

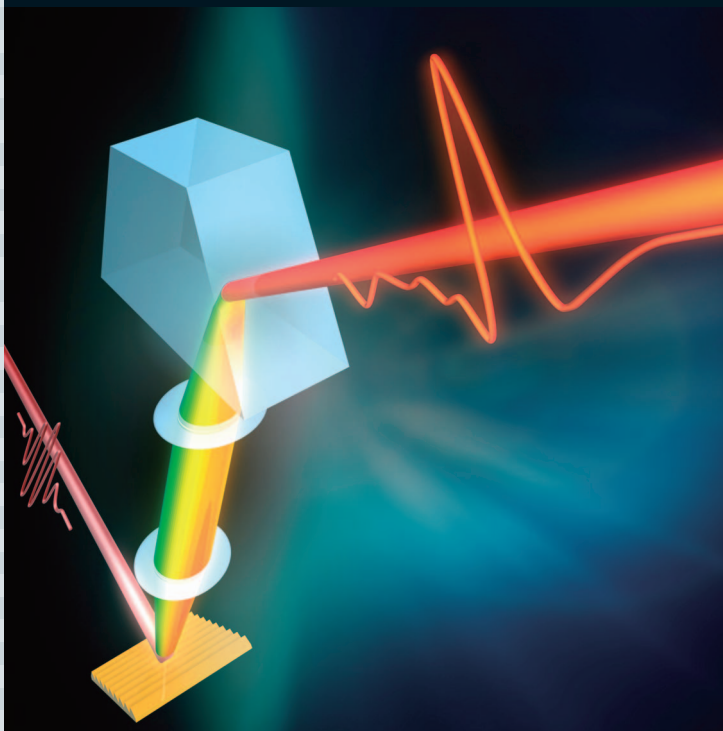
- 電子の多極子秩序
- AGT対応 予想から証明へ
- 高強度THzパルス光源技術の新展開
- 会長候補選挙

NO.

1

2016 | VOL. 71

B U T S U R I  
日本物理学会誌





## 設立70周年(2016)・創立140周年(2017)

藤井保彦 (会長)

新年明けましておめでとうございます。昨年のノーベル物理学賞を梶田隆章会員(東大宇宙線研所長)が受賞された興奮が冷めやらぬ2016年となりました。改めて知の地平を切り拓かれたご業績を会員一同でお祝いしたいと思います。

さて、年頭に当たって今年の日本物理学会としての活動計画のいくつかを会員の皆様にご紹介し、情報を共有しておきたいと思っております。

日本物理学会は、1877年(明治10年)に創立された東京数学会社に源を発し、東京数学物理学会(1884年)、日本数学物理学会(1919年)と改称し、第2次大戦後の1946年1月に解散するまでの69年間、数学界と学術的に同じ屋根の下で活動していました。そして1946年に社団法人として日本物理学会(4月)と日本数学会(6月)が独立して設立されて以来、昨年2015年で戦前の存続期間と同じ69年を迎えました。すなわち今年2016年は設立70年目、創立から139年目、来年2017年は創立から140年目となります。なお、本会が発行している学会誌BUTSURI、英文ジャーナルのJPSJとPTEP(前身のPTP)は、すべて1946年に創刊されています。

このような歴史的節目を迎えるに当たり、理事会や関係委員会で議論し、2016~2017年にわたって次のような比較的小規模の記念事業を行うことになりました。一つは学会誌の4月号から、会誌編集委員会主導の「物理学70の不思議」のシリーズ記事、物理学史資料委員会主導の「変わりゆく物理学研究の諸相(仮題)」を連載予定です。二つ目の企画は「学会の歴史展示」ともいべきもので、今年3月の第71回年次大会(東北学院大)の会場において、ポスター発表、企業展示と同じフロアに学会展示ブースを設ける予定です。20年前(1996年)に設立50周年記念事業を大々的に行っていますが、特に若い研究者や院生・学生の皆様に、

創立から139年を迎える本会の歴史に触れて一層の親しみを感じていただきたいと思っています。なお、この記念事業は2年間にわたって実施しますので、これと思う良いアイデアがありましたらご提案下さい。

会長任期2年(第71・72期)の制度が始まって最初の9ヵ月が経過したところですが、長い歴史と大きなモーメントを持つ本会の活動を理解するため、これまで学会内の20を超える委員会や2分野の秋季大会、国際会議を含む対外的な活動にできるだけ参加してきました。900名近くの会員が何らかの学会活動にボランティアとして関わって下さっている現状を見ながら(学会誌毎8月号本会記事に氏名表掲載)、既存の委員会の統廃合を含めた簡素化と機能強化、委員数・男女比・所属・専門分野の適正化等を進めるとともに、新しい研究環境の変化等(例えばジャーナル問題やオープンサイエンス化の動き)への対応を注意深く行いたいと思っています。

数年来本会の財政事情を説明してご理解いただき、昨年の第95回定時総会(2015.3.31)で決議された年会費の一律1,000円の値上げが、今月から実施されます。継続的な支出削減努力、大会概要集電子化による会員サービスの向上と組み合わせた参加登録費の一律1,000円値上げ(昨年の第70回年次大会から実施)と相まって、ようやく財政の健全化の道筋が見えてきました。今年の第96回定時総会(2016.3.31)に諮る現在集計中の昨年(2015会計年度)の決算と、1年先の今年(2016会計年度)の会計が終了すれば、正確な財政健全化の実績を報告できるようになります。

ほぼ10年毎の会員データベースシステムの更新に合わせて、会員管理業務の効率化と会員サービスの向上を目的とした新しいシステム構築を、プロジェクトチームを立ち上げて精力的に行っています。一般競争入札によって

決定した業者との綿密な連携のもとに、システムの完成が近づいており、本年4月から運用を開始する予定です。新しくマイページ機能を導入し、会員の皆様がインターネットから各種の手続きができる他、学会からのお知らせも迅速にお届けでき、事務局の会計や統計処理等が格段に効率化されます。詳しいシステムと利用の説明は、後日お知らせします。

本会の国際化は継続的に議論されてきましたが、未だに定款・細則等の英訳はなく、またホームページの英語版は十分整備されていませんので、適時の更新体制も含めて組織的な(財政的負担の軽い)対応が必要で、早急に対処する予定です。また、国際的に一国に純粹(基礎)物理と応用物理の独立した学会が存在するのは、国際純粹・応用物理学連合IUPAPの60の加盟国の中でも日本だけです。対IUPAPは日本学術会議がLiaison Committeeとして一体的な対応を保証していますが、アジア・太平洋地区物理学連合AAPPSやそれらのWomen in Physics Working Groupには、応用物理学会との間に連絡会を設置して整合性のある対応を行っているのが現状です。国内外問題に共同して対応するよりよい仕組みを模索中です。

最後に、2007年から始まった若手奨励賞について、2010年から篤志家からのご寄付をもとに賞状等の記念品を製作している事実を改めてお伝えします。すでに当時の佐藤勝彦会長(第61期)が学会誌(Vol. 61, No. 7, p. 538, 2006)に「近藤美登子様から若手研究者や院生の激励のために1,000万円のご寄付をいただいたお礼と経緯」を紹介されていますが、残念ながらこれらの経緯が学会内で十分継承されておらずたいへん申し訳なく思っています。今後ホームページの該当箇所に明記するとともに、領域委員会をはじめとする若手奨励賞関係者で継承してゆきます。

(2015年10月7日原稿受付)

巻頭言 Preface

設立70周年(2016)・創立140周年(2017)  
The 70th Anniversary (2016) and 140th Anniversary (2017)

藤井保彦 …… 1  
Yasuhiko Fujii

現代物理のキーワード Trends

電子の多極子秩序  
Electronic Multipole Orders

倉本義夫 …… 4  
Yoshio Kuramoto

解説 Reviews

AGT対応 予想から証明へ  
AGT Correspondence—From Conjecture to Theorem

瀧 雅人 …… 6  
Masato Taki

最近の研究から Researches

人工非可換ゲージ場が引き起こす冷却原子気体ボーズ・アインシュタイン凝縮体の  
新奇な基底状態

Novel Ground State of Bose-Einstein Condensates Coupled to Artificial Non-Abelian Gauge Fields

川上拓人, 新田宗土, 町田一成 …… 16  
Takuto Kawakami, Muneto Nitta and Kazushige Machida

量子相転移近傍のまだらな電子状態  
Mottled Electronic State Near a Quantum Critical Phase Transition

神戸振作, 酒井宏典, 徳永 陽 …… 22  
Shinsaku Kambe, Hironori Sakai and Yo Tokunaga

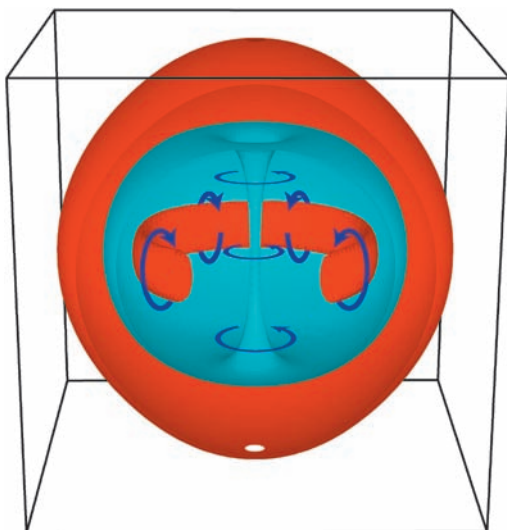
奇周波数超伝導—同時刻で消える奇妙なペア—  
Odd-Frequency Superconductivity—Peculiar Superconducting Pairs Vanishing at the Same Time—

星野晋太郎, 楠瀬博明 …… 27  
Shintaro Hoshino and Hiroaki Kusunose

実験技術 Experimental Developments

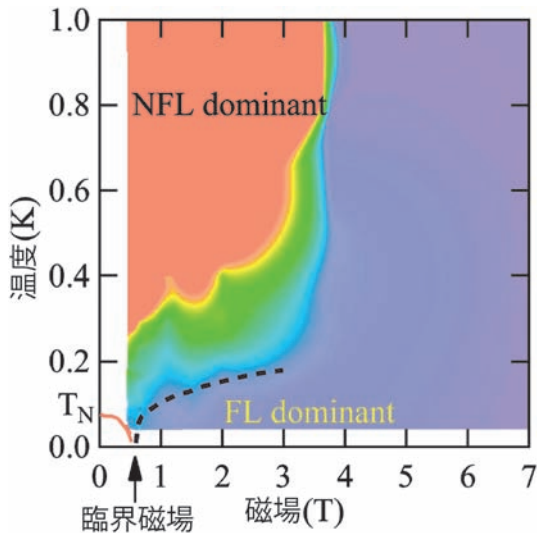
高強度 THz パルス光源技術の新展開  
New Progress of Ultraintense THz Pulse Generation Technology

廣理英基 …… 34  
Hideki Hirori



最近の研究から(人工非可換ゲージ場が引き起こす冷却原子気体ボーズ・アインシュタイン凝縮体の新奇な基底状態)

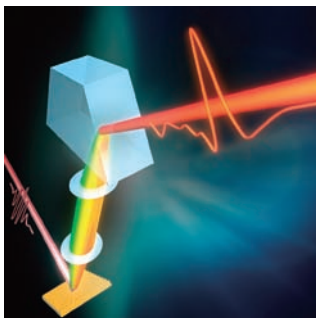
理論計算によって得られた、2成分ボーズアインシュタイン凝縮体において基底状態として実現する3次元スキルミオンの構造。赤色(青色)の面は、凝縮体の波動関数の $\Psi_1$ 成分( $\Psi_2$ 成分)の振幅の等値面である。それぞれの成分の位相は矢印の方向に $2\pi$ だけ変化している。 $\Psi_1$ 成分の渦環と、 $\Psi_2$ 成分の渦が絡まってスキルミオンが構成されていることを示す。



#### 最近の研究から（量子相転移近傍のまだらな電子状態）

YbRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>のSi NMRにより得られた量子相転移近傍での不均一電子状態の温度-磁場相図。高磁場領域においては均一なフェルミ流体相だが、臨界磁場に近づくにつれ空間的不均一が生じ局所的な非フェルミ流体領域が支配的となる。

物理教育は今	研究領域としての物理教育	新田英雄	40
JPSJの最近の注目論文から	9月の編集委員会より	上田和夫	44
ラ・トッカータ	フランス国立科学研究センターについて	鈴木大介	46
談話室	電磁気量の定義・記法・単位の統一について	清水忠雄	48
学界ニュース	第34回宇宙線国際会議 O'Ceallaigh Medal：西村 純氏	鳥居祥二	50
新著紹介			51
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		53
行事予定			56
会告	■第33回臨時総会の決議3について ■第71回年次大会（2016年）宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について（お知らせ） ■第12回Jr.セッションの開催 ■第71回年次大会（2016年）の参加登録・講演概要集の申込について ■第71回年次大会（2016年）講演概要集原稿の書き方および提出について ■訂正 ■第73・74期会長候補選挙の投票のお願い ■賞・助成等の募集予定一覧 ■2015年12月1日付新入会者		58
本会刊行英文誌目次			70



#### 表紙の説明

表紙は、高強度テラヘルツ (THz) パルスを発生するための、ニオブ酸リチウム (LiNbO<sub>3</sub>) 結晶を用いた「パルス面傾斜法」の模式図である。この方法ではLiNbO<sub>3</sub>結晶に強力なフェムト秒光パルスを照射し、非線形光学過程である光整流効果を利用してTHzパルスを発生する。励起光パルスを回折格子とレンズ対に通すことで、THzパルスの進行方向に対してパルス面が傾斜する配置を取ることができ、LiNbO<sub>3</sub>結晶では難しかった位相整合条件を満たすことができる。3 THz以下の周波数帯で1 MV/cm以上の電場振幅を持つ強力なTHzパルスの発生を実現し、ピコ秒 (10<sup>-12</sup>秒) 程度の超高速時間内に物質の電気的・磁気的性質や結晶構造を励起・制御するためのパルス的な外場として応用が可能である。詳細は本号に掲載されている廣理英基氏の「実験技術」記事を参照のこと。

# 電子の多極子秩序

Keyword: 多極子秩序

## 1. 時空反転と多極子

電子は電荷に加えてスピンを持つ。固体結晶の周期ポテンシャル中で多数の電子が運動する際、電子間相互作用によるエネルギーを下げるためにスピンを揃えることがある。鉄などに見られる強磁性がこの代表例である。一方、遷移金属酸化物では反強磁性状態がしばしば出現する。スピンは磁気モーメント(双極子)を持ち、時間反転の操作によって方向が逆転する。強磁性や反強磁性では各サイトでスピンの向きが決まっているので、磁気秩序状態は時間反転対称性を自発的に破っていることになる。一方、空間反転対称性のない結晶では強誘電体や反強誘電体が登場する。これらは電気双極子が整列したもので、時間反転をしても不変だが、空間反転で符号を変える。

双極子より高次のモーメントには四極子( $4=2^2$ )や八極子( $8=2^3$ )などがあり、総称して多極子とよぶ。これらの高次モーメントは、電荷分布や電流分布の多重極展開でおなじみである。高次多極子が固体中で整列した状態が実際に観測されており、これを多極子秩序と呼ぶ。<sup>1)</sup> 一般に $2^n$ 次モーメントと時空反転対称性との関係を表1にまとめる。

## 2. 局在電子の多極子秩序

多極子秩序の典型例はCeB<sub>6</sub>およびLaで一部Ceを置換したCe<sub>x</sub>La<sub>1-x</sub>B<sub>6</sub>に見られる。この系は磁場中で複雑な相図を持つ。CeB<sub>6</sub>では、f電子の軌道自由度に由来する反強四極子が秩序変数として同定され、II相と呼ばれている。Laを25%程度置換した系では、II相は高磁場側に押し上げられ、無磁場ではIV相と呼ばれる別の相が出現する。IV相の秩序変数として反強磁気八極子が同定されている。この秩序は初め熱力学的測定結果を説明するモデルとして提案されたので、IV相の同定には疑問の声もあった。しかし、現在では共鳴X線散乱と中性子散乱での支持も加わり、反強八極子秩序モデルは確固としたものになっている。<sup>1)</sup>

双極子と四極子を差し置いて、より高次の八極子だけがIV相で秩序化する原因は、強いスピン・軌道相互作用と結晶場のもとでの波動関数の特性に求められる。各Ceサイトでは立方対称の結晶場中で4重縮退した結晶場基底状態が安定になる。この波動関数はf電子の持つ軌道とスピンの角運動量が結合してできる全角運動量 $J=5/2$ から構成され、軌道縮退とスピン縮退を併せ持つ。4個の基底の線形結合から、軌道縮退だけを破る状態(四極子)、スピン縮退だけを破る状態(“双極子”)、両者をもとに破る状態(八極子)が選べる。ここで双極子に引用符をつけたの

は結晶場の固有状態では八極子( $2^3$ )成分も含まれているからである。単一のCeサイトでは、4重縮退した状態から上記のどの自由度を選ぶか、エネルギー的には全く同等である。結晶で実現する状態を決めるのは、多極子サイト間相互作用の大小関係だけである。後者も大差ないことが、波動関数の特性からわかる。このようにして、多数の相が踵を接する複雑な相図の由来を理解できる。

表1にあるように、磁気八極子は空間反転を破らないが電気八極子は破る。後者の単純な例としてメタン分子CH<sub>4</sub>を考えよう。メタンはsp<sup>3</sup>混成軌道で結合しており、Cを囲むH原子が四面体の頂点に位置する。この電子分布は、局所的な反転対称性を破っているが双極子成分はない。すなわち電気八極子の一成分に対応する。ちなみにダイヤモンドの共有結合は、同じsp<sup>3</sup>混成軌道から構成されるが、結晶ポテンシャルの点群対称性を破っていない。すなわち八極子電子分布は点群のスカラーである。もちろんダイヤモンドを多極子秩序とは言わない。

一方、異方的電子分布が空間的に変調するが、点群対称性は破れない場合がある。例えばダイヤモンド構造で、再隣接サイトの電子分布が等価ではなくなり、あたかも閃亜鉛鉱型構造のように見える場合が挙げられる。実際、スクッテルダイトと呼ばれる一群の立方晶系のうち、PrRu<sub>4</sub>P<sub>12</sub>やPrFe<sub>4</sub>P<sub>12</sub>では、f電子電荷分布の角度依存性が関数 $x^4+y^4+z^4$ にしたがって代的に整列している。これは立方対称性を満たすスカラーである十六極子( $16=2^4$ )の交代秩序に対応する。実は、点群対称性の下ではスカラー成分は六十四極子( $64=2^6$ )も含む。スカラー秩序は格子変位と結合するので、秩序相では一般に単位胞の大きさも代的に変調している。したがって多極子のスカラー秩序は、電荷密度波状態(単極子秩序)とつながっている。

さて、磁気単極子は時間反転で符号を変えるので擬スカラーと呼ばれる。点状の磁気単極子は自然界に存在しないが、原点近くの磁気モーメントの空間的分布によっては、その集合体を擬スカラーとみなせる場合がある。パイロクロアと呼ばれる結晶構造は、メタン分子と同様の四面体ならべて、隣り合う四面体で頂点を共有するようになって

表1 電気的および磁気的な $2^n$ 次多極子秩序ともなって破れる時空反転対称性。n=0は単極子、n=1は双極子に対応する。

	電気的	磁気的
n: 奇数	空間	時間
n: 偶数		時間、空間

いる。頂点位置には磁性イオンがあり、例えば $\text{Cd}_2\text{Os}_2\text{O}_7$ では四面体中心から見たOsのスピンの4個とも外を向き、隣の四面体中心から見ると4個とも内向き、という配置が実現されている。<sup>2)</sup>このような磁氣的秩序は点群対称性を破らないので反強擬スカラー秩序とみなせる。

### 3. 遍歴する多極子

金属では、電子がエネルギーバンドを形成して遍歴している。多数電子の状態を特徴づけるのはフェルミ面であり、その形状は結晶の空間対称性に見合うものになっている。ところが、電子間の相互作用が強い場合には、フェルミ面を変形させたほうがエネルギーが下がることがある。このようなフェルミ面の不安定性は、はじめポメランチュクがフェルミ流体理論を用いて議論したので、彼の名前を冠して呼ばれることが多い。変形後のフェルミ面に対応する電子分布は結晶の空間対称性と一致しないので、波数空間の多極子とみなせる。例えば図1(B)に示すように、球状のフェルミ面が体積を保って(A)あるいは(C)の楕円体状に変形すれば、四極子秩序が出現する。通常は電子・格子相互作用によって、一様な格子変形がともなわれる。しかし格子変形がほとんどない場合は、液晶の類推で電子ネマティック状態と呼ばれることがある。鉄系超伝導体が正方晶から斜方晶に格子変形する近傍で、ネマティック状態が出現すると論じられている。

一方、フェルミ面がスピンに依存して変形し、上向きスピンは(A)、下向きスピンは(C)のようになると遍歴電子八極子が生ずる。この場合には時間反転が破れているが、一様な磁気モーメントは存在しない。

遍歴電子の高次多極子秩序は、一般に結晶の周期性とは異なる場合がある。Crのスピン密度波は遍歴磁気双極子が結晶対称性を破って配列した例である。最近では $\text{URu}_2\text{Si}_2$ を対象として遍歴電子の高次多極子( $32=2^5$ )に対応する秩序を想定するモデル計算がなされている。<sup>3)</sup>

f電子を含む強相関系では、局在電子と遍歴電子が共存するモデルがよく用いられる。このモデルとして一般化した近藤格子を用いると、遍歴・局在両方の電子を巻き込んだ多極子秩序の描像が浮かぶ。例えば $\text{PrFe}_4\text{P}_{12}$ のスカラー秩序に対して、近藤効果による単重項と結晶場単重項が交互に配列することを想定するモデルは、奇妙な実験結果をよく説明する。<sup>1)</sup> U系の5f電子状態は、4f電子よりも遍歴性が強くなる。したがって遍歴・局在のどちらの描像とも出発点にはとれるが、両者とも到達点としては不十分である。このような場合に対応する多極子のイメージは未だ具体性に欠け、今後の研究が待たれる。

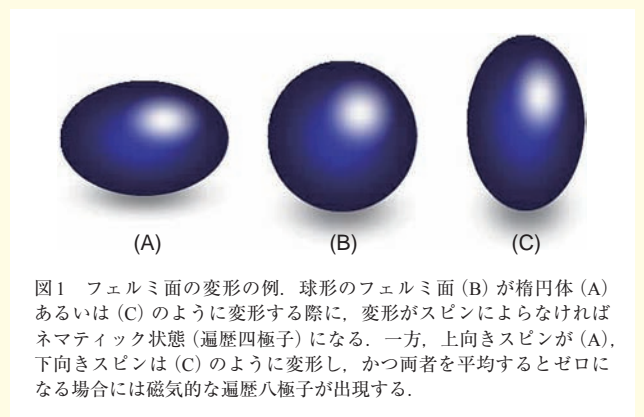


図1 フェルミ面の変形の例。球形のフェルミ面(B)が楕円体(A)あるいは(C)のように変形する際に、変形がスピンによらなければネマティック状態(遍歴四極子)になる。一方、上向きスピンは(A)、下向きスピンは(C)のように変形し、かつ両者を平均するとゼロになる場合には磁氣的な遍歴八極子が出現する。

### 4. 多極子秩序がもたらす物性

磁氣的多極子は時間反転を破るので、これが空間反転も破るように秩序を作ると、結晶の反転対称性は時空ともに破れる。このような系では電場と磁場が混ざる。一様な混ざりがあれば、外部からかけた電場が磁気モーメントを誘発したり、外部磁場が電気分極を誘起する。これは磁気電気効果と呼ばれ、マルチフェロイックスと呼ばれる物質群と共通する特徴である。<sup>4)</sup> 後者は、強誘電性を含む複雑な結晶構造によって磁氣的自由度を担う部分と協力しあい、量的に大きな磁気電気効果を出している。

さて四極子の揺らぎがある種のf電子系超伝導の原因になっている可能性があるが、まだ決定的な証拠はない。四極子より高次の多極子は、巨視的な電場や磁場とは結びつきにくいので、その観測は困難である。例えば相転移による比熱の異常が現れても、その秩序変数を同定するのは容易ではない。実際、 $\text{URu}_2\text{Si}_2$ では大きな比熱の異常をとまなう相転移が見ついている。しかし秩序変数は、30年近くにわたる活発な研究でも同定できないので、「隠れた秩序」と呼ばれている。隠れた秩序がどのような微視的状态に対応するかという問題は、遍歴自由度を持つ多極子の可能性も含めて究明すべきものと考えられる。

#### 参考文献

- 1) 総合報告としてY. Kuramoto, H. Kusunose and A. Kiss: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 072001.
- 2) S. Tardif, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 147205.
- 3) H. Ikeda, *et al.*: Nat. Phys. **8** (2012) 528.
- 4) 有馬孝尚:『マルチフェロイックス物質中の電磁気学の新展開—』(共立出版, 2014).

倉本義夫(高エネルギー加速器研究機構)

(2015年7月14日原稿受付)

# AGT 対応 予想から証明へ



瀧 雅人

理化学研究所理論科学連携研究推進グループ (iTHES)

遠い未来の論文誌が手に入り、問いの数々への解答が垣間見れたならば、と夢想された事のある方は少なくないのではないだろうか？ もちろんこのような事は不可能だが、双対性という不思議な性質は、しばしば「未来の知識を垣間見る」ような感覚を引き起こす。

二つの異なる理論が同じ物理を記述しているとき、それらの間には「双対性」(duality)がある、という。ひとたび非自明な双対性が発見されれば、伝統的な手法の射程を大きくこえて理論を理解する事ができる。実際、AdS/CFTに代表されるような様々な双対性の発見が、近年の弦理論の発展を牽引してきた。

そして2009年、Alday, Gaiotto および立川は、超対称ゲージ理論に関する、全く新しいタイプの双対性を発見する。それが本稿の主題、「AGT 予想 (AGT 対応)」である。この予想における主役は4次元時空中の  $N=2$  超対称理論と、それに付随して定まる2次元の共形場理論であり、それらの分配関数と相関関数が厳密に一致するというのが、彼らの予想である。この数十年の研究により、どちらの理論も、量子効果と対称性による拘束が競合した結果、とても非自明な形で解けてしまう理論である事がわかっている。その両者が実は密接に関係しているという事実は、その物理の重要な「何か」がいまだに理解されていない事を示唆する。

これまでに AGT 予想に対する数多くの拡張やチェックがなされ、この予想は広汎

な理論たちの間に対して成立している一般的な性質だと考えられている。特に Gaiotto の発見したクラス  $S$  というグループに属した4次元理論であれば、AGT 予想が成立している証拠がある。そこで次に理解すべきは、このような現象の起こる物理的なメカニズムである。完全では無いものの、有望なシナリオがいくつかある。その一つは、超弦理論の親玉である M 理論に起源を求める考え方である。M 理論には、M5 ブレインという6次元のな広がりを持つ高次元の膜的な物体が存在する。このブレインの広がりを2次元と4次元時空に分け、一方をつぶしてしまうと、残された空間にのみ住む理論が得られる。これによりゲージ理論と共形場理論が結びつくという説明法がそれである。M5 ブレイン上に励起する物理的自由度に関してはよくわかっていない事が多く、この「導出」は完全ではないが、いくつかの傍証が見つかっている。また興味深い事に、AGT 予想を理解する事で M5 ブレインに関する理解が進展する可能性もある。

AGT 予想に関する数学的な理解にも進展がみられる。特に Maulik と Okounkov は、ゲージ理論側を記述するインスタントン解のモジュライ空間のコホモロジーに、2次元共形対称性の表現空間としての構造が入る事を示し、予想の一部の証明に成功した。また逆に Alba らは、2次元共形対称性の表現の上に、インスタントンモジュライ空間と類似の組み合わせ論的な構造が隠れている事を示す事で、予想の一部を証明した。

## —Keywords—

### 超対称ゲージ理論：

素粒子を記述する基礎理論であるゲージ理論は、一般には激しい量子論的效果により定量的計算が困難になる。このようなフェルミオンとボソンの入れ替えのもとでの超対称性を課すことで、量子論的效果は抑えられ、しばしば理論の振る舞いが良くなる。そのため超対称なゲージ理論は非常に詳細にわたるまで解析することができる。

### 共形場理論：

臨界点においては物理現象を特徴付ける距離スケールが失われるため、このような物理はスケール不変な物理理論で記述される。共形場理論とは、時空の各点で勝手なスケール変換を行っても理論自身が不変であるものであり、臨界現象の理解に対して統一的な視点を与える。

### インスタントン：

場の理論には基本場以外にも、場の配位がトポロジカルにねじれることで生じる非自明な励起状態がある。ゲージ理論におけるインスタントンもその一例であり、時空の一点に局在化したようなゲージ場の配位で与えられる。

## 1. はじめに

ここ数年、弦理論において話題となっている AGT 対応 (AGT 予想) について解説させていただきます。この予想は一見、特定の分野の研究者の興味のみを引きつける話題にも見えませんが、その示唆するところは実は深く、今後も弦理論や数理論理において重要な位置を占めてゆくと思われまふ。また AGT 予想の研究には、今日の弦理論の研究現場の雰囲気や考え方がよくあらわれています。ですので AGT 予想の解説を通じて、この予想自体だけではなく、その周辺に漂う空気のようなものもお伝えできたらと思ひます。

さて、AGT 対応を説明するためには、まずは**双対性** (デュアリティ) の概念を解説しなくてはなりません。双対性は場の理論あるいは弦理論を用いる研究現場において近年、頻繁に活用・言及されている概念ですが、他分野の方には馴染みのない言葉だと思ひます。双対性とは、いわば「理論物理における現代の魔法」とでもいふべき考え方/手法です。もう少し正確に説明しましう。二つの理論 (特に量子力学の模型) A と B があり、この両者は全く異なる物理的自由度 (理論を構成している粒子) やハミルトニアンを持つとします。これらの間に (強い意味での) 双対性があるときは、両理論の観測量の間に  $O_A^{(i)} \leftrightarrow O_B^{(i)}$  といった対応関係があり、この同一視の下で両者の分配関数  $Z = \langle 1 \rangle$  や様々な演算子の相関関数が全て等しくなっています：

$$\langle O_A^{(i)} O_A^{(j)} \dots \rangle_A = \langle O_B^{(i)} O_B^{(j)} \dots \rangle_B. \quad (1)$$

ブラケットの下に付いている添え字 A, B は、どちらの理論で期待値を計算しているのかを明示するのに付け加えました。このように、見かけの全く異なる物理理論が、全く等価な物理的内容を持つとき、それらの間には双対性があるといひ、実際に双対性が示されている (あるいは期待されている) 模型のペアが無数に知られています。ではこの現象の何がすごいののでしょうか？ 例として QCD のようなゲージ理論を考えましう。この理論はよく知られているように、解析的に解くことはとても困難です。しかし、もし QCD に双対性があり、簡単な模型と等価であったとすると、正攻法では思ひつきもしない手法でこの難問が解けることになるのです。実際、盛んに研究されている AdS/CFT は典型的な双対性であり、ゲージ理論の強結合ダイナミクスを、重力理論の枠組みで解く可能性を与えています。

前置きが長くなってしまひましたが、本稿の主題であるところの AGT 対応は一言でいふと、2次元時空中の臨界現象 (共形場理論) と 4次元の超対称ゲージ理論の間に成立するある種の双対性です。この予想は 2009 年に Alday, Gaiotto と立川の三名が、実験的な計算を通じて「偶然に」発見したものです。しかし実際には彼らは闇雲にトライしたわけではなく、その背後にある弦理論をヒントとして探索したためにこの大発見に至ることができたのだと思ひま

す。ではこの発見の面白さは何でしょう？ 一つには、AGT 対応がとても目新しい双対性になっているということです。双対な両理論の住んでいる時空の次元が違い、両者の振る舞いを制御している対称性も全く違ひます (一方は共形対称性、もう一方は超対称性)。さらに両理論とも、とても有名で、数十年にわたり詳細に調べられてきた理論なのです。それらの間に未知の対応関係がある事に、これまで誰も気がつかなかったということは、(研究者コミュニティに関する) 社会学の視点からも興味深いものです。

学術的にはどのような重要性があるのでしょうか？ 何はさておき、まずはこの予想がインスタントンという典型的なゲージ理論の非摂動物理を、全く違う観点から理解する可能性を与える事を指摘しなくてはなりません。この予想に現れる超対称ゲージ理論は、インスタントンに起因する非摂動的なダイナミクスが解析できている稀有な理論です。AGT 対応のフィルターを通してみると、この理論が解析可能なほど良い振る舞いをする理由を、背後に 2次元臨界現象としての構造が隠れているためである、とも解釈できるのです。このような双対性が幅広い種類のゲージ理論にまで広がれば、場の量子論の非摂動的な理解に大きなブレークスルーをもたらす事が期待されます。

さらに本稿でも触れるように、AGT 対応の背後には、弦理論の統一理論である M 理論が隠れています。また AGT 対応は数学者に対しても、全く未知の謎の等式、あるいは異なる数学理論間の不思議な対応関係が存在する事を示唆しています。特にインスタントンの数え上げ理論と、共形対称性の表現論の強い結びつきが期待されています。今現在も、フィールズ賞受賞者など著名な数学者までをも巻きこみ、AGT 対応の物理的、数学的な理解や、さらには証明への試みが続いています。

さて、ここまでの導入で皆さんの興味を十分に掻き立てられたかどうかは自信がありませんが、AGT 予想の具体的な姿を垣間見てみたい方は、是非とも次章以降の解説にお付き合ひください。以下では背景知識の説明からはじめて、AGT 予想の不思議の一端が体感できるようにできるだけ噛み砕いた解説を試みたいと思ひます。

## 2. $\mathcal{N}=2$ ゲージ理論と Nekrasov 分配関数

4次元超対称ゲージ理論の分配関数を考える事からはじめます。モダンな場の量子論では、分配関数は経路積分によって与えるのがスタンダードです。Feynman の導入した経路積分では、物理自由度である場がとり得る配位全てがなす空間を考えます。そしてこの無限次元な空間上で積分を計算する事で、量子論的な計算を行う手法が経路積分でした。当然このような計算を厳密に行う事は一般に不可能です。特にゲージ理論では、様々な複雑さがこの計算を難しくしています。ところがこの数年、素粒子理論において「局所化の方法」というものが発達してきまひました。この手



法を用いると、超対称性を持つ一部の場の理論に関しては、経路積分計算が厳密に遂行できるのです。

そのカラクリは以下のようなものです：超対称性は元々ボソンとフェルミオンの摂動補正の間に相殺を引き起こし、ループ補正を強く抑制するアイデアとしてよく知られています。局所化法においては、いわば非摂動的にも相殺を引き起こし、物理量の厳密な量子論的計算を可能にします。詳しくは2014年5月号の細道氏による解説<sup>5)</sup>を参照していただくものとして、局所化法のポイントは経路積分においてボソン場とフェルミオン場の積分が相殺し合うことです。数少ないパラメータのみ相殺されずに残り、それらに関する積分は通常の積分、場合によっては足し算にまで単純化します。後はこの残った通常の積分を実行して物理量の解析的な表示を得る、という算段となります。

この章で概説するように、AGT対応に現れる $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論においても局所化の原理が働きます。ここで $\mathcal{N}=2$ とは超対称性の保存電荷が二種類ある事を意味しています。

## 2.1 $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論

超対称性の下でひとまとまりのグループとして振る舞う場の集まりを多重項と呼びます。 $\mathcal{N}=2$ 超対称ゲージ理論は、二種類の多重項から構成されます。一つはゲージ場(グルーオン)を含むベクトル多重項であり、グルーオン $A_\mu$ と、その超対称性パートナーである二つのグレイノ $\lambda_\alpha^1, \lambda_\alpha^2$ 、そして複素ヒッグス場 $\Phi$ から構成されます。これらは超対称性変換を通じてグルーオンに結びつくので、全てゲージ群 $G$ の下で同じ随伴表現で変換し、その質量はゼロです。

もう一つはクォークを含んだハイパー多重項です。<sup>\*1</sup> 超対称が二種類あるので、この多重項はカイラルなクォークと反カイラルなクォークのペア $(\chi_\alpha, \tilde{\chi}^{\dot{\alpha}})$ からなります。またスクォークというスカラー場 $q$ も含まれます。通常のQCDのように、クォークが $SU(N)$ ゲージ群の基本表現になっている $\mathcal{N}=2$ 理論がしばしば考察されます。このようなハイパー多重項の個数 $N_f$ をフレーバー数と呼ぶ事にしましょう。詳細はさておき、ハイパーとはクォークに対応していることだけ覚えておいてください。

すると、ゲージ群 $G$ を一つ決め、ベクトル多重項とハイパー多重項をいくつか用意することで $\mathcal{N}=2$ ゲージ理論が一つ定まり、その超対称なラグランジアンも自動的に決まります。これが標準的な $\mathcal{N}=2$ 理論の構成法です。

## 2.2 Nekrasov のインスタントン分配関数

$\mathcal{N}=2$ 理論の経路積分は超対称性を上手く利用すると局所化させる事ができ、<sup>5)</sup> 結果としてインスタントン解のモジュライ空間にわたる積分にまで単純化します。ここでインスタントンとは、ゲージ場の強さテンソル $F_{\mu\nu}$ が満たす方程式 $F_{\mu\nu} = (1/2)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$ の解の事です。この解は、非摂動

効果を記述する際に重要な役割を果たします。類似のものとして量子力学におけるトンネル効果が挙げられます。トンネル振幅は、時間を虚数にするというトリックで計算する事ができるのですが、この際に振幅に主要な寄与を与える解がインスタントンです。ゲージ理論においてもインスタントンは、Euclid空間での経路積分に重要な寄与を与えます。この解は、次の積分が与えるインスタントン数という整数値 $k = -\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \int d^4x \text{Tr} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma} / 32\pi^2$ でラベルされます。この離散的なラベル以外にも、インスタントン解はその広がりやサイズなど複数の連続パラメータを持ちます。それらパラメータをモジュライと呼び、それらの集まりが成す多様体をモジュライ空間と呼びます。つまりインスタントン方程式の解全ての集まりを空間とみなしたものです。局所化の方法は、経路積分のほとんどを相殺させるのですが、このようなモジュライにわたる積分は消せないものとして残ります。そのため分配関数は、このモジュライ空間上の体積積分のようなものに簡略化されます。

ところが話はこれで終わりとはなりません。実はインスタントンのモジュライ空間はとても複雑な幾何学的構造を持っているので、この体積積分ができないのです。しかしNekrasovは分配関数に少し細工を施すと、状況を良くすることに気がつきました。4次元 Lorentz 群  $SO(4)$ <sup>\*2</sup>の可換部分群  $U(1) \times U(1) \in SU(2)_L \times SU(2)_R$ に注目しましょう。この変換の生成子に対し、化学ポテンシャル $\epsilon_{1,2}$ が入るように分配関数を変形します。<sup>5,7)</sup> この変形を $\Omega$ -変形と呼びます。さらにHiggs場の期待値は、この分配関数ではゲージ変換の可換部分群の化学ポテンシャル $a_{1,2,\dots,N}$ と見なせます。このような $U(1)$ 対称性をうまく使うと、積分を簡略化することができます。この手法が本来数学において局所化と呼ばれていたもので、最近素粒子論で流行しているものは、その超対称性バージョンとでも呼ぶべきものです。いずれにせよこの手法を適用すると、モジュライ空間の体積積分のうち $U(1)$ 回転で移り変わる点の間では相殺が起こり、最終的には変換の固定点からの寄与だけが残ります。これらの点は離散的ですので、積分が最終的に固定点を足し上げる和にまで単純化することになります。実はこの固定点は $N$ 個のヤング図の組 $\mathbf{Y} = (Y_1, \dots, Y_N)$ でラベルされ、 $\Omega$ -変形された分配関数、いわゆるNekrasov分配関数 $Z$ は次のような明示的な表示を持ちます<sup>3)</sup>

$$Z = \sum_{\mathbf{Y}} q^{|\mathbf{Y}_1| + \dots + |\mathbf{Y}_N|} Z_{\text{vec}}^{\mathbf{Y}} Z_{\text{matt}}^{\mathbf{Y}}. \quad (2)$$

Young図 $Y$ とは、減少する自然数の列 $Y_1 \geq Y_2 \geq \dots$ のことです。 $Y_i$ 個だけ箱を横に並べたものを積み上げて行くと、図1のような階段図形として図示できます。 $q = e^{-8\pi^2/g^2 + i\theta}$ はインスタントン数に対する重みです。作用の $\theta$ -項が経路積分において係数 $e^{i\theta k}$ を与えていることに注目すると、上の公式ではYoung図の箱の総数 $\sum_{\alpha} |Y_{\alpha}|$ はインスタントン数 $k$ を与

<sup>\*1</sup> スーパーマーケットより品揃えの多い店舗をハイパーマーケットと呼ぶそうです。かつてFayetはこの語法に従って $\mathcal{N}=2$  supersymmetryをhypersymmetryと呼び、この名残がハイパー多重項という名前です。

<sup>\*2</sup> 本稿では全てEuclid時空で議論します。

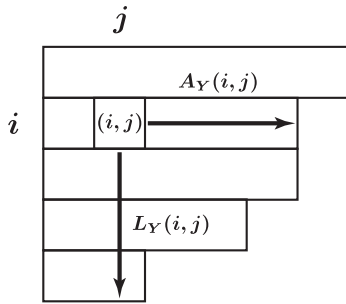


図1 Young 図  $Y$  に対するアーム長  $A_Y$ , レッグ長  $L_Y$  の定義.

