

生体磁気計測用集積化DC-SQUIDシステムに関する研究

茅根, 一夫

<https://doi.org/10.11501/3073292>

出版情報 : 九州大学, 1993, 博士 (工学), 論文博士
バージョン :
権利関係 :



第5章 集積化平面型グラジオメータによる生体磁気計測

5-1 はじめに

従来の磁場強度の測定から行なわれていた磁場源の活動の様子を知ることが生体磁気の勾配を測定することによっても可能かどうかは、これまでに明らかにされていない。しかも平面型グラジオメータを用いて生体磁気の空間勾配を測定した例は非常に少ない[1]。

本章では、集積化平面型グラジオメータを用いた生体磁気計測結果と従来の磁場強度を検出する集積型マグネトメータによる結果との関係を明らかにし、集積化平面型グラジオメータが磁場勾配を検出していることを、開発した集積化一次微分平面型グラジオメータと集積型マグネトメータを用いて、それぞれ脳磁図測定、心磁図測定を行い明らかにした[2, 3, 4, 5]。

5-2 アルファ磁図計測

自発性脳波は観測される波形の周波数帯域で図5. 1に示すように低い方から、 δ 波、 θ 波、 α 波、 β 波と分類されている。成人が覚醒安静状態で閉眼している時の自発性脳波は、ほとんど α 波で占められる。 α 波は後頭部に優位に発生し、その振幅は常に一定ではなく変動する。また、開眼したり、あるいは閉眼でも暗算させたりすると、とたんに α 波が消えて β 波が出現する[6]。

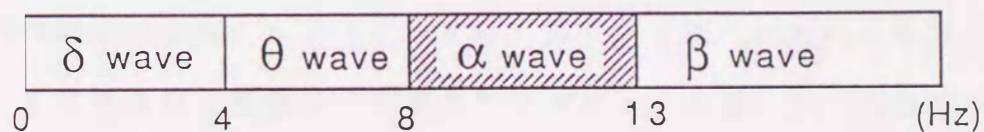


図5. 1 自発性脳波の分類

集積型マグネトメータは、電子技術総合研究所の小柳[7,8]等が開発したものを使用した。集積型マグネトメータの構成図を図5. 2にDC-SQUID本体の概略図を図5. 3に示す。DC-SQUID本体とともに、FLL動作用変調コイル兼フィードバックコイル、入力コイル、検出コイルが一枚の基板上に集積されている。検出コイルは $8 \times 8 \text{ mm}^2$ の矩形である。このマグネトメータの最小磁場分解能は $8 \text{ fT} / \sqrt{\text{Hz}}$ である[7,8]。

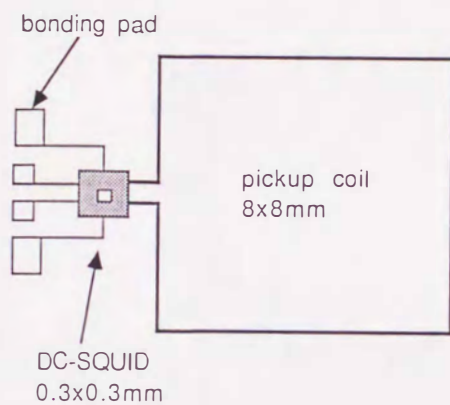


図5. 2 マグネトメータの概略

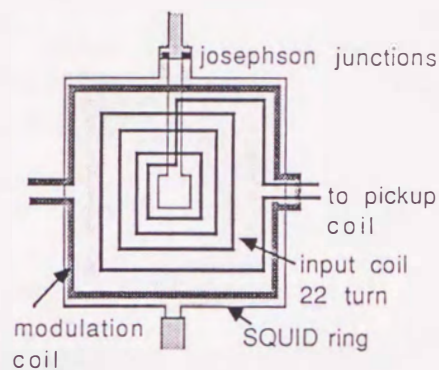


図5. 3 SQUID本体

図5. 4にこの集積型マグネトメータを用いて、高性能磁気シールドルーム[9]内で測定したアルファ磁図の時間波形を示す[5,10]。被験者は、デュワ-の底面を後頭部表面に対して垂直になるように近づけて測定した。測定には、 $6 \text{ Hz} - 17 \text{ Hz}$ のバンドパスフィルターを使用した。このアルファ磁図は加算をせずに得られたものである。図5. 5にアルファ磁図が出現している時の約100秒間のパワースペクトラムを示す。10 Hz近傍に顕著なピークがみられる[5,10,11]。

集積化一次微分平面型グラジオメータは、第3章で述べたものを使用した[12]。図5. 6に集積化一次微分平面型グラジオメータを用いて、簡易型の電磁シールドルーム内で測定したアルファ磁図の時間波形を示す[2]。縦軸は磁場勾

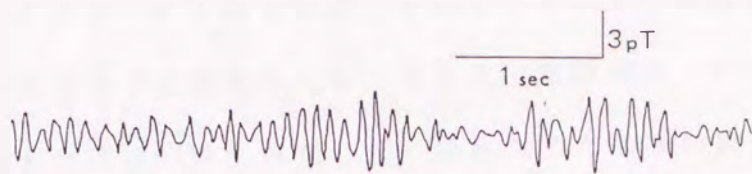


図 5. 4 マグネトメータによるアルファ磁図

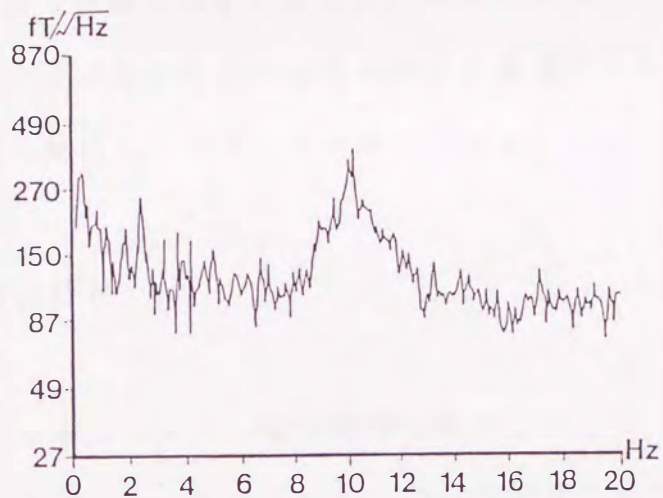


図 5. 5 アルファ磁図のパワースペクトラム

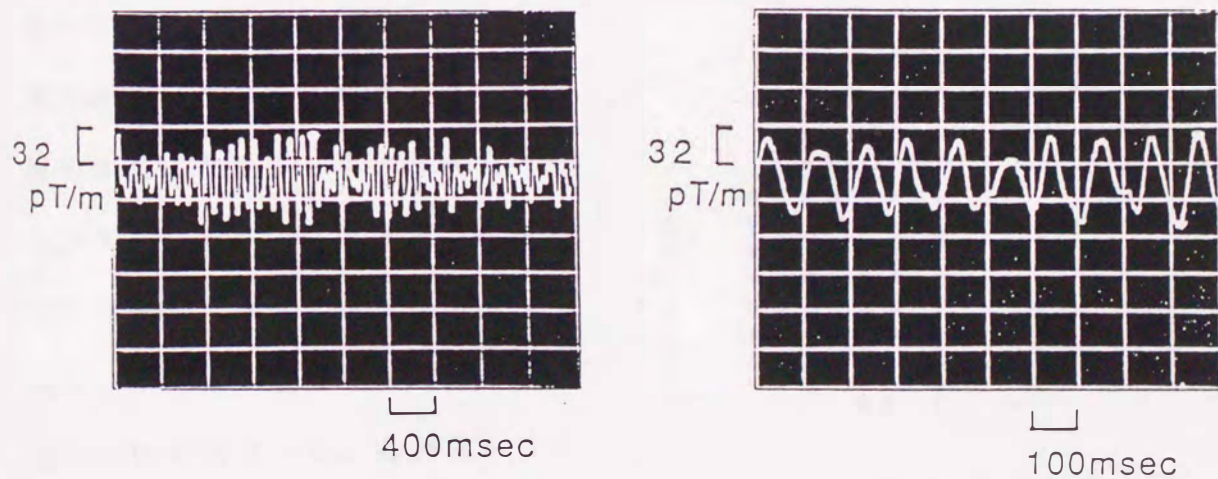


図 5. 6 平面型グラジオメータによるアルファ磁図

配 (32 pT/m/div), 横軸は時間 (100 msec/div) である。測定には, $6 \text{ Hz} - 17 \text{ Hz}$ のバンドパスフィルターを使用した。このアルファ磁図は加算をせずに得られたものである。被験者は, デュワーの底面を頭部表面にできるだけ近づけて測定した。検出コイルと頭部表面間の距離は約 2.5 cm であった。2 個の検出コイルを前後方向に並ぶように設置して測定した時, 頭頂と後頭部との中間において最も強い信号を得た。この位置は, Chapman 達が同軸型 2 次微分グラジオメータを用いて測定した頭部における磁場分布から推察した磁場勾配の最も強い位置と定性的に一致する[13]。このことは, 平面型グラジオメータによる本測定が磁場強度を検出しているわけではなく磁場勾配を検出していることを示している。

5-3 心磁図計測

平面型グラジオメータが, 磁場勾配を検出していることを明らかにするために, 磁気シールドルーム内において, 同一被験者の同一測定場所でマグネトメータと平面型グラジオメータを用いて各々心磁図測定を行った。

被験者は健常者の男性である。測定点は胸郭前面の $36 (6 \times 6)$ 点とした。用いた座標と測定点を図 5. 7 に示す。

測定はグラジオメータの検出コイル面を体表に平行に, 2 つの検出コイルが X 方向あるいは Y 方向に並ぶように設置し, 体表に垂直な磁場の X および Y 方向の心臓の活動に伴う磁場の勾配を測定した。各測定点での測定時間は約 100 秒とし, 1 チャ

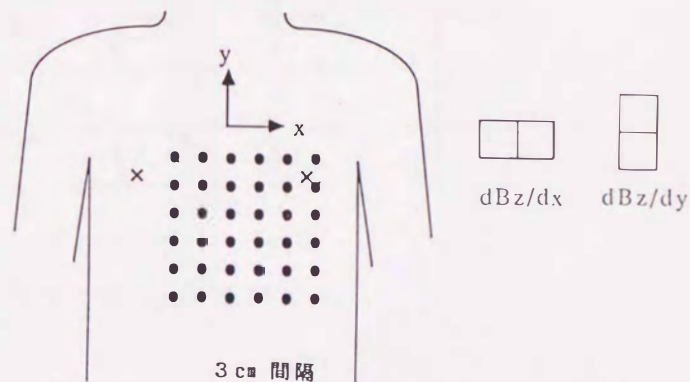


図 5. 7 MCG 測定点

ネルの1次微分平面型グラジオメータを使用しているため、逐次測定を行った。時刻の固定を行なうため心電計を用いて心電を測定し、計算機に同時収録した。マグネトメータを用いての心磁図測定も同様の方法で行った。

グラジオメータおよびマグネトメータの出力は、 $0.3 - 100 \text{ Hz}$ のバンドパスフィルターを通し、サンプリング周波数 1 kHz でA/D変換され計算機に集録された。

図5. 8にマグネトメータを用いた測定結果を示す。約80回の加算平均を行っている。横軸は時間を、縦軸は磁場のZ方向成分を示す。磁場の変化は胸郭の左端部で強く、つぎに上部と下部で強いことが分る。

MCGの測定結果

Magnetometer Bz

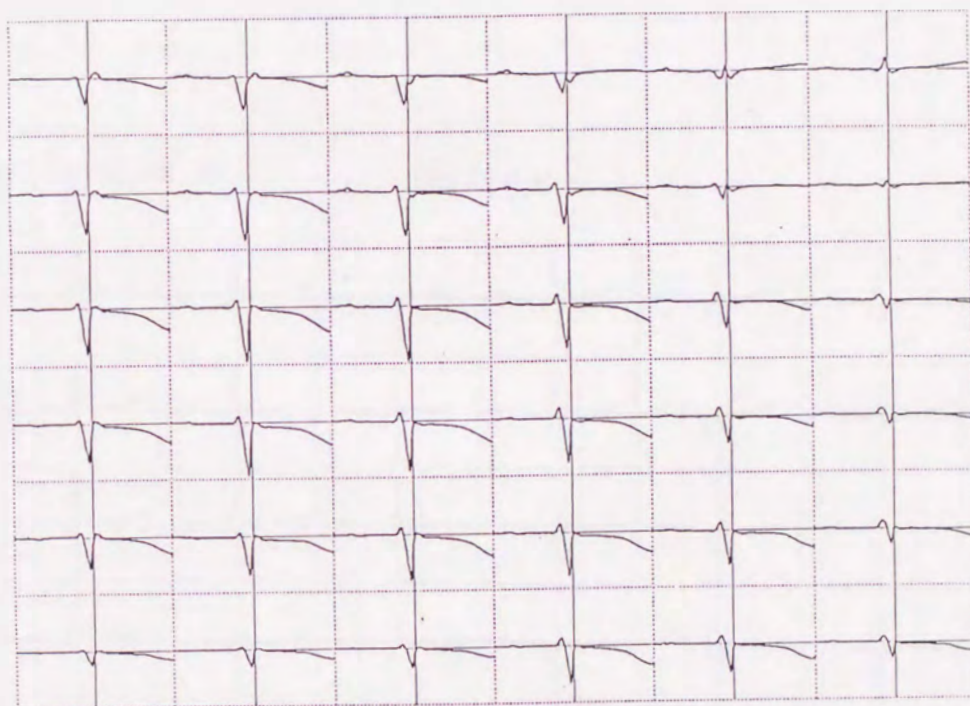
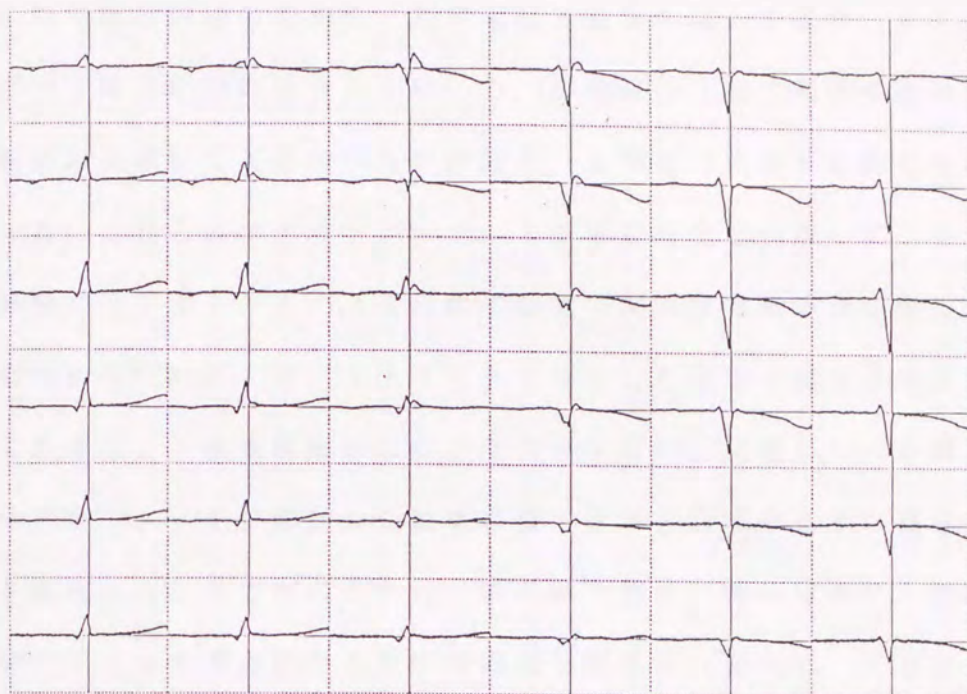


