脳磁界計測における体積電流の影響 —半球ファントムモデルによる実験と解析—

学生員 遅澤 悟 非会員 小林 護 正員 石山敦士 (早稲田大学)
正員 葛西直子 (電子技術総合研究所)

Effects of Volume Current on MEG
- Experiment and Simulation Using Hemispherical Phantom -
Satoshi Osozawa, Member, Mamoru Kobayashi, Non-member, Atsushi Ishiyama, Member (Waseda University)
Naoko Kasai, Member (Electrotechnical Laboratory)

In the source localization of brain activity by MEG (Magnetoencephalogram), spherical model using single dipole is usually used. Since the human head is not spherical, volume current also contributes to the MEG. There is a possibility of improving the accuracy of the source localization in consideration of volume current. We investigated the effects of volume current on MEG by experiment and computer simulation. A single layer hemispherical phantom was used as the model of the human head. A vector magnetometer was used in the measurement of MEG. The magnetic field by volume current was calculated by the boundary element method. The calculated MEG agreed with the measured MEG. It is shown that MEG is greatly influenced in the inhomogeneous part, bottom part of hemisphere by volume current. We simulated how volume current effects on MEG depending on the dipole position. The effect decreases as the dipole moves to the top of hemisphere.

キーワード：MEG, 逆問題解析, 体積電流, 半球ファントム, 境界要素法

1. まえがき

SQUID (超伝導量子干渉素子) 磁束計を用いた生体磁場計測は無侵襲計測であり, 測定された磁場分布から生体内の活動部位を推定することが可能である⁽¹⁾。このため, 生体磁場計測法は脳の高次機能の研究⁽²⁾や, てんかんの発生病部位の診断や脳機能マップの作成などの医療⁽³⁾⁽⁴⁾にも利用されている。これらの研究とくに医療応用を進めるには, 活動部位の位置推定精度を高めることがますます重要になってきている。

位置推定において電流ダイポールモデル⁽¹⁾を用いた場合, 電流ダイポールが均質な導体内に存在するとき, 導体の形状が特殊な場合について体積電流の影響が解析的に調べられている⁽⁵⁾。導体が均質な球形状のとき, 電流ダイポールが球面に平行な(Tangential)場合には, 体積電流は球面に垂直な磁界成分を発生しない⁽⁵⁾⁽⁷⁾。このため頭部を均質な球体であると仮定して, 球面に垂直な成分のみを測定し, その空間分布から電流ダイポール位置の推定が通常行われてきた。しかし, 実際の頭部形状は口腔部分があり均質な球体とはいえず, 体積電流の影響が無視できないと思われる。このため体積電流を考慮した逆問題解析を行うことで位置推定精度を向上できる可能性がある。

今までに, 上野ら⁽⁸⁾は体積電流の影響を不均質な導体球内の球面に垂直な(Radial)電流ダイポールについて調べ, 電流ダイポールが不均質領域の境界の近くに位置する場合には体積電流の影響が大きいと報告している。また, Cuffin⁽⁹⁾は体積電流の影響を頭部形状を変えて調べている。Tangential電流ダイポールとRadial電流ダイポールについて3層モデルを用い, Tangential電流ダイポールにおいても, 不均質領域の境界の近くに位置する場合には, 体積電流の影響が大きいと報告している。しかし, これらは球面に垂直な磁界成分のみについてのシミュレーションである。一方, ベクトル型脳磁計が市販され⁽¹⁰⁾, ヘルメット型脳磁計による測定においても測定場所によっては球面に平行な成分を含んだ計測が行われている。このため, 球面に平行な成分についても体積電流の影響を調べる必要がある。そこで, 大腦を模擬した半球に近い形状をしたファントムを用い, 実験とシミュレーションにより磁界の3方向成分に対する体積電流の影響を調べた。実験にはベクトルマグネトメータを用い, 電流ダイポールはTangentialなものRadialのものをを用いた。

2. 体積電流を含んだ定式化

脳内の電気現象では, その時間変化が高々数kHzであり, 生体の物理的諸定数を考えれば, 信号源と観測位置での電

磁気現象は時間的に遅れがないと考えられる⁽¹⁾。このため、準静的な近似を適用することができる。

生体内部には、細胞膜の興奮に伴う膜電流を起源とする能動電流と能動電流から出発してこれに戻る体積導体を通る体積電流がある。体積電流はオームの法則に従うと考えられるので、生体内の任意の点の全電流密度を次式で表す⁽¹⁾。

