

共鳴軟 X 線散乱を用いたマルチフェロイックスの配位子酸素サイトのスピン偏極観測

石井祐太<sup>1\*</sup>, 木村宏之<sup>2</sup>, 中尾裕則<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所 (\*: 現所属: 東北大理), <sup>2</sup> 東北大学 多元物質科学研究所

Observation of spin polarization at ligand oxygen site in multiferroics by resonant soft x-ray scattering

Y. Ishii<sup>1\*</sup>, H. Kimura<sup>2</sup>, H. Nakao<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IMSS, KEK (\*: present address: Tohoku Univ.), <sup>2</sup>IMRAM, Tohoku Univ.

Abstract

共鳴 X 線散乱とは、特定の元素の吸収端を利用した散乱実験であり、元素選択的に電子の秩序状態を観測することが可能である。本研究では、強誘電性と反強磁性が共存・結合するマルチフェロイック酸化物に対して、酸素吸収端における共鳴軟 X 線散乱実験を行った。これにより、強誘電相転移に伴い配位子の酸素サイトに誘起されるスピン偏極を観測し、強誘電性の局所的な機構に迫った。

1. はじめに

放射光 X 線を用いれば、実験室 X 線では観測されなかったものが観えてくる。例えば、僅かな格子変位に由来する超格子反射や X 線磁気散乱といった非常に微弱な信号も、大強度である放射光 X 線を用いれば観測可能である。また、放射光 X 線はエネルギー可変である。これにより、X 線のエネルギーをある特定元素の X 線吸収端に合わせるような実験が可能になり、X 線吸収分光のような分光的な実験も盛んに行われている。

元素の X 線吸収端で散乱実験を行う手法を、共鳴 X 線散乱 (RXS) という。吸収端を利用することで、電子のもつ電荷・スピン・軌道等の秩序状態を、元素選択的に観測が可能であり、これらの自由度が物性に支配的に寄与するような強相関電子系の分野において広く使用されている。また、この手法では X 線の磁気散乱能が大きくなることが知られており、磁性体研究にも利用できる。磁気秩序を観測する手法としてよく用いられるのが、中性子散乱である。中性子は、自身がスピンを持っており、磁気散乱能が原子核からの散乱能と同程度である。従って、磁性体研究では非常に強力な手法であろう。一方で、RXS では元素選択的に磁気散乱を観測でき、例えば磁性イオンの磁気モーメントに誘起されたアニオンサイトのスピン偏極という、中性子散乱では観測が困難な情報に対してもアプローチできる。我々は、この RXS を用いて強誘電性と反強磁性が共存・結合するマルチフェロイック酸化物の微視的機構の解明を行ってきた。本解説記事では、我々が行った研究のうち、マルチフェロイック物質中に誘起される配位子酸素 (O) サイトのスピン偏極観測に焦点を絞って紹介したい [1,2,3]。

2. マルチフェロイック物質の強誘電性機構と酸素スピン偏極

複数の強秩序が結合・相関すると、これまでとは全く異なった物理現象が発現する。例えば、磁気秩序が強誘電性を誘起するマルチフェロイック物質では、磁場 (電場) により電気分極 (磁化) を制御する電気磁気効果や、光の吸収が方向により変化する方向二色性等、これまでに多彩な現象が発見されてきた。また、今日に至るまでの精力的な研究により、いくつかの特殊な磁気秩序配列により強誘電性が誘起される機構が知られている。例えば、磁気サイクロイド構造により電気分極が誘起される “Spin Current (SC) モデル” や、スピン間に働く交換相互作用により電気分極が発現する “Exchange Striction (ES) モデル” 等が一例である (Fig. 1(a)) [4]。

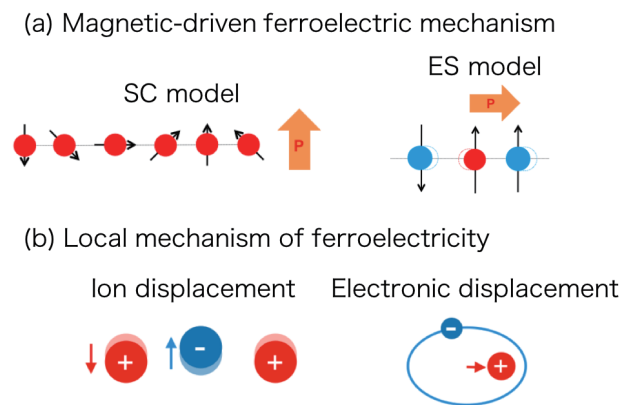


Figure 1 Schematic view of (a) SC and ES model, and (b) ion and electronic local displacements.

