

有機強誘電体 TTF-CA におけるイオン変位と逆向きに生じる巨大な電気分極

小林賢介¹, 熊井玲児^{1,2}

¹KEK 物質構造科学研究所 CMRC/PF, ²産業技術総合研究所

Large Polarization Directing Antiparallel to Ionic Displacement in an Organic Ferroelectric TTF-CA

Kensuke KOBAYASHI¹, Reiji KUMAI^{1,2}

¹Condensed Matter Research Center (CMRC) and Photon Factory (PF), Institute of Materials Structure Science, KEK,

²National Institute of Advanced Industrial Science and Technology

Abstract

有機強誘電体テトラチアフルバレン (TTF)- クロラニル (CA) における自発分極が、分子間の動的な電子移動機構に起因し、イオンの変位とは逆向きに発生するという特異な分極発現機構を放射光 X 線回折実験によって明らかにした。この「電子型強誘電性」と呼ばれる機構は、古典的なイオン変位による描像の 20 倍以上の自発分極を発生できたため、電荷や変位量が小さな物質においても大きな分極発現が可能であり、今後の強誘電体開発に同機構を活かした展開が期待される。

1. はじめに

強誘電体は、電子・機械・光学素子など広範かつ身近に応用されている機能性材料であるが [1], 現在その中核を担っているのは、有毒な鉛を高濃度で有するチタン酸ジルコン酸鉛 (PZT) 系材料である。鉛フリーの代替材料の開発も近年進展しているが、希少元素系材料を主としたものである。それに対して、鉛や希少元素を一切含まない有機分子性の強誘電体開発が、元素戦略上の意義のみならず、軽量性や形状自由度、印刷プロセス適合性などの特異な性質を活かした応用展開等の可能性を含めて期待が高まっている [2]。しかしながら、有機強誘電体の報告例は決して多いとはいえず、特に低分子からなる誘電体開発の試みは少ない。材料基盤強化が求められる中、これらの系において構造物性的な見地を含む微視的な強誘電性発現機構を明らかにすることは、新たな学術的価値や新規材料開発のための設計指針を見いだす上で非常に重要であるといえる。

本稿では、交互積層型電荷移動錯体であるテトラチアフルバレン (TTF) - クロラニル (CA) 錯体において、放射光 X 線回折実験を用いることで、その巨大な自発分極の起源として、従来の強誘電体には見られなかった極めて特異な電子的機構、すなわち「電子型強誘電性」を見いだしたので紹介したい [3]。

2. 交互積層型電荷移動錯体の強誘電性

交互積層型電荷移動錯体とは、平板上の電子供与体 (ドナー) 分子 (*D*) と電子受容体 (アクセプター) 分子 (*A*) が交互に積み重なった一次元鎖からなる結晶構造を有する有機分子性固体である。この系における強誘電性が最初に報告されたのは 20 年以上前になる。十倉らによって、*DA*

一次元鎖方向の誘電率の温度特性にピークもしくはカスプ状の顕著な異常を見いだすと同時に、種々の錯体について発現しうることが報告されている [4]。電荷移動錯体では、 D^+A^- で表される電荷移動量 (ρ) が、0.5 以下の中性状態をとるか 0.5 以上のイオン性状態をとるかは、*D* と *A* のイオン化に要するエネルギーとイオン化した結晶のマーデルングエネルギーとの大小関係によって概ね支配されている [5]。強誘電性に向けて一次元鎖が極性を得る構造条件とは、正電荷の *D* 分子と負電荷の *A* 分子が相対的に変位して二量体対を形成することであり、系はイオン性でも中性でも構わない。二量体化した一次元鎖には、 $DA DA DA \dots$ と $AD AD AD \dots$ のように、極性が正反対の 2 通りの構造が縮退しており、これらを外部電場によって相互転換できれば、まさに強誘電性となる。この場合、TTF 分子や CA 分子のように構成分子自身は永久双極子を持たずとも強誘電性を示し、その分極の起源は、「配向秩序—無秩序」型よりはむしろ「変位」型であるといえる。