えます. ベクトル多重項は

$$Z_{\text{vec}}^Y = \prod_{\alpha, \beta=1}^N \prod_{s \in Y_\alpha} \frac{1}{a_{\alpha\beta} - \epsilon_1 L_{Y_\beta}(s) + \epsilon_2 (A_{Y_\alpha}(s) + 1)} \times \prod_{t \in Y_\beta} \frac{1}{a_{\alpha\beta} + \epsilon_1 (L_{Y_\alpha}(t) + 1) - \epsilon_2 A_{Y_\beta}(t)} \quad (3)$$

という形の寄与を与え, Higgs 場の期待値  $\Phi = \text{diag}(a_1, \dots, a_N)$  から決まる  $a_{\alpha\beta} = a_\alpha - a_\beta$  に依存しています. ここで Young 図の各箱の位置  $s = (i, j)$  と, 図形を対角軸に対して反転させ, 行と列を入れ替えた  $Y'$  を考え, ある箱  $(i, j)$  から測った腕と脚の長さ  $A_Y(s) = Y_i - j$ ,  $L_Y(s) = Y'_j - i$  という二つの量を定義しました. 詳しくは図1を参照してください. 質量  $m$  の基本表現ハイパー多重項の寄与  $Z_{\text{mat}}^Y$  は

$$Z_{\text{mat}}^Y = \prod_{\alpha=1}^N \prod_{(i, j) \in Y_\alpha} (a_\alpha - m + \epsilon_1 i + \epsilon_2 j) \quad (4)$$

で, 反基本表現の場合は  $m \rightarrow \epsilon - m$  と置き換えたもので与えられます. ただし  $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$  です. ハイパー多重項が複数含まれる場合はそれぞれの寄与の積で与えられます.

以上, 細かい点まで説明しましたが, ここでの要点は何かと言うと, 一般的な  $\mathcal{N}=2$  ゲージ理論の分配関数が完全に書き下せてしまっているということです. 定義は込み入っていますが, 公式(2)を使えばインスタントン数  $k$  に関する  $q$  展開として具体形が求められます. ぜひクォーク無しの  $SU(2)$  Yang-Mills 理論で計算実験をしてみてください.

このように  $\mathcal{N}=2$  ゲージ理論はある意味厳密に解けており, Nekrasov 分配関数には低エネルギーの物理に関する多くの情報が含まれています. 実際, 20年ほど前に話題となった  $\mathcal{N}=2$  理論の低エネルギー有効理論を決定する仮説, いわゆる Seiberg-Witten 理論はこの厳密解を使うことにより 2000年代に証明されました. 他にも弦理論との関係など, Nekrasov 分配関数は様々な観点から興味を持たれてきました. ところが AGT 関係の発見により, 突如として2次元共形場理論と関係している事が判明し, その研究風景は一変しました. では次に, その発見の端緒となった Gaiotto の発見を紹介しましょう.

### 2.3 Gaiotto のクラス $\mathcal{S}$ 理論

特別な例として,  $\mathcal{N}_f=4$  フレーバーの  $\mathcal{N}=2$   $SU(2)$  ゲージ理論を考えましょう. この理論は実はゲージ結合定数のベータ関数がゼロとなり, ケージ結合定数は走りません.

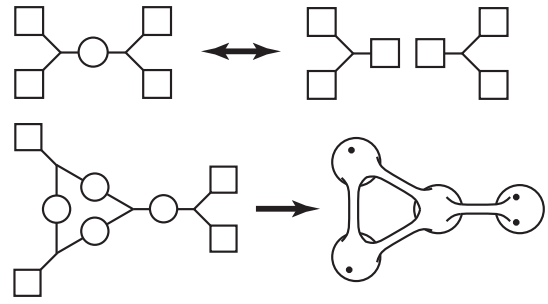


図2 四角は  $SU(2)$  フレーバー群, 丸は  $SU(2)$  ゲージ群の基本表現を図示したもので, 三つ又の頂点はそのような表現のハイパー多重項. 上図左の  $\mathcal{N}_f=4$  理論は, 右の二つのトリファンダメンタル場二つを,  $SU(2)$  の一つをゲージ化し結合させる事で得られる. 一般的には下図のような複雑なクイパーも構成できる. この構造は右の Riemann 面と対応する.

いわゆる共形場理論を与える模型です. この模型の特性を一般化することで Gaiotto が発見したクラス  $\mathcal{S}$  理論<sup>6)</sup> が本節のテーマです.

量子力学でのスピンの話を思い出しましょう. スピン  $1/2$  を表す2次元表現  $\mathbf{2}$  が  $SU(2)$  の基本表現です.  $SU(2)$  群の特性として, この表現の複素共役である反基本表現  $\mathbf{2}^*$  は, 元の基本表現と同じものになっています. この珍しい群論的な性質が面白い物理的な現象を導きます.

クォークはハイパー多重項をなしていたことを思い出しましょう. 4個のハイパー多重項があるとき, これらをユニタリ変換で混ぜ合わせてもハミルトニアンは不変だと思われれます. したがって理論には  $SU(4)$  のフレーバー対称性がありそうですが, 実はこの議論は正しくありません. もっと風変わりな事が起こるのです. 各ハイパー多重項にはクォークと, その複素共役のように振る舞う別のクォークの二つがペアとなっていました. しかし今はゲージ群  $SU(2)$  を考えていますので, 基本表現  $\mathbf{2}$  も複素共役表現  $\mathbf{2}^*$  も区別はありません. これらを対等に扱えるのです. つまり四つのハイパー多重項は, 8個の対等なクォークのベクトル  $(\chi_a^{(1)}, \bar{\chi}_a^{(1)}, \dots, \chi_a^{(4)}, \bar{\chi}_a^{(4)})$  とみなすのが自然なのです. そして湯川相互作用の形を注意深く見ると, 理論にはこのベクトルを回転させる  $SO(8)$  という大きいフレーバー対称性があることがわかります. クォークの群論的な変換性を考えに入れて初めてわかる, 対称性の創発現象になっています.

8次元空間の回転対称性  $SO(8)$  は, 4次元空間二つそれぞれの回転対称性に分解すると  $SO(4) \times SO(4) = SU(2)_1 \times SU(2)_2 \times SU(2)_3 \times SU(2)_4$  となります.  $SO(4)$  はユニタリ対称性  $SU(2) \times SU(2)$  に等しい, という群論の事実を用いました. つまり今考えている  $\mathcal{N}_f=4$  理論には  $SU(2)$  ゲージ群一つと, 四つの  $SU(2)$  フレーバー対称性があります. この事実は言葉で表現するとややこしいので, 我々はしばしばクイパー図というものを用います. 図2の左上を見てください. 四つの四角い箱が, 中央の丸につながっています. この図形が  $\mathcal{N}_f=4$  理論をあらわしています. まず丸ですが, これはゲージ群  $SU(2)$ , および対応するグルーオンたちを

図示しています。次に四角ですが、このそれぞれが $SU(2)$ フレーバー対称性です。うまく四つの $SU(2)$ 因子があることが表現できています。では丸や四角をつなぐ三又の枝はなんでしょう？これがクォークたちです。一つの枝が二つの四角と丸につながっているのは、二つの $SU(2)$ フレーバー対称性とゲージ対称性 $SU(2)$ の計三つに対し、それぞれの電荷を持ったクォークたちがいることを表現しています。込み入っていますが、大体の雰囲気がつかめたでしょうか？

これで込み入った $\mathcal{N}=2$ 理論が、クイバー図のお絵描きに置き換わりました。ではこれを使い、ゲージ理論の研究を、レゴブロックでの楽しい遊びのようなものに変えてしましましょう。はじめに少しトリッキーなことを考えます。理論にゲージ群がある場合、ラグランジアンには当然対応するグルーオンや結合定数 $g$ が含まれます。しかし $g \rightarrow 0$ とすると結合定数は消え、はじめにあったグルーオンたちの寄与も消え去ります。結果、もとのゲージ対称性はフレーバー対称性にまで格下げされます。したがって、 $N_f=4$ 理論で同じことを行ってみると、クイバー図では丸が消え新たな四角が現れます。それを図示したのが図2の右上です。左右の三又の枝が二つに分解したのは、お互いを結んでいたグルーオンを介した相互作用がもはや無いからです。このように、 $N_f=4$ 理論は三つの四角を持つクォークの集まり二つを、グルーオンやゲージ結合定数を導入することで結びつけたものと見なせます。つまり右上の図からスタートすると、二つの四角を同じものとみなし丸に置き換えることで、左上のクイバー図が作れるのです。このレゴブロック的な作り方で基本的なパーツとなっているのは、三つの $SU(2)$ に荷電した三又の枝ですが、これを「トリファンダメンタル場」と呼びます。同様に多くの $\mathcal{N}=2$ 理論は、トリファンダメンタル場をいくつも用意し、それらを丸でつなぎ合わせる操作で構成できることにGaiottoは気がつきました。例えば図2の左下のような図を書くことができます。このような「お絵描き構成法」は一見いい加減な手法にも見えますが、常にきちんと対応するゲージ理論を導きます。Gaiottoらは、このように構成される理論のクラスを $S$ と名付けました。<sup>6)</sup>

実は、Gaiottoの構成法は、 $SU(3)$ といった高いランクのゲージ群に拡張する事でいよいよ本領を発揮するのですが、それについて説明する余裕はありませんので原論文を参照していただく事にします。しかしGaiottoのアイデアは、理論の構成手法としての意味以上のものを持っています。つまり弦理論との関係です。これがGaiottoの発見をAGT対応へと結びつけてゆきます。まず弦理論はヒモだけではなく、ソリトンの物体としてブレインを含む事に注意してください。ブレインは高次元的な広がりを持つ物体ですが、その上にはゲージ理論が住んでいる事が知られています。というのも、ブレインの上には開いたヒモが張り付く事ができるのですが、この開いたヒモの励起がゲージ

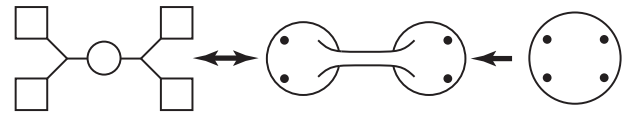


図3 クイバー図(左)と、四点付きRiemann球面(左)とそのパンツ分解(中央)。

場を生み出します。ブレインのこの性質をうまく使うと、様々なゲージ理論を、弦理論の力を借りて解析できるようになります。ここでは弦理論の統一理論として知られる、11次元時空中のM理論を用います。M理論のソリトンとしてはM5ブレインが存在します。このブレインは6次元的な広がりを持っており、そのままでは4次元時空の物理とは何も関係ありません。そこでKalza-Klein理論のようなアイデアを使います。つまり、この「6次元膜」M5を小さな2次元の曲面(内部空間)に巻き付けてみます。すると4次元時空だけが残ります。しかも現れるのは $\mathcal{N}=2$ 理論であることが知られています。どのような理論が現れるのかは、どのような内部空間に巻き付けたのかで決定されます。

したがってM理論の立場からは、各曲面(点付きRiemann面)を与えると、4次元 $\mathcal{N}=2$ 理論が一つ生み出されるのですが、このようにして構成される理論は実はGaiottoの理論に他ならないのです。両者は一見全く関係の無い手法ですが、図2の下側や図3のように考えると、直感的に理解できます。まず使う曲面は、実は点付きRiemann面というもので、面の上に指定された数点の上に欠陥演算子というものが突き刺してあります。とりあえず図2, 3のように点で飾り付けられた曲面だということだけ覚えておいてください。この曲面パンツ分解を考えてみましょう。<sup>\*3</sup>右下図では、球状に膨らんだ部分をつなぐチューブたちを引きちぎるように細らせる操作です。するとどうでしょう、左下のクイバー図が見えてきはしませんか？対応のさせ方は、曲面の球状の膨らみを三又の枝に、点をフレーバー対称性の四角、チューブ部分をゲージ対称性の丸に置き換えればいいのです。いくつか絵を描いてみるとわかりますが、一般的に曲面とクイバー図の間に対応がつけられます。しかも弦理論の知識を使うと、両者が表す理論は同じものだわかります。したがってM理論のフィルターを通して覗いてみると、Gaiottoのクラス $S$ 理論という一見奇妙な理論たちの裏には、Riemann面というシンプルな幾何学的起源が隠れているのです。Gaiottoの発見により、4次元ゲージ理論と2次元曲面の幾何が不意に交差したのですが、この結びつきは表面的なものに留まらず、もっと深いレベルにまで及んでいます。それがAGT予想です。

### 3. 2次元共形場理論の共形ブロック

前節では4次元側について説明しましたが、AGT対応について説明するためには、2次元側の理論についても解

<sup>\*3</sup> パンツ分解とは、任意の2次元面を穴が三つ空いた球面を複数張り合わせたものとして分解する操作である。

説しなくてはなりません。皆様にはもうしばらく我慢していただく事として、共形場理論の説明にお付き合いいただきます。

### 3.1 Virasoro 対称性と共形ブロック

場の理論においては普通、模型のラグランジアン(ハミルトニアン)を定め、それを用いてスペクトルや散乱振幅などの物理を調べます。しかしこれは、必ずしも絶対的な方法論ではないのです。共形場理論は全く違う手法で物理が解析できる典型例です。臨界現象を考えてみましょう。物理現象のスケールを特徴付ける相関長が発散して失われるため、スケール不変な物理現象が発現します。つまり  $x \rightarrow \lambda x$  という変換で物理は変わらないのです。このスケール不変性は、相対論的な局所場の理論では、共形対称性にまで広げられていると期待されます。この対称性を持つものが共形場理論です。

2次元系は特に対称性の制約が強く、物理現象が厳密に解析できてしまいます。この場合の共形対称性とは複素座標  $z = x + iy$  を導入すると、正則な座標変換  $z \rightarrow z' = f(z)$  のことです。ある量  $O$  の微小変換  $z' = z + \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n z^{n+1}$  の下での変換性  $O(z') = O(z) - \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n L_n$  を考えてみると、無限個の演算子  $L_n = -z^{n+1}(\partial/\partial z)$  がこの変換を生成することがわかります。これらは交換関係  $[L_m, L_n] = (m-n)L_{m+n}$  を満たしますが、量子論では対称性のアノマリーから中心電荷  $c$  というものが入ってきます。その結果得られるのが有名な Virasoro 代数

$$[L_m, L_n] = (m-n)L_{m+n} + \frac{c}{12}(m^3 - m)\delta_{m,-n}, \quad (5)$$

です。2次元の共形場理論とは、つまり Virasoro 代数を対称性を持つ場の量子論のことです。この対称性は無限個の生成子から成る巨大な対称性であることに注意してください。1984年、Belavin, Polyakov および Zamolodchikov はこの無限次元対称性が量子論的な計算結果を強く拘束してしまう事に気づきました。つまり対称性さえ知っていれば、相関関数などを計算する前からほとんど答えが決まっています。彼らは場の量子論と無限次元対称性の表現論をうまく融合させることで、たった一本の論文で共形場理論という研究分野の骨子をほとんど完成させてしまいました。この節の主題の共形ブロックも、彼らが導入し、対称性のみから求まる量の一例です。

さて、量子力学で習う  $SU(2)$  のスピン表現のように、Virasoro 代数にも最高ウェイト表現があり、それが共形場理論の Hilbert 空間の骨格を与えます。<sup>7)</sup> 基底状態(プライマリ状態)  $|\Delta\rangle$  はエネルギー演算子  $H \equiv L_0$  の固有値(ウェイト)  $\Delta$  の固有状態で、消滅演算子は  $L_{n>0}$  で定義されています。生成演算子  $L_{n<0}$  を基底状態に作用させてゆくと表現空間が得られるが、これをここでは Hilbert 空間と呼びましょう。 $L_n$  の交換関係も考慮に入れると、減少する自然数の列  $Y_1 \geq Y_2 \geq \dots \geq 1$ , つまり Young 図  $Y = [Y_1 Y_2 \dots]$  でラベルされる

$$L_{-Y}|\Delta\rangle \equiv L_{-Y_1}L_{-Y_2}\dots|\Delta\rangle, \quad (6)$$

という状態たちは一次独立で、これらが Hilbert 空間を張ります。これら状態の共役(BPZ 共役)は、 $L_{n<0}$  の作用の下で0となる双対基底状態  $\langle\Delta|$  に、共役生成子  $L_{-Y_i}^\dagger = L_{Y_i}$  を作用させたものです。規格化は  $\langle\Delta|\Delta\rangle = 1$  です。

プライマリ場  $\Phi_\Delta(z)$  と呼ばれる演算子が真空から基底状態  $|\Delta\rangle = \Phi_\Delta(0)|0\rangle$  を励起します。その Virasoro 変換性は次の式で与えられます

$$[L_n, \Phi_\Delta(z)] = (z^{n+1}\partial_z + z^n(n+1)\Delta)\Phi_\Delta(z). \quad (7)$$

この式を使うと、きちんと  $L_0|\Delta\rangle = \Delta|\Delta\rangle$  が再現できます。

準備が整ったので、具体例を上げて共形ブロックの概念を説明しましょう。そのために、正則部分な相関関数

$$\mathcal{F} = q^{-\Delta + \Delta_1 + \Delta_2} \langle\Delta_4|\Phi_3(1)\mathbf{1}_\Delta\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle \quad (8)$$

を考える。この量は図3右側のように、球面上の4点  $z = \infty, 1, q, 0$  に演算子  $\Phi_{4,3,2,1}(z)$  を配置した共形場理論の相関関数です。<sup>\*4</sup> 右辺中央には  $\mathbf{1}_\Delta$  というものが挿入されていることに注意。これは、このダイアグラムで中間状態として飛ぶ状態のウェイトを  $\Delta$  という具体値に制限する射影演算子です。このような相関関数を共形ブロックと呼びます。この式(8)は、図3中央のような四点付き球面のパンツ分解に対応し、細長いチューブ状の内線を走る状態のエネルギーが  $\Delta$  で与えられ、四つの点が挿入されているプライマリ場に対応します。

以下では、AGT 対応を具体的な計算で確認したい方のために、計算テクニックを紹介します。興味のない方は次節まで飛ばしてください。式(7)を利用すると共形ブロックの具体的な形が決まります。まず  $\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle$  を Hilbert 空間の中で展開しましょう

$$\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle = q^{\Delta - \Delta_1 - \Delta_2} \left[ |\Delta\rangle + \sum_{Y \neq 0} q^{|Y|} c_Y L_{-Y} |\Delta\rangle \right]. \quad (9)$$

係数  $c_Y$  さえわかれば、式(8)から  $\mathcal{F}$  の展開形が逐次決まってゆくので、この係数を決めよう。<sup>\*5</sup> そのためには式(7)を用いながら式(9)の両辺に Virasoro 演算子  $L_n$  を作用させればよい。まず  $L_0$  を両辺に作用させてみると、式(9)の  $q$  依存性と整合的になっており、なんの条件式も与えません。ではつぎに  $L_1\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle$  を作用させてみましょう。すると式(9)は

$$(q^2\partial_q + 2q\Delta_2)\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle = q^{\Delta - \Delta_1 - \Delta_2}(qc_1L_1L_{-1}|\Delta\rangle + \dots), \quad (10)$$

となる。左辺に式(7)を用いました。  $L_1L_{-1}|\Delta\rangle = 2L_0|\Delta\rangle = 2\Delta|\Delta\rangle$  ですので、両辺の  $q^{\Delta - \Delta_1 - \Delta_2 + 1}$  の項を比べて  $c_1 = (\Delta + \Delta_2 - \Delta_1)/2\Delta$  を得ます。この調子で  $L_n$  を作用させ式

<sup>\*4</sup> 係数は  $q$  展開の初項を1に規格化するために加えました。

<sup>\*5</sup> 右辺の  $q$  依存性は以下の議論からわかるように、正しく仮定されている。

(9) の展開の高次まで考慮すると  $\Phi_2(q)|\Delta_1\rangle$ , あるいは  $\langle\Delta_4|\Phi_3(q')\rangle$  の展開形が低次からどんどん決まります. それを使う事で, 共形ブロックの  $q$  展開形が求まります.  $c_1$  の次数まででは

$$\mathcal{F} = 1 + q \frac{(\Delta + \Delta_3 - \Delta_4)(\Delta + \Delta_2 - \Delta_1)}{2\Delta} + O(q^2). \quad (11)$$

です. このように共形場理論の具体的な定義を用いずとも, Virasoro 対称性の要請のみで相関関数が決定されています. 他のタイプの曲面でも事情は同様です.

### 3.2 Liouville 場の理論

前節での抽象的な議論を離れ, 具体的な模型を考えましょう. いわゆる非有理型共形場理論として有名な Liouville 場について手短かに紹介します. この理論は, 次のスカラー場  $\phi$  の非線形な作用で与えられます<sup>8)</sup>

$$S = \int d^2z \sqrt{g} \left( \frac{1}{4\pi} g^{ab} \partial_a \phi \partial_b \phi + \mu e^{2b\phi} + \frac{Q}{4\pi} R\phi \right). \quad (12)$$

ただし  $Q = b + 1/b$  です.  $R$  は 2次元面の曲率で,  $\mu$  は宇宙項と呼ばれます. この作用の量子論は中心電荷  $c = 1 + 6Q^2$  の共形場理論を与え, やはり相関関数を計算できることが知られています.

さらに  $N-1$  個のスカラー場によって Liouville 場の理論を拡張して, 戸田場の理論というものを作ることができます. この理論の共形対称性は, Virasoro 代数に  $N-2$  個の生成子  $W_n^{(i=3, \dots, N)}$  を加えて拡大した  $\mathcal{W}_N$  代数と呼ばれるものであることが知られています.  $\mathcal{W}_3$  の交換関係は  $[L_n, W_m^{(3)}] = (2n-m)W_{n+m}^{(3)}$  である一方,  $W^{(3)}$  同士は  $[W_n^{(3)}, W_m^{(3)}] \sim \sum_{k+l=n+m} L_k L_l$  という具合に Virasoro 生成子の二乗となるので, これはもはや Lie 代数はありません. このような理論に対しても  $\mathcal{W}_N$  対称性により共形ブロックが定義されます.

## 4. AGT 予想とは何か

これまでの数ページを費やして 4次元と 2次元における, 二つの異なる理論について紹介しました. 両者とも 2次元曲面が分配関数/相関関数を指定していました. これは偶然の一致でしょうか? Alday, Gaiotto, 立川はこの類似が偶然ではなく, 理論間に存在する双対性の一環となっている事を発見したのです.<sup>4)</sup>

### 4.1 共形ブロックと $SU(2) N_f=4$ 超対称 QCD

AGT 対応のプロトタイプは,  $N_f=4$  フレーバーを持った  $\mathcal{N}=2$   $SU(2)$  SQCD です. 反基本表現で変換するフレーバー二つの質量を  $\mu_{1,2} = \epsilon - \mu_{1,2}$ ,  $\mu_{3,4}$  を基本表現二つの質量としましょう. その Nekrasov 分配関数は公式から

$$Z_{N_f=4} = \sum_{Y_1, Y_2} q^{|Y_1|+|Y_2|} Z_{\text{vec}}^Y(a) \prod_{f=1}^4 Z_{\text{fund}}^Y(a, \mu_f), \quad (13)$$

で与えられます. 随伴表現の Higgs 場はトレースがゼロなので  $a_1 = a = -a_2$  としましょう. ややこしいですが, さらに

$$m_1 = \mu'_1 + \mu'_2, \quad \tilde{m}_1 = \mu'_1 - \mu'_2, \quad m_2 = \mu_3 + \mu_4, \quad \tilde{m}_2 = \mu_3 - \mu_4, \quad (14)$$

という新しい質量パラメータを導入します. 質量とフレーバー  $SU(2)$  対称性の関係に由来する書き換えですが, ここでは結果を認めてください.

Nekrasov の分配関数は実は  $U(2)$  ゲージ理論のものであり,  $SU(2)$  の答えを得るには, 余分な  $U(1)$  Maxwell 場の寄与を取り除かねばならないことに気がつくことが AGT 対応発見へのカギとなります.<sup>\*6</sup> この余分な Maxwell 場の与える分配関数は

$$Z^{U(1)} = (1-q)^{2m_1(\epsilon - m_2)}, \quad (15)$$

と計算されます.<sup>4)</sup> したがって本当の  $SU(2)$  分配関数は  $Z_{N_f=4}^{SU(2)} = Z_{N_f=4} / Z^{U(1)}$  です. この正しい分配関数の  $q$  展開の一次の項は

$$\frac{2m_1(\epsilon - m_2)}{2} - \frac{\prod (a + \epsilon - \mu_f)}{2\epsilon_1 \epsilon_2 a(2a + \epsilon)} - \frac{\prod (a - \epsilon - \mu_f)}{2\epsilon_1 \epsilon_2 a(2a - \epsilon)}, \quad (16)$$

であることは比較的簡単な計算でわかるのでチェックしてみてください. これを 1-インスタントン分配関数  $Z_{N_f=4}^{SU(2), 1\text{inst}}$  と呼びましょう.

ようやくこれで AGT 予想の主張を述べる準備ができました. 今考えているゲージ理論は図 3 のように, 四点付き Riemann 球のパンツ分解に付随したクイバー理論です. その分配関数が, 四点付き球面の共形ブロック (8) と等しい, というのがこの場合の AGT 予想なのです<sup>4)</sup>:

#### AGT 予想

$$\mathcal{F}(\Delta, \Delta_i, q; c) = Z_{N_f=4}^{SU(2)}(a, m_f, q; \epsilon_{1,2}). \quad (17)$$

この対応においては, ウエイト  $\Delta_i = \alpha_i(Q - \alpha_i)$  と質量は

$$\alpha_1 = \frac{\epsilon}{2} + \tilde{m}_1, \quad \alpha_2 = m_1, \quad \alpha_3 = m_2, \quad \alpha_4 = \frac{\epsilon}{2} + \tilde{m}_2. \quad (18)$$

で結びつき, ウエイト  $\Delta = \alpha(Q - \alpha)$  や  $c = 1 + 6Q^2$  は

$$\alpha = \frac{\epsilon}{2} + a, \quad b = \epsilon_1, \quad \frac{1}{b} = \epsilon_2, \quad Q = \epsilon, \quad (19)$$

により, Higgs 場の値  $a$  や  $\epsilon$  パラメータと関係しています.

AGT 予想は, これまでに説明した  $q$  展開公式と計算機を用いることでかなり高次までチェックできます. 折角ですので, ここでは 1 次の部分を手計算で確認してみましょう. 1-インスタントン分配関数は式 (16) という複雑な形でしたが, しかし AGT のパラメータ対応 (18)-(19) を代入して通分すると単純化が起り, 共形ブロック (8) の 1 次項とピッタリ一致します

<sup>\*6</sup>  $U(2)$  ゲージ群において, Higgs 場の期待値を  $\Phi = \text{diag}(a_1, a_2)$  として分配関数を計算した後に, traceless 条件  $\text{tr} \Phi = 0$  を課するのがこれまでの手法でした. この操作で消すことができない  $U(1)$  部分の寄与が計算には含まれているのです.

$$\frac{(\Delta + \Delta_3 - \Delta_4)(\Delta + \Delta_2 - \Delta_1)}{2\Delta} = Z_{N_f=4}^{SU(2), \text{Inst.}}. \quad (20)$$

高い次数に関しては手計算では難しいですが、やはり非自明な一致が次々と確認できます。ここでは図3の場合を紹介しましたが、他の2次元面の場合も対応関係が確認されています。

ディテールに埋もれ、その意味するところがぼやけてはいけないので、もう一度AGT対応の要点をまとめましょう。我々は4次元と2次元の二つの理論を考えています。4次元ゲージ理論では、超対称性を活用した局所化法により、分配関数はインスタントン計算により決定されます。その一方、2次元理論の相関関数はVirasoro対称性の強力な拘束から決定されていました。このようにこれらは全く異なる物理的出自を持ち、それらが解ける数学的な構造も全く異なります。ところが背後にあるM理論を通じて、4次元ゲージ理論は2次元曲面によって特徴付けされています。すると4次元ゲージ理論の分配関数と、同じ2次元面で記述される2次元共形場理論の相関関数の間に類似性が見えてきます。実際に両理論のパラメータ間の翻訳辞書(18)-(19)を使うと、計算機も駆使することで両者の計算結果が一致するのが確認できます。AGTの予想は、超対称インスタントンと共形対称性という異なる物理の間に、不思議な関係が隠れていることを示唆しているのです。

弦理論コミュニティではよく知られた二つの量が実は厳密に同じ物であった、というAGTの主張は、我々弦理論の研究者たちに驚きを持って迎入れられました。またNekrasov分配関数も共形ブロックも、数学的に深い意味を持つ幾何学的、表現論的な関数となっているため、AGT対応は数学者にとっても理解すべき未解決問題となっています。

## 4.2 Gaiottoのクイバー理論への拡張

AGT対応は $N_f=4$ フレーバーの場合に偶然が引き起こす現象ではなく、広い射程を持つ双対性です。これを理解してもらうために、以下ではAGT予想の一般形や、様々な拡張について紹介します。Gaiottoの構成法を思い出しましょう。2次元面 $\Sigma$ のパンツ分解を考えると、クイバー図を通じて4次元のある理論 $T[\Sigma]$ のラグランジアンが与えられました。<sup>6)</sup>すると一般的なAGT予想はスキマティックには

$$\mathcal{F}[\Sigma] = Z_{T[\Sigma]}^{SU(2)}, \quad (21)$$

と書けます。左辺は同じ曲面 $\Sigma$ で指定される共形場理論の共形ブロックです。パラメータ同士の関係などの詳細に興味がある方は、ぜひ原論文を参照してください。右辺はゲージ理論のNekrasov分配関数ですが、先の例でも述べた通り、余分な $U(1)$ 因子を除いたものです。原論文では $\mathcal{N}=4$  Yang-Mills理論の質量変形である $\mathcal{N}=2^*$ 理論や、直線状のクイバー図の場合にこの対応関係がチェックされています。

これまではすべて $SU(2)$ ゲージ理論についての話でした。では $SU(N)$ ゲージ理論に対してはAGT対応は成り立たないのでしょうか？Wyllard<sup>9)</sup>は2次元共形場理論として $\mathcal{W}$ -代数を持つ戸田場の理論を取り上げ、これが $SU(N)$ ゲージ理論の分配関数と等しい事を発見しました。次節で具体的な対応の一例を紹介したいと思います。

## 4.3 非正規な共形ブロックと漸近自由なゲージ理論

これまでの議論では、実はゲージ理論として、結合定数のベータ関数がゼロとなる場合に話を限っていました。実はAGT対応は、漸近自由なゲージ理論などに対しても成立する性質です。これについては、すでに立川氏の手による解説<sup>7)</sup>があるので、ここでは大まかな対応関係について説明したいと思います。

漸近自由なゲージ理論に対するAGT対応は、まず $SU(2)$ の場合にGaiottoによって発見されました。<sup>10)</sup>彼は、次の条件を満たすHilbert空間の中の状態 $|G\rangle = |\Delta\rangle + d_1 L_{-1}|\Delta\rangle + \dots$ を導入しました

$$L_1|G\rangle = q^{1/2}|G\rangle, \quad L_{n \geq 2}|G\rangle = 0. \quad (22)$$

このコヒーレント状態をGaiotto状態、あるいはWhittaker状態と呼びます。展開の不定係数 $d_1, \dots$ を条件(22)によって決定すると、Virasoro代数を使った簡単な計算で $|G\rangle = |\Delta\rangle + (q^{1/2}/2\Delta)L_{-1}|\Delta\rangle + \dots$ と求まります。この状態同士の内積は非正規な共形ブロックと呼ばれます。この共形ブロックが $SU(2)$  pure Yang-Mills理論の分配関数と等しい

$$\langle G|G\rangle = Z_{N_f=0}^{SU(2)}(a, q; \epsilon_{1,2}), \quad (23)$$

というのがこの場合のAGT予想です。1インスタントンまでは手計算ですぐチェックできますので、興味のある方はぜひトライしてみてください。

このシンプルなバージョンのAGT対応は、ゲージ群が $SU(2)$ ではない時も成立します。 $SU(3)$ ゲージ群は $\mathcal{W}_3$ 代数に対応していますが、この場合のAGT対応は著者によって発見されました。<sup>11)</sup> $\mathcal{W}_3$ 代数の消滅演算子に対する

$$L_n|G\rangle = 0, \quad W_1^{(3)}|G\rangle = q^{1/2}|G\rangle, \quad W_{n \geq 2}^{(3)}|G\rangle = 0, \quad (24)$$

という状態を考えます。この状態同士の内積が $SU(3)$  Yang-Millsの分配関数と等しいというものが対応関係です

$$\langle G|G\rangle = Z_{N_f=0}^{SU(3)}(a_{1,2}, q; \epsilon_{1,2}). \quad (25)$$

フレーバー数を増やした場合なども、同様の関係式が成立します。<sup>12)</sup>次章で紹介するように、数学者によって証明が与えられたAGT予想は、式(23)や式(25)のようなWhittaker状態に対するものなのです。

## 5. AGT予想の証明

この最後の章では、AGT予想の証明や理解に向けた試みをいくつか紹介します。紙面の都合上正確な解説はできませんので、気楽な気持ちで読んでいただけたらと思います。

## 5.1 Zamolodchikov漸化式による証明

以前 A. Zamolodchikov は、共形ブロックがある複雑な漸化式を満たしている事を発見しました。特殊なゲージ理論に対しては、この漸化式を用いて AGT 予想が証明されています。<sup>13)</sup> Zamolodchikov は楕円関数を用い  $Q = \exp(-\pi K(1-q)/K(q))$  というパラメータを導入しました。共形ブロックをこのパラメータで展開すると、その展開の各項は比較的シンプルな漸化式を満たしています。したがって Nekrasov 分配関数が同じ漸化式を満たせば、AGT 予想が成立する事になります。Fateev ら<sup>13)</sup> は、分配関数の Losev-Moore-Nekrasov-Shatashvili 積分表示というものを用いる事で  $SU(2)$  Yang-Mills 理論や  $\mathcal{N}=2^*$  理論の場合に実際に漸化式を導き、AGT 予想を証明する事に成功しました。

## 5.2 共形場理論の Nekrasov 的な基底

4次元  $\mathcal{N}=2$  理論と2次元共形場理論は、同じ Riemann 面で記述されるだけではなく、実は両者の物理量が Young 図に関する展開として与えられる点も共通していることに気がつかれていただいでしょうか？ すると Young 図での展開に関係が付けられれば数理的に AGT 対応が理解できると期待されますが、そう簡単にはいきません。例えば  $SU(2)$  の場合を考えてみよう。Nekrasov 分配関数は二つの Young 図の組  $Y=(Y_1, Y_2)$  で展開されていましたが、共形ブロックは Hilbert 空間の励起状態のラベルに対応するたった一つの Young 図  $Y$  で展開されていました。つまり、そもそも Young 図の数が一致していません。

しかしこのアイデアを救う方法があります。AGT 対応における影の重要人物、 $U(1)$  因子を思い出しましょう。この余分な寄与は、2次元共形場理論における自由ボソン場や Heisenberg 代数によく似ています。実際に  $U(1)$  因子は Heisenberg 代数  $[a_m, a_n] = (m/2)\delta_{m,-n}$  の共形ブロックになっています。そこで AGT 対応を  $Z^{U(1)}\mathcal{F} = Z^{U(2)}$  と書き換え、左辺の Virasoro 代数と Heisenberg 代数の直積  $Vir \otimes Heis$  を持つ2次元理論と、右辺の  $U(2)$  ゲージ理論の対応と見直します。すると  $Z^{U(1)}$  を Heisenberg 代数の Hilbert 空間の基底  $a_{n_1}a_{n_2}\cdots|0\rangle$  で展開することで両辺の Young 図の数が一致します。実際、このアイデアを元に Alba ら<sup>14)</sup> は共形ブロックが Nekrasov 分配関数を導くことを発見しました。

## 5.3 幾何学的表現論による証明

数学者の中島啓らによって発展させられた幾何学的表現論という分野があります。その枠組みにおいて、AGT 予想の数学的な証明が進行しています。厳密な解説は当然門外漢の私には負えませんので、その雰囲気だけを紹介したいと思います。

幾何学的表現論では、様々なモジュライ空間のトポロジ的な対象(コホモロジー)を考えます。そこに作用する演算子をうまく構成することで、共形対称性が幾何学的な演算子として現れることが明らかになってきました。つまりモジュライ空間のコホモロジー自体が、なんらかの共形対称性の表現空間になっているということです。Maulik,

Okounkov ら<sup>15,16)</sup> は、インスタントンのモジュライ空間の場合に幾何学的表現論を考え、 $SU(N)$  Yang-Mills 理論の場合の AGT 予想を証明する事に成功したのです。

AGT 対応発見の遙か以前から中島らの研究によって、 $U(1)$  ゲージ理論の場合には、インスタントンモジュライ空間のコホモロジー群が、Heisenberg 代数の Fock 表現となっている事が知られていました。これを  $U(N)$  理論へ拡張すると、Heisenberg 代数が  $N$  個現れます。AGT 予想を証明するためには単にこれら Heisenberg 代数たちの直積では不十分です。これらを非線形に組み合わせる造られる  $W$  代数が現れる事を示さねばならないのです。実際に Maulik ら<sup>15)</sup> は  $N$  個の Heisenberg 代数たちが、スクリーニング演算子を用いて頂点作用素代数として構成される  $W$  代数を与えている事を証明したのです。さらに(同変)コホモロジーの単位元  $\mathbf{1} \in H_c^*(\mathcal{M}(N))$  は  $W$  生成子のコヒーレントな条件を満たす事が示され、数学的にはその同変積分として計算される  $SU(N)$  Yang-Mills 理論の Nekrasov 分配関数もまた、コヒーレントな Whittaker 状態で与えられることも証明されました。この証明は、最近になり一般的なゲージ群/ $W$ 代数にまで拡張されています。<sup>17)</sup>

## 5.4 M5 ブレインと AGT 予想

これまで AGT 予想に対する数理的な側面からの理解の現状を概観してきました。では、物理的な理解はどのようになっているのでしょうか？ この最後の節では、弦理論に基づく AGT 予想の解明の可能性について紹介して、この解説の終わりとしてたい。

出発点は再び M 理論によるクラス S 理論の導出です。ポイントは、6次元  $\mathcal{N}=(0,2)$  超共形場理論(M5 ブレイン上に住んでいる理論)を曲面に巻くと、低エネルギーでは、曲面に付随した4次元理論の自由度が残るという事実です。逆に曲面の立場から見て、6次元理論を4次元空間に巻いて曲面上の2次元理論を残したと考えてみよう。残った2次元空間に Liouville 場(より一般には戸田場)の自由度が現れれば、AGT 対応が導出された事になります。

残念ながらこのシナリオに基づく証明は未だに完成されてはいませんが、強い状況証拠がいくつか与えられています。議論の出発点は、6次元  $\mathcal{N}=(0,2)$  理論のアノマリー8形式

$$I_8[A_{N-1}] = (N-1)I_8[1] + \frac{N(N^2-1)}{24}p_2(\mathcal{N}), \quad (26)$$

と呼ばれる量です。これを正確に説明するスペースはありませんが、<sup>\*7)</sup> 理論の自由度の数と関係する量だと思ってください。この8形式が Liouville/戸田理論の中心電荷  $c[A_{N-1}] = (N-1) + N(N^2-1)Q^2$  の形と似ていることに着目します。両者とも理論の自由度と関係した基本的な量なので、これは理論間の量子論的な対応を示唆しています。この対応を厳密なものとするために Alday ら<sup>18)</sup> は、6次元

<sup>\*7)</sup>  $p_2(\mathcal{N})$  は6次元時空の法束に対する二次 Pontryagin 類。

理論を4次元コンパクト化し、 $I_8[A_{N-1}]$ の4次元時空の寄与を積分してしまう事で残された2次元理論のアノマリー4形式を計算しました。この4形式から2次元理論の中心電荷を読み取ると、なんと実際にLiouville/戸田理論の中心電荷そのものが得られたのです。この結果は、M5ブレーンの上に生じるLiouville/戸田場がAGT対応の物理的由来だ、という解釈を示唆しています。今後この方向性で大きな進展がある事が期待されます。

## 6. おわりに

Seiberg-Witten理論が発見されてからこの20年、4次元 $\mathcal{N}=2$ ゲージ理論は詳細に調べられ、その理解が蓄積されてきました。そのような中で突如として現れたAGT対応は、この研究の流れにまったく新しい局面を切り開いたといえます。予想の証明に一応のめどがついた現在、今後はAGT対応の理解を活用し、物理、数学両サイドで収穫を得ていく段階にシフトしていくものと思われます。また最近活発に研究されている局所化原理に基づく場の理論の厳密計算を背景として、4次元と2次元の対応というオリジナルの枠組みをこえた、より広い双対性への拡張も様々に試みられています。今後インスタントンの物理や共形場理論、あるいはM5ブレーンへの応用など、様々な方面での進展が楽しみです。

## 参考文献

1) A. A. Belavin, A. M. Polyakov and A. B. Zamolodchikov: Nucl. Phys. B

- 241 (1984) 333.  
 2) N. Seiberg and E. Witten: Nucl. Phys. B **426** (1994) 19.  
 3) N. A. Nekrasov: Adv. Theor. Math. Phys. **7** (2004) 831.  
 4) L. F. Alday, D. Gaiotto and Y. Tachikawa: Lett. Math. Phys. **91** (2010) 167.  
 5) 細道和夫：日本物理学会誌 **69** (2014) 288.  
 6) D. Gaiotto: JHEP **1208** (2012) 034.  
 7) 立川裕二：日本物理学会誌 **65** (2010) 703.  
 8) Y. Nakayama: Int. J. Mod. Phys. A **19** (2004) 2771.  
 9) N. Wyllard: JHEP **1205** (2009) 002.  
 10) D. Gaiotto: arXiv: 0908.0307.  
 11) M. Taki: JHEP **038** (2009) 1029.  
 12) H. Kanno and M. Taki: JHEP **038** (2012) 052.  
 13) V. A. Fateev and A. V. Litvinov: JHEP **1002** (2010) 014.  
 14) V. A. Alba, V. A. Fateev, A. V. Litvinov and G. M. Tarnopolskiy: Lett. Math. Phys. **98** (2011) 33.  
 15) D. Maulik and A. Okounkov: arXiv: 1211.1287.  
 16) O. Schiffmann and E. Vasserot: arXiv: 1202.2756.  
 17) A. Braverman, M. Finkelberg and H. Nakajima: arXiv: 1406.2381.  
 18) L. F. Alday, F. Benini and Y. Tachikawa: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 141601.

