

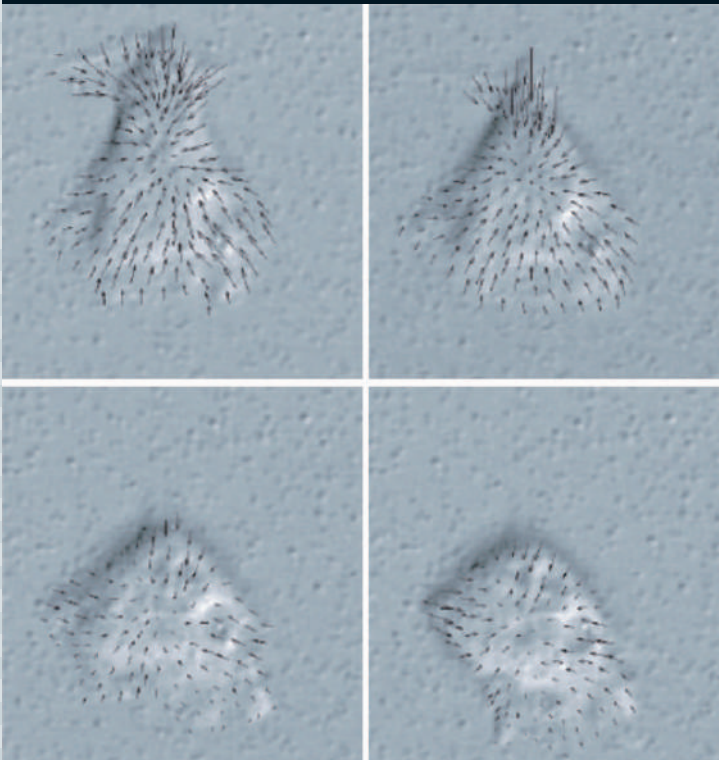
- 見えないクォーク・グルーオンを見る
- 宇宙環境と地球の気候
- アクティブマターの非線形ダイナミクス

NO.

5

2015 | VOL. 70

B U T S U R I  
日本物理学会誌



# 新たなステージに向かう男女共同参画活動

森 初果 (前 男女共同参画推進委員長)

最近、日本も急速に少子高齢化が進み、生産年齢人口の減少のため2050年までに総仕事時間は約40%減少するとも予想され<sup>1)</sup>、労働人口や税負担者を増やすことが必要で、出生率の引き上げ、外国人労働者の受け入れ、男性ばかりでなく女性の社会参加を促進する政策や、それらの環境整備が喫緊の課題であるという報道をよく耳にします。国が発展と豊かさを持続させるために、男女共同参画社会の実現は、必然となっています。そして、日本物理学会でも、益々物理学が発展するために、男女共同参画活動を進めています。

男性は外で働き、女性は家庭を守るという性別役割分業が大きく進んだのはさほど古いことではなく、近代産業社会の成立以後であると指摘されています。農業社会では共働きでしたが、第2次大戦後から高度成長期にかけて、その工業化の産物として顕在化しました。その後、第2次から第3次産業へと産業構造が大きく変化し、核家族化、経済の停滞も進行して、分業システムでは立ち行かない社会情勢となりました。このような中で、男女対等な社会参加が保証され、家庭生活や地域での生活が、男女対等に運営される社会「男女共同参画社会」の実現のため、「男女共同参画社会基本法」が1999年6月に制定されました。男性と女性が互いに人権を認め合える社会となるように、ジェンダー・バイアスを取り除く活動が第1ステージであると言えます。

日本物理学会でも、女性研究者が物理学の研究を続けるためには多くの困難が伴っており、環境および制度の改善が必要であるとの提言は、1982年の会誌に掲載されています。<sup>2-5)</sup> 記事では、女性研究者と学生ばかりでなく男性も含めた教育、研究環境、就職についてのデータが収集、分析され、若

手研究者の就職問題、女性研究者問題について、エビデンスベースの議論と提言(男女平等の思想、社会的条件・環境の整備、女性研究者自身の責任)がなされています。また、「女性が科学に参加する意義」では、「神学を頂点とした中世学問体系から近代科学へと変化したのは、科学の担い手が僧侶・貴族から広範な市民層へ移ったためであるように、新しい質的量的発展は、より広範な層の人たちに科学の活動が解放されて行われることは疑いない。しかし、次世代の科学の質を決めるのは、女性か男性かではなく、人間らしい人間たちである」という男女共同参画の第2ステージの視点も述べられています。

女性研究者からの提言は、1975年の国際婦人年に日本科学者会議主催で開催された「婦人研究者問題全国シンポジウム」、さらに同年、学術会議で、「科学者の地位委員会—婦人研究者問題小委員会」で行われた政府への要望書の提出「婦人研究者の地位改善について」(1977年)が契機となっています。また、研究者の置かれている環境改善の取り組みは、日本物理学会をはじめ、現在87の理工系学協会が加盟する男女共同参画学協会連絡会の活動として、発展的に継続しており、これまで1.4~2万人による3回の大規模アンケートとそのデータ解析に基づいた政府への提言や、毎年のシンポジウム開催を行っております。<sup>6)</sup> これらが、文科省「女性研究者支援モデル育成」事業、「女性研究者養成システム改革加速」事業、日本学術振興会「(出産・育児からの復帰のための)特別研究員(RPD)」事業、JST「女子中高生理系選択支援」事業など、政府の具体的な施策に繋がっています。

このようにジェンダー・バイアスを凌駕する取り組みは、様々な形で半世紀ほど進められていますが、ジェン

ダーギャップ指数(2014年、日本は104位)<sup>7)</sup>や女性研究者比率(2014年、14%)<sup>8)</sup>など、「なぜ日本は男女共同参画社会からまだまだ遠いのか?」という思いにかられます。確かに北欧へ行くと、大学でも多くの優秀な女性スタッフにお会いする機会は多く、当たり前のように仕事と生活を両立させておられる姿を拝見します。北欧スウェーデンでも高齢化対策が問題となり、高齢化率(65歳以上の人口比率)が13%に突入した1960年代に、産業界と労働界の合意のもとで、労働環境、女性環境、在住外国人環境など、税制改革などの整備が中心に進められ、予想される18%のピークを越えた段階であると報告されています。<sup>1)</sup> 日本も現在高齢化率が2010年に23%となり、今後も上昇し続け、2060年には40%に達すると予想され、<sup>1)</sup> 解決の鍵の1つに男女共同参画社会における第2ステージとして、女性だけでなく男性も一緒に考える「ワークライフバランス」の視点があると思います。つまり、女性と男性が一緒に変わって、はじめて社会も、物理学も持続、発展するということです。

今後も、社会との関わりを考えながら、物理学の発展のために男女共同参画委員会活動を推進していきたいと思っておりますので、益々のご支援とご協力を宜しくお願い致します。

## 参考文献

- 1) <http://www.mhlw.go.jp/wp/hakusyo/kousei/12/dl/1-06.pdf>
- 2) 高木ミエ子：日本物理学会誌 37 (1982) 197.
- 3) 田辺和子：日本物理学会誌 37 (1982) 200.
- 4) 坂東昌子：日本物理学会誌 37 (1982) 201.
- 5) 登谷美穂子：日本物理学会誌 37 (1982) 205.
- 6) <http://www.djrenrakukai.org/>
- 7) [http://www.gender.go.jp/international/int\\_syogai\\_koku/int\\_shihyo/index.html](http://www.gender.go.jp/international/int_syogai_koku/int_shihyo/index.html)
- 8) <http://www.stat.go.jp/data/kagaku/kekka/topics/topics80.htm>

(2015年2月7日原稿受付)

巻頭言 Preface

新たなステージに向かう男女共同参画活動  
Toward New Stage in Gender Equality Activity

森 初果 …… 335  
Hatsumi Mori

現代物理のキーワード Trends

見えないクォーク・グルーオンを見る  
How to Observe Unseen Quarks and Gluons?

福島健二 …… 338  
Kenji Fukushima

交流 Interdisciplinary

宇宙環境と地球の気候—太陽圏システムの物理学—  
Resolving Unsolved Mechanism of Climate Variations—Space Environment and the Earth's Climate

宮原ひろ子 …… 340  
Hiroko Miyahara

解説 Reviews

アクティブマターの非線形ダイナミクス  
Nonlinear Dynamics of Active Matter

太田隆夫 …… 347  
Takao Ohta

最近の研究から Researches

ドーピングしたトポロジカル絶縁体における超伝導とマヨラナ粒子  
Superconductivity and Majorana Fermions in Doped Topological Insulators

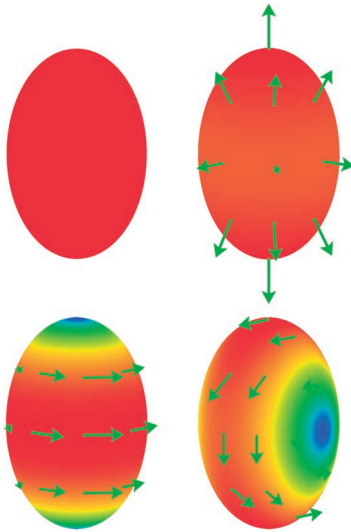
山影 相, 矢田圭司, 佐藤昌利, 田仲由喜夫 …… 356  
Ai Yamakage, Keiji Yada, Masatoshi Sato and Yukio Tanaka

超流動, ボース・アインシュタイン凝縮, 密度ゆらぎ  
Superfluidity, Bose-Einstein Condensation and Density Fluctuations

加藤雄介, 渡部昌平 …… 362  
Yusuke Kato and Shohei Watabe

熱的な量子純粋状態を用いた統計力学の定式化  
Formulation of Statistical Mechanics Using Thermal Pure Quantum State

杉浦 祥, 清水 明 …… 368  
Sho Sugiura and Akira Shimizu

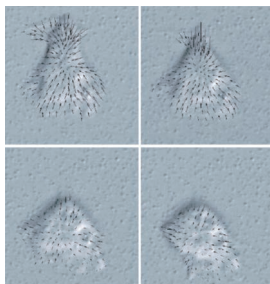


#### 最近の研究から（ドーピングしたトポロジカル絶縁体における超伝導とマヨラナ粒子）

トポロジカル超伝導候補物質  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  のフェルミ面（左上の図）と、3種類の可能な超伝導ペアポテンシャルを表した図（残りの図）。色が超伝導のギャップの大きさ、矢印がクーパー対のもつスピンに関するベクトル（dベクトル）。母物質のトポロジカル絶縁体に存在する軌道自由度により、弱相関の範囲でもトポロジカル超伝導を含む多彩な超伝導状態が可能になる。さらに、この系においてトポロジカル超伝導が実現すると、超伝導体の表面に現れるギャップレスの状態は、他のトポロジカル超伝導体の表面では見られないようなリフシット転移を示す。

#### JPSJの最近の注目論文から 1月の編集委員会より

<b>ラ・トッカータ</b>	ユーリッヒ滞在記	安藤恒也 …… 374
	第44回天文・天体物理若手夏の学校開催報告	小林秀樹 …… 376
	第59回物性若手夏の学校開催報告	千秋 元 …… 378
	2014年度原子核三者若手夏の学校活動報告	吉田賢典, 西口大貴 …… 380
	第54回生物物理若手の会夏の学校報告	宮本貴也, 加藤洋崇, 小林良彦, 白井純哉 …… 382
		山田大智 …… 386
<b>追悼</b>	追悼：永野元彦氏	手嶋政廣 …… 388
<b>新著紹介</b>		389
<b>掲示板</b>	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	391
<b>行事予定</b>		394
<b>会告</b>	■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■2015年秋季大会講演募集について	
	■平成27年度東レ科学技術賞および東レ科学技術研究助成の候補者推薦について ■賞および研究助成の候補者の募集について ■変更 ■訂正 ■2015年4月1日付新入会者	396
<b>本会記事</b>	■日本物理学会第20回（2015年）論文賞授賞論文	398
<b>本会関係欧文誌目次</b>		400



#### 表紙の説明

細胞性粘菌はアクチン重合でその形を変化させ、かつ、ゲルなどの培地との間に接着斑を形成して這いまわる。アクティブマターとして盛んに研究されており、最近では培地に及ぼす力の時空間精密測定が可能になっている。写真は栄養を十分含んだ溶液中でアクリルアミドゲルにサブミクロンサイズの蛍光ビーズを一様に分布させ、その上を細胞が動いたときのビーズの変位から力の大きさと方向を推定した6秒毎のスナップショットである。時間は左上から右下へ経過。粘菌の横幅は約10マイクロメートル。（東京大学大学院理学系研究科 佐野雅己教授 提供の図に文字、スケールバーなどの消去を行い掲載。）詳細は本号に掲載されている太田隆夫氏の「解説」記事を参照のこと。

# 見えないクォーク・グルーオンを見る

**Keyword:** クォーク・グルーオン・プラズマ

## 1. 観測できない“粒子”

もしも素励起ではなく複合状態や集団運動モードしか観測できない“粒子”があったら、それは最早、通常の意味での(準)粒子ではない。強い相互作用の基礎理論であるQCDの主役、クォークとグルーオンはそのような特殊な素粒子だが、高エネルギーQCDでのパートン(粒子的なクォーク・グルーオンの総称)描像の成立によって、直接観測できないにもかかわらず“粒子”と見做される。QCDの真空状態は、特殊な媒質の基底状態のようなものであり、温度の上昇とともにクォークの有効質量やグルーオン交換力の遮蔽長などが変化する。そして遂には、複合状態であるハドロンから、パートンへと物理的自由度が転移するだろう。この超高温パートン物質が、クォーク・グルーオン・プラズマ(以下、QGPと略記)である。

クォークとグルーオンは直接観測できないので、QGPを厳密に定義することは難しい。換言すると、ハドロンの熱平衡状態とQGPとは滑らかなクロスオーバーで繋がっていて、これらを曖昧さなく区別できる秩序変数は存在しない。従ってQGPの実験的シグナルにも決定的なものはなく、「熱平衡的」でしかも「パートンの」な性質を示唆する様々な物理量の合わせ技で、対象の物性に肉薄していくしかない。本稿の目的は、今日ほとんどのQCD研究者が、QGPが生成されたと信じている根拠について解説することである。

## 2. 相対論的重イオン衝突実験

QGPクロスオーバーには大体2兆度程度の温度が必要となる。超新星爆発でも届かない、ビッグバン直後の初期宇宙でやっと実現している途方も無い超高温を実現する手段が、相対論的重イオン衝突実験である。我々の身の回りで最も高いエネルギー密度を持っているのは原子核であり、QGP転移に要求されるエネルギー密度は、原子核のエネルギー密度の5倍程度であることが知られている。なるべく安定で重い原子核(つまり重イオン:金あるいは鉛が多く用いられる)を加速して高エネルギーで衝突させれば、QGP生成に必要なエネルギー密度を達成できるだろう。実際、このようなアイデアのもと、20余年に亘って様々な加速器施設(Bevalac, AGS, SPS, RHIC, LHC)が建設・アップグレードされてきた。例えばRHICの衝突エネルギーは重イオンの静止エネルギーの百倍、LHCでは千倍以上にも達する。

ここで「QGP生成」を理解するための重要なポイントを2つ挙げる。まず“温度”というからには熱平衡を仮定している。つまり単独の高エネルギーパートン散乱では不十

分で、エネルギーが多数のパートンに分配される必要がある。次に、熱化したときの物理的自由度がパートンのであることを確認せねばならない。以下で、これらのポイントを順番に見ていくことにしよう。

## 3. 熱平衡を巡って

熱平衡については専門家でも意見の分かれるところだが、ここは深入りせず、標準的な解釈を簡単に述べるにとどめる。

(1) 楕円型フロー:丸い原子核・原子核が中心軸からずれて衝突し熱平衡に達すると、衝突部分の配位は丸くなく、両手で挟んで押さえたように(アーモンド型に)歪んでいる。両手をパッと離して、押さえられていた方向に勢いよく膨張する様子を想像すれば分かるように、粒子数の運動量・角度分布に、初期配位を反映したパターンが観測される。このパターンを定量化した物理量を“楕円型フロー”と呼び、RHICやLHCでの計測値は流体方程式を用いた理論計算とよく合っている。流体計算の成功が熱平衡(あるいは各点で“温度”を定義できる局所熱平衡)の証拠だと言われてきたが、ここ数年で状況が大きく変わり「熱化(thermalization)」と「流体化(hydrionization)」という概念が、はっきり区別されるようになってきた。温度を定義するためには粒子の運動量分布というマイクロな情報が必要だが、圧力や内部エネルギー密度等の熱力学関数は、必ずしも熱分布を前提としない。流体方程式自体は、連続の方程式(保存則)であり、熱力学関数が十分に滑らかならばよく、一般には熱化より先に流体化する。もちろんこれは物性や宇宙論で言われる「初期熱化(prethermalization)」と同じ問題であり、近年、QGP物理の守備範囲はますます学際的に広がっている。

(2) 生成粒子数比:QGPは膨張して冷えていく。熱化学平衡を保ったままハドロン気体に転化したとしよう。ハドロン数分布が質量と温度・化学ポテンシャルで決まっているのが化学平衡の意味するところである。そしてある温度(化学凍結点)で突然、化学凍結流になったとする。化学反応系の流体における、いわゆる第1ダムケラー数(反応率と輸送率の比)が急速に小さくなる状況に相当する。このような考えに従って重イオン衝突実験で観測される生成粒子数を解析(もちろん崩壊による増減も考慮)すると、10種類以上の独立な粒子数比が、化学凍結点における温度と化学ポテンシャルという2つのパラメーターだけで見事にフィットできてしまう。ということは化学凍結点よりも高温で熱平衡に達していたはずである。さらに面白いこと

に熱的フィットから決められた化学凍結温度はQGPクロスオーバー温度に近く、様々な衝突エネルギーの化学凍結点を結んでQCD相図を探索しようという実験的試みもなされている。しかし問題点がないわけではない。QGP生成とは無関係なはずの $e^+e^-$ 散乱でも、同様の熱的フィットがある程度うまくいくのである。<sup>1)</sup> 熱的フィットの正しい物理解釈については、より基礎的な理論研究が必要となる。

#### 4. パートンはどこに

パートンの問題は熱平衡よりも誤解を生みやすいが、よく採り上げられる論拠に絞って、ここに手短かに紹介しよう。

(1) ジェット抑制：高エネルギーのクォークと反クォークの対生成が起きると、お互いに反対向きにジェットの対が観測される。ジェットがQGP中を通過すると輻射・散乱によりエネルギーを失い抑制される。2つのジェットの角度相関測定によって、対の相手となるジェット抑制が実験的に確認され、QGP生成の強い証拠の1つに数えられている。本当は、ハドロン物質とQGPのそれぞれに対して信頼できる計算があって、QGP中でのエネルギー損失率が実験とピッタリ合うことを確かめねばならないが、パートンのQCD計算にも仮定の違いで様々なバージョンが混在しており、強い結論を下せるほどには理論が固まっていないのが現状である。

(2) 粘性係数：流体計算の成功については既に述べた。放物型微分方程式と相対論的因果律との不整合など、様々な問題があって、当初は流体計算に粘性項が入っていなかった。にもかかわらず実験データを再現できたということは、QGPの粘性（正しくはエントロピー密度で割った無次元の粘性比）が無視できるほど小さいことを示唆する。ハドロン相で小さな粘性を説明することは難しいが、実はパートンの描像とも相性が悪い。（ずれ）粘性は、流速の違う離れた2点がどれだけお互いに影響を与えられるかを定量化した輸送係数で測られる。弱結合のパートンは平均自由行程が大きく、遠くまで影響を及ぼすことができる。つまり弱（強）結合の気体は大きな（小さな）粘性を持っていることになる。実際、AdS/CFT対応によってQCDに似たある種のゲージ理論の強結合極限を調べると、粘性係数が不確定性原理から許される最低値をとることが知られている。<sup>2)</sup> 小さな粘性はハドロン相でも弱結合パートンでも説明がつかず、非摂動的なパートン物質だろうという意味で「強相関QGP」という不思議な言葉が生み出されるに至った。

(3) クォーク数スケーリング：楕円型フローは、横運動量 $p_T$ （あるいは横運動エネルギー）の関数として粒子数の角度分布を定量化して定義する。構成子クォーク2つ（い

ま反クォークも1つと数える）から成るメソンのフローと、構成子クォーク3つから成るバリオンのフローの振る舞いの違いは、フローしている実体がパートンだと考えると、うまく説明できる。一般に $n_q$ 個の構成子クォークからなるハドロンを1つ組むとき、クォーク1つあたりの平均運動量は $p_T/n_q$ となる。またハドロンの楕円型フローは、クォークのそれぞれの $n_q$ 倍となる。というのも、たくさんクォークのいる角度方向ではハドロンを組みやすくなるから、ハドロンで見たときの角度分布の偏りの方が大きいのである。従って、楕円型フローを $n_q$ で割ったものを $p_T/n_q$ の関数として見ると、メソンもバリオンも全く同じ振る舞いを示すはずである。そして実際、そのような $n_q$ スケーリングが実験的に確認された。これは確実な証拠のようだが、RHICで綺麗に見えていたスケーリングがLHCでは少し破れている等、なかなか一筋縄ではいかない。クォークからハドロンへと転化するプロセス（ハドロン化）をQCDから理解することは非常に難しく、 $n_q$ スケーリングは“パートン描像に根差したハドロン化モデル”の正当性は示唆しているが、パートン物質生成の証拠としては慎重な考察が必要である。

#### 5. 精密科学へ

以上、見てきたように、これが決定打と言えるようなQGPの証拠は1つもないし、それぞれを細かく見ていくと疑問点も残る。しかし全てを同時に解釈しようとする、ハドロン物質だと考えるよりも、QGPだと考える方が遙かに自然である。この「自然な」という物理学の指導原理を認めれば、見えないクォーク・グルーオンを見た、という結論にも説得力があると言えるのではないだろうか。

本稿では「グルーオン飽和」や「磁場とトポロジー」等、重要な話題を割愛した。QGP生成の“発見の時代”から今や“精密科学の時代”へと移り変わり、QGP物性物理は円熟の極みを迎えている。詳しくはレビュー<sup>3)</sup>を参照されたい。

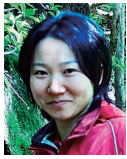
#### 参考文献

- 1) A. Andronic, *et al.*: Phys. Lett. B **675** (2009) 312.
- 2) G. Policastro, D. T. Son and A. O. Starinets: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 081601.
- 3) 相対論的重イオン衝突全般についてはC. Nonaka and M. Asakawa: Prog. Theor. Exp. Phys. **2012** (2012) 01A208; 流体計算についてはT. Hirano, P. Huovinen, K. Murase and Y. Nara: Prog. Part. Nucl. Phys. **70** (2013) 108; QCD相転移についてはK. Fukushima and C. Sasaki: Prog. Part. Nucl. Phys. **72** (2013) 99; グルーオン飽和と熱化についてはF. Gelis: Int. J. Mod. Phys. A **28** (2013) 1330001; 磁場とトポロジーについてはK. Fukushima: Lect. Notes Phys. **871** (2013) 241.

福嶋健二（東京大学大学院理学系研究科）

（2014年7月8日原稿受付）

## 宇宙環境と地球の気候—太陽圏システムの物理学—



宮原ひろ子

武蔵野美術大学 教養文化・学芸員課程研究室

2008年12月、太陽活動が約200年ぶりとも言われた太陽活動の低下を見せた。通常11年の周期で増減する太陽活動のリズムが乱れ、太陽表面での磁場活動や太陽総放射量が観測史上最低のレベルに達した。2009年1月に開始した第24太陽活動周期は2013年に極大を迎えたが、太陽表面の磁場活動の指標となる太陽黒点の数は、2001年の極大期の半分程度に低下した。太陽活動は今後どうなるのだろうか。17世紀の半ばから70年間にわたって発生した太陽活動の異常低下（マウンダー極小期）は再来するのだろうか。人工衛星による太陽観測と、樹木や氷床コアなどを使った長期的な太陽活動変動の復元の両面から研究が進められている。また、もしマウンダー極小期が再来するとすれば地球環境にどのような影響が出るのかも、社会にとって重要な問題である。こちらについては、気象観測と古気候学的な手法による研究から検証が進められている。

太陽活動が地球に影響する経路はいくつか考えられる。日射量変動の影響、太陽紫外線の成層圏への影響、太陽宇宙線の間接圏への影響、そして銀河宇宙線の影響である。銀河宇宙線が気候に影響するプロセスは未解明な点が多いが、大気成分のイオン化を通じて雲活動に作用していると考えられている。1997年に銀河宇宙線と低層雲の被覆率に相関が見られるという驚くべき発表がなされて以来、その相関の検証や、チャンバー実験による物理プロセスの研究が進められている。

地球に飛来する銀河宇宙線のフラックスは、宇宙線をシールドする太陽圏磁場や地磁気の強度などによって決まる。太陽圏とは、太陽表面から吹き出すプラズマと磁場の風（太陽風）が到達する領域のことである。太陽風は、太陽から約80天文単位（AU）のところで星間物質との相互作用により亜音速に減速し、最終的には太陽から120 AUあたりにまで達

していると考えられている。また、太陽圏の周辺の宇宙環境が変わっても、地球に飛来する宇宙線量は変化する。

銀河宇宙線量の変動は本当に気候変動に影響するのだろうか。それについて1つの手がかりを与えているのは上述のマウンダー極小期である。太陽黒点が70年間にわたって消失している間、太陽圏環境が変化し、宇宙線フラックスが特異なパターンで変動していたことが明らかになったのである。その頃、地球は小氷期と呼ばれる寒冷化を経験しているが、実はその間、地球の気候は特徴的なパターンで変動を続けた。最近の研究で、その変動パターンが宇宙線の変動によって説明可能であることが示された。太陽圏を満たす磁場の大規模構造の変動によって宇宙線の変動パターンが決まり、そしてそれが気候変動を駆動する一要因になっている可能性が高いことが示されたのである。

そのほか、地球史上のイベントと宇宙環境の変動に、強い相関関係があることも明らかになりつつある。地磁気強度と気候にも相関関係が見つかっている。宇宙線が雲活動に影響するプロセスは研究途上であるが、宇宙線は地球の変動に重大な役割を果たしている可能性が高い。地球は、大気、海洋、生物圏などのサブシステムから成る多圏複合システムで、それ自身複雑な内部振動を持つが、その気候システムを、太陽圏システムというさらに大きなくくりでとらえ直す必要があることを示唆している。さらに言えば、太陽圏周辺の磁場環境あるいは放射線環境を含めた銀河系システムというさらに大きな視点での議論が必要であることも意味している。地球、太陽、太陽圏、宇宙線の物理を有機的に結び付け、地球史上の様々な未解明の変動を宇宙という視点でとらえ直すことで、その原因を究明することを目指しているのが「宇宙気候学」である。

## —Keywords—

**太陽活動周期：**  
西暦1755年を起点にして数える太陽活動の11年周期のサイクル。

**太陽黒点：**  
太陽内部で作られた磁束管が太陽表面に浮上した領域。

**太陽宇宙線：**  
太陽フレアに起因する粒子。

## 1. はじめに

黒点数や太陽フレアの発生頻度の変動に代表されるように、太陽活動は約11年の周期で活発化と静穏化を繰り返している。しかし、11年ごとに訪れる極大や極小のピークが毎回同程度の活動度になるとは限らず、数十年以上の時間スケールのゆるやかな変動成分を併せ持つことが知られている。黒点数のデータは、望遠鏡が発明された17世紀初頭以降については日々の観測による連続的なデータがあり<sup>1)</sup> (図1)、またそれ以前については樹木年輪に含まれる炭素14<sup>2)</sup>や氷床の年層に含まれるベリリウム10<sup>3)</sup>などの宇宙線生成核種に基づく復元データが得られている。宇宙線生成核種は、主に陽子から成る銀河宇宙線と地球大気との相互作用の過程で作られるもので、その生成率は宇宙線量の増減に従う。一方、銀河宇宙線は、太陽活動の状態に応じて太陽圏磁場による遮蔽を受ける。そのため、宇宙線生成核種の生成率の変動は、間接的に太陽活動の状態を反映するのである。炭素14やベリリウム10などの代替データの解析により、太陽活動に88年や200年といった複数の周期性があり、長いものでは2000年という周期成分があることが判明している。<sup>4,5)</sup>

太陽活動と気候変動との相関は古くから指摘されてきた。例えば、14世紀から19世紀初頭にかけて発生した小氷期は、太陽活動が断続的に低下した時期と一致している。<sup>6)</sup> 小氷期では、北半球の平均で約0.6°C,<sup>7)</sup> 影響が大きかった地域で約2.5°C<sup>8,9)</sup>もの気温の低下が発生し、氷河の拡大や天候不順が発生した。<sup>10)</sup> また、北大西洋の海底から採取された地層の分析から、太陽活動と気候変動が1000年周期と2000年周期で強い相関を示していることも示された。<sup>4,11)</sup> 太陽活動の低下期に、北アメリカ大陸を覆うローレンタイド氷床から大量の氷山が流れ出し北大西洋を南下していた、というデータが得られたのである (図2)。しか

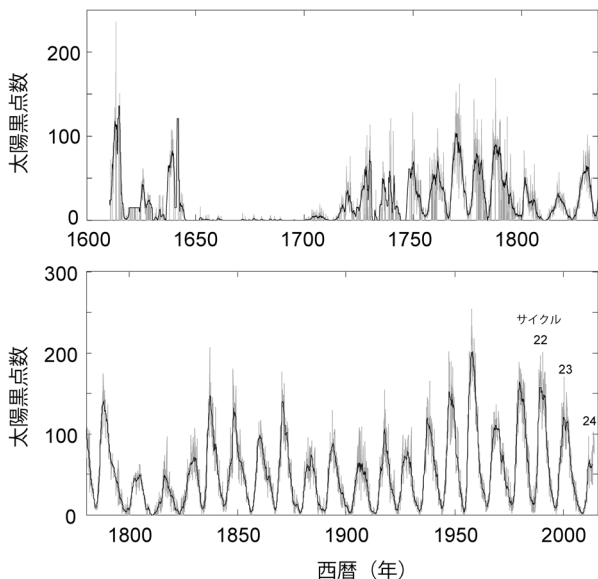


図1 17世紀以降の太陽黒点数の変動。<sup>1)</sup> 西暦1645-1715年の無黒点期はマウンダー極小期と呼ばれている。

一方で、人工衛星によって観測された太陽放射のデータは、太陽活動の変動に伴う日射量の変動幅が0.1%にすぎないことを示している。<sup>12)</sup> 気温の変動幅に換算して0.05°C程度にしかならず、氷河の拡大は到底説明できない。日射量の変動以外に、何かしら太陽活動と地球をつなぐものが存在しているはずであり、現在その素過程を解明する研究が進められている。

太陽活動と地球の気候をつなぐメカニズムはいくつか考えられる。太陽紫外線が成層圏を加熱したり化学反応を促進したりすることによる影響や、<sup>13)</sup> 太陽フレアに伴って生成される高エネルギー粒子が極域の中間圏の化学反応を促進することによる影響などがある。<sup>14)</sup> そのほか、最近注目を集めているのが銀河宇宙線である。地球に降り注ぐ銀河宇宙線は、太陽磁場で満たされた太陽圏による減衰を受け、さらに地磁気による減衰を受けてから地球に飛来する。太

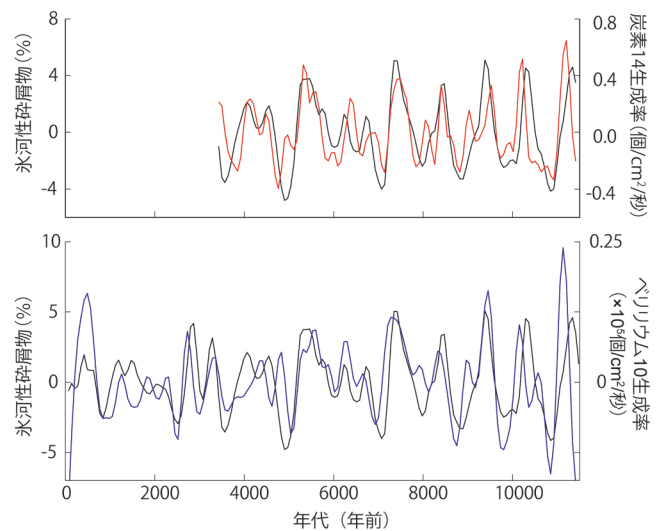


図2 太陽活動の1000年/2000年周期変動に同期した北大西洋海底コア中の氷河性砕屑物の増減<sup>4)</sup> (黒線)、炭素14 (赤線) やベリリウム10 (青線) が示す宇宙線量の増加時 (太陽活動低下期) に氷河の流出が増加していたことを示している。

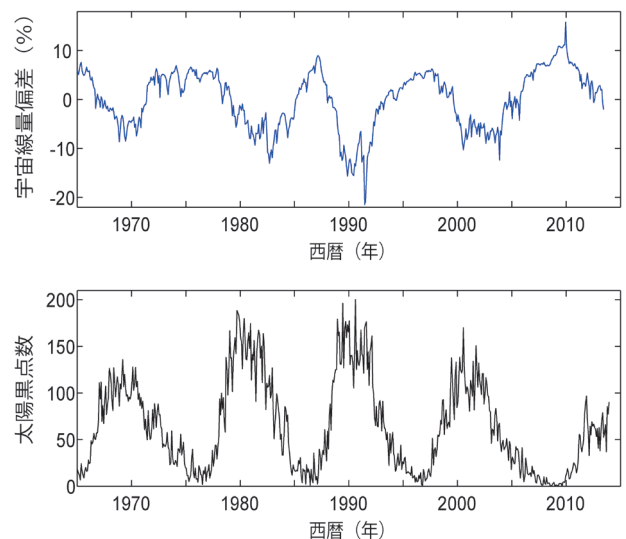


図3 太陽黒点数 (下) と宇宙線到来量 (上) (1か月値) の11年周期変動。



陽活動が11年周期で変動することによる変動幅は約20-25%である(図3)。1997年、人工衛星によって観測された地球の雲被覆率と銀河宇宙線量が相関していることが報告され、注目を集めた。<sup>15)</sup> 地球のアルベド(太陽光の反射率)が宇宙線によって変わり、気候の変動が駆動されている可能性が、初めてデータとして示されたのである。しかし、人工衛星のデータのキャリブレーションに不確実性があるとの指摘もあり、宇宙線量と雲量との相関関係に関しては反論も出されている。

宇宙線は気候に影響し得るのか。人工衛星のデータの解析のほか、加速器を用いたチャンバー実験での検証や、古気候学的手法を用いて宇宙線が気候に影響した痕跡を探索する研究が進められている。以下、その取り組みについていくつかのトピックを紹介する。

## 2. 太陽圏環境が変えたマウンダー極小期の気候

太陽系の惑星を包含する太陽圏の環境が地球の気候に重大な影響を及ぼしている可能性があることは、17世紀に発生したマウンダー極小期と呼ばれる太陽活動の低下期から発見された。マウンダー極小期では、西暦1645年から1715年の70年間にわたって黒点が消失し、見かけ上、太陽活動の11年周期は失われた。<sup>6)</sup> 日射量の変動幅も限りなく小さくなっていった可能性が高い。しかし、樹木年輪に含まれる宇宙線生成核種の分析から当時の銀河宇宙線量の変動パターンを復元したところ、太陽表面での微小な磁場構造の移流によると思われる太陽磁場の変動リズムが継続していたということが判明した。<sup>16,17)</sup> 通常11年の周期で変動する太陽活動が14年周期となり、サイクルの極大で反転する太陽双極子磁場の周期が28年となっていたことが

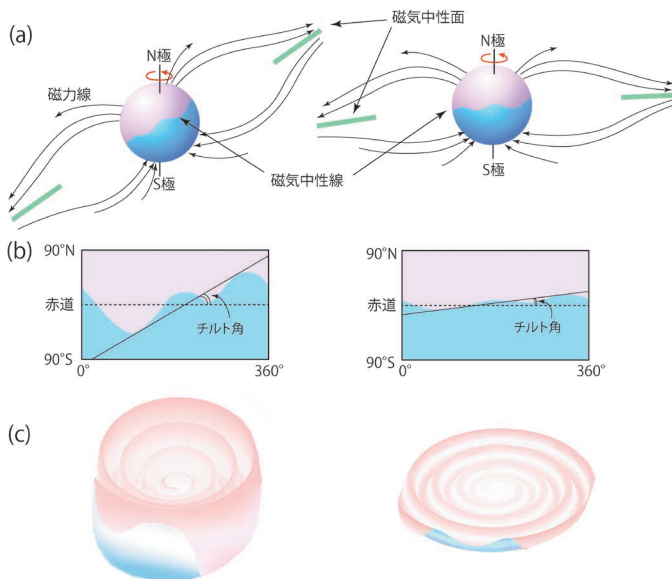


図4 (a) 太陽の磁力線と磁気中性面(カレントシート)。 (b) 太陽表面の磁気中性線の展開図とチルト角(太陽表面での見かけの磁気赤道が地理赤道に対して成す角度)。 (c) チルト角に応じて大規模構造が決まる太陽圏カレントシートのパーカースパイラル。それぞれ、左側に太陽活動が活発な時期、右側に太陽活動が比較的静穏な時期の状態を示す。

示されたのである。<sup>17)</sup> しかも、日射量の変動幅が限りなく小さくなっていったであろうと考えられるその時代において、宇宙線の変動幅が2倍以上に増幅し、しかもその変動パターンが特異なものとなっていたことが発見されたのである。<sup>18,19)</sup>

太陽表面から吹き出す太陽風は、高緯度において高速になっており、それが低緯度の磁場を赤道域に押し込むような格好で磁気中性面(カレントシート)を形成している(図4(a))。太陽表面に黒点等の局所的な磁場が現れ磁気中性線が赤道に対して角度を持つと(チルト角)(図4(b))、太陽の自転に伴ってカレントシートがスパイラル状の構造を形成する(図4(c))。この構造はパーカースパイラルと呼ばれている。<sup>20)</sup> 宇宙線はそのような磁場が広がる太陽圏内において、移流、拡散、ドリフト運動し、地球に到達する。宇宙線が、太陽双極子磁場の反転の周期である22年周期成分を持っているのは、ドリフト運動<sup>21,22)</sup>によるもので、太陽圏内における磁場強度の勾配と、スパイラル状に巻き付く磁力線の影響で、荷電粒子が子午面方向に力を受けることに起因する(図5)。その際、太陽活動に伴って11年周期で変動する磁気中性線のチルト角(図6)が、宇宙線の減衰の度合いを決める重要なパラメータとなる(図7)。そのため、過去の宇宙線量の復元データは、当時の太陽圏

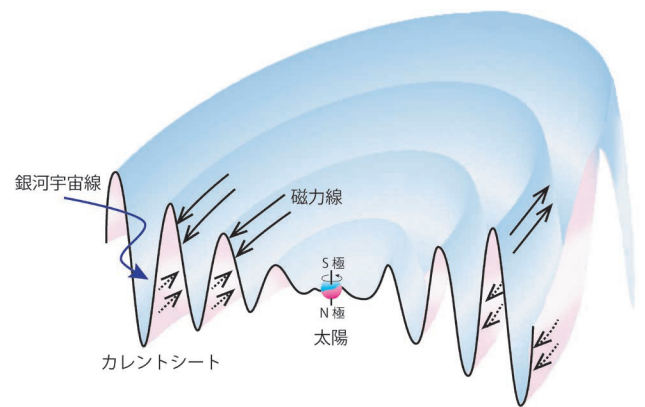


図5 太陽圏に広がるカレントシートの構造(パーカースパイラル)と磁力線方向および宇宙線の伝搬方向。磁力線と銀河宇宙線の矢印は太陽の双極子磁場が負極性の際のもの。正極性では反転する。

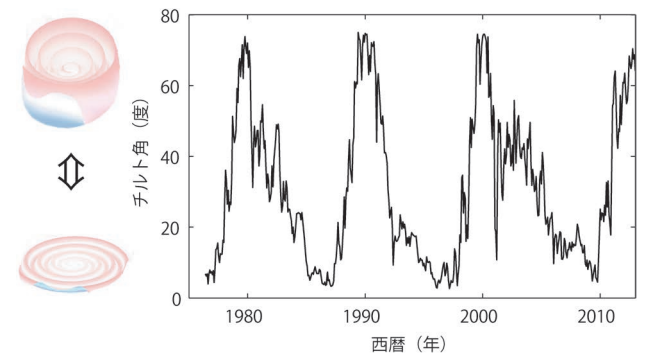


図6 太陽活動の11年周期変動に伴う磁気中性線のチルト角の変動。<sup>23)</sup> 太陽活動が活発化するとチルト角が増大し、カレントシートのスパイラル構造が発達する。

