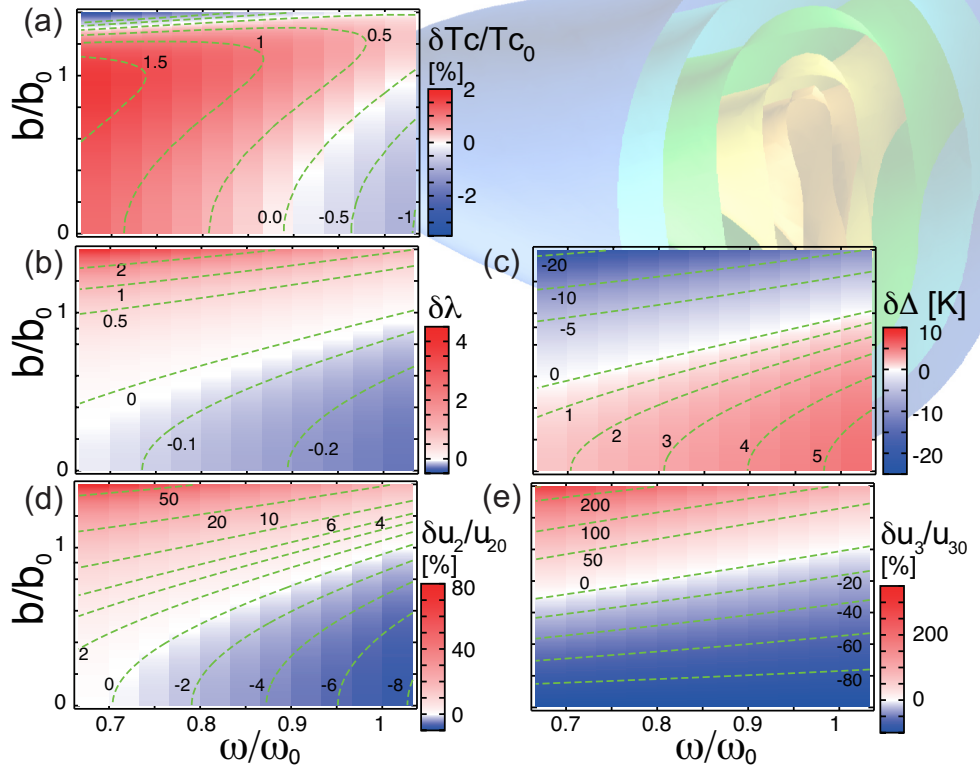


# 重い電子系の形成と秩序化

平成 20 年度～平成 24 年度 領域番号 2001

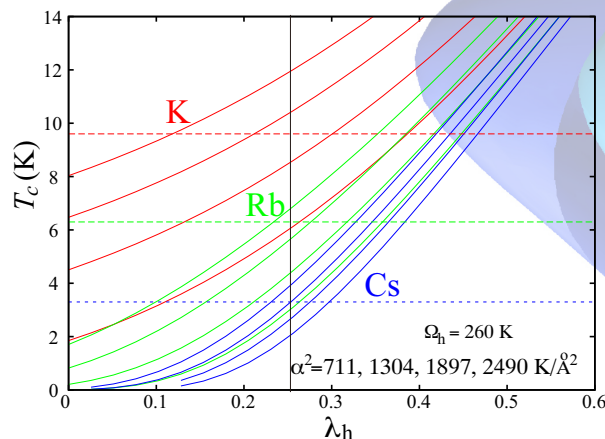


Vol. 4

NEWSLETTER

No.1

平成 23 年 9 月 発行



写真・図の説明 非調和振動子による超伝導転移温度等のパラメータ変化（横軸は調和項，縦軸は三次の非調和項の係数。K. Hattori and H. Tsunetsugu: JPSJ **80** (2011) 023714.）（上）. ベータパイロクロア化合物の超伝導転移温度のモデル計算結果（横軸は籠の調和振動子との電子格子相互作用，複数の線は非調和振動子との電子格子相互作用が異なることによる）（下）.  $T_c$  対称性非調和振動子の基底状態波動関数の等高面（背景）. 詳細は本号「トピックス」セクションの「”がらがら”をめぐる最近の研究から」を参照.





文部科学省 科学研究補助金 新学術領域研究（研究領域提案型）  
重い電子系の形成と秩序化

ニュースレター 第4巻 第1号（通算第6号） 目次

---

**領域代表からのメッセージ**

新学術領域研究「重い電子系」の後半に向けて 上田 和夫 1

**評価委員から**

新学術前半の研究に対するコメントと後半に向けての期待について 北岡 良雄 2

**トピックス**

がらがら鳴るほどに面白い物 広井 善二 4

“がらがら”をめぐる最近の研究から 服部 一匡 7

**最近の研究から**

YbFe<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> 型 CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> における奇妙な相転移 西岡 孝 10

立方晶 Yb 化合物における価数秩序の検証と圧力誘起重い電子物性 光田 暁弘 12

新しい Yb 化合物 YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X=Al, Ga) 大原 繁男 14

URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> における「隠れた秩序」の謎に迫る 芝内 孝禎 16

近藤格子系における電荷密度波形成の高精度変分モンテカルロ法による研究 求 幸年 18

**コーヒーブレーク**

スピン軌道相互作用と奇パリティ（“スピン”3重項）超伝導ギャップの可能な構造をめぐって 三宅 和正 21

**海外便り**

ウプサラ滞在想起 鈴木 通人 26

**関連書籍紹介**

磁化測定に関する文献など 榊原 俊郎 28

**研究会報告**

新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」第3回研究会の報告 榊原 俊郎 31

**お知らせ**

新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」若手秋の学校開催のお知らせ 藤 秀樹 46

第2期公募研究によせて 上田 和夫 47

総括班会議について 堀田 貴嗣 48

領域情報 堀田 貴嗣 49

編集後記 50

---



## 新学術領域研究「重い電子系」の後半に向けて

領域代表 上田 和夫 東京大学物性研究所



重い電子系の新学術領域の採択通知は平成 20 年 11 月 13 日付で届いた。従って、われわれの領域が発足して 2 年余が過ぎたことになる。初年度は領域の立ち上げ、第 1 回の研究会開催などであっという間に過ぎたことが、昨日のこのように思い出される。平成 21 年度には 25 件の公募研究が加わり、計画研究と合わせて本格的な研究の展開が始まった。

この新学術領域では、重い準粒子形成の機構として、これまで集中的な研究がなされてきた磁気量子臨界点周辺のスピンのゆらぎによるメカニズムに加えて、多極子秩序の臨界ゆらぎや、非調和フォノンによる重い準粒子形成など新しいメカニズムの探索を目指している。これまでに、多極子秩序や非調和振動の舞台としての籠状物質がいくつか新しく合成されている。価数揺らぎや、多極子秩序の探索や理論研究も進展を見せている。こうした流れの中で、 $URu_2Si_2$  の隠れた秩序といった長年の懸案にも新しい角度から光が当てられ、研究の新たな展開が始まっているのも心強いことである。重い電子系物質ではこれまで不可能であった分子線エピタキシャル成長が可能になったことにより、新たな人工物質の合成というこれまでにない視点を提供することになった。

早いもので、昨年秋には中間評価を受け、A（研究領域の設定目的に照らして、期待通りの進展が認められる）という評価結果であったが、「公募研究を含めた研究者間の連携を一層強化し、長い歴史のある研究分野の新たな発展を期待する」との意見が付与されている。

中間評価という折り返し点を過ぎ、新たな公募研究 26 件が今年度からスタートして、「重い電子系」

の新学術は後半戦に入った。この第 2 期公募研究採択課題については「お知らせ」の欄に一覧があるので参照していただきたい。先にふれたように、物質開発、実験手法、概念形成といった様々なフロントで新たな展開が現れつつあることは期待を抱くに足る予兆ではあるが、それらの研究の芽を新たなサブフィールドに育て上げることが新学術としての使命である。研究者間の議論を活発にし切磋琢磨することによって、この新学術からオリジナルな研究成果をいくつ出せたと言えるようになるかが、今後の 2 年間の焦点である。

3 月 11 日の東日本大震災は、われわれ基礎研究に携わる人間にも深刻な衝撃を与えた。被害の深刻さの中で、一見迂遠に見える研究を真摯に続けていくことが科学者の責務であることを改めて感じている。そうした重さに耐え得る研究を生み出していきたいものである。大震災は科学研究経費の分割払いという思わぬ余波も生じている。これについてはすでに研究計画代表者を中心に研究者間で調整をし、節約に努めながら研究の遂行が図られており、関係者の努力にお礼を申し上げたい。

2013 年夏には強相関電子系国際会議 SCES を東京で開催することで準備が本格化している。SCES はこの新学術領域研究とは組織上の直接の関係はないが、当新学術領域終了の翌年の開催であり、その研究成果を発表する格好の舞台である。その開催に向けての努力のなかからおのずと「重い電子系」分野の今後の発展の方向が見えてくるであろう、と期待している。関係各位のご協力をお願いする。

## 新学術前半の研究に対するコメントと後半に向けての期待について

北岡 良雄 大阪大学大学院基礎工学研究科



新学術研究「重い電子系の形成と秩序化」では、遍歴・局在という伝統的な横糸と電荷とスピンの軌道や格子の自由度も絡んだ多自由度性という新たな縦糸が織りなす系を舞台に、重い電子形成の直接観測、非調和格子振動による新奇物性の理解、新超伝導相や新多極子相の探索と理解、磁性と超伝導の新概念創出を目標としている。早いもので、すでに3年が経過しようとしている最中、我が国は、本年3月11日の東日本大震災とその後の原発事故によって、未曾有の危機に直面している。このたびの大震災と原発事故により深刻な被害を受けられた方々に謹んでお見舞申し上げますとともに一日も早い復興を心よりお祈り申し上げます。この先何十年に渡って、放射能汚染がいつまで続くのか？ すでに取り返しのつかない状況になっているかもしれず、不安を感じておられるのは、被災者の方々ばかりではない。今回の大震災で被災された本学術研究に参画されておられる研究者のみならず、また学生のみならず、ご家族、ご友人、関係各位の皆様におかれまして、心より、一日も早い復興をお祈りいたします。

さて、最初のニュースレターに巻頭言を寄稿して以来、ほとんどなにもしなかった名ばかりの評価委員（すいません）に、表題の記事を書きなさいとの編集委員の「温情」によるご依頼で、この機会を得ました。なかなか研究会にも参加することができませんでしたので、荷は重いのですが、前回の巻頭言で書いたことの続編でお話し頂きたいと思っております。さて、巻頭言では「超伝導オタク」として、以下のようなことを書きました。

「 $f$ -電子系は多彩で風変わりな超伝導が発現する宝庫である。反強磁性、強磁性、隠れた秩序、 $f$ -電子数、およびその局在性、結晶構造が絡み合って実に多様である。最近では、このようなマクロな物性の個性を生み出す背景には、多バンド効果が重要であると認識されている。重要な点は、クーパー対の形成を媒介する機構としては、以下のような可能性がある。

- (1) 磁気秩序の消失後に発現する強結合超伝導：磁気臨界スピンゆらぎ
- (2) 磁気秩序とは関係なく発現する超伝導：価数（電荷）揺らぎ
- (3) 局所的な四重極自由度が残存する系での強結合超伝導：四重極ゆらぎ
- (4) 磁気秩序と共存する超伝導：磁気モーメントの縦揺らぎ、磁気励起子

このような「ゆらぎと励起」と多バンドの存在のために、多様な超伝導が出現している。今後の課題は、発現機構をミクロな観点から同定するために、「的を絞った系統的な実験を深化」させることが期待される。」

今回は、以上の話題についての「前半の研究に対するコメントと後半に向けての期待と初心」について、書かせて頂きたい。

- (1)  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  の単結晶非弾性中性子散乱実験 (J. Arndt *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 246401) から、スピン揺らぎ媒介による超伝導が示唆される一方、エネルギーギャップの対称性は、 $d_{xy}$  波を主張する実験結果が発表された (A. A. Vieyra *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 207001)。加圧によって磁気臨界点から離れた高圧領域で、価数揺らぎ機構によって  $T_c$  が上昇する超伝導 SC2 は  $d_{xy}$  波であると主張する実験結果が報告されている。本系の非整合 SDW 磁気臨界点では、磁気秩序と超伝導 (SC1) は競合することが分かっている。SC1 と SC2 とも  $d_{xy}$  波であるとすると、これらの超伝導発現機構を統一的？に再考することが必要なのかもしれない。また、阿蘇らは、 $\text{CeRhIn}_5$  の高圧下中性子研究 (N. Aso *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 073703) から、超伝導が出現すると、磁気構造（非整合波数ベクトル）が変化することを観測し、両者が共存していることを報告している。一方、摂待らは、結晶反転対称性のない圧力誘起超伝導体  $\text{CeIrSi}_3$  の磁場誘起反強磁性相は、 $\text{CeRhIn}_5$  とは異なり、両者は共存していないことを

示した。「磁気ゆらぎに起因する超伝導？」について、磁気秩序および揺らぎの波数ベクトルと超伝導対称性との相互関係の理解を、今後さらに深める必要がある。

(2) Yb 化合物単結晶が色々と作成されつつあるが、量子臨界点近傍にある  $\beta$ -YbAlB<sub>4</sub> (Y. Matsumoto *et al.*: Science **331** (2011) 316) が超伝導を示すことが発見された。現在、量子臨界性を特徴付ける研究が進行中であるが、磁気や価数の揺らぎに起因して発現する Ce 系強結合超伝導状態とは明らかに異質な超伝導である。この観点から、Ce 系でのさらなる研究の深化（現在、我々のグループでは CeIr(In,Cd)<sub>5</sub> の研究 (Yashima *et al.*) を行っており、いずれ結果をご紹介したい) と Yb 化合物でさらなる超伝導物質が発見されることを期待したい。

(3) Pr 系重い電子化合物で初めて発見された超伝導物質である PrOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> ( $T_c=1.85$  K) の発現機構を考えるヒントとなる研究に注目したい (M. Koga *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 064708)。この系は、磁場誘起による四重極秩序を示し、超伝導ギャップは等方的だが、コヒーレンスピークは観測されない多バンド型超伝導体と考えられている。発現機構の解明は進んでいない。古賀らは、*s* 波超伝導体である LaOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> に Pr を添加すると超伝導転移温度が上昇する結果に注目して、その機構が、Pr の内部多重極自由度による伝導電子のバンド間遷移に起因することを示唆した。想像を膨らませると Pr 系の超伝導は、おそらく局所的四重極ゆらぎが伝導電子のバンド間遷移を誘起し、バンド間で超伝導オーダーパラメーターの符号が変化する拡張 *s* 波 ( $\pm s$  波) が実現しているのかもしれない。現在、注目されている Fe 系新高温超伝導体では、フェルミ面近傍で Fe 3*d* 軌道状態が縮退している結果、「軌道ゆらぎ」によるバンド間遷移が主因となって、多バンド超伝導の可能性が議論されている。スピン以外の内部自由度のゆらぎに起因する超伝導体の同定とその機構解明は、今後の重要課題と思われる。

(4) 反強磁性と共存する UPd<sub>2</sub>Al<sub>3</sub> では、磁気転移温度 ( $T_N=14.5$  K) より、はるかに低温の  $T_c=2$  K で超伝導が起こる。佐藤、三宅らは、磁気励起子を媒介にして *d* 波超伝導が起こることを示唆した (N. K. Sato *et al.*: Nature **410** (2001) 340)。この系とよく似た状況は、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> に見られる。この系の超伝導は、「隠れた秩序相」の転移温度  $T_M=18$  K より、はるかに低温の  $T_c=1.2$  K で発現する。しかし、この系では、圧力誘起反強磁性相で超伝導は消失する。永らく「隠れた秩序相」の正体は不明であったために、超伝導発現機構については、研究は進んでいない。この新学術研究の研究グループを含めて、その正体の解明について議論が大いに盛り上がりを見せている (H. Harima, K. Miyake and J. Flouquet: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 033705; R. Okazaki *et al.*: Science **331** (2011) 439 などその他多数文献あり)。最近、理論的な提案として、楠瀬らは「電気 16 極子の反強制的整列」を考えると、「隠れた秩序相」に関する主な実験事実が統一的に理解できることを示した (H. Kusunose and H. Harima: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 084702)。十分に低温なると、この多重極秩序状態における磁気励起 (pseudo Nambu-Goldstone mode) ? と少数キャリア電子との結合によってバンド間遷移が誘起されて、多バンド超伝導が実現するかどうかのシナリオは、今後、検討すべき課題と思われる。

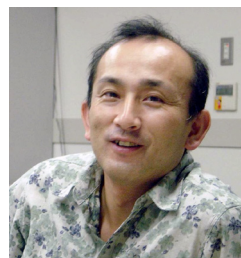
以上、「重い電子系の形成と超伝導秩序化」の視点から、新学術前半の研究に対するコメントと後半に向けての期待について述べた。勉強不足で、高所大所からのコメントとは到底、言い難く、小生の偏見と思いきも多々あるかと恐れるが、ご容赦を頂ければとお願いする次第である。

最後に独り言：「物」を残すのは「小」、「仕事」を残すのは「並み」、「人」を残すは「上」、とは誰かの言ですが、学術研究では「先端研究を通じての人財育成」も重要かと思えます。

今後の皆様のご活躍を、心より期待しております。

## がらがら鳴るほどに面白い物

広井 善二 東京大学物性研究所



こうしてニュースレター原稿を書き始めると、ちょうど4年前の7月末の蒸し暑い夏の夜、秋光特定領域研究のニュースレターに編集後記を書いたことを思い出す。その数日後、イタリアに向けて一人旅立ったのであった。かろうじて生き延び、今、再びニュースレターなるものに原稿を書いている。不思議なものである。

さて、本ニュースレターの方針として最初に「読み物として面白いもの」が掲げられているので、出来る限りその方針に沿って適切なことを書きたい。いきなり話が逸れるが、「適当」というのは実に難しい。いい加減ではなくやり過ぎでもなく、適当である。歳をとるにつれてだんだん分かってくるのかもしれないが、永遠にたどり着けない気がする。

とりあえずここでは私の信条である新物質探索の話から始めよう。人生は短く、一生で扱える物質の数は限られている。高温超伝導のように一目で面白いと思える物質は希少だ。ほとんどの物はある程度叩いたりゆすったり冷やしてみないことには何が面白いのか分からない。当然のことながらこれをやり続ければ、巡り会うべき新物質の数も減る。どこまで続けるか、どこでやめるかの見極めがきわめて重要であり、勘と見識を問われる。どんな物でもとことん調べてみると何某か面白いことがあるのだが(たぶん)、やり続けると自己満足の果てに世間から見捨てられかねない。結局、第3者が面白いと認めてくれる物をやらなければならないと思う。決して己の信念を曲げて他人のご機嫌を伺えと言っているのではなく、最終的に物の価値を決めるのは様々な視点であり、個人の好みではないのである。わずかでも価値のある仕事を残したいと思うのは研究者の素直な気持ちであろう。

物質探索の世界では、学生さんのテーマを考えたときに明確な出口を想定することは難しい(どこでも同じかな)。多くの場合、レベルの低い意味で適当、つまり、いい加減である。歳をとって頭の堅くなった人間の想像力なんてたかがしれている。一番

面白いのは、学生さんが旨くいきませんでしたと落胆して、訳の分からないデータを持って現れたときであろう。もちろん、その大半はゴミであるが、たまにはひょっとすることが含まれている(かもしれない)。物理と違って化学合成の世界には決めるべきパラメータが定義できないままに多すぎて、同じ実験をやっても人それぞれに異なる結果が生み出される。合成過程のちょっとした癖とか思い入れ(または、丁寧さやいい加減さ)が、本人も気付かないままに重要となっている場合が多い。この時、当の学生さんは例外なく自分が何かミスをしでかしたと思込み、自分のデータを否定しにかかる。これに対して、年寄りの経験と encourage が必要となり、存在価値を問われることになる。その後、つまらない結果に何年も費やすことになるか、研究が新しい方向に大きく進展するかは神のみぞ知るところであろう。

物質探索に限らず、科学の喜びは未知の発見にある。工学は不可能を可能とする学問であるが、理学は未知を既知としなくては存在価値がない。発見の喜びは麻薬であり、科学者はこの一瞬のために苦しみ平和な人生をあきらめることになる(かもしれない)。昔話になって恐縮だが、私が京大化研にいた20年以上前、研究室にカンタムデザインの磁化測定装置 MPMS がやってきた。最初に参照物質として付いてきたパラジウム金属を測定し、次に測定したのが、当時学生であった東氏が高圧合成し、その後、無限層超伝導体と呼ばれた銅酸化物であった。その時の  $T_c$  が何 K だったか忘れたが、いきなり大きな反磁性が出て驚いたのを覚えている。もちろん、経験のない若造としては何かの間違いだと思って焼いたり圧したりしたあげく、Nature になった(今にしてみるといろいろ問題があったのも事実であるが)。もちろん、裏には高野先生の encourage (助言、励まし、けしかけ?) があった。

物性研に移り運良く買ってもらった、同じくカンタムデザインの PPMS では、ほとんど最初に測っ



た（何番目だったか忘れた）試料が  $\text{Cd}_2\text{Re}_2\text{O}_7$  であった。当時、研究室最初の学生であった花輪君が作った結晶の比熱測定の様子を一人で眺めていたことを懐かしく思い出す（何だか退職記みたいになってきた。ちなみに花輪君はさっさと帰ってしまっていなかった）。降温途中の比熱が 1 K でジャンプしたときにはノイズと思ったが、2 点目がその隣に現れたときにはひよっとしたらと舞い上がった。この物質自身は古くから知られていたので PPMS 様々であり、ラッキー以外のなものでもなかった。

花輪君の弟子であった米澤君がその後、 $\beta$ パイロクロア酸化物を発見し、ラットリングという御旗のもとに予期せぬほど長生きしている。彼の単結晶合成は「米澤マジック」と呼ばれ、誰も（本人すら）再現できなかったが、最近の山浦氏の努力により「科学的」になってきている。本新学術領域研究において採択していただいた研究対象はこのラットリングの流れをくむ物質である。ここで話の流れを断ち切って、少しまじめなサイエンスに進もう。

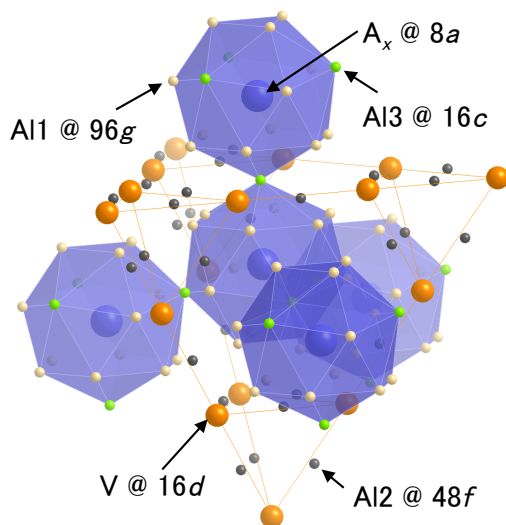


図1  $A_xV_2Al_{20}$  の結晶構造（空間群  $Fd\bar{3}m$ ）。

$A_xV_2Al_{20}$  は約 40 年前に Caplin が Einstein Solids と呼んだ物質である<sup>1,2)</sup>。Al-V 合金として  $\alpha$  相、 $Al_{10}V$ 、 $VA_{10}$  などと呼ばれてきたが、ここでは最近の  $YbCo_2Zn_{20}$  に代表される一連の  $CeCr_2Al_{20}$  型構造を有する物質群との関連から、 $A_xV_2Al_{20}$  と呼ぶ。構造中に含まれる最も大きなカゴに、比較的小さな Al や Ga などの  $A_x$  原子が内包されラットリングすると考えられている（図1）。不思議なことに、A 原子が占めるのはカゴの 3 割程度であり、残りがからのままとまっている。A 原子が Y や La の場合に

はすべてのカゴを占め、ラットリングしない。

Caplin らは Al で 23 K, Ga で 10 K のアインシュタイン温度を有する低エネルギーモードを見つけ、これがラットリング（彼らはそう呼んでいないが）と関係していることを示した。これらのアインシュタイン温度は最近研究されているカゴ状物質と比較して異常に低い（特に Ga は）。さらに彼らは伝導電子への影響を調べたが、結論として相互作用は弱いと述べている。その後、別のグループにより超伝導が報告されたが（データなしに）、そこでもラットリングはほとんど効いていないとされている<sup>3)</sup>。われわれは最近になってようやく、この物質における彼らの先駆的な研究に気づき、1 年前にちょっとやり始めたのである（まあ何か出てくるかもしれないからやってみようかという程度の軽い気持ちで）。

現在、M2 となった小野坂君と助教の岡本氏がこの研究の主役だ。小野坂君の合成の腕も着実にあがってきて信頼できるデータが得られつつある。まず超伝導だが、過去の報告通り、 $Al_{0.3}$  は  $T_c = 1.49$  K,  $Ga_{0.2}$  では 1.66 K であり、典型的な BCS 弱結合超伝導体であることが分かった。さらに、 $YV_2Al_{20}$  も 0.69 K で超伝導になることを観測した（たぶん、新超伝導体）。一方、 $LaV_2Al_{20}$  は 0.4 K まで超伝導を示さない。 $A_xV_2Al_{20}$  における超伝導は、 $\beta$ パイロクロアに見られたようなラットリングによる強結合超伝導とは程遠く、やはり電子-ラットラー相互作用は弱いと考えられる。

一方、電子比熱係数  $\gamma$  にはかなり大きな増強が見られる。Y や La の  $20 \text{ mJ K}^{-2} \text{ mol}^{-1}$  に対して、 $Al_{0.3}$  で  $33 \text{ mJ K}^{-2} \text{ mol}^{-1}$ 、 $Ga_{0.2}$  では  $35 \text{ mJ K}^{-2} \text{ mol}^{-1}$  となっている。この原因は分かっていない。さらに、Ga 量を 0.2 から 0.6 まで制御した試料において、 $T_c$ ,  $\gamma$ , 磁化率に系統的な変化が見られており、ラットリングの寄与がある程度あるのではないかと考えられる。詳細は今後の研究により明らかとなるだろう。

興味深いのは図2に示した電気抵抗の温度変化であろう。室温での電気抵抗の絶対値は  $\beta$ パイロクロアに比べて1桁低く、また  $\beta$ に見られた「上に凸」の温度依存性も顕著ではない。しかし、30 K 以下には温度に比例するような異常な振る舞いが見られる。これは Y が  $T^3$  に比例して飽和する電気抵抗を示すのと対照的である。 $Al_{0.3}$  と  $Ga_{0.2}$  の電気抵抗を心眼で眺めると、それぞれ、20 K, 10 K あたりに

ブロードな山が存在することに気付く。これはもちろんそれぞれのアインシュタイン温度に対応していて、ラットリングによる散乱がある程度効いている証拠である。さらに  $\text{Ga}_{0.5}$  の試料においては  $T_c$  直上まできれいに  $T$ -linear が見えており、低温で飽和する傾向が見られない（もちろん、QCP なんて遠い話である）。

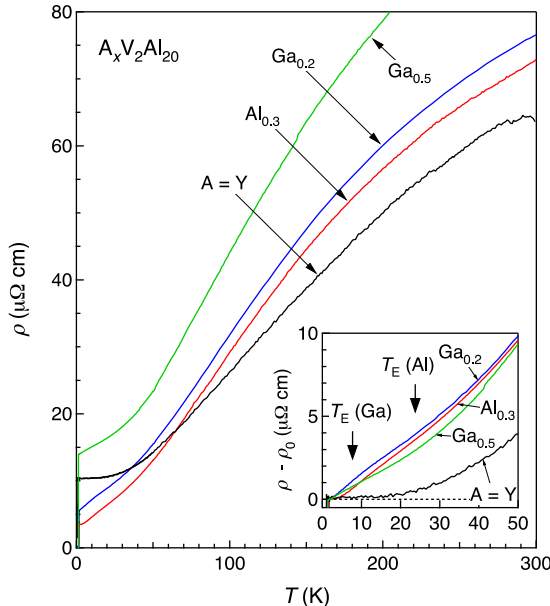


図2  $\text{A}_x\text{V}_2\text{Al}_{20}$  多結晶試料の電気抵抗。  $A = \text{Y}, \text{Al}_{0.3}, \text{Ga}_{0.2}, \text{Ga}_{0.5}$  に対するデータを示す。インセットは  $T_c$  直上の電気抵抗  $\rho_0$  を差し引いた低温部。

以上の結果は、特に Ga のラットリングが極低温まで生き残って電子散乱に大きな寄与をしていることを意味する。興味深いことに Al のラットリングからの比熱は低温で Einstein 比熱としてよく再現されるが、Ga には 1.5 K 以下に無視できない余分な寄与が残ることが分かった。よって、Ga のラットリングは単純なアインシュタインモードではない。

これに関連していると思われるのが、最近、竹下らによって行われた  $\text{RbOs}_2\text{O}_6$  に関する高圧下電気抵抗測定の結果である。彼らは電気抵抗の温度依存性が低圧の  $T^2$  から、3.5 – 4.9 GPa において  $T$  に、さらに 5 GPa 以上で  $T^3$  に比例することを見出した。その原因を、on-center rattling から off-center rattling を経て、最後に off-center freezing したためと考えている。 $\text{A}_x\text{V}_2\text{Al}_{20}$  において見られる  $T$ -linear な電気抵抗も、この off-center rattling と関係している可能性が高い。実際に Caplin らは、カゴの中心のポテンシャルが高く、ラットラーは off-center 位置の低い場所をぐるぐる回っていると考えた（彼らはこれを

rotator と呼んだ）。このような振動モードが量子トンネリングによって起こっているとしたら、極低温まで止まらないラットリングが電子散乱に寄与できるかもしれない。

私のラットリングの定義は、「局所的巨大振幅非調和振動」である。最後を熱振動とするか量子振動とするかは重要であるが、ここでは一步下がって曖昧にしておく。いずれにせよ、調和振動子であるアインシュタインモードは単なる近似に過ぎない。アインシュタイン温度よりもっと低いエネルギー領域にラットリングの本質があるはずである。 $\beta$ パイロクロアや  $\text{A}_x\text{V}_2\text{Al}_{20}$  において、それが少し顔をのぞかせているように思える。 $\beta$ パイロクロア酸化物の超伝導から始まった予期せぬ研究の流れであるが、ラットリングには将来、教科書の片隅に載るような重要な物理が含まれていると信じている。微力ではあるが皆さんに教えて頂きながら、ラットリング現象の理解が進むよう頑張りたいと思います。この2年間の公募研究、よろしくお願い致します。

最後に、最初の物質探索の話に立ち戻ろう。これまでの経験をふまえて、これから（もちろん2年後から）何をやるかが問題である。私に残された時間も15年を切った。さらなる感動を得るためには何をどう努力すべきなのか、自問する今日この頃である。確かに超伝導は劇的な現象で実験も面白い。自然の中にはまだまだ未知の超伝導体が眠っているだろう。もしその  $T_c$  が銅酸化物を超えるとしたらと考えるとぞくぞくするが、その道が遠いのも近いのも知る由がない。しかし、正直言って超伝導も少し飽きてきた。ラットリングはそれなりに面白いが、だんだんマニアックになりつつある。新物質探索の存在価値は常に人の前に行くことである。最初の美味しいところをちょこっとつまみ食いして、流行ってきたら誰も気がついていない山で新種のキノコや未知の鉱物を掘り起こさねばならない。もう一度ぐらい、その機会があることを期待しつつ、筆をおろす。

- 1) A. D. Caplin *et al.*: Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1138.
- 2) A. D. Caplin, L. K. Nicholson: J. Phys. F **8** (1978) 51.
- 3) T. Claeson, J. Ivarsson: Commun. Phys. **2** (1977) 53.

