

3-8 モバイル SQUID 脳磁界計測装置の開発 —高温超伝導体磁気シールドと SNS 素子を用いて—

3-8 Mobile Whole-head SQUID System of SNS Junctions in a Superconducting Magnetic Shield

太田 浩 松井敏明
OHTA Hiroshi and MATSUI Toshiaki

要旨

高温超伝導磁気シールド装置と低雑音の SNS (超伝導体/常伝導金属/超伝導体) 接合の SQUID を組み合わせることによって、モバイル脳磁界計測装置を実現している。この装置は、パーマロイ磁気シールド室を用いる従来の SQUID より百倍以上高感度である。SNS 接合では、デバイスサイズと電子・ホールのだ・プロイ干渉波の波長がコンパラブルなメゾスコピック系を形成している。完成した SNS 電子波接合の一般論は、プランクの熱輻射理論に匹敵する美しい理論である。SQUID 装置の最大の長所の一つは、動物ではなく、ヒトの脳を非侵襲に測れる点にある。SQUID 装置はミリ秒の応答速度を持ち、脳モデルの検証に向いており、長潜時で、注意、学習、記憶などを調べることができる。自閉症、注意欠陥多動性障害、学習障害などの解明への寄与が期待される。2003 年、幕張メッセ国際展示場で開催されたナノテク 2003 においてデモ実験を行い、雑踏の中での脳磁界計測の成功により、心のケアのための移動診療所 (mobile clinic for mental care) への一歩を踏み出し、脳磁界のデータを蓄積しつつある。

[キーワード]

モバイル, SQUID, メゾスコピックジョセフソン接合, 超伝導磁気シールド, トニックモード・バーストモード, 視床・大脳皮質神経回路
Mobile, SQUID, Mesoscopic josephson junction, Superconducting magnetic shield, Tonic and burst mode, Thalamo-cortical network

1 はじめに

高温超伝導磁気シールド装置と低雑音の SNS (超伝導体/常伝導金属/超伝導体) 接合の SQUID を組み合わせることによって、モバイル脳磁界計測装置を実現できた (図 1)。SQUID (Superconducting Quantum Interference Device: 超伝導量子干渉計) は、超伝導電流の波動としての干渉を用いた高感度磁束計である。脳や心臓などから発生する微弱な磁界を検出することができ、X線CTやMRIに続く第三のCTスキャナー (断層撮影装置) として期待されている。

SQUID-CTは、神経電流が発生するごく微弱な磁界を検出することによって診断を行うため、X線CTなどに比べ人体に与える害がないなどのメリットがある。MRIは脳の皺など解剖学的

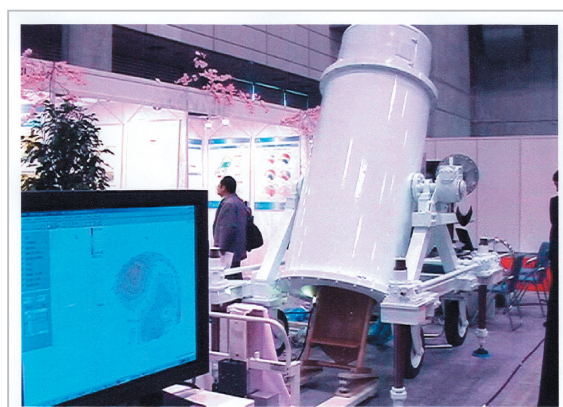


図 1 幕張メッセで動作中のモバイル装置

情報を得ることを得意としているのに対して SQUID は脳が寝ているのかものを考えているのかなどの機能を調べるのを得意としている。また、functional-MRI は酸素と結びついたヘモグロ

ピンを表示するため、反応は生理学的であり、神経電流の変化ほど応答は速くない。これに対し、SQUIDはf-MRIに比べ応答が早く、人間の感情の起伏などに追従できる。このSQUID-CTの開発に当たっては、低雑音のSNS接合の開発と、大型の高温超伝導体磁気シールドの製作の二つが大きな問題であった。

2 高温超伝導体磁気シールド

脳の神経電流が発生する磁界は非常に微弱で、その強さは地磁気と比べ約1億分の1である(図2)。そこで、地磁気を遮蔽する工夫が必須になってくる。従来型のSQUID脳磁界計測装置では、外部からの環境磁気雑音を遮蔽するためにパーマロイ(ニッケルを主成分とする高透磁率合金)でできた専用のシールド室が必要であった。しかし、今回、我々は、パーマロイよりも遮蔽効果の高い超伝導体による磁気シールド装置を開発した[1]-[4]。

