

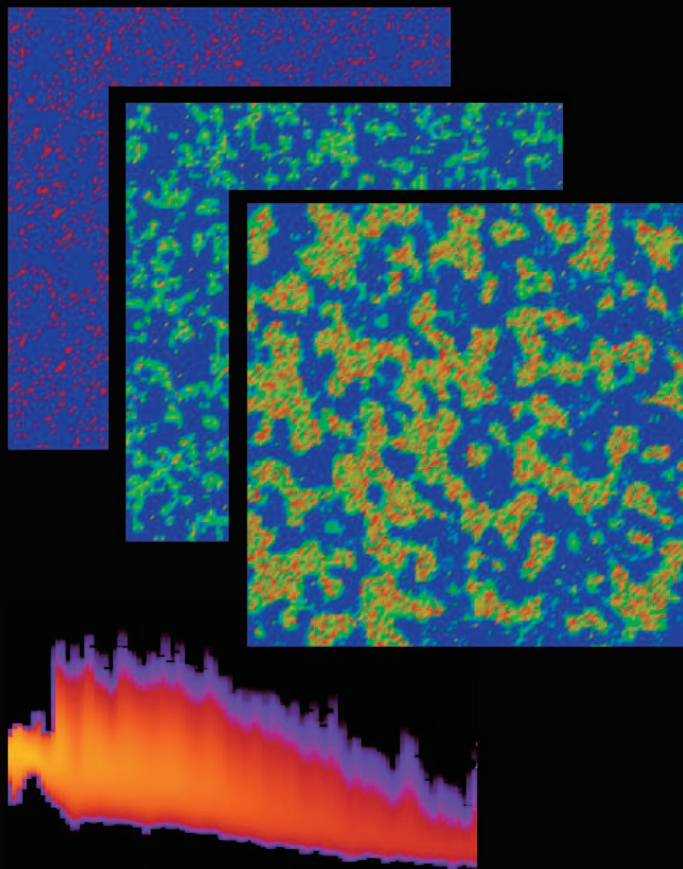
•物理学70の不思議
•フェルミ超流動と
ボース・アインシュタイン凝縮の統一描像
•有質量グラビトン模型と宇宙論

NO.

7

2016 | VOL. 71

B U T S U R I
日本物理学会誌



ブラックスワンをのがさない

大槻 東 巳[†] (刊行委員長 ohtsuki@sophia.ac.jp)

今年3月まで広報委員長を務め、4月からは一昨年に続き刊行委員長を務めることになりました。昨年2月から会員システムプロジェクトチームの主査も兼務し、この一年あまりは学会事務局職員の皆さんと業者が行う打ち合わせに参加し、理事会とのパイプ役を務めました。

この新しい会員システムは兵頭前会長が副会長の頃から、物理学会事務局と理事会で取り組んできたプロジェクトです。¹⁾ その結果、今年3月末から新会員システムが物理学会事務局内で稼働し始め、4月11日からマイページも公開され、2週間で全会員の1/4以上のアクセスがありました。マイページから「日本物理学会誌電子版」のボタンを押してこの記事を読んでくださっている方もいらっしゃると思います。

細かい不具合は散見されますが、新会員システムはまずまずの滑り出しと言えそうです。それでも、何か予想のつかない問題が起きないか、この巻頭言を執筆している5月上旬の時点でもハラハラしています。始末の悪いことに予想がつかないから事前の対策もできません。

予測不可能な、稀にしか起こらないレアイベントを、タレブ (Taleb) はブラックスワンと名付けました。²⁾ タレブによれば、人生の多くの出来事は日常の延長ではなく、ブラックスワンというレアイベントで決まるそうです。彼は第2次大戦後、地中海の楽園として知られたレバノンの政府高官の息子として生まれ何不自由なく育ちましたが、1970年代半ばにレバノンは内戦状態に陥り、タレブはこれまでと全く異なる人生を歩むことになりました。

その体験がこの観察に結びついたそうです。

これを信じすぎると毎日の地道な努力の積み重ねを疎かにしてしまいそうですが、³⁾ 確かに多くの事象はブラックスワンで決まっているようです。例えば、学術雑誌の1論文あたりの平均引用数は、平均値から大きくずれたごく少数のブラックスワン論文で決まっているようです。個人の論文の平均引用数も同じ傾向を示します。ごくわずかな富裕層がアメリカ全体の所得のほとんどを握っている⁴⁾ というのは、『21世紀の資本』⁵⁾ でも問題点として指摘され、アメリカ大統領選の焦点にもなっています。ブラックスワンは物理の分野でも注目されています。私の研究しているランダム系の量子輸送現象でも、たまたま電流をよく流すブラックスワン試料が伝導度の平均値や高次のキュムラントを決めている場合があります。

では研究テーマや研究費獲得もブラックスワンを狙えば良いかということ、やみくもに狙うのではあまりに危険を伴います。研究テーマの選び方や研究費獲得にタレブの考えをやや強引に当てはめると、うまくいかなかった場合に備えてプランBを用意しながら、大胆なテーマに挑戦するというのでしょうか。

実際はなかなかそのような戦略はとれません。行動経済学者アリエリー (Ariely) が言うように、⁶⁾ 我々には必要以上にリスクを回避する傾向があります。人間は少しでもミスをする確率があるものは、たとえ大きな期待がもてるものでも避けてしまい、実りが少なくても堅実なものを選択しがちなのです。このようなリスク回避の傾向は、

なりそうです。成果を出せなかった人が肩身の狭い思いをする減点評価制度を導入すると、確実に結果が出るテーマ、確実に取れる予算ばかり研究者が狙うようになり、大発見というブラックスワンを逃すことになるのです。

研究機関など予算を配分する側も、大胆な挑戦をして惜しいところでうまくいかなかった研究者を積極的に評価し、研究が途切れないように予算措置を工夫することが望まれます。⁷⁾ 研究者がリスクを恐れず挑戦できるような枠組みを広げるとともに、確実にでないテーマに挑戦している人を高く評価する、また暖かく見守る体制が必要だと感じています。刊行委員会で物理学会の出版体制を論じる際も、こうした点に配慮していこうと思っています。

参考文献

- 1) 新会員システム開発のこれまでの経緯については、日本物理学会誌 70 (2015) 1, 71 (2016) 1 の兵頭前会長、藤井会長の巻頭言をご覧ください。
- 2) N. N. Taleb: *The Black Swan: The Impact of the Highly Improbable* (Random House, 2007).
- 3) 「結果」が時としてブラックスワンになるだけで、「原因」はあくまで日々の小さな出来事や、地道な努力と挑戦です。
- 4) https://en.wikipedia.org/wiki/Income_inequality_in_the_United_States
- 5) トマ・ピケティ: 『21世紀の資本』(みすず書房, 2014).
- 6) D. Ariely: *Predictably Irrational: The Hidden Forces that Shape Our Decisions* (HarperCollins, 2008).
- 7) 研究者の挑戦を促すという目的で科研費には挑戦的萌芽研究があり、科研費パンフレット 2015 によると新規採択は科研費全体の10%弱と意外と高い比率です。 https://www.jsps.go.jp/j-grantsinaid/24_pamph/data/pamph2015.pdf
なお、この挑戦的萌芽研究は2017年から後継種目になるようです。 http://www.mext.go.jp/component/a_menu/science/detail/_icsFiles/fieldfile/2016/04/22/1367694_02_1.pdf

(2016年5月3日原稿受付)

[†] 会員システムプロジェクトチーム主査

巻頭言 Preface

ブラックスワンをのがさない

Not to Miss Black Swan

大槻東巳 …… 445

Tomi Ohtsuki

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

なぜ暗黒物質はいまだ見つからないのか

448

乱流は難しい?

448

原子核の地図はどこまで広がる?

449

アト物理: 超高速現象にどこまで迫るか

449

現代物理のキーワード Trends

フェルミ超流動とボース・アインシュタイン凝縮の統一描像

Unified Description of Fermi Superfluid and Bose-Einstein Condensation

大橋洋士 …… 450

Yoji Ohashi

解説 Reviews

有質量グラビトン模型と宇宙論

Massive Gravity and Cosmology

向山信治 …… 452

Shinji Mukohyama

最近の研究から Researches

レア・イベントを捕えるための新たな分子シミュレーション手法

—アミロイド線維形成の理解に向けた取り組み—

New Molecular Simulation Methods to Study Rare Events—Simulation Studies for Understanding Amyloidogenesis—

伊藤 暁, 奥村久士 …… 463

Satoru G. Itoh and Hisashi Okumura

NEWAGE: 方向に感度をもつダークマター直接検出実験

NEWAGE: Direction-Sensitive Dark Matter Search

中村輝石, 身内賢太郎 …… 469

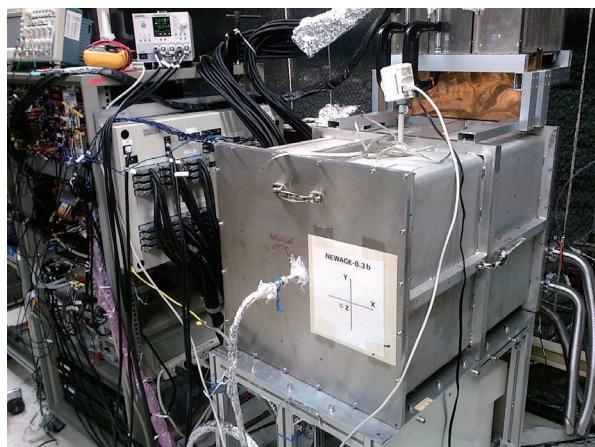
Kiseki Nakamura and Kentaro Miuchi

光誘起構造変化初期における非断熱核形成2段階ダイナミクス

Two-Stage Nonadiabatic Dynamics of Photoinduced Nucleation

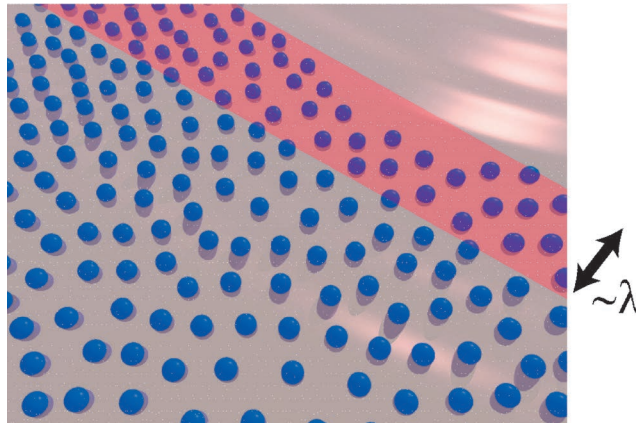
石田邦夫, 那須奎一郎 …… 474

Kunio Ishida and Keiichiro Nasu



最近の研究から (NEWAGE: 方向に感度をもつダークマター直接検出実験)

神岡地下実験施設で稼働中の、方向に感度をもつ暗黒物質検出器「NEWAGE-0.3b」。約50 cm角のステンレス製の真空容器の中に0.1気圧の四フッ化炭素ガスが封入され、 $31 \times 32 \times 40 \text{ cm}^3$ の有感体積をもつ三次元飛跡検出器で反跳原子核を検出する。



話題—身近な現象の物理— (コーヒーの湯気：水面に浮遊する微小水滴のダイナミクス)

微小水滴をのみこみながら伝播する表面波の概念図：摂氏数十度以上の熱水の表面には、大きさが $10\ \mu\text{m}$ 程度の水滴が多数浮揚しており、それらは、時折、一瞬のうちに集団消滅する。高速ビデオで観察すると、水の表面波とともに、ドミノ倒しのように水滴が次々と消滅している。その伝播速度は $1\sim 2\ \text{m/s}$ 程度で、波長 $0.1\sim 1\ \text{mm}$ の表面張力波の伝播速度程度である。

話題—身近な現象の物理— コーヒーの湯気：水面に浮遊する微小水滴のダイナミクス

中西 秀, 市川正敏 …… 480

JPSJの最近の注目論文から 3月の編集委員会より

上田和夫 …… 484

学会報告 第71回年次大会 シンポジウムの報告

領域委員会 …… 487

追悼 Leo Kadanoff先生を偲んで

川崎恭治 …… 498

新著紹介

499

掲示板 ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

501

行事予定

505

会告 ■JPSJ掲載料金・OPEN SELECT費用改定のお知らせ ■2016年秋季大会の宿泊・交通等の案内

■2016年秋季大会会場における託児室の設置について ■2016年秋季大会の参加登録・講演概要集

(Webアクセス権および記録保存用DVD版)購入のご案内 ■2016年秋季大会講演概要集原稿の書き

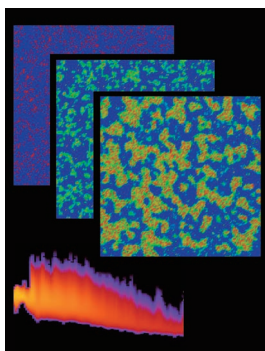
き方および提出について ■2016年度科学セミナー ■賞および研究助成の候補者の募集について

■2016年6月1日付新入会者

508

本会刊行英文誌目次

516



表紙の説明

光照射による励起状態の緩和過程において、多体効果が関与する協同的な物性変化が誘起されることが最近になってわかってきた。こうした光誘起協力現象の初期段階では、光励起核の成長過程となる非断熱遷移ダイナミクスが重要な役割を果たす(上図)。光励起核と基底状態領域との「境界」は、拡散律速凝集などにみられるモノフラクタルではなく、マルチフラクタルとして捉えると見通しがよくなる。さらに境界の動的挙動を解析した結果、緩和初期の段階でフランク・コンドン状態の再構成が起こり、成長可能な光励起核へと転換する過程が存在することが、徐々に明らかとなってきた。下図は境界を幾何学的パターンとして見たときのマルチフラクタル性を記述するリブシッツ・ヘルダー指数 α と、対応するフラクタル次元 $f(\alpha)$ の関係の時間変化を示している。詳細は本号に掲載されている石田邦夫氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

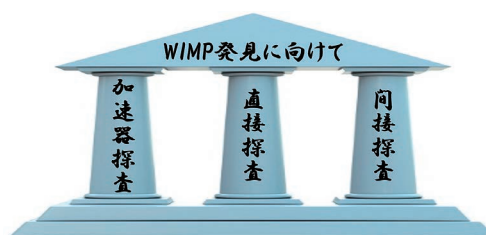
19

なぜ暗黒物質はいまだ見つからないのか

近年における宇宙観測の発展の結果、我々の宇宙に通常の方法では検出にかけられない物質、いわゆる暗黒物質が存在することが確定的となった。では、その正体は何であろうか？ これまで確認されている素粒子や、それらが構成する物質は、暗黒物質にはなりえないことがわかっている。その正体をめぐる謎は宇宙の暗黒物質問題とよばれ、物理学における最重要問題の1つとなっている。

暗黒物質の正体については、さまざまな仮説が提案されている。有力なのは、暗黒物質は質量が陽子の百倍程度の中性で安定な新しい素粒子とする、WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) 仮説である。この仮説は、素粒子標準模型をこえる物理と深く関係する可能性を示し、また標準模型の素粒子とある程度の強さで相互作用をすることも保証する。そのため、理論と実験の両面で強く支持され、現在その検証が世界中で行われている。

WIMPの探査は図のように、高エネルギー粒子衝突で暗黒物質をつくり出す加速器探査、我々の周囲に漂う暗黒物質を地下の検出器でとらえる直接探査、銀河系や近傍銀河などにいる暗黒物質が、対消滅の際に生成する高エネルギー粒子線(反陽子やガンマ線)をとらえる間接探査の3



本柱を軸に行われている。これらの実験の検出感度は上がっているが、いまだWIMPの検出にはいたっていない。

この事実は何を意味するのだろうか？ 実験の感度が上がれば、いずれ発見される可能性は十分にある。これまでの高感度探査は、特定の素粒子(クォーク、グルーオンやヒッグス粒子)との相互作用に依存する傾向があった。ほかの素粒子との相互作用に感度がある実験(電子・陽電子加速器など)の推進や、特定の相互作用によらず幅広くシグナルが期待できる間接探査の高感度化が重要となる。あるいは、暗黒物質はWIMPではない可能性もある。その場合、どのような候補がありうるのか、背後にどのような物理が考えられるのか、そしてどのように検証すればよいのか、新しいアイデアに基づく再考が必要となるだろう。

会誌編集委員会

20

乱流は難しい？

自然界には、流れはいたるところに存在する。これらの流れのなかには、時間・空間的に複雑なふるまいをするものが多く存在する。これらは一般に、流れの場を代表する無次元数であるレイノルズ数の値によって特徴づけられる。レイノルズ数が比較的小さい場合には流れは規則的な層流であるが、レイノルズ数が極めて大きい流れは乱流とよばれ、複雑な模様をつくり出す。

乱流はいたるところに存在するうえ、実態を把握することが難しく、統計力学・流体力学のおもな研究分野の1つとなっている。巨大な空間スケールの乱流の例として、天体表面の大気がある。一方、核融合プラズマもまた乱流の一例であるが、ここでは電磁力が主たる役割を果たす。乱流が、高温プラズマの容器への閉じ込めを、容易ならざるものにしてしているのだ。

乱流はさまざまな特徴をもつが、乱流をつくり出す代表的な構造が渦構造である。乱流は、平均流とよばれる時間的に平均された流速分布に、いろいろなスケールの渦運動が不規則に重ね合わさったものと考えることができる。また、不規則性も重要な性質である。乱流中では流速、圧力、温度などの物理量が、時間的にも空間的にも不規則に変動

する。これは、初期条件に対する鋭敏な依存性の原因にもなっている。

乱流のシミュレーション解析では、これらの特徴をとらえるために、非定常計算を行う必要がある。また、現実を正しく再現するためには非常に細かいメッシュにわたった計算が必要となり、比較的小さいレイノルズ数の流れでも、ワークステーションやクラスター環境では計算資源がたりず、スーパーコンピュータで行っているのが現状である。

層流と乱流のいずれの流れの形態が実現するかは、流れを引き起こす要因や環境条件に複雑に依存する。乱流のもつ強い混合性には、物質の拡散や混合の強化といった歓迎される側面と、管内流や高速物体の摩擦抵抗の増大など厄介な側面が併立する。そのため、乱流を増強するか抑制するか、場合に即して制御できれば、人類への貢献ははかり知れない。また、乱流に対して長時間にわたって平均をとると、普遍的な統計法則が現れる。乱雑な運動のなかに、普遍的な法則がひそんでいるのである。乱流のこの謎を解き明かすことも、研究者の夢の1つである。

会誌編集委員会



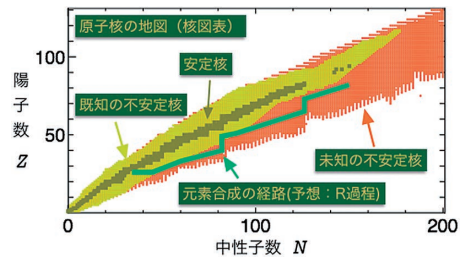
21

原子核の地図はどこまで広がる？

地球上の大部分の物質を構成する安定な原子核(安定核)は、中性子数 N と陽子数 Z がほぼ同数である。一方、極端に N と Z が異なると、原子核は核子(中性子と陽子の総称)を束縛できず、存在しえなくなる。この様子を、横軸を N 、縦軸を Z とした平面上に表したものが核図表であり、いわば原子核の地図にあたる。安定核は、この地図上では、 N と Z がほぼ等しい線を中心とした狭い領域に分布し、3百種類ほど存在する。これまで、これらの安定核を中心に研究がなされ、原子核の構造や反応が明らかになってきた。

では、原子核はこの地図上のどこまで存在しうるのであるか？ この問いに答える鍵となるのは、ベータ崩壊やアルファ崩壊によって短時間で崩壊する、「不安定」な原子核(不安定核)である。理論的には、不安定核は図のように安定核のまわりに膨大に存在し、その数は7千種類以上と予測されている。しかしながら、その大半はいまだに発見されていない。これらの不安定核の研究は、理化学研究所のRIビームファクトリーなどの加速器施設で行われている。

これまでの研究から、たとえば中性子が極端に多い不安定核では、中性子分布が原子核の外側に大きく広がる中性



子ハローといった現象が見つかった。また、不安定核になると、原子核を理解するうえで基礎となる魔法数が、安定核のものから変わってしまうことが発見された。この魔法数の変化は、核力のなかのテンソル力(2つの核子のスピンと相対座標に依存する力で、配位によって引力にも斥力にもなる)が、不安定核になると姿を現すためだとわかってきた。

現在、存在しうるすべての不安定核を生成し、その性質を調べるといふ挑戦が進んでいる。原子核の地図のランドスケープが明らかになったとき、我々は安定核と不安定核を統一的に理解できる普遍的な原子核像を手にすることができよう。また、この挑戦は、不安定核のデータが重要となる宇宙の元素合成の謎の解明にも、大きな進展をもたらすことが期待される。

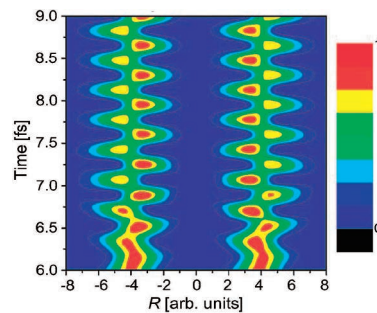
会誌編集委員会、大田晋輔(東大CNS)

22

アト物理：超高速現象にどこまで迫れるか

19世紀末、「走っている馬の4本の脚は、同時に地面を離れるか？」という多額の賞金がかかった問いに答えるため、カメラの高速シャッターが発明され、この技術が後の映画撮影の礎となった。20世紀後半のフェムト秒(10^{-15} 秒)レーザーの発展は、化学反応にかかわる短寿命遷移状態を「時間を止めて」観測するフェムト化学の研究分野を切り拓き、1999年のノーベル化学賞の対象となった。今日ではさらに速い時間スケールで起こる現象の時間分解をめざす、「アト(10^{-18} 物理)」が幕を開けている。たとえば水素分子 H_2 の振動周期は7フェムト秒であるのに対して、水素分子イオン H_2^+ 中の電子は、約180アト秒ごとに2つの水素原子Hの間を「跳び移る」ことが予測される(図)。このような超高速現象の実験的観測や制御を可能にするのが、アト秒の時間幅をもつ光パルスである。

現在のアト秒光パルスは、強力な近赤外域フェムト秒レーザーを希ガスなどの媒質に集光した際に、高次高調波として発生する真空紫外～軟X線域のパルス列を利用している。すでに100アト秒を切る光パルスが実現しているが、これほど短い時間領域では、ハイゼンベルクの不確定性関係が問題になってくる。時間幅 Δt が100アト秒を切



る光パルスのスペクトル幅 ΔE は、100 eV近くにも広がってしまう。そのため、不確定性原理の「裏をかいて」高い時間分解能 Δt とエネルギー分解能 ΔE を両立させる、巧妙な実験をデザインすることが課題となる。

図の例では、偏光(電場の方向)を適切に選んだ第2の光パルスで光イオン化を誘起し、電子の放出方向の非対称性を計測することを提案している。アト秒の偏光を自由自在に変調する技術が実現できれば、スピントロニクス研究のためのアト秒磁場パルスとしてつかうことも夢ではない。真空紫外～軟X線域の光パルス整形技術の発展にとともに、アト物理の地平は着実に広がりつつある。

会誌編集委員会

フェルミ超流動とボース・アインシュタイン凝縮の統一描像

Keyword: BCS-BEC クロスオーバー

Keywordにある「BCS」とは、超伝導機構を解明した3人の物理学者の名前 (Bardeen, Cooper, Schrieffer) の頭文字を並べたものであり、伝導電子に代表されるフェルミ粒子系の超流動 (超伝導) を指す。一方、「BEC」とは、理想ボース気体が示す相転移現象—ボース・アインシュタイン凝縮 (Bose-Einstein condensation)—を指し、液体⁴Heや、ボース原子気体⁸⁷Rb等で実現するボース粒子系超流動を意味することもある。ここでは、これら2種類の超流動、凝縮現象をつなぐBCS-BECクロスオーバーについて解説する。

1. BCS-BEC クロスオーバーとはなにか

理想ボース気体が低温でBECを起こし、巨視的な数のボソンが運動量ゼロの状態を占有するようになるのに対し、理想フェルミ気体はそのような相転移を示さない。しかし、フェルミ粒子間に引力がはたらくと、束縛状態 (クーバー対) が形成され、対の重心運動量に関しある種のBECを起こす—これが超伝導の機構を解明したBardeen, Cooper, Schriefferらのアイデアの核心部分である。そして、今日、Cooper不安定性と呼ばれる、「フェルミ面があれば対形成に必要な引力はわずかでも良い」という事実が、多くの金属が低温で超伝導状態になることの根拠の一つとなっている。BCS理論は、当初、電子間引力の起源として格子振動 (フォノン)、束縛状態としてはスピン1重項で軌道部分が s 波対称の場合を想定していたが、その後、超流動³He (スピン3重項 p 波) や銅酸化物高温超伝導 (スピン1重項 d 波) など、様々なタイプが発見されている。しかし、上述の核心部分に変更を迫る超流動は未だ発見されていない。

通常の超伝導では、クーバー対のサイズ $\sim O(10^3 \text{ \AA})$ は電子間距離 $\sim O(1 \text{ \AA})$ に比べ遥かに大きいので、対同士は非常に重なり合っている。したがって、 $s=1/2$ のスピン2つを合成したものが整数スピンになるからといって、即、これをボソンとみなすことには抵抗があるかもしれない。しかし、もし電子間にはたらく引力相互作用をどんどん強くすることができたなら、クーバー対は次第に小さくなり、いずれ⁴He原子 (これも2個の陽子、2個の中性子、2個の電子というフェルミ粒子が強く結合した複合粒子である) 同様、躊躇なくボソンとみなせるようになるだろう。そして、その極限においては、超伝導 (BCS状態) は理想ボース気体のBECに帰着する…。フェルミ粒子間の引力相互作用強度の変化に伴って起こるこの移行現象がBCS-BECクロスオーバーである。そして、この移行は途中で相転移を伴わず、スムーズに起こる (クロスオーバー)。

引力相互作用をどんどん強くするという、一見、ありえそうにない問題設定は、しかし、2004年、フェルミ原子ガス超流動の実現により現実のものとなる。^{1,2)} この系は、フェルミ原子である⁴⁰K、または⁶Liをガス化、 $10^5 \sim 10^8$ 個ほどを磁氣的、光学的手法で空中に捕獲し、レーザー冷却や蒸発冷却といった技術により、 μK 以下のフェルミ縮退領域にまで冷却したものである。核スピンと電子スピンの合成スピンで指定される原子状態 (hyperfine state) から2種類を選択的に残し、それらを擬スピン $s=\uparrow, \downarrow$ として電子スピンの対称性を実現させている。そして、なにより画期的なのは、Feshbach共鳴と呼ばれる機構により擬スピン \uparrow と \downarrow の原子間にはたらく相互作用を自在に制御できるという点で、これを駆使することで、金属超伝導で議論されてきた弱結合超流動状態 (BCS状態) を強く結合した分子ボソンのBECへ“BCS-BECクロスオーバー”させることに成功したのである。

フェルミ原子ガスで観測された超流動転移温度 T_c の振る舞いは、図1の実線のようなものであった。^{1,2)} 超伝導研究では、通常、引力が強いほど高い T_c を与えると考えられているが、図1は、必ずしもそうではないことを示している。何故か? この理由が分かったなら、BCS-BECクロスオーバーの本質は理解できたと考えて良い。

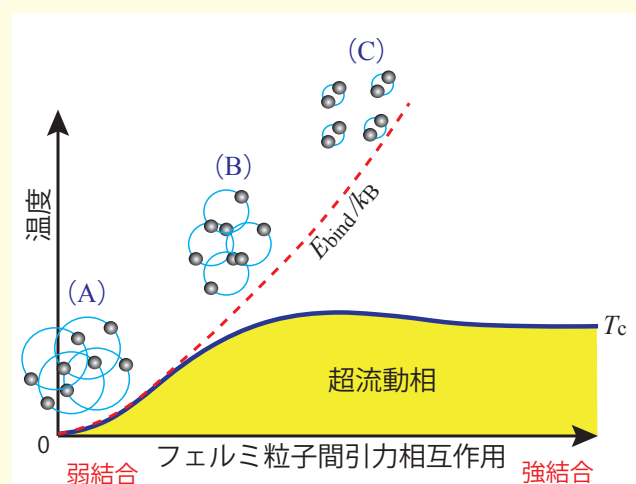


図1 フェルミ原子ガス超流動のBCS-BECクロスオーバー領域における超流動転移温度 T_c の相互作用依存性の模式図。 E_{bind}/k_B はクーバー対の結合エネルギーを温度換算したもので、熱分離に打ち勝ってクーバー対が形成され始める特徴的な温度を与える。(A)-(C)はそれぞれの相互作用領域でのクーバー対同士の重なり具合の模式図である。

2. この現象をどう理解するか

BCS-BEC クロスオーバーは強い引力相互作用が重要となる量子多体現象であるが、その本質を理解することはさほど難しくない。前提はただ2つ：(a) フェルミ面があればわずかな引力でクーパー対形成が可能であること、および、(b) 理想ボース気体の BEC 転移温度の表式、

$$T_{\text{BEC}} = \frac{h^2}{2\pi m_B k_B} \left(\frac{n_B}{\zeta(3/2)} \right)^{2/3}, \quad (1)$$

が粒子の波動関数の（統計力学的効果をも加味した）空間的広がりを表す熱的 de Broglie 波長 $\lambda_T(T) = h/\sqrt{2\pi m_B k_B T}$ を用い、

$$\lambda_T(T_{\text{BEC}}) = \zeta(3/2)^{1/3} n_B^{-1/3}, \quad (2)$$

のように表せること、のみである (m_B , n_B はボース粒子の質量と数密度。また、 $\zeta(3/2) = 2.612$)。ここで、 $\lambda_T(T) \propto 1/\sqrt{T}$ 、および、 $n_B^{-1/3}$ が平均粒子間距離程度であることに注意すると、BEC とはボソンの波動関数の広がり (λ_T) が低温で粒子間距離程度 ($\sim n_B^{-1/3}$) にまで発達、粒子の波動関数が互いに重なり合うことで起こる量子現象であることを式(2)は示している。

図1の破線はクーパー対の結合エネルギー E_{bind} を温度換算したものであり、当然、引力相互作用が強いほど大きい。物理的には、 E_{bind}/k_B は熱解離に打ち勝って対形成が起こり始める特徴的な温度を与える。フェルミ粒子間の引力相互作用が弱い(弱結合)領域において、 E_{bind}/k_B 程度まで温度を下げると、形成されるクーパー対は小さな結合エネルギーを反映して非常に大きなサイズとなり、図1(A)のように互いに重なり合った状況となる。ここで、(多少躊躇しつつも大胆に) これらを分子ボソンとみなすならば、その波動関数は非常に重なり合っていることから、対形成と同時に BEC の条件(式(2))が満たされる。結果、弱結合領域では、対形成とその BEC が同時に起こることになる。実際、BCS 理論では、クーパー対は T_c 以下で現れるとされ、AI など多くの超伝導がこれに該当する。

引力相互作用が強くなると、結合エネルギー E_{bind} の増大に伴い T_c も上昇する。同時に「分子」は次第に小さくなり、図1(B)を経て、最後は(C)のように平均粒子間距離よりも小さくなる。このようになると、 $T \sim E_{\text{bind}}/k_B$ で対形成が始まっても、式(2)の条件が満たされないため BEC は即座には起こらない。しかし、さらに温度を下げると、今度はこれら分子ボソンの熱的 de Broglie 波長が成長し始め、それが平均「分子間距離」程度に達した時点で、「分子ボソンの BEC」が起こる。この時、強い引力相互作用によりほとんどのフェルミ粒子が対形成しているとすると、フェルミ粒子の質量を m_F 、数密度を n_F とし、 T_c は $m_B = 2m_F$ 、

$n_B \approx n_F/2$ を式(1)に代入した値、 $T_{\text{BEC}} \approx 0.218 T_F$ となる (T_F はフェルミ温度)。結果、強結合領域の T_c は、図1に示すように相互作用にほとんど依存しない。

以上が、BCS-BEC クロスオーバーにおける T_c の振る舞いのカラクリである。BCS 理論の核心部分である、「クーパー対(分子)が起こすある種の BEC」というアイデアは全相互作用領域で有効であるが、弱結合 BCS 領域では昇温と共に BEC を起こす分子自身が熱分解することで正常相に戻るのに対し、強結合 BEC 領域では分子の波動関数の空間的広がり (λ_T) が縮み、その重なりがなくなることで BEC という量子現象が終了するのである。

3. おわりに

上の(直観的)説明に納得できたなら、後は興味と必要に応じて議論を精密化すれば良い。³⁾ BCS-BEC クロスオーバーがフェルミ原子ガス超流動で実現して以降、この量子多体現象は、励起子 BEC や励起子ボラリトン凝縮、中性子星内部の超流動状態、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相図におけるカラー超伝導相⁴⁾ さらに最近では Fe 系超伝導⁵⁾ でも議論されている。しかし、いずれの場合も現象の本質はここで述べたとおりである。また、「相互作用をどんどん強く」しなくても、密度を制御して粒子間距離を変えれば同様のクロスオーバーが起こると予想されるが、実際、励起子凝縮や中性子星内部の超流動、QGP 相図におけるカラー超伝導はそれに該当している。

BCS-BEC クロスオーバーが明らかにしたフェルミ超流動の T_c の上限はフェルミ温度 T_F の約 20% である。これは、フェルミ原子ガス ($T_F \sim O(\mu\text{K})$) では極低温であるが、金属超伝導 ($T_F \sim O(10^4 \text{K})$) では、室温を凌駕する温度である。もちろん、後者にはガス系にはない結晶格子の効果など、加味しなければならない要素がたくさんあるが、少なくとも、「ベストな状況」では、自然は室温超伝導の可能性を排除していないようである。これは、室温超伝導の実現を目指す野心家を十分勇気づけるに違いない。

参考文献

- 1) C. Regal, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 040403.
- 2) M. Zwierlein, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 120403.
- 3) フェルミ原子ガス超流動の解説として: W. Zwerger, ed.: *The BCS-BEC Crossover and the Unitary Fermi Gas* (Springer-Verlag, Berlin, 2012), 日本語の解説として: 大橋洋士: 日本物理学会誌 **59** (2004) 207; 591.
- 4) これらの超流動系の解説として: K. Bennemann, *et al.* ed.: *Novel Superfluids, 1, 2* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2014).
- 5) S. Kasahara, *et al.*: Proc. Natl. Acad. Sci. **111** (2014) 16309.

大橋洋士 (慶應義塾大学理工学部物理学科 yohashi@rk.phys.keio.ac.jp)
 (2015年12月10日原稿受付)

有質量グラビトン模型と宇宙論



向山 信治

京都大学基礎物理学研究所
shinji.mukohyama@yukawa.kyoto-u.ac.jp

現在の宇宙の加速膨張は、一般相対性理論に基づいて説明しようとする、ダークエネルギーの存在を示唆する。ダークエネルギーは、もしも本当に存在するのであれば、負の圧力を伴うことで万有斥力を生じ、宇宙が膨張すると体積に比例して増加する（つまりエネルギー密度が一定）という、驚くべき性質を持つはずである。しかし、その正体は全く分かっていないのが現状である。

歴史的には、19世紀に似た状況が知られている。惑星の軌道の観測により、水星の近日点移動が発見されたが、ニュートン力学では説明できなかった。そこで、人々は見えない惑星を導入して説明しようとした。この仮説上の惑星はヴァルカンと呼ばれ、発見したと主張した人もいた。これは、いわばダーク・プラネットである。しかし、本当の答えはダーク・プラネットではなく、“重力理論を変える”ということだった。一般相対性理論は水星の近日点移動を見事に説明し、ニュートン力学に変わる、新しい重力理論としての地位を獲得したのだ。

この歴史的事実を鑑みれば、少なからぬ研究者が「ダークエネルギーを導入する代わりに、一般相対論を変更することはできないか？」と考えるのも理解できるだろう。ダークエネルギーは、一般相対性理論で加速膨張を説明しようとする必要だが、もしも重力が長距離で変更を受けるのなら、もしかすると必要ないのかもしれない。

重力は重力子によって媒介されると考えられているが、一般相対性理論において重力子に質量はなく、その結果、重力は長距離にまで作用する。一方、もしも重力子に

質量を与えることができれば、重力の長距離での振る舞いが修正されるだろう。重力子が質量を持つ可能性、すなわち massive gravity についての研究は、1939年に Fierz と Pauli が線形理論を提唱して以来、長い歴史を持つ。しかし、1972年に Boulware と Deser が非線形レベルでの不安定性を指摘してからは、長い間、重力子は質量を持ってないだろうと考えられてきた。約40年後の2010年になってやっと、この不安定性の問題を解決する理論が、de Rham と Gabadadze と Tolley によって提唱された。この理論は、3人のイニシャルをとって dRGT 理論と呼ばれる。

理論的整合性を持つ massive gravity 理論の候補が見つかったので、多くの研究者が、それを宇宙論に応用して、加速膨張などの宇宙の謎に挑戦したいと考え始めた。そして、ダークエネルギーがなくても加速膨張する解が発見された。しかし、間もなくして、この解を含め、dRGT 理論における一様等方な宇宙論解は、全て不安定であることが示された。この新たな不安定性を回避して、massive gravity における宇宙論を始めるためには、二つのアプローチがある。一つは、同じ理論において新しいタイプの宇宙論解を見つけることである。たとえば、等方性を通常の物質からは見えないところで破ることで、新しい宇宙論解が発見されている。もう一つのアプローチは、新たな理論を構築することである。これまでに、extended/new quasidilaton, bimetric gravity, minimal theory of massive gravity 等において、安定な一様等方宇宙論解を見つけることに成功している。

—Keywords—

宇宙の加速膨張：

宇宙は膨張しているが、その速度は一定ではない。万有引力の法則から分かるように、重力は通常、引力である。そのため、一般相対論において宇宙が通常の物質や輻射で満ちていると、それらによる重力により宇宙膨張は減速する。ところが、超新星や宇宙背景輻射の観測から、現在の宇宙の膨張は加速していることが分かっている。

重力子：

宇宙には4つの力があり、そのうち、電磁力と弱い力と強い力は、それぞれ、光子とウィークボソンとグルーオンによって媒介される。同様に、重力も、重力子によって媒介されると考えられている。

一様等方な宇宙論解：

宇宙における物質の分布は、十分大きなスケールでは一様で等方であることが分かっている。そのため、宇宙論では主に、空間的に一様等方な膨張解を背景とし、それに摂動を加えたものが研究される。

1. はじめに

重力子がゼロでない質量を持つ可能性, すなわち massive gravity についての研究は, 1939年に Fierz と Pauli が線形理論を提唱して以来, 長い歴史を持つ. しかし, 1972年に Boulware と Deser が非線形レベルでの不安定性を指摘してからは, 長い間, 重力子は質量を持たないだろうと考えられてきた. 約40年後の2010年になってやっと, この不安定性の問題を解決する理論が, de Rham と Gabadadze と Tolley によって提唱された. 本稿では, 1939年から現在に至るまでの massive gravity 理論の進展と, その宇宙論への応用について解説する.

2. Fierz-Pauli 理論 (1939)

時空の計量 $g_{\mu\nu}$ を Minkowski 計量の周りで

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad \eta_{\mu\nu} \equiv \text{diag}(-1, 1, 1, 1),$$

のように展開したとき ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$), Fierz と Pauli の線形理論は, 以下の作用によって与えられる.¹⁾

$$I_{\text{FP}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^4x (L_{\text{EH}}^{(2)} + 2m^2 L_{\text{FP}}). \quad (1)$$

ここで, G_N は重力定数,

$$L_{\text{EH}}^{(2)} = \frac{1}{4} [(2\partial_\nu h_{\mu\rho} - \partial_\rho h_{\mu\nu}) \partial^\rho h^{\mu\nu} + (\partial^\mu h - 2\partial_\nu h^{\mu\nu}) \partial_\mu h] + (\text{全微分}),$$

は Einstein-Hilbert 項 $\mathcal{L}_{\text{EH}} \equiv \sqrt{-g} R$ を $h_{\mu\nu}$ の2次まで展開したもので, 重力子の運動項を与える. そして,

$$L_{\text{FP}} = \frac{1}{8} (h^2 - h^{\mu\nu} h_{\mu\nu}), \quad (2)$$

は質量項である. 以下で示すように, m は重力子の質量となる. 本節では, 添字の上下は $\eta^{\mu\nu}$ と $\eta_{\mu\nu}$ で行うこととし, $h \equiv h^\mu{}_\mu$ とする. 質量項に寄与し得るのは h^2 と $h^{\mu\nu} h_{\mu\nu}$ の2種類が考えられるが, Fierz と Pauli は, これら2項の係数の比を, (2) のように -1 に選んだ. このように選ばないと, ゴーストと呼ばれる負の運動エネルギーを持つ物理的自由度が現れ, まともな理論にならないからである.

作用 (1) に物質場の作用 I_{matter} を加え, $h_{\mu\nu}$ について変分すると, 以下の運動方程式が得られる.

$$G_{\mu\nu}^{(1)} = \frac{1}{2} m^2 (h\eta_{\mu\nu} - h_{\mu\nu}) + 8\pi G_N T_{\mu\nu}. \quad (3)$$

ここで,

$$G_{\mu\nu}^{(1)} \equiv \frac{1}{2} (\partial_\mu \partial_\rho h^\rho{}_\nu + \partial_\nu \partial_\rho h^\rho{}_\mu - \square h_{\mu\nu} - \partial_\mu \partial_\nu h) + \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} (\square h - \partial_\rho \partial_\sigma h^{\rho\sigma}),$$

$$T_{\mu\nu} \equiv 2\eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} \frac{\delta I_{\text{matter}}}{\delta h_{\rho\sigma}},$$

は, アインシュタイン・テンソル $G_{\mu\nu}$ を $h_{\mu\nu}$ の1次まで展開したものと, 物質場のエネルギー-運動量テンソルである.

ここで, 対称2階テンソル $h_{\mu\nu}$ の10成分のうち, 独立な

物理的自由度は5成分だけであることを示そう. まず, (3) の発散を計算すると, Bianchi 恒等式 $\partial^\mu G_{\mu\nu}^{(1)} = 0$ より

$$\partial^\mu h_{\mu\nu} = \partial_\nu h, \quad (4)$$

を得る. これは1階微分方程式なので, 拘束条件とみなせる. 次に, (3) のトレースを計算して (4) を使えば,

$$m^2 h = -\frac{16\pi G_N}{3} T, \quad T \equiv T^\mu{}_\mu, \quad (5)$$

を得る. これも代数方程式なので, 拘束条件とみなせる. 結局, (4) から4つ, (5) から1つの拘束条件を得たので, $h_{\mu\nu}$ の10成分のうち, 独立な物理的自由度の数は $10 - 4 - 1 = 5$ である. 特に, $T=0$ の場合には, $h_{\mu\nu}$ は transverse-traceless ($\partial^\mu h_{\mu\nu} = 0 = h$) である.

本節の最後に, 真空中 ($T_{\mu\nu} = 0$) の分散関係を求める.

$$h_{\mu\nu} = e_{\mu\nu}^{\text{TT}} e^{ik_\mu x^\mu}, \quad k^\mu e_{\mu\nu}^{\text{TT}} = 0, \quad \eta^{\mu\nu} e_{\mu\nu}^{\text{TT}} = 0,$$

を運動方程式 (3) に代入して $T_{\mu\nu} = 0$ とすれば,

$$k^\mu k_\mu + m^2 = 0,$$

を得る. したがって, パラメータ m は重力子の質量である.

3. 70年代初頭における進展

本節では, 1970年の van Dam と Veltman と Zakharov (vDVZ),^{2,3)} 1972年の Vainshtein,⁵⁾ 同じく1972年の Boulware と Deser⁷⁾ による重要な研究について解説する.

3.1 vDVZ 不連続性 (1970)

拘束条件 (4) と (5) を使って運動方程式 (3) を変形すると,

$$(\square - m^2) h_{\mu\nu} = -16\pi G_N \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{3} T \eta_{\mu\nu} \right) - \frac{16\pi G_N}{3m^2} \partial_\mu \partial_\nu T,$$

となるので, フーリエ変換して

$$h_{\mu\nu}(x^\rho) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ik_\sigma x^\sigma} \bar{h}_{\mu\nu}(k^\rho), \quad (6)$$

$$T_{\mu\nu}(x^\rho) = \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} e^{ik_\sigma x^\sigma} \bar{T}_{\mu\nu}(k^\rho),$$

とすれば,

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \frac{16\pi G_N}{k^2 + m^2} \left(\bar{T}_{\mu\nu} - \frac{1}{3} \bar{T} \eta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{3m^2} \bar{T} \right), \quad (7)$$

という解を得る. ここで, $\bar{T} = \eta^{\mu\nu} \bar{T}_{\mu\nu}$.

局所的な重力源として,

$$T^{\mu\nu}(x) = M \delta_0^\mu \delta_0^\nu \delta^3(\mathbf{x}), \quad (8)$$

すなわち

$$\bar{T}^{\mu\nu}(k) = 2\pi M \delta_0^\mu \delta_0^\nu \delta(k^0),$$

を考えよう. 良く知られた積分の公式

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{ik \cdot x} \frac{1}{k^2 + m^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r},$$

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{ik \cdot x} \frac{k_i k_j}{k^2 + m^2} = -\partial_i \partial_j \left(\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r} \right),$$

を使えば, (6)-(7) により

$$\begin{aligned} h_{00}(x) &= \frac{8G_N M}{3} \frac{e^{-mr}}{r}, \quad h_{0i}(x) = 0, \\ h_{ij}(x) &= \frac{4G_N M}{3} \left(\delta_{ij} - \frac{\partial_i \partial_j}{m^2} \right) \frac{e^{-mr}}{r}, \end{aligned} \quad (9)$$

を得る. ここで, $i, j = 1, 2, 3$. 注意すべきは, 重力をプローブする物質の作用が一般座標変換に対して不変である場合には, プローブする物質にとっては上の解 $h_{ij}(x)$ の右辺第二項はゲージ変換に他ならないということである. したがって, 観測量だけに興味があれば, $h_{ij}(x)$ を

$$\tilde{h}_{ij}(x) = \frac{4G_N}{3} \delta_{ij} \frac{e^{-mr}}{r} = \frac{1}{2} h_{00}(x) \delta_{ij},$$

で置き換えて構わない. 最後の表式の係数 $1/2$ は, 注目する長さのスケールを l として $ml \rightarrow 0$ の極限において, Parametrized Post-Newtonian (PPN) パラメータの一つである γ を与える. つまり,

$$\gamma_{m \rightarrow 0} = \frac{1}{2}, \quad (10)$$

を得た.

一方, 最初から $m=0$ の場合, すなわち一般相対論においては,

$$\bar{h}_{\mu\nu} = \frac{16\pi G_N}{k^2} \left(\bar{T}_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \bar{T} \eta_{\mu\nu} \right),$$

となるので, 同じ重力源 (8) に対して

$$\begin{aligned} h_{00}(x) &= \frac{2G_N M}{r}, \quad h_{0i}(x) = 0, \\ h_{ij}(x) &= \frac{2G_N M}{r} \delta_{ij} = h_{00}(x) \delta_{ij}, \end{aligned}$$

を得る. 最後の表式の係数は 1 なので, PPN パラメータ γ は

$$\gamma_{m=0} = 1,$$

である. これと (10) を比較すると, massive gravity のゼロ質量極限 ($m \rightarrow 0$) と一般相対論 ($m=0$) の予言が一致しないことが分かる. これは, vDVZ 不連続性と呼ばれる.^{2,3)}

PPN パラメータ γ の値については, カッシーニ探査機から太陽をかすめるようにして地球に到達した電波の到達時間のずれから, $\gamma - 1 = (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$ という制限が得られている.⁴⁾ したがって, 線形理論の予言を信じると, massive gravity はどんなに質量が小さくても観測から棄却される.

