

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 19 年度

修士論文

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

2008 年 2 月提出

指導教員 大崎 博之 教授

66214 多田羅 智史

Abstract

The purpose of this study is to propose a new method for noninvasively measuring 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. The study is conducted for 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.

目次

1. 序論	5
1.1 研究背景	5
1.1.1 生体の誘電率と導電率を測定することの意義	5
1.1.2 誘電率と導電率を測定する従来技術	7
1.2 MRIの原理	8
1.2.1 MRI装置	8
1.2.2 MRI信号の由来	9
1.2.3 信号とノイズの強度	10
1.2.2.1 信号の理論値	10
1.2.2.2 ノイズの由来	10
1.2.4 画像化	11
1.3 研究の目的	15
2. 測定原理	16
2.1 前提条件	16
2.2 誘電率と導電率を測定する原理	16
2.2.1 原理	16
2.2.2 測定と画像解析の手順	19
3. 数値解析による検証	21
3.1 解析モデル	21
3.2 磁場分布の計算	21
3.2.1 RFコイルの電流に由来する試料内の磁場分布	21
3.2.1.1 計算式の導出	21
3.2.1.2 主磁場の変化が試料の磁場分布に与える効果	25
3.2.1.3 導電率の変化が試料の磁場分布に与える効果	26
3.2.1.4 誘電率の変化が試料の磁場分布に与える効果	26
3.2.2 試料へのRF電流に由来する試料内の磁場分布	27
3.2.2.1 計算式の導出	27
3.2.2.2 RF電流に由来する磁場の分布	29
3.2.3 本研究のMRI動作による磁化ベクトルの運動	30

3.3 誘電率と導電率の計算.....	34
3.3.1 計算方法.....	34
3.3.2 異なる主磁場強度に対するシミュレーション結果と考察.....	34
3.3.3 導電率の異なる試料に対するシミュレーション結果と考察.....	38
3.3.4 誘電率の異なる試料に対するシミュレーション結果と考察.....	39
3.3.5 RF コイルの電流による磁場強度と試料への RF 電流に由来する磁場強度の比による誤差の評価.....	40
3.3.6 解析結果のまとめ.....	42
4. 実験装置.....	43
4.1 装置の構成.....	43
4.2 使用した RF コイル.....	43
5. 実験による検証.....	48
5.1 測定試料.....	48
5.2 測定条件.....	48
5.3 誘電率、導電率画像の導出方法.....	49
5.4 実験結果と考察.....	49
5.4.1 リターン導線の形状を変化させた時の結果と考察.....	49
5.4.4.1 加えた RF 電流による磁場の画像によるリターン導線形状の初期検討.....	49
5.4.4.2 誘電率、導電率の画像化.....	54
5.4.2 測定試料に流す電流を変化させた時の結果と考察.....	56
5.4.3 RF コイルの磁場強度を変化させた時の結果と考察.....	57
5.4.4 リターン導線と測定試料の距離を変化させた時の結果と考察.....	58
5.4.5 RF コイルを変更させた時の結果と考察.....	59
6. 結論.....	62

謝辞

研究業績

参考文献

付録

第 1 章

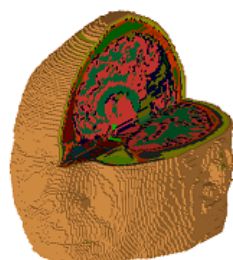
序論

1.1 研究背景

1.1.1 生体の誘電率と導電率を測定することの意義

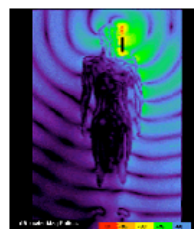
携帯電話の安全性評価や、脳機能の研究において生体を含む系を対象とする電磁場解析を行う(Fig.1.1)ためには、その個体または臓器のインピーダンス、すなわち誘電率と導電率の分布を知る必要がある。

また、誘電率や導電率の分布が分かれば、Fig.1.2 に示すように、脳波・脳磁図の逆問題や生体内電磁現象のシミュレーションなどの工学分野から、病変部のインピーダンス変化を利用した新しい画像診断技術、組織・細胞の生理学的評価などの医学分野まで、広範囲に産業上の波及効果が期待できる。電磁場シミュレーションにおいては、それぞれの解析対象について個別的にモデル構築ができるので、病変を含めた解析や、個体差の検討が可能になる。画像診断分野においては、脳梗塞や肺疾患などにおいて、従来は不可能だった超早期の診断への期待が持たれている。



Reference URL: www.brooks.af.mil/AFRL/HED/hedr/dosimetry.html

Model of human head



Reference URL: www2.nict.go.jp/pub/whatsnew/press/010426/010426.html

Simulation example of electromagnetic field

Fig.1.1 Biological Body Model for Simulations of Electromagnetic Fields

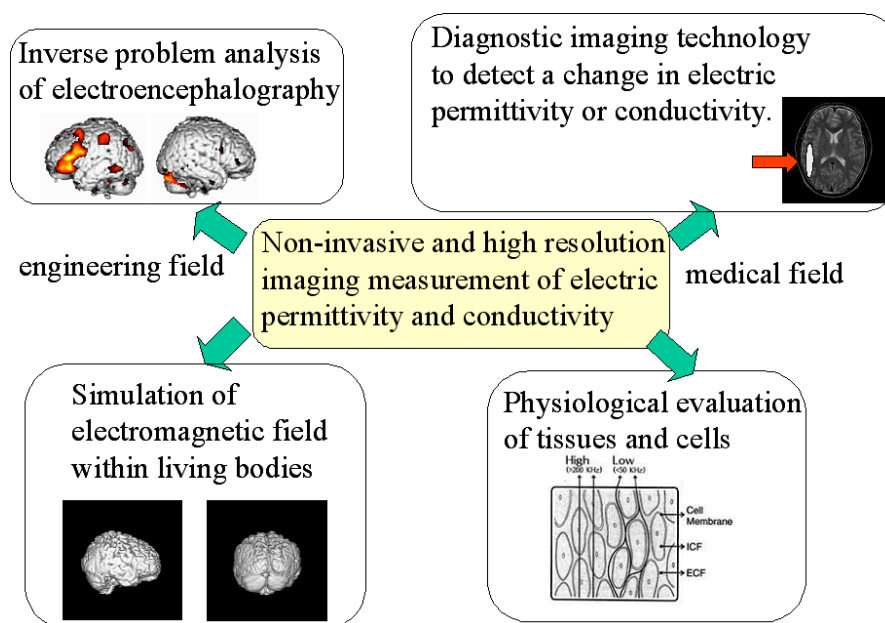


Fig.1.2 Applications of impedance imaging techniques for biological tissues

Table1、Table2 に動物などの組織を切り出して測定した誘電率と導電率の測定例を示している。表から本研究で用いた 200MHz では、生体をターゲットとしているため、測定試料の誘電率や、導電率は、生体組織の誘電率 10~100、導電率 0.05~0.1(S/m)の範囲をターゲットとする。そして、画像の乱れの原因となるため、磁化率の高い媒質を測定試料として使用せず、ほぼ真空の透磁率を持つ媒質を測定対象にする。また、生体への安全性の問題として、生体に流す電流は、発熱が生物学的に問題にならない範囲で装置を動作させる(厚生労働省の安全基準:全身発熱量 0.4W/kg 以下)。

Table 1 Conductivities (S/m) of biological tissues[1-3]

frequency(Hz)	10^3	10^5	10^7	10^9
muscle	0.3721	0.362	0.617	0.978
fat	0.022	0.024	0.029	0.054
cortical bone	0.020	0.021	0.043	0.156
gray matter	0.099	0.134	0.292	0.985
white matter	0.063	0.082	0.158	0.622

Table 2 Relative permittivities of biological tissues[1-3]

frequency(Hz)	10^3	10^5	10^7	10^9
muscle	4.3×10^5	8.1×10^5	1.7×10^2	5.5×10^1
fat	2.4×10^5	9.3×10^5	1.4×10^1	5.4×10^0
cortical bone	2.7×10^3	2.3×10^3	3.7×10^1	1.2×10^1
gray matter	1.6×10^5	3.2×10^5	3.2×10^2	5.2×10^1
white matter	4.3×10^5	2.1×10^5	1.8×10^2	3.9×10^1

1.1.2 誘電率と導電率を測定する従来技術

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ったものである[4]。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場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[5]。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、電磁場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。(Fig.1.3)

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[6]や、導電率の分布のみを画像化する手法[7]などが提案され、得られた導電率分布を用いた電磁場解析例も報告されている[8]。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場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。

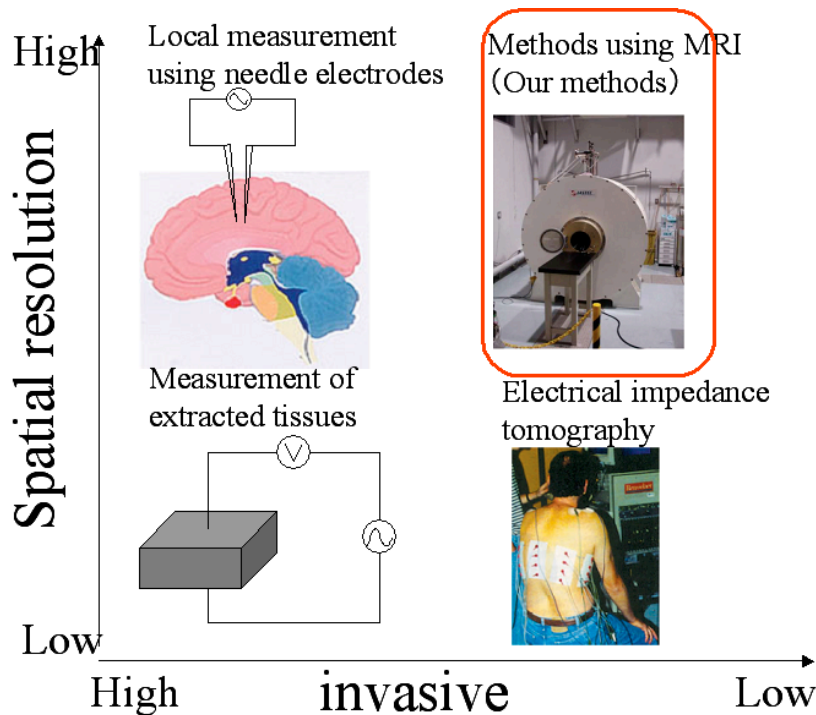


Fig.1.3 Techniques for measuring electric permittivity and conductivity

1.2 MRI の原理

1.2.1 MRI 装置

MRI 装置の外観図を Fig.1.4 に示す。装置は主に 4 つのコイルで構成されている。MRI 装置の最外部周囲にはスピン方向をそろえるための静磁場を発生するための超電導マグネットコイルが配置されている。磁場が強いほど MRI 信号が大きくなり、SN 比の良い高品位の画像が得られる。その内側には主磁場の誤差磁場を補正するシムコイルが巻かれている。さらにその内側にはボア内で位置に応じた磁場変動を与え、位置情報を読みとるための傾斜磁場コイルが備わっている。2 個の円形コイルに互いに逆方向の電流を流すことによって、線形に変化する傾斜磁場が得られる。この時、2 つのコイルの間では、Fig.1.4 に示すように、磁束密度 B_1 と B_2 の和が z 変位に対して線形になっている。このような勾配磁場コイルは、 x , y , z の 3 軸方向に配置されており、それらを組み合わせることにより、様々な方向の断面の画像が得られる。撮像時にはさらにボア内に RF コイルを入れる。RF コイルは送信された RF 周波数の電磁波をサンプルに照射し、サンプル内のプロトンを励起させるとともに、サンプル内から放出される信号を受信する役割がある。撮像対象になる被検者やサンプルなどはこの円形状のボアの中に入り、撮像が行われる。

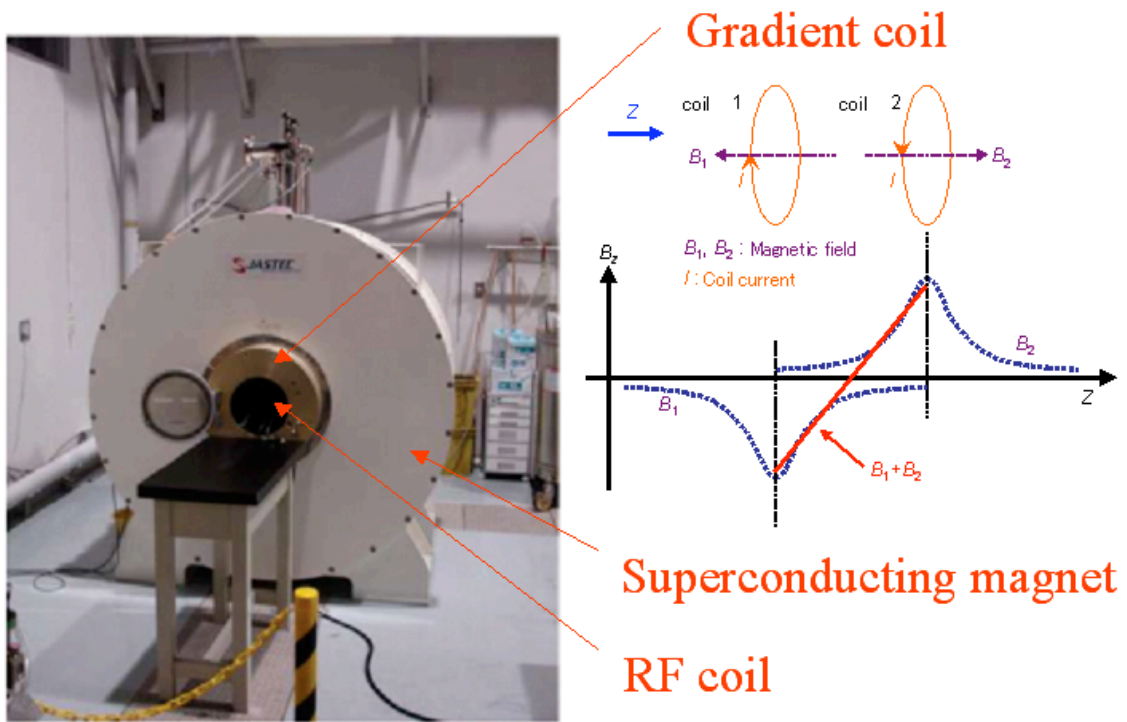


Fig.1.4 4.7 T MRI equipment

1.2.2 MRI 信号の由来

磁気共鳴とは、原子核が静磁場中に置かれた時に、その原子核と静磁場の磁束密度 B_0 によって決まる特定の角周波数 ω_0 の電磁波を吸収して、励起状態となり、電磁波の照射を止めると同じ周波数の電磁波を放出して安定状態に戻る現象である。通常、MRI においては、検出感度が高く、天然存在比がほぼ 100%である陽子(^1H : プロトン)の磁気共鳴信号が測定される。

プロトンは正の電荷を持ち、スピンをしているため、プロトンから磁気モーメント \mathbf{m} が生じている。人間の身体の中には、 1cm^3 あたり約 10^{23} 個ものプロトンが存在している。外部磁場 \mathbf{B}_0 がなければ、個々のプロトンは、Fig.1.5 に示すようにランダムに配向して、互いに磁気モーメント \mathbf{m} を打ち消し合い、全体として磁化ベクトル \mathbf{M} はゼロである。しかし、プロトンに外部磁場 \mathbf{B}_0 が加われば、磁化ベクトル \mathbf{M} の運動は、次式に示す Bloch 方程式の解として与えられる[9]。

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}_0) \quad (1-1)$$

その結果、Fig.1.6 に示すように、磁気モーメント \mathbf{m} は外部磁場 \mathbf{B}_0 と平行な向きのまわりを角速度 ω_0 で回転する。この運動を歳差運動と呼び、角速度 ω_0 は次式のように外部磁場 \mathbf{B}_0 に比例する。

$$\omega_0 = \gamma \times B_0 \quad (1-2)$$

ここで、 γ は核磁気回転比、角速度 ω_0 に対応する周波数をラーモア周波数と呼ぶ。また、外部磁場 \mathbf{B}_0 が加わった時、プロトンの磁気モーメントの向きは、外部磁場 \mathbf{B}_0 と同じ向きと逆向きのものがある。これは、外部磁場 \mathbf{B}_0 が加わった時のプロトンは、2つのエネルギーレベルを取りうることに起因しており、外部磁場 \mathbf{B}_0 と逆向きのプロトンの方が、エネルギーレベルが高い。しかし、プロトンの占有数は、外部磁場 \mathbf{B}_0 と同じ向きのプロトンの方がわずかに多く、その差により、Fig.1.6 に示すように磁気モーメント \mathbf{m} の分布が外部磁場 \mathbf{B}_0 と同じ方向に偏り、全体として外部磁場 \mathbf{B}_0 と平行な磁化ベクトル \mathbf{M} が生じる。

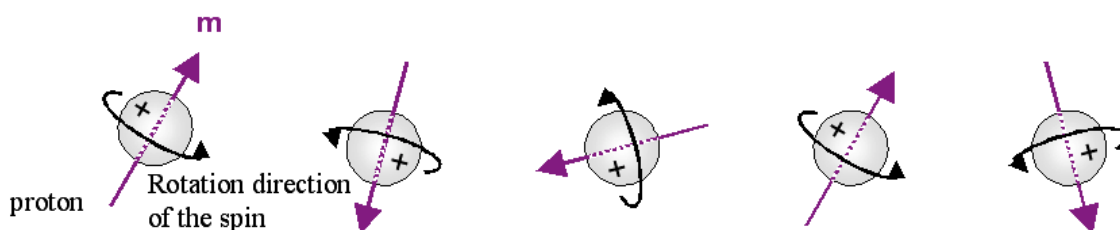


Fig.1.5 Motion of proton nuclei without external magnetic field

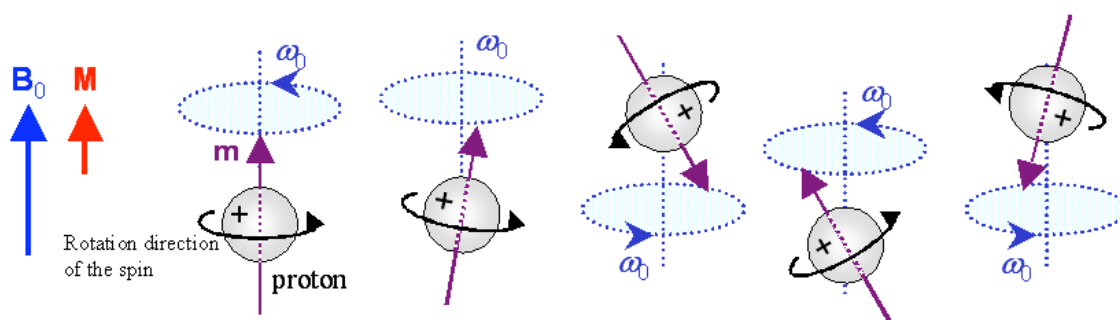


Fig.1.6 Motion of proton nuclei with external magnetic field

1.2.3 信号とノイズの強度

1.2.3.1 信号の理論値

核磁化の才差によりコイルに誘起される信号電圧 S は、以下のようになる[12]。

$$S = K\omega_0 V_s M_0 (B_1 / i)_{xy} \cdot \cos(\omega_0 t) \quad (1-3)$$

V_s はサンプルの体積である。 K はコイルおよびサンプルの形状により決まる係数である。

M_0 は単位体積あたりの磁気モーメント、 $(B_1/i)_{xy}$ は RF コイルの中心における xy 方向の磁場を表している。

1.2.3.2 ノイズの由来

ノイズの原因としては①コイル高調波抵抗 R_c (表皮効果により $R_c \sim \omega_0^{1/2}$)、②放射抵抗 R_r の影響があり、 $N \propto \sqrt{R}$ で、ノイズは抵抗値の 1/2 乗に比例する。

RF コイルを構成する導体の内部では、絶対温度がゼロでない限り、荷電粒子である電子が熱運動を行っている。すると抵抗体の中を不規則な電流が流れることになり、不規則な電圧すなわちノイズが発生する。電子の熱運動による雑音は、Johnson 雑音と呼ばれ、外来雑音を完全に遮蔽した理想的な条件下でもなお排除することができない。したがって Johnson 雑音が信号対雑音比(S/N 比)の理想的な限界を与える。

Johnson 雑音の大きさは、測定周波数帯域 Δf 、コイル線材の抵抗を R_c とすると、

$$\sigma_f = \sqrt{4k_B T_c \Delta f R_c} \quad (1-4)$$

であり、これがコイル線材の抵抗分となっている。

雑音抵抗の式[13]を下に示す。

① R_c (コイル線材の抵抗)

数 MHz 以上の高周波では、電流は導体の表面付近に局在して流れる(表皮効果と呼ばれる)。その厚さ δ は、温度 T_c における導体の抵抗率 $\rho(T_c)$ および透磁率 μ から、

$$\delta = \sqrt{2\rho(T_c) / \mu\omega_0} \quad (1-5)$$

で与えられるのでコイルの実質的な抵抗は、

$$R_c = \rho l / \rho \delta = (l/A) \sqrt{\mu\rho(T_c)\omega_0 / 2} \quad (1-6)$$

(l :コイル長 A :コイルの円周)で表される。

② R_r (放射抵抗)

