

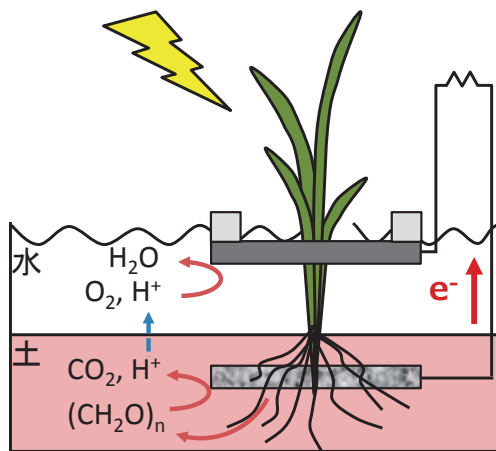
- 物理学70の不思議
- Through the Looking-Glass
  - 微生物の発電
- 高次元ブラックホールの不思議

NO.

5

2016 | VOL. 71

B U T S U R I  
日本物理学会誌



# 物理学会のイメージ—過去・現在・未来

高岩 義信 (物理学史資料委員会前委員長 takaiwa@post.kek.jp)

今年の第71回年次大会は、終戦直後の時期に日本数学物理学会を解消して日本物理学会となって第1回の年次大会を4月に開催してから70年目にあたる。物理学会の記念事業として、年次大会での展示と学会誌での連載記事を物理学史資料委員会が協力して行うことになった。その企画と準備が2015年度の当委員会の仕事の締めくくりとなった。70年目を境に急になにかが変わるということはないが、あらためて物理学会が、時代と共にどのように変化してきたのかということを考えてみる機会を与えられた。それに関連して物理学会に所属する会員の世代によって物理学会に抱くイメージに差があるとしたらどのようなものだろうかということにも思いを馳せた。

日本物理学会定款の会員の資格の第1に「大学の学部において物理学またはそれに関連ある課程を履修した」ものとある。たいていが物理学会員である大学教員の影響下に、物理学のみならず物理学会のイメージが印象付けられるが、自らも会員となって活動していくうちに現実の環境にあわせて修正しながら継承されるのであるから、イメージが変わるのも当然であろう。修正を促す環境にその世代に特有の共通するものがあれば、世代間の違いが生じる。

そうはいっても、自分の位置との対照で想像するしかないので、とりあえず私の前の世代と後に続く世代との比較をまず考えてみた。また、それを、あまり一般化して考えることもできないので、物理学に関連する知識を習得しそれを研究または活用して役立てる活動への、社会的環境の変化に対する態度において見てみることにする。

私より前の世代は、戦後の日本物理学会を立ち上げてきた世代であり、「民主的」な研究環境と研究者として

の「平等」を理想とし、立場や役職からくる「権威」をもって振る舞うことは承認しないし厳に戒めるという風潮があったように思う。その原則のもとに物理学会の様々な規則や慣習ができていることを聞かされて学部や大学院で過ごしたという印象がある。その後続くのは、大学を卒業し物理学関連の専門領域の仕事に従事するようになるのが1970年代後半くらいからという世代である。一時騒々しかった大学も静かになり、落ち着いて安定した環境に変わってくるころである。現在は、研究をリードしていく立場から、徐々に後継の世代にバトンを渡していく立場へと変わる年齢になっている。

この世代間のイメージの差を生じさせるであろう環境の変化からみると、その当時はそれほど明瞭には意識されなかったが、まさに、1960年代後半から1970年代前半に教育研究を取り巻く状況の転換点があり、物理学会にもその余波があったのだろうと、今にして思う。

だがそれよりも興味深いことは、その変化にもかかわらず、学会の基本的な性格としての「民主的」な研究環境と研究者としての「平等」の規範が継続しているかのように見えることだろうか。しかし、よく見てみるとその継続して見えるイメージが内実は違うものになっているかもしれないとも思うのである。

1970年前後から始まる流れをキーワード的に並べると、大学紛争後の大学改革と学術会議の改革から始まり、大学教育の大綱化、国立大学・研究機関の法人化に伴い、教育研究機関の運営に運営交付金の効率的運用と納税者(出資者)への説明責任の強調を背景とした大学・研究機関の役割分担を明確にする研究計画作成の義務化にある。つまるところ、学術政策の変化の大き

なうねりであり、その進んでいく方向は、大学での教育はもちろん、研究さえもが管理の対象となっていく動きが顕著になったことだと言えよう。

研究の形態は、大きな予算規模を必要とする研究施設で大きなグループの共同で実施するプロジェクト研究が広く行われている。その結果、研究目標が研究費の配分でコントロールされる、政策誘導的な性格をもつものか、いわゆるミッション・オリエンテッドなもの大きな割合を占めるようになる。ある意味で研究環境が大学、研究所、企業等で似通ったものになってきているのではないだろうか。資料委員会の仕事にも、個人研究者の資料の情報収集から、研究者のコミュニティとそのセンター的な任務をもつ研究機関・施設の記録資料の収集整理も視野にいれるように変化してきていることが象徴的である。その変化のもとで、いわば「民主主義国家」に埋め込まれた学術政策を振興し、それに沿って研究をスムーズに進めることを支援するの学会のひとつの役目となってきているように思われる。

それを学問の自由とか、文化としての科学からの変質とみて軌道修正するか、物理学の在り方が変貌したとしても、それに従事する研究者の実態に即し実際的な要求にこたえるように活動方針の重心をシフトさせるのか、これからの物理学会の在り方を考えるときには押さえておくべきことではないかと思われる。

ついでに言うならば、そのような社会的な環境の変化に対して学会活動の基礎をどこに定めて、どのように対処していこうとするのか、その検討の記録を残しておいて、将来その過程を検証することができるようにしておくことも必要であろうとも考えるのである。

(2016年1月15日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会のイメージ—過去・現在・未来  
Images of the JPS—Past, Present and Future

高岩義信 …… 287  
Yoshinobu Takaiwa

物理学70の不思議 70 Challenges and Mysteries in Physics

ブラックホールに吸い込まれた情報を取り出せるか?	290
クォークの閉じ込め：なぜクォークは発見されないのか?	290
ガラスは固体？ 液体？	291
時空はなぜ4次元か？	291
恒星の誕生と死	292
惑星・衛星の起源—多様な惑星系はどのようにできたのか	292
宇宙のあらゆる階層に広がる磁場の起源	293
原子核の形とダイナミクス	293

現代物理のキーワード Trends

Through the Looking-Glass：物質科学とChirality  
Chirality in Materials Science: Through the Looking-Glass

岸根順一郎 …… 294  
Jun-ichiro Kishine

交流 Interdisciplinary

微生物の発電  
Electricity Generation by Microorganisms

高妻篤史 …… 296  
Atsushi Kouzuma

解説 Reviews

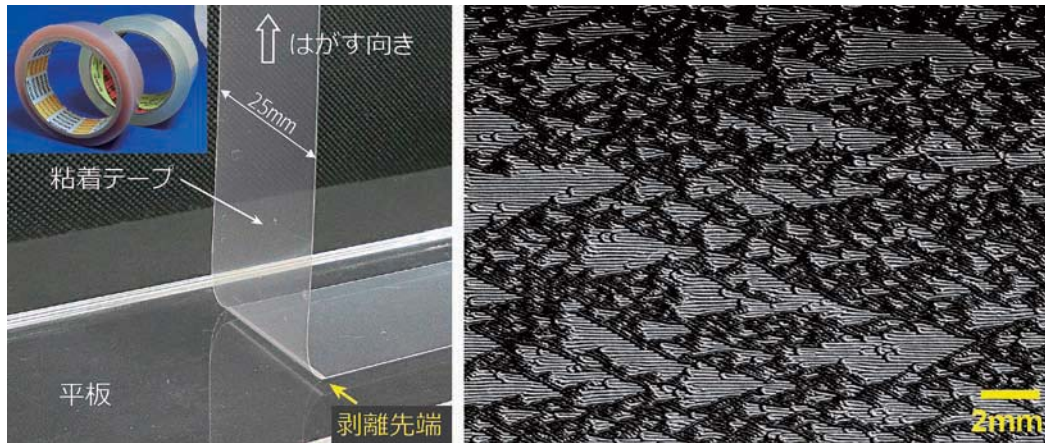
高次元ブラックホールの不思議  
Surprises in Higher Dimensional Black Holes

石橋明浩 …… 302  
Akihiro Ishibashi

最近の研究から Researches

励起光波長の選択によってモット絶縁体を金属と電荷密度波に転換する  
～相関電子系の新しい光相制御～  
Photoconversions from Mott Insulator to Metal or Charge-Density-Wave State by Selecting the Excitation Photon Energy:  
A New Route to Photocontrols of Electronic Phases in Correlated Electron Systems

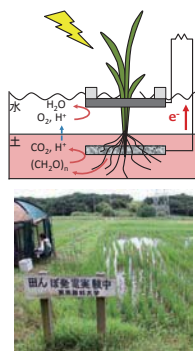
松崎弘幸, 岩野 薫, 岡本 博 …… 311  
Hiroyuki Matsuzaki, Kaoru Iwano and Hiroshi Okamoto



話題—身近な現象の物理— (テープをはがして、考える—「粘着の物理」に向けて—)

粘着テープを平板からはがすとき(左図)、粘着剤は平板から引き伸ばされる。このとき、粘着剤の引き伸ばされ方が複数存在し、それが複雑な時空パターンをつくる場合がある。左図はテープを左から右へを剥がした時にテープに残るパターン(横軸が時間、縦軸が空間に対応)の例である。

話題—身近な現象の物理—	テープをはがして、考える—「粘着の物理」に向けて—	山崎義弘 …… 318
JPSJの最近の注目論文から	1月の編集委員会より	上田和夫 …… 323
ラ・トッカータ	海外客員研究員4回目	奥村 暁 …… 325
談話室	ドイツ(独)留学体験座談会	菅 滋正 …… 327
学界ニュース	いかにして森田浩介らは113番元素の命名権を獲得したか	矢野安重 …… 330
新著紹介		332
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	334
行事予定		337
会告	■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■2016年秋季大会講演募集要項について ■平成28年度東レ科学技術賞および東レ科学技術研究助成の候補者推薦について ■賞および研究助成の候補者の募集について ■2016年4月1日付新入会者	340
本会記事	■日本物理学会第21回(2016年)論文賞授賞論文	342
本会刊行英文誌目次		344



表紙の説明

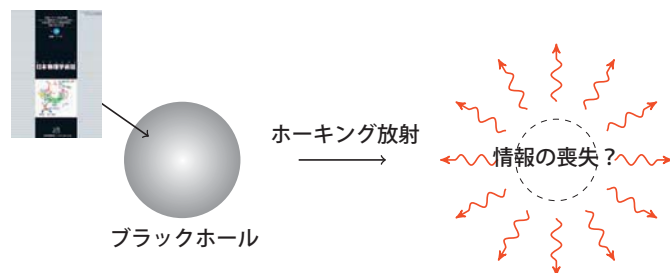
“田んぼ発電”の回路図(上)と水田圃場で実験風景(下)。水田に電極を埋め込んで回路を作ると、土壌微生物の働きによって電流が生じる。田んぼ発電は微生物燃料電池(微生物を触媒として用いた燃料電池)の原理を応用したものであり、光合成に伴ってイネが分泌した有機物を“発電微生物”が酸化分解し、生じた電子がアノード電極に移動することによって電力が発生する仕組みとなっている。発電微生物は海洋底泥や水田などの嫌気的な環境中に普遍的に生息している。これらの微生物は自身の細胞外へ電子を放出する能力(細胞外電子伝達能力)を備えており、酸素が無い環境下でも酸化鉄などの固体物質を還元して呼吸を行うことができる。発電微生物は廃水処理や有用物質生産への利用が期待されており、新たなバイオプロセスの創出に向けた研究開発が進められている。詳細は本号に掲載されている高妻篤史氏の「交流」記事を参照のこと。

## 07

## ブラックホールに吸い込まれた情報を取り出せるか？

ブラックホールは一度入ると光ですら出られない、一般相対論で記述される時空の領域である。興味深いことに、ブラックホールはその形成過程によらず、質量などのいくつかの物理量のみで特徴づけることができる。たとえば外から本などの物質を投げ込むと、ブラックホールの質量は本のみで増加するが、同時に表面積も増加する。この質量と表面積の増加分は線形の関係にあり、その比例定数は投げ込む物質の種類によらない。この普遍的な関係式は、表面積をエントロピー、比例定数を温度と同一視すると、熱力学第1法則と解釈できる。また、物理的に妥当な仮定のもとで表面積増大の法則が証明されており、これは熱力学第2法則に対応している。ほかにもさまざまな考察から、ブラックホールは1つの熱力学系とみなすことができる。

統計力学の立場ではブラックホールがエントロピーをもつことは、時空の内部がさまざまな微視的状態の重ね合わせとして記述されることを意味する。そのため本などの物質を投げ込んで、その情報は失われることなく、内側で何らかの形で蓄えられているはずである。もしブラックホールの微視的な状態が量子力学で記述されるなら、内側で蓄えられた情報はユニタリな時間発展によって、外側に取り



出すことができるはずである。しかし、量子力学の効果を部分的に取り入れると、ブラックホールはホーキング放射とよばれる、投げ込んだ物質に依存しない形でエネルギーを放出し、いずれは消滅すると考えられている。なぜ量子力学の効果をとり入れたにもかかわらず、ブラックホールに吸い込まれた情報が失われるように見えるのだろうか？

この情報喪失問題は現代物理の難問の1つであり、解決に向けて現在もさまざまな解釈や提案がなされている。量子力学と一般相対論を矛盾なく統合した(いまだ完成していない)量子重力理論では、この問題はうまく回避されると期待されている。そのため情報喪失問題は、量子重力理論を構築するための重要な手がかりにもなっている。

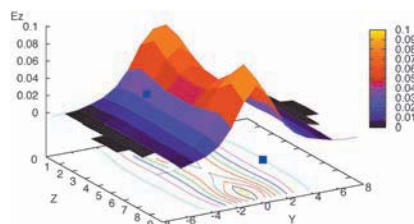
西岡辰磨(東大院理)、会誌編集委員会

## 08

## クォークの閉じ込め：なぜクォークは発見されないのか？

原子は原子核と電子から、原子核は核子(陽子と中性子)から成り立っている。それら核子を構成しているのが、物質の最小構成要素の1つであるクォークとよばれる素粒子である。もう一方の電子やニュートリノなどはそのまま素粒子として扱われ、レプトンとよばれる。レプトンとは対照的に、クォークは単独で取り出すことができていない。つまり、核子のなかに閉じ込められている。この事実を「クォークの閉じ込め」とよぶ。これは実験の技術的課題といった一時的な問題ではなく、現在では、クォークがもつカラー荷電に働く強い力の本質に根ざす原理的問題と考えられている。強い力はグルーオンとよぶ力の媒介粒子を交換することで生じ、閉じ込めは量子色力学とよばれる場の量子論の枠組みで説明できると考えられているが、未解決問題である。

カラー荷電間には、距離の2乗に逆比例するクーロン類似の力に加え、距離と無関係に一定の引力が働くことが予想される。実際、数値シミュレーションによれば、 $z$ 軸上に離して置いたクォーク・反クォークの対(図の青点)を源として生じるカラー電場は、 $z$ 成分しか存在せず、その強さ $E_z$ は $z$ 軸からの距離 $y$ の増加とともに減少するが、カラー電場はクーロンのように広がらず、ほぼ一様な分布である。



これを外挿して考えると、クォークを引き離すには、距離に比例して限りなく大きなエネルギーを要することを意味し、閉じ込めが理解できる。電場と磁場を入れ替えると、これは第2種の超伝導体のなかで磁場が絞られるマイスナー効果に酷似しており、双対超伝導描像とよばれる。この描像が弦の理論の起源となった。

一般に、カラーをもつ素粒子は単独では発見されず、3色あるカラーの組み合わせが無色になるような複合粒子のみが観測されると考えられている。クォーク3個からなる核子はその一例であるが、グルーオンもカラー荷電をもち、グルーボールをつくって閉じ込める。しかし、宇宙初期のように極めて高温・高密度の状態では、クォークやグルーオンは閉じ込めから解放されると考えられ、活発な研究が行われている。

近藤慶一(千葉大院理)、会誌編集委員会



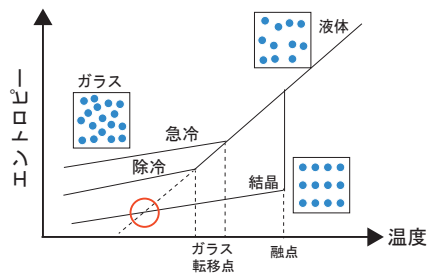
# 09

## ガラスは固体？ 液体？

ガラスに触れると硬い感触が得られるが、実は「固体」ではない。固体とは、分子が規則正しく並んだ構造をとる結晶を意味する。しかし、ガラスの内部はランダムにつまった構造であり、実は液体なのである。「動きが凍結した液体」のことを、ガラス状態という。

液体を融点以下に冷却していくと、分子がつかまっていき、独立には運動できなくなる。まわりの分子を巻き込んで協同的に動くようになり、どんどん動きにくくなっていく。これは、満員電車で1人が動こうとすると、周囲の人たちもいっしょに動かなければならないのと同じである。この動きが遅くなった極限がガラスである。問題は、これが相転移か否かである。ガラス状態は粘性が極端に大きな液体にすぎないのか、それとも「ガラス相」という新しい状態なのだろうか？ これらの問題を解明しようと、多くの研究が行われている。

また、どんな物質でもガラスになるわけではなく、水のように融点以下に冷却すると、すぐに結晶化する物質も多く存在する。結晶化する物質とガラスになる物質の差は、いったい何であるのか？ この問題はいまだ解明されていない。



非常にゆっくりと冷却すると、ガラスは結晶よりもエントロピーが低くなる？ その温度で相転移があるのか？

液体にはガラス転移以外にも、未解明の興味深い問題がある。これまで液体は、分子がランダムにつまった状態と考えられていたため、2種類の液体状態があるとは思われていなかった。しかし、水やリン、垂リン酸トリフェニルなどにおいて、内部構造や屈折率、化学的性質の異なる2種類の液体状態が見つかった。このことは、液体には密度以外にも性質を決める物理量があることを意味しており、その物理量の正体はまだ不明である。

液体は身近で基本的な状態であるにもかかわらず、その全容はまったくつかめていない。液体とは本当はどのような状態なのか、1日も早く知りたいものである。

誌編集委員会

# 10

## 時空はなぜ4次元か？

時空が4次元であること、すなわち、我々の宇宙が1つの時間と3次元の空間からなることは経験的に明らかである。実際、素粒子標準模型や一般相対性理論は、4次元時空のうえで定義された場に対する方程式であり、これらの方程式で自然現象はたいへんうまく記述できている。

一方、数学的には任意の次元の時空を考え、場の方程式や量子論をそのうえで矛盾なく展開することができる。そうすると、我々の宇宙はなぜ4次元なのかという疑問がごく自然にわいてくるだろう。

もし時空が単に平坦なミンコフスキー空間であれば、なぜ自然が4次元を選んだかといった疑問は、単に思弁的なものだろう。しかしながら、一般相対性理論は時空自体が力学変数であることを意味しており、さらに量子力学ではすべての量がゆらいでいることを考えると、時空のトポロジーや計量も、量子的にゆらいでいると考えられる。

重力の量子論、すなわち量子重力を完全な形で与える有力な候補が弦理論だが、残念ながらまだ完成していない。しかしながら、時空の量子ゆらぎがどの程度のものであるかを、アインシュタイン方程式と場の量子論から評価してみることができる。その結果、いわゆるプランク長さ、す

なわち  $10^{-33}$ メートル程度より短い距離のスケールでは、時空のゆらぎがたいへん大きくなっていることがわかる。このことから「なめらかな多様体」という時空の描像は、プランク長さより長い波長で見たときの近似であり、プランク長さ以下の領域では、通常の幾何学的な描像はもはや成り立たないと予想される。

結局、時空の次元の問題は、弦理論が完成した暁には「プランク長さより長い波長で見たときに、4次元時空に見えるような宇宙が高い確率で生成される」という形で解決するかもしれない。まだ決定的ではないが、これに向けていくつかの議論がなされている。たとえば、弦理論の完全な定式化の候補である行列模型では、時空ははじめから導入されているのではなく、力学的に生成されるが、それが実際に4次元時空になっているかどうか調べられている。

逆に、弦理論が完成したとしても、残念ながら任意の次元の時空が可能であり、むしろ人間原理のような何らかの付加的理由によって、4次元時空が選ばれているのかもしれない。いずれにしても、時空がなぜ4次元かという問題は、基本原理を理解する鍵となる興味深い問題である。

川合 光 (京大院理), 誌編集委員会

## 11

## 恒星の誕生と死

物体の重力(強さ $G$ )が大きくなると、水素原子核の陽子(質量 $m_p$ 、電荷 $e$ )が互いに接近する。すると、このクーロン障壁(強さ $k_0$ )を量子トンネル( $\hbar$ )するエネルギーと重力エネルギーが同程度になり、核融合反応で光りはじめ。この構造が恒星で、宇宙に最もありふれた存在であり、その典型的な大きさは $\hbar^2 e^{-1} (Gk_0 m_p m_e^3)^{-1/2} \approx 10^9$  mとなる。恒星は自己重力によって外界から独立した1つの明確な組織体であり、非常に安定な動的平衡にある。核融合反応で中心から順に重い元素をつくっていき、燃料が尽きると最期を迎え一生を終える。しかし、星は子孫を残し進化する。

星が誕生し、水素燃焼段階で最も長い時間を過ごした後、ヘリウム燃焼段階以降に進むと星は不安定になり、数日から数年の周期で明るさを変える脈動段階(変光星)となる。星の質量や圧力などで決まる固有振動だけでは説明できない、種々の変光パターンを示すことが多い。

とくに、太陽の約10倍以上の重い星(寿命は3千万年程度以下)では、核融合反応がさらに進み中心に鉄までつくるとガンマ線で原子核が分解し、急激に減圧した星内部は爆縮する。このとき外向きの衝撃波や大量のニュートリノが生成され、これによって外層が吹き飛ばされる(超新星

爆発)と考えられている。実際、超新星爆発は宇宙のいたるところで頻繁に観測されている。しかし一方、いままで着々と精度を上げ、最新の基礎物理を盛り込み洗練されてきたはずの理論計算では、星はまったく吹き飛ばない。超新星爆発の真のメカニズムは、いまだ大きな未解決問題である。

超新星爆発した残骸の塵やガスは再び重力で寄り集まって星が再生する。この世代交代する星の一生の連鎖により、宇宙全体の重い元素の割合が増大していく。

逆に、宇宙最初の星は重い元素をまったく含まないはずである(ゼロメタル星)。標準的な宇宙論における構造形成理論によると、初期宇宙の密度ゆらぎが成長し、宇宙誕生後2億年ごろからガスが徐々に冷却収縮し、太陽の数日から数百倍程度の星や星の集団が確かに存在するはずなのである。しかし、ゼロメタル星の痕跡がまったく見つからない。地球における最初の生命の誕生と同様、まず初代の星が誕生した真相が、皆目わかっていないのだ。

恒星は宇宙のいたるところで誕生している。しかし、衝突・衝撃波・乱流・磁場・冷却などの要因の複雑さも相まって、恒星誕生の必要十分条件さえも解明されていない。

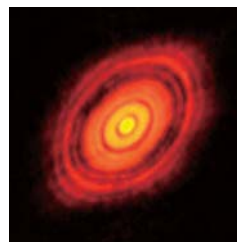
会誌編集委員会

## 12

## 惑星・衛星の起源—多様な惑星系はどのようにできたのか

電磁気力(強さ $k_0$ )と不確定性関係からの斥力(最小作用 $\hbar$ )がつりあって、電子と陽子(質量 $m_e$ 、 $m_p$ 、電荷 $\mp e$ )からなる原子たちが、その物体自身の重力(強さ $G$ )で球状になった構造が惑星で、大きさは $\hbar^2 / (e\sqrt{Gk_0} m_p m_e) \approx 10^7$  m程度である。生まれたばかりの恒星のまわりに塵やガスからなる円盤ができ、このなかで惑星たちが誕生する。このような惑星系が近年多く見つかかり、我々の住む太陽系は特別ではないことがわかってきた。

では惑星はどのようにできるのだろうか? 円盤のなかで塵が静かに沈殿・合体し、最後は薄い層になって一気に自己重力で固まり微惑星ができる、というのが古典的描像である。しかし、原始惑星系円盤は乱流状態にあることが指摘されており、静かに沈殿できない。この場合、乱流中で逐次合体して成長するしかない。それでも帯電していれば合体は阻害されるし、ある程度成長しても衝突破壊により成長が阻害される。仮に成長したとしても1メートルくらいになると、ガスの抵抗により100年ほどの短時間で中心星に落ちてしまう。成長途中にいくつもの障害があり、逐次合体も難しい。そもそも塵などの粉体の基礎方程式がわかっていない。一方、磁場がかかると途端に集団運動



原始惑星系円盤おうし座HL星  
ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)

が発生し円盤に非一様な構造ができる。これは自己重力不安定性を促すので、惑星ができるきっかけとなるかもしれない。惑星の起源は依然大きな謎である。

一方、太陽系の惑星は多様な個性をもつ。岩石の惑星、ガスの惑星、氷の惑星が並んでいる。天王星の自転軸は公転面と平行で、金星は反転している。さらに系外惑星系の個性はこの比ではない。大離心率、中心星大接近惑星、逆公転惑星、連星での惑星系、もはや何でもありである。これらの多様性の謎は、中心星の誕生と深く関係する惑星系の起源から解明すべき根本的問題だろう。

我々は現在、地球上の生命しか知らない。生命と進化の母体である惑星が宇宙に普遍的に存在すれば、我々が誕生し進化した過程をもう一度見ることができる。そして宇宙のなかで我々は孤独ではないことがわかるだろう。多種多様な惑星を観察することによって、いまだ謎である生命が発生し進化するための条件が明確になるだろう。

会誌編集委員会



# 13

## 宇宙のあらゆる階層に広がる磁場の起源

惑星、恒星、星間空間、銀河間空間といった宇宙のあらゆる階層に、磁場が普遍的に存在することがわかってきた。磁場は軸性ベクトルなので、左右を区別し、電子のスピンや軌道を回転させる。その結果スペクトル線の分裂や光の偏光面を回転させ、この測定から遠方の磁場がわかる。さらに、高エネルギーガンマ線から対生成した電子・陽電子対に磁場が作用し、伝搬に遅延が生じる。これを精密に検出した結果、最近では銀河間空間にさえも磁場があることがわかり、謎をよんでいる。

宇宙に見えている物質のほぼすべてはプラズマ状態にある。非常に伝導性がよいので、マクスウェル方程式に対して、オームの法則から電場を消去した誘導方程式  $\dot{\mathbf{B}} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \Delta \mathbf{B}$  がよく議論される(流速  $\mathbf{v}$ 、拡散係数  $\eta$ )。ただし、この線形方程式は、既存の磁場をせいぜい増大させる働きしかない。したがって、ゼロから新たにつくられる磁場がどうしても必要である。磁場をつくるには電場や電流が不可欠である。もし電子とイオンの異なる運動があれば、マイクロな電流からマイクロな磁場が生じる。これが正負電荷の運動をさらに分離してマクロな磁場をつくっていく、という正のフィードバックが何段にも機能する機構が

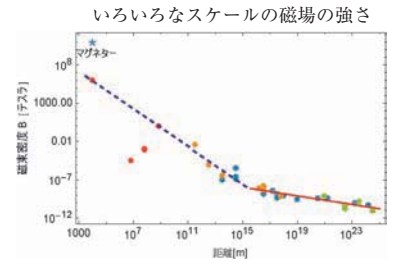
ある。また、初期宇宙のインフレーション時に、密度ゆらぎが銀河の種となったように、同様の機構

で磁場も生成する可能性がある。ただし、磁場と時空が結合する特別な作用を考えなければならないし、十分大きな磁場が得られないなど、困難な問題が残っている。

もっとおもしろいのは、動的磁場の起源の謎である。たとえば地球の磁極は1.6億年の間に何百回と間欠的に反転しているが、基礎方程式を大型計算機で正直に解いてもなかなか反転しない。太陽も磁極反転を何万年とくり返しているが、どの恒星にも普遍的な現象なのか謎である。

さらに、磁力線は張力をもつので、磁力線方向の圧力  $p$  は負であり ( $p = -\rho$ 、エネルギー密度  $\rho > 0$ )、これは暗黒エネルギーの1次元版である。この磁力線がつなぎ変わることで解放されるエネルギーはマクロなスケールにおよび、突発的で絶大である。太陽のフレア、コロナの加熱など、磁場が示す活動は多様で、多方面に関連する謎は多い。

会誌編集委員会



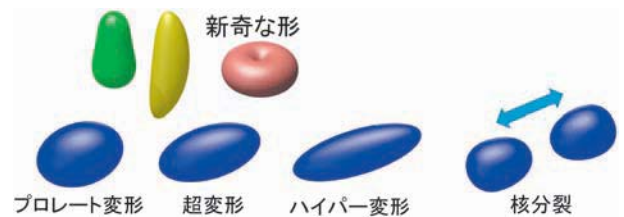
# 14

## 原子核の形とダイナミクス

原子核は、陽子と中性子からなる孤立した液滴のようなもので、表面があり振動したりする。古典的な液滴なら球形になるだけだが、原子核には超流動性があり、さまざまな「形」をとる。原子核の中ではたくさんの陽子や中性子が高密度に密集しているにもかかわらず、原子と似た単一粒子軌道、閉殻構造および魔法数という概念が成り立ち、それらが形の形成の基礎となっている。

一般に、陽子数または中性子数が魔法数に近ければ、基底状態は球形になる。魔法数から離れると1粒子単位密度が上がり、回転対称性が自発的に破れ、原子核は変形する。多くの場合はプロレート型(ラグビーボール型)に変形し、回転する。この原子核の形は1つに限るわけではなく、複数の形が同時に共存しうる。球形や変形した状態と、そのうえにできるさまざまな準粒子励起状態が競合した結果、原子核の量子状態が決まり、電磁遷移などの原子核の性質を特徴づける。

たとえば、形の競合の妙のために、励起状態にもかかわらず長寿命になることがあり、それが元素合成のあり方を左右しうる。また、新奇な形として、バナナ型や正四面体、トラス型まで理論的に予言されており、それが生み出す



メカニズムの研究が精力的に進められている。近年研究が進みつつある不安定核では、単一粒子軌道の構造を決める魔法数さえ変化し、予期できない複雑な形やその競合が現れうる。原子核の量子状態を不安定核まで含め、統一的に核力から第一原理的に導き、新奇な形とそのダイナミクスを予言することは、原子核理論の大きな挑戦となっている。

ある種の原子核を高速に回転させると、長軸と短軸の比が2:1となる超変形(スーパー変形)といわれる形が現れる。さらに速く回転させると、原子核が分裂してしまう前に、長軸と短軸の比が3:1のハイパー変形になるのではないかと考えられている。このハイパー変形の探索は、未知の部分がまだ多い核分裂のダイナミクスの理解につながる」と期待される。

清水則孝(東大CNS)、会誌編集委員会



# Through the Looking-Glass : 物質科学と Chirality

Keyword: chirality

Chirality という用語は自然科学の幅広い分野に現れるが、発音する際にはキラリティと言ったりカイリティと言ったりする。化学者は前者、物理学者は後者を用いる傾向が強い。発音の違いは本質的でないはずなのだが、こと chirality に関しては異なる分野の様々な文脈に即して語られてきた経緯がある。ここでは chirality という表記で通すことにして、物質科学の立場からその意味を整理してみる。

## 1. Chirality の定義

Chirality は螺旋構造と密接に結びついている。<sup>1)</sup> 螺旋構造は並進と回転を結びつけて互いに転換する働きを持つ。ゲーテは「自然界は螺旋的傾向を持つ」と言ったそうである。自然現象に潜む豊かな活力を探って止まなかったゲーテの感性は「幾何学的対称性とダイナミクスの関係」という現代物理学の深淵を射抜いているように思える。螺旋といえば「左と右」の概念規定から始めなくてはならないのだが、この問題を論じた最初期の人には哲学者カントである。彼は人間が左右を認識する根拠（方向定位の問題）について18世紀初めに議論し、結局人間は自分の身体を通してのみ左右を認識できるのだと結論した。左右の概念は身体性と不分離だというわけである。

Chirality の概念が自然科学として現れるのは19世紀に入ってからのものである。ビオ、アラゴらによる水晶の旋光性<sup>2)</sup> [図1(a)] 研究を経て、パスツールは酒石酸アンモニウムナトリウム塩を旋光によって左右結晶に分離することで分子の鏡像という概念に辿り着いた。もっとも、この時点ではまだ chirality という語は存在していなかった。このキーワードの命名者はウィリアム・トムソン（ケルビン卿）である。彼は「自身とその鏡像が重ならない形態」に対して、ギリシャ語で「掌」を意味する  $\chi\epsilon\rho$  から chirality という語を作り出した。これは左右の掌の形態 (handedness)

そのものであり、対称性の観点で考えると「空間反転 (パリティ)  $P$  対称性が破れた形態」ということである。例えば分子や結晶が chirality を持つ、ということはそれらの対称性を特徴づける群 (点群) の対称操作として純粋回転だけが含まれるということである。

ところで磁場中で偏光面が回転するファラデー効果は、自然光学活性と違って幾何学的 chirality とは無関係である。この点を正しく捉えるには、幾何だけでなくダイナミクスを考慮する必要がある。そこで、ケルビンと同じくグラスゴー大学で長く教鞭をとったローレンス・バロンは、ケルビンから100年ほど後になって chirality の再定義を試みた。<sup>1)</sup>

ここでは  $P$  だけでなく、純粋回転  $R$  と時間反転  $T$  の組み合わせ  $RT$  が重要な役割を果たす。結論として、バロンは「真の chirality」の定義として「 $P$  を破るが  $RT$  は破らない」という条件を与えた。左右円偏光や電子、素粒子の helicity はこの対称性を持つので chiral である [図1(b)]。これによって、幾何学的、静的な handedness と動的な helicity が (定義のうえで) 統合されたのである。この、バロンによる chirality の定義は chiral と名のつく様々な現象を整理する上で大変役立つ。

## 2. Chirality と電磁場 : 旋光の原理

Chirality の本質はその発見の端緒となった旋光性の原理に込められている。螺旋軌道上を自由に動ける電子に直線偏光が入射するとしよう [図1(c)]。偏光方向が螺旋軸に平行だとすると、振動電場は螺旋軸に沿って電子を変位させる (電気分極  $P$  が発生) と同時に螺旋軸に垂直な面内の回転運動を引き起こす。回転に伴う電流は螺旋軸に沿う変動磁場 ( $\vec{M}$ ) を生み出す。ここで、磁場が時間変化することが本質的に重要である。時間変化する磁場はファラデーの法則によって  $\nabla \times \vec{P}$  型の誘導電場を生み出すだろう。この誘導電場は、入射した光の電場とは異なる向きを持つ電場を生み出す。その結果、透過光の電場の向きが回転するのである。

まとめると、螺旋構造によって  $P$  が  $\nabla \times P$  と結びつくのである。Chirality が電場の捻じれ (非局所的な応答) を引き起こすといってもよい。これらの結合は、自由エネルギーの中に  $\vec{P} \cdot \nabla \times \vec{P}$  という形で現れるだろう。この結合項は、本来左右という2値的な (ブーリアン) ラベルである chirality の強度を連続変数として定量化する尺度と解釈できる。これに対して、後で見る磁性体におけるスピンの chirality は  $\vec{M} \cdot \nabla \times \vec{M}$  の形を持つ。これらの結合項はいずれ

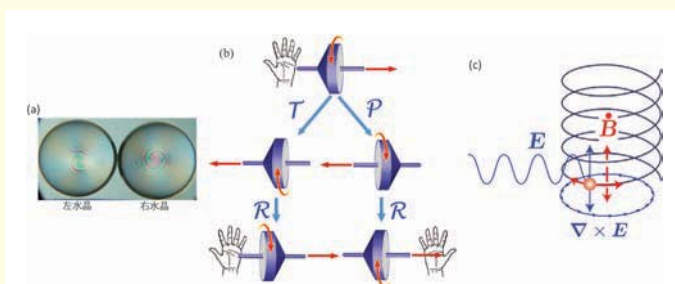


図1 (a) 右水晶, 左水晶を通過した偏光の回転 (著者撮影), (b) Helicity はバロン流の chirality を持つ ( $RT$  は破らないが  $P$  は破る), (c) 螺旋軌道上を動く電子と旋光性の原理。

も  $P$  を破るが  $RT$  を破らない。つまり真の chirality を持つ。<sup>\*2</sup>

以上の観察から、 $\chi = (\epsilon_0/2)\mathbf{E} \cdot \nabla \times \mathbf{E} + (1/2\mu_0)\mathbf{B} \cdot \nabla \times \mathbf{B}$  という量を (真空) 電磁場の chirality 密度と解釈する発想が生まれる。実際に、マックスウェル方程式から  $\chi$  とこれに伴う保存カレントが構成できることは半世紀以上に指摘されている。<sup>2)</sup> 最近になって、「chiral プラズモニクス」の分野で  $\chi$  が電磁場の chirality の尺度として使われ始めていることを指摘しておく。

旋光性を量子論的に扱くと、その応答係数はミクロな電気双極子モーメント  $\mathbf{p}$  と磁気双極子モーメント  $\mathbf{m}$  の内積  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{m}$  に比例する。対応する行列要素は  $\langle a | p_i | b \rangle \langle b | m_i | a \rangle$  ( $i=x, y, z$ ) であるが、 $\mathbf{p}$  は  $P$  のもとで符号反転する極性ベクトルであり、 $\mathbf{m}$  は符号反転しない軸性ベクトルである。このため状態  $|a\rangle, |b\rangle$  がパリティで指定される (つまり系が  $P$  対称性を持つ) や否やこの行列要素は消える。つまり系が chirality を持つ場合のみ生き残る。こうして量子論のレベルに chirality が顔を出すのである。

### 3. Helicity と Chirality

物理学にはもうひとつの chirality、つまり「相対論的量子論における chirality」がある。しかしこれは「バロン流の chirality」(つまり光の helicity) とは別物である。ここで言う chirality は時空次元が偶数の場合に構成できるディラック行列から作られる演算子 ( $\Gamma$  行列) の固有値  $\pm 1$  として定義される。これを chirality と呼ぶ理由は、質量ゼロの極限で  $\Gamma$  が helicity 演算子<sup>\*3</sup> と一致し、 $\Gamma$  の固有状態が右・左の helicity を持つ粒子 (Weyl 粒子) になるからである。この helicity (しばしば螺旋度と訳される) はバロン流の chirality に他ならない (このあたりでそろそろ言葉遊びのようになってくる)。

電弱相互作用の理論では、電子と核内クォークとの間に電子ヘリシティに依存する弱中性カレント相互作用が働く。この相互作用が引き起こす微弱な光学活性効果を検出する試みも進んでいる。<sup>3)</sup>

エネルギースケールを変えて固体電子に眼を転じよう。固体中のディラック粒子は物性物理学の広範な領域で重要な役割を果たす。<sup>4)</sup> 相対論的 Dirac 粒子が時空対称性の産物であったのとは異なり、固体中の Dirac 粒子はバンド構造の産物である。代表例は空間 2 次元のグラフェンシートだ。時空次元が奇数である場合、相対論的場の理論としては  $\Gamma$  が構成できず Weyl 電子は作り得ない。ところが離散的な六角格子上の 2 バンド系であるグラフェンでは Weyl 電子が現れる。離散格子構造と物質の多様性によって chirality が復活するといってもよいだろう。

### 4. スピン軌道相互作用と Chiral 凝縮相

磁性、超伝導、超流動、強誘電、液晶といったマクロ凝縮相がベクトル的な秩序パラメータを持つ場合、それらが螺旋配向した chiral 凝縮相 (コヒーレントな位相秩序状態) が実現すると期待できる。その好例が chiral 螺旋磁気構造だ。<sup>5)</sup> この構造は隣接スピンの外積 (ベクトルスピン chirality)  $\mathbf{C} = \mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j$  で特徴づけられる。 $\mathbf{C}$  は  $P$ -odd,  $T$ -even である。<sup>\*4</sup> 元来結晶空間とは独立のスピノル空間に棲息する電子スピンの結晶の chirality を「見せる」仕掛けがスピン軌道相互作用である。スピン軌道相互作用を介して結晶の chirality がスピンを振る力 (ジャロシンスキー・守谷相互作用) に転写されるのである。これがランダウ理論に顔を出すトリフシツ不変量と呼ばれるものが現れる。この不変量は強誘電、液晶、磁性、超伝導を横断して遍在する。

さらに磁場によってスピンの振じれを解く過程で非線形の位相欠陥構造が現れてトポロジカル不変量と結びつく。こうして chirality を持つトポロジカルなソリトン、ドメインウォール、ストリング、ボルテックス、スキルミオンといった様々な欠陥が現れてデバイス機能を発現すると期待されている。

スピン軌道相互作用<sup>6)</sup> はディラック方程式がローレンツ群のスピノル表現に基づくことの非相対論的な反映として現れるのであり、これが helicity を通して幾何学的 chirality と直結することは自然である。

以上のように、chirality は素粒子、原子核、原子・分子、固体電子とこれらの凝縮相という物質科学の異なる階層をシームレスに繋ぐキーワードである。バロン流の chirality と相対論的 chirality が helicity の概念を介して繋がる様子を整理していただいてもいろいろと新しい問題が出てくるように思われる。

#### 参考文献

- 1) 歴史を含むレビューとして L. D. Barron: Chirality **24** (2012) 879.
- 2) D. M. Lipkin: J. Math. Phys. **5** (1964) 696; arXiv: 1007.3352.
- 3) B. Darquie, et al.: Chirality **22** (2010) 870; arXiv: 1007.3352.
- 4) 固体物理 **45** (2010) 一特集号: Dirac 電子系の固体物理.
- 5) J. Kishine and A. S. Ovchinnikov: Solid State Phys. **66** (2015) 1.
- 6) スピン軌道相互作用を巡る最近の話題については、柳瀬陽一、播磨尚朝: 固体物理 **47** (2012) 101.

