

鉄系超伝導体のネマティック電子状態における対称性の破れと斜方歪み

笠原 成

京都大学大学院理学研究科 〒606-8502 京都市左京区北白川追分町



鉄系超伝導体は非従来型超伝導の新しい研究舞台である。最近この系において、格子系から期待される面内回転対称性を電子状態が自発的に破る「電子ネマティック相」の存在が明らかになった。本稿では磁気トルクによる高感度の面内異方性測定、及び放射光 X 線を用いた高分解能の単結晶構造評価から、この秩序相を紹介する。

1. はじめに

強相関電子系とよばれる物質群では、従来にない複雑な電子相が現れることが近年の研究から明らかになってきている。そのような電子相の一つとして、系の回転対称性を破って一軸的異方性を示す「電子ネマティック相」とよばれるものがあげられる^{1,2)}。ネマティックという言葉は液晶の秩序相の一つに因んで付けられたものである。液晶でのネマティック相は、重心位置がばらばらであるが、棒状分子の方向が全体として異方性を持ち、ある方向を向いている状態となっている。このような状態は、並進対称性は破っていないが回転対称性を破った秩序状態とみなすことができる。これに対して、電子系でのネマティック秩序とは、広くは結晶格子から期待される回転対称性を電子系が自発的に破るような非自明な状態を呼んでおり、電子の多体系としての応答が異方性を示す場合を液晶の異方性になぞらえている。例えば、正方晶の結晶を持つ系では、格子は面内で4回対称性 (C_4 対称性) を持っているが、電子ネマティック相では結晶のもつ4回対称性を電子系が自発的に破る2回回転対称性を持つ。このような C_4 対称性の破れた電子ネマティック相は、これまで銅酸化物高温超伝導体の擬ギャップ相で起こっているのではないかとの議論がなされてきた³⁻⁸⁾。また最近では、重い電子系超伝導体 URu_2Si_2 の隠れた秩序相⁹⁻¹¹⁾ や、 $Sr_3Ru_2O_7$ の磁場中電子臨界点の近傍^{12,13)} など、様々な強相関電子系において議論がなされており、電子間の強いクーロン斥力に加えて、スピンや多軌道自由度をもたらす新奇な秩序相といえる。本稿においては、新しい高温超伝導体系である鉄系超伝導体の常伝導相において得られた、電子ネマティック相が広く存在していることを示唆する実験結果¹⁴⁾ を紹介したい。まず鉄系超伝導体の基本的な性質にふれたあと、磁気トルクによる高感度の面内異方性測定、並びに放射光 X 線を用いた構造評価の結果を紹介し、この電子ネマティック相が結晶構造にどのように影響を及ぼすかについて議論

する。

2. 鉄系超伝導体の基本物性

鉄系超伝導体は、鉄オキシニクタイト $LaFeAs(O_{1-x}F_x)$ における超伝導発見を契機とした新しい高温超伝導体であり¹⁵⁻¹⁷⁾、超伝導転移温度 (T_c) は最高56 K と銅酸化物高温超伝導体に次いで高いものとなっている。結晶構造は、いずれの物質も鉄原子からなる2次元正方格子を有しており、鉄の $3d$ 軌道のすべてがフェルミ準位付近の電子構造に絡んだ多軌道 (多バンド) 系の超伝導を示す。これまでの研究から従来の格子振動を媒介とした BCS 超伝導機構ではこの高い転移温度を説明することは不可能であり、非従来型の機構により電子対形成がもたらされていると考えられている。現在までに、非連結フェルミ面間のネスティングに由来するスピン揺らぎ機構¹⁷⁻¹⁹⁾ と、Fe の d 軌道における臨界的な揺らぎの増大に基づいた軌道揺らぎ機構^{20,21)} が提案されており、実験と理論の両面から多くの議論がなされている。この鉄系超伝導体の電子対形成の起源を理解するには、スピンや軌道の自由度に起因して現れる異常物性を実験的に見出し、超伝導発現との関係を明らかにすることが重要と考えられる。

