

研究室だより

徳永研究室

附属国際超強磁場科学研究施設 徳永 将史

はじめに

六本木にあった物性研究所で楽しい大学院生時代を過した後、私は約 10 年の間、強磁場の世界から遠ざかっていました。そんな私が再び物性研究所の国際超強磁場科学研究施設に所員として着任してから、早くも 6 年が経とうとしています。今回物性研だよりの中で研究室紹介の機会をいただきましたので、この間の足跡を振り返りながら私たちの強磁場実験の現状と今後の方向性などについてまとめ、皆様から今後の共同利用等に向けたご意見・ご要望などをいただければ幸いです。

私が強磁場の世界から離れていた約 10 年の間に、世界の強磁場施設の環境は大きく変わっていました。強磁場業界の大御所の多くが第一線を退き、世界の強磁場施設は新しい世代のリーダー達によって発展を進めていました。アメリカではタラハシーの強磁場施設が 45T の定常磁場をユーザーに開放するようになり、ロスアラモスのパルス強磁場施設も事故を乗り越えてリニューアルされました。欧州では EuroMagNet という強磁場コミュニティが形成され、パルス強磁場の中心的施設がドイツのドレスデンに新たに建設されました。一方アジアでも中国が合肥に定常強磁場の、そして武漢にパルス強磁場の大型施設を建設するところでした。このような世界の流れの中で日本では、東北大学金属材料研究所と物質材料研究機構の定常強磁場施設、そして東京大学物性研究所と大阪大学極限量子科学研究センターのパルス強磁場施設を中核拠点としたオールジャパンの体制で強磁場施設の発展を図る強磁場コラボラトリ計画が始動していました。またユーザーも含めたコミュニティとして強磁場フォーラムが発足し、日本の強磁場科学の方向性について継続的な議論が行われる環境ができました。

施設やコミュニティの更新・新設だけでなく、強磁場下の測定技術に関しても著しい進歩がありました。パルス磁場下の実験に関して言えば、量子振動の測定などが特に顕著な進歩を遂げています。10 年前まではパルス磁場下で金属試料の量子振動を測定することは非常に困難でしたが、トンネルダイオード発振器を用いた表面インピーダンス測定[1]、自己検出型カンチレバーを用いた微小結晶に対する磁気トルク測定[2]、そして数値的ロックイン法による高精度の交流磁気抵抗測定[3]などによって信頼性の高い量子振動現象の観測が可能になり、銅酸化物高温超伝導体を含む様々な金属のフェルミオロジーが様々なパルス強磁場施設で展開されています。一方で量子ビームを用いた強磁場物性研究にも大きな進展がありました。SPring-8 を初めとする第 3 世代の放射光施設が建設されたこともあり、パルス磁場の限られた時間内でも X 線回折実験による構造相転移の研究や磁場中 X 線吸収スペクトル測定による価数転移の研究などが可能になっています[4-6]。また中性子線回折実験についても本河らによる先駆的実験[7]がより高強度の中性子施設でも行われるようになり、物理的に意義のある実験が現実的なマシンタイムの中で可能になっています[8]。これらに代表されるように現在ではパルス強磁場下でも様々な角度からの物性測定が可能になっており、その精度も年々向上しています。

このような背景の中で私は物性研究所の非破壊型パルスマグネットを用いた物性研究を発展させるべく着任しました。物性研究所は全国共同利用・共同研究拠点ですので、共同利用ユーザーの方々のニーズに応じた測定機会の提供は重要な使命の一つです。日本で作られた興味深い試料が海外で多くの成果を挙げている状況を変えられるよう、他でできることを日本でも可能にする必要があると考えました。そのためパルス磁場下で用いられる標準的な測定を可能にし、実際に共同利用等で使いながら少しずつ改良を加えてきました。元々日本が高い技術を誇っていた磁化測定以外にも、現在では磁気抵抗やトルク測定などは、まだ改良の余地はあるものの、世界水準に達した実験が可能になっています。

一方で他との差別化を図るために、物性研究所でしかできないという特徴も重要です。物性研究所の非破壊型パルスマグネットの一つの特徴は、そのコンパクトなデザインにあります。世界の強磁場施設では、磁場発生時にマグネット内に生じる Maxwell 応力の分布を計算機でシミュレーションしてマグネットのデザインを決定し、必要に応じて伝導層の間に補強層を導入する設計が主流となっています。こうして作製された大型のマグネットは大容量の電源で駆動されるため、