一方で、マクロな電気分極は、磁気秩序から直接的に出現するわけではない。局所的に誘起された電気分極が、長距離に渡り打ち消し合うこと無く存在するときに初めてマクロな電気分極が現れる。従って、マルチフェロイックの特性を理解する上で、磁気構造だけでなく、局所的な強誘電性機構を理解することが極めて重要になる。こうした局所的機構として、イオンがそのまま変位するイオン変位と、電子雲の重心位置が変化する電子変位が挙げられる (Fig. 1(b))。そこで、初期の頃からいくつかのマルチフェロイック物質に対しては第一原理計算によって、これらの変位量の見積もりが行われている [5]。しかしながら、どのような磁気秩序のときに、どのような局所変位が優勢になるのかについては、あまり解明されていないのが現状であろう。

このような局所変位を実験的に観測する手法としてまず思いつくのが、X線結晶構造解析であろう。実際に、強誘電体物質では、古くから強誘電性に関するイオン変位や電子変位が観測されている [6]。一方で、磁気秩序に強誘電性が誘起されるマルチフェロイック物質では、電気分極の大きさが非常に小さく ( $\sim \text{nC/cm}^2$ )、それを担う原子変位量も僅かであるため観測が著しく困難となる。それでも近年では、大強度である放射光X線の利点を生かし、マルチフェロイック物質中のイオン変位の観測がいくつか報告されている [7]。では、電子変位はどうであろうか。これは、イオン変位と比べて格段に難しいだろう。これは、通常の結晶構造解析では原子を球体であるイオンとして取り扱うのに対し、電子変位を観測するためには電子密度分布を求める必要があるためである (実際には、電子密度分布の相転移前後の変位量)。従って、筆者が知るところでは、マルチフェロイック中の電子変位を直接観測した事例は無い。更に、上記の結晶構造解析実験の例 [7] では、原子をイオンとして取り扱っており、電子変位の寄与も全てイオンの重心位置に押し込められてしまっている。

一方で、結晶構造解析とは異なった手法で電子変位観測にアプローチした例はある。それが酸素 (O) サイトのスピンの偏極の観測である。配位子である O サイトは、単純に考えれば  $\text{O}^{2-}$  イオンであり磁気モーメントは持たない。しかしながら、磁性イオンと O イオンとの混成の結果、両

者の間に電荷移動が生じ、酸素の  $2p$  軌道にスピンを持ったホールが誘起され、結果として O サイトにスピン偏極が現れる。従って、このスピン偏極を観測することで、磁性イオンと O イオン間の電子変位を、間接的に観測することができる。このような観点のもと、典型的なマルチフェロイック物質  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  ( $R = \text{Y, Tb}$ ) に対して RXS が行われた [8]。その結果、O サイトのスピンの偏極が観測され、興味深いことに、スピン偏極の温度に対する振る舞いが電気分極のそれと良く対応することが指摘された。これらは、マクロな電気分極には、局所的な電子変位が優勢的に寄与していることを示唆するものである。しかしながら、上述した磁気誘起強誘電性機構と局所的機構との関係等、その詳細は明らかになっていない。そこで我々の研究グループでは、異なる磁気構造を有する  $\text{RMn}_2\text{O}_5$  ( $R = \text{Y, Sm}$ ) と顕著な電気磁気効果を示す  $\text{Tb}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Mn}_2\text{O}_5$  に着目し、O サイトのスピンの偏極を観測することで、マルチフェロイック物質中における強誘電性の局所機構について、その詳細を調べた。

