

2.2 各ユニット構造仕様

(1) 液体Heデューワー／センサ部

液体Heデューワー	He容量	約 38 リットル
	液体Heレベル検出センサ	センサ長さ 約 50 cm
SQUID 磁気センサ	J J 接合サイズ	約 3～4 μ m 矩形
	SQUID ホールサイズ	約 80～100 μ m 矩形
	SQUID リングの形状	シングルワッシャ型

(2) ガントリー／ベッド部

ベッド	上面天板サイズ	約 2000×700mm
	可動範囲	上下 約 200mm
		体軸 約 300mm
		左右 約 650mm
レーザマーカ		クラスII程度
	照射軸	体軸方向及び左右方向

(3) 計測制御ユニット

電源	直流電源	5V 約 6 A
		12V 約 4 A, 約 6.5 A
		15V 約 3.5 A
	交流電源	AC100V 約 10 A

(4) データ処理ユニット

PC	プロセッサ	Pentium III 又は同等以上のもの
	メモリ容量	128 MB 以上
	データ記憶装置 ・ハードディスク ・光磁気ディスク	18 GB 以上 250MB/枚以上 (リムーバブル)
	オペレーティングシステム	Windows NT シリーズ 又は Windows2000 シリーズ
カラープリンタ	プリントサイズ	A 4 以上

3. 機器分類

- (1) 電撃に対する保護の形式による分類； クラス I 機器 永久設置形機器
- (2) 電撃に対する保護の程度による分類； B形機器

4. 電氣的定格

- (1) 定格電圧 単相交流 100V±10V 50/60Hz
- (2) 消費電力 最大 1000VA以下
- (3) 接地 A種接地又はC種接地

5. 質量

- (1) 液体Heデューワー (センサ含む) 約 70 kg
- (2) ガントリー 約200 kg
- ベッド 約180 kg
- (3) 計測制御装置 (電源ユニット含む) 約150 kg
- 液体He 補給制御回路/レベル検出制御回路 約 10 kg
- (4) データ処理装置 (テーブルを含む) 約 60 kg
- (5) He給排気ユニット 約 20 kg

6. 内部構造の概要

液体Heデューワー内部構造の概要を右図に示す。数値は参考寸法を示す。

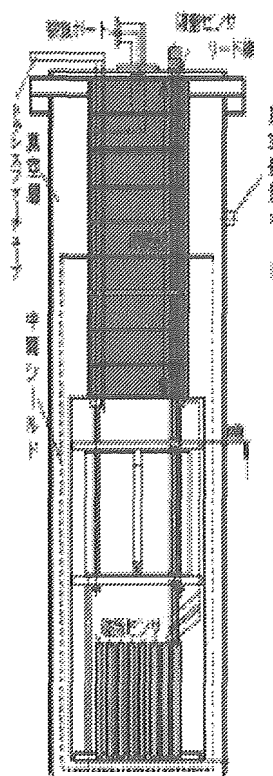


図2 液体Heデューワー内部構造

7. 各部の機能及び動作

(1) Heデューワー／センサ部

センサ部は、超伝導特性を利用する SQUID (Superconducting Quantum Interference Device : 超伝導量子干渉素子) 磁気センサを64個正方マトリックス状に配列したもので、各センサ位置における磁場の強さを検出し、各センサ位置における磁場の強さを電圧に変換して出力する。

SQUID 磁気センサは超伝導特性を利用しており、磁気センサとして動作させるためには 9.2°K 以下の極低温に保持することが必要である。本液体Heデューワーは、この要件を満たすためのものであり、その内槽底面部に SQUID 磁気センサを8行8列の正方行列状に配置する。また、本生体磁気計測装置の対象である心磁計は、1 pT オーダーの非常に微弱な磁場を検出対象としているため、センサ周辺から不要な磁場を発生したり計測対象磁場を乱すようなものであってはならない。このため、液体Heデューワーは非磁性非金属材料で構成されることが要求される。本生体磁気計測装置では、GFRP (ガラス繊維強化プラスチック) が使用されている。

このデュワーにより、磁気センサを磁氣的に透明な環境の下に極低温に冷却することが可能で、SQUID 磁気センサによる安定な計測を可能にする。

(2) ガントリー／ベッド部

ガントリーは、上記液体Heデュワーを所定の位置の保持固定するものである。Heデュワーの保持する位置は固定であり、可変機構は有しない。

ベッドは、計測時に被験者を載せて、磁気センサを内蔵する液体Heデュワーの底面に被験者測定部位を合わせる機能を持つ。このため、ベッドは上下、左右、前後の位置調整機能を持つ。

(3) 計測制御回路ユニット部

SQUID 磁気センサの駆動回路及び検出信号の増幅、フィルタ処理回路及び、直流電源回路、液体He補給制御回路、液体Heレベル検出制御回路を含む。

SQUID 磁気センサの駆動回路は、バイアス電流を SQUID に加えて動作させる他、負帰還回路による零点制御法により、SQUID 磁気センサの出力信号を線形信号に変換して出力する機能を持つ。検出された信号は、増幅器により増幅され更にフィルタ回路により帯域制限された後、データ処理装置に送られる。