コイルからでる信号が測定試料に照射せずに、空中に飛んで行ってしまう場合がある。この分による損失を抵抗で表すと、1 ループの円形 RF コイルの場合、 r をコイル半径 λ を波長とすると、以下のような式で表される。

$$R_r = 320\pi^6 (r/\lambda)^4 \quad (1-7)$$

インピーダンス等の調節を行う際、これらのコイルの抵抗分も考慮に入れる必要がある。

1.2.4 画像化

Fig.1.8 にスピンエコーの RF のパルス系列を示している。まず、 90° パルスをうち、TE/2 秒後 180° パルスをうって、TE/2 秒後画像を取得する。

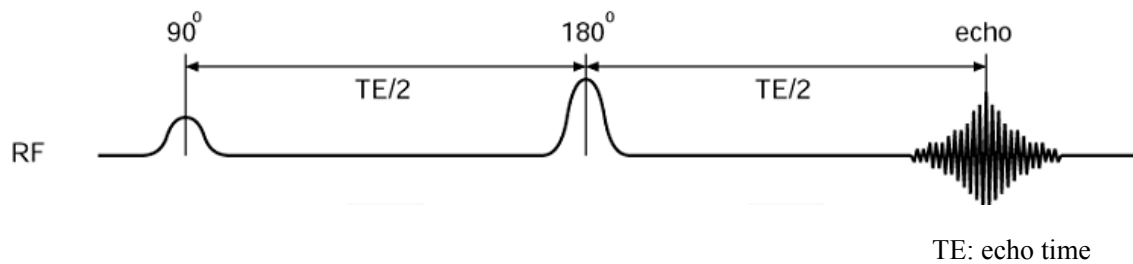


Fig.1.8 Pulse sequence of spin echo

Fig.1.7 に 90° パルス照射したときのプロトンの運動を示している。プロトンの歳差運動と同じ周波数で RF 磁場が照射されると、プロトンは RF のエネルギーを吸収する。それと同時に、巨視的磁化ベクトルは水平面へ向けて倒れていく。ブロッホ方程式から右図のようになることが知られている。RF 磁場の照射を止めても、しばらくの間、巨視的磁化ベクトルは水平面内で回転を続ける。この回転を RF コイルで検出したものが磁気共鳴信号であり、この信号をもとに画像が生成される。

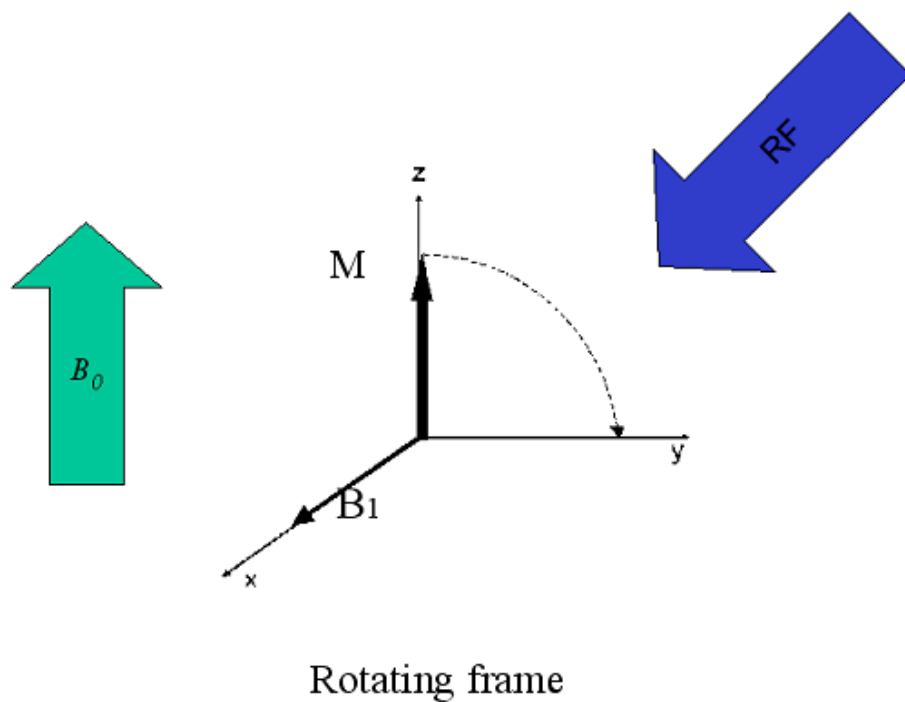
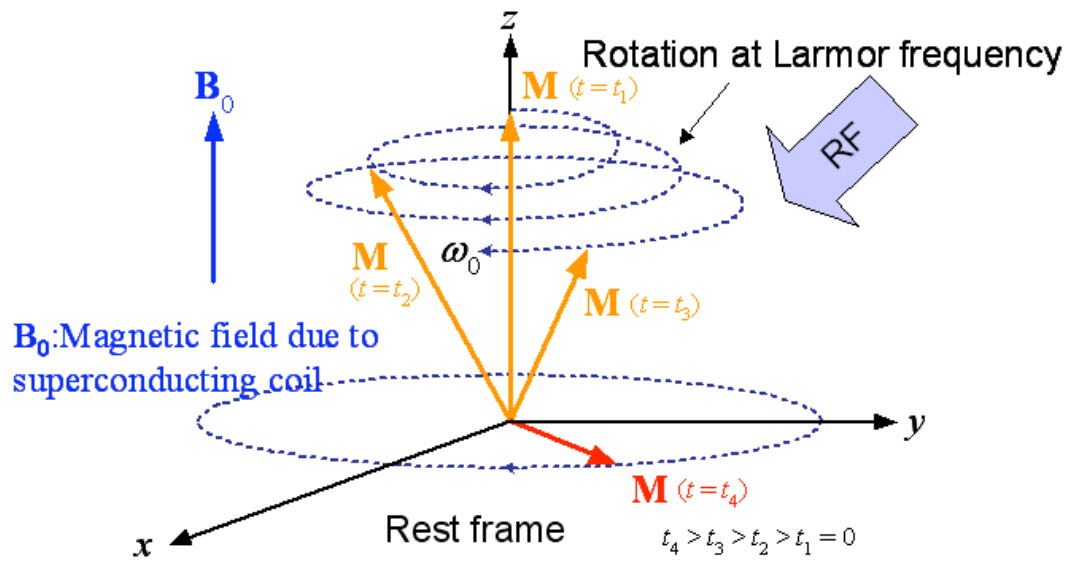


Fig.1.7 90° Motion of magnetization after application of RF pulse

RF 磁場の照射を止めた後、巨視的磁化ベクトルの x-y 成分、すなわち横方向の成分は少しずつ減少する。この過程をスピン・スピン緩和(T_2 緩和)と呼ぶ。

この規則的な位相の乱れを防ぐために、スピンエコーが形成される(Fig.1.8)。Fig.1.8 より、 90° パルス照射後に 180° パルスを照射することで再びすべてのスピンの位相がそろい、大きな信号(エコー)を発生することが可能となる。

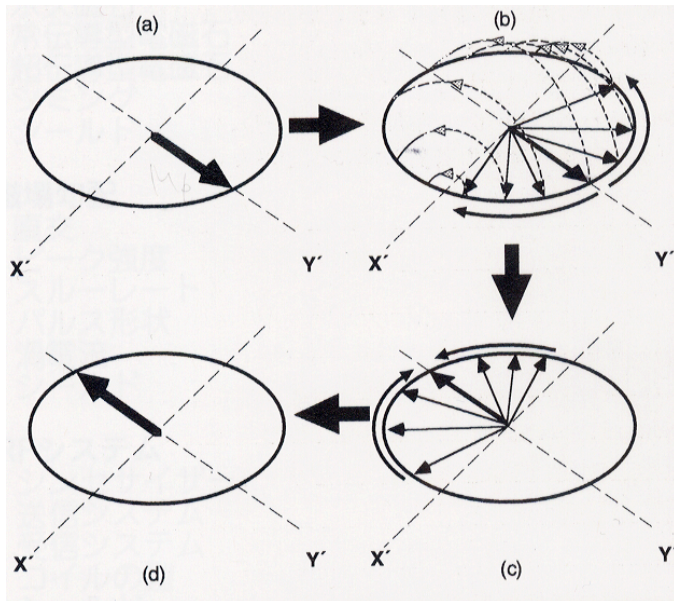


Fig.1.8 Spin echo formation. (a) At time $t=0$, immediately after 90° RF pulse, M_0 turns to the Y' -axis. (b) The spins gradually dephase because of an inhomogeneity in external magnetic field. At $t=TE/2$, a 180° RF pulse is applied to flip the dephased vectors around the X' -axis. (c) The vectors rephase during another $TE/2$ time period. (d) At $t=TE$, the vectors have rephased and an echo of opposite sign forms.

Fig.1.9 に周波数エンコーディングの図を示す。2次元 MR 画像はスライス面内の核スピンの MR 信号で構成されるが、各核スピンの位置や信号強度の情報は、エコー信号が生じる時点でスライス面内の一軸(x 軸とする)に沿って磁場勾配 G_x を印加しながら信号データを取得することで得られる(信号の読み出し) G_x を印加すると、これに平行なスピンはその位置に応じたラーモア周波数を有し、撮像視野の一辺が L であれば撮像視野内の核スピンは $\gamma \times G_x \times L$ の周波数帯域内に存在することになる。これらの周波数成分を含む MR 信号をフーリエ変換すれば、x 軸方向の位置に応じた信号情報を得られる。これが周波数エンコーディングである。通常は画像の長軸に対応する。

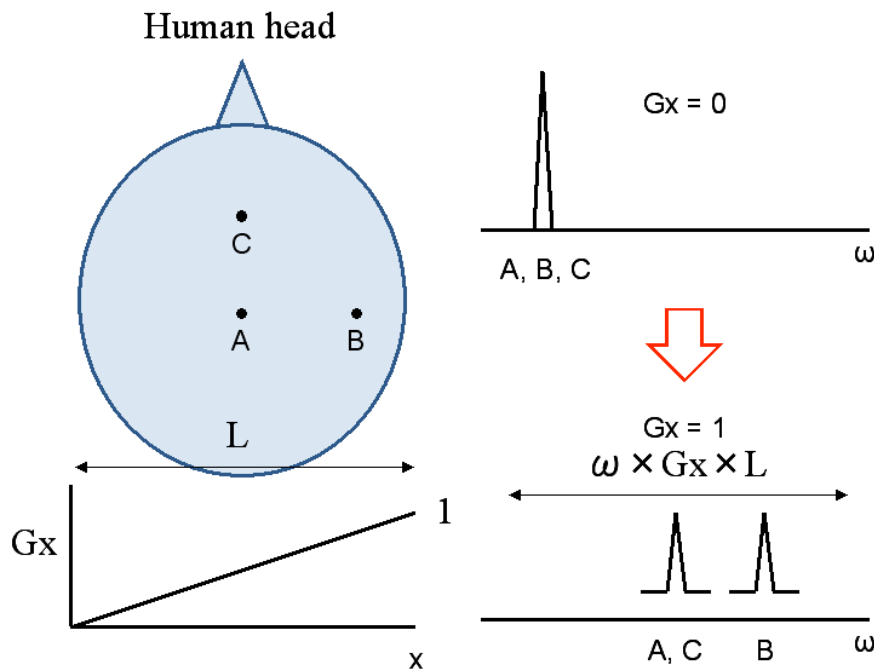


Fig.1.9 Frequency encoding

1.3 本研究の目的

本研究の目的は以下の3点である。

1. 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する。
2. 数値解析では、誘電率と導電率を求めるアルゴリズムの妥当性を検証するとともに、どの程度の誘電率、導電率まで測定可能なのかや、主磁場の強度、RF コイルの磁場の大きさを変化させて、誤差が小さくなるような測定条件を明らかにすることを目的とする。
3. 実験では、数値解析との整合性や、RF コイルの磁場の大きさや測定試料に流す電流の大きさ、RF 電流を加える回路の形状、RF コイルの種類といった測定条件を変えて誤差の原因を明らかにすることで、本手法の特徴および課題を考察することを目的とする。

第 2 章

測定原理

2.1 前提条件

Fig.2.1 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.2.1 の RF transmitter(B))。

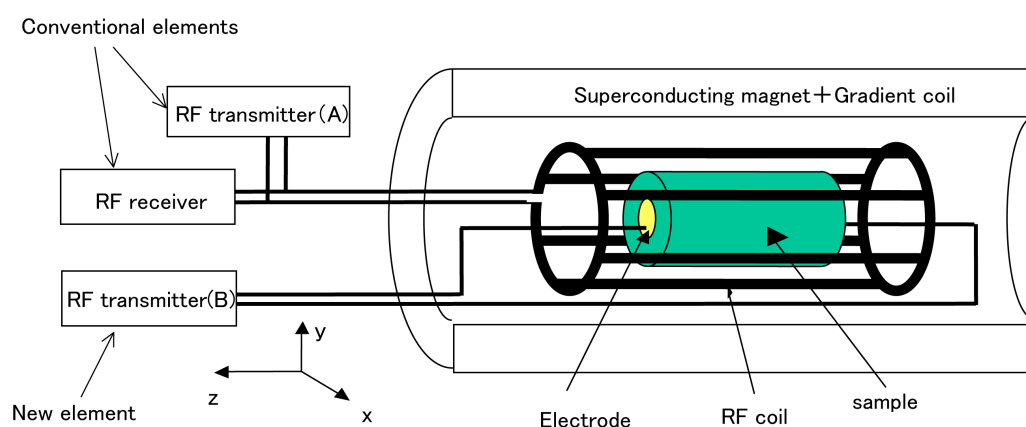


Fig.2.1 MRI equipment

前提条件として、以下の3つがあげられる。

1. 正確な誘電率、導電率を求めるためには、RF コイルの磁場分布は極めて均一でなければならない。
2. RF 送信器(A)と RF 送信器(B)は独立に動作し、測定試料へ RF 電流を加えるための回路と RF コイルが相互に干渉しない。
3. RF 電流による磁場が RF コイルの磁場に比べて十分小さくなければならない。

2.2 誘電率と導電率を測定する原理

2.2.1 原理

測定試料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、測定試料内の誘電率と導電率の分布を求める。

Fig.2.1 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。

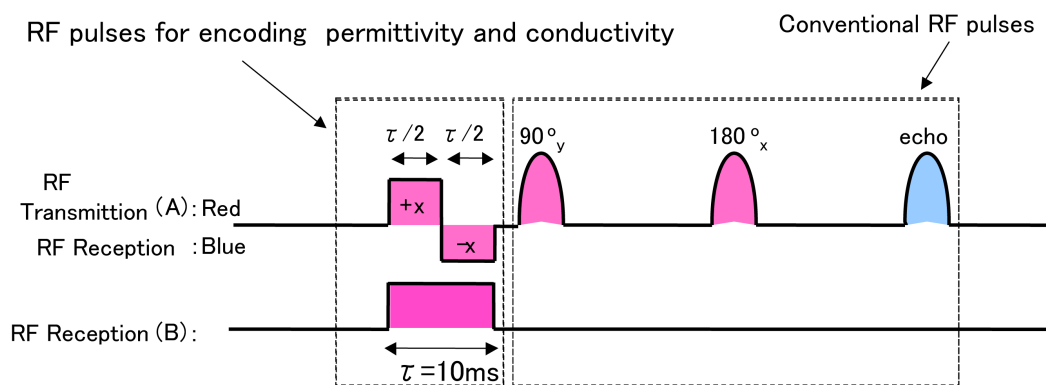


Fig.2.1 Operation diagram of the RF transmitters and the receiver. The transmitter (A) produces RF fields with opposite directions for the same duration of $\tau/2$. The transmitter (B) produces an RF field with one direction for a duration of τ .

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.2.2 は RF コイルから出る磁場 B_1 が 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[10]。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)と、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.2.1 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 $(B_1 + B_{\tilde{x}})\gamma\tau/2$ 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 $(B_{\tilde{x}} - B_1)\gamma\tau/2$ だけ回転する。結果として、磁化ベクトルが \tilde{z} 軸となす角は $\theta_0 = B_{\tilde{x}}\gamma\tau$ となる。Fig.2.1 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 \tilde{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 $\theta_{\pi/2} = B_{\tilde{y}}\gamma\tau$ が得られる。

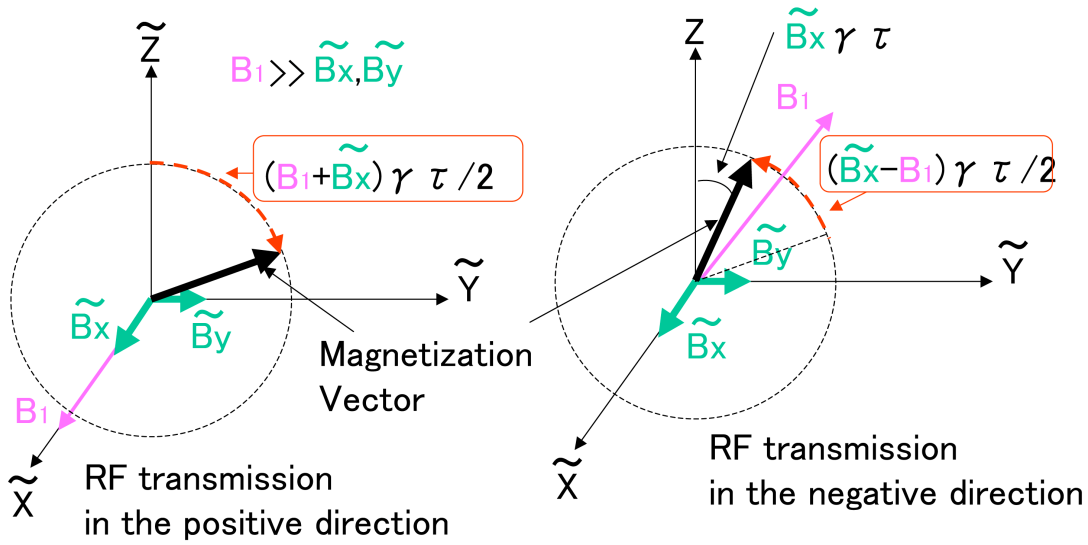


Fig.2.2 Dynamics of the magnetization vector during the applications of RF magnetic fields generated from the RF coil (B_1) and the electric current flowing in the sample (\tilde{B}_x and \tilde{B}_y).

交流電流の周波数を ω とすると、電場と磁場もそれぞれ周波数 ω で時間変化するため、複素数を用いて $\mathbf{E}e^{i\omega t}$, $\mathbf{B}e^{i\omega t}$ と表すことができる。ただし、これらの実数部をとったものが、現実の電場および磁場を表す。電極近傍を除いた容器内部と容器周辺の空間において、電荷は生じないと考えれば、電場と磁場を次のようにベクトルポテンシャル $\mathbf{A}e^{i\omega t}$ で表すことができる。

$$\mathbf{E}e^{i\omega t} = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}e^{i\omega t} = -i\omega \mathbf{A}e^{i\omega t} \quad (2-1)$$

$$\mathbf{B}e^{i\omega t} = \nabla \times \mathbf{A}e^{i\omega t} \quad (2-2)$$

Maxwell の方程式はベクトルポテンシャルを使って次のように表される。

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0 \quad (2-3)$$

ここで波数 k は

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_r \epsilon_0 \mu_0 - i\omega \mu_0 \sigma \quad (2-4)$$

で与えられる。 ϵ_r は媒質の比誘電率、 ϵ_0 および μ_0 は真空の誘電率および透磁率、 σ は媒質の導電率である。今回は磁化率の非常に小さい媒質を想定しているため、媒質の透磁率は μ_0 で近似されている。

RF 送信器(\mathbf{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 $\mathbf{B}e^{i\omega t}$ 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。

$$\nabla^2 \mathbf{B} + (\omega^2 \epsilon \mu_0 - i\omega \mu_0 \sigma) \mathbf{B} = 0 \quad (2-5)$$

$\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ 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 $B_x \sim \text{Re}[B_x - iB_y]/2$, $B_y \sim -\text{Im}[B_x - iB_y]/2$ の関係があること

を利用した[7]、付録参照)。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

$$B_x - iB_y = \frac{2}{\gamma T_c} (\theta_0 - i\theta_{\pi/2}) \quad (2-6)$$

これを式(2-3)に代入すると

$$\omega^2 \varepsilon \mu_0 - i\omega \mu_0 \sigma = -\frac{\nabla^2 (\theta_0 - i\theta_{\pi/2})}{\theta_0 - i\theta_{\pi/2}} \quad (2-7)$$

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。

2.2.2 測定と画像解析の手順

MRI の測定と画像解析の流れを Fig.2.3 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 \hat{x} 方向および \hat{y} 方向に加える[11]。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 \hat{x} 方向および \hat{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(2-7)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。

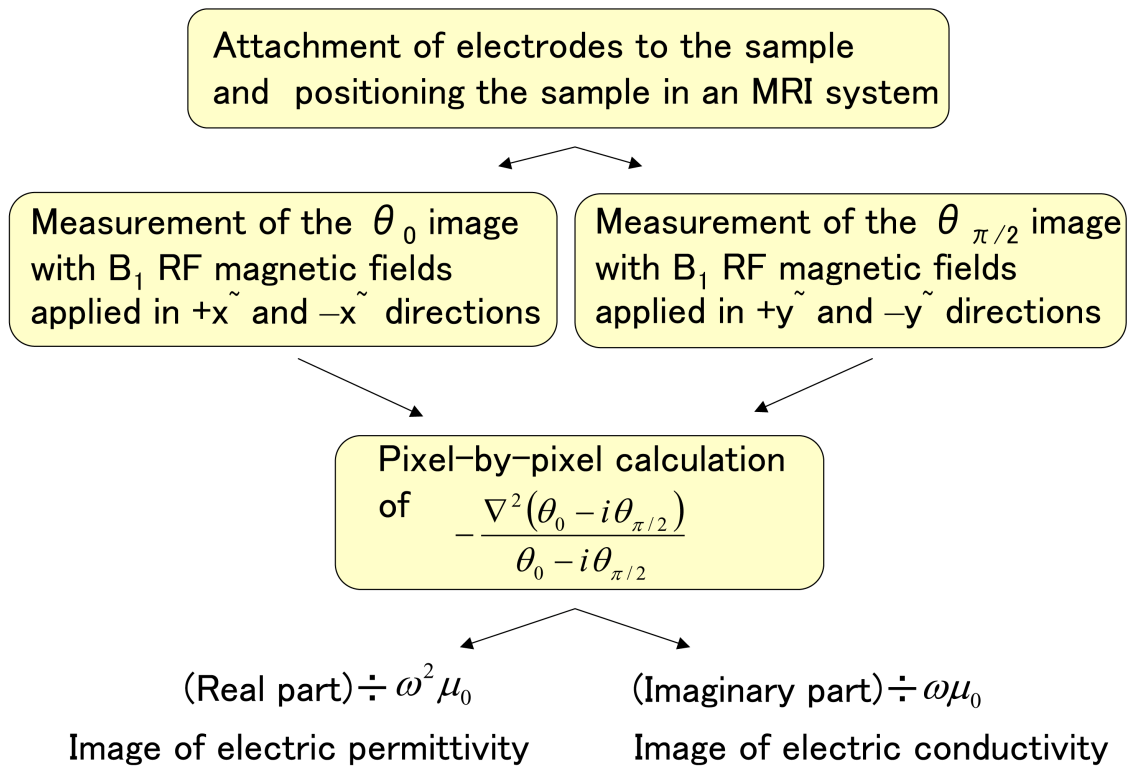


Fig.2.3 Protocol of measuring MRI signals and successive calculation of electric permittivity and conductivity.