図5. 8 マグネトメータによるMCG

図5. 9にグラジオメータを用いた測定結果を示す。各測定点での結果は約80回の加算平均を行っている。図5. 9に dB_z/dx , dB_z/dx の各

MCGの測定結果

dBz/dx



MCGの測定結果

dBz/dy

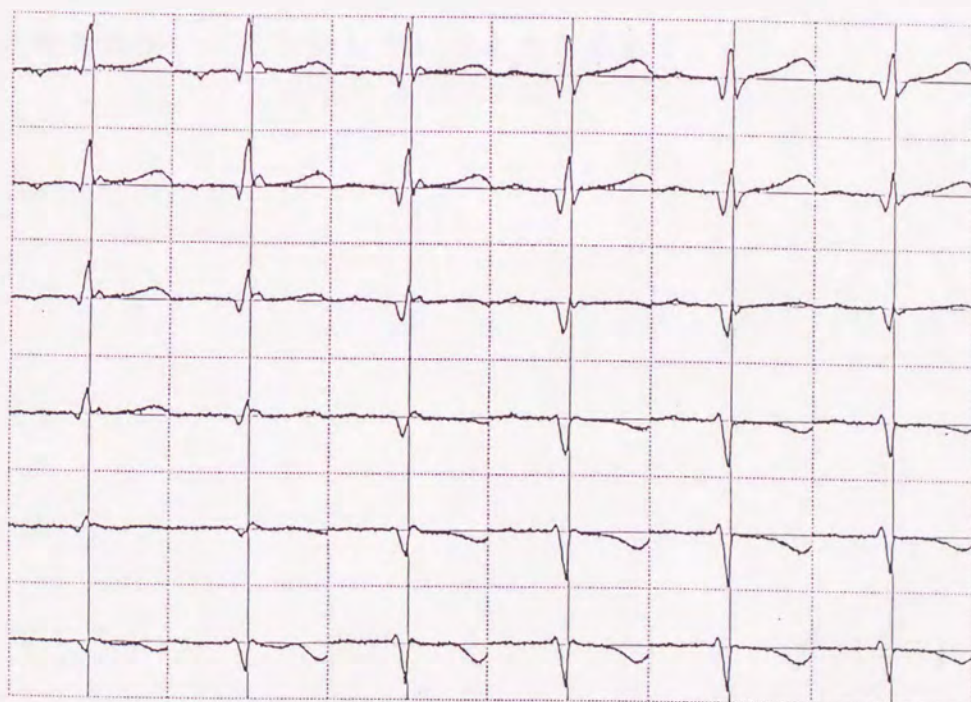


図 5. 9 平面型グラジオメータのよる M C G

測定点における時間波形をそれぞれ示す。横軸は時間を，縦軸は磁場勾配を示す。正の勾配は磁場の増加を，負の勾配は磁場の減少を表す。また心電図のR波のピーク時を時刻の原点としている。心電図のR波に相当する時刻では被験者の胸郭の左端部でX方向の勾配が強く，上部と下部でY方向の勾配が強いことが分る。これらはマグネトメータによる測定結果と一致している[3,4]。

平面型グラジオメータが，近似的に磁場勾配の非対角成分を検出していることを確かめるために，マグネトメータで測定した磁場の強さと本グラジオメータにより測定した磁場勾配を次のような図を用いて比較した。各測定点において，マグネトメータで測定した磁場の強さのZ方向成分をその長さとする，測定点を基点にしたZ方向に向いた一本の棒で表す。棒の先端に，同測定点でのグラジオメータで測定したX方向の磁場勾配をZX面内に，Y方向の磁場勾配をYZ面内に示す。幾つかの時刻の例を図5，10に示す。各測定点における磁場勾配は周りの測定点における磁場勾配とほとんどの点でなめらかに接続するように見える。この図は平面型グラジオメータが心磁の磁場勾配を測定していると考えて良いことを示していると考えられる。

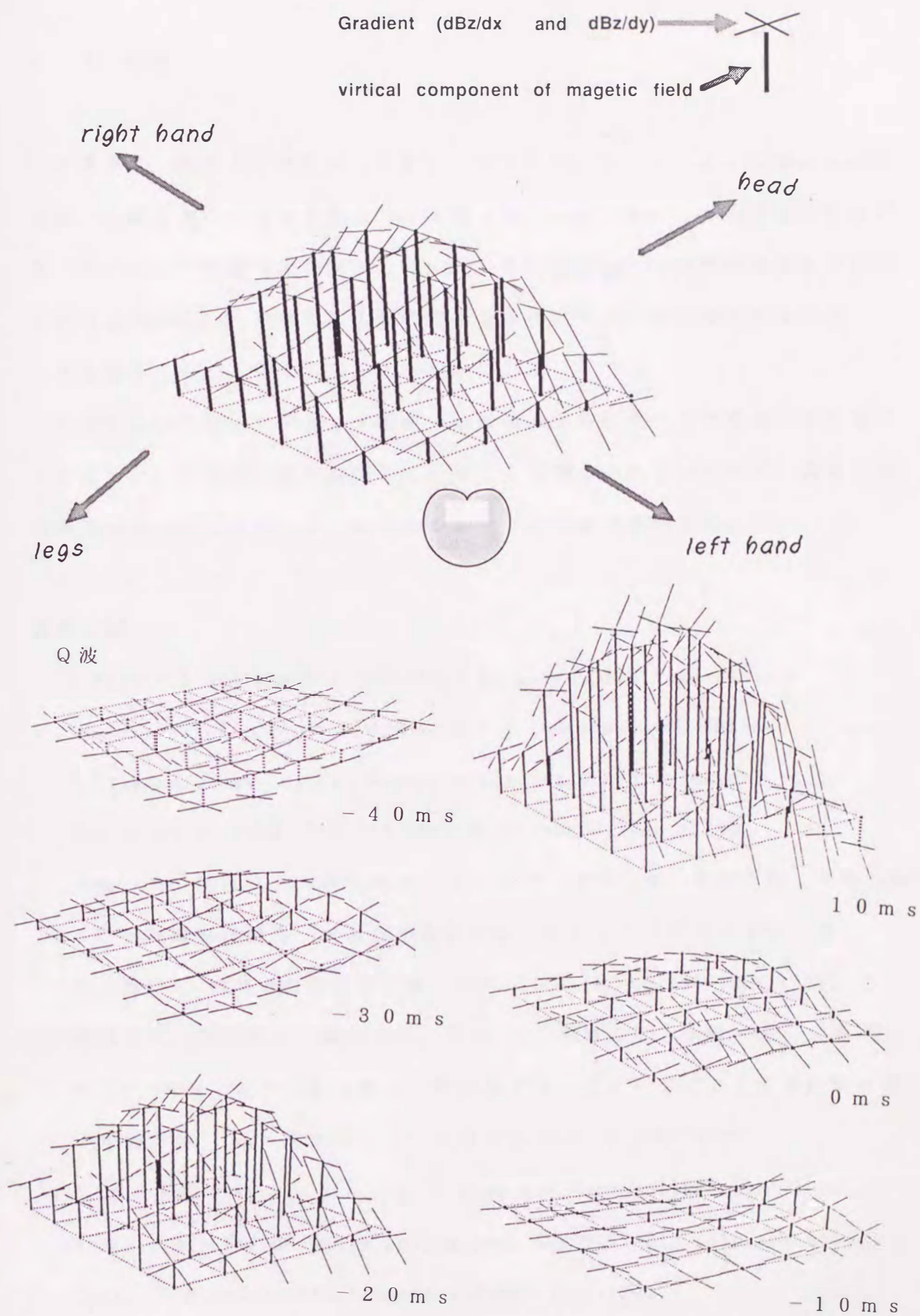


図 5. 1 0 マグネトメータと平面型グラジオメータによる M C G 結果の照合

5-4 結言

本章では、集積化平面型グラジオメータでもマグネトメータと同様に脳磁図測定、心磁図測定が可能であることを明らかにした。また、本集積化平面型グラジオメータが磁場勾配を測定していることを確認し、従来の磁場強度の測定から行なわれていた磁場源の活動の様子を生体磁気の勾配を測定することによっても知ることが可能であることを明らかにした。

本章において行ったアルファ磁図・心磁図測定の結果、この集積化平面型グラジオメータが磁場勾配を検出していることが明らかになったので、磁場勾配の測定結果から位置推定が可能であるかどうか次章で検討する。

参考文献

- [1] M. Kajola, S. Ahlfors, G. J. Ehnholm, J. Hallstrom, M. S. Hamalainen, R. J. Ilmoniemi, M. Kiviranta, J. Knuutila, O. V. Lounasmaa, C. D. Tesche, and V. Vilkmann: "A 24-channel Magnetometer for Brain Research", to be published in Proc. 7th Int. Conf. on Biomagnetism. (1989)
- [2] 茅根一夫、葛西直子、桐生昭吾、小柳正男、賀戸 久、中西正和、幸坂 紳：
"生体磁場計測用一次微分平面型DC-SQUIDグラジオメータ"
電子通信 情報通信学会論文誌 Vol. J73-D-II, pp1054-1064 (1990)
- [3] 葛西直子、桐生昭吾、堀内竜三、賀戸 久、小柳正男、茅根一夫、大海 学、
上田 智章、佐々木広太郎："平面型グラジオメータによる生体磁場計測"
電気学会、マグネティックス研究会, MAG-90-136, (1990)
- [4] K. Chinone, N. Kasai, S. Kiryu, H. Kado and N. Awano: "Planar first order integrated DC-SQUID gradiometer for MCG" 8th International Conf. on Biomagnetism, Abstract, pp387-388 (1991)

- [5] 葛西直子、賀戸久、樋口正法、茅根一夫、中西正和、小柳正男：“DC-SQUID 磁気センサーによる α 波脳磁界の計測”，電気学会、マグネティックス研究 会，MAG-88-49，(1988)
- [6] 時実，藤森，佐野：“新脳波入門”，第5章，南山堂
- [7] 小柳正男、中西正和、葛西直子、賀戸久、桐生昭吾、茅根一夫、幸坂紳、青柳昌宏、仲川博、東海林彰、高田進、篠木藤敏、遠藤忠：“集積型DC-SQUID 磁束計”電総研彙報、第53巻、第7，8号、(1989)
- [8] M. Nakanishi, M. Koyanagi, S. Kosaka, A. Shoji, M. Aoyagi and F. Shinoki: "Integrated DC-SQUID magnetometer", Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1987) p. 1050
- [9] 石川登、葛西直子、茅根一夫、樋口正法、賀戸久、小柳正男：“電総研磁気シールドルームの消磁効果”、電子情報通信学会論文誌, Vol. J73-A, No. 8 p. 1447-1450, (1990)
- [10] H. Kado, M. Nakanishi, M. Koyanagi, N. Kasai, M. Higuchi, and N. Nakasato: "Alpha Rhythm of Magnetoencephalogram Measured by 2-Channel" proceedings of Biomag'87 (1988)
- [11] 樋口正法、賀戸久、葛西直子、中西正和、小柳正男、茅根一夫：“アルファ波脳磁界の2点、同時計測とクロススペクトル解析”，第3回日本生体磁気学会 (1988)
- [12] M. Koyanagi, N. Kasai, K. Chinone, M. Nakanishi, S. Kosaka, M. Higuchi, and H. Kado: "An Integrated DC-SQUID Gradiometer for Biomagnetic Application", IEEE Trans., Mag., Vol. 25, No. 2, (1989), pp 1166-1169
- [13] R. M. Chapman, R. J. Ilmoniemi, S. Barbanera and G. L. Romani: "Selective Localization of Alpha Brain Activity with Neuromagnetic Measurements", Electroencepha. and clin. Neuro., 58, (1984) pp 569

第6章 集積化平面型グラジオメータによる磁場源位置推定

6-1 はじめに

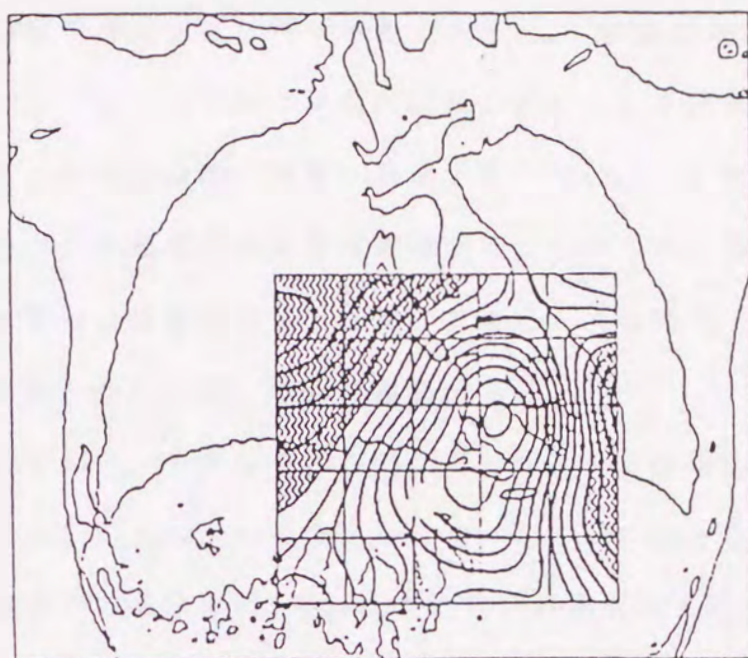
SQUID磁束計の長所のひとつとして、体表外で生体磁場の分布を測定し、その分布から適当なアルゴリズムを用いて磁場源の位置を推定することが可能であることをあげられる[1, 2, 3]。

磁場源が電流双極子であり体積電流を無視できる場合には、単一電流双極子モデルを用いて磁場勾配の分布から磁場源位置を求めることができるが、実際には生体磁場の空間周波数と検出コイルの大きさとの関係や、体積電流や他の臓器からの磁場などの影響があり、生体磁場計測によって磁場源の活動の様子の把握や磁場源の位置推定を行なうことが可能であるかどうか明らかではない。

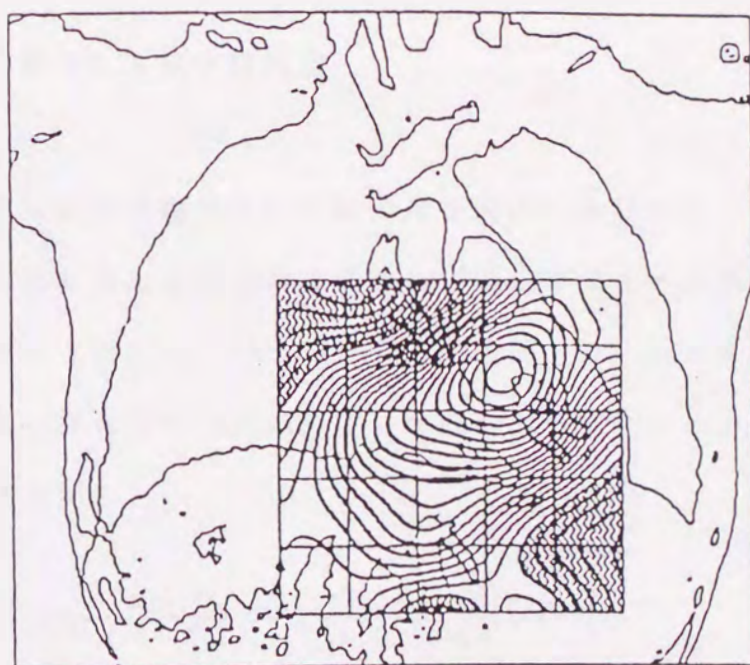
本章では、第5章で述べた一次微分平面型グラジオメータを用いて計測した磁場勾配の測定結果から従来と同様に機能異常診断や磁場源の位置推定が可能であることを、開発した1次微分平面型グラジオメータを用いた心磁図測定結果から明らかにした。[4, 5]