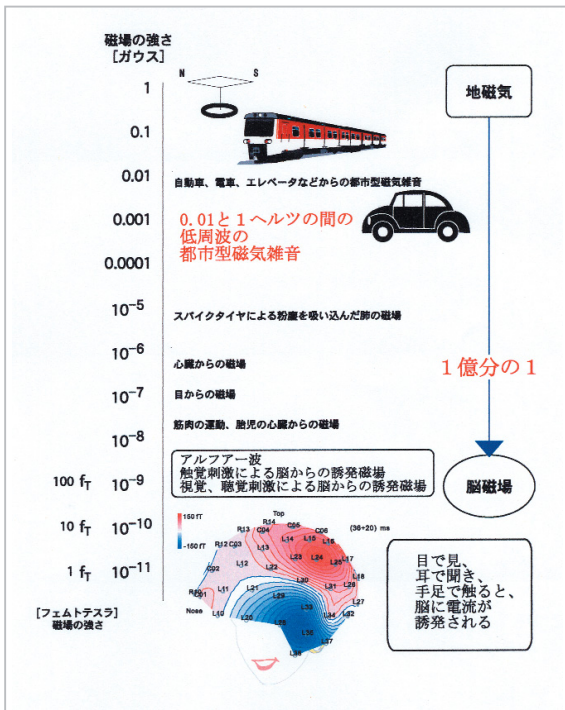


図2 微弱な脳磁界の検出—高感度センサーと高温超伝導体磁気シールドが必要

図3のグラフから、交通量(自動車)の多い(peak traffic)時には、交通量が少ない(light traffic)場合に比べて、0.01ヘルツから1ヘルツまで

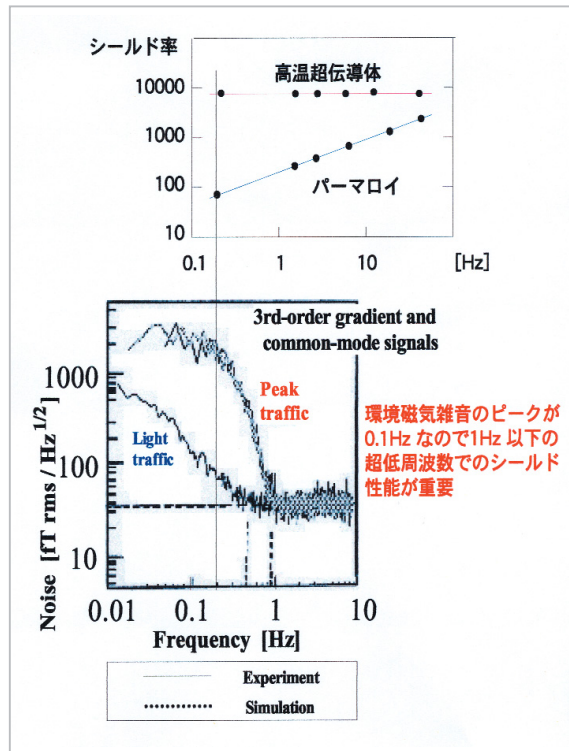


図3 高温超伝導体磁気シールドとパーマロイのシールド率の周波数依存性。都市型環境磁気雑音は超低周波数である。

の超低周波の磁気雑音が増大していることが分かる[6]。都市型環境磁気雑音の大部分は自動車の場合と同じく低周波磁気雑音である。したがって、磁気シールド装置は低周波磁気雑音を遮蔽できるものでなくてはならない。超伝導体磁気シールドは、シールド室などに用いられるパーマロイ(強磁性体)と異なり、超低周波でもシールド率が落ちないことが図3のグラフから分かる。超伝導体磁気シールドは超伝導体の完全反磁性の性質(マイスナー効果)を用いていて、強磁性体とは磁気シールドを行う動作原理が異なっている。

SQUID脳磁界計測の経験があった我々は、開発当初から交流法によって磁場に対するシールド率を測定したお陰で、高温超伝導体を持つ最大の長所を見落すことを免れることができた。これまでの一番良いデータでは、シールド容器内の磁界が、0.2Hzの外部磁界の3,000,000分の一まで減衰している。鉛を添加したビスマス系セラミック高温超伝導体 $\text{Bi}_x\text{Pb}_{(2-x)}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ の高温相で、直径65 μm 、長さ160 μm のシリンダーを製作し、人体をすっぽり囲むことで環境磁気雑

音を遮蔽している(図10)。直径65㌢、長さ160㌢のニッケルのシリンダーの内壁に銀を高温プラズマ熔射し、次に $\text{Bi}_x\text{Pb}_{(2-x)}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ を1ミリの厚さに、大気中で高温プラズマ熔射した。銀の層は、焼成時に高温超伝導体とニッケルが固溶するのを防止する。このビスマス系セラミックスの臨界温度は約100 Kである。しかし、約1週間にわたる焼成中に、直径65㌢、長さ160㌢のシリンダーのすべての箇所を約830度を中心にあ±5度以内に押さえなくては、100 Kの臨界温度を持つ超伝導体にはならない。このシリンダーは、液体窒素ではなく、密閉循環型ヘリウム冷凍機によって冷却されており、連続運転が可能であり、装置の維持管理が容易である。つまり、シリンダーの外壁に溶接されたパイプを流れるヘリウムガスによって冷却される。このためこのシリンダーを任意の角度に傾けてもシリンダー全体の温度の均一さが保たれ全体が超伝導状態に維持される。同一のSQUIDセンサを用いて、パーマロイシールドと超伝導磁気シールド内で測定した雑音スペクトルの比較を図5に示す。図に示したようにシールドの違いが1Hz以下で100倍以上の感度差を生むことが分かる。