岸根順一郎<sup>†</sup> (放送大学 kishine@ouj.ac.jp)

(2015年6月30日原稿受付)

<sup>\*1</sup> Chiral な物質中で光の偏光面が回転する現象。

<sup>\*2</sup> これに対して、電気磁気 (ME) 結合  $\mathbf{P} \cdot \mathbf{M}$  は  $P$  も  $TR$  も破るので chiral ではない。この項の出現には  $T$  の破れ (磁気秩序) が必要となる。

<sup>\*3</sup> 運動量  $\hat{p}$  方向へのスピン  $\sigma$  の射影。

<sup>\*4</sup> これに対してスピンからなるスカラースピン chirality  $\chi = \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k$  は  $P$ -odd,  $T$ -odd である。これは  $\chi$  が仮想磁場 (ベリー曲率) と同一視できる事実と整合している。 $\chi$  が凝縮した状態は chiral スピン液体と呼ばれるが、これはバロン流に言う chiral ではない。

<sup>†</sup> 著者が編集委員の場合、会誌編集委員会では別の委員を担当編集委員に選び、記事の審査の公正さを保つという内規に従っております。

## 微生物の発電



高妻 篤史

東京薬科大学生命科学部  
akouzuma@toyaku.ac.jp

最近、クリーンエネルギーに対する関心の高まりから、微生物発電が注目を集めている。微生物を利用した発電装置は微生物燃料電池 (Microbial Fuel Cell; MFC) と呼ばれ、そこでは微生物が燃料 (主に有機物) から電子を取り出すための触媒として用いられる。微生物は様々な有機物を分解できる能力を持っているため、化学触媒では分解できない多種多様な化学物質から電気を作り出すことができる。このことは水素等の純粋化合物しか利用できない化学燃料電池と比べて、MFCが大きく有利な点である。また常温でも反応が可能であることや、有機物を餌にして自己増殖できることなども、微生物触媒の長所として挙げられる。こうした利点から MFC は廃棄物系バイオマスを利用した発電システム等への応用が期待されており、特に工業廃水処理プロセスに MFC を適用する技術に関しては、大型装置の開発が進むなど実用化に向けた動きが加速してきている。

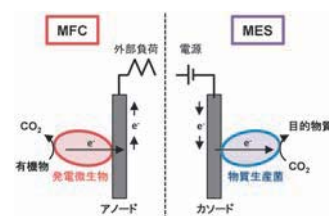
MFC では、微生物が有機物を酸化分解し、その過程で生じた電子が微生物細胞内から電極 (アノード電極) へと移動することによって電流が生じる。このプロセスには複数の微生物が関与する場合もあるが、純粋培養された状態でも発電が可能な微生物 (発電微生物) も存在する。しかし生物の細胞膜は絶縁体であり、通常生物は細胞の外へ電子を放出することはできない。

ではいったい発電微生物はどのように細胞外の物質に電子を伝達するのだろうか? そのメカニズムは多くの微生物学者の興味を惹きつけ、その解明に向けた研究が世界中で盛んに行われてきた。その結果、発電微生物は細胞外に電子を放出するための導電経路 (細胞外電子伝達経路) を備えており、この経路を介して電極に電子を直接、あるいは間接的に受け渡すことが明らかとなってきた。また電極の電位を制御すれば、この導電経路を介して逆に電極から微生物細胞内へと電子を注入できることも、最近の研究によって明らかとなった。注入された電子は細胞内の物質変換反応に使用されるため、電子注入によって微生物による有機物合成を促すシステムを構築することができる。このシステムは微生物電気合成系 (Microbial Electrosynthesis System; MES) と呼ばれており、二酸化炭素や安価な低分子有機化合物から有用化合物を合成するプロセスの開発を目指して、現在基礎研究が進められている。このように、電極と微生物間の電子移動 (細胞外電子伝達) を利用し、新たなバイオプロセス (“微生物電気化学プロセス”) を創出しようとする試みが、近年活発化してきている。既存の学問分野の垣根をこえ、微生物学や化学・工学的知識の統合による技術発展を進めることが、実用化に向けた鍵となるだろう。

### —Keywords—

**発電微生物:**  
純粋分離された単一の微生物でも発電できることが示されてきており、これまでに数多くの種が同定されている。なかでも *Shewanella oneidensis* や *Geobacter sulfurreducens* などのバクテリアが電流生成メカニズム解明のためのモデル微生物としてよく研究されている。

**細胞外電子伝達経路:**  
細胞内の有機物分解 (代謝) によって生じた電子を細胞外へと放出するための経路。シトクロムなどの導電性タンパク質が鎖状に連なり、細胞膜を通して電子を伝達する役割を果たす。



微生物電気化学プロセス。電極と微生物間の電子授受反応を応用し、発電 (MFC) や物質生産 (MES) などの有用なプロセスを構築することができる。

# 1. 微生物のエネルギー獲得と発電のメカニズム

生物は、自身の恒常性の維持や増殖に必要なエネルギーを外界から取り込むことによって生きている。生物がエネルギーを獲得するための仕組みは「呼吸」、「発酵」、「光合成」の3種類に大別され、我々が普段目にする生物の多くは酸素を利用する呼吸（好気呼吸）を行うことによって生命活動に必要なエネルギーを得ている。呼吸とは狭義には文字通り大気中の酸素を吸い込んで利用するプロセスを指すが、その本質的な意味はエネルギー源となる電子供与物質（有機物等）の酸化反応と電子受容物質（酸素等）の還元反応が共役した際に発生するエネルギー（両反応の酸化還元電位の差）を元に、生体内のエネルギー通貨であるATPを合成することにある。

生物が呼吸においてどのようにエネルギーを変換し、ATPを合成するのかは、P. D. Mitchellにより提唱された化学浸透圧説によって説明されている。呼吸は膜電位の形成を介したエネルギー変換プロセスであり、真核生物では細胞内小器官であるミトコンドリアの内膜で、細菌などの原核生物においてはその細胞内膜で行われる（図1）。生物が有機物を酸化分解すると、有機物に含まれていた電子は細胞内の電子伝達物質（ $\text{NAD}^+$ ）に受け渡され、還元型NAD（NADH）が合成される。好気呼吸においては、まずNADHが内膜に存在する酵素（NADH脱水素酵素；NDH）によって酸化される。それに伴って放出された電子はキノンやシ

トクロムタンパク質<sup>\*1</sup>から構成される呼吸鎖電子伝達系を移動し、最終的に末端酸化酵素（シトクロムcオキシダーゼ）の働きによって酸素へと受け渡される。この過程で電子供与体（NADH）と最終電子受容体（酸素）の酸化還元電位の差に相当するエネルギーが放出される。このエネルギーは電子が呼吸鎖電子伝達系を通る際、プロトンポンプの働きによって膜の内外のプロトンの電気化学ポテンシャル差として保存される仕組みとなっている。生物はこのポテンシャル差（プロトン駆動力）を利用して、ATP合成酵素を駆動させることによってATPを合成する（図1）。

酸化還元電位の異なる化学反応を組み合わせることによってエネルギーを取り出すという点で、呼吸と化学燃料電池の原理は共通している（図2）。呼吸鎖電子伝達系はいわば細胞内の電線として機能し、生物はその電線に電流を流すことによってエネルギーを取り出しているとも言える。このように考えると、発電する微生物が存在することはそれほど不思議なことではないと感じていただけるのではないと思う。先述の例（図1）は酸素が最終的な電子受容体となる好気呼吸のプロセスであるが、微生物のなかには酸素以外の物質に電子を伝達できるものが存在する。このような微生物は酸素が無い嫌気的な条件下においても呼吸（嫌気呼吸）を行い、エネルギーを獲得することができる。発電微生物は嫌気呼吸を行う微生物であり、電極が最終電子受容体となる呼吸（電極呼吸）によって細胞の維持や増

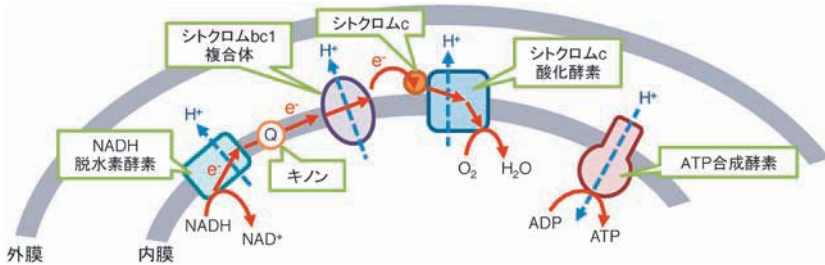


図1 酸素呼吸における電子伝達系。電子伝達とともにNADH脱水素酵素、シトクロムc酸化酵素などのタンパク質の働きによってプロトンが汲み出され、膜内外のプロトン濃度勾配が形成される。ATP合成酵素はこの濃度勾配が解消される際に発生するエネルギー（プロトン駆動力）を用いて、生体内のエネルギー物質となるATPを合成する。

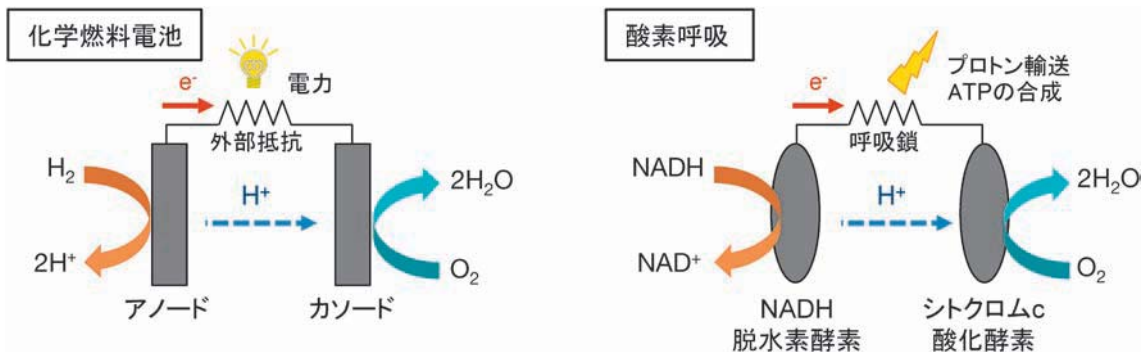


図2 化学燃料電池と呼吸の基本原則。化学（水素）燃料電池では、水素の酸化反応と酸素の還元反応の酸化還元電位差が起電力となり、外部抵抗に電流が流れることで電力が生じる。酸素呼吸ではNADHの酸化反応と酸素の還元反応の酸化還元電位差によって呼吸鎖に電流が流れる。この電子移動に伴うエネルギーは膜間のプロトン輸送を介してATP内の化学エネルギーへと変換される。

\*1 シトクロム：活性部位にヘム鉄を含有し、酸化還元機能を持つタンパク質の総称。活性中心の鉄分子が酸化型（ $\text{Fe}^{3+}$ ）と還元型（ $\text{Fe}^{2+}$ ）に可逆的に変化することによって、電子を伝達する。

殖に必要なエネルギーを得ている(図3)。電極呼吸を行う微生物は細胞膜を貫通する呼吸鎖伝達経路(細胞外電子伝達経路)を備えているため、細胞の外にある電極に対して電子を伝達することができる。この場合でも、電子伝達に伴ってプロトンの濃度勾配が形成され、その電気化学ポテンシャルによってATPが合成されるという呼吸の基本原理には変わりがない。

生物が呼吸によって獲得できるエネルギー量は、電子供与体と電子受容体の酸化還元電位の差によって決まる。酸素呼吸の場合は、NADHと酸素の酸化還元電位の差(pH 7.0において+1.14 V; 図4)にもとづいて、1個のNADHから約3個のATPを合成することができる。一方電極呼吸の場合は、電極の酸化還元電位は一般に酸素よりも低いため、微生物が獲得できるエネルギーは酸素呼吸よりも少なくなる。しかしMFCではその差分のエネルギーを電力として回収していると考えられる。カソード電極(正極)の酸化剤として酸素を使用した場合、NADHの酸化還元電位とアノード(負極)の電極電位の差が微生物の得られるエネルギーの最大値となり、アノード電位と酸素の電位差が電力として回収されることになる(図4)。

## 2. MFCの基本構造

MFCにおいて、微生物から放出された電子はまずアノード電極へと受け渡される(図5)。<sup>1)</sup> アノード電極の素材と

しては、微生物培養槽の中でも安定であり、表面積が大きいグラファイトフェルトなどがよく使用される。電子はアノードから外部負荷を経てカソードへと移動し、そこで酸化剤(電子受容体)となる化合物、およびアノード側から拡散してきたプロトンと反応し、回路が完結する。酸化剤としてはフェリシアン化カリウムや酸化マンガンなどの化合物が使われることもあるが、多くのMFCではコストがかからない大気中の酸素が利用される。しかし酸素の還元反応には大きな活性化エネルギーが伴うため、それを低減する触媒が必要となる。カソード反応の触媒としては、微生物触媒が使われることもあるが、多くの場合化学触媒(主にプラチナ)が使用される。高価なプラチナに代わる触媒の研究も進められており、窒素を含む炭素骨格に安価な遷移金属(鉄やコバルト)を配位させた触媒がMFCのカソード触媒として有用であることなどが報告されている。<sup>2,3)</sup>

MFCの形状としては様々なタイプが報告されているが、大きく分けて2槽型と1槽型のもが存在する(図5)。2槽型MFCではアノード槽とカソード槽がプロトン交換膜で仕切られており、酸素などの酸化剤はカソード槽へと供給される(図5(A))。このタイプは気密性が高いという利点があるが、酸素の水への溶解度が低いことから、酸素を酸化剤として使用する場合には曝気が必要となる。一方1槽型のMFCではエアカソード(酸素拡散正極)と呼ばれる

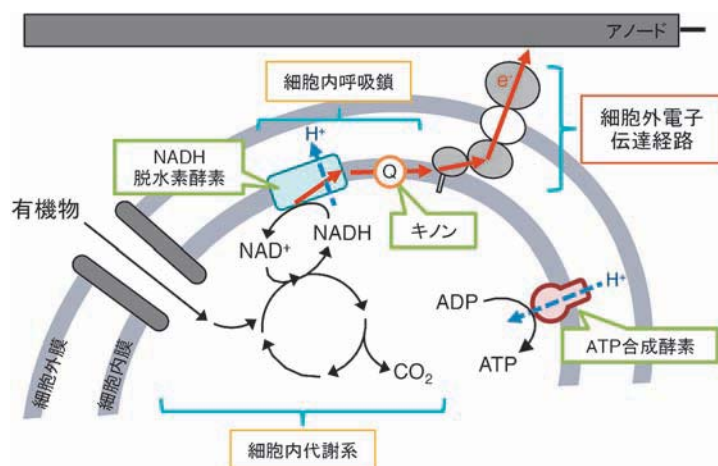


図3 電極への電子伝達反応(電極呼吸)。有機物の分解(細胞内代謝)に伴って放出された電子が細胞内呼吸鎖および細胞外電子伝達経路を経て電極へと伝達される。

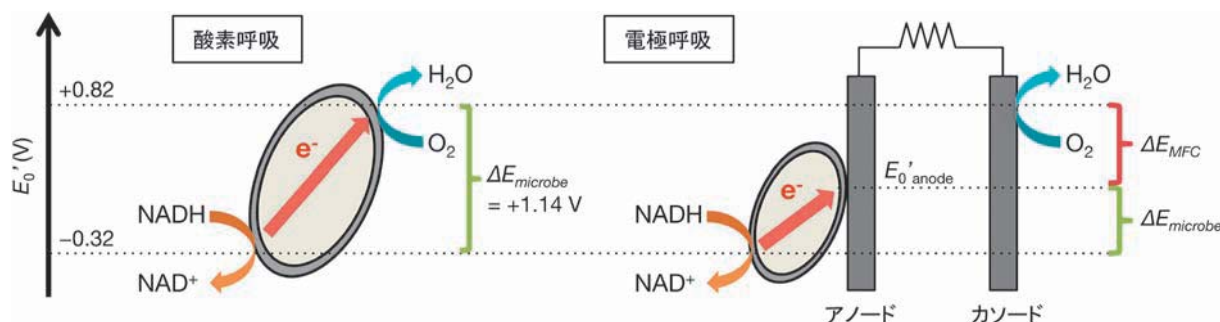


図4 酸素呼吸と電極呼吸の比較。  $\Delta E_{microbe}$ : 微生物が獲得できるエネルギーの最大値,  $\Delta E_{MFC}$ : MFCの起電力。

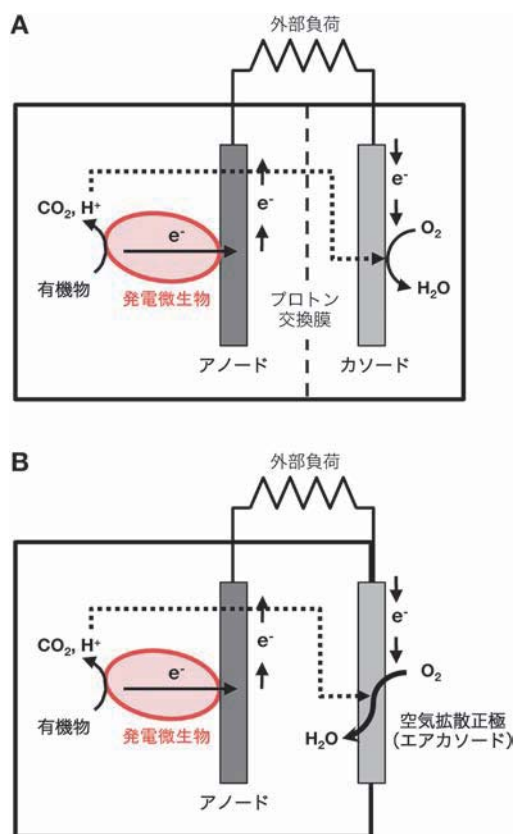


図5 2槽型 (A) および1槽型 (B) MFCの模式図。微生物による有機物代謝によって生じた電子がアノード電極に伝達され、外部抵抗を経てカソード電極表面で酸素の還元反応に使われることで回路が形成される。

膜タイプのカソードが使用される (図5(B))。エアカソードは酸素の透過性を持ち、大気中から透過した酸素は内側にコーティングされたカソード触媒によりプロトンと反応し水となる。このシステムでは槽内に透過した余剰の酸素が微生物によって消費されるために有機物からのエネルギー回収効率は低くなるが、曝気が不要であるため2槽型と比較してランニングコストが低く抑えられる。またアノードとカソード間の距離を縮めることができるため、電極間のプロトン拡散移動に伴う内部抵抗を減らし、高い出力を得ることができる。アノードとエアカソードを一体化したカセット電極<sup>4)</sup>も開発されており、廃水処理MFC等への適用において高い性能を示すことが報告されている。こうした利点から、実用化研究においては近年1槽型のMFCが主流となっている。

### 3. 細胞外電子伝達のメカニズム

冒頭でも述べたように、微生物には絶縁体の細胞膜や細胞壁が存在するため、電極へ電子を受け渡すためにはこれらの障壁を乗り越えるための導電経路が必要となる。MFCに細胞膜を透過可能な電子伝達物質 (電子シャトル) を人為的に添加すれば、電子シャトルが細胞内から電極への電子伝達を介在するため、特別な導電経路を持っていない大腸菌などの微生物にも電流生産を行わせることが可能である。<sup>5)</sup> しかし電子シャトルの種類によっては細胞内の酸化

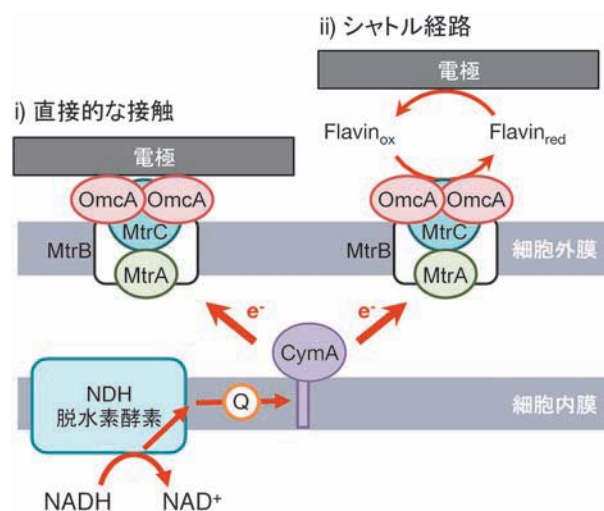


図6 *Shewanella oneidensis*の細胞外電子伝達経路。i) 細胞外膜シトクロム (OmcA, MtrC) との直接的な接触。もしくはii) 電子伝達シャトル物質 (フラビン) を介した間接的な経路を介して電極に電子が伝達される。

還元酵素から強引に電子を引き抜いてしまうため、細胞へダメージを与えてしまうという問題がある。またコストや毒性の面から、廃水処理MFCへの適用は難しい。一方、先に述べたように、一部の細菌は生来の導電経路 (細胞外電子伝達経路) を持っており、電極呼吸を行うことができる。このような細菌を用いれば電子シャトルを添加しなくとも電流生産が可能である。

電極呼吸を行う細菌は、自然環境中では固体の金属酸化物 (酸化鉄など) を電子受容体とした呼吸 (金属呼吸) を行っていると考えられている。金属呼吸を行う細菌は金属還元細菌と呼ばれ、今から27年前に *Shewanella oneidensis*<sup>6)</sup> と *Geobacter metallireducens*<sup>7)</sup> の2株が発見された。それ以来、グラム陽性菌や古細菌を含む多様な微生物が金属呼吸を行うことが報告されてきている。<sup>8)</sup> 鉄は地球表面において4番目に存在量が多い元素であり、様々な環境に豊富に存在する。また酸化鉄(III)の酸化還元電位は比較的高いため (pH 7で0 V付近)、金属呼吸は硫酸イオンやCO<sub>2</sub>を用いた嫌気呼吸よりも多くのエネルギーを取り出すことができる。したがって金属呼吸を行うことのメリットは大きい。酸化鉄(III)は中性付近のpHでは水にほぼ不溶であるため、細胞内に取り込んで還元することができない。このため金属還元細菌は細胞外電子伝達経路を発達させ、不溶性の金属酸化物を利用できるように進化してきたと考えられる。

細胞外電子伝達のメカニズムは *Shewanella oneidensis* などのモデル細菌を用いた研究によって徐々に解明されつつあり、これらの金属還元菌はi) 細胞外膜に局在する導電性タンパク質 (細胞外膜シトクロム) による直接的な接触、もしくはii) 電子伝達を介在する化合物 (電子シャトル) を介した間接的な経路により、電極もしくは金属酸化物に電子を伝達することが明らかになってきている。これまでの研究の結果、*Shewanella oneidensis* においては図6に示し

た細胞外電子伝達経路が提唱されている。<sup>9-11)</sup> この経路では、CymA, MtrA, MtrC, OmcAといった導電性シトクロムcタンパク質が重要な役割を果たす。NADHから細胞内膜上のキノンに移動した電子は、まずCymAへと受け渡される。CymAは細胞内膜につながれた状態でペリプラズム(細胞内膜と細胞外膜の間の空間)に局在しており、そこからMtrAへと電子が移動すると考えられている。MtrBは筒状の構造をしたタンパク質であり、MtrAと細胞外シトクロム(MtrCまたはOmcA)が接触できるように、外膜に穴を開ける役割を担っている。MtrCとOmcAが細胞外の電子受容体の還元において重要な働きをしており、i) これら細胞外膜シトクロムcとの直接的な接触、もしくはii) 電子シャトルとして自身が分泌するフラビン類(フラビンモノヌクレオチドもしくはリボフラビン)を介した間接的なシャトル経路により、細胞外に電子が伝達される。

#### 4. 細胞外電子伝達の促進技術

微生物細胞から電極への電子伝達はMFCの発電量を制限するボトルネックのひとつであり、その効率を向上させることがMFCの高性能化において鍵となる。アノード電極の改良(素材の最適化や導電性化合物による修飾)によってMFCの高性能化に成功した例は多数報告されており、例えばグラファイト電極の表面を導電性ポリマーやカーボンナノチューブ等のナノ構造によって修飾すると、MFCの出力が大幅に向上することが知られている。<sup>12,13)</sup> 一方、微生物細胞の表層構造も電極への電子伝達効率に影響する重要な因子であることが、最近の研究によって明らかとなっていった。*Shewanella oneidensis*や*Geobacter sulfurreducens*等の発電微生物は、細胞表面にナノワイヤーと呼ばれるナノスケールの導電性構造体を産生することが知られている。<sup>14,15)</sup> 最近、*Shewanella oneidensis*のナノワイヤーが細胞外膜の一部であり、その表面にOmcAやMtrCといった細胞外膜シトクロムが局在していることが報告された。<sup>16)</sup> またナノワイヤー構造は酸素などの電子受容体が不足した条件で産生されることも示された。<sup>16)</sup> つまり*Shewanella oneidensis*は周囲の環境から利用しやすい電子受容体が無くなると、自身の細胞外膜表面をワイヤー状に伸展し、金属などの固体電子受容体への接触を図ることが明らかとなった。このことは発電微生物が自らの細胞表層構造を細胞外電子伝達に適するように変化させる能力を持っていることを示唆している。

発電微生物の電極に対する付着性も、MFCの電流生産量に影響を与える。筆者らの研究グループでは*Shewanella oneidensis*にランダムな遺伝子変異を導入し、電流生産量が向上した遺伝子変異株を探索した。その結果、細胞表層構造(細胞外多糖等)が変化し、細胞表面が高い疎水性を示すようになった変異株が通常の株(野生株)よりも高い電流生産能力を示す傾向にあることが明らかとなった。<sup>17-19)</sup> これらの変異株はグラファイト表面への付着性に

優れており、電極表面に強固なバイオフィーム構造を形成することで、電極に対し効率的に電子を伝達しているものと考えられる。以上の結果は電極の化学修飾だけでなく、遺伝子操作等により微生物細胞表面の構造や物理化学的性質を改変することによっても、微生物・電極間の電子伝達を促進できることを示している。

#### 5. 細胞外電子伝達を応用したバイオテクノロジー

電極と微生物間の相互作用を利用し、新たなバイオテクノロジーを創出しようとする試みが、近年盛んに行われている。MFCはその中でも最も古くから研究が進められているデバイスであり、廃水・廃棄物処理に適用し、有機物の処理とともに電力を回収するシステムが、最も実用化に近い技術として期待されている。またMFCの原理を応用し、海洋・河川底泥などの堆積物中にアノード電極を埋め込むことによって、堆積物中に含まれる有機物と発電微生物を利用して発電する装置(堆積物MFC)を構築することができる。米国のグループでは堆積物MFCを使用して海洋の環境調査用パイプに電力を供給するシステムを開発している。<sup>20)</sup> 一方、筆者らの研究グループでは水田に電極を埋め込んで発電する実験(“田んぼ発電実験”)を行っている(図7)。<sup>21-23)</sup> イネが光合成を行うと、根から水田土壤中に有機物が分泌される。水田を利用したMFCでは、このイネ由来の有機物が水田土壤に生息する発電微生物によって分解され、電流が生じる。最近、筆者らのグループは装置的な改良を加えることによって水田MFCの性能を大幅に向上させ、 $80 \text{ mW m}^{-2}$ の電流密度を達成した。<sup>23)</sup> 回収可能な電力はわずかではあるが、水田環境のモニタリング装置には十分な電力を供給できるはずである。

発電微生物と光合成微生物(藻類等)の相互作用を利用して、光エネルギーを電気エネルギーに変換する装置(“微生物太陽電池”)を構築することも可能である。<sup>24)</sup> このシステムでは光合成微生物が二酸化炭素を固定して有機物を生産し、その有機物を発電微生物が分解して電極に電子伝達することによって電流が生じる。これまでに微細藻類と発電微生物を含む混合培養液を1槽型のMFCリアクターに加え、照射下での電流生産に成功した例などが報告されている。<sup>25)</sup> この際アノード表面に形成されるバイオフィ

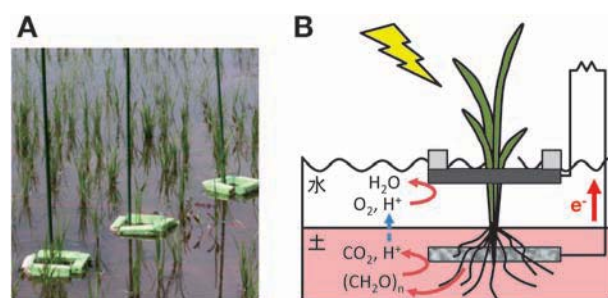


図7 水田MFCの構成と発電の原理。(A)水田MFCの写真。(B)電極の配置と電極反応の模式図。

ルムの上層には光合成微生物が、下層には発電微生物が生息する様子が観察され、発電に適した複合バイオフィルム構造が自発的に形成されることが示されている。

上記の例はすべてMFCの応用例であるが、MFCとは逆方向の電子移動を利用したプロセスである“微生物電気合成システム(MES)”も、新たなバイオテクノロジーとして注目を集めている。<sup>26)</sup> MESはポテンショスタットなどの装置を用いて電極電位を微生物細胞表面よりも低く設定し、細胞内に電子を注入するシステムである。注入された電子は細胞内の物質変換反応(二酸化炭素や低分子有機化合物の還元)に使用される。MESには太陽電池などの自然エネルギーから供給可能な電気エネルギーを用いて様々な有用物質を生産できる可能性があることから、実用化に向けた基礎研究が進められている。具体的には*Clostridium*などの独立栄養細菌に電子を供給し、二酸化炭素からの有機酸合成に成功した例が報告されている。<sup>27)</sup> またメタン生成菌に対して電子を供給し、二酸化炭素からメタンガスを生成させる実験も行われている。<sup>28)</sup> しかしこれらの微生物は生来の導電経路を有しておらず、電極からの電子供給効率が低い点が課題となる。一方、*Shewanella oneidensis*が有する細胞外電子伝達経路が電極からの電子注入にも使用されることが報告されており、<sup>29)</sup> このような発電微生物を利用すれば効率的な電子注入が可能となると思われる。発電微生物に物質生産能力を付与することが課題となるが、*Shewanella oneidensis*等の遺伝子改変が可能な菌株を用いれば、MESに適した物質生産菌を作出できるようになるだろう。

## 6. おわりに

発電微生物を利用すれば、従来の化学工学プロセスや既存の微生物プロセスでは実現できない新しいバイオテクノロジーを創出することができる。本稿で紹介した技術はまだどれも実用化されていないが、ここ数年で研究が活発化しており、特に省エネルギー型の廃棄物・廃水処理プロセスへMFCを適用する技術に関しては、大型装置の開発が進むなど実用化に向けた動きが加速してきている。MFCを含めた微生物電気化学システムの研究においては、遺伝子工学や分子生物学といった生物学的知識に加えて、材料工学や電気化学といった化学・工学的知識が求められる。微生物電気化学システムを実用レベルの技術として確立するためには、これらの知識を統合し、既存の学問分野の垣根をこえた融合領域において研究を展開していく必要がある。

本稿で紹介した研究のうち、筆者らによる研究は(独)科学技術振興機構ERATO橋本光エネルギー変換システムプロジェクトおよび東京薬科大学生命エネルギー工学研究室において行われたものであり、橋本和仁先生、渡邊一哉先生をはじめ、関係者の方々に深く感謝いたします。

## 参考文献

- 1) K. Watanabe: *J. Biosci. Bioeng.* **106** (2008) 528.
- 2) Y. Zhao, *et al.*: *J. Am. Chem. Soc.* **134** (2012) 19528.
- 3) Y. Zhao, *et al.*: *J. Mater. Chem. A* **1** (2013) 1450.
- 4) T. Shimoyama, *et al.*: *Appl. Microbiol. Biotechnol.* **80** (2008) 325.
- 5) D. H. Park and J. G. Zeikus: *Appl. Environ. Microbiol.* **66** (2000) 1292.
- 6) C. R. Myers and K. H. Nealson: *Science* **240** (1988) 1319.
- 7) D. R. Lovley and E. J. Phillips: *Appl. Environ. Microbiol.* **54** (1988) 1472.
- 8) D. R. Lovley, *et al.*: *Adv. Microb. Physiol.* **49** (2004) 219.
- 9) L. Shi, *et al.*: *Mol. Microbiol.* **65** (2007) 12.
- 10) J. K. Fredrickson, *et al.*: *Nat. Rev. Microbiol.* **6** (2008) 592.
- 11) A. Kouzuma, *et al.*: *Front. Microbiol.* **16** (2015) 609.
- 12) Y. Zhao, *et al.*: *Chemistry* **16** (2010) 4982.
- 13) Y. Zhao, *et al.*: *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13** (2011) 15016.
- 14) G. Reguera, *et al.*: *Nature* **435** (2005) 1098.
- 15) Y. A. Gorby, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **103** (2006) 11358.
- 16) S. Pirbadian, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **111** (2014) 12883.
- 17) A. Kouzuma, *et al.*: *Appl. Environ. Microbiol.* **76** (2010) 4151.
- 18) N. Tajima, *et al.*: *Biosci. Biotechnol. Biochem.* **75** (2011) 2229.
- 19) A. Kouzuma, *et al.*: *BMC Microbiol.* **14** (2014) 190.
- 20) L. M. Tender, *et al.*: *J. Power Sources.* **179** (2008) 571.
- 21) N. Kaku, *et al.*: *Appl. Microbiol. Biotechnol.* **79** (2008) 43.
- 22) A. Kouzuma, *et al.*: *PLoS ONE* **8** (2013) e77443.
- 23) A. Kouzuma, *et al.*: *Appl. Microbiol. Biotechnol.* **98** (2014) 9521.
- 24) A. Kouzuma and K. Watanabe: *Curr. Opin. Biotechnol.* **33** (2015) 125.
- 25) K. Nishio, *et al.*: *Appl. Microbiol. Biotechnol.* **86** (2010) 957.
- 26) K. Rabaey and R. A. Rozendal: *Nat. Rev. Microbiol.* **8** (2010) 706.
- 27) K. P. Nevin, *et al.*: *mBio* **1** (2010) 1.
- 28) S. Cheng, *et al.*: *Environ. Sci. Technol.* **43** (2009) 3953.
- 29) D. E. Ross, *et al.*: *PLoS ONE* **6** (2011) e16649.

