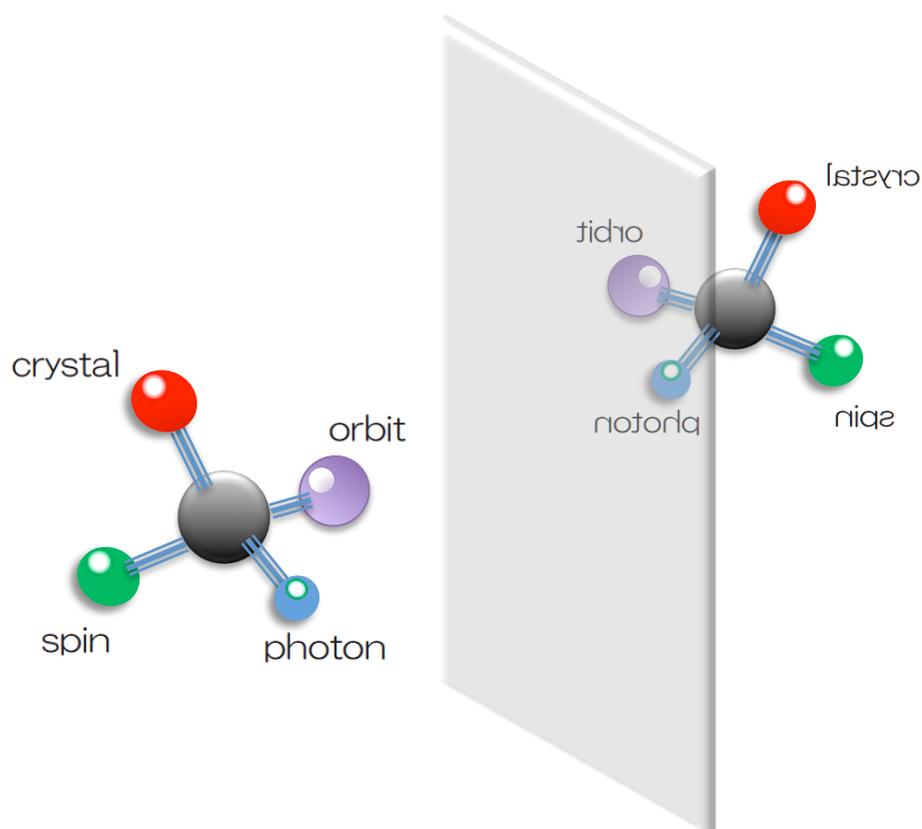


第4回 豊田理研ワークショップ

# キラル対称系の電磁応答



トヨタ産業技術記念館

2016年11月18日-20日  
<http://www.chiral.toyotariken.jp>

## 趣旨

対称性は物理学の全ての分野で最も基本的な要素の一つで、素粒子から原子・分子・結晶に至る多様な体系の理解において常に重要な地位を占めてきました。中でも鏡映対称の欠如に伴うキラル対称性は、古くは酒石酸の旋光性やベータ崩壊におけるパリティ非保存に関して注目されましたが、近年においても新しい物質・材料の追求や新現象の発見や解釈に関連してリバイバルというレベルを超えて盛んに議論されています。今回取り上げた話題にもその多様性が良く反映されています。また、関連する電磁気学としても、伝統的な理論を微視的・巨視的レベルで精密化した形式の他に「創発電磁場」という新概念を前面に押し立てた一般的形式による議論が盛んになっていますが、それら二形式の相互関係をより深く理解することもこの研究会の重要な課題です。

## 主催

公益財団法人 豊田理化学研究所

## 世話人

張紀久夫 (豊田理化学研究所) : 代表

永長直人 (理化学研究所)

十倉好紀 (理化学研究所)

石原 一 (大阪府立大学)

信定克幸 (分子科学研究所)

## 事務局

大阪府立大学 (石原一、余越伸彦)

## 招待講演者

- 永長直人 (理化学研究所)  
柳瀬陽一 (京都大学)  
尾松孝茂 (千葉大学)  
余越伸彦 (大阪府立大学)  
大島康裕 (東京工業大学)  
十倉好紀 (理化学研究所)  
関真一郎 (理化学研究所CEMS)  
秋光 純 (岡山大学)  
木村 剛 (大阪大学)  
張紀久夫 (豊田理化学研究所)  
有馬孝尚 (東京大学)  
田中良和 (理化学研究所播磨)  
岡本裕巳 (分子科学研究所)  
小西邦昭 (東京大学)  
望月維人 (青山学院大学)  
戸川欣彦 (大阪府立大学)  
岸根順一郎 (放送大学)

**11月18日(金)**

13:20~13:30 Opening

**Session 1:**

13:30~14:15 永長直人 (理化学研究所)

Nonlinear and nonreciprocal responses of topological matters

14:15~14:45 柳瀬陽一 (京都大学)

空間反転対称性が欠如した系の超伝導：対称性，トポロジー，電磁応答

**Coffee Break**

15:00~15:45 尾松孝茂 (千葉大学)

光の軌道角運動量が拓くキラル物質科学

15:45~16:15 余越伸彦 (大阪府立大学)

光の軌道角運動量によるキャリアスピン操作

16:15~16:45 大島康裕 (東京工業大学)

気相分子のキラリティ選別

18:00~

顔合わせ会 (記念館内レストラン)

**11月19日(土)**

**Session 2:**

9:30~10:15 十倉好紀 (理化学研究所)

磁気スキルミオンおよび創発モノポールの結晶格子相転移と巨大電磁気応答

10:15~10:45 関真一郎 (理化学研究所 CEMS)

絶縁体中のキラリティと強磁性

**Coffee Break**

11:00~11:30 秋光 純 (岡山大学)

偏極プローブを用いた磁気カイラリティーの観測

11:30~12:00 木村 剛 (大阪大学)

らせん磁性マルチフェロイクスと電気磁気応答

12:00~12:30 張紀久夫 (豊田理化学研究所)

キラル系の分散関係 : Drude-Born-Fedorov 方程式の信憑性

**Lunch**

13:45~14:15 有馬孝尚 (東京大学)

スピンのつくるキラリティと非相反方向二色性

14:15~14:45 田中良和 (理化学研究所 播磨)

円偏光X線による結晶構造および磁気構造キラリティ観察

**Coffee Break**

15:00～17:00 自由討論

霜田光一（東京大学名誉教授）

弾性振り子の連成振動による自発的対称性の破れの実験

田中耕一郎（京都大学）

軌道角運動量ビームを用いた量子操作へ挑戦

大原繁男（名古屋工業大学）

希土類金属化合物  $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$  のキラル物性

江沢 洋（学習院大学名誉教授）

鏡像異性体の存在と量子力学

張紀久夫（豊田理化学研究所）

クーロンポテンシャルを含む多体 Schrödinger 方程式のゲージ不変性

18:00～

バンケット (レセプションハウス名古屋通信会館)

**11月20日(日)**

**Session 3:**

9:30~10:15 岡本裕巳 (分子科学研究所)  
キラルプラズモンの局所的光学活性

10:15~10:45 小西邦昭 (東京大学)  
人工キラル構造による円偏光制御

**Coffee Break**

11:00~11:30 望月維人 (青山学院大学)  
磁気スキルミオンが示す電気磁気現象

11:30~12:00 戸川欣彦 (大阪府立大学)  
キラル磁性体を用いたスピン位相エレクトロニクス

12:00~12:30 岸根順一郎 (放送大学)  
Chirality in magnetism and optics

**Lunch**

14:00~16:30  
トヨタ産業技術記念館案内付 Tour

# アブストラクト

# **Nonlinear and nonreciprocal responses of topological matters**

Naoto Nagaosa

*Center for Emergent Matter Science (CEMS)*

*and*

*Department of Applied Physics, The University of Tokyo*

Nonlinear responses are the key to the electronic functions. One representative example is the diode by pn-junction showing the rectification effect, i.e., nonreciprocal I-V characteristics. In this case, the spatially nonuniform structure introduces to break the inversion symmetry. On the other hand, the nonreciprocal responses in translationally symmetric systems are less trivial since the time-reversal symmetry relates the two momenta  $k$  and  $-k$  even in the absence of the inversion symmetry of the crystal.

In this talk, I will discuss the role of inversion symmetry and time-reversal symmetry on the nonlinear and nonreciprocal responses in solids from the viewpoint of the topological aspects of electronic states. The topics include magnetochiral anisotropy of semiconductors and superconductors, and shift currents under photo-excitations.