実際に装置を組み上げる上で問題となったのが、高温超伝導シリンダーを病院など(天井の高さが約2.5㌢)へスマートに納め、液体ヘリウムの入った重さ約100kgのセンサー部分を頭の上にかに安全に配置するかであった。この問題を解決するために、長さ2.5㌢の金属円筒を任意の角度に傾斜できるようにし、重さ100kgのセンサー部分をチェーン・ブロックなどを用いること



図4 SQUID装置は水平方向に挿入する

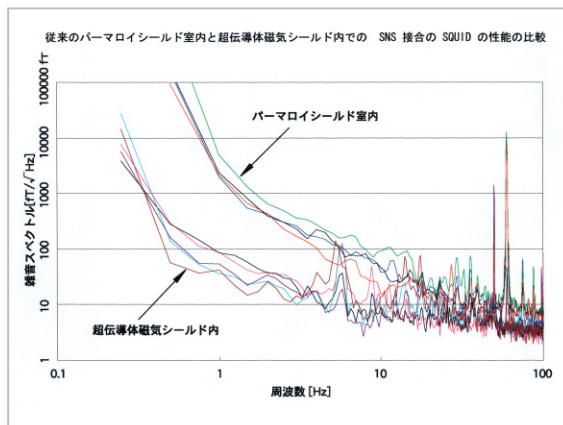


図5 1Hz以下で100倍以上の感度差がある。

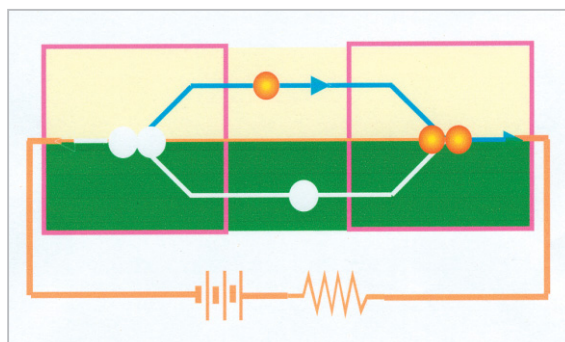


図6 メゾスコピック SNS 接合における Andreev 反射

なく現場で脱着できるようにした。図4のようにFRP断熱容器を水平方向に挿入したあと、図1のように全体をまっすぐ起こしてから液体ヘリウムを入れる。

3 電子波素子としてのSNS接合

この高温超伝導体磁気シールド用に最適化された全頭型(whole-head type)64-channel脳磁界計測装置を作製した。SQUIDはSNS(超伝導体-常伝導金属-超伝導体)接合を用いて作製した。

電子が波としての性質を示し始めるド・ブロイ波の波長 λ が $\lambda = h/p$ で与えられることはよく知られている。hはプランクの定数。分母の運動量 $p=mv$ として固体中の電子の運動量を選ぶと、ド・ブロイ波長は1nm以下となるが、化合物半導体では電子の有効質量mがその数十分の一になるため、ド・ブロイ波長が10nm程度となり電子ビームリソグラフィーで手が届く寸法になる。本装置のセンサー部の超伝導SNS素子の場合、分母の運動量は電気伝導に寄与する電子とホー

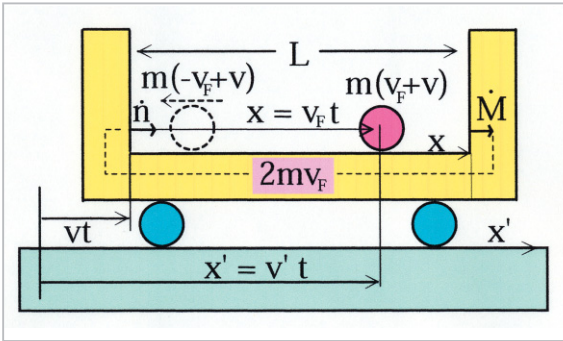


図7 SNS接合のビリヤードモデル

ルの運動量の差 $p = p_e - p_h$ になるため、ド・ブロイ波長 $\lambda = h / (p_e - p_h)$ は10nm程度となり、電子・ホール干渉波素子の作製が可能になる。事実、図9の超伝導体(S)/常伝導体(N)/超伝導体(S)素子のN領域の長さは10nm以下、厚さは10~13nm、幅は150nm程度以下で、デバイスサイズと電子・ホールのド・ブロイ干渉波の波長がコンパラブルなメソスコピック系を形成している。