一次元 *DA* 交互積層では、*D* の最高占有分子軌道 (HOMO) と *A* の最低非占有分子軌道 (LUMO) 上には、 ρ の大きさに関係なく *DA* 1 対あたり計 2 電子存在するため、電子構造が常に二量体化格子歪と強く結合しやすい。すなわち、パイエルズ型不安定性を有している。これが自発的な二量体化歪を可能とした最大の要因であり、系が十分イオン化した場合も、全ての分子上にスピン $S=1/2$ が生じることで、その一次元鎖はスピンパイエルズ型の格子不安定性を受けて二量体化しやすい。こうした背景のもと、実際に見いだされている強誘電性の電荷移動錯体には、中性—イオン性相 (NI) 転移と、イオン性結晶のスピンパイエルズ型相転移の、主に二通りのタイプが知られている。前者は、

DA 分子間で電子授受が一齐に生じ、系が中性のファンデルワールス結晶状態からイオン性結晶状態へと転換する相転移である。その実現には、分子のイオン化に要するエネルギーとイオン化した後の静電エネルギーが拮抗した D と A の組み合わせが必要となる。このバランスが温度変化や圧力印加によって変化することが NI 転移の引き金となり、さらに二量体化歪が系のイオン化に伴って生じるのである。その代表例が、Torrance らにより初めて温度変化による NI 転移が発見された TTF-CA 錯体である [6]。劇的に変化する電子状態を元に、結晶・分子構造、光学応答や電気特性など至る所で顕著な特性変化や高い外部刺激感受性、高速応答性が発揮される。さらに系の一次元性に由来する（荷電/スピン）ソリトンや中性-イオン性ドメイン壁といった低エネルギー励起状態の果たす役割への関心も相まって、発見から 30 年を経た今なお、実験・理論両面で研究が活発に続く稀有な例となっている。一方、CA 分子の塩素をすべて臭素置換した BA（プロマニル）をアクセプター分子とした TTF-BA は、TTF-CA とは全く異なる結晶構造をもち、また温度によらず常に完全イオン性の電子状態となる。この TTF-BA は上述のイオン性結晶のスピンパイエルズ型相転移に基づく強誘電性が発現する物質であり、磁場による分極の制御という観点から近年注目されている [7]。分子構造や化学的性質がよく似ている CA と BA から構成される TTF-CA と TTF-BA が、二種類の異なる機構によって共に強誘電性が発現することはたいへん興味深い。

TTF-CA の結晶構造や誘電特性など基本的な特徴について簡単に紹介しておく。室温における結晶構造は単斜晶系（空間群 $P2_1/n$ ）に属し、 a 軸方向に一次元 DA 交互積層軸をもつ [8]。分子式、結晶構造を Fig. 1 に示す。分子振動スペクトルや電子スペクトル等の測定結果より、NI 転移温度 ($T_{NI} = 81$ K) で電荷移動量 ρ が 0.2 (室温) \sim 0.3 (転移直上) から 0.6 ヘジャンプすることが明らかになっている [9]。LeCointe らの中性子構造解析 [10] および Garcia らの X 線構造解析 [11] によると、低温のイオン性相は、DA

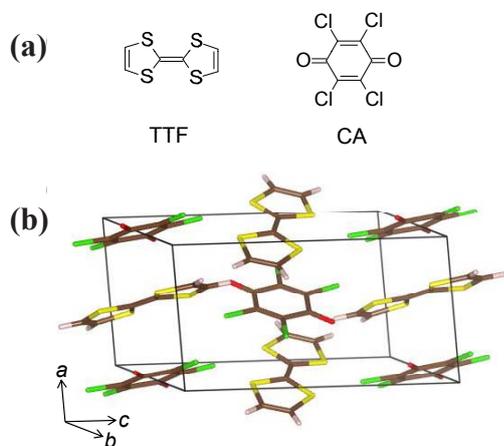


Figure 1 Alternative-stack type organic ferroelectric TTF-CA. (a) Molecular structures of TTF and CA, (b) Crystal structure of TTF-CA.