6-2 等勾配磁図

第5章で述べた、集積化平面型グラジオメータの心磁図測定結果から dBz/dX と dBz/dY の磁場勾配の等しい点を結んだ等勾配磁図を図6. 1-(1)と図6. 1-(2)に示す。等勾配磁図作成にはサンプリング定理を用いた補間法を開発し使用した。図は各時刻における信号のmaxとminを20等分して描かれている。網かけされた部分は正の勾配を他は負の勾配を表す。従来、磁場源が電流双極



(1)



(2)

図 6. 1 心電図の Q 波の時刻における等勾配磁図

(1) dBz/dx の等勾配磁図 (2) dBz/dy の等勾配磁図

子であると仮定できる場合について、測定面での磁場分布の様子から、磁場源の大まかな位置推定が行なわれている。同様に測定面での磁場勾配分布の様子から磁場源の位置を推定することが可能である[6]。磁場源が電流双極子である場合にシミュレーションで求めた等勾配磁図の例については付録に示す。

Q波に相当する時刻の心臓の興奮は双極子性が強い。この時刻における等勾配磁図を用いると、体積電流の影響は無視することができ、磁場源が電流双極子であると仮定すると磁場源の位置推定ができる。(心電図、心磁図の代表的波形と各部の名称については、章末で説明する。)

今回の実験において、1チャンネルのグラジオメータを用い、プローブの90度の回転により dB_z/dX と dB_z/dY の測定を行なった。 dB_z/dX から推定される位置と dB_z/dY から推定される位置はY方向について10mm程度のずれがある。この原因としてプローブの回転に伴うグラジオメータの位置誤差が dB_z/dX および dB_z/dY の推定位置の誤差に大きく寄与しているものと考えられる。

6-3 最小二乗法による位置推定

Q波に相当する時刻の磁場源の位置推定を最小二乗法によって求めた。本測定における信号雑音比と測定点の位置ぎめ(検出コイルと各測定点間の位置精度)が充分でなかったため、 dB_z/dX と dB_z/dY の両方のデータを用いて推定した。信号雑音比が良い場合には dB_z/dX あるいは dB_z/dY のデータのみから位置推定が可能である。評価関数として

$$\begin{aligned} \frac{dB_z}{dx} &= \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left\{ \frac{-3xy}{(x^2+y^2+z_0^2)^{3/2}} \cos\theta + \frac{(2x^2-y^2-z_0^2)}{(x^2+y^2+z_0^2)^{3/2}} \sin\theta \right\} \\ \frac{dB_z}{dy} &= \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left\{ \frac{(x^2-2y^2+z_0^2)}{(x^2+y^2+z_0^2)^{3/2}} \cos\theta + \frac{3xy}{(x^2+y^2+z_0^2)^{3/2}} \sin\theta \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

を用い、ムービングダイポール法によって解いた。得られた位置は測定面を $Z=0$ とすると、

$$P(x, y, z) = (47, -44, -85)$$

であった。

6-4 MRI画像との照合

推定された磁場源位置を生体内の興奮部位として表すために、被験者のMRI画像とともに図6. 2に示す。図からも分るように、推定された位置は心臓の中郭壁付近である。生理学的な知見との比較から、本実験における位置推定精度は10mm程度と考えられる。位置決めの誤差を考えれば一致は良いといえる[2, 3, 4]。

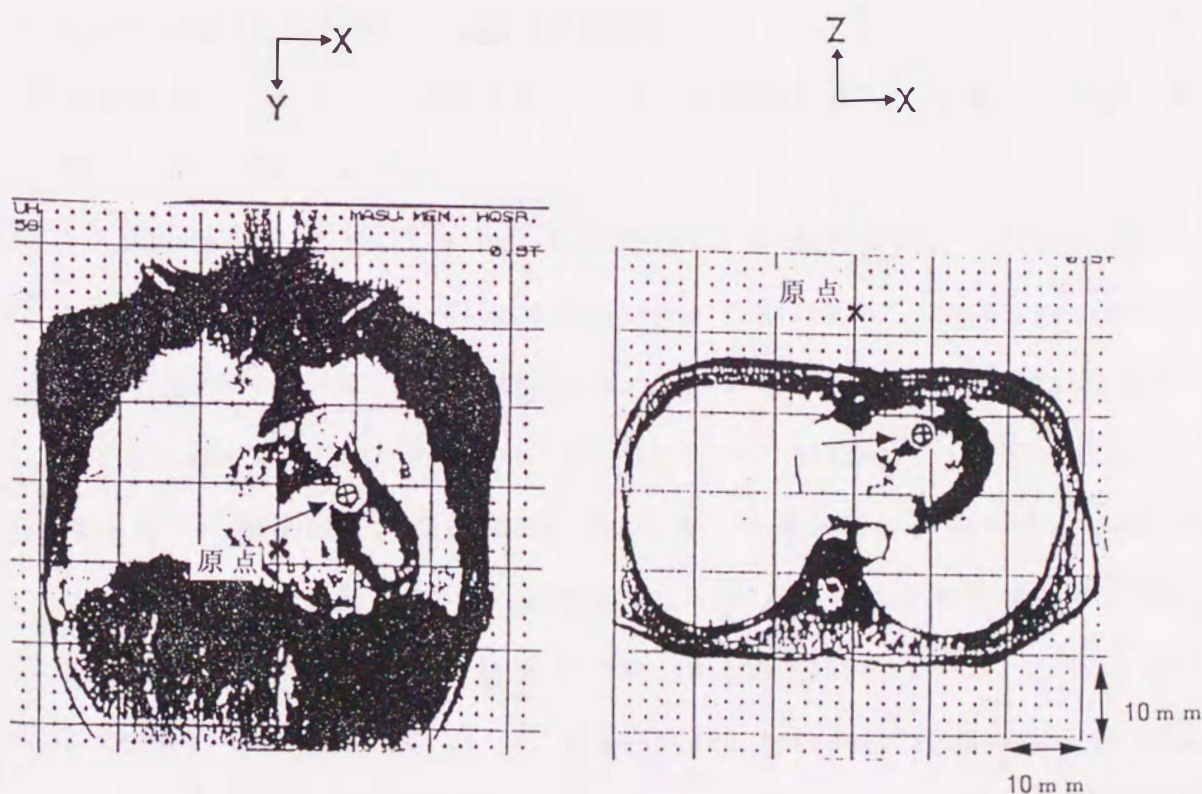


図6. 2 心磁図のQ波の時刻における興奮部位として推定された位置

6-5 結言

本章では、一次微分平面型グラジオメータの心磁測定結果から等勾配磁図を作成し、最小二乗法による磁場源の位置推定を行なった。この結果心磁図計測においては、10 mm程度の位置推定精度は得られることが分った。心疾患の診断や治療への応用の可能性は充分あると考えられる。

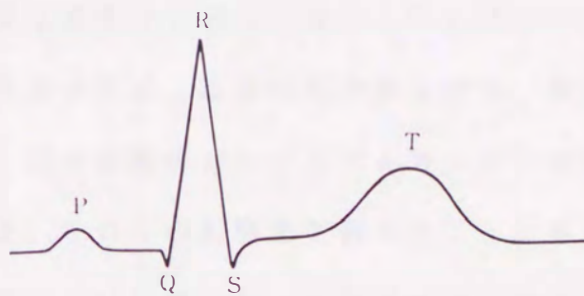
参考文献

- [1] F. Gudden, E. Hoenig, H. Reichenberger, R. Schittenhelm, and G. Schneider : "A Multi-Channel System for Use in Biomagnetic Diagnosis in Neurology and Cardiology: Principle, Method and initial Results", *Electrmedica* Vol. 57 , pp2-7, (1989)
- [2] 山本智夫 : " S Q U I D 磁束計による生体磁場計測" , 低温工学会誌, Vol. 26, 5, (1991) pp.20
- [3] T. Kokubun, N. Awano, K. Kido, Y. Maruyama, R. Horiuchi, S. Kiryu and N. Kasai : "Magnetocardiographic localization of premature ventricular contraction in a patient with ventricular tachycardia", *Bio-magnetism: Clinical aspects*. M. Hoke et al. editors. (1992) pp.477
- [4] 葛西直子、桐生昭吾、堀内竜三、賀戸 久、小柳正男、茅根一夫、大海 学、上田智章、佐々木広太郎 : " 平面型グラジオメータによる生体磁場計測" 電気学会、マグネティックス研究会, MAG-90-136, (1990)
- [5] K. Chinone, N. Kasai, S. Kiryu, H. Kado and N. Awano : "Planar first order integrated DC-SQUID gradiometer for MCG" 8th International Conf. on Biomagnetism, Abstract, pp387-388 (1991)

[6] 葛西直子、大海 学、茅根一夫、桐生昭吾、小柳正男、賀戸 久 : "磁場勾配を用いた磁場源解析"、電子技術総合研究所彙報、第54巻、pp317-330 (1990)

(補足)

心電図，または心磁図の代表的波形と各部の名称



P波は心房の電氣的活動を反映し，QRS波は心室の脱分極時の，T波は心室の再分極時の，それぞれ電氣的活動を反映している。またS波とT波の間の平坦な部分をST部分と呼び，基線に対しての変位の程度によって，心筋の病的状態を判断することができる。

参考文献

渥美和彦，小谷誠，上野照剛： "バイオマグネトロニクス入門"，オーム社

7章 多チャンネル平面型グラジオメータシステム

－システムパラメータの影響－

7-1 はじめに

これまで集積化平面型グラジオメータを用いて磁場源の振舞いや位置推定ができることが分かった。このことから平面型グラジオメータの医療への応用の可能性があると考えられる。しかしながら、医療への応用には被験者に対する測定時間の軽減、また各測定点における信号磁波の同時性の確保のために同時に多点で測定可能な多チャンネルSQUIDシステムの開発が必要である。

磁場源の位置推定精度は、磁場勾配の測定精度、測定範囲、測定位置精度、磁場源のモデル、磁場源解析アルゴリズム等に依存する。多チャンネルシステムを設計するとき、これらの影響を把握することは重要である。K. A. Fuchs等は従来型（ボビン型）の一次微分グラジオメータを用いた場合の磁場源位置推定精度について、心磁図測定を仮定し、 S/N 、検出コイルサイズ、グリッドサイズ、コイル数の影響をシミュレーションによって調べている[1]。また、T. Yamamoto等は、磁場源としてファントム（人工的に作製した電流双極子）を用いた場合にBTi社の14chシステムを用いて測定した結果から位置推定精度を実験的に得ている[2]。しかしながら、平面型グラジオメータシステムに対してこれらを検討している報告はない。多チャンネル一次微分平面型グラジオメータシステムの開発のためにはこれらのシステムパラメータ（ S/N 比、検出コイルサイズ、コイル配置等）の各々が、磁場発生源の位置推定精度に与える影響を評価し、システム構成を決定する必要がある。

本章では、計算機シミュレーションによって磁場源を単一電流双極子と仮定

した場合の1次微分平面型グラジオメータシステムのシステムパラメータが磁場源位置推定に与える影響を調べた。最適値探索アルゴリズムはシミュレーテッドアニーリング法を用いた。S/N比, チャンネル数, グラジオメータのベースライン, コイルサイズをシステムパラメータとした。単一電流双極子の位置, 方向, 強度を仮定して発生する磁場を計算し, 逆問題を解いて推定精度を評価した。また, 得られた結果から心磁図計測に対する多チャンネル一次微分平面型グラジオメータシステムの最適解を求めた[3, 4]。

7-2 モデル

生体磁場の磁場発生源の位置推定を行なう際, 磁場発生源のモデルとして単一の電流双極子がよく用いられている。磁場発生源が空間的に局在している場合には, このモデルは体周辺での磁場分布をよく再現し, 同モデルを用いた位置推定は良い結果を与えている[5, 6]。このことから, 本研究においても磁場勾配分布から磁場発生源の位置推定を行なう際の磁場発生源モデルとして単一の電流双極子を用いた。心臓は胸表面より30~150mm程度の位置にあり, ここでは測定面の中心の真下50mmの位置に電流双極子があるとした。

シミュレーションにおいて用いた平面型グラジオメータの構造と測定対象について簡単に述べる。一次微分平面型グラジオメータの構造を図7.1に示す。本シミュレーションにおける測定データ作成にあたっては, 二つの検出コイルにおける B_z1 , B_z2 の差をベースラインで割ったものを, 測定した $d B_z / d x$ とした。

実際の測定データに含まれる雑音は, システム雑音と環境雑音から成る。このうち, システム雑音はSQUID本体からの雑音とSQUID駆動回路からの雑音が主である[7]。SQUIDシステムを用いて磁場強度あるいは磁場勾配

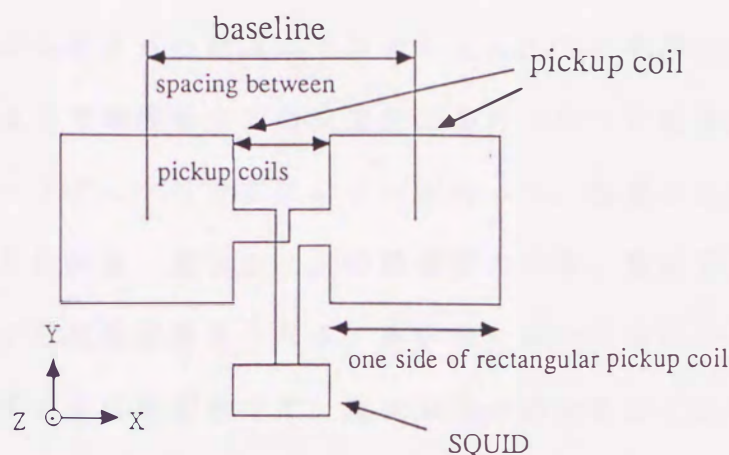


図 7. 1 平面型グラジオメータの構造

を測定する場合、検出コイルサイズを増加させても、信号磁場とともに環境雑音も同時に増加するため、信号磁場対環境雑音比は向上しない。しかし、システム雑音はコイルサイズに依存しないため、（信号磁場）対（環境雑音＋システム雑音）比は変化する。特に平面型グラジオメータの場合、環境雑音の影響は小さく[8]、システム雑音が主となるためシステムパラメータの変化によって S/N 比が変化する。本研究においては、 S/N 比をシステムパラメータの 1 つとして検討した。

7-3 方法

7-3-1 計算機シミュレーションの手法

計算機シミュレーションの手順を図 7. 2-1 に示す。本シミュレーションでは、磁場源が一個の電流双極子で代表されると仮定した[9]。この単一電流双極子が発生する磁場を計算によって求め（以下この手法を磁場発生シミュレーションと呼ぶ）、適当なシステムパラメータの組み合わせを与えた時、各測定点でシステムが出力するデータを同じく計算によって求めた（測定シミュレー

