

光ポンピング磁気センサの開発と脳磁界計測

Development of Optically Pumped Magnetometers and Application to Magnetoencephalography

伊藤 陽介

京都大学 大学院工学研究科

Yosuke Ito

Graduate School of Engineering, Kyoto University

The application of optically pumped magnetometers (OPMs) to magnetoencephalography (MEG) has been actively studied in recent years. MEG is a non-invasive technique for measuring neural activity in the brain, and due to the recent helium shortage, OPM sensors are being explored as an alternative to conventional SQUID sensors. This paper discusses the principles and performance evaluation of SERF OPMs and scalar-mode OPMs, as well as their application to visually evoked magnetic field measurements.

1. はじめに

脳磁界計測 (magnetoencephalography: MEG) は脳内の神経細胞の発火に伴って生じる磁界を計測する技術である。脳の大脳皮質は、細胞構築の違いにより領域が分けられており、各領域は固有の機能を担っている。このことを機能局在と呼び、脳のどの部分が発火しているかを調べることで、脳機能の可視化やブレイン・マシン・インターフェース等の応用が可能となる。神経細胞1つで生じる磁界は微々たるものであるが、大脳皮質のある領域が賦活する際には、10,000 個を超える神経細胞が同期的に発火するため、頭表では数～数十 fT の磁場が観測されることとなる [1]。

脳機能を計測する技術には脳磁界計測のほかにも、皮質脳波計測 (electrocorticography: ECoG) や、脳波計測 (electroencephalography: EEG), 機能的磁気共鳴画像法 (functional magnetic

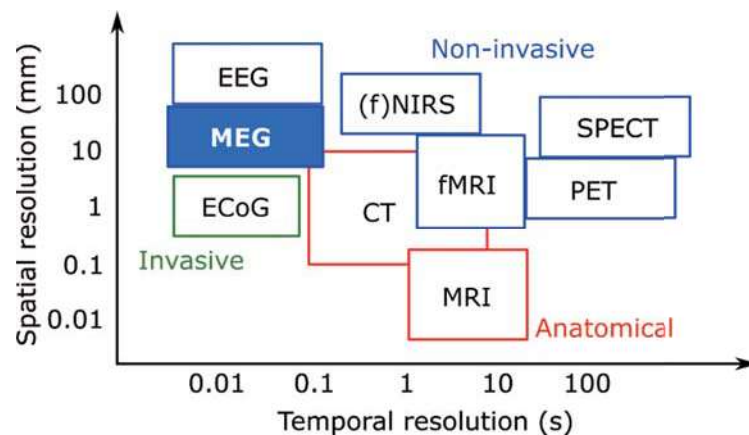


図 1. 脳機能計測法の時空間分解能. CT や MRI は形態画像を取得する手法であり、それ以外の手法が機能画像を取得する手法である。

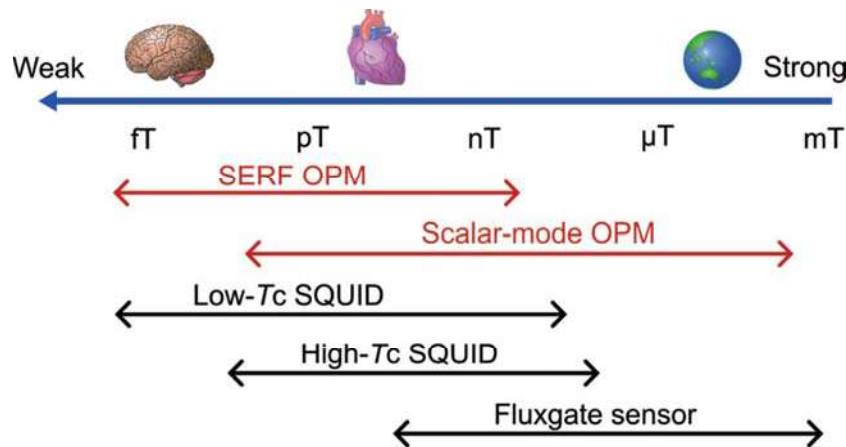


図 2. 主な磁気センサと計測範囲.

resonance imaging: fMRI), 機能的近赤外分光法 (functional near-infrared spectroscopy: fNIRS) などが存在する (図 1 参照). 時空間分解能の高い手法は ECoG であるが, これは, 開頭手術により脳表に電極を配置するものであり, 侵襲性が高く一般的に利用できる手法ではない. fMRI や fNIRS は脳の賦活に伴う代謝活動を観測するものであり, 詳細は参考文献 [2] などを参照いただきたいが, 実際の神経活動から遅れて信号が観測されるため, 時間分解能に制限がある. その代わりに, fMRI は断層画像を得られるため空間分解能が高く, fNIRS は装置の小型化が可能で可搬性に優れる. EEG は, 神経細胞の発火により生じた電位差を頭表に配置した電極で検出するものである. MEG と起源の同じものを計測するものではあるが, 人体の導電率が部位 (大脳皮質や脳髄液, 頭蓋骨等) によって異なることから, 信号源の推定をすることが難しいという問題がある. 近年では装置が安価になってきているなど, 使用しやすい環境になっている.