## 著者紹介

瀧 雅人氏： 専門は素粒子論。特に超弦理論や超対称ゲージ理論、およびそれらの数理的側面に興味がある。

(2014年7月7日原稿受付)

## AGT Correspondence—From Conjecture to Theorem

Masato Taki

abstract: A mysterious correspondence, which is called the AGT correspondence, between 4d supersymmetric gauge theories and 2d conformal field theories was found. The AGT correspondence sheds new light on these well-studied theories. This conjectural AGT correspondence, its generalizations and mathematical proofs are reviewed.



# 人工非可換ゲージ場が引き起こす 冷却原子気体ボーズ・アインシュタイン凝縮体の 新奇な基底状態

川上 拓人 〈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〉

新田 宗土 〈慶應義塾大学日吉物理学教室, 自然科学研究教育センター〉

町田 一成 〈立命館大学理工学部物理学科〉

ボーズ凝縮体や縮退フェルミ気体などの冷却原子気体では、量子多体効果を、外場によって高精度に制御可能な物質パラメーターの下で、不純物効果に阻害されることなく実現することができる。さらに、相互作用の対称性が高く、固体電子系や量子場の物理を抽出したシンプルなモデルを正確に再現することができる。これらの特徴から、冷却原子気体系はその他の系の「量子シミュレーター」として位置づけられる。

本分野における近年の大きな進展として、ゲージ場の人工制御が挙げられる。まず、アメリカ標準技術研究所をはじめとする実験グループが、電気的に中性な原子系に対して、その運動と結合するローレンツ力をもたらず擬似的な磁場を創出することに成功した。さらに同様の手法により、可換ゲージ場である電磁場だけでなく、その概念を多自由度に拡張した非可換ゲージ場を生成する方法が提案されている。固体電子系でよく用いられるラシュバ型スピン軌道相互作用も、ある種の非可換ゲージ場として理解することができる。つまり、ゲージ場の人工制御技術の進展により、可換ゲージ場を起源とする量子ホール効果に加えて、非可換ゲージ場を起源とするトポロジカル絶縁相、トポロジカル超流動相などを原子気体系でシミュレートする可能性が開けてきた。

一方多成分ボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) においては、非可換人工ゲージ場が空間変調した秩序変数をもたらすという観点から研究されている。このような背景の下、我々は非可換ゲージ場が現れる最

小の自由度である2成分 BEC について、基底状態として実現する秩序変数の織目構造を研究した。特に正四面体型レーザーによって実現可能であると考えられている、3次元版のラシュバ型スピン軌道相互作用を引き起こす非可換ゲージ場に注目する。そして、このようなゲージ場中では、スピンの回転角がその回転軸の方向に空間的に変化する、“ヘリカル変調”によって基底状態を理解できることを示す。さらに、グロス・ピタエフスキー方程式を数値的に解くことで、 $SO(3)$  対称なゲージ場中での基底状態が3次元スキルミオンと呼ばれるトポロジカルに非自明な織目構造であることを明らかにする。この織目構造は、凝縮体の中心から外側に向かって、ヘリカル変調の変調ベクトルがハリネズミ状に組み合わさった状態としても理解できる。加えて、ゲージ場の対称性を2次元的、1次元的なものへと人工的に制御することで、3次元スキルミオンが、2次元、1次元スキルミオンへとクロスオーバー的に移り変わることを示す。

本稿で議論する、冷却原子系に加え、近年ではマンガンシリサイドなどの空間反転対称性の破れたスピン系でも、2次元、3次元スキルミオンの検出が報告されており、今後の領域横断的研究により、スキルミオンの持つ物性解明が期待される。

また、ラシュバ型のみならず、多様なゲージ場を実現することで、冷却原子系の「量子シミュレーター」としての有用性がさらに高まることも期待される。

## —Keywords—

### スキルミオン:

スキルムが1962年に3次元空間中で陽子や中性子のような核子を記述するために提唱した、粒子状のソリトンである。2成分 BEC の秩序変数空間である3次元球に、実空間3次元の織目構造が巻き付いており、秩序変数の連続変形によって取り去ることができない、トポロジカルに非自明な構造として知られる。オリジナルの3次元のものに加えて、次元がひとつ低下した2次元スキルミオンも、磁性体や $^3\text{He-A}$ 相を対象として研究されている。

### ラシュバ型スピン軌道相互作用:

もともと表面2次元電子系で提案されたスピン軌道相互作用である。この相互作用の下では、粒子の分散関係が、運動量とスピンの成す角によって定義されるヘリシティの正負によって分裂する。この効果は、トポロジカル絶縁体、超伝導体を実現するにあたり重要な役割を果たすために注目されている。冷却原子系では、ゲージ場の人工制御の手法を用いて、ラシュバ型スピン軌道相互作用を人工的に作り出す方法が提案されている。

## 1. はじめに

冷却原子気体は、優れた制御性のもとで量子多体効果を研究できる格好の舞台である。例えば、磁気あるいは光学トラップの形状や人工格子,<sup>1)</sup> フェッシュバハ共鳴による原子間相互作用の引力から斥力にわたる広範囲な制御<sup>2)</sup>を用いることで、強相関電子系や超伝導のみならず、素粒子模型に類似の模型を再現できる。また、複雑な物質パラメーターや不純物効果を持つ物質系や巨大な設備が必要とされる高エネルギー物理の系に比べて実験的に扱いやすく、理論と実験を定量的整合性のもとで展開できる。これらの点から、冷却原子気体は他の系の「量子シミュレーター」としての役割を果たす。特に、ボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) やフェルミ粒子系のクーパ対凝縮などの超流動における、超流動秩序変数のトポロジカルに非自明な実空間構造は興味深い。中でも、大見-町田,<sup>3)</sup> ホー<sup>4)</sup>によって超微細スピン  $F=1$  スピノール BEC が提唱されて以来、多成分の内部自由度を持つ BEC は、分数量子渦、モノポール、スキルミオンといった多様な構造を作る可能性がある点から研究が行われている。<sup>5)</sup>

冷却原子系での近年の大きな進歩として、原子と結合するゲージ場の生成<sup>6-9)</sup>が報告され、ボーズ系、フェルミ系を問わず注目を集めている。フェルミ系についてはこのブレイクスルーにより、本来電気的に中性であり磁場によるローレンツ力と結合しないと考えられてきた冷却原子気体の系で、量子ホール状態やトポロジカル絶縁体などの実現も期待されている。

ボーズ系では、スピノール BEC が空間変調した秩序変数を持つことが注目されている。<sup>10-14)</sup> 本稿では特に、非可換ゲージ場が現れる最小の成分である2成分ボーズ粒子系における BEC に着目し、人工ゲージ場の物理を紹介する。この系において、ラシュバ型スピン軌道相互作用に対応するゲージ場が引き起こす基本的な空間変調として、ヘリカル変調<sup>12,14)</sup>を導入する。さらにはその概念を用いて、3次元スキルミオンがエネルギー的に安定な実空間の織目構造として現れること、ゲージ場の人工制御によって、2次元、1次元スキルミオンへクロスオーバーを起こすことを解説する。<sup>14)</sup>

## 2. 冷却原子系における人工ゲージ場

冷却原子系での人工ゲージ場の生成には、原子の内部状態である超微細スピン状態間のラマン遷移を用いる。<sup>15)</sup> 最も簡単な要素は、図1(a)に示すような過程である。状態  $|i\rangle, |j\rangle$  のエネルギー差に等しい周波数差を持つ2本のレーザーを照射すると、状態  $|i\rangle$  の電子はレーザー  $K_i$  のエネルギーと運動量を吸収して中間状態へ遷移し、レーザー  $K_j$  へエネルギーと運動量を放出して状態  $|j\rangle$  に遷移する。このプロセスは、回転波近似のもとでハミルトニアン  $H_{al} = \sum_i \Omega_{ij} e^{i(K_i - K_j) \cdot r - i\phi_{ij}} |i\rangle \langle j| + \text{H.c}$  で記述される。ここで、レーザーの持つ運動量  $K_i$ , 位相差  $\phi_{ij}$ , 有効ラビ周波数  $\Omega_{ij}$  がレー

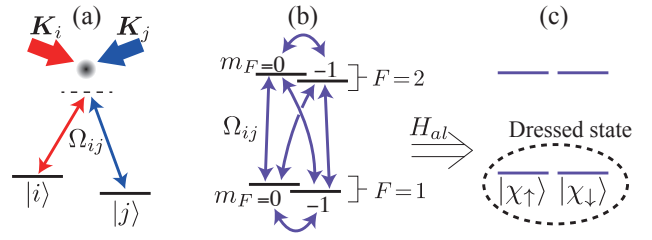


図1 ラマン遷移の模式図。(a) 2光子ラマン遷移、(b) 2光子ラマン遷移を組み合わせて4状態を結合させる例。超微細状態  $|F, m_F\rangle = |2, 0\rangle, |2, -1\rangle, |1, 0\rangle, |1, 1\rangle$  を結合させたもの。両矢印1つずつが、過程(a)に対応する。(c) ラマン結合の結果、 $H_{al}$ の固有状態として、2状態  $|\chi_{\uparrow}\rangle, |\chi_{\downarrow}\rangle$  が孤立する。

ザーの波長、入射角度、強度、偏光等の設定により制御可能である。

さらに、図1(b)に示すように、要素(a)を複数組み合わせると、 $H_{al}$ によって内部状態は再構成され、ドレスト状態と呼ばれる  $n$  個の孤立した状態  $|\chi_{\mu}\rangle$  を実現できる。系の運動はこれらの状態の断熱運動として  $|\psi\rangle = \Psi_{\mu} |\chi_{\mu}\rangle$  で記述される(以後、繰り返しのギリシャ文字  $\mu$  は和を取るものとする)。ここで、波動関数  $\Psi_{\mu}$  に対する運動方程式を考える。ドレスト状態はレーザーの波形を反映した実空間依存性を持つために、 $|\nabla \chi_{\mu}\rangle = \nabla (|\chi_{\mu}\rangle) \neq 0$  であることに注意すると、微分演算子は

$$-i\hbar \nabla |\psi\rangle = [(-i\hbar \delta_{v,\mu} \nabla - A_{v,\mu}) \Psi_{\mu}] |\chi_{\nu}\rangle \equiv (D_{v,\mu} \Psi_{\mu}) |\chi_{\nu}\rangle$$

となり、 $A_{v,\mu} = \langle \chi_{\nu} | \nabla \chi_{\mu} \rangle$  のようにベクトルポテンシャルが現れる。さらに、局所的基底変換  $|\chi'_{\mu}\rangle = U_{\mu\nu}(\mathbf{r}) |\chi_{\nu}\rangle$  のもとでベクトルポテンシャルは、 $A'_{\mu\nu} = U_{\mu\lambda}^{\dagger} A_{\lambda\nu} U_{\nu\mu} - i(\nabla U_{\mu\nu}) U_{\nu\mu}$  となり、ゲージ変換を実現する。このようなベクトルポテンシャルは、内部自由度を持つ系の幾何学位相として一般に議論されている。<sup>16)</sup> 一方、冷却原子系のラマン遷移過程の強みは、 $|\chi_{\mu}\rangle$  の縮退度や形式、すなわちベクトルポテンシャルの形式を、レーザーの波長、入射角度、強度、偏光等によって制御できる点である。例えば、アンダーソンら<sup>17)</sup>によって理論的に提案された正四面体型配置のレーザー設定によって4状態を結合させることで、孤立した2状態  $|\chi_{\uparrow}\rangle, |\chi_{\downarrow}\rangle$  (図1(c))によって、 $2 \times 2$  ベクトルポテンシャル

$$A = \kappa_{\perp} (\sigma_x \hat{x} + \sigma_y \hat{y}) + \kappa_z \hat{z} \quad (1)$$

を実現することができる。ここで  $\sigma_i$  は  $|\chi_{\uparrow,\downarrow}\rangle$  基底のパウリ行列を表す。 $\kappa_{\perp}, \kappa_z$  を各状態間の有効ラビ周波数を調整することで制御できる。このようなベクトルポテンシャルは、定数であるにもかかわらず、ゲージ変換で取り除くことができない。これは、 $[A_x, A_y] \neq 0$  であるためであり、非可換ゲージ場と呼ばれる。 $\kappa_z = 0$  とすると、微分演算子との交差項  $k_x \sigma_x + k_y \sigma_y$  が、電子系におけるトポロジカル絶縁体や超伝導体<sup>18)</sup>の鍵となるラシュバ型スピン軌道相互作用に対応することからも重要である。実際、フェルミ原子気体

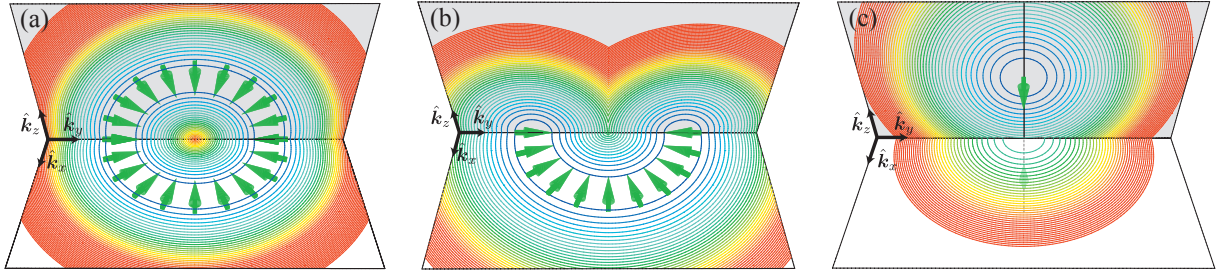


図2 波数空間における1粒子スペクトル (2) の等高線プロット. それぞれ (a)  $\kappa_z/\kappa_\perp=1$ , (b)  $\kappa_z/\kappa_\perp<1$ , (c)  $\kappa_z/\kappa_\perp>1$  のもの. 図中の矢印は, エネルギー極小点でのスピンの向きを表す.

の系において, ラシユバ型スピン軌道相互作用, 強いゼーマン分裂,  $s$  波クーパー対相互作用を用いて, トポロジカル超流動を実現する方法が理論的に提案されている.<sup>19)</sup>

実験的にも, アメリカ国立標準技術研究所のグループによって<sup>87</sup>Rb 原子気体 BEC に対する人工磁場の印加,<sup>6)</sup> ラシユバ型とドレッセルハウス型が等しい大きさで混ざり合った1次元スピン軌道相互作用<sup>7)</sup> が報告されたことに端を発し, 盛んに研究されている. フェルミ系である<sup>40</sup>K,<sup>8)</sup> <sup>6</sup>Li<sup>9)</sup> 系においても, 同様のスピン軌道相互作用を発生させる実験が成功されている.

### 3. 秩序変数のヘリカル変調

ゲージ場中での BEC の秩序変数の基本的な振る舞いを明らかにするために, 1 粒子ハミルトニアン,

$$\mathcal{H}_0 = \int d^3r [D_{\nu\mu} \Psi_\mu(\mathbf{r})]^\dagger \cdot [D_{\eta\nu} \Psi_\eta(\mathbf{r})] \quad (2)$$

に従う理想ボーズ粒子を考える. ここで, 1 粒子波動関数  $\Psi_\nu(\mathbf{r})$  は BEC 秩序変数の役割を果たす.

本研究では, ベクトルポテンシャル (1) に注目する. 熱力学極限  $\Psi_\mu(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Psi_\mu^{(\mathbf{k})}$  を用いると, 1 粒子エネルギースペクトルは  $\mathcal{H}_0 = k^2 + \kappa^2 \pm 2\sqrt{\kappa_z^2 k_z^2 + \kappa_\perp^2 (k_x^2 + k_y^2)}$  のように与えられる. ここで  $\kappa^2 = \kappa_z^2 + 2\kappa_\perp^2$  である. 図2に示すように, このエネルギースペクトルが  $|\mathbf{k}| \neq 0$  にエネルギー極小値を持つことは, 基底状態の秩序変数が空間的に変調していることに対応する.

秩序変数のスピン表示を用いると, 空間変調した基底状態の性質を直感的に理解することができる. 一般に2成分 BEC の秩序変数は, 秩序変数全体にかかる  $U(1)$  位相  $\Phi(\mathbf{r})$ , 角度  $\phi_s(\mathbf{r})$ ,  $\theta_s(\mathbf{r})$  を用いて次のように書き下される.

$$\begin{pmatrix} \Psi_\uparrow \\ \Psi_\downarrow \end{pmatrix} = \sqrt{n} e^{i\Phi} e^{-i\sigma_z \phi_s/2} e^{-i\sigma_y \theta_s/2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここで  $n(\mathbf{r}) = \Psi_\mu^* \Psi_\mu$  とした. つまり, 図3(a) に示すように,  $\phi_s$  と  $\theta_s$  を用いて, スピン  $S_j(\mathbf{r}) = (1/2) \Psi_\mu^* (\sigma_j)_{\mu\nu} \Psi_\nu$  の方向を定義することができる. ここで, 1 粒子ハミルトニアン (2) における, スピン軌道相互作用が  $-A \cdot \mathbf{k} = -\kappa_\perp (k_x \sigma_x + k_y \sigma_y) - \kappa_z k_z \sigma_z$  のように現れ, 運動量とスピンの向きが逆方向を向く状態のエネルギーを下げる. 特に, 図2に示すように, エネルギー極小値ではスピンの方向は厳密に  $\hat{S} = -\hat{k}$  となり,  $\Psi_\mu^{(\mathbf{k})} = e^{-i\sigma_z \phi - \mathbf{k}/2} e^{-i\sigma_y \theta - k/2} (1, 0)^T$  と書くことができる. ここで,

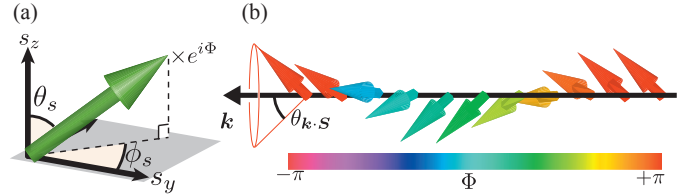


図3 (a) 秩序変数の持つ内部自由度.  $\Phi$  は全体にかかる  $U(1)$  位相,  $\theta_s$ ,  $\phi_s$  はそれぞれスピンの方向の極角と方位角. (b) 変調ベクトル  $\mathbf{k}$  を持つ典型的なヘリカル変調. 変調ベクトル  $\mathbf{k}$  とスピンの向きの成す角は  $\theta_{k,S} = \arctan(|a_+|/|a_-|)$  で決定される.

$\phi_{-\mathbf{k}}$ ,  $\theta_{-\mathbf{k}}$  はそれぞれ,  $-\mathbf{k}$  の極角と方位角とする. つまり, 運動量とその方向と逆向きのスピン角運動量を運ぶという意味で, ヘリシティが定まった状態である.

このような, ヘリシティが定まった状態の基底状態となりうる波動関数を見てみよう. ここで, 空間反転対称性は  $\pm \mathbf{k}$  状態の縮退を保证するために, BEC の基底状態は次のように書き下される.

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}) &= \alpha_+ e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Psi_\mu^{(\mathbf{k})} + \alpha_- e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Psi_\mu^{(-\mathbf{k})} \\ &= U_{\mu\nu}(\hat{\mathbf{k}}, 2\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) \Psi_\nu(\mathbf{r}_0) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで,  $2 \times 2$  行列  $U(\hat{\mathbf{n}}, \varphi) = \exp[-i(\varphi/2)(\hat{\mathbf{n}} \cdot \boldsymbol{\sigma})]$  は秩序変数の  $SU(2)$  回転を表す. 2 番目の等号が成立するのは, 式 (4) の2項が共に,  $\hat{\mathbf{k}}$  軸周りの回転と  $\hat{\mathbf{k}}$  軸方向の並進の同時変換に対する対称性  $U_{\mu\nu}(\hat{\mathbf{k}}, 2k\delta\mathbf{r}) \Psi_\nu(\mathbf{r} - \delta\mathbf{r}\hat{\mathbf{k}}) = \Psi_\mu(\mathbf{r})$  を持つことから明らかである. つまり, 基底状態となる基本的な空間変調は, 変調ベクトル  $\mathbf{k}$  を軸としたスピンの回転である, “ヘリカル変調” であることがわかる (図3(b)). ここで, ヘリカル変調の初期値  $\Psi_\mu(\mathbf{r}_0)$  に注目する. 秩序変数の全体の位相  $\Phi$  およびスピンの  $\mathbf{k}$  軸周りの回転角は, 式 (4) における  $\alpha_\pm$  の位相に相当し, スピン  $\mathbf{S}$  と  $\mathbf{k}$  の成す角は  $\theta_{k,S} = \arctan(|\alpha_+|/|\alpha_-|)$  と決まる. つまり,  $\alpha_\pm$  に対する縮退は, ヘリカル変調の出発地点としてあらゆる  $\Psi_\mu(\mathbf{r})$  を取ることができることを意味する. この事実が3次元スキルミオンの安定化のために重要になる.

一方, 取りうる変調ベクトル  $\mathbf{k}$  の方向は,  $\kappa_\perp$ ,  $\kappa_z$  によって決定される.  $\kappa_\perp = \kappa_z = \kappa/\sqrt{3}$  のとき, 1 粒子ハミルトニアン  $\mathcal{H}_0$  はスピンと実空間の同時回転に対する対称性  $SO(3)_{R+S}$  を持つ. そのため図2(a) に示すように,  $E_0$  が  $k = \kappa/\sqrt{3}$  表面にエネルギー極小値を持つ. つまり, ヘリカ

ル変調 (4) は、あらゆる方向の  $\mathbf{k}$  をとることができる。一方、 $\kappa_z/\kappa_\perp < 1$  のとき、図 2(b) に示すように、 $E_0$  が  $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \kappa_\perp$  の円環上にエネルギー極小値を持つ。これは、対称性  $SO(3)_{R+S}$  が、 $z$  軸周りのスピンと実空間の同時回転である  $SO(2)_{R+S}$  まで低下したためである。一方、 $\kappa_z/\kappa_\perp > 1$  では、 $E_0$  は  $\mathbf{k} = \pm \kappa_z \hat{z}$  にエネルギー極小値を持つ (図 2(c))。これはハミルトニアン (2) の対称性が  $x$  軸または  $y$  軸周りのスピンと実空間の同時  $\pi$  回転に対する対称性まで落ちたことを反映している。

#### 4. 3次元スキルミオンの安定化

次の問題は、図 2(a), (b), (c) のそれぞれについて、取りうるヘリカル変調ベクトル  $\hat{\mathbf{k}}$  の範囲内でどのような状態が実現するかである。それを明らかにするために、粒子間の接触相互作用とトラップを考慮にいたれたグロス・ピタエフスキー (GP) エネルギー汎関数

$$E = \mathcal{H}_0 + \int d^3\mathbf{r} \left[ \frac{1}{2} r^2 n + c_0 n^2 + c_1 n^2 S_z^2 \right] \quad (5)$$

を虚時間発展法により数値的に極小化した。パラメータとして  $c_0 = 100$  としたため、粒子密度  $n(\mathbf{r})$  は  $r < R_0 \equiv (15c_0/2\pi)^{1/5}$  に局在し、ガウス関数型の形状となる。

図 4(a) に、 $\kappa_\perp = \kappa_z$  として得られたスピンの織目構造を示す。この織目構造では、凝縮体の中心で  $\uparrow$ -スピン状態が実現し、中心から動径方向へ向かうヘリカル変調が実現することがわかる。つまり、取りうるすべての変調ベクトル  $\hat{\mathbf{k}}$  の重ねあわせ状態である。図 4(b) は、 $|\Psi_\uparrow|$ ,  $|\Psi_\downarrow|$  の等振幅面をプロットしたものである。  $\Psi_\uparrow$  は  $x$ - $y$  平面内に円環状の特異点、 $\Psi_\downarrow$  は  $z$  軸に沿った直線状の特異点を持つ。  $\Psi_\mu$  はそれぞれの特異点を囲む経路上で位相が  $2\pi$  だけ変化しており  $\Psi_\uparrow$  の渦環と、 $\Psi_\downarrow$  の渦糸が実空間で絡まりあっている。

このような構造は、素粒子論や宇宙論の分野で“ボルトン”と呼ばれる。

この織目構造は、3次元スキルミオンとして知られている。<sup>20)</sup> 秩序変数  $\Psi_\uparrow$ ,  $\Psi_\downarrow$  成分の実部と虚部を4次元座標に対応させた秩序変数空間を考えると、 $n > 0$  のとき、2成分秩序変数 (3) は4次元空間の閉じた3次元表面  $SU(2) \simeq S^3$  の1点に射影することができる。この時、 $U(1)$  位相  $\Phi$ 、スピンの角度  $\theta_s$ ,  $\phi_s$  はその極座標形式における角度に対応している。このような秩序変数空間の3次元ホモトピー群は  $\pi_3(SU(2)) = \mathbb{Z}$  であることから、実空間3次元からの射影により、トポロジカルに非自明な構造が定義される。例えば、図 4(a) の織目構造では、太線で囲まれた実空間領域に、取りうる  $\Phi$ ,  $\theta_s$ ,  $\phi_s$  のすべての組み合わせが内在し、秩序変数空間の3次元表面に巻き付いている。秩序変数空間上の3次元球面の体積を、実空間  $x$ ,  $y$ ,  $z$  を媒介変数として計算することで、巻き付き数

$$W_{3D} = \frac{1}{4\pi^2} \int d^3\mathbf{r} \epsilon_{ijk} \sin \theta_s \partial_i \theta_s \partial_j \phi_s \partial_k \Phi \quad (6)$$

が定義され、図 4(a) の太線で囲まれた球内部で積分すると  $W_{3D} = 1$  となる。この領域は、ヘリカル変調が1周期分だけ変調する長さスケール  $\kappa_\perp^{-1} = \kappa_z^{-1} = \sqrt{3}\kappa^{-1}$  に対応する。図 5(a) に、 $r \leq 1.5R_0$  で見積もった巻き付き数 (6) を示す。 $\kappa_z/\kappa_\perp = 1$  付近において、 $\kappa_\perp/R_0$  が増加するにつれて  $W_{3D}$  が連続的に成長していることが見て取れ、この領域で3次元スキルミオンがエネルギー的に安定化している。この連続的な  $W_{3D}$  の成長は、 $\Psi_\mu(\mathbf{r} \rightarrow \infty)$  が有限かつ一様となる境界条件が存在しないためである。空間的に一様なベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  が存在するために、トラップポテンシャルがなかったとしても  $\Psi_\mu(\mathbf{r} \rightarrow \infty)$  は非一様となる。実際、 $\kappa_z = \kappa_\perp \geq R_0^{-1}$  が増加し、ヘリカル変調の長さスケールが小さく

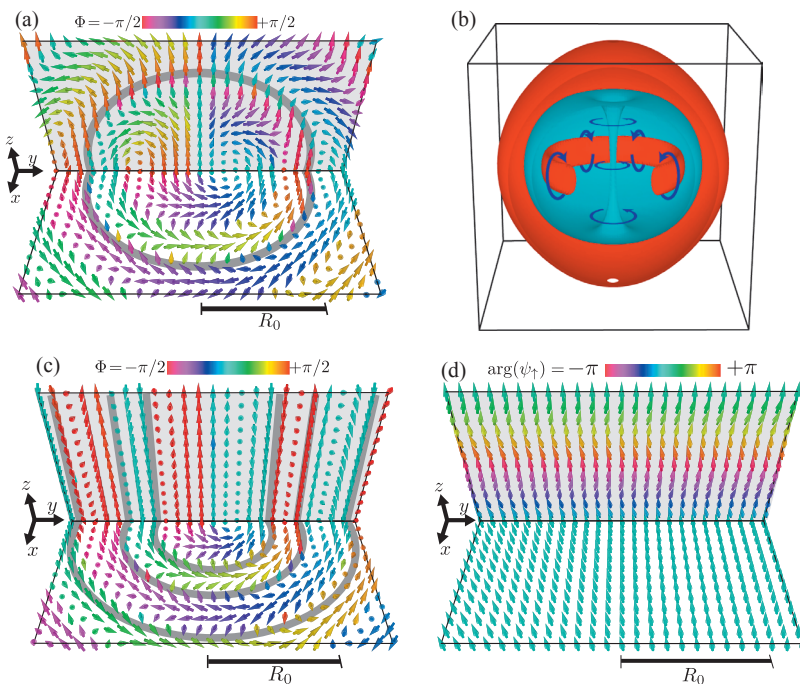


図 4 人工ゲージ場中の安定な織目構造. (a), (b)  $(\kappa_\perp R_0, \kappa_z R_0) = (5.07, 5.07)$ , (c)  $(\kappa_\perp R_0, \kappa_z R_0) = (5.07, 0)$ , (d)  $(\kappa_\perp R_0, \kappa_z R_0) = (0, 5.07)$  における数値解析の結果として得られたもの。(a), (c), (d) の矢印は局所的なスピンの方向を示す。太線は、(a) スピンが  $\hat{z}$  方向を向く球面、(c) スピンが  $\pm \hat{z}$  方向を向く円筒面を表し、その内部で巻き付き数を数えると整数となる。(a), (c) の矢印の色は  $U(1)$  位相  $\Phi$ , (d) の矢印の色は  $\Psi_\uparrow$  成分の位相をそれぞれ示す。(b) の赤色と青色の面はそれぞれ、 $\Psi_\uparrow \Psi_\downarrow$  の等振幅面であり、それぞれの成分は矢印の方向に  $2\pi$  だけ位相が変化する。

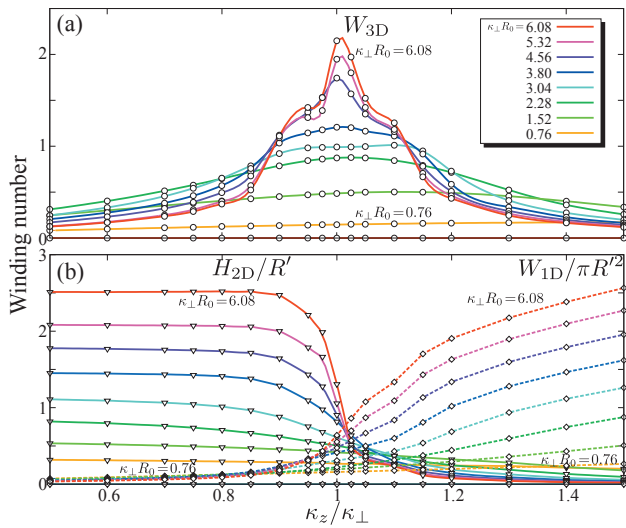


図5 (a) 3次元スキルミオンの巻き付き数, (b) 2次元スキルミオンのヘリシティ (シンボル▽, 実線) と1次元スキルミオンの巻き付き数 (シンボル◇, 破線). それぞれGP方程式の安定解を用いて  $r < 1.5R_0 \equiv R'$  の範囲内で見積もられたもの.

なるにしたがって, 球殻状のスキルミオンが系の外から連続的に侵入してくる.

## 5. 2次元, 1次元スキルミオン

$\kappa_z/\kappa_\perp < 1$  のとき, 数値解析によって得られる秩序変数の安定な空間構造は図4(c)に示すものである. この構造は明らかに, 図2(b)の状況下での, 変調ベクトルを面内に持つすべてのヘリカル変調  $\mathbf{k} \parallel \boldsymbol{\rho}$  ( $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{x} + \mathbf{y}$ ), の重ねあわせ状態  $\Psi_\mu^{2D} = \mathcal{U}_{\mu\nu}(\hat{\boldsymbol{\rho}}, 2k\rho)\Psi_\nu(\mathbf{r}_0)$  として理解できる. この構造は2次元スキルミオンと一致しており,  $U(1)$  位相を除くと, 巻き付き数は,  $W_{2D} = (1/4\pi) \int d^3\mathbf{r} \epsilon_{ij} \sin \theta_S (\partial_i \theta_S) (\partial_j \phi_S)$  と定義される. これは実空間から  $\phi_S, \theta_S$  で定義される2次元球面上への射影に関する巻き付き数である.

ここで,  $\Psi_\mu^{2D}$  の巻き付き数について, ヘリカル変調の回転角  $2k\rho$  の範囲によって, 巻き付き数の符号が変わることには注意すべきである.  $n\pi < 2k\rho < (n+1)\pi$  の範囲で,  $W_{2D} = (-1)^n$  の巻き付き数が獲得される. これは,  $\kappa_\perp$  の増加とともに, スキルミオン ( $W_{2D} = +1$ ) とアンチスキルミオン ( $W_{2D} = -1$ ) が交互に侵入してくることを意味する. 図4(c)の太線で区切られた領域は内側から,  $W_{2D} = +1, -1, +1, \dots$  の2次元スキルミオンに対応する. そのため, 巻き付き数  $W_{2D}$  は,  $\Psi_\mu^{2D}$  について,  $\kappa_\perp$  の増加とともに振動する. 図4(c)のような層状の構造が系の中にいくつ侵入しているかを数えるのには巻き付き数  $W_{2D}$  は適さず, 代わりに, 巻き付き数の局所的な絶対値をとり,  $H_{2D} = (1/4\pi) \int d^3\mathbf{r} |\epsilon_{ij} \sin \theta_S (\partial_i \theta_S) (\partial_j \phi_S)|$  を数えることが有用である. 実際, 図5(b)に示されるように, GP方程式(5)の安定解でのヘリシティ  $H_{2D}$  は,  $\kappa_z/\kappa_\perp \leq 1$  の領域で有限の値を持ち, 2次元スキルミオンの安定領域を示すことができる.

図4(d)は, GP方程式(5)を, ゲージ場  $\kappa_z/\kappa_\perp > 0$  と球形トラップポテンシャルのもとで最小化した結果として得ら

れた典型的な秩序変数の空間構造である. 先に述べた図2(c)のような分散関係を持つ場合の, 1次元的ヘリカル変調  $\Psi_\mu^{2D} = \mathcal{U}_{\mu\nu}(\hat{\mathbf{z}}, 2kz)\Psi_\nu(\mathbf{r}_0)$  が実現していることがわかる. この構造は, スピンの方向が  $\hat{\mathbf{z}}$  軸周りに巻き付いているという意味で, 1次元スキルミオンと呼ぶことができる. その巻き付き数は,  $W_{1D} = (1/2\pi) \int dz \Psi_\mu^* \partial_z (\sigma_z)_{\mu\nu} \Psi_\nu / \Psi_\mu^* \Psi_\nu + \text{c.c.}$  と定義できる. また,  $\hat{\mathbf{z}}$  軸方向に沿う経路上で, スピン  $S_z$  の角運動量を運ぶスピンを流すための位相をどれだけ獲得されるかという量に対応する. 図5(c)に示されるように, 巻き付き数  $W_{1D}$  は,  $\kappa_z/\kappa_\perp \geq 1$  の領域で有限の値を持つ.