ション)。このとき各検出コイルでの出力値は、コイル面の中心、4頂点と各辺の midpoint からなる計9点の磁場の平均値とした。これを測定データとして逆問題を解く事によって磁場発生源の位置推定を行った(位置推定)。位置推定はシミュレーテッドアニーリング法によって行った。推定された磁場発生源の位置、電流双極子の向き、大きさと、初期設定の位置、電流双極子の向き、大きさとの各ずれが位置推定誤差となる。本研究においては図7. 2-2に示すように、位置のずれをその距離 d で、電流双極子の向きのずれを α で表す。

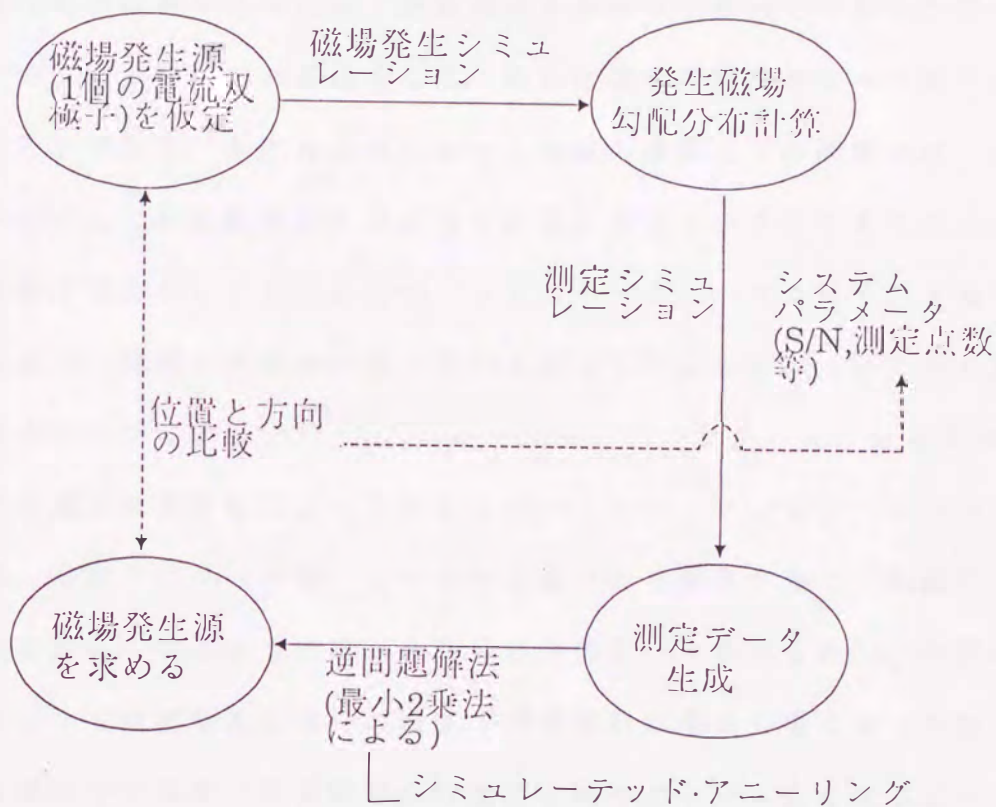


図7. 2-1 シミュレーションの手順

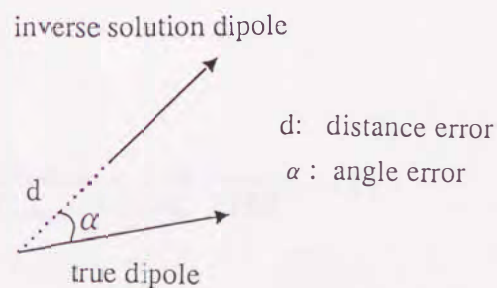


図7. 2-2 磁場発生源推定誤差

7-3-2 逆問題解法のアプローチ

逆問題解法のアプローチはシミュレーテッドアニーリング法によった[10]。図 7. 3-1 にアプローチを示す。シミュレーテッドアニーリング法は多次元空間において、ある評価関数の最小値を与える変数の組み合わせを発見する方法である。一般に、ある関数の最小値を探索するとき変数のすべての組み合わせを検証する事は計算量が多くなりすぎて不可能である事が多い。検証する変数の組み合わせ数をあまり大きくせずに、評価関数の最小値を発見する方法は完全なものはないが、評価関数の多次元空間内での形状が滑らかであるなどの特徴を持っている場合には、ある程度の信頼性をもって最小値を発見することができる。多次元空間における関数の最適化での問題点は、ある変数の組み合わせでの関数値がその近傍での関数値より小さくてもその点が最小値だとは断定できないことであるが、シミュレーテッドアニーリング法を用いることにより、局所的に極小になっている点（ローカルミニマム）からある確率で抜け出すことができる[10]。このローカルミニマムから抜け出る確率は、温度として定義される変数によって決まる。シミュレーテッドアニーリング法での温度は、高温ではローカルミニマムから抜け出る確率が高く、低温になるほどその確率が低くなるように確率を決める係数という意味を持つ。今回のシミュレーションでは初期温度はその温度で評価関数が増加し得るような値に設定し、最終温度はその温度で評価関数が増加する確率が十分に低くなるような値に設定した。温度は初期温度と最終温度の間を指数関数で結んで20段階に分けて下げた（（1）式）。各温度では1000回の繰り返し計算を行なったため、評価関数は合計2万回計算した。

$$T_i = T_{\text{initial}} \times \left(\frac{T_{\text{end}}}{T_{\text{initial}}} \right)^{\frac{i}{\text{TOTAL_STEP}}} \quad (1)$$

T_i : i 段階の温度
 T_{initial} : 初期温度
 T_{end} : 最終温度
TOTAL_STEP : 段階数

変数 I の変化幅 ΔI は次式に従って決定した。

$$\Delta I = a_1 \times \exp\left(-\frac{b_1}{n}\right)$$

ここで n は温度を下げる回数で、 a_1 と b_1 は次のとおりである。

$$\begin{aligned}
 a_1 &= I_{\text{max}} - I_{\text{min}} \\
 b_1 &= -\text{TOTAL_STEP} \times \log\left(\frac{d_1}{a_1}\right) \\
 I_{\text{max}} &: \text{変数 } I \text{ の上限} \\
 I_{\text{min}} &: \text{変数 } I \text{ の下限} \\
 d_1 &: \text{変数 } I \text{ の最小刻み幅}
 \end{aligned}$$

本アルゴリズムの妥当性をみるために、温度を下げる回数とともに評価関数が収束していく様子を典型的な例で図 7. 3 - 2 に示す。

本研究で用いている磁場発生源は単一電流双極子である。シミュレーテッドアニーリングの変数は電流双極子の位置、方向、強度であり、これを双極子パラメータと呼ぶ。双極子パラメータが設定されると、(2) 式に従ってこの電流双極子が周囲の空間に発生する磁場の X 方向勾配が計算できる。しかし、一次微分平面型グラジオメータで測定する際の測定データとして、勾配そのものではなく、各検出コイル面を格子状に分割した M 点での磁場の平均値 $B_{z1}(x)$ 、 $B_{z2}(x + b_1)$ (b_1 : ベースライン) の差をベースラインで割ったものを用いている。S/N 比やチャンネル数、検出コイルサイズなどのシステムパラメータに依存して測定データは変化する。このデータを測定値と呼ぶ。測定データはベースラインが大きくなると磁場勾配を表さなくなるが、本研究ではベースラインの長さによらず磁場勾配を検出していると仮定する (勾配近似)。

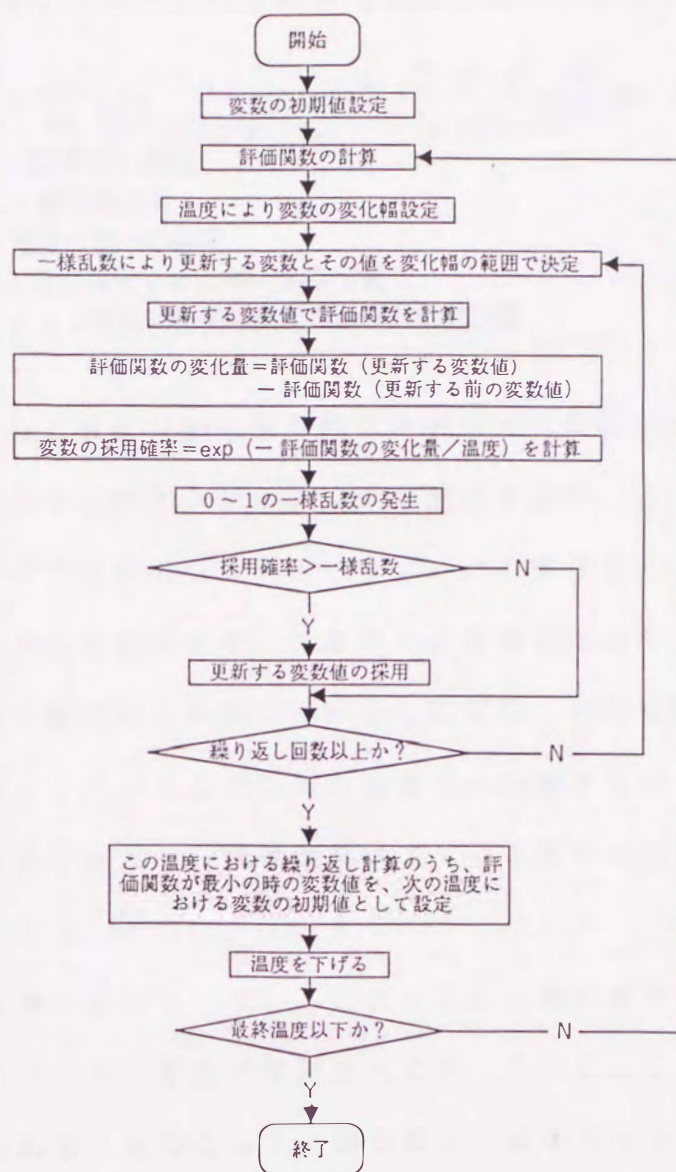


図 7. 3 - 1 シミュレーテッドアニーリング法のアルゴリズム

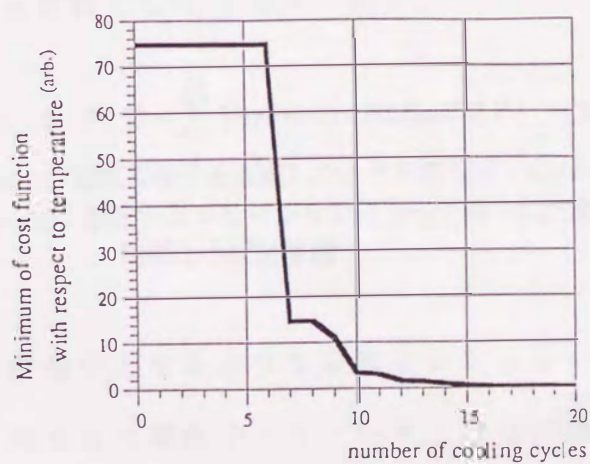


図 7. 3 - 2 評価関数の収束状況

つまり (2) 式から求められる磁場勾配を検出していると考ええる。

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left\{ \frac{-3xy}{(x^2+y^2+z^2)^{5/2}} \cos \theta + \frac{(2x^2-y^2-z^2)}{(x^2+y^2+z^2)^{5/2}} \sin \theta \right\} \quad (2)$$

B_z : 磁界の Z 成分

μ_0 : 真空透磁率

I : 電流双極子の強度

θ : 電流双極子と x 軸とのなす角

x, y, z : 電流双極子の測定点からの相対位置

ここで計算される磁場勾配は空間的に連続的で理論的に求められる。この磁場勾配を一次微分平面型グラジオメータで測定すると、S/N比やチャンネル数、検出コイルサイズなどのシステムパラメータに依存して、測定データはもとの磁場勾配データから変化する。このデータを測定値と呼ぶ。双極子パラメータはそれぞれある範囲内に存在していると仮定し、その範囲の中間値を各パラメータの初期値とする。ここでは測定面の中心の真下 50 mm の位置にある電流双極子の位置を中心とし、検索範囲は $X (\pm 100 \text{ mm}) \times Y (\pm 100 \text{ mm}) \times Z (\pm 50 \text{ mm})$ とした。

実際の生体磁場計測においても、これまでの実験結果や生理学的、解剖学的な結果からパラメータの範囲が推定されるが、これによると上記の仮定は妥当であると考えられる。各測定点での測定値と、磁場発生シミュレーションで得られた値の差の 2 乗を全測定点について和を取り、シミュレーテッドアニーリングにおける評価関数とした ((3) 式)。

$$L(x, y, z, \theta, I) = \sum_i^N (B_{zcal}(i) - B_{zmes}(i))^2 \quad (3)$$

$B_{zcal}(i)$: 電流双極子を仮定したときの測定点 i における磁界こう配計算値

$B_{zmes}(i)$: 測定シミュレーションによって得られた測定点 i における
磁界こう配計算値

この評価関数が最小となるような変数をシミュレーテッドアニーリング法によって求めた。得られた双極子パラメータと最初に設定した双極子パラメータの

差を誤差とした。システムパラメータと推定位置精度の関係を明らかにするために測定シミュレーションで用いたシステムパラメータの各々を変化させ、システムパラメータの変化による誤差の変化を求めた。各パラメータは完全に独立ではないが、本研究では予め行なった粗な探索結果から実用システムを構築する際に実現可能な範囲で、各システムパラメータが双極子パラメータの推定精度に与える影響が明らかに見える適当な値に他のパラメータを固定し、1つのパラメータのみを変化させる方法を採用した。(2)式から分かるように以下に定義するS/N比を与えることによって、電流双極子の強さは本シミュレーションでは本質的な意味を持たない。ここでは50 nA・mとした。

ここで用いた雑音はガウス型雑音を用いた。生体磁場計測システムにおける主な雑音はSQUID本体の雑音であり、この雑音は白色ガウス型である。このため本シミュレーションにおいてガウス型雑音を用いることは妥当であると考えられる。S/N比の定義は、(4)式に示したものとした。また、チャンネル数を変化させた時は格子間隔を固定した状態で行った。

$$\text{SN比} = \frac{\max |\text{信号強度}|}{|\text{雑音分布の標準偏}| \times 3} \quad (4)$$

7-4 結果

双極子パラメータは位置、向き、強さで表されるが、各推定誤差のシステムパラメータ依存性は同様の傾向を示した。また生体磁場計測においては、磁場発生源の位置が重要であるため、本研究ではS/N比については全ての双極子パラメータの誤差について示し、他のシステムパラメータについては位置推定誤差のみを示す。

7-4-1 S/N比の影響

図7. 4-1～3に双極子パラメータ推定精度のS/N比依存性を示す。他のパラメータは、格子間隔=20mm, コイル一辺=7.0mm, ベースライン=14mm, チャンネル数=9×9点に固定した。雑音は正規乱数を用いて生成した。雑音は毎回のシミュレーションのたびに新たに発生させた。位置推定の誤差, 電流双極子の方向の誤差ともにS/N比の増加によって減少した。図7. 4では10回のシミュレーションの結果の平均を四角形で表し, ばらつきの標準偏差を四角形から上下に伸ばした線分の長さで表した。平面型グラジオメータシステムにおける位置推定精度に影響を与えるパラメータの中でS/N比が最もその影響が強かった。以後のシミュレーションではS/N比を3.0に固定したため, 位置推定のずれは2～3mmよりは小さくなりにくくなっている。

