

- 美しく複雑な秩序
- ペロブスカイト型Co酸化物の
スピントロニクスオーバー現象
- アンダーソン局在の臨界現象
- 単一原子/光子を操作するナノ光ファイバー

NO.

1

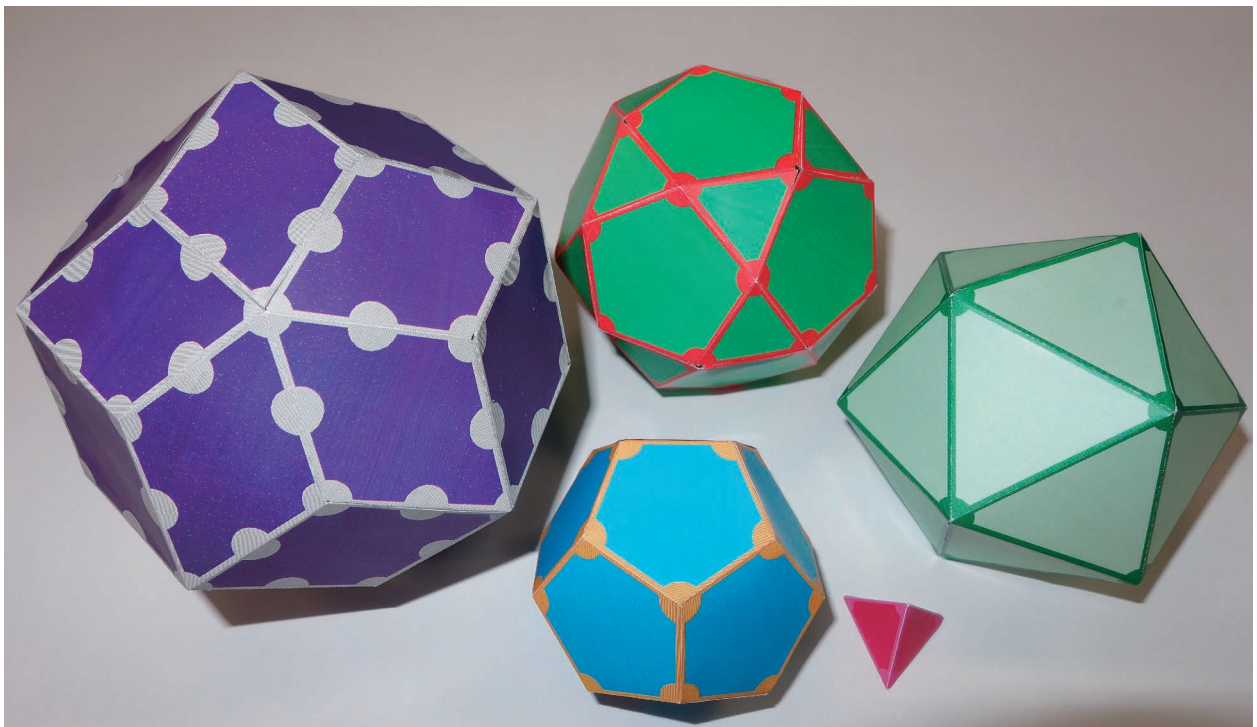
2015 | VOL. 70

B U T S U R I
日本物理学会誌



Tsai 型クラスター組立模型

準結晶構造のひとつである Tsai 型クラスターは、内側から正四面体、正十二面体、正二十面体、二十・十二面体、菱形三十面体の 5 つの殻から構成されている。本付録は各殻の相対的な大きさを再現するように設計された組立模型展開図の完成写真（本頁）および一覧用縮小版（次頁）である。模型殻上の●は原子位置を示す。Tsai 型クラスターの詳細については本号掲載の下田正彦氏の「現代物理のキーワード」記事を参照のこと。組立用の展開図は日本物理学会 HP の「会員専用」ページからダウンロード可能。



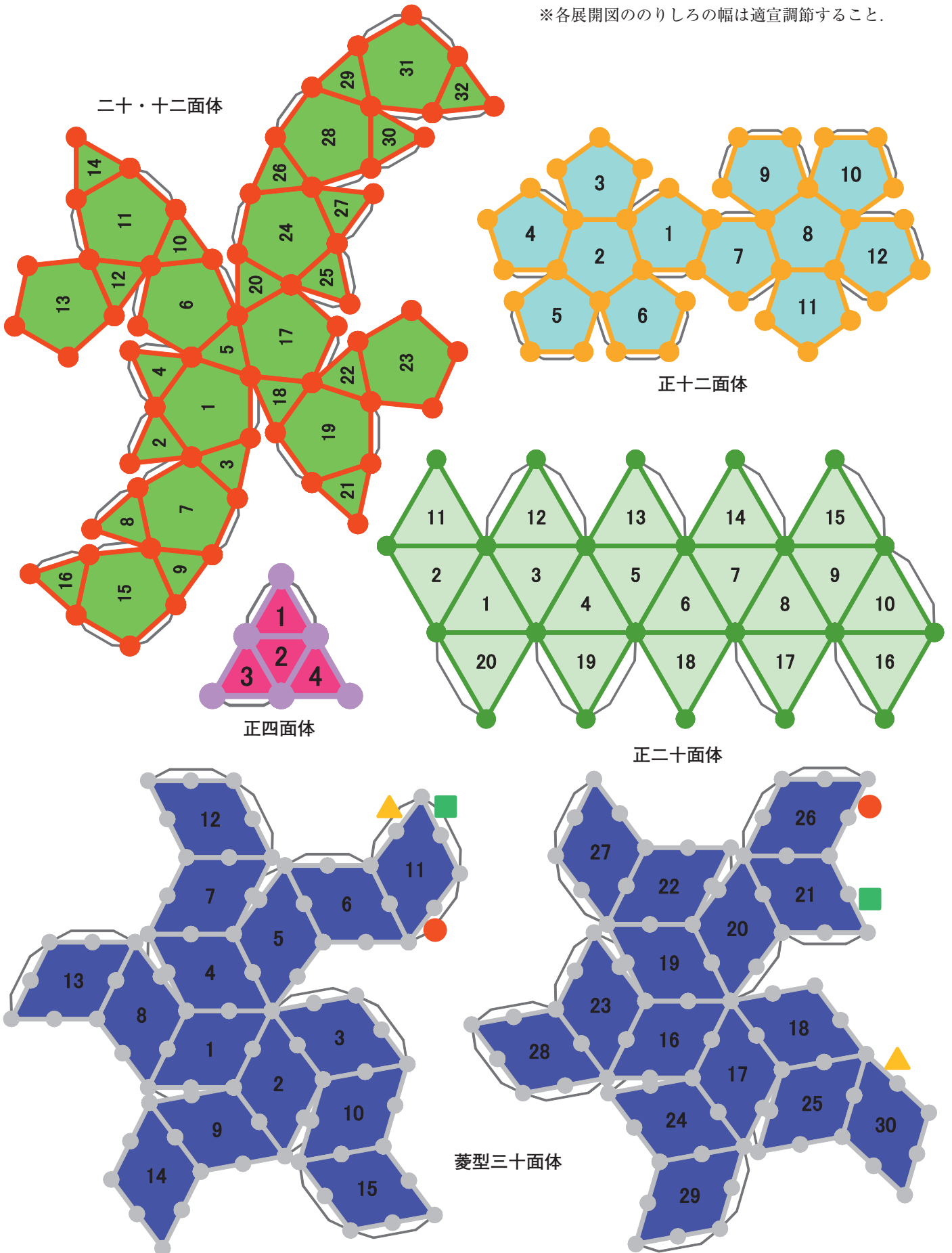
Tsai 型クラスター組立模型完成写真

後列左から、菱形三十面体、二十・十二面体、正二十面体
前列左から、正十二面体、正四面体

Tsai 型クラスター組立模型 (展開図縮小版)

組立用の展開図は日本物理学会 HP の「会員専用」ページからダウンロード可能。

※各展開図ののりしろの幅は適宜調節すること。



同じマークを合わせるように 11 を 30, 21, 26 に接続



物理学会の2014年

兵頭俊夫 (会長)

昨2014年は、青色発光ダイオードの開発がノーベル物理学賞に輝いた快挙の年でした。赤崎勇先生、天野浩先生、中村修二先生に心からお祝いを申し上げます。ノーベル賞財団の授賞理由で、世界の電力の1/4が照明に使われている事を知りました。日本での割合が仮に1/5で、LEDの消費電力が蛍光灯の1/4だとすると、全てがLEDに代われば照明の消費電力は1/20になりますから、日本では全電力の約15%の節約になります。この大きさが、人類の平和と福祉への寄与が大とされ、受賞につながりました。

さて、会誌1月号の巻頭言は本来新年の夢を語るのがふさわしい場ですが、ここでは、3月の任期終了を前にして、今期の活動の報告を致します。

2013年4月からの副会長(第69期)・会長(第70期)1年ずつの任期の間、以前の理事会から積み上げられてきた懸案解決の仕上げに努めました。

懸案の一つは、会員データベースシステムの改訂で、第69期に副会長が座長のWGが立ち上げられました。既に仮納品されていた新システムには多くのバグがあり、デバグに手間取っていました。そこで、完納期日を定めて完成品の納品を業者に要求しました。しかし守られませんでしたので、契約を解消し、代金を全額返金してもらいました。2014年1月の事です。一方、これが予想できた頃から、ITコーディネーターの助言を受けながら、新規発注の準備に入りました。第70期は新規プロジェクトチームでそれを引きつぎ、会員管理業務の洗い出し等が本格的に行われました。2015年前半には入札によって業者が決まる見通しです。

もう一つの大きな懸案は、2011年に一般社団法人に移行した前後から続いている赤字です。第69期に財政問題検討WGが調査した結果、赤字は構造的でした。会員数が年々減少している為、1984年の改定後30年間据え置いてきた会費の収入が減少しています。

一方、出版事業やアウトリーチ活動等の経費は増加傾向です。英文誌出版に対する科研費は、制度が変わり、使途が制限されています。これを踏まえ、第70期には財政問題対策WGが対策を検討しました。刊行委員会でも、会誌印刷費のコスト削減や、JPSJの購読料の値上げ等、実効性のある対策を実施しました。しかしそれでも十分ではなく、2016年の年会費からの一律1,000円値上げを、来る2015年3月の総会に提案する事になりました。

又、年次大会・秋季大会の参加費も2015年3月の第70回年次大会から1,000円値上げする事になりました。同時に、概要集の紙冊子版を廃止してWebページに掲載し、ダウンロード権を1,000円で販売する事になりました。全領域の概要へのアクセス権です。又、記録用として、大会後に送付されるDVD版を合わせて購入する事も可能です。

会員数を増やすには、学会の魅力の増大と、会員支援の強化が必要です。これについては十分なアイデアが出せず、今後の課題として残りました。できそうな事として、毎年の入会者の大半が大学院生であり、又、退会者も大学院修了後物理から離れる方が大半である事に注目し、その方々が退会後も物理学会とつながりをもって割安の費用で会誌の電子版を読めるような資格の「会友」制度の検討を開始しています。同時に、Jr.セッション発表者等、物理学会と関係ができた高校生には同様のサービスを無料で提供する「Jr.会友」制度の検討も進んでいます。

日本物理学会と応用物理学会共同の英文誌出版組織だったIPAPは、新法人への移行の際、「刊行センター」に改組されました。その後、両学会とも英文誌刊行の実態は大きく変わりました。そこで、2014年5月に両学会の会長・副会長が会談し、協定書を大幅改訂して、刊行センターは残すが、運営協議会は廃止し、その代わり、会長・

副会長同士の情報交換会を年に2回ほど開催する事になりました。当面は出版関係が主要な話題の一つです。更に、刊行センターの専有面積と共通経費の負担が均等とされ、職員の仕事と雇用学会の関係が整理されました。

英文誌では、新たにJPS Conference Proceedingsが発刊されました。会誌も編集委員会の努力によって大きく変わりました。

ホームページは、第69期の検討で経費を掛けない改訂を先行させる事になり、第70期に、将来の本格改訂を見据えながらトップページが整理されました。又、「支部」や「領域」のページが便利になりました。領域のページには、領域ではない「物理と社会」のページも作り、その枠で行われた年会シンポジウムのスライドを掲載できるようになりました。

支部は、ボランティア的性格や活性を維持しつつ新法人法に適した組織に整える為に、支部規定や支部規約の整備が行われました。支部会員の定義を、当該道府県に会誌の送付先がある会員とし、その方々への同報メール発信を事務局が支援する事になりました。支部が認める学会会員も支部会員になります。支部規約は、共通のガイドラインに各支部の事情を反映したものが作られました。

物理教育関連では、2022年に日本開催が予定されている国際物理オリンピックの準備の為、物理学会から日本物理オリンピック委員会に理事を出す事になりました。又、学術会議から依頼のあった大学教育における「参照基準」を物理学についても作る作業が、進められています。「大学の物理教育」誌は発刊20周年を迎えて、特別号が発行されました。

これらの実行に当たってご尽力頂いた、関連の委員会・WG等の担当理事、委員の先生方、事務局職員の皆様に、心からお礼申し上げます。

(2014年10月24日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会の2014年

The Year 2014 of the Physical Society of Japan

兵頭俊夫 …… 1
Toshio Hyodo

現代物理のキーワード Trends

美しく複雑な秩序

Beautiful Complex Order

下田正彦 …… 4
Masahiko Shimoda

交 流 Interdisciplinary

ペロブスカイト型 Co 酸化物のスピンクロスオーバー現象：その歴史と現状

Spin-Crossover Phenomena in Perovskite Cobaltites; Their History and Current Status

浅井吉蔵, 小林義彦, 佐藤桂輔 …… 6
Kichizo Asai, Yoshihiko Kobayashi and Keisuke Sato

解 説 Reviews

アンダーソン局在の臨界現象—最近の実験・理論の新展開—

Recent Progresses on Anderson Transitions

小布施秀明 …… 14
Hideaki Obuse

最近の研究から Researches

反応-拡散-駆動系として理解する細胞の形態変化

Morphodynamics of Cells as Reaction-Diffusion Systems Coupled with Cellular Membrane

石原秀至, 澤井 哲 …… 25
Shuji Ishihara and Satoshi Sawai

5d 電子系イリジウム酸化物における新奇な絶縁体と超伝導

Novel Insulator and Superconductivity in a 5d Electron System of Iridium Oxides

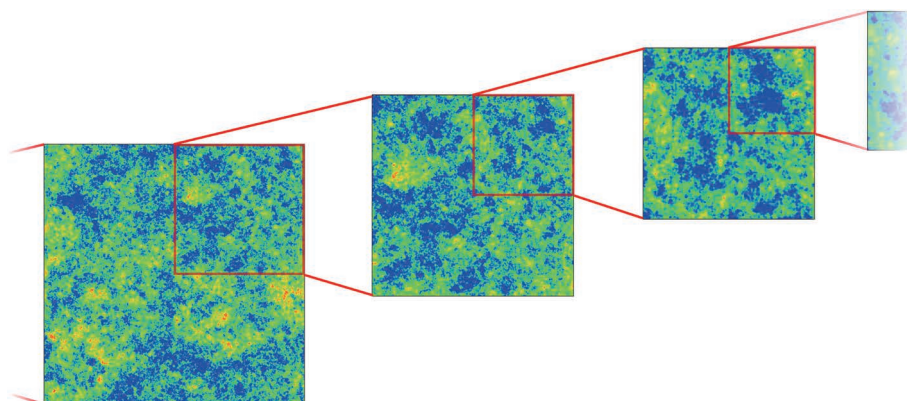
渡部 洋, 白川知功, 柚木清司 …… 31
Hiroshi Watanabe, Tomonori Shirakawa and Seiji Yunoki

実験技術 Experimental Developments

単一原子/光子を操作するナノ光ファイバー

Optical Nanofibers for Manipulating Single Atoms and Single Photons

白田耕藏 …… 36
Kohzo Hakuta



解説 (アンダーソン局在の臨界現象—最近の実験・理論の新展開—)

2次元不規則電子系の金属-絶縁体転移 (アンダーソン転移) 点における波動関数振幅分布 $|\psi(x, y)|^2$ の等高線図に対し、図の一部 (各図の赤枠内) の拡大を反復的に行った様子。臨界点の波動関数が有するマルチフラクタル性 (ほぼ同義な言葉として、スケール不変性、または自己相似性) を反映し、どの尺度でも統計的に同様の空間構造が現れる。

JPSJの最近の注目論文から 9月の編集委員会より

平成26年度科学研究費助成事業 (科研費、基盤研究等) 審査結果報告

歴史の小径 アルバート・クルーと走査型透過電子顕微鏡の開発: 単原子の観察

ラ・トッカータ ドイツ・ハレ ポスドク滞在記

追悼 Manuel Cardona 教授を悼んで

新著紹介

男女共同参画推進委員会だより

掲示板 ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

行事予定

会告 ■第33回臨時総会の決議3について ■第70回年次大会の宿泊・交通等の案内 (今回は旅行者による取扱いはありません) ■第70回年次大会の参加登録・講演概要集 (Webアクセス権および記録用DVD版) 購入のご案内 (講演申込者以外の方への案内です) ■第70回年次大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■訂正 ■2014年12月1日付新入会者 ■賞・助成等の募集予定一覧

本会関係欧文誌目次

安藤恒也 …… 45

岩田高広, 石橋延幸 …… 48

山口まり …… 51

篠原 康 …… 54

菅 滋正 …… 56

57

59

60

62

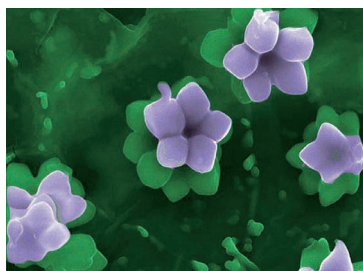
64

64

64

64

75



表紙の説明

正20面体相 Al-Mn 合金の走査電子顕微鏡像 [提供: 蔡 安邦 (東北大学多元物質科学研究金属機能設計研究分野)]. 花卉のような組織は、液体急冷法で作製した Al-Mn 合金中に現れたもので、室温時効後に Al 相を選択的に電解研磨することにより、Al 結晶から析出した準結晶相を露出させて観察された。Al-Mn 準結晶は、Shechtman らによって最初に発見された準結晶で準安定相の合金である。今日では様々な合金系で安定相の準結晶が見つかっており、それらを対象にした構造や物性の研究が準結晶研究の主流となっている。詳細は本号に掲載されている下田正彦氏の「現代物理のキーワード」記事を参照のこと。

美しく複雑な秩序

Keyword: 準結晶

1. 準結晶とは

1982年4月8日、液体急冷で得たアルミニウム・マンガン (Al-Mn) 合金の準安定相を透過電子顕微鏡で調べていたイスラエルの金属学者 Dan Shechtman (Israel Institute of Technology) は、それまでの常識では考えられない回折像を観察した。それは、10回の回転対称性を持つ明瞭な回折斑点像であった(図1)。10回回転対称は結晶の並進対称性と両立しない対称性だが、明瞭な回折斑点は、構造に長距離秩序があることを示している。Shechtman は、様々な方位から観察することで、この合金が正20面体と同じ回転対称性を持つことを明らかにした。¹⁾ この常識を覆す構造の物質は、結晶でもアモルファスでもない第3の固体として「準結晶」と名付けられた。^{*1} Shechtman の発見した準結晶は、今日正20面体相とよばれる準結晶の一つで、この発見に対し2011年のノーベル化学賞が授与された。正20面体相では、その対称性を反映して、ときに花弁状に成長した美しい固体(ナノフラワー)が得られる(表紙)。

正20面体相は、あらゆる方向に原子が準周期的に配列した3次元準結晶であるが、準周期構造を持つ原子面が、面の法線方向に周期的に積層した2次元準結晶も存在する。2次元準結晶には、準周期面の回転対称性に応じて、正8, 10, 12角形相などがある。なお、並進対称性と相容れない長距離秩序構造を準周期構造と言ひ、これに加えて2, 3, 4, 6回以外の回転対称性を持つ場合を準結晶構造と呼ぶ。

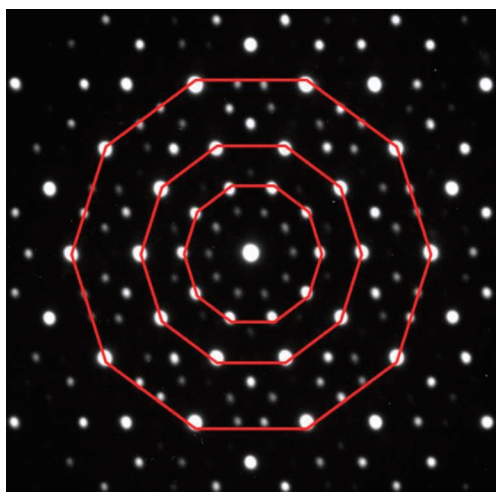


図1 正20面体相 Al-Mn の電子線回折像。(提供: 蔡安邦(東北大))

2. 原子はどこに?

準結晶は、周期性がない上に2種類以上の元素からなり、しかも多くの場合ケミカルディスオーダー(異種の元素が同じサイトを確率的に占める状態)が存在するので、その原子構造を決定することは大変難しい。

一般に、準結晶の構造は、骨格としての準周期格子とそれを修飾する原子クラスターの組み合わせで記述される。2次元準結晶の正10角形相における準周期格子は、2種類の菱形による平面を隙間なく、かつ非周期的に充填して得られるペンローズ格子である。

正20面体相準結晶の場合、準周期格子はペンローズ格子の3次元版とも言うべきもので、2種類の菱面体を単位胞とする、3次元空間の非周期充填構造である。原子クラスターは、複数の多面体からなる多重殻構造になっており、殻構造の異なる複数の型が知られている。このうち Tsai 型クラスターは、図2に示すような5つの殻から構成されている。

Tsai 型クラスターを持つ典型的な準結晶に正20面体相カドミウム・イッテルビウム (Cd-Yb) がある。その特徴は、第3殻の12面体を Yb が、それ以外の殻を Cd が占めており、ケミカルディスオーダーが全くないことである。しかも、30個の Tsai 型クラスターが集まって1つの切頭12面体(Tsai 型クラスターの第4殻の多面体)を構成し、それがさらに30個集まってより大きな切頭12面体を成すという、複雑ではあるが美しい階層構造を持つことが判っている。この合金は、2つの元素がX線で良く識別できるという好

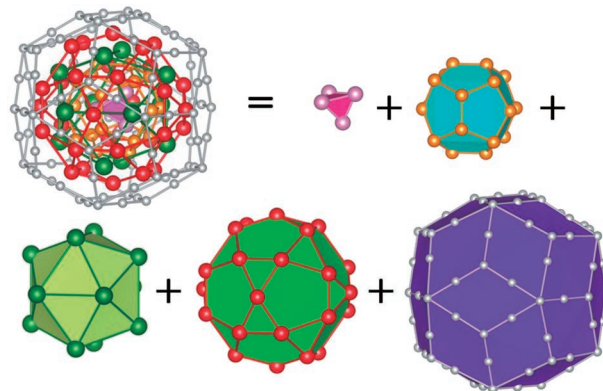


図2 Tsai型クラスターの多重殻構造。内側から4面体, 12面体, 20面体, 切頭12面体, 菱形30面体の5重構造。(提供: 野澤和生(鹿児島大))

条件も重なり、構造が最も精度よく解明されている準結晶である。

3. 安定性の起源

周期性のない準結晶の構造が、どうして安定なのか。この問題を考える上で、準結晶の探索がこれまで Hume-Rothery 則に従って戦略的になされたという経緯がヒントになる。これは、特定の結晶構造を持つ合金は、1 原子あたりの平均価電子数 (e/a) が特定の値を持つとき出現しやすいと教える経験則である。例えばアルミニウム・パラジウム・マンガン (Al-Pd-Mn) 系の準結晶では、 $e/a=1.75$ を保ったまま 3 元素の種類と組成を調整することで、数多くの関連する準結晶が発見された。

一般に、Hume-Rothery 則に従う合金では、ブリルアンゾーンの境界でエネルギーギャップが生じて状態密度が変調され、エネルギー的に有利になる位置にフェルミ面が来ることによって構造が安定化すると考えられている。準結晶でもこのような機構が働いていると考えられる。実際、多くの準結晶で、電子比熱や光電子分光の測定でフェルミ準位付近に状態密度の落ち込み (擬ギャップ) が観測されている。^{*2}

一方、このような金属電子論的描像とは異なる、共有結合性の寄与を示す実験結果も同じ準結晶において得られており、共有結合に基づく安定化の機構も提案されている。現在、準結晶合金は金属結合と共有結合が共存した系とみなされており、安定性の議論は未だ決着していない。

4. 準結晶から複雑秩序へ

近年、非金属物質系でも準結晶構造が次々と発見されている。それに伴い、準結晶研究は複雑秩序、すなわち準結晶構造およびそれに近似する長距離秩序に関する、物性から応用技術までを総合的に扱う複雑秩序研究へと進化した。

これまでに準結晶構造が自発的に出現することが確認された複雑秩序構造物質としては、デンドライト状液晶、ポリマーブロック共重合体、2 元ナノ粒子コロイド、メソポーラスシリカ、ペロブスカイト酸素欠損薄膜²⁾ が挙げられる。このように相互作用の大きさや空間スケールが異なる様々な系で準結晶が出現することで、安定化の起源の議論に新たな視点が加わり、また準結晶構造との関係を議論すべき物性も豊富になった。現在、半導体、クラスレート化合物、イオン液体などでも準結晶構造が探索されている。

一方、単一の物質を準結晶的なポテンシャル上に強制的に並べることで、準結晶構造の物性をより制御された系で調べようという研究もある。こうした考えに基づくものに、準結晶合金の準周期表面をテンプレートとして用いた単元

素金属薄膜、³⁾ レーザー光で作った 10 回対称干渉パターン上の帯電ポリスチレンコロイドなどの研究が挙げられる。

複雑秩序構造が応用された技術としては、放射光施設では電子ビームの高調波制御のために準周期アンジュレータが実用化されている。また、フォトニック準結晶は、完全フォトニックバンドギャップを持つ光制御素子として期待されている。合金系では、準結晶合金の脆性や構造の特徴を利用した準結晶触媒、熱電特性を利用した熱スイッチや熱ダイオードの研究が注目されている。

準結晶構造に本質的に由来する物性を明らかにすることも、準結晶研究の重要なテーマである。これまでに電子物性・力学物性に関わる多数の研究があるが、真に準結晶特有とみなせる物性は観測されていなかった。ところが最近、希土類元素が中間価数状態にあり磁性を持つ準結晶、正 20 面体相アルミニウム・金・イッテルビウム (Al-Au-Yb) が発見され、⁴⁾ 磁化率の測定で量子臨界現象が観測された。その独特な振る舞いは、準結晶特有の電子状態に由来するものとして注目されている。⁵⁾ 今後、複雑秩序における強相関電子系や準周期磁気フラストレーションなどの研究が発展していくことが期待される。

本稿で、準結晶研究の課題と近年の多様な分野への発展を理解していただければ幸いである。より詳しい解説および元論文については文献 6 を、最近のトピックは、ノーベル賞受賞を記念して編まれた雑誌の特集号 (文献 7) を参照されたい。文献 2~5 は、これらに含まれない最新の成果である。

参考文献

- 1) D. Shechtman, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1951.
- 2) S. Förster, *et al.*: Nature **502** (2013) 215.
- 3) H. R. Sharma, *et al.*: Nat. Commun. **4** (2013) 2715.
- 4) T. Ishimasa, *et al.*: Philos. Mag. **91** (2011) 4218.
- 5) K. Deguchi, *et al.*: Nat. Mater. **11** (2012) 1013.
- 6) 竹内 伸, 枝川圭一, 蔡 安邦, 木村 薫: 『準結晶の物理』(朝倉書店, 2012).
- 7) P. A. Thiel, *et al.*: Israel J. Chem. **51** (2011) 1141.

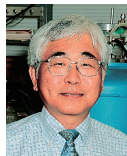
下田正彦 (物質・材料研究機構)

(2013 年 11 月 25 日原稿受付)

*1 今日では、国際結晶学会による結晶の定義が「本質的に離散的な回折斑点を示す固体」と改定され、準結晶も結晶として扱われるようになっていく。

*2 周期性がない準結晶には、ブリルアンゾーンは存在しないが、回折像に現れる強いピークに基づいて「擬ブリルアンゾーン」を定義することができる。

ペロブスカイト型 Co 酸化物のスピנקロスオーバー現象：その歴史と現状



浅井 吉蔵

電気通信大学大学院情報理工学研究所



小林 義彦

東京医科大学物理学教室



佐藤 桂輔

茨城工業高等専門学校

遷移金属化合物では、温度や圧力などの外部条件により原子（イオン）のspin状態が変化することがある。このspin状態が変化する現象をスピנקロスオーバー、（あるいはspin転移）と云う。ペロブスカイト型、及び関連の結晶構造をもつCo酸化物はこの現象を起す物質群の1つとして注目されてきた。LaCoO₃はその代表的物質として1950年代より多くの研究が行われているが、spin状態についての議論が変遷し、現時点においても統一的理解にいたっていない。本稿では、LaCoO₃の物性を概観し、何がこの物質のspin状態及び転移の統一的理解を困難にしているのかを述べたい。

LaCoO₃では、Co³⁺に6個の酸素がほぼ立方対称に配位したCoO₆八面体が頂点を共有して3次元的に繋がり、この物質の磁性と伝導を担っている。LaCoO₃は全温度領域で常磁性であるが、最低温ではほぼ零である磁化率が温度上昇と共に増大し100 K付近で極大を示すという通常の常磁性体では見られない振る舞いを示す。さらに、500 K付近にも電気抵抗の急激な減少を伴った磁化率の異常がある。現在まで、LaCoO₃における100 K近傍と500 K近傍の磁氣的電氣的異常にCo³⁺のspin転移が関係しているという多くの提案がなされている。

Co³⁺のspin状態の説明をする。球対称ポテンシャルのもとで5重縮退した3d軌道は、酸素のつくる立方対称の結晶場により、2重縮退のe_g軌道と3重縮退のt_{2g}軌道に分裂し、軌道のエネルギーは前者が後者に対して高い。結晶場中のCo³⁺(3d)⁶の電子配置は、結晶場の大きさと原子内交換相互作用との兼ね合いで決まる。前者の利得が優先されると、電子配置が(t_{2g}↑)³(t_{2g}↓)³で合成spinがS=0の低spin状態(LS)が、後者の利得が優先されるとHund則を

満たす電子配置(t_{2g}↑)³(e_g↑)²(t_{2g}↓)¹でS=2の高spin状態(HS)が実現する。更にその中間の(t_{2g}↑)³(e_g↑)¹(t_{2g}↓)²の電子配置でS=1の中間spin状態(IS)もあり得る。

これまでに知られているCo³⁺、Fe²⁺錯体中の(3d)⁶電子配置では通常ISは出現せず、LS-HS間のスピנקロスオーバーが配位子場理論で説明されてきた。ところが、LaCoO₃では低温から100 Kに向かって平均のspin状態が非磁性のspin状態(LS)から磁性spin状態に変わるということは共通の理解であるが、その磁性spin状態については論争中である。磁性spin状態が電子格子相互作用の大きいJahn-Teller活性のIS状態であることを支持する実験的研究が数多くある一方で、HSが存在することを強力に支持する実験的研究もある。LaCoO₃では、個々のCo³⁺のspin状態が結晶場とHund則の競合という1イオン内の事象のみではなく、近接Coイオンのspin状態間の強い相互作用がspin相の決定に重要な役割を果たしていると思われる。本稿ではISとHSが共存する可能性を述べる。

500 Kの磁氣的電氣的異常の本質は、強相関電子系に特徴的な絶縁体-金属転移(Mott転移)であり、それに付随して新たなspin転移が生じていると考えられる。この500 K近傍の転移は全てのRECoO₃(RE=希土類元素)に共通の現象であるが、LaCoO₃のみで見られる100 K spin転移との関連を述べる。

ペロブスカイト型、及び関連結晶構造Co酸化物のspin転移はspinの自由度が電荷や軌道の自由度と結合した現象である。この物質群のspin転移が多彩であるのは、この物質群がMott転移近傍に位置し、その電子状態が“柔らかい”ことが理由の1つと思われる。

—Keywords—

配位子場理論：

化合物中の遷移金属のd軌道のエネルギー準位の変化の起源を、金属のd軌道と、その周囲にあるイオンや分子（配位子と呼ばれる）の間にはたらくクーロン相互作用によって説明する理論。遷移金属化合物において、電子状態の議論の出発点となることが多い。

Jahn-Teller 活性：

エネルギー準位に縮退がある状態にいる電子が、周りの結晶格子などのひずみをひき起こすことによりその縮退をとり、よりエネルギー的に安定な状態に変化する現象をJahn-Teller効果と呼ぶ。本Co系のIS状態は、二重に縮退したe_g軌道に1個のd電子がいるため、Jahn-Teller効果発現の不安定性をもつ。

Mott 転移：

バンド理論では金属となるにもかかわらず、電子間の強いクーロン相互作用によって絶縁体になる現象。遷移金属化合物の多くの興味深い現象は、このMott転移によって引き起こされるものが多い。

1. はじめに

ペロブスカイト型、及び関連の結晶構造をもつ3d遷移金属酸化物は、近年銅酸化物高温超伝導体やMn酸化物の巨大磁気抵抗等で特によく知られるようになったが、それらの物質が発見される以前から多彩な物性を示す物質群として注目され、多岐にわたる研究がなされてきた。¹⁾ その中でCo酸化物はスピנקロスオーバー、あるいはスピン転移を起す物質として注目されてきた。LaCoO₃はその代表的物質として1950年代より研究が行われている。²⁾ その後、関連する種々の物質におけるスピנקロスオーバー現象の発見と発現機構の解明がなされてきたが、最も古くから研究されてきた物質の1つであるLaCoO₃においては、スピン状態についての議論が変遷し、現時点においても統一的理解にいたっていない。本稿では、LaCoO₃の物性を概観し、何がこの物質のスピン状態及び転移の統一的理解を困難にしているのかを述べたい。

ペロブスカイト型結晶REMO₃ (RE = 希土類元素; M = 遷移金属元素)の基本構造を図1に示す。Mに6個の酸素が立方対称に配位したMO₆八面体が頂点共有をして3次元的に繋がっており、REはその隙間を埋める。^{*1} 球対称ポテンシャルのもとで5重縮退した3d軌道は、酸素のつくる立方対称の結晶場により、頂点酸素の方向に軌道が伸びた2重縮退のe_g軌道(3z²-r², x²-y²)と八面体の辺方向に伸びた3重縮退のt_{2g}軌道(xy, yz, zx)に分裂する。軌道のエネルギーは前者が後者に対して高い(図2)。d軌道を複数の電子が占める場合、電子間の原子内交換相互作用に起因して、合成スピンの最大となる(なるべく平行スピンとなる)電子配置のエネルギーが最も低いというHundの規則がある。原子(又はイオン)にn個の3d電子が占める状態(3d)ⁿは、4 ≤ n ≤ 7の場合、立方対称結晶場中でエネルギーの低いt_{2g}軌道を優先して占有することによるエネルギー利得とHundの規則を満たすことによる利得の大小によって、基底状態の電子配置とスピン状態(合成スピン)が異なる。複数の状態間のエネルギー差が小さい場合、温度や圧力等の外的環境、電場や磁場等の外場によって平衡の電子配置とスピン状態が変わる。この現象をスピン状態の変化に注目してスピנקロスオーバー、又はスピン転移という。^{*2}

本稿で論じるCo³⁺(3d)⁶の場合、結晶場の利得がHund規則を満たす利得を上回る場合の電子配置は(t_{2g}↑)³(t_{2g}↓)³となり、合成スピンS=0の低スピン状態(low spin state; 略してLS)が基底状態となる。逆の場合、電子配置は(t_{2g}↑)³(e_g↑)²(t_{2g}↓)¹となり、S=2の高スピン状態(high spin state; 略してHS)が基底状態となる。その他に(t_{2g}↑)³(e_g↑)¹(t_{2g}↓)²の電子配置をもつS=1の中間スピン

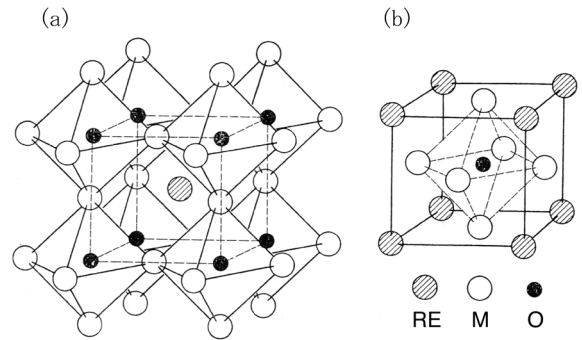


図1 ペロブスカイト型結晶REMO₃の基本構造。(a)と(b)はそれぞれ、M原子とRE原子を原点にとった。¹⁾

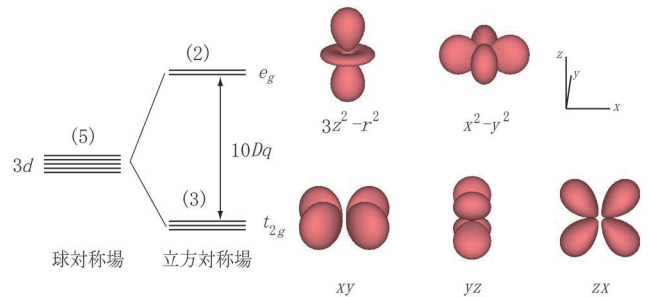


図2 6配位立方対称結晶場中の3d軌道。

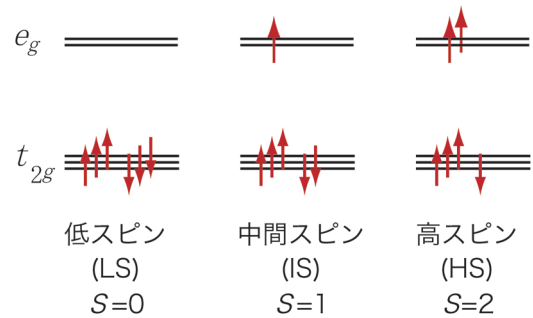


図3 (3d)⁶の場合の3つのスピン状態。

状態(intermediate spin state; 略してIS)も考えられる(図3)。各スピン状態の特徴を述べる。S=0のLSでは、全てのt_{2g}軌道が電子で占有されることから合成軌道角運動量もL=0となり、磁気モーメントをもたない。S=1のISは、電子-格子相互作用の大きいe_g軌道に占有の自由度が残る、Co³⁺はJahn-Tellerイオンとなる。^{*3} S=2のHS状態は(IS状態もそうであるが)t_{2g}軌道が部分占有されることで、軌道角運動量Lが残る。又、e_g軌道は配位子に向かって伸びた軌道であるので、e_g軌道占有によりイオン半径rは大きくなる。即ち、r_{LS} < r_{IS} < r_{HS}である。}}}

LaCoO₃のスピン転移の実験的研究が始まる以前に、TanabeとSuganoは6配位立方対称結晶場中の(3d)ⁿの電子配置のエネルギーを結晶場と原子内電子間相互作用の相対的強度の関数として系統的に計算した。³⁾ その結果得られたTanabe-Sugano diagramによれば、n=6の場合、結晶場

^{*1} 多くの物質では、RE-O、M-Oの結合長を最適化するために八面体が歪み、結晶の単位胞が大きくなる。

^{*2} 本稿では、スピンの平均が顕著に変わる現象をスピン転移という。必ずしも相転移ではない。

^{*3} 格子変形により電子系の縮退がとれ、系が安定化する現象をJahn-Teller効果と呼び、その効果が顕著にあらわれるイオンをJahn-Tellerイオンと云う。

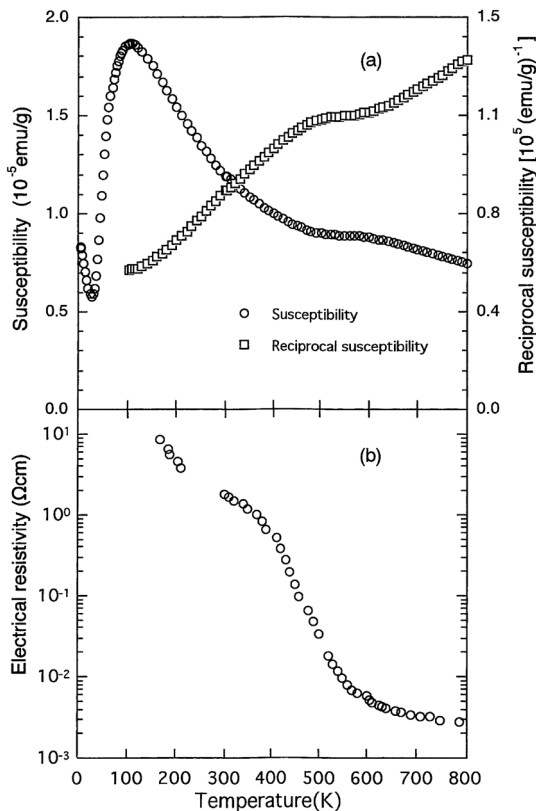


図4 LaCoO₃の(a)磁化率と(b)電気抵抗率の温度変化.⁵⁾

の相対的強度の増大により基底状態はHSからLSに入れ替わる。このdiagramでは、ISが基底状態になることはない。

以上の説明では、LaCoO₃では、3d電子(3d)⁶がCo³⁺に完全に局在しているかのように述べたが、それは厳密ではない。LaMO₃の物性をMの周期律表上の順番で見よう。¹⁾手前のLaFeO₃はT_N=740 Kの反強磁性絶縁体である。Fe³⁺(3d)⁵はHS状態(S=5/2)の局在した磁気モーメントをもつ。即ち、LaFeO₃はMott絶縁体である。⁴⁾一方、次のLaNiO₃は金属的電気伝導を示すPauli常磁性体である。⁵⁾Ni³⁺(3d)⁷はLS状態で電子配置は(t_{2g}↑)³(t_{2g}↓)³(e_g)¹であるが、e_g電子は局在磁気モーメントをもたない。このように、LaCoO₃はHSのMott絶縁体LaFeO₃とLSの常磁性金属LaNiO₃の間に位置し、その結果、電子状態もスピン状態も“柔らかい”物質であると考えられる。LaCoO₃のスピン転移では、スピンの自由度が電荷や軌道の自由度と結合しており、スピン転移に伴って電子輸送現象や格子の弾性等に大きな変化が起こる。

本稿では、LaCoO₃の物性を紹介した後、この物質で見られる2つの磁氣的、電氣的転移について議論を進め、全体を纏める。

2. LaCoO₃の物性

LaCoO₃の広い温度範囲での磁化と電気抵抗の温度変化

*4 モット絶縁体(Mott-insulator)とは、電子相関の効果によって実現する絶縁体

*5 Fermi縮退した自由電子の示す常磁性

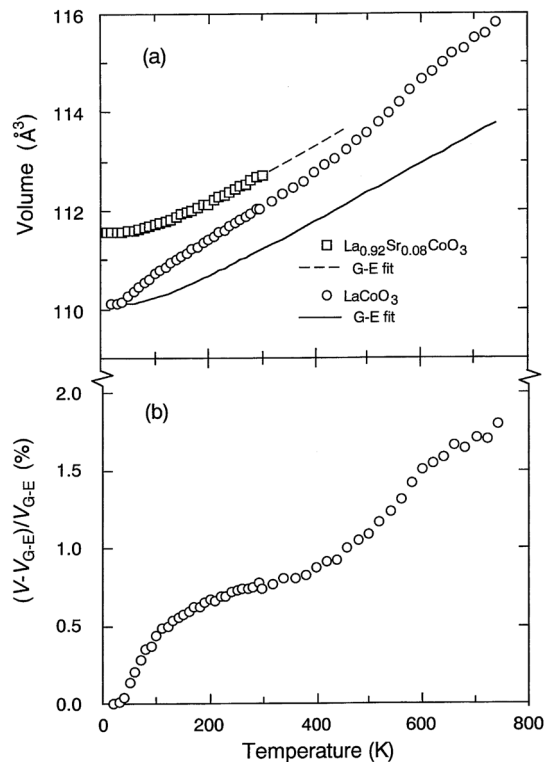


図5 LaCoO₃の(a)格子体積の温度変化と(b)異常部分.⁵⁾

はHeikes等により最初に報告された。⁴⁾その後、今日まで多くの報告があるがデータの本質は変わらない。ここでは、筆者等の論文⁵⁾から引用する(図4)。LaCoO₃の磁化率は温度上昇と共に増大し100 K付近で極大を示した後緩やかに減少するという常磁性として通常ではない振る舞いを示す(最低温部分の磁化は不純物による)。又、500 K付近には温度変化がやや平坦になる領域がある(図4(a))。100 Kの磁化の極大が反強磁性的磁気秩序によるものではないことは中性子散乱により早期に確かめられた。⁶⁾一方、電気抵抗は温度上昇と共に減少するが、500 K近傍(400~600 K)で2~3桁の急激な減少が見られる(図4(b))。即ち、LaCoO₃は100 K近辺と500 K近辺に異常な磁氣的振る舞いを示し、後者は電気抵抗の急激な減少を伴う。なお、図5に示すように2つの領域では共に、格子体積の異常膨張が見られる。⁵⁾

ここで中性子の磁気散乱を見よう。⁷⁾295 Kでの磁気散乱を図6に示す。横軸は散乱ベクトルの波数を1化学式の擬立方晶を単位胞とした時の逆格子座標で表している。磁気散乱は逆格子全域に広がっており、磁気散乱が常磁性散乱であることを示している。又、(1, 0, 0)付近で散乱強度が大きいことから、磁気モーメント間には相関距離は極めて短いものの強磁性的相関のあることが分かる。この常磁性散乱の温度変化を図7に示す。この温度変化は、図4の磁化率の温度変化と良い対応を示しており、最低温では零であった常磁性散乱強度が温度上昇と共に増大すること、即ち、最低温では非磁性であったCo³⁺が温度上昇と共に磁性状態に転移するという直接的な証拠を与えている。な

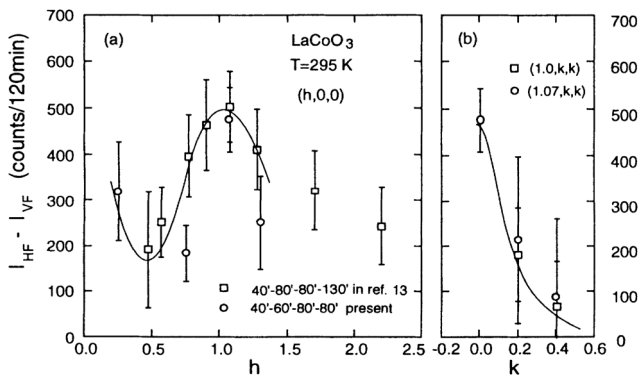


図6 LaCoO₃の295 Kでの中性子常磁性散乱.⁷⁾ (a) (h, 0, 0), (b) (1, k, k).