図5に示すように,  $\kappa_\perp, \kappa_z$  の変化に従って巻き付き数が連続的に変わることから, 3種類のスキルミオンは互いに連続的に移り変わることがわかる. 例えば, 3次元スキルミオンは  $\kappa_\perp/\kappa_z = 1$  近傍で実現するが,  $\kappa_\perp$  が大きくなるにつれ, 図4(b)に示す渦環の特異点が,  $\hat{\mathbf{z}}$  方向に徐々に伸び, 最終的に円筒状になり, 2次元スキルミオンへ移り変わる. 反対に,  $\kappa_\perp$  が小さくなると, 渦環の特異点が  $\hat{\boldsymbol{\rho}}$  方向に押し出されると同時に,  $|\Psi_\perp| \rightarrow 0$  となり, 1次元スキルミオンへと移り変わる.  $\kappa_\perp/\kappa_z \gg 1$  や  $\kappa_\perp/\kappa_z \ll 1$  を初期状態として,  $\kappa_\perp/\kappa_z = 1$  近傍に近づけても, これらの逆の過程をたどって2次元, 1次元スキルミオンが不安定化され, 3次元スキルミオンへ移り変わることも, 虚時間発展法により確かめることができる. つまり, 2次元スキルミオンから1次元スキルミオンへと連続的に移り変わる過程で, 3次元スキルミオンが必ず安定領域を持つ.

## 6. おわりに

本稿では, 2成分ボーズ粒子系におけるBECについて, 3次元版ラシュバ型スピン軌道相互作用を誘起する非可換ゲージ場中での秩序変数の安定な空間構造として, ヘリカル変調の考え方を導入した. さらに数値解析により, トラップポテンシャル中で,  $SO(3)$  対称なゲージ場  $\kappa_\perp = \kappa_z$  を用いることで, 3次元スキルミオンを安定な基底状態として実現することができることを示し, 1次元スキルミオン, 2次元スキルミオンに対する安定相図を明らかにした. 3次元スキルミオンは, ハリネズミ状の変調ベクトルを持つヘリカル変調であることから, このような非可換ゲージ場中での安定性を理解することができる.

3次元スキルミオンは, スキルムが3次元空間中で陽子や中性子のような核子を記述するために提唱した, 粒子状のソリトンである.<sup>20)</sup> 物性では近年, 磁性体<sup>21,22)</sup> や  $^3\text{He-A}$  相<sup>23,24)</sup> における2次元空間中の実空間構造をスキルミオンと呼ぶことが多いが, 本稿で主に注目したのはオリジナルの3次元空間のものである. 2成分BECにおける3次元スキルミオンはフワージャラ<sup>25)</sup> によってその存在が指摘されたが, 未だ実現が困難であると考えられてきた. 素粒子論のスキルム模型ではスキルミオンを安定化させるために, 4次の高階微分項が仮説的に加えられていたが, 本研究では, ゲージ場中の2成分BECでは高階微分項なしに

スキルミオンが基底状態として現れることを示した。一方直近では、3次元ヘリカル磁性体中で、3次元スキルミオンの立方格子周期構造<sup>26)</sup>も報告されている。さらに、本稿で取り扱った非可換ゲージ場中のBECにおいても、ゲージ場の強い極限 $\kappa \gg R_0^{-1}$ での、スキルミオンの体心立方格子が現れることも議論されている。<sup>27)</sup> 今後、これらの異なる系での横断的研究により、スキルミオンの示す物性の解明が期待される。

さらに、3成分以上のドレスト状態に関してラシュバ型スピン軌道相互作用を生成する方法<sup>28)</sup>も提案されている。秩序変数の成分がより増えた場合にもヘリカル変調の考え方は有用であり、特に5成分の場合にはヘリカル変調を用いて1/3量子渦格子などの2次元周期的な構造をつくることができる。<sup>12)</sup> さらに、ディラック・ストリングを伴うモノポール場<sup>29)</sup>など、多様なゲージ場を実現する理論提案もある。そして、非可換ゲージ場の実現により、高エネルギー物理学のより興味深い理論、標準模型や量子色力学をシミュレートする可能性も開けてくる。人工ゲージ場の実現によって、冷却原子系の有用性はさらに高まり、今後の研究の進展が大いに期待される。

本研究は、科学研究費補助金(25400268, 25103720, 15H00841, 15H05855, 26400360, 25103716)および私学戦略基盤(S1511006)の支援を受け行われました。最後に、本研究を進める上でお世話になりました市岡優典教授、水島健准教授に感謝いたします。

#### 参考文献

- 1) I. Bloch, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 885.
- 2) C. Chin, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1225.
- 3) T. Ohmi and K. Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **67** (1998) 1822.
- 4) T.-L. Ho: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 742.
- 5) Y. Kawaguchi and M. Ueda: Phys. Rep. **520** (2012) 253.
- 6) Y.-J. Lin, *et al.*: Nature (London) **462** (2009) 628.
- 7) Y.-J. Lin, *et al.*: Nature (London) **471** (2011) 83.
- 8) P. Wang, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 95301.

- 9) L. W. Cheuk, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 95302.
- 10) C. Wang, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 160403.
- 11) Z. F. Xu, *et al.*: Phys. Rev. A **83** (2011) 53602.
- 12) T. Kawakami, T. Mizushima and K. Machida: Phys. Rev. A **84** (2011) 11607.
- 13) S. Sinha, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 270401.
- 14) T. Kawakami, T. Mizushima, M. Nitta and K. Machida: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 15301.
- 15) J. Dalibard, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1523.
- 16) F. Wilczek and A. Zee: Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 2111.
- 17) B. M. Anderson, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 235301.
- 18) X.-L. Qi, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057.
- 19) M. Sato, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 20401.
- 20) T. H. R. Skyrme: Proc. R. Soc. A **260** (1961) 127; Nucl. Phys. **31** (1962) 556.
- 21) S. Mühlbauer, *et al.*: Science **323** (2009) 915.
- 22) N. Nagaosa, *et al.*: Nature Nanotech. **8** (2013) 899.
- 23) G. E. Volovik: *The Universe in a Helium Droplet* (Clarendon, Oxford, 2003).
- 24) M. Ichioka, T. Mizushima and K. Machida: Phys. Rev. B **82** (2010) 094516.
- 25) U. Al Khawaja, *et al.*: Nature (London) **411** (2001) 918.
- 26) T. Tanigaki, *et al.*: Nano Lett. **15** (2015) 5438.
- 27) Y. Li, X. Zhou and C. Wu: arXiv: 1205.2162.
- 28) G. Juzeliūnas, *et al.*: Phys. Rev. A **81** (2010) 53403.
- 29) J. Ruseckas, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 010404.

(2015年6月1日原稿受付)

#### Novel Ground State of Bose-Einstein Condensates Coupled to Artificial Non-Abelian Gauge Fields

Takuto Kawakami, Muneto Nitta and Kazushige Machida

abstract: By solving Gross-Pitaevskii equation, we investigate textures of two component Bose-Einstein condensates coupled with a non-Abelian gauge field, which generates three-dimensional analogue of Rashba spin-orbit coupling. In particular, the  $SO(3)$  symmetric gauge field spontaneously induces a three-dimensional Skyrmion as a ground state. By tuning the gauge field artificially to two- or one-dimensional one, the ground state undergoes crossover from the three-dimensional Skyrmion to a two- or one-dimensional Skyrmion. The stability of all the Skyrmion textures can be understood by a concept of helical modulation of order parameters.

## 量子相転移近傍のまだらな電子状態

神戸 振作 〈日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター〉

酒井 宏典 〈日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター〉

徳永 陽 〈日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター〉

絶対零度で起きる相転移は、量子揺らぎに支配されるため量子相転移と呼ばれる。近年、凝縮系物理学分野では、量子相転移近傍において現れる新規な電子物性（例：非フェルミ液体、異方的超伝導）の研究が精力的に行われている。Ce, U系に代表される $f$ 電子化合物の重い電子系は、量子相転移研究の格好な対象物質である。磁性を相殺させる近藤効果と磁気秩序を安定化させるRKKY (Ruderman-Kittel-槽谷-芳田) 相互作用が拮抗するため、磁気秩序転移温度が低温になりやすいためである。本稿では、その重い電子系物質  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  で見つかった新しい電子状態を紹介する。良い金属である重い電子系の磁気秩序状態は、遍歴的 $f$ 電子が秩序磁気モーメントを構成するスピン密度波 (Spin Density Wave: SDW) に代表される。従って、通常、重い電子系ではSDW転移の量子相転移が起きる。しかし、 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  においては、SDW型量子相転移ではなく、磁気相転移と同時に電子が局在化し局在磁気モーメントが現れる新しいタイプの“局所量子相転移”ではないかという理論提案がなされ、その真偽を巡って活発な議論がなされてきた。そこで、本研究では核磁気共鳴 (NMR) 法のスピン-格子緩和時間測定により、磁気揺らぎの磁場・温度依存を決定した。その結果、SDW量子相転移いわんや局所相転移描像とも異なり、量子相転移近傍の $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ 電子状態は、フェルミ液体励起と非フェルミ液体励起を示す電子状態が共存する“まだらな電子状態”になっていることがわかった。フェルミ液体状態の電子は遍歴的、非フェルミ液体状態の電子は局在的であるが、そ

れらは同じ励起エネルギースケールを持ち、縮退しているように見えている。興味深いのは、量子相転移に近づくフェルミ液体状態に対する非フェルミ液体状態の占有比率が増大していくことである。一方、これまでのCe, U系の量子相転移では、フェルミ液体状態が非フェルミ液体状態に均一電子状態のままクロスオーバーしていく。

$\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ の場合、量子相転移近傍で非フェルミ液体的になるという点では同様であるが、不均一なまだら電子状態をとって非フェルミ液体状態が支配的になっていく。2つの場合は、一見異なって見える。しかし、従来の場合は2つの状態が非常に速く共鳴している動的極限のため均一に見えており、今回の場合は2つの状態が安定化している静的極限のため独立して観測できたと考えれば、同一の量子相転移現象の2つの極限の場合を見ていることになり興味深い。

2つの場合は何が異なっているのだろうか？ 一般に重い電子系の遍歴状態と局在状態では、磁性原子 (Yb, Ce, U) の価数が異なっていると考えられる。従って今回の結果から、 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ では異なった価数を持つ局在状態の $\text{Yb}^{3+}$ と遍歴状態の $\text{Yb}^{(3-\delta)+}$ の共存状態が量子相転移近傍で安定化している可能性がある。実際、Yb化合物ではYb価数転移や価数分離の例が報告されている。近藤格子系は遍歴的な価数揺動系と局在的な局在磁気モーメント系に大別され、重い電子系においては量子相転移はその中間領域に現れる。本研究は、量子臨界点近傍では価数 (電荷) と磁気不安定性の両面が現れてくる可能性を示唆している。

## —Keywords—

 $f$ 電子化合物:

ランタノイド (Ce~Yb) 元素の $4f$ 電子はキセノン閉殻を作る $5s$ や $5p$ 電子よりも内側に存在する。このためこれらの元素を含む化合物の磁性は、孤立したイオンの持つ局在磁気モーメントの振る舞いとしての理解が良い出発点を与える。この局在磁気モーメントを伝導電子中におくとき、両者の混成 ( $cf$ 混成) により交換相互作用が生じる。この結果、磁気モーメントを遮蔽する近藤効果とモーメントを安定化させるRKKY相互作用を介した磁気秩序状態、という全く反対の基底状態が実現する。

$f$ 電子化合物系は、ランタノイドやアクチノイド元素の選択や結晶構造により多様な $cf$ 混成とそれに伴う電子状態を議論することを可能とする系として研究されている。

## 1. はじめに

近年、量子相転移は凝縮系物理学分野のひとつのトピックスになっている。相転移温度が0 Kであることで特徴づけられる量子相転移の理論的考察は1960年代に既にHerzによってなされている。<sup>1)</sup>しかし実験的研究が盛んに行われるようになったのは1990年代である。重い電子系と呼ばれる物質群でドーピングや圧力、磁場で容易に磁気相転移温度を0 K近傍にチューンできることがわかったからである。良い金属である重い電子系の常磁性基底状態は、フェルミ液体となっているが、量子相転移近傍では非フェルミ液体の基底状態を持つことや異方的な超伝導ギャップを持つ新奇な超伝導状態が数多く見いだされたことから磁性と超伝導の織りなす新しい量子相の可能性を求めて多くの研究が行われている。

重い電子系化合物  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  は、 $T_N = 70$  mK に反強磁性相転移があると考えられている。この反強磁性は磁場によって容易に抑制され、 $T_N = 0$  K となる臨界磁場  $H_{cr}$  で量子相転移が現れる。正方対称の結晶構造を反映して  $H_{cr}$  は異方的であり、 $a$  軸方向に磁場をかけた場合は  $H_{cr} = 0.06$  T、 $c$  軸方向では  $H_{cr} = 0.66$  T である。これは、磁場に対する特性温度が10倍の異方性を持っていることを示している。<sup>2)</sup>しかし、そもそも  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の反強磁性秩序自体が中性子散乱などでは明確に同定されていないため、量子相転移の起源が不明確な状況が現在まで続いている。

そこで本研究では、 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の量子相転移の特徴を明らかにするために  $^{29}\text{Si}$  核の核磁気共鳴 (NMR) のスピン-格子緩和時間から動的磁化率すなわち磁気揺らぎの強さの磁場・温度依存を測定した。NMR法は低エネルギー磁気励起を高精度で測定できるプローブである。その結果、量子相転移近傍で局所的な非フェルミ液体電子と遍歴的なフェルミ液体電子の共存状態である“まだらな電子状態”が初めて観測された。<sup>3)</sup>これは、 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  に提案されていた局所量子相転移モデル<sup>4)</sup>や従来、Ce, U系に適用されたSDW量子相転移モデル<sup>5)</sup>だけでは説明できない新しい状態であ

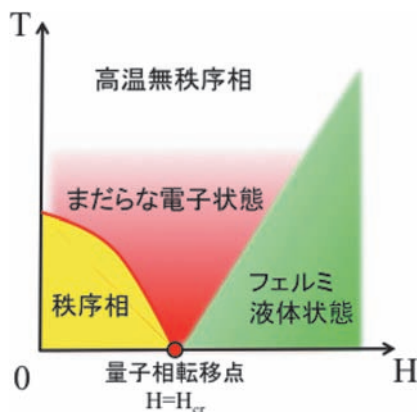


図1 今回の結果から得られた  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の相図。臨界磁場  $H_{cr}$  で  $T_N = 0$  K となり量子相転移点となる。その近傍では、フェルミ液体と非フェルミ液体の共存する“まだらな電子状態”が現れ、磁場を  $H_{cr}$  に近づけるにつれて非フェルミ液体が支配的になる。

る。図1に今回の研究で得られた  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の相図を要約して図示する。磁場誘起量子相転移点近傍で、まだらな電子状態が顕著になっていることがポイントである。以下、図1がいかにか得られたかを説明していく。

## 2. スピン-格子緩和時間 $T_1$ と核磁気緩和曲線

核スピン系に磁場をかけると Zeeman 分裂したエネルギー準位が現れる。磁性体における NMR 法の核スピン-格子緩和は、この準位間で励起された核スピンの磁気揺らぎを介して電子系にエネルギーを散逸させていく過程である。従って、電子系の動的帯磁率を反映する。 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の  $^{29}\text{Si}$ -NMR では、磁性イオンである Yb サイトの  $4f$  電子磁気揺らぎを見ていることになる。正方晶  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  に磁場を  $c$  軸方向にかけた場合、スピン-格子緩和時間  $T_1$  は磁場方向に垂直な  $a$  軸方向の動的磁気帯磁率  $\text{Im} \chi_a(q, \omega)$  で表される。

$$1/(T_1 T)_{H \parallel c} = 2\gamma_n^2 \sum_q A_a^2(q) \text{Im} \chi_a(q, \omega_n) / \omega_n, \quad (1)$$

ここで  $\gamma_n$  は核磁気回転比、 $A_a(q)$  は超微細結合定数、 $\omega_n/2\pi = \gamma_n H/2\pi$  は NMR 測定周波数である。

$^{29}\text{Si}$  の核スピン  $I$  は  $1/2$  なので、磁場下では Zeeman 分裂した2準位が現れる。従って、均一状態系の核磁気モーメント  $M$  を励起すると、その時間変化  $M(t)$  は、単一の指数関数で表される緩和関数  $M(t)/M(\infty)$  で熱平衡状態に戻っていく。

$$\frac{M(t)}{M(\infty)} = 1 - \exp(-t/T_1). \quad (2)$$

ここで  $M(\infty)$  は、熱平衡状態での核磁気モーメントである。一方、長いスピン-格子緩和時間  $T_{1L}$  と短い  $T_{1S}$  を持つ2つの状態 L (Long), S (Short) が共存している二状態共存系では、

$$\frac{M(t)}{M(\infty)} = \frac{M_L(\infty)}{M(\infty)} [R \{1 - \exp(-t/T_{1S})\} + 1 - \exp(-t/T_{1L})], \quad (3)$$

$$M(\infty) = M_L(\infty) + M_S(\infty),$$

$$R = M_S(\infty) / M_L(\infty),$$

と表せる。ここで  $M_L(\infty)$ ,  $M_S(\infty)$  は、状態 L, S の熱平衡状態での核磁気モーメントである。従って、その比  $R$  は、状態 L, S の状態である Si サイト数の比、すなわち状態 L と状態 S の占める領域の比である。 $M_L(\infty) = 0$  または  $M_S(\infty) = 0$  とすると式(3)は式(2)に帰着する。式(2), (3)より、緩和曲線  $1 - [M(t)/M(\infty)]$  の片対数プロットは、均一状態系の場合では直線、二状態共存系の場合は曲線になることがわかる。式(3)は、二状態共存系に対して一般的に成立するが、今回の場合、観測された2つの L, S 状態は、それぞれフェルミ液体状態 (FL) と非フェルミ液体状態 (NFL)、つまり長い  $T_1$  の L 状態 = FL 状態、短い  $T_1$  の S 状態 = NFL 状態であることが以下で明らかになる。

図2に磁場を  $c$  軸にかけた場合の  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の核磁気緩和



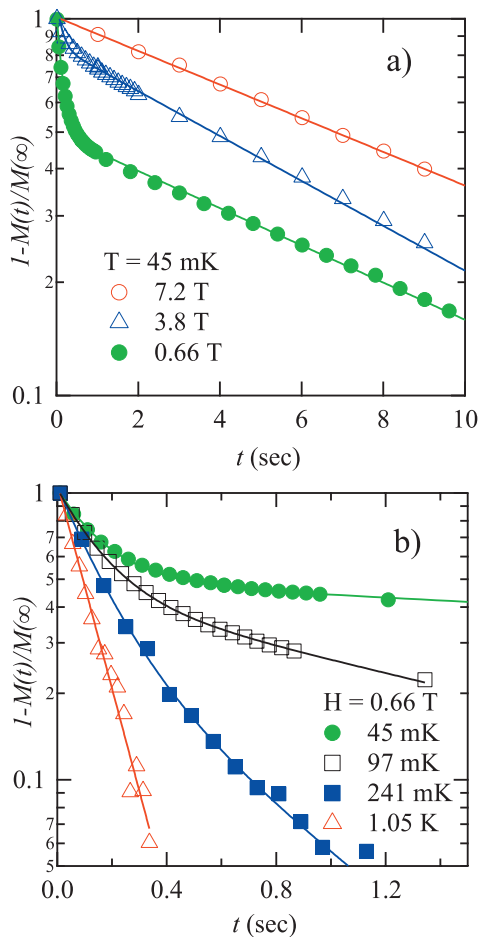


図2 核磁気モーメントの緩和曲線 ( $H\parallel c$ )。a) 最低温度45 mKでの磁場変化。高磁場では均一状態系に対応する直線(式(2))だが、低磁場になるにつれて二状態共存系に対応する曲線(式(3))になっていく。b) 臨界磁場0.66 Tでの温度変化。高温では均一状態系に対応するが、低温になるにつれて二状態共存系になっていく。ここでa)の均一状態はFL均一状態、b)の均一状態はNFL均一状態である。

曲線を示す。最低温度45 mKでは、高磁場では均一状態系 (FL 状態) を示す直線だが、磁場を下げていくと二状態共存系になっていくことがわかる。また、一定の磁場下 (ここでは臨界磁場  $H_{cr}=0.66$  T) で温度を変えた場合、高温では均一状態系 (NFL 状態) を示す直線だが、温度を下げていくとやはり二状態共存系になっていることがわかる。これらの緩和曲線を式(2)、(3)を用いてフィットすることにより、 $T_{1FL}$ 、 $T_{1NFL}$  および  $R$  の磁場・温度依存を導出した。

図3に  $1/T_{1FL,NFL}T$  の磁場・温度依存を示す。式(1)より、 $1/T_{1FL,NFL}T$  は、それぞれ状態 FL, NFL の動的帯磁率に比例している。高温では系は均一状態系であるが、1 K 以下では顕著に二状態共存系になっている。ここで特徴的なのは、ある温度で磁場を変えても  $T_{1FL}$  と  $T_{1NFL}$  の値は、変わらないことである。これは、状態 FL, NFL の電子状態自体は、磁場依存がないことを意味する。ここで、 $T_{1FL}$  にはいわゆる Korringa 則  $1/T_{1FL}T \sim \text{const}$  が成り立つので、FL 状態は遍歴的フェルミ液体状態と考えられる。一方、 $T_{1NFL}$  は、局在電子的な挙動  $T_{1NFL} \sim \text{const}$  すなわち  $1/T_{1NFL}T \sim 1/T$  を示すため、NFL 状態は局在的非フェルミ液体状態と考えられる。

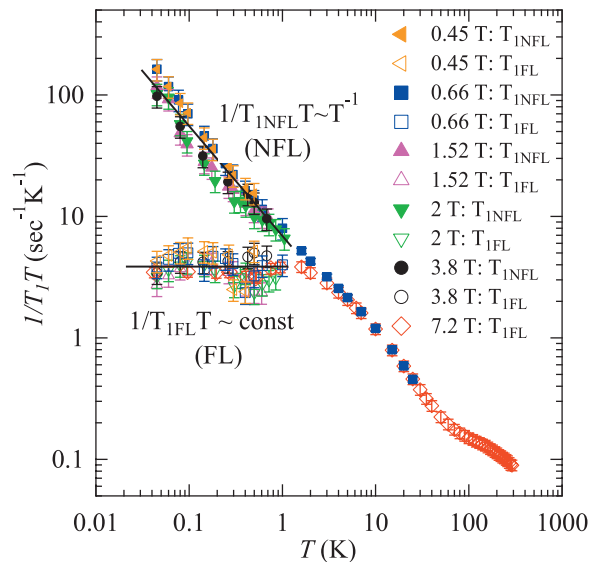


図3 異なった磁場下での  $1/T_1T$  温度依存 ( $H\parallel c$ )。高温では系は均一で、かつ  $T_1$  は磁場に依存しない。1 K 以下でフェルミ液体 (FL) と非フェルミ液体 (NFL) の共存状態が現れる。フェルミ液体、非フェルミ液体それぞれに特徴的な温度依存  $1/T_{1FL}T \sim \text{const}$ 、 $1/T_{1NFL}T \sim 1/T$  が観測された。しかし  $T_{1FL}$ 、 $T_{1NFL}$  それぞれの値は、磁場にほとんど依存しない。

### 3. フェルミ液体と非フェルミ液体の状態占有比とスケール則

磁場依存のない  $T_{1FL}$ 、 $T_{1NFL}$  の値に対して、2つの状態の占める領域比  $R$  には磁場依存がある。図4に  $R$  の磁場・温度依存を示す。高磁場では、低温でフェルミ液体状態が支配的であるが、臨界磁場に近づくと低温まで非フェルミ液体状態が支配的になることがわかる。この結果は、以前報告された相図<sup>2)</sup>と定性的に一致している。ただし、本実験では臨界磁場でも  $R$  は1.5程度にとどまり、基底状態近傍でフェルミ液体状態がかなり残っているようにみえる。これは、Siサイトの対称性から主に強磁性的な揺らぎが  $T_1$  を決定していることに起因していると考えられるのだが、詳細は原論文<sup>3)</sup>を参照されたい。

$\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  の結晶学的 Si サイトは、1種類しかない。従って高温では均一の状態にあった Si サイトが、フェルミ液体状態と非フェルミ液体状態の領域にあるサイトに分布したと考えるのが自然である。ヒステリシスは見られず、実験的には相転移ではなく均一状態系から二状態共存系にクロスオーバーしているように見えている。それではフェルミ液体状態と非フェルミ液体状態領域はどのように共存しているのだろうか？ 残念ながら、NMR は局所的測定のため、これらの状態の領域の空間的大きさを決めることはできない。時間的には、少なくとも  $T_1 \sim 10$  sec 値以上の存在時間があるので、ほとんど静的に安定といってよい。その様子を模式的に図5に示している。

系を特徴づける励起エネルギースケールは、フェルミ液体状態では、磁気揺らぎエネルギー  $\Gamma$  が

$$1/(T_{1FL}T)_{H\parallel c} \sim 2\pi\gamma_n^2 A_d^2(0)\chi_a/\Gamma \quad (4)$$

の関係から求まる。また局在電子系では、

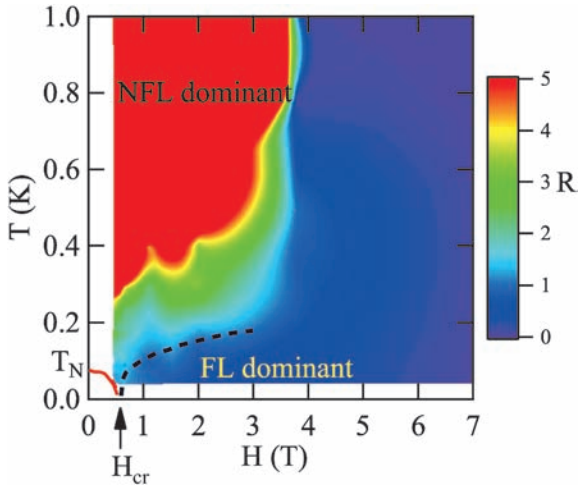


図4  $R$ の磁場・温度に対する等高分布プロット。臨界磁場  $H_{cr}=0.66$  T付近では、低温まで非フェルミ液体が支配的である。実線と点線は、比熱等<sup>2)</sup>で決定したそれぞれ  $T_N$ の磁場依存、フェルミ液体状態へのクロスオーバーを表している。

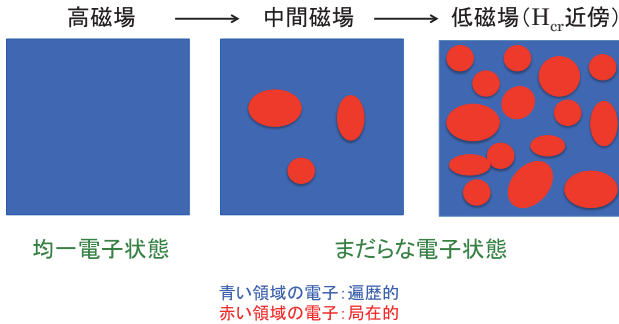


図5 低温電子状態の磁場依存の実空間模式図。高磁場下では均一な遍歴的フェルミ液体状態(青い領域)であるが、磁場を下げるにつれて局在的非フェルミ電子状態(赤い領域)が現れ、低磁場の  $H_{cr}$  近傍では支配的になる。ただし赤や青の領域の大きさや分布の仕方は、NMRでは決定できないので、ここでは恣意的である。一方、赤と青の領域の体積比が  $R$  である。

$$1/T_{INFL} \sim \frac{1}{3} (2\pi)^{0.5} A_a(0)^2 / (\hbar J_{ex}) \quad (5)$$

から局在モーメント間の交換エネルギー  $J_{ex}$  が見積もれる。興味深いのは、 $\Gamma$  も  $J_{ex}$  も 3~4 K と同様の励起エネルギースケールを持っていることである。これは、フェルミ液体状態と非フェルミ液体状態が縮退していることを示しており、 $T \ll \Gamma \approx J_{ex}$  の温度領域で共存することと合致する。また有効電子質量  $m^* \propto 1/\Gamma$  であるため、小さい  $\Gamma$  値はフェルミ液体状態が重い電子状態であることを示している。従って、この共存状態は“Kondo-break down”シナリオ<sup>4)</sup>で提唱された、 $c$ - $f$ 混成が切れて現れる局在  $f$  スピンと軽い伝導電子の二状態共存系ではないことを示している。実際、高磁場下 (~7 T) での Sommerfeld 比熱定数  $\gamma$  は  $\sim 0.3$  J/mol K<sup>2</sup> と大きく、重い遍歴電子状態であることを示している。<sup>6)</sup> 磁場を  $a$  軸方向にかけた場合も同様な二状態共存系が現れるが、その磁場・温度領域は、 $c$  軸方向にかけた場合に比べてより低温・低磁場領域に制限される。これは以下に示すように特徴的なエネルギースケールが磁場を  $a$  軸にかけた場合のほうが小さいからである。<sup>7,8)</sup>

従来の磁場誘起量子相転移点では、二状態共存系は現れ

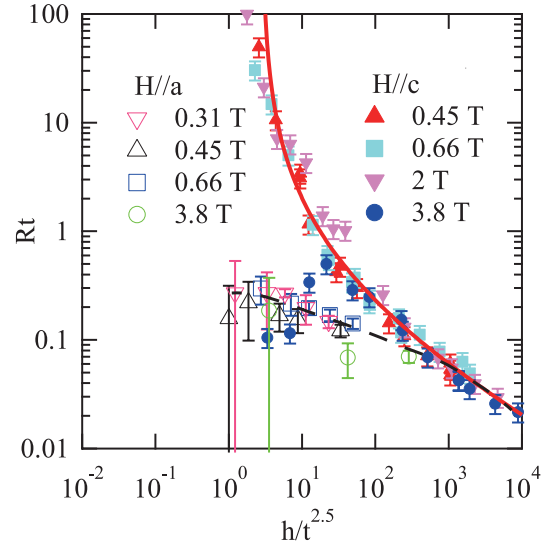


図6  $R$ に対するスケーリングプロット。赤実線は2流体モデルに基づき計算した  $\Phi_c(x) = 0.73x^{-0.4} \{2(1 - 1.55x^{-0.4})^{-1.5} - 1\}$ , ここで  $x = h/t^{2.5}$ 。黒点線は  $\Phi_a$  を近似的に表している。低温 ( $h/t^{2.5} > 10^2$ ) で  $\Phi_a$  と  $\Phi_c$  は一致していく。

ず、均一状態系の  $1/T_1 T$  に磁場依存があり、臨界磁場に近づくにつれて図3のFLからNFLへと  $1/T_1 T$  の挙動が移り変わっていることが観測される。<sup>9)</sup> いわば、今回の観測した  $1/T_1 T$  の  $R$  平均:  $(1+R)^{-1} [(T_{iFL} T)^{-1} + R(T_{iNFL} T)^{-1}]$  が見えていることに対応している。このように、従来の事象と今回の事象は、同じ物理の両側面を見ているのなら興味深い。

共存状態の起源を解明する足がかりとして、図6に示すように  $R$  は低温・低磁場で以下の特徴的スケーリング則を満たすことがわかっている。

$$\begin{aligned} Rt &\equiv \Phi_i(h/t^{2.5}), \\ t &\equiv T/T_i^\dagger, \\ h &\equiv H/H_i^\dagger. \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $\Phi_i$ ,  $T_i^\dagger$ ,  $H_i^\dagger$  は、磁場を  $i$  方向 ( $i: a, c$  軸) にかけたときのスケーリング関数、特性温度、特性磁場である。 $T_c^\dagger/T_a^\dagger \sim 10$ ,  $H_c^\dagger/H_a^\dagger \sim 10$  と仮定すると、 $\Phi_a$  と  $\Phi_c$  は低温 ( $h/t^{2.5} > 10^2$ ) で一致する。この10倍の異方性は、いままで得られてきた系の異方性と一致する。また高温でスケーリング関数が分離することは、異方的なクロスオーバーが起きていることを示唆する。

现阶段では、このスケーリング則の物理的起源は明らかではない。しかし、主にCe, U系の重い電子系の挙動を現象論的に説明するために提案されていた2流体(two-fluids)モデル<sup>10)</sup>で  $R$  の温度依存を近似的に表すことがわかっている。この2流体モデルは、高温の局在電子が、低温で有効質量の大きいつまり重い遍歴電子(フェルミ液体状態)にクロスオーバーしていく過程を記述したものである。このモデルで  $R$  は、

$$R = R_H(T) \equiv f_{FL}(0)^{-1} (1 - T/T^*)^{-1.5} - 1 \quad (7)$$

と表せる。ここで  $f_{FL}(0)$  は0 Kでのフェルミ液体状態の占有比率、 $T^*$  は有効フェルミ縮退温度である。この形式は

明らかに観測されたスケール則を満たしていないので、 $T^*$ と $T_i^+$ の関係は明らかではない。しかし、観測した磁場領域で $T^* \approx 0.64H^{0.4}$ 、 $f_{FL}(0) \approx 0.59H^{0.19}$ と仮定すると( $T^*$ 、 $H$ は、それぞれ Kelvin, Tesla 単位)、近似的に観測された $\Phi_c$ を広い温度・磁場領域で再現できる。 $\Phi_a$ の高温部はクロスオーバーの影響で2流体モデルでは説明できない。この最初の関係から導かれる重い電子の有効質量 $m^*$ の磁場依存 $m^* \sim 1/T^* \sim H^{-0.4}$ は、多くの重い電子系で確認されており妥当である。また $f_{FL}(0)$ の磁場依存は、フェルミ液体状態の比率が低磁場で小さくなることに対応している。従って、少なくとも現象論的には、Ce, U系に加えて、この2流体モデルで $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ の共存状態を記述できるようにみえる。

Ce, U系の2流体状態の場合、局在電子と遍歴電子は微視的に混じり合い、お互いに短い時間スケールで交互に状態が入れ替わっている、つまり共鳴していると考えられ、2つの状態は独立に観測されたことはなかった。一方、 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ では局在電子と遍歴電子は長い時間で安定であるように見える。共存状態の物理的モデルは、未だにあきらかではない。共存状態を説明できるしっかりとした微視的モデルの構築が待たれる。2流体モデルはSDW量子相転移点を内包するが、微視的な基礎を持たない現象論にすぎない。また、局所量子相転移モデル<sup>4)</sup>では、局所的な電子の局在化に伴う局在電子と軽い伝導電子の共存状態(Kondo-break down シナリオ)が示唆されている。しかし具体的な描像は得られていないし、今回、観測されたのは局在電子と重い遍歴電子の共存状態である。一方、強結合量子臨界モデル<sup>11)</sup>は高磁場下でも残る重い遍歴電子は説明できるが、共存状態を説明できるかどうかは不明である。

#### 4. 展望：価数揺動と量子相転移

一見、異なった状況に見えるCe, U系と今回のYb系のケースは、単に時間スケールの違いによるものなのだろうか？ また、この違いはどこから来るのだろうか？ 現在までのところ、これらの疑問は未解決であるが、以下に述べるように価数揺動の問題と関連している可能性がある。

Yb化合物は、 $\text{Yb}_4\text{As}_3$ や $\text{YbInCu}_4$ のようにYb価数分離や価数転移を示す系も多く、価数不安定点に近い状態と考えられる。局在電子状態では $\text{Yb}^{3+}$ の価数をとるが、遍歴状態では、 $\text{Yb}^{(3-\delta)+}$ の中間価数になり $f$ 電子が遍歴するようになる。 $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$ の場合、この2つの異なった価数状態は、高温で非常に速く交換して均一の価数状態に見えるが、量子相転移点近傍ではcritical slowing downにより2つの異なった価数状態が共存しているように見える可能性がある。

今後の実験の課題として、まず重要なことは秩序状態の同定であろう。70 mKで反強磁性秩序転移があると考えられているが、中性子散乱<sup>12)</sup>やYb核メスバウアー分光<sup>13)</sup>などでは未だに確認されていない。これは秩序モーメントが小さいため(0.05  $\mu_B$  以下)ではないかと推測されている。また $\mu\text{SR}$ では、70 mK以下で緩和率の増大が観測されてい

るが、その緩和曲線の振る舞いは通常の静的磁気秩序では説明できない。<sup>14)</sup> 従って、秩序変数が単純な反強磁性秩序であるかは明らかではない。本研究で示唆されたように、価数転移も関係した秩序の可能性がある。<sup>15)</sup> そもそも $f$ 電子系の重い電子状態は、遍歴的な価数揺動系と局在磁気モーメント格子系の狭間に現れる多体状態として認識されてきた。本研究は、その量子相転移では価数と磁性の不安定性が同時に現れる可能性を示唆している。実際、拡張周期アンダーソンモデルに対する微視的計算により、 $c$ - $f$ 混成強度が弱い場合には磁気相転移点と価数クロスオーバー(あるいは価数相転移)点が一致することが示唆されている。<sup>15,16)</sup>

最近、 $d$ 電子系高温超伝導体でも、量子相転移近傍で磁場誘起電荷秩序状態が見つかり、<sup>17)</sup> 磁気的自由度に加えて価数(電荷)自由度の重要性も指摘されている。実際、本研究は、磁場に敏感な価数不安定を示唆している。今後、強相関電子系の量子相転移を価数(電荷)と磁性の観点からより統一的に理解する視点が見えてくれば大変面白いと思う。

本研究で用いた高品質の単結晶の育成および評価は、CEA-Grenoble 研の G. Lapertot, G. Knebel 氏および原子力機構(現首都大東京)の松田達磨氏によって行われた。また CEA-Grenoble 研の J. Flouquet 氏、Michigan 大の R. E. Walstedt 氏には多くの議論をしていただいた。これら共同研究者の方々に紙面を借りて深く感謝する。

#### 参考文献

- 1) J. Herz: Phys. Rev. B **14** (1967) 1165.
- 2) P. Gegenwart, *et al.*: Nat. Phys. **4** (2008) 186.
- 3) S. Kambe, *et al.*: Nat. Phys. **10** (2014) 840.
- 4) Q. Si, *et al.*: Nature (London) **413** (2001) 804.
- 5) T. Moriya, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 960.
- 6) Y. Tokiwa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 226402.
- 7) S. Kambe, *et al.*: Phys. Rev. B **91** (2015) 161110(R).
- 8) K. Ishida, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 107202.
- 9) H. Sakai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 137001.
- 10) Y.-F. Yang, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 096404.
- 11) E. Abrahams, *et al.*: Phys. Rev. B **90** (2014) 045105.
- 12) C. Stock, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 127201.
- 13) G. Knebel, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 114709.
- 14) K. Ishida, *et al.*: Phys. Rev. B **68** (2003) 184401.
- 15) S. Watanabe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 186403.
- 16) S. Watanabe, *et al.*: J. Phys. Condens. Matter **24** (2012) 294208.
- 17) T. Wu, *et al.*: Nature (London) **477** (2011) 191.

(2015年4月16日原稿受付)

#### Mottled Electronic State Near a Quantum Critical Phase Transition

Shinsaku Kambe, Hironori Sakai and Yo Tokunaga

abstract: By means of nuclear magnetic resonance (NMR) spin-lattice relaxation time measurements on a single crystal  $\text{YbRh}_2\text{Si}_2$  sample, it is revealed that the coexisting Fermi and non-Fermi states appears near the quantum critical phase transition. Such a mottled state has remained hidden in Ce and U heavy fermion compounds, owing presumably to short lifetimes for the two states. Valence and magnetic instabilities are considered to occur at the same time around the quantum critical phase transition.