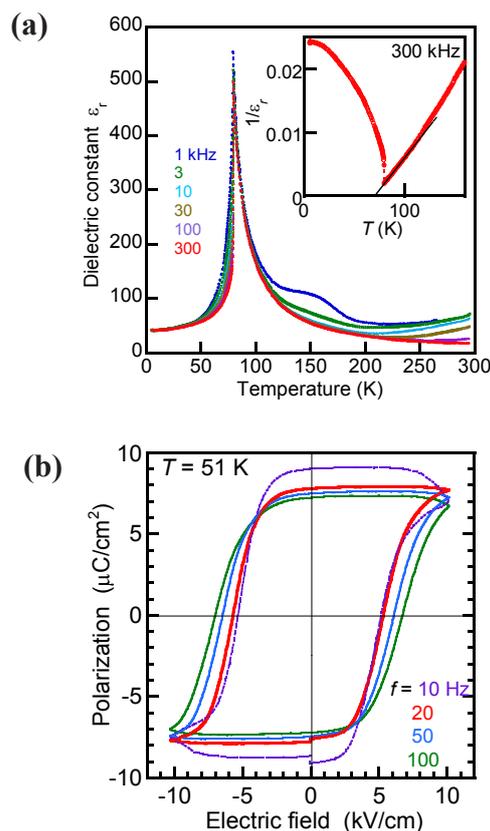


Figure 2 Electric properties of TTF-CA. (a) Temperature dependence of electric permittivity with various frequencies measured along a -axis. The inset shows the temperature dependence of inverse permittivity ($f = 300$ kHz) with a fit to the Curie-Weiss law (linear line). (b) The electric polarization (P) vs. electric field (E) hysteresis curves of polarization measured with triangular ac electric field of various frequencies ($f = 10$ – 100 Hz) at $T = 51$ K.

の二量体化を伴うことで各分子上にあった反転中心が破れ、 ac 面内に極性をもつ結晶構造（単斜晶系、空間群 Pn ）へと変化することが報告されている。 a 軸方向の比誘電率は Fig. 2 (a) に示すように、温度低下とともにキュリー則 $\epsilon_r = C/(T - \Theta)$ (C : キュリー定数, Θ : ワイス温度) に従って 500~1000 程度に増大し、強誘電体特有の振る舞いを示したあと、 T_{NI} では一次の相転移として不連続なジャンプを示す。なお、誘電率の b 軸および c 軸成分は大きさ、温度依存性とも、 a 軸成分に比べはるかに小さいことから、自発分極はほぼ一次元 DA 交互積層方向 (a 軸) に存在する。

TTF-CA の低温イオン性相の結晶構造や比誘電率のピーク異常は、強誘電性の間接的証拠といえる。また、不純物アクセプター分子との混晶を作成し、リラクサー化したことで比誘電率が 3000 にも及ぶことや、誘電特性における大きなキュリー定数 C から、系の自発分極が比較的大きいことが示唆されていた [12]。また、最近になり、岸田らによる電場変調分光を用いた分域（ドメイン）構造二次元イメージング [13] などからも、強誘電性の間接的証拠は徐々に積み上げられていた。しかしながら、強誘電体の直接的証拠となる自発分極の観測と電場による反転は観測されておらず、自発分極の大きさも評価されていなかった。

この系では、温度あるいは圧力によって分子間で電子移動を起こさせる、すなわちNI転移を実現させるためにDのHOMOとAのLUMOは近接する必要がある、必然的に比較的狭いバンドギャップをもつ半導体にならざるを得ない。その結果、相転移温度以下でも伝導性が高く、これは誘電体として見た場合にはリーク電流が大きく、電場一分極特性(P-Eカーブ)の測定が困難であることを意味する。そのうえ、10 kV/cmを超える高電場下では、負性抵抗状態へのスイッチングにより絶縁破壊を起こすという問題も抱えていた[14]。絶縁破壊しない最大印加電場と抗電場の兼ね合いから周波数条件と温度を検討し、Fig. 2 (b)に示す履歴曲線が得られた。こうして、TTF-CAの自発分極は $6.3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ と、有機分子からなる強誘電体としては大きな値であることが明らかとなった。