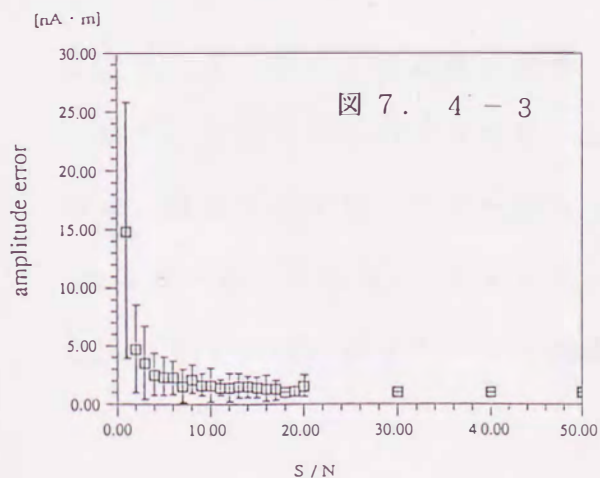
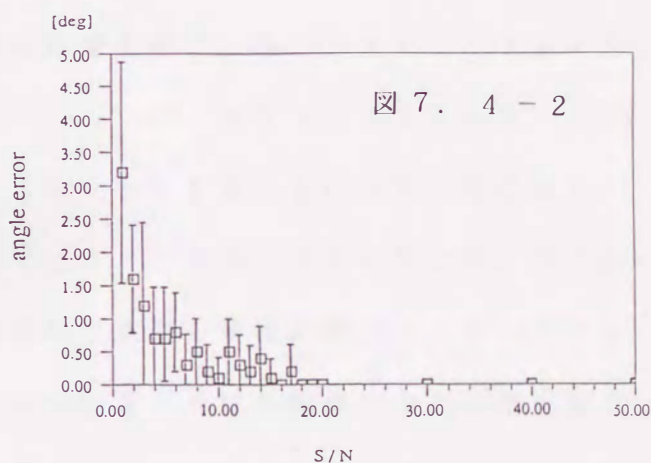
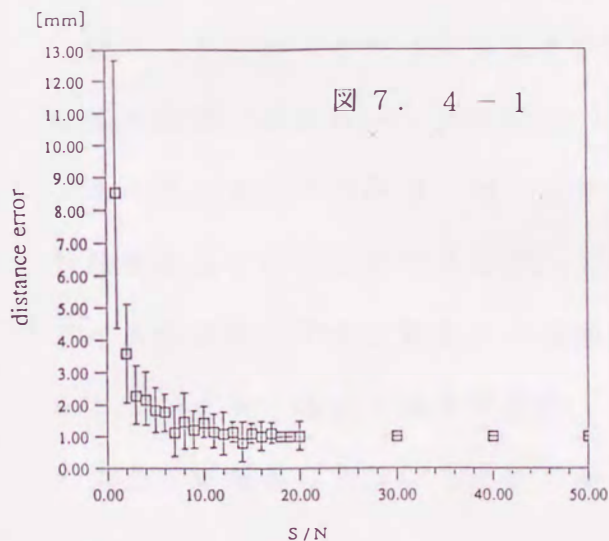


図7. 4-1 位置精度のS/N比依存性

図7. 4-2 方向精度のS/N比依存性

図7. 4-3 強度精度のS/N比依存性

7-4-2 チャンネル数の影響

図 7. 5 にチャンネル数（測定点数）を変えた時の影響を示す。ここでは格子間隔を 20 mm に固定している。つまり測定領域を変化させている。他のパラメータは S/N 比 = 3.0, コイル一辺 = 7.0 mm, ベースライン = 14 mm である。この条件ではチャンネル数とともに位置のずれは減少していく傾向が見られるが, $n = 6$ 以上では顕著ではない。この原因は今回のシミュレーションで用いているモデルでは, 検出範囲が $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ 以上になると信号強度が弱くなりチャンネル数の増加による寄与が出にくいためであると推測できる。チャンネル数の増加が可能な場合には, 検出範囲を一定以上拡大するよりも格子間隔を小さくする方が有利であるといえる。

7-4-3 コイルサイズの影響

図 7. 6 にコイルサイズを変えた時の影響を示す。他のシステムパラメータは格子間隔 = 20 mm, S/N 比 = 3.0, ベースライン = 14 mm, チャンネル数 = 9×9 である。コイルサイズを大きくすることにより一般には S/N 比を改良することができるが, ここでは S/N 比を一定としている。コイルサイズを大きくすると検出される磁場勾配の空間分解能が悪くなっていく。しかし, コイル一辺が 8 mm 程度までなら良い S/N 比を確保できれば推定精度に大きな影響を与えないことがわかった。

7-4-4 コイル間距離の影響

図 7. 7 にコイルの大きさを一定としコイル間の長さを変えたときの影響を示す。他のシステムパラメータは, 格子間隔 = 20 mm, S/N 比 = 3.0, コイル一辺 = 7 mm, チャンネル数 9×9 とした。図 7. 1 から分かるように, コイル一辺の長さとコイル間距離の和がベースラインになる。ベースライ

ンが長くなると逆問題解法に用いている(2)式が適用できなくなる。つまり勾配近似が悪くなるため誤差が増加している。位置のX, Y成分の誤差は少なくZ成分の誤差が大きくなっている。電流双極子の深さが50 mm程度の時には、ベースラインにして17 mm程度までは勾配近似を用いても良いことがわかる。

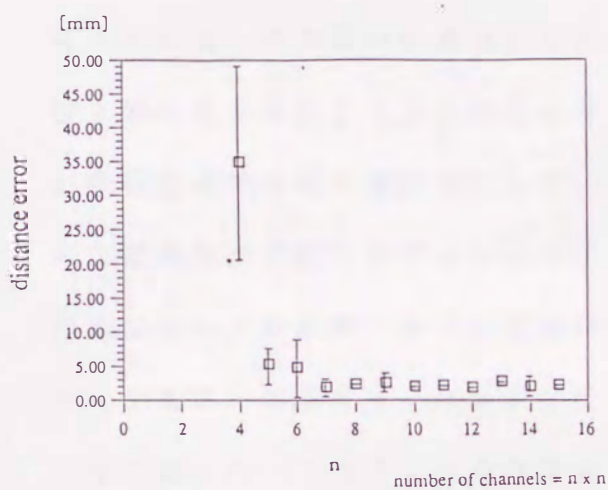


図 7. 5 磁場発生源推定精度の
チャンネル数依存性

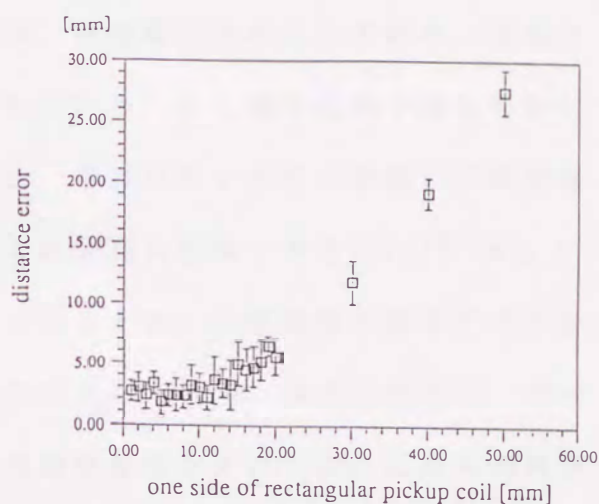


図 7. 6 磁場発生源推定精度の
コイルサイズ依存性

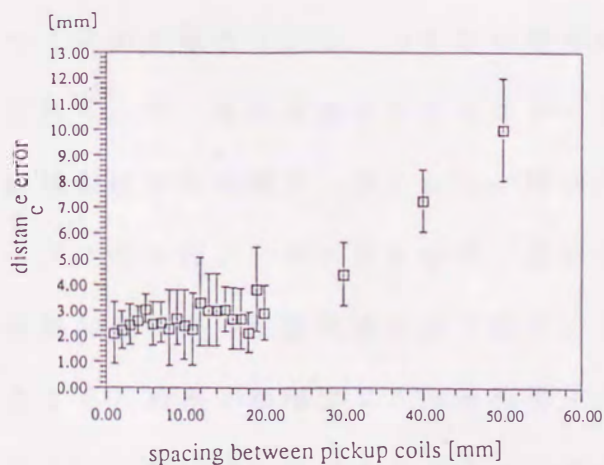


図 7. 7 磁場発生源推定精度のコイル間距離依存性

7-5 心磁図計測システムの例

心臓の心房の興奮はP波として、心室の興奮はR波として心電図や心磁図に表れる。これらの興奮は空間的に広がっており、これらの時刻の磁場源を1個の電流双極子を用いて表すことは意味を持たない。しかしQ波として表れる心房から心室への興奮が伝達される過程では、興奮部位は局在しており、磁場源は1個の電流双極子で表されると考えられている。また期外収縮や副伝導路などの機能異常の発生源は局在しているため、電流双極子モデルを用いて磁場源の位置推定が可能な多チャンネルシステムの開発は有用である[11, 12, 13]。

前節において磁場源が単一の電流双極子であるとき、一次微分平面型グラジオメータを用いた多チャンネルシステムにおけるS/N比、コイルサイズ、チャンネル数、ベースラインと位置推定精度の関係を明らかにした。これらの結果から、医療に必要とされる[14, 15] 10 mm以内の位置推定精度を持つ心磁測定用多チャンネル一次微分平面型グラジオメータシステムのパラメータの組み合わせの導出を試みた。

心臓は通常前胸壁から深さ30～150 mm程度にある。SQUIDシステムによる心磁測定において、ヘリウム容器の厚みのため検出コイルは体表から15～25 mm離れている。このため磁場源は測定面から数十mm下にあると予測される。単一電流双極子が測定面から50 mm下にあるときの測定面における磁場勾配分布を図7. 8-1に、図面内の線分X上の磁場勾配の空間周波数スペクトルを図7. 8-2に示す。電流双極子の向きと測定場所により異なるが磁場勾配の持つ周波数成分はほぼ0.015～0.02/mm以下の範囲に存在するため格子間隔は25 mm程度で十分である。心臓の副伝導路や期外収縮等の磁場発生源が体表より50～100 mm下にあると考えれば、必要な格子間隔は25～50 mmである。このことは図7. 7においてコイル間隔が1

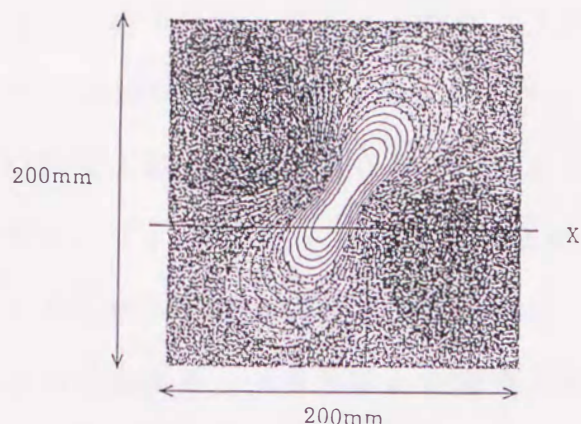


図 7. 8 - 1 測定面における
磁場勾配分布

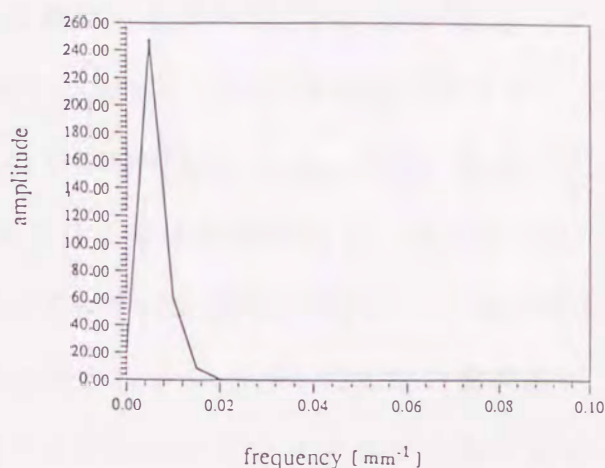


図 7. 8 - 2 磁場勾配分布内の
線分 X 上の空間周波数分布

0 mm (ベースラインは 17 mm) 程度までは精度が変化しないことと一致している。測定点は図 7. 5 から $6 \times 6 = 36$ 点以上で 測定範囲が $150 \times 150 \text{ mm}^2$ 以上が望ましい。

実際に測定された心磁の Q 波の時刻での最大磁場勾配は約 350 pT/m であった[16]。 S/N 比 = 3 の条件を満足するには、心磁計測に 100 Hz のバンドパスフィルタを用いるとして、約 $3 \text{ pT/m}/\sqrt{\text{Hz}}$ の最小磁場勾配分解能を持つグラジオメータが必要である。

第 1 章において述べたように、平面型グラジオメータシステムは従来用いられている同軸型グラジオメータシステムに較べて、環境磁場の影響を受けにくい構造をしているため磁気シールドルームの無い通常の実験室においても測定が可能である。さらに同軸型グラジオメータシステムにおいて大きな容量を占めている検出コイル部分が小さくなる等の利点をもっている。しかし、システムの開発に当たっては十分な磁場源位置推定精度が得られるシステムとすることが必要である。上で検討した結果、 10 mm 以内となる位置推定精度を持つ心磁図計測用平面型グラジオメータシステムの開発に必要なシステムパラメータとして、最小磁場分解能が約 $3 \text{ pT/m}/\sqrt{\text{Hz}}$ の素子が使用できるとして、

(1) 格子間隔, 25 mm 程度 (2) 測定範囲, $150 \times 150 \text{ mm}^2$ 以上 (3) チャンネル数, 6 x 6 以上が得られた。現在の液体ヘリウム容器 (FRPデュア) の作製技術では直径 300 mm 程度のものが作製可能である。また, 素子サイズ $7.5 \times 15 \text{ mm}$, 白色雑音領域における最小磁場分解能が $1.8 \text{ pT/m}/\sqrt{\text{Hz}}$ の 1 次微分平面型グラジオメータ素子がすでに開発されている [8]。これらのことから, 10 mm の位置推定精度を有するコンパクトで通常の実験室においても測定可能な心磁図計測用平面型グラジオメータシステムが作製可能であることが推察される。

7-6 結言

本章では, 多チャンネル平面型グラジオメータシステムのシステムパラメータ (S/N 比, チャンネル数, グラジオメータのベースライン, コイルサイズ) が磁場源位置推定に与える影響を計算機シミュレーションによって明らかにした。S/N 比は, 他のパラメータに比較して, 推定精度に大きな影響を与えることが明らかになった。チャンネル数を増加させる場合, S/N 比との比較で検出範囲を一定以上拡大するよりも格子間隔を小さくする方が有利であることが明らかになった。また, 多チャンネルシステムを開発する場合に, 測定対象を決めれば S/N 比と信号の空間周波数を考慮してコイル辺の長さ, およびベースライン, チャンネル数, コイル間隔等を本シミュレーション法により最適化することが可能であることが明らかになった。

文献

- [1] K. A. Fuchs, S. Schneider, and H. Reichenberger: "MCG Inverse Solution:

- Influence of Coil Size, Grid Size, Number of Coils, and SNR", IEEE Trans. Bio. Eng. Vol.35, (1988) pp573-576
- [2] T.Yamamoto, S.J.Williamson: Proc. Nat. Sci. USA, Vol.85 (1988) pp8732-8736
- [3] 池田正徳, 大海学, 茅根一夫, 葛西直子: "平面型グラジオメータにおけるパラメータの最適化", 電気学会, マグネティックス研究会, MAG-92-86 (1992)
- [4] 大海学, 池田正徳, 茅根一夫, 葛西直子: "磁界源位置推定におけるシステムパラメータの影響 - 平面型グラジオメータシステムにおいて -", 電子情報通信学会論文誌, J76-D-II, 3, pp.755-764, (1993).
- [5] C.Elberling, C.Bak, B.Kofoed, J.Lebech and K.Strmark: "Auditory magnetic fields from the human cerebral cortex: Location and strength of an equivalent current dipole", Acta neural. scandinav, 65, pp.553-569, (1982).
- [6] B.J.ten Voorde, M.J.Peters, G.Stroink, L.R.van der Wicken: "High-resolution magnetic mapping of PR-interval phenomena of normal subjects", Med. & Biol. Eng. & Comput., 26, pp.130-135, (1988).
- [7] 中西, 小柳正男, 幸坂紳, 東海林彰, 青柳昌宏, 篠木藤敏, 早川尚夫: "All Hard DC-SQUID (II)", 電子情報通信学会論文誌, SCE86-2, pp.7-12, (1986).
- [8] 茅根一夫, 葛西直子, 桐生昭吾, 小柳正男, 賀戸久, 中西正和, 幸坂紳: "生体磁場計測用 1 次微分平面型 DC-SQUID グラジオメータ", 電子情報通信学会論文誌, J73-D-II, 7, pp.1054-1064, (1990).
- [9] G.L.Romani, S.J.Williamson, and L.Kaufman: "Biomagnetic instrumentation", Rev.Sci.Instrum., 53, 12, pp.1815-1845, (1982).

