

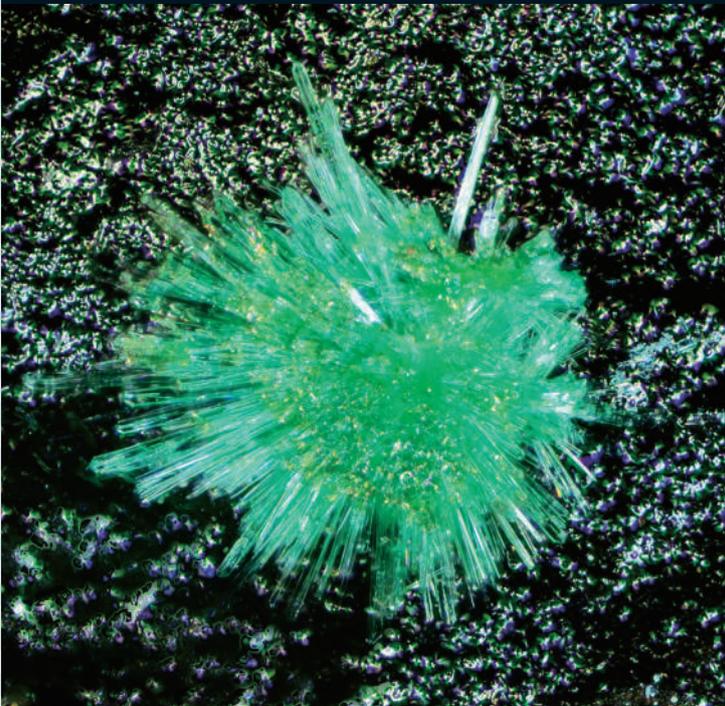
- スピントロニクスとスピンポンピング
 - ヒッグス粒子「発見」の意味
- 可積分量子多体系の非平衡ダイナミクス
 - ニュートリノ質量と大混合角

NO.

6

2015 | VOL. 70

B U T S U R I
日本物理学会誌



バルチモアより学会を思う

櫻井博儀 (領域委員長)

日本物理学会の大会担当理事となつてはや1年。昨年度は同じく大会を担当されていた石田先生の背中を見ながら過ごしてきたが、本年度から石田先生が理事を退任された。この場をお借りして、石田先生のこれまでのご尽力に深く感謝申し上げたい。

さて、現在、この原稿を米国で執筆している。メリーランド州バルチモアで開催されている米国物理学会 (APS) の4月総会 (April Meeting) に参加しており、滞在中に脱稿予定日をすぎて慌ててノートPCに向かっている次第である。大会を担当しているためか、日本物理学会 (JPS) との大会運営の違いについていづいづい目がいってしまう。

4月総会は日本で言えば、素核宇秋季大会に相当し、素粒子、原子核、宇宙に加え、計算物理の分科 (Division) で構成されている。各分科の分科会は秋に行われる。APSでは分科が縦糸の組織として構成され、「物理と社会」や「教育」などに関連する討論会 (Forum) が横糸となっている。また、複数の分科が関わる研究分野、例えば、重力波や少数系物理は、グループ (Group) が結成されている。4月総会では分科、討論会、グループが織りあってセッションや行事が企画されている。学部学生や大学院学生向けの行事が5本もあり、米国ならではのマイノリティのための行事もある。

4月総会の参加登録料は国際会議並みに高い。その分、会場は大きなホテルを利用しており、JPSにはない多くのサービスが提供されている。電子化がかなりすすんでおりモバイルでプログラムや概要を参照できるアプリが用意されている徹底ぶりだ。発表スライドは事前にネットワーク越しにアップロードし、会場では発表支援ソフトでファイルを展開することができるようになっている。

JPSの大会運営は会員のボランティア活動によるところが非常に大きく、これは大会に限らずJPSの多岐にわたる活動に言えることである。JPS運営の基本は、会員のためのJPSであり、この姿勢は一貫している。

大会運営のかなめは、開催地で結成される大会実行委員会であり、実行委員会のご尽力にはいつも頭が下がる。会場は大きなホテルではなく、大学を利用していただいております。参加登録料は年次大会、秋季大会ともに同じ料金で低く抑えることができています。

JPSでは物理学のすそ野を広げる活動の一環として、大会毎に大会実行委員会が企画する市民科学講演会が開催され、好評を博している。これはAPSにはない活動だ。また、春の年次大会では中高生向け Jr. セッションも2005年から始まった。これもAPSにはない企画である。発表件数は年々増加の一途をたどっており、これはスーパーサイエンスハイスクール事業の拡大などで旅費予算をもつ高校が増えていることが一因となっているらしい。

一方でJPSでは学部学生による成果発表がない。原子核物理学分野では4年に一度日米合同分科会を開催しているが、合同分科会ではAPS側の流儀に従って、学部学生のためのポスターセッションがあり、研究室に配属されている学部4年生が中心だ。大学では、科学系サークルや文化祭の企画など、研究室の活動とは一線を画した学部学生の自由な研究活動があるが、このような活動に対する発表の機会を設けることも考慮すべきかとは思ふ。しかし、自由な活動だけに一般的に公的な予算的裏付けがないのが現状である。4年生だけでも科研費による支援が可能になれば大会の様子もかわってくるに違いない。

本年度より参加登録料の値上げと概要集の電子化に踏み切った。参加登録料は、消費税増分に対応した処置である。概要集の電子化は紙媒体に関わる経費削減と概要集の実質値引きを可能とし、会員のサービス向上に努めた。

概要集については分野によってその意味付けが大きく異なっている。物性や一般物理分野での原稿提出率は高く約90%である。これに対し、素核宇の提出率は必ずしも高くはない。

電子化にともない、3月の年次大会向けの原稿提出締め切りを従来に比べ

て遅らせてみたものの、提出率は大きく変化しなかった。APSの方はと言えば、すべての一般講演に概要がついている。むしろ招待講演の方に概要のないものが目立った。APSでは国際会議と同様に、一般講演の申し込みと同時に概要を出すことになっているが、その分量は多くはなく、USレターサイズの1ページに6本程度がおさまる程度だ。さてその申込み時期は、JPSは大会の約4か月前で、APSの場合は約3か月前である。一方、JPSの概要集原稿の締め切りは約2か月前でA4サイズ1ページ分の情報量がある。

JPSではすべての会員に大会で発表する機会が与えられている。事前に会議主催者側が概要を審査することはなく、発表の是非を判断していない。しかし、一方で概要集原稿の提出は発表者の義務としている。また、概要集はISSN番号のついた立派な出版物であり、発表内容の唯一の記録媒体だ。なるべく多くの方に概要集原稿を提出していただき、概要集を利用していただきたい。電子版の良さを生かして、発表内容のポイントだけでも書いていただければと思う。

大会運営上もう一つ課題になっているのは国際化である。多くの外国人研究者や留学生が日本で研究活動を行っている。JPSでの英語での講演も多くなってきた。外国人を含むセッションではスライドだけでも英語で表記していただけるようお願いしている。

JPSとAPSの大会運営の違いからJPSの素晴らしいところが見えてくる。繰り返しになるが、JPSは会員本位で運営しており、大会も会員ひとりひとりが主役である。この文化を醸成しているのは、会員の方の自主的な判断と取り組みだ。大会の国際化にともない。概要集は、個人のクレジットを守ることにもなるだろうし、また各発表で本質的な議論を誘発することにもなろう。是非とも大会を物理学の発展のためにご活用いただきたいと思う。

(2015年4月19日原稿受付)

巻頭言 Preface

バルチモアより学会を思う

Thought for JPS at Baltimore

櫻井博儀 …… 403

Hiroyoshi Sakurai

現代物理のキーワード Trends

スピントロニクスとスピンプンピング

Spintronics and Spin Pumping

水上成美 …… 406

Shigemi Mizukami

解説 Reviews

ヒッグス粒子「発見」の意味と、本当の発見に向けて

Higgs as a Problem of New Physics

兼村晋哉 …… 408

Shinya Kanemura

可積分量子多体系の非平衡ダイナミクスと統計力学の基礎*

Non-Equilibrium Dynamics of Integrable Quantum Systems and Fundamental Aspects of Statistical Mechanics

出口哲生, 佐藤 純, 上西慧理子 …… 419

Tetsuo Deguchi, Jun Sato and Eriko Kaminishi

大統一理論の間接的な証拠としてのニュートリノ質量と大混合角

Neutrino Masses and Large Mixings as an Indirect Signature of Grand Unified Theory

前川展祐 …… 427

Nobuhiro Maekawa

最近の研究から Researches

ブラックホールに対するホログラフィック原理の数値的検証

Numerical Test of the Holographic Principle for Black Holes

伊敷吾郎, 西村 淳, 花田政範, 百武慶文 …… 436

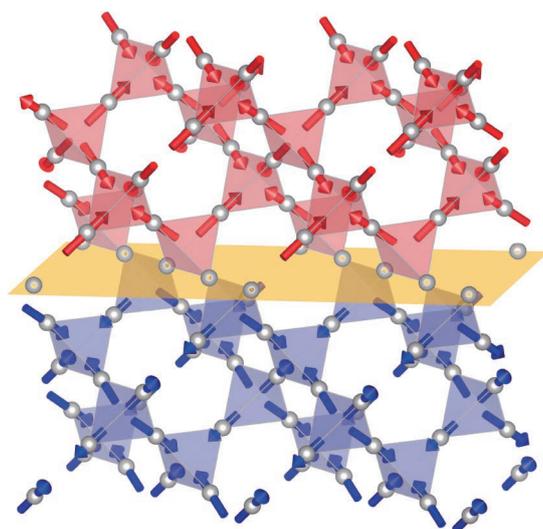
Goro Ishiki, Jun Nishimura, Masanori Hanada and Yoshifumi Hyakutake

強いスピン軌道相互作用を持つモット転移系で見られる磁壁の金属性

Anomalous Metallic Magnetic Domain Wall in Mott Transition System with Strong Spin-Orbit Coupling

藤岡 淳, 上田健太郎, 十倉好紀 …… 441

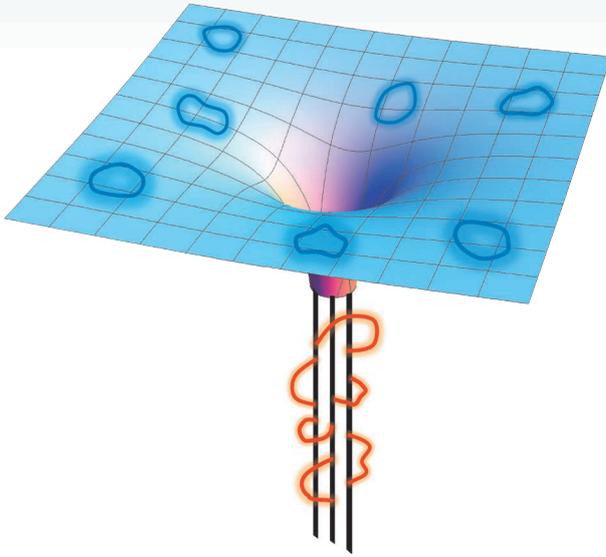
Jun Fujioka, Kentaro Ueda and Yoshinori Tokura



最近の研究から(強いスピン軌道相互作用を持つモット転移系で見られる磁壁の金属性)

パイロクロア型イリジウム酸化物における反強磁性秩序のドメイン境界とそこに生じる擬2次元的金属状態.

* 本会HPの会員専用ページにおいてサプレンタルマテリアルを掲載しています.



最近の研究から(ブラックホールに対するホログラフィック原理の数値的検証)

超弦理論におけるソリトン解の研究に基づき、ブラックホールの内部構造を超対称ゲージ理論で記述する方法が1997年に提唱された。図中の青いひもは、ブラックホール時空上に励起された閉じた弦を表し、赤いひもは、ソリトンの周りに励起された開いた弦を表す。「ホログラフィック原理」を実現するこの考え方が、最近、量子重力的な効果も含めて数値的に検証された。

話題	鉱物といふもの	浜根大輔 …… 446
	電子ジャーナルの平等アクセス実現のための3つの提言	石田武和 …… 450
PTEPの最近の招待・特集論文から	2015年3月号より	坂井典佑 …… 454
ラ・トッカータ	平らな国の研究生活	御手洗菜美子 …… 456
追悼	玉垣先生を偲んで	高塚龍之, 巽 敏隆 …… 458
	広田良吾先生を偲んで	薩摩順吉 …… 459
新著紹介		460
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	461
行事予定		465
会告	■2015年秋季大会の宿泊・交通等の案内(今回は旅行業者による取扱いはありません) ■2015年秋季大会会場における託児室の設置について ■2015年秋季大会の参加登録・講演概要集(Webアクセス権および記録保存用DVD版)購入のご案内(講演申込者以外の方への案内です) ■2015年秋季大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■第10回日本物理学会若手奨励賞について ■2015年度科学セミナー ■賞および研究助成の候補者の募集について ■2016年~2017年開催藤原セミナー募集のお知らせ ■2015年5月1日付新入会者	468
本会記事	■一般社団法人 日本物理学会 第14回代議員懇談会報告 ■一般社団法人 日本物理学会 第95回定時総会 ■第70回年次大会 ■第70回年次大会の忘れ物 ■第11回Jr.セッション	474
本会関係欧文誌目次		502



表紙の説明

表紙は新種の鉱物、伊予石(学名: iyoite)の写真となる。単斜晶系の結晶構造で、塩基性塩化銅の一部をマンガンに置き換えた化学組成を持つ。伊予石は愛媛県佐田岬半島(伊方町大久)から発見され、愛媛県の旧国名「伊予」および佐田岬半島を囲む海域の一つ「伊予灘」に因んで命名された。発見地の伊方町大久は2014年のノーベル物理学賞受賞者の一人、中村修二さんの生誕地としても知られる。新種の発見、それは世界初への挑戦でもあり、栄光を勝ち取るにはなによりもチャンスに気づくことが大切である。そして新種の名乗りを上げるには国際的かつ学術的な約束事がある。一寸待て、そもそも「鉱物」とは何であろうか。詳細は本号に掲載されている浜根大輔氏の「話題」記事を参照のこと。

スピントロニクスとスピンプンピング

Keyword: スピントロニクス, スピントルク, スピン流, スピンプンピング

ここでは、主に金属磁性体をベースとするスピントロニクス、スピンプンピングと呼ばれる現象、ならびに関連するキーワードについて述べる。

1. 電荷からスピンへ

一般に導体に磁場を印加すると電気抵抗が変化する現象を磁気抵抗効果という。これは古くから知られた物理現象であり、直感的には電子軌道がローレンツ力で曲がることによる、いわば電子の電荷が元になる現象である。1990年の前後に、ナノメートルオーダーの厚みの金属磁性体と非磁性体を積層した人工構造で、室温で大きな変化を示すいわゆる巨大磁気抵抗効果(2007年ノーベル物理学賞)やトンネル磁気抵抗効果が相次いで発見された。図1(a)(b)に層に垂直に電流を流す場合の巨大磁気抵抗効果の概念図を示す。磁性体内部の電子スピンの交換相互作用に起因する強い実効的な磁場が働くため、伝導電子は磁化(マクロなスピン)の方向に依存して、上向きあるいは下向きに分極している。磁化が平行の場合には電子は同じ極性の磁場を感じるため通りやすいが、反平行の場合には逆向きの磁場を量子力学的なポテンシャルの山として感じるため通りにくく、磁化の配列に依存して大きな抵抗の変化が生じる。これが巨大磁気抵抗効果の素朴な描像であり、電子のもつスピンの決定的な役割を演じている。これら新しい磁気抵抗効果の発見が契機となり、スピンと(エレク)トロニクスを足した造語であるスピントロニクス、という分

野の研究が始まった。その本質は、スピンを積極的に利用した新しい物性の創出であり、同時に新機能を有するデバイスの創製までを含むものと思われる。¹⁾

2. 磁化をトルクで制御する

図1(a)(b)のような素子構造は、磁化の方向を回転すると電流の流量が変わることから、水の蛇口にたとえられてスピバルブとも呼ばれる。水の蛇口のたとえを一步進め、蛇口についたバルブを閉める際の摩擦が少ない状況を考えてみる。水道の圧力を上げていくと、ある水圧で水がバルブに与えるトルクが摩擦のトルクに打ち勝ち、バルブが開いて水が流れ出すだろう。似たようなことが磁気抵抗素子でも観測でき、ある閾値を超えた電流を流すと、磁化を反転させることができる。素子に電流が流れていると、磁化は電流と共に流れるスピンと相互作用するため、電子を跳ね返すが、逆に磁化も常にその反作用(トルク)を感じている。このような電流の作るトルクをスピントルクという。²⁾ 他方、磁性体の磁化は、磁性体内の電子や格子振動とも相互作用しており、磁気固有の磁気摩擦(磁気緩和)が働いている。スピントルクは電流の大きさに比例するため、スピントルクが磁気摩擦トルクに打ち勝つと磁化が反転する(図1(c))。適切な素子サイズと物質を選択すれば、磁場よりもずっと効率よく磁化を反転できる。また、ある条件のもとでは、スピントルクによって磁化の歳差運動の自励発振が起きることも知られている。²⁾ これはなにも図1(a)(b)のような素子構造ばかりではなく、電流に伴うスピンとバックグラウンドにある磁化の相互作用がある場合にはスピントルクが常に働き、例えば磁性体内の磁壁や磁気渦といった磁気構造を駆動することもできるため、能動的なスピントロニクス素子を実現できる。これは、磁化を制御するのにもはや磁場(あるいはその源である電流)が不要であることを意味している。

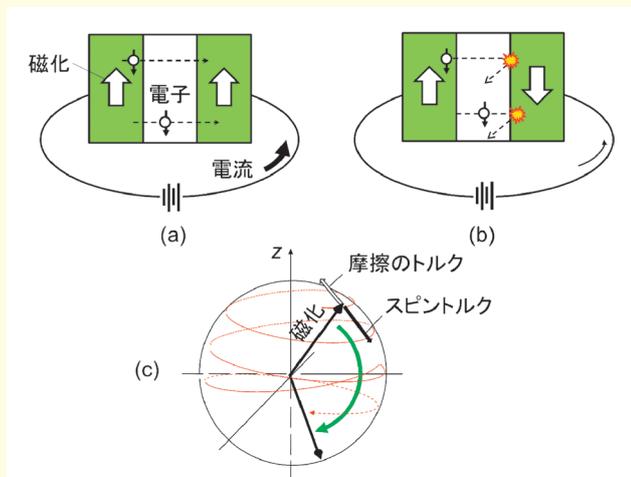


図1 磁性金属と非磁性金属からなる磁気抵抗素子。磁化の配列が平行の場合(a)と反平行の場合(b)では流れる電流の大きさが異なる。(c)スピントルクの概念図。磁性体の磁化にはたらくスピントルクが磁化の運動を制動する摩擦トルクを超えると磁化が反転する。

3. 電流からスピン流へ

スピントルクはスピン分極した電流と磁化の相互作用によって生じる現象であるものの、電流というよりはむしろそれに伴うスピンの流れが現象の本質である。そのようなスピンだけの流れをスピン流という。そのプリミティブな概念は、古くはスピン拡散という形でスピン磁気共鳴の研究過程で見いだされた。スピン流は直感的に図2(a)のように説明できる。空間中を右に進む上向きスピンをもつ電子と、左に進む下向きスピンをもつ電子があると、電荷の

流れは相殺され、あたかも上向きのスピン角運動量が右に進む流れ（あるいは下向きのスピン角運動量が左に進む流れ）だけがあるようにみえる。スピン角運動量はベクトル量であるから、例えば時間的にスピン角運動量ベクトルの方向の変化するスピンの流れも考えることもでき、電流や熱流といった流れとは異なるテンソル量である。導体中のキャリアには様々なスピンの緩和機構があるため、スピン流は電流と異なり短い時間で散逸してしまうものの、電流がエレクトロニクスにおいて主要な概念であることに対応し、スピン流はスピントロニクスを特徴付ける概念であるといえる。そのため、スピン流の学理の究明が現在のスピントロニクスにおける研究の大きな潮流となっている。³⁾

4. スピンポンピング—スピン流のダイナモ

スピン流の発生方法は大きく分けて二つある。一つは電流や熱流などからスピン流を作り出す方法であり、もう一つは物質中に非平衡なスピン分極もしくは磁化の運動を発生させ、それを一種のスピン電池のように用いてスピン流を発生させる方法である。例えば、図2(b)のような磁性

体と非磁性体が接合した系で、磁化のラーマー歳差運動をマイクロ波などで励起する。接合界面では非磁性体のスピンと磁化に強い相互作用が働き、磁化の歳差運動は、いわばスピントルクの逆効果によって、それ自身のもつスピン角運動量とエネルギーを非磁性体の電子に受け渡すことでスピン流が磁性体から流出する。この現象はモーターを機械的に回すことで電流が発生する発電機（ダイナモ）とも似ているが、もう少し直感的な説明としては、図2(c)に示したように、回転する振り子と空気分子が界面付近でこすれあうことで回転運動が受け渡されるような描像である。他方、回転運動の受け渡しは、振り子の側から見れば摩擦を受けることになるが、これは、磁化のラーマー歳差運動にとっても同様で、スピン流の発生による反作用として磁化の磁気摩擦（磁気緩和）は増強される。言い換えれば、スピン角運動量保存則によってスピン流の発生は磁気の摩擦と不可分の関係にある。この磁化の歳差運動の発生するスピン流は、古くは磁気共鳴の実験で提案されたのちしばらく忘れ去られていたものの、近年、極薄膜磁性体の磁気緩和の増強現象を通じて再び見いだされ、量子力学的な「スピンポンピング」理論の提案に至った。⁴⁾

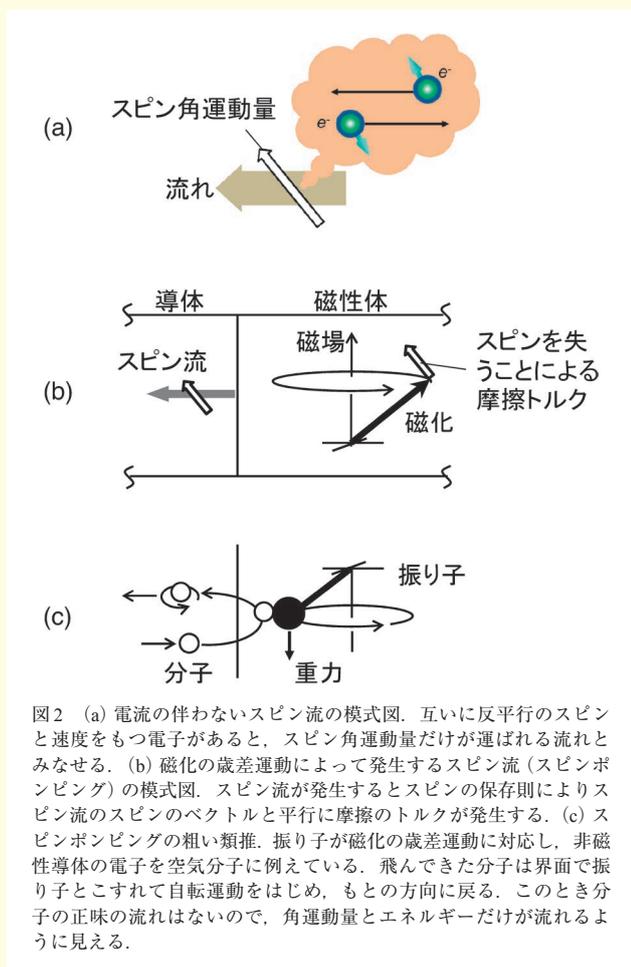


図2 (a) 電流の伴わないスピン流の模式図。互いに反平行のスピンと速度をもつ電子があると、スピン角運動量だけが運ばれる流れとみなせる。(b) 磁化の歳差運動によって発生するスピン流（スピンポンピング）の模式図。スピン流が発生するとスピンの保存則によりスピン流のスピンのベクトルと平行に摩擦のトルクが発生する。(c) スピンポンピングの粗い類推。振り子が磁化の歳差運動に対応し、非磁性導体の電子を空気分子に例えている。飛んできた分子は界面で振り子とこすれて自転運動をはじめ、もとの方向に戻る。このとき分子の正味の流れはないので、角運動量とエネルギーだけが流れるように見える。

5. 展望

当初、スピンポンピングの研究はスピンのダイナミクスに焦点をあてた研究が主なものであったが、数年前にスピンポンピングによって発生するスピン流を、電流に変換し電圧として観測できることが示された（逆スピンホール効果）。⁵⁾ この発見により、スピンポンピングと逆スピンホール効果は、金属のみならず絶縁体や半導体をベースとする様々な異種接合におけるスピン流研究の強力な手法となっている。これは、当初誰も予想していなかったことであり、新しい研究領域がスピントロニクスの中に形成され始めているといえ、今後ますます発展していくことが期待される。

参考文献

- 1) 宮崎照宣：『スピントロニクス—次世代メモリMRAMの基礎』（日刊工業新聞社、2004）。
- 2) 鈴木義茂、久保田 均：『スピントロニクスの基礎と材料・応用技術の最前線』監修：高梨弘毅（シーエムシー出版、2009）第4章。
- 3) 斉藤英治、村上修一：『スピン流とトポロジカル絶縁体—量子物性とスピントロニクスの発展』（共立出版、2014）。
- 4) 初期の研究については、水上成美、安藤康夫、宮崎照宣：日本応用磁気学会誌 **27** (2003) 934や、Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer and B. I. Halperin: Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 137などを参照されたい。
- 5) E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima and G. Tatara: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 182509.

水上成美（東北大学原子分子材料科学高等研究機構）

（2014年11月26日原稿受付）

ヒッグス粒子「発見」の意味と、本当の発見に向けて



兼村 晋哉

富山大学大学院理工学研究部（理学）

2012年7月にCERN（欧州原子核研究機構）のLHC実験で発見された新粒子は、その後の解析でヒッグス粒子と断定された。ヒッグス粒子は素粒子の世界を記述する「標準理論」と呼ばれる理論の中で、電弱対称性の自発的破れを引き起こし、素粒子に質量を与える特別な粒子として予言されていた。長らく未発見だったが、LHC実験によってついに標準理論最後のミッシングピースが埋められたのである。

標準理論は素粒子の相互作用を記述するゲージ理論の美しい構造とゲージ対称性の自発的破れの2本の柱からなる。ヒッグス発見以前の標準理論の検証は主に第一の柱に関するものであった。今回の発見により第二の柱が確かに「ある」ことが確認され、この意味で標準理論は確立した。2013年、この粒子の存在を予言したアングレール氏とヒッグス氏にノーベル物理学賞が授与された。

しかしながらヒッグス粒子発見の意義は単に標準理論の第二の柱を確認したにとどまらない。その真の意義は標準理論を超えた新しい物理理論に迫るための確固たる足がかりが得られたという点にある。

標準理論は自然界の4つの力のうち重力を除く3つの力、電磁力、弱い力、強い力を記述する理論であり、電磁力と弱い力の統一的記述には成功したが、強い力との大統一には至っていない。統一という物理学の歴史の流れの中で見れば、標準理論は明らかに暫定的な理論である。また、標準理論の建設以来現在までの数十年の間に、宇宙の物質・反物質の非対称性、ニュートリノ振動、暗黒物質や暗黒エネルギーの存在など、標準理論では説明不可能な現象が知

られてきた。標準理論に代わってこれらの現象を説明できる新理論が必要である。

標準理論を超えた新物理学の探究においてヒッグスセクターの構造は鍵である。標準理論ではアイソスピン2重項スカラール場が1種類導入されるが、ヒッグス場の個数を決める原理は無いため、これは仮定にすぎず、第2、第3のヒッグス場が存在する可能性は排除されない。むしろこれまで提案された新物理理論には特徴のある拡張されたヒッグスセクターを導入するものが多く、将来実験でヒッグス粒子の個数や性質を明らかにすることは極めて重要である。

また、ヒッグス・スカラール場は階層性問題と呼ばれるファインチューニングの問題を引き起こすことが知られている。この問題を解決するために、超対称性や、ヒッグス場が複合場である可能性、ヒッグス場が余剰次元のゲージ場の成分である可能性等、数々のアイデアが提案された。これらの新パラダイムのそれぞれは、ヒッグスの本質が何かという問いの異なる答えに対応する。

このように、ヒッグスセクターの形とヒッグス粒子の本質を明らかにすることが、新しい物理学を探究するために重要なのである。

本稿のタイトルにある「本当の発見」とは、発見されたヒッグス粒子の詳細研究によってヒッグスセクターの真の構造やヒッグス粒子の本質、背後の物理が明らかになることであり、それによって新しい素粒子物理学のパラダイムが決定されることを意味している。2012年のヒッグス粒子発見は、まさにそのための橋頭堡を我々に提供してくれた。全てはここから始まるのである。

—Keywords—

LHC:

Large Hadron Colliderの頭字語。主に陽子と陽子を衝突させる円形加速器。素粒子標準理論において唯一未発見であったヒッグス粒子を発見した。重心系でのエネルギーは当初7 TeV、後に8 TeVであった。2015年度より13あるいは14 TeVのエネルギーで衝突実験を再開する。

標準理論:

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ に基づく相対論的ゲージ場の量子論で記述される理論。この $SU(2)$ をアイソスピンと呼ぶこともある。基本粒子としてスピン1/2のクォーク6種と荷電レプトン3種とニュートリノ3種およびスピン0のヒッグス粒子($SU(2)$ 2重項)を含む。18のパラメータで加速器実験の全てのデータを説明する。しかし、種々の問題を抱えていて、何らかの意味で整備拡張は必要と考えられている。

ヒッグス粒子:

ゲージ対称性の破れを司る粒子。自身の真空期待値が破れの秩序変数であり、また破れた対称性に対応するゲージ粒子に質量を与える役割をする。超伝導でいうクーパーペアであるが、標準理論においてはスピン0の素粒子。具体的には $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$ という破れを引き起こす $SU(2)$ 2重項。さらにクォークと荷電レプトンにも質量を与える。

ヒッグスセクター:

ヒッグス粒子間の相互作用を記述するラグランジアン(ハミルトニアン)の部分。標準理論では二つパラメータを含み、一つは弱い相互作用の強さから決まり、一つはヒッグスボソンの質量から決まる。

本記事の長さは通常の解説記事の規程を超過しておりますが、編集委員会の判断によりこのまま掲載しています。

1. はじめに

2013年のノーベル物理学賞がヒッグス粒子の存在の予言によりアンゲレール氏とヒッグス氏に授与されたことは記憶に新しい。40年以上も昔に考案され、現在われわれが「標準理論」と呼んでいる理論の中で、ヒッグス粒子は素粒子に質量を与える役割を担う特別な粒子として導入された。¹⁾ 長く未発見であったが、2012年7月に欧州のLHC実験で新粒子が発見され、注意深い解析の結果、ヒッグス粒子と同定された。この発見で標準理論に含まれる素粒子は全て確認され、理論は一応の完成を見た。今のところヒッグス粒子の性質や他の素粒子との結合の強さは標準理論の予言と誤差の範囲で矛盾していない。まさに標準理論の大勝利である。

標準理論は、素粒子の相互作用で重力以外の3つ、電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を記述し、相互作用を規定するゲージ原理と、素粒子の質量を説明する電弱対称性の自発的破れの機構という2本の柱からなる。³⁾

ゲージ原理では、素粒子は局所的ゲージ対称性に支配されており、相互作用はゲージ場が媒介する。標準理論では電磁相互作用と弱い相互作用は関係していて、アイソスピン $SU(2)_I$ 対称性とハイパー荷 $U(1)_Y$ 対称性の直積で記述され、強い相互作用はカラー $SU(3)_C$ 対称性で記述される。

ゲージ対称性はゲージ場の質量を禁止することが知られている。一方、原子核内部の短距離力である弱い相互作用を媒介する場は、相互作用の強さから計算して100 GeV程度の質量を持たねばならない。標準理論ではこの矛盾を解決するため、理論(作用)はゲージ対称性を保つが、真空中で対称性が破れる「対称性の自発的破れ」の概念を導入する。電弱対称性が自発的に破れて、電磁相互作用のゲージ対称性 $U(1)_{EM}$ が残り($SU(2)_I \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$)、破れた対称性に対応して現れる3個の南部ゴールドストーン(NG)場が弱ゲージ場(W^\pm, Z^0)の縦波成分となって弱ゲージ場は質量を獲得する。真空凝縮により対称性の破れを引き起こす実体として、標準模型ではアイソスピン2重項スカラー場(ヒッグス場)が役割を担う。その4つの成分からNG場3個を除いた後の物理自由度が、ヒッグス粒子である。

標準理論では、弱ゲージ場だけでなく質量を持つ全ての素粒子がヒッグス場から質量を得る。標準理論は、クォークやレプトンがカイラリティ(右巻き、左巻きの区別)ごとに量子数が異なるカイラル理論なので、ディラック型の質量項は禁止される。右巻きと左巻きのクォークや荷電レプトンとヒッグス場からなる湯川相互作用を通じて、ヒッグス場の真空凝縮により質量項が生成される。

ヒッグス粒子の発見とその性質の測定により、標準理論の考え方が概ね正しいことが確認されたことは大きな進歩である。しかし素粒子の物語はこれで終わりではない。標準理論の立役者であるグラシヨウは、「標準理論を一軒の建物に例えるならヒッグス粒子はトイレのような存在である」と言った。要するに、ゲージ原理で数学的にも美しく