# 空間反転対称性が欠如した系の超伝導： 対称性，トポロジー，電磁応答

柳瀬陽一<sup>1</sup>，大同暁人<sup>1</sup>，角田峻太郎<sup>1</sup>，吉田智大<sup>2</sup>，中村康晴<sup>2</sup>，高三和晃<sup>1</sup>，川上則雄<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 京都大学理学研究科，

<sup>2</sup> 新潟大学自然科学研究科，

E-mail : yanase@scphys.kyoto-u.ac.jp

空間反転対称性が欠如した系にはラッシュバ型スピン軌道相互作用、ドレッセルハウス型スピン軌道相互作用等の反対称スピン軌道相互作用が現れる。近年の研究により、反対称スピン軌道相互作用が超伝導の対称性、トポロジー、電気磁気応答に与える様々な影響が明らかにされた[1]。本講演ではこれまでの研究の進展をレビューし、最近の研究成果について報告したい。特に、最近の成果として以下の研究を紹介する。

- (1) 空間反転対称性の欠如による巨大臨界磁場[2] (MoS<sub>2</sub> を例として)
- (2) 空間反転対称性が欠如した系の F F L O 超伝導[3] (SrTiO<sub>3</sub> 界面を例として)
- (3) 異方的超伝導体を用いたトポロジカル超伝導のデザイン[4,5] (銅酸化物高温超伝導を例として)

時間に余裕があれば、「局所的な空間反転対称性が欠如した系の超伝導」、「自発的なパリテイ対称性の破れを伴う奇パリテイ多極子と超伝導」など、より最近の成果にも触れたい。

## References

- [1] “Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview”, edited by E. Bauer and M. Sigrist (Springer, Berlin, 2012), Vol. 847.
- [2] Yu Saito et al., Nature Physics 12, 144 (2016).
- [3] Y. Nakamura and Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. 84, 024714 (2015).
- [4] A. Daido and Y. Yanase, Phys. Rev. B 94, 054519 (2016).
- [5] K. Takasan, A. Daido, N. Kawakami, and Y. Yanase, in preparation.

# 光の角運動量が拓くキラル物質科学

尾松孝茂<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>千葉大学大学院融合科学研究科(〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33)

<sup>2</sup>千葉大学分子キラリティー研究センター(〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33)

螺旋波面を持つ光波の総称である光渦は、円環状の強度分布とビーム断面内の光圧である軌道角運動量を示す。Allen が光渦の重要性を指摘したのが 1992 年、それから 20 年以上の年月が経つ[1]。この間、数多くの研究者が光渦の研究に関わってきた。超解像顕微鏡[2] や空間多重通信[3]や空間多重光記録[4]など、光渦の円環強度分布を活用した応用が数多く提案されている。しかし、これらの応用研究の多くが、光渦の円環強度分布や固有モード性を活用しているにすぎず、光渦の最もユニークな特徴である軌道角運動量を積極的に活用しようという研究は未だ数少なく、わずかに微粒子の公転運動を促すための光マニピュレーション用光源として応用されているに過ぎない。光渦の角運動量は何に活用できるのか?

この問いに対して、われわれは表面加工の光源に使うことを着想した。レーザー加熱された物質は融解あるいは蒸散してサブマイクロメートルサイズのクラスターと見なせる。そのため、クラスターは光渦の角運動量を受取ることで公転運動する。その結果、様々な微細構造が表面に現れる。光渦を照射すると、従来のレーザー加工では創ることが困難だった螺旋ニードル[5]、螺旋表面レリーフ[6]、マイクロニードル[7]、さらには、微小球[8]などの構造体が室温大気雰囲気中で簡単に創れる。光渦が創るこれらの構造は潜在的に様々な分野への応用が期待できる。例えば、螺旋ニードルを 2 次元に配列すれば、旋光性を持つ人工材料(キラルメタサーフェース)ができる。また、キラル合成のための物理的触媒、微量物質の高感度円偏光二色性センサーなどへも応用できるかもしれない。マイクロニードルは無痛治療針などに応用できる。最近、深紫外からテラヘルツ波帯の任意の波長で高効率に光渦が発生できるようになってきた。電子遷移や分子間大振幅振動を制御できる紫外光渦やテラヘルツ光渦を使えば、光渦の角運動量に立脚した新しい物質科学が続々と登場するであろう。

- 1) L. Allen, M.W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
- 2) S. W. Hell, J. Wichmann, "Breaking the diffraction resolution limit by stimulated emission: stimulated-emission-depletion fluorescence microscopy," *Opt. Lett.*, **19**, 780 (1994).
- 3) N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran, "Terabitscale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers," *Science*, **340**, 1545–1548 (2013).
- 4) G. Ruffato, M. Massari, F. Romanato, "Diffractive optics for combined spatial- and mode- division demultiplexing of optical vortices: design, fabrication and optical characterization," *Sci. Rep.*, **6**, 24760 (2016).
- 5) K. Toyoda, K. Miyamoto, N. Aoki, R. Morita, T. Omatsu, "Using Optical Vortex To Control the Chirality of Twisted Metal Nanostructures," *Nano Lett.* **12**, 3645 (2012).
- 6) M. Watabe, G. Juman, K. Miyamoto, T. Omatsu, "Light induced conch-shaped relief in an azo-polymer film," *Sci. Rep.* **4**, 4281 (2014).
- 7) F. Takahashi, K. Miyamoto, H. Hidai, K. Yamane, R. Morita, T. Omatsu, "Picosecond optical vortex pulse illumination forms a monocrySTALLINE silicon needle," *Sci. Rep.*, **6**, 21738 (2016).

# 光の軌道角運動量によるキャリアスピン操作

大阪府立大学工学研究科 余越伸彦

E-mail : yokoshi@pe.osakafu-u.ac.jp

光子はスピン角運動量と軌道角運動量を持ちうる量子である。なかでも軌道角運動量を持つ光は光渦 (optical vortex) と呼ばれ、盛んに研究が進められている。この光は螺旋状の位相構造とドーナツ状強度分布を持ち、理論上無限の自由度 ( $-\infty < l_z < \infty$ ) をもつことができることから多くの応用が期待される。

一方、半導体の光学応答では、光の角運動量が電子系の角運動量に伝達される際の角運動量保存則に由来する光学選択則が存在するが、これまで光についてはそのヘリシティのみが考えられてきた。しかし、光渦はヘリシティに加え軌道角運動量を運ぶため 光の全軌道角運動量が光学遷移に寄与することが期待される。このことから、光渦による半導体の光学応答では遷移選択則が変化することが予想される。

そこで我々は、光の軌道角運動量と電子スピンの間の相互作用を記述する基礎理論の構築を目的とする。直接遷移の 8-band の半導体中の光渦を照射することで、伝導帯電子にラシュバ型のスピン軌道相互作用に加えて、光渦の渦度を反映した新しいスピン-軌道相互作用が生じることが分かった (図 1 (a))。講演ではこの相互作用の詳細と、その影響について発表する。また、nm スケールの金属構造に光渦を照射することで生成できるナノ光渦 (図 1 (b)) についても簡単に紹介する。

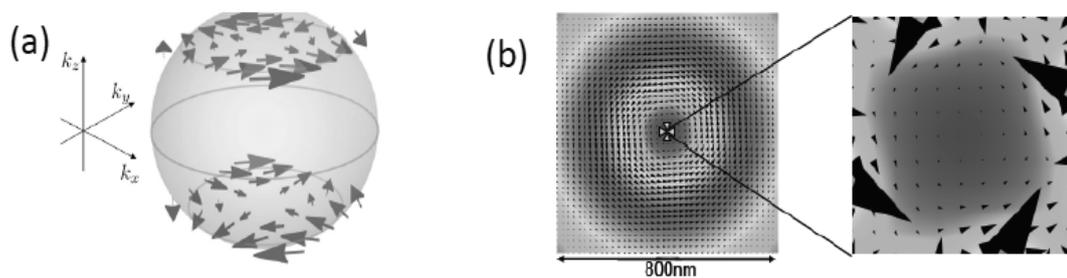


図 1 (a) 光渦に起因するスピン-軌道相互作用の一例。矢印がスピン方向、 $k$  は電子運動量 (b) 光渦をナノ金属構造に照射した時の電場分布

# 気相分子のキラリティ選別

大島康裕

東京工業大学理工学研究科・分子科学研究所

ohshima@chem.titech.ac.jp

キラルな分子は、基礎物理学からライフサイエンスにおよぶ広範な分野で重要な役割を有している。例えば、素粒子論によれば、弱電相互作用により右手分子と左手分子のエネルギーはわずかに異なることが予想されており、そのエネルギー差がどのような値であるかは基礎理論の検証に役立つと期待されている。一方、生体を構成する糖・アミノ酸・タンパク質の全てが単一の光学異性体（エナンチオマー）であること（いわゆるホモキラリティー）の起源は、生物学において解明すべき大きな謎である。また、医薬品として利用されている化合物の過半数がキラル分子であり、一方のエナンチオマーのみが薬理効果を示すケースが多いことから、キラル分子の合成ならびに分析手法の開発は、製薬産業の最重要課題である。