3.2 Vainshtein 機構 (1972)

幸いにして, 前節で紹介した vDVZ 不連続性の発見の 2 年後, Vainshtein によって, massive gravity のゼロ質量極限で線形近似が完全に破綻することが示された.⁵⁾ これは, 前節の線形理論の予言を信用できないこと, したがって非線形性を考慮する必要があることを意味する.

線形近似の破綻を見るには, Fierz-Pauli 理論 (1) を非線形に拡張し, 線形解 (9) への非線形補正が無視できなくなるほど大きくなることを示せば良いだろう. 非線形理論の

作用は, dynamical metric $g_{\mu\nu}$ と fixed metric $f_{\mu\nu}$ およびその差 $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - f_{\mu\nu}$ を使って,

$$I_{\text{NL}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^4x (\mathcal{L}_{\text{EH}} + 2m^2 \mathcal{L}_{\text{NL}}), \quad (11)$$

を考える. ここで, \mathcal{L}_{EH} は $g_{\mu\nu}$ の Einstein-Hilbert 項で,

$$\mathcal{L}_{\text{NL}} = \frac{\sqrt{-f}}{8} f^{\mu\nu} f^{\rho\sigma} (h_{\mu\nu} h_{\rho\sigma} - h_{\mu\rho} h_{\nu\sigma}), \quad f^{\mu\nu} \equiv (f^{-1})^{\mu\nu},$$

である. 作用 (11) は $h_{\mu\nu}$ の非線形レベルで定義されているが,⁶⁾ $f_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ として $h_{\mu\nu}$ の二次まで展開すると Fierz-Pauli 理論に帰着する. 作用 (11) から得られる運動方程式は,

$$G^{\mu\nu} + \frac{\sqrt{-f}}{\sqrt{-g}} \frac{m^2}{2} (f^{\mu\rho} f^{\nu\sigma} - f^{\mu\nu} f^{\rho\sigma}) h_{\rho\sigma} = 0, \quad (12)$$

となる.

球対称静的な ansatz

$$\begin{aligned} f_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu &= -dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega_2^2, \\ g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu &= -N^2(r) dt^2 + C^2(r) dr^2 + A^2(r) r^2 d\Omega_2^2, \end{aligned}$$

に対して,

$$\begin{aligned} N &= 1 + \epsilon N_1 + \epsilon^2 N_2 + O(\epsilon^3), \\ C &= 1 + \epsilon C_1 + \epsilon^2 C_2 + O(\epsilon^3), \\ A &= 1 + \epsilon A_1 + \epsilon^2 A_2 + O(\epsilon^3), \end{aligned}$$

のように摂動展開を適用する. まず, $O(\epsilon)$ のオーダーで運動方程式 (12) は,

$$\begin{aligned} xN_1'' + 2N_1' - xN_1 &= 0, \\ A_1 &= \frac{1}{x} N_1' - N_1, \quad C_1 = -\frac{1}{x} N_1', \end{aligned}$$

のようになる. ここで $x = mr$ で, prime は x に関する微分である. 無限遠 ($x \rightarrow \infty$) でゼロに近づく解は,

$$\begin{aligned} N_1 &= -\frac{\alpha}{x} e^{-x}, \quad A_1 = \frac{\alpha}{x^3} (1+x+x^2) e^{-x}, \\ C_1 &= -\frac{\alpha}{x^3} (1+x) e^{-x}, \end{aligned} \quad (13)$$

となる. この解がどれくらい大きくなれば摂動展開が破綻するかを見るために, $x \ll 1$ での振る舞いを示すと,

$$N_1 \approx -\frac{\alpha}{x}, \quad A_1 \approx \frac{\alpha}{x^3}, \quad C_1 \approx -\frac{\alpha}{x^3}, \quad (14)$$

となる. 次に, 二次のオーダーでの運動方程式を解き, 齊次解を α の再定義で吸収すると, $x \ll 1$ において

$$N_2 \approx \frac{7}{24} \frac{\alpha^2}{x^6}, \quad A_2 \approx -\frac{7\alpha^2}{x^8}, \quad C_2 \approx \frac{49}{2} \frac{\alpha^2}{x^8}, \quad (15)$$

を得る.

一次の解 (13) における (高次の齊次解を吸収後の) 積分定数 α は, これを前節での解 (9) と $x \gg 1$ で比較すると, $h_{00} = -N^2 + 1$ により,

$$\alpha = \frac{4G_N m M}{3},$$

と決まる. 一次の解 (14) と二次の解 (15) が積分定数も含めて決まったので, 両者を比較しよう. 結果,

$$r_V \equiv \left(\frac{G_N M}{m^4} \right)^{1/5},$$

で定義される半径よりも内側で、二次の解が一次の解よりも大きくなるのが分かる。この半径 r_V は Vainshtein 半径と呼ばれる。

Vainshtein 半径の内側では摂動展開が破綻するため、線形理論すなわち Fierz-Pauli 理論の予言は信用できない。特にゼロ質量極限 ($m \rightarrow 0$) では、 $r_V \rightarrow \infty$ となるので、いたるところで摂動展開が破綻し線形理論を信用できなくなる。さらに Vainshtein は、非摂動的に解を求めれば、ゼロ質量極限は一般相対論に一致すると主張した。彼の主張は局所的な議論に基づいていたが、後に大局的な解が求められ、少なくとも球対称静的な場合には正しいことが示されている。⁶⁾ ただし、一般相対論への収束は r に関して一様でない。重力子の質量 m がどんなに小さくてもゼロでない限り、Vainshtein 半径の外側の領域が形式的には存在し、そこでは一般相対論は回復しない。したがって、形式的な $1/r$ による展開は意味をなさない。重要なことは、質量 m を小さくしていくと Vainshtein 半径 r_V は際限なく大きくなることである。したがって、 M を太陽質量として、 m が十分小さければ Vainshtein 半径は太陽系の半径よりも十分大きくなり、太陽系内の観測によって一般相対論からのずれは見えなくなる。このように非線形効果によって一般相対論が回復する機構は、Vainshtein 機構と呼ばれている。

3.3 Boulware-Deser ゴースト (1972)

Vainshtein 機構の本質は非線形性である。非線形効果により、線形理論の抱えていた vDVZ 不連続性という問題を回避できる。しかし、同じ 1972 年に Boulware と Deser は、この非線形性により、別の新たな問題が生じることを示した。⁷⁾ Fierz-Pauli 理論は、(2) で 2 項の係数の比を -1 に選ぶことによって、線形レベルではゴーストを排除している。もしも -1 からずらすと、物理的自由度の数が 5 ではなく 6 になり、その際に現れる余分な自由度がゴーストとなる。Boulware と Deser は、係数の比が -1 であっても、非線形レベルでは物理的自由度の数が 5 ではなく 6 になり、その際に現れる余分な自由度がゴーストとなると主張した。

本節では、(11) で定義される非線形理論に対し、物理的自由度の数が非線形レベルで実際に 6 であることを示す。簡単のため $f_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ とし、計量 $g_{\mu\nu}$ を

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -N^2 dt^2 + \gamma_{ij} (dx^i + N^i dt) (dx^j + N^j dt), \quad (16)$$

のように (N, N^i, γ_{ij}) に分解⁸⁾ すると、

$$I_{NL} = \frac{1}{16\pi G_N} \int dt d^3x \left[N \sqrt{\gamma} (K^{ij} K_{ij} - K^2 + R[\gamma]) + \frac{1}{4} m^2 \mathcal{L}_m \right],$$

$$\mathcal{L}_m = \delta^{ij} \delta^{kl} (h_{ij} h_{kl} - h_{ik} h_{jl}) - 2\delta^{ij} [h_{ij} (-N^2 + N_k N^k + 1) - N_i N_j],$$

となる。ここで、 $h_{ij} \equiv \gamma_{ij} - \delta_{ij}$ 、 $N_i \equiv \gamma_{ij} N^j$ 、 $K_{ij} = (\dot{\gamma}_{ij} - D_j N_i - D_i N_j) / (2N)$ で、 $K^{ij} \equiv \gamma^{ik} \gamma^{jl} K_{kl}$ 、 $K \equiv \gamma^{ij} K_{ij}$ 、 D_i は γ_{ij} から作っ

た空間共変微分である。この作用は N と N^i の時間微分を含まないので、それぞれに共役な正準運動量はゼロとなる。

$$\pi_N = 0, \quad \pi_i = 0. \quad (17)$$

一方、 γ_{ij} に共役な正準運動量は

$$\pi^{ij} = \frac{1}{16\pi G_N} \sqrt{\gamma} (K^{ij} - K \gamma^{ij}),$$

となり、これは容易に K_{ij} について

$$K_{ij} = \frac{16\pi G_N}{\sqrt{\gamma}} \left(\pi_{ij} - \frac{1}{2} \pi \gamma_{ij} \right),$$

のように逆解きできる。ここで、 $\pi_{ij} \equiv \gamma_{ik} \gamma_{jl} \pi^{kl}$ 、 $\pi \equiv \gamma^{ij} \pi_{ij}$ 。したがって、一次拘束条件は (17) で全てである。系のハミルトニアンは、境界項を除いて

$$H = \int d^3x \left[N \mathcal{H}_\perp + N^i \mathcal{H}_i + \lambda_N \pi_N + \lambda^i \pi_i - \frac{m^2 \mathcal{L}_m}{64\pi G_N} \right],$$

となる。ここで、

$$\mathcal{H}_\perp = \frac{16\pi G_N}{\sqrt{\gamma}} \left(\pi^{ij} \pi_{ij} - \frac{1}{2} \pi^2 \right) - \frac{\sqrt{\gamma}}{16\pi G_N} R^{(3)},$$

$$\mathcal{H}_i = -2\sqrt{\gamma} D_j \left(\frac{\pi^j_i}{\sqrt{\gamma}} \right), \quad (18)$$

はゼロ質量 ($m=0$) の場合の N と N^i の係数 (一般相対論におけるハミルトニアン拘束条件と運動量拘束条件) で、 λ_N と λ^i は Lagrange の未定係数である。また、 $\pi^j_i \equiv \pi^{jk} \gamma_{ki}$ 。

一次拘束条件が時間発展と無矛盾であること、すなわち

$$0 = C_\perp \equiv -\frac{d}{dt} \pi_N = -\{\pi_N, H\} \approx \mathcal{H}_\perp + \frac{m^2 N \delta^{ij} h_{ij}}{16\pi G_N},$$

$$0 = C_i \equiv -\frac{d}{dt} \pi_i = -\{\pi_i, H\} \approx \mathcal{H}_i - \frac{m^2 M_i^j N_j}{16\pi G_N}, \quad (19)$$

を課すと、二次拘束条件 $C_\perp \approx 0$ 、 $C_i \approx 0$ が得られる。ここで、 $M_i^j \equiv g_{ik} \delta^{kj} - h_{kl} \delta^{kl} \delta_i^j$ 。容易に確かめられるように、これらの二次拘束条件は N と N^i について解くことができる。拘束条件の間のポワソン括弧からなる行列は、

$$\begin{pmatrix} \pi_N & \pi_j & C_\perp & C_j \\ \pi_N & \pi_j & C_\perp & C_j \\ \pi_i & 0 & 0 & \neq 0 \\ C_\perp & \neq 0 & 0 & \\ C_i & 0 & \neq 0 & \end{pmatrix},$$

という構造を持つので、その行列式はゼロでない。したがって、三次拘束条件は存在せず、これまでに得られた 8 つの拘束条件 ($\pi_N, \pi_i, C_\perp, C_i$) は全て二類である。

これで、物理的自由度の数を求める準備が整った。 $(N, \pi_N, N^i, \pi_i, \gamma_{ij}, \pi^{ij})$ を座標とする元の位相空間は、20 次元である。系には 8 つの二類拘束条件があり、他に拘束が存在しないことが分かったので、物理的自由度を表す位相空間の次元は $20 - 8 = 12$ 、したがって、この系は、物理的自由度を 6 持つことになる。このうち 5 自由度は Fierz-Pauli の線形理論に既に存在していた自由度で、残りの 1 は非線形性によって現れた自由度である。この余分な 1 自由度が、Boulware と Deser が発見した非線形不安定性の根源である。

そのため、この自由度は Boulware-Deser (BD) ゴーストと呼ばれる。

4. dRGT 理論 (2010)

4.1 摂動展開による発見

Boulware と Deser (BD) が 1972 年に非線形レベルでの不安定性の存在を指摘してからは、長い間、単一の重力子はゼロでない質量を持ってないだろうと考えられてきた。約 40 年後の 2010 年になってやっと、この不安定性の問題を解決する理論が、de Rham と Gabadadze によって発見された。⁹⁾ 理論の作用を、

$$I_{\text{dRGT}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^4x [\mathcal{L}_{\text{EH}} + 2m^2 \sqrt{-g} L_{\text{dRGT}}], \quad (20)$$

のように、Einstein-Hilbert 項と微分を含まない相互作用項 L_{dRGT} の寄与の和とする。 L_{dRGT} については、Minkowski 時空周りの摂動 $h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$ の各オーダーで、Lorentz 不変な項を全て考慮する。例えば、2 次と 3 次では、それぞれ

$$c_1^{(2)} h^2 + c_2^{(2)} h^{\mu\nu} h_{\mu\nu}, \quad c_1^{(3)} h^3 + c_2^{(3)} h h^{\mu\nu} h_{\mu\nu} + c_3^{(3)} h^{\mu\nu} h_{\nu\rho} h^\rho{}_\mu.$$

ここで、着目するエネルギースケール E が、 $m \ll E \ll M_{\text{Pl}}$ を満たすとしよう。5 章でみるように、典型的には m は現在のハッブル膨張率程度に取る。この場合は、ハッブル地平線よりも十分短く、かつプランク長よりは十分長いスケールを考えることに対応する。新たに $\Lambda_3 = (m^2 M_{\text{Pl}})^{1/3}$ というスケールを導入し、 $E/\Lambda_3 = O(1)$ を保ったまま、 $m/E \rightarrow 0$ 、 $M_{\text{Pl}}/E \rightarrow \infty$ という極限を取る。これは decoupling limit と呼ばれ、この極限では作用が簡単になるという利点がある。Decoupling limit において、各オーダーでゴーストが出ないように係数を決めると、 $c_2^{(2)} = -c_1^{(2)}$ 、 $c_2^{(3)} = -3c_1^{(3)} - 1/2$ 、 $c_3^{(3)} = 2c_1^{(3)} + 1/2$ のようになる。

言うまでもなく、2 次のオーダーでは、 m^2 の再定義によって $c_1^{(2)} = 1/8$ とすれば、Fierz-Pauli 質量項 (2) になる。したがって、2 次のオーダーで自由に決められるパラメータは m^2 だけである。3 次と 4 次のオーダーでは、(24) に示す作用における α_3 と α_4 に対応する) 独立に与えられるパラメータがそれぞれ一つずつ残る。5 次以降で出てくる係数は全て、低次オーダーで出てきた 3 つのパラメータ (m^2, α_3, α_4) と、ゴーストが出ないという条件で完全に決まる。この作業は任意のオーダーまで続けることができ、したがって Minkowski 時空の周りの摂動展開の、任意のオーダーまでゴーストのない理論を構成できる。得られる理論は、(i) Minkowski 時空を真空解として持ち、(ii) Lorentz 対称性と並進対称性の両方 (すなわち Poincare 対称性) を尊重し、(iii) decoupling limit において BD ゴーストを含まない、という 3 条件の下で、最も一般的なものである。

4.2 無限級数の足し上げ

上述のように、3 つのパラメータを決めれば、条件 (i)–(iii) を満たす massive gravity 理論の作用が完全に決まる。しかし、それぞれのパラメータに無限級数が付随するので、

あまり便利な記述とは言えない。そこで、de Rham と Gabadadze に Tolley を加えた 3 人は、それぞれの無限級数を足し上げてコンパクトな形に書き表した。¹⁰⁾ そのため、この理論は、3 人のイニシャルをとって dRGT 理論と呼ばれる。

南部-Goldstone ボソンに対応するスカラー場 4 つ ϕ^a ($a = 0, 1, 2, 3$) を導入することで一般座標変換不変性を回復させると、この理論は、 ϕ^a と計量 $g_{\mu\nu}$ によって記述され、作用は場の空間における Poincare 変換

$$\phi^a \rightarrow \phi^a + c^a, \quad \phi^a \rightarrow \Lambda^a{}_b \phi^b, \quad (21)$$

に対して不変になっている。ここで、 c^a は定数、 $\Lambda^a{}_b$ はローレンツ変換の行列 ($\eta_{cd} \Lambda^c{}_a \Lambda^d{}_b = \eta_{ab}$)。したがって、作用は、

$$f_{\mu\nu} = \eta_{ab} \partial_\mu \phi^a \partial_\nu \phi^b, \quad (22)$$

を通じてのみ ϕ^a に依存する。テンソル $f_{\mu\nu}$ は、場の空間における Minkowski 計量 η_{ab} の時空への pullback であり、fiducial metric とも言われる。一方、 $g_{\mu\nu}$ は physical metric と言われる。自己相互作用項 L_{dRGT} は、

$$\mathcal{K}^\mu{}_\nu = \delta^\mu{}_\nu - S^\mu{}_\nu, \quad S^\mu{}_\rho S^\rho{}_\nu = g^{\mu\rho} f_{\rho\nu}, \quad (23)$$

によって定義されるテンソル $\mathcal{K}^\mu{}_\nu$ または $S^\mu{}_\nu$ によって、

$$L_{\text{dRGT}} = \sum_{n=2}^4 \alpha_n L_n(\mathcal{K}) = \sum_{n=0}^3 \beta_n L_n(S) + \alpha_4 \frac{\sqrt{-f}}{\sqrt{-g}}, \quad (24)$$

のように書ける。ここで、 $\alpha_2 = 1$ で、

$$L_0(X) = 1, \quad L_1(X) = [X],$$

$$L_2(X) = \frac{1}{2} ([X]^2 - [X^2]),$$

$$L_3(X) = \frac{1}{6} ([X]^3 - 3[X][X^2] + 2[X^3]),$$

$$L_4(X) = \frac{1}{24} ([X]^4 - 6[X]^2[X^2] + 3[X^2]^2 + 8[X][X^3] - 6[X^4]),$$

角括弧は行列のトレース、 β_n は以下のように与えられる。

$$\beta_0 = 6 + 4\alpha_3 + \alpha_4, \quad \beta_1 = -3 - 3\alpha_3 - \alpha_4,$$

$$\beta_2 = 1 + 2\alpha_3 + \alpha_4, \quad \beta_3 = -\alpha_3 - \alpha_4.$$

ここで、BD ゴーストの根源であるスカラー自由度に着目するため、 $\phi^a = x^a + \eta^{ab} \partial_b \pi$ 、 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ とすると、 $\mathcal{K}^\mu{}_\nu = -\eta^{\mu\rho} \partial_\rho \partial_\nu \pi$ となる。これを $L_{2,3,4}(\mathcal{K})$ に代入すると、それぞれ全微分になる。すなわち、 π は理論の作用に現れない。これが、BD ゴーストが少なくとも decoupling limit では現れない理由の一つである。

4.3 物理的自由度の数

dRGT 理論は、decoupling limit では BD ゴーストを含まないように定義されている。しかし、これは BD ゴーストが存在しないための必要条件であって十分条件ではない。十分でもあること、すなわち decoupling limit を取らなくても BD ゴーストがないことの証明は、Hassan と Rosen によってなされた。^{11,12)} また、fiducial metric $f_{\mu\nu}$ が Minkowski

計量 (22) である場合だけでなく、もっと一般の

$$f_{\mu\nu} = \bar{f}_{ab}(\phi^c) \partial_\mu \phi^a \partial_\nu \phi^b, \quad (25)$$

という形であっても証明は成立する.^{12,13)} ここで、 $\bar{f}_{ab}(\phi^c)$ は場の空間 (moduli space) の計量である。本節では、一般の fiducial metric (25) に対して、証明の概要を解説する。

まず、unitary gauge と呼ばれる座標条件

$$\phi^a = x^a, \quad (26)$$

を取ると、fiducial metric は $f_{\mu\nu} = \bar{f}_{\mu\nu}(x^\rho)$ のように、固定された (したがうべき微分方程式を持たない) テンソルとなる。その上で、 $g_{\mu\nu}$ と $f_{\mu\nu}$ を、それぞれ (16) と

$$f_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -M^2 dt^2 + f_{ij}^{(3)} (dx^i + M^i dt) (dx^j + M^j dt),$$

のように分解する。このまま系のハミルトニアンを計算すると、 N と N^i の微分は含まないものの、 N と N^i に関して非線形の表式になる。したがって、((19) の場合と同様に) 一次拘束条件 $\pi_N = 0$ と $\pi_i = 0$ の時間発展から得られる二次拘束条件 (それぞれ $C_\perp \approx 0$ と $C_i \approx 0$ と呼ぶ) が、単に N と N^i を決定する式になってしまうのではないかと心配になるかもしれない。もしそうになっていたとすると、(3.3 節の場合と同様に) 物理的自由度の数は 6 となり、BD ゴーストを取り除けない。実際には、dRGT 理論の特殊な構造のため、 $C_i \approx 0$ を N^i について解いた解を C_\perp に代入すると、 N に依存しなくなる。つまり、 N^i について解いた後ではハミルトニアンが N について線形になる。

Hassan と Rosen による証明^{11,13)} では、 N^i に非線形の変数変換を施すことで、ハミルトニアンを N について陽に線形な形にしている。これが可能なことと、 N^i について解いた後のハミルトニアンが N に線形になることは同値である。もう少し具体的には、 N^i の代わりとなるべき新たな空間ベクトル n^i を導入して

$$N^i = c_0^i + N c_1^i, \quad c_{0,1}^i = c_{0,1}^i(n^j, \gamma_{kl}),$$

のような関係を想定し、係数 $c_{0,1}^i$ は、 NS^μ_{ν} が

$$NS^\mu_{\nu} = A_{0\nu}^\mu + N A_{1\nu}^\mu, \quad A_{0,1\nu}^\mu = A_{0,1\nu}^\mu(n^i, \gamma_{jk}),$$

のように N に線形になるように決める。ここで、 $A_{0\nu}^\mu$ は

$$A_0^{k+1} = [A_0]^k A_0, \quad (k=1, 2, \dots),$$

を満たす。結果として、dRGT 理論のハミルトニアンは

$$H_{\text{dRGT}} = \int d^3x \{ N \mathcal{H}_\perp + (c_0^i + N c_1^i) \mathcal{H}_i + \lambda_N \pi_N + \lambda^i \tilde{\pi}_i + m^2 (V_0 + N V_1) \},$$

のように、 N に関して線形で n^i に関して非線形になる。ここで、 \mathcal{H}_\perp と \mathcal{H}_i は (18) で与えられ、 π_N と $\tilde{\pi}_i$ は N と n^i に共役な正準運動量、 λ_N と λ_i は Lagrange の未定係数、 $V_{0,1} = V_{0,1}(n^i, \gamma_{ij})$ は n^i と γ_{ij} に依存するポテンシャルである。一次拘束条件 $\pi_N = 0$ と $\tilde{\pi}_i = 0$ の時間発展との整合性より、

$$0 \approx C_\perp \equiv \mathcal{H}_\perp + c_1^i \mathcal{H}_i + m^2 V_1,$$

$$0 \approx C_i \equiv \mathcal{H}_i - \frac{m^2 \sqrt{\gamma}}{8\pi G_N} \frac{f_{ij}^{(3)} n^j}{\sqrt{x}}, \quad x = M^2 - f_{kl}^{(3)} n^k n^l,$$

という二次拘束条件を得る。これらのうち、 $C_i \approx 0$ を

$$n^i = \frac{8\pi G_N \sqrt{x}}{m^2 \sqrt{\gamma}} f_{(3)}^{ij} \mathcal{H}_j, \quad x = \frac{M^2}{1 + (8\pi G_N / m^2 \sqrt{\gamma})^2 f_{(3)}^{ij} \mathcal{H}_i \mathcal{H}_j},$$

のように n^i について解くことができるので、 $\tilde{\pi}_i = 0$ と合わせて、正準変数の対 $(n^i, \tilde{\pi}_i)$ を系から消去できる。ここで、 $f_{(3)}^{ij}$ は $f_{ij}^{(3)}$ の逆行列。すると、ハミルトニアンは、

$$\tilde{H} = \int d^3x [\mathcal{H}_0 + (N + \tilde{N}) C_\perp + \lambda_N \pi_N],$$

となる。ここで、 \tilde{N} は C_\perp に対する Lagrange の未定係数で、

$$\mathcal{H}_0 = M^i \mathcal{H}_i + \frac{m^2 \sqrt{\gamma} M}{8\pi G_N} \left[1 + \frac{8\pi G_N}{m^2 \sqrt{\gamma}} f_{(3)}^{ij} \mathcal{H}_i \mathcal{H}_j \right]^{1/2}.$$

二次拘束条件 C_\perp 同士のポワソン括弧は、

$$\{C_\perp(x), C_\perp(y)\} \approx 0,$$

となる¹²⁾ ので、 C_\perp の時間発展より

$$0 \approx \tilde{C}_\perp \equiv \frac{d}{dt} C_\perp \approx \int d^3y \{C_\perp(x), \mathcal{H}_0(y)\},$$

のように、三次拘束条件を得る。

拘束条件 π_N , C_\perp , \tilde{C}_\perp のうち、 π_N はすべての拘束条件とのポワソン括弧がゼロである。一方、残り 2 つの拘束条件の間のポワソン括弧からなる行列は、

$$\begin{array}{cc} C_\perp & \tilde{C}_\perp \\ \begin{array}{c} C_\perp \\ \tilde{C}_\perp \end{array} & \begin{pmatrix} 0 & \neq 0 \\ \neq 0 & \end{pmatrix}, \end{array}$$

という構造を持つので、その行列式はゼロでない。したがって、 π_N は一類、 C_\perp と \tilde{C}_\perp は二類で、他に拘束条件はない。つまり、 $(n^i, \tilde{\pi}_i)$ を消去した後の 14 次元位相空間 $(N, \pi_N, \gamma_{ij}, \pi^{ij})$ において、一類拘束条件が 1 つ、二類拘束が 2 つあるということになる。したがって、物理的位相空間の次元は $14 - 1 \times 2 - 2 = 10$ で、物理的自由度の数は 5 である。これは Fierz-Pauli 理論の物理的自由度の数と一致するので、dRGT 理論に BD ゴーストはないと結論される。

5. dRGT 理論の宇宙論解と安定性

理論的整合性を持つ massive gravity 理論の候補が見つかったので、多くの研究者が、それを宇宙論に応用して、加速膨張などの宇宙の謎に挑戦したいと考え始めた。なぜなら、ダークエネルギーは、一般相対性理論が正しければ必要だが、重力の振る舞いが長距離で変更を受ければ、もしかすると必要ないかもしれないからである。

5.1 宇宙膨張が許されない?

しかし、dRGT 理論を発見した 3 人を含む 6 人は、dRGT 理論には平坦な一様等方膨張宇宙を表す解が存在しないことを見つけてしまった。¹⁴⁾ もととの dRGT 理論は、場の空間における Poincare 変換 (21) に対して不変になるよう

に作られていて、場の空間の計量は Minkowski 計量、すなわち $\tilde{f}_{ab} = \eta_{ab} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ である。つまり、(22) の $f_{\mu\nu}$ は場の空間における Minkowski 計量の pullback、すなわち Minkowski 時空を任意の座標で表したものである。彼らは、この場合に、座標条件 (26) を採用し、physical metric の ansatz として平坦な一様等方時空

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -N^2(t) dt^2 + a^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

を仮定した。ここで、 $N(t) (>0)$ はラプス関数、 $a(t) (>0)$ はスケール因子である。この場合には、恒等式

$$\nabla_\nu \left(\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta I_{\text{dRGT}}}{\delta g_{\mu\nu}} \right) = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta I_{\text{dRGT}}}{\delta \phi^a} g^{\mu\nu} \partial_\nu \phi^a, \quad (27)$$

の左辺を計算すれば、そこから ϕ^a の運動方程式を読み取ることができる。その結果、彼らが得たのは、

$$\dot{a}(t) = 0,$$

つまり宇宙膨張が許されないという結論であった。私たちの宇宙が膨張していることは観測から明らかであるから、このままでは宇宙の謎に挑戦するどころか、現実世界を表すことができない。

5.2 一様等方加速膨張解の発見

そこで私は、共同研究者とともに、(26) とは違う $\phi^a(x)$ を選べないかと考えた。¹⁵⁾ ただし、一様等方解を得るためには、 $f_{\mu\nu}$ が一様等方に見えるように $\phi^a(x)$ を選ばなければならない。これは、Minkowski 時空において、計量が陽に一様等方に見える座標を選ぶことと数学的には等価である。Minkowski 時空は、どのように座標を選んででも閉じた ($K > 0$) 一様等方時空の形にできないが、開いた ($K < 0$) 一様等方時空の形 (Milne 時空と呼ばれる) にすることはできる。したがって、閉じた一様等方宇宙論解は存在しない (ansatz さえ書けない) が、開いた解が存在する可能性はあると考えられる。平坦な ($K = 0$) 場合はこれら2つの場合の境界であるが、前節で述べた理由で膨張解は存在しない。

Minkowski 座標から Milne 座標への変換公式にならい、

$$\phi^0 = f(t) \sqrt{1 + |K| \delta_{ij} x^i x^j}, \quad \phi^i = \sqrt{|K|} f(t) x^i,$$

という座標条件を採用する。^{*1} ここで、 $f(t)$ は t の任意の正の増加関数で、 $K < 0$ である。すると、fiducial metric は、

$$f_{\mu\nu} \equiv \eta_{ab} \partial_\mu \phi^a \partial_\nu \phi^b = -(\dot{f}(t))^2 \delta_\mu^0 \delta_\nu^0 + |K| f(t)^2 \Omega_{ij} \delta_\mu^i \delta_\nu^j,$$

のように Milne 時空の計量となる。ここで、

$$\Omega_{ij} = \delta_{ij} + \frac{K \delta_{ik} \delta_{jl} x^k x^l}{1 - K \delta_{mn} x^m x^n},$$

は曲率定数 $K < 0$ の双曲空間の計量。Physical metric $g_{\mu\nu}$ については、一般の開いた一様等方計量

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -N(t)^2 dt^2 + a(t)^2 \Omega_{ij} dx^i dx^j,$$

を仮定する。これらを dRGT 理論の作用 (20) および物質場の作用に代入し、全作用を $f(t)$ で変分すると、

$$(\dot{a} - \sqrt{|K|} N) J(X) = 0, \quad X \equiv \frac{\sqrt{|K|} f}{a}, \quad (28)$$

を得る。ここで、

$$J(X) = (3 - 2X) + \alpha_3 (3 - X)(1 - X) + \alpha_4 (1 - X)^2,$$

である。この方程式には3つの解があるが、最初の解 $\dot{a} = \sqrt{|K|} N$ を選ぶと $f_{\mu\nu}$ だけでなく $g_{\mu\nu}$ も Milne 計量、すなわち Minkowski 計量を座標変換しただけのものになってしまう。これでは私たちの宇宙を表すことができないので、 $J(X) = 0$ の2つの解を $X = X_\pm$ として、

$$f = \frac{a}{\sqrt{|K|}} X_\pm, \quad (29)$$

とするしかない。これらの解で $K \rightarrow 0$ の極限を取ると f が発散して意味をなさないので、既に前節でみたように、平坦な ($K = 0$) 膨張宇宙解は存在しない。

もう1つの独立な方程式^{*2}は、全作用を $N(t)$ で変分して (29) を代入すれば得られ、以下のような (修正された) フリードマン方程式になる。

$$H^2 + \frac{K}{a^2} = \frac{8\pi G_N}{3} (\rho_{\text{matter}} + \Lambda_\pm), \quad H \equiv \frac{\dot{a}}{Na}, \quad (30)$$

ここで、 ρ_{matter} は物質の全エネルギー密度で、

$$\Lambda_\pm \equiv m^2 (X_\pm - 1) [3(2 - X_\pm) + \alpha_3 (1 - X_\pm)(4 - X_\pm) + \alpha_4 (1 - X_\pm)^2],$$

である。もしも $\Lambda_\pm > 0$ であれば、 ρ_{matter} がダークエネルギーを含まなくても宇宙は加速膨張する。この解では、重力子の質量項が宇宙項の役割を果たしている。

以上の議論は、場の空間の計量 $\tilde{f}_{ab}(\phi^c)$ が Minkowski の場合であった。それ以外の場合、たとえば de Sitter の場合には、平坦 ($K = 0$)、閉じた ($K > 0$)、開いた ($K < 0$) 一様等方宇宙が許される。これは、de Sitter 時空を三種類の一様等方宇宙のどの形にも書けることの帰結である。場の空間の計量が一般の一様等方膨張計量の場合も、独立な方程式は2つあり、(28) は

$$(aH - aH_f) J(X) = 0, \quad X \equiv \frac{\alpha}{a}, \quad (31)$$

で置き換えられる。ここで、 α と H_f は、fiducial metric のスケール因子および膨張率である。もう一つ方程式すなわち (修正された) フリードマン方程式は、 Λ_\pm の値も含め (30) と同じになる。¹⁶⁾ ただし、 K は正負ゼロのどの値も取れる。

^{*1} この座標条件のもとで陽に一様等方な $g_{\mu\nu}$ を仮定すると、前節で採用した座標条件 (26) のもとで同様の仮定をするのとは、物理的に異なる。

^{*2} 採用した ansatz は一様等方なので、 g_{0i} と ϕ^i の運動方程式は自動的に満たされる。したがって、全作用を $N(t)$ と $a(t)$ と $f(t)$ について変分すれば、運動方程式の全ての独立な成分が得られることになる。ただし、恒等式 (27) により、これらのうち独立な方程式は2つだけである。

5.3 線形摂動の不思議な振る舞い

$J(X)=0$ で特徴づけられる2つの一様等方宇宙論解が見つかったので、次にすべきは、その周りの線形摂動の振る舞いを調べることであった。摂動変数を三次元空間のスカラーとベクトルとテンソルに分解すると、背景解の一様等方性により、それぞれを独立に解析することができる。摂動から作ったゲージ不変量の二次の作用を計算したところ、スカラーとベクトル部分に関しては、一般相対性理論と全く同じものが得られた。テンソル部分に関しては、膨張宇宙における重力波の2自由度が質量を持つことが確認された。したがって、一般相対性理論との違いが現れたのはテンソル部分のみである。¹⁶⁾

この結果を信じれば、重力波によってしか観測的には一般相対性理論(+宇宙項)と全く区別がつかないことになる。これは、一見良い結果のように思えるかもしれない。しかし、そのように考えるのは早計である。dRGT理論には、重力の自由度が5つあるはずである。それに対し、摂動の2次の作用に現れたのは2つのテンソル自由度だけである。残りの3自由度は、どこにどうやって隠れているのだろうか？ その答え次第では、この結果はdRGT理論にとって致命傷になるかもしれない。

5.4 新しい非線形不安定性

線形(作用では2次)レベルで隠れている3つの自由度も、非線形レベルでは現れるはずである。したがって、非線形の解析をすれば、これら3自由度の運命が分かるだろう。しかし、一般の非線形解析は簡単でないので、私たち¹⁷⁾は以下のように非線形解析を行った。

まず、一様等方な背景解を変形し、一様非等方な背景解を構成する。ここで、非等方性はゼロではないが十分小さいとする。具体的には、解析を簡単にするため Bianchi I と呼ばれる時空に軸対称性を課し、

$$g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -N^2(t)dt^2 + \alpha^2(t) [e^{4\sigma(t)} dx^2 + e^{-2\sigma(t)} (dy^2 + dz^2)], \quad (32)$$

という形の背景解を考える。一方、fiducial metric は、

$$f_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -n^2(t)dt^2 + \alpha^2(t) [dx^2 + dy^2 + dz^2], \quad (33)$$

とする。この解で $\sigma=0$ とすれば、平坦な($K=0$)一様等方解となる。次に、この一様非等方($\sigma \neq 0$)な解の上の線形摂動を考える。背景が等方ではないので、線形摂動を空間のスカラーとベクトルとテンソルに分解してもそれぞれを独立に解析することはできないが、軸対称性により、線形摂動を xy 平面のパリティで分類して偶奇それぞれを独立に解析することはできる。この線形摂動は、 $\sigma \neq 0$ であれば、元の一様等方($\sigma=0$)な背景解の周りの非線形摂動(の一部)とみなすことができる。計算を簡単にするために σ は0ではないが1に比べて十分小さいと想定すると、実際に5つの自由度が現れた。そのうち3つの自由度の運動項の係数は $O(\sigma)$ であり、したがって、背景が等方になる極限

($\sigma \rightarrow 0$)で消える。これが、一様等方な背景の周りで3つの自由度が隠れていた仕組みである。

では、 $O(\sigma)$ で現れる3つの運動項の係数の符号はどうだろうか？ 等方な極限でテンソル成分となる2自由度は、パリティ奇と偶のセクターそれぞれに1つずつ振り分けられていて、 $O(1)$ の運動項を持つ。パリティ奇のセクターには計2の自由度があるが、そのうち一つは $O(1)$ の運動項、もう一つは $O(\sigma)$ の運動項を持つ。ここで問うているのは、後者の符号である。 $O(\sigma)$ であることから容易に想像できるように、答えは σ の符号に依る。たとえば、 $\sigma > 0$ つまり x 方向の方が yz 方向よりも伸びている場合には運動項は正(または負)、 $\sigma < 0$ つまり x 方向の方が yz 方向よりも縮んでいる場合には運動項は負(または正)というようになる。したがって、背景解の変形の仕方を適切に選べば、つまり一様等方背景解へ近づく初期条件を適切に選べば、パリティ奇のセクターについては運動項を全て正にできるということになる。一方、パリティ偶のセクターには計3の自由度があり、そのうち一つは $O(1)$ の運動項、残りの2つが $O(\sigma)$ の運動項を持つ。困ったことに、後者2つの $O(\sigma)$ の運動項の係数は、お互いの逆符号になっている。したがって、 σ の符号に関わらず、どちらか一つは必ず負になってしまう。つまり、一様等方背景解へ近づく初期条件をどのように選んでも、必ずゴースト不安定性があることになる。¹⁷⁾

この不安定性はdRGT理論の5自由度の中で起こるものであるから、BoulwareとDeserが1972年に発見した非線形不安定性とは全く異なる。また、非線形レベルで初めて現れる不安定性であるから、Higuchiゴースト¹⁸⁾と呼ばれる線形レベルの不安定性でもない。^{*3} 1972年以来の新しいタイプの非線形不安定性の発見という意味では喜んで良いのだが、一方で、私たちが発見した加速膨張宇宙解(5.2節参照)が完全に不安定であることが分かり、悲しくもあった。

読者は、fiducial metricが一般の一様等方計量の場合、(31)にはもう一つ $aH = aH_f$ で特徴づけられる解が存在するではないか、こちらは $J(X)=0$ を満たす必要がないから不安定とは限らないではないか、と考えるかもしれない。しかし残念ながら、こちらの解も、前述のHiguchiゴーストにより不安定である。重力子の質量を大きくとれば、低エネルギーでは不安定性を回避できるが、この場合には一般相対性理論からのずれが大きくなりすぎて、観測と完全に矛盾してしまう。したがって、dRGT理論における一様等方宇宙論解は、全て不安定である。

5.5 等方性を破る解 (2012)

前節で解説した非線形不安定性は、微小な非等方性($|\sigma| \ll 1$)を導入することで現れた。では、非等方性 σ を

^{*3} $J(X)=0$ で特徴づけられる解の周りには、線形レベルでのスカラー摂動とベクトル摂動が存在しないので、そもそもHiguchi条件は適用されない。

$O(1)$ にしたらどうなるだろうか？ ヒッグス場のポテンシャルは原点近くでは不安定だが、真空期待値が有限の大きさを持つところで最小値を持って安定になる。同じように、dRGT理論も、非等方性が有限の大きさを持つところで安定になることはないだろうか？ もし安定な領域があるのであれば、そこに系の attractor は存在しないだろうか？ もしも存在するのであれば、初期条件を attractor の近くを選べば、安定な領域にとどまる可能性もあるだろう。

簡単のため、物質場は考えずに重力だけの系を考えると、fiducial metric は de Sitter ((33) で $H_f \equiv \dot{a}/(na)$ を正の定数としたもの)、physical metric は軸対称な Bianchi I (32) とする。この系に対し、 $H \equiv \dot{a}/(Na)$ と $X \equiv a/a$ と σ が定数となる解を探す。前節の結果により、 $\sigma=0$ の解は不安定であることがわかっているので、興味があるのは $\sigma \neq 0$ の解である。そのような解を全て分類した後、それらの局所的な安定性は、空間的に一様な線形摂動の解析によって調べれば良い。局所的に安定な解に絞り込んだ後、それらの解が大局的にも安定かどうかは、phase portrait 等を使って数値的に調べられる。その結果、非等方性が $O(1)$ の領域に、attractor となる解を発見した。¹⁹⁾ また、その周りの非一様な摂動に対する非線形安定性も調べられている。²⁰⁾

この attractor 解で physical metric だけに注目すると、実は一様等方である。計量 (32) において σ は定数 (σ_* とする) なので、 $\tilde{x} \equiv e^{2\sigma_* x}$ 、 $\tilde{y} \equiv e^{-\sigma_* y}$ 、 $\tilde{z} \equiv e^{-\sigma_* z}$ とすれば、

$$g_{\mu\nu} dx^\mu dy^\nu = -N^2(t) dt^2 + a^2(t) [d\tilde{x}^2 + d\tilde{y}^2 + d\tilde{z}^2],$$

となり、明らかに一様等方である。通常物質や放射が直接相互作用する計量は $g_{\mu\nu}$ であるから、この解に基づいて、標準宇宙論と同じ熱史を持つ宇宙論を構築することができるだろう。しかし、この座標系において、fiducial metric は

$$f_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -n^2(t) dt^2 + \alpha^2(t) [e^{-4\sigma_*} d\tilde{x}^2 + e^{2\sigma_*} (d\tilde{y}^2 + d\tilde{z}^2)],$$

となり、非等方になる。つまり、 $g_{\mu\nu}$ と $f_{\mu\nu}$ のどちらかが等方に見えるように座標系を選ぶことはできるが、2つの計量が同時に等方に見えるような座標系は存在せず、したがって系全体としては等方性を破っている。非一様な摂動は、重力を通じて $g_{\mu\nu}$ と $f_{\mu\nu}$ の両方に影響を受けるはずであるから、仮に統計的に等方な初期条件から始めても、時間発展とともに統計的非等方性が生じるだろう。ただし、 $m^2 \rightarrow 0$ の極限では一般相対性理論に戻るはずであり、 $G_N \rightarrow 0$ の極限では重力の効果が無視できるはずであるから、これら2つの極限では非等方性の効果はなくなるはずである。したがって、摂動の統計的非等方性は、 $G_N m^2$ のオーダーかそれよりも小さいと予想される。

6. 新しい理論への発展

前節で解説したように、dRGT理論における一様等方宇宙論解は、全て不安定である。この不安定性を回避して、massive gravity における宇宙論を始めるためには、二つの

アプローチがある。一つは、同じ理論において新しいタイプの宇宙論解を見つけることである。たとえば、5.5節で解説したように、等方性を通常物質からは見えないところで破れば、新しい宇宙論解が見つかる。もう一つのアプローチは、新たな理論を構築することである。これまでに、いくつかの新しい理論において、安定な一様等方宇宙論解が見つかっている。本節では、extended/new quasidilaton, bimetric gravity, minimal theory of massive gravity について解説する。

6.1 Extended/new quasidilaton

dRGT理論で $J(X)=0$ の解が非線形レベルで不安定になったのは、摂動の2次の作用において、3つの自由度の運動項の係数が $J(X)$ に比例していたからである。このような背景の運動方程式と摂動の運動項の係数の一致を、何とかしてずらすことができれば、非線形不安定性を回避できるかもしれない。そのような可能性の一つが、quasidilaton理論である。²¹⁾ Quasidilaton と呼ばれるスカラー場 σ を導入し、(21) および以下の変換で理論が不変であるとする。

$$\sigma \rightarrow \sigma + \sigma_0, \quad \phi^a \rightarrow e^{-\sigma_0} \phi^a, \quad (\sigma_0 \text{ は定数}). \quad (34)$$

これらの対称性を尊重して σ を導入するには、 $f_{\mu\nu}$ が (22) で与えられる dRGT理論において、(23) の第2式を

$$S_\rho^\mu S_\nu^\rho = g^{\mu\rho} e^{2\sigma} f_{\rho\nu}, \quad (35)$$

で置き換えれば良い。また、 σ の運動項等、 σ の微分だけに依存して ϕ^a には依存しない項も作用に含める。

Quasidilaton理論は、スケーリング的な対称性 (34) のおかげで、 $g_{\mu\nu}$ が一様等方な de Sitter、 σ が時間の増加 (または減少) 関数となるような解を持つ。この解では、重力子の質量項と σ の運動項が相補的に働くことで、ダークエネルギーがなくても宇宙膨張を加速させている。しかも、massive gravity の5自由度に σ を加えた6自由度全てが有限の運動項を持ち、線形摂動のレベルで見えなくなる物理的自由度はない。これは、 $\sigma \neq 0$ のおかげで、背景の運動方程式と摂動の運動項の係数の間にずれが生じているからである。残念ながら、最初の quasidilaton理論²¹⁾ では、どのようにパラメータを選んでも、2つのスカラー自由度のうちの一つが線形レベルでゴーストとなることが知られている。^{22, 23)}

幸いにして、理論を拡張することにより、この問題は解決できる。たとえば extended quasidilaton²⁴⁾ では、新たなパラメータ α を導入して、(35) の代わりに

$$S_\rho^\mu S_\nu^\rho = g^{\mu\rho} (e^{2\sigma} f_{\rho\nu} + \alpha \partial_\rho \sigma \partial_\nu \sigma),$$

によって S_ν^μ を定義する。このように定義した S_ν^μ は、(35) で定義した場合と同様に、スケーリング的な変換 (34) に対して不変である。したがって、この理論も、拡張前と同じ加速膨張解を持つ。さらに、この解が安定になるように、 α と他のパラメータを選ぶことが可能である。他の例とし

ては, new quasidilaton²⁵⁾も新たなパラメータを持ち, それを適切に選ぶことで, 加速膨張解が安定になるようにできる.

6.2 Bimetric gravity

前節で解説した extended/new quasidilaton は, $J(X)=0$ に対応する解を修正して, 安定にする試みであった. では, もう一つの解, $aH=aH_f$ を救うことはできないだろうか?

dRGT 理論において, (22) あるいは (25) で定義されるテンソル $f_{\mu\nu}$ は, 運動項を持たない. それに対し, $g_{\mu\nu}$ だけでなく $f_{\mu\nu}$ にも運動項 (Einstein-Hilbert 項) を与えることで, 2つの計量を同等の立場で扱うのが bimetric gravity である.²⁶⁾ 質量を持たない重力子と質量を持つ重力子の両方を含むので, 物理的自由度の数は $2+5=7$ である. ここで, 2と5はそれぞれ, 質量を持たない重力子と質量を持つ重力子の自由度数である.