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_v = \mathbf{J}_i - \sigma \nabla V \quad (1)$$

ここに、 $\mathbf{J}$ ：全電流密度、 $\mathbf{J}_i$ ：能動電流密度、 $\mathbf{J}_v$ ：体積電流密度、 σ ：導電率、 V ：電位

全電流の発散は0であるから、次式のようになる。

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{J}_i - \sigma \nabla^2 V = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_i = \sigma \nabla^2 V \quad (3)$$

従って、電位 V の支配方程式は次式で表わせる。

$$\nabla^2 V = \frac{1}{\sigma} \nabla \cdot \mathbf{J}_i \quad (4)$$

ここで、ある閉曲面 S で囲まれた三次元的な領域 Ω 内に電流源が存在するとき考察点 P が S 上にある場合の電位の境界積分方程式を導く。まず、式(4)にグリーンの定理を適用する。グリーンの定理より、 f, g を位置ベクトル $\mathbf{r}$ の関数とすると、

$$\int_{\Omega} (\nabla^2 g - g \nabla^2 f) d\Omega = \int_S (f \nabla g - g \nabla f) \cdot \mathbf{n} dS \quad (5)$$

$$f = \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \quad (6)$$

$$g = V \quad (7)$$

ここに、 $\mathbf{r}_p$ は考察点 P の位置ベクトル、 $\mathbf{n}$ は閉曲面 S の単位法線ベクトルを表す。境界上の考察点 P での電位境界積分方程式を求めると次式のようになる⁽¹¹⁾。

$$2\pi V(\mathbf{r}_p) = - \int_{\Omega} \left(\frac{\nabla \cdot \mathbf{J}_i}{\sigma_p |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) d\Omega - \int_S V(\mathbf{r}) \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) \cdot \mathbf{n} dS \quad (8)$$

ここに、 σ_p は考察点 P の内側の導電率を表す。このとき $\mathbf{r}$ は境界上の位置ベクトルとする。

式(8)の積分方程式を離散化し、代数方程式に変換する。その代数方程式にDeflation手法を適用して境界上の電位を求める。こうして求められた境界上の電位を用いて磁束密度は次式によって計算される⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Omega} \mathbf{J}_i \times \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) d\Omega - \frac{\mu_0 \sigma_p}{4\pi} \int_S V(\mathbf{r}) \mathbf{n}(\mathbf{r}) \times \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) dS \quad (9)$$

右辺第1項は能動電流によるものであり、ビオサバールの電流素片に関する式と同型であり、ビオサバール項と呼ぶ。また、第2項は体積電流項である。ここで、能動電流が流れる領域が微小であることを考えると式(9)はモーメント $\mathbf{m}$ をもつ電流ダイポールが作る磁束密度の式(10)に変換できる。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \mathbf{m} \times \frac{\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_j|^3} - \frac{\mu_0 \sigma_p}{4\pi} \int_S V(\mathbf{r}) \mathbf{n}(\mathbf{r}) \times \nabla \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} \right) dS \quad (10)$$

ここに、 $\mathbf{r}_j$ は電流ダイポールの位置ベクトルとする。

3. 方法

<3・1> ファントムの構成と測定方法

製作したファントムは、直径200mmの塩化ビニール製の半球2つを接着したもので、接着面より9mm下側をアクリル板で仕切り、ほぼ半球形状を成している。ファントム上側は生理用食塩水と同じ濃度の0.9%の食塩水で満たしてある。

図1にファントムの構成図を座標とともに示す。挿入した疑似電流ダイポールは、より合わせたホルマル被覆銅線の先をT字形に伸ばし先端部の被覆をとったもので、長さは4mmとした。またダイポール位置は、体積電流の影響が大きいことが予想される赤道面上半径80mmの点である。電流ダイポールは球面に対してTangentialなものとRadialなもの2種類とした。モーメントはそれぞれY方向、X方向を向いている。

図1 ファントム構成図

Fig. 1. Scheme of hemispherical phantom

磁場計測には、磁場の直交3成分が計測可能なdc-SQUIDベクトルマグネトメータを用いた。SQUIDはFLL (Flux Locked Loop)方式で駆動された。マグネトメータの検出感度は16fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ 、検出コイルの直径は15mm、巻数は1turnである。各コイルは立方体の隣り合う3面上に設置されており、コイルの中心と立方体の中心までの距離は9mmである。図2に測定系統図を示す。測定は高性能磁気シールドルーム内で行われた。電流ダイポールには100 μ A、75Hzの正弦波電流を流した。