- [10]松葉育雄: "シミュレーテッドアニーリング法とその応用", 電気学会システム・制御研究会資料, SC-88, 16-22, pp.25-31, (1988).
- [11]栗野直行, 国分俊典, 坂内保弘, 丸山幸男, 賀戸久, 葛西直子: "SQUIDによる心磁界計測", 日本臨牀, 49, 8, pp.1-13, (1991).
- [12]M.Makijarvi, J.Nenonen, M.Leinio, J.Montonen, K.Makiniemi, T.Schulman, T.Katila, and P.Siltanen: "Advances in Biomagnetism", pp.381-383, (1989).
- [13]P.Weismuller, K.Abraham-Fuchs, S.Schneider, P.Richter, W.Harer, M.Kochs, J.Edrich, V.Hombach: "Magnetocardiographic Localization of Single Ventricular Premature Beats with a Multichannel System in Patients with Ventricular Tachycardia", Abstract of International Conference on Biomagnetism, pp.463-464, (1991).
- [14]河村剛史, 田村逸朗: "WPW症候群における心磁界マッピング法を用いたケント束の部位推定と心臓手術による位置確認との比較検討", JJME, 30, Suppl, p599, (1992).
- [15]栗野直行, 国分俊典: "心磁計測による心室性期外収縮の位置推定", JJME, 30, Suppl, p600, (1992).
- [16]K.Chinone, N.Kasai, S.Kiryu, H.Kado, and N.Awano: "Planar First-Order Integrated DC-SQUID Gradiometer for MCG", Abstract of International Conference on Biomagnetism, pp.186-187, (1991).

第8章 総括

本研究では、磁気シールドルーム無しでも動作可能である集積化平面型DC-SQUIDグラジオメータの開発とこの平面型グラジオメータを用いた生体磁気計測システム技術に関する研究を行なった。具体的には集積化平面型DC-SQUIDグラジオメータを設計し、半導体の微細加工技術を用いて超伝導薄膜形成技術を開発し、その技術を用いて素子を作製した。作製した集積化平面型DC-SQUIDグラジオメータを用いて心磁図の測定を行い、この平面型グラジオメータが心臓の活動に伴い発生する磁場勾配を測定していることを明らかにした。さらにこの磁場勾配測定結果から等勾配磁図の作成、磁場源の位置推定を行い、MRI画像と照合して生体内の位置推定を行い平面型グラジオメータの医療応用への有効性について検討した。以下に、本研究で得られた主要な成果を列挙し、本論文のまとめとする。

(1) 同軸型(ボビン型)のDC-SQUID磁束計を作製し、生体磁気計測システムに必要な磁束計の要素技術(SQUID素子作製工程、SQUID素子、検出コイル、駆動回路、超伝導接合)を開発した。信頼性が高く量産に適した素子作製工程を開発した。large- β_L 型のDC-SQUID素子を設計・作製し、磁束計に適した素子設計、および作製法を確立した。また新しい超伝導接続法である超伝導フリップチップ実装法、低雑音で操作性が容易な駆動回路、信頼性・量産性に適した新しいラミネート式検出コイルを開発することができた。開発した要素技術を用いて、同軸型一次微分DC-SQUID磁束計を作製することにより、各要素技術が生体磁気計測システムに充分対応できる性能を有していることがわかった。(第2章)

(2) 薄膜集積化技術を使ってSQUID本体と磁場検出コイルを1枚のシリ

コン基板上に集積化し、ほぼ設計値通りの感度をもつ一次微分集積化平面型 D C - S Q U I D グラジオメータを開発することができた。本グラジオメータが、通常の実験室でも作動することが確認された。(第 3 章)

(3) 生体磁気計測を精度良く行うのに必要な周辺技術であるクライオスタット(プローブ・デュワー)、磁気シールドルーム、ガントレー・ベッドの開発を行った。磁気シールドルームは、居住性と安全性を考慮した構造を持ち、生体磁気計測に必要な遮蔽率と振動性能を有することを確認した。S Q U I D センサをマウントした際のデュワーと被験者とを高精度に固定するために非磁性の材料を用いて作製したガントレー・ベッドの固有振動は、生体計測上には問題ないことを確認できた。しかし、デュワーの雑音はまだ高く、さらにノイズの少ないデュワーの開発が必要であることがわかった。(第 4 章)

(4) 集積化平面型グラジオメータは、マグネトメータと同様に脳磁図測定、心磁図測定が可能であることを明らかにした。また、本集積化平面型グラジオメータが磁場勾配を測定していることを確認し、従来の磁場強度の測定から行なわれていた磁場源の活動の様子を生体磁気の勾配を測定することによっても知ることが可能であることを明かにした。さらに、集積化一次微分平面型グラジオメータを用いて計測した磁場勾配の測定結果から従来と同様に機能異常診断や磁場源の位置推定が可能であることを、開発した 1 次微分平面型グラジオメータを用いた心磁図測定結果から明らかにし、心疾患の診断や治療への応用の可能性が充分あることを示した。(第 5, 6 章)

(5) 多チャンネル S Q U I D システムの開発に必要な平面型グラジオメータシステムパラメータ(S/N 比, チャンネル数, グラジオメータのベースライン, コイルサイズ)が、磁場源位置推定に与える影響を計算機シミュレーションを用いて明らかにした。心磁図計測に対する多チャンネル一次微分平面型グラジオメータシステムの最適解を推察した。(第 7 章)

以下のように本研究で、磁気遮蔽の無い通常の場所でも動作可能で、また検出コイルと S Q U I D 本体が一体であることからコンパクトで多チャンネルシステムに適しており、広く医療応用へ普及することが可能である集積化一次微分平面型 D C - S Q U I D グラジオメータが、作製できることが明らかになった。今後、実際に診断や治療に利用していくにはデータ処理、磁場源表示、ノイズリダクション等の開発がさらに必要である。

謝辞

本研究において、終始懇切なご指導を頂いた九州大学工学部情報工学科 上野照剛教授に心から感謝の意を表します。また、本論文をまとめるにあたり有益な御助言を賜りました九州大学工学部電子工学科 山藤肇教授、九州大学工学部電気工学科 谷口研二教授および九州大学工学部情報工学科 香田徹教授に厚くお礼申し上げます。

電子技術総合研究所基礎計測部計測基礎研究室 小柳正男室長には、DC-SQUID素子の設計・作製技術、および超伝導技術等本研究に対して暖かい御理解と有益な御助言を賜りました。電子技術総合研究所基礎計測部計測基礎研究室 葛西直子主任研究官および九州大学工学部情報工学科 伊良皆啓治助手に終始御助言を頂きました。福島県立医科大学第1内科 栗野直行先生には、臨床医学の立場から有益な御助言を頂きました。さらに、電子技術総合研究所基礎計測部音波技術研究室 佐藤宗純室長には終始暖かい励ましを頂き感謝します。また、同部 桐生昭吾主任研究官、中西正和主任研究官、賀戸久主任研究官にはDC-SQUIDの評価方法、生体計測技術について有益な御討論と御協力を頂きました。最後にセイコー電子工業株式会社技術本部開発総括部長

高畑忠三取締役、基礎技術研究室 安宅龍明部長、清水信宏主任、千葉徳男氏、矢部悟氏、樋口正法氏、師岡利光氏、プロジェクト推進一部1-4 中山哲主任、小田原成計氏、情報システム開発部 大海学氏、池田正徳氏、電子技術総合研究所音波技術研究室の方々には暖かい御協力と御支援を頂きました。ここに、関係各位のご厚情に対して厚くお礼申し上げます。

付録

磁場勾配を用いた磁場源解析

－平面型グラジオメータと電流双極子モデル－

平面型グラジオメータは2つの検出コイルが同一平面に並べられ両コイルに入る磁束の差がSQUIDと結合するように設計されている。このため従来マグネトメータで検出していたコイル面に垂直なコイル軸方向磁場と異なり、平面型グラジオメータでは検出コイルが並んでいる方向のコイル軸方向磁場の勾配を検出することになる。平面型グラジオメータを用いた場合、従来磁場分布から求めていた磁場発生源の位置を、磁場勾配の分布から推定しなければならない。本付録では、磁場源が電流双極子であることを仮定し、その磁場勾配の極地を解析的に求め、極地から磁場源の位置と向きを推定できることを明らかにした。またシュミレーションにより電流双極子の向きの変化による磁場勾配の分布の様子の変化を図示した。

1. 平面型グラジオメータ

図A. 1に平面型グラジオメータの概念図を示す。2つの矩形検出コイルは逆向きに直列接続されている。つまり、各検出コイルに入った磁束の差がSQUIDによって検出される。磁場源の深さに対してベースラインが短いときには、検出結果はコイル軸に垂直な磁場 B_z の2つの検出コイル中心を結んだ方向(X方向)に対する微分(dB_z/dX)に近いと考えられる。

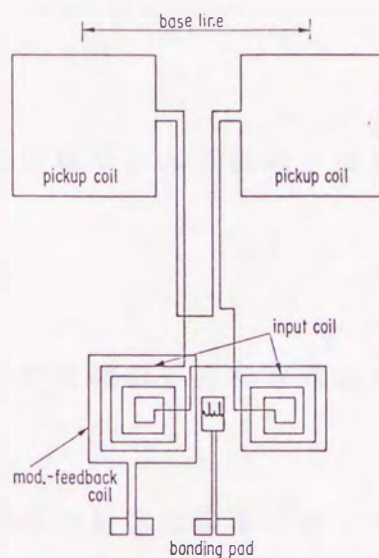


図 A. 1 平面型グラジオメータの概念図

2. 電流双極子の作る磁場分布

図 A. 2 の原点にある電流双極子が任意の点 Q 点に作る磁場 H は良く知られているように式 (1) で表される。

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (1)$$

ここに、 $\mathbf{p}$ は電流双極子モーメント、
 $\mathbf{r}$ は Q 点の位置ベクトルを表す。

生体内には強磁性体は存在せず、その透磁率は真空の透磁率とほぼ等しい。

したがって、Q 点の磁束密度 B は近似的に式 (2) のようにかける。

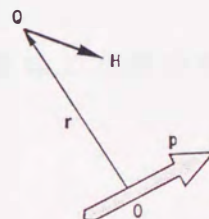


図 A. 2 電流双極子が作る磁場

電流双極子 $\mathbf{p}$ の存在する点を原点としたとき、Q 点の位置ベクトルを $\mathbf{r}$ とする。

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{p \times r}{r^3} \quad (2)$$

(2) 式を用いて電流双極子が作る磁場と磁場勾配について解析を行うことができる。

2-1. 電流双極子がx軸の正方向を向いている場合

ここでは計算の簡単のため電流双極子が $z = 0$ の平面内の x 軸上にあり、 x 軸の正方向を向いている場合を考える。このとき $z = z_0$ の平面上の任意の点 $M(x, y, z_0)$ での磁束密度の各成分 B_x, B_y, B_z は式 (3) で表される。この場合、 B_x 成分が常にゼロであることは (2) 式から自明である。

$$\begin{aligned} B_x &= 0 \\ B_y &= -\frac{\mu_0 p}{4\pi} \frac{z_0}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} \\ B_z &= \frac{\mu_0 p}{4\pi} \frac{y}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 p は電流双極子モーメントの大きさを表す。

B_z の $z = z_0$ 面内での等磁図を図 A. 3 に示す。正の極地 P と負の極地 N の座標は

$$\begin{aligned} P &\left(0, \frac{z_0}{\sqrt{2}}, z_0\right) \\ N &\left(0, -\frac{z_0}{\sqrt{2}}, z_0\right) \end{aligned}$$

であり、 P 点から湧き出した磁束は、 N 点から吸込まれる。

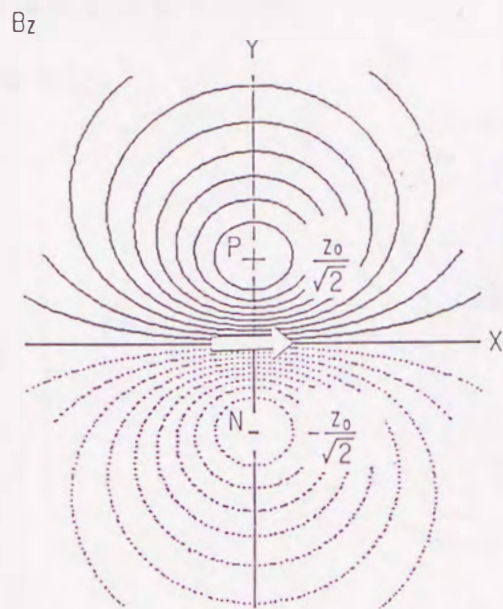


図 A. 3 電流双極子による B_z の等磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内の x 軸上にあり、 x 軸の正方向を向いている場合、 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の等磁図。P 点から湧き出した磁束は、N 点から吸込まれる。電流双極子の向きが分るように図中に電流双極子の向きを矢印で示した。

x y 面に平行な平面上で平面に垂直な磁束密度をマグネトメータで測定したとき、その分布が図 A. 3 のようになった場合、極値間の距離を d とすれば、極地の中点の真下、 $d/2$ の深さの位置に電流双極子があると推定される。図 A. 3 に示すように極地を通る磁束の方向を回転方向とすれば双極子の向きは右ねじの進む方向となる。

同じく、 $z = z_0$ の平面上の任意の点 $M(x, y, z_0)$ での磁束密度の x と y 方向微分 dB_z/dx , dB_z/dy は式 (4) で表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dB_z}{dx} &= \frac{\mu_0 p}{4\pi} \frac{-3xy}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \\ \frac{dB_z}{dy} &= \frac{\mu_0 p}{4\pi} \frac{x^2 - 2y^2 + z_0^2}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