## “がらがら”をめぐる最近の研究から

服部 一匡 東京大学物性研究所



### はじめに

格子振動の非調和性が顕著に低温の物性に現れる物質として、充填スクッテルダイトや $\beta$ パイロクロア化合物等が近年注目を集めている。これらの物質は結晶構造が籠状の構造を含んでいるように見えることと、その籠の中心に一つ原子（ゲスト原子）が配置している事が共通している。この籠が比較的ゲスト原子に比べて大きい場合には、ゲスト原子と籠が逆位相で振動するようなモードは局在性のよいモードとなる。さらに特徴的なことは、その振動振幅が大きい事から非調和効果が無視できない事である。このような振動を漠然と“ラットリング (rattling: rattle = 赤ちゃん用おもちゃの“がらがら”である)”と呼ぶが、その定義は曖昧であり色々と混乱するようなので本稿では用いないことにする（タイトルで使ってしまったが）。

さて、実際にこのような系の何が未解明の問題なのであろうか？ 実験的には、非調和項の寄与と思われるゲスト原子振動に対応するエネルギーが温度降下とともにソフト化する現象が中性子散乱等の実験で観測されているが<sup>1,2)</sup>、このこと自体は理論的には非調和項の平均場近似のレベルで説明される<sup>3)</sup>。未解明の問題としては、例えば以下の点が挙げられる。Sb系の充填スクッテルダイトにおいては核四重極緩和における $T_2$ が100 K程度に増大があり、Sb系に特徴的な結果となっている<sup>4)</sup>。さらに、ゲスト原子がSm, Ndの場合には低温で複数の $T_2$ の異常も報告され、超音波実験で観測されたMHz領域での音速の振動数依存性も、Sm, Ndでは複数の温度領域で報告されている<sup>5)</sup>。比熱係数 $\gamma$ についてもSmOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>では高磁場下においても零磁場と同じ $\sim 800$  mJ/mol $\cdot$ K<sup>2</sup>の重い電子状態が実現しており<sup>6)</sup>、磁気自由度だけにより重い電子状態が形成されているとは考えにくい。 $\beta$ パイロクロア化合物においては、非調和性の最も大きいKO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>において一次転移を示すが、これまでのところ明確な対称性の破れは観測されていない<sup>7)</sup>。また超伝導転移温度と非調

和性が深く関わっていることも報告されている<sup>8)</sup>。本稿では $\beta$ パイロクロア化合物についての我々の最近の研究結果<sup>9,10)</sup>について紹介したい。

### KO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>における一次転移の理論

$\beta$ パイロクロア化合物AO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>はアルカリ原子Aの異なる3種(A = K, Rb, Cs)が存在する。A原子は籠状構造O<sub>5</sub>S<sub>12</sub>O<sub>18</sub>の中心に配置しておりダイヤモンド格子を組んでいる。上述の呼び方ではA原子がゲスト原子である。中性子散乱から、A原子の半径が小さいほど平均二乗変位が大きく<sup>11)</sup>、温度降下による振動エネルギーのソフト化が大きいことが報告されている<sup>2)</sup>。つまり非調和性はK > Rb > Csである。以後、「ポテンシャルがより平坦か、原点から離れた点に最小値がある」ことを「非調和性が大きい」と呼ぶことにする。ポテンシャルの高次の項が大きいことでは必ずしもないことに注意頂きたい。3物質は全てs波の超伝導に転移するが、超伝導転移温度 $T_c$ はK (9.6 K) > Rb (6.3 K) > Cs (3.3 K)と非調和性と呼応している。非調和性の最も大きいKO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>では、 $T_p = 7.5$  Kにおいて一次転移するが、対称性の低下は未検出である。差し当たり超伝導の事は忘れて、我々の提案しているKO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>の一次転移の理論<sup>9)</sup>について解説したいと思う。

まず、籠O<sub>5</sub>S<sub>12</sub>O<sub>18</sub>による籠中心付近における点電荷ポテンシャル $V$ を見積もってみよう。構造の任意パラメータである酸素の位置(1/4+ $u$ , 1/8, 1/8)を表す $u$ を用い、A原子の変位を $\mathbf{r} = (x, y, z)$ と表すと、 $V(\mathbf{r}, u) = b(u)xyz + \dots$ と調和項が存在しないことがわかる。3次の項は中心での反転対称性の欠如の現れであり、 $b(u) \approx \frac{2949120Z_O Z_A(8u-1)}{(9-16u+64u^2)^{7/2}} - 501Z_O Z_A$ である。ここで $Z$ はそれぞれのイオンの価数である。KO<sub>2</sub>O<sub>6</sub>での $u$ の値 $u \sim 0.065^{12,13)}$ と $Z_O \sim 5.5$ ,  $Z_A \sim -2$ ,  $Z_A \sim 1$ を代入すると図1のように $b(u) < 0$ となる。この $b(u)$ の符号は隣のA原子の向き[111]にポテンシャルが低い事を表す。このことはX線散乱から見積もられた電荷分布<sup>12)</sup>と定性的に合致している

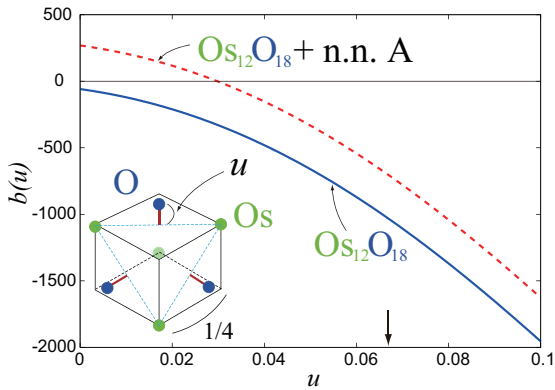


図1 籠  $\text{Os}_{12}\text{O}_{18}$  による中心付近の点電荷ポテンシャルの3次項  $xyz$  の係数  $b$  の  $u$  依存性. 点線は最近接 A 原子の寄与を含む.

がバンド計算の結果はむしろ逆方向が引力的である<sup>14)</sup>. 隣の A 原子からの寄与は  $\sim +328 Z_A^2$  となるが, これを加えても (図 1 点線) 状況はあまり変化しない. この点はエヴァルト和等を用いて今後明らかにする必要がある.

格子振動を直接扱うのは煩雑であるので, 振動子を複数の離散的な位置を量子力学的に飛び移るといふ模型で代用する. この手の模型は 2 準位系の拡張であり, 非調和性が最も大きい  $\text{KOs}_2\text{O}_6$  ではある程度の意味を持つと期待される. ここでは上記の  $V$  の性質から, 図 2(a) に示すように原点と原点から  $[111]$  方向に  $d$  だけずれた 4 点を採用し, 飛び移り積分  $t$  と  $t'$  を考慮する. K 原子が原点にいる時のエネルギーを 0 とし, 残りの 4 点のエネルギーを  $\varepsilon$  とおく. また, K 原子間の相互作用は斥力であり, 図 2(a) に示すように最近接を  $U > 0$ , 第二近接を  $U' > 0$  とおく. 図 2(b) に平均場近似による温度  $T$ - $\varepsilon$  相図を示す. 相図には二つの転移があり, 一つは対称性の変化しない一次転移であり, もう一つは対称性を破る二次転移である. 後者は平均場近似の範囲

において, 変位が  $[100]$  方向の強誘電的な相と  $\mathbf{Q} = (2\pi, 0, 0)$  の周期でかつ, ダイヤモンド格子の副格子を I, II とおくと, I 副格子では  $[001]$ , II 副格子では  $[010]$  方向の変位を持つような相が縮退している.

図 2(b) の一次転移は, 低温で中心位置での存在確率  $n_0$  が増大するという転移である.  $n_0$  の増大は, K 原子の振動振幅が小さくなることを意味している. 我々は, この転移は常圧下の  $\text{KOs}_2\text{O}_6$  の一次転移と対応していると期待している. 実験的には, 電気抵抗が高温での  $\sim T^{0.5}$  の振る舞い<sup>3)</sup> から転移温度以下で  $\sim T^2$  に移り変わることや<sup>7)</sup>, 磁場下で  $T_c$  を  $T_p$  以下に抑えると  $T_c$  での比熱の飛びが不連続に小さくなることが報告されている<sup>7)</sup>. これらのことは, K 原子の振動振幅が不連続に減少し電子格子相互作用が  $T_p$  以下で減少していることを示唆している. ただし注意が必要なのは, 有効模型に振動の異方性が含まれていないことである (例えば  $\langle x^2 + y^2 + z^2 \rangle$  と  $\langle xyz \rangle$  の区別ができない). 実際の振動は異方的であり, 一般には期待値  $\langle x^2 + y^2 + z^2 \rangle$  や  $\langle xyz \rangle$  といった量が異方的に変化しても良い<sup>10)</sup>. もう一つ重要なこととして, この一次転移は通常の意味での基準振動の変位演算子が秩序変数であるような構造転移ではなく, 変位演算子の高次の自由度が液体-気体転移の意味で秩序変数であるということである.

## βパイロクロア化合物における強結合超伝導理論

ここで話を超伝導に移そう<sup>10)</sup>. ここでは上記有効模型を離れて, 3次元の非調和振動子の固有状態をまじめに計算する. 理論の枠組みとしては, 数値的に 3次元非調和ポテンシャル問題を解く  $\rightarrow$  局所非調和フォノンの状態密度を求める  $\rightarrow$  その状態密度を用いて転移温度  $T_c$  を求める, と単純である.  $T_c$

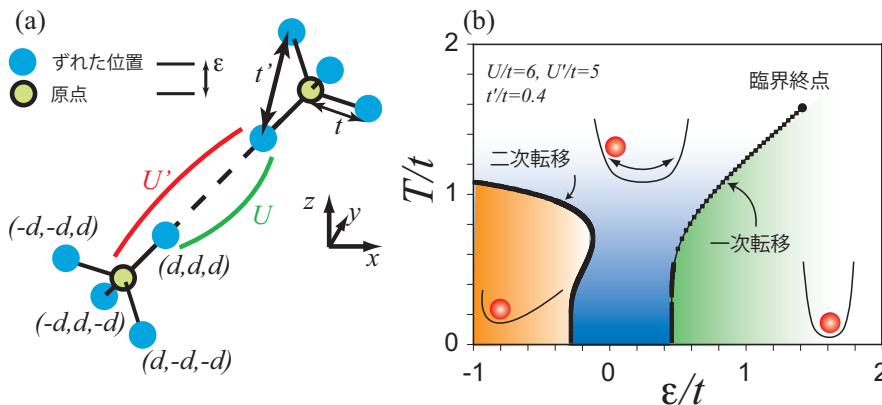


図2 (a) 有効模型のパラメータ. (b) 平均場近似による温度  $T$ - $\varepsilon$  相図.

の実験値と理論値との比較には、A 原子の他にもう一つ別の 3 物質共通の調和振動子を必要としたが、 $\pm 1$  K の差の一致をみた<sup>10)</sup>。また、 $\text{KOs}_2\text{O}_6$  の  $T_c$  は半分以上が K 原子非調和振動の寄与であり、非調和性と  $T_c$  は協力的に相関している事がわかった。より詳細な物質特有の性質を用いればより一致する事が期待されるが、重要な点は A 原子の寄与で 3 物質の相違が定性的に説明できたことである。

以下で  $T_c$  の圧力依存性を議論したいので、準備として有名なマクミランの公式<sup>15)</sup>  $T_c \sim \omega_0 \exp[-(1+\lambda)/\lambda]$  を考える。ここには二つ変数があって、振動エネルギースケール  $\omega_0$  と電子格子相互作用  $\lambda$  であり、(電子間相互作用や数因子は無視した)、非調和性が大きくなると、 $\omega_0$  は減少し  $\lambda$  は増大する。非調和性が小さい時は  $\omega_0$  の減少よりも  $\lambda$  の増大が勝り、 $T_c$  は増加する。しかしある程度非調和性が増大すると  $\omega_0$  は急激に減少し、 $\lambda$  の増大よりも  $\omega_0$  の減少が勝って  $T_c$  は減少に転じる。 $\omega_0$  が急激に減少し始めるのは基底状態と第一励起状態がほぼ縮退する一歩手前の領域である。この縮退はポテンシャルの最低値をとる位置が原点以外の複数の点になることに起因しており、対称性の破れを誘起する。

最後に圧力効果を定性的に議論してみたい。圧力下の実験<sup>16,17)</sup>によれば、 $\text{KOs}_2\text{O}_6$  の  $T_c$  は常圧がほぼ最高で加圧とともに減少に転じ、Rb, Cs は増大後減少する。常圧での非調和性は  $\text{K} > \text{Rb} > \text{Cs}$  であるので、実験結果は  $\omega_0$  と  $\lambda$  の圧力変化が非調和性を増大させたものと等しいことを示唆している。さらに 3 物質は高圧下で構造相転移を起こし、 $T_c$  は不連続に減少することが報告されている<sup>17)</sup>。また、常圧の  $\text{KOs}_2\text{O}_6$  で観測された一次転移は加圧するとすぐに消失する。ここで図 2(b) をもう一度見てみると、確かに  $\epsilon$  を小さくすると (これは非調和性を大きくする事に対応する) 一次転移は消失し自発的対称性の破れがおこる。詳細な点は目をつぶる必要があるが、これはまさに  $\beta$  パイロクロア化合物の加圧下で起こっていることではないだろうか? このことから「圧力は非調和性を増大させる」と思えてならないのである (文献 9 では圧力効果をこの逆だと予想していた)。ただし、何らかの効果で電子状態が変化し、電子格子相互作用が増大している可能性も存在する。非調和性は  $b(u)$  のみならず、調和項や 4 次の項にも依存する為、 $u$  の値と共に詳細な振動ブ

ロファイルを知る必要がある。

## 終わりに

本稿では我々の最近の研究結果を紹介させて頂いたが、改めて問題点が浮かび上がり、今後の課題が増えてしまったことに気付かされた。紹介させて頂いた  $\beta$  パイロクロア化合物は f 電子を 1 つも含んでいないが、今後は f 電子の電荷ダイナミクスと非調和格子振動が結合した系の詳細な解析を行いたいと思っている。本稿が新しい実験や理論研究のきっかけになって頂けたら幸いである。

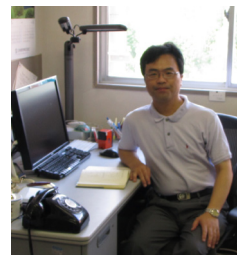
ここで紹介させて頂いた研究内容は常次宏一教授との共同研究である。また、広井善二教授、山浦淳一氏、上田和夫教授、三宅和正教授には様々なご助言を頂きました。ここに感謝致します。

## 参考文献

- 1) K. Iwasa, *et al.*: *Physica B* **378-380** (2006) 194.
- 2) H. Mutka, *et al.*: *Phys. Rev. B* **78** (2008) 104307.
- 3) T. Dahm and K. Ueda: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 187003.
- 4) H. Kotegawa, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 156408.
- 5) T. Goto, *et al.*: *Phys. Rev. B* **69** (2004) 180511R.
- 6) S. Sanada, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** (2005) 246.
- 7) Z. Hiroi, *et al.*: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 014523.
- 8) Y. Nagao, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 064702.
- 9) K. Hattori and H. Tsunetsugu: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 013603.
- 10) K. Hattori and H. Tsunetsugu: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 134503; *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 023714.
- 11) K. Sasai, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **76** (2007) 104603.
- 12) J. Yamaura, *et al.*: *J. Solid State Chem.* **179** (2006) 336.
- 13) K. Sasai, *et al.*: *J. Phys.: Condens. Matter* **22** (2010) 015403.
- 14) J. Kunes, *et al.*: *Phys. Rev. B* **70** (2004) 174510.
- 15) W. L. McMillan: *Phys. Rev.* **167** (1968) 331.
- 16) T. Muramatsu, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 167004.
- 17) H. Ogusu, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 114710, K. Isono, *et al.*: *J. Phys. Conf. Ser.* **273** (2011) 012076.

## YbFe<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> 型 CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> における奇妙な相転移

西岡 孝 高知大学教育研究部自然科学系理学部門



私は 2004 年の国立大学の独立行政法人化とともに名古屋大学から高知大学に移ってきました。それ以来重い電子系の研究体制を高知大学に構築すべく松村政博, 加藤治一両先生の協力を得ながら推進し, 現在では, 試料作成から多重極限環境下の巨視的・微視的測定を行える体制になりました。

CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> を初めて知ったのは, 2008 年度の秋の物理学会の室さんの発表でした<sup>1)</sup>。のちに同時期に Strydom が似たような報告を SCES2008 で行ったことを知りました<sup>2)</sup>。それまで私は Ce の濃度が薄い化合物というのはあまり興味がありませんでした。Ce の濃度が薄いということは磁気秩序を誘発する RKKY 相互作用が抑えられることになります。この場合, 伝導電子と 4f 電子の交換相互作用  $J_{cf}$  の大きさに応じて, 価数揺動物質になるか, 低い温度で磁気秩序を起こすか, あまり特異なことは起こらないと考えていたのです。ところが, 室さんの発表では CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> は半導体的な挙動を示し, 27 K で反強磁性転移を起こすという報告がなされたのです。同じ程度の Ce 間の距離を持ったほとんどの化合物の磁気転移温度は 1 K 程度であるということを考慮すると, この相転移温度は異常に高いのです。CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の結晶学的なもう一つの特徴は Ce の価数が 3 価から若干ずれているということです。これを単純に Doniach の相図に当てはめると, CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> は価数揺動物質で磁気秩序は存在しないということになります。室さんの発表を聞いた後, この相転移は磁気転移ではないのではないかと私は考え, この転移温度を  $T_0$  と命名し, CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の相転移の起源を調べるための研究を開始しました。

私たちはまず CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の単結晶を育成し巨視的な物性を詳細に調べました<sup>3)</sup>。これらの測定から,  $T_0$  以下で比熱, 磁化率, 電気抵抗率は熱活性型の温度依存性を示し, その大きさは 100 K 程度であることがわかりました。この振る舞いは URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の隠れた秩序での振る舞いと非常に似ており<sup>4)</sup>, フェルミ面の一部にギャップが開く CDW 的な転移ではな

いかと考えました。相転移が磁気的か否かということは核磁気共鳴の実験ですぐにわかることですので, 松村先生に NQR 測定を行っていただきました。その結果,  $T_0$  以下で共鳴周波数の温度変化に大きな分裂が見られました。松村先生は「これは磁気転移ですよ」と言われていましたが, おそらく私の強い思いを感じてくれたのでしょう。詳細な解析をしてくださり, 磁気秩序ではない可能性があるということをご提案されたのです<sup>5)</sup>。これらのことから私たちは CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> はスピンの自由度が磁気的な起源をもたない相転移によって消失するという Doniach の相図では記述不可能な物質であるという主張をし, 研究は爆発的に発展することになりました。

ところが 2010 年になってから, 中性子回折の実験が行われ,  $T_0$  以下で反強磁性秩序があるということが明らかにされました<sup>6)</sup>。実は同時期に私たちの共同研究者である Mignot さんたちもほぼ同じ結果を得ていたのですが<sup>7)</sup>, 磁気転移であるはずがないという私たちの強い主張に押されて, 磁気秩序と断言するまでには至らなかったのです。ほぼ同じ結果なのに解釈が異なるのは, 中性子回折強度が小さいということが原因でした。最近共同研究者の加藤さんたちによって単結晶を用いた中性子回折が行われ,  $T_0$  以下での反強磁性転移は間違いないということが明らかになりました<sup>8)</sup>。中性子で得られた磁気構造から, NQR の結果を解析しなおしてみると, 磁気転移として理解できることがわかりました<sup>9)</sup>。確かに初期の私たちの磁気転移ではないという主張は間違っていたのですが, その間違いのおかげで伝統ある  $f$  電子の研究者がこの物質にそして高知大学に注目してくれるようになり, この公募研究の採択にもつながったことは, 悪いことではなかったと今となって思うのです。

このような経緯で, CeRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の相転移が反強磁性転移であると分かったのですが, この相転移を RKKY 相互作用で記述される単純な磁気転移と考えるには, いろいろ不可思議なことがあります。その

最たるものは  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の圧力効果です。圧力を加えると  $T_0$  はいったん上昇し約 2 GPa 程度で最大となったあと、ゆっくり減少して 4 GPa 付近で 20 K くらいから突然消失し、典型的な近藤半導体へと変化します。さらに圧力を加えると通常の重い電子金属へと変化します<sup>3)</sup>。Ru を同族元素で変えた同じ結晶構造の  $\text{CeOs}_2\text{Al}_{10}$ 、 $\text{CeFe}_2\text{Al}_{10}$  はそれぞれ 2 GPa、4 GPa の振る舞いとほぼ同じです。圧力下の振る舞いは Ru サイトを Fe で置換した  $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{Al}_{10}$  でほぼ再現することができます<sup>10)</sup>。この研究から Ce の秩序モーメントは加圧により縮んでいることがわかりました。これは、加圧により  $J_{\text{cf}}$  が大きくなり Kondo 温度が上昇しているためと解釈されます。その縮みの大きさは  $T_0$  が消失する付近では  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の相転移の 1/10 以下になっていると考えられます。単純な分子場近似では磁気転移温度はほぼスピンの大きさの 2 乗に比例しますので、 $T_0$  は徐々に減少して消失するはずですが、スピンの大きさが縮んでいるにも関わらず、 $T_0$  が上昇し、20 K もの高温から  $T_0$  が突然消失することは不思議なことであり、単純な磁気転移以外の機構があると考えられます。

$\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の相転移に関して不思議なことはまだまだたくさんあります。その一つとして置換効果があります。Ce を非磁性元素で置換すれば通常の磁気転移の場合転移点は単調に減少します。La で置換した場合、確かにそのようになります<sup>11)</sup>。ところが Y で置換した場合、 $T_0$  の減少は La 置換よりも緩やかで、40 % 程度の置換で突然  $T_0$  は消失します。Ce を希釈することは平均原子間距離を大きくすることになりますが、このほかにイオン半径の違いによる  $J_{\text{cf}}$  の変化も付随してきます。この結果は、 $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の相転移に  $J_{\text{cf}}$  のわずかな変化が重要であることを示唆しています。このことを裏付けるのは Ce を Y と同じ程度のイオン半径をもつ Gd で置換した研究です<sup>12)</sup>。Gd 置換系の  $T_0$  の変化は Y 置換とほぼ同じであり、 $T_0$  付近の比熱の振る舞いもほとんど同じです。このことから、この相転移は磁性にはあまりよらず、イオン半径が重要であるということになります。圧力下の実験から少なくとも高圧下では  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  は価数揺動状態にあると考えられます。それでは  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  はどうなのでしょう？磁化率から見積もられる結晶場分裂の大きさは 1000 K 近くにもなります<sup>13)</sup>。これは単純な反強磁

性を 2.2 K で起こす  $\text{NdRu}_2\text{Al}_{10}$  の結晶場分裂の大きさがせいぜい 200 K 程度であることを考えると大きすぎる値です。結晶場は周囲のイオンが 4f 電子に与えるクーロン力ですので、結晶場分裂が大きいということは 4f 電子の軌道が広がっていることを意味します。格子体積がランタノイド収縮から若干ずれていることを考慮すると、 $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  そのものも価数揺動領域にあると思われます。

$\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  のほかの重要な特性は近藤半導体に属するということです。近藤半導体は補償金属でしか現れず、 $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  もその例外ではありません。Ru サイトを電子数の異なる元素で置換すると、 $T_0$  は急激に減少し、縮んでいた磁気モーメントは復活します。これは、この相転移が近藤半導体と密接に関係していることを示しています。今までの Ce 化合物の理解では価数揺動領域では相転移は起こるはずはありませんでした。 $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の相転移は近藤半導体を舞台とした新しい相転移であろうということがわかってきました。それが磁気転移を誘発しているのでしょうか。この考えを明らかにするためには関連物質を詳しく調べ、主に微視的な観点からの研究が必要になります。

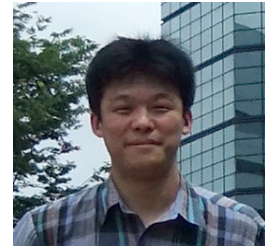
この研究は非常に多くの方の支援のもとに発展してきました。特に広島大学の世良正文先生には大変お世話になりました。

## 参考文献

- 1) 室裕二他 :2008 年日本物理学会秋季大会 22PQC7.
- 2) A. M. Strydom: *Physica B* **404** (2009) 2981.
- 3) T. Nishioka *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 123705.
- 4) M. B. Maple *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 185.
- 5) M. Matsumura *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 123713.
- 6) D. D. Khalyavin *et al.*: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 100405(R).
- 7) J. Robert *et al.*; *Phys. Rev. B* **82** (2010) 100404(R).
- 8) H. Kato *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) in press.
- 9) M. Matsumura *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 085001.
- 10) T. Nishioka *et al.*: SCES2011 proceedings.
- 11) H. Tanida *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** (2010) 043708.
- 12) R. Kobayashi *et al.*: ICHE2010 proceedings.
- 13) K. Hanzawa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 023707.