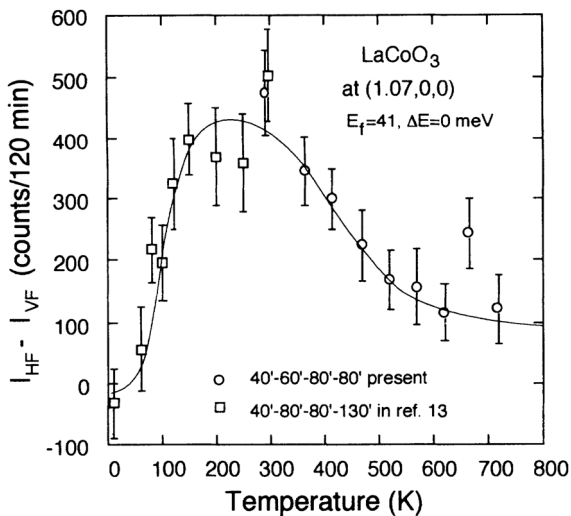


図7 LaCoO₃の(1.07, 0, 0)での中性子常磁性散乱の温度変化.⁷⁾

お、この実験精度では500 K近傍の磁気異常は見えない。

現在まで、LaCoO₃における100 K近傍と500 K近傍の磁気的電氣的異常にCo³⁺のスピンの転移が関係しているという提案が数多くなされている。しかしながら、現時点での共通理解は、低温から100 Kに向かって平均のスピンの状態が非磁性のスピンの状態(LS)から磁性スピンの状態(IS, 又はHS)に変わるということのみである。以降、100 K領域でのスピンの転移を100 K転移と呼ぶことにする。

3. 100 K転移後のCo³⁺の磁性スピン状態

1966年以降1990年半ばまで、LaCoO₃の100 K近傍の磁気的異常は、LS基底状態からHS励起状態が熱的に励起される現象であると理解されていた。⁸⁾ この背景には、LSが基底状態の時に第1励起状態はHSであるとする先行の理論研究(Tanabe-Sugano diagram)がある。しかしながら、熱的に励起された磁性状態をHSとすると、1) 予想される室温付近での磁化の値が実測値より若干大きいこと、2) Goodenough-Kanamori則によるとHS Co³⁺間には反強磁性的超交換相互作用が働くはずであるが中性子常磁性散乱の結果はそれを支持しない等の問題があった。

1995年にPotzeは電子配置が(3d)⁵であるSrCoO₃では、Co3d軌道が酸素2p軌道と強く混成することによりIS状態

が安定化され基底状態になりうることを指摘した。⁹⁾ 続いて1996年KorotinはLDA+Uの手法でLaCoO₃の電子状態を計算し、1) 基底状態がLS、2) 100 K程度の励起エネルギーをもつ第1励起状態がIS、3) HSのエネルギーは両状態に比べてかなり高いというTanabe-Sugano diagramとは異なる結果を得た。¹⁰⁾ 前述したようにIS状態Co³⁺はe_g軌道に自由度が残るJahn-Tellerイオンである。Korotin等は同論文で500 K以下では軌道秩序が生じている可能性のあることを指摘した。同年、MizokawaとFujimoriはバンド計算の結果から、100 K転移にISが関与することを示唆した。¹¹⁾

これらの理論的研究以降、100 K転移が非磁性のLSから磁性をもつISへの励起であることを支持する実験的研究が続出した。以下、年代順に列挙する。室温近辺での光電子分光(photoemission spectroscopy)とX線吸収分光(X-ray absorption spectroscopy)のスペクトルは従来のLSとHSの2状態のみを考えるモデルではLSが主成分と考えられてきたが、Saitoh等はISが主成分であるとして磁化測定の結果と矛盾なく解析できることを示した(1997)。¹²⁾ Yamaguchi等は赤外分光により検出された100 Kスピンの転移による光学phononの変化をIS状態Co³⁺に起因する局所的格子歪みで説明した(1997)。¹³⁾ Maris等は精密X線構造解析により、100 Kスピンの転移に伴いQ₂ typeのJahn-Teller歪みとe_gの軌道秩序を観測するという、励起された磁性状態がISであることを直接的に支持する結果を得た(2003)。¹⁴⁾ Ishikawa等はラマン分光により光学phononの温度変化を調べた結果、100 Kスピンの転移に伴いJahn-Tellerモードに結合した光学phononが顕著にソフト化するというISを支持する結果を得た(2004)。¹⁵⁾ 低エネルギーの光学phononのソフト化は後に中性子実験でも確認されている(2005)。¹⁶⁾ Thant等はLaCoO₃の150 K以上の温度領域で周波数が10~100 MHzの超音波の音速に顕著な周波数分散のあることを見だし、この分散がe_g軌道の揺らぎに結合した格子緩和によるという提案をした(2006)。¹⁷⁾ これらの研究の多くはe_gの軌道秩序とその揺らぎをIS支持の根拠としている。

ISを支持する研究が多い中で、100 Kスピンの転移に関与するのはHS状態が結晶場とスピン-軌道相互作用により分裂してできた仮想スピンS=1の3重項であると主張する理論的研究が出た(1999)。¹⁸⁾ 2002年、Noguchi等は100 Kスピンの転移で励起された磁性スピン状態を電子スピン共鳴(Electron Spin Resonance)により観測することに成功した。¹⁹⁾ 観測結果から得られたエネルギーダイアグラムを図8に示す。磁性励起状態は、菱面晶系の[111]を主軸とする1軸性の結晶場により僅かに分裂した仮想スピンS=1の3重項である。注目すべき事柄は、この3重項がg_{||}=3.35, g_⊥=3.55という大きなg因子をもつことである。Noguchi等は、この大きなg因子は6配位立方対称場中の(3d)⁶のHS状態からスピン-軌道相互作用で生じる3重項に特徴的

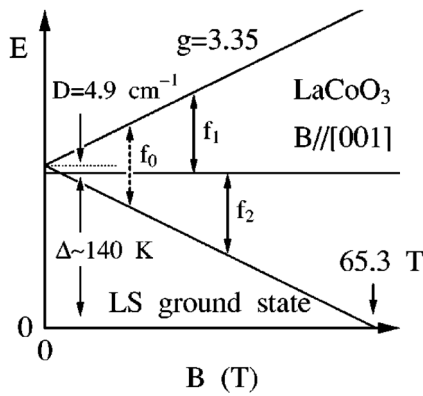


図8 ESRから得られたLaCoO₃中Co³⁺励起状態のエネルギー単位。¹⁹⁾

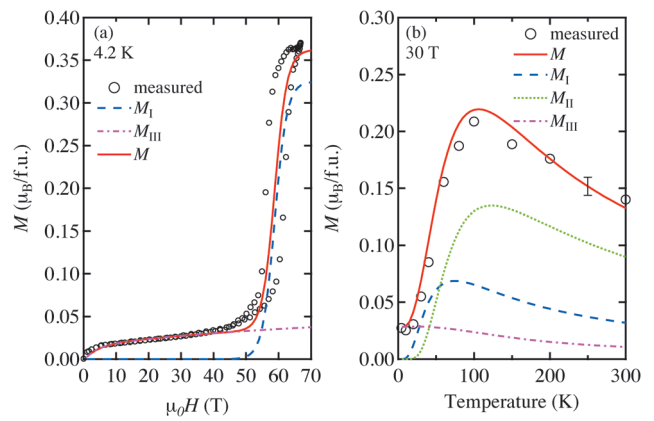


図9 LaCoO₃の強磁場中磁化 (a) 4 Kでの磁化過程, (b) 磁化の温度変化。²⁴⁾

なものとして説明した。励起エネルギー ($\Delta E \sim 140$ K) は ESR 信号強度の温度変化から求めている。^{*6} この三重項のエネルギーダイアグラムは中性子による三重項内遷移によっても観測されている。²⁰⁾ この研究は磁性スピン状態の直接的観測ということで衝撃を与えたが、Noguchi 等が指摘したように、この磁性スピン状態から予想される磁化率は実測値の3倍にも達する。^{*7} この矛盾を解決するために Kyomen 等は 100 K スピン転移に負の協力効果 (negative cooperative effect) を取り入れた。²²⁾ このモデルは、注目する Co³⁺ の周囲に HS の数が増えると、その Co³⁺ の HS への励起エネルギー (LS とのエネルギー差) が增大するというものである。磁化率と比熱の実験値が再現されるように温度の関数として励起エネルギーを求めると、HS の励起エネルギーは Co³⁺ が殆ど LS である低温では $\Delta = 200$ K 程度であるが、HS が増えた 300 K では $\Delta = 700$ K に達する。この考え方は後の XAS の温度変化の解析にも用いられている。²³⁾

ここでパルス磁場を用いた超強磁場中での LaCoO₃ の磁化過程を見る (図9)。²⁴⁾ 約 60 T に磁化の不連続な増大が見られる。この転移磁場は、図8に示される三重項励起状態が Zeeman 分裂し、その準位の1つが LS 基底状態と交わる磁場と良い一致をしており、この磁気転移が磁場誘起の準位交差により生じたと考えるのが自然である。又、ヒステリシスがあることからこの転移が相転移であること、即ち、近接する Co のスピン状態間に何らかの相互作用があってスピン転移が協力的に起こっていることを伺わせる。しかしながら、飛びの大きさは $0.32 \mu_B/\text{Co}$ と三重項の磁気モーメントの大きさ $3.35 \mu_B$ に比べて著しく小さい。言い換えれば、何らかの事情で全 Co イオンに対して1割未満の Co のみが磁場誘起スピン転移に寄与をするということである。このスピン転移に寄与をする Co 種を Co_I と呼ぶ

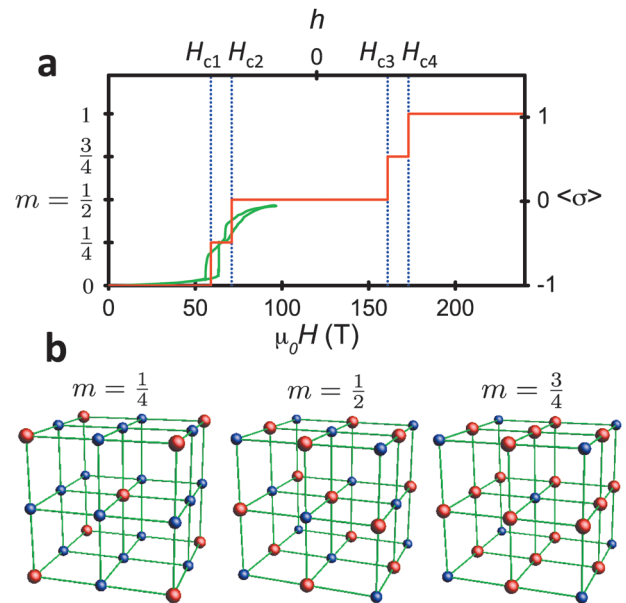


図10 超強磁場中LaCoO₃の磁化過程のモデル。²⁶⁾ (a) 提案された磁気相図 (赤) と実測値 (緑), (b) LS (青) と IS (赤) がつくるスピン状態の格子。

ことにする。次に磁化の温度変化を見る。Co_I のつくる磁化 M_I は、Co_I のエネルギー準位と 4 K の磁化の飛びから求めた Co_I の個数から計算できる。磁性不純物 (Co⁴⁺ に依ると思われる) がつくる磁化 M_{III} の温度変化を適当に見積もることにすると、磁化の実測値 M は磁化 M_I と M_{III} の和より遥かに大きいことが分かる。この差は、残りの Co 種 (Co_{II} と呼ぶ) が $g=2$, $\Delta=200$ K の磁性励起状態をもつと考えると説明することができる。即ち、4 K での磁場誘起スピン転移に関与するのは Co の一部であるが、高温では全ての Co 種が磁性を担うことを示唆している。

上記研究の後、500 T までの磁化が測定され、何段階かの磁気転移のあることを示唆する結果が得られた。²⁵⁾ 最近、Altarawneh 等はパルス磁場で 100 T までの磁化と磁歪を測定し、63 T と 73 T の2段階の磁気転移を観測した。²⁶⁾ 著者は、磁場誘起される磁性スピン状態を $g=2$, $S=1$ の IS とし、最近接と次最近接格子点を占める IS 間に相互作用があるとして相図を作製した (図10)。それによると、IS 間の斥力に起因して LS と IS は格子を組み、磁場の増加により H_{c1}

*6 励起エネルギーは観測する物理量により異なる。例えば、⁵⁹Co NMR の緩和時間の温度変化から求めた励起エネルギーは 180 K である。²¹⁾

*7 隣接 Co³⁺ (HS) 間に強い反強磁性的相互作用 J を入れて磁化率の計算値を下げる試みがあるが、実験値を再現するほど大きな $|J|$ を入れると、励起 HS の数が増えた時点で反強磁性秩序が発生する筈で、実験事実と反する。

では1/4, H_{c2} では1/2, H_{c3} では3/4, H_{c4} では全てのCo種がISとなる. このモデルでは H_{c1} と H_{c2} の間隔を決めているのは次最近接格子間の相互作用である.

以上, 実験事実を羅列した感があるが, 100 K スピン転移に関与する磁性スピン状態の問題を整理しよう.

1. Jahn-Teller 歪みと e_g 軌道の秩序・揺らぎという e_g 軌道が部分占有されていることを示す実験結果がある. 又, 100 K 転移により生じる磁性状態の光電子分光スペクトルはHSでは説明が困難である. これらは100 K 転移で生じる磁性励起状態としてISを支持する.
 2. $\Delta = 140$ K, $g = 3.35$ という励起スピン状態がESRで観測され, 中性子非弾性散乱でも確認された. この状態は6配位立方対称結晶中の $(3d)^6$ HSより生じた仮想スピン $S = 1$ の3重項として説明できる.
 3. 2.で観測されたHSで磁化等の実測値を再現するには, HSの濃度が増えるとHSへの励起エネルギーが急激に増加するという負の協力効果を仮定する必要がある.
 4. 低温では, 2.で提案されたエネルギーダイアグラムからの予想と一致する磁場で磁場誘起の磁気相転移が起こるが, その転移でHSに誘起されるCoの数は, 全Coの1割程度である.
- 1.で示した実験結果は e_g 軌道に自由度のないHSでは説明ができない. 一方, 2.より, (少なくとも比較的低温では)励起エネルギーが100 K程度のHSが存在することも動かし難い事柄である. しかしながら, 3.及び4.からは全てのCoが同時にはHSになり難いこと, 即ち, HS状態間には近接することを避けようとする強い相互作用のあることが伺われる.

我々は, スピン転移を考える出発点として, 1つの Co^{3+} のスピン状態 (LS, IS, HS) のエネルギー準位を考えた. このように考えた1イオンのスピン状態間のエネルギー差に比べて無視のできない, あるいはそれを凌駕する相互作用が近接するCoのスピン状態間に存在するのであれば, 正に多体の問題である. 従って1イオンのスピン状態を考察の出発点とすることには限界があると思われる. そのような強い相互作用のもとでは, スピン状態の格子形成やその融解, あるいはスピン相分離等の出現が期待されるが, それらを扱うには, 多数の原子を明示的に取り入れた考察が必要である. $LaCoO_3$ では, 100 K 転移後の磁性スピン状態がHS, ISのどちらであるかという観点を変えてもよいように思われる. HSの励起がHSの濃度と共に急速に困難になるのであれば, HSとISの両者が共存することは当然期待してよい. それが一見矛盾する実験事実を総合的に説明する可能性の1つであると思われる.

この節の最後に Itoh 等の $RECoO_3$ のNMRを紹介する.²⁷⁾ $RE = La$ の場合, Knight Shift (K) は磁化率 (χ) の温度変化と同様に100 K 転移に伴い増加している (図11(a)). 一般に χ と K の関係は線形であることが多いが, $LaCoO_3$ の

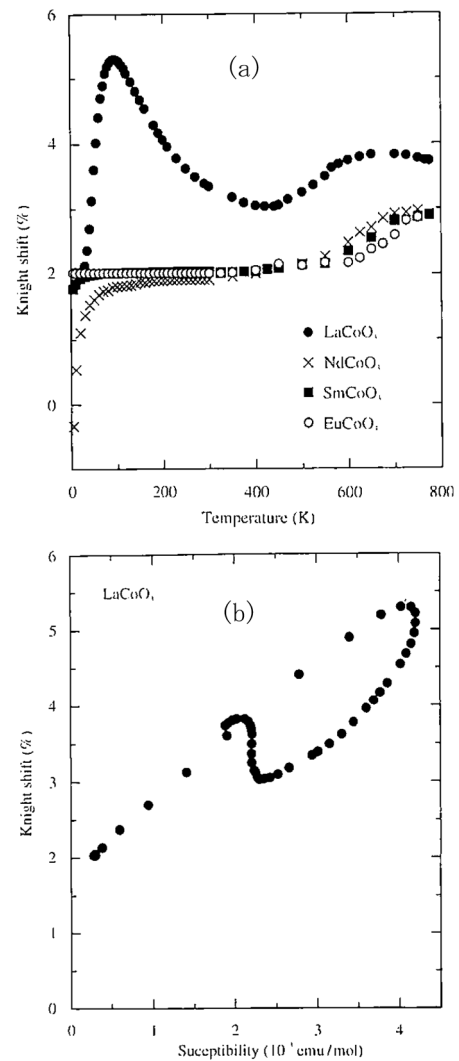


図11 (a) $RECoO_3$ ($RE = La, Nd, Sm, Eu$) 中の ^{59}Co NMR, (b) $LaCoO_3$ の $\chi-K$ plot.²⁷⁾

$\chi-K$ plot (図11(b))を見ると, 100 K 転移の途中で直線から外れ, さらに100 Kを超えて χ と K が減少する時にはそれまでの曲線を戻らずにループを描き, 600 K付近で元の直線に戻っている. この通常では見られない振る舞いは100 K 転移には複数の磁性状態が関与し, その割合が温度により異なる可能性を示唆する. さらに注目すべきことは, 調べられた $RECoO_3$ のうち, 100 K 転移に対応する Knight Shift の変化が見られるのは $RE = La$ のみである. それに対して次節に述べる500 Kの金属絶縁体転移に伴う Knight Shift の変化は, RE の原子番号が増えると転移温度が多少上昇するが, 全ての $RECoO_3$ で共通に見られる現象である.

4. 500 K 近傍の絶縁体-金属転移

先に述べたように $LaCoO_3$ では, 500 K 近傍で温度上昇と共に電気抵抗が3桁減少する (図4(b)). Tokura 等は, 光伝導スペクトルがこの温度領域で数 eV にわたる大きなエネルギー領域で変化をして, 電荷ギャップが閉じることを明らかにしている.²⁸⁾ この振る舞いは電子相関の強い系の非金属-金属転移 (以後 IMT) に特有の現象で, 500 K 近傍の

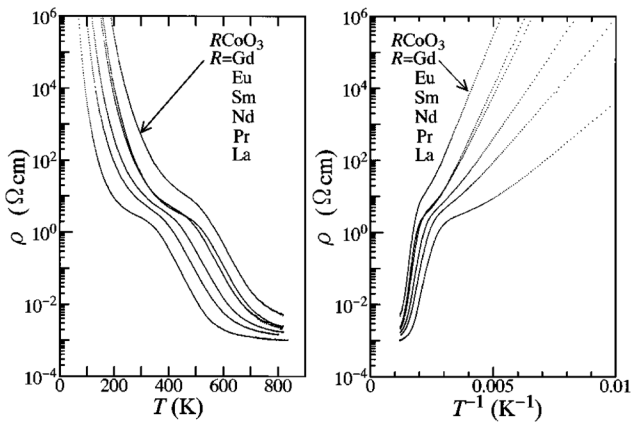


図12 RECoO₃の電気伝導の温度変化.²⁹⁾

IMTが熱的に誘起されたMott転移とみなすことができることを示している。²⁸⁾ 注目すべき事柄は、この温度領域で電気抵抗が調べられた全てのRECoO₃ (RE=La~Gd, Ho, Y)において、このIMTが観測されていることである(図12)。^{8, 29)} 又、格子定数が測定された全てのRECoO₃ (RE=La, Gd, Ho, Y)において、このIMTに伴う格子の異常膨張が観測されている。このことから、500~700 K温度領域で格子の異常膨張を伴うIMTが生じることは全てのRECoO₃に共通する性質と云えよう。

5. RECoO₃のスピンの転移と絶縁体-金属転移

RECoO₃のRE=Laで見られる100 Kスピンの転移は、RE≠Laでは500 K領域のIMTに融合する。⁹⁾ 500 KのIMTとスピンの転移の関連を調べる。図13にREが非磁性であるRECoO₃の有効Bohr磁子数 p_{eff} と格子体積の温度変化を示す。 p_{eff} は磁化率からCurie則を仮定して求めた。格子体積は300 Kの体積からの差を表している。RE=Laの場合、 p_{eff} は100 K近傍で増大しそれが一旦飽和傾向を示した後、500 K領域でIMTに伴って再び若干の増加をする。即ち、2段階の増加をしている。他方、RE=Lu (又はY)の場合、 p_{eff} は600 K程度までは磁性不純物によるoffsetがあるのみで600 K近傍以降で急速に増大する。即ち、RE=Lu, Yでは600 K近傍のIMTに伴ってLSからスピンの転移が生じている。転移温度が高いために測定温度範囲では完全に飽和するにはいたらないが、 p_{eff} の値はRE=Laの場合と同じところまで上昇しそうである。次に格子膨張を見よう。RE=Laの場合、500 K転移に伴う異常部分は約1%である。一方、RE=Lu, Yでは約4%である (RE=Gdでも同程度であることが分かっている)。即ち、500 K転移に伴う p_{eff} の変化も格子膨張もRE=Laの場合はRE=Lu, Yの場合に比べて小さい。

筆者等は次のような描像をもっている。全てのRECoO₃

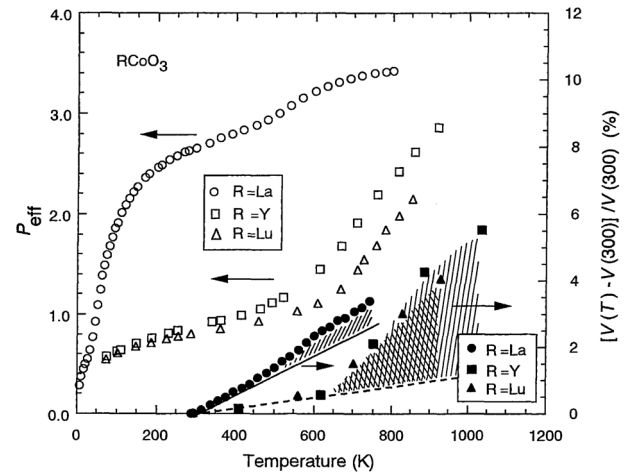


図13 RECoO₃ (RE=La, Lu, Y)の有効磁子数と格子体積。⁵⁾

に共通するのは、1) 最低温で非磁性 (LS) 絶縁体であること、2) 500 K転移より高温で常磁性金属であること、の2点である。RE=Laの場合、100 K近傍のスピンの転移で絶縁体のまま磁性状態が出現する。更に500 KのIMTに伴って新たな (あるいは残りの) スピンの転移を起す。RE=Lu, Yの場合は、RE=Laの場合に観測された100 Kスピンの転移は500 K IMTと融合して、非磁性 (LS) 絶縁体のまま500 K IMTでスピンの転移を生じ、RE=Laの場合と同様の常磁性金属になると考えている。500 K IMTに転移前のスピンの状態が影響をしないように見えるが、それは500 K転移の本質がIMTでスピンの転移はそれに付随する現象であることを反映しているように思われる。

6. おわりに

当初の予想を超えてLaCoO₃の100 Kスピンの転移は難問であることが分かった。その原因は、近接Coのスピンの状態間の相互作用が大きいためにスピンの転移はcollectiveな現象で、孤立したCoO₆八面体中のCo³⁺のスピンの状態の考察のみでは現象を十分に理解できないからであると思われる。近接Coのスピンの状態間の強い相互作用から、スピンの状態の格子形成、スピンの相分離など多数のCoが関与する多彩なスピンの相が現れることが予想されているが、それらを実証する実験的根拠は充分ではない。又、スピンの相は微妙なバランスで決まっているので、僅かな擾乱によりスピンの相が大きく変化することが期待される。僅かなホール導入で出現するスピンのポーラロン (SP) もその1つである。SPは、最初に磁化測定から提案され、中性子散乱や超強磁場磁化過程で明らかにされた。³¹⁾

Co系酸化物のスピンの転移の解明にはその電子状態を正確に知ることが欠かせない。最近、その一環として放射光によるコンプトン散乱実験が始まっている。この方法では、運動量空間での電子密度分布が求まり、*d*電子占有軌道の対称性や配位子との共有結合性についての知見が従来の実験的手法と相補的な形で得られる。さらに、円偏光を用い

²⁸⁾ 転移温度はREの原子番号に伴って上昇しRE=Gdでは650 K程度であるが、本稿ではこのIMTを500 K転移と呼ぶことにする。

²⁹⁾ 例えばLa_{1-x}Pr_xCoO₃を見ると、*x*=0の100 K転移の転移温度が*x*の増大と共に上昇し、*x*=1では500 K転移 (IMT) と重なる。³⁰⁾

た磁気コンプトン散乱を使ってスピンと軌道の磁気モーメントの分離が試みられている。磁気円二色性から求められた結果^{23, 32)}との比較が興味深い。一方、理論においても、未だ充分とは云えないもののスピン状態間の相互作用の重要性を認識した電子状態の計算が現れつつある。³³⁾ Co系酸化物のスピン状態と転移についての議論は、50年に及ぶ紆余曲折を経て、強相関電子系の現象として問題の本質が明らかになりつつあるのではないかと思われる。さらに近年、Co系酸化物では光誘起相転移、強誘電転移、高熱電能等の新たな応用への可能性をもつ現象や機能についての研究にも新しい展開を見せている。³⁴⁾

筆者等のLaCoO₃の研究は多くの方との共同実験として行われた。全ての方の名前を挙げる余裕がないが(以下敬称略)、故白根元、J. Tranquada、山田和芳、秋光純(以上、中性子散乱)、安岡弘志、藤原直樹(以上、NMR)、金道浩一(超強磁場)、近桂一郎、鈴木勝(以上、全般)の方々、及び著者の研究室で研究を共に行った大学院生に感謝申し上げます。

参考文献

- 1) 例えば、J. B. Goodenough and J. M. Longo, Landort-Börnstein, ed. K. H. Hellwege and A. M. Hellwege (Springer, 1970) Vol. 4a, Chap. 3, p. 126.
- 2) J. B. Goodenough: J. Phys. Chem. Solids **6** (1958) 287.
- 3) Y. Tanabe and S. Sugano: J. Phys. Soc. Jpn. **9** (1954) 766.
- 4) R. R. Heikes, R. C. Miller and R. Mazelsky: Physica **30** (1964) 1600.
- 5) K. Asai, A. Yoneda, O. Yokokura, J. M. Tranquada, G. Shirane and K. Kohn: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 290.
- 6) W. C. Koeler and E. O. Wollan: J. Phys. Chem. Solids **2** (1957) 100.
- 7) K. Asai, O. Yokokura, N. Nishimori, H. Chou, J. M. Tranquada, G. Shirane, S. Higuchi, Y. Okajima and K. Kohn: Phys. Rev. B **50** (1994) 3025.
- 8) 100 K スピン転移を論じた最も初期の論文は G. H. Jonker: J. Appl. Phys. **37** (1966) 1424.
- 9) R. H. Potze, G. A. Sawatzky and M. Abbate: Phys. Rev. B **51** (1995) 11501.
- 10) M. A. Korotin, S. Y. Ezhov, I. V. Solovyev, V. I. Anisimov, D. I. Khomskii and G. A. Sawatzky: Phys. Rev. B **54** (1996) 5309.
- 11) T. Mizokawa and A. Fujimori: Phys. Rev. B **54** (1996) 5368.
- 12) T. Saitoh, T. Mizokawa, A. Fujimori, M. Abbate, Y. Takeda and M. Takano: Phys. Rev. B **55** (1997) 4257.
- 13) S. Yamaguchi, Y. Okimoto and Y. Tokura: Phys. Rev. B **55** (1997) R8666.
- 14) G. Maris, Y. Ren, V. Volotchaev, C. Zobel, T. Lorentz and T. T. M. Palstra: Phys. Rev. B **67** (2003) 224423.
- 15) A. Ishikawa, J. Nohara and S. Sugai: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 136401.
- 16) Y. Kobayashi, T. S. Naing, M. Suzuki, M. Akimitsu, K. Asai, K. Yamada, J. Akimitsu, P. Manuel, J. M. Tranquada and G. Shirane: Phys. Rev. B **72** (2005) 174405.
- 17) T. S. Naing, T. Kobayashi, Y. Kobayashi, M. Suzuki and K. Asai: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 084601.
- 18) R. J. Radwanski and Z. Ropka: Solid State Commun. **112** (1999) 621.
- 19) S. Noguchi, S. Kawamata, K. Okuda, H. Nojiri and M. Motokawa: Phys. Rev. B **66** (2002) 094404.
- 20) D. Phelan, D. Louca, S. Rozenkranz, S.-H. Lee, Y. Qiu, P. J. Chupas, R. Osborn, H. Zeng, J. F. Mitchell, J. R. D. Copley, J. L. Sarrao and Y. Moritomo: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 027201; A. Podlesnyak, S. Streule, J. Mesot, M. Medarde, E. Pomjakushina, K. Conder, A. Tanaka, M. W. Haverkort and D. I. Khomskii: *ibid.* **97** (2006) 247208.
- 21) Y. Kobayashi, N. Fujiwara, S. Murata, K. Asai and H. Yasuoka: Phys. Rev. B **62** (2000) 410.

- 22) T. Kyomen, Y. Asaka and M. Itoh: Phys. Rev. B **71** (2005) 024418.
- 23) M. W. Haverkort, Z. Hu, J. C. Cezar, T. Burnus, H. Hartmann, M. Reuther, C. Zobel, T. Lorentz, A. Tanaka, N. B. Brookes, H. H. Hsieh, H.-J. Lin, C. T. Chen and L. H. Tjeng: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 176405.
- 24) K. Sato, A. Matsuo, K. Kindo, Y. Kobayashi and K. Asai: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 093702.
- 25) V. V. Platonov, Yu. B. Kudasov, M. P. Monakhov and P. M. Tatsenko: Phys. Solid State **54** (2012) 279.
- 26) M. M. Altarawneh, G.-W. Chern, N. Harrison, C. D. Batista, A. Uchida, M. Jaime, D. G. Rickel, S. A. Crooker, C. H. Mielke, J. B. Betts, J. F. Mitchell and M. J. R. Hoch: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 037201.
- 27) M. Itoh, J. Hashimoto, S. Yamaguchi and Y. Tokura: Physica **281/282** (2000) 510.
- 28) Y. Tokura, Y. Okimoto, S. Yamaguchi, H. Taniguchi, T. Kimura and H. Takagi: Phys. Rev. B **58** (1998) R1699.
- 29) S. Yamaguchi, Y. Okimoto and Y. Tokura: Phys. Rev. B **54** (1996) R11022.
- 30) Y. Kobayashi, T. Mogi and K. Asai: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 104703.
- 31) S. Yamaguchi, Y. Okimoto, H. Taniguchi and Y. Tokura: Phys. Rev. B **53** (1996-II) R2926; A. Podlesnyak, G. Ehlers, M. Frontzek, A. S. Sefat, A. Furrer, Th. Strassle, E. Pomjakushina, K. Conder, F. Demmel and D. I. Khomskii: Phys. Rev. B **83** (2011) 134430; K. Sato, A. Matsuo, K. Kindo, Y. Kobayashi and K. Asai: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 104702.
- 32) J. Okamoto, H. Miyachi, T. Sekine, T. Shidara, T. Koide, K. Amemiya, A. Fujimori, T. Saitoh, A. Tanaka, Y. Takeda and M. Takano: Phys. Rev. B **62** (2000) 4455.
- 33) 例えば、K. Knížek, Z. Jiráček, J. Hejtmanek, P. Novák and W. Ku: Phys. Rev. B **79** (2009) 014430.
- 34) 日本物理学会2014年秋季大会シンポジウム「コバルト酸化物のスピンクロスオーバー現象の新展開」(2014年9月; 中部大学)。

著者紹介

浅井吉蔵氏： 専門は遷移金属化合物の磁性。実験手法の面では安定及び不安定原子核をプローブとした物性研究に興味がある。

小林義彦氏： 専門は希土類・遷移金属酸化物の磁性及び電子輸送現象。最近、それらの化合物の放射光を用いた分光的手法による電子軌道状態の解明にも興味をもっている。

佐藤桂輔氏： 専門は遷移金属酸化物の磁性と弾性現象。実験手法の面では、強磁場中での物性研究に興味がある。

(2014年5月27日原稿受付)

Spin-Crossover Phenomena in Perovskite Cobaltites;

Their History and Current Status

Kichizo Asai, Yoshihiko Kobayashi and Keisuke Sato

abstract: The perovskite cobaltites have been arousing widespread interest of researchers owing to the various spin states of Co³⁺ (3d⁶) ions and crossover among them. It has been known since 1966 that LaCoO₃ shows a spin crossover, or a spin-state transition, around 100 K from the low spin (LS) nonmagnetic ground state with $S=0$ to a magnetic state. The relevant magnetic spin state of Co³⁺ still remains controversial. Although there have been many experimental results supporting the Jahn-Teller active intermediate spin (IS) state with $S=1$ as the magnetic state, there is instead a spectroscopic evidence for the high spin (HS) state with $S=2$. We argue a possibility that IS and HS states both excited in the 100 K transition coexist above the transition temperature. The inhomogeneous spin phase may be caused by strong interactions among Co³⁺ ions in the magnetic spin states. We also review the magnetic and electronic anomaly around 500 K which is commonly observed in RECoO₃ (RE = rare earth elements).

アンダーソン局在の臨界現象

—最近の実験・理論の新展開—



小布施秀明

北海道大学大学院工学研究院

金属を極低温まで冷やすと、電子が不純物などにより散乱され、その散乱波同士が量子干渉を起こすことにより、電子が空間的に局在し、絶縁体となる。アンダーソン局在として知られるこの現象の研究は、1958年のP. W. Andersonによる理論予測から幕を開けた。それから半世紀が経った現在、物性物理学におけるアンダーソン局在、そしてアンダーソン転移の重要性は一段と増している。このことは、近年、その存在が明らかとなった新規物質であるグラフェンやトポロジカル絶縁体における不純物効果に関する数多くの理論・実験研究が行われていることから明らかである。特にトポロジカル絶縁体・超伝導体を分類する10種類のクラスは、アンダーソン転移の対称性クラスそのものであるなど、トポロジカル絶縁体の研究発展に対してアンダーソン転移の研究が果たした役割は大きい。さらに、アンダーソン局在の本質は干渉効果であるため、物質中の電子に限らず、近年、冷却原子、光、弾性波などの新たな系における実験も行われるようになった。これらの新しい実験では、従来、困難であったアンダーソン転移における臨界指数の実験的評価も可能である。このように、アンダーソン局在・転移の研究分野は、今なお拡大し続けている。本解説では、アンダーソン局在・転移のこれまでの研究発展を振り返ると共に、最近の実験・理論研究の新たな展開について紹介する。

アンダーソン転移に関する過去の研究を振り返ると、この転移が2次相転移として理解できることを提示した、1979年のス

ケーリング理論に触れないわけにはいかない。スケーリング理論は、空間次元が2以下では、電子は温度ゼロの極限で必ずアンダーソン局在するという重要な結論も導く。しかし、この結論は全ての2次元不規則電子系に対して成立するわけではない。スケーリング理論に反し、2次元でアンダーソン転移が起こる系として、スピン軌道相互作用の強い系や量子ホール効果を示す系が挙げられる。これらの系に対して、スケーリング理論で見落とされている点を考えると、系の持つ対称性やトポロジカル項など、今日の物性物理において重要なコンセプトが現れてくるのは興味深い歴史的事実である。

アンダーソン転移の臨界現象に関する包括的な理解は、この研究分野に残された大きな問題の一つである。アンダーソン転移で重要となる臨界指数として、臨界点近傍における局在長の発散を特徴付ける臨界指数と、臨界点におけるスケール不変な波動関数を特徴付けるマルチフラクタル指数がある。従来、これらの指数の定量的な議論は、数値計算を中心に行われたが、近年の実験技術の進展により、これらの指数を実験的に求めることも可能となった。また、理論研究の進展により、共形場理論を用いて、臨界指数を解析的に導出することが可能となりつつある。アンダーソン転移に対して共形場理論を適用する際に、鍵となるのが、臨界波動関数のマルチフラクタル性である。対数的共形場理論により、アンダーソン転移の臨界現象を理解する試みが現在進行中である。

—Keywords—

アンダーソン転移：

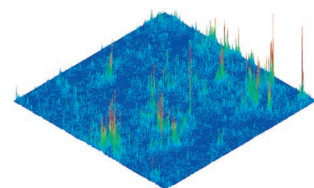
金属中の不純物によって引き起こされる金属から絶縁体への相転移。通常のバンド理論では、固体の周期性によって生じるエネルギーギャップによって絶縁化が起こる。しかし、アンダーソン転移ではエネルギーギャップは生じず、波動関数が空間的に局在することによって固体が絶縁化することが特徴である。

ユニバーサリティ・クラス：

統計学では、二次相転移などの相転移現象を記述する特徴的な指数（臨界指数）が、模型の詳細によらず、模型のもつ対称性のみによって決まることが多い。対称性によって模型が整理・分類されるとき、個々のカテゴリーをユニバーサリティ・クラスと呼ぶ。

マルチフラクタル：

自己相似性（拡大しても同じ形となる性質）を持つ構造はフラクタル構造と呼ばれる。狭義のフラクタル構造では、その構造を特徴付けるフラクタル次元はただ一つ定義される。しかし、自然界には無数のフラクタル次元を重ねあわせた構造も数多く存在する。そのような構造体に対して、フラクタルの概念を拡張したものをマルチフラクタルという。



本記事の長さは通常の解説記事の規程を超過しておりますが、編集委員会の判断によりこのまま掲載しています。

1. はじめに

1958年にP. W. Andersonにより理論的に予測された不純物ポテンシャル中における電子の局在現象、すなわちアンダーソン局在¹⁾の本質は、不規則ポテンシャルにより散乱された電子の波動関数の干渉効果である。そのため、最も基本的な系は、電子相関の寄与を無視した、次の一電子近似ハミルトニアンで記述される：

$$H=H_0+V(\mathbf{r}), \quad H_0=\hat{\mathbf{p}}^2/2m. \quad (1)$$

ここで H_0 が運動エネルギー、 $V(\mathbf{r})$ が空間的にランダムな(時間に依存しない)不規則ポテンシャルを表し、 $\hat{\mathbf{p}}$ と m はそれぞれ運動量演算子と電子の質量である。ランダムなポテンシャルに空間的な相関はないと仮定し、 $V(\mathbf{r})$ は以下の確率分布に従うとする：

$$\overline{V(\mathbf{r})}=0, \quad \overline{V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}')}=\frac{1}{2\pi\rho\tau}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}'). \quad (2)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ はポテンシャル配置が異なるサンプルに対する平均、 ρ は電子の状態密度、 τ は電子が不純物に散乱されずに運動する平均的な時間、すなわち平均自由時間、を表す。

(1), (2)式から分かるようにアンダーソン局在・転移は、非常に単純なハミルトニアンを出発点とする問題であるため、様々な物質、さらには電子系以外でも、普遍的に現れる現象である。しかし、その単純さに関わらず、乱れの強さを変えるだけで、図1(a)のような波動関数振幅が系全体に広がった非局在状態(金属相)から、図1(b)のような空間の狭い部分に波動関数振幅のピークが現れる局在状態(絶縁相)への量子相転移が起こる。さらに後述するように、臨界点においては図1(c)のように波動関数振幅が空間的に強く揺らいだ非常に複雑な構造を形成するなど興味深い物理現象を内包している。本解説では、アンダーソン局在・転移の過去の研究を振り返ると共に、最近の理

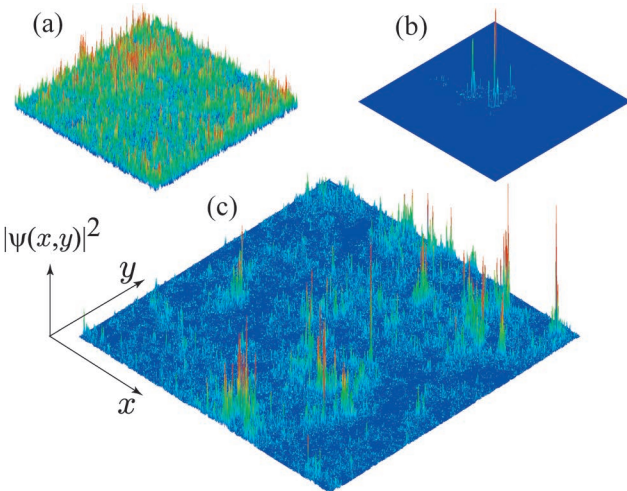


図1 2次元系不規則電子系の(a)金属相(非局在相)、(b)絶縁相(局在相)、(c)臨界点における波動関数振幅分布 $|\psi(x,y)|^2$ の典型例(2次元 symplectic クラスに属する量子スピンホール系の理論モデル²⁾の固有波動関数を、数値対角化により計算した)。

論・実験研究の新たな展開について紹介したい。

なお、アンダーソン局在・転移に関しては、優れたレビュー論文・書籍がすでに多数存在する。例えば、スケールリング理論や弱局在理論³⁻⁷⁾、非線形 σ 模型とそのトポロジカル項^{8,9)}、アンダーソン転移の臨界現象¹⁰⁻¹³⁾に詳しいものなどがある。本解説で興味を持ち、より詳しい解説を望む読者は、これらのレビューを手にとりいただければ幸いである。

2. アンダーソン転移のユニバーサリティ・クラス

図1に各相における波動関数の典型例を示したが、絶縁相と金属相の波動関数についてもう少し説明しよう。図2(a)に示すように、絶縁相の波動関数は、 \mathbf{r}_0 を中心として局在長さ ξ 程度の有限な領域でのみ大きな振幅を持ち、それより外側では指数関数的に減衰する。従って、絶縁相の波動関数の包絡線は以下のように記述できる：

$$|\psi(\mathbf{r})| \sim \exp(-|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|/\xi). \quad (3)$$