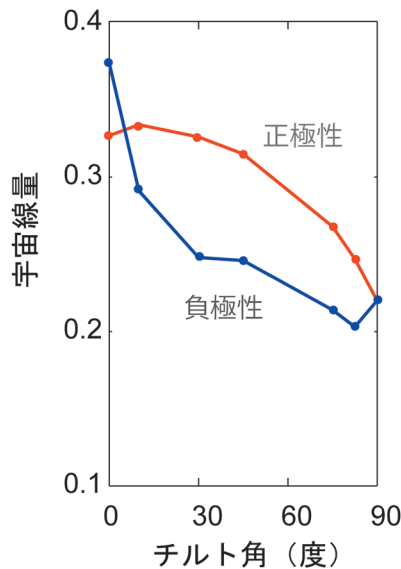


図7 カレントシートのチルト角と太陽の双極子磁場の極性に対する宇宙線飛来量の依存性。<sup>22)</sup> 数値シミュレーションによる。

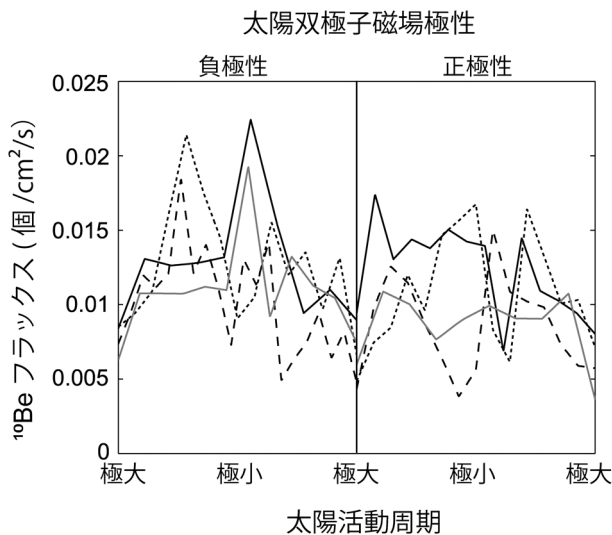


図8 マウンダー極小期における宇宙線生成核種の変動特性。マウンダー極小期の前後を含む西暦1636-1739年における8つの太陽活動サイクルにおけるベリリウム10の変動を、双極子磁場極性ごとに重ね合わせたもの。<sup>19)</sup> 太陽活動周期の極大(宇宙線強度の極小)のタイミングが一致するよう横軸をスケールしている。太陽の双極子磁場が負極性の際の活動極小付近で、約40%の宇宙線量の増加があったことが示唆される。図7との対比から、この増加は、極小におけるカレントシートの平坦化によってもたらされたと示唆される。

磁場の大規模構造に関して重要な手がかりを与える。太陽磁場が負極性の時は、荷電粒子がカレントシートに沿ってメアンダリング運動し地球側に押し寄せるため(図5)、図7の青線のように、カレントシートの構造がより強く宇宙線量変動に反映される。一方、太陽磁場が正極性の時は、太陽圏の南北の極域から宇宙線が入りこみやすくなり、カレントシートに沿って外側へと運ばれるため、図7の赤線のように、宇宙線量のチルト角への依存性が比較的小さくなる。

マウンダー極小期の宇宙線生成核種の変動(図8)が示していたのは、当時、太陽活動が静穏になったことで、14

年周期の極小ごとにカレントシートが限りなく平坦になり、負極性の時にカレントシートに沿って大量の宇宙線が押し寄せてきていたという現象である。<sup>19)</sup> 正極性の極小に比べて40%もの宇宙線量の増加が起こっており、結果として強い28年周期が生じていた。

約28年に1度の宇宙線の急増は、約1年間のみ続くという特徴的なものである。14年の周期でカレントシートのチルト角が増減するうち、宇宙線の大幅な増加が見られるチルト角が5度以下の状態(図7青線の左端)が継続されるのが短期間に限られるためである。このような28年に1度の宇宙線の急増は、気候が宇宙線変動に対してどのような応答をするのかをトレースする絶好のイベントである。解析の結果、北半球の平均気温に宇宙線量に同期した変動が見られ、28年周期で気候が変動していたことが判明した。<sup>24)</sup> 中部日本では宇宙線が急増した年に梅雨時期の相対湿度が増加しており、<sup>18)</sup> 影響が即座に現れることも示された。太陽圏内における磁場の構造や太陽の双極子磁場の極性すらも、地球の気候を決める重要な要因になっていることを意味している。

### 3. 地球史からの示唆

地球史のデータからも宇宙と地球の密接な関係性を示す痕跡が発見されてきている。地球史を見渡すと、約1万年前に始まった現在の間氷期の気候変動とは比較にならない、スケールの一段大きなアップダウンがある。例えば、赤道域まで氷河が拡大していた「全球凍結(スノーボール・アース)」と呼ばれる現象が少なくとも2回発生していたり、<sup>25)</sup> 多くの生物種が同時期に絶滅する「大量絶滅」が5回以上発生している。<sup>26)</sup> また、5.4億年前にはカンブリア爆発と呼ばれる生物の急激な進化も発生した。<sup>27)</sup> その他、数千万年から数億年にわたる温暖化と寒冷化のリズムもある。これら地球史上の大イベントについては、発生原因についていくつかのシナリオが提唱されているが、決定打に欠けるものが少なくない。

これらのイベントは、ひょっとしたら太陽圏周辺の宇宙環境の変化で説明できるのではないかと、という議論が進みつつある。太陽圏や地磁気は宇宙線をシールドする観点から重要であるが、より長期的な時間スケールでは、太陽系が銀河系内を公転することによって周辺の宇宙環境が変化し、太陽圏に飛来する宇宙線量自体が変動する。

太陽系が約1.4億年の周期で銀河の腕を通過し、すなわち宇宙線の加速域である超新星残骸の発生率が高い領域を通過することの影響が、海底コアから復元された海水温の変動から見つかった。<sup>28,29)</sup> 太陽系が銀河の腕を通過していた時期に気候が寒冷化していた、というデータが得られたのである。また、海洋生物化石の分類から調べられた生物種数の増減に見られる約6,200万年の周期性が宇宙線量の変動で説明できる、という指摘もなされている。<sup>30)</sup> 太陽系は、銀河系内を公転する際に、銀河面に対して垂直な方向

に約6,200万年の周期で単振動している。そのため、天の川銀河自身が移動している影響でおとめ座銀河団方向に形成されている衝撃波に、約6,200万年の周期で接近する計算になる。衝撃波は急激な磁場の勾配で宇宙線を加速する。化石のデータからは、太陽系が衝撃波に接近し宇宙線量が多くなる時代に生物種数が減少するという傾向が示されている。寒冷化によって植物の生育状況が悪化し、食物連鎖に影響が及んだものと考えられる。

さらには、6-8億年ほど前と、21-24億年ほど前に発生した全球凍結イベントが、近隣の銀河が銀河系に接近した影響でスターバーストが起こっていた時期と重なっているという指摘もある。<sup>31-33)</sup> スターバースト時には、分子雲の収縮が加速し、星形成が活発になり、超新星爆発が頻発する。もし、太陽系が分子雲に突入した場合は、100-1,000万年間にわたってダストが降り込み、長期的な寒冷化がもたらされる。<sup>34)</sup> 超新星残骸に突入した場合は、銀河宇宙線の線量が数百倍に増加し、それが数千年間持続する<sup>33)</sup> (この数値は太陽から10パーセクの距離で超新星が発生した場合のものである。30パーセクの場合は、宇宙線量の増加は数十倍程度であるが、影響は数万年に及ぶ)。大量絶滅も、そのいくつかは、分子雲や超新星残骸との遭遇によってもたらされた可能性がある。<sup>35)</sup> 大量絶滅後に進化の加速が起こったのも、単に捕食者が減少したためだけではなく放射線の影響があった可能性が考えられる。

加えて、地磁気がさらなる追い打ちをかける可能性も指摘されている。太陽圏周辺の宇宙環境の変動の時間スケールを考えると、環境の異変が起こっている間に地磁気の低下が起こる可能性が非常に高いのである。地磁気は、数十～数百万年に一度反転するほか、反転しかけて元の極性に戻るエクスカーションと呼ばれる事象が1～数万年に1度ほど発生する。<sup>36)</sup> 地磁気強度は、エクスカーション期には1/3程度に、地磁気反転期には1/10程度に低下する。特に赤道域で宇宙線の遮蔽が弱まり、寒冷化に拍車がかかる可能性が指摘されている。最後に地磁気が逆転した約78万年前の松山-プリュンヌ境界では、大阪湾の海底コアから寒冷化の痕跡が見つかっており、<sup>37)</sup> 地磁気が気候に影響する傍証を与えている。

そのほか、宇宙線が地球に影響しているとする解決できる可能性がある地球史上のイベントに、暗い太陽のパラドックスと呼ばれるものがある。生命が誕生したとされる約38億年前は、太陽の進化を考えると日射量が現在の約7割しかなく、<sup>38)</sup> 地球に液体の水が存在し得なかった計算になるというパラドックスである。ストロマトライトと呼ばれる、浅瀬に生息するバクテリアの生痕化石が発見されているため、液体の水は存在していたはずである。<sup>39)</sup> 現在の300-1,000倍の高濃度の二酸化炭素濃度があれば解決できる可能性があるが、それほどまでに高濃度になっていた地質学的証拠は見つかっていない。<sup>40)</sup> このパラドックスを解く1つの可能性は、若い太陽が作り出していた強い磁場で

ある。<sup>41)</sup> 若い太陽は自転が速く、磁場活動が現在より格段に活発であったはずであり、太陽圏の磁場は強く、地球が受け取る宇宙線のフラックスは少なかったはずである。もし宇宙線が気候に影響しているとするれば、若い地球は太陽光を跳ね返す白い雲をそれほど持っていなかったことになり、このパラドックスは解決できる。若い太陽の質量が現在想定されているものよりも大きかった可能性もあり、<sup>42)</sup> 太陽の質量損失率を厳密に見直すことによってパラドックスが解ける可能性もある。

時間とともに変わる太陽の磁場活動と太陽圏環境、そして受け手側である地球の磁場の進化、さらにはそれらすべてを包含する銀河系の環境などが、複雑に絡み合い地球における生命の居住可能性を決めているのだとすると、現在毎週のように飛び込んでくる地球型惑星の発見のニュースについても重要な示唆を与える。主星の明るさや主星からの距離、惑星の大気の成分だけではなく、主星の年齢、主星が作り出す恒星圏、さらには惑星磁気圏の有無なども、その惑星の生命居住可能性を探る上で非常に重要であるということになるのである。

## 4. 宇宙線が気候に影響するプロセスの解明に向けて

### 4.1 雲核生成チャンバー実験

宇宙線量と雲被覆率の相関関係が指摘されてから14年後の2011年、ついに欧州原子核研究機構(CERN)で行われたCLOUD実験の初の論文が発表された。<sup>43)</sup> 大気を模した気体を入れたチャンバーに荷電粒子のビームを当て、雲核の生成率を測定したのである。水蒸気は通常、数百パーセントもの相対湿度にならなければ凝結しない。しかし大気中で雲が大量に生成されているのは、エアロゾルなどの、雲の核となり得る物質が存在しているからである。生物起源や人為起源のエアロゾルに加えて宇宙線がどれくらい雲核を作っているか、というのが問題である。実験の結果は、宇宙線量の増加に伴って雲核の生成が確かに促進されるというものであった。しかし、同時にこれまで想定されていた結果とは大きく異なる条件下で核生成が促進されることも示唆された。初期の研究では、上空3キロメートルくらいまでの低層雲と宇宙線量との間に相関関係が見られることが指摘されていた。しかし、加速器実験の結果が示したのは、対流圏の上層に相当する、より低い温度下において効率的に雲核が形成されるというものであった。また、植物プランクトンなどが放出する二酸化硫黄のほかに、アンモニアが存在することが宇宙線に対する感度を高めるという結果が得られた。<sup>43)</sup> ほかに、人間活動や有機物の分解によって放出されるジメチルアミンが雲核の安定性に大きく寄与していることも示された。<sup>44)</sup> 実際の気候下ではどのような反応が起こっているのか、またそれがどの地域で起こっているのか、それらを解明するのが目下の課題である。雲核生成実験は、日本でも筑波大学や名古屋大学などで

取り組みが進められており、様々な条件下で雲核生成の効率やプロセスが検証されている。将来的に、宇宙線の影響を気候モデルに組み込むためには、このような実験によって詳細なプロセスを解明しておくことが必須である。

本稿では詳しく紹介しないが、宇宙線の影響にはもう1つ経路が考えられる。地表と電離圏を結ぶ地球規模の電気回路(グローバルサーキット)の中を流れる電流を宇宙線がコントロールすることによって雲活動に影響している、というものである。<sup>45,46)</sup> 既存のエアロゾルや雲粒に電荷を与えることによって両者の相互作用の強さや振る舞いを変え、雲の寿命に影響しているという説だが、こちらもまだ研究途上である。

#### 4.2 気象の27日周期変動はどこから

チャンパー実験によって示されたように、大気の種類や成分によって荷電粒子の影響の大きさが異なることから、宇宙線が全球の雲活動にくまなく影響しているとは考えにくい。宇宙線はいったい地球のどこで影響を及ぼしているのだろうか。そして、その影響はどのように伝搬しているのだろうか。その手がかりを与えているのは太陽の自転に伴う宇宙線の27日周期変動である。太陽フレアの発生に伴って太陽から放出されるコロナ質量放出(太陽コロナのプラズマが大規模な塊として放出される現象で、その前方には衝撃波が形成される)が地球を通過する際に、地球周辺の銀河宇宙線が一掃されることによって、フォーブッシュ減少と呼ばれる宇宙線量の減少が起こる。太陽にはアクティブロンジチュードと呼ばれる活動的になりやすい経度があり、かつ約27日の周期で太陽は自転している。そのため、数日前後することが多いが、約27日に1度、あるいは約54日に1度、というようなタイミングで地球側に向けてコロナ質量放出が飛び出しやすくなる。その結果、宇宙線強度には、27-30日や54-60日程度の周期成分が生じる(図9)。

実は、気象現象には、この約27日や約54日といった周期成分が検出されることが多々ある。名古屋大学太陽地球環境研究所のグループが、乗鞍岳で観測していた宇宙線のデータに落雷に伴うノイズが乗ることを利用し雷の発生周期を調べたところ、27日周期が検出された。<sup>48)</sup> また、シューマン共鳴を用いて観測された全球の雷活動からも27日が発見されている。<sup>49)</sup> これらのデータから発見された27日周期の強度は、太陽活動の11年周期への依存性を示しているため、太陽の自転周期に起源を持つ可能性が高い。より詳細な解析からは、大規模なフォーブッシュ減少が起こった数日後に全球の雲量が減少している例も報告されている。<sup>50)</sup> このような、太陽フレアなどの短期的な影響の積み重ねによって気候変動に11年周期やさらに長期的な太陽活動の影響が表れていると見ることもできるかもしれない。

応答の地域性を調べた研究からは、赤道域の積雲活動に約27日と約54日の周期が強く現れていることが示されて

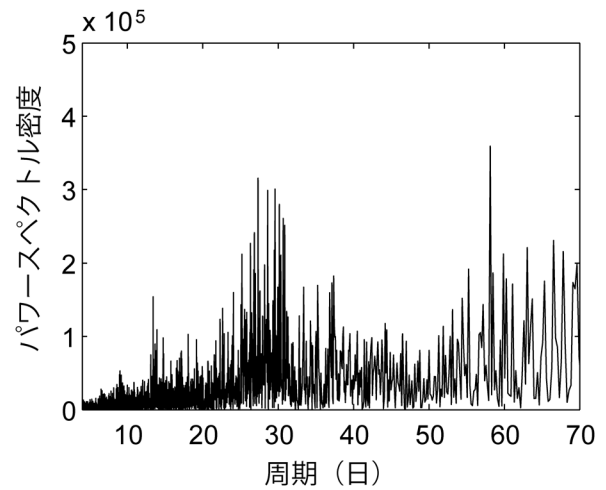


図9 オウル大学の中性子モニターによって観測された西暦1965-2013年の宇宙線強度(1日値)<sup>47)</sup>の周波数スペクトル。

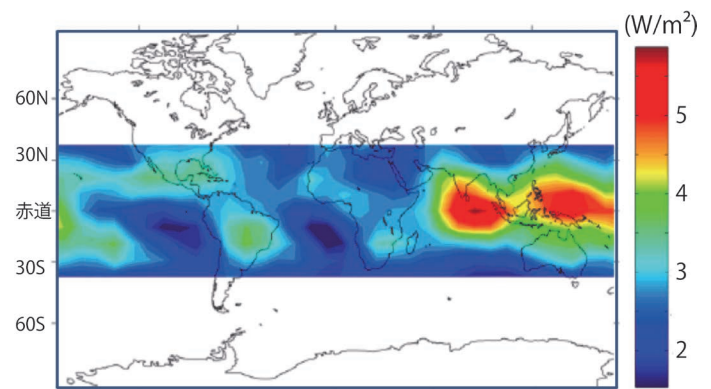


図10 人工衛星によって観測された地球の赤外放射から推定された雲頂高度の27日周期の強度分布。<sup>51)</sup> インド洋および西大西洋における積雲活動に27日周期が強く現れている。

おり<sup>51,52)</sup>(図10)、宇宙線の影響を受容しやすい地域について手がかりを与えている。赤道域では周期的に積乱雲が発達し東進しており、マッデン・ジュリアン振動と呼ばれる。赤道域を東進する間に分岐して北上あるいは南下することがあり、中緯度や高緯度にも影響が及ぶ。この振動現象に30-60日の周期性があることは古くから知られていたが、<sup>53)</sup> 周期性の決定要因は未解明のままである。しかし、11年周期の極大でマッデン・ジュリアン振動に約27日と約54日の周期成分が強く現れるため、<sup>51,52)</sup> 太陽の自転がその周期長を決定づける重大な役割を果たしている可能性がある。赤道域であれば宇宙線への感度を高める作用のある植物プランクトン起源の物質が大量に存在しており、強い対流によってそれらが水蒸気とともに低温の対流圏上層に運ばれている。宇宙線の影響を受容する地域を特定する上で、赤道は大きなカギを握っていると考えられる。

#### 5. おわりに

宇宙線が雲活動に影響するプロセスは研究途上である。しかし、古気候学的な研究から、宇宙線と気候変動には数十日から数十億年にわたる様々な時間スケールで相関関係

が確認されている。<sup>54)</sup> もし宇宙線が気候に影響を与えているとすれば、地球システムの概観は大きく変革することになると考えられる。銀河系の環境、太陽圏周辺の宇宙線量、太陽圏、そして地磁気の変動の理解なくしては、地球システムの変動の理解と予測が成し得ないことを意味する。太陽圏システム、さらにはそれを包含する銀河系システムに含まれるあらゆる要素を有機的につなげ包括的に理解していく必要がある。

チャンパー実験や人工衛星等による観測データの充実により、宇宙線が雲の形成や成長に影響する素過程が解明されることが期待される。

#### 参考文献

- 1) D. V. Hoyt and K. H. Schatten: *Sol. Phys.* **181** (1998) 491.
- 2) M. Stuiver and T. F. Braziunas: *Nature* **338** (1989) 405.
- 3) R. C. Finkel and K. Nishiizumi: *J. Geophys. Res.* **102** (1997) 26699.
- 4) G. Bond, *et al.*: *Science* **294** (2001) 2130.
- 5) F. Steinhilber, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci.* **109** (2012) 5967.
- 6) J. A. Eddy: *Science* **192** (1976) 1189.
- 7) E. Jansen, *et al.*: *Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (Cambridge Univ. Press, 2007).
- 8) M. E. Mann, *et al.*: *Science* **206** (2009) 1256.
- 9) Y. Aono: *Int. J. Biometeorol.*, doi:10.1007/s00484-014-0854-0, in press.
- 10) B. Fagam: *The Little Ice Age* (Basic Books, 2001).
- 11) S. P. Obrochta, *et al.*: *Quaternary Sci. Rev.* **55** (2012) 23.
- 12) C. Frohlich: *Space Sci. Rev.* **125** (2006) 53.
- 13) K. Kodera and Y. Kuroda: *J. Geophys. Res.* **107** (2002) 4749.
- 14) C. H. Jackman: *J. Geophys. Res.* **114** (2009) D11304.
- 15) H. Svensmark and E. Friis-Christensen: *JASTP* **59** (1997) 1225.
- 16) J. Beer, *et al.*: *Sol. Phys.* **181** (1998) 237.
- 17) H. Miyahara, *et al.*: *Sol. Phys.* **224** (2004) 317.
- 18) Y. T. Yamaguchi, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci.* **107** (2010) 20697.
- 19) R. Kataoka, *et al.*: *Space Weather* **10** (2012) S11001.
- 20) E. N. Parker: *Astrophys. J.* **128** (1958) 664.
- 21) J. Kota and J. R. Jokipii: *Astrophys. J.* **265** (1983) 573.
- 22) J. Kota and J. R. Jokipii: *Adv. Space Res.* **27** (2001) 529.
- 23) J. T. Hoeksema: *Space Sci. Rev.* **72** (1995) 137.
- 24) H. Miyahara, *et al.*: *Earth Planet. Sci. Lett.* **272** (2008) 290.
- 25) P. F. Hoffman and D. P. Schrag: *Terra Nova* **14** (2002) 129.
- 26) R. A. Rohde and R. A. Muller: *Nature* **434** (2005) 208.
- 27) P. Cloud: *Evolution* **2** (1948) 322.
- 28) N. Shaviv: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 051102.
- 29) N. Shaviv and J. Veizer: *GSA Today* **13** (2003) 4.
- 30) M. V. Medvedev and A. L. Melott: *Astrophys. J.* **664** (2007) 879.
- 31) H. J. Rocha-pinto, *et al.*: *Astron. Astrophys.* **358** (2000) 869.
- 32) R. Marcos and C. Marcos: *New Astron.* **10** (2004) 53.
- 33) R. Kataoka, *et al.*: *New Astronomy* **21** (2013) 50.
- 34) A. A. Pavlov, *et al.*: *Gsophys. Res. Lett.* **32** (2005) L03705.
- 35) R. Kataoka, *et al.*: *Gondwana Res.* **25** (2014) 1153.
- 36) J.-P. Valet and L. Meynadier: *Nature* **366** (1993) 234.
- 37) I. Kitaba, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci.* **110** (2013) 1215.
- 38) D. O. Gough: *Sol. Phys.* **74** (1981) 21.
- 39) C. Sagan and G. Mullen: *Science* **177** (1972) 52.
- 40) G. Feulner: *Rev. Geophys.* **50** (2011) RG2006.
- 41) N. Shaviv: *J. Geophys. Res.* **108** (2003) 1437.
- 42) T. Suzuki, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** (2013) 98.
- 43) J. Kirkby, *et al.*: *Nature* **476** (2011) 429.
- 44) J. Almeida, *et al.*: *Nature* **502** (2013) 359.
- 45) B. Tinsley, *et al.*: *Adv. Space Res.* **40** (2007) 1126.
- 46) L. Zhou, *et al.*: *J. Geophys. Res.* **114** (2009) D18201.
- 47) <http://cr0.izmiran.ru/oulu/main.htm>
- 48) Y. Muraki, *et al.*: *Phys. Rev. D* **69** (2004) 123010.
- 49) M. Sato and H. Fukunishi: *Geophys. Res. Lett.* **32** (2005) L12807.
- 50) H. Svensmark, *et al.*: *Gsophys. Res. Lett.* **36** (2009) L15101.
- 51) Y. Takahashi, *et al.*: *Atmos. Chem. Phys.* **10** (2010) 1577.
- 52) P. K. Hong, *et al.*: *JASTP* **73** (2011) 587.
- 53) R. A. Madden and P. R. Julian: *J. Atmos. Sci.* **28** (1971) 702.
- 54) 宮原ひろ子：『地球の変動はどこまで宇宙で解明できるか』（化学同人，2014）。

#### 著者紹介

宮原ひろ子氏：名古屋大学大学院理学研究科博士課程修了。東京大学宇宙線研究所を経て2013年より現職。専門は太陽物理学、宇宙線物理学、宇宙気候学。

(2014年7月28日原稿受付)

#### Resolving Unsolved Mechanism of Climate Variations

##### —Space Environment and the Earth's Climate

Hiroko Miyahara

abstract: Paleoclimate studies have revealed that variations of Earth's climate may be under the control of solar activity, heliospheric environment, and the surrounding condition of our galaxy. One possibility is that galactic cosmic rays are playing important role in climate change by promoting chemical reactions in the atmosphere to produce cloud condensation nuclei and change the albedo of the Earth. We suggest that habitability of extra-solar planets may be also influenced by surrounding space environment and the condition of stellarsphere.

# アクティブマターの非線形ダイナミクス



太田 隆夫

東京大学大学院理学系研究科, 豊田理化学研究所

自分の内部に運動の仕掛けをもっている物質・物体をアクティブマターという。この意味での「アクティブマター」は2006年頃から使われ始めた新しい言葉である。動物、生体細胞、微生物、分子モーターなどがその例である。非生物でわかりやすいのは樟脳舟であろう。プラスチックで作った1~2 cmの舟の船尾に樟脳をくっ付け、水に浮かべると、水面に樟脳が溶けた後方と溶けていない前方の表面張力の違いのために舟が前進する。油滴や金属微粒子、コロイド粒子でもその表面での化学反応により表面張力に不均一が生じる条件下では、溶液中で化学エネルギーが力学エネルギーに変換され自己推進運動が起こる。なお、「運動」は並進だけではなく変形、回転(スピン)、分裂などもあるが本稿では主として柔らかな自己推進粒子の並進と変形に着目する。

アクティブマターという概念の導入によって、それまで個別的に研究されていたいろいろな対象を統一的に捉えることが可能になり、非平衡系の新しいテーマとして世界的に研究が盛んになっている。柔らかなアクティブマターでは様々な変形モードの非線形カップリングのため、孤立した1個の粒子の運動も複雑なものとなる。「泳ぐ」バクテリアについては流体力学的研究が1950年頃から行われているが、培地上を「這う」運動についてはその並進と変形の相関や、細胞内部での力の発生などの研究が始まったばかりである。本稿では変形する自己推進粒子のダイナミクスを、個々の対象の詳細によらずに定式化し運動の法則を探る。このモデルの2次元数値計算では、粒子が固い場合は直進運動が安定であるが、柔らかさが増すにつれて円運動、ジグザグ運動、カオス運動のように動きが複

雑化する。

自己推進粒子の集団運動の研究は1995年にVicsekらが提案したモデルが一つの契機となっている。かれらは一定の速度で任意の方向に進む点粒子を考え、個々の粒子はその周りの有限の範囲にいる粒子の平均の速度方向に動く相互作用を導入し、時々刻々、速度の向きに小さなノイズを与えた。ノイズの大きさを小さくしていく、あるいは、密度を増加させると、ある閾値で粒子が乱雑に運動している状態から方向を揃えた状態への転移が2次元空間でも起こる。ノイズは熱揺動ではなく揺動散逸関係も存在しないため、簡単ではあるが非平衡系の集団ダイナミクスと状態間転移の有用なモデルとして興味をもたれてきた。このモデルの秩序状態は熱平衡相転移での秩序状態とは著しく異なる性質をもつ。その一つは、状態間転移点近傍の秩序状態では、すべての粒子が速度方向を揃えた一様状態は安定でなく、乱雑なバックグラウンドの中に細長い秩序バンドが形成されそれが伝播することである。Vicsekらの点粒子モデルではこのバンドは衝突したとき一方のみが生き残るが、大きさのある変形可能な粒子では伝播バンドは正面衝突においてあたかもソリトンのように個性を保つことがわかっている。もう一つの特徴は、転移点から離れたところでは速度方向が一様に揃った状態は安定ではあるが、巨大な密度揺らぎが存在することである。TonerとTuはVicsekらのモデルを粗視化した流体力学的方程式の線り込み群解析を行い、この異常揺らぎを予言していた。

これらの進展をふまえて、非線形・非平衡系物理学としてのアクティブマター研究の今後の課題に言及する。

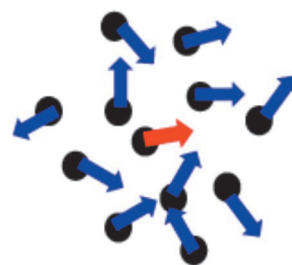
## —Keywords—

### アクティブマター：

導入されて10年にも満たない新しい概念であるため、人によってその定義が多少異なる。もっともゆるい定義は「散逸系で勝手に持続的に動いているように見える物質・物体」。本解説では「自身が化学エネルギーを運動エネルギーに変換して動く物質・物体」と定義する。

### Vicsekらのモデル：

T. Vicsekらが1995年に導入した自己推進粒子集団のモデル。Vicsekモデルとも言う。点粒子の速度(大きさは固定)が、ランダムなノイズの元で、一定距離内にいる他の粒子の平均速度の方向に向こうとするダイナミクスをもつ。速度方向が無秩序な状態から向きが揃った秩序状態への転移を示す、おそらく、もっとも簡単なモデルである。



## 1. はじめに

自身の中で化学エネルギーなどを運動エネルギーに変換して自律的に動く物質・物体をアクティブマターという。<sup>1)</sup> 動物, 生体細胞, 微生物, 分子モーターなどの生命体がイメージしやすいが, 非生物系でも, 樟脳舟のように,<sup>2)</sup> 界面エネルギーや膜エネルギーの不均一に起因して動く物質がある。また, 表面が均一でないコロイド粒子<sup>3)</sup> や金属微粒子<sup>4)</sup> は溶液中での表面反応の結果, 動き回ることがある。動きには並進, 回転(自転), 変形, 分裂などがあり, これらはどれも重要な研究テーマであるが, ここでは主として柔らかなアクティブマターを取り上げ, 並進と変形を考察の対象とする。

物質の性質を明らかにする方法として物理学では系に摂動を与え, あるいは系を駆動してその応答をみるのが伝統的である。電場, 磁場, 光, 剪断流, 応力などによる構造変化やダイナミクスを調べそのデータの意味を探ることによって, 物性が解明され, 一方では非平衡統計力学が発展してきた。ある種の駆動はアクティブマターと似たダイナミクスを起こす場合がある。例えば, 水平なテーブルを上下に振動させるとテーブル上の粒子はその形状によって並進や回転運動が生じる。<sup>5)</sup> しかし, 本稿では駆動された系での力学エネルギーから別の力学エネルギーへの変換による, 一見アクティブな運動は考えない。駆動された系は外力を考慮したこれまでの力学で原理的に定式化できるのに対し, アクティブマターの自己推進運動を内部でのエネルギー変換まで込めて体系的に表現する理論が発展途上であるという違いを強調しておこう。

このように考えるとアクティブマター研究の意義・目的が明確になる。歴史を振り返ると, 非平衡系の本格的な研究が始まった1970年初頭では, 対流系, 結晶成長, 化学反応がその主たる対象であった。1990年代に入るとナノスケールでの計測技術の進歩によって, 分子モーターの実時間実空間観察が可能になり,<sup>6,7)</sup> そこに現れる非平衡揺らぎとともに微小空間でのアクティブな運動に関心が高まり, それが今日まで続いている。<sup>8)</sup> 最近では, 培地上を這い回る生体細胞が発生する力の分布,<sup>9)</sup> 細胞内での化学反応の可視化,<sup>10)</sup> 組織形成のための細胞の集団運動<sup>11)</sup> の精密な実験が行われている。非生物系においても化学反応する油滴の自走<sup>12,15-17)</sup> や球形に閉じた脂質2重膜の自己複製<sup>18,19)</sup> が実現されている。このように, 非平衡系研究の黎明期には存在しなかったアクティブマターの運動の仕組みを解明することは, 非線形ダイナミクスの新たな重要なテーマとなっている。工業的にはマイクロマシーンや医学・薬学への応用と関係して興味もたれている。また, その集団の示す状態間転移は熱平衡での相転移では見られない特徴があることが明らかになりつつある。アクティブマターの豊富で精密な実験は新たな知見をもたらし, 非線形非平衡系のわれわれの理解を大きく進展させようとしている。

## 2. アクティブマターの例

自己推進する対象としてバクテリアや生体細胞は納得しやすい。しかし, 一方では, 生体の複雑さ故に第一原理的理論の構築は容易ではない。ここでは非生物系のアクティブマターの例を二つ挙げ, 次の節でその定式化を概説する。

その一つは興奮因子と抑制因子が相互作用する反応拡散系である。この系は, 空間周期構造(いわゆる, Turingパターン), 時間振動, 伝搬するパルス波などの非平衡現象の研究に使われてきた。KrischerとMikhailovは1994年, 興奮因子を $u$ , 抑制因子を $v$ として以下の反応拡散方程式を空間2次元で数値計算した。<sup>20)</sup>

$$\tau\epsilon \frac{\partial u}{\partial t} = \epsilon^2 \nabla^2 u + f\{u, v\} - v, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = D\nabla^2 v + u - \gamma v, \quad (2)$$

ここに

$$f\{u, v\} = -u + \theta(u - p'\{u, v\}), \quad (3)$$

$\theta(x)$  は  $x > 0$  で  $\theta(x) = 1$ ,  $x < 0$  で  $\theta(x) = 0$  のステップ関数である。 $p'\{u, v\}$  にはグローバルカップリング

$$p' = p_0 + p_1 \left[ \int (u + v) \mathbf{d}\mathbf{r} - W \right] \quad (4)$$

がある。 $\tau, D, \gamma, p_0, p_1, W$  は正定数である。 $\epsilon$  が小さい極限では興奮領域  $u \sim 1$  と非興奮領域  $u \sim 0$  の境界(界面)は急峻になる。 $p_1$  を十分大きくとると式(4)はカギ括弧の中がゼロの束縛条件になり, 興奮領域の面積(3次元では体積)が時間変化しなくなることを意味する。すなわち, 孤立した興奮領域(ドメイン)は拡がることも狭まることもできず, 動くとするれば, 体積を保存した変形と重心の並進運動のみが可能となる。

数値計算によると,  $\tau$  が大きいときは孤立した動かない円形興奮ドメインが安定であるが,  $\tau$  の値がある閾値より小さくなると動かないドメインから一定速度で並進運動するドメインへの連続分岐が起こる。それらのドメインの形状を図1に示してある。図では顕著ではないが, 分岐点から離れて, 並進速度が大きいドメインは速度と垂直な方向に伸びることがわかっている。分岐が起こる理由は以下のように理解できる。図1の右図のように, 興奮因子の領域が少し右にずれたとしよう。その先頭では抑制因子が少なくなるため, 式(2)の右辺第2項による抑制因子の増加が十分遅ければ, 興奮因子はさらに増加する。ドメインの後方ではこの逆のことが起こる。すなわち, 興奮因子の時間スケールに比べて抑制因子の時間変化がゆっくりしていれば(つまり,  $\tau$  が小さい), 並進運動を止められなくなる。

もう一つの例として油滴の自走実験を紹介する。<sup>12)</sup> ペンタノール水溶液に浮かんだペンタノール油滴はその体積が十分小さいとき直進運動する。図2は右から左に動いて壁で反射し, 向きを変えて右下に移動している油滴の1秒ごとのスナップショットである。この自己推進の起源は

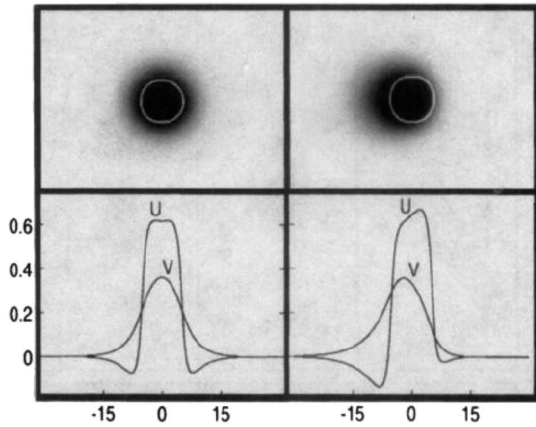


図1 動かない局在ドメイン(左)と右方向に並進している局在ドメイン(右). 上段のグレイスケールは抑制因子 $v$ の空間分布を表わす. 白い線は界面の位置. 下段はドメインの中心線で切ったときの濃度プロファイル. 文献20より許可を得て転載.

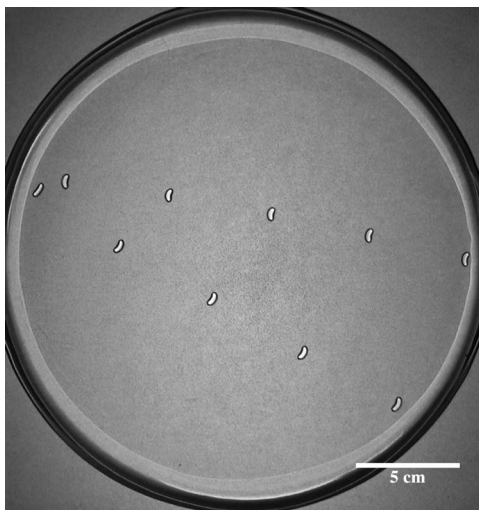


図2 ペンタノール水溶液に浮かんで自走している油滴のスナップショットを重ねた写真. 左斜め上方向に約2 cm/secの速度で並進し、壁で反射した後、右斜め下に動いた. (永井健氏のご厚意による.)

Marangoni 効果であると解釈されている.<sup>12)</sup> 油滴の表面張力がペンタノールの濃度に依存し、濃度の不均一が表面張力の不均一を生み、そのため、油滴が移動し、さらに濃度の不均一が大きくなるというメカニズムがあるのだろうかと思える。動かないときは油滴は一様な表面張力のため球形であるが、一定速度で自走しているときは速度方向に膨らんだブーメラン型になる。これは上に述べた反応拡散系の自己推進ドメインの形状と定性的に同じである。ただし、動かない状態から動く状態への分岐は油滴の実験では確認されていないようである。

非生物系の自己推進運動で速度と垂直方向に伸長する例を二つ挙げたが、生体細胞でも同じような変形の例がある。すなわち、培地上の魚類表皮細胞ケラトサイトは動いていないときは上からみると円形であるが、動き出すと図3のように横に広がる。<sup>13)</sup> 上の反応拡散系では抑制因子の少ない領域を増やすために横に広がり、液滴では前面で界面張力が小さいために横に広がり三日月型になると理解できる。

解説 アクティブマターの非線形ダイナミクス

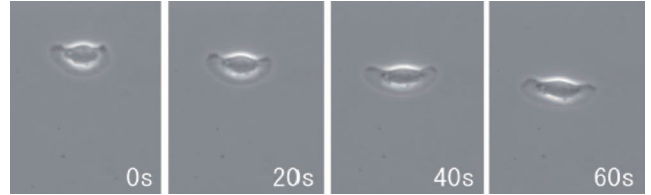


図3 培地上を這っているケラトサイト細胞の20秒毎のスナップショット.<sup>13)</sup> 細胞の横幅は約30  $\mu\text{m}$ .