## 立方晶 Yb 化合物における価数秩序の検証と 圧力誘起重い電子物性

光田 暁弘 九州大学大学院理学研究院



このたびは本新学術領域の公募研究に採択して頂きましてありがとうございます。本稿では今回採択して頂いた表題の研究テーマについて、従来の研究、これまでの我々の成果、そして今後の課題を紹介させて頂きます。

YbPd は立方晶 CsCl 型構造をもち、Yb の平均価数が約 2.8 価の価数揺動物質である。1985 年に Pott らにより、非常に単純で対称性の高い構造であるにもかかわらず 4 つの相転移 ( $T_1=125$  K,  $T_2=105$  K,  $T_3=1.9$  K,  $T_4=0.5$  K) を示すことが報告された<sup>1)</sup>。  $T_1$ ,  $T_2$  はいずれも一次相転移であるが、構造や価数の明瞭な変化は観測されない。また、 $T_1$ ,  $T_2$  いずれの相転移でも熱膨張係数が負のピークを示す。これは低温に向かって体積が膨らむことに対応する。一方、Bonville らは  $^{170}\text{Yb}$  のメスbauer効果の測定を行い、 $T_3$  以下では磁気秩序を示す Yb と非磁気的な Yb がほぼ 1:1 の割合で共存していることを示した。すなわち、 $T_3$  は磁気秩序であること、そして 2 種類の価数状態の Yb が規則配列する電荷秩序の可能性を指摘した<sup>2)</sup>。しかし、これ以上のことはその後 20 年近く検証されないまま放置されていた。我々は以下の点に興味を持った。(1) 電荷秩序は従来、電気伝導性の悪い物質 ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ <sup>3)</sup> や  $\text{Yb}_4\text{As}_3$ <sup>4)</sup> など) で多く見つかっていることから、金属的な伝導を示す YbPd において起こっていると興味深い。(従来の電荷秩序と区別するため、金属的な電荷秩序を価数秩序と呼ぶことにする。)(2) 価数秩序が起こっているとすれば、その秩序温度は何 K か？おそらく、機構未解明な  $T_1$ ,  $T_2$  の相転移が関与しているのではないか？(3) 価数秩序構造はどのようなものか？以上のような興味をもって本研究をスタートした。

多結晶試料を用いて高圧下で電気抵抗、熱膨張、磁化率を測定したところ、図 1 のような相図が得られた<sup>5)</sup>。圧力とともに  $T_1$ ,  $T_2$  が直線的に低温へシフトし、さらに磁気転移点  $T_3$  も同様に低温へシフトした。更に高い圧力領域 (2~8 GPa) について電気抵抗測定を行った結果を図 2 に示す<sup>5)</sup>。2 GPa におい

て最低温度領域で電気抵抗が一定値をとっているのは磁気秩序点  $T_3$  に関連した振舞であるが、より高い 3 GPa 以上でこの振舞は消失していることから磁気秩序は消失していると考えられる。Yb 系において圧力によって磁気秩序が消失する振舞は珍しい。より高圧では最低温度の電気抵抗は下に凸の振舞に移行している。全温度領域の電気抵抗の振舞を見ると、価数揺動や重い電子的な Yb 化合物のそれに似ている。

これらの現象について、 $T_1$  または  $T_2$  以下で価数秩序が実現していると考えると矛盾なく解釈できる。図 1 の相図中の各相領域に価数と磁気モーメントの状態の推測図を示している。 $T_1$  以上では全ての Yb は価数揺動状態にあり、磁気モーメントを持たない。 $T_1$  または  $T_2$  以下で価数秩序が生じ、半分の Yb が磁気モーメントを持つ。このモーメントは常磁性でバラバラの方向を向いている。 $T_3$  以下でこのモーメントが磁気秩序をしている。圧力をかけると  $T_1, T_2$  はともに低温へシフトすることにより、全ての Yb が価数揺動状態である高温相が最低温度まで安定化することになる。この結果、磁気モーメントは消失して同時に磁気秩序も消失する。すなわち、Yb 系では珍しい磁気秩序消失の原因は、価数秩序相の存在にありそうである。しかしながら、こ

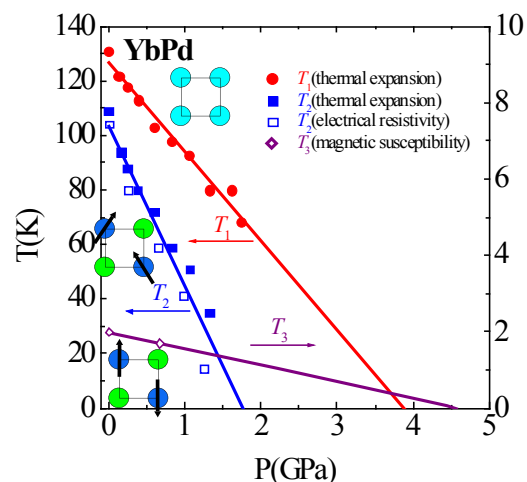


図 1: YbPd の温度—圧力相図。推測される価数秩序状態と磁気モーメントの状態が示してある。



れまでの実験結果は価数秩序の状況証拠にすぎず、価数秩序を直接的に観測することは重要である。

そのことを達成するために現在2つのアプローチで研究を継続中である。1つは  $T_3$  以下で中性子回折実験を行い、磁気構造を決定するアプローチである。価数秩序相では2種類の価数状態の Yb が共存し、その一方のみ磁気モーメントを持つ。従って、 $T_3$  以下の磁気秩序構造には価数秩序構造の情報も含まれるはずである。現時点では  $T=0.7$  K において磁気ブラッグピークが観測されており、単結晶の測定により  $k$  ベクトルは (0.0772, 0.1514, 0) の非整合磁気構造であることがわかった。現在、磁気構造を解析中であるが、今のところ単純なサイン波構造では説明がつかず、より複雑な磁気構造をとる可能性がある。もう1つのアプローチは低温電子線回折である。単結晶試料をイオン研磨により薄片化し [001] 方向から電子線を入射したところ、 $T=90$  K ( $<T_2$ ) において (1/2 0 0) (0 1/2 0) (1/2 1/2 0) といった超格子反射スポットが観測された ( $T>T_2$  では全く観測されない)。これは直接的な価数秩序の証拠かもしれないが、Pd 位置の移動だけでもこれらの超格子反射を説明できる可能性もあり、今後、慎重なデータ解析が必要である。

この他に共同研究により得られた有益な情報を簡単に紹介しておく。岩手大の中西良樹氏による弾性率測定によって  $T_1$  において大きなソフトニングが観測されている<sup>6)</sup>。Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> や Yb<sub>4</sub>As<sub>3</sub> における電荷秩序温度でも大きなソフトニングが観測されており、YbPd でも似た現象が起きていることを示唆する結果である。また、広大の長谷川巧氏によるラマン分光の結果からは  $T_1$  以下で構造が変化し、斜方晶か菱面体晶系以下の低い対称性へ構造相転移してい

る可能性を示唆している<sup>7)</sup>。

以上の結果を踏まえて本研究では以下の3つの目標を掲げる。1点目は、 $T_4=0.5$  K 以下で中性子回折実験を行い、磁気構造を決定する。 $T=0.7$  K では非整合磁気構造であったことから、 $T_4$  の相転移は整合-非整合磁気構造転移の可能性が考えられる。 $T_4$  以下の磁気構造決定が  $T=0.7$  K の非整合磁気構造の決定や価数秩序構造の決定につながる可能性が高い。2点目は高圧下で一旦消失した磁気秩序が更に高圧をかけることによってどうなるかを調べる。価数秩序相が消失した 3 GPa 以上では通常の Yb 系と同じ振舞を示すものと思われる。すなわち、加圧とともに、基底状態が価数揺動状態→重い電子状態→量子臨界点→磁気秩序状態へ移行すると予想される。その途中で価数揺らぎや磁気揺らぎを媒介とする超伝導の出現する可能性もあり興味深い。3点目はこれまでに数多くの実験結果が蓄積されてきており、それらを統一的に理解する段階に来ている。本稿では余り触れなかったが、価数秩序点が  $T_1, T_2$  のどちらかで、もう一方で何が起きているかも解決すべき課題の1つである。本公募研究中に YbPd の物性の理解について、一応の決着をつけたい。そのために本領域の皆様のご指導、ご協力が頂ければ幸いです。

本研究は当研究室博士課程3年の杉島正樹君が精力的に進めてくれた。また、東大物性研の上床美也氏、金道浩一氏、上田寛氏、浜根大輔氏、広大の宇田川真行氏、岩手大の吉澤正人氏、東北大金研の大山研司氏、神戸大の播磨尚朝氏、九大の巨海玄道氏、和田裕文氏およびそのグループの皆様には実験や討論で大変お世話になった。ここに感謝する次第です。

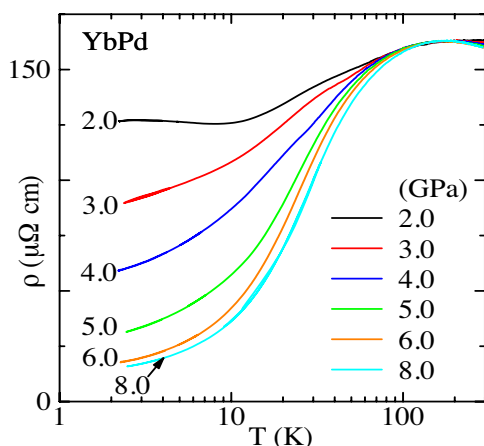


図2: YbPd の圧力下の電気抵抗の温度依存性。

## 参考文献

- 1) R. Pott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 481.
- 2) P. Bonville *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2733.
- 3) E. J. W. Verwey, Nature (London) **144** (1939) 327.
- 4) A. Ochiai *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990) 4129.
- 5) M. Sugishima *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **22** (2010) 375601.
- 6) Y. Nakanishi *et al.*, Chin. J. Phys. **49** (2011) 462.
- 7) T. Hasegawa *et al.*, J. Phys. Conf. Series **273** (2011) 012030.

## 新しい Yb 化合物 $\text{YbNi}_3\text{X}_9$ ( $\text{X}=\text{Al}, \text{Ga}$ )

大原 繁男 名古屋工業大学大学院工学研究科



### はじめに

平成 23 年度からの A01 班公募研究として「新しいイッテルビウム化合物における重い電子状態のフェルミ面研究」を採択していただきました。新物質  $\text{YbNi}_3\text{X}_9$  ( $\text{X}=\text{Al}, \text{Ga}$ ) の電子状態について、ド・ハースーファン・アルフェン (dHvA) 効果によるフェルミ面の測定と佐藤仁先生（広島大学放射光科学研究センター）と連携して光電子分光測定を進めています。新しい Yb 化合物を見つけたいと強く思います。さらには、重い電子系 Yb 化合物の超伝導体の発見を目標に研究を進めたい。そのためにも本稿で紹介する重い電子系反強磁性体  $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$  と価数揺動物質  $\text{YbNi}_3\text{Ga}_9$  の電子状態を解明し、どうすれば両者の中間状態が得られるのか、手がかりを得たいと考えています。

私と「重い電子系」の出会い、第 34 回物性若手夏の学校（1989 年）です。背表紙は色あせしましたが、テキストが大事に書棚に立っています。開いてみると「重い電子系」と「高温超伝導」が特別企画されていて、当時の興奮がよみがえります。「重い電子系」の講師は、山田耕作先生、大貫惇睦先生、竹ヶ原克彦先生、播磨尚朝先生で、おいおいしっかり学べ！と過去に戻って自分を叱りたい気持ちです…。また、科学者と社会問題との関係を考えるテーマとして「原子力発電について考える」と題した講義が用意されています。当時、スリーマイルから 10 年、チェルノブイリから 3 年です。しかし、今年、フクシマをむかえてしまった。自分が物理学者として責任を果たしてこなかったことに気づかされます。いつの時代も若手の学校はすばらしいテキストと経験と友人を与えてくれます。

### 新しい重い電子系物質の合成

まえおきが長くなりますが、私の学位論文は低次元モリブデン酸化物伝導体の電荷密度波 (CDW) 転移の研究で、化学気相法を用いて Magneli 相と呼ばれる  $\text{Mo}_n\text{O}_{3n-1}$  の中の  $\text{Mo}_4\text{O}_{11}$  ( $n=4$ ) を育成し、圧力

効果などを調べたものです<sup>1)</sup>。4f 電子は登場しません。しかし、フェルミ面の重要性、圧力による相互作用のチューニング、また、試料を自ら作る研究スタイルの強みについても学びました。

重い電子系物質の研究は、名工大の坂本研究室に加わってからです。2001 年頃坂本功先生から、 $\text{CeCoIn}_5$  という面白い物が見つかったがやらないか、と言われました。調べると、 $\text{Ce}_n\text{MIn}_{3n+2}$  ( $n=1, 2$ ) と表記でき、 $\text{CeMIn}_5$  ( $n=1$ ) の類似物質  $\text{Ce}_2\text{MIn}_8$  ( $n=2$ ) がありました。この表記は Magneli 相と似ていて、電子的な次元として面白いし、 $\text{Ce}_2\text{MIn}_8$  なら（いくらか論文は出始めていましたが）世界に追いつけるかもしれないと考えて結晶育成に着手しました。博士後期課程の陳根富さん（現、中国科学院）が巧みにフラックス法を用いて  $\text{Ce}_2\text{CoIn}_8$  の合成に成功し、重い電子系超伝導体の発見に至りました<sup>2)</sup>。

坂本先生が定年を迎えられ、2010 年度から 1 人で研究室を担うにあたり、今度は Yb 化合物を探査することを考えました。フラックス法による二元系 Yb 化合物合成の経験は十分にあるので、その技術を最大限活かす、また、Yb から電子をどうやって引っこ抜くかを考えて、(1) 作り出す物質に広がりを持たせるため三元系を探る、(2)  $\text{CeIn}_3$  との類似から  $\text{YbAl}_3$  に近い物質を探る、(3) Yb に対して多配位な物質を狙う、という単純な方針を立てました。また、3d 遷移金属と組めば面白いかもしれないと考え、Yb と 3d 遷移元素の混合比を変化させながら、多量の Al をフラックスとした物質探査に着手しました。

### 新しい Yb 化合物 $\text{YbNi}_3\text{X}_9$ ( $\text{X}=\text{Al}, \text{Ga}$ )

幸運にも Yb-Ni-Al において未知の物質を見つけ、得られた物質は三方晶  $\text{ErNi}_3\text{Al}_9$  型<sup>3)</sup> 構造を持つ  $\text{YbNi}_3\text{Al}_9$  とわかりました。ねらいとは違いますが、 $T_N=3.4$  K の重い電子系反強磁性体です<sup>4)</sup>。磁気秩序を壊すため格子の拡張を狙い、Ni を Pd や Pt に、Al を Ga や In に置き換えようとしていましたが、Pd, Pt

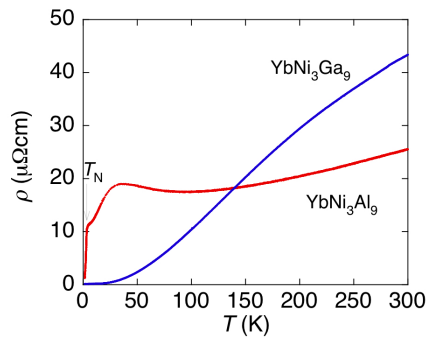


図1 YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X=Al,Ga) の a 軸方向の電気抵抗率の温度変化。

あるいは In では結晶ができません。唯一 Al を Ga に置き換えることはでき、価数揺動物質 YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> の発見に至りました。図1に電気抵抗率の温度変化を示しますが、それぞれ典型的な振る舞いと言えます。

Yb 化合物を研究する上で YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X=Al, Ga) の利点は、第一にその質をあげる事ができます。特に YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> は非常にきれいな単結晶が得られ残留抵抗比は 300 に達します。YbNi<sub>3</sub>Al<sub>9</sub> も残留抵抗比 30 に達しますが、いくらか Yb と Al の入れ替わる乱れがありそうだと最近わかってきました。第二に参照物質 LuNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> が得られます。第三に YbNi<sub>3</sub>Al<sub>9</sub> は近藤温度が約 3 K なのに対し、YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> は約 600 K と極端に電子状態が変化する事です。同じ結晶構造を持つ両極端の典型物質が得られたと言えます。

硬 X 線光電子分光の Yb 3d 内核スペクトルから、YbNi<sub>3</sub>Al<sub>9</sub> と YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> の Yb 価数はそれぞれ +3 価と +2.6 価と見積もられました。また、YbNi<sub>3</sub>Al<sub>9</sub> と比べて YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> では Ni 3d 軌道がフェルミエネルギーにかかっており状態密度が増しています。このことが近藤温度にどのように寄与しているのか注目されます。Ni 3d 状態については今後、軟 X 線光電子分光を進める予定です。図2は極低エネルギー光電子分光による YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> の近藤ピークの温度変化です。温度の低下と共に近藤ピークが成長する様子がきれいに見えます。

dHvA 効果は YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> および参照物質の LuNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> の測定を進めています。良質な結晶であることを反映して明瞭に dHvA 周波数の角度依存性が得られており、バンド計算との比較を進める予定です。YbNi<sub>3</sub>Al<sub>9</sub> は重くなっている事と結晶の質がやや悪いためこれまでのところ dHvA 信号が得られていま

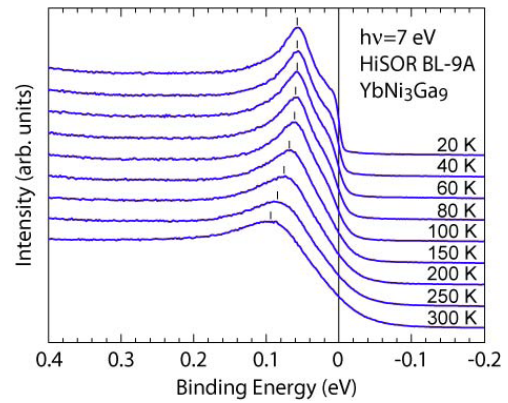


図2 極低エネルギー光電子分光による近藤ピークの温度変化。

せん。育成条件を見直すと共に、より低温・強磁場での測定を進めたいと考えています。

### 今後の展望

上床研究室との共同研究で圧力効果の測定を進めています。YbNi<sub>3</sub>Ga<sub>9</sub> は静水圧で約 9 GPa 以上で磁気秩序を示すようになります。9 GPa 近傍で超伝導が発現するかどうか、極低温までの測定が楽しみです。Al を Ga に変えたのは格子を広げる目的でしたが、実際には格子定数の変化は a 軸に 0.34% 縮み、c 軸に 0.83% 伸びます。格子定数の変化率からは、9 GPa もいらないように思えます。そこで Al を Ga に変えた場合の局所的構造変化の理解が必要だと考え、広島大学黒岩研究室との共同研究で放射光粉末 X 線回折測定を進めています。また、一軸圧の効果も面白いのではないかと考えています。

結晶育成では、Al-Ga 混晶系、Ni の Cu 置換、Yb の Lu 置換を進めていますがなかなか難しい。新しい Yb 化合物も二匹目（三匹目？）の泥鰌はいなさそうなので、また新しい指針をたてて探査を楽しもうと思います。

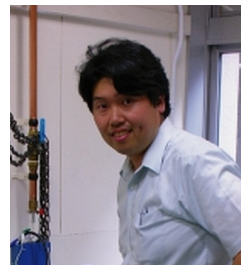
最後になりましたが、博士後期課程の山下哲朗さんをはじめ、研究室の学生の皆さんには日頃の研究活動に深く感謝します。

### 参考文献

- 1) S. Ohara *et al.*: Phys. Stat. Sol. (b) **164** (1991) 243; Phys. Stat. Sol. (b) **172** (1993) 419.
- 2) G. F. Chen *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 2836.
- 3) Y. Lutsyshyn *et al.*: Chem. Material and Alloys **1** (2008) 303.
- 4) S. Ohara *et al.*: J. Phys.: Conf. Ser. **273** (2011) 012048.

URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> における「隠れた秩序」の謎に迫る

芝内 孝禎 京都大学理学研究科



## はじめに

正方晶の結晶構造を持つ重い電子系化合物 URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> において、17.5 K で比熱の大きな異常を伴う 2 次相転移を示すことが 1985 年に発見されたが、四半世紀にも渡る精力的な研究にもかかわらずこの相転移の起源が不明なまま、「隠れた秩序」の謎として固体物理学における大きな問題の一つとなっている。2 次相転移は一般に、自発的な対称性の破れを伴うが、隠れた秩序相において「何の対称性が破れたか」という最も根本的な問題でさえ、実験的に明らかになっていなかった。我々はこの問題に対して、今まであまり重い電子系の研究で用いられてこなかった実験手段を用いることによって、新しい視点からこの重大な謎に迫りたいと考えている。

## 超伝導対称性に関する実験からの帰結

ここ数年、原子力研究機構の芳賀グループにより残留抵抗比が 600 を超える非常に純良な単結晶が育成され、1.4 K 以下の超伝導状態の対称性に関して大きな進展が見られた。我々の磁場中熱伝導測定<sup>1)</sup> および物性研の榊原グループによる磁場中比熱測定<sup>2)</sup> により、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の超伝導ギャップにポイントノードが存在することが示唆された。また、熱伝導が上部臨界磁場において大きな跳びを示すためスピン重項の超伝導であると考えられることから、このようなポイントノードを持つ超伝導対称性の候補として、カイラル *d* 波の対称性  $k_z[(k_x+k_y) + i(k_x-k_y)]$  が提唱されている<sup>1)</sup>。

この対称性は時間反転対称性を破っているため、次の実験として、超伝導状態で自発的に磁化を誘発するかどうかを微小ホール素子を用いた低磁場の局所磁化測定を行った<sup>3)</sup>。この実験により、*c* 軸方向の下部臨界磁場の温度依存性に 1.2 K 付近に異常が見られることが明らかとなった。この異常を説明する解釈の一つとして、高温で時間反転対称性を保った  $k_z(k_x+k_y)$  または  $k_z(k_x-k_y)$  の状態から時間反転対称性を破った状態への転移と考えることができる。こ

のような状態が実現するためには、超伝導が起きる前の隠れた秩序相において、 $k_x+k_y$  と  $k_x-k_y$  が非等価である必要があり、正方晶における面内での 4 回対称性を破っている可能性を示唆するものであった。

## 磁気トルクによる回転対称性の破れの発見

この回転対称性の破れを直接観測するために、私は磁気トルクの面内磁場角度依存性の実験を提案した。磁気トルク測定は市販の微小カンチレバーを用いて、強磁性不純物を含まない微小単結晶を選び出して測定を行った<sup>4)</sup>。この微小カンチレバー手法は神戸大の大道氏により考案され、現在では de Haas-van Alphen (dHvA) 効果の観測などに用いられているが、このような面内異方性の検出に用いられたことはなかった。この測定により、図 1 に示すような、2 回対称を持つ振動成分が、隠れた秩序相でのみ現れることが明らかとなった。このような磁気トルクにおける 2 回対称成分の存在は、帯磁率が [110] 方向と [-110] 方向で異なるという面内異方性が出現

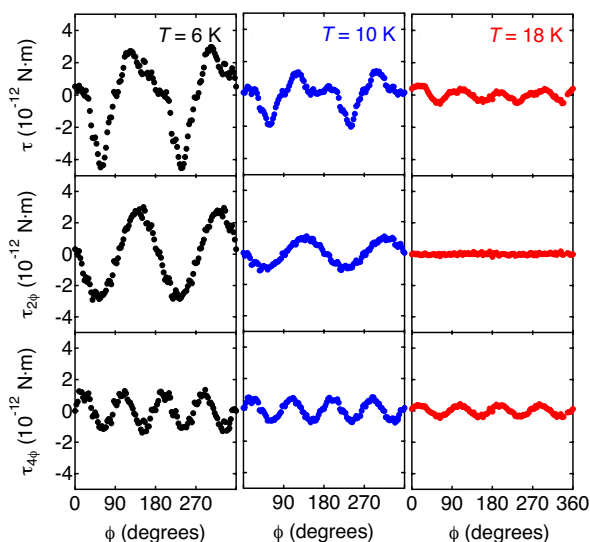


図 1: 磁気トルクの面内角度依存性<sup>4)</sup>。磁場の絶対値は 4 T。上の行がトルクの生データ，真ん中の行がフーリエ変換により 2 回対称成分のみを抽出したもの，下の行が 4 回対称成分。左，中，右の各列は 6 K，10 K，18 K の温度での測定結果。隠れた秩序の相転移温度 (17.5 K) 以上では 2 回対称成分がない（右中）のに対して，転移温度以下では明確な 2 回対称成分が観測されている。

しており、正方晶の結晶構造で期待される4回対称性を破っていることを直接示すものである。これは、今まで不明であった隠れた秩序相における対称性の破れが、4回回転対称性の破れであることを強く示唆する結果である。

この結果を受けて、既にいくつかの理論的考察がなされ<sup>5-7)</sup>、特に多極子秩序については、トルクの2回対称性と矛盾しないものとして $E_g$ または $E_u$ 対称性を持つ秩序のみに限定されることが明らかとなっている<sup>6)</sup>。

### サイクロトロン共鳴による電子状態の面内異方性の研究

4回回転対称性が破れているさらなる証拠を得るために、異なる実験による面内異方性の測定が望まれる。また、秩序パラメータを完全に同定するためには、隠れた秩序相における電子状態を決定することが非常に重要となる。このような背景から、我々はサイクロトロン共鳴の実験を行っている。サイクロトロン共鳴は各バンドのサイクロトロン質量を直接決定できる手法であり、dHvAやShubnikov-de Haasなどの量子振動の実験とは相補的なフェルミ面決定に重要な測定方法である。これまで重い電子系の研究にはあまり用いられてこなかったが、28-60 GHzのマイクロ波周波数領域でURu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>純良単結晶試料において明瞭なサイクロトロン共鳴が観測された。本公募研究により詳細な角度依存性測定から隠れた秩序相における電子状態の全容を明らかにしたいと考えている。

現在までに、最も大きなホール面に対応すると考えられる共鳴線が、[100]方向から[110]方向に磁場を面内で回転させたときに2つに分裂する振る舞いを見出している。分裂後の2つの共鳴線がほぼ同程度の強度を持っており、通常の反強磁性などを仮定したバンド計算からは期待されない振る舞いとなっている。この分裂は[110]方向と[-110]方向で有効質量が異なった電子状態を考え、その向きが90度異なるドメインが試料内に共存していると考えると

自然に説明可能である。つまり、有効質量が面内異方性を持ち、電子構造自体が4回回転対称性を破っていることを強く示唆する結果である。今後、量子振動測定や様々な秩序を仮定したバンド計算との比較により、この秩序の解明に迫りたい。

### おわりに

隠れた秩序の研究は歴史が長く、高温超伝導より古い問題であるが、最近得られるようになった純良結晶と新しい視点により、この難問に対するヒントが得られてきているように感じている。本公募研究で行うサイクロトロン共鳴の実験技術の背景には、実は私が学生自体に開発を行ったマイクロ波表面インピーダンス測定技術が役立っている。当時は高温超伝導の研究に用いた技術であったが、これが隠れた秩序の研究に役立つとは考えもしなかった。今後も様々な実験手法を駆使して、この興味深い問題にチャレンジしていきたい。

### 謝辞

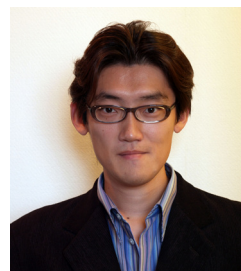
本稿の内容は京都大学理学研究科の岡崎竜二（現名古屋大学助教）、利根川翔、史宏杰、橋本顕一郎、池田浩章、松田祐司、および原子力研究機構の芳賀芳範、松田達磨、山本悦嗣、大貫惇睦の各氏との共同研究の成果を基にしています。また本研究領域のたくさんのメンバーの皆さんと有益な議論をいただいていることを感謝いたします。

### 参考文献

- 1) Y. Kasahara *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 116402.
- 2) K. Yano *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 017004.
- 3) R. Okazaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 084705.
- 4) R. Okazaki *et al.*: Science **331** (2011) 439-442.
- 5) C. Pepin *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 106601.
- 6) P. Thalmeier and T. Takimoto: Phys. Rev. B **83** (2011) 165110.
- 7) S. Fujimoto: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 196407.

## 近藤格子系における電荷密度波形成の 高精度変分モンテカルロ法による研究

求 幸年 東京大学工学系研究科



### 隣の芝，あるいは周期律表の下の方

このたび表題の研究課題名で公募研究に採択して頂いた。公募研究の内容や抱負を語る前に、まずは私がどのような経緯でここに至ったのかを書いてみようと思う。

私はこれまで主に 3d や 4d の遷移金属化合物（周期律表の比較的上の方）や分子性導体（もっと上の方）を対象に、強相関電子系の理論研究を行ってきた。従って、周期律表の下の方に位置する元素が主役である重い電子系の世界では完全に新参者である。もちろん強相関電子系に携わる研究者として、重い電子系に興味がなかったわけではなく、重い電子系が示す多彩な物理、特に量子臨界に起因した種々の異常な現象には大いに魅かれるものがあった。しかし、自分の知識の欠如はもちろんのこと、なんとなく感じられる文化的な壁や雰囲気の違い（d 電子系と f 電子系のコミュニティは、お互いに周期律表における隔たり以上のギャップを感じている？）から、これまで隣の芝に入る機会を逸してきた。

転機となったのは、特定領域研究「フラストレーションが創る新しい物性」のキックオフミーティングである。そこで、格子構造に幾何学的なフラストレーションをもつ f 電子系に関する実験の講演を聴く機会があった。ある種の f 電子系では、磁気秩序とスピン一重項が空間的に混在した状態をとることによってフラストレーションを解消しているというのである。これは遷移金属酸化物や分子性導体のセンスからいうとかなり異常な状態である。通常の磁気的な交換相互作用だけから、そういった混合状態を作るには、特殊なセットアップを必要とするからだ。これは目から鱗、なんだか面白そうだと、ふらふらと隣の芝に入っていくことになった。

### 近藤スピン一重項のトリック

f 電子系ではなぜそのようなことが起きるのか。Doniach が指摘したように、これらの近藤格子系では、伝導電子と局在電子間のスピン一重項を好む

近藤カップリングと、電子の運動を介して有効的に局在スピン間に働き磁気秩序を誘起する RKKY 相互作用が拮抗している。スピン一重項と磁気秩序が拮抗しているのだから、あとはフラストレーションで味付けすれば混合状態が出来るだろうという気もするが、話はそう単純とも思えない。なぜなら、通常の局在スピン系でもスピン一重項と磁気秩序の拮抗自体はしばしば現れるが、両者の混合状態にはなかなかお目にかからないからだ。

トリックは、近藤格子系のスピン一重項形成が同一サイト内の伝導電子と局在電子の間に働く点にある。通常のスピン系では、スピン一重項は異なるサイトの局在スピン間で形成されるため、一重項形成によって2つのサイトのスピンの消失する。しかし近藤格子系では、消失するのはひとつのサイトのスピンにとどめることが出来る。さらに近藤格子系では、同一サイト内の近藤カップリングとサイト間の RKKY 相互作用が、独立ではないとはいえ、異なる値をとることも重要な点である。三角形を基本とするフラストレートした格子上で、2 サイトずつ消していったフラストレーションを解消した安定なスピン配置を作るのは容易ではないが、1 サイトずつ間引いてよいのであればそれほど難しくはない。（図 1 参照）

こうして出来る混合状態は、局在スピン系で議論されてきた部分無秩序状態に似ている。しかし大き

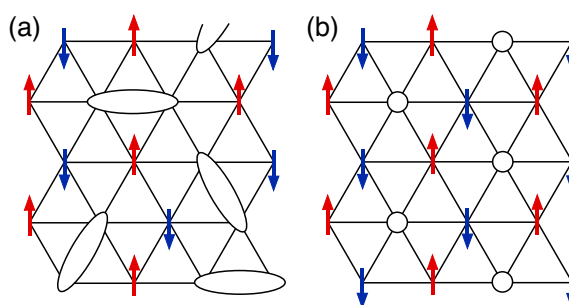


図1 三角格子を間引いてフラストレーションを解消する模式図。(a) 2 サイトずつ (b) 1 サイトずつ間引いた場合。(a) では規則的な安定配置を作るのは簡単ではないが、(b) では容易。

な違いが2つある。ひとつは、無秩序のサイトが常磁性的ではなくスピン一重項的なことである。もうひとつの決定的な違いは、伝導電子の電荷の自由度が生き残っている点である。スピン一重項と磁気秩序の混在という特殊な磁気状態が、電子構造や伝導特性にどのような影響を及ぼすのかはとても興味をそそられる。

### 電荷の自由度を取り戻す

いざ近藤格子系の部分無秩序状態に関する過去の文献を調べてみると意外なことが分かった。これまでの理論研究は、電荷の自由度を積分した有効擬スピンモデルに対するもの、それも平均場近似によるものがほとんどで、電子構造や伝導特性はおろか、近藤一重項形成には欠かせない量子揺らぎの効果でさえ十分には議論されていなかったのである。一番面白そうなところは手つかずのまま残っていた。

そこで我々は、伝導電子の自由度もあらわに考慮して、量子揺らぎまで取り込んだ計算を試みることにした。モデルとしては、三角格子上的近藤格子モデルのハーフフィリングをとりあげ、比較のために伝導電子を局在スピンドに置きかえた近藤ネックレスモデルも考えた。計算手法としては、出来るかぎり近似を排除して真の基底状態に迫るために、多変数を最適化することによって高精度な計算を可能にする変分モンテカルロ法を選んだ。計算の詳細は文献<sup>1)</sup>をご参照いただくとして、明らかとなった重要な点は以下の通りである。

1. 両モデルともにスピン一重項と磁気秩序が混在した部分無秩序状態を示す。
2. 部分無秩序相は、RKKY相互作用が優勢なノンコリニア磁気秩序相と、近藤カップリングが優勢な近藤スピン液体相の間に現れる。(図2参照)
3. 部分無秩序相は、量子揺らぎによって安定化する。またスピンの一軸異方性によっても安定化する。
4. 部分無秩序相は電荷の疎密を伴う。電荷密度はスピン一重項的なサイトで高く、磁気秩序サイトで低い。

同様の結果は、周期的アンダーソンモデルに対する平均場近似計算によっても得られている<sup>2)</sup>。

### 近藤格子系における電荷密度波

上記第4のポイントは、近藤格子系のもつ電荷の

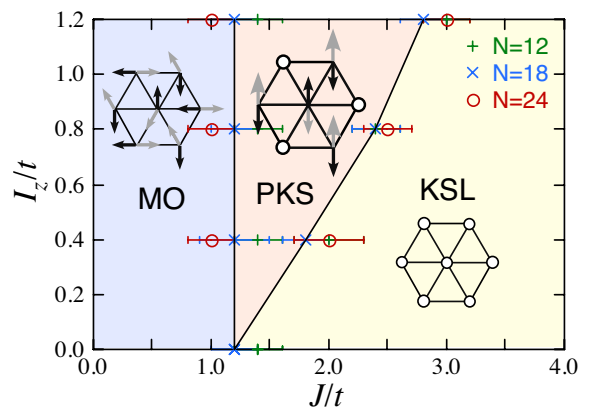


図2 変分モンテカルロ法によって得られた三角格子近藤格子モデルのハーフフィリングにおける相図。MO, PKS, KSLはそれぞれ磁気秩序、部分無秩序、近藤スピン液体相。横軸は近藤カップリング、縦軸は局在スピンのイジング相互作用を表す。

自由度が関わっている点として興味深い。近藤格子系の部分無秩序は電荷密度波を伴っていたわけである。

そこで、近藤格子系における電荷密度波について調べてみると、最近になって動的平均場近似により興味深い指摘がなされていることが分かった。無限次元近藤格子モデルは、 $1/4$  フィリング近傍で電荷秩序状態への不安定性を示すというものだ<sup>3)</sup>。電荷秩序の可能性自体は、以前 Hirsch によって論じられていたが<sup>4)</sup>、その不安定性が相図とともに具体的に示された点は重要である。

しかし同時に、この電荷密度波の問題には多くの未解決な点が残っていることも分かった。具体的には以下の通りである。

1. 2次元や3次元の系で電荷密度波状態は現れるか？ 動的平均場近似では無視されている空間的な揺らぎの影響は？
2. 電荷密度波状態は金属か、絶縁体か？
3. 電荷密度波状態はどのような磁気秩序を伴うか？
4. 電荷密度波状態への相転移はどのような性質を示すか？

これらは全て、近藤格子モデルの性質に関わる基本的な問題である。f電子系に対する基本モデルのひとつである近藤格子モデルにおいて、こうした点が未解決のまま残されているということは驚きであった。

### この公募研究が目指すもの

上記の未解決問題に対して、我々がこれまで用い

てきた高精度変分モンテカルロ法による数値計算は有効である。空間揺らぎと量子揺らぎを十分に取り込んで基底状態を調べることによって、動的平均場近似と相補的な情報を与えることが可能になる。しかもここでは正方格子や立方格子などフラストレーションのない場合を考えるため、これまでのフラストレート系に対する場合と比べると、より低コストでより高精度な計算を実行出来る公算が高い。2年間の公募研究を通じて、上記の問題を解決するにとどまらず、近藤格子系における電荷秩序や電荷揺らぎに関連した新規現象の開拓につなげていきたい。

先日東大物性研で行われた領域研究会に初めて参加させて頂いたが、あらためて重い電子系の示す多彩で興味深い世界に圧倒された。とりわけ、電荷揺

らぎや電荷秩序が関連した現象が実際に多く存在することを知り、さらにモチベーションが高まった。無知な新参者にぜひ活発なご議論やご示唆を頂ければ幸いである。

### 参考文献

- 1) Y. Motome, K. Nakamikawa, Y. Yamaji, and M. Udagawa: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 036403.
- 2) S. Hayami, M. Udagawa, and Y. Motome: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 073704.
- 3) J. Otsuki, H. Kusunose, and Y. Kuramoto: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 034719.
- 4) J. E. Hirsch: Phys. Rev. B **30** (1984) 5383.



