心磁図による心臓内電流分布の推定に関する考察
A study of the current distribution searching by MCG

斎藤兆古、吉田悟史、土井達也
Y.Saito, S.Yoshida, T.Doi
法政大学工学部
College of Engineering, Hosei University

1．まえがき

従来から、人体表面で測定される電圧分布、例えば脳波分布や心電図などが人体の異常診断に用いられている。脳波分布や心電図などから生体の異常診断をおこなう場合、多くは臨床データの蓄積により、欠陥部位の推定をおこなっている。この方法の欠点は、生体が電気的に極めて複雑な構造を持ち、異常を生ずる欠陥部位が個々の生体によって異なり、必ずしも臨床データと一致するとは限らない点にある。この結果、得られたデータから欠陥部位特有の現象を読み取る高度な技術の習得が必要とされる。また、測定が直接接触でなければならないため、高い精度の診断が得られない。しかし、近年超電導技術の進歩によって高感度磁束計ＳＱＵＩＤが実用化されており、生体の表面電圧だけでなく、生体内の電流に起因する磁界分布測定が可能となっている。この方法の利点は、完全な非接触、非侵襲的に測定が可能であり、測定結果から、人体内の電流分布の推定が可能であることである。このような観点から筆者等は、磁界から心臓内の電流分布を推定する逆問題解析の医学的有用性に着目し、逆問題解析法の一方法としてSampled Pattern Matching法（ＳＰＭ法）を提案してきた。逆問題は通常、一意的な解が期待できないため、このＳＰＭ法はフィールド源の分布を求めることを主目的にしている。

本稿では、従来のＳＰＭ法による解析に加え、心磁図の情報にウェーブレット変換を用いることによって、特徴を抽出し最も支配的な解を得る方法について検討する。

2．心磁図による電流分布推定

2．1．Sampled Pattern Matching法

(a)基礎方程式

ＳＱＵＩＤセンサーを用いて心磁図を測定し、その結果から心臓の異常疾患を診断する技術は、心電図のように波形分析を主体とするのでなく、心臓内の電流分布を求め、その結果を利用することに主眼がおかれている、このような観点から、心磁図解析の出発点はＭＣＧ(Magnetocardiogram)から心臓内の電流分布を推定する逆問題解析となる［１～７］。ここでは、本稿で採用した逆問題解析の一方法であるＳＰＭ法の概略について述べる。

磁界源となる電流は実際の物理系だけでなく生体系においてもなめらかに分布し、電流密度が連続的に変化し電流の大きさの差異を与えている。このような電流分布を解析的な数式で表現することは、極めて例外的なケースを除いて不可能である。また、近年、強力な解析手法となっているディジタル計算機を前提とする数値解析法においても、離散化した電流値を前提としている為、厳密な電流分布は再現できない。このため、順問題の離散化手法と同様に、逆問題の解析においても離散化した数が無限大になった時、自然な電流分布となることを目標とした次の仮定を行う。

1）電流は空間の一点当たり一定の密度で流れるものとする。これは、ある任意の空間の一点では単位電流しか存在しないことを意味する
2）電流分布そのものを直接求めるのではなく、単位電流と電流が流れる経路の単位長との積、すなわち単位電流双極子の巨視的な分布を求める。
3）電流の大きさは、角度も空間座標と考えた単位電流双極子の空間的集中度合で表される。

以上の仮定から、測定面で得られる磁界は、単位電流双極子による磁界の和として求められる事となる。

いま、磁界の測定点数をｎ、単位電流双極子数をｍとすれば、ビオサバールの法則により，ｉ番目の測定点の磁界**Ｈ**に対して

$$\mathbf{H}_i = \sum_{j=1}^{m} \frac{\mathbf{n}_j \times \mathbf{a}_{ij}}{4\pi r_{ij}^{\,2}}, \quad \mathrm{i} = 1 \sim \mathrm{n} \tag{1}$$

が成り立つ。ここで$\mathbf{n}_j$，$\mathbf{a}_{ij}$およびr_{ij}は、それぞれ電流の流れる方向の単位ベクトル、電流双極子の位置から測定点方向への単位ベクトルおよび電流双極子から測定点までの距離である。