MEG は前述のとおり, 神経細胞の同期発火に伴う磁界を計測するものであり, 非侵襲に計測が可能で, なおかつ人体の透磁率は部位によらず一定であることから信号源の推定精度も高い. また, AI を用いた脳信号デコーディングについて, MEG を利用すると誤り率が EEG の半分以下になるという報告が米国 Meta 社より最近なされるなど注目されている [3]. しかしながら, 図 2 に示すように検出される信号が地磁気の 10 億分の 1 程度であるため, 高感度な磁気センサと高性能な磁気シールドとを必要とする. 従来, MEG 用の磁気センサとして超伝導量子干渉素子 (superconducting quantum interference device: SQUID) を用いた磁束計が用いられてきた. SQUID は 1964 年に開発されてから 60 年経ち, 成熟した技術に基づいた安定性や高い計測感度を誇る. しかしながら, その動作には液体ヘリウムが必要であり, 近年の液体ヘリウムの高騰や不足により代替のセンサが望まれ, 液体窒素で動作する高温 SQUID の検討が進んでいるところである [4]. また, 高性能な磁気シールドは透磁率の高いレアメタルの合金で作られるため, 人が入室可能な物となると, 価格は数千万円にも及ぶ. 以上のように, 高額なセンサや磁気シールドが MEG の問題点となっている.

これらの問題に対して, 極低温環境を必要としない光ポンピング磁気センサ (optically pumped magnetometer: OPM) の研究・開発が進められている. OPM はアルカリ金属原子のスピンと光の相互作用を利用したものである. OPM の研究も 1960 年代に開始されているが [5], 当時は SQUID 磁束計と比較して計測感度が悪かったことから磁気センサとして研究はあまりなされていなかった. その後, 半導体レーザの開発やスピン交換緩和フリー (Spin Exchange Relaxation

Free: SERF) と呼ばれる計測感度の高まる条件の発見 [6] などにより計測感度が向上していき、現在では $160 \text{ aT/Hz}^{1/2}$ の計測感度が実現されている [7]. 近年では、前述のヘリウム不足を背景に、急速に MEG の分野で応用され始めている [8]. また、広いダイナミックレンジをもつスカラ型 OPM という動作条件では、磁気シールドなしに地磁気環境下で高精度な計測が可能となる. Limes らはこのスカラ型 OPM を用いて、地磁気環境下で MEG を計測した [9]. 本稿では、これらの特長を有する SERF OPM とスカラ型 OPM について解説し、それらの脳磁界計測への応用について述べる.

2. 光ポンピング磁気センサの原理

OPM には主にアルカリ金属原子が用いられる. ここでは、アルカリ金属原子を用いた OPM について、スピン偏極の生成方法、SERF OPM やスカラ型 OPM の計測原理について述べる.

2-1. 光ポンピングによるスピン偏極の生成

アルカリ金属原子は最外殻電子を 1 つだけ有するため電子構造は単純であるが、多くの場合核スピンを有しており、超微細構造 (hyperfine structure) を考える必要がある. 図 3 に核スピン $I=3/2$ を有するアルカリ金属原子の超微細構造のエネルギー準位を示す. アルカリ金属原子群に、基底状態 ($^2S_{1/2}$) と励起状態 ($^2P_{1/2}$) とのエネルギー差に対応する周波数を有し、なおかつ $+1$ の角運動量をもつ円偏光 σ_+ を照射すると、基底準位のアルカリ金属原子は、角運動量保存則により磁気量子数が $+1$ されつつ、励起状態に遷移する (optical pumping: 光ポンピング). この後、励起したアルカリ金属原子は脱励起 (quenching: クエンチング) により基底準位に戻ろうとするが、光ポンピングが一方向にのみ存在するため、アルカリ金属原子群全体の状態分布は最終的に磁気量子数の大きな基底状態に偏る. これをスピン偏極 (spin polarization) と呼ぶ. 実際は、脱励起の際には元の磁気量子数の準位に戻る確率が高く、また脱励起光が状態分布に影響を与えたりする. ここで、アルカリ金属原子に加えてバッファガスとしてヘリウムを添加すると、ヘリ

