

鉄系超伝導体 1111 系と 122 系における核磁気共鳴 (NMR)

NMR study on the 1111 and 122 iron pnictide superconductors

中井祐介

京都大学大学院理学研究科, JST-TRIP

Yusuke Nakai

Graduate School of Science, Kyoto University, JST-TRIP

Spin dynamics and superconducting properties in the 1111 and 122 iron pnictides high-temperature superconductors have been investigated via nuclear magnetic resonance (NMR) technique. Although unconventional superconducting gaps in these materials have been inferred from the temperature dependence of the nuclear spin-lattice relaxation rate T_1^{-1} , their superconducting gap structures likely differ each other. We also discuss correlations between spin fluctuations and superconductivity in these materials.

1. はじめに

2008 年の東京工業大学細野グループによる鉄系高温超伝導体 $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ の発見以来[1], 鉄系超伝導体研究は世界中で活発に繰り広げられている。鉄系超伝導研究がこれほど盛んになった理由のひとつとして, 磁性元素の典型例である「鉄」を含む化合物が, 最大で 55 K もの高い超伝導転移温度 T_c を示すという単純な驚きが大きいと思う[2]. 筆者らはかねてから鉄元素を含む化合物が示す超伝導に興味を抱いており, 鉄系超伝導体と同じ結晶構造をもち T_c が 4 K 程度の超伝導体 LaFePO [3] が 2006 年に発見されたころから, 細野グループと共同研究を開始した経緯がある. その後, 筆者らは鉄系超伝導体の中でも 1111 系と 122 系と呼ばれる結晶構造をもつ鉄系超伝導体に着目して研究を行ってきた[4-7]. 本稿では, 1111 系と 122 系における筆者らの核磁気共鳴(NMR)実験の結果を中心に紹介するが, 鉄系超伝導の総説は邦文, 英文を含めて数多く出版されており, さらに詳しい解説を求める方は本稿の参考文献を参照していただきたい[8]. 本稿を読んで鉄系超伝導の持つ面白さについて興味を持っていただければ幸いである. なお, 本研究は固体量子物性研究室の石田憲二教授, 北川俊作氏, 家哲也氏と, 低温物質科学研究センターの笠原成博士, 寺嶋孝仁教授, 固体電子物性研究室の松田祐司教授, 芝内孝徳准教授, 東京工業大学の細野秀雄教授, 平野教授, 神原陽一博士との共同研究によって得られたものである.

2. 鉄系超伝導体の結晶構造と電子状態

図 1 に, 鉄系超伝導体のうち盛んに研究されてきた 4 つの結晶構造を示す. それらは 1111 系 ($R\text{FeAsO}$, R = 希土類元素), 122 系 ($A\text{Fe}_2\text{As}_2$, A = Ca, Sr, Ba), 111 系 ($B\text{FeAs}$, B = Na, Li), 11 系 (FeC_n , C_n = S, Se, Te) と呼ばれる. 図 1 からわかるように Fe-ニクトゲン元素(P, As など)もしくはカルコゲン元素(Se, Te など)からなる層を共通して含み, この系の主役である鉄原子は層内で二次元正方格子をなす. これらの層は c 軸方向に積層し, 二次元性の高い結晶構造をもっているが, この二次元性は電子構造

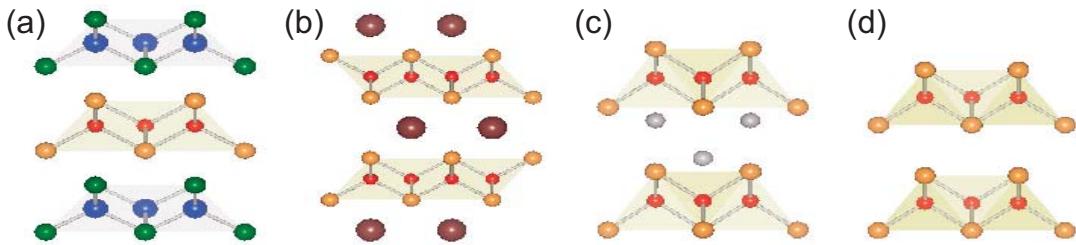


図1 (a)1111系($R\text{FeAsO}$, R = 希土類), (b)122系($A\text{Fe}_2\text{As}_2$, A = Ca, Sr, Ba), (c)111系($B\text{FeAs}$, B = Na, Li), (d)11系(FeC_n , C_n = S, Se, Te)の結晶構造. 赤丸が鉄元素を, オレンジ色がニクトゲン(P, As, Sb)およびカルコゲン(S, Se, Te)元素を, 緑が希土類元素を表す.