システム方程式は、

$$\mathbf{U} = D \cdot \mathbf{F} \tag{2}$$

の形で表される。Ｕは(1)式の磁界$\mathbf{H}_i$（ｉ＝１～ｎ）を要素とするｎ次の列ベクトル、Ｄは、電流分布領域の離散点数をｍとすれば、ｎ行ｍ列の長方行列であり、更に**Ｆ**は１又は０を要素とするｍ次の入力ベクトルである。三次元空間では、測定値がある面に沿って得られる二次元データであるため、式の数に対応するｎは未知数の数ｍに比較して圧倒的に少なく、

$$\mathrm{n} < \mathrm{m} \tag{3}$$

が成り立つ。これは、入力ベクトル**Ｆ**の要素を、ＳＰＭ法では１または０としていたのに対して、従来の考え方では、これを電流双極子の大きさとするので**Ｆ**が一意的に決まらないことを意味する。

(b) ＳＰＭ法のアルゴリズム

いま、(2)式の係数行列Ｄの第ｊ列の列ベクトルを$\mathbf{d}_j$とすれば、最初の最も支配的な単位電流双極子は、次式のCauchy-Shwarzの関係式、

$$\gamma_{1j} = \mathbf{U} \cdot \mathbf{d}_j^{\,T} / \left(\|\mathbf{U}\| \cdot \|\mathbf{d}_j\|\right), \quad \mathrm{j} = 1 \sim \mathrm{m} \tag{4}$$

の最大値を取るγ_{1j}の位置となる。
第２番目の入力点は、$\mathbf{d}_{j'}$を最初の単位電流双極子によるベクトルとすれば、

$$\gamma_{2j} = \mathbf{U} \cdot \left(\mathbf{d}_{j'} + \mathbf{d}_j\right)^T / \left(\|\mathbf{U}\| \cdot \|\mathbf{d}_{j'} + \mathbf{d}_j\|\right), \quad \mathrm{j} = 1 \sim \mathrm{m}, \ \mathrm{j} \neq \mathrm{j}' \tag{5}$$

の最大値を取るγ_{2j}の位置となる。以後、パターンの一致指数γが大きくなる限り、(5)式と

同様に新しい単位電流双極子によるベクトルを追加し、γが最大となった時点で計算を終了する。

実際のＳＰＭ法では、最終的にｐ回の演算を行ったとすると、各回で最大値を取った磁界パターンに重み付けをして得られた磁界源スペクトル

$$\gamma_j = \frac{1}{p}\sum_{i=1}^{p}\gamma_{ij} \tag{6}$$

を解とする［１－５］。

２．２．　離散値系直交ウェーブレット変換

(a)アナライジングウェーブレット

いま、ℓ（２のべき乗）次の大きさのデータベクトルをＸとし、このベクトルに左からℓ次の正方行列Ｃを掛け算する。すなわち、

$$\mathbf{X}' = C\mathbf{X} \tag{7}$$

を考える。いま、行列Ｃが次式の形で与えられるとする。

$$C = \begin{bmatrix} c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_3 & -c_2 & c_1 & -c_0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_3 & -c_2 & c_1 & -c_0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & c_0 & c_1 & c_2 & c_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & c_3 & -c_2 & c_1 & -c_0 \\ c_2 & c_3 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & c_0 & c_1 \\ c_1 & -c_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & c_3 & -c_2 \end{bmatrix} \tag{8}$$

(8)式で第１行はベクトルＸの要素１から４までにそれぞれ係数 c_0, c_1, c_2, c_3 を重みとする平均値を取ることを意味する。要するに、(8)式の第一行は重みをつけた積分演算に対応するディジタルフィルターであり、第２行は重みをつけた微分演算に対応するディジタルフィルターである。第３、４行はそれぞれベクトルＸの要素３から６までに対応する積分と微分演算を行うことを意味する。従って、積分と微分はベクトルＸの２要素ずつシフトして循環する形で行われる。

次に、逆変換を可能とするめに

$$C^T C = I \tag{9}$$

となるように係数 c_0, c_1, c_2, c_3 を決めることを考える。ＩはＣと同じ次数の単位行列である。

C^Tは

$$
C^T = \begin{bmatrix}
c_0 & c_3 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & c_2 & c_1 \\
c_1 & -c_2 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & c_3 & -c_0 \\
c_2 & c_1 & c_0 & c_3 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
c_3 & -c_0 & c_1 & -c_2 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
\cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & c_2 & c_1 & c_0 & c_3 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & c_3 & -c_0 & c_1 & -c_2 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & c_2 & c_1 & c_0 & c_3 \\
0 & 0 & 0 & 0 & \cdot & 0 & 0 & c_3 & -c_0 & c_1 & -c_2
\end{bmatrix} \tag{10}
$$