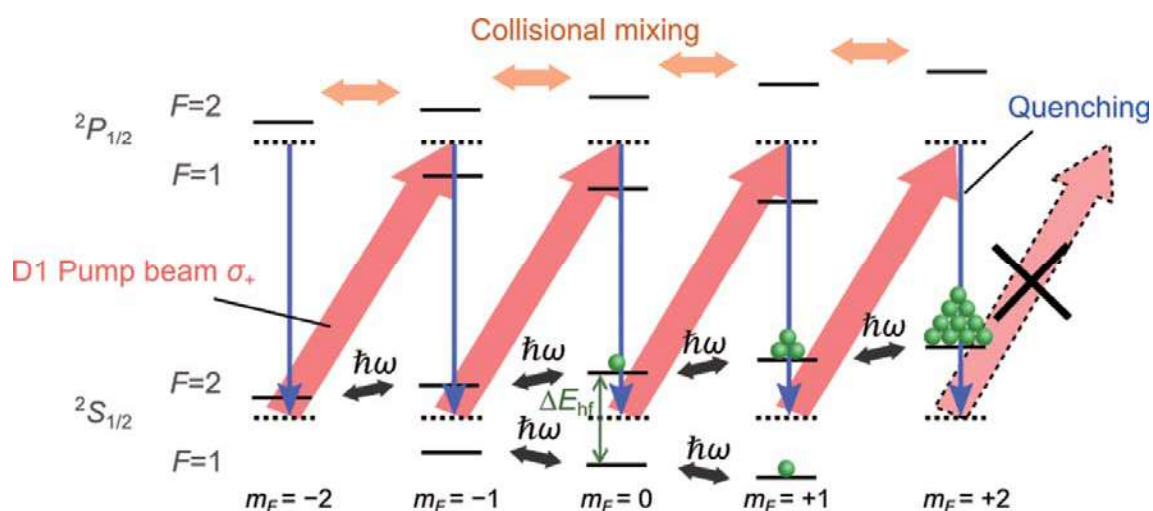


図 3. 核スピン $I=3/2$ を有するアルカリ金属原子の超微細構造のエネルギー準位. 励起エネルギーに対応する周波数を有する円偏光を照射すると、光ポンピングにより励起されると同時に磁気量子数が $+1$ だけシフトし、クエンチングにより基底状態に戻る. これを繰り返すことで最終的にスピンの存在確率に偏りが生じる.

ウムとの衝突により励起状態の状態分布が平滑化され、元の磁気量子数に脱励起する確率が減少する。さらにクエンチングガスとして窒素を添加すると、脱励起光が窒素分子に吸収されることで、脱励起光によるスピン偏極の緩和 (relaxation) が抑えられる。

2-2. 磁界の計測原理

OPM は様々な分類が存在する。レーザ光の使用数で分類すると、1 つだけ使用する 1 軸型の OPM [10] や、2 つ使うポンプ・プローブ型 OPM などがある。計測する磁場の成分で分類すると、3 軸方向の成分を計測するベクトル型と絶対値のみを計測するスカラ型とが存在する。また、特殊な条件下でのみ動作する SERF OPM などもある。ここでは、OPM の中で特に磁界の計測感度の高いポンプ・プローブ型の SERF OPM とスカラ型 OPM の計測原理について述べる。

ポンプ・プローブ型 OPM の主な構成を図 4 に示す。ポンプ光とプローブ光は直交している。センサセル内には、カリウムやルビジウム等のアルカリ金属と、ヘリウム、窒素が封入されており、センサセルを温めることでセンサセル内にアルカリ金属の蒸気を充満させる。そこに円偏光のポンプ光を入射させることで、アルカリ金属原子にスピン偏極を生成する。スピン偏極は次の Bloch 方程式に従った挙動をすることが知られている。

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{\gamma^e}{q} \mathbf{S} \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{R}_{\text{OP}}}{2q} - \frac{\mathbf{S}}{T_2} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{S}$ はスピン偏極、 $\mathbf{B}$ は磁界、 γ^e は孤立電子の磁気回転比、 q は核スピンによるスローダウンファクタ、 $\mathbf{R}_{\text{OP}}$ は光ポンピングレート、 T_2 はスピン緩和時間である。式 (1) の右辺第一項は、磁界の影響によりスピン偏極が歳差運動することを表しており、第二項は光ポンピングによるスピン偏極の生成、第三項はスピン同士の位相がばらばらなものになることによるスピン偏極の緩和を表している (複数の棒磁石を同じ向きに並列に並べて手を離すと反発してそれぞれ異なる

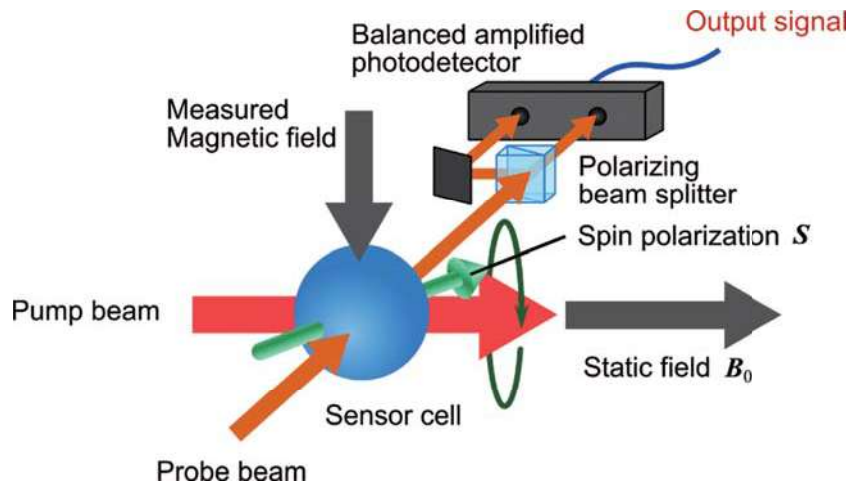


図 4. ポンプ・プローブ型 OPM の構成。アルカリ金属原子を封入したセンサセルに円偏光のポンプ光を入射させ、スピン偏極を生成する。生成されたスピン偏極は静磁界を中心として歳差運動をする。この歳差運動と同じ周波数を有する磁界が入射すると、旋回半径が大きくなる、ここに直線偏光のプローブ光が入射すると、スピン偏極がプローブ光進行方向に成分をもつ場合に、偏光面の回転が起きる。これを偏光ビームスプリッタと差動増幅器により検出する。