## 著者紹介

高妻篤史氏：専門分野は、環境微生物学、応用微生物学、微生物生態学。特に電極・微生物間相互作用の解明とその応用に興味をもっている。

(2015年2月27日原稿受付)

## Electricity Generation by Microorganisms

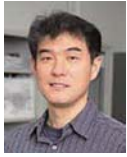
Atsushi Kouzuma

abstract: Microbial fuel cells (MFCs), which use living microbes as catalysts for the conversion of fuels (*e.g.*, organic compounds) into electricity, have recently attracted wide attention as sustainable bioenergy systems. The diverse catabolic activities of bacteria provide MFCs with a great advantage over chemical fuel cells that can utilize only purified reactive fuels (*e.g.*, hydrogen). MFCs are expected to be applied to the recovery of energy from biomass wastes and wastewater.

Electron transfer to electrodes by microbes requires distinct mechanisms to transfer electrons from intracellular electron donors to extracellular electron acceptors because microbial cells are insulated by cell membrane and extracellular structures. Extensive studies have been performed to understand the mechanisms underlying extracellular electron transfer (EET), revealing that some current-generating microbes have intrinsic EET pathways that consist of conductive membrane proteins. Studies have also demonstrated that low potential-poised electrodes can supply electrons into microbial cells *via* EET pathways, thereby promoting intracellular reductive reactions for chemical production. These studies suggest the wide applicability of microbial EET reactions for valuable biotechnological processes.



# 高次元ブラックホールの不思議



石橋 明浩

近畿大学理工学部理学科  
akihiro@phys.kindai.ac.jp

ブラックホールは物理の中でも最も有名で最も不思議な対象の一つである。一般相対論の完成からほどなく、K.シュヴァルツシルトがアインシュタイン方程式の最初の厳密解を発見(1916年)して、ちょうど100年になる。その解の表す時空がブラックホールの概念に結びつき、宇宙に実在しうる天体として受け入れられるまでには、さらに半世紀の時間がかかった。今ではブラックホールの直接検証へ向けた様々な観測計画が進められている。

4次元宇宙のブラックホールは、質量と角運動量だけで完全に特徴づけられることが数学的に証明されている。「一意性定理」とよばれるこの事実の意義は計り知れない。私たちの観測宇宙に、それこそ星の数ほどあるブラックホールが、驚くべきことにカー(Kerr)解とよばれるたった一つの厳密解で完全に記述できるのである。S.チャンドラセカールのいうように「4次元宇宙のブラックホール研究は、カー解の研究につきる」のである。

ところが、超弦理論やブレーン宇宙論といった高次元重力研究の進展とともに、ここ10数年ほどで高次元ブラックホールの研究が著しく発展し、その不思議な世界があらわになってきた。特に人々を驚かせたのは、5次元以上だと球状のブラック・ホールだけでなく、リング状のものや、土星状のブラックホールも可能となり、そうしたブラックホール解が実際に(数学的に)発見されたことであった。つまり、一意性定理のおかげで4次元宇宙のブラックホールは基本的に理解されていたが、高次元になると途端に豊かな世界が広がるのが明らかになってきたのだ。

こうした多様性の要因は、一つには高次元ではブラックホールが独立な複数の角運動量をもつことができ、しかも必ずしも上限がなく高速回転できること、もう一つは高次元ではホライズンが膜のように拡がりうることにある。ブラック・ストリングのようにある方向に膜状に伸びたブラックホールは不安定になると予想される。実際に数値的研究により多くの高次元ブラックホールの不安定性が判明し、そこから新たな種類のブラックホール解への分岐、つまりますます豊かな多様性の発現が示唆される、といった具合である。新しい厳密解の発見とその安定性解析が進む一方で、こうした多様性を系統的に理解すべく数学的諸定理の研究も進んでいる。例えば、ブラックホールの可能な形状を制限する「トポロジー定理」、定常ブラックホールがもつ対称性の拡大を意味する「剛性定理」などであり、高次元ブラックホールの分類問題も少しずつ進展を見せている。

さらに数理的な発展だけでなく、素粒子物理、加速器実験、さらにはホログラフィー原理を通して物性物理などとの関係も広がった。例えば、加速器実験で実際に高次元ブラックホールが探査されたり、AdS/CFT対応を用いた高次元ブラックホールによる超伝導現象の理解など、宇宙や重力と全くかけ離れた物理系との“意外なつながり”も見えてきた。4次元とは比べものにならないほど多彩で不思議な高次元ブラックホールが、今後も重要な研究対象であり続けるのは間違いない。本稿では、高次元ブラックホールの世界を概観し、最近の進展や今後の展望についても解説する。

## —Keywords—

**シュヴァルツシルト解：**  
アインシュタイン方程式の球対称で静的な(定常で回転していない)真空解で、球対称な天体の外側の時空を記述する。平坦な空間では、球面から外向きに放出される光を考えると、その光波面の面積は増大してゆく。一方、シュヴァルツシルト解の表す曲がった時空では、外向きに飛び出す光の光波面が全く膨張しない半径が存在する。このぎりぎりの半径をシュヴァルツシルト半径とよび、その内側の領域をブラックホールという。

**カー解：**  
アインシュタイン方程式の定常軸対称な真空解の一つで、回転しているブラックホールを記述する。回転がゼロの場合にシュヴァルツシルト解に帰着する。電荷をもたせることもできる。

**AdS/CFT対応：**  
AdSとは負の宇宙項をもつアインシュタイン方程式の解のうち、極大対称な時空である反ドジッター時空(Anti-de Sitter)の略であり、またCFTとは共形場の理論(Conformal Field Theory)を表す。AdS/CFT対応とはホログラフィー原理を具現化する代表例で、AdS時空の重力現象が実はその境界でのCFTによって記述できるという対応原理を表す。もう少し拡大解釈して、重力現象が一つ次元の低い時空での重力を含まない何らかの場の量子論で記述できるという仮説のことをいい、ゲージ・重力理論対応ともいう。

## 1. はじめに

「ブラックホールは宇宙で最も完全で単純な物体」です。<sup>\*1</sup> そのころは、真空にたえず孤立したブラックホールの理解には時空概念のみを必要とし、しかも質量と角運動量のたった二つのパラメーターで完全に決定されるという数学的定理にまともります。これを「一意性定理」といいます。アインシュタイン方程式は非線形偏微分方程式ですから、ブラックホール解も無数にあってもおかしくありません。また、一般に物体を特徴づけるには質量や角運動量だけでなく、高次多重極子など多くのパラメーターが必要です。しかし、正則で真空定常状態の孤立系(漸近平坦)といった物理的に興味ある状況では、考えるべきブラックホールはカー解(1963年 R. P. Kerr)の族(Schwarzschild解を含む)で尽きているというのです。これはブラックホールの存在形態に対する極めて強い制限ですが、そのおかげで私たちの観測宇宙に無数に存在しうるブラックホールについての詳しい理解が可能になっているのです。

一意性定理の主張は、ちょうど熱力学平衡にある系がマクロには少数の熱力学変数で完全に特徴づけられることを想起させます。実際、1970年代初頭にホーキング(S. W. Hawking)ら多くの研究者により、ブラックホールは熱力学的系と見なせることが明らかになりました。<sup>\*2</sup> ブラックホールは時空構造そのものですから、当然その微視的状态の理解と熱力学量の統計学的な説明には、時空の量子論が期待されます。特にそのエントロピーがブラックホールの体積ではなく、その表面積に比例することから、重力の自由度について新たにホログラフィー的解釈も生まれ、重力以外の様々な物理系とのつながりが発見されてきました。超弦理論など量子重力理論の最近の発展に伴い、ブラックホールは今や天文天体・宇宙物理学の対象としてだけでなく、理論物理の数学的実験場として、その研究の舞台を大きく広げるようになりました。その最前線にあるのが高次元ブラックホールです。その多様な世界的一端を、本稿では、特に数理的基本性質に焦点をあて4次元の場合と比較しつつ紹介したいと思います。基本文献はできるだけ挙げるようにしましたが、必ずしも網羅的ではなく、総合的報告論文<sup>2-4)</sup>や、入手しやすい本物理学会誌の関連する解説記事を適宜引用することにします。

### 1.1 ブラックホール研究のマイルストーン

まずは、ブラックホールの数理的側面に関する研究の主要な出来事を振り返ってみましょう。一般相対論が提案されてからの50年は、Einstein方程式の4次元厳密解の発見に努力が注がれました。その一つの到達点が真空定常回転

解であるKerr解の発見(1963年)です。厳密解の研究をとおして4次元重力の理解が深まった1960年代中ごろからは、厳密解によらないで一般的に成り立つ数学的諸定理の証明に力が注がれました。例えば、PenroseとHawkingによる一連の特異点定理(1965-1970年)、正エネルギー定理(1979年 Schoen-Yau, 1981年 Witten)、一意性定理(1967-1975年 Israel, Carter, Hawking, Robinson)、ブラックホールの熱力学(1973-1975年 Bekenstein, Bardeen, Carter, Hawking)の研究などです。1986年にはKerr解の高次元版であるMyers-Perry解<sup>5)</sup>が発見されました。高次元に特有の、拡がりをもつブラック・ストリングの示す不安定性(1993年 Gregory-Laflamme: 後述)も発見されました。一方で、低次元でも負の宇宙項があれば3次元ブラックホール(1992年 Banados-Teitelboim-Zanelli)が存在することも判明しました。高次元重力の研究が本格的になり始めたのはAdS/CFT対応や、大きな余剰次元・新しいコンパクト化の方法としてのブレーン宇宙モデルが提案された1998年ころからです。超弦理論・素粒子論研究者だけでなく、宇宙論や一般相対論研究者も参入し活発な研究分野となっています。そしてブラック・リングの発見(2002年 Emparan-Real<sup>6)</sup>)から様々な高次元ブラックホールの厳密解探索が始まるとともに、4次元で証明された諸定理の高次元への拡張が試みられるようになりました。しかし、4次元に比べて厳密解の構造がはるかに複雑であるため、解析的な研究だけでなく、数値計算による研究が急速に進展して今日に至っています。

### 1.2 高次元ブラックホールの研究動機

高次元ブラックホールの研究には様々な動機があります。基礎理論の観点では、力の統一に必要な力学的自由度を稼ぐために高次元空間を理論に取り入れる方法は、一般相対論の誕生直後から考えられてきました(1921年, 1926年 Kaluza, Klein)。統一理論の最有力候補である超弦理論は、重力相互作用を含み、その整合的構成に高次元時空を要請しますから、高次元ブラックホールを自然に予言します。またブラックホールが熱力学的性質をもつ以上、そのエントロピーをミクロの観点から導出できるかどうかは量子重力理論としての試験ですが、その計算に初めて成功したのは高次元ブラックホールを用いたものでした。<sup>7)</sup>

さらに、超弦理論から派生したAdS/CFT(ゲージ・重力理論)対応により、重力の力学自由度が次元の低い世界での重力と関係のない多岐にわたる強結合・強相関の量子多体系の自由度と対応することが分かってきました。高次元ブラックホールは、それと双対な非重力系における物理量の新しい計算手法を提供すると期待されています。<sup>8-10)</sup>

また、現象論的モデルとして私たちの4次元宇宙は高次元時空の境界面、または膜状物体(ブレーン)として存在し、重力以外の相互作用はブレーン上に拘束されるとするブレーン宇宙モデルが精力的に研究されました。ブレーン宇宙の中で重力崩壊が起これば、それはブレーン外部から

<sup>\*1</sup> S. チャンドラセカール<sup>1)</sup>: "The black holes of nature are the most perfect macroscopic objects there are in the universe: the only elements in their construction are our concepts of space and time. And since the general theory of relativity provides only a single unique family of solutions for their descriptions, they are the simplest objects as well."

<sup>\*2</sup> 熱力学第0, 第1, 第2法則に同等のブラックホール力学法則が導出され、さらに場の量子論を考えることにより、ブラックホールが黒体放射(Hawking放射)をすることも証明されました。

観れば高次元ブラックホールの形成になります。さらにある種のプレーン宇宙モデルにおいては、加速器実験で高次元ブラックホールが実際に形成され、続いてホーキング輻射をして蒸発する可能性が指摘されました。そのホーキング輻射の観測による余剰次元の実験的検証へ向けて高次元ブラックホール研究が加速しました。<sup>11)</sup>

そもそも4次元の重力や一般相対論についてより深く理解するためには、物理的に現実的かどうかはともかく、時空次元 $D$ をパラメータとして一般化し、 $D$ の違いによって重力がどういった振る舞いを見せるかを探ることはとても有効な方法でしょう。ちょうど電荷をもつブラックホール解がブラックホール研究に果たす役割に似ています。宇宙物理の文脈で、電荷をもつ巨視的天体は現実的には考え難いですが、<sup>\*3</sup> あえて電荷という余分なパラメータをもつ解の性質を精査することで、回転パラメータをもつ真空解である Kerr ブラックホールの時空構造について洞察を得ることができます。

### 1.3 ブラックホールの基本性質：概観

一般相対論の真空解、つまりリッチ・テンソルがゼロ： $R_{ab}=0$ 、となる漸近平坦なブラックホールに絞って考えることにします。4次元では定常真空ブラックホールは、次のような基本性質をもっています。

- ・形状 (トポロジー)  $\Rightarrow$  2次元球面的
- ・一意性  $\Rightarrow$  質量と角運動量のみで定まる。
- ・安定  $\Rightarrow$  ダイナミクスの終状態

宇宙検閲官仮説<sup>25)</sup>と一意性、および Kerr 解の安定性を合わせると、(一般相対論が正しければ) 重力崩壊の結果できるであろう莫大な数の宇宙のブラックホールは、ほとんどの状況<sup>\*4</sup>で Kerr 解で十分正確に記述されることを意味します。

これらの基本性質が高次元の場合には、

- ・形状 (トポロジー)  $\Rightarrow$  球面的である必要はない、
- ・一意性  $\Rightarrow$  成り立たない!
- ・安定性  $\Rightarrow$  多くの場合、不安定(?)

となります。以下では厳密解、安定性、近似法、対称性、トポロジー、分類問題の順により詳しく見ていきます。

## 2. 厳密解

一般に時空次元 $D$ の平坦空間に置かれた質量 $M$ の質点から距離 $r$ だけ離れた点のニュートンの重力ポテンシャルは、 $M/r^{D-3}$ に比例します。これは単純に $D-1$ 次元の空間でのポアソン方程式を考えることで分かります。静的真空解である Schwarzschild 解の高次元化は、計量に現れるニュートンポテンシャル $M/r$ を $M/r^{D-3}$ とし、2次元球面を $D-2$ 次元球面に置き換えれば一般化できます。

## 2.1 Myers-Perry 解

Kerr 解の一般次元 $D$ への拡張は、Myers-Perry 解とよばれます。質量と回転のパラメータをそれぞれ $M, a$ とすると、ブラックホールの事象地平面 (イベント・ホライズン) の位置は次の方程式で与えられます (簡単のため、パラメータにつく数値係数は省略)

$$0 = 1 + \frac{a^2}{r^2} - \frac{M}{r^{D-3}}.$$

この方程式が解をもつかどうかは、右辺第2項の遠心力ポテンシャルと第3項の $D$ 次元の重力ポテンシャルとの拮抗で決まります。回転は2次元回転面により規定されますから、遠心ポテンシャルは時空次元に関係なく $r^2$ に反比例します。すると、 $D=5$ では両ポテンシャルは $r$ について同じ振る舞いをし、 $D \geq 6$ では、小さな $r$ では必ず第3項目の重力ポテンシャルが支配的になります。これより $D \geq 6$ では常に (どんなに回転パラメータ $a$ が大きな値でも) 解をもち事象地平面が存在することが分かります。質量 $M$ は固定し、ブラックホールの表面、つまりホライズン断面積 $A$ を回転パラメータの大きさ $a$ の関数として表すと図1のようになります。このグラフ上に解が存在します。4次元の場合の曲線の右端は“臨界 (extremal)”ブラックホールに対応し、そこはホーキング温度がゼロの解に対応します。それより大きな回転パラメータに対しては、ホライズンが存在せず裸の特異点が現れます (Kerr 制限)。5次元の場合は臨界極限でホライズンの面積がゼロのため正則な解ではありません。しかし、6次元以上では任意の回転パラメータに対してブラックホール解があることが分かります。また回転パラメータの値を定めると解が一意に定まることも見て取れます。

4次元と高次元での大きな違いは、次元が上がるとブラックホールは複数 $N \geq 2$ の独立した角運動量をもち得ることです。保存量としての角運動量をもつことは軸対称性 $U(1)$ をもつことになりますが、漸近的に平坦な場合には、 $N$ 個の軸対称性 $U(1)^N$ がローレンツ変換 $SO(D-1, 1)$ の部分群でなければならないので $N = \lceil (D-1)/2 \rceil$ と制限が付き、つまり独立な角運動量の数は、4次元では1つ、5, 6次元で2つ、7, 8次元で3つ、…といった具合です。複数の角運動量をもつ Myers-Perry ブラックホールのホライズンは、次式の解で与えられます。

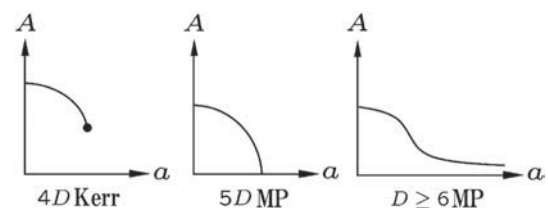


図1 回転ブラックホール解の相図：質量は固定し、ホライズン断面積 $A$ と回転パラメータ $a$ の関係を表す。4次元 Kerr ブラックホールは、回転速度に上限 (Kerr 制限) があり、それを超えるとホライズンが消失する。高次元 $D \geq 6$ の Myers-Perry (MP) 解では、回転速度に上限がなく、超高速回転ブラックホールが存在する。

<sup>\*3</sup> 重力以外の長距離力として電磁場を考慮することは、マクロな観点からも意味があります。

<sup>\*4</sup> 原始ブラックホールなど宇宙初期に形成されるブラックホールの記述には、宇宙膨張を考慮する必要があります。<sup>12)</sup>

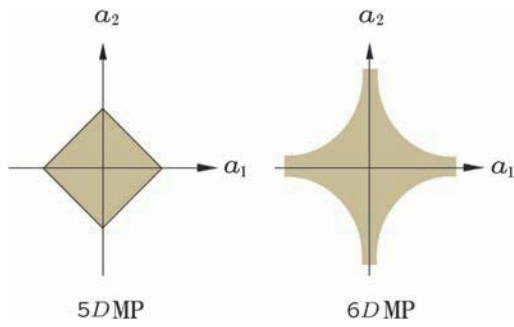


図2 二つの角運動量をもつ5次元, 6次元のMyers-Perry (MP) ブラックホール解の相図. 色付領域に解が存在する. 境界線は臨界ブラックホール解に対応. 5次元の場合, 一つの回転パラメーターがゼロの場合, 正則な臨界ブラックホールは存在しない. 6次元の場合, 一つの回転パラメーターがゼロに近づくとき, もう一つの回転パラメーターはいくらでも大きな値を取り得る. 言い換えると, 一つの回転パラメーターがゼロの場合には, 臨界ブラックホール解は存在しない. 一般に臨界ブラックホールは二つ (以上) のホライズンの縮退により現れるので, 回転パラメーターが一つだけ非ゼロの6次元のMP解は, ホライズンも一つとなり, その大域構造はSchwarzschild解のようになることが分かる.

$$0 = \prod_{i=1}^N \left( 1 + \frac{a_i^2}{r^2} \right) - \frac{M}{r^{D-3}}.$$

例えば, 5, 6次元の場合に質量は固定して, 回転パラメーター  $a_1, a_2$ , に対する解の存在範囲を図示すると, 図2のようになります. 解の領域の境界は臨界ブラックホールに対応します. また, Myers-Perry解のホライズンのトポロジー<sup>\*5</sup>は球面的  $S^{D-2}$  です.

最も単純なブラックホールを表すSchwarzschild解は, 質量  $M$  のみをパラメーターとしてもち, ブラックホール“ホライズン”を一つしかもちませんが, Kerr解は回転パラメーター  $a$  もつため, 時空特異点がリング状で時間方向に伸び, また一般にはブラックホールのホライズンの内部に, もう一つの異なるホライズンをもつなど, その大域的因果構造が大きく違ってきます. しかし, 例えば  $D \geq 6$  では複数の回転パラメーター  $a_i$  のうち, 一つでもゼロの場合には, ホライズンも一つだけとなりSchwarzschild時空と同様な時空構造になります. また, ゼロでない角運動量パラメーター  $a \neq 0$  が一つだけの場合,  $D \geq 6$  では  $a$  はいくらでも大きくなれるので, 4次元のKerr解のようにホライズンが消失することもなく超高速回転が可能です.

## 2.2 ブラック・リング解

2002年にEmpan-Reallが発見した5次元の定常軸対称真空解は, ホライズンのトポロジーがMyers-Perryのように球状ではなく, 3次元のリング状, つまり  $S^1 \times S^2$  となっており,  $S^1$  方向への回転によりホライズンを支えています. Empan-Reallの見つけた解は, 二つの回転パラメーターのうち, 一つ ( $S^2$  方向の回転に対応するもの) はゼロの場合でしたが, その後二つのパラメーターとも値をもつ解も見つかっています. 解の相図 (図3) にある, ならかな曲線は“細いリング” ( $S^1$  方向の半径が大きい) 解を表します. その左端付近が断崖絶壁のようになっていますが, そ

\*5 ホライズンは, 本来  $D-1$  次元の光的超曲面ですが, ここではホライズンの空間断面を意味するものとします.

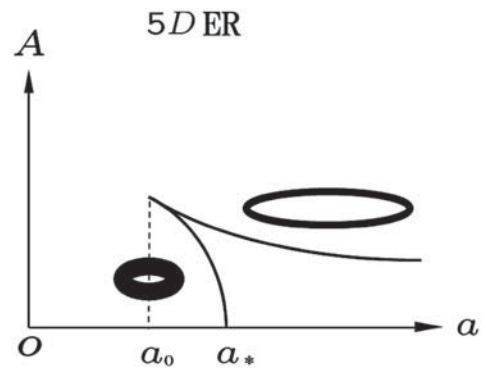


図3 一つの角運動量をもつ5次元のEmpan-Reall (ER) ブラック・リング解の相図. 回転パラメーターの範囲,  $a_0 < a < a_*$ , には二つの異なる解“太いリング”と“細いリング”が共存する.

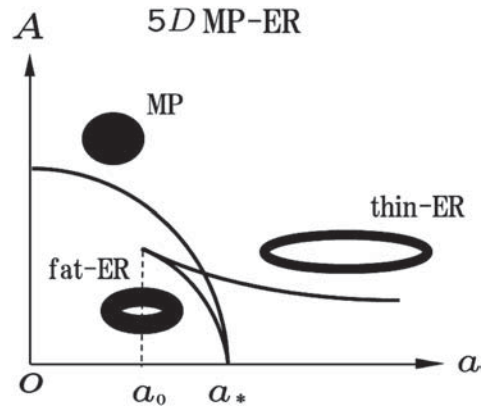


図4 5次元Myers-Perry (MP) 解とEmpan-Reall (ER) 解の相図 (一つだけ角運動量をもつ場合). 回転パラメーターの範囲,  $a_0 < a < a_*$ , には3つの異なる解, MP解, 太いERリング解, 細いERリング解, が共存する.

こから下への曲線は“太いリング”を表します. 太いリングの存在する回転パラメーター  $a$  に対しては, 同時に同じ値をもつ“細いリング”も存在することが分かります. つまり同じ質量と角運動量に対して二つの異なる解があるのです. さらに, 5次元のMyers-Perry解も同じ相図に乗せると, 3つの解が縮退しうることが分かります (図4参照). ブラック・リング解の発見により, 高次元では一意性定理が成り立たないことが明白になりました.

## 2.3 非連結多重ブラックホール

相図 (図4) から分かるように, 細いリング解は  $S^1$  方向の回転パラメーターがどれだけ大きくても存在します. そのとき,  $S^1$  方向の半径も大きくなるので, 中心の方には“すき間”ができます. そのすき間に5次元のMyers-Perry解を置くことで, 全体として土星状のブラック・サターン解を構成することができます. さらに, 半径の異なる複数のリング解を重ね合わせた, 多重リング解も構成されました (図5参照). こうした非連結で多重なホライズンをもつ解の存在も考慮すると, 漸近遠方で定義される全質量  $M$ , 全角運動量  $J$  に対して無数の解の縮退があることが判明しました.

高次元ブラックホールの厳密解から直ちに得られる教訓は, 一意性が成り立たず, 非連結な多重ホライズンをもつことです. そして,

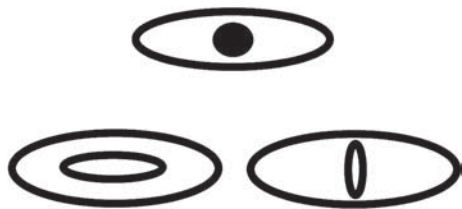


図5 5次元ブラック・サターン(土星)解(上), 同じ回転面のブラック・二重リング解(下左), および異なる回転面の自転リング解(下右).

- ・複数の独立な回転パラメーターをもち得る
- ・回転パラメーターが必ずしも上限をもたない
- ・ストリングやプレーンのように、ホライズンが膜状に拡がりをもつことができる、

という高次元の特徴が、ブラックホールの多様性を一気に拡大させることが分かります。

### 3. 安定性

様々な解が見つかること、それらの安定性が気になります。安定であればダイナミクスの終状態として存在が可能ですが、不安定であれば何か別のより安定な状態へ移行することが考えられ、対応する新しい解の存在を示唆します(図6)。

高次元に特有の不安定性としてGregory-Laflamme不安定性<sup>13)</sup>があります。これはブラックホールが金太郎あめのように余剰次元方向に伸びているブラック・ストリング(ブラック・プレーン)

$$ds^2 = \text{真空のブラックホール計量} + \text{平坦空間の計量}$$

に対して起こるものです。ブラックホールのサイズ $R$ に比べて、平坦な余剰次元方向のスケール(コンパクト化の周期) $L$ が大きいときに起こる不安定性です。大まかには余剰次元方向が非一様化し、階層的につぶれていく現象で、数値計算の発展でほぼその終状態の様子が詳しく分かってきました<sup>14)</sup>(図7参照)。

#### 3.1 Myers-Perry 解

Myers-Perry 解は、 $D \geq 6$ では回転パラメーターに上限(Kerr制限)がないため、超高速回転ができます。そのときブラックホールの回転軸付近をスケールアップすると、計量は以下のように平坦な余剰次元をもったブラック・プレーンになります。

$$ds^2 \approx (D-2) \text{次元 Schwarzschild 計量} \\ + 2 \text{次元平坦面の計量.}$$

これは平坦な2次元部分(プレーン方向)のため、Gregory-Laflamme不安定性が起こると予想されます。超高速回転しているMyers-Perry解の不安定性は数値的に確認されました<sup>15)</sup>より一般のMyers-Perry解についても、数値計算により不安定性が確かめられています<sup>16)</sup>また、全く回転しない高次元Schwarzschild解については、線形摂動に対して安定であることが解析的に証明されています<sup>17)</sup>その他、様々なパラメーター範囲での安定・不安定性解析が行

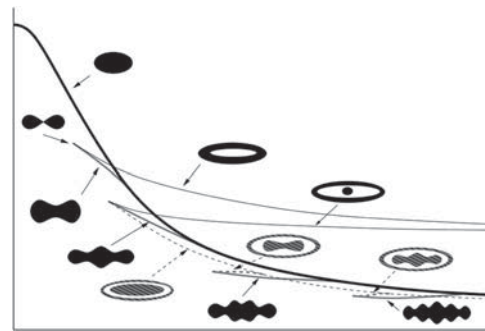


図6 6次元以上の解の相図(文献2 Fig. 3参照)予想。Myers-Perry (MP) 解(太黒い線)の左側のなみなみと歪んだ図形は、MP解が不安定モードにより変形したさまを表す。それが右側へ向かって、ブラック・リング解、ブラック・サターン解、多重リング解などの、新しい解系列へと分岐が起こる様子を予想。

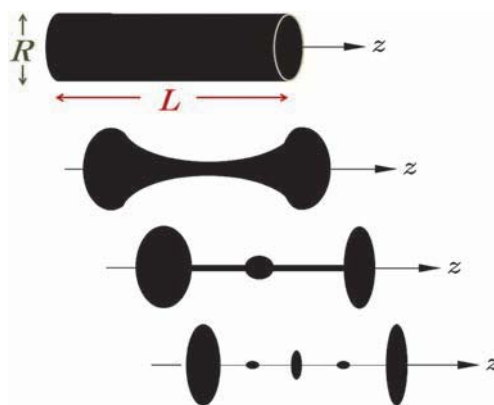


図7 5次元ブラック・ストリング(上:ホライズン半径 $R$ , 一様に広がる $z$ 軸方向のコンパクト化のスケール $L$ )とそのGregory-Laflamme不安定性(上図から下図へ)。5次元の $z$ 軸方向に一樣に伸びていたブラック・ストリングが、不安定性のため徐々に階層的なピンチを起こしていく。詳細は数値的研究<sup>14)</sup>参照。

われています<sup>18)</sup>。

#### 3.2 ブラック・リング

5次元の細いブラック・リングは $S^1$ 方向の半径がいくらでも大きくなりますから、そのような極限では局所的にはブラック・ストリングになります。そのためGregory-Laflamme不安定性が起こると予想されます。一方、太いリング解については、ペンローズ不等式を用いて不安定性が示されました<sup>19)</sup>さらに太いリングから細いリングへと不安定性がつづき、Empanan-Reallのブラック・リングが全パラメーター領域で不安定であることが最近、数値計算で確かめられました<sup>20)</sup>これにより、ブラック・サターンのように、その一部にリング解を含む非連結型の多重ブラックホールのほとんどが不安定であると予想されます。

### 4. 近似法

ブラック・リングや非連結多重ブラックホールの厳密解の解析的構成は5次元でのみなされています。一つにはBelinski-Zakharovの逆散乱法などの4次元で開発された厳密解構成の技術が、5次元の漸近平坦真空解に対して上手く応用できたからです。しかし6次元以上では、こうした手法に必要となる十分に高い対称性と漸近平坦性とは相容

れないため厳密解の発見を困難にしています。

#### 4.1 ゼロ・モード摂動

新しい解の可能性を探る一つの方法は、不安定な解からの分岐を見つけることです(図6)。それは不安定性の起点となる定常(ゼロ・モード)摂動の存在で判定できる場合があります。数値計算により6次元以上のMyers-Perry解については多くのゼロ・モードが見つかっています。因みに9次元の場合には、ゼロ・モードにより摂動変形された解は70個ものパラメーターをもつことが分かりました。<sup>21)</sup>これだけ多くのパラメーターが必要となると、解析的に厳密解が見つかったとしても、それを理解することがとても困難であると言わざるを得ません。

#### 4.2 黒様体(Blackfolds)近似

複数の回転パラメーターを許し、それらに必ずしも上限がないという高次元ブラックホールの特徴は、ホライズンのある方向のスケール $r_0$ に比べて、多重に広がる他の方向のスケール $R$ が著しく大きいといった状況を生み出します。例えば、細いリングの極限や、 $D \geq 6$ の超高速回転のMyers-Perry解のように、ホライズンがひも状になったり扁平になったり、一種の膜状物体(プレーン)になるということです。そうした拡がりのスケールが極端に異なる場合に注目すると、ブラックホールをプレーンの方程式

$$T^{ab}K_{ab}^P=0$$

に従う物体として近似的に扱うことができます。<sup>22)</sup>ここで $K_{ab}^P$ は $P$ を垂直方向とするプレーンの外的曲率、 $T^{ab}$ はそのエネルギー運動量テンソルで、プレーン上での保存則を満たします。 $T^{ab}$ がプレーン上の張力のみで与えられるときは、南部・後藤プレーンと同じです。そして $r_0/R$ を小さな摂動パラメーターとみなし、Einstein方程式をプレーンの近傍領域 $r \ll R$ と遠方領域 $r_0 \ll r$ それぞれで展開し、共通領域で接続して、近似解を構成します。この“黒様体”近似の方法により、一般次元のブラック・リング $S^1 \times S^{D-3}$ やその親戚 $S^m \times S^n$  ( $m, n$ は奇数,  $m+n=D-2$ )、さらに軸対称性を破る螺旋的ブラックリング等、多様なブラックホールの可能性が示されました。

#### 4.3 大きな次元(Large “D”)近似

そもそも時空次元 $D$ をパラメーターとして扱うことは、高次元ブラックホール研究の動機の一つでした。そこで $1/D$ を小さな摂動展開パラメーターとする興味深い近似法が開発されました。<sup>23)</sup>大きな $D$ 極限での典型的な現象は、ブラックホールの重力場がそのホライズン近傍に強く局所化されることです。そのため、例えば安定性解析で用いる摂動の基礎方程式が上手く単純化されることなどが分かっています。現在、この手法の有効性と応用へ向けた研究が進展中です。

### 5. 対称性

上で紹介した厳密解はいずれも複数のKilling Vector

Field<sup>\*6</sup>(以下KVFと略記)で生成される、定常性と回転対称性 $\mathbb{R} \times U(1)^N$ をもっています。<sup>\*7</sup>状況によってはさらに高い対称性もちえます。例えば、単一の角運動量をもつMyers-Perry解の場合 $\mathbb{R} \times U(1) \times SO(D-3)$ へ、また時空次元 $D$ が奇数かつ全ての回転パラメーターが等しい値のときは $\mathbb{R} \times U(N)$ へと対称性が拡大します。対称性については、次の定理<sup>24-26)</sup>が成り立ちます。

#### 剛性定理

漸近平坦な真空定常ブラックホール時空が、そのホライズンと外部領域で解析的であり、ホライズンが非縮退型で断面がコンパクトで連結であるとする。このときホライズンに垂直なKVFが存在する。

一般にKVFが垂直<sup>\*8</sup>となる光的超曲面は、キリング・ホライズンとよばれ、その上で定義される表面重力 $\kappa$ は定数となることが分かります。ブラックホールの熱力学では、表面重力 $\kappa$ はホーキング温度に対応しますから、剛性定理はブラックホール熱力学の第ゼロ法則を基礎づけます。また4次元の場合には剛性定理は一意性定理の証明の重要なステップとなります。

この定理には続きがあります。ホライズン $H$ は光的超曲面ですから、その接ベクトルは光的か空間的ですが、定常性を規定するKVF、 $t^a$ が、 $H$ 上で光的な場合は、ブラックホールは静的であることが分かり、一方、 $t^a$ が $H$ 上で空間的な場合は、ブラックホールは回転するといえます。この場合には剛性定理の帰結として $H$ に垂直なKVF、 $K^a$ と $t^a$ とは一次独立となり、その線形結合により新たに軸対称性 $U(1)$ のKVF、 $\phi^a$ が存在することが言えます。つまり、“定常ブラックホールは剛体回転する”ということです。

### 6. トポロジー

5次元の漸近平坦真空ブラックホール解の具体例から、ホライズンの連結成分が球面的 $S^3$ なものと同様形状 $S^1 \times S^2$ のものがあることが分かりました。<sup>\*9</sup>ホライズンの形状でどのようなものが許されるかについては、次の定理があります。<sup>28)</sup>

#### トポロジー定理

優勢エネルギー条件の下、ホライズン断面 $\Sigma$ は、その山辺不変量 $Y(\Sigma)$ が正となるものに限る。

一般にリーマン計量 $g$ をもつ $n$ 次元可微分閉多様体

<sup>\*6</sup> Killing vector field (キリング・ベクトル場)とは、時空対称性の生成子のことです。時空にキリング・ベクトルが存在するときは、その方向に時空計量を“運動(リー微分)”させても変化しないことが分かります。

<sup>\*7</sup> ただし、漸近平坦時空では $U(1)^N \subset O(D-1)$ の制限があるので6次元以上で $D-3$ の回転対称性をもつ時空は通常の意味で漸近平坦ではなくなります。

<sup>\*8</sup> 光的なので、ホライズンに垂直ということは、同時にその光的生成子に接しているということです。

<sup>\*9</sup> レンズ空間的ホライズンをもつブラックホールは超重力理論の解として最近発見されました。<sup>27)</sup>

$(\Sigma, q)$  に対して, その共形類  $[q]$  の中で全てのスカラー曲率  $\mathcal{R}_q$  に対する下限

$$Y(\Sigma; [q]) := \inf_{q \in [q]} \frac{\int_{\Sigma} \mathcal{R}_q d\Sigma_q}{\text{Vol}(\Sigma)^{(n-2)/n}}$$

を山辺定数  $Y(\Sigma; [q])$ , そして全ての共形類に対する山辺定数の上限  $Y(\Sigma) := \sup_{[q]} Y(\Sigma; [q])$  を山辺不変量といいます.  $D$ 次元ブラックホールのホライズン断面 (の連結部分) は  $(D-2)$ 次元閉曲面です. この閉曲面の膨張率を微小変形する方程式に対して, Einstein 方程式と優勢エネルギー条件<sup>\*10</sup>を用いると  $Y(\Sigma)$  の正值性<sup>\*11</sup>が証明されます. これよりホライズン断面のトポロジーはその断面の計量が, 球面のように正のスカラー曲率をもつものに制限されます.

