

- 典型例で学ぶ双対性
- 植物の特性から見た含放射性セシウム降下物による農作物の汚染機構
- シリーズ「量子論の広がり」

NO.

6

2014 | VOL. 69

B U T S U R I
日本物理学会誌



男女共同参画活動とは

森 初果 (男女共同参画推進委員長)

日本物理学会が男女共同参画推進委員会を2002年に設立して、ちょうど12年が経ちます。本稿では、男女共同参画の意義と委員会活動について紹介したいと思います。

21世紀に入る直前の1999年に日本でも「男女共同参画社会基本法」が制定され、男女の人権が共に尊重される社会を目指して、まず法律が整えられました。この動きの中で、2002年に開催のIUPAP-WIP (International Union of Pure and Applied Physics-Women in Physics; 国際純粋応用物理学連合のパリ会議)に参加するよう日本物理学会は要請を受けました。そこで、準備委員会では、全学会員を対象として「物理学研究者の研究環境・教育環境・家庭環境に関するアンケート調査」を実施し、パリ会議では、アンケートの解析結果に基づいた男女共同参画の現状と課題の報告を行いました。この報告は国際的にも大きな関心を集め、後に英訳版で応えています。

2002年、パリ会議で大きな刺激を受けて帰国した後、準備委員会を発展解消し、男女同数の6名ずつで構成される男女共同参画推進委員会を設立しました。さらに、その年、日本物理学会、応用物理学会、日本化学会が呼びかけて、12(現在は52)の理工学系学協会が加盟する男女共同参画学協会連絡会を発足させました。この学協会ではこれまで、2003年、2007年、2012年に科学技術系専門職における男女共同参画実態に対する大規模アンケート調査(回答者約2万人)を実施し、物理学会会員の皆様にも回答にご協力いただきました。アンケートの結果は、「21世紀の多様化する科学技術研究者の理想像—男女共同参画のために—」などにまとめられています。¹⁾このように、学会にまたがる大規模なアンケートは、諸外国の活動にも大きな影響を与えました。また、アンケート結果のデータ

に基づいた提言・要望書について、連絡会でとりまとめ、政府機関、学術会議、研究費助成機関などに提出しています。データは内閣府男女共同参画局の「男女共同参画白書」に取り入れられ、またこの問題を科学技術総合会議が取り上げ、「出産・育児による研究中断からの復帰支援(日本学術振興会特別研究員事業)」、「女性研究者支援モデル育成事業(科学技術振興調整費)」などをはじめとしたいくつかの施策がスタートしました。このように、日本物理学会の男女共同参画活動は、国内の他の学協会との共同推進や、国際的な連携の中で現在も進められています。

以上のような政府の施策による支援を受け、ライフイベントを乗り越えて研究を継続する女性研究者が増えてきたものの、日本物理学会の女性会員の割合は6%とまだまだ少ないのが現状です。第4期科学技術基本計画でも、組織に多様な視点や発想を取り入れるため、理工系全体で女性研究者の割合を30%(理学系で20%)に早期達成することを目標としています。現在、日本物理学会の女子学生会員員の割合は10%であり、まず次世代の中高生を対象として裾野を広げることが喫緊の課題です。

兵頭会長は、次の世代へ「物理の魅力や考え方を発信」することを目標として掲げられています。²⁾男女共同参画推進委員会でも、物理を含む科学の面白さを伝える活動を行っています。「女子中高生夏の学校」は10年前にアジアでの女性研究者交流時にヒントを得た鳥養氏(60-61期委員長)により発案され、現在は国立女性教育会館が主催し、日本学術会議や科学技術振興機構が支援し、学協会連絡会が全面的に協力する定例の2泊3日の夏合宿研修となっています。平成25年度も100人の女子中高生の募集に全国から222人が応募する人気の高い企画です。委

員会も、企画から、実験、ポスター、国際交流セッションの実行を担当しています。また関西近郊の大学、研究所などが連携して開催する「関西科学塾」についても、日本物理学会が共催しています。

次世代育成については、今年3月に東海大学で開催された年次大会において、理事会提案の物理と社会シンポジウムとして「物理における次世代育成—裾野を広げるために」を男女共同参画推進委員会と物理教育委員会が世話人となり開催しました。日本物理学会と日本物理教育学会の両会長および副会長が講演されるコラボシンポジウムとしても意義深く、科学技術振興機構の理数学習支援センター事務局長、男女共同参画推進委員会元委員長、大阪大学の高校生土曜日物理教室の推進者に多様な視点からご講演いただきました。また両委員会委員、高校の教員等が総合討論で意見交換を行い、次世代育成を考える良い機会となりました。今後、1回のシンポジウムとして終わるのではなく、継続的な活動のシステムづくりに繋げたいと思っています。

このように、質的に異なる多様な人々の交流により、次のステージを目指す活動は、男女共同参画の意義に通じると感じています。多様性とは、「自分と異なる意見を理解し、自らの考えと融合して新しい価値観を作り出す」ことだと思います。頭の柔らかい日本物理学会会員であれば、多様性が男女共同参画活動ばかりでなく、物理学を含む学問、国際性など多分野でも必要な概念であることを理解されると思います。今後共、男女共同参画推進活動へのご協力、ご支援をよろしくお願い致します。

参考文献

- 1) <http://annex.jsap.or.jp/renrakukai/enquete.html>
- 2) <http://www.jps.or.jp/outline/kaicho.html>

(2014年4月7日原稿受付)

巻頭言 Preface

男女共同参画活動とは
What is Gender Equality Activity?

森 初果 …… 349
Hatsumi Mori

現代物理のキーワード Trends

典型例で学ぶ双対性
Duality through Classic Examples

立川裕二 …… 352
Yuji Tachikawa

交 流 Interdisciplinary

植物の特性から見た含放射性セシウム降下物による農作物の汚染機構
The Mechanism of Radiocesium Contamination in Crops and Fruit Trees

田野井慶太郎 …… 354
Keitaro Tanoi

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

Quantum Realm—Nonlocal Correlation and Uncertainty—

AdS/CFT 対応とエンタングルメント
Entanglement, Renormalization and AdS/CFT Correspondence

高柳 匡, 西岡辰磨, 笠 真生 …… 361
Tadashi Takayanagi, Tatsuma Nishioka and Shinsei Ryu

最近の研究から Researches

小型加速器から得られる中性子による⁹⁹Mo等医療用RI生産に向けて
Generation of Medical Radioisotopes Using Accelerator Neutrons

永井泰樹, 橋本和幸 …… 370
Yasuki Nagai and Kazuyuki Hashimoto

QED 摂動論によるレプトン異常磁気能率の計算
QED Calculation of Lepton Anomalous Magnetic Moments

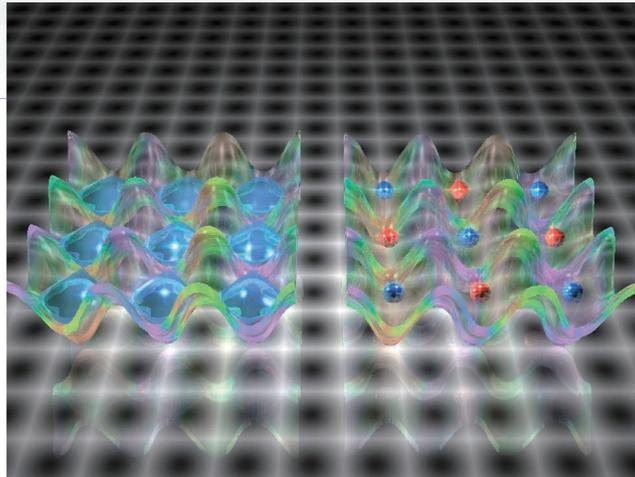
青山龍美, 早川雅司, 木下東一郎, 仁尾真紀子 …… 376
Tatsumi Aoyama, Masashi Hayakawa, Toichiro Kinoshita and Makiko Nio

SU(N) ハバードモデルを光格子中の冷却原子で実現する
Realization of the SU(N) Hubbard Model in Ultracold Atoms in an Optical Lattice

田家慎太郎, 高橋義朗 …… 381
Shintaro Taie and Yoshiro Takahashi

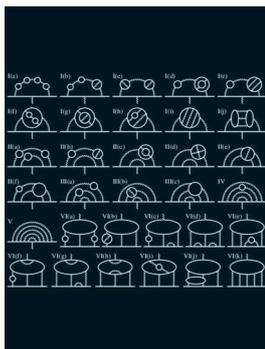
励起子ポラリトン系のBEC-BCS-LASERクロスオーバー理論
BEC-BCS-LASER Crossover Theory in Exciton-Polariton Systems

山口 真, 小川哲生 …… 386
Makoto Yamaguchi and Tetsuo Ogawa



最近の研究から (SU(N) ハバードモデルを光格子中の冷却原子で実現する)
光格子中の金属状態 (左) とモット絶縁体 (右) のイメージ図。光格子中の冷却原子は、弱相関から強相関まで広いパラメータ領域にわたってハバードモデルを実現することができる。

話 題	はじめての閲読—閲読を依頼されたらどうするか?—	吉岡大二郎 …… 392
JPSJの最近の注目論文から	2月の編集委員会より	安藤恒也 …… 394
PTEPの最近の招待・特集論文から	2014年2月号より	坂井典佑 …… 395
追 悼	大谷俊介さんを偲ぶ	小林信夫 …… 397
新著紹介		398
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	399
行事予定		405
会 告	■2014年秋季大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について (お知らせ) ■2014年秋季大会会場における託児室の設置について ■2014年秋季大会の参加登録・講演概要集 購入のご案内 (講演申込者以外の方への案内です) ■Journal of the Physical Society of Japanの価格改 定について ■日本物理学会講演概要集領価改定について ■第9回日本物理学会若手奨励賞につい て ■賞および研究援助の候補者の募集について ■2015年~2016年開催 藤原セミナー募集のお 知らせ ■2014年5月1日付新入会者	408
本会記事	■第71・72期会長候補選挙の結果 ■一般社団法人 日本物理学会 第13回代議員懇談会報告 ■一般社団法人 日本物理学会 第94回定時総会 ■第69回年次大会 ■第69回年次大会の忘れ 物 ■第10回Jr.セッション	414
本会関係欧文誌目次		438



表紙の説明

電子はスピンの伴う磁気能率を持ち、その大きさを表す g 因子はディラックの相対論的量子力学による値 $g=2$ から量子効果により約 0.1% ずれることが知られている。このずれを異常磁気能率 ($g-2$) と呼び、理論と実験の両面から最も精密に調べられている物理量である。最新の測定値はハーバード大グループによるもので、 0.24×10^{-9} の相対精度に達している。理論的には量子電気力学 (QED) でほぼ説明されることから、高精度の計算を通じて QED の精密検証を与えてきた。現在の測定に見合う精度を得るには摂動論に基づく高次項の評価が必要であり、最近、QED 補正の 10 次、すなわち 5 ループ項が数値的に決定された。10 次に寄与するファインマン図形は 12,672 個に上る。表紙の図は、これらを 32 のゲージ不変な組に分類し、それぞれの組の代表例を挙げたものである。詳細は本号に掲載されている青山龍美氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

典型例で学ぶ双対性

Keyword: 双対性 (そうついでい, duality)

1. はじめに

理論物理とは、非常に大まかには、基礎的な自由度およびハミルトニアンを設定して、観測量を求める作業でしょう。実験を説明する理論を探すとは、観測量を再現するような自由度およびハミルトニアンを探すということです。数理物理学を研究している人は、基礎的自由度とハミルトニアンを与えたときに、観測量の巧い計算法を考えているわけです。以下、基礎的な自由度およびハミルトニアンの組のことを「理論」と呼ぶことにしましょう。異なる理論をAとBと二つ取りますと、観測量も通常異なりますが、AとBをうまく選ぶと、観測量が等しくなることがあります。このとき、理論Aと理論Bは双対である、と呼ばれます。その典型は、何といても二次元イジング模型のKramers-Wannier 双対性¹⁾ですから、それを思い出すことからこの記事を始めましょう。

2. 二次元イジング模型の双対性

二次元イジング模型は、格子点上に ± 1 を取るスピン変数 σ があり、分配関数は全ての配位 $\{\sigma\}$ について

$$Z(K) = \sum_{\{\sigma\}} \prod_{\text{辺}} e^{K\sigma\sigma'} \quad (1)$$

とする模型です。ここで、内側の積は格子上の全ての隣接点を繋ぐ辺について取り、辺を介して隣合うスピンの同じとき $\sigma\sigma' = 1$ よりも、スピンの異なるとき $\sigma\sigma' = -1$ のときの実現確率が e^{-2K} 倍だけ小さいというものです。 K がとて大きければ、これによってスピンは一方向に揃いますが、 K がとて小さければ、スピンは乱雑になり、相転

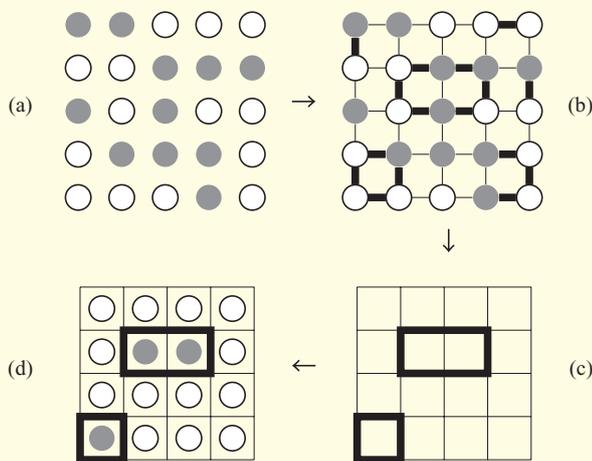


図1 イジング模型の双対性.

移を記述する模型になっているのでした。図1(a)では σ の配位の一例を+を白丸、-を灰色の丸で記しました。さて、 $\sigma\sigma' = \pm 1$ ですから、

$$e^{K\sigma\sigma'} = \cosh K \sum_{t=0,1} (\sigma\sigma' \tanh K)^t \quad (2)$$

が成り立ちます。よって、

$$Z(K) = (\cosh K)^N \sum_{\{\sigma\}} \prod_{\text{辺}} (\sigma\sigma' \tanh K)^t \quad (3)$$

です。ここで $\{t\}$ は各辺に0, 1が割り振られたものです。図1(b)には $t=1$ であるところを太線で示しました。さて

$$\sum_{\sigma=\pm 1} \sigma^{1,3,5,\dots} = 0, \quad \sum_{\sigma=\pm 1} \sigma^{2,4,6,\dots} = 2 \quad (4)$$

を使うと、先にスピン変数 σ について和が取れ、

$$Z(K) = (2 \cosh K)^N \sum_{\text{閉曲線をなす}\{t\}} (\tanh K)^L \quad (5)$$

となります。但し和は太線のなす閉曲線について取り、 L は閉曲線の長さです(図1(c))。閉曲線ですから、その中は-1, 外は+1という規則でスピン変数 μ を割り振ることができます(図1(d))。 μ は、もとのスピン変数 σ 四つのなす正方形の中に書かれていることに気をつけてください。各太線は隣り合う μ, μ' で $\mu\mu' = -1$ となるものに対応することをすると、

$$Z(K) = (2 \cosh K)^N \sum_{\{\mu\}} \prod_{\text{辺}} (\tanh K)^{(1-\mu\mu')/2} \quad (6)$$

$$= (2 \cosh K \sinh K)^{N/2} \sum_{\{\mu\}} \prod_{\text{辺}} (\tanh K)^{-\mu\mu'/2} \quad (7)$$

となります。ここで積は μ 同士をつなぐ全ての辺について取り、さて、式(1)と比較すると、 $e^{-2K} = \tanh K$ で K' を導入すれば

$$Z(K) = (\sinh 2K)^{N/2} Z(K') \quad (8)$$

がわかりました。 K と K' の関係は、もっと対称的に

$$\sinh 2K \sinh 2K' = 1 \quad (9)$$

とも書けます。これより、 $\sinh 2K = 1$ は特殊な点であろうと予想がつきますが、実際に相転移点になることが知られています。

3. 双対性の特徴

さて、前節の例から、双対性において特徴的な点を三つ見ていきましょう。まず、イジング模型の双対性の場合は一見全く同じ模型で結合定数 K だけが変わりましたが、こ

これは偶然そうだったのであって、もとのスピン変数 σ と、双対なスピン変数 μ は異なる格子上に住んでいることを思えば、「双対性とは、別個の二つの模型が同じ観測量を与える現象である」と思うべきでしょう。

次に、 σ で書いたハミルトニアン $-K\sum\sigma\sigma'$ も μ で書いたハミルトニアン $-K'\sum\mu\mu'$ も共に局所的な相互作用ですが、 σ と μ との関係は簡単ではありません。実際、式(3)から式(5)にかけて σ について足しあげてはじめて、辺の上の自由度 $\{i\}$ が閉曲線をなすことになり、閉曲線になるからこそ、 μ が決まります。 σ の足しあげは、量子力学においては経路積分表示での量子化に相当しますから、「量子化してはじめて双対性がある」と言えます。また、式(6)で i から μ を求める際は、離散化された微分方程式を積分するようなものですから、「双対な記述にあらわれる自由度は、もとの自由度と非局所的である」と言えるでしょう。

また、 K と K' との関係(9)から、もとの結合定数 K がとて小さければ、双対の結合定数 K' はとて大きくなります。「双対性は結合定数の強弱を入れ替えることがある」というわけです。理論物理の基本的な手法の一つは小さな結合定数に関する摂動論ですから、その立場からは強結合を弱結合にうつせるのは不思議なことです。

4. 四次元ゲージ理論および超弦理論の双対性

さて、双対性を探するには、観測量が同じになるような二つ以上の異なる理論を探さねばなりません。その為にはまず、考えたい理論に対して、十分良く観測量が計算できなければ始まりません。ですから、双対性が知られている系は、理論が簡単で、観測量の計算法がある程度判っている場合に限られます。四次元の場の理論では次のものが典型例です。

相対論的な場の理論で、 $SO(3)$ ゲージ場に、3表現のワイルフェルミオンを四つ、3表現の実スカラー場を六つあるものを考えます。理論のポテンシャルおよび湯川相互作用をゲージ場の結合定数 g の関数として適切に調整すると、この系は $N=4$ 超対称性という高い対称性を持ちますが、結合定数が g のときの観測量は、結合定数が $g'=1/g$ としてさらに磁荷と電荷を入れ替えた観測量と等価になると信じられており、著者にちなみ Montonen-Olive の双対性²⁾と呼ばれます。まず $g'=1/g$ なので、「双対性は結合定数の強弱を入れ替える」。電荷をもつ粒子は場の量子で記述されますが、磁荷をもつ粒子は場の非自明な古典配位に対応し、これらが交換されるので、「量子化してはじめて双対性が

ある」。電場と磁場の入れ替えはベクトルポテンシャルには非局所的に作用するので、「双対な自由度は、もとの自由度と非局所的である」。この双対性は、四次元 $N=4$ 超対称ゲージ理論を IIB 型超弦理論のブレーン上の理論として実現すれば、IIB 型超弦理論全体の S 双対性と呼ばれる双対性の帰結であることも知られています。

但し、四次元超対称ゲージ理論や超弦理論で双対性が知られているといっても、まだ式変形によって完全に等価性が示しているわけではありません。計算できた限りの観測量が一致するので、未だ計算できない量についてもおそろく一致しているのだらうと思われているということです。

5. おわりに

双対性がしばしば我々にとって驚きであるのは、全く異なるように見える理論から出発して、同じ観測量が得られるからです。双対性は簡単な系においてしか確立していませんが、現実にある系に対しても、同じ観測量を説明する理論が一通りであるとは限らないでしょう。これは、実験結果を説明する理論に、双対なものはいくつもあっても良い、ということで、双対性は、物理学者が伝統的に陥りがちである還元主義において、還元結果は唯一であろうという思い込み既に反例を与えているのではないかと思います。また、一方で、双対な二つの理論は全く異なるように「見える」とは言っても、取り出せる観測量は全く一緒ですから、物理系としては同じです。「双対性」などとことさら強調したくなるというのは、双対な二つの理論が同じに見える程度まで我々の理解が進んでいない、という我々の至らなさを示していると筆者は自省している次第です。量子力学の初期には、行列力学と波動力学の同等性、所謂「波と粒子の双対性」も驚きであったわけですが、今やそれは当たり前なわけですから、現在の双対性も、驚きでなくなっているような日が遠くないことを祈って筆をおきます。

参考文献

- 1) H. A. Kramers and G. H. Wannier: Phys. Rev. **60** (1941) 252.
- 2) C. Montonen and D. I. Olive: Phys. Lett. B **72** (1977) 117.

立川裕二(東京大学理学部物理学科)

(2013年10月2日原稿受付)

植物の特性から見た含放射性セシウム降下物による農作物の汚染機構



田野井慶太郎

東京大学大学院農学生命科学研究科

2011年3月の福島第一原発事故に伴い大量の放射性物質が環境中に放出された。それらが降下した陸域の多くは農地や山林といった農林畜産物の生産の場であった。事故当初を除けば、農産物中への混入が懸念される核種はセシウム134とセシウム137といった放射性セシウムである。そこで本稿では、農作物の放射性セシウム混入を植物中の物質動態の点から検証した結果を示したい。

植物の根は、土壌から水や無機元素を吸収するが、放射性セシウムに関しても根を介した土壌から作物への移行が考えられ、その度合いは移行係数 (transfer factor) という指標により示される。移行係数は作物中の放射性セシウム濃度を土壌中の放射性セシウム濃度で除した値であり、例えば、土壌と作物の放射性セシウム濃度が同一の場合、移行係数は1である。果樹ではこの移行係数が0.01以下と相当に低いことから、事故当初は果実の汚染はあまり懸念されていなかった。しかし実際に収穫物を測定してみると、一部のサンプルが高い放射性セシウム濃度を示した。その後、モモを試験対象とした調査研究により、モモの果実で検出された放射性セシウムは、樹皮に直接付着した放射性セシウムが移行したものであり、根の吸収の寄与はほとんどなかったことが示された。事故直後に樹皮から樹体へと侵入した放射性セシウムが、今後どのように動いていくのか、経年的な調査が必要である。モモと同様に、冬作物であるコムギの場合も、事故当年に実で検出された放射性セシウムは、土壌由来ではなく、葉に付着したものが移行した結果であると推

測された。ただし、コムギは一年生植物であることから、今後は根からの放射性セシウムの吸収に注意を払わなければならない。

イネは、事故発生時は田植え前であったことから、葉や穂が直接汚染されることはなく、また、移行係数も低いとされている。ところが植物にはカリウムが不足すると、放射性セシウムを多く吸収する性質があり、現地水田調査でもカリウム不足による悪影響は明らかであった。それを受けて、当該地域では放射性セシウムを吸収しにくくするためにカリウム施肥が指導されている。カリウムの放射性セシウム低減効果がどのようなメカニズムでもたらされるのか追究したところ、根による放射性セシウム吸収の抑制効果に加え、植物体内での物質輸送システムが深く関与する低減機構が存在することが明らかとなった。植物は光合成産物や無機元素を新しい組織や実へ輸送するシステムを保持しており、この作用は転流と呼ばれる。カリウムが不足すると、植物体内のなけなしのカリウムをなるべく多く玄米に転流させようとする作用が働く。この時、カリウムに化学的性質が似ている放射性セシウムも、活発化したカリウム転流により玄米に多く運ばれる可能性が示されたのである。つまり、イネにカリウムを十分与えることは、玄米への放射性セシウムの移行抑制の効果があると言える。

今回紹介するトピックは、今回の原発事故を受けた調査研究で明らかになったものである。これらには植物体内の物質輸送システムが深く関与しており、こうした仕組みを理解することが現場での低減対策を講じる上でも重要であろう。

—Keywords—

放射性セシウム：

セシウムのうち放射線を放出する核種の総称。一般に、原子炉事故において多量に放出されかつ半減期が年単位で長い放射性セシウムは、セシウム134 (半減期・約2年) とセシウム137 (同・約30年) の2核種である。

カリウム：

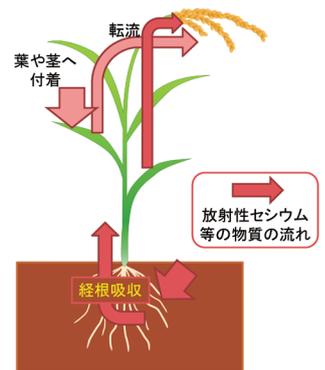
アルカリ金属に属する元素で、植物にとって多量必須元素である。植物中では一価の陽イオンとして存在し、細胞の浸透圧保持等の役割を担っている。

移行係数：

ある物質において作物中濃度を土壌中濃度で除した値。学術的な試験においては作物中濃度は乾燥重量で計算されることが多いが、今回の原発事故を受けて行われた調査においては、作物中濃度は新鮮重量で計算することになっている。なお、土壌中濃度は常に乾燥重量で計算される。

転流：

植物において成熟した葉などから新しい組織や果実等へ師管を通じて物質を輸送する生理現象。光合成産物を糖として輸送する役割の他、必須元素を古い組織から新しい組織へ輸送する役割も担う。



原発事故当年に放射性降下物を直接受けたモモやコムギにおいて、実で検出された放射性セシウムは樹皮や葉、茎に直接付着した放射性セシウムが移行したものであり、根の吸収の寄与はほとんどなかった。カリウム欠乏環境下の植物では放射性セシウムの経根吸収が増大することが知られている。今回、イネを用いた研究において、カリウム欠乏で活発となったカリウム転流機構により放射性セシウムが実へ輸送されやすくなることが判明した。

1. はじめに

農地や山林を含む我々の環境にはこれまでに、大気圏内核実験やチェルノブイリ原発事故により多くの放射性物質が降下しており、それらに起因する環境中の放射性物質、とりわけ放射性セシウム動態については既に多くの調査や研究がなされている。例えば、セシウムイオンはある種の鉱物やその風化物に強く固定されること、¹⁾ 生体（動植物）内に取り込まれるとカリウムイオンと同じような動態を示すこと、イネにおいて玄米のセシウム蓄積量はワラ部分に比べて少ないこと²⁾ などである。作物においては作物の放射性物質濃度を土壤の放射性物質濃度で除した数値である「移行係数 (transfer factor)」に関する知見が大変多く、例えば放射性セシウムの移行係数は果樹において低いことなどが報告されていた。³⁾ これらの情報は今回の原発事故に伴う農業対策の場面で用いられた。例えば、福島県内の多くの農地はセシウムを強く固定する鉱物を多く含む土壤が多いことから、作物への移行係数は十分に低いことが予想され、また過去のデータからもイネの移行係数はどんなに多く見積もっても0.1である。従って玄米の放射性セシウム濃度を500 Bq/kg以下（暫定規制値）にするためには、土壤は5,000 Bq/kg以下であることが求められる計算となり、2011年のイネの作付け（食用・流通のために栽培すること）は、放射性セシウム濃度が5,000 Bq/kg以上の汚染がある地域において制限される（すなわち作付禁止）ことになった。他の作物の栽培に関してはなんら制限が設定されることはなく、震災時に畑に育っていた冬野菜のように放射性セシウムの降下物を直接受けた作物を別にすれば、多くの農作物において放射性セシウム濃度は十分に低い、もしくは検出できないレベルであった。これらの多くは福島県がモニタリングした結果であり、web site「ふくしま新発売。」の「農林水産物モニタリング情報」にて閲覧が可能である。⁴⁾

農業の場において、原発事故後最初に調査されたのは、土壤中の放射性セシウムの分布であった。土壤を基本的な生産の場とする農業において、土壤の汚染状況を調べることで、すなわち、降下した放射性物質が農地においてどのような状態で存在するののかを知ることは大変重要である。我々は、事故直後の4月に福島県郡山市の農地において、表層土を採取し、オートラジオグラフィを実施した。なお、オートラジオグラフィとは、放射性核種から放出される放射線をX線フィルムや輝尽性蛍光体を塗布したフィルム等で検出することで、放射性核種の分布を調べる手法である。また、輝尽性蛍光体は、放射線により励起された状態を保持することができ、He-Neレーザーなどを照射することで保持していたエネルギーを発光により放出する。こういった手法により可視化された土壤中の汚染状況は、点状のシグナルが様々な強度において土壤中に存在している形態であることがわかった（図1(a)）。⁵⁾ 筆者は当初、黒の絵の具で一面塗りつぶされたような像となることを予想して

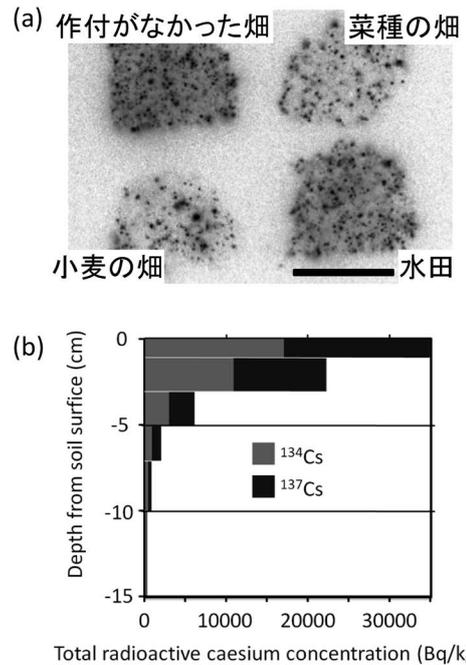


図1 土壤の汚染の様子。(a) 各圃場の表層土のオートラジオグラム。T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 1, p. 5より作図。バーは10 cmを表す。(b) 放射性セシウムの鉛直分布。塩沢ら: *RADIOISOTOPES* 60 (2011) 323より作図。

いたので、このような不均一性を示したのは大変な驚きであった。なお、図1(a)のオートラジオグラムからは様々な大きさの点があるように見えるが、シグナルの見え方の強度を画像上で操作すると、中心に1点シグナルがあり、その強度が強い場合には周囲にフレアのように広がって画像化されていることを確認した。すなわち、点の大きさはこのようなオートラジオグラムからは判別できないぐらい小さいものであり、それぞれの点ごとに強度は様々であった。なお、この採取した土壤には大量のパーミキュライトと呼ばれる鉱物が含まれており、この鉱物はセシウムイオンを強く固定するものである。そこで、降下した放射性セシウムが一旦水に溶けてその後パーミキュライトの風化物に集まった結果、点状に見える可能性について調べた。すなわち、当該土壤に¹³⁷Csイオンを水溶液の状態に混合し、数日後にオートラジオグラムを得たところ、土壤にべったりと¹³⁷Csが吸着されており、図1(a)を再現することはできなかった。このことから降下した放射性セシウムはなんらかの粒子状固体に含まれた状態であり、その多くはあまり溶解せず、そのまま土壤中に点状に存在することが予想された。植物が土壤から様々な肥料成分を吸収する際には、土壤に吸着した元素を溶かし出す必要がある。一般に植物の根は有機酸等を放出することで難溶性の無機元素を溶解させる。今回観察された土壤中に点状で存在する放射性セシウムが植物の根によって溶解される化学形態であるかどうか、現在様々な研究がなされているが、未だ化学形態の同定には至っていない。また、土壤から植物への移行の割合等から推察するに、この点状の放射性セシウムはほと

んど溶け出してこないことが想定されるが、憶測の域を出ない。化学形態の解明は困難を極めているが、最も求められている情報である。

事故直後の5月に当該農地において放射性セシウムの垂直分布を調べた結果、過去の知見どおり、表層数cmにほとんどの放射性セシウムが存在することが示された(図1(b)).⁶⁾ 一方で、深さ10 cmまで達している放射性セシウムもあったことから、この垂直分布の解釈は今でも土壌物理分野の専門家の間において2つの異なる説について議論がなされている。すなわち降下物があった時にはまだ水に溶けうる放射性セシウムが存在し、水に溶解した放射性セシウムが水の浸透とともに深さ10 cmまで達したという説と、分散する性質を有する微粒子(コロイド)に吸着した放射性セシウムが、水の浸透とともに微粒子として10 cmまで達した、という説である。後者については、検証が可能であることから、この疑問点の解明については今後の調査研究に期待したい。

2. 植物の物質動態と組織

植物は無機物を栄養源として生育できる生物である。本稿で紹介する作物や果樹は植物の中でも高等植物として位置づけられ、無機元素や水を根から吸収する。根から吸収された水や無機元素は、根の導管という組織に輸送され、葉へ送られていく。導管流は根から葉へ流れており、その中の水は最終的には葉の気孔から蒸散される。必要な無機元素は導管で輸送される途中で必要な組織に分配される。一方、葉は気孔から無機物である二酸化炭素を取り入れて光合成を行う場である。よって葉は外部からの物質流入が起こりうる組織であり、例えばある無機元素が欠乏した場合にはその無機元素を葉に散布することで劇的に改善する。葉で光合成により生成された有機物は光合成産物と呼ばれ、植物が生長するための炭素源となる。発生直後の葉は、他の葉での光合成産物を受け取ることで生長し、やがて成熟すると光合成産物を他の葉や根へ輸送する側になる。この時、光合成産物を受け取る組織をシンク(sink)、光合成産物を排出する組織をソース(source)と呼ぶ。古くなった葉は光合成能がほとんどなくなるとともにやがて枯れるが、枯れる前には葉の中の栄養成分を他の組織へ輸送する。いわば植物は、赤子から老人までが一つの組織に同居し、生産物をうまく輸送することによって生長・生産がなされている。葉の光合成産物は師管と呼ばれる組織を通じて輸送される。導管と師管を合わせて維管束と呼ばれており、植物体内の物質輸送を担う組織である。師管流は根では必ず地上部から根の先端の方向に流れており、地上部では、成熟葉から新しい葉や芽、果実等へ流れる。よって、葉の師管流はその葉がシンクである初期とソースとなった成熟時では流れが逆方向になる。植物における放射性核種とりわけ放射性セシウムの動態については、このような植物の物質動態を理解した上で考察する必要がある。

3. 事故当年のコムギの汚染状況とメカニズム —葉への付着汚染状況とその影響—

福島県の2011年産コムギのデータを見ると、多くで検出限界以下を表すND(not detected)である一方、100 Bq/kgを超えるものも散見される⁴⁾など、同じ地域内でも不均一であることがわかる。何故一部のコムギから放射性セシウムが検出されたか、その要因解明の一端を紹介したい。

この地域では一般にコムギは秋のうちに播種し、ある程度生長した後に冬を迎える。原発事故があった3月中旬は、冬の寒さによりコムギの生長が一旦停滞した後、再び生長を開始した時期にあたる。このように冬季の低温下でも生育するためコムギは冬作物と呼ばれる。コムギは、原発事故があった時期に農地で栽培中であつた数少ない作物の一つであつた。事故から2ヶ月後の2011年5月に葉の汚染状況を調べた結果、図2に示すように古い葉にのみ点状の汚染が見られた。^{7,8)} ゲルマニウム半導体検出器により測定すると、この汚染は放射性セシウムであつた。この点状の汚染が見られたのは、古い葉のみであり、新しい葉には見られなかった。この新しい葉は、3月末の時点では発生しておらず、その後2ヶ月かけて生長したものであつた。放射性物質の降下(フォールアウト)から2ヶ月後にもかかわらず古い葉に汚染が残り続けていることは、この放射性セシウムは何らかの形態により吸着が強固であり、雨水に難溶解性であることを示している。また、この時に発生していた幼穂の放射性セシウムを測定したが、古い葉に比べて1,000-2,000分の1の濃度であつた。このように、古い葉の放射性セシウムは大変動きにくいことが示された。一方で、葉の放射性セシウムは動きにくいとはいえ、一部は移行して穂に到達したと考えられる。幼穂に存在する放射性セシウムの由来は、①根からの吸収と②葉から新しい組織への移動(「転流」という。詳しくは5.にて解説したい)

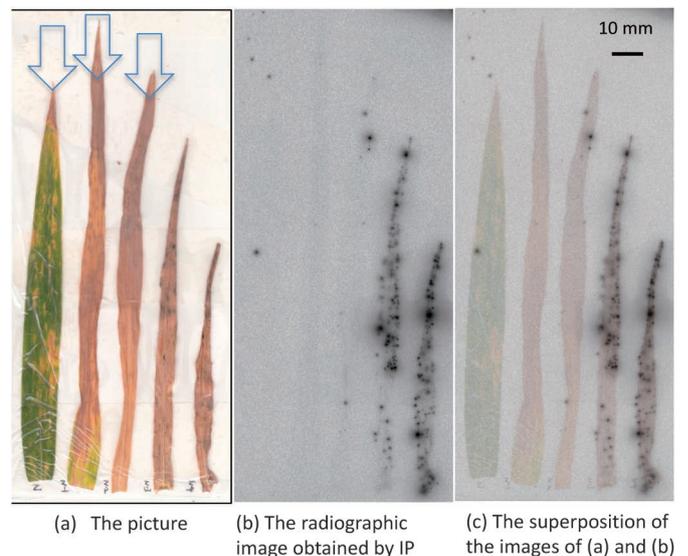


図2 コムギの汚染の様子。田野井ら：RADIOISOTOPES 60 (2011) 317 および T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 2, p. 15 より。

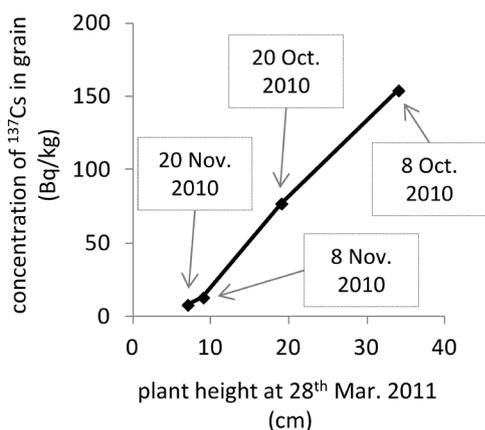


図3 2011年3月末時点でのコムギ植物の高さと収穫後の玄麦中の¹³⁷Cs濃度。日時は播種日を表す。T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 2, p. 17より作図。

が考えられる。①の根から放射性セシウムが吸収された可能性は否定できないものの、図1(b)に示すように土壌中の放射性セシウムは表層部に留まっておりコムギの根が放射性セシウムと出会う頻度は少なかったことから、この経路が主ではないことが推察される。よって②の葉面に大量に存在する放射性セシウムの一部が転流した可能性が高いと想定された。その後以下に示す別な試験データにより、転流の寄与が大きいことが証明された。

先に示したように古い葉から穂へは1,000分の1程度の濃度差が生じるほど少ない割合での移動ではあるが、穂に存在する放射性セシウムの大半はこの経路(転流)により到達していることが明確に示された試験例を図3に示す。⁹⁾ この試験は、どの時期に播種すると最も品質・収量ともに良好な栽培ができるかを調べる目的のものであった。大震災の前年の2010年10月8日から2010年11月20日にかけて4回に時期をわけて播種を行い、コムギの生育調査を収穫まで続けた。図3はx軸に3月28日時点のフォールアウト直後のコムギの背の高さを、y軸に収穫後の玄麦中の放射性セシウム濃度をプロットしたものである。フォールアウトがあった時期(3月中旬)の背の高さは、3月28日時点の背の高さと平行であったと想定すると、10月8日と早期に播種したコムギはフォールアウト時の背が高く、収穫された玄麦中の放射性セシウム濃度が最も高いことが示され、播種時期が遅くなるほど、フォールアウト時の背は低く、玄麦中の放射性セシウム濃度も低いことが示された。すなわち、フォールアウトを大きな植物体として受けた10月8日播種のコムギは、フォールアウト時にあまり生育していなかった11月20日播種のコムギに比べて、玄麦へ運ばれた放射性セシウムが多かったということが示唆される。このように冬作物では、フォールアウト時の植物の大きさが可食部の放射性セシウム濃度へ大きく影響したことが想定される。一方、これらのコムギは同じ農地で試験した結果であることから、少なくとも今回観察した事例では、根が土壌中の放射性セシウムを吸収し最終的に可食

部へ移行する経路の寄与は極小であると言える。これは、この農地の土壌にはセシウムを強力に固定するパーミキュライトが含まれておりコムギへの移行係数は極めて小さいことから想定される。

福島県のモニタリングによれば、福島県の2011年産コムギのうち、全体の10%が100 Bq/kgを超えた。^{4, 10)} 一方、2012年産のコムギから100 Bq/kgを超えるサンプルは検出されなかった。これは、2012年のコムギは葉が直接に汚染されることがなかったことが主な要因であると推察できる。

4. 果樹の汚染—樹皮の汚染状況と樹皮からの放射性セシウムの樹体内への侵入—

果樹の移行係数は相当に低いことが過去の試験から明らかにされていた。³⁾ すなわち、土壌から果実への放射性セシウムの移行は極微量であることが判明していた。さらに、原発事故があった時期は、多くの果樹では葉もなく花も咲く前の3月中旬であり、フォールアウトが直接果実に付着することや、コムギのように葉に一旦付着し、転流(「転流」の詳細は後述(5章))により果実へ移行する、といった経路が存在しないことが推察された。しかし、例えばモモのモニタリングの結果、100 Bq/kgを超えたサンプルはほんの一部であったものの、多くのサンプルで、放射性セシウムが検出された。この放射性セシウムの起源を突き止めることが低減対策に必要なことであった。

3月中旬のモモの樹には花と葉がなかったことから、これらに放射性セシウムは直接付着しなかった。土壌の放射性セシウムは図1(b)のように地表面にそのほとんどが存在したので、深い部分で活動している根が放射性セシウムを吸収する機会はほとんどなかった。よって、樹皮に放射性セシウムが付着し、それがなんらかの経路により果実まで到達した、という仮説が出てきた。しかし、これまでに、放射性セシウムをはじめ、無機元素や化合物などなんらかの物質が樹皮から樹体に侵入し、最終的に果実に到達した、という報告はなかった。検証としてまずは2011年5-6月に福島市の果樹園において樹皮の放射性セシウムについて調査したところ、樹皮の放射性セシウム濃度は最大で約5,000 Bq/kgと大変に高く、簡単には洗い流されないことがわかった。また、樹皮の切片を作成してオートラジオグラフィに供したところ、皮目と呼ばれる通気組織周辺に点状に放射性セシウムが吸着している様子が観察された。¹¹⁾ 皮目は樹皮のデコボコしている部分であり、生きている細胞がある形成層付近から外側へ穴が空いているような形態をしている。この穴を通して内部に入ったのでは、という推察がなされた。

さらに詳しい調査が当研究科の高田大輔博士によりなされた。すなわち外樹皮から組織毎に分離をして、丸太を外側から順番に解体をし、それぞれの組織中の放射性セシウムを定量した。¹²⁾ その結果、当然ながら外樹皮の放射性セ

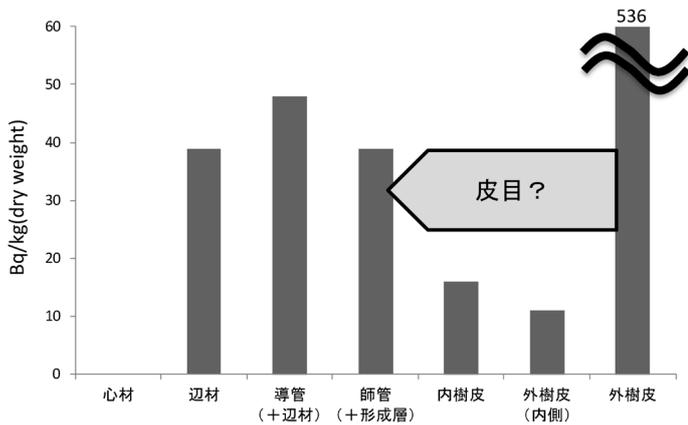


図4 樹木の組織別汚染 (放射性セシウム). 高田ら: RADIOISOTOPES 61 (2012) 607より作図.