3. 自発分極の理論的予測

強誘電体の自発分極を理論的に予測することは重要であるが、古典的な静電荷の変位描像や個々のイオン/分子の双極子モーメントのみでは大きな自発分極を説明できない問題が酸化強誘電体を中心にあつた。その解決策として、固体の波動関数を決定し、その位相(Berryの位相)を用いて分極を見積もるという量子力学的な基礎理論が提案された[15,16]。第一原理電子状態計算手法の発展とともに、理論計算の重要性は急速に増しており、イオン間の共有結合性が強いほど自発分極や圧電性能が効果的に増強できるといった、材料設計にとって有益な知見が次々得られている。近年になって、Berry位相モデルに基づく第一原理電子状態計算によるTTF-CAの自発分極値が石橋ら、Giovannettiらによって算出された[17,18]。両者とも、 $8\text{-}10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ もの大きな自発分極値を実験による分極値の測定に先駆けて予測していた。大きさについては、我々の実験結果と概ね一致しているといつてよいだろう。さらに、Giovannettiらは、基底状態として反強磁性(AFM)をとるモデルと、スピン分極を考慮しない非磁性(NM)をとるモデルの両方について安定解を得、自発分極の方向が両者で逆向きに現れるという、驚くべき理論予測を出していた。一方で、石橋らはTTF-CAではAFMモデルの安定解が得られず、NMモデルの結果のみを出しているが、絶対値や分極方向ともGiovannettiらとほぼ同様の結果を得ている。ちなみに、両者のNMモデルの解については、自発分極の向きは静電荷の変位のみから期待される分極方向とは逆であることが示唆されていた。こうした経緯が、TTF-CAの電場中でのイオン変位の方向を決定するという本研究の契機となった。

4. 放射光X線を用いた絶対構造の解明

変位型強誘電体では、結晶中のイオンが対称位置から変位することで結晶全体として電荷に偏りが生じ、自発分極が発生する。一般的に、電場下にある強誘電体は、外部電場に対して陽イオンが負極側、陰イオンは正極側へと変位する。例として、チタン酸バリウム(BaTiO_3)の常

誘電相では、陰イオンである酸素イオンが作る八面体の中心に陽イオンであるTiイオンが存在しているが、転移温度以下では電場方向に沿って八面体が歪み、Tiイオンも酸素八面体の中心からずれることで電気分極が発生する。一方で、TTF-CAは前章で述べた通り、理論的予測はこの古典的なイオン変位による分極とは逆向きの分極を予測している。また、分極の絶対値に関しては理論・実測ともに分子の静電荷(± 0.6)と変位量から見積もられる値($P \sim 0.3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$)に比べ、20倍以上大きなものだった。このことは、TTF-CAの分極発現機構が従来の変位型強誘電体とは異なるものであることを示唆している。そこで著者らは、放射光X線回折実験によって強誘電相における分子変位方向と自発分極の関係を明らかにすることで、TTF-CAにおける分極発現機構の解明を試みた。

結晶構造に反転対称性が存在しない強誘電体は、対称性の破れ方に自由度が存在するため、転移温度以下で分極方向、つまり変位方向の異なるドメインが混在する。TTF-CAの場合は、NI転移に伴い主に分子積層軸(a 軸)方向への分子変位が生じ、転移温度以下では ac 面内に極性をもつ2つのドメインが存在する。単に試料を冷却しただけでは二種類のドメインが混在するため、自発分極と分子変位方向の関係は自明ではない。つまり、自発分極と分子変位方向の関係を明らかにすることは、単一ドメインの結晶構造、すなわち絶対構造を決定することに他ならない。絶対構造を決定するために重要になるのが、バイフット対と呼ばれる反射である。反転対称性が存在する結晶構造の場合、フリーデル則が成り立つため、指数 hkl と $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ の反射は等価反射となる。しかし、反転対称性が存在しない場合は、異常分散の寄与を考慮するとこの法則が破れ、 hkl と $\bar{h}\bar{k}\bar{l}$ は非等価となる。この等価にならない反射はバイフット対と呼ばれ、対掌性を持つ結晶構造の絶対配置を決定するためによく利用されている。バイフット対の反射強度比が明確になるように、波長 1.55 \AA ($E = 8 \text{ keV}$)のX線を使用して実験を行った。これは、異常分散効果は元素の吸収端近傍で増大するが、TTF-CAは硬X線領域に吸収端が存在する元素を含まないため、なるべく長波長を用いることで硫黄や塩素の異常分散効果を極力増大させるためである。実験結果と比較するためのモデルには、先に述べたX線構造解析の結果(15 K)と中性子構造解析の結果(40 K)を用いた。常誘電相との比較から得られた分子変位量は共に同程度であった。これらの結晶構造データを元に、単一ドメインにおける反射強度を計算し、実測できる範囲で最も差が大きくなる指数に対して、強度比からドメイン比を、強度の大小関係と外部電場の方向(=分極方向)から分子変位方向を決定した。