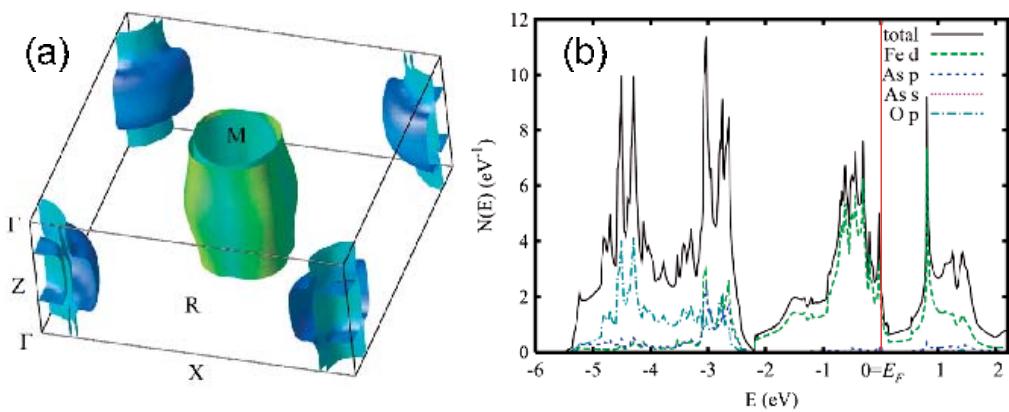


図2 LaFeAsO の(a)フェルミ面と(b)状態密度のエネルギー依存性[9]. Γ 点周りのホール面とM点まわりの電子面からなるマルチバンド系であり, Γ -M点を結ぶネスティングがよい. (b)の緑破線は鉄のd電子の状態密度への寄与を表し, フェルミ準位(赤線)における状態密度の大部分を占めることからわかるように, 鉄のd電子が物性を支配している.

にも反映されており, 図2(a)が示すように大部分のフェルミ面はシリンダー状となっている. また図2(b)に示すように, バンド計算[9]の結果は鉄の3d電子がフェルミ面上を占めることを示しており, 鉄がまさしくこの系の主役であることがわかる. フェルミ面は複数のホール面と電子面からなるマルチバンド系であり, 銅酸化物超伝導体でみられるシングルバンドのフェルミ面とは対照的である. このマルチバンド性に起因して, ホール面と電子面の間のネスティングがよいことが指摘されている. ネスティングとは, 波数空間において一方のフェルミ面をベクトル \mathbf{Q} だけ動かした時に有限部分が重なることを指し, その波数ベクトル(ネスティングベクトル)に対応した磁化率 $\chi(\mathbf{Q})$ が増大する. 図2(a)から, Γ 点まわりのホール面とM点まわりの電子面の間のネスティングがよいことがわかる.

3. 鉄系超伝導体の相図

鉄系超伝導体では, 図3に示すように相図上で反強磁性相と超伝導相が隣接しており, 銅酸化物や重い電子系といった強相関系物質に広く見られる相図と類似している. 鉄系超伝導の相図上では高温のtetragonal相から低温のorthorhombic相への構造相転移を起こしたのち(図3の T_0), ストライプ型の反強磁性を示す[10](11系では異なるスピinn配列が成り立つとの報告もある[11]). 122系と1111系の相図の違いについて着目すると, 122系では構造相転移と反強磁性秩序が同じ温度で, しかも温度に関し