分子のキラリティの識別ならびにエナンチオマーの割合（不斉過剰度, enantio-excess: ee）の決定には、クロマトグラフィーならびに円二色性(circular dichroism: CD)測定がもっぱら利用されてきている。クロマトグラフィーでは、多量のサンプルが必要であり、また、計測にも時間がかかる。一方、CDは、電気双極子相互作用と磁気双極子もしくは電気4極子相互作用に由来する高次の効果であるため、通常の吸収に対して $10^{-4}$ 程度の寄与しかなく、有意な測定を行うには高濃度のサンプルが必要となる。これらの制約から、高濃度なサンプルを準備することが困難である気相の条件では、キラリティの識別やee測定は、これまでほとんど行われてこなかった。気相分子の計測は、環境の影響を受けていない分子自体の性質を調べることができ、また、種類の異なる分子を明確に区別可能であるという利点があるので、有効な手法の開発が望まれていた。

本講演では、まず、この数年間に相次いで報告された、気相分子のキラリティ識別に関する研究例を紹介する。それらは、1) クーロン爆発イメージング [1,2]、2) 光電子角度分布計測 [3,4]、3) マイクロ波領域での和周波発生 [5-7]、の3つに大別され、測定原理は互いに異なるものの、対象とする分子種のみを選択的に計測可能であることと、微量なサンプルであっても高感度でキラリティ識別（および ee 決定）が可能であることを共通の特徴としている。講演ではさらに、3) に関連して、いわゆるコヒーレント制御のアプローチによるエナンチオマー選別の可能性[8-10]について議論する。最後に、分子集団の動的なキラリティという観点から、一方向に回転する分子集団の時空間イメージング[11]について述べる。

- [1] M. Pitzer, *et al.*, *Science* **341**, 1096 (2013). [2] P. Herwig, *et al.*, *Science* **342**, 1084 (2013). [3] C. Lux, *et al.*, *Angew. Chem. Int. Ed.* **51**, 5001 (2012). [4] M. H. M. Janssen and I. Powis, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **16**, 856 (2014). [5] D. Patterson, M. Schnell, & J. M. Doyle, *Nature* **497**, 475 (2013). [6] D. Patterson & J. M. Doyle, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 023008 (2013). [7] V. A. Shubert, *et al.*, *Angew. Chem. Int. Ed.* **53**, 1152 (2014). [8] M. Shapiro, E. Frishman, & P. Brumer, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1669 (2000); **91**, 129902 (2003). [9] P. Král, I. Thanopoulos, M. Shapiro, & D. Cohen, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 033001 (2003). [10] E. Frishman, M. Shapiro, D. Gerbasi, & P. Brumer, *J. Chem. Phys.* **119**, 7237 (2003). [11] K. Mizuse, K. Kitano, H. Hasegawa, & Y. Ohshima, *Sci. Adv.* **1**, e1400185 (2015).

## 磁気スキルミオンおよび創発モノポールの結晶格子相転移と巨大電磁気応答

理化学研究所 創発物性科学研究センター、東京大学大学院物理工学専攻

十倉 好紀

キラル格子を持つ磁性体は、強磁性交換相互作用と非対称性交換相互作用（ジャロンスキー・守谷相互作用）との競合でらせん磁性を示すことが多い。しかし、相転移温度近傍では、スクリュウ構造の波数ベクトルが、印加磁場と垂直な面内で120度ごとの3方向で結合したスキルミオン結晶状態を普遍的に持つことが知られるようになってきた。しかし、このスキルミオンは、単に2次元スピン密度波状態としてではなく、構成する個々のスキルミオンが、スキルミオン数（整数1）と呼ばれるトポロジカルチャージで保護されており、三角格子を組まない独立したナノ粒子としても存在する。スキルミオンはスキルミオン数に対応して、伝導電子に実効的な磁場（創発磁場）を与え、またスピン流に対してもピン止めなしに容易に駆動される。またスキルミオンは、トポロジカル粒子としての特徴を反映して、種々の形態、たとえば、三角格子以外の格子構造やガラス、液体状態をとることも可能であると考えられる。

ここでは、一旦生成されたスキルミオンやその集合体がトポロジカル保護によって、熱力学安定性を超えて強固な準安定状態として存在し、またその重合状態が通常の三角格子から全トポロジカル数を保存する形式で、正方格子やアモルファス状態に転移する現象を述べる。

また一方で、らせん磁性の多波数状態は、スキルミオン格子以外の位相欠陥格子構造も作りうるが、ここでは、ヘッジホッグ（ハリネズミ）と反ヘッジホッグが格子を組んだ状態を例示する。電子相関の強い系（特異点でのスピンモーメントが有限に残る）では、この磁気特異点は、創発磁場のモノポール、反モノポールして振る舞う。磁場印加下ではディラック・ストリングの変形で、巨大な創発磁場によるホール効果（トポロジカルホール効果）が現れる。また磁場印加による、モノポール、反モノポールの対消滅を起こす連続的なトポロジカル相転移では、その揺らぎによる巨大な正の磁気抵抗効果を引き起こす。

このように、キラルな磁性体は、スキルミオニクスなどの新しいスピントロニクスデバイスの応用だけでなく、実空間トポロジカル物理が創発する新現象の宝庫となっている。

### 参考文献

- N. Nagaosa and Y. Tokura, *Nature Nanotechnology*, **8**, 899 (2013).
- N. Kanazawa *et al.*, *Nature Communications*, **7**, 11622 (2016)
- K. Karube *et al.*, *Nature Materials*, doi:10.1038/nmat4752 (2016).

# 絶縁体中のキラリティと強磁性

関 真一郎

理化学研究所 創発物性科学研究センター (CEMS)

右手系と左手系の区別のあるキラルな対称性に属する物質は、光学活性に代表されるような特徴的な物性を示すことが知られており、古くから新奇な機能を実現するための舞台として研究されてきた。特に近年、磁気スキルミオンと呼ばれるトポロジカルに安定なスピンの渦構造が、キラルな磁性体中で存在しうることが発見され、大きな注目を集めている[1-3]。磁性体中のスキルミオンは、直径数~数百ナノメートルの粒子としての性質を持ち、また様々な外場でその運動を制御できる可能性が提案されていることから、高密度・低消費電力な磁気記憶・演算素子のための次世代情報担体の有力候補と考えられている。従来、スキルミオン観測の報告は、B20構造の合金 (MnSi, FeGe, Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>Si) のみに限られていた。これらの物質は基本的に金属であることから、特に伝導電子との相関・輸送特性の観点から研究が行われ、電流によるスキルミオンの制御が可能であることがわかっている。

一方で、発表者らは最近、キラルな構造を伴う強磁性絶縁体Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub>において、スキルミオンが発現することを発見した。さらに詳細な誘電測定を行った結果、この物質のスキルミオン相では有限の電気分極が誘起されていることがわかった[4-5]。本物質では、スキルミオン粒子の1つ1つがローカルな電気双極子を運んでいると考えられ、ジュール発熱を伴わない、電場によるスキルミオン粒子の制御が可能であることが強く期待される。実際に、静電場によるスキルミオンの安定性制御や、振動電場によるスキルミオンの共鳴駆動に成功している[6,7]。

また、キラルな強磁性体は、磁化方向に伝播する準粒子流に対してダイオード特性を示すことが一般的に期待される。Cu<sub>2</sub>OSeO<sub>3</sub>において実際に、光 (マイクロ波) やスピン波に対して、非常に大きなダイオード効果が現れることを発見した[7-9]。上述の現象は、いずれも結晶構造のキラリティがスピン軌道相互作用を通じて磁性に影響を与えた結果生じたものであり、本講演ではこうしたキラリティと強磁性の関わりについて総合的に議論したい。

[1] S. Muhlbauer *et al.*, *Science* **323**, 915 (2009).

[2] X. Z. Yu *et al.*, *Nature* **465**, 901 (2010).

[3] "Skyrmions in Magnetic Materials", S. Seki and M. Mochizuki, Springer (2015).

[4] S. Seki *et al.*, *Science* **336**, 198 (2012).

[5] S. Seki *et al.*, *Phys. Rev. B* **86**, 060403(R) (2012).

[6] Y. Okamura, S. Seki *et al.*, *Nature Comm.* **7**, 12669 (2016).

[7] Y. Okamura, S. Seki *et al.*, *Nature Comm.* **4**, 2391 (2013).

[8] Y. Okamura, S. Seki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 197202 (2015).

[9] S. Seki *et al.*, *Phys. Rev. B* **93**, 235131 (2016).

