えた導

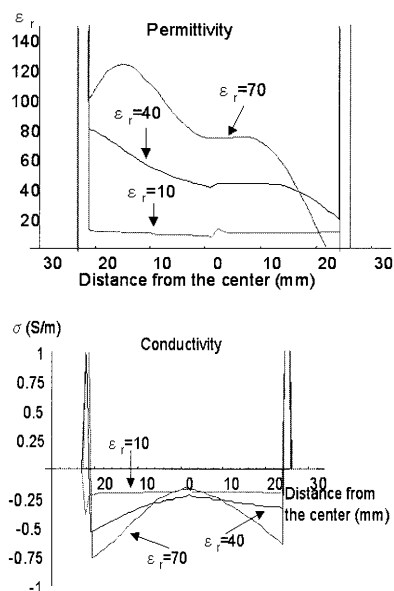


Fig.7 Distribution of electric permittivity conductivity and on a line passing through the center of sample.

電率とほぼ一致する正の値が得られるからである。導

電率は、(3)式から、右辺の虚数部分から求まる。虚数部分を決定しているのは、 $\theta_{\pi/2}$ であり、RF コイルの磁場の不均一性によって、 $\theta_{\pi/2}$ がどのように影響を受けるのか、調べた。その結果、RF コイルの磁場が均一の時と不均一の時を比べてみると、Fig.2 中で送信器(A)から 180° パルスを加えるとき、RF 不均一の影響が現れることが分かった。

Fig.8(a)に、 $\theta_{\pi/2}$ を測定するときに 180° パルスとして加えられる RF コイルの磁場の偏角を示す。偏角の値は、回転座標系において、RF コイルから発生する磁場が x -となす角を表している。Fig.8(a)より、RF コイルの磁場の偏角は、試料の外側にいくほど、小さくなることがわかる。

Fig.8(b)に、 180° パルスを加えた時の磁化ベクトルの運動を示す。RF コイルの磁場は、それを軸として磁化ベクトルを 180° 回転させる作用を持つ。RF コイルの磁場が不均一の時は、試料の外側にいくほど、RF コイルの磁場の偏角は、小さくなる。回転前の磁化ベクトルの向きが一樣であるとすれば、Fig.8(b)より、回転後の磁化ベクトルの x -成分は試料の外側にいくほど大きくなることが分かる。

その様子を、Fig.8(c), (d)に示した。(c)は、RF コイルの磁場分布が均一であると仮定した場合の 180° パルスを加える前後の磁化ベクトルの x -座標値を示している。(d)は RF コイルの磁場分布が不均一である場合である。図より、(c)では、 180° パルスを加える前後で座標値が正確に反転しているのに対し、(d)では、試料の外側にいくほど x -座標値が(c)と比べて、大きくなっていることが確認できた。そのため、 180° パルスを加えた後、均一な場合と不均一な場合とでは、凹凸が反転していることが図から読み取ることができる。

ここで、(3)式より、導電率は $\theta_{\pi/2}$ の 2 階微分によって求められることが分かる。したがって、Fig.8 の(c), (d)の凹凸の反転は導電率の値の反転に直接寄与しているといえる。