統一的に記述された理論を、質量という現実に合わせてためには、ヒッグス粒子という汚れ役が必要である、という意味であろう。実際にヒッグス粒子は汚れ役と言うべき存在なのである。標準理論のゲージ相互作用の部分はゲージ対称性で決まる。ゲージ原理が支配している、いわば美しい部分である。対してヒッグス場が関与する部分には様々な任意性が入る。標準理論では暫定的にヒッグス場を1個だけ導入しているが、これは仮定以外の何ものでも無い。すなわち第2、第3のヒッグス場を伴う拡張されたヒッグスセクターの可能性もある。実際、標準理論の諸問題を解くために考案された新しい物理理論のモデルには、しばしば様々な拡張されたヒッグスセクターが導入される。今後の実験でこれらの新たなヒッグス場が発見される可能性は十分ある。標準理論にヒッグスセクターを決定する積極的な原理が存在しない事実こそ、ヒッグス場が汚れ役であるゆえんであり、背後にヒッグスセクターの形を決定する機構を持つ美しい理論が隠されている、と興味をそそられる部分なのである。

標準理論のヒッグス粒子が「汚い」と見なされるもう一つの理由は、ヒッグス粒子の正体(本質)がよくわからないことである。それは標準理論のヒッグス場が真空凝縮するスカラー場であることに起因する。ヒッグス粒子の質量の量子補正を計算すると、二次の紫外発散が現れるため、理論の適用限界がテラ電子ボルト(TeV)より高いところにあると、莫大なファインチューニングを要求することになる。理論家はこの階層性問題を標準理論の困難であると位置づけ、解決するために超対称性、力学的対称性の破れ、余剰次元等の新しいパラダイムを提案してきた。これらに基づく様々な新物理モデルはLHC実験で注意深く検証されつつある。

新しい物理の必要性は実験からも突きつけられている。標準理論が考案されてから今日までの長い年月の間に、理論の枠内では説明できないニュートリノ振動、宇宙のバリオン数非対称性、暗黒物質等の現象が知られるようになった。標準理論を拡張してこれらの諸現象を説明する理論を構築する試みが数多くなされている。これらの現象を解く物理がTeV領域にある場合には、ヒッグス物理と無関係ではあり得ない。実際に、諸現象をTeV領域で説明するモデルの多くは拡張ヒッグスセクターを含み、その性質を用いている。これらのモデルは第2のヒッグス粒子を含む新粒子を予言する。

このように新物理学の方向性がはっきりしない状況で注目すべきは、発見されたヒッグス粒子そのものであろう。ヒッグスセクターが拡張していたり、TeV領域に新しい物理があると、ヒッグス粒子の性質に様々な影響が現れる。今のところ、小さいとは言えない誤差の範囲内で、データは標準理論の予言と無矛盾である。しかし将来、測定精度が向上すれば標準理論からのずれが見えてくる可能性がある。このずれを注意深く調べることで新物理モデルを検証で

きる。

本稿では標準理論のヒッグス物理について簡単に解説し、様々な新物理学の理論とヒッグスセクターの関係を議論する。LHC実験や計画中の国際線形加速器(ILC)実験での測定からヒッグスセクターを決定し、それによって標準理論の先にある新物理理論に迫るという研究について解説する。

2. 標準理論のヒッグスセクター

2.1 標準理論と電弱対称性の自発的破れ、質量の起源

標準理論のラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{標準理論}} = (\text{ゲージ相互作用}) + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{湯川}} \quad (1)$$

と与えられる。ヒッグス場は第二項のヒッグスセクターと第三項の湯川相互作用項に現れる。ヒッグスセクターは、

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \quad (2)$$

で与えられる。ここで、ヒッグス場 Φ (量子数はアイソスピン $I=1/2$, ハイパー荷 $Y=1$)に作用する共変微分は $D_\mu = \partial_\mu - ig_2(\tau^a/2)W_\mu^a - ig_1(1/2)B_\mu$ である。 g_2, g_1 はそれぞれ $SU(2)_I, U(1)_Y$ に対応するゲージ結合定数、 $W_\mu^a (a=1-3), B_\mu$ はそれぞれ $SU(2), U(1)$ のゲージ場である。ヒッグスポテンシャルはゲージ対称性とくりこみ可能性の要請の下で

$$V(\Phi) = +\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad (3)$$

と書き下せる(μ^2 と λ は質量次元2のパラメータと自己結合定数)。真空安定性から $\lambda > 0$ が要請される。場 Φ を

$$\Phi = \begin{pmatrix} \omega^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi^0 + iz) \end{pmatrix}, \quad \varphi^0 = v + h, \quad (4)$$

のように表す。ここで質量パラメータ μ^2 の符号が負であるという仮定をおくと、メキシカンハット型のポテンシャルを得る。原点以外の $\langle \varphi^0 \rangle = |\mu^2|/\sqrt{2\lambda} (=v)$ でエネルギーが最低(真空)になり、対称性は自発的に破れる。真空期待値 v は、弱相互作用の強さ、フェルミ定数 G_F の値、から $v = 246 \text{ GeV}$ と決まる。 φ^0 方向の真空 v の周りの量子場 h がヒッグス粒子で、その質量 m_h と3点結合定数 g_{hhh} は

$$m_h = \sqrt{2\lambda}v, \quad g_{hhh} = \lambda v \quad (5)$$

で与えられる。質量が大きければ λ は強結合、小さければ弱結合となり、質量はダイナミクスの情報を直接含んでいる。

ヒッグス場の共変微分の項にあるヒッグス場を全て真空期待値に置き換えるとゲージ場の質量項が現れる。質量固有状態 $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}, Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu$ (θ_W は弱混合角)は W ボソン、 Z ボソンと呼ばれ、質量は

$$m_W = \frac{g_2}{2}v, \quad m_Z = \frac{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}{2}v \quad (6)$$

で与えられる。NG場 ω^\pm, z がゲージ場の縦波成分になってゲージ場の質量が生じる(ヒッグス機構)。 Z_μ に直交する場 $A_\mu = -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu$ は質量ゼロに留まり、破れ

ずに残る $U(1)_{\text{EM}}$ のゲージ場、光子である。相互作用 hWW, hZZ の結合定数も同じ共変微分から得られる、

$$g_{hWW} = \frac{g_2^2}{2}v, \quad g_{hZZ} = \frac{g_1^2 + g_2^2}{2}v. \quad (7)$$

一方、湯川結合は

$$\mathcal{L}_{\text{湯川}} = -\bar{Q}_L^i Y_{ij}^d \Phi d_R^j - \bar{Q}_L^i Y_{ij}^u \Phi u_R^j - \bar{L}_L^i Y_{ij}^l \Phi \ell_R^j + (\text{h.c.}) \quad (8)$$

と与えられる。 $Q_L^i (= (u_L^i, d_L^i)^T), L_L^i (= (v_L^i, \ell_L^i)^T)$ は、フレーバー i 世代($i=1-3$)の左巻きクォークとレプトンで、共にアイソスピン2重項、 u_R^i, d_R^i, ℓ_R^i は右巻きのクォークと荷電レプトンであり1重項である。ヒッグス場を真空期待値 v に置き換えるとディラック型質量が得られる、

$$m_u^i = y_u^i \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_d^i = y_d^i \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_\ell^i = y_\ell^i \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (9)$$

ここで湯川行列 Y_{ij}^f の固有値を y_i^f と書いた。

このように、標準理論では全ての有質量粒子がヒッグス場の真空期待値 v から質量を得ており、その質量は結合定数に比例し、共通の傾き v を持つ。これはヒッグス場を1個だけ導入する標準理論特有の性質であり、図にすると全粒子が一直線上に並ぶ(図1)⁴⁾。ヒッグスセクターが拡張されていたり、新物理粒子の量子効果があるところの関係は崩れるため、この直線からのずれを探ることが標準理論を検証することになる。現時点では有意なずれはないが、結合定数の測定精度が将来改善すれば、ずれが見つかるかもしれない。ずれのパターンが理論によって異なるため、各結合定数を精密に測定することによって、単に標準理論の破れを明らかにするだけでなく、新しい物理の方向性を決定できる。

ヒッグス場は $SU(3)_C$ や $U(1)_{\text{EM}}$ で質量ゼロが保証されるグルオン g ($SU(3)_C$ のゲージ場)や光子 γ と摂動の最低次では結合しないが、量子効果で hgg や $h\gamma\gamma, h\gamma Z$ 等の結合が生じる。その大きさは、ヒッグス場との結合が比較的大きいトップクォークや弱ゲージ場($h\gamma\gamma$ の場合)のループ効果で

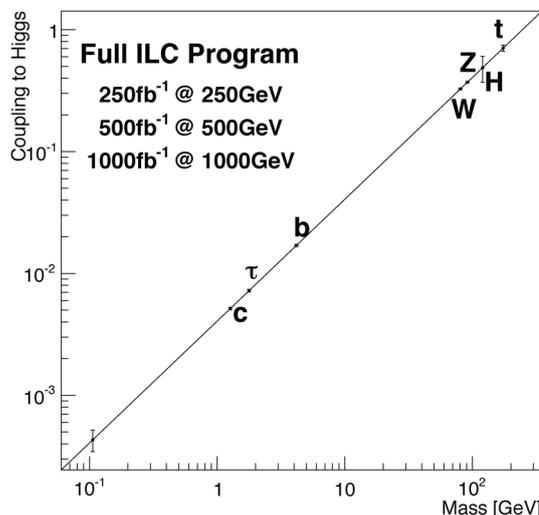


図1 標準模型の素粒子の質量とヒッグス粒子との結合定数の関係。⁴⁾

決まる。これらの結合には新粒子の寄与が比較的大きく現れるので、新物理探究に関して重要である。

標準理論のヒッグスセクターはシンプルで理解しやすいが、次のような疑問が生じる。ヒッグス場は何故1種類なのか？ ヒッグスポテンシャルのネガティブ μ^2 の起源は？ ヒッグス力 λ の起源、背後のダイナミクスは何か？ ヒッグス・スカラー場の本質は何か？等である。これらに対する答えを追求することが、ヒッグス物理の理論研究である。

2.2 ヒッグス粒子の質量に関する理論的考察

2012年にヒッグス粒子が発見されるまで m_h の値は未定であり、様々な理論的考察によってこの量が調べられた。

2.2.1 摂動ユニタリ性

弱ゲージ場 W^\pm , Z は、光子と同じベクトル場だが、縦波成分があり質量を持つ。この縦波はゲージ場の質量生成機構と深く関係している。⁵⁾ 縦波の弾性散乱 $W_L^+W_L^- \rightarrow W_L^+W_L^-$ を考えると、そのS波振幅 a^0 は散乱振幅のユニタリ性から

$$|a^0(s)|^2 = \text{Im}[a^0(s)], \quad (10)$$

すなわち複素平面上の半径1/2, 中心(0, 1/2)の円上にある。ここで \sqrt{s} は重心系での散乱のエネルギーである。

このS波振幅をヒッグス場を入れずに摂動計算すると $a^0(s) \sim G_F s / (8\pi\sqrt{2})$ となる。 $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ では $|a^0|$ がユニタリ性を破ることが解る。真の値から大きくはずれないという基準 $|a^0| < 1$ を設けると、 $\sqrt{s} < 1.6 \text{ TeV}$ が得られる。これは、ヒッグス場が存在しなければ、TeV領域で摂動計算が破綻し、強結合理論になることを意味する。

散乱振幅をヒッグス場が媒介するダイアグラムを加えて計算し直すと、高エネルギーでの振る舞いが安定化する、

$$a^0(s) \sim -G_F m_h^2 / (4\pi\sqrt{2}), \quad (\sqrt{s} \rightarrow \infty). \quad (11)$$

これに摂動的ユニタリ性の基準を課すと、ヒッグス粒子の質量への上限として約1 TeVが得られる。

摂動的ユニタリ性は、ヒッグス粒子がTeV領域以下に存在するか、そうでなければTeV領域で電弱理論が強結合になって理論が切り替わるという結論を導き、歴史的には加速器によるTeV領域の探索の動機付けを与えてきた。

2.2.2 トリビアル性と真空安定性

結合定数 λ のエネルギー依存性は、くりこみ群方程式

$$16\pi^2 \mu \frac{d}{d\mu} \lambda = 24\lambda^2 - 4y_t^4 + \dots \quad (12)$$

で決まる。右辺第二項の y_t はトップ湯川結合であり、トップクォーク質量が約173 GeVだから $y_t \sim 1$ である。この式から、もし電弱領域での λ の値がある程度大きくて右辺第一項が第二項より大きいなら、 λ はエネルギーと共に増大し、あるエネルギー(ランダウポール)で λ は無限大になる。ランダウポールがプランクスケール(10^{19} GeV)より低いエネルギー領域にあれば、標準理論の適用上限を与える。逆に、電弱領域での λ の値が小さく、第二項が勝って

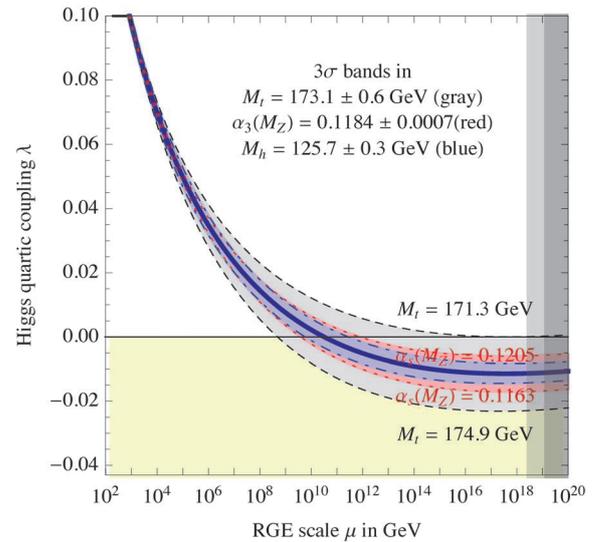


図2 最新の近似計算 (Next-Next-Leading Order) によるヒッグス自己結合定数 λ のエネルギースケール依存性。⁷⁾ インプットパラメータ (トップクォーク質量 m_t , 強い相互作用の強さ $\alpha_3(m_Z)$, ヒッグス質量 m_h) としてデータの中心値と 3σ の誤差の範囲での計算結果。

いる場合には高エネルギーで λ は減少し、ついには $\lambda < 0$ になり真空が不安定になる。理論が高エネルギーのある値 Λ までランダウポールもなく真空不安定にもならないという要請を課せば、電弱領域での λ の値に対する(すなわち質量 m_h に対する)上限と下限が Λ の関数として得られる。⁶⁾

2012年にヒッグス場の質量は約125 GeVと決まったので、そこから逆に Λ を計算することができる。高次量子補正を入れた最新の計算では、ヒッグス質量やトップクォーク質量等のデータの中心値を使うと、標準理論は 10^{10} GeV付近で $\lambda=0$ になる(図2参照)。プランクスケールでは $\lambda < 0$ となるが、寿命が宇宙年齢に比べて長い準安定な真空上にある。⁷⁾ しかし、現時点におけるトップクォーク質量等の誤差を考慮すると、 $\lambda=0$ になる Λ は 10^7 GeVから 10^{19} GeVまで広がってしまう。理論の適用上限をより精密に計算するには、将来実験でこれらのインプットパラメータをより精度良く決定する必要がある。その結果、 Λ が 10^{10} GeVのような中間の領域にあると結論されるかも知れないし、プランクスケールでぴったり $\lambda=0$ になるかも知れない。いずれにせよ、将来の精密測定が、標準理論の先にある物理の探究に大きなヒントを与えることは間違いない。

3. ヒッグス発見の意義

ヒッグス粒子は、2012年の発見前にも様々な実験で探索されてきた。LEPのヒッグス探索からは質量に約114 GeVという下限がついた。また、Tevatronでは160 GeVを中心とする領域が棄却された。一方、電弱ゲージ場の2点関数の量子補正に寄与するヒッグス粒子のループ効果とLEP/SLCでの精密測定を比較して、ヒッグス質量に間接的に制限がついていた。図3(上)では直接測定による棄却領域(黄色)と間接測定の χ^2 解析結果が示されており、標準理論が正しいなら m_h が115-140 GeVにあることまでは

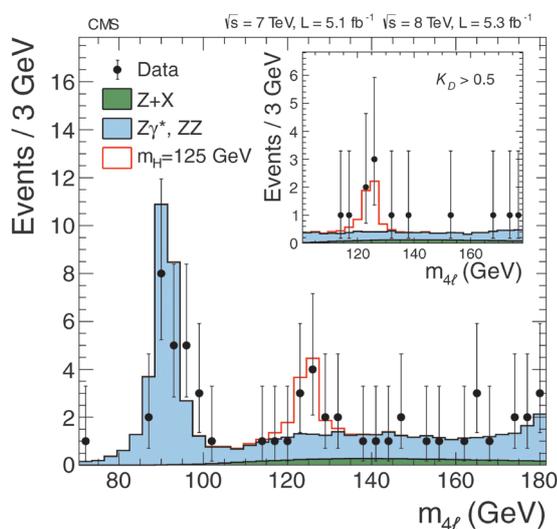
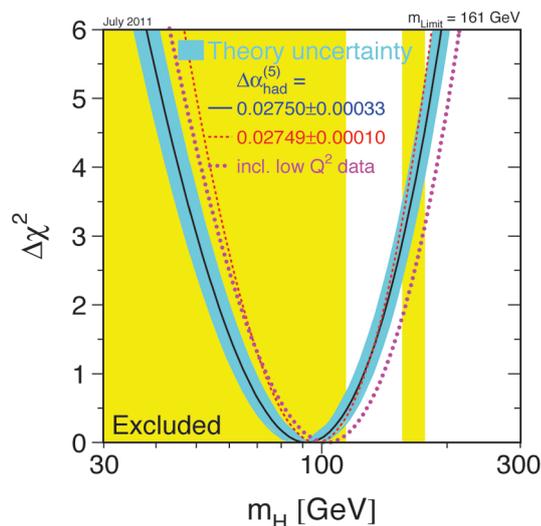


図3 (上) ヒッグス粒子発見以前に標準理論を仮定したヒッグス粒子質量の解析結果。⁸⁾ 生成過程 $e^+e^- \rightarrow Zh$ が見つからないことによる直接測定の棄却領域 (黄色) と、輻射補正計算と精密データから得た χ^2 フィット。(下) LHC におけるヒッグス粒子の4レプトン崩壊 ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$) の信号。²⁾ 不変質量分布の 126 GeV 付近のピークが新粒子の存在を示す。

解っていた。⁸⁾

LHC におけるヒッグス粒子の生成過程としてはグルオン融合過程 $pp \rightarrow ggX \rightarrow hX$ の生成断面積が最も大きく、 W 場融合過程 $pp \rightarrow W^+W^-X \rightarrow hX$ がこれに次ぐ。まず、グルオン融合過程でできたヒッグス粒子が光子2個に崩壊する現象が捉えられた。2光子系の不変質量分布が 124–126 GeV にピークを持つことが明らかになり、新粒子の存在が確定した。その後 W 場融合によるヒッグス生成過程や、弱場対への崩壊 $h \rightarrow ZZ^*$ (図3(下)), $W^\pm W^{\mp*}$, タウレプトン対, ボトムクォーク対への崩壊 $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, $h \rightarrow b\bar{b}$ 等が次々に確認され、さらにスピン・パリティが $J^P = 0^+$ と測られたことで、この粒子がヒッグス粒子と同定された。²⁾

実験は誤差の範囲でヒッグスセクターがアイソスピン2重項場1個からなるという標準理論の仮定が、輻射補正を考慮したレベルで概ね正しいことを示唆していて興味深い。しかし、これは標準理論のヒッグスセクターが正しいこと

を必ずしも意味しない。様々な標準理論を超えた新物理理論に現れる拡張ヒッグスセクターでも、標準理論的なヒッグス粒子を含み、かつデータを説明できる。今回のヒッグス発見の意義は、標準理論的なヒッグス粒子の性質を今後の実験でさらに詳細に測定することでヒッグスセクターの形を決定する、という明確な方向性を打ち出せることになったことにある。

4. ヒッグスセクターの形

4.1 拡張ヒッグスセクター

発見されたヒッグス場は標準理論のヒッグス場と近い性質を示しているから、アイソスピン2重項場は少なくとも1個あると思われる。拡張ヒッグスセクターは、これに様々なアイソスピン多重項が加わった形をしているであろう。様々なヒッグスモデルを実験でふるいにかけ、ヒッグスセクターを決定することが重要である。これまでの電弱ローパラメータやフレーバーを変える中性カレント (FCNC) に関する実験結果は、ヒッグスセクターの形を強く制限する。

ローパラメータは中性カレントと荷電カレントの比、

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (13)$$

で与えられる。標準理論ではこの量は摂動の最低次で1である。一方、実験値は $\rho_{\text{実験値}} = 1.0004^{+0.0003}_{-0.0004}$ という1に極めて近い値である。⁹⁾ N 個のスカラール場からなる拡張ヒッグスセクターを考え、 i 番目の場のアイソスピンを T_i 、ハイパー荷を Y_i とすると、ローパラメータは次式で与えられる。

$$\rho = \frac{\sum_i^N \{4T_i(T_i+1) - Y_i^2\} |v_i|^2 c_i}{\sum_i^N 2Y_i^2 |v_i|^2}, \quad (14)$$

ここで、 c_i は複素表現 ($Y_i \neq 0$) では1、実表現 ($Y_i = 0$) では1/2をとる。 v_i は i 番目の場の真空期待値である。式(14)から、2重項場 (T, Y) = (1/2, 1) や1重項場のみが加わった拡張ヒッグスモデルは、摂動の最低次では標準理論と同様1になる。これらはいわば自然な拡張と言える。それ以外の表現を入れるとローパラメータの値は一般に1からずれる。例えば、標準理論のヒッグス場に加えて複素三重項場 $\Delta(1, 2)$ を導入すると $\rho \approx 1 - 2v_\Delta^2/v^2 \neq 1$ となる。 v_Δ は場 Δ の真空期待値であり、実験値から $v_\Delta \ll v$ が要求される。

次にFCNCからの制限を議論する。 K 中間子崩壊 $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ や B 中間子混合 $B^0 - \bar{B}^0$ 等のFCNC過程は実験で厳しく制限されるため、下手な理論はすぐこれに抵触する。標準理論では、弱ゲージ場媒介のFCNCは、Glashow-Iliopoulos-Mianiの機構により摂動の最低次では生じず、¹¹⁾ ヒッグス場が媒介するFCNCもフェルミオンの質量行列と湯川相互作用行列が比例するので現れない。こうしてFCNCの小さが見事に説明される。一方、2重項を複数含む拡張ヒッグスモデルでは一般にFCNCが生じる。複数のヒッグス場が一つのクォークやレプトンに結合すれば、その質量行列と

湯川行列は同時対角化されないためである。FCNCを避けるには、各ヒッグス場に異なる量子数が付与されればよい。¹²⁾ この場合、各クォークやレプトンに1個のヒッグス場が結合するので、標準理論と同じ理屈でFCNCを制御できる。

4.2 シンプルな例：Two Higgs Doublet Models

ヒッグス2重項場2個 Φ_1, Φ_2 の模型 (2HDM) を議論する。離散変換 $\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1$ かつ $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ に対する不変性を要求すればFCNCは摂動最低次で現れない。この離散対称性は場の2次の項で破れていても構わない。これはソフトな破れと呼ばれ、くりこみ可能性に抵触しない。この離散対称性で、クォークとレプトンの変換の違いから湯川結合には表1に示す4種類のタイプがある。¹³⁾

ソフトに破れた離散対称性の下で、ポテンシャルは

$$V = +\mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}) \\ + \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 \\ + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \frac{1}{2} \{ \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \text{h.c.} \}. \quad (15)$$

と与えられる。2個のヒッグス2重項場を

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \omega_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v_i + h_i + iz_i) \end{pmatrix}, \quad (i=1,2) \quad (16)$$

と書く。CP量子数偶の場 h_i に関して混合角 α を導入し質量行列を対角化する。荷電スカラー場 ω_i^+ とCP奇のスカラー場 z_i も混合角 $\beta (= \tan^{-1}(v_2/v_1))$ で対角化を行う。NG場3個を除いた物理的な場として2個のCP偶のヒッグス場 h, H , 1個のCP奇のヒッグス場 A , 1対の荷電ヒッグス場 H^\pm が現れる。各質量は次のように与えられる。

$$m_h^2 = \left(\lambda_1 \cos^4 \beta + \lambda_2 \sin^4 \beta + \frac{\lambda}{2} \sin^2 2\beta \right) v^2 + \mathcal{O} \left(\frac{v^4}{M^2} \right), \\ m_H^2 = M^2 + (\lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda) \sin^2 \beta \cos^2 \beta + \mathcal{O} \left(\frac{v^4}{M^2} \right), \\ m_{H^\pm}^2 = M^2 - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} v^2, \quad m_A^2 = M^2 - \lambda_5 v^2, \quad (17)$$

ここで $M^2 = 2\mu_3^2 / \sin 2\beta$, $\lambda = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$ である。

離散対称性のソフトな破れのスケール $\sqrt{M^2}$ は自由パラメータである。LHCデータを説明する可能性として、まず $\sqrt{M^2} \gg v$ の場合を考える。付加的なヒッグス場は重くなり、電弱領域には h だけがある状況になる。この極限では h と標準理論の粒子との結合定数は、標準理論のヒッグス場の結合定数と一致する。電弱領域の有効ラグランジアンは

ンは

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{標準理論}} + \mathcal{O} \left(\frac{v^6}{M^2} \right), \quad (18)$$

のように記述され、電弱領域を記述する物理理論が標準理論になり、実験データと矛盾しない。もう一つのケースは $\sqrt{M^2}$ が v と同程度の場合で、電弱領域に全てのヒッグス場が存在する状況である。この時も、結合 hWW が標準理論と同じ値になる極限 $\sin(\beta - \alpha) \sim 1$ を考えれば、 h の湯川結合等も標準理論と同じ値を取る一方、付加的なヒッグス場とゲージ場の結合 HWW は無くなり、極端に軽い場合や $\tan \beta$ が大きい場合を除いて現在の実験データと抵触しない。このケースでは H, A, H^\pm が今後見える可能性は高い。

5. 階層性問題と新物理学のパラダイム

5.1 階層性問題

ヒッグス場の本質と新物理学のパラダイムに直結する問題として、階層性問題が知られている。ヒッグス場は真空凝縮を起こすローレンツ・スカラー場である。その質量に対する輻射補正を計算すると、例えばヒッグス粒子自身による1ループの寄与は次のように与えられる、

$$\delta m_h^2 = \lambda \int \frac{d^4 k}{(4\pi)^2} \frac{1}{(k^2 - m_h^2)} + \dots \sim \frac{\lambda}{16\pi^2} \Lambda^2 + \dots \quad (19)$$

ここで Λ は理論の適用限界のエネルギースケールである。紫外極限 ($\Lambda \rightarrow \infty$) では質量は2次発散による大きな補正を受ける。ループを回る粒子がクォーク等でも2次発散が現れる。標準理論はくりこみ可能な理論だが、それは大きい量 Λ を相殺項で吸収して125 GeVの質量を得るものである。 Λ を大統一スケール 10^{16} GeV とすると、実に28桁程度の大きなファインチューニングになる。この階層性問題は、ヒッグス場がスカラー場であるために生じる問題である。階層性問題は、ファインチューニングが深刻になる前に、ヒッグス質量に近いエネルギー領域 (せいぜいTeV領域) で標準理論が新しい理論に切り替わるべきことを示唆している。

階層性問題はヒッグス粒子の本質と直結する問題である。ヒッグス場の本性がスカラー場か、複合場か、あるいはゲージ場の高次元成分かによって、超対称性、複合場模型、ゲージヒッグス統合等などの新理論が対応する。ヒッグス場の本質の探究は、新しい物理パラダイムの探究と同義である。

5.2 超対称性

階層性問題を解決する有力な方法は超対称性の導入である。超対称性を導入するとヒッグス質量の補正に現れる2次発散がプロテクトされる。従って超対称性の導入は階層性問題を解消し、「素粒子」としてのヒッグス・スカラー粒子の存在を正当化できることになる。

超対称性はボソンとフェルミオンを入れ替える対称性であり、標準理論を超対称性の下で拡張すると、それぞれの粒子にはその超対称パートナー粒子が現れる。例えばフェ

表1 ヒッグス2重項場2個の模型はFCNCを避けるために導入したソフトに破れる離散対称性 ($\Phi_1 \rightarrow +\Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$) のもとで4つのタイプに分けられる。¹³⁾

	Φ_1	Φ_2	u_R^i	d_R^i	e_R^i	Q_L^i, L_L^i
タイプI	+	-	-	-	-	+
タイプII	+	-	-	+	+	+
タイプX	+	-	-	-	+	+
タイプY	+	-	-	+	-	+

ルミオンのトップクォークにはスピンの1/2異なるスカラー粒子であるスカラトップ (ストップ) 場が超対称パートナーとして現れる。ヒッグス粒子の質量に対する輻射補正ではトップクォークのループダイアグラムから出る2次発散は、ストップ場のループ効果で相殺される。現実の世界では超対称パートナー粒子は発見されていないので、超対称性自体は現在実験で到達しているエネルギー領域より上のどこかで「ソフトに」破れている必要があり、超対称パートナー粒子はそのスケール程度の質量を持つ。その破れのスケールが電弱領域に比べてかなり高い場合には電弱領域と超対称性の破れのスケールに新たな階層性問題が生じるので、せいぜいTeV領域であるべきと考えられてきた。残念ながらこれまでの実験で超対称粒子は見つかっていない。2015年から再開されるLHC実験の結果が待たれる。

標準理論からの最小限の拡張である最小超対称標準模型 (MSSM) ではヒッグス2重項場が2個導入される。超対称性によって両者は異なる量子数を持ち、タイプIIの湯川結合を持つ2HDMである。しかしMSSMでは、2HDMのポテンシャルの結合定数 λ_i ($i=1-5$) が、超対称性から $\lambda_1=\lambda_2=(g_1^2+g_2^2)/8, \dots$ 等とゲージ結合定数で与えられる。¹⁴⁾ このため、MSSMのヒッグスセクターは摂動の最低次では質量次元を持つ3つのパラメータで決まる。この中で2個は真空期待値の自由度であり、 v ($=246$ GeV) と $\tan\beta=v_2/v_1$ である。もう1つは M_A をとることが多い。

MSSMの顕著な予言として、摂動の最低次では $m_h \leq |\cos 2\beta| m_Z$ となり、ヒッグス粒子がZボソン (約91 GeV) より軽くなってしまふ。しかし、岡田、山口、柳田等はヒッグス質量の上限がトップクォーク・ストップによる量子効果で大きくリラックスされ得ることを示した。¹⁵⁾

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_{\tilde{W}}^2} \left\{ \ln \left(\frac{M_{\tilde{S}}^2}{m_t^2} \right) + \frac{X_t^2}{M_{\tilde{S}}^2} \left(1 - \frac{X_t^2}{12M_{\tilde{S}}^2} \right) \right\}, \quad (20)$$

ここで、 m_t はトップクォークの質量、 X_t は右巻きと左巻きトップクォークに対応する2種類のストップの混合を表すパラメータ、 $M_{\tilde{S}}^2 = m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}$ で $m_{\tilde{t}_i}$ ($i=1, 2$) はストップの質量である。この式から、 $m_h = 125$ GeVを実現するにはストップが極めて重くなければならないことが解る。例えば $X_t=0$ では $m_{\tilde{t}} \sim 10$ TeVとなる。この事実は、ストップの質量 (超対称性の破れのスケール) がTeV領域よりかなり高い値、すなわち階層性問題を解決するために素朴に考えられてきた値より遥かに高い可能性を示唆する (図4)¹⁶⁾。

模型がまずいのか、階層性問題に対する素朴な考え方に間違いがあるのかということになるが、この事実はLHCで超対称粒子が未発見であることと符合する。この際、階層性問題を忘れて超対称性が現れるスケールは数TeVより高い領域にあると考えればうまく行くと考えられる研究者も増えている。超対称性の導入には暗黒物質候補が理論に自然

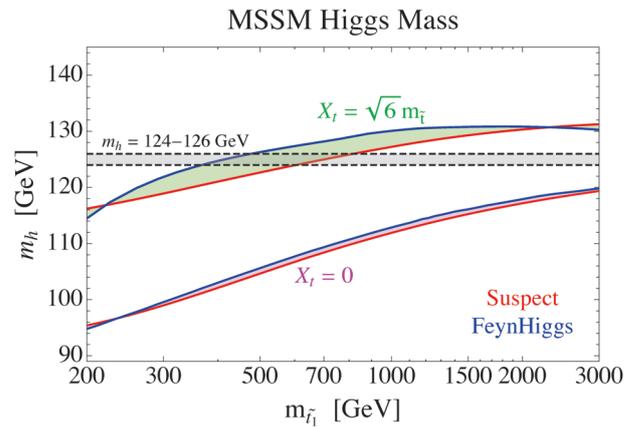


図4 MSSMでのヒッグス粒子 h の質量の計算値 ($X_t=0$ と $X_t=\sqrt{6}m_t$ の場合)。¹⁶⁾ 横軸はストップの質量。グレー領域はLHCの測定値。極端に X_t が大きい場合を除き、実験値を再現するにはストップが非常に重くなる。

に入ってくる点や、相互作用の大統一がうまく行くこと等の利点もあるので、少し妥協したこのような考え方も意味があるかもしれない。また、MSSMではヒッグス粒子の質量が強く制限されていたが、拡張された超対称標準理論ではその縛りは緩くなるので、その方向の議論も盛んである。

5.3 複合ヒッグス模型

超対称性に代わるシナリオの一つは「力学的対称性の破れ」である。強い相互作用の理論におけるカイラル対称性の自発的破れが、背後の量子色力学 (QCD) のダイナミクスで引き起こされると同様な機構で電弱対称性の自発的破れが生じる、と考える。この種の理論では新しいフェルミオン F とその反フェルミオン \bar{F} が新しい強結合相互作用により

$$-(\bar{F}F) \sim f_\pi^3 \sim v^3 \quad (21)$$

とダイナミカルに真空凝縮を引き起こす (f_π は崩壊定数)。代表的なものはテクニカラー理論と呼ばれ、¹⁷⁾ FCNC問題等を解決するために考案された改良版 (ウォーキングテクニカラー理論) やトップクォークが複合凝縮して電弱対称性の破れを引き起こす模型等、様々なバリエーションがある。