第 3 章

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、測定精度を高めるためには磁場強度などの条件をどのように設定する必要があるのかを知るために、数値解析を行った。

Fig.3.1 に今回行った数値解析のモデルを示す。溶液中に、紙面を貫く方向に電流を流した場合を考えた。

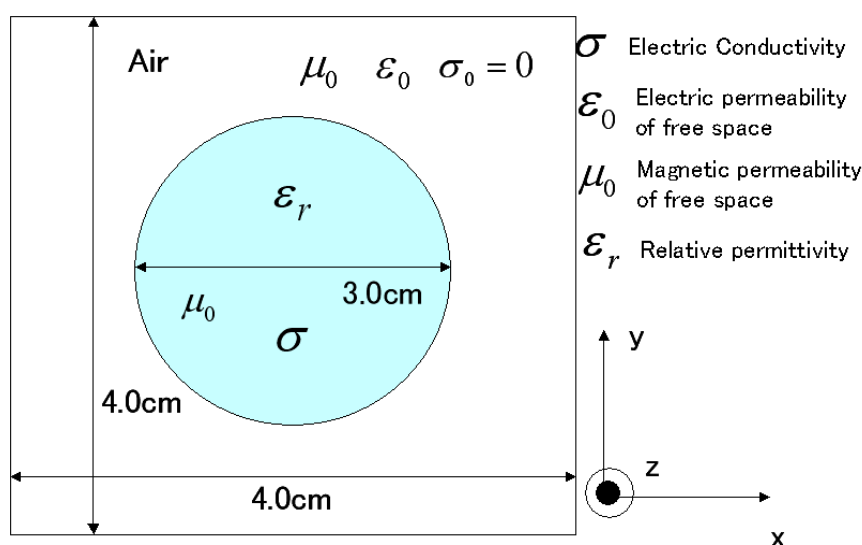


Fig.3.1 Two-dimensional cylindrical sample model for numerical analyses of the permittivity and conductivity imaging method.

3.2 磁場分布の計算

3.2.1 RF コイルの電流に由来する試料内の磁場分布

3.2.1.1 計算式の導出

誘電率、導電率分布を求めるためには、測定物にかかる磁束密度を知る必要がある。ここでは、まず、RF コイルの磁場がかかった時の測定物の磁束密度を求める。

Fig.3.2 に RF コイルによる磁場を示す。今回は図に示すようなバードケージ型 RF コイルを想定した。Fig.3.2 の右図に示してあるような磁場が回転し、磁場分布が円偏波になる。

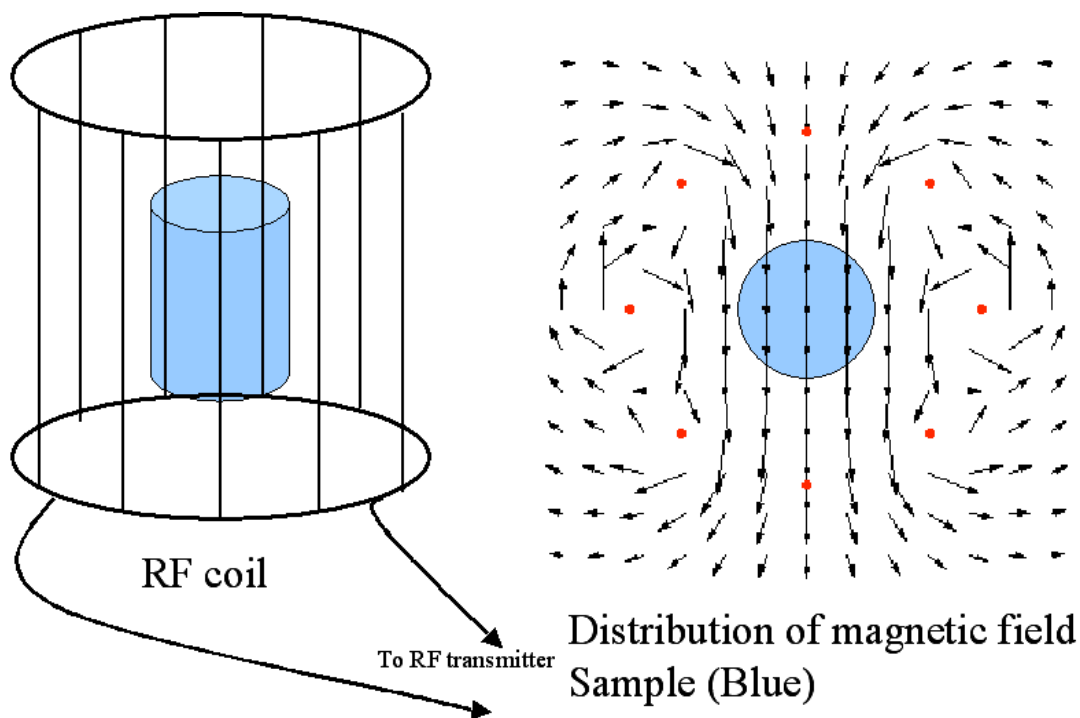


Fig.3.2 Magnetic field generated by a RF coil

Fig.3.3 にバードケージコイルを示してある。このコイルは、無限の長さをもった円筒上の軸方向の電流分布が、円筒の方位角(θ)方向に $\sin\theta$ に比例した強度分布をしているときに、円筒内部に、軸に垂直な方向の均一な磁場が発生するという事実を利用したものである。あるエレメントの位相と次のエレメントの位相が等間隔だけ異なるようにし、1周で 2π だけ電流の位相が変化するように L と C の値を設定し、動径方向に $\sin\theta$ に比例する電流分布を作り出した。つまり、例えば、エレメント数が6本の時、あるエレメントの電流が $I \times e^{i\pi/6}$ の時、隣のエレメントの電流は、 $I \times e^{i2\pi/6}$ となる。

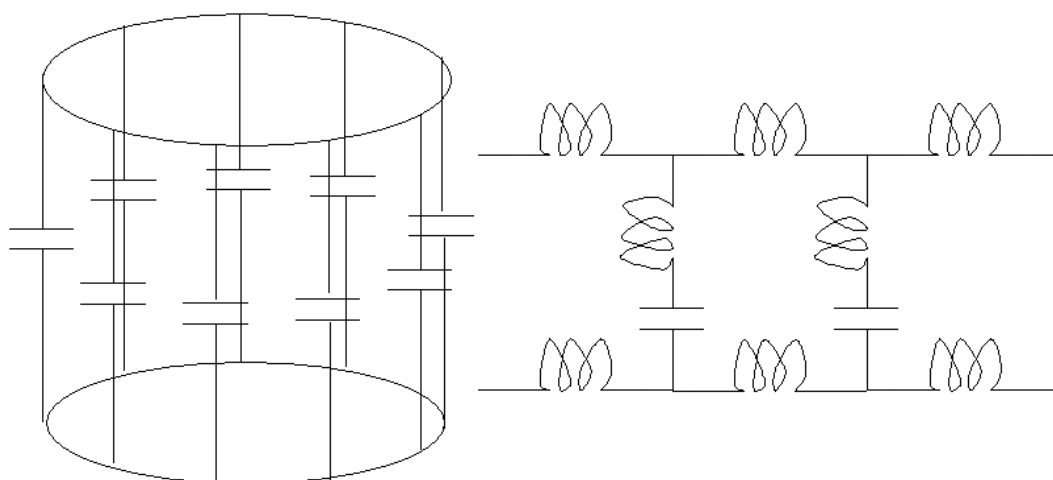


Fig.3.3 (a)Birdcage coil (b)Equivalent circuit

均一な媒質で満たされ、z 方向に無限の長さを持つ半径 a の円柱試料における電磁場分布を解析する。電磁場が周波数 ω で定常的に振動する場合に、Maxwell の方程式は、複素数のベクトルポテンシャル \mathbf{A} を使って次のように表される。

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = 0 \quad (3-1)$$

ここで波数 k は

$$k = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu_0 - i \omega \mu_0 \sigma} \quad (3-2)$$

で与えられる。 ϵ は、媒質の複素誘電率、 ϵ_0 および μ_0 は真空の誘電率および透磁率、 σ は媒質の導電率である。今回は磁化率の非常に小さい媒質を想定しているため、媒質の透磁率は μ_0 で近似されている。

MRI の RF コイルが発生する磁場は、マクスウェルの方程式を解くことにより求めた。バードケージコイルは、円偏波だが、円偏波は、 $\pi/2$ の位相差を持つ 2 つの直交する振動磁場に分離することができる。したがって、まず、試料から十分に離れた領域で磁場が一様な大きさ B を持ち、 \mathbf{x} 方向を向く場合を考える。無限遠方では、ベクトルポテンシャルが $A_{z,o}(x,y) = B \cdot x + i \cdot B \cdot y$

$$(3-3)$$

(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。ベクトルポテンシャルは、論文[12]から以下のようになることが分かった。

試料内
$$A_{z,i}(r, \theta) = \frac{2B}{kJ_0(ka)} J_1(kr) \sin \theta \quad (3-4)$$

試料外
$$A_{z,o}(r, \theta) = \left[Br + \left(\frac{2aBJ_1(ka)}{kJ_0(ka)} - a^2 B \right) \frac{1}{r} \right] \sin \theta \quad (3-5)$$

ここで、 J_0 および J_1 はそれぞれ 0 次と 1 次の第 1 種 Bessel 関数である。

これを x 、 y 座標に変換する。

試料内
$$A_{z,i} = \frac{2B}{kJ_0(ka)} J_1\left(k\sqrt{x^2 + y^2}\right) \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (3-6)$$

試料外
$$A_{z,o}(r, \theta) = \left[B\sqrt{x^2 + y^2} + \left(\frac{2aBJ_1(ka)}{kJ_0(ka)} - a^2 B \right) \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right] \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (3-7)$$

$B = \text{rot}A$ より、以下のような式が成り立つ。ベクトルポテンシャルは z 方向に依存しないから磁束密度の z 成分は 0 である。

まず、 x 方向に磁場をかけた時の磁束密度の x 成分は、

$$B_x = \frac{\partial}{\partial y} A_{z,i}(r, \theta) \text{ より、}$$

$$B_{xx} = \frac{2B}{k * J_0(ka)} \left\{ k * J_0(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{y^2}{x^2 + y^2} + J_1(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \right\} \quad (3-8)$$

となる。同様に、 x 方向に磁場をかけた時の磁束密度の y 成分は、

$$B_{yx} = -\frac{\partial}{\partial x} A_{z,i}(r, \theta) \text{ より、}$$

$$B_{yx} = \frac{2B}{kJ_0(ka)} \left\{ -kJ_0(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{xy}{x^2 + y^2} + J_1(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{2xy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \right\} \quad (3-9)$$

となる。次に、 y 方向に磁場をかけた時の磁束密度の x 成分は、

$$B_{xy} = \frac{\partial}{\partial y} A_{z,i}(r, \theta - \frac{\pi}{2}) \text{ より、}$$

$$B_{xy} = \frac{2B}{kJ_0(ka)} \left\{ -kJ_0(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{xy}{x^2 + y^2} + J_1(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{2xy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \right\} \quad (3-10)$$

となる。同様に、 y 方向に磁場をかけた時の磁束密度の y 成分は、

$$B_{yy} = -\frac{\partial}{\partial x} A_{z,i}(r, \theta - \frac{\pi}{2}) \text{ より、}$$

$$B_{yy} = \frac{2B}{k * J_0(ka)} \left\{ k * J_0(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{y^2}{x^2 + y^2} - J_1(k\sqrt{x^2 + y^2}) \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \right\} \quad (3-11)$$

となる。

ここで、Fig.3.4 で示されているように定義された回転座標系を導入する。静磁場 B_0 が $+z$ 方向に向いている時の回転座標系は $+z$ 方向から見て xy 座標が時計回りにラーモア周波数と同じ速度でラーモア周波数で回転している。この座標系を $x \sim y$ と定義すると、RF コイルの磁場は、静止して見ることができる。

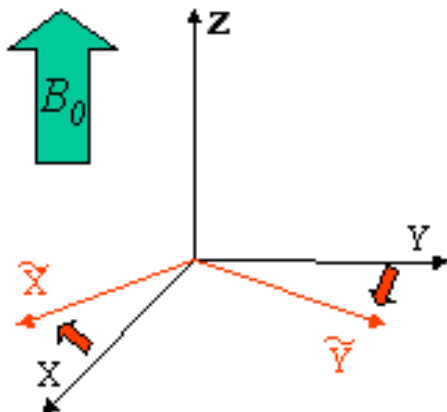


Fig.3.4 Definition of the rotating frame

導出した式を回転座標系に変換するために以下の式を用いる。

$$B_{-x} = \frac{B_{xx} + iB_{yx}}{2} \quad (3-12)$$

$$B_{-y} = \frac{B_{xy} + iB_{yy}}{2} \quad (3-13)$$

ここで、 B_{-x} は、 x 方向に磁場をかけた時の回転座標系の磁束密度を表す。

また、 B_{-y} は、 y 方向に磁場をかけた時の回転座標系の磁束密度を表す。

B_{-x} と B_{-y} を加えて、RF コイルの磁場である円偏波 B_{-} を以下のように計算する。

$$B_{-} = B_{-x} - iB_{-y} \quad (3-14)$$

虚数単位 i は、 x 方向と y 方向の磁場に $\pi/2$ の位相差がつくことを表している。この式で B_{-} という複素磁場を定義すると、 B_{-} の実数部が回転座標系における磁場の x -成分を表し、虚数部が y -成分を表すことが知られている。

3.2.1.2 主磁場の変化が試料の磁場分布に与える効果

以上をふまえて、比誘電率 77、導電率 0.1S/m の生理食塩水を想定して、主磁場を変化させた時に、RF コイルの磁束密度の大きさがどのように変化するか解析してみた。

ここでは、式(3-14)で表されている B_{-} の絶対値をとった。

Fig.3.5 に磁場強度を変化させた時の RF コイルによる磁場の分布を示す。磁場強度が高くなるにしたがって、周波数が高くなり(ラーモア周波数 ω_0 は静磁場 B_0 に比例)、波長が短くなる。すると、波長が被測定物の大きさに近くなり、共振しやすい状態が起こり、中心部分の磁束密度が大きくなり磁束密度にむらができる事がわかる。前提条件として、磁束密度の分布は、均一であると仮定した。それは、均一でないと、計算で正確に誘電率と導電率を求めることができないためである。特に、40T では、波長が測定物より小さくなって、試料内に振幅が大きい腹の部分と振幅が小さい節の部分がみられ、むらが大きくなった。これより、磁場の不均一が波長から決まることがわかる。

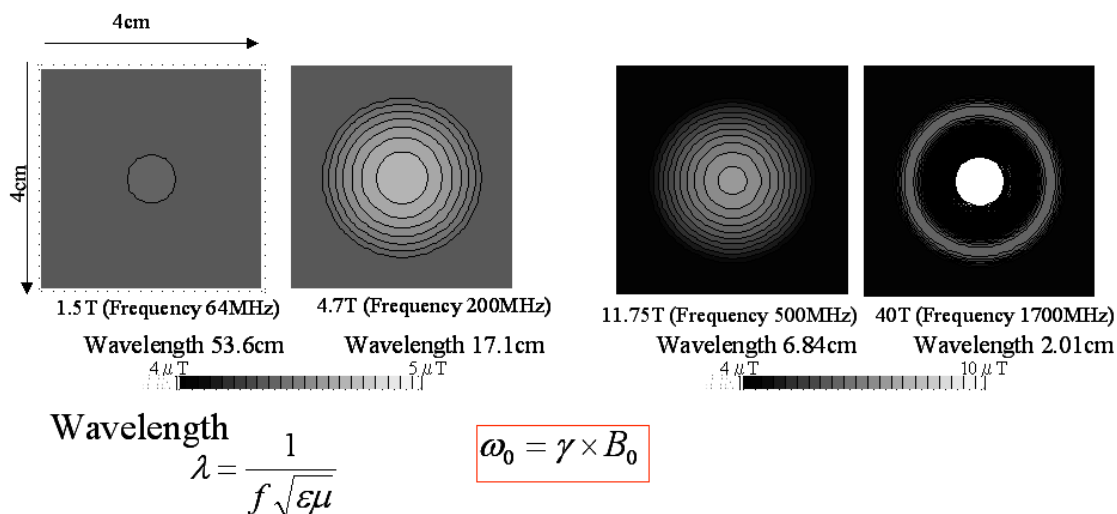


Fig.3.5 Dependence of RF magnetic field distribution on main field strength ($\sigma = 0.1 \text{ S/m}$, $\epsilon_r = 77$)

3.2.1.3 導電率の変化が試料の磁場分布に与える効果

Fig.3.6 に磁場強度 1.5T で導電率を変えた時の磁場分布を示す。Fig.3.6 より導電率が高くなると中心部分に渦電流が流れることによって(表皮効果)、被測定物中心部の磁束密度が低くなり、RF 磁場が不均一になっていることが分かる。

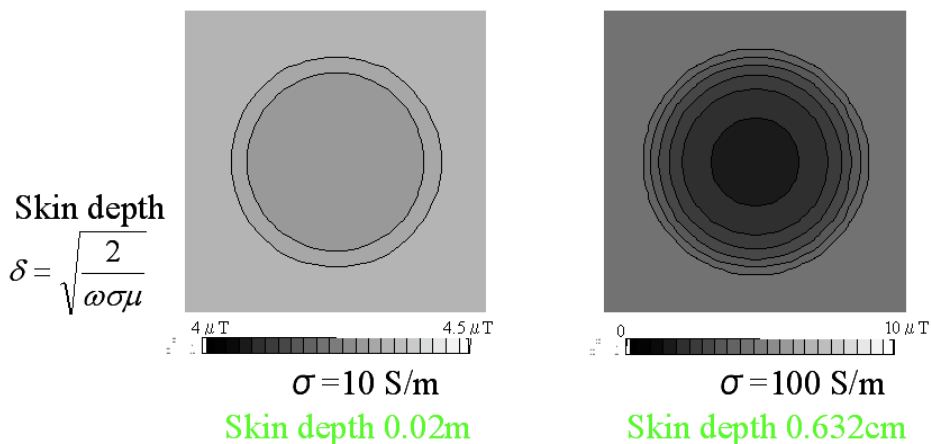


Fig.3.6 Dependence of RF magnetic field distribution on electric conductivity ($\epsilon_r = 77$)

3.2.1.4 誘電率の変化が試料の磁場分布に与える効果

次に誘電率を変化させた時の磁場分布を求める。Fig.3.7 に主磁場強度 1.5T で、導電率 0.1 S/m の時、誘電率を変化させたときの RF コイルの磁場分布を示した。誘電率が高くなると波長が被測定物の大きさに近くなり、共振しやすい状態が起こり、中心部分の磁束密度が大きくなって磁場が不均一になる。

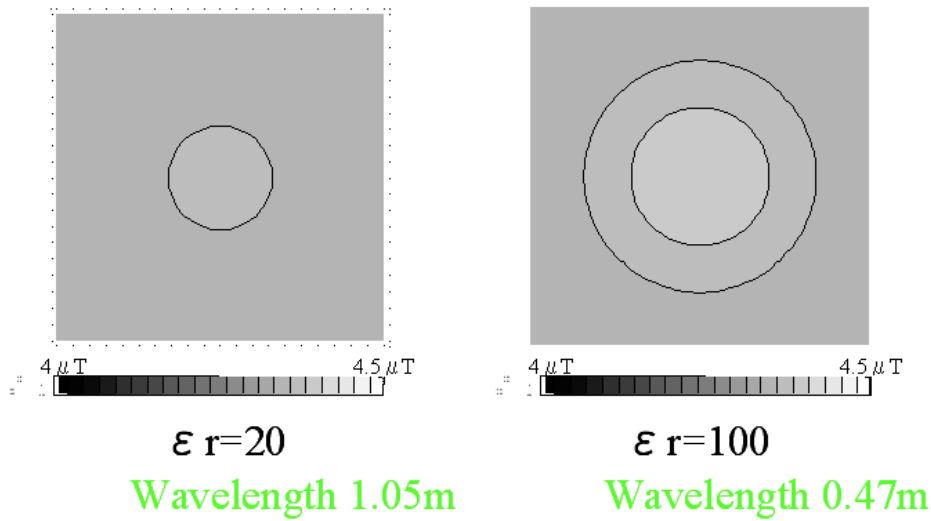


Fig.3.7 Dependence of RF magnetic field distribution on electric permittivity.