であるから、

$$
\begin{aligned}
&c_0^2 + c_1^2 + c_2^2 + c_3^2 = 1 \\
&c_2 c_0 + c_3 c_1 = 0
\end{aligned} \tag{11}
$$

が成り立つ。しかし、式の数が２個に対して未知数が４個あるため、(11)式から係数 c_0, c_1, c_2, c_3 を決めることはできない。このため、次の条件を追加する。

$$
\begin{aligned}
&c_3 - c_2 + c_1 - c_0 = 0 \\
&0c_3 - 1c_2 + 2c_1 - 3c_0 = 0
\end{aligned} \tag{12}
$$

(11)、(12)式から

$$
c_0 = \frac{1+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}}, c_1 = \frac{3+\sqrt{3}}{4\sqrt{2}}, c_2 = \frac{3-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}}, c_3 = \frac{1-\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \tag{13}
$$

として(8)式の要素が求められる。この例では４個の係数であるが、ドビッシーは１０個の係数まで求めた。このようにして決められたアナライジングウエーブレットをドビッシーのアナライジングウェーブレットと呼ぶ。

(b) ウェーブレット変換

離散値系直交ウェーブレット変換は、連続ウェーブレット変換で使われる非直交変換と異なり、直交変換であるためアナライジングウェーブレットの違いは結果に反映しない。アナライジングウェーブレットの違いは収束性等に関係する。本稿ではドビッシーのアナライジングウェーブレットを具体的な例として取り上げる。

今、ベクトルXを

$$
\mathbf{X} = [x_1 \quad x_2 \quad x_3 \quad x_4 \quad x_5 \quad x_6 \quad x_7 \quad x_8 \quad x_9 \quad x_{10} \quad x_{11} \quad x_{12} \quad x_{13} \quad x_{14} \quad x_{15} \quad x_{16}]^T \tag{14}
$$

とすれば、(7)式の演算はC_{16}を(8)式の１６次の変換行列として

$$\mathbf{X}' = C_{16}\mathbf{X} = [s_1 \quad d_1 \quad s_2 \quad d_2 \quad s_3 \quad d_3 \quad s_4 \quad d_4 \quad s_5 \quad d_5 \quad s_6 \quad d_6 \quad s_7 \quad d_7 \quad s_8 \quad d_8]^T \tag{15}$$

となる。今、次式のようにX’の要素を並べかえる。

$$\mathbf{X}' = [s_1 \quad s_2 \quad s_3 \quad s_4 \quad s_5 \quad s_6 \quad s_7 \quad s_8 \quad d_1 \quad d_2 \quad d_3 \quad d_4 \quad d_5 \quad d_6 \quad d_7 \quad d_8]^T \tag{16}$$

さらに(16)式の左辺を８次の変換行列C_8を用いて次式のように変換する。

$$\mathbf{X}'' = [S_1 \quad S_2 \quad S_3 \quad S_4 \quad D_1 \quad D_2 \quad D_3 \quad D_4 \quad d_1 \quad d_2 \quad d_3 \quad d_4 \quad d_5 \quad d_6 \quad d_7 \quad d_8]^T \tag{17a}$$

さらに(17a)式を４次の変換行列C_4を用いて変換すると

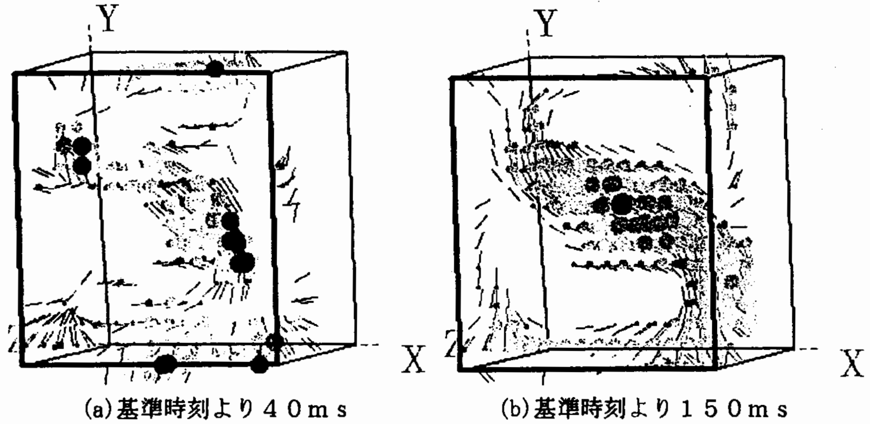
$$\mathbf{X}''' = [\mathbf{S}_1 \quad \mathbf{S}_2 \quad \mathbf{D}_1 \quad \mathbf{D}_2 \quad D_1 \quad D_2 \quad D_3 \quad D_4 \quad d_1 \quad d_2 \quad d_3 \quad d_4 \quad d_5 \quad d_6 \quad d_7 \quad d_8]^T \tag{17b}$$