る向きを向くのをイメージされたい)。ポンプ光方向に静磁界 $\mathbf{B}_0$ が存在する場合、スピン偏極は次の式で表される共鳴角周波数を有する。

$$\omega_0 = \frac{\gamma^e}{q} |\mathbf{B}_0| \quad (2)$$

計測対象磁界の角周波数 ω が ω_0 と一致している（共鳴している）とき、図 3 に示すようにスピン偏極が磁界のエネルギー $\hbar\omega$ を吸収して状態分布に変化が生じ、スピン偏極の旋回半径が大きくなる。歳差運動するスピン偏極に直線偏光のプローブ光を照射すると、磁気光学効果によりプローブ光の偏光面が回転する。その回転角 θ は次の式で表される。

$$\theta = cr_e f \int_{l_{\text{cell}}} n \frac{\nu - \nu_0}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} S_{\parallel} dl \quad (3)$$

ここで、 c は光速、 r_e は古典電子半径、 f は振動子強度、 ν はプローブ光の周波数、 ν_0 はアルカリ金属原子の共鳴周波数（吸収線の中心周波数）、 Γ は吸収線の圧力広がり幅、 l_{cell} はセンサセルのサイズ、 n はアルカリ金属原子の密度、 $S_{\parallel}$ はスピン偏極のプローブ光進行方向の成分である。式 (3) で得られる回転角は、偏光ビームスプリッタと差動増幅器により検出される。

2-3. SERF OPM の計測原理

SERF OPM は、スピン交換緩和の影響を無視できる SERF 条件で動作する OPM のことであり、これにより従来の OPM を超える高い計測感度での動作が可能となる。ここでは、SERF 条件について説明をする。先述の通り、スピン偏極の状態分布の変動が引き起こされるのは計測対象磁界の角周波数 ω が ω_0 と等しいときであるが、スピン緩和時間 T_2 が短い場合、アルカリ金属原子群の個々の原子のスピン位相が容易にばらばらになる。これにより、各スピンの共鳴周波数に差が生まれ、角周波数 ω の磁界を吸収できるスピンの総量が減り、結果的に θ の減少につながる。 T_2 が短くなる主な原因に、スピン交換衝突 (spin exchange collision) が存在する。これは、原子同士の衝突の際に衝突する原子同士がスピンを交換する衝突である。この衝突が起こると、衝突したスピンの歳差運動の向きが確率的に反転してしまい、スピン偏極を崩すこととなる。この問題を解決するために提案されたのが SERF 条件である [6]。

SERF 条件は、(1) アルカリ金属原子の密度が高く、(2) 印加される磁界の強度が微弱な場合に成立する。このとき、スピン交換衝突頻度 R_{SE} は $R_{\text{SE}} \gg \omega_0$ となり、スピン偏極が歳差運動を 1 周する際に多数回のスピン交換衝突が起こることになる。この場合、1 度目のスピン交換衝突でスピンの向きが変わっても、次のスピン交換衝突ですぐに元に戻るため、あたかもスピン交換衝突が生じていないかのように振る舞い、結果として T_2 が長くなる。印加される磁界が小さいという条件があるため、計測可能な磁界の周波数は小さくなるが、生体から生じる磁界の周波数はたかだか数百 Hz までであるので、この条件は容易に満たされる。

SERF OPM では、検出された磁気光学回転角 θ から式 (3) に基づいて $S_{\parallel}$ を求める。スピン偏極の挙動は式 (1) で決まるため、 $S_{\parallel}$ からは磁界の 3 軸成分のうちポンプ光とプローブ光との直交成分が得られる。 $S_{\parallel}$ は計測対象磁界の大きさに比例し、計測対象磁界の周波数で振動するため、 θ から直接的に磁界を推定することができる。