完成したSNS電子波素子の一般論は、言及に値する優美さを備えている。クリーンリミットの場合、図7のビリヤードモデルによって説明できる。ビリヤードボールが壁にぶつかるごとに撃力を受けるので、運動方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial v_F} - \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{d}{dt} \left(\hat{p} + \frac{e}{c} \hat{A} \right)$$

$$= \left\{ m v_e + m v_h + \frac{e}{c} (A_1 + A_2) \right\} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \delta \left(t - \frac{nT}{2} \right)$$

ここで、 $v_e = v_F + v$, $v_h = v_F - v$,

$$A_1 = \frac{c \hbar \phi_1}{e(L + 2\xi)} = -A_2 = -\frac{c \hbar \phi_2}{e(L + 2\xi)}$$

この運動方程式を積分する。

$$\hat{p} + \frac{e}{c} \hat{A} = m \hat{v} + \frac{e}{c} \hat{A} =$$

$$= m v + \frac{\hbar(\phi_1 - \phi_2)}{2(L + 2\xi)} + m v_F \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2n-1)\omega t}{2n-1}$$

これを周回積分すると、振動項は零になる。

$$\oint \left(m \hat{v} + \frac{e}{c} \hat{A} \right) dx = \int_{-E/v_F}^{E/v_F} \{ L + 2\xi(p) \} dp + \hbar \phi =$$

$$= \frac{2LE}{v_F} - 2\hbar \left(\arccos \frac{E}{\Delta} - \frac{\pi}{2} \right) + \hbar \phi = 2\pi \hbar \left(N - \frac{1}{2} \right)$$

ここで $\xi(p) = \frac{\hbar v_F}{2\sqrt{\Delta^2 - v_F^2 p^2}}$ である。

この積分の結果から、Gutzwillerの跡公式によって、半古典的なグリーン関数が得られる。

$$G_{\text{semiclassical}} = \frac{1}{i\hbar\nu} \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left[-in \left(\frac{1}{\hbar} \oint p dx + \phi + \pi \right) \right]$$

状態密度は、このグリーン関数から、図6の軌道に対するBohr-Sommerfeldの量子化条件を含む形で次のようになる。

$$\rho(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\text{semiclassical}} =$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{n=-N}^N \delta \left[\left(\oint p dq + \hbar \phi \right) \nu - \left(n - \frac{1}{2} \right) 2\pi \hbar \nu \right]$$

$$= \delta \left(E - \Delta \cos \frac{\phi}{2} \right) + \delta \left(E + \Delta \cos \frac{\phi}{2} \right)$$

状態密度が求まれば、後は、すべての物理量の期待値を教科書どおりに計算できる。

$$F = -k_B T \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left(1 + e^{-E/k_B T} \right) \rho(E) dE$$

$$= -k_B T \left\{ \ln \left(1 + e^{-\frac{\mathcal{E}}{k_B T}} \right) + \ln \left(1 + e^{\frac{\mathcal{E}}{k_B T}} \right) \right\}$$

$$= -k_B T \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow} \ln \left(2 \cosh \frac{\mathcal{E}}{2k_B T} \right)$$

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_N =$$

$$= -k_B \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow} \{ f \ln f + (1-f) \ln (1-f) \}$$

$$E = F + TS =$$

$$= \mathcal{E} f - \mathcal{E} (1-f) = \sum_{\sigma=\uparrow, \downarrow} \mathcal{E} \left(f - \frac{1}{2} \right)$$

ここで、

$$\mathcal{E} = \Delta \cos \frac{\phi}{2} , \quad f = \frac{1}{e^{\mathcal{E}/k_B T} + 1}$$

これらの熱力学的ポテンシャルはすべて、電気伝導に寄与するN領域の電子からの寄与とホールからの寄与の和として表されている。そして、整頓した後のこれらのフェルミオン振動子の式が、次のボゾン振動子の式(プランクの黒体放射理論)と美しい対照性を示していることをPlanckの古典「熱放射論」を読んでいて気付くことができた[4][5]。

$$F = k_B T \sum_{\omega, \sigma} \ln \left(2 \sinh \frac{\hbar \omega}{2k_B T} \right)$$

$$S = -k_B \sum_{\omega, \sigma} \{ f_{\omega} \ln f_{\omega} - (1 + f_{\omega}) \ln (1 + f_{\omega}) \}$$

$$E = \sum_{\omega, \sigma} \hbar \omega \left(f_{\omega} + \frac{1}{2} \right)$$

$$f_{\omega} = \frac{1}{e^{\hbar \omega / k_B T} - 1}$$

我々が、この美しい対照性に気づいた時、我々のそれまでの理論計算は間違えていないという確信を得た。そして、この理論が非常にエレガントであるという事実が、random matrix によるダーティリミット弱結合の計算を最後まで遂行する勇気を与えてくれた。

透過係数 T_p が 1 と異なるもっと一般的な場合、電気伝導に寄与する N (常伝導体) 領域の電子とホールのエネルギー ε は次のようになる。

$$\varepsilon = \pm \Delta \sqrt{1 - T_p \sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