もともと Hawking による4次元の証明は Gauss-Bonnet の定理と優勢エネルギー条件を用いて, オイラー数が正となることを示します<sup>24)</sup>が, これは  $Y(\Sigma) > 0$  から直ちに  $\int \mathcal{R}_q > 0$  と言えることです. 5次元ブラックホールの場合にはホライズン断面は  $S^3, S^3/\Gamma, S^1 \times S^2, L(p, q)$ , およびそれらの有限連結和に制限されることが分かります.<sup>\*12</sup>

既知のブラックホール解は高い対称性をもっています. 回転対称性  $U(1)$  の存在もトポロジーに対して制限を加えます. 例えば5次元で二つの回転対称性  $U(1) \times U(1)$  がある場合は,  $S^3, S^1 \times S^2, L(p, q)$  のみとなります.<sup>4)</sup>

## 7. 分類問題

ブラックホール解を決定するのに必要十分な情報はなんでしょう. 4次元の漸近平坦な真空定常ブラックホールは一意性定理により完全に分類され, 大域的保存量である質量と角運動量で Kerr 解の族に決まります. しかし, 高次元ではブラック・リング解の存在で暴かれたように, 大域的保存量の指定のみによる一意性は成り立ちません.

参考までに, 4次元の一意性定理の証明の概要をおさらいすると次の通りです. (i) 先ず, トポロジー定理によりホライズン断面  $\Sigma$  が2次元球面的であることが分かります. (ii) 次にトポロジー定理の結論から剛性定理が証明でき, 回転していなければ静的, 回転している場合はさらに回転対称性の KVF,  $\phi^a$ , の存在が分かります. 静的な場合は以下をバイパスして別証明で Schwarzschild 解に等長となることが証明できます. (iii) 回転している場合, 二つの対称性  $t^a$  と  $\phi^a$  により, 4次元の Einstein 方程式は, 2次元空間上の非線形シグマ模型に帰着されることが分かります. (iv) 非線形シグマ模型上での境界値問題を解き, 解の一意

性を示します.

ステップ (iv) は, 静電磁気学でのクーロン・ポテンシャル  $\Phi$  の一意性の証明と本質的に同じです. 簡単のため, ある領域内でのラプラス方程式

$$\Delta \Phi = 0$$

を考え, その領域の境界条件 (境界での電位) が与えられるとします. そのとき, 仮に同じ境界条件のもとで二つ異なる解  $\Phi_1, \Phi_2$  があったとします. その差  $\delta\Phi := \Phi_1 - \Phi_2$  を考えると,  $\delta\Phi$  も上のラプラス方程式を満たします. そこに Green の恒等式を用いると  $\delta\Phi = 0$ , つまり解の一意性  $\Phi_1 = \Phi_2$  が証明できます.

ブラックホールの場合には, ステップ (i)-(iii) で, 十分な対称性のもと Einstein 方程式を上と類似の楕円型方程式に帰着させます. ただクーロンポテンシャルのようなスカラー場  $\Phi$  の代わりに, 計量の多自由度を扱うために行列を考えることとなります. またクーロン・ポテンシャル  $\Phi$  はシフト対称性  $\Phi \rightarrow \Phi + c$  をもっていますが, ブラックホールの場合には, 非線形シグマ模型の標的空間の対称性になります. ステップ (iv) で, Green の恒等式に対応するものは Mazur 恒等式とよばれ, 標的空間の等質 (一様) 性から大域的に定義できます. 境界条件は, ブラックホールの質量や角運動量パラメーターを定めることに対応します. ブラックホール解は, いわばこの等質空間上の “測地線のようなもの” です. ブラックホールの一意性は, 非コンパクトな等質空間上の測地線が境界条件で一意に定まることから帰結します.<sup>4)</sup>

### 7.1 軌道空間

一般次元  $D$  の場合に, 4次元と同じ型の非線形シグマ模型まで還元して考えるためには,  $(D-2)$ 個 (定常性  $\mathbb{R}$  と回転対称性  $U(1)^{D-3}$ ) の一次独立で互いに可換な KVFs,  $K_{(0)}^a = t^a, K_{(i)}^a = \phi_{(i)}^a, i = 1 \cdots D-3$ , が必要です.<sup>\*13</sup> 時空の対称性として  $G = \mathbb{R} \times U(1)^{D-3}$  を仮定します. ブラックホールの外部領域  $M$  は, 位相検閲官定理より単連結です. すると, その軌道空間

$$\hat{M} = M/G$$

は, 上半平面  $z + ip \in \mathbb{C}, \rho \geq 0, z \in \mathbb{R}$  に対応する単連結な2次元空間になります. この2次元軌道空間の大域構造が  $M$  のトポロジーや等長変換群の作用のありかたを決定します. 特に, 回転の KVF である  $K_{(i)}^a = \phi_{(i)}^a$  のグラム行列

$$X_{ij} := g_{ab} K_{(i)}^a K_{(j)}^b$$

に対して,  $\hat{M}$  の内点, 境界, およびコーナーでは,  $X_{ij}$  のランク  $\text{rank}(X_{ij})$  が, それぞれ 2, 1, 0 となります. さらに境界では  $\det(X_{ij}) = 0$  となり, (i) ホライズンに対応する区間  $(z_H, z_{H+1})$ , と (ii)  $K_{(i)}^a$  の線形結合の固定点に対応する区間

<sup>\*10</sup> エネルギー運動量テンソルを  $T_{ab}$  とすると, 任意の未来向き時間的ベクトル  $v^a$  に対して,  $-T_b^a v^b$  が未来向きの因果的ベクトル ( $T_a^a v^a T_b^b v^b \leq 0$ ) になることです.

<sup>\*11</sup> この方法で初めに示されたのは非負性  $Y(\Sigma) \geq 0$  でしたが, 後に  $Y > 0$  にできることが示されました. また, 4次元の場合には位相検閲官定理<sup>25)</sup>と同境理論を用いた強力な定理<sup>29)</sup>がありますが, 高次元の場合には, 同境理論はあまり強い制限をつけないようです.

<sup>\*12</sup> ここで  $\Gamma$  は  $SO(4)$  の適当な離散部分群で  $S^3/\Gamma$  はザイフェルト多様体です.  $\Gamma$  として特別のものをとると, レンズ空間  $L(p, q)$  になります.

<sup>\*13</sup>  $D-3$ 個の回転 KVFs をもつと,  $D \geq 6$  では漸近的に平坦ではなく Kaluza-Klein 型になります.

$(z_i, z_{i+1}), (-\infty, z_i), (z_n, \infty)$  があります. 不変量として  $\ell_i := z_{i+1} - z_i, \ell_H := z_{H+1} - z_H$  と,  $i$  番目の区間を固定点とする線形結合の係数である整数値ベクトル  $\mathbf{v}_i := (v_1, \dots, v_{D-3}) \in \mathbb{Z}^{D-3} (\sum_i v_i K_{(i)}^a = 0)$  を導入します. すると軌道空間の大域構造は, これらのモジュライ  $\ell_i$  と巻き数  $\mathbf{v}_i$  により決定されます.

具体的に  $D=5$  の場合を考えましょう. 二つの回転KVF,  $\phi_{(1)}^a$  と  $\phi_{(2)}^a$ , がありますから, ベクトル  $\mathbf{v} = (v_1, v_2) \in \mathbb{Z}^2$  を用いると, 軌道空間の境界では  $v_1 \phi_{(1)}^a + v_2 \phi_{(2)}^a = 0$  が成り立ちます. 平坦な時空の場合, その境界は  $\mathbf{v} = (1, 0), \mathbf{v} = (0, 1)$ , つまり  $\phi_{(1)}^a$  と  $\phi_{(2)}^a$  それぞれの固定点に対応する二つの半直線が1点でつながるコーナーからなります. Myers-Perry解の場合は, ホライズンがありますから, 境界上には  $\ell_H, \mathbf{v}_H = (0, 0)$  と二つの (半無限) 区間  $\ell_1 = \infty, \mathbf{v}_1 = (1, 0), \ell_2 = \infty, \mathbf{v}_2 = (0, 1)$ , およびこれらの区間とホライズンとの接点として二つのコーナーがあります. ブラック・リングでは  $\ell_1 = \infty, \mathbf{v}_1 = (1, 0), \ell_2 > 0, \mathbf{v}_2 = (0, 1), \ell_H, \mathbf{v}_H = (0, 0), \ell_3 = \infty, \mathbf{v}_3 = (0, 1)$ , およびそれらの接点として三つのコーナーがあります (図8参照).  $\ell_H$  はホライズンの表面積に比例します.

特に, ホライズンに隣接する二つの区間の巻き数から決まる量

$$p := \det(\mathbf{v}_{H-1}, \mathbf{v}_{H+1})$$

はホライズンのトポロジーを特徴づけることができます. 上で見た具体例から直ちに確認できるように, 5次元では

#### 軌道空間定理

ホライズン断面の連結成分のトポロジーは,  $p=0$  ではリング的  $S^1 \times S^2$ ,  $p=\pm 1$  では球面的  $S^3$ , その他  $p \neq \pm 1, 0$  ではレンズ的  $L(p, q)$  となる.

軌道空間の情報や角運動量パラメーターと  $\ell_H$  から質量も決まり, 次の一意性定理<sup>30)</sup> が成り立ちます.

#### 一意性定理

$(D-3)$  個の回転対称性をもつ, 真空定常 (非臨界) ブラックホールは, 軌道空間のモジュライ  $\ell_i \in \mathbb{R}_+$  と巻き数  $\mathbf{v}_i \in \mathbb{Z}^{D-3}$ , および角運動量パラメーター  $a_i$  で一意に決定される.

## 7.2 代数的分類

高い対称性のもとで軌道空間定理を用いる分類とは別の方法として, ワイル (Weyl) 曲率の代数的構造に着目する方法も研究されています. Weyl 曲率は大雑把には潮汐力に対応します. 与えられた4次元時空の Weyl 曲率  $C_{abcd}$  に対して, 次の代数方程式

$$k^b k^c k_{[c} C_{a]bc} k_{d]} = 0$$

を満たす光的ベクトル  $k^a$  は主光的方向とよばれ, 一般に4つ異なるものがあります. しかし各点で4つの主光的方向のうち, いくつかが同じ方向を向く場合に「代数的に特殊」とよびます. 4本のうちの何本の主光的方向が一致するかで時空を分類できます.

この分類方法は厳密解の発見においても重要な役割を果たしました. 4次元において Schwarzschild の球対称静的真空解の発見以降, 定常回転ブラックホールを表す Kerr 解の発見まで50年もかかりました. その間にも定常回転解を探す多くの研究がありましたが, それらは初めから対称性KVFの存在に頼って計量を単純化し, 後は如何に Einstein 方程式を解くかを問題にしていました. それに対して R. P. Kerr の成功 (1963年) の要因は, 先ずは Weyl 曲率の代数的特殊性を仮定し, その後に対称性から計量を簡略化した点にあります. Kerr は, 探すべき定常回転真空解は, Schwarzschild 解と同じ代数的特殊性をもつと仮定したので. さらに代数的特殊性は, Kerr 解の安定性解析において摂動方程式の簡略化などに威力を発揮しました.

こうした Weyl 曲率の代数的特殊性に着目することは高次元時空においても, 分類問題や新しい解の構成に有用かもしれません. 高次元での主光的方向は WAND<sup>\*14</sup> とよばれ, 4次元の場合と違って, 一般には解をもたなかったり, いくつももっていたりします. 高次元では複数の WAND をもつ時空を代数的特殊とよび, これによる高次元時空の分類問題も進展中です.<sup>31)</sup> 特に宇宙項や物質場を含む理論で, 適切な軌道空間への簡略化ができない場合への応用が期待されます.

## 8. まとめと今後の展望

高次元ブラックホール研究はこの10数年で大きく進展し, 静的または十分に高い回転対称性をもつ場合, さらに超対称性といった強い制限を置いた状況については随分理解が進んだと言えます. それでも, まだ十分な理解から

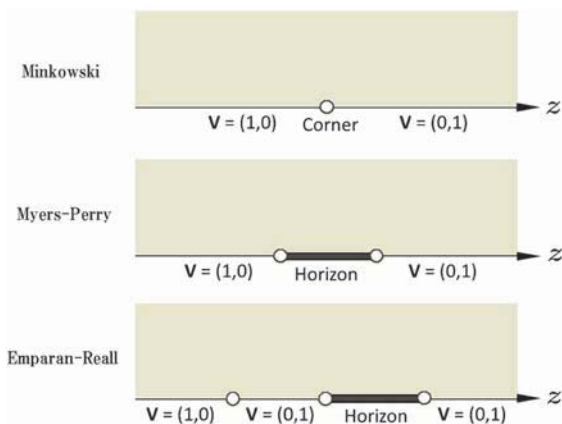


図8 軌道空間  $\hat{M}$  の大域構造. 上半平面  $z+ip \in \mathbb{C}$  の境界  $\rho=0$  に, 巻き数の割り当てられた区間, ホライズン, およびコーナーがある.

\*14 Weyl Aligned Null Direction



かけ離れた不満足な状況にあり、様々な問題や予想が提案されています。例えば、既知の高次元ブラックホール厳密解は複数の回転対称性をもっていますが、剛性定理は、たった一つの回転対称性の存在しか保証しません。そこで

**予想：低い対称性をもつブラックホール解**

定常性  $\mathbb{R}$  と一つの回転対称性  $U(1)$  のみをもつ高次元の漸近平坦ブラックホール解が存在する

という予想<sup>32)</sup>が提案されました。さらに回転対称性を破り、KVFをたった一つしかもたない解の可能性も考えられます。例えば、時空計量は高い対称性を許しても物質場の配位が対称性を破った解の数値計算による構成や、黒様体近似の方法を用いた近似的構成の試みがあります。

本稿では  $R_{ab}=0$  を満たす真空解のみに焦点を置いて、AdS/CFT対応の文脈で重要となる漸近的AdS時空のブラックホールについては述べませんでした。AdSブラックホールは回転速度が大きい場合には超放射(Superradiance)による不安定性を起こすことが知られています。さらに最近では、背景時空であるAdS時空そのものが、広いクラスの初期条件のもと、長時間の時間発展に対して乱流的不安定性を示すことが、数値計算により分かってきました。<sup>33)</sup> 不安定な漸近AdS時空の終状態の可能性の一つは、定常だが回転対称性の破れたブラックホールです。上で予想した低い対称性をもつブラックホール解の可能性を漸近AdS時空において考えることも興味深い課題です。<sup>34)</sup>

**未解決問題**

不安定な漸近的AdS時空の終状態は何か？

こうした思いがけない不安定性の発見や、新しい解の可能性を探る目的においては、数値計算の手法が絶大な威力を発揮するようになってきました。

一意性が成り立たず、多様で豊富な高次元ブラックホールの存在が判明した一方で、既にその多くが主に数値的計算により不安定であることが示されました。そこで、

**予想：動的安定一意性**

動的安定な解については一意性定理が成り立つ

という仮説<sup>35)</sup>が立ちます。状況証拠として、一意性定理を破る具体例であったブラック・リング解は不安定である結果が得られ、一方で漸近平坦で静的真空解に限定すると高次元Schwarzschild解が唯一となり、<sup>36)</sup>それが安定な解であることも証明されています。<sup>17)</sup>

高次元ブラックホールの動的安定・不安定性をさらに調べることで、高次元から4次元へのダイナミカルな時空次元低下の問題に対する洞察が得られるかもしれません。「なぜ我々の宇宙は4次元時空なのか？」といった素朴な問いを發した瞬間から、「では4次元と一般次元の時空とは何がどう違うのか？」といった問題が生じます。高次

元ブラックホールの豊かな世界を深く理解することにより、結局はこうした問いに対する答えの手がかりが得られるのだらうと思います。

**参考文献**

- 1) S. Chandrasekhar: *The Mathematical Theory of Black Holes* (Oxford: Clarendon, 1985).
- 2) R. Emparan and H. S. Reall: Living Rev. Rel. **11** (2008) 6.
- 3) K. Maeda, T. Shiromizu and T. Tanaka: Prog. Theor. Phys. Suppl. **189** (2011) 1.
- 4) S. Hollands and A. Ishibashi: Class. Quant. Grav. **29** (2012) 163001.
- 5) R. C. Myers and M. J. Perry: Annals Phys. **172** (1986) 304.
- 6) R. Emparan and H. S. Reall: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 101101.
- 7) 夏梅 誠: 日本物理学会誌 **54** (1999) 178.
- 8) 前田健吾: 日本物理学会誌 **65** (2010) 94.
- 9) 宮本雲平: 日本物理学会誌 **66** (2011) 610.
- 10) 高柳 匡: 日本物理学会誌 **69** (2014) 72.
- 11) 井田大輔: 日本物理学会誌 **62** (2007) 238.
- 12) 原田知広: 日本物理学会誌 **62** (2007) 30.
- 13) R. Gregory and R. Laflamme: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2837.
- 14) L. Lehner and F. Pretorius: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 101102.
- 15) O. J. C. Dias, P. Figueras, R. Monteiro, J. E. Santos and R. Emparan: Phys. Rev. D **80** (2009) 111701.
- 16) H. Yoshino and M. Shibata: Prog. Theor. Phys. Suppl. **189** (2011) 269.
- 17) A. Ishibashi and H. Kodama: Prog. Theor. Phys. **110** (2003) 901.
- 18) K. Murata: Prog. Theor. Phys. Suppl. **189** (2011) 210.
- 19) P. Figueras, K. Murata and H. S. Reall: Class. Quant. Grav. **28** (2011) 225030.
- 20) J. E. Santos and B. Way: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 221101.
- 21) O. J. C. Dias, P. Figueras, R. Monteiro, H. S. Reall and J. E. Santos: JHEP **1005** (2010) 076.
- 22) R. Emparan, T. Harmark, V. Niarchos and N. A. Obers: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 191301.
- 23) R. Emparan, R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1306** (2013) 009.
- 24) S. W. Hawking and G. F. R. Ellis: *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1973).
- 25) 小玉英雄: 日本物理学会誌 **70** (2015) 95.
- 26) S. Hollands, A. Ishibashi and R. M. Wald: Commun. Math. Phys. **271** (2007) 699.
- 27) H. K. Kunduri and J. Lucietti: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 211101.
- 28) G. J. Galloway and R. Schoen: Commun. Math. Phys. **266** (2006) 571.
- 29) P. T. Chrusciel and R. M. Wald: Class. Quant. Grav. **11** (1994) L147.
- 30) S. Hollands and S. Yazadjiev: Commun. Math. Phys. **283** (2008) 749.
- 31) A. Coley, R. Milson, V. Pravda and A. Pravdova: Class. Quant. Grav. **21** (2004) L35.
- 32) H. S. Reall: Phys. Rev. D **68** (2003) 024024.
- 33) P. Bizon and A. Rostworowski: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 031102.
- 34) N. Iizuka, A. Ishibashi and K. Maeda: JHEP **1508** (2015) 112.
- 35) いくつかの主張があり、例えば、B. Kol: arXiv: hep-th/0208056.
- 36) G. W. Gibbons, D. Ida and T. Shiromizu: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 041101.

**著者紹介**

石橋明浩氏：一般相対論と重力理論、および宇宙論の主に数理的研究。

(2015年9月13日原稿受付)

**Surprises in Higher Dimensional Black Holes**

Akihiro Ishibashi

abstract: This is a brief overview of recent progress in understanding basic properties of higher dimensional black holes. Particular focus is on asymptotically flat, vacuum solutions to higher dimensional general relativity.

# 励起光波長の選択によってモット絶縁体を金属と電荷密度波に転換する～相関電子系の新しい光相制御～

松崎 弘幸 (産業技術総合研究所分析計測標準研究部門 hiroyuki-matsuzaki@aist.go.jp)

岩野 薫 (高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 kaoru.iwano@kek.jp)

岡本 博 (東京大学大学院新領域創成科学研究科 okamotoh@k.u-tokyo.ac.jp)

近年、固体に光を照射することによって、その電子構造や物性を劇的に変化させようという試みが盛んに行われている。この現象は“光誘起相転移”と呼ばれており、光物性物理の中心的課題の一つとなっている。この現象を機能として利用することを考えた場合、光による電子物性の変化を如何に高速かつ高効率に起こすかが鍵となる。この観点から注目されている物質群が電子間に強いクーロン相互作用が働く強相関電子系であり、遷移金属化合物やある種の有機物質がこれに属する。強相関電子系の特徴は、強い電子間相互作用を通して電子系に集団的な性質が現れることにある。この性質を上手く利用することで、光照射による電子励起や光キャリア生成をきっかけとして系の広い領域にわたって高速の集団的な電子状態変化を引き起こすことが可能となる。固体の相転移から連想されるのは、結晶構造の変化であろう。しかし、ここでの相転移は電子系(電子相)が変化する現象であり、そのために超高速で起こる点が重要である。

強相関電子系のこのような光による電子相転移は、これまで遷移金属化合物におけるモット絶縁体から金属への転移、有機分子性結晶におけるイオン結晶から中性結晶への転移をはじめとして、様々な現象が報告されてきた。これらの光誘起相転移では、ある電子相を光励起すると特定の電子相への転移が生じる。二つ以上の電子相への相転移を光で引き起こすことは可能だろうか？ 励起光波長を変化させて初期励起状態を選択し、系を複数の電子相へ転換しよ

うというのが本研究の主題である。これまでに報告されている光誘起相転移のほとんどは、光励起によって低対称な電子相の秩序を融解し、高対称な電子相を生成するものである。上記のように光で異なる電子相を生成するには、光で秩序を融解する過程に加えて、光で別の秩序を創り出す過程を実現することが鍵となる。

最近、筆者らは、強相関電子系である一次元ハロゲン架橋金属錯体と呼ばれる物質において、励起光の波長を変化させることによって、モット絶縁体相から“金属相”への転移と“電荷密度波相”への転移の両者を観測することに成功した。これは、二つの異なる電子相への超高速光誘起相転移を実現した初めての例である。二つの相転移のうち、光誘起モット絶縁体-電荷密度波転移は、光でより対称性の低い電子状態を生成する転移、すなわち、秩序を創り出す方向の転移である。この転移の発現には、モット絶縁体相と電荷密度波相のエネルギーがほぼ縮退していることに加えて、隣接サイト間の電子間相互作用に起因する集団的な電荷移動過程が重要な役割を果たしていることがわかった。

光による秩序相の生成は、光物性や非平衡物理として興味深いだけでなく、光機能の観点からも重要である。例えば、最初にある波長のパルス光によって秩序状態を過渡的に創り出し、その後、異なる波長のパルス光を照射してこれを融解させることができれば、新しい超高速光スイッチやメモリ機能の実現に結びつくものと期待される。

## —Keywords—

### 光誘起相転移：

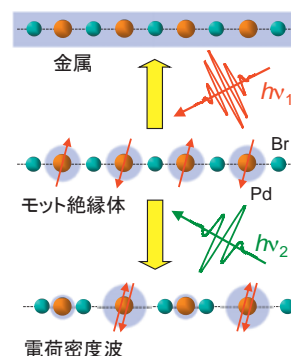
光照射によって固体の結晶構造や電子構造が変化する現象。本稿では、電子構造が高速かつ過渡的に変化する現象を取り上げている。電子系の変化の時間スケールは、サイト間の電子トランスファーエネルギー $t$ で特徴づけられる。典型的な $t$ の値は、遷移金属酸化物で0.5 eV、有機分子性結晶で0.1 eVであり、対応する時間スケールは、8 fsおよび40 fsである。本研究のように過渡スペクトルを測定する場合には、広い波長領域で発生可能な時間幅約100 fsのパルス光を用いる。電子系の応答の実時間観測を目的として、時間幅10 fs以下の極短パルス光による測定も行われている。

### モット絶縁体：

バンド理論では金属と予想されるが、電子間のクーロン斥力の効果によって絶縁体となった物質。キャリアドーピングや圧力印加によって絶縁体-金属転移や超伝導など興味深い物性を示す。

### 電荷密度波：

電子格子相互作用によって結晶に周期的な歪みが生じ、これに伴って電子密度が空間的に一定の周期で変化している状態。隣接サイトの電子間のクーロン斥力によって、結晶格子を歪ませずに電子密度が変化する場合もある。



本記事の長さは通常の最近の研究から記事の規定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

光照射によって固体の電子相が高速に遷移する現象は光誘起相転移と呼ばれており、量子多体系の非平衡現象という基礎物理の観点から、また、超高速光スイッチ素子等への応用の観点から、近年精力的に研究されている。<sup>1-4)</sup> この光誘起相転移を実現するための重要な戦略の一つは、二つの異なる電子相の相境界近傍にある物質に光を照射する方法である。この戦略に基づき、有機分子から成る分子性化合物結晶においては、中性状態からイオン性状態への転移<sup>5-8)</sup> や電荷秩序絶縁体から金属への転移<sup>9)</sup> が、また、遷移金属化合物においては、パイエルス絶縁体から金属への転移<sup>10-12)</sup> や反強磁性絶縁体から強磁性金属への転移、<sup>13-15)</sup> 等が見出されている。これらのうちいくつかの光誘起相転移では、相転移挙動の励起波長依存性が調べられており、励起光の波長(光子エネルギー)に依存して、転移効率<sup>7, 16, 17)</sup> や転移速度<sup>18)</sup> が変化することが報告されている。一方、励起光の波長を変えることによって、ある一つの電子相から二つ以上の異なる電子相への超高速相転移を引き起こすことができれば、より高度な光スイッチング機能の実現に結びつくものと考えられる。励起光波長の選択による固体の状態の制御は、個々の分子の構造変化によって吸収が変化するフォトクロミック材料等<sup>19)</sup> では行われているが、電子相が集団的に変化する超高速相転移に関してはこれまでに報告例が皆無である。我々は、最近、強相関電子系の一つである一次元ハロゲン架橋遷移金属錯体にフェムト秒ポンプ・プローブ分光を適用し、励起光波長の変化による選択的な超高速光誘起相転移の実現に成功した。<sup>20)</sup> 本稿では、その結果について紹介する。

## 2. 一次元臭素架橋パラジウム錯体における温度誘起電荷密度波—モット絶縁体転移

まず、本研究で対象とする一次元ハロゲン(X)架橋遷移金属(M)錯体の電子構造について説明する。この物質は、遷移金属原子(M (=Ni, Pd, Pt) とハロゲン原子(X (=Cl, Br, I) が交互に並んだ一次元鎖を有しており、Mの $d_{z^2}$ 軌道とXの $p_z$ 軌道から一次元電子系が形成されている。<sup>21-23)</sup> このため、この系はしばしばMX錯体と呼ばれる。図1(a)にMX錯体の電子構造の模式図を示した。MとXが等間隔に並んだ状態を考えると、Mは3価(単原子価状態)であり $d_{z^2}$ 軌道に一個の不对電子を持つ(図1(b))。この $d_{z^2}$ 軌道は、Xの $p_z$ 軌道を介してhalf filledの一次元電子系を形成する。MがNiの場合は、この単原子価状態が基底状態となるが、Niサイト上の3d電子間に強いクーロン反発エネルギー $U$ ( $\sim 5$  eV)が働くため、金属にはならずモット絶縁体となる。より正確には、 $U$ で分裂したNiの3dバンド(上部ハバード(Upper Hubbard: UH)バンドと下部ハバード(Lower Hubbard: LH)バンド)の間にClの3pバンドやBrの4pバンドが位置するため、このNi錯体は電荷移動型の絶縁体である(図1(a)左)。<sup>24, 25)</sup> 一方、MがPdあるいはPtの場

(a) ハロゲン架橋遷移金属錯体の電子構造(バンド描像)

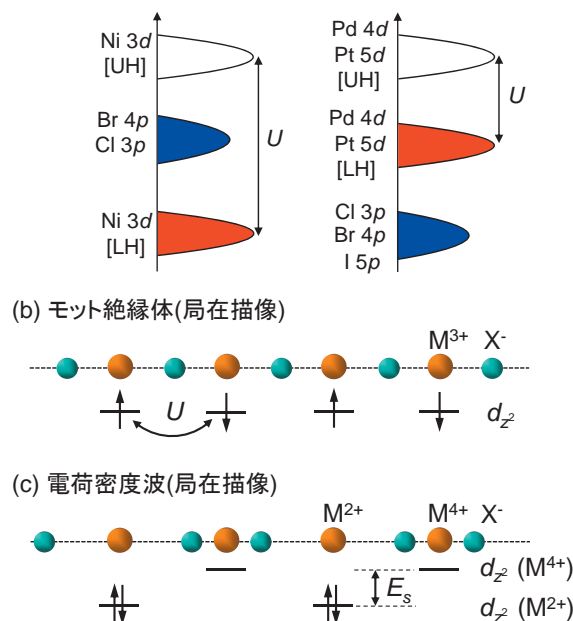


図1 (a) 単原子価の一次元ハロゲン架橋遷移金属錯体の電子構造。(b, c) 局在描像で表したモット絶縁体 (b) とCDW (c) の電子構造。

合には、Pdの4dバンドやPtの5dバンドは、ハロゲンがCl, Br, Iいずれの場合もハロゲンのpバンドよりも高いエネルギーにある(図1(a)右)。<sup>26)</sup> これらの錯体では、単原子価状態は不安定であり(パイエルス不安定性)、Xが一次元鎖方向に2倍周期で変位し、Mの価数が2価と4価に交互に変調された整合型電荷密度波(Charge Density Wave: CDW)状態が生じる(図1(c))。PdやPt錯体においても、Mイオン上のd電子間のクーロン反発エネルギー $U$ は有限に存在するが( $U \sim 1-2$  eV)(図1(a)右)、Xの変位に伴うMの $d_{z^2}$ 軌道の安定化エネルギー $E_S$ の方が大きい、言い換えると、サイト対角型の電子格子相互作用が大きいため、 $E_S$ による利得が $U$ による損失を上回りCDW状態が安定となる。

Pd錯体やPt錯体は、1960年代からこれまで300種類以上の物質が合成されてきたが、その全ての錯体がCDW状態にあった。しかし、ごく最近カウンターイオンに長鎖アルキル基を持つPd錯体、 $[\text{Pd}(\text{en})_2\text{Br}](\text{C}_5\text{-Y})_2\text{H}_2\text{O}$ (en: ethylenediamine,  $\text{C}_5\text{-Y}$ : dipentyl sulfosuccinate)(以下ではPdBrC5と略す)が合成され、低温で $\text{Pd}^{3+}$ からなるモット絶縁体となることが示された。<sup>27)</sup> この錯体の結晶構造を図2(a)に示す。Pdイオンの周りには配位子であるen分子が二つあり、アミノ基の4つの窒素原子がPdイオンに配位する。この配位子と一次元MX鎖間にあるカウンターイオン $\text{C}_5\text{-Y}$ は水素結合で結ばれており、三次元構造が安定化している。この錯体は、室温ではCDW状態であるが、金属原子間の中心からの架橋ハロゲン( $\text{Br}^-$ イオン)の変位量は $0.135 \text{ \AA}$ (金属原子間距離 $5.318 \text{ \AA}$ の2.5%)と大きくない。

この物質の特徴は、カウンターイオンの長鎖アルキル基同士にファンデルワールス力が働く点にある。このファン

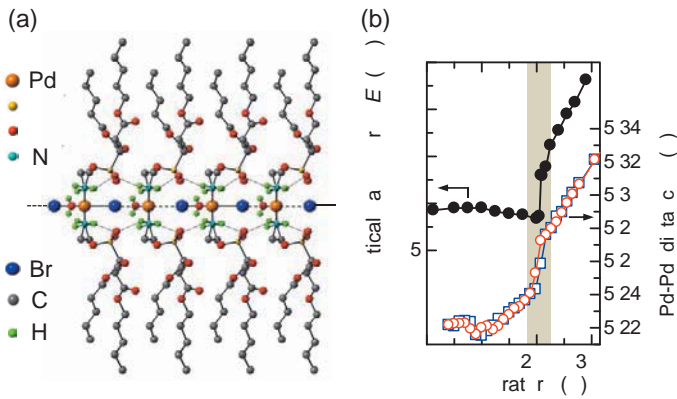


図2 (a) PdBrC5の結晶構造。C<sub>5</sub>-Yの水素原子は省略している。(b) 最低の光学遷移(励起子吸収)のエネルギー $E_g$ (●)とPd-Pd間距離 $L$ の温度依存性(○: 降温過程, □: 昇温過程)。

デルワールス力は、長鎖アルキル基の熱振動が減少する低温において、一次元MX鎖方向に化学圧力を及ぼす。図2(b)に、このPd錯体におけるPd-Pd間距離 $L$ と最低の光学遷移エネルギー $E_g$ の温度依存性を示した。室温付近から温度を下げていくと、長鎖アルキル基の熱振動が抑制されてファンデルワールス力が有効に働き、 $L$ が徐々に減少していく。 $T_c=205$  Kにおいて $L$ と $E_g$ は不連続に変化し、CDWからモット絶縁体への一次相転移が生じる。このCDW-モット絶縁体転移は、X線構造解析、スピン磁化率測定、ラマン散乱測定から裏付けられている。低温にすることによって金属からCDWや電荷秩序状態への相転移を示す系は、分子性物質や遷移金属酸化物において数多く知られている。これに対して、このPd錯体の相転移の特徴は、低温相がモット絶縁体であり、高温相がより秩序の高いCDW状態である点にある。これは、化学圧力による金属間距離 $L$ の減少を通じた架橋ハロゲンイオン( $\text{Br}^-$ )の変位の減少、すなわち電子格子相互作用の抑制が、この相転移を駆動していることによる。