実験はKEKの放射光施設フotonファクトリー(PF)のBL-8Aを用いて行った。転移温度よりも高温(100 K)から、自発分極を揃えるのに十分な大きさの外部電場(4 kV/cm)を印加しながらヘリウムガスフロー式冷凍機によって試料を冷却し、バイフット対反射の温度依存性測定を行った。反射強度はイメージングプレートを用いて

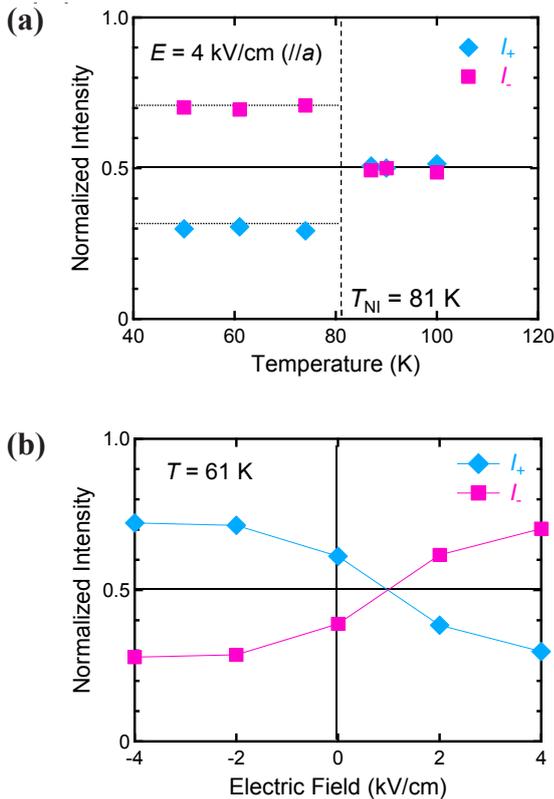


Figure 3 Normalized integrated intensities of Bijvoet pair reflections (101 and $\bar{1}0\bar{1}$). (a) Temperature dependence under 4 kV/cm ($E//a$). Broken lines show simulated values. (b) Electric field dependence at 61 K. Switching of the polarization interchanges their magnitudes with each other at $E = 1$ kVcm $^{-1}$.

計測し、強度比が明確になるよう規格化積分強度比 [$I_+ = I(101)/\{I(101)+I(\bar{1}0\bar{1})\}$ または $I_- = I(\bar{1}0\bar{1})/\{I(101)+I(\bar{1}0\bar{1})\}$] として求めた。パイフット対の温度依存性を Fig. 3 (a) に示す。転移温度 (81 K) 直下から単一ドメインに相当する強度比が得られ、測定最低温度までほとんど変化しなかった。このことは、NI 転移が一次転移的であり、転移温度で大きく分子の価数及び結晶構造が変化することと一致する。回折実験に用いた試料の大きさは $0.3 \times 0.2 \times 0.1$ mm 3 程度であり、この程度のドメインサイズが存在する事は他の研究例でも報告されていることから、試料全体が単一ドメインとなっていると考えられる。また、61 K において外部電場の反転を行った結果を Fig. 3 (b) に示す。パイフット対反射強度比が外部電場の反転に伴い入れ替わっており、電場による分極反転の結果、反射強度が変化したことを示している。Fig. 4 に TTF-CA と典型的な変位型強誘電体として BaTiO $_3$ の外部電場とイオン変位方向の関係について示す。実測した強度比と外部電場の方向から、正電荷をもつ TTF $^{0.6+}$ が正極方向、負電荷をもつ CA $^{0.6-}$ が負極方向へ変位していることが明らかとなり、静電荷モデルとは正反対となる絶対構造が得られた。この方向はドナー分子である TTF からアクセプター分子である CA への電荷移動方向であり、分子間における電荷移動が電気分極の発現に深く寄与していると考えられる。理論的に示唆された自発分極が

