

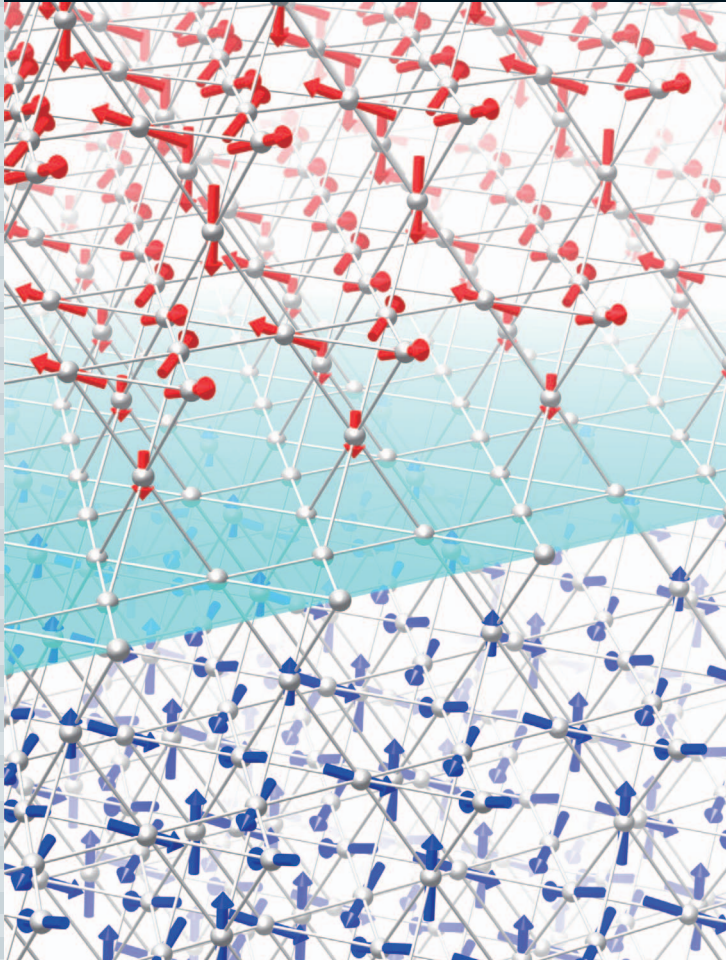
- 物質における対称性を破って  
電気と磁気をつなぐ
- トポロジカル相と電子相関
- 解ける量子力学模型と直交多項式

NO.

3

2016 | VOL. 71

B U T S U R I  
日本物理学会誌



日本物理学会 | [www.jps.or.jp](http://www.jps.or.jp)

# 皆様の支援の中で育つ PTEP

坂井典佑 (PTEP編集委員長)

Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) は 67 年の歴史を持つ Progress of Theoretical Physics (PTP) の後継誌として、物理学会に刊行主体を移し、2012 年 8 月に特集号の刊行を開始しました。理論物理学だけでなく、実験物理学も同等に重要な分野とし、査読を経た出版論文を誰もが無料でダウンロードできるオープン・アクセス誌として出発し、3 年余を経過した PTEP の現状を日本物理学会会員の皆様にご報告したいと思います。

2015 年のノーベル物理学賞を宇宙線研の梶田隆章先生が受賞されたことを心からお祝い申し上げます。梶田先生のニュートリノ実験の論文が PTEP にすでに 2 篇掲載されていることは、PTEP が実験分野の研究者の皆様からも認知され、浸透しつつあることを示しています。

まず PTEP 成長を出版の量的側面から簡単に見ましょう。PTP の 2010 年と 2011 年の平均で、投稿論文数は 315 篇/年、掲載論文数は 119 篇/年でした。PTEP の投稿論文数は 2013 年に 344 篇 (投稿受付を開始した 2012 年 9 月から 2013 年 12 月末までの数を 1 年間に換算した数)、2014 年は 396 篇、2015 年は 423 篇 (1 月から 9 月までの数を 1 年間に換算した数) でした。また、掲載論文数は 2013 年は 144 篇、2014 年は 176 篇、2015 年は 201 篇 (1 月から 9 月までの数を 1 年間に換算した数) でした。したがって、3 年程の間に投稿論文数が 34 パーセント増加し、掲載論文数が 69 パーセント増加したことになります。分野の内訳をみると、今まで通り理論の論文が大多数ですが、実験の掲載論文数は、2013 年に 20 篇、2014 年に 24 篇、2015 年に 45 篇 (1 月から 9 月までの数を 1 年間に換算した数) となり、着実に増加しています。この点からも、実験物理学分野にも PTEP が定着しつつあると心強く感じています。もうひとつの量的指標となるのは、

論文のダウンロード数ですが、これは PTEP だけをとると、概ね 4,000–5,000 件/月程度となり、さらに 67 年間の論文すべてがオープン・アクセスとなった PTP を含めると、2015 年は 41,596 件/月となっています。この数字からも学術誌をオープン・アクセスにしたことの意義の大きさがわかります。

一方、学術誌の質的な指標としてはインパクト・ファクターがよく取り上げられます。分野により、個々の研究者の考え方によっても意義は異なり、あまりとらわれるべきではありませんが、ひとつの指標とみなします。インパクト・ファクターは PTP の 2013 年の値が 2.056 でしたが、PTEP は 2014 年に初めて値が発表され、2.745 でした。また、2015 年には 2.485 でした。

PTEP のひとつの課題は、今まで以上に国際的に意義の高い学術誌となることです。その指標のひとつとして、論文数の割合で見ると、海外からの著者は、投稿論文数の 50 パーセント、掲載論文では 24 パーセントでした。国別の分布では、インド、中国、米国、イラン、その他の順になっています。この数字から PTEP の国際化の進展、特にアジア諸国への一定の浸透が感じられます。一方、Peer-Review を担当して下さる編集委員では、海外編集委員が 21 パーセント、レフェリーでは、海外の研究者が 14 パーセントです。

オープン・アクセス誌のひとつのモデルは、著者からの掲載料 (Article Processing Charge, APC) で出版のコストを賄う形です。しかし、PTEP の論文の大部分を占める理論研究者にとって掲載料支払いには大きな困難があり、掲載料無料の雑誌も共存している現状では、オープン・アクセス誌から著者を遠ざけるという矛盾が生じます。そこで、掲載料を免除できる財政基盤が重要です。この大きな柱となるのは、SCOAP<sup>3</sup> というオープン・アクセス誌の国際的支援の枠組みです。PTEP は

発足当初からこの対象誌に選定されています。SCOAP<sup>3</sup> の支援に該当するのは、プレプリント・アーカイブ (arXiv.org) に hep のカテゴリで登録された論文です。また、電子出版の便宜を最大限活用するためにも、できる限り投稿時に arXiv に論文を登録して下さるようお願いしています。

もうひとつの重要な取り組みとして、PTEP では、大学・研究機関・センターなど種々の機関に支援機関となることをお願いしています。支援機関との合意の形態は種々の形を柔軟に採用していますが、多くの場合には、主に二つの点から成ります。ひとつは支援機関関係者の論文の掲載料の支援を行うという財政的な支援です。もうひとつは、PTEP の趣旨に賛同し、優れた論文の PTEP への投稿を奨励するという点です。これは精神的支援の要素が強いように見えますが、我々としては、財政的支援以上にこうした支援こそ PTEP の長期的発展のために重要と考えています。昨年までに KEK、京大基研、理研、阪大 RCNP、東大宇宙線研、東大 IPMU の 6 機関に支援機関となって頂いています。今年は PTEP 企画委員会の皆様のご尽力もあって、新たに 6 機関に支援機関の依頼をし、すでに 9 月末までに、東北大 CYRIC、東大 ICEPP の 2 機関からご賛同を頂くことができました。理論物理学刊行会からの寄贈も含めて、希望する研究者の方々に、分野・所属を問わずに掲載料免除をできる財政基盤が整ったと考えています。

PTEP がチャレンジすべき真の課題は、どれだけ多くの優れた学術論文を出版できるかという点です。そのために、我が国の学術を実際に担っている中堅研究者、そして将来を担う若手研究者の方々が、自信作を大いに投稿して下さるように、お願いする次第です。

(2015 年 10 月 29 日原稿受付)

巻頭言 Preface

皆様の支援の中で育つ PTEP

PTEP Is Growing by Your Support

坂井典佑 …… 141

Norisuke Sakai

現代物理のキーワード Trends

物質における対称性を破って電気と磁気をつなぐ

Breaking Symmetries in Materials Links Electricity and Magnetism

木村 剛 …… 144

Tsuyoshi Kimura

解説 Reviews

トポロジカル相と電子相関—イリジウム酸化物を中心に—

Electron Correlations and Topological Phases in Iridium Oxides

山地洋平, 今田正俊 …… 146

Youhei Yamaji and Masatoshi Imada

解ける量子力学模型と直交多項式

Exactly Solvable Quantum Mechanics and Orthogonal Polynomials

小竹 悟 …… 156

Satoru Odake

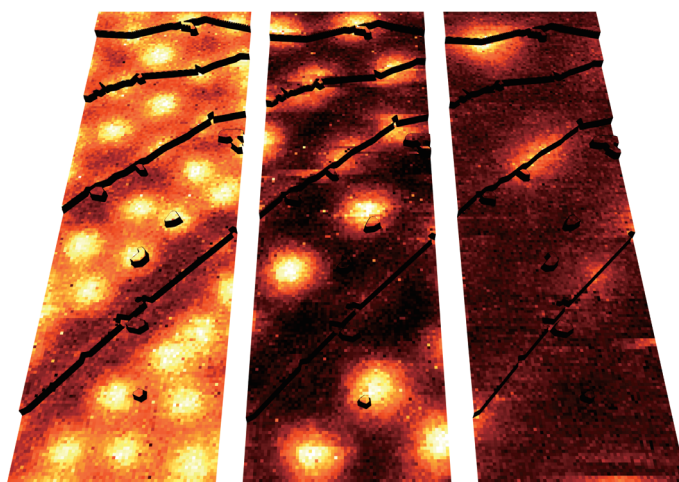
最近の研究から Researches

表面超構造超伝導体—実験的検証とジョセフソン渦の観測—

Superconducting Surface Reconstructions—Experimental Demonstration and Observation of Josephson Vortices—

内橋 隆 …… 164

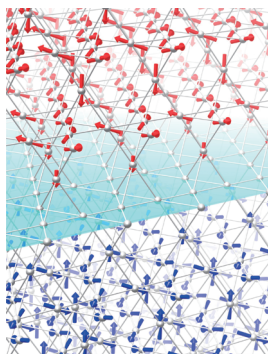
Takashi Uchihashi



最近の研究から (表面超構造超伝導体—実験的検証とジョセフソン渦の観測—)

走査トンネル顕微鏡によって得られた、超伝導状態に転移した Si(111)- $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In 表面超構造の微分伝導度像。高さ方向は表面形状に、表示色は微分伝導度にそれぞれ対応する。磁場の印加によって発生した超伝導渦中心が、明るい領域として観測されている。印加磁場の大きさは左から順に、0.08 T, 0.04 T, 0.00 T。最も右の像では、表面原子ステップに補足された超伝導渦がステップ方向に伸張しているのが観測され、ジョセフソン渦と見なすことができる。

話題—身近な現象の物理—	渋滞のサイエンスとその解消法	西成活裕 ……	170
JPSJの最近の注目論文から	11月の編集委員会より	上田和夫 ……	174
学会報告	2015年秋季大会 招待・企画・チュートリアル講演の報告	領域委員会 ……	176
平成27年度科学研究費助成事業(科研費, 基盤研究等) 審査結果報告		白濱圭也, 迫田和彰 ……	185
学界ニュース	平成27年度文化勲章: 梶田隆章氏	竹内康雄 ……	188
	2015年度仁科記念賞: 笠 真生氏, 古崎 昭氏	村上修一 ……	188
	本林 透氏, 櫻井博儀氏	大塚孝治 ……	189
	Breakthrough Prize for Fundamental Physics 受賞		190
新著紹介			191
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		193
行事予定			196
会告	■第15回代議員懇談会開催のお知らせ ■第96回定時総会開催のお知らせ ■第71回年次大会の参加登録・講演概要集のWeb登録受付中 ■2016年秋季大会・講演募集掲載号 ■2016年秋季大会の企画募集 ■2016年2月1日付新入会者		198
本会刊行英文誌目次			201



#### 表紙の説明

トポロジカルな金属状態が現れるパイロクロア型イリジウム酸化物の磁壁。トポロジカル絶縁体と呼ばれる物質群では、結晶内部はシリコン等と同様の半導体(あるいは絶縁体)的な性質を示すにもかかわらず、表面は金属的に振る舞う特殊な電子相が実現する。従来知られていたトポロジカル絶縁体では、そのような電子相の発現に電子間クーロン相互作用の効果は必要ない。それと対照的に、イリジウム酸化物では電子相関を起源とする反強磁性相に生じる図のような磁壁が、表面に代わって特異な金属状態を生み出す。表面と異なり、この磁壁は磁場などで駆動・制御でき、新しいタイプのトポロジカルな機能界面として注目されている。詳しくは本号に掲載されている山地洋平氏らの「解説」記事を参照のこと。なお表紙の図の作成にはVESTA3(K. Momma and F. Izumi: J. Appl. Cryst. **44** (2011) 1272)を用いた。

# 物質における対称性を破って電気と磁気をつなぐ

**Keyword:** マルチフェロイクス

古典電磁気学の確立により、電場や磁場が時間的に変化する場合には、例えば電流の周りに磁場が発生するなど、両者が関連することは良く知られることである。それゆえ磁気記録デバイスなどにおいては、情報操作としての磁化の制御は主にエネルギー散逸を伴う「電流」によって行われている。これに対して、「電圧」という散逸の少ない電氣的刺激で物質の持つ磁性を制御することが可能となれば、磁場のON-OFF制御に要するエネルギー消費を低減することが可能となり、磁気記録デバイスの低電力消費化へとつながる。しかし古典電磁気学の教えるところでは、静的な電場や磁場の場合には、両者は互いに独立で両者の間に相関は生じない。これに対し、ある種の磁性体では「電気磁気効果」と呼ばれる静的な電場と磁場の相関現象が発現する。

## 1. 電気磁気効果

電気磁気効果とは、物質における「電場による磁化の誘起」または「磁場による電気分極の誘起」といった物理現象の呼称である。その研究の発端は19世紀末のキュリー (P. Curie) による、物質に電場を印加したとき巨視的な電流を介することなしに磁気モーメントを誘起できるか、という疑問提示にまで遡る。この提示に対し、ランダウ (L. D. Landau) とリフシッツ (E. M. Lifshitz) は熱力学と磁気対称性の考察から時間反転に関して反対称である物質に電気磁気効果の可能性があると言明し、さらにこの言明を受けてジャロジンスキー (I. E. Dzyaloshinskii) が候補物質 ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) を提示、そして1960年に同物質において電気磁気効果が初めて観測された。<sup>1)</sup> 当初の電気磁気効果研究の多くは、磁場  $H$  (電場  $E$ ) に対して電気分極  $P$  (磁化  $M$ ) が線形に応答する一次の電気磁気効果 (すなわち  $\Delta P = \alpha H$  または  $\Delta M = \alpha E$ ;  $\alpha$  は電気磁気結合係数) に着目したものであった。自由エネルギーは系の持つ対称操作に対して不変であるという要請により、線形電気磁気効果の発現には時間および空間反転対称性がともに破れている必要がある。 $\text{Cr}_2\text{O}_3$  における線形電気磁気効果の起源として、電場による  $\text{Cr}^{3+}$  イオンの (1) 結晶場の変化、(2)  $g$  値の変化、(3) 超交換相互作用の変化など、いくつかの微視的機構が初期の段階より提案されている。1970~90年代にかけては、螺旋 (らせん) 磁性体における非線形電気磁気効果や磁気転移に伴う強誘電性の観測など、現在の視点から見ても先進的な結果が我が国から発信されている。当時は電気磁気効果を示す物質系は限られ、また観測される効果も小さいなどの理由のため、同効果に関する研究は大きな広がりを見せること

はなかった。しかしながら、21世紀に入り、後述するマルチフェロイクスに関する研究の進展と相俟って、電気磁気効果をはじめとする物質中の電気と磁気の相関現象が耳目を集めるようになった。

## 2. マルチフェロイクス

磁場と磁化、電場と電気分極、応力と歪みの関係に履歴現象を生じる物質はそれぞれ、強磁性体 (ferromagnetics)、強誘電体 (ferroelectrics)、強弾性体 (ferroelastics) と呼ばれるが、履歴現象という共通性に着目し、これらの強的な性質を持つ物質をひとまとめに表す「フェロイクス (ferroics)」という概念を最初に提唱したのは、相津敬一郎氏である。<sup>2)</sup> これらのフェロイクスは、強磁性体における時間反転対称性、強誘電体における空間反転対称性、強弾性体における結晶対称性、といった系の対称性の破れの観点から分類でき、各々の対称性の破れに起因するドメインの構造の形成という共通項も有する。このフェロイクスという概念に触発されて、1990年代にシュミット (H. Schmid) は、同一相中で上述の3つのferroicな性質のうち少なくとも2つの性質を示す物質を「マルチフェロイクス (multiferroics)」と名付けた。<sup>3)</sup> これが、マルチフェロイクスという用語のオリジナルの定義である。強磁性と強誘電性が共存するタイプのマルチフェロイクスは、複数の秩序変数の独立な制御に加えて、電気磁気効果が期待できることなどから長く興味をもたれていたが、強磁性と強誘電性の共存というオリジナルの定義でのマルチフェロイクスはほとんど存在しないということもあり、その研究はしばらくの間、大きな展開を見せることはなかった。しかしながら、2003年に発表された2種類のペロブスカイト型遷移金属酸化物における新たな発見 ( $\text{BiFeO}_3$  の巨大な強誘電分極の発現、および  $\text{TbMnO}_3$  の磁気転移に伴う強誘電性と巨大な非線形電気磁気効果の発現)<sup>4)</sup> がその状況を劇的に変えた。これらの報告を契機として、電気と磁気の相関現象に大きな脚光が集まることとなった。その後の研究の流れにより、近年では、反強磁性を示す強誘電体や焦電体、従来から知られる電気磁気効果を示す物質、さらには強磁性体と強誘電体の混晶系といった、磁性と強誘電性が共存・相関する系全般に対してマルチフェロイクスという用語が使われるようになっていく。

## 3. 磁氣的相互作用が生み出す強誘電性

$\text{BiFeO}_3$  や  $\text{TbMnO}_3$  をはじめとしてマルチフェロイクスの

多くは3dの磁性イオンを含む酸化物であるが、その強誘電性発現の機構は様々であり、磁気秩序と強誘電秩序の起源が無関係なものもあれば、磁気秩序が空間反転対称性を破ることにより強誘電性が発現するものもある。磁気誘起型強誘電性を示すタイプのマルチフェロイクス（例えば、TbMnO<sub>3</sub>）においては、その強誘電性は系の電荷分布が磁気秩序の影響を受けシフトすることに起因する。電荷分布のシフトは、磁気秩序によって隣接するスピン間に働く「交換相互作用」によって生じる場合もあれば、磁気秩序が「スピン軌道相互作用」を介して軌道角運動量に影響を与え、それが電荷分布に反映されるという場合もある。<sup>5)</sup> これらの磁氣的相互作用による電荷分布のシフトにより、磁気秩序相における結晶・磁気対称性が低下し、極性構造をとる場合には、マクロな自発分極、さらに強誘電性が発現する。

磁気誘起型強誘電性を示すマルチフェロイクスの多くは、磁場の印加で生じるメタ磁性転移などにより磁気対称性が変化することで、強誘電性が消失したり、電気分極の向きがフロップ的に変化するなどの劇的な非線形の電気磁気効果を示す。これは、銅酸化物超伝導体研究以降に発展してきた強相関電子系における多自由度系の相転移・相制御という視点に立脚したものであり、現代的なマルチフェロイクス研究はこの視点から大きく進展したと捉えられる。

#### 4. スピントクスチャーが破る対称性

線形電気磁気効果発現の必要条件は時間および空間反転対称性がともに破れることであったが、磁気誘起の強誘電性発現には磁気秩序による空間反転対称性の破れ、かつ電荷分布のシフトをマクロに偏極させる必要がある。そのような状態を生み出す最もポピュラーな磁気構造の一つが、図1(a)に示すスピン $S$ の螺旋構造である。この構造はvector spin chirality ( $S_i \times S_j$ ) と呼ばれる空間反転に関して反対称であるスピントクスチャー（複数スピんで構成される複雑構造）によって特徴付けられ、スピン軌道相互作用を通じて隣接するスピン間で誘起される局所分極  $[p_{ij} \propto e_{ij} \times (S_i \times S_j)]$ ;  $e_{ij}$  は  $S_i$  と  $S_j$  を結ぶ方向ベクトル] が打ち消しあうことなく、マクロな電気分極  $P$  を生み出し、さらに螺

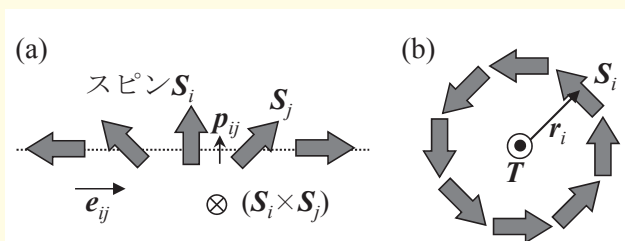


図1 (a) 磁気誘起型強誘電性および (b) 線形電気磁気効果を引き起こすスピントクスチャー。

旋の巻き方を反転させること（すなわち空間反転操作）により  $P$  の符号が反転することが、モデル計算により導かれている。<sup>5)</sup>

また、線形電気磁気効果を時間反転と空間反転を破るスピントクスチャーの観点から理解することもできる。<sup>6)</sup> 例えば、図1(b)に示すスピントクスチャーにおいては時間反転と空間反転がともに破れるが、この構造では  $T \propto \sum_i r_i \times S_i$  ( $r_i$  は中心からの距離) で定義される「トロイダルモーメント (toroidal moment)  $T$ 」が有限となり、その符号は時間および空間反転操作により反転する。フェリ磁性焦電体 GaFeO<sub>3</sub> などで観測される  $M \perp E (P \perp H)$  配置の線形電気磁気効果は、磁気構造に内包される  $T$  に起因するとの解釈もなされている。さらに、最近の物性物理におけるホットなトピックスの一つであるナノサイズの渦状磁性構造「スキルミオン (skyrmion)」もまた、スピントクスチャーによる対称性の破れに関連して電気磁気効果を発現させうる。<sup>5)</sup>

#### 5. 多彩な物性制御へ

バルクの性質として、そのもの自体が電気磁気結合現象を示すことが、マルチフェロイクスの特徴といえるが、それだけでなくマルチフェロイクスを磁気記録に使われる強磁性体に接合することで、交換バイアス効果（反強磁性体と強磁性体の接合界面のスピン間の結合効果）を介して強磁性体の磁化を電場で制御するといった試みも展開されている。また、いくつかの系では、電磁波の照射により、その交流磁場成分だけでなく交流電場成分でエレクトロマグノン (electromagnon) と呼ばれるマグノンが励起され、劇的な動的電気磁気現象や光・マイクロ波機能をも発現する。これら多彩な物性制御の可能性を秘めた点がマルチフェロイクスの魅力であろう。さらに、近年では、トロイダルモーメントが一様（すなわち強制的）に揃った磁気構造を持つ系を ferrotoroidics と呼び、ferroelectrics などと同格の ferroics の1つとして位置付けるようになってきた。今後、さらに新規なフェロイック状態の提案・実現、それを使った物性制御などへの展開も期待される。

#### 参考文献

- 1) T. H. O'Dell: *The Electrodynamics of Magnetolectric Media* (North-Holland, 1970).
- 2) K. Aizu: *Phys. Rev. B* **2** (1970) 754.
- 3) H. Schmid: *Ferroelectrics* **162** (1994) 317.
- 4) J. Wang, et al.: *Science* **299** (2003) 1719; T. Kimura, et al.: *Nature* **426** (2003) 55.
- 5) Y. Tokura, S. Seki and N. Nagaosa: *Rep. Prog. Phys.* **77** (2014) 076501.
- 6) 有馬孝尚: 『マルチフェロイクス：物質中の電磁気学の新展開』(共立出版, 2014).

木村 剛 (大阪大学大学院基礎工学研究科)

(2015年8月24日原稿受付)

## トポロジカル相と電子相関—イリジウム酸化物を中心に—



山地 洋平

東京大学大学院工学系研究科  
附属量子相エレクトロニクス研究センター



今田 正俊

東京大学大学院工学系研究科  
物理工学専攻

Kane, Meleらによるトポロジカル絶縁体の予言とその実現をきっかけとして、スピン軌道相互作用の大きな重い元素を含む一連の物質は大きな注目を集めるようになった。トポロジカル絶縁体は半導体のような通常のバンド絶縁体と比較して、バルクの性質は一見同じような絶縁体に見える。しかし不純物などでキャリアが散乱されない金属的な表面を保持し続けたり、表面にスピン流が流れ続けるなどの通常のバンド絶縁体を持たない顕著な特徴を持つことから、この表面金属状態の応用上の可能性も探索されている。トポロジカル絶縁体のようなトポロジカル相は、トポロジカルでない相を断熱的に変形することでは実現することができない。異なる相の区別としては、自発的な対称性の破れの有無、磁気転移や固相相転移などで隔てられている場合がよく知られているが、トポロジカル相はそれらと異なり、絶対零度でのみ定義できる何らかのトポロジーによって区別される。

当初のトポロジカル相の予言は電子間相互作用の効果を無視していたが、その後電子相関効果の絡み合いが生む物理が注目され、遷移金属酸化物や重い電子系などで活発な研究が展開されるようになった。この中でもイリジウム酸化物はスピン軌道相互作用と電子相関がともに拮抗して大きい。

パイロクロア構造のイリジウム酸化物  $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  は、高温常磁性相ではゼロギャップ半導体と呼ばれるトポロジカル絶縁体になりかけた半金属状態にある。低温では電子間相互作用の効果はモット絶縁体を生み

出し、希土類元素である  $R$  の異なる化合物の多くで、ある種の反強磁性相が実現している。この磁性相の転移温度近傍では、かつてニュートリノを記述する候補となったワイルフェルミオンとして電子がふるまう。一方、磁気秩序が強くなる低温では、ワイル電子は消滅し、単純な絶縁体に帰着するように一見見える。しかし反強磁性ドメインを隔てる磁壁があると、この磁壁に金属層が保持されるというトポロジカル相としての性質が顔を出す。磁壁や磁区は磁気バブルメモリの舞台として産業応用上の長い歴史を持つ。一方ここで予言された金属的な磁壁は、通常のトポロジカル絶縁体表面などとは違い、磁場などで動かしたり制御でき、新たな機能開拓と応用可能性を示している。またこの2次元金属状態はポリアセチレンのソリトンに生じるギャップ内状態の2次元への拡張とも見なせる。

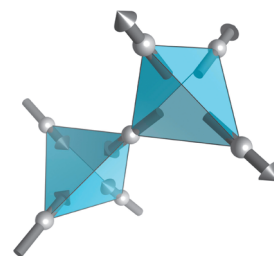
蜂の巣格子構造を持つ  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  は、量子計算の候補ともなるトポロジカルな量子スピン液体を基底状態に持ち、厳密解の知られているキタエフ模型が実現できる系として脚光を浴びた。ただ現実の物質では磁気秩序が生じてしまう。第一原理的にこの物質の電子構造を調べることで、この謎となっていた磁気秩序の原因が明らかとなった。現実の物質がキタエフ液体相の近くにあること、またキタエフ液体を実現するための設計指針も明らかとなってきた。

このようにイリジウム酸化物は多様な物理概念の探索の舞台となっている。

## —Keywords—

**ゼロギャップ半導体：**  
バンドギャップがブリルアンゾーンの1点(または離散的な複数点)でのみ閉じている半導体。2次元グラファイト(グラフェン)はゼロギャップ半導体の典型例の一つである。

**All-in-all-out 反強磁性：**  
パイロクロア構造の磁性体で、電子スピンの磁気モーメントが示す配列パターンの一つ。パイロクロア構造の要素である四面体上の4つの頂点原子の磁気モーメントの向きが、一つの四面体ではすべて四面体の中心から外の方へ向かい、その四面体と頂点で接触するとりの四面体ではすべてのスピンの中心方向に向かうように交互に入れ替わる。



**ワイルフェルミオン、ワイル半金属：**  
相対論的粒子を4成分で表すディラック方程式は、質量(ギャップ)ゼロの極限で2成分ずつに分割され、かつてニュートリノを記述すると考えられた質量のない粒子(ワイルフェルミオン)を表す方程式となる。結晶中の電子がワイルフェルミオンとして振る舞う物質群はワイル半金属と呼ばれている。

**第一原理強相関電子状態計算：**  
近年開発された電子状態計算の手法。密度汎関数法の限界を超えて強相関電子状態を正確に記述する。本解説の計算で用いられた。M. Imada and T. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. 79 (2010) 112001 や今田正俊, 常行真司: 日本物理学会誌 64 (2009) 283 を参照。

## 1. はじめに

トポロジカル相と呼ばれる多体量子系が示す量子相が注目を集めている。量子相は通常、絶対零度における多体系の熱力学的状態の種別を指す言葉であるが、多くの場合、その呼び名と裏腹に古典的に記述できる対応物が存在する。古典的な相とは、例えば気相、液相、固相、あるいは統計力学のモデルとして知られるイジング模型や古典ハイゼンベルク模型の示す磁性相等である。しかしトポロジカル相には古典対応物は存在しない。<sup>1)</sup> このようなトポロジカル相は決して新しい相ではなく、ソリトン励起を示すポリアセチレンや量子ホール状態はよく知られてきた。しかし2000年代初頭から個別の既知のトポロジカル相を統合する概念が提唱され、スピン軌道相互作用の大きな物質群に注目が集まり、大きな潮流を形成するに至った。

励起スペクトルにギャップのある多体量子系のトポロジカルな分類<sup>2,3)</sup>が、トポロジカル相研究の羅針盤となっている。最も身近なギャップのあるフェルミ粒子系といえば、様々な素子に用いられる半導体結晶中の電子系であろう。トポロジカルな分類によれば、エレクトロニクス素子に用いられるSi結晶と熱電素子に用いられるBi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>の電子系は異なるクラスに属する。Si結晶が自明な絶縁体に分類される一方、Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>はZ<sub>2</sub>トポロジカル絶縁体と呼ばれるクラスに分類される。Z<sub>2</sub>トポロジカル絶縁体は、時間反転対称性が保たれているという条件のもとで守られるトポロジカルな区分によって、自明な絶縁体と区別される。すなわち自明な絶縁体ではZ<sub>2</sub>トポロジカル数が0であるのに対し、Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>の持つトポロジカル数は1である。

トポロジカルな不変量を変化させ、他のトポロジカルクラスへ移るには、励起ギャップをいったん閉じなければならぬ。裏を返せば、異なるクラスに属するギャップのある系を張り合わせると境界にはギャップの無い状態が現れることになる。真空をトポロジカル不変量が0の自明な絶縁体と考えれば、Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>と真空の“界面”（すなわち表面）にはギャップのない状態—金属状態が現れることとなる。しかもこの金属状態は、界面（表面）の両側の状態がトポロジカルに区別される場合、その境界に必ず存在しなければならない。バルクのトポロジカル数を変えない限り壊すことができない。これをトポロジカルに保護された金属状態と呼ぶ。従来の半導体デバイスの多くはGaAs/GaAlAsなど界面（表面）の2次元電子系としての伝導を利用しているが、トポロジカルに保護された金属状態はこの理想的な形態を用意し、さらにスピン伝導などの新機能も生み出せるかもしれないということで、基礎科学と応用をめざす研究を巻き込んだ大規模な潮流が形成された。

トポロジカル絶縁体の研究は、Kane-MeleやBernevig-Hughes-Zhangらによるスピン軌道相互作用を起源とする2次元量子スピンホール効果の予言に端を発する。<sup>4-6)</sup> Kane-Meleのモデルはその単純さから活発な理論研究と新概念探究の場を提供している。さらにBernevig-Hughes-Zhangは

HgTeをCdTeで挟んだ量子井戸でトポロジカル絶縁体を実現できると予言し、<sup>6)</sup> 予言はKönigらによって実現され、<sup>7)</sup> 金属的表面（この場合は端）状態も実験的に観測された。

こうして量子ホール効果が2次元でのみ生じることと対照的にトポロジカル相の概念は3次元系へも一般化され、2次元の量子ホール効果や1次元系のポリアセチレンも含み、トポロジカルな物理現象を統一的に理解する枠組みへと発展を遂げた。<sup>3)</sup> 現在では整数量子ホール状態はトポロジカル絶縁体の一種であるChern絶縁体、ポリアセチレンのソリトンは、トポロジカル絶縁体の“双晶”の境界に現れるエッジ状態と理解されている。通常双晶の境界も、3次元結晶に現れるトポロジカル界面の先駆けとして80年代後半に既に研究されていた。<sup>8)</sup>

## 2. トポロジカル絶縁体とは何か？

### 2.1 トポロジカル相の例：2次元Chern絶縁体

本解説に登場するトポロジカルな電子状態とは普遍的に何であるか？という直感的理解を助けるために、グラフェンのモデルと良く似た系を考える。ただし直感的理解を容易にするために、グラフェンと異なり正方格子を考えて、2次元の周期境界条件下で、スピン自由度の無いフェルミオンに対する運動量 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 基底による以下のプロットのハミルトニアンを考える。

$$\begin{aligned} \hat{H}_{2D}(\mathbf{k}) &= h_x(\mathbf{k}) \hat{\sigma}_x + h_y(\mathbf{k}) \hat{\sigma}_y + h_z(\mathbf{k}) \hat{\sigma}_z, \\ h_x(\mathbf{k}) &= v_x \sin k_x \quad (\alpha = x, y), \\ h_z(\mathbf{k}) &= r \sum_{\alpha=x,y} [1 - \cos k_\alpha] - m. \end{aligned} \quad (1)$$

ここで $v_x, v_y, r > 0, m$ は定数であり、 $\hat{\sigma}_\alpha (\alpha = x, y, z)$ は、以下で定義される $2 \times 2$ のパウリ行列である：

$$\hat{\sigma}_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

このハミルトニアンは簡単に対角化でき、固有値（エネルギーバンド）は

$$E = E_{\pm}(\mathbf{k}) = \pm \sqrt{|h_x(\mathbf{k})|^2 + |h_y(\mathbf{k})|^2 + |h_z(\mathbf{k})|^2}, \quad (2)$$

で与えられる。分散を描くと図1(a)のようになり、一般にはギャップで隔てられた2つのバンドで表される。ギャップが閉じるのは $h_x = h_y = h_z = 0$ となる運動量が存在するときに限られる。これは $v_x \neq 0$ かつ $v_y \neq 0$ の場合、 $m = 0$  ( $r$ は任意) (波数 $(0, 0)$ でギャップが閉じる)か $m = 4r$  (波数 $(\pi, \pi)$ あるいは $m = 2r$  (波数 $(\pi, 0)$ または $(0, \pi)$ )の場合である。このとき上部バンドと下部バンドが接してゼロギャップ半導体になる。

第一ブリルアンゾーンは図1(b)で与えられ、その周期性から運動量空間は2次元トーラスである。この2次元トーラス $(k_x, k_y)$ から3次元空間 $(h_x, h_y, h_z)$ への写像は $(h_x, h_y, h_z)$ 空間で閉じた曲面を描く。この例が図1(c)に3通り描かれているが、写像曲面はパラメータ $v_x, v_y, r, m$ を変化させると連続的に変形する。ギャップが閉じる点は



原点  $O((h_x, h_y, h_z) = (0, 0, 0))$  であるが、この点が写像曲面に含まれていない場合、ハーフフィリングで系はギャップを持つ絶縁体である。この絶縁体は原点  $O$  が写像曲面のどちら側の領域に位置しているかで、異なるトポロジーを持つことになる。さらにこのトポロジーの異なる絶縁体 (図1(c) 左図と右図) を連続的なパラメータ変化でつなぐには必ず原点  $O$  が写像曲面を横切らなければならない (図1(c) 中央図) ので、ギャップの閉じた金属状態を経なければ移り変わらない。トポロジーの異なる絶縁体が生まれることが、トポロジカル絶縁体と自明な絶縁体が区別されるしくみである。

## 2.2 相関トポロジカル相

最近になって、電子間クーロン相互作用が生み出す磁性や、純粋に電子間クーロン相互作用が電子の運動を禁制することで生じるモット絶縁体と、トポロジカル相の関わりが活発に研究されるようになった。特にトポロジカル相に不可欠なスピン軌道相互作用と、電子間クーロン相互作用が拮抗する、重い遷移金属元素の酸化物が注目されており、これが本稿の主題である。

一方、スピン軌道相互作用の効果がなくても、電子間相互作用が生み出す対称性の破れに伴う秩序パラメータが創発的にスピン軌道相互作用を生み出す可能性が吟味されている。<sup>9)</sup> クーロン相互作用が反強磁性や電荷秩序を自発的対称性の破れとして生み出すことはよく知られているが、クーロン相互作用は創発的にトポロジカル絶縁体をも生み出す可能性がある。この場合、自発的対称性の破れを特徴づける秩序パラメータは結晶格子の単位胞内のループ電流

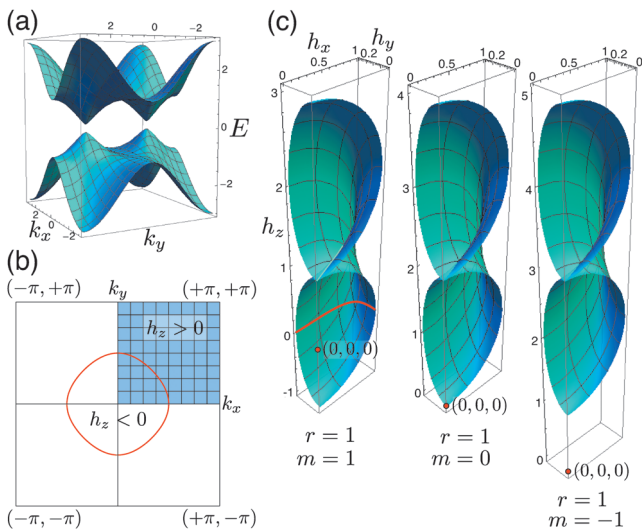


図1 (a)  $v_x=1, v_y=0.2, m=r=1$  の場合のハミルトニアン (1) から求められるエネルギーバンド  $E_{\pm}(k)$  (b) 第一ブリルアンゾーン  $(k_x, k_y)$ 。青色の領域はトラスの四分の一を示しており、(c) ではこの領域を3次元空間内で変形してハミルトニアン (1) を用いて  $(h_x, h_y, h_z)$  へ写像した様子を3通り (左図は (a) と同じパラメータ, 中央, 右図はそれぞれ (a) のパラメータから  $r=1, m=0$  と  $r=1, m=-1$  に変化) の場合について表している。(b) の青色の領域の網目と  $h_z=0$  を表す赤い曲線が3通りの図の網目と赤い曲線に対応している。運動量空間  $(k_x, k_y)$  の残り四分の三についても同様の写像が得られ、すべてを合わせると図示してある開いた曲面が閉じて、 $(h_x, h_y, h_z)$  空間は写像曲面で隔てられる異なる領域に分割される。

(Chern絶縁体の場合) やスピンループ電流 (スピンホール絶縁体の場合) であり、それぞれ有効的な磁場やスピン軌道相互作用として働く。この理論的予言については総説を参照されたい。<sup>10)</sup>

## 3. “新しい” 舞台：イリジウム酸化物

今までトポロジカル絶縁体はスピン軌道相互作用は大きい、電子間クーロン相互作用の効果が小さな半導体で主に発見されている。例えば  $\text{HgTe/CdTe}$  量子井戸,  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  などの金属間化合物あるいは合金である。

一方、電子相関とスピン軌道相互作用が拮抗する  $5d$  遷移金属酸化物において、強相関電子系特有の新奇トポロジカル相の発現が期待され、数々の理論的予言がなされた。特にイオンの基底状態が二重項となる  $\text{Ir}^{4+}$  を含むイリジウム酸化物は、高温超伝導体の母物質である銅酸化物  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  の  $\text{Cu}^{+2}$  がスピン  $1/2$  で表せる二重項となることと似ており、電子相関効果も期待しやすいモデル物質である。

これから考えるイリジウム酸化物はすべて銅酸化物の  $\text{Cu}$  と同様、 $\text{Ir}$  が酸素の作る八面体の中心に位置しており、 $\text{Ir}$  原子の1電子軌道エネルギーは酸素による立方対称な結晶場に支配される。5重縮退している孤立原子の  $5d$  電子のエネルギーは、この結晶場で縮退が解け、2重縮退した  $e_g$  軌道と3重縮退した  $t_{2g}$  軌道に分裂する (図2参照)。  $e_g$  軌道と  $t_{2g}$  軌道の分裂が十分大きい場合を考えよう。相対論的效果がなければスピンの  $\text{SU}(2)$  対称性は保たれ、スピンによる2重縮退がこれらの軌道縮退に加えて存在する。総計6重縮退している  $t_{2g}$  軌道は、相対論効果によるスピン軌道相互作用によってエネルギーが相対的に高い2重項 (図2の  $J_{\text{eff}}=1/2$ ) と低い4重項 (図2の  $J_{\text{eff}}=3/2$ ) に分裂する。(  $t_{2g}$  軌道があたかも角運動量  $L=1$  の状態として表せるため、有効角運動量  $J_{\text{eff}}=1/2$  と  $3/2$  の多重項が現れる。) イリジウム・イオンが4価の場合には、  $5d$  軌道を5電子が埋め、  $J_{\text{eff}}=1/2$  の2重項を正孔が1つ埋める状態がイオンの基底状態となる (図2)。銅酸化物の場合と同様、  $d$  電子の孤立する2重項は電子相関効果と量子ゆらぎの効果が大きくな