フィルタ回路には、低域通過フィルタ、高域通過フィルタ、帯域抑制フィルタの機能を含む。低域通過フィルタは、計測信号帯域外の高周波雑音成分を除去し、サンプリングによる折り返し雑音の混入を防ぐ。高域通過フィルタは体動によるベースラインの揺らぎなど、超低周波成分を除去するもので、0.1 Hz 以下の成分を除去して、波形を安定化する。帯域抑制フィルタは商用電源周波数 (50 Hz 又は 60 Hz) 成分を抑制するもので、計測目的に応じて、オン (使用) 又はオフ (不使用：通過) とする。

(4) データ処理装置

本データ処理装置は、下記のような機能を持つ。

- (a) データ計測に関する各種パラメータの入力及び登録
- (b) データ収集パラメータの計測回路部への設定とデータ収集の実行
- (c) 収集データのファイリング
- (d) 患者情報の登録と管理
- (e) 収集データについて、等磁場線図や電流アロー図への変換、磁場源解析などの各種解析機能

(f) 解析結果について、モニタへの表示、プリンタへの出力

8 波形／画像解析機能

(1) 時間波形、時間間隔の解析

生体磁気計測によれば、磁気センサチャンネル毎にその位置での局所的な時間波形が得られます。これを利用して、時間波形毎の変化を観察し、解析することが出来る。また、これらの時間波形から更に、時間間隔の解析を、各部位毎に容易に行うことが出来る。

時間間隔の解析指定はマウスでドラッグする事により行える。ドラッグでの指定は全ての表示チャンネル上にも表示される。また、長時間波形表示では行をまたがったドラッグ指定が可能。

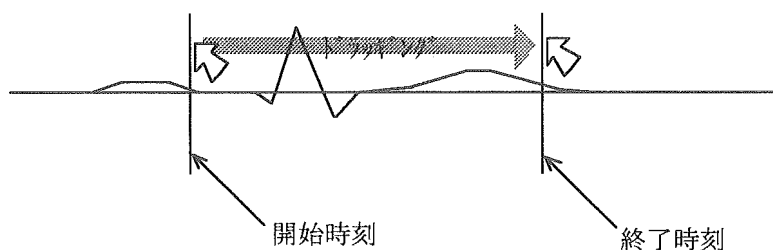


図 3 時間解析範囲の指定

(2) アベレーシング処理による解析

アベレーシング処理とは、生信号データからより S/N のよい信号を抽出するために行う解析方法である。誘発刺激などによって同期して得られる信号にアベレーシング処理が行なわれる。例えば、聴覚誘発脳磁場のような微弱な信号を解析するとき有効に使用することができる。アベレーシング処理では次のような計算を行う。

$$S_{ave} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N S_n$$

ここで N はアベレーシング回数を、 $S_n (n=1 \cdots N)$ は N 個までの生体磁場信号を、 S_{ave} はアベレーシング処理された生体磁場信号を表している。アベレーシング処理では、システムのノイズがホワイトノイズの場合、このシステムノイズを約 $1/\sqrt{N}$ まで減少させることができる。

アベレーシングパラメータにはトリガー波形の基準位置をきめるためのしきい値と、基準時刻とアベレーシング開始時刻との間のオフセット時間、アベレーシング時間および加算回数がある。

(3) 基線補正処理

基線補正は各チャンネルについて計測データの呼吸変動によるバイアス成分などを取り除くための処理である。各チャンネルについて、指定された区間の信号の平均値を求め、信号波形の全時間から差し引きする。基線補正処理は主に、アベレージング処理後の波形の等磁線図を観察した場合に使用される。

(4) アローマップと接線成分解析

電流が流れると、右ねじの法則に従って、電流のまわりに磁場が発生する。この電流による磁場を、電流と平行な計測面上で計測すると、計測面に平行な磁場成分（接線成分）が電流の直上で最大となり、電流の向きを時計まわりに90度回転させた向きを持つ。従って、計測面上の多点で磁場の接線成分を計測し、計測された接線磁場ベクトルを反時計回りに回転させたベクトル分布図を作成すれば、計測面下の電流分布を概観することができる。すなわち、計測面を x y 平面と平行にとり、計測面上の計測点 r_i ($i = 1, \dots, N$) において、磁場の x 成分 $B_x(r_i)$ 、 y 成分 $B_y(r_i)$ を計測し、ベクトル分布

$$\mathbf{a}(r_i) = -B_y(r_i)\mathbf{e}_x + B_x(r_i)\mathbf{e}_y \quad (i = 1, \dots, N) \quad (4-1)$$

を作成すれば、計測面下の2次元的な電流分布を概観できる。ここで、 \mathbf{e}_x 、 \mathbf{e}_y はそれぞれ x 軸方向、 y 軸方向の単位ベクトルである。