### 3. 光誘起モット絶縁体-金属転移とモット絶縁体-電荷密度波転移の観測

PdBrC5における低温相、すなわち、モット絶縁体相では、図3に示す二つのタイプの光誘起相転移の発現が期待される。一つは、モット絶縁体への光キャリア注入による金属化(光誘起モット絶縁体-金属転移)である(図3(a))。この転移では、光生成したダブロンとホロン(半導体における電子と正孔に相当)が電子相関によって局在していた電子の遍歴性を復活させ、過渡的な光誘起金属状態が生じる。もう一つの転移は、光誘起モット絶縁体-CDW転移である(図3(b))。PdBrC5は、上述のように205 Kで温度誘起CDW-モット絶縁体転移を示すことから、CDW状態とモット絶縁体状態のエネルギーは非常に近い。したがって、モット絶縁体を光励起することでCDW状態への転移を引き起こせるのではないかと、いうわけである。これまでに報告されている光誘起相転移のほとんどは、低温相である

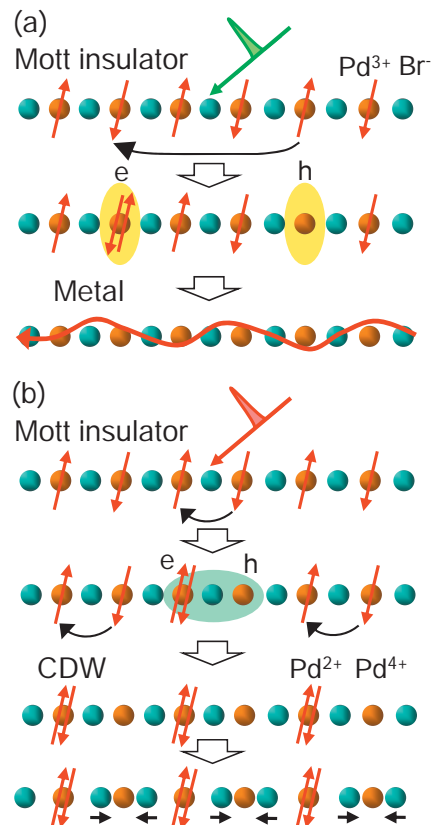


図3 PdBrC5のモット絶縁体状態における光誘起相転移の概念図。(a) 光キャリア生成によるモット絶縁体-金属転移。(b) 励起子生成によるモット絶縁体-CDW転移。

低い対称性の状態から高温相である高い対称性の状態への転移、すなわち、光励起によって秩序を融解させる転移である。これに対し、上記の光誘起モット絶縁体-CDW転移は、対称性の高い(秩序の低い)電子状態からより対称性の低い(秩序の高い)電子状態を創り出す相転移であるため、これを実現できるかは興味深い。しかし、上述のように、光励起によってキャリアを生成すれば、CDWではなく金属化が起こると考えるのが自然である。CDWを誘起するにはどうすれば良いだろうか。MX錯体では、励起子効果が強いことが知られているが<sup>22,23</sup> これがCDWへの転移の鍵となる。<sup>28</sup> 次にこれについて説明しよう。

図4(a)と(b)の黒線は、PdBrC5の12 Kにおける一次元鎖( $b$ 軸)方向の偏光反射スペクトルである。また、図4(c)と(d)の黒線は、偏光反射スペクトルからクラマース・クロネニツヒ変換により求めた誘電率の虚部 $\epsilon_2$ スペクトルであり、一次元鎖方向の吸収スペクトルに相当する。 $\epsilon_2$ スペクトルは、0.585 eVにモットギャップ遷移に対応する鋭いピークを示すが、これは一次元励起子による吸収帯であることがわかっている。この励起子の共鳴励起は $\text{Pd}^{4+}$ - $\text{Pd}^{2+}$ ペアを生成することに対応するが(図3(b))、これはCDW状態の前駆状態と考えることができる。この $\text{Pd}^{4+}$ - $\text{Pd}^{2+}$ ペアが生成すれば、隣接サイトの電子間のクーロン反発を通してその両側の $\text{Pd}^{3+}$ サイトにおいても電荷移動が誘起され、 $\text{Pd}^{4+}$ - $\text{Pd}^{2+}$ からなるCDWのドメインが効率的

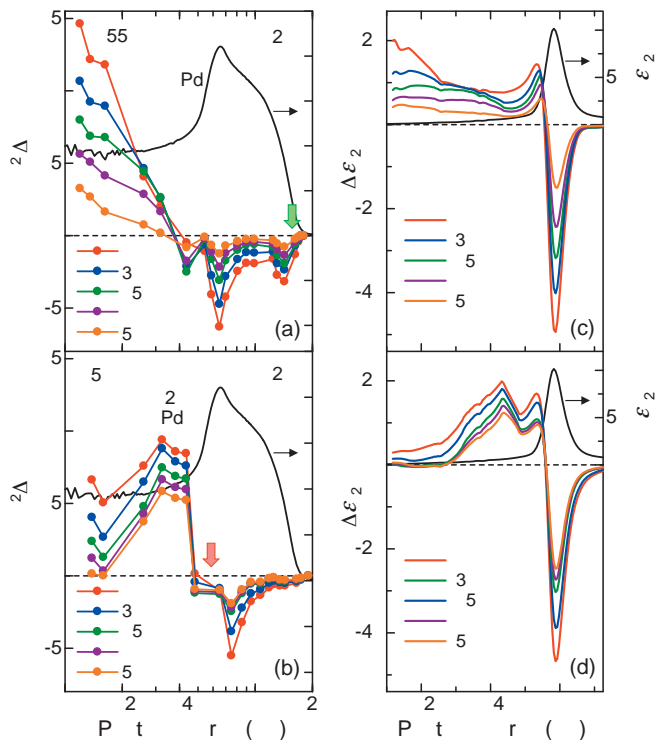


図4 (a, b) 12 Kにおける一次元鎖方向の偏光反射 ( $R$ ) スペクトル (黒色実線) とその光誘起変化 ( $\Delta R$ ) スペクトル (点): (a) 1.55 eV 励起, (b) 0.56 eV 励起. (c, d) クラマース・クロネニヒ変換より求めた誘電率の虚部  $\epsilon_2$  スペクトルとその光誘起変化 ( $\Delta\epsilon_2$ ) スペクトル: (c) 1.55 eV 励起, (d) 0.56 eV 励起. ポンプ光とプローブ光の偏光は、一次元鎖に平行.

に生成できるのではないかと期待される (図3(b)).

以上の予測に基づいて、励起子吸収ピーク (0.585 eV) より十分に高い 1.55 eV, および、励起子の共鳴励起に対応する 0.56 eV の二通りの励起光子エネルギーを選択し、ポンプ・プローブ分光により赤外から可視までの広い領域の反射スペクトルの変化を調べた. パルスの時間幅は約 130 fs, 時間分解能は約 180 fs であり, ポンプ光とプローブ光の偏光方向は共に一次元鎖に平行である. 図4(a) の点は, 1.55 eV で励起したときの反射率変化 ( $\Delta R$ ) スペクトルである.  $t_d$  はポンプ光に対するプローブ光の遅延時間であり, 光励起後の経過時間である. 励起光子密度 ( $x_{ph}$ ) は, Pd サイト当たり に換算して 0.011 photon(ph)/Pd である.<sup>29)</sup> 0.4 eV 以下では, 遅延時間によらずプローブ光子エネルギーが減少するにつれて, 反射率は単調に増加しており, ドルーデ的な金属応答が現れていることがわかる. 一方, 0.4 eV から 2.0 eV のエネルギーでは反射率は減少しており, モットギャップ遷移のスペクトル強度が光学ギャップ内の赤外領域へ移行することを示している. 観測された電子状態変化についてより詳細な情報を得るために, 過渡反射スペクトル ( $R + \Delta R$ ) をクラマース・クロネニヒ変換し,  $\epsilon_2$  の変化 ( $\Delta\epsilon_2$ ) を求めた. その結果を図4(c) に示す.  $t_d = 1$  ps における  $\Delta\epsilon_2$  のスペクトル強度は, プローブ光子エネルギーが減少するにつれて単調に増加しており, 金属状態が生成していると結論できる. また, このような  $\Delta\epsilon_2$  のスペクトル形状の傾向は,  $t_d = 500$  ps まで変化していない.

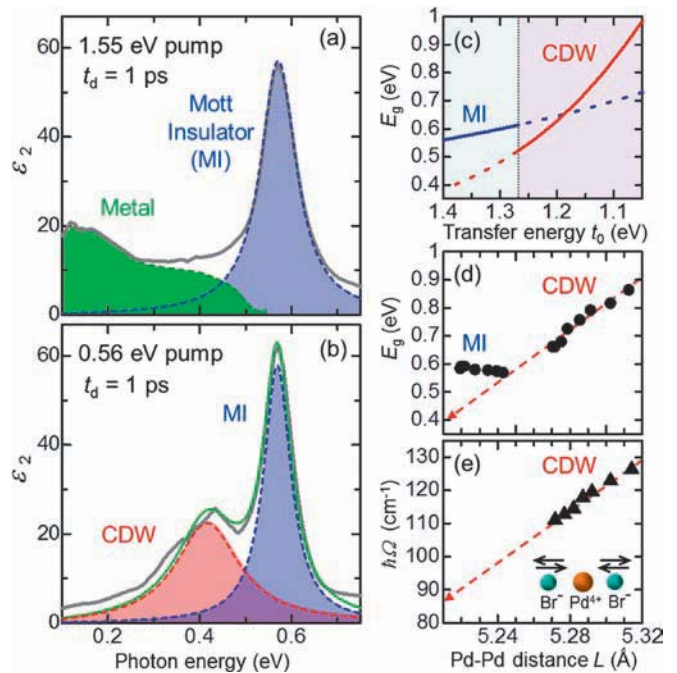


図5 (a) 1.55 eV 励起および (b) 0.56 eV 励起での遅延時間  $t_d = 1$  ps における  $\epsilon_2$  スペクトル (太い実線). 青色領域は, モット絶縁体の励起子による吸収成分. (a) の緑色領域は, 光誘起金属状態に由来する吸収成分. (b) の赤色領域は, 光誘起 CDW 状態に由来する吸収成分. 図 (b) 中の緑線は, 二つのローレンツ振動子によるフィッティング曲線. (c) 拡張パイエルス-ハバードモデルを用いて計算した最低の光学遷移 (励起子吸収) エネルギー  $E_g$  のトランスファーエネルギー ( $t_0$ ) 依存性. (d, e)  $E_g$  (d) と Pd-Br 対称伸縮振動によるラマン散乱ピーク振動数  $h\Omega$  (e) の Pd-Pd 間距離  $L$  依存性.

図4(b) および (d) に, 励起子共鳴励起の場合の  $\Delta R$  スペクトルと  $\Delta\epsilon_2$  スペクトルを示した.  $\Delta\epsilon_2$  において, 0.2 eV 以下のスペクトル強度は小さく, 0.4 eV 付近に明瞭なピーク構造が観測されている. 1.55 eV 励起の場合とは対照的に, 金属状態への転移の兆候は見られない. このような励起光波長による違いは, 励起光子密度を増加しても基本的に変化しないことも確かめられた.

観測された光誘起状態の特徴を明らかにするために, 1.55 eV 励起と 0.56 eV 励起について,  $t_d = 1$  ps における  $\epsilon_2$  スペクトル (図5(a) および (b)) の形状をより詳しく解析した. この解析では, 光励起により変化した  $\epsilon_2$  スペクトルを, 光励起前の励起子に由来する吸収成分 (図の青色領域) と光励起で新たに生じた吸収成分 (図の緑または赤領域) から構成されると仮定する. 1.55 eV 励起の場合には, 光励起によって強度が減少した励起子由来の吸収 (青色領域) を 0.57 eV にピークを持つローレンツ振動子で再現することにより, 光誘起状態による吸収成分 (緑色領域) を導出した. 後者は, 低エネルギーに向かって単調に増加している. 一方, 0.56 eV 励起の場合には,  $\epsilon_2$  スペクトルは, 励起子に由来する 0.57 eV にピークを持つローレンツ振動子による成分 (青色領域) と 0.41 eV にピークを持つ別のローレンツ振動子による成分 (赤色領域) の和 (図5(b) の緑線) によって良く再現できることがわかった. 後者は, 励起子の共鳴励起によって生じた準安定状態による吸収であるが, 上述の予測から CDW 状態によるものである可能性が高い.

#### 4. 光誘起電荷密度波 (CDW) 状態の検証

本節では、0.56 eV 励起によって生じる 0.41 eV の吸収ピークが CDW 状態によるものであることを示した理論解析の結果を紹介する。0.41 eV という値は、転移温度  $T_c = 205$  K 以上で基底状態となる CDW 状態の吸収ピークエネルギー ( $> 0.66$  eV) に比較してかなり小さい (図 2(b))。この違いは、Pd-Pd 間距離  $L$  の温度依存性に関係している。図 5(d) は、図 2(b) のデータを基に、 $L$  の関数として CDW 状態の励起子吸収ピークエネルギー  $E_g$  をプロットしたものである。CDW 相においては、 $E_g$  は  $L$  に対して線形であり、 $L$  の減少とともに減少する。このような  $E_g$  と  $L$  の線形関係は、MX 錯体の CDW 状態において共通に見られるものであり、拡張パイエルス-ハバードモデルの枠組みで理解することができる。<sup>21, 22)</sup> 12 K における  $L$  の値 ( $\sim 5.22$  Å) (図 2(b)) を考慮すると、図 5(d) の赤色破線の外挿から、12 K における光誘起 CDW 状態の  $E_g$  は、およそ 0.4 eV であると考えられ、実験結果と矛盾しない。

次に、拡張パイエルス-ハバードモデルを用いて、 $E_g$  の値を  $L$  が減少した場合に対応するパラメータで再現できるかを検証した。用いたハミルトニアンを以下に示す。

$$H = -t_0 \sum_{l,\sigma} (C_{l+1\sigma}^\dagger C_{l\sigma} + h.c.) + U \sum_l n_{l\uparrow} n_{l\downarrow} + V \sum_l n_l n_{l+1} - S \sum_l (q_{l+1} - q_l) n_l + \frac{S}{2} \sum_l q_l^2$$

ここで、 $t_0$  は隣接 Pd サイト間の電子トランスファーエネルギー、 $V$  は隣接 Pd サイトの電子間クーロン反発エネルギー、 $S$  は Br イオンの変位によるサイト対角型電子格子相互作用定数である。また、 $C_{l\sigma}^\dagger (C_{l\sigma})$  は  $l$  番目の Pd サイトのスピン  $\sigma$  ( $= \uparrow, \downarrow$ ) の電子の生成 (消滅) 演算子、 $n_{l\sigma}$  は  $l$  番目の Pd サイトのスピン  $\sigma$  の電子の数演算子 ( $n_l = n_{l\uparrow} + n_{l\downarrow}$ )、 $q_l$  は  $l$  番目の Br イオンの無次元化した平衡位置からの変位量である。 $S$  は、 $\alpha$  を電子格子相互作用係数、 $K$  を弾性定数として  $\alpha^2/K$  で与えられる。このモデルの下で、16 サイトの厳密対角化によって励起子吸収エネルギー  $E_g$  の  $L$  依存性を計算した。実際の計算では、まず、これまでの Pd 錯体に関する理論解析の結果を参考にして、 $U$  と  $V$  は  $U = 3.4$  eV および  $V = 1.35$  eV の一定値であるとした。<sup>25)</sup>  $t_0$  と  $S$  は  $L$  依存性を持つはずである。 $L$  の減少とともに  $t_0$  が 1 eV から 1.4 eV に増加し、 $S$  は eV を単位として  $S = 0.275 - (t_0 - 1) \times 0.05$  に従って減少すると仮定した時の  $E_g$  の  $t_0$  依存性を示したのが図 5(c) である。横軸の  $t_0$  の減少は  $L$  の増加と読み替えることができるが、図 5(d) の実験結果を良く再現していることがわかる。詳細は省略するが、この計算で用いたパラメータを使うと、図 5(e) に示す CDW 相におけるラマン活性な Pd-Br 結合の対称伸縮振動の振動数の温度変化 ( $L$  依存性) も定量的に再現できることがわかった。以上の結果から、励起子を共鳴励起した場合には、モット絶縁体から CDW 状態が生成すると結論することができる。

#### 5. 光誘起相転移のダイナミクスと転移効率

次に、観測された二つの光誘起相転移のダイナミクスを議論する。図 6(a) は、同一の励起光子密度 ( $x_{ph} = 0.0066$  ph/Pd) で測定した 1.55 eV 励起と 0.56 eV 励起における光誘起反射率変化  $\Delta R/R$  の時間特性である。プローブ光子エネルギーは、それぞれ 0.16 eV と 0.32 eV であり、光誘起金属状態と光誘起 CDW 状態のダイナミクスを反映している。1.55 eV 励起の場合には、金属状態が時間分解能 ( $\sim 180$  fs) 以内に生成し、約 1 ps までの時間に高速の減衰を示す。1 ps 以降の時間領域では、金属状態は時定数約 100 ps で基底状態に緩和する。一方、0.56 eV 励起の場合には、やはり時間分解能以内に CDW 状態が生成する。この CDW 状態は、時定数約 500 ps で緩和する。これらの結果は、光誘起 CDW 状態が光誘起金属状態と比較してより安定であることを示している。

また、光励起後 5 ps までの反射率変化  $\Delta R/R$  には、0.56 eV 励起の場合 (図 6(a) の赤線) にもみ振動構造が重畳していることがわかる。このような振動構造は、電子格子系が位相を揃えて周期的運動を起こすことによるものであり、コヒーレント振動と呼ばれる。 $\Delta R/R$  の時間特性から抽出したコヒーレント振動成分を、図 6(b) に白丸で示した。図 6(b) 中の赤色の実線は、同図の下部に示す三つの異なる振動数の減衰振動の和であるが、実験結果を良く再現している。図 6(c) に、振動成分 (白丸) とフィッティング曲線

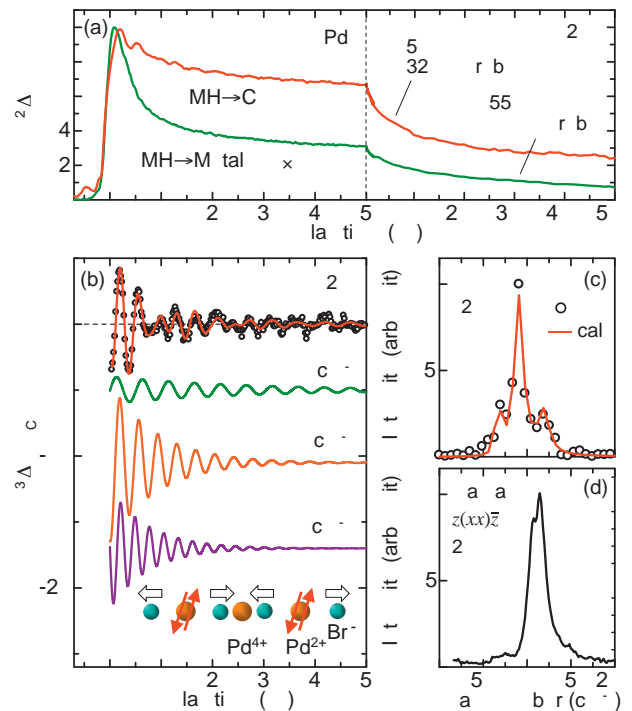


図 6 (a) 1.55 eV 励起と 0.56 eV 励起における光誘起反射率変化  $\Delta R/R$  の時間特性。(b) (a) に示す 0.56 eV 励起での  $\Delta R/R$  の時間特性から抽出したコヒーレント振動成分 (○)。赤実線はフィッティング曲線であり、同図の下部に示す三つの減衰振動の和である。挿入図は、CDW 状態における Pd-Br 対称伸縮振動を表す。(c) (b) に示す振動成分 (○) とフィッティング曲線 (赤実線) のパワースペクトル。(d) CDW 状態における偏光ラマン散乱スペクトル (励起光は 1.96 eV、 $x$  は一次元銀 ( $b$  軸) に平行、 $z$  は  $bc$  面に垂直)。

(赤線)をフーリエ変換することにより求めたパワースペクトルを示した。両者は良く一致しており、振動解析が妥当であることを示している。三つの振動のうち、 $69\text{ cm}^{-1}$ と $119\text{ cm}^{-1}$ の振動はsine型の振動である。また、12 Kにおいて対応する振動数のラマン散乱ピークが観測されていることから、これら二つの振動は瞬間誘導ラマン散乱 (Impulsive Stimulated Raman Scattering: ISRS) 過程<sup>30)</sup>によって生じたコヒーレント振動であると考えられる。一方、振幅が最も大きな $90\text{ cm}^{-1}$ の振動はcosine型の振動である。これは、変位励起 (Displacive excitation) 過程<sup>31)</sup>によって生じたコヒーレント振動と解釈される。議論の詳細は省略するが、この振動の発生機構は以下のように理解される。光励起直後、励起子 ( $\text{Pd}^{2+}$ - $\text{Pd}^{4+}$  ペア) の生成をきっかけとして、集団的な金属イオン間の電荷移動が起こりCDW状態が生成する。このCDW状態の生成を反映する反射率の立ち上がりは時間分解能以内に起こっており、その過程に時間遅れは見られない。このことから、この過程は、架橋Brイオンの変位を伴わない電子的な過程、すなわち、先に述べたように隣接Pdサイト間のクーロン反発により駆動される集団的な電荷移動過程 ( $\text{Pd}^{3+}$ ,  $\text{Pd}^{3+} \rightarrow \text{Pd}^{2+}$ ,  $\text{Pd}^{4+}$ ) であると考えて良い。CDW状態はBrイオンの変位によって安定化するため、電子的なCDWドメインの形成に引き続いてBrイオンが一斉に変位することになるが、その結果、図6(b)の下部に示されているPd-Br対称伸縮振動によるコヒーレント振動が生じる。これが $90\text{ cm}^{-1}$ の振動の起源であり、光誘起CDWドメインに由来するものであると考えられる。このコヒーレント振動の振動数 ( $90\text{ cm}^{-1}$ ) は、図6(d)に示すCDW状態 (210 K) におけるPd-Br対称伸縮振動によるラマン散乱ピークの振動数 $\hbar\Omega$  ( $\sim 110\text{ cm}^{-1}$ ) とわずかに異なる。両者の振動数の違いは、Pd-Pd間距離 $L$ の温度依存性に起因している。 $\hbar\Omega$ は、図5(e)に示されているように、 $L$ の減少とともに減少する。<sup>12)</sup> 12 Kにおいては、 $L$ の値 ( $\sim 5.22\text{ \AA}$ ) を考慮するとおおよそ $90\text{ cm}^{-1}$ まで減少すると推測され、観測されたコヒーレント振動の振動数と合致する。このようなPd-Br対称伸縮振動によるコヒーレント振動は、光誘起モット絶縁体-CDW転移に特徴的なものであり、当然のことながら光誘起モット絶縁体-金属転移における反射率変化 (図6(a) 緑線) では観測されない。最後に、光誘起モット絶縁体-CDW転移の効率について簡単にふれておこう。図5(b)のスペクトルの解析から、どのくらいのPdサイトがCDW状態に転換するかを評価することができる。その値と励起光子密度 $x_{\text{ph}}$ から、一光子あたり約12 PdサイトがCDW状態に転換したと見積もられる。このような大きな転換効率は、CDWとモット絶縁体のエネルギーがほぼ縮退していることと、CDW状態が長距離クーロン相互作用によって安定化しており集団的な性質を持つこと<sup>31)</sup>によるものである。

## 6. おわりに

本稿では、モット絶縁体相にある一次元臭素架橋Pd錯体において、励起波長を選択することで二つの異なる電子相 (金属相とCDW相) への光誘起相転移を実現した結果について紹介した。強相関係物質においてこれまで報告されている光誘起相転移のほとんどは、低い対称性を持つ電子相における秩序を融解し、高い対称性を持つ電子相を誘起するものであった。本研究で見出した光誘起モット絶縁体-CDW転移は、光により秩序が高く対称性の低い電子状態を形成する転移、すなわち、秩序形成を伴う転移であり、極めて特徴的である。

このような秩序を形成する光誘起相転移に関連する研究としては、量子常誘電性を示す有機分子性化合物において、格子揺らぎで抑えられていた強誘電性が光励起によって過渡的に回復する現象が報告されている。<sup>33,34)</sup> また、高温超伝導状態とストライプ秩序が競合した二次元銅酸化物においては、光誘起超伝導の可能性が指摘されている。<sup>35)</sup> 一方、近年開発が進んでいる高強度のテラヘルツ電磁波パルスを利用して、強誘電体の分極<sup>34,36-38)</sup> や磁性体の磁化<sup>39,40)</sup> を高速に制御したり、常誘電体を強誘電体に転換しようとする試みも行われている。<sup>41)</sup> このような様々な周波数の光 (電磁波) を駆使して熱平衡では実現できない新しい秩序状態を創り出すことは、基礎的観点からだけでなく、光スイッチングやメモリー素子への応用を考える上でも興味深い。今後、物質開発と先端レーザー分光技術の有機的な連携によって、更なる研究の進展が期待される。

本研究は、岩田宗朗、宮本辰也、寺重翼 (東大新領域)、高石慎也、高村光仁、熊谷翔平、山下正廣 (東北大理)、高橋亮、若林裕助 (阪大基礎工) 各氏の協力の下に行われたものであり、この場を借りて深く感謝します。

## 参考文献

- 1) For a review, *Photoinduced Phase Transitions*, ed. K. Nasu (World Scientific, Singapore, 2004).
- 2) H. Okamoto: "Ultrafast photoinduced phase transitions in one-dimensional organic correlated electron systems", in *Molecular Electronic and Related Materials-Control and Probe with Light*, ed. T. Naito (Transworld Research Network, 2010) p. 59.
- 3) 岡本 博, 上村紘崇: 固体物理 **46** (2011) 617.
- 4) 岡本 博, 澤 彰仁: 固体物理 **48** (2013) 697.
- 5) S. Koshihara, *et al.*: Phys. Rev. B **42** (1990) 6853.
- 6) S. Iwai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 057402.
- 7) H. Okamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **70** (2004) 165202.
- 8) H. Uemura and H. Okamoto: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 258302.
- 9) S. Iwai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 097402.
- 10) A. Cavalleri, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 237401.
- 11) C. Kübler, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 116401.
- 12) K. Kimura, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 075116.
- 13) M. Fiebig, *et al.*: Science **280** (1998) 1925.
- 14) M. Matsubara, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 207401.
- 15) Y. Okimoto, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 043702.
- 16) M. Rini, *et al.*: Nature **449** (2007) 72.
- 17) N. Hosaka, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1672.
- 18) H. Matsuzaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 017403.
- 19) M. Irie, *et al.*: Science **291** (2001) 1769.

20) H. Matsuzaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 096403.  
 21) H. Okamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **42** (1990) 10381.  
 22) H. Okamoto and M. Yamashita: Bull. Chem. Soc. Jpn. **71** (1998) 2023.  
 23) *Material Designs and New Physical Properties in MX- and MMX-Chain Compounds*, ed. M. Yamashita and H. Okamoto (Springer, 2013).  
 24) H. Okamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **54** (1996) 8438.  
 25) M. Ono, *et al.*: Phys. Rev. B **70** (2004) 085101.  
 26) H. Matsuzaki, *et al.*: Phys. Rev. B **70** (2004) 035204.  
 27) S. Takaishi, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 12080.  
 28) H. Lu, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 197401.  
 29) 励起光子密度  $x_{ph}$  は、侵入長内に吸収される単位体積当たりの光子数として定義され、 $x_{ph} = (1 - 1/e)(1 - R_p)I_p/L_p$  から求められる。  $R_p$ ,  $I_p$ ,  $L_p$  はそれぞれ、励起光の単結晶表面での反射損失、単位照射面積当たりの励起光子数、励起光の侵入長を表す。  $e$  はネイピア数である。  
 30) Y.-X. Yan, *et al.*: J. Chem. Phys. **83** (1985) 5391.  
 31) H. J. Zeiger, *et al.*: Phys. Rev. B **45** (1992) 768.  
 32) H. Matsuzaki, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 123701.  
 33) T. Miyamoto, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 187801.  
 34) 岡本 博, 宮本辰也, 山川大路, 矢田祐之: 固体物理 **49** (2014) 279.  
 35) D. Fausti, *et al.*: Science **331** (2011) 189.  
 36) T. Miyamoto, *et al.*: Nat. Commun. **4** (2013) 2586.  
 37) F. Chen, *et al.*: Adv. Mater. **27** (2015) 6371.  
 38) H. Yamakawa, *et al.*: submitted.  
 39) T. Kampfrath, *et al.*: Nat. Photonics **5** (2011) 31.  
 40) C. Vicario, *et al.*: Nat. Photonics **7** (2013) 720.  
 41) T. Morimoto, *et al.*: submitted.

(2015年12月15日原稿受付)

## Photoconversions from Mott Insulator to Metal or Charge-Density-Wave State by Selecting the Excitation Photon Energy: A New Route to Photocontrols of Electronic Phases in Correlated Electron Systems

Hiroyuki Matsuzaki, Kaoru Iwano and Hiroshi Okamoto

abstract: Ultrafast photoinduced transitions of a one-dimensional Mott insulator to two distinct electronic phases, metal and charge-density-wave (CDW) phases, were successfully achieved in a bromine-bridged Pd-chain compound. By the high-energy excitation in the Mott insulator phase, free electron and hole carriers are produced, giving rise to an insulator to metal transition. By the resonant excitation of the Mott-gap transition, excitonic states are initially generated in the Mott insulator phase, and subsequently converted to one-dimensional CDW domains. Photoinduced Mott insulator to CDW transition is quite intriguing because it is the transition from a higher-symmetry phase to a lower-symmetry phase. Such selectivity in photoconversions by the choice of the initial photoexcited states opens a new possibility for the developments of advanced optical switching and memory functions.

## 日本物理学会誌 第71巻 第6号 (2016年6月号) 予定目次

### 巻頭言

物理学会の歩き方……………小林研介  
 物理学70の不思議

ブラックホールは宇宙一明るい? 相対論的ジェットの話  
 テトラクォーク? ペンタクォーク? グルーボール?  
 マテリアルの性質を光で変える? 光誘起相転移の挑戦  
 核融合エネルギー発電は実用化するか?

### 現代物理のキーワード

原子核の「分子的」構造……………板垣直之  
 交流  
 脳組織の誘電率はなぜ大きいのか……………宮川博義, 青西 亨  
 解説

超弦理論のコンパクト化 After Thirty Years……………渡利泰山  
 最近の研究から

量子推定理論による不確定性関係の定式化  
 ……………渡辺 優, 上田正仁

### 話題—身近な現象の物理—

磁石の秘密……………赤井久純

### 物理教育は今

自然科学への橋渡しとしての理科教育  
 —物理学会 Jr. セッションに参加して—……………田中香津生  
 JPSJの最近の注目論文から 2月の編集委員会より

……………上田和夫  
 PTEPの最近の招待・特集論文から 2016年2月号より

……………坂井典佑  
 変わりゆく物理学研究の諸相—日本物理学会設立70年の

機会に日本における物理学研究の転換点をふりかえる—  
 ターニングポイントの視座—連載のはじめに……………高岩義信  
 日本の近代学問の礎として: 物理学の黎明期から

東京数学会社設立……………並木雅俊  
 学界ニュース

第32回井上学術賞: 島野 亮氏……………岩井伸一郎  
 2016年日本国際賞: 細野秀雄氏……………福山秀敏

追悼  
 坂井光夫先生を偲んで……………石原正泰

新著紹介  
 男女共同参画推進委員会だより



# テープをはがして、考える—「粘着の物理」に向けて—

山崎 義弘 (早稲田大学理工学術院 yoshy@waseda.jp)

## 1. はじめに：古来、人類が利用してきた物性

### 1.1 実用としての粘着

貼っても簡単にはがせる「付箋紙」もあれば、貼り付けて数kgの荷重に耐えられる「フック」もあり、ざっと辺りを見渡すだけでも、粘着という物性を利用した製品がたくさんある。<sup>1)</sup> 紀元前には既に、アスファルト、にかわ、うるしが接着剤として使われているし、天然ゴムは典型的な粘着剤として、古くから薬を混ぜたものは膏薬(貼り薬)に、19世紀には絆創膏の材料や電線用の絶縁テープに用いられてきた。20世紀に入って、マスキングテープやセロハンテープが登場し、さらに現在では、高分子化学の発展に伴い、合成ゴムやアクリル系高分子に隠し味(粘着付与剤)を加えることで、多様な要求に応じた機能的な粘着剤が次々と産み出されている。

このような歴史的経緯からも分かるように、粘着を示す実用的な物質は高分子である。「はがれにくく、はがしやすい」粘着剤が良いとされるが、この一見矛盾したテーマも、高分子の粘弾性により実現可能となる。工学的に、粘着剤は高分子物性を反映した「粘着の3要素(粘着力・保持力・タック)」により評価される。粘着力は粘着テープをはがすのに必要な力を指し、保持力は粘着剤がずり方向の静荷重にどのくらい耐えられるかの指標を与える。そして、タックは瞬間接着力という粘着特有の性質を意味する。感覚的にいえば、タックは指と指の間に粘着する物体を挟んでからすぐに引き離すときの抵抗力である。

### 1.2 粘着力を決める要因は？

本稿のテーマとして、「粘着力はどのような要因で決まるか？」という問いを考えたい。一つに思いつくのは、粘着剤の表面張力であろう。いま、図1のように、平板に貼られた粘着テープ(フィルムに粘着剤を一定の厚さで薄く

塗布したもの)をはがす状況を想定しよう。このとき、粘着剤と平板の表面にある分子どうしには引力(分子間力)がはたらいている。通常、粘着剤に利用される分子間力はファンデルワールス力であり、統計力学に基づき表面張力として表される。実際の粘着剤は、その表面張力の大きさがオーダーとして $10^{-2}$  N/m程度である。この値を用いて、例えば1 cm幅の粘着テープをはがすのに必要な力に対する表面張力の寄与は $10^{-4}$  N程度と見積もることができる。しかし、実際の粘着力は1 Nを超えて大きくなることもあり、表面張力を要因とするだけでは説明できない。次に、粘着剤の変形を考えてみよう。粘着テープをはがすとき、粘着剤はそのひずみが数百%にもなるくらい変形している。実用上、粘着剤の弾性率は $10^6$  N/m<sup>2</sup>程度以上であり、1 cm幅の粘着テープをはがすとして、100%程度のひずみが剥離先端(図1参照、100  $\mu$ m程度の領域を想定)で起こったとすれば、粘着力は確かに1 N程度と見積もることができる。

上記のような粘着力の見積もりをすれば、表面張力は弾性率に比べて粘着力への寄与が無視できるほど小さいと思われるかもしれない。しかしながら、同じ粘着テープをガラス板に貼るかアクリル板に貼るかによって粘着力が大きく(場合によっては、数Nの程度で)変化することもある。これは、粘着剤と平板との分子的極性の相性が表面相互作用の違いを生み出し、粘着剤の変形に対する境界条件が変わったためだと考えられる。つまり、分子レベルのミクロなスケールでの変化が、粘着剤の変形というマクロなスケールでの動力学特性に影響を及ぼすということであり、粘着力に対する表面張力の寄与を無視することができないことを強く示唆する。

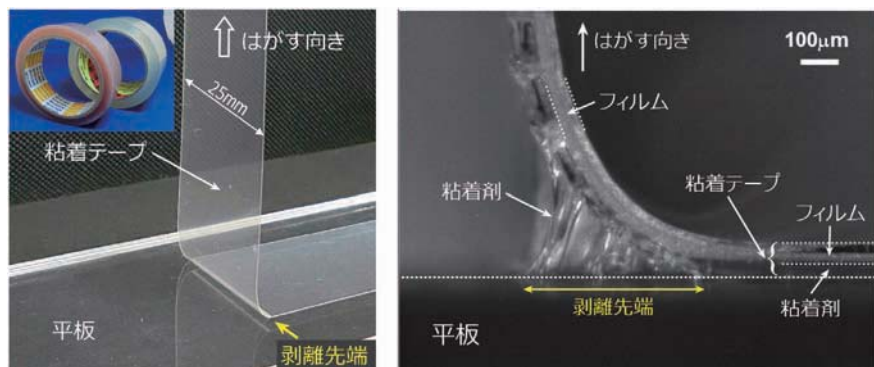


図1 粘着テープを平板からはがす様子。剥離先端では、粘着剤が大きく引き伸ばされている。

## 2. 粘着に観られる構造形成・非線形性

### 2.1 マクロなスケールでの構造形成

以下では粘着を「接着を境界条件とした粘弾性体の散逸的動力学特性」と捉え、日常で粘着テープをはがすスケール、つまり、 $10^{-3}$  m~1 m 程度のマクロなスケールで起こる現象に着目しよう。粘着力測定で観られる興味深い現象に、剥離先端で変形した粘着剤による図2のような構造形成がある。これらの構造形成にはフィンガリング不安定性が関わっている。フィンガリング不安定性とは、高粘性流体（粘着剤）に低粘性流体（空気）が押し込まれるような場合、2つの流体の境界面が平坦であると不安定になり、波状に境界面が移動する性質を意味する。（フィンガリング不安定性は、粘性流体でなくてもゲルのように弾性率の低い固体でも起こることが知られている。）粘着力の測定では粘着剤が引っ張られるように変形し、粘着剤の内部が負圧となるので、粘着剤にまわりの空気が押し込まれるような状況が生じている。