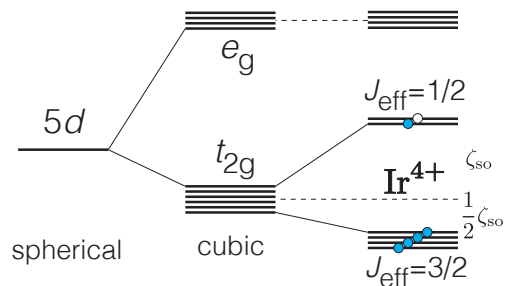


図2 イリジウム・イオンに、立方対称な結晶場とスピン軌道相互作用が作る多重項構造。  $d$  軌道は角運動量2であることから、中心対称場のもとでの孤立原子 (イオン) では5重縮退、スピンも含めると10重縮退し、これが結晶場で分裂する。ここで、立方対称な結晶場で生じる  $e_g$  状態と  $t_{2g}$  状態の間の結晶場分裂は本稿で考える物質群ではスピン軌道相互作用  $\zeta_{\text{so}}$  に比べて十分大きい。さらに  $t_{2g}$  軌道はスピン軌道相互作用で  $J_{\text{eff}}=1/2$  と  $J_{\text{eff}}=3/2$  のレベルに分裂する。  $J_{\text{eff}}$  は全角運動量の量子数。

ると期待できる。実際、 $\text{La}_2\text{CuO}_4$  と同型な  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  や、<sup>11,12)</sup> 後に述べる  $\text{R}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  ( $R$ : 希土類元素),  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  はいずれもこの  $J_{\text{eff}}=1/2$  電子の電子相関を主因として反強磁性相や、絶縁体的ふるまいが生じている。スピン軌道相互作用は  $J_{\text{eff}}=1/2$  の二重項を作り出すだけでなく、 $J_{\text{eff}}=1/2$  電子に働くあらわなスピン軌道相互作用が、銅酸化物などの  $3d$  遷移金属酸化物には見られない興味深い物性をも生み出すことをこれから述べる。

より具体的に、6重縮退した  $t_{2g}$  軌道 ( $xy, yz, zx$  軌道) の空間でスピン軌道相互作用を第2量子化の生成演算子

$$\hat{c}_\ell^\dagger = (\hat{c}_{\ell_{yz}\uparrow}^\dagger, \hat{c}_{\ell_{yz}\downarrow}^\dagger, \hat{c}_{\ell_{zx}\uparrow}^\dagger, \hat{c}_{\ell_{zx}\downarrow}^\dagger, \hat{c}_{\ell_{xy}\uparrow}^\dagger, \hat{c}_{\ell_{xy}\downarrow}^\dagger) \quad (3)$$

とそのエルミート共役となる消滅演算子  $\hat{c}_\ell$  によって以下のように書くことができる：

$$\hat{H}_{\text{SOC}} = \frac{\zeta_{\text{so}}}{2} \sum_\ell \hat{c}_\ell^\dagger \begin{bmatrix} 0 & +i\hat{\sigma}_z & -i\hat{\sigma}_y \\ -i\hat{\sigma}_z & 0 & +i\hat{\sigma}_x \\ +i\hat{\sigma}_y & -i\hat{\sigma}_x & 0 \end{bmatrix} \hat{c}_\ell. \quad (4)$$

この項は、 $t_{2g}$  軌道の角運動量演算子  $\hat{\ell} = (\hat{\ell}_x, \hat{\ell}_y, \hat{\ell}_z)$ ,

$$\hat{\ell}_x = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & +i \\ 0 & -i & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{\ell}_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ +i & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$\hat{\ell}_z = \begin{bmatrix} 0 & +i & 0 \\ -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

とスピン演算子  $\hat{s} = (\hat{\sigma}_x/2, \hat{\sigma}_y/2, \hat{\sigma}_z/2)$  によって、 $+\zeta_{\text{so}}\hat{\ell}\cdot\hat{s}$  と書き直すことができ、スピン軌道相互作用を表す  $LS$  結合に他ならない。この演算子を対角化する基底のうち、固有値  $\zeta_{\text{so}}(1-i)$  と  $\zeta_{\text{so}}(1+i)$  に対応する  $J_{\text{eff}}=1/2$  の2重項固有状態の生成演算子はそれぞれ以下のように得られる：

$$\hat{c}_{1/2,+1/2}^\dagger \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ +\hat{c}_{yz\downarrow}^\dagger + i\hat{c}_{zx\downarrow}^\dagger + \hat{c}_{xy\uparrow}^\dagger \right],$$

$$\hat{c}_{1/2,-1/2}^\dagger \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ -\hat{c}_{yz\uparrow}^\dagger + i\hat{c}_{zx\uparrow}^\dagger + \hat{c}_{xy\downarrow}^\dagger \right]. \quad (6)$$

これらの2状態は互いに時間反転操作で移り合う(クラマース対と呼ばれる)。

スピン軌道相互作用は異なる(イリジウム)原子間の電子のホッピングに、スピン依存した複素位相を生じさせる。また結晶格子とスピン空間の方向結合によるスピン異方性をもたらす。これらと結晶格子構造の組み合わせが様々なトポロジカルな量子相を生み出す2つの例を以下に考察する。

## 4. パイロクロア構造のイリジウム酸化物 $\text{R}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$

### 4.1 基本相図

パイロクロア構造のイリジウム酸化物  $\text{R}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  ( $R$ : 希土類元素) (図3) では他と同様、Ir原子が図3のように酸素の八面体の中心にあり、Ir  $5d$  軌道には図2のような結晶場分裂が生じている。スピン軌道相互作用が図2のように  $J_{\text{eff}}=1/2$  バンドを生み、これが quadratic band touching (QBT) と

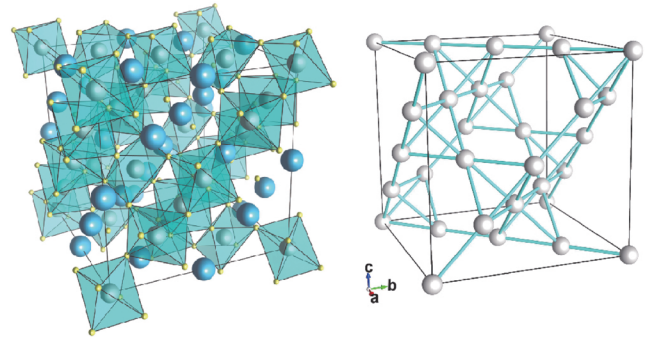


図3 パイロクロア型イリジウム酸化物の結晶構造(左図)。イリジウム原子を結ぶことで、頂点を共有した正四面体のネットワークが浮かび上がる(右図)。

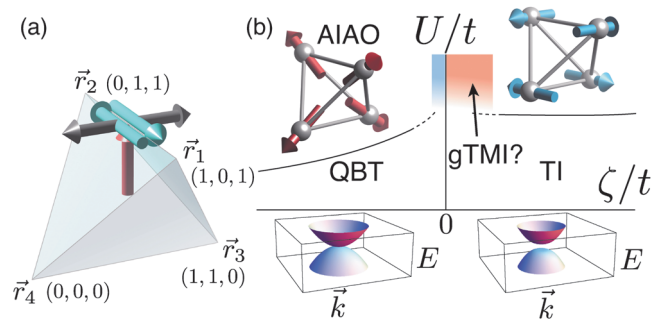


図4 (a) イリジウム原子からなる正四面体。赤い矢印は  $b_{ij}$ 、青い矢印は  $d_{ij}$ 、灰色の矢印は  $b_{ij} \times d_{ij}$  を表している。(図では  $i=r_1, j=r_2$ , あるいは  $i=r_2, j=r_1$ )。 (b) パイロクロア構造のイリジウム酸化物を含む、 $J_{\text{eff}}=1/2$  パイロクロア格子ハバード模型に予想される基底状態相図および2つの磁気相のスピン配置。相図の下には quadratic band touching (QBT) 相とトポロジカル絶縁相 (TI) における運動量0付近におけるエネルギーバンドの模式図を示す。  $U/t$  が大きな領域かつ  $z/t > 0$  が小さな領域ではトポロジカル・モット絶縁相 (gTMI) の発現も予想される。

呼ばれるバンド分散(図4(b)下左図参照)を持つ。  $\text{Ir}^{4+}$  であるから下バンドを埋めてハーフフィリングとなるので高温で常磁性のゼロギャップ半導体である。

この化合物の単位胞は図4(a)に示す4つのIr原子で構成される四面体で、それぞれのIr原子上の  $J_{\text{eff}}=1/2$  の持つ2自由度の1次結合から、四面体にまたがる波動関数で表される8つの軌道を持つ。8軌道のレベルは、エネルギーの低い2重項と高い6重項に分かれている。ハーフフィリングなので8つの軌道のうち4つが埋まり、縮退した6重項のレベルにフェルミ準位がかかる。

ここでスピン軌道相互作用と電子相関の効果を概観するために  $J_{\text{eff}}=1/2$  基底に基づく最も単純なハバード型の強束縛模型を導入する。結晶の対称性 ( $Fd\bar{3}m$ ) と  $J_{\text{eff}}=1/2$  基底の対称性のみを条件にして許される最近接のイリジウムイオン間のトンネリングを考慮すると、以下の有効模型を書き下すことができる：

$$\hat{H} = t \sum_{i,j} \sum_{\sigma} \left[ \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{j\sigma} + \text{h.c.} \right] + U \sum_i \hat{n}_{i\uparrow} \hat{n}_{i\downarrow} - i\zeta \sum_{i,j} \sum_{\alpha,\beta=\uparrow,\downarrow} \hat{c}_{i\alpha}^\dagger \left( \hat{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{b}_{ij} \times \mathbf{d}_{ij}}{|\mathbf{b}_{ij} \times \mathbf{d}_{ij}|} \right)_{\alpha\beta} \hat{c}_{j\beta}. \quad (7)$$

ここで電子の生成演算子(消滅演算子)  $\hat{c}_{i\sigma}^\dagger$  ( $\hat{c}_{i\sigma}$ ) のスピン自

由度  $\sigma$  は  $J_{\text{eff}}=1/2$  の2状態を指定する量子数であり,  $\hat{c}_{i\uparrow}^\dagger = \hat{c}_{i(1/2);+1/2}^\dagger$  および  $\hat{c}_{i\downarrow}^\dagger = \hat{c}_{i(1/2);-1/2}^\dagger$  と定義する.  $t$  と  $U$  に比例する項はそれぞれこの  $J_{\text{eff}}=1/2$  軌道の近接サイトへのトランスファーとオンサイト有効クーロン相互作用である.  $\zeta$  はスピン軌道相互作用を表し, スピンに依存した複素係数のトランスファーの形をとる. この項を規定している擬ベクトル  $\mathbf{b}_{ij} \times \mathbf{d}_{ij}$  は以下のように与えられる:  $j$  番目のイリジウム原子位置  $\mathbf{r}_j$  から  $i$  番目のイリジウム原子位置  $\mathbf{r}_i$  へのホッピングの場合, これらの2つの原子を含む四面体の中心から, 2原子を結ぶボンドの中心へ向かうベクトルを  $\mathbf{b}_{ij}$ ,  $\mathbf{d}_{ij} \equiv \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$  と定義する (図4(a)). n.n. は最近接格子点ボンドに関する和を表す.

まず相互作用  $U$  をゼロとし, スピン軌道相互作用  $\zeta$  の効果を考える. 導出の詳細は省略するが,  $\zeta$  の項によって, 上記の縮退6重項は2重項と4重項に分裂する. 2重項の電子エネルギーが低いと,  $\text{Ir}^{4+}$  のとき, この2重項を電子がちょうど2つで埋めて絶縁体になるが, この場合はトポロジカル絶縁体であることも示せる. 4重項が低い場合はこの4重項がハーフフィリングとなって半金属/ゼロギャップ半導体になる.<sup>13-15</sup> 実際,  $\zeta > 0$  では二重項の電子レベルが高く,  $\zeta < 0$  ではその逆であり,  $\zeta$  の正負によって  $Z_2$  トポロジカル絶縁体 ( $\zeta > 0$ ) からゼロギャップ半導体 ( $\zeta < 0$ ) へ切り替わる<sup>13</sup> (図4(b)参照). 実際の結晶では ( $Fd\bar{3}m$  のワイコフ位置に対する唯一のパラメータ  $x$  で記述される) 八面体の歪みが大きく,  $\zeta < 0$  が実現していると考えられる.<sup>16</sup>

次に電子相関  $U$  の効果を考える. 簡単のためハーフフィリングの  $J_{\text{eff}}=1/2$  軌道のみ考え, この軌道の電子がモット絶縁体になる.  $U/t$  が大きい極限から考えると, この極限から  $t/U$ ,  $\zeta/U$  について2次までの展開で生じる超交換相互作用で低エネルギー自由度が記述できる. 超交換相互作用には  $t^2/U$  に比例する等方的な Heisenberg 型相互作用  $\hat{S}_i \cdot \hat{S}_j$  とともに,  $t\zeta/U$  に比例するジャロシンスキー-守谷相互作用  $\mathbf{D}_{ij} \cdot (\hat{S}_i \times \hat{S}_j)$  が現れる. この際, ベクトル  $\mathbf{D}_{ij}$  は最近接イリジウム原子対とそれら両方に最近接な酸素原子の3点が定める平面と直交する向きを向くことが点群対称性から要請される. また向きの正負と長さは  $t\zeta/U$  によって決まる. その結果,  $t\zeta/U < 0$  の場合にはイリジウム原子からなる四面体上の擬スピン (実際には有効角運動量  $J_{\text{eff}}$ ) が四面体中心へ向かう, あるいは中心から外へ向かう all-in-all-out (AIAO) と呼ばれる非共面スピン配置が選ばれる.  $t\zeta/U > 0$  の場合はもう少し複雑だが, 図4(b)にある共面スピン配置が選ばれると考えられている.<sup>15</sup> つまり  $\zeta/t$  の符号は, 電子相関がない場合にトポロジカル絶縁体かゼロギャップ半導体かの差を生むだけでなく, 電子相関がある場合の磁気秩序をも制御している. また  $\zeta/t=0$  の近傍ではこれら2つスピン秩序が競合し, 量子スピン液体が出現する可能性がある. 以上より, おおざっぱには  $U$  と  $\zeta$  の平面で図4(b)に示すような相図が期待され, 現在イリジウム化合物で実

験的に実現しているのは AIAO 秩序の領域である.

## 4.2 ワイル半金属

AIAO相は単純なモット絶縁体ではなく, ワイル半金属と呼ばれるゼロギャップ半導体が生じるという興味深い理論的予測がなされた.<sup>17</sup> この系でどのようにワイル半金属が生じるかは後に述べることにして, まずワイル方程式で記述されるワイル半金属とは何かを述べておく. 右巻き (R) (左巻き (L)) のカイラリティを持ち, それぞれ2成分の波動関数のワイル方程式は,

$$-i\nabla \cdot \hat{\sigma} \psi_R = E \psi_R, \quad +i\nabla \cdot \hat{\sigma} \psi_L = E \psi_L \quad (8)$$

で記述され, もともと質量が有限の電子を記述する4成分ディラック方程式,

$$\begin{bmatrix} +i\nabla \cdot \hat{\sigma} & +m\hat{\sigma}_0 \\ +m\hat{\sigma}_0 & -i\nabla \cdot \hat{\sigma} \end{bmatrix} \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (9)$$

が, 質量  $m$  が0の極限でブロック対角化したときの対角ブロック成分から得られる. これは当時質量がないと思われていたニュートリノを記述しうる方程式として提唱されたが, 今となってはこの方程式が当てはまる素粒子は見当たらない. このワイルフェルミオンが固体中の電子の低エネルギー自由度を記述するのではないかとというのがパイロクロア化合物での理論提案である. ところでディラック方程式では (真空中の電子がそうであるように) 異なるスピンの向きの電子のエネルギーがどの運動量でも縮退している. しかし, ワイル方程式はこの縮退を記述するために, 運動量と同じ向きのスピン成分だけを持つ電子と反対向きのスピンの電子を直交する基底として採用して, それぞれ右向きと左向きのワイル電子として分解している.

ワイル電子励起は有効質量  $m=0$  であるから, 分散が線形でギャップがない. フェルミレベル付近でフェルミ面を持つ線形な分散はフェルミ液体の不安定性で知られているように, 電子相関による弱い摂動で容易にギャップを作り, ゼロでない有効質量を獲得しうることが知られている. しかしワイル電子は, フェルミ面が点となるゼロギャップ半導体であるために相互作用の効果が効きにくいだけでなく, 右巻きと左巻きのワイル方程式の間の結合がない場合, 簡単には質量を獲得しない. 実際, 2成分のヒルベルト空間内の摂動だけではワイル方程式に質量をもたらすことはできない. 例えば2成分系への摂動  $\mu_0 \hat{\sigma}_0 + \boldsymbol{\mu} \cdot \hat{\sigma}$  は, ワイル方程式の運動量  $\mathbf{k}$  の平面波解が与えるエネルギー分散  $E = \pm |\mathbf{k}|$  を, 運動量を  $\mathbf{k} - \boldsymbol{\mu}$  へ, 分散を  $E = \pm |\mathbf{k}| + \mu_0$  へずらすのみで, 質量を生み出すことはない. ただしこの摂動によって, 右巻きと左巻きのワイル電子のギャップがゼロとなる運動量 (それぞれ  $\mathbf{k}_R, \mathbf{k}_L$ ) はブリルアンゾーンの中の互いに異なる点に分離し ( $\mathbf{k}_R \neq \mathbf{k}_L$ ), 2成分の縮退が解ける. いずれにせよ質量が生じないということは電子の場合は金属的な伝導が保持されるということの意味し, 絶縁体化しやすいと思われる磁気秩序相でもし金属性が摂動から守られるなら, 注目に値する. この場合, 系のバルク領域ではゼロ

ギャップの位置にフェルミレベルがあるならば、ブリルアンゾーンでギャップがないのは点( $k_R, k_L$ )である。[さらに驚くべきことに、系に表面があると表面ブリルアンゾーンへの $k_R$ と $k_L$ の射影点を結ぶある曲線状に、 $k_R$ と $k_L$ を端点とする閉じていないフェルミ面(表面は2次元なので正しくはフェルミ線)の断片(フェルミアークと呼ばれる)がギャップのない電子の軌跡として生じることも示された。<sup>17)</sup>

ただし、異なるカイラリティのワイル電子が共存する場合は、この2種類のワイル電子を対消滅させてしまえば、質量のない(ギャップのない)分散は消滅し、絶縁体化する(表面のフェルミアークも消滅する)。逆に言うと、対消滅するまでは安定な有効質量0のワイル電子を固体結晶中で実現できる可能性があるともいえる。しかし現実のイリジウム酸化物に現れるワイル電子では、AIAOの磁気秩序の発達とともに簡単に対消滅が起き、バルクにも表面にもギャップの開いた一見自明と思える磁性絶縁体が生じてしまうことがわかった。

### 4.3 磁壁に生じるトポロジカル相の証拠

ところが、対消滅後のAIAO秩序を持つ絶縁体も、そのような単純な絶縁体ではないことが筆者によって示された。強磁性が上向きスピンの秩序と下向きスピンの秩序が縮退しているように、AIAOの磁気秩序も四面体の内向きや外向きに向かうスピンの向きをすべて反転させたものとの縮退がある。そうすると強磁性体で磁区とその境界に磁壁が生じるように、AIAO秩序でも秩序が異なる磁区を隔てる磁壁が実験的にも生じうる。表面と対照的に、この磁壁では結晶対称性とトポロジーで守られたギャップのない励起が保持され続け、バルクや表面で絶縁体になっても、磁壁は特異な金属としてふるまう新しいタイプのトポロジカル相の出現を筆者は予測した。<sup>19)</sup> トポロジカル絶縁体は表面や異なる物質間の界面のみにトポロジーで保護された金属状態が現れることが顕著な性質であり、これが2次元デバイスへの応用をめざす活発な研究の背景である。しかし表面や界面は制御することが難しい。これと対照的に磁壁は磁場などで動かしたり(生成消滅させたり)、性質を制御したりしやすく、磁壁のみで金属伝導が保持されることは、応用上も質的に新しい可能性を開く。

### 4.4 詳細の考察

強束縛模型(7)に戻って、ワイル電子の発現と対消滅についてより詳しく解説する。詳細に興味のない読者はこの節の残り部分を読み飛ばしていただいてもかまわない。ワイル電子が現れる運動量を仮定すると、1電子軌道の対称性を使ってその発生と対消滅を簡明に理解することができる。ワイル電子は、逆格子空間(面心立方格子の逆格子空間)の原点( $\Gamma$ 点)とブリルアンゾーンの六角形の境界面の中心( $L$ 点)を結ぶ線上に現れる。<sup>18)</sup> このラインは立方対称な結晶の(111)軸方向に対応する。より正確には、AIAO秩序相内では、 $\Gamma$ - $L$ 線上の電子励起の低エネルギー極限が

ワイル方程式で記述されるのだが、このことを説明してみよう。

まずスピン軌道相互作用が無い極限( $\zeta \rightarrow 0$ )から始めて、(111)軸まわりの角運動量に注目して1電子軌道を分類する。 $\zeta=0$ の $\Gamma$ 点と $L$ 点での運動量表示のハミルトニアンは、

$$\hat{h}_\Gamma = 2t \begin{bmatrix} 0 & \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 \\ \hat{\sigma}_0 & 0 & \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 \\ \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & 0 & \hat{\sigma}_0 \\ \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{h}_L = 2t \begin{bmatrix} 0 & \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & 0 \\ \hat{\sigma}_0 & 0 & \hat{\sigma}_0 & 0 \\ \hat{\sigma}_0 & \hat{\sigma}_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

で与えられる。上記の $8 \times 8$ 行列の足は、図4(a)の単位胞内のイリジウム原子 $r_i$ ( $i=1, 2, 3, 4$ )の $J_{\text{eff}}=1/2$ の2成分を $2i-1, 2i$ として定義する。

$\hat{h}_\Gamma$ と $\hat{h}_L$ は簡単に対角化でき、それぞれ、6重縮退した $E=-2t$ と2重縮退した $E=6t$ 、および4重縮退した $E=-2t$ と2重縮退した $E=0, E=4t$ が得られる。対応する固有ベクトルと(例えば文献20の巻末の)点群表を見比べて得られる規約表現を、対角化した固有値とともに表1にまとめておく。<sup>21)</sup>(ちなみに前述した $\zeta/t$ の符号による6重項の分裂の仕方の差異や、トポロジカル絶縁体とゼロギャップ半導体との間の相転移は表1のエネルギー単位から容易に理解できることに注意しておく。)

次にAIAO秩序の影響を考えよう。AIAO秩序は時間反転対称性を破り、固有値の分裂を生じる。一方で、パイロクロア構造の格子の対称変換に対しては不変であるため、(表1の規約表現の添字で表されている)各固有状態の全角運動量を変化させない。さらにブリルアンゾーンの $\Gamma$ - $L$ 線が示す対称性から、 $\Gamma$ - $L$ 線上の電子のエネルギー固有状態は $\Gamma$ - $L$ 方向((111)方向)まわりの3回対称変換 $C_3^{(111)}$ に対する固有状態でもあり、かつ $\Gamma$ - $L$ 線上の同じ分散で同じ固有値を保つ必要がある。すなわち(111)軸まわりの $120^\circ$ 回転の固有値は、全角運動量の(111)方向成分 $J^{(111)}$ を用いて $e^{+i(2\pi/3)J^{(111)}}$ と書けるが、この固有値によって $\Gamma$ - $L$ 線上の分散を分類できる。これはAIAO相でも変わらない。ここで $\Gamma$ 点で常磁性で4重縮退する $G_{3/2}$ の状態は $J^{(111)} = \pm 3/2$ および $J^{(111)} = \pm 1/2$ という4状態を含む。このそれぞれが、 $L$ 点で $J^{(111)}$ について同じ固有値を持つ状態と同じバンド分散で接続されている。すなわち $\Gamma$ 点で $G_{3/2}$ 、 $J^{(111)} = \pm 3/2$ の状態は $L$ 点の $E_{3/2u}$ ( $J^{(111)} = \pm 3/2$ に分類される)と

表1 パイロクロア構造を持つイリジウム酸化物の強束縛模型の常磁性相での $\Gamma$ 点と $L$ 点での規約表現とエネルギー単位。右端は各エネルギー単位の縮退度である。

$\zeta=0$	$\zeta \neq 0$	$\Gamma$	
$T_{2g}$	$E_{5/2}$	$E = -2t + 4\sqrt{2}\zeta$	2
		$E = -2t - 2\sqrt{2}\zeta$	4
	$G_{3/2}$	$E = +6t$	2
$A_{1g}$	$E_{1/2}$		
$\zeta=0$	$\zeta \neq 0$	$L$	
$E_u$	$E_{1/2u}$	$E = +t + \sqrt{2}\zeta - \sqrt{9t^2 - 6\sqrt{2}t\zeta + 6\zeta^2}$	2
		$E = -2t - 2\sqrt{2}\zeta$	2
$A_{1g}$	$E_{3/2u}$	$E = 0$	2
$A_{1u}$	$E_{1/2u}$	$E = +t + \sqrt{2}\zeta + \sqrt{9t^2 - 6\sqrt{2}t\zeta + 6\zeta^2}$	2

同じバンドを構成する(図5(b)左図の上から3番目に見える分散のないバンド). このバンドがAIAO秩序により  $J^{(111)}=3/2$  と  $J^{(111)}=-3/2$  の2つに分裂する(図5(b)中央図のグレーのバンド).

一方,  $\Gamma$ 点で  $G_{3/2}$ の残りの,  $J^{(111)}=\pm 1/2$ の状態は,  $L$ 点の  $E_{1/2u}$ と接続され(図5(b)左図の上から2番目のバンド), やはりAIAO秩序でこれも  $J^{(111)}=1/2$ と  $J^{(111)}=-1/2$ が分裂する. そうすると,  $J^{(111)}=\pm 3/2$ のバンドの1つと  $J^{(111)}=\pm 1/2$ のバンドの1つが,  $\Gamma$ - $L$ 線上で必ず交差することになる(図5(b)中央図黒丸参照). ここで  $3/2(1/2)$ と  $-3/2(-1/2)$ のどちらがAIAO秩序による分裂でエネルギーが高くなるかは, AIAO秩序の縮退する時間反転した2つの相では逆であることに注意しておく.

図5(b)中央図の交点(黒丸)のまわりでは, 線形の傾いたワイル電子分散が現れる. ところが, AIAO秩序の磁気モーメントが育つと, ワイル電子はバンド分裂の増大とともに,  $L$ 点に向かって移動し, すぐに対消滅を起こしてしまう(つまり  $L$ 点で掃き出されてしまう)(図5(b)の右端).

3回対称変換  $C_3^{(111)}$ のもとでの1電子軌道の不変性は, (111)に垂直な表面や, (111)に垂直なAIAO秩序の磁壁があっても, 3回対称性が保たれる限り保たれる. バルク結晶の3次元ブリルアンゾーンから, (111)に垂直な表面(スラブ)や磁壁に射影された2次元ブリルアンゾーンへ移って考えよう. このとき,  $\Gamma$ - $L$ 線の射影,  $\bar{\Gamma}$ 点(図5(a))上の状態の  $J^{(111)}$ ごとの占有数が, 表面および磁壁に平行な並進対称性と3回対称変換  $C_3^{(111)}$ のもとでの不変性によって保護される0次元のトポロジカル数を与える.

この0次元トポロジカル数は, 1つのAIAO秩序(ある磁区)とその時間反転した秩序(磁壁で隔てられるもう1

つの磁区)で互いに異なる. 図5(b)の中央・右図に示すように, フェルミレベル ( $E_F=0$ )以下の  $J^{(111)}=\pm 1/2$ のバンド(それぞれ赤と青の曲線)の本数は, 例えば図5(b)右図では  $J^{(111)}=1/2$ (赤線)が1つ,  $J^{(111)}=-1/2$ (青線)が2つ,  $E_F$ 以下にあるが, もうひとつの磁区ではこの数が逆転する. つまり  $J^{(111)}$ の符号は時間反転操作で反転するため, AIAO秩序の2種類の磁区を, 赤のバンドと青のバンドに属する1電子軌道の個数という0次元トポロジカル数で区別できる. 結果として, 図5(b)の右図で表される1つの磁区の電子状態からもうひとつの磁区へ移るには, 磁壁を横切るとき, 青か赤のバンドに属する状態がフェルミレベルを横切って, このトポロジカル数を変化させる必要がある. したがってバルクが絶縁体となった低温においてもバルク結晶の電子励起ギャップの内側に磁壁状態が現れ, 磁壁は金属となる. このように結晶対称性(今の場合3回対称性と結晶並進対称性)という付加条件下でトポロジーの差が保護される場合は「弱いトポロジカル絶縁体」と呼ばれる.  $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ の磁壁は, 0次元のトポロジカル数で特徴づけられる弱い1次元のトポロジカル絶縁体として捉えることができる.

## 5. ハニカム構造のイリジウム酸化物 $\text{A}_2\text{IrO}_3$

### 5.1 キタエフ模型

$\text{Na}_2\text{IrO}_3$ は図6のようにIr原子が擬2次元蜂の巣(ハニカム)格子点に配置した結晶を形成する. この場合も  $J_{\text{eff}}=1/2$ のバンドのみがフェルミレベルに近く, おおざっぱにはこの自由度を考えればよい. この物質は絶縁体であるが, 絶縁性の原因はトポロジカル絶縁体とは関係がなく, 電子相関が強いために  $J_{\text{eff}}=1/2$ バンドの電子がモット絶縁体になっているためと考えてよい.

JackeliとKhaliullinはイリジウム酸化物モット絶縁体の超交換相互作用の一般論を展開した.<sup>22)</sup> もともと超交換相互作用は, 絶縁体結晶中の磁性イオンが持つ磁気モーメント間の相互作用であり, モット絶縁体の磁性の低エネルギー物理を記述する, ハイゼンベルク模型を始めとする有効ハミルトニアンを与える. 彼らはスピン軌道相互作用のために, 超交換相互作用にスピンによる異方性が生じ,  $\text{A}_2\text{IrO}_3$ が単純なハイゼンベルク模型とは異なり, キタエフ

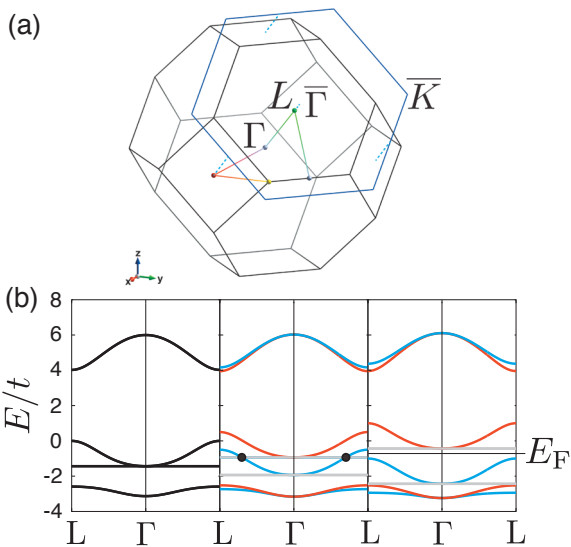


図5 (a) パイロクロア結晶のブリルアンゾーンと, (111)方向に垂直な表面や磁壁電子状態の運動量を記述する2次元ブリルアンゾーン. (b) 強束縛模型(7)のバンド分散.  $\zeta/t=-0.2$ とした場合について, 時間反転対称な常磁性相(左端), 傾いたワイル電子が現れる弱いAIAO秩序相(中央), ワイル電子が対消滅した後に現れるAIAO絶縁相(右端)を図示している. 中央では, 傾いたワイル電子の線形分散の縮退点(ワイル点)が黒い円で示されている.

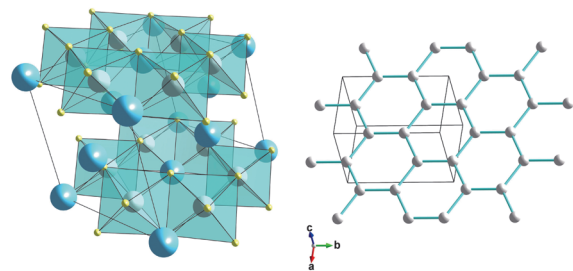


図6 ハニカム構造を持つイリジウム酸化物の結晶構造とこの中の各八面体の中心に位置するイリジウム原子だけをつないでできるハニカム格子. 結晶のパラメータは  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$ の実験データを用いている.

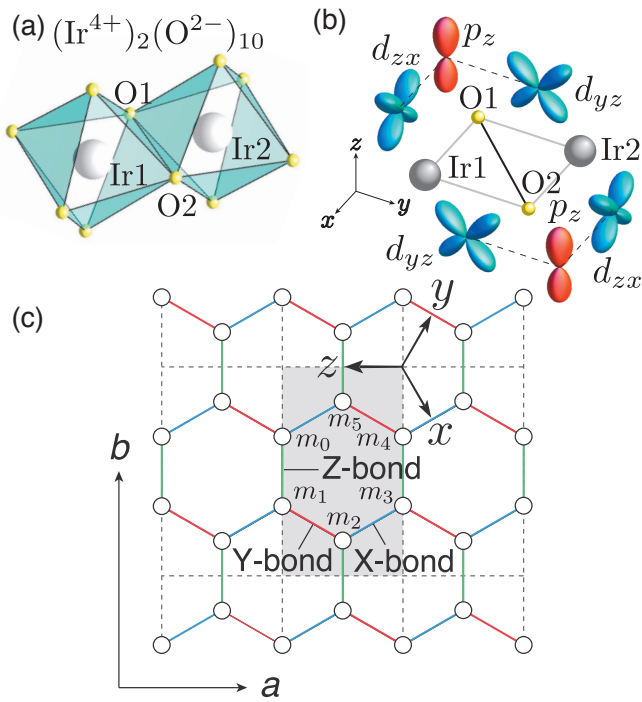


図7 (a)  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  結晶中の最近接のイリジウム・イオン (2つの八面体の中心の大きな球) と近接する酸素イオン (八面体のすべての頂点の小さな球). (b) 最近接イリジウム・イオン間のトンネリングに最も大きな寄与をもたらす、酸素の  $p$  軌道を介した電子ホッピング ( $d$ - $p$ - $d$  ホッピング) の経路. 後述の  $Z$ -ボンドに対する原子と軌道の配置を示している. 理想的な酸素イオン正八面体の中心にイリジウム・イオンが存在し、図のように酸素原子核とイリジウム原子核を結ぶ方向に  $x$  軸と  $y$  軸をとる場合、2種類の  $90^\circ$   $d$ - $p$ - $d$  ホッピングがイオン間の電子トンネリングに寄与する.  $d_{zx}$ - $p_z$ - $d_{zx}$  (上) および  $d_{yz}$ - $p_z$ - $d_{yz}$  (下) の軌道間のボンド図は中央の原子配置図での2種類のボンド (Ir1-O1-Ir2 および Ir1-O2-Ir2) をそれぞれ抽出したものである. (c) ハニカム構造の格子のボンドの“色分け”.  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  の結晶軸  $a$ ,  $b$  が明示されている.  $b$  軸を  $Z$ -ボンドに平行にとっている.

の模型<sup>23)</sup>と呼ばれる2次元模型で良く表されていると主張した. キタエフ模型とは蜂の巣構造を構成する六角形の3種類のボンド  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  (図7(c) 参照) がそれぞれ  $x$ ,  $y$ ,  $z$  成分のみのイジング的な強磁性交換相互作用 (例えば  $X$  ボンドは  $K\hat{S}_i^x\hat{S}_j^x$ ) で表される. 揃おうとするスピンの向きがボンドごとに直交しているのでフラストレーションが生じている. このキタエフ模型は厳密解を求めることができ、基底状態がマヨラナ粒子によって記述されるゼロギャップ半導体であることが、模型の提唱者であるキタエフによって明らかとなっている. 基底状態は励起にギャップのない量子スピン液体となっており、最近接サイトよりも遠くのスピン間の相関は厳密にゼロである.

この研究をきっかけにハニカム構造を持つイリジウム酸化物  $A_2\text{IrO}_3$  の電子状態に対する研究は活発化した. しかし、その後実験において、Jackeli と Khaliullin の予想と異なる磁気秩序が発見され、その原因がさらなる注目を集めることとなった. 現状では残念ながらキタエフ模型の示すスピン液体状態は実現されていない. しかし、後述のように  $A_2\text{IrO}_3$  はキタエフ模型の“近傍”にあると考えられる.

まずは Chaloupka-Jackeli-Khaliullin<sup>24)</sup> が提案したキタエフの2次元量子可解模型の実現可能性についてもう少し踏

み込んでみる. イリジウム酸化物がモット絶縁相にあると仮定する. そうすると  $J_{\text{eff}}=1/2$  のバンドが半分埋まり (ハーフフィリング), Ir 各サイトは空孔 (電子) が1つずつ局在して局在モーメント  $1/2$  を持つ. この問題を考えるために式(7) と異なり,  $t_{2g}$  の  $xy$ ,  $yz$ ,  $zx$  軌道および酸素の軌道  $p$  を考慮したハニカム格子上的多軌道ハミルトニアン (通常の  $t_{2g}$  と  $p$  間トランスファー  $t$  に加え, スピン軌道相互作用  $\zeta_{\text{soc}}$ , 同一軌道上のクーロン相互作用  $U$  とフント結合  $J_{\text{H}}$  を考慮する) を採用する. このとき局在モーメントは超交換相互作用によって相互作用し,  $LS$  結合が無視できる場合, 2つの磁性イオンの磁気モーメント  $\hat{S}_i$  ( $i=1, 2$ ) の相互作用はハイゼンベルク型と呼ばれる超交換相互作用  $J\hat{S}_1\cdot\hat{S}_2$  で記述されることが知られている. ハイゼンベルク型の相互作用は電子スピン空間の回転に対して不変なため, 実空間の方向あるいは結晶軸の方向とは無関係で等方的である.

しかし, スピン軌道相互作用があるとこの回転対称性は破れる.  $J_{\text{eff}}=1/2$  の2重項は,  $S=1/2$  の局在スピン系と同様に交換関係  $[\hat{S}_\ell^\alpha, \hat{S}_m^\beta] = i\delta_{\ell,m}\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\hat{S}_\ell^\gamma$  によって特徴づけられる  $SU(2)$  スピン演算子を用いて記述できる. Chaloupka-Jackeli-Khaliullin は図7(b) にあるイリジウム原子と酸素原子の配置を考え, このスピン演算子で表される超交換相互作用を計算した.

$d$ - $p$  間ホッピングの4次摂動を考えると, 中間状態は一原子に2つの正孔が入る電子配置  $d^4$  (または  $p^0$ ) である. 簡単のため  $t \ll |\zeta| \ll J_{\text{H}}$ ,  $U$  と仮定して, 式(4) から式(6)までの関係と対称性で許される  $xy$ ,  $yz$ ,  $zx$  軌道間のホッピングを使うと, スピン軌道相互作用を無視した  $J_{\text{eff}}$  擬スピン間の超交換相互作用の計算では, Ir1-O1-Ir2 と Ir1-O2-Ir2 の二種類の経路からの寄与は一重項の寄与がキャンセルし, 中間状態に三重項ははじめからない. 一方スピン軌道相互作用は注目すべきことにキタエフ型の強磁性的な異方的な超交換相互作用  $K$  を生む. このように, イリジウム原子間のトンネリングが酸素を介してのみ起こると仮定すると, 純粋にキタエフ模型が得られる. しかし現実には Ir 間の直接のホッピングによりハイゼンベルク項  $J$  もゼロではない.