### 3. O K 端における共鳴 X 線散乱の概要

本研究では、O サイトのスピンの偏極を観測するため、O の X 線吸収端 (K 端) において RXS 実験を行った。その概要を、記述する。O K 端 ( $E \sim 530 \text{ eV}$ ) に X 線のエネルギーを合わせると、X 線が入射した際に O の  $1s$  軌道から  $2p$  軌道のホールへ電子遷移が生じる (Fig. 2(a))。その後、 $2p$  軌道へ遷移した電子は  $1s$  軌道へ戻る際に X 線を放出するため、これを捉えることで中間状態である  $2p$  軌道の電子状態が観測可能になる。この時、 $2p$  軌道が磁性イオンとの混成の結果、スピン偏極したホール軌道が誘起され、X 線の散乱断面積はこのスピン偏極に強く依存する。更に、このスピン偏極に空間変調が生じた場合、通常の回折実験と同様に、ある散乱角度に磁気散乱ピークを観測することができる (Fig. 2(b))。また、磁性イオンにより O のスピン偏極が誘起されていることから、その周期は磁性イオンのそれと同じであることが期待される。

### 4. $\text{RMn}_2\text{O}_5$ ( $R = \text{Y, Sm}$ ) における O のスピン偏極と局所的な強誘電性機構

$\text{YMn}_2\text{O}_5$  や  $\text{SmMn}_2\text{O}_5$  では、中性子散乱や RXS により、Mn イオンや希土類イオンの磁気秩序が観測されている [9,10]。両者の磁気構造を Fig. 3(a)(b) に示す。 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  はノンコリニアな磁気構造であり、 $c$  軸方向に  $\text{Mn}^{4+}$  の磁気サイクロイド構造が存在する。これにより、低温では SC モデルにより強誘電性が誘起されることが指摘されている。一方で、 $\text{SmMn}_2\text{O}_5$  では完全にコリニアな磁気構造が形成されている。これにより ES モデルが優勢的であることが示唆される (これらの物性の詳細は、文献 [9,10,11] を参照して頂きたい)。このようにこれらの物質では大きく異なった磁気構造が形成され、異なる強誘電性機構が存在する。従って、これらの物質中の O サイトのスピンの偏極を観測することで、局所変位と磁気誘起強誘電性機構との関係に迫れると期待した。

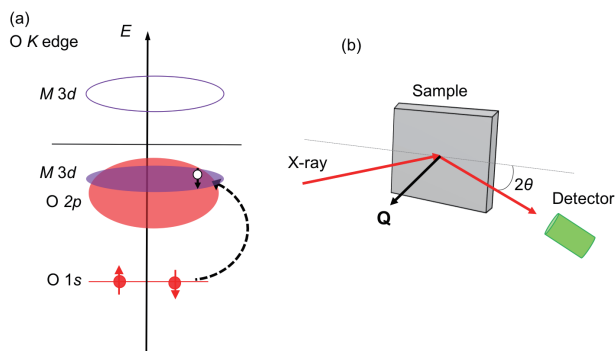


Figure 2 Schematic view of (a) RXS at O K edge and (b) geometry of diffraction experiment.

磁気秩序の周期は、磁気伝搬ベクトル  $\mathbf{q}_M$  により特徴づけられる。YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の場合  $\mathbf{q}_M = (1/2, 0, 1/4)$ , SmMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の場合  $\mathbf{q}_M = (1/2, 0, 0)$  である。これは例えば YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では、結晶格子に対して  $a$  軸方向に 2 倍、 $c$  軸方向に 4 倍の周期で磁気モーメントが秩序化していることを意味している。これらの物質に対して、まず Mn  $L_{II,III}$  端で RXS を行なった。Fig. 3(c) には、磁気散乱の Mn  $L_{II,III}$  端周辺のエネルギー Spektrum を示す。逆格子点は、上記の磁気伝搬ベクトルに対応して、YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では  $\mathbf{Q} = (0.5, 0, 0.25)$ , SmMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では  $\mathbf{Q} = (0.5, 0, 0)$  である。両者とも、明瞭な磁気反射が観測されている。

では、Mn の配位子である O サイトのスピンの偏極はどうなっているのだろうか。Fig. 3 (d) に、O  $K$  端における RXS 強度のエネルギー Spektrum を示す。YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では、点線で示された  $E = 530$  eV に明瞭な磁気反射が観測された。このエネルギー位置は Mn と O イオン間の電荷移動を反映していることが分かっており、O サイトにスピン偏極が生じていることを示している。一方で、SmMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では  $E = 530$  eV の共鳴エネルギーにおいて磁気反射が観測されなかった。これは、Mn-O 混成による酸素のスピンの偏極が存在しないことを示している。このように、O サイトのスピンの偏極という、本来であれば非常に観測が困難な情報を、RXS を用いれば容易に知ることが可能である。