一方、生体細胞ではいろいろな内部要因があるため、横伸長の原因を一言で説明するのは難しい。<sup>14)</sup>

### 3. 自己推進粒子単一運動の理論

前節で述べた動かない粒子から一定速度で動く粒子への分岐を表現する、系の等方性を満たすもっとも簡単なモデルは重心の速度を $v$ として

$$\frac{dv_\alpha}{dt} = \gamma v_\alpha - v^2 v_\alpha \quad (5)$$

であろう。簡単のため、質量と3次の係数を1にしている。 $\gamma$ が負のとき $v=0$ が、正のとき $|v|=\sqrt{\gamma}$ が安定解であり、 $\gamma=0$ が分岐点である。方程式(5)に平均ゼロ、異なる時刻間では相関のないガウス分布に従うノイズ項を加えた場合はアクティブBrown運動のモデルとよばれ、微生物の研究に使われている。<sup>21)</sup>

前節では自走速度と形がカップルしている自己推進粒子を紹介した。また、微生物では「泳ぐ」場合にせよ、培地を「這う」場合にせよ、並進と変形とは強い結合がある。従って、粒子の変形を考慮するようにモデル方程式(5)を拡張しよう。空間2次元で考え、重心から粒子表面までの距離 $R(\theta)$ を定義する。

$$R(\theta) = R_0 + \delta R(\theta) \quad (6)$$

重心を原点におき、 $\theta$ は $x$ 座標と着目している表面上の点の間の角度である。 $R_0$ は粒子が円のときの半径である。変形は大きくないとしてフーリエ級数展開

$$\delta R(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{in\theta} \quad (7)$$

を行い、係数 $c_n$ の発展方程式を決めれば粒子の並進運動と変形が記述できる。以下では粒子の面積(3次元では体積)は一定であると仮定する。フーリエ展開は3次元では球面調関数による展開に置き換えなければならず、方程式の表現が空間の次元に依存し不便である。各フーリエモードに対応して $n$ 階の対称テンソルを以下のように導入しよう。第2モードに対しては

$$S_{\alpha\beta} = \delta_2 \left( N_\alpha N_\beta - \frac{\delta_{\alpha\beta}}{2} N^2 \right) \quad (8)$$

ここに、 $\delta_2$ は正定数、 $N$ は楕円変形の長軸方向の単位ベクトルである。第3モードに対しては

$$U_{\alpha\beta\gamma} = \frac{4\delta_3}{3} \sum_{m=1,2,3} N_\alpha^{(m)} N_\beta^{(m)} N_\gamma^{(m)} \quad (9)$$



単位ベクトル  $N^{(m)}$  は、フーリエ係数  $c_3$  を  $c_3 = \delta_3 e^{-3i\phi_3}$  とおいて

$$N^{(n)} = \left( \cos \left( \phi_3 + \frac{(n-1)\pi}{3} \right), \sin \left( \phi_3 + \frac{(n-1)\pi}{3} \right) \right) \quad (n=1, 2, 3), \quad (10)$$

で定義されている。これらのテンソルは容易に3次元に一般化できる。<sup>22)</sup>

重心の速度ベクトルとこれらのテンソルの対称性から、可能な組み合わせを考えて発展方程式を構成するのは容易である。2次元では次のようになる。<sup>23, 24)</sup>

$$\frac{d}{dt} v_\alpha = \gamma v_\alpha - v^2 v_\alpha - a_1 S_{\alpha\beta} v_\beta, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} S_{\alpha\beta} = -\kappa_2 S_{\alpha\beta} + b_1 \left( v_\alpha v_\beta - \frac{1}{2} v^2 \delta_{\alpha\beta} \right) + b_2 U_{\alpha\beta\gamma} v_\gamma, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} U_{\alpha\beta\gamma} = & -\kappa_3 U_{\alpha\beta\gamma} + d_1 \left[ v_\alpha v_\beta v_\gamma \right. \\ & \left. - \frac{v^2}{4} (\delta_{\alpha\beta} v_\gamma + \delta_{\alpha\gamma} v_\beta + \delta_{\beta\gamma} v_\alpha) \right] \\ & + \frac{d_2}{3} \left[ S_{\alpha\beta} v_\gamma + S_{\alpha\gamma} v_\beta + S_{\beta\gamma} v_\alpha \right. \\ & \left. - \frac{v_\eta}{2} (\delta_{\alpha\beta} S_{\gamma\eta} + \delta_{\beta\gamma} S_{\alpha\eta} + \delta_{\alpha\gamma} S_{\beta\eta}) \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

繰り返された添字については和をとる。係数  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $d_1$  は定数、 $\kappa_2$  と  $\kappa_3$  は正定数とする。3次の非線形まで考慮するとしても、すべてを書き下すと複雑になるのでいくつかの項は省略してある。高次のモードと高次の非線形項を無視する近似は動かない粒子から動く粒子への分岐点近傍であれば正当化されることを強調しておこう。連続分岐点の近く ( $0 < \gamma \ll 1$ ) では速度は任意に小さい値がとれる。一方、定常状態では方程式(12)から  $S \sim O(v^2)$ 、方程式(13)から  $U \sim O(v^3)$  であることがわかる。このように高次モードは系統的に速度の高次微量量になっている。

方程式(12)の係数  $b_1$  の符号は粒子が速度方向に伸びるか、それに垂直方向に伸びるかを定める重要性をもっている。項  $b_1 v_\alpha v_\beta$  は変分型  $-\delta\Psi/\delta S_{\alpha\beta}$

$$\Psi = -b_1 v_\alpha v_\beta S_{\alpha\beta} = -b_1 \delta_2 \left[ (\mathbf{v} \cdot \mathbf{N})^2 - \frac{v^2}{2} \right] \quad (14)$$

に表現でき、 $b_1 > 0$  のとき  $\mathbf{v}$  と  $\mathbf{N}$  が平行、 $b_1 < 0$  のときは垂直であれば  $\Psi$  が最小値をとる。

方程式(11), (12), (13)を数値的に解くと図4の動的相図を得る。変形の緩和率  $\kappa_2$  と  $\kappa_3$  を変化させ、それ以外のパラメータはある値に固定してある。緩和率が大きい四角で示した領域、すなわち、粒子が固いとき直線運動が安定である。緩和率を下げた丸の領域では直線運動が不安定化し軌跡は円となる。<sup>23)</sup>  $\kappa_3$  の値をさらに小さく(三角)するとジグザグ運動が現れ、 $\kappa_2$  の値も小さくする(星)と運動はカオスになる。カオス軌道の Lyapunov 指数を数値的に

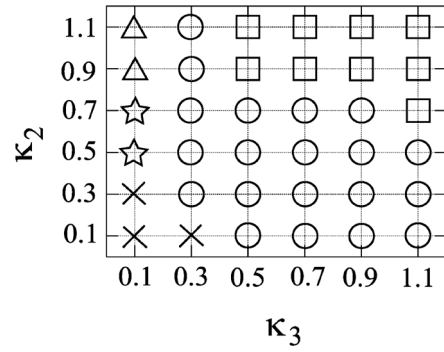


図4 変形の緩和率  $\kappa_2$  と  $\kappa_3$  を変えたときの相図。<sup>24)</sup> 四角の領域では直線運動。丸の領域では閉じた円軌道を書く。三角の領域ではジグザグ運動。星の領域ではカオス運動。バツの領域では数値不安定性のため明確なことが言えない。それぞれの運動は図5に示してある。

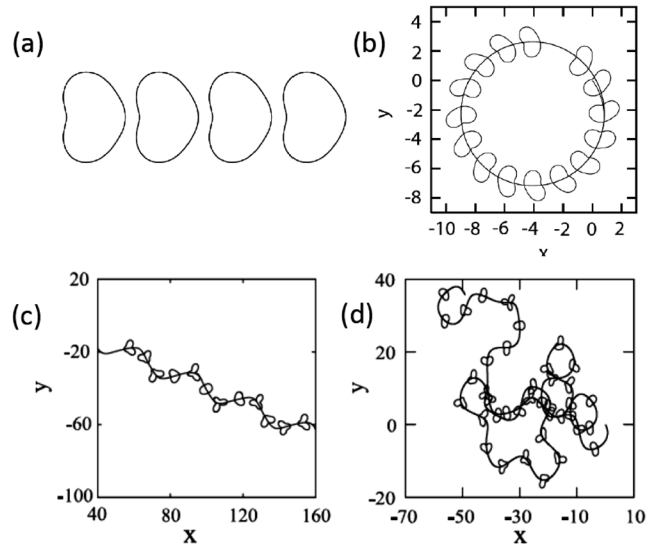


図5 (a) 左から右への直線運動。(b) 時計回りの回転運動。<sup>23)</sup> (c) 左から右へのジグザグ運動。<sup>24)</sup> (d) カオス運動。<sup>24)</sup>

計算してそれが正であることを確認している。<sup>24)</sup> これらの運動は図5に示してある。

2次元での柔らかな粒子の自走・変形ダイナミクスは周期境界条件のもとでの空間1次元系の散逸波のダイナミクスと数学的には同等である。後者については古い研究があり、可能な分岐が詳細に調べられている。<sup>25, 26)</sup> (ただし、第3モード、 $U_{\alpha\beta\gamma}$  は考慮されていない。)しかし、そこでの結果はあくまで1次元波を意識したものであり、自己推進粒子への解釈やその認識はない。また、方程式(11), (12), (13)は係数の些細な変更で3次元粒子にも適用できるが、<sup>27)</sup> そのとき、単純な周期境界条件下での2次元波との同等性は、もちろん、成り立たない。

方程式(11), (12), (13)はベクトルとテンソルの可能な組み合わせから現象論的に書き下したもののなのでその形は普遍性をもつが、係数を定めるためには対象をもっとしぼらなければならない。たとえば、反応拡散方程式(1), (2)からこれらを導出できるであろうか。場の量である  $u$  と  $v$  に対する偏微分方程式から系を支配する有限の自由度の常微分方程式を出すのは自由度の遞減であり、この場合は界

面ダイナミクス法を適用することができる。実際、方程式 (1) の  $\epsilon \rightarrow 0$  極限で特異摂動法を使い、興奮ドメインの表面の運動方程式を得ることができ、そこから (11), (12), (13) の係数が決定される。<sup>28)</sup> その結果、例えば、係数  $b_1$  は負であることがわかり、理論と数値シミュレーションの結果が合致する。Marangoni 効果による油滴の自走については、水・油の二成分相分離系に油と反応して生成される第3成分を仮定し、界面ダイナミクス法を3次元流体系に適用して方程式 (11), (12), (13) の係数を定めることができる。界面張力を第3成分の濃度の増加関数と設定すれば動かない油滴が動き出す分岐が存在し、<sup>29)</sup> 動く油滴の形は図2の実験と整合する。<sup>30)</sup>

モデル方程式 (11), (12), (13) は重心が動くとその粒子の変形を引き起こす現象を念頭において構成された。しかし、微生物や生体細胞の運動は、明らかに、変形が重心の移動を生み出している。特に、「泳ぐ」場合は周期的な変形（鞭毛や繊毛ではなく細胞の形を変化させる場合をユーグレナ運動という<sup>31)</sup>）によって推進しており、変形と並進の運動方程式を改めて導出する必要がある。

Misbah たちは内外を Newton 液体で満たされた閉じた膜に時間変化する力が発生する3次元モデルを考えた。<sup>32)</sup> 周りの液体は Navier-Stokes 方程式に従う。

$$0 = \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + (u_\beta \nabla_\beta) u_\alpha = -\nabla_\alpha p + f_\alpha^{\text{tot}}(\mathbf{r}, t) + \eta \nabla^2 u_\alpha. \quad (15)$$

微生物が泳ぐとき Reynolds 数は  $10^{-4}$  程度なので式 (15) の左辺をゼロとおく。(小さいけれども有限の Reynolds 数の効果については文献 33 とその引用論文を参照されたい。)  $p$  は非圧縮条件  $\nabla_\beta u_\beta = 0$  から決める。 $\eta$  は粘性率である。 $f^{\text{tot}}(\mathbf{r}, t)$  は膜面から液体が受ける力であり、膜面でのみ有限の値をもつ。膜で囲まれた体積  $V$  と膜面の面積  $A$  は一定であるとの条件をおく。同じ体積をもつ球の半径を  $R_0$  として  $V = 4\pi R_0^3/3$ ,  $A = 4\pi R_0^2(1 + \Gamma)$ , ( $0 < \Gamma \ll 1$ ) と表現する。 $\Gamma$  は余剰面積を表わすパラメーターである。 $f^{\text{tot}}(\mathbf{r}, t)$  は二つの部分からなる。一つは膜を変形させるアクティブな力  $f^{\text{act}}(a) \mathbf{n}(a)$  である。 $a$  は膜面上の位置を指定する。 $\mathbf{n}(a)$  はそこでの単位法線ベクトルである。もう一つは膜の非圧縮性（面積保存）から生じる力  $f^{\text{tens}}(a)$  である。

繊毛の運動によって「泳ぐ」膜面積保存を考えない理論については文献 34 とその引用文献、最近の発展については文献 35, 36 を参照されたい。また、ヘリカルな形をしたバクテリア *Spiroplasma* の泳動については文献 37 に詳しい研究がある。

Misbah たちは、簡単のため、閉じた膜は  $z$  軸に沿って直進し変形は軸対称と仮定した。そのため、球からのずれは球面調和関数  $Y_{lm}$  で  $m = 0$  とおき

$$\delta R(a, t) = \sum_\ell \zeta_\ell(t) Y_{\ell 0}(a) \quad (16)$$

と展開される。 $f^{\text{act}}(a)$  と  $f^{\text{tens}}(a)$  についても同様の展開を行う。力  $f^{\text{tot}}$  が与えられているとして Stokes 近似の方程式

(Stokes 方程式) (15) を解き、膜面速度とそこでの流体の速度が等しいとして  $\zeta_\ell$  ( $\ell \geq 2$ ) に対する方程式を得る。変形の変形項を無視すると

$$\frac{d\zeta_\ell(t)}{dt} = \beta_\ell \left( f_\ell^{\text{act}}(t) - \frac{\alpha_\ell \sigma_0(t)}{R_0} \zeta_\ell(t) \right). \quad (17)$$

係数  $\alpha_\ell, \beta_\ell$  は正である。「泳ぐ」場合はアクティブな力  $f_\ell^{\text{act}}(t)$  は時間の周期関数であり、その関数形は今のモデルでは人工的に、あるいは、実験から決める他ない。 $\sigma_0(t)$  は膜面積一定の条件

$$\sum_{\ell=2}^{\ell_{\text{max}}} \frac{\alpha_\ell \zeta_\ell^2(t)}{2(2\ell+1)} = \Gamma \quad (18)$$

から決定される。閉じた膜の重心が速度  $dr_G/dt$  で動いているとして方程式 (15) を解き、膜面での応力テンソルを求め、膜にかかる摩擦力も考慮してすべての力の和がゼロである条件から、変形の最低次で重心の従う式

$$\frac{dr_G(t)}{dt} = R_0 \sum_{\ell=2}^{\ell_{\text{max}}-1} \left( \mu_\ell \zeta_{\ell+1}(t) \frac{d\zeta_\ell(t)}{dt} - \nu_\ell \zeta_\ell(t) \frac{d\zeta_{\ell+1}(t)}{dt} \right) \quad (19)$$

を得る。 $\mu_\ell, \nu_\ell$  は正定数である。第3モードまでを考えるときは、式 (8), (9) のテンソルを使って式 (19) を次のように書くことができる。

$$v_\alpha = \mu'_2 \frac{dS_{\gamma\delta}(t)}{dt} U_{\alpha\gamma\delta}(t) - \nu'_2 S_{\gamma\delta}(t) \frac{dU_{\alpha\gamma\delta}(t)}{dt}. \quad (20)$$

少し細かな議論になったが、最終結果 (19) は興味深い構造をしている。まず、並進運動はモード  $\ell = 1$  の変形であるから、 $\ell$  と  $\ell \pm 1$  のモードのみが2次の非線形結合で可能であることに注意しよう。このことはテンソル表現の式 (20) では明白である。もし、方程式 (19) の右辺に時間微分がなく、 $\zeta_\ell(t) \zeta_{\ell+1}(t)$  の形であれば、時間変化しない変形であっても重心が動くことになり、「泳動」の定義に反する。もし、時間微分が両方にあり、 $(d\zeta_\ell(t)/dt)(d\zeta_{\ell+1}(t)/dt)$  の形であれば、一方のモードが時間変化せず、他方が時間変化しても重心はまったく動かないことになり、非物理的である。さらに、方程式 (19) において、たとえば、 $\zeta_\ell$  が一定、 $\zeta_{\ell+1}(t)$  が周期関数のとき重心は1周期後、元の位置にもどってしまう。すなわち、平均として有限の推進を得るためにはアクティブな力の隣り合うモードが位相差をもって周期変化することが必要である。このことは、いわゆる Purcell の定理<sup>38)</sup> 「Stokes 方程式に従う流体中での周期的変形において一連の形の変化が時間を逆にたどったときの形の変化と同じであれば（変化率は問わない）、平均として重心は動かない<sup>39)</sup>」の反映である。

上に述べたように式 (19) で右辺に時間微分がない場合、すなわち、式 (20) の表現で

$$v_\alpha = \gamma_2 S_{\gamma\delta}(t) U_{\alpha\gamma\delta}(t) \quad (21)$$

となる場合は「泳動」ではない。 $\gamma_2$  は定数。しかし、式 (21) は図3のケラトサイト細胞のように、Purcell の定理の及ばない培地上を「這走」する生体細胞には適用できることに注意しておこう。

方程式(19)の左辺には時間の2階微分項が現れない。これは注目している変数が膜の変形と Stokes 方程式に従う流体速度のみであるためである。この節の前半で述べた Marangoni 効果による液滴の自走でも流体には Stokes 方程式を使うのであるが重心の方程式(11)は左辺の慣性項をもつ。<sup>29)</sup> これは表面張力に影響を与える第3成分の時間変化が界面の動きに比べて遅いとき、界面上の離れた2点間に第3成分を媒介した時間遅れ相互作用が働くためである。

#### 4. 自己推進粒子の集団運動

相互作用する自己推進粒子の集団運動の本格的研究は1995年に Vicsek らが導入したモデルが契機となった。<sup>40,41)</sup> かれらは点粒子の位置と速度に関して時間差分の方程式を考えた。2次元空間で*i*番目の粒子の位置を $\mathbf{x}^{(i)}$ 、速度を $\mathbf{v}^{(i)} = v_0(\cos \theta^{(i)}, \sin \theta^{(i)})$  ( $v_0$ は正定数)として

$$\mathbf{x}^{(i)}(t+1) = \mathbf{x}^{(i)}(t) + \mathbf{v}^{(i)}(t) \Delta t, \quad (22)$$

$$\theta^{(i)}(t+1) = \langle \theta^{(i)}(t) \rangle_r + \Delta \theta^{(i)} \quad (23)$$

とおく。 $\langle \theta^{(i)}(t) \rangle_r$ は*i*番目の粒子から距離*r*内にある粒子の角度に関する平均である。 $\Delta \theta^{(i)}$ は $w$ をある正定数として $(-w/2, w/2)$ の間の一様乱数である。個々の粒子がランダムな方向に運動している無秩序状態と粒子が方向揃えて運動している状態を区別するため秩序変数

$$\phi = \frac{1}{Nv_0} \left| \sum_{i=1}^N \mathbf{v}^{(i)}(t) \right| \quad (24)$$

を定義する。*N*は粒子の総数である。Vicsek らは粒子密度とノイズの大きさ $w$ を変えた数値シミュレーションを行い、密度を増加させる、あるいはノイズ強度を小さくすると確かに $\phi=0$ の無秩序状態から $\phi$ の値が有限の秩序状態への転移が起こることを示した。この転移が連続転移か不連続転移かについては長い論争があったが、モデル方程式(22), (23)の十分大きな系での数値シミュレーションによって、図6で示しているように、不連続転移であるということに落ち着いているようである。<sup>42)</sup> なお、Vicsek らのモデルの提案とほぼ同じときに、粒子の速度と頭の向きを変数としたモデルが導入され、粒子間相互作用を取り入れて集団運動と状態間転移が調べられている。<sup>43)</sup>

点粒子の自己推進モデル(22), (23)は思い切った単純化をしている。鳥、魚、細菌などは有限の大きさがあり、衝突を避けるように運動しているのは明らかである。また、動くことによって周りの空気や水が乱され、それが他の個体の運動に影響を与えるであろう。Vicsek らのモデルではこのような排除体積効果や流体力学的相互作用は考慮されていないが、理想化しているがために、極端に大きな(粒子数の多い)系での数値シミュレーションが容易に行える利点があり、非平衡系での動的秩序の基本的性質を探る有用なモデルとして研究されてきた。

自己推進粒子系の秩序状態は熱平衡系の相転移ではみられないいくつかの性質がある。その一つが伝播するバンド

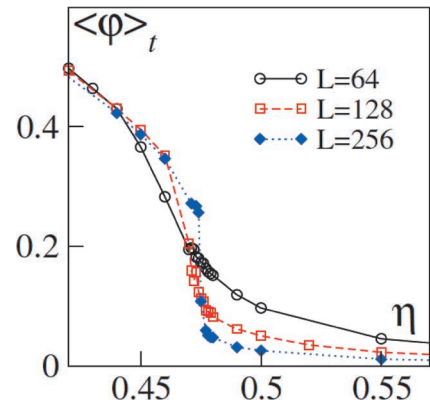


図6 時間平均秩序変数のノイズ強度依存性。密度 $\rho$ 一定でシステムサイズ*L*を大きくしていくと秩序変数の転移点での不連続性が明らかになっていく。 $\rho=2$ ,  $v_0=0.5$ 。文献42より許可を得て転載。

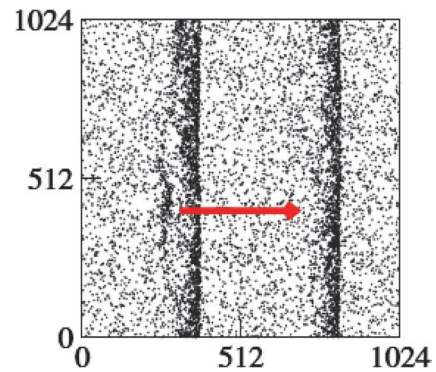


図7 同じ方向に伝播する二つのバンド。矢印は伝播方向を表す。バンド内の粒子も平均として矢印方向に動いている。バンド外の粒子の運動は乱雑。小さな点のそれぞれが粒子である。文献42より許可を得て転載。

構造の出現である。<sup>42)</sup> ノイズ強度を上げ秩序状態が不安定化する分岐点の近傍では系全体が一様な秩序状態は不安定で、密度が小さい無秩序な領域の中に密度が大きい帯状の秩序ドメインが自発的に形成され伝播する。その中では粒子は平均として帯に垂直な方向に動いている。図7はその一例である。<sup>42)</sup> 周期境界条件を課しているため縦方向に直線的なバンドが形成されており、その意味ではバンドの形は有限サイズ効果である。(非平衡系のマクロなパターン形成では系の有限性はむしろ一般的である。)

初期条件として個々の粒子にランダムな運動を与え、十分時間がたったところで図7の動的非一様構造が自然に形成される。バンドが形成される途中ではあちこちの方向に伝播するバンドが生じ、それが衝突し合って、図7の場合は右向き2個のバンドが最終的に生き残ったことを意味している。つまり、Vicsek らのモデルでの二つのバンドは衝突によって個性を保存することはなく、また、対消滅する訳でもなく、大きいバンドが小さいバンドを凌駕する傾向にある。<sup>45)</sup> 一旦、形成された孤立バンドは有限の時間で壊れることはない。

上に述べたように Vicsek らのモデルは非常に単純化している。現実的な条件を考慮したとき伝播するバンドは存在できるのだろうか。つまり、伝播するバンドは構造安定

なのであろうか？ まず、文献42の著者ら自身によって動的非一様構造は2次元だけではなく3次元でも同様に出現すること、点粒子間に斥力相互作用を導入しても、あるいは、前後非対称な剛体粒子でも伝搬するバンドは安定に存在できることが示されている。<sup>42,44)</sup>

非平衡系特有の現象である伝搬するバンドはどの程度ロバストなのかを粒子の変形可能性を考慮して検討しよう。先の節で述べた柔らかな自己推進粒子の重心と楕円変形の運動方程式(11), (12)をそれぞれの粒子に適用し、さらに(A) 粒子間距離の関数としてガウス型の斥力相互作用と楕円変形した粒子の向きを揃える配向相互作用を導入し、(B) 各々の粒子の速度は周りの粒子密度の増加関数である、として秩序状態のダイナミクスを調べよう。<sup>46,47)</sup> (B)についてはバクテリアの集団運動で実際に観察されている。<sup>48)</sup> これらの条件下でも、秩序・無秩序転移点近傍の秩序状態で伝播するバンドが現れる。しかし、Vicsekらのモデルのバンドとの大きな違いは、柔らかな粒子集団が形成するバンドは正面衝突で壊れないことである。その例を図8に示す。(a)の衝突直前の二つのバンドが(b)で衝突し、それが跳ね返って(c)、離れさって行く(d)。黒丸は着目した粒子の位置を表わしている。最初、右のバンドにいた粒子は衝突後も右側にいる。すなわち、衝突で二つのバンドの粒子が混じり合うことはない。周期境界条件なので(d)の二つのバンドはそのうち再度、正面衝突する。60回以上衝突してもバンドは壊れないことを数値的に確認してある。バンドの正面衝突で個々の粒子は混じり合わないが、大きなバンドと小さなバンドの衝突では、バンドの大きさの交換が起こり、あたかも互いに通り抜けるように振る舞う。

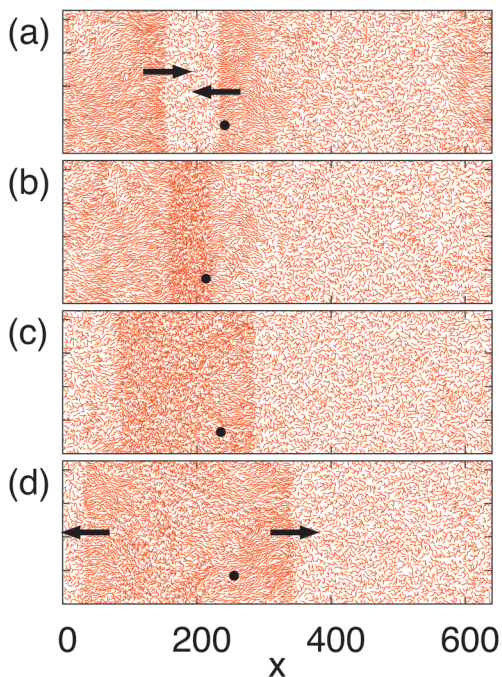


図8 二つのバンドの正面衝突におけるソリトンの挙動。(a)  $t=5636$ , (b)  $t=5676$ , (c)  $t=5716$ , (d)  $t=5756$ . 矢印は伝搬方向を表わす。黒丸は目印をつけた粒子の位置を表わす。文献47より許可を得て転載。

なお、衝突のたびに大きさの違いが少しずつなくなり、最終的には図8のように、大きさが同じバンドの衝突になる。

非線形散逸系であたかもソリトンのような振る舞いが起こるのは驚きである。この現象には粒子の柔らかさが本質的に重要である。つまり、方程式(12)の緩和率 $k_2$ を大きくするとバンドは存在はするが衝突で安定でなくなる。<sup>49)</sup>

伝播するバンドの出現を「動的不均一性」と捉え、他の非平衡系との関係に言及しておこう。周知のように、高速道路の自動車の流れのような1次元交通流では車の密度がある値を超えると一様な流れは不安定となり、低密度な自由流の領域と高密度な渋滞流の領域が形成される。<sup>50)</sup> しかし、この渋滞流と伝播するバンドの間に類似性はない。交通流では低密度領域で車の平均速度が大きいこと、および、渋滞領域は個々の車の運動方向とは逆の方向に動いていく性質が伝播するバンドとの大きな違いである。この原因は、もちろん、Vicsekらのモデルでは密度を増加させると無秩序から秩序な状態へ転移することにある。実際、密度が高いところで秩序状態が壊れる自己推進粒子集団では交通流の渋滞領域とのアナロジーが成立する「逆トラベリングバンド」が形成されることがわかっている。<sup>51)</sup>

## 5. 集団運動の統計的性質

Vicsekらのモデルでは転移点から十分離れた秩序状態では速度の配向秩序は空間的に一様である。しかし、熱平衡系では存在しない興味深い統計的振る舞いがみられる。計算機シミュレーションによる結果、図9(a)は粒子数の分散が

$$\langle (\delta n)^2 \rangle \sim \langle n \rangle^\mu \quad (25)$$

$\mu \approx 1.6$  となることを示している。<sup>42)</sup>  $\delta n = n - \langle n \rangle$  である。関係(25)は観測する領域の大きさを大きくしたときに、その中に含まれる平均粒子数 $\langle n \rangle$ と粒子数の揺らぎ $\delta n$ を測定することによって得られた。ノーマルな揺らぎ $\mu=1$ に比べて大きな指数になり、これを「密度の巨大揺らぎ」という。<sup>1)</sup> 関係する物理量として平均の配向方向に垂直な方

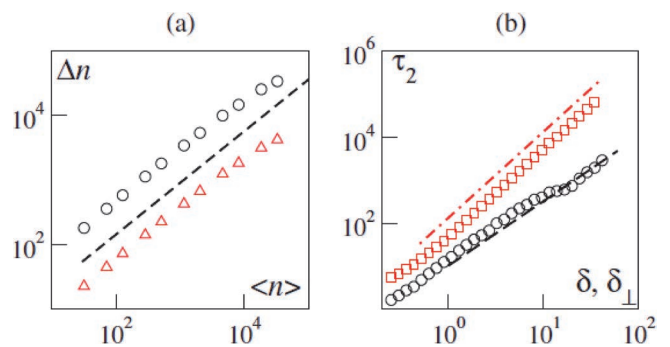


図9 (a) 平均粒子数 $n$ と揺らぎ $\Delta n = \sqrt{\langle (\delta n)^2 \rangle}$ の関係。  $\Delta n \sim n^{0.8}$ 。丸は2次元、三角は3次元の結果。点線は傾き0.8を表わす。(b) 粒子の平均2乗変位と時間の関係(と同等なプロット)。丸は巨大密度揺らぎがあるパラメータでの横方向の変位 $\delta_\perp$ 、傾きは約3/2であり、超拡散(superdiffusion)を表わす。四角は無秩序状態での変位 $\delta$ 。傾きは約2であり通常の拡散。文献42より許可を得て転載。

向への粒子の平均2乗変位

$$\langle (\Delta x_{\perp})^2 \rangle = \langle (x^{\perp}(t) - x^{\perp}(0))^2 \rangle \sim t^{\nu} \quad (26)$$

がある。図9(b)では $\delta_{\perp}$ が $\Delta x_{\perp}$ に、 $\tau_2$ が $t$ に対応しており、傾きから $2/\nu \approx 3/2$ 、 $\nu \approx 4/3$ となり超拡散 $\nu > 1$ であることがわかる。

これらの異常性を Vicsek らのモデルから直接、導出することはできていない。Toner と Tu は Vicsek らのモデルから粗視化した流体力学的方程式を現象論的に書き下し、繰り込み群による詳細な解析を行った。<sup>52,53</sup> 粒子の局所密度  $\rho$  は連続の式に従う。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_{\alpha}(p_{\alpha}\rho) = 0. \quad (27)$$

局所速度  $\mathbf{p}$  に対しては Navier-Stokes 方程式に似た方程式を仮定する。<sup>52</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_{\alpha}}{\partial t} + \lambda_1(p_{\beta}\nabla_{\beta})p_{\alpha} + \lambda_2(\nabla_{\beta}p_{\beta})p_{\alpha} \\ = h_1p_{\alpha} - h_2p^2p_{\alpha} - g\nabla_{\alpha}\rho \\ + D_B\nabla_{\alpha}(\nabla_{\beta}p_{\beta}) + D_T\nabla^2p_{\alpha} + \eta_{\alpha}. \end{aligned} \quad (28)$$

$\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $g$ ,  $D_T$ ,  $D_B$  は正の定数である。右辺第1項、第2項は粒子が自己推進することを表わす。右辺最後の項は平均ゼロのガウス分布に従うランダムノイズである。

$$\langle \eta_{\alpha}(\mathbf{r}, t)\eta_{\beta}(\mathbf{r}', t') \rangle = \Delta\delta_{\alpha\beta}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\delta(t-t'). \quad (29)$$

$\Delta$  は正定数である。方程式(28)では以下の議論で重要な項を落としてある。自己推進粒子系は Galilei 変換不変でないため、一般に  $\lambda_1 \neq 1$  であり、 $\lambda_2 \neq 0$  である。また、式(29)の右辺は運動量密度が保存する場合は  $\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$  ではなく  $\nabla_{\alpha}\nabla'_{\alpha}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$  でなければならない。しかし、Vicsek らのモデルでは個々の粒子の並進速度の絶対値が決まっており、さらに、ノイズは粒子の内部自由度に起因していると解釈すべきなので運動量保存則が成り立たない。これら二つが通常の Navier-Stokes 方程式との重要な違いである。Vicsek らのモデルは微生物だけではなく鳥や魚の運動をも想定しているため、方程式(28)で Stokes 近似は行えない。

Toner と Tu は秩序状態での性質を調べるため、

$$\mathbf{p} = \langle \mathbf{p} \rangle + \mathbf{p}^{\parallel} + \mathbf{p}^{\perp} \quad (30)$$

とおき以下の解析を行った。<sup>52,53</sup> 方程式(28)より、 $\langle \mathbf{p} \rangle$  の絶対値は  $\sqrt{h_1/h_2}$  である。 $\mathbf{p}^{\parallel}$  は  $\langle \mathbf{p} \rangle$  に平行な、 $\mathbf{p}^{\perp}$  は垂直な揺らぎ成分である。 $\langle \mathbf{p} \rangle \neq 0$  の存在は系の回転対称性を破るため、 $\mathbf{p}^{\perp}$  は Goldstone モードとなる。すなわち、 $\mathbf{p}^{\parallel}$  は波数ゼロの極限で有限の緩和率をもつものに対し、 $\mathbf{p}^{\perp}$  は緩和がどんどん遅くなる。このように、 $\mathbf{p}^{\perp}$  と保存量  $\rho$  が重要な遅い自由度である。密度の平均を  $\rho_0$  として  $\delta\rho = \rho - \rho_0$  と  $\mathbf{p}^{\perp}$  の線形の範囲で、フーリエ成分の相関は

$$\langle \mathbf{p}_{\mathbf{q}}^{\perp} \cdot \mathbf{p}_{-\mathbf{q}}^{\perp} \rangle \sim \frac{1}{q^2} \quad (31)$$

となる。これは  $\mathbf{p}^{\perp}$  が Goldstone モードであることによる。波数ベクトルも平行と垂直成分に分け、 $q_{\parallel} \ll q_{\perp}$  において

$$C_{\rho\rho}(\mathbf{q}) = \langle \delta\rho_{\mathbf{q}}\delta\rho_{-\mathbf{q}} \rangle \sim \frac{1}{q_{\perp}^2}. \quad (32)$$

密度の相関は波数ゼロの極限で圧縮率であり、熱平衡系では一般に有限である。式(32)で無限大(あるいは、空間相関が長距離)になるのはノイズが式(29)のように保存則を満たさないことに起因しており、開いた非平衡系では驚くべきことではない。

相関(31)は2次元実空間では系のサイズを  $L$  として

$$\langle |\mathbf{p}^{\perp}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{p}^{\perp}(\mathbf{r})| \rangle \sim L^{2\chi} \quad (33)$$

$\chi = 0$  となる。正確には  $\ln L$  であり、系のサイズが大きな極限では揺らぎ(33)は発散する。このことは、熱平衡系で周知の事実、「短距離相互作用する2次元熱平衡系で連続対称性が破れて生じる長距離秩序状態は有限温度で安定でない」と同じ事情である。しかし、自己推進粒子集団の非線形性は方程式(28)の  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $h_2$  項であり、たとえば、磁性 XY モデルの非線形性とはまったく異なる。Toner と Tu は方程式(27), (28)に繰り込み群の方法を適用し特異性の指数を計算した。2次元では  $\mathbf{p}^{\perp}$  が1成分のスカラー量であること、運動量密度のランダム力が保存則を満たさないことなどから指数を厳密に得ることができ、例えば、 $\chi = -1/5$  になる。<sup>52,53</sup>  $\chi$  が負であるため、揺らぎ(33)は  $L$  無限大で発散せず、配向が揃った秩序は安定である。このことを式によらずに理解するのは難しいが、感覚的には次のように説明できる。ある粒子に着目したとき周りの粒子は時間とともに離れることもあれば遠くの粒子が近づくこともある。この過程で情報(向き)のやりとりができることは有効相互作用が遠くにおよぶ、<sup>1)</sup> 別の言い方をすれば、粒子の移動、交換は離れた2点の配向揺らぎ相関を抑制する効果をもたらす。<sup>53</sup> 密度相関(32)も非線形効果によって修正を受ける。

$$C_{\rho\rho}(\mathbf{q}) \sim \frac{1}{q_{\perp}^{6/5}}. \quad (34)$$

これから粒子密度揺らぎが

$$\begin{aligned} \langle (\delta n)^2 \rangle &= \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \langle \delta\rho(\mathbf{r})\delta\rho(\mathbf{r}') \rangle \\ &= L^2 \lim_{q \rightarrow 0} C_{\rho\rho}(\mathbf{q}) \sim L^{2+6/5} \sim n^{8/5} \end{aligned} \quad (35)$$

と得られる。同様な解析で横方向の変位の平均2乗平均は

$$\delta_{\perp}^2(t) = \langle (\mathbf{x}^{\perp}(t) - \mathbf{x}^{\perp}(0))^2 \rangle \sim t^{4/3} \quad (36)$$

となる。<sup>53</sup> これらは図9に示す Vicsek らのモデルの計算機シミュレーションの結果と一致する。

粗視化した場の方程式で一樣秩序状態が転移点近傍では不安定化すること、また、そこでは伝播するバンド解があることは調べられているが、<sup>54</sup> その安定性、衝突におけるソリトンの挙動などの研究はない。アクティブマターの流体力学的アプローチの総説として文献55がある。文献56

では自己推進粒子間の流体力学的相互作用が取り入れられている。

## 6. おわりに

自己推進粒子ダイナミクスの最近の進展のうち、個別粒子では変形と並進の結合、粒子集団ではVicsekらのモデルと粒子の変形を考慮したモデルについて解説した。これら以外にも重要な進展は数多くあるのであるがそれらは別の機会に譲り、以下では今後の課題を挙げておこう。

(1) 揺動散逸関係が成立しない非平衡系のLangevin方程式(例えば、方程式(28))の有用性を否定するものではないが、それをミクロに基礎づける理論を構築する必要がある。

(2) 変形と重心運動のカップルにより、1個の自己推進粒子でも図5(d)のようにカオス運動が可能である。並進とスピンの結合でもカオスが現れる。<sup>57)</sup> カオス運動する自己推進粒子の(異常)拡散の定式化は細胞運動の効率とも関係する重要なテーマである。

(3) ここでは述べなかったが、外力下のアクティブマター(すなわち、駆動されたアクティブマター)は単に非線形ダイナミクスのみならず、真に非平衡系の輸送問題である。生きているバクテリアの分散系に剪断流をかけたときの粘性率については調べられている。<sup>58)</sup> 系をアクティブにする自由度と駆動する外力への応答のクロス効果は非平衡系を特徴づける指標の候補である。

(4) 図8の伝播するバンドのソリトンの振る舞いは、予想外の現象である。散逸系における波のソリトンの振る舞いについては、金属表面の吸着分子の密度波<sup>59)</sup>や粘菌の密度波<sup>60)</sup>などで見つかっているが、解析的理論は手付かずである。

(5) 柔らかい自己推進粒子モデル、方程式(11)、(12)、(13)は自走する油滴に適用できると同時に、定性的には生体細胞の動きに似た運動を再現できる。その意味で普遍な一面をもっているが、一方では生物・非生物を区別できないことを意味している。構造生物学(systems biology)のような第一原理的方法によらず、生物と非生物を分けるシンプルな数理は存在するのだろうか？

共同研究者の多羅間充輔氏、および山中貞人氏に感謝します。本稿に目を通し有益なコメントをくださった佐野雅己氏と北畑裕之氏にお礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) S. Ramaswamy: Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **1** (2010) 323.
- 2) M. Nagayama, *et al.*: Physica D **194** (2004) 151.
- 3) H. Ke, *et al.*: J. Phys. Chem. A **114** (2010) 5462.
- 4) W. F. Paxton, *et al.*: J. Am. Chem. Soc. **128** (2006) 14881.
- 5) J. Desbaigne, *et al.*: Soft Matter **8** (2012) 5629.
- 6) T. Funatsu, *et al.*: Nature **374** (1994) 555.
- 7) H. Noji, *et al.*: Nature **386** (1997) 299.
- 8) S. Toyabe, *et al.*: Nat. Phys. **6** (2010) 988.
- 9) H. Tanimoto and M. Sano: Biophys. J. **106** (2014) 16.
- 10) D. Taniguchi, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110** (2013) 5016.
- 11) M. Tada and C.-P. Heisenberg: Development **139** (2013) 3897.
- 12) K. Nagai, *et al.*: Phys. Rev. E **71** (2005) 065301(R).

- 13) M. Sano, *et al.*: in *Non-equilibrium soft matter physics* ed. by S. Komura and T. Ohta (World Scientific, 2012).
- 14) F. Ziebert and I. S. Aranson: Eur. Phys. J. Special Topics **223** (2014) 1265.
- 15) T. Toyota, *et al.*: Am. Chem. Soc. **131** (2009) 5012.
- 16) S. Thutupalli, *et al.*: New J. Phys. **13** (2011) 073021.
- 17) T. Ban, *et al.*: Langmuir **29** (2013) 2554.
- 18) K. Kurihara, *et al.*: Nat. Chem. **3** (2011) 775.
- 19) Y. Sakuma and Y. Imai: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 198101.
- 20) K. Krischer and A. Mikhailov: Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 3165.
- 21) F. Schweitzer, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 5044.
- 22) L. G. Fel: Phys. Rev. E **52** (1995) 702.
- 23) T. Ohta, T. Ohkuma: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 154101.
- 24) T. Hiraiwa, *et al.*: Europhys. Lett. **91** (2010) 2001.
- 25) D. Armbruster, *et al.*: Physica D **29** (1988) 257.
- 26) D. Armbruster, *et al.*: SIAM J. Appl. Math. **49** (1989) 676.
- 27) T. Hiraiwa, *et al.*: Soft Matter **7** (2011) 3083.
- 28) T. Ohta, *et al.*: Phys. Rev. E **80** (2009) 056203.
- 29) S. Yabunaka, *et al.*: J. Chem. Phys. **136** (2012) 074904.
- 30) N. Yoshinaga: Phys. Rev. E **89** (2014) 012913.
- 31) M. Arroyo, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **109** (2012) 17874.
- 32) A. Farutin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 228102.
- 33) F. Nadal, *et al.*: Eur. Phys. J. E **37** (2014) 60.
- 34) A. Shapere and F. Wilczek: J. Fluid Mech. **198** (1989) 557.
- 35) T. Ishikawa: J. R. Soc. Interface **6** (2009) 815.
- 36) R. Golestanian, *et al.*: Soft Matter **7** (2011) 3074.
- 37) H. Wada and R. R. Netz: Phys. Rev. E **80** (2009) 021921.
- 38) E. M. Purcell: Am. J. Phys. **45** (1977) 3.
- 39) E. Lauga: Rep. Prog. Phys. **72** (2009) 096601.
- 40) T. Vicsek, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1226.
- 41) T. Vicsek and A. Zafeiris: Phys. Rep. **517** (2012) 71.
- 42) H. Chaté, *et al.*: Phys. Rev. E **77** (2008) 046113.
- 43) N. Shimoyama, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3870.
- 44) C. A. Weber, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 208001.
- 45) T. Ihle: Phys. Rev. E **88** (2013) 040303(R).
- 46) S. Yamanaka and T. Ohta: Phys. Rev. E **89** (2014) 012918.
- 47) T. Ohta and S. Yamanaka: Europhys. J. Special Topic **223** (2014) 1279.
- 48) A. Sokolov, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 158102.
- 49) S. Yamanaka and T. Ohta: Phys. Rev. E **90** (2014) 042927.
- 50) 杉山雄規: 日本流体力学会誌「ながれ」**22** (2003) 95.
- 51) M. Tarama, *et al.*: Europhys. J. Special Topic **223** (2014) 121.
- 52) J. Toner and Y. Tu: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4326.
- 53) J. Toner and Y. Tu: Phys. Rev. E **58** (1998) 4828.
- 54) J.-B. Caussin, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 148102.
- 55) M. C. Marchetti, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **85** (2013) 1143.
- 56) J. J. Molina, *et al.*: Soft Matter **9** (2013) 4923.
- 57) M. Tarama and T. Ohta: J. Phys.: Condens. Matter **24** (2012) 464129.
- 58) S. Rafai, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 098102.
- 59) H. H. Rotermund, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 3083.
- 60) H. Kuwayama and S. Ishida: Sci. Rep. **3** (2013) 2272.