図2 測定系統図

Fig. 2. Diagram of measuring systems

図3にベクトルマグネトメータの各コイルとファントムとの位置関係を示す。測定位置の設定は法線方向コイルの真下に測定点があるようにファントムを回転し行った。測定点から検出コイルの距離は16mmとした。計測点は球面にそって24カ所、合計72点である。図4に計測場所および境界要素解析のためのモデル分割図を示す。計測場所は○で示してある。

図3 ベクトルマグネトメータの各コイルと測定点の関係

Fig. 3. Relation between coils of vector magnetometer and measuring points

図4 測定点および解析モデル

Fig. 4. Measuring points and analysis model

< 3・2 > 信号源推定法

測定された磁束密度データを用いた信号源推定は以下のように行った。

1. 非線形最小二乗法により電流ダイポールの位置とモーメントを未知変数として信号源推定を行う。
2. その解を中心に $5 \times 5 \times 5$ の2mm間隔の格子を作成し、電流ダイポールの位置を格子点上に固定する。
3. 線形最小二乗法（修正グラムシュミット法）を用いて、各格子点上で最適な電流ダイポールモーメントを推定する。（位置を固定するため線形最小二乗問題となる。）
4. 全格子点の中から式(11)の目的関数が最小となる格子点の一つを選ぶ。
5. 推定精度を上げるため、2. に戻り、格子間隔を1/5と細かくし、繰り返す。

目的関数として以下の関数を用いた。

$$f = \sum_{i=1}^n (B_{mi} - B_{si})^2 \dots \dots \dots (11)$$

ここで、 n は測定点数、 B_{mi} は測定点*i*において測定された磁束密度、 B_{si} は推定した電流ダイポールが測定点*i*に発生する磁束密度を表す。磁束密度を計算する際、ファントム内の導電率は1.1S/mとした⁽¹⁾。また、各測定点において、ベクトルマグネトメータの3つのコイルはそれぞれ位置が異なるので、各々のコイル位置のずれを考慮して信号源推定を行った。

なお線形最小二乗を用いて位置推定を行う際にも境界要素法を組み込んである。境界要素法解析部分については、電流ダイポールを格子ごとに移動する場合係数マトリクスは変化しないため外力項を変えて連立1次方程式を解く。さらに係数マトリクスの逆行列は最初に求めておき、連立1次方程式はマトリクスの乗算で解く。そのため、この解法では多数の格子点を設定しても要する計算時間への影響は非常に少ない。

4. 実験結果

100 μ Aの電流を流したときのTangential電流ダイポールが作る測定磁束密度分布図を図5に、Radial電流ダイポールが作る測定磁束密度分布図を図6に示す。比較のためにシミュレーションによる体積電流を考慮した磁束密度分布図、ビオサバル項（式(10)の右辺第一項）のみの磁束密度分布図を同図に示す。等高線は各図における極大値と極小値を15等分した線となっている。Tangential, Radialいずれの電流ダイポールについても、各コイルにおいて測定された磁束密度分布図と体積電流を考慮した順問題解析による磁束密度分布図はよく一致している。極大値と極小値もよく一致した。しかし、ビオサバル項のみによる解析結果とはかなり異なった分布を示している。図5の結果はTangential電流ダイポールの場合、球体モデルでは磁束密度の法線方向成分には体積電流の影響は現れないが、半球体モデルでは体積電流の寄与が大きいことを示している。図6の結果はRadial電流ダイポールの場合、球体モデルでは球体外に磁場は現れないが、半球体モデルでは磁場が現れることを示している。

図5 磁束密度分布図 (Tangential電流ダイポール)
Fig. 5. Magnetic field maps evoked by a tangential current dipole

測定された磁場の3方向成分から電流ダイポールを推定した結果と、体積電流を考慮せず、式(10)のビオサバール項のみを用いて推定した結果を表1、表2に示す。電流ダイポール推定の差を Δr , θ , m/moの3つのパラメータを用いて表3に示す。ここで、 Δr は設定した電流ダイポールと推定された電流ダイポールの位置の間の距離、 θ は両ダイポールのなす角度、m, moはそれぞれ推定された電流ダイポール、設定した電流ダイポールのモーメントの大きさである。推定値の誤差については、(1)実験のとき、電流ダイポールを設定する際の誤差、(2)実験のとき、検出コイル位置を決める際に生じる誤差などが含まれている。体積電流を考慮した場合には、Tangential, Radialいずれの電流ダイポールについても、5mm程度の誤差で推定できている。体積電流を全く無視した場合には誤差は14mm程度と大きくなっている。以上のことから、体積電流を考慮し、磁束密度の3方向成分を測定することによって、Radial電流ダイポールの位置推定もTangential電流ダイポールと同程度に行えること、体積電流の影響が大きい場合にも境界要素法による式(10)の計算を行うことで位置推定を行うことができ