Fig. 1 に鉄系超伝導体の母物質の一つ $BaFe_2As_2$ ²²⁾ の結晶構造を示す。この物質は $T_s = T_N \sim 140$ K において正方晶から斜方晶への構造相転移を示し、これと同時にストライプ型の磁気秩序をもった反強磁性的スピン密度波状態へと転移することが早くから明らかとなっている^{22,23)}。構造・磁気相転移は元素置換や圧力印加などによって抑制され、これに伴って超伝導が出現する²⁴⁻²⁸⁾。Fig. 2 は本稿で紹介する $BaFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ の T - x 相図である^{2,26,29,30)}。この系では As の一部を等価数の P で置換することにより超伝導相が現れるが、広い元素置換範囲にわたって量子振動が観測されるほどの純良単結晶が得られ³¹⁾、本質的な物性を議論するのに非常に適した系といえる。構造・磁気相転移

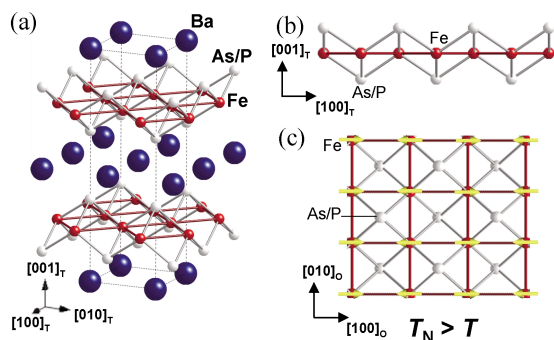


Fig. 1 (Color online) (a) Crystal structure of BaFe₂As₂ in the high-temperature tetragonal phase. (b) A side view of FeAs tetrahedral layer along [010]_T direction. (c) A top view from c-axis. Stripe-type magnetism is realized below T_N .

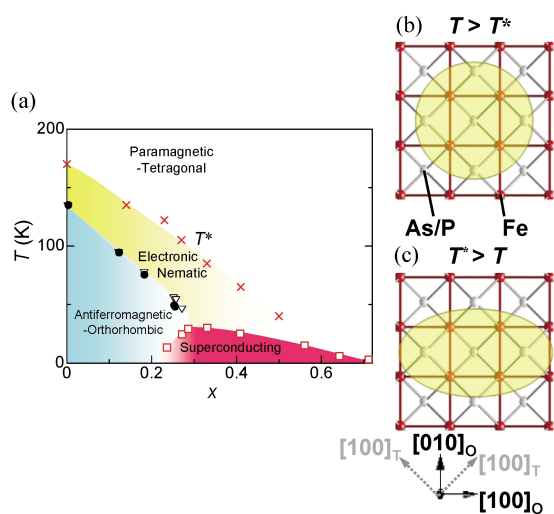


Fig. 2 (Color online) (a) T - x phase diagram of BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂. T_S (▽) and T_N (●) represent structural and magnetic transition temperatures, respectively. A superconducting phase emerges at $0.2 < x < 0.7$ with the highest T_c (□) ~31 K. T^* (×) represents the nematic transition temperature determined by magneto-torque and synchrotron X-ray diffraction measurements. Schematic images of the electronic anisotropy at (b) $T > T^*$ and (c) $T < T^*$.

の消失する近傍において、非フェルミ液体的な電子輸送現象²⁹⁾、量子振動から見積もられる電子の有効質量の増大³¹⁾、核磁気共鳴測定にみられる反強磁性揺らぎの増大³²⁾、更には超伝導状態における磁場侵入長の発散³³⁾など、様々な物性測定において磁気量子臨界点の存在を示す特異な振る舞いが見られ、超伝導との関連が議論されている。

一方、超伝導に隣接する反強磁性-斜方晶相に関して、最近、一軸圧力により非双晶化した単結晶についての電気抵抗率測定や光学伝導度、角度分解光電子分光の測定が行われ、顕著な面内異方性が報告されている³⁴⁻⁴²⁾。興味深いことにこの異方性は、これまで常磁性-正方晶相と考えられてきた $T > T_S$ の温度域においても存在しており、結