キタエフ模型の極限では, 以下で見るように原子数に比例する保存量が存在し, 厳密な基底状態を得ることができる. ハニカム格子中で6原子を結ぶ最も小さなループ (六角形) を作り, 各頂点に対して, その頂点につながる2つのボンドの指標と異なる成分の  $SU(2)$  スピン演算子 (六角形の頂点の1つに  $Z$ -ボンドと  $X$ -ボンドがつながっている場合, スピン演算子の  $y$  成分  $\hat{S}^y$ ) を考える. このように6個の頂点について選んだスピン演算子の積,

$$\hat{K} = 2^6 \hat{S}_{m_0}^y \hat{S}_{m_1}^x \hat{S}_{m_2}^z \hat{S}_{m_3}^y \hat{S}_{m_4}^x \hat{S}_{m_5}^z, \quad (11)$$

はキタエフ模型のハミルトニアンと可換であることがすぐに確認できる (サイト  $m_i$  ( $i=0, 1, 2, 3, 4, 5$ ) の配置については図7(c) を参照. 例えばハミルトニアン  $S_{m_0}^z S_{m_1}^z$  の項と式(11) が可換であることは式(11) が  $[S_{m_0}^z S_{m_1}^z, \hat{S}_{m_0}^y \hat{S}_{m_1}^x] = 0$

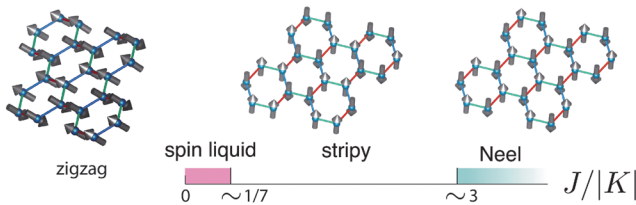


図8 (左図) 実験で観測されているジグザグと呼ばれる磁気秩序パターン。(右図) キタエフ-ハイゼンベルク模型の基底状態相図。  $K < 0$  の場合を示している。

からすぐにわかる。他の項も同様。) 明らかに  $\hat{K}^2 = 1$  なので、キタエフ模型の固有状態は量子数  $\langle \hat{K} \rangle = \pm 1$  によって指定される。

この量子数をうまく用いると、基底状態でスピン相関関数が最近接より遠くでは0となり、長距離秩序が存在しないことが示せる。<sup>25)</sup> そこで、キタエフ模型の基底状態はスピン液体と呼ばれている。スピン液体状態は、交換相互作用の満足するスピン配置が幾何学的にフラストレートする場合などに精力的に研究されているが、厳密に基底状態がスピン液体であると示された例はほとんどなく貴重である。

Chaloupka-Jackeli-Khaliullin のもう1つの重要な指摘は、 $J \neq 0$  であっても小さければキタエフのスピン液体が実現する可能性がある点である。実際に多くの数値的研究からキタエフ・スピン液体が  $J/|K| \leq 1/7$  の範囲で存在することが示されている。 $J/|K| \geq 1/7$  になると、stripy、およびネール状態と呼ばれる磁気秩序が現れる(図8)。

## 5.2 第一原理的解明

しかし、実験によって  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  の基底状態がジグザグと呼ばれる磁気秩序(図8)を示すことが明らかとなり、Chaloupka-Jackeli-Khaliullin の予測と食い違っていることが示された。果たして我々はキタエフ模型を実現できないのだろうか? この間に答えるために、まず食い違いの原因を明らかにする必要がある。Chaloupkaら自身を含む多くの理論研究が、この食い違いを説明するために行われた。著者らは先入観なしにこの問いに答えるため、密度汎関数理論による電子状態計算と多体摂動論によって第一原理的に有効スピン模型、拡張されたキタエフ-ハイゼンベルク模型を導出し解析した。<sup>26)</sup>

ハニカム構造イリジウム酸化物  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  の結晶構造と第一原理電子状態計算から、理想的な  $J_{\text{eff}} = 1/2$  による記述は正しくないがイリジウムイオンの基底状態が2重項であることは変わらないことがわかった。このとき、結晶の対称性から許される有効スピン模型は、超交換相互作用を実数に選ぶよう適切に波動関数の基底変換をすると以下のように書き下せる:

$$\hat{H}_{\text{gKH}} = \sum_{\Gamma=X,Y,Z} \sum_{\langle i,j \rangle \in \Gamma} \hat{S}_i^T \mathcal{J}_{\Gamma} \hat{S}_j, \quad (12)$$

表2 ハニカム構造イリジウム酸化物  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  に対する拡張されたキタエフ-ハイゼンベルク模型の超交換相互作用。

$\mathcal{J}_Z$ (meV)	$K$	$J$	$I_1$	$I_2$		
	-30.7	4.4	-0.4	1.1		
$\mathcal{J}_{X,Y}$ (meV)	$K'$	$J'$	$J''$	$I'_1$	$I'_2$	$I''_2$
	-23.9	2.0	3.2	1.8	-8.4	-3.1

$$\mathcal{J}_X = \begin{bmatrix} K' & I'_2 & I'_1 \\ I'_2 & J' & I'_1 \\ I'_2 & I'_1 & J' \end{bmatrix}, \quad \mathcal{J}_Y = \begin{bmatrix} J'' & I'_2 & I'_1 \\ I'_2 & K' & I'_1 \\ I'_1 & I'_2 & J' \end{bmatrix},$$

$$\mathcal{J}_Z = \begin{bmatrix} J & I_1 & I_2 \\ I_1 & J & I_2 \\ I_2 & I_2 & K \end{bmatrix}. \quad (13)$$

超交換相互作用を第一原理的に見積もった結果(表1)から  $K$  ( $\sim -30.7$  meV) と  $K'$  ( $\sim -23.9$  meV) で示されたキタエフ項が支配的であることがわかる。つまり  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  は確かにキタエフの模型に近いことがわかる。なお、 $\mathcal{J}_X$ ,  $\mathcal{J}_Y$ ,  $\mathcal{J}_Z$  が等方的になっていないのは、結晶格子が  $b$  軸方向に歪んでおり、 $Z$  ボンドが  $X$ ,  $Y$  ボンドと等価になっていないからである。小さいが有限な寄与を持つ第二近接 ( $\sim 1$  meV)、第三近接 (1.7 meV) まで考慮すると、この第一原理有効模型は実験で観測されているジグザグ秩序を再現し、比熱の温度依存性等も定量的に再現できる。すなわちキタエフ項以外の微小項をより小さく抑えるアイデアがあればキタエフの模型を実現できることがわかる。

実際にスピン液体となる物質を追い求めて、NaをLiに部分的に置換した  $(\text{Na}, \text{Li})_2\text{IrO}_3$  やイリジウムをロジウムに置き換えた  $\text{Li}_2\text{RhO}_3$ 、 $4d$  軌道に5電子の電子配置を持つ4価にルテニウムイオンがハニカム格子を組む  $\alpha\text{-RuCl}_3$  など精力的な物質探索が現在も続いており、理論からも光子と電子の混合状態を作ることによって非平衡状態で有効模型パラメータを自在に制御する提案<sup>27)</sup> など、新機軸が打ち出されており今後の発展が注目される。

## 6. 最近の動向と今後の展望

イリジウム酸化物はこれ以外にも活発な研究が行われている。 $A_2\text{IrO}_3$  の結晶多形には、最近接イリジウム原子が3次元ネットワークを形成する  $\beta\text{-Li}_2\text{IrO}_3$  が存在し、この結晶はハイパーハニカム構造と呼ばれている。 $\beta\text{-Li}_2\text{IrO}_3$ <sup>28)</sup> ではキタエフ模型の3次元版が実現する可能性が指摘され、<sup>29)</sup> 基底状態は2次元と同様スピン液体となる<sup>30)</sup> が、現状では  $\beta\text{-Li}_2\text{IrO}_3$  の基底状態は磁気秩序を示すと考えられている。

既に述べた  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  は銅酸化物  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  の低温斜方晶相と同じ構造をとる場合、電子励起を示すゼロギャップ半導体となり、外場を印可することでトポロジカル相が現れる可能性がある。<sup>31)</sup> 無論、バルク結晶ではそのような結晶構造は実現しないが、超格子や薄膜による実現が提案されている。

トポロジカル絶縁体の概念をボース粒子系や量子スピン

系をも含む概念として拡張し、対称性に保護されたトポロジカル相や、電子相関が生み出す、半導体とは異なるトポロジカル相を分類する研究もある。また、ゼロギャップ半導体において長距離クーロン力の効果を精密に取り扱うことで、トポロジカル相が発現する可能性も提案されている。<sup>32)</sup> Ir パイロクロア酸化物では今実現されている化合物は  $\zeta < 0$  の領域にあるが、格子変形により  $\zeta \geq 0$  領域で、トポロジカル絶縁体を実現する試み<sup>14, 16, 33, 34)</sup> が提案されている。

電子相関による創発は、半導体などでは想像もつかない興味深い量子相をもたらす一方、理論的な物性の予測が難しい。しかし、同時に現実の物質に対する理論の予測精度は確実に上がっており、実験家の物質合成・探索も広がっている。今後の発展に注目したい。

本稿は一部、栗田萌、森田悟史、野村悠祐、有田亮太郎各氏との共同研究に基づく。 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$  の実験について、上田健太郎氏と十倉好紀氏にご議論いただいた。また大串研也、有馬孝尚、品岡寛、三澤貴宏、那須譲治、求幸年、佐藤正寛、大久保毅、鈴木隆史、伏屋雄紀各氏との議論は有益であった。以上、感謝を申し上げる。

#### 参考文献

- 1) X.-G. Wen: *Quantum Field Theory of Many-body Systems* (Oxford, 2007).
- 2) A. Kitaev: in Proceedings of the L. D. Landau Memorial Conference "Advances in Theoretical Physics", Chernogolovka, Russia, 2008 (American Institute of Physics, Melville, NY, 2009); arXiv: 0901.2686.
- 3) S. Ryu, A. P. Schnyder, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: *New J. Phys.* **12** (2010) 065010.
- 4) C. L. Kane and E. J. Mele: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 226801.
- 5) B. A. Bernevig and S.-C. Zhang: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 106802.
- 6) B. A. Bernevig, T. L. Hughes and S.-C. Zhang: *Science* **314** (2006) 1757.
- 7) M. König, *et al.*: *Science* **318** (2007) 766.
- 8) Y. Ando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 102001.
- 9) S. Raghu, X.-L. Qi, C. Honerkamp and S.-C. Zhang: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 156401.
- 10) M. Imada, Y. Yamaji and M. Kurita: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 061017.
- 11) B. J. Kim, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 076402.
- 12) R. Arita, J. Kunes, A. V. Kozhevnikov, A. G. Eguiluz and M. Imada: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 086403.
- 13) H.-M. Guo and M. Franz: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 206805.
- 14) M. Kurita, Y. Yamaji and M. Imada: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 044708.
- 15) W. Witczak-Krempa, G. Chen, Y. B. Kim and L. Balents: *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **5** (2014) 57.
- 16) F. Ishii, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **84** (2015) 073703.
- 17) X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath and S. Y. Savrasov: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 205101.
- 18) 本稿で紹介する  $\Gamma$ - $L$  線上の計 8 つのワイル点は、結晶と AIAO の対称性から不可避に生じる。一方、Wan らの予言<sup>17)</sup> では、この 8 点のワイル点に対消滅した後、 $L$  点でのエネルギー準位の並び方に依存して  $L$  点付近に現れる 24 点のワイル点を議論している。
- 19) Y. Yamaji and M. Imada: *Phys. Rev. X* **4** (2014) 021035.
- 20) 犬井鉄郎、田辺行人、小野寺嘉孝: 『応用群論 (増補版)』(裳華房, 2003).

- 21) 点群  $T_d$  と  $D_{3d}$  の規約表現に当てはめると、固有状態は  $(T_{2g} \oplus A_{1g}) \otimes E_{1/2}$ , および  $(E_g \oplus A_g \oplus A_u) \otimes E_{1/2}$  と対応づけられる。ただし、 $E_{1/2}$  はスピンあるいは  $J_{\text{eff}} = 1/2$  の二重項を表している。スピン軌道相互作用が有限 ( $\zeta \neq 0$ ) の場合、スピン空間の回転を考慮した二重群の規約表現を点群表から探し、簡約と呼ばれる操作を用いると、行列の対角化をしなくても規約表現から固有状態の性質を導くことができる。
- 22) G. Jackeli and G. Khaliullin: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 017205.
- 23) A. Kitaev: *Ann. Phys. (Amsterdam)* **321** (2006) 2.
- 24) J. Chaloupka, G. Jackeli and G. Khaliullin: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 027204.
- 25) G. Baskaran, S. Mandal and R. Shankar: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 247201.
- 26) Y. Yamaji, Y. Nomura, M. Kurita, R. Arita and M. Imada: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 107201.
- 27) M. Sato, Y. Sasaki and T. Oka: arXiv: 1404.2010.
- 28) H. Takagi: Talk in Workshop on Spin Orbit Entanglement: Exotic States of Quantum Matter in Electronic Systems, MPIPKS, Dresden (July 15-August 02, 2013).
- 29) E. K.-H. Lee, R. Schaffer, S. Bhattacharjee and Y. B. Kim: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 045117.
- 30) S. Mandal and N. Surendran: *Phys. Rev. B* **79** (2009) 024426.
- 31) T. Chen and H.-Y. Kee: *Phys. Rev. B* **90** (2014) 195145.
- 32) I. F. Herbut and L. Janssen: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 106401.
- 33) D. Pesin and L. Balents: *Nature Phys.* **6** (2010) 376.
- 34) M. Kurita, Y. Yamaji and M. Imada: *Phys. Rev. B* **88** (2013) 115143.

#### 著者紹介

山地洋平氏: 専門は物性理論。とくに強相関電子系における量子相転移やトポロジカルな性質の研究を行っている。最近では計算物質科学的手法による理論物質設計や強相関系の非平衡ダイナミクスにも取り組んでいる。  
 今田正俊氏: 専門は物性物理学理論、統計物理学、計算物質科学。関心の対象は強相関量子・電子系、マクロとミクロでの非平衡現象。

(2015年7月21日原稿受付)

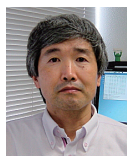
### Electron Correlations and Topological Phases in Iridium Oxides

Youhei Yamaji and Masatoshi Imada

abstract: Topological aspects of matter have been extensively studied for materials with strong spin-orbit interaction, inspired by the seminal prediction of the topological insulator by Kane and Mele. Although the initial prediction ignored the electron correlation effects, the role of strong electron correlation in the topological properties of materials has been the subject of subsequent wide range of studies particularly for transition-metal as well as rare-earth compounds. The studies include those on the possibility of the topological insulators induced solely by the electron correlation effects. Among others, since the electron correlation and the spin orbit interaction compete, iridium oxides have been extensively studied.  $\text{Sr}_2\text{IrO}_4$  isostructural to the copper oxide superconductors,  $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ , which was predicted to show the Weyl semimetal and topological insulator characterized by the domain wall conduction in the magnetic ordered phase, and  $\text{Na}_2\text{IrO}_3$  proposed as a candidate of Kitaev spin liquid are examples of hot topics for searching rich physics. We review recent studies on emergent phenomena and concepts generated by the interplay of spin-orbit interaction and electron correlation.



# 解ける量子力学模型と直交多項式



小竹 悟

信州大学学術研究院理工学域理学系

調和振動子の量子力学ではエルミート多項式、水素原子の量子力学ではラグール多項式という具合に、直交多項式は量子力学の問題を扱う際に頻りに現れる欠かせない存在である。これら直交多項式は数学者によって詳しく調べられてきた。物理学にとって大切な2階微分方程式を満たす直交多項式はエルミート、ラグール、ヤコビ多項式に限られる事が古くから知られており、2階差分方程式を満たす直交多項式も( $q$ -)超幾何直交多項式のアスキースキームとして1980年代にまとめられている。このように書くともう何も研究する事が無いように思われるかもしれないが、中々どうして最近もまだ進展があり、その内の2つ、生成消滅演算子の自然な構成と、新しい種類の直交多項式について解説する。この発見の原動力となったのが解ける量子力学模型によるアプローチで、その利点は量子力学の研究で培われた知識・手法を用いる事ができる点である。また、直交多項式の性質に統一的な視点を与える事もできた。例えば、アスキースキームの直交多項式が満たしている前方・後方ずらし関係式は個別に述べられているだけであったが、量子力学の観点からは模型の形状不変性の帰結として統一的に理解できる。

解ける量子力学模型の生成消滅演算子に関する研究は色々行われてきたが、それらは具体的な微分演算子としてではなく形式的な演算子に過ぎなかった。前方・後方ずらし関係式はパラメータをずらしてしまうので、調和振動子以外では生成消滅演算子とは別物である。調和振動子の生成消滅演算子が座標のハイゼンベルク解の負・正振動数部分の係数として得られていたのを

真似て、アスキースキームの直交多項式が固有関数に現れる量子力学模型に対して生成消滅演算子を微分演算子(差分演算子)として自然な形で構成する事が2006年にできた。これには、閉関係式と名付けられた性質を用いて、正弦的座標と呼ばれる特別な座標のハイゼンベルク解が厳密に求められる事が利用された。

通常の直交多項式は全ての次数が揃っている事から完全系をなしているが、次数に欠落があるにも拘らず完全系をなしているものが新しい種類の直交多項式である。2階微分方程式を満たす(通常の)直交多項式はエルミート、ラグール、ヤコビ多項式に限られるという定理を逃れる試みとして、微分方程式を差分方程式に変更する事でアスキースキームの直交多項式が得られていたが、多項式の次数を見直すという新しい方向への変更である。0次式が存在せず1次式から始まるが完全系をなす最初の例が2008年に与えられ、例外直交多項式と名付けられた。新しい種類の直交多項式を固有関数として持つ解ける量子力学模型を形状不変性や他の手法を用いて構成する事により、新しい種類の直交多項式が無限に多く得られ、多添字直交多項式と名付けられた。この新しい種類の直交多項式の発見は、多少大げさかもしれないが、エルミート・ラグール・ヤコビ以来の大きな進展と言えよう。差分方程式を満たす直交多項式に対しても多添字直交多項式を構成する事ができ、これらの構成において量子力学的定式化がおおいに役立った。直交多項式に新たな分野を切り開いたこれらの新しい多項式は現在活発に研究が行われている。

## —Keywords—

### 解ける量子力学模型：

本解説では1次元1自由度のシュレディンガー方程式の束縛状態を扱い、エネルギー固有値 $\varepsilon_n$ と固有関数 $\phi_n(x)$ が具体的に求まっている場合を指す。

### 前方・後方ずらし関係式：

直交多項式 $P_n$ に微分演算子(差分演算子)を掛けて $P_{n\pm 1}$ を得る関係式。但し $P_{n\pm 1}$ のパラメータは $P_n$ のものからずれている。

### 形状不変性：

量子力学模型が解けるための十分条件の1つ。

### 生成消滅演算子：

場の量子論などでは文字通り粒子を生成・消滅させる働きを持つ演算子だが、ここでは固有関数 $\phi_n(x)$ を $\phi_{n\pm 1}(x)$ に変える演算子。調和振動子以外の解ける模型に対して、その自然な構成法が2006年に見い出された。

### 新しい種類の直交多項式：

次数に欠落があるにも拘らず完全系をなす直交多項式。2008年の発見以降精力的に研究が行われ、2階微分方程式(差分方程式)を満たす古典直交多項式を基に構成され、やはり2階微分方程式(差分方程式)を満たしている。例外直交多項式、多添字直交多項式と呼ばれている。

## 1. はじめに

大学の量子力学の授業では調和振動子や水素原子が扱われ、そこにはエルミート多項式、ラゲール多項式、ルジャンドル多項式(ヤコビ多項式の特別な場合)といった直交多項式が現れた。これらの系は物理的に重要なだけでなく、シュレディンガー方程式が厳密に解けるという点でも意味がある。解ける模型というものは不思議と色々な場面で顔を出してくるもので、それについて丁寧に調べておく事は後々のために大切と考えられるが、1次元でしかも1自由度の解ける量子力学など今更研究する事があるのかと思われるのではないだろうか。これらの直交多項式は百数十年前には知られていたし、量子力学も誕生以来90年程経過して様々な観点から調べられ、解ける模型の色々なレビューも出ている事からも、大した発展はもはやないだろうと私も思っていた。更に、2階微分方程式を満たす直交多項式はエルミート、ラゲール、ヤコビ多項式に限られるという定理も存在しているので尚更である。それが何故このような研究をするに至ったかを少し述べておく。

私は物理学を対称性の立場から捉えようと思い、2次元時空の共形場理論やその変形版を統制している無限次元対称性を調べていたが、(1)ピラソロ代数やW代数及びその変形版(無限次元代数)、(2)カロジェロ・サザーランド模型及びその変形版であるルイセナス・シュナイダー模型(1次元の解ける量子多体系)、(3)ジャック多項式及びその変形版であるマクドナルド多項式(多変数の直交多項式)、という三者の興味深い関係が見い出された。佐々木隆氏と共にこのルイセナス・シュナイダー模型をもう少し調べて見ると、古典多体系の平衡点と量子1体系の固有関数の間の不思議な対応関係が存在していた。ルイセナス・シュナイダー模型のシュレディンガー方程式は(解析的)差分方程式なので、これならば最も簡単な1自由度の場合を考えてもまだ研究する事はありそうである。という訳で、シュレディンガー方程式が差分方程式となっている量子系(の内で更に特別な形をしたハミルトニアンを持つ系)を“離散量子力学”と名付けて、佐々木氏との共同研究が本格化した。

離散量子力学系は通常の量子力学系と同様の性質を持っており、研究を進めるうちに通常の量子力学系に対しても新しい知見が得られてきた。本解説では、解ける量子力学模型の観点から、生成消滅演算子の自然な構成法と、新しい種類の直交多項式を紹介する。通常の量子力学系と離散量子力学系で話は並行に進むのだが、話を分かり易くするために前者を例に取って説明していく。

### 2. 1次元1自由度量子力学系の基本的性質

まずは1次元1自由度の量子力学系の基本的な性質のおさらいから始めよう。座標を $x$ 、運動量を $p$ 、滑らかなポテンシャルを $U(x)$ 、ハミルトニアン $\mathcal{H}$ を

$$\mathcal{H} = p^2 + U(x), \quad p = -i \frac{d}{dx}, \quad x_1 < x < x_2, \quad (1)$$

とし、\*1 固有状態 $\phi_n(x)$  ( $\|\phi_n\| < \infty$ )

$$\mathcal{H}\phi_n(x) = \mathcal{E}_n\phi_n(x) \quad (n=0, 1, \dots), \quad (2)$$

を考える。ポテンシャルの定数項を調整して、基底状態 $\phi_0(x)$ のエネルギー固有値が $\mathcal{E}_0=0$ となるようにしておく。内積は $(f, g) = \int_{x_1}^{x_2} dx f(x)^*g(x)$ で、規格化定数を $(\phi_n, \phi_m) = h_n\delta_{nm}$  ( $0 < h_n < \infty$ )とする。この時間に依らないシュレディンガー方程式は2階微分方程式であり、ポテンシャルの境界条件としては粒子が $(x_1, x_2)$ から滲み出さないものを取り、固有状態の境界条件としてはハミルトニアンがエルミートになるようなものを課しておく(周期的境界条件を課した模型は $S^1$ コンパクト化を考える際になどに現れるが、ここでは考えない)。 $\phi_n(x)$ は実に取っておく。モースポテンシャル等の固有状態が有限個の系もあるが、以下では特に断らない限り固有状態が無数存在する系を考える。

#### 2.1 スツルム・リュービルの定理

2階微分方程式の境界値問題に対するスツルム・リュービルの定理<sup>1)</sup>を、今考えているシュレディンガー方程式に対して述べると、

- (a) 離散固有値で縮退無し： $0 = \mathcal{E}_0 < \mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2 < \dots$ .
- (b)  $\phi_n(x)$ は $x_1 < x < x_2$ にちょうど $n$ 個の零点を持ち、 $\phi_n(x)$ の相隣合う零点の間に $\phi_{n-1}(x)$ の零点がある。
- (c) 固有関数 $\phi_n(x)$ 達は直交関数系 $(\phi_n, \phi_m) = h_n\delta_{nm}$  ( $0 < h_n < \infty$ )であり、ヒルベルト空間の完全系をなす。となる。完全系というのは、ヒルベルト空間に属する関数 $f(x)$ に対して、 $\phi_n(x)$ の適当な線形結合 $F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n\phi_n(x)$ を取れば、 $f$ と $F$ の差のノルムが0になるという事である。
- (b)は振動定理として知られている。

スツルム・リュービルの定理は固有関数の存在を保証してくれる存在定理であり、具体的に固有関数を求められるかについては何も教えてくれない。

#### 2.2 解ける模型

本解説で述べる解ける模型というのは、固有関数及びエネルギー固有値が全て具体的に求まる模型の事である。典型的な例として、調和振動子、動径振動子(radial oscillator)、ダルブー・ポッシエル・テラー(Darboux-Pöschel-Teller、以下DPTと略記)模型がある。これらの系の固有関数は

$$\phi_n(x) = \phi_0(x)P_n(\eta(x)), \quad (3)$$

という形をしている。ここで $\eta(x)$ は $x$ のある関数で(3.1節参照)、 $P_n(\eta)$ は $\eta$ の $n$ 次式である。各模型のデータは、

- (i) 調和振動子： $-\infty < x < \infty$ ,
- $$U(x) = x^2 - 1, \quad \mathcal{E}_n = 2n, \quad \eta(x) = x, \quad (4)$$
- $$\phi_0(x) = e^{-x^2/2}, \quad P_n(\eta) = H_n(\eta),$$

\*1 式を簡単にするため、通常の規格化 $\mathcal{H} = p^2/2m + \dots$ に対して、 $\hbar, m$ 等を1に取り、 $2\mathcal{H}$ を改めて $\mathcal{H}$ とした。

(ii) 動径振動子 :  $0 < x < \infty$ ,

$$U(x) = x^2 + \frac{g(g-1)}{x^2} - 2g - 1, \quad g > 1,$$

$$\mathcal{E}_n = 4n, \quad \eta(x) = x^2, \quad (5)$$

$$\phi_0(x) = e^{-x^{3/2}} x^g, \quad P_n(\eta) = L_n^{(g-1/2)}(\eta),$$

(iii) DPT 模型 :  $0 < x < \pi/2$ ,

$$U(x) = \frac{g(g-1)}{\sin^2 x} + \frac{h(h-1)}{\cos^2 x} - (g+h)^2, \quad g, h > 1,$$

$$\mathcal{E}_n = 4n(n+g+h), \quad \eta(x) = \cos 2x, \quad (6)$$

$$\phi_0(x) = (\sin x)^g (\cos x)^h, \quad P_n(\eta) = P_n^{(g-1/2, h-1/2)}(\eta),$$

である。ここで、 $H_n(\eta)$ ,  $L_n^{(\alpha)}(\eta)$ ,  $P_n^{(\alpha, \beta)}(\eta)$  はそれぞれエルミート、ラゲール、ヤコビの多項式で、2階微分方程式を満たしている。 $\phi_n(x)$  は直交関数系なので、 $P_n(\eta(x))$  は  $\phi_0(x)^2$  を重み関数とする直交多項式であり、 $x_1 < x < x_2$  に  $n$  個の零点を持つ。

これらの模型が上手く解けている理由は3章で説明する。新しい解ける模型を得る方法としては、(あ)既に解を知っている微分方程式に帰着させる、(い)3章で説明する条件を満たす模型を探す、(う)既知の解ける模型を変形する、などが考えられる。(う)の方法の一つとしてダルブー変換について次に紹介する。

### 2.3 クラムの定理とダルブー変換

ハミルトニアン  $\mathcal{H}$  の系に対して“等スペクトル”の付随系を与えるクラム (Crum) の定理<sup>2)</sup> を先ず紹介する。基底状態  $\phi_0(x)$  には ( $x$  の物理的領域  $(x_1, x_2)$  において) 零点が無く定符号なので、 $|\phi_0(x)| = e^{w(x)}$  とおく事ができる。この時ポテンシャルは  $U(x) = (\partial_x w(x))^2 + \partial_x^2 w(x)$  と書き表され ( $w(x)$  はプレポテンシャルと呼ばれる)、ハミルトニアン (1) は因子化

$$\mathcal{H} = \mathcal{A}^\dagger \mathcal{A}, \quad \mathcal{A} = \frac{d}{dx} - \partial_x w(x), \quad \mathcal{A}^\dagger = -\frac{d}{dx} - \partial_x w(x), \quad (7)$$

される。基底状態は  $\mathcal{A}\phi_0(x) = 0$  で特徴付けられる。このハミルトニアンに対して、新しいハミルトニアン

$$\mathcal{H}^{[1]} \stackrel{\text{def}}{=} \mathcal{A}\mathcal{A}^\dagger, \quad \phi_n^{[1]}(x) \stackrel{\text{def}}{=} \mathcal{A}\phi_n(x) \quad (n \geq 1), \quad (8)$$

を考える。すると、容易に分かるように、

$$\mathcal{H}^{[1]}\phi_n^{[1]} = \mathcal{A}\mathcal{A}^\dagger\mathcal{A}\phi_n = \mathcal{A}\mathcal{H}\phi_n = \mathcal{A}\mathcal{E}_n\phi_n = \mathcal{E}_n\phi_n^{[1]},$$

となる。 $\phi_n^{[1]}$  の2乗可積分性を示す事ができるので、 $\phi_n^{[1]}$  は  $\mathcal{H}^{[1]}$  の固有状態であり、その固有値は  $\phi_n$  と同じ  $\mathcal{E}_n$  である。また、振動定理を導く際の議論を用いて、 $\phi_n^{[1]}(x)$  が  $(x_1, x_2)$  に  $n-1$  個の零点を持つ事を示す事ができるので、 $\phi_n^{[1]}(x)$  達が完全系を張る。よって、新しい  $\mathcal{H}^{[1]}$  の系は、元の  $\mathcal{H}$  の系に対して、 $\mathcal{E}_0$  の状態を除いて等スペクトルとなっている。 $\phi_n^{[1]}(x)$  の規格化定数は  $(\phi_n^{[1]}, \phi_m^{[1]}) = (\mathcal{A}\phi_n, \mathcal{A}\phi_m) = (\mathcal{A}^\dagger\mathcal{A}\phi_n, \phi_m) = (\mathcal{H}\phi_n, \phi_m) = \mathcal{E}_n(\phi_n, \phi_m) = \mathcal{E}_n h_n \delta_{nm}$  となる。(8) の逆の対応は  $\phi_n(x) = (1/\mathcal{E}_n)\mathcal{A}^\dagger\phi_n^{[1]}(x)$  である。この新しい系の基底状態  $\phi_1^{[1]}(x)$  は零点が無く定符号なので、 $|\phi_1^{[1]}(x)| = e^{w^{[1]}(x)}$  とおく

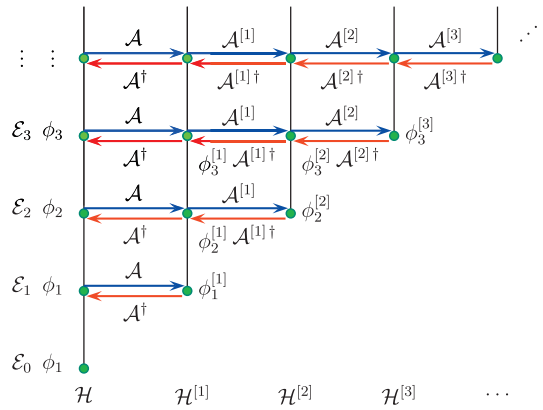


図1 クラムの定理の模式図。

$$\mathcal{H}^{[1]} = \mathcal{A}^{[1]\dagger}\mathcal{A}^{[1]} + \mathcal{E}_1, \quad \mathcal{A}^{[1]} = \frac{d}{dx} - \partial_x w^{[1]}(x),$$

と書き直される。上の手順に従って新しい  $\mathcal{H}^{[2]}$  を

$$\mathcal{H}^{[2]} \stackrel{\text{def}}{=} \mathcal{A}^{[1]}\mathcal{A}^{[1]\dagger} + \mathcal{E}_1, \quad \phi_n^{[2]}(x) \stackrel{\text{def}}{=} \mathcal{A}^{[1]}\phi_n^{[1]}(x) \quad (n \geq 2),$$

と定義すると、 $\phi_n^{[2]}$  は  $\mathcal{H}^{[2]}$  の固有状態となり、元の系と  $\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_1$  の状態を除いて等スペクトルとなる。これを  $M$  ステップ繰り返すと、元の系に対して、 $\mathcal{E}_0, \dots, \mathcal{E}_{M-1}$  の  $M$  個の状態を除いて等スペクトルな系が得られる (図1参照):

$$\mathcal{H}^{[M]}\phi_n^{[M]}(x) = \mathcal{E}_n\phi_n^{[M]}(x) \quad (n = M, M+1, \dots).$$

規格化定数は  $(\phi_n^{[M]}, \phi_m^{[M]}) = \prod_{j=0}^{M-1} (\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_j) \cdot h_n \delta_{nm}$  で与えられる。各ステップで固有関数は

$$\phi_n^{[s]}(x) \stackrel{\text{def}}{=} \mathcal{A}^{[s-1]}\phi_n^{[s-1]}(x) \quad (n \geq s \geq 1),$$

$$\phi_n^{[s-1]}(x) = \frac{\mathcal{A}^{[s-1]\dagger}}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_{s-1}} \phi_n^{[s]}(x),$$

という関係にあるので、後者を繰り返して使うと

$$\phi_n(x) = \frac{\mathcal{A}^{[0]\dagger}}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_0} \frac{\mathcal{A}^{[1]\dagger}}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_1} \dots \frac{\mathcal{A}^{[n-1]\dagger}}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_{n-1}} \phi_n^{[n]}(x), \quad (9)$$

なる表式が得られる事に注意しておく。

固有関数  $\phi_n^{[M]}(x)$  及びポテンシャル  $U^{[M]}(x)$  ( $\mathcal{H}^{[M]} = p^2 + U^{[M]}(x)$ ) は、ロンスキアンを用いると綺麗な形にまとめられる:

$$\phi_n^{[M]}(x) = \frac{W[\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_{M-1}, \phi_n](x)}{W[\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_{M-1}](x)}, \quad (10)$$

$$U^{[M]}(x) = U(x) - 2\partial_x^2 \log |W[\phi_0, \dots, \phi_{M-1}](x)|. \quad (11)$$

$n$  個の関数  $f_1(x), \dots, f_n(x)$  に対するロンスキアンは

$$W[f_1, \dots, f_n](x) \stackrel{\text{def}}{=} \det \left( \frac{d^{j-1} f_k(x)}{dx^{j-1}} \right)_{1 \leq j, k \leq n},$$

で定義され ( $n=0$  に対しては  $W[\cdot](x) = 1$ ), (10) は性質

$$W[W[f_1, f_2, \dots, f_n, g], W[f_1, f_2, \dots, f_n, h]](x) = W[f_1, f_2, \dots, f_n](x) W[f_1, f_2, \dots, f_n, g, h](x),$$

を用いて示される。(11) の  $W[\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_{M-1}](x)$  は

$x_1 < x < x_2$  において0にならず定符号であり、ポテンシャルは非特異になっている。

変換 (8) はダルブー変換<sup>3)</sup>と呼ばれるものである。しばらくの間、シュレディンガー方程式 (2) を単に2階微分方程式  $\mathcal{H}\psi(x) = \mathcal{E}\psi(x)$  と思い、解の2乗可積分性やハミルトニアン等の演算子の非特異性については気にしない事にする。シュレディンガー方程式の勝手な解  $\tilde{\phi}(x)$ ,  $\mathcal{H}\tilde{\phi}(x) = \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\phi}(x)$ , を一つ取ってくると、ハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = \hat{A}^\dagger \hat{A} + \tilde{\mathcal{E}}, \quad \hat{A} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{d}{dx} - \partial_x \log |\tilde{\phi}(x)|, \quad (12)$$

と因数分解される。 $\tilde{\phi}(x)$  は2乗可積分でなくても構わないし、 $x_1 < x < x_2$  に零点を持つかもしれない。零点を持つ場合には  $\hat{A}$  は特異性を持ち、 $\hat{A}$  と  $\hat{A}^\dagger$  は形式的に共役だけでなく、本当の意味での共役 (つまり  $(f, Ag) = (A^\dagger f, g)$ ) にはならない。この  $\tilde{\phi}(x)$  を種関数とするダルブー変換は

$$\mathcal{H}^{\text{new}} \stackrel{\text{def}}{=} \hat{A} \hat{A}^\dagger + \tilde{\mathcal{E}}, \quad \psi^{\text{new}}(x) \stackrel{\text{def}}{=} \hat{A}\psi(x), \quad (13)$$

で与えられ、

$$\mathcal{H}^{\text{new}} \psi^{\text{new}}(x) = \mathcal{E}\psi^{\text{new}}(x), \quad (14)$$

$$\mathcal{H}^{\text{new}} \tilde{\phi}^{-1}(x) = \tilde{\mathcal{E}}\tilde{\phi}^{-1}(x) \quad (\Leftarrow \hat{A}^\dagger \tilde{\phi}^{-1}(x) = 0), \quad (15)$$

が成り立つ事が容易に分かる ( $f^{-1}(x) \stackrel{\text{def}}{=} f(x)^{-1}$ )。式 (14)–(15) は  $\psi^{\text{new}}$  及び  $\tilde{\phi}^{-1}$  が新しいシュレディンガー方程式の解である事を意味しているが、これが全ての解と言っている訳ではない。種関数に対応する新しい状態は、 $\tilde{\phi}^{\text{new}}(x) = \hat{A}\tilde{\phi}(x) = 0$  となる事から、新しい系においては取り除かれている事に注意しておく。複数の種関数  $\tilde{\phi}_{d_1}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}$  ( $\mathcal{H}\tilde{\phi}_{d_j}(x) = \tilde{\mathcal{E}}_{d_j}\tilde{\phi}_{d_j}(x)$ ) を用いればダルブー変換を繰り返す事ができ、 $M$  ステップ後のハミルトニアン  $\mathcal{H}^{[M]} = p^2 + U^{[M]}(x)$  は、任意の解  $\psi$  ( $\mathcal{H}\psi(x) = \mathcal{E}\psi(x)$ ) に対して

$$\mathcal{H}^{[M]} \psi^{[M]}(x) = \mathcal{E}\psi^{[M]}(x), \quad (16)$$

$$\psi^{[M]}(x) = \frac{W[\tilde{\phi}_{d_1}, \tilde{\phi}_{d_2}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}, \psi](x)}{W[\tilde{\phi}_{d_1}, \tilde{\phi}_{d_2}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}](x)}, \quad (17)$$

$$U^{[M]}(x) = U(x) - 2\partial_x^2 \log |W[\tilde{\phi}_{d_1}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}](x)|, \quad (18)$$

という性質を持つ。

この  $\mathcal{H}^{[M]}$  が非特異かどうか、つまり、 $W[\tilde{\phi}_{d_1}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}](x)$  が  $x_1 < x < x_2$  において0にならず定符号であるかどうか、は種関数  $\tilde{\phi}_{d_j}$  の選び方に依存する。また固有関数 (つまり2乗可積分な解) がどれだけあるかもそうである。1ステップの場合を考えると、 $\hat{A}$ ,  $\hat{A}^\dagger$  に零モード ( $\hat{A}$ ,  $\hat{A}^\dagger$  を掛けて0になる2乗可積分な解) があるかどうかが問題で、零モードが無ければ等スペクトル、零モードがあれば状態が削除・追加される事になる。クラムの定理は固有関数  $\phi_0, \phi_1, \dots, \phi_{M-1}$  を種関数としたが、固有関数  $\phi_{d_1}, \phi_{d_2}, \dots, \phi_{d_M}$  を種関数とする拡張はクライン (Krein) とアドラー (Adler) によって考えられ、<sup>4)</sup> 条件

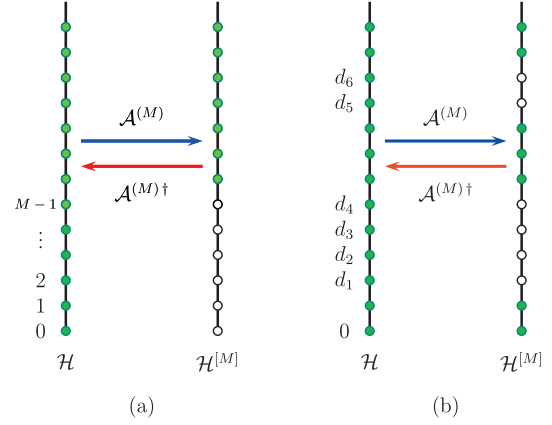


図2 クラムの定理 (a) 及びその拡張 (b) の模式図：白丸は状態が取り除かれている事を表す。(b) は  $M=6$  の例。  $A^{(M)} \stackrel{\text{def}}{=} A^{[M]} \dots A^{[2]} A^{[1]}$

$$\prod_{j=1}^M (m - d_j) \geq 0 \quad (\forall m \in \mathbb{Z}_{\geq 0}), \quad (19)$$

が満たされる場合に非特異となる。この条件は、基底状態から連続して幾つでも (これはクラムの場合である)、その上は連続する偶数個の励起状態を何組でも取り除いてもよい、という事である (図2参照)。クラムの定理及びその拡張では、 $A$  に零モードがあり、状態が削除される。種関数として仮想状態 (4.3節参照) を取ると完全に等スペクトル、擬仮想状態を取ると状態が追加される。

クラムの定理とその拡張及びダルブー変換は、元の系が解ける解けないに拘らず成り立っている。元の系が解ける系の場合には、(17) によって変形後の系も解ける系となる。よって、1つ解ける模型があれば、それを変形して無数の解ける模型が得られる可能性がある。

### 3. 解けるための十分条件

解けるための十分条件として、閉関係式 (closure relation)<sup>5)</sup> と形状不変性 (shape invariance)<sup>6)</sup> という2つが知られている。閉関係式は生成消滅演算子と関係しており、ハイゼンベルク描像で系を見たもので、古典論においても成立する。一方、形状不変性はシュレディンガー描像に対応し、量子論でのみ成立する話であるが、適用範囲はこちらの方が広い。どちらの方法も、基底状態に微分演算子を掛けるだけで励起状態が下から順番に具体的に求まっていく。但し、そのようにして得られた励起状態をまとめた綺麗な表式で表せるかどうかはまた別問題である。クラムの定理と組み合わせた形状不変性の話は、因子化ハミルトニアンの方法、超対称量子力学の方法などとも呼ばれている。