# 偏極プローブを用いた磁気カイリティーの観測

岡山大学 秋光 純

E-mail: [akimitsu@okayama.ac.jp](mailto:akimitsu@okayama.ac.jp)

# らせん磁性マルチフェロイクスと電気磁気応答

大阪大学大学院基礎工学研究科 木村 剛

近年のマルチフェロイクス研究の進展により、ある種のらせん磁性体では、らせん磁気秩序が引き起こす空間反転対称性の破れがトリガーとなって、磁気秩序誘起の強誘電性が発現することが広く認識されるようになった。従来型の強誘電体と同様に、らせん磁気秩序誘起の強誘電体においても、電場の印加により強誘電分極の符号を反転させることが可能で、電場による分極反転は、らせん磁気構造に内包するベクトルスピカイラリティ  $\Sigma_i (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1})$  の反転を伴うことが理論的に提唱され、実験的にも確認されている。また、磁気誘起型強誘電性を示すマルチフェロイクスの多くは、磁場の印加で生じるメタ磁性転移などにより磁気対称性が変化することで、強誘電性が消失したり、電気分極の向きがフロップ的に変化するなどの多彩な電気磁気効果を示すといった特徴を持つことも広く認識されている。

しかしながら、時間反転の作用として働く印加磁場の反転による「電気分極の反転」という現象は、コニカルらせん磁気構造と呼ばれるマクロ磁化と分極が共存する特異ならせん磁気構造を持つ一部のマルチフェロイクス(例えば  $\text{CoCr}_2\text{O}_4$ , 六方晶フェライトなど)においてしか観測されていない。また、そのメカニズムについても十分に理解されていないのが現状である。

本発表では、コニカルらせん磁気構造における電気分極や磁化の電気磁気応答、とくに磁場による電気分極反転のメカニズムについて、オリビン型 Mn 酸化物  $\text{Mn}_2\text{GeO}_4$  における結果をもとに議論する。同物質は 5.5 K 以下で整合および非整合な磁気秩序成分を有する double-Q の磁気構造を有し、マクロ磁化と分極が共存するマルチフェロイック特性を示す[1]。偏極・非偏極単結晶中性子散乱測定の結果に対する詳細な磁気構造解析の結果、コニカルならせんスピン鎖がキャント反強磁性的に配列するといった特異ならせん磁気秩序構造が明らかとなった。同構造に対する磁場・電場印加の効果の詳細を調べ、さらにその対称性の現象論的議論の結果、同らせん磁気秩序構造に起因する多様なドメインがこれらの外場によりスイッチすることが同物質における電気磁気応答の本質であることが明らかとなった。本発表では、それらの結果の詳細について紹介する。

本発表で紹介する研究内容は、本田孝志博士(高エネルギー加速器研究機構・物質構造科学研究所)、Dr. Jonathan White, Dr. Michel Kenzelmann (Paul Scherrer Institut), Prof. A. Brooks Harris (Univ. of Penn.)らとの共同研究の成果です。

[1] J.S. White *et al.*, Phys. Rev. Lett. 108, 077204 (2012).

# キラル媒質における分散関係： Drude-Born-Fedorov 方程式の信憑性

張 紀久夫  
豊田理化学研究所

物質の電磁応答を記述するには誘電率  $\epsilon$  と透磁率  $\mu$  を用いるのが普通であるが、媒質がキラル対称の場合には電場（磁場）が磁化（電気分極）を誘起することも考える必要があり、通常の構成方程式  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  は拡張されなければならない。その結果 Drude-Born-Fedorov (DBF) 方程式と呼ばれる構成方程式 [1]

$$\mathbf{D} = \epsilon(\mathbf{E} + \beta \nabla \times \mathbf{E}), \quad \mathbf{B} = \mu(\mathbf{H} + \beta \nabla \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

がよく用いられるが、これは巨視的な対称性の考察だけに抛ったものでマイクロな考察は含まれない。これに対してマイクロな単一感受率理論を巨視化したものは  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  を電磁場の基本変数として構成方程式が表され、

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} + i \hat{\xi} \mathbf{B}, \quad \mathbf{H} = (1/\hat{\mu}) \mathbf{B} + i \hat{\eta} \mathbf{E}, \quad (2)$$

という形になる [2]。以下これを Chiral Constitutive eqs (ChC eqs) と呼ぶ。キラル感受率に相当する  $\beta$  は単なるパラメータであるが、 $\hat{\xi}$ ,  $\hat{\eta}$  の方は必要に応じてマイクロな表式で表される。これらの構成方程式を用いると電磁波の分散関係はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{ck}{\omega} = \pm \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{1 \pm (\omega\beta/c)\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (\text{DBF eqs}) \quad (3)$$

$$\frac{ck}{\omega} = \pm \frac{2\hat{\epsilon}\hat{\mu}}{\hat{\mu}(\hat{\xi} + \hat{\eta}) \pm \sqrt{\{\hat{\mu}(\hat{\xi} + \hat{\eta})\}^2 + 4\hat{\epsilon}\hat{\mu}}} \quad (\text{ChC eqs}) \quad (4)$$

$\beta, \hat{\xi}, \hat{\eta}$  を任意のパラメータとする非共鳴域の現象論としてみれば、左右円偏光に対して異なる位相速度を与えるという点で大差ない。両者の差異はキラル媒質の共鳴点近傍で線形に交差する2本の分散曲線を再現できるかできないかという点で顕著になる。ここで問題にする線形感受率は一般に（物質系の励起エネルギーを極とする）一位の極を持つ関数の和でかけるが、キラル対称系では電気双極子遷移と磁気双極子遷移の両方に活性な励起準位が存在する。それに対応する  $\hat{\epsilon}, \hat{\mu}, \hat{\xi}, \hat{\eta}$  の関数形を用いると分散曲線には  $k = 0$  で線形の交差が現れる。DBF 方程式ではこの線形交差が再現されないほか、実数分散の条件が  $\beta$  に依存しないという奇妙な性質もある。

結論として、DBF 方程式は非共鳴域の現象論としてのみ使えるが、ChC 方程式は DBF 方程式と比べて扱い易さに差が無いだけでなく、マイクロにもマクロにも、また共鳴域でも使えるという優位性を持っている。

## 参考文献

- [1] P. Drude, *Lehrbuch der Optik*, S. Hirzel, Leipzig, (1912) ; M. Born, *Optik*, J. Springer, Heidelberg, (1933) ; F. I. Fedorov, *Opt. Spectrosc.* **6** (1959) 49; *ibid.* **6** (1959) 237
- [2] K. Cho, *Reconstruction of Macroscopic Maxwell Equations: A Single Susceptibility Theory*, Springer, Heidelberg, 2010; *J. Phys., Condens. Matter* **20** (2008) 175202

## スピンのつくるキラリティと非相反方向二色性

有馬孝尚

東京大学新領域創成科学研究科  
理化学研究所創発物性科学研究センター

キラルな有機分子の不斉合成については多くの研究が行われ、さまざまな学知が蓄積されてきた。これに対し、無機物質におけるキラリティの制御に関する研究例は極めて少ない。

2003年、木村らは、 $\text{TbMnO}_3$  において外部磁場による電気分極の90度回転現象を見いだした。それ以降、マルチフェロイクスに関する研究が盛んに行われた結果、現在では、磁気モーメントが電気双極子を創り出す機構について理解が進んだ。この機構を利用すれば、キラリティの発現も可能なはずである。実際、メタホウ酸銅において、外部磁場によって左右のキラリティを選択しつつ創出することができている[1]。この研究は、単純な対称性の議論に基づいて行ったものであるが、マルチフェロイクス分野で電子論に立脚した基礎学理が研究を大きく進展させたことを踏まえると、キラリティの外場制御においても、電子論による定量的な理解が必要である。そのためには、キラリティの程度を表す定量的な尺度の導入が不可欠である。

講演では、キラリティの程度を表す物理量の提案と、それに基づいて、メタホウ酸銅の磁場誘起キラリティを議論するとともに、同物質の磁気キラル二色性を含む非相反方向二色性の最近の実験の進展について紹介する。

# 円偏光X線による結晶構造および磁気構造キラリティ観察

田中良和

理化学研究所・放射光科学総合研究センター

水晶に旋光性があることが発見されたのは、1811年フランスのアラゴーによってである。水晶には右手系左手系の二種類の構造（鏡像異性体）があり、それぞれ光の偏光面の回転方向が異なる。しかし、旋光性の観察は構造の掌性（キラリティ）を判別するためには有効でない。例えば、右水晶（ $\text{SiO}_2$ ）は、右旋光性をもつが、右ベルリナイト（ $\text{AlPO}_4$ ）は左旋光性をもつ。つまり、旋光性の回転方向と構造のキラリティには、必ずしも一対一の関係が成り立っているわけではない。キラリティの問題の困難さは、定義が統一されていないことにも一因がある。例えば、右旋光性をもつ右水晶（ $\text{SiO}_2$ ）は、結晶学的には左ネジ構造を持っていることから、我々（結晶学の立場から）は、左水晶と呼ぶ。

共鳴X線回折では、ある原子の吸収端を利用する。その特定の波長を使うと共鳴吸収によって特定の軌道状態（スピン、電荷、軌道）の秩序が観測される。そのとき散乱因子が偏光依存性を持つことから、電気四極子（ $\text{CeB}_6$ ）、磁気八極子（ $\text{La}_{0.3}\text{Ce}_{0.7}\text{B}_6$ ）、電気十六極子（ $\text{DyB}_2\text{C}_2$ ）などの多極子秩序を観測することができる。特に円偏光X線を使うと、偏光依存性が結晶キラリティの位相とX線偏光の位相のマッチングに違いを生じさせる。そして回折強度に違いが表れる[1]。旋光性の観察との大きな違いは、円偏光X線による共鳴回折法は絶対的に結晶キラリティを決定することができる点である。この方法は、磁気構造キラリティにも応用することができる。