一方、金属相における波動関数振幅は、図1(a)のように、系全体に乱雑に分布する。実は、この振幅分布はランダム行列理論から得られるPorter-Thomas分布に従い、異なる位置の波動関数振幅間に相関がないことが知られている。乱れの強さを変えると、非局在状態から局在状態へどのように変化するのか？本章では、この疑問に答えるためにアンダーソン転移を理解する上で基礎となるスケールリング理論を説明する。さらに、2次元系にスケールリング理論を適用する際の問題点を指摘し、その理由を明らかにしたいと思う。

2.1 スケールリング理論

1979年に提案されたスケールリング理論¹⁴⁾では、一辺のサイズが L の d 次元立方体における、伝導特性のサイズ L 依存性から、電子状態が局在か非局在状態かを判断する。そこでまず、乱れが弱い時と強い時の両極限を考えよう。

乱れの弱い極限では、系は良導体であり、その電気的特性は古典的なオームの法則に従うと考えてよい。従って、電気抵抗の逆数であるコンダクタンス(電気伝導度)は、

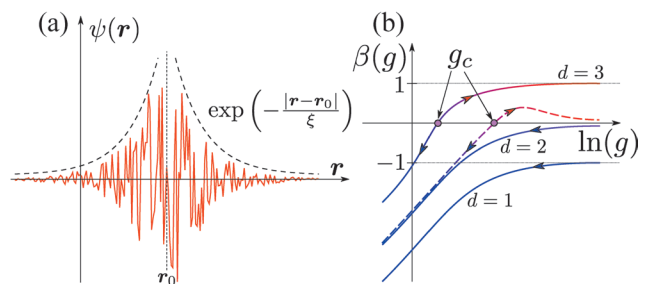


図2 (a)局在状態の波動関数の概略図。(b) $d=1, 2, 3$ におけるスケールリング関数 $\beta(g)$ の概略(実曲線)。破曲線は2次元 symplectic クラスに対するスケールリング関数である。 $\beta(g)=0$ となる g_c がアンダーソン転移点を表す。 $\beta(g) \neq 0$ の場合、サイズの増加と共に、曲線上の矢印の方向に沿って g_c から遠ざかる。

(サイズに依存しない) 電気伝導率 σ_0 を係数とし、断面積 L^{d-1} に比例し、長さ L に反比例する。さらに、 e^2/h (e は電気素量、 h はプランク定数) を単位とし規格化すると、無次元化されたコンダクタンス g は、以下のように定義される:

$$g(L) = \sigma_0 L^{d-2} (h/e^2). \quad (4)$$

一方、乱れが強い極限では、電子状態はアンダーソン局在状態であると考えられる。(3)式の局在長 ξ を用いると、コンダクタンスは、以下のようにサイズ L に対して指数関数的に減衰すると予想できる:

$$g(L) \approx g_0 \exp(-2L/\xi). \quad (5)$$

(指数関数内の因子 2 は、コンダクタンスが波動関数の絶対値の 2 乗に関係付けられることによる。)

(4), (5)式から、乱れの強さの両極限におけるコンダクタンス g のサイズ L 依存性は、大きく異なることが分かる。そこで、スケーリング理論では、コンダクタンスのサイズ依存性を表すスケーリング関数

$$\beta(g) = \frac{d(\ln g)}{d(\ln L)}. \quad (6)$$

を導入し、電子状態が局在か非局在かを判断する。(6)式では、スケーリング関数 $\beta(g)$ は、コンダクタンス g のみ依存すると仮定している。これは単一パラメータスケーリング仮説と呼ばれ、スケーリング理論の本質とも言える。 $\beta(g) > 0$ であれば、サイズ L と共にコンダクタンス g が増加するため、熱力学的極限ではコンダクタンスが発散し、系の電氣的性質が金属となる。一方、 $\beta(g) < 0$ であれば、サイズ L が増加すると、コンダクタンスが減少し、無限系では絶縁体となる。このように、アンダーソン転移における金属相と絶縁相は、コンダクタンスの絶対値ではなく、サイズ依存性により定義される。

実際に (4), (5)式を (6)式に代入すると、両極限における $\beta(g)$ が得られる:

$$\beta(g) = \begin{cases} \ln g - \ln g_0 < 0 & (g \rightarrow 0), \\ d - 2 & (g \rightarrow \infty). \end{cases} \quad (7)$$

さらに、 $\beta(g)$ が g に対して連続かつ短調増加すると仮定し、(7)式の両極限を繋ぐと、 $d=1, 2, 3$ 次元に対して図 2(b) に描かれる 3 本の実曲線を得る。

まず、1次元と3次元の場合を見てみよう。1次元 ($d=1$) ではスケーリング関数 $\beta(g)$ は常に負となるので、(6)式より、サイズ L が大きくなるにつれ、コンダクタンスは減少する。従って、系に乱れがある場合、熱力学的極限では電子は必ず局在することになる。一方で、3次元 ($d=3$) では、乱れが弱い極限では、 $\beta(g)$ が正になる。この時、(6)式よりサイズ L と共にコンダクタンスは増加し、熱力学的極限では、金属相となる。そして、図 2(b) に示すように、ある乱れの強さでは、スケーリング関数が $\beta(g_c) = 0$ となり、コンダクタンスがサイズ依存性を失う点が存在する。この

g_c がアンダーソン転移の臨界点に対応する。 $\beta(g)$ の定義から明らかなように、 g_c は、繰り込み群の言葉を使うと不安定固定点である。

このようにスケーリング理論は多くの仮定に基づいているため、アンダーソン転移が 2 次相転移であることを証明したわけではない。しかしながら、アンダーソン転移を通常の 2 次相転移の枠組みで捉えることが可能であることを提示したことにより、以後の研究に多大な影響を与えたという点で、スケーリング理論は非常に重要である。

2.2 2次元系におけるスケーリング理論の問題点

スケーリング理論の結果を 2 次元 ($d=2$) に適用すると、(7)式より乱れが弱い極限で $\beta(g) = 0$ となるため $\beta(g)$ が正になることはない。繰り込み群の流れを考えると、わずかな乱れでも存在すると、無限系では常に絶縁相になるため、有名な「2次元以下では常にアンダーソン局在する」という結論が導かれる。しかし、実際の 2次元系では、このスケーリング理論の結論と矛盾する現象が存在する。

その一例は、スピン軌道相互作用が強い 2次元電子系における反局在効果である。この系は乱れが弱い時、温度を下げるとコンダクタンスが増加することが実験的にも知られている。温度と非弾性散乱長 l_p は $l_p \propto T^{-2p}$ ($p > 0$) という関係があるため、温度を下げると、非弾性散乱長が増加し有効的にシステムサイズ L が増加すると考えられる。そのため、この実験結果は 2次元系でありながら金属相の存在を示唆している。

また、2次元電子系に垂直磁場を印加した時に生ずる量子ホール効果⁶⁾もその一例である。量子ホール効果ではホール伝導率 σ_H が e^2/h を単位とし量子化され、磁場やゲート電圧を変化させても σ_H が一定となるプラトー領域が現れる。プラトー領域では縦伝導率 σ_{xx} はゼロとなり、バルクの電子状態はアンダーソン局在している。ところがホール伝導率 σ_H が、隣り合うプラトー領域に移る(プラトー転移)時、縦伝導率 σ_{xx} が有限となることがホールバーを用いた実験でも観測される。これは系のバルクな状態が非局在状態となることを意味しており、やはりスケーリング理論の結論とは矛盾している。

さらに、 Bi_2Se_3 などに代表されるスピン軌道相互作用の強い 3次元トポロジカル絶縁体の表面状態は、2次元表面であるにも関わらず、バルク状態のエネルギー・ギャップが閉じない限り、常に非局在状態のままである。

2.3 系の対称性、対称性クラス

この矛盾の原因を明らかにするために、スケーリング理論では無視されていたスピン軌道相互作用や磁場が、電子の散乱現象にどのような寄与を及ぼすのかを考える必要がある。そのために、不純物による後方散乱を考えてみよう。波数 k から k' への散乱振幅は、Born 近似を用いると、ポテンシャル項のフーリエ変換で与えられる:

$$\langle k' | V | k \rangle = \int e^{-ik' \cdot r} V(r) e^{ik \cdot r} d^d r. \quad (8)$$

磁場や磁性不純物がない場合は、系に時間反転対称性があるので、 \mathbf{k} から $-\mathbf{k}$ への後方散乱プロセスと、その逆の散乱プロセス、すなわち $-\mathbf{k}$ から \mathbf{k} への散乱振幅は等しくなる：

$$\langle -\mathbf{k} | V | \mathbf{k} \rangle = + \langle \mathbf{k} | V | -\mathbf{k} \rangle. \quad (9)$$

散乱確率は、全散乱プロセスの散乱振幅の和の2乗で与えられるため、(9)式より後方散乱の確率が強め合い高くなることが分かる。結果として、電子を局在状態に導く。

磁場を印加したり磁性不純物が存在すると、時間反転対称性が破れるため、(9)式は成立せず、時間反転対称性がある場合と比較し局在の効果が弱まる。これは、負の磁気抵抗と呼ばれる、磁場を印加することによりコンダクタンスが増加（電気抵抗が低下）する現象の物理的原因である。

一方、スピン軌道相互作用がある場合は、スピン回転対称性が破れるため、散乱振幅に対してもスピンの寄与を考える必要がある。時間反転操作を行うと波数だけでなくスピンの向きも反転するので、以下の関係式が成立する：

$$\langle -\mathbf{k}, \uparrow | V | \mathbf{k}, \uparrow \rangle = + \langle \mathbf{k}, \downarrow | V | -\mathbf{k}, \downarrow \rangle. \quad (10)$$

ここで、 \uparrow, \downarrow は、それぞれ電子のアップ・ダウンスピンを表す。一方で、スピンの向きを変えない後方散乱プロセスは、

$$\langle -\mathbf{k}, \uparrow | V | \mathbf{k}, \uparrow \rangle = - \langle \mathbf{k}, \uparrow | V | -\mathbf{k}, \uparrow \rangle, \quad (11)$$

となり、右辺に負符号が付く（ダウンスピンについても同様）。よって、相殺的な干渉となり、後方散乱の確率は弱め合う。

以上の議論から分かるように系の持つ対称性は、アンダーソン局在の性質を大きく左右する。そのためアンダーソン局在・転移の議論を行う上で、対称性により分類される対称性クラスを導入すると便利である。伝統的には、時間反転対称性とスピン回転対称性の有無から表1に示すように、3つのWigner-Dysonクラス(orthogonal, unitary, symplecticクラス)に分類する。その後、1997年にAltlandとZirnbauerにより、不規則電子系は粒子-ホール対称性とカイラル(副格子)対称性という対称性も持ちうることを考慮し、アンダーソン転移の対称性クラスは10個に拡張された。¹⁵⁾

Wigner-Dysonクラスに対するスケーリング関数 $\beta(g)$ を $1/g$ で摂動展開すると以下のように記述される¹⁶⁾：

$$\beta(g) = \begin{cases} (d-2) - 1/(\pi g) - \mathcal{O}(g^{-4}) & (\text{orthogonal}), \\ (d-2) - 1/(2\pi^2 g^2) - \mathcal{O}(g^{-4}) & (\text{unitary}), \\ (d-2) + 1/(\pi g) - \mathcal{O}(g^{-4}) & (\text{symplectic}). \end{cases} \quad (12)$$

(symplecticクラスのコンダクタンスは、スピンについての和をとる。) (12)式から分かるように、スピン軌道相互作用の強い系(symplecticクラス)のスケーリング関数 $\beta(g)$ は、 g^{-1} 項の展開係数が正となる。よって、symplecticクラスは、2次元でも $\beta(g) > 0$ となりうるため、非局在状態が

表1 アンダーソン転移のWigner-Dysonクラスに属する対称性クラスと数値計算により得られた2次元系におけるアンダーソン転移の臨界指数 ν と α_0 。unitaryクラスの臨界指数は、量子ホール・プラトー転移のものである。表中の“TRS”と“SRS”は、それぞれ時間反転対称性とスピン回転対称性を表す。

対称性クラス	TRS	SRS	ν	α_0
orthogonal	有り	有り	—	—
unitary	無し	有り/無し	2.59 ²⁴⁾	2.26 ²⁵⁾
symplectic	有り	無し	2.74 ¹⁷⁾	2.17 ²⁶⁾

存在し、先に述べた反局在効果が実験により観測される。実際、2次元symplecticクラスのスケーリング関数 $\beta(g)$ を数値的に求めたところ、図2(b)の破線で示される曲線のように振る舞うことが確認された。¹⁷⁾ 従って、 $\beta(g_c) = 0$ となる点が存在することになり、2次元系でもアンダーソン転移が起こることが理解できる。

一方で、時間反転対称性が破れたunitaryクラスのスケーリング関数 $\beta(g)$ は、最低次の g^{-2} 項の係数が負であるため、非局在状態は現れないはずである。従って、対称性の議論だけでは、なぜ量子ホール系で非局在状態が現れるのかを説明できない。また、スピン軌道相互作用の強い3次元トポロジカル絶縁体の表面状態が、全く局在しない理由も対称性だけでは説明がつかない。

2.4 弱局在理論、非線形 σ 模型、トポロジカル項

量子ホール系や3次元トポロジカル絶縁体の表面状態における非局在状態の原因を説明するために、まず、(1)、(2)式で定義されるハミルトニアンを用いて、不規則系の電子状態を解析的に扱う手法である非線形 σ 模型の紹介を行いたい。ただし、本解説では乱れ平均を行うための基本的な考え方を説明するに留め、より詳細な導出は1章で紹介した他のレビュー論文や書籍に譲る。

2.1節で紹介したように、アンダーソン転移における金属相、絶縁相はコンダクタンスのサイズ依存性により定義される。解析的にコンダクタンスを計算するために、久保公式を用いる。そのためには、(1)、(2)式のハミルトニアンに対する先進グリーン関数 $G^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ と遅延グリーン関数 $G^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$

$$G^{A,R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = \left\langle \mathbf{r} \left| \frac{1}{E - H_0 - V(\mathbf{r}) \mp i\epsilon} \right| \mathbf{r}' \right\rangle, \quad (13)$$

の積を計算し、さらに(2)式に従って乱れ平均を行えばよいことになる。ただし、(13)式では不規則ポテンシャル項 $V(\mathbf{r})$ が分母にあるため、単純に(2)式を用いて、乱れ平均を行うことはできない。これが、アンダーソン局在・転移の解析的な取扱いの難しい点である。

この問題に対する一つの解法は、(13)式の右辺をポテンシャル項 $V(\mathbf{r})$ で摂動展開し、 $V(\mathbf{r})$ を分子に移動した後で、乱れ平均を取る方法である。この場合、 $V(\mathbf{r})$ について無限次の項が現れるため、様々な散乱プロセスを表すファインマン・ダイアグラムを考える必要がある。その中から不規則系の伝導に寄与する散乱モード、すなわちDiffusonと

Cooperon, を取り出すことにより**弱局在理論**が構築される.

一方で, ポテンシャル項についての摂動展開を行わず, 超対称性法⁸⁾やレプリカ法を用いることにより, グリーン関数に対して乱れ平均を行い, 不規則電子系を記述する有効理論である非線形 σ 模型を導出することもできる. 超対称性法の場合, フェルミオンとボソンに対応するグラスマン数 $\chi(\mathbf{r})$ とc数 $S(\mathbf{r})$ からなる超ベクトルの場 $\Phi(\mathbf{r})$ を導入することにより, グリーン関数は

$$G^{A,R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = \pm i \int \mathcal{D}\Phi^* \mathcal{D}\Phi S^*(\mathbf{r}) S(\mathbf{r}') e^{-\mathcal{L}_{\pm}}, \quad (14)$$

$$\mathcal{L}_{\pm} = i \int d^d \mathbf{r}'' \Phi^*(\mathbf{r}'') [\mp |E - H_0 - V(\mathbf{r}'')| + i\epsilon] \Phi(\mathbf{r}''), \quad (15)$$

となり, 分母が現れない式で記述できる. これは2体のグリーン関数の積の場合でも変わらないため, 指数関数を展開することにより, 厳密に乱れ平均を行うことが可能である. しかしこの手法の代償は, 乱れ平均を行うことにより有効ハミルトニアンに Φ の4乗項が現れることである. 元々の問題が一電子近似ハミルトニアンであるにも関わらず, 乱れ平均を行うことにより多体の相互作用が現れることを意味しており, 不規則系の難しさの一旦を垣間見ることができる. そこで, Φ の4乗項を Φ の2乗項に分解するために, 補助場として超行列 $Q(\mathbf{r})$ を導入し, Hubbard-Stratonovich変換を行う. さらに $Q(\mathbf{r})$ に対して長距離揺らぎのみを取り出す勾配展開を行い, 導出された有効理論が, 不規則電子系における**非線形 σ 模型**である. このモデルの有効な作用 $S_{\text{eff}}[Q]$ は

$$S_{\text{eff}}[Q] = \alpha \pi \int d^d \mathbf{r} \text{Str} [-D[\nabla Q(\mathbf{r})]^2 - 2i\epsilon \Lambda Q(\mathbf{r})], \quad (16)$$

と書ける. $\Lambda \equiv \text{diag} \{1, -1\}$ は先進・遅延グリーン関数の違いを反映し, D は拡散定数, α は系の対称性により決まる定数, Str は超行列に対するトレースである. 非線形 σ 模型では, 弱局在理論では扱えなかった強い乱れの寄与を調べることができる.

更に, 非線形 σ 模型では, 弱局在理論のような摂動的アプローチでは捉えることができない**トポロジカル項**の存在を議論できる. ここで考えるトポロジカル項は, θ (Pruisken)項, \mathbb{Z}_2 トポロジカル項(θ 項のうち $\theta=0, \pi$ のみ取りうる), Wess-Zumino-Witten (WZW)項である.⁹⁾ これらのトポロジカル項が(16)式の有効作用 $S_{\text{eff}}[Q]$ に加わると, θ 項と \mathbb{Z}_2 トポロジカル項の場合は $\theta=\pi$ の時のみ, またWZW項の場合は常に, バルクの電子状態は乱れがあってもアンダーソン局在を回避できることが知られている.^{18,19)} そして, トポロジカル項が(16)式的作用に加わるか否かは, それぞれの空間次元・対称性クラスにおける補助場 $Q(\mathbf{r})$ が定義される多様体のホモトピー群によって決まる.

2次元unitaryクラスの場合は, $S_{\text{eff}}[Q]$ に θ 項を加えることが可能である.⁸⁾ よって, $\theta \neq \pi$ の時電子はアンダーソン局在するが, $\theta = \pi$ の時のみアンダーソン局在を回避しバルク

クの電子状態が非局在状態となる. これは, まさしく $\theta = \pi$ をプラトー転移点とする量子ホール効果である. すなわち, スケーリング理論では捉えることができなかった量子ホール系のプラトー転移は, θ 項が加わった非線形 σ 模型により説明される.

また, 奇数個のDiracフェルミオンからなる2次元symplecticクラス非線形 σ 模型には, 常にアンダーソン局在を禁止する $\theta = \pi$ の \mathbb{Z}_2 トポロジカル項を加えることが許される.¹⁹⁾ このことが Bi_2Se_3 などのスピン軌道相互作用を有する3次元系のトポロジカル絶縁体の存在を裏付けることになる. さらに, \mathbb{Z}_2 トポロジカル項とWZW項の有無を全ての対称性クラス・空間次元に対して調べることにより, トポロジカル絶縁体・超伝導体の分類が行われた.¹⁹⁾

2.5 ユニバーサリティ・クラス

以上のことから, アンダーソン転移における臨界現象のユニバーサリティ・クラスは, **空間次元**, **10個の対称性クラス**, 非線形 σ 模型における**トポロジカル項の有無**の組み合わせにより分類される. 元々のスケーリング理論では2次元系ではアンダーソン転移が起こらないという予想であったが, 実は対称性やトポロジカル項を考慮すると, 2次元系では10個の対称性クラスのうち, orthogonalクラス以外の9個の対称性クラスでアンダーソン転移が起こるのである.

3. アンダーソン転移における臨界指数

ユニバーサリティ・クラスの違いは, アンダーソン転移の有無だけでなく, 臨界指数の値にも, もちろん現れる. そこで本章では, アンダーソン転移の臨界現象の研究でよく調べられる, 局在長の発散を特徴付ける指数と, 臨界点における波動関数のべき的減衰を特徴付ける指数を紹介する.

3.1 臨界指数 ν : 局在長の発散

2.1節のスケーリング理論で説明したようにアンダーソン転移は2次相転移であるため, 図3のように絶縁相側から臨界点に近づくと, 局在長 ξ はべき的に増加し, 臨界点で発散する. この局在長の発散を特徴付ける臨界指数が ν であり, 以下で定義される:

$$\xi \propto |X - X_c|^{-\nu}. \quad (17)$$

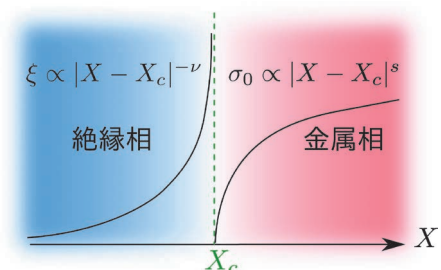


図3 局在長 ξ と電気伝導率 σ_0 の臨界パラメーター X に対する依存性. X_c が臨界点であり, $X < X_c$ が絶縁相, $X > X_c$ が金属相である.

ここで、 X は乱れの強さや化学ポテンシャルなど相を変化させる relevant な量を表し、 X_c は臨界点である。

3.2 マルチフラクタル指数 Δ_q : スケール不変な波動関数

図1に示したように、アンダーソン転移は、転移の前後で波動関数の空間構造が大きく異なるという特徴がある。臨界点における波動関数は、図1(c)に示すように、金属相・絶縁相とも異なり、非常に複雑な空間構造を形成する。この複雑な構造は、臨界点では局在長が発散するため系の特徴的長さが消失することに伴い、波動関数がスケール不変なマルチフラクタル(自己相似)構造を有するためである。^{20-22, 13)}

マルチフラクタル性を定量的に議論するための一般的な手法として、一辺の長さが L の d 次元系の波動関数 $\psi(\mathbf{r})$ に対して以下で定義される inverse participation ratio (IPR) I_q を導入する:

$$I_q \equiv \int d^d \mathbf{r} |\psi(\mathbf{r})|^{2q} \propto L^{-\tau_q}, \quad \tau_q \equiv dq + \Delta_q - d. \quad (18)$$

臨界点の波動関数であれば、 I_q は(18)式右辺のように、サイズ L に対してべき関数で振る舞う。ここで、 Δ_q をマルチフラクタル指数と呼び、 q は範囲が $[-\infty: \infty]$ の任意の実数である。マルチフラクタルとは、指数 Δ_q が、図4(a)に示すように、 q について非線形な振る舞いを示すことに対応する。

また、マルチフラクタル性を調べる際には、 τ_q のルジャンドル変換で定義されるマルチフラクタル・スペクトル

$$f(\alpha) \equiv \alpha q - \tau_q, \quad \alpha \equiv \frac{\partial \tau_q}{\partial q}, \quad (19)$$

も重要な指標となる。分かりやすく言えば、 $f(\alpha)$ は、位置 \mathbf{r} における波動関数振幅 $|\psi(\mathbf{r})|^2$ が局所的に $L^{-\alpha}$ でスケールされる点の空間的な分布を特徴付けるフラクタル次元に対応すると考えればよい。(ただし、(18), (19)式により定義された $f(\alpha)$ は、負にもなり得る。) $f(\alpha)$ は、 $q \rightarrow 0$ における α 、すなわち

$$\alpha_0 \equiv \partial \tau_q / \partial q |_{q \rightarrow 0} \sim -\overline{\ln |\psi|^2} / \ln L, \quad (20)$$

において、最大値、 $f(\alpha_0) = d$ 、をとる凸関数である。(20)式より、 α_0 は $\ln |\psi|^2$ の平均、すなわち $|\psi|^2$ の幾何平均と関係づけられる。そのため、 α_0 は波動関数振幅分布の代表値を表す。図4(b)に、 $f(\alpha)$ の概略を示す。

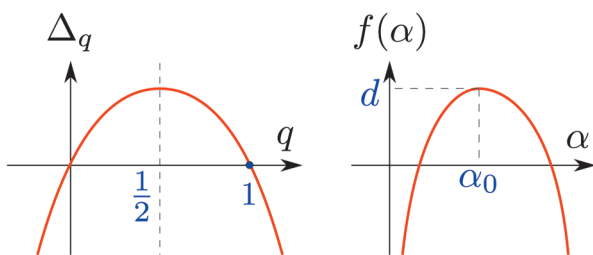


図4 (a) マルチフラクタル指数 Δ_q と(b) マルチフラクタル・スペクトル $f(\alpha)$ の概略図。Wigner-Dysonクラスでは、 Δ_q は、 $\Delta_q=0=\Delta_{q=1}=0$ を満たし、また $q=1/2$ に対して対称になる。²³⁾

マルチフラクタル性に関する研究は、長らく解析・数値計算を中心に行われてきた。しかし、4章で説明するように、実験的にマルチフラクタル性を調べることも可能になり、その状況は変わりつつある。さらに、5章で紹介するアンダーソン転移における共形場理論では、マルチフラクタル性がアンダーソン転移の臨界現象の難問を紐解く鍵となるのである。本章のまとめとして、数値計算により得られた2次元系のアンダーソン転移における臨界指数 ν と α_0 を表1に示す。

4. 最近の実験研究

ここからは、アンダーソン転移に関する最近の研究を紹介していこう。アンダーソン転移の一例である量子ホール効果の実験では、磁場の強さやゲート電圧を変えることにより、臨界点からの距離の制御が可能であるため、プラト-転移近傍の縦伝導率の温度依存性から臨界指数 ν を求めることができる。しかし、それ以外のユニバーサリティ・クラスとなると、乱れの強さを系統的に制御する必要があるため、実験によるアンダーソン転移の観測すら容易ではない。

しかし、ここ10年で新しい手法による実験が行われるようになり、その状況は変わりつつある。また、グラフェンやトポロジカル絶縁体などの新規物質が研究対象に加わり、さらに電子系に限らず冷却原子、光、弾性波のアンダーソン局在・転移の研究も行われるようになるなど、実験の舞台が大幅に拡大していることもその要因である。特筆すべきは、いくつかの実験系では、以前の実験では困難であったマルチフラクタル性などの臨界的性質をも調べることが可能となったことである。本章では、このようなアンダーソン局在・転移に関する最近の実験をいくつか紹介したい。

4.1 量子ホール転移における電子の局所状態密度

まずは、電子系における新しい実験として、半導体の2次元表面状態についての走査型トンネル顕微鏡(Scanning Tunneling Microscope: STM)による研究を紹介する。近年、物質の表面における電子状態のSTM像を観測することが可能になり、大局的な輸送特性だけではなく、電子の局所状態密度を実験的に測定することが可能になった。2003年にM. Morgensternらにより、強い垂直磁場を印加した2次元表面の電子状態のSTMによる観測が行われた。²⁷⁾ ランダウ・バンドの中心では、量子ホール転移が起こるため電子状態はスケール不変なマルチフラクタル状態となることが1983年に理論的に予想されていたが、²¹⁾ ゲート電圧を制御することによりランダウ・バンド中心のSTM像を得たところ、電子の局所状態密度が非常に複雑な空間構造を成すことが実験的に確認された。さらに、測定された局所状態密度よりマルチフラクタル・スペクトル $f(\alpha)$ の計算も行われている。

4.2 冷却原子の実空間におけるアンダーソン局在・転移

このように電子系においても新しい実験手法を用いることにより、従来では得られなかったアンダーソン転移における臨界的な振る舞いを観測することが可能になった。しかしながら、ここ10年間のアンダーソン局在・転移に関する実験の目覚ましい進展は、電子系以外の新しい実験系が生み出されたことも大きな要因である。

2008年に発表された冷却原子を用いた Bose-Einstein 凝縮の実験では、Bose-Einstein 凝縮した物質波に対して、光学的に作り出したランダムポテンシャル²⁸⁾や不整合な光学格子²⁹⁾を閉じ込めポテンシャルに印加することにより、実空間における(準)1次元系のアンダーソン局在の観測を行った。1次元系では非常に弱い乱れでも局在状態しか現れないが、その後の発展研究で、3次元への拡張が行われ、^{30,31)}乱れの強さを変化させることにより、非局在状態から局在状態への転移も実験的に確認することができるようになった。

4.3 Kicked 回転子による運動量空間のアンダーソン転移

同じく冷却原子を用いるが、周期的に外力を印加することにより、運動量空間における不規則系を実現する、Kicked 回転子系におけるアンダーソン転移の実験結果も2008年から発表されている。³²⁻³⁴⁾Kicked 回転子の実験では、周期的な外力を印加してから t 秒後の運動量分布の測定を行い、得られた分布関数より見積もられる運動量の分散の時間依存性から、局在相か非局在相かを判断することができる。

3次元 orthogonal クラスに属すると考えられる Kicked 回転子の実験では、運動量の分散に対してスケーリング解析を行うことにより、フィッティング・パラメーターとして導入された局在長がある乱れの強さでべき的な発散を示唆する結果が得られた。³⁴⁾さらに、実験的に見積もられたべき指数は $\nu \approx 1.63 \pm 0.05$ ³⁴⁾であるが、この値は3次元 orthogonal クラスに対する数値計算結果 $\nu = 1.58$ ³⁵⁾と良く一致する。過去の数値的研究により、アンダーソン転移が普遍的な臨界指数により特徴付けられる2次相転移であることは、多くの研究者にすでに認められていたが、Kicked 回転子におけるこの結果により、実験的にも裏付けられたといえる。さらに、Kicked 回転子の実験では、臨界点における波動関数振幅の分布関数が、マルチフラクタル性を示唆するスケール不変性を有していることも確認された。³³⁾

4.4 弾性波のアンダーソン局在・転移

さらに、近年は冷却原子以外でも、光や弾性波などを用いたアンダーソン局在・転移の実験が行われている。2008, 2009年に発表された弾性波^{36,37)}の実験は、直径約4mmのアルミニウムの多数のピースをランダムに結合することにより、体積率が55%程度の非常に疎な3次元物質を作成し、ある面から発生させた弾性波を対面で観測することにより行われる。弾性波には、吸収に伴う振幅減衰と、ラン

ダムな構造に伴うアンダーソン局在の寄与が混在するが、吸収に伴う振幅減衰を除去することにより、非局在状態からアンダーソン局在状態への転移を実験的に示した。³⁶⁾更に、対面に到達した弾性波の実空間振幅を測定し、得られた振幅データを用いてマルチフラクタル解析を行ったところ、³⁷⁾2006年に理論的に示されたマルチフラクタル指数 Δ_q が満たすべき対称関係式、²³⁾ $\Delta_q = \Delta_{1-q}$ が実験により確認された。

このように、最新の理論結果すらも、実験による検証が可能となり、今後の研究発展も非常に期待できる。さらには、理論的には極めて難しい問題である、粒子間相互作用が強い不規則系の局在問題に関しては、このような実験研究がより一層重要な役割を果たすであろう。

5. 最近の理論研究

最後に、最近のアンダーソン転移に関する理論的な研究を紹介したい。2.4節では、弱局在理論や非線形 σ 模型など不規則電子系に対する解析手法を紹介した。これらの手法を用いることにより、解析的な臨界指数の導出も行われているが、数値的に得られた値と一致するまでには至っていない。そのため、アンダーソン転移の臨界現象を記述する理論の構築は、この研究分野に残された大きな問題の一つである。

このような中、2次元系のアンダーソン転移に対して共形場理論を適用することで、その臨界現象の解明を目指す試みがある。³⁸⁾(非常に先駆的な例として量子ホール転移に対し、共形場理論を適用した研究が2000年に行われている。³⁹⁾共形不変性とは、系が局所的な並進・回転・スケール変換などに対して不変な性質である。⁴⁰⁾この対称性を有する2次元の相転移に対しては、共形場理論を適用することにより、臨界指数を解析的に厳密に導出できるため、非常に強力な手法である。本章では、アンダーソン転移における共形場理論に関する最近の研究について紹介したい。

5.1 アンダーソン転移における共形不変性

アンダーソン転移の臨界現象に対して共形場理論を適用する際、そもそも不規則系であるアンダーソン転移に共形不変性が存在するのか?という疑問が生じる。この問題を明らかにするため、まず、以下の2つの仮定を行う:

- [1] アンダーソン転移の臨界点に共形不変性が存在する。
- [2] 局所状態密度 $\rho(r)$ の q 乗が、対応する場の理論の primary 演算子 $\mathcal{O}_q(r)$ である:

$$\langle \mathcal{O}_q(r) \rangle \equiv [\overline{\rho(r)}]^q = (L^d \rho)^q [\overline{|\psi(r)|^2}]^q.$$

(左辺のブラケットは、演算子の期待値を表す。)

primary 演算子とは、任意の共形変換 $w=f(z)$ により、複素平面 $z (\equiv x+iy = re^{i\phi}; x, y \in \mathbb{R}, r \in [0: \infty], \phi \in [0: 2\pi])$ を別の複素平面 $w (\equiv u+iv; u, v \in \mathbb{R})$ に変換した際に、それぞれの平面における場の演算子の期待値が以下のような関係式を満たす演算子である:

$$\langle \mathcal{O}_q(w) \rangle = |dz/dw|^{x_q} \langle \mathcal{O}_q(z) \rangle. \quad (21)$$

(21)式の x_q は異常次元(またはスケーリング次元)と呼ばれ、 $\langle \mathcal{O}_q(r) \rangle$ のサイズ依存性により定義される：

$$\langle \mathcal{O}_q(r) \rangle \propto L^{-x_q}. \quad (22)$$

Wigner-Dysonクラスのアンダーソン転移では状態密度 ρ は一定であるため、仮定[2]と(18)式より $x_q = \Delta_q$ となる。すなわち、マルチフラクタル指数そのものが異常次元となる。Wigner-Dysonクラス以外では、状態密度 ρ が、アンダーソン転移点で $\rho \propto L^{-x_p}$ のように特異性を示す。この場合、異常次元は、 $x_q = \Delta_q + qx_p$ となる。

アンダーソン転移の臨界波動関数が、様々な共形変換に対し、(21)式を満たすことが確認できれば、仮定[1],[2]が正しいと考えることができる。

5.2 準1次元系への共形変換

半径 R の2次元複素 z 平面では、臨界点の波動関数はマルチフラクタル性を有するので、 $\langle \mathcal{O}_q(z) \rangle \propto R^{-x_q}$ となる。2次元複素平面に対し、対数関数 $w = (M/2\pi) \ln z$ による共形変換を行うと、長さ L 、円周 M の準1次元的な中空円筒形状に変換される。従って、(21)式より、

$$\langle \mathcal{O}_q(w) \rangle \propto \exp \left[-\frac{2\pi}{M} x_q (L - u) \right], \quad (23)$$

を得る。一方、準1次元系では、波動関数は局在するため、

$$|\overline{\psi(\mathbf{r})}|^{2q} \propto \exp(-2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|/\xi_q), \quad (24)$$

となると考えられる。ここで ξ_q は、(3)式を拡張し、波動関数の2乗の q 次のモーメントに対して定義される一般化された局在長である。(23)式と(24)式を比較し、さらにWigner-Dysonクラスでは $x_q = \Delta_q$ であることを考慮すると、局在長とマルチフラクタル指数に関する以下の関係式が得られる：

$$M/\xi_q = \pi \Delta_q. \quad (25)$$

準1次元系の局在長を数値的に求める一般的な手法である転送行列法³⁵⁾では、 $\ln|\psi|^2$ の平均値についての局在長

$$\overline{\ln|\psi(\mathbf{r})|^2} \propto -\frac{2|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}{\xi}, \quad (26)$$

の計算を行うため、(25)式を ξ に対するものに変換した方が便利である。 $\overline{\ln|\psi|^2} = d|\overline{\psi}|^{2q}/dq|_{q \rightarrow 0}$ であることから、(23)、(24)式を q で微分し、 $q \rightarrow 0$ の極限を考えると

$$\Lambda_c^{-1} = \pi(\alpha_0 - 2), \quad \Lambda_c \equiv \xi/M, \quad (27)$$

を得る。2次元系の量子ホール・プラトー転移やsymplecticクラスのアンダーソン転移において独立な数値計算により得られた α_0 と Λ_c が(27)式を満たすことが1990年代から知られていた。⁴¹⁾しかしながら、 $q=0$ の極限に限られたこと、また他の共形変換についての数値的検証が困難であったことから、アンダーソン転移における共形不変性の存在をよ

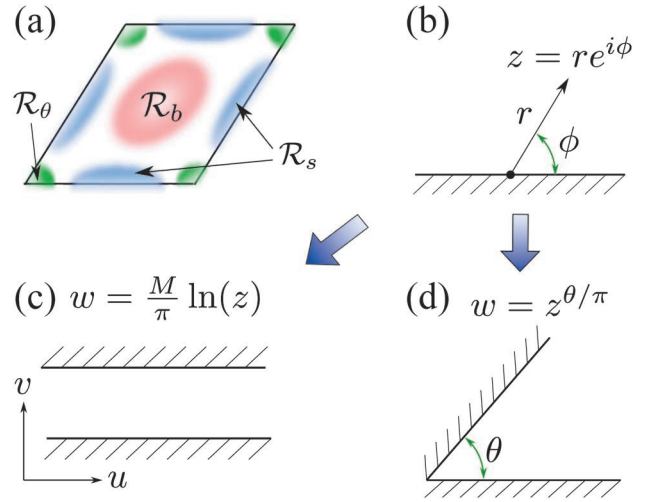


図5 (a) バルク領域 \mathcal{R}_b 、境界領域 \mathcal{R}_s 、角度が θ のコーナー領域 \mathcal{R}_θ 。(b) 2次元半平面。(c) $w = M/\pi \ln(z)$ 。(d) $w = z^{\theta/\pi}$ により2次元半平面を共形変換した形状。

り確実にするため、さらなる検証が望まれていた。

5.3 境界マルチフラクタル性と共形不変性

ここで、2005年に提案された境界マルチフラクタル性^{42,43)}という、新しいマルチフラクタル性が重要となる。(18)式では、例えば周期境界条件を課すことにより、波動関数はバルクの性質のみを有していることを暗に仮定していた。しかし、図5(a)に示すように、例えば2次元系に固定境界条件を課すと、系の境界から離れた領域 \mathcal{R}_b のマルチフラクタル性は周期境界条件を課した時と同様のバルクの性質を示すのに対し、境界近傍 \mathcal{R}_s ではバルク領域とは異なるマルチフラクタル性を示すことが期待される。このことから近年、一般的な臨界現象で議論される境界臨界性をアンダーソン転移に適用することにより、境界マルチフラクタル性という新しいマルチフラクタル指数の概念が提案された。境界がある系のマルチフラクタル性は、(18)式を拡張し以下のように定義される：

$$|\overline{\psi(\mathbf{r} \in \mathcal{R}_b)}|^{2q} \propto L^{-dq - \Delta_q^b}, \quad (28)$$

$$|\overline{\psi(\mathbf{r} \in \mathcal{R}_s)}|^{2q} \propto L^{-dq - \Delta_q^s}, \quad (29)$$

Δ_q^b 、 Δ_q^s を、それぞれ、バルクマルチフラクタル指数、境界マルチフラクタル指数と呼ぶ。さらに、図5(a)には、角度が θ のコーナー領域 \mathcal{R}_θ も存在する。この領域におけるマルチフラクタル性も、上式と同様に、

$$|\overline{\psi(\mathbf{r} \in \mathcal{R}_\theta)}|^{2q} \propto L^{-dq - \Delta_q^\theta}, \quad (30)$$

と定義し、 Δ_q^θ をコーナー・マルチフラクタル指数と呼ぶ。

各 Δ_q^x ($x = b, s, \theta$)を、(18)式で導入したIPRのべき指数 τ_q に関係付けると、2次元系では、

$$\tau_q^x = dq + \Delta_q^x - d_x \quad (x = b, s, \theta), \quad (31)$$

$$d_b = 2, \quad d_s = 1, \quad d_\theta = 0,$$

となる。そして、(31)式をルジャンドル変換すると、それ

それぞれの領域におけるマルチフラクタル・スペクトルを得る：

$$f^x(\alpha^x) = \alpha^x q - \tau_q^x, \quad \alpha^x = d\tau_q^x/dq. \quad (32)$$

境界マルチフラクタル性は、共形不変性の検証を行う上で、非常に重要である。なぜなら、図5(c), (d)に示すように、周期境界を課したバルクの系に比べ、境界のある系の方が、数値的検証が比較的容易なくつかの共形変換を考えることができるからである。

図5(b)の2次元半平面 z に対して、対数関数 $w = (M/\pi)\ln z$ により共形変換を行うと、図5(c)に示す長さ L 、幅 M の準1次元ストライプ形 w 平面に変換される。(27)式の導出と同様の計算を行うと、準1次元系の局在長と境界マルチフラクタル性を結びつける関係式

$$M/\xi_q^s = \pi\Delta_q^s/2, \quad (33)$$

$$(\Lambda_c^s)^{-1} = \pi(\alpha_0^s - 2)/2, \quad \Lambda_c^s \equiv \xi^s/M, \quad (34)$$

を得る。 ξ^s は、図5(c)のような境界のある準1次元系の波動関数に対して、(26)式の ξ を ξ^s に置き換えた式で定義される。以前の数値研究⁴⁴⁾で、準1次元系の局在長が境界条件に依存することが報告されていたが、(25), (33)式より、この原因は、(因子2を除き)バルクマルチフラクタル性と境界マルチフラクタル性の違いに起因することが分かる。

さらに、境界がある系では、べき関数による共形変換 $w = z^{\theta/\pi}$ を行うことにより、図5(d)に示す角度 θ のくさび形状の w 平面への変換が可能である。くさび形状では、コーナー・マルチフラクタル性が現れるため、(21)式より、

$$\Delta_q^\theta = \frac{\pi}{\theta} \Delta_q^s, \quad (35)$$

$$\alpha^\theta - 2 = \frac{\pi}{\theta}(\alpha^s - 2), \quad f^\theta(\alpha^\theta) = \frac{\pi}{\theta}[f^s(\alpha^s - 1)], \quad (36)$$

という関係式が得られる。

2次元量子ホール系、symplecticクラスなどのアンダーソン転移を記述する理論モデルを用いることにより、(34)式が成立することが数値的に確認されている。⁴⁵⁾ また、2次元symplecticクラスの金属-絶縁体転移に対する、(36)式の検証結果を図6に示す。数値計算により直接計算された $\theta = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ におけるコーナー・マルチフラクタル・スペクトルが、(36)式を通して境界マルチフラクタル・スペクトルと一致することから、(36)式が成立していることが分かる。^{43,46)}

以上の結果により、2次元系のアンダーソン転移において共形不変性が存在することは疑いのないものとなり、アンダーソン転移の臨界現象を共形場理論により理解することができる道筋がたった。並進対称性の破れた不規則系であるにも関わらず、共形不変性が存在する理由は、乱れ平均を行うことにより有効的に並進対称性を回復しているからであると考えられる。

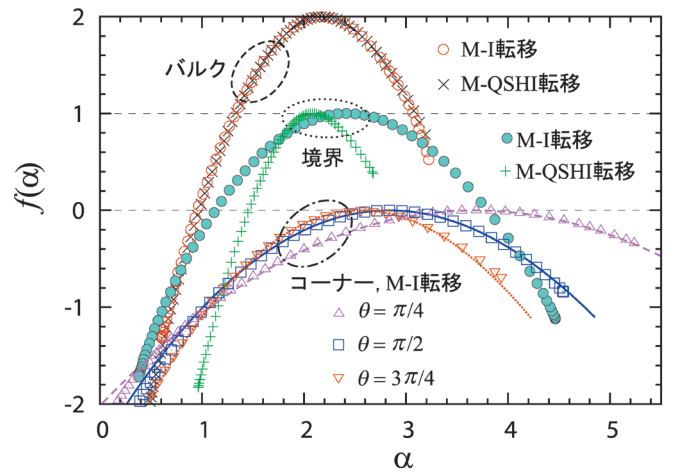


図6 2次元symplecticクラスにおける金属-絶縁体(M-I)転移、及び、金属-量子スピンホール絶縁体(M-QSHI)転移における様々なマルチフラクタル・スペクトル $f(\alpha)$ 。破線、点線、一点破線の楕円内に含まれるシンボルは、それぞれ、バルク、境界、コーナー $f(\alpha)$ を表し、より詳細な情報は図中の凡例を参照のこと。破線、実線、点線の曲線は、それぞれ、数値計算により得られたM-I転移における境界マルチフラクタル・スペクトル $f^s(\alpha)$ を(36)式に代入することにより見積もられた、 $\theta = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ におけるコーナー・マルチフラクタルスペクトル $f^\theta(\alpha^\theta)$ を示す。

