特集 —— 複合極限環境下における精密物性測定 ——

高強度・高伝導度銅銀合金線を使った
非破壊パルスマグネットの開発Development of the Non-Destructive Pulsed Magnet Using the High-Strength and
High-Conductivity Wire of Cu-Ag Alloy

松尾 晶*

Akira MATSUO*

坂井 義和

Yoshikazu SAKAI

川口 孝志

Koushi KAWAGUCHI

金道 浩一

Koichi KINDO

Magnetic field as well as temperature and pressure plays an important role to determine the states of the matter. All these parameters are always required to expand the accessible ranges because it is effective and attractive to open a new stage on the research in the solid state physics. Recently we extend the strength of the pulsed magnetic field by using a pulsed magnet wound with newly developed high strength-high conductivity Cu-6 wt% Ag alloy wire. The structure of the magnet is also reexamined for introducing Cu-6 wt% Ag alloy. New wire and new design of magnet allow us to mark our new record.

[Cu-Ag alloy, high magnetic field, non-destructive pulsed magnet, high strength-high conductivity]

1. はじめに

物性研究において、磁場は温度や圧力と同じく物質の状態を決める重要な物理量である[1]。これらの物理量はその到達できる領域を伸ばすことで、物性研究の発展に貢献してきた。低温域を伸ばしたことによるオネスの超伝導の発見[2]や、強磁場下で初めて明らかになったフォン・クリッティングによる整数量子ホール効果の実験的検証[3]が良い例になる。電磁石を使った研究は長い歴史を持っており、19世紀中盤のファラデーによる磁石に対して反発力を持ついわゆる反磁性の発見に始まり、19世紀後半には磁性という学問分野を生み出すきっかけとなったキュリーによる鉄心入り電磁石を用いた磁性体に関する本格的な研究が行われている。鉄心入り電磁石で得られる磁場の強さは鉄の飽和磁化の大きさで決まってしまうので、そのころの強磁場は

数テスラ (T) 程度であった。その後、発生磁場の大きさを飛躍的に伸ばしたのは世界初のパルス磁場を使ったカピッツアの1920年代の実験[4]である。それまでのように定常的に磁場を発生させるのではなく、動的にパルス磁場を発生させるという画期的な発明である。発電機に貯めている運動エネルギーを発電機の回路を短絡させることで瞬間的に電気エネルギーに変換し、そのパルス電流をマグネットに流し込んでパルス磁場を得ることができる。この先駆的な実験で30 Tを超える磁場発生に成功している。カピッツアはこのパルス磁場を使って様々な物質の磁化測定や磁歪測定などを行っている。つまりパルス磁場を使った物性研究はすでに100年近くの歴史を持っていることになる。その歴史の中でもここ20年の進歩は大きく、現在では非破壊多段パルスマグネットを用いて100 Tの磁場を発生することができるようになり、100 T級の強磁場物理の研究

〒277-8581 千葉県柏市柏の葉 5-1-5 東京大学物性研究所

The Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Kashiwanoha 5-1-5, Kashiwa, Chiba 277-8581

* Electronic address: a-matsuo@issp.u-tokyo.ac.jp

Fig. 1. (Color online) Conceptual figure of the generated magnetic field and magnet type. Time scale represents the period of generating fields for each magnet.

が行われるようになってきた[5]。このように発生できる磁場の大きさは時代と共に伸びていっているが、人工的に作ることでできる磁場は定常・パルスによらず永久磁石か電磁石によるものに限られる。到達磁場を伸ばすという意味では電磁石に限定され、現在では Fig. 1 に示すように様々なマグネットを用いた方法[6]で 100 T を超える超強磁場領域にアクセスできるようになっている。

少し詳細にふれると、20 T までの磁場は超伝導状態を満たしている限り半永久的に磁場を出し続けられる超伝導マグネットと比較的簡単に得ることができ、世界中の多くの研究室に導入されている。その操作の簡便さから、物性研究にとどまらず化学・生物の研究分野でも積極的に利用されている。超伝導体で作られているマグネットはコイルのジュール発熱による磁場発生効率の損失を考慮する必要はないが、その臨界磁場、臨界電流のため発生できる磁場は制限され、おおよそ 20 T が上限となっている。超伝導マグネットでは発生することが困難な 20 T 以上の定常的な磁場発生には、通常は銅か銅合金の常伝導体材料でできた空心ソレノイドが使われる。この常伝導マグネットに大電流を流すことによって 30 T までの強磁場を得ることができる。さらにはその常伝導マグネットの外側に超伝導マグネットを