パルス幅が長くなるとともに、最大磁場発生後のマグネット冷却に長時間(1時間~4時間)を必要とするようになります。一方で物性研究所の金道マグネットは高強度のコイル線材を緻密かつコンパクトに巻き上げているためパルス幅の短いものが多く、最大磁場発生後の待ち時間は25分から1時間となっています。そこで磁場挿引の速さやコンパクトな設計をメリットとした測定を重視して研究を進めて来ました。以下ではそのような例を3つ紹介します。

マルチフェロイクス

磁場挿引速度の速さを生かした測定対象として、マルチフェロイック物質があります。マルチフェロイック物質という言葉は、広義には複数の強誘電体秩序が共存する系を意味しますが、狭義には磁気秩序を持つ強誘電体を表す言葉として用いられています。この狭義のマルチフェロイック物質は、半世紀以上前から磁性強誘電体として存在が知られ、広く研究されて来ました。その後2003年に木村らがペロフスカイト型マンガン酸化物で電気分極の磁場制御を報告して以来[9]、交差相関物性の新たな舞台として多くの注目を集めるようになりました。実は磁場誘起相転移に伴う電気分極の変化は、最初のマルチフェロイック物質である Cr_2O_3 でも観測されていた現象でした[10]。しかし当時は10 Tの磁場下での実験が普通の研究室ではできなかったことが、この系の研究の展開を限定していた要因の一つと考えられます。マルチフェロイックといっても磁性と強誘電性が独立に存在しているだけでは物理としての発展性は限定的です。両者に相関があつて初めて興味深い新しい現象が起こるため、これらの系では電気磁気効果の測定が非常に重要になります。電気磁気効果を調べる一般的な手法は、電気分極の磁場変化に伴う表面電荷の変化を電流として計測するものです。観測される電流は(電気分極の磁場変化)×(磁場の時間変化)で与えられるため、磁場挿引速度の大きいパルス磁場下では超伝導磁石を用いた実験と比較して約10万倍の信号強度が得られます。この利点を生かした三田村らによる実験[11]以降、この手法による分極測定がパルス磁場下で広く行われるようになりました。

私たちの研究室でもマルチフェロイック物質の研究に重点をおき、共同利用等を通じて20種類以上のマルチフェロイック物質の強磁場物性を研究してきました[12]。ここでは詳細な説明を省略しますが、パルス強磁場という武器を使う事で、標準的マルチフェロイック物質である $(\text{Eu}, \text{Y})\text{MnO}_3$ や巨大電気分極を持つ特異な室温マルチフェロイック物質 BiFeO_3 のように多くの人々が研究してきた物質でも新しい成果を報告してきました[13,14]。大半のマルチフェロイック物質の電気分極は通常の強誘電体のそれと比べて非常に小さいため、系の自由エネルギーはほぼスピン系が支配しています。そのため磁場中の相転移を議論する場合、多くはフラストレートスピン系の物理を考えることになります。電気磁気効果の測定は、このようなフラストレート磁性体が強磁場下で示す多彩な磁気相に関して、その対称性を限定できる手段として威力を発揮します。

より一般的な言い方をするとパルス磁場下における電気分極測定は、物質の対称性の変化を調べる非常に敏感なプローブとなり得ます。ここでは最近注目している例としてCo オケルマナイトにおける軌道混成の磁場制御について紹介します。Co オケルマナイトは $\text{A}_2\text{CoX}_2\text{O}_7$ の化学式で表される物質群でAにはアルカリ土類元素、XにはSiまたはGeが入ります。結晶構造は正方晶の $P-42_1m$ であり、反転対称性を持たない非極性の結晶です。酸素に四面体配位された Co^{2+} イオンは7個の3d電子を持ちます。この $S = 3/2$ の局在スピンは約7K以下で単角反強磁性秩序を示しますが、ゼロ磁場では電気分極が生じないためマルチフェロイック状態ではありません。しかしこの反強磁性状態に磁場を印加すると、磁場誘起の電気分極が生じます。村川らによって詳細な角度依存性などが調べられ[15]、磁場誘起の電気分極は dp 混成機構[16]で説明されています。この機構では、磁性イオンの d 軌道と配位子の p 軌道との混成を考えます。スピン軌道相互作用を考えると両軌道間のエネルギーギャップはスピン方位に依存し、そのため両イオンを結ぶボンとスピンとのなす角に依存して軌道の混成比率が変化して電気分極が生じるというモデルです。この機構ではマルチフェロイック状態を説明する他の機構と違って、電気分極の大きさが隣接スピン間の相対角に依存しないため特殊な磁気秩序を必要とせず、スピンを強制的に整列させた状態でも電気分極が有限に残ることになります。そこで私たちは