磁場の接線成分ベクトルは、

①電流の直上で大きさが最大となる。

②大きさが電流の強さに比例する。

③向きが電流の向きと一定の関係を持つ。

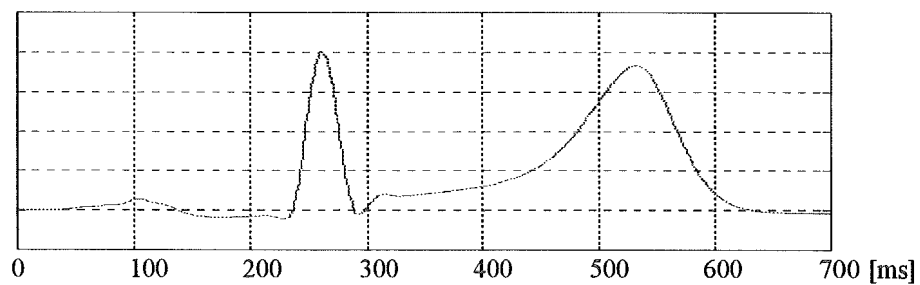
という性質を持っているために、電流分布を概観するベクトル分布図を作成できるが、計測面に垂直な磁場成分 B_z の空間微分ベクトル $(\partial B_z / \partial x, \partial B_z / \partial y)$ もまた、①～③の性質を持っている。この空間微分ベクトルの向きは、磁場の接線成分ベクトルと逆向きであるから、ベクトル分布図

$$\mathbf{a}'(r_i) = \frac{\partial B_z(r_i)}{\partial y}\mathbf{e}_x - \frac{\partial B_z(r_i)}{\partial x}\mathbf{e}_y \quad (i = 1, \dots, N) \quad (4-2)$$

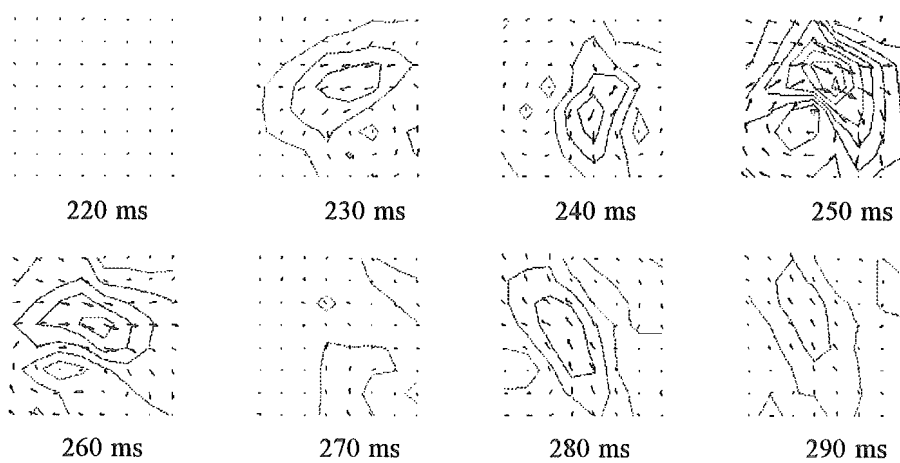
を作成すれば、これもまた、計測面下の2次元的な電流分布を概観できる。

本心磁計測システムでは、平面状の計測面上に 8×8 アレイ状にセンサを配置し、計測面に垂直な磁場成分 (B_z) を計測する。従って、 x 軸方向で隣接するセンサ間の計測データの差分、 y 軸方向で隣接するセンサ間の計測データの差分をとれば、近似的に $\partial B_z / \partial x$ 、 $\partial B_z / \partial y$ を算出することができる。本システムでは、式 (4-2) で定義されるベクトル分布図とベクトルの大きさの等高線図との合成図をアローマップと呼ぶ。

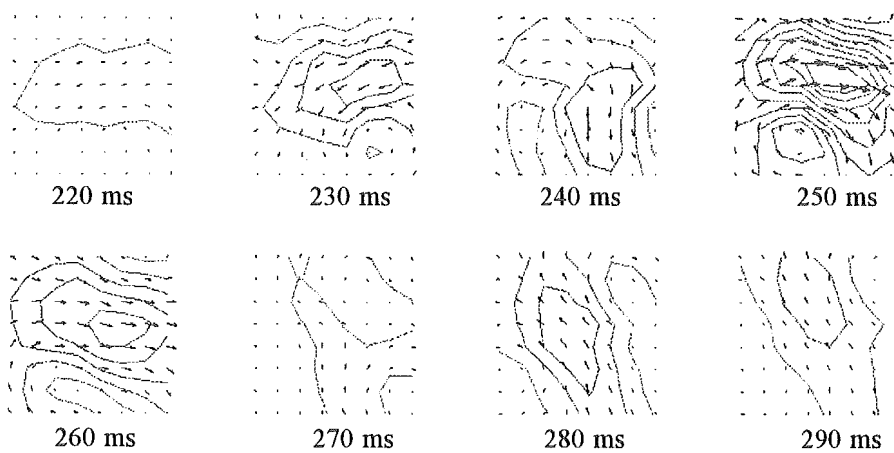
図 4 にアローマップの例を心磁図を用いて示す。図 4 (a) は、心磁計測と同時計測された心電波形である。1 心拍の時間位相において、220ms から 290ms までの 10ms 毎のアローマップを図 4 (b) に示してある。心筋の興奮に伴う 2 次元的な電流分布が矢印の分布で示され、興奮の大きさが等高線で示されることになり、心筋の興奮伝播過程の概観に優れている。