配置した水冷ハイブリッドマグネットと呼ばれる電磁石を用いると 50 T までの定常強磁場を得ることができる。ハイブリッド型に限らず定常強磁場を発生させるには、常伝導マグネットを励磁するのに必要な数 MW 以上の大電力とジュール熱を取り去るための大規模な冷却装置が必要になる。そのため定常強磁場発生装置を一研究室で保有するのは不可能であり、大規模な共同利用施設として運営されるのが一般的である。規模が大きくなるため施設の数は数えるほどしかなく、国内では東北大金研とつくばの物材機構、海外ではフランスのグルノーブルやアメリカのタラハシーなどに限られる。

熱的、力学的に定常強磁場で実現できる磁場は 60 T が限界と言われており、さらに強い磁場が必要な時はコンデンサーバンクなどに蓄えた電気エネルギーをマグネットに短時間放電を行うパルス磁場で発生させることになる。この領域での磁場発生が瞬間的なパルスになる理由は、大電流によるコイルのジュール発熱をなるべく抑えるためである。定常強磁場が発熱との戦いが主であるのに対して、50 T を超えるパルス強磁場では電磁応力（マクスウェル応力）の影響も後に述べる理由であらわになってくる。マクスウェル応力の問題に対して、パルスマグネットは壊れない範囲で精度よく繰り返し磁場を発生させる「非破壊型」と、壊れることが前提でより高い磁場を狙う「破壊型」の 2 つに大別できる。破壊型の一手法として一巻きコイル法がある。インダクタンスが非常に小さい一巻きの銅製コイルをマグネットとして用いることで、極めて短い時間に効率よく大電流をコイルに流して超強磁場を得る方法である。この方法ではマイクロ秒オーダーの間に 100 T 以上の磁場を発生することができ、マクスウェル応力がコイルを外側に広げる方向に働くために磁石内の試料、冷凍機は破壊されない。さらに高い磁場を得る方法として、電磁濃縮法が挙げられる。この方法ではマグネットのみならず磁石周辺にある試料を含む全ての部品が破壊されてしまうが、パルスマグネットを使った磁場発生で最も強い 730 T という超強磁場を発生でき、屋内型での磁場発生としては世界記録である。破壊型はマクスウェル応力と発熱でコイルが壊れるまでの極めて短い間しか測定時間がないことと毎回壊れてしまうといったところが難点となり、限られた測定手段との組み合わせしか実現できていない。そのような中でも、磁場発生由来の電気的なノイズの影響を受けにくい光学測定

を使った、例えばファラデー法による磁化測定では面白い結果[7]が得られ出している。

本稿で詳細を紹介する非破壊型マグネットは、マクスウェル応力やジュール発熱によるマグネットの変形もしくは破壊を抑えることを考えた構造になっているので、マグネットが決定的なダメージを受けることなく繰り返し磁場を発生することができる。発生できる磁場の強さは破壊型には及ばないが、パルス磁場を再現性良く発生できる点と、破壊型よりマグネットのインダクタンスが大きいために磁場発生時間が数ミリから数十ミリ秒とおおよそ 1,000～10,000 倍も長い点が特徴として挙げられる。そのため研究対象や実験手法が大きく広がり、例えば測定時間が必要となる強磁場中のイメージング[8]や比熱測定[9]が、最近可能になってきた。物性研強磁場施設の非破壊型パルスマグネットの現状では物性研究用に提供できる非破壊パルス磁場の強さは 75 T 程度である。その発生時間は先に述べたとおり数ミリ秒であるが、磁化測定、電気分極測定などは信号の大きさが磁場の掃引速度に比例するために、世界最高精度での測定が可能である。また、コンパクトなマグネットであるために、磁場発生毎のコイル冷却時間が短いことも特徴で、約 25 分おきに最大磁場発生が可能となっている。