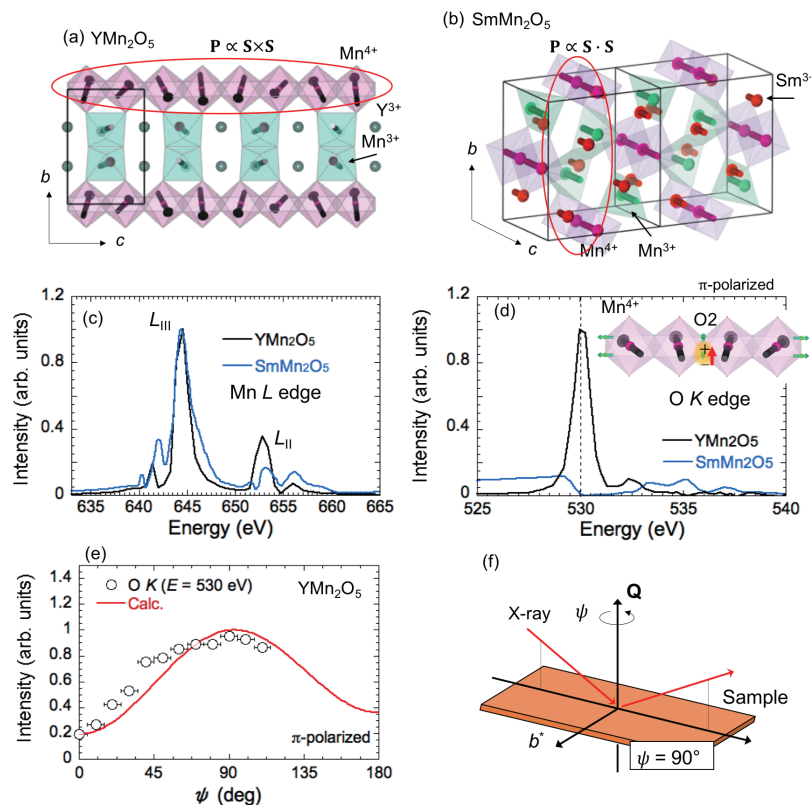
ではこれらの違いはどこから来るのだろうか。これらの物質で大きく異なるのは、Mn の磁気構造である。特に、

YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> には Mn<sup>4+</sup> イオンの磁気サイクロイド構造が存在するが、SmMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では存在しない (Fig. 3(a)(b))。従って、これらの結果は Mn<sup>4+</sup> イオンに挟まれた酸素イオン (O2 サイト) のスピン状態を主に反映している可能性が高い (Fig. 3 (d) の挿入図)。

これを確かめるため、YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> の  $E = 530$  eV の散乱強度のアジマス角依存性を測定した (Fig. 3 (e))。この測定では、散乱ベクトル周りに試料を回転させながら、散乱強度を観測する (Fig. 3 (f))。  $b^*$  軸方向が、散乱面に垂直になった時をアジマス角  $\psi = 90^\circ$  と定義して、散乱強度変化を測定した結果を Fig. 3 (e) に示す。YMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> では  $\psi = 90^\circ$  の時に、極大を持つようなアジマス角依存性が得られた。そこで、Fig. 3(d) の挿入図に示すように、O2 イオンに隣り合う Mn<sup>4+</sup> の磁気モーメントが作る局所磁場と平行になるようにスピンを仮定し、アジマス角依存性の計算を行った。ここで、RXS の磁気散乱振幅 ( $f$ ) は、以下の式で表される。

$$f \propto (\boldsymbol{\varepsilon}' \times \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{F}_m.$$

$\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{\varepsilon}')$  は入射 (散乱) X 線の偏光ベクトルであり、 $\mathbf{F}_m$  は磁気構造因子と呼ばれ、 $\mathbf{F}_m = \sum_j \mathbf{m}_j \exp[2\pi i(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_j)]$  と書ける。 $\mathbf{m}_j$  と  $\mathbf{r}_j$  は、 $j$  番目の原子の磁気モーメントと原子位置であり、 $\mathbf{Q}$  は散乱ベクトルを表す。計算結果を、Fig. 3(e) に曲線で示すが、実験結果を良く再現していることが分かる。また、ここでは詳細は記述しないが、我々は最近ミュオンを用い