この講演では、円偏光X線による共鳴回折の結果をまとめて報告する。特に最近行っている、ミラー集光によるマイクロビームを利用したドメイン観察は、重要な研究成果の一つである。左下図1は、 $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ の単結晶の写真である。ラウエ写真では、単一相が見えるだけであるが、キラリティ秩序が見える001反射において、円偏光マイクロビームを使って走査すると、図2のようにキラリティドメイン構造が明瞭に観られる[2]。このように、マイクロビームによるマッピングによって通常のX線回折では、見られないドメイン構造を観察することができる。この研究成果は、阪大基礎工木村研との共同研究の成果である。

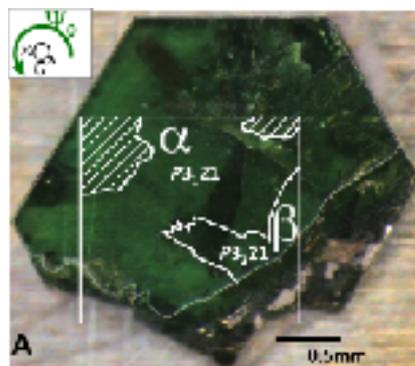


図1  $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$ の単結晶

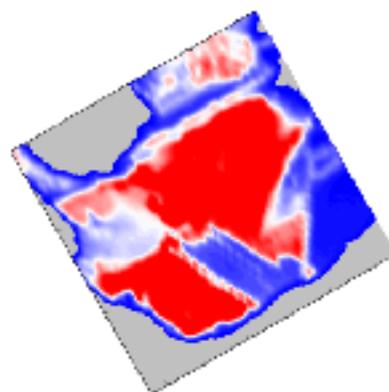


図2 001反射強度マッピング

[1] Y. Tanaka et al, PRL, **100**, 145502 (2008).

[2] T.Usui, et al. Nature Materials, **13**, 611 (2014).

# キラルプラズモンの局所的光学活性

岡本裕巳

分子科学研究所

金属ナノ構造には伝導電子の集団振動である局在プラズモン共鳴が光によって励起され、それにより様々な特異な光学特性が生まれるが、それにはプラズモンの空間構造（波動関数や局在増強電場）が密接に関わる。プラズモンの空間構造のスケールは本質的に共鳴する光の波長よりも小さく、その可視化には近接場光学顕微鏡が有効である。光学活性を信号とした近接場光学計測を行うことにより、ナノ構造に励起されるキラルなプラズモンの可視化が可能となる。本研究では、近接場光学活性イメージング手法を開発し、幾つかの金ナノ構造試料に適用して、キラルなプラズモンの空間構造に着目した研究を行った<sup>1</sup>。

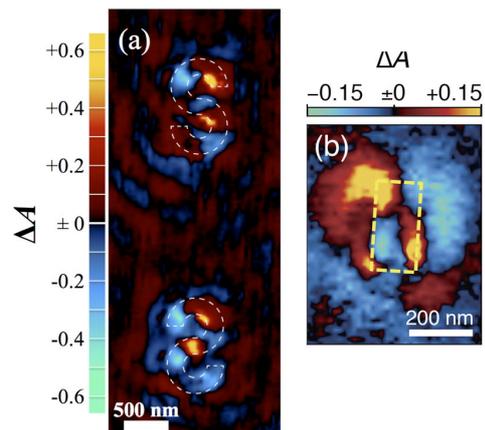
近接場光学顕微鏡は、金属薄膜に微小開口を開けた開口型近接場プローブを用いたもので、典型的な空間分解能は50-100 nmである。円偏光二色性（CD）を信号として近接場光学像をとるため、CD分散計の試料・検出部分を近接場光学顕微鏡に置き換えた構成の装置を開発した。更にナノ構造試料周辺のキラルな光場の詳細を解明するため、直線偏光した近接場光を試料に照射し、散乱光の偏光状態（楕円率と偏光角）を決定する近接場偏光解析イメージング法、また二光子励起発光を検出することにより背景を低減させる近接場二光子励起CDイメージング法を開発した。

図に2次元ナノ構造に対する典型的な観測例として、2次元キラルなS字型金ナノ構造とアキラルな長方形金ナノ構造の近接場CD光学像を示す<sup>2</sup>。S字構造のマクロなCDスペクトルには光学密度単位で $\Delta A=10^{-3}$ 程度のCD信号が現れるが、局所CD像では局所的にそれよりも2桁程度も大きな $10^{-1}$ レベルの強いCDが現れている。またS字構造とその鏡像体で信号が反転し、対称性を正しく反映している。長方形構造はアキラルでありマクロには光学活性がないが、例えば左上と右上の角は互いに鏡像の関係にあり面内では重ならず、局所的な光学活性が想定される。実際にCD像には強いCD信号が局所的に現れ、光学活性の選択則（キラルな構造が光学活性）は局所的に破れていることが実験的に明らかとなった<sup>3</sup>。二光子励起CD像でも同様な構造が見られた。また、近接場偏光解析像によりその偏光構造を解析したところ、長方形構造の周囲のキラルな光電場の構造が、光誘起振動双極子の周囲に生じる光電場の特徴で定性的に説明できることがわかった。

長方形は局所的な光学活性を有するが、円筒対称な系（ディスク等）では局所的な光学活性も消失する。しかし、このような系でも、直線偏光照射により全系の対称性が崩れ、キラルな光場の発生する可能性がある。実際に金ナノディスクで偏光解析イメージングを行ったところ、その対称性を正しく反映したキラルな光の場が生じていることが明らかになった。

本研究は橋谷田俊氏、成島哲也博士、西山嘉男博士らと進めているものである。

<sup>1</sup> *Phys. Chem. Chem. Phys.* **17**, 6192 (2015) (review). <sup>2</sup> *J. Phys. Chem. C* **117**, 23964 (2013). <sup>3</sup> *J. Phys. Chem. C* **118**, 22229 (2014).



(a) S字型<sup>2</sup>及び (b) 長方形<sup>3</sup>金ナノ構造の近接場CD像。

# 人工キラル構造による円偏光制御

東京大学大学院理学系研究科附属フotonサイエンス研究機構

小西 邦昭

近年の微細加工技術の進歩によって、金属や半導体に対して光の波長と同程度かそれ以下の大きさの構造を、人工的に作製することが可能になってきた。このような人工物質は、その構造の効果によって、バルクの物質とは異なる光学応答を示す。特に、構造を適切に制御することによって、自然界には存在しない光学応答を示す人工物質を実現することも可能となる。このような人工構造はメタマテリアルとも呼ばれ、近年、その光学応答のメカニズム解明と制御に向けた基礎科学としての興味と、新規光材料としての応用の両面から、盛んに研究が進められている。

我々は、キラル対称性を有する人工構造を用いた円偏光の制御に関する研究を進めてきた。一般的に、自然界に存在するキラル物質の示す旋光性は小さいが、適切に設計された人工構造を用いることで旋光性を劇的に増大させ、新たな機能性を付与することが可能となる。円偏光は、スピン選択分光、キラリティーセンシング、等方的三次元ディスプレイなど様々な応用が存在するため、人工構造をこれらの光源として活用することは、応用上も重要である。

我々は、キラリティーを有する人工金属キラルナノ構造において、自然界に存在する旋光性物質と比べてはるかに巨大な旋光性が観測されることを見出し[1]、それが表面プラズモン共鳴の効果で生じることを明らかにしている[2, 3]。特にテラヘルツ領域においては、近年急速に進歩している MEMS 技術を用いることによって、人工金属構造の形状をアクティブに制御することが可能である。我々はこの技術を活用して、構造のキラリティーの向きをアクティブに切り替えることが可能なメタマテリアルを実現することに成功した[4,5]。これは、テラヘルツ領域における周波数変調素子として有望であると考えられる。

また、誘電体における人工キラル構造における巨大旋光性の発現は、伝搬光と構造内部における面内モードとの結合が、円偏光の左右のヘリシティーに依存して大きく異なっていることを示唆している[6]。この特性を活用して、このような人工キラル構造の内部に等方的な発光体を導入することにより、発光が円偏光化されることを、量子ドットを有する GaAs 半導体キラルナノ周期構造によって実証した[7, 8]。これらの結果は、アキラルな物質においても、構造の効果でキラリティーを発現させ、発光を円偏光化することが可能であることを示している。

本講演では、上述のような、キラル対称性を有する人工金属構造において生じる円偏光選択的な光学応答とその制御に関する最近の研究成果について紹介する。

[1] M. Kuwata-Gonokami *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 227401 (2005).

[2] K. Konishi *et al.*, Opt. Express **15**, 9575 (2007).

[3] K. Konishi *et al.*, Opt. Lett. **37**, 4446 (2012).

[4] T. Kan *et al.*, Nat. Communications **6**, 8422 (2015).

[5] 小西邦昭、五神真 『応用物理』 第 85 巻、p880、2016 年 10 月号

[6] K. Konishi *et al.*, Opt. Express **16**, 7189 (2008).