Bimetric gravity における一様等方宇宙論解も, (31) を満たす. したがって $J(X)=0$ か $aH=aH_f$ かの選択肢があるが, $J(X)=0$ を選ぶと, 3つの自由度が線形摂動のレベルでは見えない. これでは, dRGT 理論の場合と同様, 非線形レベルで不安定になる. そこで $aH=aH_f$ を選ぶことになるが, Higuchi ゴースト (5.4節の最後に述べた線形レベルでの不安定性) を回避するためには, 質量 m をある程度大きくとる必要がある. さらに, m が $m^2 \gg 8\pi G_N \rho_{\text{matter}}$ を満たしていれば, 質量を持つ重力子は宇宙の発展に寄与しないので, 背景解は一般相対性理論と同様の振る舞いをするようになる. ここで, ρ_{matter} は物質の全エネルギー密度である. dRGT 理論とは違い, 質量を持たない重力子もあるので, m を十分大きくとっても観測と必ずしも矛盾しない.^{27, 28)} ただし, 残念ながら, bimetric gravity の質量項をダークエネルギーの代わりにすることはできない. そうしようとしても, 値が大きくなりすぎてしまうからだ.

Bimetric gravity をダークエネルギーの代わりにするのは難しそうだが, 重力波の現象論としては, 以下のような面白い可能性が指摘されている.²⁷⁾ 質量項が $g_{\mu\nu}$ と $f_{\mu\nu}$ を混合させるので, $g_{\mu\nu}$ の摂動 $\delta g_{\mu\nu}$ と $f_{\mu\nu}$ の摂動 $\delta f_{\mu\nu}$ は, 質量項を対角化する基底, すなわち質量を持つ重力子 $h_{\mu\nu}^{\text{massive}}$ と質量を持たない重力子 $h_{\mu\nu}^{\text{massless}}$ の線形結合となる. したがって, ニュートリノ同様, 重力子も伝搬中に状態間を振動することが期待される. 重力波は物質の運動, たとえば中性子星同士の合体によって生成されるので, まずは物質と直接結合する $\delta g_{\mu\nu}$ が励起される. これは, $h_{\mu\nu}^{\text{massive}}$ と $h_{\mu\nu}^{\text{massless}}$ の両方が励起されることを意味する. しかし, $h_{\mu\nu}^{\text{massive}}$ と $h_{\mu\nu}^{\text{massless}}$ は, 質量の有無の違いにより伝搬の仕方が異なる. 結果として, 伝搬中に2つの状態 $\delta g_{\mu\nu}$ と $\delta f_{\mu\nu}$ の間を振動することになる. 当然ながら, 観測されるのは伝搬後の $\delta g_{\mu\nu}$ である.

6.3 Minimal theory of massive gravity

5.4節で見たように, dRGT 理論では全ての一様等方宇宙論解が不安定だが, その根源はスカラーおよびベクトル自由度であった. では, 長年 massive gravity に取り憑いて

いた BD ゴーストを dRGT 理論が排除したように, 重力セクターにスカラーおよびベクトル自由度のない理論は作れないだろうか? ただし, 重力波に対応するテンソル2自由度は残し, 重力子のコンプトン長よりも短距離では一般相対性理論と同じように振る舞うようにしたい. また, $J(X)=0$ で特徴づけられる, ダークエネルギーがなくても宇宙膨張を加速する背景宇宙論解も残したい. これらの要求を全て満たす理論は, dRGT 理論を出発点として, 以下のような3ステップで構成することができる.²⁹⁾

まず最初のステップとして, physical metric $g_{\mu\nu}$ と fiducial metric $f_{\mu\nu}$ を,

$$g_{\mu\nu} = \eta_{AB} e^A_\mu e^B_\nu, \quad f_{\mu\nu} = \eta_{AB} E^A_\mu E^B_\nu,$$

のように2つの vielbein e^A_μ と E^A_μ で書き表し ($A, B=0, 1, 2, 3$), これを dRGT 理論の作用に代入する. それぞれの vielbein には, 計量の自由度に加えて局所ローレンツ変換の自由度が含まれているが, 後者の内でブーストの自由度を, $e^0_j = E^0_j = 0$ となるように固定する.³⁴⁾ この時点で, 作用は dRGT 理論とは異なる理論を記述することになる. この理論を, precursor 理論と呼ぶことにする. 次のステップは, precursor 理論において, ラグランジアン形式からハミルトニアン形式に移ることである. このステップは理論に変更を加えないが, 拘束条件の構造をあらわにする. 特に, 物理的自由度の数は3であることが明らかになる. 最後のステップは, precursor 理論のハミルトニアンに, 2つの新たな拘束条件を注意深く選んで加え, 余分な自由度を1つ取り除くことである. ここまで来れば, ハミルトニアン形式からラグランジアン形式に戻って作用を求めるのも簡単である.³⁰⁾ このようにして, BD ゴースト, Higuchi ゴースト, 5.4節で見た新たな非線形ゴースト等, 考え得る致命的な不安定性を全て排除した, 安定な理論 (minimal theory of massive gravity) を構成できる. また, $J(X)=0$ の宇宙論解には dRGT 理論から何の変更もないので, ダークエネルギーがなくても宇宙の加速膨張を得ることができる.

7. おわりに

Massive gravity の理論は, 1939年に Fierz と Pauli によって提唱された線形理論から始まり, 1970年代初頭の進展を経て, 2010年の dRGT 理論の発見に至るまで, 数々の浮き沈みを繰り返してきた. そして, 「重力子は質量を持てるのか?」という古典場の理論における基礎的な問題は, やっと解決したかのように思われた.

しかし, 次の疑問「宇宙の加速膨張を説明できるか?」を問い始めた途端に新たな問題に直面し, 再び浮き沈みのドラマが始まった. 宇宙膨張が加速するかどうか以前に, そもそも, 一様等方な宇宙論解が見つからなかったのだ. その後, この問題は開いた宇宙論解の発見によって解決し

³⁴⁾ 代わりに, 局所ローレンツ変換の自由度について作用の変分をとって運動方程式として課すと, dRGT 理論に戻る.

たが、新たな非線形不安定性が見つかり、dRGT理論における一様等方宇宙論解は、全て不安定であることが分かった。

本稿では、2節から5.4節にかけてこれらの歴史を振り返った後、この状況を打破するための2つのアプローチを解説した。一つは、dRGT理論において新しいタイプの宇宙論解を見つけることである。5.5節でみたように、等方性を通常の物質からは見えないところで破ることで、新しい宇宙論解が見つかっている。もう一つのアプローチは、新たな理論を構築することである。6節では、安定な一様等方宇宙論解を構成することに成功している三理論 (extended/new quasidilaton, bimetric gravity, minimal theory of massive gravity) を紹介した。

重力子を持つのか？ 宇宙の加速膨張を説明できるか？ どの理論が最終的に生き残るのか？ これらの疑問の答えは、理論的整合性のチェックや観測データとの比較など、様々な検証を待たなければ分からないが、今まさに始まろうとしている次のドラマを少しでも垣間見ていただけたのであれば幸いである。

参考文献

- 1) M. Fierz and W. Pauli: Proc. Roy. Soc. Lond. A **173** (1939) 211.
- 2) H. van Dam and M. J. G. Veltman: Nucl. Phys. B **22** (1970) 397.
- 3) V. I. Zakharov: JETP Lett. **12** (1970) 312 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **12** (1970) 447].
- 4) B. Bertotti, L. Iess and P. Tortora: Nature **425** (2003) 374.
- 5) A. I. Vainshtein, Phys. Lett. B **39** (1972) 393.
- 6) E. Babichev, C. Deffayet and R. Ziour: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 201102.
- 7) D. G. Boulware and S. Deser: Phys. Rev. D **6** (1972) 3368.
- 8) R. L. Arnowitt, S. Deser and C. W. Misner: Phys. Rev. **116** (1959) 1322.
- 9) C. de Rham and G. Gabadadze: Phys. Rev. D **82** (2010) 044020.
- 10) C. de Rham, G. Gabadadze and A. J. Tolley: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 231101.
- 11) S. F. Hassan and R. A. Rosen: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 041101.
- 12) S. F. Hassan and R. A. Rosen: JHEP **1204** (2012) 123.
- 13) S. F. Hassan, R. A. Rosen and A. Schmidt-May: JHEP **1202** (2012) 026.
- 14) G. D'Amico, C. de Rham, S. Dubovsky, G. Gabadadze, D. Pirtskhalava and A. J. Tolley: Phys. Rev. D **84** (2011) 124046.
- 15) A. E. Gumrukcuoglu, C. Lin and S. Mukohyama: JCAP **1111** (2011) 030.
- 16) A. E. Gumrukcuoglu, C. Lin and S. Mukohyama: JCAP **1203** (2012) 006.
- 17) A. De Felice, A. E. Gumrukcuoglu and S. Mukohyama: Phys. Rev. Lett. **109**

(2012) 171101.

- 18) A. Higuchi: Nucl. Phys. B **282** (1987) 397.
- 19) A. E. Gumrukcuoglu, C. Lin and S. Mukohyama: Phys. Lett. B **717** (2012) 295.
- 20) A. De Felice, A. E. Gumrukcuoglu, C. Lin and S. Mukohyama: JCAP **1305** (2013) 035.
- 21) G. D'Amico, G. Gabadadze, L. Hui and D. Pirtskhalava: Phys. Rev. D **87** (2013) 064037.
- 22) A. E. Gumrukcuoglu, K. Hinterbichler, C. Lin, S. Mukohyama and M. Trodden: Phys. Rev. D **88** (2013) 024023.
- 23) G. D'Amico, G. Gabadadze, L. Hui and D. Pirtskhalava: Class. Quant. Grav. **30** (2013) 184005.
- 24) A. De Felice and S. Mukohyama: Phys. Lett. B **728** (2014) 622.
- 25) S. Mukohyama: JCAP **1412** (2014) 011.
- 26) S. F. Hassan and R. A. Rosen: JHEP **1202** (2012) 126.
- 27) A. De Felice, T. Nakamura and T. Tanaka: Prog. Theor. Exp. Phys. **2014** (2014) 043E01.
- 28) A. De Felice, A. E. Gumrukcuoglu, S. Mukohyama, N. Tanahashi and T. Tanaka: JCAP **1406** (2014) 037.
- 29) A. De Felice and S. Mukohyama: Phys. Lett. B **752** (2016) 302.
- 30) A. De Felice and S. Mukohyama: JCAP **1604** (2016) 028.

著者紹介

向山信治氏： おもな研究分野は宇宙論・重力理論。

(2016年1月30日原稿受付)

Massive Gravity and Cosmology

Shinji Mukohyama

abstract: The search for a consistent theory of finite-range gravity is a longstanding problem and well motivated by both theoretical and observational considerations. On the theoretical side, whether there exists such a consistent extension of general relativity by a mass term is a basic question of classical field theory. After Fierz and Pauli's pioneering attempt in 1939, this issue has been attracting a great deal of interest. On the observational side, continuing experimental probes of gravity have revealed new unexpected phenomena at large scales. One of the most profound discovery is the cosmic acceleration. The extremely tiny energy-scale associated with the cosmic acceleration hints that gravity might need to be modified in the infrared. The massive gravity is one of the most interesting attempts in this direction. In this review, after reviewing the history and recent developments of massive gravity, I will describe cosmological solutions and their stability.

レア・イベントを捕えるための 新たな分子シミュレーション手法 —アミロイド線維形成の理解に向けた取り組み—

伊藤 暁 〈分子科学研究所, 総合研究大学院大学 itoh@ims.ac.jp〉

奥村 久士 〈分子科学研究所, 総合研究大学院大学 hokumura@ims.ac.jp〉

分子シミュレーションは分子の構造や運動を計算機を用いて数値的に調べる方法である。分子シミュレーションの代表的な手法として、分子動力学法とモンテカルロ法が挙げられる。分子動力学法は運動方程式を離散化して数値的に解く手法である。一方、モンテカルロ法は乱数を用いることで任意の統計アンサンブルを発生させる手法である。これらの手法をタンパク質を含む系に適用することで、タンパク質の運動や性質を原子レベルで調べることが可能である。

タンパク質はアミノ酸がつながったひも状の分子であり、生体内では多くの場合特定の立体構造(天然構造)に折れたたまれている。アミノ酸は天然には20種類存在しており、それぞれ大きさや性質が異なる。このため、アミノ酸の配列の違いによりタンパク質の天然構造が異なる。タンパク質はそれぞれ固有の構造に折れたたまること、生命活動の維持に必要な機能を発現する。したがって、タンパク質の天然構造を知ることはタンパク質の機能を理解する上で不可欠である。

分子シミュレーションを用いて、タンパク質の天然構造を原子レベルで調べようとする時、大きな問題が生じる。タンパク質が天然構造に折れたたまるのに要する時間は多くの場合ミリ秒以上である。一方、一般的な並列計算機を用いて、タンパク質の分子シミュレーションを行う場合、計算コストの問題でミリ秒をこえる現象を捕えることは困難である。タンパク質の折れたたみに時間がかかる理由は、タンパク質の折れたたみ過程で多数の自由エネルギー障壁が存在し、この自由エネルギー障壁をこえ

るのに時間を要するためである。分子シミュレーションにより、実際の折れたたみに要する時間よりも短い時間でタンパク質の折れたたみを捕えるためには、実際よりも短い時間で効率的に自由エネルギー障壁を乗り越える手法の開発が必要である。筆者らはそのための手法としてレプリカ置換法及びハミルトニアンレプリカ置換法を開発を行った。

タンパク質は天然構造に折れたたまれている時には生命維持に必要な機能を発現するが、天然構造ではない間違った構造に折れたたまると病気を引き起こすことが知られている。このような病気をミスフォールディング病と呼び、代表的なものとしてアルツハイマー病が挙げられる。アルツハイマー病の特徴の一つとして、患者の脳にアミロイド線維と呼ばれる不溶性の線維の沈着が見られることが挙げられる。このアミロイド線維はアミロイドペプチドが凝集することで形成されている。アミロイド線維の形成過程を明らかにすることはアルツハイマー病治療のために重要と考えられるが、未だにその過程の詳細は明らかになっていない。アミロイドペプチドによるアミロイド線維形成は、実験室系では数時間から数日程度の時間、生体内では数年から数十年で起こるが、これを通常分子シミュレーションで調べることは時間スケールのギャップにより不可能である。筆者らは、ハミルトニアンレプリカ置換法を用いることで、アミロイドペプチドのフラグメントにおけるアミロイド線維形成の初期過程の詳細を明らかにすることに成功した。

—Keywords—

アミノ酸：

タンパク質を構成しているアミノ酸は天然には20種類存在する。各アミノ酸はそれぞれ異なる性質を持っているが、大まかに疎水性アミノ酸、電荷を持たない極性アミノ酸、荷電性アミノ酸の3つに分類することができる。疎水性アミノ酸としてはアラニン(Ala, A)、電荷を持たない極性アミノ酸としてはセリン(Ser, S)、荷電性アミノ酸としてはアスパラギン酸(Asp, D)などがある。ここで括弧内はアミノ酸の3文字表記と1文字表記である。

アミロイド線維：

タンパク質が天然構造とは異なる間違った構造に折れたたまり、凝集して不溶性の線維を形成することがある。この不溶性の線維をアミロイド線維と呼ぶ。アミロイド線維は様々なタンパク質で形成されることが知られており、タンパク質の種類により様々な病気を引き起こすと考えられている。例えば、アミロイドペプチドにより形成されたアミロイド線維はアルツハイマー病との関連が報告されている。その他にも、 α -シヌクレインはパーキンソン病、 β 2-ミクログロブリンは透析アミロイドーシスの原因になっていると考えられている。アミロイド線維と関連する病気の数は現在報告されているだけでも30以上ある。

1. はじめに

メソスコピックな系の理解はミクロとマクロで起こる現象をつなぐために不可欠である。ミクロ系に対する物理学の基本的な原理・法則から出発してメソスコピック系を理解しようとする時、時間的・空間的な階層間のギャップのために困難が生じる。このような問題を解決するために、近年コンピュータがよく用いられるようになってきた。我々はメソスコピック系である生体分子系、特にタンパク質を含む系を理解しようと、古典力学に基づく全原子分子シミュレーションを用いて研究を行っている。

タンパク質のような複雑な構造を持つ分子では多数の自由エネルギー極小状態が存在している。このような系に対して、通常の温度一定のカノニカルアンサンブルに基づく分子シミュレーションを実行すると、図1(a)のように自由エネルギー極小状態間に存在する自由エネルギー障壁を容易には乗り越えられず、系が特定の自由エネルギー極小状態に留まってしまう。したがって、生体分子の構造や機能を知るために必要な広い範囲の自由エネルギー曲面を得るためには、膨大なシミュレーション時間が必要となる。この問題を解決するために、拡張アンサンブル法と総称される手法が近年広く用いられるようになってきた(拡張アンサンブル法に関しては文献1,2を参照のこと)。これらの手法では、自由エネルギー障壁を乗り越えるといったレア・イベントを効率的に起こすことが可能である。拡張アンサンブル法の代表的なものとしてレプリカ交換法³⁾がある。筆者らは最近このレプリカ交換法を発展させて、レプリカ置換法⁴⁾及びハミルトニアンレプリカ置換法⁵⁾を開発した。2節では、レプリカ交換法とレプリカ置換法及びハミルトニアンレプリカ置換法を紹介する。また、レプリカ置換法で用いられている諏訪・藤堂法⁶⁾についても概説する。さらに、3節では、レプリカ交換法とレプリカ置換法を小ペプチド系へ応用した結果の比較を行う。

タンパク質は生体内で特定の構造(天然構造)に折れたたまることで、その機能を発現する。タンパク質の天然構造は図2(a)の α -ヘリックス構造と呼ばれるらせん状の構造や図2(b)の β -シート構造と呼ばれるシート状の構造が集まって形成される立体的な構造で、例えば、図2(c)に示すような構造である。タンパク質は必ず天然構造に折れたたまるわけではなく、間違った構造に折れたたまることもある。この結果、病気を引き起こすことがある。このような病気をミスフォールディング病と呼び、その代表例としてアルツハイマー病が挙げられる。⁸⁾アルツハイマー病患者の脳には、アミロイドベータペプチド($A\beta$)が凝集することで作られたアミロイド線維と呼ばれる不溶性の線維の沈着が見られる。このことから、アミロイド線維とアルツハイマー病との関連が指摘されており、アミロイド線維に関する様々な研究が行われている。4節では、 $A\beta$ フラグメントの二量体化の過程(アミロイド線維形成の初期段階にあたる過程)をハミルトニアンレプリカ置換法を

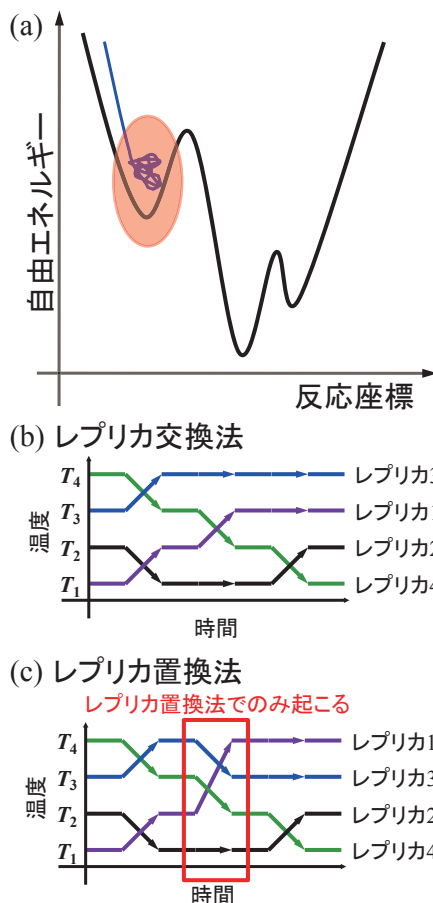


図1 (a)自由エネルギー極小状態間に高い自由エネルギー障壁が存在する場合のカノニカル分子シミュレーションの様子。青い実線がカノニカル分子シミュレーションの軌跡を示す。カノニカル分子シミュレーションでは容易には自由エネルギー障壁を乗り越えられず、赤で示された自由エネルギー極小状態に留まってしまう。(b)レプリカ交換法の概略図。レプリカが温度空間をランダムウォークする。(c)レプリカ置換法の概略図。温度をレプリカ間で置換することにより、レプリカがより効率的に温度空間をランダムウォークできる。

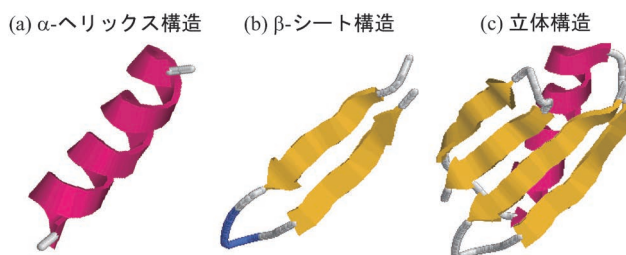


図2 タンパク質が形成する構造の例。(a) α -ヘリックス構造や(b) β -シート構造が集まって(c) 立体構造を形成する。

用いて調べた結果を示す。

2. レプリカ交換法からレプリカ置換法へ

2.1 レプリカ交換法

レプリカ交換法³⁾では、シミュレーションの対象となる系のコピー(レプリカ)を用意する。例えば、系の粒子数が N で、レプリカの数 M 個の場合を考える。粒子に対する座標と運動量をそれぞれ $q \equiv \{q_1, \dots, q_N\}$ と $p \equiv \{p_1, \dots, p_N\}$ で表わす。各レプリカに異なる温度 $T_m (m=1, \dots, M)$ を割り当て、同時かつ独立なカノニカルシミュレーションを行う。

表1 レプリカが3個の場合のレプリカと温度の組み合わせと添え字 α の関係の例.

α の値	レプリカと温度の組み合わせ
1	(レプリカ1, T_1) (レプリカ2, T_2) (レプリカ3, T_3)
2	(レプリカ1, T_1) (レプリカ3, T_2) (レプリカ2, T_3)
3	(レプリカ2, T_1) (レプリカ1, T_2) (レプリカ3, T_3)
4	(レプリカ2, T_1) (レプリカ3, T_2) (レプリカ1, T_3)
5	(レプリカ3, T_1) (レプリカ1, T_2) (レプリカ2, T_3)
6	(レプリカ3, T_1) (レプリカ2, T_2) (レプリカ1, T_3)

レプリカと温度の間には一対一対応が存在しており、レプリカのラベル i と温度のラベル m は置換操作を行う関数 f により、

$$\begin{cases} i = i(m) \equiv f(m), \\ m = m(i) \equiv f^{-1}(i) \end{cases} \quad (1)$$

と関連付けられる。この時、系の状態は

$$X_\alpha = \{x_1^{[i(1)]}, \dots, x_M^{[i(M)]}\} = \{x_{m(1)}^{[1]}, \dots, x_{m(M)}^{[M]}\} \quad (2)$$

で表わされる。ここで、 $x_m^{[i]}$ の上付きの添え字 i はレプリカのラベル、下付きの添え字 m は温度のラベルであり、 x は座標 q と運動量 p を用いて $x \equiv (q, p)$ で定義される。また、添え字 α はレプリカと温度の組み合わせに対するラベルであり、(レプリカの数 M 個であるので)1から $M!$ のいずれかの値をとる。例えば、レプリカが3個の場合のレプリカと温度の全組み合わせと添え字 α の関係は表1のようになる。

各レプリカは独立であるので、状態 X_α に対する重み w_R はボルツマン因子の積で以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} w_R(X_\alpha) &= \prod_{i=1}^M \exp\{-\beta_{m(i)} H(x_{m(i)}^{[i]})\} \\ &= \prod_{m=1}^M \exp\{-\beta_m H(x_m^{[i(m)]})\}. \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $\beta_m = 1/k_B T_m$ で、 k_B はボルツマン定数である。また、 H は系のハミルトニアンを表わす。

レプリカ交換法では、シミュレーションの途中で2個のレプリカ間で温度の交換を行う。レプリカ i とレプリカ j がそれぞれの温度 T_m と T_n を交換することを考える。これはある状態 X_α が

$$X_\alpha = \{\dots, x_m^{[i]}, \dots, x_n^{[j]}, \dots\} \rightarrow X_\beta = \{\dots, x_m^{[j]}, \dots, x_n^{[i]}, \dots\} \quad (4)$$

というように、別の状態 X_β へと遷移することに対応する。この状態遷移に対する遷移確率 $P(X_\alpha \rightarrow X_\beta)$ は、レプリカ交換法での重みが式(3)であるので、メトロポリス法⁹⁾により

$$\begin{aligned} P(X_\alpha \rightarrow X_\beta) &= \min\left[1, \frac{w_R(X_\beta)}{w_R(X_\alpha)}\right] \\ &= \min[1, \exp(-\Delta)] \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられる(メトロポリス法については次節で詳しく説明する)。ここで

$$\Delta \equiv (\beta_n - \beta_m) \left(H(x_n^{[i]}) - H(x_m^{[j]}) \right) \quad (6)$$

である。

一般に、レプリカ交換法で交換される温度は隣り合う温度であることが多い。これは、離れた温度間では式(6)の値が大きくなるために、温度交換(状態遷移)の確率 $P(X_\alpha \rightarrow X_\beta)$ が小さくなるためである。レプリカ間で温度の交換が行われた結果、図1(b)に示すように、レプリカが低温と高温の間を行ったり来たりする。レプリカが高温に存在する時には高いエネルギー状態にあるので、容易に自由エネルギー障壁を乗り越えることが可能である。また、低温時には、実際に知りたい生体分子の低温の構造を得ることができる。このようにして、レプリカ交換法では自由エネルギー極小状態に留まることのない生体分子に対する効率的な構造のサンプリングが実現される。

2.2 メトロポリス法と諏訪・藤堂法

シミュレーションで統計アンサンブルを生成する手法としてマルコフ連鎖モンテカルロ(MCMC)法がある。状態の数が n 個ある系を考えて、状態 i ($i=1, \dots, n$)に対する重みを w_i 、状態 j から状態 i への遷移確率を $P(j \rightarrow i)$ とする。MCMC法では、重み w_i は確率流 $v(j \rightarrow i) \equiv w_j P(j \rightarrow i)$ を用いて次の式で表わされる：

$$w_i = \sum_{j=1}^n v(j \rightarrow i). \quad (7)$$

また、規格化条件

$$\sum_{j=1}^n P(i \rightarrow j) = 1 \quad (8)$$

より、

$$w_i = \sum_{j=1}^n v(i \rightarrow j) \quad (9)$$

であることが分かる。式(7)と式(9)から

$$\sum_{j=1}^n v(j \rightarrow i) = \sum_{j=1}^n v(i \rightarrow j) \quad (10)$$

を得る。この式がMCMC法で満足すべき式であり、状態 i へ流れ込んでくる総確率流と状態 i から流れ出ていく総確率流が等しいという釣り合いの式となっている。また、式(7)と式(9)から、それら総確率流の大きさが w_i であるということも分かる。

MCMC法の中でよく知られた手法としてメトロポリス法⁹⁾がある。この方法では、式(10)の十分条件である

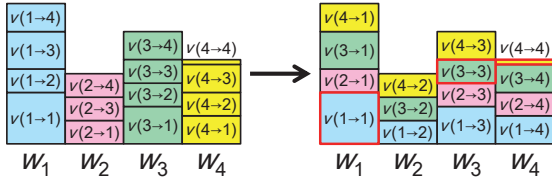
$$v(j \rightarrow i) = v(i \rightarrow j) \quad (11)$$

という詳細釣り合いの式を用いる。この式を満足するように、確率流 $v(j \rightarrow i)$ は

$$v(j \rightarrow i) = \frac{1}{n-1} \min[w_j, w_i], \quad j \neq i \quad (12)$$

で与えられる。しかし、式(12)で与えられる $v(j \rightarrow i)$ を用いた場合、図3(a)に示すように、同じ状態に留まる流れ $v(i \rightarrow i)$ ($i=1, \dots, n$)が存在する。 $v(i \rightarrow i)$ は状態遷移が

(a) メトロポリス法



(b) 諏訪・藤堂法

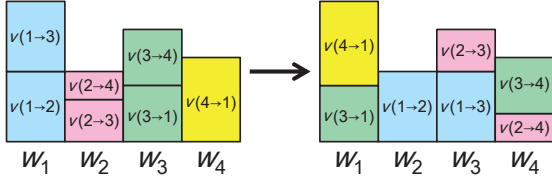


図3 状態の数 $n=4$ の時の例で、左図は各状態から流れ出ていく確率流を表わし、式(9)に対応する。右図は各状態へ流れ込んでくる確率流を表わし、式(7)に対応する。赤枠は状態遷移が起こらない確率流を示す。(a) メトロポリス法では、詳細釣り合いの条件 $v(j \rightarrow i) = v(i \rightarrow j)$ を満足する。(b) 諏訪・藤堂法では、詳細釣り合いの条件を課さない。

起きない確率に対応するため、この量が大きいほどMCMC法として非効率的である。

諏訪・藤堂法⁶⁾では、 $v(i \rightarrow i)$ が最小化されるために効率的な状態遷移を起こすことができる。この方法では、 $v(j \rightarrow i)$ に対して式(11)ではなく式(10)を用いる。諏訪・藤堂法を理解するために、式(7)と式(9)を次のように考える。式(7): 容量 w_i の空の缶 i に $v(j \rightarrow i)$ ($j=1, \dots, n$) の量の液体を注ぎ、缶 i を満たす。式(9): 容量 w_i の液体が満たされた缶 i から缶 j ($j=1, \dots, n$) に $v(i \rightarrow j)$ の液体を移し、缶 i を空にする。両式を同時に満たすことは、容量 w_i の液体が満たされた缶 i ($i=1, \dots, n$) の液体を容量 w_j の空の缶 j ($j=1, \dots, n$) に全て移し替えることに相当する。同じ番号が割り当てられた缶に移された液体の量が $v(i \rightarrow i)$ であり、これを最小化することが目的である。今、缶1の容量が最も大きいとし、 i を液体で満たされた缶のラベル、 j を空の缶のラベルとする。缶 $i=1$ の液体を缶 $j=2$ が一杯になるまで移す。缶1が最大であるので液体が残るが、残った液体は缶 $j=3$ に移す。缶 $j=3$ も一杯になるようなら、缶 $j=4$ に液体を移す。缶 $i=1$ の液体が空になるまで繰り返す。缶 $j=l-1$ まで満たし、缶 $j=l$ を満たすことなく缶 $i=1$ が空になったとする。次の缶 $i=2$ を使って、缶 $j=l$ を満たす。これらの作業を繰り返し、全ての缶 i の液体を全ての缶 j へ移す。このようにすると、図3(b)に示すように、 $w_1 \leq \sum_{i=2}^n w_i$ であれば、 $v(i \rightarrow i) = 0$ ($i=1, \dots, n$) を満足することが分かる。この操作で得られた確率流 $v(j \rightarrow i)$ を式で表わすと

$$v(j \rightarrow i) = \max[0, \min[\Delta_{ji}, w_j + w_i - \Delta_{ji}, w_j, w_i]] \quad (13)$$

ここで、

$$\Delta_{ji} \equiv S_j - S_{i-1} + w_1 \quad (14)$$

であり、

$$S_i \equiv \sum_{j=1}^i w_j, \quad S_0 \equiv S_n \quad (15)$$

である。ここで、状態の数が $2(n=2)$ の場合はメトロポリス法と諏訪・藤堂法が等価な方法であることに注意する。諏訪・藤堂法のより詳しい説明は文献6を参照してほしい。

2.3 レプリカ置換法

レプリカ交換法³⁾ではメトロポリス法を用いて2つのレプリカ間で温度の交換を行うが、レプリカ置換法⁴⁾では諏訪・藤堂法を用いて3つ以上のレプリカ間で温度の置換を行う。レプリカ置換法で3つ以上のレプリカ間での温度置換を行う理由は、2つのレプリカ間での温度交換では諏訪・藤堂法の利点を生かせないからである。2つのレプリカ間での温度交換は、例えば、式(4)を用いて

$$X_1 = \{x_1^1, x_2^2\} \rightarrow X_2 = \{x_1^2, x_2^1\} \quad (16)$$

のように表わされる。この温度交換の操作で考えられる状態は温度交換する前の状態と温度交換した後の状態の2状態である。状態の数が2であるので、諏訪・藤堂法の利点は生かせない。一方、 M 個のレプリカ間での温度置換を考える場合、温度とレプリカの組み合わせの数は $M!$ であるため、温度を置換した後の状態の候補として $M! - 1$ 個の状態が存在する。したがって、 M が2より大きい数であれば、諏訪・藤堂法の利点を生かすことができる。

レプリカ置換法は次のような手順で実行する。(手順1) 表1のように、温度とレプリカの全組み合わせに対してラベル α の値を割り振る。(手順2) 各レプリカに温度を割りあて、割りあてられた温度でカノニカル分子動力学 (MD) シミュレーション、あるいはカノニカル MC シミュレーションを行う。(手順3) 適当なステップ毎にレプリカ間での温度置換を諏訪・藤堂法により行う。一般に、 $w_R(X_{\alpha=1})$ が最大の重みであるとして、温度置換操作に対する確率流 $v(X_\alpha \rightarrow X_\beta)$ は

$$v(X_\alpha \rightarrow X_\beta) = \max[0, \min[\Delta_{\alpha\beta}, w_R(X_\alpha) + w_R(X_\beta) - \Delta_{\alpha\beta}, w_R(X_\alpha), w_R(X_\beta)]] \quad (17)$$

で与えられる。ここで、

$$\Delta_{\alpha\beta} \equiv S_\alpha - S_{\beta-1} + w_R(X_1), \quad (18)$$

かつ

$$S_\alpha \equiv \sum_{\gamma=1}^{\alpha} w_R(X_\gamma), \quad S_0 \equiv S_M! \quad (19)$$

である。手順2と手順3を繰り返すことにより、レプリカ置換MD、あるいはレプリカ置換MCシミュレーションを実行できる。この結果、図1(c)に示すように、2つのレプリカ間での温度交換だけではなく、3つ以上のレプリカ間での温度の入れ替わりが起り、レプリカの効率的な温度空間のサンプリングが実現する。

2.4 ハミルトニアンレプリカ置換法

ハミルトニアンレプリカ置換法⁵⁾では、レプリカ間で温

度の置換を行う代わりに、ハミルトニアンにパラメータ λ を導入し、このパラメータの値をレプリカ間で置換する。ハミルトニアンレプリカ置換法の一つであるクーロンレプリカ置換法⁵⁾では、水中にタンパク質が存在する系に対して、タンパク質内及びタンパク質間の静電相互作用にのみパラメータ λ を導入する：

$$U_{\text{elec}}^{\text{p}}(q) = \sum_{k=1}^{N_{\text{p}}-1} \sum_{\ell=k+1}^{N_{\text{p}}} \frac{(\lambda Q_k)(\lambda Q_{\ell})}{4\pi\epsilon_0 r_{k\ell}}. \quad (20)$$

ここで、 $U_{\text{elec}}^{\text{p}}$ はタンパク質内及びタンパク質間の静電ポテンシャルエネルギー、 N_{p} はタンパク質原子の数、 Q_k は原子 k の静電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 $r_{k\ell}$ は原子 k と ℓ の間の距離である。

この方法では、レプリカが様々な λ の値を取ることで、タンパク質原子間の静電相互作用を強くしたり弱くしたりする。この結果、例えば、タンパク質内及びタンパク質間のアミノ酸残基間の水素結合を誘起したり阻害したりする。このようにして、タンパク質の様々な構造を効率的に探索することが可能である。また、レプリカ置換法で効率的なサンプリングを実現するためには、レプリカ数を原子数の根 \sqrt{N} に比例して増加する必要がある。一方、クーロンレプリカ置換法では、増加を $\sqrt{N_{\text{p}}}$ に抑えることができ、大規模な系に対して計算コストの増大を抑制することができる。

3. レプリカ交換法とレプリカ置換法の比較

真空中のメチオニンエンケファリンと水中のC-ペプチドに対して、レプリカ交換MDシミュレーション及びレプリカ置換MDシミュレーションを実行し、その結果の比較を行った。両シミュレーション手法で、レプリカ数、設定した温度の値、レプリカ置換(交換)のタイミングは同一とした。メチオニンエンケファリンは5アミノ酸からなるペプチドで、アミノ酸配列はTyr-Gly-Gly-Phe-Met(チロシン、グリシン、グリシン、フェニルアラニン、メチオニンの5アミノ酸がつながっている)である。C-ペプチドは13アミノ酸からなり、アミノ酸配列はAla-Glu-Thr-Ala-Ala-Ala-Lys-Phe-Leu-Arg-Ala-His-Alaである。C-ペプチドは温度が318 K以下の水溶液中で、2番目のアミノ酸のグルタミン酸と10番目のアミノ酸のアルギニンの側鎖間に塩橋を形成し、 α -ヘリックス構造(図2(a)を参照)に自発的に折れたたまることが知られている。⁷⁾

メチオニンエンケファリンとC-ペプチドに対してそれぞれ各レプリカあたり49.0ナノ秒と36.0ナノ秒のシミュレーションを行った結果を表2に示す。どちらの系でもレプリカ置換法の方がより効率的に温度空間のサンプリングを実現していることが分かる。また、シミュレーション中にC-ペプチドが状態遷移をした回数も表2に示している。ここで、C-ペプチドが温度318 Kで塩橋を形成していないか、 α -ヘリックス構造を形成していない状態から318 Kで塩橋を形成し、かつ α -ヘリックス構造を形成した時に、状

表2 レプリカ置換MDシミュレーション(RPM)及びレプリカ交換MDシミュレーション(REM)で、レプリカが最低温と最高温の間を往復した総回数(全レプリカ分を考慮した回数)を示す。M-Eはメチオニンエンケファリン、C-PはC-ペプチドを表す。また、状態遷移の回数として、C-ペプチドがグルタミン酸とアルギニンの側鎖間に塩橋を形成し、かつ α -ヘリックス構造を形成した総回数を示す。

方法	M-E	C-P	状態遷移の回数
RPM	459±21	58±6	14±8
REM	357±14	27±4	4±2

態遷移が起きたと見なした。この表から、状態遷移の回数もレプリカ置換法の方が多いたことが分かる(より詳細は文献4を参照のこと)。このように、レプリカ置換法を用いることで温度空間だけではなく構造空間のより効率的なサンプリングも実現できることが分かった。さらに、より大きな系(より多数のレプリカが必要な系)ほどレプリカ置換法の方がサンプリング効率が良いという傾向が見られた。⁴⁾ ハミルトニアンレプリカ交換法とハミルトニアンレプリカ置換法の比較において、ハミルトニアンレプリカ置換法の方が6倍以上サンプリング効率が良いという結果も得られている。⁵⁾

4. アミロイドベータペプチドの二量体形成に関する研究

アミロイドベータペプチド($A\beta$)は39から43アミノ酸残基からなるペプチドで、アミロイド前駆体タンパク質¹⁰⁾と呼ばれる膜タンパク質に β -セクターゼと γ -セクターゼが作用することで作られる。この $A\beta$ が凝集して、図4(d)に示すような分子間 β -シート構造を形成することでアミロイド線維が形成されると考えられている。¹¹⁾ アミロイド線維の形成は $A\beta$ の膜貫通領域である29番目のアミノ酸残基以降の部分により促進されることが実験で確かめられている。¹²⁾ また、 $A\beta$ の29-42番目のアミノ酸残基からなるペプチド $A\beta(29-42)$ はそれ自身でアミロイド線維を作ることが知られている。¹³⁾ アミロイド線維形成の初期段階には $A\beta$ の二量体が形成されるが、その形成過程の詳細は未だに明らかになっていない。そこで、我々は水中の $A\beta(29-42)$ 二分子に対してクーロンレプリカ置換MDシミュレーションを行い、二量体形成過程の詳細を調べた。

その結果、図4(a)に示すように、 $A\beta(29-42)$ 二分子が近づくと分子内反平行 β -シート構造が増加し、さらに近づくと、図4(b)のような分子間 β -シート構造が増加することが分かった。(注：図4(a)は λ の値が1の時の結果で、 λ の値を変化させたことによるバイアスは含んでいない。)分子内反平行 β -シート構造が増加した理由は、図4(c)に示すような構造が増加したためであった。分子内反平行 β -シート構造(黄色矢印で示された部分)はアミノ酸残基の疎水性側鎖(黄色の点で覆われた部分)間の分子内コンタクトで保持されている。図4(c)では、この分子内コンタクトが別の分子の疎水性側鎖(緑色の点で覆われた部分)との分子間コンタクトによって安定化されている。また、

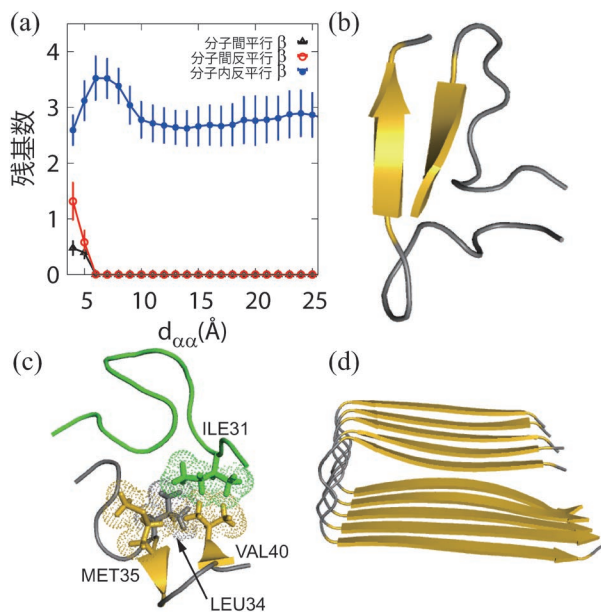


図4 (a) 最短分子間C α -C α 距離 $d_{\alpha\alpha}$ に対する分子間平行 β -シート, 分子間反平行 β -シート, 分子内反平行 β -シート構造を形成するアミノ酸残基の数. (b) 分子間反平行 β -シート構造を形成するA β (29-42). (c) $d_{\alpha\alpha}=8$ Åにおける典型的なA β (29-42)二分子の構造. (d) アミロイド線維中でのA β の構造(PDB: 2BEG).

二分子が近づくことにより形成される分子間 β -シート構造は分子内 β -シート構造を作っている残基に形成されやすいことも分かった. すなわち, 安定な β -シート構造にA β (29-42)が近づくと, A β (29-42)と β -シート構造の間で分子間 β -シート構造が形成されやすくなることが分かった. このことは, 短いアミロイド線維(図4(d)のような分子間 β -シート)が存在すると, この短い線維を核としてアミロイド線維伸長が起こる, すなわち, A β が線維末端と分子間 β -シート構造を形成するという実験と対応する.¹⁴⁾

5. まとめ

生体分子に対する効率的な構造サンプリングを実現する手法としてレプリカ置換法及びハミルトニアンレプリカ置換法を紹介した. 水中のC-ペプチドにレプリカ置換法を適用することで, 効率的な天然構造への折れたたみを実現した. また, アミロイド線維形成の初期段階にあたるA β (29-42)の二量体化の過程の詳細をハミルトニアンレプリカ置換法を用いて調べた. レプリカ置換法及びハミルトニアンレプリカ置換法をレプリカ交換法及びハミルトニアンレプリカ交換法と比較した結果, パラメータ空間だけではなく構造空間のより効率的なサンプリングを実現できることが分かった. このように, これらの手法を用いることで, 従来のカノニカルシミュレーションでは困難であったタンパク質の折れたたみや凝集・会合といったレア・イベントを調べることが可能である. プログラミングに関しては, すでにレプリカ交換法のプログラムがあれば, レプリカ交換法のプログラム部分を書き換えるだけで, 大幅なプログラムの書き換えなしにレプリカ置換法に置き換えるこ

とが可能である.

近年, 計算機や計算手法の発展により, 実際に生体内で機能するタンパク質を扱えるようになってきた. また, シミュレーションで用いる力場の信頼性が上がったことにより, 実験との比較だけではなく, 実験データの解釈や実験の補完を期待されるようになってきている. これは, 実験では困難な空間的・時間的な分解能がシミュレーションでは実現できるためである. 今後, 新規タンパク質のデザインや創薬など様々な分野でシミュレーションの重要性が増すものと考えられる. このような分野でもレプリカ置換法及びハミルトニアンレプリカ置換法は有用であると考えられるので, 積極的にこれらの手法を用いることで, 生体分子に関わる様々な分野に広く貢献していきたいと考えている.

参考文献

- 1) A. Mitsutake, Y. Sugita and Y. Okamoto: *Biopolymers* **60** (2001) 96; 光武 亜代理, 杉田有治, 岡本祐幸: *日本物理学会誌* **56** (2001) 591.
- 2) S. G. Itoh, H. Okumura and Y. Okamoto: *Mol. Sim.* **33** (2007) 47.
- 3) K. Hukushima and K. Nemoto: *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** (1996) 1604; Y. Sugita and Y. Okamoto: *Chem. Phys. Lett.* **314** (1999) 141.
- 4) S. G. Itoh and H. Okumura: *J. Chem. Theor. Comput.* **9** (2013) 570.
- 5) S. G. Itoh and H. Okumura: *J. Comput. Chem.* **34** (2013) 2493; S. G. Itoh and H. Okumura: *J. Phys. Chem. B* **118** (2014) 11428.
- 6) H. Suwa and S. Todo: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 120603; 諏訪秀磨, 藤堂 眞治: *日本物理学会誌* **66** (2011) 370.
- 7) K. R. Shoemaker, *et al.*: *Nature* **326** (1987) 563; R. Fairman, *et al.*: *Biophys. Chem.* **37** (1990) 107.
- 8) J. D. Sipe: *Annu. Rev. Biochem.* **61** (1992) 947; F. Chiti and C. M. Dobson: *Annu. Rev. Biochem.* **75** (2006) 333.
- 9) N. Metropolis, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **21** (1953) 1087.
- 10) J. Kand, *et al.*: *Nature* **325** (1987) 733.
- 11) T. Lührs, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102** (2005) 17342.
- 12) J. T. Jarrett, *et al.*: *Biochemistry* **32** (1993) 4693.
- 13) C. Hilbich, *et al.*: *J. Mol. Biol.* **218** (1991) 149.
- 14) T. Ban, *et al.*: *J. Mol. Biol.* **344** (2004) 757.

非会員著者の紹介

伊藤 暁氏: 専門は生物物理学, 分子シミュレーションに興味がある.

(2015年9月28日原稿受付)

New Molecular Simulation Methods to Study Rare Events —Simulation Studies for Understanding Amyloidogenesis— Satoru G. Itoh and Hisashi Okumura

abstract: It is difficult to obtain sufficient sampling in the conformational space for biomolecules. This is because biomolecular systems usually have many free-energy local-minimum states, and in conventional canonical-ensemble simulations, the system gets trapped in such local-minimum states. To solve this problem, we recently proposed the replica-permutation method and the Hamiltonian replica-permutation method. Moreover, we applied the Hamiltonian replica-permutation method to fragments of amyloid- β peptides to investigate their dimerization process. The amyloid- β peptide tends to form amyloid fibrils, which are associated with the Alzheimer's disease. The dimerization process corresponds to the early stage of the amyloid fibril formation process. It is necessary to clarify the dimerization process in order to find a remedy for Alzheimer's disease.