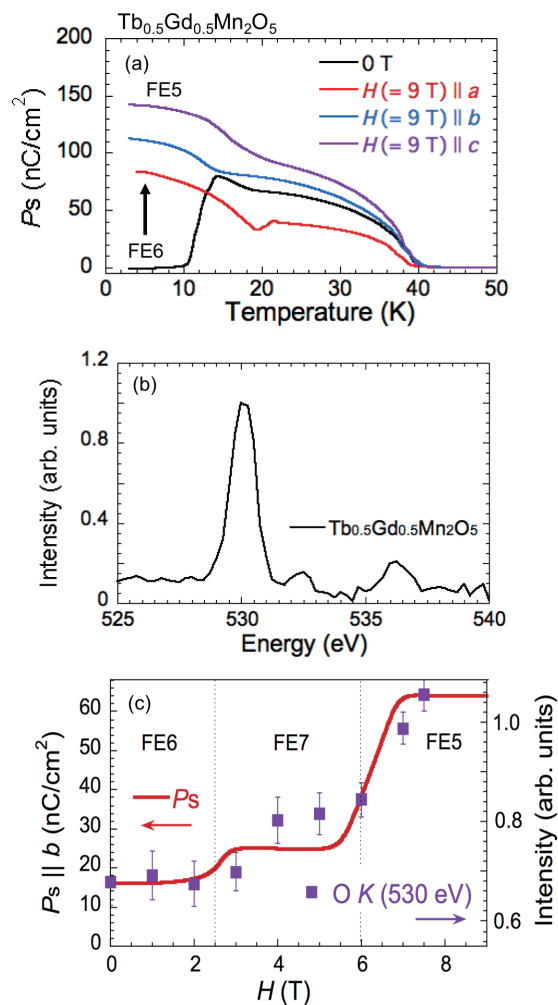
**Figure 3** (a)(b) Magnetic structure of RMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ( $R = Y, Sm$ ). (c)(d) RXS energy spectra around Mn  $L_{II,III}$  and O  $K$  edges in RMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub> ( $R = Y, Sm$ ). The inset represents magnetic structure and electronic displacements of O2 ions. (e) Azimuthal angle ( $\psi$ ) dependence of RXS intensity at  $E = 530$  eV for RMn<sub>2</sub>O<sub>5</sub>. Red line represents calculated results. (f) Geometry of RXS experiments at  $\psi = 90^\circ$  degree.

た  $\mu$ SR 測定によっても、 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  における O のスピン偏極を観測した [3]。それによると、O2 サイトに  $0.1 \mu_B$  程度の磁気モーメントが観測された。更に興味深いことに、温度低下により  $\text{Mn}^{4+}$  の磁気サイクロイド構造が形成されるのに伴い、O2 サイトの磁気モーメントも増加することが明らかになった。以上の結果は、 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  における強誘電性の局所機構について以下のこと示唆している。 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  では  $\text{Mn}^{4+}$  の磁気サイクロイド構造の形成により SC モデルを介して  $\text{Mn}^{4+}$ -O2 間の電子変位が生じ、それによりマクロに強誘電性が発現する。これと同時に、O2 サイトにホールが誘起されることで酸素のスピン偏極が現れ、我々はこれを RXS や  $\mu$ SR で観測したと考えられる。一方で、 $\text{SmMn}_2\text{O}_5$  では  $\text{Mn}^{4+}$  イオンの磁気サイクロイド構造が存在せず、Mn-O 混成由来の酸素のスピン偏極も観測されていない。このことは、 $\text{SmMn}_2\text{O}_5$  では ES モデルによるイオン変位が強誘電性に大きく寄与していることを示しており、磁気構造によって局所的な強誘電性機構が変化し得ることを示唆する結果である。