破壊型強磁場領域に踏み込むもっと強い磁場を発生するために、あるいは長い時間磁場を発生させ定常強磁場と遜色のない測定を可能とするために、非破壊パルスマグネットの改良は日々精力的に行われている。開発にはマグネットの設計など様々な要素があるが、マグネットを構成する導体、絶縁体を問わず材料の選択も鍵となる。その中でもマクスウェル応力に負けない強度と、効率よく大電流を流せる高い電気伝導度を、バランスよく持つ線材の開発は重要である。銅銀合金線は選択肢の中で最良の材料であり、銅銀合金線の性能が改良されたことによって発生磁場の効率が上がったことを示す結果が得られている。本稿では新しい銅銀合金線を用いた非破壊型マグネットの開発状況を紹介する。

2. 非破壊パルス強磁場の発生

パルス磁場は何らかの装置にエネルギーを蓄えておいて、それを電磁石に一気に放出して強い磁場を得る方法である。エネルギーを蓄える装置としては、コンデンサ、発電機や蓄電池などがある。本稿では

Fig. 2. Electrical circuit of a non-destructive pulsed high magnetic field.

コンデンサを使った磁場発生について紹介するが、物性研強磁場施設ではコンデンサ電源とは別に大きなフライホイール（はずみ車）の付いた直流発電機を使った秒オーダーの準定常強磁場の磁場開発[10]も行っている。ちなみに、そのフライホイール付き大型直流発電機は直流発電機としては世界最高の発電能力を持ちギネス世界記録にも認定されている。

コンデンサ電源を使った場合を模式的に示すと Fig. 2 に示すような回路になる。パルス磁場発生は図中のキャパシタンス C で示されるコンデンサへの充電から始まる。充電が完了すれば電氣的に充電器を切り離し、その直後に耐電流が高く応答速度の速い放電スイッチを閉じることで、インダクタンス L で示されるマグネットに大電流が流れ、その中心部分に磁場が発生して動作は完了する。マグネット自身の抵抗と回路上の抵抗を示している $R1$ を無視すると、放電回路は LC 回路とみなせるので、流れる大電流は減衰振動することがわかる。この振動電流の最初の半波を用いた磁場発生がパルス強磁場発生法であり、パルス幅は LC 回路の特定数 $2\pi(LC)^{1/2}$ の半分となる。例えば、 $L=1\text{ mH}$ 、 $C=10\text{ mF}$ の場合にはパルス幅は 9.4 ms になる。このように一見敷居が高く見えるパルス強磁場はシンプルな LC 回路さえ組んでしまえば、充電開始から放電完了までは 2 分程度で済む比較のお手軽な実験装置なのである。実際、重要な回路部品はマグネット、コンデンサとスイッチの 3 つであり、組み立てても定常強磁場の装置に比べるとはるかに小さい上に、冷却装置や常時大電流を流しておく必要がないためランニングコストも格段に押さえられるので、パル

ス強磁場施設は定常強磁場施設に比べると数多く存在する。磁場領域としては定常に入ってしまうが、実用的であるという意味で 40 T 程度の磁場であればマクスウェル応力や発熱をあまり考えずに比較的容易に使いこなせるので、パルスマグネットが一研究室の実験装置として所有[11]されている場合もある。さらには、ポータブルのパルス磁場発生装置を放射光施設に持ち込んで 30 T を超える磁場下での X 線回折実験[12]など先駆的な実験も始まっており、パルス磁場を使った実験の裾野は広がりを見せている。

一方で非破壊型パルスマグネットの開発を考えた場合、問題になるのがマクスウェル応力と発熱である。コイルを径方向に押し広げ、軸方向に縮めるように働くマクスウェル応力の大きさは磁場の二乗に比例するため、強磁場であればあるほど大きくなる。その大きさは 50 T の磁場を発生したときには 1 GPa となり、100 T の磁場下では 4 GPa にもなる。電気伝導度の良い純銅の引張強度が 0.3 GPa 程度で、一般的な高強度材であるステンレススチールの引張強度が 1 GPa~1.8 GPa 程度であることから、マグネットを構成している部品の材料強度のみでマクスウェル応力を押さえ込むのは難しいことがわかる。一方、ジュール発熱に対しては極めてシンプル

な対策しかなく、そのひとつとして電気伝導度の良い導体を選ぶことで発熱を抑える方法がある。もうひとつはマグネットの持つ熱容量で発熱を吸収する方法が考えられる。熱容量を増やす方法としてはマグネットを大きくするのが一般的であるが、それはマグネットのインダクタンスが大きくなってパルス幅が延びることを意味する。ところが、ジュール発熱は電流の大きさの二乗と時間の積で増えていくのでコイルの抵抗は刻一刻と上がっていつてしまう。つまりジュール発熱をマグネットの大きな熱容量で吸収する方法は、到達磁場を伸ばすという点では優位には働かない。以上の事柄を考慮すると、非破壊型パルスマグネットは応力を押さえ込むための補強材と、高い電気伝導度と強い引張強度を併せ持つ線材で構成された比較的小コンパクトな設計のものが良いことがわかる。