NEWAGE: 方向に感度をもつダークマター直接検出実験

中村輝石 〈京都大学大学院理学研究科 kiseki@scphys.kyoto-u.ac.jp〉

身内賢太郎 〈神戸大学大学院理学研究科 miuchi@phys.sci.kobe-u.ac.jp〉

宇宙の構成要素のうちで通常の物質は5%でしかない。一宇宙マイクロ波背景放射の観測などの結果から導かれた、最新の宇宙像である。残りの1/4は銀河や銀河団を重力的に結び付けている「暗黒物質」と呼ばれる未知の物質、3/4は宇宙の加速膨張の源として働く「暗黒エネルギー」と呼ばれる未知のエネルギーである。

暗黒物質の存在は、1930年代に銀河団中での銀河の運動を説明するために、ツビッキーによって提唱された。その後1970年代になると銀河の回転曲線を説明するために、銀河を「ハロー」のように取り囲む暗黒物質の存在が示唆された。2000年代には、宇宙マイクロ波背景放射の観測等によって、宇宙全体での暗黒物質の量が議論されるようになってきた。このように銀河、銀河団、宇宙全体という異なった階層での存在が確認されている暗黒物質であるが、その正体は全く不明である。

暗黒物質の性質を解明すべく世界中で様々な実験的研究が行われている。それらは大別して1)加速器で暗黒物質を生成し信号を検出する(加速器実験)2)銀河中心などにとらえられた暗黒物質同士の対消滅からの信号を検出する(間接探索)3)暗黒物質と通常の物質との反応を検出する(直接探索)の3つに分類することができる。本稿で取り扱うNEWAGE(New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracking device Experiment)実験は直接探索実験のひとつである。

暗黒物質直接探索実験では、我々の住む天の川銀河にとらえられている暗黒物質と、検出器を構成する通常の物質との反応で検

出器が得るエネルギーを検出する。ただし、こうした「検出器」は我々の身の回りに多く存在するガンマ線や中性子などの通常の物質に対しても反応し、バックグラウンドとなる(通常の粒子線検出器を、暗黒物質直接探索のための検出器に「借用」しているといった表現の方が近い)。バックグラウンドの多くは宇宙から飛来する「宇宙線」と呼ばれる粒子線に由来するため、宇宙線を避けるために直接探索実験は地下深い実験室で行うことが一般的である。NEWAGEは、東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の地下実験環境を、共同利用により使用させて頂いている。

右下の図に暗黒物質と太陽系の銀河内での運動を模式的に示す。暗黒物質は銀河内でランダムな方向に運動していると考えられており、太陽系の速度で一定の方向に運動する我々には「暗黒物質の風」が吹き付けているように感じられる。NEWAGEではこれまでの直接探索実験で得られるエネルギー情報に加えて、反跳された粒子の飛跡という情報を加えることで暗黒物質の到来方向の検出を可能とし、暗黒物質直接検出の強い証拠を得ることを目指す。

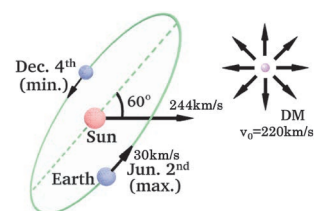
NEWAGEは、国内で開発された三次元飛跡検出器を用いた実験で、方向に感度をもつ暗黒物質探索分野で世界をリードしている。今回新たに製作した検出器「NEWAGE-0.3b」を用いて神岡地下実験室で観測を行い、これまでに得られていた制限を約一桁更新した。現在は、感度を向上して暗黒物質の検出を目指すために、検出器起源のバックグラウンド低減を進めている。

—Keywords—

宇宙マイクロ波背景放射：
天球上の全方向から観測されるマイクロ波で、約2.8 Kの黒体放射によく一致している。ほぼ等方的に観測されることがインフレーションおよびビッグバンの証拠になる一方、ごくわずかなゆらぎが観測されている。このゆらぎを観測することで、暗黒物質や暗黒エネルギーのエネルギー密度などの宇宙論パラメータが導かれている。

銀河の回転曲線：
恒星が円盤状に分布する渦巻銀河の回転速度を測定し、縦軸に回転速度、横軸に銀河中心からの距離をプロットしたときに得られる曲線。光学的に観測される「光る物質」のみでは、回転速度は中心からの距離の $-1/2$ 乗で遅くなるのが予想されるが測定結果は外側まで一定値となる。

宇宙の加速膨張：
宇宙が膨張していることは、20世紀初頭にハッブルによって観測されていた。その膨張が加速していることが、遠方銀河の超新星爆発の観測によって1990年代に発見された。この発見に対して、2011年のノーベル物理学賞が与えられている。



1. 暗黒物質直接探索

暗黒物質直接探索の歴史は1980年代にさかのぼる。ゲルマニウム半導体検出器を用いた観測によって、暗黒物質と通常の物質との反応断面積に上限値が与えられた。直接探索実験では、暗黒物質が通常の物質とごくまれに反応して検出器が得るエネルギーを観測する。期待されるエネルギースペクトルは図1に示すような特徴のない形状である上に、実際にはガンマ線や中性子などのバックグラウンドも似たスペクトルを残すという問題がある。暗黒物質による個々の原子核反跳事象と、バックグラウンドによる原子核反跳は原理的に区別が付かないため、暗黒物質直接探索を振り返ることはバックグラウンド低減の歴史を再確認することでもある。

多くのバックグラウンドの存在下で暗黒物質を検出するためには、暗黒物質固有の信号に注目することが重要である。リードページの図から、地球の公転によって銀河系に対する地球の相対速度が年間を通じて変化するということが見て取れる。夏は太陽系の運動方向と地球の公転方向が揃うため少し速くなり、冬は逆に少し遅くなる。暗黒物質の銀河系に対する運動は年間を通じて変化がないため、我々に吹き付ける「暗黒物質の風」が夏は少し速く、冬は少し遅くなる。風速が大きい時には散乱で与えられるエネルギーも大きくなることは、直感的に簡単に納得できるだろう。こうした効果により、図1に示す通り夏場はスペクトルが少し高エネルギーにシフトするという特徴的な信号、「季節変動」が期待される。イタリアのDAMAグループが100 kgのヨウ化ナトリウム検出器を用いた観測を行い、1998年に季節変動をとらえることで暗黒物質を検出したという報告をした。¹⁾

暗黒物質に特徴的な「季節変動」という信号を根拠にしたDAMA実験の結果は、即座に広く受け入れられたわけではなかった。季節変動する可能性のあるバックグラウンドは地下の実験室において数多く存在し、これらを観測し

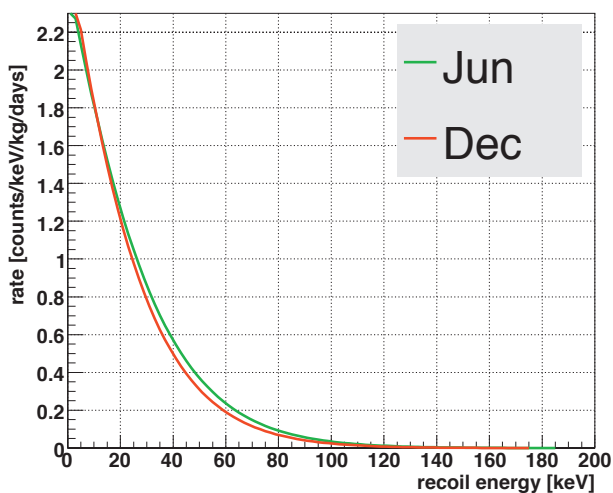


図1 暗黒物質による信号として期待されるエネルギースペクトルの例。地球の銀河系に対する相対速度の変化により、夏 (Jun) は少しエネルギーの高い方にスペクトルがシフトする。

ている可能性が他の研究者によって指摘されたためである。DAMAグループは考えうる全てのバックグラウンドをモニタしていると主張し、検出器を250 kgに増量し、当初から通算14サイクルの季節変動を観測するに至っている。²⁾ しかしながら以降で述べる他実験の結果と矛盾する点もあり、2016年現在でも決着はついていない。

DAMA実験の結果を受けて、可能な限りバックグラウンドを排除すべきであるということが再度認識された。まず結果を出したのが米国CDMSグループである。CDMSグループはガンマ線や電子起源のバックグラウンドを識別可能な半導体検出器を開発し、2000年にはDAMA実験の主張する領域の大部分を排除するという結果を報告した。その後、バックグラウンド識別能力はもちながら、半導体検出器の欠点である大型化が難しいという点を克服可能とする、液体キセノンを用いた検出器の開発が精力的に行われた。2008年のXENON10実験の結果報告以降、暗黒物質直接探索の感度フロンティアは液体キセノン検出器で拓かれている。国内ではXMASS実験が液体キセノン大質量検出器を用いた観測を行い、DAMA実験と同程度の観測量による季節変動の解析によって、DAMA実験の主張する領域の大部分を排除するという結果を報告した。

これまで暗黒物質に特徴的な信号として、季節変動を用いる手法を紹介し、DAMA実験の結果とそれを排除するという歴史を振り返ってきた。大質量の検出器で暗黒物質の検出を主張するためには、DAMA実験以上にバックグラウンドや検出器の安定性をコントロールした観測が必要となり、非常に難しい実験が要求されることが分かる。

ここで、暗黒物質に特徴的な信号が季節変動以外にも存在することを、再度冒頭の図に立ち返って説明したい。季節変動の説明の際に、「暗黒物質の風」という表現を用いた。季節変動では暗黒物質の風のわずかな風速の違いを検出することを目指していた。わずかな違いを検出しようとするのだから難しいわけで、「風」自体を検出してしまえば非常に明確な信号になる。「風」の検出は、反跳された原子核の方向を観測することで可能である。暗黒物質の風を仮定して具体的に原子核の反跳方向を計算した例を図2に示す。原子核の反跳方向は $\cos \theta = 1$ すなわち前方にピークをもつ特徴的な分布をもつことが期待される。季節変動でわずかな計数率の違いを検出することに比べると、非常にはっきりとした信号であると言える。

反跳原子核の飛跡を検出すれば明確な信号を得られることは分かったが、問題は数keVから数十keVの反跳原子核の飛跡が、1/10気圧程度の低圧力ガス中でもせいぜい数mm程度にしかならないことである。そうした「方向に感度をもった」暗黒物質検出器の開発に先鞭をつけたのが、英米共同実験のDRIFTグループであった。DRIFTグループは1990年代に開発に着手し、当時の先端技術であった2 mm間隔の多線式ガス比例計数管(MWPC)を用いた大型検出器を製作、方向感度に関する開発途上ながらも2000

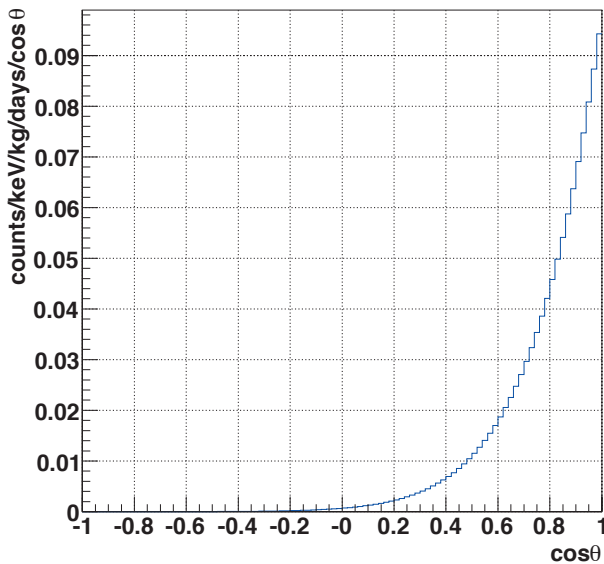


図2 暗黒物質によって反跳される原子核の角度分布。 $\cos \theta = 1$ すなわち前方散乱が多くなるという特徴的な信号が期待される。

年代初頭には地下実験室での測定を開始した。³⁾ DRIFTグループはその後、低バックグラウンド化、大型化という重要な開発要素を推し進め、先行する他の実験に匹敵する感度を示すに至る。⁴⁾

2. NEWAGE

方向に感度をもつ暗黒物質直接探索に先鞭をつけたDRIFTグループには、唯一かつ最大の欠点があった。それは着手が早かったために、当初の技術MWPCによる検出器の大型化や低バックグラウンド化が進められているという点である。MWPCの2 mm 間隔の読み出しは、期待される数mm以下の反跳原子核の飛程と比較して十分な細かさでなく、結果的には方向に感度をもてないという欠点となる。そこで我々はMPGD (Micro-Patterned Gaseous Detector) の一種である μ -PIC⁵⁾を用いることで、DRIFTグループの成しえていない方向に感度をもった暗黒物質探索を行うことが可能であると考え、原理実証・実験の提案を2004年までに行った。⁶⁾ MPGDは2000年代初頭から開発が盛んになり、実用的になってきた微細加工技術を用いたガス検出器で、MWPCよりも読み出し間隔が狭い(μ -PICの読み出し間隔は400 μm)という特徴をもつ。我々が原理実証・実験の提案を比較的短期間で行えた理由として、筆者らの所属していた京都大学谷森達教授のグループでは、天文、医療、産業、環境放射線測定などの応用を念頭に置いて、単なる検出器開発でなく後段の回路やソフトウェアも含めた「システム」としての開発を行っていたことがあげられる。こうしたシステムを使うことで、霧箱で観測されるような三次元飛跡を、データとして簡単に記録できるのである。

原理実証の後、暗黒物質研究の新時代を切り拓きたいという思いをこめて実験名を「NEWAGE^{*1)}」とし、暗黒物質

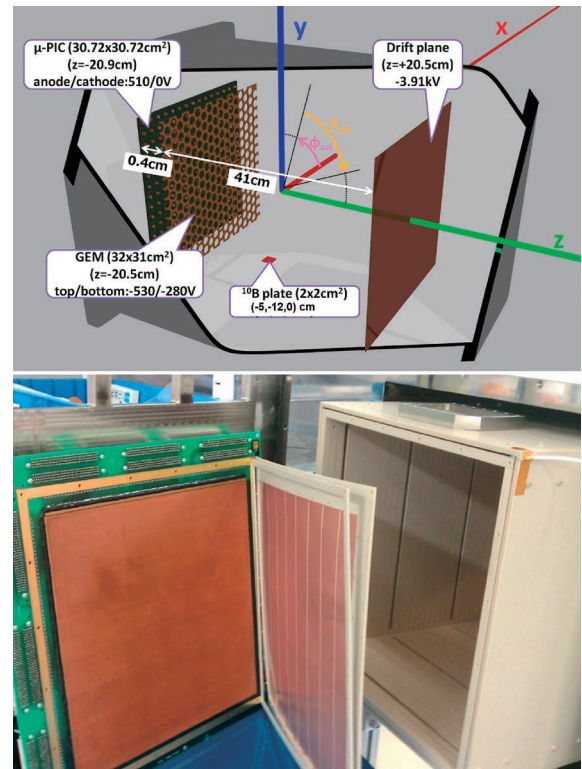


図3 本研究のために製作した検出器「NEWAGE-0.3b」の概念図(上)と検出器内部の写真(下)。下図左から二次元画像装置である μ -PIC、補助ガス増幅器GEM、暗黒物質に対するターゲット空間に電場を形成するドリフトケージが示されている。

直接探索実験に特化した開発を進めた。NEWAGEとしては、方向に感度をもつ暗黒物質探索実験の3つの重要な開発項目 i)方向感度 ii)低バックグラウンド化 iii)大型化のうちで、DRIFTグループでの開発が進んでおらず、なおかつ本質的であるというi)に注力するという戦略を立てた。まずは、使用するガスを通常用いられているアルゴンベースのガスから暗黒物質探索に有利だと考えられる CF_4 ガスへ変更し、さらに十分な飛跡長を得るために低圧力での検出器動作の最適化を行った。そして、30 cm角の検出器「NEWAGE-0.3a」を製作し、小型ながらも方向に感度をもつ暗黒物質探索実験装置を完成させた。

こうした開発の後、大きなバックグラウンド源のひとつである環境ガンマ線起源の電子の飛跡を、飛跡長とエネルギーの関係から高効率($\sim 10^{-6}$)で除去可能であることを評価した。さらに、方向に感度をもった暗黒物質探索実験のデモンストレーションとして、地上の実験室で観測を行い、世界初となる原子核反跳の天球図を用いた暗黒物質探索結果を2007年に公表した。⁷⁾ 直ちに世界的に認知され、2007年にはDRIFTグループからの呼び掛けで、共同で方向に感度をもつ暗黒物質探索の国際会議「CYGNUS」を立ち上げた。2007年には神岡地下実験施設への検出器移設を行い、本格的な暗黒物質探索実験を開始した。地下実験施設での感度更新、⁸⁾ バックグラウンドの評価の後、後継

*1) New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracking device Experiment の略。

機「NEWAGE-0.3b'」(図3)を製作し、本稿の地下実験へとつなげた。

3. 地下実験

NEWAGE-0.3aによる地下測定から1桁以上の感度向上を目指し、先述の戦略に従って、i)方向感度を保持しながらの高感度化 ii)低バックグラウンド化 iii)大型化という三点に着目して「NEWAGE-0.3b'」の開発を行った。

まず高感度化について述べる。反跳原子核のエネルギースペクトルは図1に示す通り指数関数に似た形状をしており、低エネルギーほどイベント数が多い。従って、エネルギー閾値を下げることで感度向上が期待できる。NEWAGEでは、ただ単に原子核反跳事象を検出するだけでなく、方向感度を保持することが重要である。エネルギーの低い事象は飛跡長が短く、単に閾値を下げるのみでは方向感度を失ってしまう。そこでガスの圧力を下げることで飛跡長を伸ばし、方向感度を保持したままエネルギー閾値を下げる方針とした。

圧力を下げると標的質量を減らしてしまうことになるが、エネルギー閾値を下げることによる感度向上の方が大きいと見積もられていた。NEWAGE-0.3aでは圧力が0.2気圧でエネルギー閾値は100 keVであったものを、NEWAGE-0.3b'では0.1気圧での動作試験を行い、50-100 keVの事象に対して40度の角度分解能をもつことを確認し、エネルギー閾値を50 keVに下げること成功した。

次に低バックグラウンド化について述べる。暗黒物質探索実験では必ずと言っていいほど問題となる放射性不純物にラドンがある。ラドンは様々な物質に微量に含まれるウラン・トリウム系列の放射性不純物が崩壊していく過程で生成され、気体であるために検出器構成物から湧き出してくる。NEWAGEは検出器にガスを用いているため、ラドンは検出領域の中にまで入り込み、系列崩壊中の α 線が暗黒物質探索のバックグラウンド事象となる。ウラン系列のラドンは半減期が4日程度と長いので、ガスの循環・吸着によって取り除くことが可能である。そこで、検出器内のガスを循環ポンプで循環し230 Kに冷却した活性炭を通すことでラドンを吸着させるシステムを製作し、ラドン量を1/10に低減することを可能とした。さらに、ラドンの主要な湧き出し源であったドリフト電場形成用の絶縁体をバックグラウンドの多いとされるガラス入りプラスチックからPEEKと呼ばれる低バックグラウンド素材に変更した。これによってラドン量をさらに1/5に低減し、全体としてラドンバックグラウンドを1/50に低減した。

最後に大型化について述べる。検出器の大型化は、二次元画像検出器の面積を大きくし、更にドリフト距離を伸ばす、という二つの方法で行った。二次元画像検出器に関しては、NEWAGE-0.3aで有感面積を制限していた補助増幅器GEM (Gas Electron Multiplier) の面積を23×28 cm²から31×32 cm²に大型化した。 μ -PICはNEWAGE-0.3aの時点

で既に31 cm角の物を使用していたため、継続して使用した。将来的にはメートルサイズの検出器の製作が必須だと考え、検出器名には“0.3”とメートル単位の型番にアルファベットを付している。ドリフト距離については、NEWAGE-0.3aで30 cmであったものを、質量増加とドリフト中の電子拡散による角度分解能悪化のトレードオフをシミュレーションで見積もり、40 cmとした。こうして製作した検出器内の有効質量は10.36 gである。

2013年3月にNEWAGE-0.3b'を京都大学から神岡の地下実験施設へと移設した。基本的な動作確認ののち、2013年の7月20日から8月11日、10月19日から11月12日の期間に、有効観測時間31.6日の観測を行った。観測期間中、エネルギー校正、ドリフト速度の測定、検出効率の測定によって検出器の応答を確認した。図4に本測定によって得られたエネルギースペクトルを示す。赤色のヒストグラム(RUN14)で示す本測定の結果と青色のヒストグラム

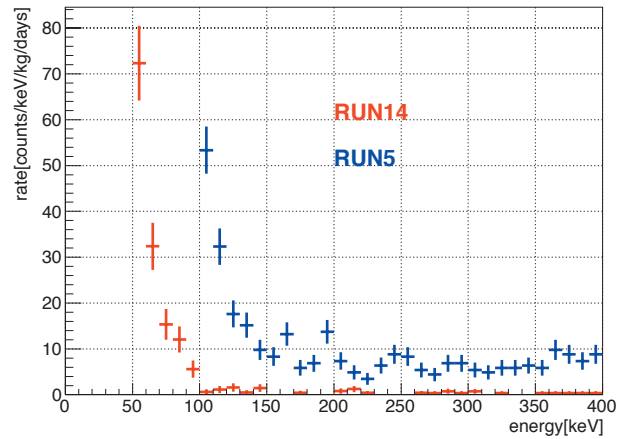


図4 神岡地下実験室での測定で得られたエネルギースペクトル。今回の測定 (RUN 14) は前回の測定 (RUN 5) と比較してエネルギー閾値が100 keVから50 keVに下がり、イベントレートが1/10以下に改善した。

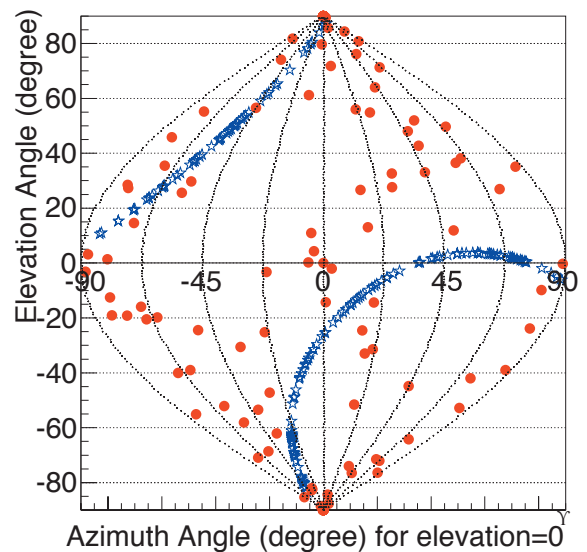


図5 神岡地下実験室での測定で得られた反跳原子核の飛跡を使って描いた「天球図」。丸印の赤点が測定点、星印の青点が各測定時刻でのちくちう座の方向を示す。

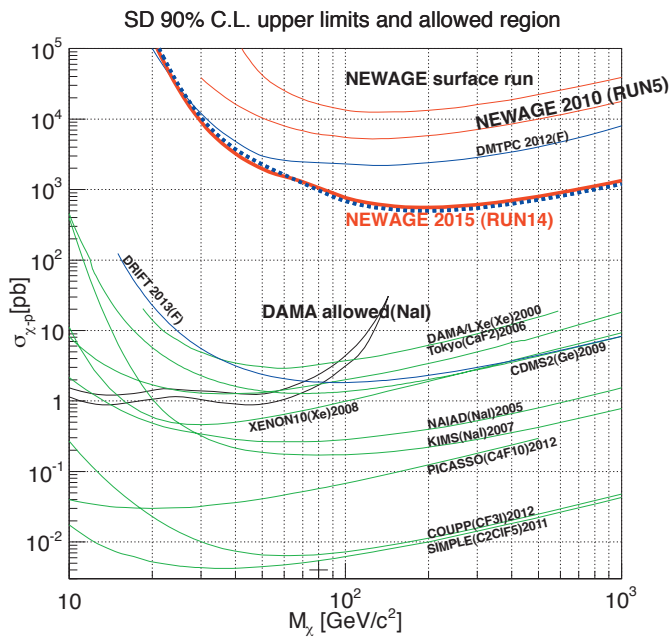


図6 神岡地下実験室での測定から得られた暗黒物質と陽子の反応断面積に対する制限。⁹⁾ 横軸は仮定する暗黒物質の質量、縦軸は反応断面積。下に行くほど感度が高い。今回の結果(NEWAGE 2015)は前回の結果(NEWAGE 2010)を約一桁更新した。図中のDMTPCのみが方向に感度をもつ解析、他は従来型の解析による結果である。

(RUN5)で示すNEWAGE-0.3aでの測定結果との比較により、エネルギー閾値が100 keVから50 keVに下がり、さらに計数率が1/10以下に改善していることが分かる。図5は我々の観測に特有の、原子核飛跡の方向を用いて表した天球図である。丸印の赤点が測定点、星印の青点が各測定時刻ではくちょう座の方向(暗黒物質の風の到来方向)を示している。おおむね等方的な分布が得られており、はくちょう座方向と飛跡の方向が揃っていないことから、観測した事象は暗黒物質の風ではなくバックグラウンドと考えられる。さらに定量的な議論を行うために、はくちょう座の方向と原子核飛跡方向のなす角の余弦分布を描き、暗黒物質によって期待される信号と比較を行った。こうした方向に感度をもつ手法によって得られた、暗黒物質と核子との相互作用の断面積に対する制限を図6に示す。この結果はNEWAGE-0.3aによる前回の測定結果に比べて約1桁の更新となっている。

4. 今後の展望

これまで、プロジェクト開始当初の「i)方向感度 ii)低バックグラウンド化 iii)大型化 のうちで i)に注力する」という戦略通りに研究を進め、国際的にも分野をリードする研究を行ってきた。一方で他の手法を用いた実験と比較

すると感度がまだまだ不十分である。地下実験結果の詳細な解析及びその後の研究によって、現在の感度を制限しているのは、 μ -PIC中に含まれる放射性不純物由来のバックグラウンドであることが判明した。幸いにも2014年度発足の新学術領域「宇宙の歴史をひもとく地下素粒子原子核研究」の計画研究として低バックグラウンド μ -PICの開発を開始することができ、ii)低バックグラウンド化の道筋がついた。iii)大型化に関しては、陰イオンガスという新しいアプローチを含めて同時並行で進めて行きたいと考えている。また、これまで単なる国際会議であった「CYGNUS」も、2016年に入ってから、将来の超大型TPCの国際共同実験について議論を開始している。こちらでもこれまでの実績を活かして日本が主導し、大質量検出器の示唆する結果を「暗黒物質の風」の検出で決定づけるという「発見」へとつなげて行きたい。

本研究は科学研究費補助金23684014及び26104005の支援を受けて行われました。本研究は京都大学の谷森達教授をはじめ、 μ -PIC開発に携わった多くの方、神岡施設の方のお蔭で成しえました。感謝いたします。

参考文献

- 1) R. Bernabei, *et al.*: Phys. Lett. B **424** (1998) 195.
- 2) R. Bernabei, *et al.*: Phys. Lett. B **73** (2013) 2648.
- 3) B. Morgan: Nucl. Instrm. Meth. A **513** (2005) 226.
- 4) J. B. R. Battat, *et al.*: Physics of Dark Universe **9** (2015) 1.
- 5) A. Ochi, *et al.*: Nucl. Instrm. Meth. A **471** (2001) 264.
- 6) T. Tanimori, *et al.*: Phys. Lett. B **578** (2004) 241.
- 7) K. Miuchi, *et al.*: Phys. Lett. B **654** (2007) 58.
- 8) K. Miuchi, *et al.*: Phys. Lett. B **686** (2010) 11.
- 9) K. Nakamura, *et al.*: PTEP (2015) 043F01.

(2016年2月23日原稿受付)

NEWAGE: Direction-Sensitive Dark Matter Search Kiseki Nakamura and Kentaro Miuchi

abstract: By the recent astronomical and astrophysical observations, one fourth of the total energy of the universe was known to be in a form of the unknown particle, “dark matter”. Many experimental activities are on-going all over the world to reveal the nature of this mysterious particle. Direct detection experiments aim to detect the energy deposited to the detector on the earth by the elastic scattering of the dark matter and the ordinary matter. Among many direct detection experiments, the direction-sensitive method is said to provide a strong evidence of the dark matter due to the motion of the solar system in the galaxy. NEWAGE is one of the direction-sensitive dark matter search experiments and recently updated the world-best direction sensitive dark matter limits by the measurement in Kamioka underground laboratory.

光誘起構造変化初期における非断熱核形成2段階ダイナミクス

石田 邦夫 〈株式会社東芝研究開発センター ishida@arl.rdc.toshiba.co.jp〉

那須奎一郎 〈高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所 knasu@post.kek.jp〉

光照射を受けた物質内での励起状態の緩和過程については、古くから膨大な研究が蓄積されている。この中で励起後の数psec程度の時間内で、明らかに励起電子の協同的ダイナミクスが関与していると見られる現象が、この20年程の間に、次々と発見されてきた。これら一連の現象は「光誘起協力現象」と呼ばれており、われわれは、その発現機構を解明すべく、光励起直後の協力的動力学過程について様々な理論的研究を進めてきた。多くの場合、電子励起状態の緩和に伴って格子系、すなわち結晶構造にも「巨視的」な変化が見られる。これは強い電子・格子相互作用の関与を示唆していることから、我々は、光学フォノンモードと結合した局在電子系モデルを用い、過渡的な結晶構造変化に焦点を絞って数値計算によるアプローチを進めてきた。この場合には、光励起直後の Franck-Condon 状態の生成を引き金として核形成過程が誘起され、励起エネルギーが格子振動として系内を伝搬しながら、電子状態および結晶構造の巨視的変化が進行する。このような現象は「光誘起ドミノ効果」とも呼ばれているが、特に電子状態ダイナミクスの非断熱性が重要な役割を果たすと考えられることから、ポテンシャルエネルギー面の交叉点における波束分岐のダイナミクスが重要となってくる。

光誘起核形成過程の理解のために、パターン形成理論との関連が議論されていた

が、最近になって最初期のダイナミクスの詳細を明らかにするには、成長界面としての基底状態・励起状態間「境界」の時間変化に着目することが極めて有用であることがわかってきた。特に、境界の形状を幾何学的パターンとして捉えると、拡散律速凝集 (DLA) などから類推される通り、そのフラクタル性が当然問題となる。しかし、格子変位や励起状態占有率の空間分布が形成する幾何学的パターンを議論するには、より複雑なパターン解析の手法も必要となってくる。本研究ではマルチフラクタルの概念を用いて、こうした幾何学的パターンをモノフラクタル集合の和集合として捉え、核形成過程の初期ダイナミクスの詳細な解析を進めたところ、光励起 (吸収) によって生成される Franck-Condon 状態がそのまま光誘起核にならずに、Franck-Condon 状態が非断熱遷移を繰り返しながら励起状態を激しく組み換え、その結果、核成長に直接繋がる状態が生成されるという、初期核形成の「2段階性」がわかってきた。こうした核が形成されたのち、系の時間発展はほぼ断熱的に進行し、光誘起ドメインの成長過程へと移行する。したがって、光励起直後の緩和過程において、核成長可能な励起状態が生成されることが、光誘起協力現象の可否を決める条件の一つであり、この現象の機構、あるいは発現条件を考える上で、理論・実験両面において重要な示唆を与えることができると期待される。

—Keywords—

Franck-Condon 状態：

光励起によって引き起こされる電子遷移は原子核の運動の時間スケールと比較して極めて短時間に起きる。そのため、電子遷移後の原子核の座標は遷移前と同じ値を持っていると近似される。このような励起状態をフランク・コンドン (Franck-Condon) 状態と呼ぶ。

ポテンシャルエネルギー面：

原子核のポテンシャルエネルギーの値を核の位置の関数として計算しプロットした曲面。固体や分子の励起状態やその緩和ダイナミクスを考える上で重要である。

拡散律速凝集：

Diffusion-Limited Aggregates のことではしばしば DLA と略される。核が凝集してクラスターを形成する際に、核の拡散の影響が支配的である凝集機構を指す。生成するクラスターはフラクタル構造を持ち、美しい図形を描くことが多い。

1. はじめに

光照射による物性変化は古くからよく知られてきた現象であり、光合成や視覚の初期過程における生体内反応においても重要な役割を果たしている。なかでもその機構、特に光励起状態ダイナミクスの理解は近年の大きな話題の一つとなっている。これらの現象においてはいずれも一電子励起状態の緩和が主要な過程となっており、それに対応して例えば光異性化反応の収率は光強度に線形依存するなどの事実が知られている。

一方で、フェムト秒レーザーの進歩により過渡領域での時間分解分光技術が広く普及するようになってきたが、最近になって光励起後ごく短時間の領域においては、多体効果による協力的な物性変化が見られることが明らかとなってきた。一連の現象は「光誘起協力現象」と総称され、熱的過程では到達できない物質相の実現という、これまでにない新しい材料科学的アプローチとしても期待されている。¹⁾

さまざまな物質において実験的な研究が進められる一方、この現象の発現機構についても多くの理論が提起されてきた。強相関電子系における多体効果の重要性が議論されるなか、格子変形・結晶(分子)構造変化が多くの場合にみられることから、強い電子・格子相互作用の寄与も指摘されてきた。本稿では、こうした結晶構造変化を伴う協力現象に焦点を絞った議論を行う。

光誘起協力現象を理解する際、有機分子に見られる光異性化反応との比較が、特に素過程を考える上で参考になる。光異性化の初期過程においては、光励起状態が原子自由度と結合することによって、構造変化を伴った電子状態変化が生じる。こうした励起状態は、電子状態と量子化された核の運動から成る量子核波束として捉えられるが、ポテンシャルエネルギー面交叉を考えない場合には、Ehrenfestの定理によって古典的なポテンシャルエネルギー面上での運動としてそのダイナミクスは理解される。ところが、図1に示すようなポテンシャルエネルギー面交叉の問題が加わると、系のダイナミクスに別の要素を考えなければならな

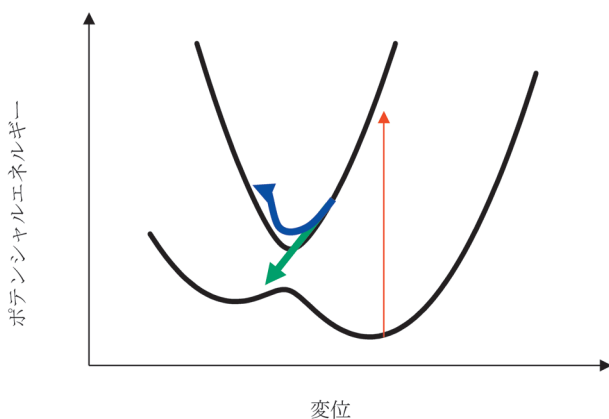


図1 励起状態ポテンシャルエネルギー面交叉領域を通過するときの波束ダイナミクスの概念図。光励起(赤矢印)されて生成された量子核波束は、交叉領域で非断熱遷移(緑)または断熱遷移(青)によって分岐する。

い。すなわち、特に交叉点近傍でのポテンシャルエネルギー面の乗り換え、あるいは非断熱的な遷移と、その際に起きる波束の分岐をいかに取り扱うかが問題となってくる。こうした問題に対しては古くから多くの研究があり、波束の分岐比率を与える Landau-Zener 公式^{2,3)}などはよく知られている他、最近では ab initio 計算によって波束分岐ダイナミクスを取り扱う試みも進められている。⁴⁾

光異性化のように一つの分子が構造変化を起こす場合、こうした非断熱遷移の影響が他の分子へと波及することは一般にはないと考えられている。しかし、こうした現象についてすら理論的に明らかにすることは容易ではなく、例えばアゾベンゼンのような単純な構造を持つ分子の cis-trans 転移は、理論・実験両面において今も研究対象として取り上げられることが多い。⁵⁾ 本稿で取り上げる光誘起協力現象あるいは構造変化の場合、事態はさらに複雑である。というのも、こうしたポテンシャルエネルギー面の乗り換えが逐次的に起きることによる「光誘起ドミノ効果」と呼ばれる現象が、構造変化を進める原動力となっているからである。^{6,7)} このドミノ効果のダイナミクスを量子論的に理解することが、われわれが取り組んできた研究の狙いの一つであるといつてよい。ただし、こうした乗り換え現象が psec あるいはそれ以下の時間領域で繰り返し起きることから、個々の電子遷移を注意深く取り扱った理論が必要となる。例えば、光励起によって生成された量子核波束は、ポテンシャルエネルギー面の分岐点(ポテンシャルエネルギー面の交叉領域)を通過する度に乗り換え・分岐を繰り返していき、時間の経過とともに複数の波束が同時にポテンシャル面に存在する状態が実現する。こうした状態のダイナミクスを考える上で、波束間のコヒーレンスをいかに取り扱うかということは大きな問題であり、われわれはこうした非断熱遷移ダイナミクスと光誘起協力現象の関わりについての理論的研究を進めてきた。本稿ではその一端について述べる。

2. 局在電子のモデルと光誘起核形成ダイナミクス

光励起直後の(電子)励起状態・基底状態間の非断熱遷移に焦点を絞るため、本稿では2次元正方格子上に整列した単位胞に電子が局在しているモデルを用いた。これらの電子はただ一つの光学フォノンモードと結合しており、各単位胞における電子の断熱ポテンシャル曲線は図1で表されると仮定する。ハミルトニアンは下の式で示す通りで、電子状態はパウリ行列の固有状態として表現される基底状態および励起状態から成る。⁸⁾

$$H = \sum_r \left[\frac{p_r^2}{2} + \frac{\omega^2 u_r^2}{2} + (\sqrt{2}\hbar\omega^3 s u_r + \varepsilon\hbar\omega + s^2\hbar\omega) \tilde{n}_r + \lambda\sigma_r^x \right] - \sum_{\langle r, r' \rangle} \left[a\omega^2 (u_r - \beta\tilde{n}_r)(u_{r'} - \beta\tilde{n}_{r'}) + |V - W(u_r + u_{r'})| \tilde{n}_r \tilde{n}_{r'} \right].$$

ただし、 σ_r^i ($i=x, y, z$) はサイト r における電子状態に作用するパウリ行列で、励起状態占有率 $\tilde{n}_r = (1 + \sigma_r^z)/2$ である。

第一の和はサイト内相互作用を表すが、 λ は電子状態間遷移を表す非断熱相互作用パラメータで、量子スピン系のモデルにおける横方向に印可された磁場と同様の効果を担っている。

第二の和はサイト間相互作用を表すが、このモデルではサイト間のエネルギー伝搬がフォノンによって起こることを示している。各パラメータの値を選ぶにあたり、図1に示されるポテンシャル曲線の位置関係(交叉点が2個の極小点の間にある)等に留意しなければならないが、今回は $\omega=1$, $s=1.4$, $\lambda=0.2$, $\varepsilon=2.3$, $\alpha=0.1$, $\beta=0.2$, $V=1.1$, $W=0.2$ とした。また、時間の単位は各サイトの振動の一周期 $T=2\pi/\omega$ としている。

図1で示されるポテンシャル曲線の形状と非断熱相互作用 λ のために、格子の変形とともに電子状態間に遷移が誘起される。光誘起協力現象の初期過程における極めて短時間(2-3 psec以内)に起きる波束分岐ダイナミクスを追うために u_r および p_r を量子化し、分岐前後の波束間コヒーレンスを取り込んだ。以下、「基底状態」、「励起状態」という用語は電子系の基底状態および励起状態を指すものとし、(量子化された)振動モードの基底状態・励起状態を区別するものではないことに留意されたい。

このモデルを元に系の時間発展を計算し、光励起状態がフォノン励起を通じて系内に伝搬していく現象を考えた。電子系と電磁場との相互作用を露わに取り入れた計算は最近いくつかの系・モデルにおいて行われているが、実際の物質では何らかの外部自由度によるデコヒーレンスが起きることによって光吸収過程が「完了」する。本稿では、こうした散逸を伴う光励起ダイナミクスを含まない、光吸収過程が起こった後の緩和を考えている。そこで、励起率 ρ を固定して励起サイトをランダムに選び、そこにFranck-Condon状態が生成された状態を系の光吸収直後の状態とした。ハミルトニアン(1)に対する時間依存シュレーディンガー方程式を数値的に解いたが、各タイムステップにおいて隣接サイトからの影響を(その時刻における)平均値で置き換えることにより、比較的大規模な系(128×128サイト)における計算が可能となった。このときには全系の状態は各サイトの電子・格子系の状態 $|\varphi_r(t)\rangle$ のテンソル積として表されており、いわゆる entangled state にはなっ

ていない。

各時刻における励起状態占有率 $n(\mathbf{r}, t) = \langle \varphi_r(t) | \hat{n}_r | \varphi_r(t) \rangle$ を図2に示す。初期において励起されたサイトは、その周辺サイトを巻き込みながら核形成過程へと転換し、励起状態に属する領域(図2中黄色~赤色で示す)が時間とともに増加していく。さらに、 $N(t) = \sum_r n(\mathbf{r}, t)$ の時間依存性から、この成長過程はイジングモデルと同じユニバーサリティクラスに属することが示唆されている。⁸⁾

3. 核成長時の境界ダイナミクスとマルチフラクタル解析

相転移に際しての核成長あるいはドメイン形成ダイナミクスに関しては多くの研究例が知られている。量子論的な意味でコヒーレントな領域でのこうしたダイナミクスについては、イジングモデルにおける核形成との関係や、大偏差統計を用いた局所的振動モードの解析⁹⁾などから、考え方・方針としては従来と同様なものが適用できると考えた。

このような核成長過程においては、成長界面としての基底状態・励起状態境界領域の挙動が興味の対象となる。イジングモデルにおける研究¹⁰⁾や、樹状に成長するパターンとしてよく知られる拡散律速凝集(Diffusion Limited Aggregates; DLA)¹¹⁾がこうした研究の代表例で、境界形状のフラクタル的挙動がそのダイナミクスを特徴づける要素の一つとされている。本研究で取り扱っている核形成過程においても、その境界におけるサイト間エネルギー伝搬および電子励起状態への遷移が駆動力となっていることから、境界ダイナミクスの議論は核形成の特徴を理解するという意味でも重要である。さらに、(時間領域や現象には違いがあるものの)シアノ錯体において境界特有のラマン振動数が存在することに着目し、そのダイナミクスを実験的に調べた研究も行われており、¹²⁾本モデルによって成長する核の境界領域でのダイナミクスに着目した検討を進めることを考えた。¹³⁾

イジングモデルやDLAにおいては各サイト(点)が2状態("0"または"1")のみを取り得るため、境界をこの値が切り替わる場所として定義することが比較的容易にできる。しかし、本研究では各サイトにおける励起状態占有率、格子歪などの量はいずれも連続量であるため、境界の定義・抽出法について考慮する必要がある。今回、励起状態占有率 $n(\mathbf{r}, t)$ を元に、ad hocな側面はあるものの以下の方法で「境界」を定義した。

1. $n(\mathbf{r}, t)$ から $k(\mathbf{r}, t) = \min_s |n(\mathbf{s}, t) - n(\mathbf{r}, t)|$ を計算する。ただし、 \mathbf{s} は \mathbf{r} の最近接サイトを表す。
2. ある閾値 η に対し、 $k(\mathbf{r}, t) \geq \eta$ ならば \mathbf{r} は境界 B_t に属する点とする。
3. 別の閾値 ζ に対し、 $k(\mathbf{r}, t) < \eta$ かつ $n(\mathbf{r}, t) > \zeta$ ならば \mathbf{r} は核の内部に属する点とする。
4. 2, 3 いずれの条件も満たさない場合、 \mathbf{r} は核外の点とする。

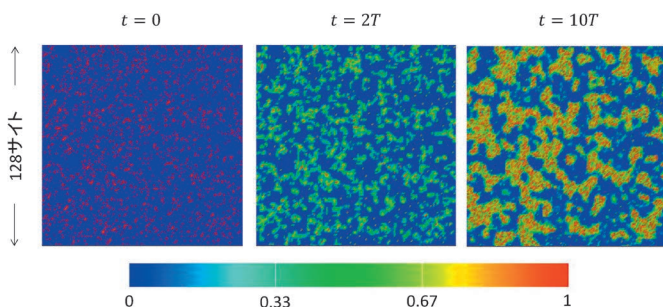


図2 $\rho=0.1$ のときの核形成の進行を表す図。 $n(\mathbf{r}, t)$ の値をカラーマップによって示している。左から $t=0, 2T, 10T$ に対応している。

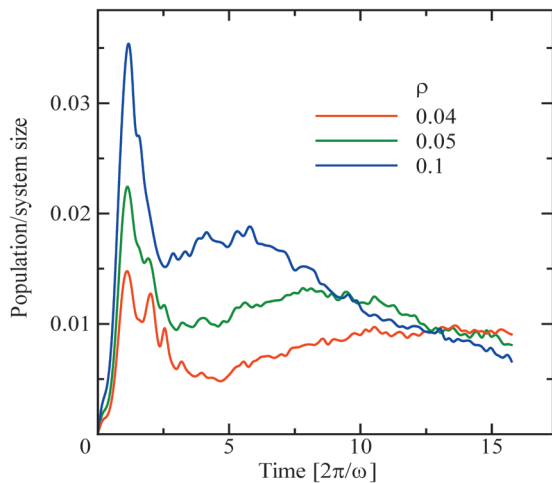


図3 境界の励起状態占有率の総和 $N_B(t)$.¹³⁾

図2に示される通り、 $n(r, t)$ の値は核内部に取り込まれたサイトにおいても時間的に変化しており、必ずしも1あるいはそれに近い値を取るとは限らない。また、成長界面にある「厚さ」1サイト程度の領域を「境界」とすることにより、境界特有の時間変化をより強調することができると考え、本研究では、 $\eta = \zeta = 0.45$ としている。境界 B に含まれる励起状態占有率の総和

$$N_B(t) = \sum_{r \in B_t} n(r, t)$$

の時間依存性を図3に示す。励起直後約 $2T$ の間に $N_B(t)$ に急激な増減が見られる。この時間領域では、励起サイト周辺に限定したエネルギー移動が起こり、その結果、周囲にあるサイトの変位 $\langle \varphi_r(t) | u_r | \varphi_r(t) \rangle$ が急激に変化する(歪む)。このとき、これらのサイトにおいて、ポテンシャルエネルギー曲線の交叉点を波束が通過する際に分岐が起こる。すなわち、波束の速度に応じて電子状態間遷移が断熱的あるいは非断熱的に繰り返す起こり、周辺の基底状態サイトを励起状態に遷移させていると考えられる。その結果、急激な占有率増加が図3に現れている。こうした変化の後、核成長過程が始まり、境界の励起状態占有率は漸増する段階に入る。例えば、 $\rho = 0.1$ の場合、およそ $2T$ から $5T$ の領域がこれに相当する。ところが、それぞれの核のサイズが大きくなってくると、隣接する核同士の衝突・融合が始まり、結果として境界に属するサイトの数が減少する。ある時点からは境界領域の占有率は減少傾向に転じるが、その時刻 t_1 が励起率 ρ の増加とともに早くなる ($\rho = 0.04, 0.05, 0.1$ に対して $t_1 \sim 14T, 8T, 5T$) ことは、この見方を裏付けるものである。

さらに、上に述べた過程の詳細が、境界についてのマルチフラクタル解析によって明らかとなることをわれわれは見出した。¹³⁾ マルチフラクタルの詳細については本稿では触れないので、興味のある方は文献14等を参照していただきたい。マルチフラクタル解析では、幾何学的パターンをモノフラクタル集合の和集合として捉える。個々のモノ