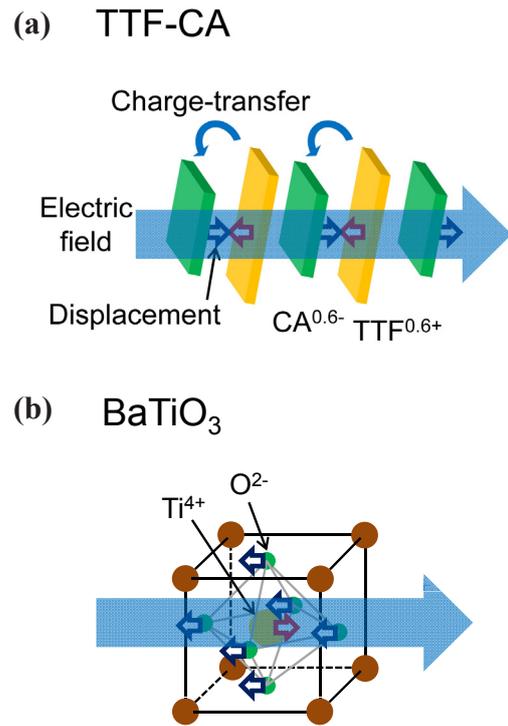


Figure 4 Schematic illustration of the ionic displacement under electric field in TTF-CA (a) and in BaTiO $_3$ (b). Bent arrows indicate the electric charge-transfer from TTF to CA. Open arrows indicate displacement direction of ions.

この方向となる基底状態は非磁性であり、NI 転移がスピンパイエルズ転移も伴うと考えられることも矛盾しない。

TTF-CA の自発分極の大きさと方向を説明するには、分子の双極子やイオンの相対変位以外の発現機構を考える必要がある。TTF-CA の NI 転移では、結晶全体として D から A への電荷移動が生じるのであるが、 DA 間の分子軌道の重なりが二量体間より二量体内の方が著しく強化されることを考慮すると、相転移における電子移動は、主に二量体対で生じることで、Fig. 4 (a) の曲矢印の形で表されることになる。電荷の移動が、分子間という極めて長距離に及ぶことで、その過程は巨大な双極子モーメントを与えることになる。その結果、電場は正極側に電子移動するように系を駆動することになり、TTF 分子が正極に CA 分子が負極に変位する実験結果が自然に理解されるといえよう。こうした分子間、またはイオン間の電荷移動が電気分極発現機構を決定付ける特徴は、まさに「電子型強誘電性」と呼ぶべきものであろう。

5. おわりに

交互積層型電荷移動錯体である TTF-CA の強誘電性は、静電荷の変位とは逆向きに巨大な自発分極が現れるという、極めて異常な強誘電性を発現した。分極方向の逆転現象について著者らが知る限り、陰イオンが大きな正の動的電荷を担うといった、Resta らによる理論上のモデルは存在していた [19] が、実際の強誘電体物質としては TTF-CA のみである。TTF-CA が特異な価数転移である NI 転移と

ともに発見されてから30年もの間次々と新たな科学的知見をもたらし、今もなお、「電子型強誘電性」という新たな分極発現機構を示す物質であることは驚くべきことといえよう。イオンの価数やその変位量が小さくとも、電気分極を著しく増大させる電子型強誘電性は、強誘電体の高機能化、高速応答性に有用な指針となりうる点で大変魅力的であるだけでなく、強誘電体の分極発現機構の本質に関わる新たな学術的視点を与えることは疑いの余地がないであろう。電子系強誘電性は、 LuFe_2O_4 やマルチフェロイック系酸化物といった無機物で当初注目されたが [20]、近年は分子伝導体など有機物質を用いた系でも、電荷/電子の自由度が誘電性に反映された例が見出されつつある [21,22]。今回実証した新たな原理を分子系物質の舞台で新物質設計へフィードバックさせるために、巨大な誘電応答性を与える π 電子の寄与を効果的に引き出すための分子/結晶の設計、強誘電性の妨げとなる小さなバンドギャップの効果を抑えつつ、さらにより実用性の高い材料として室温付近で巨大な分極を発現させることが今後の目標となろう。

6. 謝辞

本稿で紹介した研究は、産総研の堀内佐智雄博士、東大の賀川史敬講師、KEKの村上洋一教授、東大の十倉好紀教授との共同研究によるものです。この場を借りて感謝申し上げます。また、最先端研究開発支援プログラム(FIRST)「強相関量子科学」事業により一部助成を受けたほか、科学技術振興機構の戦略的創造研究推進事業 CREST「元素戦略を基軸とする物質・材料の革新的機能の創出」研究領域(研究総括:玉尾皓平)からの支援に感謝いたします。PFでの実験は、共同利用課題(2009S2-003)のもとで行いました。