## 著者紹介

太田隆夫氏: 専門はソフトマター物理学、非線形物理学、および非平衡統計力学。

(2014年10月3日原稿受付)

## Nonlinear Dynamics of Active Matter

Takao Ohta

abstract: Recently, the dynamics of active matter has attracted much attention from the view point of nonlinear and nonequilibrium physics. In this article, we discuss the coupling between deformations and migration of an isolated self-propelled particle and the collective dynamics of interacting particles. In the individual dynamics, we found four basic motions, that is, rectilinear, circular, zig-zag and chaotic motions in two dimensions. In the collective dynamics, Chate and his coworkers found, by numerical simulations of the Vicsek model of self-propelled point particles, traveling band structures and giant density fluctuations in a two-dimensional ordered state. The latter is consistent with the theoretical results predicted by Toner and Tu in the coarse-grained hydrodynamical approach. If deformability of particles is taken into account, traveling bands are found to survive head-on collisions.

# ドーピングしたトポロジカル絶縁体における超伝導とマヨラナ粒子

山影 相 〈名古屋大学大学院工学研究科〉

矢田 圭司 〈名古屋大学大学院工学研究科〉

佐藤 昌利 〈名古屋大学大学院工学研究科〉

田仲由喜夫 〈名古屋大学大学院工学研究科〉

超伝導はその発見以降、様々な物質が見出され、また、異方的超伝導状態への発展など拡がりを見せた。近年、トポロジカル絶縁体の発見を受けて、トポロジカル量子相の概念が超伝導にも適用されるようになり、超伝導においてもトポロジカルな状態（トポロジカル超伝導体）があることが分かってきた。トポロジカル超伝導体は波動関数から定義されるトポロジカル不変量を持ち、その結果として系の表面にギャップレスのアンドレーエフ束縛状態が現れる。興味深いことに、この表面に現れる励起はマヨラナ粒子として振る舞い、しかもフェルミ統計でもボーズ統計でもなく、非可換統計に従う。すなわち、トポロジカル超伝導体の表面における2つのマヨラナ粒子は、その位置を交換するだけで始状態と直交する状態へ変化する。この性質から、トポロジカル超伝導体は量子演算の舞台としても興味を集めている系である。

しかしながら、トポロジカル超伝導を実現する物質は少なく、更なる物質探索がこの分野の発展に不可欠である。2009年以降、トポロジカル絶縁体  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  に  $\text{Cu}$  をドーピングした系においてトポロジカル超伝導状態が実現しているという議論がされてきている。特に重要な実験事実は、2011年に大阪大学の安藤グループによって報告されたポイントコンタクト測定におけるゼロ電圧コンダクタンスピークである。これは  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  が従来型の超伝導体ではないことを示唆する。

直感的には、コンダクタンスがゼロ電圧でピークを示すということは、表面にギャップレス状態が存在すること、すなわちトポロジカル超伝導体であることを意味するように思えるが、この予想の当否は必ずしも自明ではない。実際、先行研究においては、金属とフルギャップのトポロジカル超伝導体の接合におけるトンネルコンダクタンスは、ゼロ電圧ではピークではなくディップしか示さないことが知られていた。

実は、トンネルコンダクタンスの振る舞いを正しく理解するには、常伝導状態、すなわちトポロジカル絶縁体の電子状態の性質を取り入れる必要がある。記事では、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  の電子状態を記述するモデルに立脚して、その超伝導状態における表面マヨラナ粒子の振る舞いとコンダクタンスへの影響を調べた最近の研究成果を紹介する。常伝導状態はトポロジカル絶縁体であるから、既にギャップレスの表面状態をもっている。このために、超伝導状態における表面状態はフェルミエネルギーなどのパラメータ変化に伴ってエネルギー分散の形状が変化することが分かる。さらに、その臨界的な振る舞いとして、金属との接合におけるトンネルコンダクタンスはゼロ電圧でピークをもつことを示した。これらの結果は、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  ではトポロジカル超伝導状態が確かに実現していることを強く示唆する。

—Keywords—

**トポロジカル超伝導体：**

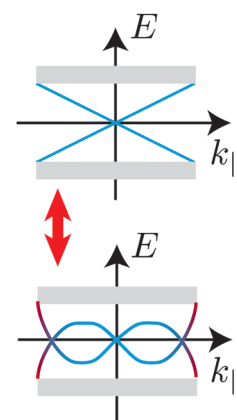
絶縁体に対して、占有バンドのプロック波動関数からトポロジカル数を定義することができる。特にその値が非自明な値をもつときトポロジカル絶縁体と呼ぶ。この考え方は超伝導体中の準粒子のプロック波動関数にも拡張でき、非自明なトポロジカル数をもつ超伝導体をトポロジカル超伝導体と呼ぶ。

**マヨラナ粒子：**

荷電共役変換によって自分自身にうつる中性粒子。当初はニュートリノを記述するために導入されたが、これまでのところマヨラナ粒子の性質をもつ粒子は発見されていない。一方、トポロジカル超伝導体の表面に現れるゼロエネルギー表面状態はマヨラナ粒子として振る舞うことが理論的にわかっている。

**リフシツツ転移：**

金属や表面状態のフェルミ面のトポロジーが変化する転移。具体的にはフェルミ面のつなぎかえや消失などが起こる。上記の「トポロジカル数」とは異なる概念。



トポロジカル超伝導体の表面状態で生じるリフシツツ転移の模式図。

## 1. はじめに

トポロジカル絶縁体はバルクは絶縁体でありつつもその表面は金属になっている系である。<sup>1)</sup> しかも、この表面金属状態はバルクの波動関数から定義されるトポロジカル不変量によってその存在が保護されており、極めて安定である。また、これと対応して、表面状態は相対論的量子力学に現れるゼロ質量のディラック粒子と同じ方程式で記述されることから、幾つかの興味深い現象を示す。例えば、表面ディラック粒子は乱れが強くてもアンダーソン局在を起こさない、電場(磁場)に対して磁化(電荷)が誘起される交差応答を示し、その分極率が量子化される、などといったことが知られている。こうした現象は将来のデバイスへ用いられる可能性もあり、応用の観点からも興味を集めている系である。

トポロジカル絶縁体に対応する状態が超伝導体にも存在し、トポロジカル超伝導体と呼ばれている。<sup>2)</sup> この系は、バルクにおいては超伝導ギャップが開いているが、その表面における励起はギャップレスになっており、この点はトポロジカル絶縁体と似ている。一方、トポロジカル絶縁体と異なり、トポロジカル超伝導体の表面におけるギャップレス状態はマヨラナ粒子として振る舞う。このマヨラナ粒子は、ボーズ統計にもフェルミ統計にも従わず、2つの粒子の入れ替えによって別の量子力学的状態になってしまう「非可換統計」に従う。<sup>3)</sup> これは2次元に閉じ込められた粒子に特有の統計性であり、マヨラナ粒子が表面に拘束されていることを反映している。こうした性質から、トポロジカル超伝導体を用いることで安定な量子演算が可能になると考えられており、<sup>4)</sup> 物質探索やそれを用いた量子演算の提案が盛んに行われている。

このように非常に興味深い系ではあるが、トポロジカル絶縁体は多くの物質が確認されているのに対し、トポロジカル超伝導体はSr<sub>2</sub>RuO<sub>4</sub><sup>39)</sup> など限られた例でしか確認されていない。今後トポロジカル超伝導体の研究が発展するには、多くの、そして典型例となる物質が発見される必要がある。2009年、トポロジカル絶縁体Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>にCuをドーブした系が超伝導体になることが報告され、<sup>7)</sup> その直後にはポイントコンタクト[図1(a)参照]によるトンネル分光実

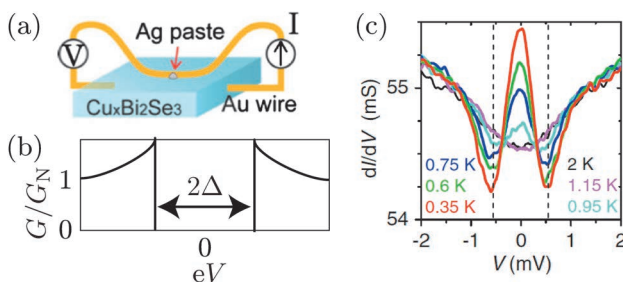


図1 Cu<sub>x</sub>Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>におけるトンネル分光。<sup>8)</sup> 銀ペーストによるソフトポイントコンタクトで測定(a)。(b)は従来型超伝導体におけるトンネルコンダクタンスGの典型的な振る舞い。G<sub>N</sub>は常伝導状態における値。Vはバイアス電圧。(c)Cu<sub>0.3</sub>Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>においては超伝導ギャップ(〜0.6 meV、破線で示されている)内にゼロ電圧コンダクタンスピークが見られた。

験が行われた。<sup>8)</sup> トンネル分光は試料の、特に表面近傍での状態密度を反映するものであり、超伝導の対称性を決定するのに重要な役割を果たす。<sup>9)</sup> 例えば、Nbなどの従来型(非トポロジカル)超伝導体においては、フェルミ面の全ての状態はエネルギーギャップを生じている(フルギャップ)ので、トンネルコンダクタンスは図1(b)に示すようなU字型のバイアス電圧依存性を示す。しかし、Cu<sub>x</sub>Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>のトンネルコンダクタンスはゼロ電圧でピークを示すことが報告された[図1(c)]。これが超伝導ギャップ内にギャップレスの表面状態が存在することを示唆しているならば、トポロジカル超伝導体であることの証拠になるので注目すべき結果である。また、比熱の測定からはフルギャップあるいはポイントノードをもった超伝導状態であること、<sup>10,11)</sup> 磁場応答<sup>12)</sup>からはスピン三重項超伝導状態であることが提案されている。

ところが、実はトポロジカル超伝導体において、その表面状態に由来してゼロ電圧コンダクタンスピークが現れるかどうかは自明ではない。例えば、フルギャップのトポロジカル超伝導・超流動の典型例であるBalian-Werthamer(BW)状態<sup>13)</sup>(これは超流動<sup>3</sup>HeのB相において実現している)の超伝導体を考えると、その金属・超伝導(NS)接合のトンネルコンダクタンスはゼロ電圧でピークではなくディップを示すことから[後で示す図6(b)も参照]、<sup>14)</sup> これまでは、フルギャップのトポロジカル超伝導ではゼロ電圧コンダクタンスピークは生じないと考えられていた。これに対して、我々はトポロジカル絶縁体からなるトポロジカル超伝導体ではゼロ電圧コンダクタンスピークが現れうることを明らかにした。本稿ではこの結果を、それがトポロジカル絶縁体の電子状態に起因するものであることに留意しながら解説する。

## 2. トポロジカル絶縁体と表面ディラック粒子

超伝導トポロジカル絶縁体の性質を理解するには、母物質であるトポロジカル絶縁体の電子状態を正しく記述することが必要である。<sup>15)</sup> トポロジカル絶縁体Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>は図2(a)に示したように菱面体晶であり、点群D<sub>3d</sub>の対称性をもつ。結晶構造の単位は〈111〉方向に積層したSe層-Bi層-Se層-Bi層-Se層という五重層[Quintuple Layer(QL)]であり、低エネルギーには、図2(b)に示したように、上部と下部に位置した2つのp<sub>z</sub>軌道(Biの6pおよびSeの4pからなる混成軌道)が現れる。以降では、これらの軌道を擬スピンと見なし、σ<sub>z</sub>=1を軌道1、σ<sub>z</sub>=-1を軌道2に対応させる。ブリルアン域中心(Γ点)の状態はこれら2つの軌道からなる対称・反対称軌道であり、そのハミルトニアンはm<sub>0</sub>σ<sub>x</sub>という形をもつ。Γ点でのバンドギャップの大きさは2|m<sub>0</sub>|で与えられる。運動量依存性はk・p摂動論から決まり、ハミルトニアンはH<sub>0</sub>(**k**)=m(**k**)σ<sub>x</sub>+v<sub>z</sub>k<sub>z</sub>σ<sub>y</sub>+vσ<sub>z</sub>(k<sub>x</sub>s<sub>y</sub>-k<sub>y</sub>s<sub>x</sub>)と書ける。ここでm(**k**)=m<sub>0</sub>+m<sub>1</sub>k<sub>x</sub><sup>2</sup>+m<sub>2</sub>(k<sub>x</sub><sup>2</sup>+k<sub>y</sub><sup>2</sup>)であり、s<sub>i</sub>はスピンを表すパウリ行列である。



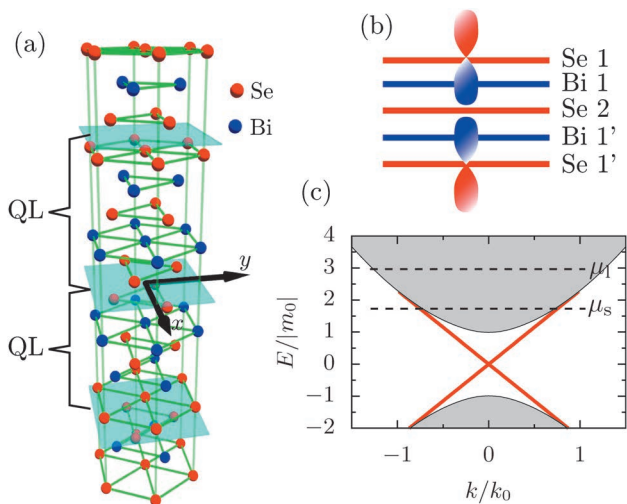


図2  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の結晶構造 (a). 平板はファンデルワールスギャップの位置を示す. この間の5重層 (QL) が結晶構造の単位である. QL内の有効 $p_z$ 軌道 (b). (111)表面をもつ半無限系の電子状態 (c). 赤で示したのが表面ギャップレス状態であり, 塗りつぶした領域にはバルクの伝導帯と価電子帯が存在する.

$\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の電子状態が特徴的なのはバンドギャップ $m_0$ が原子由来のスピ軌道相互作用に強く依存し, その符号まで変わってしまうことである. その結果,  $m_0m_1 < 0$ のときには $k=0$ でのエネルギーバンドは $k \rightarrow \infty$ のものから相対的に反転することになる. すなわち,  $k=0$ での価電子帯と伝導帯の波動関数の空間反転に対するパリティが入れ替わる (バンド反転). このバンド反転が生じている系はトポロジカル絶縁体となり, その表面にはディラック粒子型のギャップレス励起が出現する [図2(c)].

### 3. $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ におけるクーパー対

理想的な結晶においては $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ は絶縁体であるが, 現実の物質 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ではSe欠陥およびCuから電子がドーピングされている. その結果 $p$ 電子からなるフェルミ面が形成されるが, 相関は弱いと考えるのが自然である. そこで, 運動量依存性のない対関数のみ考える. 通常の金属であればそれは従来型の $s$ 波超伝導であるが,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ は軌道自由度を有しており, より豊富な対称性の対関数が許される. FuとBergは軌道自由度を考慮して $D_{3d}$ の既約表現のうち, 4種の運動量依存性のない対を提案した.<sup>16)</sup> BdGハミルトニアンは

$$H(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} H_0(\mathbf{k}) - \mu & \Delta_i \\ \Delta_i & -H_0(\mathbf{k}) + \mu \end{pmatrix}, \quad (1)$$

と表せる. ここで基底は $(c_{\sigma\uparrow}(\mathbf{k}), c_{\sigma\downarrow}(\mathbf{k}), -c_{\sigma\downarrow}^\dagger(-\mathbf{k}), c_{\sigma\uparrow}^\dagger(-\mathbf{k}))$ と定めている. 従来型の $s$ 波超伝導 $A_{1g}(\Delta_1 = \Delta)$ の他に, 3つの奇パリティ超伝導状態 $A_{1u}, A_{2u}, E_u$  (それぞれ $\Delta_2 = \Delta\sigma_y s_z, \Delta_3 = \Delta\sigma_z, \Delta_4 = \Delta\sigma_y s_x$ と表される) が可能である.  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ は $\Gamma$ 点の周りに一枚のフェルミ面をもつので, 一般論<sup>5,6)</sup>から, 3つの奇パリティ超伝導状態 $\Delta_2, \Delta_3, \Delta_4$ は全てトポロジカル超伝導体であり, 表面にはギャップレスのアンドレーエフ束縛状態が存在する. これら3つの違い

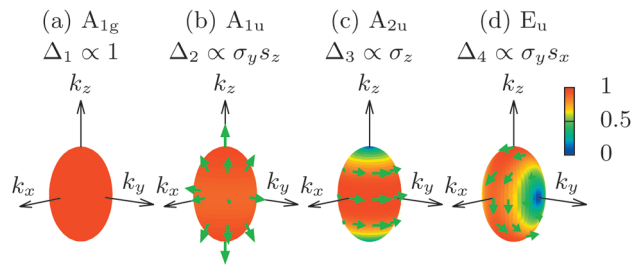


図3 バルクにおける4種の超伝導 [(a)  $A_{1g}$ , (b)  $A_{1u}$ , (c)  $A_{2u}$ , (d)  $E_u$ ]. 曲面は常伝導状態におけるフェルミ面を示し, その色は超伝導ギャップの大きさに対応する. 矢印はその点におけるdベクトル. なお, (a)  $A_{1g}$ はスピン一重項成分のみで構成される.

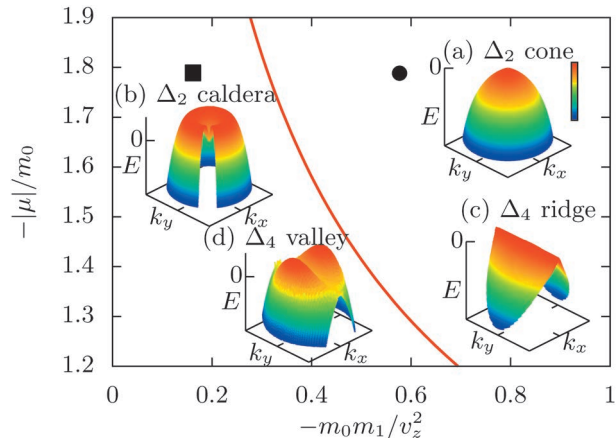


図4 表面アンドレーエフ束縛状態のエネルギー分散とその転移. 実線は転移点を示す. (a)-(d)は表面状態のエネルギー分散の模式図である. 実線より上 [(a)と(c)]および下 [(b)と(d)]の領域では, 表面状態のエネルギー分散は従来型 (捻られた形)になる. (a)と(b)は対関数が $\Delta_2$ , (c)と(d)は $\Delta_4$ で与えられたときの表面状態のエネルギー分散である. ●と■が指し示すパラメータは図7で用いられたものを示す.

はノードの有無である.  $A_{1u}$ はフルギャップ [図3(b)],  $A_{2u}$ は極にポイントノード [図3(c)], また,  $E_u$ は赤道上にポイントノードをもっている [図3(d)].

### 4. 表面マヨラナ粒子の逆空間における構造転移

$\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ は(111)( $xy$ 面)が劈開面であり, ポイントコンタクトの実験も(111)面で行われている. そこで, 超伝導状態における(111)面に現れるマヨラナ粒子について考察する. まず,  $\Delta_1$ は従来型の対であり, トポロジカル超伝導体にならない. また,  $\Delta_3$ はトポロジカル超伝導体であるが, 極上にポイントノードがあり(111)面にはマヨラナ粒子は現れない. したがって $\Delta_2$ と $\Delta_4$ の対に着目し, 表面状態のエネルギー分散を調べた. その結果を図4(a)-(d)に示す. ここで負エネルギーにつながる分枝だけ描いているが, 超伝導体は電子正孔対称性をもっているので, 実際にはこれに $E=0$ に関して上下に反転したエネルギースペクトルも存在する.  $\Delta_2$ の対が実現しているときは超伝導ギャップはフルに開き, そのギャップの内部にトポロジカル超伝導体由来のギャップレスの表面状態が誘起される. フェルミエネルギーが十分に大きいとき [図2(c)の $\mu \sim \mu_1$ ]は, そのエネルギー分散は単調な円錐型 [図4(a)]である.

これは、トポロジカル超伝導/超流動の典型例であるBW状態における表面状態<sup>17)</sup>と類似している。一方、フェルミエネルギーが小さくなり、その近傍に常伝導状態における表面ディラック粒子が現れてくる ( $\mu \sim \mu_s$ ) と、エネルギー分散は捻られた形 ( $k_{\parallel}=0$  だけでなく、 $k_{\parallel} \neq 0$  においてもゼロエネルギー状態が現れる。ここで、 $k_{\parallel} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  とおいた) になる [図4(b)]。このような特異な形状の分散が現れることは既に指摘されていたが、<sup>19,20)</sup> 我々は更にそれが表面でのリフシツ転移として発現すること、およびその条件を明らかにした。<sup>21)</sup> これを以下で説明する。

トポロジカル超伝導 $\Delta_2$ が生じると、バルクの状態 [図5(a), (c), (e), (g) の塗りつぶされた領域] にはギャップが開き、そこに $k_{\parallel}=0$ でゼロエネルギーをとるマヨラナ粒子のスペクトル [図5(b), (d), (f), (h) における青線] が現れる。また、フェルミエネルギーが小さい時には、バルクの状態の他に表面ディラック粒子のスペクトル [図5(a) における赤線] も存在するが、対称性による制限から、<sup>20)</sup>  $\Delta_2$ ではこのディラック粒子にギャップを開けることができず、超伝導状態においてもギャップレス状態として存在し続ける [図5(b) における赤線]。このように、超伝導状態 $\Delta_2$ で

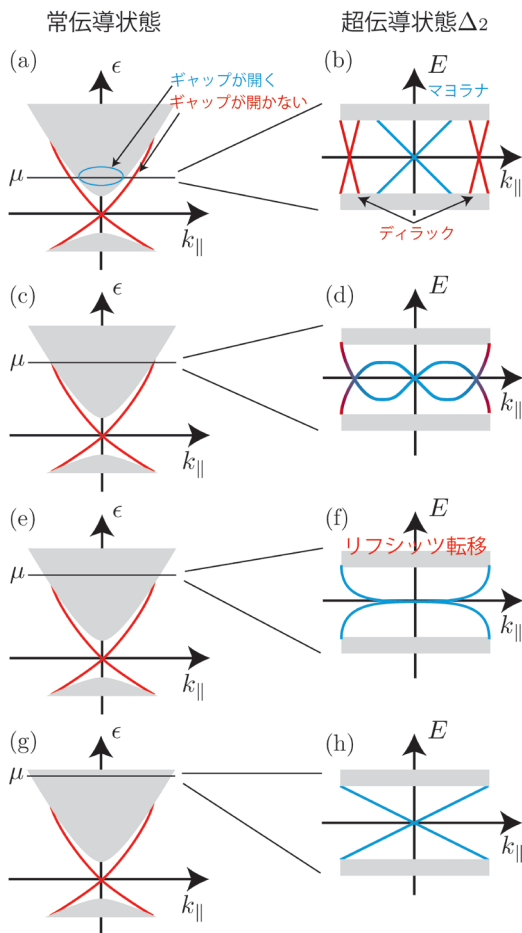


図5 常伝導ハミルトニアン $H_0$ のスペクトル $\epsilon(k_{\parallel})$  [(a), (c), (e), (g)]と $\Delta_2$ に対するBdGハミルトニアン $H$ のゼロエネルギー近傍のスペクトル $E(k_{\parallel})$  [(b), (d), (f), (h)]。実線は表面状態のスペクトルであり、バルクの状態は塗りつぶされた領域に存在する。 $\mu$ はフェルミエネルギーを表す。(e)と(f)は表面リフシツ転移点におけるもの。

は $k_{\parallel}=0$ におけるマヨラナ粒子と $k_{\parallel} \neq 0$ におけるディラック粒子が共存している。フェルミエネルギーが大きくなる [図5(c)]と、ディラック粒子がマヨラナ粒子へ混成し始める [図5(d)]。なお、図4(b)はこの場合に対応する。さらにフェルミエネルギーを大きくすると [図5(e)], 表面マヨラナ粒子の $k_{\parallel}=0$ における群速度が減少し、 $\mu = \sqrt{-m_0 v_z^2 / m_1}$ を満たす点<sup>21)</sup>でゼロになる [図5(f)]。これは表面でリフシツ転移<sup>18)</sup>が生じたことを意味する。この転移を経て、フェルミエネルギーが十分に大きい時 [図5(e)]にはマヨラナ粒子に起因する線形分散だけが現れることになる [図5(h) および図4(a) に対応]。以上のように、超伝導状態における表面状態のエネルギー分散は、円錐型から捻られた形へ、バルクの超伝導ギャップは開いたまま変化する。ここまでの議論を振り返ると、常伝導状態において表面ディラック粒子が存在することが、トポロジカル超伝導状態における表面リフシツ転移を生じさせることが分かる。すなわち、ドーブされたトポロジカル絶縁体におけるトポロジカル超伝導状態では表面リフシツ転移が普遍的に見られると考えられる。

$\Delta_2$ 以外にも、赤道上に2つのポイントノード [図3(d)では $k_y$ 軸上にノード]をもったトポロジカル超伝導状態 $\Delta_4$ が考えられる。この場合にはポイントノード間をつなぐ ( $k_y$ 軸上) 平坦バンドの表面状態が現れるが、これと直交する方向 ( $k_x$ )には前節で述べた $\Delta_2$ と同様の振る舞いを見せる。結果として、フェルミエネルギーが大きい場合には尾根型 [図4(c)], 小さい場合には谷型 [図4(d)]のエネルギー分散をもった表面状態が出現する。

### 5. NS接合におけるトンネルコンダクタンス

以上の考察を踏まえて、NS接合におけるトンネルコンダクタンスを議論する。最初に述べたとおり、3次元のフルギャップなトポロジカル超伝導体においては、そのトンネルコンダクタンスは、図6(b)に示したように、ゼロ電圧 ( $eV=0$ )でディップにしかならないと考えられていた。<sup>14)</sup> 何故なら、表面マヨラナ粒子のエネルギー分散が $E_{\text{surf}} \propto \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  [図6(a)]であり、その状態密度は $D_{\text{surf}}(E) \propto E$ 、すなわちゼロ電圧で $D_{\text{surf}}(0) = 0$ だからである。一方、前節で紹介したとおり、トポロジカル絶縁体におけるトポロジ

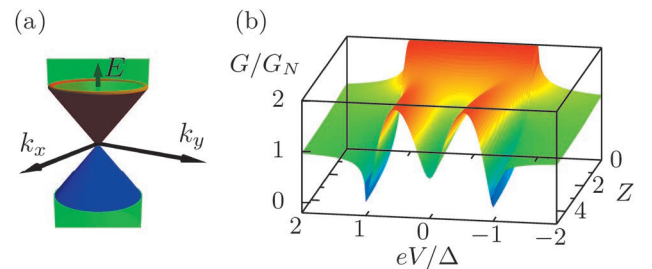


図6 BW状態におけるアンドレーエフ束縛状態のエネルギー分散 (a) とNS接合のトンネルコンダクタンス (b)。Zは接合界面のポテンシャルの大きさを表すパラメーター。

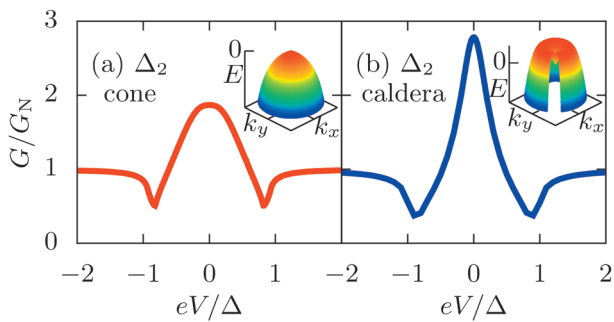


図7 Blonder-Tinkham-Klapwijk公式<sup>22)</sup>をトポロジカル絶縁体に拡張して計算した金属/超伝導トポロジカル絶縁体 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 接合のトンネルコンダクタンス。  $G_N$ は常伝導状態における値である。表面状態が円錐型(a)とカルデラ型(b)の場合を示した。対関数はどちらの場合にも $\Delta_2$ である。各々のパラメータは図4中の●と■に対応する。接合の透過率は中程度で、 $G_N/G_0=0.008$ である。ここで $G_0$ は $G_N$ が取り得る最大値。

カル超伝導状態においては、その表面マヨラナ粒子の群速度は転移点においてゼロになる、すなわち、状態密度が発散する。したがってその近傍のパラメータでは、図7に示したように、ゼロエネルギー付近の巨大な状態密度の寄与により、コンダクタンス $G$ はゼロ電圧でピークを示す。<sup>21)</sup> また、対関数が $\Delta_4$ で与えられる場合には平坦バンドをもつゼロエネルギー表面状態が存在するので、 $d$ 波超伝導体<sup>22)</sup>と同様の機構によりコンダクタンスはゼロ電圧でピークを示す。以上から、実験で見られたゼロ電圧コンダクタンスピーク<sup>38)</sup>は $\Delta_2$ もしくは $\Delta_4$ で表されるトポロジカル超伝導が実現した結果だと解釈できる。

ここではトポロジカル絶縁体の電子状態を正しく記述するために、伝導帯と価電子帯の両方の自由度を取り入れていた。しかし実際に超伝導に寄与するフェルミ面は一枚のみなので、その自由度だけを残した準古典理論を構築できることがその後の研究により分かっている。<sup>23,24)</sup> 更に、我々は準古典理論からトンネルコンダクタンスの解析的表式を導出することにも成功しており、現在では実験の定量的解析も可能になっている。<sup>24)</sup>

## 6. その後の進展

ここまで見てきたように、トポロジカル絶縁体におけるトポロジカル超伝導状態においては、そのトンネルコンダクタンスはゼロ電圧でピークを示す。すなわち、ポイントコンタクトによって測定されたピーク<sup>8)</sup>はまさに $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ がトポロジカル超伝導体である証拠と言える。

一方、最近STMによる分光実験が行われ、U字型のコンダクタンススペクトルが報告された。<sup>25)</sup> これは従来型の $s$ 波超伝導体と同様の結果であり、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ はトポロジカル超伝導体ではないことが示唆されたが、我々は、この結果はむしろ $\Delta_2$ もしくは $\Delta_4$ の対関数が実現し、なおかつフェルミ面が2次元的になっていると解釈するのが妥当であることを示した。<sup>26)</sup> キャリア濃度により、フェルミ面が2次元的になることが報告されていることを考慮すると、<sup>27)</sup> STMの実験ではそのようなサンプルを見ている可

能性がある。この系は合成が難しいが、純良な試料の合成法も発見されてきている<sup>28,29)</sup> 試料の更なる改善と併せて、より詳細なSTM実験が望まれる。

さらに超伝導の対称性を詳細に決めるためには、物理量の方向依存性を確認する必要がある。例えばジョセフソン効果<sup>30)</sup>、磁場中のトンネルコンダクタンス<sup>24)</sup>や熱伝導度<sup>31)</sup>の測定により、 $\Delta_2$ か $\Delta_4$ であるかを見分けることができる。また、トポロジカル絶縁体はスピン軌道相互作用の強い系ではあるが、核磁気共鳴により超伝導の対称性を決定できることも明らかにしている。<sup>11,32,33)</sup> 今後の実験の進展に期待したい。

## 7. おわりに

本稿ではトポロジカル絶縁体における超伝導状態と表面に現れるマヨラナ粒子について、特に、そのエネルギー分散の形状、すなわち、トポロジーが変わるリフシツ転移に着目して解説した。この転移が存在するために、たとえ3次元のフルギャップなトポロジカル超伝導体であっても、金属とのトンネルコンダクタンスはゼロ電圧でピークを示しうる。これは表面での転移に伴って表面状態密度が異常に増大することに起因しており、表面での臨界現象と捉えることもできる。トンネルコンダクタンスに限らず、表面敏感な物理量であれば同様の異常が見られるはずであり、トポロジカル絶縁体におけるトポロジカル超伝導状態での表面における輸送・応答現象も興味深い。<sup>34)</sup>

また、 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 以外にも、この系の2次元における対応物である2層ラシュバ系における理論提案<sup>35)</sup>や、圧力誘起超伝導<sup>36)</sup>さらにはトポロジカル絶縁体超格子<sup>37)</sup>やトポロジカル結晶絶縁体<sup>38)</sup>においてトポロジカル超伝導状態が実現しているとの報告がある。本研究で明らかにした振る舞いは母物質の表面状態に由来するものであり、したがってこれらの物質も同様にして理解できると思われる。詳細な振る舞いを明らかにするのは今後の課題としたい。

共同研究者である、名古屋大学の橋本樹氏、鷹見翔太氏、岡山大学の水島健氏、鄭国慶氏、俣野和明氏、産総研の柏谷聡氏、大阪大学の安藤陽一氏、瀬川耕司氏、佐々木聡氏、および新学術領域「トポロジカル量子現象」のメンバーに感謝する。

## 参考文献

- 1) 安藤陽一：『トポロジカル絶縁体入門』（講談社）；Y. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 102001; M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045; A. P. Schnyder, S. Ryu, A. Furusaki and A. W. W. Ludwig: Phys. Rev. B **78** (2008) 195125; 初貝安弘：日本物理学会誌 **68** (2013) 19; 表面科学 **32** (2011) No. 4—特集：トポロジカル絶縁体；村上修一、平原 徹、松田 巖：日本物理学会誌 **65** (2010) 840; 井村健一郎：物性研究 **94** (2010) 677; 御領 潤：物性研究 **96** (2011) 187; 野村健太郎：日本物理学会誌 **69** (2014) 286.
- 2) Y. Tanaka, M. Sato and N. Nagaosa: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 011013; X.-L. Qi and S.-C. Zhang: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057; 佐藤昌利：物性研究 **94** (2010) 311; 佐藤昌利：固体物理 **46** (2011) 399; 佐藤昌利、柏谷 聡、前野悦輝：固体物理 **46** (2011) 479; 佐藤昌利：日本物理学会誌 **69** (2014) 297.

- 3) D. A. Ivanov: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 268.  
 4) A. Kitaev: Ann. Phys. **321** (2006) 2; C. Nayak, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 1083.  
 5) M. Sato: Phys. Rev. B **79** (2009) 214526; Phys. Rev. B **81** (2010) 220504(R).  
 6) M. Sato, Y. Tanaka, K. Yada and T. Yokoyama: Phys. Rev. B **83** (2011) 224511.  
 7) Y. S. Hor, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 057001.  
 8) S. Sasaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 217001.  
 9) 田仲由喜夫, 柏谷 聡: 日本物理学会誌 **53** (1998) 911; 花栗哲朗: 日本物理学会誌 **66** (2011) 186.  
 10) M. Kriener, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 127004.  
 11) T. Hashimoto, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 044704.  
 12) P. Das, Y. Suzuki M. Tachiki and K. Kadowaki: Phys. Rev. B **83** (2011) 220513(R); T. V. Bay, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 057001.  
 13) R. Balian and N. R. Werthamer: Phys. Rev. **131** (1963) 1553.  
 14) Y. Asano, Y. Tanaka, Y. Matsuda and S. Kashiwaya: Phys. Rev. B **68** (2003) 184506.  
 15) H. Zhang, *et al.*: Nat. Phys. **5** (2009) 438; C.-X. Liu, *et al.*: Phys. Rev. B **82** (2010) 045122.  
 16) L. Fu and E. Berg: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 097001.  
 17) Y. Nagato, S. Higashitani, K. Yamada and K. Nagai: J. Low Temp. Phys. **103** (1996) 1; Y. Nagato, M. Yamamoto and K. Nagai: J. Low Temp. Phys. **110** (1998) 1135.  
 18) I. M. Lifshitz: Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38** (1960) 1569 [Sov. Phys. JETP, **11** (1960) 1130].  
 19) L. Hao and T. K. Lee: Phys. Rev. B **83** (2011) 134516.  
 20) T. H. Hsieh and L. Fu: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 107005.  
 21) A. Yamakage, K. Yada, M. Sato and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **85** (2012) 180509(R).  
 22) Y. Tanaka and S. Kashiwaya: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3451; S. Kashiwaya and Y. Tanaka: Rep. Prog. Phys. **63** (2000) 1641. また、最近の研究<sup>6)</sup>によりノードをもった $d$ 波超伝導体である銅酸化物においてもトポロジカル不変量を定義でき、トポロジカル超伝導体と解釈できることが分かっている。  
 23) S.-K. Yip: Phys. Rev. B **87** (2013) 104505; Y. Nagai, H. Nakamura and M. Machida: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 053705.  
 24) S. Takami, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 064705.  
 25) N. Levy, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 117001.  
 26) T. Mizushima, A. Yamakage, M. Sato and Y. Tanaka: Phys. Rev. B **90** (2014) 184516.  
 27) E. Lahoud, *et al.*: Phys. Rev. B **88** (2013) 195107.  
 28) M. Kriener, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 054513.  
 29) R. Kondo, T. Yoshinaka, Y. Imai and A. Maeda: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 063702.  
 30) A. Yamakage, *et al.*: Phys. Rev. B **87** (2013) 100510(R).  
 31) Y. Nagai, H. Nakamura and M. Machida: Phys. Rev. B **86** (2012) 094507.  
 32) B. Zocher and B. Rosenow: Phys. Rev. B **87** (2013) 155138.  
 33) T. Hashimoto, *et al.*: Supercond. Sci. Technol. **27** (2014) 104002.  
 34) Y. Shimizu and K. Nomura: arXiv: 1403.1021.  
 35) S. Nakosai, Y. Tanaka and N. Nagaosa: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 147003.  
 36) M. Einaga, *et al.*: J. Phys.: Conf. Ser. **215** (2010) 012036.  
 37) S. Sasaki, K. Segawa and Y. Ando: arXiv: 1404.1707.  
 38) S. Sasaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 217004.  
 39) S. Kashiwaya, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 077003; Y. Ueno, A. Yamakage, Y. Tanaka and M. Sato: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 087002; K. Yada, A. A. Golubov, Y. Tanaka and S. Kashiwaya: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 074706.

(2014年6月13日原稿受付)

## Superconductivity and Majorana Fermions in Doped Topological Insulators

Ai Yamakage, Keiji Yada, Masatoshi Sato and Yukio Tanaka

abstract: Doped topological insulators show a variety of superconductivity including topological ones due to their peculiar electronic states and orbital degrees of freedom. We find a transition of energy dispersion of surface Andreev bound states on topological insulators, i.e., Lifshitz transition. This causes anomalous enhancement of tunneling conductance in junction of a normal metal and superconducting topological insulator, which suggests that a recent discovered superconducting topological insulator  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  is a three-dimensional topological superconductor.