3.2.2 試料への RF 電流に由来する試料内の磁場分布

3.2.2.1 計算式の導出

次に測定試料に流す電流による磁場分布を求める。

内部にゲルを満たした半径 a の円柱形容器を、Fig.3.8 のように円柱軸が z 方向を向くように置き、円柱の両端の電極からゲルに交流電流を流す。円柱の長さが直径に比べて十分に長いとき、電極の近傍を除けば、容器内部および容器周辺において電場は z 方向、磁場は xy 方向に生じる。以下ではこの電磁場分布を解析する。

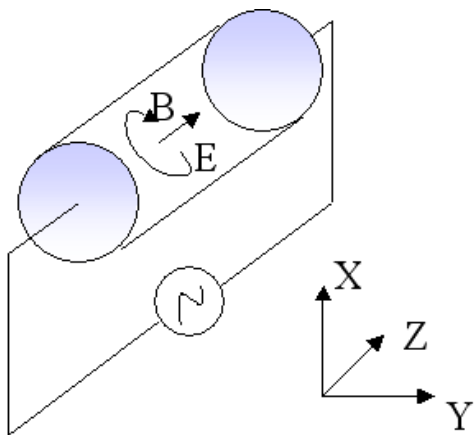


Fig.3.8 Magnetic field applying current for measurement sample

上述のように電場が z 方向を向くことから、ベクトルポテンシャルは z 成分のみを持ち、Maxwell の方程式も次のように z 成分のみを考慮すればよい。

$$\nabla^2 A_z + k^2 A_z = 0 \quad (3-15)$$

A_z はベクトルポテンシャル \mathbf{A} の z 成分である。解析を容易にするため、 z 軸を円柱軸に一致させ、 x と y を次のように極座標 r と θ で表す。

$$x = r \cos \theta \quad (3-16)$$

$$y = r \sin \theta \quad (3-17)$$

Maxwell の方程式(5)は次のように書き換えられる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z = 0 \quad (3-18)$$

容器の対称性から、ベクトルポテンシャルは r のみに依存し、 θ と z には依存しないはずである。したがって

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dA_z}{dr} \right) + k^2 A_z = 0 \quad (3-19)$$

式(9)はベッセルの微分方程式である。容器の外側を領域 1、内側を領域 2 として、これらの領域の波数をそれぞれ k_1 , k_2 とすると、解 A_{z1} および A_{z2} は次のように表される。

$$A_{z1} = a_{11} J_0(k_1 r) + a_{12} N_0(k_1 r) \quad (3-20)$$

$$A_{z2} = a_{21} J_0(k_2 r) + a_{22} N_0(k_2 r) \quad (3-21)$$

$J_0(x)$ および $N_0(x)$ はそれぞれ第 1 種および第 2 種のベッセル関数である。

$N_0(x)$ は $x \rightarrow 0$ において発散するので、容器の中心において A_{z2} が有限の値をとるためには $a_{22} = 0$ でなければならない。2 つの領域の境界、すなわち $r = a$ において電場が連続でなければならないので

$$a_{11} J_0(k_1 a) + a_{12} N_0(k_1 a) = a_{21} J_0(k_2 a) \quad (3-22)$$

さらに $r = a$ において磁場が連続でなければならないので

$$\left. \frac{dA_{z1}}{dr} \right|_{r=a} = \left. \frac{dA_{z2}}{dr} \right|_{r=a} \quad (3-23)$$

したがって

$$-a_{11} k_1 J_1(k_1 a) - a_{12} k_1 N_1(k_1 a) = -a_{21} k_2 J_1(k_2 a) \quad (3-24)$$

(3-22) + $\frac{J_0(k_2 a)}{k_2 J_1(k_2 a)} \times$ (3-24) より、

$$a_{12} = -\frac{k_2 J_1(k_2 a) J_0(k_1 a) - k_1 J_1(k_1 a) J_0(k_2 a)}{k_2 J_1(k_2 a) N_0(k_1 a) - k_1 N_1(k_1 a) J_0(k_2 a)} a_{11} \quad (3-25)$$

また、

$$\begin{aligned} a_{21} &= \frac{J_0(k_1 a)}{J_0(k_2 a)} a_{11} + \frac{N_0(k_1 a)}{J_0(k_2 a)} a_{12} \\ &= \left\{ \frac{J_0(k_1 a)}{J_0(k_2 a)} - \frac{N_0(k_1 a)}{J_0(k_2 a)} \frac{k_2 J_1(k_2 a) J_0(k_1 a) - k_1 J_1(k_1 a) J_0(k_2 a)}{k_2 J_1(k_2 a) N_0(k_1 a) - k_1 N_1(k_1 a) J_0(k_2 a)} \right\} \times a_{11} \end{aligned} \quad (3-26)$$

これに加えて、容器に流れる電流 $I e^{i\omega t}$ が与えられれば、式(3-19)(3-20)の全ての係数が定ま

る。すなわち

$$\begin{aligned}
 I &= \iint (-i\omega\sigma A_{z2}) r dr d\theta \\
 &= \iint (-i\omega\sigma) a_{21} J_0(k_2 r) r dr d\theta \quad (3-27) \\
 &= -2ia_{21}\pi\omega\sigma \int_0^a J_0(k_2 r) r dr
 \end{aligned}$$

より、

$$a_{21} = \frac{I}{\iint (-i\omega\sigma) J_0(kr) r dr d\theta} \quad (3-28)$$

のように a_{21} が求まり、続いて(3-25)と(3-26)から a_{11} と a_{12} が求まる。

3.2.2.2 RF 電流に由来する磁場の分布

3.2.2.1 で導出した式に基づいて、電流を 0.015A 流した時の磁場分布を Fig.3.6 に示す。電流の値は生体に安全なレベルに抑えるとともに、RF コイルの磁場に比べて、電流による磁場が十分小さいという条件を満たしている値に設定した。RF コイルから出す磁場が約 $10\mu\text{T}$ だから、図の電流による磁場は約 $0.5\mu\text{T}$ におさまっていて妥当であると考えられる。したがって、数値解析では試料に流す電流は、0.015A とした。

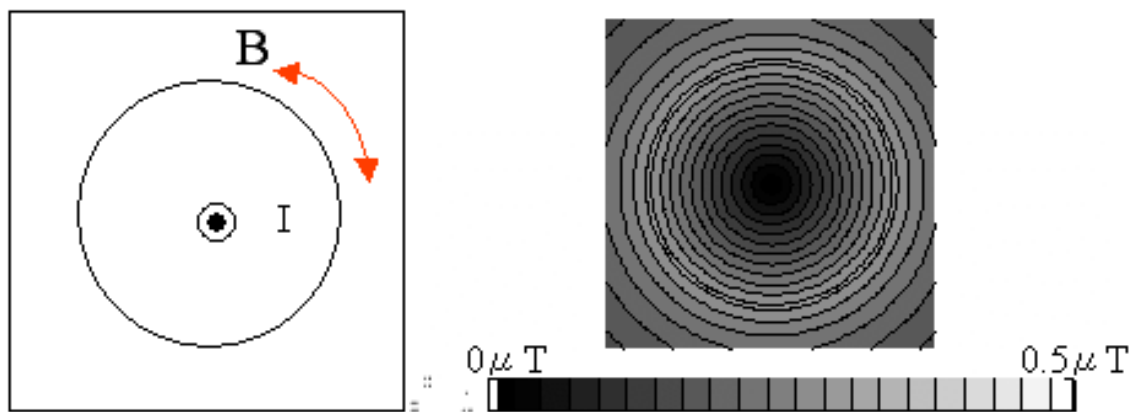


Fig.3.6 Distribution of magnetic field with an electric current of 0.015A

3.2.2 本研究の MRI 動作による磁化ベクトルの運動

3.2.1 で計算した磁場は数値解析をしていく上で用いた。そして、誘電率と導電率を求めるために、Fig.3.7 で示されるような動作をさせた場合に巨視的磁化ベクトルがどのような運動をし、どのような位相画像が得られるのか数値解析によって求めていくことにする。ここでは順にかけられる様々なパルス(①~④)を時系列にしたがって、それぞれ数値解析を

行った。

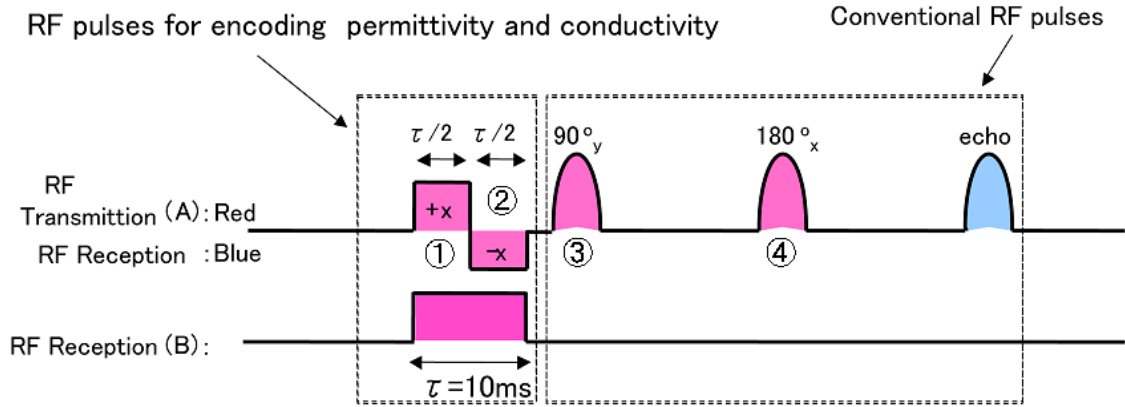


Fig.3.7 Operation diagram of the RF transmitters and the receiver. The transmitter (A) produces RF fields with inverting directions for the same duration of $\tau/2$. The transmitter (B) produces an RF field with one direction for a duration of τ .

$$M_{x1} = -M_0 \times \sin(|B_{-x}| \gamma \tau / 2) \times \frac{B_y}{|B_{-x}|} \quad (3-29)$$

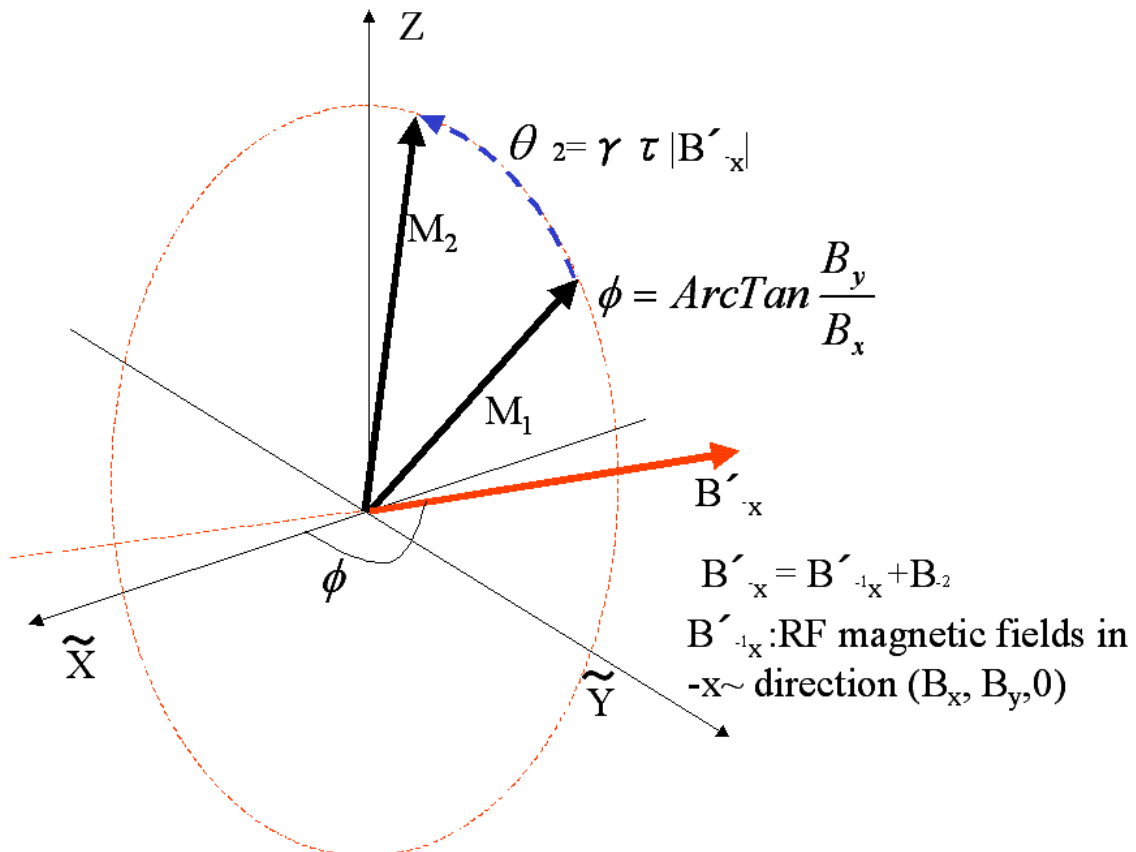
$$M_{y1} = M_0 \times \sin(|B_{-x}| \gamma \tau / 2) \times \frac{B_x}{|B_{-x}|} \quad (3-30)$$

$$M_{z1} = M_0 \times \cos(|B_{-x}| \gamma \tau / 2) \quad (3-31)$$

と表される。

これは、+y~に RF 磁場をかけた時も同様である。

$$\begin{pmatrix} M_{x2} \\ M_{y2} \\ M_{z2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{x1} \\ M_{y1} \\ M_{z1} \end{pmatrix} \quad (3-32)$$



これらの画像の画素値を 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。

3.3 誘電率と導電率の計算

3.3.1 計算方法

Fig.3.1 で示した $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ の範囲で、計算する。ピクセル数は、 64×64 で、試料が直径 3cm なので、分解能は 1mm 以下を実現することができる。

また、計算式 $-\nabla^2(\theta_0 - i\theta_{\pi/2}) / (\theta_0 - i\theta_{\pi/2})$ の 2 階微分では、2 階中央差分を用いた。

3.3.2 異なる主磁場強度に対するシミュレーション結果と考察

ここでは、主磁場を変化させた時、誘電率と導電率の計算結果がどのようになるのかについて検討してみる。まず、主磁場 1.5T でシミュレーションを行った。

Fig.3.12 に主磁場 1.5T の時の予測される画像を示す。生理食塩水を直径 3cm の円筒容器に満たして測定したとき、容器内で誘電率 ϵ_r と導電率 σ がそれぞれ一定値 ($\epsilon_r = 77, \sigma = 0.1 \text{ S/m}$) になれば、提案手法が正確に機能している。

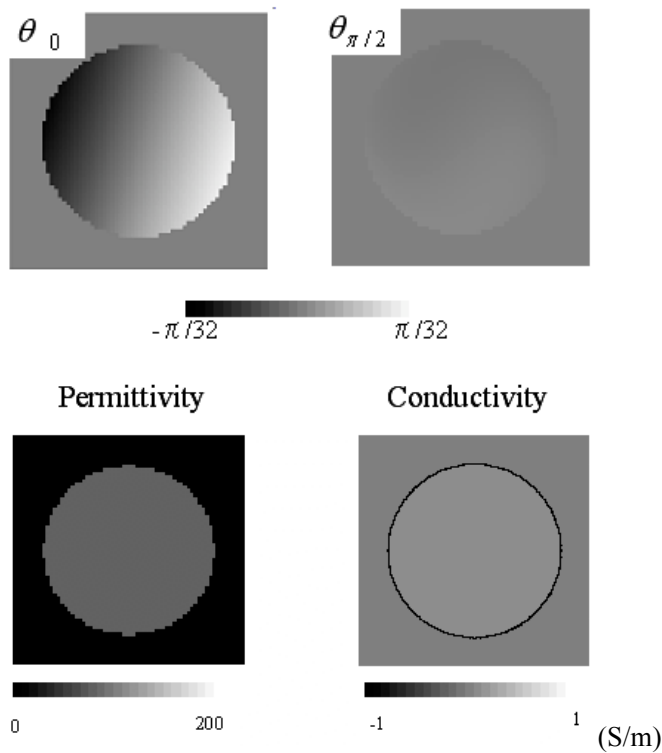


Fig.3.12 Predicted images of the phase angle of magnetic resonance signals θ_0 (upper left) and $\theta_{\pi/2}$ (upper right), and estimated electric permittivity (lower left) and conductivity (lower right) obtained using 1.5T MRI equipment.

Fig.3.13 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。

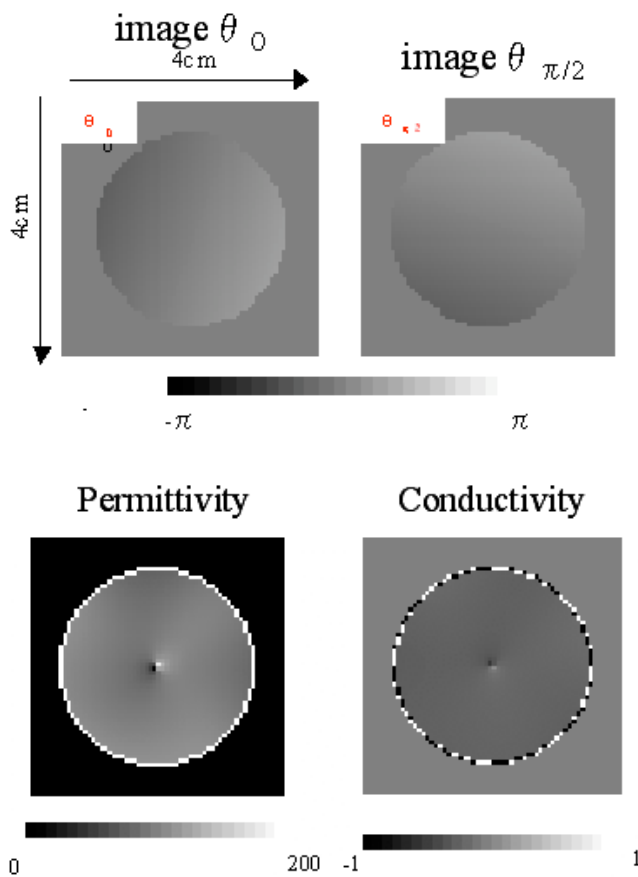


Fig.3.13 Images of the phase angle of magnetic resonance signals θ_0 (upper left) and $\theta_{\pi/2}$ (upper right), and estimated electric permittivity (lower left) and conductivity (lower right) obtained using 1.5T MRI equipment.