フィンガリング不安定性においては、境界条件や流体（または、柔らかい固体）の物性によって決まる特徴的な波数を持った（平坦境界面からの）揺らぎが最も速く成長する。実際、粘着剤の標準的な弾性率の値では、この波長は塗布したときの粘着剤の厚さの約2倍程度である。そして、この不安定性を契機にして、剥離先端には最も速く成長した波長程度の周期的構造が形成される。なお、この周期的構造は図2のように2種類存在する。これらの図には透明平板の背面から観察した剥離先端（模式図の点線枠内）が示されている。また、剥離先端の立体構造が併せて図示されており、図2(a)では、剥離先端において遅れてはがれている部分で、粘着剤が糸を引くように大きく引き伸ばされた構造（糸引き構造）が形成している。一方、図

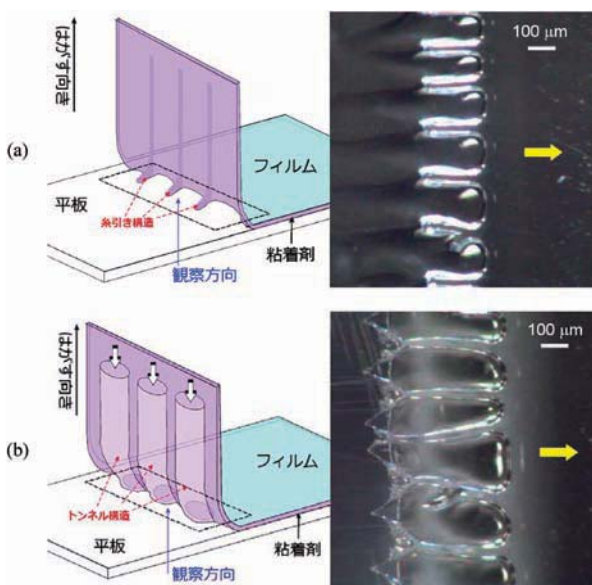


図2 透明平板の背面から観察した剥離先端の様子。各図の黄色い矢印は粘着テープをはがされる向きを指している。(a)では糸引き構造が、(b)ではトンネル構造が形成している。(b)の模式図にある白矢印より空気が進入する。

話題 テープをはがして、考える

2(b)では、粘着剤が平板表面からはがれる前に、空気が押し込まれるように粘着剤が変形し、トンネルのような構造が形成している。（立体構造の詳細は、文献2,3を参照。市販のセロハンテープでも1分間に数mm程度の速さではがすと、トンネル構造を形成するものがある。）

### 2.2 はがす速さと粘着力の関係

粘着剤の弾性率とその変形速度の単調増加関数であることを反映して、粘着力もテープをはがす速さに対して単調増加する傾向にある。しかしながら実際は、図3(a)のように、はがす速さに対して粘着力が非単調になる速度領域がいくつか存在する。例えば、粘着力を一定にしてテープをはがすと、糸引き構造とトンネル構造がそれぞれ安定に存在する場合がある（粘着力の双安定性）。このような場合には非単調性が生じ、はがれる速さはトンネル構造の方が糸引き構造より遅くなる。その他にも、平板に粘着剤が残るか残らないかという2つの異なるはがれ方が共存する場合も非単調になる。また、粘着剤の弾性率がゴム状弾性からガラス状弾性に大きく変動するような速度領域では、弾性率の大きく異なる2状態が共存し、やはり非単調となる。いずれにしても、粘着力の非単調性には剥離先端に2つの異なる状態が共存しうることが重要であるように思われる。いま、それぞれの場合で現れる2つの状態を総称して、粘着力が一定のとき、はがれる速さが遅い方をstick状態、速い方をslip状態と呼ぶことにする。例えば、図2の場合には、糸引き構造がslip状態、トンネル構造がstick状態である。

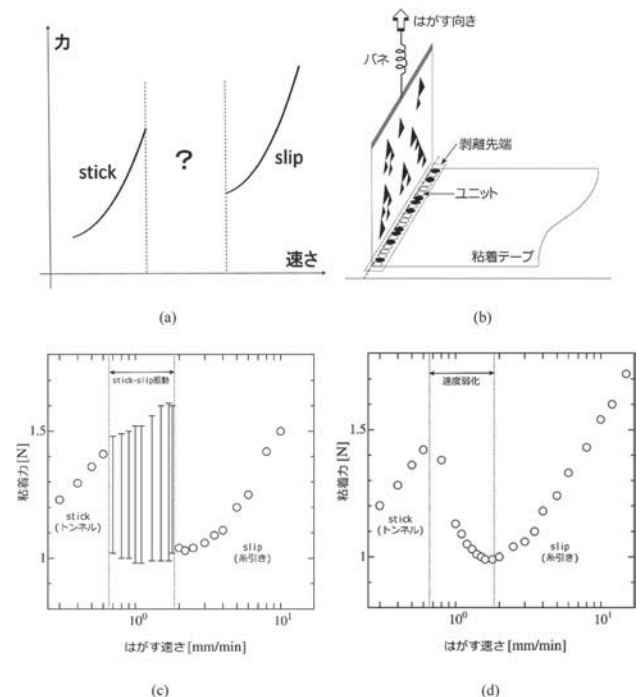


図3 (a) はがす速さと粘着力との関係。(b) パネを介してテープをはがす実験系の模式図。フィンガリング不安定性で生じた周期構造の空間ユニットで剥離先端を分割し、力学系モデルを構築する。(c) パネ定数が小さい場合に観られる stick-slip 振動。縦棒の上端と下端を振幅として粘着力が周期的に変動する。(d) パネ定数が大きい場合に観られる速度弱化。

図3(a)の“?”で示された速度領域では、系の剛性によって粘着テープのはがれ方が異なる。いま、図3(b)のようにバネを介して粘着テープをはがす実験系を考えてみよう(このようにバネを加える実験系は、すべり摩擦の場合によく見かける<sup>4)</sup>)。バネ定数を変えることにより系の剛性を系統的に変化させることができ、はがす速度とバネ定数を制御して、粘着力を測定し、剥離先端の様子を観察する。これまでの実験で、系の剛性が低い(バネ定数が小さい)場合、粘着テープをはがすときにstick-slip振動(stick状態とslip状態が周期的に現れ、それに伴い粘着力が周期的に変動する現象。図3(c)参照)が生じ、一方、剛性が高い(バネ定数大きい)場合、粘着力の速度弱化(粘着力がはがす速さの減少関数となる現象。図3(d)参照)が確認された。<sup>3)</sup> なお、粘着テープをはがすときにテープが「ビリビリ」と音を立てることがある。これは、弾性率の違いによって生じるstick-slip振動が剥離先端で起こり、テープ自体が振動したためである。このようなstick-slip振動を起こしてはがれた粘着テープには、すじが縞状に入っていることが多い。そして、この縞の間隔がstick-slip振動の周期に対応している。

### 3. 力学系としての粘着

#### 3.1 モデル化

図2でみたように、粘着テープの剥離先端には周期的に形成された構造(糸引き、トンネル)が存在する。そこで図3(b)のように、これらの構造の1周期分を一つの空間ユニットとみなして剥離先端を分割し、ユニットが1次元的に並んだ系として剥離先端を離散的に表現してみる。各ユニットはそれぞれ、糸引き(stick状態)かトンネル(slip状態)のいずれかとなり(図3(b)ではそれぞれ、○と●で表されている)、各ユニットの状態変化を記述する力学系モデルを構築する。

この力学系モデルの骨格は、以下のように、粘着力とバネの復元力との釣り合いを表す式(1)と各ユニットの状態変化を表す式(2)で構成される。

$$\tau \frac{du}{dt} = (\bar{\phi} - V) - u \quad (1)$$

$$\frac{d\phi_j}{dt} = f(\phi_j) + \{\theta(\phi_{j+1} - \phi_j) + \theta(\phi_{j-1} - \phi_j)\} - u + \xi_j \quad (2)$$

式(1)において、 $u$ はバネの復元力に対応する量、 $\tau$ はバネ定数の逆数に比例した時定数、 $V$ はテープをはがす速さに対応した量である。 $\phi_j$ は各ユニット(番号 $j$ )の状態を表す変数で、1ユニットあたりの粘着力に対応する。 $\bar{\phi}$ は $\phi_j$ を系全体で平均した量を表す。左辺の $\tau(du/dt)$ は剥離先端の移動速度に関連した量で、粘着力に由来する項である。一方、式(2)は各ユニットの状態変数 $\phi_j$ の変化を表す式で、 $f(\phi_j)$ は $\phi_j$ が双安定となるための関数(例えば、 $\phi_j$ の3次関数)を表している。関数 $\theta$ は隣接するユニット間の相互作用を表しており、一旦はがれたところは再びくっつくことはないという実験結果を反映して、slip状態に隣接したstick状態のユニットはslip状態へと変化するが、逆は起こらないような関数形を選んでいる(非対称な隣接相互作用)。 $\xi_j$ は粘着剤の空間不均一性から来るノイズ項である。このモデルの導出や計算結果の詳細は文献5,6に譲るとして、このモデルを用いると、定性的ではあるが、はがした粘着テープに残る時空パターンや、stick-slip振動、速度弱化現象など、実験で観られる動力学の特徴を再現することができる。

#### 3.2 動力学特性

このモデルの特性を大まかに理解するために、先ず、図4に描かれている曲線 $u=f(\phi_j)$ に着目しよう。この曲線と $u=$ 定数(グラフでは、水平線で表される)との交点は1つまたは3つである。この交点は、式(2)において $u$ の値が一定で、かつ、隣接相互作用とノイズがない場合に、 $d\phi_j/dt=0$ となる点であり、交点が1つの場合はその点が安定、交点が3つの場合は、両側の2点が安定で、まん中の点是不安定となる。従って、交点が3つの場合は双安定状態を表しており、安定な2点のうち、 $\phi_j$ の小さい方がstick状態、大きい方がslip状態に対応している。

以下では、剥離先端にstick状態とslip状態が双安定で混

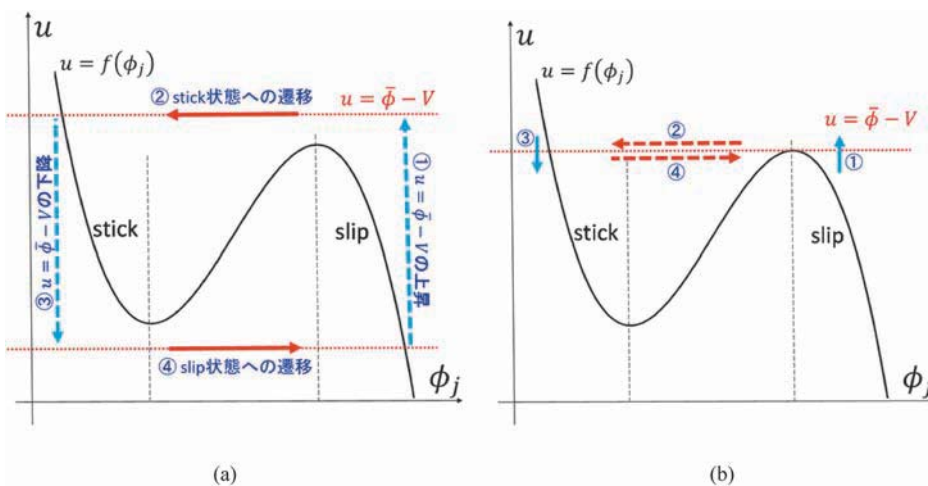


図4 力学系モデルによる状態遷移の様子。(a) stick-slip振動の場合。(b) 速度弱化の場合。

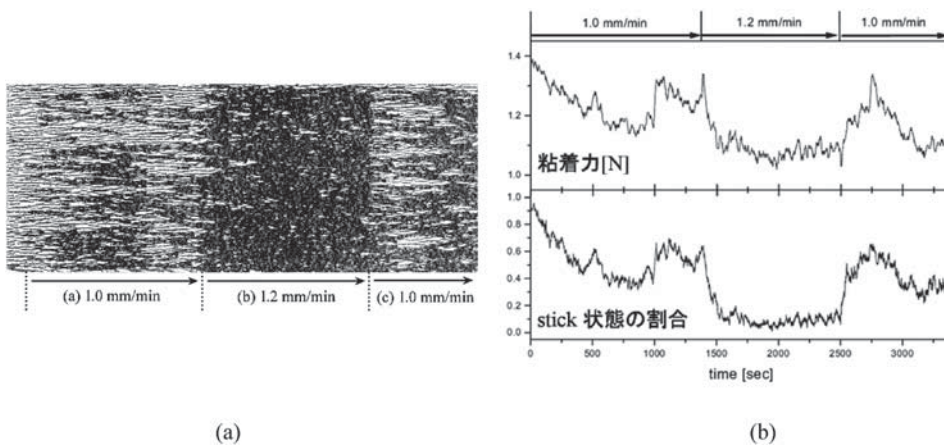


図5 (a) 速度弱化が起きている場合に得られる時空パターン (62.5 mm×25 mm). テープは左から右にはがされている. (b) (a) の場合に測定した粘着力と stick 状態 (a) の白い領域) の割合の時系列.

在している状況を初期条件として、このモデルの時間発展を考えてみる。まず、非対称な隣接相互作用のため、slip 状態に隣接した stick 状態のユニットは slip 状態へ変化する。この変化により  $\bar{\phi}$  は増加し、stick 状態が単安定となる位置まで  $u = (\bar{\phi} - V)$  で与えられる水平線が上昇するとする。この後の挙動は、 $\tau$  の値によって次の2つの場合が考えられる。

式(1)の  $u$  がゆっくりと増加する場合 (図4(a) 参照。これは、 $\tau$  の値が大きい場合、実験ではバネ定数が小さい場合に相当する)、①すべての状態が slip 状態となった後に、stick 状態が単安定となる位置まで  $u$  が上昇する。②すると、slip 状態にあるユニットは単安定な stick 状態へと変わる。③ユニットが stick 状態になると  $\bar{\phi}$  は減少し、先ほどとは逆の状況で、slip 状態が単安定となる位置まで  $u = (\bar{\phi} - V)$  が下降する。式(1)における  $u$  は減少もゆっくりなので、すべてのユニットが stick 状態になった後に、slip 状態が単安定となる位置まで  $u$  の値が減少する。④すると、stick 状態にあるユニットは単安定となった slip 状態へと変化する。粘着力に現れる stick-slip 振動は、このような状態変遷のサイクルで説明することができる。

一方、 $\bar{\phi}$  の変化に追従して直ちに式(1)の  $u$  が時間変化しなくなる (つまり、 $u = (\bar{\phi} - V)$  を満たす) 場合を考えよう (図4(b) 参照。これは、 $\tau$  の値が小さい、つまり、バネ定数が大きい場合に相当する)。⑥この場合、① $\bar{\phi}$  の増加に合わせて  $u = (\bar{\phi} - V)$  も直ちに stick 状態が単安定となる位置まで上昇する。②すると、各ユニットがそれぞれ slip 状態から stick 状態に変化する。③このとき、 $\bar{\phi}$  が減少するため、 $u = (\bar{\phi} - V)$  も直ちに (全てのユニットが stick 状態になる前に) 双安定状態となるところまで減少する。④双安定状態では slip 状態も安定であり、非対称な隣接相互作用のため、stick 状態のユニットは slip 状態へと変化する。するとまた  $\bar{\phi}$  が増加し、 $u$  の値は stick 状態が単安定となる位置まで直ちに上昇するという状況を繰り返す。つまり、 $u = (\bar{\phi} - V)$  が  $u = f(\phi_j)$  の極大点を通るところで留まるように状態が変化するということである。従って、 $u$  の値は  $u = f(\phi_j)$  の極大点で与えられる定数となり、 $\bar{\phi} = V + (\text{定数})$  という関係式が得られる。双安定状態において、 $\bar{\phi}$  は stick 状

態と slip 状態の存在比を与えるので、この関係式は、存在比  $\bar{\phi}$  がはがす速さに依存し、はがす速さが大きくなるにつれて slip 状態が増加することを表している。そして、stick 状態と比べて slip 状態の方が粘着力は弱いことを考慮すると、速度弱化現象が示される。実際、バネ定数の大きいバネを用いて測定を行うと、図5のように、粘着力が stick 状態と slip 状態の存在比によって決まり、はがす速さの減少関数となることが実験で確認される。<sup>5)</sup>

以上、言葉で説明するとまどろっこしいが、図4が動力学特性を端的に表している。このモデルは、粘着テープをはがすという状況を想定して構築したものではあるが、粘着以外の stick-slip 現象、速度弱化現象を示す系 (例えば、摩擦のある系) に対しても適用可能な一般性を持ったものではないかと思われる。

#### 4. 統計物理学との接点：時空パターンを生み出すルール

$\tau \rightarrow 0$  では、系の内部では各ユニットが stick 状態になったり slip 状態になったりと時間変化しているにも関わらず、系全体では、2状態の存在比  $\bar{\phi}$  は  $V$  に応じてほぼ一定に保たれる。これは、実験ではバネ定数が大きい極限に相当し、はがれる状態は局所的に絶えず変化しているが、はがす速さに応じて、テープ全体の粘着力はほぼ一定となることを意味する。このとき、図6のような時空パターンが観られる。この図で、白い領域は stick 状態 (トンネル構造)、黒い領域は slip 状態 (糸引き構造) を示している。以下では、このパターン形成について考察してみる。

力学系モデルにおいて、 $\tau \rightarrow 0$  として式(1)から  $u$  を解き、式(2)に代入すると、

$$\frac{d\phi_j}{dt} = f(\phi_j) + \{\theta(\phi_{j+1} - \phi_j) + \theta(\phi_{j-1} - \phi_j)\} - (\bar{\phi} - V) + \zeta_j \quad (3)$$

が得られる。式(3)が示す動力学特性も図4(b)に尽きるが、時間を離散化し、さらに、モデルに含まれるルールのみに着目すると、次のようなセルオートマトンとして表すことができる。(発見的な導出については文献7、超離散法による導出については文献8参照。)

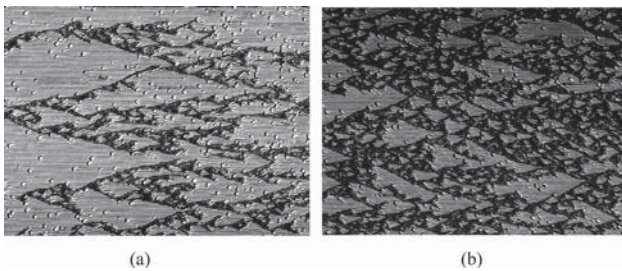


図6 速度弱化が起きている場合の時空パターン. はがす速さは (b) の方が (a) より速い. テープは左から右にはがされている. 図のサイズはそれぞれ 15 mm × 20 mm.

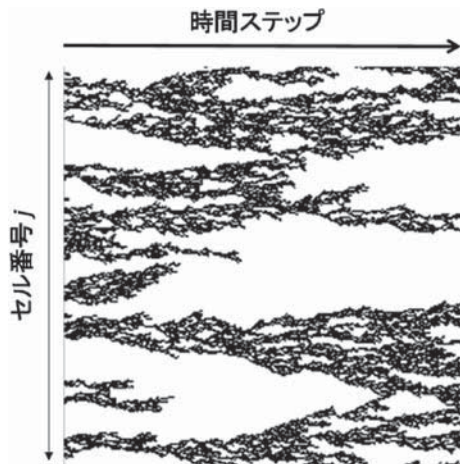


図7 セルオートマトンモデルで得られる時空パターン. セル数 256, 時間 256 steps のパターン. 白い領域が 0 (stick 状態), 黒い領域が 1 (slip 状態) を表す.

時間ステップ  $n$  での stick 状態, slip 状態をそれぞれ,  $\phi_j(n) = 0, 1$  で表すと, 隣接相互作用による時間発展は一般に,  $(\phi_{j+1}(n), \phi_j(n), \phi_{j-1}(n))$  から  $\phi_j(n+1)$  への写像として与えられる. いま考えている非対称な隣接相互作用では, slip 状態に隣接した stick 状態のユニットのみが slip 状態へと変化するので,  $(0, 0, 0)$  のとき  $\phi_j(n+1) = 0$  となり, それ以外は全て  $\phi_j(n+1) = 1$  となるルールで表される. さらに, 式(3)の項  $\phi - V$  を考慮して,  $\phi_j(n)$  の平均値 (0, 1 の存在比) が  $V$  に応じてある一定値になるように確率的に slip 状態 (1) を stick 状態 (0) に変化させるルールを追加する. 以上のルールに基づき  $\phi_j(n)$  の時間発展を行うと, 図6と類似した時空パターン (図7) が得られる.  $\phi_j(n)$  の平均値は粘着テープをはがす速さに対応するので, モデルと実験で得られる時空パターンの定量的な比較も可能になる. 実際, 時空パターンの白い領域に着目してパーコレーション解析を行うと, 平均値 (実験では速さ) がパーコレーション転移点となるところで, クラスターのサイズ分布や 2 状態の境界線に臨界現象の特徴が見られ, ベキ指数やフラクタル次元が実験とモデルで一致する結果が得られた.<sup>7)</sup>

図6や図7のようなパターン形成については, 時空間欠性 (spatiotemporal intermittency) という概念のもと, 1980 年後半から 90 年代にかけて盛んに研究が行われた. その当

時の実験系でも, オイル (粘性流体) によるフィンガリング不安定性を利用したものがある.<sup>9)</sup> また, coupled map lattice という格子モデルを用いて, directed percolation との関連も指摘されている.<sup>10)</sup> いまさら時代遅れかもしれないが, 粘着テープも時空間欠性のような統計物理研究の実験系として利用できるかもしれない. オイルで得られる時空パターンの実物はすぐに消えてなくなるが, 粘着テープの時空パターンは筆者が約 15 年前に行った実験で得られたものが, いまなお, まだその形を保ったまま手元に残っている.

## 5. さいごに: 勘やコツを「物理」に

粘着力が表面張力や弾性率といった物性だけで決まるのではなく, テープをはがす速さに対して粘着力が非単調になる場合には, 剥離先端に 2 つの異なる構造が存在し, その構造の存在比および系全体の剛性が粘着力の決定要因となりえることを, 「粘着力を決める要因は?」という問いに対する一つの答えとして説明してきた. 冒頭に述べた「隠し味 (粘着付与剤)」もそうだが, 粘着にはどう説明すればいいかわからないが, こうやればうまくいくといった事柄がたくさんある. 「この角度で少し速めの方がはがしやすい」とか「ゆっくりはがせば振動しない」とか, 技術者や研究者が年月を重ねて体得した勘やコツは, ミクロな影響をマクロな変化から感じ取るための技といえよう. このような技から汲み取られる粘着の物理はどのようなものになるだろうか. この展望を次への指針としたい.

本稿で紹介した実験, モデル化, 数値計算は, 戸田昭彦氏, 山本健氏, 大森祥輔氏, 角能大介氏, 日本接着学会粘着研究会 (特に, 協和界面科学, 倉本産業, サイデン化学, 東亜合成, 日東電工) との共同研究の結果である. また, 以下の方々からは貴重なご助言をいただきました. 工学的およびソフトマターの観点からは, 浦濱圭彬氏, 地畑健吉氏, 山口哲生氏. また, 統計物理との接点については, 香取眞理氏, 竹内一将氏. 超離散法については高橋大輔氏. 非線形動力学およびパターン形成の観点から, 水口毅氏, 松下貢氏, 太田隆夫氏. この場を借りてお礼申し上げます.

## 参考文献

- 1) 江里口敦子編著: 『粘着テープ物語: 歴史編』 (日東電工株式会社, 1998).
- 2) Y. Urahama: *J. Adhesion* **31** (1989) 47.
- 3) Y. Yamazaki and A. Toda: *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** (2002) 1618.
- 4) B. N. J. Persson: *Sliding Friction* (Springer, 2000).
- 5) Y. Yamazaki and A. Toda: *Physica D* **214** (2006) 120.
- 6) Y. Yamazaki: *Prog. Theor. Phys.* **125** (2011) 641.
- 7) Y. Yamazaki, K. Yamamoto, D. Kadono and A. Toda: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 043002.
- 8) S. Ohmori and Y. Yamazaki: *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2014** (2014) 083A01.
- 9) S. Michalland, M. Rabaud and Y. Couder: *Europhys. Lett.* **22** (1993) 17.
- 10) H. Chaté and P. Manneville: *Physica D* **32** (1988) 409.

(2015 年 9 月 23 日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ編集委員長 ueda@jps.or.jp)

### 圧力誘起の電荷不均化の抑制, 半導体-金属転移, 高スピン-低スピン転移

Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物  $\text{CaCu}_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$  のダイヤモンドアンビルセルを用いた高圧下のX線回折, 電気抵抗測定, X線吸収分光,  $^{57}\text{Fe}$ メスバウアー分光による圧力効果の研究を行った。最初の電子状態の変化は, 約15 GPaで起こり, 高スピン状態で  $\text{Fe}^{3+}$  と  $\text{Fe}^{5+}$  に電荷不均化した半導体から  $\text{Fe}^{(4-\delta)+}$  と  $\text{Fe}^{(4+\delta)+}$  に電荷不均化がほぼ抑制された金属になる。さらに約30 GPaまで加圧すると  $\text{Fe}^{4+}$  のみの完全に電荷不均化が抑制された状態になり, 低スピン転移が起こる。単純ペロブスカイト鉄酸化物で電荷不均化が高圧下で抑制されることはあったが, 電荷不均化の抑制が二段階で起こるのははじめてである。

鉄の酸化物の多くは原子価が2価 ( $\text{Fe}^{2+}$ ) または3価 ( $\text{Fe}^{3+}$ ) からできており, 古くから研究が行われている。一部の例外を除いて多くのものは反強磁性絶縁体である。一方, 異常高原子価 (4価:  $\text{Fe}^{4+}$ ) を持つ鉄酸化物も存在し, 約50年前から磁性や電荷不均化 ( $2\text{Fe}^{4+} \rightarrow \text{Fe}^{3+} + \text{Fe}^{5+}$ ) の研究等が行われている。4価の鉄を含んだ代表的な鉄酸化物は, 単純ペロブスカイト構造 ( $\text{AFeO}_3$ : Aはアルカリ土類金属) を持った  $\text{CaFeO}_3$ ,  $\text{SrFeO}_3$ ,  $\text{BaFeO}_3$  があり, 電荷不均化, 反強磁性金属, 磁場誘起の強磁性転移等, 2価や3価の鉄の酸化物とは異なる性質を持つことで知られている。高い圧力で試料を合成する技術が進歩し, 約10年前からAサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物 ( $\text{AA}'_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$ ) が合成されるようになった。この物質のAサイトにはアルカリ土類金属や希土類元素が入り, A'サイトには  $\text{Cu}^{2+}$  が入る。そのため, Bサイトの鉄はAサイトにアルカリ土類金属が入ると原子価が4価となり, 3価の希土類元素が入ると原子価は3.75価となる。いずれにしても鉄は高原子価状態になる。Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物は, 遷移金属が2種類存在することにより, 異なる遷移金属間の相互作用が加わり, 単純ペロブスカイト鉄酸化物にはない多彩な物性があらわれる。Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物の新奇な物性の代表的なものに,  $\text{LaCu}_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$  で発見された393 Kで起こるCu-Feサイト間電荷移動 (高温:  $3\text{Cu}^{2+} + 4\text{Fe}^{3.75+} \rightarrow$  低温:  $3\text{Cu}^{3+} + 4\text{Fe}^{3+}$ ) に伴った不連続体積膨張がある。これはAサイトにランタン ( $\text{La}^{3+}$ ) のような大きなイオン半径を持つものを入れることにより, 結晶内に歪みが生じる。温度を降下させていくとこの歪みを解消させるためにCuとFeの間で電子の授受が起こり体積が膨張する。Aサイトに入る希土類元素が,  $\text{La}^{3+}$  からテルビウム ( $\text{Tb}^{3+}$ ) までは, サイト間電荷移動を伴った不連続体積膨張を起こすが, それよりイオン半径が小さなジス

プロシウム ( $\text{Dy}^{3+}$ ) からは, 不連続体積膨張は示さなくなる。一方, アルカリ土類金属のなかで比較的大きな  $\text{Sr}^{2+}$  をAサイトに入れた物質では, 負の熱膨張がみられる。これは不連続体積膨張とは異なり, 270 Kから170 Kの間で連続的に体積が増加する。  $\text{Sr}^{2+}$  と比べてイオン半径の小さな  $\text{Ca}^{2+}$  がAサイトに入ると結晶構造の歪みが小さくなり不連続体積膨張はみられなくなる。

異常高原子価を持つ鉄酸化物の研究は, 古くから京都大学化学研究所のグループが中心となって試料の合成が進められてきた。高原子価の鉄酸化物は僅かな温度や圧力の変化で電子状態が変化するため, 圧力誘起による様々な物性の変化が期待できる。Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物  $\text{CaCu}_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$  に注目し, ダイヤモンドアンビル高圧発生装置を使用して, 約50 GPa (50万気圧) まで, X線回折, 電気抵抗, メスバウアー分光, X線吸収分光の測定を行い, 圧力誘起の電荷不均化の抑制, 半導体-金属転移, 高スピン-低スピン転移を発見した。この成果は, 日本物理学会が発行する英文誌JPSJの2016年3月号に掲載された。

Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物  $\text{CaCu}_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$  の鉄の原子価は4価であり, 3d電子は4個存在する。鉄は酸素が6配位した  $\text{FeO}_6$  八面体の中心にあり, 3d電子は  $t_{2g}$  軌道と  $e_g$  軌道に分裂する。大気圧下では結晶場が弱いため鉄の3d電子は  $t_{2g}$  軌道に3個,  $e_g$  軌道に1個の高スピン状態である。  $e_g$  軌道は二重に縮退しているため, 電子が1個の状態は不安定であり,  $e_g$  軌道に電子が0個か半分占有した2個の状態を好む。室温では電子が比較的遍歴的な振る舞いをするため4価の状態でも安定であるが, 低温では局

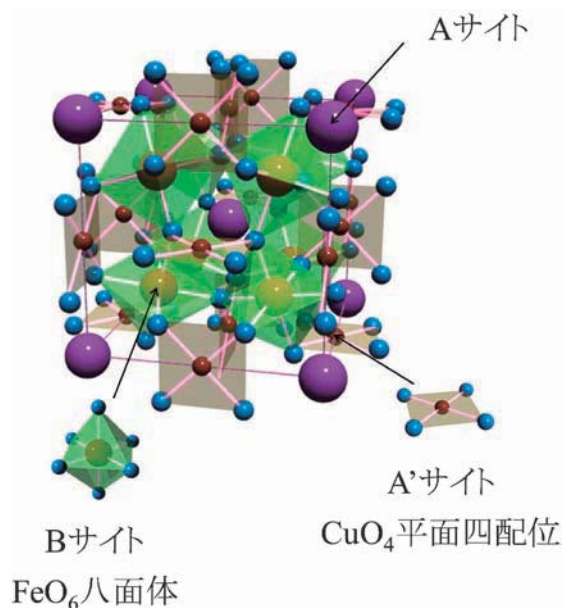


図1 Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物 ( $\text{AA}'_3\text{Fe}_4\text{O}_{12}$ ) の結晶構造。

在化し3価と5価に分かれ電荷不均化を起し金属-半導体転移を起す。圧力を15 GPa (15万気圧)まで加えると鉄の3d軌道と酸素の2p軌道の混成が強まり、電荷不均化の抑制がはじまる。鉄の電子状態は高スピンのまま2種類のFe<sup>(4-δ)+</sup>とFe<sup>(4+δ)+</sup>の4価に近い状態で金属化する。さらに圧力を30 GPa (30万気圧)まで加えると完全に電荷不均化が抑制され4価の状態になる。また、圧力印加に伴い結晶場が強まることで低スピン転移を起す。この状態は本測定 of 最高圧力50 GPa (50万気圧)まで維持される。また、X線回折測定の結果から、構造相転移は50 GPa (50万気圧)までの測定では観測されていない。Cu K端を用いたX線吸収分光による35 GPa (35万気圧)までの測定では、Cu-Feサイト間電荷移動はみられなかったが、単純ペロブスカイトではみられない新しい物性が発現していることから、FeとCuの相互作用は無視できないものと考えられる。Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物CaCu<sub>3</sub>Fe<sub>4</sub>O<sub>12</sub>の電荷不均化、電気伝導、スピン転移の圧力効果を明らかにした。

Aサイト秩序型ペロブスカイト鉄酸化物は、Aサイトにアルカリ土類金属CaとSr、希土類元素LaからLuまで入れることができる。全ての物質で同じ結晶構造を持つことから、化学圧力と物理圧力を比較しながら系統的に研究できる格好の物質である。本研究成果は、従来から高圧下の研究で利用されてきた<sup>57</sup>Feメスbauer分光や電気抵抗測定ばかりでなく、SPring-8のような高輝度な放射光施設を利用した高圧測定の進歩によって、X線回折の精密化やX線吸収分光やX線磁気円二色性の測定ができるようになったことで実現できた。今後の高圧下の研究の展開が期待される。

## 原論文

Two-Step Suppression of Charge Disproportionation in Ca-Cu<sub>3</sub>Fe<sub>4</sub>O<sub>12</sub> under High Pressure

T. Kawakami, Y. Sekiya, A. Mimura, K. Kobayashi, K. Tokumichi, I. Yamada, M. Mizumaki, N. Kawamura, Y. Shimakawa, Y. Ohishi, N. Hirao, N. Ishimatsu, N. Hayashi and M. Takano: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 034716.