#### 4. $\text{Tb}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Mn}_2\text{O}_5$ における酸素のスピン偏極と電気磁気効果

これまでの実験は、零磁場下での O のスピン偏極観測である。しかし、マルチフェロイックでは、電気磁気効果という磁場中で強誘電性が変化する特徴的な物性を発現する。そこで、顕著な電気磁気効果を示す  $\text{Tb}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Mn}_2\text{O}_5$  に対して、磁場下での O のスピン偏極観測を行った。この物質の、電気分極の温度依存性を Fig. 4(a) に示す。当該物質では、磁場印加により低温で消失していた電気分極が増加する顕著な電気磁気効果が現れる (Fig. 4(a) の FE6 相  $\rightarrow$  FE5 相)。希土類, Mn の磁気散乱観測や温度・磁場相図の詳細は論文 [3] を参照して頂くとして、この電気磁気効果の磁場過程において O のスピン偏極はどのように振る舞うのかを、簡単に記したい。実験は、超伝導マグネット搭載の軟 X 線回折装置を用いた [12]。

Fig. 4(b) に、零磁場下での O K 端の磁気散乱のエネルギースペクトルを示す。逆格子点は、 $Q = (0.5, 0, 0.25)$  である。 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  と同様に、 $E = 530 \text{ eV}$  に明瞭な磁気散乱ピークが観測された。 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  と同様に、これは希土類では無く、Mn と O の混成に由来した酸素のスピン偏極を表している。そこで、次にこの磁気散乱ピーク強度の磁場依存性を測定した。結果を、Fig. 4(c) に示す。磁場は、試料の  $b$  軸方向に印加している。図には、RXS 強度と一緒に  $b$  軸方向に磁場を印加した際の電気分極の変化も示してある。当該物質では、FE6 相から FE5 相に移る間に、FE7 相という別の強誘電相を経由する。そのため、電気分極は磁場に対して二段階の変化を示している。興味深いことに、O K 端の RXS 強度も、電気分極に対応するように、二段階に分けて増加している。これは、磁場印加によって Mn-O 間の電子変位が増加したことを示唆する結果である。 $\text{YMn}_2\text{O}_5$  では、 $E = 530 \text{ eV}$  のピークは  $\text{Mn}^{4+}$ -O2 間の電荷移動と対応していることが示唆されていることを述べた。従って、



**Figure 4** (a) Thermal evolution of the electric polarization under external magnetic field in  $\text{Tb}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Mn}_2\text{O}_5$ . (b) Energy spectrum of RXS around O K edge. (c) Magnetic field dependence of RXS intensity at  $E = 530 \text{ eV}$  and the electric polarization[2].

$\text{Tb}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Mn}_2\text{O}_5$  では、磁場印加により電気分極を生じる磁気サイクロイド構造が形成された結果、SC モデルを介した電子変位の増加によりマクロな電気磁気効果が発現したことが示唆される。ただし、今回観測された磁気ピークが、同じ O2 サイトからの散乱であるかどうかははっきりせず、今後の更なる研究も必要である。

#### 5. まとめ

本研究では、軟 X 線領域での RXS を利用することで、マルチフェロイック物質中に誘起される配位子 O サイトのスピン偏極の観測に成功した。これにより、 $\text{RMn}_2\text{O}_5$  系では磁気サイクロイド構造に誘起された O サイトの電子変位が強誘電性に優勢的に寄与している可能性が示唆された。一方で、このような局所的な強誘電性機構に着目した研究は僅かであり、マルチフェロイック特性の更なる理解のための研究が求められる。

また、元素の X 線吸収端を用いれば、配位子 O のスピン偏極といった通常的手法では観測が困難な物理量に対し

でも有効的にアプローチできることを述べた。本研究が、今後のアニオンサイト等に注目した研究の一助になれば幸いである。

## 6. 謝辞

本研究はPF-PAC承認(課題番号2016PF-BL-19B, 2017G018, 2017G549)のもと、PF BL-3A, 16A, 19Bにおいて行った。