常伝導障壁を流れる超伝導電流は、上の自由エネルギーを微分して、次式で与えられる。

$$I = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial F}{\partial \phi} = \frac{e\Delta}{2\hbar} \sum_{p=1}^N \frac{T_p \sin \phi}{\sqrt{1 - T_p \sin^2 \frac{\phi}{2}}} \times \tanh \left(\frac{\Delta}{2k_B T} \sqrt{1 - T_p \sin^2 \frac{\phi}{2}} \right)$$

次の式が、これまで三つの独立な理論で説明されてきた図 8 のすべてのジョセフソン接合を统一的に説明する。つまり、3 種類の特性のすべては超伝導体電極間に設けた障壁における電子の通りやすさ (透過係数 T_p) の違いによって説明できる。

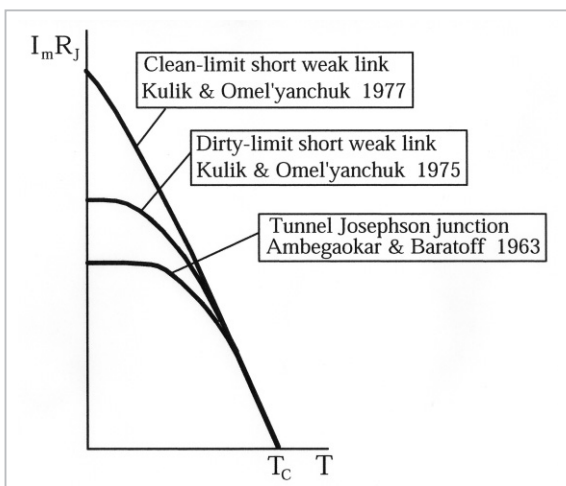


図 8 3 種類のジョセフソン接合

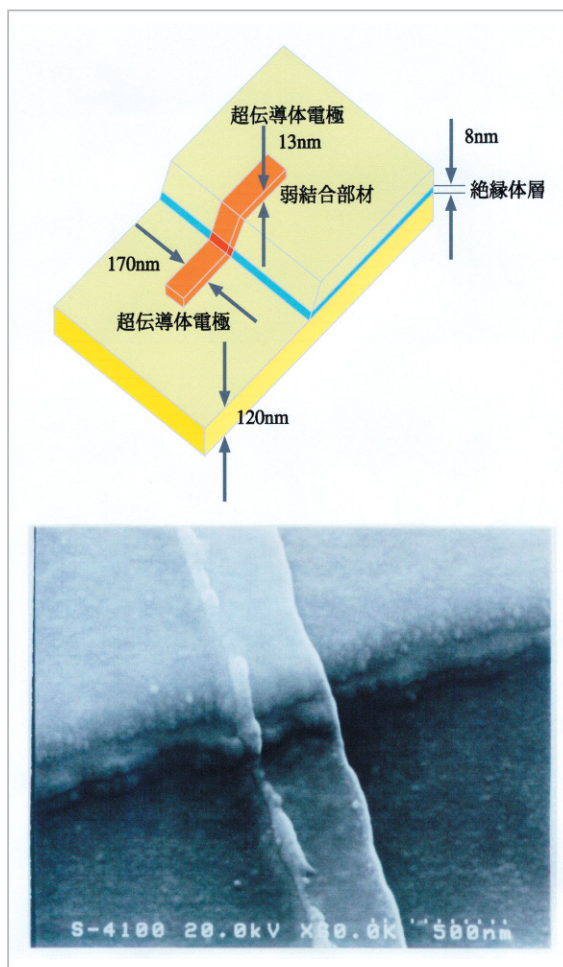


図 9 SNS 接合の構造と作製した SNS 接合

透過係数が小さくて「0」に近いとトンネル接合の温度依存性になり、大きくて「1」に近いとクリーンリミット弱結合素子、透過係数が 1 と 0 の間で統計分布を持つとダーティリミット弱結合素子になるのである。ちょうどマックスウェルの電磁場方程式が、電波、可視光、X 線などを波長の差によって统一的に説明したのと似ている。

その後、この一般論が、YBCO など高温超伝導体ジョセフソン接合の特性を説明できる唯一の理論となり、その一般性の高さ実証することになった。

3 種類の素子のうちクリーンリミット弱結合素子が、SQUID として一番低雑音である。SIS トンネル接合の絶縁層には電子が捕獲されたり解放されたりすることによって生じる低周波のテレグラフ雑音が存在する。SNS 接合の SQUID は、FET トランジスタも含めて絶縁体層を用いるデバイスに共通するテレグラフ雑音と呼ばれる低周波数の雑音が小さいためである。

4 脳磁界計測の実験

今回の脳磁界計測の実験では、図10に示したように、右の手首の正中神経を電流パルスによって刺激して左脳の反応を調べた。図11-13が、64チャンネルのSQUID脳磁界計測装置からの信号である。64-channel SQUIDは、5 fT(10⁻¹⁵Tesla) / Hz^{1/2}程度の感度を持っている。100Hzの帯域で測った場合50 fTの感度になる。100回程程度の加算平均で50 fTの感度の信号を十分高いS/N比(信号対雑音比)で測定できる。また、脳の活動部位(図12の矢印)が、MRIのデータの中心溝(central sulcus)に一致している。特に図12の左側の二つの図で、この活動部位の赤い矢印を「右ネジ」の方向に回した場合の回転方向に一致する向きの脳磁場が発生していることを容易に確認できる。