(17b)式が最終的に得られるウェーブレットスペクトラムベクトルであり、最終段階で得られるウェーブレット係数$\mathbf{S}_1,\mathbf{S}_2$をマザーウェーブレット係数と呼び、残りの要素は各段階のウェーブレット係数と呼ばれる。逆変換は(16)式から(17)式の演算を逆に行えばよい。

３．例題

３．１．ＳＰＭ法の例題

心磁図からＳＰＭ法を用いて推定した心臓内の電流分布を図１に示す。図１で手前のＸ－Ｙ平面は胸の部分にあたり、心磁図のデータはこのＸ－Ｙ平面におけるＺ方向の磁界である。図１はスペクトラム解でγ＞０．９０の部分を表示してある。丸印はγの相対的な大きさを表し、矢印は電流の向きを表している。図２は図１(b)の電流分布から求めたＺ方向の磁界分布であり、磁界の大きさを濃淡で表している。図２の磁界分布からＳＰＭ法を用いて再度電流分布を推定した結果が図３である。



(a)基準時刻より４０ｍｓ　　(b)基準時刻より１５０ｍｓ

図１　心臓内電流分布推定の例

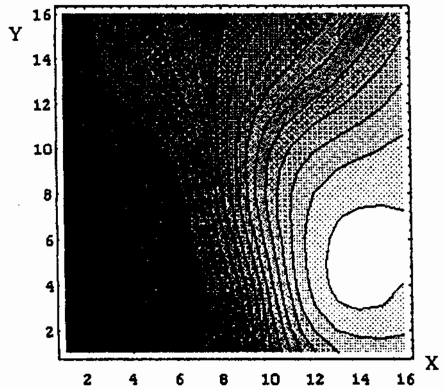


図２　図１(b)の電流分布から求めた磁界分布

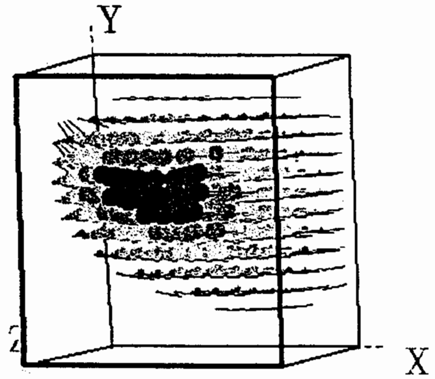


図３　電流分布の推定結果

図３の電流分布は図１(b)の電流分布を正解の電流分布として、ＳＰＭ法で推定した結果であり、図３は、図１(b)の電流分布の位置と方向をほぼ再現している。この結果から、ＳＰＭ法が電流分布を推定する有力な方法であることがわかる。

３．２．ウェーブレット変換によるデータの圧縮

離散値系ウェーブレットは、ウェーブレットのスペクトラムが非常に大きい部分と小さい部分に分かれるため、データの圧縮などに使われることが多い［８，９］。ここでは、その応用として図２に示すような磁界分布にウェーブレットを用いてデータの圧縮を行う。

図２の磁界分布のウェーブレットスペクトラムを図４に示す。図４のスペクトラムは、式(17b)のように並べ変えているが、マザーウェーブレットの周辺に絶対値の大きい値が集まっている。このスペクトラムの大きい部分だけを残しておけば、ほとんど再現できるため、圧縮が可能となる。この圧縮の例を図５に示す。図５で９０％off とはデータをウェーブレット変換し、ウェーブレットスペクトラムの大きいものを１０％残した結果を逆変換して得られた結果である。