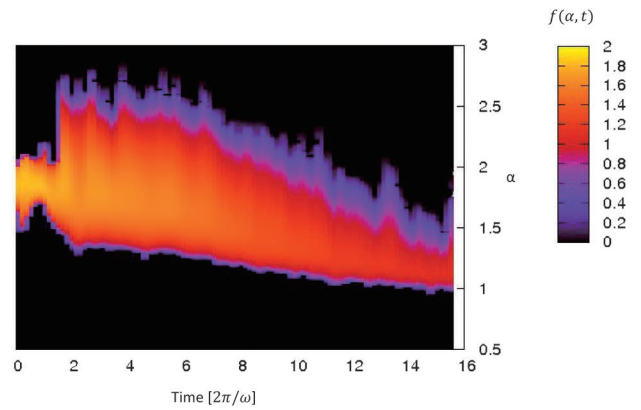


図4 境界 B_t に含まれる点について、 $n(r, t)$ をマルチフラクタル解析したときに得られる α - $f(\alpha, t)$ スペクトルのカラーマップ。¹³⁾ $\rho = 0.1$ とした。

フラクタル集合は、その特異性を示す Lipschitz-Hölder 指数 α によって特徴づけられ、対応するフラクタル次元 $f(\alpha)$ との関係が幾何学パターン全体の性質を記述する量として知られている。一般にはそれぞれのパターンに応じて α の値は最大値 α_{\max} および最小値 α_{\min} を持っており、 α はこれらの間の任意の値を取る。簡単に言うと、 $\delta = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ が大きいほど、そのパターンは多様なフラクタル構造を併せ持つことになり、 δ の値(スペクトル幅)がいわば「パターンの複雑性」を表す量となる。今回は、このスペクトルが時間とともに変化することから、 α および時間の関数としたフラクタル次元 $f(\alpha, t)$ を考えた。図4に $\rho = 0.1$ の場合について、各時刻における B_t から計算した結果を示すが、 $f(\alpha, t)$ が有限な値を持つのは黄色い帯状の領域においてである。この帯の幅が各時刻における δ に相当しており、境界についての $f(\alpha, t)$ が励起直後 $2T$ 以内の時間領域で特異な挙動を示していることがわかる。この結果は、励起直後において初期励起サイト近傍のサイトがほぼ同期して電子遷移を行っているため、DLAなどに見られるような複雑な幾何学的構造が現れないことを反映している。図3に示した $N_B(t)$ の急激な変化と考え合わせると、この時間においては(光励起直後の状態としての) Franck-Condon 状態の生成が引き金となって、周辺サイトの状態が電子遷移を繰り返しながらいわば再構成され、「成長可能な核」が形成されていく時間であると考えられる。光誘起協力現象においては、励起直後に物性変化が起こらない、いわゆる「孵化時間」の存在が多くの実験によって示されているが、¹⁾ 本研究の結果からこの「孵化時間」は、励起直後の段階における励起サイト+周辺サイトでの頻繁な電子状態遷移を伴った時間発展に伴って、Franck-Condon 状態から成長可能な核に転換する時間に相当することがわかってきた。その間は各サイトにおける量子核波束がポテンシャルエネルギー面交叉領域を何度も通過するため、断熱的あるいは非断熱的な遷移を繰り返しながら電子状態の急激な組み換えが進んでいく。境界 B_t 以外も含む全ての $n(r, t)$ についてマルチフラクタル解析を行うと、励起サイトの局所的な密度ゆ

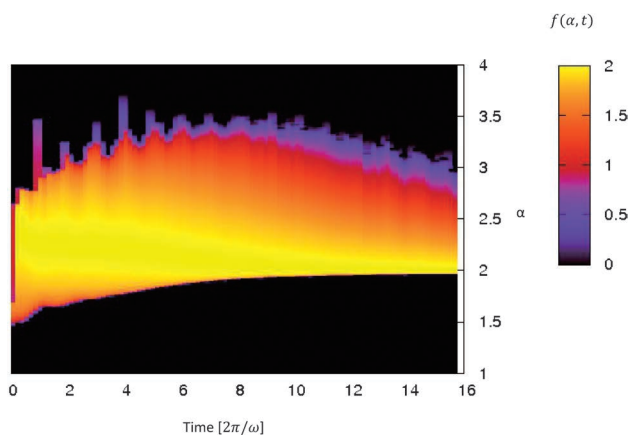


図5 全ての点についての $n(r, t)$ をマルチフラクタル解析したときに得られる $\alpha-f(\alpha, t)$ スペクトルのカラーマップ。 $\rho=0.1$ とした。

らぎによるマルチフラクタル構造が現れるが(図5), 境界以外の領域では上記電子状態の組み換えは断熱的に進んでいるため, 励起直後にも $f(\alpha, t)$ に大きな変化は見られない。したがって, 核形成初期過程の理解には境界の抽出・分離が有効な手法であることがわかる。

また, 図4からは, 励起後約 $3T$ が経過した後, $N_B(t)$ の変化が緩やかになる段階に入るのとほぼ同期して, δ が急激に増加することがわかる。この段階ではマルチフラクタル性の高い境界が形成され, 核およびその境界が明確になっている。その後は時間とともに $N_B(t)$ の値が徐々に増加するが, 励起後約 $6T$ を超えると, 隣接する核の境界の接触・融合が始まり, 境界に相当する部分は減少し始める。これに対応するように, 約 $6T$ 経過後は $f(\alpha, t)$ のスペクトル幅 δ は徐々に減少し, マルチフラクタル性の低い, 空間的に一様な状態に近づいていくことがわかる。定常的な核成長過程に移行した後は, 基底状態ポテンシャル曲線上での断熱的な電子遷移が励起状態への転換の主要過程となるため, 波束の分岐に代表される格子振動の量子性は露わには現れてこない。

4. まとめと今後の展望

本稿では, 結晶構造変化を伴う光誘起協力現象の最初期において, 光励起状態を元にした核形成が進む過程についての最近の研究について紹介した。それによると, 光誘起核形成の初期過程は次のように進んでいくと考えられる。¹³⁾ (1) 光励起によって生成される空間的に局在した Franck-Condon 状態の緩和に伴い, 周辺サイトの電子遷移による励起状態の再構成が起こる。(2) その結果, 成長可能ないわば光誘起核へと転換する。この2段階目において光誘起核と基底状態領域の境界は, マルチフラクタル性が強く表れた空間パターンを形成する。(3) その後, 断熱的な電子状態遷移を繰り返して実際の核成長が進み, 核の融合へと至る。これらのうち, 特に(1)および(2)の段階においては, 励起状態・基底状態間の境界に関するマルチフラクタル解析が有効であることがわかった。これらの結果

は, 先に紹介した「ドミノ倒し」が始まる前の過程が存在することを示しており, 実験的に議論されている「孵化時間」との関係を示唆していて興味深い。同様の現象はフォノン励起によっても誘起できると考えられ,¹⁵⁾ 最近のTHz光源技術の進歩と併せて発展が期待される分野でもある。

本稿では局在電子系を仮定した, 最も単純化されたモデルによる定性的な考察が主眼となっているが, 一方で遍歴電子系については強相関系のモデルを用いた研究が精力的に行われており,^{16,17)} 将来的にはこれらを包含した定量的理解や物質設計に至る理論が必要となると考えている。また, 非断熱ダイナミクスの問題については, 先に挙げた量子化学的方法による研究のほか, 時間依存密度汎関数法による計算¹⁸⁾も進められつつある。しかしながら, こうした計算手法を動的協力現象の記述に用いるには, まだ方法論という点においても未知の部分が多く, 大型計算機による大規模数値計算の進展に頼るだけでは難しい。こうした現象の理論的な理解は, その意味でもまだ端緒にすぎないばかりであり, さらなる多面的なアプローチが必要とされている。

光誘起協力現象は, 本質的に励起状態の複雑な性質が反映された現象であり, 基底状態物性を調べるだけではわからない, 物質が内在的に持っている性質を明らかにする手がかりを与える可能性を持っている。これは例えばわれわれが日ごろから目にし, 手に取る物質の様態がいかにして実現しているかという, 物性物理学における根源的な問題を解明するための一歩となるものである。本稿で紹介した内容が, こうした問題に迫るための研究の一助となれば幸いである。

本研究の一部はJSPS 科研費・特別推進研究JP24000006の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) K. Nasu, ed.: *Photoinduced Phase Transitions* (World Scientific, Singapore, 2004).
- 2) L. D. Landau: *Phys. Z. Sowjetunion* **2** (1932) 46.
- 3) C. Zener: *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **137** (1932) 696.
- 4) T. Yonehara and K. Takatsuka: *J. Chem. Phys.* **128** (2008) 154104.
- 5) M. Quick, *et al.*: *J. Phys. Chem.* **118** (2014) 8756.
- 6) T. Iizuka-Sakano and Y. Toyozawa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** (1996) 671.
- 7) K. Koshino and T. Ogawa: *Phys. Rev. B* **58** (1998) 14804.
- 8) K. Ishida and K. Nasu: *Phys. Rev. B* **77** (2008) 214303.
- 9) K. Ishida and K. Nasu: *Phys. Rev. B* **80** (2009) 140301(R).
- 10) H. E. Stanley, D. Stauffer, J. Kertész and H. J. Hermann: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2326.
- 11) T. A. Witten and L. M. Sander: *Phys. Rev. B* **27** (1983) 5686.
- 12) R. Fukaya, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **139** (2013) 084303.
- 13) K. Ishida and K. Nasu: *Phys. Lett. A* **378** (2014) 382.
- 14) J. Feder: *Fractals* (Plenum, New York, 1988).
- 15) K. Ishida and K. Nasu: *J. Phys. Conf. Ser.* **633** (2015) 012061.
- 16) K. Nishioka and K. Yonemitsu: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 024706.
- 17) H. Hashimoto, H. Matsueda, H. Seo and S. Ishihara: *J. Phys. Soc. Jpn.* **84** (2015) 113702.
- 18) B. F. E. Curchod, U. Rothlisberger and I. Tavernelli: *Chem. Phys. Chem.* **14** (2013) 1314.

(2016年1月9日原稿受付)

Two-Stage Nonadiabatic Dynamics of Photoinduced Nucleation

Kunio Ishida and Keiichiro Nasu

abstract: Theoretical study on the initial dynamics of photoinduced nucleation is reviewed. Employing a model of localized electrons coupled with an optical phonon mode, we numerically calculated the dynamics of photoinduced nuclei. The multifractal analysis on the geometric patterns of their boundary is suitable for understanding the

dynamics of adiabatic/non-adiabatic electronic transitions during the first picoseconds after photoexcitation. We revealed that the photoinduced nucleation starts with two different processes; formation of photoinduced nuclei by rearrangement of the Franck-Condon states and their growth with coalescence of each other. This two-stage dynamics of nucleation is characteristic of the initial processes of photoinduced cooperative phenomena.

『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/books/kyoikushi/>

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 22-1 (3月15日発行) 目次

国際物理教育委員会 ICPE新田英雄
はじめての講義
工学部初年度学生の力学.....右近修治
講義室
小学校教員志望学生の物理分野の弱点—全国学力・
学習状況調査を用いた学力調査.....寺島幸生
高等学校物理基礎における有効数字学習についての教科書分析
.....瀧本家康
実験室
元素単体の常磁性と反磁性の簡易実験.....沢田 功
教育実践
弦の振動と音楽—科学の普遍性と適用限界を伝える実験教育
.....本堂 毅, 須藤彰三, 関根 勉
講義演習授業における Active Learning-Passive Teaching
.....中村統太

物理学実験における Active Learning-Passive Teaching
.....中村統太, 富田裕介
グループ討論を取り入れた量子力学の授業
.....太田寛人, 畠山 温
海外の動向
ミャンマーにおける物理学実験教育ワークショップ
.....中村 琢, 伊藤宏紀, 仲澤和馬
連載 物理オリンピックと物理教育
物理第2チャレンジ参加者のその後—2011年から2014年の
参加者について.....近藤泰洋
教育に関する一言.....安藤俊一
開催情報
編集後記

応用物理 第85巻 第7号(2016年7月号) 予定目次

解説
マイクロ波放電式電子サイクロトロン共鳴型イオン源の物理
.....國中 均
走査型非線形誘電率顕微鏡 (SNDM) による半導体微細構造の
高分解能評価.....長 康雄
ナノワイヤ量子ドットレーザーの進展.....荒川泰彦, 館林 潤
最近の展望
超高感度 CMOS イメージセンサの開発.....川人祥二
研究紹介
ESR/EDMR による窒化した SiC-MOS 界面の構造評価
.....梅田享英

超高压を利用した高品質大型単結晶ダイヤモンド合成
.....角谷 均
レーザー光を利用した気相からの高速結晶成長.....伊藤暁彦
フォトリソグラフィによる結晶導波路における共伝搬・逆伝搬スローライト
系.....近藤圭祐, 馬場俊彦
基礎講座
キャリア濃度・移動度測定のコツ.....松浦秀治
Inside Out
多様性と取東の米国研究開発事情.....池川純夫
Science As Art
三日月の七色変化.....松谷晃宏

コーヒーの湯気：水面に浮遊する微小水滴のダイナミクス

中西 秀 〈九州大学理学研究院 nakanisi@phys.kyushu-u.ac.jp〉

市川正敏 〈京都大学理学研究科 ichi@scphys.kyoto-u.ac.jp〉

熱いコーヒーを飲んでいると、その表面に白い膜のようなものが浮かんでいるのに気づくことがある(図1)。それは、ゆらゆら立ち昇る湯気の下で水面にぴったりと張り付き、そっと息を吹きかけても簡単には吹き飛んでゆかない。しばらく眺めていると、時折、ビシッとひびが入るかのようには膜に亀裂が生じ、奇妙なパターンが現れる。一体これは何だろう。素朴な疑問に引き寄せられて熱水の表面を顕微鏡で覗いてみたら、思いがけない現象が見えてきた。¹⁾

1. 素朴な疑問

この現象は、寺田寅彦の有名な随筆「茶碗の湯」にも記述があり、^{*1} 興味を持った物理学者も多いに違いない。²⁾ 白い膜は何なのか、なぜ湯気のように立ち昇らずに水面に張り付いているのか、一瞬のうちに亀裂のような割れ目が入るのはどうしてか、何をきっかけに亀裂が走るのかなど、疑問は尽きない。

お茶を飲みながらの簡単な観察から、以下のようなことが分かる：(i) 湯気の膜はコーヒーに限らず、紅茶や緑茶、



図1 熱いコーヒーの水面に張った白い膜。写真は町田・相模原ポータルサイト Vita (<http://vita.tc/>)、玉川珈琲倶楽部提供。

^{*1} 熱い茶碗の湯の表面を日光にすかして見ると、湯の面に虹の色のついた霧のようなものが一皮かぶさっており、それがちょうど亀裂のように縦横に破れて、そこだけが透明に見えます。(寺田寅彦著「茶碗の湯」より)

ただの熱水の表面でも見られる。(ii) 大きさは1 cm程度で、お湯が熱い間は観察される。(iii) 湯気の薄膜は水面に非常に近く、おそらく0.1 mm以内の距離にある。(iv) 薄膜は容器に蓋をするとより現れやすい。(v) そっと息を吹きかけても吹き飛ばされない。路面にうっすら積もった粉雪のように水面上を吹き流され、水面に張り付いたかのように見える。(vi) 亀裂が走る現象は数秒間に何度かの頻度で観察され、継続時間は0.1秒よりも短く、また同時に複数の亀裂が走ることもある。(vii) 亀裂の幅は1 mm、長さは1 cm程度で、生じた後もしばらく残っている。

この現象について、1971年にSchaeferも短いエッセイを書いている。³⁾ 彼によると、薄膜は微小水滴からなり、それが熱水からの水蒸気流のために浮揚している。また、亀裂はベナール対流の下降流部分に現れ、亀裂が走るのは、上昇気流により生じた微小な渦が動いてゆくためと論じた。彼はいくつかの簡単な実験もしており、帯電した櫛を近づけると白い膜が消失することから、水滴は帯電していると推定した。また、放射線源によっても白膜は消失するとしているが、我々にはそれは再現できなかった。

最近になって、Fedoretsが類似の現象を偶然発見した。⁴⁾ 彼はエボナイトの上の水の膜をランプで加熱して表面を観察していたところ、半径10 μm 程度の微小水滴が三角格子状に並んだクラスターを見出した。さらに、クラスター内の水滴数百個がビデオの1コマ間隔0.04 s以内に消失する現象も観察している。彼もまた、水面からの水蒸気流によって水滴が浮遊していると考察している。

2. 顕微鏡観察

我々は、この現象をより詳しく観察するために、顕微鏡とビデオカメラでビーカーに入れた熱水の表面を覗いてみた。熱水としては、コーヒー以外に、紅茶や水道水、超純水、洗剤をたらした水なども観察した。

撮影した多くのビデオを根気よく眺めた結果、以下のようなことが分かった。(i) 白い膜は大きさ10 μm 程度の水滴の集まり。(ii) 水滴の大きさはほぼ揃っており、連続して観察できる1秒程度の間には大きさは変化しない。^{*2} (iii) 水滴は浮揚して水面に接していない。(iv) 水滴が密集しているところでは、数十 μm 程度の間隔の三角格子状に並んでいる。(v) 時折、水滴が上から落下してきて

^{*2} 水滴は気流によって絶えず移動しており、個々の水滴は1秒程度で顕微鏡の視野から外れてしまう。

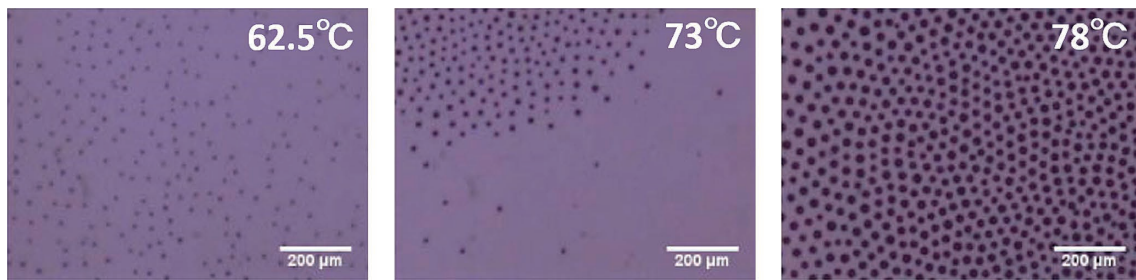


図2 熱水表面の顕微鏡写真.

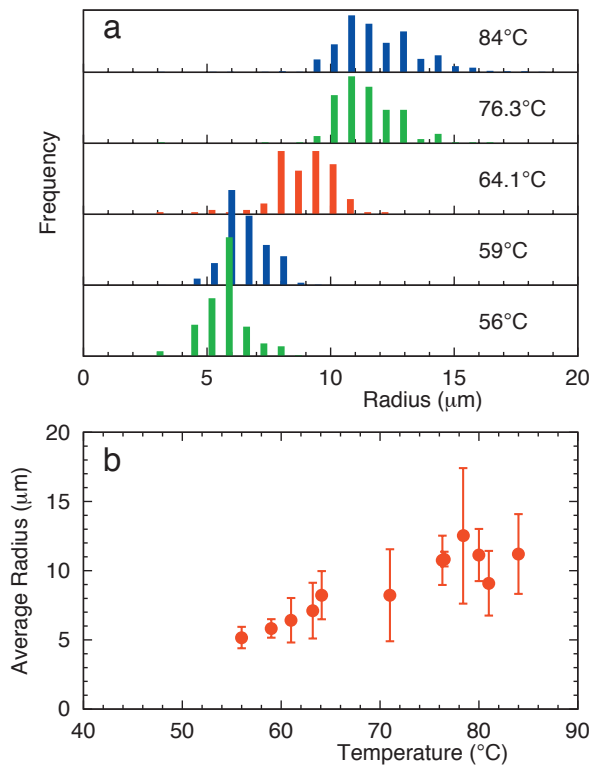


図3 微小水滴のサイズ分布と平均サイズの温度依存性.

他の水滴の間に取まって浮揚したり、浮揚している水滴が時折消滅したりする。(vi) 水滴が集団消滅することがあり、数百個以上の水滴が30 fpsのビデオのコマ間隔以内に同時消滅する。(vii) 同様の現象は、コーヒー、紅茶、水道水、純水、洗剤を垂らした水でも観察され、水の状態に敏感には依存しない。(viii) 浮揚水滴は50°C程度のぬるいお湯でも観察されるが、その数は少ない。

図2のような画像から水滴の輪郭を抽出し、一つ一つの水滴の位置や形、大きさを見積もることができる。そのデータからサイズ分布を取ったのが図3である。低温では水滴のサイズは小さくなり、単純に外挿すると50°Cぐらいでなくなる。分布の幅は平均値の20~30%程度しかなく、水滴の大きさがほぼ揃っていることが分かる。

ビデオ観察から、個々の水滴は上空で成長したのち降下して、水面直上にしばらく滞在したのち、水面に落下し消滅すると推定した。水滴の消滅の仕方には、一つ一つ消滅する場合と、多数が一度に消滅する場合がある。直径

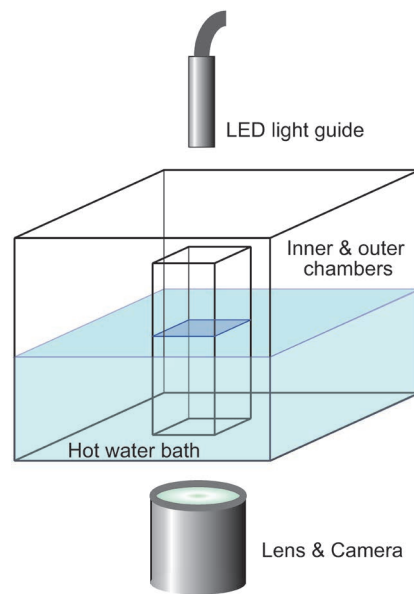


図4 実験装置.

10 μmの水滴を浮揚させるには5 pN程度の力が必要で、単純に粘性係数 $\eta \approx 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ の水蒸気流によるストークス抵抗として見積もると5 mm/s程度の流速に相当する。水滴の大きさ分布の温度依存性から、浮揚力は熱水の温度とともに大きくなっているはずだ。また、水滴の高さは揃っているようなので、浮揚力の水面からの距離依存性は大きいのだろう。

3. 高速ビデオによる観察

通常のビデオ観察では集団消滅現象をとらえられなかったので、図4のような実験系を組んで、高速ビデオで観察することにした。外からの気流などの攪乱を防ぐために2重壁の水槽を作成し、上から照明の下、水槽の下から水面上に浮かぶ水滴を観察した。適度な視野で8,000 fpsの撮影ができる高速度カメラ(Keyence VW-9000)を用いた。

超スローモーションで見ると、微小水滴が上空から落ちてきて水面上に滞在したり、水面上にいる水滴が個々に消滅したりする様子がはっきり観察される。集団消滅する瞬間の連続コマ画像の例を図5に示す。1,000 fpsの連続する3コマで、2コマ目に中央部分の微小水滴が消失しつつあるのが見える。白い雲がかかったように見えるのが何かは分かっていない。1 ms程度の時間に1 mm程度の大きさの

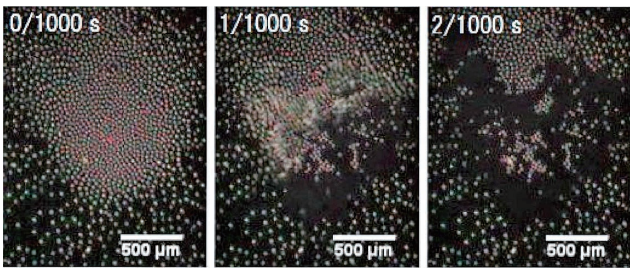


図5 集団消滅の連続画像.

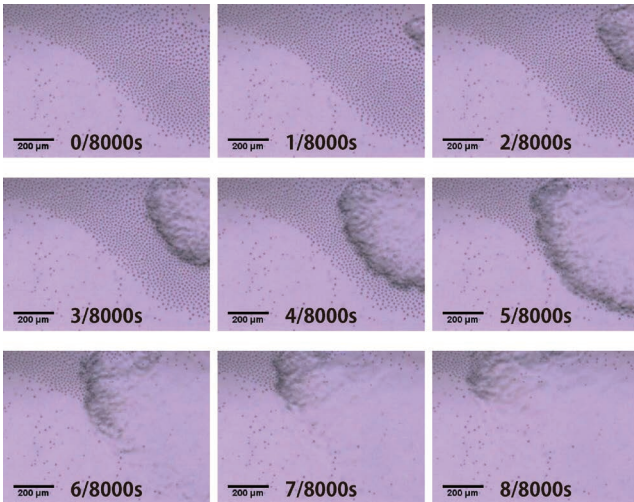


図6 集団消滅の波面の伝播.

領域の水滴が消滅しているが、集団消滅した領域にも、後に消えずに残った水滴がいくつもあるのが観察される。

さらに速い8,000 fpsで見ると、集団消滅は水滴が一斉に消失しているのではなく、波の伝播のように消失前線が進行している様子が分かる(図6)。前線の伝播速度は1~2 m/s程度である。図ではよく見えないが、ビデオでは消失前線とともに水面に表面波が起こっているのがはっきり観察される。このスケールの表面波は表面張力波で、 σ を表面張力、 ρ を密度とすると、分散式は

$$\omega = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} k^3 \quad (1)$$

と表される。この式で波長0.1~1 mm程度を仮定すると、観察した集団消滅の前線の伝播速度程度になる。

多数のビデオをコマ送りで見えていくと、集団消滅の始まりが見つかった。図7をみると、一コマ目と二コマ目の間で矢印で示した1つの水滴が消失し、それに引き続いて周りの水滴が次々と消失していく様子がとらえられている。この例では端の水滴が最初に消失しているが、クラスター内部の水滴がまず消失し周りに伝播している例もあった。数百個以上の多数の水滴が消失するイベントが、たった一個の水滴の消失によって引き起こされていることが、高速ビデオでははっきりと観察された。

図8は界面活性剤(Triton X-100)を加えた場合の例である。濃度は0.3 mMで、この場合でも、定性的には同様な現象が観察される。ただ、同じ温度で界面活性剤なしの場合

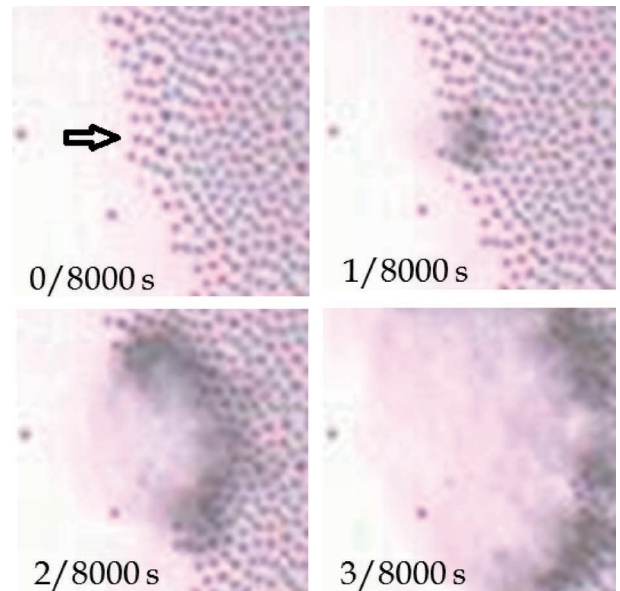


図7 集団消滅の始まり.

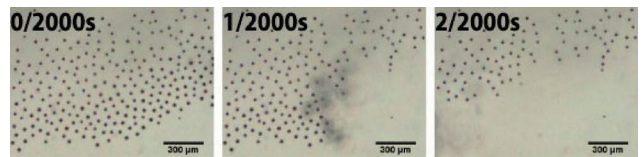


図8 界面活性剤 Triton X-100を濃度 0.3 mMで分散させた場合.

合に比べて、水滴の数密度やサイズが小さい。その原因として、界面活性剤分子の水和や水面の被覆によって蒸散が抑制されていることが考えられる。しかし、視野に入っているのは水面のごく一部なので、界面活性剤の効果を確認するためには系統的な観察が必要である。

以上の高速ビデオ観察結果をまとめると、以下のようなことが言えるだろう。(i) 微小水滴は上空から落ちてきて、水面直上にしばらく滞在し、さらに水面に落下して消失する。(ii) 水滴の集団消滅は一つの水滴の消失によって引き起こされ、1~2 m/sで伝播する。(iii) 集団消滅によりその領域の全ての水滴が消失するわけではなく、波面の通過後にも水滴のクラスターや孤立した水滴が残っている。(iv) 界面活性剤を加えても現象の定性的な様子は変わらない。

4. 表面波の伝播

水滴の消滅と表面波が相伴って伝播していることから、水滴の消滅によって引き起こされた表面波が、さらに周りの水滴をのみこんで、集団消滅を引き起こしていると推定した。図9のような波長 λ 程度の幅の一次元的な孤立表面波を仮定して、水滴の消滅が十分な振幅の表面波を引き起こすことができるのか、見積もってみよう。

水滴が消滅する際に解放されるエネルギーによって表面波が引き起こされ、表面波は水の粘性で減衰していく。このエネルギー収支を考えよう。供給されるエネルギーのほとんどが微小水滴の表面張力エネルギーで、位置エネルギー

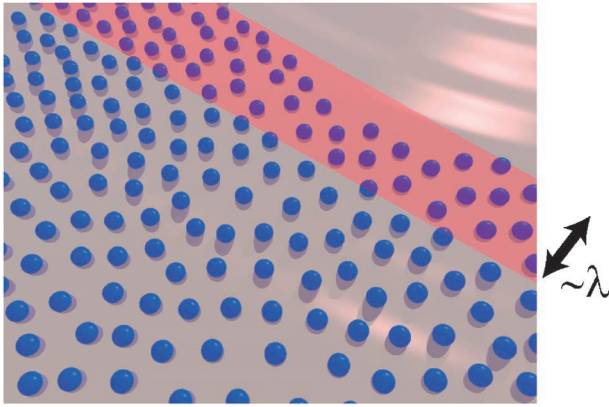


図9 伝播する表面波の概念図.

ギーは無視できる. 水滴の大きさを d , 単位面積あたりの水滴数密度を n , 表面波の伝播速度を v とすると, 消滅する水滴は単位時間・波面の単位長さあたり vn 個なので, 水滴からのエネルギー供給 ϵ_{input} は,

$$\epsilon_{\text{input}} \sim vn \times \sigma d^2$$

程度と見積もれる. 一方, 波高 h , 波長 λ の波による流体のひずみ速度は, 波の周期を τ とすると, $h/(\tau\lambda)$ 程度なので, 表面波の中と侵入長ともに λ とすると, 散逸 ϵ_{diss} は単位長さ・単位時間あたり

$$\epsilon_{\text{diss}} \sim \eta \left(\frac{h}{\tau\lambda} \right)^2 \times \lambda^2$$

程度だろう. 但し, η は水の粘性である. この2つが釣り合う条件から, 表面波の波高を見積もると,

$$h \sim \left(\sqrt{\frac{1}{\eta} \tau^2 v n \sigma} \right) \times d$$

となる. これは,

$$\lambda \sim 100 \mu\text{m}, \quad v \sim 1 \text{ m/s}, \quad n \sim 1/(30 \mu\text{m})^2$$

として, 水の粘性と表面張力の値

$$\eta \sim 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}, \quad \sigma \sim 7 \times 10^{-2} \text{ N/m}$$

を入れると,

$$h \sim 30 \times d$$

となる. 計算上, 観察されている高さの水滴をのみこむのに十分な波高を与えようだ.

5. 残った疑問

高速ビデオ観察から, 何が起きているかについては多くのことが分かった. しかし, その背景にある物理プロセスに関しては, 依然としていくつもの疑問が残る: そもそも水滴の浮揚力の起源は何であろうか? 水滴のサイズがほぼ揃っているのはどうしてか? 集団消滅のきっかけになる最初的水滴はどうして消滅するのか? 集団消滅の波はどのように伝わっているのか?… これらの疑問, 特に, 浮揚力の起源を探るために, いろいろな条件の下での水滴の浮揚高を知りたい. そのための実験には工夫が必要だ.

一方, 理論的な考察も欠かせない. 浮揚力としては, 蒸散流による吹上以外に, マランゴニ効果による水滴のスピンの影響, 静電気力などの可能性が指摘されている.⁵⁾ それらを確認するには, それぞれメカニズムを仮定して浮揚力を見積もり, 条件による変化などを実験と比較しなければならない.

ゆらゆらと立ち上るコーヒーの湯気の下を顕微鏡で覗いてみたら, 思いのほかダイナミックな現象が見えてきた. 世界が目にするビッグサイエンスの華やかさとは無縁の, 日常的に目にする風景の中にも, 単純な説明が難しい不思議な現象があふれている. そのような“謎”を一つ解き明かした時のささやかな喜びを, 科学する心の原点として忘れないでいたい.

参考文献

- 1) T. Umeki, M. Ohhata, H. Nakanishi and M. Ichikawa: Sci. Rep. **5** (2015) 8046.
- 2) 寺田寅彦: 茶碗の湯『寺田寅彦全集, 第二巻』(岩波書店, 1997). pp. 3-9 (「赤い鳥」1922年).
- 3) V. J. Schaefer: American Scientist **59** (1971) 534.
- 4) A. A. Fedorets: JETP Lett. **79** (2004) 372.
- 5) A. A. Fedorets: JETP Lett. **81** (2005) 437.

(2016年2月10日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ 編集委員長 ueda@jps.or.jp)

量子もつれを解きほぐすことでトポロジカル絶縁体を理解する

絶縁体であるにも関わらず境界には必ずキャリアが存在するトポロジカル絶縁体は、いわばスピンごとの量子ホール相であるが、量子ホール効果の研究で有用であった手法(チャーン数)は、その研究では全く役にたらず、少し変わった Z_2 量子数が重要であると考えられてきた。当該論文では、スピン間の量子もつれを解きほぐすことで得られるエンタングルメントチャーン数という新しい量子数を用いれば、トポロジカル絶縁体の基本模型である Kane-Mele 模型の相図が容易に再現でき、また時間反転対称性を破ることで新しいトポロジカル相が生まれることが示されている。

通常の絶縁体はどのような形に加工しても絶縁体であるところが、試料の大部分を占める内部は絶縁体だが、表面や端などの境界は一種の“金属”として振る舞う例外的な“絶縁体”が近年多数発見されている(ただし、この境界の“金属”は特殊で電荷ではなくスピンを流す)。最近の研究から、この“金属”部分の存在は系の本質的な特徴であり切り口の方向等の委細とは無関係で、実は絶縁体には偶奇のみが意味を持つ Z_2 数と呼ばれる量子数によって区別される2種類があり、それに対応して“金属”端(表面状態)の有無が決まることが明らかとなった。

これまでも、試料の内部と表面・端で異なった振る舞いをする現象は知られておりその典型例が強磁場下で発現する整数量子ホール効果である。そこではチャーン数と呼ばれる整数の量子数によって内部の絶縁体状態が特徴付けられ、その個数だけ金属状態が端に現れる。このような内部と端の相互関係は、バルク・エッジ対応と呼ばれていて広く成り立つ概念と考えられる。ゼロ磁場下での Z_2 数と有限磁場下でのチャーン数、どちらも数学的に定義されるトポロジカル不変量であり、しかも物理的にはバルク・エッジ対応が成り立つ。どんな場合でも磁場のない系つまり時間反転対称性がある系ではチャーン数は自動的に0と

なるので、実は歴史的に普通の絶縁体だと思ってきたもののうち、その0を更に Z_2 数で分類したら特異な絶縁体が隠れていて、それが今日トポロジカル絶縁体と呼ばれているものであったのである。

このトポロジカル絶縁体は見方を変えると、2枚の量子ホール系とみなすこともできる(図1)。スピンを持たない電子の量子ホール系を考え、仮にチャーン数1を持つとする。別にもう1枚、逆向きの磁場下のチャーン数-1の量子ホール系を準備し、これらを重ね合わせて2枚の状態を電子の \uparrow, \downarrow スピン状態とみなすと時間反転対称性が回復して、チャーン数は $1-1=0$ だが非自明な Z_2 数を持つトポロジカル絶縁体となる。Kane-Mele 模型は、このように磁場下の整数量子ホール相をその母体とし、スピン軌道相互作用やラッシュバ相互作用でスピン状態が結合した(量子的にもつれた)トポロジカル絶縁体の模型である。

この描像は Z_2 数とチャーン数との密接な関係を示唆しているが、 Z_2 数の定義に本質的であった時間反転対称性はトポロジカル絶縁体が示す物理現象にはどこまで本質的であろうか? 筑波大学大学院、茨城大学の研究グループは、本論文の著者のうちの二人により2014年、2015年に提案されたエンタングルメントハミルトニアンに対するチャーン数であるエンタングルメントチャーン数(e-チャーン数)を用いることで、Kane-Mele 模型の相図が再現できることを示した。一般のトポロジカル絶縁体では異なるスピン間に種々の相互作用が働き、量子的にもつれた状態にあるため、単純にはスピン成分に分解できないが、エンタングルメントハミルトニアンという道具を用いて、この量子もつれを解きほぐし、スピンごとに系を分割し直した結果、母体の整数量子ホール系を再構成することでスピンごとのe-チャーン数を導き出したのである。

またトポロジカル絶縁体に弱い磁場を印加するとき、“金属”端状態が物理的に重要な現象を引き起こす可能性があり興味を持たれているが、磁場により時間反転対称性

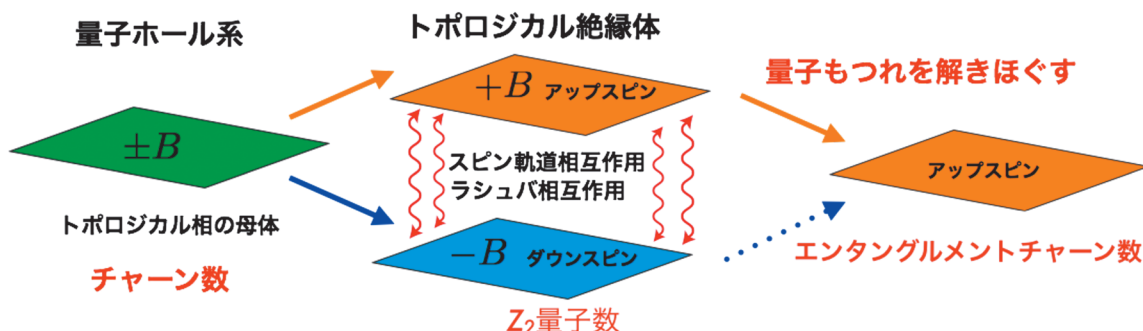


図1 トポロジカル絶縁体のスピン間の量子もつれを解きほぐす。

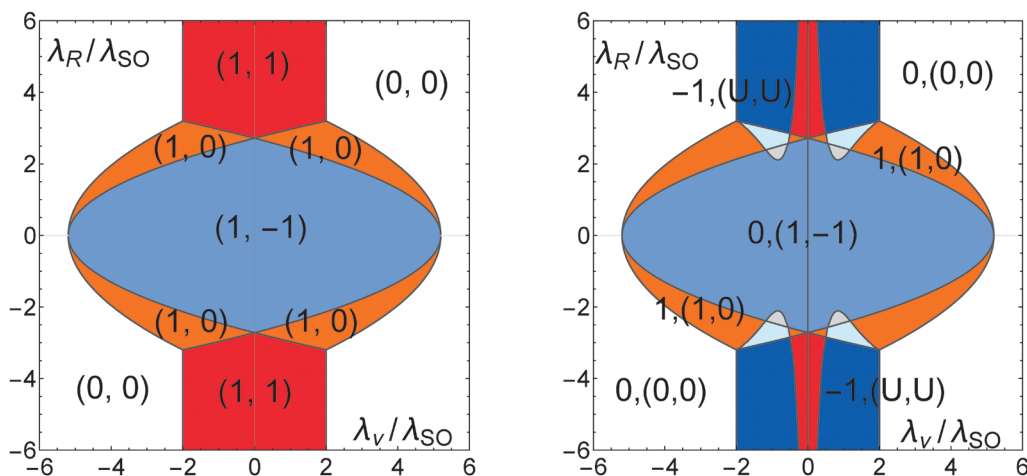


図2 磁場を印加したKane-Mele模型のe-チャーン数を用いた相図。数字は↑, ↓スピンのe-チャーン数。スピン軌道結合が弱い場合(左)と強い場合(右)。

が破れると Z_2 数はもはや定義できない。また磁場が弱ければチャーン数も0のままであるため、これまでの理論では“金属”端状態の安定性を議論することはできなかった。著者たちの用いたe-チャーン数は時間反転対称性を仮定しないため、このような状況でも非自明な結果を導く可能性があり特に威力を発揮する。実際、この論文ではKane-Mele模型に弱い外部磁場を印加し、時間反転対称性を壊すことで多様なトポロジカルな相が生じることが明らかとされている(図2)。これらの結果は、日本物理学会が発行する英文誌JPSJの2016年4月号に掲載された。

種々の層状物質やスピン以外に軌道自由度、バレーの自由度等、より複雑な内部自由度を持つ系でのトポロジカル相は、近年多くの興味を集めているが、層のラベルや内部自由度に着目し、その間の量子もつれを解きほぐすことで、e-チャーン数などエンタングルメントハミルトニアンでのトポロジカルな量子数を定義し理論的な研究に用いることは、本研究の自然な応用であり、自由度間の結合が弱い極限、つまり量子もつれをほぐしやすい状況では、その有効性が十分に期待でき、その強結合相を含めてのより詳細な研究が今後大いに期待される。

原論文

Entanglement Chern Number of the Kane-Mele Model with Ferromagnetism

H. Araki, T. Kariyado, T. Fukui and Y. Hatsugai: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 043706.

〈情報提供: 荒木広夢(筑波大学大学院・

数理物質科学研究科物理学専攻)

蒔宿俊風(筑波大学大学院・

数理物質科学研究科物理学専攻)

福井隆裕(茨城大学理学部)

初貝安弘(筑波大学数理物質系物理学域)〉

News and Comments

Topological Number from Entanglement

M. Sato: JPSJ News and Comments **13** (2016) 04.

鉄ニクタイトにおける置換とドーピングの興味深い例

元素の“置換”は電荷のキャリアーの“ドーピング”をもたらす、それは翻って超伝導を誘起する——この原理は、新奇超伝導体の多くの仲間において成功を収めてきた。しかしながら、鉄ニクタイトのBaFe₂As₂のファミリーでは、この素朴な期待に反する振る舞いが見られることが見いだされた。すなわち、この系における電気的、磁氣的構造に対するドーピング効果は置換による構造への直接的な影響ほどには重要な効果を持たないことを示唆している。

2008年に発見された鉄系超伝導体¹⁾は凝縮系物理学全般における最も興味深い問題を提供している。それらは色々な意味で新奇である。一例を挙げると、それらの物質は“強相関”であると同時に“弱相関”の特性を示すことが見いだされた最初の系である。その特性は、これらの物質が“フント結合した金属”であることの反映である。“フント結合した金属”では、鉄の5個の3d軌道全てに対して相関効果は同時に、しかしながら軌道に依存したやり方で影響を与える。

最近、カールスルーエ工科大学のグループは、鉄ニクタイトの重要なファミリーであるBaFe₂As₂における置換の多様な効果を詳細に調べた。電子構造と空間構造からドーピング効果の手掛かりを得るために、X線吸収(XAS)とX線散乱(XRD)を併用した。XASの元素選択性は置換によって導入された電荷キャリアーを追跡するのに有効であり、鉄サイト、ヒ素サイト、そして置換した元素そのものにどれほど分布しているかを知ることができる。図1の例は、鉄サイトにおけるドーピングの効果を示している。バリウムを部分的にカリウムで置換したとき、分光におけるエネルギーシフトから決定される鉄サイトに導入されたホール数は灰色の記号で示されている。しかしながら、鉄サイトを遷移金属で置換したときは、導入した遷移金属の電子数が鉄に比べて多かろうと少なかろうと、鉄サイトへのドーピングは起こらない(赤い記号)。関連した、相

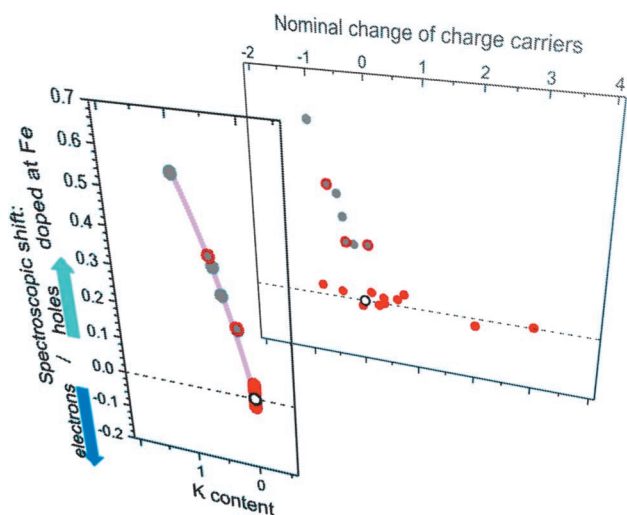


図1 バリウムをカリウムで置換(灰色の記号)したり、鉄を遷移金属で置換(赤い記号)したときの分子式あたりのキャリアー数の変化(背景の図)。黒丸印は置換しない母物質の値である。置換の仕方によっては、鉄サイトへのドーピングによる吸収スペクトルの変化が観測される。前景の図はバリウムサイトのカリウムによる置換のみがドーピングに有効で、ホールをドーピングするのに対し、遷移金属による置換は鉄サイトにドーピングする効果はなく、電子もホールも導入されないことを示している。

補的な情報がヒ素および遷移金属サイトから得られる。これまでにない広範な範囲を調べることにより、次のような、いままでも予期していなかった一般的な傾向が明らかになってきた。

鉄サイトをコバルトやニッケルで置換することによって電子をドーピングすることは可能であるが、効率的ではない。電子の変化分の約3分の1のみが置換した原子から移動する。

鉄サイトの置換は鉄サイトへのドーピングにはつながらず(図1参照)、ヒ素サイトのみがドーピングされる。逆に、バリウムサイトの置換では鉄サイトのみがドーピングされる。これらはドーピング効果の完全なサイト独立性とすることができる。この事実は、文献中にしばしば見られるリジッドバンドモデルに基づくドーピングに対するこれまでの描像に変更を迫るものである。置換によって構造に及ぼす変化が働いていることは間違いない。

XRDから決定される完全な空間構造とXASから決められる正しい局所価数を用いて、鉄の3dおよび遷移金属の3d軌道のエネルギー準位構造が“常識的”な構造²⁾とは非

常に異なっていることがわかる。たとえば、 t_2 およびe軌道の順序が置換系では変わり、レベル交差が起こりうるということがわかる。この事実は置換された原子の散乱傾向に影響があるばかりでなくネマティシティや軌道選択モット転移などの軌道概念に基づく理論にも大きな影響を与えるであろう。

これらをまとめると、以上の事実は、少なくとも鉄サイトの置換が電子構造と磁気的構造に及ぼす影響については、構造と散乱による効果がドーピング効果が直接及ぼす影響に比べてより重要であることを示唆している。これらの結果は、日本物理学会が発行する英文誌JPSJの2016年4月号に掲載された。

参考文献

- 1) Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano and H. Hosono: *J. Am. Chem. Soc.* **130** (2008) 3296.
- 2) L. de' Medici: in *Iron-Based Superconductivity*, ed. P. D. Johnson, G. Xu and W.-G. Yin (Springer International Publishing, Cham, 2015), Springer Series in Materials Science Vol. 211, Chap. 11.

原論文

Of Substitution and Doping: Spatial and Electronic Structure in Fe Pnictides

M. Merz, P. Schweiss, P. Nagel, M.-J. Huang, R. Eder, T. Wolf, H. von Löhneysen and S. Schuppler: *J. Phys. Soc. Jpn* **85** (2016) 044707.