5.4 トポロジカル相転移とアンダーソン転移

ここで、共形不変性に関する話は一休みして、トポロジカル絶縁体におけるアンダーソン転移の興味深い性質を紹介したい。現在、物性物理ではトポロジカル絶縁体・超伝導体に関する研究が盛んに行われている。トポロジカル絶縁体とは、バルクの状態のエネルギーギャップ中に、系の表面に局在したギャップレスな伝導状態(エッジ状態、表面状態)が存在する物質である。この新しい絶縁体の性質は、価電子帯におけるバルクの波動関数から計算される整数のトポロジカル数により特徴付けられる。⁴⁷⁾ 同じトポロジカル数を持つ状態を一つの相と考えると、異なるトポロジカル数の状態に移ることをある種の相転移と見なすことができるため、トポロジカル相転移と呼ぶ。乱れない系におけるトポロジカル相転移では、転移点でバルクのエネルギーギャップが閉じ、半金属のように振る舞う。しかし、実際の物質には、不純物や欠陥が存在する。このような(対称性を破らない)乱れのある系のトポロジカル相転移では転移点でギャップが閉じるだけでは不十分で、量子ホール系におけるプラトー転移のように、転移点に非局在状態が現れる必要がある。従って、不規則系におけるトポロジカル相転移とは、転移点における非局在状態を経由するトポロジカル絶縁相間のアンダーソン転移、あるいはトポロジカル絶縁相から金属相(またはトポロジカルに自明な絶縁体)へのアンダーソン転移であると考えられる。

トポロジカル相転移におけるアンダーソン転移は、通常のアンダーソン転移と同様に考えていいのであろうか? この興味深い研究テーマは、時間反転対称性を有する2次元トポロジカル絶縁体である量子スピンホール系におけるアンダーソン転移、すなわち金属-量子スピンホール絶縁体(Metal-Quantum Spin Hall Insulator: M-QSHI)転移に関

する研究⁴⁸⁾から幕を開けた。量子スピホール系の対称性クラスは、時間反転対称性がありスピン回転対称性が破れた2次元 symplectic クラスである。M-QSHI 転移における臨界指数 ν やバルクマルチフラクタル性の研究により、M-QSHI 転移は、通常の2次元 symplectic クラスと同じユニバーサリティ・クラスに属することが明らかとなった。^{2, 26)}

しかし、トポロジカル絶縁体におけるアンダーソン転移の臨界現象全てが、通常のアンダーソン転移と同じというわけではない。固定境界を課した系の臨界現象を調べると、図6に示すように、M-QSHI 転移におけるバルクマルチフラクタル性(図中の×)は、2次元 symplectic クラスのM-I 転移のバルクマルチフラクタル性(図中の○)と一致するが、M-QSHI 転移における境界マルチフラクタル性(図中の+)はM-I 転移の境界マルチフラクタル性(図中の●)とは異なる。²⁶⁾ この結果は、境界マルチフラクタル性が、量子スピホール絶縁相のエッジ状態に影響されると考えるのが自然である。すなわち、境界マルチフラクタル性はトポロジカル相転移で変化するトポロジカル数に依存すると考えられる。

5.5 共形場理論による臨界指数の導出

再び、アンダーソン転移の共形不変性に関する話に戻ろう。前節で紹介した、境界マルチフラクタル性のトポロジカル数依存性は、他のトポロジカル絶縁体・超伝導体でも成立すると期待できる。中でも、 \mathbb{Z} トポロジカル超伝導体である、時間反転対称性が破れ、スピン回転対称性を有する2次元超伝導体(AltlandとZirnbauerの分類¹⁵⁾でclass C)は、トポロジカル数が0から1へと変わるトポロジカル相転移におけるアンダーソン転移の臨界現象が、古典的な2次元パーコレーションと同じユニバーサリティ・クラスに属することが明らかにされているなど、⁴⁹⁾ 最も解析的な理解が進んでいる系である。

最近、この系に対して共系場理論を用いることにより、非負の整数 n に対し、トポロジカル数が n から $n+1$ に変化するアンダーソン転移の境界異常次元が、以下の式で与えられることが解析的に示された⁵⁰⁾:

$$x_{q=1}^s(n) = \frac{(3r_n - 2s_n)^2 - 1}{24}, \quad (37)$$

$$r_n, s_n = \frac{6}{\pi} \arccos\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\sqrt{n(n+2)}}{n+1}\right). \quad (38)$$

いくつかの n についての解析結果と、数値計算による検証結果を表2に示す。注目すべきは、 $n \geq 1$ におけるトポロジカル相転移の境界異常次元は、古典的なパーコレーション転移では現れない無理数の臨界指数となる点である。表2に示すように、解析解と数値計算結果を比較した結果、高い精度で一致することが確かめられた。このように、共形場理論がアンダーソン転移の臨界現象を理解する上で非常に有効であることが分かった。

この他にも、共形場理論と関係がある Schramm-Löwner

表2 class C に属する2次元 \mathbb{Z} トポロジカル超伝導体におけるトポロジカル数が n から $n+1$ に変化するアンダーソン転移の境界異常次元の解析解と数値計算による検証結果。⁵⁰⁾

トポロジカル数 n	x_i (解析解)	x_i (数値計算)
0	1/3	0.333 ± 0.0012
1	0.037720...	0.03775 ± 0.00025
2	0.015906...	0.01600 ± 0.00002
3	0.008797...	0.00880 ± 0.00001
4	0.005587...	0.00562 ± 0.00001

evolution と呼ばれる、共形不変なフラクタル曲線の成長現象を扱う解析手法を用いることにより、量子ホール系の境界マルチフラクタル性の導出が行われている。⁵¹⁾ また最近では、開放系の primary 演算子に対する、高次の相関関数についての研究も行われている。⁵²⁾ 2.4 節で述べたように、アンダーソン転移の有効理論を導出するためには、超対称性法やレプリカ法による乱れ平均を行うことから、この転移に対する共形場理論では、共形場理論において重要なパラメーターである中心電荷がゼロになると考えられる。そのため、アンダーソン転移は、それ自体が現在発展中である、対数的共形場理論^{53, 54)} により記述されると考えられている。このような共形場理論によるアプローチにより、アンダーソン転移の様々なユニバーサリティ・クラスにおける臨界現象が、今後明らかにされることを期待している。

6. おわりに

以上、駆け足でアンダーソン局在・転移の研究を紹介した。説明の至らぬ点が多々あったと思うが、本解説によりアンダーソン局在・転移に興味を持っていただけたのであれば幸いです。

最近の理論研究で紹介した研究は、筆者が理化学研究所の古崎昭主任研究員らと行った研究成果が基になっている。興味深い研究に携わる機会を与えてくださったことに、改めて感謝申し上げます。また、本解説を執筆するにあたり多大なるご助言をくださった北海道大学の矢久保考介教授に感謝の意を表し、本解説の結びといたします。

参考文献

- 1) P. W. Anderson: Phys. Rev. **109** (1958) 1492.
- 2) H. Obuse, A. Furusaki, S. Ryu and C. Mudry: Phys. Rev. B **76** (2007) 075301.
- 3) P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan: Rev. Mod. Phys. **57** (1985) 287.
- 4) 福山秀敏: 『アンダーソン局在(物理学最前線2)』大槻義彦編(共立出版, 1982).
- 5) 川畑有郷: 『アンダーソン局在のスケール理論(物理学最前線13)』大槻義彦編(共立出版, 1986).
- 6) 長岡洋介, 安藤恒也, 高山 一: 『局在・量子ホール効果・密度波(岩波講座 現代の物理学 第18巻)』(岩波出版, 1993).
- 7) 小野嘉之: 『金属絶縁体転移(朝倉物性物理シリーズ1)』(朝倉書店, 2002).
- 8) K. Efetov: *Supersymmetry in Disorder and Chaos* (Cambridge Univ. Press, 1997).
- 9) A. Altland and B. D. Simons: *Condensed Matter Field Theory* (Cambridge Univ. Press, 2010).
- 10) B. K. Kramer and A. MacKinnon: Rep. Prog. Phys. **56** (1993) 1469.
- 11) 大槻東巳: 『不規則電子系の金属-絶縁体転移(現代物理学最前線2)』大槻義彦編(共立出版, 2000).

- 12) B. Kramer, T. Ohtsuki and S. Kettemann: Phys. Rep. **417** (2005) 211.
- 13) F. Evers and A. D. Mirlin: Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 1355.
- 14) E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello and T. V. Ramakrishnan: Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 673.
- 15) A. Altland and M. R. Zirnbauer: Phys. Rev. B **55** (1997) 1142.
- 16) S. Hikami, A. I. Larkin and Y. Nagaoka: Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707; S. Hikami: Phys. Rev. B **24** (1981) 2671.
- 17) Y. Asada, K. Slevin and T. Ohtsuki: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 256601; Phys. Rev. B **70** (2004) 035115.
- 18) K. Nomura, M. Koshino and S. Ryu: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 146806.
- 19) A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **78** (2008) 195125; S. Ryu, A. P. Schnyder, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: New. J. Phys. **12** (2010) 065010.
- 20) F. Wegner: Z. Phys. B **36** (1980) 209.
- 21) H. Aoki: J. Phys. C **16** (1983) L205.
- 22) T. Nakayama and K. Yakubo: *Fractal Concepts in Condensed Matter Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 2003).
- 23) A. D. Mirlin, Y. V. Fyodorov, A. Mildenberger and F. Evers: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 046803.
- 24) K. Slevin and T. Ohtsuki: Phys. Rev. B **80** (2009) 041304(R).
- 25) H. Obuse, A. R. Subramaniam, A. Furusaki, I. A. Gruzberg and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 116802.
- 26) H. Obuse, A. Furusaki, S. Ryu and C. Mudry: Phys. Rev. B **78** (2008) 115301.
- 27) M. Morgenstern, J. Klijn, Chr. Meyer and R. Wiesendanger: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 056804.
- 28) J. Billy, V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer and A. Aspect: Nature **453** (2008) 891.
- 29) G. Roati, C. D'Errico, L. Fallani, M. Fattori, C. Fort, M. Zaccanti, G. Modugno, M. Modugno and M. Inguscio: Nature **453** (2008) 895.
- 30) S. S. Kondov, W. R. McGehhe, J. J. Zirbel and B. DeMarco: Science **334** (2011) 66.
- 31) F. Jendrzejewski, A. Bernard, K. Müller, P. Cheinet, V. Josse, M. Piraund, L. Pezzé, L. Sanchez-Palencia, A. Aspect and P. Bouyer: Nature Phys. **8** (2012) 398.
- 32) J. Chabé, G. Lemarié, B. Grémaud, D. Delande, P. Szriftgiser and J. C. Garreau: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 255702.
- 33) G. Lemarié, H. Lignier, D. Delande, P. Szriftgiser and J. C. Garreau: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 090601.
- 34) M. Lopez, J. F. Clément, P. Szriftgiser, J. C. Garreau and D. Delande: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 095701.
- 35) K. Slevin and T. Ohtsuki: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 382.
- 36) H. Hu, A. Strybulevych, J. H. Page, S. E. Skipetrov and B. A. van Tiggelen: Nature Phys. **4** (2008) 945.
- 37) S. Faez, A. Strybulevych, J. H. Page, A. Lagendijk and B. A. van Tiggelen: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 155703.
- 38) アンダーソン転移では一電子近似したハミルトニアンを扱うため、量子相転移とは言っても、空間1次元+時間1次元ではなく、空間次元 $d=2$ の2次元共形場理論を考える。
- 39) M. J. Bhaseen, I. I. Kogan, O. A. Soloviev, N. Taniguchi and A. M. Tsvelik: Nucl. Phys. B **580** (2000) 688.
- 40) J. Cardy: *Scaling and Renormalization in Statistical Physics* (Cambridge Univ. Press, 1996).
- 41) M. Janssen: Int. J. Mod. Phys. B **8** (1994) 943.
- 42) A. R. Subramaniam, I. A. Gruzberg, A. W. W. Ludwig, F. Evers, A. Mildenberger and A. D. Mirlin: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 126802.
- 43) H. Obuse, A. R. Subramaniam, A. Furusaki, I. A. Gruzberg and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 156802.
- 44) K. Slevin, T. Ohtsuki and T. Kawarabayashi: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3915.
- 45) H. Obuse, A. R. Subramaniam, A. Furusaki, I. A. Gruzberg and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **82** (2010) 035309.
- 46) ただし、 q がある閾値 q_c より大きい場合、 τ_q (または Δ_q)が q 依存性を失うfreezing転移が起こるため、修正された関係式を用いる必要がある。詳細は、文献44, 45を参照のこと。
- 47) 初貝安弘: 日本物理学会誌 **68** (2013) 19.
- 48) M. Onoda, Y. Avishai and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 076802.
- 49) I. A. Gruzberg, A. W. W. Ludwig and N. Read: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4524.
- 50) R. Bondesan, I. A. Gruzberg, J. L. Jacobsen, H. Obuse and H. Saleur: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 126801.
- 51) E. Bettelheim, I. A. Gruzberg and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **86** (2012) 165324.
- 52) R. Bondesan, D. Wieczorek and M. R. Zirnbauer: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 186803.
- 53) L. Rozansky and H. Saleur: Nucl. Phys. B **376** (1992) 376.
- 54) V. Gurarie: Nucl. Phys. B **410** (1993) 535.

著者紹介

小布施秀明氏: 専門: アンダーソン局在・転移, トポロジカル絶縁体, 量子ウォーク.

(2014年5月28日原稿受付)

Recent Progresses on Anderson Transitions

Hideaki Obuse

abstract: It has been passed more than fifty years since P. W. Anderson had theoretically predicted localizations of electrons in disordered systems. The concepts of the Anderson localization and transition have been important in the condensed matter physics, and are getting more important after discoveries of new fascinating materials, such as the graphene and topological insulators. Furthermore, nowadays, experiments on the Anderson localization and transition can be carried not only on the conventional electrical materials but also on new platforms by cold atoms, lights, elastic waves, and so on. In this article, we review the previous work and introduce recent theoretical and experimental progresses on the Anderson localization and transition.

反応-拡散-駆動系として理解する細胞の形態変化

石原秀至 (明治大学工学部)

澤井 哲 (東京大学大学院総合文化研究科)

例えば対流や液晶、化学反応では、系がもつ非線形や非平衡性の結果として振動や自発的なパターンが自己組織的に現れる。構成要素が全く異なるものの、その背後には共通したメカニズムが働いていることも多い。例えば、ペルーズフ・ジャボティンスキー反応 (BZ 反応) では、マロン酸などの反応基質が臭素酸イオンによって一過的に酸化される反応が拡散によって空間的に伝播し、同心円状やらせん状の進行波パターンが現れる。同様なパターンは Pt 表面上の CO の酸化反応でも現れ、こうした系の振る舞いは、「興奮系」という共通の枠組みから理解できる。非線形・非平衡系に固有でかつ動的なマクロ構造形成の理解は、実験・理論ともに、これまでよく進んできた。

生きた細胞は非平衡系の最たるものであるが、系の複雑さゆえにその動態の特徴付けが難しい。それでも近年、細胞内の化学反応や輸送が直接観測できるようになったことで、マクロ非平衡系の秩序形成と共通する振る舞いが見えてきた。自然現象としての面白さもさることながら、様々な生命機能における役割の理解からも重要な視点を供する。本稿では、その具体例として、アメーバ状の細胞が示す複雑な変形ダイナミクスが、細胞内の化学反応と拡散によって出現する動的なマクロ構造として理解できること¹⁾を紹介する。

細胞性粘菌 *Dictyostelium discoideum* や、好中球などの免疫系細胞でみられるアメーバ様の運動に伴う細胞膜の変形は、アクチンの重合と枝分かれによるフィラメント形成によって発生する力によって、膜が押し広げられることによると考えられている。アクチンのフィラメント形成は、いくつものシグナル伝達分子によって、その構築と解体が調節されているが、その主たるものの一つにホスファチルイノシトール3リン酸 PI(3,4,5)P₃ (以後 PIP₃ と呼ぶ) がある。これは細胞膜を構成する脂質の中では割合としては希少なものであり、これに特異的に結合するタンパク質の膜上の結合サイトを提供している。細胞性粘菌では、この PIP₃ やフィラメント状のアクチン (以後 F-アクチンと呼ぶ) の濃度分布が、ガラスなどの基質に接着した細胞膜の内側にそって、

らせんや進行波となって時間発展し、細胞端に到達した際に膜が伸張する現象が知られている (以後これを PIP₃/F-アクチン波と呼ぶ; 右図)²⁻⁴⁾ この波の運動を特徴付ければ、アメーバ状の膜の変形、その複雑さやランダムさがいかに生まれているかの手がかりが得られると期待できる。

波の挙動はなかなか複雑である。新しく現れては伝播し、波面同士が正面から互いにぶつかると消滅する。そこで、波の位相マップを作成し、位相特異点に着目した解析を行ったところ、細胞の中では、特異点の対生成と、膜境界での消滅が繰り返されており、これが波のパターンの遷移、ひいては膜変形を特徴付けることがわかった。一連の解析結果から、PIP₃/F-アクチン波が BZ 反応に見られるような「興奮系の波」であることが示唆され、また、パターンの遷移は、特異点の生成消滅に関してはトポロジカルな生成消滅のルールを破らず、決定論的に振る舞っていることがわかった。一般に、PIP₃ はイノシトール環 3 位の OH 基のリン酸化/脱リン酸化反応によって、その濃度が調節されており、先行研究から、リン酸化反応が F-アクチンを介した強い非線形性をもった反応動力学によっていると考えられる。これらの生化学反応と、膜上の拡散を連結した数理モデルから、PIP₃ の濃度波が興奮系の波であることが理論的にも数値的にも予測される。さらには膜変形をフェーズフィールド法によって表現することで、実際の細胞でみられる特徴的な形態の多くが再現されることが確かめられた。本稿で注目している細胞変形は非常に複雑に見えるが、そのランダム性は PIP₃/F-アクチン波が新しくできる発火の場所やタイミングにその起源をもっている。波の生物学的な意義やその発生の大元の仕組みはまだわかっていないが、将来的に、波のコントロール、ひいては細胞の振る舞いも操れるようになるだろう。分子生物学的アプローチと非線形物理学の手法を組み合わせることによって、「分子レベルの相互作用」から「細胞膜の変形」という階層をまたいだ描象を与え、生命が示す自発性や巧みさの仕組みに迫りつつある研究分野の動向を感じていただければ幸いである。

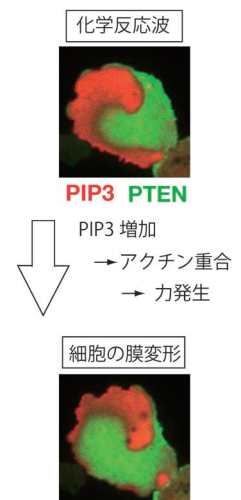
—Keywords—

興奮系:

ある系が以下の性質をもつとき、興奮系と呼ぶ。①ある閾値以上の入力に対して応答する。②応答は一過的で、基底状態にもどる。③応答後のしばらくの間は、刺激に対して応答しない不応期に入り、その後しばらくたってまた①の状態に戻る。神経細胞も典型的な興奮系である。この状態遷移が外因性のノイズによって駆動されなくとも、系がパラメータ変化などで内在的に不安定化すれば、ファン・デル・ポール振動子でおなじみのリミットサイクル型の自励振動を示し、振動系ときわめて近い関係にある。このような性質をもった要素が、拡散などを介して空間的に結びつき、反応が連鎖することで「波」が発生する。特に 2 次元空間では、特異点を中心にして自己充足的に反応波を維持し続けることでらせん波を形成する。

細胞性粘菌:

細胞性粘菌は、土壌中に広く認められる生物で、動物界、植物界、菌界とは別の系統に属する真核細胞。南方熊楠がおなじみの真性粘菌が多核の巨大なアメーバを形成するのに対し、細胞性粘菌は単核の細胞が数十万個集まって多細胞体を形成することから「細胞性」と呼ぶ。代表的な種である *Dictyostelium discoideum* は、培養、計測、遺伝子改変の容易さと、細胞運動や細胞シグナルなど動物細胞の特徴も多くもっているため、分子生物学、細胞生物学、発生生物学などにおける解析に利用されてきたモデル生物種。高校の生物学の教科書や大学入試では和名のキロタマホコリカビとしておなじみ。別名「社会性アメーバ」とも呼ばれる。



細胞内部で起こる化学反応波が境界で膜を押し、細胞の膜変形を駆動する。

1. 細胞の膜変形とそれを調節する反応ダイナミクス

細胞膜の大規模な変形は、個体発生や免疫応答、創傷治癒過程等における重心移動を伴う細胞遊走 (cell migration) や基質面への接触と変形 (cell spreading), 外敵をとりこむ食作用 (phagocytosis) などの様々な役割を担っている。細胞種や環境に応じて様々な形態変化や運動様式があるが、それらの背後には、細胞骨格分子アクチンの重合やそれらの架橋によって形成されるフィラメントによる細胞膜の伸張と、アクチンの脱重合や、ミオシンと呼ばれるモータータンパクによる収縮という共通点がある。こうした膜変形は、しばしば外からのシグナル分子などによって誘起される。細胞外の拡散性の分子や、あるいは基質や他の細胞膜上に提示された接着性の因子が主に細胞膜上の受容体タンパクに結合することで検知され、これに依存して、シグナル伝達系と呼ばれる化学反応の連鎖が膜の裏打ちで生じる。シグナルは反応と拡散によって空間的に非対称に増幅され、このことによって特定の膜の裏打ちでのみアクチンのフィラメントやバンドルの形成や解体が誘起され、変形する膜の箇所やタイミングが決定づけられる。細胞外の誘引物質の濃度勾配が非常に緩やかでも、微小な濃度差が細胞内のシグナルとして大きく増幅されて、膜を押し出す前側と、ひっこめる後ろ側が排他的に調節され、細胞の動く方向が決定されると考えられている。

細胞膜の変形にはそのきっかけを外因的なものに求めにくいもの、自発的に起こっているのかのように見えるものもある。その1つに、外部からのシグナルがない環境でもPIP3や裏打ちのF-アクチンの濃度分布が進行波となって伝播するアクチン波という現象があり、動物細胞や粘菌などのいくつかの細胞種でよく知られている。⁵⁾ この波が細胞端で伝播すると、アクチンフィラメントの形成によって膜が押し出される。細胞性粘菌で観察されるPIP3/F-アクチン波は、ガラス表面に接着した側の細胞膜の皮層で観察される、波長約細胞1個分(約10 μ m)の動的な構造である。⁶⁾ 全反射照明蛍光顕微鏡観察によると、波面の内部ではアクチンフィラメントの枝分かれに必要なArp2/3複合体が微細なクラスターを形成して無数に生じており、これ自体は移動していない。⁷⁾ また蛍光アクチンを局所的に褪色させてもすぐさま回復しないことから、⁸⁾ モータータンパクなどによってフィラメントが能動的に輸送されているのではなく、一過的なフィラメントの構築と解体反応が連鎖的に拡散によって空間的に伝わっていると考えられている。

2. 二次元波の位相マップ解析

膜の伸張がどこで起こるかは、波がいつどこで発生し、どの方向へ伝播しているかが重要となる。そこで、私達は細胞性粘菌のPIP3/F-アクチン波の動力学的な特徴付けをより詳しく行うことにした。PIP3に選択的に結合するプレクストリン相同ドメイン(PHドメイン)タンパクと赤色蛍

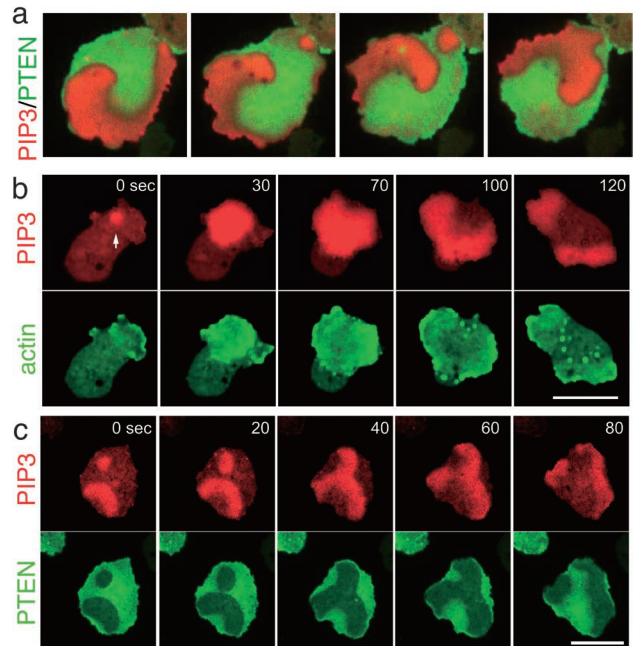


図1 細胞基底膜にそったPIP3/F-アクチン波。a. PIP3に結合するPH-RFPタンパクの蛍光強度(赤)とPIP2に結合するPTEN-GFPの蛍光強度(緑)が示すらせん波。b. 波の発生。矢印で示した場所でPIP3の発火が起こり、引き続いて同心円状に広がって行く。それに伴いアクチン(緑:LimEΔcoil-GFP)の波も広がって行くことが観察される。c. PH-RFP(赤)とPTEN-GFP(緑)の蛍光強度プロフィール。細胞内に波面が2つある。PIP3/F-アクチン波が細胞境界を押し出し、膜の変形を起こしていることが見て取れる。

光タンパクとの融合タンパク(PH-RFP)と、PIP3からPIP2への脱リン酸化を担う、ホスホターゼと緑色蛍光タンパクとの融合タンパク(PTEN-GFP; PIP2により強く結合する)を発現させた細胞を用い、それらを励起したときの蛍光強度を共焦点レーザー顕微鏡により測定した(図1)。波の形状をみると、それらは同心円状やらせん状に伝播しており、波と波が正面衝突すると波は消滅する。これらの性質はゲル内のペルーズフ・ジャボティンスキー反応(BZ反応)や固体表面での触媒反応⁹⁾などの非平衡系で知られる化学反応波によく似ている。周期性も認められ、約5-6分程度で細胞内を行き来し、細胞の境界で反射することもあれば、ぶつかって消えることもある。図1bに見られるように、新しい波がランダムな発火点から起こり、同心円状に広がって行く。細胞境界に届いた波は、境界部を押し出すように変形を引き起こし、PIP3/F-アクチンの波が細胞の形態変化の制御に関わるということがわかる。

細胞性粘菌の示す膜変形ダイナミクスの複雑さの要因の一つとして、上で述べた波の形態が次々と時間的に切り替わることが挙げられる。細胞内で複数の波が共存し、たがいに衝突し合うなどの相互作用を起こすことによって、例えば、時計回りのらせん波が、時間が経つにつれていつのまにか反時計回りになったりする。この複雑なパターンの変化を捉えるために、我々は位相マップ解析を行った。¹⁾ 進行波が伝播することから、細胞膜上の各点では振動的な振る舞いが見られる。振動する時系列データをウェーブレット変換することで、最大強度をもつ周波数成分を各時

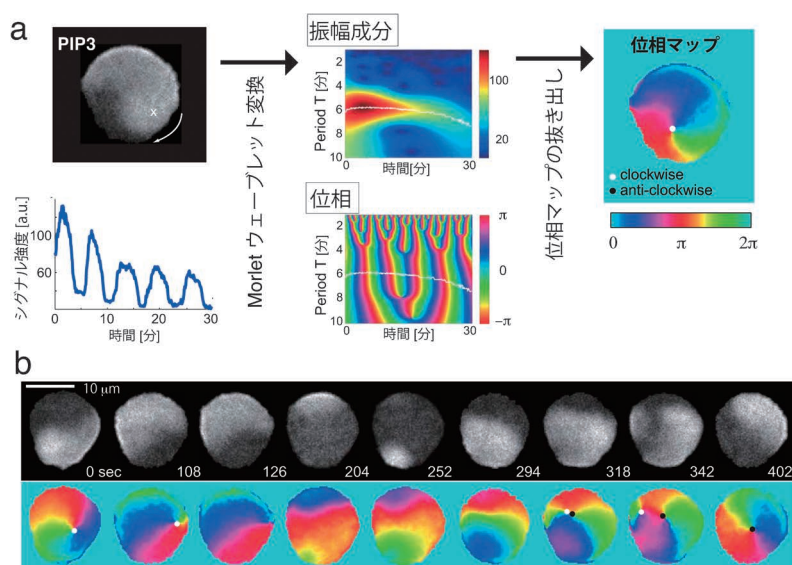


図2 PIP3の位相マップ解析. a.データから位相を同定する手順. 膜上の各点でPH-RFPの濃度は振動的な時間変化をする. この時系列データをウェーブレット変換し, 各位置と時間で位相を求める. らせんの中心にはトポジカルチャージをもった位相特異点が見れる. b.らせん波の反転過程における位相マップ. 特異点の境界での消失と対生成によってらせんの反転が起こる.

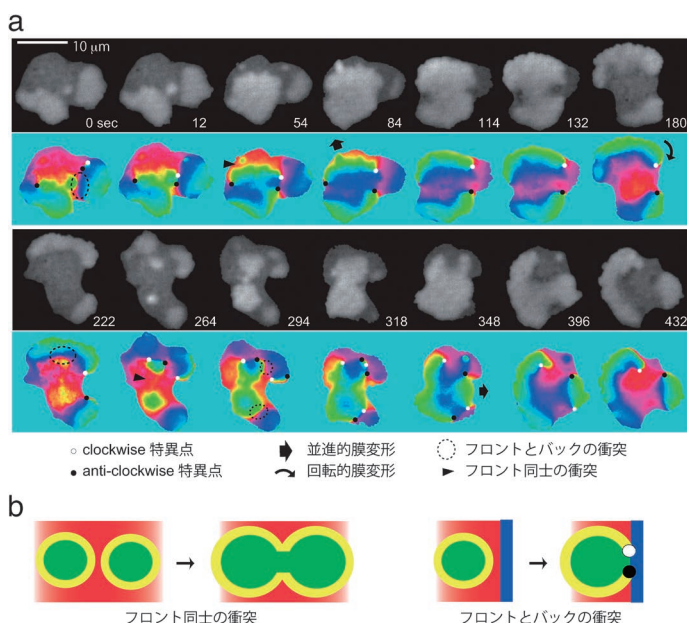


図3 大規模な膜変形を起こしている細胞内のPIP3/F-アクチン波の位相マップ解析. a.細胞内に複数の波面が現れ, 互いに相互作用している. それに伴い, 位相特異点の対生成と消滅が頻発する. 正負のトポジカルチャージをもった特異点の対を端点にもつ進行波が膜の並進的な伸張を(太い矢印), 単一の特異点から外側に向かって伝播するらせん状の進行波が回転を伴った膜の伸張を引き起こす. 矢頭: 二つの波のフロント同士の衝突. 破線: フロント-バックの衝突. b.左: 二つの波のフロント同士の衝突により, 波は消えるが, 特異点の生成・消滅は伴わない. 右: フロント-バックの衝突では特異点が対生成する.

刻・各点で抜き出すことによって位相を定めた(図2a). 図2に示す細胞ではアクチンの重合を薬剤で阻害しており, 細胞形態は円状に保たれている. このような状況では, 波の発生頻度が低下し, らせん波が一度出現すると, 他の波との干渉をうけずに長時間安定した状態で観察されやすい. 図2で, カラー表示された位相の黄色部分が波の前面に対応し, 青からマゼンタ色にかけての位相が波の背面に相当する. らせんの中心では位相が定義できない空間的な位相の特異点が存在する. 一般に, 時計回りのらせん中心に対応する位相特異点に+1, 反時計回りのらせん中心に対応

する位相特異点に対して-1の値をもったトポジカルチャージを定義することができる.

波の形態を特異点の数, トポジカルチャージ, 位置に基づいて分類し, 波の形態の遷移過程を, 特異点の追跡を通じて解析した. 例えば図2bでは, はじめに時計回りに伝播していたらせん波が最終的には反時計回りのらせん波に変わっている. その遷移過程をみてみると, まず, +1のトポジカルチャージをもったらせん中心がドリフトし, 細胞境界に到達すると消える. 次に, 図の左下部で発火が起こり, そこから同心円状に新しい波が伝わる. 新しい波のフロントが, 前の波の後端部分に追いつくと, そこで+1, -1のチャージをもった特異点が対で生成する. そのうち, 図で示した例では+1の特異点が細胞境界で消失し, その後に出現した対の特異点のうち, 最終的に-1のチャージを中心にもった反時計回りのらせんが残ったのである.

アクチン重合を薬剤で阻害していない細胞では, 波の生成頻度が高く, しばしば二つ以上の波面をもつPIP3の波が生じ, 細胞は複雑な形態変化を示す. このような場合でも, 特異点を追うと, パターンの遷移は上述の基本的なルールに従っていることがわかる. 細胞形態の並進的な変形は+1, -1の特異点の対を端点にもつ波面から生じ(図3a, $t=84, 318$ sec), 一方で特異点が単独で一つのみであればトポジカルチャージに応じた方向に回転を伴った膜の伸張が引き起こされる(図3a, 180 sec). したがって, 特異点がいっどこで出現しているかは, 膜の変形の仕方に大きな影響を及ぼす. 特異点の生成を詳しくみてみると, 新しい波が古い波の後方に衝突する際に起こっていることがわかる. 例えば図3aで, 発火によって新しい波が同心円状に広がって行くが, 波のフロント同士の衝突では特異点の生成・消滅は起こらず($t=12, 264$ secでの矢頭), パターン遷移を引き起こさない(図3b左). 発火した波が, 前にある波の後方にある場合には正負の特異点が対生成し(図

3a, $t=0, 222, 294$ での破線部), パターンの変化を引き起こす(図3b右). 細胞内での観察では, 異なるチャージの対消滅による特異点の消失はあまり見られず(1/10程度), ほとんどの消失は細胞境界で観察される.

細胞の挙動の複雑さはしばしば細胞内の化学反応に伴う「揺らぎ」が重要だと考えられてきたが, 上の解析から見てきたことは, 特異点の遷移に関する‘トポロジカル・ルール’があり, ノイズによる波の進行方向の急な反転などは観測されないということである. このようなルールは二次元空間の非線形振動子系の枠組みから自然に理解できるものであり, 実際に心臓の脈動を制御するカルシウム波の特異点発生に伴う心室細動に関してA. Winfreeが指摘した一般的な性質である.¹⁰⁾ 心臓の場合には, 特異点は全体で統御された拍動をこわし, 心室細動の原因となるので避けられるべきものであるが, アメーバ細胞では, 特異点の対生成・消滅を繰り返すことで複雑なパターンの遷移が起こり, 回転を伴った変形を引き起こしている. 新規の波の発生位置やタイミングに規則性は見出せないことから, 今回見ているような細胞変形に関わるランダムネスはこの発火プロセスに由来している.

3. 反応と拡散の動力学から細胞の膜変形ダイナミクスへ

以上の解析結果は, PIP3/F-アクチンの波が興奮性の波であることを強く示唆する. 例えば, 伝播する同心円状の新しい波の生成は, 閾値を超えた刺激によって波が誘起され, 興奮波として広がっていくものと解釈できる. 波と波の正面衝突によって波が消えるのは, 波が通り過ぎた不応期の状態に, 新しい波が侵入できないことによると考えられる. また, 特異点の対生成は, 新しい波が古い波の後方不応期部に衝突した結果生じる. それでは, 興奮系としての振る舞いは, どのような分子機構から現れるのであろうか? 先行研究の知見からPIP2からPIP3へのリン酸化反応はアクチン重合によって促進されること,¹¹⁾ また, PIP3からPIP2への脱リン酸化反応はPIP2によって促進される¹²⁾ という二つの正のフィードバックループがあると考えられる

(図4a). これらを考慮にいれ, リン酸化過程が十分速いという仮定をおくと, 以下の2変数方程式が得られる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= D_U \Delta U - \frac{\alpha UV^2}{K_K + A^{-1} \int_{\Omega} V^2 dx} \\ &\quad + \frac{\beta UV}{K_P + A^{-1} \int_{\Omega} U dx} + S - \gamma U \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= D_V \Delta V + \frac{\alpha UV^2}{K_K + A^{-1} \int_{\Omega} V^2 dx} \\ &\quad - \frac{\beta UV}{K_P + A^{-1} \int_{\Omega} U dx} - \mu V \end{aligned}$$

$U(x, t), V(x, t)$ はそれぞれPIP2, PIP3 (もしくは, それに近い調節関係にある因子) の位置 x , 時刻 t における濃度を表す. それぞれの式の第一項は, U, V の膜上の拡散係数 D_U, D_V , 第二項は U から V へのリン酸化反応, 第三項はその逆に V から U への脱リン酸化反応を表す. 第二, 第三項は正のフィードバックの効果を含み, また二変数への縮約の過程で細胞部分 Ω にわたる積分が現れた. U に関しては生成項 S と分解項 $-\gamma U$, V に関しては分解項 $-\mu V$ を考慮した. 以上の個々の過程の反応速度係数や, 条件依存性は具体的にわかってはいないが, パラメータを適切に設定することで化学反応から細胞レベルの変形がいかに出現しているかがある程度再現できるだけでなく, シミュレーションと実験解析の比較から, 系のより詳細についての検証へつなげられる. 実験と理論を連動させる研究は, 物質系では当たり前前の研究アプローチかもしれないが, 生命系ではまだまだ有効に活用されるまでにはいたっていないのが現状である.

この方程式で, 拡散項を無視して反応項のみを考え, $U-V$ 面上での速度場の様子を描くと(図4b), $(U, V) = (S/\gamma, 0)$ に安定固定点があり, V の値がある程度大きくなると U から V への生成反応がポジティブフィードバックによって加速され, その後上がり切った V が U の枯渇とともに今度は下がり始め, $U-V$ 面をぐるりと回ってもとの固定点に戻る. このことから, 方程式系が確かに $(S/\gamma, 0)$ を基底状態とする興奮系となっていることがわかる. 実際に上の方程式にショットノイズを含めた形で数値計算を行うと,

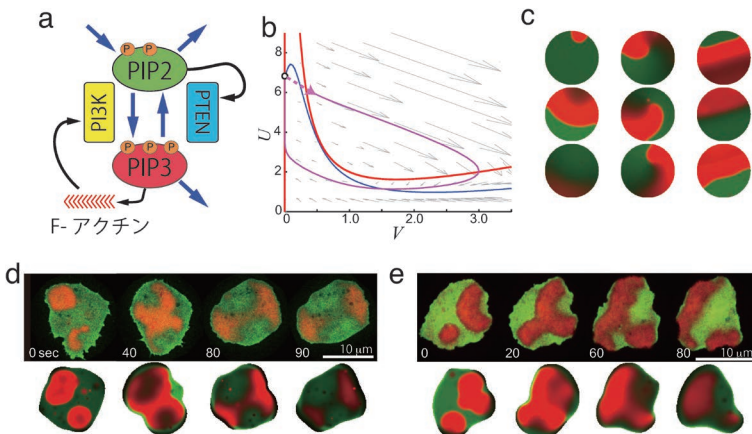


図4 数理モデルとシミュレーション結果. a. PIP3のリン酸化と脱リン酸化の反応スキーム. リン酸化反応はPI3キナーゼ(PI3K). 脱リン酸化反応はホスファターゼPTENによって触媒される. PI3KとPTENはともに細胞質と細胞膜を行き来し, PIP2が多ければPTENが膜局在しやすく, PIP3が多ければPI3Kが膜局在しやすいフィードバックを仮定している. これらの局在の度合いによってリン酸化/脱リン酸化反応の進みやすさが変わる. b. 化学反応の $U-V$ 面上のプロータイアグラム. $dU/dt = 0$ と $dV/dt = 0$ のヌルクラインが, それぞれ青と赤線で示されている. 白丸が基底状態であり, 刺激によって V が大きくなると(マゼンタ矢印), V の増加が進み, その後 $U-V$ 面上をぐるりとまわる軌跡を描いて基底状態にもどる. c. 円領域でノイズ条件下にシミュレーションを行った結果. 一過的な波, らせん波, 反射波を示す. d, e. 上段: 細胞中でのPH-RFP(赤)とPTEN-GFP(緑)の蛍光強度の振る舞いと膜変形. 下段: フェーズフィールドモデルによるシミュレーション結果.

一過性の波やらせん波、反射を伴う進行波が現れる(図4c).