## 引用文献

- [1] Y. Ishii, S. Horio, H. Yamamoto, Y. Noda, H. Nakao, Y. Murakami, and H. Kimura, Phys. Rev. B **98**, 174428 (2018).
- [2] Y. Ishii, Y. Murakoshi, N. Sato, Y. Noda, T. Honda, H. Nakao, Y. Murakami, and H. Kimura, Phys. Rev. B **100**, 104416 (2019).
- [3] Y. Ishii, S. Horio, Y. Noda, M. Hiraishi, H. Okabe, M. Miyazaki, S. Takeshita, A. Koda, K. M. Kojima, R. Kadono, H. Sagayama, H. Nakao, Y. Murakami, and H. Kimura, under submission.
- [4] Y. Tokura, S. Seki, and N. Nagaosa, Rep. Prog. Phys. **77**, 076501 (2014).
- [5] 例えば, G. Giovannetti and J. Van den Brink, Phys. Rev. Lett. **100**, 227603 (2008).
- [6] 例えば, Y. Kuroiwa, S. Aoyagi, A. Sawada, J. Harada, E. Nishibori, M. Takata, and M. Sakata, Phys. Rev. Lett. **87**, 217601 (2001).
- [7] 例 え ば, C. Vecchini, A. Bombardi, L. C. Chapon, G. Beutier, P. G. Radaelli, S. Park, and S.-W. Cheong, Phys. Rev. B. **89**, 125114 (2014).
- [8] T. A. W. Beale, S. B. Wilkins, R. D. Johnson, S. R. Bland, Y. Joly, T. R. Forrest, D. F. McMorrow, F. Yakhov, D. Prabhakaran, A. T. Boothroyd, and P. D. Hatton, Phys. Rev. Lett. **105**, 057201 (2010).; S. Partzsch, S. B. Wilkins, J. P. Hill, E. Schierle, E. Weschke, D. Souptel, B. Büchner, and J. Geck, Phys. Rev. Lett. **107**, 057201 (2011).
- [9] H. Kimura, S. Kobayashi, Y. Fukuda, T. Osawa, Y. Kamada, Y. Noda, U. Kagomiya, and K. Kohn, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 074706 (2007).
- [10] Y. Ishii, S. Horio, M. Mitarashi, T. Sakakura, M. Fukunaga, Y. Noda, T. Honda, H. Nakao, Y. Murakami, and H. Kimura, Phys. Rev. B **93**, 064415 (2016).
- [11] S. Wakimoto, H. Kimura, Y. Sakamoto, M. Fukunaga, Y. Noda, M. Takeda, and K. Kakurai, Phys. Rev. B **88**, 140403(R) (2013).
- [12] J. Okamoto, H. Nakao, Y. Yamasaki, T. Sudayama, K. Kobayashi, Y. Takahashi, H. Yamada, A. Sawa, M. Kubota, R. Kumai, and Y. Murakami, J. Phys.: Conf. Ser. **502**, 012016 (2014).

(原稿受付日: 2020年3月20日)

## 著者紹介

石井 祐太 Yuta ISHII



東北大学理学研究科物理学専攻 助教  
〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻  
字青葉 6-3

e-mail: yishii@tohoku.ac.jp

略歴: 2019年 東北大学大学院理学研究科 博士後期課程修了 博士(理学),  
2019年-2020年 高エネルギー加速器研

究機構 物質構造科学研究所 博士研究員, 同年4月より現職

最近の研究: コヒーレントX線回折イメージング研究とX線・中性子回折,  $\mu$ SRを用いた構造物性研究

趣味: 野球, 散歩

木村 宏之 Hiroyuki KIMURA



東北大学多元物質科学研究所 教授

〒980-8577

宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

e-mail: hiroyuki.kimura.b5@tohoku.ac.jp

略歴: 1999年 東北大学大学院理学研究科 博士後期課程修了 博士(理学),  
1999年-2001年, 東北大学科学計測研究

所, 助手, 2001年-2007年, 東北大学多元物質科学研究所, 助教, 2007年-2012年, 同准教授, 2012年より現職。

所属: 東北大学多元物質科学研究所 教授

最近の研究: 構造物性, 中性子回折・散乱, X線回折・散乱

趣味: フリークライミング

中尾 裕則 Hironori NAKAO



高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所 准教授

〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1

e-mail: hironori.nakao@kek.jp

略歴: 1999年 東京大学大学院理学系研究科 博士課程修了 博士(理学),  
高エネルギー加速器研究機構 物質構造科

学研究所 助手, 東北大学 大学院理学研究科 助教を経て, 2009年より現職。

最近の研究: 共鳴X線散乱を利用した構造物性研究

趣味: 物を作り出すこと