〈情報提供：原論文の著者グループ
(カールスルーエ工科大学)〉

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2016年2月に掲載可となった中から2016年3月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を紹介いたします。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい。JPSJ編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

第71回年次大会(2016年) シンポジウムの報告

領域委員会

([A] 登壇者氏名 [B] 報告)

物理と社会「物理学・天文学分野の参照基準(後援:日本学術会議)」

岡 眞(東工大理工)

[A] 趣旨説明(岡 眞:東工大理工), 物理学・天文学分野の参照基準策定の経緯(田島節子:阪大理), 物理学・天文学分野の参照基準(須藤彰三:東北大理), 天文学会の検討経緯(岡村定矩:法政大理工), 日本学術会議提言「これからの高校理科教育のあり方」(仮)について(須藤靖:東大理), 日本物理学会からのコメント(柴田利明:東工大理工), 自由質疑

[B] 本シンポジウムは, 日本学術会議が文部科学省からの依頼で進めている学士課程教育の質保証に関わる分野別参照基準の策定について, 広く日本物理学会会員に検討内容を紹介し, 意見を求めるために, 学術会議の後援による理事会企画シンポジウムとして開催された。日本学術会議は, 物理学・天文学分野の参照基準の原案作成を日本物理学会および日本天文学会に依頼し, それを統合することで参照基準の最終案策定を進めている。本シンポジウムではそれらの検討過程の報告および主な内容の紹介, 関連して高校の理科教育改革についての学術会議の提言の紹介, 物理学会からのコメントに続き, 若干の時間を自由討論に当てた。

討論では, 物理学が基本原理指向で体系化を目指すのに対し, 天文学には固有の多様性があり, 取り組み方法に質的な違いがあることが指摘され, 参照基準も書き分ける必要があるのではないかという意見があった。今回の参照基準策定では物理学と天文学を専攻する学生向けの学部教育の共通部分に焦点を絞ってまとめたとする回答があった。高校理科教育の改革についても, これまでの経緯や今後の取り組み方などについて, 議論が交わされた。

シンポジウム全体を通じて, 多くの重要な指摘と白熱した議論が行われ, 今後の物理学・天文学分野の参照基準の最終案策定に大変有意義であった。日本学術会議・物理学委員会としても, 後援依頼をしていただいた物理学会理事会に感謝したい。

物理と社会「ダイバーシティの中での物理教育(男女共同参画推進委員会, 物理教育委員会, Jr.セッション委員会共同企画)」

鹿野 豊(分子研), 野尻美保子(KEK),
高安美佐子(東工大)

[A] はじめに(学会とダイバーシティ)(藤井保彦:日本

物理学会), 科学・技術・人との出会い(湯浅富久子:KEK), 高校の物理教育におけるダイバーシティ(井上哲秀:小倉高校), 学習者主体の教育から多様性の尊重へ(植松晴子:東京学芸大), 多様性は物理の学びを豊かにする: Women in Physics 2002:世界物理年:物理オリンピックの経験から(北原和夫:東理大), HLAB:身近な多様性と学びの交差点(小林亮介:HLAB), パネル討論(野尻美保子:KEK), おわりに(板倉明子:物材機構)

[B] 本シンポジウムは男女共同参画推進委員会・物理教育委員会・Jr.セッション委員会の共同企画として開催された。はじめに藤井会長より, 日本物理学会の現状について説明があり, その後, 高大連携や中等・高等教育の現場などでの物理教育の活動が紹介された。いずれの講演も, 発表者の問題意識とその解決に向けた熱意が伝わり, 迫力が感じられた。パネルディスカッションでは, 物理教育固有の問題から, 教育全体に根ざした問題にまで議論が拡がり, 日本物理学会として, どのようなサポートが可能なかという点に議論が及んだ。本シンポジウムの参加者一人一人が, 高校や大学・大学院などでの教育活動に, すぐにフィードバックできる示唆的な講演であった。

シンポジウムの参加者はのべ40~50名程度で, 学会員との交流の場とした機能を目的の一つとしていたが, 他の専門領域のセッションとの兼ね合いで出席できないとの連絡もあり, 開催時間を考える必要があると感じた。なお, 物理教育委員会の協力のもと雑誌「大学の物理教育」に今回のシンポジウムの内容の原稿を起こしたものが掲載される予定である。

素粒子論領域, 理論核物理領域, 領域8, 領域11「自発的対称性の破れ:南部陽一郎先生が拓いた物理と素粒子・原子核・物性の進展」

橋本幸士(阪大理)

[A] はじめに(提案趣旨)(橋本幸士:阪大理), 格子QCDにおけるカイラル対称性と軸性U(1)アノマリー(青木慎也:京大基研), 原子核構造における対称性の自発的破れ(中務孝:筑波大理工), 物性物理学における南部理論(青木秀夫:東大理), ヒッグス粒子—標準模型を超えた物理の幕開け(北野龍一郎:KEK), 南部ゴールドストンの定理とその発展(日高義将:理研仁科セ), 南部理論的な視点からの物性物理(押川正毅:東大物性研)

[B] 素粒子理論に大きな足跡を築いた南部陽一郎氏が2015年に亡くなられたことをうけ, 本シンポジウムは, 素粒子・原子核物理から物性物理までの広い範囲を包含す

る自発的対称性の破れの意味と将来展望を俯瞰することを目的として企画され、2016年3月21日午前9時より12時半まで、東北学院大学の物理学会会場にて開催された。

格子ゲージ理論におけるカイラル対称性の自発的破れの近年の進展が青木慎也氏により解説された。次に原子核における自発的対称性の破れの全体像を中務孝氏がレビューした。青木秀夫氏は南部理論と物性物理について大きな視点からご講演いただき、様々な状況における南部モードやヒッグスモードについての歴史も紹介された。休憩を挟み、ヒッグスの発見以降の素粒子物理学の可能性を北野龍一郎氏が説明した。次に最近の南部ゴールドストーン定理の非相対論的一般化について、アクティブマターまで含め日高義政氏が解説した。最後に押川正毅氏が、南部とAndersonの関係について歴史的な観点を振り返り、最近の話題について紹介した。

定員548名収容の教室は聴講者で埋まり、立ち見が出るほどの盛況であった。短い時間ながら質疑もじっくり行われ、物理学会会員に、対称性の破れについて振り返り大きな視点を与えることができたと思う。

素粒子実験領域、実験核物理領域、宇宙線・宇宙物理領域 「光センサー：単一光子検出の最前線」

市川温子(京大理)

[A] はじめに(横山将志:東大理)、高速光センサーの開発動向(松岡広大:名大KMI)、大口径vacuum tubeの開発動向(中山祥英:東大宇宙線研)、PPD/SiPMの開発動向と活用例(田島宏康:名大ISEE)、ガス増幅による光センサーの開発動向(青木和也:KEK)、超伝導遠赤外センサーの開発(武内勇司:筑波大数理)

[B] 単一光子の検出は、微弱光を対象とするさまざまな計測においてきわめて重要な要素技術であるが、今世紀に入り光電子増倍管の独壇場に、さまざまな新技術が登場してきた。今回のシンポジウムではそうした大きな変革期にある『単一光子検出』の技術分野を俯瞰するために、代表的な新技術のいくつかについて、その開発現場の一线で活躍する研究者にその動向を報告していただいた。測定器技術に関するタイムリーな話題でもあり、100人近い聴衆にお集まりいただいた。

電子管技術の先端的な展開として、その高速化にむけた取り組みを名大の松岡氏がレビューした。単一光子感度の高速センサーとしては、MCPを内蔵した電子管が10ピコ秒に迫る時間特性を実現している。受光面積の大型化においても、フラットな形状を実現できる技術として、MCPが期待されている。

将来の大型水チェレンコフ検出器向けの大口径光センサーについては宇宙線研の中山氏より報告があり、量子効率・時間特性、フォトンカウンティングの能力に大きな改良が続けられており、ハイパーカミオカンデ向けの20インチ径においていずれについても2倍程度の著しい向上が

あった。

電子管の独壇場に今世紀初頭から参入してきたのは、Geiger modeで動作するAPDのマイクロピセルをアレイ化したPPD/SiPMで、シリコン半導体デバイスでありながら明解なフォトンカウンティングを行うことができる画期的なデバイスである。これについて名大の田島氏が丁寧な動作解説、最近の進展と大規模プロジェクトにおける応用の現状が紹介された。

こうした確立した技術に加えて、ガス増幅を利用した光検出についてKEKの青木氏から、超伝導検出器を使った遠赤外光検出について筑波大の武内氏から紹介があった。

いずれの講演も、最新の情報を興味深く伝えていただける内容で、聴衆からも多くの質疑が寄せられ、たいへんに有意義なシンポジウムとなった。(報告:幅 淳二(KEK))

素粒子実験領域、素粒子論領域「LHC13 TeVの物理成果と今後の展望」

西田昌平(KEK)

[A] 趣旨説明(花垣和則:KEK素核研/阪大理)、LHC加速器13 TeVの運転状況と今後の展望(中本建志:KEK超伝導低温工学セ)、ATLAS実験状況(前田順平:神戸大理)、標準模型とヒッグス(山口洋平:阪大理)、SUSY探索(中浜 優:CERN)、SUSY以外の新物理探索(寺師弘二:東大素セ)、13 TeV実験現状のまとめと今後の展望(浅井祥仁:東大理)

[B] 2015年6月に、LHCは重心系エネルギー13 TeVでの陽子・陽子衝突を開始した。本シンポジウムは、LHCの運転状況とHL-LHCへ向けた展望、ATLAS実験の現状、そして、2015年にATLAS実験グループが収集したデータをもとに公表した物理結果を発表議論し、今後の展望を俯瞰したものである。重心系エネルギー13 TeVでも標準模型が多くの現象について適用可能であり、トップクォーク対生成やゲージボソン対生成断面積が標準模型の予想と一致していることが示された。ヒッグス粒子の再発見を目指した解析も行われているが、今のところ有意な信号は見えていない。SUSY探索では、探索感度はすでに重心系エネルギー8 TeVでの感度を超えているが、信号の兆候は見えていない。背景事象を理解するために使われているシミュレーションの改善についての議論があった。SUSY以外の新物理現象探索も精力的に行われており、質量750 GeVのアノマリーについて詳しく報告され、どのような理論的解釈があるのか等が議論された。聴衆は約250人ほどで、会場はほぼ満員で立ち見の聴衆もいた。(報告:花垣和則(KEK, 阪大理))

素粒子実験領域、宇宙線・宇宙物理領域「熱いビッグバン以前の宇宙を探索する宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星LiteBIRDへの期待」

市川温子(京大理)

[A] はじめに(片山伸彦: Kavli IPMU), Bモード偏光: インフレーション理論の実証を目指して(小松英一朗: マックスプランク天体物理学研・Kavli IPMU), 宇宙マイクロ波背景放射偏光観測衛星 LiteBIRD の概要(羽澄昌史: KEK・Kavli IPMU・総研大), 米国における LiteBIRD (鈴木有春: カリフォルニア大バークレー校), 前景放射除去への挑戦(市来浄典: 名大KMI), 量子重力理論からの予言(大栗博司: カリフォルニア工科大バーク理論物理学研・Kavli IPMU)

[B] 熱いビックバン以前に起きたインフレーションと呼ばれる宇宙の急激な加速膨張により, 原始重力波が生じたと考えられている。原始重力波は, 宇宙背景放射にBモードと呼ばれる特殊な偏光パターンを残した。LiteBIRD 科学衛星は, 全天を精密に観測することにより, 原始重力波の強度を測定することを目的としている。本シンポジウムでは, 小松氏に, その測定の本質と重要性を, 羽澄氏に日本発の衛星プロジェクトの進展状況と観測装置の概要を, 鈴木氏にCMB観測における検出器の歴史から最先端の検出器の開発状況までを, 市来氏に, 観測に際して邪魔な銀河系内の前景放射とその除去アルゴリズムを, そして最後に, 究極を目指した理論である量子重力理論が, この観測に対して何を予言するか(あるいはしないか)を大栗氏に, わかりやすく話していただくことができた。初日早朝のセッションにも関わらず, 小雨の降る中多くの方にご来場いただき, 活発な質問・議論ができた。来場された方には, 原始重力波を検出できればインフレーション宇宙仮説を証明できること, これは天文学・物理学の最重要課題の一つであること, そして, このチャレンジングな検出には素粒子実験的なセンスが, その解釈には基礎物理学理論的なアプローチが大切であることを提案者, および講演者からの熱いメッセージとして受け取っていただけたことと思う。(報告: 片山伸彦 (Kavli IPMU))

素粒子実験領域「Japan-Korea Joint Symposium: Flavor and non-accelerator physics」

市川温子 (京大理)

[A] Introduction (M. Kuze: Tokyo Inst. Tech.), Reactor neutrino (K. K. Joo: Chonnam National U.), Accelerator neutrino (M. Friend: KEK/J-PARC), Search for neutrino-less double beta decay (Y. S. Yoon: CUP/IBS), Rare decays of K mesons (M. Togawa: Osaka U.), Present and future of B physics (N. Taniguchi: KEK/IPNS), Dark matter searches (C. H. Ha: CUP/IBS), Search for cLFV with muons (H. Yoshida: Osaka U.), Axion and precision physics at CAPP/IBS (Y.-I. Kim: CAPP/IBS)

[B] 素粒子実験領域での日韓合同シンポジウムは, 2007年よりほぼ毎年日韓交互の会場で行われてきており, 昨年は韓国テジョンで「コライダー物理の未来」というテーマで開催された。10回目を数える今年, 本年次大会を会

場として「フレーバー物理および非加速器実験」をテーマとして日韓双方より4人ずつの講演者でシンポジウムを構成した。韓国はIBS (Institute for Basic Science) 傘下に多くの研究センターを創設し, 基礎科学研究の発展を図っている。今回も4人の講演者中3名がIBS所属であった。Joo氏, Yoon氏, Ha氏, Kim氏がそれぞれ原子炉ニュートリノ, ダブルベータ崩壊を用いたニュートリノ質量測定, 暗黒物質探索, アクシオン探索・ミューオンg-2測定・陽子EDM測定に関して講演を行った。日本側からはFriend氏, 外川氏, 谷口氏, 吉田氏がそれぞれ加速器ニュートリノ, K中間子の稀崩壊, Bクォークの物理, ミューオンを用いた荷電レプトン数の非保存探索に関して講演を行った。近い国ではあるが, 自分の領域でお互いの国での研究の状況を網羅的に知る機会は少ないので, 参加者には良い機会になったと思う。(報告: 久世正弘 (東工大))

実験核物理領域, 素粒子実験領域, 理論核物理領域「J-PARC ハドロン実験施設拡張で広がる新たな世界」

吉見彰洋 (岡大基礎研)

[A] はじめに(田村裕和: 東北大理), 概要, 全体(澤田真也: KEK 素核研), 標準模型の彼方へ—中性K中間子稀崩壊の分岐比測定実験(南條 創: 京大理), ハドロンの有効自由度と環境による構造変化(岡 真: 東工大理工), ハドロンは如何に形成されているか—高エネルギー2次ビームによる探求(大西宏明: 理研仁科セ・実験), 中性子星・核物質の状態方程式とバリオン間力(山本安夫: 理研仁科セ・理論), 原子核は如何に形成されているか—バリオン間力の確立(野海博之: 阪大核物理研セ)

[B] J-PARC ハドロン施設の拡張計画について, 概要を紹介し目指す物理を議論するシンポジウムを開催した。まず澤田氏(KEK)が「概要, 全体」として, 施設を拡張して4本の2次ビームライン(K1.1, K10, HIHR, KL)を新たに設置するという計画とそれぞれでの研究の概要を紹介した。南條氏(京大)は, 「標準模型の彼方へ—中性K中間子稀崩壊の分岐比測定実験」と題して, 新KLラインで行う精度を大幅に向上させた $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 稀崩壊実験について講演した。また岡氏(東工大)は, 「ハドロンの有効自由度と環境による構造変化」と題し, ハドロン物理のオーバービューと課題, J-PARCで期待される研究の方向性について理論の立場から論じた。これを受けて大西氏(理研/RCNP)は「ハドロンは如何に形成されているか—高エネルギー2次ビームによる探求」と題してK10での Ξ, Ω の分光や核内D中間子の実験について述べた。山本氏(理研)は「中性子星・核物質の状態方程式とバリオン間力」と題し, ハイパー核実験から重い中性子星の“ハイペロン・パズル”を解明する可能性を理論の立場から論じた。これを受けて, 野海氏(RCNP)は「原子核は如何に形成されているか—バリオン間力の確立」と題して, HIHRでの Λ ハイパー核精密分光とK1.1ラインでのハイペロン核子散乱実

験等について説明した。約90名の参加者があり、活発な議論が行われた。

実験核物理領域, 理論核物理領域「Current Activities and Future Prospects on Unstable Nuclei: Japan-Korea Exchange Program」

吉見彰洋 (岡大基礎研)

[A] Introduction (Shunji Nishimura: RNC, RIKEN), Recent experimental studies using SAMURAI at RIBF (Yosuke Kondo: Tokyo Inst. Tech.), Current status of experimental facility for the study of nuclear matter at RISP (Kim Young Jin: Accelerator Group, RISP, IBS), Status of KOBRA for low energy nuclear physics at RISP (Kwon Young Kwan: KOBRA Experiment Group, RISP, IBS), Topics on structure of spherical nuclei and effective nucleonic interaction (Hitoshi Nakada: Chiba Univ.), Measurement of nuclear responses for the study of nuclear matter equation of state (Atsushi Tamii : RCNP, Osaka Univ.), Proposals of day-1 experiment at KOBRA (Chae Kyung Yuk: Sungkyunkwan Univ.)

[B] 理論核物理・実験核物理領域では、日本物理学会と韓国物理学会において交互に数名の講演者を交換している。春の日本物理学会に韓国側が来日し、秋の韓国物理学会に日本側が訪問している。近年、この日韓交流の活動が日本物理学会ではシンポジウムとして認められている。今回は不安定核をテーマに、両国の最新の研究計画・研究成果が披露された。日本側では、理研・RIBFや阪大・RCNPにおいて不安定核研究に関する様々な実験プロジェクトが立ち上がり、エキゾチックな原子核の核構造のみならず、対称エネルギーに対する理解や、r-process元素合成に関わる原子核の寿命測定など、多岐にわたる非常に興味深い研究成果が出てきつつある。また、韓国IBSにおいては、大型加速器計画(RISP)が推進されており、実験装置の開発および実験プロポーザルの検討が行われており、韓国において不安定核を中心とした低エネルギーの原子核物理が今後大いに発展することが期待されている。シンポジウムでは、韓国側から実験研究者3名の講演があり、日本側からは実験2名、理論1名の講演があった。今回のシンポジウムは、これまでの当該分野の達成点を振り返り、両国のこれからの協力関係を検討する上で非常に有意義であった。

実験核物理領域, 理論核物理領域「核媒質中のハドロン分光の進展と展望」

中野健一 (東工大理工)

[A] はじめに(土岐 博: 阪大RCNP), 中間子原子, 中間子原子核分光研究の進展(山崎敏光: 東大理), 中間子-原子核束縛系の構造と生成(比連崎悟: 奈良女子大), π 中間子原子, η' 中間子原子核分光実験(板橋健太: 理研仁科セ), 原子核を舞台に探る量子色力学のカイラル対称性(慈道大介: 首都大), 光子ビームによる核内中間子分光実験

(石川貴嗣: 東北大), 核物質中のベクトル中間子分光測定が拓く物理(小沢恭一郎: KEK), π 中間子原子から発展・展開する物理(国広悌二: 京大)

[B] 現在の“冷えた”真空は、低エネルギーQCDがもたらす非摂動的で複雑な構造を内包しており、多面的なアプローチにより理解する必要がある。そこでは、ラグランジアンが保持しているカイラル対称性が低エネルギー真空の対称性の破れのために、自発的に破れている。対称性の破れからは、(質量ゼロの)南部・ゴールドストーン粒子の出現や、カイラル凝縮によるハドロン質量の動的な生成といった多くの現象が期待され、それらを実験で観測し、理論的な解釈を経て、統合的な理解を得るための研究が進んでいる。その中でも大きな進展を見せているのが、真空と比べてエネルギー密度の高い原子核中にハドロンを生成し、ハドロン質量や崩壊中、原子核との相互作用といった“性質”の変化を精密分光を通して観測する方法である。本シンポジウムでは、最近の核媒質中の様々なハドロン分光研究の進展とこれからの展望について、理論と実験の両面から議論を行った。特に実験理論双方から突っ込んだ議論が提起され、これまでの成果をとりまとめ、今後の方針を大きな枠組みで議論することができた。

宇宙線・宇宙物理領域, 素粒子論領域, 素粒子実験領域 「2015年ノーベル物理学賞ニュートリノ振動の発見と将来への展望」

小汐由介 (岡山大理)

[A] はじめに(中家 剛: 京大理), ニュートリノ振動の歴史(理論的観点)(南方久和: サンパウロ大), 大気ニュートリノ振動発見の歴史(伊藤好孝: 名大宇宙地球環境研), 太陽ニュートリノ振動発見の歴史(井上邦雄: 東北大), 加速器ニュートリノによる研究の発展(小林 隆: KEK), スーパーカミオカンデの将来(中畑雅行: 東大宇宙線研・Kavli IPMU), ハイパーカミオカンデ実験計画(塩澤真人: 東大宇宙線研宇宙ニュートリノ部門)

[B] 本シンポジウムは、2015年のノーベル物理学賞の対象となったニュートリノ振動について、その研究の歴史と今後の展望を議論する目的で開催された。まずサンパウロ大の南方氏から現象の理論を歴史も踏まえてわかりやすく解説していただいた。続いて名大の伊藤氏、東北大の井上氏からはそれぞれ大気ニュートリノ、太陽ニュートリノにおけるニュートリノ振動の発見に至る研究の流れを、当時の熱気も交えて鮮明にお話いただいた。KEKの小林氏と東大の中畑氏からは、現在進行形で動いている加速器ニュートリノ実験とスーパーカミオカンデ実験について、将来の展望も交えて報告された。最後に東大の塩澤氏から将来計画のハイパーカミオカンデ実験について紹介された。300人を超える収容可能な教室に立ち見が出るほど盛況であり、非常に注目を集めていることがうかがえた。本分野は決してノーベル賞受賞で終わりではなく、現在も様々な

研究課題があるが、歴史を鑑み、現状を俯瞰すれば、今後も我が国が理論・実験両面で研究をリードしていけることが確認された。また「1桁上がれば革命が起こる」との言葉が紹介されたが、今後の研究の方向性に重要な指針であると感じられた。

ビーム物理領域「広がる加速器の産業・医療・創薬利用～西川記念シンポジウム～」

栗木雅夫(広大先端物質科学)

[A] イオン照射による材料改質と摩耗試験(神原 正:理研仁科セ共用促進・産業連携部), 加速器を用いた応用研究用ラジオアイソトープの製造(羽場宏光:理研仁科セ応用研究開発室RI応用チーム), 植物や半導体へのイオンビーム照射とその加速器の特徴(横田 渉:原子力機構), 標的タンパク質の構造・機能解析による創薬プロセスの加速(西島和三:持田製薬, 東北大学), 診断・治療に用いる放射性核種の製造(永津弘太郎:放射線医学総合研究所分子イメージング研究セ), 医療における治療応用(辻井博彦:放射線医学総合研究所重粒子医科学セ)

[B] 本シンポジウムでは、近年その重要性が高まっている加速器を利用した新たな研究分野を取り上げ、その現状を把握し、その将来の可能性を議論することで、加速器研究者、加速器利用者双方にとっての新たな研究の展開の可能性を探ることを意図して行われました。聴衆はゆうに百名を超え、各講演についての質疑も活発に行われ、聴衆の興味を喚起できたと思います。また、講演者の多くが物理学学会への参加が初めてとのことで、学会間、分野間の交流も果たせたのではないかと思います。各講演者の講演内容は、加速器の利用法として新しい可能性を示すものであり、質疑においては加速器的な特徴、重要となる性能、などの議論が活発に行われました。本シンポジウムをきっかけとして、ビーム物理領域の特徴のひとつである学際的な研究がより一層活発に行われることを期待します。

領域1, 領域10「量子情報・量子計測における宝石「欠陥ダイヤモンド」の作り方, 使い方」

鈴木 拓(物材機構)

[A] はじめに(鈴木 拓:物材機構), ダイヤモンドNV中心の物理の魅力(水落憲和:京大), 超高純度ダイヤモンドの成長とカラーセンターの極微量濃度制御(寺地徳之:物材機構), 量子ビームを活用したダイヤモンド中のカラーセンター形成技術の現状(小野田忍:原子力機構), ダイヤモンドNV中心と超伝導回路によるハイブリッド量子系(久保結丸:OIST), ダイヤモンドNV中心における光子-電子-核子の量子メディア変換(小坂英男:横国大), ダイヤモンドNV中心の生成制御と量子センシング(早瀬潤子:慶大理工)

[B] ダイヤモンド中のNV中心(窒素・空孔複合欠陥)は、その電子スピンを室温・単一で操作可能であることな

どから、「もっとも有用な点欠陥」として注目を集めている。本シンポジウムは、NV中心に関連する研究者を一堂に会し、その魅力を広く参加者に伝えるとともに、NV中心を「作る」研究者と「使う」研究者をつなぐ場を設け、それぞれのテーマにおける課題点を共有することを目的として開催された。まず、水落氏よりダイヤモンドNV中心が注目を集めるに至った経緯や、最近の重要なトピックスの紹介がなされた。次に、NV中心を作る観点から、寺地氏からは、ダイヤモンド単結晶薄膜の独自の高品質化技術について、小野田氏からは、イオン注入や電子線照射によるNV中心の形成技術についての紹介があった。シンポジウムの後半では、NV中心を用いた量子操作や量子センシングに関する最近の成果として、久保氏からは、超伝導回路とのハイブリッド量子系においてNV中心が量子メモリとして機能することを実証した研究が、小坂氏からは、NV中心の電子スピンを介した光子から核スピンの量子状態転写について、早瀬氏からは、単一NV中心による核スピン検出や、アンサンブルNV中心による交流磁場センシングに関する研究が紹介された。会場には100名程度が集まり、活発な質疑応答がなされ盛況であった。

領域1「イオン蓄積実験が切り拓く多彩な物理」

東 俊行(理研)

[A] はじめに(東 俊行:理研), レーザー冷却イオン原子混合系で探究する極低温化学反応(向山 敬:電通大先端セ), 蓄積イオンの量子状態制御とその応用(早坂和弘:NICT), イオントラップを用いた非中性プラズマの研究(松垣浩之:広大院先端研), 孤立イオン種の超高感度分光:金属クラスターなど希少物質の電子物性研究(寺崎亨:九大院理), イオン蓄積実験が拓いた輻射冷却の分子科学(城丸春夫:首都大院理工), サイクロトロン型蓄積リングによる稀少不安定原子核の質量測定(上坂知洋:理研仁科セ)

[B] イオントラップやイオンリングに代表されるイオン蓄積装置は、目覚ましい発展を遂げ、今や物理学研究の道具として広く利用されている。今回の研究会では、量子エレクトロニクスや原子分子という領域1分野の専門家にとどまらず、物性物理, プラズマ物理, 物理化学, クラスター科学, さらに、核物理にまでおよぶ実験研究者が一同に介し、研究成果のハイライトや現在議論となっているトピック, また目的に対応して装置がどのように利用され発展を遂げているかを紹介していただいた。使われる装置には、コインの大きさと比較されるような小さく、かつ微細加工技術を駆使した精密な装置から、加速器施設に代表されるような大型装置までが含まれる。捕捉する対象粒子も陽電子や反陽子といったエキゾチックな粒子, 冷却原子イオン, クラスターから不安定核にまで至る。一見百花繚乱に見えるその研究内容は、実は荷電粒子の制御手法や物理現象の観測法など多くの共通点があることが、今回のシン

ポジウムで明らかになったことは印象深い。実際、シンポジウム当日は、異分野間の質問も多く飛び交い、活気ある雰囲気につつまれた。このように、多様なゴールに向かって進展する分野の研究者が、実験手法を横糸として分野横断的な議論を交わすことによって、新たな展開が生まれるのではと期待させられた。

領域2, ビーム物理領域「クロススケールサイエンス—極限的非平衡状態における多階層構造結合の科学—」

兒玉了祐 (阪大院工)

[A] 趣旨説明 (兒玉了祐: 阪大院工), 磁化乱流プラズマとクロススケール結合 (稲垣 滋: 九大応力研), レーザー無衝突衝撃波におけるクロススケール結合 (坂和洋一: 阪大レーザー), レーザー航跡場における階層構造 (神門正城: 原研関西光), 大気圧機能性プラズマにおけるクロススケール結合 (古閑一憲: 九大システム情報), 画像情報科学におけるクロススケール結合 (内田誠一: 九大システム情報)

[B] プラズマをはじめとした非平衡物質科学の研究は原子・分子から天体にわたる極めて広汎なスケール長で基礎学理を開拓しつつ、様々な分野にわたる協働・応用へと展開している。この中で、乱流など強い非平衡性の下で現れる階層構造を持った複雑なダイナミックスの新たな計測法が開発されつつある。一方、動画像処理技術においては、データサイエンスの考え方を取り入れるなど新たな手法が生命科学などの分野で展開され始めている。これらの技術を融合させることで、この極限的非平衡状態における規則性・法則性を明らかにできる可能性が出ている。このような状況において、本シンポジウムでは、プラズマ物理学、高エネルギー密度物理、プラズマプロセス工学ならびに画像情報学の専門化により、各分野における非平衡状況下での階層構造の重要性が報告された。「クロススケール結合: 異なる階層構造間の非局所的な結合」の重要性とともに、「クロススケールサイエンス」という新研究領域の開拓が物理学のみならず天文学、化学、材料・プロセス工学、生物学ならびに情報科学など多岐にわたる学術水準の向上に繋がる可能性があることが議論された。本シンポジウムでは会場をほぼ埋める参加 (80名以上) があり、質疑応答も盛況でありこの分野への関心の高さを示していた。

領域2, 領域13「プラズマ科学と理科教育: 学校教育における活用を目指して」

成行泰裕 (富山大人発)

[A] 理科教育におけるプラズマ科学 (門信一郎: 京大エネ研), 仙台三高におけるSSHの指導 (川上剛弘: 仙台三高), 教育現場におけるプラズマの活用 (福山隆雄: 長崎大教育), 国立天文台「ひので」衛星プロジェクトでのEPO戦略 (下条圭美: 国立天文台), 総合討論・まとめ (谷口和成: 京都教育大)

[B] 本シンポジウムは、学校教育においてプラズマ科学が果たす役割について論じる場を提供することを目的として、領域2・領域13の合同シンポジウムとして開催された。最初成行から趣旨説明があった後、門氏より理科教育におけるプラズマ科学関連単元の解説があり、「プラズマ」という言葉をあえて使わないことの非合理性が指摘された。次に、川上氏より仙台第三高等学校におけるSSHの実践について紹介があり、詳細な活動内容・実績や生徒たちの様子とともに、生徒の自発的な課題設定の難しさなど実施における課題が提示された。続いての福山氏の講演では教育現場におけるプラズマの活用についての議論が行われ、中学生対象のアンケート調査結果から「核融合」という言葉が「プラズマ」と結びついていないと考えられることやプラズマを利用した実践例の紹介があった。最後の講演として、下条氏より「ひので」衛星の教育・アウトリーチ活動についての発表があり、教育・アウトリーチの推進体制が形成される経緯やPAONETとの連携、成果物などについての解説が行われた。講演終了後に谷口氏司会の下で総合討論があり、4名の登壇者にはパネリストとして再度登壇していただいた。総合討論の質疑ではプラズマ・物理教育双方の関係者から忌憚のない意見が出され、互いの見解や視点の理解を進めるのに非常に有意義なものとなった。

領域2「プラズマ診断のための能動光計測の新展開」

蓮尾昌裕 (京大院工)

[A] 趣旨説明 (蓮尾昌裕: 京大院工), 2倍高調波干渉計を用いたプラズマ電子密度診断の展開 (秋山毅志: 核融合研高温プラズマ物理研究系), 高気圧プラズマへのトムソン散乱法の適用とレーザー擾乱の検討 (富田健太郎: 九大院総理工), 高温プラズマ計測のためのテラヘルツ波パルスシステムの開発 (徳沢季彦: 核融合研高密度プラズマ物理研究系), 螺旋状発光分布を有するアルゴンアークジェットプラズマのレーザー吸収分光 (松岡雷士: 広大院工), 光渦レーザーを用いたドップラー分光—光の位相構造の利用— (荒巻光利: 日大生産工), 多重内部反射赤外吸収分光法を用いたプラズマ中の表面の反応解析 (篠原正典: 長崎大院工), まとめ (岡本 敦: 名大院工)

[B] プラズマに外部から光を入射し、その光に対するプラズマの応答を計測する能動光計測は、近年のレーザー技術の高度化やテラヘルツ光源の開発、線形・非線形の計測手法の高精度化等があいまって、新しい能動光計測法の開発や従来にない広いプラズマパラメータ範囲への適用がなされるようになってきた。本シンポジウムではその先端的な具体例として、秋山氏より2倍高調波を用いたレーザー干渉法によって電子密度計測が核融合プラズマ診断の精度向上のみならず大気圧プラズマへ適用が可能になっていること、富田氏よりノッチフィルターとして用いる分光システムの高性能化によってトムソン散乱法による電子温度・密度計測の適用範囲が高気圧プラズマへ拡大されているこ

と、徳沢氏より核融合プラズマ診断に資するためのテラヘルツ波パルス光源・計測システムの開発状況が紹介された。さらにプラズマ中の原子分子の能動分光計測として、松岡氏より半導体レーザーを用いた線形・非線形吸収分光計測、荒巻氏より光渦レーザーを用いた光の進行方向と直交したドップラー効果計測への取り組み、篠原氏より多重内部反射赤外吸収分光法を用いたプラズマ対向壁面での分子観測が紹介された。約40名の参加があり、各講演に活発な質疑がなされ、基礎から応用までの様々なプラズマ研究者に能動分光計測法への関心を啓発することができた。

領域3「スピン軌道相互作用を機軸とするスピン物性研究の最前線」

水上成美(東北大WPI-AIMR)

[A] はじめに(水上成美:東北大WPI-AIMR), Fe/MgO界面スピン軌道物性の電圧制御(三輪真嗣:阪大基礎工), 磁気スキルミオンの生成と制御(関 真一郎:理研CEMS), ジャロシンスキー守谷相互作用と軌道磁性(京大化研:小野輝男), 薄膜ヘテロ構造におけるスピン軌道効果(林 将光:物材機構), スピングラスにおける磁気揺らぎのスピン流への効果(新見康洋:阪大理), 半導体スピンオービトロニクス(新田淳作:東北大工), スピンを用いたマイクロメカニクス・熱利用(齊藤英治:東北大WPI-AIMR, 金研, ERATO-SQR)

[B] 本シンポジウムでは、最近進展の著しいスピン軌道相互作用をベースとする新しいスピン物性研究について、第一線の研究者に講演いただいた。水上氏が本シンポジウムの主旨について簡潔に述べた後、まず三輪氏が、鉄/白金系における電場誘起磁性の放射光による最近の実験等について報告・議論した。次に、小野氏が、コバルト/白金系におけるジャロシンスキー守谷相互作用の温度依存性と軌道磁気モーメントとの関連等について報告・議論した。関氏は、新規酸化物で発現する電気分極を伴ったスカームイオンとスピン波の相互作用等について報告・議論した。シンポジウム後半では、まず林氏が、ヘテロ構造界面における重元素種とスピンホール角等との関係について報告・議論した。その後新見氏が、スピングラス物質におけるスピンホール効果とそのスピンの揺らぎとの関係について報告・議論した。新田氏は、半導体二次元電子系に固有のスピン軌道相互作用を制御することでスピン緩和を極限まで低減できることを報告し、そのデバイス展望について議論した。最後に齊藤氏は、スピン流と熱に関する研究を概説し、液体金属を用いた動力的なスピンホール効果等について報告・議論した。午前のセッションにも関わらず、聴講者は約150名に達した。聴講者からも多くの質問があり、この主題への高い関心が伺えた。

領域4, 素粒子論領域, 理論核物理領域, 領域1, 領域8,

領域11「近藤問題の新展開」

加藤岳生(東大物性研)

[A] はじめに(加藤岳生:東大物性研), Measurement of electron correlations in a mesoscopic quantum interferometer(高田真太郎:仏ネール研究所), AdS/CFT対応におけるラッティンジャー定理(橋本幸士:阪大理), 不純物問題の数値くりこみ群とエンタングルメント(奥西巧一:新潟大理), Universality of Non-equilibrium Fluctuations in Strongly Correlated Quantum Liquids(Ferrier Meydi:阪大理・パリ第11大学), 冷却原子系における近藤効果の実現とその輸送測定(西田祐介:東工大理工), 量子色力学に現れる近藤効果(尾崎 翔:KEK), 四面体配置スピンによる近藤効果(服部一匡:首都大理工)

[B] 近藤効果とそれに関連する諸問題(近藤問題)は、典型的な多体電子問題として固体物理の分野で古くから研究がなされている。しかし、近年、固体物理以外の分野(素粒子・原子核・冷却原子系)でも様々な研究が行われるようになってきた。本シンポジウムでは、同じ「近藤問題」を研究する研究者が分野をまたいで交流・議論することで、各研究の発展を促し、さらに新たな研究の種を生み出すことを意図した。高田氏・Meydi氏は近藤量子ドット系における位相測定および非平衡ノイズ測定について、それぞれ最新の成果を報告した。橋本氏は近藤問題と関わりが深いラッティンジャー定理をAdS/CFT対応の観点から刺激的に論じ、奥西氏は近藤効果研究の重要な手法である数値くりこみ群をテンソルネットワークの視点から見通しよく整理した。西田氏・尾崎氏は冷却原子系および量子色力学(クォーク物質)で生じる近藤問題について詳しく解説し、服部氏はフラストレーションがある不純物系での非フェルミ液体状態を明快に論じた。どの講演も他分野の聴衆への配慮があり、全体として普段聞かない講演を多く含む刺激的なシンポジウムになったと考える。シンポジウムの参加者はおよそ130人程度であり、各講演後は活発な質疑応答が行われた。

領域5「超高分解能非弾性散乱が加速する物質科学」

水木純一郎(関学大理工)

[A] はじめに(水木純一郎:関学大理工), 強相関軟X線RIXSの理論と世界の軟X線RIXS理論の現状(遠山貴己:東理大), 水の軟X線RIXSと世界の軟X線の現状(原田慈久:東大物性研), リチウムイオン電池の電極の軟X線RIXSとオペランド分光(朝倉大輔:産総研), 銅酸化物におけるスピン波励起と世界の硬X線RIXSの現状(石井賢司:原子力機構), Ir酸化物, 銅酸化物の硬X線RIXS理論(五十嵐潤一:茨城大理), FELを用いた表面の時間分解軟X線RIXS(小笠原寛人:スタンフォード大), まとめ(藤森 淳:東大理)

[B] 本シンポジウムは、世界で展開されている共鳴非弾性X線散乱(RIXS)の目覚ましい発展を共有するとともに、

将来、より高度化されたRIXSを推進する必要性を多くの研究者に理解していただきたく計画された。講演は、理論と実験の両サイドからRIXSの現状と将来の期待を発表していただいた。遷移金属酸化物を対象としたL-吸収端RIXSに関する理論が遠山氏(銅酸化物)、五十嵐氏(Ir化合物)、またそれらの実験による最近の成果が石井氏によって分かりやすく説明された。さらに、原田氏は水を対象として酸素K-吸収端RIXSにより水素結合の詳細を解析、朝倉氏はリチウムイオン電池の正極活性物質であるMnのRIXSを行うことにより、劣化特性に充放電に伴う酸素2p軌道の重要性を指摘した。小笠原氏は、自由電子軟X線レーザーを用いた触媒表面化学反応の時分割RIXSの最近の成果を発表した。最後に藤森氏は、建設ラッシュが続く世界の第三世代中型放射光施設でのRIXSの現状を紹介し、我が国がRIXS後進国にならないよう早急な対策が必要であることを述べ、本シンポジウムは約100名の参加者による活発な議論で終了した。

領域6, 領域11, 領域1「量子乱流が拓く新しい乱流科学」

木村芳文(名大多元数理)

[A] 趣旨説明(木村芳文:名大多元数理), 非一様量子乱流(坪田 誠:大阪市立大院理), Navier-Stokes乱流における間欠性(後藤俊幸:名工大), 乱流中のエネルギーカスケードの物理(後藤 晋:阪大基礎工), 運動物体が誘発する量子乱流(矢野英雄:大阪市立大院理), 量子渦の可視化と量子乱流中の粒子挙動(辻 義之:名大院エネルギー理工), 多成分冷却原子気体における流れ(衛藤雄二郎:学習院大理物理), 内部自由度を持ったBECにおける磁化ダイナミクス(川口由紀:名大院工応物)

[B] 量子乱流とは、超流動ヘリウムや原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体などの低温の量子凝縮系において、量子渦が作る超流動速度場の乱流であり、古典的な乱流との比較による乱流の普遍性の探究とともに、新たな物性研究のテーマとして量子エレクトロニクス、流体力学、非線形・非平衡物理学、数理科学を融合する大きな学問の流れを作るものとして注目されている。本シンポジウムはこのような世界的な研究の高まりのもと、量子乱流が拓く新しい乱流科学の世界とその可能性を検証することを目的とするものであった。講演者は古典および量子乱流における実験、理論、数値解析の専門家であり、坪田氏の量子乱流研究のレビューに始まり、後藤(俊)氏は大規模精密計算によるエネルギースペクトルの間欠性の問題を、後藤(晋)氏はエネルギーのカスケード過程と渦構造の関係について議論を深めた。また矢野氏は振動物体による量子渦の形成の実験とその解析を示し、それを受けて辻氏は量子渦の可視化の最先端を紹介した。さらに衛藤氏は多成分原子気体BECにおける最新の実験結果を報告し、川口は氏それに対する理論と数値解析について解説した。全体として量子乱流研究の概観とその将来性を十分に示すことができた有

意義なシンポジウムであったと思う。

領域6, 領域8「固有ジョセフソン効果の最前線」

西尾太一郎(東理大理)

[A] はじめに(加藤 勝:阪府大院工), 固有ジョセフソン接合における超伝導位相のダイナミクス(小山富男:東北大金材研), THzギャップを越えた高温超伝導固有ジョセフソン接合発振素子の物理とその応用(門脇和男:筑波大数理物質), 固有ジョセフソン接合でみる渦糸状態(大井修一:物材機構), 超伝導自由度間相互作用に注目した多層固有ジョセフソン接合系におけるテラヘルツ発振と巨視的量子トンネル現象(掛谷一弘:京大院工), 固有ジョセフソン接合の高次スイッチング事象におけるMQT的挙動とマイクロ波共鳴効果(北野晴久:青学大理工), マルチバンド超伝導における新しい物理の進展(柳澤 孝:産総研)

[B] 本シンポジウムでは、固有ジョセフソン接合を利用した画期的なTHz波発振が確認されてからおおよそ10年経った現在におけるTHz波発振器の開発および理論の進展、固有ジョセフソン効果に関連した基礎物性研究および応用研究の進展、固有ジョセフソン接合に関連したマルチバンド超伝導体の研究の進展について、各分野の第一人者による講演がなされた。加藤氏による趣旨説明に続いて、小山氏から固有ジョセフソン接合の理論研究におけるこれまでの経緯と最近の研究の進展が紹介された。門脇氏からは、固有ジョセフソン接合を利用した世界初のTHz波発振実験の経緯とTHz波発振器の開発状況について講演がなされた。大井氏からは、固有ジョセフソン接合で検出した微小超伝導体の渦糸状態について最新の報告がなされた。掛谷氏と北野氏からは、固有ジョセフソン接合に関連した新しい現象である巨視的量子トンネル効果について講演があった。最後に、柳澤氏から固有ジョセフソン接合をマルチバンド超伝導体という観点から議論し、今後の展望を示した。各講演に対して活発な議論が展開され、固有ジョセフソン効果は今なお多くの研究者の関心を集めていることがわかり、大変有意義なシンポジウムとなった。

領域6「f電子系準結晶および近似結晶の最近の展開」

蔡 安邦(東北大多元研)

[A] 趣旨説明(蔡安邦:東北大多元研), 準結晶の磁性研究のこれまでの発展—中性子で見たf電子系準結晶・近似結晶(佐藤 卓:東北大多元研), f電子系準結晶・近似結晶の局在磁性(田村隆治:東理大), 準周期系における強相関効果(竹森那由多:東工大物理), 中間価数状態を持つYb系準結晶の実現(綿貫 徹:原子力機構), f電子系準結晶・近似結晶の量子臨界と超電導(出口和宏:名大物理), 光電子分光で見たf電子系準結晶・近似結晶(松波雅治:豊田工大), f電子系準結晶・近似結晶の量子臨界性(渡辺真仁:九工大基礎科学)

[B] 最近, f電子を含む準結晶および関連結晶(近似結晶とよぶ)において興味深い物性が観測され注目を集めている。この現状を踏まえ, f電子系や強相関系と準結晶分野の学融合を図り新たな学問の発展を目指して, 本シンポジウムを企画した。

蔡による趣旨説明の後, 佐藤氏は, これまでの中性子を用いたf電子系準結晶の磁性研究について解説し, 中性子散乱実験で求めた準結晶の特有なスピン構造を示した。田村氏は, f電子系の準結晶・近似結晶の探索およびそれらの局在磁性について講演し, 興味深い磁気特性を示す多くの近似結晶の発見を報告した。竹森氏は, 準周期格子における電子状態と強相関の可能性を解説した。綿貫氏は, f電子系準結晶・近似結晶におけるYbの価数揺動の観測結果を報告した。出口氏は, f電子系準結晶の量子臨界現象および近似結晶の超伝導の発見について報告した。松波氏は, 光電子分光によるYbの中間価数の観測および近似結晶におけるYbサイトの占有状態の解析結果について報告した。最後に渡辺氏は, 実験で観測されたf電子系準結晶の量子臨界現象について理論的立場から理解する試みを紹介した。本シンポジウムを通じて, 準結晶と重い電子系の両分野に新たな可能性が見出された一方で, いくつかの問題点も浮き彫りとなった。多くの聴衆も集まり, 成功したシンポジウムであったといえる。

領域7, 領域5, 領域10, 領域11「フォノンエンジニアリングに向けた物質科学の新展開」

山本貴博(東理大工)

[A] はじめに: フォノンエンジニアリングに向けた物質科学(山本貴博: 東理大工), フォノン結晶ナノ構造による熱伝導制御(野村政宏: 東大生研), カーボンナノチューブのフォノン物性と異常熱輸送(丸山茂夫: 東大院工), 低次元系での異常熱輸送現象の理論(齋藤圭司: 慶応大理工), 超高速レーザー分光法とテラヘルツ分光法によるフォノン研究(片山郁文: 横国院工), ラットリングフォノンと熱電変換(谷垣勝己: 東北大院理), 電子デバイスにおける熱マネジメントとフォノンエンジニアリング(栗野裕二: 慶應大理工)

[B] 電荷やスピン自由度が織りなす新奇物性とその応用研究が進む中, 次なるターゲットとして「フォノン」の新奇物性とそれを積極的に機能として活かす試み(=フォノンエンジニアリング)に注目が集まり, 以前にも益して, フォノン物性の精密な理解が重要視されるようになっていく。

そのような背景から, 本シンポジウムでは「フォノンエンジニアリングに向けた物質科学の新展開」と題して, フォノン結晶ナノ構造の熱伝導, カーボンナノチューブなどの低次元物質での異常フォノン輸送, コヒーレントフォノンの精密計測, 非調和フォノン制御による熱電性能向上, 電子デバイスにおけるフォノンエンジニアリングを

テーマに, それぞれの分野の第一線で活躍する研究者を講演者にお招きし, 最新の研究成果と今後の展開についてご講演いただいた。

本シンポジウムは120名程度の聴衆が集まる盛況ぶりであったが, 主領域である領域7からの参加者に偏ることなく, 複数の領域から多くの聴衆が参加していたことが印象的であった。これは, 「物質あるところにフォノンあり!」に象徴されるように, フォノンエンジニアリングが多くの物理学会員にとって共通の興味の対象であることの表れであろう。今後のフォノンエンジニアリング分野での物理学会員の活躍に期待したい。

領域8, 領域3, 領域4, 領域5「対称性の破れと量子位相流」

広井善二(東大物性研)

[A] はじめに: 量子位相流とは(有馬孝尚: 東大新領域), テラヘルツ領域の方向二色性(高橋陽太郎: 東大工, 理研CEMS, JST PREST), 強トロイダル秩序(楠瀬博明: 明大理工), 新しいフェロイック物質の開発(木村 剛: 阪大基礎工), ジャロシンスキー守谷相互作用に由来する非相反マグノン伝搬(小野瀬佳文: 東大総合文化), マグノンの非対角応答の理論(村上修一: 東工大院理工, 東工大元素戦略研究セ), 半導体量子構造におけるスピン軌道相互作用を用いたスピン生成とその制御(好田 誠: 東北大院工)

[B] 強磁性, 強誘電性, 強弾性などはフェロイックと総称される。この我が国発の物性概念に基づく機能性材料は現代社会を支える基盤となっている。最近, 従来のフェロイックに加えて, らせん磁性, 強制的トロイダル秩序, 強制的多極子秩序など新しいタイプの強制的な電子秩序「強秩序」を有する物質「強物質」が注目を集めている。強物質の中を伝播する量子波(電子・光子・マグノン・フォノン)は, 強秩序がもたらす対称性の破れを反映して, 従来のポテンシャル勾配だけではなく量子力学的な位相の勾配を感じて量子位相流を生じる。その結果, 非対角応答や巨大・非線形外場応答が期待される。本シンポジウムでは, 強秩序に伴う対称性の破れと量子位相流に関する最近の進展を概観し, 強物質中の量子位相流が創出する新規輸送現象, 電磁波応答について議論が行われた。有馬氏による概要説明に始まり, 実験研究として, 高橋氏によるエレクトロマグノン起源のテラヘルツ光方向二色性の観測, 小野瀬氏によるマグノン伝導の非相反性の観測, 好田氏によるスピン伝導制御, 木村氏による強物質開発の講演があり, さらに理論的見地から, 楠瀬氏による強トロイダル秩序における電気磁気効果, 村上氏によるマグノンの熱ホール効果に関する講演が行われた。会場には様々な分野から200名程度の聴衆が集まり, 講演者との間で活発な議論が行われた。強秩序を舞台とする量子位相流という観点から新しい物理の発展を期待させる有意義なシンポジウムとなった。

領域8「FeSeのエキゾチック超伝導」

芝内孝禎(東大新領域)

[A] はじめに(芝内孝禎: 東大新領域), FeSe原子層薄膜における高温超伝導(中山耕輔: 東北大院理), FeSe薄膜の電界効果による高温超伝導(野島 勉: 東北大金研), 圧力誘起相転移と電子構造(寺嶋太一: 物材機構), FeSeにおけるネマティック電子状態(下志万貴博: 東大工), 軌道由来の非磁性ネマティック秩序(紺谷 浩: 名大理), BCS-BECクロスオーバー(笠原 成: 京大院理), STM/STSで見たFeSeの超伝導状態とネマティック状態(花栗哲郎: 理研CEMS)

[B] FeSeは鉄系超伝導体の中で最もシンプルな結晶構造を持ちながら, 非常に多彩で特異な物性を示すことから, 鉄系超伝導の物理を理解する上で鍵を握る物質と考えられている. 本シンポジウムでは, この興味深い物質に的を絞り, 最近の新しい展開を整理し, この系で発現するエキゾチック超伝導の物理を議論した.