図13は、今度は横軸を時間として、64チャンネルを同時に表示したものである。250 ms以降の長潜時に6 Hzのシータ・リズムが観測されている。特に、長潜時におけるシータ・リズムの振動の節の部分のくびれが細いことは、この装置の低周波雑音が小さいことを端的に示している。正中神経刺激など単純は感覚刺激による脳

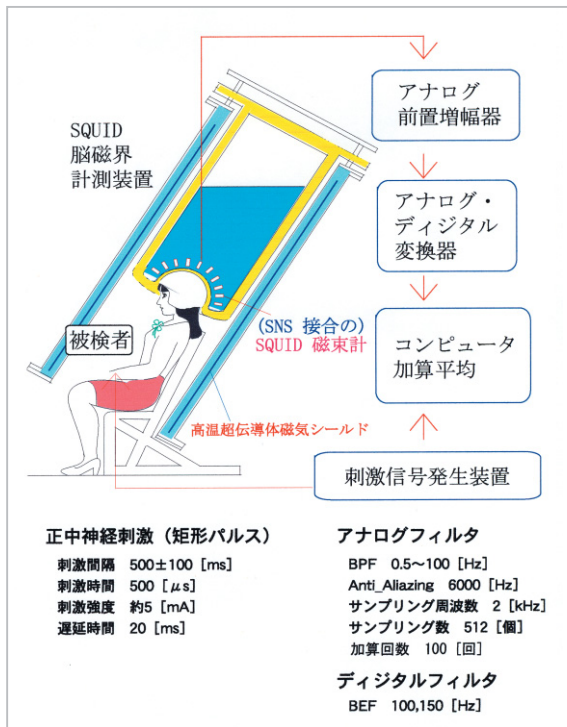


図10 脳磁界計測の全体図

右手正中神経を刺激した時の脳磁界の時間変化
 - 66 ms から 110 ms の間に神経電流の向きが逆転している -

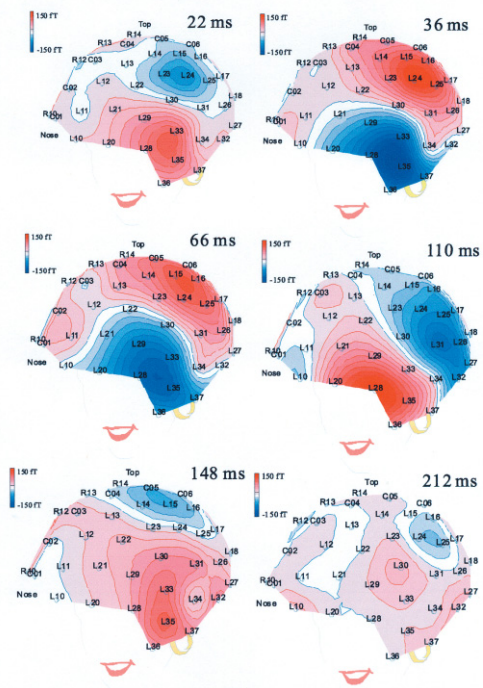


図11 右手正中神経刺激に対する反応。刺激後66msと110msでは磁場の極性が反転しており、神経電流の向きが逆転している。

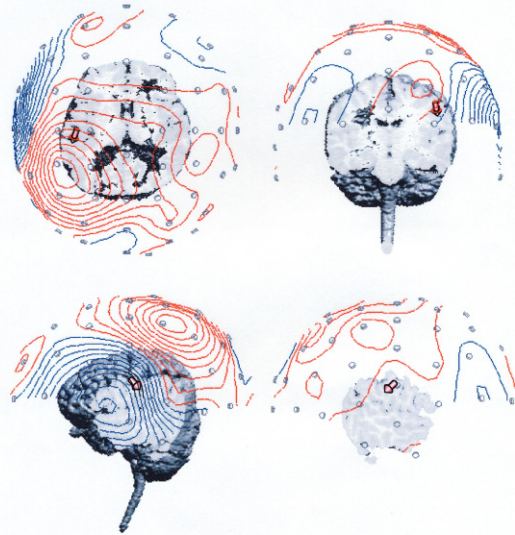


図12 SQUIDのデータとMRIのデータの比較。正中神経の刺激によって活性化される部位(赤い矢印)がMRIデータの中心溝(central sulcus)に一致している。

磁界は一般には250 ms ぐらいまでに終わってしまう。250 ms 以降の長潜時の信号は、第2体性感覚野などに現れ、脳のより高次の機能と関係している。長潜時に観測されるこれらの律動性