晶がもつ C_4 対称性から低下した電子系の状態、即ちネマティック状態が実現している可能性が示唆される。これまで鉄系超伝導体では幾つかの実験からネマティック状態が指摘されているが、これらはすでに対称性の低下した低温の反強磁性-斜方晶相や、一軸圧力による非双晶化の下で行われている^{43,44)}。しかし、この系において自発的な C_4 対称性の破れであるネマティック秩序が形成されているのか否かを明らかにするには、 $T > T_S$ において一軸圧力による非双晶化を行わずに自発的な対称性の破れを調べなければならない。また、 C_4 対称性の破れが相転移現象として理解されるのか、さらには、超伝導発現とどのように関係するのかを明らかにする必要性があり、これには熱力学的な物理量を含めた相図上の広い範囲に渡る系統的実験が必要になる。このような目的に適合する実験手法として、筆者らは磁気トルクによる高精度の面内異方性測定と、単結晶放射光 X 線回折を用いた構造評価に着目した¹⁴⁾。これまで低温相における双晶ドメインは数 μm から数十 μm 程度の大きさであることが報告されており⁴⁵⁾、双晶形成による異方性の打ち消しが不完全な微小単結晶試料を用いて磁気トルク測定を行うことで、非双晶化を行わずとも自発的な回転対称性の破れが観測可能となる。また電子系における異方性は、格子との有限の結合が存在することによって、僅かな格子歪みを誘起すると考えられるため、高分解能の構造評価を行うことで電子系に引きずられた結晶構造における C_4 回対称性の破れの検出を行った。

3. 磁気トルクからみた面内回転対称性の破れ

磁気トルクは、体積 V の試料に対して磁場 H と磁化 M の外積を用いて $\tau = \mu_0 VM \times H$ のように定義される熱力学量である。磁化の面内成分は帯磁率テンソル χ_{ij} を用いて $M_i = \sum \chi_{ij} H_j$ ($i, j = a, b$) で与えられるので、**Fig. 3(a)** のように外部磁場を ab 面内で回転させた場合、 a 軸からの面内角度 φ に対して、磁気トルク τ は次のような 2 回対称の形を持つ。

$$\tau_{2\varphi} = (1/2) \mu_0 H^2 V [(\chi_{aa} - \chi_{bb}) \sin 2\varphi - 2\chi_{ab} \cos 2\varphi] \quad (1)$$

ここで、系の対称性が正方晶から期待される C_4 対称性を持つ場合、 $\chi_{aa} = \chi_{bb}$ 、 $\chi_{ab} = 0$ であるため [**Fig. 3(b)**]、(1) により $\tau_{2\varphi}$ はゼロとなる。一方で電子あるいは磁気状態が自発的に C_4 対称性を破るような場合、 $\chi_{aa} \neq \chi_{bb}$ 或いは $\chi_{ab} \neq 0$ となり、磁気トルクの面内角度依存性には、対称性の破れの方角に応じて第 1 項、或いは第 2 項で記述される 2 回対称の振動が観測されることになる。このように磁気トルクは異方性を直接検出するプローブであり、トルクの面内異方性測定は、系の回転対称性の破れを調べる上で非常に強力な手段である^{9,14)}。

実際の測定結果として、 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の最適組成近傍 ($x=0.33$) の微小単結晶 ($\sim 70 \times 70 \times 30 \mu\text{m}^3$) における結果を示す。測定は微小カンチレバーを用いて行った [Fig. 3(b)]。Fig. 3(c) 上段は磁場 4 T における各温度でのトルクの面内角度依存性 $\tau(\phi)$ であり、中段及び下段にはフーリエ解析によって分離した磁気トルクの 2 回対称成分及び 4 回対称成分を示している。ここで、特に 2 回対称成分の温度変化に注目すると、高温ではなかった振動が低温において出現している。温度依存性から、 $T^* \sim 85 \text{ K}$ 以下の温度域において 2 回対称振動の振幅が有限となり、面内異方性が出現していることが明らかとなった。この 2 回対称成分の振動は $\tau = A_{2\phi} \cos 2\phi$ の形をもっていることから、(1) 式より有限の χ_{ab} が現れていることに対応する。すなわち、Fig. 2(c) に示すような $[110]_T$ 方向への異方性が T^* 以下において発達していることを意味しており、電子系が異方性を持つ電子ネマティック相を自発的に形成していることを強く示唆する。ここで金属の帯磁率は状態密度を反映したパウリ常磁性を示すが、帯磁率が異方的となることは、電子状態の対称性の低下を意味している。様々な組成の試料で同様の測定を行ったところ、 $[110]_T$ 方向への異方性を示す $\tau = A_{2\phi} \cos 2\phi$ の形をもった 2 回対称振動が $T^* > T > T_s$ から発達しており、組成 x の増加とともに T^* は単調に低下し、Fig. 2(a) に示すように構造・磁気相転移が消失した超伝導ドームの高温側にまで C_4 対称性の破れた電子ネマティック相が広がり、超伝導