「力学的対称性の破れ」のシナリオでは、一般にヒッグス粒子は無いが、あっても重く崩壊幅が広い、粒子よりは共鳴に近いものとなる。125 GeVのヒッグス粒子が発見された今となっては、これらのシナリオは軽いヒッグス粒子を予言する機構を加えた拡張が必要である。興味深いアイデアの一つは、ヒッグス場が数TeV以上の領域における大局的対称性の自発的破れに伴う擬NG場であるというものである。例えば、大局対称性の破れの構造が $SO(5)/SO(4)$ である最小複合ヒッグス模型 (MCHM) では、現れる4個の擬NG場が、標準理論に現れる軽いヒッグス2重項場の正体となる。¹⁸⁾

「力学的対称性の破れ」のシナリオでは、TeV領域以上の高エネルギーで強結合になるので、摂動ユニタリー性の解

説のところで議論した $W_L^\dagger W_L$ 散乱等で検証できる。LHC 等でこれらの散乱過程にベクトル共鳴が発見されれば「複合性」の決め手になるし、共鳴が高い領域にあって観測できなくても、散乱断面積が標準理論の予言から大きくずれ得る。また、MCHM 等の軽いヒッグス粒子が存在するモデルでは、複合性の結果としてヒッグス結合定数に標準理論の値からのずれが生じるが、そのずれのパターンは他の拡張ヒッグス模型の場合と一般に異なるため、将来のヒッグス結合の精密測定で複合ヒッグス模型を検証できる可能性もある。

5.4 ゲージヒッグス統合理論

もう一つの興味深いシナリオは、紫外2次発散をプロテクトする対称性として余剰次元におけるゲージ対称性を導入するものである。これは時空が4次元ではなく5次元かそれ以上の余剰次元を持つという考え方に基づく。¹⁹⁾ ゲージ場の余剰次元成分は4次元時空ではスカラー場として振る舞う。これがヒッグス場であると考え、このシナリオではヒッグス場はゲージ場の成分なのでゲージ対称性によって紫外2次発散は出ない。この美しい考え方は「ゲージ・ヒッグス統合理論」と呼ばれ、電弱理論に適用して首尾一貫した理論を得るために様々な試みが続けられているが、実験と整合する理論の構築は今までのところ成功していない。

6. 標準理論で説明できない諸現象とヒッグス物理

6.1 宇宙のバリオン数生成問題とヒッグス物理

ビッグバン宇宙論の成功の一つは軽元素合成を説明できることにある。現在の軽元素存在比から、バリオン数密度 n_B と光子数密度 n_γ の比は

$$\frac{n_B}{n_\gamma} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \sim 6 \times 10^{-10} \quad (22)$$

という値になる。⁹⁾ この数値を再現することは素粒子物理の重要問題である。インフレーション後の再加熱の時代ではバリオン数はゼロであるが、その後の元素合成の時代までに何らかの原因で粒子と反粒子数に差が生じたと考えられる。バリオン数を生成するために理論が満たすべき条件として、次のサハロフの3条件が知られている。²⁰⁾

1. バリオン数を破る相互作用の存在
2. CおよびCP対称性の破れ
3. 熱平衡状態からの逸脱

実は標準理論はこれらの条件を満たし得る。特に3番目の条件は電弱相転移が強い一次的相転移であれば満たされる。このシナリオは電弱バリオン数生成と呼ばれ、ヒッグス物理と密接に関係している。しかし、標準理論にこの条件を適用するとヒッグス粒子の質量が42 GeV以下となり、実験値である125 GeVと矛盾する。そのため、バリオン数生成を実現するためには標準理論を拡張しなければならない。

実験と整合する電弱バリオン数生成の例として2HDM

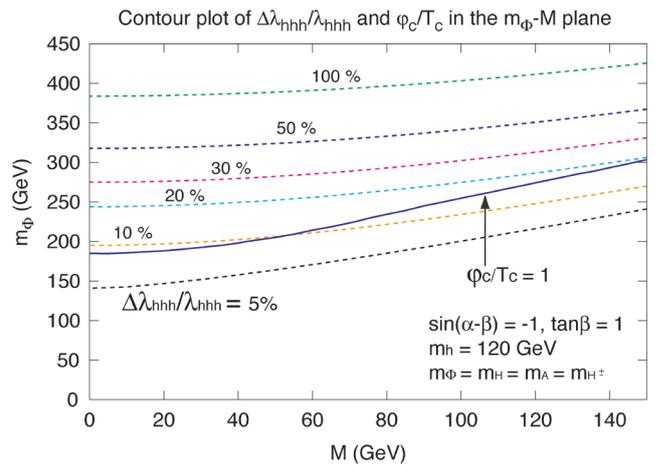


図5 ヒッグス2重項2個の拡張模型では、図の $\phi_c/T_c=1$ の曲線の上の領域では電弱バリオン数生成の要求である強い一次的電弱相転移の条件 ($\phi_c/T_c > 1$) を満たす。この領域では0温度のポテンシャルの量であるヒッグス3点結合が、標準理論の予言から数10%ずれる。このずれを実験で検出できれば電弱バリオン数生成のシナリオをテストできる。²¹⁾

を考える。有限温度におけるヒッグスポテンシャルは近似的に

$$V(\phi, T) = D(T^2 - T_0^2)\phi^2 - ET\phi^3 + \frac{1}{4}\lambda_T\phi^4 + \dots, \quad (23)$$

ここで T は温度、 D 、 E は係数、 λ_T は有限温度の補正の入った自己結合定数である。サハロフの第3の条件は、臨界温度 T_c とその時の秩序変数 ϕ_c を用いて $\phi_c/T_c > 1$ と表される。これを上式に適用すると $2E/\lambda_T > 1$ となる、ここで

$$E = \frac{1}{12\pi v^3} (2m_W^3 + m_Z^3 + m_H^3 + m_A^3 + 2m_{H^\pm}^3). \quad (24)$$

標準理論では、追加のヒッグス場のループ効果 (E 中の $m_{H^\pm}^3$ の項等) は無く E は定数になり、 $m_h < 42$ GeV を導き LHC 実験と矛盾する。一方、2HDM では、第3の条件は追加されたスカラー場のループ効果の寄与により、 $m_h = 125$ GeV と無矛盾に実現できる。さらにヒッグスセクターに CP の破れのソースもあるので、バリオン数生成が可能になる。

こうして、追加スカラー場による量子効果の寄与で有限温度ポテンシャルが変化した結果、 $m_h = 125$ GeV を実現しつつ、強い一次的相転移を実現できる。同じ量子効果は、零温度のポテンシャルにも影響を与える (図5)。電弱バリオン数生成可能な領域では、 hhh 結合の標準理論の値からのずれが数10%になる。将来実験でこのずれを見ることで、電弱バリオン数生成のシナリオを検証することができる。²¹⁾

6.2 暗黒物質問題とヒッグス物理

宇宙のエネルギー密度の約4分の1は暗黒物質で占められる。暗黒物質の正体は未知であるが、電荷を持たない、非相対論的な速度で運動する極めて安定な素粒子である可能性が有力視されている。標準理論には、このような粒子はないので、暗黒物質は標準理論を超えた新しい物理である。

暗黒物質の正体が Weakly Interacting Massive Particle

(WIMP) と呼ばれる未知の素粒子である場合、暗黒物質粒子の質量は TeV 領域にあるという興味深い考察がある。暗黒物質の現在の残存量は暗黒物質の対消滅断面積 $\langle\sigma v\rangle$ に反比例する。この量は典型的には暗黒物質と標準理論粒子の結合を g 、暗黒物質の質量を M としたとき

$$\langle\sigma v\rangle\sim\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2\frac{1}{M^2}\quad(25)$$

と書けるが、暗黒物質の残存量の値 $\Omega h^2=0.11$ を用いると $M\sim g^2\times(1\text{ TeV})$ が出てくる。すなわち WIMP 粒子の質量は、大雑把に電弱領域から TeV 領域にあるという結論になる。これは素晴らしい示唆であり、WIMP 粒子がこの辺りにあれば、加速器実験で暗黒物質を直接生成し検証できる可能性があることを意味する。この宇宙物理と TeV 領域の物理との接点は重要であり、階層性問題とは独立に、加速器実験での TeV 領域の探究に動機付けを与える。WIMP 暗黒物質の物理は、近いスケールのヒッグス粒子の物理と無関係ではないと考えられ、多くの研究者が TeV 領域の新物理学模型の枠組みでヒッグス物理と関係した暗黒物質の模型を考案する等、活発に研究している。宇宙実験による暗黒物質の直接、間接探索も大きく進歩しており、WIMP 暗黒物質は速いテンポで検証されつつある。

6.3 ニュートリノ振動問題とヒッグス物理

ニュートリノ振動はニュートリノがフレーバーごとに異なる質量を持つことを示唆する。観測された質量差は、⁹⁾ $\Delta m^2\sim 8\times 10^{-5}\text{ eV}^2$ 、 $\Delta m^2\sim 2\times 10^{-3}\text{ eV}^2$ であり、ニュートリノ質量は eV 以下と考えられている。標準理論を拡張してニュートリノ質量を説明する機構を持つシナリオが数多く研究されているが、その多くはニュートリノ質量生成だけでなく、何故ニュートリノがクォークや荷電レプトンに比べて遥かに軽いのかを説明することを目指している。

理論にレプトン数の破れがある場合、マヨラナ型のニュートリノ質量は次元 5 の演算子

$$\mathcal{L}=\frac{c}{\Lambda}(\Phi^T v_L^c)(v_L\Phi)\quad(26)$$

からヒッグス場が真空期待値を獲得して $m_\nu\sim c(v/\Lambda)v$ と得られる。これが実験で示唆される値になるには $cv/\Lambda\ll 1$ が要求される。シーソー機構は、摂動の最低次でこれを実現するシナリオである(図6)。タイプ I と呼ばれるシナリオでは、右巻きニュートリノを導入し、これが大きなマヨラナ型質量 M_R を持つとする。²²⁾ このとき $\Lambda\sim M_R$ となり、微小質量を持った左巻き由来のニュートリノが実現する。また、タイプ II と呼ばれ、アイソスピン 3 重項のヒッグス場 Δ を導入する模型もある。²³⁾ この場合、 Λ は Δ の質量となる。 Δ とニュートリノの湯川行列がそのままニュートリノ質量行列を与えるので、レプトンフレーバーの破れ実験等で検証できる。 Δ は複荷電ヒッグス場 ($H^{\pm\pm}$) を成分場を含む。軽い場合には加速器実験で検証できるため、興味深い。¹⁰⁾

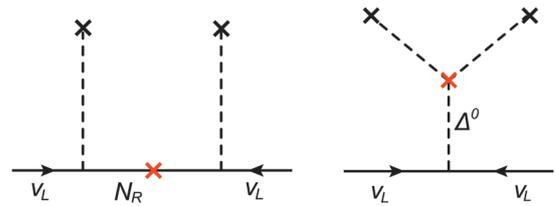


図6 シーソー機構によるニュートリノ質量のファインマンダイアグラム。(左) 右巻きニュートリノの導入によるタイプ I 型シーソー機構の模型、(右) 3 重項ヒッグスの導入によるタイプ II 型シーソー機構の模型。

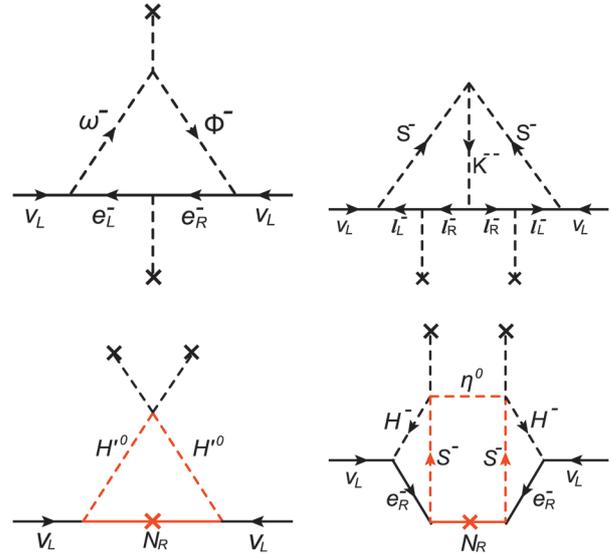


図7 ニュートリノ質量輻射生成シナリオの様々な模型におけるニュートリノ質量のファインマンダイアグラム。(左上) Zee 模型、(右上) Zee-Babu 模型、(左下) Ma 模型、(右下) Aoki-Kanemura-Seto 模型。赤いラインは破れていない Z_2 奇の量子数を持つ粒子(暗黒物質候補を含む)。

一方、式(26)の演算子が、摂動の高次で初めて導出されるシナリオがある。このシナリオでは、摂動により係数 c が小さく導出されるので、 Λ を低く抑えられる。特に $\Lambda\sim 1\text{ TeV}$ であれば加速器で検証できる可能性がある。このシナリオは Zee により初めて提案された(図7)²⁴⁾。Zee の模型は 2HDM にレプトン数を運ぶ荷電 1 重項スカラー場 ω^\pm を加えた拡張ヒッグス模型であり、1 ループ効果でニュートリノ質量を導出する。Zee-Babu 模型と呼ばれる模型では、単荷電および複荷電のスカラー場 S^\pm 、 $K^{\pm\pm}$ を導入し、2 ループ効果で質量を生成する(図7)²⁵⁾。これらの模型に現れる特徴的な荷電ヒッグス粒子は実験での検証を待つ。

暗黒物質粒子の量子効果によるニュートリノ質量生成シナリオも盛んに研究されている。離散 Z_2 対称性の下で奇の量子数を持つ新粒子(暗黒物質粒子)のループ効果でニュートリノ質量を生成し、この Z_2 対称性が同時に暗黒物質の安定性も説明する。E. Ma の模型²⁶⁾ は、 Z_2 奇の 2 重項スカラー場 H' と右巻きニュートリノ N_R を導入し、 H' の中性成分場 H'^0 と N_R のループでニュートリノ質量を生成する(図7)。超対称性への拡張等、様々な応用が試みられている。

3 つの問題を同時に説明する模型も提案されている。²⁷⁾ タイプ X 型 2HDM を拡張し、 Z_2 奇の中性 (η^0 : 暗黒物質)、

荷電スカラー場 (S^\pm) と右巻きニュートリノ N_R を導入し、3ループ効果で微小質量を自然に説明する (図7)。この模型は電弱バリオン数生成も可能であり、3つの問題を同時に説明できて、TeV 領域に新粒子のリッチな構造を持つ検証可能な模型である。最近、多くのスカラー場を導入するこの模型の複雑な粒子構成が、閉じ込めを伴う超対称ゲージ理論のシンプルな枠組みから自然に導かれることが解った。²⁸⁾

7. 将来実験におけるヒッグスセクターの決定

2015年からは、LHC実験が最高のエネルギー (13-14 TeV) で再開し、積分輝度 300 fb^{-1} を目指す。目的は標準理論にない新粒子の探索である。LHCは陽子同士を衝突させるハドロン加速器であり、新粒子の発見能力が高い。一方、陽子 (複合場) の衝突実験の宿命として、ビーム軸方向の情報が使えず、かつ運動学的に複雑であること、QCDバックグラウンドが多く、また系統誤差の改善にも限界があり、ヒッグス結合定数等の精密測定に限度があること等の弱点もある。LHCには積分輝度を $3,000 \text{ fb}^{-1}$ にアップグレードする将来計画があり、実現すればより精密な測定が可能になる。

ヒッグス粒子の結合定数やトップクォーク質量等をさらに精密に測るにはILCが有用である。ILCは日本で建設が計画されている電子・陽電子線形加速器であり、衝突エネルギーは250 GeVから1 TeVまで取り得る。ILC実験は、電子、陽電子という“素粒子”を偏極させて直接ぶつける実験であり、QCDバックグラウンドも比較的少なく、素過程をまさに「ファインマン図を見るがごとくに見る」ことができる。さらに、衝突エネルギーを変化させて素過程の断面積をエネルギーの関数として測定できる。こうしてILCはLHCと相補的な役割を果たせる。

将来LHCで第2第3のヒッグス粒子や超対称粒子等の新物理粒子が発見された時、ILCはその詳細測定を行い次世代ラグランジアンを決定する上で活躍できる。LHCが新粒子を発見しなくても、ヒッグス粒子やトップクォークの性質を精密に測定し、例えば図1の直線からのずれのパターンを検出できれば、様々な新物理理論の予言と「指紋照合」することによって新物理学の方向性を決定できる。

LHCとILCがどう相補的にヒッグスセクターを決定するかを2HDMを例に述べる。LHC実験には、 H, A, H^\pm を、その質量が700 GeV近くの場合まで直接発見する能力がある (図8)²⁹⁾。一方、ILCでは、LHCにおける新粒子発見の有無に関わらず、ヒッグス粒子 h の結合定数を圧倒的精密さで測定することで、 H, A, H^\pm や新物理粒子の効果を検出できる可能性がある。ヒッグス粒子 h の結合 $hWW, hZZ, h\bar{t}t, h\bar{b}b, h\tau^+\tau^-$ 等の標準理論からのずれを $\kappa_X (=g_{hXX}^{\text{SM}}/g_{hXX}^{\text{SM}})$ とおくと、 $\sqrt{s}=500 \text{ GeV}$ (1 TeV) の実験で $\Delta\kappa_Z=1(0.5)\%$, $\Delta\kappa_W=1.1(0.6)\%$, $\Delta\kappa_c=2.8(1)\%$, $\Delta\kappa_b=1.6(0.7)\%$, $\Delta\kappa_\tau=2.3(0.9)\%$, という驚異的な精度で測られる。²⁹⁾ 図9に示す

解説 ヒッグス粒子「発見」の意味と、本当の発見に向けて

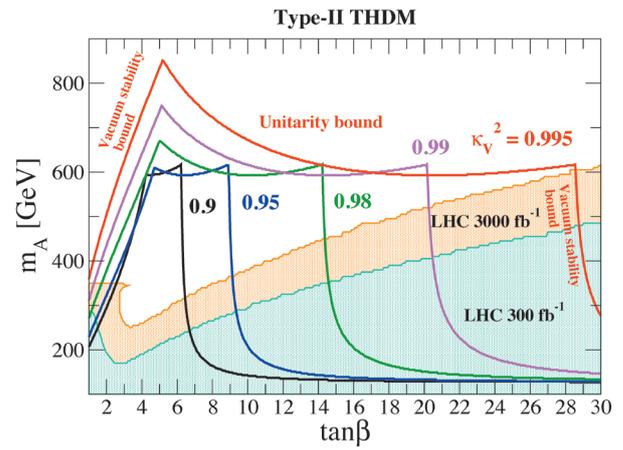


図8 LHCで2HDM (タイプII) に現れる H や A を発見できると期待されるパラメータ領域。緑が輝度 300 fb^{-1} のLHC実験、オレンジ色はアップグレードした、輝度 $3,000 \text{ fb}^{-1}$ の場合。 κ_V の様々な値ごとに摂動的ユニタリー性からのバウンズの線も示す (線の下側が許容領域)。

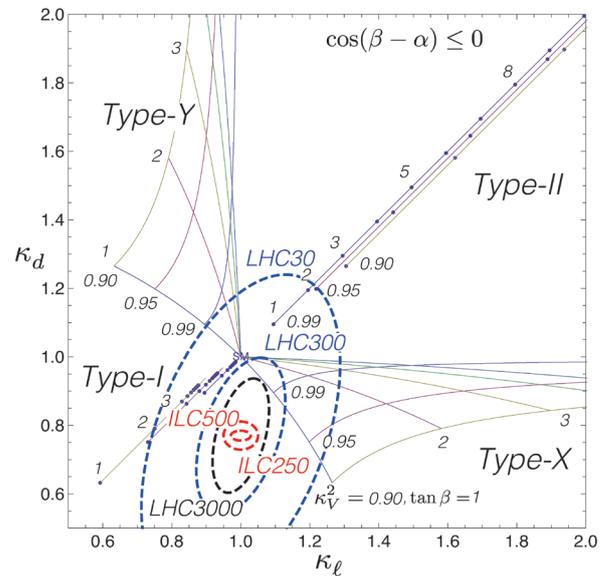


図9 2HDMでは一般に κ_V が1からずれる。そのずれが極めて小さくても湯川結合には有意なずれが生じるだけでなくそのずれのパターンで4つの湯川結合のタイプを区別できる。この図は κ_d と κ_l の平面に、それぞれの理論の予言をプロットしたもの。現在までのLHCのデータ (30 fb^{-1}) の中心値と68%の確度のコントア図 (ドット)、および今後のLHC実験 (300 fb^{-1} , $3,000 \text{ fb}^{-1}$)、ILC実験 (250 GeV , 250 fb^{-1} と 500 GeV , 500 fb^{-1}) の68%確度のコントアを同じ中心値を仮定して描いている。

ように、 hZZ 結合に0.5%程度の微細なずれがある限り、 $hbb, h\tau\tau$ 等のずれのパターンと模型の予言を指紋照合し、湯川結合のタイプを特定できる。²⁹⁾

ILCはトップクォークの物理も必要な精度で測定できる。 $\sqrt{s}=350 \text{ GeV}$ の実験では、 $t\bar{t}$ 生成の断面積のエネルギー依存性を精密に測れることから、トップクォークの $\overline{\text{MS}}$ 質量を約30 MeVの精度で決定できる。²⁹⁾ 2.2節で議論した標準理論の限界を決定するのに十分な精度であり、プランクスケールなど超高エネルギー領域の物理の理解につながる。

最後に、ヒッグス3点結合 hhh はヒッグスポテンシャルの構造と電弱対称性の自発的破れの本質を解明するための重要な量である。また、電弱バリオン数生成のシナリオが

要求する強い1次の電弱相転移の条件は、 hhh 結合と直結しており、標準理論の予言から数10%程度ずれているかどうか鍵となる(図5)。残念ながら hhh 結合定数はLHCでは測ることが難しい、ILCではこの結合定数は最高13%の精度で測ることができる($\sqrt{s} = 1$ TeVの時)²⁹⁾。電弱バリオン数生成のシナリオを検証するのに必要な精度で測定可能なのである。

8. 終わりに: Higgs as a Probe of New Physics

ヒッグス物理は、素粒子の質量起源を解明し、新しい物理理論に迫る強力な手段であり、2012年のヒッグス粒子の発見以降ますます重要になっている。様々な新物理学理論と関係し、2015年からのLHC実験再開や将来のILC実験を見据えたタイムリーでエキサイティングな分野であり、今後数十年にわたり重要であり続ける魅力的な研究分野である。

参考文献

- 1) F. Englert and R. Brout: Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321; P. W. Higgs: Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- 2) G. Aad, *et al.* [ATLAS Collaboration]: Phys. Lett. B **716** (2012) 1; S. Chatrchyan, *et al.* [CMS Collaboration]: *ibid.* **716** (2012) 30.
- 3) S. L. Glashow: Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg: Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- 4) H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, S. Kanemura, J. List and H. E. Logan, *et al.*: The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 2: Physics, arXiv: 1306.6352 [hep-ph].
- 5) B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker: Phys. Rev. D **16** (1977) 1519.
- 6) M. Lindner: Z. Phys. C **31** (1986) 295.
- 7) G. Degross, *et al.*: JHEP **1208** (2012) 098.
- 8) <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2011/>
- 9) J. Beringer, *et al.* [Particle Data Group Collaboration]: Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- 10) 兼村晋哉, 柳生 慶: 日本物理学会誌 **69** (2014) 14.
- 11) S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani: Phys. Rev. D **2** (1970) 1285.
- 12) S. L. Glashow and S. Weinberg: Phys. Rev. D **15** (1977) 1958.
- 13) V. D. Barger, J. L. Hewett and R. J. N. Phillips: Phys. Rev. D **41** (1990) 3421.

- 14) A. Djouadi: Phys. Rept. **459** (2008) 1.
- 15) Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida: Prog. Theor. Phys. **85** (1991) 1.
- 16) L. J. Hall, D. Pinner and J. T. Ruderman: JHEP **1204** (2012) 131.
- 17) S. Weinberg: Phys. Rev. D **13** (1976) 974; L. Susskind: Phys. Rev. D **20** (1979) 2619.
- 18) K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol: Nucl. Phys. B **719** (2005) 165.
- 19) D. B. Fairlie: Phys. Lett. B **82** (1979) 97; N. S. Manton: Nucl. Phys. B **158** (1979) 141.
- 20) A. D. Sakharov: Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5** (1967) 32.
- 21) S. Kanemura, Y. Okada and E. Senaha: Phys. Lett. B **606** (2005) 361.
- 22) P. Minkowski: Phys. Lett. B **67** (1977) 421; T. Yanagida: Prog. Theor. Phys. **64** (1980) 1103; R. N. Mohapatra and G. Senjanovic: Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 912.
- 23) J. Schechter and J. Valle: Phys. Rev. D **22** (1980) 2227; T. P. Cheng and L.-F. Li: Phys. Rev. D **22** (1980) 2860; M. Magg and C. Wetterich: Phys. Lett. B **94** (1980) 61.
- 24) A. Zee: Phys. Lett. B **93** (1980) 389.
- 25) A. Zee: Nucl. Phys. B **264** (1986) 99; K. S. Babu: Phys. Lett. B **203** (1988) 132.
- 26) E. Ma: Phys. Rev. D **73** (2006) 077301.
- 27) M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 051805.
- 28) S. Kanemura, N. Machida and T. Shindou: Phys. Lett. B **738** (2014) 178.
- 29) D. M. Asner, *et al.*: arXiv: 1310.0763 [hep-ph].

著者紹介

兼村晋哉氏: 専門は素粒子論。質量起源(ヒッグスセクター)の解明と、ニュートリノ振動、暗黒物質、宇宙のバリオン数非対称性を解決する素粒子の統一モデルの構築に興味がある。

(2014年2月28日原稿受付)

Higgs as a Problem of New Physics

Shinya Kanemura

abstract: We discuss that the Higgs boson discovery in 2012 is an important step to explore new physics beyond the standard model for particles physics. After the short review of the standard Higgs sector, we discuss the relation between Higgs physics and the new physics models for the hierarchy problem, baryon asymmetry of the universe, dark matter and tiny neutrino masses. We then explain that the Higgs physics is a good probe of new physics beyond the standard model.

日本物理学会誌 第70巻 第7号(2015年7月号) 予定目次

巻頭言

オンライン, オンライン……………大槻東巳

現代物理のキーワード

ホログラフィー原理—ブラックホールが指し示す量子重力への道筋— ……………関野恭弘

交流

ゲージ・重力対応で探る強相関系の非平衡物理学……………中村 真心
筋収縮系にみる自励振動現象 SPOC ……石渡信一, 佐藤勝彦

最近の研究から

スピン偏極は移るよ, どこまでも: 原子気体の光ポンピングによる金属塩の核スピン偏極……………石川 潔
インビーム線核分光による新魔法数の発見
……………武内 聡, デービッド・ステッペンベック, 宇都野 穣

銀河系内で初めての極超新星の痕跡を発見か?

……………木村 公, 常深 博, 富田 洋
高圧ねじり加工による金属ガラスの構造若返り

……………土谷浩一, 孟 凡強, 横山嘉彦

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70回年次大会 シンポジウムの報告 ……………領域委員会

新著紹介

AAPPS だより

研究費配分に関する教育研究環境検討委員会だより

可積分量子多体系の非平衡ダイナミクスと統計力学の基礎



出口 哲生

お茶の水女子大学大学院
人間文化創成科学研究科

佐藤 純

東京大学先端科学技術研究
センター

上西 慧理子

東京大学大学院
理学研究科

最近、孤立した量子多体系のダイナミクスが活発に研究されている。例えば、レーザーで閉じ込められた冷却原子系において、系の物理量が緩和する過程が実験で観察された。理論的にも相互作用クエンチなど、外場変数を急変化させた後に生じる量子多体系のダイナミクスに関心が集まっている。量子系におけるクエンチの問題は70年代はじめに可解系で最初に議論された。しかし、本格的に注目されるのは今世紀以降と比較的最近で、これは量子系のクエンチが実験で実現可能になったためと考えられる。

孤立量子系のダイナミクスは最近、量子統計力学の基礎の視点からも興味を持たれている。量子多体系の純粋状態を任意に一つ選ぶと、ほとんどの場合、物理量の状態に関する期待値は、熱平衡状態における物理量の期待値に非常に近いことが明らかにされた。これを典型性 (typicality) とよぶ。そして、初期純粋状態からのユニタリな時間発展の中で、局所演算子の期待値はある平衡状態のアンサンブル平均値に収束すると予想されている。ここで局所演算子とは、全系と比べて十分に小さな部分系の中で定義可能な演算子のことである。

コーヒーにクリームを加えた場合とは異なり、孤立量子系のエントロピーはユニタリな時間発展で全く変化しない。このため、孤立量子系の時間発展の様子を表すのに従来の意味での緩和を用いるのは、厳密に言えば正しくない。しかし、有限系でも自由

度が大きい場合、再帰的振る舞いが起きるまでの時間は非常に長く、これと比べてはるかに短時間のうちに、緩和するような振る舞いが観察される。このため、言葉の意味を少し幅広く解釈して、孤立量子系における緩和 (relaxation)、と表現することが多くなった。最近では、平衡化 (equilibration) あるいは初期値に依存しないときには熱化 (thermalization) ともよばれる。

非可積分な孤立量子多体系の時間発展では、局所物理量の期待値は漸近的にミクロカノニカル分布の値に収束すると予想され、多くの例で確かめられている。一方、可積分量子系にはハミルトニアンと交換する多数の保存量演算子が存在する。このため、可積分系の時間発展は非可積分系の場合とは異なり、一般化されたギブス分布に収束する、という予想が提案された。

可積分量子系の非平衡ダイナミクスの特徴を明らかにすることは、冷却原子系の実験結果を理解する上でも興味深いであろう。また、孤立量子多体系のダイナミクスの特徴を研究する中から、量子多体系を制御する一般的方法が発展する可能性もある。このため、応用面からの興味も将来的には十分に考えられる。

本解説では、最初に上記のような研究状況のおおよその説明をした後に、可積分量子系を分かりやすく紹介し、非平衡ダイナミクス特に1次元ボース気体での緩和の例を解説する。

—Keywords—

可積分系：
力学系の初期値問題が解ける場合を可積分系であるという。有限の N 自由度を持つ力学系では、可積分系であれば N 個の独立な保存量を持つ。解析力学では、 N 個の独立な保存量があることを Poisson 括弧を用いて表現することができる。量子系での可積分性については、本解説2.2節を参照。

典型性：
孤立量子多体系の任意の一つの純粋状態を選ぶと、ほとんどの場合 (またはその選んだ状態についてはほとんどの時間) 物理量の期待値は熱平衡状態における期待値に近いことを典型性と呼ぶ。

ダークソリトン：
ソリトンは孤立波であり、一定速度で運動している間、波動を表す方程式系の非線形性と分散性により、波形を保持することができる。局所的に振幅が増加したソリトンをブライトソリトン、減少したソリトンをダークソリトンと呼ぶ。

1. はじめに

最近、孤立した量子多体系のダイナミクスが統計力学の基礎とも関連して大きく注目されている。初期状態として、ある純粋状態を与えたとき、孤立した多自由度の量子系の時間発展で物理量の期待値はどのように振る舞うか、という非常に基本的な問題である。ただしハミルトニアンはエルミートであり、時間発展はユニタリなので量子状態は初期状態と同じで全く変化しない。このため、一体どこが新しいのか、と不思議に思うのも当然である。しかし、系の自由度が十分大きいとき、局所的な（より正確には部分系の中で定義できるような）物理量演算子の期待値は、時間発展で次第に熱平衡状態の値に近づく、という予想が比較的最近、定式化（再導出）された。¹⁻⁹⁾

$$\langle A(t) \rangle \rightarrow \langle A(\infty) \rangle \quad (t \rightarrow \infty). \quad (1)$$

ここで $A(t)$ は物理量演算子 A のハイゼンベルグ表示を表し、 $\langle A(t) \rangle$ はある量子状態におけるその期待値を示す。この予想は本質的にはフォン・ノイマンによって最初に提案された。⁹⁾ しかし、誤解のため、その後忘れ去られてしまう。そして田崎論文¹⁾ が一つの引き金となって典型性の重要性が明らかにされ、²⁾ その研究の流れの中でフォン・ノイマンの論文が最近、再発見された。⁹⁾

その一方で、可積分量子系での局所物理量の期待値の長時間の振る舞いは、非可積分量子系と異なり、一般化されたギブス分布に収束する、という予想が Rigol 達によって提案された。³⁾ 可積分量子系の時間発展は非常に長い時間追跡可能であるため、可積分量子系のダイナミクスを具体的に調べる研究が欧米を中心として最近爆発的に増加している。^{10,11)} 量子多体系の時間発展を長時間にわたって数値的に追跡することは、一般には困難である。しかし可積分量子系では、初期状態の表し方にも依存するが、その後の系の時間発展を非常に長時間にわたって厳密に追跡することができる。量子多体系のダイナミクスの特徴を明らかにする上で、可積分量子系は重要な例を与える可能性がある。

孤立量子系の緩和、という表現が現在ではしばしば用いられる。最近では、平衡化 (equilibration) あるいは初期状態依存性がない場合には熱化 (thermalization) ともよばれる。そもそも孤立量子系の時間発展で系のエントロピーは変化しないので、従来の意味での緩和とよぶのはあまり適当ではない。しかし、部分系で定義できるような物理量の期待値を見る限りでは、緩和する時間発展が観察される。後でも述べるが、このことを例えば可積分量子系を用いて確認できる。¹²⁾ 実際、孤立量子系であっても観測される対象を部分系とみなし、孤立系の残りの部分全体を熱浴とみなすことができる。孤立量子系における緩和 (relaxation)、という表現を用いても従来の緩和に近い意味を持たせることができる。ただし、コーヒーにクリームを加えて経過を観察する場合には、クリームの混合に伴って全体のエントロピーが増大する。しかし、孤立量子系の時間発