この図から誘電率と導電率の画像は試料と真空の境界部分で誤差がみられたことが分かる。これは、真空部分と試料の境界で、急に変わり、微分をとる際に、誤差が大きく現れたのだと考えられる。また、中心部分で誤差が発生した。中心部で誤差が発生したのは、中心部でRF電流による磁場が0になり(Fig3.6)、 $-\nabla^2(\theta_0 - i\theta_{\pi/2}) / (\theta_0 - i\theta_{\pi/2})$ の分母が0になるからである。しかし、それ以外の部分は予測される画像と一致したような値が得られた。

Fig.3.14に異なる主磁場強度に対するシミュレーション結果を示す。左側は誘電率の画像で、右側は導電率の画像であり、主磁場1.5Tと4.7Tそれぞれについて計算した。計算結果は、設定した比誘電率77、導電率0.1 S/mに比較的近い値になっているものの誤差があった。

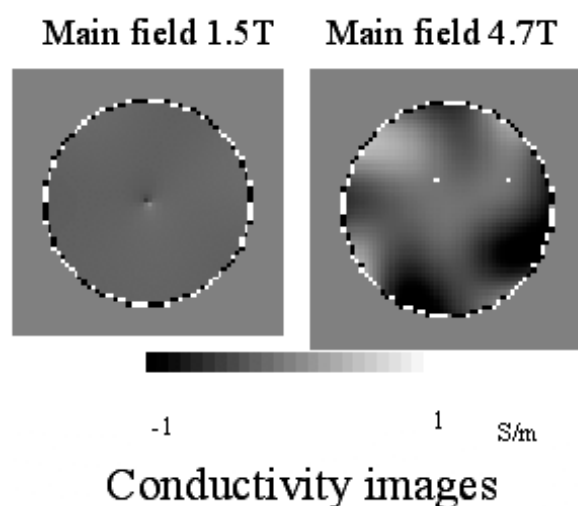
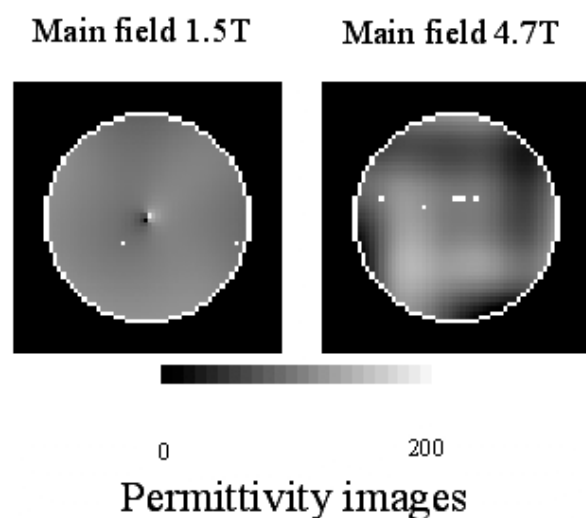


Fig.3.14 Simulation results changing main field strength

この図から、どちらの画像も試料と真空の境界で、誤差が大きかった。また、1.5T に比べて 4.7T の方が全体的に強度むらが目立った。主磁場を大きくしていくと誤差が大きくなることが分かった。Fig.3.5 で分かったように、主磁場を大きくしていくと、RF コイルの磁場の不均一性が大きくなる。このため、前提条件がくずれ、誘電率と導電率の計算結果の誤差が大きくなったのだと考えられる。

Fig.3.15 に試料中心を通る直線上でみた分布を示している。右側は比誘電率で左側は導電率の分布である。この図からも 1.5T では、比誘電率が中心部分以外はほぼ 77 に近いが、4.7T だとすべての部分で誤差がみられた。また、導電率は、1.5T では中心部分以外では、-0.25 S/m とほぼ一様な値が得られたが、4.7T では全体的に誤差の大きい結果となった。

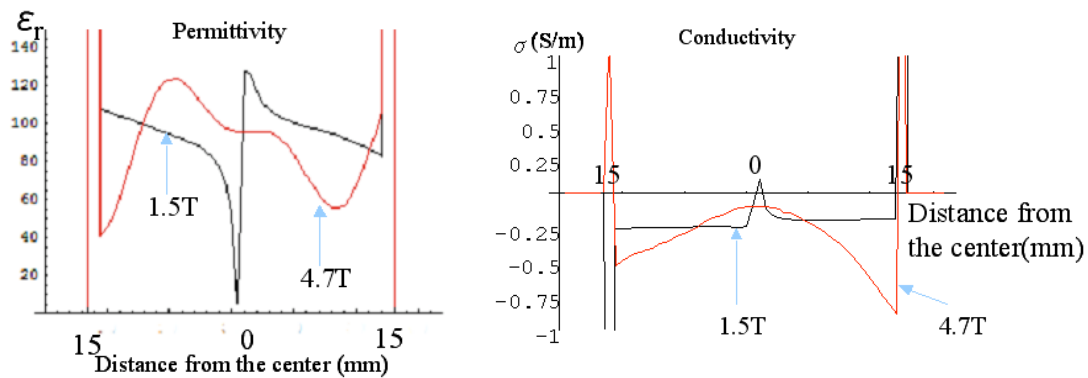


Fig.3.15 Distribution of electric permittivity(left) conductivity(right) and on a line passing through the center of sample.

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被測定体内で均一であるという近似を用いているが、主磁場が強くなると Fig.3.5 で示されているように、RF 磁場が不均一になり、その近似に伴う誤差が無視できなくなるためと考えている。

3.3.3 導電率の異なる試料に対するシミュレーション結果

Fig.3.16 に導電率を 1(S/m)と 10(S/m)にした時の誘電率と導電率の分布(主磁場 1.5T、比誘電率 77)を示す。これより、導電率が大きくなると、比誘電率の誤差の部分が大きくなっていることがわかる。これは、Fig.3.6 の結果が示しているように、表皮効果のため磁場が試料の中心付近まで到達しなくなり、誤差が大きくなっているのだと考えられる。

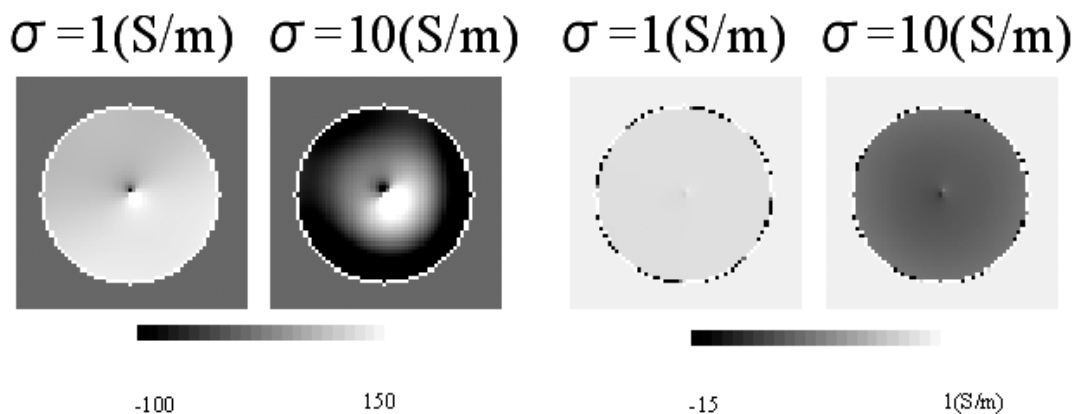


Fig.3.16 Simulation results changing electric conductivity(relative electric permittivity(left) conductivity(right))

Fig.3.17 に試料中心を通る直線上でみた比誘電率と導電率の分布を示す。導電率 10(S/m)の時は比誘電率の誤差が大きくなっていることが分かる。また、導電率では誘電率ほどで

はないが 1(S/m)に比べて、10(S/m)の方が、若干誤差が大きかった。

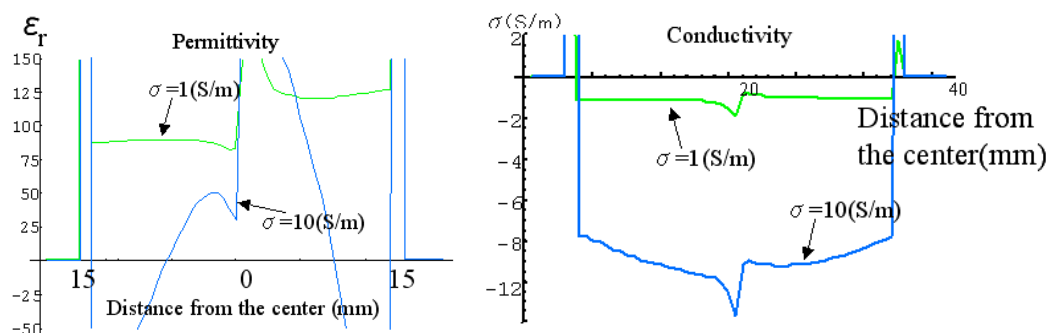


Fig.3.17 Distribution of electric permittivity(left) conductivity(right) and on a line passing through the center of sample.

3.3.4 誘電率の異なる試料に対するシミュレーション結果と考察

Fig.3.18 に誘電率の異なる試料に対するシミュレーション結果(主磁場 1.5T、導電率 0.1(S/m))を示す。比誘電率を 100、50、20 と変化させていった。誘電率が大きくなると、Fig.3.7 の結果が示しているように、波長が短くなるために RF コイルの磁場が不均一になり、誘電率、導電率ともに誤差が大きくなった。また、Fig.3.19 で示されているような試料中心を通る直線上でも同様の結果が確認できた。

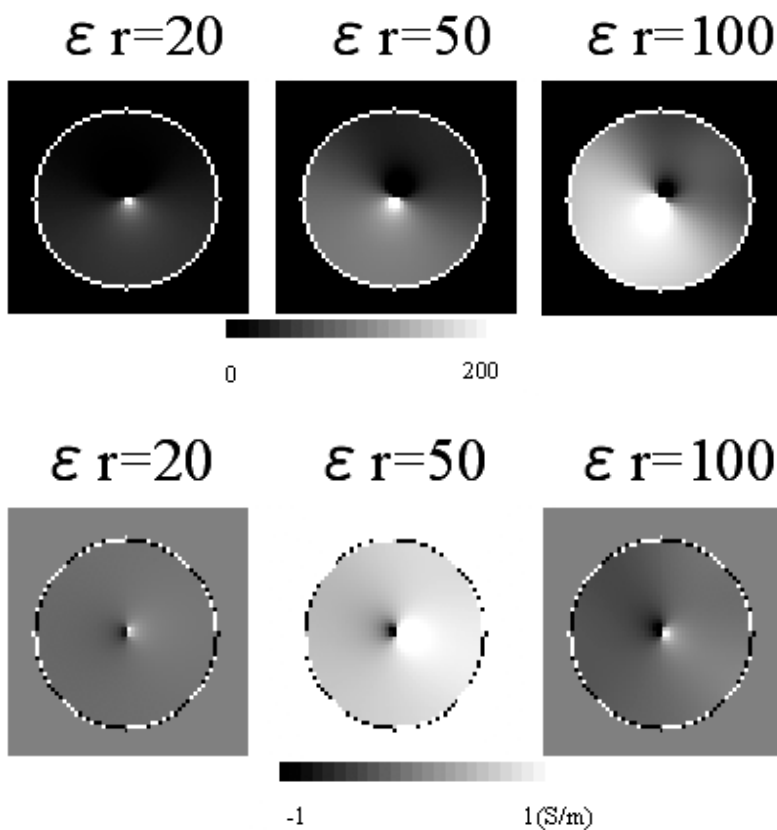


Fig.3.18 Simulation results changing electric permittivity (relative electric permittivity (upper) conductivity (lower))

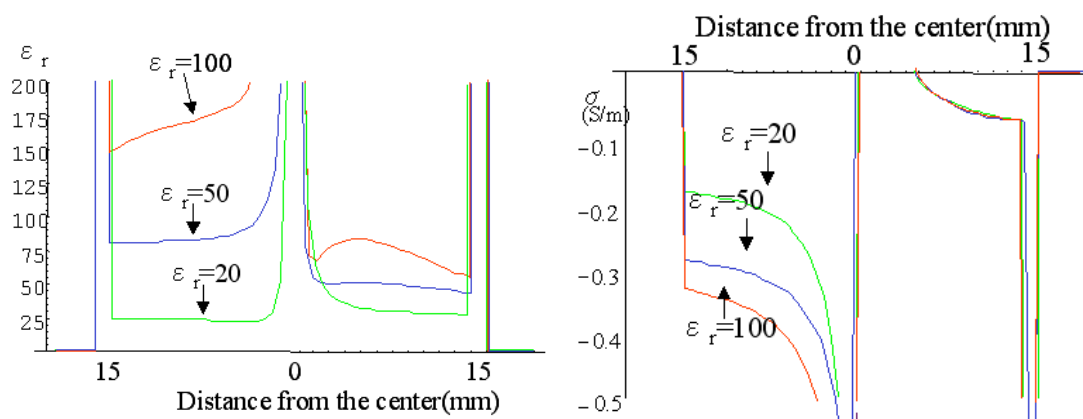
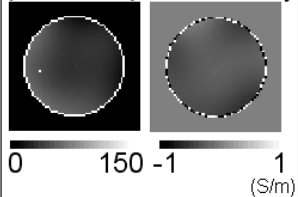
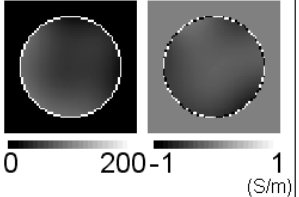
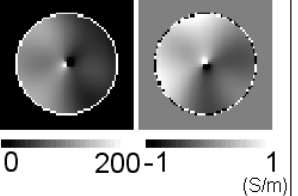


Fig.3.19 Distribution of electric permittivity(left) conductivity(right) and on a line passing through the center of sample.

3.3.5 RF コイルの電流による磁場強度と試料への RF 電流に由来する磁場強度の比による誤差の評価

RF コイルの電流による磁場強度に対して試料への RF 電流による磁場強度の比が十分小さ

くないと、Fig.2.2 で示した近似が成り立たないことを示した。当初は、10 分の 1 以下程度であると予想していたが、数値解析によって、近似に伴う誤差を評価した。試料への RF 電流に由来する磁場強度を一定にして、RF コイルの電流による磁場強度を変化させることで、RF コイルの磁場強度と試料への RF 電流に由来する磁場強度の比を変えた。その結果を Fig.3.20 に示す。

①Magnetic field Strength of RF coil	Flip angle =720°	Flip angle =360°	Flip angle =180°
②Strength of magnetic field RF current applied to sample	Flip angle =23°		
② ÷ ①	1/31	1/16	1/8
Obtained images	permittivity conductivity 	permittivity conductivity 	permittivity conductivity 

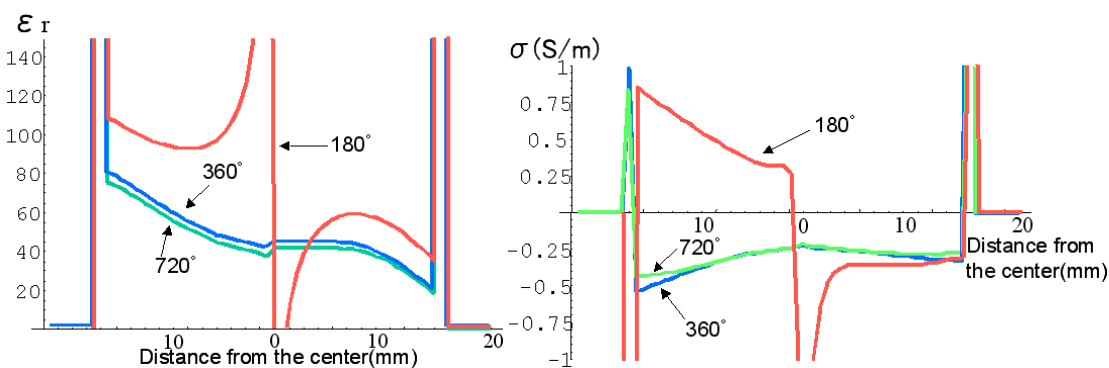


Fig.3.20 Dependence of the error on the ratio between magnetic field strength of RF coil and strength of magnetic field due to RF current applied to the sample.

Fig.3.20 を見ると、②÷①が、10 分の 1 以下になると、急に誤差が小さくなり、一定値になっている。これから予想したとおり、数値解析結果からでは、RF コイルの電流による磁場強度に対して、試料への RF 電流に由来する磁場強度の比を 10 分の 1 以下に設定する必要があるということを証明できた。

3.3.6 解析結果のまとめ

Fig.3.21 に行った解析結果のまとめの図を示す。解析結果より、主磁場が大きくなったり、誘電率が高くなると、測定物の中心部で磁場の大きさが大きくなった。また、導電率を大きくすると、中心部が小さくなった。したがって、図に示しているように、計算結果から、導電率が大きくなると、誤差が最小になる誘電率あるいは主磁場強度は大きくなることがわかった。

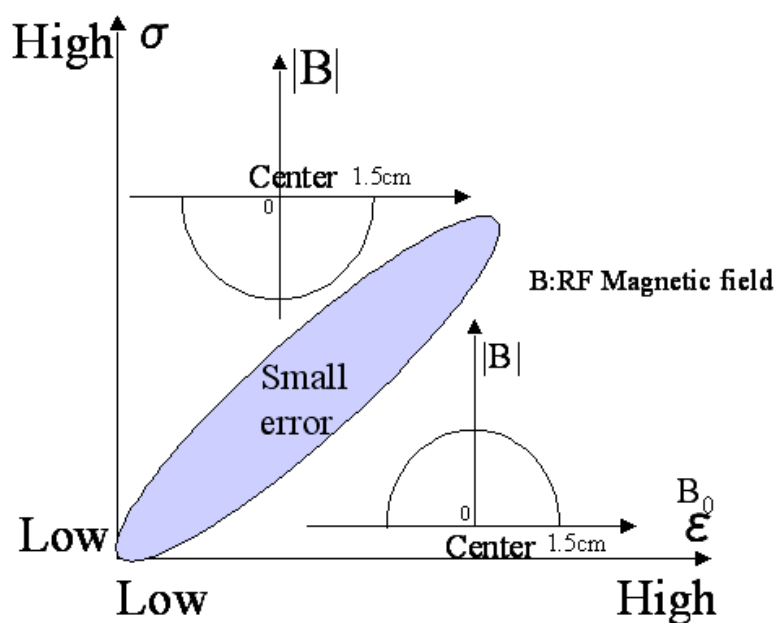


Fig.3.21 Summary of analysis results

シミュレーションでは、主磁場が強くなると、RF コイルの磁場が不均一になりやすかった。しかも今回は測定物に金属を使用しているため、強磁場の MRI 装置では、画像の乱れを強くしてしまう。したがって、現在、臨床用に使われているような、1.5T 程度の低い磁場の MRI 装置を使用する方が有効である。また、極めて均一な RF 磁場を実現しなければ、正確な誘電率、導電率分布を得られないことが分かった。したがって、測定試料としては、最およそ 1 以下の導電率、100 以下の比誘電率を選ぶ必要がある。

第 4 章

実験装置

4.1 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。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、測定試料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、測定試料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.4.1 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。

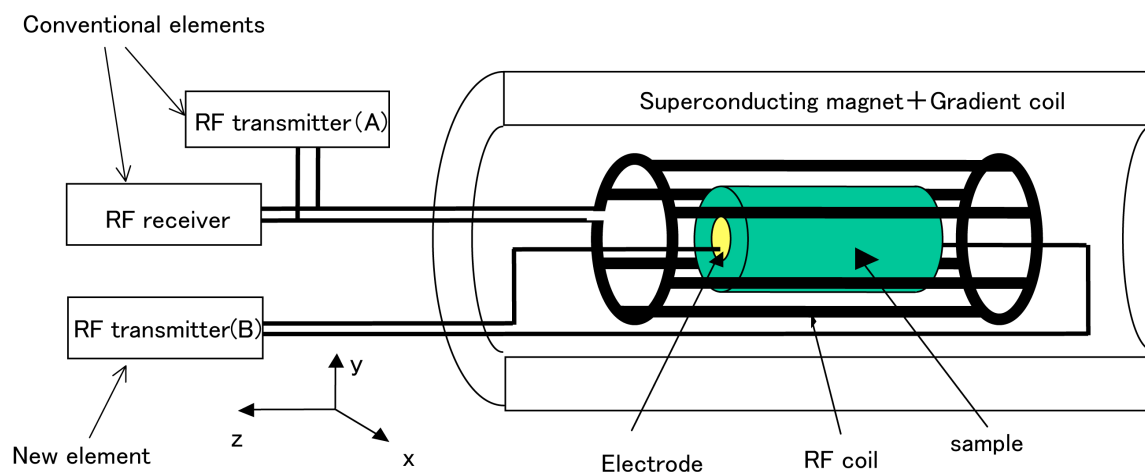


Fig.4.1 Experimental setup for magnetic resonance imaging (MRI) of electric permittivity and conductivity. Weak electric current of the magnetic resonance frequency (Larmor frequency) was applied to the sample from a pair of surface electrodes. The current is supplied from an external radiofrequency (RF) transmitter(B).