実験では、薬剤によってアクチンの重合や、PIP2からPIP3へのリン酸化を触媒するPI3キナーゼを阻害すると、PIP3/F-アクチン波の発生頻度が下がり、伝播する波が少なくなる。したがって、モデルで表現されている U から V を生成する反応における正のフィードバックは、アクチン重合を介しているものと考えている。一方で、アクチン重合を阻害する因子 $pirA$ を欠失した変異体 $pirA^-$ ではアクチンの重合が過剰に生じており、このフィードバックが強い状況に置かれていると考えられる。モデルから予想されることは、フィードバックが強くなると、サドルノード分岐を起こして新しい固定点が現れ、結果として系の興奮性が失われる。おもしろいことに、実験解析からこのような細胞では、PIP3の発火頻度は多くなるものの、そのノイズによってトリガーされる波の生成が確かに観察されなくなる。このように、興奮性にはアクチンを介したフィードバックがほどよい強さであることが大切で、これが弱すぎても、強すぎても興奮性が失われることがモデルから理解できる。

我々はPIP3/F-アクチン波と細胞膜の形態との関係をより理解するため、界面の形態変化を表現する数値シミュレーションを、フェーズフィールド法を用いて行った。この手法では、形態を表すための場の変数‘フェーズフィールド’ ϕ を導入する。 ϕ はほとんどの位置で0か1の値をとり、細胞である部分を表す $\phi=1$ が、外部を表す $\phi=0$ の部分と薄い遷移層(細胞境界を表す)を通してつながる。形態変化を表す方程式は以下に従う。

$$\tau \frac{\partial \phi}{\partial t} = \eta \left(\Delta \phi - \frac{G'(\phi)}{\epsilon^2} \right) - M \left(\int \phi \, dr - A_0 \right) |\nabla \phi| + (aV - bU) |\nabla \phi|$$

ここで $G(\phi) = 18\phi^2(1-\phi)^2$ はフェーズフィールドを特長づける基本的なポテンシャルで、 $\phi=0, 1$ に極小値をもち、拡散項とあわせて ϕ の基本的な挙動を決める。 M がかかる第二項は $\phi=1$ である細胞部の面積を保つ項である。近年、細胞の形態変化を表現するための数値計算スキームが盛んに研究されており、フェーズフィールド法では細胞内の反応拡散場と細胞のソフトマターの物性場を結びつけることができる。¹³⁾ 実際、現象論的ではあるが、細胞の体積弾性力や細胞境界にそった表面張力等の機械的な性質を表現し、反応の項がなければ $\phi=1$ の領域が二次元の円となる時に最も安定である。第三項は細胞内の反応場の効果を表し、細胞境界での濃度 V, U に応じた変形を駆動する項である。 V が多いと $\phi=1$ の領域を広げ、逆に U の多い所では収縮が起こるとした。上の ϕ についての式が U, V の濃度に応じた細胞変形の発展方程式を与える。逆に、 ϕ を導入したことで、化学反応の式は以下のように変わる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\phi U)}{\partial t} &= D_U \nabla \phi \nabla U + \phi \left(-\frac{\alpha UV^2}{K_K + A^{-1} \int_{\Omega} V^2 \, dx} + \frac{\beta UV}{K_P + A^{-1} \int_{\Omega} U \, dx} + S - \gamma U \right) - \chi_U U |\nabla \phi|^2 \\ \frac{\partial(\phi V)}{\partial t} &= D_V \nabla \phi \nabla V + \phi \left(+\frac{\alpha UV^2}{K_K + A^{-1} \int_{\Omega} V^2 \, dx} - \frac{\beta UV}{K_P + A^{-1} \int_{\Omega} U \, dx} - \mu U \right) - \chi_V V |\nabla \phi|^2 \end{aligned}$$

最後の項で、細胞境界では系の状況が変わりうることを想定し、ここでは U, V が分解する(減る)という境界条件をおいた。以上により、変数 (U, V, ϕ) の閉じた方程式が得られた。

シミュレーション結果を図4d, eに示す。背景が黒いものが実験観察、白いものがシミュレーション結果である(比較のため図を回転させて示している)。膜上の離れた二点の位置から新たに発火し伝播する同心円状の進行波によって生じる膜変形では、はじめに境界方向へ伝播した波面によって、発火点を結ぶ直線上の細胞膜が伸張する。ほぼ同時に内側へ伝播する側の波面は、発火点を結ぶ直線上では波面が互いに衝突して消滅する。その後、それとは垂直方向への伝播は続くため、膜の伸張は発火点を結ぶ直線とは直交した方向に生じる。この発火のタイミングのずれで形態が楕円形か扇状になるかが決まることが見てとれる(図4dとeの比較)。これらの数値計算結果は、分子の相互作用から興奮系が現れ、自己組織化的な波を介して細胞の形態変化を引き起こすこと、発火のタイミングが形態変化のランダムネスに大きな寄与をすることをよくシミュレートしていると言えよう。

4. さいごに

本稿では、細胞が示す自己組織化的なダイナミクスの例として、細胞性粘菌の基底膜を走るPIP3/F-アクチンの濃度波を見てきた。この波はアクチンの重合を通して細胞膜の形態変化を調節する興奮性の波であり、反応と拡散から出現する。PIP3/F-アクチンの波のパターンは、次々と異なる状態間を遷移するが、その際には波の位相特異点の生成・消滅についてトポロジカルなルールが存在し、その意味において決定論的に振る舞っている。したがって、今回みた細胞のダイナミクスのランダムさの主な起源は、波自体の振る舞いではなく、波の発火する場所やタイミングに起源をもつのである。ただし、ランダムといっても、今後詳細にみていくことで、細胞と基質の接着などと波の発火との相関などが見えてくるかもしれない。

膜とそれを裏打ちする細胞骨格系からなる系の物性は、ソフトマター研究の格好の対象でもある。外力はアクチンで裏打ちされた細胞皮質に伝わり、その結果、ミオシンや

架橋タンパクの分子間結合が変化し、さらにそれらの空間分布が変化し、アクチン皮層の大局的な構造が変化し、膜の形状も変化するという、たいへん複雑な過程が進む。¹⁴⁾ それに加えて、自律的な細胞変形と運動はもとより、PIP3/F-アクチン波のような動的な現象が存在するということは、自己駆動力や複雑な非線形反応によって特徴付けられる、平衡から離れた系としての理解が不可欠であることを物語っている。これ以外にも、例えば、大腸菌の膜上では、細胞分裂面の位置決めのために、Minと呼ばれるタンパクがやはり細胞膜の裏打ちで密度波となって周期的に伝播する。¹⁵⁾ また、脊椎動物の体節形成では、遺伝子発現の周期的な進行波が節構造を決定する遺伝子発現の調節を担っている。¹⁶⁾ これらの例のように、振動やパターンが細胞内・個体内の大域的な位置情報や時間情報をコードし、生命機能を支える重要で本質的な役割を果たしている場面が少なくないと思われる。今後、例えば遺伝子発現等についての人工的な制御回路を細胞に組み込むアプローチの発展により、PIP3/F-アクチン波や、細胞の運動を制御・設計できるようになってくるだろう。一方で、必ずしも既存の生物ではないが、「細胞のように、生きているかのような物体」を構成することで、動く細胞の物質系としての、より普遍的理解が進むだろう。例えば油膜内中やゲル中でBZ反応が媒質の動きを誘導する系¹⁷⁾が報告されている。これらのアプローチが統合されていき、生命と生命でないものの境目が消える日はもう近くまで来ている。物理学の新発展を期待したい。

参考文献

- 1) D. Taniguchi, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110** (2013) 5016.
- 2) G. Gerisch, *et al.*: Cell Adhes. Migr. **3** (2009) 373.
- 3) G. Gerisch, B. Schroth-Diez, A. Müller-Taubenberger and M. Ecke: Biophys. J. **103** (2012) 1170.
- 4) Y. Arai, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107** (2010) 12399.
- 5) H. G. Döbereiner, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 038102.
- 6) T. Bretschneider, *et al.*: J. Muscle Res. Cell Motil. **23** (2002) 639.
- 7) T. Bretschneider, *et al.*: Curr. Biol. **14** (2004) 1.
- 8) T. Bretschneider, *et al.*: Biophys. J. **96** (2009) 2888.
- 9) M. P. Cox, G. Ertl and R. Imbühl: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1725.

- 10) A. T. Winfree: *The Geometry of Biological Time* (Springer, New York, 1980).
- 11) A. T. Sasaki, *et al.*: J. Cell Biol. **178** (2007) 185.
- 12) M. Iijima, Y. E. Huang, H. R. Luo, F. Vazquez and P. N. Devreotes: J. Biol. Chem. **279** (2004) 16606.
- 13) D. Shao, W. J. Rappel and H. Levine: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 108104.
- 14) T. Luo, K. Mohan, P. A. Iglesias and D. N. Robinson: Nat. Mater. **12** (2013) 1064.
- 15) M. Loose, E. Fischer-Friedrich, J. Ries, K. Kruse and P. Schwille: Science **320** (2008) 789.
- 16) I. H. Riedel-Kruse, C. Müller and A. C. Oates: Science **317** (2007) 1911.
- 17) H. Kitahata, N. Yoshinaga, K. H. Nagai and Y. Sumino: Phys. Rev. E **84** (2011) 015101.

非会員著者の紹介

石原秀至氏：大阪大学理学部物理学科卒業，東京大学大学院総合文化研究科で修士・博士課程終了（金子邦彦研究室）。博士（学術）。基礎生物学研究所研究員，東京大学大学院総合分化研究科助教を経て，現在，明治大学工学部物理学科准教授。非線形物理や統計学的手法を組み合わせ，細胞や細胞集団（特に個体発生）レベルを対象とした生物物理学を専門とする。

澤井 哲氏：早稲田大学工学部応用物理学科卒業，同大学院（相澤洋二研究室）修士，東北大学大学院情報科学研究科（沢田康次研究室）博士課程修了（2001年）。博士（情報科学）。プリンストン大学分子生物学部博士研究員，JST ERATO 金子複雑系生命プロジェクトグループリーダーを経て，現在，東京大学大学院総合文化研究科准教授。専門はシステムレベルの生物物理学。入出力関係，非線形応答，振動などの特性から理解する，シグナル伝達，細胞運動，細胞間コミュニケーションなど。

(2014年5月27日原稿受付)

Morphodynamics of Cells as Reaction-Diffusion Systems Coupled with Cellular Membrane

Shuji Ishihara and Satoshi Sawai

abstract: In slime mold *Dictyostelium discoideum*, concentrations of phosphoinositide lipids propagate as waves accompanied by transient formation of dendritic filaments of actin. From confocal live-cell imaging and phase map analysis, we demonstrate that wave nucleation is F-actin dependent. Mathematical modeling of the key regulatory steps of phosphoinositide lipids suggests excitable reaction that can support initiation and propagation of the wave in the form of spiral and target. Phase-field simulations of membrane deformation coupled with the excitable phosphoinositide signaling suggest that some of the typical semi-periodic modes of random membrane deformation can be attributed to the property of wave-wave interactions.

5d電子系イリジウム酸化物における 新奇的な絶縁体と超伝導

渡部 洋 (理化学研究所創発物性科学研究センター)

白川知功 (理化学研究所)

柚木清司 (理化学研究所創発物性科学研究センター, 計算科学研究機構)

固体中の電子は原子核、結晶格子、自身以外の周囲の電子など多くの相手と相互作用をしながら運動し、各物質に特有な性質を産み出している。これらの相互作用の一つである「スピン軌道相互作用」は相対論的な効果を起源とし、量子力学初期の段階から知られているが、近年その重要性に大きな注目が集まっている。スピン軌道相互作用がもたらす効果は枚挙に暇が無く、エネルギーバンド構造の変化や磁気異方性をもたらすことはもちろん、トポロジカル絶縁体、(交換相互作用の異方性に起因する)量子スピン液体、マルチフェロイクスといった新しい概念さえも産み出すことが分かってきた。特に近年の大型シンクロトロンを用いたX線散乱の実験技術の向上によってスピンと軌道の結合の詳細が明らかになりつつあり、基礎・応用の両面から注目を集めている。スピン軌道相互作用が無視出来ない場合は、軌道角運動量 L とスピン角運動量 S がもはや良い量子数では無くなり、両者を合成した全角運動量が良い量子数となる。通常、全角運動量は $J=L+S$ と表されるが、本稿で紹介する5d電子系イリジウム酸化物では $J_{\text{eff}}=-L+S$ を良い量子数とする特異な状態が実現しており、新たな強相関電子系の舞台として注目を集めている。

本稿では5d電子系イリジウム酸化物の例として層状ペロブスカイト型構造を持つ Sr_2IrO_4 を取り上げ、これまでの研究の現状について紹介する。この物質は特殊な磁気構造を持つ絶縁体であるが、従来のモッ

ト絶縁体の描像では説明出来ず、その電子状態の解明は長年の問題となっていた。我々はこの問題に対し、複数の計算手法を用いて Sr_2IrO_4 をモデル化した3軌道ハバード模型を解析した。その結果、この物質は $J_{\text{eff}}=-L+S$ を良い量子数とし、クーロン相互作用とスピン軌道相互作用が協力的に働くことで実現する特異な絶縁体であることを示した。また、電子間のクーロン相互作用が電子の運動エネルギーに比べて小さい系を弱相関系、大きい系を強相関系と呼ぶが、 Sr_2IrO_4 はちょうど両者が入れ替わる「中相関系」とも言うべき領域に位置していることを示唆する結果が得られた。これは5d電子の強い遍歴性に起因するものであり、実験・理論ともにアプローチが難しい領域であるが、それ故に金属・絶縁体転移のメカニズムを深く理解するための格好の場を提供しているとも言える。また、キャリアをドーピングすることでスピンと軌道が結合して出来た「擬スピン」がペアを組んだ超伝導が発現する可能性を示し、新たな超伝導体の候補と成り得ることを提案した。

Sr_2IrO_4 が最初に合成されたのは1950年代であるが、その面白さが理解されてきたのは実に今世紀に入ってからである。これは、様々な実験技術の向上と多軌道電子系に対する理論解析の手法の進展によるところが大きい。まさに「故(ふる)きを温(たず)ねて新しきを知る」の好例であろう。今後も「故くて新しい」スピン軌道相互作用に対する研究の進展が期待される。

—Keywords—

スピン軌道相互作用：

電子のスピン角運動量と軌道角運動量の間働く相互作用のこと。電子が原子核の周りを回転運動する際の、電子の位置に作られる磁場と電子の磁気モーメントの間の磁氣的相互作用として理解できる。スピン軌道相互作用が無視できるほど小さい場合には、結晶場による軌道角運動量の消失のため、磁気モーメントはスピン角運動量による寄与が支配的である。一方、スピン軌道相互作用が大きい場合には軌道角運動量が復活し、様々な物理量に顔を出すようになる。 Sr_2IrO_4 においては、磁気モーメントに対する軌道角運動量の寄与がスピン角運動量の5倍にも達するという報告がされている。

5d電子系物質：

伝導を担う最外殻の電子が5d軌道を占有している物質系のこと。Ir, Os酸化物などが代表例であり、スピン軌道相互作用が重要な役割を果たす系として近年さかんに研究が行われている。また、典型的な強相関電子系である3d電子系に比べて遍歴性が強く(電子が動き回りやすい)、クーロン相互作用との競合の様相も異なるため、新たな電子相関の舞台として期待されている。

1. はじめに

近年、5d電子系イリジウム酸化物に関する研究が大きく進展し、実験・理論の両面から注目を集めている。この系では強いスピン軌道相互作用と結晶場の効果によってスピンと軌道が結合し、有効的な全角運動量 $\mathbf{J}_{\text{eff}} = -\mathbf{L} + \mathbf{S}$ が良い量子数となった特異な状態が実現していることがほぼ確立している。また、5d軌道の同一サイトクーロン相互作用 U 、スピン軌道相互作用 λ 、隣接サイト間の電子の飛び移り積分 t の三者が同程度の大きさを有し、これらが拮抗した状態となっている。このように、イリジウム酸化物は典型的な強相関電子系である3d電子系遷移金属酸化物 ($U > t \gg \lambda$) や重い電子系物質 ($U > \lambda \gg t$) とは異なる特徴を持ち、新たな電子相関の舞台として期待されている。実際、ここ数年のうちに様々な物質が合成され、スピン液体・トポロジカル絶縁体・ワイル半金属・新奇な超伝導体など、様々な興味深い現象が観測、あるいは提案されている。

このような状況の中、我々は層状ペロブスカイト型構造を持つ Sr_2IrO_4 を対象に、複数の計算手法を用いてその詳細な電子状態を解析した。その結果、この物質は \mathbf{J}_{eff} を良い量子数とし、クーロン相互作用とスピン軌道相互作用が協力的に働くことで実現する新奇な絶縁体であることを示した。また、この絶縁体が強相関的なモット絶縁体と、弱相関的なスレーター絶縁体の中間(クロスオーバー付近)に位置することを提案した。さらに、 Sr_2IrO_4 が銅酸化物高温超伝導体の母物質の一つである La_2CuO_4 と多くの類似点を持つことから、超伝導発現の可能性を調べた。その結果、電子ドープ側で $d_{x^2-y^2}$ -波「擬スピン」一重項の対称性を持つ超伝導が発現する可能性があることを示した。

2. \mathbf{J}_{eff} 描像とは？

イリジウム酸化物のようにスピン軌道相互作用が強い5d電子系物質を記述する際には、しばしば“ \mathbf{J}_{eff} 描像”が用いられるが、この言葉に馴染みの無い方も多いと思われるので、以下でご紹介させて頂く。ここで言うスピン軌道相互作用とは、相対論的効果を起源とし、孤立イオンに対して $H_{\text{SOC}} = \xi \sum_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i = \lambda \mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ という形で働くものを指している。 \sum_i は全電子についての和、 \mathbf{L} は全軌道角運動量、 \mathbf{S} は全スピン角運動量である。ここでは Sr_2IrO_4 を例にとってスピン軌道相互作用の効果を考察する。 Sr_2IrO_4 では結晶場分裂によって e_g 軌道と t_{2g} 軌道が形成されるが、この分裂が大き

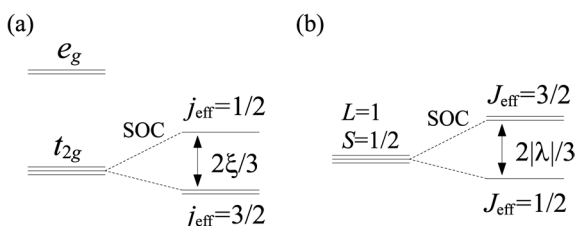


図1 Sr_2IrO_4 における (a) エネルギーレベル、¹⁾ (b) 基底多重項。¹⁾ SOC はスピン軌道相互作用を表す。電子数 $n=5 > 2l+1$ なので、 $\lambda < 0$ である。

いため下の t_{2g} 軌道にのみ電子が5つ詰まると考えて良い。 t_{2g} 軌道はスピンも含めて6重に縮退した yz, zx, xy 軌道から成るが、ここにスピン軌道相互作用を導入すると2重・4重縮退した状態に分かれる。 e_g 軌道を忘れて t_{2g} 軌道のみを考えた場合、従来の合成角運動量 $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ はもはや良い量子数では無くなってしまいが、新たに $\mathbf{j}_{\text{eff}} = -\mathbf{l} + \mathbf{s}$ という量子数を導入すると、スピン軌道相互作用で分裂した上下の状態は各々 $j_{\text{eff}} = 1/2, 3/2$ と表される (図1(a))。これは以下に示す t_{2g} 軌道と p 軌道の同等性から理解することが出来る。両者はいずれも3つの基底 (yz, zx, xy) と (p_x, p_y, p_z) を持つが、各々について軌道角運動量 l の行列要素を計算すると、同じ大きさで符号が反対になっていることが分かる。例えば、 $\langle zx | l_{t_{2g}}^x | xy \rangle = i = -\langle p_y | l_p^x | p_z \rangle$ であり、まとめて表せば $l_{t_{2g}} = -l_p$ となる。このような対応から、角運動量の合成に関しては t_{2g} 軌道 (軌道角運動量が反転した) p 軌道と同様に扱って良いことが分かり、 $\mathbf{j}_{\text{eff}} = -\mathbf{l} + \mathbf{s}$ を用いた表現が正当化される。また、全電子について和を取ったものに関しても同様に $\mathbf{J}_{\text{eff}} = -\mathbf{L} + \mathbf{S}$ が成り立つ。このような数学的な対応関係は以前から知られていたが、¹⁾ 5d電子系物質でそれが実際に成り立っていることが分かったのはごく最近であり、興味深い事実である。図1(a)のエネルギーレベルに5つの準粒子 (電子ではない) を敷き詰めるパターンを考えると、基底状態では $j_{\text{eff}} = 3/2$ に4つ、 $j_{\text{eff}} = 1/2$ に1つ入ることになるが、これが $\mathbf{J}_{\text{eff}} = 1/2$ の状態であり、 $j_{\text{eff}} = 3/2$ に3つ、 $j_{\text{eff}} = 1/2$ に2つ入ったのが $\mathbf{J}_{\text{eff}} = 3/2$ の状態である (図1(b))。 j_{eff} と \mathbf{J}_{eff} 、 ξ と λ を混同しがちであるので注意されたい。 ξ は原子核の周りを運動する1電子の問題から決まる結合定数であるが、 λ はフント則から決まり、電子数と L, S の値に依存する。²⁾

3. \mathbf{J}_{eff} 描像下での新奇な絶縁体

ここからはいよいよ本題である Sr_2IrO_4 の詳細について解説する。この物質は層状ペロブスカイト型構造を有し (図2(a))、 $T_N \sim 240$ K 以下で弱い強磁性モーメントを伴った反強磁性秩序を示す。電気抵抗に関しては T_N 付近で目立った異常は見られず、高温側から既に絶縁体的な振る舞

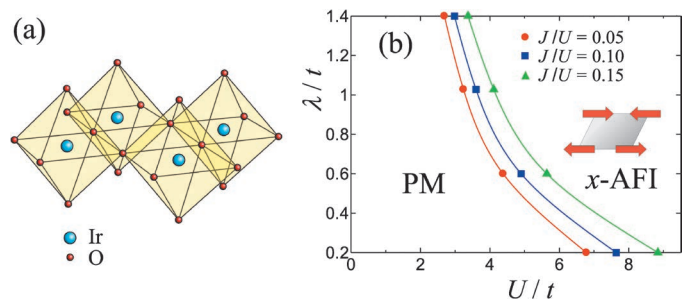


図2 (a) Sr_2IrO_4 の結晶構造 (の一部)。正八面体の中心にある Ir 原子が正方格子型の伝導面を形成している。(b) Sr_2IrO_4 をモデル化した2次元正方格子3軌道ハバードモデルの基底状態相図。⁷⁾ PMは常磁性金属、x-AFIは面内反強磁性絶縁体を表す。 J/U は同一サイトクーロン相互作用 U に対するフント結合 J の割合である。

いを示している。³⁾ イリジウム原子あたり5個(奇数)の電子が存在するため、(磁気秩序を考えなければ)電子相関によるモット絶縁体を実現していると期待される。しかし、モット絶縁体の大部分を占める3*d*電子系物質に比べてイリジウムの5*d*電子は遍歴性が強く、オンサイトクーロン相互作用 U はバンド幅 W に比べて小さいと見積もられており ($U < W$)、モット絶縁体には成り難い状況にある。一方、同じ構造を持つ4*d*電子系物質の Sr_2RhO_4 は、 Sr_2IrO_4 に比べて U が強いと期待されるにも関わらず、常磁性金属である。⁴⁾ このように、 Sr_2IrO_4 の絶縁化は単純なモット絶縁体の描像では説明出来ず、長い間未解決の問題となっていた。これに対しKimらは、2章で紹介した J_{eff} 描像に基づいた絶縁化機構を提案した。⁵⁾ スピン軌道相互作用が十分大きければ、下の $j_{\text{eff}}=3/2$ のバンドには電子が4つ詰まり (full-filled)、上の $j_{\text{eff}}=1/2$ のバンドには電子が1つ詰まる (half-filled) ことになり、さらに $j_{\text{eff}}=1/2$ のバンドがクーロン相互作用によって上部・下部ハバード・バンドに分裂することでモット絶縁体になるというシナリオである。実際、 Sr_2IrO_4 において J_{eff} 描像が良く成り立っていることは共鳴X線散乱の実験によって確認されている。⁶⁾

それでは、クーロン相互作用とスピン軌道相互作用を適切に考慮すれば、長年の謎だった Sr_2IrO_4 の絶縁化を正しく理解することが出来るのであろうか？ 我々はこの問題に対し、 Sr_2IrO_4 の t_{2g} 軌道をモデル化した3軌道ハバード模型を構築し、変分モンテカルロ法を用いてその基底状態を詳細に調べた。⁷⁾ 図2(b)は横軸にクーロン相互作用 U/t 、縦軸にスピン軌道相互作用 λ/t を取った基底状態相図である。 t は xy 軌道の最近接サイト間の飛び移り積分である。 U/t が大きい領域で磁気モーメントが面内を向いた反強磁性絶縁体 (x -AFI) が安定化するが、これは実験で観測されている秩序状態を再現している。また、 λ/t が大きくなると金属・絶縁体転移点 U_c が小さくなり、絶縁化が起こり易くなっている。この結果は定性的には以下のように理解出来る。 $\lambda/t \rightarrow \infty$ の極限では $j_{\text{eff}}=1/2$ と $3/2$ のバンドが完全に分離するため、half-filled の $j_{\text{eff}}=1/2$ バンドのみを考えれば良い。この $j_{\text{eff}}=1/2$ バンドのバンド幅 W' は元のバンド幅 W の半分以下であり、 $U < W$ であっても $U \sim W'$ ならば十分に絶縁化し得る状況にある。ここから λ/t を小さくしていくと、 $j_{\text{eff}}=1/2$ と $3/2$ のバンドが重なり始め、次第に絶縁化し難い状況になっていく。実際の物質に当てはめてみると、 Sr_2IrO_4 はスピン軌道相互作用が大きい ($\lambda/t \geq 1$)、クーロン相互作用 ($U/t=6\sim 8$) が元のバンド幅 ($W/t \sim 12$) より小さくても十分絶縁化し得る領域に位置している。一方、 Sr_2RhO_4 では $\lambda/t \sim 0.5$ であり、 $j_{\text{eff}}=1/2$ と $3/2$ のバンドの重なりが大きいので、クーロン相互作用を導入しても絶縁化せず常磁性金属状態に留まっていると考えられる。また、図2(b)に示すように、フント結合 J/U が大きくなるほど絶縁体の領域は小さくなるのが分かった。これはフント結合が大きくなることで実効的な電子相関が弱められ、絶縁

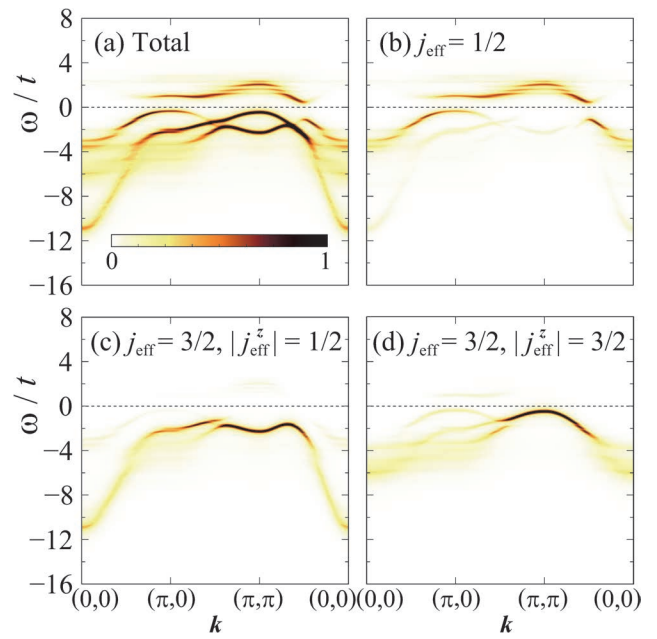


図3 一粒子励起スペクトル $A(\mathbf{k}, \omega)/A_{\text{max}}$ ⁷⁾ (最大値でnormalizeした値をプロットしている)。(a)は総和、(b)-(d)は j_{eff} を基底として分解したもの。

化が起こりにくくなることによっている(詳細は文献8,9を参照)。さらに我々は変分クラスター近似を用いて Sr_2IrO_4 の絶縁体状態における一粒子励起スペクトルを計算した。⁷⁾ 図3には得られたスペクトルを j_{eff} を基底として分解したものを示す。フェルミエネルギー ($\omega/t=0$) より上の空(ホール)の状態はほぼ $j_{\text{eff}}=1/2$ の成分で占められており、電子相関によって $j_{\text{eff}}=1/2$ バンドのちょうど半分(サイトあたりホール1つ)が切り離されて絶縁体になっていることが分かる。我々の結果は、孤立イオン極限で期待される J_{eff} 描像が、現実の物質のバンド構造を取り入れてもよく成り立っており、強いスピン軌道相互作用が Sr_2IrO_4 の絶縁化に本質的であることを示している。

4. モット絶縁体か、スレーター絶縁体か？

このように Sr_2IrO_4 の絶縁化は、5*d*電子の強いスピン軌道相互作用を考慮すれば理解出来ることが分かった。ただし、反強磁性秩序が存在する状況下ではこの物質が強相関的なモット絶縁体なのか、あるいは弱相関的なスレーター絶縁体なのかは自明ではない。前者の場合はクーロン相互作用によって上部・下部ハバード・バンドが形成されることが本質で、反強磁性秩序は二次的な効果として現れるだけである。一方、後者の場合は反強磁性秩序によってブリルアンゾーンが折り畳まれてエネルギーギャップが開くことが本質であり、広義のバンド絶縁体と見なすことが出来る。この問題に関しては両者を支持する実験・理論が存在し、一致した見解は得られていないが、逆にこれが Sr_2IrO_4 の興味深い特徴であるとも言える。 T_N において電気抵抗に異常が見られないという実験結果³⁾ はモット絶縁体の描像を支持している一方、硬X線光電子分光¹⁰⁾ や走査型トンネル顕微鏡¹¹⁾ の実験では低温側から T_N に向かって

ギャップが閉じていくような振る舞いが見られ、こちらはスレーター絶縁体の描像と整合する。ただし、 T_N 直上ではいわゆる“bad metal”的な振る舞いが見られ、強い電子相関の影響も示唆されている。¹²⁾ このように Sr_2IrO_4 の絶縁体状態は特異であり、その理解にはさらなる研究が必要である。

この問題に対して我々は、エネルギー利得機構¹³⁾の観点から Sr_2IrO_4 の絶縁体状態についての解析を行った。⁸⁾ 具体的には、常磁性状態から反強磁性絶縁体に転移した際のエネルギー利得 $\Delta E (< 0)$ をバンドエネルギー(運動エネルギー+スピン軌道相互作用エネルギー)とクーロン相互作用エネルギー(U, U', J)の損得に分割し($\Delta E = \Delta E_{\text{band}} + \Delta E_{\text{int}}$)、その傾向の違いからモット絶縁体とスレーター絶縁体を区別しようというものである。計算には変分モンテカルロ法を用いた。図4(a)は U/t に対するエネルギー損得の変化を示したものである。 U/t が小さい弱相関領域では、常磁性状態は金属であり、反強磁性絶縁体に転移することでバンドエネルギーを損失する($\Delta E_{\text{band}} > 0$)代わりに相互作用エネルギーを利得する($\Delta E_{\text{int}} < 0$)。一方、 U/t が大きい強相関領域では、常磁性状態で既に絶縁体になっており、反強磁性絶縁体への転移ではバンドエネルギーを利得する($\Delta E_{\text{band}} < 0$)代わりに相互作用エネルギーを損失する

($\Delta E_{\text{int}} > 0$)。興味深いのは、 U/t が中間的な値を取る際に、両方のエネルギーを利得する領域($\Delta E_{\text{band}} < 0$ かつ $\Delta E_{\text{int}} < 0$ 、図4(a), (b)の水色の領域)が存在するという結果である。この領域での常磁性状態は金属であるが、繰り込み因子 z が急激に小さくなっており(つまり電子の有効質量が大きく増加している)、電子相関によって強く繰り込まれた状態になっていることが分かる。変分モンテカルロ法で得られたフェルミ面は、元の形状から大きく変形して (π, π) のネスティングがほぼ完全であるような形状に繰り込まれており、反強磁性揺らぎが大きく増強されていると考えられる。我々はこの常磁性状態が、 T_N より上の温度で見られる“bad metal”の状態と深く関わっていると考えている。図4(b)はエネルギー利得機構の解析から得られた基底状態相図であるが、 Sr_2IrO_4 ($U/t=6\sim 8$)はちょうどこの中間的な領域(図4(b)のintermediate region)付近に位置していると考えられる。以上の結果から我々は、 Sr_2IrO_4 はモット絶縁体とスレーター絶縁体のクロスオーバー付近に位置する、言わば“中相関”的な絶縁体であり、それ故、実験でも両者の性質を示すような振る舞いが観測されるのではないかと考えている。このような物質は他にあまり例が無く、金属・絶縁体転移のメカニズムをより深く理解するための格好の場を提供していると言えるであろう。

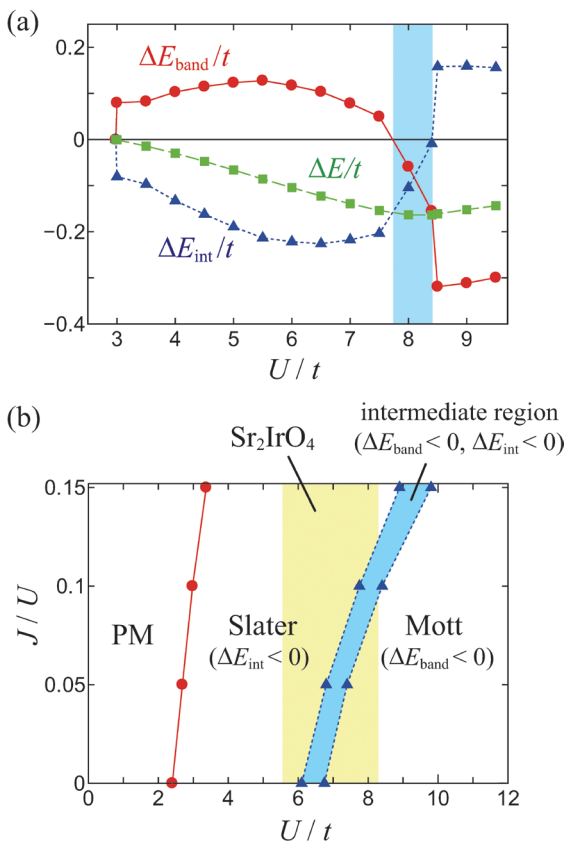


図4 (a) U/t に対するエネルギー損得の変化($\lambda/t=1.4, J/U=0.1$).⁸⁾ $U/t \sim 3.0$ で常磁性金属から反強磁性絶縁体に転移しており、 $\Delta E = \Delta E_{\text{band}} + \Delta E_{\text{int}} < 0$ である。水色の領域では $\Delta E_{\text{band}} < 0$ かつ $\Delta E_{\text{int}} < 0$ が成り立っている。(b) U/t - J/U 平面における基底状態相図($\lambda/t=1.4$).⁸⁾ PM, Slater, Mottはそれぞれ常磁性金属、スレーター絶縁体、モット絶縁体を表す。黄色の領域は Sr_2IrO_4 に対応するパラメータ領域を示している。

5. 超伝導の可能性

Sr_2IrO_4 の特徴をもう一度見直してみると、銅酸化物高温超伝導体の母物質の一つである La_2CuO_4 と複数の類似点を持っていることが分かる。具体的には、(1)層状ペロブスカイト構造を有し、ほぼ二次元電子系と見なせること、(2)一つのIr(Cu)イオンあたり一つのホールを持つこと、(3)擬スピン(スピン)1/2の反強磁性秩序を示すこと、(4)それに伴う大きな反強磁性交換相互作用 J_{ex} を持つこと¹⁴⁾である。それ故、 Sr_2IrO_4 にキャリアをドーピングすることで超伝導が発現するのではないかと考えるのは自然な発想である。我々はこれまでと同様に3軌道ハバード模型に変分モンテカルロ法を適用し、電子密度を変化させた際の基底状態を調べた。¹⁵⁾ 図5は横軸に電子密度 n 、縦軸にクーロン相互作用 U/t を取った基底状態相図である。 $n=5$ の反強

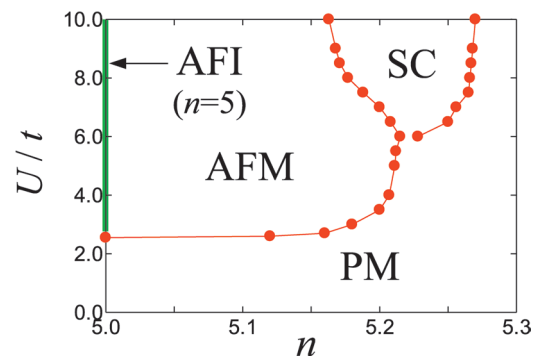


図5 電子ドーピング領域($n \geq 5$)の基底状態相図($J/U=0$).¹⁵⁾ PM, AFI, AFM, SCはそれぞれ常磁性金属、反強磁性絶縁体、反強磁性金属、超伝導を表す。

磁性絶縁体 (AFI, Sr_2IrO_4 に対応) に電子をドーブすると、まずは反強磁性金属 (AFM) が現れ、さらにドーブしていくと $U/t > 6$ においては超伝導 (SC) の領域が現れる。これは $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンドの擬スピンのペアを組んだ $d_{x^2-y^2}$ -波擬スピン-三重項超伝導であり、強いスピン軌道相互作用下で期待される新奇な状態である。スピン軌道相互作用によって3つの t_{2g} 軌道と上下のスピンが混ざり合っているため、 t_{2g} の基底で表せば一重項ペアと三重項ペアが混在した状態になっている。 $\lambda/t \rightarrow \infty$ の極限では $a_{\mathbf{k}(1/2)\uparrow}^\dagger a_{-\mathbf{k}(1/2)\downarrow}^\dagger \propto (c_{k_{xy}\uparrow}^\dagger + c_{k_{yz}\downarrow}^\dagger + ic_{k_{xz}\downarrow}^\dagger)(c_{-k_{xy}\downarrow}^\dagger - c_{-k_{yz}\uparrow}^\dagger + ic_{-k_{xz}\uparrow}^\dagger)$ と表すことが出来る。さて、ここまで断りなく「擬スピン」という言葉を用いてきたが、これは「 $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンドのクラマース二重項」を意味している。上に示した生成演算子の表式から明らかのように、 J_{eff} 描像下では元の上下スピンは混ざり合ってしまったとしてもはや良い量子数ではない。しかし時間反転対称性は破れていないため、クラマース二重項の縮退は残っており、これをあらためて擬スピンと呼んでいるのである。従って、これまで述べてきた反強磁性相は「擬スピン」が交替的に並んだ秩序であり、超伝導は反強磁性「擬スピン」揺らぎによって誘起されたものである。以上は電子ドーブ側に対する結果であるが、ホールドーブ側では超伝導が基底状態となる領域は確認出来なかった (フント結合が大きい場合にはホールドーブ側で s_{\pm} 波¹⁶⁾ あるいは p 波¹⁷⁾ 超伝導の可能性が議論されている)。この電子・ホール非対称性はバンド構造の観点から説明することが出来る。電子をドーブしていくと、フェルミエネルギーが $\mathbf{k} = (\pm\pi, 0), (0, \pm\pi)$ にある van Hove 特異点に近づき、そこでの大きな状態密度によって超伝導が増強される。一方、ホールをドーブしていくと状態密度は減少し、さらに $j_{\text{eff}} = 3/2$ バンドのフェルミ面も大きくなっていくため、 $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンド内での超伝導ペアリングは阻害されてしまう。以上の結果から我々は、 Sr_2IrO_4 に電子をドーブすることで新たな超伝導体が得られる可能性があることを提案した。¹⁵⁾ 銅酸化物高温超伝導体との類似点も多く見られるため、高い転移温度が得られても不思議ではなく、その実現に期待したいところである。

6. おわりに

以上のように、 Sr_2IrO_4 一つを取っても実に多くの物理を内包していることが分かった。その本質は、この系に特有な J_{eff} 描像に加え、異なる三つのエネルギースケール (U, λ, t) が競合し、弱相関と強相関の狭間で起こる非自明な現象が見られる点にあると言えるだろう。イリジウム酸化物をはじめとした、強いスピン軌道相互作用を有する $5d$ 電子系での今後の研究の進展が大いに期待される。

最後に、本研究を進める上でお世話になった秋光純氏、磯部雅朗氏、岡部博孝氏、藤山茂樹氏、有田亮太郎氏、山崎篤志氏、Silke Biermann 氏ら多くの方々感謝いたします。

参考文献

- 1) 上村 洸, 菅野 暁, 田辺行人: 『配位子場理論とその応用』(裳華房, 1969).
- 2) 柳瀬陽一, 播磨尚朝: 固体物理 **46** (2011) 229.
- 3) S. Chikara, *et al.*: Phys. Rev. B **80** (2009) 140407(R).
- 4) F. Baumberger, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 246402.
- 5) B. J. Kim, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 076402.
- 6) B. J. Kim, *et al.*: Science **323** (2009) 1329.
- 7) H. Watanabe, T. Shirakawa and S. Yunoki: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 216410.
- 8) H. Watanabe, T. Shirakawa and S. Yunoki: Phys. Rev. B **89** (2014) 165115.
- 9) A. Georges, *et al.*: Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **4** (2013) 137.
- 10) A. Yamasaki, *et al.*: Phys. Rev. B **89** (2014) 121111(R).
- 11) Q. Li, *et al.*: Sci. Rep. **3** (2013) 3073.
- 12) R. Arita, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 086403.
- 13) H. Yokoyama, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 1119.
- 14) S. Fujiyama, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 247212.
- 15) H. Watanabe, T. Shirakawa and S. Yunoki: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 027002.
- 16) Y. Yang, *et al.*: Phys. Rev. B **89** (2014) 094518.
- 17) Z. Y. Meng, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 177003.

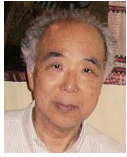
(2014年7月18日原稿受付)

Novel Insulator and Superconductivity in a $5d$ Electron System of Iridium Oxides

Hirosi Watanabe, Tomonori Shirakawa and Seiji Yunoki

abstract: We have studied a three-orbital Hubbard model to understand the detailed electronic structure of $5d$ transition metal oxide Sr_2IrO_4 . We have shown that the large spin-orbit coupling of $5d$ electrons induces the novel insulating state, characterized by an effective total angular momentum $J_{\text{eff}} = 1/2$. This material is found to be located between Slater and Mott insulators. We have also proposed that the novel superconductivity is induced by electron doping for Sr_2IrO_4 .