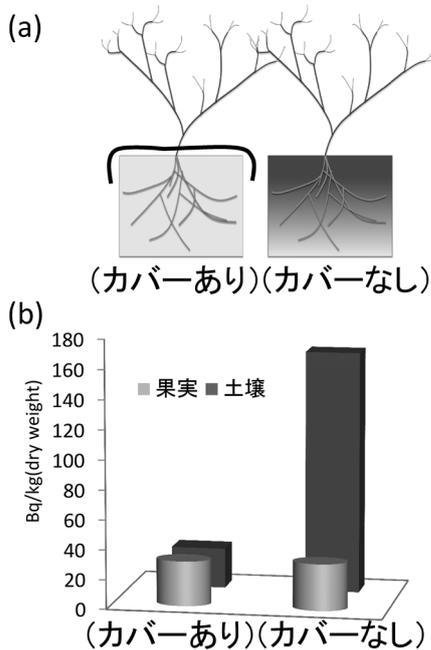


図5 土壌の汚染度が異なるモモにおける果実中の放射性セシウム濃度. 高田ら: RADIOISOTOPES 61 (2012) 517より作図. 実際の樹木の様子の写真は, T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 14, p. 146 参照のこと.

シウム濃度が高かった (図4). 一方, 次に濃度が高かったのは外樹皮のすぐ内側ではなく, さらに内側の導管, 師管, 形成層といった部分であった. 外樹皮からの拡散で内側に染みこむように放射性セシウムが移行していたとすれば, 外樹皮のすぐ内側の濃度がより内部の組織よりも高くなっているはずである. このことから, 放射性セシウムは, 形成層付近から発生している皮目を通じて樹体内に入り込み, 導管や師管を通じて樹体内を移動した, という経路が示唆される.

先に述べたように導管というのは根から吸収した水や無機元素を葉へ運ぶための組織である. よって, 先の導管付近の放射性セシウム濃度が高いというデータのみでは, 根から吸収されて果実へ到達した, という経路もまだ考えられた. 樹皮から果実への経路が主であるという決定的なデ

ータは, 高田博士の普段の試験用サンプルから偶発的に得られた. 2011年3月の大震災以前から, 植木鉢のモモの樹が試験用として栽培されていたが, そのうち土壌にカバーをする試験がなされていたものがあつた (図5).^{13,14)} 事故後, この植木鉢のモモと土壌の測定を行ったところ, カバーをしていた土壌は, カバーをしていなかった対象区に比べて, 放射性セシウム濃度が6分の1の濃度であった. 一方, 樹体の放射性セシウム濃度は全く同一であり, 果実の濃度も全く同一であった. このデータから放射性セシウムは土壌からではなく樹皮から果実へ移行した, ということが示された. 今後, 樹体内に入った放射性セシウムは, どういった割合で果実に出てくるのか, 試験は数年にわたり継続する必要があるだろう.

5. イネの低減対策—土壌中放射性セシウムの植物への移行とカリウム施肥効果のメカニズム—

日本人にとって米は主食であることから, 米中の放射性セシウムの混入は内部被ばくへ大きな影響を持つ. よって, 事故があつた2011年産の米 (玄米としてモニタリング) には大きな関心が寄せられた. モニタリングの結果, 放射性セシウムが検出できなかったサンプルが90%を占め, 検出されたものでも100 Bq/kg以下のものがほとんどであった.^{4,10)} 当時の暫定規制値である500 Bq/kgを超えた例はほんの一部であった. このように一部の玄米から高い濃度が検出される要因について, 福島県や農林水産省により詳細な解析がなされ, 土壌の放射性セシウム濃度との相関関係は見いだせず, 土壌の交換性カリウムと逆の相関があることが判明した.¹⁵⁾ カリウムは植物にとって (もちろん全生命にとっても) 必須な無機元素である. 交換性カリウムとは, 土壌に存在するカリウムのうち, 植物が吸収できると想定されるカリウムであり, 実験的には1 mol/Lの酢酸アンモニウム溶液 (pH 7.0) で抽出される画分を指す. イネに限らず, また今回の事故に限らず, 交換性カリウムをある程度高いレベルに保つことで, 植物による土壌からの放射性セシウム吸収を抑えることができる.

2011年産の米のうち, 最初に500 Bq/kg付近の玄米が作出された水田のイネの葉位別放射性セシウム濃度を測定したところ, 新しい葉ほど放射性セシウムが多かつた (図6).¹⁶⁾ なお, 一般的には古い葉の方が放射性セシウム濃度は高いことが報告されている.²⁾ この水田は様々な調査がなされ, 高濃度の放射性セシウムが検出された要因の1つとして土壌の交換性カリウム濃度が低いことが福島県により報告された.¹⁷⁾ 我々は, カリウムと放射性セシウムの体内分布には関係があるのではとの予想から, 実験室内において, 播種後2週間以降, カリウムを除いた状態で水耕栽培したイネに¹³⁷Csを投与して, 体内分布を詳細に調べた (図7). その結果, カリウムが欠乏すると, 根が吸収する¹³⁷Csの量が2-3倍に増加することがわかつた (図7(a) 積み上げグラフ). さらにイネの全ての組織を分けて¹³⁷Cs

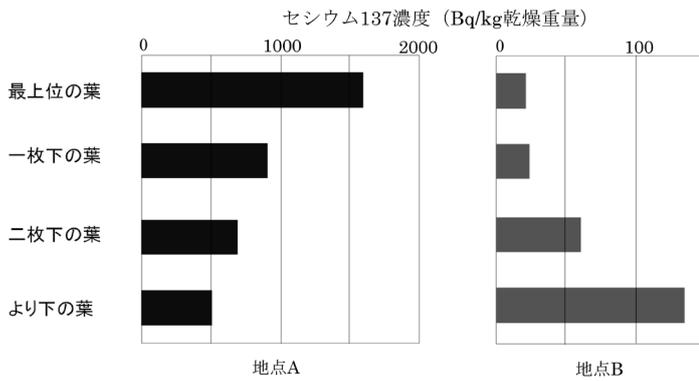


図6 2011年収穫期のイネにおける¹³⁷Csの分布。地点A、地点Bともに土壌の放射性セシウム濃度は同程度。地点Aのイネは、玄米中放射性セシウムが約500 Bq/kgであったもの。地点Bのイネは、玄米中放射性セシウムが約4 Bq/kgであったもの。田野井ら：RADIOISOTOPES 62 (2013) 25。および T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 3, p. 21 より作図。

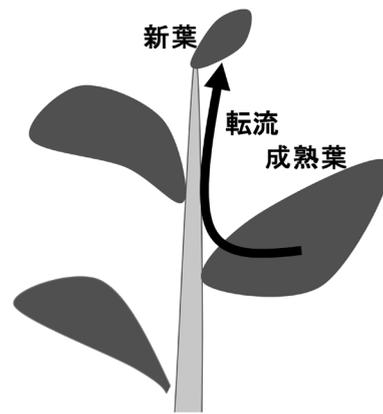


図8 転流の模式図。植物は、成熟した葉において光合成された産物である炭水化物を、新しい組織へ輸送する。これを転流という。この転流に乗ってリン酸やカリウムなど植物にとって必須なミネラルも輸送される。

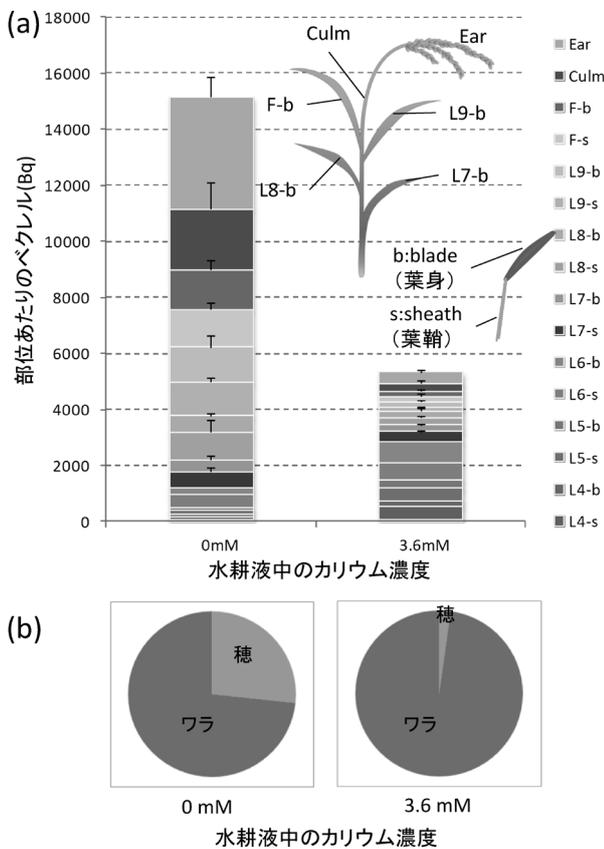


図7 水耕栽培においてカリウム濃度を变化させた時のイネ¹³⁷Csの分布。L7-s (第7葉位の葉鞘) が生長しているところから、収穫までの間、¹³⁷Csを水耕液に添加した。(a) Ear: 穂, Culm: 茎, F: 止葉(最上位の葉), F-b: 葉身, F-s: 葉鞘, L: 葉(発生順に順位付け)。(b) 上記のデータについて、ワラと穂の2つに区分した場合の¹³⁷Cs分布。

量を測定したところ、カリウムが欠乏すると、新しい組織、すなわち穂や止葉などに多くの¹³⁷Csが蓄積することがわかった。これをわかりやすく表現するために、穂とワラにわけて表現すると、図7(b)に示すように、カリウムが欠乏すると植物体内の¹³⁷Csが穂へ移行する割合が多くなることが判明した。このような現象が生じるメカニズムについて、植物の「転流」という機能の面から説明したい。

植物の生長にあたっては、無機物から有機物を作り出す過程である光合成が重要である。植物は成熟した葉で光合成を活発に行い、その光合成産物は糖(イネの場合、多くは砂糖すなわち sucrose である)の形にして新しい組織に輸送する。この過程を転流といい、この輸送は師管を通じてなされる(図8)。また、新しい組織としての穂など「実」へも師管を通じて多くの光合成産物が流入することで生長する。つまり、モモではモモの実が生長するし、イネでは玄米が生長する。このような転流は光合成産物のみではなく、無機元素も対象である。植物は根から無機養分を吸収するが、無機養分の多くは土壌環境中に薄く広がっており、根がそれらを吸収するには多くのエネルギーを消費する。よって、一旦吸収した無機養分は植物体内で有効利用をする必要が生じる。例えば葉が枯れる前には無機養分を他の新しい葉へ転流させる。カリウムもこの無機養分の一つであり、根からのカリウム吸収が少ない場合には、体内のカリウムの転流を活発にする。すなわち、古い組織のカリウムを新しい組織へと積極的に輸送する。生体内のセシウムイオンは、その挙動がカリウムイオンと似ていることが知られている。これは植物の輸送体において一価のカチオンとしての認識に伴う輸送がなされていることが想定される。今回の放射性セシウムが新しい組織へ蓄積したことは、この転流のメカニズムによるものと示唆される。

現在、玄米の放射性セシウム低減対策として、カリウムの施肥が進められているが、以上のことから、カリウムの効果は、①根による放射性セシウムの吸収抑制 ②転流の抑制 といった2つの効果が発揮していると想定される。なお、この2つの抑制メカニズムは「放射性セシウムを吸収しにくいイネ」を選抜および作出する場合においても重要な視点である。すなわち、放射性セシウムを吸収しにくいイネや、たとえ吸収してしまっても、穂に行きにくい(セシウムが転流されにくい)イネを選抜・育種することが肝要であろう。最近の高度に発達した育種技術や分子生物学から考えると、このようなイネの作出がニュースとなる日は近いように思うし、大いに期待したい。

当初記載したように、穀類の中では米は放射性セシウムの含量が最も少ない穀物である。¹⁰⁾平成24年に実施された約1,200万袋の玄米全量全袋検査において100 Bq/kgを超えたのはわずか71袋であった。これは、平成24年作付時の十分なカリウム施肥について国や県からの指導が功を奏したと思われる。

6. 今後の課題

モニタリングデータによれば^{4, 10)}穀類の中でもコメやコムギといった品目については今現在、基準値を超えることは少ない。一方で、ダイズやソバは基準値を超えるものもまだ出てきており、とりわけダイズにおける汚染のメカニズム解明が喫緊の課題であろう。ダイズにおいても放射性セシウムの濃度を低減できる対策が必要である。

事故後およそ1年半までに得られたデータは、*Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident*と題して取りまとめ、オープンアクセスにて自由にweb上からダウンロードできるようになっている (DOI: 10.1007/978-4-431-54328-2, Online ISBN: 978-4-431-54328-2)。ここで紹介できなかったものもあるので、一見いただければ幸いです。

参考文献

- 1) D. L. Dolcater, E. G. Loste, J. K. Syers and M. L. Jackson: *Soil Sci. Soc. Am. Proc.* **32** (1968) 795.
- 2) 天正 清, 葉可 森, 三井進午: *日本土壤肥料科学雑誌* **30** (1959) 253.
- 3) Technical reports series no. 472. Handbook of Parameter Values for the Prediction of Radionuclide Transfer in Terrestrial and Freshwater Environments, IAEA (2010).
- 4) ふくしま新発売。農林水産物モニタリング情報 <http://www.new-fukushima.jp/monitoring/>
- 5) T. M. Nakanishi, N. I. Kobayashi and K. Tanoi: *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **296** (2012) 985.
- 6) 塩沢 昌, 田野井慶太郎, 根本圭介, 吉田修一郎, 西田和弘, 橋本 健, 桜井健太, 中西友子, 二瓶直登, 小野勇治: *RADIOISOTOPES* **60** (2011) 323.
- 7) 田野井慶太郎, 橋本 健, 桜井健太, 二瓶直登, 小野勇治, 中西友子: *RADIOISOTOPES* **60** (2011) 317.
- 8) T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 2, p. 15.
- 9) T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 2, p. 17.

- 10) T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 8, p. 81.
- 11) T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 14, p. 152.
- 12) 高田大輔, 安永円理子, 田野井慶太郎, 中西友子, 佐々木治人, 大下誠一: *RADIOISOTOPES* **61** (2012) 607.
- 13) 高田大輔, 安永円理子, 田野井慶太郎, 中西友子, 佐々木治人, 大下誠一: *RADIOISOTOPES* **61** (2012) 517.
- 14) T. M. Nakanishi and K. Tanoi: *Agricultural Implications of the Fukushima Nuclear Accident* (Springer, 2013) Chap. 14, p. 146, DOI: 10.1007/978-4-431-54328-2_14.
- 15) 福島県, 農林水産省: 「放射性セシウム濃度の高い米が発生する要因とその対策について ~要因解析調査と試験栽培等の結果のとりまとめ~ (概要)」平成25年1月, <http://www.pref.fukushima.lg.jp/download/1/youinkaiseki-kome130124.pdf>
- 16) 田野井慶太郎, 小林奈通子, 小野勇治, 藤村恵人, 中西友子, 根本圭介: *RADIOISOTOPES* **62** (2013) 25.
- 17) 福島県: 「二本松市旧小浜町の水田における調査結果 (中間報告)」平成23年10月17日, http://www.pref.fukushima.jp/keieishien/kenkyuukaihatu/gijyutsufukuyuu/05gensiryoku/231017_obama.pdf

著者紹介

田野井慶太郎氏: 1976年栃木県佐野市生まれ。1999年東京大学農学部卒業。同大学院博士課程中途退学後、東京大学生物生産工学研究センター助手、助教を経て、現在東京大学大学院農学生命科学研究科准教授。専門は植物栄養学、農学博士。第一種放射線取扱主任者。2001年RADIOISOTOPES誌論文奨励賞受賞。

(2013年7月30日原稿受付)

The Mechanism of Radiocesium Contamination in Crops and Fruit Trees

Keitaro Tanoi

abstract: Following the nuclear accident in March 2011, plenty of radionuclides were widely spread and the agriculture field was contaminated by the nuclides. A large volume of data was gathered about the agricultural products supplied to the market. However, little is known about the mechanism of radionuclides dynamics. The Graduate School of Agricultural and Life Sciences, the University of Tokyo has diverse facilities available throughout Japan, including forests and meadowlands, where many kinds of research have been performed to clarify the radiocaesium dynamics since the disaster. Some mechanisms of radiocaesium dynamics have been clarified: radiocaesium translocation from leaf or bark to edible part, potassium effect to reduce radiocaesium in rice grains.

AdS/CFT 対応とエンタングルメント



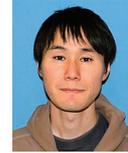
高柳 匡

京都大学基礎物理学研究所



西岡辰磨

プリンストン高等研究所



筈 真生

イリノイ大学アーバナ・
シャンペーン校

重力を含む全ての力を統一すると期待される超弦理論は、AdS/CFT 対応と呼ばれる重力理論と場の理論の等価性（ホログラフィー原理）を予言する。近年、この考え方を量子多体系の物理や物性物理学へ応用する動きが高まっており、高温超伝導体などに代表される強相関量子多体系において、普遍的と期待される性質が重力理論を用いて盛んに解析されている。その中でも特に「エンタングルメント・エントロピー」と呼ばれる、量子多体系の量子状態の量子的なもつれを測る指標が注目を集めている。

ホログラフィー原理に基づく、量子臨界点にある量子多体系のエンタングルメント・エントロピーは、反ド・ジッター空間中の「曲面の最小面積」で与えられる。従来の複雑な計算方法と異なり、このホログラフィック公式は相互作用する系に適用可能な新たな解析方法である。一方、量子情報理論および数値物性理論では、量子系の波動関数を、しばしばテンソルネットワークと呼ばれる形式で表示し、波動関数に含まれるエンタングルメントの見積もりが行われる。ホログラフィー原理とテンソルネットワークは、一見何の関係もないように見える。ところが最近の研究では、テンソルネットワークを用いて異なったエネルギースケールでのエンタングルメントの記述を考えると、自然に反ド・ジッター空間中の曲面の構造が現れることがわかってきた。

このように、エンタングルメント・エントロピーを通じて、量子多体系、量子重力理論、量子情報理論の間の関係性が明らかになりつつある（本文図1参照）。特に、ホログラフィック公式とテンソルネットワークの類似性は、重力理論における時空そのものが量子エンタングルメントの集合体で

あるという、全く新しい見方を提起している。本記事では、ホログラフィック公式を中心に、この3つの分野におけるエンタングルメント・エントロピーに関する最近の発展を解説する。

まず2節では量子多体系のエンタングルメント・エントロピーを導入し、強弱加法性などの基本的性質について述べる。また、エンタングルメント・エントロピーのスケールリングが、量子多体系の種々の相を区別するのに有効な指標であることを見る。

次の3節では系のエネルギースケールを変えたときのエンタングルメントの変化を考察する。特に系が持つ「有効自由度」はエネルギーが低くなるにつれ減少するはずだが、そのような有効自由度を測る関数が、エンタングルメント・エントロピーを用いることで具体的に構成できることを示す。

4節ではまずホログラフィー原理の具体例である AdS/CFT 対応を解説し、重力理論を用いたエンタングルメント・エントロピーのホログラフィック公式を導入する。その後、この公式が重要な性質である強弱加法性を満たすことを確認し、AdS/CFT 対応で記述される非フェルミ流体に触れる。

最後に5節では MERA と呼ばれる、繰り込み群の考え方に基づいた量子多体系のテンソルネットワーク波動関数を紹介し、MERA と AdS/CFT 対応におけるホログラフィック公式の類似性を考察する。

—Keywords—

AdS/CFT 対応：

狭い意味では、4次元の共形場理論（CFT）である、 $\mathcal{N}=4$ 超対称 Yang-Mills 理論（ゲージ理論）と5次元反ド・ジッター時空 AdS₅ と5次元球面 S⁵ の直積空間上の IIB 型超弦理論（重力理論）の間の対応を表すが、その拡張を含めて AdS/CFT 対応あるいはゲージ重力対応と呼ぶ。ゲージ理論は反ド・ジッター時空の境界に住んでおり、ホログラムとの類似からホログラフィー原理とも呼ばれる。1997年に J. Maldacena により提案され、その論文の引用件数は2014年1月の時点で1万に達しようとしている。

反ド・ジッター時空：

数学的には、2個負符号を持つ不定計量のユークリッド時空中の双曲面として定義され、負の定曲率を持つローレンツ時空である。これに対し、正の定曲率を持つローレンツ時空をド・ジッター時空という。1917年にオランダの天文学者 W. de Sitter が見つけた宇宙項を含むアインシュタイン方程式の宇宙解にちなむ。

1. はじめに

量子多体系のハミルトニアンを一つ与えたときに、対応する基底状態が決まる。この基底状態の波動関数から一般的に計算できる最も基本的な量とは何であろうか？ 例えば相関関数が真っ先に思い浮かぶかもしれないが、そもそもどの演算子の相関関数を用いるのかという不定性がある。また、局所的な相関関数では、重要な大域的な相関（例えばトポロジカル秩序など）を見落としてしまう恐れがある。最近の物性理論や素粒子理論の研究から、エンタングルメント・エントロピー (EE)^{*1} という量子もつれの度合いを測る量が、量子系の波動関数の特徴づける最も基本的な物理量の一つであるということが明らかになってきた。後述するように、この量は、種々の量子相や、量子相転移を区別するのに有効に利用することができる。

EEは、「量子系を二つに分けて、片方が観測できないと仮定した場合に、どれだけ情報を損失したように見えるのか？」を測る指標である。片方が観測できないという設定は、一般相対論において、時空にブラックホールが存在している状況と類似している。ブラックホールは大変強い重力場を持つので、ブラックホールの外には光（電磁波）ですら抜け出すことができない。つまり外部の観測者は、ブラックホールの内部について知ることができないのである。このために生じるエントロピーは、ブラックホールのエントロピーと呼ばれる。歴史的には、このブラックホールのエントロピーとの類似が、EEを考えるきっかけとなった。¹⁾

ブラックホールとの類似は魅力的ではあるが、残念ながらそのままでは成功には至らなかった。しかし、超弦理論で発見されたAdS/CFT対応のアイデア²⁾を用いると、量子臨界点における量子多体系のEEは、ブラックホールのエントロピーと同一視できることがわかった。³⁾ この発見は、量子多体系のEEの新しい解析法を与えると同時に、重力理論における時空を量子エンタングルメントの集合体とみなすという新しい見方を提起する。この方向性をさらに推し進める研究が、ここ数年世界中で盛んに行われている。量子多体系の理論と重力理論、そして、量子情報理論との間の関わり合いは急速に深まっていると言える（図1）。本記事ではこのような最近の発展について解説したい。

2. 量子多体系のエンタングルメント

量子系は、異なった自由度の間の量子力学的な相関（エンタングルメント）のために、古典系にはみられない様々な興味深い性質を示すと考えられている。そのため、与えられた量子状態に対し、エンタングルメントを定量的に議論することのできる指標があると便利である。任意の量子系の任意の波動関数（量子状態）に対し、エンタングルメント・エントロピーを以下のように定義しよう：まず、系

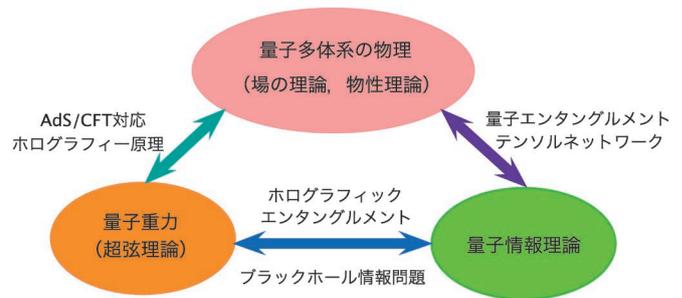


図1 最近の研究で明らかとなってきた「量子多体系の物理、重力理論、そして量子情報理論」の深い関わり合いを表した模式図。ブラックホール情報問題に関してはレビュー⁴⁾参照。

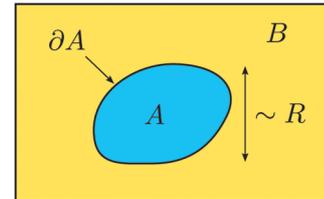


図2 実空間における全系の二領域AとBへの分割。領域の分割に対応して、全ヒルベルト空間は $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ と分割される。

に含まれる自由度を二つに分割する。すなわち、全ヒルベルト空間 \mathcal{H} を、二つの部分ヒルベルト空間（以下では \mathcal{H}_A および \mathcal{H}_B 、あるいは単にAおよびBと記す）の積として表す（図2）： $\mathcal{H} = \mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ 。次に、B（あるいはA）に関して部分トレースをとる。この操作により、Aに対する縮約密度行列を得る： $\rho_A = \text{Tr}_B \rho_{\text{tot}}$ 。ここで ρ_{tot} は全系に対する密度行列であり、純粋状態の場合は基底状態の波動関数 $|\Psi\rangle$ を用いて、 $\rho_{\text{tot}} = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ で与えられる。EEは、この縮約密度行列を使って

$$S_A = -\text{Tr}_A [\rho_A \log \rho_A], \quad (1)$$

と定義される。

EEは、任意の量子系の、任意のヒルベルト空間の分割に対して定義できる。空間的に局所的な相互作用を持つ量子多体系では、全ヒルベルト空間の分割は、その空間の局所性に基づき、考えている空間領域を二分割することによって与えるのが最も自然である（図2）。

後の議論のため、EEが満たす基本的な性質をここで確認しておこう：まず、全密度行列が純粋状態の場合、 $S_A = S_B$ が成立する。一方、混合状態では $S_A \neq S_B$ である。また、任意の部分ヒルベルト空間A, Bに対し、劣加法性 $S_{A+B} \leq S_A + S_B$ が成り立つ。さらに、より非自明な性質として、次の強劣加法性が成り立つ：

$$S_B + S_{A+B+C} \leq S_{A+B} + S_{B+C}. \quad (2)$$

これらの不等式から、相互情報量 $I_{A:B} = S_A + S_B - S_{A+B}$ の非負性や、3.1節で述べるEEのc-定理などの重要な性質が導かれる。

*1 エンタングルメント・エントロピーという用語は長いので、以下、必要であればEEと略記する。

2.1 エンタングルメント・エントロピーのスケールリング

量子多体系では、空間次元、相互作用の詳細などに応じて、様々な相やそれらの間の相転移が実現される。これらを区別し、特徴づけることは量子多体系の研究の中心的な課題である。例えば、基底状態からの励起にギャップがあるか？ 異なった相はどのように区別されるか？ (オーダーパラメータの有無) などが問題となる。以下では主に絶対零度で実現されている量子力学的な相およびその間の量子相転移に注目し、エンタングルメントがこれらの問題に対しどのように使うことができるか考えてみよう。

量子系の基底状態に対して S_A が、領域 A のサイズや形状に対してどのように振る舞うかを考える。 S_A の典型的な振る舞いとしてよく知られているのは、 S_A の主要発散項が領域 A の境界の面積 ($|\partial A|$) に比例する面積則

$$S_A \sim \frac{|\partial A|}{\epsilon^{D-1}}, \quad (3)$$

である。ここで D は空間次元、 ϵ は格子間隔 (紫外カットオフ) を表す。面積則は、歴史的にはブラックホールのエントロピーの文脈において議論がなされ、励起にギャップがある系や、 $(2+1)$ -次元以上の共形場理論などで成立する。量子多体系への応用の観点からは、面積則にとどまらず、異なったタイプの、あるいは、より詳細なスケールリングを議論することにより、励起ギャップの有無や、系を特徴づけるユニバーサルな (カットオフに依らない) 量を読み取ることができる。以下にいくつかの例を挙げよう：

(i) 臨界点 (相) にある 1 次元量子系では、面積則は破れており、 S_A は

$$S_A = \frac{c}{3} \log \frac{R}{\epsilon} + \dots, \quad (4)$$

のように振る舞う。ここで R は領域 A の大きさ (長さ) である。 $\log R$ の係数は、格子定数などの系の微視的な詳細によらない普遍的な量である。実は、係数 c は臨界点を記述する $(1+1)$ -次元共形場理論 (Conformal Field Theory; 略して CFT) の中心電荷に他ならない。

(ii) 面積則が破れているもう一つの例は、フェルミ面が存在する系である。この場合、 S_A の面積則に \log 補正が加わり、空間 D 次元の系では $S_A \sim \mu_F^{D-1} R^{D-1} \log(\mu_F R)$ のように振る舞うことが知られている。ここで、 μ_F はフェルミエネルギー (通常の金属では $\sim 1/\epsilon$)、 R は領域 A の長さのスケールである。

(iii) 分数量子ホール系を代表とする、 $(2+1)$ -次元のトポロジカル相では、 S_A は面積則に従うが、

$$S_A \sim \frac{|\partial A|}{\epsilon} - \gamma, \quad (5)$$

のように定数の補正項がつく。ここで、 γ は正の普遍的な量であり、トポロジカル・エンタングルメント・エントロピー (TEE) と呼ばれる。

EE は、どのように実験で測定するかは必ずしも自明ではないが、⁵⁾ 強力な数値計算のツールとしてその地位を確

立しつつある。例えば、式 (4) のスケールリングから 1 次元量子系の中心電荷を決定する方法は、現在では標準的な手法となっている。また近年では、籠目格子系を初めとする量子スピン系・量子フェルミオン系で、TEE を数値的に評価することで、これらの系におけるトポロジカルスピン液体の実現が議論されている。^{6,7)} ここで紹介した EE のスケールリングの他にも、最近の量子多体系の研究では、エンタングルメント・スペクトルと呼ばれる、縮約密度行列の固有値の集合も用いられることが多い。

3. 繰り込み群とエンタングルメント

EE は 2 節で見たように量子系の自由度の間の相関を表すが、そもそも量子系の自由度とは何だろうか？ 自由場の理論であれば、単に場 (粒子) の数を数えれば良い。一方、相互作用する系では、複数の粒子からなる束縛状態が基本粒子のように振る舞うことがあるため、場の数はそのまま自由度を表すわけではない。直感的にはエネルギーが低くなると重い粒子が無視できるため、場の理論の自由度は減少すると期待されるが、そのような振る舞いをする関数を具体的に構成する方法は一般的には知られていない。

EE は何らかの形で、与えられたエネルギースケールの有効自由度の情報を含んでいるはずである。以下では EE を用いることで実際に繰り込み群 (RG) の下で単調減少する関数を構成する。

3.1 $(1+1)$ -次元の c -定理とエンタングルメント

$(1+1)$ -次元で Zamolodchikov は c -関数と呼ばれる量を定義し、それが RG の下で単調減少することを示した (Zamolodchikov の c -定理)。⁸⁾ この c -関数は RG の固定点 (= 相対論的な理論が共形対称性を持つと考えられている点) では共形アノマリーである中心電荷と一致する。また RG の固定点で定常になるという性質を持つ。

Zamolodchikov の定義した c -関数のほかにも RG の下で単調減少し、かつ固定点で中心電荷を与える関数はあるのだろうか？ 長さ R の線分 A に対する中心電荷 c を持つ $(1+1)$ -次元 CFT の EE は式 (4) で与えられるので、固定点で中心電荷と一致するような関数

$$c_E(R) \equiv 3RS'(R), \quad (6)$$

を定義してみる。この関数は強劣加法性 (2) を用いると単調減少する ($c_E'(R) \leq 0$) ことが以下のように示される。⁹⁾

図 3 のように光錐上 ($t = \pm x$) に端点を持つ一般座標変換された二つの領域 A, B を考える。時間一定面上にある領域 $A \cap B$ と領域 $A \cup B$ の長さをそれぞれ r, R とすると、 $\Delta R = \sqrt{-(\Delta t)^2 + (\Delta x)^2}$ で定義される領域 A, B の一般座標変換不変な距離は \sqrt{rR} となる。したがって強劣加法性 (2) から

$$2S(\sqrt{rR}) \geq S(R) + S(r), \quad (7)$$

を得る。ここで $r \rightarrow R$ の極限を考えると

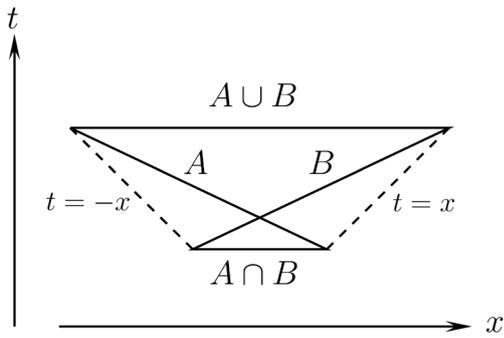


図3 エンタングルメント・エントロピーを用いた(1+1)-次元c-定理の証明. 領域AとBは端点が光錐上($t=\pm x$)にあるよう一般座標変換している. 領域 $A \cup B$ および $A \cap B$ の長さをそれぞれ r, R とすると, A と B の(一般座標変換で不変な)長さは \sqrt{rR} となる.

$$\frac{c'_E(R)}{3} = S'(R) + RS''(R) \leq 0, \quad (8)$$

となり, 確かに $c_E(R)$ が単調減少することがわかった. 言い換えると $S(R)$ は $\log R$ に関して上に凸な関数である. 長さ R を大きくすることは, 繰り込み変換によってエネルギースケールの小さな物理を見ることに相当する. そのため, 式(6)で定義された関数 $c_E(R)$ はZamolodchikovのc-関数と同様に, 高いエネルギーから低いエネルギーへと向かうRGの下で単調減少している.

3.2 (2+1)-次元のF-定理とエンタングルメント

次に(2+1)-次元の場合を考えてみよう. (1+1)-次元では共形アノマリーである中心電荷が自由度を測る指標になったが, 奇数次元では共形アノマリーが存在しないためZamolodchikovのc-関数をそのまま拡張することはできない. これに対して近年, Klebanovらは3次元球面上の分配関数 $Z(S^3)$ を用いて $F = -\log Z(S^3)$ で定義される自由エネルギーに対して以下の予想を提示した.¹⁰⁾

F-定理: 繰り込み群で繋がる二つの固定点が存在するとき, 紫外側(UV)は赤外側(IR)よりも常に大きな自由エネルギーを持つ:

$$F_{UV} \geq F_{IR}. \quad (9)$$

この予想はラージ N 近似や超対称性を持つ場の理論の分配関数の厳密計算によって定量的に検証されている. このF-定理で用いられた自由エネルギー F は, 理論が共形不変な場合は2次元空間中の半径 R の円板 D のエンタングルメント・エントロピー S_D と紫外発散を除いて等価である¹¹⁾

$$S_D(R) = \alpha \frac{2\pi R}{\epsilon} - F(R). \quad (10)$$

ここで α は定数, $F(R)$ は半径 R の3次元球面 S^3 上の自由エネルギーである. この等式は理論が共形不変な場合のみ成立し, $F(R)$ は半径 R に依存しない定数(F_{UV} または F_{IR})となる. 式(5)と見比べると, 右辺第一項は面積則を表し, トポロジカル・エンタングルメント・エントロピーは自由エネルギー($\gamma = F$)で与えられている.

この関係式(10)は純粋に場の理論の枠内で示すことが

できると同時に, 4.2節で与えられるホログラフィック公式(15)を用いた証明も与えられている.¹¹⁾

ここでF-定理(9)を証明するために円板のEE($S_D(R)$ とする)を用いて以下の関数を定義しよう¹²⁾:

$$\mathcal{F}(R) = \left(R \frac{\partial}{\partial R} - 1 \right) S_D(R). \quad (11)$$

この \mathcal{F} -関数はF-定理を示すために十分な次の二つの条件を満たす:

- ・繰り込み群の固定点で球面上の自由エネルギーと一致する: $\mathcal{F}(R)|_{\text{CFT}} = F$
- ・繰り込み群の下で単調減少する: $\mathcal{F}'(R) \leq 0$

一つ目の条件は理論が共形対称(=RGの固定点)であれば $S_D(R)$ は式(10)を満たし, 面積則の部分は消えてしまい, $F(R)$ は R に依存しないことから従う. 二つ目は(1+1)-次元のc-定理の証明(8)と同様に強弱加法性と理論のローレンツ不変性を用いることで証明できる.¹³⁾ここでは証明の代わりに自由場を例にとり \mathcal{F} -関数が実際に単調減少することを確かめよう.

質量ギャップ m を持つ理論のEEはギャップの逆数で幕展開できる

$$S_D(R) = \alpha \frac{R}{\epsilon} + \beta m R - \gamma + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_{-2n+1}}{(mR)^{2n-1}}. \quad (12)$$

係数 γ は式(5)に現れたトポロジカル・エンタングルメント・エントロピーである. 上式と式(11)から \mathcal{F} -関数は

$$\mathcal{F}(R) = \gamma - \sum_{n=1}^{\infty} 2n \frac{c_{-2n+1}}{(mR)^{2n-1}}, \quad (13)$$

で与えられる. 一般に係数 c_{-2n+1} を決めることはできないが, もし理論が自由スカラーまたはフェルミオン場であれば*2高次元理論をコンパクト化することで c_{-2n+1} を $((2n+1)+1)$ -次元の共形アノマリーから系統的に求めることができる.¹⁵⁾例えば最低次の係数($n=1$)はスカラー場とフェルミオン場の数をそれぞれ n_s, n_f とすると $c_{-1} = -(n_s + 3n_f)\pi/240$ となる. そのため質量ギャップ m が十分大きい場合, \mathcal{F} -関数は実際に単調減少することがわかる.