a) 心電波形



b) アローマップ



c) 接線成分によるベクトル分布図

図4 アローマップの例

図4(c)は同一被験者で、同一計測点における磁場の接線成分を計測し、式(4.1)にもとづいて図4(b)と同様なベクトル分布図を作成した例である。図4(b)と(c)はほぼ等しい分布図となっている。このことは、定性的に

$$B_x = -\frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad B_y = -\frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (4.3)$$

が成り立つことを示唆している。

心磁現象を図 1.26 に示すような無限半空間導体中の位置 r_0 にあるダイポール Q でモデル化し、 B_x と $\partial B_z / \partial x$ との比較を行う。

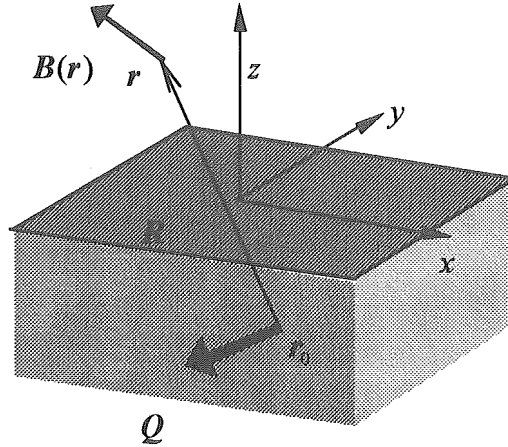


図 5 無限半空間導体中のダイポールモデル

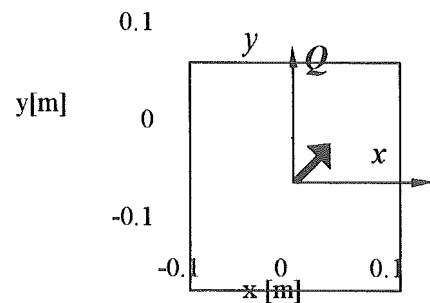
このとき、導体の外に生じる磁束密度 $B(r)$ は、Sarvas により定式化されており、

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi K^2} (Q \times R \cdot e_z \nabla K - K e_z \times Q)$$

$$R = r - r_0, \quad R = |R| \quad (4.4)$$

$$K = R(R + R \cdot e_z)$$

$$\nabla K = (2 + R^{-1} R \cdot e_z) R + R e_z$$



である。

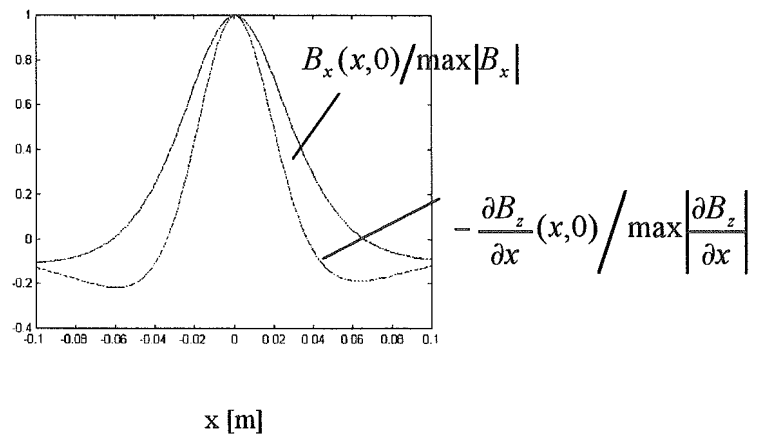


図 6 B_x と $\partial B_z / \partial x$ の分布の比較

無限半空間 導体中の $r_0 = (0, 0, -0.05)$ [m] の位置に電流双極子モーメント $Q = (50, 50, 0)$ [nAm] がある場合について、 x 軸上の B_x と $\partial B_z / \partial x$ をプロットしたものを図 1.27 に示す。図 1.27 から、 B_x と $\partial B_z / \partial x$ はどちらも、電流双極子が存在する原点にピークを持つ山形の形状をしており、定性的に等しい性質をもつことがわかる。

この結果を踏まえて、本システムでは、計測した磁場の法線成分から、接線成分を導出する解析手法を取り入れている。

9 磁場源位置解析法

(1) 磁場発生源の推定（逆問題の解決方法）：ダイポール推定法

生体内の電気活動にともなう電磁現象を、導電率の均一な半無限平面導体中の電流双極子（ダイポール）でモデル化し、64チャンネル生体磁場計測システムで計測した磁場データから、単一の電流双極子の位置とモーメントを推定する。この方法により、興奮部位の3次元的位置及び電流方向を知ることができる。得られた磁場源（電流源）位置及び電流方向を、等磁場線図上に表示し、また必要に応じて、MRI その他の検査データと重畳、比較検討することにより、解剖学的位置を特定することができる。