が消失する近傍で C_4 対称性の破れも見られなくなることが分かった。

4. 単結晶放射光 X 線回折による斜方歪みの検出

磁気トルクで観測された面内異方性の出現は、低温で電子系の対称性が 2 回対称に低下していることを示している。電子系と格子系とのカップリングが有限に存在すれば、結晶構造にも 2 回対称性を反映した斜方歪みが出現することが期待される。この電子系の対称性低下に伴った構造歪みを検出するために、我々は SPring-8 のビームライン BL02B1 において、単結晶放射光 X 線回折による構造評価を行った。特に $[110]_T$ 方向のネマティック状態による歪みに敏感である ($h0$) の高次回折ピーク ($h=7$ or 8) に着目し、同ビームラインの大湾曲イメージングプレートカメラを用いて $2\theta \leq 130^\circ$ までの広角域において回折ピークの温度依存性を調べることで、僅かな構造歪みに対しても敏感な実験を行なった。

Fig. 4 にその結果を示す。母物質では T^* 以上の高温では鋭いシングルピークが見られ、斜方晶相である T_s 以下の低温領域では明確なピークの分離が見られる。これに対し中間の温度領域である $T^* > T > T_s$ においては、完全なピークの分離は見られないものの、高温に比べて半値幅が広がったピークが観測された。半値全幅 (FWHM) とピーク強度の温度変化を調べると、磁気トルクにおいて二回対称成分が出現する T^* でキング的な振る舞いを示し、 $T <$

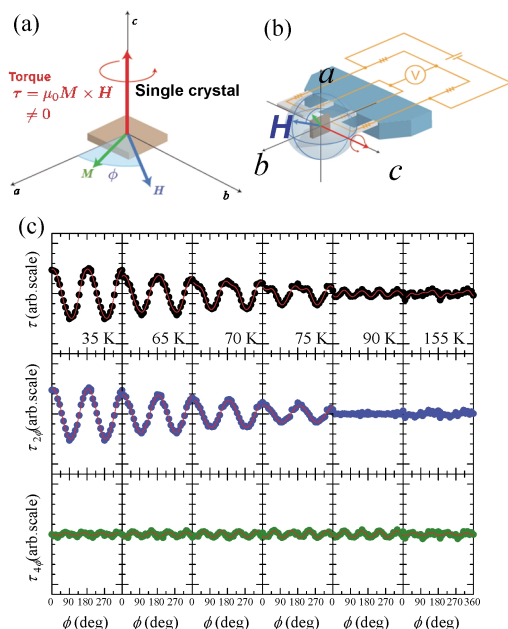


Fig. 3 (Color online) (a), (b) Schematic images of torque magnetometry using micro-cantilever. (c) In-plane angle dependence of magnetic torque in $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ for $x=0.33$. The upper panels show raw data while the middle and lower panels represent the 2-fold and 4-fold Fourier components, respectively.