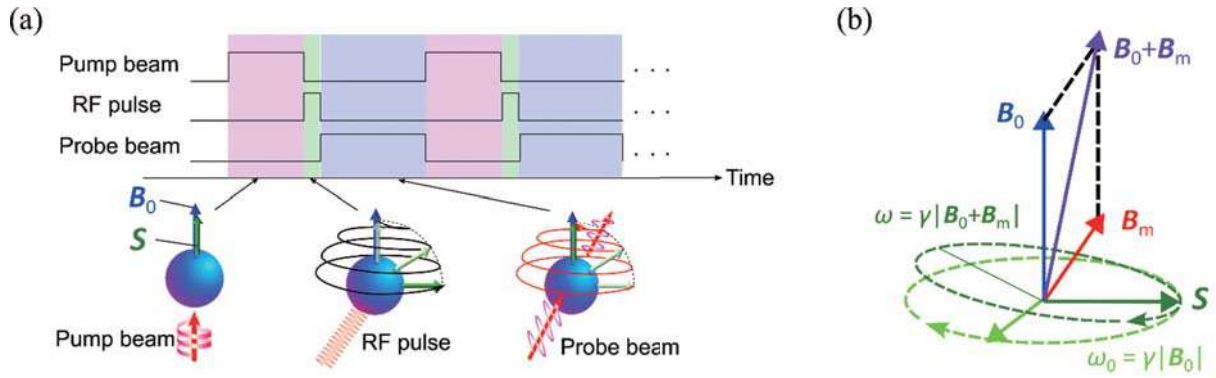


図 5. スカラ型 OPM の原理図. (a) まず、ポンプ光により、静磁場 B_0 と同じ方向にスピン偏極を生成する。その後、RF 磁界によりスピン偏極を倒し、旋回半径を大きくする。スピン偏極は RF 磁界を切ると、歳差運動しながら静磁界方向に戻っていくので、プローブ光により $S_{\parallel}$ を検出すると、歳差運動周波数で振動しながら減衰する FID が観測される。図は文献 [11] の図 1 を一部改変したものである。(b) 静磁界 B_0 に加えて計測対象の磁界が任意の方向に存在する場合、その合成磁界に対して共鳴角周波数が決定される。

2-4. スカラ型 OPM の計測原理

スカラ型 OPM は、式 (2) の共鳴角周波数が磁界の大きさによって変化することを利用する。図 5(a) にスカラ型 OPM のスピン偏極の操作手順を示す [11]。実験系自体は図 4 と同様であるが、ポンプ光をパルス的に照射する点異なる。まず、光ポンピングにより静磁界 B_0 と同じ方向にスピン偏極を生成し、その後、RF 磁界によりスピン偏極を倒す。これは図 3 の状態分布の変化に対応する。RF 磁界を切ると、スピン偏極は歳差運動をしながら、元の B_0 方向に戻ろうとする。ここで、プローブ光を入射すると $S_{\parallel}$ を検出することができ、共鳴周波数 ω_0 で振動しながら減衰する自由誘導減衰 (Free induction decay: FID) と呼ばれる現象が観測できる。

静磁界 B_0 のほかに計測対象磁界 B_m が存在する場合、その合成磁界の大きさで歳差運動の周波数が決まる。図 5 (b) にこの様子を示す。 $|B_m| \ll |B_0|$ の場合、 B_m がどの方向を向いていても $S_{\parallel}$ 成分が存在するため、 $|B_0|$ が大きい地磁気環境下などでも計測が可能となる。得られた FID の周波数から式 (2) を用いることで、磁場の絶対値を算出することができる。

3. OPM による脳磁界計測

3-1. SERF OPM による計測結果

図 6 に SERF OPM の性能評価実験の結果を示す。これらの結果はすべて 3 層の磁気シールド内での原理検証実験によるものである。図 6(a) は、共鳴角周波数を変化させたときの磁気共鳴線幅を計測した結果である。磁気共鳴線幅はスピンの位相のばらけ具合に相当し、この逆数が T_2 に相当する。100 Hz あたりを境に共鳴線幅が大きくなっていることがわかり、SERF 条件が 100 Hz を超えると崩れていると考えられる。図 6(b) は、SERF OPM の計測感度を計測したものである。共鳴磁界は 100 Hz として実験を行った。式 (3) 内のアルカリ金属原子の密度や、プローブ光の強度、周波数、差動増幅器の増幅率などは実測することもできるが、既知の磁界に対する応答から出力信号と磁界強度の比を求めるほうが簡単である。そのため、100 Hz の参照磁界を印加し、それに対する応答を観測した。参照磁界が 45.6 pT の場合で 8.22 fT/Hz^{1/2}、5.7 pT の場合で 2.01 fT/Hz^{1/2} となった。参照磁場の大きさに雑音強度が変化したのは、信号を取得するオ