## 奇周波数超伝導—同時刻で消える奇妙なペア—

星野晋太郎 〈東京大学大学院総合文化研究科〉

楠瀬博明 〈明治大学理工学部〉

低温で電気抵抗が突如として消失する超伝導現象は、その発見から今日に至るまで多くの人々の心を惹きつけている。この現象の本質は1957年に提出されたBardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) の理論によって説明され、物理学全体に影響を与える重要な概念となっている。例えば、2012年から翌年にかけて標準理論の最後のピース、ヒッグス粒子が発見されたことは記憶に新しいが、その着想にBCS理論が多大な影響を与えたことをご存じの方も多いただろう。超伝導の研究分野では、ヒッグス場の役割を果たす電子ペア凝縮体の多様性が大きな興味の1つであり、その中でもひときわ風変わりな超伝導状態が本稿の主題である。

超伝導は、格子振動などによって媒介される引力によって結びつけられた電子のペア(クーパー対)が位相をそろえて量子凝縮した状態と考えられている。ヒッグス粒子のスピンはゼロと同定されたようだが、BCS理論で想定されたクーパー対も等方的な(*s*波)スピンゼロ(1重項)状態である。この状態は元素で言えば軌道やスピンなどの自由度をもたない希ガス(閉殻構造)にあたる。周期表には内部自由度をもつ遷移元素や希土類元素もあり、多彩な物性の源になっている。

局所的に強い斥力が働く系では、粒子はお互いに避け合って空間的に離れたクーパー対ができやすく、その波動関数は2つの粒子の相対座標の原点に節をもつ(異方的超伝導)。実際、銅酸化物高温超伝導体や液体<sup>3</sup>Heでは*d*波1重項や*p*波3重項のペアが実現していると考えられている。では、空間的にではなく時間的に避け合ったペアは可能だろうか? このような新しいペアは1974年に液体<sup>3</sup>Heを対象として

Berezinskiiによって提案された。そのペア波動関数は時間方向に節をもつ奇関数であり、そのフーリエ変換は奇周波数成分によって特徴づけられるため、奇周波数超伝導と呼ばれている。ペアの結びつきが時間とともに振動し、同時刻では消えてしまうという奇妙な状態である。

奇周波数超伝導という物質の新しい量子状態には様々な驚きが潜んでいると思われる。これまでに理論・実験両方の観点から議論されている。しかしながら、この時間方向に「異方的」なペアに対して従来の超伝導理論の処方箋を適用すると、熱力学的に不安定で、かつ従来とは逆符号の電磁応答を示すなどの非物理的な解が得られることが指摘され、研究者を悩ませてきた。

本稿では超伝導体に対して通常仮定される2つの条件を個別に見直すことにより、熱力学的不安定性の問題が解決されることを示す。第一に見直す点は、ペアを特徴づけるギャップ関数に対して暗に仮定されている「エルミート性」である。これにより、奇周波数超伝導は熱力学的に安定な状態となり、正しい電磁応答係数を得ることがができる。また第二の解決策は、「エルミート性」の仮定はそのままに、クーパー対の重心運動量がゼロという通常用いられる条件を見直すことである。実際に、局所電子相関を厳密に取り扱う手法を用いて重い電子系のモデルを解析することで、有限の重心運動量をもつ奇周波数クーパー対が安定に存在することが示される。

このように最近の研究の進展によって、奇周波数超伝導の本質的な理解を妨げていた問題点が解決されるとともに、その特異な物性が具体的なモデル計算により明らかになりつつある。

## —Keywords—

**BCS理論:**

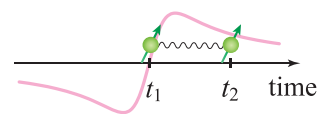
超伝導の基礎理論。1957年に初めて微視的な理論を提出したBardeen, Cooper, Schriefferの三人の頭文字をとってBCS理論と呼ばれる。電子間に有効的な引力が働くとき、電子対(クーパー対)が形成される。クーパー対が凝縮することで超伝導が生じることを、多体変分波動関数を用いて鮮やかに示した。

**ギャップ関数:**

クーパー対の凝縮は、対演算子の期待値(ギャップ関数)によって特徴づけられる。ギャップ関数の方位依存性に着目することで、超伝導状態を*s*波、*p*波、*d*波、…などに分類できる。通常、有効的な引力が等方的であるため*s*波超伝導が実現される。しかし、銅酸化物高温超伝導体といった強く相互作用する粒子系では、異方的なクーパー対凝縮が生じる。

**超伝導体の電磁応答:**

超伝導体に外部から静磁場を加えたとき、超伝導体の表面で誘導電流が生じて外部磁場を打ち消し、超伝導体内部の磁場をゼロにする。この電磁応答をマイスナー効果と呼ぶ。超伝導状態が巨視的なコヒーレンスを獲得したことを示す重要な特性の一つである。



奇の時間依存性をもつクーパー対の概念図。

本記事の長さは通常の最近の研究記事の規程を超過しておりますが、編集委員会の判断によりそのまま掲載しています。

## 1. 奇周波数超伝導とは？

Berezinskii の提案<sup>1)</sup>以来、様々な系で奇周波数超伝導の実現性が理論的に議論されてきた。例えば、銅酸化物高温超伝導体の発見に触発された Balatsky-Abrahams<sup>2)</sup> や Emery-Kivelson<sup>3,4)</sup> の理論、フラストレートした強相関金属<sup>5,6)</sup>、重い電子系<sup>7-11)</sup> やその量子臨界点近傍の超伝導状態<sup>12-14)</sup>、擬一次元有機化合物系<sup>15-18)</sup>などが挙げられる。一方で、接合界面における奇周波数ペアの研究も活発に行われている<sup>19,20)</sup>。これについては既に優れた総説<sup>21,22)</sup>があるので、そちらを参照していただきたい。本稿ではバルク系の奇周波数超伝導に話を限り、以下にその特徴を見ていくことにする。

まず、従来の超伝導の復習から始めよう。超伝導状態を特徴づける物理量(秩序変数)は電子ペアの振幅  $F_{12} = \langle \psi_1 \psi_2 \rangle$  であり、超伝導相でのみ有限の値をとる。ここで、 $\psi_i$  は自由度  $i$  ( $=1, 2$ ) の電子を消滅させる演算子である。自由度 1 や 2 は時空の座標やスピンなどをまとめて表すものとする。ペア振幅は磁気秩序の場合の自発磁化に相当する量である。

例として、BCS 理論で扱われているペアについて考えてみよう。この場合、フォノンを介した有効的な電子間引力によって形成されるペアの振幅は次のように与えられる。

$$F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) = \langle \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}_1) \psi_{\downarrow}(\mathbf{r}_2) \rangle, \quad \mathbf{r} \equiv \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad (1)$$

仮に、局所的な強い引力が働くとする、 $F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{r}) \propto \delta(\mathbf{r})$  のように局所的なペアを表す関数になる。実際には、フェルミ準位付近の電子だけがペア形成に参加するため、その運動エネルギーによって、ある程度の空間的な広がりをもつペアとなる。式(1)では逆向きのスピンをもつ電子がペアを形成していて、合成スピン  $S$  がゼロの 1 重項状態になっている。

ところが、強相関系と呼ばれる物質群では粒子間に強い斥力が働くため、上で見たような同位置に有限の振幅をもつペアはエネルギー的に不利である。しかしこのような場合でも、斥力を避けつつ有効的な引力を活かすようなクーパー対を作ることが可能である。つまり  $F_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{0}) = 0$  を満たすような異方的な空間構造をもつペアを考えればよい。これを異方的クーパー対といい、原子内の電子の波動関数と同様に  $s$  波、 $p$  波、 $d$  波、... と分類される。

一般に、2つの同種フェルミオンからなるペア振幅は、パウリ原理により粒子の入れ替えに対して反対称な関数でなければならない。つまり  $F_{12} = -F_{21}$  を満たす必要がある。式(1)で記述されるペアの場合には、空間座標の入れ替えに関して対称(偶パリティ)、スピン座標について反対称(奇)であり、全体として反対称になっている。一方、空間部分が反対称な奇パリティ・ペアの場合、スピン部分是对称(偶)でなければならない。つまり、合成スピン  $S=1$  の 3 重項状態である。物質の結晶構造に空間反転対称性がある場合は、このように空間部分のパリティによってペア

を分類することができる。

以上の議論から、スピンと空間の両方について対称な、もしくは両方について反対称なペアは許されない。ところが、クーパー対に時間差の概念を導入すると、パウリ原理の下でもこのようなペアが許されるようになる。例えば、次のようなペアが可能である。

$$F_{\uparrow\uparrow}(t) = \langle \mathcal{T} \psi_{\uparrow}(t_1) \psi_{\uparrow}(t_2) \rangle, \quad t \equiv t_1 - t_2 \quad (2)$$

演算子  $\mathcal{T}$  は、フェルミオンの反交換性からくる負符号を考慮して時刻  $t_i$  の新しいものから古いものの順に演算子  $\psi(t_i)$  を並べる時間順序積を表す。ここでは簡単のために、空間的に等方的な  $s$  波のペアを仮定し変数  $\mathbf{r}$  は省略した。式(2)は空間とスピンの入れ替えに対して対称であるが、ペア振幅が相対時間  $t$  について奇関数ならば、パウリ原理に抵触せず有限になり得る。このようなペアをもつ状態が Berezinskii の提案した奇周波数超伝導である。奇周波数ペアの振幅は同時刻  $t=0$  で消失しており、強い斥力を時間的に避けていることが分かる。一方、従来の超伝導ペアは偶関数の時間依存性をもつものに限定されており、奇周波数と区別して偶周波数超伝導と呼ばれる。図 1(c), (d) にペア振幅の時間依存性の違いを示した。

式(2)では、最も単純な奇周波数ペアを考えただけだが、パウリ原理に抵触しない限り、その他の組み合わせの奇周波数ペアも可能である。例えば、Balatsky-Abrahams はスピンゼロの  $p$  波状態を提案した<sup>2)</sup>。空間、スピン、時間の偶奇性の可能な組み合わせを表 1 にまとめておく。

時間に依存する奇周波数ペアは、通常秩序変数のように静的な描像で表すことも可能である。ペア振幅の同時刻成分がゼロなので、代わりに微係数に注目してペアを特徴づければよい。すなわち、ペア振幅を時間に関して

$$F_{\uparrow\uparrow}(t) = \mathcal{O}_0 + \mathcal{O}_1 t + \mathcal{O}_2 t^2 + \dots \quad (3)$$

のように展開し、1 次項の係数  $\mathcal{O}_1$  に着目するのである。このような見方は Emery-Kivelson<sup>3)</sup> によって示され、そ

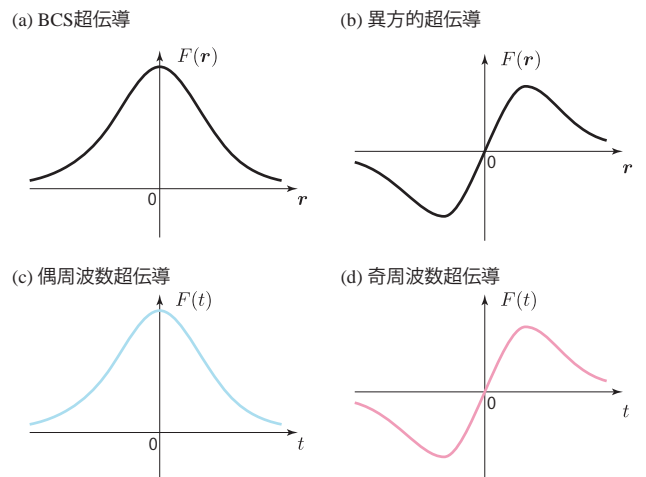


図1 ペア振幅の時間・空間依存性の模式図。

表1 クーパー対の分類表. 偶(奇)は2つの指標の入れ替えに対して偶(奇)であることを表す. パウリ原理から, これらの積は奇でなければならない. 「 $\sigma$ -多軌道」については4節で議論される.

ペアの略称	時間	空間	スピン
e-E0	偶 (e)	偶 (E)	奇 (S=0)
e-O1	偶 (e)	奇 (O)	偶 (S=1)
o-E1	奇 (o)	偶 (E)	偶 (S=1)
o-O0	奇 (o)	奇 (O)	奇 (S=0)
$\sigma$ -多軌道	奇 (o)	空間 $\otimes$ スピン $\otimes$ 軌道=偶	

れが多体の物理量に対応することが Balatsky-Bonca<sup>23)</sup> や Schrieffer,<sup>24)</sup> Abrahams ら<sup>25)</sup> によって指摘された. ペア振幅の時間に関する1次の微係数 $\mathcal{O}_1$ は複合体ペア振幅 (composite pair amplitude) と呼ばれ, 奇周波数ペアを特徴づける静的な物理量とみなせる. この点は, 4節で具体例を交えて紹介する.

上で述べたような奇周波数超伝導は, どのような状況で実現しやすいだろうか? 素朴に考えると, 奇周波数ペアの凝縮エネルギー利得が有効的に大きくなるのは, 電子間相互作用に強い時間依存性(遅延効果)があるときである. つまり, 奇周波数ペアにとって有利な状況は, 引力を媒介する(常磁性)マグノンなどの揺らぎが十分低エネルギーに密集したスペクトルをもっているような場合だろう. 実際に研究の初期から, その条件を満たす局在スピンと伝導電子が相互作用する系において奇周波数超伝導の可能性が議論されてきた.<sup>4,7,8)</sup> 特に, マグノンスペクトル強度がゼロエネルギー付近に密集する磁気量子臨界点近傍での実現可能性が, CeRhIn<sub>5</sub>で見られる奇妙な超伝導相<sup>26)</sup> と関連づけて詳しく検討されている.<sup>12)</sup>

奇周波数ペア振幅は振動数に関して奇関数であるため,  $\omega=0$ に節をもつ. そのため, 偶周波数ペアに比べて励起エネルギーの小さい電子ペアの凝縮エネルギー利得が小さくなり, 通常の偶周波数ペアに打ち勝って奇周波数ペアを安定化するのは難しい. そこで, 通常のペアが不利な状況を作ることで, 相対的に奇周波数超伝導を有利にすることができる. このような観点から, 偶周波数ペアが不利になるようなフェルミ面をもつ幾何学的フラストレーションのある系や擬一次元系における奇周波数ペアが提案されている.<sup>5,6,15-18)</sup>

## 2. 奇周波数超伝導は不安定な状態か?

前節で見たように, 奇周波数ペアは粒子間に働く斥力を効果的に避けるために時間方向に節をもつものであった. 従来の超伝導研究においても, 引力相互作用の大きい強結合領域ではペア振幅の周波数依存性が重要となり, (偶の)相対時間依存性をもつペアが考えられてきた.<sup>27)</sup> ところが, 従来の超伝導理論の処方箋を奇周波数超伝導に対して素朴に適用すると, 熱力学的に不安定な解が得られるため,<sup>28)</sup> 研究者を大いに悩ませてきたのである. まずは何が問題なのかについて, その概略を紹介した後, 非物理的な解がい

かにして回避されるかを説明しよう.

通常, 超伝導の理論では粒子数を保存しない特殊な平均場近似を用いる. クーパー対の空間的サイズが十分大きいためにペア同士の重なりが大きく, 揺らぎが抑えられて平均場近似が妥当になると考えられているためである. BCS理論では, 引力の大きさを $V(>0)$ として, 平均場(秩序変数)を表すギャップ関数 $\Delta = \sum_{\mathbf{k}} V \langle \psi_{-\mathbf{k}\downarrow} \psi_{\mathbf{k}\uparrow} \rangle$  および $\Delta^+ = \sum_{\mathbf{k}} V \langle \psi_{\mathbf{k}\uparrow} \psi_{-\mathbf{k}\downarrow} \rangle$ を導入する( $\mathbf{k}$ は波数ベクトル). この近似によって相互作用部分は次のように表される.

$$\mathcal{H}_{\text{int}}^{\text{MF}} = -\sum_{\mathbf{k}} \left( \Delta^+ \psi_{-\mathbf{k}\downarrow} \psi_{\mathbf{k}\uparrow} + \Delta \psi_{\mathbf{k}\uparrow} \psi_{-\mathbf{k}\downarrow} \right) \quad (4)$$

ここで, ハミルトニアンのエルミート性から

$$\Delta^+ = \Delta^* \quad (5)$$

の関係がある. また, 自由エネルギー $\Omega$ のギャップ関数に関する展開は $\Omega = \Omega_0 + a(T)\Delta^+ \Delta + \dots$ のように表され, 温度を下げていくと係数 $a(T)$ が転移温度 $T_c$ において正から負に符号を変える. そのため, 式(5)の関係を考慮すると,  $T_c$ 以下で有限の $|\Delta|$ をもつ超伝導状態が自発的に発生して, 系のエネルギーが低下する. 超流動密度も $n_s = \alpha \Delta^+ \Delta + \dots$  ( $\alpha > 0$ )のように $\Delta^+ \Delta$ の組み合わせで表現されるので,  $T_c$ 以下で正の有限値を取る. つまり, 熱力学的安定性と超流動密度が正であることは互いに関連しているのである.

超伝導の重要な性質として, 超伝導体内には磁場が侵入することができないというマイスナー効果がある. この現象を, 光子が「質量」を獲得したと解釈するのが超伝導体における「ヒッグス機構」の肝である. マイスナー効果におけるロンドンの磁場侵入長 $\lambda$ または光子の「質量」 $M$ は, 超流動密度を用いて $M \propto \lambda^{-1} \propto \sqrt{n_s}$ と表される. 超伝導状態の熱力学的な安定性の度合い, つまり固体における「弾性」に対応する性質がマイスナー効果と言えよう.

同様の議論を時間依存性をもつペアに適用してみよう. この場合, ギャップ関数は振動数依存性をもつので, 正確な議論には経路積分法(グリーン関数法)を用いる必要がある.<sup>29-31)</sup> ここでは, 要点を理解するために厳密性には目をつぶって, 上の取り扱いと平行に議論を進めてみよう. 以後, 有限温度の取り扱いに便利な虚時間 $\tau = it$ とそのフーリエ変換であるフェルミ粒子の松原振動数 $\omega_n = (2n+1)\pi T$  ( $n$ は整数)を用いて議論する. 式(2)のペアを導く相互作用の平均場「ハミルトニアン」は, 振動数に依存したギャップ関数を $\Delta(\omega_n) = \sum_{\mathbf{n}} V_{\omega_n, \omega_n} \langle \psi_{-\omega_n \uparrow} \psi_{\omega_n \uparrow} \rangle$ ,  $\Delta^+(\omega_n) = \sum_{\mathbf{n}} V_{\omega_n, \omega_n} \langle \psi_{\omega_n \uparrow}^\dagger \psi_{-\omega_n \uparrow}^\dagger \rangle$ として

$$\mathcal{H}_{\text{int}}^{\text{MF}} = -\sum_{\omega_n} \left( \Delta^+(\omega_n) \psi_{-\omega_n \uparrow} \psi_{\omega_n \uparrow} + \Delta(\omega_n) \psi_{\omega_n \uparrow}^\dagger \psi_{-\omega_n \uparrow}^\dagger \right) \quad (6)$$

のように表される. ここで, エルミート性の要請から得られる関係は

$$\Delta^+(\omega_n) = \Delta(-\omega_n)^* \quad (7)$$

である.\*<sup>1</sup> 偶周波数ペアの場合,  $\Delta(-\omega_n) = \Delta(\omega_n)$ であり,

自由エネルギー $\Omega$ や超流動密度 $n_s$ に現れる $\Delta^+\Delta$ の組み合わせは常に $|\Delta|^2$ となるので、BCS理論の場合と同様に熱力学的に安定な超伝導状態が得られ、正常なマイスナー応答となる。

ところが、奇周波数ペアの場合、 $\Delta(-\omega_n) = -\Delta(\omega_n)$ のように余分の負符号が生じるため、自由エネルギー $\Omega$ の $|\Delta|^2$ 項の係数が $a(T)$ ではなく $-a(T)$ となる。その結果、 $|\Delta|=0$ の解が $T > T_c$ であっても不安定という、非物理的な結果が得られてしまうのである。同時に、 $T < T_c$ の超伝導状態では、 $|\Delta| \neq 0$ の不安定性を反映して非物理的な負の超流動密度となる。通常、超伝導体内における磁場は侵入長 $\lambda$ 程度で指数関数的に減衰するが、奇周波数ペアでは光子が「虚の質量」をもつことを反映して $B \sim e^{-ir/\lambda}$ のように $\lambda$ 程度の周期で振動するという奇妙な結果になってしまう。このような負の電磁応答は、通常の反磁性応答と対比して、常磁性マイスナー効果と呼ばれている。

以上のように、奇周波数超伝導は一見、安定には存在し得ない非現実的な状態のように思える。事実、この「理論的な内部矛盾」を巡ってこれまでに多くの論争が繰り返されてきた。ところが、上記の議論において如何にもと思われる条件を見直すことで、奇周波数超伝導は安定に存在できるのである。その1つは「クーパー対の重心運動量はゼロ」という条件である。これについては4節で述べることにして、次節ではもう1つの条件「エルミート性」について述べよう。

### 3. エルミート性の破れと奇周波数超伝導

通常、確率の保存などを保証するために、時間に依存しないハミルトニアンのエルミート性は常に満たされるべき条件と考えられている。<sup>32)</sup>ところが奇周波数ペアは秩序変数がペアの相対時間に依存するという点が本質的であり、そのペア振幅は同時刻で振幅をもたないので、「エルミート性」の条件(7)は不可欠な条件ではないと考えられる。むしろ、自発的な対称性の破れは自由エネルギーを下げるように起こるものであり、そうなるように秩序変数 $\Delta(\omega_n)$ や $\Delta^+(\omega_n)$ が選ばれるべきである。すなわち、秩序変数が

$$\Delta^+(\omega_n) = \Delta(\omega_n)^* = \begin{cases} -\Delta(-\omega_n)^* & (\text{奇周波数}) \\ +\Delta(-\omega_n)^* & (\text{偶周波数}) \end{cases} \quad (8)$$

のような関係を満たすとき、 $T < T_c$ において $|\Delta| \neq 0$ の解によって系の自由エネルギーが低下するのである。偶周波数ペアの場合、この条件はエルミート条件(7)と同じだが、奇周波数ペアの場合はエルミート条件を自発的に破る状態が出現したことになる。式(8)は奇周波数ペアの場合、反エルミートな条件になっている。このとき、自由エネルギーの $|\Delta|^2$ の係数は当然ながら従来の超伝導の場合と同じく $a(T)$ となり問題は生じない。また、超流動密度も正となり、通常の反磁性マイスナー効果が得られることになる。

こうして「エルミート性」を自発的に破ることで奇周波数超伝導は安定に存在できることが分かった。このような状態はもはや通常の時間に依存しないエルミートなハミルトニアンで記述することはできないが、実際に安定な解が存在し、物理的にも自然な振る舞いを示す。

この奇周波数超伝導の特徴をミニマル模型を用いて紹介しよう。<sup>33)</sup>振動数 $\omega_E$ の分散をもたないフォノン(アインシュタインフォノン)と結合した電子系(結合定数 $g$ )を考える。振動数 $\omega_n$ と $-\omega_n$ の2つの電子は、アインシュタインフォノンを介して $(\omega_n, -\omega_n)$ に散乱され、このプロセスによって電子間に引力が生じる。 $s$ 波に対する有効引力の大きさは

$$V_s(\omega_n, \omega_n) = V_0 \frac{\omega_E^2}{(\omega_n - \omega_n)^2 + \omega_E^2} - U\delta_{n,n'} \quad (9)$$

で与えられる。ここで、 $V_0 = 2g^2/\omega_E$ は引力の典型的な大きさ、 $U$ は局所的なクーロン斥力を表す。偶周波数ペアに働く有効引力は $V(\omega_n, \omega_n)$ のうち $\omega_n \rightarrow -\omega_n$ に対して偶の部分( $V_+$ )であり、奇周波数ペアの場合は奇の部分( $V_-$ )である。具体的に書くと、それぞれの場合の引力の大きさは

$$V_{\pm}(\omega_n, \omega_n) = V_s(\omega_n, \omega_n) \pm V_s(\omega_n, -\omega_n) \quad (10)$$

で与えられ、その対角成分( $\omega_n = \omega_n$ )を図2に示す。従来型超伝導では $\omega_E$ 以下の引力が主要成分であるのとは対照的に、奇周波数ペアでは $\omega_E$ より大きい振動数の散乱プロセスが重要であることが見て取れる。また、偶周波数ペアに対する引力はクーロン斥力 $U$ によって弱められるのに対し、奇周波数ペアの引力にはクーロン斥力は現れない。後者では電子が時間的に避け合っていることの表れである。

有効引力の偶周波数成分は低エネルギー領域にも存在するのに対して、奇周波数成分はエネルギーが小さくなるほど弱くなる傾向がある。低温では熱励起された電子の密度が小さく高いエネルギー領域の引力を有効に活用できない。そのため、奇周波数ペアはおもに $\omega_n \approx \omega_E$ 付近の引力を利用するしかなく、低温になるにつれて凝縮エネルギーの利得が減少する。

ギャップ関数を決めるための自己無撞着な方程式を解いて得られた超伝導相図を図3に示す。全てのエネルギーはバンド幅を単位としている。フォノン振動数 $\omega_E$ が小さくソフトになるにつれて引力 $V_0$ が大きくなり、奇周波数ペアの領域が広がる。しかし上述したように、低温になるにつれて奇周波数ペアのエネルギー利得が減少するため、奇周波数超伝導相はリエントラント的な様相を呈する。超流動

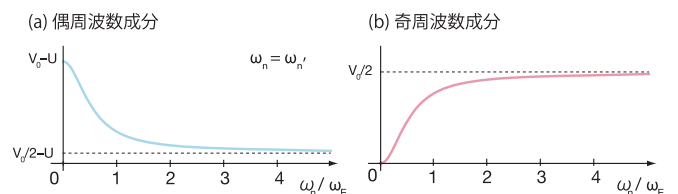


図2 偶奇周波数ペアに対する対角成分の引力強度の周波数依存性。

\*1 この関係はスペクトル表示を用いて示すことができる。<sup>31)</sup>

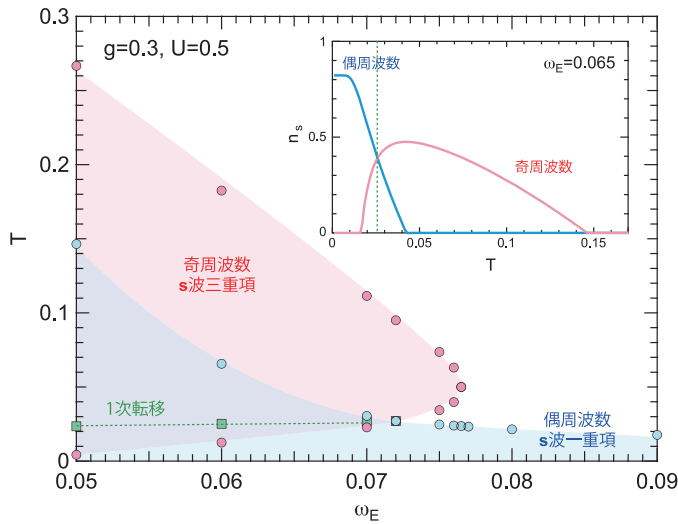


図3 ソフトフォノンと結合した電子系の超伝導相図。挿入図は超流動密度  $n_s$  の温度依存性。

密度は、図3の挿入図に示したように、 $\omega_E$  程度の温度  $T$  において最大値を取る。一方、偶周波数ペアは低温になるにつれてより安定化するため、ある温度で奇周波数ペアの凝縮エネルギー利得を上回って、偶周波数相へ1次転移する。

反強磁性量子臨界点近傍の奇周波数超伝導の議論では、ソフトフォノンの代わりに臨界反強磁性揺らぎが引力を媒介する。<sup>12)</sup> この相互作用は、ソフトフォノンの場合と比べてより緩やかなエネルギー依存性をもつため、より広いエネルギー領域にわたって引力を活用できる。実際、条件によっては絶対零度まで奇周波数超伝導相が安定に存在することが示されている。<sup>34,35)</sup>

本節の最後に、偶周波数と奇周波数のペアが共存した状態について紹介しよう。<sup>36,37)</sup> ソフトフォノン電子結合系に  $z$  方向の磁場  $h$  をかけるとスピンの偶奇周波数ペアが混成する。偶周波数成分の引力が優勢な場合、ギャップの偶周波数成分  $\Delta_e$  は実数、奇周波数成分  $\Delta_o$  は純虚数となり、 $\Delta_e^+ = \Delta_e^*$ 、 $\Delta_o^+ = -\Delta_o^*$  の関係を満たす。この関係はエルミート条件 (7) に他ならない。逆に、奇周波数成分が優勢な場合は、 $\Delta_e^+ = -\Delta_e^*$ 、 $\Delta_o^+ = \Delta_o^*$  の関係を満たす。これは反エルミート条件 (8) に対応する。

純粋な偶 (奇) 周波数ペアは (反) エルミート条件を満たすとき自由エネルギーが低下するから、マイノリティ成分は本来取るべき条件とは逆の条件を取ることを強いられていることになる。しかし、マジョリティ成分の正常な寄与が常にマイノリティ成分の異常な寄与を上回るため、全体として系は安定な超伝導状態となり正常な電磁応答を示す。

このように、固体における偶周波数・奇周波数超伝導の共存相は問題なく記述される。非一様な系における奇周波数ペアの分類も対称性に基づいて詳しく検討されている。<sup>38)</sup> ところが最近、ある種の超伝導体とエルミート性の破れた奇周波数超伝導体を接合した系においては、虚数のジョセフソン電流が得られることが示されている。<sup>39)</sup> この事実は、少なくとも、従来のアプローチをそのまま接合系

に使うことには問題があることを示唆しており、更なる研究が必要である。

#### 4. 有限の重心運動量をもつ奇周波数超伝導

本節では、エルミート性を破らず有限の重心運動量をもつクーパ対によって記述されるもう1つのタイプの奇周波数超伝導について紹介する。局在スピンの電子間の相互作用を媒介する次のような格子モデルを考えよう。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_c + J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{s}_{ci}^1 + \mathbf{s}_{ci}^2) \quad (11)$$

ここで  $\mathcal{H}_c$  は2種 ( $\alpha=1, 2$ ) の伝導電子の運動エネルギー項、第2項は  $i$  サイトの局在スピン ( $\mathbf{S}_i$ ) と伝導電子スピン ( $\mathbf{s}_{ci}^\alpha$ ) の間に働く反強磁性的な交換相互作用 ( $J > 0$ ) を表す。 $\alpha$  は局在スピンによって散乱される伝導電子のチャンネルを表す自由度である。一般に局在スピンと伝導電子が相互作用する系を近藤系といい、上のモデルのように2つの伝導電子チャンネルをもつ場合は2チャンネル近藤格子モデルと呼ばれている。このモデルは希土類やアクチノイドを含む化合物で実現するいわゆる重い電子系を記述するモデルのひとつであり、最近発見されたPr系超伝導体<sup>40-42)</sup>の有効モデルと考えられている。本節では、このモデルの物理的背景<sup>43,44)</sup>には立ち入らず、奇周波数超伝導を示す1つの数理モデルとして話を進める。

格子系において超伝導相が存在するかどうかを調べるには、磁気秩序の場合と同様に、非秩序相における転移温度に向かっているペア感受率 (帯磁率に対応) の発散を見るか、秩序相において有限のペア振幅 (自発磁化に対応) が存在するかを見ればよい。2チャンネル近藤格子モデルに対するペア感受率の計算は1997年にJarrellらによってなされた。<sup>45)</sup> 当時は、前節で述べた理由によって、重心運動量ゼロ (各電子の運動量が  $+\mathbf{k}$  と  $-\mathbf{k}$  のペア) の奇周波数超伝導相は熱力学的に不安定と考えられていたので、彼らは有限の重心運動量  $\mathbf{Q}$  をもつペア ( $+\mathbf{k} + \mathbf{Q}$  と  $-\mathbf{k}$  のペア) も考慮した。前者は磁気秩序における強磁性、後者は反強磁性に対応する秩序である。しかし、当時の計算手法の精度では、ペア感受率の発散的な振る舞いは見られなかった。最近になって著者らが動的平均場理論と連続時間量子モンテカルロ法を組み合わせた最新の数値的手法を駆使してペア感受率を再計算したところ、上記の有限重心運動量をもつペアの感受率が有限の転移温度で発散することを見出した。<sup>46,47)</sup> 対応するペア振幅は  $F(-\tau) = -F(\tau)$  の性質を持ち奇周波数超伝導ペアを表している。 $F(\tau)$  は  $\tau$  だけでなく、チャンネル  $\alpha$  やスピン  $\sigma$  の入れ替えに対しても奇関数であり、全体として反対称になっている (表1の「 $\sigma$ -多軌道」に該当)。

数値計算によって得られた奇周波数ペアは波数  $\mathbf{Q}$  の空間変調を伴っており、サイトごとにペア振幅の位相が  $\pi$  だけ変化する構造をもっている。有限の重心運動量をもつ状態としてはFulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態が



よく知られているが、この場合の重心運動量は格子間隔の逆数に比べて十分小さく、ペア振幅は空間的にきわめてゆっくりと変化している。一方、本節の奇周波数超伝導は格子間隔の逆数程度の大きな重心運動量をもち FFLO 状態とは様相が大きく異なる。

本節で述べた奇周波数超伝導は、相互作用項に対してある種の平均場近似を施すことによって、従来の超伝導と同様にエルミートで静的な平均場ハミルトニアンによって記述できる。<sup>47)</sup> これを用いて熱力学的安定性や正常な反磁性応答が得られることも示されている。一方、前節で紹介した超伝導状態はペアの重心運動量がゼロでエルミート性の自発的な破れによって得られたものであり、本節の超伝導状態とは異なるカテゴリーに属する状態であることに注意されたい。実際、本節の奇周波数超伝導ではリエントラント的な傾向を示さないなど、前節の非エルミートな奇周波数超伝導とは振る舞いが大きく異なっている。

2節において、奇周波数超伝導は時間依存性をもたない静的な描像を用いて記述できることを述べた。本節の例を用いて具体的にこのことを見てみよう。ハミルトニアン(11)との交換関係や対称性を用いて、ペア振幅を時間 $\tau$ について展開すると次の表式が得られる。

$$F(\tau) = J \sum_i \sigma_i \langle S_i^+ \psi_{i\uparrow} \psi_{i\downarrow} \rangle \tau + \dots \quad (\sigma_i = \pm 1) \quad (12)$$

ここで $\psi_{i\sigma}$  ( $\alpha=1, 2, \sigma=\uparrow, \downarrow$ ) は伝導電子の消滅演算子である。つまり、チャンネル1と2の伝導電子は、それだけで直接ペアを作っているのではなく、常に局在スピンの反転を伴いながら伝導電子と渾然一体となって複合体ペア振幅を形成している。ここで例えば $f_{i\uparrow} \equiv S_i^+ \psi_{i\downarrow}$  とおけば、 $\langle S_i^+ \psi_{i\downarrow} \psi_{i\downarrow} \rangle$  の部分は $\langle f_{i\uparrow} \psi_{i\downarrow} \rangle$  と表現でき、局在スピンをまとった複合体電子 (composite fermion)  $f_{i\uparrow}$  と $\psi_{i\downarrow}$  との同時刻クーバー対と見ることもできる。時間依存性を消去した代償として、複合体ペア振幅という多体量を考える必要があるのである。

本節の奇周波数超伝導は有限の重心運動量をもつ点が際だった特徴である。この有限重心運動量をもつ状態を観測するひとつの方法として、集団励起を観測することが挙げられる。通常の超伝導体では、位相の対称性の破れを回復しようとする質量ゼロの素励起 (位相モード) は、長距離クーロン相互作用による分極効果によってプラズマ振動に吸収され質量を獲得するため観測されない。ところが、本節の奇周波数超伝導相における素励起は重心運動量 $Q$ だけずれていてプラズマ振動とは必ずしも結合しない。<sup>48)</sup> 従って、対称性の破れに伴う低エネルギーの位相モードが存在することが予想され、これを実験的に検出することができれば、通常とは異なる超伝導ペアの確たる証拠となる。

## 5. おわりに

本稿では、時間方向に節をもつクーバー対という風変わりな超伝導状態について最近の進展を紹介した。これまで

研究者を悩ませてきた奇周波数ペアに対する熱力学的不安定性や非物理的なミスナー効果といった問題点は、エルミート性が自発的に破れた超伝導状態を考えるか、有限の重心運動量をもつ超伝導状態を考えることによって解消されることを見た。

このような超伝導状態を直接的に観測する手段は今のところ良いアイデアがないが、間接的な方法として、表1に示したように空間反転とスピン状態の偶奇性の組み合わせが従来のものと異なることに着目して、両者を個別に観測する方法が有効である。このような観点から、有機超伝導体 (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub> の弱磁場相が奇周波数 $p$ 波1重項状態であるという提案がなされている。<sup>49)</sup> 一方、重い電子超伝導体 CeRhIn<sub>5</sub> においても $p$ 波1重項の奇周波数超伝導の可能性が議論されている。<sup>12)</sup> 圧力下の磁気量子臨界点近傍で出現する超伝導状態は、特に反強磁性との共存相において圧力に敏感なギャップレス状態が現れるなど特異な振る舞いを示している。<sup>26, 50)</sup> これらの系における今後の研究の進展が望まれる。

「奇周波数」という概念は超伝導だけに特有のものではない。超伝導のような非対角秩序の議論は、電子ホール変換を用いて磁性や軌道秩序のような対角秩序の議論に翻訳することができる。実際、近藤格子系<sup>51)</sup> やスピン系<sup>52)</sup> 最近ではボーズ系<sup>53)</sup> においても奇周波数の概念を用いた議論が展開されている。今後の更なる進展によって、超伝導だけに留まらない「奇周波数」の物理が解き明かされることを期待したい。

本稿の内容は、三宅和正、伏屋雄紀、古賀幹人、松本正茂、倉本義夫各氏との共同研究に基づいています。また、浅野泰寛、加藤雄介、川崎慎司、田仲由喜夫、羽田野直道、服部一匡、柳瀬陽一、D. Belitz、T. R. Kirkpatrick 各氏との議論は大変有益なものでした。伏屋雄紀、田仲由喜夫の両氏には本原稿に目を通して有意義な助言をしていただきました。ここに感謝致します。本研究は、科学研究費補助金 (No. 13J07701, No. 23540414) および新学術領域研究 (No. 20102008) の助成を受けて行われました。

## 参考文献

- 1) V. L. Berezinskii: Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20** (1974) 628 [JETP Lett. **20** (1974) 287].
- 2) A. Balatsky and E. Abrahams: Phys. Rev. B **45** (1992) 13125.
- 3) V. J. Emery and S. Kivelson: Phys. Rev. B **46** (1992) 10812.
- 4) V. J. Emery and S. A. Kivelson: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3701.
- 5) M. Vojta and E. Dagotto: Phys. Rev. B **59** (1999) 713(R).
- 6) K. Yada, *et al.*: arXiv: 0806.4241 (2008).
- 7) P. Coleman, E. Miranda and A. Tsvelik: Phys. Rev. Lett. **93** (1993) 2960.
- 8) O. Zachar, S. A. Kivelson and V. J. Emery: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1342.
- 9) P. Coleman, A. Georges and A. M. Tsvelik: J. Phys. Condens. Matter **9** (1997) 345.
- 10) F. B. Anders: Phys. Rev. B **66** (2002) 020504(R).
- 11) R. Flint, A. H. Nevidomskyy and P. Coleman: Phys. Rev. B **84** (2011) 064514.
- 12) Y. Fuseya, H. Kohno and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 2914.
- 13) T. Hotta: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 123710.
- 14) J. Otsuki: arXiv: Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 036404.