単一原子/光子を操作するナノ光ファイバー



白田 耕藏

電気通信大学フォトリックイノベーション研究センター

光の発生や伝播を光子のレベルで操作制御することは光物理学のトピックスの一つである。また関連研究は応用の視点からも、量子情報処理を実現するための基盤技術として世界の各所で様々に展開されている。本稿では、我々がこの10年来研究を進めているナノ光ファイバーによる単一原子/光子の操作制御法について実験技術を中心に紹介する。

ナノ光ファイバーとは、通常の単一モード光ファイバーの一部をサブミクロン直径（伝播光の半波長程度）まで極細化したものであり、応用の視点からは単一原子/光子の操作制御機能を将来の量子情報光ファイバーネットワークに直接的に組み込み可能なことが要点である。一方、物理的には光のモード密度分布を直径が波長程度の微小なナノファイバー伝播モードに局在集中させることがその要点である。モード局在の結果、ナノファイバー近傍に配置した原子の光応答は自由空間と大きく異なるよう操作し制御することができる。典型例は原子の自然放出であり、ナノファイバー表面近傍では原子の自然放出は異方的となり、放出蛍光全光子の20%以上がファイバー伝播モードに放出される。即ち、ナノファイバー上に単一原子を配置すれば、その蛍光を量子情報処理のキー要素の一つである単一光子の列としてファイバーモード中に効率良く発生できる。また、ナノ光ファイバー近傍に原子を配置すれば、原子に共鳴する伝播光の散乱確率は大きく高まり、結果としてファイバー伝播光に対し高光学密度系を少数原子で生成できる。ナノファイバー伝播光の高光学密度原子系が実現すれば、光子レベルの超微弱伝播光を操作する

共鳴非線形光学過程を様々に設計し実現し得る。

更に、ナノ光ファイバー系に共振器を組み込めば、異方的な自然放出や高光学密度原子系の機能は飛躍的に増強でき、物理的にもまた応用技術としても大きなインパクトを与え得る。最近では、ナノファイバー上に周期的な穴構造を直接に加工しファイバーブラッググレーティング (FBG) により反射機能を組み込む技術も確立しつつあり、既に優れたナノファイバー光共振器も実現している。また直接加工法と相補的な方法として、ナノファイバーに外部グレーティングを接触させることにより、ナノファイバーにFBG機能を組み込む方法も確立しつつある。最近ではこの外部グレーティングに不連続欠陥を導入することにより単一モードナノファイバー共振器も実現し、自然放出の大きな増大効果など共振器QED効果も観測されている。

ナノ光ファイバーの方法は単一原子/光子の操作制御法として、その物理的及び技術的基盤は確立しつつあるが、諸機能を媒介する「原子」については更なる発展が必要である。本稿で紹介する研究では「原子」としてレーザー冷却原子系や常温のナノ結晶量子ドット系を用いているが、レーザー冷却原子系は物理的には理想に近いが応用技術展開を考えたとき、その生成/制御の複雑さはネックになるだろうし、量子ドット系は簡便な単一ドット操作や発光量子効率の高さの面で大きな長所を有するが、発光スペクトル幅の広さや発光が点滅するブリンキングなど問題点もある。今後はこれまでに確立してきた実験技術をベースに、理想に近い「原子」系の開発が期待される。

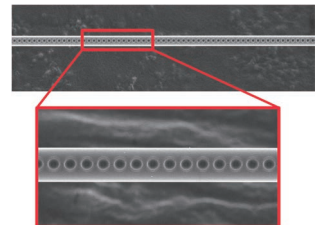
—Keywords—

共振器 QED :

共振器量子電磁力学。原子の光応答は通常無限に広い自由空間の連続分布する電磁場モード中で記述されるが、電磁場モードが離散的となる微小空間では光応答は自由空間とは異なってくる。共振器QEDは微小共振器を用いて電磁場モードを制御し原子の光応答を操作制御する光物理の研究分野。電磁場と原子の相互作用の強さにより弱結合領域から強結合領域まで区分される。弱結合領域では自然放出の操作制御が典型的な効果、強結合領域では真空ラビ分裂等が観測される。最近ではナノ加工技術の発展とあいまって、ナノフォトニック回路に共振器QED効果を組み込む研究が進展している。

ナノ光ファイバー :

通常の単一モード光ファイバーの一部をサブミクロン直径（伝播光の半波長程度）まで極細化した光ファイバー。最細部のナノファイバー領域では光（電磁場）のモード密度集中が起こり、ファイバー周囲の原子の光応答は自由空間と大きく異なってくる。光共振器を組み込めば大きな共振器QED効果が期待できる。



直径 600 nm のナノファイバーに加工されたナノクレータ列。フェムト秒レーザーの単一パルス照射で加工されたもの。クレータ径制御によりナノファイバーに光共振器機能も組み込める。

1. はじめに

光は日常生活においてはもちろん、現代の科学技術の多くの領域で様々な用いられ重要な役割を果たしている。光の典型例はレーザー光などのコヒーレント光やランプ光のようなインコヒーレント光であろう。様々な光は量子光学的には光を構成している光子の流れの統計的な振る舞いにより区別され特徴付けられる。この30年来、量子光学の分野では光と物質の相互作用を単一原子のレベルで操作し、光の発生を単一光子のレベルで制御したり、共鳴非線形光学過程を用いて光子レベルの超微弱光の伝播を操作制御する研究が進展してきた。¹⁾ 現在ではこれらの研究は、量子コンピューティングや量子通信などの量子情報処理の基盤を与える技術としても注目を集め様々な研究展開がなされている。最近ではナノ加工技術の発展とも相まって、単一原子/光子の操作制御を様々なナノ導波路上で実現し、量子光学機能を光回路や光ネットワークに組み込むことを目指してナノフォトニクス分野においても新しい展開が始まりつつある。^{2,3)}

本稿では、我々がこの10年来、提案し研究を進めている単一原子/光子を操作制御するナノフォトニクスの方法について実験技術を重点に紹介する。方法の要点は単純であり、ナノ導波路として通常の単一モード光ファイバーの一部をサブミクロン直径（伝播光の半波長程度）まで極細化した光ファイバー（ナノ光ファイバー）を用いることである。ナノ光ファイバー上に単一/少数原子を配置しその光応答特性を操作し制御し、新機能を創り出すことを目指している。この方法は未だ発展段階のものであり、完成段階に到達したものではない。そのため本稿の記述も完結的なものとはなりえないことにはご容赦頂きたい。むしろ、本手法やその関連分野の更なる発展には様々な分野での経験や蓄積を学ぶことが必要にも思える。その意味で本稿が多くの分野の方々目に留まり、様々なご意見やコメント等を頂けるきっかけになれば筆者にとっては大きな喜びである。

2. ナノ光ファイバーで何が期待できるか

ここで紹介するシステムを図1に概念的に示す。通信用の光ファイバーの一部をサブ波長直径まで極細化しナノファイバー化しその表面上に少数の原子を配置するものである。まず通信用の光ファイバーの構造であるが、外径が約120 μm のシリカファイバーであり、中心部の直径5-10 μm の領域の屈折率は周囲（クラッド）よりやや高くコアを形成している。伝播光はコア部に集中し周囲のクラッド部にエバネッセントテイルがしみだして伝播する。ナノファイバー部では外径は非常に小さいのでナノファイバー自体



図1 ナノ光ファイバー/原子系の概念図。

がコアとして働き、系が真空中に置かれている場合は外部の真空がクラッドとなり、エバネッセントテイルは周囲の真空中にしみだして伝播する。ナノファイバーの直径がサブ波長の場合はエバネッセント部も含めて、伝播光は直径が波長程度の断面の領域に集中することになり、ナノファイバー近傍の光の場のモード密度は伝播モードの領域に局所的に集中することになる。従って、ナノファイバー近傍に原子を配置すれば、原子は自由空間とは異なる局在集中したモード密度分布の光の場と相互作用することになる。このことがナノ光ファイバー法の物理的な要点である。また、技術的にはナノ光ファイバーを用いれば単一原子/光子を操作制御する機能が光ファイバーネットワーク中に容易に組み込み可能になるので量子情報技術応用にも新しい道を開き得るものとなる。

まず、物理的な事情について説明する。原子の準位 i, j 間の遷移周波数を ν_{ij} 、遷移双極子モーメントを μ_{ij} とすれば、準位間の自然放出レート Γ_{ij} は光の場のモード密度 $\rho(\nu_{ij})$ とフェルミの黄金律 $\Gamma_{ij} = (2\pi/\hbar) |\mu_{ij}|^2 \rho(\nu_{ij})$ により直接に結びつけられる。つまり、モード密度が局所的に集中すれば、その領域での自然放出レートは増強され、またその局所分布が異方的であれば自然放出も異方的になる訳である。ナノファイバー近傍に原子を配置した場合の自然放出レートの計算例を図2に示す。³⁾ 計算ではナノファイバーの屈折

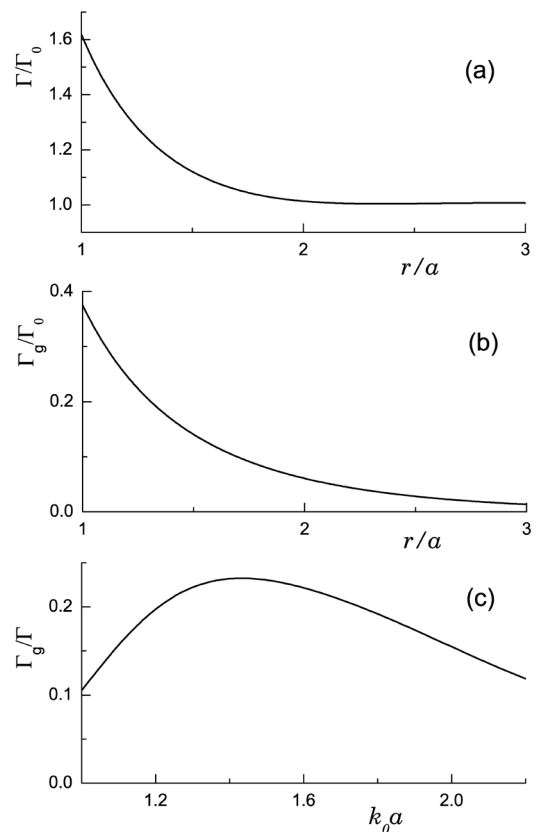


図2 ナノファイバー近傍に原子を配置したときの自然放出レートの振る舞いの理論計算結果。(a) 全放出レートの原子位置依存性。(b) ナノファイバー伝播モードへの放出レートの原子位置依存性。(c) ナノファイバー伝播モードへの放出レートのナノファイバー径依存性。

率としてシリカの値を用いている。図2(a)は原子の全自然放出レートをナノファイバー中心からの距離 r に対してプロットした結果である。レートは自由空間での値 Γ_0 で規格化してある。 a はナノファイバー半径であり、 $r/a=1$ はナノファイバー表面である。自然放出レートはナノファイバーから十分離れた位置では自由空間と同等であるが、ナノファイバー表面では1.6倍程度増強されているのが分かる。図2(b)は自然放出光の中でナノファイバーの伝播モードに放出されるレート Γ_g の振る舞いを示す。ナノファイバー表面では $\Gamma_g \sim 0.4\Gamma_0$ に達しており、増強された全自然放出光の24%程度はファイバー伝播モードに放出されており、自然放出は極めて異方的になっている。この異方的な自然放出はナノファイバーの太さに依存するものである。直感的には、ナノファイバー直径がゼロに至る細い極限では、モード密度分布は自由空間分布に漸近するだろうし、太い極限ではエバネッセントテイルは小さくなり、そこでのモード密度分布も自由空間分布に漸近するだろうから、両極限での自然放出は自由空間と同等になり、分布は等方的になると考えられる。従ってナノファイバー径としては、細すぎずまた太すぎない領域に最適な値が存在することが予測できる。図2(c)はナノファイバー表面に原子を置いたときのファイバー伝播モードへの自然放出光の放出割合をナノファイバー径に対して計算した結果である。 k_0 は伝播光の自由空間での波数である。最大割合を得る最適条件は $k_0 a \sim 1.45$ であり、ナノファイバーの直径 $2a$ が $2a \sim 0.46\lambda$ 、およそ伝播光の半波長の場合である。

ナノファイバーの伝播光が波長程度の断面の領域に局在集中することは、伝播光を共鳴非線形光学過程により操作することにも重要な意味を持つ。効率の良い共鳴非線形光学過程を実現する際の要点の一つは光学密度の高い原子集団を準備することである。¹⁾ ナノファイバー近傍に2準位からなる原子を一個配置し、ファイバー中を共鳴波長の微弱光が伝播する系を考える。2準位原子の共鳴中心での光吸収断面積は $\lambda^2/2\pi$ であり、⁵⁾ ナノファイバー系における伝播モードの断面積と同程度のサイズであるので、いわば光の導波領域に導波路と同サイズのターゲットが存在することになり、伝播光は原子と非常に高い確率で衝突し散乱されることになる。ナノファイバー近傍に原子1個を配置した系について微弱伝播光についての散乱確率を計算した結果を図3(a), (b)に示す。⁶⁾ ファイバー直径は $2a \sim 0.46\lambda$ である。(a)はナノファイバー上に、(b)はファイバー表面からナノファイバー半径 a だけ離れた位置に原子を配置した場合である。点線、破線はそれぞれ散乱光が伝播モード、放射モード(自由空間モード)に放射される確率であり、実線はそれらの和である。放射モードへの散乱が光吸収に対応する。計算結果は、原子一個がナノファイバー表面にあれば伝播光の40%以上が、原子位置がナノファイバー半径距離だけ離れていても15%以上が、吸収されることを示している。つまり、ナノファイバー近傍に高々数

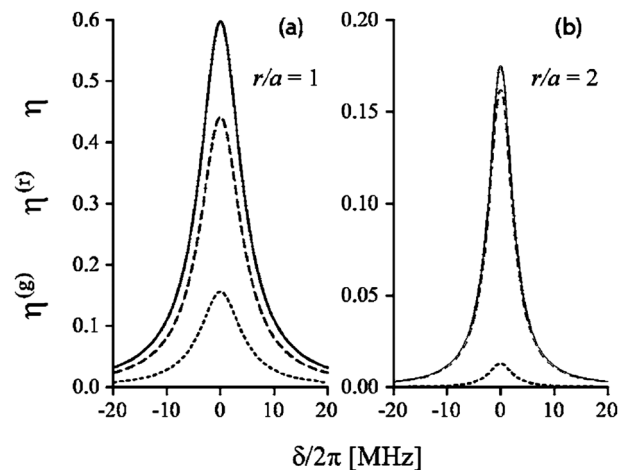


図3 ナノファイバー近傍に配置した単一原子によるナノファイバー伝播光の散乱率の理論計算結果。点線は伝播モードへの散乱率 η_g 、破線は放射モードへの散乱率 η_r 、実線は両者の和である全散乱率 η 。(a)原子がナノファイバー表面上に配置された場合、(b)原子がナノファイバー半径だけ離れた位置に配置されている場合。

十個の原子を配置すればその光学濃度は極めて高くなり高効率の共鳴非線形光学過程が実現できることになる。

ナノ光ファイバーの自然放出や共鳴吸収に対する効果を更に高めるには、ナノファイバー上に光共振器機能を組込むことが有効である。ナノファイバー上の共振器は伝播モードのみに作用するので、伝播モードへの自然放出レートは増強されるし、伝播光とナノファイバー上の原子との実効的相互作用回数も増強されることは容易に予測できる。もちろん、大きな増強を得るには原子は共振モードのアンチノードの位置に配置することが必要である。実際に計算してみると、アンチノードでは伝播モードへの自然放出レートは概ね共振器フィネス(共振器の実効的な往復回数)倍だけ増強され、フィネスが50以上であれば伝播モードへの自然放出割合は90%以上にも達する。⁷⁾ また、フィネスが50以上であればナノファイバー近傍の単一原子ですら大きな光学濃度が期待できる。もちろんこれらの効果は共振器量子電磁力学(C-QED)において確立してきた物理に含まれるものではあるが、ナノファイバー共振器系は微小ファブリーペロー共振器を用いる通常のC-QED系とは量的な意味で大きな違いがある。例えば通常のC-QED系の自然放出制御において用いられる共振器フィネスは100,000以上の高フィネス共振器であるが、ナノファイバー系ではその1/1,000以下の小さなフィネスで良い。通常のC-QEDにおいては共振器空間横モードの局所閉込め及び周波数領域での縦モード閉込めの両方が一対の凹面反射鏡により制限されるのに対し、ナノファイバー系ではナノファイバー直径の制御により伝播横モードが波長程度の領域まで強く閉込められるため、共振器による縦モード閉込めは付加的で強くする必要は無い訳である。ナノ光ファイバー系は、他にも超放射過程においても従来の限界を超える新たな可能性を提供し得ることが理論的に予測されている⁸⁾がここでは紙面の都合上議論しない。

3. ナノ光ファイバー/原子系の振る舞い

前節で紹介したナノ光ファイバーの量子光学を実験的に実現するには様々な実験技術を開発する必要がある。本節では共振器を組まないベアーなナノ光ファイバーについて、我々が開発した技術を紹介しながら、前節での理論予測との対応を議論する。

3.1 ナノ光ファイバー作製

まずナノ光ファイバーの作製法であるが、通信用単一モード光ファイバーの一部を加熱延伸しテーパファイバ化することにより作成する。高透過率のナノ光ファイバー作製にはテーパ領域の直径変化を制御することが要点である。前節で図1の概念図について述べたように、通常のファイバーでは光伝播はコア/クラッド伝播であるが、ナノファイバー領域では周囲の真空（もしくは大気）がクラッドとなる真空クラッド伝播となる。コア/クラッド伝播から真空クラッド伝播への転移は相転移的に起こり、転移点はコアモードカットオフと呼ばれている。シリカファイバーではコアモードカットオフは直径約23ミクロンに現れる。従って、加熱延伸は転移点である直径約23ミクロン近傍の領域を通過する際に、直径変化を十分緩やかに断熱的に制御することがキーポイントとなる。この指針に従って、微小領域加熱が可能な酸水素マイクロトーチとコンピュータ制御の移動ステージの組み合わせにより加熱延伸を行えば、透過率97%以上のナノ光ファイバーがルーチ的に作製できる。最近ではナノ光ファイバー作製装置は市販もされている。

3.2 自然放出制御：ナノファイバーへの単一量子ドット配置

次にナノファイバーによる自然放出の制御の観測についてであるが、図2(a), (b)から分かるように、定量的な実験にはナノファイバー表面からの原子位置が確定していることが重要である。そのため我々は原子として半導体量子ドットを用い、ナノファイバー上に量子ドットを配置しファイバー伝播モードへの自然放出光（蛍光）を測定し、ナノファイバーによる自然放出制御について評価した。結果を紹介する。^{9,10} 用いた量子ドットは液体中に分散したコアシェル構造のCdSeTe ナノ結晶であり発光中心波長は790 nmである。

図4に量子ドット配置のシステムの概略を示す。量子ドット配置システムは倒立顕微鏡上に組込まれ、ナノ光ファイバーは顕微鏡上の精密x-yステージ上に設置されている。量子ドット溶液は底面に約100 μm の貫通穴を有するガラステーパ管に注入されている。テーパ管中にはタングステンニードル（先端径17 μm ）が設置されており、ニードルはその先端に微小液滴を付着させた状態で貫通穴を通して下降しナノファイバーに接触し直ちに上昇する。接触はナノファイバー中に導入されているレーザー光の散乱を顕微鏡により観測することによりモニターする。液滴接触後、液体は直ちに蒸発気化しナノファイバー上に量子ドット

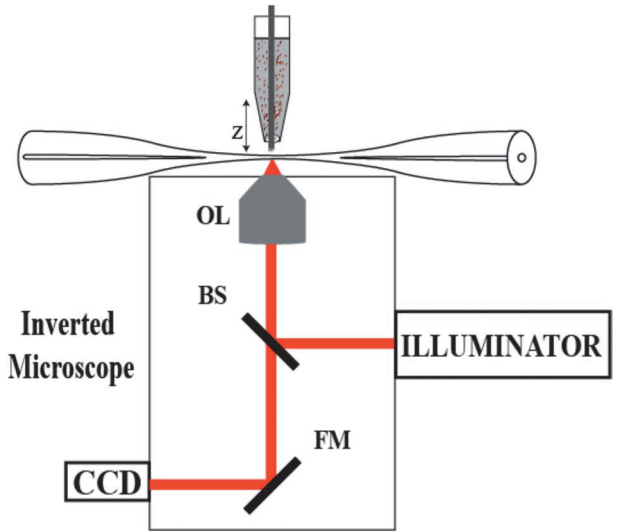


図4 ナノ光ファイバーへの量子ドット配置システムの模式図。OLは対物レンズ、BSはビームスプリッター、FMはフリップミラー。

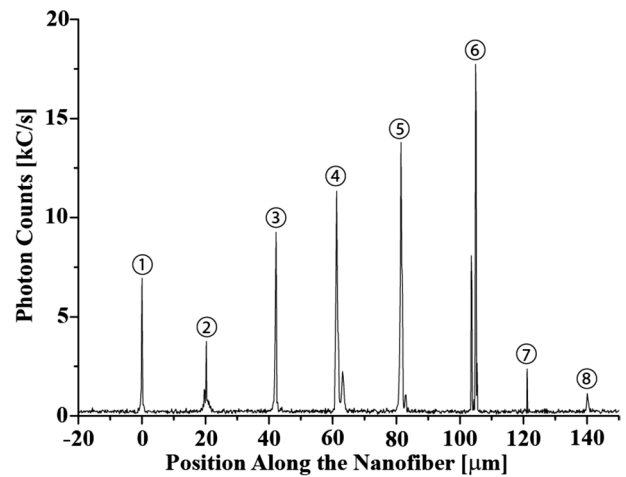


図5 ナノファイバー上に量子ドットを8点で配置したときに、各配置点で観測された蛍光信号。量子ドットが20 μm 間隔で規則的に配置されている。

トが配置される。ナノファイバーの位置制御、ニードル動作等は全てコンピュータ制御されている。

量子ドット配置後はレーザー光を顕微鏡対物レンズによりナノファイバーに集光し励起し、ファイバー伝播モードに放出された蛍光を観測する。図5にナノファイバー上に20 μm 間隔で8点に量子ドットを配置して観測した蛍光信号を示す。各配置点で明瞭な信号が観測されている。図6に配置点3, 4, 5, 7について観測した蛍光強度の時間変化（左列）及び光子相関測定（右列）の結果を示す。蛍光強度にはON/OFFの振る舞い（プリンキング）が観測されている。プリンキングはコアシェル量子ドットで良く知られている振る舞いであり、高いエネルギー状態まで励起された電子がドット内を移動し界面等で一時的にトラップされることによるものである。配置された量子ドットが単一であれば、観測されるプリンキングは一段階のテレグラフ信号になる。位置3, 5, 7では明瞭な一段階のプリンキングが観測されており、これら3点では単一の量子ドットが配置さ

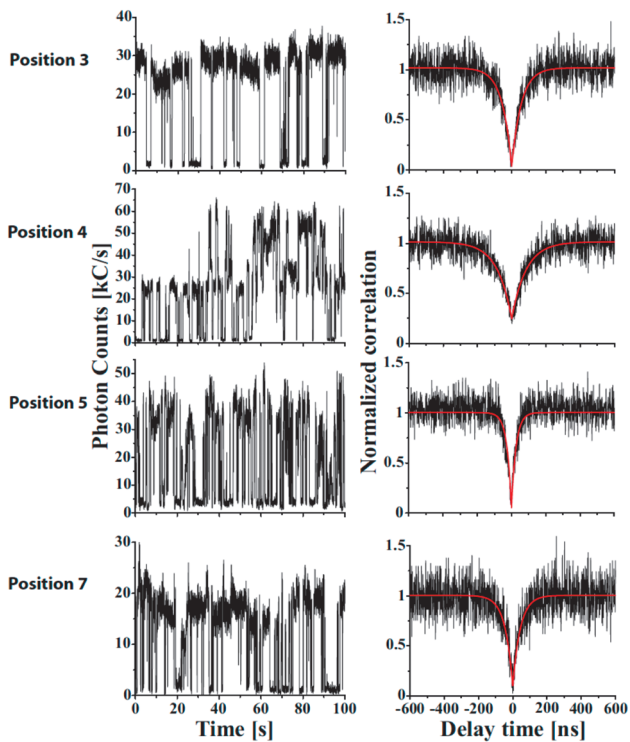


図6 ナノファイバー上の4つの配置点について観測された蛍光強度の時間変化(左列)と光子相関測定結果(右列)。

れているのが分かる。位置4では二段階のプリンキングが観測されており、2個の量子ドットが配置されていることを示している。光子相関測定は量子光学の標準計測手法であり、発生した光をビームスプリッターで分け光子検出し、それぞれについての光子到着時間を計測し時間差を変化させコインシデンスを計測する方法である。発光原子が単一であれば同時には単一の光子のみしか発生できないので、同時刻でのコインシデンスは極小化し(アンチバンチング)理想的にはゼロとなる。実際、位置3, 5, 7では明瞭にほぼゼロのアンチバンチングディップが観測されている。2個の量子ドットが配置された位置4ではアンチバンチングディップは0.2にとどまっている。2個の量子ドットが同一の場合について予測されるディップ値0.5に比べて小さい値が観測されているのは、信号強度の振る舞いから分かるように、1個の量子ドットは他方に比べてプリンキングの頻度が大きいことによるものである。この量子ドット配置法により単一の量子ドットをナノファイバー上に60%の成功確率、空間精度 $3\mu\text{m}$ で配置できる。なお、1個の量子ドット配置により発生するナノ光ファイバーの透過率減少は0.5%である。

ナノ光ファイバー上に単一の量子ドットを配置し、その蛍光をファイバー伝播モードと共に顕微鏡対物レンズを用いて放射モードについても同時計測し、ナノファイバーによる原子の自然放出の異方性を様々な直径のナノファイバーについて定量的に評価した。結果は、広いナノファイバー直径の範囲で図2(c)の理論予測を実験誤差の範囲で裏付けるものであり、最適ファイバー直径の領域でのファ

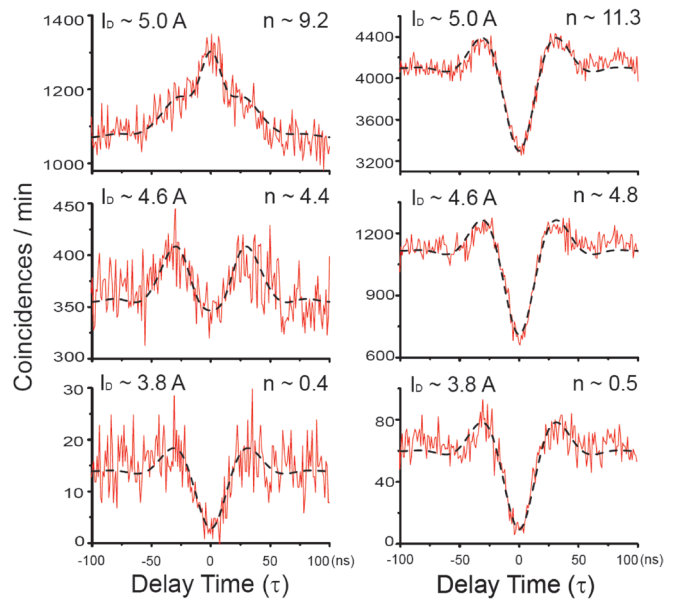


図7 ナノファイバー近傍の少数原子がファイバー伝播モードに放出した蛍光の光子相関測定結果。左列は片側のファイバーモードへの蛍光についての測定結果。右列は両側のファイバーモードへの蛍光間の測定結果。

イバー伝播モードへの自然放出割合は $22(\pm 5)\%$ に達し実験誤差内で理論予測と一致することを実証している。¹⁰⁾

3.3 少数原子による高光学密度系

次にナノファイバー近傍の少数原子による高光学密度系であるが、この場合の原子系としては磁気光学トラップしたレーザー冷却セシウム原子系を用い、観測には波長 852nm のD2遷移を用いる。気体原子系を用いる要点は良く定義できる2準位系の光吸収断面積を有することである。また、レーザー冷却により原子の運動速度が低減され、ナノファイバー近傍のエバネッセント領域の原子の滞在時間が自然放出時間より十分に長くなり、良く定義された原子と光の場の相互作用が実現できることも要点である。

実験的には真空容器中で磁気光学トラップされた原子雲をナノファイバーに重ね共鳴ピークでの光吸収を測定する訳である。この際の重要なパラメータはナノファイバー伝播光と相互作用する実効的な原子数である。実効的な原子数は量子ドットについてと同様に、原子雲に共鳴レーザー光を照射し、ファイバー伝播モードに放出された蛍光の光子相関を測定することにより見積もることができる。図7に計測した光子相関の結果を示す。^{11,12)} 左の列はファイバー片側に放出された蛍光についてビームスプリッターを用いて2光路に分けて計測した結果であり、右の列は原子がファイバーの両側に放出した蛍光間の相関を計測した結果である。各計測についてのパラメータ I_0 は原子源からの原子発生を制御する電流値である。左列では、 I_0 が小さな場合はアンチバンチングディップはゼロに近く、放出された蛍光は単一光子列に近く、ナノファイバー近傍の実効原子数は単一に近いことを示している。 I_0 を増加するにつれ(原子数が増加するにつれ)アンチバンチングディップは浅くなり、更にゼロ遅延で極大を示すバンチングへと転化

している。原子それぞれは独立に無関係に振る舞うので、原子数が多ければ原子系の蛍光は通常のランプと同様にインコヒーレント光となる。インコヒーレント光の光子相関がバンチングの振る舞いを示すのは良く知られている。一方、右列の結果ではアンチバンチングディップが相対的に浅くなるのみでバンチングの振る舞いは観測されていない。光子相関に現れるバンチングの振る舞いは基本的に一次相関の効果、即ち波の干渉として説明できる。片側相関計測では、同一の伝播ベクトルのモードに放出された蛍光について計測しており、通常の波の干渉はほぼ理想的に観測される。一方、両側相関計測では逆符号の伝播ベクトルを有するモードに放出された蛍光について相関計測しており、通常の波の干渉は観測できない。理論計算の結果は破線で示されており、実験結果を良く説明している。このフィッティングで用いるパラメータは実効原子数 n であり、光子相関計測によりナノファイバー近傍の実効原子数が精度良く見積もれることを示している。なお、磁気光学トラップ原子雲を重ねることのみによりナノファイバー近傍に準備できる実効原子数は最大10程度である。

ナノ光ファイバー近傍に10個の原子を配置し、極微弱光をナノ光ファイバーに導入し共鳴吸収スペクトルを計測したところ、ピークでの吸収は70%に達した。¹³⁾ 10個の原子は平均的にはナノファイバー表面から200 nm程度離れた位置に分布していると考えられるので、この測定結果は図3(b)の理論予測⁶⁾を裏付けるものであり、ナノファイバー近傍に数十個の原子を配置するかもしくは共振器を組込めば、極めて大きな光学濃度の原子系が実現できることを実証している。

4. ナノ光ファイバーにどうやって共振器を組込むか

次のステップはナノ光ファイバーに共振器を組込むことである。通常の光ファイバーに共振器を組込む標準手法はファイバーコアにブラッググレーティングを書き込み、ファイバーブラッググレーティング (FBG) を反射鏡として用い、一對のFBGにより共振器を構成する方法である。ナノ光ファイバーでもFBG組込みは可能である。ただし、ナノ光ファイバー系では通常の光ファイバーへのFBG加工に用いられているコア部にドーパされているGeO₂の紫外感光性を用いた屈折率変調方式は適用できない。本節では、我々が開発したナノ光ファイバー系にFBG機能を組込む二種類の方法を紹介する。第1の方法はナノファイバー自身にFBG構造を書き込み加工する方法であり、第2の方法は外部ナノ構造によりナノファイバーにFBG機能を組込む方法である。

4.1 直接書き込み法

ナノファイバーへのFBG書き込みは集束イオンビーム加工^{14,15)}やフェムト秒レーザー多光子加工¹⁶⁾により実現されているが、ここでは筆者が将来への発展性を感じる

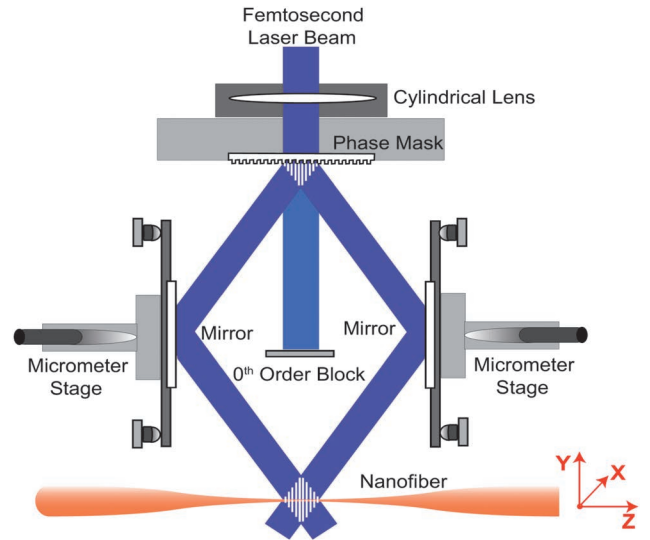


図8 フェムト秒レーザーによるナノファイバーへのFBG加工システムの模式図。レーザー波長は400 nm、パルス幅は120 fs。

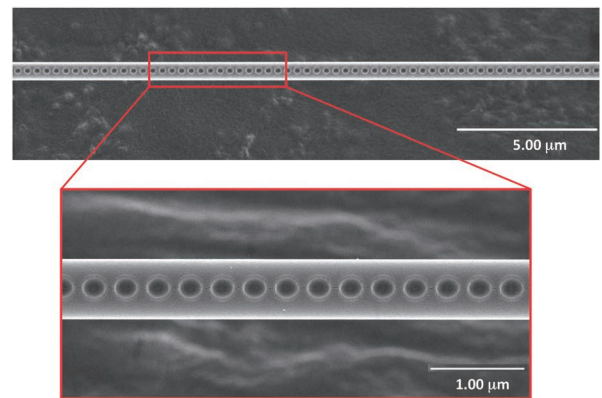


図9 フェムト秒レーザー照射によりナノファイバー中央部に加工された一次元のクレタ列 (フォトニック結晶ナノファイバー) のSEM画像。白線長さは5 μmに対応。下段は一部のズームアップ画像。白線長さは1 μmに対応。

フェムト秒レーザー多光子加工法について紹介する。

加工の実験配置図を図8に示す。用いるフェムト秒パルスレーザー光はチタンサファイアレーザーの2倍高調波 (波長400 nm) であり、パルス幅は120 fs、ビーム直径2 mmである。レーザー光を位相マスクにより±1次の回折光に分け、ミラーで折り返しナノファイバー上に干渉縞を形成する。ゼロ次回折光はナノファイバーに照射しないようブロックする。レーザー光は円筒レンズによりナノファイバー上に紙面垂直面内で集光する。集光ビーム幅は約60 μmとナノファイバー直径の100倍程度であり、ナノファイバーには集光干渉縞が一様に照射されている。

図9に直径630 nmのナノファイバーへの加工例を示す。ナノファイバー上に周期的な穴加工がなされているのが分かる。ナノファイバーのレーザービーム径に対応する長さの領域に、間隔350 nmで数千個の穴加工がなされている。穴形状は、加工中心部で直径210 nm/深さ150 nmのお椀状である。中心から離れるに従って穴直径は対称的に小さくかつ深さは浅くなる。注目すべきことは、この穴加工が

レーザー照射面ではなく照射裏面になされていることである。つまり、一様照射されたナノファイバー自身が超短焦点円筒レンズとして働き、レーザー光干渉縞を照射裏面に集光しそこでアブレーションが発生し、干渉縞間隔でクレタ状の穴加工が実現されたわけである。従って、加工穴は自己制御的に正確に裏面中心線上に単一列に加工されている。また、この加工は単一パルス照射で実現されたものであり、加工時間は120 fsと超短時間である。このためナノファイバーの機械的な揺れ等の影響は全く無視して良い。

ナノファイバー上の規則的な穴列は一次元のフォトニック結晶を構成するものであり、我々はフォトニック結晶ナノファイバー(PhCナノファイバー)と呼んでいる。PhCナノファイバーは良好なFBG特性を示す。透過率がゼロになるストップバンド中心での反射率は測定精度の範囲でほぼ100%である。このFBG特性は、穴加工の効果を局所的屈折率の低減として理解できる。ナノファイバーに沿っての穴径や穴深さは照射領域のレーザー強度分布で決まるので、強度分布を制御すればナノファイバー上に局所屈折率変化の急峻な部分を対称的に生成できる。急峻な屈折率変化は反射をもたらすので、対称な急峻屈折率変化によりナノファイバー上に光共振器を形成することができることになる。このようにして得たPhCナノファイバーの光透過特性を図10に示す。¹⁷⁾ x 偏光及び y 偏光(図8参照)について高分解能測定(<1 MHz)した結果である。FBGによるストップバンド中に偏光依存性のある共振モードが明瞭に見て取れる。 x 偏光の②を付したモードのフィネスは40であり、透過率は80%以上である。 y 偏光の①のモードの透過率は20%であるがフィネスは500に達している。前節で議論したように、原子共鳴線に x 偏光②のモードを同調すれば大きな自然放出制御効果が期待できる。また、フィネス500の y 偏光①のモードを同調すれば原子と共振器系の強結合状態の実現も期待できる。

ナノファイバー共振器の共鳴波長であるが、ストップバンドの中心波長は加工時のレーザー干渉縞間隔とナノファイバーの実効屈折率(伝播定数)で決まる。ナノファイバーの伝播定数はナノファイバーの直径で決まるので、原子の

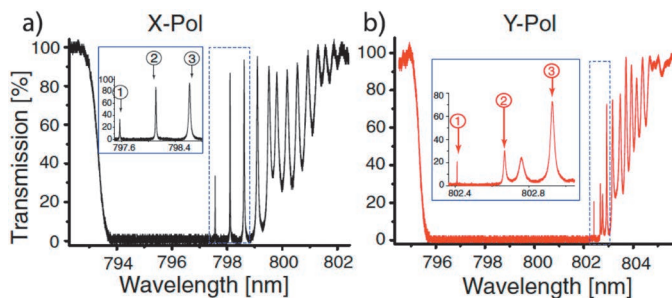


図10 フォトニック結晶ナノファイバーに組込まれた光共振モードスペクトル。(a)は x 偏光について、(b)は y 偏光についてのスペクトル。青実線枠内は青点線枠内のスペクトルのズームアップ。

共鳴波長に同調するには加工時のナノファイバーの直径設定が重要である。ただし、共振モード波長は共振器加工したナノファイバーをピエゾ素子等で延伸することにより10 nm程度掃引することができるのでフィードバック制御も含めて最終的な微細制御は可能である。実際、図10の高分解スペクトルはレーザー波長を固定した状態で共振器長を掃引することにより計測している。なお、横軸は共振器掃引長を波長に較正して記している。

4.2 外部グレーティング制御法

ナノファイバーの伝播光はエバネッセント領域にも相当程度分布するので、図11(a)に模式的に示すように、その領域にグレーティング等の周期的な構造体を配置すればナノファイバー伝播光は実効的に屈折率変調を受け、ナノファイバーにFBG機能を組込むことができる。¹⁸⁾ ただし、散乱損失を十分に低減するようなグレーティングの設計が肝要である。グレーティング材料はナノファイバーと同じくシリカとして、FBG機能を組込めるよう時間領域差分法(FDTD法)により、グレーティング周期、グレーティング凸部の幅及び深さ、その本数、の最適条件の探索を行った。探索したパラメータに基づいて電子ビームリソグラフィ/ケミカルエッチングにより作成したグレーティング上にナノファイバーを配置した系のSEM画像を図11(b)に示している。グレーティングの凸部幅は90 nmであり周期の25%と薄いものであり、かつその高さは2 μ mとアスペクト比の非常に大きな構造となっている。グレーティング全体での周期数は200であり、グレーティング総幅にす

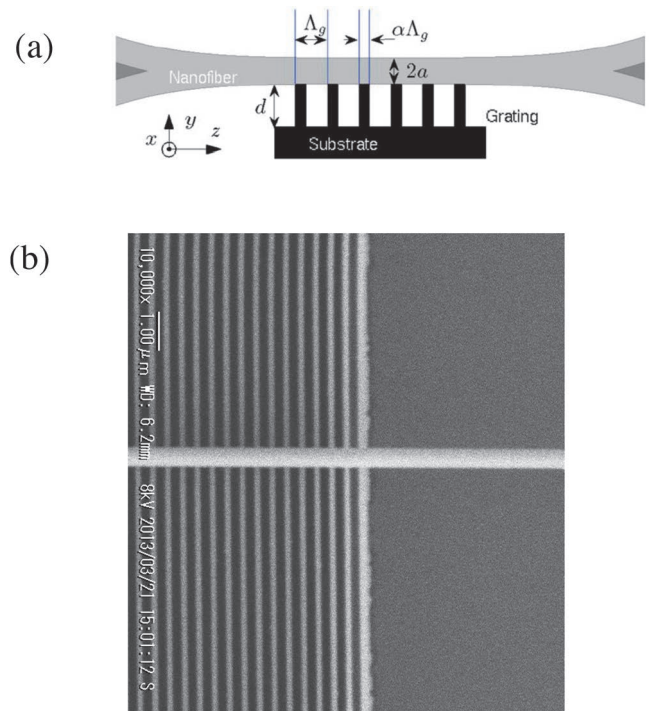


図11 (a)外部グレーティングによりナノファイバーにFBG機能を組込む方法の概念図。 Λ_g , $\alpha \Lambda_g$, d はそれぞれグレーティング周期、グレーティング凸部幅、凸部深さを示す。(b)作成されたグレーティング上にナノファイバーを配置した系のSEM画像。

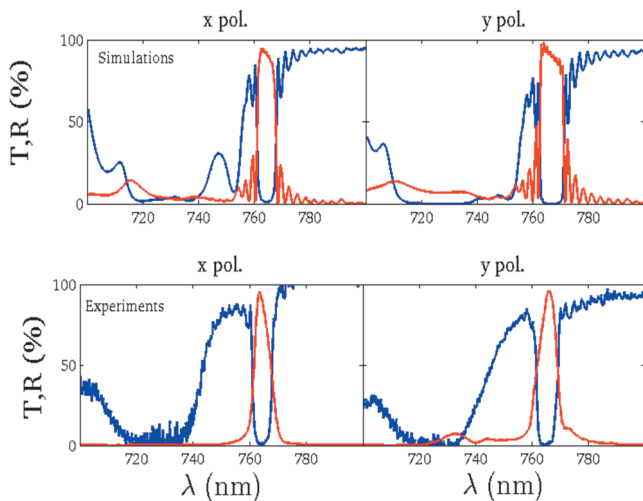


図12 ナノファイバー/グレーティング系の透過特性(青線)及び反射特性(赤線)。上段はFDTDシミュレーション結果、下段は実験結果。

ると $60\ \mu\text{m}$ と高々毛髪程度の微小なものである。

ナノファイバー/グレーティング系についてのナノファイバー伝播光の透過及び反射スペクトルを図12に示す。上段はFDTDシミュレーションによるものであり、下段は作成したグレーティングを用いて実験的に測定されたスペクトルである。ナノファイバーの直径は $570\ \text{nm}$ である。シミュレーションと実験の対応は極めて良く $765\ \text{nm}$ でのストップバンドで100%に近い反射を示す良好なFBG特性が観測されている。なお、ストップバンド中心波長は直接書き込みの場合と同様にグレーティング周期とナノファイバー直径で決められる。更に、グレーティングとナノファイバーとの配置相対角度を変え、実効的な溝間隔を変えることにより中心波長を微細に制御することもできる。

この方法ではグレーティング中央部に不連続部を導入することにより共振器機能を導入するよう設計することは容易にできる。実際、最近では不連続部導入による共振器機能も実現し、更に単一量子ドットを配置したナノ光ファイバーと組み合わせることにより理論予測と対応する自然放出増強も観測されている。¹⁹⁾

5. おわりに

ナノ光ファイバーの方法は単一原子/光子の操作制御法として、その物理的及び技術的基盤は確立しつつある。しかしながら、諸機能を媒介する「原子」については更なる発展が必要である。本稿では「原子」としてレーザー冷却原子系や常温のナノ結晶量子ドット系を用いた例を紹介したがそれぞれについての課題はある。レーザー冷却原子系であるが、本稿の例では単純な磁気光学トラップ原子雲を用いたが、冷却原子をナノファイバー伝播光により双極子トラップしナノファイバー近傍に局在した原子系を生成することも可能である。²⁰⁻²³⁾ このような系により物理的には理想に近い状況を準備することができるので、今後はここで紹介した実験技術等を用いて様々な研究展開が期待され

る。ただし、原理実証を超えた応用技術展開を考えたとき、冷却原子系の生成/制御の複雑さは一つのネックになる可能性がある。ナノ結晶量子ドット系は簡便に単一ドットをナノファイバー上に配置できることや発光量子効率が高いことなど、大きな長所を有するが、発光スペクトル幅の広さや発光が点滅するプリンキングを示すなどの問題点もある。今後は、これまでに確立してきた実験技術をベースに、ナノ結晶量子ドット系のみならず様々なナノ粒子系での理想に近い「原子」系の開発が期待される。

共同研究者である Fam Le Kien 博士、Kali Nayak 博士、Ramachandrarao Yalla 博士、Mark Sadgrove 博士に謝意を表す。

参考文献

- 1) M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos: *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 633.
- 2) B. J. M. Hausmann, B. J. Shields, Q. Quan, Y. Chu, N. P. de Leon, R. Evans, M. J. Burek, A. S. Zibrov, M. Markham, D. J. Twitchen, H. Park, M. D. Lukin and M. Lončar: *Nano Lett.* **13** (2013) 5791.
- 3) A. Goban, C.-L. Hung, S.-P. Yu, J. D. Hood, J. A. Muniz, J. H. Lee, M. J. Martin, A. C. McClung, K. S. Choi, D. E. Chang, O. Painter and H. J. Kimble: *Nat. Commun.* **5** (2014) 4808.
- 4) Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, V. I. Balykin and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **72** (2005) 032509.
- 5) P. W. Milonni and J. H. Eberly: *Lasers* (John Wiley & Sons, 1988) p. 219.
- 6) Fam Le Kien, V. I. Balykin and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **73** (2006) 013819.
- 7) Fam Le Kien and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **80** (2009) 053826.
- 8) Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, K. P. Nayak and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **72** (2005) 063815.
- 9) R. R. Yalla, K. P. Nayak and K. Hakuta: *Opt. Express* **20** (2012) 2932.
- 10) R. R. Yalla, Fam Le Kien, M. Morinaga and K. Hakuta: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 063602.
- 11) K. P. Nayak, Fam Le Kien, M. Morinaga and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **79** (2009) 021801(R).
- 12) Fam Le Kien and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **77** (2008) 033826.
- 13) K. Hakuta: *Proc. SPIE* **6904** (2008) 690406.
- 14) K. P. Nayak, Fam Le Kien, Y. Kawai, K. Hakuta, K. Nakajima, H. T. Miyazaki and Y. Sugimoto: *Opt. Express* **19** (2011) 14040.
- 15) Fam Le Kien, K. P. Nayak and K. Hakuta: *J. Mod. Opt.* **59** (2012) 274.
- 16) K. P. Nayak and K. Hakuta: *Opt. Express* **21** (2013) 2480.
- 17) K. P. Nayak, P. Zhang and K. Hakuta: *Opt. Lett.* **39** (2014) 232.
- 18) M. Sadgrove, R. R. Yalla, K. P. Nayak and K. Hakuta: *Opt. Lett.* **38** (2013) 2542.
- 19) R. R. Yalla, M. Sadgrove, K. P. Nayak and K. Hakuta: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 143601.
- 20) V. I. Balykin, K. Hakuta, Fam Le Kien, J. Q. Liang and M. Morinaga: *Phys. Rev. A* **70** (2004) 011401(R).
- 21) Fam Le Kien, V. I. Balykin and K. Hakuta: *Phys. Rev. A* **70** (2004) 063403.
- 22) E. Vetsch, D. Reitz, G. Sagué, R. Schmidt, S. T. Dawkins and A. Rauschenbeutel: *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 203603.
- 23) A. Goban, K. S. Choi, D. J. Alton, D. Ding, C. Lacroûte, M. Pototschnig, T. Thiele, N. P. Stern and H. J. Kimble: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 033603.

(2014年6月23日原稿受付)

Optical Nanofibers for Manipulating Single Atoms and Single Photons

Kohzo Hakuta

abstract: We discuss a quantum optical technology using optical nanofibers. The key point of this technology is to strongly confine the mode density of the light field around an optical nanofiber, that is a sub-wavelength diameter silica fiber, and to open a novel route for manipulating single atoms and single photons. First, we discuss theoretically how various freedoms of atoms and photons can be manipulated with optical nanofibers. Examples include spontaneous emission ma-

nipulation, photon correlations, and few-atom spectroscopy. Next, we show experimentally by placing a few atoms on an optical nanofiber, how the spontaneous emission from the atoms on the nanofiber is efficiently channeled into the fiber-guided modes, how photon correlations evolve by varying the number of atoms, and how a few atoms on a nanofiber behave as an optically dense system. Furthermore, we show theoretically how the characteristics can be enhanced by incorporating photonic crystal structures on nanofibers. Recent progress on the experimental realization of photonic crystal nanofibers and spontaneous emission manipulation is also discussed.