#### 3.1 閉関係式

調和振動子の量子力学において、生成・消滅演算子が  $a^\dagger = 1/\sqrt{2}(-ip+x)$ ,  $a = 1/\sqrt{2}(ip+x)$  で与えられる事は普段は何も考えずに当たり前のように思っているが、元々は  $x$  のハイゼンベルク解

$$x(t) = e^{iHt} x e^{-iHt} = \frac{1}{2}(-ip+x) e^{2it} + \frac{1}{2}(ip+x) e^{-2it},$$

の負・正振動数部分というところから来ている。これと同じ事を動径振動子やDPT模型などについて考えてみよう。これらの模型では固有関数が(3)という形をしていた。特別な座標 $\eta(x)$ が存在して

$$[\mathcal{H}, [\mathcal{H}, \eta]] = \eta R_0 + [\mathcal{H}, \eta] R_1 + R_{-1}, \quad (20)$$

を満たしているとしよう。ここで $R_i = R_i(\mathcal{H})$ は $\mathcal{H}$ の多項式であり( $R_0, R_1, R_{-1}$ はそれぞれ高々1, 0, 1次式), この関係式を閉関係式と呼ぶ。模型(i)-(iii)に対しては

$$\begin{aligned} \text{(i)} \quad & R_0 = 4, \quad R_1 = 0, \quad R_{-1} = 0, \\ \text{(ii)} \quad & R_0 = 16, \quad R_1 = 0, \quad R_{-1} = -8(\mathcal{H} + 2g + 1), \\ \text{(iii)} \quad & R_0 = 16(\mathcal{H} + (g+h)^2 - 1), \quad R_1 = 8, \\ & R_{-1} = 16(g-h)(g+h-1), \end{aligned}$$

である。ハイゼンベルク方程式 $\text{id}A(t)/\text{d}t = [A(t), \mathcal{H}]$ の解は,

$$A(t) = e^{i\mathcal{H}t} A(0) e^{-i\mathcal{H}t} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(it)^n}{n!} (\text{ad } \mathcal{H})^n A(0),$$

で与えられるので $((\text{ad } \mathcal{H})A \stackrel{\text{def}}{=} [\mathcal{H}, A], (\text{ad } \mathcal{H})^2 A = [\mathcal{H}, [\mathcal{H}, A]], (\text{ad } \mathcal{H})^3 A = [\mathcal{H}, [\mathcal{H}, [\mathcal{H}, A]]], \dots)$ ,  $(\text{ad } \mathcal{H})^n A$ が分かればよい。閉関係式(20)があれば,  $(\text{ad } \mathcal{H})^n \eta$ を $\eta, [\mathcal{H}, \eta]$ , 1の $\mathcal{H}$ -係数の線型結合として具体的に表す事ができるので,  $\eta$ のハイゼンベルク解が得られる<sup>5)</sup>:

$$\begin{aligned} e^{i\mathcal{H}t} \eta e^{-i\mathcal{H}t} &= a^{(+)} e^{ia_+ t} + a^{(-)} e^{-ia_- t} - R_{-1} R_0^{-1}, \\ a^{(\pm)} &\stackrel{\text{def}}{=} (\pm[\mathcal{H}, \eta] \pm (\eta + R_{-1} R_0^{-1}) \alpha_{\mp}) (\alpha_+ - \alpha_-)^{-1}, \quad (21) \\ \alpha_{\pm} &= \alpha_{\pm}(\mathcal{H}) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{1}{2} (R_1 \pm \sqrt{R_1^2 + 4R_0}). \end{aligned}$$

“振動数” $\alpha_{\pm}(\mathcal{H})$ がハミルトニアン $\mathcal{H}$ の値に依るので, 調和振動子( $\alpha_{\pm} = \pm 2$ が定数)とは異なるが, 正弦関数で振動するので, この $\eta(x)$ は正弦的座標(sinusoidal coordinate)と呼ばれる。固有関数が(3)の形をしている場合には, 調和振動子と同じように, 負振動数部分の係数 $a^{(+)}$ が生成演算子, 正振動数部分の係数 $a^{(-)}$ が消滅演算子,

$$a^{(+)} \phi_n(x) = A_n \phi_{n+1}(x), \quad a^{(-)} \phi_n(x) = C_n \phi_{n-1}(x), \quad (22)$$

を与える事が示される。<sup>5)</sup>ここで係数 $A_n, C_n$ は直交多項式 $P_n(\eta)$ の3項関係式,

$$\eta P_n(\eta) = A_n P_{n+1}(\eta) + B_n P_n(\eta) + C_n P_{n-1}(\eta), \quad (23)$$

の係数である。(通常の)直交多項式はこの3項関係式を満たし, 逆にこの3項関係式を満たす多項式は直交多項式になる事が知られている(ファバード(Favard)の定理<sup>7)</sup>)。エネルギー固有値 $\mathcal{E}_n$ は過剰決定系の方程式

$$\mathcal{E}_{n\pm 1} - \mathcal{E}_n = \alpha_{\pm}(\mathcal{E}_n), \quad (24)$$

を満たす。 $\mathcal{E}_0 = 0$ から始めて, この式によって $\mathcal{E}_n$ が決まっていく( $\alpha_{\pm}$ の表式にある平方根は上手く外れてくれる)。基底状態を $\mathcal{A}\phi_0(x) = 0$ を解いて求めれば, それに生成演算子を掛ける事によって励起状態 $\phi_n(x) \propto a^{(+)} \phi_0(x)$ が具体

的に求まっていく。 $a^{(+)}$ の表式には $\mathcal{H}$ が含まれているが, このように $\phi_n$ を下から順に求めていけば何も問題は生じない。生成消滅演算子を形式的に定義する議論はこれまでに数多く存在していたが, このように微分演算子として具体的にまた自然な形で与えたのはこれが初めてであった。

(1)の形のハミルトニアンに対して, 閉関係式を満たす正弦的座標が存在する模型は分類する事ができ, 上の(i)-(iii)の他に, 固有状態が有限個であるローゼン・モーソポテンシャルなどが含まれる。閉関係式は交換子の間の関係式であり, 交換子 $[\cdot, \cdot]$ をポアソン括弧 $\{\cdot, \cdot\}_{\text{PB}}$ に置き換える事で古典極限を取る事ができる。古典力学のハミルトン形式での運動方程式 $\text{d}A(t)/\text{d}t = \{A(t), \mathcal{H}\}_{\text{PB}}$ の解は

$$A(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{t^n}{n!} \frac{\text{d}^n A(0)}{\text{d}t^n} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-t)^n}{n!} (\text{ad}_{\text{PB}} \mathcal{H})^n A(0),$$

$((\text{ad}_{\text{PB}} \mathcal{H})A \stackrel{\text{def}}{=} \{\mathcal{H}, A\}_{\text{PB}})$ と表されるので, 閉関係式があれば, 正弦的座標 $\eta$ の時間依存性を決定する事ができる。

### 3.2 形状不変性

系が幾つかのパラメータを含んでいるとし, それを $\lambda = (\lambda_1, \lambda_2, \dots)$ とする。この $\lambda$ 依存性を明記したい場合には,  $\mathcal{H}(\lambda), \mathcal{A}(\lambda), \phi_n(x; \lambda), \mathcal{E}_n(\lambda)$ , 等と書く事にする。 $\mathcal{A}(\lambda)$ が

$$\mathcal{A}(\lambda) \mathcal{A}(\lambda)^\dagger = \mathcal{A}(\lambda + \delta)^\dagger \mathcal{A}(\lambda + \delta) + \mathcal{E}_1(\lambda), \quad (25)$$

を満たす場合に,<sup>\*2</sup>系には形状不変性があると言う。例えば, 模型(i)-(iii)では, (i)  $\lambda$ 無し, (ii)  $\lambda = g, \delta = 1$ , (iii)  $\lambda = (g, h), \delta = (1, 1)$ である。この関係式とクラムの定理を組み合わせてみると,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{[1]}(\lambda) &= \mathcal{A}(\lambda) \mathcal{A}(\lambda)^\dagger = \mathcal{A}(\lambda + \delta)^\dagger \mathcal{A}(\lambda + \delta) + \mathcal{E}_1(\lambda) \\ &= \mathcal{H}(\lambda + \delta) + \mathcal{E}_1(\lambda), \end{aligned}$$

となる事から,  $\mathcal{H}^{[1]}$ は元のハミルトニアンと形が変わらずにパラメータがずれただけのものになっている事が分かり,  $\mathcal{A}^{[1]}(\lambda) = \mathcal{A}(\lambda + \delta)$ ,  $\phi_n^{[1]}(x; \lambda) \propto \phi_{n-1}(x; \lambda + \delta)$ ,  $\mathcal{E}_n(\lambda) = \mathcal{E}_{n-1}(\lambda + \delta) + \mathcal{E}_1(\lambda)$ となる。これを繰り返せば,  $\mathcal{A}^{[s]}(\lambda) = \mathcal{A}(\lambda + s\delta)$ であり,

$$\mathcal{E}_n(\lambda) = \sum_{s=0}^{n-1} \mathcal{E}_1(\lambda + s\delta), \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \phi_n(x; \lambda) &\propto \mathcal{A}(\lambda)^\dagger \mathcal{A}(\lambda + \delta)^\dagger \dots \mathcal{A}(\lambda + (n-1)\delta)^\dagger \\ &\quad \times \phi_0(x; \lambda + n\delta), \end{aligned} \quad (27)$$

を得る((9)参照)。 $\mathcal{A} = \text{d}/\text{d}x - \partial_x \log |\phi_0(x)|$ なので,  $\mathcal{E}_n$ と $\phi_n$ が $\mathcal{E}_1$ と $\phi_0$ だけを用いて書き表された。 $\phi_n(x; \lambda)$ と $\phi_{n-1}(x; \lambda + \delta)$ は $\mathcal{A}(\lambda)$ と $\mathcal{A}(\lambda)^\dagger$ で移り合うので, その比例係数を

$$\mathcal{A}(\lambda) \phi_n(x; \lambda) = f_n(\lambda) \phi_{n-1}(x; \lambda + \delta), \quad (28)$$

$$\mathcal{A}(\lambda)^\dagger \phi_{n-1}(x; \lambda + \delta) = b_{n-1}(\lambda) \phi_n(x; \lambda), \quad (29)$$

とする。 $\mathcal{E}_n(\lambda) = f_n(\lambda) b_{n-1}(\lambda)$ である。固有関数が(3)の形

<sup>\*2</sup> 一般には $\lambda + \delta$ の部分は $\lambda$ で決まる $\lambda'$ とすべきであるが, パラメータを上手く選べば定数 $\delta$ だけずらす形にできる。

をしている場合に基底状態の寄与を剥がすと, (28)-(29)は

$$\mathcal{F}(\lambda)P_n(\eta) = f_n(\lambda)P_{n-1}(\eta; \lambda + \delta), \quad (30)$$

$$\mathcal{B}(\lambda)P_{n-1}(\eta; \lambda + \delta) = b_{n-1}(\lambda)P_n(\eta; \lambda), \quad (31)$$

となる. ここで  $\mathcal{F}, \mathcal{B}$  は  $\mathcal{F}(\lambda) \stackrel{\text{def}}{=} \phi_0(x; \lambda + \delta)^{-1} \circ \mathcal{A}(\lambda) \circ \phi_0(x; \lambda)$ ,  $\mathcal{B}(\lambda) \stackrel{\text{def}}{=} \phi_0(x; \lambda)^{-1} \circ \mathcal{A}(\lambda)^\dagger \circ \phi_0(x; \lambda + \delta)$  で,  $x$  微分を  $\eta$  微分に書き直したものである. (30)-(31) は直交多項式の前・後方ずらし関係式 (forward/backward shift relations) と呼ばれているものだが, 量子力学の観点からは形状不変性の帰結の一つであり, 統一的に理解できる.

## 4. 新しい種類の直交多項式

### 4.1 ボホナーの定理

通常の直交多項式  $P_n(\eta)$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) は  $n$  次式で, 全ての次数が揃っている事からヒルベルト空間の完全系をなしている. シュレディンガー方程式(2)は2階微分方程式なので, 2階微分方程式を満たす直交多項式が物理学にとって重要であるが, これには次の定理 (ボホナー (Bochner) の定理<sup>8)</sup>) が古くから知られている: 「直交多項式  $P_n(\eta)$ ,  $\deg P_n = n$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) が2階微分方程式

$$p(\eta)P_n''(\eta) + q(\eta)P_n'(\eta) + r(\eta)P_n(\eta) = \lambda_n P_n(\eta), \quad (32)$$

( $p(\eta), q(\eta), r(\eta)$  は  $\eta$  の多項式,  $\lambda_n$  は定数) を満たすならば, それはエルミート, ラゲール, ヤコビ多項式のいずれかである.\*<sup>3)</sup> このようなノーゴー定理では, 仮定の見直しが新しい発展につながる事がしばしばある. 例えば, コールマン・マンデュエラの定理と超対称性・量子群の関係が素粒子論では有名である. ボホナーの定理に対しては, 仮定を変える試みとして例えば,

(A) 2階微分方程式を高階微分方程式に置き換える.

(B) 2階微分方程式を2階差分方程式に置き換える.

が行われてきた. (A) の方向の多項式はクラール (Krall) 多項式と呼ばれている. (B) の方向では, アスキー (Askey) ・ウィルソン (Wilson) 多項式,  $q$ -ラカー (Racah) 多項式を頂点とする ( $q$ -) 超幾何直交多項式のアスキースキーム<sup>9)</sup> が1980年代に得られた. これに対してボホナーの定理の拡張版が存在している. (A) と (B) の両方を合わせたものを考える事も可能である. アスキースキームの直交多項式は離散量子力学という観点から理解する事ができる.

変更 (A) (B) は直交多項式が満たす方程式を見直すものであったが,  $\deg P_n = e_n$  としてこの次数に着目し,

(C) 次数に欠落がある:  $\{e_0, e_1, e_2, \dots\} \subsetneq \{0, 1, 2, \dots\}$ .

という変更が近年提案された. しかし単に次数を欠いてしまっただけでは意味が無いので,  $P_n$  達が完全系をなすという性質は保持しているものを考えるというのである. 次数に欠落があっても完全系にならないのではと普通は思ってしまう.

\*<sup>3)</sup> もう一つベッセル多項式 (ベッセル関数とは別物) が許されるが,<sup>7)</sup> (全次数を考えると) 重み関数が正定値ではないのでここでは考えない.

うところだが, 2階微分方程式を満たし, 0次式が存在せず1次式から始まるが完全系をなす直交多項式が2008年に見い出され, 例外直交多項式 (exceptional orthogonal polynomial) と名付けられた.<sup>10)</sup>

### 4.2 新しい種類の直交多項式

新しい種類の直交多項式として, 多項式  $P_n(\eta)$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ),  $\deg P_n = e_n$ , が条件

(ア) 重み  $w(\eta)$  の内積  $(\cdot, \cdot)_w$  に関して直交多項式である.

(イ) 内積  $(\cdot, \cdot)_w$  のヒルベルト空間の完全系をなす.

(ウ) 次数に欠落がある:  $\{e_0, e_1, e_2, \dots\} \subsetneq \{0, 1, 2, \dots\}$ .

を満たすものを考えよう. ボホナーの定理の拡張を考えるので, またはシュレディンガー方程式(2)を考えるので, 以下では更に

(エ) 2階微分方程式(32)を満たす.

を課す ( $p(\eta), q(\eta), r(\eta)$  は  $\eta$  の有理式). (ウ) に関して, 欠けている次数の集合を  $I$  として ( $\{e_0, e_1, \dots\} = \{0, 1, \dots\} \setminus I$ ), 次の2つの場合, ケース (1)  $I = \{0, 1, \dots, \ell-1\}$ , ケース (2)  $I \neq \{0, 1, \dots, \ell-1\}$  を区別しておく. 私としては主にケース (1) に関心がある.

2008年にゴメス-ウジャテ (Gómez-Ullate) ・カムラン (Kamran) ・ミルソン (Milson) は, 2階微分方程式を満たし, 0次式が存在せず1次式から始まるが完全系をなす直交多項式 (例外直交多項式) を構成し,  $X_1$ -ラゲール,  $X_1$ -ヤコビ多項式と呼んだ.<sup>10)</sup> これは, ラゲール多項式・ヤコビ多項式を基にしたもので, うまい“基底”と重み関数を持ってきて直交化したものである. この  $X_1$ -多項式で励起状態が記述される解ける量子力学模型がケンヌ (Quesne) によってすぐさま構成された.<sup>11)</sup> この解ける量子力学模型には形状不変性があり, 2009年に小竹・佐々木は形状不変性を頼りにこの模型を拡張し,  $\ell$  次式から始まる  $X_\ell$ -ラゲール, ヤコビ多項式が登場する形状不変な量子力学模型及びこの例外直交多項式を, 全ての自然数  $\ell$  に対して構成した.<sup>12)</sup> レビュー論文<sup>6)</sup> を見ると形状不変な模型のリストは高々数十個であったものが, ここで一気に無限個に膨れ上がった. しかしこの段階では我々は例外直交多項式の構造をよく理解していなかったため, 例外直交多項式の具体的な表式は(27)から強引に求めたものであった. この年の暮には例外直交多項式の構造が少し分かり,<sup>13)</sup> 2010年にダルブー変換によるものである事が明らかになった.<sup>14)</sup> ダルブー変換であれば繰り返す事ができ, 2011年に, 2ステップのラゲールの場合,<sup>15)</sup> そして一般の  $M$  ステップのラゲール及びヤコビの場合<sup>16)</sup> が得られた. こうして得られた新しい種類の直交多項式は種関数の多項式部分の次数  $\{d_1, d_2, \dots, d_M\}$  でラベルされ, 元々の添字  $n$  に加えて多くの添字を持つので, 我々はこれを多添字直交多項式 (multi-indexed orthogonal polynomial) と名付けた. これらは全てケース (1) のものであり, この場合には添字  $n$  は節の数を表している.

### 4.3 系統的構成法

多添字直交多項式を系統的に構成するには、多項式型解 (3) を持つ解ける模型に、多項式型の種関数  $\tilde{\phi}_v(x) = (x$  のある関数)  $\times \xi_v(\eta(x))$  ( $\xi_v(\eta)$  は  $\eta$  の多項式) を用いたダルブー変換を施せばよい。種関数のラベルを  $\mathcal{D} = \{d_1, \dots, d_M\}$  とおく。(17) に現れるロンスキアンは

$$W[\tilde{\phi}_{d_1}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}](x) = (x \text{ のある関数}) \times \Xi_{\mathcal{D}}(\eta(x)),$$

$$W[\tilde{\phi}_{d_1}, \dots, \tilde{\phi}_{d_M}, \phi_n](x) = (x \text{ のある関数}) \times P_{\mathcal{D}, n}(\eta(x)),$$

( $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$ ,  $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  は  $\eta$  の多項式) という形になるので、固有関数(17) は

$$\phi_{\mathcal{D}n}(x) = \Psi_{\mathcal{D}}(x) P_{\mathcal{D}, n}(\eta(x)), \quad \Psi_{\mathcal{D}}(x) = \frac{(x \text{ のある関数})}{\Xi_{\mathcal{D}}(\eta(x))}, \quad (33)$$

という多項式型になる。 $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$  は分母多項式と呼ばれ、 $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  が多添字直交多項式となる。ポテンシャルには  $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$  が分母に現れる  $\eta$  の有理式が加わる事になるので、有理変形と呼ばれている。多項式の次数に欠落があるのに完全系をなすのは不思議な感じがしたが、量子力学模型として考えると、固有関数  $\phi_{\mathcal{D}n}(x)$  が全て求まればそれらが完全系を成す事はスツルム・リュービルの定理により保証されており、 $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  が  $n$  次式ではなかっただけの事と思える。

ハミルトニアンが非特異であるためには種関数を上手く選ぶ必要がある。種関数として固有状態を取ると、条件(19)が満たされていればよく、この場合はケース(2)の多添字直交多項式が得られる。<sup>\*4</sup> 元の系の形状不変性は変形後には無くなってしまふ。ケース(1)の多添字直交多項式を得るには、種関数として仮想状態 (virtual state)<sup>16)</sup> の波動関数を取る。仮想状態の波動関数  $\tilde{\phi}_v(x)$  とは、(一)多項式型解、(二)負エネルギー、(三)  $\|\tilde{\phi}_v\| = \infty$  (つまりヒルベルト空間に属していない)、(四)  $(x_1, x_2)$  に零点を持たない、(五)  $\|\tilde{\phi}_v^{-1}\| = \infty$ 、という条件を満たすものである(これらの条件は独立という訳ではない)。 $\tilde{\phi}_v$  の2乗可積分性は左端  $x_1$ ,  $x_2$  で破れていて、右端  $x_2$  で破れるものをタイプI、左端  $x_1$  で破れるものをタイプIIと呼ぶ。仮想状態を種関数として得られる系は元の系と等スペクトルである(図3参照)。元の系の形状不変性は変形後も保たれる。条件(一)~(三)だけを満たすものを擬仮想状態 (pseudo virtual state)<sup>17)</sup> と呼び、2乗可積分性は両端で破れていて(タイプIIIと言う)、これを種関数として得られる系には状態が追加され、固有関数を種関数として得られる系と等価(但しパラメータはずらす)になっている。

### 4.4 具体例

(擬)仮想状態はハミルトニアンを離散対称性を利用して見つけれられる。系(ii)-(iii)に対して、パラメータに対す

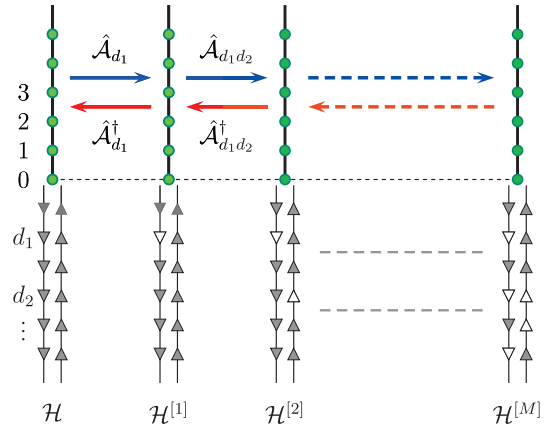


図3 仮想状態除去法の模式図: 丸は固有状態, 三角は仮想状態(タイプIとII)を表し, 白三角は仮想状態が取り除かれている事を表す. ヒルベルト空間に属さない仮想状態を取り除いており, ヒルベルト空間の固有状態の数は変わらない.  $\hat{A}^{[1]} = \hat{A}_{d_1}$ ,  $\hat{A}^{[2]} = \hat{A}_{d_1 d_2}, \dots$

るひねり演算子を, (ii)  $t^{\text{II}}(\lambda) = 1 - g$ , (iii)  $t^{\text{I}}(\lambda) = (g, 1 - h)$ ,  $t^{\text{II}}(\lambda) = (1 - g, h)$  と置くと、ハミルトニアンには

- (ii) タイプI:  $\mathcal{H}(\lambda) = -\mathcal{H}(\lambda)|_{x \rightarrow ix} - 2(2g + 1)$ ,  
タイプII:  $\mathcal{H}(\lambda) = \mathcal{H}(t^{\text{II}}(\lambda)) - 2(2g - 1)$ ,
- (iii) タイプI:  $\mathcal{H}(\lambda) = \mathcal{H}(t^{\text{I}}(\lambda)) - (2g + 1)(2h - 1)$ ,  
タイプII:  $\mathcal{H}(\lambda) = \mathcal{H}(t^{\text{II}}(\lambda)) - (2g - 1)(2h + 1)$ ,

という対称性がある。この性質により、 $\mathcal{H}(\lambda)$  に対するシュレディンガー方程式の解においてパラメータをひねってやれば(または  $x \rightarrow ix$  にすれば)、異なるエネルギーの解が得られる事になる。タイプI, IIの仮想状態  $\tilde{\phi}_v^{\text{I}}, \tilde{\phi}_v^{\text{II}}$  は

- (ii):  $\tilde{\phi}_v^{\text{I}}(x; \lambda) = i^{-g} \phi_v(ix; \lambda)$ ,  $\tilde{\phi}_v^{\text{II}}(x; \lambda) = \phi_v(x; t^{\text{II}}(\lambda))$ ,
- (iii):  $\tilde{\phi}_v^{\text{I}}(x; \lambda) = \phi_v(x; t^{\text{I}}(\lambda))$ ,  $\tilde{\phi}_v^{\text{II}}(x; \lambda) = \phi_v(x; t^{\text{II}}(\lambda))$ ,

で与えられる。I, IIの操作を続けて行えば、タイプIIIの擬仮想状態が得られる。系(i)の離散対称性は  $\mathcal{H} = -\mathcal{H}|_{x \rightarrow ix} - 2$  で、擬仮想状態が得られるが、仮想状態は存在しない。系(ii)-(iii)に対して、パラメータ  $g, h$  の値をある程度大きく取っておけば、タイプIとIIの仮想状態を任意個数種関数として用いて系を変形しても非特異な系が得られる。こうして得られる固有関数(33)に現れる  $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  がラゲール及びヤコビの多添字直交多項式である。 $\Psi_{\mathcal{D}}(x)$  の分子の  $x$  の関数は、 $\phi_0(x)$  でパラメータをずらしたものになる。分母多項式  $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$  は  $\eta$  の  $\ell_{\mathcal{D}}$  次式で、 $x$  の変域  $(x_1, x_2)$  に対応する  $\eta$  の変域で零点を持たないため、非特異なハミルトニアンになっている。ここで  $\ell_{\mathcal{D}} = \sum_{j=1}^M d_j - M(M-1)/2 + 2M_{\text{I}}M_{\text{II}}$  ( $M_{\text{I}}, M_{\text{II}}$  は  $d_j$  達のタイプI, IIの数)である。 $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  の次数は  $\ell_{\mathcal{D}} + n$  で、 $x$  の変域  $(x_1, x_2)$  に対応する  $\eta$  の変域で  $n$  個の零点を持ち、残りの  $\ell_{\mathcal{D}}$  個の零点は  $\eta$  の複素平面の他の領域にある。元の系の形状不変性により、 $P_{\mathcal{D}, 0}(\eta; \lambda) \propto \Xi_{\mathcal{D}}(\eta; \lambda + \delta)$  となっている。 $P_{\mathcal{D}, n}(\eta)$  が満たす2階微分方程式(32)の係数は  $\eta$  の有理式でその分母には分母多項式  $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$  が現れている。 $\eta$  の複素平面上に  $\Xi_{\mathcal{D}}(\eta)$  は  $\ell_{\mathcal{D}}$  個の零点を持ち、ヤコビの場合には  $3 + \ell_{\mathcal{D}}$  個の

<sup>\*4</sup> アドラーの1994年の論文<sup>4)</sup>に調和振動子に対して  $\mathcal{D} = \{1, 2\}$  とした解ける模型が例として紹介されているが、この当時には次数に欠落がある直交多項式という視点が存在していなかった。

確定特異点を持つフックス型微分方程式になっており、 $P_{D,n}(\eta)$  がその大域解を与えている。ラゲールではその合流版になっている。

一番簡単な多添字直交多項式を書き下してみよう。ラゲールで  $\hat{\phi}_1^+(x)$  1つを種関数とした場合、 $D = \{1\}$ 、を考える。ポテンシャルは (5) から変形されて、

$$U_D(x) = x^2 + \frac{g(g+1)}{x^2} - 2g - 3 + \frac{4}{x^2 + g + 1/2} - \frac{4(2g+1)}{(x^2 + g + 1/2)^2}$$

となり、固有関数は

$$\phi_n(x) = \frac{e^{-x^2/2} x^{g+1}}{x^2 + g + 1/2} P_{D,n}(x^2),$$

$$P_{D,n}(\eta) = \left(g + \frac{1}{2} + \eta\right) \partial_\eta L_n^{(g-1/2)}(\eta) - \left(g + \frac{3}{2} + \eta\right) L_n^{(g-1/2)}(\eta),$$

で与えられる。一般の場合の表式は文献 16 を参照されたい。

## 5. おわりに

解ける量子力学模型と直交多項式の最近の話題として、生成消滅演算子と新しい種類の直交多項式の2つを紹介してきた。特に新しい種類の直交多項式は直交多項式に新たな分野を切り開き、現在数学者及び物理学者によって精力的に研究が進められている。直交多項式は数学者によって丁寧に調べられてきたが、直交多項式と重み関数は“別々に”取り扱われるのが通常である。一方、物理学者の解ける量子力学模型によるアプローチでは、重み関数の平方根と直交多項式を掛け合わせて“一体化させた”固有関数を取り扱っており、量子力学で培われた様々な手法が適用可能である。この量子力学的手法無しでは、このように短期間に新しい種類の直交多項式を具体的に構成する事はできなかったと思われる。

詳しく紹介できなかった話題として、多添字直交多項式の様々な性質と離散量子力学<sup>18)</sup>がある。前者の話題としては、等価性(異なる  $D$  が同じ多添字直交多項式を与える)<sup>19)</sup>、再帰関係式(3項関係式に代わるもの)<sup>20)</sup> などがある。後者は私の元々の動機となったもので、差分方程式に従う直交多項式が現れる。クラムの定理やダルブー変換に対応する性質があり、ロンスキアの代わりにカソラティアンと呼ばれる行列式を用いて様々な量が表される。形状不変な系の構成や、アスキー・ウィルソン多項式・ $q$ -ラッカー多項式などに対する多添字直交多項式が得られている。<sup>21)</sup> 他にも、量子二重対数関数が現れる  $|q|=1$  のアスキー・ウィルソン多項式や、無反射ポテンシャルの構成法などの話題がある。これらの話題に関しては佐々木氏が最近書かれた本<sup>22)</sup> が参考になろう。

直交多項式は数学・物理学に留まらず工学などの様々な分野に現れてくるが、それを多添字直交多項式に置き換える事で新しい可能性が開ける事を期待している。

多くの共同研究を行い、本原稿にもコメントを頂いた、

佐々木隆氏に感謝致します。

## 参考文献

- 1) 日本数学会編：『岩波数学辞典第4版』(岩波書店、2007) 186.
- 2) M. M. Crum: Quart. J. Math. Oxford Ser. (2) **6** (1955) 121, arXiv: physics/9908019.
- 3) G. Darboux: *Théorie générale des surfaces vol. 2* (Gauthier-Villars, Paris, 1888).
- 4) M. G. Krein: Doklady Acad. Nauk. CCCP **113** (1957) 970; V. É. Adler: Theor. Math. Phys. **101** (1994) 1381.
- 5) S. Odake and R. Sasaki: J. Math. Phys. **47** (2006) 102102; Phys. Lett. B **641** (2006) 112.
- 6) 例えば、F. Cooper, A. Khare and U. Sukhatme: Phys. Rep. **251** (1995) 267.
- 7) M. E. H. Ismail: *Classical and Quantum Orthogonal Polynomials in One Variable* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2005).
- 8) E. Routh: Proc. London Math. Soc. **16** (1884) 245; S. Bochner: Math. Zeit. **29** (1929) 730.
- 9) R. Koekoek, P. A. Lesky and R. F. Swarttouw: *Hypergeometric orthogonal polynomials and their  $q$ -analogues* (Springer-Verlag, 2010).
- 10) D. Gómez-Ullate, N. Kamran and R. Milson: J. Approx. Theory **162** (2010) 987; J. Math. Anal. Appl. **359** (2009) 352.
- 11) C. Quesne: J. Phys. A **41** (2008) 392001.
- 12) S. Odake and R. Sasaki: Phys. Lett. B **679** (2009) 414; *ibid.* **684** (2010) 173.
- 13) C.-L. Ho, S. Odake and R. Sasaki: SIGMA **7** (2011) 107.
- 14) D. Gómez-Ullate, N. Kamran and R. Milson: J. Phys. A **43** (2010) 434016; R. Sasaki, S. Tsujimoto and A. Zhedanov: J. Phys. A **43** (2010) 315204.
- 15) D. Gómez-Ullate, N. Kamran and R. Milson: J. Math. Anal. Appl. **387** (2012) 410.
- 16) S. Odake and R. Sasaki: Phys. Lett. B **702** (2011) 164.
- 17) S. Odake and R. Sasaki: J. Phys. A **46** (2013) 235205; *ibid.* **46** (2013) 245201.
- 18) S. Odake and R. Sasaki: J. Phys. A **44** (2011) 353001.
- 19) S. Odake: J. Math. Phys. **55** (2014) 013502; K. Takemura: J. Math. Phys. **55** (2014) 113501.
- 20) S. Odake: J. Math. Phys. **54** (2013) 083506; *ibid.* **56** (2015) 053506; *ibid.* **57** (2016) 023514; H. Miki and S. Tsujimoto: *ibid.* **56** (2015) 033502; D. Gómez-Ullate, Y. Grandati and R. Milson: J. Phys. A **47** (2014) 015203; D. Gómez-Ullate, A. Kasman, A. B. J. Kuijlaars and R. Milson: J. Approx. Theory **204** (2016) 1.
- 21) S. Odake and R. Sasaki: Phys. Lett. B **682** (2009) 130; Prog. Theor. Phys. **125** (2011) 851; J. Phys. A **45** (2012) 385201; *ibid.* **46** (2013) 045204.
- 22) 佐々木 隆：『可解な量子力学系の数理論』(サイエンス社、2016)。

## 著者紹介

小竹 悟氏： 専門は素粒子論・数理物理学。2次元共形場理論の無限次元対称性などを扱っていたが、近年は1次元量子力学系の研究。

(2015年11月17日原稿受付)

## Exactly Solvable Quantum Mechanics and Orthogonal Polynomials

Satoru Odake

abstract: We review recent developments of exactly solvable quantum mechanical systems and orthogonal polynomials. The first topic is a natural construction of creation and annihilation operators, which are obtained from the Heisenberg solution of the sinusoidal coordinate satisfying the closure relation. The second topic is a new kind of orthogonal polynomials: exceptional orthogonal polynomials, multi-indexed orthogonal polynomials. They form a complete set of the weighted Hilbert space in spite of the fact that they have missing degrees. Various multi-indexed orthogonal polynomials have been obtained from the study of exactly solvable quantum mechanical systems.



## 表面超構造超伝導体—実験的検証とジョセフソン渦の観測—

内橋 隆 (物質・材料研究機構国際ナノアーキテクトニクス研究拠点 (MANA))

一般に超伝導体というと三次元、または擬二次元のバルク物質を思い浮かべるが、原子スケールの厚さしかない二次元超伝導体は存在するだろうか？ 低次元系ではゆらぎの効果が顕著になり、有名な Mermin-Wigner の定理によると、連続秩序変数で記述される理想的な二次元系では、長距離相関をもつような相転移が有限温度で厳密に禁止される。そのため、多くの研究者が答えは否だと考えてきたようである。しかし、二次元系では Kosterlitz-Thouless-Berezinskii (KTB) 転移が起こり得るので、その転移温度以下では距離の関数としてべき乗に依存してゆっくりと減衰するような相関が生じる。この時、相関長が試料サイズよりも大きくなると系全体がコヒーレントな超伝導状態が実質的に発現するが、これは Mermin-Wigner の定理とは矛盾しない。

以上のことはすでに 1970 年代にはわかっていたが、ごく最近まで実験的に原子スケールの厚さしかないような二次元超伝導体の存在は良く認知されていなかった。例えば、鉛などの薄膜金属超伝導体の膜厚を小さくしていくと、多くの場合原子スケール厚さに到達する前に超伝導性は失われてしまう。理論的には、試料の面抵抗値が量子抵抗  $h/4e^2$  ( $=6.45 \text{ k}\Omega$ ) よりも十分に小さいという条件を保ったまま、膜厚を原子スケール厚さにすることができれば、超伝導状態を保つことができるはずである。しかし、これまで電子輸送測定に使われてきた試料はグラニューラ状またはアモルファス状の薄膜だったので、この条件を満たすことは難しかった。

ところが、この状況を打破するような新展開が、思わぬところから現れた。研究の舞台は、長い間超伝導や低温物性実験とは縁遠い分野だった、表面物理学である。シリコンなどの半導体基板の清浄表面に単層レベルの金属原子が吸着すると、独特の配

列構造をとった表面超構造が形成される。最近、半導体表面超構造の液体ヘリウム温度レベルでの低温物性測定が可能となり、このような系で超伝導が発現することが確定的になった。まず、2010 年に中国清華大学のグループで走査トンネル顕微鏡 (STM) を用いた局所トンネル分光測定により、三種類の表面超構造に対して 1-3 K における超伝導転移が観測された。その報告を受けて、翌年筆者のグループによって、Si(111)- $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -1n 表面超構造に対して電子輸送測定によって超伝導転移が直接に観測され、さらに別の系についても東京大学のグループによって電子輸送測定により明らかにされた。十分に薄い二次元超伝導体では、磁場の印加によって超伝導渦 (vortex) が発生することが期待される。2014 年には、筆者らの物質・材料機構のグループと東京大学物性研究所のグループが共同で、試料表面上の原子ステップに捕捉された超伝導渦がジョセフソン渦としての性質を有することを見出した。これは、原子ステップがジョセフソン接合として働くことを明瞭に示しており、超伝導体として原子スケール厚さしかもたないことの重要な帰結である。

半導体表面超構造における超伝導の発見は、単に原子スケール厚さの超伝導体が存在することを実験的に示したことに留まらない。そこでは空間反転対称性の破れから生じる大きなラッシュバ効果や、巨視的な超伝導物性に現れる表面敏感性などによって、エキゾチックな現象が発現する可能性がある。また、この系は、超伝導を表面科学の立場から研究することを可能にするという意味でも、非常に興味深い。本稿では、筆者のグループの研究を中心に、表面超構造における超伝導現象とその測定法について紹介する。

## —Keywords—

## 表面超構造：

清浄な、または異種原子が吸着した結晶表面が、バルクと異なる周期的原子配列構造をとったものを呼ぶ。特にシリコンなどの半導体の結晶表面で、多種多様な表面超構造が現れることが知られている。

## 原子ステップ：

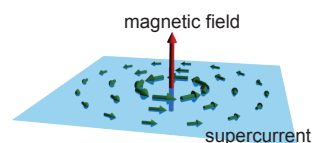
結晶表面に存在する原子レベルの高さのステップ (段差)。原子レベルで平坦なテラス上に形成されている表面超構造が、原子ステップを境に途切れる場合が多い。テラス上を動き回っている原子が原子ステップで捕獲されたり、触媒反応などが起こったりと特異な現象が起こる場所である。

## 超伝導渦：

第二種超伝導体に外部磁場を印加すると、超伝導状態が完全に壊れる前に磁束が部分的に侵入する。その周りに流れる量子化された渦度をもつ超伝導電流のことを指す。

## ジョセフソン接合：

一般に二つの超伝導体が電子のやりとりを通して弱く連結する場合、その接合を指す。接合の両側の超伝導体の間に量子力学的位相差があると、接合部を通して超伝導電流が流れる。ジョセフソン接合に捕捉された超伝導渦は、ジョセフソン渦と呼ばれる。



二次元系での超伝導渦の模式図。

## 1. はじめに

表面物理学は、原子スケールで良く規定された固体表面や超薄膜などを研究の対象とする分野である。<sup>1)</sup> 近年、表面物理学分野における低温物性研究の発展が著しい。これは技術的な発展に負うところが大きく、極低温環境と、表面研究に必須である超高真空環境との両立が可能になってきたためである。このような中、数原子層の鉛超薄膜と、単層レベルの金属原子が吸着してできたシリコン表面超構造において、相次いで走査トンネル顕微鏡 (STM) によって超伝導の発現が確認された。<sup>2,3)</sup> これは原子スケール厚さをもつ二次元超伝導体に関する初めての明確な報告である。従来の擬二次元系物質と違って、超伝導の発現に必要なと考えられてきた面間の相互作用はここでは存在しない。

しかし、これらの STM を用いた超伝導測定は局所トンネル分光測定 (STS) による超伝導ギャップの観測にもとづいているため、超伝導によってゼロ抵抗が発現したことを観測しているわけではない。よって、本当に試料表面で長距離にわたって超伝導電流が流れるのか、言い換えると、巨視的な超伝導コヒーレンスが保たれているのかはわからなかった。特に固体表面においては無数の原子ステップが存在し、超伝導電流はそこを乗り越えて流れるのかどうかは自明ではない。さらに、高温超伝導物質などでしばしば見られるように、STM 測定では擬ギャップが観測されることがあり、エネルギーギャップの存在は必ずしも超伝導の発現を意味しないことも問題である。以下に示すように、これらの疑問は筆者のグループなどによる超高真空環境における電子輸送測定によって、初めて解決した。<sup>4)</sup>

## 2. 電子輸送測定による超伝導転移の直接観測

図 1(a) に我々のグループで開発した、超高真空・極低温対応の電気伝導測定装置を示す。本装置では表面科学における標準的な試料作製・評価が可能で、電極パターンをその場で作製することも可能である。<sup>5)</sup> 図 1(b) に電気伝導測定用ユニットの概略図を示す。試料は挿入後、スプリングプローブによって電気的接触をとった後に、液体ヘリウムのフローとポンピングによって冷却する。冷却部はヘリウムのリターンと液体窒素によって冷却された二重の熱輻射シールドで囲われており、最低到達温度は 1.5 K である。<sup>6)</sup>

実験では、測定対象として Si(111)-( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 表面超構造 (以下、( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In と略記) を選んだ。<sup>4)</sup> この表面構造は、Si(111) 表面にインジウム原子層が  $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$  の周期性をもって整合的に配列したものである。<sup>7-9)</sup> 最近の詳細な研究によるとインジウムの吸着量は 2 原子層であり、現在その原子構造モデルが議論の対象となっている。<sup>10,11)</sup> 試料は、清浄なシリコン表面を高温加熱によって得た後、インジウムを真空蒸着し、300-400°C でアニールすることで作製する。試料表面は STM および低速電子回折 (LEED) によって観察し、結晶性の高い ( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 超構造が広