4.2 使用した RF コイル

Fig.4.2 に RF コイルの形状を示す。本研究ではバードケージ型のコイル 2 種類と鞍型のコイルを用いることにした。

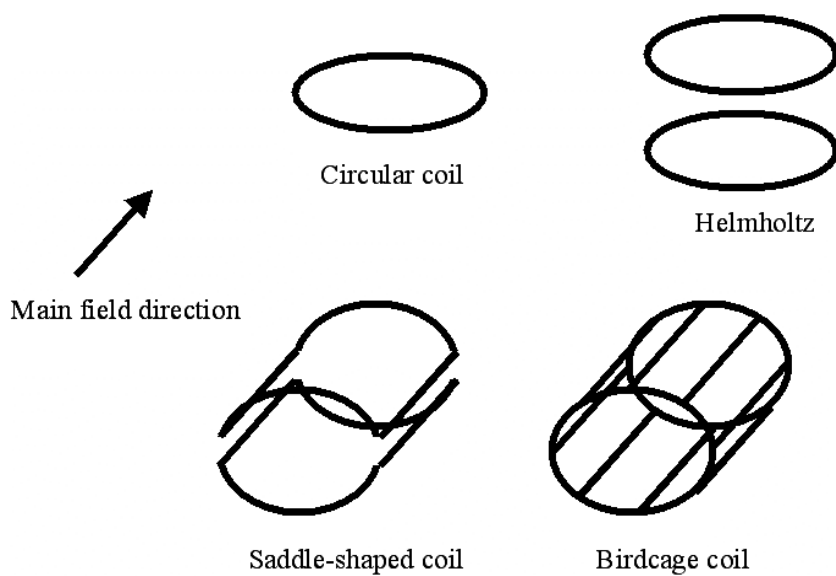


Fig.4.2 Geometries of RF coil

本研究で用いた小型のバリアン製のバードケージ型コイルを Fig.4.3 に示す。サイズは、内径 6.5cm、外径 12cm、長さ 14cm である。小型のため感度がよく、SN 比の向上が見込めるが、試料へ RF 電流を加える回路と干渉を起こしやすいという欠点を持つ。

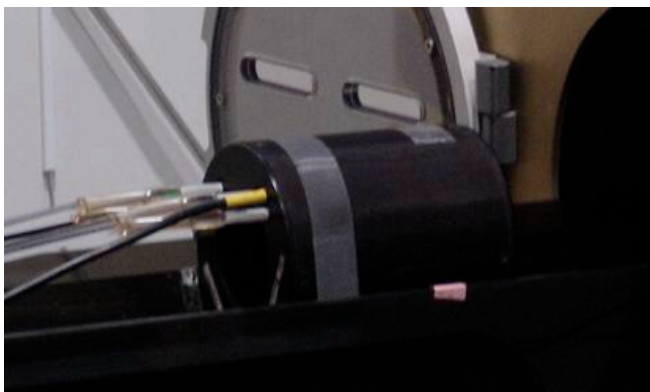


Fig.4.3 Birdcage RF coil (small type)

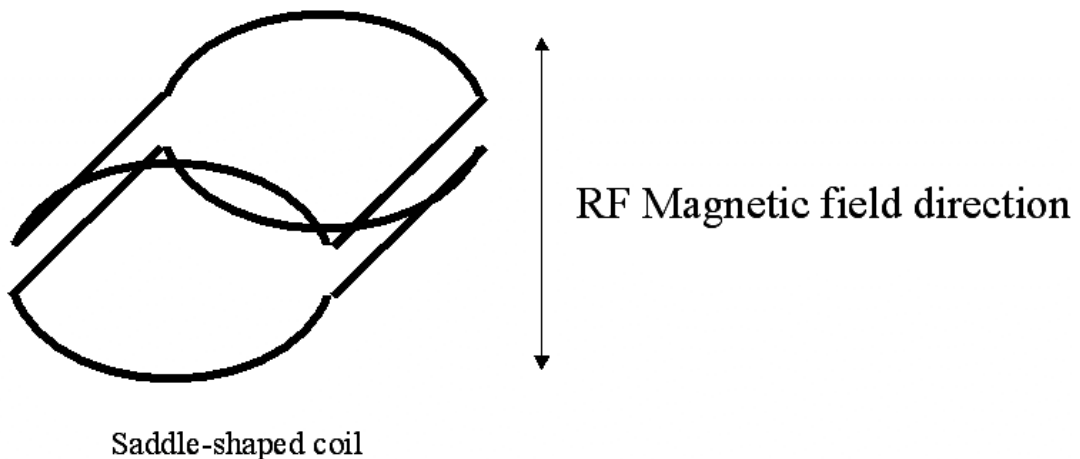
本研究で用いたバリアン製の大型のバードケージ型コイルを Fig.4.4 に示す。サイズは、内径 14cm、長さ 32cm である。小型のものに比べて感度は悪い。しかし、RF 電流を加える回路と距離をとることができるため、干渉を起こしにくいという特長を持つ。



Fig.4.4 Birdcage RF coil (large type)

さらにコイルの種類によって測定結果に違いがでるのかを実験するために、鞍型コイルも用いた。鞍型は自分で作成した。

Fig.4.5 に鞍型 RF コイルの磁場方向の図を示す。鞍型の場合、RF コイルの磁場方向がバードケージに比べて、単純で、測定試料との余計な相互影響を軽減できると考えられる。また、振動する磁場は振幅が半分の互いに逆方向に回転する磁場に分けることができ、Fig.2.2 で示したような理論に必要な条件を満たすことができる。しかし、SN 比がバードケージ型に比べて悪いという欠点がある。



Saddle-shaped coil

Fig.4.5 Magnetic field direction of saddle-shaped RF coil

Fig.4.6 に作成した RF コイルの大きさを示している。材質はアクリル製で、インピーダンス整合をとるためのコンデンサや同軸ケーブルにつなげるための穴をあけてある。

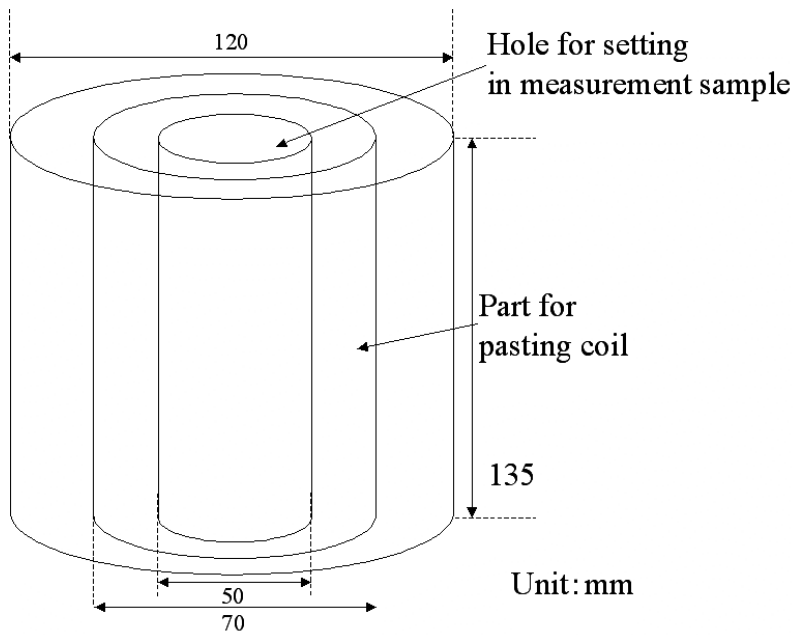


Fig.4.6 Size of the designed RF coil

Fig.4.7 に作成したバードケージ型 RF コイルを示す。コイルはエッチングした幅 10mm の銅箔を用いた。また、長さは、均一な磁場を得るためには、およそ、鞍型の直径と奥行き の比が 1:1 になるのが良いとされているが[13,14]、リアクタンス成分が大きくなり、インピーダンス整合をとることができなかった。今回はインピーダンス整合を取るため、鞍型の直径と奥行き の比を 3:2 とした。

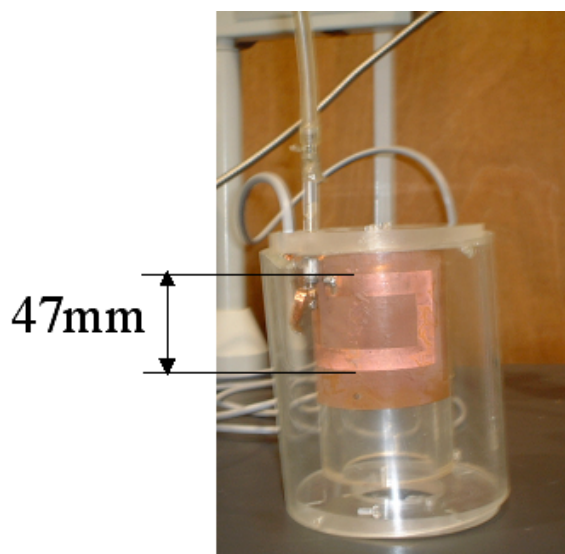


Fig.4.7 Designed saddle-shaped RF coil

Fig.4.8 に鞍型 RF コイルの回路図を示す。コイルにはチューニング・マッチング回路がついている。コイルは特定の周波数(中心周波数)のみの RF の送受信を行える必要がある。Tuning、Matching とともに可変コンデンサで実現されている回路であるが、実際には可変コンデンサの容量を減らすため、固定コンデンサを直列に接続した。Tuning は、共振回路の中心周波数を設定するべき周波数に調節する役割を持つ回路であり、Matching はターゲットコイルの出力インピーダンスを 50Ω (SNR を最適にするため) に設定する役割を持つ。

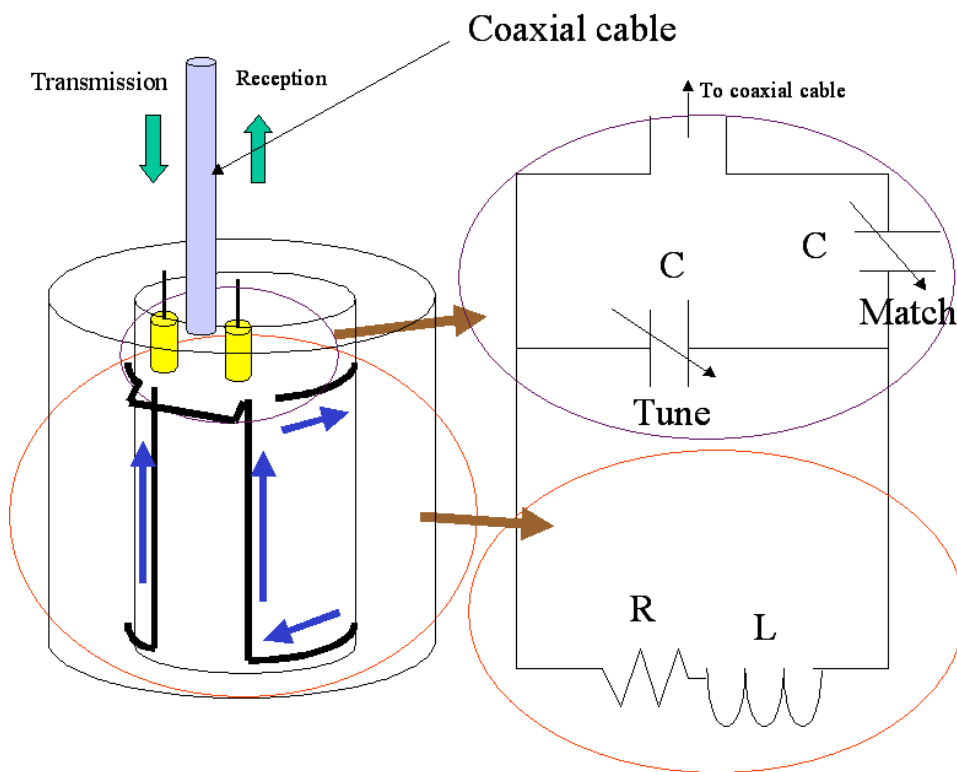


Fig.4.8 Circuit diagram of saddle-shaped coil

今回作成したコイルは巻き数と大きさから、約 $0.19\mu\text{H}$ と推測されるので、 200MHz で共振する回路を作成するためには、約 3.33pF のコンデンサをつける必要がある。

第 5 章

実験による検証

5.1 測定試料

Fig.5.1 に測定試料の概略を示す。今回は測定試料として生理食塩水の電解質ゲルや、生理食塩水、エタノールを用いた。円筒状の測定試料ホルダに測定試料を満たし、白金電極を両側から貼り付けた。そして電極から RF 電流を加えるための導線を出し、同軸ケーブルにつないだ。途中にインピーダンス整合をとるためのチューニング・マッチング回路を取り付けた。チューニング・マッチング回路は、測定試料に影響を及ぼさないように、測定試料からは、数 10 cm 離れた。

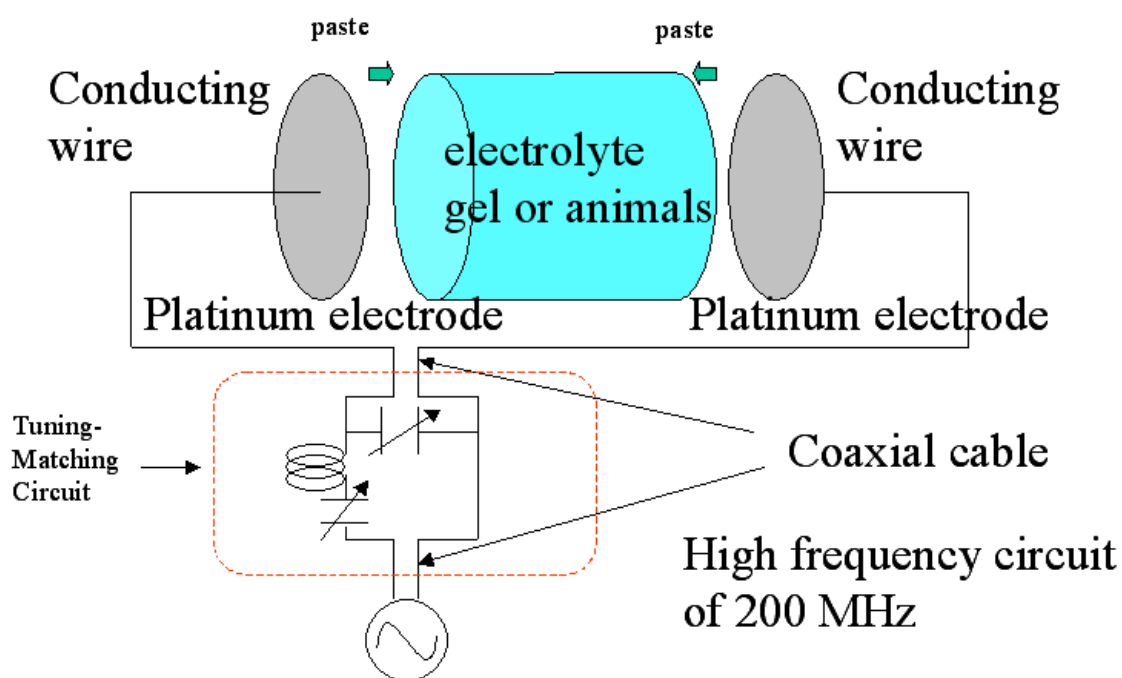


Fig.5.1 Schematic of the sample

5.2 測定条件

32 回加算平均して取得した MRI 画像の位相データを使用する。128 ピクセル×128 ピクセルで FOV は、5 cm×5 cm である。加算平均を繰り返すことによってノイズを軽減することが可能であると考えている。また、得られた位相画像が $-\pi$ から π までしか測定できないので、不適切な位相の反転を起こしている場合、電流を流した時の画像と流してない時

の差分をとると、不適切なデータが得られる可能性がある。そこで、必要に応じて調節(アンラッピング)を行った。

5.3 誘電率、導電率画像の導出方法

取得した信号の高調波成分によるノイズ除去のため、ローパスフィルタである、ガウシアンフィルタをかけた。また、実験で得られた 128×128 ピクセルのデータを加算平均して、 64×64 ピクセルにした。これは、従来のインピーダンス・トモグラフィの 1cm 以下の空間分解能に対して、求められている 1mm 以下の高分解能を実現できる条件であり、適切であると考えている。また、得られたデータを式(2-3)に代入して計算する際、より正確に計算するため、2階微分をここでは、近似度の高い5点をとって差分をとる差分式を用いた。

5.4 実験結果と考察

5.4.1 リターン導線の形状を変化させた時の結果と考察

5.4.1.1 試料への RF 電流に由来する磁場の画像によるリターン導線形状の初期検討

初期検討では、組み上げた装置の動作確認を目的とするとともに、測定試料のリターン導線をどのような形状にすれば、よいかを検討する。そのため、本来は、送信器(A)と送信器(B)を同時に動作させるのだが、現象がとても複雑になる。送信器になるべく単純な動作をさせて、その時に得られる画像が理論的な予測と同じであることを確認するのが有効であると考えた。そこで、送信器(A)と送信器(B)をそれぞれ単独で動作をさせて、予想どおりの画像が得られるかどうか確認した。

Fig.5.2 に今回行ったパルスシーケンスを示す。測定装置は Fig.4.1 で示されている装置を用いた。

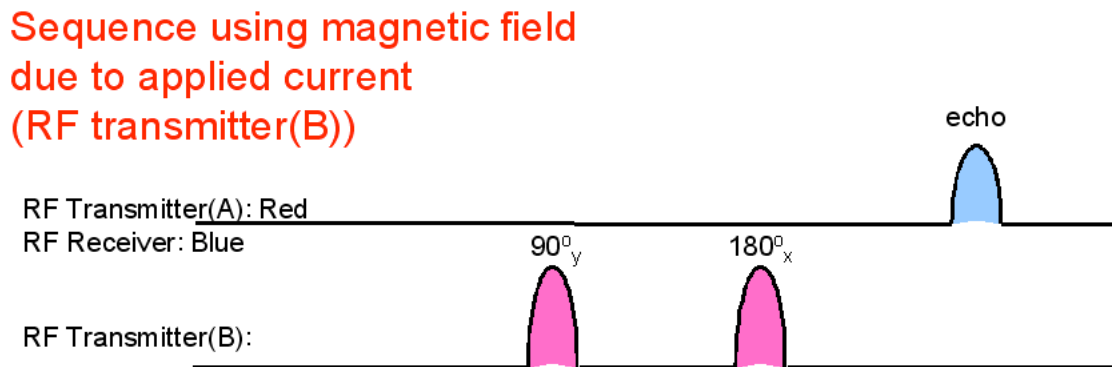
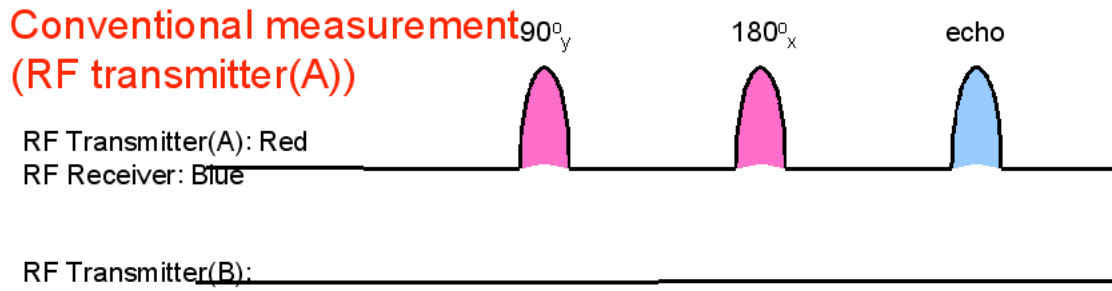


Fig.5.2 Pulse sequence for beginning inspection

Fig.5.3 に試料内の電磁場シミュレーション結果から定性的に予測した画像を示す。これに近い画像が得られた試料のリターン導線の形状が本研究に適しているといえる。

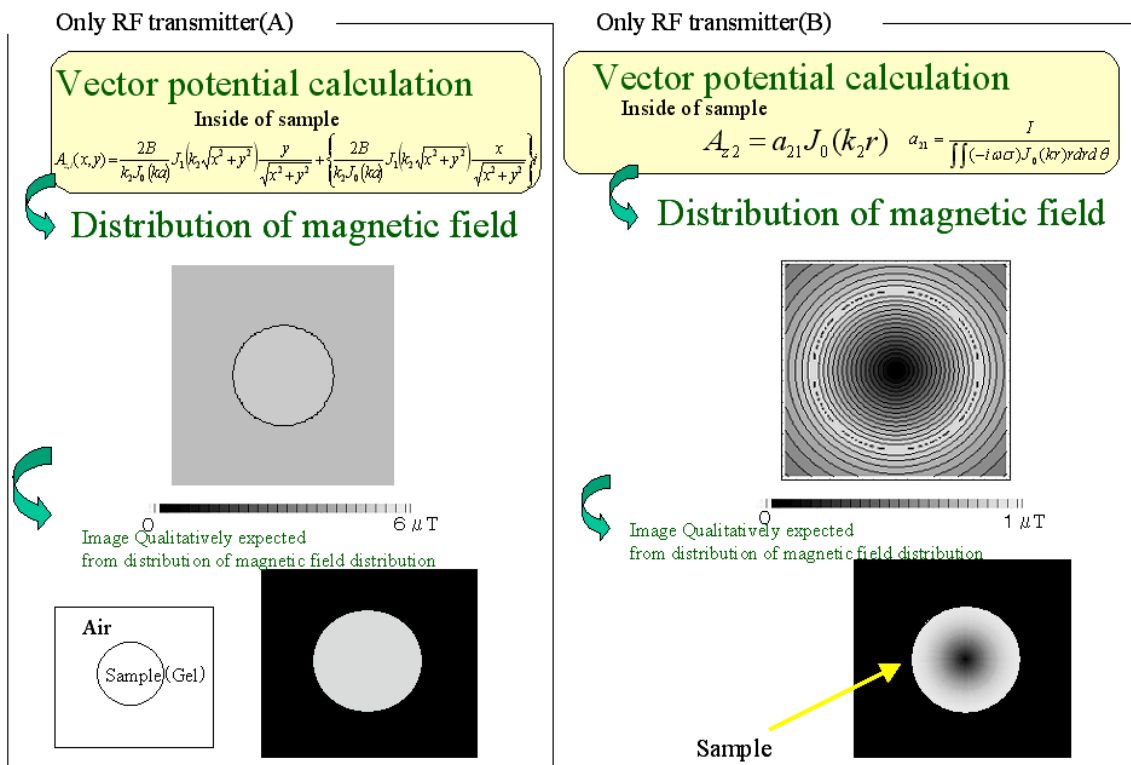


Fig.5.3 Qualitatively predicted image from electromagnetic field simulation results in the sample.