3. 非破壊型パルスマグネットと銅銀合金線

3.1 パルスマグネットの作製

我々のグループで使っている非破壊型パルスマグネットの形状は Fig. 3a に示すような巻線タイプの多層ソレノイド型をしており、コイル部分の線材、その線材に巻かれている絶縁物、コイルの形を保つ

Fig. 3. (Color online) (a) Cross-section of the multilayer magnet. “ D_{in} ” and “ D_{out} ” represent the inner and the outer diameter of magnet, respectively. Ratio D_{out}/D_{in} is one of the key parameter of designing the magnet. (b) Picture of non-destructive magnet assemble.

ための繊維強化プラスチック (FRP) 製ボビンと高強度の銅でできている補強リングから構成されている。コイル部分の導体の充填率を上げるために、線材は断面が $2\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ の平角線になっている。また、旋盤に似た巻き線機を用いて、線材にある程度の張力をかけて巻き上げることで充填率を上げている。導体の絶縁は熱融着性のポリイミドテープをらせん状に巻きつけて行っているが、絶縁が薄ければ密に接している导体間での短絡の可能性が高まり、分厚すぎれば導体の充填率を下げることに繋がる。以前は安全を優先して二条巻きのやや厚めの絶縁方法を採用していたが、一条巻きでも十分に絶縁が確保できることが実験的にわかったので、本稿に載せている実験結果は全て一条巻きの平角線で作られたマグネットを使った結果である。ポリイミドテープの絶縁を含めた線材のサイズは $2.15\text{ mm} \times 3.15\text{ mm}$ となる。データの紹介は省くが、一条巻きを採用したことで導体の充填率が上がり磁場発生効率が向上したことで、導体に比べると柔らかい絶縁層が薄くなったことでコイルの剛性が高まったことを示す実験結果が得られている。

多層ソレノイドの1層目は、マグネットの内腔を補強するために挿入されている FRP 製のパイプ (外径 $\phi 18\text{ mm}$) 上に巻かれている。1層目のソレノイドの長さは 100 mm で、ほぼ 30 巻である。平角線を使っているため、各層を整然と巻くことはピッチと線材にかかる張力を制御することで実現できるが、コイル端とボビンの間には必ず隙間ができるので、各層の「巻き始め」「巻き終わり」を綺麗に仕上げるには工夫が必要である。スパーサーと呼ばれる各層のピッチと径に合わせて用意した FRP 製の治具を使うことで、ある層のコイル端から次の層への巻き始めに無駄な空間を作ることなくきれいに線材を移動することができる。また、各層間にはエポキシ樹脂を塗布しており、後述する含浸作業と合わせて、导体間の隙間を埋めている。このようにして Fig. 3 のマグネットであれば 11 層まで一気に巻き上げる。その巻き上がりの外径はおおよそ 66 mm になり、コイル作製毎の再現性もよく、仕上がり径の揺らぎは 1.5 パーセント以下に抑えられている。このように導体の充填率を上げるように巻くことは磁場発生効率の向上に加え、コイル全体の剛性を高めることにもなっている。更に剛性を高めるために、線材間に残るわずかな隙間に静水圧下でエポキシ樹脂を充填する含浸を行う。続いて、マク

スウェル応力を最終的に受け止める補強リングに冷やしバメと呼ぶ方法でコイルをはめ込む。ここではコイルとリングの密着性を可能な限り高める必要があるため、旋盤を用いてコイルの外径には必要最小限の絶縁しか残さないように整形を行う。リングとコイルの仕上がり径は、室温では交差するように設計してあるが、プレスを使ってはめる時にはコイルを事前に液体窒素で冷やして熱収縮により縮める事で、絶縁を傷めることなくリングの中にコイルを入れることができる。ここで使っている補強用のリングは日立金属製のマレージング鋼で作られたもので、引張強度は 2 GPa を超える高強度材料となっている[13]。次にマグネットの心臓部ともいえる、コイル線材の平角銅銀線開発について述べたい。