## 日本物理学会誌 第70巻 第6号 (2015年6月号) 予定目次

### 巻頭言

#### 現代物理のキーワード

スピントロニクスとスピンポンピング……………水上成美

#### 解説

ヒッグス粒子「発見」の意味と、本当の発見に向けて

……………兼村晋哉

可積分量子多体系の非平衡ダイナミクスと統計力学の基礎

……………出口哲生, 佐藤 純, 上西慧理子

大統一理論の間接的な証拠としてのニュートリノ質量と

大混合角……………前川展祐

#### 最近の研究から

ブラックホールに対するホログラフィック原理の数値的検証

……………伊敷吾郎, 西村 淳, 花田政範, 百武慶文

強いスピン軌道相互作用を持つモット転移系で見られる磁壁の  
金属性……………藤岡 淳, 上田健太郎, 十倉好紀

#### 話題

鉭物といふもの……………浜根大輔

電子ジャーナルの平等アクセス実現のための3つの提言

……………石田武和

PTEPの最近の招待・特集論文から 2015年3月号より

……………坂井典佑

ラ・トッカータ

平らな国の研究生活……………御手洗菜美子

#### 追悼

#### 新著紹介

## 超流動，ボース・アインシュタイン凝縮，密度ゆらぎ

加藤 雄介 〈東京大学大学院総合文化研究科〉

渡部 昌平 〈東京理科大学理学部物理学科〉

超流動は量子凝縮状態をもたらす魅力的かつ不思議な巨視的現象である。障害物（散乱体）があったとしても、超流動状態では粘性も摩擦もなくさらさらと流体が流れ、エネルギー散逸が生じない。理論的観点からながめても、流れのある状態を平衡統計力学で扱えるので興味深い現象である。

1938年のAllen, Misener, Kapitzaによるヘリウム4超流動の発見後、ボース・アインシュタイン凝縮（BEC）系超流動の研究は着実に発展してきた。一方、近年になり超流動現象の基本的理解を改めて整理することがより重要になっている。さまざまな物質でBECや超流動状態が実現できることにより、多様なプローブ技術と多様なパラメータ（相互作用の強さ、粒子密度、温度、外場）でBECや超流動性を研究できるようになったためである。実際、冷却原子気体におけるBEC（Anderson, *et al.* 1995; Davis, *et al.* 1995）、磁性絶縁体TiCuCl<sub>3</sub>におけるマグノンBEC（Nikuni, *et al.* 2000）、エキシトン・ポラリトン系、エキシトン系におけるBECと超流動性（Kasprzak, *et al.* 2006; Amo, *et al.* 2009; Yoshioka, *et al.* 2011）が報告されている。

超流動と言っても一つの現象を指すのではなく、それに関連した複数の現象が存在する。ヘス・フェアバンク効果（回転する容器の中で静止し続ける効果）、永久流状態（静止した容器の中で半永久的に回転し続ける状態）がそれである。前者は波動関数の位相の固さ（rigidity）に由来し、後者は永久流状態の準安定性に由来するという違いはある。また、ジョゼフソン効果と呼ばれる現象（マクロ波動関数の相対的な位相差によって超流動流が流れる効果）もある。いずれにしても、これらの現象はBECにおけるマクロ波動関数の存在に起因する

とされている。

超流動が起こるためには、このマクロ波動関数の存在だけでなく、密度ゆらぎが小さいことも必要である。ヘス・フェアバンク効果では、回転容器にある凸凹（あるいは散乱体）の存在が暗黙のうちに仮定されている。永久流状態の準安定性では、マクロ波動関数の振幅が大きく空間変化すると、エネルギーが著しく高くなるのが前提になっている。つまり、暗黙のうちに密度ゆらぎが小さい（密度が変化しにくい）ことが仮定されている。

このように考えると理想ボース気体がなぜ超流動性を示さないのかが自然に理解できる。理想ボース気体の圧縮率は無限大であり、密度変化のエネルギーコストは著しく低い。このため容器形状に不均一性（あるいは散乱体）があると、超流動体自身を安定に支えきれないのである。

摩擦なしに流れる超流動にも臨界速度と呼ばれる限界の速度がある。この臨界速度以上で速く流すとエネルギー散逸が発生する。たとえば、障害物があると、この障害物付近から量子渦やソリトンなどの位相欠陥が生成され、エネルギー散逸が生じる。この臨界速度の値自体は、系の詳細（障害物の配置や形状、ポテンシャルの強さなど）に依存し、予言することは難しい。

ここ数年の我々の研究で、超流動体の位相欠陥生成時における不安定性とその臨界速度は、密度ゆらぎの増大で特徴づけられることがわかった。その結果を踏まえ、超流動の不安定化は「速度の増大とともに密度ゆらぎが大きくなり“やわらかく”なったときに生じる」というシナリオを提案した。このシナリオでも凝縮体の存在だけでなく、超流動の安定化/不安定化に密度ゆらぎが一役買っている。

## —Keywords—

**ボース・アインシュタイン凝縮（BEC）：**

相互作用がない場合（理想ボース気体）では、マクロな数の粒子が一つの粒子状態を占有している状態。相互作用がある場合では、スペクトル分解した一体の密度行列 $\rho(x, x')$ の最大固有値がマクロな大きさの値を持つ状態。この場合、最大固有値に対応する固有関数を凝縮体波動関数と呼ぶ。

**ヘス・フェアバンク効果：**

回転容器中の流体全体あるいはその一部が静止し続ける現象。熱平衡状態において実現する超流動現象。

**永久流状態：**

静止容器中での回転流が半永久的に持続する状態。準安定状態で実現する超流動という意味で、ヘス・フェアバンク効果と明確に区別される。

**rigidity：**

固体の固さ（弾性）を対称性が自発的に破れた状態に拡張した概念。ボース・アインシュタイン凝縮体では位相の空間変化に対する固さ、磁性体ではスピンの空間変化に対する固さを指す。

**ジョゼフソン効果：**

超伝導体や超流動体のマクロ波動関数が位相コヒーレンスを持つために実現する効果。直流ジョゼフソン効果と交流ジョゼフソン効果がある。前者は弱く結合した二つの超伝導体（超流動体）の間に電位差（圧力差）がなくても電流（質量流）が流れる効果。後者は一定の電圧差（圧力差）をかけたときに交流の電流（質量流）が生じる効果。

## 1. BECなら超流動？

ボース粒子系における超流動<sup>1)</sup>の必要条件はなんだろうか？ ボース・アインシュタイン凝縮が起これば必ず超流動になるのだろうか？ 答えは「ほぼYes」である。ほぼというのは、「密度ゆらぎが十分小さいなら」という条件が付くためである。<sup>2,3)</sup> これを理解していただくのが本節の目的である。

ボース・アインシュタイン凝縮については一粒子密度行列を用いた明確な定義がある。<sup>4,5)</sup> しかし、ここでは「ボース・アインシュタイン凝縮＝巨視的波動関数の存在」という理解で十分である。超流動については、超流動らしさを体现する現象が複数知られている。この節では熱平衡状態における超流動「ヘス・フェアバンク効果」について述べる。(永久流については第2節、ジョゼフソン効果については第3節で議論する。)

容器の中に物体を入れ、ある回転軸まわりに容器をゆっくりと定常的に回転させる(図1)。通常の流体でこのような実験をし、十分時間がたつて熱平衡状態になったとすれば、流体全体は容器とともに剛体のように回転するであろう。そのときの流体の慣性モーメントを $I_{cl}$ とする。

同様の実験をしたとき、熱平衡状態に達したと思える状況にもかかわらず、観測された慣性モーメント $I$ が $I_{cl}$ よりも小さかったとしよう。このとき、流体の一部は回転する容器に追従することなく静止しているとみなすことができる。これが熱平衡状態であるとする、流体の一部と容器がエネルギー散逸を生じず相対運動していることになる。よって、この流体は超流動状態とみなせる。 $I$ は非古典的回転慣性(non-classical rotational inertia)と呼ばれ、超流動性を特徴づける。この用語はヘリウムの超流動研究者以外にはなじみが薄いかもかもしれない。

超流動性を特徴づける量としては他にも超流動密度 $\rho_s$ がある。こちらは超伝導の分野でもおなじみの用語である。 $\rho_s$ は、全質量密度を $\rho$ 、容器の回転の速さを $\omega$ としたとき、 $\rho_s = \rho \lim_{\omega \rightarrow 0} (I_{cl} - I) / I_{cl}$ で与えられる。<sup>6)</sup>

すべては熱平衡状態の話なので $\rho_s$ も平衡統計力学の手法で計算できる。ただし分配関数を計算する際には、ハミルトニアンが時間にあらわに依存しない座標系、今の場合

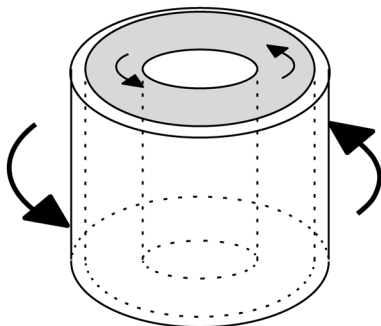


図1 熱平衡状態の超流動。容器がゆっくり回転するとき、流体の一部(超流動成分)は静止したままである。

には容器とともに回転する座標系を用いる必要がある。回転座標系ではハミルトニアンに $-\omega L_z$  ( $L_z$ は角運動量の回転軸方向の成分)という項が付け加わる。超流動性は、このような摂動がかかっても系が $\langle L_z \rangle = 0$ の状態にとどまる「固さ」(rigidity)として捉えることができる。

回転座標系に移ったあとに位相変換を波動関数に施すと、ハミルトニアンに付加項を消し去ることができるが、その代わりに多体波動関数の境界条件が「ひねった」ものになる。粒子を容器の接線方向に沿って一周させたとき、多体波動関数に位相因子 $\exp(i\phi)$ がつく境界条件を課してみよう。つまり、位相をひねってみる。それに対応して、「ヘリシティーモデュラス(helicity modulus)」と呼ばれる物理量<sup>7)</sup>

$$\gamma = L^2 \lim_{\phi \rightarrow 0} \frac{\partial^2 f(\phi)}{\partial \phi^2} \quad (1)$$

が与えられる。境界条件をひねったときに生じる単位体積あたりの自由エネルギー $f(\phi)$ の増分に関係する。 $L$ は容器内を接線方向に一周したときの長さである。ヘリシティーモデュラスは秩序化した系の固さを表し、他の物理系でも用いられる。例えば、固体(並進対称性が破れた系)では変位の境界条件を変化させることで弾性エネルギーが上昇する。強磁性体(スピン空間対称性が破れた系)でもスピンの境界条件を変化させることで交換相互作用のエネルギーが上昇する。

ヘリシティーモデュラスと超流動密度 $\rho_s$ の関係は、

$$\rho_s = \frac{m^2 \gamma}{\hbar^2} \quad (2)$$

で与えられる。<sup>7)</sup>  $m$ は粒子の質量である。式(2)は「超流動性＝容器の回転に引きずられない固さ(左辺)」が「波動関数の位相変化に対する固さ(右辺)」と結びついていることを意味している。ボース・アインシュタイン凝縮によって出現する巨視的波動関数の位相をひねればエネルギーは上昇するであろう。このようにして「ボース・アインシュタイン凝縮が起これば超流動が生じる」と理解されている。

ここまでの議論で、容器表面の凸凹といった散乱体の存在が暗に仮定されていることにお気づきだろうか。いいかえれば、回転対称性が無い容器を仮定しているのである。容器に回転対称性がある場合、角運動量が保存するから流体が回転容器に対して相対運動することは特別なことではない。したがって、超流動性と結びつくのは散乱体のある系におけるヘリシティーモデュラスなのである。

一方で、ボース粒子系でヘリシティーモデュラスが計算されているのはほとんどの場合、散乱体がないバルクの系である。この計算によって超流動性の有無を議論するとき、散乱が十分弱ければ散乱体があってもなくても、ヘリシティーモデュラスはほとんど変わらないという前提が背後にある。散乱体の有無に系の性質があまり左右されないのは、線形応答理論によると、密度ゆらぎが十分小さいことを意味する。なぜなら、散乱体のポテンシャルは粒子の密

度と結合するからである。

斥力相互作用するボース系においては、散乱体がない場合のヘリシティーモデュラスを用いた超流動性の議論は有効であろう。実際、この系の圧縮率は有限である。圧縮率が有限ならば、散乱体があろうとも、ある程度弱い散乱ポテンシャルに対して巨視的波動関数はあまり変わらない。よってヘリシティーモデュラスも変わらないであろう。

ただし理想ボース気体でも同様であると結論を急ぐのはいささか危険である。散乱体のない系で理想ボース気体のヘリシティーモデュラスを計算すると有限の値を与える。この結果をそのまま式(2)に当てはめると理想ボース気体も超流動体になる。しかし、超流動性と結びつくのは散乱体のある系におけるヘリシティーモデュラスである。理想ボース気体の圧縮率は無限大なので、ごく弱い空間不均一性があるだけで、巨視的波動関数も大きく変化する。よって、ヘリシティーモデュラスも散乱体のない系の値から大きく変化する。実際、熱力学極限では $\rho_s \rightarrow 0$ になることが知られている。<sup>8)</sup>

以上をまとめると、超流動性と結びつくのは散乱体のある系におけるヘリシティーモデュラスである。散乱体がある場合のボース・アインシュタイン凝縮体は、密度ゆらぎが十分抑制されていれば、ヘリシティーモデュラスが有限になる。よって、密度ゆらぎが十分抑制されたボース・アインシュタイン凝縮体は有限の超流動密度、すなわち超流動性を持つと結論される。<sup>3)</sup>

## 2. 永久流：準安定状態の超流動

超流動らしさを体現するもう1つの現象は、永久流 (persistent current) である。常流動状態で容器を回転させると流体も引きずられ回転する (図2)。温度を下げ超流動状態に移させた後、容器を急に静止させる。通常の流体であれば流体の回転速度は速やかにゼロになるが、超流動体では事実上永久に流体が回転する。<sup>9)</sup> 容器に対して流体が半永久的に相対運動するのだからいかにも超流動らしい現象である。前節で述べたヘス・フェアバンク効果に似ているが、今の場合は容器が静止している。もし真の熱平衡状態ならば流れがゼロのはずなので、この永久流の状態は準安定

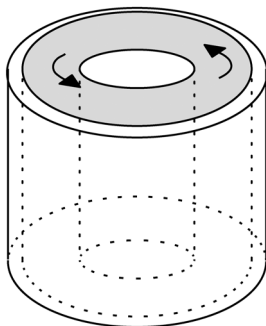


図2 超流動の永久流状態。容器は静止している。流れのある準安定状態の寿命は事実上無限大である。

定状態である。この意味で前節の熱平衡状態の超流動とは異なる現象である。<sup>10)</sup>

永久流の準安定性はボース・アインシュタイン凝縮から次のように説明される。永久流状態の巨視的波動関数は、場所の一価関数であり、エネルギーを損しないためゼロ点を持たないと仮定される。このとき、位相 $\varphi(\mathbf{r})$ は

$$\oint \nabla \varphi(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = 2\pi n \quad (3)$$

を満たす。 $n$ は整数であり、位相が何回転するかを表す巻き数 (winding number) に対応する。エネルギーは一般に $|n|$ の単調増加関数なので、永久流が減衰するとき $|n|$ が小さい状態へ緩和する (「巻き」がほどける)。

巻き数 $n$ は整数であり連続的变化は不可能である。したがって、緩和の過程で式(3)が成立しない状態を経由する。式(3)が成立しない状態として、巨視的波動関数がゼロ点を持ち位相が定義できない状態を考えればよい。ゼロ点を作ると局所的に凝縮体を壊すのでエネルギー的に損をする。熱的トンネリングや量子トンネリングで、このエネルギーバリアーを超えられるかどうか永久流の減衰率を決める。<sup>11)</sup>

ゼロ点を作るエネルギーは、密度ゆらぎが抑えられた (すなわち圧縮率が有限な) ボース凝縮体では大きい。一方、圧縮率が無限大の「柔らかい」凝縮体では小さいだろう。<sup>12)</sup> ここでも巨視的波動関数の存在とともに、抑制された密度ゆらぎが超流動性の成立条件に関わっている。

## 3. ジョゼフソン効果

超流動現象の特徴は、障害物や散乱体があっても無散逸な流れが存在し得る点にある。前二節で議論したヘス・フェアバンク効果と永久流は、どちらも障害物や容器の不均一性があっても起こり得る。しかしながら理論的扱いが難しいので散乱体の効果をあらわに取り入れた議論は少ない。<sup>13)</sup>

以下では障害物の効果が有意な場合の最も単純な超流動現象—(直流) ジョゼフソン効果—を見ていく。この場合も議論を一般的に展開するのは難しい。ここでは、グロス・ピタエフスキー方程式<sup>14)</sup> (凝縮体に関する平均場理論) と、ボゴリューボフ方程式<sup>15)</sup> (凝縮体の安定解に対する線形ゆらぎを扱う) を組み合わせて得たわれわれの結果を紹介する。

### 3.1 基本特性

ジョゼフソン効果はもともと超伝導体に対して予言され、検証された。ボース系超流動においても同様な現象が観測されている。<sup>16-18)</sup> バルクの超流動体のある断面に、障害物ポテンシャルを置き、凝縮体の巨視的波動関数が小さくなるようにする (図3(a))。回転対称な容器の幅を一部狭くして隘路 (constriction) を作ったと考える (図3(b))。以下では図3(a)の設定において、定常流 (速さ $V$ ) を持つ超流動状態を考える。

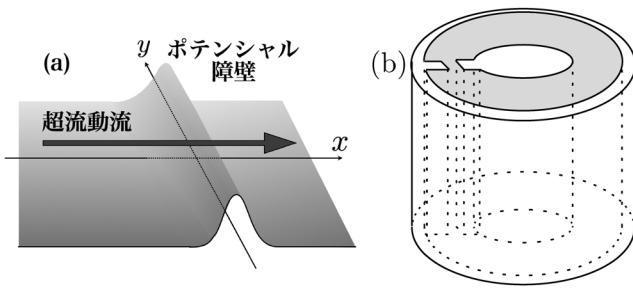


図3 ジョゼフソン効果の設定. (a) ある断面に斥力ポテンシャルをかける. (b) 回転容器の幅を一部狭くする.

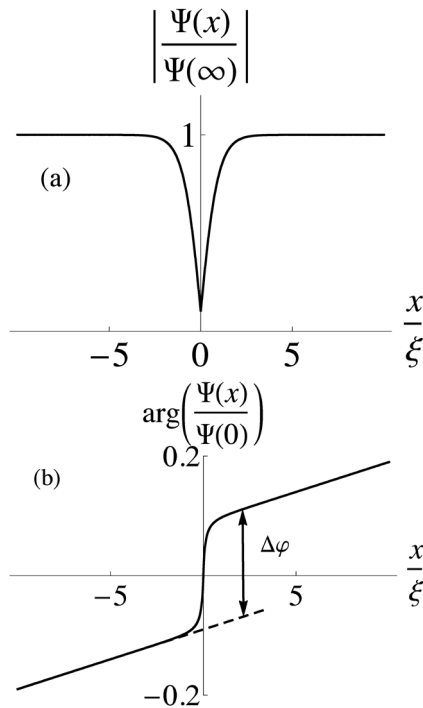


図4 超流動状態における巨視的波動関数 $\Psi(x)$ の振幅と位相の空間依存性. 文献19で与えられた解析解をプロットしたもの. 横軸の空間スケールは、回復長 (healing length)  $\xi$  で規格化してある ( $\xi$ は超伝導体におけるコヒーレンス長に相当する).  $x=0$ を中心に障害物ポテンシャルが存在する. 障害物ポテンシャルがあることで、振幅が $x=0$ 付近で小さくなり、それに伴い位相の空間変化が急激に変化する.

グロス・ピタエフスキー方程式はボース・アインシュタイン凝縮体における巨視的波動関数の運動方程式である. グロス・ピタエフスキー方程式に関する先行研究<sup>19)</sup>によれば、有限の高さと幅を持つポテンシャル障壁の下でも、速度 $V$ の定常流を持つ凝縮体の状態は存在する. このとき凝縮体波動関数 $\Psi$ は空間座標 $x$ にのみ依存し

$$\Psi(x \rightarrow \pm \infty) \rightarrow \Psi_0^{(\pm)} e^{imVx/\hbar}, \quad \Psi_0^{(+)} / \Psi_0^{(-)} = e^{i\Delta\phi} \quad (4)$$

という漸近形を持つ.  $\Psi_0^{(\pm)}$ は複素定数であり、 $|\Psi_0^{(\pm)}|^2$ は凝縮体の密度を表す.  $\Delta\phi$ は障壁の両端にかかる位相のずれを表す実数であり、 $V$ やポテンシャルの形状に依存する. 漸近形(4)は、凝縮体がポテンシャル障壁に反射(散乱)されることなく速度 $V$ で流れる超流動状態であることを示す.

図4は凝縮体波動関数の振幅 $|\Psi(x)|$ と位相 $\phi(x)$ の空間変化を示したものである. 図中の実線に示してあるように

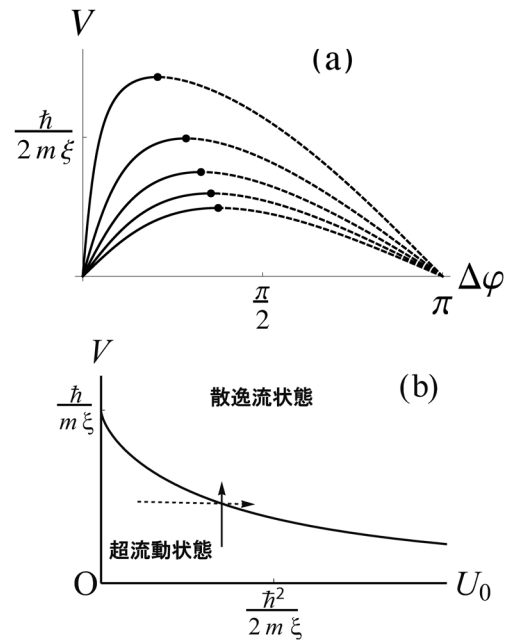


図5 (a) 凝縮体の速度 $V$ (をボゴリューボフ励起の位相速度の長波長極限で規格化したもの)と位相のずれ $\Delta\phi$ の関係式. 各曲線は異なる高さのポテンシャル障壁に対する結果を表す. ポテンシャルの高さは上の曲線から下の曲線に行くに連れて高くなる. 実線は安定な定常解, 点線は不安定な定常解を表す. 両者の合流点における $V$ は、与えられたポテンシャル障壁の下での臨界速度 $V_c$ を与える. (b) 障壁ポテンシャルが $U(x) = U_0\delta(x)$ で与えられる場合の臨界速度の $U_0$ 依存性. 曲線より下で超流動状態, 上では散逸流状態が実現する.

$\Delta\phi$ が確かに凝縮体波動関数の位相のずれを与えている. この位相の空間変化は超伝導体におけるそれと似た振る舞いをする. ジョゼフソン効果らしさをさらにはっきりみるため、縦軸に速度 $V$ , 横軸に $\Delta\phi$ を取ったのが図5(a)である. 超伝導におけるジョゼフソン効果を考える場合、たいてい障壁の高い極限が議論される. 実際、ポテンシャル障壁が高くなると、図5(a)のグラフは直流ジョゼフソン効果の関係式 $V \sim V_c \sin \Delta\phi$ に近づく.

ここで他の超流動特性との関連を述べておこう. ここまでは図3(a)の状況で考えてきたが、これに周期的境界条件 $\Psi(x = -L/2) = \Psi(x = L/2)$ を課せば、図3(b)の状況にはほぼ等しい. 実際、図3(b)の容器を回転させてヘス・フェアバンク効果を測ったときの超流動密度 $\rho_s$ は、 $V - \Delta\phi$ 関係式(図5(a))の出だしの傾き $(V/\Delta\phi)_{\Delta\phi \rightarrow 0}$ で決まる. 図3(b)の容器で実現する永久流状態は、図5(a)の曲線のうち

$$\frac{mVL}{\hbar} + \Delta\phi = 2\pi \times \text{整数} \quad (5)$$

を満たす $(\Delta\phi, V)$ で与えられる.

図4に話を戻すが、与えられたポテンシャル障壁のもとで凝縮体の速度はいくらでも大きくなるわけではない. 臨界速度と呼ばれる上限値 $V_c$ がある. 図5(b)に示すようにそれより大きな速度に対しては、定常流を持つ超流動解は存在しない. 時間に依存する解だけが存在する. (この状態においては、周期的に位相欠陥(ソリトン)が障害物付近から放出され、このたびにエネルギー散逸が生じることが数値計算で確認されている.<sup>19)</sup> 永久流との関連でいえば、



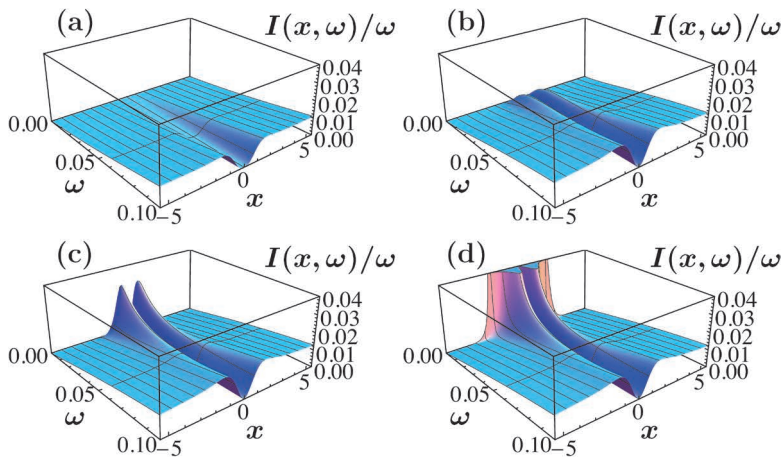


図6 ジョゼフソン系における密度ゆらぎスペクトル関数  $I(x, \omega)$ .<sup>21)</sup> 障壁ポテンシャルは  $U_{\text{ex}}(x) = U_0 \delta(x)$  で  $U_0 = 10\hbar^2/(m\xi^2)$  のときの結果である。障壁から十分離れた場所  $x = \pm\infty$  での凝縮体の速度の大きさ  $V$  は (a) のとき  $V=0$ , (b) のとき  $V=0.049\hbar/(m\xi)$ , (c) のとき  $V=0.0497\hbar/(m\xi)$ , そして (d) のとき  $V=V_c (=0.04975307\cdots \times \hbar/(m\xi))$  となっている。ポテンシャル近傍  $x=0$  かつ低エネルギー  $\omega=0$  付近の密度ゆらぎは臨界速度に近づくに従って増大している。

式(5)を満たす全状態で定常的な超流動解が実現するわけではない。ここでも  $V$  に上限が存在する。

### 3.2 超流動の安定性と密度ゆらぎ

臨界速度より大きな速度でグロス・ピタエフスキー方程式に超流動解が存在しないことは、「ボース・アインシュタイン凝縮が起こったからといっても超流動になるとは限らない」ことを意味する。ここで超流動を成立させるもう一つの要因、密度ゆらぎに注目しよう。空間不均一な系における密度ゆらぎを測る物理量はいろいろある。(ただし、いわゆる動的構造因子は空間不均一系では使えない。)ここでは次のスペクトル関数をプローブとする。

$$I(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{l: \text{excited states}} |\langle l | \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}(\mathbf{r}) | g \rangle|^2 \delta\left(\omega - \frac{E_l - E_g}{\hbar}\right). \quad (6)$$

ここで、 $l$  と  $g$  はそれぞれ多体系の励起状態と基底状態を表し、エネルギー  $E_l$  と  $E_g$  を持つエネルギー固有状態である。式(6)は局所的密度ゆらぎ  $\delta\hat{n}(\mathbf{r}, t) = \hat{n}(\mathbf{r}, t) - \langle g | \hat{n}(\mathbf{r}) | g \rangle$  の自己相関関数  $\langle \delta\hat{n}(\mathbf{r}, t) \delta\hat{n}(\mathbf{r}, 0) + \delta\hat{n}(\mathbf{r}, 0) \delta\hat{n}(\mathbf{r}, t) \rangle$  のフーリエ変換に相当する。

図6は、あるポテンシャル障壁下でのさまざまな超流動速度  $V (\leq V_c)$  に対する  $I(x, \omega)$  である。<sup>21)</sup> (図3(a)において  $x$  方向、 $y$  方向の空間の広がりを無限大にとっている。)ポテンシャル近傍  $x=0$  かつ低エネルギー  $\omega=0$  付近の密度ゆらぎは (a)  $\rightarrow$  (b)  $\rightarrow$  (c)  $\rightarrow$  (d) と速度を上げ臨界速度に近づくに従って増大している。そして密度ゆらぎの振る舞いが定性的に変化し、凝縮体が「やわらかく」なったときに臨界速度の状態になっている。一方、臨界速度状態において、凝縮体波動関数の位相のゆらぎに異常性は見られないことを我々は確認している。グロス・ピタエフスキー方程式で記述されるジョゼフソン効果において、臨界速度での超流動性の消失は、密度ゆらぎの増大によってもたらされる。密度ゆらぎの増大と超流動性の消失の関連でいえば、ヘス・フェアバンク効果、永久流と共通である。

もちろん違いもある。<sup>23)</sup> 前二節では圧縮率という静的応答を密度ゆらぎの指標としていた。この節では局所密度ゆらぎのスペクトル関数という動的な物理量に注目している。臨界速度付近の静的密度ゆらぎには異常は見られず動的な

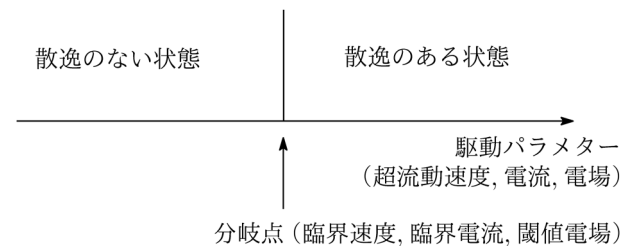


図7 無散逸状態・散逸状態間の“相転移”の模式図。

量だけが異常を示す。また臨界速度付近の(6)においてスケージング則が見出されたが、<sup>20)</sup> そこでは特徴的な時間スケールの発散は起こるものの、空間スケールの発散は伴わない。この意味で普通の臨界現象とは異なる振る舞いを示す。この振る舞いは臨界速度状態を非線形物理におけるサドル・ノード型の分岐点と見なすことで理解できる。実際、図5(a)に示されているように臨界速度の状態は、安定定常解と不安定定常解の合流点になっている。これらについても興味があれば文献20-23をご覧ください。

臨界速度でなぜ密度ゆらぎが大きくなるのか? これを考えるには臨界速度の状態に近づくのに、速度一定でポテンシャルの高さを上げていった場合(図5(b)点線矢印)を考えるとよい。(実線矢印はポテンシャル一定の下で速度を上げた場合。)障壁ポテンシャル  $U(x)$  は  $U(x)|\Psi(x)|^2$  の形でハミルトニアンの中に入っているの、密度ゆらぎが小さければ、障壁を少し高くしたところで系の状態(超流動状態)は大して変わらないはずである。臨界速度の状態は障壁のわずかな変化に敏感で、そのために系の状態を大きく変える。よって、その状態における密度ゆらぎは大きくなる。

この密度ゆらぎはジョゼフソン系に限られることではない。最近、障害物まわりの2次元超流動流の数値計算においても、臨界速度近傍で動的な密度ゆらぎの増大が確かめられている。<sup>24)</sup>

## 4. まとめと今後の展望

ボース凝縮系の3種類の現象(ヘス・フェアバンク効果、

永久流, ジョセフソン効果)における超流動性と密度ゆらぎの関係を見てきた。超流動の要因として主なものはボース・アインシュタイン凝縮である。しかしこれまであまり強調されることのなかった「密度ゆらぎ」も場合によっては超流動性の有無や安定性(不安定性)の決定因子になる。リードページで述べたようにボース・アインシュタイン凝縮はさまざまな系で実現されている。本稿で述べた視点がこれらの超流動現象を理解するのに役に立つかもしれない。

エネルギー散逸のない状態から散逸のある状態への転移は他の系においても見られる。第二種の超伝導体では磁場下において量子化した磁束(磁束量子)が有限の密度で存在する。これに外部電流を流したとき, 磁束量子の流れが生じてしまうとエネルギー散逸が生じてしまう。電流が十分小さいときは超伝導内の不純物や格子欠陥に磁束量子がトラップ(ピン止め)され, エネルギー散逸は生じない。電流がある程度大きくなるとピン止めが外れて(デピンニング), 磁束の正味の流れが生じジュール熱を発生する。無散逸な定常状態からエネルギー散逸のある状態への転移は, 他にも電荷密度波における pinning-depinning 転移, 強電場下におけるモット絶縁体の絶縁破壊(金属絶縁体転移)などが挙げられる。

これらの現象はエネルギー散逸のある状態を扱うという意味では従来の相転移理論の適用範囲外であるが, 前節で言及したように分岐理論を適用することで転移点近傍における動的ゆらぎの性質(動的スケーリング則など)を引き出すことができるかもしれない。電子系に多くみられるこれらの「無散逸状態-散逸状態転移」には, ユニバーサリティーがあるのだろうか。素励起物理と分岐理論の異なるアプローチを組み合わせると, これらの可能性を今後見極めたい。

本研究にあたり, 永井佑紀, 高橋大介, 國見昌哉, 佐々真一, 太田洋輝, 小林未知数, 簗口友紀, 白浜圭也, 坪田誠, B. Svistunov 各氏との議論に感謝します。草稿の段階でコメントを寄せてくださった星野晋太郎氏にも感謝します。

## 参考文献

- 1) 液体ヘリウム超流動の発見の歴史についてはK. メンデルスゾーン著, 大島恵一訳:『絶対零度への挑戦—低温の世界を求めた科学のドラマ』(講談社, 東京, 1971)を参照のこと。
- 2) I. Bloch, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 885.
- 3) 「超流動の必要条件は非対角長距離秩序と有限の圧縮率である。」と明確に指摘したのはわれわれの知る限り文献2が初めてである。この文献のAppendix: BEC and Superfluidity (pp. 953-956)を参照のこと。
- 4) O. Penrose and L. Onsager: *Phys. Rev.* **104** (1956) 576.
- 5) C. N. Yang: *Rev. Mod. Phys.* **34** (1962) 694.
- 6) A. Leggett: *Quantum Liquids* (Oxford Univ. Press, 2006).
- 7) M. E. Fisher, *et al.*: *Phys. Rev. A* **8** (1973) 1111.
- 8) T. Izuyama: *Lecture Notes in Physics* **39** (1975) 353—On the rigorous definition of superfluidity and superconductivity.
- 9) J. D. Reppy: *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 733.
- 10) すでに多くの人によって認識されていたと思われるが, あらわに書いているのがA. J. Leggett: *Rev. Mod. Phys.* **71** (1999) S318である。二つの現象を明確に区別するのは肝要で, 例えばランダウの超流動条件(L. D. Landau: *J. Phys. (Moscow)* **5** (1941) 71)は永久流の安定性には関係するが, ヘス・フェアバンク効果とは無関係である。
- 11) W. A. Little: *Phys. Rev.* **156** (1967) 396; J. S. Langer and V. Ambegaokar: *Phys. Rev.* **164** (1967) 498.
- 12) E. J. Mueller: *Phys. Rev. A* **66** (2002) 063603.
- 13) 散乱体の効果を取り入れた場合の超流動性については例えば文献8で議論されている。
- 14) E. P. Gross: *Nuovo Cimento* **20** (1961) 454; L. P. Pitaevskii: *Zh. Eksp. Teor. Fys.* **40** (1961) 646. [*Sov. Phys. JETP* **13** (1961) 451]
- 15) N. N. Bogoliubov: *J. Phys. USSR* **11** (1947) 23.
- 16) E. Hoskinson, *et al.*: *Nature Phys.* **2** (2006) 23.
- 17) S. Levy, *et al.*: *Nature* **449** (2007) 579.
- 18) ボース系でのジョセフソン効果が観測される以前に実現可能性が理論的に議論されていた; P. W. Anderson: *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966) 298.
- 19) V. Hakim: *Phys. Rev. E* **55** (1997) 2835.
- 20) Y. Kato and S. Watabe: *J. Low Temp. Phys.* **158** (2010) 92; *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 035302.
- 21) S. Watabe: Doctor Thesis, Chap. 5 (The University of Tokyo, 2010).
- 22) S. Watabe and Y. Kato: *Phys. Rev. A* **88** (2013) 063612.
- 23) 加藤雄介, 渡部昌平: *物性研究* **95** (2010) 237.
- 24) M. Kunimi and Y. Kato: *J. Low Temp. Phys.* **175** (2014) 201.

(2014年7月22日原稿受付)

## Superfluidity, Bose-Einstein Condensation and Density Fluctuations

Yusuke Kato and Shohei Watabe

abstract: We discuss the underlying relation between superfluidity of a Bose-Einstein condensate and density fluctuations. In this broad context, we focus on the Hess-Fairbank effect, the persistent current, as well as the Josephson effect. We also show our recent results on the instability of superfluidity in a Josephson system.

## 熱的な量子純粋状態を用いた統計力学の定式化

杉浦 祥 (東京大学物性研究所)

清水 明 (東京大学総合文化研究科)

マクスウェルやボルツマンにより創始された統計力学は、ギブズにより「アンサンブル形式」の統計力学として完成し、物理学の礎の一つとなった。しかし、その基本原理については、未解明な部分も残され、教科書の記述も様々である。

アンサンブル形式では、等重率の原理に基づき、「(統計) アンサンブル」と呼ばれる確率集団を導入する。そして磁化や相関関数といった力学のみで定義できる物理量(力学変数)の平衡値は、この確率集団での平均値(アンサンブル平均)として求めることができる。しかし、熱力学で登場する、温度やエントロピーといった量(純熱力学変数)は、力学変数として表すことができない。そこで、純熱力学変数は、von Neumann エントロピー(古典系の場合 Shannon entropy) や分配関数から求める。

しかし、統計力学の基本原則である等重率の原理の本質は、アンサンブル平均ではなく、「ほとんどのミクロ状態がマクロには同じだ」ということである。即ち、温度や体積といったパラメーターを指定した時にあり得るミクロ状態の個数は組み合わせ論的に増大し、すぐに天文学的な数になる。このミクロ状態達のうち、圧倒的多数が平衡状態とみなせる状態であり、マクロ物理量を測った時に同じ測定値を返す。それとは異なる測定値を取るような非平衡状態はずっと少ない。その結果、平衡状態も非平衡状態もひっくりめたアンサンブルを作ってアンサンブル平均を求めれば、その値はほぼ 100% を占める平衡状態での値になる。この「典型性」こそが、等重率の本質なのである。それならば、天文学的な数のミク

ロ状態についてアンサンブル平均を計算する必要は必ずしもない。

我々は最近、マクロな量子系における典型性に着目し、熱力学的平衡状態を代表する、熱的な量子純粋状態(Thermal Pure Quantum state, 略して TPQ state) をたった一つ用意するだけで統計力学の全ての結果が得られることを示した。つまり、磁化や相関関数といった力学変数が TPQ state の期待値により計算されるだけでなく、熱力学関数のような純熱力学変数すらも適切な TPQ state の規格化定数から得られる。

TPQ state は、アンサンブルの持つエネルギーの確率分布と非常に近いエネルギー分布を持つ量子純粋状態の中から、一つをランダムに選び出した状態であり、物理量のゆらぎまでも再現する状態となっている。アンサンブル形式では、熱ゆらぎの効果はアンサンブルを導入した結果生じる古典混合によって取り込まれると見なすことができた。しかし、TPQ state を用いた定式化では、量子純粋状態の内部に量子エンタングルメントを作ることによって、熱ゆらぎも量子ゆらぎの一部として取り込んでいる。その結果、たった一つの TPQ state が統計力学で興味ある全ての物理量を正確に与えるのである。

たった一つの量子純粋状態で熱力学的平衡状態が記述できるという事実は、理論的な興味のみならず、応用上もメリットをもたらしている。その例として、本記事では代表的なフラストレーション系である、カゴメ格子系上のハイゼンベルグ模型の数値計算結果を示す。

## —Keywords—

## 等重率の原理:

熱力学において平衡状態は、エネルギーや磁化といった少数個のマクロな物理量の組を指定すれば一つに定まる。他方、マクロな物理量の組が指定された値を持つようなミクロ状態は無数に存在する。等重率の原理とは、平衡状態においてこれらの全てのミクロ状態が等しい確率で実現しているとする仮定であり、アンサンブル形式の統計力学の基本原則の一つである。

## 量子純粋状態:

量子力学において、原理上許される最大限に定まった状態のこと。通常は、量子純粋状態は、状態ベクトルで表すことができる。

## 量子混合状態:

量子純粋状態ではない量子状態のこと。量子混合状態は、量子純粋状態を古典的な確率で混合した状態であり、通常は、密度演算子と呼ばれる演算子を用いて表される。

## 1. はじめに

量子統計力学では従来、平衡状態を量子混合状態で表すアンサンブル形式が用いられてきた。それとは対照的に、以下の事実が最近明らかにされた。<sup>1-5)</sup> エネルギー殻  $(U - \Delta U, U)$  ( $U$ : エネルギー,  $\Delta U$ :  $O(N)$  のエネルギー幅) に含まれるエネルギー固有状態を重ね合わせた、量子純粋状態を考える。すると、これらのうち (偏りのない自然な尺度で見たときに) 殆ど全ての状態は、磁化や相関関数といった全ての (次節の意味の) 「力学変数」に対し、ミクロカノニカル平均と指数関数的に小さな誤差で一致する期待値を与える。この結果は、指定したエネルギーを持つ全ての量子純粋状態のうち、ほとんど全てが熱力学的平衡状態を表せることを示している。我々はこれを一般化して、統計力学を、量子純粋状態で定式化し直すことを行った。<sup>6-8)</sup>

まず、上記の状態に限らず、全ての「力学変数」に対して正しい平衡値を与える純粋状態のことを、一般に、熱的量子純粋状態 (Thermal Pure Quantum (TPQ) state) と名付けた。しかし、統計力学の対象は、力学変数だけではない。むしろ、温度やエントロピーといった純熱力学変数の方が、熱力学と結び付いてマクロな予言を可能にする、本質的な統計力学量である。

アンサンブル形式では、純熱力学変数は、von Neumann エントロピーや分配関数で与えられていた。つまり、純熱力学変数は量子力学的な可観測量の期待値として計算することができない。上記のミクロ状態の典型性は、量子力学的可観測量である力学変数のみについての議論なので、一つの TPQ state から純熱力学変数を得ることは一見困難に思える。ところが我々は、適切な TPQ state を用いれば、その長さから純熱力学変数が求まることを見いだした。つまり、たった一つの TPQ state から、統計力学で興味ある全ての量が求まることを明らかにした。<sup>6,7)</sup>

本記事では特に、canonical TPQ (cTPQ) state<sup>7)</sup> を詳しく紹介する。上述したエネルギー殻上のランダムベクトルは、エネルギーを指定した TPQ state であったが、cTPQ state とは温度を指定した TPQ state であり、比熱などの計算に便利な TPQ state である。また、cTPQ state はランダムな初期状態にハミルトニアンを掛け算をした状態達から作ることができる。そのため、TPQ state による定式化は、理論的な興味のみならず、応用上にも大きなメリットがある。その一例として、代表的なフラストレーション系である、カゴメ格子系上のハイゼンベルグ模型の数値計算結果を示す。

## 2. canonical TPQ state

対象系は  $N$  サイト (あるいは  $N$  粒子) からなる量子系とし、そのヒルベルト空間を  $\mathcal{H}_N$  とする。文献7では、 $\dim \mathcal{H}_N$  や力学変数  $\hat{A}$  のノルム  $\|\hat{A}\|$  が有限であると仮定していたが、ここでは  $\dim \mathcal{H}_N = \infty$  や  $\|\hat{A}\| = \infty$  でも成り立つ形式を紹介する。<sup>9)</sup> 統計力学の対象になる力学変数は、量子力学的な可観測量のうち、磁化や相関関数といったマクロな力学量