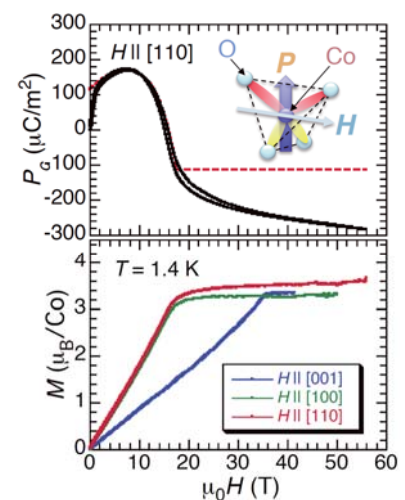


図1. $\text{Sr}_2\text{CoSi}_2\text{O}_7$ 単結晶試料における電気分極の磁場依存性(上)と磁化曲線(下)[17]。上図中の破線は dp 混成機構に基づく計算値。

$\text{Sr}_2\text{CoSi}_2\text{O}_7$ の単結晶試料に対して 55T までのパルス強磁場下で磁化および電気磁気効果の測定を行いました[17]。図 1 上に示した電気分極の磁場依存性を見ると、スピン整列が起こったと見られる 17T 以上で予想通り有限の電気分極が観測されましたが、それ以上の磁場下でも電気分極は連続的な変化を続けるという奇妙な振る舞いが見られました。図中の破線で示した dp 混成機構に基づく計算値と比較すると、55T の磁場中で生じる余剰の電気分極は 8T 付近でピークを持つ dp 混成機構による予測値を上回る寄与を示しています。図 1 下の磁化曲線を見ると飽和磁化の値が $3\mu\text{B}$ を有為に越えており、また特に電気分極が増え続ける[110]方向に磁場を印加した場合には飽和後の磁化曲線に有限の勾配が生じています。このような磁化曲線は励起状態の影響で生じる軌道角運動量の寄与が大きい事を示唆しています。そこで私たちは van Vleck 常磁性に伴う異方的軌道混成の効果がこの系の電気磁気効果の根源にあると考えました。励起状態 Γ_3 の 3 重縮退が外部磁場で解かれる際に生じる d 電子の異方的広がりが周囲の酸素の p 軌道と異方的な軌道混成を実現して電気分極を発生させるというシナリオです。van Vleck 常磁性を示す系における軌道混成効果は CsCuCl_3 など古くから報告されてきた現象ですが、軌道混成の異方性までは考えられていませんでした[18]。強磁場下における電気磁気効果の精密実験が可能になったことで、外部磁場による軌道混成の選択的制御を実験的に検出できる手段が手に入りましたので、今後さらに詳細な研究を展開する予定です。

軌道混成の磁場制御という問題は、究極的な強磁場下の物理現象として知られてきました。例としてまず水素分子を考えます。二つの水素原子の $1s$ 電子が結合軌道を共有して分子が形成されますが、その際にパウリの排他率があるため二つの電子スピンは反対向きになります。したがって極限的な強磁場を印加してスピンを強制的にそろえる事ができれば、共有結合を維持する事ができなくなります。このような強磁場下における化学結合の崩壊は化学的カタストロフィーと呼ばれています。水素分子で結合を崩壊させるには 10 万テスラ程度の磁場が必要と言われており、物性研究所の破壊型パルス磁場を用いてもその片鱗すら見る事はできません。次に水素の原子間距離を少し離して、共有結合ボンドは形成しないものの有限の電子の交換が起こる場合を考えてみます。この場合は 2 電子の波動関数は粒子交換に対して軌道部分が対称であればスピン部分は反対称に、軌道部分が対称であればスピン部分は反対称になります。両方でクーロンエネルギーに差が生じる分をスピン間の相互作用に押し付けたものが直接交換相互作用です。したがって直接交換相互作用に打ち勝つ磁場を印加してスピンをそろえれば、電子軌道の対称性を変える事ができるはずであり、化学的カタストロフィーより遥かに現実的な磁場で到達可能になります。同様の議論は超交換相互作用にも適用可能だと考えられます。このような現象は一般的に起こって良いはずですが、これまでその効果をとらえることは困難でした。しかし Co オケルマナイトの実験で示されたように、ある種の対称性を持つ結晶では、強磁場下における電気分極測定によって軌道混成の微小な変化を検出する事ができると期待しています。