日本物理学会誌 第70巻 第2号 (2015年2月号) 予定目次

巻頭言

ゲストとホスト.....藤井保彦

特集「発展し続ける一般相対論—時空論の起承転“望”—」

はじめに

一般相対論の成立.....岡村 浩

一般相対論ミニマム.....須藤 靖

一般相対性理論の数理.....小玉英雄

一般相対論的宇宙論.....杉山 直

中性子星とブラックホール—相対論的天体物理学入門—

.....中村卓史

一般相対論の実験的検証と重力理論の拡張.....田中貴浩

アインシュタインからの宿題：重力波の検出.....川村静児

一般相対論と量子力学の統合に向けて.....大栗博司

数値相対論の展開.....柴田 大

JPSJの最近の注目論文から 10月の編集委員会より

.....安藤恒也

学会報告

2014年秋季大会 シンポジウムの報告領域委員会

新著紹介

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

ほぼ完全なフラストレーションをもつ磁性体で起こるマグノンの結晶化

2つのスピンの交換相互作用で結合した状態をスピンドイマーという。大きさが1/2の2つのスピンを量子力学的に合成すると、磁気をもたない1つの一重項と磁気をもつ3つの三重項ができる。交換相互作用が反強磁性的な場合には一重項のエネルギーが下がり、三重項との間にエネルギーギャップができる。このようなスピンドイマーを磁場下に置くと、3つの三重項の中で、2つのスピンの共に上向き三重項は磁場と共にエネルギーが下がるので、強い磁場中ではこの三重項の振舞が系の磁気的性質を決める。スピンドイマーが周期的に配列した実際の物質においては、図1(a)の細い実線と破線のように、隣接するダイマー間に弱い交換相互作用があると、交換相互作用の xy 成分には2つのスピンの向きを同時に反転する作用があるので、三重項と一重項の位置が入れ代わる。これによって三重項は粒子のようにダイマー上を移動し、運動エネルギーをもつ(図1(b)参照)。この磁気をもつ準粒子はボース粒子の性質をもち、マグノンとよばれている。ダイマー間の交換相互作用が反強磁性的な場合に、2つのマグノンが隣り合おうと、交換相互作用の z 成分のエネルギーが上がるので、マグノンは互いに避け合おうとする。すなわち、斥力を及ぼし合う。このように、強い磁場中に置かれたスピンドイマー磁性体は相互作用をするボース粒子の集団として記述される。このとき、磁化は粒子数に、磁場はマグノンの化

学ポテンシャルに対応する。この粒子系による記述は単なる数学的な変換ではなく、対応する磁性体の性質を、従来の伝統的な方法よりの確に説明できることが近年の研究で明らかになってきた。

ダイマー間交換相互作用には、図1(a)の細い実線のようにダイマーの同じ側のスピン間に作用するものと、破線のように異なる側のスピン間に作用するものがあるが、これらの相互作用の大きさが同じ程度である場合マグノンの動きを妨げるような効果をもつ。この状況をダイマー間交換相互作用のフラストレーションという。したがって、2種類のダイマー間交換相互作用の大きさに開きのあるフラストレーションの弱い場合には、マグノンは動き易く、その逆に両者の大きさが接近するフラストレーションが強い場合には、マグノンは動きにくくなる。そして、両者の大きさが等しいフラストレーションが完全な場合には、マグノンは静止する。このような場合の基底状態は化学ポテンシャルに対応する磁場のゼーマンエネルギーとマグノン間の斥力のバランスで決まる。このように磁場中のスピンドイマー磁性体は相互作用をするボース粒子系の舞台となり、適当な物質さえあれば、相互作用が弱い場合から強い極限まで、様々な状況を実現できる。そして、アクセス可能な磁場範囲で理論が予言する種々の量子力学的状態や量子臨界現象を観測できる可能性がある。スピンドイマー磁性体を研究する意義はここにあり、そのために精力的な物質開拓と精密な強磁場実験が行われている。

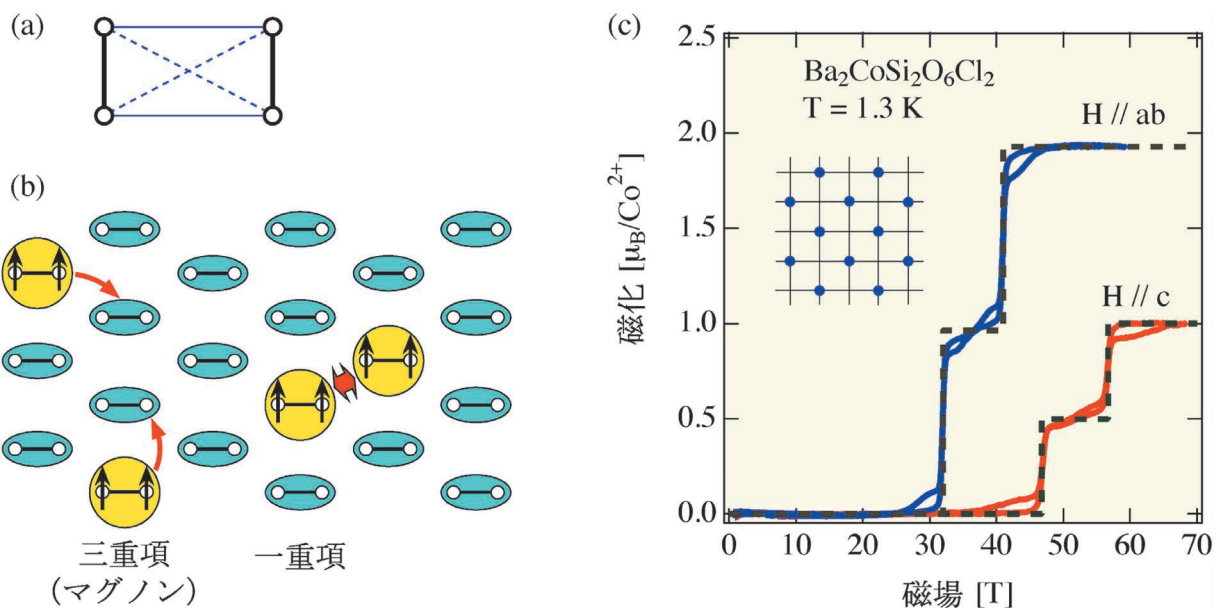


図1 (a) スピンドイマーの模式図。太い実線がダイマー内の交換相互作用を、細い実線と破線がダイマー間の交換相互作用を表す。(b) 強い磁場中でのマグノン(黄色の円)の運動と相互作用を表す模式図。水色の楕円は一重項を表す。(c) Ba₂CoSi₂O₆Cl₂で観測された磁化曲線(実線)とその理論(破線)。挿入図は1/2磁化プラトー状態で起こるマグノンの結晶化の模式図。丸がマグノンの位置を表す。

スピンドイマー磁性体は TiCuCl_3 をはじめとして、多くの物質が知られている。しかし、ダイマー間交換相互作用のフラストレーションが弱い場合がほとんどである。このような場合には、臨界磁場以上でダイマー上に一重項とマグノンのコヒーレントな重ね合わせ状態（ボース・アインシュタイン凝縮）ができ、これによって、磁場に垂直なスピンの巨視的整列が起こる。

一方、マグノンの運動エネルギーが強く抑制されると、マグノン間の斥力相互作用が基底状態を決定する重要な要因になる。磁場を増加し臨界磁場に達すると、ダイマー上にマグノンが生成される。しかし、全てのダイマー上を一度にマグノンが占めると互いに及ぼし合う斥力のためにエネルギーが急激に増加してしまう。そこで、互いの斥力が及ばないように、あるいは斥力を軽減するように、周期的にマグノンがダイマー上を占める結晶状態が出現する。一般にこの過程は相互作用の及ぶレンジによって何段階にもなる。さらに磁場を増加するとゼーマンエネルギーを得るように全てダイマー上をマグノンが占める。これにより、磁化曲線は磁場の向きに関係なく階段状になる。このような機構による量子磁化過程は、これまでスピンドイマーが幾何学的に直交して配列する $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$ において観測されたのみである。2種類のダイマー間交換相互作用の強いフラストレーションによるマグノンの結晶化は実験的に観測されていなかった。

最近、東京工業大学、東京大学、東北大学の研究グループは、コバルトイオンが有効スピン $1/2$ を担う新規スピンドイマー磁性体 $\text{Ba}_2\text{CoSi}_2\text{O}_6\text{Cl}_2$ を合成し、その結晶構造を決定するとともに、パルス強磁場を用いた精密磁化測定と電子スピン共鳴実験を行った。そして、図1(c)に示されたような、フラストレーションが完全な場合に現れる典型的な鋭い階段状の磁化曲線を得た。この物質の結晶構造から、ダイマーは2次元正方格子に近い配列をすることが分かるので、飽和磁化の $1/2$ の位置に現れる磁化プラトー状態では、挿入図に示したようなマグノンが格子点の半分を占める結晶化が起こっている。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2014年10月号に掲載された。

原論文

Almost Perfect Frustration in the Dimer Magnet $\text{Ba}_2\text{CoSi}_2\text{O}_6\text{Cl}_2$

H. Tanaka, N. Kurita, M. Okada, E. Kunihiro, Y. Shirata, K. Fujii, H. Uekusa, A. Matsuo, K. Kindo and H. Nojiri: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 103701.

〈情報提供：田中秀数（東京工業大学大学院理工学研究科）
金道浩一（東京大学物性研究所）〉

ヘリカル磁性体の磁気スキルミオン格子の低エネルギー有効ラグランジアン

反転対称性を破った構造をもつ磁性体ではスピン間にジャロシンスキー-守谷相互作用が生じ、磁化のらせん構造が現れる。この相互作用をもつヘリカル強磁性体では、ある温度と磁場の領域で磁化が渦をもつ磁気渦が三角格子を組んだスキルミオン（スカーミオンともよばれる）格子状態が実現されることが知られている。個々の渦は中心の磁化が磁場方向（あるいは反対向き）を向き、その外側では渦を巻き、渦の周辺部では中心部と逆向きを向いた構造をもっている。中心から周辺部までの磁化構造は磁化ベクトルの向きの空間（球面）をちょうど半分だけ覆っており、1960年頃ハドロンを記述するためにSkyrmeによって提案されたモデルと幾何学的に同等なため（磁気）スキルミオンとよばれている。周辺部の磁化の向きを固定すればこの構造は幾何学的に安定である。ヘリカル磁性体中のスキルミオンの格子間隔は、物質にも依存するが10-100 nm程度である。スキルミオン格子状態は薄膜強磁性体で現れることが1970年代には知られていたが、その起源は磁気異方性と磁気双極子相互作用であり（当時はこの渦構造は磁気バブルとよばれていた）、ヘリカル磁性体とは異なる。また磁気バブルの格子状態をミクロな立場から記述する試みはされなかった。現在では高度な計測技術により渦の構造の直接顕微鏡観察や、交流磁場応答や電流応答の観測が可能であり、ヘリカル磁性体におけるスキルミオンは幾何学的に安定な複合粒子として改めて興味を持たれている。金属の場合は磁化構造を電流により駆動することも可能であるが、スキルミオン格子は磁壁など他の磁化構造と比べて何桁も小さい電流密度で動かすことができるという特徴があり、その観点からも注目されている。最近の実験的研究では日本のグループの活躍が目覚ましい。

スキルミオン格子は3回対称性をもつが、この構造が安定化する1つの要因として、磁化 M に対する自由エネルギーのうち M について3次の項が重要なはたらきをしていることが、3回対称性をもつ結晶との類推から明らかにさ

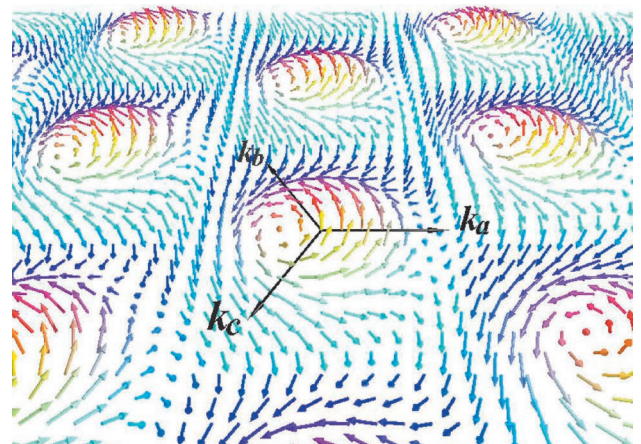


図1 スキルミオン格子状態。3つの方向 k_a , k_b , k_c に向いた3つのらせん構造の重ね合わせで記述される。

れており、またこの3次の項は、ギンツブルグ-ランダウ自由エネルギーの M^4 の項から磁場により誘起されること、更に、スキルミオン格子状態は3つのらせんの重ね合わせで記述されることは知られていた。したがってその励起は3つのらせんに対してのゆらぎで表すことができ、最終的にはスキルミオン格子の格子振動を表すフォノンに帰着すること、またこのフォノンはスキルミオンのもつ幾何学的位相から生じる有効磁場を感じるため幾何学的ホール効果などの特徴的な振る舞いを示すこと等が、解析的議論と数値シミュレーションによって精力的に調べられ、現象の概略は理解されていた。一方で、スキルミオン格子の励起がもとのスピン自由度の変数とどう結びついているのかは明らかにされておらず、スキルミオン格子の挙動をマイクロなスピンのモデルから記述する枠組みは欠如していた。

最近、理化学研究所創発物性科学研究センター (CEMS) と東京理科大学の研究グループは、ヘリカル磁性体のハミルトニアンに基づいてスキルミオン格子状態を3つのらせん構造の重ね合わせとして記述し、それらの励起に対応する集団座標に注目してスキルミオン格子の低エネルギー励起を表す自由度を同定、有効ラグランジアンを導出した。低エネルギー励起を記述する変数は3つのらせん構造のもつ3つの位相のうち2つの独立な線型結合フェーズ (位相粒子) であることが示された。したがってスキルミオン格子の励起は磁場中のウィグナー結晶や電荷密度波のそれと本質的に同じである。この結果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of Physical Society of Japan (JPSJ) の2014年10月号に掲載された。

この解析によりスキルミオン格子の励起について従来考えられていた筋書きの正しさが確かめられた。同時に、これまで認識されていなかったスキルミオンのもつ幾何学的位相を遮蔽する効果をもつゆらぎのモードが発見され、このモードが励起の磁場や温度依存性に影響を与えることが指摘された。長波長近似という1つの明確な近似の範囲内でのマイクロな理論的考察に基づき有効ラグランジアンを導出し正しい励起を見出した点で、本論文は極めて重要である。

原論文

Phasons and Excitations in Skyrmion Lattice

G. Tatara and H. Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 104711.

〈情報提供：多々良 源 (理化学研究所創発物性科学研究センター (CEMS))〉

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2014年8月に掲載可となった中から2014年9月の編集委員会が選んだ "Papers of Editors' Choice" (JPSJ 注目論文) を紹介しています。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

応用物理 第84巻 第1号 (2015年1月号) 予定目次

ノーベル賞特別企画

授賞式速報レポート.....岩谷素顕
受賞者手記.....赤崎 勇, 天野 浩, 中村修二

焦点

論文誌の未来.....林 和弘
オープンアクセスとプリプリント.....佐藤 翔

解説

世紀のイノベーション, 光コム技術.....大苗 敦, 洪 鋒雷
シリコンヘテロ接合太陽電池の“これまで”と“これから”

.....田口幹朗

最近の展望: ナノスピン変換科学; 現状と将来展望...大谷義近
研究紹介

デュアル光周波数コムを用いた非線形分子分光.....井手口拓郎
ダイヤモンド中の単一電子スピンを用いた超高感度磁場測定

.....伊藤公平

蛍光ダイヤモンド粒子を用いた生体イメージング技術の開発

.....原田慶恵

スピン波を利用した磁化スイッチング.....関 剛斎, 高梨弘毅
基礎講座特別篇: 今さら聞けない? 若手会員のための

LED基礎菊池昭彦, 岸野克巳

Insideout

オン/オフ明確なドイツ人の研究スタイル今村 岳

Research in Japan Francis Nguyen

研究の現場から: 核融合でテロ対策; 中性子源としての

慣性静電閉じ込め核融合.....増田 開

「分子調理」のおいしい世界 [第3回]: 料理の分解と合成

.....石川伸一

科学を詠む [第1回]: 湯川秀樹の歌ごころ松村由利子

Student Chapter だより: 応物学会学生チャプターは、

暗い部屋に集まってコソコソ活動しているわけじゃない!

.....桶谷亮介

平成26年度科学研究費助成事業（科研費、基盤研究等）審査結果報告

岩田 高広 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉
 石橋 延幸 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉

1. はじめに

日本物理学会誌には毎年、科研費の審査結果報告が掲載されており、平成20年度からは日本学術振興会学術システム研究センター研究員（第5項を参照）が記事を担当している。例年は科研費の次年度の申請時期に間に合うよう9月号に掲載されているが、今年度は採択率等のデータが間に合わなかったため報告が遅くなってしまったことをお詫びしたい。以下では予算総額の推移と採択率、特設分野研究の新設、特別研究員PDの科研費応募、学術システム研究センター等のトピックについて述べる。

2. 予算総額の推移と採択率

図1に昭和40年度から平成26年度までの科研費予算総額の推移を示す。この図から分かるように、第一期（H8～12）及び第二期（H13～17）科学技術基本計画により予算は大きく伸びたが、第三期（H18～22）では伸びが緩やかになり、第四期（H23～27）に入って再び増加したというのが大雑把な傾向である。平成23年度から一部種目について基金化を導入したことにより、予算額には翌年度以降に使用する研究費が含まれることとなったため、予算額が当該年度の助成額を表さなくなった。そのため、当該年度に助成する金額を「助成額」として、予算額とは別に表記している。助成額で見ると今年度は初めて減少に転じている。（第5項を参照）

図2に年度ごとの応募件数と採択件数の推移を示す。この数年の全分野の新規応募件数の合計は約10万件で推移している。採択件数は第四期基本計画の始まった平成23年度より増加していることがわかる。科研費全体に関するより詳細なデータはhttp://www.jps.go.jp/j-grantsinaid/27_kdata/index.htmlに公開されている。

表1に平成26年度数物系科学分野・

物理学分科の細目別（4901～4906）新規応募数と採択数を示す。採択率は全種目の合計で26.6%と過去2年間と大差なく、種目別に見ても極端な変動は見られない。応募総数は昨年度と比べて88件の増加である。すべての細目における応募数・採択数を含んだより詳しいデータはhttp://www.jps.go.jp/j-grantsinaid/27_kdata/data/3-2-4/3-2-4_all.pdfに公開されている。

3. 特設分野研究の新設

平成26年度から基盤研究B、Cとして「特設分野研究」が新設された。この特徴の一つは重複申請の制限が大幅に緩和されていることで、従来の細目の申請者であっても重複して申請できる。特設分野の中には物理学分野との関連が期待される「連携探索型数理論理学」が含まれている。今年度、この分野への応募は基盤研究B、Cを合わせて270件近くあったが、そのうち30件ほどが採択された。申請された提案

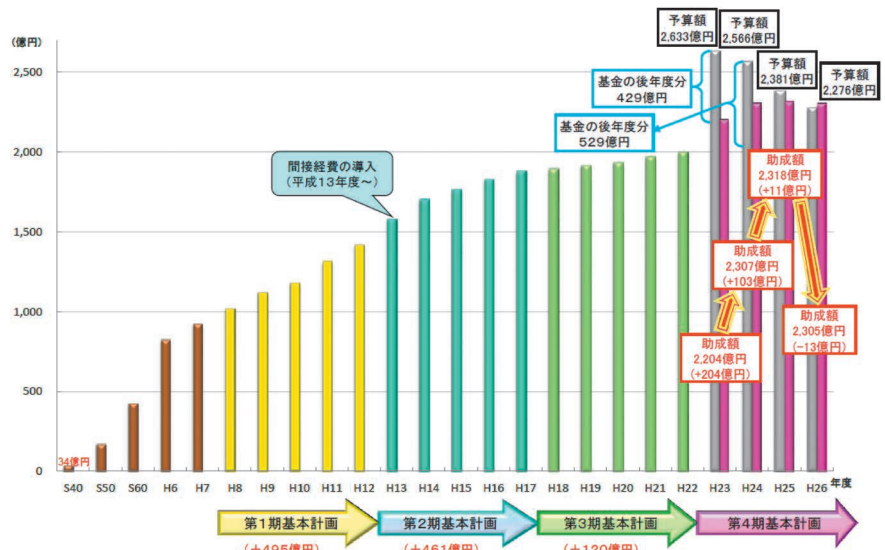


図1 科研費予算総額の推移。

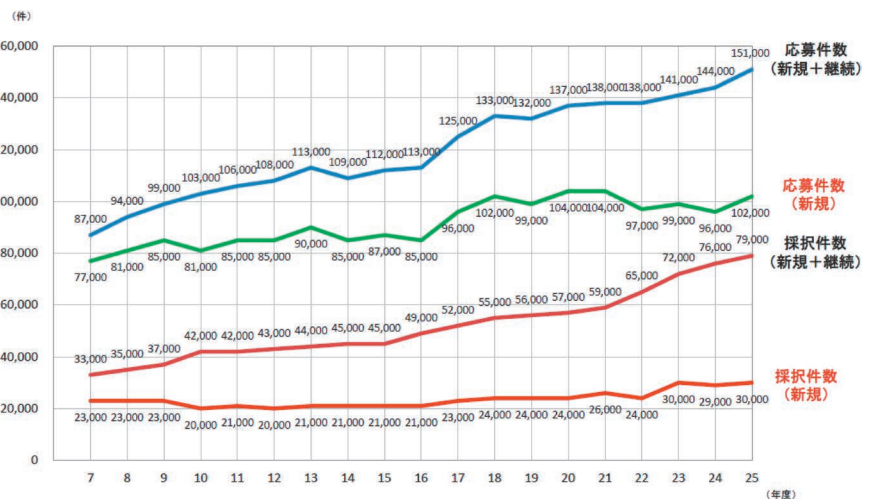


図2 応募件数と採択件数の推移。

表1 平成26年度の物理関係細目における新規課題の応募・採択状況.

細目名	細目番号	応募採択	基盤(A) (一般)	基盤(B) (一般)	基盤(C)	挑戦的 萌芽	若手(A)	若手(B)	計	採択率 (%)
素粒子・原子核・宇宙線・宇宙物理	4901	応募	65	100	230	101	35	169	700	26.7
		採択	13	24	68	25	7	50	187	
物性I	4902	応募	19	49	78	57	11	52	266	25.9
		採択	5	10	22	14	1	17	69	
物性II	4903	応募	28	74	184	79	23	123	511	26.2
		採択	6	16	53	19	3	37	134	
数理解物理・物性基礎	4904	応募	3	13	107	42	3	49	217	30.4
		採択	1	3	33	11	1	17	66	
原子・分子・量子エレクトロニクス	4905	応募	14	24	35	25	8	42	148	25.7
		採択	4	6	10	6	2	10	38	
生物物理・化学物理・ソフトマターの物理	4906	応募	8	32	65	35	5	50	195	24.6
		採択	1	7	18	9	1	12	48	
種目別採択率(%)			21.9	22.6	29.2	24.8	17.6	29.5	26.6	
種目別採択率(H25)			20.3	22.7	29.6	25.6	18.5	29.3	26.7	
種目別採択率(H24)			23.8	22.6	29.2	29.8	20.5	29.0	27.6	

の研究分野は幅広く、生物学や社会科学分野に関する研究も含まれていた。このように極めて広い分野の審査については募集前から困難が予想されたので、従来とは異なる審査方法がとられた。すなわち、書面による1段審査を行った同じ審査員が2段審査も行い、最終的に合議によって採択を決定するというものである。このような方法はスタディ・セッション方式と呼ばれるが、この利点は審査員にとって専門分野ではない研究提案についても当該専門分野の他の審査員の意見を聴いて判断ができる点である。それでも審査員の方々はかなり苦戦していたようである。今後の「特設分野研究」への申請の際には非専門家にもわかりやすい申請書を心がけていただきたい。なお、このような審査スタイルは従来の基盤研究の特に大型の種目において採用することが検討されている。

4. 特別研究員PDの科研費応募

従来、日本学術振興会の特別研究員には採用時の申請書に記載された研究計画に専念する義務があるため、「特別研究員奨励費」以外の科研費への応募は認められていなかった。しかし、特別研究員PD (SPD, RPDを含む) については、採用期間中に特別研究員としての研究課題が更に進展すると考え

られる場合などで、一定の条件を満たせば、平成26年度から特別研究員奨励費に加えて、一部種目への重複応募が可能になっている。可能になった種目は「新学術領域研究(研究領域提案型)の公募研究」、「基盤研究(B・C)」、「挑戦的萌芽研究」、「若手研究(A・B)」である。この措置は、特別研究員が当初計画に関連する想定外の研究着手を可能にし、研究活動の幅を広げること、更に研究を発展させ、自立した研究者に育つことを期待して取られたものである。若手の研究者の研究の自由度を広げるため、適宜利用していただきたい。

5. おわりに：学術システム研究センターについて

筆者らは、日本学術振興会の学術システム研究センターに専門研究員として所属している。本センターは平成15年7月に設置された一種のシンクタンクで、振興会事業への提案・助言、科研費や特別研究員の審査システム・評価関係業務などを現役の研究者が中心となって行っている。小林誠センター長、副センター長3名、相談役1名のもと、9つの専門調査班(人文学、社会科学、数物系科学、化学、工学系科学、生物系科学、農学、医歯薬学、総合系)に19名の主任研究員と103名

の専門研究員が籍を置く。筆者らが属する数物科学系には、数学、天文学、物理学、地球惑星科学、プラズマ科学の分野の研究員(主任研究員2名、専門研究員11名)が在籍する。物理関係の担当者としては主任研究員1名(川村光)と専門研究員5名(杉立徹、鹿野田一司、迫田和彰、岩田高広、石橋延幸)が在籍している。

科研費審査委員候補者の選考は、審査委員候補者データベースを活用して毎年学術システム研究センター研究員が行っている。また、科研費審査の結果の検証、すなわち利益誘導の可能性・評点の著しい偏り・審査コメントの適切性などのチェックを行っている。ただし、センター研究員は科研費の審査そのものには関与しない。

日本の財政は非常に厳しい状況にある。その中で、文科省予算は毎年1兆円増加する社会保障関係費に飲み込まれないように必死で確保しているというのが現状である。平成26年度文科省予算のうち科研費も含まれる科学技術振興費においては、手当てすべき様々な増加要因があり既存予算は数百億円規模で大幅にカットする要請があった模様である。最終的には助成額で13億円の減額にとどまったものの、既存予算で2,300億円規模の科研費への風当たりは大変厳しかった。個人を

ベースとしたボトムアップの基礎研究をサポートするという科研費制度の根幹に対する疑義すら、一部では出されたと聞いている。また、ピアレビューをベースとした現行の審査制度、審査区分に対しても、「一部の研究者集団による既得権化、分野のタコ壺化を助

長しているのではないか」といった批判があることも事実である。我々研究者としても、主張すべきは主張しつつも批判には謙虚に耳を傾け、科研費制度をより良いものにすべく努力する必要がある。こういった科研費と基礎研究を取り巻く昨今の厳しい状況を踏ま

え、学術システム研究センターにおいても、その対応に関する議論が進められている。

科研費や学術振興会の事業全般について、ご意見やご提案をお近くの研究員にお寄せいただきたい。

(2014年11月25日原稿受付)

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年3回(3月、7月、11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は、1. 会員番号、2. 氏名(非会員の方は連絡先、送付先住所も)をメール(pubpub@jps.or.jp)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

<http://www.jps.or.jp/book/kyoikushi/>

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 20-3 (11月15日発行) 目次

大学の物理教育への期待……………鶴岡靖彦
年間特集 大学入試
現状の大学入試からの「逸脱」という「願い」……………井上 賢
講義室
フランスにおける原子力技術者教育の歴史……………小島智恵子
実験室
地下水ラドンを線源とした霧箱によるアルファ線の観察
……………角森史昭
教育実践
「違和感」入り映像教材の開発 ……………今和泉卓也
海外の動向
物理教育国際会議2014とアルゼンチンの学校訪問
……………石井恭子、興治文子

連載 物理オリンピックと物理教育
IPhO2014 カザフスタン大会に参加して ……………杉山忠男
図書室
『定理が生まれる：天才数学者の思索と生活』……………大野栄三
教育に関する一言
……………引原俊哉/荻谷麻子/濱崎立資/内藤智也/高橋卓也
開催情報
寄贈書リスト
『大学の物理教育』総目次 (vol. 20)
編集後記

アルバート・クルーと走査型透過電子顕微鏡の開発： 単原子の観察

山口 まり 〈東京大学大学院総合文化研究科〉

はじめに

電子顕微鏡は、1931年にドイツのルスカ (E. Ruska) とクノール (M. Knoll) による発明以来、改良が進められてきた。1949年シュルツァー (O. Scherzer) が理論的に原子の可視化の実現可能性について示唆した。技術的には、加圧電圧を上げ電子の波長を短くして分解能向上を図ったが、電子線による試料の損壊の恐れや高電圧電子顕微鏡建設の経済的な負担が大きくなり、思うように進まない状況であった。1960年にはコスレット (V. E. Cosslett) が、イギリス王立協会のクリスマス講演で、電子顕微鏡研究における2つの目標—個々の原子のイメージングと生物学研究での利用—を挙げていた。¹⁾ それから10年後、この二つの目標を達成させるべく新しい電子顕微鏡が開発された。開発の中心となったのは、高エネルギー研究者のアルバート・クルー (A. V. Crewe) であった。1970年クルーらは、彼らが開発した走査型透過電子顕微鏡 (Scanning Transmission Electron Microscope; STEM) を使って単原子の観察の成功を記者会見を開いて報告した。このニュースは、研究者のみならず一般の人々にも広く知れ渡った。

STEMの歴史は、STEMの専門書で記述されたペニーック (S. Pennycook) によるものが詳しい。²⁾ また、2009年に他界したクルーの追悼記念論集が近年発行されている。³⁾ 本稿では、以上の著作では明らかにされていない、1960年代から70年代末までのクルーらによる単原子観察の経緯や背景を明らかにしたい。

1. 渡米とアルゴンヌ国立研究所所長への就任

クルーは、リバプール大学で高エネルギー物理学を専攻し、1951年に博士号を取得したのち、同年同大学に就職した。彼は、1954年高エネルギー加速器からの陽子ビーム取り出しに世界で最初に成功した。この成果で注目されたクルーは翌年シカゴ大学からの要請で加速器研究のために渡米した。1956年にはシカゴ大学の物理学部門に正式に就職した。1958年にアルゴンヌ国立研究所 (Argonne National Laboratory; ANL) の粒子加速部門の部門長に就任し、1961年に34歳で同研究所の所長に就任した。当時ANLには、400人の生物学者を含む約5,000人の研究者が在籍していた。クルーは、「基礎研究における知的挑戦は、私たちの住む世界についてのよりよい理解につながる」と考え、同研究所の研究方針として基礎研究に重点をおいた。原子炉開発費よりも基礎研究費を多く投入したのは、後にも先に

もクルーが所長のときだけであった。⁴⁾ ANLでは生物学が主要なプログラムであったにもかかわらず、中西部大学連合の会議で同研究所の生物学研究が低く評価される結果となり、⁵⁾ 同研究所の基礎研究としての生物学研究の底上げを図ることは急務であった。生物学研究のための電子顕微鏡の開発は、クルーのANLにおける基礎研究推進計画の一端を担っていたのである。

2. 電子顕微鏡の新しいアイデア

クルーは、1963年にイギリスで開催された学会に参加し、当時の電子顕微鏡の分解能の限界とANLの生物学者たちの研究水準について知った。そして、帰りの飛行機の中で新しい顕微鏡のアイデアを思いついたという。⁶⁾ それは、電子線をごく小さなプローブとして試料を走査させ、試料を通過した電子をエネルギー分析器によって選別し、それらの電子が画像コントラストをもたらす、というものであった。電子線を試料上に走査し、試料を透過した電子を検出して像として表示する手法は、アルデンネ (M. von Ardenne) によって1938年提案されていたが実用に至らなかった。当時のクルーは、その仕事を知らなかったようである。

走査電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope; SEM) は、第二次大戦前にドイツで開発されていたが、戦時の被害のためドイツでの開発研究は中断していた。SEMの開発研究は、イギリスに移りケンブリッジ大学のグループが中心となって行われていた。しかし、1960年代のSEMの分解能は200 Å程度にとどまっていた。クルーは、「50 Åよりもよい分解能を得ることは不可能だ」という計算結果を出していたことを知っていたら挫折していただろうから、それを知らなくてよかった」と述懐している。⁷⁾

新しい顕微鏡の設計には、電界放射を利用した電子銃の導入や、CRT画面上に画像を表示することなどが含まれていた。⁸⁾ そこでクルーは、この新しい顕微鏡の実現に必要な技術に関して専門家に意見を求めた。彼らの意見は、以下のような否定的なものであった。具体的には、そのような電子銃を実現するためには高真空が必要であり、安定した電圧を保ちながら電子線を絞って走査することは難しい、CRT画面上では画像として十分な質の画像が得られない、というものだった。

クルーは、1965年ケンブリッジ大学で開催されたSEMの学会に出席した。そこで、彼は新しい電子顕微鏡のアイ

デアを報告したが、この発表は「騒ぎになった」。⁹⁾ 先に挙げたような技術的な難しさゆえの否定的な意見が大勢を占めており、加えて彼が電子顕微鏡分野では全く知られていない人物であったことも反発を招いた一因であったと考えられる。翌年彼は、STEMの実現可能性を示すべく、電子銃を使うことによって分解能の限界を克服できる可能性があることを *Science* に発表した。¹⁰⁾

クルーが示したいくつかのアイデアは、実はすでにアルデンネやズヴォリキン (V. Zworykin) によって提案されていたものであったが、技術的困難から実現不可能と思われていたのである。それでもなお、クルーがSTEMの開発を断念せず実行できたのは、所長裁量の予算と高分解能顕微鏡を望む声に支えられていたからであった。¹¹⁾

1966年、中西部大学連合とANLの共催で、約一ヶ月間にわたり高電圧電子顕微鏡のワークショップが開かれた。このワークショップでは、主に透過型電子顕微鏡 (Conventional Transmission Electron Microscope; CTEM) の技術的側面が議論された。クルーは、そこでの交流を通じて、電子顕微鏡の将来を変えることも可能だと期待し、「電子顕微鏡は、生物学や材料科学などすべての分野にかかわるものであり、分解能向上が高電圧電子顕微鏡開発の理由である」と述べている。¹²⁾ ワorkshopには、STEMのセッションはなかったが、クルーは講演でSTEMに言及していた。

翌年秋にクルーはシカゴ大学に戻った。1969年7月には、STEMで5 Åの分解能を達成したが、まだ原子の直接観察には至っていなかった。1969年から、CTEM研究者の米軍病理学研究所のツァイトラー (E. Zeitler) がサバティカルでクルー研究室に滞在し、電子線散乱に関するセミナーを開催した。その内容をもとに、クルーは環状検出器のアイデアを得た。この環状検出器の導入によって、計算上2.5 Åの分解能を達成できるだけでなく、質量計測なども可能としSTEMの汎用性を高めることとなった。

実現可能性が著しく低いとされたSTEMは、電子顕微鏡コミュニティから完全に無視されていたわけではなかった。1969年には、カウリー (J. Cowley) は、STEM像にはフレネル縞が現れるなど、CTEMと同様の現象を示し、二つの顕微鏡の間には相反原理¹³⁾ が働くことを示唆した。¹⁴⁾ 翌年、ツァイトラーらもSTEMとCTEMとの間に相反原理が成り立つとした。¹⁵⁾ STEMは、技術的な実現可能性を疑問視されながらも、その原理は理論的に検討され、CTEMと比較されながらその存在を認められつつあった。

3. STEMを使った単一原子の観察

1970年クルーらは、STEMで無染色一本鎖DNA観察を行った。クルーは、計算の結果炭素膜上の重原子 (3-4 Å) を観察できると確信した。しかし、彼は、もしSTEMで観察したとしても誰も信じないだろうと考えた。「ただの明るい点ではないのか?」、「誰がそれを原子だと言うんだ?」¹⁶⁾ という反論を想定した。そこで、クルーらは、誰

もが知っているような構造をもつ分子についての重原子ならよいのではないかと考え、以前からCTEMで原子観察を試みているジョンズ・ホプキンス大学のビア (M. Beer) に連絡をとり、試料の提供を依頼した。

1970年5月20日、クルーはキレート化合物内の重原子、つまりウランまたはトリウム原子の観察に成功したと記者会見で発表した。「原子を見ることができる能力は、たとえ大きな原子番号のものであっても、生物化学や分子生物学の視野を確実にひろげることになる。」¹⁷⁾ と生物学への応用可能性を示唆した。また、タグ付けされたDNAをSTEMで観察して「1, 2年のうちにDNAの塩基配列を決定できるだろう」とも述べている。¹⁸⁾ その翌日のアメリカ有力紙のみならず地方新聞には、この成果の記事と顕微鏡写真の中の一つの輝点を指差し満面の笑みを浮かべるクルーの写真が掲載された。その一方で、クルーらはこの観察結果を1970年6月 *Science* に発表した。文中では「おそらく」単原子像であるとして慎重な態度をとっていた。¹⁹⁾

クルーらは自身の観察結果が疑問視されることを予想し、試料作製を専門家に依頼するなど信頼性を担保する努力を払ったものの、実際には顕微鏡像に現れたそれぞれの点が一個の原子を映し出しているのかどうかについて疑義が生じた。そこでクルーは、輝点の強さのヒストグラムを作成し推定したところ、実は最小の点は原子2個のものであったことがわかった。クルーらはその後も観察を続けて単原子の観察に成功した。²⁰⁾

クルーらの観察には否定的意見ばかりが寄せられたわけではなかった。クルーの発表に刺激を受け、翌年にはCTEMによる重原子の観察が次々と発表された。²¹⁾ しかし、これらの結果については、幾何学的配列は決め手にはならないなどの新たな疑問も提示された。²²⁾ クルーは、1972年の第5回欧州電子顕微鏡会議で、STEMで原子が見えることはすでに確立された事実であり、橋本らをはじめ他の研究者らによって確認されたと述べた。²³⁾ STEMによる単原子観察の報告は顕微鏡コミュニティを驚かせたが、結像原理の理論的研究や他のグループによるSTEM研究とともに徐々に受け入れられていった。

クルーは、1974年に原子と電子線との相互作用を調べるためSTEM観察を動画撮影した。彼は、この動画をSTEMの能力を示す最終的な証明と位置付けた。²⁴⁾ 2年後、「Atoms in Action」と題された動画を製作し、これはニュース番組でも放送され一般の人々も炭素膜上をゆっくりと動く原子を目にした。1978年にはカラー動画を製作し、これもアメリカのニュース番組で放映された。²⁵⁾ このカラー動画では、炭素膜は青か黒、1つのウラン原子は、緑あるいは中心が黄色の緑、2つのウラン原子は、黄色あるいは中心が赤い黄色、そして3つのウラン原子は、黄色い縁取りのある赤で示されていた。²⁶⁾

動画の放送後、クルーは、アメリカの娯楽雑誌 *People* のインタビューに答えてこのように語っている。「(これ

は)誰かが何か重要なことをするのに使う新しい科学の道具です。それはおそらく私ではありません。なぜなら私の興味は人々が使えるような道具を開発することにあるからです。」²⁷⁾ここにクルーのSTEM開発の動機を垣間見ることができる。

1979年、「結晶と分子内の原子の直接画像化」に関するノーベルシンポジウムが開催された。²⁸⁾このシンポジウムでは、重原子の観察や結晶内の原子の直接観察、電界イオン顕微鏡による研究発表があった。クルーら以外のグループによるSTEMの研究も報告された。このシンポジウムでの発表にSTEMが含まれていたことは、この機器が原子の直接観察を可能とする観察手段としての地位を確固たるものにしていたといえるだろう。シンポジウムでは、クルーの学生だったウォール(J. Wall)も発表した。しかしながらその内容は、原子への電子線の影響が大きく、原子をDNAラベルとして利用するという当初の目標を達成するまでの道のりが程遠いことを示していた。²⁹⁾

まとめ

ANL所長の経験が、クルーの原子に迫るアプローチを、「壊す」方法から「見る」方法へと展開させた。基礎研究を重視し、その一つとして生物学への適用を関心の出発点として高分解能の電子顕微鏡を着想した。技術的困難を克服しSTEMを完成させた一方で、彼はあくまで物理学者として機器開発を行っていた。³⁰⁾クルーは、観察結果に対する顕微鏡コミュニティからの信頼性を確保するため、専門家に試料作製を依頼し、さらに定量的測定も行った。彼の発表は、論文では慎重な態度を示したが、一方で記者会見やテレビでの動画放映など衆目を集める手法が用いられた。これは単原子の直接観察が、顕微鏡研究者だけではなく、より多くの人々の関心をも惹きつけ、彼の開発した装置の能力と可能性をアピールすることを目的としていたためであったと考えられる。

参考文献および注

- 1) V. E. Cosslett: *Modern Microscopy or Seeing Very Small* (Cornell Univ. Press, New York, 1966) on p. 108.
- 2) S. J. Pennycook: in *Scanning Transmission Electron Microscopy-Imaging and Analysis*, eds. S. J. Pennycook and Peter D. Nellist (Springer, New York, 2011) pp. 1-90.

- 3) Albert Victor Crewe Memorial Issue, *Ultramicroscopy* **123** (2012).
- 4) J. M. Holl: *Argonne National Laboratory, 1946-96* (Univ. of Illinois, Chicago, 1997) on p. 223.
- 5) 前掲注, on p. 213.
- 6) A. Crewe: 016(1) 1991 EMSA at San Jose by Sterling Newberry, Microscopy Society of America Oral History Project, Video Interviews. MSAのインタビュー動画を送っていただいたM. Marko氏に感謝します。
- 7) A. V. Crewe: in *Cold Field Emission and the Scanning Transmission Electron Microscope/Advances in Imaging and Electron Physics*, **159**, ed. P. W. Hawkes (Elsevier Academic Press, Amsterdam; Tokyo, 2009), pp. 1-61, on p. 3.
- 8) 電子銃の導入はズウォリキンらがすでに提案していた(V. A. Zworykin, J. Hillier and R. L. Snyder: *ASTM Bulletin* **117** (1942) 15-23)。クルーは、電子光学と電子顕微鏡に関するズウォリキンの電子光学と電子顕微鏡の著書で電子顕微鏡について学んでいた。
- 9) P. Hawkes: *Annales de la Fondation Louis de Broglie* **29** (2004) 846.
- 10) A. Crewe: *Science* **154** (1966) 729.
- 11) Crewe: 文献7 on pp. 15-16.
- 12) A. Crewe, Forward: *Proc. AMU-ANL Workshop on High-Voltage Electron Microscopy*, 1966, Argonne National Laboratory (1967) pp. v-vii, on p. vii.
- 13) 光の伝播が、光の進行の向きを逆にしても同じ振る舞いをする原理。CTEMとSTEMの場合、CTEMの照射系と結像系の関係とSTEMの検出系と照射系とは同じ関係が成り立つ。
- 14) J. M. Cowley: *Appl. Phys. Lett.* **15** (1969) 58.
- 15) E. Zeitler and M. G. R Thomson: *Optik* **31** (1970) 258.
- 16) Crewe Interview, MSA Oral History Project (文献6)。
- 17) The Univ. of Chicago, Office of Public Information. 70-240A-P, 5-19-70.
- 18) *Science News* **97** (1970) 524.
- 19) A. V. Crewe and J. Wall: *Science* **168** (1970) 1338.
- 20) 橋本初次郎: *日本物理学会誌* **27** (1972) 842; A. V. Crewe: *Sci. Am.* **224** (1971) 26. 白金などの原子観察も行った。1971年には1 MeVのSTEM開発に着手したが、研究助成が打ち切れ結局完成することはなかった。
- 21) H. Hashimoto, *et al.*: *Jpn J. Appl. Phys.* **10** (1971) 1115.
- 22) 本誌に上田良二と橋本初次郎とのやりとりが掲載されている。上田良二: *日本物理学会誌* **28** (1973) 380; 橋本初次郎: *日本物理学会誌* **28** (1973) 385.
- 23) 上田は、CTEMによる観察結果は、まだ「probably」を残す必要があるとしている。前掲注(上田)。
- 24) Crewe: 文献7, on p.19.
- 25) “Atoms in Motion” NBC Evening News, 1976年5月10日放送。カラー動画は、1978年10月12日放送された。“See Change: Physicists Have Color Films of Atoms for the First Time” NBC Nightly News.
- 26) *C&EN* **6** (1978) 22—Color Motion Pictures Made of Individual Atoms.
- 27) *G. Breu: People* **5** May 24 (1976).
- 28) *Chemica Scripta* **14** (1978-79).
- 29) J. S. Wall: *Chemica Scripta* **14** (1978-79) 271.
- 30) *Biomedical News* July 1973 (1973) 7—Machines will Help Tag DNA Base Sequences.