展では、系全体のエントロピーは全く変化しない。

もう一つ密接に関連する話題として、量子クエンチ (quantum quench) が挙げられる。¹³⁾ ハミルトニアンのパラメーターをあるとき突然変化させた後、どのような緩和ダイナミクスが起こるか、という問題である。量子クエンチは可積分量子系を主要な舞台として現在、非常に活発に研究されている。¹⁴⁻¹⁸⁾ 特に、初期時刻に系の一部分のみを変化させる局所クエンチ (local quench)、系全体の大きな変化あるいは系の無限極限を考えるような場合を大局的クエンチ (global quench) と分類して、研究が行われている。

量子クエンチなどの孤立量子系のダイナミクス、そして典型性や後で述べる固有状態の熱化の仮説¹⁹⁻²¹⁾ は、量子統計力学の基礎に関する重要な研究課題であるが、しかし、おそらく20年前には面白いと思う人は少なかったと思われる。先にも述べたが、フォン・ノイマンの論文は1929年に出版されたのに完全に忘れ去られ、典型性に関する研究が広まってはじめて再発見されたと言えるであろう。量子クエンチは70年代はじめ頃にマッコイ達によって最初に議論された。約40年以上前に遡るが、しかし、注目されるようになったのは最近の10年間である。おそらく、ここ十数年間の冷却原子系の実験の発展²²⁻³⁰⁾ によって支援された結果、十分に現実的な研究課題であると認識されるようになったものと思われる。^{10,11)} 本解説では、可積分量子系の非平衡ダイナミクスの一つ的话题を、典型性の見方を中心として紹介してみたい。

2. 非可積分系と可積分系の熱化のシナリオ

2.1 ギブス分布と一般化ギブス分布

非可積分量子系では、保存量はハミルトニアンエネルギー固有値のみである。そして、長時間の時間発展の後に物理量 A の期待値はある漸近値 $\langle A(\infty) \rangle$ に近づき、その値は小正準分布のアンサンブル平均値で与えられる、という予想が提案された。⁴⁾ 少し詳しく述べると、量子状態 $|\Psi\rangle$ を任意の一つ選ぶとき、確率的にみて非常に多くの場合、局所的な物理量 A の量子状態 $|\Psi\rangle$ に関する期待値は小正準分布による物理量演算子 A のアンサンブル平均値とほとんど同じ値を与える、という予想である。後で典型性を用いて説明するが、正確さを少し犠牲にして分かりやすく直感的に述べると、次のように表現できる。

命題： 量子状態 $|\Psi\rangle$ はエネルギーの範囲が E から $E + \Delta E$ の固有状態の線形結合で表される任意の純粋状態とする。系の自由度 N が非常に大きいとき、状態 $|\Psi\rangle$ の密度行列 $|\Psi\rangle\langle\Psi|$ は小正準分布の密度行列 $\rho_{\text{MC}}(E)$ で近似される。

$$|\Psi\rangle\langle\Psi| \approx \rho_{\text{MC}}(E). \quad (2)$$

例えば系の自由度が十分に大きい場合など、小正準分布と正準分布における物理量演算子の平均値の差を無視できるとき、簡単のため、小正準分布の密度行列 $\rho_{\text{MC}}(E)$ を正準分布の密度行列 $\exp(-\beta E)/Z$ で表すと見やすい。このとき

式(2)は次のように表される。

$$|\Psi\rangle\langle\Psi| \approx \exp(-\beta E)/Z. \quad (3)$$

可積分量子系では多数の保存量が存在するため、可積分系の時間発展は非可積分系の場合とは異なることが期待される。¹⁹⁾ 実際、可積分量子系では物理量の期待値は長時間の時間発展の後に一般化されたギブス分布 (Generalized Gibbs Ensemble; GGE) に収束する、という予想が提案された。³⁾ 独立な保存量演算子 I_j に対応する複数の熱力学変数 λ_j (逆温度 β を一般化したもの) が存在し、その値は初期状態における保存量演算子の期待値 I_j で決定される、というものである。可積分量子系の自由度を N とすると、一般化されたギブス分布の予想は次のように表現できる。

命題：量子状態 $|\Phi\rangle$ はエネルギーの範囲が E から $E+\Delta E$ の固有状態の線形結合で表される任意の純粋状態とする。系の自由度 N が非常に大きいとき、状態 $|\Phi\rangle$ の密度行列は一般化ギブス分布の密度行列 ρ_{GGE} で近似される。

$$|\Psi\rangle\langle\Psi| \approx \rho_{\text{GGE}}(\{I_j\}). \quad (4)$$

ここで一般化ギブス分布 ρ_{GGE} は変数 λ_j と保存量 I_j の状態 $|\Phi\rangle$ での期待値 I_j を用いて、次式で表される。³¹⁾

$$\rho_{\text{GGE}}(\{I_j\}) = \exp\left(-\sum_{j=1}^N \lambda_j I_j\right) / Z. \quad (5)$$

一般化ギブス分布の予想は、一般にはまだ明確な証明が与えられていないようであるが、初期状態の N 個の保存量の値が平衡値に反映するので、もっともらしく思われるシナリオである。ただし最近では反例を与える初期状態や量子系も議論されている。^{32,33)} また歴史的には、線形応答における保存量の効果が70年代はじめ頃に議論され、^{34,35)} これらの結果とも深く関係していると思われる。

2.2 量子系における可積分と非可積分

しかし本当に可積分系の動的な振る舞いは非可積分系と異なるのであろうか。ここで一つ注意したいことは、古典力学系では可積分系の定義は数学的に明らかであるが、しかし、量子系では可積分性が何を意味するか、本当はあまりはっきりしていないことである。³⁶⁾

例えば、もし可積分量子系の可積分性を「全ての固有状態が求められること」と定義すると、原理的には、エルミートなハミルトニアンで表される量子系は数値対角化すればすべての固有状態が求められるので、エルミートなハミルトニアンの量子系は数値的には全て可積分系と同じである、という結論が導かれてしまう。保存量演算子が自由度と同じ N 個存在することを可積分系の条件として採用しても、ハミルトニアンが完全に対角化される場合には保存量が N 個存在するとみなすことも可能なので、非可積分系を区別することにはなりそうもない。

また、量子系において可積分系と非可積分系の振る舞いが顕著に異なる現象としては、例えば、レベル間隔分布が

可積分の場合にポアソン分布となり非可積分の場合にワイグナー分布になる、という Berry-Tabor 予想および Bohigas-Giannoni-Schmit 予想が有名である。これらの予想は経験的には非常に良く成立し、長距離可解系などの例外的な場合を除けば、可積分系と非可積分系を判定する条件となる可能性が高い。

しかし、この予想の正当化はまだ完全には解決されていない。対応する古典系を量子化して量子系を定義できる場合、半古典近似で予想を正当化する有効な議論がなされた。³⁷⁾ しかし、一般の場合、特に対応する古典系が不明の場合、解決すべき点は多く残されていると思われる。

3. 量子状態の典型性と平衡化

なぜ孤立量子多体系の物理量の期待値が次第に熱平衡値に近づくと考えられるのであろうか。一つの考え方として、任意の量子状態で物理量を平均すると、その値は熱平衡状態の値に非常に近い、という典型性を用いる説明が挙げられる。⁵⁻⁸⁾ 以下、典型性を特徴づける不等式を導く。⁵⁾

ハミルトニアン \mathcal{H} で特徴づけられる量子多体系を考えよう。エネルギー固有値 E_j の固有状態を $|E_j\rangle$ と表す。そして、エネルギー固有状態は完全系を与えるものとする。さて、エネルギーの値が E から $E+\Delta E$ の範囲内の固有状態の線形結合で表される任意の純粋状態を $|\Psi\rangle$ とする。

$$|\Psi\rangle = \sum_{j \in S} c_j |E_j\rangle. \quad (6)$$

ここで記号 S はエネルギーの値が E から $E+\Delta E$ の範囲内の固有状態のラベル j 全体の集合を表す。このとき、係数 c_j の分布として状態空間中で等方的かつ一様な分布を仮定しよう (一様分布には基底変換で不変という利点がある)。

$$P(\{c_j\}) = C \delta\left(1 - \sum_{j \in S} |c_j|^2\right). \quad (7)$$

このとき、物理量を表す演算子 A の期待値は $\langle\Psi|A|\Psi\rangle$ と表され、その状態 $|\Psi\rangle$ の与え方に関する平均を $\overline{\langle\Psi|A|\Psi\rangle}$ と表すことにする。このとき、物理量演算子 A の期待値の状態に関する平均値 $\overline{\langle A \rangle}$ は、次のように表される。

$$\begin{aligned} \overline{\langle A \rangle} &= \overline{\langle\Psi|A|\Psi\rangle} \\ &= \sum_{j \in S} \sum_{k \in S} \overline{c_j^* c_k} \langle E_j|A|E_k\rangle \\ &= \sum_{j,k \in S} \overline{c_j^* c_k} A_{jk}. \end{aligned} \quad (8)$$

ここで $A_{jk} = \langle E_j|A|E_k\rangle$ である。等方的かつ一様な分布の仮定 (7) より、次が導かれる。

$$\overline{c_j^* c_k} = \frac{1}{d} \delta_{jk}. \quad (9)$$

ここで d はエネルギー殻内の固有状態が生成するヒルベルト空間の次元を表す。式(9)を式(8)へ代入すると、物理量 A の量子力学的期待値 $\langle A \rangle$ の平均値 $\overline{\langle A \rangle}$ は小正準分布のアンサンブル平均と一致することが導かれる。

$$\overline{\langle A \rangle} = \frac{1}{d} \sum_{k \in S} A_{kk}. \quad (10)$$

物理量演算子の期待値の平均からの偏り $\Delta \langle A \rangle$ を、 $\Delta \langle A \rangle = \langle A \rangle - \overline{\langle A \rangle}$ で定める。このとき、偏り $\Delta \langle A \rangle$ の二乗平均値は、次式で定義される。

$$\overline{(\Delta \langle A \rangle)^2} = \overline{\langle A \rangle^2} - (\overline{\langle A \rangle})^2. \quad (11)$$

この値は次のように評価される。⁵⁾

$$\overline{(\Delta \langle A \rangle)^2} \leq \frac{\|A\|_{\text{op}}^2}{d+1}. \quad (12)$$

ここで $\|A\|_{\text{op}}$ は演算子 A の固有値の中で絶対値が最大のものを表す。この不等式(12)が典型性を表す根拠となる。

演算子 A の固有値の集合の中で最大の絶対値は、システムサイズとともに高々べき的に大きくなると考えられる。一方で、エネルギー殻中の固有状態が生成するヒルベルト空間の次元 d は、システムサイズに関して指数関数的に大きくなる。この結果、系の自由度が大きい場合、基本不等式の右辺は非常に小さくなり、そして物理量の期待値と熱平衡値との差は非常に小さくなるのである。

典型性の基本不等式(12)の上の導出では、等方かつ一様な分布(7)を仮定した。このため、小正準分布の微視的な導出とは言えない。しかし、典型性の本質を明らかにする分かりやすい議論である、と言えるであろう。

4. 固有状態の熱化仮説 (ETH)

熱化がなぜ起こるのかという理由やそのメカニズムを追求していくと、次第に次の予想に近づいていくのではないだろうか。エネルギー E の固有状態においてある物理量の期待値を計算すると、その値はエネルギー E の熱平衡状態での物理量の期待値、すなわち熱平衡値、と非常に近い、という予想である。これを固有状態の熱化の仮説 (Eigenstate Thermalization Hypothesis; ETH) とよぶ。^{19, 20, 4, 21)}

前節の記号で表すと、一つのエネルギー固有状態 $|E_j\rangle$ における物理量演算子 A の期待値 (あるいは固有値) $\langle E_j | A | E_j \rangle$ が、熱平衡状態での値に非常に近い、という予想である。

$$\langle E_j | A | E_j \rangle \approx \frac{1}{d} \sum_{k \in S} A_{kk} = \overline{\langle A \rangle}. \quad (13)$$

ただしエネルギー固有値 E_j はエネルギー殻 $[E, E + \Delta E]$ の中に含まれるものとする。すなわち、 $E < E_j < E + \Delta E$ が成り立つと仮定する。前2節の記号を用いると、固有状態の熱化の仮説とは、個々の固有状態がすでに小正準分布の密度行列にほとんど等価である、と表現される。

$$|E_j\rangle \langle E_j| \approx \rho_{\text{MC}}(E_j). \quad (14)$$

ここまでの3節と4節の議論をまとめると、典型性あるいは固有状態の熱化仮説が成り立てば、たいていの量子状態で局所物理量の期待値は対応する熱平衡状態での期待値に非常に近い、ということが導かれる。しかし、時間発展に関しては全く議論されていないので、どのように近づい

ていくか、という平衡化の様子は明らかでない。この点を解明するには具体的な例を調べる必要があり、実際に議論すべき課題は多く残されている。

5. 1次元ボース気体の厳密解

孤立量子多体系の時間発展で具体的にどのような振る舞いが見られるのか、代表的な可積分量子系で説明する。

5.1 デルタ関数型相互作用の1次元ボース粒子系

冷却原子系で実現されるような可積分量子系³⁸⁾として、デルタ関数型ポテンシャルで相互作用する1次元ボース粒子の系を考える。次のハミルトニアンで記述される1次元ボース粒子系を、リーブ・リニガー模型 (Lieb-Liniger 模型、以後、LL 模型と略す) とよぶ。^{39, 40)}

$$\mathcal{H}_{\text{LL}} = -\sum_{j=1}^N \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + \sum_{j,k=1}^N c \delta(x_j - x_k). \quad (15)$$

1次元系の長さを L とし、周期的境界条件を課す。すなわち、 N 個のボース粒子の座標をそれぞれ x_1, x_2, \dots, x_N と表すとき、全体の波動関数 $\Psi(x_1, \dots, x_N)$ は座標の置換に関して完全対称であり、さらに次の境界条件を満たす。

$$\Psi(x_1 + L, x_2, \dots, x_N) = \Psi(x_1, x_2, \dots, x_N). \quad (16)$$

1次元系の場合、散乱長のみで散乱効果は十分に良く近似されるので、粒子間相互作用が単純なデルタ関数型ポテンシャルであっても現実的な系の性質を表すと言える。⁴¹⁾ 一方、LL 模型では、ベーテ仮説 (Bethe ansatz) という手法を用いて事実上全ての固有状態が構成され、系の物理量の厳密な計算が可能である。そして、この意味でLL 模型は可積分系とよばれる。このため、LL 模型を1次元ボース気体の模型と考え、さらに、1次元ボース気体の厳密解とよぶことができる。

ベーテ仮説法に基づいて、LL 模型のハミルトニアン \mathcal{H}_{LL} の固有状態の構成方法を説明する。1次元系の N 個のボース粒子の座標 x_j が置換 $Q \in S_N$ を用いて $x_{Q1} \leq \dots \leq x_{QN}$ と並べられる場合、波動関数は次式で与えられる。^{42, 43)}

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \sum_{P \in S_N} A_P \exp\left(i \sum_{j=1}^N k_{Pj} x_{Qj}\right). \quad (17)$$

ここで S_N は N 次の対称群 (あるいは置換群)、すなわち、1 から N までの整数の順列の並べ替え (置換) 全体のつくる群を表し、 P は置換の一つであり、 P_j は整数 j を置換 P で置換したものである。振幅 A_P は、対称群の単位元 e に対する振幅 A_e から導かれるが、記号 $T_{a,b} = k_a - k_b + ic$ と置換 P の符号 $(-1)^P$ を用いて次式で表すこともできる。

$$A_P = (-1)^P \prod_{1 \leq a < b \leq N} T_{P_a, P_b}. \quad (18)$$

そして、擬運動量 k_j が次のベーテ仮説方程式を満たすとき、波動関数(17)はLL 模型の固有状態を与える。

$$\exp(iLk_j) = \prod_{b=1, b \neq j}^N \frac{k_j - k_b + ic}{k_j - k_b - ic} \quad (j=1, 2, \dots, N). \quad (19)$$

系の運動量 P とエネルギー E は以下のように定義される。

$$P = \sum_{j=1}^N k_j, \quad E = \sum_{j=1}^N k_j^2. \quad (20)$$

ベーテ仮設方程式から、運動量 P は量子数の和で表される。

$$P = \frac{2\pi}{L} \sum_{j=1}^N I_j. \quad (21)$$

ちなみに、粒子間相互作用が斥力の場合 ($c > 0$)、デルタ関数で相互作用する 1 次元ボース粒子の系において、ベーテ固有状態の完全性に対する証明が与えられている。^{44, 45)}

5.2 基底状態と励起状態

積で表されたベーテ仮設方程式(19)を直接解くことも可能であるが、その対数をとって方程式を書き直すと、量子数 I_j を用いて解を表すことができるので便利である。

$$k_j = \frac{2\pi}{L} I_j - \frac{1}{L} \sum_{a \neq j}^N 2 \arctan \left(\frac{k_j - k_a}{c} \right) \quad (j=1, 2, \dots, N). \quad (22)$$

ここで量子数 I_j は粒子数 N が奇数のとき整数値、そして偶数のとき半整数値をとる。また、関数 $\arctan x$ の分岐は、その値が $-\pi/2$ から $\pi/2$ にあるものを選ぶ。

量子数 I_j はどれも互いに異なるものとする。そして、ベーテ方程式(22)の解は、 N 個の異なる量子数 I_j の集合と対応する。この事実はベーテ仮設法を用いて解くことができる様々な可積分量子系において同様に成り立つ経験則であり、「ベーテ仮設の排他律」とよばれることもある。⁴²⁾ 実際、LL 模型で結合定数 c が正の場合 (斥力相互作用) には、ベーテ仮設の排他律は証明されている。^{44, 45)}

基底状態に対応する量子数 I_j は、 $I_j = j - (N+1)/2$ ($j=1, 2, \dots, N$) と表される。^{42, 43)}

$$(I_1, \dots, I_N) = \left(-\frac{N-1}{2}, -\frac{N-1}{2} + 1, \dots, \frac{N-1}{2} \right). \quad (23)$$

実際、擬運動量の二乗の和が最も小さくなるようにするには、擬運動量の絶対値が小さくなるように量子数 I_j を選ばば良い。例えば、粒子数 $N=5$ の場合、基底状態の量子数の組は以下のように与えられる。

$$\{I_j^{(g)}\} = (-2, -1, 0, 1, 2) \quad (24)$$

励起状態として、ホール励起を考えよう (正確には粒子・ホール励起)。これは基底状態の右から p 番目の量子数を取り去って、代わりに一番大きな量子数の右隣の量子数 $(N+1)/2$ を占有する。この固有状態を、簡単に $|p\rangle$ と表す。粒子数 $N=5$ の場合、以下ようになる。

$$\begin{aligned} |p=0\rangle &= (-2, -1, 0, 1, 2) \\ |p=1\rangle &= (-2, -1, 0, 1, \times, 3) \\ |p=2\rangle &= (-2, -1, 0, \times, 2, 3) \\ |p=3\rangle &= (-2, -1, \times, 1, 2, 3) \\ |p=4\rangle &= (-2, \times, 0, 1, 2, 3) \\ |p=5\rangle &= (\times, -1, 0, 1, 2, 3) \\ |p=6\rangle &= (-1, 0, 1, 2, \times, 4) \end{aligned} \quad (25)$$

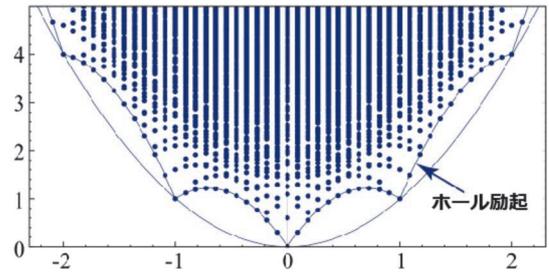


図1 1次元ボース気体の励起スペクトル：横軸は $P/(2\pi N/L)$ 、縦軸は励起エネルギーを表す。一番下の点をつなぐ曲線が Π 型励起に対応する。矢印先の曲線は $p > N$ のホール励起に対応する。

$|p=0\rangle$ は基底状態を表す。ホールの位置は \times で表され、整数 p が大きくなるにつれて次第に左に移動する。量子数 I_j の和は整数 p を与える。よって、状態 $|p\rangle$ の全運動量 P は、式(21)により、 $P = 2\pi p/L$ と求められる。ちなみにホール励起は、回転系では Yrast 状態とよばれる。^{46, 47)}

6. 第二量子化と形状因子公式

6.1 LL 模型の第二量子化

LL 模型を第二量子化すると、第二量子化ハミルトニアン \mathcal{H}_{NLS} は次式で与えられる。⁴²⁾

$$\int_0^L \left(\frac{\partial \hat{\psi}^\dagger}{\partial x}(x, t) \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial x}(x, t) + c \hat{\psi}^\dagger(x, t) \hat{\psi}^\dagger(x, t) \hat{\psi}(x, t) \hat{\psi}(x, t) \right). \quad (26)$$

ここで場の演算子 $\hat{\psi}(x)$ は次の正準交換関係を満たす。

$$\begin{aligned} [\hat{\psi}(x, t), \hat{\psi}(y, t)^\dagger] &= \delta(x, y), \\ [\hat{\psi}(x, t), \hat{\psi}(y, t)] &= [\hat{\psi}(x, t)^\dagger, \hat{\psi}(y, t)^\dagger] = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

場の演算子は以下のハイゼンベルグ運動方程式を満たす。

$$i \frac{\partial \hat{\psi}}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \hat{\psi}}{\partial x^2} + 2c \hat{\psi}^\dagger \hat{\psi}^2. \quad (28)$$

古典場の場合、非線形波動の分野では、非線形シュレーディンガー方程式 (Nonlinear Schrödinger equation; NLS) とよばれる。冷却原子系の分野では、グロス・ピタエフスキー (Gross-Pitaevskii; GP) 方程式とよばれる。非線形シュレーディンガー方程式は、ソリトン解を持つことが知られている。

6.2 形状因子の行列式公式

形状因子とは、中性子散乱などで散乱体を表す摂動ハミルトニアンを固有状態ではさんだ行列要素のことである。もともとは基底状態 $|G\rangle$ と励起状態 $|\text{excited}\rangle$ の間の行列要素のことを形状因子 (form factor) とよぶ。ところがベーテ仮設の可積分量子系の場合、形状因子に対する式が、基底状態と励起状態の間だけでなく、任意のベーテ仮設固有状態の間でも同様に成立する場合が多い。このため可積分量子系では、任意のベーテ固有状態の間の行列要素のことも形状因子とよぶことがある。⁴⁸⁾

粒子数密度の演算子を $\hat{\rho}(x) = \hat{\psi}^\dagger(x, 0) \hat{\psi}(x, 0)$ で定義する。このとき、ベーテ固有状態 $|k_j\rangle$ と $|k'_j\rangle$ の間の形状因子 (行

列要素) は次のように行列式で表される.⁴⁸⁻⁵¹⁾

$$\begin{aligned} \langle k'_a | \hat{\rho}(0) | k_a \rangle &= (-1)^{N(N+1)/2} (P-P') C(k'_a, k_b) \\ &\times \prod_{j=1}^N (V_+^{-1}(k_j) - V_-^{-1}(k_j)) \\ &\times \prod_{j < \ell}^N \sqrt{\frac{K(k'_j - k'_\ell)}{K(k_j - k_\ell)}} \cdot \frac{\det(I + U(k, k'))}{\sqrt{\det G(k) \det G(k')}}. \end{aligned} \quad (29)$$

ここで P と P' はそれぞれベーテ固有状態 $|k_a\rangle$ と $|k'_a\rangle$ の全運動量を表す. 積分核 $K(x)$ は $K(x) = 2c/(x^2 + c^2)$, そして $G(k)$ はゴードン (Gaudin) 行列を表し, ベーテ固有状態のノルムを表すのに用いられる.⁴²⁾

$$G(k)_{ab} = \delta_{a,b} \left(L + \sum_{j=1}^N K(k_a - k_j) \right) - K(k_a - k_b). \quad (30)$$

そして $C(k'_a, k_b)$ は a 行 b 列の行列要素が $1/(k'_a - k_b)$ と擬運動量の差の逆数で与えられる行列の行列式を表し, Cauchy 行列式とよばれる. 次のように差積を用いて表される.

$$\begin{aligned} C(k'_a, k_b) &= \det_N \left(\frac{1}{k'_a - k_b} \right) \\ &= \frac{\prod_{a < b}^N (k'_a - k'_b) \prod_{a < b}^N (k_b - k_a)}{\prod_{a,b=1}^N (k'_a - k_b)}. \end{aligned} \quad (31)$$

因子 $V_\pm(x)$ は積 $V_\pm(x) = \prod_{a=1}^N (x - k_a \mp ic)/(x - k'_a \mp ic)$ で定義される. そして $(N-1) \times (N-1)$ 行列 $U(k, k')$ の (j, ℓ) 成分 ($1 \leq j, \ell \leq N-1$) は次式で表される.

$$U(k, k')_{j,\ell} = \frac{\prod_{a=1}^N (k'_a - k_j)}{\prod_{a \neq j}^N (k_a - k_j)} \frac{K(k_j - k_\ell) - K(k_N - k_\ell)}{V_+^{-1}(k_j) - V_-^{-1}(k_j)}. \quad (32)$$

形状因子が行列式で表されることによる利点が多い. 実際, 計算時間が大幅に短縮される. 例えばもし, 長さ N の 1 次元格子系で定義された量子スピン系において状態ベクトルのノルムを計算すると, まともに計算すると指数関数的な時間が必要になるであろう. 各サイトで上向きと下向きの二つの場合があり, それが N 個連なるので, ベクトルの成分の数は 2^N になるためである. 一方, N 行 N 列の行列式の計算にかかる時間は N の 3 乗かそれ以下である. 指数関数的な時間と比較すれば, 非常に速い.

7. 窪みの局在状態 (ソリトン状態) とその崩壊

7.1 初期状態の密度プロファイル

粒子数 N のホール励起状態 $|p\rangle$ を第 1 ゾーンにわたって足し合わせると, その量子状態の密度プロファイルでは, $x=L/2$ のところだけに局所的な窪みが生じる (図 2). 具体的には, 離散的フーリエ級数のようなホール励起状態 $|p\rangle$ の線形結合で量子状態 $|X, N\rangle$ を定義する.

$$|X, N\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=0}^{N-1} \exp(-2\pi i p q) |p\rangle. \quad (33)$$

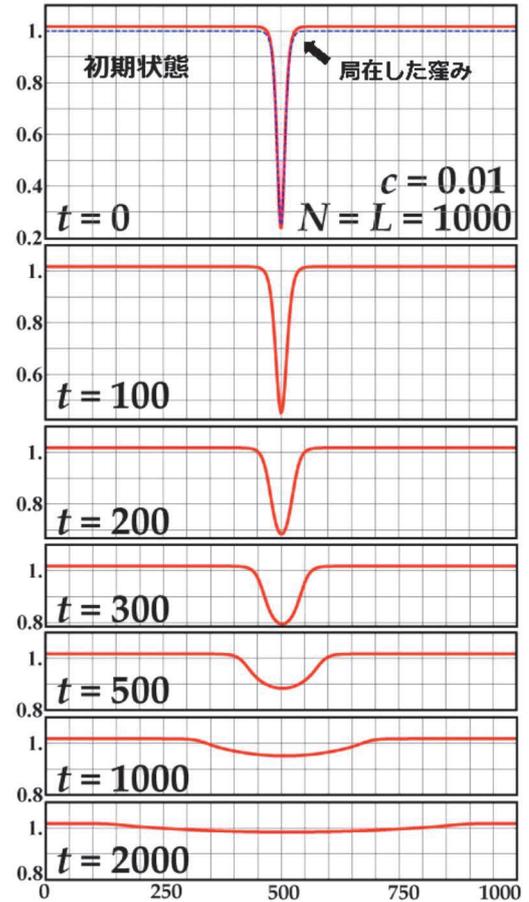


図 2 密度プロファイルの厳密な時間発展.

ここで変数 q は任意の整数をとる. 周期性から, q の範囲を $0, 1, \dots, N-1$ としてよい. 図 2 では $q=0$ の場合が示され, 局所的な幅の狭い窪みが $x=L/2$ の位置に生じている.¹²⁾ 実際, もしホール励起状態 $|p\rangle$ が単純な平面波であったならば, 上式は格子上のデルタ関数を与える. その場合は上に凸のピーク型となる.

7.2 時間発展—局在分布の崩壊

時間発展演算子 $\exp(-it\mathcal{H}_{\text{NLS}}/\hbar)$ を窪み状態に作用させ, 量子状態 $|X, N\rangle$ の時間発展 $|X, N; t\rangle$ を導く.

$$|X, N; t\rangle = \exp(-it\mathcal{H}_{\text{NLS}}/\hbar) |X, N\rangle. \quad (34)$$

このとき, 時刻 t の密度プロファイル $\rho(x, t)$ は次の形状因子展開を用いて求められる. ($\hbar=1$ としている.)

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= \langle X, N; t | \hat{\rho}(x) | X, N; t \rangle \\ &= \frac{1}{N} \sum_{p, p'=0}^{N-1} \exp(-2\pi i (p-p') q/N) \\ &\quad \times \exp(i(P-P')x - i(E_p - E_{p'})t) \langle p' | \hat{\rho}(0) | p \rangle. \end{aligned} \quad (35)$$

ここで行列要素 $\langle p' | \hat{\rho}(0) | p \rangle$ は, 公式 (29) により計算される.