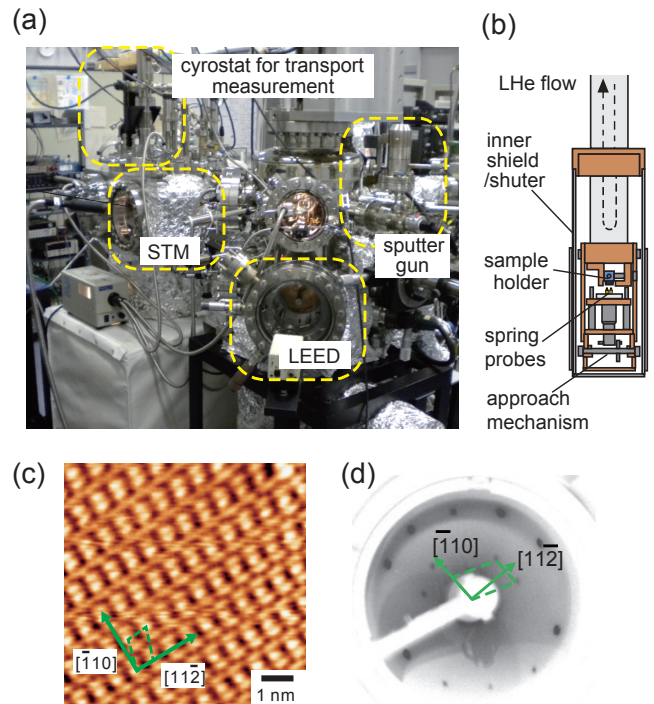


図 1 (a) 超高真空・極低温電気伝導測定装置の外観図. (b) 電気伝導測定ユニットの概略図. (c) ( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 表面超構造の STM 像 ( $V_s = -0.015$  V). (d) ( $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$ )-In 表面超構造の LEED 回折像 ( $E = 86$  V). (c), (d) の点線は  $\sqrt{7}\times\sqrt{3}$  周期の単位セルを示す. [文献 4, 6, 13 より引用]

範囲に形成されていることを確認した (図 1(c), (d)). 試料は、シャドーマスクとイオンビームを用いて不要な部分を削ることで、表面を伝導測定用にパターンニングする。さらに超高真空環境を破ることなく装置内のクライオスタットに導入し、四端子法によって電気伝導測定を行った。

試料の典型的な電気抵抗値の温度依存性を図 2(a) に示す。ここでは、van der Pauw 型の四端子測定法を採用し、二つの異なる電極配置 I, II (挿入図参考) に対して測定を行った。測定電圧とバイアス電流 (=  $10\ \mu\text{A}$ ) の比として定義した抵抗値  $R$  は、 $T_c = 2.8$  K において急激に減少し、ほぼゼロとなった。二つの直交する方向で同時にゼロ抵抗が観測されたことから、 $T_c$  において超伝導転移が起きていることが確認される。<sup>12)</sup>  $T > T_c$  でも抵抗値の減少が起きているが、これは低次元系特有のゆらぎに起因する超伝導の前駆現象で、クーパ対が生成・消滅をしていることを示している。<sup>13)</sup>

これに対応して、電流-電圧 ( $I$ - $V$ ) 特性にも超伝導の発現を特徴づける振る舞いが観測された (図 2(b)).  $T > T_c$  では線形な特性だが、 $T_c$  以下では、ゼロバイアス付近でゼロ抵抗 (超伝導) の領域が出現し、その範囲は温度の低下とともに広がっていく。超伝導から常伝導への変化は極めて急峻である。その閾値である臨界電流値  $I_c$  は 1.8 K で  $520\ \mu\text{A}$  にも達した。この値は二次元臨界電流密度に換算すると、 $J_{2D,c} = 2.0\ \text{A/m}$  という非常に大きな値となる。ここで興味深いのは、 $I$ - $V$  特性がゼロバイアスに関して非対称で、常伝導から超伝導状態へ遷移する点での閾値  $I_r$  は、臨界電流値

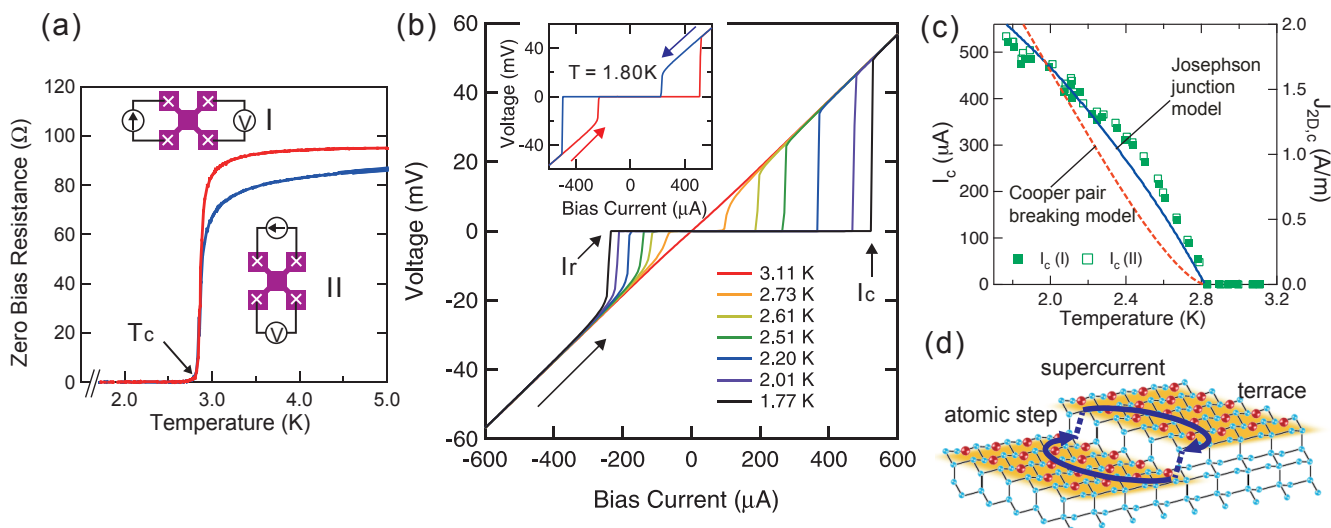


図2 (a)  $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In 表面超構造の電気抵抗値の温度依存性. I (赤線), II (青線) は van der Pauw 型の異なる電極配置に対する測定結果. (b)  $I$ - $V$  特性の温度依存性 ( $1.77 < T < 3.11$  K). 挿入図は 1.8 K においてバイアス電流の掃引方向を反転させた時の  $I$ - $V$  特性. (c) 臨界電流  $I_c$  および二次元臨界電流密度  $J_{2D,c}$  の温度依存性. 青実線はジョセフソン接合モデル, 赤点線はクーパー対破壊モデルによる理論式フィッティングを示す. (d) 原子ステップを含む表面超構造超伝導体の模式図. 矢印は, ジョセフソン渦をつくる超伝導電流の流れを示す. [文献4より引用]

$I_c$  より小さいことである. この現象はバイアス電流の掃引方向 (図の矢印) には依存せず,  $I$ - $V$  特性はヒステリシスをもつ (図2(b) の挿入図). この原因は, バイアス電流が大きい常伝導状態ではジュール熱の発生によって試料温度が上昇し, 超伝導への遷移が遅れるためだと考えられる.

図2(c) に示す臨界電流値の温度依存性から, 超伝導電流が制限される場所についての情報を得ることができる. 可能性は二つあって, 基板表面の平坦な領域であるテラス内と, テラスを分断する原子ステップが考えられる (図2(d) を参照). 前者では, クーパー対が過剰な超伝導電流によって破壊されることで臨界電流値が決まり,

$$J_{2D,c}(T) \propto (1 - (T/T_c)^2)^{3/2} \quad (1)$$

の温度依存性をもつ.<sup>14)</sup> 後者では, 原子ステップがジョセフソン接合として働き, 超伝導電流がジョセフソン接合の臨界電流値を超えることで決まる. この時, 接合でのトンネ尔的な伝導を仮定すると, 臨界電流密度  $J_{2D,c}$  は, Ambegaokar-Baratoff の式

$$J_{2D,c}(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2e \rho_{\text{step}}} \tanh(\Delta(T)/2k_B T) \quad (2)$$

によって表される.<sup>15)</sup> ここで,  $\Delta(T)$  は超伝導エネルギーギャップ,  $\rho_{\text{step}}$  は原子ステップの単位長さ当たりの抵抗値である. この二つのモデルを用いて解析すると, 後者の方が測定結果を良く再現し, ジョセフソン接合モデルの正しさを示唆することがわかった (図2(c) を参照). ここで,  $\Delta(T)$  に関しては  $\Delta(0) = 0.57$  meV を文献値から採用し,<sup>3)</sup> BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) 理論で与えられる温度依存性を仮定した. フィッティングによって得られた  $\rho_{\text{step}} = 2.4 \times 10^{-4} \Omega\text{m}$  は, 常伝導状態での試料面抵抗がステップでの抵抗に起因するとして得られる  $\rho_{\text{step}} = 3.3 \times 10^{-4} \Omega\text{m}$  とおおよそ一致する.

以上のように, 電子輸送測定を行うことで, 表面超構造における超伝導の発現を実証するだけでなく, 臨界電流に関する重要な情報を得ることが初めて可能になった. ここで示したような明瞭な超伝導転移が観測される試料では, 試料の面抵抗値  $\rho_{2D}$  は数 100  $\Omega$  以下であり, 超伝導-絶縁体転移における閾値の  $h/4e^2 (= 6.45 \times 10^3 \Omega)$ <sup>16,17)</sup> よりも十分に小さい. よって, 系は絶縁体への量子相転移を起こさずに, 超伝導状態を保つことができる. 原子スケール厚さにもかかわらずこのような低い面抵抗値をもつことは, 表面超構造の結晶性の高さに起因するものであり, 従来の金属薄膜試料との大きな違いを示している.

なお, 同様の表面超構造である Si(111)-SIC-Pb に対して, また清浄な GaAs 基板に吸着した単原子層の Pb, In に対しても他のグループによって電子輸送測定で超伝導の発現が観測された.<sup>18,19)</sup> また, 表面超構造ではないが, SrTiO<sub>3</sub> 基板上に成長した単ユニットセルの FeSe 超薄膜についても超伝導転移が観測され, 驚くべきことに 40 K 以上の非常に高い  $T_c$  が報告されている.<sup>20)</sup> このように原子スケール厚さの二次元超伝導体の存在は, 実験的にも確定したといえることができる.

### 3. STM による超伝導渦の観測

前節で, 電子輸送測定によって  $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In 表面超構造における超伝導転移の直接観測を行ったことを述べた. では, もう一つの超伝導転移の直接的証拠とされるマイスナー効果についてはどうだろうか? 原子スケールの厚さしかない二次元超伝導体では, 膜厚は磁場侵入長よりはるかに小さいので, 面内方向の磁場を排除するようなマイスナー効果は起こらない. また, 面直磁場に対しては第二種超伝導体として振る舞い, その下部臨界磁場は極めて小さいので観測は難しい. しかし, 面直方向に侵入した磁場は

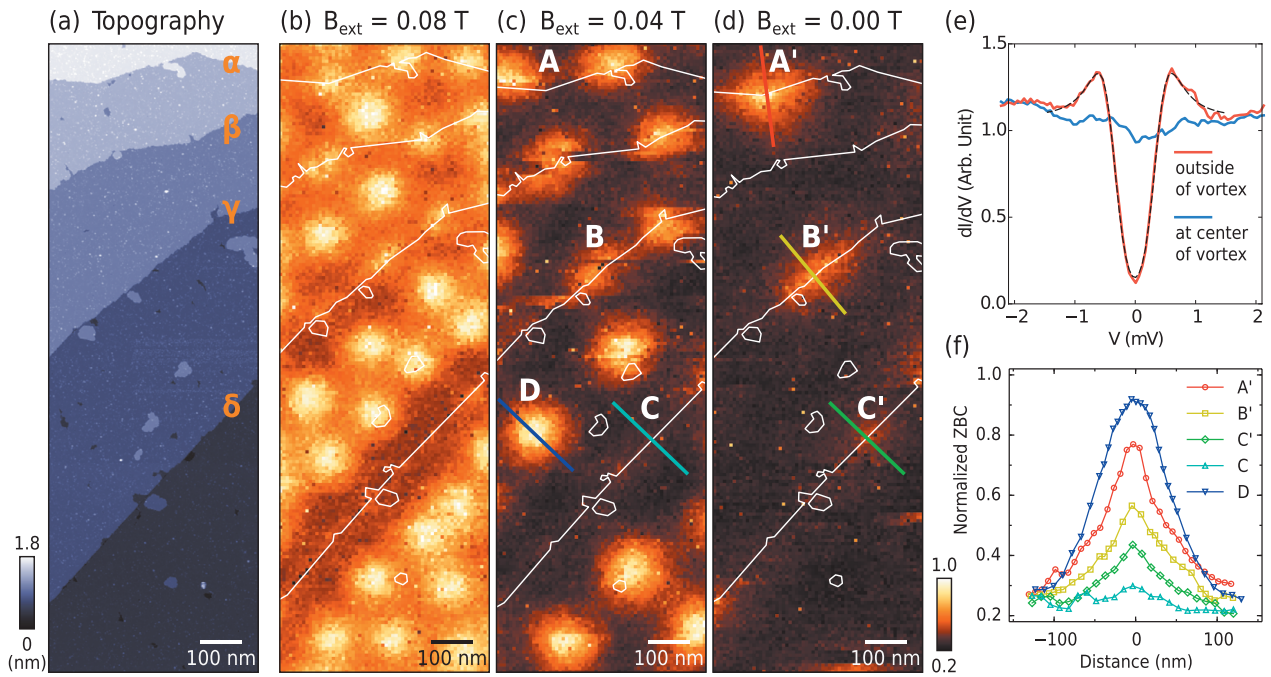


図3 (a)  $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In表面のSTM形状像。原子ステップ $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ が平坦なテラスを隔てている。測定条件：バイアス電圧 $V_s = 90$  mV, トンネル電流 $I_t = 10$  pA. (b)-(d) (a)と同じ領域で得られたZBC像。印加磁場は試料に面直方向で、(b)  $B_{\text{ext}} = 0.08$  T, (c)  $B_{\text{ext}} = 0.04$  T, (d)  $B_{\text{ext}} = 0.00$  T. 原子ステップの位置は、実線で示されている。(e) 超伝導渦の外側(赤実線)と中心部(青実線)で測定した $dI/dV$ スペクトル。破線は、Dynesの理論式にフィッティングした結果を示す。(f) 図2(c), (d)のA', B', C', C, Dでの実線に沿って測定したZBC. [文献21より引用]

それに伴う超伝導電流の渦 (vortex) を作り出し、その渦度 (vorticity) は量子化される。渦中心では臨界電流密度を超えることによって超伝導は破壊され、コヒーレンス長 $\xi$ の範囲で常伝導的な状態が出現する。よってこの超伝導渦を観測することで、マイスナー効果の代わりとしての直接的な超伝導転移の証拠を得ることができる。

筆者らの物質・材料研究機構のグループと東京大学物性研究所のグループは、共同で $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In表面超構造における超伝導渦のSTM観測を行った。<sup>21)</sup> 使用した装置は超伝導マグネットを装備した液体ヘリウム3冷却タイプの超高真空STMである。<sup>22)</sup> 図3(a)は、 $T = 0.5$  Kで得られた試料表面のSTM形状像で、平坦なテラスが原子ステップ $\alpha$ - $\delta$ で隔てられているのがわかる。同じ場所で、面直磁場 $B_{\text{ext}} = 0.08$  Tを印加して、ゼロバイアスにおける微分コンダクタンス (ZBC) をマッピングしたものが図3(b)である。STM測定では、バイアス電圧 $V_s$ での微分コンダクタンス $dI/dV$ はフェルミ準位から測ったエネルギー $E = eV_s$ での試料の局所状態密度に比例するので、図3(b)は試料表面のフェルミ準位での局所状態密度をマッピングしたものといふことができる。図では、丸い輝点がテラス内で三角格子状に配列しているのが見られる。明るい部分は、状態密度の高い部分に対応するから、これは磁場の印加によって発生した常伝導的な渦中心に相当する。<sup>23)</sup> 磁場を $B_{\text{ext}} = 0.04$  Tにまで下げると、超伝導渦の密度は予想通り減少し、超伝導ギャップにより状態密度が低下した暗い領域がその周りに広がる(図3(c)).

確認のため、渦中心と、渦から十分に離れた場所でSTS

測定を行った(図3(e)). 後者では $dI/dV$ スペクトルに超伝導ギャップに起因する明瞭な構造が観測され、理論式にフィッティングすることで超伝導ギャップ $\Delta = 0.39$  meVが得られた(赤実線と破線)。これに対して、前者の渦中心では超伝導ギャップの強い抑制が観測された(青実線)。このように、 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In表面における超伝導を、超伝導渦の観測によっても調べることができる。

興味深いことに、 $B_{\text{ext}}$ をゼロにしてもステップ $\alpha, \gamma, \delta$ に沿って明るい領域A', B', C'が見られた(図3(d)).  $B_{\text{ext}} = 0.04$  Tで同じ場所で見られる明るい領域A, Bと比べるとわかるように、A', B'は磁場の変化とともに移動している。また、C, C'を比べると、磁場をゼロにしたにもかかわらず、逆にステップに沿って明るくなっている(局所状態密度が増加している)。これらの観察から、A', B', C'はステップに捕捉された超伝導渦であると判断できる。しかし、テラス内に存在する通常の渦であるDとは以下の点で異なっている。1) Dが等方的で丸い形状をしているのに対し、ステップに沿って引き伸ばされた形状をしている。2) Dに比べて中心でのZBCの値が低下している。図3(f)は、渦の中心を横切るようにステップに対して垂直方向にZBCをプロットしたグラフであり、D→A'→B'→C'の順に値が低下しているのがわかる。ZBCは、フェルミ準位での局所状態密度に比例するから、テラス上の渦中心では抑制されていた超伝導ギャップが、ステップに沿った渦ではこの順に回復していることがわかる。また渦の形状も、同じ順にステップ方向に引き伸ばされたように変化している。

上で述べた渦の異常は、前節で述べたように原子ステッ

ブがジョセフソン接合として働くと考えると理解できる。図2(d)に模式的に示したように、ステップに捕捉された渦は超伝導電流がステップを超えて流れることで初めて周回して渦を作ることができる。原子ステップがジョセフソン接合だとすると、ステップでの臨界電流密度 $J_c$ はテラスでの臨界電流密度 $J_0$ より小さい。これにより、ステップでの超伝導の位相差 $\Delta\phi$ がその場所での電流密度 $J$ に依存して発生する。

$$J = J_c \sin \Delta\phi \quad (3)$$

このとき、渦中心のサイズはコヒーレンス長 $\xi$ から、接合の方向に $(J_c/J_0)^{-1}$ の割合だけ引き伸ばされ、同時に中心での超伝導ギャップの抑制は緩和され、ゼロから $\Delta_0[1 - (J_c/J_0)^2]$ に増加する。<sup>24)</sup>  $J_c/J_0 \ll 1$ では、渦はステップ方向に大きく引き伸ばされ、渦中心での超伝導ギャップの大きさとフェルミ準位での状態密度は、周囲の超伝導領域での値とほとんど変わらなくなる。

この状況は、ジョセフソン接合をモデル化して数値的にBogoliubov-de Gennes方程式を解くことでより定量的に示すことができる。計算では、サイト間の遷移振幅 $t$ をもつ二次元正方格子を考えて、二つの領域が弱い遷移振幅 $t_s$ によって結合しているモデルを考えた。領域の境界がジョセフソン接合に相当する。図4に示すように、 $t_s/t$ が0.8, 0.4, 0.1と減少するにつれて、渦中心での超伝導秩序パラメータ $\Psi(r)$  (今の場合、超伝導ギャップに比例する)は回復し、

それと共にフェルミ準位での状態密度 $N(E=0, r)$ も減少する。さらにこれに伴って、渦の形状は円形から接合方向に引き伸ばされるように変化する。これらの変化は、実験で観測された渦A', B', C'にちょうど対応しており、原子ステップがジョセフソン接合として働くことを明瞭に示している。

$J_c/J_0 \ll 1$  ( $t_s/t \ll 1$ )の領域では、渦はジョセフソン渦とみなすことができる。ジョセフソン渦は、銅酸化物超伝導体などの二次元超伝導面内に平行に磁場をかけた時に生じるが、<sup>25)</sup> その電子状態をSTMによって観測したのはこれが初めてである。

#### 4. おわりに

前節で述べた原子ステップでのジョセフソン接合(およびジョセフソン渦)は、超伝導を担うクーパー対が試料最表面の金属原子層に閉じ込められていることに起因する。原子ステップは表面欠陥の一種だから、これは表面超構造超伝導体のもつ表面敏感性を示したものだと言える。このような表面敏感性は、一般に原子スケール厚さをもつ二次元超伝導体に現れると期待される。現在、我々のグループでは、表面に配列したフタロシアニンなどの磁性有機分子が $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -Inの超伝導特性に及ぼす影響を調べており、フタロシアニン中心の金属原子を変えることで、超伝導を制御できることを見出している。また、固体表面では空間反転対称性が破れており、強いスピン軌道相互作用をもつ

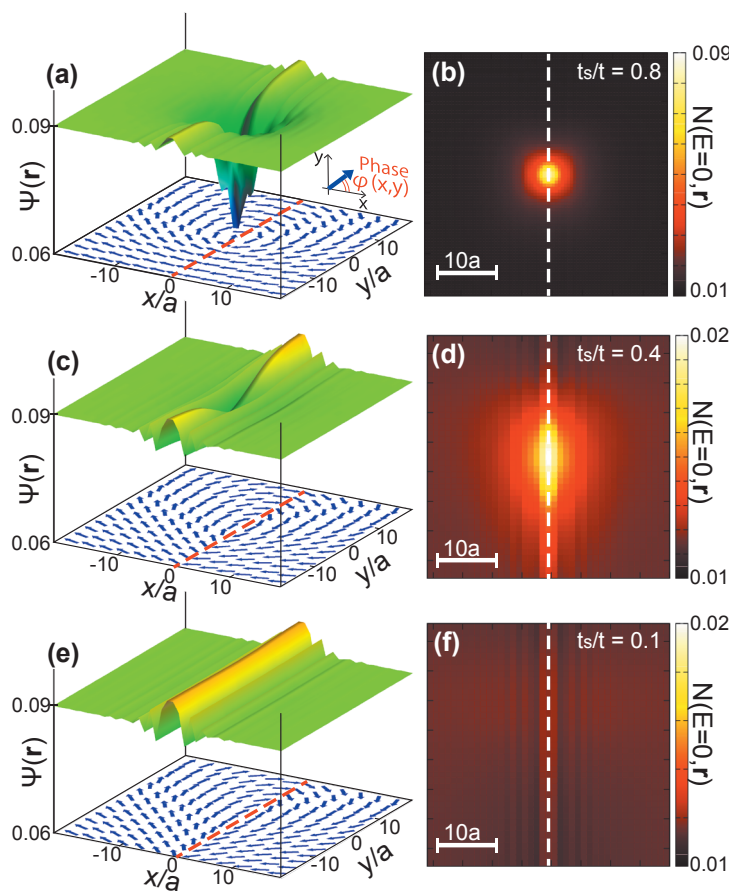


図4 数値計算によって得られた超伝導秩序パラメータ $\Psi(r)$  [(a), (c), (e)]とゼロエネルギーにおける局所状態密度 $N(E=0, r)$  [(b), (d), (f)]. (a), (c), (e)の上パネルは $|\Psi(r)|$ を縦軸で示し、下パネルは $\Psi(r)$ の位相を矢印の向きで示す。破線は、弱結合(ジョセフソン結合)の場所を示す。(a), (b)  $t_s/t=0.8$ , (c), (d)  $t_s/t=0.4$ , (e), (f)  $t_s/t=0.1$ (本文を参照)。(文献21より引用)

系では、ラッシュバ効果が発現する。<sup>26,27)</sup> ラッシュバ効果と超伝導の共存によって、超伝導秩序パラメータの空間変調などの特異な現象が起こることが理論的に予言されており、<sup>28)</sup> 実験的にもそれを示唆する結果が報告されている。<sup>19)</sup> さらに、上に述べたような磁性有機分子層を使って、交換相互作用に起因するゼーマン場を超伝導層に導入できれば興味深い。ゼーマン場、ラッシュバ効果、超伝導を二次元系でうまく組み合わせることができれば、理論的にはトポロジカル超伝導やマヨラナフェルミオンの実現も可能である。<sup>29)</sup> 今後、半導体表面超構造を始めとする原子スケール厚さの二次元超伝導体で、このような新たな超伝導研究が展開されることを期待したい。

本稿で述べた我々の研究は、文部科学省の世界トップレベル研究拠点プログラム (WPI) と科学研究費助成事業基盤研究 (A) (課題番号 25247053) によって支援されました。共同研究者である、吉澤俊介、Puneet Mishra、中山知信、青野正和、川上拓人、永井佑紀、胡曉、Kim Howon、長谷川幸雄の各氏に感謝します。また、二次元超伝導に関する有益な議論をして頂いた田中秋広、河野昌仙各氏に感謝します。

#### 参考文献

- 1) 長谷川修司: 日本物理学会誌 **54** (1999) 347.
- 2) S. Y. Qin, J. Kim, Q. Niu and C. K. Shih: Science **324** (2009) 1314.
- 3) T. Zhang, *et al.*: Nat. Phys. **6** (2010) 104.
- 4) T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono and T. Nakayama: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 207001.
- 5) T. Uchihashi and U. Ramsperger: Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 4169.
- 6) S. Yoshizawa and T. Uchihashi: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 065001.
- 7) J. Kraft, S. L. Surnev and F. P. Netzer: Surf. Sci. **340** (1995) 36.
- 8) E. Rotenberg, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 246404.
- 9) S. Yamazaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 116802.
- 10) J. Park and M. Kang: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 166102.
- 11) K. Uchida and A. Oshiyama: Phys. Rev. B **87** (2013) 165433.
- 12) 最新の測定によると、 $T_c = 3.05 \pm 0.04$  K が得られている。<sup>6)</sup> ここで示し

た  $T_c$  以下でも残留抵抗は存在し、温度と共に減少する。KTB 転移によりゼロバイアスの極限では完全なゼロ抵抗になると期待されるが、浮遊磁場の影響があるためまだ確認はされていない。

- 13) T. Uchihashi, P. Mishra and T. Nakayama: Nanoscale Res. Lett. **8** (2013) 167.
- 14) J. Bardeen: Rev. Mod. Phys. **34** (1962) 667.
- 15) V. Ambegaokar and A. Baratoff: Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 486; erratum **11** (1963) 104.
- 16) S. Katsumoto: J. Low Temp. Phys. **98** (1995) 287.
- 17) A. M. Goldman and N. Markovic: Phys. Today **51** (1998) 39.
- 18) M. Yamada, T. Hirahara and S. Hasegawa: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 237001.
- 19) T. Sekihara, R. Masutomi and T. Okamoto: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 057005.
- 20) W.-H. Zhang, *et al.*: Chin. Phys. Lett. **31** (2014) 017401.
- 21) S. Yoshizawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 247004.
- 22) T. Nishio, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 167001.
- 23) H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, Jr. and J. V. Waszczak: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 214.
- 24) G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin and V. M. Vinokur: Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 1125.
- 25) A. E. Koshelev and M. J. W. Dodgson: J. Exp. Theor. Phys. **117** (2013) 449.
- 26) K. Yaji, *et al.*: Nat. Commun. **1** (2010) 17.
- 27) K. Sakamoto, *et al.*: Nat. Commun. **4** (2013) 2073.
- 28) 藤本 聡: 日本物理学会誌 **63** (2008) 18.
- 29) 佐藤昌利: 固体物理 **46** (2011) 399.

(2015年8月3日原稿受付)

#### Superconducting Surface Reconstructions—Experimental Demonstration and Observation of Josephson Vortices— Takashi Uchihashi

abstract: Several kinds of surface reconstructions with metal adatoms on semiconductor surfaces have been recently found to exhibit superconductivity at low temperatures. In this article, superconductivity of the Si(111)-( $\sqrt{7} \times \sqrt{3}$ )-In surface reconstruction is described based on electron transport measurement and scanning tunneling microscopy studies. The former clarifies the emergence of a zero-resistance state and the temperature dependence of critical supercurrent density, while the latter reveals Josephson vortices at surface atomic steps.

# 渋滞のサイエンスとその解消法

西成活裕 (東京大学先端科学技術研究センター)

## 1. 渋滞の研究は「物理」なのか？

車の渋滞は、我々の経済活動に莫大なマイナスをもたらしており、その損失は年間およそ国家予算の7分の1にもなることが知られている(図1)。したがってその解消は極めて社会的意義が大きく、これまで工学の立場で様々な研究が行われてきた。<sup>1)</sup> 一方で1990年代より理学の立場でも交通流研究が盛んに行われるようになってきた。そこでは車だけでなく、人の集団運動や生体の中の様々な物質輸送なども研究対象とし、渋滞現象を広く捉えて複雑系科学として解析が行われてきた。

以下、車の渋滞に焦点を当てて、まずは物理学的に見てこの研究の興味深い点を列挙してみよう。車の流れは、1次元上を運動する多体粒子系だと考えることができるだろう。しかしその相互作用は通常のニュートン力学とはかなり異なる。車を運転すれば誰でもわかる通り、通常は前を走る車に合わせてアクセルを調整しており、自分の後ろの車からはほとんど影響を受けていない。つまり、自分の前の粒子からのみ力を受ける非対称な相互作用系なのである。このような系は、明らかに作用=反作用の法則を破っており、物理学ではこれまで考えてこなかった系なのである。<sup>2)</sup> したがってその集団の力学は、バネとおもりが一列につながって動くような振動系とは様子が全く異なり、大変興味深い不安定性などを呈するようになる。<sup>3)</sup>

さらに、現実の交通流は常に粒子の出入りがあり、その平均速度や密度などの諸量が時空で変動し続ける非平衡系

であるが、流れの状態としては渋滞していない自由相、そして渋滞クラスターができる渋滞相が存在し、それらはまるで液相と固相のようなアナロジーで議論できるのだ。実際に後で述べるが、高速道路では、1 kmに約25台の車の密度以上になると流れは渋滞相に変化し、この臨界密度は観測する場所が異なってもほぼ同じというユニバーサリティがあることが知られている。<sup>4)</sup> 物理学でも非平衡系における相転移の研究が盛んに行われているが、交通流はその興味深い応用の一つであろう。

また流体力学とのアナロジーも興味深い。流体物理の研究で有名なライトヒルも交通流に関する論文を発表しているが、<sup>5)</sup> 車という離散粒子系も遠くから眺めれば連続体の流れのように見えないこともない。そして渋滞の波は、流れの中を上流へと伝わっていく衝撃波として解析することができ、その衝撃波が進む速さは不思議なことにもどこでも時速約20 kmであることもわかっている。<sup>4)</sup> 筆者は大学で流体力学の講義も担当しているが、特に超音速流と交通流の類似性は面白いほどよく合うため、途中で頻繁に交通流のアナロジーで説明している。例えば、水は狭いところでは速く流れることはご存じだろう。実際、流体力学によれば、ホースの断面積が半分になれば、水の速度は2倍になることが示される。しかし車は道路が2車線から1車線に絞られると、そこで渋滞が発生して車の速度は低下する。つまり車の流れは、水とは全く逆に振る舞うのだ。しかしもしも流体が超音速状態になれば、断面積が狭くなると流れの速度は逆に遅くなり、交通流との類似性が出てくる。<sup>6)</sup>

しかし、交通流のダイナミクスは運転手の複雑な意思や判断の結果であり、従来の科学のように意思のない粒子の運動を扱っているわけではない。したがって、こうした渋滞の研究は、当初はなかなか正統な物理の研究として認められなかった。しかし、ニュートン粒子ではなく、車や人のような自分自身の判断で動く「自己駆動粒子」の集団の力学的振る舞いが世界中で注目を浴びるようになり、<sup>7)</sup> ここ十年ほどで市民権を得てきた感がある。人間の行動は複雑で科学的に扱うのはとても難しいが、例えば道路をたくさん車が走っているときには、せいぜいアクセルによる加速、ブレーキでの減速、あとは車線変更ぐらいしかとりうる行動はない。このように個人の自由な行動が集団の中で制限され、単純化されたとき、初めて学問として人間の集団行動を科学することができるようになってくるのだ。



図1 高速道路での渋滞の様子。

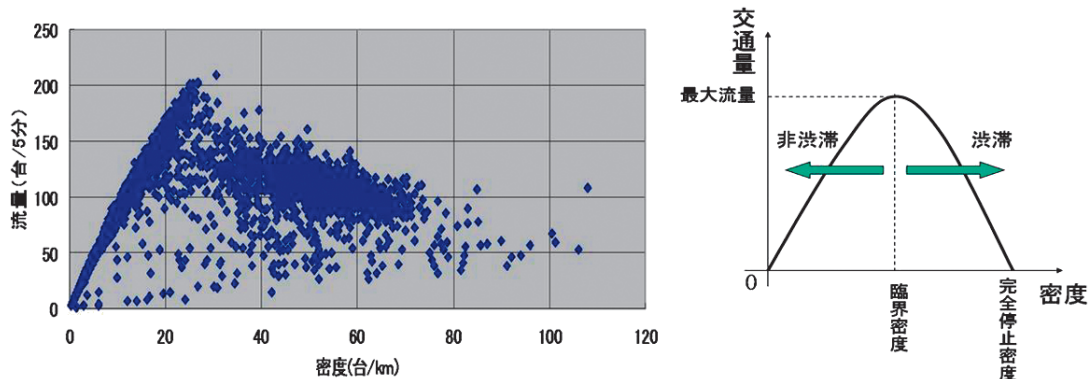


図2 (左) 高速道路での基本図. 東名高速道路焼津付近の追い越し車線において測定した1ヶ月間のデータ(データ提供:(旧)日本道路公団). (右) 基本図の一般的性質を模式的に表したもの.

## 2. 渋滞を定義する

それでははじめに渋滞について理学の立場で定義してみよう. 図2左は, 高速道路で実際に取得したデータで, 約2 kmおきに道路に埋めてある感知器によって5分ごとに測定されたものである.

縦軸は交通量(流量), 横軸は車の密度であり, 基本図と呼ばれている. 交通量とは, 5分の間にある地点を通過した車の台数のことである. そして密度とはその付近1 kmあたりに車が何台いるか, という量である. この基本図によれば, ある密度までは交通量は密度に比例して増えていくが, ある密度を超えると交通量が減少に転じることがわかる. 密度が低い時に交通量と密度が比例しているということは, 車が流れていて渋滞していないことを意味している. また, 混んできて車の密度が高くなると, 前の車が邪魔になり交通量は低下するし, 大渋滞で道路にびっしりと車が並んで停止すれば, 交通量はもちろんゼロになる. 以上より, 交通データをプロットすれば, 必ず原点から始まって増加してゆき, 密度が高くなると再びゼロに戻るように分布する. つまり, 基本図の曲線は途中のどこかに必ずピークがある山型になることになる(図2右). そして山形の右上がりの部分が自由流, 右下がりの部分が渋滞流となる. またこの曲線の峠のときの密度が渋滞になる臨界密度であり, このとき交通量は最大値をとることもわかる. 以上より, 渋滞の定義は「密度の増加とともに交通量が減少する状態」とすることができる. 図2左によれば, およそ1 kmあたり車が25台程度以上に増えた状態が渋滞であり, これは車間距離でいえば約40 mである. つまり車間40 m以下に詰めて走らざるを得ない状態が渋滞なのである.

余談だが, この定義に従ってアリの行列について基本図を描いてみたことがある. 約3ヶ月にわたる自然観測の結果, 何と渋滞の特徴である右下がりの状態が存在しないことが明らかになった. つまり, アリは渋滞していなかったのだ.<sup>8)</sup> アリが渋滞しない理由はまだよくわかっていないが, 自然観測ではアリは混んできるとお互い詰めなくなる, ということだけわかっている. つまり, 車は混んできて

どんどん詰めてしまって流量を落とすのに比べ, アリは詰めないことで流量を維持していたのだ.

## 3. 渋滞の数理モデルと解消法

さて渋滞の定義が定まったところで, 車や人などの動きを表す最も簡単な数理モデルを紹介しよう. それはセルオートマトンを用いるものであり, 現実の基本図も定性的に再現できる.<sup>9)</sup> まず, 車や人などに共通する基本的性質として, 「自分の前が空いていれば進めるが, 前が詰まっていれば動けない」という単純な排他ルールに注目する. この性質をモデル化するため, 車をすべて玉で表し, 道路を箱を並べて表す. ただし一つの箱には最大で一つの玉しか入らないとする. そして前の箱にすでに玉が入っていれば動けず, 前の箱が空のときのみ前に1つ進めるとする. このルールを全ての玉に一斉に適用する. 箱はサーキット状に並べておき, 周期系で境界はないとしよう. これがセルオートマトンモデルである.

それではこのモデルの基本図を描いてみよう. まず, 全箱数を  $L$ , 玉の総数を  $M$  とすれば, 密度はもちろん  $\rho = M/L$  で与えられる. そして明らかに密度の範囲は  $0 \leq \rho \leq 1$  となる. 次に流量だが, これは一般に平均密度と平均速度の掛け算で与えられるので, 玉の平均速度を求めよう. ある時刻  $t$  で動いた玉の数を  $K(t)$  とすれば, 玉の総数  $M$  は不変なので時刻  $t$  での平均速度は  $u(t) = K(t)/M$  で与えられる. そして各時間ステップで動いた玉の数  $K$  は一般に異なるため, 平均速度は一般に時間の関数になるが, 実際にはある時間ステップ経過後には  $K(t)$  は一定値に収束することが多い. 以上より, 流量が求まり  $Q = \rho u = K/L$  となる. さて, 密度が  $\rho < 1/2$  のときは, しばらく時間がたてば必ず全ての玉が動けるようになるため平均速度は1になり, 流量は  $Q = \rho$  となる. また,  $\rho > 1/2$  のときは, 動ける玉の数は, 空いている箱の数に等しいため  $K = L - M$  となり,  $Q = 1 - \rho$  が得られる. 以上より, このモデルでの基本図の形は図3のとおり2等辺三角形で,  $\rho = 1/2$  に対して対称な形をしており,<sup>10)</sup> これはモデルで玉入りの箱と空き箱を反転させても不変な対称性を反映している. また, 図2右のように自



由相、そして渋滞相が存在し、臨界密度が1/2となっており、定性的な交通流の性質を再現している。

次にこのモデルを使って渋滞をどのように解消できるかを考えてみよう。いろいろと箱と玉を使って遊んでいるうちに、とても簡単な方法があることに気がついた。それが図4に示されているが、渋滞している箇所にゆっくりと近づくと、という作戦である。このアイデアは先ほどの詰めないことで渋滞しないアリの動きがヒントになっている。

図4の赤い車に注目していただきたい。上段は車間を空けずに渋滞領域に近づいた場合で、確かに渋滞に自ら巻き込まれ、そして4ステップ後に渋滞から抜け出している。

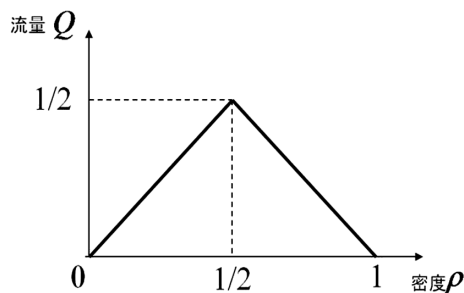


図3 セルオートマトンモデルによる基本図の理論曲線。臨界密度は1/2となっている。

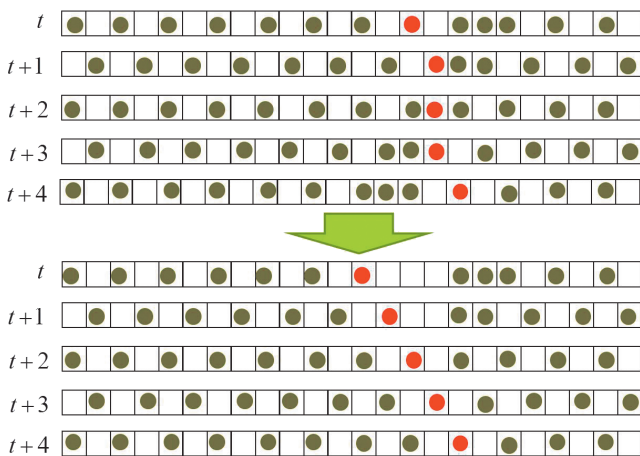


図4 渋滞吸収運転のモデル。上段は車間距離を空けずに渋滞に近づく場合、下段は車間を空けて近づく場合。

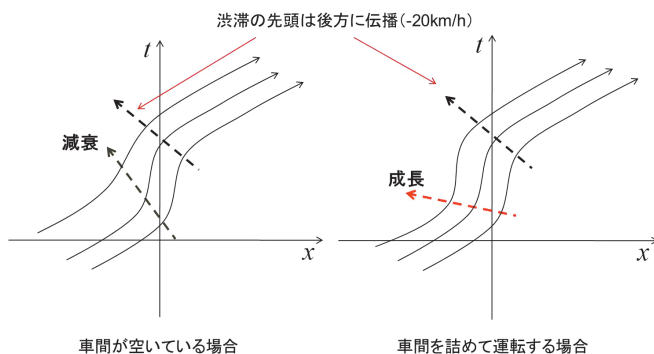


図5 渋滞吸収走行の概念図。図は三台の車の軌跡を描いた曲線で、横軸が位置、縦軸が時間である。渋滞の先頭は、データによれば時速約20 kmで後退する。そして車間距離を空けた走行をすることで渋滞が減衰していくが、逆に車間を詰めていると渋滞領域は成長していくことがわかる。

これに比べて下段は渋滞領域のだいぶ前から車間距離を確保して近づいている様子を表している。これを見ればわかる通り、車間距離を空けていたおかげで渋滞が解消し、その後通過するため渋滞に巻き込まれずに通過できていることがわかる。つまり、渋滞の上流であらかじめ確保しておいた車間距離のおかげで、渋滞をうまく吸収して消している。さらにより現実に合うように基本モデルを拡張したスロースタートモデルでは、この走行により流量も向上することが示される。<sup>10)</sup> また、この走行を行ったときの車の時空における軌跡の様子を表したものが図5である。

まず、先ほど述べた通り、渋滞の先頭はおよそ時速20 kmで削られていく(図5)。そのため、例えば長さ1 km程度の渋滞であれば、後ろから全く車が来なければおよそ3分で消滅する。しかし実際にはもちろん車はこの渋滞領域に次々と到着する。しかしあえて少し減速して車間距離を空け、到着を遅らせる走り方をすれば、渋滞の成長を防ぐことができ、うまくタイミングがあれば渋滞を消すことも可能なのである。実際に慣れたトラックの運転手はこのような走行をしている人が多いようだ。我々はこういった運転をする車を「渋滞吸収車」と名付けた。この車がうまく車間距離をとってゆっくり渋滞に近づくことで、前の車が遅くなくてもその車間距離を利用してなるべく一定の速度で走り続けることができる。これがブレーキの連鎖を止めるクッションの役割を果たすことにもつながる。このように渋滞を起こさせない走り方を心がければ、個人の力で渋滞を未然に防げるし、道路建設などにお金をかけなくても同様以上の効果が得られる可能性があるのだ。

#### 4. 渋滞解消の実践

我々はこの渋滞吸収運転が成功するための条件を求め、<sup>11)</sup> またその理論に従ってJAFや警察庁と共同で公道実験を行った(図6)。渋滞吸収のターゲットに選んだ場所は、渋滞の名所の一つである中央道上の小仏トンネル付近である。そこで我々は8台の車がペースメーカーとなって相模湖インターの少し手前より時速を周囲より20 km程度下げ、車間距離をとって安定走行をする実験を行った。まず、



図6 渋滞吸収走行の実験中の様子(JAF提供)。「警察庁」のシールをつけた8台のペースメーカー車が走行している。



図7 スローイン・ファストアウトの概念. 渋滞領域への流入を減らし、流出をより増大させれば渋滞長は短くなってゆく.