## スピン軌道相互作用と奇パリティ (“スピン” 3重項) 超伝導ギャップの可能な構造をめぐって

三宅 和正 大阪大学大学院基礎工学研究科



標記のテーマについて、日ごろ考えていることを「昔話」を交えて紹介し、問題提起をしたい。読者の参考になれば幸いである。

1984年の秋だったと記憶しているが、中嶋(貞雄)先生が代表者であった超伝導に関する科研費特定領域の研究会在那須高原(と思う)で開催された。私はその頃名大S研に所属しこの分野の研究に参加したばかりであったが、関連の仕事をいくつかやり始めたことで参加することができた。そのときのメインテーマの一つは重い電子系の超伝導であった。重い電子系超伝導研究は、1979年にSteglichグループによるCeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>での超伝導発見の報告がPhys. Rev. Lett.に載ったことが契機になったが<sup>1)</sup>、それに対するやや懐疑的な雰囲気象徴する5年ほどの沈黙の後、UPt<sub>3</sub>, UBe<sub>13</sub>での超伝導の確認を経て、疾風怒濤ともいべき爆発的な研究の発展が始まったことを反映していた。そのときに様々な観点からの活発な議論が成されたが、私が一般的興味(Phys. Rev. Lett.が標榜するいわゆる broad interest)から一番印象に残ったのは「スピン軌道相互作用が超伝導の対称性にどのような制限を与えるか」ということであった\*。

その背景を説明しておこう。その当時、重い電子系の超伝導と液体<sup>3</sup>Heの超流動とのアナロジーが強調されていた。おそらく両者ともに強い短距離の斥力をもち強いスピンのゆらぎの効果が期待されたからであったと思う。そうだとすると、<sup>3</sup>Heと同様に“スピン”3重項ペアが実現しているのではないかという風潮が支配的であった(ように思う)。一方、ご存知のように、CeやUを主成分として含む重い電子系の超伝導を担うフェルミ準粒子は4fあ

るいは5f電子に起因し強いスピン相互作用を受けている<sup>†</sup>。そうすると、強いスピン相互作用により“スピン”3重項ペアの構造は強い制限を受けるはずである。この思想にもとづいて、スピン軌道相互作用の強い系での“スピン”3重項(正確には奇パリティ)の可能な超伝導ギャップの群論的な分類が複数の錚々たる理論家によりなされていた<sup>3-6)</sup>。その結論は、強いスピン軌道相互作用の結果、クーパ対の状態を指定する波数ベクトル $\mathbf{k}$ とスピン状態を指定する $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ ベクトルが強くカップルし、群論的に許される“スピン”3重項超伝導ギャップは「フェルミ面上でゼロになるのは点の上に限られる」というものであった。これは直ちに超伝導状態での励起の状態密度 $N_s(E)$ はエネルギー $E$ の2乗に比例することを意味する<sup>‡</sup>。しかし、それまでに確認されていた重い電子超伝導体、CeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, UPt<sub>3</sub>, UBe<sub>13</sub>のほとんどの物理量は $N_s(E) \propto E$ を示していた。つまり、ギャップはフェルミ面の線上でゼロになることを示していたのである<sup>§</sup>。つまり、理論と実験の間に深刻な矛盾があり、これをどう解決するかという悩みを共有していたといえる。

そのような状況にあった中でこの問題も研究会で議論された。その中で、長岡(洋介)さん(名大理)が<sup>||</sup>、「スピン軌道相互作用が強いことと、それが“スピン”3重項超伝導の状態に強い影響を与えることは自明のことだろうか?」という趣旨の質問(問題提起)をされた。しかし、研究会の参加者は誰もの確かな答えを持っていなかったように思う。私はこれに触発されてその意味を真剣に考えるよう

\*もう一つは、前川(禎通)さん(東北大金研)が報告されたYu-Andersonによる(その当時の高温超伝導体)A15化合物の非調和フォノンの革命的な理論<sup>2)</sup>の紹介で、そのとき「東北大学の学位審査はパスしないのでは」というような話がでたことを記憶している。しかし、これも私の記憶に深く刻まれ、その後松浦(民房)さん(名大理)と2重井戸系の重い電子の理論を考える契機になった。

<sup>†</sup> Ce<sup>3+</sup> イオンの4f電子の場合 $j=7/2$ と $j=5/2$ のエネルギー差は約3000 K。

<sup>‡</sup> ただし、それはギャップのゼロ近傍の波数依存性が線形の場合(その場合がほとんど)であるが、パラボラ的(2次的)な依存性をもつ non-unitary 状態の一部では、 $N_s(E) \propto E$ となる(たとえば、Ref. 7参照)。

<sup>§</sup> ただし、UBe<sub>13</sub>の比熱 $C(T)$ だけは $C(T) \propto T^3 (T \ll T_c)$ を示し、 $N_s(E) \propto E^2$ と見ることもできた<sup>9)</sup>。

<sup>||</sup> 当時、名大理物理教室では教授といえど大学院生も「さんづけ」で呼んでいた(碓井恒丸先生と早川幸男先生だけは別格)のでこのように表現。

になった。その後、長岡さんと毎日のように議論した結果「強い一体のスピンの相互作用はフェルミ準粒子を形成する際に“ほとんど”使い果たされていて、そのような準粒子の間のクーパー対形成を議論するときは、1体のスピン軌道相互作用の効果は無視できるはず」というように考えるようになった。つまり、上記の理論と実験の間のパラドクスは解決できるのではないかと考えた。そして、1985年の4月に糟谷（忠雄）先生が組織された谷口シンポジウム“Theory of Heavy Fermions and Valence Fluctuations”で発表した<sup>10)</sup> #。

さて、論点を整理しておこう。

- 1) 重い電子系でもフェルミ液体論は適用可能で低エネルギーのフェルミ粒子的励起状態はフェルミ準粒子による記述が可能である。その際、重い準粒子の“スピン”とは何か？フェルミ準粒子は Kramers 縮退の自由度をもち、その自由度が“スピン”自由度に対応すると考えるのが自然である。したがって、超伝導形成に影響するスピン軌道相互作用とはその“スピン”の保存を破る効果と見るべきで、その保存則の破れはどの程度と評価されるのか？
- 2) 群論を用いた議論の前提は、奇パリティの超伝導状態において、結晶の対称性により許される変換によって、クーパー対の状態を指定する波数ベクトル  $\mathbf{k}$  と“スピン”状態を指定する  $\mathbf{d}(\mathbf{k})$  ベクトルは、強いスピン相互作用の制限を受けて、独立には変換できなくて、

$$\hat{R}d_{\alpha}(k_i) = \sum_{\beta=1}^3 R_{\alpha\beta}d_{\beta}(\sum_{j=1}^3 R_{ij}k_j) \quad (1)$$

という変換性をもつものに限られる<sup>3,6)</sup>。ここで、 $\hat{R}$ は結晶群の対称操作を、 $R_{\alpha,\beta}$ および $R_{ij}$ は変換 $\hat{R}$ の“スピン”空間および $k$ -空間での変換行列を表す。この制限があると、“スピン”3重項超伝導状態では、ギャップがゼロになるのは（偶然を除けば）フェルミ面の点上でのみ可能であり、励起の状態密度  $N_s(E)$  は、Axial 型の依存性  $N_s(E) \propto E^2$  を示す。問題は、この前提がどのように正当化されるのか？

論点 1) に関しては、1985年の段階では  $f^1$  電子配置の重い電子系を念頭に現象論的な理論を展開し、結晶場の基底状態と励起状態の二つの Kramers 2重項の間の分裂幅  $\Delta$  が重い準粒子のフェルミエネルギー  $E_f^*$  より十分大きいときは、“スピン”の保存則の破れの程度は、 $(E_f^*/\Delta)^2$  の程度で基本的に無視できるという結論であった<sup>10)</sup>。これはその後、楠瀬（博明）氏により不純物モデルに対する数値くりこみ群による計算で基本的に正しいということが確かめられた<sup>11)</sup>。ここでは、プレリミナリーな考察であるが、もう少し微視的な観点から格子形成による効果がどうなっているのかという結果について紹介したい。格子系では、異なる対称性をもつ  $f^1$  の結晶場状態であっても、広がった（たとえば平面波状態にある）伝導電子との混成を通じて“スピン”を反転させることが可能である。したがって、それがどの程度の大きさかということの評価が必要がある。そのためには、重い電子系の標準モデルである「周期アンダーソンモデル」が、結晶場の効果も考慮したときに、どのように構築されるかという議論が不可欠である。ただ、それはやや込み入った議論になるので、**附録**に回す。詳しい議論に興味のある方はそちらをご覧ください。結果は、“スピン”の保存則の破れは  $k_B T_K/D$  程度（ $k_B T_K$  はいわゆる近藤温度の程度のエネルギー、 $D$  は伝導電子のバンド幅の半分程度のエネルギーを表す）ということになった。それは1に比べてやはり十分小さい量ではあるが、以前の評価と比べると異なり、異なる機構によっているようである。今のところ、その理由はよく分からない。

論点 2) に関しては、1) で論じたように、フェルミ準粒子の“スピン”空間の等方性を破る“スピン”軌道相互作用の効果が小さいときには、式(1)で与えられる制限は強すぎると考えるのが自然であろう。まずは、“スピン”軌道相互作用の効果は無視して、クーパーペアの形成を議論し、それへの補正項として“スピン”軌道相互作用の効果を考えるというのがエコノミカルなアプローチだと考えられる。そのときに参考になるのは、式(1)の制限を緩めたときの超伝導ギャップの既約表現を議論した Ozaki-Machida 論文<sup>12)</sup> であろう。ただ、“スピン”軌道相互作用が何に比べて小さい必要があるかということとは自明ではない。実際、準粒子のスピン空間

#この発表は会議に参加していた Varma (Chandra) 氏の興味を引いたようで、私がベル研へ1年余り出張する契機になった。その意味でも感慨深い。

の対称性を破る「スピン軌道相互作用」のクーパペアの構造に与える影響は、それほど単純ではないことが、スピン3重項超伝導状態にあると考えられている Sr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> の微視的な議論から見る事ができる<sup>13,14)</sup>。そこでも、式(1)の制限を受けた超伝導ギャップの構造では狭すぎて実験結果と整合しないように思える。

## 附録

### <周期的アンダーソン模型>

最初に、重い電子系の標準的なモデルの一つである「周期的アンダーソン模型」の背景について考える。立方晶の場合を仮定して話を進める。立方晶の場合  $f$  電子の結晶場状態は  $\Gamma_7$  と  $\Gamma_8$  に分かれるが、 $\Gamma_7$  が基底状態で結晶場分裂が  $T_F^*$  より十分大きく  $f$  電子の状態としては基底状態だけを考慮すればよい状況を考える。 $\Gamma_7$  の状態は各運動量の固有状態  $|j, j_z\rangle$  を用いると

$$|\Gamma_7^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \left| \frac{5}{2}, \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{5}{6}} \left| \frac{5}{2}, \mp \frac{3}{2} \right\rangle \quad (2)$$

と表せる。まず、伝導電子との混成に関して  $f$  イオン1中心の問題を考える。簡単のため伝導電子は平面波で近似できるとすると、 $f$  イオンの中心を原点にとったときの  $f$  電子  $|\Gamma_7^\pm\rangle$  と伝導電子  $|\mathbf{k}\sigma\rangle$  の混成行列要素は、

$$\begin{cases} V_{k+7\uparrow} = v(k) \left[ -\frac{1}{\sqrt{42}} Y_3^{+2}(\hat{k}) + \frac{5}{\sqrt{42}} Y_3^{-2}(\hat{k}) \right]^* \equiv V_{k1} \\ V_{k-7\uparrow} = v(k) \left[ \frac{1}{\sqrt{7}} Y_3^{-3}(\hat{k}) - \frac{\sqrt{10}}{\sqrt{42}} Y_3^{+1}(\hat{k}) \right]^* \equiv V_{k2}^* \\ V_{k+7\downarrow} = v(k) \left[ \frac{1}{\sqrt{7}} Y_3^{+3}(\hat{k}) - \frac{\sqrt{10}}{\sqrt{42}} Y_3^{-1}(\hat{k}) \right]^* \equiv V_{k2} \\ V_{k-7\downarrow} = v(k) \left[ -\frac{1}{\sqrt{42}} Y_3^{-2}(\hat{k}) + \frac{5}{\sqrt{42}} Y_3^{+2}(\hat{k}) \right]^* \equiv -V_{k1}^* \end{cases} \quad (3)$$

と表すことができる。ここで、波数  $\mathbf{k}$ 、スピン  $|\sigma\rangle$  の平面波状態は

$$|\mathbf{k}\sigma\rangle = \sqrt{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l Y_l^{m*}(\hat{k}) \sqrt{4\pi} j_l(kr) Y_l^m(\hat{r}) |\sigma\rangle \quad (4)$$

であり、 $|j = 5/2, j_z\rangle$  ( $\ell = 3, s = 1/2, j = 5/2$ ) は  $|5/2, j_z\rangle$

$$= -\sqrt{\frac{7-j_z}{7}} Y_3^{j_z-\frac{1}{2}}(\hat{r}) |\alpha\rangle + \sqrt{\frac{7+j_z}{7}} Y_3^{j_z+\frac{1}{2}}(\hat{r}) |\beta\rangle, \quad (5)$$

であることを用いた。つぎに  $f$  イオンが周期的に並んでいる場合に拡張する。 $i$  サイトの  $f$  電子の  $m(=\pm 7)$  状態を  $|im\rangle$  と表すことにすると、

$$\langle im|\mathbf{k}\sigma\rangle = \langle im|e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}|\sigma\rangle = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} \underbrace{\langle im|e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)}|\sigma\rangle}_{\equiv V_{\mathbf{k}m\sigma}} \quad (6)$$

の関係が成り立つ。従って、 $N$  個の  $f$  電子 (サイト  $i$  と状態  $m$  で指定) と伝導電子 (波数  $\mathbf{k}$  とスピン  $\sigma$  で指定) の混成項は

$$\sum_{\mathbf{k}\sigma} \sum_{im} \langle im|\mathbf{k}\sigma\rangle c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger f_{im} + \text{h.c.} \\ = \sum_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \sum_{im} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} V_{\mathbf{k}m\sigma} f_{im} + \text{h.c.} \quad (7)$$

$$= \sum_{\mathbf{k}\sigma} \sum_m c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger V_{\mathbf{k}m\sigma} \underbrace{\sum_i e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} f_{im}}_{\equiv f_{\mathbf{k}m}} + \text{h.c.} \quad (8)$$

$$= \sum_{\mathbf{k}m\sigma} V_{\mathbf{k}m\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + \text{h.c.} \quad (9)$$

のように変形できる。従って、(相互作用しない)  $f$  電子と伝導電子とが混成する系のハミルトニアン  $H_0$  は

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}m} E_f f_{\mathbf{k}m}^\dagger f_{\mathbf{k}m} \\ + \sum_{\mathbf{k}m\sigma} \left( V_{\mathbf{k}m\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + \text{h.c.} \right) \quad (10)$$

と表すことができる。一定の  $\mathbf{k}$  の部分を取り出すと

$$\xi_{\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k}\uparrow} + c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k}\downarrow}) + E_f (f_{\mathbf{k}+}^\dagger f_{\mathbf{k}+} + f_{\mathbf{k}-}^\dagger f_{\mathbf{k}-}) \\ + [V_{\mathbf{k}1} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger f_{\mathbf{k}+} + V_{\mathbf{k}2}^* c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger f_{\mathbf{k}-} + V_{\mathbf{k}2} c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger f_{\mathbf{k}+} - V_{\mathbf{k}1}^* c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger f_{\mathbf{k}-}] \\ \text{となるが、2行目の} [\dots] \text{はカノニカル変換(従ってフェルミの交換関係を満たす)}$$

$$c_{\mathbf{k}+7}^\dagger \equiv \frac{V_{\mathbf{k}1} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger + V_{\mathbf{k}2} c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger}{\sqrt{|V_{\mathbf{k}1}|^2 + |V_{\mathbf{k}2}|^2}}, \quad c_{\mathbf{k}-7}^\dagger \equiv \frac{V_{\mathbf{k}2}^* c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger - V_{\mathbf{k}1}^* c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger}{\sqrt{|V_{\mathbf{k}1}|^2 + |V_{\mathbf{k}2}|^2}} \quad (12)$$

で定義される伝導電子の消滅演算子を用いると、 $[\dots] = \sqrt{|V_{\mathbf{k}1}|^2 + |V_{\mathbf{k}2}|^2} [c_{\mathbf{k}+7}^\dagger f_{\mathbf{k}+7} + c_{\mathbf{k}-7}^\dagger f_{\mathbf{k}-7}]$  (13) と表すことができる。また、式(11)の第一項のカッコの中は

$$(c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k}\uparrow} + c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k}\downarrow}) = (c_{\mathbf{k}+7}^\dagger c_{\mathbf{k}+7} + c_{\mathbf{k}-7}^\dagger c_{\mathbf{k}-7}) \quad (14)$$

と変形できる。結局、ハミルトニアン  $H_0$  は結晶場基底状態  $\Gamma_7$  の2重項を示すラベル  $m(=\pm)$  を用いて  $H_0 =$  (15)

$$\sum_{m=\pm} \left[ \xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}m}^\dagger c_{\mathbf{k}m} + E_f f_{\mathbf{k}m}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + V_{\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}m}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + \text{h.c.}) \right]$$

表すことができる。

周期的アンダーソン模型は  $H_0$  にオンサイトでの  $f$  電子間クーロン相互作用

$$U \sum_{i,mm'} f_{im}^\dagger f_{im} f_{im'}^\dagger f_{im'}$$

を加えたものである。そのハミルトニアン  $H_{\text{PAM}}$  は、波数表示で書くと、

$$H_{\text{PAM}} = \sum_{\vec{k}, m} [\xi_{\vec{k}} c_{\vec{k}m}^\dagger c_{\vec{k}m} + E_f f_{\vec{k}m}^\dagger f_{\vec{k}m} + (V_{\vec{k}} c_{\vec{k}m}^\dagger f_{\vec{k}m} + \text{h.c.})] + \frac{U}{N} \sum_{\vec{k}, \vec{k}', \vec{q}} f_{\vec{k}-\vec{q}+}^\dagger f_{\vec{k}'+\vec{q}-}^\dagger f_{\vec{k}'-} f_{\vec{k}+} \quad (16)$$

となる. このようにサイト当りの  $f$  電子数がほぼ 1 個で結晶場基底状態がクラマース 2 重項でかつ励起エネルギーが有効フェルミ温度より充分大きいときには, 伝導電子も含めて結晶場基底のラベル  $m$  ( $\equiv \pm$ ) でレベルを整理することができることになる. 即ち, ラベル  $m$  ( $\equiv \pm$ ) を “スピン” (擬スピン) の二つの成分と見なすことができる. そして, “スピン” は保存しているので, 式(16)で与えられる「周期アンダーソン模型」の準粒子には “スピン” 軌道相互作用はない(無視できる)と考えることができる. したがって, 準粒子の “スピン” 保存則は成立する.

### <結晶場励起状態の効果による準粒子の “スピン” 保存則の破れ>

つぎに, 励起結晶場状態を考慮するとき, 上記の “スピン” 保存則は破れるが, それがどの程度の破れであるかについて考える.

まず, 結晶場励起状態として立方対称の  $\Gamma_8(1)^\pm$  ( $\Gamma_8^\pm$  と略記)

$$|\Gamma_8^\pm\rangle = \sqrt{\frac{5}{6}} \left| \frac{5}{2}, \pm \frac{5}{2} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{6}} \left| \frac{5}{2}, \mp \frac{3}{2} \right\rangle \quad (17)$$

を採用する ( $\Gamma_8(2)^\pm = |5/2, \pm 1/2\rangle$  を用いても同様の議論ができる).  $\Gamma_8^\pm$  対称の  $f$  電子  $\Gamma_7^\pm$  と伝導電子  $|\mathbf{k}\sigma\rangle$  の混成行列要素は, 式(3)と同様に

$$\begin{cases} V_{\vec{k}+\mathbf{8}\uparrow} = v_8(k) \left[ -\sqrt{\frac{5}{42}}(Y_3^{+2}(\hat{k}) + Y_3^{-2}(\hat{k})) \right]^* \equiv V_{\mathbf{k}3} \\ V_{\vec{k}-\mathbf{8}\uparrow} = v_8(k) \left[ -\sqrt{\frac{5}{7}}Y_3^{-3}(\hat{k}) - \frac{1}{\sqrt{21}}Y_3^{+1}(\hat{k}) \right]^* \equiv V_{\mathbf{k}4}^* \\ V_{\vec{k}+\mathbf{8}\downarrow} = v_8(k) \left[ \sqrt{\frac{5}{7}}Y_3^{+3}(\hat{k}) + \frac{1}{\sqrt{21}}Y_3^{-1}(\hat{k}) \right]^* \equiv -V_{\mathbf{k}4} \\ V_{\vec{k}-\mathbf{8}\downarrow} = v_8(k) \left[ -\sqrt{\frac{5}{42}}(Y_3^{+2}(\hat{k}) + Y_3^{-2}(\hat{k})) \right]^* \equiv V_{\mathbf{k}3}^* \end{cases} \quad (18)$$

となる. 式(12)に対応して, 伝導電子のうち  $\Gamma_8^\pm$  対称性をもつ部分を生成する演算子は,

$$c_{\mathbf{k}+\mathbf{8}}^\dagger \equiv \frac{V_{\mathbf{k}3} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger - V_{\mathbf{k}4} c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger}{\sqrt{|V_{\mathbf{k}3}|^2 + |V_{\mathbf{k}4}|^2}}, \quad c_{\mathbf{k}-\mathbf{8}}^\dagger \equiv \frac{V_{\mathbf{k}4}^* c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger + V_{\mathbf{k}3}^* c_{\mathbf{k}\downarrow}^\dagger}{\sqrt{|V_{\mathbf{k}3}|^2 + |V_{\mathbf{k}4}|^2}} \quad (19)$$

と表すことができ, 式(15)に対応して  $\Gamma_8^\pm$  対称性をもつ  $f$  電子と伝導電子の混成効果を表すハミルト

ニアンは

$$H_0 = \sum_{m=\pm 8} [\xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}m}^\dagger c_{\mathbf{k}m} + (E_f + \Delta) f_{\mathbf{k}m}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + V_{8\mathbf{k}} (c_{\mathbf{k}m}^\dagger f_{\mathbf{k}m} + \text{h.c.})] \quad (20)$$

と表すことができる. ここで,  $\Delta$  は  $\Gamma_8$  結晶場状態の励起エネルギー,  $V_{8\mathbf{k}} \equiv \sqrt{|V_{\mathbf{k}3}|^2 + |V_{\mathbf{k}4}|^2}$  である.

式(15)と式(20)はともに “スピン” のラベルを保存する形に書いているので, 一見すると “スピン” の保存則は成り立つように見える. しかし, 式(12)と式(19)から分かるように, 生成消滅演算子  $c_{\mathbf{k}\pm 7}^\dagger, c_{\mathbf{k}\pm 8}^\dagger$  および  $c_{\mathbf{k}\pm 7}, c_{\mathbf{k}\pm 8}$  は  $c_{\mathbf{k}\uparrow}, c_{\mathbf{k}\downarrow}$  を通じて関係しているため, “スピン” のラベルは一般には保存しない. 同じ結晶場状態の間では 「スピン」 を反転する混成は起きないが,  $\Gamma_7$  と  $\Gamma_8$  の間では “スピン” を反転する混成が可能である. 実際,  $f^1$  状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^+$  と  $f^1$  状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^-$  の混成要素は

$$(V_{\mathbf{k}1}^* V_{\mathbf{k}2}^* - V_{\mathbf{k}2}^* V_{\mathbf{k}1}^*) / V_{\mathbf{k}}^2 = 0$$

となり混成は生じないが,  $f^1$  状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^+$  と  $f^1$  状態  $\mathbf{k}, \Gamma_8^-$  の間には混成要素

$$(V_{\mathbf{k}1}^* V_{\mathbf{k}4}^* - V_{\mathbf{k}2}^* V_{\mathbf{k}3}^*) / V_{\mathbf{k}} V_{8\mathbf{k}} \sim \mathcal{O}(1)$$

があるので, 混成することができるのである. これ以外に, “スピン” を反転しない混成が  $\Gamma_7$  と  $\Gamma_8$  の間で可能であり, その混成要素は,

$$(V_{\mathbf{k}1}^* V_{\mathbf{k}3}^* + V_{\mathbf{k}2}^* V_{\mathbf{k}4}^*) / V_{\mathbf{k}} V_{8\mathbf{k}} \sim \mathcal{O}(1)$$

で与えられる.