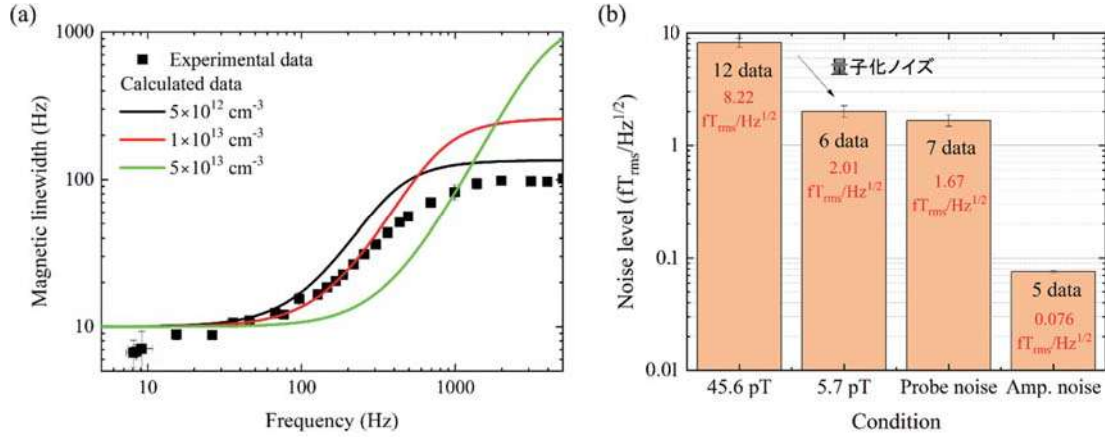


図 6. SERF OPM の性能計測．これらの実験は 3 層の磁気シールド内で実施された．(a) 共鳴角周波数 ω_0 の変化に対する磁気共鳴線幅の変化．磁気共鳴線幅の逆数が T_2 に対応する．理論曲線は文献 [12] を参考に，アルカリ金属原子の密度を変化させてプロットした．(b) SERF OPM のノイズスペクトル密度．左側 2 つは参照磁界の強度が 45.6 pT, 5.7 pT の場合について磁気ノイズの大きさをプロットしたものであり，右側 2 つはプローブ光のノイズと差動増幅器のノイズについて，磁気ノイズの値に換算したものである．

シロスコープのビット数が足りずに量子化ノイズが見えてしまったためである．ポンプ光を導入せずにプローブ光のみ入射させると，センサセルは磁気センサとしてはたらないため，プローブ光の光ノイズを観測することができる．これを磁気ノイズに換算すると $1.67 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ であり，差動増幅器の電気ノイズを磁気ノイズに換算すると $0.076 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ であった．ここで，光子数やアルカリ金属原子数のゆらぎにより生じるショットノイズ δB は，文献 [6] によると以下のように表される．

$$\delta B = \frac{1}{\frac{\gamma^e}{q} \sqrt{n T_2 V t}} \quad (4)$$

ここで， V はポンプ光とプローブ光の交差領域の体積であり， t は計測時間である．本実験の典型的な値は， $q=4$ ， $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ， $T_2 \approx 100 \text{ ms}$ ， $V \approx 3 \text{ cm}^3$ ， $t=1 \text{ s}$ であるので，ショットノイズは $10^{-2} \text{ fT/Hz}^{1/2}$ オーダとなり，実験で得られたプローブ光の光ノイズと比べ，2 桁ほど低い値となる．そのため，今回の性能評価では主にプローブ光の光源の不安定性や光路におけるゆらぎによる光ノイズが計測感度を制限することがわかる．

上記は原理検証のため，1 辺 5 cm ほどの大きさのガラスセルにポンプ光やプローブ光などを入射させていた．しかしながら，ヒトの頭部は成人男性でも直径 20 cm ほどと小さく，磁気センサの配置できるスペースは大きくない．そこで，我々は浜松ホトニクス株式会社との共同開発により，図 7(a) に示す小型 OPM モジュールを作製した [13]．これはセンサセルと光検出器が内蔵され，光ファイバにより外部からポンプ光およびプローブ光を導入するようになっている．図 7(b) のように，OPM モジュールを被験者の後頭部に装着し，3 層磁気シールド内で視覚誘発磁界の実験を行った．実験中，被験者は前方にあるスクリーンに表示されるチェッカーボードの白黒が反転するのを注視する．目から入った刺激は視神経を経由して後頭部にある視覚野に到達し，神経細胞を発火させる．神経細胞の発火までにおよそ 100 ms 程度かかることが知られている．図 7(c) が実際に後頭部の中心付近に配置した OPM モジュールで観測された信号である．

チェッカーボードを左右どちらかの視野に限定して呈示すると、その対側の視覚野が賦活する。そのため、呈示した視野の違いにより賦活する位置が変わることとなる。これにより OPM モジュールに入射する磁界の向きが変化することになるが、図 7(c) では確かに、100 ms 付近での信号が反転していることがわかり、視覚誘発磁界が検出されていることがわかる。

3-2. スカラ型 OPM による計測結果

スカラ型 OPM をモジュール化したものを図 8 に示す [14]。こちらのモジュールも SERF OPM モジュールと同様に光ファイバでレーザ光を導入している。センサセルは直方体のものを用い、ポンプ光とプローブ光とを 4 本ずつ通す構成となっている。OPM の計測領域は、ポンプ光とプローブ光とが交差した領域となるため、これで 4 チャンネル分のセンサが構成されている。4 チャンネルが入ったパッケージとしての大きさは 80 mm × 73 mm であり、現状では頭部