図 2 における密度プロファイルの時間発展から分かるように, 初期時刻において存在する窪みは, 時間とともに次

第に広がっていき、密度プロファイルは最終的には平坦な形状になっていく。すなわち、空間的な変動である窪みが時間とともに次第に緩和する、と解釈できる。

典型性の視点から図2の時間発展を解釈してみよう。圧倒的に多数の量子状態では、平衡状態すなわち平坦な密度プロファイルが観察される。このため、初期状態では窪みという空間的な変動が存在しても、時間が経過する中で、圧倒的に多数の状態で密度プロファイルが平坦であるため、次第に密度プロファイルが緩和して平坦になっていくように見える、と考えられる。

7.3 窪みのある状態とソリトン

興味深いことに、結合定数 c が正で非常に小さい場合、純粋状態 $|X, N\rangle$ の密度プロファイルはダーク・ソリトンの密度プロファイルと完全に重なる。図2では、時刻 $t=0$ の密度プロファイルは青線で示されたダーク・ソリトンの密度プロファイルとほぼ完全に一致している。図2の系では、粒子数 $N=1,000$ 、系の長さ $L=1,000$ であり、粒子数密度 $n=N/L$ は $n=1$ である。正確には、古典場の非線形シュレーディンガー方程式の周期解でピークが一つの解と対応する。この解を周期ソリトンとよぼう。⁴⁶⁾ 窪み状態の密度プロファイルは周期ソリトンと一致する。⁵²⁾

さらに興味深いことに、結合定数 c が正で非常に小さいとき、状態 $|X, N\rangle$ を用いて場の演算子の形状因子（行列要素）、 $\psi_{QS}(x) = \langle X, N-1 | \hat{\psi}(x) | X, N \rangle$ を計算すると、その位相プロファイルは周期ソリトンの位相プロファイルと完璧に一致した。⁵²⁾ 振幅の絶対値二乗 $|\psi_{QS}(x)|^2$ のプロファイルも周期ソリトンの場合に非常に近いが、詳細を見ると、周期ソリトンの値よりも少し小さい。このずれは、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) の凝縮率が1から少し減少することに対応すると考えられる。⁵²⁾ さらに、BECの凝縮率と結合定数の間に有限サイズスケリング則が厳密に成り立つことが分かった。⁵³⁾ 特に弱結合領域で顕著である。

周期ソリトンとホール励起の和 $|X, N\rangle$ の対応は、単なる偶然にしては一致する点が多い。実際、分散関係に関して、ダークソリトンはLL模型のII型励起（ホール励起）に対応することが以前に指摘されている。⁵⁴⁾ また、結合定数 c が負で引力的の場合、ストリング解の重ね合わせでソリトン解が実現することが解析的に導かれている。⁵⁵⁾

8. 窪みのある状態（ソリトン状態）の再帰現象

図2で見たように、粒子数が $N=1,000$ と非常に多い場合、窪みが存在する状態（ソリトン状態）からの時間発展の中で、初期の密度分布は崩壊し、緩和の振る舞いが示された。粒子数 $N=20$ と比較的小数の場合、時間発展をさせると、初期状態と同じ密度プロファイルを示す窪み状態（ソリトン状態）に戻る再帰的な現象が見られた（図3参照）。

孤立量子系のようにエネルギーの散逸がない場合、再帰的振る舞いがいつかは起こると考えられる。しかし、全ての条件が再び同じになるまでの時間スケールは非常に長く、

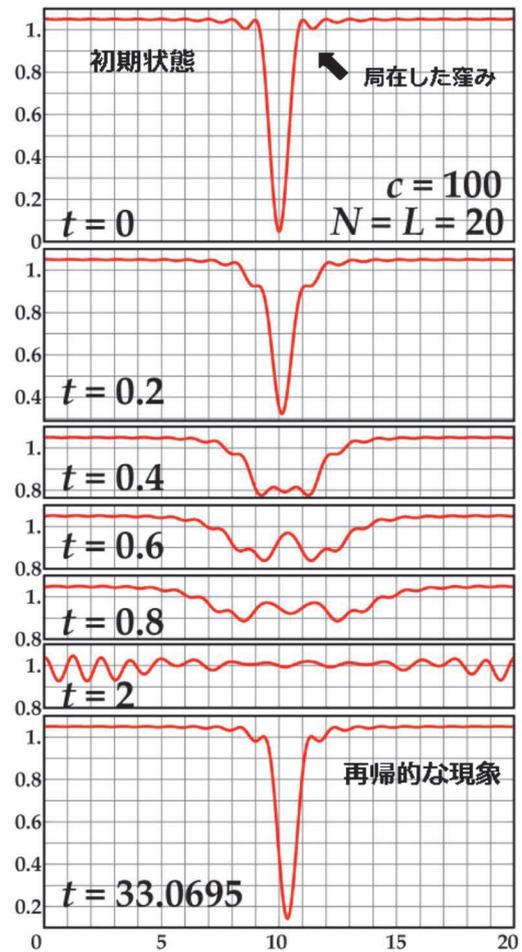


図3 窪み状態（ソリトン状態）の再帰現象。

一般には対象となる系の量子状態を生成するエネルギー固有状態の数の指数関数に比例する。⁵⁶⁾ そして具体的な模型、特に量子系で再帰時間を計算することは難しく、今までに計算された例は非常に少ない。一方、LL模型のII型励起から構成したソリトン状態は実質無限時間にわたって計算が可能である。初期状態をベータ固有状態で展開することができれば、再帰性を考えるような長い時間スケールの非平衡ダイナミクスを数値計算で追跡することができる。

自由ボソンあるいは自由フェルミオンの場合には、再帰時間を解析的に評価できる。そして粒子数密度を一定にして系のサイズを大きくするとき、どちらの場合でも再帰時間は粒子数の二乗に比例することが分かった。⁵⁷⁾ この振る舞いは、一次元ボース気体ではそれぞれ相互作用が弱い極限、および相互作用が強くフェルミオン化が起こる極限に対応し、同様な振る舞いが見られると予想される。量子多体系において再帰現象が現れることを厳密な解析計算に基づいて理解できることは、可解模型の研究の魅力の一つである。

9. おわりに

一般化ギブス分布 (GGE) への緩和など、可積分系に関して熱化のシナリオがどの程度まで成り立つかは分からな

い。しかし、可積分系でもある種の典型性が成り立つと予想される。その結果、多数の固有状態を重ね合わせると緩和が生じ、長時間の振る舞いの研究は興味深い課題と思われる。例として7節では量子気体の密度の窪みが次第に平坦になる様子を議論した。可積分量子系を用いて非平衡ダイナミクスを具体的に調べられることが感じられれば、本解説は成功である。現在もこの分野では基本的で重要な成果が次々に導かれている。今後の発展が楽しみである。

本解説と密接に関係する共同研究の中で、金本理奈氏に有益なコメントを頂いたことを感謝致します。

参考文献

- 1) H. Tasaki: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1373.
- 2) S. Goldstein, J. L. Lebowitz, R. Tumulka and N. Zanghi: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 050403.
- 3) M. Rigol, V. Dunjko, V. Yurovsky and M. Olshanii: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 050405.
- 4) M. Rigol, V. Dunjko and M. Olshanii: Nature **452** (2008) 854.
- 5) 杉田 歩: 数理解析研講究録 **1507** (2006) 147.
- 6) A. Sugita: Nonlinear Phenom. Complex Syst. **10** (2007) 192.
- 7) P. Reimann: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 160404; *ibid.* **101** (2008) 190403.
- 8) P. Reimann: New. J. Phys. **12** (2010) 055027.
- 9) R. Tumulka: Eur. Phys. J. H **35** (2010) 201 [J. von Neumann: Z. Phys. **57** (1929) 30].
- 10) A. Polkovnikov, K. Sengupta, A. Silva and M. Vengalattore: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 863.
- 11) V. I. Yukalov: Laser Phys. Lett. **8** (2011) 485.
- 12) J. Sato, R. Kanamoto, E. Kaminishi and T. Deguchi: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 110401.
- 13) E. Barouch, B. M. McCoy and M. Dresden: Phys. Rev. **2** (1970) 1075.
- 14) P. Calabrese and J. Cardy: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 136801; J. Stat. Mech. (2007) P06008.
- 15) D. Rossini, S. Suzuki, G. Mussardo, G. E. Santoro and A. Silva: Phys. Rev. B **82** (2010) 144302.
- 16) J. Mossel and J.-S. Caux: New J. Phys. **12** (2010) 055028.
- 17) A. C. Cassidy, C. W. Clark and M. Rigol: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 140405.
- 18) P. Calabrese, F. H. L. Essler and M. Fagotti: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 227203.
- 19) J. M. Deutsch: Phys. Rev. A **43** (1991) 2046.
- 20) M. Srednicki: Phys. Rev. E **50** (1994) 888.
- 21) T. N. Ikeda, Y. Watanabe and M. Ueda: Phys. Rev. E **84** (2011) 021130.
- 22) S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn and W. Ketterle: Nature **392** (1998) 151.
- 23) A. Görlitz, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 130402.
- 24) M. Greiner, I. Bloch, O. Mandel, T. W. Hänsch and T. Esslinger: Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 160405.
- 25) I. Bloch, J. Dalibard and W. Zwerger: Rev. Mod. Phys. **80** (2008) 885.
- 26) S. Gupta, K. W. Murch, K. L. Moore, T. P. Purdy and D. M. Stamper-Kurn: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 143201; A. S. Arnold, C. S. Garvie and E. Riis: Phys. Rev. A **73** (2006) 041606(R); S. R. Muniz, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy, D. S. Naik and C. Raman: Opt. Express **14** (2006) 8947.
- 27) C. Ryu, M. F. Andersen, P. Cladé, V. Natarajan, K. Helmerson and W. D. Phillip: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 260401.
- 28) B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch and I. Bloch: Nature **429** (2004) 277.
- 29) T. Kinoshita, T. Wenger and D. S. Weiss: Science **305** (2004) 1125; Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 190406; Nature **440** (2006) 900.
- 30) M. Gring, M. Kuhnert, T. Langen, T. Kitagawa, B. Rauer, M. Schreitl, I. Mazets, D. Adu Smith, E. Demler and J. Schmiedmayer: Science **337** (2012) 1318.
- 31) E. T. Jaynes: Phys. Rev. **106** (1957) 620; *ibid.* **108** (1957) 171.
- 32) B. Wouters, J. De Nardis, M. Brockmann, D. Fioretto, M. Rigol and J.-S. Caux: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 117202.
- 33) G. Goldstein and N. Andrei: Phys. Rev. A **90** (2014) 043625.
- 34) P. Mazur: Physica **43** (1969) 533.
- 35) M. Suzuki: Physica **51** (1971) 277.
- 36) J.-S. Caux and J. Mossel: J. Stat. Mech. (2011) P02023.
- 37) S. Heusler, S. Müller, A. Altland, P. Braun and F. Haake: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 044103.
- 38) M. Girardeau: J. Math. Phys. (NY) **1** (1960) 516.
- 39) E. H. Lieb and W. Liniger: Phys. Rev. **130** (1963) 1605.
- 40) E. H. Lieb: Phys. Rev. **130** (1963) 1616.
- 41) M. Olshanii: Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 938.
- 42) V. E. Korepin, N. M. Bogoliubov and A. G. Izergin: *Quantum Inverse Scattering Method and Correlation Functions* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993).
- 43) M. Takahashi: *Thermodynamics of one-dimensional solvable models* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1999).
- 44) T. C. Dorlas: Commun. Math. Phys. **154** (1993) 347.
- 45) 量子数の組に対してベータ方程式(22)の解が一意的に定まることは、式(22)がYang-Yang作用(1969)⁴²⁾の停留条件を与えることと作用の正定値性から導かれる。連続的な波動関数を格子上で正則化し、相互作用 c をゼロに近づける弱結合の極限から、ベータ固有状態の完全性が証明される。⁴⁴⁾
- 46) R. Kanamoto, L. D. Carr and M. Ueda: Phys. Rev. A **81** (2010) 023625.
- 47) E. Kaminishi, R. Kanamoto, J. Sato and T. Deguchi: Phys. Rev. A **83** (2011) 031601(R).
- 48) N. A. Slavnov: Teor. Mat. Fiz. **79** (1989) 232; *ibid.* **82** (1990) 389.
- 49) T. Kojima, V. E. Korepin and N. A. Slavnov: Commun. Math. Phys. **188** (1997) 657.
- 50) J.-S. Caux, P. Calabrese and N. A. Slavnov: J. Stat. Mech. (2007) P01008.
- 51) P. Calabrese and J.-S. Caux: J. Stat. Mech. (2007) P08032.
- 52) J. Sato, R. Kanamoto, E. Kaminishi and T. Deguchi: arXiv: 1204.3960 [cond-mat.quantum-gas].
- 53) J. Sato, E. Kaminishi and T. Deguchi: arXiv: 1303.2775 [cond-mat.quantum-gas].
- 54) M. Ishikawa and H. Takayama: J. Phys. Soc. Jpn. **49** (1980) 1242.
- 55) C. R. Nohl: Ann. Phys. **96** (1976) 234; M. Wadati and M. Sakagami: J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 1933; M. Wadati, A. Kuniba and T. Konishi: *ibid.* **54** (1985) 1710; M. Wadati and A. Kuniba: *ibid.* **55** (1986) 76.
- 56) A. Peres: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1118.
- 57) E. Kaminishi, J. Sato and T. Deguchi: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 064002.

著者紹介

出口哲生氏： 専門は物性基礎論、数理物理学、高分子物理学、統計力学の可解格子模型や可積分量子系、さらには非平衡統計力学やソフトマターなど幅広い関心を持つ。結び目高分子を研究。

佐藤 純氏： 専門は数理物理学と統計力学。特に可積分量子系の厳密解に興味がある。量子ハイゼンベルグ鎖の相関関数の研究に関して世界的に有名。大学基礎教育にも力を入れている。

上西慧理子氏： 専門は物性基礎論。特に冷却原子系の厳密解および非平衡ダイナミクスに興味がある。

(2014年4月30日原稿受付)

Non-Equilibrium Dynamics of Integrable Quantum Systems and Fundamental Aspects of Statistical Mechanics

Tetsuo Deguchi, Jun Sato and Eriko Kaminishi

abstract: Exact dynamics of isolated quantum integrable systems such as quantum quench has attracted much interest recently. Relaxation of isolated quantum systems is explained in terms of typicality, which is a key fundamental concept in quantum statistical mechanics. We review exact relaxation dynamics of the one-dimensional (1D) Bose gas by showing the time evolution of the density profile of an initially dipped quantum state. We also review the derivation of the fundamental inequality of typicality and the Bethe-ansatz solution of the 1D Bose gas interacting through the delta-function potentials, in particular, the determinant formula for the form factor of the local density operator in the 1D Bose gas.

本記事では、本会HPの会員専用ページにおいてサプPLEMENTAL MATERIALを掲載しています。

大統一理論の間接的な証拠としてのニュートリノ質量と大混合角



前川 展 祐

名古屋大学基礎理論研究センター

2012年7月4日に素粒子の標準模型における最後の粒子であるヒッグス粒子が発見され、標準模型はほぼ完成したと言える。一方で、1998年に高山で行われたニュートリノ会議以降、次々と観測されたニュートリノ振動は標準模型では質量が持てないニュートリノが有限の質量を持つことを示唆しており、標準模型を拡張する必要がある。拡張として多くの可能性が提案されているが、最も単純な拡張として右巻きニュートリノを導入する、というものがある。標準模型ではニュートリノを除くすべてのクォーク、レプトンが左巻き場と右巻き場両方を含んでいるが、ニュートリノに対しても右巻き場を導入する、という拡張になっており、自然な拡張と言える。さらに、右巻きニュートリノは標準模型の対称性で禁止されない質量を持つことができるので標準模型のスケールに比べて大きい質量を持たせると自然に左巻きニュートリノの質量が他のクォーク、レプトンに比べて小さいことが説明できる(シーソー機構)という利点もある。この解説では、右巻きニュートリノも含めて標準模型と呼ぶことにする。

実験的には非常に成功を収めている標準模型であるが、理論的には様々な問題が知られており、また、存在が予測されているダークマターが含まれていない等の問題もあるので、標準模型を有効理論として含むようなさらに基本的な理論として様々な可能性が提唱されている。その中でも、超対称大統一理論は標準模型を超える理論として最も有望な理論と言える。自然界に存在する重力、電磁気力、強い力、弱い力のうち、重力を除く3つの力を統一する理論であるが、同時に、物質であるクォーク、レプトンをも統一するという理論的な魅力があるだけでなく、それぞれの統一において実験からのサポートも存在しているからである。力の統一に対しては、標準模型に

おける3つのゲージ力の強さを表すパラメータ(結合定数)があるスケール(統一スケール)で一致することが知られている。低エネルギーで測定したパラメータを用いて高エネルギーでのパラメータを理論計算した結果であるから、実験からのサポートと言える。一方で、物質の統合に関しても間接的な証拠があることは、それほど知られていない。この論説ではその間接的な証拠について説明し、特にニュートリノ混合角や質量差がここ20年の間に決定されてきたことが重要な鍵となっていることを見る。具体的には、 $SU(5)$ 大統一理論で実現される物質の統合の結果、「10表現のクォーク、レプトンは5表現のクォーク、レプトンよりも強い階層性を引き起こす」、という一つの仮定をすることで、クォーク、レプトンの質量や混合角の様々な階層性を統一的に理解できることを示す。この際に、ニュートリノの質量や混合角の階層性が分かってきたからこそ、この理解は説得力を得ることを見る。

次に統一群として例外群 E_6 を採用すると、 $SU(5)$ の時には与えるしかなかった上記の階層性の起源に関する仮定を理論の結果として導出することができることを指摘する。この構造がとても自然に E_6 大統一理論に埋め込まれているので、3世代のクォーク、レプトンすべてを1つの場に統一しつつ、現実的な質量や混合角を実現できるようなモデルを構築することができる。

この解説では、現在測定されているクォーク、レプトンの質量や混合角が大統一理論を示唆している、という観点で説明するが、歴史的にはこの方向での E_6 大統一理論はニュートリノ振動が発見されて間もない2001年に提唱され、その予言(特に $\theta_{13} \sim O(0.2)$)がその後のニュートリノ振動に関する実験的な進展により確認された。大統一理論の最重要予言である核子崩壊も将来実験で発見されることが期待される。

—Keywords—

素粒子の標準模型：

素粒子の標準模型は、4つの基本的な力のうち、強い力、弱い力および電磁気力を記述する理論体系である。数多くの実験結果に裏打ちされており、また予言能力も高い。しかしながら、標準模型は3種類のゲージ相互作用 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ から成り、3つの独立なゲージ結合定数を持つため、真の大統一理論とは言えない。

大統一理論：

標準模型では独立であった3つのゲージ結合定数を関係づけ、高エネルギー領域でただ1つのゲージ結合定数を持つとする理論である。ゲージ相互作用はただ1つの群に属している必要があり、またその群は $SU(3)$ 、 $SU(2)$ および $U(1)$ を部分群として含んでいる必要がある。そのような群として、本解説中の $SU(5)$ 、 $SO(10)$ 、および E_6 などが挙げられる。

1. はじめに

2012年7月4日、素粒子論の標準模型の最後のピースであるヒッグス粒子の有力な候補の発見がヨーロッパにあるCERN研究所のLHC実験により報告された¹⁾ことは記憶に新しいことと思う。ヒッグス粒子はすべての素粒子の質量を与える根源的な役割を担う粒子であることから「神の粒子」とも呼ばれているが、一方でスピン0の素粒子の存在を疑問視する理論家も多く、ヒッグス粒子を導入しない理論や複合粒子になっている理論等様々な可能性が議論されてきた。今回、標準模型の輻射補正から期待される領域内である125 GeVの質量を持ち、さらにヒッグス粒子の生成率や崩壊率も標準模型の予言と矛盾しない粒子が発見されたことは、物理学における歴史的な事柄であることは間違いない。

標準模型の一部になっている小林-益川理論²⁾も今世紀初頭までの様々な実験により確認されており、さらに今回のヒッグス粒子の発見により標準模型が実験的にも完成したと言えるだろう。一方で1998年高山で行われたニュートリノ会議以降、次々と観測されたニュートリノ振動³⁾は、標準模型では質量を持たないニュートリノが質量を持つことを示唆しており、標準模型は拡張する必要がある、と言ってしまうと、大事件のように聞こえてしまうが、実は右巻きニュートリノを導入する、という最小限の変更だけで理解できる為、従来の標準模型に右巻きニュートリノを加えたモデルを改めて標準模型と呼ぶことが多い。この解説文でも、3つの右巻きニュートリノを加えたものを標準模型と呼ぶことにする。

2. 標準模型

標準模型では、強い力、弱い力、電磁力を表すゲージ相互作用として、3つのゲージ対称性 $G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ が導入され、物質であるクォーク、レプトンやヒッグス粒子がそれらのゲージ対称性の下での表現が定められている(表1参照)。

このゲージ対称性の下に許される繰り込み可能な項をすべて導入し、そのパラメータを実験から一旦定めると、これまで知られているほとんどの事象を説明する、もしくは最低でも矛盾しない。このことは、標準模型がとてもよくできたモデルであることを示している。

一方、標準模型の不足な点も幾つか指摘されている。

1. 重力が含まれていない。(ダークエネルギーの正体やインフレーションの起源も不明。)
2. ダークマターの候補が含まれていない。(新たに導入した右巻きニュートリノはダークマターになり得るが。)
3. 電弱スケールの安定性の問題。(階層性問題。)
4. アノマリー相殺。
5. 電荷の量子化。
6. 3つのゲージ結合定数の大きさの違い。

表1 標準模型の場(クォーク、レプトンは1世代のみ)の量子数。クォーク、レプトンは、3世代分導入される。

場	スピン	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$q = (u_L, d_L)$	$\frac{1}{2}$	3	2	$\frac{1}{6}$
u_R^c	$\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	1	$-\frac{2}{3}$
d_R^c	$\frac{1}{2}$	$\bar{3}$	1	$\frac{1}{3}$
$l = (\nu_L, e_L)$	$\frac{1}{2}$	1	2	$-\frac{1}{2}$
e_R^c	$\frac{1}{2}$	1	1	1
ν_R^c	$\frac{1}{2}$	1	1	0
$h = (h^+, h^0)$	0	1	2	$\frac{1}{2}$
G	1	8	1	0
W	1	1	3	0
B	1	1	1	0

7. クォーク、レプトンの質量、混合角の階層性。

8. 強いCPの問題。

この論説ではこれらの問題すべてについて詳細な説明をするつもりはない。問題1, 2は、標準模型ではうまく記述できていない事柄がある、という問題であるが、問題3以下は、標準模型のパラメータが何故そのような値を取っているか、分からない、という問題である。

超対称大統一理論^{4,5)}では、特に後者の問題のうち、問題8を除くすべての問題について一つの解答を与える。従ってこれらの問題について、少し詳しく説明したい。問題4と5は、表1にあるような $U(1)_Y$ の電荷が何故このような値であるか、ということを理解することで解決できる問題である。大統一理論では、この $U(1)_Y$ の値を理解することができる。

また、表1に現れる場のうち、スピン1のゲージ場 ($SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ に対応するゲージ場をそれぞれ G, W, B と書く) の相互作用は、相手がクォーク (q, u_R^c, d_R^c) であろうが、レプトン (l, e_R^c, ν_R^c) であろうが、ヒッグス (h) であろうが、ゲージ場であろうが、3つのゲージ結合定数 g_3, g_2, g_1 で記述される。 $\alpha_k \equiv g_k^2/4\pi$ ($k=1, 2, 3$) と定義すると、Zボソン質量辺りのエネルギーでの有効結合定数が、 $\alpha_3=0.118, \alpha_2=0.0338, \alpha_1=0.0169$ と測定されている。大統一理論は、3つのゲージ相互作用を一つに統一するが、同時に、この3つのゲージ結合定数の違いを定量的に理解することができる。

一方、ヒッグス粒子と物質(クォークとレプトン)の相互作用は湯川結合定数で与えられ、このパラメータがクォーク、レプトンの質量や混合角を表すパラメータとなる。ここに現れるパラメータの数は、クォークの質量6、レプトンの質量6(右巻きニュートリノの質量を含めると+3)、クォーク混合行列(カビボ-小林-益川行列)3+1(小林-益川位相)、レプトン混合行列(牧-中川-坂田行列)3+1(CP位相)+2(マヨラナCP位相)と、計22(+3)と

表2 クォークとレプトンの質量. ここで $\text{MeV} = 10^6 \text{eV}$ である. Web版 Particle Data Book2014を参照したが, ニュートリノ質量に関しては, ノーマル階層性 $m_{\nu_e} > m_{\nu_\mu} > m_{\nu_\tau}$ を仮定した.

	第1世代	第2世代	第3世代
u, c, t (MeV)	1.8-3.0	1,280	173,000
d, s, b (MeV)	4.5-5.3	90-100	4,180
e, μ, τ (MeV)	0.511	106	1,780
ν_e, ν_μ, ν_τ (eV)	<0.0087	0.0087	0.048

なっている. これらのパラメータは, まだ, 測定されていない右巻きニュートリノの質量とレプトン混合行列の3つのCP位相を除いて, 質量は表2で, クォークの混合行列 V_{CKM} とレプトンの混合行列 V_{MNS}^6 は,

$$V_{\text{CKM}} \sim \begin{pmatrix} 0.974 & 0.225 & 0.00351 \\ 0.225 & 0.973 & 0.0412 \\ 0.00867 & 0.0401 & 0.999 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$V_{\text{MNS}} \sim \begin{pmatrix} 0.82 & 0.55 & 0.16 \\ -0.42 & 0.63 & 0.64 \\ -0.36 & -0.54 & 0.75 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

と実験的に与えられ, 確かにレプトン混合角の方がクォーク混合角よりも大きいことが分かる. 標準模型のゲージ対称性を持つ湯川結合と右巻きニュートリノの質量を表すラグランジアンは,

$$L = (Y_u)_{ij} q_i u_{Rj} h + (Y_d)_{ij} q_i d_{Rj} h^c + (Y_e)_{ij} l_i e_{Rj} h^c + (Y_{\nu_D})_{ij} l_i \nu_{Rj} h + (M_{\nu_R})_{ij} \nu_{Ri} \nu_{Rj}^c \quad (3)$$

と与えられるが, もし, 右巻きニュートリノの質量 M_R が電弱スケールより十分に大きいときは, 重たい右巻きニュートリノを消去して, 上式の最後の2項は, 有効相互作用として

$$(Y_{\nu_D} M_{\nu_R}^{-1} Y_{\nu_D}^T)_{ij} l_i l_j h h \quad (4)$$

と書き直すことができる. ここで, $i, j = 1, 2, 3$ は世代, h^c はヒッグス場の荷電共役場を表す. ヒッグス h が真空期待値 $\langle h \rangle = (0, v)$ ($v = 175 \text{ GeV}$) を持つと, これらの相互作用は, クォーク, レプトンの質量項になる. つまり, アップ型クォーク, ダウン型クォーク, 荷電レプトン, ニュートリノの質量行列は, $M_u = Y_u v$, $M_d = Y_d v$, $M_e = Y_e v$, $M_\nu = Y_{\nu_D} M_{\nu_R}^{-1} Y_{\nu_D}^T v^2$ とそれぞれ 3×3 の複素行列で与えられる. おおざっぱに言えば, これらの質量行列の3つの固有値が3世代のクォーク, レプトンの質量を与え, また, 対角化行列がクォークとレプトンの混合行列を与える. 例えば, 複素行列 M_u は, 2つのユニタリー行列 U_{uL} と U_{uR} を用いて

$$U_{uL}^T M_u U_{uR} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad (5)$$

と対角化できる. この固有値がアップ型クォークの質量を与える. その他の質量行列も同様に対角化でき, その固有値が質量を表す. また, クォーク混合行列 V_{CKM} とレプトン混合行列 V_{MNS} は, それぞれ, $V_{\text{CKM}} = U_{uL}^\dagger U_{dL}$, $V_{\text{MNS}} =$

$U_{\nu eL}^\dagger U_{\nu \mu L}$ と表される. 表2にある測定された質量の特徴から順番に見ていこう. アップ型クォーク (u, c, t), ダウン型クォーク (d, s, b), 荷電レプトン (e, μ, τ), ニュートリノ (ν_e, ν_μ, ν_τ) の中で最も質量の階層性が強いのは, アップ型クォークであることは, すぐに分かる. また, m_{ν_e} は上限しか分からないが, 2-3世代間の階層性を見る限り, ニュートリノが最も弱い階層性を持っていると思われる. ダウン型クォークと荷電レプトンは中間である. また, 式(1)と式(2)から, ニュートリノ混合角(レプトン混合行列の非対角成分)は, クォークの混合角に比べてかなり大きいことも容易に見て取れる. これらの特徴は, 大統一理論におけるクォーク, レプトンの統合により定性的に理解できる.

この解説では, 大統一理論で得られるこれらの理解を説明したい. 特に最後の質量と混合行列の階層性が大統一理論で定性的に説明できることは, あまり, 強調されていないことではあるが, 日本がリードしたニュートリノ実験が本質的な役割を果たしている, 詳しく説明する.

3. $SU(5)$ 大統一理論とその実験からのサポート

大統一理論の理論的な枠組みを復習し, 力の統一, 物質の統一とそれぞれに対する実験からのサポートを紹介する.

3.1 ゲージ力の統一

言葉を復習しておく. $SU(N)$ とは, $N \times N$ の特殊ユニタリー行列を表すが, その行列による変換, また, その変換の下での不変性, つまり対称性をも表す. $N \times N$ 特殊ユニタリー行列 U_N とは, $U_N U_N^\dagger = U_N^\dagger U_N = 1$ と $\det U_N = 1$ を満たす行列のことである. その次元は, $N^2 - 1$ となる. 示したいことは, 標準模型の3つのゲージ対称性 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ はちょうど $SU(5)_G$ のゲージ対称性に統一されることである. これは, $SU(5)$ のユニタリー行列に $SU(3)$, $SU(2)$, $U(1)$ を埋め込めれば良い. 次のような単純な埋め込みを考えよう.

$$U_5(SU(3)) = \left(\begin{array}{c|c} U_3 & \\ \hline & \mathbf{1}_2 \end{array} \right), \quad U_5(SU(2)) = \left(\begin{array}{c|c} \mathbf{1}_3 & \\ \hline & U_2 \end{array} \right)$$

$$U_5(U(1)) = \left(\begin{array}{c|c} e^{-i(1/3)\theta_Y} \cdot \mathbf{1}_3 & \\ \hline & e^{i(1/2)\theta_Y} \cdot \mathbf{1}_2 \end{array} \right),$$

ここで, $\mathbf{1}_N$ は, $N \times N$ の単位行列である. $U_Y \equiv U_5(U(1))$ の位相の係数は, $\det U_Y = 1$ を満足するように定めている. この単純な埋め込みにより, 標準模型の3つのゲージ相互作用は, 統一することができる. この統一により, 3つのゲージ結合定数も統一されることが予言されるが, 一般に結合定数は, スケール Q に依存しており, どのスケールで統一されるか, という疑問が残る. ゲージ結合定数のスケール依存性は, 繰り込み群を用いて計算でき, その結果は, 図1で与えられているように高いエネルギースケールで統一される傾向を示す. 特に, 問題3を解決するために導入される超対称性を含めた超対称標準模型を考えると, 驚くべき精度で3つのゲージ結合定数が一致することが分かる

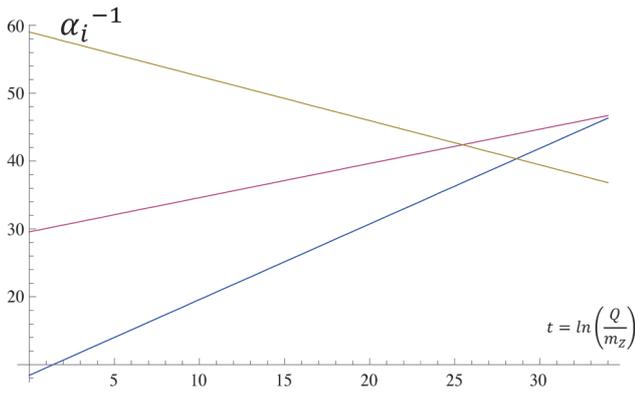


図1 標準模型でゲージ結合定数のスケール依存性を計算した。

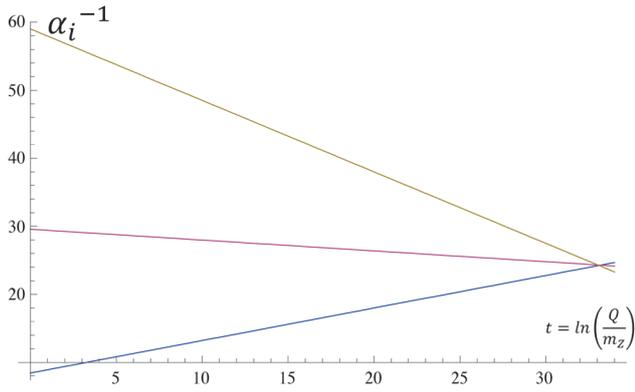


図2 超対称標準模型でゲージ結合定数のスケール依存性を計算した。

(図2参照)。これらの図は、電弱スケールでの実験で測定された3つのゲージ結合定数を用いた結果であり、超対称大統一理論の定量的な証拠になっている。

3.2 物質の統合

以上のように力を統一したときに物質であるクォーク、レプトンは、どのように表現されるか、ということが次に興味有ることである。これも単純な埋め込みで表現できることを見る。

初めに $SU(5)$ 大統一理論を語る際に必要な群論の基本を述べる。 $SU(N)$ の基本表現 \mathbf{N} は、 N 個の成分があるベクトルである。 $F^I (I=1, \dots, N)$ とすると、 $F'^I = (U_N)^I F^I$ (足を省略して $F' = U_N F$ と書くことも多い) と変換する。反基本表現 $\bar{\mathbf{N}}$ は、 $\bar{F}'^I = \bar{F}_J (U_N^\dagger)^J_I$ と変換する。従って、 $\bar{F} F$ は $SU(N)$ 不変になる。一方、基本表現を N 個反対称に足を組むと $SU(N)$ 不変になる。何故なら、 $\epsilon_{I_1 I_2 \dots I_N} F^{I_1} F^{I_2} \dots F^{I_N} = \det U_N \epsilon_{I_1 I_2 \dots I_N} F^{I_1} F^{I_2} \dots F^{I_N}$ と変換するからである。従って、基本表現を $N-1$ 個反対称に足を組むと反基本表現になる。また、基本表現2つを反対称に組んだ表現も既約表現となり、次元は $N(N-1)/2$ となる。

標準模型の1世代のクォーク、レプトンは、 $SU(5)$ の反基本表現 $\bar{\mathbf{5}}$ と2つの足を反対称に組んだ表現 $\mathbf{10}$ 、シングレット表現 $\mathbf{1}$ の3つの表現に統合することができる。まず、前節のように標準模型のゲージ群を $SU(5)$ に統一したときに、これらの場が $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ の下でどのように

変換するかを考える。初めに $SU(3) \times SU(2)$ の変換性から調べよう。 $SU(5)$ の反基本表現 $\bar{\mathbf{5}}_I$ は、上から3つの成分 $\bar{F}_a (a=1, 2, 3)$ は、 $SU(3)$ の反基本表現 $\bar{\mathbf{3}}$ (つまり候補としては u_R^c か d_R^c) として、下2つの成分 $F_a (\alpha=1, 2)$ は、 $SU(2)$ の基本表現 $\mathbf{2}$ として振る舞う (候補は l)。 ($SU(2)$ は、 $\bar{\mathbf{2}}$ と $\mathbf{2}$ は同じである。) 一方 $\mathbf{10}$ は 5×5 の反対称行列 A^{IJ} であるが、そのうち、 $A^{ab} (a, b=1, 2, 3)$ は、 $SU(3)$ の2つの足を反対称に組んだのであるから、 $\bar{\mathbf{3}}$ になる (候補は u_R^c か d_R^c)。また、 $A^{a\beta} (a, \beta=4, 5)$ は $SU(2)$ の足を反対称に組んだのでシングレットになる (候補は e_R^c か ν_R^c)。 A^{aa} は、 $SU(3)$ と $SU(2)$ ともに基本表現となっている (候補は q)。次に $U(1)_Y$ の電荷を考える。 $U(1)_Y$ の $SU(5)$ への埋め込みを考えると、 $SU(5)$ の基本表現の足のうち、初めの3つの足 ($SU(3)$ の基本表現の足) に対しては、 $-(1/3)$ 、最後の2つの足 ($SU(2)$ の基本表現の足) には、 $1/2$ の $U(1)_Y$ 電荷が与えられることが分かる。反基本表現の足に対しては、マイナスが掛かるので、 \bar{F}_a は $1/3$ (d_R^c 確定)、 \bar{F}_α は $-(1/2)$ (l で正解) になる。2つ足がある A^{IJ} に対しては、単純に足せば良いので、 A^{ab} は $-(2/3)$ (u_R^c 確定)、 $A^{a\beta}$ は 1 (e_R^c 確定)、 A^{aa} は $1/6$ (q で正解) となる。表1と比べると結局

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{5}} & : \bar{F}_I = (d_R^c, l) \\ \mathbf{10} & : A^{IJ} = (q, u_R^c, e_R^c) \end{cases} \quad (6)$$

と統合されていることが分かる。残りの $\mathbf{1}$ はもちろん ν_R^c である。

ヒッグス粒子は、 $SU(5)$ 大統一理論でどのように記述されるか、というと、基本表現 $\mathbf{5}$ に埋め込まれる。つまり、 H^I の最後の2成分 H^a が標準模型のヒッグス粒子 h になる。初めの3成分 H^α は、カラーヒッグス (もしくは三重項ヒッグス) と呼ばれ、新しく導入する必要がある。