重い準粒子は基本的に  $f^1$  結晶場基底状態 ( $\Gamma_7^\pm$ ) から形成されており, 準粒子状態に占める伝導電子の重みは  $\sqrt{a_f} |V_{\vec{k}^\pm}| / \xi_{\vec{k}^\pm} \ll 1$  ( $a_f$  は  $f$  電子のくりこみ因子を表し, いわゆる近藤温度と  $k_B T_K \sim a_f |V|^2 / \xi_f$  の関係にある) で与えられる小さなものとどまる.  $f^1$  状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^+$  の準粒子がスピンを反転するためには, 先ず  $\mathbf{k}, \Gamma_7^+$  の伝導電子と混成し, その中に含まれる  $\mathbf{k}\uparrow$  および  $\mathbf{k}\downarrow$  の成分を通じて  $f^1$  結晶場状態  $\Gamma_8^-$  と混成し, さらに再び  $\mathbf{k}\uparrow$  および  $\mathbf{k}\downarrow$  の伝導電子との混成を通じて,  $f^1$  結晶場状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^-$  の準粒子に混成するという過程を経る必要がある. ( $f^1$  結晶場状態  $\Gamma_8^-$  を経ないと準粒子の  $\mathbf{k}, \Gamma_7^-$  状態へ混成することはできないことに注意.) したがって, 準粒子の状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^+$  と状態  $\mathbf{k}, \Gamma_7^-$  の重なり  $S(\mathbf{k}, \Gamma_7^+, \Gamma_7^-)$  は

$$\begin{aligned} S(\mathbf{k}; \Gamma_7^+, \Gamma_7^-) &\sim (\sqrt{a_f} |V_{\mathbf{k}}| / \xi_{\mathbf{k}^\pm}) \times [(V_{\mathbf{k}1}^* V_{\mathbf{k}4}^* - V_{\mathbf{k}2}^* V_{\mathbf{k}3}^*) / V_{\mathbf{k}} V_{8\mathbf{k}}] \times (\sqrt{a_f} |V_{\mathbf{k}}| / \xi_{\mathbf{k}^\pm}) \\ &\sim a_f \frac{V_{\mathbf{k}}^2}{D^2} \simeq \frac{k_B T_K}{D} \end{aligned} \quad (21)$$

と評価できる。ここで、 $\xi_{k_F}$ を伝導電子のバンド幅の半分  $D$  で近似した。典型的なパラメタ  $T_K \sim 20$  K,  $D/k_B \sim 10^4$  K に対する式 (21) は  $S(\mathbf{k}; \Gamma_7^+, \Gamma_7^-) \sim 2 \times 10^{-3}$  となり, “スピン”を反転する過程の割合は小さな値にとどまる。即ち,  $f^1$  基底結晶場からなるフェルミ準粒子の“スピン”の保存則の破れは  $3d$  元素と同程度かそれ以下と見なしてよい。

$f^2$  電子配置にもとづく重い電子系では, Refs. 15,16 で議論されているように,  $f^2$  状態を形成する二つの  $f^1$  結晶場状態の有効エネルギー準位は(重い電子が実現するような状況では強相関効果によって) 基本的に縮退する。しかし, 上記の議論はそのまま適用できる。つまり, 重い準粒子に関与する二つの  $f^1$  結晶場状態と伝導電子の混成はくりこみ効果による抑制を受けて  $a_f (\ll 1)$  だけ小さくなるからである。

#### 参考文献

- 1) F. Steglich *et al.*: Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1892.
- 2) C. Yu and P. W. Anderson: Phys. Rev. B **29** (1984) 6165.
- 3) P. W. Anderson: Phys. Rev. B **30** (1984) 4000.
- 4) G. E. Volovik and L. P. Gor'kov: JETP Lett. **39** (1984) 674; Sov.-Phys. JETP **61** (1985) 843.
- 5) K. Ueda and T. M. Rice: Phys. Rev. B **31** (1985) 7114.
- 6) E. I. Blount: Phys. Rev. B **32** (1985) 2935.
- 7) K. Miyake: J. Phys.: Condens. Matter **15** (2003) L271.
- 8) 1986 年までの状況については, たとえば, 以下を参照: K. Miyake: J. Magn. Magn. Mater. **63&64** (1987) 411.
- 9) H. R. Ott *et al.*: Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1915.
- 10) K. Miyake : in *Theory of Heavy Fermions and Valence Fluctuations*, edited by T. Kasuya and T. Saso, Springer Series in Solid State Sciences, Vol. 62 (Springer, Berlin, 1985), p. 256, §4.
- 11) H. Kusunose: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 2157.
- 12) M. Ozaki and K. Machida: Phys. Rev. B **39** (1989) 4145.
- 13) Y. Yanase and M. Ogata: J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 673.
- 14) Y. Yoshioka and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 074701.
- 15) H. Ikeda and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 3714.
- 16) H. Kusunose and H. Ikeda: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 405.

## アップサラ滞在想起

鈴木 通人 日本原子力研究開発機構  
システム計算科学センター



神戸大学で博士号を取得した年の2006年度終盤、博士後期程修了後の進路に関して相談していた指導教官の播磨先生が言われました。

「君、アップサラ行く？」

世界地理に疎く、スウェーデンにあるアップサラという街の存在を知らなかった私は、

「はぁ、アップサラ・・・何ですか、それ？」

と間の抜けた返事をしていました。こんなやり取りに始まり、後にアップサラ大学で私のボスになる Peter Oppeneer がだしていたポストドク募集を紹介して頂いたのをきっかけに、2007年夏から結果的に3年の間、アップサラの街で研究生生活を送ることになりました。当時の私ほどでないにしても、北欧にはなじみの薄い人が多いと思うので、本稿では、研究生生活を含む生活全般について書いてみたいと思います。

私がスウェーデンに渡った年はスウェーデンの生物学者であり、植物分類学の父として知られるカール・フォン・リンネの生誕300年を祝して記念行事が開催され、日本からも天皇后陛下が出席されていました。私が滞在したアップサラは、人口約13万人のスウェーデン国内で4番目に大きな街で、1477年に端を持つ北欧最古の大学であるアップサラ大学を中心とする大学街です。私が働いていたオングストローム研究所も大学の付属研究所で、博士後期課程に当たる学生とポストドク、助教以上のスタッ

フ研究員から構成されています。私が所属していたのは、第一原理計算を中心とする物性理論グループで、4,5人のスタッフ研究員が各自の研究チームをまとめていました。学生を含む全ての研究者がヨーロッパ、アジア諸国から集まり、ポストドクには小さいながらも部屋が与えられ、研究環境はとて良かったと思います。朝は平均して皆さん早めに来て各自の研究をはじめ、朝10時のコーヒータイムと週2回午後3時に開催されるお茶会(Fika)で休憩をとり、帰宅は早めで、毎日午後7時過ぎまで働くようなポストドクはもれなくハードワーカーとして重宝されます。

北欧4国のスウェーデン・フィンランド・デンマーク・ノルウェーはそれぞれ固有の言語を持ちますが、スウェーデンでは大半の人が英語を話せるため、英語ができれば生活に大きな不自由はないと思います。とはいえ、私自身は滞在当初から英語が流暢に話せたわけでもなく、1年半位は同僚とのコミュニケーションや研究発表にも苦労していました。研究所がスウェーデン語の学習を推進していたので、英語のやりとりがなんとか様になって来た頃に少しかじりましたが、今、即座に思い出せるのは、"Hey (ヘイ; こんにちは)" と "Tack (タック; ありがとう)" の2語のみです。余談ですが、向こうでは通常、同僚・上司問わずお互いをファーストネームで呼び合うので、当時のボスの Peter Oppeneer に向かって"ヘイ、ピーター!"と挨拶することになり、滞在当初はこの軽薄な響きに抵抗がありましたが、一度馴染むと、他国開催の国際会議で初対面の相手に向かってこの安易な挨拶、ヘイ、が口をついて出てしまい、ひやひやしたものです。

アップサラは歴史ある街で、大聖堂をはじめとする教会やアップサラ城、ヴァイキング時代の石碑や、郊外の古墳など、様々な時代の形跡を見てとることができます。スウェーデンの首都であるストックホルムには電車で45分ほどの距離で、日本でいえば大阪と京都を行き来する位の感覚でしょうか(ただし



街のどこからでも見える、北欧最大級のアップサラ大聖堂。

電車は1時間に1,2本)。また、ウプサラ大学は、リンネやオングストロームやセルシウスをはじめ、多くの科学者を排出しています。

北欧と聞いて多くの日本人が連想するのは日の沈まない白夜や厳しい極寒の地での生活だと思います。実際、夏至に近くなると夜もほとんど日が沈まず、多くの人がテラスで食事をとり、湿気の少ないすがすがしい空気の中、幸せそうに日光浴を楽しみます。6月終わりの夏至を祝う夏至祭は、スウェーデンの一大行事にもなっています。また、冬は気温が-20度を下回ることもあり、外出すると鼻水や口中の水分が凍りつく貴重な体験ができます。でも日常はセントラルヒーティングで管理された建物にいるのがほとんどなので、寒さを意識する機会は日本の冬より少なかったと思います。問題は日照時間です。当然ですが、明るい夏があれば暗い冬があります。そして、天候と気候を考えると、スウェーデンで明るく快適な季節は5月から7月終わりまでの3カ月。8月も半ばを過ぎると徐々に曇りの日が増え、太陽の最高到達点が下がり始め、スウェーデン人のテンションも下がり始めます。12月には朝9時頃に日が昇り始め、午後3時には真っ暗です。30年生きてきて太陽のありがたみを感じたのは初めてでした。ちなみにこの期間、研究がややはかどります。

食べ物は、日本に比べて乳製品やソーセージの種類が豊富ですが、野菜や魚介類の種類は圧倒的に少なく、妻が毎日の献立に頭を悩ませていました。また、アルコール類の販売に関する規制が強く、基本的に酒は数少ない国営の酒場（基本平日のみの営業で午後6時には閉店）でしか購入できず、タバコは今の日本に比べてもかなり高価なため、酒飲みとヘビースモーカーの長期滞在はつらいものになるかもしれません。

夏になると多くの人が長い冬のうっ憤を晴らしに長いバケーションを取り、研究所の平均人口が激減します。私自身、滞在初めは長めの休暇を取ることに罪悪感がありましたが、そんな遠慮は間もなく消え去り、滞在を終えてみれば多くのスウェーデン国内他、十カ国以上のヨーロッパ諸国を旅していました。特に印象深かったのは、スロヴェニアやクロアチアといった、普段日本からはなかなか旅行の対象にならない国や、スウェーデン北方でのオーロラ観測、ノルウェーのフィヨルドのような大自然に接す



ノルウェーのフィヨルド見学にて。

ることができたことです。このようなメリハリある研究生生活の中で、研究についてまともな着想があったのは、休暇の後（又は休暇中）だったような気がします。

また幸運にも、私のスウェーデン滞在中に小林、益川、南部先生方がノーベル物理学賞を、下村先生がノーベル化学賞を受賞され、日本人のノーベル賞受賞講演を直接聞けるという貴重な機会に恵まれました。毎年ストックホルム大学の受賞講演後にオングストローム研究所の大講堂でも講演が行われるのですが、その年はウプサラには来ないということだったので、仕事を休んでストックホルム大学まで行きました。会場にはスウェーデン在住の日本人研究者が分野を問わず講演を聞きに来ていました。

このような生活を経て迎えたウプサラ3度目の冬は大寒波。そろそろ日本に帰りたと思うようになり、就職先を探し始めました。探し始めた矢先に採用して頂いたJAEAには感謝しています。こうして、2010年6月、ヴィクトリア王女の結婚式と滞在最後の夏至祭を観光した直後に帰国という、抜群のタイミングで海外生活を締めくくりました。北欧での研究生生活の執筆を依頼されたのに、研究に関する記述がほとんどありませんでしたが、今思えば3年という期間は、研究を含む海外の生活を十分に体感する上で最適な期間だったように思います。いつかまた行きたいです。良い季節に。

最後に、このような貴重な経験をするきっかけを与えて頂いた神戸大学の播磨先生、スウェーデンからの帰国に際して受け入れを決めて頂いた原研システム計算科学センターの村松センター長、町田研究主幹を始めとする皆様にお礼申し上げます。

## 磁化測定に関する文献など

榊原 俊郎 東京大学物性研究所



編集委員より、磁化などの熱力学量の物性測定について図書の紹介をせよとの依頼があった。何を書くべきがよく分からないが、自分の知っている事以外は書けないので、磁化測定装置について経験をもとに昔話を交えて書いてみたいと思う。

磁化測定の歴史は古く、M. Faraday が物質の反磁性を発見したのは 1845 年、P. Curie がねじり秤を用いた高感度の磁力計を開発し常磁性のキュリー則や強磁性転移を発見したのが 1895 年頃とされている。筆者が大学院生の頃（1980 年前後）ではまだ、これらの初期の実験装置の発展形である磁気天秤が磁化率測定の主流であった。筆者が学生時代を過ごした阪大・伊達研究室にも、水冷式の電磁石に取り付けられた Cahn のガラス容器の天秤があったのを記憶している。これらの古典的な磁化測定法については、H. Zilstra: “Experimental Methods of Magnetism”, Vols. 1 and 2, ed. E. P. Wohlfarth (Wiley, New York, 1967) や近角聡信編集：実験物理学講座 17「磁気」（1968, 共立出版）が詳しい。

超伝導マグネットの普及に伴い、磁化測定法は力の測定から誘導起電力を測定する方法へと変わっていった。後者で代表的なのは振動試料法（Vibrating Sample Magnetometer, 略して VSM）と引き抜き法である（これらについても Zilstra の本で触れられている）。筆者は助手時代を過ごした物性研で引き抜き法の装置を製作し、その後北大に移ってからは Princeton Applied Research 社の VSM を使用する機会を得た。ところで VSM を発明したのは MIT にいた S. Foner である（“Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer”, Rev. Sci. Instrum. 30 (1959) 548）。先日文献を検索してみたところ、本人による VSM 発明 40 周年の記念講演の論文を見つけた（S. Foner, “The Vibrating Sample Magnetometer: Experiences of a Volunteer”, J. Appl. Phys. 79 (1996) 4740）。この論文では、VSM の開発の経緯やその後の発展についても書かれてあって興味深い。

1990 年以降は SQUID を用いた Quantum Design

社の磁化測定装置 MPMS が急速に普及し、現在ではこれが半ば世界標準となってしまったが、今でも 7 T を越える定常磁場下で磁化測定を行おうとすれば、引き抜き法や VSM の装置を自作するしかない。これらの装置の測定原理に関する比較的最近の解説書としては近桂一郎・安岡弘志編：実験物理学講座 6「磁気測定 I」（2000, 丸善）がある。また装置の技術面をより詳しく説明した書物としては三浦登責任編集：実験物理学シリーズ「強磁場の発生と応用」（2008, 共立出版）がある。以上は主に 1.5 K 以上の温度領域での磁化測定法の紹介であるが、引き抜き法や VSM は比較的容易に  $^3\text{He}$  直浸型クライオスタットと組み合わせることが出来るので、 $^3\text{He}$  ガスを大量に購入する資金があれば 0.5 K 付近までの測定は可能である。実際に  $^3\text{He}$  冷凍機で VSM の実験を行った最初の例が N.F. Oliveira and S. Foner, “Operation of Conventional Vibrating Sample Magnetometer at  $^3\text{He}$  Temperatures and High Magnetic fields”, Rev. Sci. Instrum. 43 (1972) 37 にある。この  $^3\text{He}$ -VSM はその後、MIT の Francis Bitter National Magnet Lab にあった水冷式ビッターマグネットにも乗せられ、20 数テスラで 0.5 K までの磁化測定が行えるようになっていた。筆者も北大に移る直前に、この磁化測定装置を使う目的で物性研強磁場（当時）の三浦先生と Foner のいる MIT の Magnet Lab を訪れ、共同実験を行った経験がある（写真）。

さて、希釈冷凍機を用いた磁化測定装置に話題を移そう。1989 年 4 月、筆者は北大理学部物理教室の都福仁教授の研究室に助教授として赴任した。当時はちょうど重い電子系の研究が盛んになってきたところで、国内では糟谷先生を代表とする科研費重点領域研究 (1)「アクチノイド化合物の物性研究」が進行中であった。重い電子系物質の研究のためには 100 mK 以下まで冷却出来る磁化測定装置が必要であると考えたが、当時国内には 500 mK 以下で測定のできる装置はなかった。そのころの海





写真: ビッター型水冷マグネットと<sup>3</sup>He VSM. 写真左は三浦先生. 1989年1月27日, MIT-FBNMLにて筆者撮影.

外の文献を見ると, グルノーブルの Carley Paulsen らが希釈冷凍機に SQUID を組み込んだ装置で 150 mK, 8 T までの磁化の温度変化の測定を行っていた (C. Paulsen *et al.*, “Low-Temperature Properties of the Heavy-Fermion Compound CeRu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> at the Metamagnetic Transition”, *J. Low Temp. Phys.* **81** (1990) 317. この測定では引き抜きを行っていないので, 磁化の温度変化分のみが得られている). またカールスルーエの Löhneisen らが VSM と希釈冷凍機を組み合わせた装置で 100 mK, 6 T までの磁化測定の結果を報告している (H.G. Schlager *et al.*, “Magnetic Ordering in CeCu<sub>6-x</sub>Au<sub>x</sub> Single Crystals: Thermodynamic and Transport Properties”, *J. Low Tem. Phys.* **90** (1993) 181). 都研究室でも SQUID 磁束計を希釈冷凍機に組み込んで極低温の磁化率を測定しようという試みがあり, SQUID のエキスパートである Carley や Miguel Ocio 氏 (当時 CEA Saclay) を招いて高磁場中で SQUID を使用する技術を学ぶとともに装置の試作を始めた. しかし SQUID で試料の磁化の絶対値を決めるためにはどうしても検出コイルの中で試料を動かさなければならないが, 当時あった据え置き型の希釈冷凍機ではこれが非常に困難であることがすぐに明らかとなった.

希釈冷凍機+SQUID の計画が行き詰まっていたころ, ふと MIT を訪問したときに見た装置のことを思い出した. それはビッター型水冷マグネットに入れて使うファラデー法の磁化測定装置で, 薄

いガラス電極で出来たキャパシターの上に試料を乗せ, 磁場中心から垂直方向に少し外れた位置にセットすることにより試料に働く力を電気容量の変化から測定するものであった (A.G. Swanson *et al.*, “Diaphragm Magnetometer for DC Measurements in High Magnetic Fields”, *Rev. Sci. Instrum.* **61** (1990) 848). 訪問当時は, 磁場勾配の再現性が難しいことに加えて磁場勾配の大きさが中心磁場とともに変化するので高精度な測定には向かないな, という印象であり興味を持たなかった. しかし磁場勾配の発生に専用のコイルを用いれば, 希釈冷凍機の中にキャパシターを組み込んで高精度の極低温磁化測定が行えるのではないかと思いついた. いろいろ調べてみると, 超伝導マグネットで磁気天秤を用いた磁化測定を行うための勾配コイル付きマグネットが製作されていることがわかった (宮台朝直他, 「磁場勾配コイルつき超伝導マグネットを用いた磁気天秤」*固体物理* **16** (1981) 169). そこで磁場勾配コイルつき超伝導マグネットとキャパシタンス式ファラデー法を組み合わせた極低温磁化測定装置の開発で科研費一般 B を申請し, 採択された. 1992 年のことである. この科研費では Cryomagnetics 社の 9 T Faraday Magnet (単体) と Andeen-Hagerling 社のデジタルキャパシタンスブリッジ Model 2500 を購入した. マグネットは研究室にあった Oxford のかなり旧式の希釈冷凍機に自前で取り付け, 実際に装置開発を始めてみるといろいろと難しい問題に直面した. 当初ダイアフラム型キャパシターやカンチレ

バー型のキャパシターを試みたが、 $\text{CeB}_6$  など異方性の大きい試料を測ると磁気トルクの影響が大きすぎて全く使い物にならなかった。そこで試行錯誤の末、トルクに強いワイヤー 8 点支持型のキャパシターを考案した。それでもトルクやメインコイルの磁場不均一によるバックグラウンドが無視出来なかったが、磁場勾配オンのデータとオフのデータの差を取ることで正しく磁化を得ることに成功し、何とか研究期間内に 200 mK 以下の温度で実用的な磁化測定が行えるレベルにまでこぎ着けることが出来た。これら当時の装置開発の状況については、**榊原他**, 「キャパシタンスブリッジを用いた高感度磁化測定」**固体物理 28 (1993) 919** (ここでは 4.2 K の実験まで) および **T. Sakakibara et al.**, “Faraday Force Magnetometer for High-Sensitivity Magnetization Measurements at Very Low Temperatures and High Fields”, **Jpn. J. Appl. Phys. 33 (1994) 5067** を参照されたい。前出の「強磁場の発生と応用」にも筆者による簡単な紹介がされている。この 9 T の磁化測定装置は今でも北大で健在のようである。

2000 年に筆者が物性研に移ってからはキャパシタンス式ファラデー法磁化測定装置にさらに改良を加え、現在では 50 mK, 15 T までの測定が常時可能となっている。最後に現在進展中あるいは今後計

画している装置改良に関連して 2 点ほど述べておきたい。まず 1 つに、最近  $\text{YbAl}_3\text{C}_3$  など高々 100  $\mu\text{g}$  程度の微小結晶試料を測る必要性が生じてきた。これまでの装置 (実用感度は  $10^{-4}$  emu 程度) でもたくさん結晶を集めれば測定は可能であるが、異方的な系の磁場誘起転移を調べたい場合には、複数の試料を乗せて測るとミスアライメントのために転移磁場が見かけ上分裂して見えたりして厄介である。そこで単一の微小結晶試料の測定ができるように、装置の感度を  $10^{-6}$  emu 程度 (磁化率にして  $10^{-10}$  emu 程度) にまで引き上げることを計画している。このためにキャパシターの構造や材質を改良中である。一方、この装置で金属 Al の核スピン磁化を測ることによって、100 mK, 10 T の領域で抵抗温度計の磁場中校正が可能である。少し前になるが、予備的な実験を行った結果を広島で行われた LT23 の会議で紹介した (**A. Harita et al.**, “Measuring Nuclear Magnetization in Strong Magnetic Fields”, **Physica B 329-333 (2003) 1582**)。現在、その実用化に向けてテストを行っている。これらの新しい発展についても、いずれ論文にまとめたいと考えている。

以上、雑談めいた話になってしまったが、何かのご参考になれば幸いである。

## 新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」

### 第3回研究会の報告

世話人代表 榊原 俊郎 東京大学物性研究所



3月11日の東日本大震災では柏の物性研の建物や設備に大きな被害は無かったものの、その後実施された計画停電のために4月初めごろまで物性研における研究活動の多くがストップした。また物理学会がキャンセルになるなど様々な行事が中止となった。このような中、柏での研究会も一時は危ぶまれたが、4月23日に神戸大で開かれた総括班会議において、当初の予定どおりに実施したいという上田領域代表の意向にそって6月23日から3日間の開催が決定された。夏場に向かって計画停電がまた実施されるのではないかと心配はあったが、節電の効果もあって幸い電力事情は悪化せず、予定通り開催することができた。このようなわけで本研究会は大震災後に物性研で開かれた初めての大規模な学術集会となった。

プログラムの編成は、新たに採択された公募研究代表者25名に加えて、口頭講演希望者のなかから16名を選んでセッションを組んだ。またポスター講演は全部で121件に上った。したがって話題は非常にバラエティに富んだものとなり、その全てを振り返ることはとても出来ない。ここでは2つの話題について感想を述べたい。

まず  $URu_2Si_2$  に関して、たまたま物性研に滞在中であった Broholm 氏を含めて6件の講演があり、最近の研究の進展についての総合的な話を聞くことができたと思う。 $URu_2Si_2$  の興味の対象はもっぱら 17.5 K における Hidden order (HO) の解明にある。理論面では局在  $5f$  電子描像に基づいた楠瀬氏の電気十六極子秩序のシナリオが説得力あるように思えた。基本的なアイデアは一年ほど前にでた Haule&Kotliar の singlet-singlet 結晶場基底状態に基づく理論と同じだそうである。彼らの論文があることは知っていたが難しそうに見えたので読んでいなかった。これに対し楠瀬氏の話は大変分かりやすいものであった。更に遡ると北大の大川氏が13年ほど前に提案した  $T_3$  doublet 基底状態に基づく反強四極子と反強磁性の競合モデルと根本的な発想は同じであると聞いて、なるほどと納得した次第である。この十六極子秩序のシナリオが正解かどうかをいかに検証するかが実験家に課せられた大きな課題であろう。一方、芝内氏は磁気トルクやサイクロトロン共鳴の見事な実験から HO 相で面内4回対称性が破れていると報告した。この結果は十六極子秩序モデルとは簡単には整合しないので、実験で観測された2回対称の起源の解明がぜひ望まれる。藤本氏は HO のモデルとしてスピネマチック相を提案し、磁気トルクの2回成分の温度依存性がよく再現できることを示した。しかしこのモデルでは  $URu_2Si_2$  の特徴である  $c$  軸方向の強いイジング異方性の説明が難しそうである。横山氏による、一軸応力や Rh 置換効果における HO 相と反強磁性相の競合関係の実験結果も大変興味深いものであった。静水圧も含めた全ての実験データは  $cla$  の比が2相の競合関係を大きく左右する重要なパラメータになっていることを示しているが、なぜ正方晶の系でそのような性質が現れるのか大変不思議である。このほか、Broholm 氏による常磁性・HO・反強磁性各相における大変綺麗な中性子非弾性散乱のデータや、立岩氏による非常に精密な圧力下の電気抵抗のデータなどが紹介された。全体として、楽観的過ぎるかもしれないが HO 相の解明がそう遠くない印象を受けた。

もう1つ特筆すべき話題として、異方的超伝導体  $UPt_3$  ( $T_c = 0.54$  K) の2つの磁場回転の実験をあげたい。この物質は A (高温相)、B (低温低磁場相)、C (低温高磁場相) の3つの異なる超伝導相を有する、重い電子超伝導体の典型物質である。この系は  $URu_2Si_2$  と同じくらい古くから研究されていて、スピン三重項超伝導が実現していることが期待されている。これまでに様々なギャップ関数が提案されているが、未だ確定していなかった。多くのモデルでは B 相のギャップ関数は  $c$  軸まわりに回転対称であるのに対し、A および C 相では2回ないし4回の対称性が予想されている。そこで低温の B 相と C 相について回転磁場下の比熱や熱伝導度の測定から準粒子励起の異方性の違いを調べれば、ギャップ関数が決定できるはずである。物性研の橘高氏らは  $UPt_3$  の回転磁場中の比熱測定を行い、予想に反して B 相 C 相ともに角度振動が見えないことを報告した。ただし  $UPt_3$  の比熱には低温で核のショットキー比熱のような寄与があるために、測定は 70mK 以上の温度領域で行われた。C 相で異方性が見えない理由としては、超伝導秩序変

数がドメインを形成していることが考えられる。これに対して、東工大の町田氏らは回転磁場中の熱伝導率の測定から C 相が 2 回対称であることを見だし、ギャップ関数をこれまであまり予想されていなかった  $E_{1u}$  の  $f$  波であると結論した。非常に驚きかつ意外だったのは、2 回対称性が 65 mK 以下の低温においてのみ現れることである。なぜ 65 mK 以下で単一ドメインが選択されるかは十分に明らかではないが、少なくとも両実験結果に矛盾はない。UPT<sub>3</sub> のギャップ対称性がこれで確定したとすると、本領域の大きな成果の 1 つとなると思う。

ポスドクや大学院生など若手の研究発表が大変多かったのも今回の研究会の特徴である。そこで研究代表や分担、連携など領域の直接の関係者以外の若手の発表の中から、特に優れたものや印象に残ったものを数件ピックアップして本号のニュースレターに記事を書いてもらうことになった。選考はニュースレター編集委員による投票で行われたが、多くの若手の名前が挙がって激戦であったそうである。選考の結果、町田洋氏（東工大院理工）、石井勲氏（広大院先端物質）、山中里奈氏（東大物性研）、森田恭平氏（神戸大院理）、星野晋太郎氏（東北大院理）の 5 名の方々が選ばれた。

今回の研究会では受付名簿に記録された参加者が 238 名に上る予想外の大盛況となった。そのため会場に収まりきれなかったり、スクリーンが見づらかったりして参加者にはご不便をおかけしてしまった。また研究会の期間中 6 月にしては珍しく真夏日が続き、特にポスター講演当日は猛暑に見舞われ、会場は大変な暑さとなってしまった。今にして思えば、ポスター講演の時間帯を夕方にするなどの対策が必要であったかと思う。ともあれ、アンケートでは殆どの方から有意義な研究会であったと評価していただいた。最後に、研究会の準備や運営に協力してくれた物性研のスタッフや院生の方々に御礼申し上げたい。



## プログラム

日時：平成 23 年 6 月 23 日（木）13 時～6 月 25 日（土）15 時

場所：東京大学柏キャンパス

口頭発表会場：物性研究所 6F 大会議室（23 日，25 日），総合研究棟 6F 大会議室（24 日）

ポスターセッション会場：物性研究所 6F（24 日）

6 月 23 日（木）午後

13:00 上田 和夫（東大物性研） はじめに

### 23a URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 座長：榊原 俊郎

13:10 芝内 孝禎（京大院理） サイクロトロン共鳴による URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の隠れた秩序相における電子構造の決定 (23a1)

13:30 Collin Broholm (Johns Hopkins Univ.) URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の 3 つの相における磁気励起 (23a2)

13:50 横山 淳（茨城大理） URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の隠れた秩序状態と結晶歪みの関係 (23a3)

14:10 立岩 尚之（原子力機構先端基礎） ウラン化合物の圧力誘起相転移の研究 (23a4)

14:30 休憩（20 分）

### 23b 理論 I 座長：播磨 尚朝

14:50 楠瀬 博明（愛媛大院理工） URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> における電気 16 極子秩序の可能性 (23b1)

15:10 藤本 聡（京大院理） スピン軌道相互作用と電子相関効果の絡み合いによる新奇物性 (23b2)

15:30 求 幸年（東大院工） 近藤格子系における電荷密度波形成の高精度変分モンテカルロ法による研究 (23b3)

15:50 渡辺 真仁（阪大院基礎工） Ce および Yb 系重い電子系における臨界価数ゆらぎの役割 (23b4)

16:10 休憩（20 分）

**23c QCP** 座長：倉本 義夫

- 16:30 中辻 知 (東大物性研) 4f電子系におけるスピン液体と量子臨界現象 (23c1)  
 16:50 関山 明 (阪大院基礎工) RECu<sub>2</sub>Ge<sub>2</sub> (RE = La, Ce) の軟 X 線角度分解光電子分光による 3 次元フェルミ面 (23c2)  
 17:10 大貫 惇睦 (阪大院理) 準結晶の近似体 RCd<sub>6</sub> の磁性 (23c3)  
 17:30 岡崎 竜二 (名大院理) モット絶縁体 Ca<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub> における非線形伝導現象 (23c4)