のみである。つまり、統計力学における「力学変数」とは、局所演算子の高々  $O(1)$  次の多項式として表される物理量だけである。我々は、アンサンブル形式が熱力学<sup>10,11)</sup> と整合する結果を与えるような通常の系を考えるので、どんな (上記の意味の) 力学変数  $\hat{A}$  の自乗のアンサンブル平均  $\langle \hat{A}^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}}$  も、せいぜい  $N$  の低次多項式でしか増大しない<sup>\*1</sup>:

$$\langle \hat{A}^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}} \leq KN^{2m}. \quad (1)$$

ここで、 $K = O(1)$  と  $m = O(1)$  は、 $\hat{A}$  とは無関係な定数である。これらの仮定の下で、以下の結果が得られる。

系のハミルトニアンを  $\hat{H}$  とすると、アンサンブルを用いた従来の統計力学では、 $N$  と逆温度  $\beta$  を指定した熱平衡状態はギブズ状態  $\exp[-\beta\hat{H}]/Z$  で表されていた。これに対して、同じ熱平衡状態を表す TPQ state である cTPQ state は、次式で定義される。<sup>\*2</sup>

$$|\beta, N\rangle \equiv \sum_i c_i \exp[-\beta\hat{H}/2] |i\rangle \quad (2)$$

ここで、 $|i\rangle_i$  は  $\mathcal{H}_N$  上の任意の正規直交基底、<sup>\*3</sup> 各  $c_i = (x_i + iy_i)/\sqrt{2}$  は  $x_i$  と  $y_i$  を共に標準正規分布でサンプルした複素数である。 $|i\rangle_i$  の任意のユニタリー変換に対して確率変数  $\{c_i\}_i$  は不変な測度を持つので、 $|i\rangle_i$  として product state など自明な基底を用いることができる。アンサンブルを用いる場合、等重率の原理を仮定するが、後に見るように、TPQ state ではこの一様測度の複素確率変数  $\{c_i\}_i$  が等重率に代わる役割を果たす。そして、この cTPQ state  $|\beta, N\rangle$  を用いれば、エントロピーや自由エネルギーといった純熱力学変数は  $|\beta, N\rangle$  の長さから、そして、磁化や相関関数といった力学変数の平衡値は  $|\beta, N\rangle$  での期待値を計算するだけで、求めることができる。これらを順番に見ていこう。

まず、熱力学関数の一つである自由エネルギーについては、 $\{c_i\}_i$  のランダムネスに由来した、 $N$  の指数関数で小さくなる誤差の範囲で

$$f(\beta; N) = -\frac{1}{N\beta} \ln \langle \beta, N | \beta, N \rangle, \quad (3)$$

が成り立つ。<sup>\*4</sup> ここで  $f(\beta; N) \equiv -(1/N\beta) \ln Z(\beta, N)$  は、サイト (または一粒子) あたりの自由エネルギー密度、 $Z(\beta, N)$  は分配関数である。<sup>\*5</sup>

上で述べた「誤差」とは、 $|\beta, N\rangle$  が乱数  $\{c_i\}_i$  を持つ結果、 $|\beta, N\rangle$  の長さがばらつき、式(3)からずれる誤差である。この誤差が  $N$  の指数関数で小さいことは、具体的には、次の不等式のように評価することができる: 任意の正数  $\epsilon$  に

\*1 この条件は、 $\|\hat{A}\| = \infty$  であっても通常は満たされる。

\*2  $\exp[-\beta\hat{H}/2]$  は高エネルギー状態のカットオフとして働いており、 $\dim \mathcal{H}_N = \infty$  の場合、 $\sum_i c_i$  と  $\exp[-\beta\hat{H}/2]$  の順序は交換できない。

\*3 一般に、物理量を規約表現する  $\mathcal{H}_N$  は可分、すなわち、その基底は離散的にラベル付けできることが知られている。

\*4 文献7では  $\ln \lambda$  という項がこれに加わるが、これは  $c_i$  の定義が本記事とは異なることによる定数の差である。式(11)も同様。

\*5 自由エネルギー密度の引数が、 $(\beta, N)$  ではなく  $(\beta; N)$  となっているのは、 $N \rightarrow \infty$  で  $f(\beta; N)$  が  $N$  に依存しない関数  $f(\beta)$  へと収束することを強調するためである。

ついて

$$P\left(\left|\frac{\langle \beta, N | \beta, N \rangle}{Z(\beta, N)} - 1\right| \geq \epsilon\right) \leq \frac{1}{\epsilon^2 \exp[2N\beta\{f(1/2\beta; N) - f(1/\beta; N)\}]} \quad (4)$$

が成り立つ。ここで、 $P(\dots)$ は $\dots$ が満たされる確率である。右辺の分母の項のうち、 $\beta$ は $O(1)$ で、熱力学より $f(1/2\beta; N) - f(1/\beta; N)$ も正の $O(1)$ の量である。よって、式(4)の右辺は $N$ を増やすにつれて指数関数的に小さくなる。

力学変数 $\hat{A}$ の平衡値は、cTPQ stateの期待値 $\langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{TPQ}} \equiv \langle \beta, N | \hat{A} | \beta, N \rangle / \langle \beta, N | \beta, N \rangle$ から指数関数的に小さな誤差で得ることもできる。<sup>\*6</sup> この期待値 $\langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{TPQ}}$ と、カノニカルアンサンブル平均 $\langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}} \equiv \text{Tr}[e^{-N\beta\hat{A}} \hat{A}] / Z$ がずれる確率の上限を見積もると、任意の正数 $\epsilon$ について、

$$P\left(\left|\langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{TPQ}} - \langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}}\right| \geq \epsilon\right) \leq \frac{1}{\epsilon^2} \frac{\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}} + \langle (\hat{A})^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}} - \langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}}^2}{\exp[2N\beta\{f(1/2\beta; N) - f(1/\beta; N)\}]} \quad (5)$$

ここで、 $\langle (\Delta \hat{A})^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}} \equiv \langle (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}})^2 \rangle_{\beta, N}^{\text{ens}}$ である。式(5)の右辺の分子はマクロな力学量 $\hat{A}$ や、そのゆらぎのアンサンブル平均である。これらの項は、式(1)より、系の大きさ $N$ を増やすにつれて高々 $N$ の多項式程度の速さでしか増えない。一方、分母は式(4)と同様に $O(\exp[N])$ で増大する。よって、式(5)の右辺は $N$ を増やすにつれて指数関数的に小さくなるのが分かる。つまり、一つの状態 $|\beta, N\rangle$ によるマクロな力学変数 $\hat{A}$ の期待値は、指数関数的に小さな誤差で正しい平衡値を与えることが示された。

以上により、統計力学で興味ある物理量は全て、たった一つのcTPQ stateから得られることが分かった。この、TPQ stateに基づいた統計力学の定式化を、アンサンブル形式と対比して、TPQ形式と呼ぶことにする。

なお、TPQ stateはヒルベルト空間 $\mathcal{H}_N$ 上のベクトルであり、ギブズ状態に余分な自由度を付けて(いわゆる“purification”<sup>12)</sup>により)純粋状態にしたもの(例えば、Thermo Field Dynamicsにおける熱平衡状態<sup>13, 14)</sup>)とは全く異なる。

### 3. 数値計算への応用

熱平衡状態を一つの量子純粋状態で表せる、という事実は、理論的な興味のみならず実用上もメリットとなる。従来のアンサンブル形式では、通常、エネルギー固有状態の情報がないと計算できないため、ハミルトニアンを対角化をする必要がある。一方、TPQ stateはエネルギー固有状態ではないので対角化は不要であり、5, 6節で述べるように、初期ランダムベクトルにハミルトニアン行列を掛け算

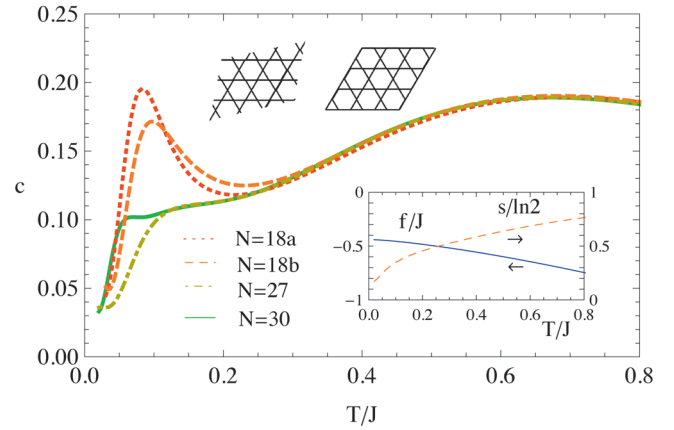


図1 カゴメ格子系での  $c$  vs.  $T$  の結果。  $N=30, 27$  and  $18a, 18b$  に対応するクラスターの形は、それぞれ、図中左、右、そして文献16に示してある(挿入図)。  $N=30$  での  $f$  vs.  $T$  と  $s$  vs.  $T$  の結果。

するだけで得ることができる。計算機的にも、行列の掛け算は並列化効率が高く、近年発達が著しいスパコンの得意とする計算である。さらに、cTPQ stateを用いた計算法は、一回だけ低温まで計算を行うと、それより上の全ての温度での結果が求まる方法となっている。

実例として、我々はTPQ形式を用いてカゴメ格子上の反強磁性ハイゼンベルグ模型の数値計算を行った。この模型では、サイト数 $N$ が12から18程度の数値対角化の結果から、低温において比熱が2つのピークを持つのではないかと言われていた。<sup>15-18)</sup> しかし、カゴメ格子系は代表的なフラストレーション系であり、量子モンテカルロ法では負符号問題が生じるなど、有限温度の計算が困難なため、本当に2つのピークがあるのか未だに決着はついていない。図1にcTPQ stateを用いて得られた比熱(メインの図)と、自由エネルギー密度とエントロピー密度(挿入図)の数値計算結果を示す。cTPQ stateによる計算でも、 $N=18$ では従来の結果を再現し、確かに比熱が2つのピークを持つ。<sup>16)</sup> しかし、数値対角化では計算困難な $N=27$ と30について、cTPQ stateでの計算を行って得た結果を見ると、低温側(0.1J付近)のピークがほとんど消えてしまうことが分かった。これらの結果は $N \rightarrow \infty$ において比熱の低温側のピークが存在しないことを示唆する。

また、式(4)-(5)の右辺の $\epsilon$ 以外の全ての項はcTPQ stateによって計算できる量から成っている。この意味で、TPQ形式での数値計算は、計算結果自身から精度を見積もることができる。実際に、比熱の計算結果の初期乱数に依存した誤差を見積もると、 $N$ を30まで増やすと、 $T=0.1J$ という低温に至っても誤差は依然1%以下であることが保証される。

これほど低温でも誤差が小さいのは、計算した系がフラストレーション系であることと密接に関わっている。フラストレーション系では低温でのエントロピーが非常に大きく、図1の挿入図にも示したように、カゴメ格子では $T=0.1J$ で全エントロピーの30%ものエントロピーがある。こ

\*6 ひとたび自由エネルギーを得れば、ルジャンドル変換により他の熱力学関数を、微分により純熱力学変数や力学変数の平衡値を得ることができる。しかし、アンサンブル形式で力学変数についてアンサンブル平均が実用上よく用いられることに似て、TPQ stateを用いる場合でも自由エネルギーを経由するよりも期待値で直接求める方が便利である。

れはフラストレーションの効果で様々な低励起状態が存在する結果であり、1次元系の低励起状態が非常に少ないこととは対照的である。<sup>17)</sup>そして、この大きなエントロピーは式(4)、(5)の右辺の分母が大きく、計算の誤差が非常に小さいことを意味する。つまり、従来の複雑すぎて解けない、と言われてきたフラストレーション系やフェルミオン系では、むしろTPQ stateの持つ誤差が小さくなるということであり、TPQ形式はこういった系に対して特に大きなメリットがあると期待される。実際我々のグループは最近、強相関電子系の性質を、TPQ stateの一種であるgrand-canonical TPQ stateを使って、広い温度範囲で精度良く求めることにも成功している。<sup>9)</sup>

#### 4. メカニズム

ここまで結果のみを列挙してきたので、まだ違和感を感じている方もおられるだろう。そこで、これ以降の節はTPQ stateの物理的描像や具体的な計算法について説明していく。実は、ランダムな初期値 $\{c_i\}_i$ が基底変換に対して不変な測度を持つことが重要な役割を果たしているのである。このことを見るため、エネルギー密度 $\hat{h} \equiv \hat{H}/N$ の固有状態 $\hat{h}|n\rangle = u_n|n\rangle$ による基底 $\{|n\rangle\}$ を用いて $|\beta, N\rangle$ を展開する。

$$|\beta, N\rangle = \sum_n c_n \exp[-N\beta u_n/2]|n\rangle. \quad (6)$$

ここで $\{c_n\}_n$ は $\{|n\rangle\}_n$ に対応した係数であるが、ユニタリー変換に対して不変な測度を持つ。つまり、 $\{c_n\}_n$ は依然として同じガウス分布に従って生成された乱数の組であるとみなせる。この状態が持つエネルギー分布 $h(u, N)$ を見てみよう。

$$h(u, N) \equiv \frac{1}{\delta u} \sum_n' |c_n|^2 e^{-N\beta u_n} \approx \tilde{g}(u, N) e^{-N\beta u} \quad (7)$$

ここで、 $\sum_n'$ は $u_n \in (u - \delta u, u]$ なる $n$ についての和、 $\delta u$ は $O(1)$ の小さなエネルギー幅、 $\tilde{g}(u, N) \equiv \delta u^{-1} \sum_n |c_n|^2$ である。 $\delta u$ を固定し、 $u$ を変化させることで、 $h(u, N)$ は $|\beta, N\rangle$ のエネルギー分布関数とみなせる。この時、一つ一つの $|c_n|^2$ は当然ランダムにゆらいでしまうが、どの有限温度領域においても、 $(u - \delta u, u]$ に含まれる状態数は指数関数的に大きい。その結果、大数の法則が働き、たくさんの和から成る $\tilde{g}(u, N)$ は平均値、すなわち状態密度 $g(u, N)$ に非常に近い分布を持つのである。その結果、cTPQ state $|\beta, N\rangle$ のエネルギー分布は

$$h(u, N) = g(u, N) e^{-N\beta u} \quad (8)$$

という、ギブズ状態のエネルギー分布とも一致した分布であることが分かる。つまり、cTPQ stateとは、式(8)のようなエネルギー分布を持つ量子純粋状態達の中からランダムに一つが取り出されてきた状態なのである。

#### 5. microcanonical TPQ state

1節で熱平衡状態を表す状態としてTPQ stateを大雑把に特徴づけたが、ここでTPQ stateを厳密に定義しよう。ある状態 $|\psi\rangle$ が何らかの確率測度に従って生成される時、 $N \rightarrow \infty$ につれて、全ての(2節の意味の)「力学変数」 $\hat{A}$ に対して一様に

$$\langle \psi | \hat{A} | \psi \rangle / \langle \psi | \psi \rangle \xrightarrow{P} \langle \hat{A} \rangle_N^{\text{ens}} \quad (9)$$

と確率収束していく時、 $|\psi\rangle$ をTPQ stateと定義する。ここで、 $\xrightarrow{P}$ は $N \rightarrow \infty$ につれて確率収束することを意味し、 $\langle \hat{A} \rangle_N^{\text{ens}}$ は対応するアンサンブル平均である。

この定義は、十分大きな $N$ についてTPQ stateをたった一つ用意すれば、全ての力学変数に対して平衡値が得られることを要求している。先行研究<sup>1-5)</sup>で導入されたエネルギー殻内のランダムベクトルも、cTPQ stateもこの定義を満たしている。後者はそれに加え、ベクトルの長さが純熱力学量を与えるという特別な性質を持っていた。そこで、前節のアイデアに倣って、ベクトルの長さから純熱力学量が計算可能なもう一つのTPQ state、microcanonical TPQ (mTPQ) stateを導入する。<sup>6)</sup>ただし、このmTPQ stateは、実用上の構成のしやすさを重視する。

数値計算などの実際の計算では、 $\mathcal{H}_N$ は有限次元のものを用いる。そのような有限次元空間は、通常のように、スピン系やハバード模型のような有効モデルを用いるか、エネルギーにカットオフを入れれば得られる。<sup>7)</sup>そうしておいてから、ランダムベクトル $|\psi_0\rangle \equiv \sum_i c_i |i\rangle$ を用意する。<sup>\*7</sup>4節で見たように、 $|\psi_0\rangle$ は状態密度 $g(u)$ と非常に近いエネルギー分布を持った量子純粋状態である。そこで、これに $\hat{h}$ の関数を掛け、望みのエネルギー殻内にエネルギー分布が集まった状態を作る。 $\hat{h}$ の関数としては様々な可能性があるが、その中で、次式で定義される状態 $|k\rangle$ はとても効率的に生成することができて便利である<sup>6)</sup>:

$$|k\rangle \equiv (l - \hat{h})^k |\psi_0\rangle \quad (k=0, 1, 2, \dots), \quad (10)$$

ここで、 $l$ は $l \geq [\hat{h}$ の最大固有値]なる任意の定数である。この状態 $|k\rangle$ がmTPQ stateである。

このmTPQ stateに関する結果を以下列挙すると、まずエネルギー密度の平衡値 $u_k$ は、 $u_k = \langle k | \hat{h} | k \rangle / \langle k | k \rangle$ で得られる。より一般に、任意の力学変数 $\hat{A}$ の平衡値も $\langle k | \hat{A} | k \rangle / \langle k | k \rangle$ で得られる。そして、この値がエネルギー $Nu_k$ のミクロカノニカルアンサンブル平均へと、 $N$ を増やすにつれて収束していくことが示せる<sup>6)</sup>ので、 $|k\rangle$ はTPQ stateの定義式を満たしているのである。また、純熱力学量についても、 $|k\rangle$ の長さがエントロピー密度 $s(u)$ を与える。<sup>7)</sup>つまり、

$$\frac{1}{N} \ln \langle k | k \rangle - \frac{2k}{N} \ln(l - u_k) \xrightarrow{P} s(u_k) \quad (11)$$

が成り立つ。

<sup>\*7</sup>  $\dim \mathcal{H}_n$ を有限化した結果、式(2)の $\sum_i c_i$ と $\exp[-\beta H/2]$ は交換できるようになる。

以上の結果は、cTPQ stateと同様の結果であるが、mTPQ stateのメリットはランダムベクトルにハミルトニアン密度  $\hat{h}$  を  $O(N)$  回掛け算するだけで容易に生成できる点にある。この性質を利用し、次の節ではcTPQ stateを、mTPQ state達を重ね合わせることで構成する。

## 6. canonical TPQ stateの分解

cTPQ stateは温度を指定しているのので、系の低温の性質を見る時にメリットがある。そのcTPQ stateを効率的に構成するため、次のように  $\exp[N\beta(l-\hat{h})/2]$  をテイラー展開し、mTPQ state達の重ね合わせ状態に分解する：

$$|\beta, N\rangle = e^{-N\beta/2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(N\beta)^k}{2^k k!} |k\rangle = e^{-N\beta/2} \sum_{k=0}^{\infty} R_k |\psi_k\rangle. \quad (12)$$

ここで、 $|\psi_k\rangle \equiv |k\rangle/\sqrt{\langle k|k\rangle}$  は規格化されたmTPQ stateであり、 $R_k \equiv \sqrt{\langle k|k\rangle} (N\beta/2)^k/k!$  は重ね合わせの係数である。これは無限和であるが、実はこの和に主要な寄与をする  $k$  の数はあまり多くなく、 $R_k (>0)$  が最大値を取るのは、 $u_k$  の値が  $\langle \beta, N|\hat{h}|\beta, N\rangle$  に最も近いような  $k$  の時であることが示せる。<sup>7)</sup> そして、他の  $k$  の寄与は、対応する  $u_k$  が  $\langle \beta, N|\hat{h}|\beta, N\rangle$  から遠ざかるにつれ、指数関数的に減衰していく。つまり、cTPQ stateは寄与の大きな少数個のmTPQ state達のみを使って効率的に構成することができるのである。3節で示した数値計算結果も、この分解に基づいて計算を行った。

## 7. エンタングルメント

TPQ形式では平衡状態を量子純粋状態を表すのに対し、アンサンブル形式では平衡状態をギブズ状態  $\exp[-\beta\hat{H}]/Z$  などの混合状態で表す。このように全く異なった状態が同一の熱平衡状態を記述できるのは、統計力学の対象がマクロな物理量であり、系の自由度に比べて圧倒的に少ない数のマクロ物理量を測るだけでは、平衡状態が純粋状態か混合状態なのか区別するには情報が全く足りないということに由来している。<sup>1,2)</sup> しかし、状態の量子エンタングルメントを見ると、マクロな力学量ではない  $N$  体相関を見ることになるので、これらは区別できる。<sup>8)</sup>

その実例を、図2に示す。これは、 $N=16$  の1次元ハイ

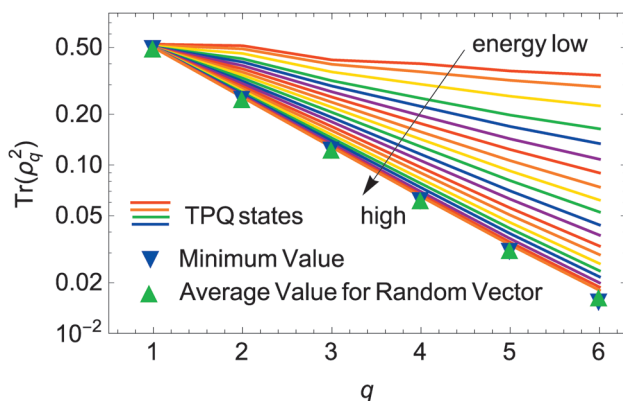


図2  $N=16$ でのハイゼンベルグ鎖のPurity vs.  $q$ の結果。

ゼンベルグ鎖のmTPQ stateを求め、16サイトのうち連続する  $q$  サイトを残し、ほかのサイトをトレースアウトして得られた縮約密度行列  $\rho_q$  の、purity  $\text{Tr}[\rho_q^2]$  を計算した結果である。<sup>8)</sup> TPQ stateは量子純粋状態なので、このpurityがエンタングルメントの大きさを測る物差しになる。即ち、purityが小さいほどmTPQ stateは大きな量子エンタングルメントを持つ。

まず、図2の中で下向き三角形はpurityの理論的な最小値である。一方、上向き三角形は、ランダムベクトル  $|\psi_0\rangle$  の持つpurityの解析的に導出された平均値である。<sup>19)</sup> この2つの結果はほぼ重なっており、 $|\psi_0\rangle$  がほぼ最大限にエンタングルした状態であることが分かる。次に、図2の各線は、それぞれがエネルギーの異なったTPQ stateでのpurityの数値計算結果である。<sup>8)</sup> TPQ stateでは縮約密度行列のpurityが非常に小さく、指数関数的に大きな量子エンタングルメントを持ち、特に高温領域ではほとんど最大限にエンタングルしていることが分かる。これとは対照的に、ギブズ状態は高温領域でエンタングルメントがほとんど無くなる。例えば、温度無限大ではギブズ状態は恒等演算子  $\hat{1}$  になり、エンタングルメントを一切持たない。アンサンブル形式では、指数関数的な個数のエネルギー固有状態を古典混合するので、量子エンタングルメントは小さくなるのだ。それに対してTPQ stateでは、莫大な個数のエネルギー固有状態を重ね合わせて巨大な量子エンタングルメントを作ることで、平衡状態のマクロな性質を全て再現しているのである。

例えば、物理量のゆらぎは、アンサンブル形式では、量子ゆらぎと確率混合によるゆらぎ(いわゆる「熱ゆらぎ」)の和であったが、TPQ stateには後者のゆらぎはない。しかし実は、量子ゆらぎと「熱ゆらぎ」は、そもそも個別に実測できる量ではなく、その和だけが実測できる。その実測されるゆらぎの大きさについては、TPQ stateもアンサンブル形式と同じ値を与える。TPQ stateでは、巨大な量子エンタングルメントを作ることで、「熱ゆらぎ」も量子ゆらぎの中に取り込んでいるのである。<sup>8)</sup>

このように、平衡状態を表すマイクロ状態は一意的ではない。TPQ stateは純粋状態の側、アンサンブルは混合状態の側の極限的な例であり、例えば同じ平衡状態を表す数個のTPQ stateをほどほどに混合させることで、同じ平衡状態を表す中間の状態をいくらかでも作ることができる。実験でどれが実現するかは実際に平衡状態を用意するやり方に強く依存する。むしろ統計力学を使う立場である人類にとって重要なのは、マイクロには気の遠くなるほどの数が存在する全く異なる状態達が、全て同じ熱力学的な平衡状態を表しており、TPQ形式でもアンサンブル形式でも、都合のよい定式化を使って計算をすれば、どれでも系の熱力学的性質を得ることができる、という事実だろう。

参考文献

1) 杉田 歩: RIMS 講究録 **1507** (2006) 147.  
 2) A. Sugita: Nonlinear Phenom. Complex Syst. **10** (2007) 192.  
 3) S. Popescu, A. J. Short and A. Winter: Nat. Phys. **2** (2006) 754.  
 4) S. Goldstein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 050403.  
 5) P. Reimann: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 160404.  
 6) S. Sugiura and A. Shimizu: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 240401.  
 7) S. Sugiura and A. Shimizu: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 010401.  
 8) S. Sugiura and A. Shimizu: in *Physics, Mathematics, and All That Quantum Jazz*, Kinki University Series on Quantum Computing, Vol. 9, ed. by S. Tanaka, M. Bando and U. Güngördü (World Scientific, Singapore, 2014), p. 245. (arXiv: 1312.5145)  
 9) M. Hyuga, S. Sugiura, K. Sakai and A. Shimizu: Phys. Rev. B **90** (2014) 121110(R).  
 10) H. B. Callen: *Thermodynamics* (John Wiley and Sons, New York, 1960).  
 11) 清水 明: 『熱力学の基礎』(東京大学出版会, 2007).  
 12) M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000).  
 13) Y. Takahashi and H. Umezawa: *Collective Phenom.* **2** (1975) 55.  
 14) H. Umezawa, H. Matsumoto and M. Tachiki: *Thermo Field Dynamics and Condensed States* (North-Holland, Amsterdam, 1982); M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000).  
 15) V. Elser: Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2405.  
 16) N. Elstner and A. P. Young: Phys. Rev. B **50** (1994) 6871.  
 17) P. Sindzingre, G. Misguich, C. Lhuillier, B. Bernu, L. Pierre, Ch. Waldmann and H.-U. Everts: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2953.

18) M. Isoda, H. Nakano and T. Sakai: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 084704.  
 19) A. Sugita and A. Shimizu: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 1883.

(2014年1月15日原稿受付)

Formulation of Statistical Mechanics Using Thermal Pure Quantum State

Sho Sugiura and Akira Shimizu

abstract: We have established a new formulation of statistical mechanics based on a pure quantum state, which we call a thermal pure quantum (TPQ) state. A single TPQ state gives all quantities of statistical-mechanical interest. Namely, it gives equilibrium values of mechanical variables, such as the magnetization and correlation function, and those of genuine thermodynamic variables and thermodynamic functions, such as the entropy and free energy. In the TPQ formulation, all thermal fluctuations are included in quantum-mechanical fluctuations. As a consequence, TPQ states have much larger quantum entanglement than the equilibrium density operators of the ensemble formulation. In addition to the fundamental interest of statistical mechanics, we show that the TPQ formulation is very useful in practical computations. This is evidenced by applying the formulation to a frustrated two-dimensional quantum spin system.

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 21-1 (3月15日発行) 目次

クラスターから輩出する物理.....永宮正治  
 はじめての講義  
 講義のむずかしさを知る.....宮地悟代  
 教えることの難しさ.....西岡圭太  
 物理ができないとはどういうことなのか.....関野恭弘  
 講義室  
 カルノー機関と等温等圧過程.....齋藤嘉夫  
 電磁気の単位系について.....園田英徳  
 外部電場中に置かれた導体の分極.....谷林 衛, 谷林 慧  
 有効数字教育の変化とその影響.....大多喜重明, 長井清香  
 教育実践  
 物理の“しきい”を下げる試み—「力学」教育の現場から  
 .....佐々木 進

連載 物理オリンピックと物理教育  
 物理チャレンジ「第1チャレンジ」の取り組みと課題  
 .....鈴木 勝  
 談話室  
 重心・慣性モーメントの計算公式は物理外か?  
 —戦中派(満92歳)の述懐.....中野嘉弘  
 教育に関する一言.....赤羽 明  
 開催情報  
 寄贈書リスト  
 編集後記



安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

## 準結晶と結晶をつなぐ物質の超伝導

機能性物質・構造素材として「結晶」または「アモルファス」という形の固体が様々な用途で利用されている。原子が周期的に整列している結晶にはシリコンなどの半導体、ダイヤモンドなどの絶縁体、金・銀・銅などの金属がある。逆にランダムに原子が並んでいるアモルファスの代表例はガラスである。D. Shechtman博士(2011年ノーベル化学賞)によって1984年に発見された「準結晶」は、周期的ではない特殊な規則(準周期性)に従って原子が並んだ固体である。結晶と似た回折像が現れるが、その回転対称性は結晶では許されないものである。発見当初は第3の固体と呼ばれた準結晶も現在では広義の結晶と定義されている。

結晶では様々な電子状態が解明されている。例えば、希土類元素・アクチナイド元素を含む結晶では、物質を様々な方法で制御することにより、長距離磁気秩序の近傍に量子臨界点を作り出し、重い電子液体や異方的超伝導など強相関電子物性に関係した多様な秩序状態を作り出すことができる。一方、準結晶についてみると、その特殊な原子配置の構造についての研究は大きく進展したが、準周期性に特有な電子状態に起因する物性(周期的長距離秩序や超伝導、電子間の斥力が重要になる強相関電子物性などに関するもの)は未解明のままである。

今回、名古屋大学、北海道大学のメンバーからなる研究グループは、希土類元素Ybを含むTsai型の多重殻クラスター構造(図1)を持つAu-Ge-Yb合金を調べ、準結晶と結晶をつなぐ物質である近似結晶が超伝導になることをはじめて発見した。超伝導を示すAu-Ge-Yb近似結晶には転移

温度 $T_c$ が0.68 Kの非磁性物質[以下ではAGY(I)と略記]と0.36 Kの磁性物質[AGY(II)]の2つの物質が存在し、クラスター中心の原子の種類と配置のわずかな違いにより超伝導・磁性の違いが現れることが明らかになった。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2015年2月号に掲載された。

図1に示すように、AGY(I)のクラスター中心は回転の自由度を持つAuの正4面体であり、AGY(II)のクラスター中心はラットリングの自由度を持つ希土類Yb原子である。2つの系の磁性の比較から、正20面体を形成するYb原子は磁気モーメントを持たず、中心に位置するYb原子は磁性を持つと考えられる。AGY(I)とAGY(II)における超伝導転移温度の違いも局所構造の違いとそれに関係した磁性の違いに起因する可能性が高い。これはTsai型クラスター構造を持つ物質系が局所構造の違いで電子状態を制御できることを示唆するものであり、本研究の重要な結果と考えられる。同研究グループは以前にAGY(I)と同じクラスター構造を持ち、正20面体上のYb原子が磁気モーメントを持つAu-Al-Yb近似結晶と準結晶を作製することに成功し、対照実験を行うことにより準結晶が結晶とは性質の異なる量子臨界現象を示すことを発見した。本研究はこのAu-Al-Yb準結晶・近似結晶との関係についても多くの興味を引き付けている。

準結晶の超伝導については、Bergman型クラスター構造を持つAl-Mg-Zn( $T_c=0.4$  K)とAl-Cu-Li( $T_c=1.5$  K)が知られているが報告は少ない。Au-Ge-Yb近似結晶の超伝導の発見は、物質のバリエーションが豊富なTsai型クラス

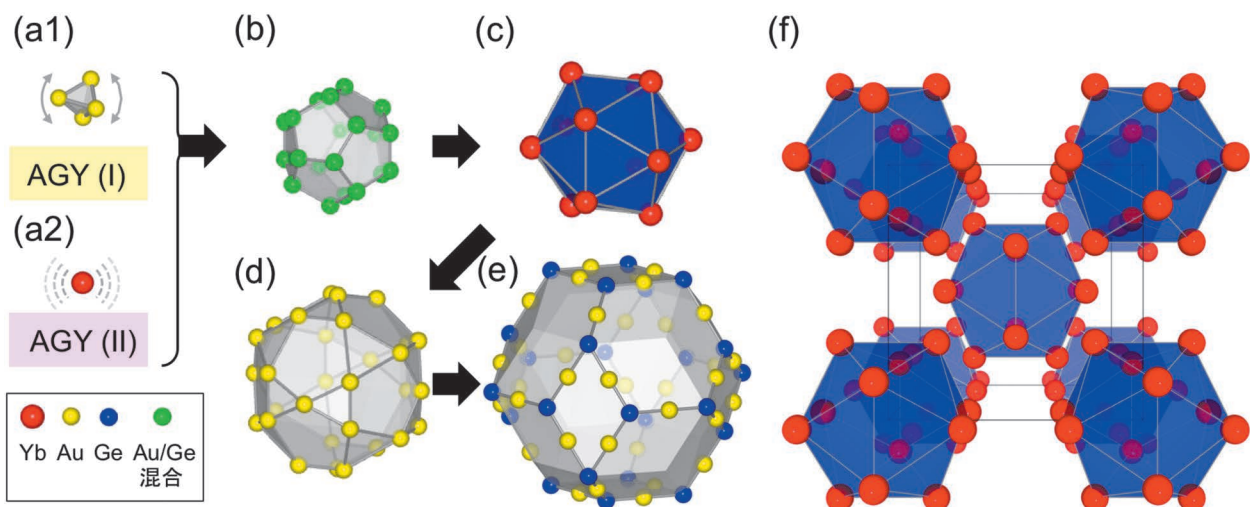


図1 Tsai型の多重殻クラスターと近似結晶の結晶構造。(a1) AGY(I)の回転の自由度を持つAuの正4面体。(a2) AGY(II)のラットリングの自由度を持つ希土類Yb原子。(b) 第2殻の正12面体。(c) 第3殻の希土類Yb原子の正20面体。(d) 第4殻の20・12面体。(e) 第5殻の菱形30面体。(f) 希土類Yb原子の正20面体のみを表示した体心立方の1/1近似結晶の結晶構造。日本物理学会誌70巻1号の綴込付録の「Tsai型クラスター組立模型」が参考になる[下田正彦:日本物理学会誌70(2015)4]。組立用の展開図は日本物理学会HPの「会員専用」ページからダウンロード可能である。

ター構造を持つ物質系で準結晶の超伝導を探索することにより、結晶と準結晶の超伝導の性質の違いを比較できる可能性を見出した。希土類を含む Tsai 型クラスター構造を持つ物質系は、局所構造による物性制御が可能な点と、原子配置の規則性(周期性と準周期性)が物性に及ぼす効果を解明できる点において、他に類を見ないユニークな系である。今後の研究の展開が期待される。

#### 原論文

Superconductivity of Au-Ge-Yb Approximants with Tsai-Type Clusters

K. Deguchi, M. Nakayama, S. Matsukawa, K. Imura, K. Tanaka, T. Ishimasa and N. K. Sato: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 023705.

〈情報提供：出口和彦(名古屋大学大学院理学研究科)  
佐藤憲昭(名古屋大学大学院理学研究科)  
石政 勉(北海道大学工学研究院)〉

#### News and Comments

First Observation of Superconductivity in New Alloys with Tsai-Type Clusters

A. Koga: JPSJ News Comments **12** (2015) 02.

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2014年12月に掲載可となった中から2015年1月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を紹介しています。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心にした読み物ですので、参考文献などはなるべく省いています。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」でも公開しています。内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧ください(掲載から約1年間は無料公開)。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧ください。

JPSJ編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

#### 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\_jaac.jp

## ユーリッヒ滞在記

小林 秀樹 〈ユーリッヒ研究センター〉

ユーリッヒという人口3万人ほどのドイツの田舎町を知っているだろうか。ここは、ドイツの西、アーヘン、ケルン、デュッセルドルフを結ぶ三角形のほぼ中央に位置する国境近くの町だ。ドイツ人でさえも大抵の人は知らないだろう。その町の近くにユーリッヒ研究センター (Forschungszentrum Jülich; FZJ) はある。脳、創薬から核融合と幅広い分野の総合研究所として一部分野の研究者には有名だ。私がポスドクとしてここに来て、既に2年と数カ月が経つ。ここでの生活は、研究も含めて非常に快適だ。周囲の数十キロはほぼ平坦な地形なので、地平線を望む景色も美しく、自転車で出かけるのも楽しい。ケルンとデュッセルドルフはそれぞれ、ケルシュとアルトビールという上面発酵ビールの本場としても有名で、ブラウハウスを巡るのもまた格別。両都市の美術館の収蔵品も素晴らしく、常設展示であっても見応えがある。現代美術の展示品も多く、好きな人にはかなり刺激的だろう。オーケストラの公演は立ち見のチケットなら10ユーロ位からあり、本場ドイツで音楽を堪能できる。このように、ここは食事、芸術、自然など、その気があれば幾らでも楽しめる環境だ。勿論、研究が生活の中心であり、これが充実しているからこそ、快適な日々だとは思う。それを前提として、私が実感した、国外でストレスをあまり感じることなく楽しく過ごすコツは、日本と同じものを求めるのではなく、その土地に根ざした、美味しいもの、面白いものを見つけ、それらを楽しむことだ。だが、異国の地なので、様々な問題に出くわすこともある。私はこれまでここで、引っ越しを2回、ビザの書き換え数回、妻のドイツ移住などを経験している。そこで遭遇した問題や日本との相違点の中で、特にドイツで研究生活を行おうと考えている方に有用と思える事柄を縷々述べようと思う。

まず研究についてだが、これは環境や人員を別にすれば、ことさらに日本とドイツで大きな違いはなかったように思う。研究対象が同じであれば、基本、やることは変わらない。日本国内でも研究室ごとに特色があるように、ドイツであるということよりも、やはり研究室ごとの違いが主だ。そのため研究そのものにおいては、来て驚くようなことはあまりないだろう。それを踏まえて、FZJの私がいる部門 (ICS2/IAS2 Theoretical softmatter and biophysics. 生体やソフトマターの数値計算が主) の特徴を述べると、実験との連携が密であることだろう。具体例をあげると、私の上司は、現在、数値計算だけでなく実験プロジェクトの研究代表者にも名を連ねている。これは実験と数値計算間で検証

や解析を補完しあうことが目的だ。実験グループがFZJに所属していることもあって、得られて間もない実験データの詳細を知ることができるのは非常に大きな利点だ。それによって、お互いに次の実験や数値計算の方針を決めることもできるのだ。

一方で、文化が異なるが故に、日常生活においては多くの違いを実感する。例えば水の使用について、ドイツ人は、水道料金が高いからなのか、水をあまり使わない。それが最も顕著に表れるのは、食器などの洗い物に対してだ。普段、彼らは食器洗浄機を使うか、水を貯めたシンクに洗剤を溶かし浸け置き洗いをする。そして、後者の場合、水ですすいだりしないのだ。実際、ブラウハウスの洗い場を観察していると目にするが、グラスなどを洗う際、シンクの水に1秒ほど浸けて、上げたらそれでお仕舞い。日本で行うように、水を流したまま食器をすすいでいるところは見たことがない。私がドイツで一番初めに住んだところは、大家さんの家 (普通の民家) の一室を間借りする形で、台所は共有だった。ここではシンクの横に大量の洗い物が何時も放置してあったので、私は、日本で洗うように水を流して洗っていた。ある日、大家さんが、それを見て叫んだのだ、「水を流しちゃ駄目!」と。そしてこう厳命された。「貴方は食器を洗わないで、私が洗うから」。大量に洗い物が溜まっているように見えたのは、浸け置き洗いの効率を上げるためだったのだ。正に小さな親切、大きなお世話であった。

炊事の面でも大きな違いが存在する。それを私が知ったのは2度目の引っ越しの際だ。引っ越し先の候補をある程度絞り込んだ後に、既に数年ユーリッヒに住んでいるアメリカ人の友人に「この地区に引っ越すつもりなのだけど、どう思う?」と助言を求めた。すると、逆に質問されたのだ「夕食時には火を使って調理する?」、「当たり前じゃないか」と私が答えると、「じゃあ、その地区には住まない方が良い」と言われた。実は、ドイツの伝統的な家庭では、昼食以外は、火を使った料理を作らないのだ。朝食は、いわゆる“冷たい食事”と呼ばれる、パン、チーズ、ハム、切った野菜、夕食はそれに加えて昼に作ったスープを温める程度。このことが住む場所を決める際に問題になってくるのだ。即ち、夕食時に火を使って料理をしていると、その臭いに耐えかねた隣人が、文句を言いに行ってくるのだそう。これを聞いて、念のため、ドイツ人の同僚に“冷たい食事”について訊ねると皆それを肯定した。そこで「もし、夕食時に油の匂いとかがしてきたら、文句を言いに行く?」と聞くと、「今まで経験が無いから分からないけど、嫌だ

なと思う」と言われたのだ。小さな町であっても区画ごとに住人の層には違いがある。伝統的なドイツの生活を貴ぶ人が多く住む区画では、それに合わせるができないのなら、住むのは避けた方が良いでしょう。実際友人は、その区画に引っ越して直ぐに、別の所へ引っ越したそうだ。