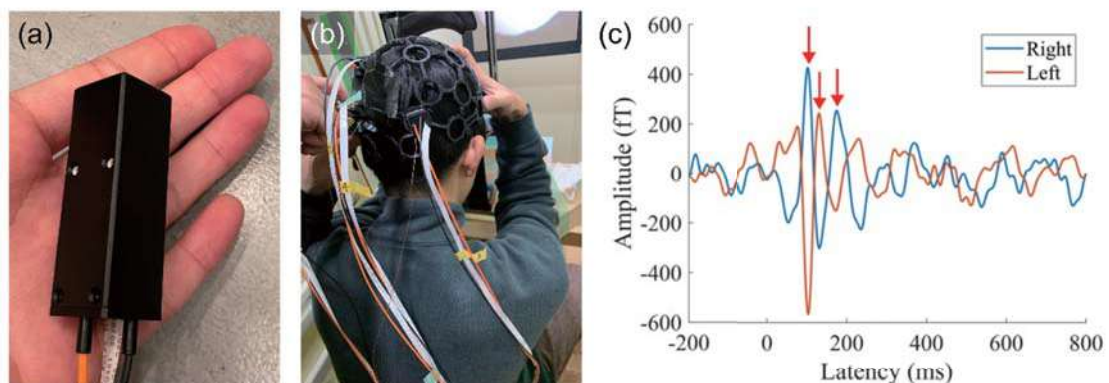


図 7. SERF OPM による視覚誘発磁界計測実験。(a) 開発した小型 SERF OPM モジュール。(b) 視覚誘発磁界計測の実験風景。被験者の後頭部に OPM モジュールを配置し、前方に置かれたスクリーンにチェッカーボード刺激が呈示される。(c) 視覚誘発磁界の計測結果。チェッカーボードの白黒が反転するタイミングを 0 秒とし、潜時が 100 ミリ秒程度でピークが観測される。刺激の呈示された視野によって極性が反転している。

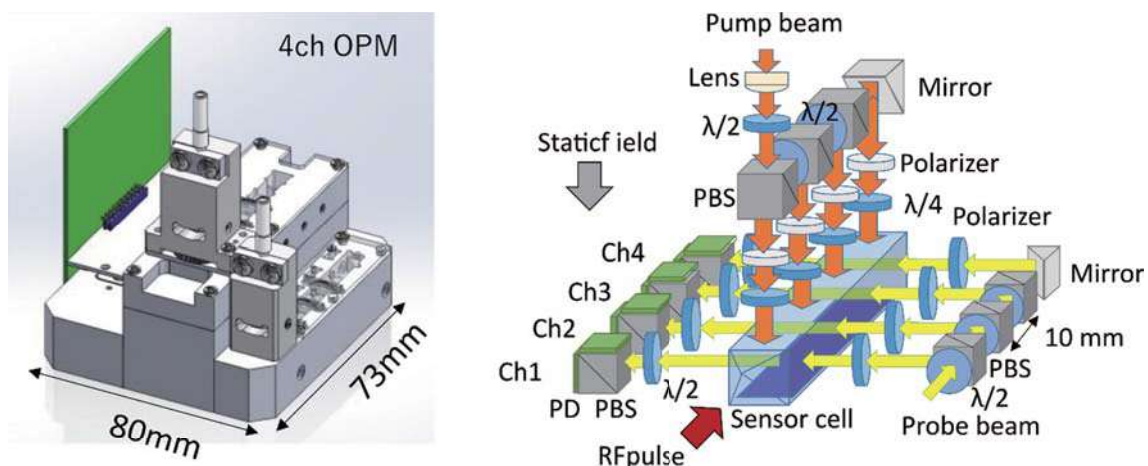


図 8. 4ch スカラ型 OPM モジュールの外観と内部構成。直方体のセンサセルに 4 本のポンプ光とプローブ光が入射する構造となっている。センサセルを通過したプローブ光は偏光ビームスプリッタ (PBS) と 2 つのフォトダイオード (PD) で構成されたポラリメータに入射して電気信号に変換された後、増幅器で増幅されて検出される。図は文献 [14] の図 1 を一部改変したものである。

に配置するには少し大きいプロトタイプである．このモジュールが複数のチャンネルを含んでいるのは，磁界の空間分布を計測する目的のほかに，チャンネルごとの信号間の差分を計算することで，空間的に均一にかかる静磁界や環境磁気ノイズの影響を排除して，センサ近傍の信号源からの信号を精度よく計測するためである．

図 9 にこのスカラ型 OPM モジュールの計測感度を評価した結果を示す．この実験は磁気シールドの外で実施した．1 Hz 以下の領域では， $1/f$ ノイズの影響によりノイズが大きくなっているが，10 Hz 以上の領域では，およそ平坦な特性が得られている．チャンネル 2 でのノイズは 20 ～ 30 Hz の範囲で約 $60 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ であったのに対して，チャンネル 2 とチャンネル 3 の信号の差分を取ると，約 $370 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ までノイズを低減することができた．しかしながら，図 7(c) の結果からわかる通り，脳磁界は大きくとも数百 fT であるため，引き続きモジュールの小型化と計測感度の向上に努めていきたい．