前半は, FeSeの数原子層の薄膜において系統的に制御された研究の報告があり, Kコーティングおよび電気二重層トランジスタを用いたキャリアドープによって40 Kを超える高温超伝導が再現性良く実現することが明らかにされた. また, 純良単結晶について圧力相図が報告され, 高圧下で出現する磁性相と高温超伝導の関連について議論が行われた.

後半は, 直方晶で反強磁性が現れないという特異性に着目した実験と理論の講演により, 軌道秩序によるネマティック電子状態が実現していることが議論された. さらにそのネマティック状態において, フェルミエネルギーが非常に小さくなる電子構造のために, この系の超伝導がBCS-BECクロスオーバー領域で実現していることや, 双晶境界近傍で時間反転対称性が破れた特異な超伝導状態について報告された.

参加者は250~300人にのぼり, 活発な質疑応答があり, 有意義な議論が行われた.

領域8「Commonalities and individualities in unconventional superconductors」

Prassides Kosmas(東北大WPI-AIMR)

[A] Commonalities and individualities in unconventional superconductors (Prassides Kosmas: 東北大WPI-AIMR), Recent Progress in Bulk and Thin Films of Iron-based Superconductors (細野秀雄: 東工大元素セ, 東工大応セラ), A Quantum Critical Point Lying Beneath the Superconducting Dome in Iron Pnictides (松田祐司: 京大院理), Competing orders in cuprates and iron pnictides (藤森 淳: 東大理), Unconventional superconductivity in fullerenes (Arčon Denis: Jožef Stefan Institute), Clean 2D superconductor (岩佐義宏: 東大院工), First-principles study on pressure-induced superconductivity in the iron-based ladder material BaFe_2S_3 (有田亮

太郎: 理研CEMS), Heavy fermion superconductivity under strong orbital fluctuations in $\text{PrV}_2\text{Al}_{20}$ (松本洋介: 東大物性研)

[B] 銅酸化物超伝導体や鉄系超伝導体, 重い電子系, フラーレン超伝導体などの強い電子相関が関与する非通常型超伝導体の電子相図には類似性が見られることが近年明らかになってきた. 従来は, これらの相のうち, 超伝導相や反強磁性相の研究が中心であったが, 近年, これら2つの相の周辺に存在する, 擬ギャップ, 電荷密度波, bad metal等にも注目が集まり, 研究が進んでいる. これらの理解にあたり, 他の物質系の非通常型超伝導体との類似性や相違点を明らかにすることは有用であると考えられるが, これまで研究者はそれぞれ各自が専門とする物質系以外にあまり目を向けてこなかったように思われる. そこで, 本シンポジウムでは, 各物質系の研究を先導する実験および理論研究者の方々にそれぞれの物質系の最新の研究を発表していただいた. 出席者は200人を超え, 各講演後には活発な質疑が行われた. 講演者および聴講者にとって, 専門以外の物質系の最先端の研究に触れる好機となったとともに, 各物質系の共通点・相違点について総論的に考える契機となり, それぞれの研究をさらに発展させる指針を得る機会となったと思われる.

領域9「分子性薄膜とその表面/界面の物理」

八田振一郎(京大院理)

[A] はじめに(八田振一郎: 京大院理・表面化学研究室), エピタキシャル氷薄膜における界面誘起配向秩序(杉本敏樹: 京大院理・分子分光学研究室), 芳香族炭化水素薄膜の水素化における強い表面構造依存性(羽馬哲也: 北大低温研), 放射光を用いた有機薄膜成長の2次元X線回折その場観察(吉本則之: 岩手大工), 有機-無機ハイブリッドナノシートのボトムアップ合成と機能性ナノ材料への応用(坂本良太: 東大院理), 有機単分子膜-シリコン界面における電荷移動と電気伝導特性(吉本真也: 東大物性研), 2PPE/STMによる有機分子薄膜の非占有準位計測(山田剛司: 阪大院理), 有機分子薄膜のイオン化エネルギーと電子親和力の分子配向依存性: 四重極モーメントの影響(吉田弘幸: 千葉大院融合)

[B] 分子性薄膜およびその表面/界面の物性研究の最前線を, 実験的に研究されている方々に紹介していただいた. まず杉本氏より和周波発生振動分光を用いた氷薄膜の強誘電性の研究成果が報告され, 界面における氷分子の配向秩序の影響が議論された. 羽馬氏からはベンゼン薄膜表面における水素の付加反応に関して立体障害の効果が示され, 星間物質の進化との関連が紹介された. 吉本(則)氏からはX線回折による結晶成長のその場観察のデータが示され, 1分子層というごく薄い領域から構造評価できることが報告された. 坂本氏からは分子性ナノシート/ナノワイヤーの合成について紹介があり, その中にトポロジカル絶縁体の可能性がある物質が見つかったことが報告された. 後半

は、主に電子物性に関する研究報告があり、まず吉本(真)氏から分子吸着による半導体表面近傍のキャリア密度変化について報告がされた。山田氏からは走査トンネル顕微鏡と2光子光電子分光を組み合わせ、分子の配列構造と非占有電子状態との相関を示した研究が紹介された。最後に吉田氏から電子準位が分子配向に依存する起源についての議論が紹介され、逆光電子分光を用いて検証した結果が報告された。幅広い内容であったが、各講演者から背景について丁寧な説明が与えられ、有意義な質疑が行われた。広くこの分野の進展を概観していただけるよい機会になった。

領域10, 領域1, 領域9「陽電子で拓く物性物理の最前線」

長嶋泰之(東理大理)

[A] はじめに: 趣旨説明(長嶋泰之: 東理大理), 全反射高速陽電子回折(TRHEPD)による表面構造解析(深谷有喜: 原子力機構先端基礎研), 表面原子・電子構造の複合実験による低次元物理の展開(松田 巖: 東大物性研), スピン偏極陽電子ビームによるスピン物性研究の現状(河裾厚男: 原子力機構量子センター), 陽電子プローブマイクロアナライザーとその応用(藤浪真紀: 千葉大院工), 陽電子消滅とアトムプローブを組み合わせた材料解析(井上耕治: 東北大金研), 反水素ビーム生成と基礎物理研究(黒田直史: 東大院総合文化), ポジトロニウム超微細構造の新しい測定(難波俊雄: 東大素セ), 高強度低速陽電子ビームを用いた実験の現状と展望(まとめに代えて)(兵頭俊夫: KEK 物構研)

[B] 近年、陽電子が固体のプローブとして大きな注目を集めている。たとえば結晶最表面や表面直下の構造解析の決定的な手法であることが分かり、この方法による表面の研究が活発に行われている。また、スピン偏極陽電子ビームを利用すれば固体表面第一層のスピン状態の情報が得られるため、この手法を利用したスピントロニクスの研究が始まっている。さらに、陽電子マイクロビームを走査しながら試料表面近傍の空孔型欠陥の分布を測定したり、アトムプローブとの組み合わせで固体バルク中の欠陥分布を詳細に調べる研究も可能になっている。固体物理以外の分野でも、反水素合成や、ポジトロニウムの超微細構造の測定による量子電気力学の検証などが盛んに行われている。本シンポジウムは、これらの研究の第一人者の方々にお集まりいただき行われた。シンポジウムの最後には、低速陽電子ビームの共同利用施設である、KEK 物質構造科学研究所低速陽電子実験施設で行われている研究が紹介された。出席者数は100名を超え、会場を埋め尽くした参加者と講演者の間で活発な議論が行われた。

折しも、50年前に我が国で最初に陽電子消滅の研究を始められた藤原邦男先生がお亡くなりになってからちょうど

25年(命日は3月23日)のシンポジウムとなった。この50年間の発展を顧み、また今後の発展につなげるための機会になった。

領域11, 領域2, 領域6「ヘリシティ」

吉田善章(東大新領域)

[A] 趣旨説明(吉田善章: 東大), ヘリシティと流体のトポロジー(福本康秀: 九大), トポロジー理工学とヘリシティ(丹田 聡: 北大), トポロジカル超流動³Heのヘリカル対称性・カイラル対称性(石川修六: 大阪市大), 光渦によるヘリシティテクノロジー(森田隆二: 北大), 場の量子論とヘリシティ(松山豊樹: 奈良教育大), チャーンサイモン重力理論とヘリシティ(金野幸吉: 苫小牧高専), スピノル・ボース・アインシュタイン凝縮とヘリシティ(小林未知数: 京大), まとめと今後の展望(山田道夫: 京大)

[B] ヘリシティは場のトポロジーを特徴付ける幾何学的物理量であり、電磁場、流体、プラズマ、量子場などの様々な系において、「渦」の構造や運動を決定づける重要な項として働くと考えられる。このシンポジウムは、ヘリシティが現れる様々な実例を俯瞰し、対象を超越した基礎概念としてヘリシティの意味を掘り下げることで、新しい理論・実験の可能性を考えることを目的として開催した。講演者は、古典流体から量子流体、光、BEC、QCD、重力理論においてヘリシティが何を記述し、何をあらたな効果として付け加えるのかについて、豊富な実例をあげながら議論した。福本氏は、古典流体の運動方程式に潜むトポロジー束縛の多くがクロスヘリシティの保存則によって表現できることを指摘した。丹田氏は、Möbius 結晶を例に取り、結晶成長のメカニズムにヘリシティ項で表現される対称性の破れがある可能性を指摘した。石川氏は、³He 超流動における境界面での準粒子は、スピンと軌道角運動量の方向が制限されるヘリカル対称性をもつことを論じた。森田氏は、円偏波したレーザー光がもつヘリシティをターゲット上のカイラル構造に転写する実験を示した。松山氏は、3次元時空を例にとりヘリシティ(Chern-Simons項)によって導入される対称性の破れを様々な角度から論じ、例えば分数統計が可能になることを指摘した。金野氏は、Chern-Simons項を付け加えた重力理論を論じ、回転ブラックホールのモデルである Kerr 時空に代わる新たな渦の時空のモデルを示した。小林氏は、スカラー場のヘリシティが Kelvin 波を介して容易に消散するのに対して、スピノル場の位相欠陥が安定な構造を作ることを示し、その分類を与えた。最後に、山田氏はヘリシティを理論に应用できる可能性、トポロジー束縛の一般論の中でヘリシティが担う重要性などについて問題提起し、シンポジウムを締めくくった。

(2016年5月9日原稿受付)

Leo Kadanoff先生を偲んで

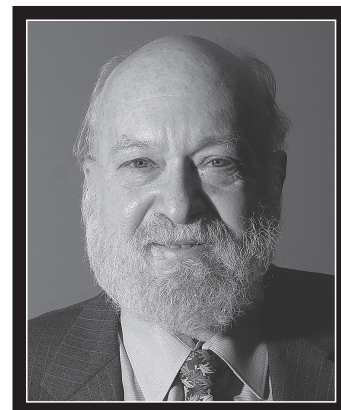
川崎 恭治 〈九州大 komo502000@yahoo.co.jp〉

Leo Kadanoff氏が去る10月28日に78歳で亡くなったとの報をうけた。同氏の個人的知遇を得たのが1968年の京都での統計力学国際会議だったと思うが、あるいは同じ頃カナダで開かれたBanff国際夏の学校であったかもしれない。当時は臨界現象が最盛期を迎えており世界各地で国際会議が開かれていた。問題は臨界点近傍での静的、動的な現象が示す数学的特異性の本質は何かを基礎から理解することであった。多くの精密な実験がなされ、これらはそれぞれ特有なミステリアスなふるまいを示していた。しかし問題自身は古い問題で19世紀のvan der Waalsや20世紀初頭のWeissの研究にさかのぼる。彼らの理論は、粒子間の相互作用を平均的に取り扱い、相転移にともなう数学的に単純な特異性で表されることを見出した。しかしこれらの理論は臨界点近傍で実験結果と大きくずれており、これを理解することが臨界現象の大問題であった。それまでに相転移をより正しく理解しようとした試みは山ほどあるが、皆同じ数学的特異性を与えるのみで、何か本質的な問題があることは明らかであった。このような状況の下で最初のノントリビアルな考えを示したのがKadanoffの1966年にでた論文である。ポイントは、それまでの理論がそれ自身は特異性を持たない微視的な模型から出発して特異性をミクロに導出しようとしてきたのに

対し、そのようなことをやめて全く異なった考えに立とうとしたことである。元になるアイデアは以下の通りである。体系の微視的モデルに基づいて系の巨視的性質を理解しようとするときに消去する微視的自由度のスケールを段々大きくしていくが、系の性質がこのスケールにどう依存するかに焦点をあてる。

Kadanoffは臨界点近傍で示されるこの変換の性質が臨界現象の本質であることを見破った。この考え方を取り入れた研究はそれまでにも存在し、くりこみ群理論として知られていた。Kadanoffは体系のスケールを変えたときの系のレスポンスがくりこみ群理論の本質であることを見抜き、これが臨界指数に結びついていることを示した。この考えは後にWilsonによって具体的な模型(ϕ^4 模型)の解析がなされ、臨界指数の具体的な計算に応用された。Wilsonはこの研究によってノーベル賞を受けたが、基本的なアイデアを提出したKadanoffも同時受賞してしかるべきだったと思う。

ここで説明したのがKadanoffの代表的な研究であるが、この他にも彼の研究活動は多方面に広がっている。筆者の浅学のためにこれらをすべてカバーすることはできないが、筆者の研究と関連深い動的臨界現象について触れておく。水などのありふれた普通の液体の輸送係数が臨界点で示す異常性



については、19世紀以来実験的な研究が積み重ねられてきたが、その異常性の理解は全く進んでいなかった。1962年になって初めてFixmanの試みがでて、これを線形応答理論の枠組みで定式化できることがわかり、進歩の可能性がでてきた。しかし一般に非平衡の話は晦渋でWilson理論のようにはいかなかった。この問題をすっきりした形で定式化したのがKadanoffであった。こうしてできあがったのがモード結合理論で、動的臨界現象のみならず、液体の動的ふるまいがファースト・プリンシプルからわかることになり、臨界現象の問題は完全に解決した。

Kadanoffは他にも重要な研究があり凝縮系物理学の発展に大きく貢献した。彼の研究を特徴づけるのは一言brillianceである。彼は私からみればまだ若い世代に属しており未だ斬新な学問が期待されると思っていたので、もう少し長生きして欲しかったと思う。

(2016年3月27日原稿受付)

安田正美

1秒って誰が決めるの？；日時計から光格子時計まで

筑摩書房, 東京, 2014, 167p, 17×11 cm, 本体780円(ちくまプリマー新書215) [一般向]
ISBN 978-4-480-68918-4

熊倉光孝 (福井大院工)

日本発の原子時計である光格子時計が世界的に注目を集めている。これまでの原子時計に比べて精度が飛躍的に高いことから、従来困難であった超精密実験の進展や「秒」の定義の見直しに繋がる事が期待されている。本書は、計測標準の管理・研究を行っている産業技術総合研究所において、この光格子時計の研究開発に直接携わっている著者が、一般の読者向けに、時計の歴史から光格子時計の仕組みまでを平易に解説した啓蒙書である。

第1章の始めでは、各時代が求める性能と技術の進歩が織りなす時計の歴史が、本書の三分の一程度の頁にわたり、簡明に解説されている。時計の精度向上が世界史にどのような変化を引き起こしたのか、古代から大航海時代、宇宙開発時代に至るまで、様々な話題が取り上げられ、技術分野以外ではあまり意識されない精度向上の意味や社

会への影響が大変わかりやすい文章で説明されている。また、この章の最後には、国際標準の管理に携わる著者ならではの視点から、標準制定の歴史や意義・重要性についても解説されている。近年、大学などでは一般向けの講座が開催される機会が多くなっているが、「時間」は一般聴衆の興味を引くテーマの一つで、本書にはこのような場面でも役立つ興味深い情報が多数ちりばめられている。

第2章からは、全体の半分程度の頁で原子時計と光格子時計が解説されている。光と原子の共鳴現象を説明したのち、ドップラー効果などの共鳴周波数をシフトさせる要因について紹介し、原子本来の共鳴周波数を測定することの困難さとそれが如何に克服されてきたかが平易に解説され、光格子時計に至る道程と、マジック波長を用いた原子トラップなどの光格子時計の新規性

が説明される。また、従来のマイクロ波よりも高い周波数を持つ可視光を原子時計に用いる利点についても解説し、第3章では更に周波数の高い紫外線やX線を用いた時計の開発やその応用についても紹介している。ここでは原理の説明に多くの喩えが用いられ、一般の読者にもイメージが掴みやすいような様々な工夫がなされているほか、日常目にする時計からかけ離れた実際の装置のイメージや、多くの研究者が加わる実験の雰囲気も伝わるように配慮されており、異分野の研究者が読んでも楽しめ、参考になる内容であろう。

巻末にあるように、本書は一般読者にわかりやすく伝えることを重視しているため、専門的すぎると判断された内容は巧妙に回避されている。そのため、読み手によっては誤解を招きやすい点もあるように思われるが、時間標準に関する技術が大きな進展を遂げつつある今、この分野に若手や異分野の研究者を誘うこのような書籍の出版は、時宜を得た、意義深いものであろう。

(2016年1月19日原稿受付)

小野行徳

電子・物性系のための量子力学；デバイスの本質を理解する

森北出版, 東京, 2015, vi+303p, 22×16 cm, 本体4,200円 [大学院・学部向]
ISBN 978-4-627-77521-3

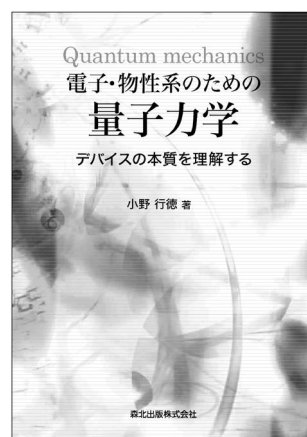
相馬聡文 (神戸大院工)

「デバイスの本質を理解する」という副題に込められた趣旨が反映された、量子力学の初学者はもちろん、電子デバイスの立場から量子力学や統計力学全体を再度勉強したいという人にも最適な教科書である。

物理工学、応用物理、電気電子工学などの応用系学科において、電子物性や電子デバイスの動作原理を理解することは重要な課題であるが、そのためには量子力学、統計力学、固体物性等の知識を総動員する必要がある、これは初学者にとって高いハードルである。初学者が目的意識を見失わないように

するためには、デバイスという「出口」を見据えた上で、上で挙げたような物理学の各項目を系統的に、相互の関係を意識しながら理解することが不可欠であるが、本書はまさにそのような配慮を持って書かれている。一冊の中で量子力学の導入からデバイスまでが一貫して解説されており、初学者にとって大変学習しやすい、また講義でも使いやすい構成となっている。

本書の構成において特徴な点がいくつかある。第三章までの、量子力学の導入から水素原子モデルまでの部分は通常の教科書でも論じられている内容



であるが、本書では、波動の一般的性質や角運動量など、初学者がつまづきがちな部分を詳しく解説している点が特徴的である。それに続く章では、原子から分子、分子から結晶、そして結晶から電子デバイスという流れで、通常の量子力学の理解から順を追って自

然にデバイスの理解に至るよう読者を誘っている。続いて統計力学に独立した一章が充てられ詳しく解説されているが、これは本書の前書きにもあるように「最終的にデバイスの性能を支配するであろう「熱」の理解には統計力学の考え方を身に付けることが重要である」という点が反映されたものであり、この前書きの一文とともに、デバイスに興味のある読者が統計力学を学ぶ上での良い動機付けになると思われる。ここでの理解が、次に述べるように、本書の出口である最終章「電子デバイスの極限」に向けての特に大事な伏線になっている。

近年、ムーアの法則に沿ったトランジスタ等の微細化による性能向上が限界を迎えつつある中、更なる性能向上

を図る上で、デバイスの性能を本質的に決定する物理が何であるかという問いに答えること、中でもデバイス動作に係る「熱」の理解や制御の重要性に対する認識が高まっている。最終章「電子デバイスの極限」では、そのような「デバイスの本質に係る物理の理解」が命題に掲げられており、トランジスタのスitchングに係る消費電力や、情報処理におけるエネルギー消費の原理的下限を示すランダウアーの原理という、「熱」が本質的にデバイスの動作の限界を支配する例が詳しく解説されている。それとともにトンネルトランジスタ、単電子トランジスタ、量子コンピュータが詳しく解説され、読者がデバイスの未来に興味を持つきっかけを与えている。

以上のように、本書は、電子デバイスの本質の理解をゴールに設定した上で量子力学、統計力学がバランス良く解説された、この分野の初学者に最適であるとともに、電子デバイスの性能を支配する熱の重要性や電子デバイスの未来に関心のある広い分野の研究者、技術者にとっても有益な一冊である。

(2016年1月26日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書より

F. Grossmann.: Theoretical Femtosecond Physics; Atoms and Molecules in Strong Laser Fields Second Edition

Springer, Switzerland, 2013, xv + 254p, 24 × 16 cm, 49.99€ (Graduate Texts in Physics)

ISBN 978-3-319-00605-5

アレクサンダー・グロスバーク, アレクセイ・ホホロフ著, 田中基彦, 嶋田昌之監訳: 自然世界の高分子: 物理現象から生命

の起源まで

吉岡書店, 京都, 2016, xvii + 372p, 21 × 15 cm, 本体5,500円

ISBN 978-4-8427-0367-1

キース・ペロニーズ著, 渡辺 正訳: レア RARE: 希少金属の知っておきたい16話

化学同人, 京都, 2016, viii + 264p, 19 × 13 cm, 本体2,000円

ISBN 978-4-7598-1820-8

D. M. Zuckerman 著, 藤崎弘士, 藤崎百合訳: 生体分子の統計力学入門: タンパク質の動きを理解するために

共立出版, 東京, 2014, xiii + 322p, 26 ×

18 cm, 本体4,800円

ISBN 978-4-320-03499-0

熊野俊三: 原子核物理学

共立出版, 東京, 2015, vii + 307p, 22 × 16 cm, 本体4,200円 (KEK 物理学シリーズ2)

ISBN 978-4-320-03485-3

山口喜博, 谷川清隆: 馬蹄への道: 2次元写像力学系入門

共立出版, 東京, 2016, xii + 303p, 22 × 16 cm, 本体4,600円

ISBN 978-4-320-11149-3

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@jaace.jp

掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■理化学研究所特別研究員

1. 特別研究員各1名
2. 創発物性科学研究センター量子情報エレクトロニクス研究部門 量子機能システム研究グループ/量子システム理論研究チーム
3. HP参照
4. 決定後早期
5. 単年度契約の任期制職員(評価により2021年3月迄再契約可)
6. 博士号取得者(取得後5年未満)、又は取得見込者
7. ○履歴書(写真貼付、e-mail明記) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究内容の概要と今後の抱負(A4、約5枚) ○現所属長からの推薦書1通(推薦者から問合せ先へ

直接e-mail送付) ○事前に問合せ先に照会の上、提出書類をPDFにてe-mail送付

- 候補者決定次第
- 理化学研究所創発物性科学研究センター 量子情報エレクトロニクス部門 量子機能システム研究グループ 榎茶清悟 tarucha@riken.jp / 量子システム理論研究チーム Daniel Loss loss.daniel@riken.jp
- 問合せはe-mailにて。詳細は <https://www.cems.riken.jp/jp/laboratory/qfsrc> 又は <https://www.cems.riken.jp/jp/laboratory/qjstr> 参照。

■京都大学大学院情報科学研究科教授

- 教授1名
- 複雑系科学専攻応用数理学講座
- 広い意味の連続体力学
- 2017年4月1日(早めることも可能)
- なし
- 博士の学位を有し、広い意味の流体・弾性体に関して、物理学の視点からの理論的研究を背景に、ソフトマター・アクティブマター・数値流体力学等の分野で顕著な業績を有すること。
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(学術論文、研究集会等会議録、著書・総説、国際研究集会・講演会等での口頭発表、受賞歴、その他特筆事項) ○主要原著論文別刷3編以内(写し可) ○今迄の研究内容と成果(主要論文に対応させて記述; A4、2頁) ○教育実績リスト ○教育に関する抱負(A4、1頁) ○今後の研究計画(A4、1頁) ○学会及び社会における主な活動 ○科研費等外部研究資金獲得状況(過去10年間の研究代表者分) ○推薦書2通(内、1通は海外の研究者)
- 2016年7月29日(金)必着
- 606-8501 京都市左京区吉田本町 京都大学大学院情報科学研究科複雑系科学専攻 青柳富誌生 aoyagi@i.kyoto-u.ac.jp
- 封筒に「応募書類在中」と朱記し簡易書留で送付。詳細は<http://www.i.kyoto-u.ac.jp/organization/application.html> 参照。

■高エネルギー加速器研究機構准教授

- 准教授1名
- 加速器研究施設
- 加速器研究施設に属し、J-PARC主リングシンクロトロンにおける遅いビーム取出しシステムに関する開発研究・維持・運転において中核的な役割を担

う。加速器研究施設が行う加速器の運転・維持・性能向上に従事すると共に、高エネルギー加速器研究機構が進める将来計画に必要な加速器技術の開拓的研究を行う。

- 2017年4月1日以降早期
- なし
- 履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト(和、英文別業、提出論文別刷に○印) ○主要論文別刷5編以内 ○推薦書又は意見書 ○着任後の抱負
- 2016年7月29日(金)
- ①305-0801 つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係
②加速器研究施設 山口誠哉 電話 029-864-5689 Fax 029-864-3182 seiya.yamaguchi@kek.jp
- 書類選考の上、面接を行う。

■山口大学大学院創成科学研究科教授

- 教授1名
- 工学基礎分野
- 物性物理学
- 2017年4月1日
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編とその概要 ○研究計画(2,000字以内) ○工学部の物理教育の抱負(2,000字以内) ○教育活動歴 ○外部資金獲得実績 ○推薦状1通又は照会可能者2名の氏名、連絡先
- 2016年8月19日(金)必着
- ①755-8611 宇部市常盤台2-16-1 山口大学工学部工学基礎教育主任 池田敏春
②工学基礎教育 嶋村修二 電話 0836-85-9809 simamura@yamaguchi-u.ac.jp
- 封筒に「物理教員(教授)応募書類在中」と朱記し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細はhttp://www.yamaguchi-u.ac.jp/employment/_2638.html 参照。

■富山県立大学工学部教員

[I]

- 講師又は准教授1名
- 教養教育(数学及びその関連分野)
- 数学及び関連分野。微分積分、線形代数、微分方程式、統計等に関する講義を含む教養教育関連科目等を担当。
- 2017年4月1日
- なし

6. 着任時に博士号を有する方。本学工学部学生の数学分野の教育に熱意を持ち、真摯に学生と向き合って教育を行えること。(その他、募集要項を確認)
7. 募集要項 (<http://www.pu-toyama.ac.jp/> 教職員公募ページ参照) に記載の通り
8. 2016年8月19日(金)必着
9. 939-0398 射水市黒河5180 富山県立大学工学部教養教育 石森勇次 電話 0766-56-7500 ishimori@pu-toyama.ac.jp
10. 封筒に「教員公募書類在中(工学部教養教育・数学)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

[II]

1. 講師又は准教授1名
2. 教養教育(物理学及びその関連分野)
3. 強相関電子系を中心とした物性実験に関わる分野を専門とする方。担当は、教養教育関連科目等。
- 4, 5, 7, 8, 9は[I]と同じ。
6. 着任時に博士号を有する方。本学工学部学生の物理学分野の教育に熱意を持ち、真摯に学生と向き合って教育を行えること。地方工科大学の現状を理解し、本学に教育・研究の基盤を築くことができること。(その他、募集要項を確認)
10. 封筒に「教員公募書類在中(工学部教養教育・物理学)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

■文教大学教育学部(理科教育)教員

1. 教授又は准教授1名
2. 学校教育課程理科専修
3. 専門分野: 理科教育。担当科目: 理科教育Ⅰ・Ⅱ, 教職実践演習, 理科授業実践論, 卒業研究, 教科教育法「理科」Ⅰ～Ⅳの何れか, 他。
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 修士以上の学位又は同等の教育研究業績があること。小・中・高等学校の何れかでの教育経験を有すること。教員養成のための実践的指導力があること。教育管理職の経験があることが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付, 本学所定様式)1通 ○教育研究業績書(本学所定様式)1通 ○従来の教育及び研究内容の概説と今後の教育及び研究内容に対する抱負(本学所定様式)1通 ○業績書記載の内、主要なものを5点(別刷, コピー可) ○様式は<http://www.bunkyo.ac.jp/gakuen/saiyo.htm> よりダウンロード

ンロード

8. 2016年8月22日(月)必着
9. 343-8511 越谷市南荻島3337 文教大学越谷校舎総務課
10. 封筒に「教育学部学校教育課程理科専修教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類原則不返却。

■立教大学理学部教員

1. 准教授又は教授1名
2. 物理学科原子核・放射線物理学研究室
3. 広い意味での原子分子物理学の実験的研究分野で、原子・分子・クラスター・凝縮性固体表面等を対象とした研究を進める方。物理学科専門科目, 物理学専攻専門科目, 理学部共通科目, 全学共通科目の授業の担当。
4. 2017年4月1日
5. なし(定年65歳)
6. 博士号取得者。研究教育に熱意を持ち指導力を発揮できる研究者で、且つ研究教育の成果を広く社会に還元する意思を持ち、学科・学部・大学の運営に積極的に参加する意思を持つ方。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文5編以内 ○競争的資金導入実績リスト ○研究に関する概要と計画(約2,000字) ○教育に関する経験と抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○1つのPDFに纏め、件名を「原子分子教員応募書類」としてe-mailで送付
8. 2016年8月31日(水)必着
9. ① 16phys-koubo-1@rikkyo.ac.jp
② 立教大学理学部物理学科 平山孝人 電話 03-3985-2359 hirayama@rikkyo.ac.jp
10. 詳細は<http://www.rikkyo.ac.jp/invitation/careers/professor/>参照。

■福岡大学理学部教員

1. 教授又は准教授1名
2. 物理科学科
3. 本学科の理科の教職課程教育を、中心となって推進。物理学を専門として研究、教育を行い、独立して研究室を運営。物理科学科と大学院応用物理学専攻の専門教育、他学部の物理学の基礎教育を担当。文理学部の物理学の教養教育も担当できる方が望ましい。
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 修士号以上取得者(博士号が望ましい)。教育に熱心な方。
7. ○履歴書 ○今迄の教育と研究の概要

- 研究業績一覧 ○教育業績一覧 ○主要論文別刷約10編 ○研究計画と抱負 ○教育活動抱負 ○照会可能者2名の連絡先等 ○応募票 ○応募書類の詳細はHPを必ず確認
8. 2016年8月31日(水)必着
9. 814-0180 福岡市城南区七隈8-19-1 福岡大学理学部物理科学科 武末尚久 電話 092-871-6631 takesue@cis.fukuoka-u.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留等で送付。応募書類原則不返却。公募の詳細は<http://www.sci.fukuoka-u.ac.jp/phys/koubo.html>を必ず確認。

■金沢大学理工研究域数物科学系助教

1. 助教1名
2. 計算科学コース
3. 計算科学(計算物性, 計算ナノ科学, 計算バイオ科学, 計算分子科学分野)。共通教育科目, 数物科学類の物理系関連授業科目, 数物科学専攻の授業科目。学類生・院生の研究指導。英語による授業も担当頂く場合あり。
4. 2016年12月1日以降早期
5. なし
6. 着任時に博士の学位。計算科学コースの学生に対する授業, 研究指導。
7. ○履歴書(写真貼付), 連絡先(電話番号, e-mail等) ○研究業績(原著論文, 解説, 著書, 招待講演等) ○主要論文別刷5編以内各1部 ○研究概要, 研究計画(A4, 約2枚), 上記4分野との関連性 ○着任後の教育に関する抱負(A4, 約1枚) ○外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○PDFを収納したUSBメモリ(論文別刷以外は1つのファイル)
8. 2016年9月2日(金)必着
9. ① 920-1192 金沢市角間町 金沢大学理工研究域数物科学系長 小俣正期
② 計算科学コース 三浦伸一 電話 076-264-5724 smiura@mail.kanazawa-u.ac.jp
10. 面接旅費支給無し。封筒に「数物科学系教員(計算実験)応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。提出書類不返却。英語の応募書類受付可。年俸制適用。

■大阪大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名
2. 物理学専攻基礎物理学講座
3. 素粒子論
4. 2017年4月1日以降早期
5. なし

6. 博士号取得者
7. ○履歴書(可能な着任時期も明記)
○研究業績概要 ○研究計画と教育に関する抱負 ○業績リスト(主要業績に印) ○主要論文別刷5編(コピー可) ○照会可能者3名以上の氏名, 連絡先(内1名は外国在住の研究者)
○上記書類一式と併せて, そのPDFをCD-ROM又はUSBメモリに保存したのも提出
8. 2016年9月9日(金)必着
9. ①560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 田島節子
②同 大野木哲也 電話06-6850-5727 onogi@phys.sci.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「素粒子理論教授公募関係」と朱書き簡易書留で郵送. 応募書類不返却. 大阪大学は男女共同参画を推進している.

■東北大学金属材料研究所教授

1. 教授1名
2. 固体新物質・機能開拓分野
3. 結晶を舞台とした物性物理学の新分野の開拓を目指して, 新しいバルク系物質の開発や, 広い意味での光・電磁波等の外的入力に対する物質応答や新機能の開拓を行う物性物理学分野. 新原理・新物質と実用機能・材料の制御・創製を結びつけた視野の広い研究. 詳細は http://www.imr.tohoku.ac.jp/ja/op/2016solid_state_physics.html 参照.
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, 国際会議の発表・プロシーディング, 総説・解説, 国内・国際会議での招待講演, 著書, 特許等に分類して記載), ResearcherIDがあればリストの初めに記載 ○外部資金獲得状況(研究代表者のもののみ)
○主要論文別刷10編(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○着任後の研究計画(約2,000字) ○推薦書, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2016年9月23日(金)
9. ①980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所長
②金属材料研究所 宇田 聡 電話022-215-2100 uda@imr.tohoku.ac.jp
10. 封筒に「固体新物質・機能開拓分野教授応募書類在中」と朱書き書留で送付.

■東北大学大学院工学研究科助教

1. 助教1名
2. 知能デバイス材料学専攻量子材料物性学分野
3. 量子効果の関与する物性とナノ材料の探索及びそのデバイス化に関する教育と研究を行う. 担当授業科目:「学部」材料科学総合学実験, 材料科学総合学基礎研修, 知能デバイス材料学コース研修等, 「大学院」(前期)知能デバイス材料学修士研修等, (後期)知能デバイス材料学博士研修等.
4. 2017年4月1日又は決定後早期
5. 5年(再任可)
6. 当該分野の教育・研究に意欲と熱意があり, 博士号取得者又は着任迄の取得見込者.
7. <http://www.material.tohoku.ac.jp/news/jobs.html> に掲載した「公募提出書類作成の注意点」に留意して書類を作成
8. 2016年9月30日(金)必着
9. ①980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-02 東北大学大学院工学研究科マテリアル・開発系長 杉本 諭
②知能デバイス材料学専攻長 新田淳作 電話022-795-7315 nitta@material.tohoku.ac.jp
10. 封筒に「教員公募(量子材料物性学分野助教)」と朱書き郵送の場合は書留送付. 応募書類不返却.

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)

■学部「仙台・宮城」サイエンス・デイ2016(第10回)

主催 特定非営利活動法人 natural science
日時 2016年7月17日(日)
場所 東北大学川内北キャンパス講義棟(980-0862 仙台市青葉区川内41 電話022-717-7800)
内容 『学部「仙台・宮城」サイエンス・デ

イ』は, ブラックボックス化した現代社会で実感する機会の少ない科学や技術の“プロセス”を子どもから大人まで五感で感じられる場づくりを目指し, 既存の枠を超えた多様な主体(約100団体)と連携のもと, 学都仙台・宮城の地で, 2007年から毎年開催している体験型・対話型の科学イベント. 1日で約100の科学体験プログラムが一斉実施され, 約1万人が来場.

参加費 無料

連絡先 980-0023 仙台市青葉区北目町4-7 HSGビル4階 特定非営利活動法人 natural science 大草芳江 電話/Fax 022-721-2035 info@natural-science.or.jp <http://www.science-day.com/>

■第48回エンジニアリングセラミックスセミナー「三次元造形技術の最新動向と将来展望—セラミックスへの応用展開に向けて—」

主催 日本セラミックス協会エンジニアリングセラミックス部会

協賛 日本物理学会

日時 2016年7月21日(木)13:30~

場所 東京工業大学田町キャンパスインノベーションセンター国際会議室(108-0023 東京都港区芝浦3-3-6 電話03-5440-9020)

内容 企業及び研究機関からの講師による様々な三次元造形技術に関する最新動向及びその応用例, 将来展望についての講演. 詳細な講演プログラム等についてはHPにて公開中.

定員 100名

参加費 13,000円, 学生6,000円

申込 HP参加申込フォームより

参加申込締切 定員になり次第

連絡先 169-0073 東京都新宿区百人町2-22-17 日本セラミックス協会エンジニアリングセラミックスセミナー係 電話03-3362-5231 Fax 03-3362-5714 http://www.ceramic.or.jp/bkouon/index_j.html

■第19回XAFS討論会

主催 日本XAFS研究会

日時 2016年9月3日(土)~5日(月)

場所 3日・4日:名古屋大学野依記念学術交流会館(464-8602 名古屋市千種区不老町名古屋大学 電話052-788-6121), 5日:「知の拠点」あいちシンクロトロン光センター(489-0965 瀬戸市南山口町250番3 電話0561-76-8331)

内容 X線吸収微細構造(XAFS)及び関連

現象に関する理論、解析方法、実験技術、基礎及び応用研究 (XAFS 及び関連現象に関する理論、XAFS 及び関連現象に関する解析手法、XAFS 及び関連現象に関する実験技術、XAFS の化学への応用、XAFS の物理への応用、XAFS の材料科学への応用、XAFS の生命科学への応用、XAFS の地球環境科学への応用、その他 XAFS 関連研究)。

参加費 3,000円

発表予稿締切 2016年7月29日(金)

連絡先 大山順也 電話052-789-3191

Fax 052-789-3193 ohyama@apchem.nagoya-u.ac.jp <http://www.nusr.nagoya-u.ac.jp/event/jxafs19/>

■第25回日本バイオイメーキング学会学術集会

主催 日本バイオイメーキング学会

協賛 日本物理学会

日時 2016年9月4日(日)~6日(火)

場所 名古屋市立大学薬学部宮田専治記念ホール (467-8603 名古屋市瑞穂区田辺通3-1 電話052-836-3448)

内容 公開講座: 4日12:30~17:40「分子から心まで観るバイオイメーキング」、学術講演会: 5日9:00~6日18:00 特別講演1件、シンポジウム4件、ポスター発表(ポスター賞有)、演者等詳細はHP参照。

参加費 6,000円、大学院生2,000円、学部生無料

参加申込締切 2016年8月5日(金)

ポスター発表演題申込締切 2016年6月30日(木)

連絡先 467-8603 名古屋市立大学大学院薬学研究科生命分子構造学分野 加藤晃一 電話052-836-3448 Fax 052-836-3450 bioimage2016@phar.nagoya-cu.ac.jp <http://www.phar.nagoya-cu.ac.jp/bioimaging/>

■京大基研研究会国際ワークショップ「Physics of bulk-edge Physics of bulk-edge correspondence and universality: From solid state physics to cold atoms」

主催 京都大学基礎物理学研究所

日時 2016年9月27日(火)~30日(金)

場所 京都大学基礎物理学研究所湯川記念館パナソニック国際交流ホール (606-8502 京都市左京区北白川追分町)

内容 バルク・エッジ対応をキーワードにトポロジカル相に関連する理論、実験、数学を専門とする研究者、大学院生の異分野交流の機会を提供し、多様な専門分

野の研究者が自由に交流することで新しい研究の展開を目指す。

定員 なし

参加費 無料

参加申込締切 講演、ポスター希望の場合: 2016年8月19日(金)

連絡先 305-8571 つくば市天王台1-1-1 筑波大学数理物質系・物理学域 初貝安弘(世話人代表) 電話029-853-4204 hatsugai@rhodia.ph.tsukuba.ac.jp

その他 登録方法等詳細は京大基研研究会HP及び<http://thetis.ph.tsukuba.ac.jp>参照。

■第7回社会人のための表面科学ベーシック講座

主催 日本表面科学会

協賛 日本物理学会

日時 2016年9月28日(水)~29日(木)

場所 東京理科大学森戸記念館第1会議室 (162-8601 東京都新宿区神楽坂4-2-2 電話03-5225-1033)

内容 大学で表面科学の基礎を学ぶ機会を逸した方やもう一度基礎から学び直したい方を主な対象として、表面がなぜ重要なのかを大学学部レベルの基礎知識を基に解きほぐして解説する。

定員 70名

参加費 30,000円、学生9,000円(教科書代、配布資料代、消費税込)

参加申込締切 2016年9月22日(木)

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

Fax 03-3812-2897 shomu@sss.jp

<http://www.sss.jp>

その他 詳細は<http://www.sss.jp>参照。

■第21回久保記念シンポジウム「超伝導の展開」

主催 久保記念シンポジウム組織委員会

日時 2016年10月8日(土)13時~16時

場所 学士会館202号室(東京都千代田区神田錦町3-28 電話03-3292-5936)

内容 高田康民(東大物性研)理論家から見た高温超伝導への径、島野亮(東大低温センター)超伝導体のヒッグスモード、有田亮太郎(理研)超伝導体の非経験的定量計算の最前線

定員 100名

参加費 無料

連絡先 東京都渋谷区南平台15-15 今井ビル6F 井上科学振興財団 電話03-3477-2738 inoue01@inoue-zaidan.or.jp

その他 久保記念シンポジウム組織委員会: 田崎清明(学習院大理)、樽茶清悟

(東大工)、宮下精二(東大理)。詳細は<http://www.gakushuin.ac.jp/~881791/ks/20/>参照。シンポジウムに引き続き第20回(2016年度)久保亮五記念賞贈呈式を開催。

■Workshop of Quantum Simulation and Quantum Walks 2016

日時 17th (Thu)~20th(Sun) November 2016
場所 Faculty of Nuclear Sciences, Czech Technical University in Prague (Brehova 7, Prague 1, Prague, Czech Republic)

内容 This workshop will aim to bring interdisciplinary researchers from all areas of quantum walks, both theoretical and experimental, together to discuss recent work and find future directions of research. 物理学会員 The registration fee is 60euro (+40euro for accompanying persons).

Payment details will be made available closer to the time.