その上流の上野原インターに8台の車で待機し、そこで小仏トンネル付近の速度データをリアルタイムでモニタリングした。そして渋滞発生初期、つまり平均速度が時速約70 kmまで下がってきたときにインターから中央道入り方面へ入っていった。その時、我々の前方に1 km程度の長さの渋滞が発生して時速が55 km程度にまで落ち込んでいたが、我々のペースメーカー車の通過後は平均速度が時速80 kmぐらいまで回復した。つまり、渋滞吸収車によって渋滞を消すことに成功したのだ。<sup>12)</sup>

この渋滞吸収走行の開始地点は、渋滞領域の数 km 手前の自由流領域がよい。自由流の領域ではもともと車間距離が大きいので、吸収のために多少減速してもそれが周囲の流れを副次的に渋滞させてしまうことはない。<sup>11)</sup> したがってこの上流の位置で前もって車間距離を確保し、その貯金をうまく使いながらなるべく定速で渋滞へ近づいていくのがよい。さらにこの走行を成功させるために、渋滞領域を抜けるときも気をつけなくてはならないことがある。それは、なるべく自分の前の車が動き出したら遅れずについていくことである。人は渋滞に巻き込まれると一種のあきらめ感が出てきて周囲の状況に機敏に反応しなくなってくる。したがって、常に2, 3台前の車を見て前方の交通状況を確認していれば、早めに加速の準備ができるようになる。以上の走行方法を一言でいえば、「スローイン・ファストアウト」となる。要するに渋滞にはゆっくり入り（スローイン）、渋滞からは素早く抜ける（ファストアウト）走行をすればよい。こうして最後尾の成長を抑えとともに、渋滞の先頭部を早く削っていくことのダブルの効果で、渋滞長を効果的に短くできるのだ（図7）。

## 5. 情けは人のためならず

最後に、以上の渋滞吸収走行を実施する場合のハードルとして、以下の2つを指摘しておこう。まず、車間距離を開けると、そこに割り込んでくる車がいる、ということである。混み始めた状態で車間を40 m空けて走っていると、我々の実験でも残念ながら割り込まれてしまうことが多いのも事実だ。しかし、しばらくすると割り込みをしない車が周囲に徐々に増え、そうした車の集団ができると後ろから容易に追い抜きができなくなってくる。こうなると割り込みはほぼ無くなり、吸収走行を安心してできるように

なってくる。これまで私自身、こうした経験を何度もしたことがある。

次にこの走行に協力するためのモチベーションの問題がある。実は吸収走行を行った本人にとっては、総旅行時間はあまり変わらないことも多い。そうすると自分にメリットがあまり感じられないため、積極的にこのような走行をしようとなかなか思わなくなる。しかし燃費に注目すると、明らかなメリットがある。それは安定した速度で走行をすることにより余計な加減速が減るからである。実際にこれまでの実験では最大約4割も燃費が向上したこともあり、このおかげでCO<sub>2</sub>の排出も抑えられるため環境によりエコドライブになる。また、この吸収走行は実は自分よりむしろ後ろの車に恩恵をもたらす。そこで、この利他的な走行をお互いすることで、ある時は自分が社会貢献する立場になり、またある時は誰かに助けられることもある。情けは人のためならず、ということわざがある。自分の後ろなんてどうでも良い、と皆が思っていると、結局いつかは自分にそのツケが回ってくることになる。やはり皆で人のために行動することが、自分も含めた全体に最も高い益をもたらすことになる。道路では、このような思いやりのある「お互い様」の交通環境になって欲しいと願う。

## 参考文献

- 1) 佐々木 綱, 飯田恭敬: 『交通工学』(国民科学社, 1992).
- 2) M. Bando, H. Hasebe, A. Nakayama, A. Shibata and Y. Sugiyama: *Phys. Rev. E* **51** (1995) 1035.
- 3) D. Helbing: *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 1067.
- 4) M. Treiber and A. Kesting: *Traffic Flow Dynamics* (Springer, 2013).
- 5) M. J. Lighthill and G. B. Whitham: *Proc. Roy. Soc. London A* **229** (1955) 317.
- 6) 松尾一泰: 『圧縮性流体力学—内部流れの理論と解析』(理工学社, 1994).
- 7) D. E. Wolf, M. Schreckenberg and A. Bachem (Eds.): *Workshop on Traffic and Granular Flow* (World Scientific, Singapore, 1996).
- 8) A. John, A. Schadschneider, D. Chowdhury and K. Nishinari: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 108001.
- 9) B. Derrida, M. R. Evans, V. Hakim and V. Pasquier: *J. Phys. A* **26** (1993) 1493.
- 10) 西成活裕: 『図解雑学 よくわかる渋滞学』(ナツメ社, 2009).
- 11) R. Nishi, A. Tomoeda, K. Shimura and K. Nishinari: *Trans. Res. Part B* **50** (2013) 116.
- 12) 実験の様子はJAFのホームページ (<http://ch.jafevent.jp/detail.php?id=24>) 参照.

(2015年1月25日原稿受付)

上田和夫 〈JPSJ編集委員長〉

## 生体分子の運動における溶媒粒子の非平衡効果

近年、生体分子の運動にそのまわりの水などの溶媒粒子の密度分布が影響することが明らかになってきた。これまでの研究では、溶媒粒子は常に平衡状態にあると仮定されていたが、溶媒粒子の動きが狭い空間で制限されると、必ずしも平衡状態に緩和できるとは限らない。本研究では、運動している生体分子まわりの溶媒粒子のダイナミクスを計算する手法を開発した。この手法を大きい球がシリンダー状のカゴに挿入される場合に適用した結果、溶媒粒子の非平衡分布を得ることができ、カゴの底で平衡分布との違いが大きくなることが明らかになった。

生体分子が機能を果たすとき、水などの溶媒粒子がまわりを取り囲んでいることが多い。これらの粒子は生体分子の機能に影響することが、近年明らかになってきた。その例の一つとして、蛋白質などの受容体とリガンドの結合が挙げられる。これらの結合は、溶媒粒子があると、その排除体積を減らそうとする効果のため、より安定になる。実際、この安定性に対する溶媒粒子の影響は、受容体がリガンドを認識し結合する問題のいくつかで、熱測定などの実験や液体論による理論的研究の両方で明らかにされている。

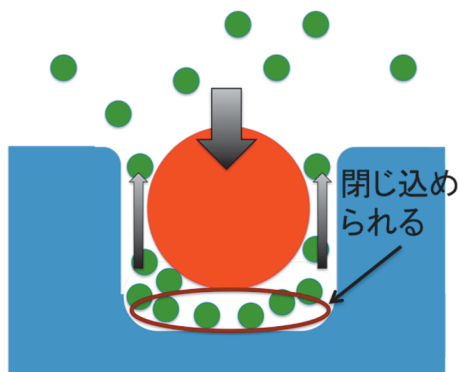


図1 平衡状態に緩和できない場合の例。溶媒粒子は蛋白質とリガンドの間に閉じ込められる。

特に、生体分子まわりの溶媒粒子の密度分布を考慮した理論により、このような影響を高精度に計算できるようになってきた。

これらの研究では溶媒粒子の分布は平衡状態を仮定しているが、溶媒粒子の分布が非平衡状態になることも考えられる。平衡状態の仮定が成り立つには、溶媒粒子の緩和時間が生体分子の運動する速度に比べ充分短くなければならない。しかし、例えば、リガンドが受容体に結合する場合には、溶媒粒子は図1のように閉じ込められ動きが制限されるため、その緩和時間は長い。もし溶媒粒子の緩和時間より速くリガンドが受容体に結合すると、結合が終わっても溶媒粒子は平衡状態に達しない。このような場合の溶媒粒子の影響を明らかにするためには、溶媒粒子の非平衡密度分布を計算する必要がある。

最近、九州大学大学院理学府物理学専攻のメンバーを中心とする研究グループは、動いている溶質まわりの溶媒粒子の密度分布の時間発展を計算する手法を開発した。この手法は、溶質と溶媒粒子の相互作用を時間的に変化した動的密度汎関数理論で定式化される。この手法をリガンド-受容体系のモデルに適用した結果、溶媒粒子の非平衡分布を得ることができ、受容体の底で平衡分布との違いが大きくなることが明らかになった。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌JPSJの2015年12月号に掲載された。

図2は、溶質を一定速度で円筒状のカゴに挿入した場合の溶媒粒子の非平衡密度分布をカラープロットで表している。溶質はリガンドを、カゴは受容体をモデル化している。溶媒粒子の密度は、平衡状態と同じように、排除体積のために溶質のまわりで疎と密を繰り返す。その幅は溶媒粒子の直径に近い。それに対して非平衡の効果により、密度は溶質の進行方向で大きく、後退方向で小さくなった。これらのことから、溶媒粒子の排除体積による疎密な分布の特徴を捉えたまま、非平衡の理論に拡張できていると考えられる。

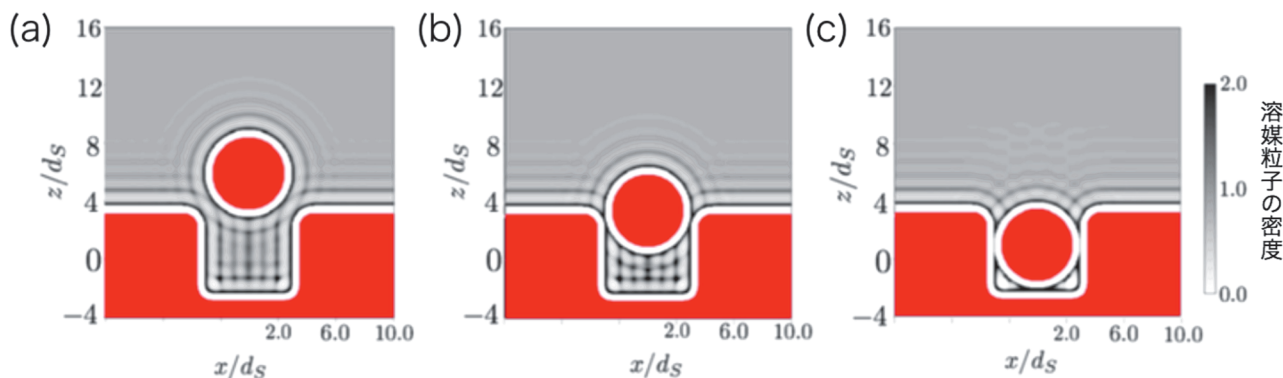


図2 溶質を一定速度でカゴに挿入した場合の溶媒粒子の非平衡密度分布。

この手法により、溶媒粒子の非平衡密度分布を得ることができるが、その分布が生体分子の運動に与える影響は明らかにされていない。もし、このような影響を計算する手法を確立させ、リガンドと受容体系の結合の問題に適用すれば、溶媒粒子の密度分布を考慮して結合の速度等も議論できるようになる。

#### 原論文

Theoretical Method of Calculating Solvent Nonequilibrium Effect on Solute Movement

R. Hara and A. Yoshimori: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 123601.

〈情報提供：原 諒平（九州大学大学院理学部物理学科）  
吉森 明（新潟大学大学院理学部物理学科）〉

#### News and Comments

Nonequilibrium Effects on Macromolecules Immersed in a Solvent

K. Fuchizaki: JPSJ News and Comments **12** (2015) 13.

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10月に掲載可となった中から2015年11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3号 (2016年3月号) 予定目次

#### 解説

生体組織を対象とした光音響イメージングの原理とその応用  
.....石原美弥  
超伝導・半導体界面における光物性と量子情報通信への応用  
.....末宗幾夫

#### 最近の展望

複合アニオン化合物を用いた鉄系新超伝導体開発.....荻野 拓  
圧電 MEMS の基礎技術と応用展開 .....神野伊策

#### 研究紹介

高い磁気転移温度をもつハーフメタル遷移金属酸化物；  
カチオン秩序配列による磁気構造制御.....島川祐一  
高耐圧ダイヤモンド pin ダイオード；卓越した材料  
ポテンシャルからデバイス実現に向けて.....鈴木真理子

「光らなかった」過程を測る .....石井真史  
ココだけのハナシ  
私の名前がタナカだったら、希土類やってないですよ！  
.....城戸淳二  
ホッとひといき：医師の勤と経験を支援する診断治療用  
ロボットのこれから.....藤江正克  
連載：科学を詠む<sup>⑮</sup> 匂いは満ちゆきて.....松村由利子  
Inside Out：ベトナム人留学生たちの活躍；過去、現在と未来  
.....ファム ナム ハイ  
Science As Art：コンタミの輝き .....秦野和也

## 2015年秋季大会 招待・企画・チュートリアル講演の報告

### 領域委員会

([A] 登壇者氏名 [B] 報告)

#### 【招待講演】

理論核物理領域「高温における新たな摂動理論の展開とそれに基づく超ソフトなフェルミオンの集団励起の解明」

鈴木克彦 (東理大理)

[A] 佐藤大輔 (ECT, イタリア)

[B] 日本物理学会若手奨励賞受賞者の記念講演は物理学年次大会で実施しているが、受賞者の一人である佐藤大輔氏が前年度の年次大会 (早稲田大学) に出席できなかったため、今回招待講演として講演をお願いした。高温における場の理論の構築はクォーク・グルーオン・プラズマなどの解明の上で非常に重要であるが、理論的実験的に興味のあるエネルギー領域では、摂動的な量子色力学は適用できず扱いが難しい。先行研究としてHard Thermal Loopの理論などがあるが、佐藤氏は既存の理論を超えて thermal mass や thermal decay width の効果などを取り込み新しい計算手法を開発した。その計算の結果、高温状態においては極めてソフトなフェルミオン対の励起モードが存在することを新しく発見した。本講演では熱場の理論の一般論、エネルギースケールの分類や摂動計算の困難について紹介した後、氏自身の計算について説明された。他の研究との関連性と改善点について詳しく説明があった。約50名程度の参加者から活発な質問、コメントがあった。講演前には、理論核物理領域の審査委員熊野氏から賞状の授与があった。

実験核物理領域, 素粒子実験領域, 宇宙線・宇宙物理領域

「Field-induced polarization of Dirac valleys in bismuth」

<sup>48</sup>Caの新濃縮法とCANDLES実験」

矢向謙太郎 (東大CNS)

[A] 岸本忠史 (阪大理)

[B] ニュートリノレス二重ベータ崩壊は、その観測が「宇宙初期の物質粒子生成」や「軽いニュートリノ質量」の謎の究明につながるため、大変興味深い。新学術領域研究「宇宙の歴史をひもとく地下素粒子原子核研究」で計画研究A02「<sup>48</sup>Caを用いたニュートリノのマヨナラ性と研究と高分解能技術の開発」の代表でもある岸本忠史氏に講演をお願いした。

現在、<sup>136</sup>Xe同位体を使用した実験 (KamLAND-Zen 実験, EXO 実験) が世界をリードしているが、<sup>76</sup>Ge や <sup>130</sup>Te 同位体を使用した実験も観測を開始しており、激しい競争になっている。岸本氏はこのような状況を概観したあと、CaF<sub>2</sub> シンチレータを用いた実験施設 CANDLES について解説し、ニュートリノ有効質量感度  $\langle m_{\nu} \rangle \sim 10$  meV を見据

えるための低バックグラウンド化・大型化に向けた戦略を示した。<sup>48</sup>Caの自然同位体比は0.19%と低いため、バックグラウンドを増やさずに崩壊核を増やす同位体濃縮が本質的である。岸本氏のグループは主としてクラウン・エーテル樹脂を用いた手法を開発・整備してきたが、その一方で電気泳動法の試行を重ね、高効率の向流電気泳動法に行き着き成功させた。この画期的な手法を平易に解説し、成功に至るまでの試行錯誤や今後の大量生産に向けた課題を専門外の研究者にもわかりやすく提示した。

電気泳動法の開発中、実験の不具合を物理的に分析して克服していくさまは特にエキサイティングで、実験研究の醍醐味が伝わる印象的な講演であった。

宇宙線・宇宙物理領域「Final Fate of Massive Collapsing Stars in Einstein Gravity」 郡 和範 (KEK 素核理論セ)

[A] Joshi Pankaj (Tata Institute of Fundamental Research)

[B] Pankaj S. Joshi さんにより、アインシュタイン重力における、時空の特異点形成と、その観測可能性について、講演していただきました。63名の聴衆が集まりました。

巨大な質量の星などの重力崩壊によって形成される時空の特異点では、エネルギー密度や応力、時空の曲率が無限大になるため、一般相対論を含めた既知の物理法則では計算できなくなります。そのため、時空の特異点が、観測不可能であるブラックホール内部に形成されるのか、それとも原理的に観測可能であるのかすらわかりません。講演者者はこの点をわかりやすく解説しました。また、これに関する彼の最近の研究成果である、「裸の特異点の観測的な兆候」について詳しく解説しました。彼からの提案である、近い将来行われる観測で、我々の銀河の中心に存在すると考えられている巨大ブラックホールの詳細な観測により、このことが観測可能になることが紹介されました。

領域2「高温非平衡プラズマにおける輸送現象」

金子俊郎 (東北大院工)

[A] 稲垣 滋 (九大応用力学研)

[B] 本招待講演では、プラズマ乱流をマルチスケール揺動の共存系として捉え、ミクロスケール (イオン旋回半径) からマクロスケール (プラズマ半径) まで、重要な総てのスケールのプラズマ揺動を対象に実測と解析を行った研究成果について紹介がなされた。多種多様な計測器間の相関を用いることで微弱なプラズマ揺動信号を検出することを可能とし、プラズマ半径程度の相関長を持つマクロスケー

ル揺動を発見した。クロスバイコヒーレンス解析によって、このマクロ揺動はスケールが大きく異なるミクロ乱流と結合していることを明らかにした。また、ミクロ乱流がマクロ揺動を介して、離れた位置のミクロ乱流に作用することを観測し、マクロ揺動がプラズマ非局所輸送現象に深く関係していることを実験的に示した。

このように本講演では、マルチスケール乱流という描像に立脚し、プラズマ乱流の非局所性に理解をもたらす新機軸について報告された。

本講演では、多くの研究者が聴講し、質疑応答も活発に行われ、今後のマルチスケール乱流と非局所輸送研究の進展に注目が集まっていることが分かり、参加者にとっても有意義な講演であったと考えている。

### 領域3, 領域7, 領域8, 領域11「有機磁性体による低次元量子スピン系研究の最近の発展」

坂井 徹 (兵庫県立大物質理)

[A] 細越裕子 (阪府大理)

[B] 深い成果をあげ、注目されている。さまざまな幾何学的構造が実現できることから、スピンギャップ・磁化プラトー・マグノンのボースアインシュタイン凝縮などのエキゾチックな新現象が理論的に予測される低次元系やフラストレーション系を次々と合成して、これらの現象の検証に成功してきた。なかでも細越氏は、有機ラジカルを用いた量子スピン系合成の第一人者として、スピラダー系・ボンド交代鎖・カゴメ格子・スピチューブ系など、注目される低次元系・フラストレーション系を数多く作製し、さまざまな新現象の検証を実現して、磁性や強相関係の分野をリードしてきた。本招待講演では、細越氏の最近の成果のうち、スピチューブ系やスピラダー系の磁場誘起転移などのホットな話題を紹介していただいた。部屋が十分広かったこともあり、200人近い聴衆があり、活発な議論が繰り広げられた。本講演は、磁性だけでなく、さまざまな分野の発展につながると期待される。

### 領域5, 領域8, 領域3「偏光依存角度分解内殻光電子分光による強相関電子系基底状態の決定」

藤森 淳 (東大理)

[A] 関山 明 (阪大基礎工)

[B] 近藤効果や重い電子現象を示す希土類4f電子系の電子状態は、結晶場によってその基底状態と低エネルギー励起状態が規定されている。しかし、理論的に結晶場を予言することは難しく、実験的に結晶場を調べようとしても、これまで用いられてきた帯磁率測定や非弾性中性子散乱は間接的で不十分な情報しか得ることができなかった。講演者は最近、放射光を用いた硬X線光電子分光により、内殻準位から放出される光電子の角度分布及び変更依存性を精密に測定することによって、結晶場基底状態を波動関数も含めて一意的に決定するという全く新しい実験手法を開発

し、放射光分光分野ばかりでなく、強相関係分野、磁性分野の研究者からも注目されている。本講演では、実験方法と解析方法の原理的な説明から始まり、実際の希土類化合物に適用して結晶場中の基底状態の波動関数を決定した例、低エネルギー励起状態を調べた例がいくつか紹介された。そして、今後より汎用性の高い手法に発展する可能性についても議論された。本公演は、合同領域の招待講演やシンポジウムと並行に開催されたにもかかわらず、多数の聴衆を集めた大きな教室が満員になった。講演後の議論も活発に行われ、関心の高さが伺えた。

### 領域6「表面散乱が誘起する空間変調した超伝導・超流動状態」

池上弘樹 (理研CEMS)

[A] 青山和司 (阪大院理)

[B] 超流動体/超伝導体における秩序変数が空間変調した状態は40年以上にわたる重要なテーマであり、空間の対称性の自発的な破れの観点からも興味深い問題である。本講演では、空間変調を受けた超流動/超伝導状態の基礎から最近の進展を青山氏に解説していただいた。講演では、まず、常磁性効果の強いスピン三重項超伝導体において、強磁場による対破壊の結果、秩序変数が空間変調を受けた Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態が実現されるということの理論的側面を解説していただいた。続いて、異方的対状態においては表面散乱が対破壊の起源となることが示された。その表面对破壊の結果として、表面の影響が大きい異方的超伝導体薄膜や制限空間中の超流動ヘリウム3においては、空間変調を受けた新しい相が安定化するという青山氏の理論研究の紹介があった。さらに、表面誘起による空間変調した状態の特徴と、強磁場中におけるFFLO状態との共通点、相違点が議論された。本講演には多くの聴衆が集まり、また非常に分かりやすい講演であったため、活発な議論が交わされた。

### 領域6, 領域4, 領域8「アンドレーエフ束縛状態の物理」

浅野泰寛 (北大工)

[A] 田仲由喜夫 (名大工)

[B] 講演はまず、異方的な超伝導体のペアポテンシャルが、フェルミ面上で符号を変化させることにより、超伝導体の表面かつフェルミ準位直上に束縛状態が現れることを示した。

また、この表面束縛状態が現れると直ちに奇周波数クーパー対という、奇妙なクーパー対の相関が局所的に発生することを概観した。次にスピン3重項p波超伝導体が極めて異常な近接効果を示すこと、今日それがマヨラナ粒子の物理学として精力的に研究されていること、また奇周波数クーパー対とマヨラナ粒子が互いに一枚のコインの裏表の存在であることを示した。ラシュバスピ軌道相互作用の強い半導体細線に近接効果によって超伝導を誘起しゼーマン場を印加した人工超伝導系でマヨラナ粒子が実現できる

という実験結果を紹介した。さらに最近注目されている話題として、ワイル半金属が超伝導になった場合のクーパ対の性質、トポロジカル絶縁体に金属元素をドーブして発生する超伝導状態の性質に関する研究成果を述べた。マヨラナ粒子は電子の半分の自由度の粒子に対応するが、マヨラナ粒子をさらに分割する研究が既に精力的に行われていることを紹介し、結びとした。

講演は多数の聴衆の参加をえて実施された。実際に、講演会場は大教室であったにもかかわらず、多数の立ち見が発生した。

#### 領域6, 領域9, 領域10「ヘリウム4結晶の最近の展開——平衡形・超固体系——」

佐々木 豊 (京大低温セ)

[A] 奥田雄一 (東工大)

[B] 超流動ヘリウム4中のヘリウム4結晶を舞台として、結晶の平衡形ならびに制限空間内での結晶成長についての講演が行われました。午後1時開始としたため、関連分野の午前中セッションからの時間の余裕がなく、一部の参加者には慌ただしい昼食をお取りいただいたこととなりますが、会場は窮屈にならぬ程度の適度な参加人数70人超に恵まれました。講演の前半では、航空機のパラボリックフライトにより得られる微小重力下での希釈冷凍機実験による、ヘリウム4結晶の平衡形観測についてお話されました。わずか1分程度のみ維持される微小重力環境下で、超流動ヘリウムにより提供される超高速な結晶成長のおかげで結晶の平衡形が達成され、ウルフの原点を決定することにより結晶軸を同定し、ファセットとそれを取り囲む微斜面の形状が理論と合致することが紹介されました。講演の後半には、ヘリウム4結晶で周囲を完全に取り囲んだ多孔体エアロジェル中に閉じ込められた超流動ヘリウム4が、そのまま冷却するとある温度以下で結晶化することが紹介されました。このような結晶成長を行うためには、周囲のヘリウム4結晶を通過する質量流が多孔体中に流れ込む必要があります。超固体転移による質量流の発生を捉えた可能性が指摘されました。

#### 領域8「籠状物質PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>における多極子2段転移と重い電子超伝導」

三宅和正 (豊田理研)

[A] 松本洋介 (東大物性研)

[B] 局在多極子が伝導電子と混成することによって、従来の金属論では記述できない新しい金属状態が現れることが、f電子系を中心に明らかになってきた。そのなかでも、 $\Gamma_3$ という非クラマース2重項を結晶場の基底状態としてもつPr<sup>3+</sup>イオンを含む立方晶金属化合物の示す異常な物性が注目されている。

講演では、Prを含む籠状物質PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>、PrTi<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>の示す異常な物性を中心とした報告があった。PrV<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>では2段の四極子転移を示し、その転移温度より高温側では比熱、

磁化率、電気抵抗に顕著な非フェルミ液体の振る舞いが観測される。また、超伝導は四極子秩序と共存しており、超伝導転移温度直上での電子比熱係数はほぼ1 J/K<sup>2</sup> molであり重い電子超伝導であることを示している。一方、PrTi<sub>2</sub>Al<sub>20</sub>は常圧では四極子転移を示すものの転移点より高温側はフェルミ液体的に振舞うが、6 GPa以上に加圧すると、四極子温度が消失する圧力に向けて、超伝導転移温度と有効質量が急激に増大するなど、新しいタイプの量子臨界性を示す。これらは、Prを含む立方晶籠状物質の示す新しい物理を例示しており、講演を聞いた会員にとって有益であったと考えられる。講演の聴衆は140名余りと盛況であった。なお、同じセッションで行われた企画講演でも姉妹系の物理が議論されたことから、本招待講演は、時宜を得ていたといえる。

#### 領域9「スピン・回転状態選別O<sub>2</sub>分子ビームによる酸素吸着・散乱過程の解析」

中川剛志 (九大総理工)

[A] 倉橋光紀 (物材機構)

[B] 表面吸着反応が吸着分子の方位に依存することは広く認知されているが、実験的に分子のスピン・回転状態を規定し、化学吸着の立体効果を明らかにした研究例は限られる。倉橋氏は独自に開発した六極磁石を用いて、電子スピンと回転状態の量子数を選別した高輝度な酸素分子線を生成した。この状態選別酸素分子ビームを用いて、酸素の吸着確率を分子の並進エネルギーも変化させながら測定し、その吸着確率の立体効果やスピン効果を明らかにした。

本講演では量子数を選別した酸素分子線の高輝度化の紹介から始まり、燃料電池の電極反応で重要なPt表面への酸素吸着が分子軸と表面の成す角に大きく依存することを明確に示した。

次に化学反応へ及ぼす磁化の影響についてのNi表面への酸素吸着について報告があった。化学反応への磁化の影響は高磁場や極低温の場合に限られることが多いが、室温においてNi表面への酸素分子の吸着確率が酸素分子とNiフェルミ面のスピンが平行のときに大きくなることを報告した。しかし、パウリ則からは反平行が好ましいことが予想され、これと相反する実験結果は大変興味深く、今後の理論解釈が待たれる。

講演には多くの聴衆が集まり、様々な触媒反応への本手法の展開の可能性や異なる分子の状態選別ビームの生成などに関して期待とともたれる活発な質疑が行われ、今後も状態選別ビームによる研究の裾野が広がることを予感させる内容であった。

#### 領域9「フェーズフィールド法によるステップ・ダイナミクスの定量的数値計算」

長嶋 剣 (北大低温研)

[A] 三浦 均 (名市立大)

[B] 原子・分子ステップは表面・界面における特異な場所として重要である。また、結晶成長過程においては原

子・分子の取り込み口となることから重要な場所でもある。三浦氏はフェーズフィールド法と呼ばれる連続体モデルに基づいたシミュレーションによって結晶成長の諸問題に取り組んでおり、本講演では原子ステップの時間発展と不純物効果についてご講演いただいた。

従来の解析的手法ではステップ間隔や不純物間隔を一定とするのが一般的であったのに対し、三浦氏はフェーズフィールド法の利点を活かし、モンテカルロ法を併用した不純物効果のシミュレーション結果を示した。ランダムな位置に不純物が吸着・脱着する現象をシミュレーションに取り入れた結果、ステップ成長速度が従来の理論予測よりわずかにずれることや、過飽和度を徐々に減少させた場合、増加させた場合とでステップ成長速度のヒステリシスが生じることを示した。

三浦氏の開発した手法は、従来の解析的手法では難しかった様々なケースについてより現実に近い環境でのシミュレーションを行うことができる。そのため、例えばステップを観察した実験との比較において非常に強力なツールとなることが期待できる。

## 【企画講演】

### 素粒子論領域「共形ブートストラップと臨界現象：イジング模型から QCD まで」 川野輝彦（東大理）

[A] 中山 優 (Kavli 数物連携宇宙研究機構)

[B] 物理系の臨界現象を理解することは非常に重要な問題であり、その振舞には個々の物理系に共通する普遍性を有しており、その背後に共形不変性という対称性が大きな役割を果たしていることが分かっています。

この講演では、最近目覚ましい発展が起り注目をされている、共形ブートストラップの方法について解説をしてもらい、その方法を用いた興味深い応用について説明していただきました。

特に、3次元イジング模型の臨界指数、QCDにおける相転移の次数の決定、Conformal Technicolor理論の実現可能性など、これまで議論が分かれている未解決問題に、共形ブートストラップの応用として、どのような予言をするのかを解説していただき、有用で大変興味深い講演であったと思います。

### 素粒子論領域「宇宙暗黒物質からさぐる新物理」

浅賀岳彦（新潟大）

[A] 石渡弘治（金沢大）

[B] 2012年のHiggs粒子発見により、予言するすべての素粒子が実験的に確認され、標準模型は大成功を収めた。しかし、標準模型が究極の理論ではなく、解決すべき問題を抱えていることも知られている。その最大の問題の一つが宇宙暗黒物質の問題である。暗黒物質の存在は、20世紀前半から銀河の運動などからその存在が指摘されてきた。近年の宇宙背景輻射の精密測定によりその存在は確実とな

り、その正体の解明は今世紀最大の課題の一つである。

暗黒物質の謎を解明するためには、地上実験による直接的な探索、および宇宙線観測などによる間接的な探索が決定的な役割を果たす。そのため、様々な実験が稼働し、理論的にも多角的に研究が進められている。

本講演では、暗黒物質探索の理論研究において顕著な業績を上げている石渡弘治氏に、直接探索の根幹となる暗黒物質の反応率および暗黒物質起源宇宙線の評価について、これまでの歴史的経緯も含め、氏の最新の研究成果まで包括的に解説していただいた。当日講演会場には立ち見が出るほど多くの方々に参加していただき、活発な質疑・討論も行われるなど、大変有意義な講演となった。

### 素粒子論領域「格子QCDで迫るフレーバー物理」

青木保道（名大KMI）

[A] 金児隆志（KEK）

[B] 標準模型の精密検証から標準模型を超える物理の可能性を探るフレーバー物理において、キャビボ-小林-益川行列の精密決定による標準模型の検証が進められている。ここではハドロンの崩壊を実験で精密に求めることと、ハドロンのQCDによる非摂動力学を精密に解くことが必要となるが、実験・理論の進展により、パーセントオーダーの検証が行えるようになってきた。日本ではBelle2実験が準備されつつあり、Belle実験の40倍のルミノシティにより、特に $b$ クォークの関与する過程で格段の精度向上が望まれる。対する理論ではQCDの非摂動効果をフルに取り入れた格子QCD計算の精度向上が必要となる。

本企画講演では、格子QCDのこの分野で活躍されている金児氏（JLQCDコラボレーション）に現状報告をしていただくとともに、今後の課題と展望について議論していただいた。JLQCDコラボレーションからはカイラル対称性を持つ格子作用を用いた数値計算の進展について、特に、 $\pi$ ,  $K$ ,  $D$ の崩壊定数とセミレプトニック崩壊の形状因子計算の現状とフレーバー物理への応用についての解説があり、 $B$ メソンの物理への展望が議論された。また、超冷中性子実験から新物理探索をする際に重要になる核子の性質に関する計算についても報告があった。標準模型の一層の精密検証のための格子計算の精度向上が期待される。

### 素粒子実験領域、実験核物理領域、宇宙線・宇宙物理領域「測定器開発優秀修士論文賞受賞講演」

戸本 誠（名大理）

[A] 測定器開発優秀修士論文賞 趣旨および選考経過説明（幅 淳二：KEK）、宇宙X線観測用SOIピクセル検出器における電荷収集効率の改善（松村英晃：京大）、T2K実験ニュートリノビーム増強のためのJ-PARC MR Intra-Bunch Feedback Systemの開発（仲村佳悟：京大）、 $\Sigma p$ 散乱実験のためのMPPC多チャンネル読み出しシステムの開発（塩崎健弘：株式会社VASILY）



[B] 本企画講演は、2014年度「測定器開発優秀修士論文賞」受賞者による受賞講演である。今回も幅広い分野から多くの聴衆が集まった。選考委員長である幅氏により賞の趣旨および選考結果の説明および表彰の後、受賞講演が行われた。

いずれの講演も、厳しい選考を勝ち抜いた優秀な論文内容を明快に伝えるとともに、受賞者の測定器開発へ取り組み、熱意が感じられ、受賞者の将来の活躍を確信させるものだった。松村英晃氏による宇宙X線観測用SOIピクセル検出器における電荷収集効率の改善に関する講演は、新しく開発されたSOI検出器に関する検出エネルギー位置依存性の問題をビームテストやシミュレーションを使って原因究明し、その改良までを述べる講演で、その起承転結が鮮やかな印象であった。仲村佳悟氏による講演は、J-PARC MRのビーム強度を上げるために新しく導入されたビームモニターシステムとその検出信号を用いたビームフィードバックシステムに関するものであった。実際にシステムが導入されたことによるビーム強度30%増強に成功した経験に基づく講演は迫力十分で、大きな説得力をもつものだった。塩崎健弘氏による講演は、シンチレーティングファイバーを用いた飛跡検出器のうち5,000 chのMPPCの読み出しに最適化したエレクトロニクスに関するもので、本人自身が努力した部分が非常にわかりやすい講演であることが印象的であった。検出器と開発したエレクトロニクスを組み合わせたビームテストの結果も示されて、本実験での性能要求を満たしていることが示された。(報告：丸山和純(KEK))

#### 素粒子実験領域、素粒子論領域「T2K初の反ニュートリノビームを使ったニュートリノ振動測定」

西田昌平(KEK)

[A] 南野彰宏(京大理)

[B] T2K実験最初の反ニュートリノビームを使ったニュートリノ振動測定結果について報告があった。解析には、2014年5月から2015年6月までに取得した全反ニュートリノモードデータが用いられた。反電子型ニュートリノ出現事象探索では、反電子型ニュートリノ候補が3事象観測されたが、現在のデータ量ではその出現を支持も否定もできないことが示された。データ量を増やしての検証が待たれる。次に、反ミューオン型ニュートリノ消失事象解析では、反ミューオン型ニュートリノ候補が34事象観測され、CPT非保存などの新物理の徴候は見つからなかったが、混合角 $\bar{\theta}_{23}$ が世界最高レベルの精度で測定された。最後に、講演者は、T2Kコラボレーションで議論が始まったデータ収集を $25 \times 10^{21}$ ビーム陽子数まで延長する計画を紹介し、期待されるニュートリノにおけるCP対称性破れの探索感度をもとにその意義を示した。

#### 素粒子実験領域、素粒子論領域「LHC13TeV実験はじまる：実験全体像」

戸本 誠(名大理)

[A] 石野雅也(京都大学)

[B] LHCは、2年間のシャットダウンの後、2015年の6月に運転を再開した。ビームエネルギーは、2012年までの4 TeVから6.5 TeVに上がり、設計値である7 TeVに近づいた。運転再開直後は陽子バンチ間隔50 nsで運転を行い約 $0.1 \text{ fb}^{-1}$ の陽子陽子衝突、そして、現在は25 ns間隔で運転を行い、 $1 \text{ fb}^{-1}$ を超える陽子陽子衝突を達成した。ルミノシティを上げるための方策の一つであるBeam Scrubbingと呼ばれる真空焼きだし手法が効果的で、これによりビームロスを抑えることに成功し、ルミノシティ $0.3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を超えている。

LHC実験の一つであるATLAS実験は、長期シャットダウン中に、IBLと呼ばれるシリコンピクセル検出器を1層加えたり、検出器全般にわたる補修調整作業を行い、LHCの運転再開直後から円滑にデータを収集している。アライメントやタイミング調整の後、IBLを加えたことによるインパクトパラメータ分解能の大幅な向上が確認された。また、ミュオントリガーやカロリメータトリガーの改善による検出効率の著しい改善も報告された。

LHCおよびATLAS実験の重心系エネルギー13 TeVでの運転が順調にはじまっていることを印象づけたよくまとまった講演であった。(報告：花垣和則(KEK))

#### 素粒子実験領域、素粒子論領域「LHC 13 TeV実験はじまる：新粒子探索」

戸本 誠(名大理)

[A] 寺師弘二(東大ICEPP)

[B] LHCがビームエネルギー6.5 TeVで運転を再開したことにより、ATLASおよびCMS実験では重心系エネルギー13 TeVでのデータ収集を開始した。2012年までのエネルギー8 TeVに比べると、1 TeVを超えるような重い未知粒子の探索感度が大幅に向上し、SUSYを代表とする標準模型を超える新物理現象の発見に期待がかかる。

本講演では、ATLAS実験グループが公表した $100 \text{ pb}^{-1}$ 弱のデータ解析の結果を報告した。Dijet生成断面積、 $W/Z$ 生成断面積、トップクォーク対生成断面積測定の結果などの報告がなされ、そのいずれの結果も今のところ標準模型の予言と一致しており、標準模型が重心系エネルギー13 TeVでも現在のところ適用可能であることを確認しつつあることを示した。

一方で、DileptonやDijet事象などを用いて、新物理探索も精力的に行っている。Dijet事象については、不変質量5 TeVを超える事象をATLASとCMS双方で1事象ずつ観測しており、これまでにない高いエネルギー領域での新物理探索能力の高さを改めて示した。SUSY探索では背景事象の研究を進めており、これまでのところ、信号領域以外を使ったデータ解析でデータをよく理解できていることを報告した。(報告：花垣和則(KEK))

素粒子実験領域, 素粒子論領域「BelleにおけるCP非保存と $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ の新しい結果」 戸本 誠 (名大理)

[A] 中尾幹彦 (KEK 素核研・総研大)

[B] この講演では, KEKの中尾氏より, Belle実験の最近の成果について, CP非保存及び $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ 測定に焦点を絞り報告があった. Belle実験は2010年夏にデータ収集を終了しているが, 5年経過した現在でも, 100程度の解析が進行中で, 年間30本程度の論文が出版されている. 今回は中でも注目度の高い5つのモードである(1)新物理の兆候が見えていると期待される $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ , (2)初めての測定となった $B \rightarrow \pi \tau \nu$ , (3)小林益川行列要素 $|V_{cb}|$ のexclusive測定で重要な $B \rightarrow D \ell \nu$ , (4)初のBelle実験, BaBar実験共同解析結果となるユニタリー三角形の1つの角 $\phi_1$ を与える $B \rightarrow D_{CP} h^0$ , (5)ユニタリー三角形の1つの角 $\phi_2$ を与える $B \rightarrow \rho^+ \rho^-$ の成果が紹介された. 紙面の都合上話題性の高い $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ の測定結果の詳細についてのみ触れさせていただく.  $B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu$ との分岐比の比の測定結果は, 3年前に新物理の兆候の可能性があると注目を集めたBaBar実験の測定結果と標準理論の予想とのちょうど中間あたりとなり, どちらも無矛盾という結論になった. 同時期にLHCbの測定結果(こちらは $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ のみ)が出され3実験の結果を考慮した世界平均値は理論予測から $3.9\sigma$ 離れている. この違いが本物かどうかは, 近い将来,  $\tau$ の異なる崩壊モードや, 異なる方法によるBタグの結果が報告される予定で, 新しい解析結果を統合しより精密に検証されていくとのことであった. (報告:早坂圭司(名大KMI))

素粒子実験領域, ビーム物理領域「BEAST IIによるSuperKEKB加速器のビームバックグラウンド測定」

戸本 誠 (名大理)

[A] 中山浩幸 (KEK 素核研)

[B] この講演では, KEKの中山氏より, Belle II実験に先行して行われるBEAST II実験の概要と準備状況の報告があった. 2018年秋開始予定のBelle II実験に先行し, SuperKEKB加速器のビームバックグラウンドを理解するべく, BEAST II実験Phase 1が, 2016年2月に, Phase 2が2017年5月に予定されている. 実験の主目的はBelle II実験で発生するビームバックグラウンドの理解にある. Belle実験の40倍のルミノシティを予定しているBelle II実験では非常に高いビームバックグラウンドが予想されていて, すでにシミュレーションによる評価が行われそれに基づき, シールドやコリメータの導入位置が決められている. しかし, シミュレーションがそれほど精度のよいものではないのもよく知られた事実であり, 最終的には実際のビームを用いての検証が必要となる. 実際のBelle II実験環境にBEAST II実験で得られたデータを外挿できるように, ビームバックグラウンドの成分を理解することが重要になる. このためビームの様々なパラメータを変更しながら特別な

マシンスタディを行う. 講演では, ビームバックグラウンドの成分の詳細, ビームバックグラウンド対策の重要性, 実際の対策, ビームバックグラウンドのBelle II検出器コンポーネントへの影響, BEAST II Phase 1, 2の構成, 及び, Phase 1の建設状況などが, なじみの薄い者にもわかりやすい形で紹介された. (報告:早坂圭司(名大KMI))

理論核物理領域「高温における新たな摂動理論の展開とそれに基づく超ソフトなフェルミオンの集団励起の解明」

熊野俊三 (KEK)

[A] 佐藤大輔 (ECT)

[B] この講演は, 2015年日本物理学会理論核物理領域:若手奨励賞(第16回核理論新人論文賞)の受賞講演である. 講演では, 相対論的高温プラズマにおいて「硬熱ループ(HTL)摂動理論」が破たんする超ソフト領域でも適用可能な新たな摂動理論が導入された. さらに, そこで得られる自己無撞着方程式を解くことで, 超ソフト領域に新奇なフェルミオンの集団励起が存在することが議論され, その分散関係, 崩壊幅, および強度の表式が示された.