(2) 電磁場の基本方程式

生体内部の電気活動に伴う電磁現象は、媒質中のマクスウェルの方程式、

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (5-1-1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5-1-2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J} \quad (5-1-3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (5-1-4)$$

生体を含めた通常の媒質における電束密度 \mathbf{D} と電場 \mathbf{E} 、磁束密度 \mathbf{B} と磁場 \mathbf{H} との関係式

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (5-1-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (5-1-6)$$

媒質中を流れる伝導電流 \mathbf{J} に対するオームの法則

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}^{\text{ex}} + \sigma \mathbf{E} \quad (5-1-7)$$

で扱うことができる。ここで、 \mathbf{J}^{ex} は起電力電流、 ϵ 、 μ 、 σ はそれぞれ媒質の誘電率、透磁

率、導電率である。また ρ は電荷密度である。

(3) 基本方程式の静電場近似

生体においては透磁率 μ は真空の透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ [NA²] と等しいから、式 (5-1-3) は

$$\nabla \times \mathbf{B} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (5-2-1)$$

となる。

起電力電流 J^{ex} のない場所での伝導電流 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ と変位電流

$$\mathbf{J}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5-2-2)$$

との大きさを比較する。生体磁場信号では一般に 100Hz 以下の現象を扱うので、 $f=100$ として

$$\mathbf{E} = E_0 \sin 2\pi f t \quad (5-2-3)$$

とすると、変位電流と伝導電流の大きさの比は

$$\frac{J_D}{J} = \frac{2\pi f \varepsilon}{\sigma} \quad (5-2-4)$$

である。100Hz での筋肉の導電率は $\sigma = 0.11$ [Sm⁻¹] であり、誘電率は

$\varepsilon = 10^6 \varepsilon_0$ [A²s²N⁻¹m⁻²] ($\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ [A²s²N⁻¹m⁻²] : 真空の誘電率) であるから、

$$\frac{2\pi f \varepsilon}{\sigma} = 5 \times 10^{-2} \quad (5-2-5)$$

となり、変位電流は伝導電流に対して無視してよい。従って、式 (5-2-1) は

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (5-2-6)$$

となる。

式 (5-2-6) の両辺の発散をとると電流の保存則

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (5-2-7)$$

が導かれ、一般の電荷の保存則

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (5-2-8)$$

と比較して、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (5-2-9)$$

であり、電荷分布は時間的に変動しない。さらに起電力電流のない場所でのオームの法則と式

(5-2-7) から

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (5-2-10)$$

であり、式 (5-1-1) との比較から、起電力電流のない場所では

$$\rho = 0 \quad (5-2-11)$$

となり電荷分布は存在しない。

(4) 静磁場近似

式 (5-1-4) と式 (5-2-6) から、

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \\ &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \\ &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{J}^{\text{ex}} + \sigma \mathbf{E}) \end{aligned} \quad (5-3-1)$$

である。

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} \quad (5-3-2)$$

であるから、式 (5-2-10) から起電力電流のない場所では式 (5-3-1) は

$$\Delta \mathbf{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5-3-3)$$

となる。5-2 節と同様に $\mathbf{E} = E_0 \sin 2\pi ft$ とおくと、式 (5-3-3) は

$$\Delta E_0 \sin 2\pi ft = 2\pi f \mu_0 \sigma E_0 \sin 2\pi ft \quad (5-3-4)$$

であり、式 (5-3-4) が任意の時間について成り立つことから

$$\Delta E_0 = 2\pi f \mu_0 \sigma E_0 \quad (5-3-5)$$

である。式 (5-3-5) は空間的に変動する波をあらわしており、その波長 λ のスケールは

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi}{f \mu_0 \sigma}} = 674 \text{ [m]} \quad (5-3-6)$$

となり、人体のスケール $\sim 1 \text{ [m]}$ ではほとんど変化しない。したがって、式 (5-1-4) の時間微分の項は無視することができ、

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (5-3-7)$$

とおくことができる。式 (5-3-7) は、電場 \mathbf{E} がスカラポテンシャルの勾配で記述できることを示しており、電位 V を用いて

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (5-3-8)$$

とおくことができる。

(5) 支配方程式とビオ・サバールの法則

以上をまとめると、生体における電場・磁場の支配方程式は、

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (5-4-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (5-4-2)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}^{\text{ex}}(\mathbf{r}) - \sigma(\mathbf{r})\nabla V(\mathbf{r}) \quad (5-4-3)$$

に集約される。

式 (5-4-2) の両辺に $\nabla \times$ を演算し、公式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \Delta \mathbf{B}$ と式 (5-4-1) を用いると

$$\Delta \mathbf{B} = -\mu_0 \nabla \times \mathbf{J} \quad (5-4-4)$$

である。ここで $\Delta \psi + \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = 0$ を満たす関数

$$\psi = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (5-4-5)$$

$$\nabla' \psi = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}$$

を式 (5-4-4) の両辺に掛け、 \mathbf{r}' について体積積分すると

$$\int \psi \Delta' \mathbf{B}(\mathbf{r}') dv' = -\mu_0 \int \psi (\nabla' \times \mathbf{J}(\mathbf{r}')) dv' \quad (5-4-6)$$