一方, 質量ギャップの小さい場合はどうなるのだろうか. 特にRGの固定点で \mathcal{F} -関数が定常*3(つまり $\partial_{(mR)} \mathcal{F}(R) = 0$)であるかどうかを知ることは(1+1)-次元のZamolodchikovのc-関数と比較する上で重要である. 理論が共形不変で無い場合は残念ながら自由スカラー場でさえ \mathcal{F} -関数の解析的な表式は得られていないが, 数値計算の結果から質量ゼロの近傍では \mathcal{F} -関数の傾きが有限になることが知られている(図4参照).¹⁴⁾この結果から \mathcal{F} -関数はRGの固定点で必ずしも定常ではなく, (1+1)-次元のZamolodchikovのc-関数とは異なる性質を持つことがわかる.

実は質量を持つスカラー場の場合, 3.1節で構成した関

*2 この場合, 質量を無限大にすると何もない理論になるため, $\gamma=0$.

*3 作用 $S_{\text{CFT}} + g \int d^d x \mathcal{O}(x)$. このとき, 係数 g の関数 $f(g)$ が $g=g_0$ で定常であるとは, $f'(g)|_{g=g_0}=0$ のことを指す. $\phi(x)$ をスカラー場とすると, 上の例では $\mathcal{O}=\phi^2$, $g=m^2$ となる.

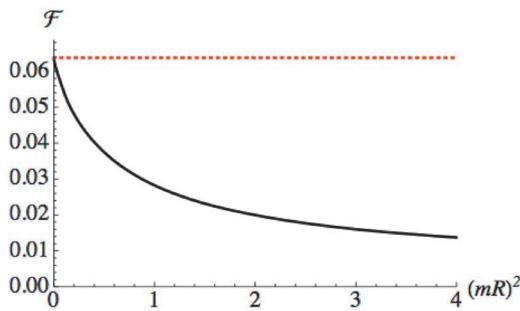


図4 数値的に得られた質量のある自由スカラー場の \mathcal{F} 関数. 関数は質量を大きくするにつれて単調減少するが, 質量ゼロの近傍では定常でない. つまり $(mR)^2=0$ での \mathcal{F} 関数の傾きがゼロになっていない.

数(6)もRGの固定点で定常ではない.¹⁶⁾ 定常性の損失がスカラー場に固有の問題なのか, それともEEを用いた c -関数の構成と関係しているのか, この点は今のところ解明されていない.

4. AdS/CFT対応とホログラフィックなエンタングルメント・エントロピー

量子多体系におけるEEの具体的な計算は, 2次元CFTを除くと一般に複雑で, 自由場理論でも数値的な計算に頼らざるを得ないことが多々ある. また3次元以上の相互作用する場の理論に関する計算結果はほとんど知られていない. しかし, AdS/CFT対応に基づいたホログラフィックな計算法を用いると, 以下で説明するように強結合のCFTに対して比較的容易に S_A を求めることができる.

4.1 AdS/CFT対応

AdS/CFT対応²⁾は, Maldacenaが超弦理論における考察から発見した驚くべき対応関係(双対性)であり, $(d+1)$ -次元の反ド・ジッター空間(AdS空間)における重力理論(超弦理論)と, あるクラスの d 次元共形場理論(空間 $D=(d-1)$ -次元の量子臨界点)が理論として等価であることを意味する. 等価とは, 両者の熱力学量や相関関数がすべて一致することを意味する. AdS/CFT対応の詳細や超弦理論との関係については解説記事¹⁷⁾などを参照されたい. ホログラフィー原理という用語も頻繁に利用されるが, これはAdS/CFT対応を一般化したもので, ある時空の重力理論がその境界における1次元低い時空上の量子多体系と等価であるというアイデアである.

AdS空間は負の定曲率を持つ空間で, 負の宇宙定数を持つアインシュタイン方程式の真空解となる. 最も頻繁に用いられる $(d+1)$ -次元AdS空間の計量は, 以下のポワンカレ計量である:

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} \left(dz^2 - dt^2 + \sum_{i=1}^{d-1} dx_i^2 \right). \quad (14)$$

$z=0$ がAdS空間の境界(端)であり, d 次元のCFTはこの境界に存在していると考えられる. z 方向を忘れると, (t, x_i) は d 次元のミンコフスキー空間であり, CFTが定義されている時空である.

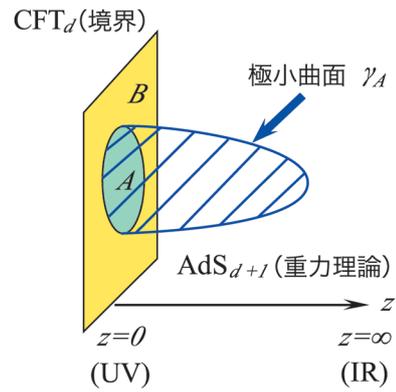


図5 AdS/CFT対応とエンタングルメント・エントロピーの計算. $z=\epsilon \ll 1$ (紫外領域)面上に格子間隔 ϵ を持つ空間上のCFTが定義されている. 境界上の領域 A のエンタングルメント・エントロピーは, AdS空間内の $z=0$ で領域 A の境界 ∂A に端を持つ極小曲面 γ_A (つまり $\partial\gamma_A = \partial A$)の面積で与えられる.

CFTは長さのスケールに依存しない理論であり, 質量のような次元を持つパラメーターが存在しない. ここで考えている理論の代表例は, $SU(N)$ のゲージ群を持つヤン・ミルズ理論の一種で, 長さのスケールに依存しないものである. AdS空間の計量(14)も, $(t, x_i, z) \rightarrow \lambda(t, x_i, z)$ というスケール変換で不変である. 実際にはAdS時空とCFTの両者ともにこのスケール変換を拡大した $SO(2, d)$ 対称性を有しており, この事実がAdS/CFT対応の最も基本的な証拠となっている. さてこの考察から示唆されるように, AdS空間の座標 z は, RGの考えを適用したときにCFTの長さのスケールに相当する(図5参照). また, $z=0$ で計量(14)が発散するが, これはCFTの紫外発散に相当する. したがって, 実際の計算では紫外カットオフ ϵ を導入し, $z \geq \epsilon$ の領域のみを考える. この場合, ϵ は格子間隔に相当し, 連続極限は $\epsilon \rightarrow 0$ で与えられる. まとめて, AdS空間の z 座標はCFTのエネルギースケールと, 紫外極限 $\Leftrightarrow z \rightarrow 0$, 赤外極限 $\Leftrightarrow z \rightarrow \infty$, のように対応している.

さて, AdS/CFT対応を利用する際に, 一つ注意しなければならない重要なことがある. 一般に, CFTと等価とされる重力理論は, 一般相対論に量子補正が加わったものである. しかし, これらの量子補正を無視して, 実是一般相対論で事足りるという幸運な場合がある. それは, (1) CFTの相互作用が強く, (2) 自由度が大きい(=ゲージ群の階数 N が大きい)極限に相当することが知られている. (1)と(2)の条件はそれぞれ, 弦の振動の効果と量子重力効果による量子補正が無視できる条件に相当する. つまりAdS/CFT対応を用いると, 強結合のCFTの複雑な計算が, それよりもずっと簡単な一般相対論の古典論的な計算に置き換わる御利益がある. 以下ではこの事実をEEの計算に応用する.

4.2 ホログラフィックなエンタングルメント・エントロピー

AdS/CFT対応に関する基本的な疑問の一つが, 「CFTの時刻 t において, ある空間領域 A の情報がAdS空間のどの領域に記録されているのか?」である. 領域 A に制限した

情報は、 A に制限された密度行列 ρ_A で表される。したがって、領域 A の情報量をEEとして表すことができる。

このように考えて、先ほど挙げた問題を定量的に扱えるように言い直すと、「共形場理論の領域 A に対する時刻 t のエンタングルメント・エントロピー S_A は、AdS空間の重力理論でどのように計算できるのか？」という問題になる。本記事では、4.1節で述べたように、重力理論を古典的な一般相対論として取り扱うことができる場合を考える。まず簡単のため時空は時間に依存しない（静的）と仮定する。この場合は、時刻一定面を選ぶと、 S_A の計算は笠と高柳によって発見された次の簡単な式で与えられる³⁾：

$$S_A = \frac{\text{Area}(\gamma_A)}{4G_N}. \quad (15)$$

ここで G_N はニュートン定数であり、 γ_A は、部分系 A の境界から伸びてAdS空間に広がる $(d-1)$ -次元曲面のうちで、最も面積が小さいもの（極小曲面）である。平坦時空内の極小曲面は図5の $z=\epsilon$ 上の領域 A 自身になるが、AdS空間は曲がっているため z 方向に突き出した曲面 γ_A となる。また γ_A は A と同じトポロジーを持つように（より正確には、数学のホモロジーの意味で A と γ_A が等価となるように）選ぶ。図5を参照されたい。この公式(15)は、ごく最近になってLewkowyczとMaldacenaによりほぼ証明に近い導出が与えられた。¹⁸⁾

重力理論の時空が時間に依存する場合には、時刻一定面の選び方に不定性が生じるので、公式(15)はそのままでは使えないが、時間を含めてAdS空間全体を考え、面積が最小ではなく極値（停留値）を取る曲面を γ_A として式(15)を適用すればよい。これは共変的なホログラフィックなエンタングルメント・エントロピー¹⁹⁾と呼ばれる。

特に部分系 A が半径 R の球面内 $\sum_{i=1}^{d-1} x_i^2 \leq R^2$ とすると、対応する極小曲面 γ_A は、AdS空間内の半径 R の半球面 $z^2 + \sum_{i=1}^{d-1} x_i^2 = R^2$ ($z > \epsilon$)で与えられる。この場合に、ホログラフィック公式(15)を用いて S_A を求めると以下のように紫外カットオフ ϵ の冪級数展開としてまとめられる：

$$\begin{aligned} S_A &= \frac{\pi^{(d-1)/2} L^{d-1}}{2G_N \Gamma((d-1)/2)} \int_{\epsilon/R}^1 dy \frac{(1-y^2)^{(d-3)/2}}{y^{d-1}} \\ &= p_1 \left[\frac{R}{\epsilon} \right]^{d-2} + p_3 \left[\frac{R}{\epsilon} \right]^{d-4} + \dots \\ &\quad + \begin{cases} p_{d-2} \left[\frac{R}{\epsilon} \right] + p_{d-1}, & (d: \text{奇数}) \\ p_{d-3} \left[\frac{R}{\epsilon} \right]^2 + q \log \left[\frac{R}{\epsilon} \right] + O(1), & (d: \text{偶数}) \end{cases} \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、 p_i, q は、 d, G_N , および L のみに依存する、ゼロでない展開係数である。まず式(16)において、主要発散項 $O(\epsilon^{-(d-2)})$ は2節で説明した面積則(3)を表している。それに加えて、より弱く発散する項が ϵ^2/R^2 に関する冪展開として現れる。これらの項の係数はカットオフ ϵ の選び方に依存するので、物理的な意味を正確に把握するのは難しい。一方で、 ϵ に依存しない定数を式(16)から探し出すこ

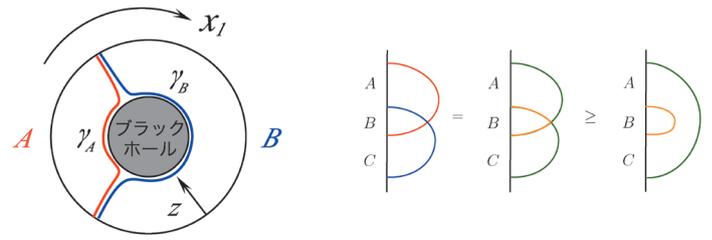


図6 AdS/CFT対応に基づく有限温度のエンタングルメント・エントロピーの計算(左図)と強劣加法性の証明(右図)。ともに時間一定面($t=0$)に制限して描いている。

とができる。そのような項は、明確な物理的意味を持つ普遍的な量と言える。共形場理論の次元 d が奇数の場合は、 p_{d-1} はカットオフに依存しない有限の定数であり、3.2節で説明した F という量に比例している。一方、 d が偶数の場合は、 $\log(R/\epsilon)$ の比例係数 q は ϵ に依存しない。この q は、中心電荷（複数ある場合はその線形結合）に比例する。 $d=2$ の場合、式(16)は、2.1節の公式(4)を再現する。

4.3 ブラックホールとエンタングルメント・エントロピー

曲面 γ_A をブラックホールの表面（地平線）と思うと、公式(16)はブラックホール・エントロピーの公式(Bekenstein-Hawking公式)に一致する。そのため、AdS/CFT対応において、CFTの熱力学的エントロピーはAdS空間中のブラックホールのエントロピーと同一視できる。また、熱平衡状態のEEは、領域 A 内のCFTの熱力学的エントロピーに相当する示量的な寄与を含むことが知られており、この部分はブラックホールのエントロピーとして解釈されるのである。

AdS空間の境界が円周 $(x_1) \times$ 時間方向 (t) で与えられる場合（大域的な3次元AdS空間と呼ばれる）を例にとって考えてみよう。^{*4}このとき、ブラックホール解を考えるとAdS空間の中心部($z \geq z_H$)に図6のようにブラックホールが存在する時空となる。そのため、対応するCFTの赤外領域では $1/z_H$ 程度の温度揺らぎがある。

円周上に部分系 A とその補集合である系 B を考える。それぞれに対する極小曲線 γ_A と γ_B は図6左にあるとおりになる。ブラックホールの地平線($z=z_H$)が存在するので、 γ_A を定義するときのトポロジーの条件より、この二つの測地線を取り換えることはできない。したがって一般に $S_A \neq S_B$ であることがわかる。これは2節で説明したように、 $S_A = S_B$ は純粋状態でのみ正しく、混合状態では一般に破れることに適合する。ブラックホールの存在という幾何学的事実と混合状態に対する量子情報の結果がうまく一致するわけである。

4.4 強劣加法性の証明

2節で述べたようにEEの最も重要な性質の一つが強劣加法性(2)である。ホログラフィック公式が強劣加法性を満たすことは、以下のように容易に理解できる。²⁰⁾まず、

^{*4} 高次元の場合も同様である。

3つの部分系 A, B, C を AdS 空間の境界 (の時刻一定面上) にとる. このとき, S_{A+B} と S_{B+C} の計算に相当する極小曲面を書くと, 図6の右図の左端図のようになる. その2つの曲面を組み替えて, 同じ総面積を持つ別の2つの曲面の和で表し, それぞれ $A+B+C$ と B を取り囲む曲面とすることができる (右図中心). 一方, $A+B+C$ と B に対する極小曲面が別に存在するはずなので (右図右端), このことから強劣加法性は明らかである.

4.5 応用例: AdS/CFT 対応と非フェルミ液体

EE のホログラフィック公式の応用例として, AdS/CFT 対応におけるフェルミ面の解析を説明する. 金属の性質を示す電子系に典型的な基本的性質はフェルミ面が存在することである. 超伝導転移が起きないと仮定すると, クーロン相互作用の効果が比較的小さいときは, 電子が自由電子のように振る舞うことはランダウのフェルミ液体論から良く知られている. しかし, AdS/CFT 対応で扱うような強結合なゲージ理論における金属相ではどのようなようになるだろうか? ^{21, 22)}

3次元の CFT から出発して, 粒子密度が有限の状態を考えると, それと等価な重力理論の4次元計量は有限密度の効果で AdS 空間から少しずれて,

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} (-f(z) dt^2 + g(z) dz^2 + dx^2 + dy^2), \quad (17)$$

のように表される. 紫外領域で共形不変性が回復するはずなので, 関数 $f(z), g(z)$ は AdS 空間の値 $f=g=1$ に近づく. 逆に赤外領域 $z \rightarrow \infty$ での f と g の振る舞いが興味の対象となる.

2節で触れたように, フェルミ面が存在する場合, EE は, 対数的な項 $S_A \propto |\partial A| \cdot \log |\partial A|$ を含む. このことは, 計量 (17) における極小曲面の解析から, $g(z) \propto z^2$ ($z \rightarrow \infty$) という条件を意味する. さらに, 重力場と様々な物質場を含む重力理論が安定なダイナミクスを持つための条件として知られる, ヌル・エネルギー条件を課すと, $f(z)$ に対する制限: $f(z) \propto z^{-2m}$ ($m \geq 1$) が得られる.

このように赤外領域の計量の振る舞いが決まると今度は少しだけ加熱した状態, つまり有限温度状態の性質を調べることができる. そのためには, 計量 (17) の z の大きな領域を少し変形して, ブラックホールで置き換えればよい. その結果, 低温における比熱 C の振る舞いを以下のように決定することができる:

$$C \propto T^\alpha, \quad \alpha = \frac{2}{2+m} \leq \frac{2}{3}. \quad (18)$$

このように比熱の温度依存性に対する制限が AdS/CFT 対応から得られたが, 大変興味深いことにランダウのフェルミ液体の値 $\alpha=1$ は排除されている. つまり, AdS/CFT 対応 (の古典重力極限) で記述される強結合量子系の金属相はランダウのフェルミ液体ではありえないのである. そのような系は**非フェルミ液体**と呼ばれ, 重い電子系や高温超伝導などの物質で実現されていると予想されている.

5. テンソルネットワークを用いた AdS/CFT 対応の解釈

これまで見てきたように, ホログラフィック原理は, 場の量子論における EE に対し非常に簡便な公式を与える. このことは, AdS/CFT 対応で記述される場の理論のクラスは限られるとはいえ (といってもかなり広い範囲の場の理論が含まれると考えられる), 一般に場の理論における EE の計算が自由場の理論においても非常に複雑なことを考えると驚くべきことである.

ホログラフィック公式 (15) は, 相互作用する場の理論において, どのスケールの自由度にどれだけのエンタングルメントが含まれているのかについて示唆を与えると考えられる. ここでは, 量子多体系のテンソルネットワーク波動関数との対応をみることでさらに考察を深めたい.

5.1 行列積波動関数とテンソルネットワーク波動関数

量子多体系では, 与えられた系の基底状態の波動関数を近似的・数値的に求めることが必要になる場合が多い. ここで紹介するテンソルネットワーク波動関数は, 変分的な波動関数を効率よく構築する方法論と考えることができる. 例として, 1次元の量子系 (スピン鎖) を考え, その基底状態 $|\Psi\rangle = \sum_{s_1, s_2, \dots} C_{s_1, s_2, \dots} |s_1 s_2 \dots\rangle$ を書き下すことを考えよう. ここで, $s_i = \uparrow, \downarrow$ は i 番目の格子点上のスピンを自由度を表し, $|s_1 s_2 \dots\rangle$ は基底ケット, $C_{s_1, s_2, \dots}$ が求めるべき波動関数である. **行列積波動関数** (Matrix Product State; MPS) では, $C_{s_1, s_2, \dots}$ が行列の積で与えられると考える:

$$|\Psi\rangle = \sum_{s_1, s_2, \dots} A_{s_1}^{i_1} A_{s_2}^{i_2} \dots |s_1 s_2 \dots\rangle. \quad (19)$$

ここで, 行列 $A_{s_i}^{i_i}$ は χ 次元の行列であり, 添字 i_1, i_2, \dots はアインシュタインの規約を用いて縮約している. また, 簡単のため周期境界条件を課した. 行列の次元 χ と行列要素は, 変分パラメータと思うことができ, χ を十分大きくとることによって, また, 行列要素を最適化することにより, 真の波動関数を非常によい近似で (あわよくば厳密に) 得ることができるのである.

それでは一体, MPS はどれだけ広いクラスの量子系に適用可能だろうか? このことを, MPS の EE を考察することによって議論してみよう. 1次元鎖を2領域に分け, MPS の EE を見積もると, $S_A \leq \log \chi$ となる. 一方, 1次元量子系の基底状態では, 励起ギャップがある場合, $S_A = \text{定数}$ であることが証明できる (これは面積則の例である). したがって, 次元 χ を十分大きくとれば, $\log \chi$ は S_A より十分大きくなる. すなわち MPS は, EE の観点から, 任意のギャップがある系の基底状態の波動関数を表しうると考えられる.

MPS は, 行列 (テンソル) をネットワーク状に連結した, 図7上段のような図形で表すことができる. これを様々な方法で拡張して, 例えば高次元系や, ギャップの無い系 (臨界的な系) を表す波動関数が考えられている. このように (変分) 波動関数をネットワークとして幾何学的に表示し

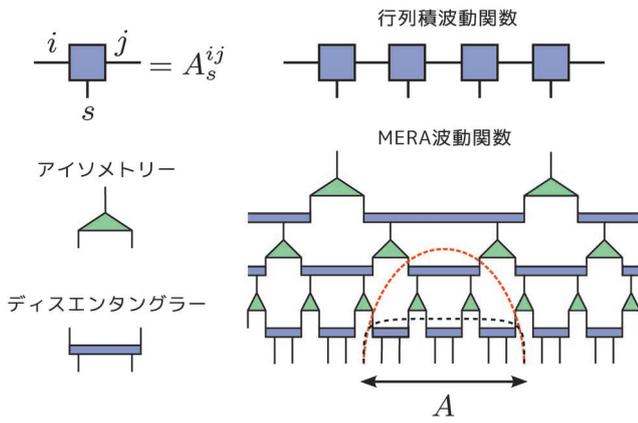


図7 行列積波動関数の構成要素 (上段左) と行列積波動関数 (上段右). アイソメトリーとディスエンタングラー (下段左) と MERA 波動関数 (下段右). 領域 A のエンタングルメント・エントロピーを見積もる際に考える MERA ネットワークの切断が点線で示してある.

たものをテンソルネットワーク波動関数と呼ぶ.²³⁾

5.2 MERA と AdS/CFT

次に、1次元の臨界的な波動関数を書き表すことを考えてみる. この場合、 $S_A \sim \log R/\epsilon$ と振る舞うので、MPS とは異なる仮設 (変分) 波動関数が必要である. **MERA** (Multi-scale Entanglement Renormalization Ansatz) は、臨界的な波動関数のテンソルネットワーク表示として Vidal²⁴⁾ によって考案されたもので、図7下段のような構造をしている. MPS と比較すると、主な変更点は (i) 多数の層からなるネットワークの構造、また、それに対応して (ii) ネットワークの節 (ノード) に二つの種類があることの二点である. これらの性質は、MERA が量子系に対する実空間繰り込み群のアイデアに基づいていることに起因している. 二つのタイプの節のうち、三つの足を持つもの (アイソメトリーと呼ばれる) は、二つの自由度を“まとめて” (あるいは粗視化して) 一つの自由度にし、したがってブロックスピン変換の役割をする. すなわち、MERA ネットワークの異なる層は異なるスケールの自由度を表していると解釈できる. MERA では (古典統計系でなく) 量子系の繰り込み群を考えていることにより、さらに“ディスエンタングラー”と呼ばれる量子もつれをほく節 (テンソル) が必要になる. このテンソルは、二つのインプットと二つのアウトプットをとるユニタリー変換である. MERA 波動関数は、様々な臨界的な1次元量子系に対しテストされており、種々の臨界指数を正確に再現できることが調べられている.

さて、それではいよいよ MERA と AdS/CFT の関係について議論しよう.²⁵⁾ そのためにまず、MPS の場合と同じように MERA 波動関数の EE を見積もる. 図7の一番下の層 (ここに物理的な自由度が棲んでいる) を二つの領域に分ける (シュミット分解する) ことを考えると、この分割は、最終的にテンソルネットワーク全体を分割しなければならない. 行列積波動関数の例でみたように、テンソルとテンソルをつなぐボンドを一つ“切断”することを考えると、この切断は、テンソルの次元 χ に対しおおよそ $\log \chi$ 程

度の EE の寄与を与える. したがって、ネットワークを分割する仕方には色々と考えられるが、最も良い見積もりを得るために切断するボンドの数を最小にしようとすると (すなわち稼ぐ EE を最小にしようとすると)、その分割は、図7に赤の点線で示したものになる. (これを、図7中の黒の点線による分割と比較してみるとよい.)

このネットワークの切断と、ホログラフィック公式 (15) の類似は明らかであろう. すなわち、MERA の層状構造が繰り込み群のスケールに対応していたことを思い起こすと、これは AdS 時空の動径方向 (= $\log z$) に対応しており、EE の見積もりから極小曲面 (この場合は測地線) が自然に現われた. **極小曲面のプランク長の単位格子あたりに1キュービットのエンタングルメントが含まれると解釈される.**

MERA はネットワークの形状そのものがすでに AdS 空間に類似しているように見えるが、より大事なのは EE が MERA ネットワークにおける幾何学を決めている点であることを注意しておこう. すなわち MERA における距離の概念には、エンタングルメントが決定的にきいている. このことに注目して、文献26では MERA に対して、量子情報計量を使って計量を定義する提案がなされている. 例えば、励起ギャップがある系と無い系を考える. すると、それらの MERA ネットワークの骨格は同じであっても、エンタングルメントによって定義される幾何は異なるのである.

6. おわりに

本記事では EE の計算手法とその役割を、場の理論、重力理論、量子情報理論の3つの異なるアプローチから解説した. 特にホログラフィック公式は、従来の手法では困難だった強結合領域のエンタングルメントの解析を可能にし、量子多体系の物理の定性的理解に大きく貢献している. また MERA と AdS/CFT 対応の間の類似性は、時空間が量子エンタングルメントとして記述できることを示唆している. そのため、量子情報理論の枠組みから新たな量子重力理論の定式化が可能になるかもしれない. このように、これまで個別に研究されてきた分野間の関連性の理解が、今後エンタングルメントという共通の言葉を通してより一層深まり、我々に新たな知見を与えてくれることが期待される.

参考文献

- 1) L. Bombelli, *et al.*: Phys. Rev. D **34** (1986) 373; M. Srednicki: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 666.
- 2) J. M. Maldacena: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231 [Int. J. Theor. Phys. **38** (1999) 1113]. 簡単に解説した記事として、高柳 匡: 日本物理学会誌 **69** (2014) 72 を参照.
- 3) S. Ryu and T. Takayanagi: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 181602; JHEP **0608** (2006) 045.
- 4) S. D. Mathur: Class. Quant. Grav. **26** (2009) 224001.
- 5) EE を測定する試みとして、例えば J. Cardy: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 150404; D. A. Abanin and E. Demler: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 020504 などを参照.
- 6) H.-C. Jiang, Z. Wang and L. Balents: Nature Physics **8** (2012) 902; S. Depenbrock, I. P. McCulloch and U. Schollwöck: Phys. Rev. Lett. **109**

(2012) 067201.
 7) TEEを中心とした、EEの物性物理への応用のレビューとして、以下の文献を挙げておく：T. Grover, Y. Zhang and A. Vishwanath: New J. Phys. **15** (2013) 025002.
 8) A. B. Zamolodchikov: JETP Lett. **43** (1986) 730 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **43** (1986) 565].
 9) H. Casini and M. Huerta: Phys. Lett. B **600** (2004) 142.
 10) D. L. Jafferis, I. R. Klebanov, S. S. Pufu and B. R. Safdi: JHEP **1106** (2011) 102; I. R. Klebanov, S. S. Pufu and B. R. Safdi: JHEP **1110** (2011) 038.
 11) H. Casini, M. Huerta and R. C. Myers: JHEP **1105** (2011) 036.
 12) H. Liu and M. Mezei: JHEP **1304** (2013) 162.
 13) H. Casini and M. Huerta: Phys. Rev. D **85** (2012) 125016.
 14) I. R. Klebanov, T. Nishioka, S. S. Pufu and B. R. Safdi: JHEP **1210** (2012) 058.
 15) I. R. Klebanov, T. Nishioka, S. S. Pufu and B. R. Safdi: JHEP **1207** (2012) 001.
 16) H. Casini and M. Huerta: J. Stat. Mech. **0512** (2005) P12012.
 17) 高柳 匡, 笠 真生: 日本物理学会誌 **62** (2007) 421; より詳しくは、解説書 高柳 匡: 『ホログラフィー原理と量子エンタングルメント』(SGCライブラリ106臨時別冊・数理学2014年4月)を参照。
 18) A. Lewkowycz and J. Maldacena: JHEP **1308** (2013) 090.
 19) V. E. Hubeny, M. Rangamani and T. Takayanagi: JHEP **0707** (2007) 062.
 20) M. Headrick and T. Takayanagi: Phys. Rev. D **76** (2007) 106013.
 21) N. Ogawa, T. Takayanagi and T. Ugajin: JHEP **1201** (2012) 125.
 22) L. Huijse, S. Sachdev and B. Swingle: Phys. Rev. B **85** (2012) 035121.
 23) 松枝宏明: 日本物理学会誌 **65** (2010) 409.
 24) G. Vidal: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 220405.
 25) B. Swingle: Phys. Rev. D **86** (2012) 065007.

26) M. Nozaki, S. Ryu and T. Takayanagi: JHEP **1210** (2012) 193.

著者紹介

高柳 匡氏: 専門は素粒子論。特に超弦理論の重力理論としての側面に興味を持っている。

西岡辰磨氏: 専門は素粒子論。超弦理論および超対称場の理論に現れる双対性に興味を持っている。

笠 真生氏: 専門は物性理論。特に電子の波動関数のトポロジカルな性質やエンタングルメントに興味がある。

(2013年12月8日原稿受付)

Entanglement, Renormalization and AdS/CFT Correspondence

Tadashi Takayanagi, Tatsuma Nishioka and Shinsei Ryu

abstract: Entanglement entropy has attracted renewed interest in the fields of quantum field theory, quantum gravity and quantum information theory after the discovery of the holographic formula based on the AdS/CFT correspondence. The similarity between the formula and tensor network representation of quantum many-body system implies that holographic geometry can be interpreted as a renormalization of entanglement. In this article, recent progress on entanglement entropy and its role are reviewed from various perspectives.

応用物理 第83巻 第6号(2014年6月号) 予定目次

特集: 光/応用物性/結晶工学

巻頭言: 持続可能社会の実現に向けて……………中村道治

最近の展望

ハイブリッド量子テレポーテーションの実現

……………武田俊太郎, 古澤 明

シリコンフォトニック結晶による光励起ラマンレーザー発振

……………高橋 和

超薄膜の有機エレクトロニクス……………関谷 毅, 染谷隆夫

金属ナノクラスターの固定化による制御された金属/有機薄膜

界面の作製……………江口豊明, 他

研究紹介

テラヘルツ光でみる有機電子誘電体の電荷集団励起と超高速

光応答……………岩井伸一郎

超短パルスレーザーを利用した有機固体構造変化の動的観測

……………恩田 健

カーボンナノチューブにおける高効率励起子発光現象

……………宮内雄平, 松田一成

3次元ナノ構造体を用いた高感度・迅速バイオセンサ

……………高井まどか

コラムほか

高画素密度イメージセンサの高効率分光……………西脇青児

ダイヤモンドより強い原子間結合力を持つ物質: ナノ双晶

多結晶ダイヤモンド……………荻 博次

熱電材料とナノ熱工学……………塩見淳一郎

ソリユーションプラズマとカーボン触媒……………齋藤永宏

赤さびを改良した太陽光発電……………田畑 仁, 関 宗俊

超高解像度原子間力顕微鏡: 分子の中を見る……………川井茂樹

Science As Art: ヴァイオリン駒の応力……………松谷晃宏

今月のトピックス

サイエンスサマー道場 歴代道場主座談会……………上村 洸, 他

第53期(2014年)応用物理学会役員紹介(後編)

小型加速器から得られる中性子による⁹⁹Mo等医療用RI生産に向けて

永井 泰樹 〈日本原子力研究開発機構原子力エネルギー基盤連携センター〉

橋本 和幸 〈日本原子力研究開発機構原子力エネルギー基盤連携センター〉

150種以上の放射性同位元素 (RI) が、医療、工業、農業、環境、研究、教育等に利用され、我々の日常活動に不可欠になっている。実際、RIの主な利用分野である医療では、特定の臓器や細胞に集積し易い薬をRIで標識した放射性医薬品を用い、核医学診断・治療が行われている。病巣細胞に集積したRIが放出するガンマ線が、体外に置かれた検出器で検出され病巣部の位置と大きさに加え臓器機能の異常を早期に高精度で診断するための情報を与える。そしてベータ線が、がん組織等を致死させ治療が行われる。

診断用RI医薬品としては、半減期6時間のテクネチウム^{99m}(^{99m}Tc)医薬品が最も多く用いられ、我が国では三大生活習慣病のがん、心臓疾患、脳疾患そして認知症等の診断が、年間90万件(世界で2,800万件以上)行われている。^{99m}Tcは、親核のモリブデン99(⁹⁹Mo:半減期66時間)のベータ崩壊で得られ、⁹⁹Mo/^{99m}Tcジェネレーターとして商品化されている。⁹⁹Moは、主に海外の5台の研究用原子炉で、高濃縮ウランの核分裂反応生成物として得られ、我が国は、使用する⁹⁹Moを全て輸入(毎週数回)している。そのため、⁹⁹Moの安定確保は、核医学診断で最重要課題である。ところが、最近、世界の需要量の70%の⁹⁹Moを製造してきたカナダとオランダの原子炉が、高経年化により予期せぬ故障で長期間運転を停止し、⁹⁹Moの不足が生じた。この事態を受け、また、^{99m}Tcの世界の需要が今後も毎年数%の割合で増加すると予想されることから、中長期にわたる⁹⁹Moの安定供給を図る製造方法の検討が、世界中で始まった。一方、丁度この頃(2010年4月)、アイスランドの火山灰により欧州の空港が閉鎖され、⁹⁹Moを含むRIの輸入が停止し、

我が国では、短半減期RIの輸送に伴うリスクも浮彫になった。

この状況を受け、我が国でも内閣府が中心になり「⁹⁹Mo/^{99m}Tcの安定供給に向けて官民検討会」が持たれ様々な案が検討された。日本原子力研究開発機構は、既存の原子炉で熱中性子を⁹⁸Moに吸収させて⁹⁹Moを製造する計画を提案し、開発中である。一方、筆者らは、近年の加速器技術の進歩で高強度の高速中性子が小型加速器で得られることを踏まえ、新しい⁹⁹Mo製造法を見つけた。この方法は、⁹⁹Moを生成する核反応断面積が大きいこと、不要なRI廃棄物の生成量が少ないこと、小型の施設で⁹⁹Moの安定製造が可能であることを特徴とする。更に、この高速中性子は、⁹⁹Moに加え、がん治療用のイットリウム90(半減期64時間)や治療と診断が同時に行うことができ次代のRIと期待されている銅64(半減期13時間)や銅67(半減期62時間)について高品質のものを従来の製造法より多量に生成できる。そして、実際に、既存の加速器で得られる高速中性子で製造された⁹⁹Moから、放射性核種純度や放射化学的及び化学的純度の点で高品質の^{99m}Tcが分離精製され医薬品への標識化に成功した。これまで、原子炉や加速器を用い製造されてきた上記医療用RIが、全て同一性能の小型加速器からの高速中性子で製造できるという新しい方法の有効性が示された。患者への侵襲が少ない診断・治療用RIは、数日の半減期のため安定なRI供給体制を構築することが最重要の課題である。安定稼働に定評のある加速器を用いる本方式で製造されるRIは、今後核医学診断・治療に大きな貢献をすると期待される。

—Keywords—

放射性医薬品:

医薬品のうち放射性同位元素を使用し、その崩壊で放出される電子や γ 線などを利用して、診断や治療を行うものことです。例えば陽電子放射断層法(PET)では、¹⁸Fの化合物フルオロデオキシグルコース(FDG)のようなものを指します。

核反応断面積:

面積の単位で表される反応の起こりやすさを示した量のこと。通常は、バーン(1 barn = 10⁻²⁴ cm²)を単位として表されます。これに中性子ビームの強度と、単位面積あたりの標的原子核の数を乗することで、反応数を得ることができます。

1. はじめに

150種以上の放射性同位元素 (RI) は、医療、農工業、環境、研究、教育等に利用され、我々の日常活動に欠かせない。RIが最も多く利用されている医療分野では、特定の臓器や細胞に集積し易い薬をRIで標識した放射性医薬品を用い、核医学診断・治療が行われている。病巣細胞に集積したRIが放出するガンマ線が、体外にあるガンマカメラで検出され病巣部の位置と大きさに加え臓器機能の異常を早期に高精度で診断するための情報を与え症状の重篤化を予防すると共に、ベータ線が、がん組織等を致死させ患者への侵襲が少ない治療が行われている。

我が国で、がん、脳血管疾患、心臓疾患の三大生活習慣病や認知症等の診断に年間90万件 (世界では年間2,800万件以上) 利用されているテクネチウム^{99m}Tc (半減期6時間) は、親核のモリブデン99 (⁹⁹Mo: 半減期66時間) のベータ崩壊で得られ、⁹⁹Mo/^{99m}Tc ジェネレーターとして商品化されている。^{99m}Tcが多く利用されるのは、半減期が短い患者への被ばく線量をできるだけ少なくして多量投与ができ、しかも放出される低エネルギー (141 keV) のガンマ線がガンマカメラによって高効率で検出できるため、結果として病巣の高精度決定に重要な鮮明な画像が得られること、多くの価数 (-1 から +7) を持ち様々な化合物と結合できること、^{99m}Tcが⁹⁹Moの崩壊で得られるため一度⁹⁹Moを入手すると1週間ほど利用でき、緊急の診断に対応できることなどによる。¹⁾

世界需要の95%以上の⁹⁹Moは、海外の5台の研究用原子炉で、高濃縮ウラン235 (HEU: 濃縮度93%) の核分裂反応により製造されている。それらの原子炉の初臨界と供給割合は、カナダ (1951年, 40%)、オランダ (1961年, 30%)、ベルギー (1961年, 10%)、フランス (1966年, 5%)、南フランス (1965年, 10%) である。²⁾ しかし、稼働開始が何れも1960年代であり、高経年化していることがわかる。我が国は、全ての⁹⁹Moを海外から毎週数回2日程度かけて輸入し (入荷時の⁹⁹Mo強度は出荷時の60%に減衰)、製剤化している。ところが、最近、世界の需要量の70%の⁹⁹Moを製造してきたカナダとオランダの原子炉が、予期せぬ事故で度々長期間にわたり運転が停止し、世界中で⁹⁹Moが不足する事態が生じた。⁹⁹Mo/^{99m}Tc ジェネレーターの世界的需要は、今後も、年に数%の割合で増加すると予想されていること、³⁾ 一方で、5台の原子炉は、高経年化のため稼働終了時に近づいていること、⁴⁾ HEUの使用は、核不拡散の観点から長年世界の懸念事項であること⁴⁾ 等により、HEUを用いないで原子炉や加速器を利用して⁹⁹Moを製造し、将来にわたり安定確保する方策の検討が、世界中で進められている。我が国も内閣府が中心になって、⁹⁹Mo/^{99m}Tcの安定供給のための官民検討会が持たれ、様々な案が検討された。

原子炉を利用した⁹⁹Mo製造法では、HEUを用いた⁹⁹Mo製造が確立していることから、核不拡散に貢献すべく既存

の原子炉で低濃縮ウラン235 (LEU, 濃縮度20%以下) を用いた製造法が提案され、既に、アルゼンチン、オーストラリアで主には国内用に製造されている。²⁾ ところで、核分裂反応で⁹⁹Moを製造する場合、核分裂生成物の中から⁹⁹Moが分離抽出されるが、同時に、高強度の固体RI廃棄物と中及び低強度の液体RI廃棄物が生成される。そのため、これらRIの分離や不要RIの保管には大がかりな施設を必要とし、現在は上記5つの原子炉に近接する施設でのみこれら作業は行われている。²⁾ LEU仕様の⁹⁹Mo製造用原子炉を新設するのは、採算面からも困難とされ、LEUを用いる製造法は中長期の打開策とはならないと考えられている。²⁾ 一方、ウランを使用しないで、⁹⁸Moに中性子を捕獲させて⁹⁹Moを製造する (n, γ) 計画は、我が国 (日本原子力研究開発機構 (原子力機構) の原子炉JMTRを使用) を含め欧米・韓国等にある。³⁾ JMTRでは、我が国の需要の20%を製造する計画である。しかし、原子炉は定期点検が義務付けられており、年間運転日数は220日程度とされるため、代替法等で年間を通し⁹⁹Moを供給する国内体制の構築が必要とされている。