[7] K. Konishi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 057402 (2011).

[8] S. V. Lobanov *et al.*, Opt. Lett. **40**, 1528 (2015)

# 磁気スキルミオンが示す電気磁気現象

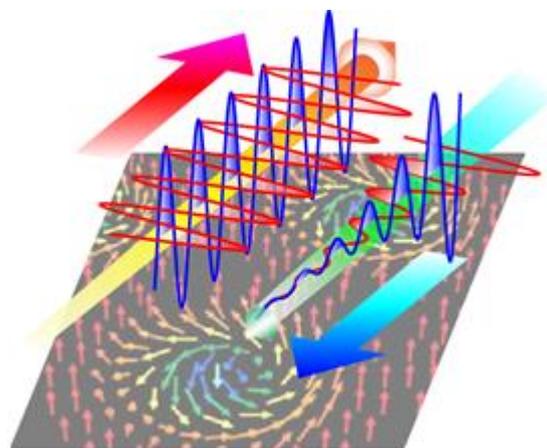
青山学院大学理工学部， 科学技術振興機構さきがけ

望月 維人

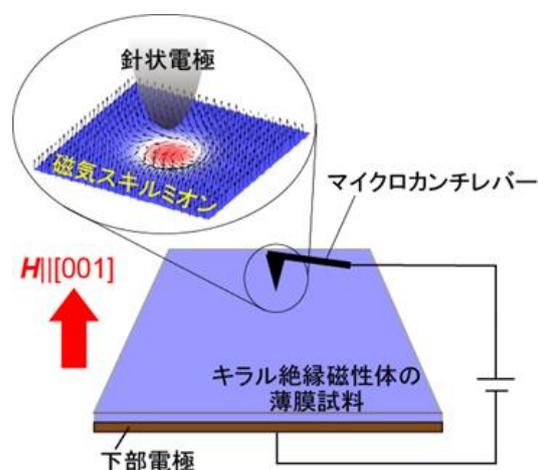
キラルフェリ磁性体  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  は、Dzyaloshinskii-守谷相互作用と強磁性相互作用の競合により、ヘリカル磁性やスキルミオン結晶、フェリ磁性といった様々な磁気秩序相を発現する。さらに、これらの磁気秩序はスピン軌道相互作用を通じて、電荷の不均一な空間分布を生み出し電気分極を引き起こしている。このように、磁気構造と電気分極が強く結合したマルチフェロイック系では、電場による磁気構造の制御や励起が可能となる。

本講演では、マルチフェロイック特性を持った磁気スキルミオンが示す特異な電気磁気現象について、最近の理論研究の成果を紹介する[1,2]。特に、マイクロ波の振動電場成分で励起するスピン波（エレクトロマグノン）励起[3]や、それに由来するマイクロ波整流効果（非相反方向二色性）[4,5,6]、針状電極を用いた局所的な電場印加によるスキルミオンの書き込み[7,8]などを議論する。

1. M. Mochizuki, and S. Seki, J. Phys.: Cond. Mat. **27**, 503001 (2015).
2. S. Seki, M. M. "Skyrmions in Magnetic Materials" (Springer Briefs in Physics)
3. M. Mochizuki, Phys. Rev. Lett. **108**, 017601 (2012).
4. M. Mochizuki, and S. Seki, Phys. Rev. B **87**, 134403 (2013).
5. Y. Okamura, F. Kagawa, M. Mochizuki, Nature Comm. **4**, 3391 (2013).
6. M. Mochizuki, Phys. Rev. Lett. **114**, 197203 (2015).
7. M. Mochizuki and Y. Watanabe, Appl. Phys. Lett. **107**, 082409 (2015).
8. M. Mochizuki, Advanced Electronic Materials **1**, 1500180 (2015).



マイクロ波整流効果の概念図



局所電場によるスキルミオン書き込みの概念図

# キラル磁性体を用いたスピン位相エレクトロニクス

## Spin Phase Electronics Using Chiral Magnetism

大阪府大工<sup>1</sup>, グラスゴー大物理天文<sup>2</sup>, JST さきがけ<sup>3</sup>

Osaka Pref. Univ.<sup>1</sup>, Univ. of Glasgow<sup>2</sup>, JST PRESTO<sup>3</sup>

戸川 欣彦<sup>1,2,3</sup>

Yoshihiko Togawa<sup>1,2,3</sup>

物性物理において、電子の量子力学的な波動としての位相をマクロレベルで制御することは重要な研究課題の一つである。その好例は超伝導現象や超流動現象である。超伝導状態における電子（電荷）の位相はマクロな秩序状態と表現され、ゼロ抵抗・マイスナー効果・ジョセフソン効果などの顕著な物理現象が生じる。

われわれは、キラリティは物質における機能発現の鍵になると考え、キラル磁性結晶に固有に現れる“キラルスピンソリトン格子”に着目し、その“スピン位相”を制御することを目指して研究を進めている。キラルソリトン格子は、スピンの片巻きならせん状に周期配列したキラルな磁気秩序であり、その秩序配列に対して位相が定義される。巨視的なスケールにわたって位相コヒーレンスを示し、そのため、キラルソリトン格子の位相周期はらせん軸に垂直な磁場を用いて連続的もしくは離散的に変えることができる。また、結晶キラリティにより頑強に保護されており、結晶欠陥などの外的擾乱に対して極めて強靱かつ安定に振舞う。動的にも位相物体として集団ダイナミクスを示す。これらの特性を活用してスピン位相物体の機能を開拓することで、スピン位相制御に基づくスピネレクトロニクス応用を進展させることが期待されている。

本講演では、キラル空間群に属する層状カルコゲナイト単結晶  $\text{CrNb}_3\text{S}_6$  におけるキラルソリトン格子に関する実験結果を紹介する。透過型電子顕微鏡法を用いた実空間および逆空間での精密磁気構造解析や輸送特性計測などの実験データを交えて、キラルソリトン格子が周期可変・非線形・非対称・離散性といった固有の性質を持つことを示す。キラルソリトン格子と光渦やプラズモン場との相互作用は大変興味深く、議論の機会を持ちたい。本研究は、独立行政法人日本学術振興会の「研究拠点形成事業（A. 先端拠点形成型）」の支援などを受けて実施している。

### 参考文献

1. Y. Togawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012).
2. Y. Togawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 197204 (2013).
3. Y. Togawa *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 220412(R) (2015).
4. F. Goncalves *et al.*, submitted.
5. For a review, Y. Togawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **85**, 112001 (2016).

# Chirality in magnetism and optics

Jun-ichiro Kishine

*The Open University of Japan, Chiba 261-8586, Japan*

The concept of chirality is ubiquitous in natural sciences. However, until only recently, research fields on chirality had been fragmented into separated branches of physics, chemistry and biology. Even inside physics, a term "chiral" has been used in different meanings in condensed matter and high-energy physics.

First of all, let us remind the Laurence Barron's definition of the true chirality, i.e., *true chirality is shown by systems existing in two distinct enantiomeric states that are interconverted by space inversion, but not by time reversal combined with any proper spatial rotation*. The space inversion is a matter of geometrical symmetry, while time reversal is a matter of dynamical motion. This unambiguous definition clearly indicates that the concept of chirality ties geometry and dynamics. Conversion of geometry into dynamics naturally leads to material functionalities.

The most widely known probe to detect chiral structure is light. Actually, the concept of chirality was first envisioned by Louis Pasteur through natural optical activity in chiral crystals. Propagating light carries helicity, which is truly chiral, and connects rotation and translation. This connection is nothing more than connection of geometry and dynamics. In this sense, any polarized beam such as ultrasound, neutron, muon can sense chiral structure. In particular, to use optical vortex which carry both intrinsic spin angular momentum and orbital angular momentum is of importance. Phonon and neutron vortices are also interesting from this viewpoint. Localized electromagnetic field, so-called "near field", can also sense chirality. Plasmon-assisted enhancement of circular dichroism is also promising to promote. One relevant issue is how to quantify the chirality. I will mention that so-called "Zilch" may play a crucial role.

Free electromagnetic field can be characterized by infinite number of conserving quantities. One of such quantities is the time-reversal even and spatial inversion odd pseudoscalar referred to as the optical chirality or Lipkin's Zilch. Applying symmetry analysis to the material form of Maxwell's equations, we investigate how the concept of optical chirality is generalized to different types of gyrotropic systems. Considering Born-Drude-Fedorov and chiral magnetoelectric constituent relations, we demonstrate that optical chirality remains well defined quantity in isotropic gyrotropic media. This description of optical chirality can be extended to the crystals belonging to cubic, hexagonal and tetragonal crystal classes when electromagnetic field propagates along the high symmetry direction, while for lower crystalline symmetries the definition of optical chirality becomes questionable.

I will discuss possible vortices in chiral helimagnets, called chiral soliton lattice, and also discuss relation between optical Zilch and vortex beam.