Fig.5.4 にリターン導線の形状を様々に変えた測定試料ホルダを示す。表皮効果の影響を取り除くため導線は、幅 5 mm、厚さ 0.2 mm の銅板にした。測定試料の大きさは直径約 3 cm、長さ約 5 cm の円柱型である。測定試料としては、生理食塩水のゲルを用いた。まず、最初に使用した RF コイルは、Fig.4.3 で示されている小型のバードケージ型である。

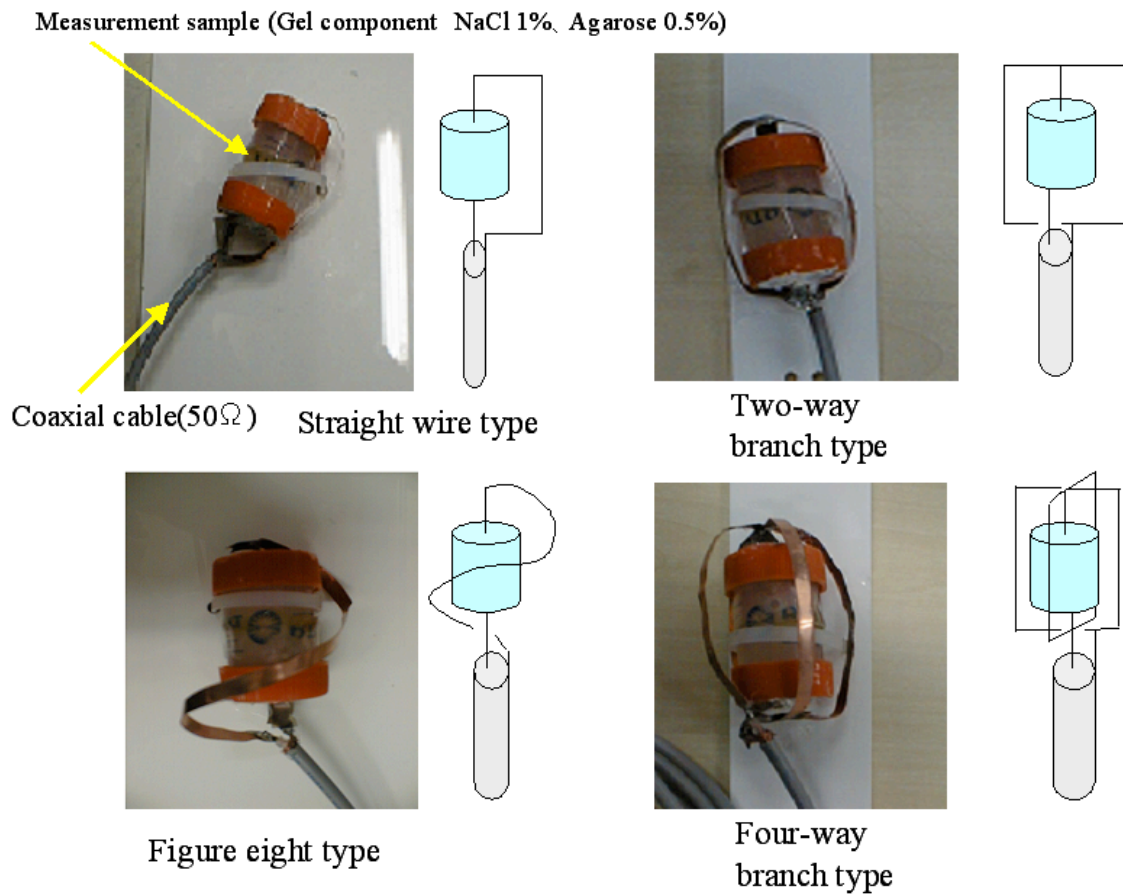


Fig.5.4 Comparison of geometries of return conducting wire

Fig.5.5 に実験結果を示す。この結果から、RF 送信器(A)のみを動作させた時は、4つに分岐させたときは SN 比が低かったが、全ての形状で、予想と一致した。しかし、RF 送信(B)のみ動作させた時は、リターン銅線を軸対称に 4 つに分岐させたものが一番予想した画像に近く、真ん中が暗くなった。2つに分岐させたものは、縦方向にしか暗くならず、Figure eight type は、下の方が暗くなった。これは、4つに分岐させたものは、コイルがダイポール形のようになっていて、リターン導線を流れる電流による磁場が外に漏れずに RF コイルに余計な信号がのらないようになったためであると考えられる。また、今回の測定試料が軸対称であったため、軸対称にリターン導線を配置するのが適切であったとも考えられる。

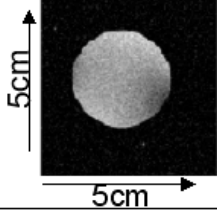
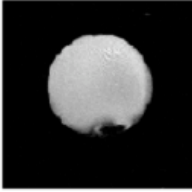
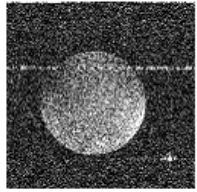
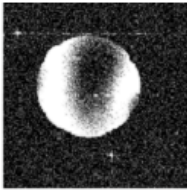
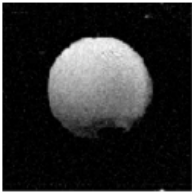
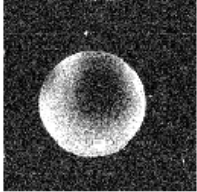
Pattern of return conducting wire	Straight wire type	Two-way branch type	Figure eight type	Four-way branch type
Impedance matching		Evaluation of impedance matching (Vanishingly good) Terminal 1 51 Terminal 2 65 Bad		Evaluation of impedance matching (Target value: 0° , 50Ω) 70° , 50Ω Bad
Only RF transmitter (A)				
Only RF transmitter (B)				

Fig.5.5 Experimental results using small birdcage RF coil

次に、RF コイルを変え、Fig.4.4 に示されている大型のバードケージ型を使用することにした。

Fig.5.6 に実験結果を示す。(注:画像が欠けている箇所があるのは、ゲルが経時変化で収縮して空洞が生じたため。) 小型のバードケージ型 RF コイルを用いた時と同じように、RF 送信(A)のみ動作させた場合、4 つに分岐させたときは SN 比が低かったが、どの形状においても、一様分布になり予想と一致した。RF 送信(B)のみ動作させた場合、リターン導線を 4 つに分岐させた時の画像は予測した画像と一致した。しかし、分岐させない形状は、左上が暗くなり、Figure eight type は下部が暗くなり、予想と一致しなかった。また、Fig.5.5 と Fig.5.6 をみると、インピーダンス整合がとれたのは、Figure eight type だけである。インピーダンス整合がとれていないと、信号のロスや SN 比の低下の原因になるだけでなく、同軸ケーブルと測定試料の接合部での、信号の放射がおこって、画像に悪影響を与えるおそれもあるため、インピーダンス整合のとれた測定試料を作成することが必要である。

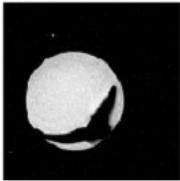
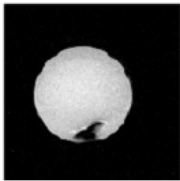
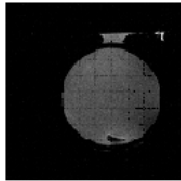
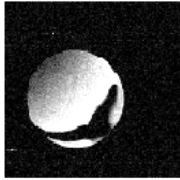
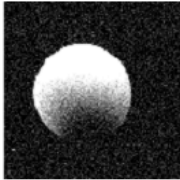
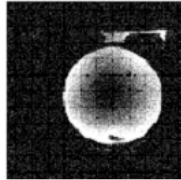
Pattern of return conducting wire	Straight wire type	Two-way branch type	Figure eight type	Four-way branch type
Impedance matching	Evaluation of impedance matching (Vanishingly good) Measurement sample 90 Terminal 1 29 Terminal 2 23 Bad		Evaluation of impedance matching (Vanishingly good) Measurement Sample 14 Terminal 1 24 Terminal 2 14 Good	Evaluation of impedance matching (0° , 50Ω) Measurement sample 40Ω , 0° Terminal 1 20° , 50Ω Terminal 2 30° , 50Ω Bad
Only RF transmitter (A)				
Only RF transmitter (B)				

Fig.5.6 Experimental results using large birdcage RF coil

5.4.4.2 誘電率と導電率の画像化

5.4.4.1 で使った測定試料は、インピーダンス整合がなかなかとれなかったので測定試料を作り変え、長さを 10cm に伸ばし、リターン導線を銅板から、直径 1.2 mm の導線にした。すると、前の形状では整合がとれなかった **Straight wire type** でも整合がとれるようになった。

Fig.5.7 に測定試料の概略を示す。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、両端に白金電極を取り付けた。この時の誘電率は 77、導電率は 0.14 である。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 4.7 T の MRI 装置を使用し、RF コイルは長さ 32 cm、内径 14 cm の大型のバードケージ型とした。

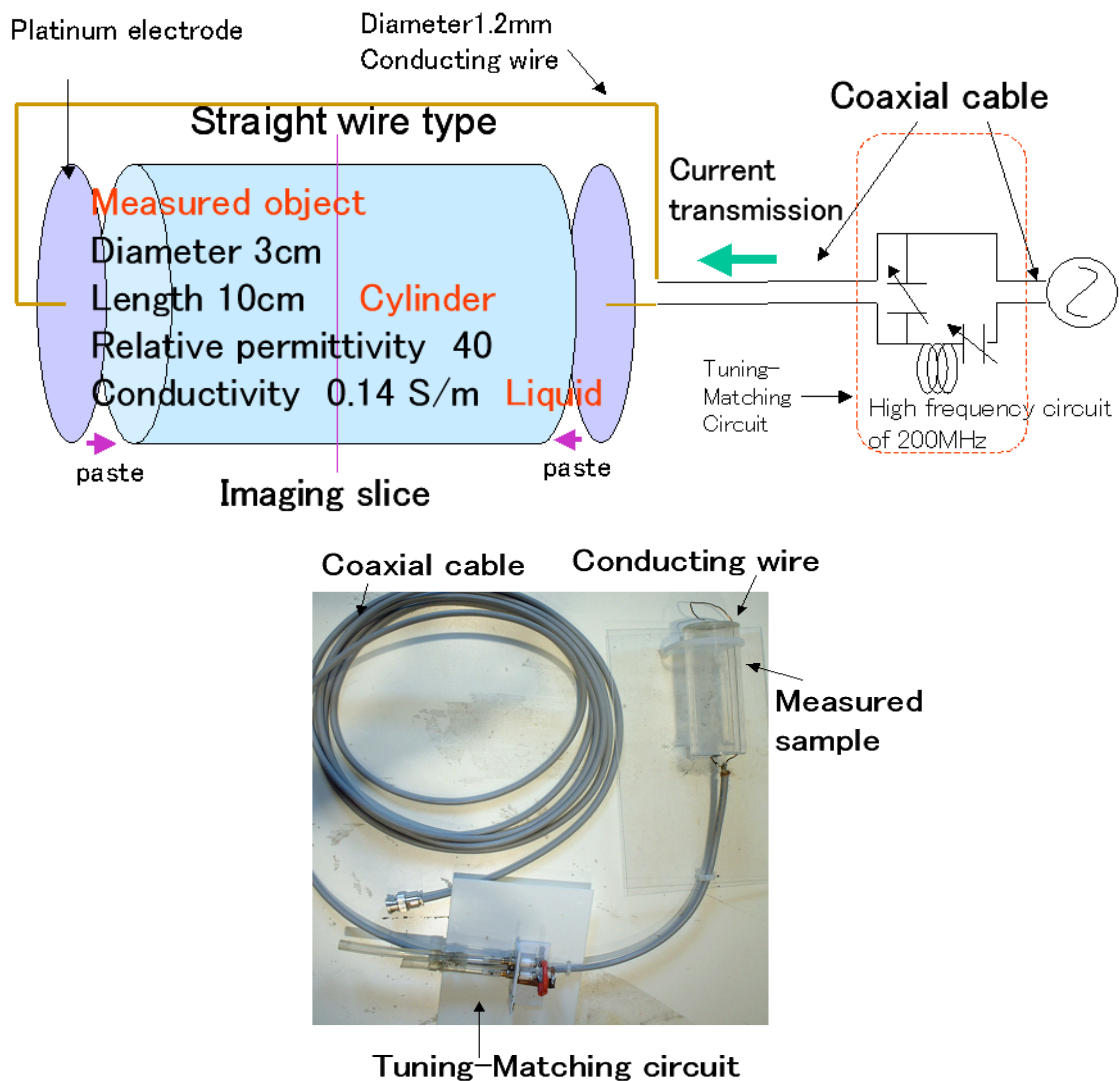


Fig.5.7 Schematic of the sample for experiments

リターン導線の形状の変化による誘電率・導電率画像の比較をするために、Straight wire type と Four-way branch type をここでは用いた。用いたパルスシーケンスは Fig.2.1 で示したものである。

Fig.5.8 にリターン導線の形状を変化させた時の誘電率と導電率の画像の結果を示す。RF コイルの磁場強度の 360° パルスはおよそプロトンの巨視的磁化ベクトルが 360° 回転する強さのパルスをかかけたことを示し、Fig.2.1 のパルスシーケンスで示されている送信器(A)の +x 方向と -x 方向の RF パルスの大きさを調節する。ここで、フリップ角 θ と磁場強度 B との間には、 $\theta = \gamma B \tau$ の関係がある (τ は RF パルスの長さ)。したがって、磁化ベクトルの回転角度と RF コイルの磁場強度は比例する。Fig.2.1 のパルスシーケンスで示されている送信器(A)の +x 方向と -x 方向の RF パルスの大きさを調節する。また、ファントムに流す電流の強さの項目は、ここでは 90° で、プロトンの巨視的磁化ベクトルが、 90° 倒れるくらいに

電流の強さを調節し、Fig.2.1 のパルスシーケンスでは、送信器(B)に相当する。



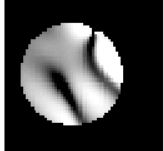
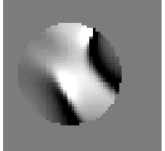
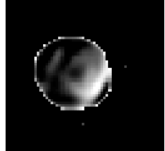

RF coil	Birdcage Length 32cm Bore 14cm			
Distance between center of the sample and return conducting wire	 45mm	 35mm		
	Four-way branch type Straight wire type			
Magnetic field strength of RF coil	Flip angle=360°			
Strength of magnetic field due to current applied to sample	Flip angle=90°			
Obtained images	Permittivity	Conductivity	Permittivity	Conductivity
				
	0 5000	-40 40(S/m)	0 1000	0 10(S/m)
Results(near the center)	Permittivity near 2000 Conductivity 0~40 (S/m)		Permittivity 100~200 Conductivity -3~-1 (S/m)	

Fig.5.8 Dependence of the estimated permittivity and conductivity on the shapes of return conducting wire.

これらの結果から、リターン導線を分岐させた時のほうが誤差が大きくなった。磁場が外に漏れにくい構造にしても、リターン導線が増え、RF コイルとの距離が近くなると RF コイルに及ぼす影響が大きくなるからだと考えられる。しかし、RF 電流による磁場をみてみると、4つに分岐させた時は、予測した画像と一致していた。これは、リターン導線の軸対象性によるものだと考えられ、初期検討の結果と一致した。

5.4.2 測定試料に流す電流を変化させた時の結果と考察

前の結果から、リターン導線は分岐させない方が良かったことが分かった。ここでは、他のパラメータである、測定試料に流す電流を変えてみて、誘電率と導電率画像を取得し、誤差について考察してみた。測定試料は Fig.5.7 と同様のものを用いた。

Fig.5.8 に測定試料に流す電流を変化させた時の結果を示す。この結果から、測定試料に流す電流を大きくした時の方が誤差は小さくなった。これは、測定試料に流す電流を大きくさせた時の方が、インピーダンス分布に依存する電流を流した時と流さない時の画像の

差異がよりはっきりあらわれるためだと考えられる。また、ノイズによる送電ロスの影響があるため、強く電流を流す必要がある。

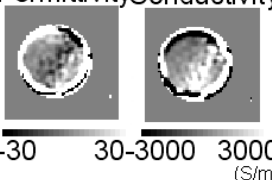
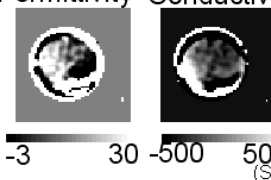
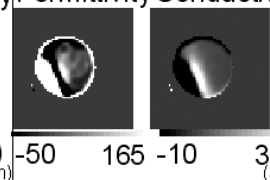
RF coil	Birdcage Length 32cm Bore 14cm					
Distance between center of the sample and return conducting wire	45mm Straight wire type					
Magnetic field strength of RF coil	Flip angle= 180°					
Strength of magnetic field due to current applied to sample	Flip angle= 23°		Flip angle= 45°		Flip angle= 90°	
Obtained images						
Results(near the center)	Permittivity -750~0 Conductivity 1~15 (S/m)		Permittivity -200~200 Conductivity 1~8 (S/m)		Permittivity 20~50 Conductivity 1~5 (S/m)	

Fig.5.9 Dependence of the estimated permittivity and conductivity on the strength of magnetic field due to current applied to sample.

5.4.3 RF コイルの磁場強度を変化させた時の結果と考察

次にRFコイルの磁場強度を変化させた時、磁場がどのように変化するか実験してみた。RFコイルの磁場をパラメータとして変化させ、誘電率と導電率画像の誤差がどのように変化するか考察する。

RFコイルの磁場強度を変化させた時の結果を Fig.5.10 に示す。RFコイルの磁場強度が小さい時のほうが中心付近の誘電率と導電率画像の誤差が小さくなった。これは、RFコイルの磁場強度を小さくすると、測定試料ホルダの金属部品との干渉が小さくなるからだと考えられる。

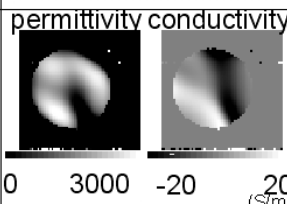
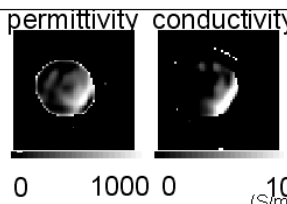
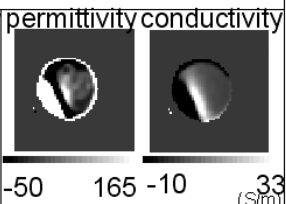
RF coil	Birdcage Length 32cm Bore 14cm		
Distance between center of the sample and return conducting wire	35mm Straight wire type		
Magnetic field strength of RF coil	Flip angle = 720°	Flip angle = 360°	Flip angle = 180°
Strength of magnetic field due to current applied to sample	Flip angle = 90°		
Obtained images			
Results(near the center)	Permittivity 1000~2000 Conductivity -10~10 (S/m)	Permittivity 100~200 Conductivity -3~-1(S/m)	Permittivity 20~50 Conductivity 1 ~5(S/m)

Fig.5.10 Dependence of the estimated permittivity and conductivity on the magnetic field strength of RF coil.

Fig.5.10 の結果は、数値解析結果と反する結果となった。実験では、RF 電流による磁場が RF コイルの磁場に比べて十分小さくなければならないことに伴う影響よりも、送信器(A)につながれている RF コイルと測定試料の相互干渉の方が、測定精度に支配的に影響していることが分かった。

5.4.4 リターン導線と測定試料の距離を変化させた時の結果と考察

次に測定試料と RF コイルとの干渉の重要な要素である、リターン導線と RF コイルの距離を変化させてみて、どのような誘電率と導電率画像が得られるのか評価してみた。

Fig.5.11 にリターン導線と測定試料の距離を変化させた時の結果を示す。測定試料中心とリターン導線の距離を遠ざけると、誤差が大きくなった。したがって、リターン導線を RF コイルに近づけると極端に誘電率、導電率画像が悪くなることが分かった。リターン導線が RF コイルに与える影響は大きいと推測される。


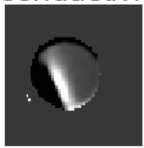
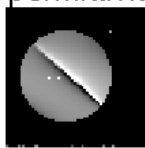
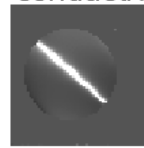
RF coil	Birdcage Length 32cm Bore 14cm			
Distance between center of the sample and return conducting wire	35mm Straight wire type		45mm Straight wire type	
Magnetic field of RF coil	Flip angle= 180°			
Strength of magnetic field due to RF current applied to sample	Flip angle= 90°			
Obtained images	permittivity  -50 165-10	conductivity  33 (S/m)	permittivity  0 5000	conductivity  -5 40 (S/m)
Results(near the center)	Permittivity 20~50 Conductivity 1~5(S/m)		Permittivity approximately 2500 Conductivity 0~40(S/m)	

Fig.5.11 Dependence of the estimated permittivity and conductivity on the distance between return conducting wire and sample.