6月24日(金) 午前

**24a カゴ状物質 I** 座長：大貫 惇睦

- 9:00 西岡 孝 (高知大理) YbFe<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> 型 Ce 化合物における奇妙な相転移 (24a1)  
 9:20 世良 正文 (広大院先端物質) CeT<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> における *ac* 面, *bc* 面の異常について (24a2)  
 9:40 木村 真一 (分子研) CeM<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> (M = Ru, Os) の電子構造変化による磁気転移 (24a3)  
 10:00 広井 善二 (東大物性研) アインシュタイン固体 A<sub>x</sub>V<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> (A = Ga, Al, Y) における超伝導 (24a4)  
 10:20 休憩 (20 分)

**24b カゴ状物質 II** 座長：藤 秀樹

- 10:40 鬼丸 孝博 (広大院先端物質) Pr 内包カゴ状化合物で発現する超伝導と電子軌道自由度の相関 (24b1)  
 11:00 酒井 明人 (東大物性研) PrTr<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> (Tr = Ti, V) における四極子近藤効果の可能性 (24b2)  
 11:20 本多 史憲 (阪大院理) 量子臨界点における YbT<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> (T: Co, Rh, Ir) の物性と圧力誘起磁性 (24b3)  
 11:40 志村 恭通 (東大物性研) YbCo<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の磁場誘起秩序相 (24b4)  
 12:00 昼食

6月24日(金) 午後

13:20 PS1~PS121

**24c Yb 系** 座長：横谷 尚睦

- 15:20 小林 寿夫 (兵庫県立大院物質) 多重極限環境下 <sup>174</sup>Yb 放射光メスbauer分光法による YbAlB<sub>4</sub> の研究 (24c1)  
 15:40 光田 暁弘 (九大院理) 価数揺動系 YbPd における価数秩序の検証と圧力誘起重い電子物性 (24c2)  
 16:00 大原 繁男 (名工大院工) 新しい近藤格子系 Yb 化合物 YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X = Al, Ga) のフェルミ面研究 (24c3)  
 16:20 松本 洋介 (東大物性研) 価数揺動系  $\alpha$  -,  $\beta$  -YbAlB<sub>4</sub> における重い電子の形成と量子臨界現象 (24c4)  
 16:40 休憩 (20 分)

**24d 115 系** 座長：三宅 和正

- 17:00 中西 良樹 (岩手大院工) CeRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の静水圧力下超音波測定 (24d1)  
 17:20 松田 祐司 (京大院理) 人工 2 次元近藤格子の強結合超伝導 (24d2)  
 17:40 柳瀬 陽一 (新潟大理) CeCoIn<sub>5</sub> の人工超格子におけるエキゾチック超伝導：局所的に空間反転対称性が破れた超伝導と FFLO 超伝導 (24d3)  
 18:00 安岡 弘志 (LANL) NMR/NQR による超伝導体 PuCoIn<sub>5</sub> の研究 (24d4)  
 18:30 懇談会 東京大学柏キャンパス プラザ懇い

6月25日(土) 午前

**25a スクッテルダイト** 座長：佐藤 英行

- 9:00 興儀 護 (琉球大理) スクッテルダイト類似構造を持つ物質の重い電子状態と新奇物性の核磁気共鳴による研究 (25a1)  
 9:20 青木 勇二 (首都大院理工) 充填スクッテルダイト PrRu<sub>4</sub>P<sub>12</sub> の電荷秩序相における 4f 電子と核の複合状態 (25a2)  
 9:40 椎名 亮輔 (新潟大工) PrRu<sub>4</sub>P<sub>12</sub> の電荷秩序相における低温磁気抵抗の理論 (25a3)  
 10:00 柳澤 達也 (北大創成研究機構) 磁場に鈍感な重い電子系 SmOs<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> の超音波分散 (25a4)  
 10:20 休憩 (20 分)

**25b 理論 II** 座長：堀田 貴嗣

- 10:40 服部 一匡 (東大物性研) 多自由度フォノンと結合した強相関電子系 (25b1)  
 11:00 倉本 義夫 (東北大院) *f* 電子系の非自明な秩序と重い電子の形成 (25b2)  
 11:20 瀧本 哲也 (APCTP) トポロジカル近藤絶縁体 SmB<sub>6</sub> (25b3)  
 11:40 酒井 治 (NIMS) 4f 電子系の DMFT 電子構造計算 (25b4)  
 12:00 昼食

6月25日(土) 午後

**25c 超伝導** 座長：石田 憲二

- 13:20 川崎 慎司 (岡山大院自然) 重い電子系における量子臨界点由来の新奇超伝導相の核磁気共鳴法による研究 (25c1)  
 13:40 紺谷 浩 (名大理) 鉄系超伝導体における構造相転移および磁気相転移の起源 (25c2)  
 14:00 阿曾 尚文 (琉球大理) 空間反転対称性のない重い電子系超伝導体 CeIrSi<sub>3</sub> の磁気構造 (25c3)  
 14:20 橘高 俊一郎 (東大物性研) 重い電子系超伝導体 UPt<sub>3</sub> および CeIrIn<sub>5</sub> の角度分解磁場中比熱 (25c4)  
 14:40 町田 洋 (東工大理工) 熱伝導率測定から見た UPt<sub>3</sub> の超伝導対称性 (25c5)

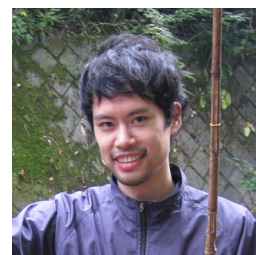
ポスター講演

- PS1 岡村 英一 (神戸大院理) 高圧・低温での赤外分光による  $f$  電子状態の研究  
 PS2 松村 武 (広大院先端物質) 極低温磁場中共鳴 X 線回折による  $f$  電子多極子秩序の研究  
 PS3 金子 真一 (東工大大院理工) 希釈冷凍機冷却 STM による超伝導研究  
 PS4 真岸 孝一 (徳島大院) 高圧合成  $\text{CeFe}_2\text{Sb}_{12}$  の Sb-NQR  
 PS5 宮崎 亮一 (首都大院理工) 充填スクッテルダイト超伝導体  $\text{Pr}(\text{Os}_{1-x}\text{Ru}_x)_4\text{Sb}_{12}$  におけるピーク効果の Ru 依存性  
 PS6 関根 ちひろ (室蘭工大理工) 充填スクッテルダイト化合物  $\text{SmRu}_4\text{P}_{12}$  の Sm サイト置換効果  
 PS7 前田 達矢 (首都大院理工) 充填スクッテルダイト化合物  $\text{SmOs}_4\text{As}_{12}$  の単結晶育成と物性評価  
 PS8 國利 洗貴 (首都大院理工)  $\text{YbOs}_4\text{Sb}_{12}$  の単結晶育成と物性測定  
 PS9 松平 和之 (九工大) 充填スクッテルダイト  $\text{LnOs}_4\text{P}_{12}$  における  $c$ - $f$  混成効果の研究  
 PS10 中野 智仁 (新潟大工) 超伝導体  $\text{LaOs}_4\text{P}_{12}$  の磁性不純物効果  
 PS11 五宝 健 (神戸大院理)  $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$  における多極子モーメントと電場勾配の理論的解析  
 PS12 松井 一樹 (室蘭工大理工) 非充填スクッテルダイト化合物  $\text{CoAs}_3$  の圧力誘起構造変化  
 PS13 松本 裕司 (原子力機構量子ビーム)  $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Ru}_2\text{Si}_2$  の Ce 希薄濃度での  $f$  電子の状態  
 PS14 筒井 智嗣 (高輝度光科学研究センター)  $\beta$ -パイロクロア化合物の X 線非弾性散乱  
 PS15 松原 毅 (東工大大院理工)  $\beta$ 型パイロクロア酸化物超伝導体  $\text{K}_{0.8}\text{Rb}_{0.2}\text{Os}_2\text{O}_6$  の温度-圧力-磁場相図  
 PS16 磯野 貴之 (東工大大院理工)  $\beta$ 型パイロクロア酸化物超伝導体における圧力印加による非調和性の増強  
 PS17 山浦 淳一 (東大物性研) パイロクロア酸化物  $\text{Cd}_2\text{Os}_2\text{O}_7$  の金属-絶縁体転移と磁気構造の研究  
 PS18 山浦 淳一 (東大物性研) パイロクロア酸化物におけるラットリング現象の研究  
 PS19 岡本 佳比古 (東大物性研) パイロクロア格子遍歴電子磁性体  $\text{YMn}_2\text{Zn}_{20-x}\text{M}_x$  ( $\text{M} = \text{In}, \text{Al}$ ) の構造と物性  
 PS20 梅尾 和則 (広大自然セ) 強磁性クラスレート  $\text{Eu}_8\text{Ga}_6\text{Ge}_{30}$  の特異な磁性の圧力効果: 11 GPa までの電気抵抗とホール効果, 磁化測定  
 PS21 古本 和哉 (神戸大院理) 単結晶クラスレート化合物  $\text{Ba}_3\text{Ga}_{16}\text{Sn}_{30}$  の Ga-NMR による研究  
 PS22 小野 坂篤 (東大物性研) カゴ状構造を有する超伝導体  $\text{A}_x\text{V}_2\text{Al}_{20}$  ( $\text{A} = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Y}$ ) の合成と物性  
 PS23 時吉 信太郎 (新潟大院自然) カゴ状物質  $\text{Mn}_3\text{Pd}_{20}\text{P}_6$  の低温物性  
 PS24 荒井 祥伍 (新潟大院自然) カゴ状物質  $\text{Mn}_3\text{Ni}_{20}\text{P}_6$  の磁気的性質  
 PS25 武田 直也 (新潟大工) カゴ状物質  $\text{Ni}_{20}\text{Al}_3\text{B}_6$  の低温物性  
 PS26 平田 靖透 (東大物性研) 空間反転対称性の破れた導電性イリジウム酸化物  
 PS27 福井 仁紀 (岡山大院自然) 光電子分光による  $\text{Rh}_{17}\text{S}_{15}$  超伝導体の電子状態研究  
 PS28 中井 祐介 (京大院理) NMR から見た鉄系超伝導体  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  における量子臨界点  
 PS29 家 哲也 (京大院理) 鉄系超伝導体  $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$  における反強磁性と超伝導の共存/競合  
 PS30 青木 優也 (東大物性研)  $\text{KFe}_2\text{As}_2$  の回転磁場中比熱と超伝導ギャップ構造  
 PS31 加瀬 直樹 (東大物性研) 比熱測定による  $\text{Y}_5\text{T}_6\text{Sn}_{18}$  ( $\text{T} = \text{Rh}, \text{Ir}$ ) の異方的超伝導ギャップ構造の決定  
 PS32 宇田川 眞行 (広大院総合)  $\text{YB}_6$  のラマン散乱  
 PS33 藤 秀樹 (神戸大院理)  $\text{LaT}_2\text{Zn}_{20}$  ( $\text{T} = \text{Ru}, \text{Os}$ ) の構造相転移に関する NMR による研究  
 PS34 長谷川 巧 (広大院総合科学)  $\text{LaT}_2\text{Zn}_{20}$  ( $\text{T} = \text{Ru}, \text{Ir}$ ),  $\text{LaT}_2\text{Al}_{10}$  ( $\text{T} = \text{Ru}, \text{Os}$ ) における格子振動の第一原理計算  
 PS35 雨海 有佑 (室蘭工大理工) 構造不規則型 Ce 合金の磁場中電気抵抗  
 PS36 小貫 真太郎 (新潟大院自然)  $\text{CePtSi}_2$  単結晶の輸送特性  
 PS37 北川 俊作 (京大院理) 二次元性の高い結晶構造を持った重い電子系物質  $\text{CeFePO}$  のメタ磁性的振る舞い  
 PS38 赤津 光洋 (新潟大院自然) 一軸圧超音波による  $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$  の IV 相の研究  
 PS39 荒木 新吾 (岡山大院自然)  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  の高圧力下ホール効果  
 PS40 村山 茂幸 (室蘭工大理工) 重い電子系  $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{Ru}_2\text{Si}_2$  の磁気的量子相転移  
 PS41 青木 晴善 (東大院理)  $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{Ru}_2\text{Si}_2$  の異常輸送現象  
 PS42 古川 はづき (お茶の水女子大学院)  $\text{CeCoIn}_5$  系の中性子小角散乱実験  
 PS43 酒井 宏典 (原子力機構先端基礎) NMR による  $\text{CeCoIn}_5$  の磁場誘起量子臨界挙動  
 PS44 阿野 元貴 (新潟大院自然) 超音波による希土類化合物  $\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Si}_6$  の近藤効果の研究  
 PS45 小野 宏基 (新潟大院自然) 単結晶  $\text{Ce}_3\text{Pd}_{20}\text{Si}_6$  の磁場中比熱  
 PS46 大原 繁男 (名工大理工) 重い電子系反強磁性体  $\text{Ce}_2\text{PdGa}_{12}$  の電気抵抗率への圧力効果  
 PS47 山下 哲朗 (名工大理工) 重い電子系物質  $\text{Ce}_3\text{Pt}_t\text{Ga}_{15}$  の非フェルミ液体的挙動  
 PS48 黒田 啓介 (神戸大院理)  $\text{CeCu}_6$  の高磁場 NMR による研究  
 PS49 松村 政博 (高知大理)  $\text{CeOs}_2\text{Al}_{10}$  の Al-NQR -  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$ ,  $\text{CeFe}_2\text{Al}_{10}$  との比較 -  
 PS50 湯谷 圭亮 (広大院先端物質) 反強磁性近藤半藤体  $\text{CeT}_2\text{Al}_{10}$  ( $\text{T} = \text{Ru}, \text{Os}$ ) における結晶場効果  
 PS51 小林 理気 (原子力機構量子ビーム)  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  の Rh 置換効果  
 PS52 近藤 晃弘 (東大物性研)  $\text{CeOs}_2\text{Al}_{10}$  の強磁場磁化と磁気相図  
 PS53 石賀 敏彦 (岡山大院自然) 高分解能光電子分光による  $\text{CeT}_2\text{Al}_{10}$  ( $\text{T} = \text{Fe}, \text{Os}$ ) の電子状態  
 PS54 室裕 司 (富山県立大工) 近藤半藤体  $\text{CeOs}_2\text{Al}_{10}$  における混成ギャップと相転移の Fe 置換効果  
 PS55 長野 克昭 (広大院先端物質)  $\text{LaRu}_2\text{Al}_{10}$  と  $\text{CeRu}_2\text{Al}_{10}$  のラマン散乱  
 PS56 高口 裕哲 (広大院先端物質)  $\text{CeTe}$  の圧力誘起反強四極子秩序  
 PS57 佐藤 由昌 (九大理工) 四極子秩序物質  $\text{PrPb}_3$  の磁場温度相図  
 PS58 牧山 駿 (九大理工) 結晶場基底状態に  $\Gamma_3$  二重項を持つ  $\text{PrInAg}_2$  の極低温磁化率測定  
 PS59 長澤 直裕 (広大院先端物質) Pr 内包カゴ状化合物  $\text{PrRh}_2\text{Zn}_{20}$  の非磁性結晶場基底状態  
 PS60 石井 勲 (広大院先端物質)  $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  における反強四極子秩序と磁場中相図

- PS61 荻田 典男 (広大院総合) PrRu<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> のラマン散乱
- PS62 小林 拓希 (東北大院理) PrT<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> (T = Ru, Ir) の結晶場準位
- PS63 東中 隆二 (首都大院理工) カゴ状物質 PrNb<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> の単結晶育成と低温物性測定
- PS64 中間 章浩 (首都大院理工) カゴ状金属間化合物 PrT<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> (T = Nb, Mo, Ta, W) の単結晶育成と物性測定
- PS65 大田 健雄 (東大院理) PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> の低温磁化測定
- PS66 大須 賀崇 (広大院先端物質) 希土類内包カゴ状化合物 RIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の構造, 四極子, 超伝導転移の圧力効果
- PS67 川村 幸裕 (室蘭工大理工) NdRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の磁場中比熱
- PS68 鈴木 孝至 (広大院先端物質) NdRu<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> の逐次相転移における弾性異常
- PS69 伊賀 文俊 (茨城大理) Sm ホウ化物の高圧合成による物質開発
- PS70 井村 敬一郎 (分子研) 価数揺動系 SmS の圧力下熱電能
- PS71 伊藤 孝 (原子力機構先端基礎) 立方晶  $I_3$  基底 SmX<sub>3</sub> (X = In, Sn, Pb) の秩序相の微視的研究
- PS72 中野 智仁 (新潟大工) 六方晶 R<sub>2</sub>Ni<sub>12</sub>P<sub>7</sub> (R = Sm, Gd-Lu) の低温物性
- PS73 稲見 俊哉 (原子力機構量子ビーム) X 線ラマン散乱による EuPd<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の価数転移
- PS74 小山 岳秀 (兵庫県立大院物質) NMR による EuPtP 価数転移の研究
- PS75 道村 真司 (原子力機構量子ビーム) 多極子秩序物質 DyPd<sub>2</sub>S<sub>4</sub> の共鳴 X 線散乱
- PS76 徳永 陽 (原子力機構先端基礎) TbCoGa<sub>5</sub> の NMR/NQR による研究
- PS77 穴田 泰士 (新潟大院自然) カゴ状物質 R<sub>3</sub>Co<sub>6</sub>Sn<sub>18</sub> (R = Ho, Er, Tm) の低温物性
- PS78 笹原 拓也 (新潟大院自然) TmCo<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の低温物性
- PS79 富田 崇弘 (日大文理) YbAl<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>B<sub>4</sub> における圧力誘起量子相転移
- PS80 Eoin O'Farrell (東大物性研) 重い電子系価数揺動物質  $\beta$ -YbAlB<sub>4</sub> におけるホール効果
- PS81 久我 健太郎 (東大物性研) 重い電子系価数揺動物質  $\alpha$ -YbAl<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>B<sub>4</sub> の磁性と価数変化
- PS82 竹内 徹也 (阪大低温センター) 重い電子系物質 YbCo<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の低温電子状態
- PS83 山中 里奈 (東大物性研) 銀系新材料圧力セルを用いた YbCo<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の圧力下・磁場中比熱測定
- PS84 保井 晃 (原子力機構量子ビーム) 軟 X 線角度分解光電子分光による YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の価電子帯構造
- PS85 三宅 厚志 (阪大極限量子) YbPd の圧力温度相図
- PS86 深澤 英人 (千葉大院理) YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X = Al, Ga) の NMR による研究
- PS87 平山 貴士 (東大物性研) YbNi<sub>3</sub>X<sub>9</sub> (X = Al, Ga) の圧力下物性
- PS88 出口 和彦 (名大院理) 強磁性超伝導体 UCoGe における遍歴強磁性
- PS89 服部 泰佑 (京大院理) 強磁性超伝導体 UCoGe における強磁性揺らぎと超伝導
- PS90 竹田 幸治 (原子力機構量子ビーム) 磁気円二色性による UCoAl のメタ磁性転移の研究
- PS91 軽部 皓介 (京大院理) <sup>27</sup>Al-NMR による UCoAl における 1 次相転移の臨界終点付近の磁性の研究
- PS92 野原 弘貴 (神戸大院理) UCoAl のメタ磁性転移近傍における NMR 測定
- PS93 広瀬 雄介 (阪大院理) UT<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> (T : Co, Ir) の強磁場磁化と圧力効果
- PS94 森田 恭平 (神戸大院理) 重い電子超伝導体 UBe<sub>13</sub> の低温 NMR
- PS95 小手川 恒 (神戸大院理) UGe<sub>2</sub> の量子臨界終点: 圧力下ホール効果測定
- PS96 伊藤 淳史 (東工大理工) 多重超伝導相をもつ UPt<sub>3</sub> における熱伝導率の磁場方向依存性
- PS97 川崎 郁斗 (原子力機構量子ビーム) 軟 X 線角度分解光電子分光による UPt<sub>3</sub> のバンド構造とフェルミ面
- PS98 中堂 博之 (原子力機構先端基礎) 重い電子系超伝導体 NpPd<sub>5</sub>Al<sub>2</sub> における <sup>237</sup>Np の核磁気緩和率
- PS99 服部 翠 (兵庫県立大院物質) URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> 隠れた秩序相における対称性低下検出の試み -NMR/NQR 測定 -
- PS100 横谷 尚睦 (岡山大院自然) レーザー角度分解光電子分光による UR<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の微細電子構造
- PS101 鈴木 通人 (原子力機構シ計セ) LDA+U 法による URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の多極子秩序下における電子状態研究
- PS102 山上 浩志 (京産大理) 強磁性 UFe<sub>2</sub> のコンプトンプロファイルの再考
- PS103 三宅 和正 (阪大院基礎工) 臨界価数ゆらぎ領域での超伝導と不純物効果増大の両立
- PS104 柴田 尚和 (東北大院理) RKKY 相互作用と近藤効果が競合する系における長距離揺らぎの重要性
- PS105 多田 靖啓 (東大物性研) 強磁性量子臨界点近傍における磁気的性質の再考
- PS106 山田 武見 (新潟大院自然) 動的平均場理論を用いた近藤半導体の電子状態とメタ磁性
- PS107 布施 貴裕 (首都大院理工) 動的平均場理論による非調和ホルスタイン模型の一次転移
- PS108 吉田 恒也 (京大院理) 遍歴 - 局在電子間相互作用による電荷密度波の形成と相競合
- PS109 押川 正毅 (東大物性研) 非一様極限からのハイゼンベルグ・近藤格子
- PS110 服部 一匡 (東大物性研) 四面体アンダーソン模型の非フェルミ液体臨界点と非遮蔽相
- PS111 星野 晋太郎 (東北大院理) 2 チャンネル近藤格子の新しい秩序状態と 1 粒子スペクトル
- PS112 鶴田 篤史 (阪大院基礎工) 2 チャンネルアンダーソン格子模型における電気抵抗の  $T$  依存性から  $\sqrt{T}$  依存性へのクロスオーバーについて
- PS113 大槻 純也 (東北大院理) SU(2) × SU(2) アンダーソン格子における秩序状態
- PS114 檜原 太一 (阪大院基礎工) ラトリング集団モードの理論:  $\beta$  パイロクロア化合物の異常格子比熱
- PS115 大柴 邦洋 (首都大院理工) ラトリングによる超伝導の強結合理論
- PS119 柳 有起 (新潟大院自然) 鉄ニクタイド系に対する  $d-p$  模型における電子状態と超伝導
- PS118 丸山 大輔 (新潟大院自然) 多層系における局所的に空間反転対称性の破れた超伝導
- PS116 西山 真哉 (阪大院基礎工) 近藤芳田一重項と  $f^2$ - 結晶場一重項の競合による特性温度の特異な磁場依存性: U<sub>x</sub>Th<sub>1-x</sub>Ru<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> の解析
- PS117 速水 賢 (東大院工) 三角格子上の周期的アンダーソンモデルにおける部分無秩序状態
- PS120 吉田 智大 (新潟大院自然) 冷却フェルミ原子気体における FF 超流動から LO 超流動へのクロスオーバー
- PS121 上田 克 (京大院理) バンド絶縁体とモット絶縁体の接合系における磁気的性質

## 角度分解熱伝導率測定による $\text{UPt}_3$ の超伝導対称性の決定 (24c5)

町田 洋 東京工業大学大学院理工学研究科



$\text{UPt}_3$  は 1984 年の発見以来、重い電子系超伝導体の典型物質として盛んに研究されてきた。これまでの研究から、 $\text{UPt}_3$  は奇パリティのスピン三重項超伝導体であること、超伝導ギャップにノードをもつ異方的超伝導体であることが明らかにされた。また、図 1 に示すように 3 つの異なる超伝導相をもつことから内部自由度をもった超伝導状態が実現していると考えられている<sup>1)</sup>。ペアリング機構の解明には対関数の対称性の決定が重要な鍵となるため、これまで実験・理論の両面において様々な提案が為されてきた。その中で、対関数が  $\hat{c}(k_a + ik_b)^2 k_c$  ( $a, b, c$  は結晶軸、 $\hat{c}$  は  $d$  ベクトルの向きを表す) の形で書かれる、いわゆる  $E_{2u}$  モデルが現在のところ最も有力視されている<sup>2)</sup>。しかしながら、 $E_{2u}$  モデルから期待される各相の超伝導ギャップ構造をノード方向も含めて裏付ける直接的な証拠はこれまで実験的に得られていない。そのため  $\text{UPt}_3$  の対称性についての議論は未だ最終的な結論に達していないと言える。

対関数の対称性は、超伝導ギャップのノード構造に強く反映されるため、実験的にノードの方向を正確に決めることが、対称性決定の一つの方法と言える。近年、ノード方向を調べる手段として、熱伝導率や比熱の磁場方向依存性を測定することが有力であると示されている<sup>3,4)</sup>。この手法は、異方的超伝導体の混合状態において、渦糸の周りに速度  $\mathbf{v}_s$  で流れる超流体からの準粒子励起がドップラー効果の影響を受けエネルギーシフト  $E \rightarrow E - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s$  が起こるために、フェルミ準位に有限の状態密度が現れることを利用している。この効果はノード付近の準粒子の運動量  $\mathbf{p}$  と  $\mathbf{v}_s$  の内積で決まるため、磁場方向を変化させることによって、ギャップ構造を反映して状態密度が変化し、それにより熱伝導率や比熱に角度振動がもたらされる。単純には、これらの量が極小になる方向がノード方向となる<sup>5)</sup>。

我々は、この手法を用いて熱伝導率  $\kappa$  の磁場方向依存性から  $\text{UPt}_3$  の超伝導対称性を決定を試みた

のでここに紹介する<sup>6)</sup>。図 2 (a-c) は常伝導相、C 相、B 相において、磁場を  $ab$  面内で回転させて得た 50 mK での  $\kappa$  の方位角  $\phi$  依存性である。大変興味深いことに、C 相でのみ  $a$  軸方向に極小をもつ  $\kappa(\phi)$  の 2 回振動が観測された。この 2 回振動の起源として、一般的にフェルミ面の異方性、ギャップ構造の異方性、そして熱流方向 ( $c$  軸に平行) に対する磁場のミスアライメントが考えられる。この中で、フェルミ面の異方性は結晶構造から六回対称性が期待されるため直ちに否定される。一方、この 2 回振動は  $E_{2u}$  モデルから期待される面内のギャップの 4 回対称とも明確に異なる。図 2 (d-f) は 1.5 T, 1.0 T, 0.5 T の磁場下で、磁場を面間方向の  $bc$  面内 (オレンジ) と  $ac$  面内 (緑) で回転し得た 50 mK での  $\kappa$  の極角  $\theta$  依存性である。この図からまず、いずれの磁場下においても  $\kappa(\theta)$  は  $\theta = 90^\circ$  で極大をとっていることが分かる。このことから面内の 2 回振動の起源としてのミスアライメントの効果は否定され、面内に 2 回対称をもつギャップ構造に由来することが強く示唆される。次に、図 2 (f) 中に矢印で示すように各磁場下で  $\kappa(\theta)$  が  $\theta = 20^\circ, 170^\circ$  付近に 2 つの極小をもつことが分かる。この 2 つ極小は、後で議論するように回帰線上の 2 つの水平ラインノードの存在を示唆している。図 2 (f), (d) に示す B 相、C 相に対応する 0.5 T, 1.5 T において、 $bc$  面内と  $ac$  面内回転の結果が、前者では重なっているのに対し

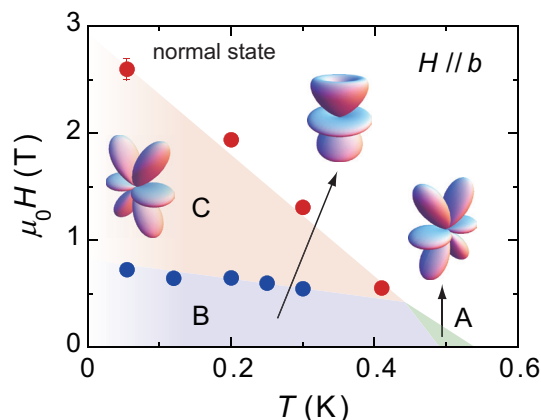


図 1  $\text{UPt}_3$  の磁場 - 温度相図と各相の超伝導ギャップ構造。磁場方向は  $H // b$ 。



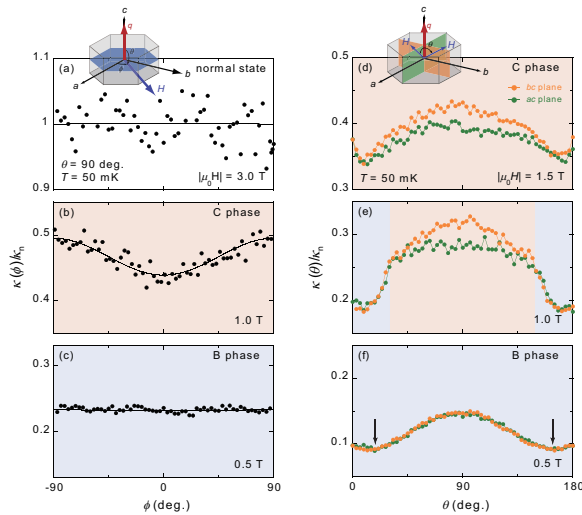


図2 UPt<sub>3</sub>における色々な磁場下での熱伝導率  $\kappa$  の面内方向 (a)-(c) と面間方向 (d)-(f) の方位角  $\phi$  および極角  $\theta$  依存性. 挿入図に示すように,  $\phi$  および  $\theta$  はそれぞれ  $a$  軸,  $c$  軸からの角度を表す. (a)-(c) の実線は式  $\kappa(\phi) = \kappa_0 + C_{2\phi} \cos 2\phi$  によるフィッティング結果. (d)-(f) のオレンジ色, 緑色のデータはそれぞれ  $bc$  面内,  $ac$  面内での磁場回転の結果を表す.

て, 後者ではその差が有意である. これは図 2 (c), (b) で示した B 相での面内等方性, C 相での面内 2 回対称性と符合する. さらに, 図 2 (e) に示す 1.0 T では  $\theta$  回転によって起きる B 相から C 相への転移を境に差が有限になっており, C 相でのみ面内に 2 回対称が現れることを示している.