である。ここで $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q)$ はディラックのデルタ関数である。

式 (5-4-6) の右辺はストークスの定理を用いて、

$$\begin{aligned} \int \psi (\nabla' \times \mathbf{J}) dv' &= \int \{ \nabla' \times (\psi \mathbf{J}) - \nabla' \psi \times \mathbf{J} \} dv' \\ &= -\int (\psi \mathbf{J}) \times d\mathbf{S}' - \int (\nabla' \psi \times \mathbf{J}) dv' \\ &= \int (\mathbf{J} \times \nabla' \psi) dv' \end{aligned} \quad (5-4-7)$$

となる。ここで $\mathbf{r}' \rightarrow \infty$ のとき $\mathbf{J} \rightarrow 0$ 、 $\psi \rightarrow 0$ となることを用いて、面積積分の項を 0 とした。式 (5-4-6) の左辺についてはグリーンの定理

$$\int \{ \psi \Delta' \mathbf{B}(\mathbf{r}') - \mathbf{B}(\mathbf{r}') \Delta' \psi \} dv' = \int \{ \psi \nabla' \mathbf{B}(\mathbf{r}') - \mathbf{B}(\mathbf{r}') \nabla' \psi \} d\mathbf{S}' \quad (5-4-8)$$

において、右辺が領域を囲む任意の境界面上の面積分であり、 $r' \rightarrow \infty$ で0となるから、

$$\int \{\psi \Delta B(r') - B(r') \Delta \psi\} dv' = 0 \quad (5-4-9)$$

従って、式 (5-4-7) と式 (5-4-9) を式 (5-4-6) に代入して、

$$\int B(r') \Delta' \psi dv' = -\mu_0 \int (J(r') \times \nabla' \psi) dv'$$

$$\therefore B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int J(r') \times \frac{r - r'}{|r - r'|^3} dv' \quad (5-4-10)$$

となり、ビオ・サバールの法則が導かれる。

ところで、式 (5-4-4) は

$$\begin{aligned} \Delta' B(r') &= -\mu_0 \nabla' \times J(r') \\ &= -\mu_0 \nabla' \times (J^{ex}(r') - \sigma(r') \nabla V(r')) \\ &= -\mu_0 \left\{ \nabla' \times J^{ex}(r') - \nabla' \sigma(r') \times \nabla V(r') \right\} \end{aligned} \quad (5-4-11)$$

であるから、式 (5-4-10) は、

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int J^{ex}(r') \times \frac{r - r'}{|r - r'|^3} dv' - \mu_0 \int \psi \left\{ \nabla' \sigma(r') \times \nabla V(r') \right\} dv' \quad (5-4-12)$$

と書ける。ここで、導電率が無限一様であれば、右辺第2項は0となり、起電力電流だけに依存した式となる。

(6) ダイポール近似 (電流源モデル)

起電力電流 J^{ex} は、電気興奮によって能動的に生じる電流であるが、生体内に複雑に分布した起電力電流の分布を一般的に扱うことはできない。従って、局所的な電流の湧き出しと吸い込みの対である電流双極子でモデル化する。すなわち、位置 r_q における電流双極子モーメント Q を用いて、

$$J^{ex} = \delta(r - r_q) Q \quad (5-5-1)$$

とする。式 (5-5-1) を式 (5-4-12) に代入して、ダイポールによる磁場は、

$$\begin{aligned}
B(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int J^{\text{ex}}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \mu_0 \int \psi \{ \nabla' \sigma(\mathbf{r}') \times \nabla V(\mathbf{r}') \} dV' \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \int \left\{ (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_q) Q \right\} \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \mu_0 \int \psi \{ \nabla' \sigma(\mathbf{r}') \times \nabla V(\mathbf{r}') \} dV' \quad (5-5-2) \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} Q \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q|^3} - \mu_0 \int \psi \{ \nabla' \sigma(\mathbf{r}') \times \nabla V(\mathbf{r}') \} dV'
\end{aligned}$$

となる。

(7) 無限半空間近似 (形状モデル)

脳磁計測では、胸部の形状や導電率の分布が式 (5-5-2) 第 2 項の $\sigma(\mathbf{r})$ を介して計測磁場に影響を与える。しかし、被験者の脳の形に応じて $\sigma(\mathbf{r})$ を考慮することは困難であるので、ここでは、頭部を無限半空間と仮定して簡略化して扱う。すなわち、頭部の境界面が $x y$ 平面にあり、 $z > 0$ で $\sigma = 0$ 、 $z \leq 0$ で $\sigma = \text{定数}$ とする。このとき、 $\nabla \sigma(\mathbf{r})$ は境界面上においてのみ z 方向の成分を持つから、式 (5-5-2) 第 2 項は、 z 軸に垂直な磁場成分しか持たない。