3.2 高強度と高伝導度を持ち合わせる銅銀線

先に述べているように、強磁場発生用のパルスマグネットに用いる導体は、マクスウェル応力と発熱に対して強い材料でなければならない。材料の選択は、マグネットをどのような形にするのか、言い換えるとどのような磁場波形を求めるかによって変わってくる。そして、ここにそれぞれの強磁場施設の個性、考え方が現れる[6]。我々のグループでは発熱による磁場発生効率の損失を抑えて、効率よく磁場発生ができるコイルを目指しているため、自ずとコイルはコンパクトなデザインになり、線材は高強度、高伝導度のものを求めることになる。その結果、磁場発生時間は世界中のどの非破壊パルスマグネットよりも短くなっている。通常、線材は身近で最も電気伝導度の良い銅をベースとした材料が選ばれることが多く、我々も銅をベースに銀を含有した銅銀合金を選択している。一般に線材における強度と電気伝導度はトレードオフの関係にあり、高強度の材料では伝導度が低く、伝導度の高い線材は強度が弱い。例えば、銅ベリリウム合金は 1 GPa 以上の引張強度を示すが、その電気伝導度は純銅の伝導率の 30% IACS (IACS: 国際焼きなまし銅線標準) 程度しかない。その問題に対する解の一つとして、1990 年代に当時の金属材料技術研究所 (現在は物質・材料研究機構) の坂井らによって高強度且つ高伝導度を実現する銅銀合金線[14]が開発された。現在の所、パルスマグネットの材料として最適の材料である。その製造方法は Fig. 4 に示すとおりである。所定の量の銀を含有した銅銀合金を溶かして、初晶である銅と共晶部となる銅銀相が均一且つ微細に晶出し

Fig. 4. Flow of the manufacturing process of the Cu-Ag alloy wire.

た铸塊を作る。次に伸線加工，あるいは圧延加工を行うことで初晶と共晶部がフィラメント状に引き伸ばされて強度を向上させいく。伸線加工の加工回数と適切な熱処理を行うことでその高伝導度特性を落とすことなく引張強度を増していくことが可能となっている。その結果，銀を 24 wt% 含む合金線では 800 から 900 MPa の引張強度（純銅では約 300 MPa）で 80% IACS の電気伝導度を示す特性が得られ，高強度と高電気伝導度を両立させることができた。更に最近では 80% IACS 前後の電気伝導度のままで 1.1 GPa の引張強度を持つ銀 6~10 wt% の銅銀合金線の製造にも成功した。これらの引張強度の差が磁場発生にどのように効いているかを次で紹介する。

4. 銅銀合金線で作られたマグネットによる磁場発生

作製したコイルがどのような特性を持っているのかは，コイルテストと呼ぶ実験を行って調べる。まず，常温にあるマグネットは磁場発生を行う前に液体窒素に浸して十分に冷やす必要がある。これはコイルの電気抵抗を下げ効率よく電流を流すためと，磁場発生時の発熱を抑えるためである。コイルが常に液体窒素に浸かった状態で実験は行われる。次に磁場発生を行うのだが，異常がないことを充放電のたびに確認しながら，投入するエネルギーを徐々に大きくしていく。ある程度以上の強い磁場を発生させると，ジュール発熱によりコイルの電気抵抗，す

Fig. 5. (Color online) (a) Induced voltage in a pick-up coil in a magnet. Initial inductance of this magnet is 880 μH . Capacitance of the condenser bank is 2.5 mF and the maximum storage energy is 500 kJ. (b) Time dependence of magnetic field.

なわち温度が上昇し，最大磁場では室温付近まで温度が上がる。磁場発生直後からコイルの電気抵抗の時間依存性を測定し，放電前の値に戻った後，次の磁場発生を行う。この時間が磁場発生のインターバルとなる。コイルテストの場合はコイルが破壊するまで実験を続ける。Fig. 5 に典型的な磁場波形を載せている。下図 (a) は磁場検出コイルの両端に発生した誘導起電力を，上図 (b) はその起電力の時間積分から求めた磁場の時間依存性を示している。時間ゼロのときにコイルに電流が流れ始める。その時の磁場の時間変化が最大で，磁場ピークに近づくにつれ時間変化は小さくなり，磁場最大を迎えた後徐々に電流が減っていき，磁場発生開始からおおよそ 4 ミリ秒後にゼロ磁場に戻ることがわかる。Fig. 5b を見てわかるように，この磁場波形は理想的な三角関数からずれ，非対称になっている。これは磁場発生に伴い，コイルの電気抵抗が大きくなっているためである。この磁場波形の確認作業のほかに，放電後のコイルの抵抗値やインダクタンスのチェックも行っている。後で述べるように，特にインダクタンスの大きさの変化は，コイルの変形を確認する上で非常に重要な因子となる。