ることが分かった。

表1 推定結果 (Tangential電流ダイポール)
Table 1. Estimated source location and moment (tangential dipole)

	位置 mm			モーメント nAm		
	x	y	z	x	y	z
設定値	80.0	0.0	0.0	0.0	400.0	0.0
体積電流を考慮	81.2	-4.8	2.4	-3.0	436.0	-38.0
体積電流を無視	88.7	-5.9	-10.4	13.0	206.0	27.0

表2 推定結果 (Radial電流ダイポール)
Table 2. Estimated source location and moment (radial dipole)

	位置 mm			モーメント nAm		
	x	y	z	x	y	z
設定値	80.0	0.0	0.0	400.0	0.0	0.0
体積電流を考慮	81.2	-4.8	2.4	479.0	13.0	46.0
体積電流を無視	88.5	5.8	8.5	802.0	83.0	213.0

表3 推定誤差
Table 3. Error of source localization

	tangential dipole			radial diploe		
	Δr mm	m/mo	θ °	Δr mm	m/mo	θ °
体積電流を考慮	5.5	1.094	5.00	5.5	1.203	7.70
体積電流を無視	14.8	0.520	10.37	13.5	2.085	15.86

図6 磁束密度分布図 (Radial電流ダイポール)
Fig. 6. Magnetic field maps evoked by a radial current dipole

5. 考察

本実験では、ファントム内の体積電流の影響の大きいと思われる場所に電流ダイポールを設置した。その結果、半球底面に近い領域に電流ダイポールがある場合には、体積電流の影響が無視できないことが明らかになった。しかし、半球上部は球に近い領域と考えられるため、半球底部に比べて体積電流の影響が少ないと思われる。

そこで、電流ダイポールの位置を半球底面から半球上部に変化させ、電流ダイポール位置によって体積電流のおよぼす影響がどのように変化するかを数値シミュレーションにより調べた。

モデルは実験に用いたものとはほぼ同じ半球体のものを用いた。半球内部に設定した電流ダイポールの向きは球面に対してTangentialなものとした。電流ダイポールの位置は深さを半球の表面から20mmと40mm、角度 θ を 0° から 90° の間とし、図7において●で示した。解析には、ビオサバル項(式(10)右辺第一項)のみを用いた方法と境界要

素法を用いて体積電流を考慮した方法とを用いた。4節の結果から体積電流の影響は球面に垂直な成分よりも球面に平行な成分により強く表れていることが分かった。しかし、ここでは計算を簡単にするために、コイルは通常用いられる1次微分型を想定し、検出磁束密度の法線方向成分のみを調べた。

図7 半球ファントム内のダイポールの位置
Fig. 7. Dipole positions in the hemispherical phantom

図 8 にコイル配置および境界要素解析のためのモデル分割図を示す。コイル位置は○で示してある。縦 7 個×横 7 個、計 49 個のコイルを半径 110mm の球の球面上に球面と平行に配置する。つまり、ファントム球面から 10mm 上に配置する。また、常に球の中心と電流ダイポールの位置とを結んだ直線上にコイル群の中心が位置するように配置する。

体積電流の影響を定量的に評価するために式(11)のような関数（相違度）を定義する。

$$f = \frac{\sum_{i=1}^{49} (B_i^{vol} - B_i^{biot})^2}{\sum_{i=1}^{49} (B_i^{biot})^2} \quad (11)$$

ここに、 B_i^{vol} は境界要素法による i 番目のコイルの磁束密度データ、 B_i^{biot} はバイオサバールの項による i 番目のコイルの磁束密度データを表す。この関数の値が大きいくほど体積電流の影響が大きいくといえる。関数 f の角度依存性を図9に示す。

図9より、角度が大きくなるにしたがって体積電流の影響が小さくなっていることがわかる。半球上部では、ほとんど体積電流の影響はないと考えられる。また、電流ダイポール位置が深いほど体積電流の影響が大きいく。