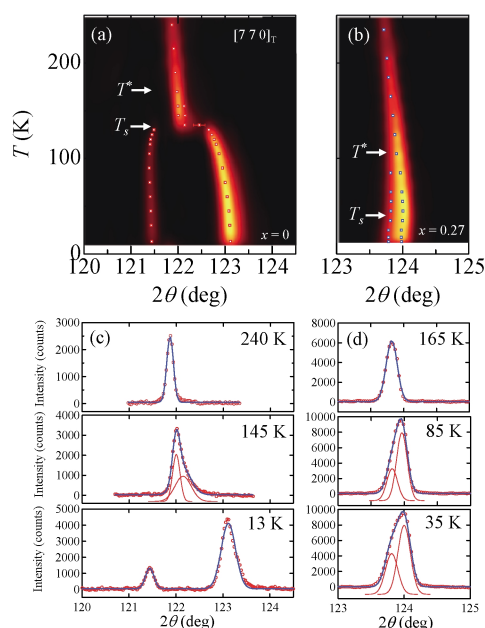


Fig. 4 (Color online) Temperature dependence of high-order $(770)_T$ Bragg peak measured by synchrotron X-ray diffraction for (a) $x=0$ and (b) $x=0.27$. (c), (d) Fitting results for 2 peak analysis.

T^* で半値全幅が広がりピーク強度が減少した状態へ轉移していることが明らかとなっている¹⁴⁾。回折ピークの異常の組成依存性をみてみると、その温度は磁気トルクの結果とよく一致しており、**Fig. 2(a)**の相図に示した T^* 以下で系統的に現れている。また、この温度領域では**Fig. 4(c)**(**d**)に示すように、2つのピーク構造を仮定したフィッティングが可能であり、わずかながら斜方歪みが存在することを示している。実際に2ピークフィットにより斜方晶の歪み量 $\delta = (a_0 - b_0) / (a_0 + b_0)$ の温度依存性を求めると、斜方歪みは T^* 以下で有限となり T_s で増大する振る舞いを示す¹⁴⁾。ここで強調したいことは、磁気トルクは磁場中測定であるのに対して、構造解析はゼロ磁場でやっている点である。これらの結果が一致して T^* 以下で異常を示したことは、この温度で系が C_4 対称性の破れた”熱力学的な相”へと相轉移していることを強く示唆する。なお、最近これに類似した僅かな斜方晶歪みの発達が別の鉄系超伝導体 $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ の粉末 X 線回折においても見出され報告されている⁴⁶⁾。

以上のように、鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ の純良単結晶を用いた実験から、相図上に C_4 対称性の破れた電子ネマティック相が反強磁性-斜方晶相から超伝導相の高温側まで広がっていることが明らかになった。このような C_4 対称性の破れの起源として、スピンネマティックといわれる磁気モーメントは消失しているがスピン空間の回転対称性の破れた状態⁴⁷⁻⁵⁰⁾と、軌道秩序によるもの⁵¹⁻⁵⁵⁾などが提案されている。スピンネマティックモデルを出発点とする場合、これは磁気秩序相の高温側の熱的スピン揺らぎにより誘起されると考えられており、基本的に長距離磁気秩序の存在する $x < 0.3$ の組成域で C_4 対称性の破れを与える。これに対して**Fig. 2**の相図にみられるように電子ネマティック相は磁気秩序の消失した超伝導ドームの上まで広がっておりこのモデルで実験結果を説明するには問題が残る。これに対して Fe 原子の d_{xz} 軌道と d_{yz} 軌道の占有に不均衡が生じるような軌道秩序が起きていると考えるならば今回観測された電子系のネマティック転移との整合性は良さそうである。最近 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ について行われた角度分解光電子分光の測定では、 T^* 近傍の温度域において d_{xz} 軌道と d_{yz} 軌道のバンドに分裂が生じることが見出されており、軌道秩序の存在を示している。さらに興味深い点として、同様の温度域でフェルミ面に部分的にギャップが開き、状態密度が減少する”擬ギャップ”が見出されている⁵⁶⁾。この擬ギャップの存在は光学伝導度スペクトル測定からも指摘されている⁵⁷⁾。軌道秩序が起こると電子系の回転対称性が破れ、フェルミ面上には部分的なギャップが開くと予想されるので、一連の結果は軌道秩序の存在と整合性がよい。また最近、電子ドーパ系 $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ においても X 線二色偏光の実験から軌道占有率の不均衡が T_s 以上の温度域で見出されており⁵⁸⁾、光学伝導度測定⁵⁷⁾、ポイントコンタクト分光測