図 A. 4 に dB_z/dx の等勾配磁図を示す。

極地 P_1, P_2, N_1, N_2 の座標は、

$$\left. \begin{aligned} P_1 & \left(\frac{-z_0}{\sqrt{3}}, \frac{z_0}{\sqrt{3}}, z_0 \right) \\ P_2 & \left(\frac{z_0}{\sqrt{3}}, \frac{-z_0}{\sqrt{3}}, z_0 \right) \\ N_1 & \left(\frac{z_0}{\sqrt{3}}, \frac{z_0}{\sqrt{3}}, z_0 \right) \\ N_2 & \left(\frac{-z_0}{\sqrt{3}}, \frac{-z_0}{\sqrt{3}}, z_0 \right) \\ O & (0, 0, z_0) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

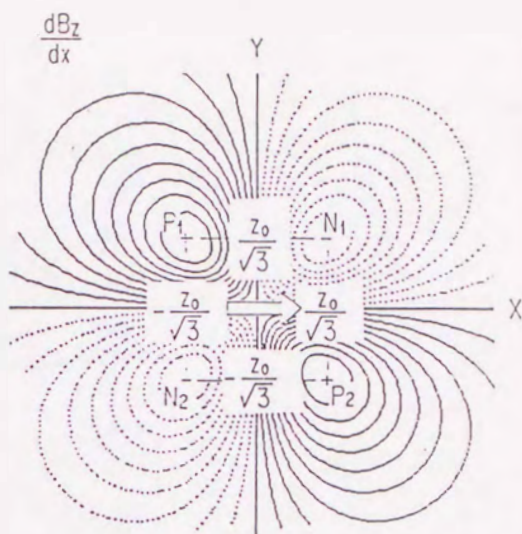


図 A. 4 電流双極子による
 dB_z/dx の等勾配磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内の x 軸上にあり、 x 軸の正方向を向いている場合、 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の x 軸方向の勾配の分布図。電流双極子の向きが分るように図中に電流双極子の向きを矢印で示した。

で表される。 P_1, P_2 は正の極地、 N_1, N_2 は負の極地となっている。 O 点は鞍点となっている。図 A. 5 に dB_z/dy の等勾配磁図を示す。極地 P_1, N_1, N_2 の座標は次式で与えられる。 P_1 は正の極地、 N_1, N_2 は負の極地である。 P_1 は O 点と一致している。

$$\left. \begin{aligned} P_1 & (0, 0, z_0) \\ N_1 & \left(0, \sqrt{\frac{3}{2}}z_0, z_0 \right) \\ N_2 & \left(0, -\sqrt{\frac{3}{2}}z_0, z_0 \right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

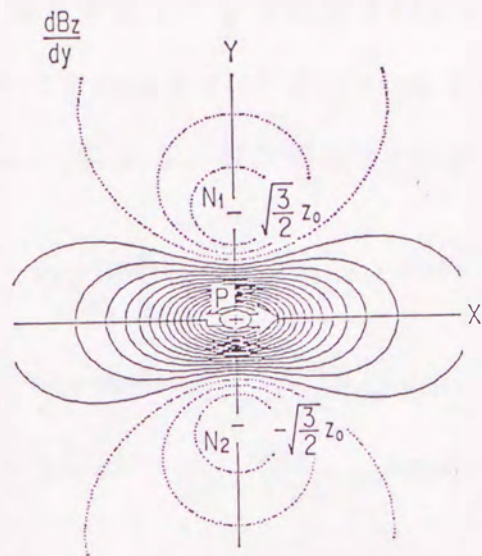


図 A. 5 電流双極子による dBz/dy の等勾配磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内の x 軸上にあり、 x 軸の正方向を向いている場合、 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の y 軸方向の勾配の分布図。電流双極子の向きが分るように図中に電流双極子の向きを矢印で示した。

平面型グラジオメータを用いて dBz/dx を測定したとき図 A. 4 のようになった場合、対角に向い合う極地間の距離を d とすると極地の midpoint の真下 $\sqrt{3/8} \cdot d$ の位置に電流双極子が推定される。また dBz/dy を測定したとき図 A. 5 のようになった場合、 N_1, N_2 間の距離を d とすると極地 P_1 の真下 $\sqrt{1/6} \cdot d$ の位置に電流双極子が推定される。電流双極子の向きについては次章で述べる。

2-2. 電流双極子が x 軸から θ だけ傾いている場合

次に図 A. 6 に示すように電流双極子が xy 平面内で x 軸から θ だけ y 軸方向へ傾いている場合を考える。このとき $z = z_0$ の平面上の任意の点 $M(x, y,$

$z = z_0$ での磁束密度 B_z とその x と y 方向微分 dB_z/dx , dB_z/dy は式 (7) で表される。電流双極子の x と y 成分を p_x および p_y とすると、式 (7.1), (7.2), (7.3) の右辺の各第 1 項は p_x による、第 2 項は p_y によるものである。

$$B_z = \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left\{ \frac{y}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} \cos \theta - \frac{x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} \sin \theta \right\} \quad (7.1)$$

$$\frac{dB_z}{dx} = \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left\{ \frac{-3xy}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \cos \theta + \frac{(2x^2 - y^2 - z_0^2)}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \sin \theta \right\} \quad (7.2)$$

$$\frac{dB_z}{dy} = \frac{\mu_0 p}{4\pi} \left\{ \frac{(x^2 - 2y^2 + z_0^2)}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \cos \theta + \frac{3xy}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{5/2}} \sin \theta \right\} \quad (7.3)$$

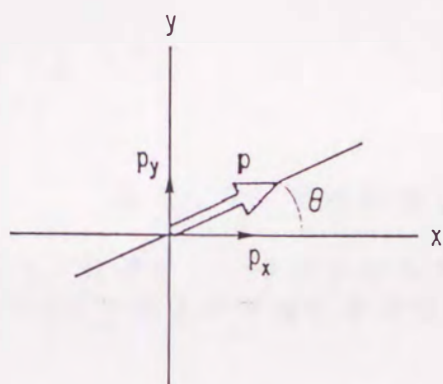


図 A. 6 電流双極子が x 軸から θ だけ傾いている場合。

電流双極子モーメントの x , y 方向成分を p_x , p_y とする。

$z = z_0$ の平面内での B_z の等磁図を図 A. 7 に示す。図 A. 7 から分るように電流双極子が傾いたときの等磁図は図 A. 3 を θ だけ y 軸方向へ傾けたものになっている。つまり 3-1 で述べたと同じ操作によって電流双極子の位置と向きを推定できる。極地の座標を θ の関数として表すと次式となる。極地間の距離は θ に依存しない。

$$P \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta \cdot z_0, \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \cdot z_0, z_0 \right)$$

$$N \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta \cdot z_0, -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \theta \cdot z_0, z_0 \right)$$

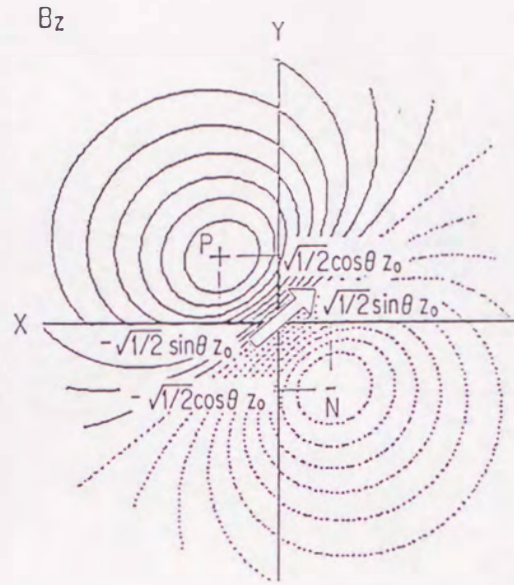


図 A. 7 電流双極子による B_z の等磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内で x 軸から θ だけ傾いたとき、
 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の等磁図。

次に dB_z/dx について考える。ここでは $0 < \theta < \pi/2$ について考える。 dB_z/dx の等勾配磁図には θ の大きさによって極値が 4 つの場合と 3 つの場合がある。 θ が $\pi/6$ より小さいときの等勾配磁図を図 A. 8-1 に示す。各極地の座標を式 (8) に示す。O 点 $(0, 0, z_0)$ は鞍点となっている。

$$\left. \begin{aligned} P_1 & \left(-\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, \sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\ P_2 & \left(\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\ N_1 & \left(\sqrt{\frac{(2\sin\theta-1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta-3)}} z_0, \sqrt{\frac{(2\sin\theta-1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta-3)}} z_0, z_0 \right) \\ N_2 & \left(-\sqrt{\frac{(2\sin\theta-1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta-3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(2\sin\theta-1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta-3)}} z_0, z_0 \right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

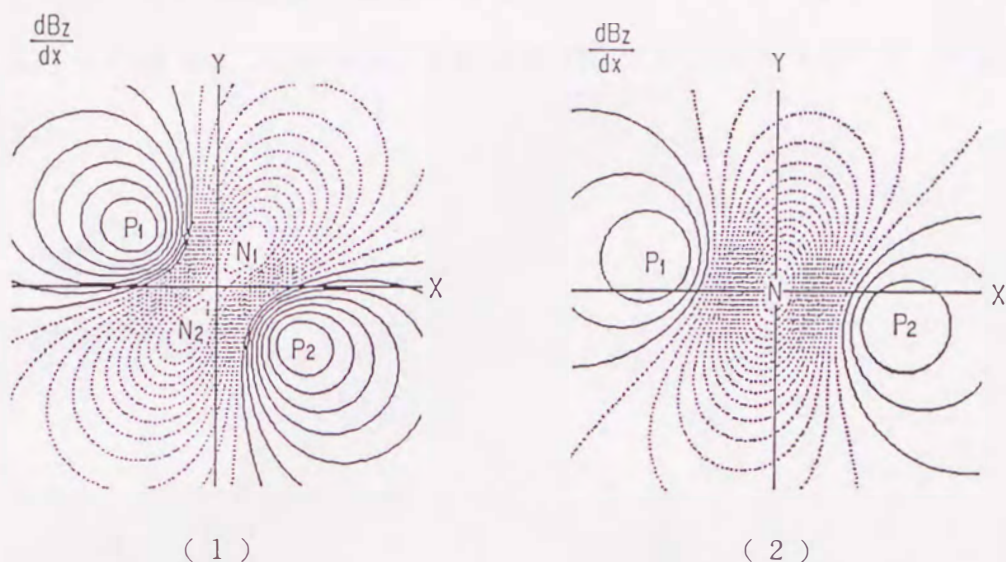


図 A. 8 電流双極子による dB_z/dx の等勾配磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内で x 軸から θ だけ傾いたとき、 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の x 軸方向の勾配の分布図。 θ が $\pi/6$ より小さいときの等勾配磁図を図 A. 8-1 に θ が $\pi/6$ より大きく $\pi/2$ より小さいときの等勾配磁図を図 A. 8-2 に示す。正の極地 P_1, P_2 を結ぶ直線と負の極地 N_1, N_2 を結ぶ直線は直交している。

正の極地 P_1, P_2 を結ぶ直線の勾配は $(\sin\theta - 1)/\cos\theta$ であり、負の極地 N_1, N_2 を結ぶ直線の勾配は $(\sin\theta + 1)/\cos\theta$ である。両直線は直交している。

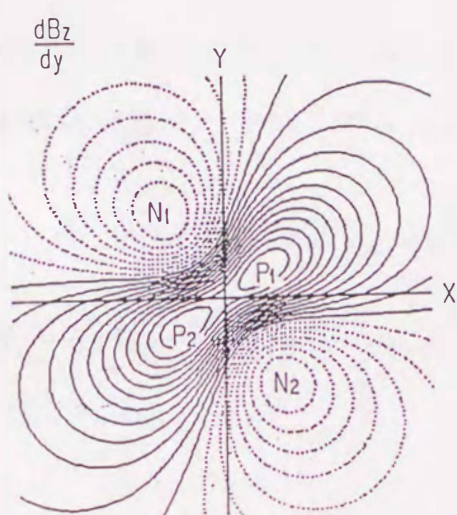
θ が $\pi/6$ より大きく $\pi/2$ より小さいときの等勾配磁図を図 A. 8-2 に示す。各極地の座標を式 (9) に示す。 $\theta = \pi/6$ のとき図 A. 8-1 の N_1, N_2 は O 点で重なり、極地は 3 つとなる。

$$\left. \begin{aligned} &P_1 \left(-\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, \sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\ &P_2 \left(\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1+\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(2\sin\theta+1)(1-\sin\theta)}{(\sin\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\ &N(0, 0, z_0) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

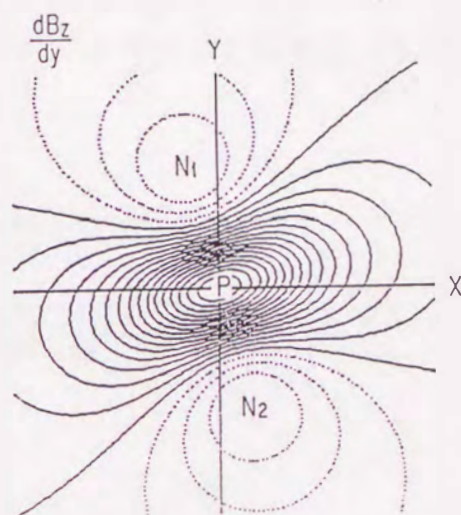
これらの等勾配磁図の極地から電流双極子の位置と向きは下記の様にして求まる。正の極地 P_1 の座標を (x_p, y_p, z_0) とし、 $y_p/x_p = a$, $x_p^2 + y_p^2 = d$ とすると、

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= \sqrt{\frac{2+a^2}{3-a^2}}d \\ \theta &= \cos^{-1}\left(\frac{-2a}{1+a^2}\right) \end{aligned} \right\}$$

となる。



(1)



(2)

図 A. 9 電流双極子による dBz/dy の等勾配磁図

電流双極子が $z = 0$ の平面内で x 軸から θ だけ傾いたとき、 $z = z_0$ の平面上で平面に垂直な磁場 B_z の y 軸方向の勾配の分布図。 $\pi/3 < \theta < \pi/2$ のときの等勾配磁図を図 A. 9-1 に、 $0 < \theta < \pi/3$ のときの等勾配磁図を図 A. 9-2 に示す。正の極地 P_1, P_2 を結ぶ直線と負の極地 N_1, N_2 を結ぶ直線は直交している。

同様に、 dBz/dy についても極地が求められる。 $\pi/3 < \theta < \pi/2$ のとき極地は下記の様になり等勾配磁図は図 A. 9-1 のようになる。極地を結ぶ両直線は直交する。

$$\left. \begin{aligned}
& P_1 \left(\sqrt{\frac{(2\cos\theta-1)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta-3)}} z_0, \sqrt{\frac{(2\cos\theta-1)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta-3)}} z_0, z_0 \right) \\
& P_2 \left(-\sqrt{\frac{(2\cos\theta-1)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta-3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(2\cos\theta-1)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta-3)}} z_0, z_0 \right) \\
& N_1 \left(\sqrt{\frac{(2\cos\theta+1)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(2\cos\theta+1)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\
& N_2 \left(-\sqrt{\frac{(2\cos\theta+1)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, \sqrt{\frac{(2\cos\theta+1)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\
& O(0, 0, z_0)
\end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここでO点は鞍点となっている。また $0 < \theta < \pi/3$ のとき極地は下記の様になり、
等勾配磁図は図 A. 9-2 のようになる。

$$\left. \begin{aligned}
& N_1 \left(\sqrt{\frac{(1+2\cos\theta)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, -\sqrt{\frac{(1+2\cos\theta)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\
& N_2 \left(-\sqrt{\frac{(1+2\cos\theta)(1-\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, \sqrt{\frac{(1+2\cos\theta)(1+\cos\theta)}{(\cos\theta+3)}} z_0, z_0 \right) \\
& P(0, 0, z_0)
\end{aligned} \right\} \quad (12)$$