以上の実験結果から, UPt<sub>3</sub> の各相におけるギャップ構造は次のように決定される. (i) C 相に  $a$  軸方向に極小をもつ 2 回対称の  $\kappa(\phi)$  の角度振動があることから, C 相では  $a$  軸方向に垂直ラインノードが存在する. (ii) B 相では面内にギャップの異方性はない. (iii) B, C 相ともに回帰線上に 2 本の水平ラインノードが存在する. 次に, これらの B, C 相のギャップ構造と適合する対関数を, 許される基底関数の中から絞り込んでいくわけであるが, C 相でのギャップの 2 回対称性がこの選別を非常に簡単にする. ここで, 最近結晶構造が  $D_{6h}$  ではなく, 極わずかなひずみにより三方晶の  $D_{3d}$  になっているという指摘が為されているが<sup>7)</sup>, 過去の研究との比較のために, 本稿では  $D_{6h}$  を考える.  $D_{6h}$  対称性の中で面内に 2 回対称のギャップ構造をもつスピン三重項の基底関数は,  $p$  波の  $k_i$  か  $f$  波の  $k_i(5k_c^2 - 1)$  に限られる ( $i = a, b$ ). このうち B, C 相で水平ラインノードをもつことから,  $k_i(5k_c^2 - 1)$  に絞られる. 加えて, NMR のナイトシフトから決定された  $d$  ベクトルの向き<sup>8)</sup> を併せて考えると, 対関数は最終的に B 相では  $(\hat{b}k_a + \hat{c}k_b)(5k_c^2 - 1)$  と書かれる. この状態は,

$D_{6h}$  対称性の場合  $E_{1u}$  表現に属する. ギャップ構造は図 1 に示すように,  $c$  軸方向にポイントノード ( $k_a = k_b = 0$ ) と回帰線上に 2 本の水平ラインノード ( $k_c = \pm 1/\sqrt{5}$ ) をもつ. この状態から 2 重縮退が解かれることによって, A 相では  $\hat{b}k_a(5k_c^2 - 1)$ , C 相では  $\hat{c}k_b(5k_c^2 - 1)$  ( $H \parallel ab$ ),  $\hat{a}k_b(5k_c^2 - 1)$  ( $H \parallel c$ ) となり, ギャップ構造は回帰線上の 2 本の水平ラインノードに加え, A 相では  $b$  軸方向, C 相では  $a$  軸方向に垂直ラインノードをもつ.

このようにして決定した対称性は, これまでの多くの実験結果と矛盾しない. 熱伝導の異方性から, B 相において水平ラインノードとポイントノードをもつハイブリッド型のギャップ構造が提案されているが<sup>1)</sup>, これは我々の結果と符合する. また, この  $E_{1u}$  状態は,  $E_{2u}$  モデルでは説明困難であった, B 相で  $d$  ベクトルが 2 成分もつこと<sup>8)</sup>, 時間反転対称性を破らないこと<sup>9)</sup>, そして 4 重臨界点が存在すること<sup>10)</sup> などの実験事実と整合する. 一方, 前述の通り本稿では  $D_{6h}$  で議論してきたが,  $D_{3d}$  を考えたとき, 本研究の結果も含めこれまでの議論にどのように影響があるのか検討する必要がある.

終わりに我々が提案した UPt<sub>3</sub> における超伝導対称性は, 最近トポロジカルな物理の観点から注目されている超流動 <sup>3</sup>He-B 相と類似しており, その意味において UPt<sub>3</sub> は新たなトポロジカル超伝導の可能性を秘めていることを記し結びとする.

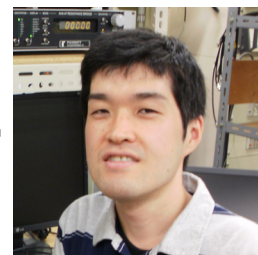
本研究は, 伊藤淳史, 宗義尚, 井澤公一 (東工大), 芳賀芳範, 山本悦嗣 (原研), 木村憲彰 (東北大), 大貫惇睦 (原研, 大阪大), 堤康雅, 町田一成 (岡山大) 各氏との共同研究である. また, 本研究を遂行するに当たり本領域から多大なる支援を頂いたことに厚く御礼申し上げます.

### 参考文献

- 1) R. Joynt and L. Taillefer: Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 235.
- 2) J. A. Sauls: Adv. Phys. **43** (1994) 113.
- 3) Y. Matsuda *et al.*: J. Phys. Condens. Matter **18** (2006) R705.
- 4) T. Sakakibara *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 051004.
- 5) I. Vekhter *et al.*: Phys. Rev. B **59** (1999) R9023.
- 6) Y. Machida, A. Itoh, Y. So, K. Izawa *et al.*: arXiv:1107.3802.
- 7) D. A. Walko *et al.*: Phys. Rev. B **63** (2001) 054522.
- 8) H. Tou *et al.*: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3129.
- 9) P. D. de Réotier *et al.*: Phys. Lett. A **205** (1995) 239.
- 10) S. Adenwalla *et al.*: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2298.

# PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> における反強四極子秩序と磁場中相図 (PS60)

石井 勲 広島大学大学院先端物質科学研究科



## はじめに

私はこれまで、超音波測定を主なプローブとして磁性や電気四極子の研究を行ってきた。最近では、巨大振幅原子振動（ラットリング）、及びラットリングと磁性、電気四極子が絡み合った物性に注目して研究を行っている。超音波による歪みは、対応する電気四極子と線形に結合する為、弾性率は電気四極子の感受率になっている。また、ラットリングを示す物質では、特徴的なふるまい（超音波分散、低温軟化）がみられるものがある<sup>1)</sup>。これらのことから、超音波測定は電気四極子やラットリングの良いプローブになっている。現在まで、充填スクッテルダイト、I型クラスレート、RT<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> (R = 希土類, T = Ru, Ir, Rh) や RM<sub>2</sub>Al<sub>10</sub> (M = Fe, Ru, Os) 等のカゴ状物質を中心に研究している。

## PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> における反強四極子秩序

カゴ状物質 PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> は、立方晶 CeCr<sub>2</sub>Al<sub>20</sub> 型構造をもち、Pr のサイトは 1 つである。16c サイトの Zn 原子は、2 個の Pr 原子と 12 個の Zn 原子 (96g サイト) が形成するカゴに内包されている (図 1: 上挿入図)<sup>2)</sup>。PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> は T<sub>c</sub> = 0.05 K で超伝導転移を示し、最近 T<sub>Q</sub> = 0.11 K でも相転移を示すことが報告された<sup>3)</sup>。比熱、磁化、磁化率、及び中性子散乱実験の結果から、PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の結晶場基底状態は非クラマース二重項 Γ<sub>3</sub> であり、第一励起状態の三重項 Γ<sub>4</sub> が約 30 K にあることが明らかになっている<sup>4,5)</sup>。非クラマース二重項 Γ<sub>3</sub> は電気四極子をもち、磁気双極子をもたないことと、低磁場で磁場により T<sub>Q</sub> が増大傾向を示すことから、T<sub>Q</sub> での相転移の起源として四極子秩序が提案されている<sup>3)</sup>。我々は、PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> における T<sub>Q</sub> での相転移の起源を明らかにするために超音波測定を行った。ここで、四極子秩序の場合、基底状態 Γ<sub>3</sub> に対応する横波弾性率 (C<sub>11</sub>-C<sub>12</sub>)/2 で弾性軟化（ソフト化）が期待される。

図 1 に、PrIr<sub>2</sub>Zn<sub>20</sub> の弾性率 (C<sub>11</sub>-C<sub>12</sub>)/2 の温度依存性を示す。(C<sub>11</sub>-C<sub>12</sub>)/2 は降温と共に単調に増加

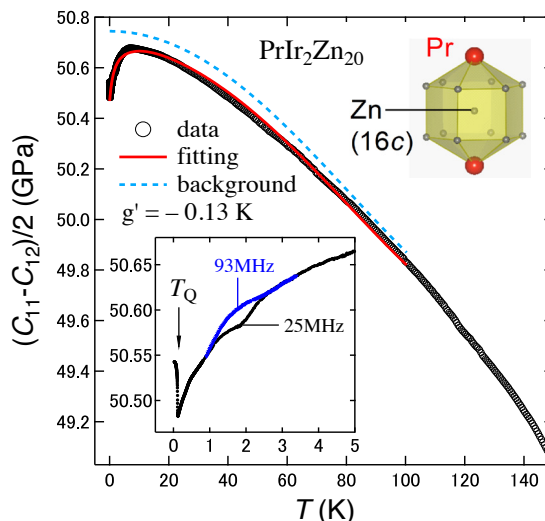


図 1: 弾性率 (C<sub>11</sub>-C<sub>12</sub>)/2 の温度依存性。

し、7 K 付近から四極子相互作用によるソフト化を示した。図 1 の下挿入図に示すように、このソフト化は T<sub>Q</sub> で停止し、T<sub>Q</sub> 以下ではハード化に転じる。これは、T<sub>Q</sub> で四極子の自由度が消失したことを示し、相転移が四極子に起因していることがわかった。歪み-四極子相互作用と四極子間相互作用を考慮した歪み応答関数による解析の結果を、図 1 に赤線で示す。データをよく再現しており、このとき得られた四極子間結合定数 g' (= -0.13 K) は負値であった。以上の結果から、T<sub>Q</sub> での相転移が反強四極子秩序であることを実験的に明らかにした。

また、図 2 に磁場中での超音波測定結果の一部、及び得られた磁場-温度相図を示す。図 2(a) に示すように、磁場 **H** // [110] では磁場により最下点 (T<sub>Q</sub>) は高温側にシフトしていき、更に磁場をかけると減少に転じる。弾性率の温度依存性と磁場依存性から得られた **H** // [110] の磁場-温度相図を図 2(b) に示す。反強四極子秩序に特徴的な T<sub>Q</sub>(**H**) のリエントラントなふるまいがみられ、このことも反強四極子秩序を支持している。**H** // [111] の相図 (図 2(c)) は **H** // [110] の相図と類似しているが、**H** // [100] の相図 (図 2(d)) は大きく異なる。**H** // [100] では、磁場を少しかけると弾性率の二箇所折れ曲がりが見られ、その温度は比熱でのダブルピークの温度と一致

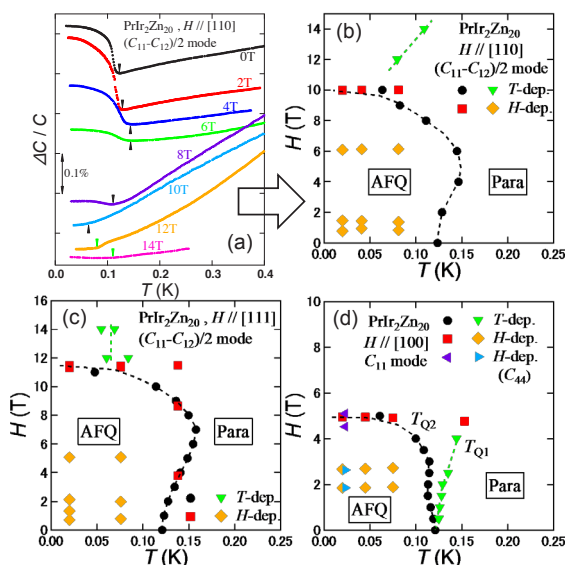


図2: 磁場中  $(C_{11}-C_{12})/2$  と磁場-温度相図。  
(a)&(b)  $H // [110]$ , (c)  $H // [111]$ , (d)  $H // [100]$

する<sup>3)</sup>。ここで、相境界は低磁場から分裂するので、各相における相互作用の主となっているのは四極子相互作用と考えられる。その為、高温側と低温側の相境界をそれぞれ  $T_{Q1}$ ,  $T_{Q2}$  と定義した。 $T_{Q1}$  は 4 T 付近で消失し、 $T_{Q2}$  は低磁場で折れ曲がりを示した後、5 T 付近で閉じる。以上の結果から、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  における異方的な磁場-温度相図も明らかにした。

### 超伝導と巨大振幅原子振動について

$\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  は、四極子秩序以外にも興味深い点がある。そのうちの二点を紹介する。一点は、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  は四極子秩序相内で超伝導転移を示す初めての物質であることである。今回の超音波測定においては、 $T_c$  での明確な異常はみられなかった。異常がみられない原因として、歪みと超伝導の秩序変数との結合が弱い、すなわちクーパー対の形成が電子-格子相互作用に起因していない可能性がある。このことを積極的に解釈するならば、 $T_0$  でのエントロピーが  $R \ln 2$  の 20% にしか達しないことから、残存する四極子揺らぎが超伝導に寄与しているのかもしれない<sup>3)</sup>。しかしながら、測定時に超伝導マグネットの残留磁場によって  $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  の超伝導が消失していた可能性もあり<sup>5)</sup>、残留磁場が無い状態での測定が今後の課題となっている。

もう一点は、Zn (16c サイト) の巨大振幅原子振動 (ラットリングと定義する) である。我々の超音波測定の結果では、図 1 の下挿入図に示すように、

2 K 付近で弾性率の測定周波数依存性 (超音波分散) がみられる。また、本稿には載せきれていないが、 $C_{44}$  モードでは四極子相互作用では説明できない低温軟化がみられる。これらのふるまいは、ラットリングをもつカゴ状物質 (充填スクッテルダイト等) における超音波測定結果と類似している<sup>1)</sup>。ここで、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  でのラットリングを支持する他の結果としては、以下が挙げられる。長谷川らによる第一原理計算の結果から、この系では図 1 の上挿入図に示す Zn (16c サイト) は、2 個の R 原子に対して垂直に振動していることがわかっている<sup>6)</sup>。一方、X 線回折実験でも Zn (16c サイト) の原子変位パラメータが最も大きいことが分かっている。これらの結果から、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  は Zn (16c サイト) のラットリングをもち、上述した弾性異常はそのラットリングに起因すると考えられる。以上のことから、 $\text{RT}_2\text{Zn}_{20}$  系でもラットリングを示す物質があることを明らかにした。

この他にも、1 K 以下で四極子近藤効果を示唆するふるまいもみられるなど、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  は四極子、超伝導、ラットリング等の物性が絡み合った非常に興味深い物質と考えられる。本稿で紹介した結果は、JPSJ 誌に掲載されるので、詳細なデータはそちらを参照されたい。今後は、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$  や  $\text{PrRh}_2\text{Zn}_{20}$  等の  $\text{RT}_2\text{Zn}_{20}$  系や、 $\text{RM}_2\text{Al}_{10}$  系のカゴ状物質を中心として網羅的に測定を行い、磁性、四極子、ラットリング等が絡み合った新奇物理現象の探索、及びその起源解明を目指したい。超音波で調べてみたい物質があれば、カゴ状物質はもちろんのこと、その他の物質でも是非気軽に声をかけて頂ければと思います。

本稿の研究は、広島大学 鈴木グループ、高畠グループ、宇田川グループと、新潟大学 後藤グループとの共同研究です。

### 参考文献

- 1) I. Ishii *et al.*: JPSJ **78** (2009) 084601.; T. Goto *et al.*: PRB **69** (2004) 180511(R). 等
- 2) T. Nasch *et al.*: Z. Naturforschung **52B** (1997) 1023.
- 3) T. Onimaru *et al.*: JPSJ **79** (2010) 033704.; PRL **106** (2011) 177001.
- 4) H. Kobayashi *et al.*: 重い電子第 3 回研究会 PS 62.
- 5) M. Matsushita *et al.*: JPSJ **80** (2011) 074605.
- 6) T. Hasegawa *et al.*: 重い電子第 3 回研究会 PS 33.

## 銀系新材料圧力セルを用いた $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$ の 圧力下・磁場中比熱 (PS83)

山中 里奈 東京大学大学院理学系研究科 博士前期課程 2年



### はじめに

圧力・磁場・温度をパラメーターとした多重極限下での物性測定は、物質の新物性を探索するための有力な手段として広く認識されている。特に圧力印加により磁気秩序が絶対零度で消失した磁気量子臨界点近傍において、超伝導が発現することがCe系化合物で報告され、活発に研究が行われている。従来はCe系化合物を中心に研究が行われてきたが、近年、Ceと電子-ホール対称性を持つYbを中心とする重い電子系化合物の物性にも興味を持たれている。

我々の研究室では  $\text{YbT}_2\text{Zn}_{20}$  ( $T = \text{Co, Ir, Rh}$ ) に着目し、その圧力効果に関する研究を行ってきた<sup>1)</sup>。結晶構造は立方晶  $\text{CeCr}_2\text{Al}_{20}$  構造を持ち、Ybイオンは配位数16のZnに囲まれるFrank-Kasper多面体構造をとる。これらの物質はいずれも低温で重い電子系に特有な振る舞いを示し、20 mKの低温まで磁気秩序を示さない。その中でも  $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$  は電子比熱係数が  $\gamma \sim 8 \text{ J/moleK}^2$ 、電気抵抗  $T^2$  係数が  $A \sim 165 \mu\Omega\text{cm/K}^2$  とこれまで知られている重い電子系物質の中でも群を抜いて大きい。そのため、この系は常圧において量子臨界点近傍に位置する物質であると提案された<sup>2)</sup>。実際、我々の研究室による高圧下電気抵抗測定の実験から、臨界圧力  $P_c \sim 1 \text{ GPa}$  付近で磁気秩序を示すことを見出した<sup>1)</sup>。これまでに報告されている他のYb系化合物における臨界圧力は約5 GPa以上であるのに対し、 $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$  の  $P_c$  はわずか1 GPa程度であるため、この系はYb系化合物における量子臨界現象を研究する上で格好の対象物質であるといえる。更に、磁場中交流磁化率や磁気抵抗測定から、 $H_m \sim 0.57 \text{ T}$  でメタ磁性が起こることが報告された<sup>3)</sup>。このメタ磁性の起源はよく理解されていないが、Ybの価数ゆらぎが関与している可能性が指摘されている<sup>4)</sup>。本研究では  $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$  の圧力誘起磁気秩序相とメタ磁性の関係を明らかにすべく、高圧力・磁場中環境下における比熱測定を行った。

### 銀系新材料を用いた圧力装置の開発と測定結果

これまでの圧力下物性研究では電気抵抗測定が主流であったが、近年物質の相転移の物性を直接的に検出できる比熱測定が注目を集めている。高圧下比熱測定方法としては主に交流法と断熱法が用いられている。交流法は比熱の絶対値を求めることは難しいが、種々の高圧装置において測定ができるメリットがある。一方、断熱法は比熱の絶対値を求めることはできるが、圧力セルのバックグラウンド等を差し引かなければならないため、高い精度の実験が要求されている。これまで我々の研究室では断熱法による比熱測定が可能なCu-Be合金製小型圧力セルの開発を行い、最大発生圧力  $\sim 2 \text{ GPa}$ 、最低温度  $\sim 80 \text{ mK}$  における実験に成功している<sup>5)</sup>。しかし、比熱測定を磁場中においても行えるよう改良する際に問題となったのは、Cu-Be合金が低温・磁場中で非常に大きな核比熱を持つことである。そこで、この課題を克服すべく我々は歯科材料として用いられているAg-Pd-Cu合金(Cu含有率20%)に着目し、低温・圧力下・磁場中でも精度よい比熱測定を可能とする新たな圧力セルを開発した。熱伝導性に優れている銀を主材料とする本合金は、磁場中でも核比熱の寄与が比較的小さく、熱処理により十分な硬度を持つことが期待される。実際に、Ag-Pd-Cu合金の焼成温度・時間を調整することで、圧力セルに最

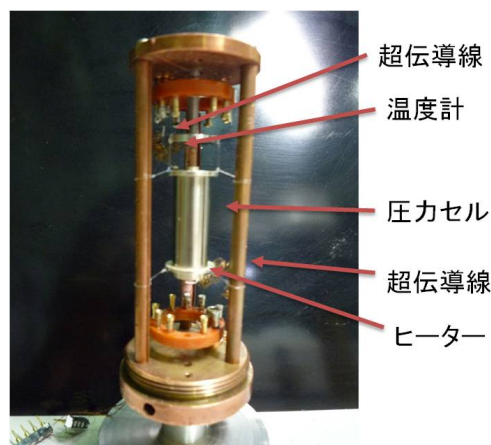


図1 Ag-Pd-Cu合金を用いた断熱比熱測定装置の様子。温度計、ヒーターの配線には超伝導線を用いている。

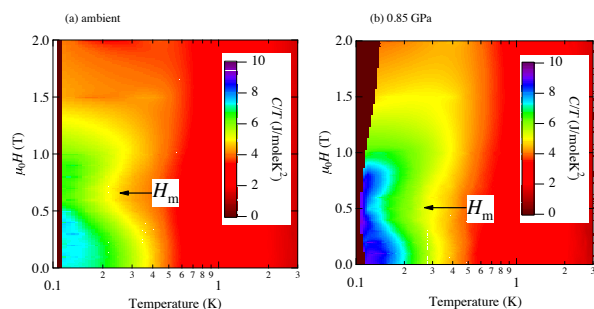


図2 圧力下・磁場中における  $C/T$  の等高線プロット。

適な熱処理条件を見出した<sup>6)</sup>。その結果、Cu-Be合金圧力セルとほぼ同程度の圧力（約 1.5 GPa）を発生させることができる圧力セルが作製できた。セル本体は図1のようにテグスで宙釣りにすることで、周囲との断熱を行い、銀製の上下の取り付け治具部に温度計、ヒーターを取りつけた。

次に、圧力セルのバックグラウンドを磁場範囲 0 ~ 8 T, 温度範囲 0.1 ~ 6 K において測定し、熱伝導が良好であること、Cu-Be合金圧力セルに比べて低温・磁場中での核比熱が格段に抑えられたことを確認した。立ち上げを行った装置を用いて、常圧と高圧下（0.85 GPa）において測定した  $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$  の比熱の温度依存性 ( $C/T$ ) の磁場変化を等高線プロットして図2に示す。常圧、ゼロ磁場では約 200 mK 以下の低温でフェルミ液体を反映して  $C/T$  の値は飽和傾向を示し（図2の水色部分）、最低温度付近ではおよそ  $8 \text{ J/moleK}^2$  となった。また、磁場を印加すると、 $H_m$  に向かってフェルミ液体の領域が抑制されていることが分かる。更にこの系に圧力を印加し、臨界圧力に近づいた 0.85 GPa ではゼロ磁場・磁場中共に  $C/T$  の値は常圧に比べてエンハンスされ、 $8 \text{ J/moleK}^2$  以上の大きな値を示す。

低温域での  $C/T$  の磁場依存性をより詳細に見るために、130 mK における磁場依存性を示す（図3参照）。常圧ではメタ磁性的ふるまいが報告された磁場  $H_m \sim 0.6 \text{ T}$  付近に極小を持つダブルピーク構造が観測された。このふるまいと類似した  $C/T$  の磁場依存性は、メタ磁性転移を示す重い電子系物質  $\text{CeRu}_2\text{Si}_2$  においても観測されている<sup>7)</sup>。  $C/T$  が極小を示す磁場 ( $H_m$ ) は、加圧と共に臨界圧力に近づくにつれて低磁場側へシフトすることを見出した。同様のふるまいは  $\text{YbIr}_2\text{Zn}_{20}$  における電気抵抗測定からも観測されている<sup>8)</sup>。本研究では相転移を直接的に検出できる比熱測定を用いて、 $\text{YbCo}_2\text{Zn}_{20}$  の圧力誘起磁

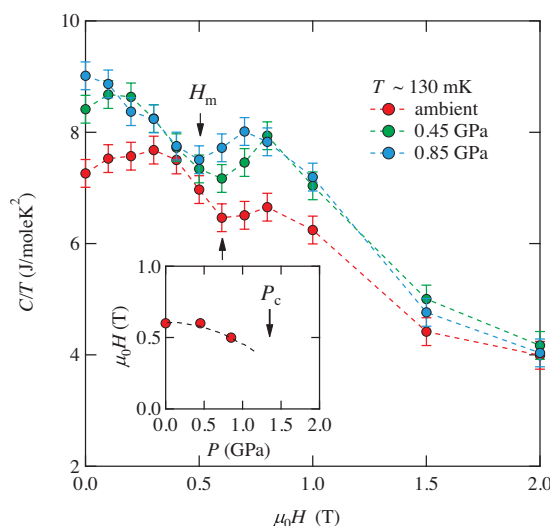


図3 130 mK での各圧力における  $C/T$  の磁場依存性。挿入図には  $H_m$  の圧力依存性を示した。

気秩序とメタ磁性の関係、またそれらが複合的に影響し合う臨界点付近における比熱の温度依存性を調べることで、Yb系の量子臨界現象に関する新たな知見が得られると確信している。現在は更に高圧下での測定を行い、臨界圧力及びそれ以上の圧力下での  $H_m$  の変化を測定している。これらの結果は次の機会に報告したい。

## 謝辞

このたびは、このような記事を書く機会を与えていただき、どうもありがとうございました。

本研究は上床美也先生、松林和幸先生（東大物性研）のご指導のもと行われている。また、研究を進めるにあたり、河江達也先生（九州大学）、才賀裕太博士（広島大学）には多くのお力添えをいただいたことを深く感謝します。

## 参考文献

- 1) Y. Saiga *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn **77** (2008) 053710.
- 2) M. S. Torikachivli *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **104** (2007) 9960.
- 3) M. Ohya *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn **79** (2010) 083601.
- 4) S. Watanabe *et al.*: J. Phys. Cond. Mat **23** (2011) 094217.
- 5) Y. Uwatoko *et al.*: J. Phys. Cond. Mat **17** (2005) S1011-S1016.
- 6) T. Kawae *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **80** (2009) 025102.
- 7) Y. Aoki *et al.*: J. Magn. Magn. Mater **177** (1998) 271.
- 8) F. Honda *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn **79** (2010) 083709.