パルス磁場下における熱量測定

二つ目の例としてパルス磁場下における熱量測定について紹介します。これまでパルス強磁場下で起こる様々な相転移を研究する際に測定できる熱力学量は、ほぼ磁化に限定されてきました。磁化以外の熱力学量として比熱測定に向けた挑戦が数多く行なわれてきましたが、現状でパルス磁場下における測定精度と適用範囲は十分とは言えず、まだ大幅な改善が必要な状況にあります。比熱測定では試料内の熱平衡を実現するためにある程度の時間が必要であり、長いパルス幅を持つマグネットが主に用いられてきました。私たちは逆の発想で、磁場掃引の速さを生かした熱量測定として磁気熱量効果の測定に注目してきました。断熱条件下で磁性体を磁化させるとスピン系のエントロピーが減少した分、格子系のエントロピーが増大して試料の温度が上がります。磁気熱量効果の測定では、この温度変化を観測することでエントロピーを直接評価します。磁場挿引速度の速いパルス磁場下では試料と外界との熱交換を遮断しやすく、理想的な環境下で磁気熱量効果を測定できます。磁気熱量効果は試料中で均一に生じるため熱平衡状態の実現を待つ必要がないという点でもパルス幅の短い磁場中での実験に適しています。

ただしそのためには瞬間的に試料温度を測定できる温度計が必要です。温度計の応答速度は、温度計の熱容量と温度計・試料間の熱抵抗の積で与えられるため、熱容量の小さい温度計を十分な熱接触で試料と接触させることが必要になります。市販されているベアチップの抵抗温度計を削り込んで試料に貼付けたとしても応答速度は数ミリ秒が限界でしょう。そこで図 2 の左上に示したように、試料上に薄膜抵抗温度計を直接成長するという手法を用いる事にしました。先に述べたように近年の実験技術の向上により、(最適の抵抗値付近では)4 桁程度の精度で抵抗測定が可能です。抵抗の温度変

化が直線的な物質を使って残留抵抗比 RRR が 2 程度の温度計を作ったとしても数十 mK の精度で温度を測定できることとなります。磁場中での測定では、温度計の磁気抵抗効果の差し引きが必要になりますが、これは同じ条件で非磁性基板に作製した膜の磁気抵抗測定の結果を用いて補正します。

図 2 右に Gd に対して行ったパルス磁場下における磁気熱量効果の測定結果を示します[19]。Gd は 290K 付近にキュリー点を持つ標準的な強磁性体であり、磁気熱量効果の標準物質として良く知られています。パルス磁場の上昇時と下降時とで同じトレースを辿っていることから、(1)温度計の応答に遅れないこと、(2)断熱条件が実現できていること、の二点がわかります。左下図は 7.2T の磁場下における断熱温度変化(ΔT_{ad})の初期温度依存性であり、パルス磁場で測定した実測値と定常磁場下の比熱測定から求めた値とを比較しています。両者は良い一致を示しており、パルス磁場下の磁気熱量効果測定が、定量的にも正しく行なわれていることを示しています。

このシステムによる磁気熱量効果の測定は低温域でも行なう事ができます。図 3 に $Gd_3Ga_5O_{12}$ の磁気熱量効果の実験結果を示します。この物質は Gd の作る三角形が頂点共有でつながったフラストレート磁性体であり、ゼロ磁場下では 25 mK 以上では磁気秩序を示さない事が知られています[20]。この物質に対してパルス磁場下で測定した試料温度の磁場依存性を図 3 上に示します[19]。図中の白丸は Levitin らによる過去の報告[21]です。彼らはパルス磁場下で断熱的に測定した磁化曲線と、分子場で計算した等温磁化曲線との交点から、各磁場における試料温度を見積もるという手段を用いました。私たちが直接測定した試料温度は磁場上昇時と下降時のトレースが重なっており、また Levitin らの結果と良い一致を示している事がわかります。この結果から各磁場におけるエントロピーの温度依存性を求めたものが図 3 下です。この図を作るには基準となる曲線が一本必要になるため、PPMS で測定した 10T の磁場下における 2K 以上の比熱の温度依存性を積分し基準としました(黒の実線)。その際 10T/2K における残留比熱は十分小さいとしました。各磁場におけるエントロピー曲線は、基準線から実験で観測された試料の温度変化 ΔT_{ad} 分だけ平行移動することで得られます(図中の白抜き丸印)。0T および 4T におけるエントロピーの磁場依存性は、PPMS で測定した各磁場での比熱を積分した結果に適当なオフセットを加えると良く再現されます(実線)。一方で結晶場モデル[22]を用いて計算した各磁場におけるエントロピーの温度依存性(破線)は、実験結果に対して縦軸方向に平行移動したようにずれています。したがってエントロピーの温度微分で与えられる比熱の測定で見ると、少なくとも 2K 以上では実験値と計算結果とがほぼ重なるようになります。ここで用いた結晶場モデルでは 1K 以下の比熱を充分再現できていないことが分かっているのですが、それより高温の比熱測定ではこのずれを識別することはできません。一方で磁気熱量効果の測定では実験温度より低温で残留しているエントロピーについても情報を得る事が可能です。