実験核物理学領域「原子核談話会新人賞受賞講演」

矢向謙太郎 (東大CNS)

[A] 多重反射型飛行時間式質量分析器MRTOFによる短寿命核精密原子質量測定(伊藤由太:理研仁科セ)

[B] 原子核の高精度質量測定法のうち, MRTOF法はペニングトラップ法と並んで有力な手法であり, 特に, 短寿命核や, 中性子過剰の重い核で優位性を発揮する. 伊藤氏らは理研RIBFにてMRTOF測定施設の開発を行っている. 講演では原子核の精密質量測定プロジェクトの概要を示し, MRTOF法の原理やセットアップを説明した後で, 不安定核 ${}^8\text{Li}$ の質量測定実験について紹介した. 入射核破砕反応で生成した ${}^8\text{Li}$ をガスセル中に一度止めてから引出し, 輸送した後多反射型質量分析器で質量を $10^{-7}$ という世界一に迫る高精度で決定することに成功した.

これを用いた精密質量プロジェクトとして, 元素合成プロセスのr過程近傍核種の質量測定や超重金属の質量測定が紹介された. これらはMRTOF装置を理研RIBFの低速RIビーム施設SLOWRIや気体充填型反跳分離器GARIS-IIに設置する計画で, ガスセル製作などの準備が進行中との報告がなされた. 短寿命核の高精度質量測定における今後の大きな進展を予感させる講演であった.

実験核物理学領域「原子核談話会新人賞受賞講演」

矢向謙太郎 (東大CNS)

[A] 光生成反応による $K^-pp$ 束縛状態の探索(時安敦史:東北電子光)

[B]  $K^-pp$ 束縛状態は $K^-$ 中間子と二つの陽子の束縛系を指し, 最も単純な $K^-$ 中間子原子核である. 1960年代より $K^-pp$ 束縛状態の存在可能性が理論的に指摘され, 国内外

で多くの探索実験が行われてきたがまだその存否は確定していない。もし $K^-pp$ 束縛状態が存在するのであれば、閾値下の反 $K$ 中間子-核子間相互作用についての知見を得ることが出来るため、中性子星内部構造などの理解にとって極めて重要な情報源となる。光生成反応を用いた探索実験を提案し、SPring-8/LEPS施設において実験、データ解析を行った。1.4-2.5 GeVの光子ビームを液体重水素標的に照射し、 $\gamma d \rightarrow K^+ \pi^- X$ 反応によって $K^-pp$ 束縛状態を探索した。光子エネルギーを標識化装置で決定し、 $K^+$ 、 $\pi^-$ の運動量をスペクトロメータで決定し、欠損質量スペクトルを得た。欠損質量スペクトル中に $K^-pp$ 束縛状態生成に対応するピーク構造は観測されず、生成断面積の上限値が求められた。また、背景事象の同定のためにシミュレーションとの比較解析を行い、準自由散乱が主な寄与であることを示した。本企画講演では、研究の詳細、及び将来の展望を述べた。

#### 実験核物理学領域「原子核談話会新人賞受賞講演」

矢向謙太郎 (東大CNS)

[A] J-PARCにおける $(\pi^-, K^+)$ 反応を利用した ${}^6\text{H}$ ハイパー核の探索 (杉村仁志: JAEA)

[B] J-PARCにおいて、中性子ドリップライン近傍のハイパー核である ${}^6\text{H}$ の生成実験を行った。 ${}^6\text{H}$ は陽子中性子比が4と非常に大きく、 $\Lambda N$ - $\Sigma N$ 混合に伴う $\Lambda NN$ の三体相互作用の効果を測定するのに優れた核である。また、 ${}^5\text{H}$ は共鳴状態として生成が報告されており、これを $\Lambda$ 粒子の糊の効果により、束縛できるかどうかという点においても非常に興味深い核である。標的には ${}^6\text{Li}$ を用い、生成反応にはバックグラウンド事象のない $(\pi^-, K^+)$ 反応を用いることでシグナルの感度を上げることにした。実験は2012年12月から2013年1月にかけてJ-PARC K1.8ビームラインで行った。照射 $\pi$ 中間子ビーム量は $1.4 \times 10^{12}$ に達し、これまで予想されていた10 nb/srの生成断面積であれば60事象程度のハイパー核が見つかるはずであったが、解析の結果 ${}^6\text{H}$ を示すシグナルを確認することができず、生成断面積の上限値として1.2 nb/srを与えた。これは予想された生成断面積の1/10程度であり、 ${}^6\text{H}$ の構造から再確認する必要があることを示した。また、ハイパー核生成の際に同時に観測される準自由過程を経由した $\Lambda$ 粒子の連続的なスペクトルからは $\Lambda$ と核子間の相互作用を決めるパラメータを与えることができた。

#### 領域4「結晶トポロジカル絶縁相・超伝導相の分類とK理論」

瀬川耕司 (京産大)

[A] 塩崎 謙 (イリノイ大)

[B] トポロジカル絶縁体・超伝導体の発見においては、時間反転や荷電共役変換(電子・正孔対称性)のような対称性が重要な役割を果たしてきた。それに加えて近年、結晶対称性によって守られた表面状態がSnTeに存在するこ

とが光電子分光実験で明らかになり、物質の結晶対称性による新しいトポロジカル相であるトポロジカル結晶絶縁体・超伝導体が注目を集めている。塩崎氏は数学のK理論を使ってトポロジカル結晶絶縁体・超伝導体の分類を精力的に行っている若手研究者であるため、今回の年会ではトポロジカル結晶絶縁体・超伝導体の分類理論について企画講演をしていただいた。

講演では、K理論の数学的枠組みの説明、およびどのようにしてK理論によるトポロジカル相の分類がなされるか、を解説していただいた。K理論の枠組みでは、バルクのトポロジカル相だけでなく、トポロジカル欠陥あるいは、それに局在したゼロモードの分類が可能となる。結晶対称性には、映進や螺旋のような中途半端な並進を含むいわゆる非共形な空間群も含まれるが、そのような空間群も含めて統一的な方法でトポロジカル相を分類する仕方が説明された。最後に、具体的な応用例として、最近話題になっている映進対称性によって守られた新しいトポロジカル結晶絶縁体についての報告があった。本講演には多くの聴衆が集まり、質疑応答では活発な議論が交わされ、トポロジカル相への関心の高さをうかがわせた。

#### 領域7, 領域4, 領域10「有機系熱電材料の探索: 電荷および熱輸送の新たな制御法を探して」

堤 潤也 (産総研)

[A] 伊藤光洋 (奈良先端)

[B] 情報化社会の進展により、ウェアラブルエレクトロニクスやインターネットオブシングス(IoT)を実現する種々のセンサー群の電源として、熱電変換素子が注目を集めている。このような中、塗布製膜性や素子大面積化に優位性をもつ有機熱電材料にも注目が集まっている。講演者らは、上記の有機材料系の利点に着目し、広範な有機材料系の熱電特性の評価に取り組んできた。講演では、有機熱電材料の最近の研究動向についてご紹介いただいたほか、応用上どのような材料設計が有望か、また、有機熱電材料が従来の熱電材料とどう違うのかについて、詳細な説明をしていただいた。特に、講演者らの幅広い研究により、多くの有機材料の熱電特性が従来理論で説明できる範囲に収まる一方で、それでは説明できない巨大ゼーベック効果が観測される系があること、これが分子性固体特有のバイブロニックカップリングによるものであることが示唆された点は、分子性材料の新たな側面と今後の展開を期待させるものであった。領域4, 7, 10の幅広い聴衆(会場満堂)に対して、このような新しい話題が共有でき、非常に意義のある講演となった。

#### 領域7, 領域4, 領域10「2次元原子層材料における新奇熱電物性の理論的研究」

堤 潤也 (産総研)

[A] 小鍋 哲 (東京理大)

[B] グラフェンの発見以来、様々な2次元原子層物質が

作製され、従来の物質にはない新奇物性の発現が大きな注目を集めている。講演者らは最近、グラフェンにはない大きなスピン軌道相互作用と時間反転対称性の破れを有する単層遷移金属ダイカルコゲナイド薄膜において、有限のベリー曲率を反映した円偏光照射下における特異な熱電物性の発現や、黒リンの2次元原子層薄膜へのひずみ印加下での特異な熱電応答増大等、原子層物質における熱電現象予測に関する先駆的成果を発表している。講演では、これらの原子層物質の基礎と、理論的に予測される興味深い熱電物性の数々について解説していただいた。単層遷移金属ダルクコゲナイドについては、外部磁場や磁化が存在しないにも関わらずバレー自由度に依存したネルンスト効果が生じ、これがベリー曲率だけでなく、系に特有のスピン軌道相互作用とバレー選択性の相関によることを詳細に説明していただいた。さらに、フォスフォレンの熱電物性が引張変形により劇的に変化するという特異な現象を報告され、これがバレー構造の変化によるものであることを明確に説明していただいた。上記講演を通して、活発な議論がなされ、領域4, 7, 10の幅広い聴衆(会場満堂)に対して原子層材料の新たな側面についての情報提供ができたものと考えている。

#### 領域8 「立方晶カゴ状化合物 $RE_2Zn_{20}$ ( $RE=La, Pr, T=$ $Ru, Rh, Os, Ir$ ) が示す結晶構造・電気四極子・超伝導転移」

遠山貴己(東理大理)

[A] 松本圭介(広島大院先端物質)

[B] 近年、 $4f$ 配位のPrを内包するカゴ状化合物における重い電子超伝導や多極子秩序などの多彩な物性に注目が集まっている。講演者の松本氏や共同研究者は、表題の化合物の純良単結晶を作製し、構造相転移と超伝導転移、さらに四極子秩序を見出した。構造相転移はLaの系も起こすので、 $4f$ 電子に起因するものではなく、カゴ状構造に由来する低エネルギーフォノンによるものであること、Prを含む系の結晶場基底状態は電気四極子の自由度を有する非磁性の $G_2$ 三重項であること、さらに構造相転移のない $PrIr_2Zn_{20}$ は反強四極子秩序と超伝導が共存する初めての例であることを発見した。これらに基づいて四極子揺らぎによる超伝導対形成の可能性を提案した。この研究成果により、松本氏らは第20回日本物理学会論文賞を授与された。本企画講演ではまずこれらの成果について詳細な報告があった。さらに、論文賞の内容だけでなく、PrサイトのLa希釈効果が超伝導と四極子秩序に与える影響など最近の研究の報告もあり、大変興味深い講演内容であった。重い電子系を研究している研究者・学生を中心に100名ほどが参加し、活発な議論も行われた。

#### 領域8 「鉄系超伝導体の弾性的性質」

遠山貴己(東理大理)

[A] 吉澤正人(岩手大院工)

[B] 超伝導相に隣接する秩序や揺らぎと超伝導との関わりを明らかにすることは、鉄系超伝導の発現機構を解明する重要な鍵である。講演者の吉澤氏と共同研究者は、 $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ (Ba122)の正方形から斜方晶への結晶変形に対応する弾性定数の系統的かつ詳細な研究を行い、超伝導転移温度が最大となる組成において、構造揺らぎの指標である弾性コンプライアンスが最も大きくなることを発見した。構造揺らぎと軌道の揺らぎが超伝導の発現に深く関与することを示唆するこの研究成果により、吉澤氏らは第20回日本物理学会論文賞を授与された。本企画講演ではこれらの成果及び最近の成果について報告された。Ba122のほか、 $Fe(Se_{1-x}Te_x)$ 、 $LiFeAs$ 、 $SrFe_2(As_{1-x}P_x)_2$ 、 $Fe(Se_{1-x}S_x)$ 等の多様な系の超音波測定結果が報告された。それに基づいて対称性と揺らぎの観点から鉄系超伝導物質の性質が議論された。また、量子臨界点近傍の特異な性質として、Grüneisenパラメータの異方的振る舞いも報告された。鉄系超伝導体の弾性的性質の実験事実は徐々に蓄積されつつも、まだ超伝導の機構解明に向けてはまだまだ多くの謎が残されている。この企画講演には、鉄系超伝導の研究している研究者・学生を中心に130名ほどが参加し、活発な議論も行われた。

#### 領域10 「摂動分子動力学法による2.5次元材料の熱伝導機構の解明」

中川幸子(岡山理科大)

[A] 吉矢真人(阪大)

[B] 講演の目的は、従来のマクロな熱平衡を前提としたフォノン理論の不十分さを克服するためのアルゴリズムと解析手法の改善の提言にあった。

平面構造とバルク構造の間にある層状構造(2.5次元)は、空間不均一性の典型として、一様バルク媒質に対するマクロで静的な従来の取扱いを、メゾスコピックで動的な第一原理的解析に切り替える切口材料として適切である。層状酸化物の「低熱伝導化」を目標としており、電子伝導などの他の物性を妨げずに、フォノン伝導だけ妨げるという「選択的物性制御デザイン」の方法論の確立を目指している。層状構造の初期構造については格子力学のような静的な計算を行い、そのあとで、電子伝導とフォノン伝導についてはメゾスコピックな熱流束のアンサンブルを時々刻々評価した熱流項を摂動項として考慮した、「摂動分離分子動力学」による動的な計算を行うところが方法論の核心である。

「選択的物性制御デザイン」は、フォノン分野においては特に立ち遅れており、本講演は、理学と工学の融合を目指す実効的なブレークスルーの提唱と確信できた。講演中、会場には緊張感があり、講演後も講演者に質問が続いていたようである。

## 【チュートリアル講演】

### 領域7「有機伝導体の強磁場物性：フェルミオロジーから磁場誘起超伝導，FFLO状態まで」

佐々木孝彦（東北大金研）

[A] 宇治進也（物材機構）

[B] 本チュートリアル講演では、有機伝導体、特に有機超伝導体における磁場効果について修士課程大学院生が理解できるレベルから最近のトピックスにいたる講演をしていただいた。イントロダクションとして低次元電子系における量子化を含む軌道効果とスピン効果による磁場中電子の運動を解説した後に、有機伝導体における磁気抵抗、磁気量子振動効果（ドハース効果）の観測によるフェルミオロジー研究について概観した。有機伝導体のフェルミオロジー研究は、複雑な結晶構造を有する有機物質においても、その電子物性は単純化された分子軌道の強結合バンド計算で良く記述できることを実験的に明らかにした重要な意義があることが強調された。次に磁場中超伝導状態について臨界磁場、渦糸状態について解説した。関係するトピックスとして外部印加磁場と鉄イオンのスピンによる内部磁場の相殺効果（ジャッカーノピーター効果）により、磁場中でリエントラント的に発現する磁場誘起超伝導現象と磁場中で秩序変数の空間変調を伴う強磁場超伝導相（FFLO状態）について紹介した。講演全体を通して、実験で観測された現象と磁場中電子の基本的振る舞いの関係を初學者でも理解できるように内容を検討いただいた適切なチュートリアル講演であった。

## 領域8「超伝導転移温度の非経験的計算の最前線」

永長直人（東大院工）

[A] 有田亮太郎（理研創発物性科学研究セ）

[B] 超伝導転移温度の非経験的計算法の確立は高温超伝導体の物質設計に向けて避けて通れない最重要課題のひとつである。この問題について、最近の非経験的定量計算の現状と展望が詳しく解説された。超伝導の非経験的な計算には大きく分けて3つの流れがある。ひとつは密度汎関数理論からEliashberg方程式を構築し、これに適切な近似を導入して解析するというものである。しかしながら最近発見された高圧下の硫化水素の高温超伝導の場合、これまで使われてきた近似が必ずしも正当化されない。その結果どのような問題があらわれるか、ポストEliashbergの計算がいかに重要になるか、が議論された。

2つ目のアプローチは、密度汎関数理論を拡張し、汎用性の高い超伝導密度汎関数理論を構築することである。これについて最新の方法の概要と硫化水素への適用例が示された。

3つ目のアプローチは密度汎関数理論と強相関モデル計算の方法を融合するものである。このアプローチの際立った成功例として、フラレンの結果が示された。200度を超える転移温度を示す高圧下硫化水素への興味もあって200人を超す聴衆が集まり、白熱した議論が交わされた。

（2015年11月11日原稿受付）

### 第71期（2015年3月31日～2016年3月31日）理事・監事

会 長	藤井保彦	副 会 長	柴田利明		
庶 務 理 事	板倉明子・小形正男・大槻東巳・香取浩子・小林研介・櫻井博儀・須藤彰三				
	松川 宏				
会 計 理 事	小林研介(兼任)・澤 博・松井哲男・松川 宏(兼任)				
会誌編集委員長	森川雅博	JPSJ編集委員長	上田和夫	PTEP編集委員長	坂井典佑
刊行委員長	小林富雄	監 事	波田野彰・三宅康博		

# 平成27年度科学研究費助成事業（科研費、基盤研究等）審査結果報告

白濱 圭也 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉  
 迫田 和彰 〈日本学術振興会学術システム研究センター研究員〉

## 1. はじめに

科学研究費（科研費）制度は日本の科学技術研究の根幹をなす重要な競争的研究資金制度であり、その予算額は政府全体の競争的研究資金の6割以上を占める。様々な大型研究費制度が走っている現在であっても、ほとんどの物理学研究者にとって科研費は最も重要な研究資金である。また、科研費の審査は学術論文の査読と同様にピアレビューにより行われるため、その審査体制の維持発展には科研費制度に対する研究者の理解と協力が不可欠である。

日本物理学会誌には毎年、科研費の審査結果報告が掲載されており、平成20年度からは日本学術振興会（以下学振）学術システム研究センター研究員が記事を担当している。以下では予算総額の推移と採択率、近く行われる予定の「系・分野・分科・細目表」の大幅見直しについて述べ、最後に学術システム研究センターの紹介を行う。これらの内容を含む科研費制度の詳細は、学振および学術システム研究センターのウェブサイト<sup>1,2)</sup> および文部科学

省のサイト<sup>3)</sup>で随時最新の情報を知ることができるので、ぜひご覧いただきたい。

## 2. 予算総額の推移と採択率

図1に、平成27年度までの科研費予算総額の推移を示す。科研費は、平成7年に施行された科学技術基本法に基づき策定された「科学技術基本計画」の中で大きく発展してきた。その第1期（H8～12）および第2期（H13～17）基本計画により予算は大きく伸びたが、第3期（H18～22）では伸びが緩やかになり、第4期で再び増加が図られた。しかし、第4期内（H23～27）での予算額は常に減少している。ただし一部種目について基金化を導入したことにより、予算額には翌年度以降に使用する研究費が含まれることとなったため、予算額が当該年度の助成額を表さなくなった。そのため、当該年度に助成する金額を「助成額」として、予算額とは別に表記している。第4期の助成額はほぼ一定で推移しており、27年度は前年度のわずかな減少が回

復された形となっている。

なお、平成13年度以降の予算・助成額は、直接経費と間接経費の合計であることに留意されたい。両経費の推移は学振のサイト<sup>1)</sup>に公開されているが、24年度以降は直接経費助成額が約1,800億円に対して間接経費助成額が約500億円で一定額を保っていることがわかる。

図2に、年度ごとの応募件数と採択件数の推移を示す。過去10年間の新規応募件数の合計は約10万件で推移しているが、採択件数は第4期基本計画の始まった平成23年度より増加していることがわかる。これら応募・採択件数の詳細なデータも、学振のサイト<sup>1)</sup>に公開されているので参照されたい。

次に表1に、平成27年度における物理学分科の細目・種目別新規応募数と採択数、採択率を示す。採択率は、申請件数が極端に少ない研究種目を除きあまり変動しないのが例年の傾向である。物理学全体では、全種目の合計で25.2%と26年度から1%の低下と

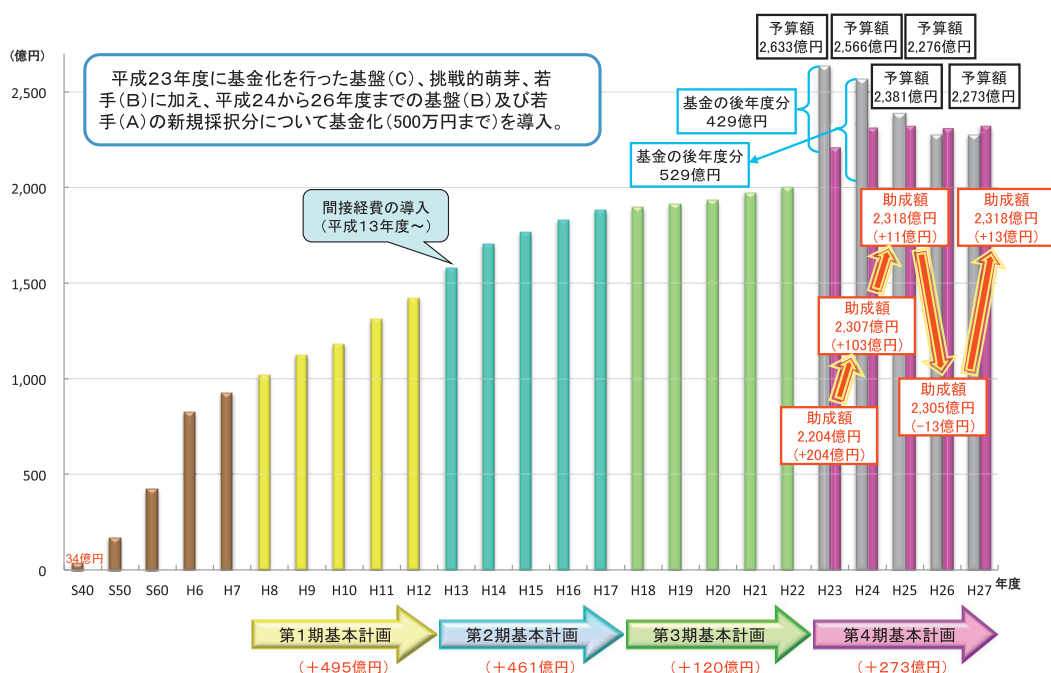


図1 科学研究費予算総額の推移。

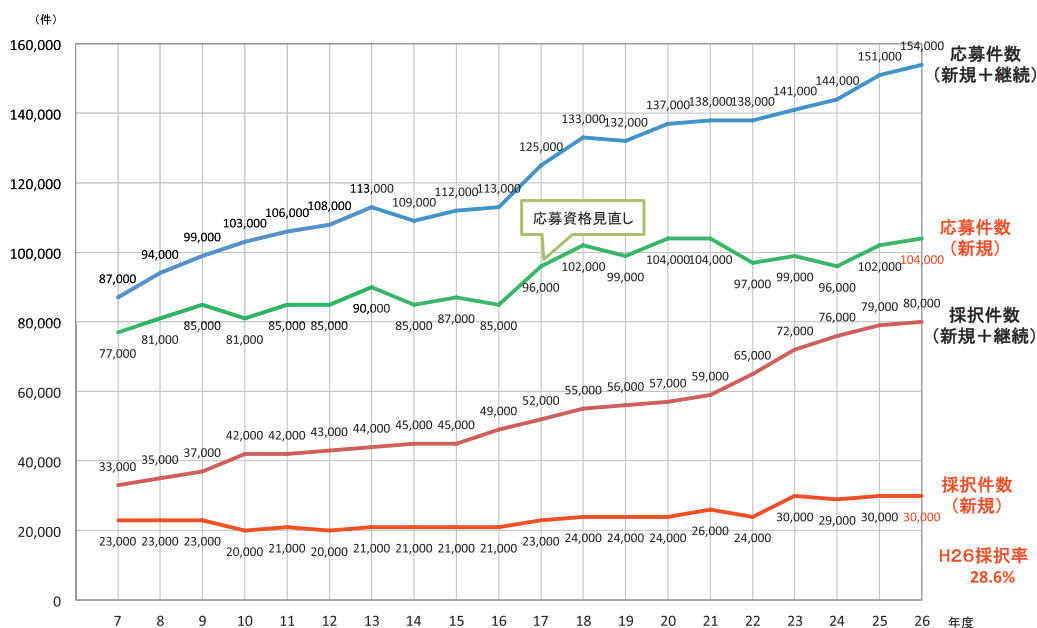


図2 平成7～26年度における、科学研究費への応募件数と採択件数の推移。

表1 物理学学科の細目における新規研究課題の平成27年度応募・採択状況(若手(B)の第2列目は複数細目選定件数(内数)を示す)。

細目名	細目番号	応募採択	基盤(S)	基盤(A)(一般)	基盤(A)(海外)	基盤(B)(一般)	基盤(B)(海外)	基盤(C)	挑戦的萌芽	若手(A)	若手(B)	若手(B)複数細目選定件数(内数)	研スタ	計	採択率(%)
素粒子・原子核・宇宙線・宇宙物理	4901	応募	39	75	0	101	4	249	106	51	181	6	35	841	25.4
		採択	4	16	0	24	0	74	24	10	53	2	9	214	
物性I	4902	応募	7	15	0	44	0	79	58	18	53	15	11	285	24.2
		採択	0	4	0	8	0	22	13	3	14	3	5	69	
物性II	4903	応募	15	28	0	86	0	177	83	26	120	10	15	550	24.5
		採択	1	6	0	17	0	50	19	5	34	3	3	135	
数理物理・物性基礎	4904	応募	2	1	0	18	0	92	51	1	51	18	6	222	27.9
		採択	0	0	0	4	0	27	13	1	16	6	1	62	
原子・分子・量子エレクトロニクス	4905	応募	2	7	0	17	0	36	22	10	36	12	4	134	25.4
		採択	0	2	0	4	0	11	5	2	9	2	1	34	
生物物理・化学物理・ソフトマターの物理	4906	応募	4	10	0	35	0	54	44	5	47	18	12	211	24.6
		採択	1	2	0	7	0	16	10	1	13	5	2	52	
計	計	応募	69	136	0	301	4	687	364	111	488	79	83	2,243	25.2
		採択	6	30	0	64	0	200	84	22	139	21	21	566	
種目別採択率			8.7	22.1		21.3	0.0	29.1	23.1	19.8	28.5	26.6	25.3	25.2	
種目別採択率(H26)			12.7	21.9	0.0	22.6	20.0	29.2	24.8	17.6	29.5	30.9	25.8	26.2	
種目別採択率(H25)			14.6	20.3	100.0	22.7	16.7	29.6	25.6	18.5	29.3	29.5	25.0	26.4	

なった。この低下が有意なものかは微妙なところであるが、物理学学科全体での応募総数が26年度より71件、25年度からは159件増加していることを考えると、採択率がわずかではあるが低下していると言えるかもしれない。

### 3. 系・分科・細目・キーワードの大幅見直し

科研費制度は、公平かつ厳正な審査、研究費使用の利便性、不正使用の防止等の観点から、制度変更が毎年行われていることはご存じの通りである。この中で、審査の基本となる「系・分

野・分科・細目表」(以下「細目表」)については、約10年ごとに大幅な改正が行われてきたが、平成26年度の科学技術・学術審議会学術分科会および科研費審査部会において、細目表の大幅見直しに関する新たな基本方針が決定された。<sup>4)</sup>

新しい基本方針は、以下のようにまとめられる。(1) 次回見直しで細目数を現行の321から半分程度の160前後にする。(2) 今後は大幅な見直しを5年ごとに行う。(3) 細目表が学問分野を分類設定するものではないことを明確にするため、名称の変更も検討していく。(4) 細目数を増やすことで生じる細分化を避け、新しい研究分野の発生や異分野融合に配慮して、現行表を前提とすることなく、学術動向を踏まえた抜本的な見直しを行う。

学術システム研究センターではこの基本方針を受けて、平成30年度の科研費公募より適用するための新しい細目表の変更案の作成を進めてきた。変更案は平成28年1月以降に公開され、パブリックコメント(意見公募手続き)を経て施行される予定である。上記の基本方針を反映して、変更案は細目数やキーワードの大幅な統合化および廃止を含むものとなっている。案は学振のホームページにニュースとして掲載される予定なので、参照いただきたい。

このような細目表の大幅見直しには、絶えず変動する学問のフロンティアを科研費審査に滞りなく反映させるという意図だけでなく、科研費制度を取り巻く昨今の政治・経済状況が背景にある。これまで科研費は年度による違いこそあれ常に増額されてきたが、平成26年度には助成額がわずかながら初めて減額に転じた。国の厳しい財政事情の中で、科研費制度が真に日本の学術研究基盤を支え発展させていることを、わかりやすく国民に伝えることが求められている。

#### 4. おわりに：学術システム研究センターについて

筆者は、日本学術振興会学術システム研究センター<sup>2)</sup>に専門研究員として

所属している。本センターは平成15年7月に設置された一種のシンクタンクで、振興会事業への提案・助言、科研費や特別研究員の審査システム・評価関係業務などを現役の研究者が中心となり行っている。センター研究員の特に重要な仕事として、科研費および学振特別研究員審査委員候補者の選考、同審査結果の検証(利益誘導の可能性・評点の著しい偏り・審査コメントの適切性などのチェック)、審査会への陪席等があるが、研究員は科研費の審査そのものには関与しない。センターには小林誠所長、副所長3名、相談役2名のもと、9つの専門調査班(人文学、社会科学、数物系科学、化学、工学系科学、生物系科学、農学、医歯薬学、総合系)に20名の主任研究員と104名の専門研究員が籍を置く。筆者等が属する数物系科学には、数学、天文学、物理学、地球惑星科学、プラズマ科学の分野の研究員(主任研究員2名、専門研究員11名)が在籍する。また前述した科研費分科細目表見直し等の特命事項担当として、山本智主任研究員が着任している。平成27年度の物理学分野の担当者は、川村光主任研究員と専門研究員5名(迫田和彰、岩田高広、石橋延幸、須田利美、白濱圭也)である。

筆者の一人(白濱)は27年度よりセンター研究員の職に就いており、初めて審査委員の選考と検証の作業を行ったが、非常に勉強になりまた色々考えさせられるところが多かった。選考作業には膨大な数の候補者が入ったデータベースを活用するが、意外にも審査委員として推薦できる方は限られていると感じた。これは、ひとつの審査カテゴリーでは同一研究機関から1名しか候補者を選ばず、旧帝大系のような科研費採択者数上位の大学からの審査員数が限られることと、自分が良いと

思った候補者は、学振特別研究員など他の審査委員に「取られて」しまっていることが多かったためである(有能な大学教員により多くの雑用が回ってくるのと似ている)。科研費審査はピアレビューとはいえ、専門外分野の審査が多い。そのため、高い見識を持ち客観的で公平な審査ができると思われる方を、限られた候補の方々から選ばなければならない。当然ながらセンター研究員にも、候補者に関する知識と、幅広く公平な視点が求められる。従って、憎越な言い方になるが、審査委員に選ばれることはある意味ハードルが高く、名誉なことでもある。また、審査の検証として第一段審査委員のコメントを拝読したが、計画調書を隔々まで読み、公平で詳細な評価をされる審査委員が多数いて大いに感心する一方で、ほとんど調書を読んでいないのではと思われる方も少数ながら見受けられた。我々研究者はとにかく科研費を獲得することばかりに目が行くが、科研費制度の運用と審査には多くの研究者の協力があることをご理解いただくと幸いです。

科研費や学振の事業全般についてご意見やご提案がありましたら、お近くのセンター研究員にお寄せください。

#### 参考文献

- 1) 日本学術振興会「科研費データ」ページ、[http://www.jsps.go.jp/j-grantsinaid/27\\_kdata/index.html](http://www.jsps.go.jp/j-grantsinaid/27_kdata/index.html)
- 2) 日本学術振興会学術システム研究センターページ、<http://www.jsps.go.jp/j-center/>
- 3) 文部科学省科学研究費助成事業ページ、[http://www.mext.go.jp/a\\_menu/shinkou/hojyo/main5\\_a5.htm](http://www.mext.go.jp/a_menu/shinkou/hojyo/main5_a5.htm)
- 4) 「系・分野・分科・細目表」の大幅見直しについて(報告)、第55回科学技術・学術審議会学術分科会資料4、[http://www.mext.go.jp/b\\_menu/shingi/gijyutu/gijyutu4/siryu/1344080.htm](http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/gijyutu/gijyutu4/siryu/1344080.htm)

(2015年12月3日原稿受付)



## 平成27年度文化勲章： 梶田隆章氏

竹内康雄（神戸大理  
）

東京大学宇宙線研究所長の梶田隆章先生が、スーパーカミオカンデ (SK) におけるニュートリノ振動発見の業績により、平成27年度文化勲章を受章されました。併せて、平成27年度文化功労者として顕彰されています。心よりお祝い申し上げます。

梶田先生は、SKの前身のカミオカンデの初期に小柴昌俊先生率いる研究チームに加わり、カミオカンデの研究目的は陽子崩壊の探索でした。梶田先生は陽子崩壊の主要なバックグラウンドになりうる大気ニュートリノ事象の見積もりに取り組み、観測データが予測値よりかなり少ないことを見だし、1980年代に大気ニュートリノ振動の可能性を指摘しました。カミオカンデの時代にはニュートリノ振動は広くは受け入れられなかったのですが、梶田先生はSKにおけるより精密な大気ニュートリノ研究を推し進め、ついに大気ニュートリノ振動の証拠と主張する観測結果を1998年のニュートリノ国際会議で報告しました。梶田先生は、本成果により2015年のノーベル物理学賞を共同受賞されています。

私はSK検出器本体の建設時期(1995年)頃から、東大宇宙線研附属神岡宇宙素粒子研究施設において、梶田先生と共同で研究を行っていました。特にSKの純水中不純物の除去に関して、梶田先生らとチームを組んで取り組んでおり、いろいろご指導いただきました。中でも放射性希ガスのラドンを純水中から除去する必要性がありました。梶田先生は、真空脱気装置が水中の残留ラドンの除去に有効であることを実証し、適した純水装置の導入を行い、SKでの水中ラドン濃度をカミオカンデの約1/100に低減することに成功しました。その際、希薄なラドン濃度を精密にモニターする必要があったため、高感度なラドン検出器の開発にも共同で取り組みました。SKの純水装置、高感度ラドン検出器は、現在で

も研究の現場で使用され、維持運転・改良が行われています。

この度は本当におめでとうございます。梶田先生のますますのご活躍をお祈り申し上げます。

(2015年12月5日原稿受付)

## 2015年度仁科記念賞： 笠 真生氏, 古崎 昭氏

村上修一（東工大院理工  
）

笠真生氏(イリノイ大学)と古崎昭氏(理化学研究所)が平成27年度(第61回)仁科記念賞を受賞された。受賞業績は「トポロジカル絶縁体・超伝導体の分類理論」<sup>1-3)</sup>である。

トポロジカル絶縁体・トポロジカル超伝導体は最近の物性物理学での中心的なテーマの一つである。トポロジカル絶縁体は、バルク(物質内部)では非磁性絶縁体であるが、物質の境界(表面やエッジ)に金属的な状態があり、その金属的な状態が純スピン流を運んでいる物質である。純スピン流を運んでいるとは大まかには、上向きスピンと下向きスピンの互いに逆回りに試料の周りを平衡状態で周回していると思えばよい。またトポロジカル超伝導体は超伝導体であるが、超伝導ギャップ中に表面に局在した状態が存在しているものである。重要なことはこれら表面状態が、トポロジーに起因して現れていることである。トポロジーは連続変形に対して不変な性質を扱う数学の理論であり、その結果としてこれら表面状態は安定的に現れることが知られている。これらを示す物質も既に多く提案されており、一部は実験でも検証済みである。

トポロジーは物性の様々な分野で現れるが、特に結晶中でのブロッホ波数空間での波動関数の構造をトポロジーによって分類する話は、量子ホール効果を代表例として発展してきた。2000年過ぎには既にそうしたトポロジカル相はほぼ研究し尽くされてきたと思われていたが、そうした中で2005年に提案されたトポロジカル絶縁体は、こ

の分野にブレイクスルーを与えた。これに続く関連研究でトポロジカル絶縁体の性質は次第に分かってきたものの、これ以外にトポロジカル相がどれほどありうるか、統一的な枠組みは与えられていなかった。

このような状況で、笠氏と古崎氏は場の理論に基づく電子の局在理論を用いてトポロジカル絶縁体の特徴づけを行い、それを発展させてトポロジカル絶縁体・トポロジカル超伝導体の分類の一般論を初めて構築した。<sup>2,3)</sup>この理論では系の対称性(時間反転対称性、粒子・正孔対称性、カイラル対称性により10種類に分類)と系の次元から、どのようなトポロジカル相が可能かを与える表を完成させた。これは「トポロジカル周期表」やtenfold wayなどと呼ばれ、トポロジカル絶縁体・超伝導体の完全な分類を与える美しい結果である。例えば量子ホール系、ポリアセチレンのソリトンなど既存のトポロジカルな現象もこの分類表に分類されている。

この研究の意義の一つは、3次元のトポロジカル超伝導体の存在を初めて予言し、ヘリウム3のB相が3次元トポロジカル超流動体であることを指摘したことである。これにより、超伝導体と金属との接合でのコンダクタンスのゼロバイアスピークが、実はトポロジカル絶縁体の表面状態と同様の枠組みで理解できることを示し、超伝導体のゼロバイアスピークに関する研究にも大きな進展を与えた。

この業績は今ではトポロジカル絶縁体・トポロジカル超伝導の標準理論として広く認知されている。この研究業績がなければ、地図なしに地下の財宝を発掘するようなものであり、トポロジカル相の研究は非常に見通しの悪いままであったであろう。トポロジカル絶縁体の研究が最近では様々な方向へと広がりを見せている中で、この業績は最近でも広い範囲の理論・実験研究に使われ、この業績の様々な発展形が議論されている。

このように笠氏・古崎氏らによるトポロジカル相の分類理論は、トポロジ

カル相の標準理論としてその後の研究の発展に重要な役割を果たしている。3次元の場合を扱った文献2は750回以上引用されている。それを一般次元へと拡張した文献3は61ページからなる大部であるが、そこに展開されている理論はオリジナリティと美しさに満ちており、読む人を飽きさせない傑作である。

#### 参考文献

- 1) S. Ryu, C. Mudry, H. Obuse and A. Furusaki: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 116601.
- 2) A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **78** (2008) 195125.
- 3) S. Ryu, A. P. Schnyder, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: New J. Phys. **12** (2010) 065010.