さらに、磁場の計測面が頭蓋骨に平行、すなわち、 $x y$ 平面に平行であり、計測面の法線方向の磁場成分 (z 成分) を計測すると仮定すると、式 (5-5-2) 第 2 項は無視できて、電流源と磁場の関係式は、

$$\begin{aligned}
B_z(\mathbf{r}) &= \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_z \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \left(Q \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_q}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q|^3} \right) \cdot \mathbf{e}_z \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi R^3} \{ Q_x R_y - Q_y R_x \} \quad (5-6-1)
\end{aligned}$$

$$Q = (Q_x, Q_y, Q_z), \quad \mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_q = (R_x, R_y, R_z), \quad R = |\mathbf{R}|$$

となる。

(8) ダイポール推定法

頭蓋骨と平行な平面状の計測面上に 8×8 アレイ状にセンサを配置した 64 チャンネル脳磁計測システムで、計測面に垂直な磁場成分を計測した脳磁データから、単一の電流双極子の位置とモーメントを推定する。

式 (5-6-1) からダイポールモーメントは、頭蓋骨に水平な 2 成分のみ考慮すればよいから、ここでは、図 1.31 に示すように、計測面上に座標系を設定し、ダイポール位置 $\mathbf{r} = (r_x, r_y, r_z)$ 、

ダイポールモーメントの大きさ Q 、向き ϑ を推定パラメータとする。

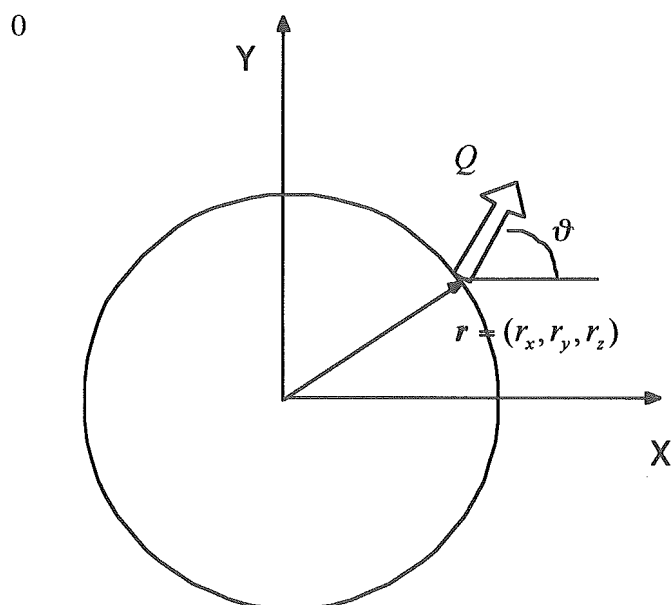


図7 ダイポールの推定パラメータ

このとき、 i 番目のセンサの位置座標を、 $x_i = (x_i, y_i, z_i)$ とすれば、 i 番目のセンサにおける磁場の値は、

$$B_i = \frac{\mu_0 Q}{4\pi R_i^3} \{y_i - r_y\} \cos \vartheta - (x_i - r_x) \sin \vartheta$$

$$= QB_i'$$
(5-7-1)

$$R_i = \sqrt{(x_i - r_x)^2 + (y_i - r_y)^2 + (z_i - r_z)^2}$$

である。

ダイポール推定では、式 (5-7-1) で計算される磁場 B_i と計測データ B_i^0 との差が最小となるような、ダイポールの位置 r 、大きさ Q 、向き ϑ を求める。ダイポールによる磁場の計算値 B_i と計測データ B_i^0 とを比較するために、両者の2乗誤差

$$F = \sum_{i=1}^{64} (B_i^0 - B_i)^2 / \sum_{i=1}^{64} B_i^0 = \sum_i (B_i^0 - QB_i')^2 / \sum_{i=1}^{64} B_i^0$$
(5-7-2)

を用いて評価関数を定義することができる。ここで、 Q は F を最小にするように決めなければならないという条件、すなわち $\delta F / \delta Q = 0$ を用いると、

$$\frac{\delta F}{\delta Q} = \sum_i \left\{ 2(B_i^0 - QB_i')B_i' \right\} - 2 \sum_i B_i^0 B_i' + 2Q \sum_i B_i'^2 = 0 \quad (5-7-3)$$

から、

$$Q = \frac{\sum_i B_i^0 B_i'}{\sum_i B_i'^2} \quad (5-7-4)$$

$$F = 1 - \frac{\left(\sum_i B_i^0 B_i' \right)^2}{\left(\sum_i B_i^0 \right) \left(\sum_i B_i'^2 \right)} \quad (5-7-5)$$

となる。従って、まず、式 (5-7-5) を最小とするダイポールの位置と向き $(r_x, r_y, r_z, \vartheta)$ を求め、その時の B_i の値を用いて、式 (5-7-4) からダイポールの大きさを求めればよい。