ここで紹介した高速温度計とヒーターを組み合わせると準断熱法による比熱測定が可能になります。小濱らはそのような改良を通してパルス磁場の頂上部で試料にヒートパルスを加え、温度変化と加えた熱量との比から比熱を求めるといった試みを行っています。テスト試料に対する実験では物理的議論に耐えうる精度での比熱測定が実現しており[23]、今後パルス強磁場下における様々な相転移の研究に有効な測定手段として期待できます。

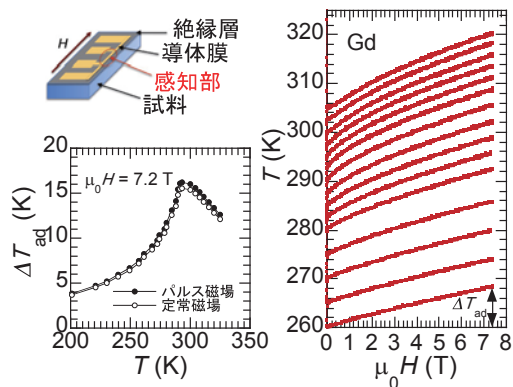


図 2. 試料上に作製した温度計の模式図(左上)と、この温度計を用いて測定した断熱磁化過程における Gd 多結晶試料の温度変化(右)。7.2T の磁場下における磁気熱量効果による温度変化(左下)。黒丸はパルス磁場下での直接測定、白丸は定常磁場下での比熱測定から求めた値を表す。[19]

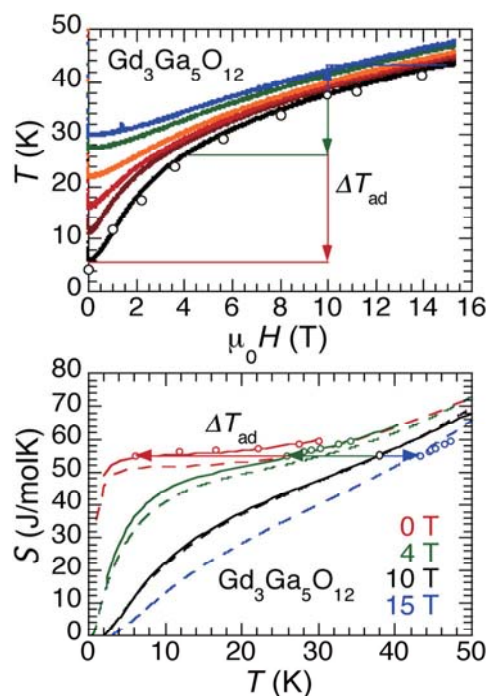


図 3. パルス磁場下で測定した $Gd_3Ga_5O_{12}$ の試料温度の磁場依存性(上)と、その結果得られた各磁場におけるエントロピーの温度依存性(下) [19]。

高速イメージングシステムの構築

私たちのグループで行っているユニークな研究の第 3 の例として、パルス磁場中の高速イメージング実験について紹介します[24]。スピン系と格子系の結合が強い物質では、しばしば磁場誘起構造相転移が起こります。先に触れた X 線回折実験等を用いれば、ある種の構造相転移をパルス強磁場下で調べる事が可能です。回折実験は構造が未知である相の周期構造の決定等に威力を発揮しますが、構造相転移に伴う対称性の変化を検出するだけであれば、偏光顕微鏡観察という簡単な手法が有効です。