図 8 コイル配置および解析モデル

Fig. 8. Coil positions and analysis model

図9 体積電流の影響の電流ダイポール位置依存性

Fig. 9. Dependence of volume current effect on the dipole position

6. あとがき

半球形状をしたファントムを用い、境界要素法によるシミュレーションと実験により脳内活動源の位置推定を行う際の体積電流の影響を調べた。位置推定は単一電流ダイポールモデルを用い、最小二乗法により行った。その結果、半球底面付近のように球から大きく変形した部分では体積電流の乱れが生じ磁束密度分布はバイオサバールの項により現れる分布と大きく異なることが分かった。しかし、電流ダイポールが半球上部にある場合は影響が少ないことが分かった。

脳内における主な活動源は大脳皮質であるが、前頭葉や側頭葉などの口腔に近い領域に活動源が位置する場合には、体積電流を考慮した位置推定により推定精度が向上すると考えられる。この場合、境界要素法を用いることが有効であると考えられる。

最後に、本研究の遂行にあたりご協力をいただいた早稲田大学大学院理工学研究科の武内良輔氏ならびに電子技術総合研究所の小柳正男計測基礎研究室長に感謝する。

(平成7年5月25日受付、同7年10月24日再受付)

文献

- (1) S. J. Williamson and L. Kaufman : "Biomagnetism", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **22**, 129~201 (1981)
- (2) K. Sasaki, H. Gemba, A. Nambu, R. Matsuzaki : "No-go activity in the frontal association cortex of human subjects", *Neurosci Res*, **18**, 249~252 (1993)
- (3) D. F. Rose, P. D. Smith, S. Sato : "Magnetoencephalography and Epilepsy Research", *Science*, **238**, 329~335 (1987)
- (4) R. Hari : "The neuromagnetic method in the study of the human auditory cortex", *Adv. Audiol.*, **6**, 222~282 (1990)
- (5) Jukka Sarvas : "Basic mathematical and electromagnetic concepts of the biomagnetic inverse problem", *Phys. Med. Biol.*, **32**, 11~22 (1987)
- (6) D. Cohen, H. Hosaka : "Magnetic Field Produced by a Current Dipole", *J. Electrocardiology*, **9**(4), 409~417 (1976)
- (7) 保坂栄弘 : 「Magnetocardiogramの基礎的特性の解析」, *医用電子と生体工学*, **14**, 466~472, (1976)
- (8) S. Ueno, K. Iramina, K. Harada : "Effects of Inhomogeneities in Cerebral Modeling for Magnetoencephalography", *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-23**, 3753~3755, (1987)
- (9) B. Neil Cuffin : "Effects of Head Shape on EEG's and MEG's", *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **37**, 44~52, (1990)
- (10) 荒川彰, 富田司 他 : 「129チャンネルベクトル型生体磁気計測装置」, *日本生体磁気学会誌*, **8**, 56~57, (1995)
- (11) R. C. Barr, T. C. Pilkington, J. P. Boineau, M. S. Spach :

"Determining Surface Potentials from Current Dipoles, with Application to Electrocardiography", *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **BME-13**, 88~92, (1966)

(12) D. Geselowitz : "On the Magnetic Field Generated Outside an Inhomogeneous Volume Conductor by Internal Current Sources", *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-6**, 346~347, (1970)

(13) A. Ishiyama, I. Kanai : "Source Estimation by A Method Combines MEG and EEG", *IEEE Eng. Med. and Biol. Society Satellite Symposium on Neuroscience and Technology*, 82~83 (1992)

遅澤 悟 (学生員) 1971年3月18日生まれ。1994年4月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程入学，現在に至る。

小林 護 (非会員) 1969年7月1日生。1994年3月早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年，(株)日建設計入社。

石山 敦士 (正員) 1954年7月14日生。1982年早稲田大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程修了。1979年早稲田大学理工学部助手。専任講師，助教授を経て1990年同教授。1986年8月～88年2月MIT客員研究員。超電導応用機器，電磁界数値解析法，生体磁気に関する研究に従事。工博。電気学会，低温工学会，日本生体磁気学会，IEEE会員。

葛西 直子 (正員) 1942年9月6日生。1965年3月神戸大学理学部物理学科卒業。同年，電子技術総合研究所へ入所，現在基礎計測部計測基礎研究室，主任研究官。理学博士。低温物理，電気精密計測，SQUIDによる生体磁場計測を経て現在SQUID-NDEの研究に従事。