式 (5-7-5) で定義される評価関数 F が最小となるように、ダイポールパラメータ $(r_x, r_y, r_z, \vartheta)$ を最適化するための計算方法として、滑降シンプレックス法を用いる。滑降シンプレックス法では、初期パラメータ $(r_x^0, r_y^0, r_z^0, \vartheta^0)$ を含む 5 個の点をパラメータ空間にとり、5 個の点の評価関数の値を比較しながら、最適解を探索する。

最適化計算のための初期ダイポールパラメータ $(r_x^0, r_y^0, r_z^0, \vartheta^0)$ については、以下の方法を用いて設定する。

A. ダイポールの水平位置 (r_x^0, r_y^0)

法線成分の計測データからアローを求め、アローの大きさが最大となるセンサ位置を、初期ダイポールの水平位置とする。

B. ダイポールの深さ r_z^0

法線成分の計測データの絶対値が最大となるセンサ位置と、アローの大きさが最大となるセンサ位置との距離を d としたとき、 $r_z^0 = d\sqrt{2}$ とする。

C. ダイポールの向き ϑ^0

大きさが最大となるアローの向きを、ダイポールの向きとする。

図 8 に、以上の計算手順の流れを示す。

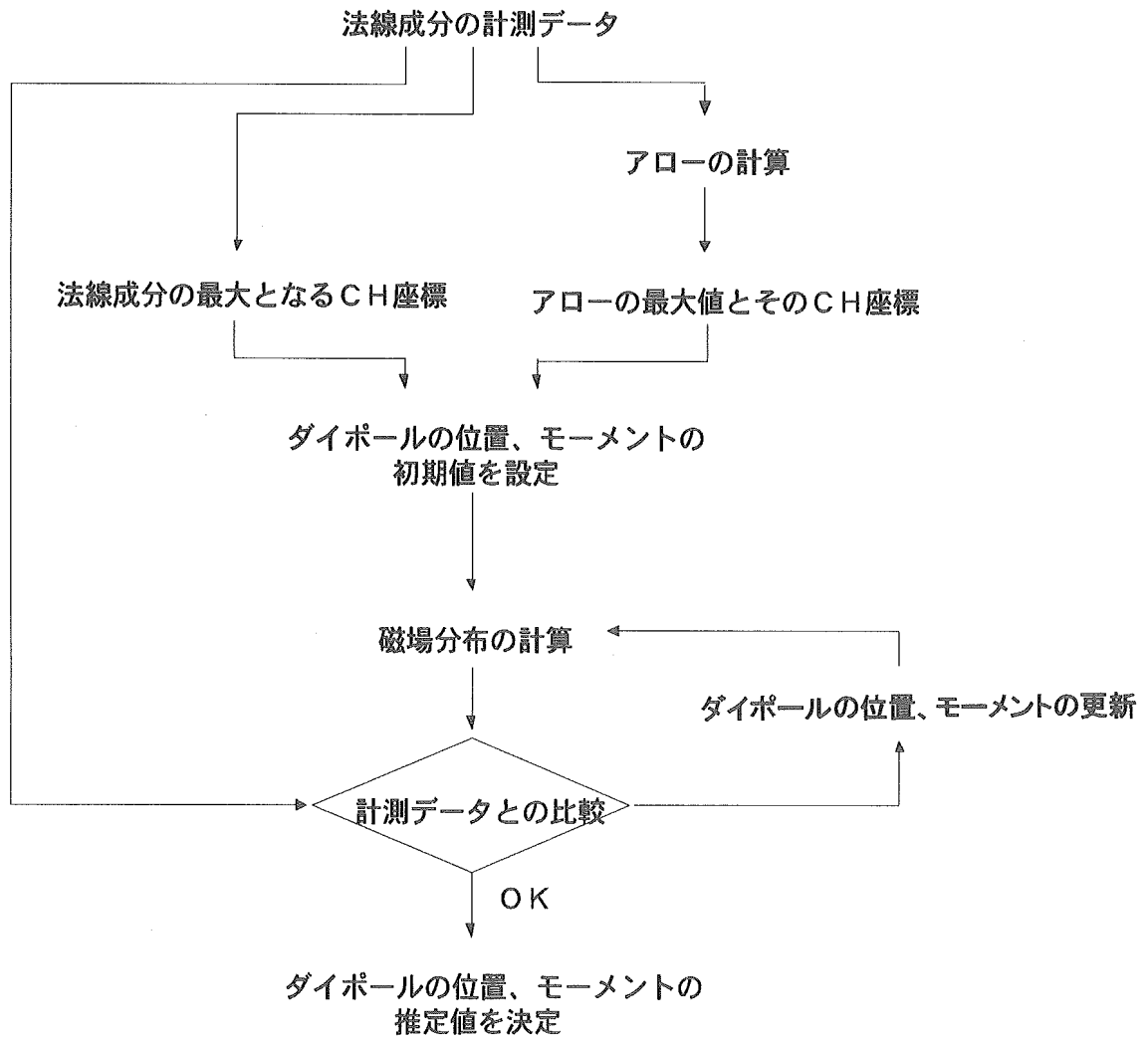


図8 ダイポール推定法計算フロー