4 実験による検証

4.1 測定物と実験装置

Fig.8 に測定物の概略を示す。アクリルパイプの中に 0.9%NaCl 水溶液 30%, エタノール 70%を満たし、両

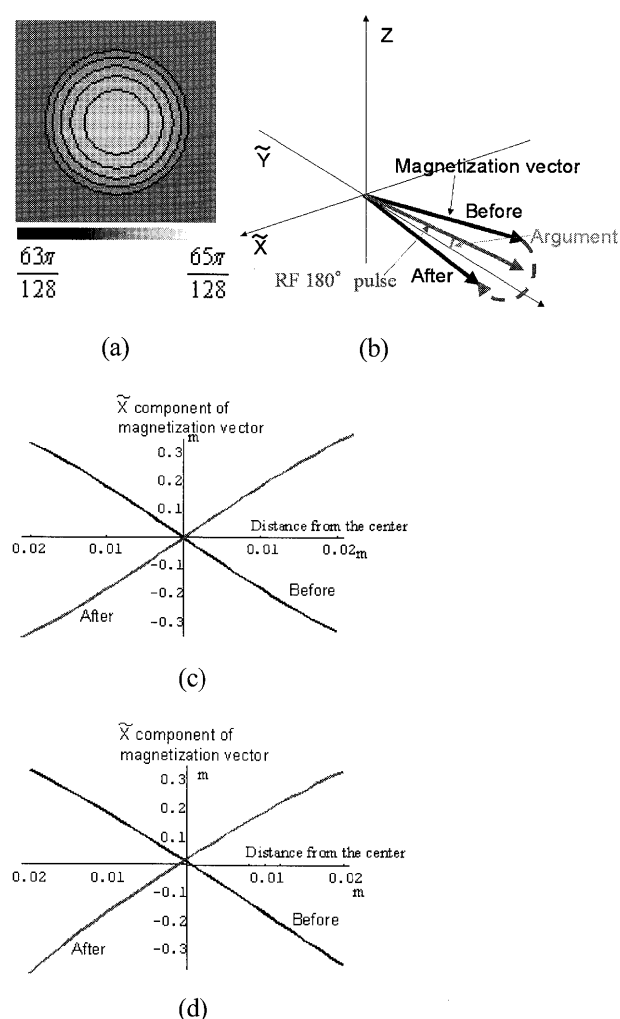


Fig.8 (a)Declination of magnetic field generated by an RF coil.(b)Motion of magnetization vector during application of RF 180° pulse in $+y$ direction.(c) x -component of magnetization vector before and after application of uniform magnetic field generated by an RF coil.(d) x -component of magnetization vector before and after application of realistic magnetic field distribution generated by an RF coil.

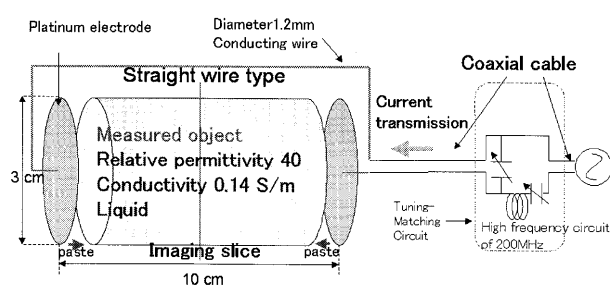


Fig.8 Schematic of the sample for experiments

端に白金電極を取り付けた。アクリルパイプの近傍を除いて、同軸ケーブルで配線し、途中にインピーダンス整合用の可変コンデンサを置いた。測定には静磁場 4.7T の MRI 装置を使用し、RF コイルは長さ 32cm, 内径 14cm のバードケージ型とした。

4.2 実験結果と検討

実験によって得られた磁気共鳴信号の位相の画像 θ_0 および $\theta_{\pi/2}$ と、それらをもとに提案手法で計算された誘電率分布と導電率分布を、Fig.9 に示す。測定物の左下部分に、測定誤差が大きい領域がみとめられた。これは、数値解析では考慮されていなかったリターン導線の影響によるものと推測される。

Fig.10 に測定物中心を通る直線上でみた誘電率、導電率の分布を示す。誘電率は、測定物の中心から離れたところでは、測定誤差が発生するものの、中心付近では、およそ比誘電率 40 を得ることができた。導電率もまた、中心から離れたところでは、誤差が生じるものの、中心付近では約 1 といったおよそ妥当な結果を得ることができた。