このクォーク、レプトンの統合が標準模型のパラメータにどのような制限を与えるか、を見るために、湯川結合定数がどのように記述されるかを見る。 $SU(5)$ 大統一理論における湯川結合は、

$$L_Y = (Y_u)_{ij} \epsilon_{ijklm} A_i^j A_j^{kl} H^m + (Y_d)_{ij} A_i^j \bar{F}_j H_j^c + (Y_\nu)_{ij} \bar{F}_i \nu_R^c H_j^I + (M_{\nu_R})_{ij} \nu_R^c \nu_R^c \quad (7)$$

と与えられる。最後の2項は、右巻きニュートリノを消去して、

$$(Y_\nu M_{\nu_R}^{-1} Y_\nu^T)_{ij} \bar{F}_i \bar{F}_j H^I H^J \quad (8)$$

と書き直すことができる。まず、標準模型のヒッグスの相互作用に着目する。従って H^I の足は、 $SU(2)$ の足で考える。すると、相互作用 $\epsilon_{ijklm} A_i^j A_j^{kl} H^m$ の残りの足 $ijkl$ のうち、1つを除いてすべて $SU(3)$ の足のはずである。従ってこの相互作用は $qu_R^c h$ となり、これはアップクォークの湯川結合である。同様に $A_i^j \bar{F}_j H_j^c$ は、 $qd_R^c h^c$ と $e_R^c h^c$ の2つの湯川結合を含んでいる。この湯川結合の統合により、

$$Y_d = Y_e^T \quad (9)$$

と湯川結合定数も統合される。(電子の湯川行列は、ダウンクォークの湯川行列の転置行列で与えられることに注意、このことは、クォークとレプトンの混合行列の違いを理解する上で重要である。)

さて、ここで、 $SU(5)$ 大統一理論における湯川結合定数の表式(7), (8)を見ると、アップクォークが一番強く、ニュートリノが一番弱く、ダウンクォークと荷電レプトンはその中間の階層性を持つ、という質量階層性の強さでの分類と対応していることが分かる。特に相互作用における10表現場 A^J の数が多いほど強い階層性を持つ湯川結合を与えている。従って、もし、

「5表現場よりも10表現場の方が強い湯川階層性を与える」と仮定すると、測定された質量階層性の違いが定性的に再現される。この仮定をより具体的な例で説明すると次のようになる。場 Φ に固有の抑制因子 ϵ_Φ がその場が存在する相互作用の係数に掛かるような場合を考える。すると、上記の仮定を式で表現すると

$$\frac{\epsilon_{A_1}}{\epsilon_{A_3}} \ll \frac{\epsilon_{F_1}}{\epsilon_{F_3}}, \quad \frac{\epsilon_{A_2}}{\epsilon_{A_3}} \ll \frac{\epsilon_{F_2}}{\epsilon_{F_3}}, \quad (10)$$

となる。このような単純な仮定でクォーク、レプトンの様々な質量階層性の違いを定性的に理解できることはこれだけでも非自明なことであるが、重要なことは、この仮定の下で、クォークの混合角の方がレプトンの混合角よりも小さいというニュートリノ観測で分かってきた重要な特徴も同時に説明できるということである。このことを理解する上で重要な点の1つは、クォークやレプトンの混合行列は、左巻きクォーク $q=(u_L, d_L)$ や左巻きレプトン $l=(\nu_L, e_L)$ の質量対角化行列 $U_{uL}, U_{dL}, U_{\nu L}, U_{eL}$ の積 $U_{CKM}=U_{uL}^\dagger U_{dL}$ 、 $U_{MNS}=U_{\nu L}^\dagger U_{eL}$ で表されることである。すぐ後で説明するが、「より強い階層性を誘起する場に対する質量対角化行列はより小さい混合角を持つ」、ということが多くの場合成立することをここでは認めておくと、左巻きクォーク q を含む10表現場が左巻きレプトン l を含む5表現場よりも強い階層性を持つ、という仮定は直ちにクォークの方がレプトンよりも小さい混合角を持つ、という結論に導かれる。^{*1}

さて、「より強い階層性を誘起する場に対する質量対角化行列はより小さい混合角を持つ」ということを説明する。簡単のため、次のように 2×2 の質量行列

$$M_{LR} = \begin{pmatrix} \epsilon_L \epsilon_R & \epsilon_L \\ \epsilon_R & 1 \end{pmatrix}$$

の対角化を考える。オーダー1の係数を除いて、次のように対角化できる。

$$\begin{pmatrix} 1 & -\epsilon_L \\ \epsilon_L & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_L \epsilon_R & \epsilon_L \\ \epsilon_R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \epsilon_R \\ -\epsilon_R & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_L \epsilon_R & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

従って、対角化行列 U_L と U_R はそれぞれ

$$\begin{pmatrix} 1 & -\epsilon_L \\ \epsilon_L & 1 \end{pmatrix}$$

^{*1} このことを実現する模型を初めて提案した論文はおそらく文献7であろう。

と

$$\begin{pmatrix} 1 & -\epsilon_R \\ \epsilon_R & 1 \end{pmatrix}$$

と書くことができる。質量項は、 $\bar{\Psi}_L^i M_{LR}^j \Psi_R^j (i, j=1, 2)$ と書け、この対角化は、場を $\Psi_L \rightarrow U_L \Psi_L$, $\Psi_R \rightarrow U_R \Psi_R$ と再定義することに対応しているので、場の階層性が大きい(つまり ϵ が小さい)ほど小さい混合角を持っていることが分かる。

纏めると、 $SU(5)$ 大統一理論において実現される物質の統合により、標準模型におけるクォーク、レプトンの質量や混合角における様々な階層性の違いが1つの仮定から同時に説明できる。このことは、大統一理論に対する間接的な証拠と言っても良いと考える。

ここ20年で急速に進展したニュートリノ質量とレプトン混合角の観測結果がもし無ければ、以上の論理を展開できないことは容易に想像できるであろう。ニュートリノ観測により大統一理論の間接的な証拠を得たと言ってしまうのは言い過ぎであろうか?

3.3 大統一理論の問題

これまで、大統一理論の理論的な魅力だけでなく実験的にもサポートがある、ということをお伝えしてきた。力の統一に対する実験的なサポートは良く知られているが、一方で物質の統一に対する実験的なサポートについてはそれほど知られていない。クォークやレプトンの質量や混合角の階層性の理解の仕方には多数の別の可能性が存在していることも大きな理由の1つであると考えられるが、最も単純な上記の $SU(5)$ 大統一理論では有名な問題が存在していることも大きいのではないかと考えられる。1つは式(8)で与えられる湯川結合間の非現実的な関係式の問題であり、もう一つは標準模型のヒッグスの質量が新しく導入した三重項ヒッグスの質量に比べてとても小さい必要があり、それを実現するには、パラメータ間の微調整が必要になってくる、という問題である。後者の問題は二重項三重項分離の問題と呼ばれており、大統一理論の最も深刻な問題と言える。この解説では詳細には触れないことにするが、私が今世紀に入ってからずっと大統一理論が正しいと思って研究してきた大きな理由の1つは、対称性で許される項すべてをオーダー1の係数で導入するという最も自然な仮定の下でこの深刻な問題が解決できることが2001年に分かったことである。この解説文では、この大統一理論のことを「自然な大統一理論」と呼ぶことにする。^{8,9)}

前者の問題について少し詳しく見る。式(8)はダウン型クォークと荷電レプトンの質量が等しいことを意味しており、観測結果と異なる。ただし、ゲージ結合定数と同様にスケール依存性を考慮すると第3世代についてはこの関係式は悪くないことが知られている。QCDの効果によりボトムクォークの湯川結合定数がタウレプトンよりも約3倍大きくなり、その結果観測と定量的にも一致する。ところが1, 2世代に関しては残念ながら合っていない。前節で物質の統一は質量と混合角の階層性を定性的に説明する、

と言っても定量的に合わないのでは現実的な模型としては意味がない。現実的な模型として意味を持たせるために、何らかの変更が必要になってくるが、定性的な証拠の価値を損なうほどの変更が必要になる、と考えれば上記の定性的な証拠は意味が無いのに対し、大げさな変更は必要ない、と考えれば重要な意味を持つわけである。

この問題を避ける方法として主に3つの方法が知られている。

- 1つ目はSU(5)の破れを考慮することである。SU(5)をSU(3)×SU(2)×U(1)に破るために大統一理論では随伴表現ヒッグス(Σ^f:24)が必要である。このヒッグスが真空期待値

$$\langle \Sigma \rangle = \begin{pmatrix} -\frac{1}{3} \mathbf{1}_3 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \mathbf{1}_2 \end{pmatrix} V \quad (12)$$

を持つことにより、新しく導入したゲージ場XがO(V)の質量を持ち、標準模型に存在するゲージ場のみが質量0になり、SU(3)×SU(2)×U(1)ゲージ対称性のみが残る。ここで、Vは、大統一スケールであり、図2から読み取るとだいたい10¹⁶ GeVである。このヒッグス場を用いて、例えばA_i^{fj}(Σ^k/Λ)F_{Kj}H_j^fという相互作用を考えると、Σが真空期待値を持つと、SU(5)の非現実的な湯川関係式(8)をずらすことができる。ここで、Λはカットオフスケールである。

- 2つ目の方法は、45次元ヒッグスという高い次元のヒッグスを導入することである。10×5=5+45なので、45次元ヒッグスで湯川結合を作ることができる。この湯川結合は、y_e=3y_dという関係式を与えることを用いると、非現実的な湯川関係式を避けることが可能となる。
- 3つ目の方法は、クォーク、レプトンとして例えば5+5̄(10と10̄でもよい)を新たに導入する。合計4つの5̄の適当な線形結合1つが5とともに重たい質量を持ち、残り3つの5̄が標準模型のクォーク、レプトンになるが、重たい質量が⟨Σ⟩に依存していれば3つの5̄の残り方がクォークとレプトンで異なり、問題を回避することができる。

1つ目の方法は素直に考えるとΣが入らない相互作用に比べてV/Λだけこの相互作用の効果は小さくなる。この小さい効果で十分な違いが実現できるか、ということが次の問題になってくる。また、2つ目と3つ目の方法ではこの問題を避けるだけのために新たに場を導入することが不満点となる。さらに3つ目の方法は他の2つの方法と異なり、物質に対して新たな場を導入しているので物質の統一という観点に立てば後退している。逆に言えば湯川行列の統一を大きく破ることができるという特徴を持つ。このように説明すると、やはりこの問題を解くためには大きな変更が必要では、と思われる読者がおられることと思う。ところ

が「自然な大統一理論」では、A_i^{fj}(Σ^k/Λ)F_{Kj}H_j^fという相互作用はA_i^{fj}F_{Kj}H_j^fと同じオーダーの寄与を与えることが結論され、結果として解1で特に大きな変更や不自然な結合定数を導入せずに自然に解けてしまう。

4. SO(10)大統一理論

ニュートリノ質量の観測を受けて、注目された理論がSO(10)大統一理論である。何故なら、16次元スピノール表現16にニュートリノに有限質量を与えるために必要な右巻きニュートリノも含めて1世代のクォーク、レプトンが統一されるからである。(SO(10)はSU(5)を部分群として含んでいるので、ゲージ力の統一に関してはSO(10)大統一理論でも実現している。)標準模型ヒッグスを10次元ベクター表現10_Hで記述する最小SO(10)大統一理論において湯川相互作用は

$$Y_{ij} \mathbf{16}_i \mathbf{16}_j \mathbf{10}_H \rightarrow Y_{ij} \mathbf{10}_i \mathbf{10}_j \mathbf{5}_H + Y_{ij} \mathbf{10}_i \mathbf{5}_j \mathbf{5}_H + Y_{ij} \mathbf{5}_i \mathbf{1}_j \mathbf{5}_H \quad (13)$$

と記述され、対称行列Y=Y^Tによる湯川行列の統一Y=Y_u=Y_d=Y_e=Y_νが予言される。ここで、物質16_i(i=1,2,3)やヒッグス場10_Hは、16_i→10_i+5̄_i+1_i、10_H→5_H+5̄_HとSU(5)の表現に分解されることを用いた。もちろん、この予言は現実的ではないので、前節で述べた3つの方法のうち幾つかを用いて避ける必要がある。この湯川行列の統一が予言する重要なことは、クォーク混合が零になる(カビボ-小林-益川行列(CKM行列)が単位行列になる)ことである。変更を加えることで現実的な質量行列を実現したとき、CKM行列も単位行列からずれるが、クォーク混合角が小さくなることが期待できる。すべての湯川行列が同じになるのであるから、レプトン混合角に対しても同様に小さくなると期待することは自然であろう。実際に適当な仮定、例えば湯川行列を対角的にした基底で右巻きニュートリノ質量もほぼ対角的になっている仮定、もしくは3つの物質場16_i(i=1,2,3)に対して固有の抑制因子ε_iが湯川結合と右巻きニュートリノ質量両方に生じる仮定、を行えば、レプトン混合角も小さくなることが示せる。従ってKamiokandeで大気ニュートリノ現象が報告されたときもその結果を信じた理論屋は少なかったと記憶している。一方で冷静に考えれば、右巻きニュートリノの質量は湯川行列と独立なパラメータになっているのでレプトン混合角は一般には大きくなり得る。その自由度を用いて大きなレプトン混合角を実現し、かつ湯川結合の統一という困難を3つの解決法の幾つかを用いて回避するような模型の構築が盛んに行われた。SO(10)大統一理論は1世代のクォーク、レプトンをたった1つの場16に統一するので理論的には魅力的であるが、一方でSU(5)大統一理論では実験からのサポートと言えるほどうまくいっていた湯川結合の統一がSO(10)では強すぎて現実と合わなくなっていることは大きな問題となる。実際にY_u=Y_d=Y_eという予言は、質量の比が同じ、例えば、m_u/m_t=m_d/m_b等を意味するが、表2を見

ると50倍以上合っていないことが分かる。従ってオーダーを変えるような大きな変更が必要となる。解決法1と2はSO(10)の湯川行列の統一の予言を大きく変えることは不可能とは言わないが大胆な仮定が必要になってくるだけでなく、SU(5)大統一理論で非常にうまくいった「10場の方が5場よりも強い階層性を持つ」という仮定を再現することは難しい。一方で解決法3は物質場 $16_i = 10_i + \bar{5}_i + 1_i$ の中の $\bar{5}_i$ と新たに導入する物質場 $10_T = 5_T + \bar{5}_T$ の中の 5_T との間の質量がSO(10)をSU(5)に破るヒッグス場 16_C の真空期待値を拾うことで与えられることにより完全にSO(10)による湯川行列の統一を壊すことができ、結果としてSU(5)大統一理論における「10場の方が5場よりも強い階層性を持つ」という仮定を自然に再現できる、⁸⁾ という意味で有望と思われる。ただし、SO(10)大統一理論の利点である物質の統一に関しては後退していると言わざるを得ない。

5. E6大統一理論

SO(10)大統一理論において 10_T が現実的な湯川行列を得る際に重要な役割を果たす、ということになると、SO(10)群を部分群として含んでいる例外群 E_6 群^{*2}を統一群として考えたいのは自然な流れである。というのは、 E_6 の基本表現 27 をSO(10)×U(1)_ν分解すると、

$$27 \rightarrow 16_1 + 10_{-2} + 1_4 \quad (14)$$

となり、SO(10)の16表現に加えて10表現をも統一しているからである。式(14)の表現次元の添え字は、その表現が持つU(1)_ν電荷の値を表す。この章ではSU(5)大統一理論では仮定に過ぎなかった「5表現場よりも10表現場の方が強い湯川階層性を与える。」という性質が E_6 大統一理論では自然に導出されることを見る。結果として、1つの基本的な階層的湯川行列から標準模型における様々な湯川行列の階層性が導出されることを示す。

以下の説明では、 E_6 群の難しい数学の知識は必要無い。ただ、基本表現 27 の性質として、上記のSO(10)×U(1)_ν分解と 27 を3つ持つてくると E_6 不変に組めることを認めて欲しい。すると、 27 3つで E_6 不変に組んだ相互作用は

$$27 \cdot 27 \cdot 27 \rightarrow 16_1 \cdot 16_1 \cdot 10_{-2} + 10_{-2} \cdot 10_{-2} \cdot 1_4 \quad (15)$$

とSO(10)×U(1)_ν分解することができることが正しく予想できる。SO(10)不変性だけを考えると $1_4 \cdot 1_4 \cdot 1_4$ も含まれていそうであるが、U(1)_ν不変性が無いので含まれていないことがすぐに分かる。

次に E_6 大統一理論の主要な登場人物を紹介しよう。まず、力として E_6 の78随伴表現のゲージ場、3世代のクォーク、

レプトンとして $27_i (i=1, 2, 3)$ 、 E_6 群を標準模型のゲージ群 G_{SM} に破るために必要なヒッグス場として、 27_H (1_H 成分が真空期待値を持つことにより E_6 をSO(10)に壊す。超対称性があると 27_H も必要)、 27_C (16_C 成分が真空期待値を持つことによりSO(10)をSU(5)に壊す。超対称性があると 27_C も必要)、随伴表現ヒッグス場 78_A (SU(5)を G_{SM} に壊す)となる。

3世代分の物質場は、SO(10)分解からSU(5)分解まで行くと

$$27_i \rightarrow \underbrace{[10_i + \bar{5}_i + 1_i]}_{16} + \underbrace{[5_i + \bar{5}_i]}_{10} + \underbrace{[1_i]}_1 \quad (16)$$

と書け、SU(5)の10場は3つであるが、 $\bar{5}$ 場は6つ存在していることが分かる。6つの $\bar{5}$ 場のうち3つは3つの5場とともに質量が持てる。実際に、物質とヒッグス場の間の湯川相互作用

$$W_Y = (Y^H)_{ij} 27_i \cdot 27_j \cdot 27_H + (Y^C)_{ij} 27_i \cdot 27_j \cdot 27_C \quad (17)$$

を考えると、 27_H の真空期待値 $\langle 1_H \rangle$ により5と $\bar{5}$ 間に、 27_C の真空期待値 $\langle 16_C \rangle$ により5と $\bar{5}$ 間に質量項が生じることが分かる。つまり2つの行列 Y^H と Y^C 、2つの真空期待値 $\langle 27_H \rangle$ と $\langle 27_C \rangle$ が分かれば3つの5場と6つの $\bar{5}$ 場の3×6質量行列 $M_{5,\bar{5}} = (Y^H \langle 27_H \rangle, Y^C \langle 27_C \rangle)$ を計算でき、従って6つの $\bar{5}$ 場のうちどの3つの場が標準模型のクォーク、レプトンになるかが分かる。

ここで次の2つのことを仮定する。1つ目の仮定はヒッグスセクターの統一である。つまり標準模型のヒッグス場は E_6 をSU(5)まで壊すために導入したヒッグス場 27_H と 27_C の中に含まれるとする。標準模型のヒッグス場はSU(5)の5と $\bar{5}$ に含まれているのでその候補としては、 10_H か 10_C 成分、もしくは 16_H か 16_C となる。ここではアップ型クォークに質量を与えるヒッグス h_u は 10_H だけに含まれており、ダウン型クォークに質量を与えるヒッグス h_d は 10_H だけではなく他の場も混合していることとする。(同様の議論ができる他の可能性もあるが、ここでは具体的に状況を考えるため自然な大統一理論の具体的な模型で再現できる状況を設定することにする。)なお、超対称性を導入するとアップ型クォークに質量を与えるヒッグスとダウン型クォークに質量を与えるヒッグスを別々に用意する必要があり、ここでは、超対称性を仮定した。すると、アップクォークの質量行列 $Y_u = Y^H$ となるので、 Y^H はアップクォークの質量の階層性を再現するような行列を与える必要がある。2つ目の仮定として、湯川相互作用の階層的構造はオーダー1の係数の違いを除いて同じとする。つまり湯川行列に対する基本的なフレーバー構造を Y とすると $Y \sim Y^H \sim Y^C$ となることを仮定する。 $Y^H = Y_u$ なので、 $Y \sim Y_u$ である必要がある。具体的に考えた方が議論しやすいので、ここでは基本的なフレーバー構造として次のような行列

^{*2} E_6 大統一理論はアイデアとしては古くから考えられている。¹⁰⁾ ニュートリノの大混合角を E_6 大統一理論で初めて説明した文献¹¹⁾では太陽ニュートリノでは小さい混合角を考えていた。その後には大気ニュートリノと太陽ニュートリノ両方とも大きい混合角を実現した。¹²⁾

$$Y_u \sim Y^H \sim Y^C \sim \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^3 \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (18)$$

を考える。ここで λ はカビボ角0.225と取り、オーダー1の係数は無視した。ちなみにこのような構造は 27_I を含む相互作用に対してそれぞれ ϵ_i という抑制因子を生じることを仮定し $(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3) = (\lambda^3, \lambda^2, 1)$ と取った場合に対応している。すると

$$M_{5, \bar{5}} = \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^3 & \lambda^{6+r} & \lambda^{5+r} & \lambda^{3+r} \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^2 & \lambda^{5+r} & \lambda^{4+r} & \lambda^{2+r} \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 & \lambda^{3+r} & \lambda^{2+r} & \lambda^r \end{pmatrix} \langle 27_H \rangle \quad (19)$$

となり3世代クォーク、レプトンに対応する $\bar{5}_i$ 場や大きい質量を持つ場 $\bar{5}_i^H$ が分かる。ここで $\lambda^r \equiv \langle 27_C \rangle / \langle 27_H \rangle$ であり、もし $r=0.5$ と取ると $(\bar{5}_1^0, \bar{5}_2^0, \bar{5}_3^0) \sim (\bar{5}_1, \bar{5}_1 + \lambda^{2.5} \bar{5}_3, \bar{5}_2)$ となり、

$$Y_d = Y_e^T \sim \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^{5.5} & \lambda^5 \\ \lambda^5 & \lambda^{4.5} & \lambda^4 \\ \lambda^3 & \lambda^{2.5} & \lambda^2 \end{pmatrix} \quad (20)$$

とオーダー1の係数を除いて現実的な湯川行列を与える。ここで、 $\bar{5}_2^0 \sim \bar{5}_1 + \lambda^{2.5} \bar{5}_3$ の湯川結合定数は、混合 $\lambda^{2.5} \bar{5}_3$ を通して得るため、混合 $\lambda^{2.5} \bar{5}_3$ まで書いておいた。ニュートリノのディラック湯川行列 $Y_{\nu D} = (Y_{(\bar{5}_i^0, 1)}, Y_{(\bar{5}_i^0, 1)})$ も

$$Y_{\nu D} \sim (1, \lambda^{0.5}) \otimes \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^3 \\ \lambda^{5.5} & \lambda^{4.5} & \lambda^{2.5} \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^2 \end{pmatrix} \quad (21)$$

と与えられる。 E_6 大統一理論には6つの右巻きニュートリノ 1_i と $1_i'$ が存在している。ニュートリノの質量を計算するために必要な右巻きニュートリノの質量は、 $(Y^{XY})_{ij} 27_i 27_j \bar{27}_Y / \Lambda$ ($X, Y = \bar{H}, \bar{C}$)という相互作用から与えられ、その湯川行列が $Y^{XY} \sim Y^H$ と基本的なフレーバー構造で与えられるとすると、

$$M_{\nu R} \sim \begin{pmatrix} \lambda & \lambda^{0.5} \\ \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \lambda^6 & \lambda^5 & \lambda^3 \\ \lambda^5 & \lambda^4 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \frac{\langle \bar{27}_H \rangle^2}{\Lambda} \quad (22)$$

となる。ニュートリノの質量行列が $M_\nu = Y_{\nu D} M_{\nu R}^{-1} Y_{\nu D}^T \langle h_u \rangle^2$ と計算でき、結果は

$$M_\nu \sim \lambda^3 \begin{pmatrix} \lambda^2 & \lambda^{1.5} & \lambda \\ \lambda^{1.5} & \lambda & \lambda^{0.5} \\ \lambda & \lambda^{0.5} & 1 \end{pmatrix} \frac{\langle h_u \rangle^2 \Lambda}{\langle \bar{27}_H \rangle^2} \quad (23)$$

となる。もし、 $\Lambda \sim 10^{19}$ GeV, $\langle \bar{27}_H \rangle \sim 10^{16}$ GeV, $\langle h_u \rangle \sim 100$ GeVと取ると $m_{\nu_e} \sim 0.01$ eV, $m_{\nu_\mu} \sim 0.002$ eVと悪くない値を出す。クォーク混合行列である小林-益川行列とレプトン混合行列である牧-中川-坂田行列は

$$V_{\text{CKM}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad V_{\text{MNS}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{\lambda} & \lambda \\ \sqrt{\lambda} & 1 & \sqrt{\lambda} \\ \lambda & \sqrt{\lambda} & 1 \end{pmatrix} \quad (24)$$

となり、 $\sqrt{\lambda} \sim 0.5$ であるので、これも実験結果を再現している。(ここでは現在の実験結果を再現している、という流れで説明したが、歴史的には我々が上記のモデルを構築したのは2001年であり、大気ニュートリノはほぼ確立してい

たが太陽ニュートリノはまだLMA解とは定まっていなかった。2012年の大きい θ_{13} の観測により予言の1つが確認された、と言える。)以上の結果は、 $SU(5)$ 大統一理論において10場に対する抑制因子 ϵ_i を $(\lambda^3, \lambda^2, 1)$ 、 $\bar{5}$ 場に対する抑制因子を $(\lambda^3, \lambda^{2.5}, \lambda^2)$ と取った場合に対応しており、まさしく「10場の方が $\bar{5}$ 場よりも強い階層性を誘起する」という仮定が実現されている。ここで $\bar{5}_1^0 \sim \bar{5}_1$ と $\bar{5}_3^0 \sim \bar{5}_2$ は、レプトンの13混合角がクォークの12混合角と同じオーダーであることを意味している、ということ強調しておくことは無駄ではないと思う。 $r=0.5$ と取ることにより、 $\bar{5}_2^0 \sim \bar{5}_1'$ を実現したのは、大気ニュートリノと太陽ニュートリノの大きいレプトン混合角を同時に再現するためであるが、その時には必然的に $\bar{5}_1^0 \sim \bar{5}_1$ と $\bar{5}_3^0 \sim \bar{5}_2$ が成立し、従って θ_{13} がカビボ角と同じオーダーになることを意味しているのである。

上記の具体例では $r=0.5$ のように実験値を再現するように決定したパラメータもあるが、「10場の方が $\bar{5}$ 場よりも強い階層性を誘起する」という性質はかなり一般的に実現される。何故なら、基本的なフレーバー階層性が強いと 27_3 から来る2つの $\bar{5}$ 場は共に他の $\bar{5}$ 場と比較すると大きな質量項を持つので標準模型のクォーク、レプトンである $\bar{5}_i^0$ はよほど r が大きくない限り 27_1 と 27_2 から来ることになるからである。従って、 E_6 大統一理論では $SU(5)$ 大統一理論では仮定に過ぎなかった上記の性質が多くの場合導出される、と結論できる。

6. 終わりに

ここ20年の間にニュートリノに関するパラメータが実験で次々と分かってきた。新しく分かった事実をヒントとして標準模型を超える物理を探ろうとする多くの試みがある。この解説で主張したい第1のことは、新しく分かってきたニュートリノも含めて、クォーク、レプトンの質量や混合角の様々な階層性の違いを総合的に見ると、最小の統一群 $SU(5)$ での大統一理論で実現する物質の統一と極めて相性が良く、物質の統一に対する実験からの証拠になり得る、ということである。もちろん、クォーク、レプトンの質量や混合角は標準模型においてはパラメータに過ぎず、同じパラメータを再現する多くの可能性が存在するのは当たり前であるし、また、同じパラメータを再現するならその可能性を否定することは不可能である。ただ、力の統一や物質の統一を実現するだけでも理論として信じるに足る面白い可能性であることに加えて、それぞれの統一に対して実験的なサポートがすでにある、ということは、広く知られても良い事実と考える。特に、物質の統一に対する実験的なサポートは、日本が主導したニュートリノ実験の成果無しではあり得なかったことであり、もっと宣伝しても良いのではないかと、思う。

ニュートリノ実験から得られたことは、 $SU(5)$ 大統一理論において「10場の方が $\bar{5}$ 場よりも強い階層性を誘起する」

ならばクォーク、レプトンの質量や混合角の様々な階層性を同時に理解できる、ということである。ところが E_6 大統一理論では、 $SU(5)$ 大統一理論では単なる仮定にすぎなかった上記の特性を結果として導出できる。その結果、1つの基本的な階層性を与えるだけで、クォーク、レプトンの様々な階層性を再現できる理論になる。この1つの基本的な階層性を世代を統一する対称性の破れにより導出することを考えると、3世代のクォーク、レプトンをたった1つの場に統一しつつ、 E_6 対称性や世代対称性を自発的に破った後には現実的なクォーク、レプトンの質量や混合角を再現する、という夢のような大統一理論を実際に構築することができる。¹³⁾ 具体的には世代対称性として $SU(3)_F$ を導入すると3世代のクォーク、レプトンを $(27, 3)$ というたった1つの場に統一し、かつ、現実的な質量行列を得ることができる。個人的には、ニュートリノ観測実験は E_6 大統一理論を示唆している、と考えている。

大統一理論が正しいとすると、最も重要な予言である核子崩壊を発見することが最重要課題と言える。特に「自然な大統一理論」は次元6演算子による核子崩壊が従来の大統一理論と比して起こりやすくなることを予言¹⁴⁾するので、将来における核子崩壊の発見が期待される。

参考文献

- 1) G. Aad, *et al.* [ATLAS Collaboration]: Phys. Lett. B **716** (2012) 1; S. Chatrchyan, *et al.* [CMS Collaboration]: *ibid.* **716** (2012) 30.
- 2) M. Kobayashi and T. Maskawa: Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- 3) 南方久和: 日本物理学会誌 **68** (2013) 723.
- 4) H. Georgi and S. L. Glashow: Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438.
- 5) E. Witten: Nucl. Phys. B **188** (1981) 513; S. Dimopoulos, S. Raby and F. Wilczek: Phys. Rev. D **24** (1981) 1681; S. Dimopoulos and H. Georgi: Nucl. Phys. B **193** (1981) 150; N. Sakai: Z. Phys. C **11** (1981) 153.
- 6) Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata: Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- 7) K. S. Babu and S. M. Barr: Phys. Lett. B **381** (1996) 202.
- 8) N. Maekawa: Prog. Theor. Phys. **106** (2001) 401; *ibid.* **107** (2002) 597.
- 9) N. Maekawa and T. Yamashita: Prog. Theor. Phys. **107** (2002) 1201; *ibid.* **110** (2003) 93.

- 10) F. Gursev, P. Ramond and P. Sikivie: Phys. Lett. B **60** (1976) 177; Y. Achiman and B. Stech: *ibid.* **77** (1978) 389; Q. Shafi: *ibid.* **79** (1978) 301; R. Barbieri and D. V. Nanopoulos: *ibid.* **91** (1980) 369.
- 11) M. Bando and T. Kugo: Prog. Theor. Phys. **101** (1999) 1313; M. Bando, T. Kugo and K. Yoshioka: *ibid.* **104** (2000) 211.
- 12) M. Bando and N. Maekawa: Prog. Theor. Phys. **106** (2001) 1255.
- 13) N. Maekawa: Phys. Lett. B **561** (2003) 273; Prog. Theor. Phys. **112** (2004) 639; M. Ishiduki, S.-G. Kim, N. Maekawa and K. Sakurai: Phys. Rev. D **80** (2009) 115011 [Erratum-*ibid.* D **81** (2010) 039901]; N. Maekawa and K. Takayama: *ibid.* **85** (2012) 095015.
- 14) N. Maekawa and Y. Muramatsu: Phys. Rev. D **88** (2013) 095008 [arXiv: 1401.2633].

著者紹介

前川展祐氏: 専門は素粒子論。特に標準模型を超える理論を探索しており、2001年から例外群 E_6 を統一群とする超対称性大統一理論に関連する研究に絞り、研究を続けている。

(2014年5月31日原稿受付)

Neutrino Masses and Large Mixings as a Indirect Signature of Grand Unified Theory

Nobuhiro Maekawa

abstract: Grand unified theory (GUT) unifies not only three forces (electromagnetic force, strong force and weak force) but also quarks and leptons. As an experimental support for the unification of forces, it is well-known that three gauge couplings meet at a scale (the GUT scale). However, it is not so well-known that there is an experimental support even for the unification of matters (quarks and leptons). We explain the indirect support in this document and show that the important key is what the neutrino experiments have revealed for 20 years. Concretely, for the unification of matters in $SU(5)$ GUT, various observed hierarchies of quark and lepton masses and mixings can be understood only from one assumption that “10 dimensional fields of $SU(5)$ induce stronger hierarchy for the Yukawa couplings than $\bar{5}$ fields”. For this explanation, the knowledges on neutrino masses and mixings are critical. In the end, we comment E_6 unification in which the above assumption in the $SU(5)$ GUT can be induced.