## References

- [1] J. Kishine and A.S.Ovchinnikov, Solid State Physics Vol.66, Chapter 1 (Elsevier, Academic Press, 2015).
- [2] Y. Togawa, Y. Kouska, K. Inoue and J. Kishine, J. Phys. Soc. Jpn., invited review paper (Oct. 2016).

# 自由討論

## 弾性振り子の連成振動による自発的対称性の破れの実験

東京大学名誉教授 霜田光一

### 要 旨

#### 連成振り子の連成振動と固有振動

長さの等しい2つの振り子を結合した連成振り子の連成振動では、一方の振り子の振動が大きくなったり小さくなったりし、他方の振り子の振動が小さくなったり大きくなったりする。

固有振動では複素振幅が  $A(x, y, z, t) = \psi(x, y, z) \exp(i \omega t)$  と表される。空間分布は不変で固有関数  $\psi(x, y, z)$  で表され、時間的には角周波数  $\omega (= 2 \pi E / h)$  で振動する。左右対称ポテンシャルの振動では、固有関数は左右対称または反対称になる。

アンモニア分子のマイクロ波スペクトルは波動関数が対称な定常状態と反対称な定常状態の間の遷移であり、定常状態では双極子モーメントが0で寿命は無量大である。遷移双極子モーメントは連成振動によって生じ、その双極子放射として誘導放出のコヒーレンスも自然放出も説明される<sup>1, 2, 3)</sup>。調和振動子や水素原子のスペクトルも同様である。

誘導放出と吸収は、入射光によって基底状態と励起状態のコヒーレント重ね合わせ状態で連成振動を生じるからである。重ね合わせ状態の誘起双極子モーメントの位相により、入射光は吸収または増幅される。

励起状態が定常状態ならば双極子放射が起こらないのに、量子現象では自然放出が起こるのは、基底状態の量子ゆらぎ（零点振動）により連成振動状態になるからである。基底状態の零点振動は、1次元の振動子ではモード密度が振動数  $\nu$  に比例し、3次元空間ではモード密度が  $\nu^3$  に比例する。したがって、自然放出確率（アインシュタインのA係数）は  $\nu^3$  に比例する。（自然放出エネルギーは  $\nu^4$  に比例する。）

#### 弾性振り子の連成振動

異種類の振動子でも両者の振動数が一致すれば、連成振動が起こる。振り子の長さがバネで伸縮する弾性振り子では、伸縮振動の周期の2倍が振り子振動の周期に等しいとき、連成振動が起こる。最初に伸縮振動を始めると、やがて伸縮振動は減衰して振り子振動が始まり、次には振り子振動が減衰して伸縮振動が始まり、これを繰り返す。このとき振り子の振動面は毎回異なる。伸縮振動が最大になったとき振り子運動は止まっているので、次に起こる振り子運動の振動面は不確定である。これは“対称性の自発的破れ”である。

#### References

- [1] Further Aspects of the Theory of the Maser, K. Shimoda, T. C. Wang and C. H. Townes: Phys. Rev. 102(1956)1308-1321.
- [2] Atomic and Molecular Coherence in Quantum Electronics, K. Shimoda: 応用物理、40巻、2号(1971) 132-138.
- [3] レーザーと「ふつうの光」とはどこが違うか、霜田光一：レーザー、日本物理学会編（丸善、1978）3-27.

# 希土類金属間化合物 $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$ のキラル物性

二宮博樹、佐藤嵩晃、松本裕司、大原繁男

名古屋工業大学 工学研究科 物理工学専攻

E-mail: Ohara@nitech.ac.jp

Dzyaloshinskii-Moriya(DM)相互作用によるキラル磁性体の研究は半世紀もの永きに亘るが、無機物質のキラル磁性体は  $\text{MnSi}$ [1]や  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ [2]など、数例しか見いだされていない。近年、スキルミオン[3,4]やキラルソリトン格子[5]といった特異なスピン状態が、その応用も含めて、注目を集めている。キラル結晶を用いた DM 相互作用の理解の重要性はますます高まっており、新たなキラル化合物の発見が求められている。

我々は重い電子系物質の探査において、新しいキラルらせん磁性体  $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$  を見いだした[6,7]。この結晶の空間群は  $R32$  であり、反転と鏡映を持たないキラル構造である[8]。また、同じ結晶構造を持つキラル物質  $\text{RNi}_3\text{Al}_9$  ( $R = \text{Y, Gd-Lu}$ ) [9]、および  $\text{RNi}_3\text{Ga}_9$  ( $R = \text{Y, Nd, Sm, Gd-Lu}$ ) の単結晶合成に至った。これらにおいて Ni は非磁性であり、磁性は希土類イオンが担う。さらに、希土類元素がハニカム構造を形成する特徴を持つ。

講演では、 $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$  のキラルらせん構造、元素置換によるその制御とキラルソリトン格子の形成、磁化の量子振動によるフェルミ面分裂の観測、希土類元素を変えた場合に観測される磁化の異常について紹介する。

- [1] Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, M. Roth, *Solid State Commun.* **19**, 525 (1976).
- [2] T. Miyadai, K. Kikuchi, H. Kondo, S. Sakka, M. Arai, and Y. Ishikawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 1394 (1983).
- [3] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni, *Science* **323**, 915 (2009).
- [4] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, *Nature* **465**, 901 (2010).
- [5] Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A. S. Ovchinnikov, and J. Kishine: *Phys. Rev. Lett.* **108**, 107202 (2012).
- [6] T. Yamashita, R. Miyazaki, Y. Aoki and S. Ohara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 034705 (2012).
- [7] S. Ohara, S. Fukuta, K. Ohta, H. Kono, T. Yamashita, Y. Matsumoto, and J. Yamaura, *JPS conf. Proc.* **3**, 017016. (2014)
- [8] Y. Lutsyshyn, Y. Tokaychuk, V. Davydov, and R. Gladyshevskii, *Chem. Met. Alloys* **1** (2008) 303.
- [9] T. Yamashita, S. Ohara, and I. Sakamoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, SAPSA49 (2011).

## Note on the Relativity of Electric Polarization and Magnetization

Masatoshi Nakayama, Kyushu University

Let me show a brief summary of the relativistic transformation of electric polarization  $\mathbf{P}$  and magnetization  $\mathbf{M}$ , based on my text book “*Electromagnetism of Matter*”, Iwanamishoten, 1996. More details are given in “*Classical Theory of Electromagnetism via Relativity*”, W. G. Rosser, Butterworth, 1986.

Consider two inertial coordinate systems K and K', where K' is moving relative to K along the x axis with velocity  $\mathbf{v}$ . Physical quantity in K' is denoted as  $\mathbf{P}'$ . Since  $(\mathbf{A}, \phi/c^2)$  and  $(\mathbf{i}, \rho/c^2)$  are 4 - vectors, transformation rules of  $\mathbf{P}$  and  $\mathbf{M}$  are given as follows in the first order of  $v/c$ .

$$\mathbf{M}' = \mathbf{M} + \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{P} \quad (1) \quad \mathbf{P}' = \mathbf{P} - \epsilon_0 \mathbf{v} \times \mathbf{M} \quad (2)$$

These phenomenological rules are known around 1910 and hold irrespective to the details of microscopic models. Combined with the rules for  $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ , the rules for  $(\mathbf{D}, \mathbf{B})$  are derived and we can show that Maxwell equations in the matter are invariant to the Lorentz transformation. Constituent equations such as  $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$  and  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  are not invariant.

Equations (1) and (2) can be applied to small elements of the matter. They hold for the case where matter and velocity are not uniform. If we choose  $\mathbf{v}$  as local velocity of the elementary dipoles  $\mathbf{p}$  and  $\mathbf{m}$ ,

$$\mathbf{m}' = \mathbf{m} + \mu_0 \mathbf{v} \times \mathbf{p} \quad (3) \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p} - \epsilon_0 \mathbf{v} \times \mathbf{m} \quad (4)$$

When a small electric dipole  $\mathbf{p}$  which is at rest in K is moving with velocity  $\mathbf{v}_p$  in K',  $\mathbf{v} = -\mathbf{v}_p$  and we can say “moving electric dipole  $\mathbf{p}$  is accompanied by magnetic dipole  $-\mu_0 \mathbf{v}_p \times \mathbf{p}$ ”. Similarly, “moving magnetic dipole  $\mathbf{m}$  is accompanied by electric dipole  $\epsilon_0 \mathbf{v}_m \times \mathbf{m}$ ”.

Experiment on the rotating dielectric disc polarized perpendicular to the top surface was done in 1888 by W. C. Roentgen. Magnetic fields are observed around the fringe of the disc. In K, the magnetic field is due to the current of the polarization charge on the surface. The current is called Roentgen current. In K', we can say that accompanying magnetic dipole produces the field.