引用文献

- [1] K. Uchino, *Ferroelectric Devices*, Marcel Dekker, New York (2000).
- [2] R. C. G. Naber, K. Asadi, P. W. M. Blom, D. M. de Leeuw, and B. de Boer, *Adv. Mater.* **22**, 933 (2010).
- [3] K. Kobayashi, S. Horiuchi, R. Kumai, F. Kagawa, Y. Murakami, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 237601 (2012).
- [4] Y. Tokura, S. Koshihara, Y. Iwasa, H. Okamoto, T. Komatsu, T. Koda, N. Iwasawa, and G. Saito, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2405 (1989).
- [5] H. M. McConnell, B. M. Hoffman, and R. M. Metzger, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **53**, 46 (1965).
- [6] J. B. Torrance, J. E. Vazquez, J. J. Mayerle, and V. Y. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 253 (1981).
- [7] F. Kagawa, S. Horiuchi, M. Tokunaga, J. Fujioka, and Y. Tokura, *Nature Phys.* **6**, 169 (2010).
- [8] J. J. Mayerle, J. B. Torrance, and J. I. Crowley, *Acta Cryst. B* **35**, 2988 (1979).
- [9] A. Girlando, F. Marzola, C. Pecile, and J. B. Torrance, *J. Chem. Phys.* **79**, 1075 (1983).
- [10] M. Le Cointe, M. H. Lemeec-Cailleau, H. Cailleau, B. Toudic, L. Toupet, G. Heger, F. Moussa, P. Schweiss, K. H. Kraft, and N. Karl, *Phys. Rev. B* **51**, 3374 (1995).
- [11] P. García, S. Dahaoui, C. Katan, M. Souhassou, and C. Lecomte, *Faraday Discuss.* **135**, 217 (2007).
- [12] S. Horiuchi, T. Hasegawa, and Y. Tokura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 051016 (2006).
- [13] H. Kishida, H. Takamatsu, K. Fujinuma, and H. Okamoto, *Phys. Rev. B* **80**, 205201 (2009).
- [14] Y. Tokura, H. Okamoto, T. Koda, T. Mitani, and G. Saito, *Phys. Rev. B* **38**, 2215 (1988).
- [15] R. D. King-Smith and D. Vanderbilt, *Phys. Rev. B* **47**, 1651 (1993).
- [16] R. Resta, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 899 (1994).
- [17] S. Ishibashi and K. Terakura, *Physica B* **405**, S338 (2010).
- [18] G. Giovannetti, S. Kumar, A. Stroppa, J. van den Brink, and S. Picozzi, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 266401 (2009).
- [19] R. Resta, S. Sorella, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4738 (1995).
- [20] S. Ishihara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 011010 (2010).
- [21] P. Monceau, F. Ya. Nad, and S. Brazovskii, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4080 (2001).
- [22] K. Yamamoto, S. Iwai, S. Boyko, A. Kashiwazaki, F. Hiramatsu, C. Okabe, N. Nishi, and K. Yakushi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 074709 (2008).

(原稿受付日:2012年10月8日)

著者紹介

小林賢介 Kensuke KOBAYASHI



KEK 物質構造科学研究所 構造物性研究センター 研究員
〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
TEL: 029-879-6026
e-mail: kensuke.kobayashi@kek.jp

略歴:2009年大阪市立大学大学院理学研究科博士課程修了,2010年KEK物質構造科学研究所構造物性研究センター研究員,現在に至る。博士(理学)。

最近の研究:有機分子性結晶の構造物性研究。

熊井玲児 Reiji KUMAI



KEK 物質構造科学研究所 教授
〒305-0801 茨城県つくば市大穂 1-1
TEL: 029-879-6024
e-mail: reiji.kumai@kek.jp

略歴:1995年東京大学大学院総合文化研究科博士課程修了,アトムテクノロジー研究体研究員,工業技術院産業技術融合領域研究所主任研究官,産業技術総合研究所研究員,同主任研究員を経て,2011年高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所教授,現在に至る。博士(理学)。

最近の研究:強相関電子系物質の構造物性研究。