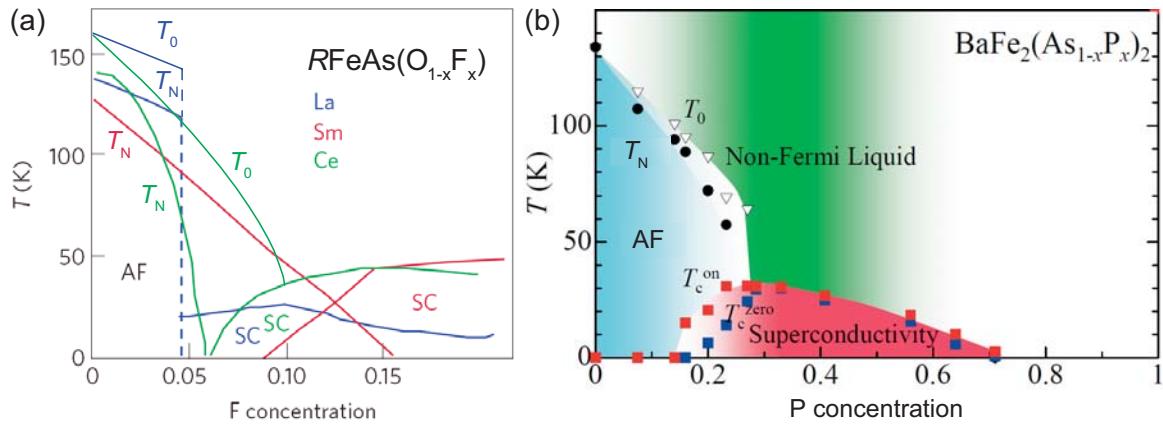


図3 (a)1111系 $R\text{FeAs}(\text{O},\text{F})$ ($R = \text{La, Ce, Sm}$) [14]と(b)122系の等価数置換系 $\text{BaFe}_2(\text{As},\text{P})_2$ [15]の相図. AFは反強磁性相を, SCは超伝導相であることを示す. $T_0(T_N)$ は構造相転移(反強磁性) 温度を指す. 1111系では異なる希土類の超伝導相図には系統性がないように見える. La系に関してはフッ素濃度に対して構造相転移と反強磁性転移が一次転移的に消失する. 122系では一般に, 元素置換に対して構造相転移と反強磁性転移は連続的に消失していき, 相境界付近で超伝導転移温度 T_c が最大値をとる.

て一次転移的に起こる一方で, 1111系では両者が10 K程度離れており, 温度に対して連続的な二次相転移を起こす. また図3(a)からもわかるように, 1111系の中でも相図に違いが見られるが, これが本質的なものなのか, 試料の質によるものなのか(1111系の単結晶試料の合成は一般に困難である)は, 今後の研究の進展が待たれる. 特に $\text{LaFeAs}(\text{O},\text{F})$ に注目すると, 構造相転移・反強磁性が, フッ素置換に対して一次転移的に消失したのち超伝導が現れる[12]. 対照的に, 122系では一般に構造相転移・反強磁性転移とともに置換に対して連続的に変化し, 相境界で最大の超伝導転移温度が報告されている[13].

4. 超伝導ギャップの対称性

上述のような磁性相近傍の超伝導相の存在は, 反強磁性ゆらぎを媒介とした超伝導対形成を連想させる. 実際, 鉄系超伝導発見の直後から電子面とホール面をつなぐネスティングベクトルの方向での反強磁性スピンゆらぎを媒介にした超伝導の理論が提出されている[16, 17]. これらの理論では, ホール面と電子面の間で超伝導ギャップの符号は反転しているものの, フェルミ面上のギャップにノードを持たないフルギャップの超伝導である s 士状態と呼ばれる非従来型超伝導の可能性が指摘されている. さらに, 最近の理論ではニクトゲン元素と鉄正方格子面との距離が小さくなることで, s 士状態でも電子面にノードが入り T_c も減少することが示唆されている[18].

5. 実験結果 — $\text{LaFe}(\text{As}_{1-x}\text{O}_x)$ におけるNMR

ここからは著者らのNMR実験結果について紹介する. NMR実験では物質中の磁気励起の性質を電子の動的磁化率の低エネルギー成分に関係する量である, 核スピン格子緩和率 T_1^{-1} から知ることができる. はじめに, $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ における $(T_1T)^{-1}$ のフッ素濃度依存性を図4に示す[5, 6]. 母物質 LaFeAsO では, 低温に向かって増大する $(T_1T)^{-1}$ からわかるように, 頗著な反強磁性ゆらぎの発達が観測され, 反強磁性転移温度に相当する約140 Kでピークをもつ. 母物質で見られた反強磁性ゆらぎは, フッ素置換とともに急激に抑えられ, 反強磁性を示さず超伝導を起こす組成($x \geq 0.07$)では頗著な反強磁性ゆらぎの成長は見られない. 特に, T_c が最も高くなる組成の $x = 0.11$ では, 通常の金属で見られる