応用物理 第84巻 第6号 (2015年6月号) 予定目次

解説

- 半導体超格子における電界ドメインの非線形ダイナミクス
.....細田 誠, 大谷直毅
- 分極反転構造によるニオブ酸リチウムの電気光学特性制御
.....村田博司
- 最近の展望: OpenPET: 次世代検出器が可能にする PET
イノベーション.....山谷泰賀
- 研究紹介
- テラヘルツ振動分光から見えるソフトマテリアルの構造と
水素結合.....保科宏道, 他
- 集積型シアノ金属錯体に現われる光誘起相転移
.....所 裕子, 大越慎一
- セルロースナノファイバー: 透明な紙の上に作製する電子
デバイス.....能木雅也

- セラミックレーザーの起源と現状.....池末明生
ホッとひといき
- 宮沢賢治「銀河鉄道の夜」にみる研究者の生き方水野皓司
- 脳の中を直接見る; サイバーだけドバンクではありません
.....徳田 崇, 太田 淳
- カメラは動かないのにピンポン球を追っかける, 「コロンプス
の卵」な仕組みとは?田畑友啓
- 応物系スタートアップ: ナノテクノロジーによる白熱電球の
復活.....高原淳一
- 基礎講座: 観察技術 (光学顕微鏡) のコツ大橋祥高
- 連載: 科学を詠む⑥.....松村由利子
- Science As Art: 有機半導体単結晶花岸 柁之

ブラックホールに対するホログラフィック原理の 数値的検証

伊 敷 吾 郎 〈筑波大学, 京都大学基礎物理学研究所〉

西 村 淳 〈高エネルギー加速器研究機構〉

花 田 政 範 〈京都大学基礎物理学研究所〉

百 武 慶 文 〈茨城大学〉

ブラックホールが熱力学的性質をもつ、という話をご存じだろうか。例えば、ブラックホールに対してエントロピーを定義することができ、実際ブラックホールの合体などの過程において、そのエントロピーが増大することは、古くから知られている。また、ブラックホールの周辺で粒子と反粒子が対生成するような量子効果を考えると、いわゆるホーキング輻射をとおして、ブラックホールが少しずつエネルギーを放出していることがわかる。この性質をもとに温度を定義することもできる。

通常、熱力学的に振る舞う系は、非常に多くの力学的自由度からなっており、その系を巨視的に見ることによって初めて熱力学的性質が現れる。ではブラックホールの場合、その力学的自由度は何なのか。そもそも、アインシュタイン方程式の解として導かれるブラックホールが、どうしてエントロピーをもつのか。その起源は何なのか。

この問いに答えるには、ブラックホールの内部構造を理解する必要がある。しかしブラックホールの中心には特異点が存在するため、重力の古典論である一般相対性理論では答えることができない。それ故この問題は、一般相対性理論を超えた重力の量子論的定式化の言わば試金石として、現在に至るまで盛んに議論されてきた。

超弦理論は、重力を含む4つの基本的な相互作用と物質粒子を統一的に、量子論的に記述する理論である。しかし、従来の超弦理論は摂動論的に定式化されたものにすぎず、ブラックホールの熱力学的性質を理解するのは困難に見えた。ところが1990

年代に入って状況は一変する。超弦理論におけるソリトン解が発見され、それがブラックホールを表すことがわかったからだ。

特に1997年、Maldacenaはこのような考えを発展させて、ブラックホールの内部構造を超対称ゲージ理論で記述できると主張した。この超対称ゲージ理論は、ソリトン解のまわりの超弦の励起に対する有効理論として導かれる。また、この超対称ゲージ理論が定義される時空は平坦であり、ブラックホールが存在する時空よりも低い次元をもつ。このためMaldacenaの主張は、ブラックホールなどをホログラムのように記述できるとするホログラフィック原理を具体的に実現するものとも見なせる。この考え方を応用して、様々なゲージ理論の強結合領域における性質を、ブラックホールの古典論的計算から明らかにする研究も精力的に行われている。

Maldacenaのもともとの主張を検証するには、超対称ゲージ理論の強結合領域での解析が必要となるため、一般には非常に難しい。これまでに得られている証拠の多くは、高い対称性や可解性のおかげで解析的な計算が可能な場合に限られていた。しかし、より一般的な場合に対して第一原理に基づく検証を行うには、超対称ゲージ理論の数値シミュレーションが最も直接的な方法であり、2007年頃からそうした研究が発展してきた。特に最近の研究では、これまでほとんど手がかりがなかった、ブラックホールが小さく、その地平面付近でも重力の量子論的な効果が無視できない場合について検証がなされた。

—Keywords—

ブラックホールの熱力学：
ブラックホールに対して、エントロピーや温度を形式的に定義すると成り立つ、熱力学と類似した法則。ベッケンシュタインによって提唱された。例えばブラックホールのエントロピーとして、事象の地平面の面積に比例する量を定義すると、合体などの過程においてその量が常に増大するという、熱力学第二法則と類似した法則が成り立つ。

ホーキング輻射：
ブラックホールが発していると考えられる熱的な放射。1974年、ホーキングが理論的にその存在を示した。放出される粒子のエネルギー分布は、ある温度の黒体が発する輻射と同じ形をしており、そのことからブラックホールの温度（ホーキング温度と呼ぶ）を定義できる。この温度と熱力学第一法則からエントロピーを導くことにより、それが事象の地平面の面積に比例することが再確認されると同時に、比例係数が決定された。

ホログラフィック原理：
ブラックホールなどを含む曲がった時空において、一定の領域内の情報が、その領域の境界にすべて書き込まれているという原理。弦理論のように整合性のある量子重力理論がもつべき一般的な性質として、't HooftとSusskindが1990年代に提唱した。

超対称ゲージ理論：
超対称性をもったゲージ理論。超対称性とは、時空の並進に対する不変性を拡張した対称性であり、ボゾン場とフェルミオン場を入れ替えるような変換のもとでの不変性を表す。変換を引き起こす生成子（超電荷）の数により、超対称性の高さが特徴づけられる。

1. はじめに

アインシュタインが一般相対性理論を発表してから、2015年でちょうど100年になる。この理論は、ブラックホールや膨張宇宙など、それまでの常識を覆す重要な概念を生み出した。一方で、ブラックホールの内部や宇宙の始まりにおいては、時空の曲率が発散する特異点が存在し、一般相対性理論が破綻することも良く知られている。これは一般相対性理論が重力の古典論であるためであり、特異点付近では重力の量子論的な効果が本質的に重要になっていることを表している。

重力を他の3つの基本的な力と同様に、場の量子論の枠内で扱おうとすると、紫外発散（短距離の自由度の量子ゆらぎによって生ずる発散）がくりこみによって処理できない、という問題に直面する。この問題は、素粒子を点として扱っていることに関係している。そこで超弦理論では、素粒子を一次元的な広がりをもったひものようなものと考ええる。そうすると、相互作用が起こる時空点というものが一点に定まらなくなるため、紫外発散はそもそも起きなくなる。超弦理論に現れるひもには、輪ゴムのように閉じたひもと、輪ゴムを一箇所切ることができるような開いたひもがある。また、ひもは点と違って様々な形をもちうるので、単一のひもの振動のしかたによって、様々な粒子を表すことができる。特に閉じたひもからは、ゼロ質量をもつスピン2の粒子が現れることがわかり、この粒子をグラビトン（重力を媒介する粒子）と見なすことができる。このようにして、場の量子論の枠内では難しかった重力の量子論的な取り扱いが可能になる。

超弦理論を用いれば、重力の量子効果が本質的な役割を果たすブラックホールの内部構造や宇宙の始まりなども解明できると期待される。しかし、従来の超弦理論は摂動論的に定式化されたものにすぎず、上に述べたような興味深い問題を解く上では不十分だった。

2. Dブレーンとゲージ/重力対応

こうした状況を打開する糸口が見えてきたのが1990年代のことである。契機となったのは、超弦理論におけるソリトン解の発見である。¹⁾ 一般にソリトンとは、古典的な運動方程式の解であり、エネルギーが局在しているような状態を表す。超弦理論においては、「膜」上にエネルギーが局在したような状態がそれに当たる。一般にはいわゆる2次元的な膜 (membrane) とは限らず、空間に p 次元な広がりをもつものなので、 p -ブレーンあるいは単にブレーンという言葉を用いる。このようなソリトン解のまわりで量子的ゆらぎを考えると、ブレーン上に両端をもつような開いたひもが素励起として現れることがわかる。このように両端の位置がブレーン上に制限されたひもを表すには、ひもの両端で Dirichlet 境界条件を課すことになるので、このソリトン解を $D p$ -ブレーン (あるいは単に D ブレーン) と呼ぶ。

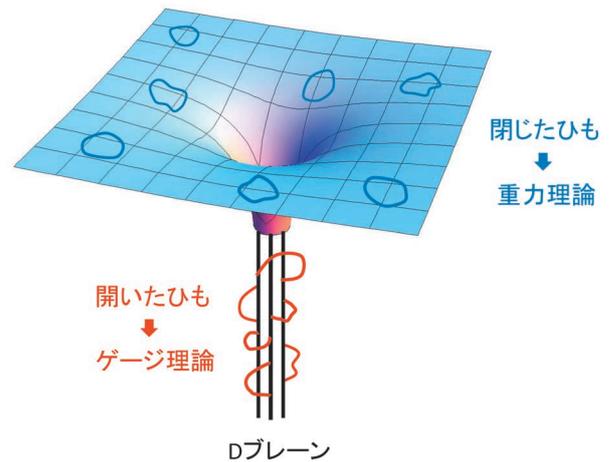


図1 N 枚の $D p$ -ブレーンと、その周辺にできる曲がった時空の模式図 ($N=3$ の場合)。ゲージ/重力対応の基本的な考え方も示してある。

以下、 $D p$ -ブレーンが N 枚重なったような状態を考える (図1参照)。このような状態もやはりソリトン解になるが、その場合素励起として現れる開いたひもは、両端が N 枚のうちどれかの $D p$ -ブレーンにあることになる。つまり、2つの端のそれぞれに対して N 通りの選び方があるので、 N^2 個の自由度が現れることがわかる。ここで低エネルギー極限を考えると、開いたひもに含まれるゼロ質量の粒子のみを取り出すことになり、 $U(N)$ のゲージ対称性をもった $(p+1)$ 次元のゲージ理論が現れることが知られている。また N 枚重なった $D p$ -ブレーンの配位は一般に、超弦理論のもつ超対称性のうち半分を保つので、 $U(N)$ のゲージ理論は16個の超電荷 ($p=3$ の場合は32個) に相当する高い超対称性をもつ。結局、 N 枚重なった $D p$ -ブレーンに対する低エネルギーの有効理論は、 $(p+1)$ 次元の平坦な時空上の超対称 $U(N)$ ゲージ理論ということになる。

$D p$ -ブレーンは、もともと超弦理論が定義されていた $(9+1)$ 次元の時空の中に存在している。 $D p$ -ブレーンの周辺の時空 (「バルク」と呼ぶ) では、素励起として閉じたひもが現れるが、さきほどと同様に低エネルギー極限を考えると、閉じたひもに含まれるゼロ質量の粒子だけを取り出すことになり、古典論としては $(9+1)$ 次元の超重力理論が現れる。これは一般相対性理論を高次元に拡張して、さらに超対称性をもたせたような理論である。上に述べたように、 $D p$ -ブレーン上には開いたひもが励起しているので、そのようなひもが2つ合体して閉じたひもが1つできるような過程も起こる。閉じたひもは端をもたないので、 $D p$ -ブレーン上に束縛されることなく、バルクに飛んでいける。つまり、 $D p$ -ブレーンは閉じたひもの源、特に重力場の源となっており、バルクにブラック p -ブレーン ($p=0$ の場合はブラックホール) と呼ばれる時空構造を作り出す。実際、ブラック p -ブレーンは、超重力理論におけるアインシュタイン方程式の解 (ブレーンの枚数 N に比例した電荷をもつ) として具体的に知られている。

このように N 枚の重なった $D p$ -ブレーンに対して、2つ

の描像があることがわかった。一つは $(p+1)$ 次元の超対称 $U(N)$ ゲージ理論であり、 D p -ブレーン上に励起する開いたひもに着目して得られた描像である。もう一つは $(9+1)$ 次元超重力理論におけるブラック p -ブレーン解であり、バルクに励起する閉じたひもに着目し、 D p -ブレーンが閉じたひもの源になっていることから得られた描像である。1997年 Maldacena は、この2つの描像の間には対応関係があるはずだと主張した。²⁾ この対応関係のことを一般に「ゲージ/重力対応」と呼ぶ。^{*1} 但し、重力側においてブラック p -ブレーン解に対する量子補正が無視できるためには、 N が大きいことが要請される。また、重力側において閉じたひもが本来広がりをもっていたことを完全に無視してよいためには、ゲージ理論側で相互作用の強さを表すゲージ結合定数が無限大の極限をとらないといけない。

ゲージ/重力対応において、ゲージ理論の強結合領域が典型的に現れることは、応用上大きな意味がある。強結合領域では、ファインマン図などを用いた場の量子論の摂動的計算手法が適用できなくなるため、一般に解析が難しい。ところがゲージ/重力対応が本当に成り立つのならば、ゲージ理論の強結合領域での解析が、重力側の古典論的な解析により可能となる。その後、 D ブレーンの配置や境界条件を工夫することで、有限温度の場合や超対称性をもたないゲージ理論にも対応が拡張されたことにより、ハドロン物理や物性理論に及ぶ様々な応用が広がった。

3. ブラックホールに対するホログラフィック原理

ゲージ/重力対応に対して前節の終わりに述べたのとは逆の見方をすると、 $(p+1)$ 次元の超対称 $U(N)$ ゲージ理論が、ブラック p -ブレーンの内部構造を記述していると言うこともできる。ここで、ブラック p -ブレーン解が $(9+1)$ 次元の曲がった時空を表しているのに対し、ゲージ理論は $(p+1)$ 次元の平坦な時空上で定義されていることに注意しよう。すなわち、ゲージ理論によるブラック p -ブレーンの記述は、あたかも2次元の平面状のホログラムが、3次元の立体図形を表現しているような状況になっている。驚くべきことに、ブラックホールに対してこうしたホログラフィックな記述のしかたがあることは、't Hooft⁴⁾ と Susskind⁵⁾ が様々な思考実験や推論に基づいて以前から主張しており、ホログラフィック原理という名前で知られている。Maldacena のゲージ/重力対応は、このホログラフィック原理を具体的に実現するものと見なすこともできる。

冒頭に述べたように、ブラックホールの内部に存在する特異点では、重力の量子効果が重要となるため一般相対性

理論が破綻する。ゲージ理論がブラック p -ブレーンの内部構造を記述しているということは、この特異点も含めて正しい重力の量子論的記述を与えていることを意味する。このゲージ理論に現れる $(9-p)$ 個のスカラー場は、 $U(N)$ ゲージ変換のもとで随伴表現として変換するので、 N^2 個の内部自由度をもっている。ゲージ理論自体は $(p+1)$ 次元の平坦な時空上で定義されているのだが、スカラー場のもつ N^2 個の内部自由度から $(9-p)$ 次元分が創発 (emerge) し、結果として $(9+1)$ 次元の曲がった時空を表すことが可能になる。その意味で、このゲージ理論はブラック p -ブレーンの内部をホログラフィックに記述しているのである。

ホログラフィック原理を用いると、ブラックホールに関する様々な問題が解ける可能性がある。例えば、ブラックホールにはエントロピーが形式的に定義でき、いろいろな形で熱力学とのアナロジーが成り立つことが知られている。ホログラフィックな記述を具体的に与えるゲージ理論は、このブラックホールがもつ熱力学的性質の微視的な起源あるいは統計力学的意味を与えることになる。

4. ホログラフィック原理の数値的検証

Maldacena の提唱したゲージ/重力対応、もしくはそれに基づくホログラフィック原理の具体的実現は、今のところ予想にすぎず、完全に証明されたものではない。しかし、これまでに多くの状況証拠が得られており、少なくとも一定の条件下では正しいと信じられている。例えば、超対称性が超共形不変性まで拡張する D 3-ブレーンの場合では、可解性の議論などを援用することにより、広いクラスの相関関数に対してゲージ、重力の両サイドからの計算が遂行された。それらの結果は、ゲージ結合定数の任意の値に対して見事に一致している。⁶⁾ 但し、この研究は D 3-ブレーンの枚数 N が無限大の極限におけるものであり、重力側は完全に古典論的に扱うことができる。

言うまでもなく、より一般的な場合にゲージ/重力対応を検証し、その適用範囲を明らかにすることは重要である。そこで以下では、我々が $p=0$ の場合について得た最新の結果を紹介したい。⁷⁾ この場合、ゲージ理論側は1次元の超対称ゲージ理論となる。その作用は⁸⁾

$$S = \frac{N}{\lambda} \int_0^{1/T} dt \operatorname{tr} \left\{ \frac{1}{2} (D_t X_i)^2 - \frac{1}{4} [X_i, X_j]^2 + \frac{1}{2} \psi_\alpha D_t \psi_\alpha - \frac{1}{2} \psi_\alpha (\gamma_i)_{\alpha\beta} [X_i, \psi_\beta] \right\}, \quad (1)$$

で与えられ、 N 個の D 0-ブレーン上に励起した開いたひもの有効理論を表す。ここで $X_i(t)$ ($i=1, \dots, 9$) が上述のスカラー場であり、 N 行 N 列のエルミート行列で表される。大雑把に言うと、 X_i の固有値が9次元空間における N 個の D 0-ブレーンの位置座標を表す。また D_t は、共変微分 $D_t = (d/dt) - i[A(t), \cdot]$ を表しており、そこに現れる1次元のゲージ場 $A(t)$ も、 N 行 N 列のエルミート行列で表される。以上のボゾン場の他に、式(1)の第二行目には、 N 行 N 列

*1 Maldacena の主張はもともと $p=3$ の場合についてなされ、その後 $p \neq 3$ の場合に一般化された。³⁾ $p=3$ の場合は、ゲージ理論側は4次元の共形場理論 (CFT) となる。またブラック 3-ブレーン解のホライズン近傍に着目すると、時空は5次元の反ドジッター (AdS) 時空と5次元球の直積空間となる。4次元の共形場理論の相関関数が、このような $(9+1)$ 次元時空上の古典論的な計算に帰着できることから、「AdS/CFT 対応」という用語もよく用いられる。

のフェルミオン場 $\psi_\alpha(t)$ ($\alpha=1, \dots, 16$) も現れ、全体として (16個の超電荷で表される) 高い超対称性をもつ系になっている。ここでは有限温度にするため、通常の処方箋に従い、ユークリッド時間 t を 0 から逆温度 $1/T$ までの間に制限し、ボゾン場とフェルミオン場に対して、それぞれ周期的、反周期的境界条件を課す。また、式(1)の λ は結合定数を表し、自然単位系で質量の3乗の次元をもつ。典型的なエネルギースケールは $\lambda^{1/3}$ で与えられるので、 $T \ll \lambda^{1/3}$ が強結合領域ということになる。この系の内部エネルギーと温度は、重力側ではブラックホールの質量とホーキング温度にそれぞれ対応する。以下では、内部エネルギーと温度は $\lambda^{1/3}$ を単位にとって無次元化してあるものとする。

重力側の計算から、内部エネルギーは低温で

$$\frac{1}{N^2} E_{\text{gravity}} = 7.41T^{2.8} - 5.77T^{0.4} \frac{1}{N^2} \quad (2)$$

と振る舞うことが予想される。但し、 $O(1/N^4)$ の項は無視した。第一項は、超重重力理論におけるブラック 0-ブレーン解の熱力学的性質から得られる。第二項は、バルクに励起した閉じたひもに対する量子補正を摂動論的に取り入れて得られたものである。⁹⁾ 一般に n 次の量子補正が $1/N^2$ の n 乗に対応する。我々はゲージ理論側から式(2)、特に量子重力的な効果を表す $O(1/N^2)$ の項が再現できるかを調べた。

式(1)で表される理論の数値シミュレーションを行うにあたり、何らかの方法で力学的自由度を有限にする手続きが必要となる。我々は1次元の特殊性を生かして、超対称性と相性がよいと思われるフーリエ・モード切断の方法をとった。¹⁰⁾ 具体的には、ゲージ対称性を然るべきゲージ固定条件により完全に固定した上で、 t に依存する場を $X_i(t) = \sum_n \tilde{X}_{in} e^{i2\pi n t T}$ のようにフーリエ展開し、 $|n| \leq \Lambda$ のモードだけを扱う。こうしていくつかの Λ の値に対して得られた結果を用いて、 $\Lambda \rightarrow \infty$ への外挿を行う。

ここでは量子重力的な効果を表す $O(1/N^2)$ の項を見たいので、 $N=3, 4, 5$ といった小さな N をとる。これによって、 $N=17$ といった大きな N を扱っていたこれまでの研究^{11,12)} にはなかった技術的な困難が生じる。 N が十分大きいときは、 X_i の固有値の分布は有限の広がりをもっており、 N 個の D 0-ブレーンが安定な束縛状態を成していることがわかる。ところが N が小さくなると、この束縛状態が準安定になると考えられ、数値シミュレーションの途中で、 X_i の固有値が発散する現象が起こるようになる。我々は、準安定な束縛状態の内部エネルギーを評価する方法を新たに考案することで、この問題を克服した。

図2では、フーリエ・モード切断 Λ を無限大に外挿して得られた内部エネルギー (以下 E_{gauge} と書く) を、温度に対してプロットした。図中の曲線は、重力側から予想される振る舞いを表す。 T を十分小さくしていくと内部エネルギーが増加する傾向が見られ、その領域では比熱 dE/dT が負であることがわかる。このような振る舞いが可能なのは、準安定な束縛状態の内部エネルギーを計算しているからで

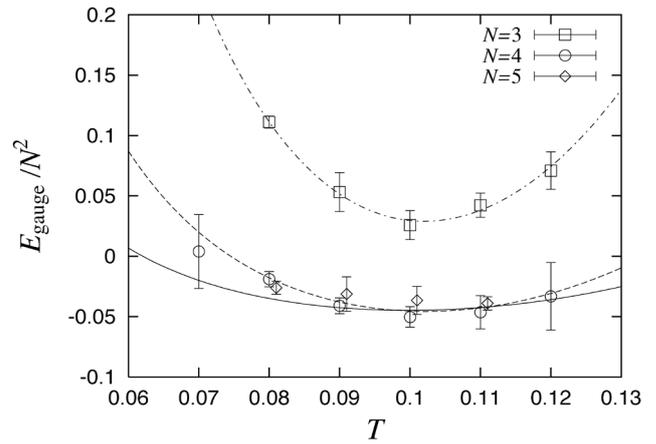


図2 準安定な束縛状態に対して得られた内部エネルギーを、温度に対してプロットした図。 $\Lambda \rightarrow \infty$ の外挿を行って得られた結果が、 $N=3$ (四角)、 $N=4$ (丸)、 $N=5$ (ダイヤ) に対して示されている。曲線は、重力側から期待される振る舞い (後述)。

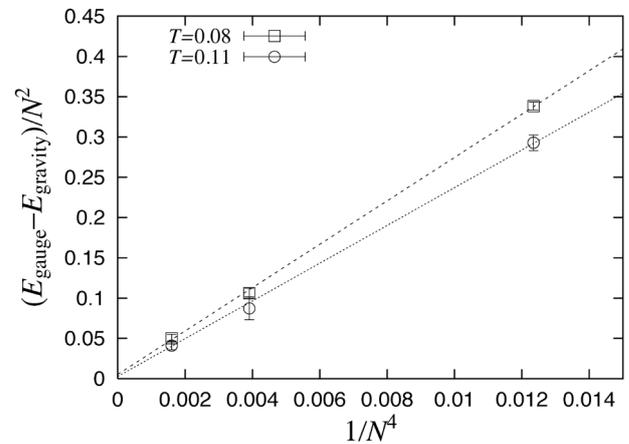


図3 $(E_{\text{gauge}} - E_{\text{gravity}})/N^2$ を $1/N^4$ に対してプロットした図。 $T=0.08$ (四角) と $T=0.11$ (丸) に対する結果が示されている。各 T に対して、データ点は原点を通る直線で良くフィットできる。

ある。また、小さい N に対して比熱が負になりうることは、重力側の解析⁹⁾ においても議論されている。^{*2}

図3では、 $T=0.08$ と $T=0.11$ において、 $(E_{\text{gauge}} - E_{\text{gravity}})/N^2$ を $1/N^4$ に対してプロットした。我々のデータは、原点を通る直線で良くフィットできている。これは、ゲージ理論側で得られた我々の結果が、確かに重力側で量子重力効果を含めて得られた式(2)と整合していることを意味する。同様の一致は、他の T の値でも見られた。

さらなるチェックとして、各 T における我々の結果を、 $E_{\text{gauge}}/N^2 = 7.41T^{2.8} + c_1/N^2 + c_2/N^4$ でフィットした。ここで c_1 と c_2 は T に依存した未知パラメタである。図4は、フィットで得られた c_1 の値を T に対してプロットしたものである。確かに $c_1 = -5.77T^{0.4}$ と良く一致している。 $O(1/N^4)$ の項

*2 実際、負の比熱が現れることは、量子重力的な効果の具体的な計算から、テスト粒子に対する斥力ポテンシャルとして理解できる。なおホーキング輻射の効果は、今考えているパラメタ領域では無視できるので、負の比熱の原因と考えることはできない。

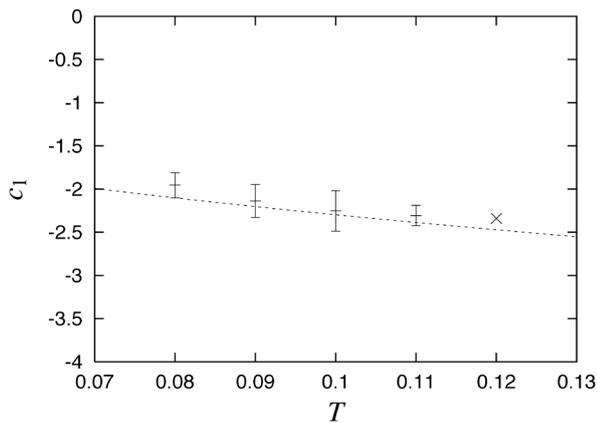


図4 $O(1/N^2)$ の項の係数である c_1 を T に対してプロットした図. 重力側の予言(点線) $c_1 = -5.77T^{0.4}$ と良く一致している. $T=0.12$ におけるデータ点に誤差がついていないのは, $N=3, 4$ に対応する2つのデータを用いて, 2つの未知パラメタを決めたためである.

の係数である c_2 については, 重力側からの予言として $c_2 = cT^{-2.6} + \dots$ (c は未知定数)が得られている. 実際 c_2 は, 例えば $c_2 = cT^{-2.6} + \tilde{c}T^p$ でフィットでき, $c=0.0340(11)$, $\tilde{c}=0.17(19) \times 10^6$, $p=4.30(52)$ が得られた.^{*3} このように, c_2 の温度依存性もまた, 重力側からの予言と矛盾していない. 図2に描かれた曲線は, 上で得られた未知パラメタの値を用いて $E_{\text{gauge}}/N^2 = E_{\text{gravity}}/N^2 + (cT^{-2.6} + \tilde{c}T^p)/N^4$ をプロットしたものである.

5. おわりに

本稿では, ブラックホールに対するホログラフィック原理を数値的に検証した最新の結果を紹介した. 特に, 式(2)における $O(1/N^2)$ の項がゲージ理論側で再現できたことは重要である. この項は, 重力側では閉じたひもに対する量子補正の主要項に対応する. このように, N が小さく, 重力側でブラックホールが古典的とは見なせない場合にも, ホログラフィック原理が成り立つことが示唆された例は他に類を見ない.

また重力側での量子補正の計算は摂動論に基づくものであり, $1/N$ 展開の形でしか実行できないが, ゲージ理論側は有限の N に対して計算可能であることに注意しよう. これは Maldacena 自身²⁾も指摘しているように, 有限の N に対するゲージ理論が, 曲がった時空上の超弦理論を非摂動的に定義している可能性を示唆する. 実際, 極低温では $1/N$ 展開が破綻し, 弦の非摂動効果が効いてくる結果, M理論⁸⁾の予言する11次元シュヴァルツシルト・ブラック

ホールへの転移が起こることが重力側から予想されている.³⁾ このような振る舞いをゲージ理論側で確認できるかどうかは, 今後の興味深い課題の一つである.

また, $N \times N$ の行列を力学的自由度としてもつ系の量子論から時空が創発するという描像は, ホログラフィック原理に限らず, 様々な文脈で現れる. 例えば, 行列模型を用いた超弦理論の非摂動的定式化¹³⁾では, (3+1)次元の膨張宇宙の創発が, 数値シミュレーションにより示唆されている.¹⁴⁾ 今後超弦理論に関連した様々な数値的研究により, 重力の量子論が新たな展開を見せることが期待される.

参考文献

- 1) J. Polchinski: Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4724.
- 2) J. M. Maldacena: Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231.
- 3) N. Itzhaki, J. M. Maldacena, J. Sonnenschein and S. Yankielowicz: Phys. Rev. D **58** (1998) 046004.
- 4) G. 't Hooft: gr-qc/9310026.
- 5) L. Susskind: J. Math. Phys. **36** (1995) 6377.
- 6) J. A. Minahan, *et al.*: Lett. Math. Phys. **99** (2012) 33.
- 7) M. Hanada, Y. Hyakutake, G. Ishiki and J. Nishimura: Science **344** (2014) 882.
- 8) T. Banks, W. Fischler, S. H. Shenker and L. Susskind: Phys. Rev. D **55** (1997) 5112.
- 9) Y. Hyakutake: Prog. Theor. Exp. Phys. **2014** (2014) 033B04.
- 10) M. Hanada, J. Nishimura and S. Takeuchi: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 161602.
- 11) K. N. Anagnostopoulos, M. Hanada, J. Nishimura and S. Takeuchi: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 021601.
- 12) M. Hanada, Y. Hyakutake, J. Nishimura and S. Takeuchi: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 191602.
- 13) N. Ishibashi, H. Kawai, Y. Kitazawa and A. Tsuchiya: Nucl. Phys. B **498** (1997) 467.
- 14) S. W. Kim, J. Nishimura and A. Tsuchiya: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 011601.

(2014年9月26日原稿受付)

Numerical Test of the Holographic Principle for Black Holes

Goro Ishiki, Jun Nishimura, Masanori Hanada and Yoshifumi Hyakutake

abstract: Einstein's general relativity is a classical theory of gravity, and hence it cannot be applied to the interior of a black hole due to the existence of a singularity. Based on the description of solitonic objects in superstring theory, which is a consistent theory of quantum gravity, Maldacena conjectured that the interior structure of a black hole can be described by a gauge theory in lower dimensions. This description may be regarded as a manifestation of the holographic principle. Here we test this conjecture by calculating the mass of a black hole in the corresponding gauge theory numerically. Our results agree well with the prediction from gravity theory including the leading quantum gravity correction.

*3 ここで \tilde{c} の値は大きすぎるように一見思えるが, T のべき p が大きいことに注意すると, ここで調べられた温度領域では両者の効果が相殺していることがわかる.