また、アパートに関しても独特の仕様がある。ドイツの賃貸は、大きく分けて家具付きと家具なしに分けられる。家具付きの部屋は、家具から食器までほぼ全てが揃っており、衣服さえ持ってくれば、そのまま生活が始められる充実ぶりだ。但し家賃は高めである。一方、家具なしの部屋は非常に広い上に家賃も安いのだが、部屋の中には何も無い。「何も無い」と言うのは、正に字義通りで、家という名の箱だけで中は空っぽなのだ。私の借りた部屋について述べると、電灯が付いていないどころか、あるのは天井に開いた穴から引っ張りだされた3本のコードだけ。台所にも何も無い。ただ、壁に水と温水の給水栓と、排水用の穴が開いているだけ。水道の蛇口も、シンクも何も無いのだ。幸いなことに、洗面所には洗面台と蛇口とシャワーはついていたが、それ以外は何も無い。この何も無い空間に、職人あるいは自らの手で、自分だけの生活空間を作っていくのがドイツ人のスタイルなのだ。そして、設置した台所や設備は住人が引っ越す際、一緒に次の部屋へと移動する。日曜大工の店が、町の内外に幾つもある理由をこのとき悟った。かくして、今や私も、シーリングテープを水漏れ防止に利用しつつ各種配管を繋げたり、シンクを設置したり、何の躊躇もなくコーキング剤を利用したりできるようになったのだった。ちなみにスペインやイタリアなど、他のヨーロッパ諸国の同僚に聞いてみると、「キッチンと一緒に引っ越しするのはドイツ人だけだよ」と言っていた。せっかく身につけた技術も、有効なのはドイツ国内だけのようだ。

言葉については、研究所内では英語が通じるし、町中でも日常生活だけであれば複雑なドイツ語は必要ない。生活基盤が整った状態で、暮らすだけならば、ドイツ語ができなくとも何とかはなるだろう。また、銀行口座の開設や、アパートの契約など多少複雑なやりとりを必要とする事柄も、大抵は英語を話せる人が各所にいるのでさほど問題は発生しない。ただし、それは、はっきりと形式が定まっていて、かつ、お互いにそれをきちんと認識している場合に限る。高度な交渉が必要だったり、通常の手続きの枠をはみ出ることだったり、相手が把握していない手続きを履行しようとする、途端に難易度が上がるのだ。私が初めてそれを実感したのは、日本の口座へ送金をした時だ。ドイツから日本へ銀行を介して送金する場合、日本と同じように銀行の窓口へ行くか、オンライン・バンキングで行うかのどちらかになる。まずは事前に送金方法を調べ、手順通りに用紙に記入をし、窓口へ行った。しかし、そこで言われたのは「これでは送れない」の一言だった。具体的に言えば、IBANコードの記入に不備があるから送れないと言うのだ。IBANコードとは国際送金時に銀行を識別するた

めの国際規格の一種で、ヨーロッパの銀行はこれを使っている。一方で、日本の銀行の識別コードはSWIFTコードと呼ばれる別の規格だ。私が調べた情報では、日本へ銀行を介して送金する場合、IBANコードの欄にSWIFTコードを記入すれば良かったのだが、世は無情。行員は「IBANコードを記入しろ」の一点張りで、どうにもならなかった。後日、オンライン・バンキングの専用機器を購入してインターネット経由で送金してみると、IBANコード欄にSWIFTコードを入力することで無事に送金できたのだった。

銀行の件は、私の交渉力不足が原因なのだが、(特に、ヨーロッパ外から来た)外国人としてドイツで生活すると、現地人には馴染みのないやり方が必要となる証左とも言える。そして、外国人としてドイツで長期間生活するならば、外国人登録や住所登録、ビザの申請、各種公的年金や保険の加入などの手続きは必須だ。その際に問題が発生することは、大いにありえる。しかし、幸運なことに、私はこういった手続きにおいては、一度も問題に直面したことがない。それは、研究所の秘書や外国人相談係が助けてくれるからだ。実際のところ、私はこれらの手続きの際、市庁舎などに行くこともなく、研究所内の外国人相談係事務室に2度行っただけで全て終了した。手間取りそうな予感がしていたのに、あまりに簡単過ぎて拍子抜けしたほどだった。

妻がドイツに移住した時も同様で、やはり外国人相談係事務室に行っただけで、全ての手続き(私の税区分の変更、妻の住所登録、国民保険加入の三つ)が終了した。このスムーズな手続きの有り難さを知ったのは、このわずか2週間後、渡独して間もない妻が急性虫垂炎になった時のことだ。腹痛に苦しむ妻を連れて、救急病院に駆け込んだのだが、「診療をするには保険証がなければ駄目だ」と無慈悲に宣言する受付係。私は、保険証はまだ届いていない(ドイツでは、こういう仕事は遅い)が、登録手続きは終わっているはずだから調べてくれと頼むと、案の定、妻の国民保険の登録が確認されたのだ。診療が終わるとお医者さん曰く「間違いなく虫垂炎だ。それもかなり悪い。選択肢は二つだ。今すぐ手術するか、死ぬかだ」。勿論、手術することを選び、手術同意書にサインをしたのだった。一時はどうなることかと思ったが、無事に診療を受けられて本当に有り難かった。結局、のべ6日間入院して、払った費用は合計で60ユーロ。毎月払っている高い保険料(単身者なら税金と合わせて、給料の50%弱)は伊達ではないことも分かった。

研究所のサポートは、公的な手続きだけに留まらず、生活の部分にまで至る。日本からドイツへの引っ越し時も、部屋探しや契約は秘書が代行してくれた。私は鍵を受け取って部屋に行くだけですんだのだ。何らかのトラブルが発生し、ドイツ語で交渉を行わねばならない時も、秘書に助けを求めると大抵解決する。例えば、ドイツでは宅配便が時間通りに届かないことは日常茶飯事なのだが、この場合再配達の日時を、ドイツ語で交渉しなければならない。

こういうことは、秘書の仕事ではないのではと思うのだが、彼女は「私に任せなさい」と快諾後、手早く処理するばかりか、序に文句まで言ってくれるのだ。本当に頼りになる。

外国に住むとなると大変なことも多いのだが、ことFZJに関してはその障壁を和らげてくれる人たちが数多くいる。

外国人を受け入れる体制を作るとはこういうことなのだと、しみじみと実感している。そして、恐らくこれは外国人に対してだけではなく、研究者が研究に専念できる環境を作っていることの一つの表れなのだろう。

(2014年10月26日原稿受付)



## 第44回天文・天体物理若手夏の学校開催報告

千秋 元 (東京大学大学院理学系研究科)

天文・天体物理若手夏の学校は、観測的宇宙論から天文学までの分野について学ぶ大学院生が参加するサマースクールです。本年度は44回目を迎え、2014年7月28日から31日にかけて長野県の圓山荘にて開催されました。参加者は、学生の参加者の他に招待講師17名を含めて、総勢345人にのぼりました。本年度は、「つなぐ」をテーマとし、夏の学校の運営の効率化から参加者同士の交流までを意識したさまざまな運営法と企画を実践しました。本稿では、それらについて報告をしたいと思います。

### 1. 夏の学校とは

天文・天体物理若手夏の学校は、観測的宇宙論から天体物理学、天文学までの分野を専攻する日本全国の大学院生が参加する大規模な滞在型研究会です。まず、滞在型という特徴を通じて、さまざまな地域の研究機関に属する学生同士が交流することによって、個々の知識の拡充や共同研究の促進が目的となっています。また、学生が主な参加者であることから、研究を始めたばかりで、天文学会やその他の研究会への参加経験のない修士一年の学生にとって、より参加する敷居の低い研究会であるという特徴もあります。

分野ごとに【重力・宇宙論】、【宇宙素粒子】、【コンパクトオブジェクト】、【銀河・銀河団】、【太陽・恒星】、【星間現象】、【星形成・惑星系】、そして【観測機器】の8つの分科会が設けられ、それぞれの分科会では、希望する大学院生が口頭発表またはポスター発表を行います。口頭発表では学生が座長を務め、事務局とともに分科会を運営します。有志の学生(運営サポーター)によるマイクランナー、カメラマンとしての支援もあります。また、各分科会では招待講師として世界的に活躍する研究者が呼ばれます。毎年、学生が招待講師へ質問をする様子や、両者の闊達な議論が見られます。それから、前年度の夏の学校からポスターアワードの受賞者による講演、ポスターアワード講演が開催されています。口頭発表は3つの会場でのパラレルセッションで行われていますが、このような講演は、分科会の

垣根を越えて他分野の優れた研究発表を聴くことのできる機会となっています。

本研究会は、すべての運営が大学院生によって行われており、日本を5つの地域に分け、5年持ち回り制で運営機関を設けています。本年は東京大学に事務局が設置され、中央大学、東京工業大学、東京理科大学、日本大学、早稲田大学の学生が運営に携わりました。

### 2. 2014年度の夏の学校について

#### 2.1 研究発表について

夏の学校では口頭発表(a講演)、口頭ありのポスター発表(b講演)、それからポスターのみの発表(c講演)の3種類の講演形式があり、a講演での講演希望者が講演可能な人数を超えた場合、bまたはc講演に振り分けられるという【発表振り分け】を実施しました。参加申込時に提出された要旨をもとにして、各座長団が講演形式を振り分けていくという方法を取ります。まず、研究会としての質の向上のためには、レビューより独自の研究成果を発表する参加者を優先するという方向性があります。しかし夏の学校には、修士一年の学生にとって発表しやすい研究会であるという側面もあります。本年度は試験的な運用として、振り分けの最終的な判断は各分科会の座長団に委任することとしました。例えば、重力・宇宙論分科会などでは、発表練習のために修士一年の学生を優先的に口頭発表に残すようにしました。一方、銀河・銀河団分科会などでは修士一年の優先は行わず、独自の研究発表を示している発表者を優先に口頭発表に残すようにしました。

また、前々回までは夏の学校終了時に回収していた集録ですが、前回は参加申込のときに回収をしました。それに対して、前回のアンケートでは「回収時期が早すぎて、修士一年の学生は作成が間に合わない」という意見が多く寄せられました。一方で、夏の学校後に回収する場合、回収率が下がる傾向にあることと、夏の学校開始前にはある程度結論を出しておいてほしいということから、今回は夏の学校の開始直前に回収することとしました。

## 2.2 新企画

発表振り分けの他にも、本研究会では、テーマである「つなぐ」を意識し、研究の質の向上を目指す新企画をいくつか打ち出しました。

特に今回は、発表者と聴衆の意思疎通に関わってくる研究発表の技術向上に焦点を当てました。まず、ポスターアワードに加えて、優れた口頭発表にも賞を贈るオーラルアワードを設定しました。さらに、前年度に引き続きポスターアワード講演を最終日に行った他、オーラルアワード講演も行いました。ポスターは分科会の区別なく上位5位が受賞され、講演をしました。オーラルアワードは各分科会につき1人ずつ受賞されました。時間の都合上、オーラルアワードは2つの会場に分かれて4つの分科会ずつの講演となりましたが、それでも分科会の垣根を越える企画とすることが期待できます。

また、招待講師として筑波大学芸術系の田中佐代子氏をお迎えし、学会発表スライド、ポスター、論文などの作成の際に重要となるビジュアルプレゼンテーションのレクチャーを行っていただきました。前半は講義形式で、研究内容を伝える上で効果的な配色、文字の配置、それから図の作成方法などについての解説がありました。後半は参加者のうち応募のあった学生のスライドやポスターの公開添削があり、それぞれ2名ずつ、学生が添削を依頼しました。

## 3 開催概要

2014年度の夏の学校は、全国の研究機関からのアクセスのよさ、全館貸し切りであるという条件から、長野県戸倉・上山田温泉の圓山荘と決定しました。露天風呂を擁し、徒歩10分で千曲川の雄大な眺めを見ることができる素晴らしい会場です。

参加人数は345人でした。発表振り分けの結果、発表人数は180人、ポスターのみの発表者は128講演でした。参加者数は前年度とほぼ同じくらいでしたが、発表者数は前年度より約25%増え、研究会としての関心度が大きくなっていることが伺えました。会期中、どの分科会会場も学生で溢れかえっており、学生が熱心に手を挙げて質問をする姿が見られました。

アワード発表の後は夜中にも関わらず、受賞者の周りに何人かが集まって話を聞いているという姿が見受けられま



図1 参加者の集合写真。

した。そこでは分野を超えた学生が研究内容の他、発表のノウハウを尋ねていました。

招待講演は田中氏の他に分科会ごとに2人ずつ、座長団が今話を聞いてみたいと思う研究者を選びます。講演中にも熱心な学生は手を挙げ、講演者に質問を投げかけていました。夜には招待講師と学生との間で研究について、将来のことについて話し合っていたようです。

最後に、私たちは参加者にアンケートを行いました。特に「夏の学校の意義」についての参加者の反応ですが、アンケートの回答者のうち「研究の進展」と回答したのは26%でした。また、「共同研究」は7%でした。「参加者同士の交流」と回答した参加者が最も多く、回答者の63%を占めています。夏の学校が、参加者にとってつながりを広げる場になっていることが伺えます。

## 4. 夏の学校の今後

夏の学校は毎年300-400人が参加し、その人数を収容できる宿泊施設の選定が事務局の負担になると指摘されてきました。その解決策として、前年の夏の学校では、ホテルを数年周期で利用する、という案が出ました。本年度はその先駆けとして、複数回の利用に耐える宿泊施設の選定を行いました。

また、2014年度は発表振り分けを実施しました。そのほか集録の提出時期など、賛否の分かれる問題はまだまだいくつか存在します。今後運営を続けていく上で引き続き議論をし、よりよい研究会にしていきたいと思えます。しかし、今回はアンケート結果を見る上では、会場の満足度、研究会としての質はかなり高いという印象を受けうるものであるということが分かりました。

2015年度は三鷹市の国立天文台に夏の学校の事務局が置かれます。そこで研究を行っている東京大学、総合研究大学院大学の学生が運営を行います。会場としては圓山荘の他に、2010年に会場として利用されていた豊橋市のロワジールホテル豊橋が候補に挙がっています。今回の夏の学校の様子や、アンケート結果を次の事務局につなげ、夏の学校が大学院学生の研究、交流の場として更に向上していくことを目指します。

夏の学校では、学生の財源の有無、会場地からの距離による旅費負担額の不公平性を減らすため、旅費の補助を行っています。できるだけ多くの大学院生に研究推進の機会を提供したいという考えによるものです。旅費補助は主に研究機関や、団体、企業、それから研究者個人の方々からの寄付によって成り立っています。個々ですべての名前を挙げることはできませんが、この場をお借りして、お礼申し上げます。

### 非会員著者の紹介

千秋 元氏： 東京大学大学院理学系研究科所属。初期宇宙の星形成について、数値シミュレーションを使って研究している。

(2014年8月30日原稿受付)

# 第59回物性若手夏の学校開催報告

吉田 賢典 〈首都大学東京大学院理工〉

西口 大貴 〈東京大学大学院理学系研究科〉

## 1. 概要

第59回物性若手夏の学校は2014年7月29日から8月2日までの5日間、静岡県浜松市、浜名湖ロイヤルホテルで開催された。参加者は総勢192名(男性:166名,女性:26名)となった。前年度に比べて女性参加者が増えた。また、第59回のテーマ“Design Your Physics”実現のために「上を目指そう」「仲良くしよう」「議論をしよう」という三つの標語を掲げ、それぞれの頭文字をとり、『“うなぎ”を大切にしよう』を合言葉にした。

物性若手夏の学校のプログラムは学習・発表・交流の三つに分かれている。学習の部である講義と集中ゼミは表1の招聘講師陣に講演をしていただいた。講義は9時間を3日で、集中ゼミは3時間を1日でしていただいた。講演は分野もさることながら内容も基礎的なものから応用的なものまで浜名湖のように幅広く、参加者からも好評だった。発表の部である分科会とポスターセッションは日本物理学会と同様の形式でおこなった。分科会発表者は40名、ポスター発表者は88名+当日飛び入り参加者4名だった。また、分科会では表1の若手研究者の方々に30分の講演をしていただいた。交流の部では、専門分野の異なる6~7名で発表しあうグループセミナー、通常の懇談会、特別企画「座談会」をおこなった。

## 2. 特別企画「座談会」~若手と講師の交流~

参加者・講師間の交流を促進するための試みとして、講

義の講師の方々6名に参加者からの質問を遠慮なくぶつける「座談会」を企画した。物性若手夏の学校の特色は、他の夏の学校や研究会と比べても多彩な分野の先生方が集まることだ。それなのに、自分が受けた講義の先生の話しが聞かないのはもったいない。せっかくなら先生同士のinteractionも見たい。夏の学校らしく、先生方ともっとフランクに語り合えるような場を作りたい。そのような思いから生まれた企画である。

質問内容は、事前に参加者から集めて準備局で集計したものを中心に進行しながら、その場でも質問を募集した。具体的な質問内容は、学生時代に苦勞したことは? 学生時代に夏学に参加したときの思い出は? 博士課程に進むか迷ったか? 今のポストにつくまで、どんな苦勞があったか? 大学院在学中の結婚・出産をどう思うか? プロポーズの言葉は? といったものである。最後は、第59回のテーマ“Design Your Physics”に絡めて、先生方にとって「自分の物理」とは何か? で締めていただいた。回答としては、たとえば「心理的には麻雀やっているのと変わらない。趣味と一緒に。ロンって言いたい。」「私の子供と言えるべき文化遺産を残したい」などがあつた。先生方・参加者の緊張をほぐして腹を割って語り合えるように、お酒を適度に交えながら進化した。答えに詰まった先生が酒の追加を要求するなどして、盛り上がりを見せた。質問(と酒)が進むにつれて、会場・講師のテンションもうなぎ登りであった。

表1 講義・集中ゼミ・分科会の招聘講師・演題一覧。

企画	講師(敬称略)	演題
講義 (3時間×3日)	有馬孝尚 井村健一郎 佐々真一 出口哲生 戸田泰則 水戸 毅	Multiferroics~固体中の新奇電磁気学~ トポロジカル絶縁体の物理: シンプルだから美しく、そして深い ミクロな基本法則とマクロな基本法則の懸け橋 量子統計力学の可解模型: 素励起, 臨界現象, 非平衡ダイナミクス 光のトポロジーを使った物性探索 NMRで観測する重い電子系の電子状態
集中ゼミ (3時間×1日)	越野幹人 境 誠司 沙川貴大 田中義人 二国徹郎 東清一郎	グラフェンの量子物性 分子スピントロニクスと界面スピン物性? —有機分子・ナノ炭素のスピン流を操る— 情報処理の熱力学 放射光時間分解X線回折法と光誘起構造ダイナミクスの研究 冷却原子気体の物理 半導体薄膜の結晶成長とデバイス応用
分科会招待講演 (講演30分+質疑10分)	泉田勇輝 坂上貴洋 相馬清吾 徳永祐介 南部雄亮 村川 智	最大パワー熱機関物理学の発展と展望~現代的な「火の動力に関する考察」を目指して~ 高分子物理から見る生命現象 スピン分解ARPESで見たトポロジカル絶縁体の表面電子状態 ペロフスカイト型希土類鉄酸化物が示す巨大な電気磁気効果 中性子散乱を用いた磁性研究 ナノスケールサイズに現れる超流動ヘリウムの新しい現象

座談会後の懇談会では、先生の周りに多くの参加者が集まっていき、話の続きを聞き出していた。この光景を見て、座談会企画の成功を確信した。参加者のアンケートでも「先生方の人生観や哲学が聞いて面白かった」「今後の研究のモチベーションが上がった」「先生との距離が縮まった気がする」「一つのトピックに対して複数の先生から話を聞けるのは面白い」「集中ゼミ・分科会の先生方にもぜひやってほしい」といったコメントが寄せられ、好評であった。

ご登壇いただいた先生方にも好評で、今後の継続を後押ししていただいた。「とても良い企画だったと思う。続けてやって欲しい。」「私たちにとっては、昔、こんなことで悩んだんだな、と思い出す良いきっかけとなりました。」「少し恥ずかしかったのですが、楽しい企画でした。」といったコメントをいただいた。先生方には、心から感謝申し上げます。

講師の方々にはご負担をおかけすることになるが、次年度以降の実施も検討している。ここで紹介したような質問に対する先生方の本音の回答を聞きたい方は、ぜひ2015年にご参加いただきたい。

### 3. 物性若手夏の学校」らしさ

第59回では参加者も講師もよく交流でき、夏の学校として非常に有意義なものになった。講師の方々からは、「元

気な学生さん達と交流することができて、こちらも活力をもらいました。とても良い経験をさせていただきました。ありがとうございます。今後は、自分の大学の学生さん達にも、参加を呼びかけていこうと思います。」「学生主体の会でこれほど活気のあるものは少ないと思います。素晴らしい!」など、講師としての参加も有意義であったとお声をいただいた。参加者からは、「異分野の方と半ば強制的に話す機会を持つことは普段ないので、非常に面白かった」「普段長時間話せない先生と食事や懇談会で話す機会があるのはよいと思った。」など、普段は得難い様々なレベルでの交流に対するコメントが多数寄せられた。

夏の学校をこのような会として実現できたのも、ここまで夏の学校を引き継いでくださった先輩方が育んできた。「夏の学校をより良いものにしたい」という精神が準備局に根差していたからである。物性若手夏の学校は、第45回以降、翌年のスタッフをその年の参加者の有志から決定するという形式で続いてきている。有志によるサークル活動に似たこのような形式では、いつ夏の学校の歴史が途絶えてもおかしくない。しかし、それでも毎年しっかりとスタッフ希望者が集まり、継続して運営され続けていることそれ自体が、夏の学校の精神と価値観がしっかりと次世代に受け継がれている証拠なのではないか。これからも普通の勉強会や研究会では得られない価値を提供する「物性若手夏の学校」らしさを追求して、ますます発展することを



図1 異分野の参加者との少人数でのグループセミナーは、新たな視点を見出すきっかけになる。講師の方もグループに混じってくださった。



図3 懇談会の様子。この後しばらくすると立ち歩いて他のテーブルに移る人が増えていき、交流が活性化されていく。



図2 ポスターセッションでは議論の際に、準備局が用意した名刺の交換が活発におこなわれた。



図4 座談会では先生方の実体験や哲学を聴くことができ、参加者は目を輝かせていた。自然と拍手も巻き起こった。



願っている。

本会開催において京都大学基礎物理学研究所・東京大学物性研究所・東北大学金属材料研究所・材料科学技術振興財団からの援助、日本物理学会・応用物理学会・日本化学

会からの後援、各協賛企業・個人からの支援を受けた。準備局員一同、心から感謝申し上げます。

(2014年8月25日原稿受付)



ラ・トッカータ  
*La Toccata*

## 2014年度原子核三者若手夏の学校活動報告

宮本 貴也 〈筑波大学大学院数理物質科学研究科〉

加藤 洋崇 〈東京工業大学大学院理工学研究科〉

小林 良彦 〈新潟大学大学院自然科学研究科〉

臼井 純哉 〈筑波大学大学院数理物質科学研究科〉

### 1. 原子核三者若手夏の学校

原子核三者若手夏の学校は素粒子・原子核・高エネルギー分野を専攻する全国の大学院生を対象とした研究会であり、1955年に第1回が開催されてから2014年度で60回目を迎える歴史ある研究会です。毎年およそ200から300人規模で大学院生が参加し、1週間の開催期間中は貸し切りのホテルに滞在しながら、分野の枠を越えた交流を深めています。

本研究会では例年、物理学の第一線で活躍されている各分野の著名な研究者をお招きし、修士1年生向けの入門的な内容から最新の物理学のトピックまで大変有意義な講義を行っていただいています。また、学生同士が自身の研究内容をポスターや口頭などで発表し合う場も設けています。さらに、学生・講師間の交流を深める目的で、開催期間中は毎日お招きした講師を囲みパーティを行う他、バーベキュー、エクスカージョンなどの企画も行っています。

以上のように、原子核三者若手夏の学校の目的は若手研究者としての全国の大学院生の交流を通じて普段の研究生活では得られないような価値観・研究概念を共有することです。また、3分野の合同研究会であるために他分野の最新の研究にも触れることができ、より広い視点で物理学を見ることができるようになるという価値があります。

以下では、2014年度原子核三者若手夏の学校の活動について報告を行います。この報告を通じて、日本物理学会の皆さまや全国の大学院生に夏の学校のことをより深く知っていただければと思います。

### 2. 2014年度活動報告

2014年度原子核三者若手夏の学校は、8月4日から8月9日までの6日間、長野県のパノラマランド木島平にて開催されました。パノラマランド木島平はスキー場に隣接す

るホテルであり、夏期間中は目の前に広大な草原が広がる大変気持ちのよい所でした。

夏の学校は毎年、全国の大学院生の手で企画・運営して開催に至っており、2014年度は夏の学校全体の運営として筑波大・金沢大・首都大が担当しました。また、各パートの役職校として、素粒子パートは東工大、原子核パートは新潟大、高エネルギーパートは筑波大の素粒子実験研究室が担当となりました。

以下では、2014年度から新たに行った活動、三者共通の活動、各パートの活動に分けてそれぞれ報告を行います。2014年度から新たに行った活動・三者共通の活動として筑波大の宮本が、各パートの活動として東工大の加藤、新潟大の小林、筑波大の臼井がそれぞれ執筆を行います。

#### 2.1 2014年度からの新たな活動

2014年度は原子核三者若手夏の学校の第60回目の開催であり、第60回記念といたしまして新企画“優秀発表者投票制度”というものを実施しました。これは学生同士のポスター発表・口頭発表の際にWeb上に作成された投票フォームを用いて聴衆者である学生が発表の良かった学生を投票するというものであり、投票結果は研究会が終わった後すぐに集計され、その日の懇親会の際に最優秀発表者に表彰を行いました。また、この企画では投票・表彰を行うだけではなく、投票フォームにコメント欄を設けることで、発表の良かった点・改善点などのコメントを発表者にフィードバックできるようなシステムを用意しました。発表者からは、コメントのフィードバックを行うことは今後の発表に役立つので嬉しいという意見も聞くことができ、大変好評な企画となりました。また、本企画は2014年度初めて実施されたものではありますが、大変有意義であり今後も新たな伝統として続けていって欲しいという意見も見られました。

表彰では、優秀発表者に“優秀発表者賞”という賞状を授与致しました。今後この企画がさらに発展し、夏の学校の目玉企画として定着するようになることを期待しています。

## 2.2 三者共通の活動

三者共通の活動としましては、初日に三者共通講義、2日目に三者総会・三者合同ポスター発表が行われました。三者共通講義では京都大学基礎物理学研究所の青木慎也氏をお招きし“Introduction to Lattice QCD (格子QCD入門)”というタイトルで3時間半の講義を行っていただきました。講義の導入では、クォークのダイナミクスを記述するQCDの性質である漸近的自由性やクォークの閉じ込めなどを修士1年生にも分かりやすく説明していただき、その性質から低エネルギーでは摂動理論を用いることができないという問題を紹介していただきました。この問題を解決できる強力な理論が近年急速に発展している格子QCDであり、格子QCDの方法を用いることにより得られる様々な物理的な結果を講義の前半で紹介していただきました。講義の後半では、格子QCDの定式化や、青木氏が現在研究されているハドロン間相互作用の計算 (HAL QCD法) についても説明をしていただきました。格子QCDは素粒子・原子核分野でここ数年活発に研究されているものであり、その第一人者でもある青木氏から研究の最前線のトピックを紹介していただいたことは学生にとって大変有意義な経験となりました。また、講義中には多くの学生から質問があり、知識をより深めている場面も見られました。三者共通講義の後には青木氏を囲む会が行われ、100人を超える学生が青木氏とお酒を交わしながら交流を深めました。中には講義や研究に関する質問だけでなく、普段聞けないような少し踏み込んだ話題などを質問し盛り上がりを見せていました。

2日目の三者総会では、センター校代表である私から予算案などの議案を提出し、今後の夏の学校をより良いものとするために参加した学生間で活発な議論がなされました。特に、毎年問題となっている“学生への旅費補助をより充実させるための予算の獲得について”の議案では、夏の学校HPにWeb広告を掲載することによる予算獲得や、新たな援助団体を探求するなどの議論がなされました。議論の中では、現在の夏の学校の運営システムを一部変更することが議決されるなど、夏の学校にとって良いことを積極的に取り入れていこうという意気込みが感じられました。

三者総会の後には学生同士による三者合同のポスター発表が行われました。ポスター発表を三者合同で行うことは2012年度の夏の学校から実施されたことであり、三者合同で行うことで各個人の研究分野だけにとどまらず普段関わりの少ない研究分野の発表も聞くことができ、より広く理解を深めることができました。また、2014年度より実施された優秀発表者を決める投票では、初めての企画であったにも関わらず多くの学生からの投票があり、ポス

ター発表では上位3名の学生を優秀発表者として表彰を行うことができました。

以上のように、初めの2日間を通して3分野の枠を超えた非常に有意義な交流を行うことができました。中には、大学から1人で参加したという学生もいましたが、三者共通の交流を通じてすぐに他の大学の学生と仲良くなったそうです。また初日は大学ごとに学生が集まっていることが多かったのですが、交流を行った後は様々な大学の学生が一緒に行動している姿も多く見られました。もし、素粒子・原子核分野を学ぶ修士1年生がいたら、私はこの原子核三者若手夏の学校を自信を持って紹介いたします。夏の学校で深まった交流は、夏の学校終了後も続きます。そしてきっと、その交流の輪は自分の研究人生にとって欠かせないものとなるはずです。

## 2.3 素粒子パートの活動

2014年度の素粒子論パートは多くの学生が参加し、講義、研究会での口頭・ポスター発表、講師の方を囲む会が6日間の間に行われました。

2014年度の講義は、弦理論に放送大学の米谷民明氏、現象論に埼玉大学の佐藤丈氏、場の理論に山形大学の衛藤稔氏をお招きしました。

弦理論の米谷氏は「弦理論とは何だろうか」というタイトルで、弦理論が発展してきた歴史、考え方、ゲージ/重力対応などについて話をさせていただきました。弦理論が起こった初期の頃から研究をされてきた米谷氏から、弦理論の歴史を交えつつ、根本的な考え方、そして米谷氏の考える「弦理論とは何か」ということを聞くことができたのは、この数年で弦理論について学び、もしくは研究をしている我々学生にとって、貴重でためになる経験でした。

現象論の佐藤氏は「レプトンフレーバー」というタイトルで、レプトンフレーバーという保存量、ニュートリノの基本的な事柄、その両者の関係、そして標準模型では0だとしているニュートリノの質量が、実験結果から存在する可能性が高いこと、それによる物理模型への影響、などを様々な実験の結果と共に話していただきました。理論と実験が組み合わさり、標準模型を超えた理論を構築していく様子を知ることができたのは、非常に面白かったです。

場の理論の衛藤氏は「場の理論の位相的ソリトンとその役割」というタイトルで、2次元のキルク解、3次元のボルテックス解を中心にソリトンの基礎について話をさせていただきました。ソリトンについて詳しくない学生も多かったと思われませんが、導入でユニークな例を紹介していただいたことでソリトンに対するイメージをつかむことができました。そこから場の量子論におけるソリトン解について、計算を含め詳しく説明していただき、これまで場の理論や弦理論を学ぶ中で出て来た事柄との関連も知ることができて、学ぶことの多い講義でした。

また、学生による発表を行う研究会・ポスター発表も多くの学生にとって良い刺激となりました。普段参加する研

研究会では、自分の専門分野とその周辺に関わる話題についてがほとんどであると思われませんが、夏の学校で集まった学生は、素粒子論パートという枠組みはあるものの、お互い専門とする分野が離れている人も多く、普段は耳にしないような話についても数多く聞くことができました。発表時間の間にできなかった話や気になった点を、懇親会で発表者に直接聞きに行く人も多く、学生同士の交流が活発に行われたことも良かったと思います。

夏の学校では、もちろん講師の方々による講義も大切ですが、多くの学生と知り合うことができる、というのが素晴らしい点である、と感じました。個人的には、特に専門が全く違う学生と知り合い、話ができるのが非常に貴重な体験になりました。自分の研究分野を突き詰めていくことも大切ですが、他分野でどのような世界が広がっているのかを多少でも知ることができただけで、夏の学校に参加した価値があったと思いました。

## 2.4 原子核パートの活動

原子核三者若手夏の学校(以下、夏の学校)原子核パートでは、3名の講師による講義、2名の若手研究者によるレビュートーク、そして、大学院生による研究会が行われました。2014年度の講義・レビュートーク・研究会の報告に入る前に、夏の学校原子核パート全体としてのアピールポイントを紹介いたします。まず初めに強調したい点は、夏の学校原子核パートで扱われる内容が、広範にわたることです。それは、QCD、ハドロン物理、原子核構造、原子核反応などの分野を包括します。かつ、理論と実験、両側面の内容となっています。日本物理学会の領域になぞらえれば、理論核物理領域と実験核物理領域を合わせた内容になっています。したがって、学会では他のセッションになってしまう学生や研究者の方々と話ができる貴重な機会です。この点は、夏の学校原子核パートの特筆すべき事項であります。そして、冒頭でも紹介したように、講義・レビュートーク・研究会という充実したプログラムから構成される点も、夏の学校原子核パートのアピールポイントです。

それでは、2014年度の講義・レビュートーク・研究会について報告いたします。まず、講義です。2014年度の講師と講義タイトルは、板倉数記氏(高エネルギー加速器研究機構)「強い場の物理とそのハドロン物理への応用」、比連崎悟氏(奈良女子大学)「中間子-原子核系で探る核内中間子の性質と強い相互作用の対称性」、松本琢磨氏(九州大学)「連続状態離散化チャネル結合法の発展と応用」でした。この3名の方々に、一人6時間ずつの講義をしていただきました。板倉氏からは、「強い場」というキーワードの下、講義をしていただきました。強い場という極限状態の物理が先端的研究であること、そして、クォーク・グルーオンプラズマやマグネターの物理との関係について解説していただきました。比連崎氏からは、 $\pi$ 中間子-原子核、 $\eta$ 中間子-原子核の系中心に、それらを記述する理論、そ

して、実験データとの比較を紹介していただきました。松本氏の講義は、散乱理論の基礎から、連続状態離散化チャネル結合法を用いた不安定核反応の記述を解説していただきました。続いて、レビュートークの報告に移ります。このレビュートークでは、毎年、若手研究者を2名、レビュートーカーとして招き、自身の研究を中心に、最近の研究トピックについて1時間、解説していただいています。今回の夏の学校では、笹野匡紀氏(理研仁科センター)と中里健一郎氏(東京理科大学)に参加していただきました。笹野氏からは、「原子核のスピン・アイソスピン対称性をどう見るか?」というタイトルで、Gamow-Teller遷移の研究、そして、理研RIBFでの実験を中心に、不安定核実験の現状を解説していただきました。中里氏からは「中性子星で探る核物質の状態方程式」というタイトルの下、中性子星の基本的性質や、最近の研究状況、これからの課題について紹介していただきました。研究会では、15名の大学院生が各々の研究について、発表を行いました。こちらも理論・実験両側面から様々なテーマの研究発表が行われ、大学院生同士が刺激し合える研究会となりました。また、研究会終了後には、その日の講師・レビュートーカーを囲む懇親会を開き、講師の方々や大学院生同士で、研究のことや進路のことはもちろん、たわい無い話でも盛り上がり、交流を深めました。

上記の講義・レビュートーク・研究会からも分かるように、今回の夏の学校原子核パートでも、クォーク・グルーオンの自由度から、ハドロン・核子系、そして、中性子星という核物理学の広い範囲の内容を最先端で活躍されている研究者の方々から直接解説していただくことができました。そして、懇親会をはじめ、参加者間で楽しい時間を共有し、交流を深めることができた、有意義な会となりました。開催期間中において、核物理学の勉強の他に、強く印象に残っていることがあります。それは、講師・レビュートーカーの方々が語る、夏の学校の思い出です。この夏の学校は今回で、60回目となります。現在、研究最前線で活躍されている研究者の多くが、この夏の学校に参加した過去をお持ちです。学生時代に参加したこの会に、講師として、現在の学生に講義を行う。そして、また次の世代へ、この夏の学校原子核パートは、日本の核物理学研究の中における輝かしい伝統の一つなのだ、と感じることができました。

最後になりましたが、ご多忙の中、今回の講義・レビュートーカーを快く引き受けてくださった研究者の方々に、この場を借りて、改めて感謝の意を表します。そして、新M1の皆さん、この歴史ある魅力的な夏の学校原子核パートに参加し、研究者の方々、そして様々な大学の大学院生と共に、日本の核物理学を盛り上げて行きませんか。2015年度の夏の学校原子核パートが盛況となること、そして、この伝統が受け継がれ、発展していくことを祈りつつ、2014年度の夏の学校原子核パートの報告といたします。

## 2.5 高エネルギーパートの活動

高エネルギーパートは、8月4日から7日の日程で開催されました。2013年度同様、他パートより2日短縮した日程です。参加者内訳は、東北大学、東京大学、筑波大学、静岡大学から修士の学生8名でした。

8月6日には間瀬圭一氏(千葉大学)をお招きして高エネルギーニュートリノ天文学に関して、8月7日には寺師弘二氏(東京大学)をお招きしてLHC ATLAS実験による新粒子探索に関して、各々3時間ずつ講義していただきました。また、8月5日に学生による研究発表会を原子核パートの方々と共に共同で行いました。以下でその概要を報告します。

8月6日の9-12時に、IceCube実験について研究されている千葉大学大学院理学研究科粒子線物理学研究室の間瀬圭一氏(千葉大学)をお招きして、「高エネルギーニュートリノ天文学の幕開け」と題してニュートリノ天文学に関して講義していただきました。IceCube実験は、南極の氷をニュートリノの反応標的として用い、宇宙由来の高エネルギーニュートリノを観測しその発生源を探します。2012年6月のニュートリノ国際会議における、超高エネルギー(PeV)ニュートリノ観測に関する報告は2014年8月現在も多くの学生間でしばしば話題になっていたため、この機会にお話をお聞きしたく講義の依頼をしました。講義では、なぜニュートリノを用いた天文学を行うかという研究目的に始まり、宇宙線検出のための検出器開発、IceCube実験の最新結果、実験の将来計画について講義していただきました。講義の合間には、南極で行う研究ならではの苦労話や、自然の美しさの話で盛り上がりました。

8月7日の9-12時には、LHC ATLAS実験について研究されている東京大学大学院素粒子センターの寺師弘二氏をお招きして、「LHCが切り拓くテラスケール物理:新粒子探索の現状と展望」という題目で講義していただきました。LHC(Large Hadron Collider)は、スイスのジュネーブ近郊にあるCERN(欧州原子核研究機構)の地下100mに建設された陽子-陽子衝突型加速器です。LHCを用いて行われるATLAS実験は、Higgs粒子や新粒子探索を目的として行われている高エネルギー物理学実験です。2013年、Higgs粒子の発見によるHiggs、Englert氏のノーベル賞受賞で多くの注目を集めるLHC、ATLAS実験ですが、ATLAS実験のもう一つの大きな目的である新粒子の探索状況についてお聞きしたく講義を依頼しました。講義では、余剰次元、テクニカラー、超対称性などの新物理探索に必要な物理模型についての基礎知識を学び、2014年8月現在までの解析状況について分かりやすく説明していただきました。また、今後の展望としてLHCのアップグレードに伴う新粒子の発見感度の向上がこれから物理解析を行う学生にとっての

大きな励みになったと思います。

原子核パートと合同で行われた研究会では、3人の発表者がBelle II実験、ILC実験を目的とした内部飛跡検出器の研究開発と性能評価について発表を行いました。各々が、15分という短い時間内に研究成果について分かりやすくプレゼンテーションを行っていました。私自身の研究にも大変近い内容だったため発表後の議論には熱が入りました。また、原子核パートとの合同ということで高エネルギーパートの学生にとっては理論・実験含め良い勉強の場となりました。

研究会後の講師を囲む回では、原子核パートと合同で行った研究分野を越えた議論ができました。また、講師の先生方とは、講義の質問応答から日々の研究への姿勢まで有意義な交流の場になったと思います。

最後に、遠くまで講義のためお越しくくださった講師の両方、参加してくれた学生、準備等を共に行ってくれた筑波大学素粒子実験研究室のメンバーに感謝の意を述べたいと思います。2015年度の高エネルギーパートは、今回の夏の学校の運営を通じて、学生間で議論した意見を反映してより有意義な研究会になるよう進めていきます。4日間という短い期間ですが、この場で得た経験、知識、人間関係は研究生活における財産になると思います。興味がありましたら是非ご参加ください。

## 3. 最後に

原子核三者若手夏の学校は今回で第60回目であり、上記の活動を通じて、これまでの長い歴史の一つの節目ともなる年にふさわしい研究会となりました。これまで数々の物理学界の著名人がこの夏の学校に参加しました。またこの夏の学校に参加した若手研究者も将来の物理学の発展に貢献する立派な研究者となるでしょう。このような伝統が次の世代にも受け継がれ、今後の原子核三者若手夏の学校がより活発な研究会として発展していくことを祈りつつ、2014年度原子核三者若手夏の学校の活動報告といたします。

2014年度原子核三者若手夏の学校は京都大学基礎物理学研究所研究会の一つとして位置付けられており、基礎物理学研究所・素粒子論グループ・原子核談話会のご後援のもとに運営され、無事成功に終わることができました。ありがとうございました。

### 非会員著者の紹介

宮本貴也氏：筑波大学数理解物質科学研究科物理学専攻博士前期課程2年。専門は素粒子論。格子QCDによるハドロン間相互作用の計算に興味がある。

(2014年9月11日原稿受付)

# 第54回生物物理若手の会夏の学校報告

山田大智 (名古屋工業大学大学院工学研究科)