Deadline of abstract submission: 23rd August 2016

連絡先 Yutaka Shikano, Institute for Molecular Science (Japan) Tel: +81-564-55-7419 yshikano@ims.ac.jp <http://qm.ims.ac.jp/>

その他 Conference URL: <http://wqsqw2016.phys.cz/>

■第42回固体イオニクス討論会

主催 固体イオニクス学会

日時 2016年12月5日(月)~7日(水)

場所 名古屋国際会議場 (456-0036 名古屋市熱田区熱田西町1-1 電話052-683-7711)

内容 討論主題: イオン導電性固体の創製と利用技術、固体内イオン移動機構の解明、リチウム電池・燃料電池材料の基礎。参加費 7,000円、学生3,000円(予約登録締切後: 8,000円、学生4,000円)

連絡先 514-0825 三重県津市栗真町屋町1577 三重大学大学院工学研究科 第42回固体イオニクス討論会事務局代表 世話人 小林哲郎 今西誠之 電話059-231-9419 Fax 059-231-9478 ssij42@chem.mie-u.ac.jp

その他 Web: 6月開設予定。

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

■宇宙科学振興会国際学会出席旅費支援

支援対象 宇宙理学(地上観測を除く)及び宇宙工学(宇宙航空工学含む)に関する独創的・先端的な研究活動を行っている若手研究者(当該年度4月2日で35歳以下), 又はシニアの研究者(当該年度4月2日で63歳以上且つ定年退職)で, 国際研究集会で論文発表又は主要な役割等が原則として確定している者。

助成内容 約10~25万円/件, 年間約10件

応募締切 2016年10月1日~2017年3月31日の出発者:2016年8月31日(水). 2017年4月1日~2017年9月30日の出発者:2017年2月28日(火)

問合せ先 252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会事務局 admin@spss.or.jp 電話 042-751-1126 http://www.spss.or.jp

その他 応募要項詳細はHP参照. HPより

申請書をダウンロード, 作成の上, 要書類を添付し, e-mailで申請のこと。

■宇宙科学振興会国際学会開催支援

支援対象 宇宙科学研究を推進している国内の学術団体(研究所, 大学等)で, 宇宙理学(地上観測除く)及び宇宙工学(宇宙航空工学含む)に関する国際学会, 国際研究集会の国内開催を主催しようとする団体。

助成内容 約30~50万円/件, 年間約3~5件

申し込み受付時期

応募締切 2016年10月1日~2017年3月31日開催の国際学会:2016年8月31日(水). 2017年4月1日~2017年9月30日開催の国際学会:2017年2月28日(火)

問合せ先 252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会事務局 admin@spss.or.jp 電話 042-751-1126 http://www.spss.or.jp

その他 応募要項詳細はHP参照. HPより申請書をダウンロード, 作成の上, 必要書類を添付し, e-mailで申請のこと。

■会員専用コンテンツ

正会員, 学生会員は本会Website (<http://www.jps.or.jp/>) のマイページよりアクセスしてください。会員専用コンテンツには, 日本物理学会誌電子版, 刊行委員会報告, 過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。

○会誌電子版は, 賛助会員等も本会Websiteよりご利用可能です。アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月分)は次の通りです。(英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されませぬ。)

7月ユーザ名 : 16Jul
パスワード: Niels592
8月ユーザ名 : 16Aug
パスワード: James953

■会誌バックナンバー (J-STAGE)

J-STAGE (<https://www.jstage.jst.go.jp/browse/butsuri/-char/ja/>)にて刊行後1年以内の本文PDFをご覧になるには下記の購読者認証が必要です。

2016年購読者番号: butsuri-etsuran
2016年パスワード: Enrico486

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2016年			
7/5~7	第61回表面科学基礎講座	東京	71-4
7/6~8	第35回電子材料シンポジウム(EMS-35)	守山市(滋賀)	71-5
7/17	学都「仙台・宮城」サイエンス・デイ2016(第10回)	仙台市	71-7
7/21	第48回エンジニアリングセラミックスセミナー「三次元造形技術の最新動向と将来展望—セラミックスへの応用展開に向けて—」	東京	71-7
7/29	第44回薄膜・表面物理セミナー(2016)「最先端バイオイメージング技術の基礎と応用」	東京	71-4
7/29~8/2	第61回物性若手夏の学校	志賀高原(長野)	71-5
8/3~5	第22回結晶工学スクール(2016年)	東京	71-6
8/3~5	共鳴と非エルミート量子力学	茨木市(大阪)	71-6
8/8~11	第9回固体におけるスピン関連現象の物理と応用に関する国際会議(PASPS 9)	神戸市	71-3
8/8~12	量子力学と非エルミート演算子	京都市	71-6
8/25	第6回講習会「X線反射率法による薄膜・多層膜の解析」	つくば市(茨城)	71-3
9/3~5	第19回XAFS討論会	名古屋市, 瀬戸市(愛知)	71-7
9/4~6	第25回日本バイオイメージング学会学術集会	名古屋市	71-7
9/5~9	第29回コンピューショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	豊中市(大阪)	71-6
9/6~7	第32回分析電子顕微鏡討論会	千葉市	71-6
9/7~9	第51回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	札幌市	71-6
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会
9/26~28	日本流体力学会年会2016	名古屋市	71-4

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2016年 9/27~30	京大基研研究会国際ワークショップ「Physics of bulk-edge Physics of bulk-edge correspondence and universality: From solid state physics to cold atoms」	京都市	71-7
9/28~29	第7回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	71-7
10/8	第21回久保記念シンポジウム「超伝導の展開」	東京	71-7
10/10~13	Asian Conf. on Nanoscience and Nanotechnology 2016	札幌市	71-5
10/16~21	7th Int. Symp. on Practical Surface Analysis	Daejeon (韓国)	71-5
10/26~29	第57回高圧討論会	つくば市 (茨城)	71-6
10/28~30	第64回レオロジー討論会	豊中市 (大阪)	71-5
11/17~20	Workshop of Quantum Simulation and Quantum Walks 2016	プラハ (チェコ)	71-7
12/5~7	第42回固体イオニクス討論会	名古屋市	71-7
2017年 3/17~20	日本物理学会第72回年次大会 (大阪大学)	豊中市 (大阪)	日本物理学会
9/12~15	日本物理学会2017年秋季大会 (宇都宮大学) (素核宇)	宇都宮市 (栃木)	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2017年秋季大会 (岩手大学) (物性)	盛岡市 (岩手)	日本物理学会
10/22~26	The 8th Int. Symp. on Surface Science	つくば市 (茨城)	71-5
2018年 3/22~25	日本物理学会第73回年次大会 (東京理科大学)	野田市 (千葉)	日本物理学会
9/14~17	日本物理学会2018年秋季大会 (信州大学) (素宇)	松本市 (長野)	日本物理学会

編集後記

学会誌の編集委員を担当してはほぼ一年がたったときに編集後記を書く番が回ってきました。編集会議の開催される土曜日の早起きは正直つらいのですが、会議に参加すると、毎回、新鮮な体験・発見があるのも確かです。特に筆者は、物理系の学科に所属していないので、物理屋らしい発想や発言に触れる貴重な機会にもなっております。

学会誌との個人的な関わりを思い返すと、修士に入って最初に読んだ文献が学会誌の解説記事でした。もうかれこれ二十数年前から、これまで生きてきた年月のおおよそ半分になります。あるいは、今研究室にいる院生さんがちょうど産まれた頃か、と思うと何だか恐ろしくなります。ビギナーにとっては、新しい研究領域の概観を日本語で勉強できるのはありがたいもので、分からないながらもそれなりに一生懸命に読んで、参考文献リストにある原著論文をコピーして図書館に向かった記憶もあります。今にして思えば研究の世界への入口となっていたわけです。

その後、学会誌はほとんど積んでおくだけの時期も結構あったのですが、最近では封を開けた後は、目についた記事を少しは読むようになっていました。別に意識的にそ

うしたのではなくて、自然とそうなったのですが、編集委員になって初めて明確に認識しましたが、目を引く表紙、著者紹介の顔写真、カラーのページなどなど、読ませるための工夫、特に視覚に訴える手法が、時とともにいろいろ導入されていて、その効果が結構表れていたのではないかと思います。

改めて言明するようなことではないですが、学会誌も含め、ここ20年の間に研究の業界にカラフルな情報が飛び交うようになりました。特にインターネットが発達して大きな画像データを気軽にやり取りできるようになり、また、“コピペ”という言葉が生まれたりもして、Youtubeなどで、新旧さまざまな講演や講義の様子を手軽に見ることができるようになりました。いささかマニアックな例ですが、マウスやペンタブを用いて手書きで数式を書くと、TexやMathMLなどの命令に自動変換してくれる便利なソフトも存在します。(インターネットでの無料試用版は、<https://webdemo.myscript.com/#/demo/equation>)。そうした外部環境の影響下で、学会誌も読み手と作り手の相互作用によって、これから少しずつ、そのスタイルが変わっていくはずですが(毎月の編集会議で議論していることの一部はまさにそういうことです)。この先20

年後、あるいは50年後の学会誌はどんな姿になっているのでしょうか? そんなことを想像しながら筆を置きます。

田中良巳 <tanaka-yoshimi-vm@ynu.ac.jp>

編集委員

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

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

新著紹介小委員会委員

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

訂正

当学会誌 71 巻 (2016) に誤りがありましたので、以下の通り訂正いたします。

p. 114「武谷三男と坂田昌一：交流の一断片」

左段 29 行目：

(誤) そのためか、1945 年 10 月 16 日付の武谷宛ての書簡では大勢の学生にも武谷の講演を聴かせたいので、5~6 時間分の話を用意してほしいと要請している。

(正) なお、1945 年 10 月 16 日付の武谷宛ての書簡では既に大勢の学生が名古屋へ引き揚げていたため、富士見での講演には 5~6 時間分の話を用意してほしいと要請している。

右段 30 行目：

(誤) データベースに登録されたタイトルが「量子力学の形成と論理」となっているのは、武谷自身が最終的に提出した博士論文が同タイトルのためであるという。

(正) データベースに登録されたタイトルが「量子力学の形成と論理」となっているのは、名大中央図書館に保管されている博士論文が同タイトルのためであると思われる。

p. 209「透明マントはできる？ メタマテリアル」

左段 20 行目：

(誤) 屈折率は比誘電率と比透磁率のそれぞれの平方根の掛け算(掛ける真空の光速)で与えられ、光の進行方向を決める。

(正) 屈折率は透磁率と誘電率のそれぞれの平方根の掛け算(掛ける真空の光速)で与えられ、光の進行方向を決める。

日本物理学会誌 第 71 巻 第 8 号 (2016 年 8 月号) 予定目次

巻頭言

物理教育委員長として：「公開講座」と「物理教育シンポジウム」
.....香取浩子

物理学 70 の不思議

超大質量ブラックホールはどのようにできたのか？

ヒッグス粒子の背後にある物理は何か？

20XX 年宇宙の旅：クォークから原子核、そして宇宙へ

異質な物質同士の理想の出会いとは？

現代物理のキーワード

数え上げ不変量の母関数から見えてくるもの.....菅野浩明

交流

巨大渦の安定性—2 次元非圧縮高レイノルズ数の流れの中で

.....岡本 久

解説

モット転移と高温超伝導体の電子状態—ハバードモデルからの
新展開.....河野昌仙

最近の研究から

絶縁層に極性分子をもつ有機超伝導体.....川本 正, 森 健彦
電子の電気双極子モーメント測定のための相対論的量子化学

理論の開発.....阿部穰里

JPSJ の最近の注目論文から 4 月の編集委員会より

.....上田和夫

変わりゆく物理学研究の諸相—日本物理学会設立 70 年の

機会に日本における物理学研究の転換点をふりかえる—

量子力学が導いた新しい風.....伊藤憲二

学会報告

第 71 回年次大会 (2016 年) 招待・企画・チュートリアル講演

の報告.....領域委員会

学界ニュース

第 106 回日本学士院賞：森田浩介氏.....玉尾皓平

科学技術分野の文部科学大臣表彰

新著紹介

第 72 期 (2016 年 3 月 31 日~2017 年 3 月 31 日) 理事・監事

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

日本物理学会誌 第 71 巻 第 7 号 (平成 28 年 7 月 5 日発行) 通巻 806 号

©日本物理学会 2016

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。

■ JPSJ 掲載料金・OPEN SELECT 費用改定のお知らせ

JPSJへ質の高い論文の投稿・掲載論文を促す方策の一つとして、これまで著者に負担いただいていた掲載料金について、ページ枚数の上限はあるものの、無料とすることになりました。一方で、国際的に割安であったオープンアクセス適用 (OPEN SELECT) 費用を国際水準に近づけます。それぞれの改定後の価格は下記の通りです。なお、2016年6月よりOPEN SELECT論文にはCC BY 4.0ライセンスが適用されています。

記

JPSJ掲載料金 (著者負担金) 改定

2016年8月1日投稿受付分より、以下の通りJPSJの掲載料金を改定する。

【現行】 Full Paper, Short Note等：刷り上がり1ページにつき5,000円

Letter：1論文あたり20,000円

【改定後】刷り上がり10ページまで、無料

刷り上がり11ページ以降は、1ページにつき10,000円別刷り費用、カラー印刷費用、英文校閲費用*は変更ありません。(*2016年8月現在、科研費の補助を受け、英文校閲は無料)

JPSJ OPEN SELECT (オープンアクセス適用) 費用改定

2016年8月1日申請受付分より、以下の通りOPEN SELECT費用を改定する。

【現行】 上記掲載料金に加えFull Papers 100,000円、

Letters 60,000円、Short Notes 30,000円

【改定後】上記掲載料金に加えFull Papers, Letters, Short Notes一律150,000円

Special TopicsのOPEN SELECT費用は変更ありません。

全て税抜価格。

■ 2016年秋季大会の宿泊・交通等の案内

4, 5月号会告で案内しましたように2016年秋季大会は以下の通り開催されます。宿泊・交通等の案内は前号後付広告欄をご覧ください。なお、本会ホームページにも案内の詳細が掲載されています。

○素粒子、核物理、宇宙線・宇宙物理領域関係

会期：2016年9月21日(水)～24日(土)

会場：宮崎大学木花キャンパス (宮崎市学園木花台西1-1)

交通：宮崎交通バス

宮崎駅前バスセンターより約50分前後

宮交シティより約35分前後

取扱旅行代理店：トラベルワン

*詳細は本号後付広告欄C-2を参照

○物性領域関係

会期：2016年9月13日(火)～16日(金)

会場：金沢大学角間キャンパス (金沢市角間)

交通：北陸鉄道バス

金沢駅より約35分前後

取扱旅行代理店：東武トップツアーズ金沢支店

*詳細は本号後付広告欄C-3を参照

■ 2016年秋季大会会場における託児室の設置について

本年秋季大会においても両会場で託児室を設置する予定です。詳しくは本会ホームページで案内しますので、そちらをご覧ください。

■ 2016年秋季大会の参加登録・講演概要集 (Webアクセス権および記録保存用DVD版) 購入のご案内 (講演申込をされた方以外への案内です。ただし、講演申込をされた方で新たに講演概要集を購入される方は含みます。)

2016年秋季大会の参加登録と講演概要集の事前、クレジットカード払いおよび現地での登録・購入方法、およびそれぞれの締切期日は下記表記載の通りです。

なお、大会前に講演概要集をご覧いただくには、Webアクセス権の購入が必要です。Webでの公開は1年間です。

また、Webアクセス権以外に記録保存用DVD版も用意しました。ただし、本DVDは秋季大会の全日程終了後の発送 (郵メール便にて9月26日頃) となり、大会前に事前にお手元には届きませんのでご注意ください。またWebアクセス権を合せてご購入いただくと割り安になります。

<p>参加登録と講演概要集購入方法 (次の4つの方法があります。申込時期が異なります。)</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 期日前登録・購入 (2016年6月16日～8月1日) 2. 期日後Web登録・購入 (2016年9月1日～宮崎大学会期最終日の12時) (会期中も可能) 3. 現地現金登録・購入 (会期中) 4. 請求・見積書等による購入 (講演概要集記録保存用DVD版購入のみで、上記1.～3.項での方法による購入は出来ません。)
--

なお、詳しくは次のそれぞれの項目をご覧ください。また、それぞれの参加登録費と講演概要集単価は下記一覧表をご覧ください。

1. 期日前登録・購入 (2016年6月16日～8月1日)

次の特典があります。

- ・割引あり
- ・数種の支払い方法
- ・Webによる領収書発行

個人会員の方	
Webによる方法	申込URL：http://www.toyoag.co.jp/jps/index.html
	会員番号：5桁の数字とアルファベット 注：入会申込中の方は“N99999”、 協定学会会員の方は“K99999” とそれぞれ会員番号欄に記入する。
	申込期間：6月16日(木)～8月1日(月) *お支払い方法としてクレジットカードを選択した場合は、Web上での電子決済が可能です。 注1：領収書発行用URLは、2016年8月3日までに入金確認できた方には8月5日に、それ以降に入金確認ができた方には8月23日に、各自メールアドレス宛に連絡します。 注2：概要集記録保存用DVD版は2016年9月26日頃にゆうメール便にて発送いたします。 注3：請求・見積書等による申込は出来ません。

Web以外による方法	<p>次の記入事項をA4サイズまでの用紙にご記入の上、次の申込先宛にFaxまたは郵送でお送りください。</p> <p>申込・支払締切：2016年6月16日(木)～7月22日(金)</p> <p>記入事項：①氏名 ②氏名ふりがな ③会員番号 ④所属(団体/部署) ⑤事前参加登録内容および金額 ⑥講演概要集購入申込内容および金額 ⑦支払(銀行送金のみ)内容(銀行名、支店名、振込日) ⑧参加票・概要集DVD版の郵送先(会誌と同じ場合は“会誌と同じ”と明記のみ)</p> <p>送金先：みずほ銀行 新橋支店 普通口座 2444796 口座名 シャ)ニホンブツリガツカイ タイカイセンヨウ</p> <p>申込先：〒102-0072 東京都千代田区飯田橋1-5-8 アクサンビル トーヨー企画(株)内 日本物理学会受付センター Fax: 03-3262-6705</p>
	<p>注1：領収書は入金確認後、2016年7月末頃に郵送いたします。</p> <p>注2：概要集記録保存用DVD版は2016年9月26日頃にゆうメール便にて発送いたします。</p> <p>注3：請求・見積書等による申込は出来ません。</p>
賛助会員、非会員の一般・学生の方	
参加登録	<p>取扱いはしていません。</p> <p>2. 項の「期日後Web登録・購入」、または参加当日、直接、会場の総合受付で参加登録費(表参照)をお支払いください。</p> <p>* 請求・見積書等による申込は出来ません。</p>
講演概要集(Webアクセス権および記録保存用DVD版)購入	<p>事前購入が出来ます。</p> <p>申込方法： 上記表中「個人会員の方」欄の「Web以外による方法」欄に記載の方法でお申込ください。(銀行送金に限ります。)</p> <p>注1：領収書は2016年7月末頃に郵送いたします。</p> <p>注2：概要集記録保存用DVD版は2016年9月26日頃にゆうメール便にて発送いたします。</p> <p>注3：請求・見積書等による申込は出来ません。</p>

2. 期日後Web登録・購入(2016年9月1日～宮崎大学会期最終日12時)(会期中も可能)

* 本登録は、大会現地での現金取扱い額を少なくするためと、クレジットカード払いへの要望に応えたもので、第69回年次大会から実施しています。なお、本登録は、受付でカードを提示し決済する方式ではなく、予めWeb上で決済を完了しておいていただく方式です。

次の特典があります。

- ・割引あり
- ・Webから登録し、決済。現金不要。
- ・Webによる領収書発行

個人会員・賛助会員、非会員の方、すべて同じ扱いです。	
参加登録	<p>Web登録URL：http://www.toyoag.co.jp/jps/index.html</p> <p>会員番号：5桁の数字とアルファベット</p> <p>注：入会申込中の方は“N99999”，協定学会会員の方は“K99999”，それ以外の方は“R99999”とそれぞれ会員番号欄に記入する。</p>

参加登録	<p>取扱い期間： 2016年9月1日(木)～宮崎大学会期最終日12時</p> <p>総合受付で参加登録をされる前(最終日は両会場ともに12時)までに、上記Web登録URLにアクセスしていただき、クレジットカードによる支払いを済ませ、その際に発行される受付番号を記載した画面をプリントアウトし、総合受付に提出してください。引換に参加票をお渡します。</p> <p style="text-align: center;">**おおよその流れ**</p> <ol style="list-style-type: none"> ① Web登録URLにアクセス ② クレジットカードでの支払い ③ 発行された受付番号をプリントアウト ④ プリントアウトした用紙を持参し総合受付に提出 ⑤ 用紙と引換に参加票を受理 <p>* 領収書は参加票裏面への印刷ではなく、Web上での発行となっています。詳しくは、本項目の最後の注1をご覧ください。</p> <p>なお、現地受付時にプリントアウトしたものを提出できない場合は、総合受付に備付けの専用用紙に予め受付番号、氏名等を記入後、総合受付に提出し、同時に受付番号が表示された画面を表示できる携帯電話、スマートフォン、タブレット、ノートPCのいずれかを併せて提示してください。専用用紙と引換に参加票をお渡します。</p> <p style="text-align: center;">**プリントアウトできない場合のおおよその流れ**</p> <ol style="list-style-type: none"> ①と②は上記と同じ ③ 受付備付けの専用用紙に受付番号、氏名等を記入 ④ 専用用紙を受付に提出し、併せて受付番号を確認できるスマートフォン等の画面を提示 ⑤ 専用用紙と引換に参加票を受理 <p>* 領収書は参加票裏面への印刷ではなく、Web上での発行となっています。詳しくは、本項目の最後の注1をご覧ください。</p> <p style="text-align: center;">* 請求書の発行はいたしません。</p> <p>注1：領収書発行用URLは、9月7日までに決済が完了した方には9月9日に、それ以降の方は9月29日に、各自メールアドレス宛に連絡します。</p> <p>注2：請求・見積書等による申込は出来ません。</p>
講演概要集(Webアクセス権および記録保存用DVD版)購入	<p>Web登録URL：(上記参加登録と同じ)</p> <p>会員番号：(上記参加登録と同じ)</p> <p>取扱い期間：(上記参加登録と同じ)</p> <p>総合受付で概要集を購入される前(最終日は12時)までに、上記Web登録URLにアクセスしていただき、クレジットカードによる支払いを済ませ、その際に発行される受付番号を記載した画面をプリントアウトし、現地概要集販売係に提出してください。Webアクセス権を購入された方には、購入完了後(数分後)、申込されたメールアドレス宛にWebアクセス権を記載したURLをお送りします。なお、記録保存用DVD版を購入された方には、宮崎大学大会終了後10月11日頃にゆうメール便にて発送いたします。</p> <p style="text-align: center;">**おおよその流れ**</p> <ol style="list-style-type: none"> ① Web登録URLにアクセス ② クレジットカードでの支払い ③ 発行された受付番号をプリントアウト ④ プリントアウトした用紙を持参し概要集販売係に提出 ⑤ 用紙と引換にWebアクセス権を購入した場合は個別のアクセス権を記載した用紙を受取り、半券部分に

講演概要集 (Webアクセス権および記録保存用DVD版) 購入	<p>氏名・電話番号等を記入し、当該部分を切り取り受付に渡す。 *領収書はWeb上での発行となります。詳しくは、本項目の最後の注1をご覧ください。</p> <p>なお、現地購入時にプリントアウトしたものを提出できない場合は、総合受付に備付けの専用紙に予め受付番号、氏名等を記入後、同時に受付番号が表示された画面を表示できる携帯電話、スマートフォン、タブレット、ノートPCのいずれかを併せて提示してください。Webアクセス権を購入された方は、引換に個別のWebアクセス権を記載した用紙をお渡します。記録保存用DVD版を購入された方は、宮崎大学大会終了後10月11日頃にゆうメール便にて発送いたします。</p> <p>**プリントアウトできない場合のおおよその流れ**</p> <ol style="list-style-type: none"> ① Web登録URLにアクセス ② クレジットカードでの支払い ③ 専用紙に記入 ④ プrintアウトした用紙を持参し概要集販売係に提出 ⑤ 用紙と引換に、Webアクセス権を購入した方は個別のアクセス権を記載した用紙を受取り、半券部分に氏名・電話番号等を記入し、当該部分を切り取り受付に渡す。記録保存用DVD版を購入された方は、宮崎大学大会終了後10月11日頃にゆうメール便にて発送いたします。 <p>*領収書はWeb上での発行となります。詳しくは、本項目の最後の注1をご覧ください。 *請求書の発行はいたしません。</p> <p>注1：領収書発行用URLは、9月7日までに決済が完了した方には9月9日に、それ以降の方は9月29日に、各自メールアドレス宛に連絡します。 注2：概要集記録保存用DVD版は、10月11日頃にゆうメール便にて発送いたします。 注3：請求・見積書等による申込は出来ません。</p>
---------------------------------	---

3. 現地現金登録

現金による支払いのみで、割引等のサービスはありません。

大会に参加される場合 (個人会員・賛助会員、非会員の方、すべて同じ扱いです)	
参加登録	<p>参加当日、直接、総合受付で現金にて参加登録費をお支払い下さい。 *請求書の発行はいたしません。</p>

講演概要集 (Webアクセス権および記録保存用DVD版) 購入	<p>直接、会場の総合受付で現金にてご購入ください。ただし、ご購入前に、専用の申込書に予め必要事項のご記入をお願いします。</p> <p>注1：Webアクセス権を購入された方には、個別URLを記載した用紙をお渡します。半券部分に氏名、電話番号等をご記入の上、当該部分を切り取り受付にお渡しください。なお、URLの再発行はいたしませんので、くれぐれも紛失されぬようご注意ください。</p> <p>注2：概要集記録保存用DVD版は10月11日頃にゆうメール便にて発送いたします。</p> <p>注3：請求・見積書等による申込は出来ません。</p>
大会に参加されない場合 (個人会員・賛助会員、非会員の方、すべて同じ扱いです)	
講演概要集購入 (記録保存用DVD版のみ)	<p>次の事務局宛にお申ください。</p> <p>〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8F 日本物理学会事務局 講演概要集頒布係 Fax: 03-3816-6208 Tel: 03-3816-6201 E-mail: pubpub@jps.or.jp</p> <p>注：記録保存用DVD版は大会終了10月以降、順次発送いたします。</p>

4. 請求・見積書等による購入 (講演概要集記録保存用DVD版のみ)

請求・見積書等を必要とする場合は、上記1.~3.項(事実前・期日後・現地)での購入はできません。詳しくは、上表記載の事務局宛にお問い合わせください。

《参考表》

参加登録費および講演概要集頒価一覧表

参加登録費	期日前登録 (8月1日まで)	期日後事前Web 登録(9月1日から 宮崎大学会期 最終日12時 まで)	会期中現地登録 (現金払いのみ)
会員 一般	6,000円*	6,500円*	7,000円*
学生[注1]および シニア会員	3,500円*	3,750円*	4,000円*
賛助会員	(本取扱いはありません)	6,500円*	7,000円*
非会員一般	(本取扱いはありません)	7,500円**	8,000円**
非会員学生[注1]	(本取扱いはありません)	5,000円**	6,000円**

講演概要集 (全領域収録)	期日前登録 (8月1日まで) (送料・手数料 込)	期日後Web登録 (9月1日から宮崎 大学会期最終日 12時まで) (送料・手数料 込)	会期中現地登録 (現金払いのみ) (送料・手数料 込)	会期終了後 および請求 ・見積書に よる購入 (事務局に 申込)
Webアクセス 権のみ購入	1,000円	1,250円	1,500円	
Webアクセス 権と記録保 存用DVD版 購入	1,500円	1,750円	2,000円	
記録保存用 DVD版のみ 購入	1,000円	1,250円	1,500円	1,500円+ 200円(送 料・手数 料)[注2]

***消費税の扱い**

参加登録費：*不課税，**消費税込。

講演概要集：Webアクセス権・DVD版の頒価，および送料・手数料
ともに消費税込。

[注1] 学生とは

学部学生，大学院生等もすべて学生の取り扱いとなります。本会の
会員種別の学生会員のことでありません。

**[注2] 送料・手数料は2部まで(ごと)を1単位として同一料金です。お支
払い方法等は次のメールアドレスまでお問合せください。**

お問合せ先 (E-mail) : pubpub@jps.or.jp

■ 2016年秋季大会講演概要集原稿の書き方および 提出について

前々号会告掲載の「講演概要集の書き方」をご参照の上，各自
の講演番号が決定しましたら(6月中旬頃本会よりメールにて通
知済)，pdf原稿にて下記提出先URLを参照および締切厳守の上，
原稿の送信をお願いいたします。

原稿提出締切：2016年7月25日(月)14時必着

原稿提出先：<http://www.toyoag.co.jp/jps/index.html>

■ 2016年度科学セミナー

「素粒子の性質からすべての物理現象を理解する」という還元
主義的な見方が通用しない物理法則が2つあります。1つは，大
数の法則に支配されるP. W. Andersonの提唱した法則「More is
different」であり，2つ目は，南部陽一郎の提唱した「自発的対称
性の破れ」です。本セミナーでは「対称性」に目を向けたセミナー
を行います。

物理学には，様々な保存則が時間や空間の原点をどこに選んで
も不変であるという対称性が潜んでいます。また，自然現象の時
間発展を記述する基礎法則もさまざまな力学的対称性を有してい
ます。しかし，不思議なことに，対称な時空と対称な物理法則か
ら生み出される自然現象はしばしばもとの対称性を自発的に破り
ます。たとえば磁石は，構成する原子の持つスピンの方向がそ
ろって空間のあるひとつの方向を向くことで空間の等方性を破り
ます。

本セミナーでは，「対称性とその破れ」という一見して難しい
概念をキーワードとして，様々な物理現象に切り込もうという主
旨です。物理の宴をお楽しみください。

テーマ：「対称性とその破れ」

日時：8月20日(土)～21日(日)

場所：東京大学駒場キャンパス 数理科学研究科棟 大講義室
定員：200名(申込順)

参加費：一般2,000円，学生証提示で1,000円(昨年まで参加費
無料でしたが，今回より参加費を徴収することになりました)

対象：大学生，(中学校・高等学校・大学等の)教員，一般

プログラム(予定)：※敬称略

1. 「対称性と保存則」

林 青司(東京女子大学現代教養学部)

2. 「自然界の対称性とその破れ」

久野良孝(大阪大学大学院理学研究科)

3. 「原子核の形と対称性の破れ」

中務 孝(筑波大学計算科学研究センター)

4. 「分子と結晶の対称性と物性」

井上克也(広島大学大学院理学研究科)

5. 「粒子と反粒子の対称性の破れ」

飯嶋 徹(名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構)

6. 「物質中の対称性を破って電気と磁気を結びつける」

木村 剛(大阪大学大学院基礎工学研究科)

7. 「アインシュタインから南部へー 真空は空っぽでない」

細谷 裕(大阪大学大学院理学研究科)

8. 「物性物理学における対称性の自発的破れ」

押川正毅(東京大学物性研究所)

9. 「超対称性とは何か? LHCで探る新しい対称性」

浅井祥仁(東京大学大学院理学系研究科)

10. 「フラストレーションと対称性の破れ，相転移」

川村 光(大阪大学大学院理学研究科)

申込・詳細：本会ホームページ(<http://www.jps.or.jp/public/seminar/scisemi2016.php>)をご覧ください(本会ホームページへの
公開は7月11日(月)を予定しております)。

■ 賞および研究助成の候補者の募集について

本会が下記の賞および研究援助の主催団体へ各候補者を推薦す
るにあたり，候補者を募集いたします。6月号の会告もしくは本
会ホームページ(<http://www.jps.or.jp/>)の「受賞候補者等推薦の
お願い」をご覧ください。2016年8月5日(金)までに(必着)本会へお
寄せくださいますようお願いいたします。

(1) 第57回(平成28年度)東レ科学技術賞 (2) 第57回(平成28
年度)東レ科学技術研究助成 (3) 第48回(2016年度)内藤記念科
学振興賞 (4) 第37回女性科学者に明るい未来をの会「猿橋賞」(5)
第48回(2016年度)内藤記念海外学者招聘助成金(後期) (6) 第
44回(2016年度冬季, 春季)内藤記念講演助成金(追加募集)

推薦書の送付先：

〒113-0034 東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル8階
一般社団法人日本物理学会 受賞候補等推薦委員会
電話 03-3816-6201

本会刊行英文誌目次

JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY
OF JAPAN, Vol. 85, No. 6, 2016

INVITED REVIEW PAPERS

Electronic Structures of Uranium Compounds Studied by Soft X-ray Photoelectron Spectroscopy... Shin-ichi Fujimori, Yukiharu Takeda, Tetsuo Okane, Yuji Saitoh, Atsushi Fujimori, Hiroshi Yamagami, Yoshinori Haga, Etsuji Yamamoto, and Yoshichika Ōnuki

LETTERS

Gases, plasmas, electric discharges, and beams

Change in Edge Fluctuations Synchronized with Heat Pulse in the JFT-2M Tokamak Yoshihiko Nagashima, Kimitaka Itoh, Sanae-I. Itoh, Akihide Fujisawa, and Katsumichi Hoshino

Condensed matter: structure and mechanical and thermal properties

Observation of Enhancement of the Morin Transition Temperature in Iridium-Doped α -Fe₂O₃ Thin Film by ⁵⁷Fe-Grazing Incidence Synchrotron Radiation Mössbauer Spectroscopy Takaya Mitsui, Ko Mibu, Makoto Seto, Masayuki Kurokuzu, Satya Prakash Pati, Tomohiro Nozaki, and Masashi Sahashi

First-Order Structural Change Accompanied by Yb Valence Transition in YbInCu₄..... Satoshi Tsutsui, Kunihisa Sugimoto, Ryoma Tsunoda, Yusuke Hirose, Takeshi Mito, Rikio Settai, and Masaichiro Mizumaki

Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties

Pressure-Induced Valence Transition and Characteristic Electronic States in EuRh₂Si₂..... Fuminori Honda, Keigo Okauchi, Ai Nakamura, Dexin Li, Dai Aoki, Hiromu Akamine, Yousuke Ashitomi, Masato Hedo, Takao Nakama, and Yoshichika Ōnuki

SU(2)–SU(4) Kondo Crossover and Emergent Electric Polarization in a Triangular Triple Quantum Dot..... Mikito Koga, Masashige Matsumoto, and Hiroaki Kusunose

Origin of Quantum Criticality in Yb–Al–Au Approximant Crystal and Quasicrystal Shinji Watanabe and Kazumasa Miyake

Ground-State Phase Diagram of the Bond-Alternating $S = 2$ Quantum Spin Chain with the XXZ and On-Site Anisotropies —Symmetry Protected Topological Phase versus Trivial Phase— Kiyomi Okamoto, Takashi Tonegawa, and Tōru Sakai

Effects of c/a Anisotropy and Local Crystal Structure on Superconductivity in AFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (A = Ba_{1-x}Sr_x, Sr_{1-x}Ca_x, and Eu) Toru Adachi, Yusuke Nakamatsu, Tatsuya Kobayashi, Shigeki Miyasaka, Setsuko Tajima, Masayoshi Ichimiya, Masaaki Ashida, Hajime Sagayama, Hironori Nakao, Reiji Kumai, and Youichi Murakami

Pressure-Driven Quantum Criticality and T/H Scaling in the Icosahedral Au–Al–Yb Approximant Shuya Matsukawa, Kazuhiko Deguchi, Keiichiro Imura, Tsutomu Ishimasa, and Noriaki K. Sato

Cross-disciplinary physics and related areas of science and technology

Theory of Distribution Estimation of Hyperparameters in Markov Random Field Models Hirotaka Sakamoto, Yoshinori Nakanishi-Ohno, and Masato Okada

Spin-Torque Induced Oscillation of a Magnetoresistive Nanopillar with a Conically Magnetized Free Layer and an In-Plane Magnetized Reference Layer Hiroko Arai, Rie Matsumoto, Shinji Yuasa, and Hiroshi Imamura

FULL PAPERS

General

Supervised Learning of Two-Layer Perceptron under the Existence of External Noise — Learning Curve of Boolean Functions of Two Variables in Tree-Like Architecture — Tatsuya Uezu and Shuji Kiyokawa

Foucault Pendulum without Driving Yoshifumi Yamashita

Coupled-Double-Quantum-Dot Environmental Information Engines: A Numerical Analysis Katsuaki Tanabe

Enhanced Diffusion of Molecular Motors in the Presence of Adenosine Triphosphate and External Force Ryota Shinagawa and Kazuo Sasaki

Existence of Chimera State on Two Parallel Circles Larry Lin and Pei-Kun Yang

Electromagnetism, optics, acoustics, heat transfer, classical mechanics, and fluid mechanics

Ground State of Bose–Fermi Mixture with Spin–Orbit Coupling Ryohei Sakamoto, Yosuke Ono, Emiko Arahata, and Hiroyuki Mori

Solitons and Vortex Lattices in the Gross–Pitaevskii Equation with Spin–Orbit Coupling under Rotation Hidetsugu Sakaguchi and Kanji Umeda

Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties

d -Density Wave Scenario Description of the New Hidden Charge Order in Cuprates Imam Makhfudz

Vortex-Core Charging Due to the Lorentz Force in a d -Wave Superconductor Hikaru Ueki, Wataru Kohno, and Takafumi Kita

Charge Transport in Antiferromagnetic Insulating Phase of Two-Dimensional Organic Conductor λ -(BETS)₂FeCl₄ Shiori Sugiura, Kazuo Shimada, Naoya Tajima, Yutaka Nishio, Taichi Terashima, Takayuki Isono, Akiko Kobayashi, Biao Zhou, Reizo Kato, and Shinya Uji

Spin Structure Change in Co-Substituted BiFeO₃ Hajime Yamamoto, Takumi Kihara, Kengo Oka, Masashi Tokunaga, Ko Mibu, and Masaki Azuma

Superconductivity in a Misfit Phase That Combines the Topological Crystalline Insulator Pb_{1-x}Sn_xSe with the CDW-Bearing Transition Metal Dichalcogenide TiSe₂ Huixia Luo, Kai Yan, Ivo's Pletikovic, Weiwei Xie, Brendan F. Phelan, Tonica Valla, and Robert J. Cava

Quasi-Two-Dimensional Magnetism in Co-Based Shandites Mohamed A. Kassem, Yoshikazu Tabata, Takeshi Waki, and Hiroyuki Nakamura

Electric Field-Induced Skyrmion Crystals via Charged Monopoles in Insulating Helimagets Haruki Watanabe and Ashvin Vishwanath

Competing Kondo Effects in Non-Kramers Doublet Systems Hiroaki Kusunose

Orbital Magnetism of Bloch Electrons: II. Application to Single-Band Models and Corrections to Landau–Peierls Susceptibility Masao Ogata

Superconductivity in Fe-Based Compound EuAF₄As₄ (A = Rb and Cs) Kenji Kawashima, Tatsuya Kinjo, Taichiro Nishio, Shigeyuki Ishida, Hiroshi Fujihisa, Yoshitomo Gotoh, Kunihiko Kihou, Hiroshi Eisaki, Yoshitaka Yoshida, and Akira Iyo

Phase Diagram of the Frustrated Square-Lattice Hubbard Model: Variational Cluster Approach Kazuma Misumi, Tatsuya Kaneko, and Yukinori Ohta

Quantum Hall Effect of Massless Dirac Fermions and Free Fermions in Hofstadter's Butterfly Nobuyuki Yoshioka, Hiroyasu Matsuura, and Masao Ogata

High Magnetic Field Study on Giant Negative Magnetoresistance in the Molecular Conductor TPP[Cr(Pc)(CN)₂]₂ Mitsuo Ikeda, Takanori Kida, Time Tahara, Hiroshi Murakawa, Miki Nishi, Masaki Matsuda, Masayuki Hagiwara, Tamotsu Inabe, and Noriaki Hanasaki

First-Principles Theory of Momentum Dependent Local Ansatz Approach to Correlated Electron System Sumal Chandra and Yoshiro Kakehashi

Perturbative Approach to the Collective Modes in the TRSB Phase of Multiband Superconductors Tomio Koyama

Large Cyclotron Mass and Large Ordered Moment in Ferromagnet CoS₂ Compared with Paramagnet CoSe₂ Atsushi Teruya, Fuminori Suzuki, Dai Aoki, Fuminori Honda, Ai Nakamura, Miho Nakashima, Yasushi Amako, Hisatomo Harima, Masato Hedo, Takao Nakama, and Yoshichika Ōnuki

SHORT NOTES

Raman Spectroscopic Investigation of the Superionic Phase Transition in Cs₃D(SO₄)₂ Yoshiyuki Matsumoto, Takayuki Kakuma, and Shinnosuke Muta

Dirac Cones in Periodically Modulated Quantum Wells Yuanzhao Yao and Kazuaki Sakoda

Complete Suppression of Longitudinal Spin Seebeck Effect by Frozen Magnetization Dynamics in Y₃Fe₅O₁₂ Takashi Kikkawa,

Ken-ichi Uchida, Shunsuke Daimon, and Eiji Saitoh
 Sound Modes of a Bose–Fermi Mixture Superfluid at Finite Temperatures
 Yosuke Ono, Ryohei Sakamoto,
 Hiroyuki Mori, and Emiko Arahata
 First- and Second-Order Phase Transitions between the Uniform and
 FFLO Excitonic States in the Three-Chain Hubbard Model for
 Ta_2NiSe_5 Kaoru Domon, Takemi Yamada, and Yoshiaki Ōno

ERRATA

Erratum: “The Electronic Structure of Structurally Strained Mn_3O_4
 Postspinel and the Relationship with Mn_3O_4 Spinel” [J. Phys. Soc.
 Jpn. **84**, 114702 (2015)] Shigeto Hirai, Yosuke Goto,
 Yuki Sakai, Atsushi Wakatsuki,
 Yoichi Kamihara, and Masanori Matoba

Progress of Theoretical and Experimental Physics
Vol. 2016, No. 4, 2016

Letters

General and Mathematical Physics

Quantum mechanics in a space with a finite number of points
 Metin Arik and Medine Ildes

Theoretical Astrophysics and Cosmology

How close can we approach the event horizon of the Kerr black hole
 from the detection of gravitational quasinormal modes?
 Takashi Nakamura and Hiroyuki Nakano

Papers

Theoretical Particle Physics

A one-loop test for construction of 4D $\mathcal{N}=4$ SYM from 2D SYM via
 fuzzy-sphere geometry So Matsuura and Fumihiko Sugino
 Gauge coupling unification in gauge-Higgs grand unification
 Naoki Yamatsu

Occam’s razor in quark mass matrices
 Morimitsu Tanimoto and Tsutomu T. Yanagida

Experimental Particle Physics

First model-independent Dalitz analysis of $B^0 \rightarrow DK^{*0}$, $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$
 decay K. Negishi et al.

Nuclear Physics

α -cluster excited states in ^{32}S
 Yuta Yoshida, Yoshiko Kanada-En’yo, and Fumiharu Kobayashi
 Brazovskii-Dyugaev effect on the inhomogeneous chiral transition in
 quark matter

..... Shintaro Karasawa, Tong-Gyu Lee, and Toshitaka Tatsumi
 Quadrupole and monopole transition properties of 0_2^+ in Gd isotopes

..... Masayuki Matsuzaki and Tomoya Ueno
 Possible relevance of the softening of the sigma meson to η decay into
 3π in the nuclear medium Shuntaro Sakai and Teiji Kunihiro
 Observation of large enhancements of charge exchange cross sections
 with neutron-rich carbon isotopes I. Tanihata et al.

Theoretical Astrophysics and Cosmology

Exact charged black-hole solutions in the D -dimensional teleparallel
 equivalent of general relativity Gamal G. L. Nashed
 Spherical polytropic balls cannot mimic black holes

..... Hiromi Saida, Atsuhito Fujisawa,
 Chul-Moon Yoo, and Yasusada Nambu

Condensed Matter Physics

Exhaustive derivation of static self-consistent multisoliton solutions in
 the matrix Bogoliubov-de Gennes systems
 Daisuke A. Takahashi

Cross-Disciplinary Physics

Kinetic density fluctuations associated with envelope-modulated Alfvén
 waves in a solar wind plasma Yasuhiro Nariyuki

Errata

Ising model on a twisted lattice with holographic renormalization-
 group flow So Matsuura and Norisuke Sakai

物理教育 第64巻 第2号 (2016) 目次

解説

LIGOによる重力波検出と一般相対性理論 山本博章

査読論文

研究報告：演示実験用真空装置の試作 松本益明, 他

研究短報：金属板に生じる渦電流によってネオジム磁石球が
 受ける抵抗力について 神原 浩, 久保田恭平

私の工夫・私の実践

学習の系統性を考慮し物理量概念形成を目指した中学「密度」
 の指導 佐々木庸介

赤外線サーモグラフィーの活用 大河内暁郎

創造性を高め自信を育むニュートンの振り子実験の追体験

教材化 萩原直樹

企画

授業さいこう：気柱にできた見えない定常波の存在をいかに
 して確信させるか 川角 博

《中国四国支部特集》

中国四国支部の状況と支部活動の概要 細田宏樹

支部大会におけるジュニア・セッションについて 前原俊信
 物理教育学会支部活動が果たすべき役割についての雑感

..... 稲田佳彦
 大学における反転風授業の試み 前原俊信

科学する心の芽を育てるための物理教育実践の流儀 細田宏樹
学会報告

平成28年度大学入試センター試験 物理及び物理基礎

問題に対する意見 入試検討委員会

東京都教育委員会宛「要望書」及び「意見」の提出について

..... 入試検討委員会

法人化に関する検討報告 岸澤真一

日本物理学会 賛助会員

日本物理学会の賛助会員は下記の通りです。ここに社名・団体名・氏名を掲載し、感謝の意を表します。(2016年6月1日現在、50音順、敬称略。)

(株) IHI	(株) サムウエイ	日本原子力研究開発機構
IOP 英国物理学会出版局	JFE スチール研究所	高崎量子応用研究所
(株) アイズファクトリー	シエンタ オミクロン(株)	日本原子力研究開発機構
(株) アグネ技術センター	(株) 島津製作所	東海研究開発センター
旭化成(株) 研究・開発本部	シュプリンガー・ジャパン(株)	日本知財物産(株)
旭硝子(株)	(株) 裳華房	日本電気(株)
アステック(株)	新電元工業(株)	日本電子(株)
(株) 岩波書店	新日鐵住金(株) 技術開発本部	日本電信電話(株) 物性科学基礎研究所
(株) ウィズウィグ	新日鐵住金(株) 技術開発本部	(株) 日本評論社
ウシオ電機(株) R & D 本部	尼崎研究開発センター	日本分光(株)
エア・ウォーター(株)	住友金属鉱山(株)	パナソニック(株)
大井勝代	セイコー・イージーアンドジー(株)	浜松ホトニクス(株) 電子管事業部
岡山県庁	ソニー(株)	(株) 日立製作所
オックスフォード・インストゥルメンツ(株)	ソニーセミコンダクタソリューションズ(株)	(株) 富士通研究所
オリンパス(株)	(株) ダイナコム	富士電機(株)
(株) 科学技術社	太陽日酸(株) 技術本部	富士フイルム(株)
科学技術振興機構	太陽誘電(株)	物質・材料研究機構
カクタス・コミュニケーションズ(株)	TDK(株) 技術企画部	松岡昂臣
キャノン(株)	(一財) 電力中央研究所材料科学研究所	丸善雄松堂(株)
共立出版(株)	(株) 東芝	学術情報ソリューション事業部
Crimson Interactive Pvt. Ltd.	東ソー(株) 東京研究センター	丸善出版(株)
(株) クリムゾンインタラクティブ・ジャパン	東レ(株)	みずほ銀行新橋支店
(株) 計算流体力学研究所	トーヨー企画(株)	三井金属鉱業(株) 機能材料事業本部
小池酸素工業(株)	(株) トヤマ	三菱電機(株) 先端技術総合研究所
(株) 神戸製鋼所技術開発本部	(株) 豊田中央研究所	(株) 村田製作所
(株) 国際文献社	仁木工芸(株)	ヤフー(株)
(一財) 小林理学研究所	(株) ニコン	(株) リガク
小宮山印刷工業(株)	ニチコン(株)	(株) リコー中央研究所
(株) コンカレントシステムズ	日本ガイシ(株)	ロックゲート(株)
(株) コンポン研究所	日本カンタム・デザイン(株)	他3社
(株) サイエンス社	日本原子力研究開発機構	
酒井比呂志	関西光科学研究所	

以上91 賛助会員

日本物理学会のホームページにも賛助会員を掲載しています。 <http://www.jps.or.jp/outline/sanjokaiin.html>
そこから各会社・団体のホームページにリンクを張ってあります。

日本物理学会は賛助会員を募集しています。詳しくはホームページをご覧ください。