- 15) K. Shigeta, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 174507.
- 16) K. Shigeta, *et al.*: Phys. Rev. B **83** (2011) 140509(R).
- 17) Y. Yanagi, Y. Yamashita and K. Ueda: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 123701.
- 18) K. Shigeta, S. Onari and Y. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 104702.
- 19) Y. Tanaka and A. A. Golubov: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 037003.
- 20) S. Higashitani, *et al.*: Phys. Rev. B **85** (2012) 024524.
- 21) F. S. Bergeret, A. F. Volkov and K. B. Efetov: Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 1321.
- 22) Y. Tanaka, M. Sato and N. Nagaosa: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 011013.
- 23) A. V. Balatsky and J. Bonca: Phys. Rev. B **48** (1993) 7445.
- 24) J. R. Schrieffer, *et al.*: J. Supercond. **7** (1994) 501.
- 25) E. Abrahams, *et al.*: Phys. Rev. B **52** (1995) 1271.
- 26) S. Kawasaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 137001.
- 27) D. J. Scalapino: in Superconductivity, Vol. 1, ed. R. D. Parks (Dekker, New York, 1969)—The Electron-Phonon Interaction and Strong-Coupling Superconductors.
- 28) R. Heid: Z. Phys. B **99** (1995) 15.
- 29) D. Belitz and T. R. Kirkpatrick: Phys. Rev. B **60** (1999) 3485.
- 30) D. Solenov, I. Martin and D. Mozyrsky: Phys. Rev. B **79** (2009) 132502.
- 31) H. Kusunose, Y. Fuseya and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 044711.
- 32) エルミート条件の必然性を再考察した議論として、例えば、C. M. Bender: Rep. Prog. Phys. **70** (2007) 947.
- 33) H. Kusunose, Y. Fuseya and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 054702.
- 34) Y. Fuseya and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 054705.
- 35) T. Harada, Y. Fuseya and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. B **81** (2012) SB015.
- 36) M. Matsumoto, M. Koga and H. Kusunose: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 033702.
- 37) H. Kusunose, M. Koga and M. Matsumoto: Phys. Rev. B **85** (2012) 174528.
- 38) Y. Asano, Y. V. Fominov and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **90** (2014) 094512.
- 39) Y. V. Fominov, Y. Tanaka, Y. Asano and M. Eschrig: Phys. Rev. B **91** (2015) 144514.
- 40) T. Onimaru, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 177001.
- 41) A. Sakai, K. Kuga and S. Nakatsuji: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 083702.
- 42) K. Matsubayashi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 187004.
- 43) D. L. Cox and A. Zawadowski: Adv. Phys. **47** (1998) 599.
- 44) 星野晋太郎: 固体物理 **49** (2014) 1.
- 45) M. Jarrell, H. Pang and D. L. Cox: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1996.
- 46) S. Hoshino and Y. Kuramoto: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 167204.
- 47) S. Hoshino: Phys. Rev. B **90** (2014) 115154.
- 48) S. Hoshino and Y. Kuramoto: J. Phys. Conf. Ser. **592** (2015) 012098.
- 49) F. L. Pratt, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 107005.
- 50) M. Yashima, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 2073.
- 51) S. Hoshino, J. Otsuki and Y. Kuramoto: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 247202.
- 52) A. V. Balatsky and E. Abrahams: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1004.
- 53) A. V. Balatsky: arXiv: 1409.4875 (2014).

(2015年5月26日原稿受付)

### Odd-Frequency Superconductivity—Peculiar Superconducting Pairs Vanishing at the Same Time— Shintaro Hoshino and Hiroaki Kusunose

abstract: The odd-frequency superconductivity, in which the particles form peculiar Cooper pairs with odd relative time dependence, has attracted growing interest as new class of unconventional superconductors. This exotic pairing state, however, has been suffering from the puzzles on its thermodynamic instability and unphysical electromagnetic responses, if we would apply the standard prescription for the superconducting state.

Here, we show that these puzzles can be resolved by reconsidering the underlying conditions for conventional pairing states: (a) the Hermitian relation between gap function and its conjugate counterpart and (b) the zero center-of-mass momentum of a Cooper pair. When one of these conditions are modified appropriately, the bulk odd-frequency superconductivity can be realized as a stable quantum state of matter. We discuss the fundamental aspects of the odd-frequency superconductivity on the basis of recent theoretical development, and remaining issues to be addressed in the future.

# 高強度 THz パルス光源技術の新展開



廣理 英基

京都大学物質・細胞統合システム拠点

1960年のルビーレーザーの発明以来、レーザー技術はより広い波長領域の光を発生し、より強い光強度を実現するべく発展を繰り返してきた。90年代以降のフェムト秒チタン・サファイアレーザーの高出力化に伴い、非線形光学結晶を用いて近紫外から近赤外までの光パルスを発生する技術は飛躍的に普及した。最後まで「未開拓」の領域として残っていたのが、赤外線と電波の間の「テラヘルツ (THz) 光」である。

一般にテラヘルツ光というと、振動数  $0.1 \sim 10$  THz ( $3.3 \sim 333 \text{ cm}^{-1}$ )、エネルギー  $0.4 \sim 41$  meV、波長  $30 \mu\text{m} \sim 3 \text{ mm}$  程度の電磁波をさす。フェムト秒レーザー光を非線形光学結晶や光伝導アンテナに照射するとテラヘルツ波パルスを発生することは、90年代から知られていた。非線形光学結晶を用いる発生法は、入射光 (フェムト秒レーザーパルス) と発生光 (THz パルス) の間で位相整合条件を満たすことが必要である。このため原理的には光伝導アンテナを用いる手法よりも高出力で指向性が高く、短い THz パルスを発生することができるが、実際の結晶で位相整合条件を満たすには様々な困難がある。

最近注目を集めている高強度 THz パルスの発生法として、ニオブ酸リチウム ( $\text{LiNbO}_3$ ) を用いた「パルス面傾斜法」が挙げられる。この方法では  $\text{LiNbO}_3$  結晶に強力なフェムト秒レーザーパルスを照射し、二次的非線形光学過程である光整流効果を利用してテラヘルツ波を発生する。このとき THz パルスの進行方向に対して入射光のパルス面を傾斜させるような配置を取ることにより、従来  $\text{LiNbO}_3$  では難しかった

位相整合条件を満たすものである。この方法により 3 THz 以下の周波数帯で 1 MV/cm 以上の電場振幅を持つ THz パルスが発生可能となった。これは従来使われてきた非線形結晶 ZnTe の場合 (10 kV/cm) に比べて実に 100 倍程度の高強度化となる。さらに、この手法で生成した THz パルスは電磁波の一周期 (単一サイクル) のみを有する、可能な限り最短のパルスとなる。

従来、THz パルスは主に物性評価のための分光手段として利用されてきたが、最近の THz パルス高強度化の技術革新は目覚ましく、物質の電氣的・磁氣的性質や結晶構造を励起・制御するためのパルスの外場としても応用され始めている。1 MV/cm という電場振幅は 10 nm 間隔の電極に 1 V の電圧を印加したときに生じる値に相当し、単一サイクルパルスはこれがサブピコ秒 ( $10^{-12}$  秒) の間だけ持続する DC 電場とみなせる。このような高強度 THz パルスを使えば、可視域のレーザーパルスによる励起とは異なり、電子のバンド間遷移を伴うことなく、バンド構造を反映した電子の加速運動を調べることができる。その一例として、高強度 THz パルスの高電場により半導体中で急激に電子が加速され、衝突イオン化やプロットホ振動といった現象が引き起こされていることが明らかにされている。THz パルスは電磁波であるので、サブピコ秒の磁場パルスとして、磁性体のスピンを超高速で制御するための手法としても注目を集めている。今後、磁気非線形応答の研究への応用が期待されるなど、さらなる発展が見込まれる。

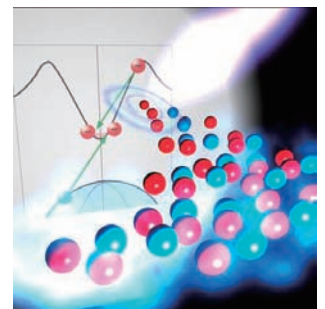
—Keywords—

**非線形光学効果：**

固体結晶の分極率  $P$  が電場  $E$  の非線形関数となるときのその結晶を非線形光学結晶と呼び、そこで起こる現象を非線形光学現象と呼ぶ。後者の例としては、二倍波発生、和周波発生、光整流効果、光パラメトリック効果などが挙げられる。

**位相整合条件：**

非線形光学効果を利用して光の波長を効率よく変換するためには、入射光と発生光の位相速度 (運動量) が等しいことが必要である。この条件を位相整合条件と呼び、結晶軸の方向を入射光に対して調整するなどの方法で実現される。



## 1. はじめに

テラヘルツ周波数の電磁波帯(約0.1~10 THz, 0.4~40 meV, あるいは3~300 cm<sup>-1</sup>)は, 気体分子の回転スペクトル, 生体材料における巨大分子の振動モード, 固体材料においては超伝導ギャップ, フォノンやスピン共鳴, 半導体におけるプラズマ振動や不純物に束縛された電子や励起子(電子と正孔の束縛状態)の束縛エネルギーなど物性を特徴付ける多彩な振動モードや素励起が存在する.<sup>1,2)</sup> このため従来から, 光源として黒体輻射やシンクロトロン放射光, 検出器は熱雑音を低減するための液体ヘリウム冷却検出器(ボロメータ)を利用した分光研究が行われてきた.<sup>3)</sup>

近年のモード同期チタンサファイアレーザーをベースとした超短光パルス発生・計測技術は広帯域THzパルスの発生・検出を可能にするTHz時間領域分光法(Time-Domain Spectroscopy: TDS)という新しい分光手法をもたらした.<sup>1-5)</sup> THzパルスの発生法として光伝導スイッチや光整流効果を含む差周波発生を用いた手法が発展し,<sup>6-8)</sup> 検出法においても同様に光伝導スイッチを用いた方法や電気光学(EO)サンプリング法が一般的な方法である。TDSでは試料を透過または反射したTHzパルス電場の振幅と位相を得ることができ, これを基にして周波数ごとの複素誘電率をクラマース・クローニツヒ変換という近似的な操作を行うことなく求めることができる。また光パルスで励起した試料に対し, THz周波数帯における誘電応答の時間変化をフェムト秒程度の高時間分解能で観測することも可能である。<sup>2)</sup>

このようにTHzパルス発生・検出技術は物性の観測手段として欠かすことのできない分光手法となってきた。一方で, 最近のTHzパルスの高強度化は新たな励起手段としての発展を遂げている。本稿では, THz非線形分光研究の飛躍のきっかけとなったニオブ酸リチウムLiNbO<sub>3</sub>結晶を使った高強度THzパルスの発生法について詳述する。<sup>9,10)</sup> さらに半導体試料(GaAs)に対し1 MV/cmの電場振幅を持つTHzパルス励起がバンド間電子励起を可能にし, 励起子発光を誘起した実験結果を紹介する。<sup>11)</sup>

## 2. LiNbO<sub>3</sub>結晶を用いたパルス面傾斜法によるTHzパルスの高強度化

THzパルスの発生法として光伝導スイッチや非線形結晶に超短光パルスを照射して発生した瞬時電流や非線形分極から放射させる手法が一般的である。THz時間領域分光法のような線形分光では, MHzオーダーの高繰り返し回の超短光パルス(nJ/パルス程度)を励起光源としてTHzパルスを発生・検出することにより, 高い信号/雑音比で試料のスペクトル情報を得ることができる。このとき発生されるTHzパルスの最大電場振幅は数十V/cm程度, パルスエネルギーは数fJ程度と試料にTHzの照射効果をほとんど与えない。<sup>1,2)</sup>

THzパルスによって非線形光学現象を観測するためには, 線形分光で用いられるTHz電場パルスよりも3桁以上の高強度電場が必要である。典型的な直接遷移型半導体であるGaAs量子井戸中の励起子の内部準位を2準位系として考えた場合の非線形応答を考える。光励起によって生成される励起子(電子-正孔ペア)は水素原子様のエネルギー構造を持ち, 典型的な束縛エネルギーは約10 meVである。<sup>12)</sup> 最低励起状態である1sと2p準位のエネルギー差は約8 meV程度となる。これは約2 THzの光子エネルギーに対応し, 連続波的なTHz電場による共鳴励起によってラビ振動という非線形応答を誘起する。このとき近赤外光領域で観測される励起子吸収はラビエネルギー分 $\hbar\Omega$ だけ分裂した構造として現れる。<sup>13)</sup> ラビエネルギー $\hbar\Omega (= \mu_{12}E_{\text{THz}})$ は, 入力する電場 $E_{\text{THz}}$ と双極子モーメント $\mu_{12}$ (約40 eÅ)の積に比例する。分裂を観測するためには, 励起子吸収線幅(典型的には3 meV)よりラビエネルギーが大きい必要があり, この場合10 kV/cm程度の電場振幅が必要ということになる( $\mu_{12}E_{\text{THz}} = 4 \text{ meV}$ )。

THz光源の高強度化を行うには, 第一にTHz発生の励起光源である超短光パルスレーザーの高強度化を行えばよい。汎用的なモード同期チタンサファイアレーザーベースのフェムト秒再生増幅器を使えば, 光パルスのエネルギーは1 mJ/パルスに達する。光パルスの非線形結晶中での光整流過程<sup>\*1</sup>を用いたTHz発生法は, 電子の実励起を伴い難いために結晶のダメージ閾値が高く, 光伝導アンテナよりも高出力のTHz光を発生できることが期待できる。典型的な非線形結晶ZnTeを使って得られる単一サイクルのTHzパルスの最大電場振幅は10 kV/cm程度である。これでも励起子吸収スペクトルの変調をある程度誘起できるが,<sup>14)</sup> 明瞭にラビ分裂を観測するには数サイクル持続する連続波的なTHz光源が必要である。すなわち数倍の強度向上が必要である。また双極子モーメントの大きさが異なる様々な物質の電子準位, フォノン振動, 磁気的準位における非線形現象の観測や物性制御を行う上でTHz発生効率の向上が望まれる。

LiNbO<sub>3</sub>結晶を用いたパルス面傾斜法によって, 電場振幅がZnTe結晶を用いた場合よりも2桁以上大きい単一サイクルTHzパルスを発生できる。LiNbO<sub>3</sub>結晶はTHzパルスの発生効率を決定する非線形感受率(168 pm/V)がZnTe結晶よりも2倍以上大きい。<sup>15)</sup> またバンドギャップエネルギー(3.7 eV)が大きいので, 光パルスによる多光子吸収によるキャリア生成が起りにくく, 一旦発生したTHzパルスの結晶による再吸収も抑制される。これらの点でLiNbO<sub>3</sub>

\*1 光整流過程: 2次の非線形光学定数が大きな材料に光パルスを照射すると, 光パルスに含まれる種々の周波数間の和や差の周波数で振動する非線形分極が発生し, 同じ周波数を持つ電場が発生する。とくに差の周波数の電磁波が発生する現象を差周波発生といい, 比較的周波数差が小さい光パルスの差周波発生の場合は, 発生する周波数が入力光パルスの周波数に比べて数桁小さいTHz周波数になり, DC電場に近くなるという意味合いから光整流と呼ばれている。

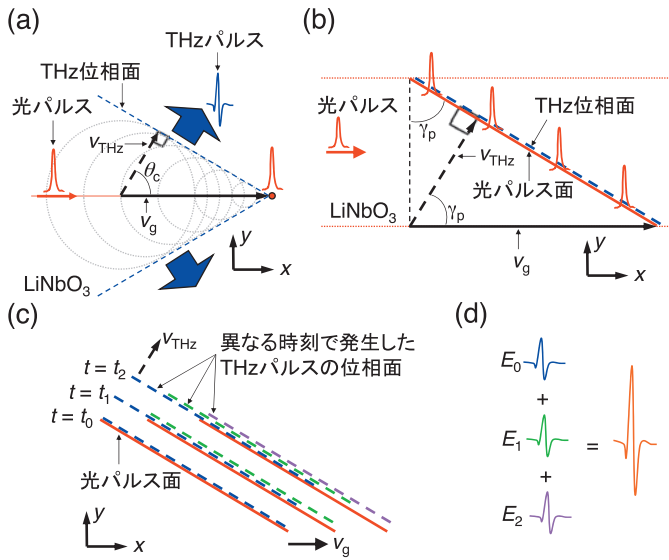


図1 (a) LiNbO<sub>3</sub>結晶中で光パルスから放射されるチェレンコフTHzパルス。v<sub>g</sub>は光パルスの伝播方向の群速度。v<sub>THz</sub>はθ<sub>c</sub>方向のTHzパルスの位相速度。(b) LiNbO<sub>3</sub>結晶中で傾斜したパルス面(赤実線)を持つ光パルスによるTHzパルス発生(青破線)。赤矢印は光パルスの伝搬方向、γ<sub>p</sub>はこれに対するパルス面の傾き角を表す。(c, d)異なる時刻(t = t<sub>0</sub>, t<sub>1</sub>, t<sub>2</sub>)で発生するTHzパルス電場(E<sub>0</sub>, E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>)の空間的な足し合わせの概念図。

結晶はTHzパルスの高強度化を図るのに有望な非線形結晶であるが、位相整合条件に難点があることが知られていた。励起パルス光源としてよく用いられるチタンサファイアレーザーの0.8 μm帯での群屈折率n<sub>g</sub>は2程度であるのに対し、発生するTHzパルスの波長近傍の位相屈折率n<sub>THz</sub>は5程度と大きな差があり、2つのビームの同軸方向に対する位相整合条件が満足されないためである。さらに、光パルスの群速度v<sub>g</sub>がTHzの位相速度v<sub>THz</sub>に比べて著しく大きいために、ちょうど媒質中を運動する荷電粒子がチェレンコフ光を発生すると類似の現象が起こる。図1(a)に示すようにLiNbO<sub>3</sub>結晶中を光パルスが伝搬すると、発生するTHzパルスは角度θ<sub>c</sub> = cos<sup>-1</sup>(v<sub>THz</sub>/v<sub>g</sub>) = cos<sup>-1</sup>(n<sub>g</sub>/n<sub>THz</sub>) ~ 60°方向に円錐状に放射され、<sup>16)</sup> 効率的に集光することが難しく、高い電場振幅を得ることができなかった。

2002年にHeblingらは、この2つの問題を同時に克服する手法としてパルス面傾斜法を理論的に提案した。<sup>15, 17)</sup> 単一の光パルスから発生するTHzパルスは、図1(a)で見たように、光パルスの入射方向に対して角度θ<sub>c</sub>の方向に位相速度v<sub>THz</sub> = v<sub>g</sub> cos θ<sub>c</sub>で伝搬する。これに対して、あらかじめ光パルスに空間的な広がりを持たせ、その強度ピーク位置をつないだ面(パルス面)を入射方向に対して傾けるのが、パルス面傾斜法である。図1(b)に示すように、パルス面を角度γ<sub>p</sub>だけ傾斜した場合には、発生するTHzパルスの角度γ<sub>p</sub>方向の群速度はv<sub>g</sub><sup>γ</sup> = v<sub>g</sub> cos γ<sub>p</sub>となる。つまり、γ<sub>p</sub> = θ<sub>c</sub>となるようにパルス面を傾ければ、THzパルスと光パルスの位相整合条件、

$$v_{\text{THz}} = v_g^{\gamma}, \quad (1)$$

を満足し効率的なTHzパルスの放射が可能になる。

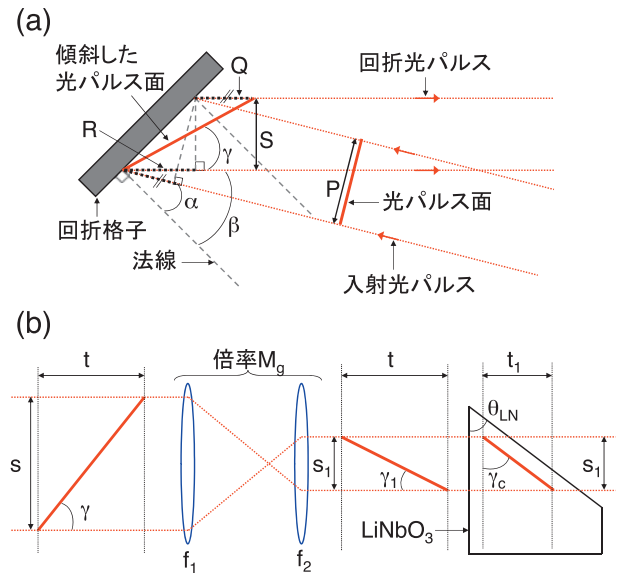


図2 (a) 回折格子を用いたパルス面の傾斜の概念図。αとβはそれぞれ光パルスの入射角度と回折角度。P, Sはそれぞれ入射および回折光パルスのビーム径。Q+Rは回折光のビーム両端における行路長差。(b) レンズ対を用いたパルス面傾斜の概念図。伝搬方向に対してパルス面(赤線)が角度γだけ傾斜した光パルスが左から入射し、レンズ対通過後にγ<sub>1</sub>、さらに結晶内部でγ<sub>c</sub>へと傾斜角が増大する。

図1(c)と(d)は、式(1)を満たすときに発生するTHzパルスと励起光パルスの様子を表したものである。異なる時刻(t = t<sub>0</sub>, t<sub>1</sub>, t<sub>2</sub>)で発生するTHzパルスの位相面を破線で表している。θ<sub>c</sub>方向に伝搬するTHzパルスの位相速度はv<sub>THz</sub>であり、同一方向の光パルスの群速度がこれに等しい条件下では、θ<sub>c</sub>方向に発生したTHzパルスだけが図1(d)のように足し合わされて増大する。このとき、THzパルスは図1(a)のように円錐状に放射されるのではなく、θ<sub>c</sub>方向に波面が揃ったTHzパルスが放射される。

光パルスのパルス面を傾斜させるには通常、回折格子とレンズを組み合わせて用いる。式(1)を満足するためには、パルス面の傾斜角度γ<sub>p</sub>は60°程度まで大きくする必要がある。これを実現するために、まず回折格子単体によって光パルスに入射するパルス面を考える。図2(a)に示すように、有限のビーム系を持つ光パルスの回折格子の両端における光学距離の差(R+Q)を考慮すると、パルス面の傾斜角度γは次式で与えられる。<sup>3)</sup>

$$\tan \gamma = \frac{S}{R+Q} = \frac{\cos \beta}{\sin \alpha + \sin \beta}. \quad (2)$$

ここで、αとβはそれぞれ光パルスの回折格子に対する入射角度と回折角度である。式(2)の分母は回折格子の線数p、回折光の次数m、光パルスの中心波長λ<sub>0</sub>を用いて、

$$\sin \alpha + \sin \beta = mp\lambda_0, \quad (3)$$

で与えられる。つづいて、この回折格子で傾斜したパルス面を、2枚のレンズとLiNbO<sub>3</sub>結晶(群屈折率n<sub>g</sub>)に入射することにより、さらに傾斜する。横方向(紙面に平行)の倍率M<sub>g</sub>(=f<sub>2</sub>/f<sub>1</sub>)のレンズペアを通過した光パルスは横方向に圧縮されるために、傾斜角度γ<sub>1</sub>は、

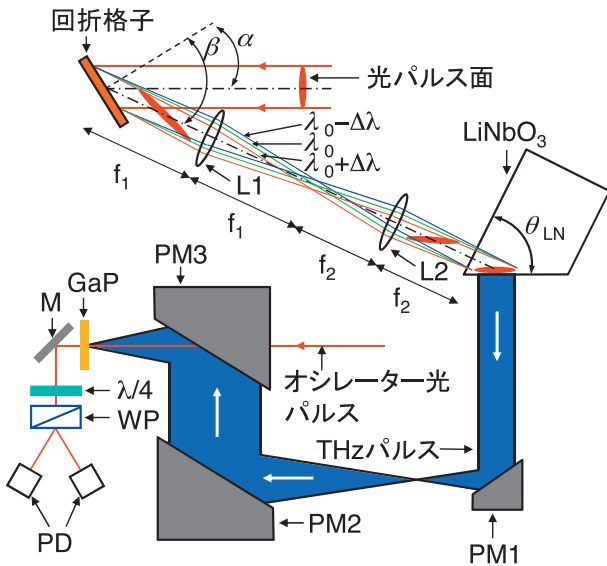


図3 高強度THzパルスの発生・検出の実験系の模式図. 光パルスは回折格子に角度 $\alpha$ で入射し、 $\beta$ で回折され、横方向に倍率 $M_g (=f_2/f_1=150\text{ mm}/250\text{ mm})=0.6$ を持つシリンドリカルレンズ対L1、L2を通過後、LiNbO<sub>3</sub>に入射してTHzパルスを発生する. LiNbO<sub>3</sub>結晶入射時のパルス面の傾斜角度 $\gamma_c$ と結晶のプリズム角度 $\theta_{LN}$ はともに62°である. 発生したTHzパルスは放物面鏡PMでGaP結晶上に集光され、プローブ光パルス(オシレーター光)に誘起される電気光学効果を介して検出される. M:ミラー,  $\lambda/4$ : $\lambda/4$ 波長板, WP:ウォラストンプリズム, PD:光検出器.

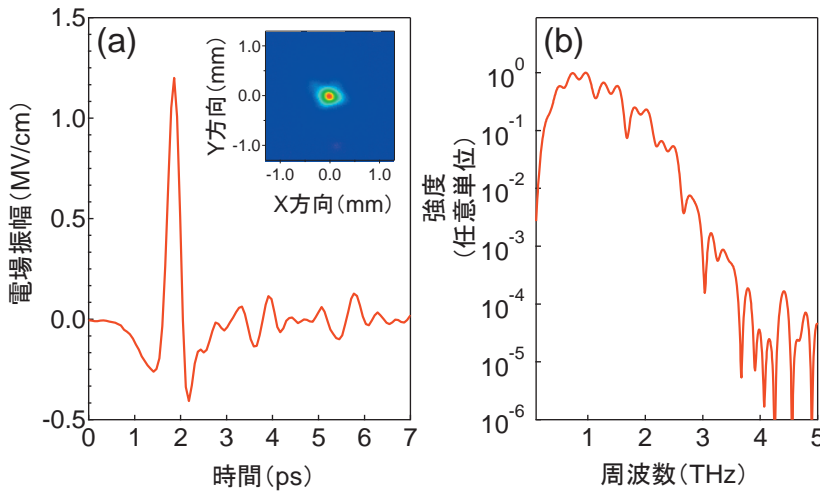


図4 1 MV/cm強のピーク電場を持つTHzパルスの(a)時間波形と(b)スペクトル. (a)の挿入図は放物面鏡により集光されたTHzパルスの集光スポットにおける強度プロファイル.

$$\tan \gamma_1 = M_g \tan \gamma, \quad (4)$$

となる. この光パルスがLiNbO<sub>3</sub>結晶に入射した場合を考えれば, 図2(b)から, 倍率 $M_g$ は次式で表される.

$$M_g = \frac{s_1}{s} = \frac{t_1}{t \tan \gamma_c \tan \gamma}. \quad (5)$$

さらにLiNbO<sub>3</sub>結晶内部では, 光パルスの光進行方向に対する屈折率 $n_g (=2.23)$ だけ進行方向に対する長さが圧縮されるため( $t_1 = t/n_g$ ), 結晶内部でのパルス面の傾斜角度 $\gamma_c$ は大きくなり, 最終的に式(6)で表される.

$$\tan \gamma_c = \frac{m\lambda_0 p}{n_g M_g \cos \beta}. \quad (6)$$

図3に実際に我々が構築した高強度THzパルスの発生・検出の実験系の模式図を示す.<sup>9,10</sup>ここで使用した光源は, 再生増幅されたチタンサファイアレーザー(中心波長 $\lambda_0 = 780\text{ nm}$ , パルス幅80 fs, パルスエネルギー4 mJ)である.  $M_g = 0.6$ になるように $f_1 = 250\text{ mm}$ と $f_2 = 150\text{ mm}$ のシリンドリカルレンズを用いた. 回折格子(線数 $p = 1,800\text{ cm}^{-1}$ )への入射角度 $\alpha = 35.3^\circ$ とし, 回折角度 $\beta = 55.7^\circ$ となる次

$m = 1$ の回折光を使用した. この場合, 式(6)より $\gamma_c = 62.1^\circ$ となり, チェレンコフTHzパルスの放射角度とほぼ一致する. またLiNbO<sub>3</sub>結晶の光入射面とTHz出射面の間の角度 $\theta_{LN} = \gamma_c = 62^\circ$ として, 発生したTHzパルスが結晶から垂直に出射するようにした. これらの条件はパルス面上で光パルスのパルス幅を最小に, すなわち尖頭値を最高にして光整流過程が効率的に生じるような条件を兼ねている. また, 回折格子には高い回折効率を得るため $p$ 偏向の光パルスを入射し, その後にレンズL1とL2の間に配置した半波長板によって偏向がLiNbO<sub>3</sub>結晶の $c$ 軸と一致するように90°回転させた(図3には半波長板は記していない).

この方法によって発生および観測されたTHzパルスの時間波形とフーリエスペクトルを図4に示す. 電気光学効果を示すGaP結晶内で, THzパルス発生用の光パルスと同期したオシレーター光(80 MHz)の偏向面をTHzパルスによって回転させ, その変化量からTHzパルスの時間波形を観測した(EOサンプリング法). 高い電場振幅を得るために, 図3に示すように放物面鏡を使って発生したTHzパルスを回折限界ギリギリまで集光した. その結果, 放物面

鏡PM3の焦点位置で1.2 MV/cmに到達するピーク電場振幅を観測した。図4(a)の挿入図は、常温で動作するマイクロボロメーターアレイ (NEC社製, RV-T0830) によって観測したTHzパルスの強度プロファイルで、回折限界近くの数百 $\mu\text{m}$ まで小さく絞られていることを示している。

### 3. 高強度THz光源がもたらすバンド間電子励起と発光現象

1 THzを中心周波数とするTHzパルスは、それよりもはるかに高い共鳴周波数を持つ物質に対してピコ秒 ( $10^{-12}$  秒)の間だけ持続するDC電場とみなせる。このため高強度THzパルスを使えば、固体物理学における中心課題の一つである強電場下での荷電粒子の運動の詳細を明らかにすることが可能になる。とくに半導体の高電場下で生じる衝突イオン化やジナートンネリング<sup>\*2</sup>といった現象は、様々な電子・光電子デバイスへと応用されているが、キャリア生成という同種の効果を引き起こすために区別が難しい。ここでは1 MV/cmの電場振幅を持つTHzパルスをGaAs量子井戸に照射することによって誘起した衝突イオン化がもたらす発光現象について説明する。<sup>11)</sup>

図5(a)は、異なる強度のTHzパルスをGaAs量子井戸に照射して得られた発光スペクトルである。1 THzを中心周波数とするTHzパルス(図4(b))の光子エネルギーは約4 meVであり、GaAsのバンドギャップエネルギーは1.55 eVの実に390分の1のエネルギーの光子による電子のバンド間励起が生じるという極めて非線形な現象が誘起されていることを意味する。THzパルスおよび可視光励起(3.18 eV, 黒丸)で観測された発光スペクトルの形状は一致し、励起子(重い励起子)発光に起因することを示している。図5(a)の右図は発光強度の電場強度依存性を示す。キャリアが0.47 MV/cm辺りから急激に生成され、1.05 MV/cmに至るまでに実に $10^3$ 程度増大している。

高強度THzパルス照射によるキャリア生成のメカニズムとしては、THzパルスの多光子励起ではなく、衝突イオン化を含む一連の過程が高強度THzパルス照射によって試料内で誘起されている可能性が高い。高強度THzパルスが半導体量子井戸に照射されると、強い電場によって不純物ドナーが形成する束縛ポテンシャルエネルギーが傾斜し、電子がトンネルイオン化によって伝導帯電子へと解放される。<sup>18)</sup> この伝導帯電子はさらにTHzパルスの電場によって伝導帯内を無散乱で加速(バリスティック加速)され、その後、原子に衝突して電子をたたき出す「衝突イオン化」を繰り返す。衝突イオン化は電子の個数を2倍にするため、ドナー密度に対応する初期キャリア密度を $N_0$ 、衝突イオン化回数を $\langle n_I \rangle$ とすれば、生成される電子密度は $N_0 \times 2^{\langle n_I \rangle}$

<sup>\*2</sup> ジナートンネリング: 半導体に強い電場を印加した場合、空間的に伝導帯と価電子帯が傾く。価電子帯にいた電子は、その波動性のために、傾いて実効的に小さくなったバンドギャップをトンネルすることができる効果をいう。

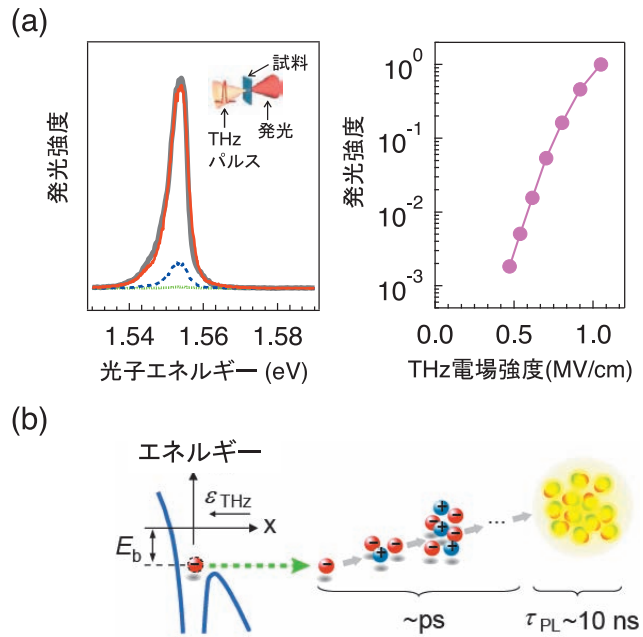


図5 (a) 左: THzパルス励起によって観測されたGaAs/AlGaAs多重量子井戸からの励起子発光。赤実線: 1.05 MV/cm, 青破線: 0.70 MV/cm, 緑点線: 0.54 MV/cm, 灰色線は可視光励起 (3.18 eV,  $6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) の場合を表す。右: 発光強度のTHz電場依存性。(b) 高強度THzパルス照射による励起子発光のメカニズム。THzパルスの強い電場により、不純物ドナーによる束縛ポテンシャルが傾斜してイオン化が起こり、解放された電子がバリスティック加速される。その後、衝突イオン化を繰り返して電子数が増大し、最終的には重い励起子を形成して発光する。

と表される。

今回、THzパルスの強度増強により巨大なキャリア増幅を実現できた原因として、1 psという極めて短時間に1 MV/cmという高電場の引加下で、電子がフォノンなどからの散乱を受けずに衝突イオン化閾値エネルギーの最大10回程度到達したためと考えられる。今後はTHzパルスのさらなる高強度化によってジナートンネリング現象も誘起し、さらに瞬間的な高電場下で予想される有効質量近似の破綻やバンド構造の変調などを考慮することにより高電場下での電子運動の全容解明が期待される。<sup>19, 20)</sup>

### 4. まとめ

本稿では、最近進展著しい高強度THzパルスの発生法の現状と、それをを用いた半導体における非線形光学現象の一部を紹介した。特に、近年THzパルスの高出力化に大きな進展をもたらしたパルス面傾斜法について詳しく述べた。高強度THzパルスを利用した非線形光学や物性制御の研究はここ数年で急激に立ち上がってきた研究領域であり、<sup>21)</sup> 最近では超伝導体、強誘電体、磁性体の物性研究にも応用されている。<sup>22-24)</sup> 本稿がこの分野に興味を抱き今後参画してこられる研究者の一助となれば幸いである。ここで紹介した研究成果は、主に土井厚志氏、篠北啓介氏、田中耕一郎教授、角屋豊教授らとの共同研究による成果である。本研究は、JST、CRESTの支援を受けたものである。ここに感謝申し上げる。

## 参考文献

- 1) P. U. Jepsen, D. G. Cooke and M. Koch: *Laser Photonics Rev.* **5** (2011) 124.
- 2) R. Ulbricht, E. Hendry, J. Shan, T. F. Heinz and M. Bonn: *Rev. Mod. Phys.* **83** (2011) 543.
- 3) K. Sakai, ed.: *Terahertz Optoelectronics* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2005).
- 4) D. Mittleman, ed.: *Sensing with Terahertz Radiation* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2003).
- 5) M. van Exter, C. Fattinger and D. Grischkowsky: *Opt. Lett.* **14** (1989) 1128.
- 6) 阪井清美, 谷 正彦: *応用物理* **70** (2001) 149.
- 7) 川瀬晃道, 伊藤弘昌: *応用物理* **71** (2002) 167.
- 8) M. Tonouchi: *Nat. Photonics* **1** (2007) 97.
- 9) H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka: *Appl. Phys. Lett.* **98** (2011) 091106.
- 10) H. Hirori and K. Tanaka: *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.* **19** (2013) 8401110.
- 11) H. Hirori, K. Shinokita, M. Shirai, S. Tani, K. Kadoya and K. Tanaka: *Nat. Commun.* **2** (2011) 594.
- 12) R. A. Kaindl, M. A. Carnahan, D. Hägele, R. Lövenich and D. S. Chelma: *Nature (London)* **423** (2003) 734.
- 13) M. Wagner, H. Schneider, D. Stehr, S. Winnerl, A. M. Andrews, S. Scharner, G. Strasser and M. Helm: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 167401.
- 14) J. R. Danielson, Y.-S. Lee, J. P. Prineas, J. T. Steiner, M. Kira and S. W. Koch: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 237401.
- 15) J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal and K. A. Nelson: *J. Opt. Soc. Am. B* **25** (2008) B6.
- 16) D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis and D. A. Kleinman: *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1555.
- 17) J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma and J. Kuhl: *Opt. Express* **10** (2002) 1161.
- 18) Y. Mukai, H. Hirori and K. Tanaka: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 201202(R).
- 19) W. Kuehn, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser and R. Hey: *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 146602.
- 20) K. Shinokita, H. Hirori, K. Tanaka, T. Mochizuki, C. Kim, H. Akiyama, L. N. Pfeiffer and K. W. West: *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 067401.
- 21) T. Kampfrath, K. Tanaka and K. A. Nelson: *Nat. Photon.* **7** (2013) 680.
- 22) R. Matsunaga, N. Tsuji, H. Fujita, A. Sugioka, K. Makise, Y. Uzawa, H. Terai, Z. Wang, H. Aoki and R. Shimano: *Science* **345** (2014) 1145.
- 23) T. Miyamoto, H. Yada, H. Yamakawa and H. Okamoto: *Nat. Commun.* **4** (2013) 2586.
- 24) Y. Mukai, H. Hirori, T. Yamamoto, H. Kageyama and K. Tanaka: *Appl. Phys. Lett.* **105** (2014) 022410.

(2014年7月18日原稿受付)

## New Progress of Ultraintense THz Pulse Generation Technology

Hideki Hirori

abstract: In this paper, the tilted-pump-pulse-front scheme with a LiNbO<sub>3</sub> crystal to generate intense single-cycle terahertz (THz) pulses is detailed. It is shown that the 1-MV/cm electric field of a THz pulse allows us to excite electrons from valence to conduction band of GaAs QW and observe bright exciton luminescence.