私たちのイメージングシステムの模式図を図 4 に示しました。真空槽内におかれた小型のパルスマグネットと試料を 2 段式冷凍機で冷やします。マグネット中心部にある試料を長作動距離の対物レンズをつけた反射型偏光顕微鏡で観察します。ここで撮影に高感度のハイスピードカメラを用いる事でパルス磁場下の瞬間的な画像の変化をとらえる事ができます。私たちが使用しているカメラは各画素における光強度を 12 ビットのデジタル信号として保存できるため、画像の定量的解析が可能であるという特徴があります。ここで使っているマグネットは 4.6ms のパルス幅で 35T までの磁場を発生可能であり、その間に通常 5,000 から 20,000 フレーム/秒の割合で撮影をします。イメージング実験では、パルス幅の短いマグネットを使うと十分な露光時間を取れずに画像が暗くなるというデメリットがあります。しかしコンパクトなデザインのマグネットは、長作動距離のレンズで直接覗き込むため、そして光学系に対する漏れ磁場の影響を抑えるために重要なポイントとなっています。

反射配置で光学異方性を持つ試料の偏光顕微鏡観察を行うと、複屈折の寄与を検出できます。観察面内にある結晶主軸 1, 2 の方向の光学反射率を r_1, r_2 とすると、偏光子と検光子が直交したクロスニコル配置での反射光強度は $I \propto |r_1 - r_2|^2 \sin^2 2\phi$ となり反射率の異方性の自乗に比例します。ここで ϕ は入射光の偏光面と結晶の主軸とのなす角を表します。 ϕ を 45 度にすれば一軸異方性から二軸異方性の結晶に転移して光学反射率に異方性が生じたときに試料全体が明るく見えることとなります。また 45 度からずらすと双晶構造が識別可能で、一様なバックグラウンドが重畳する条件下で対称性の変化を検出する際、より見分けがしやすくなります。

具体的な例として層状マンガ氧化物 $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{3/2}\text{MnO}_4$ の軌道秩序について紹介します。混合原子価を持つこの物質では Mn^{3+} のサイトにある e_g 電子が周期的に配列する電荷秩序という現象を示します。この際八面体配位された Mn^{3+} イオンは Jahn-Teller 活性であるため歪みによって軌道の二重縮退が解消され、協力的 Jahn-Teller 効果によって周期的な軌道秩序が生じます。軌道秩序状態ではキャリアである e_g 電子の移動に制限が生じ、伝導度は直流から可視光領域に届く広い周波数範囲で異方的になるため、偏光顕微鏡による識別が可能になります[25]。一方で X 線回折によってこの軌道秩序を観測するには、共鳴 X 線散乱を用いて微弱な超格子反射を観測する必要があり、パルス強磁場下での識別は困難になります。軌道秩序の具体的なパターンを決定するには回折実験が必要ですが、秩序の生成・消滅を調べる目的には偏光顕微鏡観察は有効な手段であり、かつ詳細が未知の対称性の破れを識別するにも有力な手法です。

$\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{3/2}\text{MnO}_4$ の電荷軌道秩序は 40T 程度の磁場で融解することが知られているので[26]、イメージングシステムの評価のためにこの試料の偏光顕微鏡観察を行いました[24]。試料の劈開面を偏光顕微鏡で観察すると、軌道秩序状態では図 5 左上のように明るい筋状構造が見えます。ここで筋状に見えるのは双晶のドメインに由来すると考えられています。この偏光顕微鏡像を強磁場下で撮影した画像が図 5 左下であり、筋状構造が 28T の磁場中で消失していることがわかります。撮影された画像強度を解析して磁場の関数として表した図が図 5 右です。軌道秩序の磁場融解の度合いを示す量として、偏光顕微鏡像の強度が良い指標となってい