コリンハ則 ($T_1 T = \text{一定}$)にも従わず、 $(T_1 T)^{-1}$ の値は温度の低下とともに減少する。このようにフッ素濃度が $x = 0.04$ から 0.11 まで変化したときに、常伝導状態の $(T_1 T)^{-1}$ の値が大きく変化するにも関わらず、 T_c (図 4 の矢印) はほぼ一定値をとる。この結果は、常伝導状態における低エネルギーの反強磁性ゆらぎと超伝導には明確な相関が見られないことを示しており、反強磁性ゆらぎ媒介の超伝導という描像とは合致しないような結果といえる。

一方、図 5 に示すように超伝導状態に関しては、通常の s 波超伝導に特徴的な T_c 直下の T_1^{-1} の増大 (コヒーレンスピーク) や T_c より十分低温での T_1^{-1} の指数関数的な減少は見られず、低温で $T_1^{-1} \propto T^3$ 的に振る舞うことがわかった。これは LaFeAs(O,F) が非従来型の超伝導体であることを強く示唆する結果である (同様な結果は他の実験グループからも報告されている [19-22])。超伝導状態でのこのような T_1^{-1} の振る舞いは、銅酸化物や重い電子系超伝導体で見られるラインノードをもつ d 波超伝導体の振る舞いに一見すると似ている。しかし、 d 波超伝導でラインノードが存在する場合は試料中のわずかな不純物等によってノード付近に準粒子が誘起され、低温で $T_1^{-1} \propto T^3$ の依存性からずれ $T_1^{-1} \propto T$ に従う残留状態密度に起因したコリンハ則が見られるのが一般的である [23]。しかし今回の試料の質があまりよくないと考えられる 1111 系にも関わらず、低温でコリンハ則が見られなかつたことを考えると、単純に d 波ラインノードであると断定できる結果ではない。実際、同じ結晶構造の PrFeAsO_{1- δ} における磁場侵入長実験からは、ノードのない超伝導状態が実現していることが示唆されている [24]。これらの結果をどう理解するかについては後述する。

6. 実験結果 — BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ における NMR

次に、122 系の中でも As を等価数の P で置き換えた BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ についての NMR の結果を紹介する [7]。はじめにこの系の特徴について簡単に述べる。この系は上述の電子ドープ系 LaFeAs(O_{1-x}F_x) と

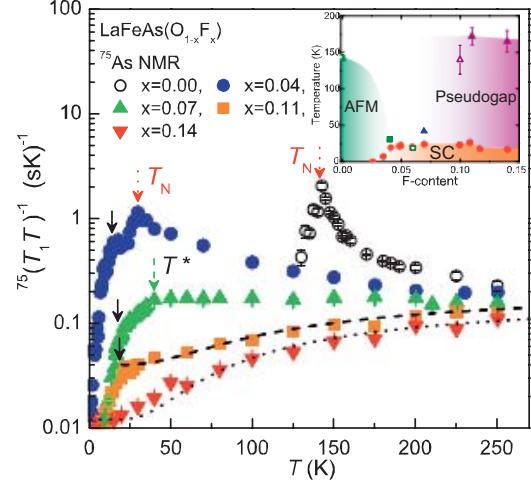


図4 様々なフッ素濃度での LaFeAs(O_{1-x}F_x) の $(T_1 T)^{-1}$ の温度依存性。挿入図は LaFeAs(O_{1-x}F_x) の相図を表す。矢印は T_c を表し、 T_N は反強磁性秩序温度を、 $x = 0.07$ に対する T^* は $(T_1 T)^{-1}$ が減少はじめる温度を表す。破線および点線は $(T_1 T)^{-1} = a + b \exp(-\Delta/T)$ を表し、 $x \geq 11\%$ でこの振る舞いは顕著になる (挿入図で “Pseudogap” と表されている)。