加速器を利用した⁹⁹Mo製造法では、様々な原子核反応が考えられる。そこで、代替法を検討するに当たり、考慮すべき点を以下に述べる。まず、①^{99m}Tcの品質に関して、(a) ^{99m}Tc溶液中の、他の不要RIのベータ線とガンマ線の全強度は^{99m}Tcの0.010%以下で、⁹⁹Moの放射線強度は^{99m}Tcの0.015%以下、そして (b) ^{99m}Tcの医薬品への標識率は95%以上、でなければならない。⁵⁾ 標識率は、医薬品への^{99m}Tcの結合割合を表した量でこれが悪いと病巣部以外に^{99m}Tcが集積し、正常組織の被ばくが増える。一方、②⁹⁹Mo (または^{99m}Tc) の製造に関して、(a) 国内需要の一定量を間断なく安定に製造できることは、最も重要な点であり、更に、(b) ^{99m}Tcの分離精製作業及び不要RIの保管の観点からは、不要RIの生成量が少ないことも重要である。また、③⁹⁹Moの単位放射能当たりの製造価格は、^{99m}Tc以外の診断法との競合の点から重要である。この点で、新しい製造法が、⁹⁹Mo以外の医療用RIを同時にあるいは独自に製造できることは、医療用RIの将来のリスクを軽減すると共にその製造法に付加価値を与える。^{3, 6)}

2. 加速器を利用した⁹⁹Mo/^{99m}Tc生成

加速器を用いて⁹⁹Moまたは^{99m}Tcを製造する研究は、1970年代初頭から行われてきた。最近新たに提案されたものを含め、現在まで検討されている主な製造法を図1に示す。^{2, 3)} 陽子 (p) や重陽子 (d) を用い、 $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$ 、 $^{100}\text{Mo}(d, p2n)^{99}\text{Mo}$ 、 $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$ 反応等の研究が行われた。^{99m}Tcを直接生成する $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$ 反応は、^{99m}Tcが6時間の半減期と短いため輸送距離が限定されるが、20 MeV程度の低エネルギーの陽子で製造できるので詳細な研究が行われた。その結果、ガンマ線を放出しないため診断に不要で医薬品としては悪影響を及ぼす⁹⁹Tcの

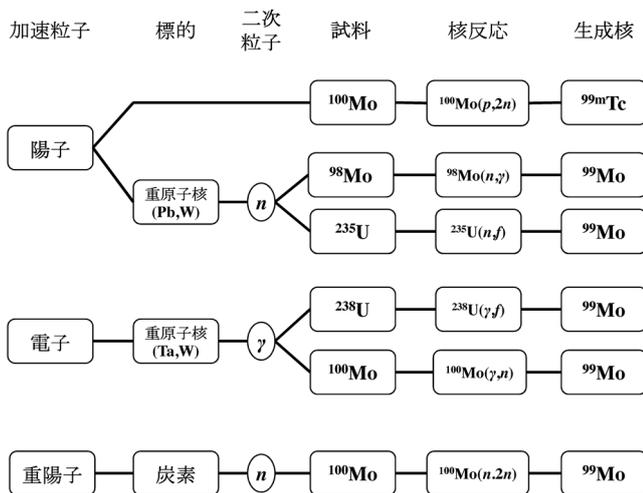


図1 提案されている加速器による ^{99}Mo あるいは $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 製造法の例。

基底状態を生成する $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$ 反応断面積が、 $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$ より3倍大きいこと、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 以外の半減期4日の ^{96}Tc 等のTcの放射性同位体の生成を避けるための標的 ^{100}Mo の純度は99.5%以上の高価なものを必要とすることが、わかった。このため、未だ実用化されたことはなかったが、現在カナダグループは更なる研究を行っている。⁷⁾一方、 ^{99}Mo を生成する反応は、高エネルギー陽子と重原子核の核破砕反応で生成される中性子を減速して得られる熱中性子を、LEUに照射して核分裂反応 $^{235}\text{U}(n, \text{fission})^{99}\text{Mo}$ 反応あるいは ^{98}Mo に吸収させ $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)$ 反応の案がある。また、電子加速器で得られる30~40 MeV程度の電子をタンタル (Ta) 等に照射して生成される制動輻射を用い、天然ウランに照射し核分裂反応 $^{238}\text{U}(\gamma, \text{fission})^{99}\text{Mo}$ と ^{100}Mo の巨大共鳴領域を励起して中性子を放出する $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ 反応の案がある。

一方、筆者らは、 ^{100}Mo に加速器からの高速中性子を照射して ^{99}Mo を生成する反応 $^{100}\text{Mo}(n, 2n)^{99}\text{Mo}$: 以後、 $(n, 2n)$ と略記)が、 ^{99}Mo の製造に有効であることを見つけ、新しい製造法として提案した。^{6, 8)}本稿では、その製造法について、 ^{99}Mo の生成と $^{99\text{m}}\text{Tc}$ の分離精製を含めた研究開発の状況及び医療用多様RI生成について紹介する。

3. 加速器中性子を用いた ^{99}Mo 製造と ^{99}Mo の比較射能

$(n, 2n)$ 法の特徴は、 ^{100}Mo に高速中性子を照射して起こる色々の原子核反応の反応断面積の中性子エネルギー依存性で見ることができる(図2参照)。即ち、

- i) ^{99}Mo を生成する $(n, 2n)$ 反応断面積は、10から18 MeV領域で、全ての反応中最大で1バーン以上ある。14 MeV程度の高速中性子が ^{99}Mo 生成に有効であることがわかる。反応前後の粒子が中性子のため、反応の閾値から急激に断面積が最大値に達し、広いエネルギー範囲にその大きさを保持している。そのため、平均14 MeVの高速中性子にエネルギー広がりがあったとしても、

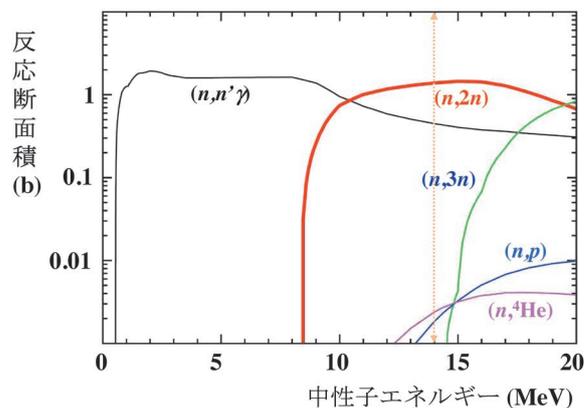


図2 ^{100}Mo に中性子を照射した際に起こる全ての原子核反応の断面積。 $(n, 2n)$ 反応断面積が10~18 MeVで大きな値を持つ。なお、 $(n, n'\gamma)$ は非弾性散乱反応でRIは生成しない。 $(n, 3n)$ 、 (n, p) 及び $(n, ^4\text{He})$ 反応では、 ^{98}Mo (安定)、ニオブ100 (^{100}Nb : 半減期3秒)及びジルコニウム97 (^{97}Zr : 半減期16.9時間)が生成される。

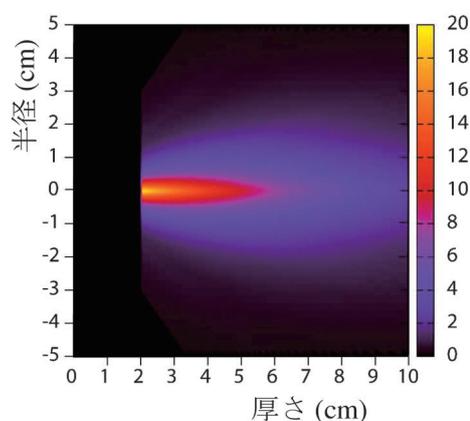


図3 40 MeVの重陽子と炭素標的の反応で作られる中性子を ^{100}Mo 試料に照射して生成される ^{99}Mo の試料半径と厚さ方向の強度分布。重陽子ビーム方向に多く生成されている(炭素標的の厚さ: 0.4 cm)。

^{99}Mo 製造に有効に利用できる。

- ii) 不要なRIを生成する反応の断面積は、 $(n, 2n)$ の1/500以下であり、不要RIに煩わされること無く、 ^{99}Mo から $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を分離抽出できる。中性子は14 MeV程度のため、不要RI生成に繋がる原子核反応の数は多くなく、高濃縮 ^{100}Mo 試料の再利用が可能となる。

^{99}Mo の生成量は、 $\{(n, 2n) \text{ 反応断面積}\}$ 、 $\{\text{高速中性子強度}\}$ 、 $\{\text{中性子の照射時間}\}$ そして $\{\text{}^{100}\text{Mo} \text{ 試料の量}\}$ の4項の積で与えられる。まず、14 MeV程度の高強度の高速中性子については、核融合分野でよく研究されている。後述するように、加速器で40 MeV程度に加速された重陽子をベリリウム、炭素等の標的に照射すると、弱束縛原子核である重陽子の分解反応によって平均14 MeVの中性子が、主には重陽子ビームの進行方向に放出される。実際、図3には、上記重陽子(点源)と炭素の反応で作られる加速器中性子を、炭素位置から2 cm後方に置かれた、十分大きい ^{100}Mo 試料に照射した場合に生成される ^{99}Mo の強度(放射能)及び角度分布を、後述の実験値と評価値を用いて得た結果を示している。強度の高い ^{99}Mo が、重陽子ビーム方

向に厚さ4 cm程度まで生成されていること、高放射能強度の ^{99}Mo を得るには円柱形の ^{100}Mo 試料が望ましいことがわかる。⁹⁾

ところで、後述するように40 MeVで5ミリアンペア(mA)の重陽子を炭素標的に照射して、毎秒 10^{15} 個の中性子を生成する計画がフランスのガニール研究所にある。¹⁰⁾そこで、この中性子強度をもとに ^{99}Mo の生成量を評価した。その際、40 MeV重陽子と炭素の反応で生成される中性子のエネルギー及び角度分布については実験値を用い、中子と ^{100}Mo との反応断面積についてはJENDL-4.0 (Japanese Evaluated Nuclear Data Library: 中子と試料の反応断面積に関する核データの推奨値をまとめたデータファイル)¹¹⁾の評価値を用いた。中子の照射期間は、濃縮 ^{100}Mo 試料の在庫量と照射中の ^{99}Mo の減衰を考慮して2日間とし、 ^{100}Mo 試料の濃縮度は100%を仮定した。結果を表1に示す。⁹⁾典型的には、251 gの ^{100}Mo 試料を用いて、照射直後で7.1 テラベクレル(TBq)の ^{99}Mo が生成できる($d=2$ cm)。我が国の ^{99}Mo の需要量は毎週83 TBqであるので、毎週3回中性子照射するとして、我が国の需要量のほぼ20%が1台の加速器で供給できる。ところで、天然の ^{100}Mo 存在量は9.6%と少ないので、濃縮 ^{100}Mo 試料を用いるが、 $(n, 2n)$ 反応は中性子誘起反応なのでTc同位体は生成されない。そのため、濃縮度は95%程度でよい。

ところで、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ が放射性製剤として承認されるための放射能濃度は、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 溶液1ミリリットル(ml)当たり0.74ギガベクレル(GBq)である。このため、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 製剤後に患者に投与されるまでの間の減衰を考慮して、製薬メーカーで $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 溶出時に必要な放射能濃度は37 GBq/ml以上である。HEUを試料として製造される ^{99}Mo のMo 1g当たりの放射能強度(比放射能)は、もともとMoが試料として含まれていないことと、 ^{235}U の熱中子に対する核分裂反応断面積が585バーンでそのうち ^{99}Mo は6%の割合で生成されること、原子炉内の熱中子強度が高いことのため、概ね370(TBq)/(g Mo)と高い。そのため、37 GBq/ml以上の $^{99\text{m}}\text{Tc}$ 溶液が容易に抽出できている。一方、 ^{235}U の核分裂法以外で製造される ^{99}Mo の比放射能は、概ね37 GBq/(g Mo)と低く、どのような方法で $^{99\text{m}}\text{Tc}$ の放射能濃度を37 GBq/ml以上にするかが課題である。この課題解決に向け、加速器

表1 $^{100}\text{Mo}(n, 2n)^{99}\text{Mo}$ 反応による ^{99}Mo の生成量(中性子照射は2日間)。

半径 (cm)	厚さ (cm)	試料量 (g)	放射能 (TBq)		
			$d=1$ cm	$d=2$ cm	$d=4$ cm
1	2	63	5.9	4.1	2.2
	4	126	7.7	5.5	3.1
2	2	251	8.6	7.1	5.0
	4	503	12.2	10.2	7.2
3	2	565	9.8	8.5	6.7
	4	1,130	14.3	12.6	9.9

距離 d : 炭素標的位置と ^{100}Mo 試料の距離。半径: ^{100}Mo 試料の半径。厚さ: ^{100}Mo 試料の厚さ。試料量: ^{100}Mo 試料の重さ。放射能(TBq): 生成される ^{99}Mo 放射能の量(テラベクレルの単位)。

中子で ^{99}Mo を生成し、高品質の $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を得る我々の研究を以下に紹介する。

4. ^{99}Mo の生成と $^{99\text{m}}\text{Tc}$ の分離精製研究

原子力機構の核融合中性子源施設で、 $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ 反応で得られる ~ 14 MeVの中性子を、 $^{100}\text{MoO}_3$ 試料に照射して ^{99}Mo を生成した。生成された ^{99}Mo を含むRI核種をGe検出器でガンマ線を測定し調べた(図4(a))。 ^{99}Mo (181 keV)及び $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (141 keV)のガンマ線が強く、 $^{100}\text{Mo}(n, \alpha)^{97}\text{Zr}$ 反応で生成される ^{97}Zr (半減期は16.9時間)及び ^{97}Zr の崩壊で生成される娘核のニオブ97(^{97}Nb ; 半減期は1.2時間)の崩壊によるガンマ線が観測されている。これら不要RIの生成量は、前述のように ^{99}Mo の0.2%(1/500)以下である。なお、酸素試料と中子の反応では、JENDL-4.0によれば主に炭素と窒素の安定核しか生成されず、実際RIは観測されていない。

比放射能の低い ^{99}Mo から37 GBq/ml以上の放射能濃度を持つ $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を抽出する分離精製法として、溶媒抽出法、クロマトグラフ法及び昇華法が研究されてきた。¹²⁾その中で我々は、1980年代にオーストラリアやハンガリーの原子炉で、 $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ 反応で製造された低比放射能の ^{99}Mo から分離精製した $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を市販した実績を持つ昇華法を採用した。この方法は、 MoO_3 と Tc_2O_7 の昇華温度が、790度と310度と大きく異なることを利用した方法で化学過程を含まないため不純物が入り込まず、しかも1時間程度で分離精製が行える点に特徴がある。最近では、米国アイダホ大学のグループが、原子炉で生成した放射能濃度が14.8 GBq/(g Mo)の ^{99}Mo を用いて、18.5 GBq/mlの $^{99\text{m}}\text{Tc}$ を得ることに成功している。¹³⁾

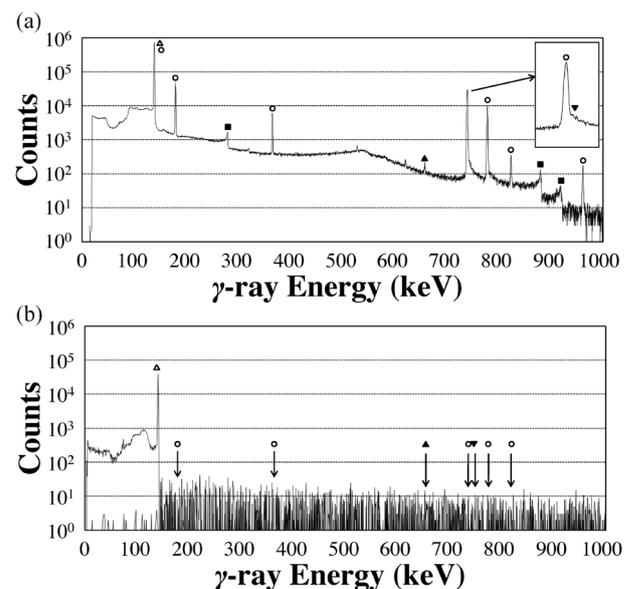


図4 (a) 生成された ^{99}Mo を含むRIの昇華実験前に測定したガンマ線スペクトル。○: ^{99}Mo , △: $^{99\text{m}}\text{Tc}$, ▲: ^{97}Nb , ▼: ^{97}Zr , ■: サムピーク(141+181 keV, 141+729 keV, 141+778 keVの和)。(b) 昇華実験後のガンマ線スペクトル。 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ の141 keVガンマ線のみ観測されている。

加速器中性子で生成した ^{99m}Mo から ^{99m}Tc を分離するため電気炉を製作し、昇華実験を行った。分離抽出した ^{99m}Tc を含む放射性物質のガンマ線をGe検出器で測定し ^{99m}Tc の放射性核種純度を調べた(図4(b))。141 keVに ^{99m}Tc のガンマ線が顕著に見える一方、昇華実験前に観測されていた ^{99}Mo 、 ^{97}Zr 及び ^{97}Nb 等の不純物RIの寄与は、0.01%以下であった。また、昇華法で抽出された ^{99m}Tc を用いて、骨シンチ診断に利用されているメチレンジホスホン酸薬剤(MDP)に対する標識化を行った。 ^{99m}Tc -MDPは、 ^{99m}Tc を用いた診断で50%以上の利用率がある。標識率は、シリカゲル薄膜クロマトグラフ法で測定したが、99%以上の標識率が得られた。¹⁴⁾以上より、昇華法で抽出された ^{99m}Tc は前述の放射性医薬品に課せられる基準を全て満たしていることが示された。

5. 高強度加速器中性子の生成とプロトタイプ加速器

できるだけ比放射能の高い ^{99}Mo を大量に生成するには、14 MeV程度の高強度の中性子が必要である。14 MeV中性子は、300 keV程度の重陽子を三重水素に照射して得られ、核融合研究分野で材料照射実験等に長年利用されている。原子力機構の核融合中性子源施設には、毎秒 3×10^{12} 個の世界最高強度の14 MeV中性子を発生する加速器が30年来安定に稼働している。一方、40 MeVで5ミリアンペア(mA)の重陽子を加速する超伝導線形加速器を建設し、毎秒 10^{15} 個のより高強度の14 MeV中性子を天然Uに照射して生成される様々の原子核を用いて、原子核物理研究を行う計画が、フランスのガニール国立研究所で進んでいる。40 MeV 5 mAの重陽子は炭素標的に200キロワット(kW)の高熱を与えるためその開発は重要である。ガニール国立研究所等のグループは、炭素標的の熱及び応力耐久性テストを踏まえ、200 kWのパワーに耐えられる炭素標的系を製作中である。¹⁵⁾

小型加速器からの高速中性子によるRI製造法は、今後の ^{99}Mo 等医療用RIの安定確保と開発研究の推進に多大の貢献が、そしてまた世界展開が期待できる新しい方法である。実用化には、速やかにプロトタイプの加速器を建設し本製造法をより究めていくことが重要である。一方、本製造法に欠かせない加速ビームの高強度化に向けた研究開発は、世界の趨勢である。そこで、我々は、加速器技術の現状と建設価格等を踏まえ、まずは、40 MeV 2 mAの性能を持つ重陽子加速用AVFサイクロトロンを建設する提案を行っている。⁶⁾サイクロトロンで2 mAの高強度ビームを効率よく引き出すために負電荷の重陽子を加速する計画である。

6. 加速器中性子による医療用多様RIの製造

最後に本RI製造法の ^{99}Mo 以外のRIへの応用についても触れておく。医療用RIは患者への侵襲が少ない生活の質

の高い治療法としても利用されている。実際、イットリウム90(^{90}Y :半減期66時間の純ベータ線放出核)を含む医薬品は、 ^{90}Y が放出する最大2.28 MeVのベータ線ががん細胞を致死させることから悪性リンパ腫(血液がん)治療用に商品化されている。 ^{90}Y は、海外の発電用原子炉のRI廃棄物中のストロンチウム90(^{90}Sr :半減期28万年)から分離精製して得られ、我が国はこの ^{90}Y を輸入している。しかし、輸入に数日要するため ^{90}Y の放射能濃度が低下し、標識製剤化時に困難を生じる場合があり、新鮮な ^{90}Y が望まれている。(なお、 ^{90}Y は純ベータ崩壊核でガンマ線が放出されない。そのため、 ^{90}Y と体内挙動が同じと言われているガンマ線放出核の ^{111}In を患者へ予め投与し、その情報をもとに ^{90}Y の投与量を決定している)。また、陽電子放出核フッ素18(^{18}F :半減期1.8時間)の崩壊による陽電子消滅ガンマ線を検出するポジトロン断層法(PET)は、がん細胞などの病巣部の高精度検出に広く利用されている。その成功を踏まえ、抗体反応を示す病巣部の検出に、 ^{18}F より長寿命の陽電子放出核が長年にわたり調べられている。そして、陽電子放出率が19%の銅64(^{64}Cu :半減期13時間)が有望なPET用のRIと期待されている。 ^{64}Cu の製造法は、これまでの研究の結果、 $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ 反応が最適とされている。小型加速器で得られる15 MeV程度の陽子ビームで製造できる利点があるが、試料の ^{64}Ni の天然存在比が0.9%と少ないこともあり、新たな大量製造法の開発が期待されている。

ところで、RIを用いた治療では、病巣部にRI医薬品が集積していることを確認しつつ治療を行うのが重要である。銅67(^{67}Cu :半減期62時間)は、ベータ線放出核で ^{90}Y と異なりベータ線とガンマ線が同時に放出される。ベータ線のエネルギーは0.58 MeV(20%)、0.48 MeV(35%)、0.40 MeV(45%)で平均0.14 MeVである。そのため水中の飛程は平均0.2 mmから最大5 mm程度である。(%)はベータ崩壊の分岐比。また放出率47%で放出される185 keVガンマ線はガンマカメラにより高感度で検出される。これらの特性のため比較的小さながんについて診断しつつ治療が行えるRIとして適している。そのため ^{67}Cu の医療利用には大きな期待がかけられており、大量に高品質の ^{67}Cu を製造する研究開発が長年行われてきた。 ^{67}Cu は原子炉を用いた場合、ウランの核分裂反応では製造できず、熱外中性子による $^{67}\text{Zn}(n,p)^{67}\text{Cu}$ 反応が研究された。一方、加速器による研究も行われ、現状では、高エネルギー陽子(50~200 MeV)による $^{68}\text{Zn}(p,2p)^{67}\text{Cu}$ 反応が最適と考えられている。しかし、その生成量は予想される需要(米国だけで、毎年440 TBq)にはるかに及ばないため、 ^{67}Cu を用いたR&D研究もままならない状態であり、新しい製造法の開発が待たれている。

我々は、 ^{99}Mo 以外の医療用RIについての上記課題に対して、 ^{90}Y については $^{90}\text{Zr}(n,p)^{90}\text{Y}$ 反応で十分な量の ^{90}Y が生成できることを示した。¹⁶⁾また、 ^{64}Cu 及び ^{67}Cu の新たな製造法として、 $^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$ 、 $^{67}\text{Zn}(n,p)^{67}\text{Cu}$ 、及び

$^{68}\text{Zn}(n,x)^{67}\text{Cu}$ 反応を提唱し、これらの反応が従来提案されているよりもより多量で放射性核種純度のより高い RI が生成できることを明らかにした。^{6,17)} (^{67}Cu は従来の方法の少なくとも 30 倍)。現在、原子力機構加速器中性子利用 RI 生成技術開発特別グループでは、上記反応で生成した ^{64}Cu , ^{67}Cu 及び ^{90}Y の化学分離・精製・標識実験が進行中である。

7. まとめと展望

高精度の早期診断と患者への侵襲が少ない治療に重要な医療用 RI は、その多くが数日の半減期であることから、安定な RI 供給体制を構築することが最重要の課題である。現在、核医学診断で多く用いられている $^{99\text{m}}\text{Tc}$ の親核 ^{99}Mo の供給が、海外の研究用原子炉の高経年化による影響で不安定になっていること、また治療用 RI が望まれていることから、これら医療用 RI を高品質で大量に製造する方法の開発が待たれている。本研究では、小型加速器で得られる高速中性子が ^{99}Mo を含む ^{90}Y , ^{64}Cu , ^{67}Cu 等の医療用 RI 生成に有効であることを明らかにした。安定稼働に定評のある小型加速器による本 RI 製造方式は今後国内外の核医学に大きな貢献をすると期待される。一方、「はじめに」の項で述べた代替法で考慮されるべき項目が満足される状態になるには、昇華法による分離過程にかかわる課題を含め未解決の課題を解決する必要がある。また、本製造法では、医療用 RI に留まらず他分野の利用に貢献できる RI も製造できる見込みがあり、今後の更なる開発研究が期待される。

本研究は日本原子力研究開発機構の加速器中性子利用 RI 生成技術開発特別グループ、核データ評価グループ、核融合中性子工学研究グループ、ブランケット工学研究グループの方々との共同で、科学研究費補助金及び科学技術振興機構の助成金を得て行われている。

参考文献

- 1) K. Schwobach: *Technetium* (Wiley-VCH, 2000).

- 2) K. Bertsche: Proc. IPAC'10 (2010) 121.
- 3) Report on the Supply of Medical Radioisotope, OECD (2010).
- 4) J. R. Ballinger: British J. Radiology **83** (2010) 899.
- 5) *United States Pharmacopeia* (Port City Press, Baltimore, MD, 2007) 30th ed.
- 6) Y. Nagai, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 064201.
- 7) B. Gue'rin, *et al.*: J. Nucl. Med. **51** (2010) 13N.
- 8) Y. Nagai and Y. Hatsukawa: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 033201.
- 9) F. Minato and Y. Nagai: J. Phys. Soc. Jpn. **79** (2010) 093201.
- 10) M. Fadil, B. Rannou and the SPIRAL2 Project Team: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **266** (2008) 4318.
- 11) K. Shibata, *et al.*: J. Nucl. Sci. Technol. **48** (2011) 1.
- 12) R. E. Boyd: Int. J. Appl. Radiat. Isot. **33** (1982) 801.
- 13) J. D. Christian, D. A. Petti, R. J. Kirkham and R. G. Bennett: Ind. Eng. Chem. Res. **39** (2000) 3157.
- 14) Y. Nagai, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 083201.
- 15) M. Avilov and L. B. Tecchio: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **266** (2008) 4308.
- 16) Y. Nagai, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **78** (2009) 113201.
- 17) T. Kin, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 034201.

非会員著者の紹介

橋本和幸氏：1960年生まれ。1983年東北大学理学部化学科卒。1988年東北大学大学院理学研究科化学専攻博士課程修了。現在、日本原子力研究開発機構研究主幹。専門は、放射化学、特に、医学利用を目指した放射性同位元素の製造研究。

(2013年9月2日原稿受付)

Generation of Medical Radioisotopes Using Accelerator Neutrons

Yasuki Nagai and Kazuyuki Hashimoto

abstract: In Japan, about 0.9 million diagnostic procedures are carried out using $^{99\text{m}}\text{Tc}$, the daughter nuclide of ^{99}Mo with a half-life of 66 h, separated from ^{99}Mo ; all ^{99}Mo radioisotopes are imported. Most of ^{99}Mo has been produced by the fission reaction of highly enriched ^{235}U in research reactors in the world. However, a number of incidents of the reactors caused the shortage of ^{99}Mo worldwide, which triggered widespread discussions on the reliable supply of ^{99}Mo . We proposed a new route to produce a large quantity of high quality ^{99}Mo using fast neutrons from an accelerator.

日本物理学会誌 第69巻 第7号 (2014年7月号) 予定目次

巻頭言

第2機械時代における学術誌の刊行……………大槻東巳
現代物理のキーワード
宇宙の加速膨張：宇宙定数か、ダークエネルギーか…須藤 靖
解説
暗黒エネルギーと修正重力理論……………辻川信二
最近の研究から
テラヘルツパルスを用いたs波超伝導体のヒッグスモードの
観測……………松永隆佑, 島野 亮
高速原子間力顕微鏡による生体分子のナノ動態撮影
……………古寺哲幸, 内橋貴之, 安藤敏夫
分数量子ホール系を記述する厳密基底状態をもつ1次元格子
模型……………中村正明, 汪 正元

実験技術

数値シミュレーションは $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ を守れるか? ……三好隆博
JPSJの最近の注目論文から 3月の編集委員会より
……………安藤恒也
学会報告
第69回年次大会シンポジウムの報告……………領域委員会
学界ニュース
2014年フンボルト賞：腰原伸也氏……………小川哲生
新著紹介小特集「学会誌の記事を広く楽しく読むために」
新著紹介

QED 摂動論によるレプトン異常磁気能率の計算

青山 龍美 〈名古屋大学素粒子宇宙起源研究機構〉

早川 雅司 〈名古屋大学大学院理学研究科〉

木下 東一郎 〈Cornell University〉

仁尾 真紀子 〈理化学研究所仁科加速器研究センター〉

電子やミュオン粒子はスピンの伴う磁気能率を持ち、その大きさはボーア磁子を単位として g 因子で表される。 g 因子は Dirac の相対論的量子力学による値 $g=2$ から仮想光子の量子効果により 0.1% ほどずれ、これを異常磁気能率 ($g-2$) と呼ぶ。

電子の異常磁気能率は最も精密に測定されている物理量の一つであり、理論的には量子電気力学 (QED) でほぼ説明できることから、高精度理論計算を通じて QED の精密検証を与えてきた。最新の測定値はハーバード大グループによる円筒形の Penning trap を用いた実験で得られたもので、0.24 ppb ($\text{ppb}=10^{-9}$) もの精度に達している。理論計算もそれに見合う精度まで進める必要があり、摂動論に基づく高次項の評価が急務であった。

著者らのグループは数値的手法により摂動の 10 次項の完全な決定を行い、結果として電子 g 因子について 10^{-12} のオーダーまで測定値と理論計算が一致することをみた。この精度まで QED の正しさが検証されたと言える。他方、QED の理論が正しいとすると、QED の結合定数である微細構造定数 α の値を測定値と理論計算から求めることができる。その値は 0.25 ppb の精度を持ち、他のどの決定法によるものより精度の高い値である。電磁気的な相互作用は多岐にわたる物理現象に現れることから様々な決定法があり、これらの値が互いに無矛盾であるかは、QED の正しさを検証するもう一つのアプローチとなる。

電子の約 207 倍の質量を持つレプトンであるミュオン粒子の異常磁気能率も 0.5 ppm ($\text{ppm}=10^{-6}$) の高い精度で測定されている。

測定値と、QED を含む素粒子標準模型からの理論値の間に約 3σ の差が見つかり、標準模型を超える新物理を探るプローブの一つとして注目されている。そのような議論の前提として、大半を占める QED の寄与を高精度に求めることが不可欠である。QED 摂動論の 10 次項の決定と 8 次項の精度の改良により、QED からの寄与は現在の測定の不確かさの 1/1,000 まで求まり、目下準備中の次の実験による測定精度の向上にも十分対応できると言える。理論値で最も不確かさの大きい寄与はハドロンの効果によるもので、標準模型との差を議論する上でこの寄与の精度の向上が現在の主要な課題である。

QED 摂動論を数値的に行うにあたって、著者らの手法は、中間くりこみの処方を用いて計算の各段階で発散量があらわに現れないようにするものであり、それによって計算機上での数値計算が可能になる。摂動の 10 次に寄与するファインマン図形は膨大かつ複雑であるが、これを系統的に扱う手法を開発した。著者らが約 10 年にわたって進めてきた QED 摂動論の数値的研究について紹介する。

—Keywords—

量子電気力学, Quantum ElectroDynamics (QED):

U(1) ゲージ場に基づく相対論的場の理論。電磁相互作用を含む相対論的量子力学を第二量子化した理論。ただし、ここでは電子以外の粒子 (後述のミュオン粒子、タウ粒子など) を含む。物理理論としては最も精度良く検証されている。

素粒子標準理論:

SU(3) × SU(2) × U(1) をゲージ群として持つ場の理論。素粒子として 6 種類のクォーク、3 種類の荷電レプトン (電子、ミュオン粒子、タウ粒子)、3 種類のニュートリノ (以上フェルミオン)、およびヒッグス粒子 (スカラー粒子) を含む。また、この理論の部分構造として QED が内包されている。

新物理を探るプローブ:

高精度理論計算を行うと、一般に直接は関係しない粒子の影響も入ってくる。したがって、様々な物理量に対し既知の粒子および相互作用による影響を詳細に計算しそれを実験と比べることで、未知の粒子または相互作用 (つまり新物理) の影響があるかどうか分かり、さらにその粒子の性質もある程度推測できる。実際、2012 年度発見されたヒッグス粒子はこのような計算に基づいておおよその質量は見積もられていた。

1. はじめに

電子の異常磁気能率 $a_e \equiv (g_e - 2)/2$ は 1947 年に Kusch と Foley によりガリウム原子のゼーマン効果の測定から発見された。この発見は、Lamb シフトの発見とともに、朝永と Schwinger によって定式化されつつあった量子電気力学 (QED) のくりこみ理論の発展を促した。Schwinger は初めて QED の枠組みで a_e を計算し、得られた値は測定値とよく一致することから、QED の正しさを示す有力な証拠となった。

以来 60 年以上にわたり、数多くの物理学者が電子およびミュー粒子の異常磁気能率の精密検証に携わってきた。最新の電子 $g-2$ の測定はハーバード大のグループによる円筒型の Penning trap を用いた実験によるもので、最初の結果は 2006 年に発表され、2008 年に改訂された。¹⁾

$$a_e(\text{HV08}) = 1\,159\,652\,180.73(0.28) \times 10^{-12} \quad [0.24 \text{ ppb}] .$$

これ以前の最も精密な測定はワシントン大グループによるものであるが、それより 15 倍近く精度が向上した。

ミュー粒子の異常磁気能率 a_μ の測定は、ミュー粒子の寿命が短い (2.197×10^{-6} 秒) という制約を受ける。そのため、 a_μ は小さな Penning trap ではなく巨大なミュー粒子蓄積リング内でのスピン歳差から測定されている。現在の最も精密な値は Brookhaven での実験²⁾ によるもので、ミュー粒子とその反粒子の平均値は

$$a_\mu(\text{BNL08}) = 116\,592\,089(63) \times 10^{-11} \quad [0.5 \text{ ppm}]$$

である。Brookhaven 実験は既に終了したが、新たに二つの実験が Fermilab および J-PARC で計画中である。どちらも相対精度を 0.1 ppm まで高めることを目指している。

現在の測定精度に見合うだけの精度を理論計算で達成するには、QED 摂動論の何次まで求める必要があるだろうか？ 電子について $a_e(\text{HV08})$ の実験値は非常に高精度であり、その不確かさは

$$\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^5 \sim 0.07 \times 10^{-12}$$

とさほど変わらないことから、理論の 10 次 (α^5) 項をきちんと評価する必要がある。ミュー粒子の場合、測定値 $a_\mu(\text{BNL08})$ の不確かさは $(\alpha/\pi)^5$ の 9,000 倍あり、事情が異なると思われるかもしれない。しかし、 a_μ は仮想電子の寄与により質量比 m_μ/m_e の対数に依存する大きな係数がある。10 次では図 1 の VI(a) に現れる光光散乱のループと 2 つの真空偏極のループの効果で増幅され、その係数はおよそ 750 になる。 $750(\alpha/\pi)^5 \sim 5.3 \times 10^{-11}$ であるので、これは測定の不確かさと比べれば小さいものの無視できない量であり、実験値の精度が今後 1 桁向上すれば重要になってくるだろう。

レプトン $g-2$ に寄与するファインマン図形の数は、摂動の次数とともに指数関数より速く増大する。2 次・4 次・6 次では、その数はそれぞれ 1 個・7 個・72 個である。6

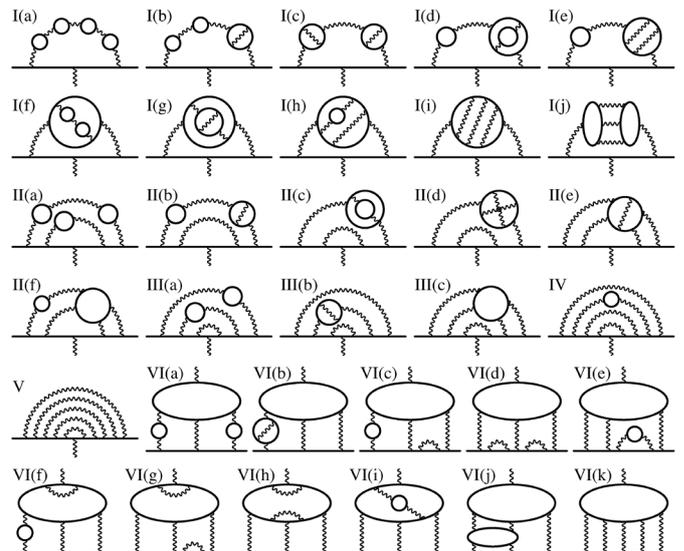


図 1 QED の 10 次項に寄与する 12,672 個のファインマン図形はゲージ不変な 32 種類のセットに分類される。各セットの代表例を示す。

次までのすべての図形は厳密解が知られている。8 次に寄与する図形は 891 個あり、10 次では 12,672 個に上る。図 1 に 10 次の図形の例を挙げる。一部の比較的単純なファインマン図形は厳密解が得られているが、高次の QED 補正項を厳密に求めることは極めて困難であり、現在、高次項を計算する唯一可能な方法は数値計算によるものである。以下の各節で電子およびミュー粒子の $g-2$ についての結果をまとめ、数値計算の手法について説明する。より詳しい解説は文献 3 を参照されたい。

2. 電子 $g-2$ と微細構造定数

電子は最も軽いレプトンであるため、ハドロンやウィークボソンなどのずっと重い粒子の影響はほとんどない。その意味で、電子 $g-2$ はほぼ純粋な QED の系になっている。素粒子標準模型の範囲内で a_e は次のように書ける：

$$a_e(\text{theory}) = a_e(\text{QED}) + a_e(\text{hadronic}) + a_e(\text{weak}) . \quad (1)$$

QED 摂動論のくりこみ可能性から、 $a_e(\text{QED})$ は α のべき展開で

$$a_e(\text{QED}) = a_e^{(2)} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) + a_e^{(4)} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + a_e^{(6)} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + \dots \quad (2)$$

と表される。摂動級数の各係数 $a_e^{(2n)}$ ($n=1, 2, 3, \dots$) の質量依存性をあらわに書くと、

$$a_e^{(2n)} = A_1^{(2n)} + A_2^{(2n)}(m_e/m_\mu) + A_2^{(2n)}(m_e/m_\tau) + A_3^{(2n)}(m_e/m_\mu, m_e/m_\tau) \quad (3)$$

となる。 $A_2^{(2n)}$ 、 $A_3^{(2n)}$ はミュー粒子・タウ粒子のループを含む寄与である。

2 次 (α)・4 次 (α^2)・6 次 (α^3) の寄与は解析的あるいは質量比 m_e/m_μ 、 m_e/m_τ のべき展開の形で得られており、数値計算の結果と一致する。主要な寄与である質量に依存し

ない $A_1^{(2n)}$ 項の値を以下に示す：

$$\begin{aligned} A_1^{(2)} &= 0.5, \\ A_1^{(4)} &= -0.328\,478\,965\,579\,193\dots, \\ A_1^{(6)} &= 1.181\,241\,456\dots \end{aligned}$$

8次 (α^4) と10次 (α^5) の寄与は大半が数値的な手法で計算されており、少数の単純なファインマン図形 (以下、簡単のためダイアグラムと呼ぶ) のみが解析的に求められているに過ぎない。これらすべての寄与を数値的に求めた最近の我々の結果をまとめると次のようになる：⁴⁾

$$\begin{aligned} A_1^{(8)} &= -1.9106(20), \\ A_1^{(10)} &= 9.16(58). \end{aligned}$$