上記のようなコイルテストを行うことによりコイ

ルの特性は調べられるが、ここで最近のマグネット開発の進展について述べる前に、我々が使用していた従来型のマグネットの特徴について簡単にふれておきたい。従来型のマグネットは2条巻きポリイミド絶縁を施した銀24 wt%の銅銀線で巻かれており、コイル長120 mm、内径18 mmの9層巻きである。このコイルで到達できる磁場は70 Tで、物性測定用には安全を考慮して55 Tを上限に使用していた。特に55 T以上の磁場が必要な場合には、内側に1層とマレージング製の中間補強リングを挿入して10層巻きコイルを作製し、最大70 Tまでの物性研究[15]を行っていた。9層巻き55 Tマグネットは極めて安定しており、500回ほど繰り返して55 Tの磁場を発生できる。一方、10層巻きコイルの内径は10 mmと非常に狭く、サンプル空間が確保できないことと、70 Tを10回ほど出すとコイルが破壊してしまう欠点があった。

従来型のマグネットは5年ほど前まで使われていたが、最近開発された銀6~10 wt%の銅銀合金線を用いることにより、我々は磁場発生効率が改善された新しいマグネットの開発に成功した。Fig. 6は従来の銀24 wt%（引張強度：840 MPa）と新しい銀6~10 wt%（引張強度：1,102 MPa）の銅銀線で作られたコイルのインダクタンスの変化を示している。横軸は発生磁場の大きさで、縦軸は規格化したインダクタンスの変化 $\Delta L/L$ を表している。発生磁場の上昇に伴い L の変化は大きくなっている。これは磁場が大きくなると共にマクスウェル応力が増加し、マグネットが外側に広がる方向に変形するた

めにインダクタンスが増加すると考えることで理解できる。また、変形がある大きさを超えるとコイルが破壊してしまうことも自然な現象である。50 T程度までは、引張強度が840 MPaの銅銀線1,102 MPaの銅銀線の間で $\Delta L/L$ に大きな差はない。ところが磁場が強くなってマクスウェル応力が増大すると違いが現れ、1,102 MPaのより高強度の線材のほうがインダクタンスの変化が小さく、コイルの剛性が上がったことがはっきりと分かる。上で述べたように、変形がある大きさを超えるとコイルが破壊してしまうとするなら、高強度の線材で巻いた剛性のあるコイルの方がより多くのエネルギーを投入できることになる。つまり、より高い磁場を発生させられると期待できる。

このことを確かめるために行ったのが、Table 1に結果をまとめているコイルテストである。2種類の線材の引張強度の違いによる磁場発生効率の優劣を調べると共に、コイルの形状の違いによる到達磁場の差も調べた。コイルの形状は層数のみを変えて発生磁場の層数依存性を調べるべきなのだが、使用したコンデンサ電源とのバランスを考慮してコイルの内径も変化させた。そのためコイルの内径と巻きあがり径との比（内外径比 κ 、Fig. 3の中に示す）を定義し、発生磁場の形状依存性を調べることにした。線材は2種類、コイルの内径は14 mmか18 mm、層数は9層か11層巻きの合計8通りの組み合わせである。そのうち、6台のコイルのテストを行った。表の最下段に1,102 MPaの線材で巻いたコイルの到達磁場を示している。その上の段が840 MPaの線材で巻いたコイルの結果である。まず線材の比較から行うと期待していた通り、コイルの形状によらず線材の引張強度が高い方が磁場発生には有利であることがわかる。一方、コイルの形状については、 κ が3.63で内径18 mm、11層巻きコ

Fig. 6. (Color online) Change of the inductance of the 9-layered non-destructive magnet as a function of the generated magnetic fields.

Table 1. Coil size and the wire dependence of the generated magnetic field. κ corresponds to the ratio $D_{\text{out}}/D_{\text{in}}$ in Fig. 3. B_{old} (new) is the maximum generated fields using old (new) wire.