## 重い電子系超伝導体 $UBe_{13}$ の低温 NMR (PS94)

森田 恭平 神戸大学大学院理学研究科 博士前期課程 2 年



1983年にOtt等によって発見された重い電子系超伝導体である $UBe_{13}$ は、常伝導状態、超伝導状態と共に特異な性質を示す<sup>1)</sup>。電子比熱係数 $\gamma_e \approx 1100 \text{ mJ/mol}\cdot\text{K}^2$ と非常に大きく<sup>2)</sup>、大きな有効質量を反映している。電気抵抗率は、30 Kより高温では $\rho(T) \propto -\ln T$ を示し、近藤効果を反映していると考えられている<sup>3)</sup>。一方、低温では重い電子系に期待される $\rho(T) \propto T^2$ やパウリ常磁性は観測されておらず、古くより多チャンネル近藤効果などの可能性が指摘されてきた<sup>4)</sup>。また、超伝導転移温度は $T_c = 0.86 \text{ K}$ と比較的低いが、超伝導転移に伴う比熱の飛びは大きく、 $\Delta C/\gamma_e T_c \approx 1$ であることから重い準粒子が超伝導を担っていると考えられている。また当初より、クーパ対の対称性は奇パリティの可能性が指摘され<sup>5)</sup>、エキゾチックな超伝導体の一つとして注目を集めたが、良質な試料の作成が困難であることから、25年以上にわたって精力的に研究が行われてきたにもかかわらず、未解明な部分が多い。

超伝導対パリティを明らかにする上で有力な手段の一つにNMR測定がある。 $UBe_{13}$ のNMR測定はこれまで主としてMacLaughlingのグループによって盛んに行われてきたが<sup>6)</sup>、ほとんどが粉末試料によるものだった。粉末試料では、スペクトル線幅は帯磁率絶対値が大きいこともあってブロードになり超伝導対パリティを決定するには不十分であった。また $\mu\text{SR}$ ナイトシフトの測定も行われており、Thのドーピング系で、トリプレットである可能性が指摘されている<sup>7)</sup>。前述のように良質な単結晶試料の作成が困難であったために現在においても $UBe_{13}$ の物性に関する様々な問題が解決されていない。

近年、芳賀(JAEA)は $UBe_{13}$ の単結晶試料作成に成功した。我々の目的は、単結晶試料を用いた精度の高い測定により、微視的な観点から $UBe_{13}$ の常伝導状態、超伝導状態の性質を明らかにすることである。

常伝導状態における $^9\text{Be}$ -NMRスペクトルの結晶軸に対する磁場方向依存性と温度依存性は津川・藤らによって測定されている。 $UBe_{13}$ のBe原子は、立方

対称に位置するBe(I)サイトと、非立方対称に位置するBe(II)サイトからなる。Be(II)サイトは正20面体の籠状構造を形成しているため、異なる3つの電場勾配を持つグループ、Be(IIA)、Be(IIIB)、Be(IIIC)サイトに分裂し<sup>3,8)</sup>、複雑なスペクトルを形成する。しかし、 $H//[111]$ において、Be(II)サイトの電場勾配テンソルの主軸方向が完全に結晶軸方向を向いているなら、全てのBe(II)サイトは磁場に対して等価となり、四重極分裂は起こらない<sup>9)</sup>。

私は、2009年に4年生で研究室に配属されたが、それまでの3年間を振り返り、勉学に対して自分なりに「な<sub>あ</sub>な<sub>あ</sub>」で過ごしてきた思いがあり、「物理」を志した証を残したいと思っていた。すでに、単結晶 $UBe_{13}$ のNMRは、広島大の津川等によって得られていたが、不完全なものであり、低温での角度依存性や、緩和率の実験が残されており、課題が山積であるということであった。津川等は、 $UBe_{13}$ の超伝導対パリティを決定するため、 $H//[111]$ と $H//[001]$ における $^9\text{Be}$ -NMRナイトシフトの温度依存性を様々な大きさの外部磁場で測定している。 $H = 14.038 \text{ kOe}$ において、ナイトシフトが $T_c$ 以下の $T_a$ まで変化しないが、 $T_a$ 以下で $H//[111]$ は増大し、 $H//[001]$ では減少するという非常に奇妙な振る舞いが見られ、スピン三重項の可能性が示唆されたが、さらなる検証が必要とのことであった。つまり、仮にスピン一重項であれば反平行のスピン対が形成されるため、超伝導転移後に準粒子磁化率は消失してナイトシフトは減少するが増えることはないはずである。 $UBe_{13}$ の特異な超伝導状態の起源を解明するため、クーパ対の対称性を明らかにし、超伝導相図を詳細に調べることが重要である。

私がM1の頃までは、まだヘリウム3冷凍機が立ち上がっていなかったこともあり、プローブ作りや常伝導状態での緩和率測定に追われ、配属当初の超伝導の実験を行うことができず、現在 $CeCu_6$ のNMRをやっている後輩の黒田君と旋盤や銀ロウの作業をしていた。黒田君が、卒論のテーマとして昨年12月

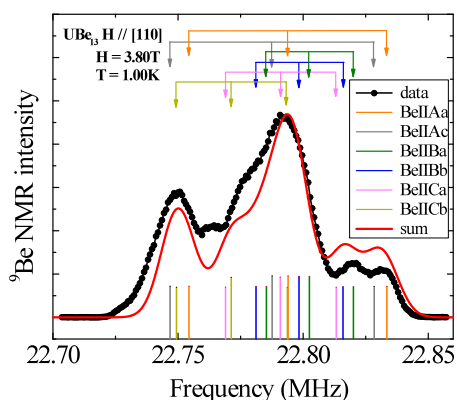


図1  $H//[110]$ ,  $H = 3.80$  Tでの  $T = 1.00$  Kにおける  ${}^9\text{Be}$ -NMR スペクトル

に17テスラ用の ${}^3\text{He}$ クライオスタットを完成させ、低温強磁場の実験ができるようになった。常伝導状態の強磁場NMRなどの結果の一部は、ICHE<sup>9)</sup>にて報告させてもらったので割愛する。

今回の研究会では、ようやく超伝導状態での単結晶  $\text{UBe}_{13}$  の  ${}^9\text{Be}$ -NMR 測定ができるようになり、 $H_0 = 1.75$  T, 2.96 T, 3.80 T の様々な印加磁場における、低温でのNMRスペクトルの角度依存性と、ナイトシフトの温度依存性について報告したがその結果を簡単に紹介したい。図1は、常伝導状態におけるスペクトルの実験結果と、シミュレーションによる結果である。本来、1種類のBe(I)サイトと3種類のBe(II)サイトからなるため、サテライト信号も含め10本のラインからなるはずだが、図に示すようにそれ以上のラインを考えないとスペクトルは再現できない。図のシミュレーション結果は、論文3で求められたパラメータを用い、 $H//[001]$ かつ高磁場中で計算した結果である。今回のシミュレーションから明らかになったのは、高磁場では、電場勾配テンソル最大主値の方向、ナイトシフトの異方性だけでなく、論文3でも考慮されているUモーメントによる古典的雙極子磁場の効果が重要であるということだ。ピーク位置などスペクトル形状がほぼ再現できていることから、超伝導状態での議論では、このパラメータを基本とした議論が可能となると思われる。

図2は、 $H = 2.96$  Tでの、 ${}^9\text{Be}$ -NMR スペクトルの温度変化である。 $T_c$ 以下 $T_a$ まで、スペクトル形状は変化しないことがわかる。つまりナイトシフトが $T_c$ 以下 $T_a$ まで変化せず、クーパー対の状態が平行スピ対状態であることと矛盾しない。一方、 $T_a$ 以下ではスペクトル形状が明らかに変化していることがわかる。過去の津川等の結果と併せて考える

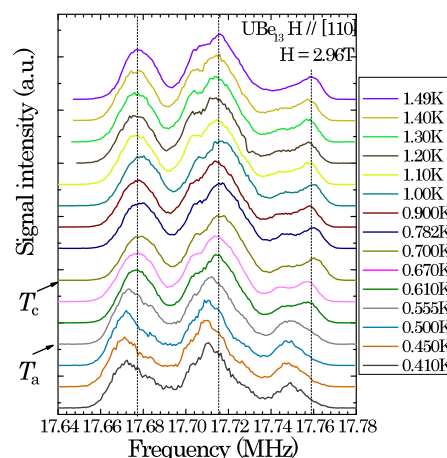


図2  $H//[110]$ ,  $H = 2.96$  Tでの  ${}^9\text{Be}$ -NMR スペクトルの温度依存性

と、印加磁場方向  $H//[001]$ ,  $H//[110]$ ,  $H//[110]$  のすべてにおいて、 $T_a < T < T_c$  でナイトシフトは減少せず、クーパー対が磁場方向に応答する平行スピ対状態を示唆する。一方、 $T_a (< T_c)$  以下で  $H//[111]$  はナイトシフトが温度降下とともに上昇し、 $H//[001]$  および  $H//[110]$  では減少する。これらの結果より、 $\text{UBe}_{13}$  は単純な平行スピ対では説明できない。定量的な解析を現在行っているところであるが、 $\text{UBe}_{13}$  の超伝導秩序変数は単純ではなく何らかの内部自由度をもつと考えられる。つまり、 $\text{UPt}_3$  で議論されているような超伝導多重相が  $\text{UBe}_{13}$  でも実現している可能性がある。現在、 $T_a$  以下のスペクトル解析を鋭意行っており、複雑な結晶構造と日々格闘している。これらの詳細については、さらに研究を進め、4年生の時の初心を修士論文までに実現したい。

本稿は、藤秀樹、小手川恒 両先生(神戸大院理)のご指導のもとに行った研究についてまとめており、感謝の意を表します。また、理論的な面でご教授下さった播磨尚朝先生(神戸大院理)や、試料を作成していただくにあたり、芳賀芳範先生(JAEA)、大貫惇睦先生(阪大院理)には大変お世話になりました。これらの方々に厚く御礼申し上げます。

#### 参考文献

- 1) H. R. Ott *et al.*: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1595.
- 2) H. R. Ott *et al.*: Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1915.
- 3) H. Tou *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 024705.
- 4) D. L. Cox *et al.*: Adv. Phys. **47** (1998) 599.
- 5) D. E. MacLaughlin *et al.*: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1833.
- 6) C. Tien *et al.*: Phys. Rev. B **40** (1989) 229.
- 7) J. E. Sonier *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2821.
- 8) W. G. Clark *et al.*: J. Magn. Magn. Mater. **63-64** (1987) 396.
- 9) K. Morita *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) SA099.

# 非クラマース配置を持つ $f$ 電子系の新しい秩序状態と近藤効果 (PS111)

星野 晋太郎 東北大学大学院理学研究科 博士後期課程 3年



$\text{Pr}^{3+}$  や  $\text{U}^{4+}$  の持つ  $f^2$  電子配置では、時間反転対称性とは関係のない非クラマース結晶場基底状態が実現する。この  $f^2$  状態が伝導電子と強く相互作用した系においては、 $\text{Ce}^{3+}$  や  $\text{Yb}^{3+}$  から成るクラマース系とは定性的に異なる新しい物理が期待される。クラマース系における通常の近藤格子では、相互作用  $J$  が小さい領域では RKKY 相互作用によって秩序化し、 $J$  が大きい領域では近藤効果によって非磁性の重い電子状態となる。ところが最近の我々の研究において、非クラマース系では RKKY 相互作用ではなく近藤効果が秩序化に対して重要な役割を果たすという、通常の近藤格子とは対照的な振る舞いを示すことが明らかになってきた。

実験的には  $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ ,  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ ,  $\text{PrAg}_2\text{In}$  等の系で  $f$  電子と伝導電子の強い相互作用が指摘されており、非自明な秩序や重い電子的振る舞いなど特異な現象が観測されている。これらの物質の振る舞いは非クラマース近藤系に起因したものであることが予想される。最近では  $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$ <sup>1)</sup> や  $\text{PrV}_2\text{Al}_{20}$ <sup>2)</sup> などの一連の物質群で非クラマース二重項系が見つかり、注目されている。他方、理論的には非クラマース系における近藤問題は不純物系で活発に研究がなされてきた。しかしながら、上記物質を系統的に理解するためには格子を扱うことが不可欠である。本稿では非クラマース系の研究成果として、結晶場一重項および二重項を持つ近藤格子の動的平均場理論+連続時間 QMC 法による理論について紹介する。

## $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ と結晶場一重項・三重項近藤格子

充填スクッテルダイト構造を持つ  $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  は非自明な秩序化を示すことから注目を集めてきた<sup>3)</sup>。電気抵抗に近藤効果的な対数温度依存性を示し、6.5 K で非磁性の秩序状態へ 2 次相転移する。非弾性中性子散乱には次のような特徴的振る舞いが観測されている。非秩序相においてブロードな準弾性ピークが観測されるが、秩序相に入ると鋭い非弾性ピークが現れる。このことから、 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  の秩序相は近藤効果(準弾性ピーク)と結晶場効果(鋭い非弾性ピーク)の競合によることが期待される。また、非秩序相でのブロードな準弾性ピークは  $f$  電子の強い遍歴性を示唆する。それにもかかわらず  $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  は低温で秩序化するため、RKKY 相互作用とは異なる起源であることが予想される。

$\text{Pr}$  スクッテルダイトにおける  $f^2$  電子配置の低エネルギー結晶場状態は一重項と三重項であると考えられている。本研究では  $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  の秩序相の理解を目指し、結晶場一重項・三重項と 2 つの伝導バンドが相互作用するモデルの解析を行った<sup>4)</sup>。その結果近藤効果と結晶場効果の競合するパラメータ領域において、近藤一重項と結晶場一重項が交互に並ぶという新しいタイプの秩序を見出した。本研究で得られた秩序は  $f$  電子と伝導電子の相互作用  $J$  が大きい極限から理解されるため、近藤効果が本質的に重要である。つまり、通常  $f$  電子系の秩序の起源として考えられる RKKY 相互作用では理解できないことになる。

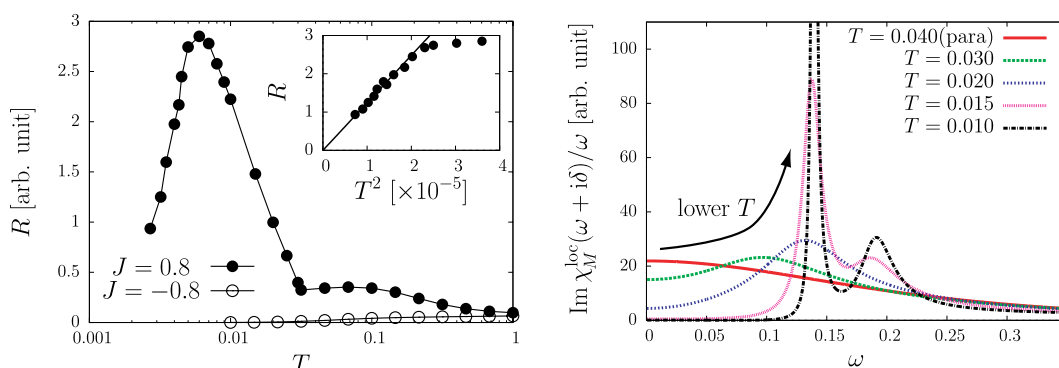


図1 一重項・三重項近藤格子における(左)電気抵抗と(右)磁気スペクトルの温度変化



このモデルによって  $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  の秩序状態の特徴的物性を説明することができる。図1左は理論計算によって得られた電気抵抗の温度依存性である。高温側では近藤効果による電気抵抗の増大が見られる。転移温度直下では状態密度にギャップができるのに対応して急激に増大し、十分低温では電気抵抗が  $T^2$  に比例するフェルミ液体的振る舞いを示す。このような温度依存性は実験とよく対応している。次に磁気スペクトルの温度依存性を図1右に示す。非秩序相では近藤効果に特徴的なブロードな準弾性ピークが見られる。温度を下げて秩序相に入ると、非弾性ピークが生じる。 $\omega \sim 0.14$  の鋭いピークは結晶場一重項サイトの寄与で、結晶場励起を表す。一方で  $\omega \sim 0.19$  の幅の広いピークは近藤一重項サイトの寄与で、バンドギャップの大きさに対応する。このような非秩序相で準弾性ピーク、秩序相で非弾性ピークを示すという振る舞いも実験結果とコンシステントである。

その他にも、実験で観測されている帯磁率の温度依存性や磁場誘起の反強磁性モーメントなども説明することができる。本研究で扱ったモデルにおける伝導バンドや  $f$  電子と伝導電子の相互作用には単純化したものを使っているが、 $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$  の物性を定性的に説明することに成功している。定量的にも実験との対応を得るにはこれらを詳細に考慮する必要がある。

### 非クラマース二重項近藤格子

次に非クラマース二重項近藤系について述べる。立方結晶場中の非クラマース二重項は磁気双極子を持たず、非磁性の四極子自由度を持つことが特徴的である。このとき  $f$  電子は伝導電子の四極子自由度と結合する。伝導電子はスピンの自由度も持つので、伝導電子のほうが  $f$  電子よりも自由度が多くなり2チャンネル近藤系が実現する<sup>5)</sup>。不純物系の振る舞いはよく理解されており、帯磁率や比熱の対数温度依存性や、基底状態で残留エントロピー  $R = (1/2) \ln 2$  が残ることが知られている。格子系ではこのエントロピーはサイト間相互作用によって消失するはずである。この系がどのようにして基底状態に至るかを明らかにするため、非クラマース二重項系の最もシンプルな格子モデルである2チャンネル近藤格子<sup>6)</sup>を解析した。

通常の近藤格子と定性的に異なる結果として、伝

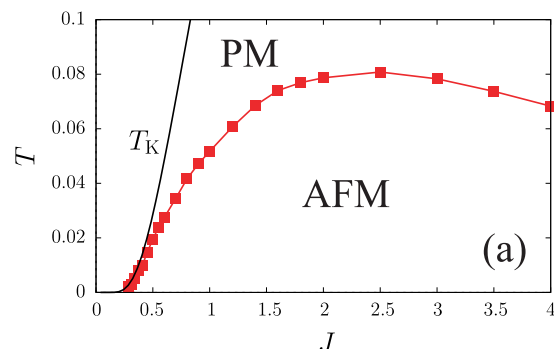


図2 1/4 フィリングにおける2チャンネル近藤格子の相図

導電子のチャンネル自由度の秩序化がある。チャンネルは伝導電子の磁気的なスピン自由度を表すので、これは磁気秩序に対応する。図2に伝導バンドの1/4 フィリングにおける反強磁性転移温度の相互作用定数  $J$  依存性を示す<sup>7)</sup>。この秩序化の起源は次のように説明される。 $f$  電子は伝導電子と四極子自由度で近藤一重項を組んでエントロピーを失い、残った伝導電子のスピン自由度が秩序化する、という機構である。つまり、 $f$  電子は磁気双極子の自由度を持たないにもかかわらず、伝導電子と強く結合することで伝導電子のスピン密度波が生じる。ここでも  $f$  電子と伝導電子の一重項形成が秩序化に対して重要であり、RKKY 相互作用では説明することができない。このような秩序は実験でまだ見つからないが、伝導電子と強く相互作用する非クラマース二重項の系で存在するのではないかと考えている。

このように、非クラマース配置を持つ偶数  $f$  電子状態と伝導電子が絡み合う近藤格子系では、実験的にも理論的にも興味深い物理をたくさん含んでいます。今後実験的に Pr 化合物などの偶数  $f$  電子系で新奇な現象が見つかることを期待しています。

本稿の内容は倉本義夫教授、大槻純也助教(東北大理)の指導の下で行われた研究に基づいています。ここに感謝の意を表します。

### 参考文献

- 1) T. Onimaru *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 033704.
- 2) A. Sakai and S. Nakatsuji: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 063701.
- 3) Y. Kuramoto, H. Kusunose, and A. Kiss: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 072001.
- 4) S. Hoshino, J. Otsuki, and Y. Kuramoto: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 074720; **80** (2011) 033703.
- 5) D. L. Cox and A. Zawadowski: Adv. Phys. **47** (1998) 599.
- 6) M. Jarrell *et al.* : Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1612.
- 7) S. Hoshino, J. Otsuki, and Y. Kuramoto: J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A **80** (2011) SA135.

## 新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」 若手秋の学校開催のお知らせ

若手秋の学校校長 藤 秀樹 神戸大学大学院理学研究科



本新学術領域研究(代表:上田和夫)では、「重い電子」物質における物理現象の理解に向け活発な研究交流・議論が行われています。そのなかで、若手研究者や学生の研究促進、情報交換の場を提供し強相関系分野をより活性化し発展させることも本新学術領域の使命です。その一環として2009年秋の京都(関西セミナーハウス)で若手の学校(勉強会)が石田憲二校長のもと開催され好評のうちに終了しました。本年度は、第二回若手秋の学校を初秋の世界遺産・高野山で開催いたします。テーマは、「重い電子の形成」、「結晶場と多極子」、「エキゾチック超伝導」の三本柱で、新進気鋭の若手研究者の方々に講師をお願いするとともに、学生の目線からの講義・テキストとなるようお願いしました。

非日常的な高野山において合宿することで研究・勉学に集中していただきたいという願いと、科学とは一見ほど遠い歴史や文化にふれることで新しい発想が生まれればと期待しております。エクスカッション等の様々な企画も準備し、参加者が楽しめる若手学校にしたいと考えています。第一回学校同様に、本領域研究での若手の定義は、「熱意を持って研究を行う意思のある方」ですので、研究歴の長さに関係なく是非多くの方に参加して頂き、今後の研究活動の糧となる学校にしたいと思っております。

日時:平成23年9月26日(月)昼 集合 — 9月30日(金)昼 解散

会場:高野山大学 <http://www.koyasan-u.ac.jp/>

宿泊施設:別格本山天徳院 <http://www.h3.dion.ne.jp/~tentoku/>

～ 講義 ～

### 重い電子

理論「重い電子系における近藤効果と量子臨界現象」	渡辺 真仁 (阪大基礎工)
実験「純良単結晶育成と dHvA」	松田 達磨 (JAEA 先端基礎)
実験「光電子分光法による重い電子系の電子状態」	藤森 伸一 (JAEA SPring-8)
実験「重い電子化合物の中性子散乱」	横山 淳 (茨城大物理)

### 多極子

理論「多極子入門」	楠瀬 博明 (愛媛大学理工)
実験「マクロ測定から見た結晶場と多極子自由度～四極子と超伝導の共存」	鬼丸 孝博 (広大先端物質)
実験「超音波からみた多極子・ラットリング」	柳澤 達也 (北大理)

### 超伝導

理論「強相関電子系の異方的超伝導:BCS理論からエキゾチック超伝導へ」	柳瀬 陽一 (新潟大理)
実験「NMR からみた超伝導 ～様々な超伝導体に対する NMR」	小手川 恒 (神戸大理)
実験「バルク物性測定～超伝導対称性からネマティック状態まで」	芝内 孝禎 (京大理)

大学院生・若手研究者の参加については募集予定の70名を超え、旅費宿泊費支援についてはすでに締め切られましたが、会場には余裕がございます。自費参加を希望される方がおられましたら、宿泊施設もご紹介いたしますので藤までご一報ください(9月10日まで)。可能な範囲で受付いたします。

詳細は、本領域のホームページ <http://www.heavy-electrons.jp/> をご覧ください。



## 第2期公募研究によせて

領域代表 上田 和夫 東京大学物性研究所

新学術領域研究では公募研究は必須のものとして位置付けられている。「重い電子系」の新学術の2期目の公募研究として26件が採択された。その研究計画については6月に開催された第3回研究会で講演をいただき、新たな発展を目指した意欲的な研究計画に心強い思いをした。1期目に続いて今期も、予定を大幅に上回る公募課題を採択できたのは多くの応募があったおかげである、感謝をしたい。それは同時に、採択されなかった研究課題が多数に上ることを意味している。計画研究、公募研究はもちろん、ひろくコミュニティの研究者の連携を図り、重い電子系の形成と秩序化の中に多様な物質相形成の新しいパラダイムを見出すことができるよう一層の努力をしていきたいと考えている。われわれの総力を挙げて当新学術領域研究最終の2年間である平成23年度、24年度の研究を展開して研究成果のまとめをしたいと切望している。関連研究者のご支援をお願いしたい。

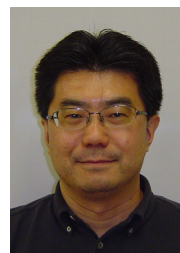
平成23年8月

### 第2期（平成23年度～平成24年度）公募研究採択課題及び代表者

班	研究課題	代表者
A01	新しいイッテルビウム化合物における重い電子状態のフェルミ面研究	大原 繁男 名古屋工業大学大学院工学研究科・教授
	サイクロトロン共鳴による「隠れた秩序」相における電子構造の解明	芝内 孝禎 京都大学大学院理学研究科・准教授
	圧力と磁場によって創出されるイッテルビウム化合物の重い電子状態の研究	本多 史憲 大阪大学大学院理学研究科・助教
	4f電子系のDMFT電子構造計算	柳町 治（酒井 治） 物質・材料研究機構・研究員
A02	カゴ状化合物の局所フォノンと伝導電子の結合に対する超音波スペクトロスコピー	柳澤 達也 北海道大学創成研究機構・特任助教
	新しいラットリング誘起超伝導体の探索	廣井 善二 東京大学物性研究所・教授
	YbFe <sub>2</sub> Al <sub>10</sub> 型Ce化合物における奇妙な相転移の巨視的・微視的研究	西岡 孝 高知大学理学部・教授
	ラットリング超伝導体βパイロクロア酸化物の電子状態研究	寺嶋 太一 物質・材料研究機構・主席研究員
A03	超音波で開拓する新しい秩序変数による新奇量子臨界現象の研究	中西 良樹 岩手大学大学院工学研究科・准教授
	一軸応力下微視測定による重い電子系の隠れた秩序の観測	横山 淳 茨城大学理学部・准教授
	角度分解磁場中比熱測定から切り拓く重い電子系の超伝導	橘高 俊一郎 東京大学物性研究所・助教
	Yb系重い電子化合物における価数ゆらぎと量子臨界現象	松本 洋介 東京大学物性研究所・助教
	新しい対称性の破れを伴う重い電子系新奇超伝導の理論研究	柳瀬 陽一 新潟大学大学院自然科学研究科・准教授
	希土類化合物における金属絶縁体転移の電場制御	岡崎 竜二 名古屋大学大学院理学研究科・助教
	局所相関の強い遍歴電子系における新しい量子臨界現象の解明	渡辺 真仁 大阪大学大学院基礎工学研究科・特任准教授
	重い電子系における量子臨界点由来の新奇超伝導相の核磁気共鳴による研究	川崎 慎司 岡山大学大学院自然科学研究科・講師
	Pr内包カゴ状化合物で発現する超伝導と電子軌道自由度の相関	鬼丸 孝博 広島大学大学院先端物質科学研究科・助教
	立方晶イッテルビウム化合物における価数秩序の検証と圧力誘起重い電子物性	光田 暁弘 九州大学大学院理学研究科・准教授
	スクッテルダイト類似構造を持つ物質の重い電子状態と新奇物性の核磁気共鳴による研究	與儀 護 琉球大学理学部・助教
	中性子散乱及び輸送現象による空間反転対称性のない重い電子系超伝導体の研究	阿曾 尚文 琉球大学理学部・准教授
	多重極限下放射光メスbauer分光によるYb重い電子系の価数揺動と超伝導・量子転移	小林 寿夫 兵庫県立大学大学院物質理学研究科・教授
	ウラン系超伝導物質の圧力誘起相転移の研究	立岩 尚之 日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター・副主任研究員
A04	多自由度フォノンと電子相関	服部 一匡 東京大学物性研究所・助教
	近藤格子系における電荷密度波形成の高精度変分モンテカルロ法による研究	求 幸年 東京大学大学院工学系研究科・准教授
	プラセオジウム化合物における多極子、フォノン、核スピンの複合量子状態の研究	椎名 亮輔 新潟大学大学院自然科学研究科・准教授
	重い電子系におけるスピン軌道相互作用と電子相関効果の絡み合いによる新奇物性の研究	藤本 聡 京都大学大学院理学研究科・准教授

## 新学術領域研究「重い電子系の形成と秩序化」 総括班会議について

領域事務担当 堀田 貴嗣 首都大学東京大学院理工学研究科



第 11 回総括班会議は 2011 年 3 月 24 日に新潟で開催する予定であったが、東日本大震災の影響によって日本物理学会が中止となったため総括班会議も延期し、4 月 23 日に神戸大学で開催した。また、第 3 回領域研究会が 6 月 23 日から 25 日にかけて東京大学柏の葉キャンパスで開催されたが、25 日に評価委員の先生方をお迎えして第 12 回総括班会議を開き、重い電子系の研究の今後の方向性や本領域の運営について議論を行った。開催日時、場所、出席者、議題を以下に報告する。

### 第 11 回

日 時：平成 23 年 4 月 23 日（土）13 時 30 分～16 時 30 分

場 所：神戸大学理学部 B 棟 1 階 B119 室

出席者：上田，三宅，播磨，横谷，高島，藤，石田，榊原，堀田

1. 新学術領域研究後半に向けて（計画班，公募班，新学術ポスドクについて）
2. 国際会議 ICHE2010 プロシーディングスの状況について
3. ニュースレター（通算第 5 号）の発行について
4. 第 3 回全体研究会について
5. 他新学術領域の研究会の共催について
6. 日本物理学会秋季大会シンポジウムについて
7. 固体物理特集号について
8. 重い電子系若手秋の学校について
9. 平成 23 年度ワークショップについて
10. JPSJ オープンセレクト費補助について
11. 平成 24 年度ワークショップについて
12. ICM2012 および SCES2013 について
13. 東日本大震災の影響について

### 第 12 回

日 時：平成 23 年 6 月 25 日（土）12 時～13 時 20 分

場 所：東京大学物性研究所 6 階 第 2 会議室

出席者：秋光，佐藤，斯波，上田，三宅，播磨，横谷，高島，藤，石田，榊原，堀田

1. 新学術領域研究後半に向けて
2. 物性科学領域横断会議について
3. 今後の研究の方向性について

なお、第 13 回総括班会議は、2011 年 9 月 22 日に富山大学で開催することを予定している。

## 領域情報

### 領域名称について：

日本語：重い電子系の形成と秩序化

日本語略称：重い電子の秩序化

英語：Emergence of Heavy Electrons and Their Ordering

英語略称：Heavy Electrons

### 領域ホームページ：

<http://www.heavy-electrons.jp/>

### 今後の予定：

#### 重い電子系若手秋の学校

平成23年9月26日（月）～30日（金）

高野山大学（和歌山県伊都郡高野町）

#### 理論ワークショップ

平成23年11月上旬（予定）

新潟大学（予定）

#### 多極子・超伝導ワークショップ

平成24年冬（予定）

場所未定

### 関連する国際会議：

#### International Workshop on Heavy Fermions, TOKIMEKI 2011

2011年11月23日（水・祝）～11月26日（土）

大阪大学豊中キャンパス

<http://crystal.phys.sci.osaka-u.ac.jp/Tokimeki2011/home.html>

#### International Workshop on the Dual Nature of f-Electrons

2012年6月（予定）

SPring-8（予定）

#### ICM2012

2012年7月8日（日）～7月13日（金）

Busan, Korea

<http://www.icm2012.org/>

#### SCES2013

2013年8月

Tokyo, Japan

#### SCES2014

2014年夏

Grenoble, France

### 本新学術領域研究の補助を受けて得られた成果に対する謝辞の例：

本新学術領域研究の成果を論文などで出版する際には、次のような謝辞を入れてください。

[欧文例]

This work was supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research on Innovative Areas "Heavy Electrons" (No. #####) of The Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology, Japan.

[和文例]

本研究は、文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「重い電子の秩序化」(No. #####)を受けて行われた。

#####には各課題の課題番号が入ります。

### JPSJ オープンセレクト費の補助について：

本新学術領域研究の補助を受けて得られた成果で日本物理学会欧文誌 Journal of The Physical Society of Japan (JPSJ) に投稿したものについて、重要な論文については、オープンセレクトにするための費用を総括班で支出いたします。オープンセレクトにしたいという論文がございましたら、領域事務担当にご連絡ください。総括班において協議の上、オープンセレクトの手続きを行います。なお、JPSJ オープンセレクトについては、JPSJ ホームページをご覧ください。

### ニュースレター編集委員会：

委員長：井澤公一

委員：芳賀芳範，関山明，関根ちひろ，  
岩佐和晃，青木勇二，楠瀬博明

アドバイザー：播磨尚朝

事務担当：堀田貴嗣

## 編集後記

通算6号目となるニュースレターをお届けします。お忙しいところ、執筆して下さった方々に感謝致します。今年度から新たな公募研究26件が加わり、いよいよ「重い電子系」新学術は後半に入りました。本号は後半第1号目となるため、領域代表の上田先生、評価委員の北岡先生より前半の研究に対する総括と今後の研究の方向性について、お言葉を頂きました。続いて、新たに採択された公募研究課題の中から7名の代表者の方々の記事（トピックス、最近の研究から）、コーヒープレーク、海外便り、書籍紹介、研究会報告と本号も盛りだくさんな内容となっています。また、新企画として、若手をエンカレッジするために、学生、ポスドクの方々にも記事執筆をお願いすることにしました。第1弾として、第3回研究会の発表の中から、特に優れたものや印象に残ったものをピックアップして本号に記事を書いてもらうことにしました。選考はニュースレター編集委員による投票で行われ、選考の結果、5名の方々が選ばれました。今後のご活躍を期待します。

本年3月11日に発生した東北地方太平洋沖地震で被災された方々には、心からお見舞い申し上げます。研究室や実験装置などに大きな被害を受けられた方もいらっしゃると思います。一日も早い研究環境の復旧をお祈り致します。また、福島原子力発電所の事故関連の対応に当たられている研究者の方も多くいると聞いております。本当にご苦労様です。

日本全体に閉塞感が漂う中、7月に行われた、サッカー女子ワールドカップドイツ大会では、なでしこジャパンが初優勝を飾り、日本全体に感動と勇気を与えました。「重い電子系」新学術からも、日本に感動と勇気を与える(?)研究成果を発信していきましょう。

ガンバレ東北！、がんばれニッポン！

(関根 ちひろ)



新学術領域研究（研究領域提案型）  
重い電子系の形成と秩序化



<http://www.heavy-electrons.jp/>

**NEWSLETTER** Vol.4 No.1

平成 23 年 9 月 発行

発行責任者：上田 和夫  
編集責任者：井澤 公一