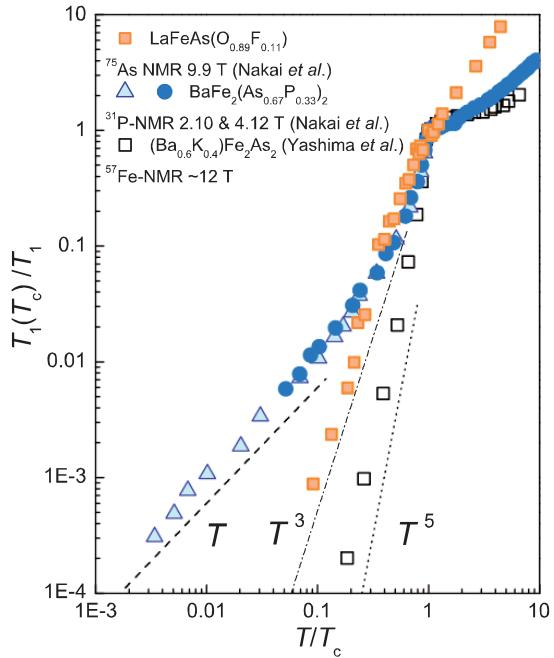


図5 LaFeAs(O_{0.89}F_{0.11})、BaFe₂(As_{0.67}P_{0.33})₂、(Ba_{0.6}K_{0.4})Fe₂As₂ の、 T_c での値で規格化した T_1^{-1} の温度依存性。横軸も各 T_c で規格化した温度を表す。 T_c 直下にコヒーレンスピークがないことは共通だが、 T_c より十分低温の振る舞いは各物質で異なる。

は異なり、電荷を導入することなく超伝導を誘起できる点が特徴である。また、dHvA測定が可能な非常に純良な単結晶試料が得られ、精密測定を行う上で重要な系である[15, 25]。図6にBa122系のホールドープ系 $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ [26, 27]、電子ドープ系 $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Co})_2\text{As}_2$ [28]、等価数P置換系 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As},\text{P})_2$ [7]のそれぞれにおける最高の T_c 付近の組成での $(T_1T)^{-1}$ の温度依存性を示す。これら三つのどの系においても最高の T_c 付近の物質では、顕著な反強磁性ゆらぎが低温で発達していることがわかる。さらに、低エネルギー反強磁性相關の発達が顕著なものほど T_c が高い傾向にあることが読み取れる [$T_c((\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2) = 38 \text{ K} > T_c(\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2) = 30 \text{ K} > T_c(\text{Ba}(\text{Fe}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2\text{As}_2) = 22 \text{ K}$]。このように122系では、反強磁性ゆらぎと超伝導の間に密接な相関があるように見える。

一方、図5に示すように $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ の超伝導状態では、 T_c 直下にコヒーレンスピークがなく、低温で T_1^{-1} が温度に比例するコリンハ則が見られる[7]。このような振る舞いは、上述したラインノードが存在し、わずかな不純物によって残留状態密度が生じた場合の振る舞いによく似ている。実際、 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ の単結晶試料を用いた磁場侵入長、熱伝導率[31]、ごく最近では比熱実験からも[32]、ラインノードの存在が支持されている。興味深いことに、同じ結晶構造をもつBa122系の中でもホールドープ系の $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ では、 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ と全く異なるフルギヤップの超伝導状態であることが示唆されている。図5からわかるように、 $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ ではコヒーレンスピークが見られないのは共通の振る舞いであるが、 T_1^{-1} が低温で T^5 程度の大きなべきをもつ温度依存性を示し[30]、 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ で見られたコリンハ則は見られず異なる温度依存性を示している。 $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ の角度分解光電子分光(ARPES)[33]や磁場侵入長[34]の実験結果は、ノードのない等方的な2種類の超伝導ギャップの存在を示唆し、 $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ のNMR実験とコンシスティントであると考えられる。 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ ($T_c = 30 \text{ K}$)と $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($T_c = 38 \text{ K}$)は同じ結晶構造をもち、ほぼ同程度の T_c 、常伝導状態での反強磁性ゆらぎをもつ系同士にも関わらず、これほど異なる超伝導状態を示すことは驚きであり、鉄系超伝導体における超伝導発現機構を考える上でカギとなる実験結果ではないかと筆者らは考えている。