κ ($D_{\text{out}}/D_{\text{in}}$)	3.15	3.63	3.82	4.45
D_{in} (mm)	18	18	14	14
Number of layer	9	11	9	11
B_{old} (T)	81.4	82.7	82.6	81.5
B_{new} (T)	84.4	85.8	—	—

イルが最も良い結果を示している。すなわち、**1,102 MPa**の銅銀合金線で巻かれた、内径 **18 mm**の**11層**巻きのコイルが最も磁場発生効率が良く、その到達磁場は**85.8 T**である。この到達磁場は今までの記録を更新しており、単パルス磁場としては世界最高である。

以上の結果から、電気伝導度がほぼ同じであれば、線材の強度は高ければ高い方が良いと言えそうである。内外径比については**3.63**という数字がユニバーサルな形状因子であるかどうかを、サイズの異なる線材でコイルを作製することで今後明らかにする必要がある。現段階では、内側に層数を増やして磁場発生空間を小さくすることが、磁場発生効率を上げることに必ずしも繋がらないことがわかった。マクスウェル応力に抗し、且つ適切な大電流を流すためには、コイルの内径と層数とのバランスが重要であることが示唆される。

5. おわりに

物性研強磁場施設における非破壊型パルスマグネットの開発状況を紹介した。新たに開発した銅銀合金により、磁場領域が拡大できている。しかし、材料によってばらつきがあるためか、同じデザインのパルスマグネットにおいても、性能に違いが現れたり、思わぬ所で壊れたりする事がある。現段階では問題は解決できていないのだが、引張強度と電気伝導度だけで線材を評価するのではなく、ミクロな観察が必要なのではないかと考えている。そのための研究を計画しているところである。いずれにせよ、この問題を解決することが、現段階での急務である。

次のコイル開発としては、マグネットの大型化が考えられる。このことは上で述べた内外径比の一般性の証明実験にもなるが、内径の広い大型マグネットの開発が進むと、新たな実験装置との組み合わせが期待できる。特に比較的空間を必要とする圧力装置の導入を可能とし、高磁場と高圧の複合極限下の

物性研究が展開できる。この場合、渦電流による発熱のために、通常の高圧装置をそのまま使うのは難しく、低電気伝導度かつ高強度材料による圧力装置の開発が求められる。複合極限環境創出のためには高強度材料が欠かせない。

参考文献

- [1] 伊達宗行: 極限の科学-低温・高圧・強磁場の物理 (ブルーバックス, 講談社, 東京, 2010).
- [2] H.K. Onnes: Akad. Van Wetenschappen, **14**, 113 818 (1911).
- [3] K.v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper: Phys. Rev. Lett., **45**, 494 (1980).
- [4] P.L. Kapitza: Proc. Roy. Soc., **A105**, 691 (1924).
- [5] M.M. Altarawneh, G.-W. Chern, N. Harrison, C.D. Batista, A. Uchida, M. Jaime, D.G. Rickel, S.A. Crooker, C.H. Mielke, J.B. Betts, J.F. Mitchell, M.J.R. Hoch: Phys. Rev. Lett., **109**, 037201 (2012).
- [6] 例えば, 三浦登 編: 強磁場の発生と応用 (共立出版, 東京, 2008).
- [7] 宮田敦彦, 嶽山正二郎: 固体物理, **42**, 355 (2012).
- [8] I. Katakura, M. Tokunaga, A. Matsuo, K. Kawaguchi, K. Kindo, M. Hitomi, D. Akahoshi, H. Kuwahara: Rev. Sci. Instrum., **81**, 043701 (2010).
- [9] Y. Kohama, Y. Hashimoto, S. Katsumoto, M. Tokunaga, K. Kindo: Meas. Sci. Tech., **24**, 115005 (2013).
- [10] 金道浩一: 固体物理, **44**, 1 (2009).
- [11] 野尻浩之: 固体物理, **37**, 465 (2002).
- [12] Y.H. Matsuda, T. Inami: J. Phys. Soc. Jpn., **82**, 021009 (2013).
- [13] 金道浩一: 固体物理, **38**, 15 (2003).
- [14] Y. Sakai, K. Inoue, T. Asano, H. Wada, H. Maeda: Appl. Phys. Lett., **59**, 2965 (1991).
- [15] 金道浩一: まてりあ, **40**, 261 (2001).

[2015年11月12日受付, 2015年12月4日受理]

© 2015 日本高圧力学会