数値の不確かさは数値積分の統計誤差に由来する。 a_e へのミュオン粒子のループからの寄与は4次以上のダイアグラムに現れ、その寄与は $2.7384(2) \times 10^{-12}$ と計算される。タウ粒子からの寄与は $\mathcal{O}(10^{-14})$ である。

a_e の理論値を求めるには微細構造定数 α の値が必要であり、QEDのみではその具体的な値を決めることができない。QEDを検証するためには、理論計算にQEDを用いることのない物理量の測定結果から決めなければならない。そのような最も精度の高い α の値の一つは2011年初頭に原子ビームの実験から得られたものである。プランク定数とルビジウム (Rb) 原子の質量の比 (h/m_{Rb}) が光格子の方法を用いて測定され、⁵⁾ 精密に分かっているリュードベリ定数 R_∞ および電子とルビジウム原子の質量比 m_e/m_{Rb} から、微細構造定数の逆数は次のように得られた：

$$\alpha^{-1}(\text{Rb}) = 137.035\,999\,049(90).$$

この α^{-1} を摂動級数 (2) に代入し、ハドロンおよび弱い相互作用の補正を入れると、 a_e の理論値は

$$a_e(\text{theory}) = 1\,159\,652\,181.78(6)(4)(2)(77)[77] \times 10^{-12}$$

と求められる。数値の不確かさは左から順に、QEDの8次項および10次項の数値計算によるもの、ハドロンおよび弱い相互作用の補正によるもの、微細構造定数 $\alpha^{-1}(\text{Rb})$ の不確かさによるもの、かぎ括弧で囲んだ最後の数値はこれらを統計的に合わせたもので、レプトン粒子の質量比による不確かさは $\mathcal{O}(10^{-16})$ である。理論値と実験値はよく一致しており、その差は

$$a_e(\text{HV08}) - a_e(\text{theory}) = (-1.05 \pm 0.82) \times 10^{-12}$$

である。

上から分かるとおり、理論値の不確かさは微細構造定数 $\alpha^{-1}(\text{Rb})$ から来るものが大半を占める。そこで、QEDが理論として正しく、かつ、それに基づく電子 $g-2$ の理論計算が正しいとすれば、Rb原子の測定によるものよりも精度の高い微細構造定数の値を決めることができる。理論式と実験値を等しいとして α について解けば、

$$\alpha^{-1}(a_e) = 137.035\,999\,1727(68)(46)(19)(331)[342]$$

となる。数値の不確かさは順に、8次項、10次項、ハドロンの補正項、実験値によるものと、これらを合わせたものである。

3. ミュー粒子の $g-2$

異常磁気能率は無次元の定数であり、質量に依存しない項 $A_1^{(2n)}$ はレプトンの種類によらない。 a_μ と a_e の違いは質量に依存する項によるもので、特に a_μ には電子のループのために対数的な因子 $\log(m_\mu/m_e)$ を持つ大きな寄与がある。この因子の由来は2つあり、一つは真空偏極 (レプトンのループに外部光子が2個ついたもの、 $2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8$ 次の真空偏極のループは例えば図1の $I(a) \cdot I(c) \cdot I(e) \cdot I(j)$ に現れる) の threshold singularity である。この項はくりこみ群の手法を用いて解析的に調べることができる。もう一つは光光散乱のループに外部磁場が接続するダイアグラム (図1 VI(a)~VI(k)) から来るもので、摂動の6次以上の項に現れる。これらは光光散乱を誘導する電子と外線のミュオン粒子が束縛状態に近い状態を形成する力学的な効果によって増幅され大きな寄与を与える。

6次までの寄与は解析的に得られており、数値計算によっても確認された。それらの値は数値計算、解析解、 m_μ/m_e の漸近展開、または m_μ/m_τ の級数展開により評価され、数値の不確かさはレプトン質量比の測定値のみに由来する：

$$\begin{aligned} A_2^{(4)}(m_\mu/m_e) &= 1.094\,258\,312\,0(83), \\ A_2^{(6)}(m_\mu/m_e) &= 22.868\,380\,04(23). \end{aligned}$$

8次と10次の最新の値は数値計算によるもので、⁶⁾

$$\begin{aligned} A_2^{(8)}(m_\mu/m_e) &= 132.6852(60), \\ A_2^{(10)}(m_\mu/m_e) &= 742.18(87), \end{aligned}$$

である。数値の不確かさは数値積分に由来する。一部のダイアグラムは厳密解が求められており、それと数値計算の結果はよく一致している。 a_μ に対するタウ粒子のループからの寄与も同様に計算され、その値は $43.560(8) \times 10^{-11}$ と評価される。

$\alpha^{-1}(\text{Rb})$ とレプトン質量比の最新の値を用いると、 a_μ の QED からの寄与は次のようになる：

$$a_\mu(\text{QED}) = 116\,584\,718.96(2)(1)(1)(8)[9] \times 10^{-11}.$$

数値の不確かさは順に、8次項・10次項・質量比 m_τ/m_μ ・微細構造定数 α によるものと、これらを統計的に合わせたものである。 a_μ の QED からの寄与は次世代の実験の精度に比しても十分な精度で決定されたことになる。

現在、 $a_\mu(\text{hadron})$ が理論値の不確かさの最大の要因となっている。この項はハドロン真空偏極および光光散乱に分けられ、両者の寄与の和は

$$a_\mu(\text{hadron}) = 7120.7(58.6) \times 10^{-11}$$

と評価される。弱い相互作用の寄与は2ループまで計算され、次の値が得られている：

$$a_\mu(\text{weak}) = 154(2) \times 10^{-11}.$$

この不確かさは実験値の精度の1/30であり、十分正確に分かっていると見える。

QED・ハドロン・弱い相互作用の寄与をすべて合わせると、標準模型によるミュオン粒子 $g-2$ の理論値は

$$a_\mu(\text{theory}) = 116\,591\,840(59)(2)[59] \times 10^{-11}$$

となる。数値の不確かさは左から、ハドロン、弱い相互作用、それらの和であり、QEDの不確かさは無視できる。実験値と理論値の差は

$$a_\mu(\text{BNL08}) - a_\mu(\text{theory}) = (249 \pm 87) \times 10^{-11}$$

となり、差は標準偏差の2.9倍である。

4. 計算手法

レプトンの磁気的性質を調べるには静磁場中での散乱を考える。仮想光子との相互作用を含む散乱振幅は、入射・放出粒子の運動量をそれぞれ p' 、 p'' とし、 $q=p''-p'$ 、 A_μ^e を外部静磁場のベクトルポテンシャルとすると、以下のように書ける：

$$\bar{u}(p'') \left[\gamma^\mu F_1(q^2) + \frac{i}{2m} \sigma^{\mu\nu} q_\nu F_2(q^2) \right] u(p') A_\mu^e(q).$$

F_1 、 F_2 はそれぞれ荷電形状因子・磁気形状因子と呼ばれ、 $F_1(0)=1$ に規格化されている。異常磁気能率は磁気形状因子 $F_2(q^2)$ の静的極限 $q^2 \rightarrow 0$ で与えられる。

QED摂動論の散乱振幅は、ファインマン・ダイソン則を用いてファインマン・ダイアグラムを回るループ運動量の積分の形に表され、これはダイアグラム G の各内線 i に割り当てられたファインマン・パラメータ z_i の積分に書き換えられる。それにより磁気能率は一般に次の形に表される：

$$M_G = \int (dz)_G F_G(U, B_{ij}, V; z_i).$$

被積分関数 F_G は z_i の関数であり、ダイアグラムのトポロジーの情報を反映する基本部品 U 、 B_{ij} 、 V の有理関数で書かれる。 $(dz)_G = \prod_i dz_i \delta(1 - \sum_i z_i)$ である。

頂点ダイアグラムの外線光子の位置を付け替えたダイアグラムは共通部分が多くあり、実際にWard-Takahashi恒等式から導かれる関係式によりこれらのダイアグラムの頂点関数 Λ^μ の和と自己エネルギー Σ は次のように関係付けられる：

$$\Lambda^\nu(p, q) \simeq -q^\mu \left. \frac{\partial \Lambda_\mu(p, q)}{\partial q_\nu} \right|_{q=0} - \frac{\partial \Sigma(p)}{\partial p_\nu}.$$

この関係式は特に高次ダイアグラムを計算する際に有用で

あり、独立な積分の数を大幅に減らすことができる。

このように構成された積分は一般に発散を示し、数値的に評価するにはそれらを除去する必要がある。我々は引き算項によるくりこみ処方を用いる。数値的に扱うために、引き算項をもとのくりこまれていない磁気能率と同じ積分領域での積分で表し、もとの被積分関数の特異性を積分領域上の各点で相殺するように構成する。こうして得られた有限な磁気能率は一般に次のように書かれる：

$$\Delta M_G = \int (dz)_G \left[F_G + \sum_f \prod_{S_i \in f} (-\mathbb{K}_{S_i}) F_G + \sum_{\tilde{f}} (-\mathbb{I}_{S_1}) \cdots (-\mathbb{R}_{S_k}) \cdots F_G \right].$$

括弧内の第2項・第3項はそれぞれ紫外および赤外発散の引き算項であり、以下で順に説明する。

紫外発散は一つまたは複数のループ運動量が無限大になるところから生じ、ファインマン・パラメータ空間上ではループに対応する z_i の和が0になる領域に対応する。発散の現れ方は従って次数勘定の規則によって特定できる。部分ダイアグラム S_i からの発散の引き算項は、 \mathbb{K} 演算と呼ばれる極限操作の手順によりもとの被積分関数から抽出される。この積分は解析的にくりこみ定数の発散部分と低次の磁気能率の積で表すことができる。ダイアグラムが複数の発散部分を持つ場合、Zimmermannのforest公式に従って部分ダイアグラムの組を列挙し、forest f に属する部分ダイアグラム S_i について \mathbb{K} 演算を順次適用することで、引き算項をすべて構成できる。

個々のダイアグラムは赤外発散を示すものがあり、これはゲージ不変なダイアグラムの組をすべて足し上げてはじめて相殺する。発散は光子のループ運動量が0になる極限で同時に2つ以上のレプトン伝播関数の分母が0になる場合に生じる。その現れ方は2通りあり、1つは我々の紫外発散の扱いに由来するもので、質量くりこみ定数の紫外発散部分 δm_S^{UV} を引いた残りの $\widetilde{\delta m}_S$ が赤外発散を誘導することによる。この発散は $\widetilde{\delta m}_S M_{G(S^*)}$ の形の項を構成して引き去ることで除去できる。これを \mathbb{R} 処方と呼ぶ。

2つ目は \mathbb{R} 処方を施した後に残る対数的な赤外発散であり、自己エネルギー型の部分ダイアグラム S を縮約した $R=G/S$ に含まれる光子の運動量 $k \rightarrow 0$ の極限で生じる。その振る舞いは頂点くりこみ定数の赤外発散を含む部分 \tilde{L}_R で表されることから、 $\tilde{L}_R M_S$ の形の項を構成して引き去ることで除去できる。これを \mathbb{I} 処方と呼ぶ。

これらの赤外発散の引き算項は、ファインマン積分公式を用いてもとの被積分関数と同じ積分領域の積分として構成でき、発散による特異性を積分領域の各点で相殺する。その被積分関数を形式的に $\mathbb{R}_S F_G$ 、 $\mathbb{I}_S F_G$ と表すことにする。発散部分が複数ある場合、それらはannotated forest \tilde{f} と呼ばれる自己エネルギー部分ダイアグラムの組み合わせによって図式的に同定される。

個々のダイアグラムに対する磁気能率は上述の処方により有限で数値計算に適した積分として構成された。これらの和を標準的な質量殻でのくりこみに関連づけるにはもう一段階必要であり、これを residual renormalization と呼ぶ。その表式を導くにはダイアグラムの図形的な情報のみあればよく、 ΔM_G の具体的な表式は必要ではない。紫外および赤外発散の引き算項はその構成からくりこみ定数の発散部分と低次の磁気能率の積に解析的に書かれる。質量殻でのくりこみの表式との差をゲージ不変なダイアグラムの組について足し上げると、結果としてくりこみ定数の有限部分 ΔLB , $\Delta \delta m$ と、低次の有限な磁気能率 $\Delta M^{(2n)}$ の形にまとまることが分かる。一例として4次のレプトンループを含まないダイアグラムの組では、

$$a^{(4)} = \Delta M^{(4)} - \Delta LB_2 M_2$$

と書かれ、 $\Delta M^{(4)}$ は4次のダイアグラムの有限な磁気能率の和、 ΔLB_2 は2次の頂点くりこみ定数 L_2 と波動関数くりこみ定数 B_2 の有限部分の和、 M_2 は(発散のない)2次の磁気能率である。高次項も同様にすべて計算可能な有限量で表され、この書き換え自体は厳密に成り立つ。

有限な ΔM_G は $3n-2$ 次元ファインマン・パラメータ空間の積分になり、我々はこれを自動適応型のモンテカルロ積分ルーチン VEGAS を用いて数値的に評価する。被積分関数は(10次の場合) Ward-Takahashi 恒等式で関係づけられるダイアグラムの和1つについて約十万行にのぼる長大なものであり、さらに発散による特異性を引き算項により積分領域上で数値的に相殺するため、特に強い赤外発散を持つダイアグラムについては多倍長精度での計算が必要になる。大きな計算コストのため、数値計算に際して我々は主に理研の RSCC および RICC スーパーコンピュータシステムを利用して計算を行った。

5. おわりに

電子の異常磁気能率 a_e の精密測定と高精度の理論計算は 10^{-12} のオーダーまで一致し、QED のくりこみ理論が極めて高い精度まで成り立っていると言える。この検証には精度の高い微細構造定数 α の値が他の手法により得られていることも大きい。一方、 a_e の精度は α の精度によることから、QED の正しさを仮定すると、 a_e の実験値と理論式から α の値を求めることができる。それにより、 α は 0.25×10^{-9} と非常に高い精度で決定された。

微細構造定数は基礎物理定数の一つであり、電磁気的な相互作用の強さを表す量として自然界の多岐にわたる領域に現れ、従って様々な決定法がある。これらが互いに無矛盾であるかは、QED を検証するもう一つのアプローチである。電子の異常磁気能率から求めた $\alpha(a_e)$ とルビジウム原子の実験から求められた $\alpha(\text{Rb})$ の差は

$$\alpha^{-1}(\text{Rb}) - \alpha^{-1}(a_e) = -129 \pm 98 \times 10^{-9}$$

であり、両者の精度がさらに1桁向上したときにこの差がどのようになるかは興味深い。そのために、QED に基づく a_e の理論計算では、10次項および8次項の数値精度をさらに向上させるための計算を進めている。

参考文献

- 1) D. Hanneke, S. Fogwell and G. Gabrielse: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 120801.
- 2) G. W. Bennett, *et al.* (Muon $g-2$): Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 161802; B. L. Roberts: Chinese Phys. C **34** (2010) 741.
- 3) T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita and M. Nio: Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 01A107.
- 4) T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita and M. Nio: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 111807.
- 5) R. Bouchendir, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez and F. Biraben: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 080801.
- 6) T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita and M. Nio: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 111808.

非会員著者の紹介

木下東一郎氏： コーネル大学 Goldwin Smith 名誉教授。専門は素粒子論・場の量子論。量子電気力学の精密理論計算、特にレプトン異常磁気能率への QED 補正の計算に50年近くにわたり携わってきた。

(2014年1月8日原稿受付)

QED Calculation of Lepton Anomalous Magnetic Moments Tatsumi Aoyama, Masashi Hayakawa, Toichiro Kinoshita and Makiko Nio

abstract: The anomalous magnetic moment $g-2$ of lepton is one of the most closely studied quantities in particle physics. The electron $g-2$ has played the central role in testing the validity of quantum electrodynamics (QED). The notable discrepancy observed between the measurement and the theoretical prediction of the muon $g-2$ may lead to a possible new physics beyond the standard model. Recent updates in the QED contribution involving the complete determination of the tenth-order correction in the perturbation theory provides further improvements in the precision tests. Our numerical approach toward these problems is described.

SU(N) ハバードモデルを光格子中の冷却原子で実現する

田家慎太郎 〈京都大学理学研究科〉

高橋義朗 〈京都大学理学研究科〉

強く相互作用する固体中の電子は、磁性や超伝導など多体系に特有の多彩な物理現象を生み出し、その理解のために膨大な努力が費やされてきた。その中で、ハバードモデルと呼ばれる理論モデルは相関電子系を記述する最もシンプルなモデルとして広く研究されている。モデルには隣接格子点へ電子が飛び移るときの運動エネルギーの利得 t 、同じ格子点に電子が2つ存在するときの相互作用 U の2つのパラメータのみが含まれている(右下図参照)。異なる格子点間の相互作用や複数の電子軌道の存在といった多くの要素が無視されており、ハバードモデルは現実の物性の定量的な予言には単純すぎるが、金属-絶縁体転移から d 波超伝導まで重要な物理現象のエッセンスを含んでおり、このモデルの研究が物性のより深い理解につながると信じられている。

しかしながら、そのシンプルさにもかかわらずハバードモデルを解くことは非常に難しく、2次元以上では厳密解が得られていない。数値計算についても、厳密対角化は20サイト前後が限界であり、2次元以上では近似的な計算法に頼らざるを得ないのが現状である。一方で、レーザー冷却によって極低温に冷却された原子集団をレーザー光の定在波がつくる周期ポテンシャル(光格子)に導入した系が、非常に良い精度でハバードモデルを再現することが明らかになった。これにより、ハバードモデルの含む未知の物理を実験の側から明らかにする「量子シミュレーション」の考え方が現実的なものとなった。

ハバードモデルの中でも、スピン1/2の電子を記述する通常のSU(2)ハバードモデルではなく、 $N(>2)$ 成分のカラー自由度を持つ粒子を記述するSU(N)ハバードモデルは、 N の値に応じて基底状態の性質

が大きく異なることが予想されている。例えば、2次元以上のSU(2)モデルでは half-filling (1サイトに $N/2$ 個の粒子)における基底状態として反強磁性の長距離秩序が予想されているが、 N の大きいモデルでは長距離秩序が失われ、より乱雑な状態が好まれる傾向にある。また、単にSU(2)モデルの数学的な拡張というだけでなく、軌道縮退がある系(の対称性の高い場合)を記述する点でも一般のSU(N)モデルを研究する意義は大きい。通常物質ではSU(N)対称性は近似的にしか成り立たないことがほとんどであるが、光格子に特定の原子種を用いればこの対称性を非常に精密に実現できることが示され、SU(N)ハバードモデルの実験的な研究の可能性が開けた。

ハバードモデルで説明される物理現象の代表例として金属-モット絶縁体転移が挙げられる。モット絶縁体とは、電子間の斥力によって電気伝導が妨げられることに由来する絶縁体の一種で、一般のバンド絶縁体と異なりスピン自由度が生き残るために多様な磁気的現象の舞台となる。ここでは、イッテルビウム原子を用いたSU(6)ハバードモデルの実現とモット絶縁体の形成、SU(N)ハバードモデルの熱力学性質の N 依存性を報告する。特に、スピン自由度が担うエントロピーが、 N の大きな系について効果的な断熱冷却(ポメラチュク冷却)の手段を提供することと、その冷却原子系における意義について議論する。

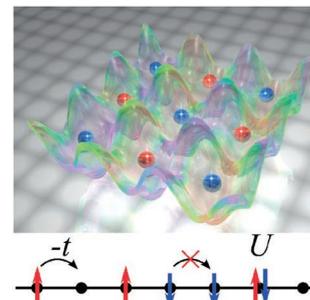
—Keywords—

モット絶縁体:

ハバード模型などの強相関電子系の模型で、クーロン相互作用が大きくなったときに現れるバンド理論で記述できない絶縁体。各格子あたりに整数個の電子があるような電子密度において、強いクーロン斥力のために電子が身動きがとれなくなることによって生じる。銅酸化物高温超伝導体はモット絶縁体にキャリアを導入した系と考えられるため、その発見以降モット絶縁体の研究が活発に行われている。

ポメラチュク冷却:

Pomeranchukが1950年に開発した ^3He の冷却法。数100ミリケルビン以下の温度では、量子揺らぎによって ^3He の液体状態よりも固体状態のほうがエントロピーが高くなり、温度圧力相図における固体と液体の境界線が通常とは反対の傾きを持つ。この特性を活かして ^3He を数ミリケルビン程度まで冷却することができる。冷却能力に優れ、 ^3He 超流動の実現にも大きな役割を果たした。



光格子に導入された原子集団のイメージ。光の定在波がつくる「人工結晶」中を相互作用する原子が動き回ることによって、多様な多体現象が再現される。

1. はじめに

レーザー冷却技術の進歩により、希薄な原子集団を数十nKという極低温にまで冷却し、その量子的な振る舞いを観測することが可能になった。1995年のボース・アインシュタイン凝縮の達成以後、冷却原子系は量子多体問題の研究対象として急速な発展を遂げてきた。¹⁾ その背景には、この系が他に類を見ない高い制御性を持つことが挙げられる。低温・低密度であるために、冷却原子間の相互作用は単一のパラメータ (s 波散乱長) で非常によく記述され、さらにはフェッシュバハ共鳴²⁾ という現象を用いてその強さや符号を自由に制御することができる。また、密度や次元性といったその他のパラメータも実験者が容易にコントロール可能である。このような特徴から、冷却原子系は理論モデルの「量子シミュレータ」として使用できるという期待が高まっている。すなわち、重要だが解くことが難しい多体問題の理論モデルを冷却原子系で再現し、その振る舞いを観測することでモデルの解を見出すのである。

その中でも特に注目を集めているのが光格子である。acシュタルク効果により原子はレーザー光の強度に比例したポテンシャルを感じるため、光の干渉によって定在波を作ることであたかも固体結晶のような周期ポテンシャルを形成できる (図1(a))。上述した冷却原子系の特性により、光格子は固体で見られる多様な物理現象を理想的な環境で研究する格好の対象となった。相互作用やバンド構造の詳細があらかじめよく分かっているため、理論によるモデル化が容易であり、この分野では常に理論と実験が密接に連携して多くの成果が挙げられている。光格子によって、相関電子系の代表的なモデルであるハバードモデルが高い精度で再現されることが示され、³⁾ 現在は反強磁性秩序や d 波超流動の実現に向けて精力的に研究が進められている。

最近、アルカリ土類様原子を用いて、SU(N) ハバードモ

デルが実現できるという提案がなされた。⁴⁻⁶⁾ SU(N) ハバードモデルは、ハバードモデルの持つスピン対称性をSU(2) から一般のSU(N) に拡張したもので、

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\sigma=1}^N (c_{i,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} + \text{H.c.}) + U \sum_i \sum_{\sigma \neq \sigma'}^N n_{i,\sigma} n_{i,\sigma'} \quad (1)$$

と表される。隣接サイト間のホッピングパラメータ t とオンサイト相互作用 U がスピン σ によらないことがモデルのSU(N) 対称性を表している。高温超伝導体を記述するモデルとして2次元ハバードモデルが盛んに研究され、このモデルも関連して理論的な興味を持たれていたが、^{7,8)} 厳密にこの対称性を持つ物質があったわけではなく、当時は人工的なモデルに過ぎなかった。しかしながら、大きな N に対するSU(N) モデルの基底状態として、カイラルスピン液体や valence-bond-solid など $N=2$ の場合と大きく異なる新奇な量子相が現れる可能性が示されており、実験的な研究が可能になれば大変興味深いテーマになると考えられる (図1(b))。

以下でSU(N) ハバードモデルの光格子による実現と研究の現状について述べる。

2. Yb原子とSU(N) 対称性

まず、Yb原子が持つSU(N) 対称性の由来について解説する。Ybはアルカリ土類型の電子配置を持つ原子であり、基底状態 (1S_0) における全電子スピンはゼロである。従って超微細構造は存在せず、内部自由度は核スピンのみで決定される。超低温における原子の散乱特性は電子雲同士の相互作用に由来し、核スピンの状態に依存しないため、基底状態のYb間の相互作用は内部自由度によらず同一になる。このことは、核スピン I に対し、 $2I+1$ の磁気副準位の任意の入れ替えに対し系が対称であること、すなわちSU($N=2I+1$) 対称性を意味している。Ybの7種の安定同位体のうち、5種のボース同位体は核スピンを持たないが、2種のフェルミ同位体 (^{171}Yb , ^{173}Yb) にはそれぞれ $I=1/2$, $5/2$ の核スピンがあり、特に ^{173}Yb はSU(6) 対称性を持つ系として注目を集めている。Yb原子については、我々のグループが世界に先駆けて各種同位体の量子縮退を達成しており、⁹⁻¹¹⁾ 現在ではワシントン大学、¹²⁾ 東京工業大学、¹³⁾ ハンブルグ大学、¹⁴⁾ フィレンツェ大学、マックス・プランク研究所などのグループが量子縮退したYb原子の実験的研究に取り組んでいる。上述のSU(N) 対称性の他に、Ybには周波数標準にも応用される超狭線幅 ($\sim \text{mHz}$) の光学遷移 ($^1S_0 \leftrightarrow ^3P_{0,2}$) があり、これを多体系のプロープとして用いる研究も期待される。また、ごく最近ではSU(10) 対称性を持つ $I=9/2$ の ^{87}Sr も量子縮退領域にまで冷却されている。¹⁵⁾

3. SU(6) モット絶縁体

ハバードモデルが記述する最も基本的な物理現象の一つが金属-モット絶縁体転移である。ハバードモデルの基本

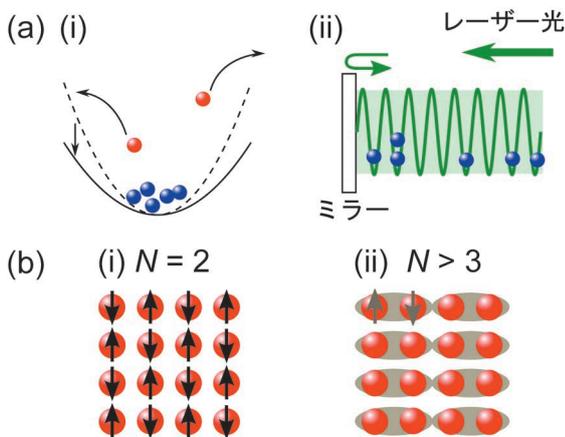


図1 (a) 光格子による実験のセットアップ。(i) トラップポテンシャルを徐々に浅くすることで、高いエネルギーにある原子を選択的に逃がし原子集団を冷却する(蒸発冷却)。(ii) レーザーの定在波がつくる光格子ポテンシャルに量子縮退にまで冷却された原子を導入する。(b) half-filled SU(N) ハバードモデルの基底状態の候補。(i) $N=2$: 反強磁性秩序。(ii) $N \geq 4$: VBS状態。長距離の磁気秩序はなく、隣り合うサイト間でつくれたSU(N) シングレットが配列される。

的なパラメータである U/t が大きくなるにつれ粒子の有効質量は増大し、粒子の運動が抑制される。サイトあたりの粒子数 n が整数のとき、ある臨界点を越えたところで電荷ギャップが形成され、系は金属からモット絶縁体に転移する。

我々は、光格子中に ^{173}Yb を導入することで $\text{SU}(6)$ モット絶縁体を形成することに成功した。¹⁶⁾ 光格子中でモット絶縁相を同定するのは必ずしも容易ではない。絶縁体の定義は絶対零度の極限で電気伝導率がゼロになることであるが、孤立した冷却原子系では電流に相当する物理量の計測は困難である。そこで、以下のような一連の実験からモット絶縁体の実現を結論付けた。

3.1 2重占有率と圧縮率

2重占有率（格子点が2つの粒子で同時に占められている確率）はハバードモデルの基本的な物理量であるが、光格子中の冷却原子系ではこれを比較的容易に測定可能である。具体的には、同一格子点上にいる2原子をフェッシュバハ共鳴や光会合といった手法で選択的に分子に変換し、生成された分子の割合を測定することで2重占有率を割り出すことができる。我々はこの手法を光格子中の ^{173}Yb に適用し、その振る舞いを詳細に調べた。

光格子のポテンシャルは一様ではなく、周期ポテンシャルの他に原子集団を保持するための調和ポテンシャルが重なった形状をとっている（図2(a)）。調和ポテンシャルを $V(r) = (1/2)m\omega^2 r^2$ としたとき、ポテンシャルの変化が十分緩やかであれば、系は局所的には一様で化学ポテンシャル $\mu(r) = \mu - V(r)$ を持った平衡状態にあると考えられる。従って、トラップ周波数 ω を変えることは一様系では化学ポテンシャル μ を変えることに相当する。以下で説明するよ

うに、2重占有率 D の ω 依存性から圧縮率 $\partial n / \partial \mu$ に関する情報を得ることができる。¹⁷⁾

まず、原子集団の周辺部では密度が低いため、2重占有率 D の測定値には中心部からの寄与がほとんどである。そこで、 D の測定により密度の不均一性による影響を除き、トラップ中心部のみに関連した物理量を得ることができる。そして、中心部での密度が $n = 1 + D$ となるような*1低温・高密度な場合であれば $\partial D / \partial \mu$ がそのまま圧縮率を与えることになる。

図2(b) は実際に測定された2重占有率 $D(\omega)$ である。はじめに、 D が ω に依存して変化すること自体が強い相互作用によるもので、自明でないことを説明しておこう。図の実験条件では、トンネリング t は非常に小さく、第一近似では無視できる。そこで系を特徴づける量は温度 T 、相互作用 U と調和ポテンシャルによるエネルギースケール $E(\omega)$ の3つである。*2 もし相互作用がなければ、熱力学量は比 $E(\omega)/T$ のみの関数になる。また、実験では ω は同じ条件のサンプルから断熱操作によって変化させているため、エントロピー $S(E(\omega)/T)$ は一定である。比 $E(\omega)/T$ はエントロピーを与えることで定まり、 $D(E(\omega)/T) = D(S)$ も一定となるはずである。図2(b)のように $D(\omega)$ が変化することは、もう一つのエネルギースケール U/t が無視できないことを表している。そして、傾き $\partial D / \partial \omega$ が ω の減少とともにゼロに近づいていくことは、トラップ中心で非圧縮性のモット絶縁体が生成していることを示す証拠となる。このことは、実験データをより精密な計算と比較することで確かめられている。以下で紹介する実験では、トラップ中心で基底状態が $n = 1$ のモット絶縁体となるように ω を調整している。

3.2 電荷励起ギャップ

相互作用に由来する電荷ギャップの存在もモット絶縁体の大きな特徴の一つである。ギャップが存在することは先に述べた圧縮率の振る舞いに密接に関連しており、その直接観測はモット絶縁体形成の強力な証拠になる。

光格子ポテンシャルに周期的な変調を加えることで、このギャップの存在を明らかにすることができる。¹⁹⁾ ある周波数 ω_{mod} での光格子の変調は、ホッピングパラメータ t を同じ周波数で変調することに相当する。モット絶縁体では隣接サイトへのホッピングはギャップによって禁止されているが、 $\hbar\omega_{\text{mod}}$ がギャップ $\Delta \sim U$ に近いときには共鳴的なホッピングが誘起される（図3(a)）。このホッピングは系の2重占有の増加として捉えることができる。図3(b)にそのスペクトルを示す。光格子におけるオンサイト相互作用 U は、原子の散乱長からあらかじめ計算することができるが、実験では確かに U に相当する周波数（点線）付近で共鳴的

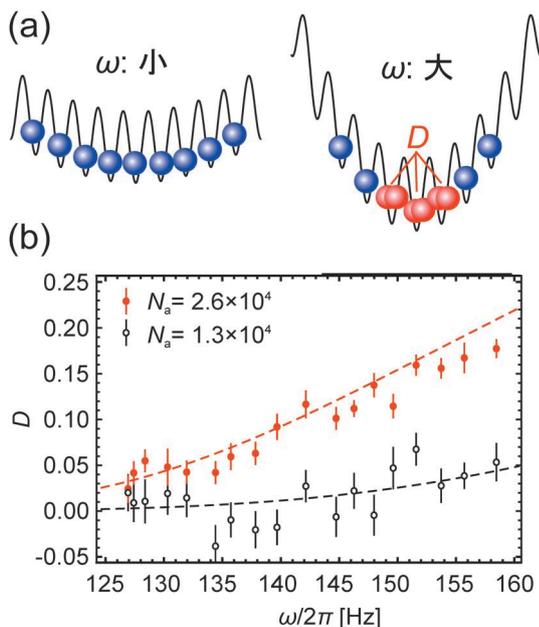


図2 (a) 光格子の実験におけるポテンシャルの形状と2重占有。(b) 光会合によって測定した、光格子中の ^{173}Yb の2重占有率 D が示すトラップ周波数 ω に対する依存性。全原子数 N_a の異なる2種類のサンプルについて測定している。破線は高温展開による理論曲線。

*1 平均密度は m 重占有率 $D(m)$ によって $n = \sum_{m=0}^N m D(m)$ と書ける。 U が大きく、十分低温なら密度揺らぎは小さく、 $1 < n < 2$ であれば $n = D(1) + 2D(2) = 1 + D(2)$ が成り立つ。

*2 $E(\omega)$ は具体的には、 $t \rightarrow 0$ でのフェルミエネルギーで与えられる。¹⁸⁾

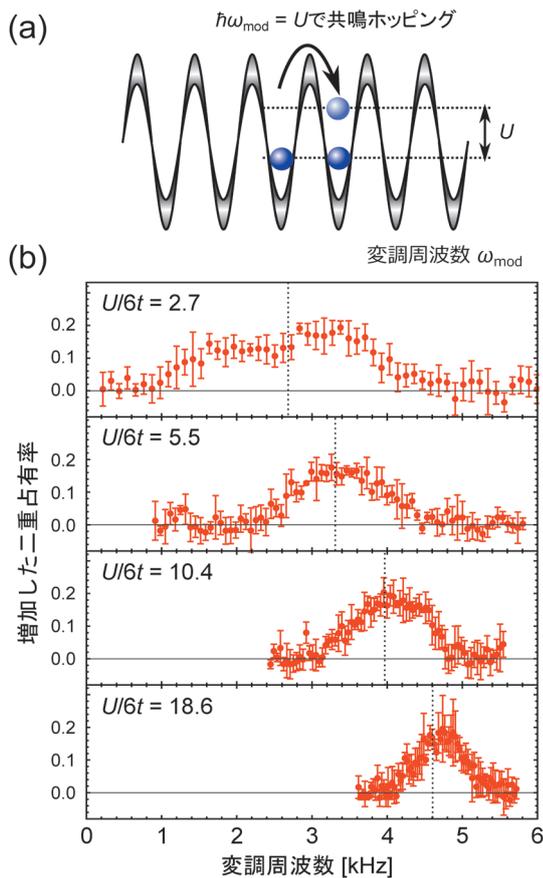


図3 (a) 光格子の変調によるギャップ測定の様式図. (b) 光格子の変調周波数に対する2重占有率の増加. 縦点線は計算されたオンサイト相互作用の大きさ.

な2重占有の増加がみられた. ピークの幅は3次元立方格子のタイトバインディングモデルにおけるバンド幅 $12t$ にほぼ比例しており, U/t を大きくするにつれてよりはっきりとしたピークが形成されている.

4. ポメラランチュク冷却

冷却原子系では数十 nK という他に類を見ない極低温が実現されているが, これは必ずしも系が基底状態に近いことを意味しない. 実際, 固体電子系のフェルミ温度は 10^3 – 10^4 K のオーダーであるのに対し, 冷却原子系では 100 nK 程度にとどまる. これまでに実現されている温度はフェルミ温度の約 10% であり, このことが光格子系で実現される量子相を研究する際の大きな障害となっている. 冷却原子気体の極端な低密度 ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) は相互作用の特徴づけを大幅に簡単にし, この系の特長である高い制御性の鍵となったが, 同時に, 目的の量子相の実現に必要な温度に至る冷却を困難なものにしているのである.

我々は, 上述した ^{173}Yb によるモット絶縁体形成にはポメラランチュク冷却²⁰⁾として知られている冷却効果が寄与していることを明らかにした. これは孤立スピンとフェルミ流体の持つエントロピーの違いに基づくシンプルな断熱冷却の一種であるが, 大きなスピン自由度を持つ ^{173}Yb に対しては重要な役割を果たしている. 以下ではこの断熱冷

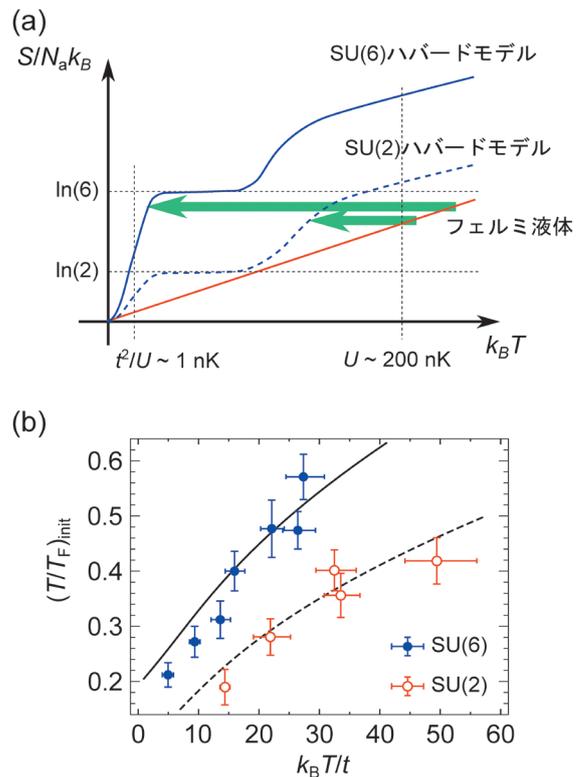


図4 (a) ポメラランチュク冷却. 緑色の矢印で示した経路で冷却が起こる. スピン自由度の大きい系ほど冷却の恩恵を受けやすい. (b) 最近接スピン相関より算出した光格子中の温度 T と, 光格子に導入する前の温度 $(T/T_F)_{\text{init}}$ (T_F はフェルミ温度) の関係. この温度領域では, エントロピーは近似的に $(T/T_F)_{\text{init}}$ に比例し, $S/N_a k_B \sim \pi^2 (T/T_F)_{\text{init}}$ で与えられる. 実線・破線は高温展開による理論曲線.

却とその検証実験について述べる.