Induction of electric field in a rotating magnet was first suggested by H. Minkowski. In 1908 A. Einstein and J. Laub published a paper and proposed an experiment, which was done by M. and A. Wilson in 1913. They used an artificial electromagnetic material which consists of small steel balls buried in a wax. Relative dielectric constant is  $\epsilon_r = 6$  and magnetic permeability is  $\mu_r = 3$ . Cylindrical specimen was inserted between two electrodes of a double cylindrical capacitor and rotated around the axis. When the direction of the external magnetic field parallel to the axis was reversed, electric charge moved between the electrodes. According to the original electron theory of H.A.Lorentz, the electric polarization is induced only by the external charges on the electrodes and amount of the charge transfer is proportional to  $(\epsilon_r - 1)$ . Relativistic calculation predicts that the amount is proportional to  $(\epsilon_r \mu_r - 1)$ . Observed value is very close to the latter. It should be noted that in the original theory of Lorentz only the Lorentz force was considered as the elementary force acting on an electron. Pauli Hamiltonian, however, contains the anomalous Zeeman energy. The spin magnetic moment should be considered even in semi - classical treatment of electron. Then, electric dipole is induced for rotating electron spin as eq.(3) shows.

Accompanying  $\mathbf{p}$  for the moving  $\mathbf{m}$  yields spin - orbit coupling and spin - Hall effect. Excitations of  $\mathbf{p}$  and  $\mathbf{m}$  waves yield  $\mathbf{m}$  and  $\mathbf{p}$ , respectively. Thus most of electromagnetic couplings are explained by the relativity of  $\mathbf{p}$  and  $\mathbf{m}$ . After all, there is only one electromagnetic fields under the heaven. True quantum effects such as exchange interactions (Heisenberg, super, and Dyaloshinskii) and super conducting state are of course outside the scope of semi - classical relativistic theory.

# クーロンポテンシャルを含む多体 Schrödinger 方程式のゲージ不変性

張 紀久夫  
豊田理化学研究所

荷電粒子の多体系を議論するときに用いられる minimal coupling Lagrangian

$$\mathcal{L} = \sum_{\ell} \left\{ \frac{1}{2} m_{\ell} v_{\ell}^2 - e_{\ell} \phi(\mathbf{r}_{\ell}) + e_{\ell} \mathbf{v}_{\ell} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_{\ell}) \right\} + \frac{1}{8\pi} \int d\mathbf{r} \left\{ \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right)^2 - (\nabla \times \mathbf{A})^2 \right\}, \quad (1)$$

には一般化座標  $\phi$  に対応する一般化速度が含まれていないので、量子力学へ移行する際に量子化条件を設定できないという問題が指摘されている。多体系として物質の量子力学を記述するには粒子間のクーロンポテンシャル  $U_C$  をあらわに含む Schrödinger 方程式が必要であるが、その導出をゲージ不変な形で行う方法は知られていないように思われる。ここではその試論を1つ提供する。

一般に変分原理の枠内で許される変数変換として、Lagrangian の中に速度成分を持たない変数を（それに対する Lagrange 方程式を用いて）消去しても、残りの変数で表される Lagrangian は消去前と同じ運動方程式を与える [1]。今の場合、その変数は  $\phi$  に当たるが、その  $\phi$  を消去した後 Lagrangian は ( $L, T$  をそれぞれ縦、横成分を表す添字として)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' = & \sum_{\ell} \left\{ \frac{1}{2} m_{\ell} v_{\ell}^2 - U_C + \frac{1}{c} \int d\mathbf{r} \mathbf{J}_T \cdot \mathbf{A}_T - \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \int d\mathbf{r} \mathbf{P}_L \cdot \mathbf{A}_L \right. \\ & \left. + \frac{1}{8\pi} \int d\mathbf{r} \left\{ \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_T}{\partial t} \right)^2 - (\nabla \times \mathbf{A}_T)^2 \right\} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

の形に書ける。Lagrangian の中の時間全微分項は消去しても変分原理に影響しないので、初めのゲージが何であっても、系の運動はゲージ依存変数  $\phi$ ,  $\mathbf{A}_L$  を含まない次の Lagrangian

$$\mathcal{L}_T = \sum_{\ell} \left\{ \frac{1}{2} m_{\ell} v_{\ell}^2 - U_C + \frac{1}{c} \int d\mathbf{r} \mathbf{J} \cdot \mathbf{A}_T + \frac{1}{8\pi} \int d\mathbf{r} \left\{ \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_T}{\partial t} \right)^2 - (\nabla \times \mathbf{A}_T)^2 \right\} \right\}, \quad (3)$$

で記述されることがわかる。この  $\mathcal{L}_T$  から得られる Hamiltonian はクーロンゲージによるものと同じであるが、注目すべきはこの結果がゲージの選択として得られたのではなく、 $\mathcal{L}$  から時間全微分項を落としてよいという（より上位の）原理から得られたということである。どんなゲージから出発しても  $\mathcal{L}_T$  という「ゲージに依存しない Lagrangian」に帰着するという意味で、これから導かれる多体 Schrödinger 方程式のゲージ不変性が保障される。この Schrödinger 方程式を用いて物質の感受率を計算する場合、電気・磁気分極を誘起する電磁場は一般に横電磁場  $\mathbf{A}_T$  と ( $U_C$  に含まれる系外の電荷による) 外部縦電場であり、更にスピン軌道相互作用やスピンゼーマン項などの相対論的補正を加えて微視的・巨視的な第一原理の応答理論を導出することができる [2]。

## 参考文献

- [1] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Photons and Atoms*, p.84, (Wiley Interscience, New York 1989)
- [2] K. Cho, *Reconstruction of Macroscopic Maxwell Equations: A Single Susceptibility Theory*, Springer, Heidelberg, 2010; J. Phys., Condens. Matter **20** (2008) 175202

# 参加者リスト

秋光 純

岡山大学

浅香透

名古屋工業大学

有馬孝尚

東京大学

石橋善弘

豊田理化学研究所

石原照也

東北大学

石原 一

大阪府立大学

井上純一

物質材料研究機構

井上克也

広島大学

今枝立至

名古屋大学

井山彩人

豊田自動織機

上田大貴

大阪大学

上田 寛

豊田理化学研究所フェロー

江沢 洋

学習院大学名誉教授

遠藤健作

大阪府立大学

大石一城

総合科学研究機構

大内祐貴

東京大学

大島康裕

東京工業大学

大原繁男

名古屋工業大学

岡本裕巳

分子科学研究所

落合哲行

物質・材料研究機構

尾松孝茂

千葉大学

金森英人

東京工業大学

岸根順一郎

放送大学

金 熙宰

東京工業大学

木村 剛

大阪大学

久保 敦

筑波大学

後藤祐太朗

大阪府立大学

小西邦昭

東京大学

小林義明

名古屋大学

佐藤正寛

茨城大学

志田忠正

京都大学名誉教授

霜田光一

東京大学名誉教授

社本真一

日本原子力研究開発機構

末元 徹

豊田理化学研究所

鈴木伸明

豊田中央研究所

関真一郎

理化学研究所 CEMS

瀬波大土

京都大学

田中耕一郎

京都大学

田中良和

理化学研究所播磨

田辺賢士

名古屋大学

田邊健彦

産業技術総合研究所

田丸博晴

東京大学

張紀久夫

豊田理化学研究所

戸川欣彦

大阪府立大学

十倉好紀

理化学研究所

永長直人

理化学研究所

中村新男

名古屋大学名誉教授

中山正敏

九州大学名誉教授

中埜彰俊

名古屋大学

西田信彦

豊田理化学研究所

信定克幸

分子科学研究所

蓮尾昌裕

京都大学

浜田典昭

東京理科大学

馬場基彰

大阪大学

久宗穂高

大阪府立大学

藤本將輝

分子科学研究所

保科政幸

大阪府立大学

松田拓也

大阪府立大学

望月維人

青山学院大学

柳瀬陽一

京都大学

山本浩史

分子科学研究所

湯川大輝

大阪府立大学

余越伸彦

大阪府立大学

渡邊 光

京都大学

11/18(金)		11/19(土)		11/20(日)	
		Session 2		Session 4	
	9:30～10:15	十倉好紀	9:30～10:15	岡本裕巳	
	10:15～10:45	関真一郎	10:15～10:45	小西邦昭	
	Coffee Break		Coffee Break		
	11:00～11:30	秋光 純	11:00～11:30	望月維人	
	11:30～12:00	木村 剛	11:30～12:00	戸川欣彦	
	12:00～12:30	張紀久夫	12:00～12:30	岸根順一郎	
昼食					
Session 1		Session 3			
13:20～13:30	Opening				
13:30～14:15	永長直人	13:45～14:15	有馬孝尚		
14:15～14:45	柳瀬陽一	14:15～14:45	田中良和	14:00～16:00	トヨタ産業技術記念館 案内付 Tour (全参加者招待)
Coffee Break		Coffee Break			
15:00～15:45	尾松孝茂				
15:45～16:15	余越伸彦	15:00～17:00	自由討論		
16:15～16:45	大島康裕				
18:00～	顔合わせの会食 記念館内レストラン	18:00～20:00	Banquet レセプションハウス 名古屋通信会館		

\* プログラムには微調整の可能性があります