## 日本物理学会誌 第71巻 第2号 (2016年2月号) 予定目次

### 巻頭言

副会長として：学部学生と物理学会……………柴田利明

### 最近のトピックス

硫化水素からの高温超伝導……………清水克哉

### 現代物理のキーワード

天然変性蛋白質—新しい蛋白質像— ……肥後順一

### 交流

巻貝の殻に隠れている動物の左右性形成メカニズムの謎

……………阿部真典, 黒田玲子

### 最近の研究から

宇宙の瞬間湯沸かし器：非平衡プラズマの分光診断で探る

超新星残骸の無衝突電子加熱機構……………山口弘悦

直接ギャップ半導体ヘテロ接合による二次元トポロジカル

絶縁体……………鈴木恭一, 小野満恒二

FeSe原子層薄膜の高温超伝導

……………中山耕輔, 佐藤宇史, 高橋 隆

### 物理教育は今

日本物理学会 Jr. セッション—これまでの10年,

これからの10年— ……松川 宏, 並木雅俊

JPSJの最近の注目論文から 10月の編集委員会より

……………上田和夫

PTEPの最近の招待・特集論文から 2015年11月号より

……………坂井典佑

### 歴史の小径

武谷三男と坂田昌一：交流の一片

……………兩宮高久, 中根美知代, 植松英穂

### ラ・トッカータ

物理をやめて見えたもの……………炭谷俊樹

### 学会報告

2015年秋季大会 シンポジウムの報告 ……領域委員会

### 談話室

「蜘蛛の糸」仕事をしたのはカンダタの筋力か? ……後藤信行

### 新著紹介



# 研究領域としての物理教育

新田 英雄 (東京学芸大学)

## 1. 物理教育研究とは何か

先日、梶田隆章氏の受賞をはじめ、過去10年間における日本人のノーベル物理学賞受賞者数は米国に続いて2位であり、日本が物理学の各専門領域の研究で世界のトップレベルにあることを疑う人は少ないだろう。しかし、例外的に海外の研究の進歩から大きく後れをとっている物理の研究領域がある。それは、物理教育研究 (Physics Education Research: PER) である。

物理教育を物理の研究領域の1つとして数えることに違和感を覚える人もいるかもしれない。しかし米国では、既に物理教育研究だけでなく、物理、化学、工学、生物学、地球科学、天文学といった、理工学の各研究分野固有の教授-学習過程を対象とする研究領域が成立している。これらを総称して「専門分野を基盤とした教育研究」(Discipline-Based Education Research: DBER) という。<sup>1)</sup> DBERに属する各研究領域は背景となる教育学、心理学等の知見や研究手法においては共通部分を多く持つが、立脚している学問分野の専門性に直結した領域固有性を有している。例えば、正しい概念形成が大変難しいとされる作用・反作用の法則を学生にどのように理解させるのかは物理学固有の教授-学習過程の問題であり、したがって物理教育研究の対象となるわけである。

DBERは各専門分野の教育のための単なるカリキュラム開発や授業法の開発を目的としているわけではないことを、予め注意しておきたい。「教育ではありとあらゆることが再発見されている」といわれるが、そのような状況では研究とは呼べない。「研究」と呼ぶからには、過去に積み上げられてきた研究成果に立脚した、オリジナリティーと発展性を有するものでなければならない。また、定量性、再現性、予言性も、自然科学の研究には必須の要素である。もちろん、研究成果が文化・文明や社会の発展に資するものでなければならないのは当然である。

米国では、上記の条件を満たす形での物理教育研究が20世紀後半に急速に発展した。その発展を受け、1999年に米国物理学会 (APS) は“APS Statement on Research in Physics Education”を公表し、物理教育研究が他領域と同等の資格を持つ物理の研究領域の1つであることを認めた。そして、その研究成果を物理教育の改善に活用するためには物理教育の研究が物理学科で行われるべきであり、APSとしてもサポートすることを宣言した。<sup>2)</sup> 2005年には、Physical Review誌の1シリーズとしてPhysical Review Special Topics—Physics Education Researchが刊行されはじめた。

これにより、物理教育領域でPhDを取った研究者の業績を他領域と同等に物理学科が評価できる土台が整い、物理教育の研究グループが全米に広がっていった。<sup>3)</sup> 現在では80を超える米国の大学に物理教育の研究グループが置かれている。<sup>4)</sup>

## 2. 物理教育研究の成立と発展

本節では、米国での発展を追うことにより、物理教育研究とは何をする研究領域かを簡単に紹介する。なお、歴史の記述が目的ではないので、内容にはかなりの偏りがあることを予め断っておく。物理教育研究についてより詳しいことを知りたい場合は、文献1, 3, 5 (およびその参考文献リスト) や前節で述べたPhysical Review誌を参照願いたい。

### 2.1 発展の第1段階

物理教育に関する論文誌としては、AIP (American Institute of Physics) によって1933年に発刊されたAmerican Journal of Physics誌をはじめとして、各国に、その国の言語で記された学術誌が多くある。日本でも、物理教育学会誌『物理教育』(1953年発刊) や本学会の『大学の物理教育』(1994年発刊) などが刊行されている。研究領域としての物理教育が成立する以前に発表された論文にも優れた内容の研究は多くみられるが、研究の手法やデータにおいて、現在の物理教育研究の基準から見ると不完全な部分が散見される。その基準とは、教育心理学、認知心理学等で確立された知見と実験手法、データ取得手法などに基盤をおき、それを物理教育固有の問題に適用するという、現在DBERとして確立されている研究手法である。また、データを取得する際の条件制御や誤差の評価、仮説の検定といった統計学的データ処理も、研究と呼ばれるためには不可欠である。

上記のような基準を意識した研究論文が発表されるようになったのは1980年代で、ワシントン大学のL. McDermottが近代的な物理教育研究の草分けとして挙げられることが多い。McDermottのグループは、発達心理学者Piagetが開発した課題の手法を学生の物理概念理解の調査に応用し、多くの学生が速度・加速度といった基礎的な概念を理解していないままであることを定量的に示した。なお、同時期には、M. McCloskeyの素朴インベタス理論や、J. ClementのMIF (Motion Implies a Force) 誤概念といった、著名な研究も発表されている。<sup>6)</sup> 本論ではこの物理教育の研究スタイルが確立された時期を物理教育研究の第1段階と呼ぶことにする。

第1段階の研究によって、多くの学生が物理を暗記科目としてとらえており、一貫性のある物理の理解に至っていないことが明らかにされた。特に力学教育の研究においては、学生が正しい物理概念とは異なる強固な素朴概念を持っており、力学の授業が終わった後もそれら素朴概念が解消されずにそのまま保持されてしまうことが多くの研究によって示された。これは教員の側としては驚くべき結果であった。なぜなら、期末試験のような通常の学力検査では見出され難い問題だったからである。このことを、もう少し具体的に説明しよう。

例えば、真上に投げ上げられた、上昇中の物体に加わっている力は何かと学生に尋ねると、「重力と、投げ上げたときに手から受けた力」と答えることが多い。これは上記McCloskeyのインペタス素朴概念およびMIF誤概念の典型例である。しかし、そのような学生でも、試験では自由落下の試験問題に正しく解答する場合が多い。この状況が非常に根の深い問題を抱えていることは、ある優秀な高校生の次の言葉からも推察できるだろう。

「私は、空中に投げ上げられた物体には重力しかはたらいっていないというのが物理の正解なのを知っています。でも、本当に自分の考えを答えてよいならば、手からもらった力もはたらいっているはずだと答えます。」

この生徒は、2重の力学像を持ってしまっているのである。すなわち、物理の授業で教えられた力学と、実生活の経験に根差した概念で構成された「力学」像である。そして、前者は非常に特殊な状況でしか成り立たないのであって、現実の世界は後者が支配しているのだという、2重構造の世界観が形成されてしまっている。学生がこのような2重構造の世界観を有しているか否かは、試験によっては見えてこない。なぜなら、教科書を暗記し、演習問題を覚えてしまえば、通常の試験で高得点を得ることは容易だからである。上記の2重構造を解消するためには、後者が前者によって再解釈できること、つまり経験によって形成された運動に関する知識と概念が、正しい物理法則によって一貫性のある形で解釈できることを本人が理解し、その合理性に納得する必要がある。このような学習は受け身な学習態度では決して進まない、自ら積極的に物理法則を現象に適用していく能動的な学習<sup>\*1</sup>が欠かせない理由はここにある。

上記のような第1段階の研究結果を受けて、正しい物理概念を身につけさせるための能動的な授業方法の研究が始まった。なお、上記のMcDermott自身も探求型チュートリアル方式と呼ばれる効果的な協同学習法を開発し、多方面に影響を与えたことを付言しておこう。

<sup>\*1</sup> 認知心理学、教育心理学の基本的な知見であるが、学習には、知識や情報を選択し、構成し、統合する過程が必須である。この過程を「能動的」と呼ぶならば、すべての学習は何らかの形で能動的でなければ成立しない。

## 2.2 発展の第2段階

発展の第1段階で物理教育研究の基礎が築かれ、学生の持つ素朴概念や物理学習における問題点が明らかになっていくと、今度は、素朴概念の保持率を精度よく測定する方法の開発が課題となった。この方向の努力の結晶として誕生したのが、Hestenesらによる「力の概念」調査紙FCI (Force Concept Inventory) である。<sup>7)</sup> Hestenesらは、第1段階の物理教育研究で見出された知見に基づき、学生の持つ素朴概念と正しい物理概念とを識別する多肢選択方式の調査紙を開発した。FCIの真価は、その素朴概念識別力にある。FCIの誤答選択肢は、膨大なインタビューと記述式調査に裏付けられた素朴概念で構成されており、学生がどのような素朴概念を持っているかを定量的に調査するのに極めて効果的である。

FCIが論文として発表されたのは1992年(1995年に部分的な改訂が行われている)だが、その前身である調査紙MDT (Mechanical Diagnosis Test) の発表が1985年であるから、FCIの完成までに少なくとも数年間の歳月が費やされたことがわかる。また、FCIには先に述べたMcDermott, McCloskey, Clementが研究に用いた設問が活用されている。すなわち、過去の物理教育研究に立脚した成果物なのである。

物理の研究では測定器の開発が不可欠であるが、FCIは物理教育研究における精度の良い「測定器」の役割を担っているといえる。FCIの開発によって、同一の基準により学生の理解度や素朴概念の保持率が測定できるようになった。また、事前・事後調査に利用することによって、授業効果を同一の基準で測定することが可能となったことも、物理教育研究の進展に飛躍をもたらした。これについてはすぐ後で述べる。

FCIの開発とその広範な利用の普及を契機として、他にも様々な概念調査紙が開発されるようになっていった。本論では、FCIの開発を、物理教育研究の第2段階の発展として位置づけることにする。

## 2.3 発展の第3段階

第3段階は、教育効果の定量的な比較法の開発である。先に触れたように、第1段階の研究結果を受け、学生に物理概念を身につけさせるための能動的学習を取り入れた授業が開発されていった。しかし「本当に能動的学習を取り入れた授業は、伝統的な講義よりも効果的なのだろうか」と疑問に思うのは、科学的態度として当然である。その疑問に答える画期的な論文が、1998年にR. Hakeによって発表された。<sup>8)</sup> 1992年からHakeは、FCI(およびその前身であるMDT)を用いた事前・事後調査を行っている教員に、調査結果の提供を、様々な機会をとらえて呼びかけた。数年間かけて集まったデータは、公立高校から米国トップの研究大学までを含む、62の授業(総学生数 $N=6,542$ 人)に達した。ここで事前・事後調査とは、授業効果を測定するために、同一の調査紙を用いて1学期間の授業の開始前と

開始後に調査を行うことをいう。事前調査と事後調査の平均得点率 (%) をそれぞれ  $\langle S_{pre} \rangle$  および  $\langle S_{post} \rangle$  と置くと、その授業の平均ゲイン  $\langle G \rangle$  は次の式で定義される。

$$\langle G \rangle = \langle S_{post} \rangle - \langle S_{pre} \rangle$$

平均ゲインは使用した調査紙で測定できる概念の理解が授業によってどれだけ増加したかを表しており、授業効果を表す指標である。しかし、様々な校種間での授業効果を比較するとなると、 $\langle S_{pre} \rangle$  の違いによって授業による伸びの余地に差ができてしまうため、 $\langle G \rangle$  はそのままでは比較に適さない。そこで、事前調査の平均得点率が  $\langle S_{pre} \rangle$  である授業の、伸びの余地 ( $\langle G \rangle$  の最大値)

$$\langle G_{max} \rangle = 100 - \langle S_{pre} \rangle$$

によって規格化されたゲイン (規格化平均ゲイン)

$$g = \frac{\langle G \rangle}{\langle G_{max} \rangle} = \frac{\langle S_{post} \rangle - \langle S_{pre} \rangle}{100 - \langle S_{pre} \rangle}$$

を Hake は導入し、授業効果を比較した。

各授業に対して  $g$  を求め、それらの平均値を授業形式ごとに求めると、伝統的な講義が 0.23、能動学習型が 0.48 となり、2 倍以上も異なることを Hake は見出した。図 1 は、横軸に  $\langle S_{pre} \rangle$ 、縦軸に  $\langle G \rangle$  をとり、62 の授業データをプロットしたグラフである。グラフの実線は規格化ゲインの定義式を変形した式

$$\langle G \rangle = g (100 - \langle S_{pre} \rangle)$$

の  $g$  に、上の平均値をそれぞれ代入した直線である。能動学習型授業の分散は大きいものの、よくスケールされることがわかる。

伝統的な講義型授業の効果が能動学習型の授業の効果

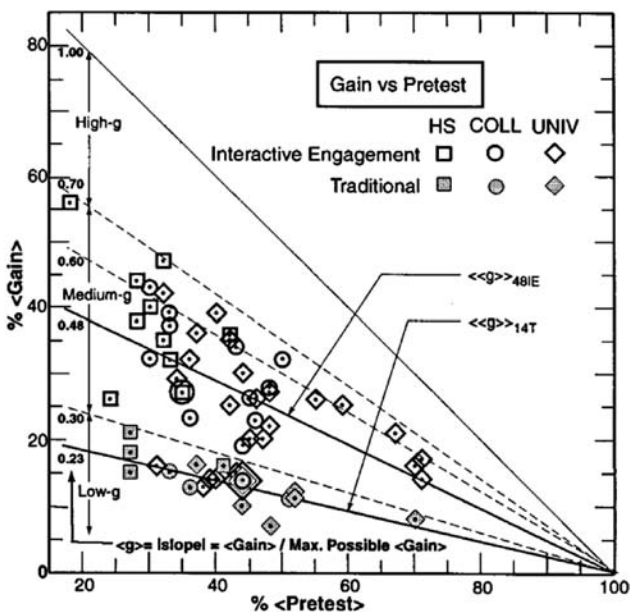


図 1 Hake による相互作用型授業 (白のプロット) と伝統的な講義型授業 (灰色のプロット) の授業効果の定量的比較。横軸は事前調査の平均得点率  $\langle S_{pre} \rangle$ 、縦軸は平均ゲイン  $\langle G \rangle$ 。(出典: 文献 8. AIP より許可を得て掲載。)

の半分にも満たないことを定量的に示した Hake の研究結果は大きな衝撃をもたらし、米国の多くの大学で能動的学習法が取り入れられる契機となった。また、Hake の論文以降、規格化ゲインを用いて授業効果を表すことが定着し、一般的に物理教育研究には何らかの定量的結果が求められるようになっていった。この時期を発展の第 3 段階と呼ぶことにする。

## 2.4 現在—発展の第 4 段階

物理教育研究の基礎的手法と道具が、発展の第 3 段階まで一通り揃えられた。その後は、それらを活用あるいは拡張しながら、広範な研究が精力的に行われてきている。例えば、物理教育研究の「測定器」である調査紙は多くのものが開発され、利用に付されている。また、急速に発達しているマルチメディアや ICT 機器の物理教育への応用も、活発な研究対象となっている。

一方、いくつかの難題も明らかになっていった。典型的なのはジェンダー・ギャップ問題である。物理についての関心や学力に男女差があることは古くから気づかれていたが、物理教育研究が進むにつれて、その実態が定量的に示されるようになった。Madsen らは、FCI 等の概念調査を用いた米英の調査結果をレビューし、平均 13% の得点差 (ジェンダー・ギャップ値という) があることを見出した。<sup>9)</sup> なお、日本でも同様のジェンダー・ギャップ値が見出されている。<sup>10)</sup> Madsen らはジェンダー・ギャップ値が生じる原因を詳細かつ多角的に分析したが、その要因は見出せていない。

また、物理の学習によって得られるものに対する期待や学習観はなかなか向上せず、物理の授業後にはさらに低下する傾向にあることがわかっている。<sup>5)</sup> この傾向は能動的学習型の授業でも同様である。能動的学習法によって物理の理解度を高めることはできても、授業が終わった後に物理嫌いを増やしてしまうようでは片手落ちである。この問題を解消するための努力も研究ベースで多方面から行われ、いくつかの成功例も報告されているが、まだ明確な結論を得るには至っていない。<sup>11)</sup>

## 3. おわりに

かつての大学の講義とは、「自分がいかにわかっていないかを知る場所」にすぎず、ノートの行間や知識・理解のギャップを自学で埋めていくことが要求された。このような自学の態度は研究者には不可欠のものだが、学習法の視点から見れば、学生に自立した能動的学習者になることを要求していたことになる。大学教育の重要な要素として研究者の養成があった頃には、上記のような、ついて来られる者だけを相手にした授業形態もそれなりに機能していたといえる。研究者になるような人間は、受動的な態度で学習を進める者ではなく、自立した能動的学習者だからである。

しかし、時代は大きく変わり、大学の様相は一変した。かつての高校進学率よりも高い進学率で、高校生は大学へ

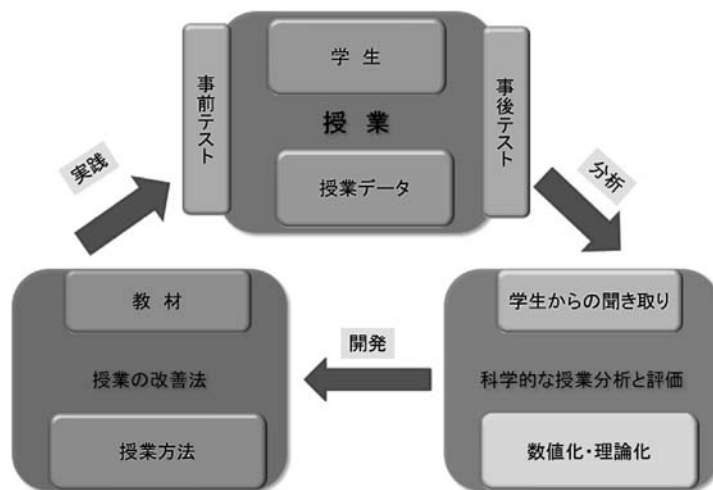


図2 授業開発のループ。

と進学していく。大衆化した現代の大学では、学生にどれだけの学問や技能を身につけさせたかを問われるようになった。特に、現代のように高度に進歩した科学技術が社会の基盤となっている時代においては、どのような職業に携わる者であろうとも、「科学的な見方・考え方」を身に着けていなければ社会全体の存続を危うくする。物理学をはじめとした自然科学の基礎教育によって、すべての学生に対して「科学的な見方・考え方」を育成することができるか否かが、その国の命運を決定づける重要な要素になるであろう。実際、米国はそのような予想のもとにDBERを重視し、米国科学財団NSFが莫大な予算を投入しているのである。<sup>1)</sup>

このような時代にあっては、大学教員が「私の授業がわからないという学生は、努力が足りないのだ」という考えを捨て、「授業でわからないという学生がいるのは、私の努力が足りないのだ」と考え直し、研究ベースで授業法を改善していかなければならない。具体的には、図のような分析・開発・実践のループによって授業を改善していくのが理想的である。

もちろん、物理の研究者として、自分の専門研究を抱えながら、授業も研究ベースで開発する余裕などないと考え人も多いだろう。しかし、ピア・インストラクション<sup>12)</sup>の開発者E. Mazurや、ノーベル物理学賞受賞者のC. Wiemanのように、物理専門領域での研究と物理教育研究を見事に両立させている研究者もいる。また、米国のように物

理学科に物理教育研究を専門とする研究スタッフを迎えることができれば、学科全体の物理教育を研究ベースで引き上げることができるであろう。

日本の物理教育の発展のために、ひとりでも多くの大学の物理研究者が、物理教育の研究にも参加してくれることを願いつつ、小論を終えることにする。

#### 参考文献

- 1) S. R. Singer, et al., eds.: *Discipline-Based Education Research: Understanding and Improving Learning in Undergraduate Science and Engineering* (The National Academies Press, 2012) 同出版社のウェブサイトから無料でダウンロードできる。
- 2) APS STATEMENT ON RESEARCH IN PHYSICS EDUCATION [http://www.aps.org/policy/statements/99\\_2.cfm](http://www.aps.org/policy/statements/99_2.cfm)
- 3) R. J. Beichner: "An Introduction to Physics Education Research", in *Getting Started in PER* (C. Henderson and K. A. Harper, eds., American Association of Physics Teachers, 2009), *Reviews in PER* Vol. 2 (<http://www.per-central.org/items/detail.cfm?ID=8806>).
- 4) <http://www.compadre.org/per/>
- 5) レディッシュ著、日本物理教育学会監訳：『科学をどう教えるか』（丸善出版、2012）。
- 6) 新田英雄：物理教育 **60** (2012) 17.
- 7) D. Hestenes, M. Wells and G. Swackhamer: *Phys. Teacher* **30** (1992) 141.
- 8) R. Hake: *Am. J. Phys.* **66** (1998) 64.
- 9) A. Madsen, S. B. McKagan and E. C. Sayre: *Phys. Rev. ST Phys. Educ. Res.* **9** (2013) 020121.
- 10) 新田英雄、植松晴子、森口真靖：大学の物理教育 **20-S** (2014) S53.
- 11) A. Madsen, et al.: *Phys. Rev. ST Phys. Educ. Res.* **11** (2015) 010115.
- 12) 新田英雄：日本物理学会誌 **66** (2011) 629.

(2015年10月1日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ編集委員長)

## 磁気抵抗率の異方性の測定による薄膜での磁気スキルミオン形成の解明

近年スキルミオンというナノスケールの渦状磁気構造体が発見され、世界的に活発な研究が行われている。トポロジーという数学の観点から見るとスキルミオン構造は既存の磁気構造と異なる類に属し、それに特有の物性を示すことから次世代省電力メモリ材料の有力な候補と注目されている。本研究では、スキルミオン物質 MnSi における大きな異方的磁気抵抗効果を発見し、さらにこの物性をうい、薄膜化した MnSi デバイスにおいても面内に整列したスキルミオン状態が形成されることを観測した。これは将来の“スキルミオン記録素子”中の情報ビット検出法の可能性も示唆する。

キラルな結晶構造を持つ磁性体の特定の温度磁場条件下でスキルミオンと呼ばれる新規な磁気構造が発見された。スキルミオン磁気構造は、図1左のように磁気モーメントの渦状構造が磁場に平行な方向に一樣に伸びた円柱状の構造である。一つのスキルミオン中の磁気モーメントを一点に集めるとその向きが球面全体を覆うという性質を持ち(図1右)、位相幾何学(トポロジー)ではトポロジー数が非ゼロ(-1)となる特徴的なクラスに属する。このトポジカルな構造に起因してスキルミオン相では様々な興味深い物理現象が観測されている。

例えばその中の一つに微小電流によるスキルミオンの駆動がある。次世代磁気メモリの開発戦略の一つとして、ハードディスク中の情報ビットとして振舞う磁気構造体(強磁性体磁区)を電流で動かすことによって、情報の“保存”だけではなく“転送”の機能を付加できるような手法が考えられている。この強磁性体磁区の電流駆動に関する研究は現在まで活発に行われており、消費電力量が少なく駆動できる磁気構造体の開拓が鍵となっている。スキルミオ

ンはその特徴的なトポロジーから、従来の強磁性磁壁と比較して、必要な電流が10万分の1程度であり、次世代省エネルギーメモリ素子への応用が期待されている。

しかし、応用へ向けて克服しなければならないいくつかの課題がある。その一つがスキルミオンの安定化である。人間の手で扱える大きさの三次元的試料、すなわちバルク試料のスキルミオン相は磁気転移温度直下の狭い温度磁場領域でのみ安定で、他の領域では不安定である。一方、スキルミオンの高さ方向(磁場と平行な方向)に試料の厚さを数百ナノメートル以下に削った二次元的な試料では非常に広い温度磁場領域で安定化することが発見された。この発見を契機に、ナノテクノロジーを用いた今後のデバイス作製も見据え、半導体基板上に物質を薄く堆積したエピタキシャル薄膜におけるスキルミオン形成の研究が盛んに行われている。エピタキシャル薄膜では、試料の次元性以外にも格子不整合による基板からの応力によって磁気異方性が生じ、これがスキルミオンの安定化にも寄与することが指摘されていた。特に、これまでよく知られたスキルミオンが薄膜面直方向に整列した状態とは異なり、スキルミオンが薄膜面内に整列した状態(図2)も実現しうることが理論的に提案されている。しかしながら、これまで面内に整列したスキルミオンの形成の実験的検証は、その検出の困難さのため十分には行われていなかった。

最近、東京大学工学系研究科物理工学専攻、理化学研究所創発物性科学研究センター、東北大学金属材料研究所のメンバーを中心とする研究グループは、スキルミオンがエピタキシャル薄膜の面内方向に整列して安定化している可能性を、磁気抵抗率の異方性の測定という新たなスキルミオンの検出方法を考案することより明らかにした。この成果は日本物理学会が発行する英文誌 JPSJ の 2015 年 10 月号に掲載された。

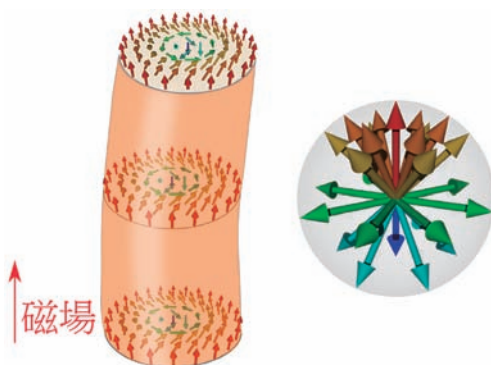


図1 スキルミオンの模式図.

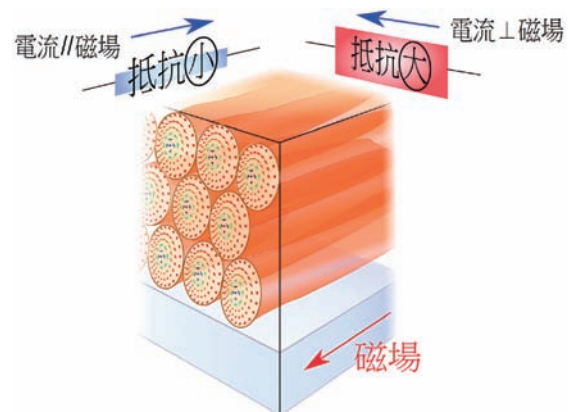


図2 MnSi 薄膜の面内に整列したスキルミオン.

本研究では、まずスキルミオン物質の一つマンガンシリコン合金 (MnSi) のバルク試料で、スキルミオンの高さ方向に対し電流を平行に流したときと垂直に流したときで磁気抵抗率が大きく異なること (異方性) を発見し (図2)、磁気抵抗率の異方性の測定がスキルミオンの新たな検出方法として有用であることを明らかにした。

さらにこの新たな検出方法を用いて、MnSi エピタキシャル薄膜でスキルミオンが面内に整列した状態を調べた。シリコン (Si) 基板上に堆積させた MnSi 薄膜では、基板との格子不整合により面内が磁化容易面となる磁気異方性が生じる。理論計算ではこの磁気異方性の効果により、面内方向に磁場を印加すると図2に示したような面内に整列したスキルミオンが安定化する。面内に磁場を印加した時の磁気抵抗率の異方性の測定結果は、バルクにおけるスキルミオン相のそれと非常に似た振舞いを示し、面内にスキルミオンが整列した状態が形成されることが明らかになった。面内に整列したスキルミオンは磁気異方性が大きくなる低温領域で特に安定であることから理論計算の通り磁気異方性がその安定性に寄与していると考えられる。

本研究の成果はスキルミオンの安定機構の解明、さらには磁気異方性の制御等を通じたスキルミオンの制御につながると期待される。また、今回発見された磁気抵抗率の異方性の測定によるスキルミオンの新たな検出方法は、スキルミオンを用いたメモリ素子におけるスキルミオンの検出方法としての応用も期待される。

## 原論文

Formation of In-plane Skyrmions in Epitaxial MnSi Thin Films as Revealed by Planar Hall Effect

T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Tsukazaki, Y. Kozuka, A. Kikkawa, Y. Taguchi, M. Kawasaki, M. Ichikawa, F. Kagawa, and Y. Tokura: J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 104708 (2015).

〈情報提供：横内智行 (東京大学大学院工学研究科)  
金澤直也 (東京大学大学院工学研究科)  
十倉好紀 (理化学研究所創発物性科学研究センター、  
東京大学大学院工学研究科)〉

## News and Comments

In-plane Skyrmion Strings Now Observed in Epitaxial Thin Films

T. J. Sato: JPSJ News and Comments **12** (2015) 10.

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8月に掲載可となった中から2015年9月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を紹介しています。なお、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とコメントがJPSJ ホームページの「News and Comments」欄にも掲載されていますので、併せてご覧ください。

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1号 (2016年1月号) 予定目次

### 解説

逆ファラデー効果を用いた超高速スピン制御……………佐藤琢哉  
高い耐放射線特性をもつ冷陰極真空管型撮像素子……………三村秀典  
原子分解能ホログラフィによる物質中活性サイト周りの

3D 原子配列イメージング ………………大門 寛

### 最近の展望

ハイバリアフィルムのバリア性評価……………鈴木 晃  
自動車の低燃費化・低排出ガス化のための湿度計測……………星加浩昭

### 研究紹介

等方性3次元メタマテリアルとその加工法……………田中拓男

超高耐圧半導体真空スイッチ……………竹内大輔  
基礎講座：真空技術のコツ……………市村正也  
ホットひといき：物理チャレンジ教育活動と国際物理  
オリンピックへの日本参加……………毛塚博史  
応物系スタートアップ：オールジャパンの新規不正脈治療器  
開発に架ける夢……………荒井恒憲, 小川恵美悠  
研究会だより：微小光学研究会の「発足」について ……中島啓幾  
連載：科学を詠む⑬ 耳を澄ませば……………松村由利子  
書評：白木靖寛：シリコン半導体……………藤原 聡  
Science As Art：銀の惑星 ………………増井恭子, 牛場翔太

# フランス国立科学研究センターについて

鈴木大介 〈Institut de Physique Nucléaire d'Orsay〉

## 1. はじめに

本稿を読まれる皆さんにとって、フランスとはどのような国でしょうか？ この国を書物や映画でしか知らなかった当時の私の心にあったのは、中央政府を擁する長い歴史を持ちながら、シネマトグラフの創生やエッフェル塔の建設によって近代から現代への画期を体現した、いわば古いのに常に新しい国、でした。矛盾が素直に同居する複雑なこの国のかたちは、今も基本的には当初の印象どおりのように思います。拙稿で紹介させて頂く国立科学研究センター (Centre National de Recherches Scientifiques; CNRS) もそんな貌にふさわしい複雑な組織、人事構造を持っています。

## 2. オルセイ原子核研究所

私がオルセイ原子核研究所 (IPN) に研究員として着任したのは、2012年1月のことです。その本拠地オルセイは、パリから南へ鉄道で30分、イヴェットという名の小河が穏やかに流れる谷間にあります。戦後しばらくしてこの地に移り住んだ私の大家さんによれば、イヴェット河を中心とした溪谷は古くからパリに住む富裕層の保養地として栄えていたそうです。この閑静な谷に大きな転機が訪れたのは1950年代、フレデリック・ジョイオとイレース・キュリーの進めていた次世代シンクロ・サイクロトロン計画が誘致されたことを端緒とします。IPNはこの50年代核物理の次世代計画に併せて創設されました。爾来、オルセイの谷にはパリ南大学が、私たちがプラトーと呼ぶ丘にはCEA<sup>\*1</sup> やポリテクニークなどの高等教育機関、研究所が設立あるいは移管され、この一帯はフランスを代表する基礎科学研究拠点へと成長しました。創立以来、IPNは多数の著名な核物理学者、行政担当者を輩出してきました。本誌上でも特集<sup>\*2</sup> のあった、湯浅年子先生もその一人です。21世紀のIPNを牽引するのは、短寿命核の物理です。二つのプロジェクトが走っています。一つはALTOと呼ばれる短寿命核施設です。ALTOは、大強度電子ビームによりウラン核分裂を誘導することで、短寿命核を効率的に生成するいわゆるISOL型と呼ばれる施設で、ベータ崩壊研究

が推進されています。もう一つは、SPIRAL2計画です。低地ノルマンディ圏の首都カンにある研究所GANILに建設されようとしているこの施設は、現在のビーム強度を一桁から二桁向上することを目指す野心的な計画です。IPNは加速共鳴空洞の建設と分光検出器の開発に携わっています。

## 3. CNRS

以上のように、私はIPNに奉職する研究者です。しかしながら、その正式な身分を問われたなら、私の答えは「CNRSの研究員」となります。それでは、このCNRSという、フランス人ならばおそらく誰もが一度は耳にしたことがある組織は一体何なのでしょう。

公式サイトを借りれば、CNRSは、フランス教育・研究省が管轄する基礎科学、技術の公立研究機関です。その規模は非常に大きく、2015年3月時点で、総職員数3万3千人、うちパーマネント職員2万5千人<sup>\*3</sup>を擁し、年間予算は33億ユーロにのぼります。CNRSの研究員は、大きくセクションとグレードにより分類されます。まずセクションですが、これは研究分野に相当します。「科学研究」という名から誤解されがちですが、CNRSのカバーするのは、自然科学に留まりません。計54のセクションは、一般的な理学系分野はもちろん、情報、工学、政治、経済、哲学、考古学など、およそ基礎学問に分類される分野を網羅しています。私たち核物理研究者は、セクション01 (相互作用、粒子、原子核、宇宙) に属します。CNRS研究員の身分を特徴づける、もう一つ概念は、グレードつまり階級です。私たちは、シニアポストであるDirecteur de Recherche (DR) と若手ポストであるCharge de Recherche (CR) のどちらかに属し、それぞれ一、二級という等級を持ちます。例えば、私はエントリーグレードである二級CR (通称CR2) です。一般的には、30代半ばにCR2からCR1へと進み、研究指導資格 (Habilitation à Diriger des Recherches; HDR) を取得後DRに昇進することが可能となります。

ここで重要なのは、こうした身分は、所属研究所如何にかかわらず、CNRSによって直接定義、保証されている点です。例えば私の手元にある給与明細はCNRSの発行であり、IPNに関してはその名さえ記載されていません。CNRSによる人事は、あるグレードの職員をフランス全土に分散する1,100近いunité (ユニテ) の一つに配属 (アフェクタ

<sup>\*1</sup> Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives 原子力・代替エネルギー庁

<sup>\*2</sup> 小特集：湯浅年子先生誕生100年：日本物理学会誌第64巻第12号。先生はコレージュ・ド・フランスから創立間もないIPNへと移籍された後、シンクロ・サイクロトロン陽子ビームを用いた三体力研究に従事されました。この加速器は90年代初頭にキュリー研究所へと移管され、陽子線医療の基幹装置として現在でも使用されています。

<sup>\*3</sup> 研究員1万1千人、技術・事務系職員1万4千人

ション)する, という形をとります. ユニテという語は, 目に見える実体としては研究所を指しますが, 後述のように深い意味を持っています.

#### 4. 垂直的集権 vs. 水平的流動

以上のように, 私たちはユニテとCNRSという二つの名の下に研究を進めています. 前者は, 日常的な研究の場を与える具体的かつ卑近な存在, 後者は私たちを中央政府と結びつけることで身分と待遇を保証します. CNRSが設立されたのは第三共和制下の1939年のことですが, それを国内最大級の基礎研究機関へと発展させたのは, 戦後の第五共和政府だったようです. その堅固な集権構造に優れた点が多いのも事実です. 例えば, CNRSワイドなシステムを設けることで, 組織の効率化が図られています. 日常的な例をあげれば, 出張や休暇などの各種申請, 年次報告の提出, 旅客機や宿泊施設の予約などは全てCNRSの管理するサイトで行えます. 核物理実験の分野では, 検出器や読み出し回路など比較的大型の海外輸送が必要になることがあるのですが, CNRSの場合リヨン近くにあるULISSEという部門が一括して担当しています.

このような縦方向に強い力場を持つ構造を相補するのは, 他機関との連携と人的流動です. 私の目には, 二つのシステムがCNRSのこうした水平的な力を支えているように見えます. 一つは, 先ほど触れたユニテという概念です. CNRSのユニテの大半は, より正確にはUnité Mixte de Recherche (UMR)と定義されています. ここで重要なのは, mixte (混成)です. このUMRという名を冠した研究所は, CNRSとCNRS外の研究機関, 高等教育機関, 特に大学が共同で統治しています. 例えばIPNの場合, パリ南大学との契約のもと, UMR8608という名を与えられています. 連携の焦点の一つは, 教育の共同運営だと考えられます. CNRSはあくまでプロの研究者集団ですので, その組織内に学生は存在しません. 一方, 大学は学位を授ける上で, 最先端の研究環境が必要となります. UMRという行政的実体は, こうした別系統に属する組織のダイナミックな橋渡しを可能にします. つまり, CNRS側は, HDRを有する研究員が大学に所属する学生を指導することで, 次世代を担う人材を育てていくことが可能となり, 大学側は学位にふさわしい研究環境に学生を送ることができるのです. また, 大学側の教員がUMRの研究所にオフィスを持ち, 研究することも可能になります. 逆に, CNRSの研究員にHDRを授けるのは大学であり, その審査にあたっては, CNRS研究員は一時的に大学に籍をおくこととなります. 二つ目は, 人事異動(ミュータション)の自由度です. CNRSの職員は, 比較的自由に他のCNRS系ユニテに移籍することが許されています. ここで重要なのは, 移籍の前後で現在のステータスが継続される点です. これは既に述べましたように職員の身分と待遇は所属研究所によらず保証されて

いるからです. こうした自由度が, 研究所間の異動の敷居をさげ, CNRS内部における人的流動性を大きく高めています. フランスらしい労働者の権利の強さを象徴する一例と考える人も多いですが, 私はむしろ中央集権構造に水平的ダイナミクスを与えようとする統治者のクールな眼差しを感じます.

#### 5. Concours (コンクール)

こうしたCNRSの屋台骨は, コンクール, すなわち一般公募の人事審査を経て採用されたパーマネント職員です. 特に, 春の研究員一般公募は, CNRS最大の年行事の一つであり, 若手の重要な登竜門となっています. コンクールでは, CNRSのセクションはさらに細分化され, 各サブセクション毎に割り当てられたポストを争うこととなります. 例えば, 低エネルギー核物理分野は, セクション01, サブセクション06に相当し, 例年二つのCR2ポストが割り当てられます. ここに国境を越えて多数の若手が応募してきますので, 必然的に激戦となります.

私の知る過去数年は, 12月初旬に公募が始まり, 1月第1週に書類提出が締切をむかえ, 3月中旬から4月中旬にかけて面接が行われています. 核物理の分野では, 書類審査の結果発表から, 面接までの約1カ月強の間, 候補者は関連する複数の研究所でセミナーを行うのが恒例となっています. これはコンクールとは原則無関係なのですが, コミュニティーに自分の存在と仕事をアピールする意味では非常によい機会となります. もちろん強制ではなく, 選考当時アメリカにいた私は, この手続きは踏んでいません.

面接は, 各地のCNRSの研究拠点で持ち回りとなっております. 私の時はパリ第8大学でした. 面接を通過すると, 採用に至る最後の段階として配属先を巡る協議が待っています. 配属の決定権はCNRSにあります. しかし, 実際には, 関連分野の研究所, そして採用者のボトムアップ的な要望が考慮されます. 例えば, CNRSとしては若手率の著しく低い研究所Aに配属させたいと思っけていても, 研究所Bが採用者の配属を切に願う場合は, そちらを優先することもあるわけです. 従って, 配属決定の会議が開かれる初夏にかけて, 三者は最適な選択を求めて協議を重ねることになります. 新人の研究員は, 1年間の仮採用の後, 簡単な書類審査を経て本採用となります.