図4(a) は光格子中の冷却原子における温度とエントロピーの関係を示しており, ここから ^3He におけるポメラランチュク効果の議論が適用できることが理解できる. 原子気体は, はじめ光格子による周期ポテンシャルのない状態で冷却され, その後断熱的に光格子に導入される. 光格子への導入前の状態は希薄で相互作用の無視できる理想フェルミ気体と考えてよい. そのエントロピーは, 十分な低温では温度に比例している (図4(a) 赤線). 原子集団が十分深い周期ポテンシャルに導入され, モット絶縁体が形成された状態では温度-エントロピー曲線は大きく異なった振る舞いを示す (青線). まず, 十分低温ではオンサイト相互作用によって軌道の自由度は凍結され, エントロピーはスピンが担うことになる. ここで, スピン-スピン間相互作用は超交換相互作用に由来しており, その大きさは $t^2/U \sim 1 \text{ nK}$ という非常に小さなエネルギースケールとなっている. そのため, エントロピーは非常に低温でスピンのとりうる最大値 $\ln(N)$ で飽和し, モットギャップ ($U \sim 200 \text{ nK}$) が崩れ始めるまでほぼ一定値に保たれる. その結果, 同じ温度で比較したとき, 光格子系は格子のない系よりエントロピーが大きくなる傾向にあり, 言い換えればモット絶縁体への等エントロピー過程で温度を低下させられることになる (緑矢印). 特に, ^{173}Yb ではスピンの $N=6$ と大きい

めに、この効果がより顕著である。議論の土台となった ^3He においては、 t^2/U の役割を原子核間の磁気双極子相互作用が、 U の役割を格子振動のデバイ温度が担っている。²⁰⁾

我々は、全く同じ条件のSU(2)系を用意し、SU(6)系と比較することでこの効果を実験的に検証した。実験上の問題は、光格子中で温度を直接測定する手段は確立されていないことであった。そこで、光格子中の温度を敏感に反映する最近接サイト間の相関を測定することにした。²¹⁾ ここでいう相関とは、「隣り合うサイトに異なるスピンの存在する確率」であり、これは前節のギャップ測定の際に共鳴ホッピングが検出される条件に相当する。従って、ギャップスペクトルのピークの高さからこの相関を評価できる。その結果を適切な理論モデルを用いて温度に換算したものを図4(b)に示す。図では縦軸を光格子に導入する前に直接測定した温度にとっているが、これは系のエントロピーとほぼ同一視できる。従ってこの結果は、同じエントロピーから断熱操作をした場合、SU(6)系はSU(2)系の約1/2から1/3にまで温度が低下することを意味しており、スピン自由度の大きな系に対するポメランチュク効果の大きさが実証されたといえる。

5. まとめと展望

これまで、中性原子フェルミ気体の実験的研究は2成分(擬スピン1/2)の系で行われることがほとんどであったが、スピン6成分の ^{173}Yb によって新たな凝縮系研究の可能性が開けることを示した。

今回観測されたSU(6)モット絶縁体の基本的な性質はSU(2)のものとは大きな違いはないが、今後のより詳細な研究で明確な違いが明らかになる可能性がある。その一例として、1次元系のモット転移が挙げられる。SU(2)モデルは1次元系では無限小の斥力相互作用で絶縁体となることが知られているが、SU($N>2$)モデルでは有限値の相互作用が絶縁体への転移に必要であることが指摘されている。^{22,23)} 光格子系では1次元系を作ることも容易であり、このような理論予想が実験的に検証できる可能性がある。

また、ポメランチュク冷却の実証は冷却原子系が抱える温度の問題の一つの解決の糸口を与えると思われる。ハバードモデルは $U/t \rightarrow \infty$ でハイゼンベルク模型に帰着し、系の粒子あたりのエントロピーは最大で $\ln(N)$ となる。スピン系へのマッピングはこのエントロピー以下の温度でないと正当化されない。従って、 N が大きい方が相関スピン系の実現に要求される条件が緩いと考えられる。興味深い量子相の実現に際し、 $N=2$ とそれ以上のどちらが有利であるかは今後の詳細な理論研究を待たねばならないが、最新のいくつかの報告は本解説で扱った範囲よりずっと低い温度領域においてもポメランチュク冷却の効果が期待できることを示唆している。²⁴⁻²⁶⁾

参考文献

- 1) I. Bloch, J. Dalibard and W. Zwerger: Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 885.
- 2) C. Chin, R. Grimm, P. Julienne and E. Tiesinga: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1225.
- 3) D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner and P. Zoller: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3108.
- 4) M. Hermele, V. Gurarie and A. M. Rey: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 135301.
- 5) M. A. Cazalilla, A. F. Ho and M. Ueda: New J. Phys. **11** (2009) 103033.
- 6) A. V. Gorshkov, M. Hermele, V. Gurarie, C. Xu, P. S. Julienne, J. Ye, P. Zoller, E. Demler, M. D. Lukin and A. M. Rey: Nat. Phys. **6** (2010) 289.
- 7) I. Affleck and J. B. Marston: Phys. Rev. B **37** (1988) 3774.
- 8) N. Read and S. Sachdev: Phys. Rev. B **42** (1990) 4568.
- 9) T. Fukuhara, Y. Takasu, M. Kumakura and Y. Takahashi: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 030401.
- 10) S. Taie, Y. Takasu, S. Sugawa, R. Yamazaki, T. Tsujimoto, R. Murakami and Y. Takahashi: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 190401.
- 11) K. W. Madison, Y. Wang, A. M. Rey and K. Bongs (Eds.): *Annual Review of Cold Atoms and Molecules* (World Scientific, 2012).
- 12) A. H. Hansen, A. Khramov, W. H. Dowd, A. O. Jamison, V. V. Ivanov and S. Gupta: Phys. Rev. A **84** (2011) 011606.
- 13) M. Miranda, A. Nakamoto, Y. Okuyama, A. Noguchi, M. Ueda and M. Kozuma: Phys. Rev. A **86** (2012) 063615.
- 14) S. Dörscher, A. Thobe, B. Hundt, A. Kochanek, R. Le Targat, P. Windpasinger, C. Becker and K. Sengstock: Rev. Sci. Instrum. **84** (2013) 043109.
- 15) B. J. DeSalvo, M. Yan, P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar and T. C. Killian: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 030402.
- 16) S. Taie, R. Yamazaki, S. Sugawa and Y. Takahashi: Nat. Phys. **8** (2012) 825.
- 17) V. W. Scarola, L. Pollet, J. Oitmaa and M. Troyer: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 135302.
- 18) U. Schneider, L. Hackermüller, S. Will, T. Best, I. Bloch, R. Helmes, D. Rasch and A. Rosch: Science **322** (2008) 1520.
- 19) R. Jördens, N. Strohmaier, K. Günter, H. Moritz and T. Esslinger: Nature **455** (2008) 204.
- 20) R. C. Richardson: Rev. Mod. Phys. **69** (1997) 683.
- 21) D. Greif, L. Tarruell, T. Uehlinger, R. Jördens and T. Esslinger: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 145302.
- 22) R. Assaraf, P. Azaria, M. Caffarel and P. Lecheminant: Phys. Rev. B **60** (1999) 2299.
- 23) S. R. Manmana, K. R. A. Hazzard, G. Chen, A. E. Feiguin and A. M. Rey: Phys. Rev. A **84** (2011) 043601.
- 24) L. Messio and F. Mila: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 205306.
- 25) Z. Cai, H.-H. Hung, L. Wang, D. Zheng and C. Wu: Phys. Rev. B **88** (2013) 125108.
- 26) L. Bonnes, K. R. A. Hazzard, S. R. Manmana, A. M. Rey and S. Wessel: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 205305.

(2013年8月30日原稿受付)

Realization of the SU(N) Hubbard Model in Ultracold Atoms in an Optical Lattice

Shintaro Taie and Yoshiro Takahashi

abstract: Ultracold atoms in periodic potentials created by optical lattices have been actively investigated as a new research field of condensed matter physics, for their cleanness, high controllability, and novel measurement schemes. The advance in cooling technique enabled to load more and more atomic species into optical lattices, and experiments have been rapidly diversified. Here, we introduce the realization of the SU(N) Hubbard model, which is obtained by extending, using alkaline-earth-like atoms in optical lattices.

励起子ポラリトン系のBEC-BCS-LASER クロスオーバー理論

山口 真 (大阪大学大学院理学研究科)

小川 哲生 (大阪大学大学院理学研究科)

半導体に適当な波長のレーザー光(励起光)を照射すると、価電子帯の電子は伝導帯に励起され(図L1)、励起電子とその抜け孔である正孔は、Coulomb力により励起子と呼ばれる束縛状態を形成する。この励起子は光を放出して再結合し、その光が再び励起子を生成する。このような過程で形成される励起子と光子の複合準粒子は励起子ポラリトンと呼ばれる。GaAsやCdTeなどの材料系の結晶成長技術の進展により図L2のように鏡に相当する2つの層(微小共振器)の間に半導体量子井戸をサンドイッチした系が作られ、そこでの励起子ポラリトンの振る舞いが注目されている。この系では、半導体の励起子のエネルギーに相当する光は鏡の間に閉じ込められ、いわゆるキャビティ(共振器)状態になっている。(山本喜久ら:日本物理学会誌第67巻第2号「解説」参照。)この系に励起光を照射すると励起子ポラリトンの密度が増えていくが、その過程で励起子ポラリトンを構成する電子、正孔、光子は、お互いの相互作用に起因して様々な興味深い特徴を示す。

まず、密度が増えてくると熱平衡統計力学に基づいて励起子ポラリトンのBose-Einstein凝縮(BEC)が起こる。この変化により、観測される発光強度は大きく増大する。この点は第1閾値と呼ばれる。さらに密度を上げていくと、再度、光強度が急激に増加する領域—第2閾値—が存在する。従来、この第2閾値は、励起子ポラリトンの構成粒子である励起子が電子と正孔に解離することで、非平衡状態である半導体レーザーへ移行する現象と解釈されてきた。しかしながら、励起子の解離によって非平衡性を生じるといふ論理には必然性がない。このため、第2閾値の起源としては、冷却原子系でも話題になっているように、熱平衡状態を維持したまま電子や正孔のFermi

粒子性が高密度領域で顕在化し、これらが“Cooper対”を組んで凝縮している可能性、つまり、Bardeen-Cooper-Schrieffer(BCS)状態のような秩序相が生じている可能性も指摘されてきた(図L3)。

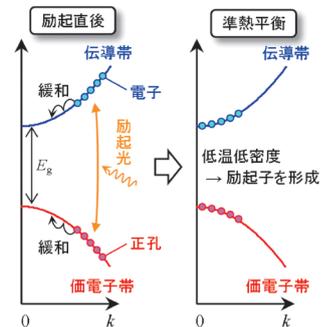
これまで第2閾値について多くの実験的な検証が行われてきたが、その起源については統一的な見解は得られていなかった。その理由の一つには、電子や正孔の束縛対の形成や解離といった物理を含み、かつ、熱平衡領域から非平衡領域にまでわたるBECやBCS状態、半導体レーザーを統一的に記述できる理論が存在しなかったことが挙げられる。そこで我々は最近、系を準熱平衡とみなせる状況ではBCS理論に、非平衡性が重要となる状況ではMaxwell-Semiconductor-Bloch方程式(半導体レーザーを記述できる方程式)に帰着する理論を提案した。

この枠組みに基づいて解析を行うと、BECからBCS状態や半導体レーザー発振にいたる諸状態を一つの枠組みで記述でき、これらの関係性を明らかにすることができる。その結果、現在知られている実験では、確かに励起子ポラリトンBECは非平衡領域である半導体レーザーへ連続的に移行し、これにより第2閾値が生じていることが分かった。さらにその場合には、第2閾値においては励起子の解離が生じるわけではなく、束縛対の形成機構が変化していることが明らかになった。

これらの結果は、今回提案した統一的な理論の重要性を示しているだけでなく、今後、密接な関連をもつ高温超伝導や冷却原子系などの研究分野に新たな知見を与える可能性も秘めている。また、熱平衡領域とそれから遠い非平衡領域をつなぐという意味において、非平衡統計力学などへの領域を超えた波及効果も期待される。

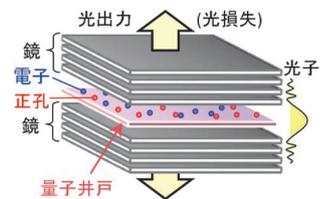
—Keywords—

半導体の励起と熱化:
励起光により生成された電子と正孔は速やかにバンド内緩和し、それぞれのバンド内では見かけ上、熱平衡状態ができる。この状態が低温低密度であれば、電子と正孔は励起子を形成する。

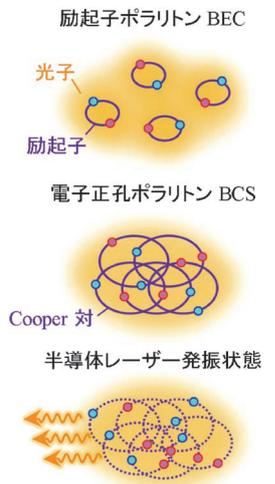


図L1 励起と熱化の概念図。

励起子ポラリトン系:
2つの鏡の間に閉じ込められた光子と量子井戸中に閉じ込められた電子、正孔により励起子ポラリトンが形成される。



図L2 励起子ポラリトン系。



図L3 秩序相の概念図。

1. はじめに

電子、正孔、光子が互いに相互作用する量子多体系は、Fermi粒子とBose粒子から成る混合系という意味で、高温超伝導や冷却原子系のBCS-BECクロスオーバーといった分野と密接なつながりをもち、基礎物理を調べる舞台として重要である。励起子ポラリトン系(図L2)は、このような量子多体系の典型例であり、この中で実現される秩序相には、たとえば、励起子ポラリトンのBECや、電子と正孔が“Cooper対”を組んで凝縮するBCS状態、さらには、応用上も重要な半導体レーザー発振状態などが含まれている(図L3)。

しかしながら、BECやBCS状態は熱平衡統計力学に基づく相転移に従って生じる現象であり、その原理は非平衡状態である半導体レーザー¹⁾とは大きく異なる。このため、多くの場合、熱平衡状態であるBECやBCS状態と、非平衡現象である半導体レーザーの理論は、別々に展開されてきた。その結果、これまで半導体レーザーの記述に用いられてきた理論、たとえばMaxwell-Semiconductor-Bloch方程式^{2,3)}(MSBE)などは、BECやBCS状態の説明には役立たない。一方、BECやBCS状態の記述に特化した理論、たとえばBCS理論^{4,5)}は、系が熱平衡状態にあることを前提としているため、共振器からの光損失など、解放系に特有の非平衡性を全く考慮することができない。そして、ここに示した理論上の困難は、これまで励起子ポラリトン系の物理を理解する上で大きな障害になってきた。

このような背景の中、我々は最近、図1(a)に示した理論モデルを用い、定常状態においてBECやBCS状態、半導体レーザーを一つの理論的枠組みで取り扱うことのできる理論を提案した^{6,7)}。この理論は、系を準熱平衡とみなせる状況ではBCS理論に、非平衡性が重要となる状況ではMSBEに帰着するという特長をもつ。さらに、我々の

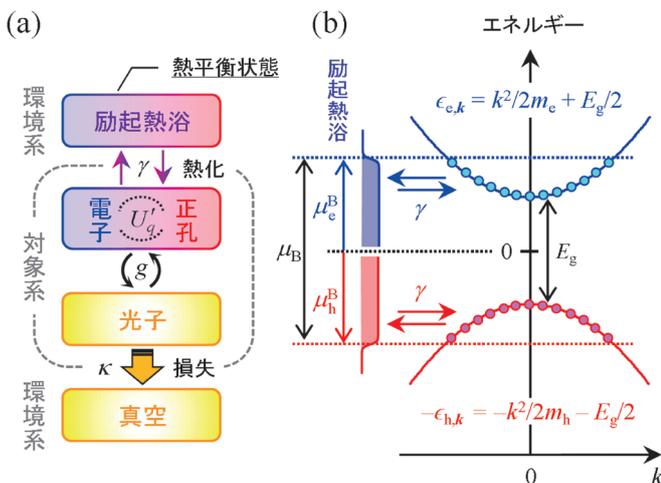


図1 (a) 理論モデル、(b) 伝導帯と価電子帯のエネルギー構造。励起熱浴はFermi分布に従って、伝導帯(価電子帯)に電子(正孔)を詰める働きをもつ。 $\mu_B \equiv \mu_e^B + \mu_h^B$ を上昇させるほど電子数や正孔数は増加するため、 μ_B は励起の強さを見なすことができる。 E_g はバンドギャップ、 $m_{e(h)}$ は電子(正孔)の有効質量。

新しい枠組みを用いることにより、励起子ポラリトン系を高密度に励起した際に現れる、いわゆる第2閾値の起源について、初めて理論的な説明が可能になった。そこで本稿では、このような研究の一端を紹介したい。

2. 励起子ポラリトン系のBCS理論とMSBE

まずは、これまでに展開されてきたBCS理論やMSBEの類似点、相違点を浮き彫りにする形で、これらの理論を概観しておく。以下では簡単のため $\hbar = k_B = 1$ とする。

2.1 モデル

励起子ポラリトン系の理論では、半導体量子井戸内の電子と正孔、および共振器内の光子の自由度を考える。電子や正孔間のCoulomb相互作用、および電子正孔対と光子の相互作用(双極子相互作用と呼ばれる)を考慮すると、対象系のHamiltonianは、 $\hat{H}_S = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{Coul}} + \hat{H}_{\text{dip}}$ の形で与えられる。ここで、 \hat{H}_0 は相互作用を含まない自由粒子としてのHamiltonianであり、波数 k をもつ電子(正孔)と光子の消滅演算子をそれぞれ $\hat{e}_k(\hat{h}_k)$ 、 \hat{a}_k と書くことにすると、

$$\hat{H}_0 = \sum_k (\epsilon_{e,k} \hat{e}_k^\dagger \hat{e}_k + \epsilon_{h,k} \hat{h}_k^\dagger \hat{h}_k + \epsilon_{\text{ph},k} \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k) \quad (1)$$

とできる。伝導帯と価電子帯のエネルギー構造については、図1(b)を参照。一方、 \hat{H}_{Coul} と \hat{H}_{dip} は、それぞれCoulomb相互作用、および双極子相互作用を表し、

$$\hat{H}_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} U'_q (\hat{e}_{k+q}^\dagger \hat{e}_{k'-q}^\dagger \hat{e}_k \hat{e}_k + (\hat{e} \leftrightarrow \hat{h}) - 2\hat{e}_{k+q}^\dagger \hat{h}_{k'-q} \hat{h}_k \hat{e}_k), \quad (2)$$

$$\hat{H}_{\text{dip}} = -\sum_{k,q} (g \hat{a}_q^\dagger \hat{h}_{-k} \hat{e}_{k+q} + g^* \hat{a}_q \hat{e}_k \hat{h}_{k+q}) \quad (3)$$

と書ける($U'_q = U_{-q}$, $U'_{q=0} \equiv 0$)。対象系の励起数を $\hat{N}_S \equiv \sum_k [\hat{e}_k^\dagger \hat{e}_k/2 + \hat{h}_k^\dagger \hat{h}_k/2 + \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k]$ と定義すると、 $[\hat{H}_S, \hat{N}_S] = 0$ が満たされる。そこで以下では $\hat{H}_S - \mu \hat{N}_S$ をあらためて \hat{H}_S と定義する。これは熱平衡状態の場合には化学ポテンシャル μ の大正準集団を考えることに対応し、時間に依存する物理量を見る場合には周波数 μ の回転座標系に乗ることを意味する。このため、BECやBCS状態を記述する場合には μ は化学ポテンシャルを意味するパラメータになり(2.3節)、半導体レーザーの場合には定常発振周波数を記述する未知変数になる(2.4節)。

2.2 平均場近似

2.1節のHamiltonianは、励起子ポラリトン系の理論の出発点を与えるが、 \hat{H}_{Coul} や \hat{H}_{dip} は種々の多体問題を含むため、厳密に取り扱うことは一般に困難である。そこでここでは、多体問題を一体問題に還元する平均場近似を用いて議論する。平均場としては、光振幅： $\langle \hat{a}_k \rangle \equiv \delta_{k,0} a_0$ 、電子の分布関数： $\langle \hat{e}_k^\dagger \hat{e}_k \rangle \equiv \delta_{k,k'} n_{e,k}$ 、正孔の分布関数： $\langle \hat{h}_k^\dagger \hat{h}_k \rangle \equiv \delta_{k,k'} n_{h,k}$ 、および、分極： $\langle \hat{h}_{-k} \hat{e}_k \rangle \equiv \delta_{k,k'} p_k$ を採用する。これらを用いると容易な計算により \hat{H}_{Coul} と \hat{H}_{dip} は一体化され、対象系の平均場Hamiltonianとして

$$\hat{H}_S^{\text{MF}} = \sum_k \left(\tilde{\xi}_{e,k} \hat{e}_k^\dagger \hat{e}_k + \tilde{\xi}_{h,k} \hat{h}_k^\dagger \hat{h}_k - [\Delta_k \hat{e}_k^\dagger \hat{h}_{-k}^\dagger + \text{H.c.}] \right) + \sum_k \left(\xi_{\text{ph},k} \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k - [g p_k \hat{a}_0^\dagger + g^* p_k^* \hat{a}_0] \right) \quad (4)$$

が得られる。ただし、定数成分は以後の議論に影響を及ぼさないので無視した。 $\tilde{\xi}_{e(h),k}$ と $\xi_{\text{ph},k}$ は、それぞれ $\tilde{\xi}_{e(h),k} \equiv \tilde{\epsilon}_{e(h),k} - \mu/2$, $\xi_{\text{ph},k} \equiv \epsilon_{\text{ph},k} - \mu$ と定義され、 $\tilde{\epsilon}_{e(h),k} \equiv \epsilon_{e(h),k} - \sum_{k'} U'_{k-k'} n_{e(h),k'}$ は、相互作用を平均場として取り込んだ電子(正孔)のエネルギーである。また、 $\Delta_k \equiv g^* a_0 + \sum_{k'} U'_{k-k'} p_{k'}$ は一般化Rabi周波数と呼ばれ、式(4)より Δ_k は電子正孔の対形成をもたらす作用がある。

このようにして平均場Hamiltonian \hat{H}_S^{MF} が得られるが、平均場近似が自己無撞着であるためには、採用した平均場の演算子 $\hat{O} \in \{\hat{a}_k, \hat{e}_k^\dagger \hat{e}_k, \hat{h}_k^\dagger \hat{h}_k, \hat{h}_{-k} \hat{e}_k\}$ に対して、

$$\langle \hat{O} \rangle = \text{Tr}[\hat{O} \hat{\rho}^{\text{MF}}(\langle \hat{O} \rangle)] \quad (5)$$

の関係式(自己無撞着方程式)が満たされる必要がある。ただし、 $\hat{\rho}^{\text{MF}}$ は \hat{H}_S^{MF} を用いて決定される密度演算子を表す。以下で述べるBCS理論やMSBEは、この関係式から得られるものである。

2.3 励起子ポラリトン系のBCS理論^{4,5)}

まず、励起子ポラリトン系の熱平衡状態を記述するBCS理論について紹介する。この場合には、熱平衡統計力学に従い、温度 T での密度演算子 $\hat{\rho}^{\text{MF}}$ は

$$\hat{\rho}^{\text{MF}} = \hat{\rho}_{\text{eq}}^{\text{MF}} \equiv \frac{1}{Z} \exp(-\beta \hat{H}_S^{\text{MF}}) \quad (6)$$

となる。ただし、 $Z \equiv \text{Tr}[\exp(-\beta \hat{H}_S^{\text{MF}})]$, $\beta \equiv 1/T$ である。また、このとき μ は化学ポテンシャルの役割を果たすパラメータである。このような状況の下、簡単のため $\epsilon_{e,k} = \epsilon_{h,k}$ とすると、自己無撞着方程式(式(5))は、

$$a_0 = \sum_{k'} \frac{g}{\xi_{\text{ph},0}} p_{k'}, \quad p_k = \frac{\Delta_k}{2E_k} \tanh\left(\frac{\beta E_k}{2}\right) \quad (7)$$

$$n_{e,k} = n_{h,k} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\tilde{\xi}_{\text{ch},k}^+}{E_k} \tanh\left(\frac{\beta E_k}{2}\right) \right\} \quad (8)$$

となる。ここで、 $\tilde{\xi}_{\text{ch},k}^\pm \equiv (\tilde{\xi}_{e,k} \pm \tilde{\xi}_{h,k})/2$, $E_k \equiv [(\tilde{\xi}_{\text{ch},k}^+)^2 + |\Delta_k|^2]^{1/2}$ と定義した。さらに、 Δ_k の定義式に式(7)を代入すると、金属超伝導を記述するBCS理論のギャップ方程式と形式的に同一の方程式

$$\Delta_k = \sum_{k'} U_{k',k}^{\text{eff}} \frac{\Delta_{k'}}{2E_{k'}} \tanh\left(\frac{\beta E_{k'}}{2}\right) \quad (9)$$

が得られる。このため、励起子ポラリトン系においても Δ_k は秩序変数の役割を果たす。また、 $U_{k',k}^{\text{eff}} \equiv |g|^2/\xi_{\text{ph},0} + U'_{k-k'}$ は電子・正孔間の有効引力ポテンシャルという意味をもち、Coulomb引力だけでなく、双極子相互作用も電子・正孔間の引力に寄与することを表している。式(8)と式(9)は $n_{e,k} (=n_{h,k})$ と Δ_k を未知変数とする連立方程式と見なすことができ、特に $T=0$ では、この枠組みによりBEC領域からBCS領域までを記述できることが知られている。⁸⁾

2.4 半導体レーザーを記述するMSBE^{2,3)}

次に非平衡性が重要となる半導体レーザーの取り扱いについて紹介する。この場合、BCS理論とは異なり電子正孔系の励起や熱化、光損失などを担う環境系の役割が重要になる(図1(a))。そこで、環境系 \hat{E} を含め、全系の平均場Hamiltonianを $\hat{H}^{\text{MF}} \equiv \hat{H}_S^{\text{MF}} + \hat{E}$ とし、全系の密度演算子 $\hat{\rho}^{\text{MF}}$ の運動を考える。 $i\partial_t \hat{\rho}^{\text{MF}} = [\hat{H}^{\text{MF}}, \hat{\rho}^{\text{MF}}]$ であるので、式(5)の両辺を時間微分すると

$$i\partial_t \langle \hat{O} \rangle = \text{Tr}[[\hat{O}, \hat{H}_S^{\text{MF}}] \hat{\rho}^{\text{MF}}] + \text{Tr}[[\hat{O}, \hat{E}] \hat{\rho}^{\text{MF}}] \quad (10)$$

を得る。この式の第1項目については式(4)を用いて導出し、第2項目については現象論的な緩和項で代用すると、MSBEと呼ばれる以下の連立方程式が得られる：

$$\partial_t a_0 = -i \xi_{\text{ph},0} a_0 + i g \sum_k p_k - \kappa a_0 \quad (11)$$

$$\partial_t p_k = -2i \xi_{\text{ch},k}^+ p_k - i \Delta_k N_k - 2\gamma (p_k - p_k^0) \quad (12)$$

$$\partial_t n_{e(h),k} = -2\text{Im}[\Delta_k p_k^*] - 2\gamma (n_{e(h),k} - n_{e(h),k}^0) \quad (13)$$

ここで、各方程式の最終項が緩和項に相当し、 $N_k \equiv n_{e,k} + n_{h,k} - 1$ は反転分布の程度を表す。⁹⁾ また、ここで励起熱浴電子(正孔)系の化学ポテンシャルを $\mu_{e(h)}^B$ として、Fermi分布を $f_{e(h),k} \equiv [1 + \exp\{\beta(\tilde{\epsilon}_{e(h),k} - \mu_{e(h)}^B)\}]^{-1}$ と書くことにすると、

$$p_k^0 \equiv 0, \quad n_{e(h),k}^0 \equiv f_{e(h),k} \quad (14)$$

である。このような形で緩和項を取り入れる近似は、緩和時間近似と呼ばれる。MSBEにおけるそれぞれの緩和項は、光振幅 a_0 がレート κ で減衰する効果や、電子(正孔)がレート 2γ で熱平衡状態のFermi分布 $f_{e(h),k}$ に近づこうとする働き(図1(b))、すなわち「熱化」の過程(図L1)、さらには熱化に伴って分極 p_k は減衰してしまう影響などを表している。式(11)-(14)において定常状態を想定し、 $\partial_t \langle \hat{O} \rangle = 0$ を満たすように $a_0, p_k, n_{e,k}, n_{h,k}$ および μ を決定すると、半導体レーザーの定常発振解が得られる。ただし、前述のように、BCS理論の場合には μ は化学ポテンシャルを表すパラメータと見なされるのに対し、定常状態のMSBEでは μ は定常発振周波数を表す未知変数と見なされることに注意したい。これは適切な周波数 μ の回転座標系に乗れば、レーザー発振による a_0 や p_k の振動が静止してみえるので、そのような周波数を見出すことに対応する。

3. BEC-BCS-LASER クロスオーバー理論

上で見たように、励起子ポラリトン系におけるBCS理論とMSBEは、共通のHamiltonianから出発し、同一の平均場近似を適用することで得られる枠組みである。その一方で、両者の違いは自己無撞着方程式の求め方にあった。BCS理論の場合には、対象系が熱平衡状態にあるという前提に基づき、熱平衡統計力学に従って $\hat{\rho}^{\text{MF}}$ を直接 \hat{H}_S^{MF} により書き下した(式(6))。一方、MSBEの場合には、現象論的な緩和項を導入するために式(10)を用いた。そして、

ここで強調したいのは、式(10)では $\hat{\rho}^{\text{MF}}$ に対して何の仮定も用いていないという点である。このことから、MSBEは、原理的には熱平衡理論、すなわちBCS理論を包含していてもよいと考えられる。

そこで、MSBEからBCS理論を導く試みを簡単に考察しておく。まず、MSBEにおいて環境系の影響を完全に無視した場合を考えてみる。これは $\kappa=\gamma=0$ とすることに対応するが、この場合には、対象系を熱平衡状態へと導く項を完全に無視することになり、当然、このようなMSBEの定常状態からBCS理論を導くことはできない。¹⁰⁾ 対象系を熱平衡化する物理的に自然な極限を考えるには、まず光損失をゼロ($\kappa\rightarrow 0$)とした後、環境系の影響は小さくしつつも熱化の働きだけは残るような極限($\gamma\rightarrow 0^+$)をとる必要がある。しかし、残念ながら、今の形の緩和項のままでは、たとえこの極限をとったとしてもMSBEの定常状態からBCS理論を導くことはできない。このようにBCS理論とMSBEは、大変、近い理論であるにも関わらず、両者の関係は不連続になっている。この問題が生じる理由は明らかに、現象論的な緩和時間近似にあると考えられる。

このような問題に関して、我々は最近、非平衡Green関数を用いることで、BCS理論とMSBEを一つの枠組みで取り扱える定常状態の理論を提案した。⁶⁾ この理論は提案当初、MSBEとは見た目の全く異なる積分形式の連立方程式であったが、前述の問題意識に基づいて方程式を整理することでMSBEと同一形式に帰着させることができ、重要な変更点はすべて緩和時間近似の項に繰り込めることが明らかになっている。⁷⁾ その結果は、式(14)を次のように変更すればよい：

$$p_k^0 \equiv i \int \frac{dv}{2\pi} [G_{12,k}^R(v) \{1 - f_{\text{h}}^{\text{B}}(-v)\} - G_{21,k}^R(v) f_{\text{e}}^{\text{B}}(v)],$$

$$n_{\text{e(h)},k}^0 \equiv \int \frac{dv}{2\pi} f_{\text{e(h)}}^{\text{B}}(v) A_{11(22)}(\pm v; \mathbf{k}) \quad (14')$$

ここで、 $f_{\text{e(h)}}^{\text{B}}(v) \equiv [\exp\{\beta(v - \mu_{\text{e(h)}}^{\text{B}} + \mu/2)\} + 1]^{-1}$ は励起熱浴電子(正孔)系のFermi分布を表す。また、 $G_{aa',k}^R(v)$ は遅延Green関数と呼ばれ、

$$G_k^R(v) = \begin{pmatrix} v - \tilde{\epsilon}_{\text{e},k} + iy & A_k \\ A_k^* & v - \tilde{\epsilon}_{\text{h},k} + iy \end{pmatrix}^{-1} \quad (15)$$

の行列要素により表される。その一方で、 $A_{11(22)}(v; \mathbf{k}) \equiv -2\text{Im}[G_{11(22),k}^R(v)]$ は一粒子スペクトル関数と呼ばれ、エネルギー v と波数 \mathbf{k} をもつ電子(正孔)の状態密度という意味をもつ。

Green関数に特有の定義がでてくることで複雑に感じる読者もいるかもしれないが、未知変数はMSBEと同じく $a_0, p_k, n_{\text{e},k}, n_{\text{h},k}$ および μ のままであり、 p_k^0 や $n_{\text{e(h)},k}^0$ の定義式を書き換えるだけでよいという点は、この理論の魅力の一つである。またGreen関数の視点からは、式(14')は[(分布関数)×(状態密度)のエネルギー積分]という形をとっており、物理的にも、比較的、意味をとりやすい形に帰着している。¹¹⁾ 我々は、この枠組みをBEC-BCS-LASERクロ

スオーバー理論と呼んでいる。

さて、この枠組みを用いると、BCS理論の位置づけをより明確にすることができる。そこで、前述の考察に従って熱平衡極限を見ておこう。ただし簡単のため、以後の議論では $\epsilon_{\text{e},k} = \epsilon_{\text{h},k}$ とする。まず $\kappa\rightarrow 0$ の極限をとると、 $\mu = \mu_{\text{B}} (\equiv \mu_{\text{e}}^{\text{B}} + \mu_{\text{h}}^{\text{B}})$ となることを証明できる。これは μ を未知変数とは思わずにパラメータとして与えることと同義であり、物理的には光損失がゼロとなることで、対象系と励起熱浴の化学ポテンシャルが一致することを意味している。その後、 $\gamma\rightarrow 0^+$ の極限をとると2.3節のBCS理論を再現できる。注意したいのは、この計算過程において γ は約分されて消滅してしまうが、その際、 $\gamma\neq 0$ の必要があるという点である。これは熱平衡理論を再現するには、熱化の考慮が不可欠であることを意味している。

このように $\kappa\rightarrow 0, \gamma\rightarrow 0^+$ という、ある意味では自明な極限のもとで、確かにBCS理論を再現できることが分かった。しかし、BCS理論が再現されるのは、このような自明な極限だけに限らない。光損失が存在し、絶え間なく光子が失われている状況下においても、電子正孔系が励起、熱化され続けていれば、対象系だけに着目すると依然として熱平衡状態と見なせる状況が存在しえる(準熱平衡状態)。上記の枠組みは、むしろこのような状況を取り扱う際に力を発揮する。この場合、依然として μ を化学ポテンシャルと見なせるが、損失の影響を受けるので $\mu_{\text{B}} > \mu$ であり、 μ は再び未知変数になる。そして、準熱平衡状態を生じる条件は、式(14'), (15)を用いると容易に導くことができ、

$$(I) \quad \min[2E_k] \geq \mu_{\text{B}} - \mu + 2\gamma + 2T$$

を得る。¹²⁾ ここで $\min[2E_k]$ は電子正孔対の解離に必要な最低限のエネルギーを表し、 $\mu_{\text{B}} - \mu > 0$ は、励起熱浴の電子正孔系から対象系への定常的な粒子流があることを意味している。したがって、条件(I)は非平衡性に伴う粒子流や、熱化に伴う位相緩和 γ 、温度 T が電子正孔対の解離に寄与しない条件と解釈することができる。

さらに非平衡性が強くなると、もはや対象系を準熱平衡状態と見なすことも困難になる。そこで次に、式(14')が式(14)に帰着して、MSBEが重要になる状況、つまり半導体レーザーの物理が重要となる状況を見ておこう。このような条件としては、式(14')や式(15)を用いると

$$(II) \quad \mu_{\text{B}} - \mu \geq \min[2E_k] + 2\gamma + 2T$$

を見出すことができる。実際、特に(II') $\mu_{\text{B}} - \mu \geq 2E_k + 2\gamma + 2T$ が満たされる波数領域では、式(14')において $f_{\text{e(h)}}^{\text{B}}(\pm v)$ を $f_{\text{e(h)}}^{\text{B}}(\tilde{\epsilon}_{\text{e(h)},k}^{\pm})$ と近似でき、これを用いると確かにMSBEが再現される。ただし、これ以外の波数領域のうち、(I') $2E_k \geq \mu_{\text{B}} - \mu + 2\gamma + 2T$ を満たす波数領域では、依然としてBCS理論に帰着していることに注意したい。

これは、真の意味で直接的に非平衡性の影響を受けてい

るのは、特定の波数領域に限られることを意味している。その結果、レーザー発振状態はMSBEとBCS理論がお互いに結合した形で記述されていることになる。このことを強調する場合には、我々は特に“BCS-coupled lasing”と呼んでいる。このとき、 μ の物理的意味は化学ポテンシャルではなく、半導体レーザーの発振周波数へと移り変わっている。

4. 第2閾値の存在と利得スペクトル

上記の枠組みを用いて計算した、共振器内のコヒーレントな光子数 $|a_0|^2$ と回転周波数 μ 、励起の強さ μ_B に対する依存性をそれぞれ図2(a), (b)に示す。¹³⁾ ただし、準熱平衡と非平衡の領域を区別するため、条件(I)を満たす場合には赤、条件(II)を満たす場合には青、両方とも満たさない場合には緑により色分けした。図2をみると μ_B を上昇させたとき、まず第1閾値を迎えることで $|a_0|^2$ が立ち上がっている。その際、対象系は準熱平衡領域(赤)にあり、 μ は下方励起子ポラリトン(LP)のエネルギーレベル E_{LP} 近傍にある。したがって、第1閾値は、対象系の化学ポテンシャルが励起子ポラリトンの最低エネルギーに到達することで、励起子ポラリトンBECが生じたことを意味している。

その後、さらに励起を上昇させていくと準熱平衡領域から遷移領域を経て非平衡領域へと連続的に移行する。その際、 $|a_0|^2$ の遷移領域付近には第2閾値が現れ、 μ は低励起での値 E_{LP} から上昇(ブルーシフト)して、共振器準位 $\epsilon_{ph,0}$ に近づいている。さらには、非平衡領域では電子分布にホールバーニングが現れている(図2挿入図)。したがって、

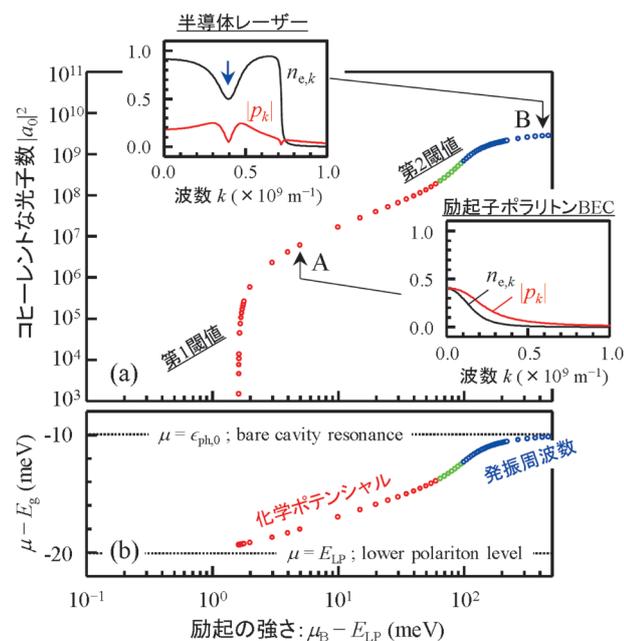


図2 (a) 共振器内のコヒーレントな光子数 $|a_0|^2$ と (b) 回転周波数 μ . 準熱平衡領域(赤)においては μ は化学ポテンシャルに対応するが、非平衡領域(青)では半導体レーザーの発振周波数に対応する。挿入図: 電子分布 $n_{e,k}$ (黒) と分極 p_k (赤)。非平衡領域における電子分布 $n_{e,k}$ の特徴的な凹み(青矢印)はホールバーニングと呼ばれ、半導体レーザーの特徴として知られる。 E_{LP} は下方励起子ポラリトン(LP)準位を表す。

これらの結果は、第2閾値を迎えることで励起子ポラリトンBECが半導体レーザーに移行したことを意味している。

このような第2閾値や周波数のブルーシフトは、実験としては10年以上前から報告されてきた現象¹⁴⁻¹⁹⁾であり、これまで電子正孔対の解離によって半導体レーザー領域に移行するという描像が信じられてきた。しかし、本研究の理論によると、この描像は全く正しくないことが分かった。このことは、式(15)に示した $G_k^R(\nu)$ から $A_{11(22)}(\nu)$ を求めることでrenormalizeされたバンド構造を調べると、半導体レーザー領域でもBCS状態と同様に、エネルギー $\mu/2$ の位置にギャップが存在するためである(図3左)。BCS状態の場合には $\mu/2$ はFermi面に相当し、ギャップの存在はFermi面における電子正孔Cooper対の形成を意味していた。一方、半導体レーザーの場合には $\mu/2$ は発振周波数に相当する。したがって、図3左のギャップは発振周波数付近の光子を媒介することで電子正孔の束縛対が形成されていることを意味している。このような“レージングギャップ”は、たとえば系の外部から周波数 ω の弱いプローブ光を照射することで利得スペクトル(図3右)を求めれば、原理的には測定可能である。半導体レーザー領域の利得スペクトル(図3(B))には、レージングギャップに対応して発振周波数 μ の周りに透明領域が現れるはずであり、今後、実験的な検証が待たれる。この他にも、励起子ポラリトンBECから半導体レーザーへの移行に伴って、利得スペクトルの性質は大きく変化する点も重要である。特に図3(A)と(B)を見比べると、図3(A)には利得が存在せず、吸収のみが生じていることが分かる。これは主に、図2のA点では反転分布をもつ波数領域、つまり $N_k > 0$ ($\Leftrightarrow n_{h,k} = n_{e,k} > 0.5$) を満たす波数領域が存在しないことに起因する。その一方で、図3(B)には利得が存在するが、これはB点で反転分布が存在するためである。

最後に、本理論によって得られる離調-励起平面の相図を図4に示す。図2の結果は矢印の点線上に相当するが、

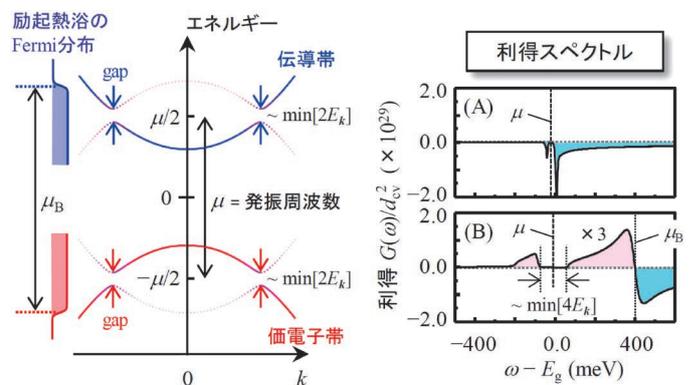


図3 左図: 半導体レーザー領域(図2のB点)におけるrenormalizeされたバンド構造。発振周波数 μ の周りにはギャップが開いている。右図: 励起子ポラリトンBEC領域(A)と半導体レーザー領域(B)における利得スペクトル。それぞれ図2のA点、B点に対応しており、正は利得(桃色)、負は吸収(水色)を表す。これらの利得スペクトルはrenormalizeされたバンド構造の影響を受けるため、たとえば半導体レーザー領域(B)に注目すると μ の周りには透明領域が現れている。

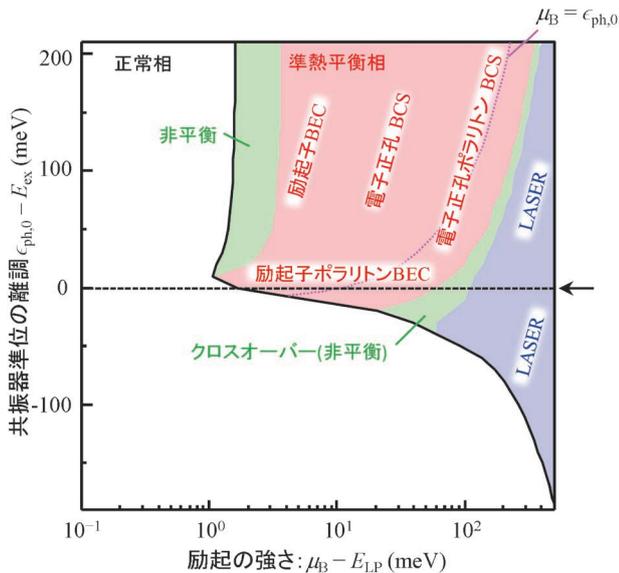


図4 離調-励起平面における相図. 図2の結果は矢印の点線上に相当する. 色分けの方法は図2と同一であり, E_{ex} は励起子準位を表す.