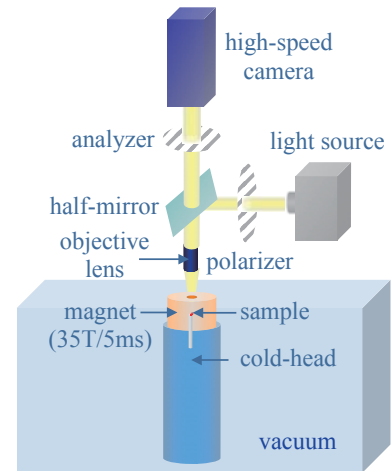


図 4. パルス磁場中の高速イメージングシステムの模式図。

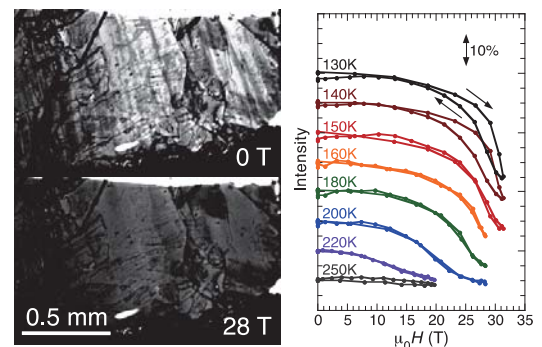


図 5. $\text{La}_{1/2}\text{Sr}_{3/2}\text{MnO}_4$ 結晶の ab 面の (左上) 0T および (左下) 28T における偏光顕微鏡写真と (右) 画像強度の磁場依存性[24]。見やすくするため縦軸方向にオフセットをつけて表示している。

ることがわかります。

高速イメージング実験による磁場誘起構造相転移の検出は、マンガン酸化物ほど顕著な複屈折を示す物質以外にも、鉄系超伝導体の母物質[27]や磁性形状記憶合金[28]などでも成功しています。またこのシステムを用いたファラデー回転法による磁化測定も可能であることを確認しており[24]、今後微小結晶や薄膜試料に対する強磁場磁化測定も可能になると期待しています。

おわりに

10年のブランクをおいて強磁場の世界に戻ってみて、日本の強磁場を牽引してきた先人達の偉大さを改めて感じるようになりました。その一方で先人達の開発した技術などが有効に受け継がれて来たかという、残念ながら必ずしもそうではないように思います。助教の任期制を採用している物性研究所のようなところでは、開発した技術をどのように持続可能な形で活用していくかということは特に重要な課題です。その意味でも将来を担う学生・若手研究者の育成が重要であると考えています。徳永研究室は発足以来大半の期間を筆者+学生1名で過ごしてきましたが、この4月に新しく助教1名と学生2名が加わることになりました。ようやく研究室らしい構成となり、人材育成をしながらいろいろな挑戦ができそうです。

助教として着任予定の三宅厚志氏は、これまで大阪大学の極限量子科学研究センター等で超高圧下の実験に携わってきました。今後、私たちの研究室では強磁場・超高圧の多重極限環境下における物性実験に挑戦していくことになりそうです。多重極限プロジェクトは過去にも多くの人々が挑戦してきましたが、問題はそこでどのような物理を追求できるかにあります。今回紹介したパルス強磁場下における電気分極測定、熱量測定、偏光顕微鏡観察をはじめ、交流磁気抵抗測定や表面インピーダンス測定による量子振動の観察なども圧力下に応用可能です。このような準備を整えた上で挑戦する多重極限下での物性研究は、いろいろな分野に新たな発展をもたらすと期待しています。

極限環境下の実験で最も面白いのは、まったく予想しなかった新しい現象に出会うことでしょう。いろいろな実験の引き出しを用意しておく事は、そのチャンスを逃さないためにも重要です。物性科学の分野で40を越える研究室が存在する物性研究所の中で新しい科学の発展の種を見つけ、それをこの地から発展させられるよう、少しでも貢献できれば幸いです。そのためにも面白そうな試料や優れた研究者をこの柏の地に引きつける引力となるべく、金道マグネットの特徴を生かしたユニークな実験や、待ち時間の短さを生かした機動力のある実験などを進めて行きたいと思います。

今回の記事では物性研究所の非破壊型パルス磁場グループのもう一つの武器であるフライホイール発電機を用いた準定常磁場下での測定については紹介できませんでした。今回の記事に関連したところでは、露光時間を長くした高感度のイメージング実験や、準断熱法による高精度の比熱測定などで大きな役割を果たす事になると考えています。その他にも様々な試みを企画しておりますので、いずれ別の機会にご紹介できるよう、こちらも進めて参りたいと思います。

研究室紹介を締めくくるにあたり、今回紹介した研究やその他にも共同利用などを通じて興味深い実験をご一緒させていただいた所内外の多くの方々にまずお礼を申し上げます。中にはこちらの技術不足で十分な成果を出せない場合や、ご要望にお応えできる実験環境が未整備の場合もありました。少しずつではありますが日々改良を重ねておりますので、今後とも引き続きよろしくお願ひ申し上げます。最後になりましたが、研究室発足以来、研究室とは名ばかりの小さな所帯で内部メンバーには多くの苦勞をかけてきました。学生として在籍した片倉稲子氏、木原工氏、河内史朗氏またポストドクとして在籍した岡研吾氏、赤木暢氏に対してこの経験を糧とした今後の活躍を期待するとともに、非破壊型パルス磁場の実験をともに発展させてきた金道研究室の皆様ならびに秘書の荒木和代氏に感謝申し上げます。