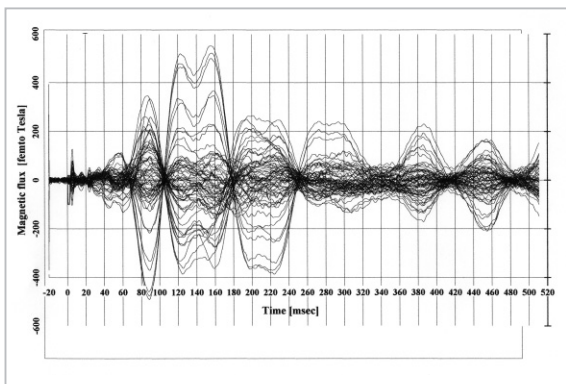


図13 高温超伝導体磁気シールドを用いた64チャンネル全頭型SQUID脳磁界計測装置からのデータ。

後発射 (rhythmic after-discharge) は、後脱分極 (after-depolarization) か、後過分極 (after-hyperpolarization) による。そして、モノアミン (ドーパミン、ノルアドレナリン、アドレナリン、セロトニン、アセチルコリン) が、シナプシス後細胞に届いた他の神経細胞が起こす活動を増強することが知られている。

この点をより詳しくみるために、長潜時の脳の機能について、視床の例を調べてみよう。臭覚以外の触覚、視覚、聴覚などのすべての感覚入力は視床を経て、大脳皮質に伝えられる[10]。この視床の relay neuron は単独で、図14に示したように膜電位 (membrane potential) に依存した周波数でリズムを発生できるのでペースメーカーとして働く。Wang や Hindmarsh and Rose の視床の標準的なモデルは類似の結果を与える [8][9]。静止膜電位より浅い脱分極 (depolarized state) のリズムは rhythmic (あるいは tonic) mode (図14の (a) と (b) のグラフ) と呼ばれ、静止膜電位より深い過分極 (hyperpolarized state) のリズムは burst mode (図14の (e)、(f)、(g)、(h)、(i)、(j)、(k) のグラフ) と呼ばれている [7]。

図14の (c) のように振動していない状態でも、青斑核のノルアドレナリからマイネルト基底核経由のアセチルコリンなどによる興奮性 (Excitatory) 入力を受けると rhythmic mode で振動し、縫線核経由のセロトニンによる抑制性 (Inhibitory) 入力を受けると burst mode で振動する。図14の (e) で3分の1の分周、図14の (f) で2分の1の分周機能が観測されている。

図15をみるとその分周のメカニズムが分かる

が、電子回路のマルチバイブレータの分周回路と似ている。ここでは5分の1の分周になっている。何分の1の分周にするのかを決めているのが、電子分周回路のバイアス電圧に相当する過分極活性化型陽イオンチャンネルの電流 hyperpolarization-activated cation current I_h でその時定数は

$$\tau_h = \left\{ \exp\left(\frac{V+66.4}{9.3}\right) + \exp\left(-\frac{V+81.6}{13}\right) \right\}^{-1}$$