〈情報提供：川上隆輝（日本大学文理学部物理学科）〉

## News and Comments

Charge Disproportionation and Spin-State Transition in the Negative Charge-Transfer-Energy Regime

A. Fujimori: JPSJ News and Comments **13** (2016) 01.

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2015年12月に掲載可となった中から2016年1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、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。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。内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧ください(掲載から約1年間は無料公開)。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、合わせてご覧ください。

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85巻 第5号(2016年5月号) 予定目次

### 総合報告

固体イオニクスの新たな展開：多様な新機能を可能にする  
ナノイオニクスデバイス……………寺部一弥, 青野正和  
発見から30年を迎えた銅酸化物高温超伝導体：線材開発と  
パワー応用の進展……………木須隆暢

### 解説

核融合炉への道程と大型ヘリカル装置……………小森彰夫  
光渦の生成とその応用……………森田隆二  
新規高性能シンチレラ結晶の開発指針……………吉川 彰

### 最近の展望

半導体レーザー励起大出力全固体レーザーの進展  
……………川嶋利幸, 他

### 研究紹介

トポロジカル絶縁体/金属接合における近接効果  
……………佐藤宇史, 他  
チャージポンピング法による単一界面トラップ(欠陥)の  
検出と評価……………土屋敏章

### 基礎講座

THz分光測定のコツ……………河野行雄, 瀧田佑馬  
ホッとひといき

磁覚の存在を細胞内に求めて……………ジョナサン R ウッドワード

科学を詠む⑰ 割り切れない私と数……………松村由利子

Science As Art  
ニューロン……………長谷川雅樹

# 海外客員研究員 4 回目

奥村 暁 (名古屋大学宇宙地球環境研究所 oxon@mac.com)

## 1. 若手研究者の海外経験は、もはや日常である

実験系宇宙線物理学やガンマ線天文学といった私の研究分野では若手の海外経験は今どき珍しいことではない。私の参加するフェルミガンマ線宇宙望遠鏡<sup>\*1</sup> (フェルミ衛星) やチェレンコフ望遠鏡アレイ<sup>\*2</sup> (Cherenkov Telescope Array; CTA) の日本人若手研究者の半数以上は海外ポストドク経験を有している。また海外特別研究員 (海外学振) の採択率も高く、彼らの約半分は海外学振に採用されている。

この高い海外経験率の理由のひとつに大規模な国際共同研究体制が挙げられる。フェルミ衛星の共同研究者数は数百人、またCTAに至っては現在約1,300人が参加している。研究内容の合致した研究グループが世界中に多数存在し、国や所属を変えても同じ研究や実験プロジェクトの継続が容易なことは、この分野の特殊な事情かもしれない。

海外経験なぞ珍しくないとなると本稿の存在意義もあまりない。さらには海外での雇用経験を私は一度も持たないので、若手向けの海外就職講義をする自信もない。だが一度も海外で雇われずに客員研究員<sup>\*3</sup>を文字通り再三再四繰り返した私の事例は稀であろうし、このような経歴なりの長短や注意点もあるので、若手読者の参考になればと思い個人的体験を振り返る。

## 2. 3カ国, 合計5地域

大学院生時代を含めた2003~2015年で米英独の3カ国、合計5地域で研究滞在の機会を得た。その多くは客員研究員という形の長期出張であり、学振DC・PDを含めると雇用拠点は全て日本であった。表1に私の海外滞在歴をまとめる。12年間で7年以上も海外出張していたことになる。

これら多くの長期出張が可能であったのは、大学院時代

の指導教員の方々、また宇宙科学研究所や名古屋大学の同僚の方々からのご理解のお陰である。日本学術振興会の特別研究員事業と科研費、また独マックスプランク協会による支援にも大変助けられた。ここに御礼申し上げたい。

私が多くの場所で研究に従事してきたのは、その滞在が研究遂行上不可欠だった、もしくはそこが研究を進める上で最善の場所だったからである。表1にあるハワイ滞在は、当時参加していた宇宙線望遠鏡試作機の建設場所であった。限られた人数で実験を回すには、現地に長期にわたって張り付く必要があった。

博士論文執筆時と学振PD時代のSLAC滞在理由は、フェルミ衛星に参加する各国研究機関のうちSLACが世界最大のグループだったからである。またSLACではCTAの開発にも取り組んでおり、フェルミ衛星と次世代計画に同時に参加できる最良の環境であった。

SLACから日本へ戻り1年後、名古屋大学の助教に着任した。同時期に海外学振にも採用され着任半年後に英国へと旅立った。「なぜ助教1年目から海外学振なんて暴挙が許されたの?」とよく問われるのだが、同時期に採用されたこと、担当講義がなかったこと、また「せっかく採用されたのだから行ってきなさい」と送り出してくださった職場の皆様のご理解があったからである。

海外学振で滞在した英レスター大学は、CTA用に開発されている複数の焦点面カメラのうち、高エネルギー側の観測を担うカメラの開発拠点である。このカメラにはSLAC滞時に私が開発に携わった電子回路技術を用いるため、私の経験を活かすには最適な場所であった。この開発は名古屋大学も大きく貢献してきたのだが、カメラ本体が英国にあるため、そこに行かねば実験ができない。また

表1 著者のこれまでに経験した長期海外滞在歴

滞在期間	滞在先	身分
2003/11-2005/9 (計約6ヶ月)	米国ハワイ州マウイ島	東大院生
2005/9-2008/3 (計約1年半)	米国ハワイ州ハワイ島	東大院生, ハワイ大客員研究員
2008/5-2009/1 (計約5ヶ月)	米国SLAC国立加速器研究所	東大院生
2010/4-2011/9 (約1年半)	米国SLAC国立加速器研究所	学振PD (宇宙研), SLAC客員研究員
2013/4-2015/3 (約2年)	英レスター大学	名大助教, 海外学振, レスター客員研究員
2015/4-2016/3 (約1年)	独マックスプランク核物理学研究所	名大助教, マックスプランク客員研究員

<sup>\*1</sup> 20 MeV から 300 GeV のエネルギー帯域で天体起源のガンマ線を全天観測する、NASA が 2008 年に打ち上げた天文衛星。

<sup>\*2</sup> 20 GeV から 300 TeV のエネルギー帯域でガンマ線を地上観測する国際計画。ガンマ線が地球大気に衝突した際に生じる大気シャワー中のチェレンコフ光を検出し、入射エネルギーと到来方向を決定する。2018年に部分観測開始予定。

<sup>\*3</sup> ここでは先方からの給与支給や雇用関係のない滞在型研究を総称して客員研究員とする。



CTAは欧州の参加国が多いこと、妻子連れでの渡航になるため英語環境を優先したかったのも英国を選択した理由である。このときの受入研究者がレスター大学からドイツのマックスプランク核物理学研究所へ途中で異動したため、私も一緒にドイツへ引越した。

### 3. 利点

海外滞在の最大の利点は、各国から集まった様々な背景を持った研究者と一緒に過ごせることである。だがこのあたりの話はわざわざ私がするまでもない知られた話なので、本稿では少し違った視点で段落を分けて語ることにする。

日本に身分のある状態で海外に長期滞在する場合、戻る場所が存在する。次の職を探さなくて良いという大きな安心感が得られる。例えばSLACの滞在時には客員研究員ではなくポスドクで来ないかという先方からの誘いもあったのだが、その雇用期間は2年弱と学振PDの3年より短かった。当時の私は周りから1年半遅れて学位を取った直後のことであり、2年後の状況も見えない。そのため任期の長い学振PDを選択し、SLACには客員研究員として滞在する形を取った。

また日本国内の助教になってからだと、あえて任期付きの海外ポスドクに挑戦するのはまずありえない。しかし海外で研究をしてみたいという欲求は誰しも持つものであろうから、退路を断たずに客員研究員として海外経験を積めたのは非常に幸運であった。

客員研究員の性質上、ひとつの滞在先が長期になることはない。したがってポスドクとして就職するよりも短期間で複数箇所を転々とでき、ほとんどの同業者よりは多くの国や研究機関を実体験できた。日本の大学をより国際化していく上でこの経験は活きるであろう。

CTAのような大規模国際共同研究の場合、日本にも海外にも身分があるというのは情報伝達の上でも重要である。いくら電子メールやオンライン会議が発達したと言っても、隣の部屋の共同研究者を捕まえて直接話すのに勝る手段はない。また日本人の私がイギリスやドイツにいて、日欧の共同研究者間の仲介をこなすことができた。仮に私が現地採用のポスドクであれば、仕事が増えるのを嫌って日本人共同研究者とのやり取りは極力排除したに違いない。

日本の科研費を持ったまま海外にいられるというのも利点である。海外学振採用後に知ったことだが、科研費の研究代表者と海外学振の両立は許されている。<sup>\*4</sup> 海外でポスドクをする場合、基本的には上司の取ってきた研究費で上司の研究プロジェクトに携わる。しかし自分で研究費を

持っている場合、滞在先の受入研究者は上司ではなくあくまで対等の研究者であり、良い意味で大きな顔ができた。

### 4. 難点

物理実験屋として一番面倒に感じたことは、当たり前だが、職場が変わるたびに実験室や実験装置が変わることである。測定に使うプログラムも書き換えねばいけないし、操作にも毎度慣れなくてはならない。あまりに面倒だったため、しまいには日本からファンクションジェネレータを英独に持って行っただけである。

研究上の他の難点は、日本の所属先の事務や日本の共同研究者とのやり取りで多くの時間を取られることである。せっかく海外にいるのに、週に3回は日本とオンライン会議を行い、メール送受信も半分近くは日本とのやり取りであり、なかなか現地での仕事に集中できない。

研究以外の面では、現地での健康保険や税金の手続きが面倒くさい。現地で雇用されていないため滞在国内での確定申告が必要であり、健康保険の手続きなども全て自分でやる。国を変えるごとに、この作業だけで何週間も費やした。もちろん引越しの手間も相当で、梱包作業や税関とのやり取り、家探しにも2、3週間は奪われる。つまり国を変えるごとに1ヶ月以上は研究と関係ないことに消えてしまう。

ビザの申請も厄介である。これも書類作成、面接などで1週間以上は平気にかかる。またアメリカの場合、2年を隔てないと次のJ1ビザ申請できない制約があり、ハワイ滞在のため気軽に取得したビザのせいで米国のポスドクに応募できなかったという大きな機会損失を経験した。

家族連れでの渡航の場合、配偶者は就労許可を容易に取れなかったり、現地での就職先を探すのは日本国内に比べて困難であるため、共働きをしたい夫婦も注意が必要である。さらに子連れの場合、帰国時に認可保育園に子供を入れようと思うと、配偶者が無職扱いとなり優先順位が最低となることがある。帰国時期によっては全く保育園に入れないこともあるだろう。

### 5. 最後に

紙面が限られているため海外経験の利点、客員研究員として働くことの長短について深く掘り下げては書けなかったが、一言でまとめればとにかく色々面倒であった。しかしその面倒を知っていても、もし再び渡航・滞在費用の支援があり、また本務地である名古屋大学が許してくれるのであれば、私はいくらかでもホイホイと海外に行ってしまうであろう。海外で働くというのは、それだけ私には刺激のある楽しいことであった。

(2015年12月31日原稿受付)

<sup>\*4</sup> 当然、研究遂行に支障がないことが前提であるが、CTAのような国際共同研究の場合、日本国内に住んでいないと研究できないというわけではない。

## ドイツ(独)留学体験座談会

菅 滋正 <MPI-Halle/阪大産研 ssmsuga@gmail.com>

[2015年9月16日]



左から 松下雄一郎, 岡 博文, 菅 滋正, 鈴木康光, 宮町俊生(敬称略)。

2年以上ドイツ滞在の留学より最近帰国した4人の物性研究者(実験2人, 理論2人)が40年前に帰国した1人の実験研究者と, 留学動機や経緯や独での多彩な経験さらに日独の差異や夢について語り合った。

**岡:** 東北大多元研の米田研の岡 博文です。Halleのマックスプランク微細構造物理学研究所(MPIMPと略)に2008年6月-2014年8月の6年間滞在しました。留学前は北大の末岡研でポストドク(PD)としてスピン偏極走査トンネル顕微分光(SP-STM)で原子レベルで表面の薄膜磁性を研究していました。留学動機は同分野でトップだった独と日本との違いを知りたかったことです。

**宮町:** 東大物性研の小森研の宮町俊生です。留学前は放射光分光やSP-STMによるナノ磁性研究に従事していました。2008年10月-2013年2月の間, カールスルーエ工科大学(KIT)に留学しておりました。

**鈴木:** 東理大物理の渡辺研の鈴木康光です。院博士時代に化学反応の電子ダイナミクス計算手法の開発者であるMPIMPのGross研で学ぶために2010年2月以降Global COEと学振DC1で2回留学しました。学位取得後はMPIMPのPDとして2014年8月までの2年半, 総計5年間滞在しました。

**松下:** 東大物工の押山研の松下雄一郎です。2013年4月-2015年3月の2年間Gross研でPDをしました。博士院時代は密度汎関数理論(DFT)を用いて, 半導体の電子状態を解析していました。計算応用が主でした。学位取得後はPDとして計算手法開発をしたいと, 第一原理計算で世界的な評価を受けているGross研に学振DC2の1年と, MPIMPのPDの1年の計2年間留学しました。

**菅:** 2009年阪大基礎工定年退職後は, 阪大で特任・招聘教授, 最近は

MPIMPやJülich研で客員をしてきた菅 滋正です。東大院(工)の5年間, 結晶を自作し励起子や励起子分子の研究をしました。物性研, NHK基研, 東京教育大光研などでも測定しました。1973年に学位を取得し, その後直ちに3年間弱Stuttgartのマックスプランク固体研究所(MPIF)で研究に従事しました。今日まで計7年間独に滞在しました。

**岡:** 国内の次は海外PDをしたいと思い, 夏の欧州での学会の後に複数の研究室を訪問しました。事前アポ, セミナー講演, 見学といった流れでポストを探しました。その一つKITのWulfhchel研では予算が少なく雇えない代わりにMPIMPのKirschner教授への推薦状をいただきました。帰国後すぐに日独往復旅費付きのセミナー招待連絡が来ました。セミナー直後, PDのオファーがあり, 研究所内見学時にSP-STMが魅力的に見えたのでそこに決めました。親日的な2人のドイツ人研究者との縁を感じました。

**宮町:** 2007年博士在学中に学振DC2としてKITのWulfhchel研に3カ月留学しました。翌年10月からは学振PD, 2009年4~6月は客員研究員, さらに2009年7月からはKITの正式PDでした。客員時代に磁性単一原子の磁気異方性のSP-STM研究でWulfhchel教授を満足させられたことが雇用の理由だと思います。院時代の研究室の先輩(現, 甲南大, 山崎教授)が彼との共同研究成果を上げていた前例から日本人研究者に対する高い評価が幸運でした。PDテーマは, 単一原子・分子のSP-STM非弾性トンネル分光による磁気励起観察でした。

**鈴木:** 私はGross研初の日本人です。コネなしでD1の時に勇気を奮ってe-mailしたのがはじまりです。先生の論文投稿基準は非常に高く, 論文を書いても磨き上げるまでは投稿できません

でした。議論の際は, 連日深夜2時くらいまで夜食のピザを食べながらで, 非常にエキサイティングでした。

**菅:** PD体験は40年以上昔です。その前年秋にMPIFのQueisser教授に出したポスト問い合わせの手紙に, Cardona教授から返事を貰いました。早速, 国府田, 豊沢両先生に推薦書を願いました。光電子分光, ラマン散乱も可能だったのですが院のテーマに近い磁気光分光を選択し, 到着翌々日から12Tの磁場を用いた徹夜での実験に参加しました。日本での経験からスムーズにつながり気は楽でした。

**岡:** 研究は独, 仏, 日の3人チーム体制でした。日本人はここを細かくと言い, ドイツ人はもっと大局的に主張し, フランス人はざっとデータを取り理論を交えてやれば良いと言う。研究だけでなく論文のストーリーを作る際にも国民性が出て面白かったです。

**宮町:** 独ではテーマや進め方は年齢や役職とは無関係です。仕事ができないと思われる院生にさえも無視されることもありえます。院生になめられないように油断できない環境は新鮮でした。独では博士課程で研究者として大成する傾向があるなと感じました。

**鈴木:** 初年度は研究所での無料のドイツ語教室に通い生活に必要な基本会話を身につけようと努力しました。英語での会話にも徐々に慣れ, 同僚や街の人たちとの会話を楽しました。研究者が仕事一辺倒ではなく, 趣味の時間を楽しんでいるのが新鮮でした。最初は仕事のスタイルの違いに戸惑いましたがすぐに慣れました。今では独にいた頃のゆったりとした日々が懐かしいです。

**松下:** 共同研究者とのコミュニケーションが取れ始めてからは, 研究もうまくいき楽になりました。研究も人と

の繋がりが重要だと痛感しました。ここでドイツの医療に関する経験を紹介します。旧東独圏では、病院事務スタッフはまず英語は喋れません。年配の医師の大部分も英会話ができません。「俺は技術も知識もあるが、英語では説明できない。来ないでくれ。」と言われたこともありました。ある日、突然虫垂炎で腹部激痛に襲われた時は最悪でした。ドイツ語会話は未熟なので救急車も呼べません。激痛をこらえて、這って大学病院の救急外来に行きました。英語が上手な若い外科医が担当だったので良かったです。サバイバル英語でなんとか意思疎通をしました。それでも、手術契約書にサインするときは本当にドキドキしました。治療費に関しては全額個人保険が効きました。その交渉は全てMPIMPの秘書さん・事務の方がしてくれました。ドイツ語会話のできない本人の交渉よりも遥かにスムーズでした。

菅： 滞在2年目に教授にドイツ電子シンクロトロンに行き知人の研究者Himpel氏と放射光を使って光電子実験をして欲しいと言われました。光電子は初体験でしたが人と人のつながりは大切ですね。

岡： 日本での職はSP-STMができる所と決心しポストを探しました。低温磁場印加下のSTMが必須と思いました。日本での学会で一時帰国の前後に、複数の研究室を訪ねて定番に従い自分を売り込みました。米田先生は分子磁石でSP-STMに興味をお持ちで、お互いに気が合いました。

宮町：米独だとPDにでも5年くらいの予算で独立した研究をさせることが結構ありますね。日本でも若手への予算が増えて欲しいという声をよく耳にします。

岡： SP-STMの分野で日本は応用志向が強い傾向がありますね。独ではもっと基礎が重要視されているだけでなく実験と理論の共同研究が進んでいます。

宮町：基礎と応用の間の低い垣根が好循環を生んでいると思います。それが独を世界最先端に導いた理由かもしれません。

鈴木：日本の理論では研究業績が大き

な研究室が大きな予算を取っているようです。昨今は特に応用研究が重視されているように感じます。

菅： 光電子分野では実験と理論の共同研究の急速進捗が予想できます。相互feedbackで分野のレベルを上げる必要がありますね。両者がよく合う部分だけを見せるだけでは不十分で全貌を比較すべき時が来ています。理論の視点を持つ実験家、実験の視点を持つ理論家も少数は必要でしょう。

宮町：独では両者が共同チームとして研究をする形が整っているため実験結果が出た後の論文文化が速いと感じます。

松下：日本のたくさんの良い実験結果の解析を国外の理論家に依頼しているケースが多過ぎる気がして残念です。

岡： MPIMPではカフェで話す感覚で実験家と理論家が議論する雰囲気がありラボの垣根がとても低いと感じました。

宮町：日本ではコラボの場合、実験屋が論文の第一著者になる場合が多いですが、貢献度に応じて理論屋が第一著者になることも必要でしょう。

岡： Kirschnerの基本姿勢は実験結果はまず所内の理論家と議論せよでした。理論の力で実験結果の持つ意義も変わってくる。独では実験の前段階から理論家と積極的に議論をしているのに対し日本では実験後から議論するケースが多いように感じます。

菅： 国際交流の観点では、日本物理学会の英語講演はあまりにも少ないですね。ドイツ物理学会(DPG)では数年来、全部が英語講演です。そのため欧州で一番大きな物理学会となっており、他国の研究者が相当数参加しています。日本物理学会での英語講演に、アジアの国々から多数の聴衆が来て議論をする！ そんな魅力的な会議にしなければ全世界の科学への貢献は望めないし日本の若手研究者が世界と張り合うこともできないのではないのでしょうか。

岡： DPGは有難いです。英語ですから抵抗なく最新情報が手に入るので。SP-STMではDPGが世界でも最先端の会議なのでこれからもDPGに出たいと思います。

菅： さて独への往復旅費はどうしま

したか？

宮町：物性研着任帰国の際以外は行きも帰りも自費、面接も自費でした。

松下：行きは学振DC2で、帰りは東大から着任旅費が出たので自費は不要でした。

岡： Kirschnerと交渉してMPIMPから出してもらいました。引越し費用の一部も出してもらいました。まずは交渉をお勧めします。

鈴木：行きはMPIMPに出してもらいましたが、帰りは自費でした。

菅： 四十数年前は学振旅費制度はなく往復とも全額自費でした。ところで昔は面接はなかったのですが最近では、Skype面接ですか？

宮町：独日ともに現地面接でした。また面接旅費は自費でした。

岡： 独の給与は、Stipendという無税の給付金か、税金に加えて年金積み立てを引かれる給与の2通りです。前者の場合には健康保険は自分で掛けます。後者の場合は合わせて20-30%を超える額が引かれます。年金積み立てが5年を超えると日本に帰国しても独からわずかながら年金が支払われます。もし5年以内だと将来の年金対象にはなりませんから、帰国後還付手続きをすることで天引きの一部が還付されるはずですね。

岡： 独で習得した技術を駆使して、表面ナノ磁性の美しい研究を日本で展開したいです。また、ネットワークを使って将来自分の学生を世界各国に送り出したいです。面白い研究や異文化交流も継続したい。例えばMPIMPのメンバーと共同研究できる研究費を取り、日独双方の良さを研究に生かしたいです。

宮町：院時代に指導教授に言われたようにSP-STMと放射光分光の両法の強みを最大限に活かした研究をしていきたいです。今の研究室は最高の環境です。

菅： 研究成果とは人類が獲得した知識ですから、速やかに公開し共有し、次の発展をはかることが大切です。

鈴木：第一原理計算手法の多くは国外で開発されました。今後は日本で開発した新理論や手法が世界中で広く使われることを目指していきたいです。

松下：独ではもっと日本人が評価されても良いのと思う状況に度々出くわし、日本に貢献したいという気持ちが強くなりました。ネットワークを生かして、日本の第一原理計算が世界一になるように貢献したいです。

菅：最後に独で最近気になるのは次の2点です。博士学位取得後12年以内に任期なしのポストに付けなければ、永遠に任期なしの学術ポストにはつ

けないという制度です。優秀な研究者であっても運悪く機会がないと、この時点で学術キャリアを断念せざるを得ません。積み上げられた科学的成果が、世代を超えてつながらないという深刻な事態に若手研究者が動機づけを失いつつある現状は心配です。2つ目は教授職やdirector職などトップ研究者は自らのリーダーシップで有効に研究を進められますが、サブグループリー

ダークラスの意欲低下で研究効率が著しく低下していることです。これらの点はドイツ全体で真剣に解決を模索しなければならないと思います。

菅：本日は有意義な意見交換ができました。これからも健康に留意して国際的な活躍を期待します。

(2015年11月7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. 22-1 (3月15日発行) 目次

国際物理教育委員会 ICPE	新田英雄	物理学実験における Active Learning-Passive Teaching	
はじめての講義			中村統太, 富田裕介
工学部初年度学生の力学	右近修治	グループ討論を取り入れた量子力学の授業	
講義室			太田寛人, 畠山 温
小学校教員志望学生の物理分野の弱点—全国学力・		海外の動向	
学習状況調査を用いた学力調査	寺島幸生	ミャンマーにおける物理学実験教育ワークショップ	
高等学校物理基礎における有効数字学習についての教科書分析			中村 琢, 伊藤宏紀, 仲澤和馬
	瀧本家康	連載 物理オリンピックと物理教育	
実験室		物理第2チャレンジ参加者のその後—2011年から2014年の	
元素単体の常磁性と反磁性の簡易実験	沢田 功	参加者について	近藤泰洋
教育実践		教育に関する一言	安藤俊一
弦の振動と音楽—科学の普遍性と適用限界を伝える実験教育		開催情報	
	本堂 毅, 須藤彰三, 関根 勉	編集後記	
講義演習授業における Active Learning-Passive Teaching			
	中村統太		

## いかにして森田浩介らは 113 番元素の命名権を獲得したか

矢野安重 (理研仁科センター yyano@riken.jp)

このたび森田浩介氏(九州大学教授, 理化学研究所仁科加速器研究センター・グループディレクター)の率いる研究グループが、「113番元素の発見者」として国際純正応用化学連合(IUPAC)によって認定され, 新元素の名前と記号を提案するよう要請を受けた。日本が発見した元素が初めて周期表に加わることになるのである。森田氏らの発見の場となった理研RIビームファクトリー(RIBF)の建設者として誠に喜びに堪えない。IUPACは今回, ロシアFlerov研究所のYuri Oganessian氏(超重元素研究の世界的重鎮で森田氏の師匠でもある)が率いる研究グループを, 115, 117, 118番元素の発見者とも認定した。Oganessian氏の知恵と執念にも心から敬意と祝意を表したい。彼らはHot Fusionという合成法で114番から118番元素までをすべて発見したことになる。一方, 森田氏らはCold Fusion法を用いた。113番元素はこの合成法で発見した最も重い元素となった。理研とFlerov研のこれらの発見によって周期表の第7周期が完結した。

理研で「超重元素」を本気で言い出したのは, 上坪宏道氏主宰のサイクロトロン研究室にいた野村亨氏である。彼の提唱で超重元素研究が, 1987年に完成したばかりの理研リングサイクロトロン(RRC)で始まった。この分野では米ソ欧に後塵を拝していた当時の日本にとっては夢のまた夢のような研究課題であった。森田氏は1984年に野村グループに弟子入りし, 彼の超重元素人生が始まる。まず手始めに気体充填型反跳イオン分離器GARIS<sup>\*1</sup>の設計を任せられ, 希少超重元素イベント探索には不可欠の極低バックグラウンドを実現した。この理研GARISのS/N比の高さが今回の成果につながっている。しかしながら, RRCとRILAC(前段の線型加速器: 1981年完成)とからなる

日本初の本格的重イオン加速器でも当時はまだ十分な強度のビームを供給できなかったために, 高性能のGARISがめざす超重元素合成への挑戦は不可能であった。

大きな転機は, 有馬朗人理事長時代に始まったRIBFの建設である。RIBFとは, RILAC+RRCの下流に3台の大型リングサイクロトロン(総重量13,000トン)を接続して, 全元素にわたる世界最大強度の連続重イオンビームを世界最高エネルギーまで加速し, 標的核との入射核破碎反応や核分裂反応によって世界に冠絶する大強度のRIビームを生成する施設である。研究の目玉は, 中性子超過核領域を探索してウランの起源を原子核レベルで解明するというものである。RIBFは, 2007年の本格運転開始以来今までに, 145種類もの中性子過剰な新同位元素を発見し, 原子核物理学の定説を覆す発見やウランの起源に迫る発見に至っている。

このRIBFの設計の最終段階で, RRCと新設のリングサイクロトロンをつなぐビーム輸送ラインの敷設経路が問題になった。検討の結果は, RRCの直下流にあるGARISを通過して敷設せざるを得ないので「GARISをどこかに移設せよ」ということになってしまったのだ。実はこれが僥倖となる。そこで移設先を考えめぐねた末に, RILACの実験室に移設することにした。しかしRILACのビームエネルギーは低くて超重元素実験はできないという根本的問題があった。それにも関わらず敢えてそう決断したのは, RIBFの目標性能を達成するために, 近い将来, 最上流のRILACのエネルギーとビーム強度を増強するという計画を立てていたからである。

<sup>\*1</sup> Gas-filled Recoil Ion Separator. ビームの原子核と標的の原子核が融合して前方に反跳する超重元素同位体を, バックグラウンドとなる大量の軽い反応生成物から磁場によって分離する装置。磁極間にはヘリウムガスを充填する。超重元素同位体は標的通過後の荷電状態によって軌道が一旦分散してしまうが, 充填したガス分子との衝突で飛行中に荷電状態が変化して次第に軌道が変わり, 最終的に平衡電荷で決まる同一の焦点に80%近く集まる。森田氏によると1958年, B. L. CohenとC. B. Fulmerが発明した。

ちょうどその頃に東大原子核科学研究センター(CNS)の次期計画を模索していた石原正泰センター長との間に夢の構想が生まれる。その構想とは, 東大CNSを理研和光に移転してRIBFの共同運営体制をつくるというであった。そして最初の共同事業としてRILACを大増強しようと考えたのだ。この構想は早期に現実となった。蓮實重彦東大大学長と小林俊一理研理事長の英断により理研和光への東大CNSの移転が決まり, くだんの共同事業も首尾よく計画通りとなったのである。

これで「RIBFのための」RILACの大増強が実現した。そのお陰で超重元素実験に必要な核子当たり5 MeV以上のエネルギーで強度が従来より数桁大きい重イオンビームを「RILACのGARIS」に供給できることにもなったのである。ビーム強度はやがて超重元素合成で大先輩のドイツ重イオン研究所GSIの線型加速器やFlerov研のサイクロトロンを抜いた。かくして新元素発見実験がやっと現実味を帯びることになる。これらは, 森田氏が引き寄せた強運だと思っている。その後RIBFを更に増強するため, 2010年, 新しい線型加速器がRRCに導入されRILACがGARIS専用になるという強運が次に訪れ, 「森田GARIS」は世界の研究者がうらやむ「超重元素実験パラダイス」と相成った。

私は, 113番実験が成功し命名権獲得が成就した本質的な要因は, 次の二つだと考えている。一つは, 森田氏らがGSIで発見された108番から112番までの実験をすべて再現しようとして, Cold Fusion合成法<sup>\*2</sup>での完全核融合

<sup>\*2</sup> 今回の113番合成の場合は,  $^{70}\text{Zn}$ (ビーム) +  $^{209}\text{Bi}$ (標的)  $\rightarrow$   $^{279}\text{Uut}$ (完全融合複合核)  $\rightarrow$   $^{278}\text{Uut}$ (GARISで検出) + n という反応で, 完全融合してできる励起した $^{278}\text{Uut}$ から中性子を1個だけ蒸発させて冷却し $^{278}\text{Uut}$ を合成する方法。ただし, この反応を最大確率で起こさせるクーロン障壁ごく近傍の $^{70}\text{Zn}$ ビームのエネルギーは正確には分かっていない。この反応の決定的な利点は, これで超重元素が合成された後,  $\alpha$ 崩壊を繰り返すと, まず間違いなく $^{278}\text{Uut}$ であると言えることである。森田氏によると, この合成法の発明者はOganessian氏で1974年。新元素合成に応用したのはG. Münzenberg氏らGSIのグループだそうである。

反応率(断面積)のビームエネルギー依存性(励起関数)を系統的に測定した結果、エネルギーの設定を2%間違えると融合反応が起こらないことと、GSIの論文にあるエネルギーでは反応断面積が最大にならないことを見出し、Cold Fusionの断面積を最大にする「理研でのビームエネルギー」の予測法を「密かに」確立したことである。一連の追試実験の終盤に「112番が来た」朝、森田氏が私の部屋にやってきて、感涙にむせびながら握手を求めた。私は「これでとうとう森田氏は113番の最適エネルギーを決められる超重元素合成術師になったのだ」と直感した。この時に、113番元素合成で日本初の命名権獲得への挑戦の火蓋が切られたのだと思う。

もう一つは、長期間に亘ってただひたすら照射し続ける、森田氏のいう「愚直」な実験が「できた」ことである。GSIの再現実験の結果を眺めると108番から112番まで1番増すごとに断面積がほぼ1桁落ちていく。さて、113番の断面積は果たしていくらと見積もるか。私自身は、統計誤差の大きな一連のデータを眺めて外挿し、虚心坦懐に20 fbと診た。森田氏にもこの値を予告しておいた。断面積が20 fbとすると、実際の実験条件(ビーム強度が $3 \times 10^{12}$ 個/秒、標的厚が $0.5 \text{ mg/cm}^2$ 、検出効率0.8)では、113番の崩壊モードを1イベント観測するのに約160日という気の遠くなる長期の照射実験になってしまう。いつ来るかは、ポアソン分布のどこかである。命名権獲得ともなれば、3イベントは要るだろうし、Oganessian氏という強豪のライバルもいる。私は、時の運というか、森田氏の強運にかけることになるなど覚

悟した。結局、命名権獲得に至る3イベントを2003年から2012年にわたる執念深く長期間のビーム照射により観測できた。「森田氏のエネルギー設定は全くもって絶妙であった」ということになる。この113番実験は、一度始めたら命名権獲得まで止めるわけにはいかない大事業ではあるが、結果としてこれほどまで長期に亘って実験続行が許容されたのは、森田グループの実験がRIBFにおいては比較的小規模で、新規の設備投資も加速器運転の電気代もさほどでもなく、いわば「陰の実験」だったことが功を奏したのだと思う。

113番実験の成功は、RIBFをRIビームの発生能力で世界に冠絶させる「行きがけの駄賃」だったのだけれど、稼いだ駄賃は思いのほか大きく、国民の皆様にも多少は恩返しできたのではないかと、私自身は思っている。

思い返せば、3回目のイベントが来た2012年の夏、RILACの計測室に立ち寄って、シフト中の若い研究者に「いま来たら何fb」と尋ねたら「20ちょっとです」と言うのでそろそろ来るかなと思っていたら、その矢先に、森田氏から突然に携帯電話があり「森田です」と言ったので、私は間髪をいれず「来たか」と答えた。3回目に観測した崩壊モードは、 $^{278}_{113}\text{Uut}$ の $\alpha$ 崩壊のあと5回 $\alpha$ 崩壊が続いて $^{254}_{100}\text{Md}$ に壊変し、それが内殻電子捕獲をして $^{254}_{100}\text{Fm}$ となり、さらに $\alpha$ 崩壊して半減期13年の $^{250}_{98}\text{Cf}$ に至ったというもので、113番発見の揺るぎない根拠となった。これを見て私は、森田氏らの命名権獲得を確信した。因みに、このCold Fusion反応断面積は、 $22^{+20}_{-13} \text{ fb}$ であった。

ところで、今まで日本には元素発見のチャンスはなかったのだろうか。

1909年のChem. News誌に掲載されたF. Loringの論文には、新元素Nipponium Npが周期表の43番(現在のTc)の位置に載っている。発見者は小川正孝元東北大学総長である。吉原賢二東北大学名誉教授によれば、小川氏はこの時新元素75番(現在のRe)を実は発見していたのだけれども、分子式 $\text{MOCl}_4$ を $\text{MCl}_2$ と間違えてMの原子量を約100と結論し、この質量を根拠にNipponiumを43番の位置に置いてしまっただけで、結局日本発見の元素とはならなかった。さらに、1940年、旧理研の仁科芳雄博士らは日本初のサイクロトロンを使って新同位元素 $^{237}\text{U}$ を発見し、その $\beta$ 崩壊でできる93番の新元素 $^{237}_{93}$ (現在のネプツニウムNp)を生成したが、盟友の核化学者木村健二郎博士が当時の周期表を見てこの新元素が第7族にあると思ひ込み、同族のRe(小川正孝博士が逃したNipponium)を担体としたために沈殿分離できなかった。当時、仁科博士らは、この元素が第3族のアクチノイド系列であることを知らなかったので無理もなかったが、新元素発見のチャンスを再び逃してしまった。つまり森田氏らの発見が「三度目の正直」となったのである。

今後、世界の超重元素研究の実験場は核化学を含め、理研仁科センターのRILACとFlerov研の新サイクロトロンに集約されるだろう。森田氏らがOganessian氏らを良きライバルとして更なる新元素探査へ向けて健闘されんことを祈りたい。最後に、野依良治前理事長の終始一貫した手厚い支援が今回の快挙に欠かせなかったことを、ここに記しておきたい。

(2016年2月6日原稿受付)

## 第72期 (2016年3月31日~2017年3月31日) 理事・監事

会 長	藤井保彦	副 会 長	川村 光
庶 務 理 事	板倉明子・小形正男・香取浩子・村上修一	小 林 研 介	高須昌子・永江知文・肥山詠美子
会 計 理 事	井上邦雄・小林研介(兼任)・澤	博	永江知文(兼任)
会誌編集委員長	森川雅博	JPSJ編集委員長	上田和夫
刊行委員長	大槻東巳	監 事	三宅康博・林 青司
			PTEP編集委員長 坂井典佑

鈴木雄一

## 磁石の発明特許物語—六人の先覚者

アグネ技術センター，東京，2015，iii+118p，21×15 cm，本体2,000円 [一般向]

ISBN 978-4-901496-80-3

小林 研介 〈阪大院理〉

本書は、日本における磁石開発の歴史を六話構成で紹介するものである。第一話から第五話にかけて、日本の磁石の先覚者たちとその発明、すなわち、本多光太郎のKS磁石鋼、三島徳七のMK磁石鋼、増分量らのNKS磁石鋼、渡辺三郎のFW磁石鋼、加藤与五郎と武井武のフェライト磁石が紹介される。彼らの活躍は第二次大戦前の話であるが、その当時、日本が磁石研究の最前線にあったことが強く印象づけられる。そして第六話に、戦後、世界から遅れをとった日本の栄光を回復した先覚者として、ネオジム磁石を開発した佐川真人が取り上げられる。

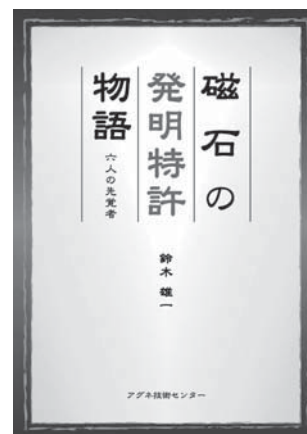
発明発見の物語、というと、通常は、研究者の心情や周囲の人間関係に焦点が当てられ、数々の失敗の後の華々しい成功、などがドラマティックに記述されるものが多い。それはそれで面白いのだが、本書のスタイルは、それとは違っている。題名にもあるように、本書の記述は「特許」が中心である。特許の文言を、時には数ページにわたって引用することにより、発明した本人の言葉で、発明の要点が語られる。その結果、彼らが何を考え、何に気づいてその発明に至ったのか、あたかも本人が語るかのように浮かびあがってくるのである。

例えば、第五話では、加藤与五郎と武井武の磁性フェライトの特許が引用

される。味わい深いので、ここでも、一部分を引用させていただく。「本発明の特長の例を次に説明せん。金属製磁石は其の製作容易ならず。特に金属製強力磁石に至っては、其の製作すこぶる困難にして、それが製作に当っては不良品を生ずること多く、換言すれば歩止りいちじるしく低し。これ金属製磁石の欠点の一なり。(中略)然るに本発明の磁石は金属の代わりに金属酸化物の粉末を固めて作られるを以て、其の製作の容易なるは明らかなり」(p. 82) このような抑えた筆致で記述された特許の文言から、加藤と武井の誇りが力強く伝わってくる。