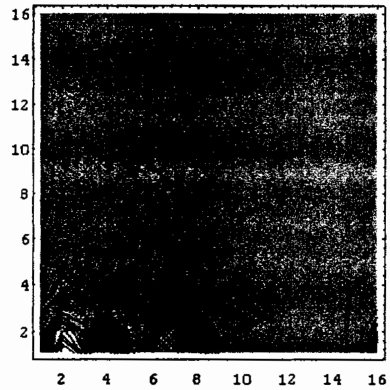
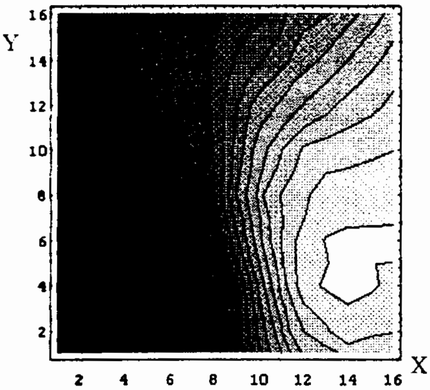
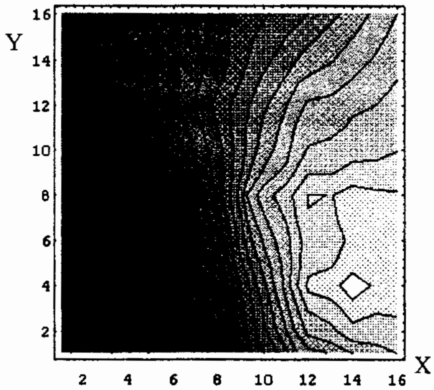


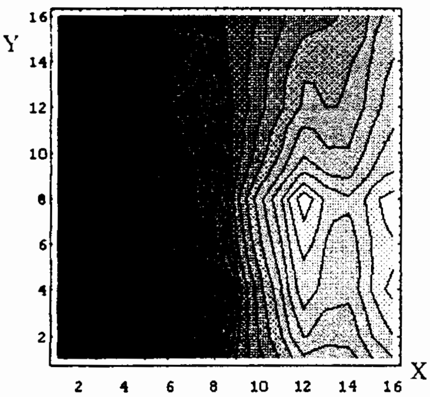
図４　ウェーブレットスペクトラム



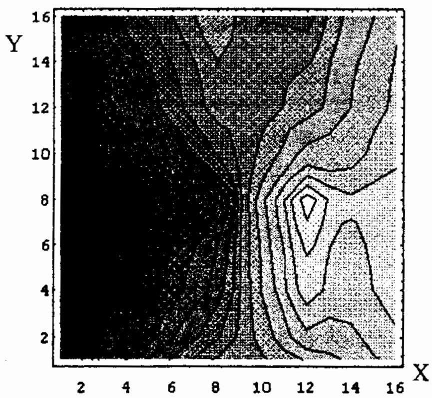
(a) ８０%off
(図２との相関係数０．９９９)



(b) ９０%off
(図２との相関係数０．９９８)



(c) ９５%off
(図２との相関係数０．９９１)



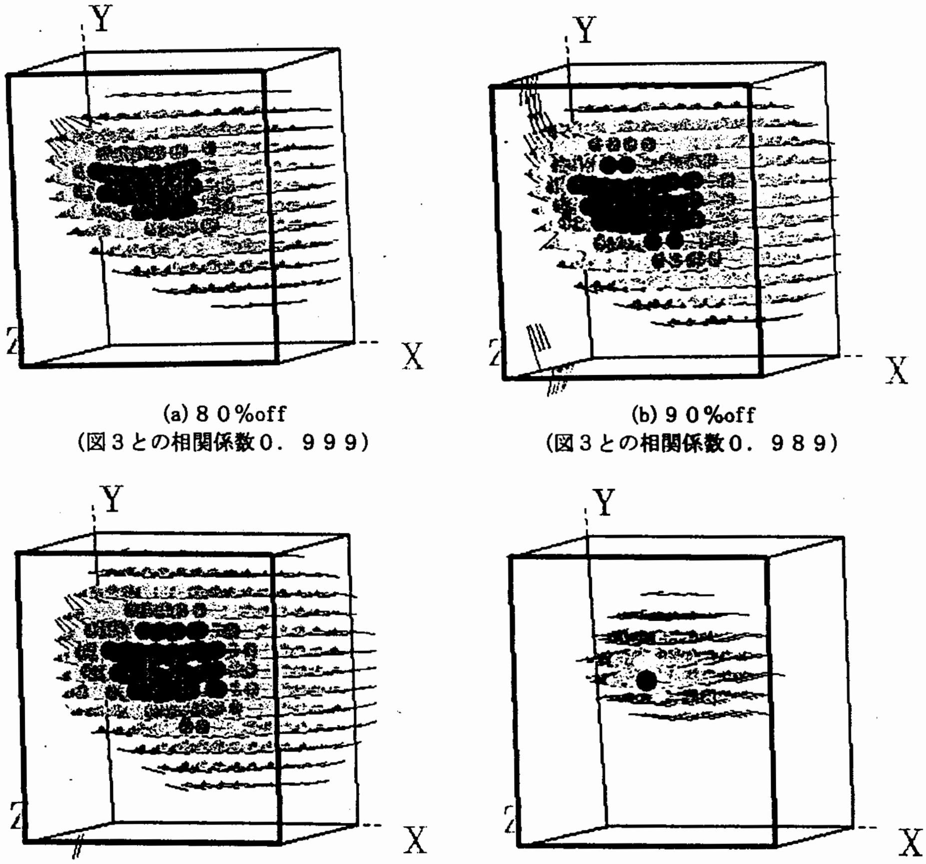
(d) ９７%off
(図２との相関係数０．９３９)