(2015年12月29日原稿受付)

## 2015年度仁科記念賞： 本林 透氏，櫻井博儀氏

大塚孝治(東大院理)

第61回仁科記念賞の受賞者の皆様に心からのお祝いを申し上げつつ、ここでは本林透氏、櫻井博儀氏の受賞に至った業績を紹介させていただきたい。両氏ともに原子核物理学の実験研究者であり、不安定核、あるいは、エキゾチック核と呼ばれる新しいタイプの原子核の研究において世界の先頭に立つ実験を進めてきた。

原子核は陽子と中性子から構成される。地球上の物質を構成する原子核では陽子数 ( $Z$ ) と中性子数 ( $N$ ) の比  $N/Z$  は1かやや大きい程度である。それらは安定核と呼ばれ、全部で300種くらいある。これらの他に、寿命が短く地球上で天然には存在しない原子核が7,000-10,000種あると言われている。寿命が短いので不安定核と呼ばれる。地球上にないのでエキゾチック核とも呼ばれるが、そう呼ばれる理由は他にもある。 $N/Z$ が1から大きく離れたために、安定核から見てエキゾチックな量子多体構造が現れることが分かってきたのである。受賞の両氏はそれらの中でも鍵になる実験を主導してきた。

安定核の構造を与える標準的な理論は、メイヤーとイェンゼンによって1949年に提唱された殻(シェル)模型

とそれに含まれる魔法数である。原子核の基本的な構造は、適切なポテンシャルの一粒子軌道に陽子や中性子を詰めていくことにより得られる。原子中の電子と同様に、エネルギーが近い軌道の集まりである殻(シェル)、及び、それらを隔てるシェルギャップが現れ、魔法数も出現する。スピン軌道結合の符号など原子との相違点もあり、原子核の魔法数は2, 8, 20, 28, 50, 82, 126となる。殻模型に基づいて、励起モードなど様々な性質が研究されてきた。

エキゾチック核は自然にはないので、実験をするには人工的に作る必要がある。さらに短い寿命の内に実験をしなければならない。エキゾチック核の実験は限定された範囲ではかなり前からされてきたものの、1985年の谷畑らによるエキゾチック核の量子ビーム(RIビームと呼ぶ)の生成実験をブレークスルーとして爆発的に発展した。現在大型のRIビーム加速器が世界各地で作動中、建設中である。その中で、本林氏の代表的な業績は、アルゴン40という比較的重い安定核を加速して標的に当ててばらばらにし(破碎反応)、その中からマグネシウム32というエキゾチック核( $N/Z=5/3$ )を選び分けてそのRIビームを作る。それをもう一度別の標的に当て電磁的な励起を起こさせて測定する実験を世界に先駆けて成功させたことにある。マグネシウム32は魔法数 $N=20$ の原子核なので、「常識」に従えば球形をしている。本林氏は、スピンパリティが $0^+$ の基底状態から最初の励起状態である $2^+$ 状態への電磁励起断面積を初めて測定し、マグネシウム32が実際には楕円体に変形していることを示した(Motobayashi, *et al.*: Phys. Lett. B **346** (1995) 9)。それ以前にCERN-ISOLDEでの実験で、この $2^+$ 状態の励起エネルギーが異常に低いことは知られていた(Guillemaud-Mueller, *et al.*, 1984年)。しかしこれは変形とは直接には結びつけられず、大きな変形が起きているのを実験的に発見したのは本林氏らの実験である。マグネシウム32では魔法数が有効に働かず、シェルギャップを越えての粒子空孔励起がかなり起きていることを

示す里程標となった。それを予言していた理論研究の検証としても重要であった(Fukunishi, *et al.*, 1992年)。

以上の実験は、理化学研究所にある、現在のものより一世代前の装置による成果である。実験手法は相対論的なクーロン励起と呼ばれるもので、本林氏らによって新しい方法として提案され、現在は世界各地で行われている。

今日、理化学研究所には世界最大のサイクロトロンを含む数台の加速器を連結したRIBFという装置がある。RIビームを作るのにウランの核分裂生成物も使うなど様々な進歩もある。作られたRIビームを用いて実験をするための装置Zero Degreeスペクトロメータは櫻井氏によるものである。これによりRIBFはシステム全体として文字通り世界最先端の装置となり、国外からも多くの物理屋が実験をしに来る国際的な大型装置となった。これまでの実験研究の中でもとりわけ注目されているものが二つある。一つは、新しい魔法数34の実験的検証である。メイヤーとイェンゼンの魔法数のリストには32や34はない。一方、魔法数32や34がカルシウムのエキゾチックなアイソトープで、パイ中間子に起因する強い相互作用の特徴の結果として出現する、という理論的な予言があった(Otsuka, *et al.*, 2001, 2005年)。魔法数32はフランスのグループが実験的に見つけてあったが(Huck, *et al.*, 1985年)、魔法数34は10年以上経っても見つからず、魔法数34自体が怪しいというような記事が雑誌Natureに載る事態にまでなっていた。しかし、発見の遅れは実験の困難のせいであった。困難を乗り越えて、エキゾチック核の一つカルシウム54( $N/Z=1.7$ )の励起エネルギーの測定に成功し(Steppenbeck, *et al.*: Nature **502** (2013) 207)、魔法数34の出現の実験的検証を主導したのが櫻井氏の業績である。それにより、強い相互作用による魔法数の現れ方に対し、実験からの支持が得られた。エキゾチック核では、原子核の平均場ポテンシャルの特徴であるスピン軌道結合が弱くなるという予言があり、かつての米国将来計画RIAの主要テーマの一つでもあった。その予言の真偽

を調べる実験も行われ、調べた範囲ではその予言はずれ、魔法数 82 が存続することを示した (Watanabe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 152501).

櫻井氏には他にもフッ素原子核の存在限界に関する著名な論文がある (Sakurai, *et al.*: Phys. Lett. B **448** (1999) 180).

以上のように、本林氏と櫻井氏は安定核の標準的な描像のエキゾチック核での破綻、転回、存続を究める一連の実験を行い、多くの決定的なデータを得た。エキゾチック核は多様な未知の面を持つが、宇宙での r プロセスや原子炉内で様々に生成されており、多方面で重要である。その全体像の解明への道筋を実験面からつけた両氏の業績は学術的に極めて重要で、受賞に値するものである。

(2015 年 12 月 16 日原稿受付)

## Breakthrough Prize for Fundamental Physics 受賞

米国のブレークスルー賞財団が運営する 2016 年の「Breakthrough Prize for Fundamental Physics」を、以下の方々が受賞されました。

受賞：Special Breakthrough Prize

受賞者：梶田隆章氏、鈴木洋一郎氏 (スーパーカミオカンデ実験)、鈴木厚人氏 (カムランド実験)、西川公一郎氏 (T2K 実験/K2K 実験) 及び K. B. Luk 氏、Y. F. Wang 氏 (DayaBay 実験)、A. B. McDonald 氏 (SNO 実験)

受賞理由：For the fundamental discovery and exploration of neutrino oscillations, revealing a new frontier beyond, and possibly far beyond, the standard model of particle physics.

受賞研究の概要：ニュートリノ振動について 4 つの手法 (大気ニュートリノ、原子炉ニュートリノ、加速器ニュートリノ、太陽ニュートリノ) を用いた実験が行われ、ニュートリノが 0 でない質量をもつことや、ニュートリノ混合のパラメータを明らかにし、素粒子における標準理論を超えた理論への突破口を示した。

受賞：New Horizons Prize

受賞者：立川裕二氏 (東京大学)

受賞理由：For penetrating and incisive studies of supersymmetric quantum field theories.

受賞研究の概要：4 次元超対称ゲージ理論と 2 次元可解系の双対性の発見に代表される、超対称な場の量子論に関する様々な新しい知見を与えた。

(2015 年 12 月 9 日原稿受付、  
文責：会誌編集委員会)

### 日本物理学会誌 第 71 巻 第 4 号 (2016 年 4 月号) 予定目次

#### 巻頭言

将来を見据えた男女共同参画推進 ……………板倉明子

#### 物理学 70 の不思議

はじめに

ブラックホールにならない中性子星、分岐点は？

マヨラナ粒子の尻尾をつかめ！

究極の超重原子核—安定の島をめざして—

超高エネルギー宇宙線の起源は？

太陽コロナはなぜ熱い？

透明マントはできる？ メタマテリアル

#### 現代物理のキーワード

量子臨界現象—秩序と無秩序の狭間に現れる面白い物理

……………堀田貴嗣

梶田隆章博士ノーベル物理学賞受賞記念「ニュートリノ振動を  
めぐる素粒子物理の展開」

カミオカンデからスーパーカミオカンデへ：歴史的経緯と

研究成果の概要 ……………中村健蔵

ニュートリノ振動の発見を振り返る ……………塩澤真人

長基線原子炉ニュートリノ振動 ……………井上邦雄

日本における加速器ニュートリノ振動実験：K2K から T2K へ

……………中家 剛

#### 話題

誰がカンニングを見たか ……………大関真之

#### 話題—身近な現象の物理—

雷の物理とその観測技術 ……………牛尾知雄

JPSJ の最近の注目論文から 2 月号の招待論文から

……………上田和夫

#### ラ・トッカータ

第 45 回天文・天体物理若手夏の学校開催報告 ……北川祐太郎

第 60 回物性若手夏の学校開催報告 ……………沼倉凌介

2015 年度原子核三者若手夏の学校活動報告

……………千葉陽平、伊藤隼人、谷内 稜、矢島和希

第 55 回生物物理若手の会夏の学校の報告 ……………牟田寛弥

#### 学界ニュース

第 4 回 Zimanyi Nuclear Theory Medal: 佐々木千尋氏 ……初田哲男

第 30 回西宮湯川記念賞：沙川貴大氏 ……………上田正仁

#### 新著紹介

L. ローゼンフェルト著、江沢 洋著訳  
**ボーア革命；原子模型から量子力学へ**

日本評論社、東京、2015、v+197p、20×14 cm、本体2,200円 [学部・一般向]  
 ISBN 978-4-535-78766-7

西尾成子 〈元日大理工〉



2013年にボーアの原子構造の量子論100年を迎え、国内外で大小さまざまな記念行事が行われた。本書の著訳者・江沢は、仁科記念財団(仁科記念講演)と学習院大学とで、「ボーアの原子模型、革命から百年」と題する講演を行った。それらの講演をまとめたものが、2編からなる本書の第II編である。第I編は、ボーアの共同研究者であったローゼンフェルトが1963年に書いた、ボーア原子構造論の成立についての歴史的論考で、ボーア理論50年を迎えて出版されたボーアの3部作「原子と分子の構造について」の複製版に付けられた「解説」である。江沢によるこの「解説」の翻訳も、この複製が出されて間もなく、いまは発行されていない雑誌『自然』(1958年、4～6月号)に「ボーア原子模型の成立」と題して掲載された。本書では、当時付けられていた懇切丁寧な訳注がさらに加筆され、ボーアが第2部に加えるつもりで書いた磁性についての下書きも訳出されている。

第I編は、当時のローゼンフェルトならでは得られない資料(ボーアの手稿類、ボーアが師と仰ぐラザフォードをはじめ弟・ハラルや友人たちとの手

紙など)を駆使して、ボーアの理論がいかにしてできあがったかに光を当てる。それらの資料は今ではボーア研究所のアーカイブやボーア全集に収められ、入手可能ではあるが、日本語で読めるのはありがたい。第II編では、ボーアの原子模型がなぜ革命といわれるのか、高校生でも大学初年生でも理解できるように、1913年前後の原子に関する研究の状況を背景に、来るべき量子力学も視野に入れて説明され、第I編をよく補うものになっている。

50年前とはいえ、ローゼンフェルトの「解説」は今でも新鮮である。例えば、ボーアが1912年、学位取得後の留学を終えてマンチェスターを去るときにラザフォードに残した原子構造に関するメモ(ラザフォードメモといわれる)がある。それを見ておや?と思われる方が多いに違いない。そのメモでボーアが扱っているのは、原子内、分子内の電子配置であって、スペクトルについてはまったく触れられていないからである。教科書などに、古典論ではスペクトル公式が説明できないという困難を、ボーアは量子的な二つの基本仮定(いわゆる定常状態の角運動量の量子条件と振動数条件)を立てる

ことによって解決した、とあり、はじめからスペクトル問題に取り組んでいた、と思われがちである。しかし実際には彼が水素スペクトルのバルマー公式を友人から知らされるのは1913年に入ってからであったという。さらに興味深いことは、バルマー公式を知ってから水素と水素型原子を論じた第1部を書き上げたのが、ボーアにしては異例に早いということである。ボーアは論文を書くにあたって、推敲に多大の時間をかけた。それが、1カ月足らずのうちに第1部を書き上げ、ラザフォードに送っているという。

いうまでもなく、ローゼンフェルトは「解説」をボーアの3部作が手元にあることを前提に書いている。要所要所は訳注に引用されているが、この機会に革命的なボーアの論文を読まれたらいかがであろうか。

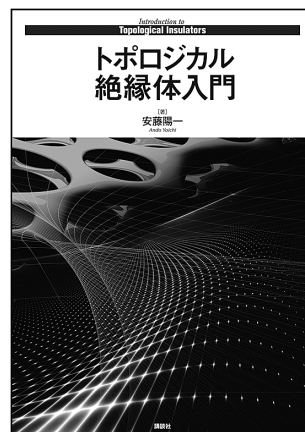
(2015年7月27日原稿受付)

安藤陽一

**トポロジカル絶縁体入門**

講談社、東京、2014、ix+174p、21×15 cm、本体3,600円 [専門～学部向]  
 ISBN 978-4-06-153288-5

佐藤昌利 〈京大基研〉



物質は、多数の電子や原子によって作られており、そのため個々の電子や原子そのものとは異なる新しい性質を示す。物質が固体として示す多様な結晶構造や磁性、超伝導・超流動現象などは、そのような協調現象の典型例である。物質の示すこのような構造—相

構造—は、物性物理の研究における中心課題の一つである。さらに、超伝導現象のアナロジーを素粒子論に求めた南部理論が、ヒッグス理論へと拡張され、最終的に素粒子論の標準模型(ワインバーグ・サラム理論)へと発展したように、相構造の理解は物性物理に

とどまらず、広く他の領域の研究にも大きな影響を与えてきている。

相構造の理解に関する最近の著しい進歩は、波動関数のトポロジーによって区別される相が広く普遍的に存在することが明らかになったことであろう。1980年代初頭のサウレス・甲元・ナイチンゲール・デンナイスらの研究によって、整数量子ホール状態および分数量子ホール状態が波動関数のトポロジーによって特徴づけられることが知られていたが、量子ホール状態が強磁場下の2次元電子系という特殊な状況で実現されることもあり、長い間このような状態は特別な系でのみ可能であると考えられてきた。ところが、近年、磁場が印加されていない系や3次元物質においても、類似の相が可能であることが理論的に明らかになり、2007年に実際に実験でその存在が検証されるに至った。これを契機に、トポロジカル絶縁体・超伝導体と呼ばれるトポロジーで特徴づけ可能な物質群が存在すると広く認知されるようになった。本書は、この分野の実験的研究の第一人者である安藤陽一氏によるトポロジ

カル絶縁体・超伝導体の入門書である。

本書の特徴は、入門書と呼ぶにふさわしく、多くの事柄が基礎的なところからきちんと準備立てて説明がされていることである。まず、トポロジカル絶縁体の歴史が紹介され、初期の量子ホール効果のアイデアがどのように磁場のない系に拡張され、トポロジカル絶縁体の発見につながったか、が説明される。続いて、トポロジカル絶縁体を理解する上で必要なクラマース縮退やスピン軌道相互作用、ディラック方程式、固体中の電子の振る舞いに関するブロッホの定理などトポロジカル絶縁体を理解する上での基本事項が要領よく整理される。また、トポロジカル絶縁体の実験を理解する上で必要不可欠な手法である角度分解光電子分光および量子振動の概念がコンパクトに解説される。これらの準備の後、トポロジカル絶縁体で中心的役割を果たすトポロジカル数の説明へと進んでいく。

著者は実験家であるが、多くの式が省略なしできちんと導出が与えられているため、初学者であっても内容を把握できるようになっており、ゼミなど

で輪講する本としても推奨できる。一方、後半部分には、トポロジカル絶縁体に関する主な実験成果も包括的に紹介されており、手取り早く、トポロジカル絶縁体に関する成果を知りたいという人にとっても、有益な本となっている。本全般に、著者の生き生きとした物理観が織り込まれており、専門外の読者にとっても面白く読めると思う。

本書は、日本語で書かれた数少ない本格的なトポロジカル絶縁体・超伝導体の教科書であり、この分野に新たに参入したいと考えている研究者はもちろんのこと、この分野の勉強をしたいと考えているすべての学生や他分野の研究者にもおすすめできる良書である。  
(2015年7月26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

H. Kragh 著, 竹内 努, 市来浄與, 松原隆彦: 人は宇宙をどのように考えてきたか: 神話から加速膨張宇宙にいたる宇宙論の物語

共立出版, 東京, 2015, viii+411p, 21×15 cm, 本体4,600円

ISBN 978-4-320-04728-0

井田 茂, 中本泰史: 惑星形成の物理: 太陽系と系外惑星系の形成論入門

共立出版, 東京, 2015, vii+130p, 21×15 cm, 本体2,000円(基本法則から読み解く物理学最前線6)

ISBN 978-4-320-03526-3

小野嘉之: 初歩の統計力学を取り入れた熱力学

朝倉書店, 東京, 2015, vi+206p, 21×15 cm, 本体2,900円(シリーズ〈これからの基礎物理学〉1)

ISBN 978-4-254-13717-0

柏 太郎: 量子力学選書経路積分: 例題と演習

裳華房, 東京, 2015, xiii+395p, 22×16 cm, 本体4,900円

ISBN 978-4-7853-2513-8

鹿野田一司, 宇野進也: 分子性物質の物理: 物性物理の新潮流

朝倉書店, 東京, 2015, vi+206p, 21×15 cm, 本体3,500円

ISBN 978-4-254-13119-2

唐木田健一: ひとりで学べる一般相対性理論: ディラックの記号法で宇宙の方程式を解く

講談社, 東京, 2015, vi+198p, 21×15 cm, 本体3,200円

ISBN 978-4-06-156292-2

国立天文台編: 理科年表 平成28年

丸善, 東京, 2015, 25+1,098p, 21×15 cm, 本体1,400円

ISBN 978-4-621-08965-1

小宮山進, 竹内 敦: マクスウェル方程式から始める 電磁気学

裳華房, 東京, 2015, xi+271p, 21×15 cm, 本体2,700円

ISBN 978-4-7853-2249-6

菅本晶夫, 曹 基哲: 対称性の自発的破れ: 基礎からランダウ理論, 南部理論, 標準理論, ヒッグス粒子まで

サイエンス社, 東京, 2015, iv+199p, 26×18 cm, 本体2,315円(SGCライブラ

リ-121)

ISSN 4910054700169

園田英徳: 今度こそわかるくりこみ理論 講談社, 東京, 2014, x+197p, 21×15 cm, 本体2,800円(今度こそわかるシリーズ)

ISBN 978-4-06-156603-3

榎本泰章: 量子ドットの基礎と応用 裳華房, 東京, 2015, viii+312p, 21×15 cm, 本体5,300円

ISBN 978-4-7853-2921-1

松浦 壮: 宇宙を動かす力は何か: 日常から観る物理の話 新潮社, 東京, 2015, 254p, 11×17 cm, 本体780円(新潮新書643)

ISBN 978-4-10-610643-9

安田正美: 1秒って誰が決めるの?: 時計から光格子時計まで 筑摩書房, 東京, 2014, 167p, 17×11 cm, 本体780円(ちくまプリマー新書215)

ISBN 978-4-480-68918-4

米沢富美子総編集: 人物でよむ物理法則の事典

朝倉書店, 東京, 2015, xiv+525p, 21×15 cm, 本体8,800円

ISBN 978-4-254-13116-1

## 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)

### ■分子科学研究所助教

1. 助教1名
2. 理論・計算分子科学研究領域理論分子科学第一研究部門
3. 生体分子系の動的構造・反応・機能の解明とその為の解析手法の開拓に意欲的に取り組む理論研究者。当該研究部門の齊藤真司教授と協力して研究を行う。
4. できる限り早期
5. 6年を目途に転出を推奨。
6. 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
7. ○推薦書(自薦の場合不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 3頁以内, 今後の抱負を含めてもよい) ○業績リスト(所定様

式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部

8. 2016年3月10日(木)消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113
10. 詳細は<http://www.ims.ac.jp/recruit/2015/>参照。本研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる。

### ■高エネルギー加速器研究機構教員

#### [I]

1. 教授1名(素核研15-9)
2. 素粒子原子核研究所
3. 素粒子原子核研究所・1次陽子ビームライングループに所属し, 大強度ビームを供給するJ-PARCハドロン実験施設において, 1次陽子ビームラインをはじめとする基幹施設・設備全体の運転, 維持, 安全, 性能向上に責任をもち, 施設運営を主導する。
4. 決定後早期
5. なし
6. 研究教育上の能力があると認められる者。
7. ○履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書
8. 2016年3月17日(木)
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118 [jinjil\\_ml.post.kek.jp](mailto:jinjil_ml.post.kek.jp)  
②素粒子原子核研究所 田中万博 電話029-284-4050/029-879-6194 [kazuhiro.tanaka@kek.jp](mailto:kazuhiro.tanaka@kek.jp)
10. 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/>参照。

#### [II]

1. 准教授1名(素核研15-10)
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. 素粒子原子核研究所ミュオングループに所属し, J-PARC COMET実験において中核的役割を果たす。主にCOMET実験を遂行する為の実験室を構築し, 現地におけるCOMET実験Phase-I検出器建設を統括する。
9. ②素粒子原子核研究所 三原 智 電話029-284-4724/029-864-5679 [satoshi.mihara@kek.jp](mailto:satoshi.mihara@kek.jp)

### ■京都大学化学研究所教授

1. 教授1名
2. 複合基盤化学研究系高分子物質科学研

- 究領域(大学院工学研究科高分子化学専攻協力講座)
3. 構造・物性解析を基軸とする高分子物質基礎科学。
4. 決定後早期
5. 10年(再任有)
8. 2016年3月18日(金)必着
9. 化学研究所複合基盤化学研究系分子レオロジー研究領域 渡辺 宏 電話0774-38-3135 [hiroshi\\_scl.kyoto-u.ac.jp](mailto:hiroshi_scl.kyoto-u.ac.jp)
10. 最終選考において面接を実施。最終選考において全論文の別刷等の追加資料を求めることがある。本学は男女共同参画を推進している。提出書類は, 採用審査にのみ使用し, 正当な理由なく, 第三者へ開示, 譲渡及び貸与する事は一切ない。提出書類等, 公募内容の詳細は<http://www.kuicr.kyoto-u.ac.jp/announce/koubu160114.html>参照。

### ■九州大学理学研究院物理学部門教授

1. 教授1名
2. 物性物理学講座・物性基礎論分野
3. 広い意味での物性理論・統計物理学。教育・研究及び教室運営。
4. 決定後早期
5. なし
7. ○履歴書 ○業績リスト(発表論文, 講演, 外部資金等) ○今迄の研究概要, 及び着任後の研究計画・抱負 ○今迄の教育実績概要, 及び教育についての考え方・着任後の方針・抱負 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○主要論文別刷5編以内 ○着任可能時期 ○以上の書類と共に, この順番に1つのPDFに纏めて, 適当な媒体(CD等)に記録したものを同封
8. 2016年3月31日(木)必着
9. 819-0395福岡市西区元岡744 九州大学理学研究院物理学部門 中西 秀 電話092-802-4067 [nakanisi\\_phys.kyushu-u.ac.jp](mailto:nakanisi_phys.kyushu-u.ac.jp)

### ■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 物理学第二分野, 原子核理論研究室
3. 原子核理論
4. 決定後早期
5. なし
6. 特になし
7. ○履歴書 ○研究業績概要 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内各2部(コピー可) ○研究計画 ○着任

可能時期

- 2016年3月31日(木)必着
- ①606-8502京都市左京区北白川追分町  
京都大学大学院理学研究科物理学・  
宇宙物理学専攻物理学第二教室 田中  
貴浩  
②同 國廣悌二 電話075-753-3873  
Fax 075-753-3886 kunihiro ruby.  
scphys.kyoto-u.ac.jp
- 封筒に「原子核理論助教応募書類」と  
朱書き簡易書留で送付。応募書類不返  
却。

#### ■東京大学宇宙線研究所教授

- 教授2名
- 高エネルギー宇宙線研究部門
- 高エネルギー宇宙線の観測的、又は理  
論的研究を行う。現在本研究所で進め  
る研究の推進にあたって中心的役割を  
担える方、将来計画の策定・推進にあ  
たっても中心的な役割を担える方を求  
む。
- 決定後早期
- なし
- 履歴書 ○研究歴(A4,3枚以内)  
○業績リスト(論文リスト, 研究発表  
リスト等)及び主要論文別刷5編以内  
(提出論文については論文リストに印)  
○着任可能時期 ○着任後の研究計画  
(A4,3枚以内)
- 2016年4月11日(月)
- ①application icrr.u-tokyo.ac.jp  
②277-8582 柏市柏の葉5-1-5 東京大  
学宇宙線研究所長 梶田隆章 電話  
04-7136-3100 application icrr.u-tokyo.  
ac.jp
- 書類はpdf形式(e-mail添付)で提出(書  
類受信時、返信をするので、必ず当方  
返信の有無を確認)。選考は、書類選  
考の後、面接を受けることが原則(面  
接者には詳細連絡有)。http://www.icrr.  
u-tokyo.ac.jp/kobo/h28/160113\_1.pdf を  
必ず確認。

#### ■神戸大学大学院理学研究科教員

- 准教授又は講師1名
- 物理学専攻粒子物理学講座
- 最先端加速器を用いた素粒子実験物理  
学。LHC加速器における陽子・陽子  
衝突実験ATLASで研究を推進。大学  
院と学部の教育及び全学共通教育の担  
当。専攻運営に関する業務の分担。
- 2016年10月1日
- なし
- 博士号取得者

- 履歴書 ○業績リスト ○主要論文  
別刷又はコピー(5編以内) ○今迄  
の研究業績概要(約2,000字) ○研  
究・教育に関する着任後の計画と抱負  
(約2,000字) ○意見書2通、又は照  
会可能者2名の氏名と連絡先
- 2016年4月15日(金)必着
- ①657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1  
神戸大学大学院理学研究科物理学専攻  
竹内康雄 電話078-803-5634  
takeuchi phys.sci.kobe-u.ac.jp  
②同専攻 藏重久弥 電話078-803-  
5638 kurasige kobe-u.ac.jp
- 封筒に「人事公募関係書類在中」と朱  
書き簡易書留又はレターバックプラス  
で送付(送付と併せe-mailで応募の旨  
を連絡すること)。応募書類原則不返  
却。不採用の場合の通知は行わない。  
男女共同参画基本法の趣旨に則り、女  
性の積極的な応募を歓迎。

#### ■宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所教 授

- 教授1名
- 宇宙物理学研究系
- 宇宙マイクロ波背景放射の観測による  
初期宇宙研究。当面は、戦略的中型  
ミッション候補の一つである、宇宙マ  
イクロ波偏光観測衛星LiteBIRD搭載  
観測装置の開発を推進する。大学等の  
研究者と協調して研究を遂行し、大学  
院生の教育・指導を行う。
- 決定後早期
- なし(63歳定年制)
- 宇宙理学分野での博士号取得者
- 履歴書 ○研究歴 ○論文リストと  
主要論文別刷3編以内 ○今迄の研究  
概要と今後の研究計画(含プロジェクト  
への貢献と教育活動の抱負) ○外  
部研究資金獲得実績 ○他薦の場合は  
推薦書2通、自薦の場合は照会可能者  
2名の氏名、所属、連絡先
- 2016年4月15日(金)必着
- ①252-5210 相模原市中央区由野台3-1-  
1 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研  
究所科学推進部人事係  
②宇宙物理学研究系研究主幹 堂谷忠  
靖 電話050-3362-5544 dotani.tadayasu  
jaxa.jp
- 封筒に「宇宙物理学研究系教授応募書  
類在中」と朱書き書留便で郵送。詳細  
はhttp://www.jaxa.jp/about/employ/  
educator\_j.html参照。

#### ■青山学院大学理工学部教員

- 教授又は准教授1名
- 物理・数理学科
- ソフトマターを含む生物物理学実験。  
理工学部共通科目、物理・数理学科専  
門科目、卒業研究、理工学研究科科目、  
他学部向け教養科目の授業を担当して  
頂く。
- 2017年4月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者。着任と同時に博士前期  
課程の学生を指導でき、私学教育の現  
状を理解し、熱心に取り組んでくださ  
る方。キリスト教に理解のある方。
- 履歴書 ○業績リスト(主要論文に  
印) ○主要論文別刷5編 ○研究計  
画 ○教育に対する抱負と卒業研究の  
指導計画 ○推薦書1通 ○照会可能  
者1名以上の氏名、連絡先
- 2016年5月14日(土)必着
- 229-8558 相模原市中央区淵野辺5-10-  
1 青山学院大学理工学部物理・数理  
学科 古川信夫 電話042-759-6292  
furukawa phys.aoyama.ac.jp
- 封筒に「人事応募」と朱書き簡易書留  
で送付。応募書類不返却。電子応募の  
場合は要相談。

#### ■東京大学物性研究所助教

- 助教1名
- 物質設計評価施設野口研究室
- ソフトマター・生物物理の分野におい  
て数値計算を中心に理論的に研究。今  
迄の研究分野は不問だが、物性研共同  
利用スパコンの運用や計算物質科学研  
究センターの運営に積極的に関与でき  
る人材を希望。
- 決定後早期
- 5年、但し1回再任可
- 博士課程修了又は同等以上
- 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(コピー可) ○所属長・指導  
教員等による応募者本人についての意  
見書(作成者から書類提出先へ直送)  
○研究業績概要(約2,000字) ○研究  
計画書(約2,000字)
- 2016年6月9日(木)必着
- ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大  
学物性研究所総務係 電話04-7136-  
3207 issp-jinji issp.u-tokyo.ac.jp  
②野口博司 電話04-7136-3265  
noguchi issp.u-tokyo.ac.jp
- 封筒に「物質設計評価施設助教応募書

類在中」と朱書き留送付。詳細は <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.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34回量子情報技術研究会

主催 電子情報通信学会量子情報技術時限研究専門委員会

共催 応用物理学会量子エレクトロニクス研究会

日時 2016年5月30日(月)~31日(火)

場所 高知工科大学永国寺キャンパス (780-8515高知市永国寺町2-22)

内容 量子情報、量子計算、量子暗号等。広く量子情報技術に関わる理論的研究、実験的研究、計算機科学的研究、数学的研究及びその他関連分野(申込状況により査読有)。

定員 約200名

参加費 事前振込：4,000円、学生1,000円。当日払い：5,000円、学生2,000円(懇親会は別途)

申込 <http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/qit/>より

講演(口頭)申込締切 2016年4月8日(金)

講演(ポスター)申込締切 2016年4月22日(金)

参加申込締切 2016年4月28日(木)

連絡先 北川晃(高知大)、小林弘和(高知工科大)、全卓樹(高知工科大)、河内亮周(徳島大) qit34 kochi-u.ac.jp

### ■International Workshop on Tensor Networks and Quantum Many-Body Problems

主催 東京大学物性研究所

日時 2016年6月27日(月)~7月15日(金)

場所 東京大学物性研究所(277-8581柏市柏の葉5-1-5)

内容 テンソルネットワーク法等の計算手法と量子多体問題における最近の話題に

ついての滞在型国際ワークショップを3週間に渡って開催する。毎週月曜日に、最新の研究成果報告を中心とした多数の講演からなるシンポジウムを開催する。その他の曜日は、方法論の基礎やキーとなるアイデアについて数件の講義のみとし、世界の最前線で活躍している国内外の招待講演者をはじめとする滞在参加者間の議論を行う。

定員 なし

参加費 無料

宿泊施設、旅費申込締切 2016年4月8日(金)

講演申込締切 2016年5月6日(金)

連絡先 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所 川島直輝 tqmp2016@issp.u-tokyo.ac.jp <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/public/tqmp2016/>

### ■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)

主催 PASPS9実行委員会

共催 大阪大学博士課程教育リーディングプログラム「インタラクティブ物質科学カデットプログラム」、科学研究費新学術領域研究「ナノスピン変換科学」、日本物理学会、他

後援 応用物理学会、他

日時 2016年8月8日(月)~11日(木)

場所 神戸国際会議場(650-0046神戸市中央区港島中町6-9-1 078-302-5200)

内容 半導体・金属・絶縁体・有機材料等様々な固体材料におけるスピントロニクス研究の最新の進展を扱う。本国際会議PASPSは、スピントロニクス研究の発展を目指して2000年に開始され、今回が9回目。今夏、北京で開催される半導体物理国際会議(ICPS 2016)のサテライト。

アブストラクト締切 2016年4月1日(金)

連絡先 株式会社アカデミック・プレインズ secretariat pasps9.org 電話 06-6949-8137 Fax 06-6949-8138

その他 詳細は<http://www.pasps9.org/>参照。

### ■第6回講習会「X線反射率法による薄膜・多層膜の解析」

主催 応用物理学会埋もれた界面のX線・中性子解析研究会

協賛 日本物理学会

日時 2016年8月25日(木)

場所 物質・材料研究機構千現地区(305-0047つくば市千現1-2-1)

内容 X線反射率法は、薄膜・多層膜の深さ方向の内部構造、具体的には、各層の膜厚、密度、各界面のラフネス等を非破

壊的に求める事ができる解析技術。本講習会では、X線反射率法の経験豊富な専門家を講師陣に迎え、基礎から丁寧に解説を行うと共に、シミュレーションやデータ解析の実習を少人数のグループにて、きめ細かく行う。休憩時間には「X線反射率相談デスク」を設け、日頃の疑問に思っていること、質問したくてもなかなかできなかったことに、6名の専門家が答える。

定員 30名

参加費 19,000円(参考書「X線反射率法入門」(講談社)込)、参考書を既にお持ちの方は14,000円。リピーター割引有。

申込 氏名(ふりがな)、所属、住所、電話、Fax、e-mail、実習コース(A、B、C)の希望を連絡。

連絡先 物質・材料研究機構高輝度光解析グループ 桜井健次 電話029-859-2821 Fax 029-859-2801 SAKURAIKenji nims.go.jp <http://www.nims.go.jp/xray/ref/TutorialXRR2016.htm>

## 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

### ■湯川記念財団「望月基金」2016年度国際会議派遣候補者募集

対象 磁性及びその関連分野(例えば、強相関係分野やスピントロニクス分野等)の基礎研究(理論、実験不問)に携わる若手研究者(大学院生を含み、年齢は35歳前後迄)。7つの国際会議を助成対象とする。対象となる国際会議名及び応募要領詳細は、<http://aquarius.mp.es.osaka-u.ac.jp/motizuki/>参照。

助成内容 国際会議に出席して論文発表を行う為の旅費及び滞在費の一部を支援。

応募方法 HPからWordで作成された申請書類をダウンロード。

応募締切 開催時期別に設定(詳細HP参照)。

問合せ先 606-8264京都市左京区北白川小倉町50-227 湯川記念財団「望月基金」 電話/Fax 075-781-5980 yukawa-f@yukawa.kyoto-u.ac.jp (湯川記念財団「望月基金」)、hohta kobe-u.ac.jp (神戸大学



分子フォト 太田 仁)  
 その他 この支援により、多くの若手研究者が諸外国研究者と交流を深めることによって、我が国の国際化が進むことを期待し、物性物理学の一層の発展を願う。

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

力、大文字小文字は区別されます。)  
 3月ユーザ名 : 16Mar  
 パスワード: Richard337  
 4月ユーザ名 : 16Apr  
 パスワード: Enrico486  
 ユーザ名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります。

## 行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年 9月(～16年 3月)	一般相対性理論誕生100年記念市民講演会	弘前(青森), 仙台, 新潟, 神岡(岐阜), 長岡(新潟), つくば(茨城), 東京, 名古屋, 京都, 大阪, 広島	70-9
2016年 3/7～11	第4回対称性・群論トレーニングコース	つくば市(茨城)	71-2
3/15～16	量子ビームサイエンスフェスタ	つくば市(茨城)	71-1
3/19～22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
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
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
6/12～16	The 11th Int. Conf. on Coatings on Glass and Plastics	Braunschweig(ドイツ)	70-8
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
6/23～24	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
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
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
9/21～24	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
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

「つれづれなるままに、日ぐらし硯に向かひて、心にうつりゆくよしなしごとをそこはかとなく書き付ければ、あやうこそ物狂ほしけれ。」これは有名な徒然草の書き出しである。編集後記として気の利いたことを書こう書こうと考えているうちに締切日が来てしまい、はからずも思ったことを書くことになってしまった。まとまりのない文章になってしまうことを先にお詫びしたい。

さて、先日、田舎に帰るために妻と息子と家族で新幹線に乗っていた。おもむろに3歳の息子が「山はなんで寒い？」と聞く。なんで？なんで？の時期である。子育てのあるある話で、調べたわけではないが、万国共通ではないだろうか。私はこのなんで？なんで？と知りたい気持ちこそ学者の本質と思う。学会の発表でもわからないことがあれば、どんどんと質問が出るのはそのためだろう。そう考えると、人類の子供は学者の卵であるわけだ。残念ながら、多くの子供たちは大きくなるにつれ、なぜという根本を問うことは少なくなり、理由はわからなくても、そういうものだとして受け入れていく。一方、これを読んでいる物理学协会会员の皆さんは、大きくなって知りたいたいという気持ちを持ち続けているわけであ

る。学者は、体は大きくなっても、心は子供。学会は、その子供が集まるネバーランド。まさに夢の国。子供の世界のネバーランドに、業績を出せ、社会の役に立て、という大人の声は必要ないように思えてきた。

中学高校の物理離れがたびたび話題になる。高校生相手にオープンラボという形で実験を見せることがある。スライドガラスにセロハンテープを貼り付けて、偏光板で挟むとステンドグラスのようにカラフルに見える。初めは興味がなさそうな人も（人見知りなだけかもしれないが）気がつくと、ペタペタとセロハンテープを貼って、どんな色が出るのか、楽しんでいることが多い。理由は説明しないでいると、そのうち誰かがどうしてなんですかと聞いてくるし、完全にわからなくてもいい話を聞いたって顔をしてくれる。知りたいという好奇心は失われていないように思える。

どれだけ子供の好奇心を伸ばせるか、親にかかっているのかもしれない。息子の「山はなんで寒い？」という質問は恥ずかしながら答えに窮した。学者としていい加減なことは言いたくないし、よくよく考えると難しい。わかる人がいたら（大勢いると思うが）、無学な私にぜひ教えていただきたい。

これが出版される頃は2015年度も終わ

り。卒業していく学生を誇りに思いながら、新たな学生を受け入れる時期でもある。とにかく元気に楽しんで新たな年度を送って欲しいと心から願って、編集後記を締めたいと思う。2016年度も幸あれ！

栗田 玲 ( )

### 編集委員

森川 雅博 (委員長), 長谷川修司,  
石岡 邦江, 今村 卓史, 沖本 洋一,  
加藤 岳生, 岸根順一郎, 栗田 玲,  
桑本 剛, 鈴木 康夫, 須山 輝明,  
高須 昌子, 田島 俊之, 田中 良巳,  
田沼 肇, 常定 芳基, 藤井 芳昭,  
松尾 泰, 松本 重貴, 水崎 高浩,  
南 龍太郎, 目良 裕, 望月 維人,  
李 哲虎, 渡邊 康, 片山 郁文,  
板橋 健太, 藤山 茂樹

### (支部委員)

飯塚 剛, 石井 史之, 奥西 巧一,  
黒岩 芳弘, 酒井 彰, 中村 光廣,  
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,  
溝口 幸司

### 新著紹介小委員会委員

片山 郁文 (委員長), 浅野 勝晃,  
安藤 康伸, 宇田川将文, 大西 宏明,  
郡 宏, 越野 和樹, 小山 知弘,  
西浦 正樹, 長谷川秀一, 廣政 直彦,  
間瀬 圭一, 三輪 光嗣, 山本 貴博

### 本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3F

Fax: 03-3475-5619 e-mail: info\_jaacc.jp

日本物理学会誌 第71巻 第3号 (平成28年3月5日発行) 通巻801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。