離調が正方向に大きい領域では, 励起子ポラリトン BEC は励起子 BEC や電子正孔 BCS 状態と連続的につながっていることが分かる. これらの秩序相が現れるのは, 離調が正方向に大きくなると, LP 状態に対する共振器の影響がほとんどなくなってしまうためである. しかし, 励起が十分強くなり $\mu_B \sim \epsilon_{\text{ph},0}$ 程度になると, Coulomb 力だけでなく双極子相互作用も電子正孔間の引力に寄与することで BCS 状態が形成されるようになり (電子正孔ポラリトン BCS 状態), その後, 半導体レーザーの発振状態に至ることが分かる. このようにして BEC や BCS 状態と半導体レーザーは連続的なつながりをもっている. 本稿にて紹介した結果は, これらを統一的な視点で捉えることにより初めて明らかになった物理とすることができる.

5. おわりに

本稿では, 励起子ポラリトン系における熱平衡相 (BEC, BCS 状態) と非平衡相 (半導体レーザー) を一つの枠組みで記述する方法について述べた. 本稿にて紹介した理論はまだまだ荒削りだが, 今後, 冒頭で述べたような幅広い物理学分野において, 新たな研究展開の契機になれば幸いで

ある.

最後に, 共同研究者である上出健仁氏, 新居良太氏, 山本喜久氏, そして有益な議論をいただいた堀切智之氏, 鹿野豊氏, 松尾康弘氏, 弓削達郎氏, 馬場基彰氏の各氏に感謝いたします.

参考文献および注

- 1) 文脈上明らかな場合, 半導体レーザーの発振状態を単に半導体レーザーと書く.
- 2) W. W. Chow, *et al.*: IEEE J. Quantum Electron. **38** (2002) 402.
- 3) K. Kamide and T. Ogawa: Phys. Status Solidi C **8** (2011) 1250.
- 4) K. Kamide and T. Ogawa: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 056401; Phys. Rev. B **83** (2011) 165319.
- 5) T. Byrnes, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 186402.
- 6) M. Yamaguchi, *et al.*: New J. Phys. **14** (2012) 065001.
- 7) M. Yamaguchi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 026404.
- 8) C. Comte and P. Nozieres: J. Physique **43** (1982) 1069.
- 9) $-1 \leq N_k \leq +1$ であり, $N_k > 0$ が満たされる波数領域では反転分布が形成されていることを意味する.
- 10) ただし, BCS 理論により得られる解を初期状態に選ぶと, κ や γ を無視した MSBE の定常解は, BCS 理論に一致する. これは $[\hat{\rho}_{\text{eq}}^{\text{MF}}, \hat{H}_{\text{S}}^{\text{MF}}] = 0$ とできることから明らかである.
- 11) 遅延 Green 関数も状態密度のようなものと見なした.
- 12) 金属超伝導の場合と類似して $G_{aa,k}^R(\nu)$ や $A_{aa}(\nu; k)$ は $\nu = \pm E_k$ にピークをもつ. このため, 条件(1)が成り立つとき, 式(14')における Fermi 分布 $f_{e(h)}^B(\nu)$ を, $\nu = \pm E_k$ の値で評価できることを用いた.
- 13) 図1(b)に示したように μ_B は励起の強さと見なせる.
- 14) L. S. Dang, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3920.
- 15) R. Balili, *et al.*: Phys. Rev. B. **79** (2009) 075319.
- 16) B. Nelsen, *et al.*: J. Appl. Phys. **105** (2009) 122414.
- 17) J.-S. Tempel, *et al.*: Phys. Rev. B. **85** (2012) 075318.
- 18) P. Tsotsis, *et al.*: New J. Phys. **14** (2012) 023060.
- 19) E. Kamman, *et al.*: New J. Phys. **14** (2012) 105003.

(2014年1月9日原稿受付)

BEC-BCS-LASER Crossover Theory in Exciton-Polariton Systems

Makoto Yamaguchi and Tetsuo Ogawa

abstract: We have constructed a comprehensive theory that can describe equilibrium and highly non-equilibrium phases in a unified way in exciton-polariton systems. Based on this framework, experiments ranging from Bose-Einstein condensation to lasing are successfully explained. We believe that these findings become a milestone for future fundamental studies of nonequilibrium statistical physics as well as optical physics.

はじめての閲読—閲読を依頼されたらどうするか？—

吉岡大二郎 〈東京大学総合文化研究科〉

1. はじめに

日本物理学会誌の2013年4月号巻頭言にJPSJ編集委員長の安藤氏が「論文閲読のすすめ」という文を載せています。お読みになった方は多いと思います。趣旨は、閲読を辞退される方が多いが、閲読は自分の仕事にも有益であるから、積極的に閲読を引き受けて欲しい、ということです。同感だなあと思っていたところ、安藤編集委員長からメールがありました。9月に行われる物理学会のフレンドシップミーティングで、若い人向けに原稿の閲読の仕方のような話をして欲しいとの要請です。これは、若い人たちにJPSJの閲読を積極的に引き受けて欲しい、そのために閲読の仕方などを話して欲しいという趣旨のようです。

私もJPSJの編集委員として時々、レターとして投稿された論文の担当編集委員を務めています。これは、適切な閲読者を選ぶのが仕事なのですが、最適と思った人にはしばしば閲読を断られてしまいます。業績も、地位もある研究者の場合は断られても仕方がないと思いつつながら依頼して、やはり多忙を理由に断られるということもままあります。それではというので、売り出し中のポストドク、助教、若手の准教授クラスの研究者に依頼することもあります。この場合は自分は適任ではないなどの理由によって断られることもしばしばです。この層の人たちに閲読を引き受けてもらうための話をするのが目的であると了解して、講演を引き受けました。実は、フレンドシップミーティングには若い人はあまり来ないのではないかと、他に適任者がいるのではないかと等と言って断ろうと思ったのですが、後の方の理由は閲読を断るとき理由と同じことに気づき、引き受けてしまった次第です。

さて、講演を済まして内容などすっかり忘れていたら、今度は学会誌に同じ題で寄稿せよとの話が来ました。これも頼まれるうちが花と言うこともあるので、引き受けてしまいました。講演でのスライドを見ながら、とりとめもなく書かせていただきます。以下の話を気楽に読んでいただければ幸いです。

2. 誰が閲読をするのか？

初めて閲読を依頼されたとき、自分のような若輩者が引き受けて良いのだろうか？と心配する人がいるかも知れません。でも、そのような心配は無用です。学術雑誌はpeer reviewというシステムで成り立っています。peerとは辞書によると地位の等しい人、同僚という意味だそうです。つまり、仲間同士で論文の閲読を行うことが原則なのです。

でも、年長の教授のほうが自分より偉くて、そんな人の論文を閲読するのは恐れ多い？こんなことを思ってははいけません。確かに、年長の研究者は経験を積んでいます。しかし、彼らは一般に雑用に追われ、研究時間が十分にとれていない可能性があり、専門分野では、絶対に若い人の方が良く分かっています。年寄りを恐れる必要は無いのです。

私は閲読者になるための資格があるとすれば、それは論文執筆経験者と言うことになると思います。論文が一流の雑誌に掲載されて研究者と認められれば、全員同格の研究者で、閲読者の候補なのです。

さて、JPSJの場合、本論文は編集委員会が閲読者を選ぶのだと思いますが、Letterの場合は担当編集委員が一人で閲読者を選ぶことになっています。私が担当となって、閲読者を選ぶ場合の基準は、(1) 同じ分野の、良い仕事をしている研究者、(2) 著者に近すぎない人、(3) 信頼できる人、(4) 多忙すぎない人、です。

3. 自分が最適か？

閲読を依頼されたときに、自分より適任な人が思い浮かび、何故自分なのだろうと思われるかも知れません。良くあることです。しかし、編集委員は様々な要素を考慮して閲読者を選びます。最適任者が明らかに多忙なので、候補から外したのかも知れません。また、依頼したけど断られたのかも知れません。ですから、実は、依頼された人は、その時点での最適任者なのです。自信をもって閲読を引き受けて欲しいと思います。

念のため、断っても良い場合を挙げておきましょう。(1) とても忙しい。でも、これは法人化や、定員削減で冬の時代の大学では、ほとんどの人が理由にできそうです。このカードを切るときは普段よりも例外的に忙しい場合に限ってもらいたいと思います。(2) 他に閲読中の論文がいくつかある。これは正当な理由です。閲読者のデータベースに登録されている人の場合は、JPSJの論文の閲読状況(件数だけです)は編集委員が依頼するときに分かるシステムが構築されています。このため、JPSJの閲読を何件か抱えている人には依頼が行かないと思います。けれども、APSの論文の閲読状況など編集者には当然分かりませんから、APS論文を閲読中の方に依頼する可能性はあります。この場合には断って良いでしょう。(3) 自分の専門と直交している。編集者も神様ではありませんから、時々このようなこともあるかも知れません。しかし、自分の研究分野との重なり積分がゼロでなければ、閲読を引き受けても勉強に

なるよというのは、安藤編集委員長も述べていることです。

4. 読書は研究者の義務

自分は Phys. Rev. に投稿して、JPSJ には投稿しない。従って、読書者としても JPSJ に関わりたくない、と思っ
ている人もいるかも知れません。しかし、そういう人でも JPSJ の論文は読んで、研究に役立てているはず
です。物理学の研究というのは世界中の研究者が参加する共同事業です。みんな研究の仲間だから、論文の投稿先によらずに、正しい評価をしてあげるの
は、研究者の義務だと思います。

というわけで、読書を依頼されたら、前向きに検討していただきたいと思
います。依頼があったら、とりあえず、論文を読んでみて、読書を引き受けるかどうか前向きに検討してほ
しい。読書するかどうかの返事はなるべく素早く、遅くとも次の日ぐらいにはして欲しいと思
います。

5. 読書を引き受けた場合

次に、読書はどのようにすべきか、注意する点は何か？
ということに移りましょう。JPSJ のホームページには読書者のページというの
があります。(以下、和訳して記します。) ここには、読書の方針と指針、読書時の
チェックリスト、読書者情報の登録と更新、という3つのページがあり、特に初
めの2つには、良い読書のために参考とすべきことが詳しく書かれています。こ
こでは、これらの詳しい内容には触れず、いくつかの重要な指針を挙げておき
ます。

まず、お願いしたいのは、良い論文の場合は迅速な読書をして欲しい、とい
うことです。もし、それが自分の書いた論文であれば皆に自慢したいような、先
を越された！と残念がるような論文の読書が回ってきたら、是非とも素早く読
書して、著者にも喜んでもらう。良い論文を速やかに読書して、論文が速やか
に掲載される。これは、読書者にとっても嬉しいことです。それでは、良く
ない論文はのんびりと読書して良いのか？ そういうわけにもいかないので、
読書期限内でじっくりと読書すれば良いでしょう。

さて、読書をする上で一番大事なのは何か？
(1) 正しいかどうか？ (2) 重要な結果か？ (3) 新しい結果か？
これらがすべて OK なら掲載可ですので、次は論文の改良を検討します。検
討すべき点は、(1) 分かりにくいところはないか？ (2) より分かりやすく
するにはどうすればよいか？ (3) 必要な文献が引用されているか？
といったところです。

一方、掲載に値しないと判断せざるを得ない論文もあります。(1) 間違っ
ている。(2) 間違っていないが、全く重要でない。この場合は、著者が納
得できるレポートを書かなければなりません。レポートは著者を傷つけないよ
う

に配慮する必要があります。私はときどき、レポートを提出した後で、配
慮が足りなかったのではないかと反省することがあります。これを避けるた
めに、レポートを書いたから1日以上冷却期間を置いて読書結果の送信を
すると良いと思います。通勤途中や、布団の中で書き直ししたくなる
ことがあるものです。

さて、とても優れた論文で、そのまま掲載可能にできる論文と、改良の
余地もない掲載不可の論文の間には、ある程度の修正を必要とする論文
があります。後者の場合には、修正希望箇所をレポートに列挙して、著
者に修正を求めることになります。このとき大事なのは、言うまでもな
いことですが、修正すべき点を細かい箇所まで残らず列挙することです。
とりあえず、一番重要な修正箇所を指摘して、著者が直したら、更に細
かい点を直させよう、等と考えることは、著者に大変失礼です。著者
を怒らせてはいけません。研究内容が掲載に値する物であれば、著者
と協力して、論文をより良い物にする。著者に感謝されるような読書
心がけるのが良いでしょう。

6. 読書結果の報告

結果の報告はインターネットで入力することになります。先ず求めら
れるのは、掲載に値するかどうかの評価です。ここでは、そのまま掲載
可、軽微な修正後掲載可、大幅な修正が必要、掲載不可、等の候補から
一つを選ぶことになります。

次は論文の重要性の5段階評価です。最低ランク (poor) は掲載不可
用だと私は思っていますが、この評価をして、掲載を認めた読書者もい
るとのことです。ここでは、読書者が主観的な評価を行えば良いでし
ょう。この評価が著者に伝えられることはありません。「注目論文」の
選定などに使われるようです。

JPSJ ではこの後に英語についての評価、分類コードの妥当性を記す
ことが求められ、その後にレポートを付けるということになります。レ
ポートには先ず論文の概要を記し、次に、掲載可であれば、その理由、
要修正であれば、問題点の指摘、掲載不可であれば、その理由を書か
なければなりません。前にも書きましたが、このレポートは細心の注意
を払って書く必要があります。著者が日本人の場合には日本語で書
けるのが、JPSJ の良いところですね。

7. 最後に

論文の読書には結構な時間がかかり、大変な作業です。しかし、読
書を依頼されるのは、その分野での優れた研究者であることを編集者
が認めた結果ですから、名誉なことです。読書は色々な意味で勉強
になります。物理学の進展に寄与できることでもあります。ですので、
頼まれたらぜひ読書を引き受けてもらいたいと思います。

(2014年1月8日原稿受付)

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2014年1月に掲載可となった中から2014年2月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部で電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心とした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているため不鮮明になる場合がありますが、その場合は、物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。

内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧ください(掲載から約1年間は無料公開)。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧ください。

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

CaFeAsH から非希土類の鉄系超伝導体で最高の T_c (47 K)

2008年に $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ が26 Kの超伝導転移温度(T_c)を示すことが見出されて以来、FeAs層を含むいろいろな化合物が超伝導を示すことが報告されている。1111型化合物と呼ばれる、 LnFeAsO (Ln -1111, Ln =ランタノイド)と DvFeAsF (Dv -1111, Dv =Ca, Sr, Eu)は伝導層であるFeAs層とブロック層である LnO 、 DvF 層が積層した構造をもつ。母相は何れも反強磁性金属であり、元素置換により伝導層にキャリアをドーピングすることで超伝導が発現する。キャリアドーピングの方法としては、伝導層の構成元素(Fe)を置換する直接ドーピングとブロック層構成元素を置換する間接ドーピングが知られている。 Ln -1111への間接電子ドーピングで鉄系超伝導体最高の $T_c=55$ Kが実現されているため、 Dv -1111への間接電子ドーピングにも高い T_c が期待される。しかし、 Dv -1111では間接電子ドーピングに有効なドーパントはこれまで見つかっていなかった。

これに対し、東京工業大学の研究グループは、新たに Dv -1111の F^- を H^- で全置換した新物質 CaFeAsH を合成し(図1左)、それに Ln を用いた間接電子ドーピングを試みた。これは、同グループが1111型化合物での Ln とHの高い親和性と水素化ランタノイド(LnH_{2-3})が1111型化合物

のブロック層と酷似した蛍石型の結晶構造をもつこと(図1中央)に着目し、 Ln -1111の O^{2-} サイトを H^- で置換することで(図1右)、従来の F^- を用いる場合よりも3~5倍の電子のドーピングが可能となることを見出した事実に基づいたものである。その結果、間接電子ドーピング $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsH}$ の合成に成功し、 LnFeAsO の T_c に匹敵する47 Kでバルク超伝導を示すことを見出した。これは非希土類系の鉄系超伝導体では最も高い T_c である。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2014年3月号に掲載された。

LnFeAsO ではブロック層の Ln の種類を変えることにより、 T_c が大幅に変化する。同様に、 $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsH}$ でも Ca を他のアルカリ土類金属元素に変えることで、さらなる T_c の上昇が期待される。また、 CaFeAsH は、同じ1111型化合物である LnFeAsO や CaFeAsF とは異なり、三次元的な電子構造を有していることが第一原理計算から示唆されており(Y. Muraba, *et al.*: Phys. Rev. B **89** (2014) 094501.)、これらの1111型化合物よりも電気的な異方性が小さいと予想される。 $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAsH}$ は高い T_c と低い異方性を持ち合わせていることから、今後、超伝導線材への応用などが期待される。

原論文

La-Substituted CaFeAsH Superconductor with $T_c=47$ K
Yoshinori Muraba, Satoru Matsuishi and Hideo Hosono: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 033705.

〈情報提供: 村場善行(東京工業大学フロンティア研究機構)

松石 聡(東京工業大学元素戦略研究センター)

細野秀雄(東京工業大学フロンティア研究機構)〉

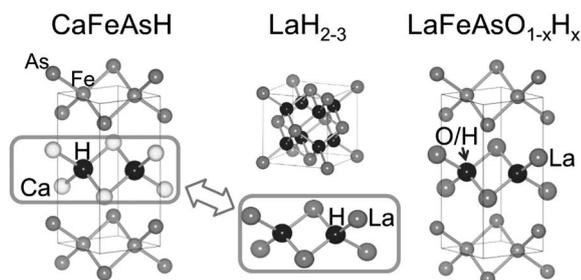


図1 左から CaFeAsH 、 LaH_{2-3} 、 $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{H}_x$ の結晶構造。

坂井典佑 〈PTEP編集委員長〉

日本物理学会が発行している Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers で2014年2月号に掲載されたものを以下に紹介します。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部で電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心とした読み物であるので、参考文献などはなるべく省いています。なお、図に関しては、原図はカラーのものでもモノクロで印刷しているので不鮮明になる場合がありますが、その場合は、物理学会のホームページの「PTEP招待論文」にカラー版を載せていますので、そちらをご覧ください。

内容の詳細は、末尾に挙げる PTEP のホームページから閲覧・ダウンロードして下さい。PTEP はオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。

PTEP 編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers の提案を受けて審議し、原稿を依頼しています。これによって、PTEP と物理学への関心を高めることを目指しています。物理学会会員からの PTEP への自信作の投稿を期待します。

特集：Higgs 粒子発見の意義

Higgs 粒子は素粒子の標準模型において唯一最後まで未発見となっていた粒子である。その上、すべての物質の質量の起源を与える粒子でもある。人類が長い間追い求めてきたこの Higgs 粒子を、2012年に CERN の LHC 加速器での実験グループがついに発見した。この結果、Higgs 機構の提唱者である Higgs 氏とアンブレール氏とが2013年度のノーベル物理学賞を受賞した。この歴史的発見に当たって、LHC 加速器という実験装置の観点と、理論的理解へのインパクトの観点の両面からそれぞれ、Higgs 粒子発見の意義を解説したのが本特集の論文である。

CERN の LHC 加速器は計画から約30年を経て完成した。Higgs 粒子の発見以後、エネルギーを上げる改良を施すために約2年間は運転停止の時期に現在入っている。本特集の Evans 氏の論文では、この LHC 加速器建設に関わってきた著者によって、図1に示した LHC 加速器建設の計画段階から設計上の工夫が詳しく語られ、さらに実際の加速器の仕様や建設と運転の歴史が解説されている。特に運用開始後間もなくの時期に、思いがけない事故によって LHC は約1年2ヵ月間停止を余儀なくされた。こうした問題をいかにして克服し、運転再開以後の順調な運用をいかに確保したかも述べられている。高エネルギー実験物理学者以外の広い分野の人々にとっても、こうした歴史的規模の実験施設がどのようにして完成し、運用されているのかを知ることができる興味深い論文である。

理論面でも、唯一未発見であった粒子の存在が確認され標準模型が最終的な確立に至ったという意味で、Higgs 粒子の発見は非常に重要な成果である。しかしながら、現時点では発見された粒子が標準模型の予言する Higgs 粒子なのか、あるいは標準模型を超える何らかの理論が予言した粒子なのかははっきりしない。殆どの標準模型を超える理論は、比較的低エネルギーでは実質的に標準模型のように振る舞うからである。

そもそも、標準模型を超える理論の多くは、標準模型が

抱える Higgs 粒子にまつわるいくつかの基本的かつ重要な問題、特に「階層性問題」と呼ばれている Higgs 質量に関する問題を解決すべく提唱されたものであるが、これらの問題が最終的にどのような形で解決されるのか、更には Higgs 粒子自身の起源についても未だに確固とした理解は得られていない。そうした意味では、Higgs 粒子の物理は今やっと出発点に立ったと見なすべきかも知れない。

本特集の林氏の論文では、こうした観点から、標準模型を超える理論の候補として1998年頃から盛んに研究されている高次元理論の立場から Higgs 粒子の物理を論じている。まず、いくつかの代表的な高次元理論および密接に関連する4次元時空上の理論について概観しているが、これらはいずれも階層性問題の解決を目指したものである。

それらの中で、論文では特に Higgs 粒子の起源に関し、



図1 LHC 加速器。

①ゲージボソン, ②南部・ゴールドストーンボソン, という二つの可能性に焦点を当てて議論している. これらのシナリオはそれぞれ, ゲージ・ヒッグス統一理論, リトル・ヒッグス理論と呼ばれる. 前者は高次元の理論であるのに対し後者は4次元時空上で定式化できる理論であり一見全く独立なシナリオに見えるが, 実はこれらは互いに密接に関係している. こうしたシナリオでは, ヒッグス粒子は単なるスピンのゼロの素粒子ではなくそれぞれ特徴的な起源を持つ. その結果, 標準模型の場合とは質的に異なる性質を予言する.

例えばゲージ・ヒッグス統一理論ではヒッグス粒子を表す場は, ゲージ場の余剰次元方向(周期的と仮定している)の成分なので, 諸々の物理量がヒッグス場に関して周期的になる, という標準模型にはない顕著な特徴が生じる. 実は, この周期性はリトル・ヒッグス理論にも共通する性質である. このために, 例えばクォークやレプトンとヒッグス粒子との相互作用の強さを表す湯川結合定数が標準模型の予言値からずれるといったヒッグス粒子の“異常相互作用”が予言される. 標準模型を超対称的にした最小超対称標準模型においても, ヒッグス場の自由度が標準模型の場合の2倍に拡張されるために, やはり標準模型の予言値からのずれが一般に生じるが, こちらの“異常性”はクォーク質量に依存しない普遍的なもので, 上述の高次元理論が予言するクォーク質量(世代)に依存する異常性とは性質

が異なっている.

ヒッグス粒子探索では, 2光子への崩壊過程が重要な役割を果たす. これについても標準模型には存在しない新粒子の寄与によって, ゲージ・ヒッグス統一理論では特徴的な予言が得られることも議論されている.

ヒッグス粒子の存在が確立したので, 今後の研究の力点は湯川結合といったヒッグス相互作用の検証に移ることになる. 特に, 計画されている線形加速器ILCでの実験においては, その精密テストが可能になると期待される. その観点からも, 上述のような標準模型の予言と異なる特徴的な予言をする理論が存在するという事実は, 標準模型を超える理論の方向性を決定し, ひいてはヒッグス粒子の起源に迫るといった観点から大変重要な意味を持つものと思われる.

原論文 (2014年2月10日公開済み)

The Higgs particle and higher-dimensional theories

C. S. Lim: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 02A101. Doi: 10.1093/ptep/ptt083

The Large Hadron Collider, a personal recollection

L. Evans: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 02A102. Doi: 10.1093/ptep/ptt117

〈情報提供: 林 青司(東京女子大学現代教養学部教授)

Lyndon Evans(セルン及びインペリアル・カレッジ教授)〉

物理教育 第62巻 第1号(2014) 目次

巻頭言: 世界結晶年2014に向けて高橋憲明
 査読論文
 研究報告
 樹脂ブロックを用いた超伝導教材の開発・製作...竹内伯夫, 他
 「振り返り」を導入したピア・インストラクション型授業
西村壘太, 他
 LEDを用いた教材による音声・映像信号の光通信
鈴木康文, 他
 方位磁針を利用した磁力線描画教材の開発.....牧原義一
 論説: 変位電流密度の役割.....中村 哲, 須藤彰三
 企画
 解説: ヒッグス粒子の発見.....寄田浩平
 《北海道支部特集》
 特集にあたって: 北海道支部における新しい試み.....大野栄三

中学・高校・大学をつなぐ「高等学校物理基礎」.....横関直幸
 高校理科における観点別評価の導入と運用に関する考察
佐藤草馬
 宇宙の物理的スケール感覚を養うワークショップの方法
 (科学技術コミュニケーション論の観点から).....安東周作
 磁石間に働く力の規則性—電子天秤による磁気力の測定—
岡崎 隆, 金吉柁弥
 談話室: ゆれる鍋.....本弓康之
 ワンポイント
 スーパーボールの不思議な動き その2八木一正
 “ピンポン玉”マシンガン八木一正
 自走かつ方向転換するホバークラフト.....八木一正
 学会報告・Information
 物理教育 Vol. 61, NO. 1~NO. 4 分野別総目次

大谷俊介さんを偲ぶ

小林 信夫* ◇

原子物理学, 中でも多価イオン物理学の分野を開拓し, 研究を先導してきた大谷俊介電気通信大学名誉教授が2014年1月4日に逝去されました. 生前の活躍を振り返り, 功績の一部を記したいと思います. 私は長い間, 研究や行動を共にしましたので, 大谷さんと呼ばせていただきます.

大谷さんは, 学習院大学で学位を取得すると同時に, 名古屋大学プラズマ研究所(後に核融合科学研究所に改組)の助手になり, 同研究所客員教授の鈴木洋先生(上智大学教授)と共に電子分光法を用いた原子衝突研究, ACE (Atomic Collision Experiments)を開始しました. また, 当時核融合プラズマから膨大なエネルギーが散逸することが問題になっていましたが, 大谷さんはその原因がプラズマ中の原子過程にあることを確信し, 鈴木先生と共にプラズマ中の原子過程を洗い出し, データを収集・評価する委員会を立ち上げました. その成果は世界的に高い評価を得, 日本がIAEAによる原子・分子情報ネットワークの構築に際し重要な役割を担うきっかけとなりました.

ACEに続いて, 大谷さんは, 東京都立大学金子洋三郎先生, 大阪大学岩井鶴二先生, 5人の若手研究者と共に, 1977年にNICE (Naked Ion Collision Experiments)と命名したプロジェクトを立ち上げました. 長さ1メートルの

超伝導マグネットを使い, 原子衝突研究用に特化したEBIS型イオン源を開発し, Ne以下の軽元素の完全電離イオンや重元素の高電離イオン(ヨウ素の42価)を手に入れました. これらの多価イオンを用いた研究で, プラズマ中に存在する微量な多価イオンと中性原子との電荷移行反応によって大きなエネルギーが放出されることを明らかにし, そのエネルギー散逸量を予測可能にしました. その後も, NICEは長期にわたり多価イオン研究で世界をリードし続けました.

1990年に電気通信大学に移り, 1993年には大谷さんが率いる重点領域研究「多価イオン原子物理学」が採択されました. 大谷さんは「多価イオンの分光学研究」を担当し, 電気通信大学に最大加速電圧・電流・磁場強度が各300 kV・300 mA・4.5 Tの世界最高性能のEBIT (Electron Beam Ion Trap)を建設しました.

分光研究は, 1997年に発足したJSTの国際共同研究(ICORP)「多価冷イオン」に引き継がれ, 冷却されたイオンの精密分光によって特異な原子構造を明らかにし, それを理論的に解明するなど多くの成果を得ました. また, Oxford大学との共同研究によって多価イオンのレーザー分光にも成功しました. 主としてこの間の研究が評価されて, 第10回松尾学術賞を受賞しました.

大谷さんは, EBIT内で生成される



高電離イオンが持つ膨大なポテンシャルエネルギーが固体表面に及ぼす現象を明らかにしようと考え, JST戦略的創造研究推進事業(CREST)による「多価イオンプロセスによるナノデバイス創成」を2002年に発足させました. 強磁場中にトラップされているイオンを引き出すことに成功し, 低速で固体表面と相互作用させて発生した, 照射痕の顕微鏡観測や放出粒子・X線観測は世界的な注目を集めました.

2008年CRESTが終了すると同時に大谷さんも定年を迎えました. 現役時代, 国内外の多くの研究機関との共同研究や発展途上国への研究支援を進めましたが, 退官後は社団法人「海外と文化を交流する会」の会長に就任して, 文化交流を通じた世界平和の確立にも力を注ぎました. まだまだ活躍が期待されていたにもかかわらず, 昨年の暮れに病状が急変し, 帰らぬ人となりました. 本当に残念ですが, ご冥福を祈ります.

(2014年3月31日原稿受付)

* 東京都立大学名誉教授

F. Aharonian, L. Bergström, C. Dermer

Astrophysics at Very High Energies

Springer-Verlag, Heidelberg, 2013, vii + 361p, 24 × 16 cm, 80.24€ (Saas-Fee Advanced Course 40)

[専門・大学院向]

ISBN 978-3-642-36133-3

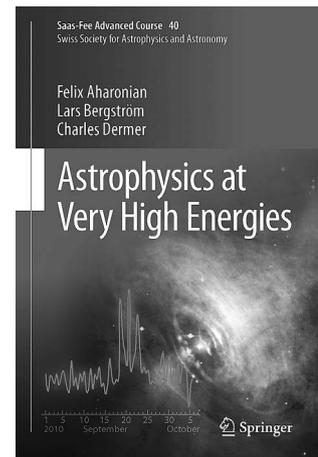
戸谷友則 (東大院理)

“Very High Energy” すなわち「超高エネルギー領域の宇宙物理学」と題した本書は、2010年3月にスイスの宇宙物理・天文学会が主催した the 40th Saas-Fee Advanced Course の講義録である。GeV 領域のガンマ線天文学はフェルミ衛星の成功により、また TeV 領域は地上チェレンコフガンマ線望遠鏡の著しい発展により、この10年の間に驚異的なスピードで様々な天体からのガンマ線検出が相次ぎ、数多くの新たな知見がもたらされた。本書は、この発展著しい分野の第一線で活躍する3人の理論家によるレクチャーをまとめている。理論家といっても、HESS や Fermi といったプロジェクトの正式メンバーとして参加して、最新データを使ったサイエンスを展開している人たちであり、その意味では理論と観測をバランスよくレビューできる陣容と言えらる。

最初に登場するのは F. Aharonian で、主に銀河系内天体の地上ガンマ線観測による最新成果をまとめている。具体的には、超新星残骸、コンパクト連星、パルサー、銀河系中心などである。続いて L. Bergström が、主に暗黒物質か

らの対消滅シグナルの検出について執筆している。といっても、ビッグバン宇宙論の基礎から始まり、宇宙論における素粒子反応や、様々な暗黒物質候補の解説など、幅広い。検出法としては対消滅ガンマ線だけでなくニュートリノにも焦点が当てられている。最後に、C. Dermer が主にフェルミ衛星の成果を中心に、特に活動銀河中心核 (AGN) の最新の知見について詳しくまとめている。AGN だけでなく、ガンマ線バースト、スターバースト銀河、銀河や銀河団内の宇宙線によるガンマ線、宇宙ガンマ線背景放射や、可視赤外線宇宙背景放射との相互作用なども、Aharonian の担当部分とうまく棲み分ける形で書かれている印象である。

書かれてある内容のフレッシュさやレベルの高さについては、さすがに第一線の研究者の筆によるだけあって、充実の内容である。ただし単著での系統的な著書ではなく、3人の著者がそれぞれの得意分野を独立にレビューしたというものであり、これ一冊を読んで関連分野をバランスよくカバーできるという本ではない。(内容的にも、Dermer を Bergström の前に持ってきた



方が順序の取まりが良いと思えるが、アルファベット順?) また、書籍タイトルはガンマ線には限定されていないが、実質的にはガンマ線についての内容が主である。その意味では、たとえば Auger や TA で進展のあった超高エネルギー宇宙線はほとんどカバーされていない。(業界用語で、GeV や TeV は very high energy, 一方で 10^{20} eV の宇宙線は ultra high energy を使うという意味では正しいのかも知れないが、そういう慣例に慣れていない一般読者には誤解を生みやすいかも知れない。) しかしながら、本書の内容で “very high energy astrophysics” のかなりのトピックスをカバーしていることは間違いなく、若い大学院生が面白そうな研究テーマを探すために眺めてみるには格好の書と思われる。

(2013年10月29日原稿受付)

ウォルター・ルーウィン著、東江一紀訳

これが物理学だ! ; マサチューセッツ工科大学「感動」講義

文藝春秋, 東京, 2012, 403p, 20 × 14 cm, 本体 1,800 円 [専門~一般向]

ISBN 978-4-163-75770-4

堂谷忠靖 (JAXA)

「物理を学ぶと世界が違って見えてくる。」これが、Walter Lewin が全身全霊で読者に伝えようとしていることである。

Walter Lewin は Massachusetts 工科大学 (MIT) の名誉教授で、専門は宇宙物理学、なかでも X 線による宇宙観測

である。氏は、その型破りな物理学講義で名を馳せており、「教壇のスーパーヒーロー」をはじめとして様々な異名を取っている。講義の様子は MIT の公開授業サイトや YouTube で視ることができる他、少し前に NHK の白熱教室で放送されていたので、観た人も

多いだろう。本誌でも紹介されている (峰 真如, 木村 元: 日本物理学会誌 **68** (2013) 483)。本書は、この名物講義の内容をベースに、物理学の魅力を文章で読者に伝えようとしたものである。

本書は講義に基づいてはいるものの、単に講義そのものを文字にしたものではない。そもそも氏の講義の特長は学生の心をわしづかみにする派手な演出にあり、とても文字にできるものではないので、是非とも本書と併せて Lewin 氏の講義を見ることをお勧めし



たい。代わりに本書では、読者は Walter Lewin の思考をたどることになる。突飛で時には執拗な考察により、虹とか水圧などの身近な現象の背後にある物理に肉薄していく。まるで Walter Lewin とともに日々の生活を営んでいるかのように、ポケットに偏光板を忍ばせ、夕立には虹を探し、みそ汁のベナール対流を楽しむことになるだろう。肌で感じるができる現象を存分に味わった後、本書の後半では、Walter

Lewin が渦中の人であった、新たな分野—X線天文学—の開花を共に追体験することになる。壮大な宇宙の営みも、身近な現象と同じように物理に支配されていることが、その巧みな語り口によって解き明かされていく。

物理学の魅力伝える本や講義は数多くあるが、なぜ Walter Lewin の講義はこれほど多くの学生を魅了するのだろうか。物理学の本には相応しくないような最終章で、その理由の一端が明かされる。Walter Lewin は、私が物理学以上に好きなものは芸術だと書き、これまでに携わってきた芸術的創作について触れている。氏の言葉を借りれば、芸術もまた、世界の新しい見え方新しい目の向け方を示してくれる。つまるところ、物理学にしる芸術にしる、それを学ぶことで今まで（眼前にあるのに）見えなかった全く新しい世界が見えて来るようになる、ということだ。これは、第一章で「我々の世界の仕組みと優雅さ、美しさを照らし出す物理学の真髄に、あなたが開眼するきっかけとなるように。」と書いていることと呼応する。世界を見る新しい目を手に入れるということは、新しい生き方を手に入れるに等しい。これを念頭におけば、Walter Lewin が電磁気学の講義 (Lec. 22) で Maxwell 方程式の真髄を説明し終えた際に、数百人の学生一人一人に水仙の花を手渡すという大仰なセレモニーも合点がいく。学生が得た新しい生への祝福なのだ。物理学の魅力伝える講義や著作はあまたあるかもしれないが、物理学によって新たな人生をもたらそうとするのは、おそらく Walter Lewin が最初に違いない。

(2013年5月30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。



掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■放送大学教授

1. 教授1名
2. 物質・エネルギー領域(物理学)
3. 学部では「自然と環境」コースの「物質・エネルギー」領域に所属し、大学院では「自然環境科学」プログラムに所属し、物理学を主体として教育・研究に当たる。学部では、物理学分野における基礎的科目から専門的科目まで

の科目制作と面接授業(スクーリング)、大学院では科目制作に加え、研究指導を行う。関連する分野(化学、環境科学等を含む自然科学全般)における科目制作にも協力する。専門分野における十分な識見と共に、教養教育、一般教育、社会人教育に熱意、理解を有し、放送・ICTによる授業及び面接授業による遠隔教育を行う本学の社会的役割と特性を理解し、積極的に活動する意欲を持つことが求められる。

4. 2015年4月1日
5. 5年、審査により再任可
6. 博士号取得者、理論物理学の専門分野に関する十分な研究業績と、基礎物理学に関して広く教育実績を有する者。
7. ○応募書(様式1) ○履歴書(様式2) ○教育研究業績書(様式3) ○主要著書・論文別刷5編以内各一部(コピー可)及びその概要(5編以内でA4, 1枚以内)(様式4) ○着任後の抱負(様式5) ○本学における専門分野及び自身の教育・研究についての抱負を5分程度映像収録したもの(Windows Media Player又はDVDプレイヤーにて再生