図５　圧縮データからの再現例

図５中に示す図２の磁界分布との相関係数より、ウェーブレット変換によって、９５％まで圧縮しても９９％以上の再現性は得られることがわかる。

３．３．ウェーブレットを用いたＳＰＭ法による心臓内電流分布の再現

ここでは、ウェーブレットを用いて圧縮した心磁図のデータから、ＳＰＭ法により心臓内の電流分布の推定を行う。図２をウェーブレットにより圧縮して再現した図５のデータからの電流分布推定結果を図６に示す。



(a) ８０%off
(図３との相関係数０．９９９)

(b) ９０%off
(図３との相関係数０．９８９)

(c) ９５%off
(図３との相関係数０．９７１)

(d) ９７%off
(図３との相関係数０．８４１)

図６　心臓内電流分布推定結果

図６のようにウェーブレットを用いて圧縮した図５のデータから推定した結果と、もとの図２のデータから推定した図３の結果を比較すると、心磁図のデータを９５％まで圧縮しても高い相関が得られていることがわかる。さらに９７％まで圧縮するとあまり高い相関は得られていないが、電流分布の強い部分が残っているのがわかる。このようにウェーブレット変換を用いて、電流分布の特徴を抽出できることがわかる。

4．まとめ

本稿では、従来のＳＰＭ法に加え、離散値系ウェーブレット変換を用いて解析を行った。その結果、ウェーブレット変換は特徴を抽出するため、ウェーブレットスペクラムの大きい部分から再現したデータを用いて電流分布を推定することによって、少ないデータベースから心臓内の電流分布の特徴を抽出することができることが判明した。

5．参考文献

[1]早乙女英夫、橘田和泰、早野誠治、斉藤兆古、「生体磁界における逆問題」、電気学会論文誌A, 112巻4号、平成4年、pp. 279-286.

[2]H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito, "An estimation of the current distributions in human heart by the factor analysis," Nonlinear Phenomena in Electromagnetic fields, T. Furuhashi and Y. Uchikawa (Editors), Elsevier, 1992, pp. 73-76.

[3]早乙女英夫、橘田和泰、早野誠治、斉藤兆古、「Sampled Pattern Matching法による生体内電流分布推定」、電気学会論文誌C, 113巻1号、平成5年、pp. 69-76.

[4]H. Saotome, K. Kitsuta, S. Hayano and Y. Saito "A neural behavior estimation by the generalized correlative analysis," IEEE Trans. Magn., Vol. 29, No. 2, Mar. 1993, pp. 1389-1394. (Invited paper of the Fifth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation).

[5]Y. Saito, E. Itagaki and S. Hayano, "A formulation of the inverse problems in magnetrostatic fields its application to a source position searching of the human eye fields," J. Appl, Phys., Vol. 67, No. 9, May 1990, pp. 5830-5832.

[6]Y. Nakaya, A. Takeuchi, H. Nii, M. Katayama, M. Nomura, K. Fujino, K. Saito, and H. Mori., "Isomagnetic maps in right ventricular overloading," Journal of Electrocardiology 21 (2) (1988) pp. 168-173.

[7]K. Watanabe, A. Takeuchi, M. Katayama, Y. Fukuda, M. Nomura, M. Sumi, M. Murakami, Y. Nakaya, and H. mori, "Analysis of activation sequence by isomagnetic and vector arrow maps," Biomagnetism' 87 Eds. K. Atsumi et al. (Tokyo Denki University Press, Japan, 1988), pp. 346-349.

[8]山口昌哉、山田道夫、「ウェーブレット解析」、科学、Vol. 60、No. 6、1990年６月 pp. 398-405.

[9]山田道夫、「ウェーブレット解析とその応用」、電子情報通信学会誌 Vol. 76、No. 5、1993年５月、pp. 518-528.

原稿受付日	平成７年５月16日