定⁵⁹⁾でも、やはり擬ギャップ的振る舞いが見出されている。いずれにせよ軌道秩序が起きているならば、どのようなタイプのものか、また、超伝導発現も含め、一連の異常物性がどのように関連付けられるのか、更には銅酸化物超伝導体など、他の強相関電子系とどのような共通の物理が存在するのかなど、今後の研究が一層重要になると考えられる。

6. おわりに

本稿では、純良な単結晶試料が得られる等原子価置換系の鉄系超伝導体 $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ を舞台として、電子ネマティック相という C_4 対称性の破れた非自明な秩序相が、これまで構造相転移があると考えられていた温度よりも高温領域に存在していることを紹介した。この電子ネマティック相は相図上で超伝導相を覆うように見えることから、超伝導発現に何らかの寄与をしている可能性があり、特に電子状態の低対称化が超伝導の前提条件のようなものを与えるとすれば、非常に興味深い。ただし、今回見つかった電子ネマティック相が、様々な種類が存在する鉄系高温超伝導体全般に共通して現れるものであるかどうかなど、今後明らかにしなくてはならない点が山積している。ネマティック秩序の微視的起源を含め、今後その理解が進み、鉄系超伝導の機構解明、更には新奇的な物性物理の舞台の発掘へと繋がることを期待したい。

謝辞

本研究は、H. J. Shi, 橋本顕一郎, 利根川翔, 水上雄太, 芝内孝禎, 杉本邦久, 福田竜夫, 寺嶋孝仁, A. H. Nevidomskyy, 松田祐司の各氏との共同研究に基づくものです。また、J. G. Analytis, A. Q. R. Baron, E. Bascones, A. Carrington, A. V. Chubukov, R. M. Fernandes, I. Fischer, 池田浩章, 石田憲二, 紺谷浩, 岡崎竜二, 下志万貴博, J. Schmalian の皆様には有益な議論をして頂きました。ここにお礼申し上げます。

参考文献

- 1) S. A. Kivelson, E. Fradkin and V. J. Emery: *Nature* **393**, 550-553 (1998).
- 2) E. Fradkin *et al.*: *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 153-178 (2010).
- 3) Y. Kohsaka *et al.*: *Science* **315**, 1380-1385 (2007).
- 4) M. J. Lawler *et al.*: *Nature* **466**, 347-351 (2010).
- 5) V. Hinkov *et al.*: *Science* **319**, 597-600 (2008).
- 6) Y. Ando, K. Segawa, S. Komiya and A. N. Lavrov: *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137005 (2002).
- 7) R. Daou *et al.*: *Nature* **463**, 519-522 (2010).
- 8) A. Damascelli, Z. Hussain and Z.-X. Shen: *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473-541 (2003).
- 9) R. Okazaki *et al.*: *Science* **331**, 439-442 (2011).
- 10) S. Tonegawa *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **109**, 036401 (2012).
- 11) H. Ikeda *et al.*: *Nature Physics* **8**, 528-533 (2012).