#### 6. 結び

本稿では, フランス最大級の基礎科学研究機関であるCNRSを紹介しました. 拙稿は, 私個人の視点からの文章であることを付記します. 本稿を執筆するにあたっては, ナンシーのローリッツ準備校で教鞭をとっている旧友アレクセイ・ラミュ氏から貴重な御意見を頂きました.

(2015年7月28日原稿受付)



## 電磁気量の定義・記法・単位の統一について

清水 忠雄

研究者にとってはどうでもいいことでも、教育者にとってはかなり気になることであり、学生にとっては迷惑千万、深刻な問題が、電磁気学の複数の記述法である。電磁気学の講義の際や教科書を執筆された際に、磁気量の扱いに多少とも困惑された経験がかなりの会員も多いと思う。最近書かれた教科書をみると、単位については、さすがにSI単位に絞られてきた感があり、記法についても、いわゆるE-B対応の立場が多くなっているようである。しかしことに磁気量(磁気双極子モーメント、磁化(磁気分極)、磁化率、磁気感受率など)についてはいまだに異なる定義や用法の違いが混在している。

現状を知る一助として、磁気モーメント、磁化、磁気感受率などの、定義、呼称、単位について、身近な辞典、データ集を参照したものを表1に掲げる。200冊余ある電磁気学の教科書の統計をとってみたいところであるが、そこには個人的な趣向も反映されるであろうから、これは試みないことにする。現状の単位系の混乱は理科年表の表記のあいまいさに如実に表れていると思われる(決して理科年表を非難しているのではなく、単位系の混乱を表しているのだということを強調しておきたい)。理科年表は過去の研究データを集めたデータブックであるから、あまり単位系をいじりたくない、という側面もあると考えられる。理化学辞典や物理学辞典では混乱があることを受け入れ、両方併記されている。これはそれぞれの発行者である岩波書店や培風館に定義を決定する権利がないため、やむをえない措置であろう。

表1の文献①②の定義は国際的な取り決めによって決定された定義である。表1の文献①の *Quantities, Units, and Symbols in Physical Chemistry* は、国際純粋応用化学連合(International Union of Pure and Applied Chemistry; IUPAC)が発行する通称グリーンブック(以下

GBと略記)と呼ばれる文献である。<sup>\*1</sup> 表題から分かるとおり、物理量の定義、単位のみならずその記号までを統一しようという努力が伺える。守備範囲は物理化学の分野が中心であるが、かなり分厚い書物で、当該委員会の継続的な努力で2007年に第3版が刊行された。因みにIUPACのGB3版は、2009年に計量標準総合センター(National Metrology Institute of Japan; NMIJ) 翻訳、日本化学会監修として、講談社から刊行された。この書物は物理化学を専攻する学生・研究者のみならず、物理あるいは関連した工学分野の学生・研究者にも役立つ内容と思われる。その内容はNMIJのホームページで閲覧可能である。<sup>\*2</sup> 物理学の立場から、国際純粋応用物理学連合(IUPAP)のSUNAMCO (Symbols, Units, Nomenclature, Atomic Masses & Fundamental Constants) という分科会(Commission 2)が同様の趣旨をもつ通称レッドブックという書物を刊行してきたが、残念ながらこちらは1987年以来刊行が途絶えている。<sup>\*3</sup> 全般的に言ってこの種の作業には物理屋は比較的無関心だという証左かもしれない。

一方、文献②のCODATAは、国際科学会議(International Council for Science; ICSU)設立の科学技術データ委員会(Committee on Data for Science and Technology)のことであり、科学と技術に関するあらゆるデータについて、その質、信頼性、管理、検索性の向上を行っている。こちらは基礎定数の数値に重きを置いており、基礎定数である電子の磁気モーメントなどの記述から磁気モーメントについてはその記述方針が明確であるが、磁化や磁化率についての記述方針は不明である。

<sup>\*1</sup> <http://media.iupac.org/publications/books/gbook/IUPAC-GB3-2ndPrinting-Online-22apr2011.pdf>

<sup>\*2</sup> <https://www.nmij.jp/public/report/translation/IUPAC/>

<sup>\*3</sup> <http://metrology.wordpress.com/measurement-process-index/iupap-red-book/>

理科年表や理化学辞典、物理学辞典の基礎定数もCODATAに準拠している。

磁気量について統一的定義をあたえるべく、GBはかなり意識的に努力したあとが感じられる。しかし徹底されているとは言い難く、まだ混用が見受けられた(この問題は化学者の課題ではなく、むしろ物理学者への課題である)。その例は、表1中の磁化率(磁気感受率) $\chi$ の定義に見られる。GBにおいても $M=\chi H$ により磁気感受率を定義しているが、E-B対応に徹すればマクロな磁化、あるいは感受率の定義も $M=\chi H$ によるのではなく、たとえば $M=(\chi/\mu_0)B$ を使ったほうが一貫している。そこまで徹底できなかったのは研究現場での事情や感受率のこれまでの文献値が $M=\chi H$ の定義によっていることなどの事情を斟酌したのかもしれない。このようにGBでもまだ若干の混乱はみられるが、それでもGBの内容はSI国際文書第8版(2006)、ISO80000シリーズ(2006)、ISO31シリーズ(1992-1998)、IEC(国際電気標準会議)(2005)などの文書に整合しており、将来IUPAPが文書を発刊するとしてもこれを無視することはできないはずである。

このように、物理量の定義や単位の統一については、化学者は比較的熱心であるが、物理学者はどちらかというとなんと無頓着なように思われる。化学者もさまざまな物理量を使うが、彼らにとって、これらはいわば科学的な言語であって、それならばユーザー全員に共通なものであることが望ましい。それに対して、物理学者は量が意味する内容などにこだわりがあって、(もちろん使い慣れているものは変えたくないという、横着な点も否定できないが)軽々しく定義や単位を変えることに抵抗感をもつためと考察できる。ただし、物理学者の中でも、特に磁性体に関する研究をしている研究者は危機意識をもっているようで、日本磁気学会では<http://www.magnetics.jp/archive/paper/unit.html>のようなホームページを設け、単位系の混乱を防ごうと努力しているように見受けられる。

表1 各種書籍, データ集における磁気モーメント, 磁化, 磁化率の定義や単位

文献番号	書籍名, データ集名	磁気モーメント			磁化		磁化率	
		対応	呼称	定義	単位	定義	呼称	定義
①	<i>Quantities, Units, and Symbols in Physical Chemistry</i> 通称 Green Book 邦題: 物理化学で用いられる量・単位・記号 第3版, 講談社 (2009)	<i>E-B</i> 対応	"magnetic moment" "magnetic dipole moment" 「磁気モーメント」 「磁気双極子モーメント」 が混在	電流 ( $I$ ) と 面積 ( $S$ ) の積	$[A \cdot m^2] = [J \cdot T^{-1}]$	$M = (B/\mu_0) - H$	磁化率 (磁気感受率) magnetic susceptibility	$M = \chi H$
②	Committee on Data for Science and Technology (CODATA) 2010 科学技術データ委員会	<i>E-B</i> 対応	"magnetic moment"	電流 ( $I$ ) と 面積 ( $S$ ) の積	$[J \cdot T^{-1}]$			
③	物理学辞典 (培風館) 改訂版	<i>E-B</i> 対応 <i>E-H</i> 対応 併記	<i>E-H</i> 対応では 「磁気双極子モーメント」 <i>E-B</i> 対応では 「磁気モーメント」	<i>E-H</i> 対応では $\mu_0 IS$ <i>E-B</i> 対応では $IS$	<i>E-H</i> 対応では $[Wb \cdot m]$ <i>E-B</i> 対応では $[A \cdot m^2]$	<i>E-B</i> 対応のみ $M = (B/\mu_0) - H$	磁化率	$M = \chi_m H$
④	理化学辞典 (岩波書店) 第5版	<i>E-B</i> 対応 <i>E-H</i> 対応 併記	「磁気双極子モーメント」, 「磁気モーメント」 (区別していない)	<i>E-H</i> 対応では $\mu_0 IS$ <i>E-B</i> 対応では $IS$	<i>E-H</i> 対応では $[Wb \cdot m]$ <i>E-B</i> 対応では $[A \cdot m^2]$	<i>E-H</i> 対応では $M = B - \mu_0 H$ <i>E-B</i> 対応では $M = (B/\mu_0) - H$ 併記	磁化率	$M = \chi H$
⑤	理科年表 (丸善) 2013年	<i>E-B</i> 対応 <i>E-H</i> 対応 混在 (あまり明確に 区別されていない) cgs 単位系でも書か れている	「磁気モーメント」	$\mu_0 IS$ と $IS$ が混 在	基礎定数の欄では単位 が $[J \cdot T^{-1}]$ (電子や核磁 子の磁気モーメントな ど) だが, 磁気的性質を 記述した欄では $[Wb \cdot m]$ に対応した記述もある	$B = \mu_0 (H + M)$ $= \mu_0 H + P_M$ と書き, $M, P_M$ を磁化の強さ, 磁気分極とよぶ, とある	磁化率	$M = \chi H$ ただし, cgs 単位系

単位の統一が科学の発展に重要であることに異論がある研究者はいないと思う。単位系の統一がうまくはかられなかった顕著な例は、1999年のNASAの火星探査機 Mars Climate Orbiter の失敗である。この失敗の要因は、力積の単位に  $N \cdot s$  と重量ポンド  $\cdot s$  を混用したためと報告されている。<sup>\*4</sup> この例と同様に、電磁気学で単位系の統一ができなかったためにビッグプロジェクトが失敗する例が起こるかもしれない。もちろん、なにがよいか、どうあるべき

かかの議論を始めると、なかなか収束しない心配がある。たとえば、日本磁気学会でも「SI 推奨」とのことであるが、「*E-B* 対応」と「*E-H* 対応」のどちらか、というところまで踏み込んだ一本化は難しかったようである。そもそも電気感受率と磁気感受率を分けて考えるべきではない、という立場もあり得る。<sup>\*5</sup> しかし、物理量の定義・記号・単位は科学の言語であり、万人が共通に使用することがもっとも大切な要件であるという立場にたち、しかるべき科学団体 (たとえば日本物理学

会) が態度を鮮明にすることは、一つの解決法かと思われる。実際、前述の GB 翻訳の監修者は日本化学会グリーンブック監修委員会となっており、日本化学会は GB の内容を正式に認め、これを国内の研究者に流布し推奨する立場をとっている。定義・記号・単位などについては、日本物理学会などで意思統一ができれば、これを国際機関に提案したいものである。

表1は長谷川太郎氏 (慶應大: 物理) にまとめていただいた。

(2014年12月24日原稿受付)

\*4 [http://ftp.hq.nasa.gov/pub/pao/reports/1999/MCO\\_report.pdf](http://ftp.hq.nasa.gov/pub/pao/reports/1999/MCO_report.pdf)

\*5 J. Phys. Condens. Matter, 20(2008)175202 など。

## 第34回宇宙線国際会議 O’Ceallaigh Medal： 西村 純氏

鳥居祥二（早大理工）

2015年7月にオランダのハーグで開催された宇宙線国際会議（ICRC）において、元宇宙科学研究所所長の西村純先生にO’Ceallaigh Medalが授与されました。ICRCは、1947年以来2年に1回の割合で開催され、2015年で第34回を迎える宇宙線分野では最大かつ最も重要な国際会議であり、国際純粋・応用物理学連合（IUPAP）のコミッションC4によって主催されています。ICRCは、5種類の表彰制度を有していますが、本メダルは1999年に創設され、

“outstanding contributions to cosmic ray physics”に該当する研究者に贈られるものです。これまでの8名の受賞者の中にはノーベル賞を受賞しているV. L. Ginzburgなど、輝かしい業績をあげた錚々たる研究者が名を連ねています。

先生の受賞理由として挙げられる宇宙線関連分野の業績は数多くありますが、その中でも「3次元電子シャワー理論（N-K関数）」、及び「中間子多重発生における二次粒子横運動量（ $P_T$ ）の一定則」、がとくに際立った業績であるといえます。さらに、特筆すべき点として、宇宙科学研究所において大気球観測を立ち上げ、三陸大気球観測所でのプーメラン気球や、1カ月をこ

す画期的な長時間観測を可能にした南極周回気球システムなど、先駆的な提案・開発を通して、数多くの気球実験を達成され、宇宙科学・地球科学の発展に貢献されたことが挙げられます。

先生のライフワークともいえるべき高エネルギー一次電子の研究は、筆者らが先生のご指導で開始した気球実験から、最近、国際宇宙ステーション「きぼう」に搭載して観測を始めたCalorimetric Electron Telescope（CALET）により大きく飛躍する段階にあります。すでに米寿を迎えられているとはいえ、なお活発に研究活動を行っておられ、今後とも宇宙線研究の発展にご貢献いただけることを願ってやみません。

（2015年10月12日原稿受付）

### 『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

### Vol. 21-3（11月15日発行）目次

『大学の物理教育』誌に期待するもの ……須藤彰三  
物理と社会シンポジウム報告  
異分野から見た物理学への期待—「物理学」分野の参照基準  
……………須藤彰三、田中忠芳  
はじめての講義  
授業アンケートから見えてきたもの……………上野和紀  
講義室  
クリッカー顛末記……………井上 慎  
有効数字のあいまいさについて……………森 貞雄  
LC共振回路で光速を測る ……北野正雄  
実験室  
机の上で光速を測る……………小林弘和、北野正雄  
教育実践  
はねかえり係数の測定—平面上のコイン衝突  
……………植松祐輝、真梶克彦

高等学校物理におけるレポート指導……………瀧本家康  
海外の動向  
北京で開催された物理教育国際会議2015  
……………荻谷麻子、谷口正明  
連載 物理オリンピックと物理教育  
国際物理オリンピック2015インド大会報告 ……吉田周平  
談話室  
電磁波と電子波の対応……………梶川靖友  
教育に関する一言……………高橋卓也/牧永綾乃/大澤智興  
開催情報  
『大学の物理教育』総目次（Vol. 21）  
編集後記

齋藤理一郎

## フラーレン・ナノチューブ・グラフェンの科学；ナノカーボンの世界

共立出版，東京，2015，xi+163p，21×15 cm，本体2,160円（基本法則から読み解く物理学最前線5）[大学院～一般向]

ISBN 978-4-320-03525-6

小鍋 哲 〈東京理科大〉



0次元物質のフラーレン，1次元物質のカーボンナノチューブ，そして2次元物質のグラフェン，これらのナノスケール炭素物質を総称してナノカーボンと呼ぶ，これらはその特異な構造に起因し，多くの興味深い特性を持つことから，基礎から応用にわたる幅広い分野において精力的に研究が行われている。一方で，分野があまりにも広がってしまったため，その全体像を掴むのが困難なもの事実である。そのような中，本書の目的は，物理学・化学・工学・材料科学・生物学へと拡大し続けている「ナノカーボンの世界を案内する旅のガイドブック（本書，まえがき）」である。啓蒙書と専門書の性格を兼ね備えながら，160ページ程度の限られたスペースにバランス良くまとめられており，著者の目標は十分に達成されている。

本書はどの章も単独で成り立っているのだから，読者の興味に応じ好きな箇所から読み進めることができる。前半部ではナノカーボンの世界について，高校生や一般の読者でもわかるように手際良くまとめられている。まず1章でナノカーボンについて概観した後，続く2章から5章までで，フラーレン，カーボンナノチューブ，グラフェンそ

れぞれの発見物語，結晶構造，合成方法，技術応用について順次述べられている。6章からの後半部は，ナノカーボンの電子物性について説明されている。6章ではナノカーボンの電子状態の特徴がその導出方法とともに非常にわかりやすく説明されている。7章ではカーボンナノチューブやグラフェンの低エネルギー有効理論であるディラック電子についての説明である。軌道反磁性，クライントンネリング，後方散乱の消失，バレースピンなどディラック電子に起因した特異な物性が簡潔にまとめられている。8章では，ラマン分光について，そのメカニズムの定性的説明と利用の仕方までが述べられている。後半部はいずれの章も内容は高度であるが，最小限の数式と著者ならではの噛み砕いた表現により，物理的ピクチャーをしっかりと身につけることができる。最後の9章では，ナノカーボンを利用したオールカーボン集積回路や太陽電池など最先端研究についていくつか紹介され，ナノカーボン研究の今後の展望や期待が述べられている。著者によるこれまでの著書（量子物理学，基礎固体物性）同様，充実した脚注も本書の特色の一つである（本文より分量が多いかもしれない）。

本文中の説明の足りない箇所を十分過ぎるほど補強するだけでなく，ユーモアあふれるコメントも有り，脚注だけでも楽しく読める。

本書をガイドに，「ナノカーボンの世界の入り口から少し入ったところまで（本書，ティータム13）」を散策すれば，大学院生・若手研究者もナノカーボン研究分野に飛び込む準備はできるであろう。また，これまでナノカーボン分野で研究を続けてきた研究者にとっては，適度な分量に幅広い分野の内容がコンパクトにまとまっているので重宝する。そして何より，随所に科学者を目指す若者への著者からの熱いメッセージと親切なアドバイスが盛り込まれており，若い読者に対する著者のエールが聞こえてくる。次世代を担う中学生や高校生にも是非一読を薦めたい。

（2015年6月6日原稿受付）

高柳 匡

## ホログラフィー原理と量子エンタングルメント

サイエンス社，東京，2014，v+176 p，26×18 cm，本体2,407円（SGCライブラリ-106）[専門・大学院向]

ISSN 4910054700442

奥西 巧一 〈新潟大理〉

ホログラフィーの原理やAdS/CFT対応は，著者のホームグラウンドである弦理論のキーワードである。一方，量子エンタングルメントはもともと量

子情報分野より発生した概念である。現在，両者は融合し，素粒子論，量子情報，物性理論などの広範な領域の研究動向に大きな影響を与えるように

なっている。自ら首を突っ込まないまでも，潜在的に興味を持っている方々も多いのではないだろうか。それゆえ，物性理論の研究者が本書の紹介をするということにも意味があるかと思う。しかし，広い分野すべての事情に通じているわけではないので，あくまで少し偏った見方であるご理解いただきたい。雑誌『数理科学』に江口先生の書評<sup>1)</sup>もあるので，そちらも参考にしてくださいとよいと思う。



さて、本書は独創的な研究でこの分野をリードしている高柳氏自らが、ホログラフィーの原理と量子多体系のエンタングルメントに焦点を絞って解説したものであり、弦理論の専門的な知識はほとんど前提としない形で話が展開される。中心的な役割を果たすのが、重力における極小曲面の面積とエンタングルメントエントロピーを結びつける笠-高柳の公式だが、ホログラフィー—辺倒ではなく、共形場理論による説明と、ホログラフィーの原理に

もとづく重力による説明が交互に現れる。技術的な詳細を必要最小限にとどめつつ、むしろ理論の要所や数式、そして結果の物理的な意味や位置づけにテンポの良い解説が割り振られており、導入から高度な内容、そして最前線まで一気に駆け抜けている印象を受ける。典型的な模型や現象を挙げながら解説しているので、抽象的な一般論にならずにイメージも掴みやすい。古典重力の知識をかじっていれば非専門家でも十分に楽しめるであろう。また、専門的に深く学びたい読者が巻末の文献に当たる際にも、本書の要所を押さえた解説は大いに理解の助けになると思う。

物性の立場からは、エンタングルメントの性質がブラックホールなどの概念と結びつくのは楽しいのだが、一方でなんでも重力で理解できるのか？と、少々不思議な感覚にとらわれるのも正直なところである。一因は、自分に弦理論も含めた背後の専門的な知識の蓄積が足りないことにある。しかし、もう一つ基本的な要因に、物性では時空を単なる物理系の入れ物とみなすこ

とが多いのに対し、本書が逆方向の論理、すなわち、エンタングルメントの埋め込み方がむしろ時空の計量も決めるという、物理の新しい方向性に挑戦しようとしていることがあると思う。個人的な見方かもしれない。しかし、タイトルがAdS/CFT対応やゲージ重力対応ではなく、ホログラフィーの原理となっているところに、著者の意気込みと期待が表れているように感ずる。本書はゴールではなく、今後の展開への序章であると解釈するのがよいだろう。

#### 参考文献

- 1) 江口 徹：数理科学(サイエンス社) **620** (2015) 60.

(2015年6月25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

P. ギャリソン著、松浦俊輔訳：アインシュタインの時計ポアンカレの地図；鑄造される時間

名古屋大学出版会、名古屋、2015、iv + 280 + 43p、22 × 16 cm、本体 5,400 円  
ISBN 978-4-8158-0819-8

江口 徹、菅原祐二：共形場理論

岩波書店、東京、2015、xii + 321p、22 × 16 cm、本体 5,700 円  
ISBN 978-4-00-005249-8

小野行徳：電子・物性系のための量子力学；デバイスの本質を理解する

森北出版、東京、2015、vi + 303p、22 ×

16 cm、本体 4,200 円

ISBN 978-4-627-77521-3

坂 公恭：結晶転位論；鉄から窒化ガリウムまで

丸善、東京、2015、x + 280p、21 × 15 cm、本体 4,000 円

ISBN 978-4-621-08963-7

白石 清：理工系の基礎力学

裳華房、東京、2015、vii + 228p、21 × 15 cm、本体 2,200 円

ISBN 978-4-7853-2247-2

真貝寿明：ブラックホール・膨張宇宙・重力波；一般相対性理論の100年と展開

光文社、東京、2015、340p、17 × 11 cm、本体 900 円

ISBN 978-4-334-038877-9

真貝寿明：日常の「なぜ」に答える物理学  
森北出版、東京、2015、viii + 260p、22 × 16 cm、本体 2,200 円

ISBN 978-4-627-15611-1

山崎雅人：場の理論の構造と幾何；3次元超対称場の理論からその先へ

サイエンス社、東京、2015、x + 218p、26 × 18 cm、本体 2,500 円 (SGC ライブラリ-119)

ISSN 4910054700954

米沢富美子：不規則系の物理；コヒーレント・ポテンシャル近似とその周辺

岩波書店、東京、2015、ix + 256p、22 × 16 cm、本体 4,600 円  
ISBN 978-4-00-005969-5

## 掲示板

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

## 人事公募

### 人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

### ■理化学研究所特別研究員

1. 特別研究員1名
2. 創発物性科学研究センター量子情報エレクトロニクス研究部門量子機能システム研究グループ
3. 半導体量子ドット列の作製と非平衡ダイナミクスの観測。半導体量子ドット列を用いた量子シミュレーション実験に関する研究。
4. 2016年1月1日以降早期
5. 単年度契約の任期制職員で評価により2018年3月迄再契約可。
6. 博士号取得者、又は取得見込者。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷 ○今迄の研究内容の概要と今後の抱負 ○応募者をよく知る方からの推薦書又は意見書、

1通又は2通(推薦者の氏名、所属、身分、電話、e-mail記載) ○結果通知先(住所、Fax、e-mail等)

8. 決定次第
9. 理化学研究所 創発物性科学研究センター量子情報エレクトロニクス研究部門量子機能システム研究グループグループディレクター 樽茶清悟 tarucha\_riken.jp
10. 応募書類はPDFで作成しメール添付にて送付。詳細は[http://www.riken.jp/en/careers/researchers/20150917\\_9/](http://www.riken.jp/en/careers/researchers/20150917_9/)参照。

### ■分子科学研究所特任助教

1. 特任助教1名
2. 協奏分子システム研究センター・機能分子システム創成研究部門
3. 新たな分子性エレクトロニクスの開拓に意欲的に取り組む実験研究者。同部門の山本浩史教授と協力して研究を行う。
4. できる限り早期
5. 年度毎の更新で原則3年(但し、審査の上1年毎の延長を認め雇用の通算期間は5年を限度)
6. 着任時期時点の博士号取得者、又は取得が確実な者。
7. ○履歴書 ○業績リスト ○論文別刷5編以内 ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○推薦者の氏名、連絡先
8. 2016年1月15日(金)消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 分子科学研究所 山本浩史
10. 詳細は<http://www.ims.ac.jp/recruit/2015/11/160115.html>参照。

### ■岩手大学理工学部助教

1. 助教1名
2. 物理・材料理工学部材料コース(2016年度改組により設置予定)
3. 有機機能材料学分野(有機材料の合成、結晶成長、構造や物性の評価、有機デバイス、バイオエレクトロニクス等)。担当授業科目:基礎ゼミナール、物理学実験、物理・材料理工学実験、専門英語セミナー等。
4. 2016年4月1日以降
5. なし
6. 博士号取得者か着任時期迄に取得見込の方。教育・研究及び大学運営について他の学科教員と協調して対応できる方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○学術論文別刷5編以内 ○研究概要、研究計画(A4, 2枚以内) ○

教育に関する実績と抱負(A4, 約1枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先

8. 2016年1月20日(水)必着
9. 020-8551 盛岡市上田4-3-5 岩手大学工学部マテリアル工学科 吉本則之 電話019-621-6355 yoshimoto\_iwate-u.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中(マテリアル助教)」と朱書きし、簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細は<http://www.iwate-u.ac.jp/boshu/koubou.shtml>参照。

### ■岐阜大学工学部電気電子・情報工学科テニュアトラック助教

1. 助教1名
2. 応用物理コース
3. 物性物理(光物性、ナノ構造物理、計算物質科学)
4. 2016年4月1日以降早期
5. 常勤(テニュアトラック)、任期5年(任期中の評価によりテニュアポストに移行)
6. 博士号取得者又は本年度中の取得見込者。その他、公募要領に記載の通り。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要原著論文別刷3編以内 ○所属学会・社会における活動状況 ○外部資金獲得実績 ○今迄の研究概要 ○教育実績 ○着任後の研究計画と教育に関する抱負 ○照会可能者2名の氏名、所属、連絡先
8. 2016年1月29日(金)必着
9. ①501-1193 岐阜市柳戸1-1 岐阜大学工学部電気電子・情報工学科応用物理コース 亀山 敦 ②電気電子・情報工学科 青木正人 電話058-293-3053 masato\_gifu-u.ac.jp
10. 封筒に「電気電子・情報工学科応用物理コース教員応募書類」と朱書きし簡易書留で送付。詳細は<http://www.eng.gifu-u.ac.jp/ouyoubutsuri/20160129A.pdf>参照。

### ■福岡大学理学部助教

1. 助教1名
2. 物理科学科
3. 宇宙・天体物理学、特に観測天文学を視野に入れた理論的研究を推進。本学科教員と連携して物理学の教育、学部・学科の行事等にも従事。
4. 2016年10月1日
5. なし
6. 博士号取得者、又は着任迄の取得見込者

- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文(査読有論文), 学会発表, 著書, その他特記すべきこと(外部資金獲得状況(科研費他), 受賞歴等)) ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○着任後の研究・教育活動の抱負(A4, 約1枚) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
- 2016年2月15日(月)必着
- ①814-0180福岡市城南区七隈8-19-1福岡大学理学部物理科学科 平松信康  
②同上 固武 慶 電話092-871-6631 (ex.6155) kktake fukuoka-u.ac.jp
- 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付。応募書類不返却。詳細は<http://www.sci.fukuoka-u.ac.jp/phys/koubo.html>参照。

#### ■核融合科学研究所ヘリカル研究部教授

- 教授1名
- 基礎物理シミュレーション研究系プラズマ複雑性シミュレーション研究部門
- 多階層モデル等の新しいシミュレーション技法の確立に努めつつ, プラズマの非線形性, 複雑性に起因するヘリカルプラズマの巨視的安定性問題等の重要課題の解決に指導的な役割を果たすことにより, 数値実験研究プロジェクトに積極的に貢献する事を求める。同プロジェクトの研究基盤となるプラズマシミュレータの管理運用に貢献する事も求める。
- 決定後早期
- 5年, 在任中の業績評価により再任可
- 博士号取得者等
- 履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
- 2016年2月19日(金)17時必着
- 核融合科学研究所管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
- 封筒に「ヘリカル研究部基礎物理シミュレーション研究系プラズマ複雑性シミュレーション研究部門(教授)公募関係書類」と朱書き, 郵送の場合は簡易書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>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40回日本顕微鏡学会関東支部講演会「顕微鏡が切り拓く最先端科学—Leading edge of science advanced by microscopy」

主催 日本顕微鏡学会関東支部  
日時 2016年2月27日(土)  
場所 帝京大学板橋キャンパス臨床大講堂及び付帯施設(173-8605東京都板橋区加賀2-11-1 電話03-3964-1211)

内容 特別講演: 浦野泰照(東大)「蛍光プローブの精密設計による, 術中迅速がんイメージング・生細胞超解像イメージングの実現」, 西野吉則(北大)「X線自由電子レーザーを用いた生きた細胞のナノイメージング」, トピックス講演: 重富英治(山梨大)「アストロサイト微細構造のCa<sup>2+</sup>動態解析技術」, 和田充弘(三井金属鉱業)「X線顕微鏡とSEM-EDS多変量イメージ解析の複合解析による三次元相分布解析法の検討」, 飯島典生(日本医科大)「無麻酔・非拘束動物への光ファイバー顕微鏡の適用可能性について」, 名越正泰(JFEスチール研究所)「低加速SEM技術の鉄鋼材料表面への応用」, 奥修(ミクロワールドサービス)「バイオミネラルをならべた標本の世界」

定員 400名  
参加費 3,000円, 学生無料  
ポスター講演締切 2016年1月12日(火)  
連絡先 173-8605東京都板橋区加賀2-11-1 帝京大学医学部脳神経外科 松野 彰(実行委員長) 電話03-3964-1211  
Fax 03-5375-1716 kenbiky0@gmail.com [http://www.microscopy.or.jp/shibu/kanto/kouenkai\\_40th.html](http://www.microscopy.or.jp/shibu/kanto/kouenkai_40th.html)

#### ■データシェアリングシンポジウム「科学の発展への起爆剤〜データ駆動型科学の推進に向けて〜」

主催 科学技術振興機構  
共催 産業技術総合研究所, 情報通信研究機構, 物質・材料研究機構, 情報・システム研究機構

後援 日本物理学会  
日時 2016年2月29日(月)  
場所 一橋講堂(101-8439東京都千代田区一ツ橋2-1-2)

内容 第7回Research Data Alliance (RDA) 総会に先駆けて開催される, 科学技術振興機構(JST)主催の, 主に日本人に向けた1日限りの貴重なイベント。データ駆動型科学の推進は今後の日本におけるイノベーションの為の起爆剤となっていくはずである。午前は政府, アカデミア等各界の有識者を招き, 日本のデータシェアリングの「今」を語りつくす講演会を開催。午後は分野毎のデータシェアリングの可能性と取り組みの議論を深めるセッション。

定員 500名  
参加費 無料  
申込 シンポジウムサイト(<http://jipsti.jst.go.jp/rda/>)より  
連絡先 株式会社アイ・エス・エス内 運営事務局 datasharing issjp.com  
電話03-6369-9984 Fax 03-3453-1180  
その他 同時通訳あり。facebook(<https://www.facebook.com/RDATokyoGlobal/>)。

#### ■量子ビームサイエンスフェスタ

主催 高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所, J-PARCセンター, 総合科学研究機構, PF-UA, J-PARC/MLF利用者懇談会  
日時 2016年3月15日(火)~16日(水)  
場所 つくば国際会議場(305-0032つくば市竹園2-20-3 電話029-861-0001)  
内容 KEK物質構造科学研究所とJ-PARC物質・生命科学実験施設では放射光, 陽電子, 中性子, ミュオンを, それぞれの特徴を生かした形でより密接に連携させて新しいサイエンスを展開する事を目指している。本催しは, 単に各施設におけるスタッフとユーザーの成果発表の場であるだけでなく, 異なるプローブを用いる研究者間の交流の場。

定員 無し  
参加費 無料  
ポスター発表申込及び要旨締切 2016年1月29日(金)  
参加申込締切 当日(旅費のサポート, 宿泊希望者: 2016年1月29日(金))  
連絡先 305-0044つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 佐賀山基 hajime.sagayama kek.jp <http://qbs-festa.kek.jp/2015/>

#### ■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)

主催 ファインセラミックスセンター  
日時 2016年5月11日(水)~13日(金)  
場所 愛知県産業労働センターウイックあ

いち (450-0002名古屋市熱田区名駅4-4-38)

内容 一般財団法人ファインセラミックスセンター (JFCC) は、電子顕微鏡をはじめとする先端の顕微鏡と理論計算に関する国際シンポジウムを開催する。世界トップレベルの研究者による招待講演22件、一般講演ポスター100件の発表を予定し、約10カ国から約300名の参加者を見込む。電子顕微鏡、理論計算、各種材料ナノテクノロジーにおける最先端の情報入手、又は意見交換の場として、一般参加者によるポスター発表を募集。

参加費 無料

申込 HP参照

抄録原稿提出締切 2016年2月1日(月)

連絡先 456-8587名古屋市熱田区六野2-4-1 ファインセラミックスセンター 山本和生 電話052-871-3500 Fax 052-871-3599 k-yamamoto jfcc.or.jp http://www.amtc5.com/

## 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

### ■日本物理学会キャリア支援センター関連イベントのお知らせ

内容 日本物理学会は会員、特に若手の方々のキャリア支援の為に事業を行っている。2016年1月～2月に行われるキャリア支援センター関連イベントのご案内。詳細は<http://k2.sci.u-toyama.ac.jp/career/>参照。

・ビッグデータやデータサイエンスに関わる学生/研究者、企業の異分野・異業種交流会 (2016年1月31日(日)13:00～

17:45 東京大学本郷キャンパス山上会館)

・私立中高向け「理系教員選考会」(教員を目指す方向け) (2016年1月10日(日)12:00～17:00 お茶の水女子大学理学部3号館、2016年1月24日(日)12:00～17:00 神戸大学百年記念館)

・理工系(物理関連分野)人材のためのキャリアフォーラム (2016年1月23日(土)13:00～17:40 東京大学理学部4号館、2016年2月6日(土)13:00～17:40 大阪大学理学研究科大セミナー室)

問合せ先 930-8555富山市五福3190 富山大学理学部 栗本 猛(日本物理学会キャリア支援センター長) 電話076-445-6588 Fax 076-445-6549 kmt.sci.u-toyama.ac.jp http://k2.sci.u-toyama.ac.jp/career/

### ■2016年度「ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞」

趣旨 世界規模で展開するロレアルとユネスコの女性科学者を支援する共同プロジェクトの理念を継承し、将来を担う日本の若手女性研究者が国内の教育・研究機関において研究を継続できるよう奨励。

対象 生命科学・物質科学の分野において、博士後期課程に在籍又は博士後期課程に進学予定の40歳未満の女性。

授与件数 生命科学・物質科学の分野から原則1年2件、計4件を選考し、奨学金100万円を贈呈。

応募締切 2016年2月29日(月)

応募方法 <http://www.nihon-loreal.jp>から必要書類をダウンロードし郵送。

書類送付先 163-1071東京都新宿区西新宿3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞」事務局

その他 選考:1次審査(書類選考)、2次審査(ヒアリング)を経て、2016年半ば迄に決定し通知。東京開催の授賞式にて発表。歴代の受賞者・授賞式の様子はHP参照。

### ■2016年度「ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞-特別賞」

趣旨 科学をはじめ教育の分野への夢と希望を多くの人々に与えると共に、社会的発信力があり、若い女性へのロールモデルとなる個人または企業・団体・学校を表彰。

対象 科学をはじめ教育の分野で実績があり、次世代育成等において積極的な活動を推進している個人または企業・団体・学校。

授与件数 選考委員会により1件選考し賞状を贈呈。

応募締切 2016年2月29日(月)

応募方法 <http://www.nihon-loreal.jp>から必要書類をダウンロードし郵送。自薦・他薦可。他薦の場合は、推薦先の了承が必要。

書類送付先 163-1071東京都新宿区西新宿3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞-特別賞」事務局  
その他 選考:活動の実績、着想力、創造力、独創性、先進性、継続性等を選考委員会により審査の上、2016年半ば迄に採否を通知。東京開催の授賞式にて発表。

### ■会員専用ページ:ユーザ名とパスワード

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

1月ユーザ名 :16Jan

パスワード:Michae574

2月ユーザ名 :16Feb

パスワード:Erwin885

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 1/5～8	YITP Workshop on Quantum Information Physics	京都市	70-12
1/11～14	The 75th Okazaki Conf. Tensor Network States: Algorithms and Applications 2016	岡崎市(愛知)	70-11
1/12～14	CEMS Int. Symp. on Dynamics in Artificial Quantum Systems	東京	70-11
1/13～17	表面・ナノ科学シンポジウム2016(SSNS'16)	富良野市(北海道)	70-9
1/14	第12回ナノ材料科学環境拠点シンポジウム～次世代蓄電池の開発に向けた材料-計算-計測の融合研究～	東京	70-12
1/22～23	第21回電子デバイス界面テクノロジー研究会-材料・プロセス・デバイス特性の物理-	三島市(静岡)	70-12
1/25	第24回放射線利用総合シンポジウム	大阪市	70-12
2/15	KAST教育講座「走査型プローブ顕微鏡の最新活用術」	川崎市(神奈川)	70-11
2/20～22	第50回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	70-12
2/27	第40回日本顕微鏡学会関東支部講演会「顕微鏡が切り拓く最先端科学-Leading edge of science advanced by microscopy」	東京	71-1
2/28～3/2	10th Int. Conf. on Optics-photonics Design & Fabrication	Ravensburg-Weingarten(ドイツ)	70-10
2/29	データシェアリングシンポジウム「科学の発展への起爆剤～データ駆動型科学の推進に向けて～」	東京	71-1
2/29～3/4	第28回コンピューターショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	茨木市(大阪)	70-12
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
6/5～10	Rare Earths 2016 in Sapporo, JAPAN	札幌市	70-11
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
6/26～30	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
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

物理学会誌がリニューアルして今号で2年経ちます。読者の皆様もそろそろ新しい表紙や、リードページのある記事にも慣れてきていただいているのではないかと思います。新しい表紙やリードページ、現代物

理のキーワード、そして最近始まった身近な現象の物理シリーズなどはどれも物理学会誌をより親しみやすく、読みやすいものにしていこうという編集委員会の試みです。新しい企画として方向性を打ち出すだけでなく、実際に記事が読みやすいものになっているかどうか、著者の方々にもご協

力いただき、時間をかけて検討しています。また発行された記事を担当編集委員以外の目から見て、どうだったかという反省も行っています。「まったく専門外の記事で本文をすべて理解するのは難しかったが、リードページは読みやすく興味を持った」、あるいは「身近な現象の物理の記事が非常

に面白かった」という感想に接することもあり、このような試みは一定の成果を挙げているのではないかと感じています。

私自身はあまり貢献できていないので申し訳ないのですが、このような改革を始め、すべての企画を進めている編集委員会の皆さんはとても頑張っていると思います。特に中心となって活動している何人かの委員の方の献身的な努力には頭が下がります。編集会議に出ていると、普段あまり聞けない他分野の方々の興味深い話を聞くことができ、刺激を受けるのに加え、皆さんの知識の多さや人脈の広さに驚きます。そういう底力が物理学会誌の質を支えているのかもしれない。今後も物理学会誌を読みやすくする努力が続けられていくと思います。

が、全く専門外の記事でも、本文もよく理解できるぐらいにまでなると良いなと個人的には考えています。

さて、今年には1946年に日本物理学会が設立されてから70周年にあたります。物理学会誌でも70周年記念企画を準備しており、4月号からお届けする予定です。ご期待ください。

目良 裕〈 〉

#### 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

### 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		

#### 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1号 (平成28年1月5日発行) 通巻799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。