しかも、本書は、取得された特許の「その後」にも注目する。この点でも本書はユニークである。日本そして世界で特許がどのように取得され、どのように展開され、どのように製品開発につながっていったのか。その過程がきちんと書かれている。本書の「はじめに」には「磁石開発の歴史は一方で特許の歴史であった」とある。確かに本書を読むと、特許の重要性を具体的に学ぶことができる。また、それ以上に、ここに取り上げられた人々が、磁石の開発だけでなく、特許においても先覚者であったことがわかるのである。

本書は磁石材料とその特許についての技術的な内容が中心ではあるが、当時の時代背景や人間関係にも、きちん



と触れている。「(本多光太郎は)長岡半太郎の指導で、強磁性体の磁気ひずみの研究をはじめた」(p. 2)という記述にであうと、日本における物性物理学の源流がここにあるのだと感じさせられる。また、評者は、本多の有名なKS鋼の「KS」が「住友吉左衛門」に由来することを初めて知った。本書には随所にそのような事実がちりばめられており、評者は、歴史の妙を感じながら楽しく読み進めた。

本書の文体は、無駄のない明快なもので、読みやすい。発明者本人の特許や講演記録などの一次資料をもとに、日本における磁石の発明と特許の歴史を丹念に紐解いた労作である。関連する磁石についての特許一覧も付されており、本書自体が第一級の資料的価値を持っている。磁性材料に関わる研究者はもちろんのこと、種々の材料開発に携わっている方々、特許戦略に関心のある方々におすすめしたい。

(2015年11月4日原稿受付)

寄藤文平

## 元素生活 (文庫版)

化学同人，京都，2015，211p，15×11 cm，本体700円 [一般向]

ISBN 978-4-7598-1595-5

安藤 康伸 〈東大院工〉

本書は、タイトルが表す通り、「元素」と「生活」がどう繋がっているかを非常に見やすく、楽しく教えてくれ

る名著の文庫版である。本書は1.リビングと元素，2.スーパー元素周期律表，3.元素キャラクター，4.元素の食

べ方，5.元素危機，の全5章から成る。特に2・3章が全体の4分の3程度を占めているのだが、専門家の目では、何がスーパーなのか、キャラクターとは何かなど、タイトルが何を意味しているのか全くわからない。この点こそがまさに本書の醍醐味であり、デザイナーである著者から見た「元素」の姿である。



彼は118種の元素を「118人の人物像」として擬人化することで、周期律表が表現している元素の多様性及び周期性を視覚的に明確にしようと本書で試みている。彼は原子番号を人の体重に、元素の族を髪形に、主な使用用途を被服に、また放射性などを背景で表現している。想像していただきたいのだが、H, He, Li, Be…とアルファベットが羅列しているだけでは、知識を有さない人の目には、その豊かさや意味が全く想像できないだろう。私たち専門家が暗黙知としていた元素の多様性と周期性が、このような「擬人化」によって誰の目にもありありと映るよう

に工夫されているのだ。そのため、彼は118人が並ぶ表を「スーパー元素周期律表」と呼んでいる。

この表を見ると、誰もが人の個性に興味を抱くのと同じような感覚で、気になる元素のことを知りたくなるから不思議なものである。まるで新しい友人に出会ったときのように、君はなんでこんな髪型をしているの？と聞きたくなりさえる。私の自宅に貼ってあるものも「元素周期律表」ではなく「スーパー元素周期律表」である。

以上のような事柄から、本書は科学コミュニケーションという切り口で捉えることができる。帯コメントにもあるように、日常「元素なんてどうだっていいじゃん」と感じている層をターゲットとして、元素の面白さや身近さをうまく伝えてくれる。監修に複数の専門家が入っていることから、本書の科学的に誠実であろうとする姿勢がよく分かる。元素よりさらに説明が難しい、抽象概念を扱う物理学の諸分野においてもこういった切り口による表現手法は十分参考となるだろう。科学コミュニケーターを志すならば必読・必分析である。

同時に、専門家がこの書を一冊手元

に置いておくことも強く勧めたい。専門家は元素について科学的に十分な知識を有しているが、一方で「生活」という切り口で元素を語れる人材はどの程度いるだろうか？ 元素発見の歴史や主な用途、産地などの事柄は、普段我々が目にする論文や専門書では多く語られていない。しかし講義などにおいて、学生の注意を引きつける非常に魅力的な知識である。本書は、研究室の外側から見た元素を専門家に伝えてくれる。この点も強調しておきたい。

最後に、「元素を知りたいという気持ちにあんまり理屈はない気がします」と本書冒頭で著者が述べていることを紹介しよう。専門家もそうでない人に対しても、この気持ちを、本書が抱かせてくれることは間違いない。

(2015年10月16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

L. G. Aslamazov, A. A. Varlamov 著, 村田惠三訳：身近な物理：バイオリンからワインまで  
丸善, 東京, 2016, x+182p, 21×15 cm, 本体1,800円  
ISBN 978-4-621-08750-3

ローリー・ブラウン編, 北原和夫, 田中篤司訳：ファインマン経路積分の発見  
岩波書店, 東京, 2016, 131p, 22×16 cm, 本体3,600円  
ISBN 978-4-00-005330-3

リサ・ランドール著, 向山信治監訳, 塩原通緒訳：ダークマターと恐竜絶滅；新理論で宇宙の謎に迫る

NHK 出版, 東京, 2016, 511+33p, 20×14 cm, 本体2,900円  
ISBN 978-4-14-081695-0

梶田隆章：ニュートリノで探る宇宙と素粒子  
平凡社, 東京, 2015, 240+vii p, 19×13 cm, 本体1,800円  
ISBN 978-4-582-50305-0

沙川貴大, 上田正仁：量子測定と量子制御  
サイエンス社, 東京, 2016, vii+210p, 26×18 cm, 本体2,407円 (SGCライブラリ-123)  
ISSN 4910054700367

佐々木 隆：可解な量子力学系の数理解物理：直交多項式の生み出す多様な展開  
サイエンス社, 東京, 2016, vii+179p, 26×18 cm, 本体2,241円 (SGCライブラ

リ-122)  
ISSN 4910054700268

園田英徳：今度こそわかる素粒子の標準模型  
講談社, 東京, 2016, viii+208p, 21×15 cm, 本体2,900円 (今度こそわかるシリーズ)  
ISBN 978-4-06-156608-8

長谷川修司：研究者としてうまくやっていくには：組織の力を研究に活かす  
講談社, 東京, 2015, 254p, 18×11 cm, 本体900円 (ブルー・ボックスB-1951)  
ISBN 978-4-06-257951-3

宮本健郎：プラズマ物理の基礎  
朝倉書店, 東京, 2014, viii+322p, 21×15 cm, 本体5,600円  
ISBN 978-4-254-13114-7



## 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/kejiban.php>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: [kejiban@jps.or.jp](mailto:kejiban@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)

### ■東北大学主任研究員

1. 主任研究員(教授, テニユア職)1名, ジュニア主任研究員(准教授, テニユアトラック職)1名  
2. 原子分子材料科学高等研究機構  
3. 材料科学, 又は材料科学と関連する物理学, 化学, 又は数学  
4. できるだけ早期  
6. 博士号取得者  
7. ○カバーレター ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究概要(3頁以内) ○研究計画 ○照会可能者2名 ○全て英文  
8. 2016年5月15日(日)  
9. 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学原子分子材料科学高等研究機構 事務部門 塚田 捷 電話022-217-

5965 [kobo2016@wpi-aimr.tohoku.ac.jp](mailto:kobo2016@wpi-aimr.tohoku.ac.jp)  
10. 詳細は[http://www.wpi-aimr.tohoku.ac.jp/about/staff/20160308\\_000615.html](http://www.wpi-aimr.tohoku.ac.jp/about/staff/20160308_000615.html) 参照。

### ■京都大学基礎物理学研究所教員

[I]  
1. 特定准教授1名  
2. 重力物理学研究センター  
3. 量子重力理論及びその関連分野(例えば, 超弦理論, ゲージ重力対応, ブラックホールの量子力学的側面等, 含む)  
4. 2016年10月以降早期  
5. 2022年9月迄  
7. ○履歴書 ○発表論文リスト(主要論文5点以内に\*印) ○研究歴(研究成果の説明) ○就任した場合の研究計画 ○推薦書(3通)  
8. 2016年5月23日(月)  
9. ① <https://academicjobsonline.org/ajo/jobs/7131>  
② 同研究所 藤田裕子 [qg-jinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:qg-jinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp)  
10. 詳細は<http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=243> 参照。

### [II]

1. 特定准教授又は特定助教1名  
2, 4, 5, 8は[I]に同じ。  
3. 広い意味で重力物理学の発展につながる理論物理学の分野(情報・エントロピー・量子エンタングルメント・トポロジカル相等も含む)  
7. ○応募票 ○履歴書 ○発表論文リスト及び業績リスト ○研究歴(研究成果の説明) ○就任した場合の研究計画  
9. 京都大学基礎物理学研究所 藤田裕子 [agpjinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:agpjinji@yukawa.kyoto-u.ac.jp)  
10. e-mail件名は「重力物理学教員応募」と記載。詳細は<http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/contents/info/detail.php?NID=244> 参照。

### ■東北大学金属材料研究所助教

1. 助教1名  
2. 磁性材料科学研究部門(高梨研究室)  
3. 磁性材料・スピントロニクス材料分野。特に人工的なナノ構造の創製と新しい磁気機能性に関わる物理と応用の研究に意欲的に取り組んで頂ける方。  
4. 決定後早期  
5. 7年, 但し1回に限り3年の再任可  
6. 博士号取得者, 又は採用予定日前の博士号取得見込者  
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リ

スト ○着任後の抱負(A4, 1枚) ○照会可能者1~2名の氏名, 連絡先  
8. 2016年5月30日(月)必着  
9. 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所磁性材料科学研究部門 高梨弘毅 電話022-215-2095 Fax 022-215-2223 [koki@imr.tohoku.ac.jp](mailto:koki@imr.tohoku.ac.jp)  
10. 封筒に「磁性材料科学研究部門助教応募書類」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。子育て支援の詳細等, 男女共同参画の取組みについては<http://www.bureau.tohoku.ac.jp/danjyo/> 参照。

### ■琉球大学理学部教員

1. 准教授又は講師1名  
2. 物理系物質情報学講座  
3. 広い意味での物性理論(統計力学, 物性基礎論, 量子情報, 複雑系物理, 生物物理, 量子論基礎, ソフトマター物理, 計算物理等)。専門教育及び共通教育を担当。  
4. 2016年9月1日以降早期  
5. なし  
6. 博士号取得者。大学院博士課程を担当できる方。現有スタッフと協力して研究できる方。教育, 研究, 学科運営に積極的な方。  
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究概要及び今後の研究計画(各A4, 約2枚) ○業績リスト(口頭発表等含) ○主要論文別刷又はコピー約5編, 及び要約 ○教育に対する抱負(A4, 約1枚) ○教育経験・管理運営・社会貢献・国際連携等の概要 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(電話, e-mail等)  
8. 2016年5月30日(月)必着  
9. 903-0213 沖縄県西原町千原1番地 琉球大学理学部物質地球科学科物理系 眞榮平 孝裕 電話098-895-8508 [machira@sci.u-ryukyuu.ac.jp](mailto:machira@sci.u-ryukyuu.ac.jp)  
10. 詳細は<http://www.phys.u-ryukyuu.ac.jp/kobo/> 参照。

### ■東京大学物性研究所特任助教

1. 特任助教1名  
2. 極限コヒーレント光科学研究センター 辛研究室  
3. 最先端の光電子分光装置を開発し, 光電子分光によるナノ物質などの物性研究を推進する意欲的な若手研究者を求める。分野経験不問。  
4. 決定後早期  
5. 2018年3月31日, 1年延長可能性有

6. 博士課程修了又は同等以上
7. ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文に○印) ○主要論文別刷約3編 ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○照会可能者2名の職、氏名、連絡先
8. 2016年5月31日(火)必着
9. ①東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 [issp-jinji@issp.u-tokyo.ac.jp](mailto:issp-jinji@issp.u-tokyo.ac.jp)  
②辛 埴 電話04-7136-3380 [shin@issp.u-tokyo.ac.jp](mailto:shin@issp.u-tokyo.ac.jp)
10. 件名に「極限コヒーレント光科学研究センター(辛研究室)特任助教応募」と記載し応募資料はPDFでe-mail送付。  
<http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>を確認し応募すること。

#### ■山口大学工学部教員

1. 准教授又は講師1名
2. 大学院創成科学研究科工学基礎分野
3. 物性理論
4. 2017年1月1日以降4月1日迄の早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編とその概要 ○研究計画(2,000字以内) ○工学部の物理教育の抱負(2,000字以内) ○教育活動歴 ○外部資金獲得実績 ○推薦状1通又は照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2016年6月30日(木)必着
9. ①755-8611 宇部市常盤台2-16-1 山口大学工学部工学基礎教育主任 池田敏春  
②工学基礎教育 嶋村修二 電話0836-85-9809 [simamura@yamaguchi-u.ac.jp](mailto:simamura@yamaguchi-u.ac.jp)
10. 封筒に「物理教員(准教授又は講師)応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細は[http://www.yamaguchi-u.ac.jp/library/user\\_data/upload/Image/kobo/2015/16031501.pdf](http://www.yamaguchi-u.ac.jp/library/user_data/upload/Image/kobo/2015/16031501.pdf)参照。

#### ■北海道大学電子科学研究所教授

1. 教授1名
2. 附属グリーンナノテクノロジー研究センター(新研究分野)
3. ナノテクノロジーに関連する物理学の研究分野. 量子効果, 電子相関, 表面・界面, メゾスコピック系等の研究を通じて, 新たな分野を意欲的に開拓し, エレクトロニクス, フォトニクス, スピントロニクス等に資する研究を行う。これらの分野の研究者で, 電子科学研

究所や国内外の研究者との共同研究を積極的に推進する人材を希望。

4. 決定後早期
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○今迄の研究概要 ○研究計画及び教育に対する抱負 ○研究助成金取得状況 ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○主要論文別刷10編各1部 ○上記7点を別々のPDFとして保存した記録媒体(CD-R等)
8. 2016年6月30日(木)
9. ①001-0021 札幌市北区北21条西10丁目 北海道大学北キャンパス合同事務部総務担当付 電子科学研究所教授候補者選考委員会  
②西野吉則 [yoshinori.nishino@es.hokudai.ac.jp](mailto:yoshinori.nishino@es.hokudai.ac.jp)
10. 詳細は<http://www.es.hokudai.ac.jp/organization/recruit.html>参照。

#### ■物質・材料研究機構定年制職員(正職員)

1. (1) 研究職: 分野別各1名(7分野), 物質・材料一般(分野不問)若干名(女性枠有)(2) エンジニア職: 分野別各1名(6分野)
3. (1) 研究職: 1. 生体材料 2. 固体表面/界面の機能探索・応用 3. 二次電池(特にリチウム金属負極)材料 4. 磁性・物性・ナノエレクトロニクス 5. 計算・情報科学を活用した材料設計 6. ナノ材料工学 7. マテリアルズ・インフォマティクス 8. 物質・材料一般 9. 物質・材料一般(女性のみ応募可) (2) エンジニア職: 1. レーザー3次元アトムプローブ等の管理・操作・ユーザーサポート 2. 材料試験, クリープ試験 3. 表面分析 4. 塑性加工・熱処理による研究支援 5. テクニカルマーケティングエンジニア 6. Webデザイン・CG制作・Web管理等
8. 2016年6月30日(木)予定
9. 305-0047 つくば市千現1-2-1 物質・材料研究機構 人材開発室 電話029-859-2555 [nims-recruit@nims.go.jp](mailto:nims-recruit@nims.go.jp)
10. 研究職1. 2. 3. 6. 8. は文部科学省卓越研究員事業のスキームを用いた採用有。詳細は<http://www.nims.go.jp/employment/permanent-staff.html>参照。

#### ■大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻教授

1. 教授1名
2. 未来物質領域(物質科学の理論)

3. 本領域では, 物理と化学の学際融合領域の開拓を目指し, 未来物質の創製と機能探索に関する教育研究活動を推進している. 無機・有機・ナノ物質等の多彩な系で発現する電子物性の根源を理論的に解明し, 新たな物質及び機能の創製につながる理論の構築と, 新学術分野の創成に意欲を持って取り組む理論研究者を求む. 着任後は研究室を主宰し, 大学院及び学部(物性物理学科学コース)の授業・演習を担当.
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要(A4, 1~3枚)と今後の研究計画(A4, 1~2枚) ○教育についての抱負(今迄の教育歴も含めA4, 2~3枚) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
8. 2016年7月25日(月)
9. 560-8531 豊中市待兼山町1-3 大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻未来物質領域 芦田昌明 電話06-6850-6506 [ashida@mp.es.osaka-u.ac.jp](mailto:ashida@mp.es.osaka-u.ac.jp)
10. 詳細は<http://www.es.osaka-u.ac.jp/ja/offering/recruitment/trecruitment-year-2016/20160324-041412.html>参照。

### 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)

#### ■第52回真空技術基礎講習会

主催 日本真空学会関西支部, 日本真空工業会関西支部, 大阪府技術協会  
協賛 日本物理学会  
日時 2016年5月24日(火)~27日(金)  
場所 大阪府立産業技術総合研究所(594-1157 和泉市あゆみ野2-7-1 電話0725-51-2525)  
内容 実習を主にした初級者のための真空技術基礎講習会

定員 60名

参加費 58,000円

参加申込締切 2016年5月16日(月)

連絡先 594-1157和泉市あゆみ野2-7-1

大阪府立産業技術総合研究所内 大阪府  
技術協会事務局 三浦智子 電話 0725-  
53-2329 Fax 0725-53-2332 g-kyoukai  
@dantai.tri-osaka.jp http://www.vacuum-jp.  
org/ (日本真空学会)

### ■第19回超イオン導電体物性研究会

主催 日本固体イオニクス学会

日時 2016年6月9日(木)~10日(金)

場所 山形テルサ (990-0828山形市双葉町  
1-2-3 電話023-646-6677)

発表申込締切 2016年5月12日(木)

発表原稿提出締切 2016年5月19日(木)

参加申込締切 2016年5月26日(木)

連絡先 990-8560山形市小白川町1-4-12

山形大学理学部物質生命化学科  
臼杵 毅 電話023-628-4582 Fax 023-  
628-4591 usuki@sci.kj.yamagata-u.ac.jp  
http://www-kschem0.kj.yamagata-u.ac.jp/  
usuki/SSIJ/

### ■実用顕微評価技術セミナー2016

主催 日本表面科学会関東支部

日時 2016年6月17日(金)

場所 東京大学小柴ホール (113-3812東京  
都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)

内容 機器メーカーと分析会社の協力によ  
り、口頭発表とポスター展示を併設して、  
各種材料・デバイスの顕微評価・解析の  
向上に役立つ最新技術やノウハウを紹介  
し、情報交換の場を提供する。特別講演:  
藤田大介先生〈物質・材料研究機構〉

参加費 無料

申込 前日迄にHPより(ポスターセッション・  
企業展示の見学参加のみの場合も含  
む。)

申込先 113-0033 東京都文京区本郷2-40-  
13本郷コーポレーション402 日本表面  
科学会事務局 電話03-3812-0266

Fax 03-3812-2897 shomu@sssj.org http://  
www.sssj.org/

問合先 105-8717東京都港区西新橋1-24-  
14 日立ハイテクノロジーズ 多持隆一  
郎 電話050-3139-5969 ryuichiro.tamochi.  
jg@hitachi-hightech.com

その他 当日参加も歓迎するが、資料準備  
の都合上なるべく事前の登録をお願いす  
る。

### ■第35回電子材料シンポジウム (EMS-35)

主催 電子材料シンポジウム運営・実行委

員会

協賛 日本物理学会

日時 2016年7月6日(水)~8日(金)

場所 ラフォーレ琵琶湖 (524-0101守山市  
今浜町十軒家2876 電話077-585-3811)

内容 半導体をはじめとした様々な電子材  
料の物理と化学、そのエレクトロニクス  
への応用、について多様な研究成果を持  
ち寄り、日本語で自由に討論して電子材  
料の最先端技術の新たな発展に寄与する  
ことを目的としている。

定員 300名

申込 当日参加登録可

参加費 31,000円、学生15,000円

論文投稿締切 2016年4月11日(月)

宿泊申込締切 2016年6月30日(木)

連絡先 305-8568つくば市梅園1-1-1中央  
第二 産業技術総合研究所太陽光発電研  
究センター 西永慈郎 (EMS-35総務委  
員) 電話 029-861-5042 Fax 029-861-  
3142 jiro.nishinaga@aist.go.jp http://  
ems.jp.n.org/

### ■第61回物性若手夏の学校

主催 第61回物性若手夏の学校準備局

日時 2016年7月29日(金)~2016年8月2  
日(火)

場所 ホテルシャレードイン志賀 (381-  
0401長野県下高井郡山ノ内町志賀高原  
丸池 電話0269-34-3131)

内容 全国の物性科学専攻の大学院生を中  
心とする若手研究者自身が企画運営する  
研究会で、毎年、第一線で活躍している  
大学・企業の研究者の方々に話を伺う機  
会や若手研究者同士の情報交換を活性化  
する為の交流の場を提供してきた。目的  
としては「物性各分野に共通して現れる  
基礎概念を深く理解する」「物性各分野  
の研究について理解を深め最近の研究動  
向を知る」「参加者に研究の面白さ・魅  
力を伝える」「参加者に発表の練習の場  
を提供する」「参加者間の交流を深める」  
の5点が挙げられる。

定員 200名(予定)

参加費 3,864円(別途宿泊費等、詳細は  
Webサイト参照)

連絡先 700-8530岡山市北区津島中1-1-1  
理学部1号館A253 岡山大学自然科学  
研究科数理物理学専攻量子多体物理学研  
究室 井上高宏 電話086-251-7804

Fax 086-251-7804 tinoue@mp.okayama-u.  
ac.jp

### ■Asian Conference on Nanoscience and Nanotechnology 2016

主催 AsiaNANO2016実行委員会

日時 2016年10月10日(月)~13日(木)

場所 札幌コンベンションセンター (003-  
0006札幌市白石区東札幌6条1-1-1 電  
話011-817-1010)

内容 ナノサイエンスとナノテクノロジーに  
関する国際会議。Keynote Lecture: George  
Whitesides (Harvard Univ.), Paul Weiss  
(UCLA), 國武豊喜(北九州産業学術推  
進機構)。

発表申込締切 2016年5月20日(金)

参加登録(早割)締切 2016年8月15日(月)

連絡先 001-0021札幌市北区北21条西10  
丁目 北海道大学電子科学研究所 居城  
邦治 電話011-706-9360 Fax 011-706-  
9361 secretary@asianano2016.org  
http://asianano2016.org

### ■7th International Symposium on Practical Surface Analysis

主催 表面分析研究会

日時 2016年10月16日(日)~21日(金)

場所 Hotel ICC in Daejeon (4-29, Doryong-  
dong, Yuseong-gu, Daejeon, 305-340,  
South Korea 電話+82-42-866-5000)

内容 国内外の表面分析に関わる研究者・  
技術者が一同に会して、オージェ電子分  
光法、X線光電子分光法、電子プローブ  
マイクロアナライザー、二次イオン質量  
分析法、走査プローブ顕微鏡などに代表  
される表面分析手法を用いた深さ方向分  
析(3次元表面分析)、表面局所分析、シ  
ミュレーション、理論、標準化等、実用  
的な表面分析手法に関わる最先端の研究  
を発表し、国際的な交流を促進する。

定員 なし

参加費 早期:500US\$, 学生250US\$, 同  
伴者100US\$, 通常600US\$, 学生300US\$,  
同伴者100US\$, 現地700US\$, 学生  
350US\$, 同伴者150US\$。

アブストラクト投稿締切 2016年5月30日  
(月)

早期割引参加登録締切 2016年7月31日  
(日)

連絡先 PSA-16実行委員会事務局 高橋  
和裕(島津製作所) secretary-psa16@sasj.  
jp http://psa16.com

### ■第64回レオロジー討論会

主催 日本レオロジー学会、日本バイオレ  
オロジー学会

日時 2016年10月28日(金)~30日(日)

場所 大阪大学豊中キャンパス (560-0043 豊中市待兼山町1-1)  
 内容 レオロジーに関する以下12のテーマについての研究発表と討論。「1. 高分子液体のレオロジー」「2. 高分子固体のレオロジー」「3. 非ニュートン流体力学」「4. 表面界面のレオロジー」「5. ER・MR流体及び液晶のレオロジー」「6. ゲル・エラストマーのレオロジー」「7. 生体由来物質・食物のレオロジー」「8. バイオレオロジー (医学関連のレオロジー)」「9. ミクロ・ナノおよび分子レオロジー」「10. 分散系・セラミックス関連のレオロジー」「11. 機能性材料・成形加工のレオロジー」「12. サイコロロジー (含化粧品関連のレオロジー)」

定員 350名  
 参加費 7,000円, 学生3,000円  
 講演申込締切 2016年6月30日(木)  
 要旨原稿提出締切 2016年8月31日(水)  
 冊子体要旨集申込 2016年9月9日(金)17時  
 事前参加申込締切 2016年10月17日(月)17時  
 連絡先 600-8815京都市下京区中堂寺栗田町93番地 京都リサーチパーク6号館3階  
 日本レオロジー学会 五十嵐朝子 電話 075-315-8687 Fax 075-315-8688  
 office@srj.or.jp http://www.srj.or.jp/index-j.html

■ The 8th International Symposium on Surface Science

主催 日本表面科学会  
 日時 2017年10月22日(日)~26日(木)  
 場所 つくば国際会議場エポカルつくば (305-0032つくば市竹園2-20-3 電話 029-861-0001)  
 内容 Topics: Surface and Interface Structures, Surface Dynamics, Nanomaterials and Fabrication, Physical Properties, Characterization Methods, Surface Chemistry, Biosurfaces and Biointerfaces and Green

Technologies.  
 アブストラクト申込締切 2017年6月2日(金)  
 参加申込締切 2017年9月1日(金)  
 連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレーション402 日本表面科学会 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 iss8@sss.org http://www.sssj.org/iss8

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

■第10回サマーチャレンジ (2016年8月18日~26日) 参加者募集

内容 第10回サマーチャレンジ「この夏、研究者になろう」を開催。研究最前線で活躍する研究者から直接指導を受けながら実験や解析を行い、最後には発表するという研究の一連の流れを体験する事ができる。今回はノーベル物理学賞を受賞した梶田隆章先生 (東京大学宇宙線研究所長) による特別講演に加え、研究施設の見学や研究者による講義も満載。  
 会場 高エネルギー加速器研究機構 (つくば市)  
 対象 主に大学3年生 (20歳以上の学部学生や高専専攻科学生)  
 募集人数 約80名  
 申込方法 詳細はHP参照。  
 応募締切 2016年5月23日(月)  
 問合せ先 305-0801つくば市大穂1-1 大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所サマーチャレンジ事務局 電話/Fax 029-879-6076

http://www2.kek.jp/ksc/

■第10回 (2016年度) 湯川記念財団木村利栄理論物理学賞候補者募集

対象 重力・時空理論, 場の理論とその周辺の基礎的な理論研究において顕著な業績を上げており, 且つ受賞以降も対象分野で中心的な役割を果たしていくことが期待される研究者を対象とし, 原則として毎年1件に授賞。  
 顕彰 賞状及びメダルと副賞 (60万円/1件)  
 推薦方法 他薦のみ。推薦者は所定の推薦票等下記HPに記載の書類を簡易書留又はe-mailにて提出先に送付。  
 推薦締切 2016年6月30日(木) 必着  
 提出先 606-8502 京都市北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 木村利栄理論物理学賞選考委員会 kimurasho@yukawa.kyoto-u.ac.jp  
 問合せ先 青木慎也 saoki@yukawa.kyoto-u.ac.jp  
 その他 募集要項・推薦票は http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kimuratp/kimurasho/index.htm からダウンロードのこと。

■会員専用コンテンツ

正会員, 学生会員は本会Website (http://www.jps.or.jp/) のマイページよりアクセスしてください。会員専用コンテンツには, 日本物理学会誌電子版, 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。  
 ○会誌電子版は, 賛助会員等も本会Websiteよりご利用可能です。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せん。)  
 5月ユーザ名 : 16May  
 パスワード: Stephen295  
 6月ユーザ名 : 16Jun  
 パスワード: Maria478

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
2016年5/11~13	第5回最先端の顕微鏡と理論計算に関する国際シンポジウム (AMTC 5)	名古屋市	71-1

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2016年			
5/12	食品ナノコロイドセミナー2016	東京	71-4
5/13	食品ナノコロイドシンポジウム	東京	71-4
5/20~22	第12回ESR入門セミナー	八王子市(東京)	71-4
5/22~27	第15回X線レーザー国際会議(ICXRL2016)	奈良市	71-4
5/24~27	第52回真空技術基礎講習会	和泉市(大阪)	71-5
5/30~31	第34回量子情報技術研究会	高知市	71-3
6/5~10	Rare Earths 2016 in Sapporo, JAPAN	札幌市	70-11
6/6~7	2016年ハイパフォーマンスコンピューティングと計算科学シンポジウム	仙台市	71-2
6/9~10	第19回超イオン導電体物性研究会	山形市	71-5
6/12~16	The 11th Int. Conf. on Coatings on Glass and Plastics	Braunschweig (ドイツ)	70-8
6/17	実用顕微評価技術セミナー2016	東京	71-5
6/19~23	Joint RCBJSF-IWRF Conf.	松江市	70-11
6/19~24	The 14th Int. Symp. on Nuclei in the Cosmos	新潟市	70-8
6/20~24	12th Patras Workshop on Axions, WIMPs and WISPs	済州島(韓国)	71-4
6/23~24	第41回光学シンポジウム	東京	71-2
6/26~30	Compound Semiconductor Week 2016 (第28回インジウム燐および関連材料に関する国際会議および第43回化合物半導体に関する国際シンポジウム)	富山市	70-12
6/27~7/15	Int. Workshop on Tensor Networks and Quantum Many-Body Problems	柏市(千葉)	71-3
7/5~7	第61回表面科学基礎講座	東京	71-4
7/6~8	第35回電子材料シンポジウム(EMS-35)	守山市(滋賀)	71-5
7/29	第44回薄膜・表面物理セミナー(2016)「最先端バイオイメージング技術の基礎と応用」	東京	71-4
7/29~8/2	第61回物性若手夏の学校	志賀高原(長野)	71-5
8/8~11	第9回固体におけるスピン関連現象の物理と応用に関する国際会議(PASPS 9)	神戸市	71-3
8/25	第6回講習会「X線反射率法による薄膜・多層膜の解析」	つくば市(茨城)	71-3
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
9/26~28	日本流体力学会年会2016	名古屋市	71-4
10/10~13	Asian Conf. on Nanoscience and Nanotechnology 2016	札幌市	71-5
10/16~21	7th Int. Symp. on Practical Surface Analysis	Daejeon(韓国)	71-5
10/28~30	第64回レオロジー討論会	豊中市(大阪)	71-5
2017年			
3/17~20	日本物理学会第72回年次大会(大阪大学)	豊中市(大阪)	日本物理学会
9/12~15	日本物理学会2017年秋季大会(宇都宮大学)(素核宇)	宇都宮市(栃木)	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2017年秋季大会(岩手大学)(物性)	盛岡市(岩手)	日本物理学会
10/22~26	The 8th Int. Symp. on Surface Science	つくば市(茨城)	71-5
2018年			
3/22~25	日本物理学会第73回年次大会(東京理科大学)	野田市(千葉)	日本物理学会
9/14~17	日本物理学会2018年秋季大会(信州大学)(素宇)	松本市(長野)	日本物理学会

## 編集後記

ついに来てしまった！ 編集後記の執筆依頼だ。編集委員ならば、もれなく在任中に一回は訪れるという噂は兼ね兼ね聞いていたが、本当に私のところにやって来た。テーマは完全に自由。字数制限以外は全て私が好きに決められる。はっきり言って、一番苦なことだ。小学校での自由研究や、読書感想文の苦い経験を思い出す。

この執筆を受けてふと思ったのだが、新聞や雑誌で連載コラムを執筆している人は、

普段どういう心理状態なのだろうか。仕事なのでつらく感じることもあるだろうが、そればかりでは長続きしないので、基本的には好きでやっているはずだ。次何書こうかなとウキウキしながら思案を巡らせ、ワクワクしながら構成を練り、ドキドキしながらキーボードを打つ、以後これの無限ループ、こんな感じなのだろうか。いや、そこまで甘くないか。いずれにせよ、私なら毎日がテーマ探しと執筆に追われ、確実に修復不能なノイローゼになると断言できる。研究を仕事にしていると、断定表現を

する機会はあまりないが、これだけは断言できる。

不思議なことに論文を書くのは嫌ではない。論文のIntroductionやDiscussionの節を書くのに数日も憂鬱になることはまずない。むしろいつもドヤ顔で書いている気がする。この違いは何なのか。研究テーマの設定から始まり、実際に遂行し、その結果を論文としてまとめる過程は、一般の随筆を執筆するのと非常に似ている。それにもかかわらず、後者だけに苦手意識を持ってしまうのは、詰まるところ使える知識量の違いで

はないだろうか。テーマは完全に自由です  
よと言われた時点で何を書けばよいか困惑  
するという事は、自分の頭の引き出しに  
まだ十分な使える知識が詰まっていな  
いからではないのか。研究をして論文を  
書く場合は、自分の中にすでにある程  
度の専門知識の蓄積があり、何が今問  
題で何をすればよいかも分かる。それ  
らの豊富な知識を容易に組み合わせら  
れるので、論文を執筆することも苦に  
は感じないのではないかと。つまり専  
門分野外のことで文章を書こうとす  
ると途端に途方に暮れてしまうのは、  
一般教養がないためだという最も認め  
たくない結論に達してしまう。非常に  
屈辱的な結論だが、理論家の私がプ  
ライドをかけて理論的考察に基づき導  
出した結論なので、これを否定するの  
もまた認めたくないという二重苦に陥  
ってしまった。

しかし、物理的教養に関していうと、  
編集委員を務めたこの一年間は非常に  
実り多かった。私の研究対象は宇宙で  
あり、ほとんどの編集委員は私からす  
ると分野外の人達だ。月一回開催され  
る編集会議ではその人達と顔を合わせ  
る。編集委員になるまでは想像だにし  
なかつたが、会議では提案記

事の検討を含む様々なことが相当に熱  
く議論されている。やはり皆さん物理  
屋である。そこでかなりの耳学問がで  
きた。それと併せて物理学会誌にも毎  
号ちゃんと目を通すようになった。こ  
れまでは、忙しさにまかせて記事を読  
むことはほとんどなかったが、いざ読  
んでみるとやはりその分野の専門家が  
書いているとあって、記事の充実ぶり  
は申し分ない。専門外の記事だと細か  
いところまで理解するのはなかなか難  
しいが、それでもその分野で今何が注  
目されていてどんなことが行われてい  
るのかくらいは理解できる。他分野の  
読者を想定した最先端の研究紹介をこ  
こまで包括的に扱っている雑誌は会誌  
以外にない。そんな会誌を読まないの  
は、純粋にもったいないことだと今更  
ながらに悟ったことは大きな収穫であ  
る。4月からは70周年企画「物理学70  
の不思議」もスタートした。各分野に  
残る大きな課題を非常に簡潔な形で  
炙り出したこの企画は、どの会員にと  
もつつきやすいと思う。以前の私よ  
うに会誌を読まない人も、ここから  
会誌に入っていたら編集委員として  
冥利に尽きる。

須山輝明 <suyama@rescue.s.u-tokyo.ac.jp>

#### 編集委員

森川 雅博 (委員長), 長谷川修司,  
浅井 朋彦, 井澤 公一, 井上 貴史,  
今村 卓史, 枝川 圭一, 江藤 幹雄,  
片山 郁文, 岸根順一郎, 栗田 玲,  
桑本 剛, 小林 由佳, 鈴木 康夫,  
須山 輝明, 田島 俊之, 田中 良巳,  
田沼 肇, 初田真知子, 藤井 芳昭,  
藤崎 弘士, 間瀬 圭一, 松本 重貴,  
望月 維人, 矢向謙太郎, 浅野 勝晃,  
板橋 健太, 藤山 茂樹, 李 哲虎

#### (支部委員)

飯塚 剛, 川口 由紀, 酒井 彰,  
田嶋 直樹, 根本 祐一, 野村 清英,  
星 健夫, 松井 広志, 水野 義之,  
溝口 幸司

#### 新著紹介小委員会委員

浅野 勝晃 (委員長), 安藤 康伸  
石原 安野, 宇田川将文, 大西 宏明,  
岡田 邦宏, 貴田 徳明, 越野 和樹,  
小鍋 哲, 小山 知弘, 高岩 義信,  
竹内 一将, 中村 真, 西浦 正樹

#### 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71巻 第5号 (平成28年5月5日発行) 通巻804号

©日本物理学会 2016

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。