## 1. はじめに

生物物理学とは、「物理的科学の方法一般と生物的科学との融合により生命現象の基本的理解を目指す」学問分野です。

また、生物物理若手の会は、研究者の分野横断的な交流の活性化を目的とした、若手研究者の集まりです。生物物理若手の会には、生物を扱う人間のみならず、純粋に物理学や数学を専攻している方も多数在籍しております。現在、全国に北海道、関東、中部、関西の4つの支部があり、異なる研究室の若手研究者との人間関係を築く機会を増やすセミナーなどを開催しております。

そして、生物物理若手の会が主催する“生物物理若手の会夏の学校”(以下、夏学)は、一流の講師陣をお招きしての最先端の独創的研究を学ぶ勉強の場と、参加者同士の積極的な学術的・人間的交流の場を提供することを目的としています。例年分野の異なる学生が全ての企画運営を行うことが特徴で、一つの会場にて3泊4日の合宿形式をとります。他の若手の会の夏学よりも規模は小さいですが、その分講師を含めた参加者同士の緊密な交流を図ることができる会です。

## 2. 第54回夏学開催報告

2014年8月8日-11日の4日間、生物物理若手の会の中中部支部が中心となり、本年度で54回目となる毎年恒例の夏学を愛知県蒲郡市ホテルたつきで開催しました。10名の講師による招待講演と35件のポスター発表、そしてパネルディスカッション、およびグループディスカッションが行われ、71名(男性:45名、女性:26名)の方にご参加頂きました(図1)。今回の女性参加者は、全体の割合で言うと約37%に達していました。現在、日本の政府も女性の参画の拡大のために「2020年30%」の目標を社会全体で共有しようという政策を推し進めていますが、生物物理の夏



図1 初日の集合写真。真ん中の白シャツを着ていらっしゃるのが高井研先生です。2014年は女性の参加者が多く、賑やかな会となりました。

学ではそれを既に実現することができたと言えます。今回の夏学では、男女共同参画について考えるセッションを設け、参加費を女性に限り無料にするなど、女性参加者を増やすためのポジティブアクションを行い、女性が参加しやすい雰囲気作りができたのではないかと考えています。

また、今回の夏学では「My Biophysics, Your Biophysics ~君と学会したい~」というテーマを掲げました。その目指すところは、研究者自身がどのような思いで研究に取り組んでいるのかという根本的な研究指針も含めて、お互いが赤裸々に語り交流できる環境をつくり、参加者が生物物理学の幅広さと深さを実感して頂くことにあります。さらに、これまでにない初の試みを行いましたので、ご報告させていただきます。

### A. オープニングセッション

初日には、高井研先生(JAMSTEC 海洋研究開発機構)をお招きして、「生命の起源は何か?」という非常に興味深いご講演を聴くことができました。その後、参加者が高井先生の講演について7,8名の小グループ内で議論し合いました。このグループディスカッションを行うことで、早い段階で参加者同士のコミュニケーションが取れました。また参加者からも率直な質問が数多く飛び交い、開催初日からおおいに盛り上がりを見せていました。

### B. Girl's summit

二日目には、今回の夏学の目玉である講師を女性研究者のみで編成したGirl's summitを行いました。講師には、諏訪牧子先生(青山学院大学)、林久美子先生(東北大学)、政池知子先生(東京理科大学)、光武亜代理先生(慶應義塾大学)を招聘し、女性独自の経験談を交えながら、ご自身の研究について講演して頂きました。その後、参加者からお寄せ頂いた意見を基に、若手を交え、先生方とのパネルディスカッションを行い、「研究環境・保育環境の整備がまだまだ不十分であること」、「女性研究者のみを対象とした雇用募集の意義」など、様々な議題を掘り下げながら討論を行いました(図2)。特に、保育環境に関しては女性だけではなく、男性も育児をする上で重要な問題であることを参加者全員で共有することができ、参加者全員が男女共同参画について考えるきっかけになったと思います。

### C. シンポジウム

三日目には、二つの講演を1セッションとしてテーマを設け、研究対象のスケール・研究の方法論が全く異なる(ように見える)先生をセットにしました。午前中は、生命現象の研究に対して実験的手法を用いる加藤晃一先生



図2 Girl's summitのパネルディスカッションでの一幕。研究関係の女性就業者の割合をクイズ形式で紹介。思った以上に、女性の割合が少ないことを参加者全員で共有しました。

(分子科学研究所)と、理論的手法を用いる和田浩史先生(立命館大学)の二人の先生に、一方、午後は生命現象の研究に対して生物学的アプローチで生命現象を研究されている伊藤啓先生(東京大学)と、物理学的アプローチを用いる市川正敏先生(京都大学)を招聘しました。その上で、「生命を理解する」という大命題に対し、それぞれの研究(方法)がどのような貢献ができてどのような側面を知ることができないかといった点について、ご講演頂きました。その後の討論でも、質問が飛び交い、参加者の活発な姿勢に講師の先生方も感心されていました。

#### D. クロージングセッション

最終日には、バイオインフォマティクスの専門家である由良敬先生(お茶の水女子大学)にご講演頂き、その後、ハンズオンセミナーにて参加者が実際にパソコンを用いたバイオインフォマティクスの演習を行いました。実際に手を動かすことで、専門家だけでなく素人でも使えるバイオインフォマティクスに対する新たな知見を得ました。特に実験の研究者からは「理論の方が何をやっているのかを身をもって実感できた」という意見を頂き、また、理論の研究者からは「実験の方が理論で何を行っているのか知ってもらえる良いきっかけになったと思う」という意見を頂き、全ての参加者にとって収穫の大きいセッションになったと言えます。



図3 ポスターセッションの様子。お酒を片手に研究の話や興味のある話を気が済むまで話すのが、夏学の醍醐味。

#### E. 夜通しポスターセッション

各講演とは別に行われた夜通しのポスターセッションでは、講師の先生方も含めて、活発な議論が行われ、多くの参加者が研究のこと・私生活のことなど、様々な話題で盛り上がり、交流は深夜まで続きました(図3)。サブテーマの「君と学会したい」が表すところの多くの人と自ら交流ができる手助けになったのではないかと考えています。

### 3. 夏学を終えて

夏学を通して一番印象的だったのが、高井先生がご講演中に参加者に対して「研究者になりたい人はどれくらいいるのか?」という問いに対して、参加者の大多数が迷うことなく挙手しているという姿でした。現在、ポスドク就職難民など色々と将来に不安を抱えつつも、やはり研究者として生きていきたいと思う志や意識の高い若手は多いです。将来を担う若手研究者が集う夏学の意義というのは、今回の夏学においても十二分にあったと感じました。

最後に本夏学の開催にあたり、日本生物物理学会、日本生物物理学会中部支部会、京都大学基礎物理学研究所、分子科学会、サントリー生命科学財団よりご支援頂きました。この場をお借りして深く御礼申し上げます。また、ご参加頂いた皆様、お忙しい中ご講演頂いた講師の先生方、日本生物物理学会会員の皆様ならびに若手の会の皆様に深く御礼申し上げます。

#### 非会員著者の紹介

山田大智氏： 名古屋工業大学大学院博士後期課程2年。生体分子の機能とその機能発現メカニズムに興味を持っている。

(2014年11月4日原稿受付)

## 追悼：永野元彦氏

手嶋政廣 〈東大宇宙線研〉

2014年12月13日、永野元彦東京大学名誉教授がご病気で逝去されました。永野先生のご冥福をこころよりお祈りいたします。

永野先生は1938年に富山県に生まれ、国際基督教大学を卒業され、東京工業大学にて修士をおさめ、その後、東京大学原子核研究所にて助手として宇宙線研究を開始されました。1970年には東京工業大学にて博士を取得されています。1974年に東京大学宇宙線研究所助教授、1989年に教授となられ、1998年の停年から12年間にわたり、福井工業大学にて教鞭をふるわれました。

永野先生は1963年より東京大学原子核研究所宇宙線部に所属し、故小田稔先生、故菅浩一先生等が建設された原子核研究所空気シャワーアレイ中心部に20 m<sup>2</sup>スパークチェンバーを建設し、水平方向から到来する宇宙線によって生成されるシャワー（HAS）による超高エネルギーミュオン研究を行われました。後にX線天文学の大御所となるTruemper先生のキール大学に赴き、旧大防空壕の壁面に検出器を取付けHASの研究を継続したと聞いています。私は、何度かTruemper先生とミュンヘンでお会いする機会がありましたが、そのたびに永野先生のことを懐かしそうに話されたことを覚えています。永野先生のひたむきに研究に向かう姿勢が印象的だったのだと推察します。

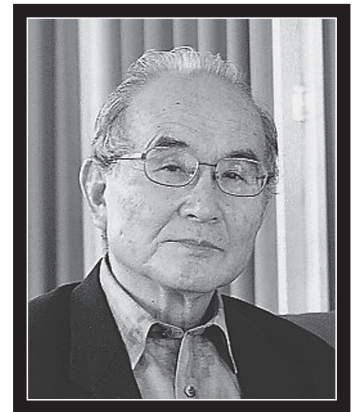
その後、永野先生は明野空気シャワー観測装置を故鎌田甲一先生とともに主導して建設され、1980年より定常運転を開始した。電子成分を観測するための多数のシンチレーション検出器、大面積ミュオン検出器を1 km<sup>2</sup>の領域に設置した、当時としては世界最高精度の空気シャワー観測装置だったといえます。当時Akenoが宇宙線空気シャワー研究の世界的な中心として認識され、多くの研究者が海外から訪問したことを覚えています。永野先生は、10<sup>15</sup> eVから10<sup>19</sup> eVまでの宇宙線

エネルギースペクトルの導出、10<sup>17</sup>-10<sup>18</sup> eV領域での宇宙線陽子と大気原子核の反応断面積、さらには陽子-陽子の反応断面積を求める等の画期的な研究成果をあげています。

永野先生は、最高エネルギー宇宙線研究を飛躍的に発展させるために、1980年代後半に、世界に先駆けて甲府盆地に100平方キロを超える巨大空気シャワーアレイAGASAを建設し、従来の統計をはるかに凌ぐ高い統計で数々の興味深い実験結果を出されました。特に、AGASAで観測された2×10<sup>20</sup> eV宇宙線は、ほぼ同時期に米国のFly's Eyeで観測された3×10<sup>20</sup> eV宇宙線とともに大きなセンセーションで世界中の研究者に受けとめられ、現在のTelescope Array (TA), Pierre Auger Observatory (PAO)の建設へと世界は動いたといえます。

AGASAの建設準備段階では、私は大学院生で永野先生の指導を受けながら、AGASAのプロトタイプ建設に参加させていただきましたが、10<sup>20</sup> eVまで延びる最高エネルギー宇宙線を、今まで世界中で観測された総事象数を1年間で観測できる巨大な装置を建設すべしという壮大な目標のもとに、多くの研究会、空気シャワー談話会などを開催し、AGASAのデザインを練られていた姿をみて、プロジェクトの進め方を勉強させていただきました。

1998年に東京大学を定年退官され、半年間ドイツKarlsruheに行かれますが、精力的に空気シャワーシミュレーションを行い、AGASAでのエネルギー決定に関わる研究を行われました。若い頃にKiel大学に留学され、ドイツにて研究に没頭されていた頃の楽しかった日々を思い起こされていたのかと推察します。また福井工業大学においても、空気シャワーからの大気蛍光の発光効率に関する測定実験を継続され、気圧、湿度を変えながら、発光効率を測定されました。1年ほど前に交



換したメールのやり取りでは、Fly's Eyeのような大気蛍光装置を用いた宇宙線エネルギー決定と、AGASAのような地表検出器による決定では系統的な違いがあることを重要な問題であるとして問題提起されていました。

一昨年、永野先生は、2013年宇宙線国際会議(リオデジャネイロ)にて、日本人では初めてYodh Prizeを受賞されました。長年にわたる最高エネルギー宇宙線の先駆的な実験的研究、またそのリーダーシップが評価され、受賞されることになりました。永野先生は、日本そして世界の空気シャワー研究、宇宙線研究をリードしてこれ、長年のひたむきな努力が認められたのだと思います。

我々空気シャワー関係者は、空気シャワー・高エネルギー宇宙線研究において大きな柱であった永野先生を失い、無念な思いで一杯であります。私自身のことではありますが、私は、わがままで、あまりいうことを聞かない困った弟子であったと思います。もう永野先生からのご指導、ご助言をいただけないことは大変残念でありませんが、空気シャワー・高エネルギー宇宙線研究をさらに推し進めていきたいと考えます。

永野元彦先生の長年のひたむきで真摯な研究活動、宇宙線研究を世界的なレベルで推し進められた功績をたたえ、ここに筆をおかせていただきます。もう一度、あらためて永野先生のご冥福をつつしんでお祈りいたします。

(2015年3月5日原稿受付)

国広 悌二

## クォーク・ハドロン物理学入門；真空の南部理論を基礎として

サイエンス社, 東京, 2013, v+155p, 26×18 cm, 本体2,238円 (SGC ライブラリ-100) [専門～学部向]

ISSN 4910054700831

保坂 淳 (阪大核物理研セ)

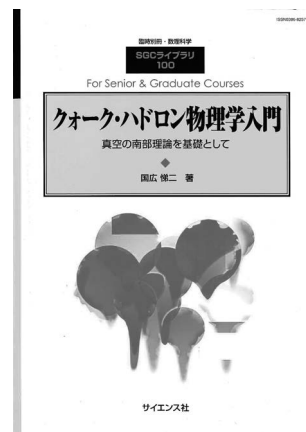
クォークとハドロンという言葉が1960年代に登場し半世紀が過ぎた現在, いずれも高等学校の教科書にも載るほどに市民権を得たものになった. この間, 数多くの原著論文が生まれ, 海外では単行本が出されてきた中, 本書は日本語による, 基礎から最近の話題までを系統的に扱う待望の書である.

クォーク・ハドロンという主題からは, ハドロンの構造や反応を連想するが, 副題に目を移すと多体問題としての観点を重視していることが予想される. ハドロンの性質を語るときに, それが存在する真空を抜きにしては語れない. 著者の国広氏の視点は「…物質と真空は相互規定的であり…何が物質かということは真空を決めることと等価である. (はじめに)」に如実に表れている. 金属や固体物性との類推によって, 温度や圧力などの環境変化に伴うハドロンの性質変化を追跡する研究において, 国広氏は先駆的な研究を行ってきた. 最近になり実験的な検証が進められている最先端の分野である.

2008年の南部陽一郎氏のノーベル賞授賞, 2012年のHiggs粒子の発見と翌年のHiggs氏のノーベル賞授賞を機に, 自発的対称性の破れに関心が持た

れている. その考え方は多体問題の様々な局面で登場し, 物質世界の多様性を説明する基盤を与える. クォークとハドロンの場合には, 現在宇宙に見える物質質量の99%以上の起源を説明してくれる. さらに湯川のパイ中間子を説明し, 原子核, 従って原子の根幹となる部分をも説明する.

本書において国広氏は, 場の理論の手法を基盤に上述の事象に潜む機構の本質を説明してくれる. 1章で全体を概観した後に, 2章で場の理論の基礎を導入する. 場の理論に不慣れな読者は, 標準的な教科書を別途手元に置いておくことを勧める. 3章から本題に入り, カイラル対称性とQCDについての解説が始まる. 以降はこの本の記述で十分追える構成になっている. 4章ではカイラル対称性を持ったハドロンの低エネルギー有効理論として, 線形シグマ模型を考察する. そして5章でハドロンをクォークの複合粒子として記述するQCDの有効理論として, 南部ヨナラシニオ (NJL) 模型を導入する. カイラル対称性の動的性質とそれに支配されるハドロンの性質を導き, 最後に量子軸性異常を解説する. スカラー粒子の素性や, Hダイバリオンな



ど最近の話題にも触れている点が興味深い. 5章以降は国広氏と共同研究者達が切り開いてきた分野であり, 他の解説書などでは得がたいオリジナルな内容である. 6章では有限温度の物質系を扱い, 中性子星やQGP相転移の問題に触れ, 系のソフトモードについて議論する. そして最後の7章で物質の性質として, クォーク数の感受率と密度揺らぎを紹介する.

本書は冒頭で述べたとおり, クォークとハドロンを題材にしながらも, 一貫して場の理論としての真空を決め, その励起を探るという視点を貫いている. 紹介されている様々な事象が, 共通の原理に基づいて発現していることが理解できると思う. この点において, 様々な研究者にとって有用な書物となるであろう.

(2014年10月4日原稿受付)

J. M. D. Coey

## Magnetism and Magnetic Materials

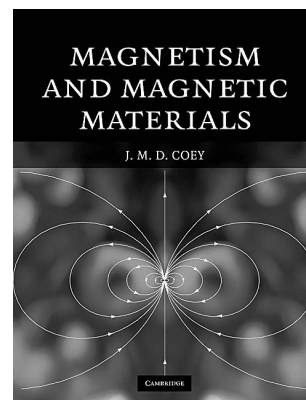
Cambridge Univ. Press, New York, 2010, xiii+617p, 25×19 cm, \$95.00 [専門・大学院向]  
ISBN 978-0-521-81614-4

合田 義弘 (東工大院総合理工)

磁性のカバーする領域は近年益々広がりを見せ, 永久磁石材料など物理と材料科学との分野融合的な研究領域が形成されてきている. また, 磁性の書物は内外に数々の名著が既にあるが, 磁性発現の舞台である磁性材料に関し

ても詳細に記述している本はさほど多くないと思われる.

本書は磁性と磁性材料に関して体系的・網羅的にまとめられた教科書である. 大書であるが, 金森先生や近藤先生も含めた数々の磁性研究者の写真も





しくは肖像画が関連する内容の頁に掲載されており、楽しみながら読み進めることができる。イントロダクションは古代文明における磁鉄鉱の記述から始まっており、最終の第15章では磁性流体・磁気電気化学・磁気浮上・生命科学での応用・ダイナモなどの地球惑星科学や天文学における磁性にも触れられている。物質科学を中心としつつも、磁性と磁性材料に関するあらゆる事項をカバーしようとする著者の意気込みが伝わってくる。記述は全体的に丁寧かつ要を得ており、全編にわたりSI単位系が用いられていることも好ましい。

第2章から第4章までは古典的な静磁気学と基礎的な磁性の電子論に関する記述となっており、学部レベルの電

磁気学・量子力学の知識とその後の専門的な部分との橋渡しとなっている。また、強磁性・反強磁性などの磁気秩序(第5, 6章)やドメインとヒステリシス(第7章)といった標準的なトピックに加えて、ナノスケールでの磁性(第8章)・磁気共鳴(第9章)・様々な実験手法(第10章)・磁性材料(第11章)・磁石材料の応用(第12, 13章)・スピントロニクス(第14章)がカバーされている。特に、第11章で個々の磁性材料の具体的な結晶構造と性質が65頁にわたり記述されていることは本書の特徴の一つと言えよう。著者は実験家であるが、放射光等の最近の実験手法の発展のみならず密度汎関数理論による第一原理電子状態計算にも触れられており、磁気状態の説明等に効

果的に用いられている。内容の広範さを考えると617という頁数はむしろコンパクトに良くまとまった結果とも言えるかもしれない。これから磁性・磁性材料の研究を始める大学院生は勿論のこと、専門家の参考書としても推薦したい。他分野の研究者にも手引書として手に取って頂きたい本である。

(2014年10月6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

石原 修：プラズマ物理学

電気書院，東京，2015，337p，21×15 cm，  
本体3,860円

ISBN 978-4-485-30075-6

河合 潤：増補改訂量子分光化学：分光分析の基礎を学ぶ

アグネ技術センター，東京，2015，vi+140p，21×15 cm，本体2,400円

ISBN 978-4-901496-75-9

土岐 博，兼松泰男：理系の言葉：微量

の魅力

大阪大学出版会，大阪，2015，x+137p，  
21×15cm，本体1,400円

ISBN 978-4-87259-492-8

中辻秀人：可変窓を用いた高速再帰的スペクトル解析

東京図書出版，東京，2015，iii+148p，  
21×15 cm，本体2,200円

ISBN 978-4-86223-837-5

橋本幸士：超ひも理論をパパに習ってみた；天才物理学者・浪速阪教授の70分講義

講談社，東京，2015，159p，19×13 cm，

本体1,500円

ISBN 978-4-06-153154-3

松原隆彦：宇宙はどうして始まったのか  
光文社，東京，2015，241p，17×11 cm，  
本体760円

ISBN 978-4-334-03841-0

宮原ひろ子：地球の変動はどこまで宇宙で  
解明できるか；太陽活動から読み解く地球  
の過去・現在・未来

化学同人，京都，2014，206p，19×14 cm，  
本体1,600円(DOJIN選書061)

ISBN 978-4-7598-1661-7

## 掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/books/keijiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: [keijiban@jps.or.jp](mailto:keijiban@jps.or.jp)へお送り下さい。必ず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)

### ■高エネルギー加速器研究機構教授

- 教授1名(公募番号:素核研14-13)
- 素粒子原子核研究所
- 素粒子原子核研究所短寿命核グループに所属し、理研と連携して進めているKISSプロジェクトにおいて、元素選択型質量分析器を用いた共同利用実験を推進する上で中心的役割を担う。同時に、短寿命核ビームを用いた実験的宇宙核物理における先導的な研究を進める。
- 決定後早期
- なし
- 特になし
- 履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書

- 2015年5月15日(金)
- ①305-0801つくば市大徳1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118  
[jinjil\\_ml.post.kek.jp](mailto:jinjil_ml.post.kek.jp)  
②素粒子原子核研究所 宮武宇也  
電話029-879-6051 [hiroari.miyatake@kek.jp](mailto:hiroari.miyatake@kek.jp)
10. 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/>参照。

### ■東北大学原子分子材料科学高等研究機構 研究員

- 主任研究員(教授、テニュア職)、ジュニア主任研究員(准教授、テニュアトラック職)各1名
- 原子分子材料科学高等研究機構
- 材料科学、又は材料科学と関連する物理学、化学、又は数学。
- 2016年1月1日
- 博士号取得者
- カバーレター ○履歴書 ○業績リスト ○今迄の研究概要(3頁以内) ○研究計画 ○照会可能者2名 ○全て英文
- 2015年5月31日(日)
- 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学原子分子材料科学高等研究機構事務部門長 塚田捷 電話022-217-5965 [kobo2015\\_wpi-aimr.tohoku.ac.jp](http://kobo2015.wpi-aimr.tohoku.ac.jp)
10. 詳細は[http://www.wpi-aimr.tohoku.ac.jp/about/staff/20150302\\_000540.html](http://www.wpi-aimr.tohoku.ac.jp/about/staff/20150302_000540.html)参照。

### ■東京大学物性研究所所員

#### [I]

- 特任研究員若干名
- 物性研究所各研究部門
- 物性科学における実験的又は理論的研究。
- 2015年9月1日以降
- 原則2年間(年度更新)、その後再任応募可(但し1年間)
- 博士号取得後10年程度以内の者(着任時に博士号取得が確実に見込まれる者含)。着任予定時に主たる職、又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。
- 履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主要業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による本人に関する意見書
- 2015年6月5日(金)必着
- 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3501

- issp-somu2 [issp.u-tokyo.ac.jp](http://issp.u-tokyo.ac.jp)
10. 週5日、裁量労働制(週当たり38時間45分勤務)、年額約430万円。応募書類不返却。応募の際、関連する物性研究所所員(教授又は准教授)と連絡をとり研究計画等を調整すること。複数の研究室にまたがる研究テーマに取り組む方歓迎。

#### [II]

- 助教1名
- 物性理論研究部門・常次研究室
- 物性理論、解析的又は数値的手法を用いた強相関電子系や関連する分野の研究。今迄の研究テーマは特に問わないが、新しい問題に積極的にチャレンジする意欲的な若手研究者。
- 決定後早期
- 5年、再任1回可(審査有)
- 博士課程修了又は修了見込。
- 履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文には○印) ○主要論文別刷3編程度(写可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦書又は意見書(推薦の場合は推薦者が送付、応募の場合は意見書を作成者が送付)
- 2015年8月31日(月)
- ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 [issp-somu\\_issp.u-tokyo.ac.jp](http://issp-somu.issp.u-tokyo.ac.jp)  
②物性理論研究部門教授 常次宏一  
電話04-7136-3597 [tsune\\_issp.u-tokyo.ac.jp](http://tsune.issp.u-tokyo.ac.jp)
10. <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>の公募通知を確認の上応募のこと。

#### [III]

- 助教1名
- 極限環境物性研究部門・上床研究室
- 多重極限環境(超高压・低温・強磁場)下での物性研究を広い意味での強相関電子系物質を中心に研究し、超高压領域における精密圧力発生技術及び測定技術開発も積極的に推進。以上の研究や開発を積極的に推進すると共に、最近導入された大型装置を用いたより高い圧力下での物性測定を意欲的に行い、共同利用に理解のある若手研究者を希望。
- 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
- 履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文に○印) ○主要論文別刷3編程度(写可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦書又は意見書(推薦の場合

合は推薦者が作成し送付、応募の場合は意見書作成者が送付)

- 2015年8月31日(月)
- ②極限環境物性研究部門 上床美也  
電話04-7136-3330 uwatoko\_issp@u-tokyo.ac.jp

#### ■明星大学理工学部教員

- 教授又は准教授1名
- 総合理工学科物理学系
- 実験物理学, 担当科目: 理工実験実習, プロジェクト, 基礎現代物理等, 大学院の担当も予定.
- 2016年4月1日
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書及び教育研究業績書(指定様式) ○主要研究業績3~5編 ○主要業績概要(2,000字以内) ○外部研究資金採択状況 ○教育と研究に対する抱負(約2,000字, 署名入り) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2015年6月15日(月) 必着
- ①191-8506東京都日野市程久保2-1-1 明星大学理工学部支援室  
②山口俊久 電話042-591-7060  
t-yamaguchi@phys.meisei-u.ac.jp
- 封筒に「物理学系専任教員応募書類在中」と朱書きし書留郵便で送付. 応募書類不返却. 詳細は<http://www.meisei-u.ac.jp/recruit/>を必ず参照.

#### ■東京大学大学院理学系研究科助教

- 助教1名
- 物理学専攻物理学教室
- 物性理論・統計物理学について, 当該分野の桂法称(准教授)と協力して研究・教育にあたる. 現在の専門分野は必ずしも問わない. 学部学生の演習及び大学院教育を担当.
- 決定後早期
- 博士号取得者
- 履歴書(e-mail明記) ○業績リスト(主要論文5編以内に印) ○主要論文別刷各1部(コピー可) ○研究業績概要(A4, 約2頁) ○研究計画と教育に関する抱負(A4, 約2頁) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2015年6月19日(金) 必着
- 113-0033東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 桂法称 katsura@phys.s.u-tokyo.ac.jp
- 封筒に「桂研助教人事応募書類在中」と朱書きし簡易書留等で送付. 提出書類不返却(こちらで責任を持って処分す

る). 本研究科では男女共同参画を積極的に推進. 詳細は<http://www.s.u-tokyo.ac.jp/gai/sankaku/kihonkeikaku.html>の理学系研究科男女共同参画基本計画を参照.

#### ■東京工業大学大学院理工学研究科助教

- 助教1名
- 物性物理学専攻
- 物性実験. 大熊哲教授と協力して実験研究を行う. 大学院教育及び理学部物理学における学部教育, 及び専攻や研究室の運営に関わる諸事項を行う.
- 決定後早期
- 5年(審査後, 最長5年の再任1回可)
- 博士号取得者かつ着任迄の学位取得見込者
- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○主要論文別刷3編以内 ○研究業績概要(A4, 2頁) ○今後の研究及び教育に対する抱負(A4, 2頁) ○推薦書1通 ○他に照会可能者1名の連絡先(所属, e-mail)
- 2015年6月25日(木) 必着
- ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学大学院理工学研究科物性物理学専攻 村上修一  
②同専攻 大熊哲 電話03-5734-3252 sokuma@o.cc.titech.ac.jp
- 封筒に「物性物理学専攻助教応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付. 応募書類不返却. 給与は本学年俸制適用職員賃金規則による. 本学では研究同様に教育を重視すると共に, 多彩な人材を確保し大学力・組織力を高める為, 外国人や女性の参画する均等な機会を確保している. <http://www.phys.titech.ac.jp/>も参照.

#### ■分子科学研究所助教

- 助教1名
- 極端紫外光研究施設光源加速器開発研究部門
- シンクロトロン光源や自由電子レーザーに関する実験的研究に参加し, 新しい光源の開発に意欲を持って取り組む研究者. 他の分野からの応募も歓迎. 主として当該研究施設に加藤政博教授と協力して研究を行う. 当該施設の光源加速器の運転維持管理に関する業務を分担.
- できる限り早期
- 6年を目途に転出を推奨
- 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者.

- 推薦書(自薦の場合は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 3頁以内, 今後の抱負を含めてもよい) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
- 2015年7月10日(金) 消印有効
- 444-8585岡崎市明大寺町字西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113
- 詳細は<http://www.ims.ac.jp/recruit/2014/>参照. 当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる.

### 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)

#### ■実用顕微評価技術セミナー2015

主催 日本表面科学会  
日時 2015年6月19日(金)  
場所 東京大学小柴ホール(113-8654東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)  
内容 プログラム(予定): ショートプレゼンテーション「SPM, 顕微分光分析(ラマン, FT-IR), ナノインデンテーション他」, ポスターセッション・企業展示, 特別講演(浅原雄一, 東大院工), ショートプレゼンテーション「電子顕微鏡(SEM, TEM), SIMS他」, ポスターセッション・企業展示  
参加費 無料  
申込 <http://www.sssj.org/>より参加登録  
参加申込締切 2015年6月18日(木)  
申込先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13本郷コーポレイション402 日本表面科学会事務局 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 shomu@sssj.org <http://www.sssj.org/>  
問合せ先 305-0044つくば市並木1-1 物質・材料研究機構 加連明也 電話029-860-4760 KAREN.Akiya@nims.go.jp

その他 ポスターセッション・企業展示の見学参加のみの場合も要参加登録。当日参加も歓迎するが、資料準備の都合上なるべく事前の登録をお願いする。

#### ■第18回超イオン導電体物性研究会

主催 日本固体イオニクス学会  
日時 2015年7月10日(金)~11日(土)  
場所 徳島大学工学部工業会館(770-8506 徳島市南常三島町2-1 電話088-656-5432)  
内容 リチウムイオン電池やセンサー等への応用が注目されている超イオン導電体における結晶構造やイオンダイナミクスに関する実験的、理論的な基礎研究の成果、及びその応用研究の成果について議論する。

定員 約50名  
参加費 2,000円, 学生500円  
参加申込締切 2015年6月10日(水)  
要旨原稿提出締切 2015年6月26日(金)必着  
連絡先 770-8506 徳島市南常三島町2-1 徳島大学大学院シオテクノサイエンス研究部先進物質材料部門 中村浩一 電話/Fax 088-656-7577 nakamura.o.koichi@tokushima-u.ac.jp http://ssip.pm.tokushima-u.ac.jp/SSI/18thSSIP-seminar/index.htm

#### ■日本結晶学会講習会「粉末X線解析の実際」

主催 日本結晶学会  
日時 2015年7月13日(月)9:30~15日(水)17:30  
場所 東京理科大学1号館17階記念講堂(東京都新宿区神楽坂1-3)  
内容 1996年にスタートし、これまで11回開催され、好評を博している講習会。A, B, Cの3コースをご用意。今回は6人の新しい講師を迎え、より実践的で有益な内容にバージョンアップ。RIETAN-FPによるリートベルト解析を手軽に実行できるGUIソフトもご紹介。

定員 180名  
参加費 1コース:8,000円, 学生4,000円。2コース:13,000円, 学生6,000円。3コース:16,000円, 学生8,000円。  
参加申込締切 定員に達し次第  
連絡先 162-0801 東京都新宿区山吹町358-5 アカデミーセンター 日本結晶学会 ヘルプデスク Fax 03-3368-2827 crsj-xray@bunken.co.jp

その他 詳細は <http://www.crsj.jp/news-j/150713PowderCourse.html> 参照。テキスト「粉末X線解析の実際」第2版(朝倉書店、売価6,090円)を受講生ひとり1冊に限り特別割引価格4,000円(税込)で頒布。

#### ■東京大学物性研究所短期研究会「ガラス転移と周辺分野の科学」

日時 2015年7月30日(木)~8月1日(土)  
場所 東京大学物性研究所本館6階大講義室(277-8581 柏市柏の葉5-1-5 電話04-7136-3599)

内容 2002年以降2~4年毎に開催されている国内最大規模のガラス及びガラス転移を主題とした研究会。スピングラス、粉体、液体-液体転移等の関連分野の研究、応用を視野に入れた基礎研究も対象とする。上記のような幅広い分野の実験、理論、計算機シミュレーションの研究者が一同に会し、現状を確認し合うと共に、将来の研究の方向について議論したい。

定員 100名  
参加費 無料  
申込 講演要旨と共にHPより  
口頭発表申込締切 2015年7月2日(木)  
ポスター発表申込締切 2015年7月16日(木)  
連絡先 山室修 電話04-7136-3494

yamamuro@issp.u-tokyo.ac.jp <http://yamamuro.issp.u-tokyo.ac.jp/glass2015/index.html>

その他 最終的な口頭とポスターの割振は世話人グループで決定。

#### ■International Workshop on Molecular Architectonics

主催 新学術領域研究「分子アーキテクトニクス」  
協賛 日本物理学会  
日時 2015年8月3日(月)~6日(木)  
場所 知床グランドホテル「北こぶし」(099-4355 北海道斜里郡斜里町ウトロ東172)

内容 新学術領域「分子アーキテクトニクス」は精密な分子設計と電極表面構造設計によって単一分子素子の光・電場・磁場によるスイッチング機能を創出すると共に、多数の分子の協働機能による信号処理の実現を目指している。そうした研究を推進している国内外の研究者が一同に介することによって研究を進展させ、新たなアイデアの創出と研究者間のネットワークを形成する事を目指して開催される。

定員 100名  
参加費 52,000円, 学生42,000円  
発表申込締切 2015年6月1日(月)  
連絡先 大阪大学 小川琢治 電話06-6850-5392 Fax 06-6850-5392 workshop@molarch.jp <http://workshop.molarch.jp/>

#### ■第63回レオロジー討論会

主催 日本レオロジー学会, 日本バイオレオロジー学会, 神戸大学大学院工学研究科

日時 2015年9月23日(水)~25日(金)  
場所 神戸大学工学部(657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1 電話078-803-6333)

内容 詳細は <http://www.srj.or.jp/index-j.html> 参照。

定員 350名  
参加費 8,000円, 学生4,000円  
講演申込締切 2015年6月22日(月)  
要旨原稿提出締切 2015年8月21日(金)  
参加事前申込締切 2015年9月7日(月)  
連絡先 600-8815 京都市下京区中堂寺栗田町93番地 京都市サーチパーク6号館3F 日本レオロジー学会事務局 電話075-315-8687 Fax 075-315-8688 office@srj.or.jp

#### その他

#### 助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象 (1行18字で7行以内)  
○助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日, 曜日)  
○詳細問合せ先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

#### ■第9回(2015年度)湯川記念財団木村利栄理論物理学賞候補者募集

対象 重力・時空理論, 場の理論とその周辺の基礎的な理論研究において顕著な業績を上げており、且つ受賞以降も対象分野で中心的な役割を果たしていくことが期待される研究者を対象とし、原則として毎年1件に授賞。

顕彰 賞状及びメダルと副賞(60万円/1件)  
推薦方法 他薦のみ。推薦者は所定の推薦票等下記HPに記載の書類を簡易書留又はe-mailにて提出先に送付。

推薦締切 2015年6月30日(火) 必着  
提出先 606-8502 京都市北白川追分町 京都大学基礎物理学研究所 木村利栄理論物理学賞選考委員会 kimurasho@yukawa.kyoto-u.ac.jp

問合せ先 青木慎也 saoki@yukawa.kyoto-u.ac.jp

その他 募集要項・推薦票は <http://www.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kimuratp/kimurasho/index.htm> からダウンロードのこと。

■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。)

5月ユーザ名 : 15May

パスワード: Gustav837

6月ユーザ名 : 15Jun

パスワード: Max603

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掲示板欄(\*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			
5/15~17	第11回ESR入門セミナー	八王子市(東京)	70-3
5/21~22	第32回希土類討論会	鹿児島市	69-12
5/21	食品ハイドロコロイドセミナー2015	宇治市(京都)	70-4
5/22	第26回食品ハイドロコロイドシンポジウム	宇治市(京都)	70-4
5/25~26	第32回量子情報技術研究会(QIT32)	豊中市(大阪)	70-2
5/25~29	第9回超高速表面ダイナミクス国際シンポジウム(USD9)	守山市(滋賀)	70-2
5/26	日本磁気学会第202回研究会「エネルギーに関連する磁性材料の現状とその展開」	東京	70-4
6/1~19	ISSP Int. workshop "New Perspectives in Spintronic and Mesoscopic Physics"	柏市(千葉)	70-4
6/5	平成27年度日本材料科学会学術講演大会	東京	70-1
6/8	第43回薄膜・表面物理セミナー(2015)「次世代・革新二次電池技術の最前線~薄膜・表面研究者にもわかる電池の基礎から将来展望まで~」	東京	70-4
6/19	実用顕微評価技術セミナー2015	東京	70-5
6/29~7/3	第16回ナノチューブ科学と応用に関する国際会議(NT15)	名古屋市	70-2
6/30~7/2	第59回表面科学基礎講座	東京	70-4
7/3	日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2015「半導体デバイスの明日を担う新規材料開発の現状と展望」	豊中市(大阪)	70-3
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議(APNFO10)	函館市(北海道)	69-11
7/10~11	第18回超イオン導電体物性研究会	徳島市	70-5
7/13~15	日本結晶学会講習会「粉末X線解析の実際」	東京	70-5
7/14~16	NIMS Conf.	つくば市(茨城)	70-3
7/27~30	1st INT. CONF. ON APPLIED SURFACE SCIENCE	上海(中国)	70-2
7/27~31	第60回物性若手夏の学校	岐阜市	70-4
7/30~8/1	東京大学物性研究所短期研究会「ガラス転移と周辺分野の科学」	柏市(千葉)	70-5
8/3~6	Int. Workshop on Molecular Architectonics	斜里町(北海道)	70-5
8/27	第5回X線反射率測定講習会	つくば市(茨城)	70-2
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/23~25	第63回レオロジー討論会	神戸市	70-5
9/24~25	TMU Int. Symp. on "New Quantum Phases Emerging from Novel Crystal Structure"	八王子市(東京)	70-4
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素核宇)	大阪市	日本物理学会
9/26~28	日本流体力学会年会2015	東京	70-4
9/28~10/2	5th Int. Conf. on Quantum Cryptography, Updating Quantum Cryptography and Communications 5	東京	70-4
10/25~30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
2016年			
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会

## 編集後記

会誌編集会議では会誌を面白くするにはどうすれば良いか、いつも熱い議論が交わされている。会員の役に立つ雑誌を作りたいという強い想いがそこにはある。しかし、どうであろう。本当に読者の役に立っているのだろうか？ 編集委員の独りよがりになってはいないだろうか？ そんなことを心配しつつ、会議は進行していく。

恥ずかしながら、私は編集委員になる前の直近数年間、会誌はほとんど読んでいなかった。会誌が届くたびに机の上に積まれてゆき、その山がどんどん高くなる、所謂「つんどく」状態であった。何故私は読まなくなったのであろうか。この原因を解明すればさらに魅力的な雑誌を作るヒントが得られると思い、少し考察することにした。いや、「つんどく」は単に私だけの問題であり、一緒にしないでくれという大勢の読者からの声が聞こえてきそうではあるが、

私も以前はちよくちよく読んでいた。また、会誌ではないが高校生の頃はパリティなどを夢中になって読んでいた。宇宙、高エネルギー、物性など分野に関わらず興味を持ち、物理に携わる仕事に憧れていたものである。それがどうだろう。年齢が上がるにつれ専門分野がはっきりしていき、興味の対象がどんどん狭くなっていった。そ

して、いつしか自分と関係のある分野の記事しか読まなくなっていた。結局、これは自分自身の問題であり一般化するには無理があろう。しかし勇気を出して、人はどうという記事に興味を持つのか、もう少し考えてみることにした。

まずは1) 同じ専門分野の記事。やはり同業者の動向は気になる。普段英語で読んでいるものが、日本語で書かれていると読み易い。次に2) 自分の専門分野外だが、分かり易く書かれている記事。専門外の記事でも内容が理解できると面白い。これは自分の理解力の問題もはらんではいないが、3) 身近な問題に対して物理の観点から説明を試みる記事。良く知られている現象のメカニズム解明は物理の原点か。現在、この手の記事を充実させようと編集委員会で検討が続けられている。乞うご期待。4) 生存本能が刺激される記事。ポストク問題や、科研費獲得状況の記事などは思わず真剣に読んでしまう。

上記のうち、特に2)、3)の専門外の記事を私は読まなくなっていたのだが、なんともったいないことをしていたのか、今反省をしている。せつかく知識の幅を広げられるチャンスがありながら、それをみすみす逃していたのだ。会誌は自分の守備範囲を少し広げたいと思ったとき、手助けしてくれる有り難い存在であることに改めて気づ

かされた。本号もそのように皆様のお役に立つことができれば編集委員として望外の喜びである。そんなことを思い巡らしつつ、原稿の締め切りがまた過ぎてゆく。

李 哲虎 ( )

### 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)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之,  
酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英,  
前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之,  
山崎 祐司

### 新著紹介小委員会委員

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	波田野野彰・三宅康博		

日本物理学会誌 第 70 巻 第 5 号 (平成 27 年 5 月 5 日発行) 通巻 790 号

©日本物理学会 2015

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印 刷 所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。