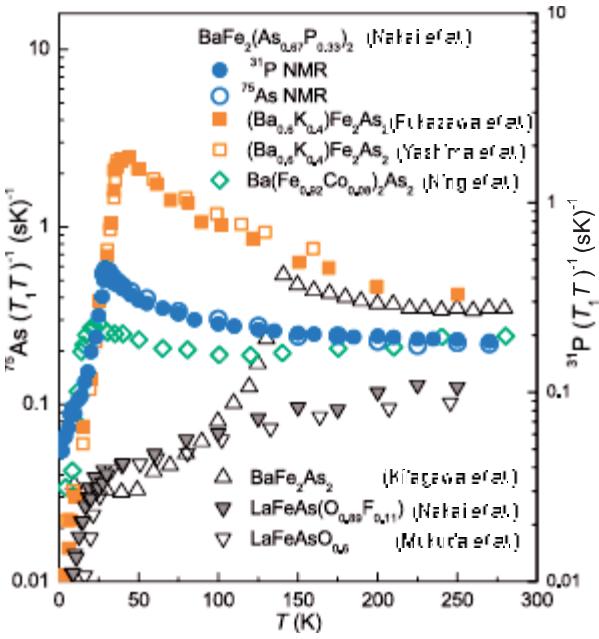


図6 122系と1111系における様々な物質でのAsサイトの $(T_1T)^{-1}$ の温度依存性[7]。母物質 $\text{Ba}\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($T_N = 135 \text{ K}$) [29]、ホールドープ系 $(\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4})\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($T_c = 38 \text{ K}$) [26, 30]、等価数置換系 $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As}_{0.67}\text{P}_{0.33})_2$ ($T_c = 30 \text{ K}$) [7]、電子ドープ系 $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2\text{As}_2$ ($T_c = 22 \text{ K}$) [28]、 $\text{La}\text{Fe}\text{As}(\text{O}_{0.89}\text{F}_{0.11})$ ($T_c = 25 \text{ K}$) [5]、 $\text{La}\text{Fe}\text{As}\text{O}_{0.6}$ ($T_c = 28 \text{ K}$) [20]。

7. 考察 — 1111系と122系の超伝導ギャップの比較

以上で述べてきた $\text{La}\text{Fe}\text{As}(\text{O},\text{F})$ とBa122系の超伝導状態についてまとめると、(1)コヒーレンスピークはどの物質でも共通して見られない、(2) T_c より十分低温の温度のべきに普遍性は見られない($\text{La}\text{Fe}\text{As}(\text{O},\text{F})$: $T_1^{-1} \propto T^3$, $\text{Ba}\text{Fe}_2(\text{As},\text{P})_2$: $\propto T$, $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$: $\propto T^5$)ことが挙げられる。コヒーレンスピークがなく、 T_c より十分低温での $T_1^{-1} \propto T^3$ の温度依存性は、11系のFeSe等でも報告がある[35, 36, 37]。こ

これらの結果は、鉄系超伝導体が非従来型超伝導体であることを直接示す結果であると同時に、ノードのあるものとないものが非常に似た系にも関わらず実現しうることも示唆している。理論的には、LaFeAs(O,F)で見られた $T_1^{-1} \propto T^3$ の振る舞いは、 s 土波超伝導モデルに基づいて説明がなされた[38-42]。特に、 T_c 直下にコヒーレンスピークが見られないという実験事実は、異なるフェルミ面間で超伝導ギャップの符号を変える s 土波モデルでよく理解できる。ただし、同じ LaFeAs(O,F)でも T_c 以下で $T_1^{-1} \propto T^5$ から T^6 的温度依存性[43, 44]を示すという報告や、超伝導状態でのマルチギャップ構造に関係した異常も報告されており[45, 46]、特に 1111 系においては、より良質な試料を用いた今後の研究が必要である。一方、Ba122 系でラインノードがある系とない系が示唆されることに関して、理論的には s 土状態の範囲内でもニクトゲンの高さを低くすることでラインノードは定性的には出現しうる[18]。しかし、その場合には低い転移温度(10 K 程度)しか得られないことが示唆されており、ほぼ同じ T_c の BaFe₂(As,P)₂ ($T_c = 30$ K) と (Ba,K)Fe₂As₂ ($T_c = 38$ K) の実験結果を定量的に説明できるのかについては、さらなる議論が必要であろう。またホール面に比べ、電子面に異方的な超伝導ギャップが生じやすいことも理論的に示唆されている[47, 48]。このように鉄系超伝導の超伝導ギャップ構造に関しては混沌とした状態であるといえるが、超伝導ギャップ構造が普遍的でないことがマルチバンドをもつ鉄系超伝導の特徴なのかもしれない。