5 結言

本研究では、MRI を用いて生体組織の誘電率と導電率の分布を測定する手法を提案した。測定物の磁気共鳴信号から誘電率と導電率を計算するアルゴリズムの

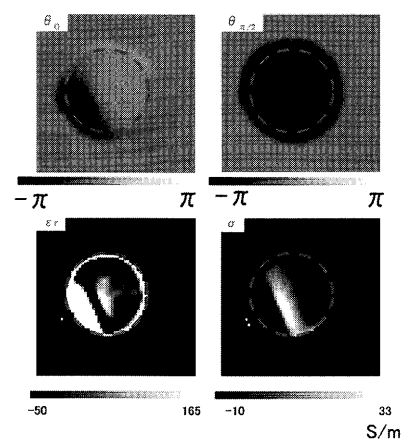


Fig.9 Experimentally obtained images of the phase angle of magnetic resonance signals θ_0 (upper left) and $\theta_{\pi/2}$ (upper right), and estimated electric permittivity (lower left) and conductivity (lower right).

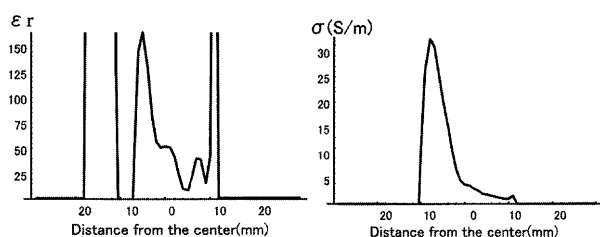


Fig.10 Distribution of electric permittivity(left) and conductivity(right) calculated from the experimentally obtained signals. The horizontal axis indicates the position on a line passing through the center of sample.

妥当性を示すために、円柱形の測定物をモデルとして数値解析、実験をそれぞれ行った。誘電率、導電率ともに測定物の中心部分ではおおよそ妥当な値を得ることができた。

しかし、数値解析では、RF コイルの磁場の不均一性のために、中心から離れたところで誤差が大きくなってしまった。誤差を抑制するためには、磁場の不均一を磁気共鳴信号から把握し、補正する手段を考案する必要があると考えている。

また、実験では、中心部分から離れたところの値のずれが大きい。したがって、リターン導線が画像および、RF コイル等に及ぼす影響を分析し、改善する必要があると考えている。

今後、このような課題に取り組む必要があるものの、本手法は、従来のインピーダンスイメージング技術に無い非侵襲性と高分解能という特徴を持ち、動物やヒトへの応用も比較的簡単である。

(2007 年 11 月 23 日受付, 2008 年 3 月 20 日再受付)

参考文献

- [1] 上野照剛, 関野正樹, 電磁場解析のための生体モデル, 日本 AEM 学会誌, Vol.13, No.3, pp.208-214, 2005.
- [2] G. J. Saulnier, R. S. Blue, J. C. Newell, D. Isaacson, and P. M. Edic, Electrical impedance tomography. *IEEE Signal Processing Magazine*, Vol.18, No.6, pp.31-43, 2001.
- [3] Y. Yukawa, N. Iriguchi and S. Ueno, Impedance magnetic resonance imaging with external AC field added to main static field, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.35, No.5, pp.4121-4123, 1999.
- [4] M. Sekino, Y. Inoue, and S. Ueno, Magnetic resonance imaging of electrical conductivity in the human brain, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.41, No.10, pp.4203-4205, 2005.
- [5] A. Barchanski, M. Sekino, E. Gjonaj, T. Weiland, S. Ueno, and

H. Ohsaki, Modeling the brain for the calculation of induced currents: segmented vs. measured data, *29th Annual Meeting of the Bioelectromagnetics Society*, pp.489-491, 2007.

- [6] F. Bloch, Nuclear induction, *Physical Review*, Vol.70, pp.460-474, 1946.

- [7] D. I. Hoult, The principle of reciprocity in signal strength calculations - a mathematical guide, *Concepts in Magnetic Resonance*, Vol.12, No.4, pp.173-187, 2000.

- [8] M. Sekino, H. Mihara, N. Iriguchi, and S. Ueno, Dielectric resonance in magnetic resonance imaging: signal inhomogeneities in samples of high permittivity, *Journal of Applied Physics*, Vol.97, No.10, pp.10R303, 2005.