- 12) R. A. Borzi *et al.*: Science **315**, 214–217 (2007).
- 13) Y. Ohno, M. Tsuchiizu, S. Onari and H. Kontani, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 013707 (2013).
- 14) S. Kasahara *et al.*: Nature **486**, 382 (2012).
- 15) K. Ishida, Y. Nakai and H. Hosono: J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 062001 (2009).
- 16) G. R. Stewart: Rev. Mod. Phys. **83**, 1589 (2011).
- 17) P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov and I. I. Mazin: Rep. Prog. Phys. **74**, 124508 (2011).
- 18) I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes and M. H. Du: Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
- 19) K. Kuroki *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101**, 087004 (2008).
- 20) H. Kontani and S. Onari: Phys. Rev. Lett. **104**, 157001 (2010).
- 21) Y. Yanagi, Y. Yamakawa and Y. Ōno: Phys. Rev. B **81**, 054518 (2010).
- 22) M. Rotter *et al.*: Phys. Rev. B **78**, 020503(R) (2008).
- 23) Q. Huang *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101**, 257003 (2008).
- 24) M. Rotter, M. Tegel and D. Johrendt: Phys. Rev. Lett. **101**, 107006 (2008).
- 25) A. S. Sefat *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101**, 117004 (2008).
- 26) S. Jiang *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **21**, 382203 (2009).
- 27) S. Sharma *et al.*: Phys. Rev. B **81**, 174512 (2010).
- 28) P. L. Alireza *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **21**, 012208 (2009).
- 29) S. Kasahara *et al.*: Phys. Rev. B **81**, 184519 (2010).
- 30) A. E. Böhrer *et al.*: Phys. Rev. B **86**, 094521 (2012).
- 31) H. Shishido *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104**, 057008 (2010).
- 32) Y. Nakai *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105**, 107003 (2010).
- 33) K. Hashimoto *et al.*: Science **336**, 1554–1557 (2012).
- 34) J.-H. Chu *et al.*: Science **329**, 824–826 (2010).
- 35) M. Yi *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, 6878–6883 (2011).
- 36) M. A. Tanatar *et al.*: Phys. Rev. B **81**, 184508 (2010).
- 37) M. Nakajima *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **108**, 12238–12242 (2011).
- 38) A. Dusza *et al.*: EPL **93**, 37002 (2011).
- 39) C. Dhital *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108**, 087001 (2012).
- 40) E. C. Blomberg *et al.*: Phys. Rev. B **85**, 144509 (2012).
- 41) S. Ishida *et al.*: arXiv:1208.1575 (unpublished).
- 42) H.-H. Kuo *et al.*: Phys. Rev. B **86**, 134507 (2012).
- 43) J. Zhao *et al.*: Nature Physics **5**, 555–560 (2009).
- 44) T.-M. Chuang *et al.*: Science **327**, 181–184 (2010).
- 45) M. A. Tanatar *et al.*: Phys. Rev. B **79**, 180508(R) (2009).
- 46) A. Martinelli *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106**, 227001 (2011).
- 47) C. Fang *et al.*: Phys. Rev. B **77**, 224509 (2008).
- 48) Cenke Xu, Markus Muller and Subir Sachdev: Phys. Rev. B **78**, 020501(R) (2008).
- 49) R. M. Fernandes *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105**, 157003 (2010).
- 50) R. M. Fernandes *et al.*: Phys. Rev. B **85**, 024534 (2012).
- 51) R. R. P. Singh, arXiv:0903.4408 (unpublished).
- 52) C.-C. Lee, W.-G. Yin and W. Ku: Phys. Rev. Lett. **103**, 267001 (2009).
- 53) W. Lv, J. Wu and P. Phillips: Phys. Rev. B **80**, 224506 (2009).
- 54) C.-C. Chen *et al.*: Phys. Rev. B **82**, 100504(R) (2010).
- 55) A. H. Nevidomskyy: arXiv:1104.1747 (unpublished).
- 56) T. Shimojima *et al.*: (unpublished).
- 57) S. J. Moon *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109**, 027006 (2012).
- 58) Y. K. Kim *et al.*: arXiv:1112.2243 (unpublished).
- 59) H. Z. Arham *et al.*: Phys. Rev. B **85**, 214515 (2012).

著者紹介



笠原 成

京都大学理学研究科助教

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

専門分野：固体電子物性

【略歴】

1998年東邦大学理学部物理学科卒業，
2003年同大学院博士課程修了，博士
(理)，同年東京大学大学院工学系研究科学
術研究支援員，2004年同研究機関研究員，
2005年物質・材料研究機構 NIMS ポスド
ク研究員，2008年京都大学低温物質科学
研究センター研究員 (研究機関)，2011年
同特任助教，2012年京都大学大学院理学
研究科物理学・宇宙物理学専攻助教。

Symmetry breaking and orthorhombic lattice distortion in the electronic nematic state of iron-based superconductors

Shigeru KASAHARA Graduate School of Sciences, Kyoto University,
Sakyo-ku, Kyoto, 606-8502, Japan

Abstract The discovery of iron-based superconductors has opened up a new playground for the investigations of unconventional superconductivity. Recent experiments in this system intriguingly show the presence of electronic nematic phase, a self organized electronic state with broken in-plane rotational symmetry. The presence of the electronic nematic phase is discussed based on the results on highly sensitive in-plane torque magnetometry and single crystalline synchrotron X-ray diffraction experiment.