図 8. 2012 年度徳永研メンバーの集合写真。左から赤木、筆者、木原、河内、荒木（敬称略）。

参考文献

- [1] T. Coffey, Z. Bayindir, J. F. DeCarolis, M. Bennett, G. Esper, and C. C. Agosta, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 4600 (2000).
- [2] E. Ohmichi and T. Osada, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 3022 (2002).
- [3] N. Doiron-Leyraud¹, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, J. -B. Bonnemaïson, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, and L. Taillefer, *Nature* **447**, 565 (2007).
- [4] Y. H. Matsuda, Y. Ueda, H. Nojiri, T. Takahashi, T. Inami, K. Ohwada, Y. Murakami, and T. Arima, *Physica B* **346-347**, 519 (2004).
- [5] N. Terada, Y. Narumi, Y. Sawai, K. Katsumata, U. Staub, Y. Tanaka, A. Kikkawa, T. Fukui, K. Kindo, T. Yamamoto, R. Kanmuri, M. Hagiwara, H. Toyokawa, T. Ishikawa, and H. Kitamura, *Phys. Rev. B* **75**, 224411 (2007).
- [6] Y. H. Matsuda, Z. W. Ouyang, H. Nojiri, T. Inami, K. Ohwada, M. Suzuki, N. Kawamura, A. Mitsuda, and H. Wada, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 046402 (2009).
- [7] M. Motokawa *et al.*, *Physica B* **155**, 39 (1989).
- [8] S. Yoshii, K. Ohoyama, K. Kurosawa, H. Nojiri, M. Matsuda, P. Frings, F. Duc, B. Vignolle, G. L. J. A. Rikken, L.-P. Regnault, S. Michimura, and F. Iga, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 077203 (2009).
- [9] T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature* **426**, 55 (2003).
- [10] S. Foner, *J. Appl. Phys.* **34**, 1246 (1963).
- [11] H. Mitamura, S. Mitsuda, S. Kanetsuki, H. A. Katori, T. Sakakibara, and K. Kindo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 094709 (2007).
- [12] M. Tokunaga, *Front. Phys.* **7**, 386 (2012).
- [13] M. Tokunaga, Y. Yamasaki, Y. Onose, M. Mochizuki, N. Furukawa, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 187202 (2009).
- [14] M. Tokunaga, M. Azuma, and Y. Shimakawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 064713 (2010).
- [15] H. Murakawa, Y. Onose, S. Miyahara, N. Furukawa, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 137202 (2010).
- [16] T. Arima, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 073702 (2007).
- [17] M. Akaki, H. Iwamoto, T. Kihara, M. Tokunaga, and H. Kuwahara, *Phys. Rev. B* **86**, 060413(R) (2012).
- [18] 「磁性 I」 田中秀数、久保健著、朝倉書店 (2008年) .
- [19] T. Kihara, Y. Kohama, Y. Hashimoto, S. Katsumoto, and M. Tokunaga, arXiv: 1302.2705.
- [20] S. R. Dunsiger, J. S. Gardner, J. A. Chakhalian, A. L. Cornelius, M. Jaime, R. F. Kiefl, R. Movshovich, W. A. MacFarlane, R. I. Miller, J. E. Sonier, and B. D. Gaulin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3504 (2000).
- [21] R. Z. Levitin, V. V. Snegirev, A. V. Kopylov, A. S. Lagutin, and A. Gerber, *J. Magn. Magn. Mater.* **170**, 223 (1997).
- [22] W. Dai, E. Gmelin, and R. Kremer, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**, 628 (1988).
- [23] 小濱芳允、徳永将史、金道浩一、日本物理学会第68回年次大会 (2013年) .
- [24] I. Katakura, M. Tokunaga, A. Matsuo, K. Kawaguchi, K. Kindo, M. Hitomi, D. Akahoshi, and H. Kuwahara, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 043701 (2010).
- [25] T. Ishikawa, K. Ookura, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **59**, 8367 (1999).
- [26] M. Tokunaga, N. Miura, Y. Moritomo, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **59**, 11151 (1999).
- [27] M. Tokunaga, T. Kihara, Y. Mizuguchi, and Y. Takano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 063703 (2012).
- [28] X. Xu, W. Ito, I. Katakura, M. Tokunaga and R. Kainuma, *Scripta Mater.* **65**, 946 (2011).