負の極地 N_1 の座標を (x_n, y_n, z_0) とし、 $x_n/y_n = b$, $x_n^2 + y_n^2 = d$ とする
と、電流双極子の位置と向きは

$$\left. \begin{aligned}
& z_0 = \sqrt{\frac{2+b^2}{3-b^2}} d \\
& \theta = \sin^{-1} \left(\frac{-2b}{1+b^2} \right)
\end{aligned} \right\} \quad (13)$$

のように求まる。

3. 等勾配磁図の θ による変化

前章で電流双極子が x y 面内にあるとき、電流双極子が作る z 方向磁場 B_z の x および y 方向の磁場勾配 dB_z/dx , dB_z/dy の解析的な結果を述べた。この章では θ を変化させたときの dB_z/dx , dB_z/dy をシミュレーションで求め、それらの等勾配磁図を図 A. 10 に示す。図中、実線は正を点線は負を表す。勾配の間隔は正の極値と負の極値の $1/20$ とした。

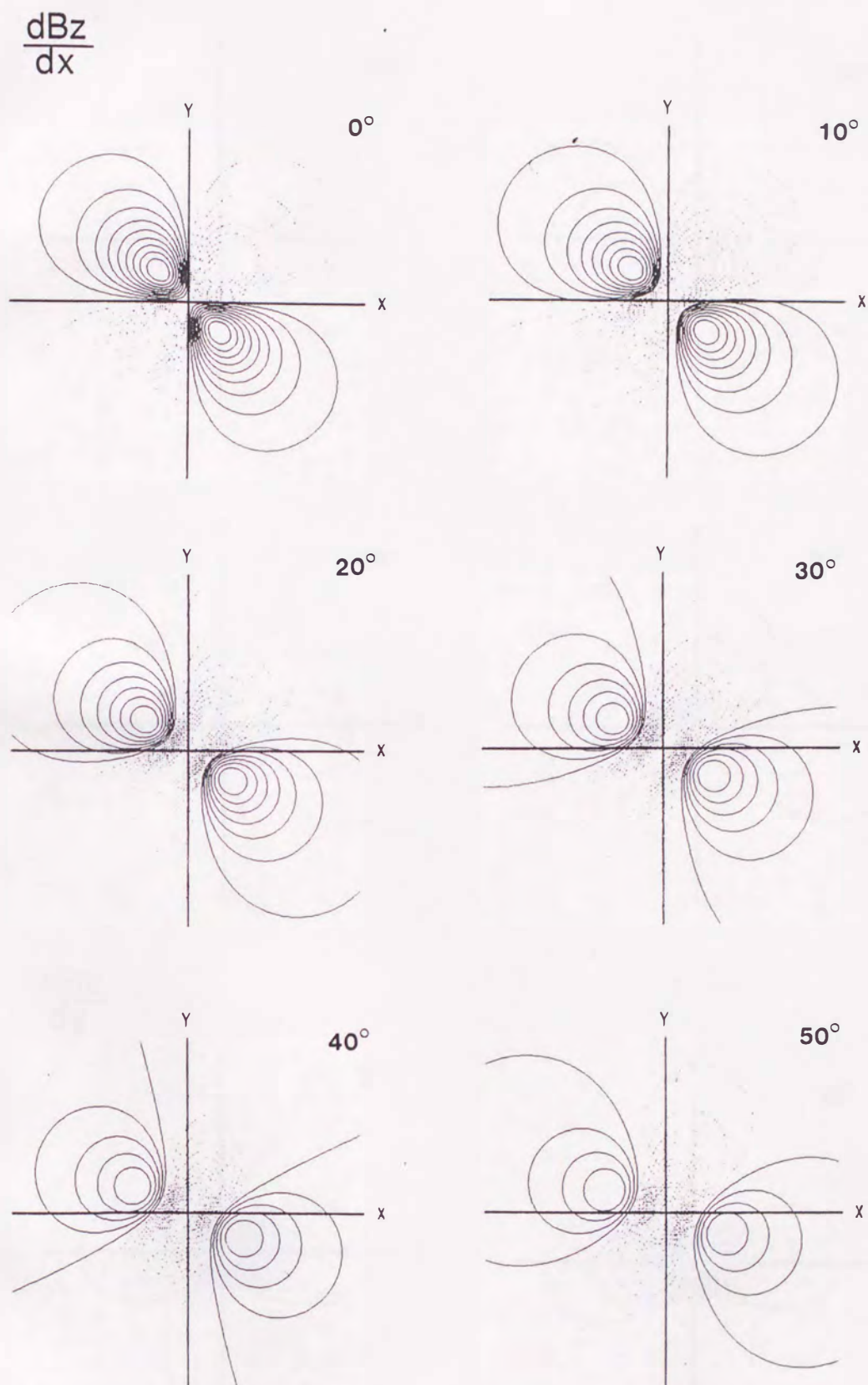
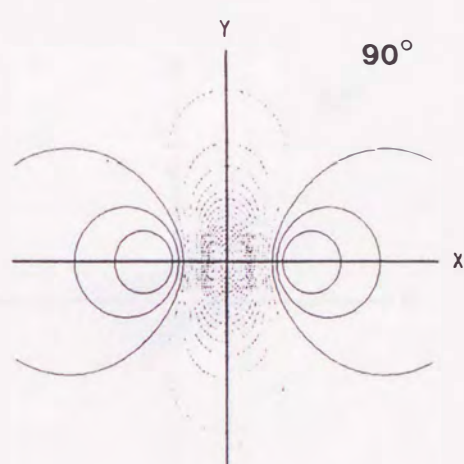
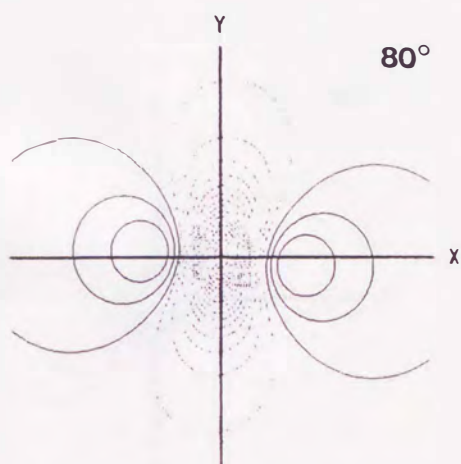
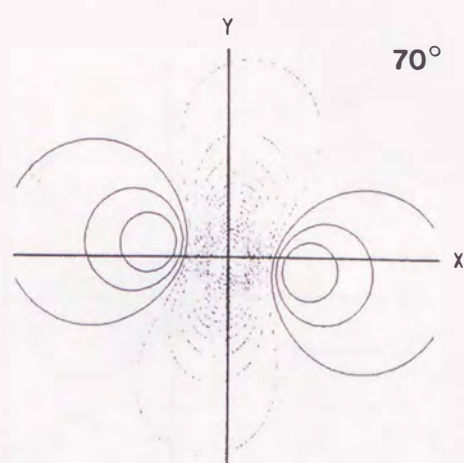
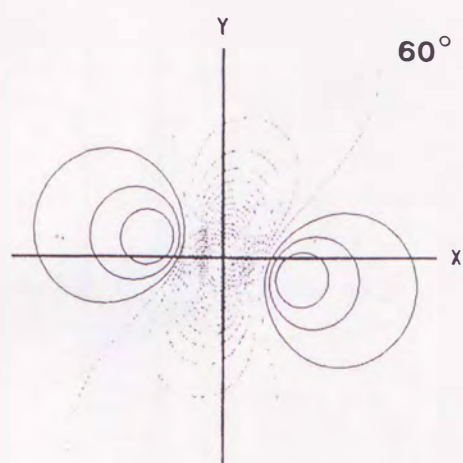


図 A. 10 等勾配磁図の θ による変化



$\frac{dB_z}{dy}$

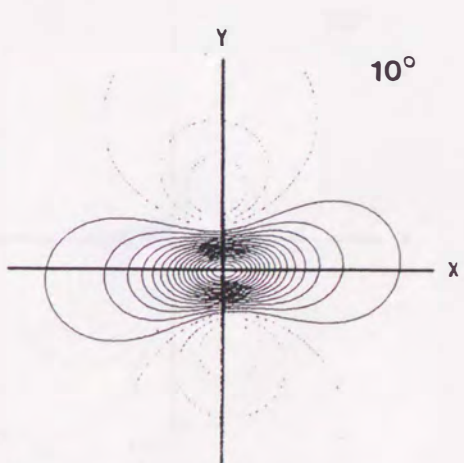
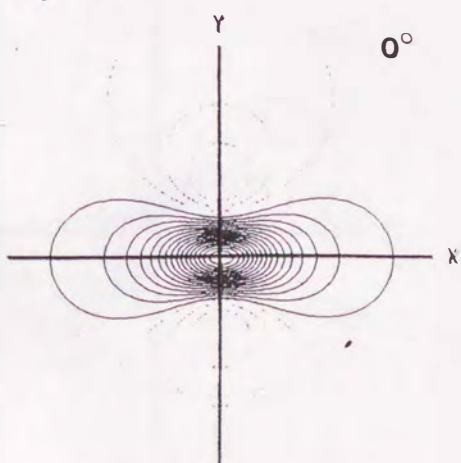


图 A. 10

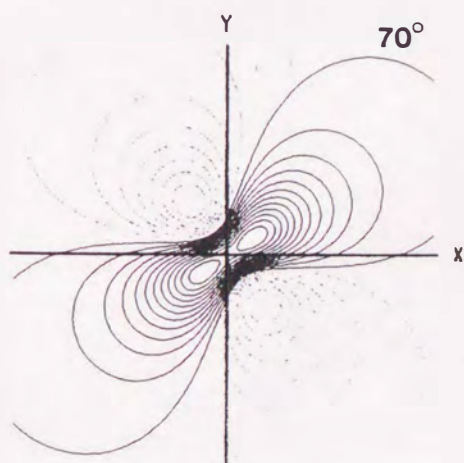
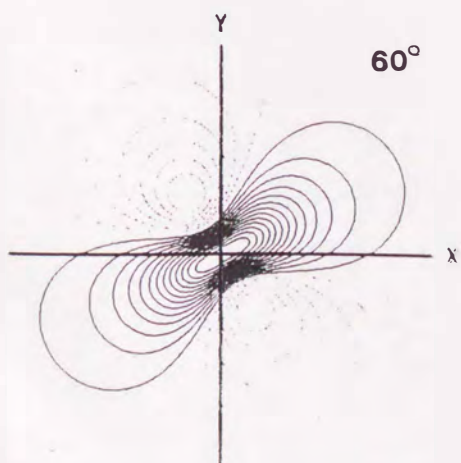
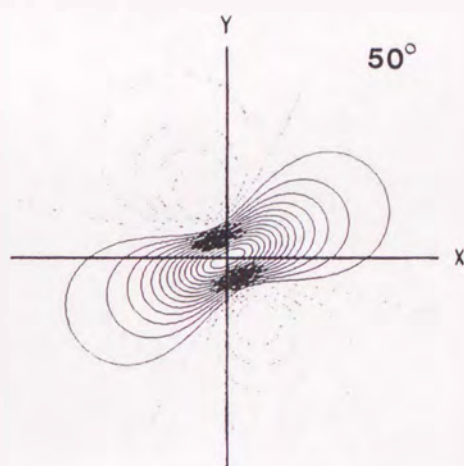
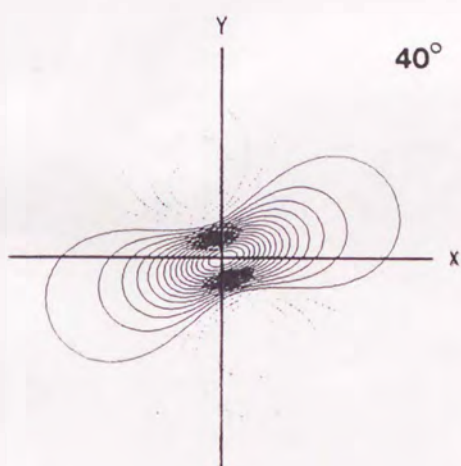
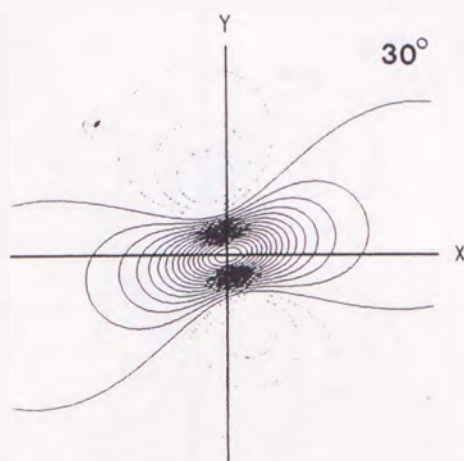
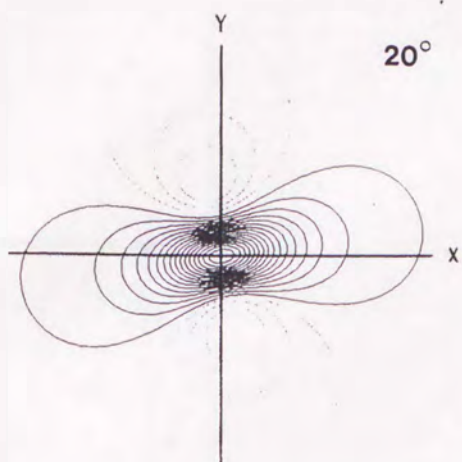


图 A. 10

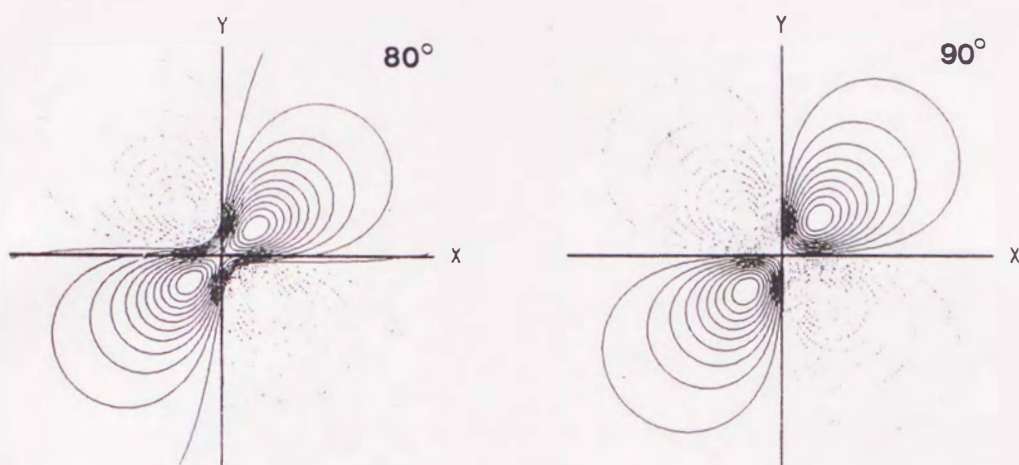


图 A. 10