8. 考察 —1111 系と 122 系の常伝導状態の磁気励起の比較

次に、超伝導の発現機構を考える上で重要な常伝導状態の磁気励起について LaFeAs(O,F) と Ba122 系を比較する。Ba122 系では T_c が最大を示す組成において、 $(T_1 T)^{-1}$ から示唆される顕著な反強磁性ゆらぎの発達が観測され、超伝導の発現機構として反強磁性ゆらぎが有力な候補であることを支持する結果を紹介した。同様の超伝導と反強磁性ゆらぎの密接な関係は 11 系でも共通に見られる[49, 36, 37]。これらの結果は理論から指摘されるフェルミ面のネスティングに基づいたスピニゆらぎによる超伝導発現機構とコンシスティントのようである。122 系や 11 系とは対照的に、LaFeAs(O,F) では超伝導と反強磁性ゆらぎの間には、明確な相関は見られないことも紹介した。ただし、NMR が観測するのは mK 程度の低エネルギーの磁気ゆらぎであるので、NMR で観測できない高いエネルギーを持つ反強磁性ゆらぎが超伝導に関与している可能性もある。実際、最近行われた中性子非弾性散乱実験によると、(1)超伝導を示す組成の LaFeAs(O_{1-x}F_x)(図 4 の $x = 0.07$ から 0.11 に相当)でも母物質 LaFeAsO と同程度の反強磁性ゆらぎが存在すること、(2) T_c の低い組成(図 4 の $x = 0.14$ に相当)では反強磁性ゆらぎがほぼ消失することを報告している[50]。この中性子実験の結果は、高いエネルギー(meV 程度)をもつ反強磁性ゆらぎと超伝導が相關していることを示唆する結果であり、NMR 実験と矛盾する結果であるように見える。しかし、最近の理論によると LaFeAs(O,F) のような電子ドープ系では低エネルギーの磁気ゆらぎが本質的に抑えられることが示唆されており[51, 52]、今後の中性子実験による磁気励起のエネルギー依存性の詳細な解明が待たれる。以上のように常伝導状態の磁気励起と超伝導の相関に関して、122 系や 11 系と対照的な振る舞いを見せる LaFeAs(O_{1-x}F_x) であるが、この違いが 1111 系に普遍的に見られる性質なのかを明らかにすることも鉄系超伝導の理解には重要であると筆者らは考えている。

9. おわりに — 今後の課題と展望

以上述べてきたように、同じ鉄系超伝導体でも結晶構造の異なる 1111 系と 122 系では超伝導と常伝導状態の磁気励起の相関の様子が異なること、さらに同じ結晶構造の 122 系ですら必ずしも同じ超伝導ギャップを持たないことを示唆する結果が得られていることを紹介した。このように多様な振る舞

いを見せる「非普遍的な」物性は、銅酸化物や重い電子系超伝導体ではみられなかつた振る舞いであると思われる。このことは、鉄系超伝導体では鉄の5種類の軌道によるマルチバンドのフェルミ面によって物性が支配されるため、結晶構造や電子状態、磁性、そして超伝導が複雑に絡み合い、少しの差異が大きな変化を生じうる鉄系超伝導特有の性質を示唆しているのかもしれない。いずれにせよ、さらに高い T_c をもつ新物質開発を含めて鉄系超伝導の分野にはやるべきことが膨大にあり、この系がどう理解されるのか今後の進展が非常に楽しみである。