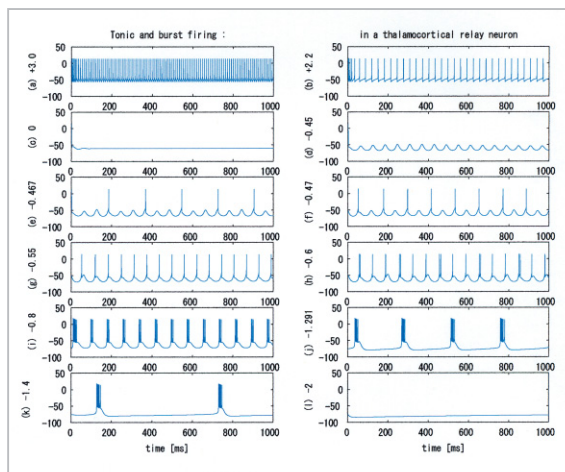


図14 視床のリレー・ニューロンのペースメーカー動作。抑制性入力 (膜電位) 依存症。

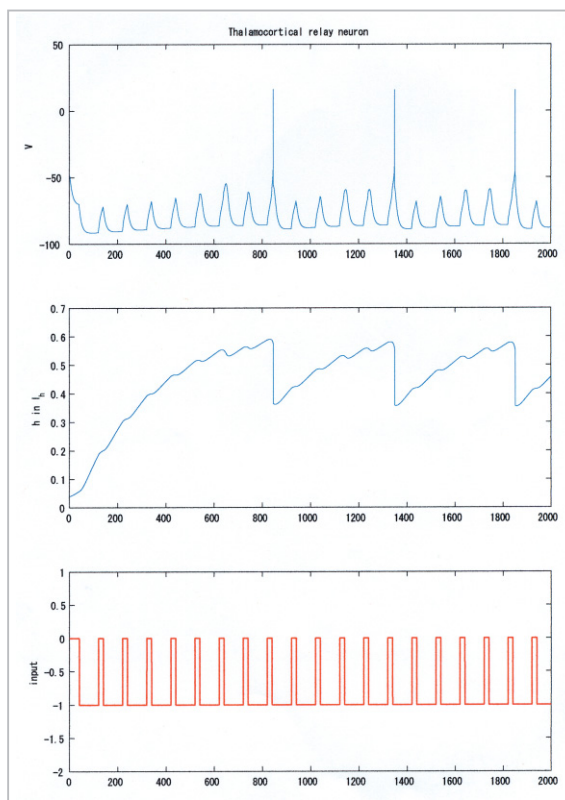


図15 視床のリレー・ニューロンの5分の1分周のメカニズム。時定数が1000ms = 1秒程度に長い。

であり、膜電位 $V = -74.5$ [mV] の時、約1秒の最大値を持つ。この逆数は1Hzであり、この I_h の効果を調べるには、1Hz以下で低雑音であることが要求される。 I_h は、視床、海馬だけでなく、心拍数も制御している。一般に、カリウムイオンチャンネルやカルシウムイオンチャンネルの関与する記憶、学習などは時定数の長い現象である。

これまでの解釈では、rhythmic modeは入出力間の直線性がよく transmission modeとも呼ばれて、目覚めた状態での感覚情報の伝達に寄与し、burst modeは入出力間の関係が非線形で感覚情報の伝達には向かず、睡眠状態か病的な発作に対応すると考えられてきた。しかし、最近の実験データによると、awake stateの多くの動物でburst modeのリズムが観測されており、awake stateにおける特殊な情報伝達に寄与していることが明らかになってきた。人間の脳は、脱分極状態のリズムと過分極状態のリズムとを巧みに使い分けて、「覚醒」(arousal)や「選択的注意」(serective attention)を制御している。目の焦点を目的物に合わせるfocal attentionでもそうであ

る。

高温超伝導体磁気シールドと、テレグラフ雑音の小さい SNS 接合とを用いているために、信号の中長潜時における雑音が少なく、人間の脳の高次機能を調べたり、脳幹などの脳の深いところを調べるのに向いていると言えるであろう。

5 おわりに

SNS素子のSQUIDと高温超伝導磁気シールドを用いたモバイル脳磁界計測装置を完成し、100人以上の被検者の脳磁界を計測してきた。

図5に示したように、パーマロイシールド室を用いるSQUID装置より100倍以上の高感度で、雑音の少ないデータが得られる。

無侵襲な断層撮影装置である脳磁界計測装置は、人間の脳の動的な変化を調べるのに向いており、人間の脳機能に対する理解そのものであるニューラルネットワークモデルの検証に用いられることになる。そして、人間を測定対象にできることから、自閉症や注意欠陥性多動性障害、学習障害の診断への応用が期待される。

参考文献

- 1 H. Ohta, M. Aono, T. Matsui, Y. Uchikawa, K. Kobayashi, K. Tanabe, S. Takeuchi, K. Narasaki, S. Tsunematsu, Y. Kamekawa, K. Nakayama, K. Koike, K. Hoshino, H. Kotaka, E. Sudoh, H. Takahara, Y. Yoshida, K. Shinada, M. Takahata, Y. Yamada, IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol.9, 4073,1999.
- 2 H. Ohta, T. Matsui Supercond. Sci. Technol. 12, 762, 1999.
- 3 H. Ohta, A. Koike, K. Hoshino, H. Kotaka, E. Sudoh, K. Kato, H. Takahara, Y. Uchikawa, K. Shinada, M. Takahata, Y. Yamada and T. Matsui, IEEE Trans. Applied Superconductivity, MAG-27,1953,1993.
- 4 H. Ohta, T. Matsui, Y. Uchikawa, K. Kobayashi and M. Aono, Physica C, Vol. 352, 186, 2001.
- 5 H. Ohta, T. Matsui, Physics and Applications of Mesoscopic Josephson Junction ed. by H. Ohta and C. Ishii, The Physical Society of Japan, Tokyo Japan, 1999.
- 6 J. Vrba, SQUID Sensors : Fundamentals, Fannication and Applications ed. by H. Weinstock, Kluver Academic Publishers, Tokyo Japan, 1995.
- 7 R. R. Llinas, Science, Vol. 242, 1654.
- 8 X. -J. Wang, Neuroscience, Vol. 59, 1994, 21.
- 9 J. L. Hindmarsh and R. M. Rose, Phil. Trans. R. Soc. Lond. B (1994) 346, 129; (1994) 346, 151; (1994) 346, 165.
- 10 E. R. Kandel, J. H. Schwartz and T. M. Jessell, Principles of Neural Science Fourth edition, McGraw-Hill, 2000.



おおた ひろし
太田 浩

無線通信部門ミリ波デバイスグループ
専攻研究員 理学博士

まつい 敏明
松井敏明

無線通信部門ミリ波デバイスグループ
リーダー
高周波精密計測、ミリ波要素技術

フォトニクス技術／モバイル SQUID 脳磁界計測装置の開発―高温超伝導体磁気シールドと SNS 素子を用いて―