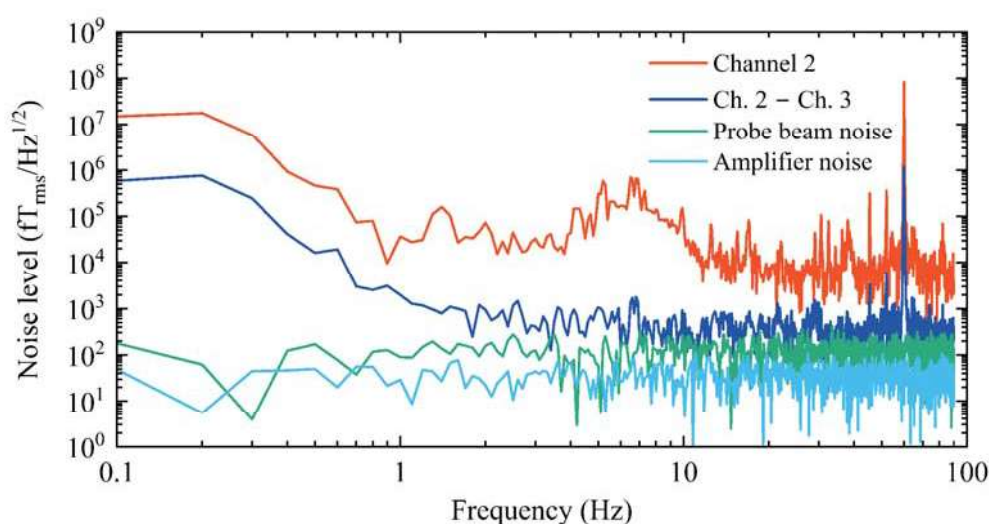


図 9. 磁気シールド外でのスカラ型 OPM モジュールの計測感度．1 つのチャンネルでは 20 ～ 30 Hz の帯域において約 $60 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ のノイズであるが，2 つのチャンネルの差分をとることで，約 $370 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ までノイズを低減することができる．図は文献 [14] の図 11 を一部改変したものである．

4. おわりに

OPM は，従来用いられてきた SQUID に匹敵する計測感度を極低温環境を必要とせず実現できる磁気センサである．現状では，安定性や信頼性の面で SQUID に劣っているが，今後研究が進むにつれてこの問題も解決されると考えられる．現在は MEG 等の生体磁気計測への応用が主に進められているが，ほかには量子計測や宇宙探索等にも応用が検討されているなど，その波及効果は大きい．我々も引き続き OPM の開発を進め，医療分野，ひいては社会に貢献したいと考える．

5. 謝辞

本研究成果の一部は，小林哲生 京都大学名誉教授が当研究室在職時に得られたものであり，当時より多くの助言やご指導をいただいた．また，SERF OPM は浜松ホトニクス株式会社電子管事業部から提供いただき，スカラ型 OPM については同社の中央研究所とともに開発したもの

である。また、本研究の一部は、JSPS 科研費 15K06106, 21H03807, 公益財団法人京都大学教育研究振興財団および公益財団法人コニカミノルタ科学技術振興財団から助成を受けて実施したものである。付記して謝意を示す。

参 考 文 献

- [1] 例えば, 原宏, 栗城眞也 (共編), 脳磁気科学 (オーム社, 1997) .
- [2] 宮内哲, 星詳子, 菅野巖, 栗城眞也, 脳のイメージング (共立出版, 2016) .
- [3] Jarod Lévy, *et al.*, <https://ai.meta.com/research/publications/brain-to-text-decoding-a-non-invasive-approach-via-typing/> (2025) 2025 年 2 月 15 日閲覧 .
- [4] R. Körber, *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **29** (11), 113001 (2016).
- [5] A. L. Bloom, *Appl. Opt.* **1** (1), 61-68 (1962).
- [6] J. C. Allred, R. N. Lyman, T. W. Kornack and M. V. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **89** (13), 130801 (2002).
- [7] H. B. Dang, A. C. Maloof and M. V. Romalis, *Appl. Phys. Lett.* **97**(15), 151110 (2010).
- [8] E. Boto, *et al.*, *Nature* **555**, 657-661 (2018).
- [9] M. Limes, *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **14** (1), 011002 (2020).
- [10] V. Shah, S. Knappe, P. D. D. Schwindt and J. Kitching, *Nat. Photon.* **1**, 649 (2007).
- [11] Y. Ito, T. Goto and T. Hori, *IEICE Trans. Electron.* **E107.C**(6), 164-170 (2024).
- [12] W. Happer and A. C. Tam, *Phys. Rev. A* **16** (5), 1877-1891 (1977).
- [13] <https://www.hamamatsu.com/jp/ja/news/products-and-technologies/2022/20220224000000.html> (2022) 2025 年 2 月 15 日閲覧 .
- [14] Y. Ito, H. Ueda, T. Oida, T. Moriya, A. Saito and M. Suyama, *Sci. Rep.* **14** (1), 25867 (2024).

著者略歴

伊藤 陽介 (ITO Yosuke)



京都大学工学研究科 電気工学専攻 准教授

2010 年 3 月京都大学 博士 (工学) 取得

2010 年 4 月京都大学 学際融合教育研究推進センター 特定助教

2013 年 4 月京都大学 大学院工学研究科 助教

2020 年 4 月同講師

2025 年 1 月より現職