5.4.5 RF コイルを変更させた時の結果と考察

これまで測定試料と RF コイルとの干渉を防ぐために、大型のコイルを使って測定試料の金属部品がコイルに影響しないように、測定試料の金属部品をコイルから遠ざけた。しかし、測定物を小さくすることによって、感度の高いとされる小型の RF コイルや、自分で作成した鞍型コイルを用いることが可能となった。特に鞍型 RF コイルの場合は、磁場が単純で、測定試料の MRI 内での配置の向きを注意すれば、測定試料の回路に鎖交する磁束を減らすことができる。そのため、ここでは、鞍型 RF コイルを使用する場合、鎖交する磁束が最小になるような向きに置いた。また、SN 比を向上させるため、アルミホイルで磁気シールドして、磁場の漏れを防いだ。RF コイルの違いによって、誘電率、導電率画像にどの程度差がでるのか実験を行った。

Fig.5.12 に今回用いた測定試料を示す。測定試料の大きさは直径 10mm、長さ 50mm の円柱型で、測定試料の組成は導電率 0.1S/m、比誘電率 77 の生理食塩水(NaCl 0.9%)である。

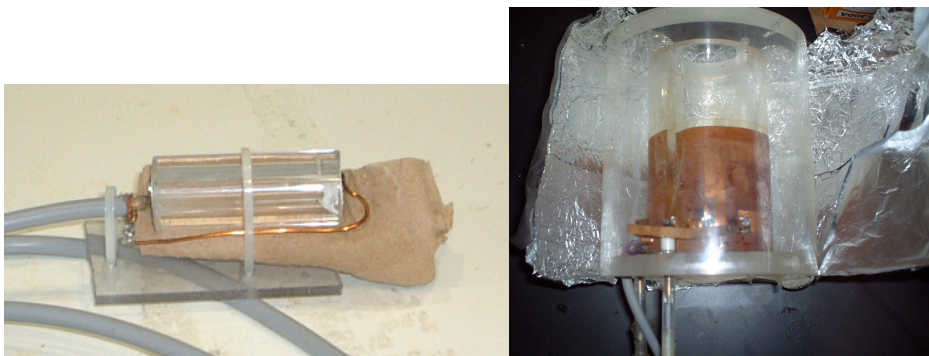


Fig.5.12 Sample and saddle shaped RF coil.

Fig.5.13 に実験結果を示す。バードケージ型の方が鞍型 RF コイルに比べて、磁場の均一性が高いため、誘電率、導電率ともに、一様な分布が得られた[12]。また、誤差も特に導電率分布については、バードケージ型コイルの方が少なかった。これは、鞍型コイルの SN 比が低いことに原因があると考えられ、バードケージ型の方が本研究には適していることが分かった。しかし、画像化はできたものの、誘電率分布については誤差が大きい。このため、今後、様々な誤差要因を取り除く工夫が必要であると考えている。

RF coil	Small birdcage	Saddle-shaped coil
Distance between center of the sample and return conducting wire	5mm Straight wire type	
Magnetic field of RF coil	Flip angle = 360°	
Strength of magnetic field due to current applied to sample	Flip angle = 90°	
Obtained images		
Results(near the center)	Permittivity 3000 Conductivity 1(S/m)	Permittivity 1000~5000 Conductivity -25~150(S/m)

Fig.5.13 Dependence of the estimated permittivity and conductivity on the RF coil.

実験では、条件によって、結果が大きく変化した。実験では、測定試料の RF 電流を加える回路と RF コイルの相互干渉が測定精度に支配的に影響していることがわかった。測定試料ホルダの形状としては、RF コイルになるべく影響を与えないような形状だと誤差が小さくなった。そして、ノイズの影響も大きいことがわかった。また、使用する RF コイルは、測定物内の均一性が高く、SN 比が高いコイルが有効である。このような実験条件を整えることも正確な誘電率、導電率画像の取得には、極めて重要であることが本研究で検証できた。

第 6 章

結論

本研究の結論は、以下の 3 点である。

1. 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た。MRI を使った誘電率の測定は、本研究で初めて実現した。測定物に電流を流しながら画像を取得し、測定物の電氣的性質に応じた画像の変化から、誘電率と導電率を計算するという原理に基づいた。この手法は、インピーダンストモグラフィなどの従来技術に比べて、高分解能であり、また、測定物への侵襲も与えない。
2. 数値解析の結果、主磁場や、試料の誘電率、導電率によって、試料にかかる磁場が不均一になることが分かった。本研究の理論では、磁場は均一であるという前提のため、測定誤差が生じてしまうことが分かった。主磁場や誘電率は、試料内の誘電共振に影響し、導電率は試料を流れる電流の表皮効果に影響した。主磁場、誘電率、導電率によって誤差が小さい領域が存在することが数値解析により検証された。また、RF コイルの磁場強度と測定試料への RF 電流の比は理論で用いた近似に影響することがわかった。条件によっては、誘電率、導電率ともに、実用可能レベルである誤差数%の様な画像を得ることができた。
3. 実験の結果、リターン導線の形状により、測定結果が異なった。また、RF コイルの磁場強度を小さくすると、測定精度が向上した。したがって、送信器(A)につながれている RF コイルと測定物が相互影響し、画像に悪影響を及ぼしていることが分かった。理論が成立するための前提条件に反しているため、誤差が生じ、リターン導線の形状や RF コイルの磁場強度によって誤差が小さくなる条件が存在した。また、ノイズの影響が大きく、測定試料へ強い RF 電流を加えた方が測定精度が向上した。条件を整えれば、NaCl とエタノールの混合溶液である比誘電率 40、導電率 0.14 の測定試料を用いて測定した結果、測定試料の中心付近で、およそ、比誘電率 40、導電率 2 S/m となり、誘電率についてはほぼ一致するという結果を得ることができたが、実験では数値解析に比べて、全体的に誤差の大きな結果となった。

今後の課題

本研究の実験では、4.7T の通常より強磁場の MRI 装置を用いたが、本研究の動作が可能な低い磁場の MRI 装置を用いることも有効だと考えられる。また、限られた誘電率と導電率しか測定できないと、応用分野が期待できない。したがって、補正できるようなシステムを構築することも今後の課題である。そのためには、シミュレーションに測定試料ホルダ等の条件を付け加えることや、測定試料の Z 方向の長さを実物と同じにして、より実験条件に近い形で電磁場解析することが重要である。また、実験では、5 ピクセルの差分をと

り、フィルタをかけていたために、シミュレーションでも見られた測定物の縁の誤差が大ききところの影響が測定物の中心まで侵入してきているように見える。そして、この誤差が全体に広がってしまうので、小さい測定試料を測定する際には、FOV を小さくして、空間分解能を上げる必要がある。したがって、本研究では、空間分解能を一定にしてきたが、空間分解能を上げて、ピクセル数を増やし、測定試料の縁付近の誤差が内部まで進入しにくくするようなことも考えられる。そのためには、フィルタがいらず、かつ、空間分解能を上げて鮮明な画像が得られる高い SN 比を持つ RF コイルを使用することも有効である。また、本研究で誤差が小さくなるような測定条件が見えてきたが、予想していなかった実験結果の正確な解明をするとともに、実験を繰り返して、信頼性、正確性を向上させることも、今後の課題である。

以上、要するに、提案した手法により生体の誘電率や導電率を求めることが可能となった。精度を向上させるために、数値解析システムの向上と、実験精度の向上が課題である。

謝辞

担当教員である大崎博之教授は、非常にすばらしい研究の場を提供して下さいました。そして、常に筋道を立てて考えるという研究において最も基本となる姿勢を学びました。また、多数の学会発表の機会を与えて頂き、大変貴重な経験となりました。大崎先生は、私達が楽しい学生生活を送ることができるように研究室の外でも学生のことを気遣って下さいました。

当研究室の関野正樹助教には、MRI装置の使い方等、研究の全ての面でサポートして頂き多大な助言を頂きました。多忙にも関わらず、関野さんの研究を後回しにしてまで私の実験や議論に深夜までお付き合い頂きましたことに心より感謝致します。実験以外の研究室の生活でも、非常に些細なことまで懇切丁寧に教えて下さいました。寝食を忘れて共に実験に打ち込み、研究者としてあるべき姿を学びました。ありがとうございました。

また、私が研究に専念できたのはいつも笑顔を絶やさない研究室秘書の山崎裕子さんのおかげです。私たちが研究生活をスムーズに送れるよう事務的な仕事などいろいろお世話していただきありがとうございました。

金載浩さんや、上田靖人さんをはじめとする先輩方の熱心に研究に取り組む姿勢には、自分も感化されることが多くありました。そして、豊富な知識や経験に基づく、研究での助言は、研究を進めていく上で、非常に参考になりました。また、先輩方には、食事に誘っていただいたり、遊びに誘っていただいたり、いろいろと相談に乗っていただき、研究以外の面でも非常にお世話になりました。

同期の方々、特に金東珉くんには、貴重な人生経験からくるありがたい話を聞くたびに、いつも勇気付けられ、研究で疲れた私の心を癒していただきました。人生の先輩である金くんは、場を盛り上げるのが上手で、感心しました。私も金くんと一緒に生活していくうちに、人を楽しませる方法を身に付け、研究者としてだけでなく、人間としても成長できたと思います。心より感謝いたします。

また、後輩の方々には、研究室でのどんな頼み事でも嫌な顔を見せずに引き受けてくれたことに感謝します。ありがとうございました。

さらに、馬場研究室の方々にもお世話になりました。特に米津武則さんからは、空手による渴を入れていただき、研究生活にも気合が入りました。ありがとうございました。

この論文はその他大勢の方々の力もお借りして完成しました。私にとっては全てが貴重な体験でした。この場を借りて皆様に心から御礼申し上げます。

最後になりましたが、長年にわたり学生生活を支援し続けてくれた両親に感謝します。

研究業績

論文

- [1] 多田羅智史, 関野正樹, 栗林秀人, 大崎博之: MRI を用いた誘電率と導電率のイメージング. 日本 AEM 学会誌(投稿中).

学会発表

- [1] 多田羅智史, 関野正樹, 大崎博之: MRI を用いた生体インピーダンスの画像計測: シミュレーションによる初期検討. 第 35 回日本磁気共鳴医学会大会, 神戸, 2007 年 9 月.
- [2] 多田羅智史, 栗林秀人, 関野正樹, 大崎博之: MRI を用いた誘電率と導電率のイメージング. 第 16 回 MAGDA コンファレンス, 京都, 2007 年 11 月.
- [3] 多田羅智史, 関野正樹, 大崎博之: MRI を用いた誘電率と導電率のイメージング: RF コイルの形状が測定結果に及ぼす効果. 電気学会全国大会, 福岡, 2008 年 3 月. (発表予定)
- [4] M.Sekino, S.Tatara, and H.Ohsaki. "Imaging of electric permittivity and conductivity using MRI." IEEE International Magnetism Conference, Madrid, Spain, May 2008. (発表予定)

特許

- [1] 関野正樹, 多田羅智史, 大崎博之: インピーダンス分布測定方法及びインピーダンス分布測定装置. 特許出願 2007-318901.

参考文献

- [1] C.Gabriel, S.Gabriel and E.Courthout, The dielectric properties of biological tissues:I.Literature survey,Physics in Medicine and Biology, Vol.41,No.11,pp.2231-2249,1996.
- [2] S.Gabriel, R.W.Lau and C.Gabriel, The dielectric properties of biological tissues: II.Measurement in the frequency range 10Hz to 20GHz, Physics in Medicine and Biology, Vol.41,No.11,pp.2251-2269,1996.
- [3] niremf.ifac.cnr.it/tissprop/
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] 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*, 2007.
- [9] F. Bloch, Nuclear induction, *Physical Review*, Vol.70, pp.460-474, 1946.
- [10] 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.
- [11] G.C.Scott, M.L.G.Joy, R.L.Armstrong, and R.M.Henkelman *IEEE Transactions on Medical Imaging*, Vol.14 No.3, 515-524(1995)

- [12] 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.
- [13] Ginsberg, D.M. and Melchner, M.J., "Optimum geometry of saddle shaped coils or generating a uniform magnetic field." *Rev.Sci. Instrum.*41: 122,1970.
- [14] Hoult,D.I., "Radio frequency coil technology in NMR scanning." *Proceedings of International Symposium on Magnetic Resonance Imaging*, Winston-Salem, N.C., 1981.
- [15] D.I.Hoult and R.E.Richards, The Signal-to-Noise Ratio of the Nuclear Magnetic Resonance Experiment, *Journal of Magnetic Resonance* 24, 71-85,1976.
- [16] D.I.Hoult and Paul C.Lauterbur, The Sensitivity of the Zeugmatographic Experiment Involving Human Samples, *Journal of Magnetic Resonance* 34,425-433,1979.

付録

これから、回転座標系を使って、磁場の計算をするために、このような簡単なモデルで考えてみた。モデルは簡略化したが、本研究に必要な条件は全て満たしている。これを使って磁場を静止座標系から回転座標系に変換する式を導出する。

Fig.1 にコイルから磁場を送信し、人の体内に誘導される電圧を検出するのをモデルとした実験系を示す。これは、2本のコイルの内、フラスコの外のコイルに電流を流し、磁場を発生させる。フラスコの中には人の体を模擬した生理食塩水が入っており、その中にコイルが入っている。フラスコの外のコイルから発生された磁場によって、フラスコの中のコイルにも電流が誘導され、電圧が生じる。それをネットワークアナライザを用いて検出するという実験系になっている。これを、本研究のRFコイルの電流に由来する試料内の磁場分布を解析する際に取り入れた。

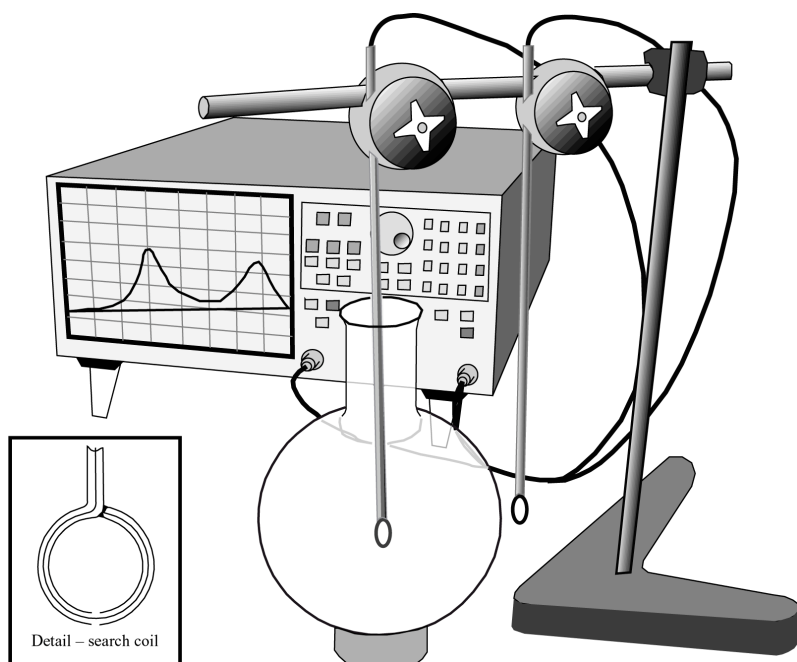


Fig.1 The simple model for discussion about the rotating frame.

このモデルでは、フラスコのコイルに流す交流電流の周波数を本研究で用いた 4.7T MRI 装置のプロトンの磁気共鳴周波数 200MHz を用いた。

Fig.2 に座標系と磁場の図を示す。

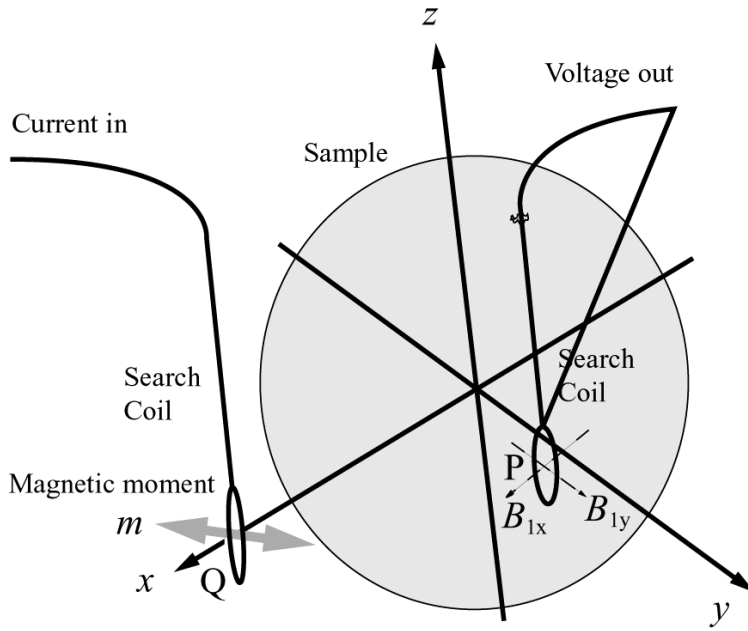


Fig.2 Mathematical framework of the experiment. A current through the loop at point Q outside the sample produces a field inside the sample at point P that may be elliptically polarized.

Q点で流す交流電流の周波数を ω とすると、P点で発生する磁場もそれぞれ周波数 ω で時間変化するため、複素数を用いて $\mathbf{B}e^{i\omega t}$ と表すことができる。ただし、これらの実数部をとったものが、現実の磁場を表す。

したがって、Q点で流す電流を、 $I_0 A \cos(\omega t + \phi)$ とすると、P点で発生する静止座標系での磁場のx成分とy成分は、以下のように表される。

$$B_{1x} = C_{0x} I_0 A \cos(\omega t + \phi + \alpha) \quad (1)$$

$$B_{1y} = C_{0y} I_0 A \cos(\omega t + \phi + \beta) \quad (2)$$

C_{0x} , C_{0y} は、位置や周波数に依存する減衰係数、 α , β は、条件や変位電流によって生まれる位相の変化である。

また、ここで、周期的に振動する磁場は、振幅1/2で、互いに逆方向に回転する磁場に分けることができる。

$$B_{1x} = (|B_{1x}|/2) \{ \sin(\omega t + \Phi + \alpha + \pi/2) + \sin(\pi/2 - \omega t - \Phi - \alpha) \} \quad (3)$$

$$B_{1y} = (|B_{1y}|/2) \{ \sin(\omega t + \Phi + \beta + \pi/2) + \sin(\pi/2 - \omega t - \Phi - \beta) \} \quad (4)$$

(3)、(4)式で、第1項は+Z方向からみて、反時計回りに回転し、第2項は+Z方向からみて、時計回りに回転する成分を示す。Fig.3に用いた回転座標系を示す。本研究では、+Z方向からみて、時計回りに回転する回転座標系を用いた(Page.25参照)ので、ここでは、(3)、(4)式の第2項だけ取り上げる事にする。図より、磁場を静止座標系から、回転座標系のx~成分、y~成分に変換するのは、以下のような式になる。

$$B_{x\sim} = B_{1x} \cos \omega t - B_{1y} \sin \omega t \quad (5)$$

$$B_{y\sim} = B_{1x} \sin \omega t + B_{1y} \cos \omega t \quad (6)$$

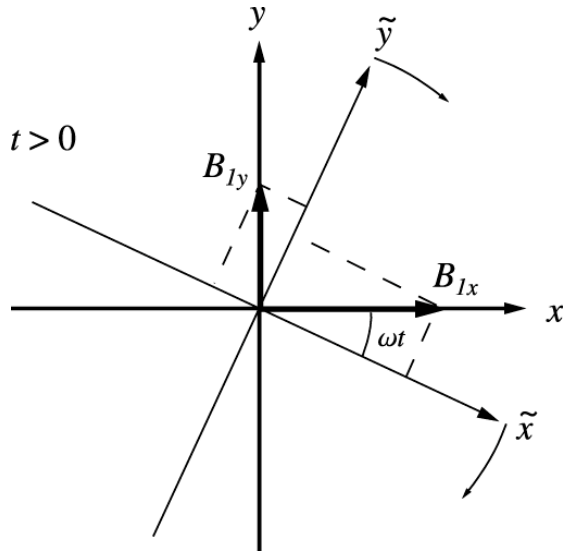


Fig.3 The two rotating frames at point P.

(5)、(6)式に(1)、(2)式を代入し、計算すると、以下の式が導出できる。

$$B_{x\tilde{}} \approx \frac{I_0 A}{2} [C_{0x} \sin(\phi + \alpha) + C_{0y} \cos(\phi + \beta)] \quad (7)$$

$$B_{y\tilde{}} \approx \frac{I_0 A}{2} [-C_{0x} \sin(\phi + \alpha) + C_{0y} \cos(\phi + \beta)] \quad (8)$$

ここで、 $\mathbf{B}=(B_x, B_y, B_z)$ とする(Page.18 参照)と、

$$B_x = C_{0x} I_0 A e^{i(\phi+\alpha)} \quad (9)$$

$$B_y = C_{0y} I_0 A e^{i(\phi+\beta)} \quad (10)$$

と表される。

したがって、(7)、(8)より、

$$B_{x\tilde{}} = \text{Re}[B_x - i \times B_y] / 2 \quad (11)$$

$$B_{y\tilde{}} = -\text{Im}[B_x - i \times B_y] / 2 \quad (12)$$

が成り立つ。

(11)、(12)の式は本研究でも適用できる。本論では Page.19 で用いた。