非会員著者の紹介

山口まり氏: 東京大学大学院総合文化研究科博士後期課程在学中。原子分解能をもつ顕微鏡の歴史研究を中心に行っている。

(2014年6月3日原稿受付)

ドイツ・ハレ ポスドク滞在記

篠原 康 (マックス・プランク微細構造物理学研究所)

はじめに

海外に数年という単位で住み、そこで働くことになると、一週間程度の短期滞在では見えてこない部分が色々見えてくる。本記事ではドイツでポスドクをする際の私生活面、仕事面について紹介をしたい。特にドイツでポスドクをやるうと考えている方の参考になれば幸いである。

私は2013年3月に筑波大で学位をとり、本記事を執筆している2014年7月時点で一年と三か月ドイツのハレに滞在している。最初の一年は学振の特別研究員として、その後はマックス・プランク微細構造物理学研究所の予算で雇われたポスドクとしてである。博士後期課程三年の初夏のあたりから、どの・誰のグループに行くのが良いかの品定めを始め、それまでに参加した研究会・学会で目にした、興味深い論文を書いているグループを候補に検討し、最終的に時間依存密度汎関数理論 (TDDFT) の創始者である E. K. U. Gross 氏がおられるマックス・プランク微細構造物理学研究所を第一候補にした。Gross 氏とは2012年の秋口にメールでコンタクトを取り始め、滞在について了承を得ることが出来た。

初めての海外長期滞在の不安感は、すでに Gross グループに滞在しておられた鈴木康光氏との事前のメールのやりとりでだいぶ払拭することが出来た。また、渡独直前に参加したアメリカ物理学会にて数少ない同期の友人であった松下雄一郎氏と偶然会い、彼も同じグループに滞在することを知らされた。かくして私が Gross グループに加わった時には、日本人が三人在籍することになった。

ドイツ・ハレでの生活

私が滞在しているハレは、ドイツでは東寄りに位置しており、人口は23万人とつくば市と概ね同じ規模である。決して大きな街ではないが、郊外までトラムの路線が張り巡らされており、車がなくても色々な不自由はしない。

大方の用事は、原理的にはハレ市内で片づけられるが、そこには言葉の壁がある。ハレは国外から観光客が来るような街ではなく、街中で会う人はほとんど英語を喋らない。私は来独当初はもとより、現在もほとんどドイツ語が喋れないため、身振り手振りも合わせて片言のドイツ語で彼らとコミュニケーションを取っている。笑顔、そして挨拶と感謝の言葉が現地語で言えることが最も重要である。それに加えて数字がドイツ語で分かれば大方の買い物に問題はないし、さらに別れ際に「良い一日を」「良い晩を」「良い週末を」が言えれば、十分ではないかと思っている。どう

しても十分なコミュニケーションが必要な場合 (たとえば銀行口座の開設、携帯電話の契約など) には、英語でコミュニケーションがとれるか聞いてみると、その日はだめでも日を改めて英語が喋れるスタッフとのアポイントメントを取りつけられることが多い。

日常生活を送る上ではハレ市内の範囲でほとんど不自由はない。しかし、英語さらには日本語でのコミュニケーションを必要とするものや、贅沢なサービス、専門的な物品の購入などには、大きな街に出かけなければならない。ハレからは電車で30分でライプツィヒ、高速鉄道 (ICE) で最短1時間15分でベルリンまで足を延ばすことが出来る。ライプツィヒではかなりの割合で英語が通じるし、ベルリンでは英語はもちろん、日本語でコミュニケーションがとれるサービスも多い。特に日本語の通じる病院の存在はもしもの時の安心感と言う意味ではとても大きい価値がある。また、日本人が多いデュッセルドルフにも日本語の通じる病院があるようだ。

ドイツ国内は総じて治安が良く、ご当地ビールを求めている旅行はとても楽しい。またドイツ国内の旅行で興味深いのは、何とんでも12月期に全国各地で催されるクリスマスマーケットである。ここでの名物は温めたワインにスパイスなどを入れたホットワインである。この飲物自身もさることながら、その器が地域と年ごとに変わるため、これを集めている人が多い。かくいう私も、ハレ、ライプツィヒはもとより、フランクフルト、ケルン、デュッセルドルフ、ハノーファーでこのホットワインを飲み、マグカップを集めて回る旅行をした。ドイツ冬季の陰鬱とした雰囲気吹き飛ばすような活気もこのイベントの良いところで、何を買うでもなくぶらぶらしているだけでも面白い。この時期にドイツや近隣に旅行に来た際には是非クリスマスマーケットに行ってみることをお勧めしたい。今年の冬はドレスデン、ニュルンベルク、ベルリンのクリスマスマーケットを回る旅行をしようかと考えている。

Twitter や Facebook と言った SNS は海外在住をしている際にはとても有用であったことにも触れておきたい。これらの SNS を通じて、ドイツおよび近隣国に住んでいる日本人個人、およびネットワークを通じてやり取りをすることで、公私両面にわたって有益な情報を得ることが出来た。特に次節で触れるドイツでの他の研究所の情報はこちらのネットワークを通じて知り合った方たちから得た情報がほとんどである。また、日本人に限らず、参加した研究会・学会で仲良くなった方たちと会終了後も公私に継続してコ

ネクションを作る上でも大変有益な手段である。

マックス・プランク微細構造物理学研究所

私が在籍しているのはマックス・プランク微細構造物理学研究所の理論部門である。本研究所での良い点は、ほとんどの事務職員と英語でコミュニケーションがとれること、所内のドキュメントが基本的に英語で準備されていること、滞在許可申請に事務職員が付き添ってくれること、年単位で居住可能なゲストハウスがあること、所内でドイツ語のクラスが開かれ無料で参加出来ること、等思いつく範囲でも多岐にわたる。よし悪しは別として、英語でコミュニケーションさえ取れば、ドイツ語を一切使わなくても仕事が出来る環境が整えられていることが特に印象的だった。その環境もあってか、学生、研究者の半分程度はドイツ人以外で構成されており、大変国際色豊かである。研究に関連する会話はもとより諸々の雑談も基本英語で交わされる。当初は英語もメキメキ上達するだろうという妄想をしていたが、メンバーに自分以外に日本人が二人もいると、日本語を使う機会もかなり多く、これが私の英語の上達を妨げているという感は否めない。但し、色々なことを言語の壁なしに議論したり、相談したり出来るというのも良い面の一つで、痛し痒しである。

滞在当初に印象的だったのは、メンバーの帰宅する時間が早く、午後六時を過ぎると所内にはほとんど人が残っていないことだった。事前にそういった話は聞いていたが、実際に目の当たりにすると少し感慨深いものがあった。とはいえ、慢性的に夜遅くまで仕事をしている人も少なからずおり、また普段六時近辺に帰るメンバーも仕事の立て込み具合に応じて時には夜遅くまでフレキシブルに働いているようである。他の研究所や大学ではこの定時の帰宅はもっと“徹底”されているようで、月曜日から木曜日は午後六時になると人がいなくなり、金曜日に至っては午後には人がいなくなる、と言うのが典型的だという話である。

マックス・プランク微細構造物理学研究所には三つの部門があり、それぞれの部門にディレクターがいて、その下に数十人の研究員・ポスドク、博士課程の学生がぶら下がっているという構造である。ディレクターの地位は大変高いが、それだけに多忙である。我々が理論部門のディレクターである Gross 氏も、招待講演の数は年に依るが年に 20 件を超え、私が知る限りでもいくつかの定期的な国際会議やスクールの運営の委員も務めているようで、出張が立て込むときには一月程度の期間、研究所にいないという

ことが年に 2, 3 回はある。出張の書類などはディレクターのサインが必ず必要なので、しばしばこれらの書類処理が滞ることもあるが、どうもこの不在期間も週末だけ所に戻りこれらの書類仕事を片付けていることもあるようで、研究者は体力が資本ということを再認識した。ここまで多忙であると、一緒に仕事をする上でも色々と支障が現れる。皆種々の目的のために Gross 氏とコンタクトを取りたいため、「Gross 氏がいる日は所にいるメンバーの数が多し」という冗談がまことしやかにささやかれている。

我々の理論部門が主催するセミナーやミーティングはなかなか特徴的で、一度参加する機会があれば二度と忘れないだろう。スライドの一枚一枚、式一つ一つに質問が飛んできてなかなか話が進まないのだ。初めてこの洗礼を受けたのは、渡独後二週間ほどたったところに行われた 8 人程度のミーティングでの発表だった。事前に持ち時間 15 分、スライド 3 枚くらいで前の所属での研究を紹介してほしいという依頼を受け、素直にこの時間とスライド数を信じて準備をしたわけだが、結局根掘り葉掘り話を聞かれて、最終的にはスライド 3 枚で 2 時間ほど喋ることになった。私のケースでは幸運なことに、準備したコンテンツを最後まで喋りきることが出来た。別のケースでは、最後の結果までたどり着くことなく、次回にもう一度と言う形でミーティングがいったん終了し、そのままやむやみに消滅してしまうことも珍しくはない。個人的には、まずは最後まで話者に話させてから議論を始めてほしいと思っている。但し、このスタイルのミーティングは、理論が未だ構築段階にあるケースでは、大変有効だった。こういったケースでは、前提となる知識事項が少ないため、この遅々としたペースで議論が進むことで、聴衆も理論の多くの部分を理解することが出来、話者と近い視点から理論構築に大きく貢献することが出来た。数少ない例ではあったが、大変刺激的な議論になり、このような形式のミーティングにも利があることに大変衝撃を受けた。

おわりに

色々不自由はあれど、総じてドイツでの生活を私はかなり好意的にとらえていて、海外での長期滞在を考えられている方には、是非来独をお勧めしたい。

鈴木氏、松下氏とは生活面でもよく情報交換をし、研究内容についても詳細にわたって有益な議論をする機会が多々あった。この場を借りて感謝の意を表したい。

(2014 年 7 月 3 日原稿受付)

Manuel Cardona 教授を悼んで

菅 滋正 〈MPI-Halle / 阪大産研〉

Stuttgart 郊外 Heisenberg 通りにある Max-Planck 固体研究所 (MPI-FKF) の元所長 Manuel Cardona 教授がこの9月中旬に同教授の満80歳を記念する国際会議を前にして7月2日に突然お亡くなりになりました。心よりお悔やみ申し上げます。

同教授はこの日もいつものように研究所に出てこられて、若手研究者との物理の議論や部屋の整理などをやっておられたそうですが、同僚と一緒に昼食に行く直前に突然激しい心臓発作に襲われ、すぐに市内の Marien 病院で緊急医療のあらゆる手をつくしたにもかかわらず午後一時頃、帰らぬ人となられたそうです。

同研究所は Stuttgart の駅近くの Heilbronn 通りにあった元のベンツの建物の一部を間借りして1971年に開設された固体を専門とする研究所です。当初は我が国の東大物性研究所のような全国に開かれた研究組織を目標としたと聞いております。Cardona 教授はスペインの Barcelona の御出身ですが、米国で博士課程の研究を行われた後、米国 Brown 大学において変調分光法による半導体研究の新しい手法を色々開発されておられました。更に広い視野を求めて、ラマン光散乱によるフォノン研究、磁気光分光、光電子分光による電子状態の研究などを中心とした研究を強力に推進されるべく1971年に MPI-FKF に founding-director 教授として30代で着任されました。それまでも同教授の名声を慕って Brown 大学には世界中から大学院生やポストなどの若手研究者が多数集まっていたようですが、MPI-FKF においては更に大規模に世界中の若手研究者にポストを提供されておられました。2年後に郊外の新しい大規模な建物に移転することが決まっていたこともあり、米

国や欧州各国 (仏, 伊, 英, スペインほか) のみならず日, 韓, 印, 豪などから多数のポストが来ていました。

それからほぼ40年後、2014年9月12, 13日の“半導体と電子, フォノン, 光子”というタイトルの追悼記念国際会議には全世界から約200名の参加者がありました。同教授の共同研究者や博士課程院生などの約15名から、当時の研究から、今日の最先端研究までをカバーする興味深い話を聞くことができました。異口同音に、素晴らしい mentor そして素晴らしい友人 Manuel Cardona 氏にこれ等の成果をささげたいという表現が入っていました。参加者それぞれ分野は違いますが、研究 family としての楽しかった滞在時をありありと思い出すことができました。当時の同教授の同僚 Queisser 教授もこの会議に顔を出しておられました。

MPI-FKF での最初の日本人は赤外研究の Genzel 研 (研究室) に来られた東北大の石亀先生です。1973年8月に私が Cardona 研に着任した同じ頃、東大物性研の張先生 (後・阪大基礎工) が理論の Bilz 研に、またしばらくして東大の神谷先生が Queisser 研に、高山先生 (後・東大物性研) が理論の Fulde 研に、東京教育大の大成先生 (後・筑波大) が Cardona 研に、同新井先生が Genzel 研にと1976年に私が同研究所を離れるまでの3年間にも6名が MPI-FKF にお世話になりました。その後も多数の日本人研究者を温かく迎えていただいた MPI-FKF には、一人の日本人として深く感謝したいと思います。特に Cardona 教授や Queisser 教授をはじめとする MPI-FKF 教授の国籍をこえた国際的な hospitality には敬服いたします。

当時博士課程で励起子、励起子分子、

励起子ポラリトン、磁気光分光などを研究していた私は Queisser 教授にポストの打診をしたのですが、Cardona 教授からポストの提示がありました。着任前に光電子分光は研究者が一杯なのでラマン散乱か、磁気光分光かのどちらかを選ぶようにとの指示を受けました。私は後者の磁気光分光を選びましたが、Queisser グループの若手1名と Cardona グループの若手2名に私が加わり和気あいあいと研究することができました。個々の研究者を信頼する雰囲気や研究所全体にあふれている素晴らしい研究所でした。これも国際共同研究を永年推し進められてきた Cardona 教授のおかげと深く感謝いたしております。

Cardona 教授は15年前に65歳で退職されたそうですが、研究所の好意で居室は提供されていたようで亡くなるまで、ほぼ毎日のように研究所に出てこられて研究に没頭されていたそうです。もちろん研究予算も、装置も、共に実験する研究職員も無い中で、若手の研究者との議論は欠かすことなく、その後も多数の論文を発表されてきたようです。今回の Cardona 教授の追悼国際会議の参加者の大部分は当時バリバリの若手研究者であった G. Güntherodt 氏や L. Ley 氏などすでに今は退職された方々が多かったのですが、70代でも研究を楽しんでおられる方も少なからずおられました。同研究所も当時からは殆どの方が入れ替わり研究分野も大きく変わりましたが、Cardona 教授の薫陶を受けた年配世代が国際交流を引き続き推進し、世界平和にも貢献しながら、若い世代の研究者とともに学問の先端を開拓することを祈念し、Cardona 教授へのお礼と追悼の言葉とさせていただきます。

(2014年9月21日原稿受付)

齊藤英治, 村上修一

スピン流とトポロジカル絶縁体；量子物性とスピントロニクス の発展

共立出版, 東京, 2014, vii+160p, 21×15 cm, 本体2,000円 (基本法則から読み解く物理学最前線1) [大学院・学部向]

ISBN 978-4-320-03521-8

佐藤勝昭 (JST)

本書は、スピン流を中心にスピントロニクスの基礎物理の最近の進展をまとめたものである。まえがきに「近年、スピン流の概念は物性物理やエレクトロニクスのいろいろな領域に登場するようになり、新しい現象を開拓する有用な指導原理の役割を果たしてきた」とあるように、「スピン流」の概念はごく最近になり注目を集めるようになった分野である。古典電磁気学では、電荷の流れとしての電流のみが取り扱われ、スピン流は無視されていた。この理由について、著者は次のように述べている。「スピン流はある程度の距離を流れると消えてしまう。この距離をスピン緩和長と呼び、通常の金属中では長くてマイクロメートルスケールである。従って、せいぜいミリメートル以上の世界を主に扱ってきた古典物理学創設当時スピン流を考える必要がなかったのである」。

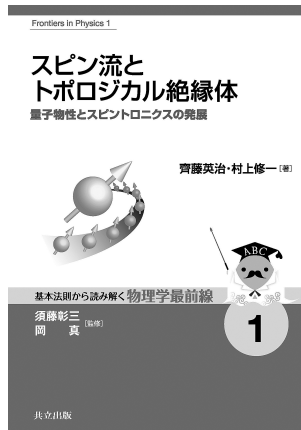
スピン流が観測され応用にまで結びつく道をひらいたのは、スピン流と電流を相互に変換するスピンホール効果

および逆スピンホール効果の定式化と実験的検証が重要な役割を果たした。これには、村上修一氏(理論)と齊藤英治氏(実験)の貢献が非常に大きく、この2人をおいてスピン流を解説できる者はいないと評者は考える。

本書は第1章「はじめに」、第2章「スピン流」、第3章「スピン流の物性現象」、第4章「スピンホール効果と逆スピンホール効果」、第5章「ゲージ場とベリー曲率」、第6章「内因性スピンホール効果」、第7章「トポロジカル絶縁体」および付録「散乱理論」「スピン流回路理論」から構成される。

本書を読むための予備知識は、学部3年程度の基礎物理のみということになっており、実際、評者が試してみたところ、使われている式のほとんどをフォローすることができた。ただ時間を含むシュレーディンガー方程式を扱った経験が役立つので、大学院修士レベルの学識が必要であると感じた。

図も多く、随所に物理的意味をとらえやすいような説明が書かれている。



例えば、スピンゼーベック効果の説明では、強磁性体の磁化が反時計回りに歳差運動することに本質があることが明快に書かれている。また、スピンホール効果の内因性機構には、ベリー曲率と呼ばれるバンドの微分幾何学的構造という抽象概念が本質的な役割をもつことが丁寧に説明されている。ベリー位相の空間にはモノポールが存在し、それが整数量子ホール効果をもたらす。さらには、トポロジカル絶縁体の概念にまで結びついている。最近話題のスピンに関連する物理現象が系統的に記述され、そのつながりと広がりにも驚くとともに、感激さえおぼえた。

スピントロニクスに関わる研究者必読の好書である。

(2014年8月15日原稿受付)

伏見康治著, 江沢 洋解説

伏見康治コレクション3；物理学者の描く世界像

日本評論社, 東京, 2013, vi+248p, 22×16 cm, 本体4,500円 [広い読者向]

ISBN 978-4-535-60348-6

伏見康治著, 江沢 洋解説

伏見康治コレクション4；物理つみくさ集

日本評論社, 東京, 2013, v+284p, 22×16 cm, 本体4,500円 [広い読者向]

ISBN 978-4-535-60349-3

並木雅俊 (高千穂大)

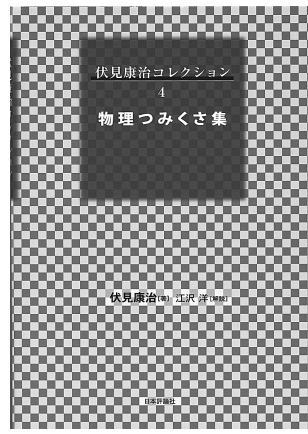
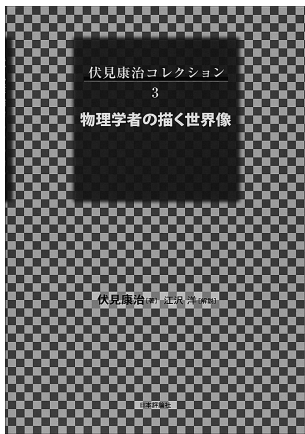
評者は、ロゲルギスト『物理の散歩道』のファンである。『物理の散歩道』は、1956年に結成された5~7人の物理屋からなる夕食を共にしながらの雑談記であるが、その内容は1本筋が通っているばかりかユニークであり、

そのうえ自由を感じさせてくれる。この雑談記は『自然』*1に1959年2月より24年間にわたって連載された。伏見康治コレクション3巻と4巻の目次をみると、「すべての物質は透明か、不透明か」や「ラクダと針の穴」、「日

のあたる学問、あたらない学問」、「なぜ右利きが多いのか」など、ロゲルギスト著の本を連想するタイトルが並んでいる。

『物理学者の描く世界像』は、15の章からなる「第I部 物理学者の描く世界像」と3つの章からなる「第II部 微分積分はやはり役に立った」から構成されている。第I部は、『科学朝日』*2に1964年1月号から1965年3月まで連載され、第II部は『数学セミナー』

*1 『自然』は、1946年4月に創刊され、湯川秀樹「観測の理論」、伏見康治「原子物理学シリーズ」、朝永振一郎「スピンはめぐる」など読者を物理の世界に誘う多くの連載記事があったが、1984年5月号で休刊となった。



に1973年6月から8月まで連載されたものを江沢洋先生が編集・解説をした書である(この期間、伏見先生は名古屋大学プラズマ研究所所長、日本物理学会委員長(現在の会長)を歴任されている)。

第I部は、「物の色」や「物の強さ」、「物と電磁気」、「物を熱するとき」、「物の電気磁気的性質」からなる。「一様な糸は強い力で引っ張っても切れない」というパラドキシカルな問いから始まっているなど、ロゲルギスト著との類似点はあるが、原子・分子レベルの考察が主で物理屋向きである。

第II部は、微積分が如何に役に立つのかを論じた文ではなく、*3 中性子を

物質に入射した際の速度分布関数の時間変化を論じたものである。アルキメデスの定理を用いて衝突後のエネルギー分布を導いているところ、線型操作をエネルギー量そのものではなく、その対数で行うことの解説にユニークさを感じた。

『物理つみくさ集』は、12の章からなる「第I部 物理つみくさ集」と6章からなる「第II部 M. C. エッシャーへの挑戦」から構成されている。いずれも『数学セミナー』に掲載された稿である。第I部は1966年6月号から1967年6月号までの12回連載された稿からなる。第II部は1966年4月号から1985年までに載った稿を江沢先生が編集したものである。

*2 『科学朝日』は、1941年に創刊され、1996年に『サイアス』と改名され、読者獲得への努力はしたが2000年に休刊となった。

*3 伏見先生は、「連続的に変化する量の、小さな変化を考えた」と述べている。

第I部は、いずれも基礎的で面白い。そのうえ、教科書では記述しきれない多くの題材があり、学習者がややもすると気づかない、あるいはそのため次の段階に進む際につまずきやすい箇所が扱われており、いたって教育的である。評者は、国際物理オリンピック(IPhO)の派遣に関わっているが、そこでの問題の解法に次元解析、相反定理、左右対称性を学んでいると楽に解法に近づく場合がある。IPhO候補者にも是非伝えたい技である。

1章の「ロケットをとばすには」は、第3巻第II部よりも、微分積分が如何に役に立つかを示すによい例であると感じた。第4巻は、ロゲルギスト著のように、読み手を誘い、それに考えさせる稿ばかりである。

全巻を通じて、物理の醍醐味を学ぶことができ、物理屋でよかったと感じることができる元気の出る本である。また、江沢先生の解説がとても読み手に優しい。

(2014年8月15日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に、隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます。紹介書籍の表紙画像につきましては、出版社の許可を得られたもののみ掲載しております。

図書リスト

最近の寄贈書より

- J. Casalderey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann: Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions
Cambridge Univ. Press, New York, 2014, vi+460p, 25×18 cm, \$90.00
ISBN 978-1-107-02246-1
- M. Young: Optics and Lasers; Including Fibers and Optical Waveguides
Springer-Verlag, Heidelberg, 2014, XIX+498p, 18×16 cm, 84.95€
ISBN 978-3-540-57098-1
- J. ウォーカー著、下村 裕訳: 犬も歩けば物理にあたる: 解き明かされる日常の疑問
慶應義塾大学出版会, 東京, 2014, 222p, 19×13 cm, 本体2,000円
ISBN 978-4-7664-2164-4

- 蔵本由紀: 非線形科学: 同期する世界
集英社, 東京, 2014, 247p, 18×11 cm, 本体760円(集英社新書)
ISBN 978-4-08-720737-8
- 後藤秀機: 天才と異才の日本科学史: 開国からノーベル賞まで, 150年の軌跡
ミネルヴァ書房, 京都, 2013, xiv+396+8p, 19×13 cm, 本体2,500円
ISBN 978-4-623-06682-7
- 坂本真人: 量子力学選書 場の量子論: 不変性と自由場を中心にして
裳華房, 東京, 2014, xiv+437p, 22×16 cm, 本体5,300円
ISBN 978-4-7853-2511-4
- 橋本正章, 新井賢三: 相対論の世界
裳華房, 東京, 2014, ix+226p, 21×15 cm, 本体2,600円
ISBN 978-4-7853-2245-8
- 福間将文, 酒谷雄峰: 重力とエントロピー:

- 重力の熱力学的性質を理解するために
サイエンス社, 東京, 2014, vi+211p, 26×18 cm, 本体2,546円(SGCライブラリ-112)
ISSN 4910054701043
- 前田佳均: シリサイド系半導体の科学と技術
裳華房, 東京, 2014, xvi+324p, 22×16 cm, 本体5,000円
ISBN 978-4-7853-2920-4
- 松下貢編: キリンの斑論争と寺田寅彦
岩波書店, 東京, 2014, viii+125p, 18×13 cm, 本体1,200円(岩波科学ライブラリ-220)
ISBN 978-4-00-029620-5
- 宮本建郎: プラズマ物理の基礎
朝倉書店, 東京, 2014, vii+322p, 21×15 cm, 本体5,600円
ISBN 978-4-254-13114-7

日米における男女共同参画の発展

早速、私事から始めて申し訳ないが、最近70歳になり、その祝いに何名かの外国人が来て、講演をしてくれた。その中に二人の女性研究者がいた。一人はハイデルベルグ大学の教授で、つい最近までドイツ物理学会の会長を務めていた人である。もう一人は、Stony Brookのニューヨーク州立大学Distinguished Professorで米国アカデミー会員でもある。二人の女性とも、素晴らしいキャリアの方が、一人は助教授になる頃から何度も私が推薦状を書いてきた外国人で、もう一人は学生時代から良く知っている外国人である。そのため、物理だけでなく、バカなことを言い合ったり、食事を共にする友人でもある。

なぜこんな話から始めたかという、実は、この二人に共通点があるからである。彼女らは、我々の分野で膨大なデータを集め、そこから一つのシステムティックなことを導くことに、大変に長けている。J/ψの発見やニュートリノのように、一つの事象を発見し、そこから物理を拓いていく方法ではない。膨大な原子核データを集めてMagic Numberという事実を突き止め、Shell Modelでノーベル賞を貰ったMaria Goeppert-Mayer教授に通じる「帰納的手法」という共通点がある。もちろん、個人差の方が大きいかもしれないが、脳科学で研究されている女性の脳構造に起因しているかもしれない。脳科学の研究によると、女性は右脳と左脳をつなぐ脳梁(のうりょう=神経線維の集まり)が太く、両方の脳を切り替えるスピードが速いため、複数の現象を俯瞰的に捉えて、上手に切り替えながら統合できる能力を有するということである。

話は変わるが、私は、1973年から、途中で5年くらい日本にいたが、総計

で20年ほど米国で研究生活を送った。最初は10名位の小さなグループからスタートした。女性研究者はライフイベントのため出入はしていたが、常にグループには数名の女性が在籍していた。そして20年近く経過して、私が代表者となったグループは約300名の大グループに発展した。その頃、数日に亘る共同実験者の間のミーティングがあり、スピーカーの数を勘定したところ、女性研究者が30%であった。さらに、スピーカーの半分が女性であったような印象を受けた。彼女らの俯瞰的な講演による存在感のためであったと感じている。また、様々な委員会に出席しても多くの女性が常に参加していて、大変活発に発言をしていた。1970年前半から25年間で、米国の、特に私の周辺では、男女比率が30%に近づいていったと思う。

このように進んだ経験をした反面、1940-50年代、米国でもかなり女性差別があったと聞いている。私がそのポストを引き継いだC. S. Wu教授は、パリティ非保存の実験で有名になった女性物理学者である。同僚の先生の話では、当時、「女性は物理ができない」という信念を持つ男性物理学者もおり、そのためC. S. Wu教授も女性物理学者というだけで、手狭なオフィスしか与えられなかったり、昇進に反対されたり、データに不信感を持たれたりしたそうである。C. S. Wu教授とは10年間、色々な形で食事や講義、等々で付き合った。私がJ-PARC建設のために帰国した直後の1997年2月には、残念ながら他界された(追悼記事は、日本物理学会誌52(1997)660に掲載されている。そこにも昇進が遅かったと書かれている。)

さらにさかのぼって、1940年代前半、ノーベル物理学賞(1963年)を受

賞された前述のM. G. Mayer教授も、不遇な待遇を受けていた。夫婦一緒に働くべからずというしきたりがあったため、彼女の夫はコロンビア大学の化学教室の教授であったが、彼女には、近くの物理教室の部屋は与えられたものの、何もポジションが与えられなかった。その後、シカゴ大学で夫婦両方にProfessorのポジションを与える制度ができ、彼女はシカゴ大に移った。しかし、そこでも、夫婦両方が給与を貰うことはできず、奥さんのMayer教授は無給であったそうである。シカゴ大でFermi教授に会い、その後、ノーベル賞に繋がる仕事生まれている。

私も、1997年に日本に戻り、色々な委員会や幹部会に参加して驚いたのは、女性研究者がほとんどおられないこと、また、おられても、皆さん静かで、発言も少なかったことであった。それから17年、今日ではかなり改善されたとはいえ、やはり、日本は欧米に比べ、大変に遅れているという実感を持っている。これは、物理学分野に限らず、日本人に根差す社会現象なのかもしれない。たとえば、欧米で実施されている男性の育児休暇等の活用も少ない。

2013年7月に、アジア太平洋物理会議(APPC12)が日本の幕張で開催された。その折、男女共同参画推進委員会の分科会が持たれ、私も講演を行った。その際、日本は先進国の中では、科学者全体で女性の占める割合が14%と最低で、今後、30%と欧米レベルに持っていく必要があることを述べた。また、欧米に比べて半世紀遅れてはいるが、日本でも多くの女性研究者が、あたり前に研究に取り組み、男女ともに物理学の発展に寄与できる社会であって欲しいとも発言した。そのためには、冒頭に述べたように、女性研究者が、複数の現象を俯瞰的に捉え、統合できる優れた能力を、学問に最大限生かすのも良いかもしれないと考えている。

(文責：永宮正治、
2014年10月24日原稿受付)

掲示板

毎月1日締切(17:00必着), 翌月号掲載。但し1月号, 2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/books/keijiban.html>にありますので, それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は, e-mail: keijiban@jps.or.jpへお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと, 掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は, 上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては, 本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名, 人数) 2. 所属部門, 講座, 研究室等 3. 専門分野, 仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に, 1行17字で6行以内) 8. 公募締切(西暦年月日, 曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名) ②問合せ先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等, 必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

■東北大学金属材料研究所助教

1. 助教1名
2. 附属量子エネルギー材料科学国際研究センター
3. アクチノイド化合物・材料の試料作製と物性研究。当センターにおける国内外の研究者の共同利用推進に熱意と意欲を持って取り組んで頂ける方。
4. 決定後早期
5. 7年(審査により1回限り3年の再任可)
6. 博士号取得者, 又は着任予定前の取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, 国際会議プロシーディングス, 著書・解説, 招待講演, その他に分類) ○主要論文別刷5編

(コピー可) ○研究業績概要(約1,500字) ○着任後の研究計画と展望(約1,500字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先

8. 2015年1月30日(金) 必着
9. 311-1313 茨城県東茨城郡大洗町成田2145-2 東北大学金属材料研究所附属量子エネルギー材料科学国際研究センター 四竈樹男 電話 029-267-3181 Fax 029-267-4947 o-jime imr.tohoku.ac.jp
10. 封筒に「量子エネルギー材料科学国際研究センター助教応募書類」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。

■北海道大学大学院工学研究院教授

1. 教授1名
2. 量子理工学部門プラズマ理工学分野
3. プラズマ工学及びそれに関連する領域で, 理論・計算シミュレーション等の方法を用いる研究分野。
4. 2015年6月1日以降早期
5. なし
6. 博士号又はPhD取得者
7. ○履歴書(写真貼付, 所定書式) ○研究業績目録(所定書式) ○教育実績(所定書式) ○最近5年間の主要論文5件の写し各1部 ○採用された場合の研究計画(約2,000字) ○採用された場合の教育に対する抱負(約1,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先(電話, e-mail含) ○印刷物と電子データを格納した記録媒体を提出
8. 2015年2月20日(金)必着
9. ①060-8628 札幌市北区北13条西8丁目 北海道大学工学系事務部総務課人事担当 電話 011-706-6156 ②北海道大学大学院工学研究院量子理工学部門 越崎直人 電話 011-706-5594 koshizaki.naoto@eng.hokudai.ac.jp
10. 詳細及び提出書類所定書式のダウンロードは<http://www.eng.hokudai.ac.jp/graduate/research/recruit/>より。

■鳥取大学大学院工学研究科教員

1. 准教授, 講師又は助教1名
2. 機械宇宙工学専攻応用数理工学講座
3. 数理工学分野(物性理論, 特に第一原理多体摂動論等の電子状態計算の方法論に関わる分野)。担当授業科目: 数値解析・物性物理学等の専門科目, 数学・物理学等の基礎科目, 演習科目, その他の科目(適宜)。学部教育では, 工学部機械物理系学科(2015年4月改組予定)の開設科目を担当頂く。着任

後は小谷岳生教授と協力して研究を進めて頂く。

4. 2015年6月1日(予定)
5. なし
6. 博士号取得者(又は着任時に取得見込の方)。上記専門分野の研究に十分な意欲を有し, 工学教育にも熱意があること。
7. <http://akebia.jim.tottori-u.ac.jp/info/koubo.html>参照
8. 2015年2月27日(金) 必着
9. 680-8552 鳥取市湖山町南4-101 鳥取大学大学院工学研究科機械宇宙工学専攻応用数理工学コース 福井茂寿 電話/Fax 0857-31-5324 fukui_damp@tottori-u.ac.jp

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして, 次の項目中, 必要なものを簡潔に作成して下さい:
○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日, 曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号, 住所, 電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員, 学生の参加費) ○申込締切(講演, 参加, 抄録, 原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

■文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」第11回公開シンポジウム

主催 新学術領域研究「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」総括班

日時 2015年1月26日(月)

場所 北九州国際会議場(802-0001北九州市小倉北区浅野3-8-1 電話 093-541-5931)

内容 文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」(領域代表: 加藤隆史, 領域番号2206, 期間: 2010~2014年度)は, 自然と調和して永続的に発展可能な人類の為の「材料調和社会」の実現を目的としている。バイオミネラルリゼーションにおける物質・材料の形成機構を手本とする分子制御プロセスにより, 環境負荷性が低く, 自然調和性に優れた次世代機能性材料構築法の開拓を目指して研究を進めている。本領域の内容

と研究成果についてご報告すると共に、皆様との議論を深める為に、第11回国際シンポジウムを開催する。

参加費 無料

連絡先 office fusion-materials.org
<http://www.fusion-materials.org/>

■第26回コンピュータショナル・マテリアルズ・デザイン (CMD) ワークショップ

主催 阪大ナノサイエンスデザイン教育研究センター、阪大産業科学研究所、阪大工学研究科、阪大基礎工学研究科、阪大サイバーメディアセンター、阪大理学研究科物理学専攻、東京理科大学、CMSI、学振研究拠点形成事業 A. 先端拠点形成型、阪大Quantum Engineering Design Research Initiative、阪大未来研究イニシアティブ・グループ支援事業

日時 2015年2月23日(月)~27日(金)

場所 大阪大学産業科学研究所工学研究科 (567-0047茨木市美穂ヶ丘8-1 電話06-6877-5111)

内容 効率性、環境調査性が要求される21世紀の研究開発で重要な役割を果たす第一原理計算に基づいた新物質の理論設計手法に関するチュートリアルを含むワークショップ。密度汎関数理論に基づいた第一原理計算手法の理論の講義、応用例の紹介とプログラムの実習を行う。詳細は<http://www.insd.osaka-u.ac.jp/CMD>参照。

定員 約40名

参加費 無料

参加申込締切 2015年1月18日(日)

連絡先 560-8531 豊中市待兼山町1-3 阪大ナノセンターCMD担当 CMDワークショップ実行委員長 笠井秀明(阪大工)、実行委員事務局 下司雅章(阪大ナノ)
cmd insd.osaka-u.ac.jp 電話/Fax 06-6850-6342

■スプリング・サイエンスキャンプ2015

主催 科学技術振興機構、会場となる実施機関 (12機関)

日時 2015年3月23日(月)~29日(日)の期間中の2泊3日

場所 大学、民間企業等12会場。詳細はWeb参照。

内容 先進的な研究テーマに取り組んでいる日本各地の大学、民間企業等を会場として、第一線で活躍する研究者・技術者から本格的な講義・実験・実習を受けることができる。高校生のための科学技術体験合宿プログラム。

定員 会場毎8~20名(計168名)

参加費 2,000円(食費の一部に充当、交通費自己負担)

申込 <http://www.jst.go.jp/cpse/sciencecamp/camp/>より募集要項を確認し、応募登録サイトより

応募登録締切 2015年1月20日(火)17時迄
連絡先 102-0091 東京都千代田区北の丸公園2-1 日本科学技術振興財団法人財育成部内 サイエンスキャンプ本部事務局
電話03-3212-2454 Fax 03-3212-0014
camp-boshu26 jsf.or.jp

その他 応募資格は高等学校、中等教育学校後期課程(4~6学年)又は高等専門学校(1~3学年)等に在籍する生徒。

■平成27年度日本材料科学会学術講演大会

主催 日本材料科学会

日時 2015年6月5日(金)

場所 工学院大学新宿キャンパス(163-8677 東京都新宿区西新宿1-24-2)

内容 「材料の科学と工学」に関する分野の研究について、基礎から応用まで関連分野からの幅広い講演発表(口頭、ポスター)を募集。関連分野における研究者、技術者、学生の方々はもちろん、材料科

学一般に興味を持つ様々なバックグラウンドをお持ちの皆様の御参加をお待ちする。

定員 150名

参加費 6,000円、学生2,000円

講演申込締切 2015年3月9日(月)

原稿提出締切 2015年4月20日(月)

連絡先 102-0081 千代田区四番町8-1

(株)裳華房内 日本材料科学会事務局

電話 03-3262-9166 Fax 03-3262-7257

mssj shokabo.co.jp http://www.mssj.gr.jp/kikaku1_h27.htm

その他 登壇者は日本材料科学会へ入会

(詳細HP参照)をお願いしている。聴講

のみの場合、入会不要。

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象 (1行18字で7行以内)

○助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日、曜日)

○詳細問合せ先 (郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の会員専用ページには、各種変更届、刊行委員会報告、過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月分)は次の通りです。(英数字は半角入力、大文字小文字は区別されます。)

1月ユーザ名 : 15Jan

パスワード: Antoine634

2月ユーザ名 : 15Feb

パスワード: John677

行事予定

[詳しくは表中の右欄記載の会誌各巻号の揭示板欄(*印は会告欄)をご参照下さい.]

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年 1/13~14	第200回研究会・第51回化合物新磁性材料専門研究会「磁性材料の作製と評価方法～大型実験施設を用いた材料評価～」	東海村(茨城)	69-12
1/26	文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「融合マテリアル:分子制御による材料創成と機能開拓」第11回公開シンポジウム	北九州市(福岡)	70-1
1/30~31	第20回ゲートスタック研究会～材料・プロセス・評価の物理～	三島市(静岡)	69-11
2/13	走査型プローブ顕微鏡の最新活用術～今こそ使いどき、もうひとつのナノテク基盤技術～	川崎市(神奈川)	69-11
2/21~23	第48回フラレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	69-12
2/21~23	Workshop on Hierarchy of Quantum Mechanics	岡崎市(愛知)	69-12
2/23~27	第26回コンピューショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	茨木市(大阪)	70-1
3/11~13	MANA Int. Symp. 2015	つくば市(茨城)	69-12
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
3/23~29	スプリング・サイエンスキャンプ2015	日本各地	70-1
5/21~22	第32回希土類討論会	鹿児島市	69-12
6/5	平成27年度日本材料科学会学術講演大会	東京	70-1
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議(APNFO10)	函館市(北海道)	69-11
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素核宇)	大阪市	日本物理学会
2016年			
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会

編集後記

昨年(2014年)4月より日本物理学会誌の編集委員を務めております。本会誌の役割の一つとして、物理学及びその関連分野における最新の発見や発展に注目し、それらを解説等の形で分かり易く会員の皆様に紹介する事が挙げられます。物理学の分野は非常に多岐にわたりますが、私自身は素粒子・原子核・宇宙物理学、とりわけ宇宙物理学や高エネルギー物理学と密接する素粒子現象論の専門家であり、この関連分野をカバーする事を期待されて編集委員を任されたと考えております。

さて最近の会誌において、会員の皆様は頻りに宇宙物理学関連の記事を目にされた事と思います。例えば昨年10月号の宇宙マイクロ派背景放射に関する小特集をはじめ、電波天文学、重力波天文学、ガンマ線天文学、宇宙線物理学、ダーク・マター、ダーク・エネルギーの物理等、2014年はほぼ毎号で宇宙論・天文学の解説記事等が

掲載されています。これはとりもなおさず、この分野が現在非常に発展しており、数多くの興味深い実験・観測事実が報告され、それに応じて理論的發展も進んだ結果と言えます。

一方、高エネルギー物理学に密接する素粒子物理学の分野では、2012年7月4日にヒッグス粒子と強く示唆される新粒子が欧州の大型ハドロン型衝突加速器実験LHCで発見されました。後にこの粒子が素粒子標準模型の予言するヒッグス粒子である事が確認され、これが2013年におけるアングレル氏とヒッグス氏のノーベル賞受賞につながった事は記憶に新しいところです。LHC実験はさらに素粒子標準模型を超える新物理の探索も行っていますが、こちらは有意なシグナルがまだ見つかっていない状況です。素粒子加速器実験は非常に多くの物理量を一度に測る実験であり、未知なる発見に対してとても感度の高い実験です。逆に言うと、加速器実験において新しいシグナルが見つからないという事実は、新物

理模型の構築に非常に重要な示唆及び制限を与えており、現在LHC実験の結果を踏まえた上での新物理模型の構築が活発に行われています。

現在LHC実験は重心系のエネルギーを8 TeVから13~14 TeVに上げるための改良を行っており、物理探査自身は2015年3月までお休み中です。そのため2014年の会誌におけるLHC関連の報告はやや少なめでしたが、2015年度にはヒッグス粒子の性質の更なる詳細や新物理探査について多くの興味深い事実が次々と報告されるのではないかと期待しています。これら重要な報告を細大もろさず正確に会員の皆様に伝える事が私の使命と言えるでしょう。また同時に、LHC実験における新しい結果を踏まえた上での素粒子物理学の理論的發展や、LHC実験の次に来る重要な将来計画、高輝度LHC実験や国際線形加速器実験(ILC)、についても会誌で積極的に紹介していければと考えております。会誌編集委員としてまだまだ至らないところが多々

ありますが、一生懸命頑張りたいと思いますのでどうぞよろしくお願ひします。

松本重貴 <

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,
井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史,
岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生,
角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子,

関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子,
常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰,
松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎,
望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎,
目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康,
平野 哲文, 板橋 健太, 藤山 茂樹
(支部委員)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之,
酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英,

前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之,
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎,
片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進,
小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏,
長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一,
宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

第70期 (2014年3月31日~2015年3月31日) 理事・監事

会 長	兵頭俊夫	副会長(会長予定者)	藤井保彦
庶務理事	石田憲二・小林富雄・櫻井博儀・柴田利明・須藤彰三・松川 宏・三沢和彦		
会計理事	森 初果		
会誌編集委員長	川村 光・柴田利明(兼任)・松井哲男・松川 宏(兼任)		
刊行委員長	宮下精二	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
	大槻東巳	監 事	PTEP 編集委員長 坂井典佑
			波田野彰・三宅康博

本誌の複写をご希望の方へ

日本物理学会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を(一社)学術著作権協会(以下、学著協)に委託しております。

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

※企業等法人で、(公社)日本複製権センター(学著協が社内利用目的複写に関する権利を再委託している団体)と包括複写許諾契約を締結している場合を除く(社外頒布目的の複写については、学著協の許諾が必要です)。

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

直接、日本物理学会(E-mail: pubpub_jps.or.jp)へお問合せ下さい。

※日本国外における複写について、学著協が双務協定を締結している国・地域においてはその国・地域のRRO(海外複製権機構)に、締結していない国・地域においては学著協に許諾申請して下さい。

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3F

Fax: 03-3475-5619 e-mail: info_jaacc.jp

日本物理学会誌 第70巻 第1号 (平成27年1月5日発行) 通巻785号

©日本物理学会 2015

Butsuri

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8F

白勢祐次郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国際文献社

発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8F

一般社団法人 日本物理学会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

郵便振替 00120-4-167544 定価 1部2,400円 年額25,000円

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。