できること) ○応募書類様式等は <http://www.ouj.ac.jp/>「教職員公募」よりダウンロード可

- 2014年6月16日(月)必着
- ①261-8586 千葉市美浜区若葉2-11
放送大学学園総務部総務課人事係
②電話 043-298-4210
Fax 043-298-4856 jinji-grp ouj.ac.jp
<http://www.ouj.ac.jp/>
- 封筒に「【物質・エネルギー】教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。著書・論文等返却希望者は、その旨記載。詳細はHP参照。

■東北大学大学院理学研究科教員

- 助手又は助教1名
- 化学専攻物理化学講座理論化学研究室
- 広い意味での物理化学又は原子分子物理学に関する研究。全学教育及び学部での講義、学生実験も担当。
- 2014年9月1日以降早期
- なし
- 大学院博士課程在籍者又は博士号取得者
- 履歴書(所定様式、化学教室HP参照) ○研究業績目録 ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○研究・教育に関する将来計画と抱負(約2,000字) ○以上各2部 ○推薦書1通又は照会可能者2名の氏名、連絡先
- 2014年6月27日(金)17時必着
- ①980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3 東北大学大学院理学研究科化学専攻 林 雄二郎
②同専攻 美齊津文典 電話 022-795-6577 misaizu m.tohoku.ac.jp
- 本公募は男女共同参画の理念に基づくものである。書類は封筒に「物理化学講座教員(助手又は助教)応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。

■名古屋大学大学院理学研究科教員

- 准教授又は助教1名
- 物質理学専攻(物理系)非線形物理研究室(R研)
- ソフトマター物理学・非平衡物理学の理論的研究、及び大学院・学部での教育・研究指導
- 採用決定後早期
- なし
- 博士号取得者(取得見込)
- 履歴書(写真貼付、希望職位及び着任可能時期を明記) ○業績リスト(査読付学術論文、国際会議録、著書、招

待講演、受賞歴、外部資金獲得状況等に分類して記載) ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究概要、着任後の研究計画、教育に対する抱負 ○照会可能者2名の氏名、所属、連絡先

- 2014年6月30日(月)
- ①464-8602名古屋千種区不老町 名古屋大学大学院理学研究科物理学教室 上羽牧夫
②同物理学教室 宮崎州正 電話 052-789-3553 miyazaki r.phys.nagoya-u.ac.jp
- 封筒に「R研教員応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。印刷版と共に同一内容のCD-ROM又はUSBメモリを同封のこと。応募書類不返却。物理学教室の選考基準については <http://www.phys.nagoya-u.ac.jp/scholar/pub.html> 参照。

■青山学院大学理工学部教員

[I]

- 助教又は助手1名
- 物理・数理学科前田研究室
- コヒーレント電磁波と原子分子の相互作用を主テーマとする原子分子光科学分野又は原子分子分光科学分野等の実験研究、物理学生実験の授業、及び研究室担当教員と協力して学科・研究室学生の教育指導等を担当。
- 2015年4月1日
- 1年毎に更新。助教は最長5年。助手は助教に身分変更可で助手期間を含めて最長5年。
- 博士号取得者(見込可)。キリスト教と私学教育に理解があり教育と研究の双方に熱意のある方。
- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト ○今迄の研究概要(A4、約2枚) ○研究計画(約1枚) ○論文別刷又はコピー5編以内 ○教育に関する経験・抱負(約1枚) ○推薦状1通 ○照会可能者1名以上(推薦者除く)の氏名、連絡先
- 2014年7月15日(火)必着
- ①252-5258相模原市中央区淵野辺5-10-1 青山学院大学理工学部物理・数理学科 前田はるか 電話042-759-6265 hmaeda phys.aoyama.ac.jp
- 封筒に「人事応募」と朱書し簡易書留で送付。提出書類不返却。希望によりPDFでの応募書類も受け付ける(その際はe-mailにてご一報下さい)。

[II]

- 教授又は准教授1名

- 物理・数理学科
- 固体物性物理学実験。理工学部共通科目、物理・数理学科専門科目、卒業研究、理工学研究科、他学部向け教養科目の授業を担当して頂く。
- 2015年4月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者。着任と同時に博士前期課程の学生を指導でき、私学教育の現状を理解し、熱心に取り組んで下さる方。キリスト教に理解のある方。
- 履歴書 ○業績リスト(主要論文に印) ○主要論文別刷5編 ○研究計画 ○教育に対する抱負と卒業研究の指導計画 ○推薦文1通 ○照会可能者1名以上の氏名、連絡先
- 2014年7月19日(土)必着
- 252-5258相模原市中央区淵野辺5-10-1 L722 青山学院大学理工学部物理・数理学科 松川 宏 電話042-759-6291 matsu phys.aoyama.ac.jp
- 封筒に「人事応募」と朱書し簡易書留で送付。電子応募の場合は要相談。応募書類不返却。

■東京工業大学大学院理工学研究科教授

- 教授1名
- 基礎物理学専攻
- 宇宙物理学分野及び関連する分野の理論的研究、学部と大学院の教育及び学部と専攻の運営。
- 決定後早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧 ○主要論文別刷5編(コピー可) ○受賞歴、外部研究・教育資金、学会活動、社会貢献等の実績一覧 ○研究及び教育実績 ○着任後の研究と教育の抱負、着任可能時期 ○照会可能者4名(国内2名、海外2名)の氏名、連絡先
- 2014年7月15日(火)
- ①152-8550東京都目黒区大岡山2-12-1 H-38 東京工業大学基礎物理学専攻事務室
②同専攻 伊藤克司 ito th.phys.titech.ac.jp
- 封筒に「教員応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。本学では、多彩な人材を確保し、大学力・組織力を高める為、全ての研究分野において、外国人や女性の参画する均等な機会を確保する。詳細は<http://phys.titech.ac.jp/> 参照。

■東京大学大学院理学系研究科物理学専攻
助教

1. 助教1名
2. 物性物理講座・長谷川研究室
3. 表面物理実験。当該分野の長谷川修司教授・高山あかり助教と協力し、表面・ナノ物質に関する実験的研究及び学部・大学院学生の教育を行う。
4. 出来るだけ早期
5. なし
6. 博士号取得者、又は同等以上と認められる者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文、総説、学会発表、受賞歴等)
○主要論文別刷3編以内(コピー可)
○今迄の研究概要及び着任後の研究計画(A4, 4頁以内) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2014年7月18日(金)
9. 113-0033東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻長谷川修司 shuji phys.s.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。海外からの応募の場合は応相談。本研究科では男女共同参画を積極的に推進している。詳細は <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/overview/gender/promotion.html> の理学系研究科男女共同参画基本計画を参照。

■学習院大学理学部物理学科教員

1. 准教授又は講師1名
2. 理論物理学研究室
3. 理論物理学
4. 2015年4月1日
5. なし(定年70歳)
6. 独自の研究を進められる高い能力を有し、本学での教育に情熱を持って取り組める方
7. ○履歴書 ○業績リスト(主要論文3点以内に印) ○主要研究業績概要(2,000字以内) ○着任後の研究と教育についての抱負(2,000字以内) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○主要論文別刷3編以内(業績リストで印を付けたもの) ○推薦状1通(郵送で送付先に直送) ○推薦状以外を一つのPDFにまとめてe-mailで送付
8. 2014年7月25日(金)
9. 171-8588東京都豊島区目白1-5-1 学習院大学理学部物理学科 渡邊巨人 電話03-3986-0221(ex. 6459) Fax 03-5992-1029 phys-jinji gakushuin.ac.jp
10. 詳細は <http://www.gakushuin.ac.jp/univ/>

sci/phys/ 参照。

■理化学研究所研究員

- [I]
1. 主任研究員1名
 2. 理化学研究所
 3. 広い意味での表面・界面に関する実験科学的研究。当研究所では総合性や学際性を根幹とし、自由な発想を基本理念としつつ、従来の研究分野を超えた研究が行われている。このような研究活動の中核を担い、中・長期的な視点から広い意味での表面・界面を対象とした実験科学的研究を推進する主任研究員研究室を設置。触媒、生体膜、電池材料、医用材料をはじめとする幅広い分野で本質的な役割を果たす表面・界面について、基礎的課題又は学際的課題に取り組み、新しい学問分野を切り拓く主任研究員を公募。定年制研究員を配置した研究室を主宰する他、種々の活動を通して理化学研究所の運営に参画。
 4. 2015年4月1日以降早期
 5. 60歳定年、但し審査を経て65歳迄の任期制主任研究員として雇用可
 6. 優れた研究業績を有し、新たな研究分野を開拓・牽引する実力のある方。国籍不問。
 7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績目録(主要論文5編以内に○印、別刷各1部添付) ○従来の研究概要と採用された場合の研究計画(合計A4, 約5枚) ○照会可能者3名の氏名、連絡先
 8. 2014年7月31日(木)必着
 9. ①351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所外務・研究調整部研究調整課 riken-csm riken.jp
②前田瑞夫 mizuo riken.jp
 10. 封筒に「表面・界面分野主任研究員応募書類在中」と朱書き郵送。提出書類原則不返却。提出書類は当研究所個人情報保護規程に則り厳重に管理し、採用審査の用途に限り使用。これらの個人情報に正当な理由なく第三者への開示、譲渡及び貸与することは一切ない。勤務地は原則として和光市とし、研究実施上の適性により決定。待遇は当研究所規程による。給与は年俸制。通勤及び住宅手当支給。社会保険適用。休日は土日祝日、年末年始(12/29-1/3)、当研究所設立記念日。理研共済会(互助組織)に要入会。本募集及び当研究所の研究活動については <http://www.riken.jp/> 参照。

riken.jp/ 参照。

[II]

1. 主任研究員1名
- 2, 4, 5, 6, 7, 8は [I] に同じ。
3. 極限計測及び極限機械に基づいた基礎工学。当研究所では総合性や学際性を根幹とし、自由な発想を基本理念としつつ、従来の研究分野を超えた研究が行われている。このような研究活動の中核を担い、中・長期的な視点から広い意味での極限計測及び極限機械に基づいた基礎工学研究を推進する主任研究員研究室を設置。原子・分子計測やNEMS・MEMS・フレキシブルデバイス等をプラットフォームとする独自の物理的手法を基盤として、生体計測を含む次世代センシング、情報・通信デバイス、アクチュエータ技術等、新規な工学分野を切り拓く主任研究員を公募。定年制研究員を配置した研究室を主宰する他、種々の活動を通して理化学研究所の運営に参画。
9. ①351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所外務・研究調整部研究調整課 riken-csk riken.jp
②香取秀俊 megumi riken.jp
10. 封筒に「極限計測・機械分野主任研究員応募書類在中」と朱書き郵送。提出書類原則不返却。提出書類は当研究所個人情報保護規程に則り厳重に管理し、採用審査の用途に限り使用。これらの個人情報に正当な理由なく第三者への開示、譲渡及び貸与することは一切ない。勤務地は原則として和光市とし、研究実施上の適性により決定。待遇は当研究所規程による。給与は年俸制。通勤及び住宅手当支給。社会保険適用。休日は土日祝日、年末年始(12/29-1/3)、当研究所設立記念日。理研共済会(互助組織)に要入会。本募集及び当研究所の研究活動については <http://www.riken.jp/> 参照。

■九州大学大学院総合理工学研究院助教

1. 助教1名
2. エネルギー物質科学部門固体表面科学講座理論物質学研究分野
3. 理論化学(量子化学・分子動力学等広く一般)。計算化学・計算物理。分子集合体、高分子、固体の構造・物性の解明と新機能物質の理論設計。特に大規模原子分子系の高速計算手法の開発に積極的に挑戦できる方。
4. 決定後早期
5. 5年、常勤(年俸制)、更新可(任期中

に非年俸制に変更の可能性有)

6. 博士号取得者か取得見込者で大学院・学部教育研究を担当できる方。
7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文
○今迄の研究概要と着任後の研究に関する抱負(A4, 約2枚) ○その他特記事項 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2014年7月31日(木) 必着
9. 816-8580春日市春日公園6-1 九州大学大学院総合理工学研究院エネルギー物質科学部門 青木百合子 電話092-583-8834
10. 書類及び面接による選考。詳細は https://jrecin.jst.go.jp/seek/SeekJorDetail?fn=4&id=D114040578&ln_jor=0 参照。

■慶應義塾大学理工学部教員

[I]

1. 専任講師又は助教1名
2. 物理学科・基礎理工学専攻(物理学分野)
3. 光物性実験。渡邊紳一准教授と協力し、光・テラヘルツパルスを用いた物性計測及び物質制御に関する研究に意欲的に取り組める方。学部1~3年生の実験・演習を担当し、学部4年生・大学院生の指導にも協力できる方。
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者か着任時迄の取得見込者
7. ○履歴書(教育歴・e-mail記入) ○希望職位 ○業績リスト(原著論文, 解説, 国際・国内学会発表, その他に分類) ○研究業績概要(1,500字以内, 共同研究等の場合には応募者の寄与を明記) ○主要論文別刷5編以内(コピー可, 共著の場合は研究内容・執筆の分担に関するメモ添付) ○競争的資金獲得状況 ○着任後の研究計画と教育に対する抱負(1,500字以内) ○推薦書1通, 又は照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先(e-mail含)
8. 2014年8月1日(金) 必着
9. 223-8522横浜市港北区日吉3-14-1 慶應義塾大学理工学部物理学科 高野宏 takano rk.phys.keio.ac.jp 電話045-566-1685 Fax 045-566-1672
10. 封筒に「光物性実験応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。5年を目処に成果を上げて転出することが望ましい。

[II]

1. 准教授又は専任講師1名
- 2, 4, 5, 7, 8, 9は [I] に同じ。

3. 素粒子物理学の理論。理論研究室に所属し、他の分野の人とも協力できる方。学部・大学院における教育を担当し、学部・大学院の運営にも積極的に協力できる方。
6. 博士号取得者。
10. 封筒に「素粒子物理学理論応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

■北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科准教授

1. 准教授1名
2. 物性解析・デバイス領域
3. ナノ構造体の電子的・機械的物性をアトムスケールで解明・制御し、サブナノメートルレベルの加工精度を実現する革新的半導体プロセスに関する研究、及びその技術を用いた新奇極微細デバイスの研究。講義の担当他。
4. 2014年12月以降早期
5. なし
6. 採用時に博士号を有し、本学の理念と目標に従って、熱意をもって本学における教育や競争力のある先端研究を推進できる方。
7. 詳細は http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/pdf/ms_H260430.pdf 参照。
8. 2014年8月29日(金)必着
9. ①923-1292能美市旭台1-1 北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科 塚原俊文
②同研究科担当(共通事務管理課共通事務第三係) 電話 0761-51-1148(研究科長秘書) Fax 0761-51-1149 ms-secr jaist.ac.jp
10. 新任教員に対するスタートアップ経費支給有。本学では、教員の選考に際して機会均等、多様性が重要と考え、女性や外国人の採用を積極的に進めている。 <http://www.jaist.ac.jp/jimu/syomu/koubo/WorkLifeBalance.htm>

■豊田工業大学大学院工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. エネルギー材料研究室
3. エネルギー材料分野(次世代エネルギー材料に向けた電子物性・磁性、特に電子構造や輸送現象に関する実験的基礎研究。例えば、熱電材料、熱整流材料、超伝導材料等に関する実験と理論を併用した研究)
4. できるだけ早期
5. Tenured又はTenure Track
6. 博士号及び上記分野で優れた研究業績

を有し研究成果が大いに期待できる方。教育面では、学部、大学院学生の指導ができ物理学、化学等の基礎科目及び専門科目の授業が担当できる方。

7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の研究要約, 着任後の研究計画・教育についての抱負(各A4, 約3枚) ○推薦者2名の氏名, 所属, 連絡先 ○本学指定の応募シート(HPよりダウンロード)
8. 2014年9月1日(月)
9. ①468-8511名古屋市長久方2-12-1 豊田工業大学総務部 平戸 隆
②選考委員長 大石泰丈 電話 052-809-1860 y-ohishi1 toyota-ti.ac.jp
10. 封筒に「エネルギー材料研究室准教授公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。書類不返却。

■アイズファクトリー正社員

1. 正社員2~3名
2. 営業部
3. 今話題のビックデータ関連の営業。自社パッケージ「bodais」(自動進化したクラウド解析プラットフォーム) ツールの提案によりお客様の課題解決を支援。例えば「広告効果を高めるためにダイレクトメール発送の最適化を図りたい」「商品購入見込みの高いデータベースを構築したい」等、様々なお客様のお悩みをヒアリングし、社内のデータサイエンティストと連携しながら効率の良い抽出や施策を提案。何らかの営業経験ある方歓迎。
4. 要相談
5. なし(常勤)
6. 大学卒以上
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書(職歴がない方は、アルバイト経験や研究内容等の資料があれば提示) ○在留資格のコピー(外国籍の方のみ)
8. 2014年9月30日(火)
9. 101-0054東京都千代田区神田錦町1-23宗保第2ビル (株)アイズファクトリー人事担当者 電話 03-5259-9004 bs isfactory.co.jp <http://bodais.jp/company/>
10. 郵送、又はe-mail添付にて送付。

■物質・材料研究機構職員

1. 定年制職員(正職員): ①研究職各1名(14分野), 物質・材料一般(分野不問)若干名, ②エンジニア職各1名(4分野)
- 2, 4, 7, 8, 9 ①はHP参照。
3. 研究職: ①高輝度X線回折による新機

能材料の構造解析 ②次世代放射光源等を活用した新しい分析・計測技術 ③実用超伝導線材の材料科学 ④熱電半導体等の機能性ハイブリッド材料 ⑤燃料電池関連材料 ⑥セラミックス合成 ⑦ソフトフォトンクス材料 ⑧計算材料科学(組織形成シミュレーション) ⑨高強度ポリマーコーティング ⑩ナノイオニクス分野(新機能発現, 評価, 理論等) ⑪機能性ナノシート ⑫加工プロセスによる金属系新材料の創出 ⑬鉄鋼材料の腐食 ⑭ハイブリッド材料(CFRP等) ⑮物質・材料一般 ⑯物質・材料一般(女性のみ応募可). エンジニア職: ①物質・材料データベース(IT技術) ②次世代蓄電池の分析評価 ③クリープ試験関連業務 ④特許エンジニア

9. ②305-0047つくば市千現1-2-1 物質・材料研究機構企画部門人材開発室 電話029-859-2555 nims-recruit nims.go.jp
10. 詳細は<http://www.nims.go.jp/employment/permanent-staff.html>参照.

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして, 次の項目中, 必要なものを簡潔に作成して下さい:
○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日, 曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号, 住所, 電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員, 学生の参加費) ○申込締切(講演, 参加, 抄録, 原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

■実用顕微評価技術セミナー2014

主催 日本表面科学会
協賛 日本物理学会
日時 2014年6月6日(金)
場所 東京大学小柴ホール(113-3812東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)
内容 電子顕微鏡関連ショートプレゼンテーション, ポスターセッション・企業展示, 特別講演, 他.
参加費 無料
申込 前日迄にHPより予め参加登録(ポスターセッション・企業展示の見学参加のみの場合も必要), 当日参加も歓迎するが, 資料準備の都合上, 事前登録を推奨.
申込先 日本表面科学会事務局

掲示板

電話 03-3812-0266 Fax 03-3812-2897
shomu sssj.org <http://www.sssj.org/>
問合せ先 物質・材料研究機構 加連明也
電話029-860-4760 KAREN.Akiya nims.go.jp

■第58回表面科学基礎講座

主催 日本表面科学会
協賛 日本物理学会
日時 2014年7月1日(火)~3日(木)
場所 東京理科大学神楽坂キャンパス1号館17階大会議室(162-8601東京都新宿区神楽坂1-3 電話03-3260-4271)
内容 「表面・界面分析の基礎と応用」について, 初心者, 若手研究者, 技術者を対象として, 入門的に且つ具体例を解説する事を目的とする.
定員 100名
参加費 40,000円, 学生10,000円(テキスト代, 消費税込)
参加申込締切 2013年6月25日(水)
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレイション402 日本表面科学会事務局 電話 03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org <http://www.sssj.org>
その他 詳細は<http://www.sssj.org>参照.

■第50回化合物新磁性材料研究会「新超伝導体の探索と物性研究」

主催 化合物新磁性材料研究会
日時 2014年7月4日(金)
場所 東京大学本郷キャンパス化学本館4階講義室(113-0033東京都文京区本郷7-3-1 電話03-5841-4603)
内容 医療や工業, 研究開発の場において超伝導技術は私たちの社会に欠かせない技術となりつつある. 一方で, さらに多種多様な超伝導技術を実用化する為には, より高性能な新超伝導体(例えば高温超伝導体)の開発が求められている. 近年注目を集めている新超伝導体及び関連物質の物性や結晶構造に関する研究を紹介し, 新しい高温超伝導体発見への指針を模索することを目的とする.
参加費 無料
連絡先 192-0397八王子市南大沢1-1 首都大学東京理工学研究科 水口佳一 電話 042-677-2748 mizugu tmu.ac.jp <http://www.newmag.info/50/nm50.htm>

■PF研究会「次世代放射光源で期待されるXAFSを活用したサイエンス」

主催 高エネルギー加速器研究機構放射光科学研究施設

日時 2014年7月11日(金)~12日(土)
場所 KEKキャンパス・4号館セミナーホール(305-0801つくば市大穂1-1)
内容 放射光を利用したXAFS研究環境の高度化, 多様化が進行している現在, それらの光源性能を最大限に活用した時, XAFSを活用した研究分野でどのような成果を挙げ得るのか, どのような新しいサイエンスが期待できるのかを議論する予定である. また, 日本XAFS研究会「XAFS光源検討委員会」からの報告も予定.
定員 なし
参加費 無料
旅費のサポート, 宿舍利用を含む参加申込締切 2014年6月23日(月)
連絡先 305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構放射光科学研究施設 木村正雄 masao.kimura kek.jp <http://pfwww.kek.jp/pf-seminar/xafs2014/index.html>

■第20回結晶工学スクール(2014年)

主催 応用物理学会結晶工学分科会
日時 2014年7月30日(水)~8月1日(金)
場所 東京農工大学小金井キャンパス11号館5F多目的会議室(184-0012小金井市中町2-24-16)
内容 結晶成長, 構造解析, 電子・光物性に係わる基礎的内容を厳選し, 優れた講師陣, 教科書を作成, 質問コーナー設置等の特徴とする. 講義のレベルは, 大学院生, 企業の研究・開発に新たに参加される方々だけでなく, 既に研究者として活躍されている方々にも十分に利用して頂けるもの.
定員 150名
参加費 40,000円(1日のみ20,000円), 学生15,000円(1日のみ10,000円)
参加申込締切 2014年7月9日(水)
連絡先 応用物理学会事務局分科会担当 岡山昇平 電話 03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 divisions jsap.or.jp

■基礎研究会「若手のための量子情報基礎セミナー」

主催 量子情報関東・関西 Student Chapter 運営委員会
日時 2014年8月8日(金)~10日(日)
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 電話075-753-7000)
内容 量子情報についてこれから学びたい・研究に関わりたい若手の方(学部生, 院生, PD, 助教等)を対象に量子情報の

基礎を議論を交わしながら、同業者とのネットワークを広げることを目的とするセミナー。招待講演、基調講演、ポスターセッションを予定。

定員 約60名

参加費 無料(交通費・宿泊費一部補助可)

申込 HPより

旅費補助希望者申込締切

2014年6月30日(月)

ポスター発表申込締切(旅費補助なし)

2014年7月15日(火)

参加申込締切(旅費補助なし)

2014年7月31日(木)

連絡先 東京理科大学大学院理学研究科応

用物理学専攻 佐久間大輔 j1513701

ed.tus.ac.jp [http://www2.yukawa.kyoto-u.](http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~qisc2014.ws/)

ac.jp/~qisc2014.ws/

その他 詳細はHP参照。

■第10回日韓強誘電体会議 (JKC-FE10)

日時 2014年8月17日(日)~20日(水)

場所 広島国際会議場(730-0811広島市中

区中島町1-5平和記念公園内 電話082-

242-7777)

登録料早期割引締切 2014年6月30日(月)

プロシーディング提出締切

2014年8月18日(月)

連絡先 JKC-FE10組織委員会

jkcf10 hirosima-u.ac.jp [http://home.](http://home.hirosima-u.ac.jp/jkcf10/)

hirosima-u.ac.jp/jkcf10/

■第47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

主催 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会

日時 2014年9月3日(水)~5日(金)

場所 名古屋大学東山キャンパスIB電子情報館(464-8603名古屋市中種区不老町)

内容 フラーレン、カーボンナノチューブ、ナノパーティクル、グラフェン等の化学、物理、材料、工学、応用、実用等の研究発表。

定員 400名

参加費 10,000円、学生5,000円(要旨集付)

発表申込・予稿原稿締切 2014年6月中旬(HP参照、参加は当日受付)

連絡先 113-8656東京都文京区本郷7-3-1

東京大学大学院工学系研究科機械工学専攻丸山研究室内フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会事務局 島田 電話/

Fax 03-3830-4848 fntg photon.t.u-tokyo.

ac.jp <http://fullerene-jp.org>

■国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」

主催 京都大学基礎物理学研究所

日時 2014年11月4日(火)~12月5日(金)

場所 京都大学基礎物理学研究所(606-8502京都市左京区北白川追分町)

内容 凝縮系物理の大きなテーマとなっている新奇的な量子凝縮状態に焦点を当て、多体相関、フラストレーション、トポロジー、非平衡をキーワードとして最新のテーマを幅広く取り上げる滞在型研究会。通常のセミナー、ポスター発表に加え、12月3日~5日には湯川国際セミナー2014「Nonequilibrium Phenomena in Novel Quantum States」を開催。国外招待講演者はI. Affleck, E. Demler, F. D. M. Haldane, R. Moessner, S. Shastry, X-G. Wenほか多数。

講演申込締切 2014年7月31日(木)

連絡先 NQS2014事務局

nqs2014.ws yukawa.kyoto-u.ac.jp

その他 詳細は<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~nqs2014.ws/>参照。

■4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks

主催 Francesco Petruccione (UKZN), Yutaka Shikano (Institute for Molecular Science and Chapman University), Ilya Sinayskiy (UKZN and NITheP)

日時 2014年11月24日(月)~28日(金)

場所 Pumula Beach Hotel (67 Steve Pitts Road, Umzumbe, KwaZulu Natal, South Africa 電話+27-(0)39-684-6717)

内容 This is the fourth of a series of conferences which were organized previously in Valencia, Okazaki and Pisa. In the next conference in Durban emphasis will be given to the properties of quantum walks also in relations to quantum simulations.

定員 なし

参加費 なし

参加登録締切 2014年8月29日(金)

概要提出締切 2014年9月5日(金)

宿泊申込締切 2014年9月19日(金)

連絡先 444-8585岡崎市明大寺町字西郷中

38 自然科学研究機構分子科学研究所協

奏分子システム研究センター 鹿野 豊

電話+81-564-55-7419 Fax +81-564-55-

7660 yshikano ims.ac.jp

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象 (1行18字で7行以内)

○助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行

以内) ○応募締切 (西暦年月日、曜日)

○詳細問合せ先 (郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■公益財団法人住友財団2014年度助成

[基礎科学研究]

研究課題 理学(数学、物理学、化学、生物学)の各分野及び複数分野の基礎研究で萌芽的なもの(各分野における工学の基礎となるもの含む)

応募資格 若手研究者、研究者の所属が営利企業(兼務含)の場合は応募不可

助成内容 1億6,000万円(1件当たり最大500万円)、約90件、2014年11月から1年間(希望により1年間延長可)

[環境研究]

研究課題 一般研究:環境に関する研究(分野不問)。課題研究:持続可能な社会への着実な転換を可能にする方策に関する研究。

応募資格 研究者の所属が営利企業(兼務含)の場合は応募不可

助成内容 一般研究:9,000万円(1件当たり最大500万円)、約50件、2014年11月から1年間(希望により1年間延長可)。

課題研究:2,000万円(1件当たり最大1,000万円)、2件(予定)、2014年11月から2年間。

応募締切 e-mail:2014年6月23日(月)、郵送:2014年6月30日(月)

問合せ先 105-0012東京都港区芝大門1-12-16 住友芝大門ビル2号館 住友財団

電話03-5473-0161 Fax 03-5473-8471

sumitomo-found msj.biglobe.ne.jp <http://www.sumitomo.or.jp/>

その他 財団HPから申請書をダウンロードし必要事項を記入の上、e-mailと郵送の両方で送付。

■平成26年度公益財団法人光科学技術研究振興財団研究助成・研究表彰募集

[研究に対する助成]

対象課題 第1課題:光科学の未知領域の研究—とくに光の本質について、第2課題:細胞間あるいは分子間の情報伝達についての研究

助成金総額 約5,000万円

[研究に対する表彰]

対象者 光科学に関する基礎的な研究で、内容が独創的でありかつ過去2年以内に発表された研究論文、講演、報告等の内容により選定(35歳以下)

表彰金総額 100万円

応募締切 2014年7月22日(火)必着

問合せ先 430-0926浜松市中区砂山町325-6
日本生命浜松駅前ビル4階 光科学技術研究振興財団事務局
電話 053-454-0598 Fax 053-454-1929
info refost-cs.or.jp http://www.refost-hq.jp

■IUPAP Young Scientist Prize in Low Temperature Physics 2014

内容 The IUPAP Young Scientist Prize in Low Temperature Physics will be awarded to the following three scientists during the 27th International Conference on Low Temperature Physics (LT27) to be held in Buenos Aires, Argentina, August 6-13, 2014. Invited presentations will be made at the Conference.

Cory R. Dean [The City College of New York, USA]

Leonardo DiCarlo [Delft Univeristy of Technology, the Netherlands]

Mathieu Le Tacon [MPI for Solid State Research, Germany]

問合せ先 (独)理化学研究所 河野公俊

電話 048-467-9327 kkono riken.jp
その他 http://lt27.df.uba.ar/

■2014年度仁科記念賞候補者推薦依頼

対象 広い意味の原子物理学及びその応用に関し、優れた研究業績をあげた比較的に若い研究者を表彰。

顕彰 賞状、賞牌及び副賞(50万円/1件)を贈呈

推薦方法 以下の書類各1部をe-mail又は郵送にて送付。書類の形式は電子ファイル(Word(拡張子.doc)又はpdf)が望ましい。○仁科記念賞推薦票(A4,1枚,様式自由,本財団HPに様式有):候補者の氏名(英文表記付す)・年齢・所属・職・連絡先(勤務先電話・e-mail等),業績題目(和文及び英文),業績要旨(約10~20行),推薦者氏名・所属・職・連絡先(自宅又は勤務先の所在地・電話・Fax・e-mail),候補者と推薦者との関係に記載 ○推薦理由書(A4,約2~3枚,参考となる論文リスト含む,共同研究の場合は各候補者の役割分担記載),略歴(推薦者が分かる範囲にて可) ○特に対

象となる業績の論文5編以内
推薦締切 2014年8月31日(日)
送付先 113-8941東京都文京区本駒込2-28-45 仁科記念財団事務局
電話 03-3942-1718 nishina-koubo nishina-mf.or.jp
その他 詳細は http://www.nishina-mf.or.jp 参照。

■会員専用ページ:ユーザ名とパスワード

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

6月ユーザ名 :14Jun
パスワード:Adam935
7月ユーザ名 :14Jul
パスワード:Jean688

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
2014年			
5月~11月	セラミックス大学2014(CEPRO2014)	首都圏各地	69-4
6/4~5	第57回表面科学基礎講座	吹田市(大阪)	69-4
6/6	实用顕微評価技術セミナー2014	東京	69-6
6/16~7/4	ISSP Int. Workshop "New Horizon of Strongly Correlated Physics"	柏市(千葉)	69-5
6/19~20	第10回核融合エネルギー連合講演会—発電実証に向けた核融合研究の発展と拡がり—	つくば市(茨城)	69-4
7/1	日本真空学会関西支部&日本表面科学会関西支部合同セミナー2014「大気圧プラズマ—その基礎と新しい医療を目指した取り組み—」	豊中市(大阪)	69-5
7/1~3	第58回表面科学基礎講座	東京	69-6
7/4	第50回化合物新磁性材料研究会「新超伝導体の探索と物性研究」	東京	69-6
7/7~11	The 19th Int. Conf. on Ultrafast Phenomena	宜野湾市(沖縄)	69-3
7/9~11	第33回電子材料シンポジウム(EMS-33)	伊豆市(静岡)	69-4
7/11~12	第11回Cat-CVD研究会	仙台市	69-5
7/11~12	PF研究会「次世代放射光源で期待されるXAFSを活用したサイエンス」	つくば市(茨城)	69-6
7/25	第42回薄膜・表面物理セミナー(2014)「構造物性解明へ向けたマイクロ~マクロ計測の最前線」	東京	69-5
7/30~8/1	第20回結晶工学スクール(2014年)	小金井市(東京)	69-6
8/8~10	基礎研究会「若手のための量子情報基礎セミナー」	京都市	69-6
8/17~20	第10回日韓強誘電体会議(JKC-FE10)	広島市	69-6
9/3~5	第47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	名古屋市	69-6
9/7~10	日本物理学会2014年秋季大会(中部大学)(領域2を除く物性)	春日井市(愛知)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子,宇宙線,宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年 10/8~11	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物 理学会合同
10/15~17	第62回レオロジー討論会	福井市	69-5
10/19~22	第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014(浜松)	浜松市(静岡)	69-5
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
11/4~12/5	国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」	京都市	69-6
11/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(朱鷺メッセ)(領域2)	新潟市	日本物理学会, 応用物理学会 プラズマエレ クトロニクス 分科会, プラ ズマ・核融合 学会
11/24~28	4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks	KwaZulu Natal (南アフリカ)	69-6
2015年 3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	大阪市	日本物理学会

編集後記

皆さんご存知の通り、学会誌が1月号から大きく変わりました。表紙、リードページ、「現代物理のキーワード」欄、等々、これだけ大掛かりな刷新は相当長い時間をかけ、多くの議論・検討を経てたどり着いたものと推測します。私自身は、この4月から会誌編集委員として編集委員会に出席しており、すでにこの「改革」は軌道に乗ってきたように見受けられます。ツイッターなどのSNSではいろいろ良い評判が聞かれますが、今まで以上に会員の皆様に読まれる学会誌を作り上げていくためにも、お近くの編集委員に会員の皆様の生の声を聞かせていただければと思います。

ところで先日、学生が講演者のとある審査会に出席しました。トピックは私とは幾分離れた分野でした。私は審査員ではないものの、業務の一環としてできるだけ出席するよう要請がありました。そこで、年度末の貴重な時間でしたが、せめて違う分野の見聞を少しでも広めようと(内職道具を一切持たずに)参加しました。講演者のプレゼンは淡々と進んだものの、内容は当該分野の研究会での報告のようで、分野外の人間にとってはやはり難しいものでした。質疑応答になり、近い分野の先生方の専門的な質問が終わったあと、門外漢の私が「この研究を大所高所から見たとき、どういう位置付けになりますか?」、「最終的に

研究成果が得られた時にはどのような意義がありますか?」(といった科研費や学振の申請書にありがちな項目)について質問しました。講演者はかなり驚いた様子で、しばしの沈黙のあとプレゼンと同様のイントロを繰り返しました。

一人前の研究者だけでなく学生といえども、研究の成果や意義を広く分野内外の聴衆にも伝えることは言わずもがな重要です。今年の1月から、学会誌の解説記事にリードページが付くようになりました。分野外の人にも読み易いリードページをきっかけに、記事の本文を読んでもらおうという試みです。そこで新たに編集委員になった機会を捉えて、刷新した1月号から3月号までのリードページをすべて読んでみました。なるほど、これまでの記事に比べ、敷居が低くなった印象です。実は、リードページに釣られて、私の分野とは離れていたいくつかの解説記事を、つい本文まで読み進めて楽しませてもらいました。学生会員の皆様もこの編集後記のような軽めの記事(?)だけでなく、いま一度、気楽にリードページをご一読いただければと思います。きっと自分の研究やその成果発表に参考になることがあるはずです。

私は編集委員だけでなく、4月からの1年間は新著紹介小委員会の委員長としての活動もあります。会誌である以上、多くの分野の会員の皆様をご覧になるわけですから、より多くの皆様が興味を持ちそうな図書を

紹介するのはもちろんのこと、たとえ専門書であっても、可能であればできるだけ幅広い会員諸氏に向けた紹介をお願いしているところです。「新著紹介」欄もどうぞご一読のほど、よろしくご一読申し上げます。
平野哲文〈〉

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,
井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史,
岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生,
角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子,
関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子,
常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰,
松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎,
望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎,
目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康,
平野 哲文
(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎,
片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進,
小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏,
長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一,
宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

(p. 438 より続く)

Progress of Theoretical and Experimental Physics
Vol. 2014, No. 3, 2014

Papers

General and Mathematical Physics

Electric and magnetic dipole allowed transitions of atoms for three-dimensionally isotropic left handedness in a mixed atomic vapor Jian Qi Shen

Theoretical Particle Physics

Domain walls and vortices in chiral symmetry breaking Minoru Eto, Yuji Hirono, and Muneto Nitta

Partition function of a chiral boson on a 2-torus from the Floreanini-Jackiw Lagrangian

..... Wei-Ming Chen, Pei-Ming Ho, Hsien-chung Kao, Fech Scen Khoo, and Yutaka Matsuo

Lattice QCD analysis of the Polyakov loop in terms of Dirac eigenmodes Takumi Iritani and Hideo Suganuma

Quantum near-horizon geometry of a black 0-brane Yoshifumi Hyakutake

Nuclear Physics

Shell and alpha cluster structures in ^8Be with tensor-optimized shell model..... Takayuki Myo, Atsushi Umeya, Kaori Horii, Hiroshi Toki, and Kiyomi Ikeda

Predicting magic numbers of nuclei with semi-realistic nucleon-nucleon interactions..... H. Nakada and K. Sugiura

Pion properties at finite nuclear density based on in-medium chiral perturbation theory..... Soichiro Goda and Daisuke Jido

Condensed Matter Physics

Effects of anisotropy on the dynamical and static spin conductivity of an anisotropic spin-1/2 two-leg ladder..... H. Rezanian

Cross-Disciplinary Physics

Influence of plasma density on associated electrical elements of an ion sheath M. K. Mishra, A. K. Misra, A. Phukan, P. K. Devi, H. K. Sarma, and T. Das

Extended phase space description of human-controlled systems dynamics Arkady Zgonnikov and Ihor Lubashevsky

第 70 期 (2014 年 3 月 31 日~2015 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	兵 頭 俊 夫	副会長 (会長予定者)	藤 井 保 彦
庶 務 理 事	石 田 憲 二 ・ 小 林 富 雄 ・ 櫻 井 博 儀 ・ 柴 田 利 明 ・ 須 藤 彰 三 ・ 松 川 宏 ・ 三 沢 和 彦		
会 計 理 事	森 初 果		
会誌編集委員長	川 村 光 ・ 柴 田 利 明 (兼 任) ・ 松 井 哲 男 ・ 松 川 宏 (兼 任)		
刊 行 委 員 長	宮 下 精 二	JPSJ 編 集 委 員 長	安 藤 恒 也
	大 槻 東 巳	監 事	PTEP 編 集 委 員 長 坂 井 典 佑
			波 田 野 彰 ・ 三 宅 康 博

本誌を複製される方に (Notice about photocopying)

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

本誌に掲載された著作物を複製したい方は, (社)日本複製権センターと包括複製許諾契約を締結されている企業の方でない限り, 日本物理学会が複製権等の行使の委託をしている次の団体から許諾を受けて下さい.

(In order to photocopy any work from this publication, you or your organization must obtain permission from the following organization which has been delegated for copyright clearance by the copyright owner of this publication.)

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 3F
一般社団法人学術著作権協会
電話 03-3475-5618 Fax 03-3475-5619 info jaacc.jp

アメリカ合衆国における複製については, 下記 CCC
に連絡して下さい.

Copyright Clearance Center, Inc.
222 Rosewood Drive, Danvers, MA 01923 USA
Phone 1-978-750-8400 Fax 1-978-646-8600

なお, 著作物の転載・翻訳のような, 複製以外の許諾は, 直接日本物理学会へご連絡下さい.

日 本 物 理 学 会 誌 第 69 卷 第 6 号 (平成 26 年 6 月 5 日発行) 通巻 776 号

©日本物理学会 2014

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.