謝辞

固体量子物性研究室の皆様や固体電子物性研究室、凝縮系理論研究室、東京工業大学細野研究室の皆様には有用なアドバイスやディスカッションをしていただきました。本研究はJST-TRIP, Global COEプログラム「普遍性と創発性から紡ぐ次世代物理学」を始めとする研究資金の支援を受けており、筆者は特別研究員として日本学術振興会からの支援も受けています。本研究のNMR実験は大量の液体ヘリウムを必要とする実験であり、低温物質科学センターの方々の液体ヘリウム供給へのご尽力なしでは成り立ませんでした。この場をお借りして厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
- [2] K. Shimizu *et al.*, Nature **412**, 316 (2001).
- [3] Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006).
- [4] Y. Nakai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 077006 (2008).
- [5] Y. Nakai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 073701 (2008).
- [6] Y. Nakai *et al.*, New J. Phys. **11**, 045004 (2009).
- [7] Y. Nakai *et al.*, Phys. Rev. B **81**, 020503(R) (2010).
- [8] 例えば、日本物理学会誌 vol.64 No. 11 (2009). Ishida *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 062001 (2009).
- [9] D. J. Singh and M.-H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008).
- [10] C. de la Cruz *et al.*, Nature **453**, 899 (2008).
- [11] S. Li *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 054503 (2009).
- [12] H. Luetkens *et al.*, Nature Mater. **8**, 305 (2009).
- [13] J.-H. Chu *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 014506 (2009).
- [14] Y. J. Uemura, Nature Materials **8**, 253 (2009).
- [15] S. Kasahara *et al.*, arXiv:0905.4427 (2009).
- [16] I. I. Mazin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
- [17] K. Kuroki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 087004 (2008).
- [18] K. Kuroki *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 224511 (2009).
- [19] K. Ahilan *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 100501(R) (2008).
- [20] H. Mukuda *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 093704 (2008).
- [21] H.-J. Grafe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 047003 (2008).
- [22] T. Nakano *et al.*, arXiv:0909.0318 (2009).
- [23] K. Ishida *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **62**, 2803 (1993).
- [24] K. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 017002 (2009).

- [25] H. Shishido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 057008 (2010).
- [26] H. Fukazawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 033704 (2009).
- [27] H. Mukuda *et al.*, Physica C **469**, 559 (2009).
- [28] F. Ning *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 013711 (2009).
- [29] K. Kitagawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 114709 (2008).
- [30] M. Yashima *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 103702 (2009).
- [31] K. Hashimoto *et al.*, arXiv:0907.4399 (2009).
- [32] J. S. Kim *et al.*, arXiv:1002.3355 (2010).
- [33] H. Ding *et al.*, arXiv:0812.0534 (2008).
- [34] K. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 207001 (2009).
- [35] H. Kotegawa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 113703 (2008).
- [36] Y. Shimizu *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 123709 (2009).
- [37] C. Michioka *et al.*, arXiv:0911.3729 (2009).
- [38] D. Parker *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 134524 (2008).
- [39] A. V. Chubukov *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 134512 (2008).
- [40] M. M. Parish *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 144514 (2008).
- [41] Y. Bang, H.-Y. Choi, and H. Won, Phys. Rev. B **79**, 054529 (2009).
- [42] Y. Nagai *et al.* New J. Phys. **10**, 103026 (2008).
- [43] Y. Kobayashi *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 073704 (2009).
- [44] F. Hammerath *et al.*, arXiv:0912.3682 (2009).
- [45] K. Matano *et al.*, Europhys. Lett. **83**, 57001 (2008).
- [46] S. Kawasaki *et al.*, Phys. Rev. B **78**, 220506(R) (2008).
- [47] A. V. Chubukov *et al.*, Phys. Rev. B **80**, 140515(R) (2009).
- [48] T. A. Maier *et al.*, Phys. Rev. B **79**, 224510 (2009).
- [49] T. Imai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 177005 (2009).
- [50] S. Wakimoto *et al.*, arXiv:0906.2453 (2009).
- [51] H. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 123707 (2008).
- [52] H. Ikeda *et al.*, arXiv:1002.4471 (2010).



著者

中井 祐介 (Yusuke Nakai)

日本学術振興会特別研究員(PD)

(固体量子物性研究室 Tel: 075-753-3752)

nakai@scphys.kyoto-u.ac.jp

略歴

2006 年 3 月 京都大学理学修士

2009 年 3 月 京都大学理学博士

2008 年 4 月より現職