強いスピン軌道相互作用を持つモット転移系で見られる磁壁の金属性

藤岡 淳 (東京大学大学院工学系研究科)

上田健太郎 (東京大学大学院工学系研究科)

十倉好紀 (理化学研究所創発物性研究センター/東京大学大学院工学系研究科)

金属絶縁体転移は凝縮系物理学における最も劇的な現象の一つである。とりわけ固体内にひしめき合う電子がクーロン相互作用によって局在化するモット転移は、磁性、超伝導、光物性などの物性物理学の主要な課題とも深く関連して多くの研究者の関心を集めてきた。モット転移を駆動する基本的なパラメータは電子の局在性を強めるクーロン相互作用と波動関数の広がりを決める運動エネルギーである。遷移金属酸化物はモット転移を研究する恰好の材料群の一つであり、物性を担う d 電子の運動エネルギーを決める一電子バンド幅やバンドフィリングが化学的修飾、磁場・圧力・光などの外場によって容易にかつ精密に制御できる特長がある。3 d 、4 d 電子遷移金属酸化物では一電子バンド幅とクーロン相互作用のエネルギースケールが同程度であることが多く、高温超伝導、超巨大磁気抵抗効果、電荷軌道整列現象、巨大熱電効果など、通常の金属や半導体では見られない多様な現象がモット転移近傍で数多く見出されてきた。

上記の2つの他に電子物性に深く関わる物質パラメータとして相対論的なスピン軌道相互作用がある。半導体や金属の磁気伝導に関連して古くからその重要性が認識されてきたが、最近ではトポロジカル絶縁体をはじめとする新しいトポロジカル量子状態の発現の鍵を握っていることが明らかになってきた。3 d 、4 d 電子遷移金属酸化物では、通常、クーロン相互作用や一電子バンド幅より1桁以上エネルギースケールが小さいため、モット転移に関連した新しい電

子相の発現にはあまり重要ではないと考えられてきた。ところが、最近、5 d 電子遷移金属酸化物で、クーロン相互作用、一電子バンド幅、スピン軌道相互作用が同程度のエネルギースケールとなり、従来のモット転移と異なる様相が生じる可能性が指摘されている。具体的に述べると、反強磁性モット絶縁体相が常磁性金属相へとモット転移する過程でワイル半金属相と呼ばれる新奇なトポロジカル量子相が生じる可能性が理論的に予言された。この相の特徴は、バルクのフェルミ準位付近の電子状態がディラック型バンド分散となっており、バンドの特異点を反映した非自明な金属的エッジ状態が試料の表面に現れることである。

筆者らは、反強磁性パイロクロア型 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R =希土類元素) がモット転移する過程の電子状態を電荷輸送特性、テラヘルツ・赤外分光を用いて調べた。その結果、モット転移近傍でバルクの電荷ギャップがほぼゼロとなる絶縁体状態が生じ、電子的な界面である反強磁性磁壁上に電子散乱が極めて小さい金属的状态が生じていることを見出した。このような特徴は従来のモット転移系では見られず、相対論的なスピン軌道相互作用の効果が大きい5 d 電子系に固有のものと思われる。しかし、磁壁に生じた金属状態は有限のギャップが開いたモット絶縁体状態でも見え続けるなど、当初のワイル半金属モデルの予想とは反する点も明らかとなり、相対論的な効果が効いたモット転移の新しい枠組みの必要性が浮き彫りになりつつある。

—Keywords—

ディラック型バンド分散:
固体において電子状態を記述するバンド分散が、シュレディンガー方程式ではなく相対論的量子力学でスピン1/2の自由なフェルミオンを記述するディラック方程式で記述されるものを指す。

ワイル半金属:
時間反転対称性や空間反転対称性の破れた系で生じ得るトポロジカル電子状態の一種である。バルクの電子状態がギャップを持たないディラック型バンド分散となっており、その特異点で決まる非自明なエッジ状態が試料表面に生じる特徴を持つ。

1. はじめに

まず、本研究のキーワードであるワイル半金属について説明しよう。ワイル半金属は時間反転対称性や空間反転対称性の破れによってスピン縮退が解けた系で生じるトポロジカル量子状態である。2007年に村上によって固体中の電子系において見出される可能性が議論され、続いてWanらが強相関電子系のモット転移近傍で出現する可能性を理論的に指摘した。^{1,2)} Wanらは電子相関を平均場的に取り扱った密度汎関数法を用いてパイロクロア型イリジウム酸化物 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R = 希土類元素) の電子状態を計算し、反強磁性モット絶縁体相と金属相の間に、バンドギャップがゼロの反強磁性絶縁体 (半金属) が基底状態として現れることを示した。この状態では、図1に示したように伝導バンドと価電子バンドが「点」で交差するディラックコーン型のエネルギー分散が生じており、フェルミ準位がバンドの交差点に一致している。厳密な言い方ではないが、このバンド構造はグラフェンで見られる2次元ディラックバンド分散の3次元版と捉えることもできる。ただし、そのハミルトニアンは4状態で記述されるディラック方程式ではなく、以下に示す2状態で記述されるワイル方程式で記述されるものとなっている。

$$H = v_0 \cdot q_0 \mathbf{1} + \sum_{i=1}^3 (v_i \cdot q_i) \sigma_i.$$

ここで v_i , q_i , σ_i はそれぞれ電子の群速度, 運動量, 2×2 のパウリ行列の i 成分である。バンドの交差点はワイル点と呼ばれ, $c = \text{sgn}[v_1 \cdot (v_2 \times v_3)] = \pm 1$ で定義される掌性 (カイラリティ) を持ち, 異なるカイラリティを持つもので対生成または対消滅するという特徴がある。

さらに、ワイル点によって決まる非自明なエッジ状態がバルク試料の表面に生じるという際立った特徴がある。図1に示したように、この表面状態のフェルミ面はアーク形状になっており (フェルミアーク), その終点がバルクの運動量空間中にあるワイル点を表面ブリュアンゾーンに射影した点に対応している。バルクの電子構造が表面状態を決めているという特徴はトポロジカル絶縁体と共通であるが、その電荷ギャップがゼロである点や、時間反転対称性または空間反転対称性の破れによってスピン縮退が解けている点では異なっている。因みに、この特異な半金属状態

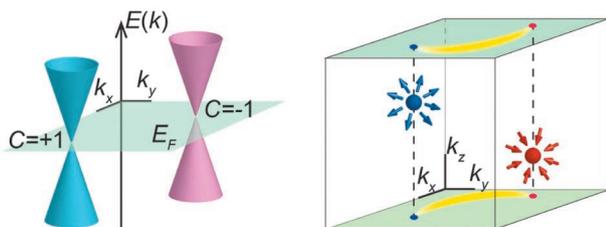


図1 左図はバルクのフェルミ面付近のディラックコーン型エネルギー分散の模式図。バンド交差点がワイル点に対応している。右図はバルクのワイル点と表面状態のフェルミ線 (フェルミアーク) の対応関係。放射状矢印の中心がワイル点を表す。

は、トポロジカル絶縁体の多層膜など様々な物質で生じる可能性が理論的に指摘されている。³⁾ 筆者らはパイロクロア型 $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R = 希土類元素) がモット転移する過程の電子状態を電荷輸送特性, テラヘルツ・赤外分光を用いて詳細に調べ、モット転移近傍で上述のような特徴を実験的に捉えることを目的として研究を行った。

2. パイロクロア結晶構造と電子物性

$R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ のフェルミエネルギー付近の電子状態は主に Ir $5d$ バンドから構成されており, おおまかな構造は酸素 O^{2-} イオンが6配位した IrO_6 クラスタ内での電子配置を考えることで理解できる。図2(a)に示したように Ir $5d$ 軌道は低スピン状態 $5d^5$ 配置となっており, 5つの価電子が3重縮退した t_{2g} 軌道を占有している。強いスピン軌道相互作用 (~ 0.5 eV) によって t_{2g} 軌道は4重縮退した $j_{\text{eff}} = 3/2$ 状態と2重縮退した $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンドへと分裂し, フェルミ準位付近の状態は主にサイトあたり平均1つの電子で占有された $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンドから成る。 $j_{\text{eff}} = 1/2$ バンドは比較的幅の狭いバンドを形成しており, 一電子バンド幅, 電子相関, スピン軌道相互作用が同程度のエネルギースケール (0.1-1 eV) となる状況が実現している。もう少し具体的に述べると, 結晶中では Ir^{4+} は図2(b)に示したような正四面体が3次元的につながった格子を形成しており, サイト間の $5d$ 軌道の直接的な重なりや O^{2-} イオンを介した混成によってバンド幅が決まっている。⁴⁾ この系は $R = \text{Pr}$ から Ho まで様々な希土類イオンで合成が可能であり, 希土類イオンの半径によって Ir-Ir 結合長や Ir-O-Ir の結合角が決まるため, その種類を選ぶことでバンド幅を実効的に制御することが可能である。⁵⁾ 図2(c)に様々な $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ における電気抵抗率の温度依存性の例を示す。 $R = \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Y}$ では温度低下と共に抵抗率が増大し, 絶縁体的であるが $R = \text{Pr}$ では低温に向かって抵抗率が減少する金属的振る舞いが見られている。その中間に位置する $R = \text{Nd}$ では, 高温領域では金属的であ

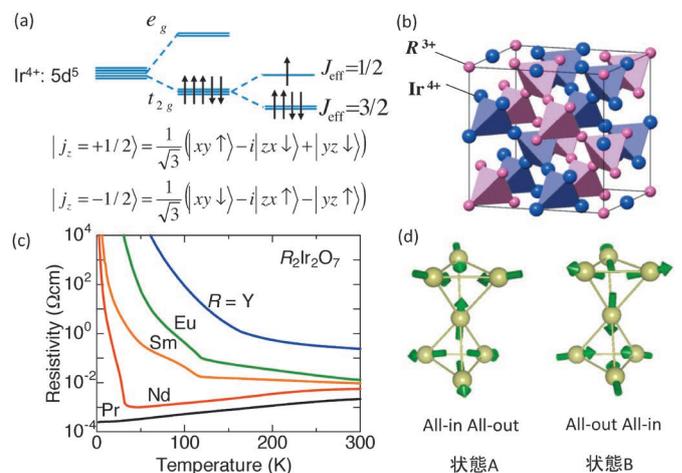


図2 (a) 低スピン状態 $5d^5$ 配置をとる Ir $5d$ 軌道の模式図。 (b) パイロクロア結晶構造の模式図。 O^{2-} イオンは省略してある。 (c) $R_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ (R = 希土類元素) における抵抗率の温度依存性。 (d) all-in/all-out型磁気構造の模式図。

るが、32 K 以下で抵抗率が急激に増大し、温度による金属絶縁体転移が生じている。磁化率の温度依存性も同じ温度で異常を示し、磁気転移が生じていることを示唆している。^{5,6)} $R=Eu$ における X 線散乱を用いた単結晶磁気構造解析によると絶縁体相では図 2(d) に示したように、Ir 5d モーメントが四面体の中心または外を向いている all-in all-out 型の反強磁性磁気構造が生じていることが報告されている。⁷⁾ モット転移近傍に現れるワイル半金属相の探索という観点からは反強磁性絶縁体相と常磁性金属 (半金属) 相の境界付近に位置している $R=Nd$ が最も有望そうである。本研究では、格子歪みによってではなく化学的修飾によってスピン軌道相互作用を実効的に変化させ、幅の狭い $j_{\text{eff}}=1/2$ に幅の広い $j_{\text{eff}}=3/2$ を混成させることで一電子バンド幅を精密に制御することを試みた。具体的には Ir^{4+} よりスピン軌道相互作用が小さく、且つ同じ d^5 電子配置を持つ Rh^{4+} で Ir を部分置換するという方法を試みた。

3. 金属絶縁体転移のダイナミクス

まず Rh をドーピングしていない試料の電子構造について触れておく。図 3(a) に室温以下の様々な温度で測定した光学伝導度スペクトルを示す。室温 (290 K) では 0.1 eV 以下で見られる光学フォノンによる鋭いピークを除いてエネルギー依存性が小さい平坦なスペクトル形状となっている。温度を下げていくと 0.3 eV 以下の領域のスペクトル強度が徐々に増加し、0.05 eV 付近をピークとした幅の広い吸収帯が現れる。さらに温度を下げていくとこの吸収帯のスペクトル形状は鋭くなり、5 K で約 50 meV 程度の光学

ギャップが開く。これは、この系が反強磁性秩序相では有限のギャップが開いたモット絶縁体であることを示している。図 3(b) に様々な Rh ドープ濃度における電気抵抗率の温度依存性を示す。ドーピングが増加していくと低温領域での抵抗率が減少し、 $x=0.10$ では磁気転移による異常が消失して低温まで常磁性金属状態であることが窺える。

図 3(c) に 5 K における各組成の光学伝導度スペクトルの低エネルギー領域の図を示す。ドーピングとともに吸収端がほぼ連続的に低エネルギー側にシフトして、 $x=0.02$ や 0.05 で光学ギャップがゼロになり、 $x=0.1$ では幅の広いドルーデ応答が見られている。以上のことから、Rh ドーピングによる実効的なスピン軌道相互作用の減少によって電荷ギャップがほぼ連続的に閉じ、モット絶縁体がゼロギャップの半導体 (または半金属) を経て金属へと移行変わっていることが窺える。

このような連続的な電荷ギャップの消失は 3d, 4d 電子のモット絶縁体ではあまり一般的ではない。例えば 3d 電子が主役となるモット転移系として知られる V_2O_3 では、モットギャップ (通常 1 eV 程度) より小さいエネルギースケールに「ギャップ内吸収」と呼ばれる吸収構造が生じてギャップが消失してゆく振る舞いが見られる。同様の振る舞いは 3d, 4d 電子系や有機系のモット転移の過程で数多く見出されている。これに対して本系は、絶縁体から金属に転移する際に、元々小さいエネルギースケールのモットギャップが徐々に閉じて行き、最終的に強相関金属相へと転移している。このような変わった電荷ダイナミクスはどのようなモデルで説明できるのだろうか。筆者らは、本系で見られた連続的なギャップの消失過程を説明できる仮説の一つとして、Wan らが提唱したワイル半金属がモット転移の近傍で生じた可能性があると考えている。すなわち強相関金属-ワイル半金属-モット絶縁体の逐次相転移が生じているという可能性である。ワイル半金属相では光学ギャップがゼロで吸収端付近の光学伝導度スペクトルがエネルギーに対して線形になる ($\sigma(\omega) \propto \omega$) 振る舞いが数値計算によって予測されており、ここで見られた振る舞いと定性的なレベルでは矛盾しない。⁸⁾ これらの点で、上述の電荷ダイナミクスには「ワイル電子」が示す特徴が現れていると言えるが、モット転移近傍でワイル半金属が出現していることをさらに明白に実証するためには、ワイル点を持つ線形バンド分散やそれと結合した表面状態を実験的に観測することが必要である。

4. 磁壁に生じた金属的状态

それでは、ワイル半金属のもう一つの特徴であるエッジ状態はどのようにすれば実験的に見出すことができるだろうか。筆者らは反強磁性バルク試料中に自然に生じる磁壁を一種の電子的な界面と捉え、そこに生じるエッジ状態の観測を試みた。⁹⁾ 本系の反強磁性秩序には図 2(d) に示したように 2 通りの状態があり、これらはマクロな大きさを持

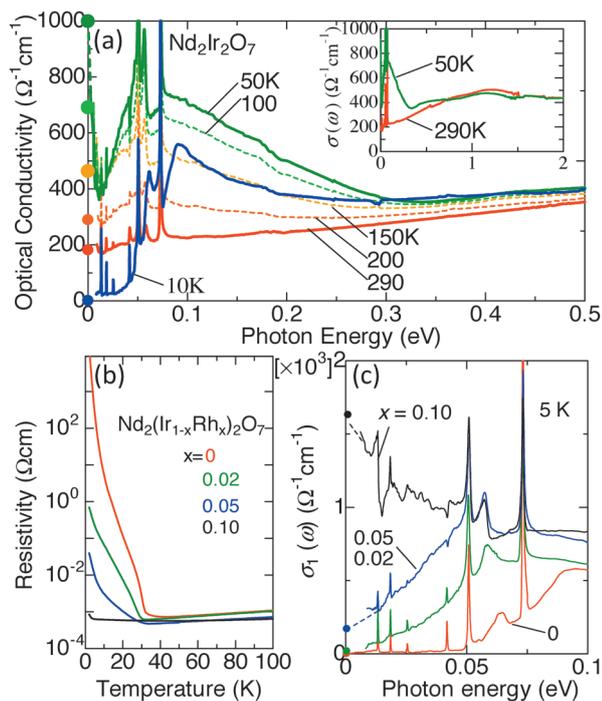


図 3 (a) $Nd_2Ir_2O_7$ における 300 K から 10 K までの光学伝導度スペクトル。(b) $Nd_2(Ir_{1-x}Rh_x)_2O_7$ における抵抗率の温度依存性。(c) 5 K で測定された $Nd_2(Ir_{1-x}Rh_x)_2O_7$ における光学伝導度スペクトル。

つバルク試料中でドメイン構造を形成する。便宜上これらの2状態を持つドメインをAドメインまたはBドメインと呼ぶことにする。反強磁性体では一般的に2つの状態は磁場下でもエネルギー的に縮退しており、外部磁場によってドメインを整列させることはできないが、本系ではパイロクロア結晶格子の特異な構造を反映してドメインを揃えることが可能である。¹⁰⁾

図4(b)に様々なドーピング濃度における電気伝導度の温度依存性を示す。測定は磁場ゼロの下で行ったが、試料中に生じる磁壁の数を変えるために、2通りの冷却過程のもとで測定を行った。一つはゼロ磁場下で冷却した場合で、もう一つは磁場下で試料を予め冷却しておき低温で磁場をゼロにした場合である。前者の場合にはドメインが整列していない状態 (untrained 状態) ができ、後者の場合にはどちらかのドメインに整列した状態 (trained 状態) が作り出される。図から明らかなように低温で untrained 状態の方が trained 状態よりも電気伝導度が高くなっている。図4(a)に untrained 状態の電気伝導度を trained 状態のもので規格化したものをプロットした。反強磁性秩序相において untrained 状態の方が trained 状態よりも電気伝導度が高くなっており、常磁性金属相で差がほとんど消失していることが窺える。

磁場によって磁気ドメインが整列していることは図4(c)に示した磁気抵抗曲線のプロファイルからも窺える。測定の前に予め試料をゼロ磁場下で4 K ($< T_N$) まで冷却して untrained 状態にして置き、(1) +14 T まで磁場を走査する過程 (2) 続いて +14 T から -14 T へ磁場を走査する過程 (3) 続いて -14 T から +14 T へ磁場を走査する過程で抵抗率の測定を行った。磁場印加によって trained 状態になると磁場をゼロに戻しても抵抗率は元の値の1桁以上高い値を示していることが分かる。また、磁気抵抗曲線は左右非対称となっており、磁場についての反対称成分が含まれていることを示している。磁場についての反対称成分をプ

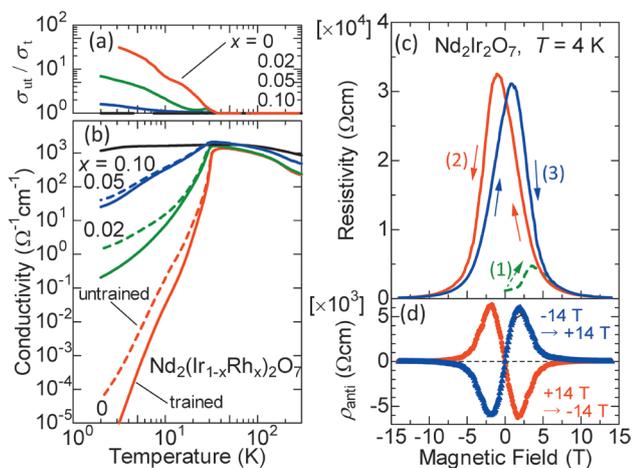


図4 (a) $\text{Nd}_2(\text{Ir}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{O}_7$ の untrained 状態の電気伝導度 (σ_{un}) を trained 状態の電気伝導度 (σ_t) で規格化したもの。 (b) trained 状態と untrained 状態における電気伝導度。 (c) $\text{Nd}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ における 4 K の磁気抵抗曲線。 (d) 磁気抵抗曲線の磁場に関する反対称成分。

ロットしてみると図4(d)に示したように過程 (2) と過程 (3) で符号が反転していることが分かる。有馬はパイロクロア結晶が示す all-in all-out 型反強磁性状態は磁気八極子の強的な秩序とみなすことができ、その A 状態と B 状態で誘電率 (電気伝導度) の磁場に対する反対称成分が逆の符号になることを指摘している。¹⁰⁾ したがって過程 (2) と過程 (3) で符号が反転していることから、磁場を正負に掃引することで磁気ドメインが整列し、2つの状態が切り替わっていると言える。換言すれば、磁場の印加によって試料中に存在する磁壁の数を磁場によって制御できていることを示している。以上の点を踏まえると、反強磁性絶縁体相ではバルクは絶縁体的であるにも関わらず磁壁は金属的であるため、マルチドメインの場合に試料のマクロな電気伝導度が高くなっていると考えらるとつじつまが合いそうである。このような振る舞いは金属相を除くゼロギャップ半金属状態、モット絶縁体状態の試料全般に見られていることを付記しておく。

それでは、磁壁に生じる高い電気伝導度を示す状態とは一体どのような状態であろうか。筆者らは磁壁に生じた金属電子の応答を観測するために光学伝導度スペクトルを調べた。Rh をドーピングしていない試料では低温で 50 meV 程度の電荷ギャップが開いており、それよりも十分小さいエネルギー領域ではバルク電子による応答は無視できるため、磁壁の金属電子の応答 (ドルーデ応答) が観測可能である。図5(a)に trained 状態と untrained 状態におけるテラヘルツ領域の光学伝導度スペクトルを示す。untrained 状態における光学伝導度スペクトルの方が trained 状態におけるものよりも高いスペクトル強度を示している。両者の差分 ($\Delta\sigma(\omega)$) を磁壁の電子からの寄与とみなし図5(b)に示した。光学伝導度の実部 $\Delta\sigma_1(\omega)$ は光の入射エネルギーに対して単調に減少する金属特有のドルーデ応答を示している。

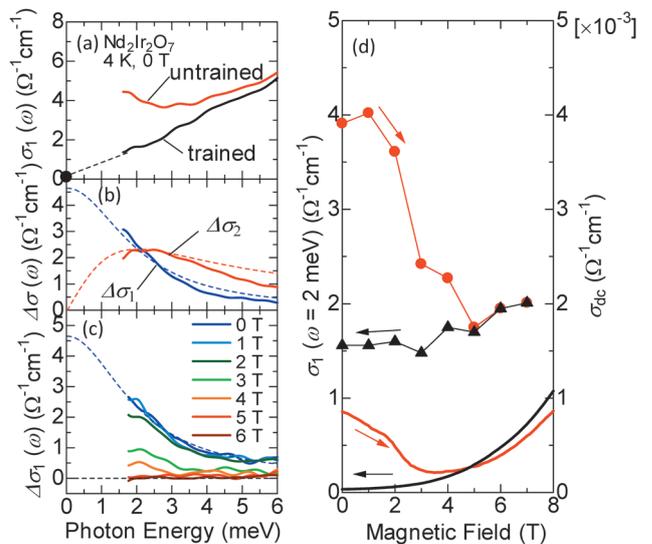


図5 (a) trained 状態と untrained 状態における光学伝導度スペクトル。 (b) 複素光学伝導度の差分スペクトルの実部 [$\Delta\sigma_1(\omega)$] および虚部 [$\Delta\sigma_2(\omega)$]。 (c) $\Delta\sigma_1(\omega)$ の磁場依存性。 (d) 2 meV における光学伝導度 [$\sigma_1(\omega = 2 \text{ meV})$] の磁場依存性。実線は直流電気伝導度を示している。

様々な磁場の強さの下での $\Delta\sigma_1(\omega)$ を図 5(c) に示した。2 T 以下ではほとんど変化が見られないが、3 T 以上で 5 meV 以下の低エネルギー領域のスペクトル強度が大きく減少していることが読み取れる。図 5(d) に 2 meV における光学伝導度 $[\sigma_1(\omega=2 \text{ meV})]$ を磁場に対してプロットした。 $\sigma_1(\omega=2 \text{ meV})$ は 3 T 以上の磁場領域で減少し、一度 7 T まで印加した後に磁場をゼロに戻すと元の値より小さくなっている。この振る舞いは定性的に直流電気伝導度の磁場依存性と一致しており、ドルーデ応答が磁壁に起因していることを示している。因みに図 5(b) に示した光学伝導度スペクトルの虚部 $[\Delta\sigma_2(\omega)]$ のピークから伝導電子の緩和時間が 2 ピコ秒程度であると読み取れ、電子散乱が極めて小さい金属状態が磁壁に生じていることが窺える。このような磁壁のドルーデ応答はモットギャップが 0.3 eV 程度ある $\text{Dy}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ では見られず、金属的磁壁はモット転移近傍に特有の現象であると言える。

それでは、磁壁に生じる金属状態の起源は一体何なのだろうか。Wan らが当初示したワイル半金属の枠組みでは、ワイル点が消滅してしまったモット絶縁体相ではエッジ状態は現れないはずであり、ここで観測された金属状態がワイル半金属のエッジ状態であると直ちに結論することはできない。しかし、最近の理論計算では、モット絶縁体相でもギャップの大きさが小さければワイル半金属のエッジ状態の名残りのような状態が磁壁に生じる可能性が指摘されており、本研究で見られた振る舞いとつじつまが合っている。^{11,12)} この風変わりなエッジ状態の起源については、実空間観測を用いた電子状態の直接観察など取り組むべき課題が多く残されているが、従来のモット絶縁体では見出されなかった相対論的強相関電子に固有の新しい物性であると言えるだろう。

5. おわりに

固体中の相対論的電子による量子現象は、グラフェンやトポロジカル絶縁体など一電子近似がよく成り立つバンド絶縁体や半導体で主に見られてきたが、強相関電子系におけるモット転移近傍にも風変わりなバルク電子の電荷ダイナミクスや磁壁に生じる金属状態という形で現れることが

一連の実験から明らかとなってきた。近年は、磁性体や超伝導体における相対論的電子が示す集団量子現象や量子伝導に強い関心が集まってきており、本稿で紹介したような電子秩序ドメインの界面としての磁壁におけるエッジ状態は、強相関電子が作り出すトポロジカル量子状態の一面を捉えていると考えられる。磁壁の持つ機能性はスピントロニクスの分野においても重要な課題の一つであり、エッジ状態を利用した磁気伝導の制御など応用の観点からも今後発展が期待される。

本研究は高橋陽太郎准教授、鈴木健士博士、石渡晋太郎准教授、田口康二郎博士、川崎雅司教授との共同研究であります。ここに各氏に感謝申し上げます。

参考文献

- 1) S. Murakami: *New. J. Phys.* **9** (2007) 256.
- 2) X. Wan, *et al.*: *Phys. Rev. B* **83** (2011) 205101.
- 3) A. A. Burkov and L. Balents: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 127205.
- 4) W. Witczak-Krempa, *et al.*: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 155101.
- 5) K. Matsuhira, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 094701.
- 6) K. Ueda, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 136402.
- 7) H. Sagayama, *et al.*: *Phys. Rev. B* **87** (2013) 100403(R).
- 8) P. Hosur, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 046602.
- 9) K. Ueda, *et al.*: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 075127.
- 10) T. H. Arima: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 013705.
- 11) Y. Yamaji and M. Imada: *Phys. Rev. X* **4** (2014) 021035.
- 12) B. J. Yang and N. Nagaosa: *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 246402.

(2014年11月26日原稿受付)

Anomalous Metallic Magnetic Domain Wall in Mott Transition System with Strong Spin-Orbit Coupling Jun Fujioka, Kentaro Ueda and Yoshinori Tokura

abstract: We report on the variation of bulk electronic state and charge transport property upon the metal-insulator transition in the pyrochlore-type iridate $\text{R}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$, which is a correlated electron system with the strong spin-orbit coupling. We have identified a metallic bound state emerging at the magnetic domain wall in Mott insulating phase on the verge of Mott transition. Interestingly, the charge gap of bulk is nearly zero on the verge of Mott transition. The results can be interpreted in terms of the emergence of Weyl semimetallic state in-between the Mott insulating phase and metallic phase in this class of correlated electron system with strong spin-orbit coupling.

鉱物といふもの

浜根大輔 〈東京大学物性研究所〉

物理学会誌上においてペロブスカイトやスピネルなどの単語は頻繁に登場し、これらは読者にとって比較的なじみが深い単語である。しかし、その単語が本来何を意味しているかを知っている読者はいるだろうか。いや、そもそもこれらの単語がいつどのようにして生まれ、どうやってそれが認知されるのか。結論から言うと、これらの単語は「鉱物」という物質の名前であり、国際鉱物学連合が学術的に公認する。ここでは、鉱物とは何か、そして、新たに発見された鉱物が学术界で公認・公表される過程などを、自身の経験を例に挙げながら話題として提供する。鉱物研究の意義や面白さ、鉱物の魅力についても少し触れてみたい。この拙文や写真から鉱物といふものをわずかでも感じ取っていただけたら幸いである。

1. はじめに

鉱物を解説するために冒頭に少々堅苦しい言葉を使わせてもらう。鉱物には定義がある。すなわち「鉱物」とは自然界に存在する物質のうち「地質作用で生じる、一定の化学組成と結晶構造を持つ固体物質」のことを指す。宇宙が誕生し、星々が作られ、地球が生まれ、大地や海ができて今の姿になる、その過程（地質作用）で生まれたのが鉱物という物質である。ただこの定義から読者は現実的なモノを想像することはできないだろう。では実際に世の中に存在する鉱物の大多数はどういったモノであろうか。それは「石」、正確にはその石の中身である。山や川に転がっている石や建物に使われている石材など、目にはしているが脳裏に記憶されない、そういったモノを一度よく見てほしい。ただの石と認識していた物体は観察すると小さな粒の集合であることが分かるだろう。そう、その一粒が鉱物なのだ。例えば私が所属している物性研究所の看板の台座は山から切り出してきた石から作られており、拡大すると色や質感の異なるいくつかの粒が認識できると思う（図1）。これらは石英・長石・雲母という鉱物である。鉱物の大多数はこのように石の構成物として振る舞い、この状態では人々の目を引くことはない。ところが、その一粒が自由に成長できる地質環境では鉱物は本来の姿を取り戻し、たちまち人々を魅了する。看板の中ではなんとも冴えない石英であるが、のびのび育つ地質環境では瑞々しい結晶になる（図2）。色も鉱物の特徴のひとつであり、三原色はもちろんのこと虹色を呈する鉱物すら存在する（図3）。鉱物そしてその結晶は時に芸術作品のようであり、その姿には感動すら

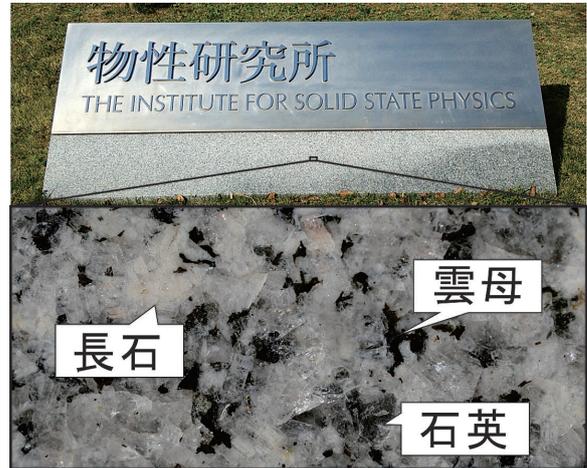


図1 物性研究所の看板とその台座。台座は山から切り出してきた「花崗岩（かこうがん）」という石であり、その石は主に石英・長石・雲母という鉱物で構成されている。



図2 石英の結晶（通称：水晶）。 SiO_2 組成で三方晶系の鉱物。結晶内に取り込まれた気体が結晶面で囲まれており、このようなものを「負晶（ふしょう）：Negative crystal」という。この水晶は島根県隠岐の島 焼火山で見つけた。

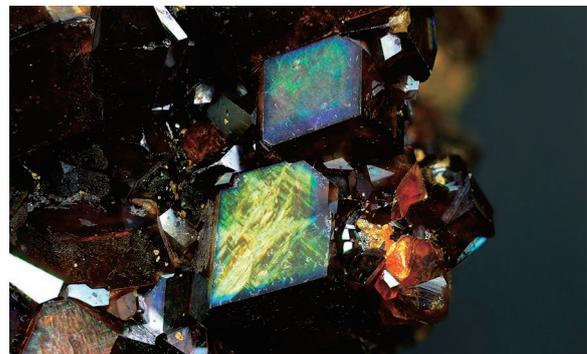


図3 遊色効果（イリデッセンス）を示すアンドラダイトの結晶。 $\text{Ca}_3\text{Fe}_2(\text{SiO}_4)_3$ 組成で立方晶系の鉱物。ガーネットの一種で、このような虹色の色彩を持つものを「レインボーガーネット」と言う。写真は奈良県天川村で見つかったもの。

覚える。それと同時に、それぞれなぜこんなに色や形が違うのだろうという疑問がふと頭をよぎる。鉱物というのは手に取るだけ、そして見るだけでもこういうシンプルな「なぜ」を惹起させる存在でもあり、それは科学への興味につながる大切な「なぜ」だと思う。そして、子供の頃に見つけた鉱物への感動が種となり大輪の花が咲いたという話がある。2014年のノーベル物理学賞を受賞した赤崎勇さんは子供の頃に鉱物に魅せられ、それがきっかけとなり研究者になったという話である。今回は物理学誌で鉱物の話題を提供する良いタイミングかもしれない。さあ、鉱物といふものを語ろう。

2. 鉱物種とその新種

冒頭にあげたペロブスカイトやスピネルの他に、読者はどのくらいの種類の鉱物を知っているだろうか。最近の物性分野で注目されている物質の一部にはボルボサイトやベシニエイトなど珍しい鉱物の名前を見かけることがあるが、それだけであろうか。ここでは鉱物の種類や新発見の鉱物が世に認められる過程を解説する。そのためには鉱物とは何かという本質にもう一度立ち戻ってみる必要がある。

鉱物は「一定の化学組成と結晶構造」を持つ物質である。それはつまり化学組成と結晶構造を基準に個々を区別することが可能ということであり、個々は分類学上の「種(しゅ)」という基本単位となる。この化学組成と結晶構造に依った分類法を用い、現時点では約5,000種の鉱物が知られている。そして、研究が進み、これまでに知られていなかった新しい鉱物が発見されることがある。そう、新種である。地球を「未解読の古文書」にたとえると、鉱物は「単語」、化学組成と結晶構造は単語を構成する「文字」とみなすことができ、新種の発見とは古文書解読のための重要なキーワードが見つかることに他ならない、そういった非常に重要な出来事なのである。そして、新規で学術的に重要な事象というのは、論文という形式で世間に公表されるのが学術界の常であり、鉱物の場合でも最終的には論文は出版されなくてはならない。しかし、鉱物の新種の場合は論文に先立って必要なワンステップがあり、それは同じ新種でも生物の場合ではみられない独自の内容となっている。それでは新種の鉱物はどのように世に出るのだろうか。

鉱物の新種には厳密なルールが存在している。鉱物の新種は「国際鉱物学連合(International Mineralogical Association)」の「新鉱物・命名・分類委員会(Commission on New Minerals, Nomenclature and Classification)」において審査を受け、その承認を得る必要がある。新しい化学組成・結晶構造を持つ鉱物を見つけたとしたら、その地質作用や科学的根拠、鉱物の性質などを明記した申請書を委員会へ提出する。申請の際に名前(学名)も申請者らが提案し、その理由も明記する必要がある。そして、名前は厳格である場合が多い。地名・人名(献名が多い)・特徴的な外観・化学組成などに由来するものが多く、一部の鉱物グループには

命名規約が存在し、一意に名前が決まることがある。ほとんどの場合はギリシャ語で「石」を意味する「ite」や「lite」を名前の最後につける。また、申請者らの名前をつけてはいけないというルールも存在しており、命名は自由自在というわけではない。委員会は提出された申請書に基づいて鉱物と名前(理由を含む)を数カ月かけて審査し、承認可否の判断を下す。承認通知が届いたらおめでとう、新種の誕生である。新種誕生のニュースはMineralogical Magazineという学術誌で発表され、名前・化学組成・結晶構造(空間群、格子定数、主要なX線回折線)が公開される。ただしそこがゴールではない。最終的には新種に関する学術論文を書く必要があり、それには「承認から2年以内」という期限が設けられている。期限が守られない場合、承認は取り消され申請者のプライオリティも失効する。

世界全体を見渡すと約5,000種の鉱物が登録されており、最近では年あたり100種ほどのペースで新たな種が見つかっている。日本からはこれまでに1,200種あまりが知られ、そのうち日本からの発見が世界初となる鉱物は135種。私もこれまでに16種の発見に貢献してきた。そして、自然の中に眠る未だ見ぬ新種の鉱物(新鉱物)を発見するというのは、誰しもが子供の頃に夢見た宝探しを現実で行っているような、そんな感覚でもある。次章では自身の経験を例にして、新鉱物誕生のエピソードをひとつ紹介しよう。

3. 新鉱物誕生ノ物語、佐田岬半島編

四国の最西端に位置する日本一細長い半島となる愛媛県佐田岬半島は、ほぼ全体がささくれ立った緑の岩肌からなるリアス式海岸となっており、高台から眺望する景色は実に風光明媚。2014年ノーベル物理学賞受賞者の一人である中村修二さんはこの佐田岬半島の「大久(おおく)」という地域が生誕地で、受賞は現地の人々にとっても大変喜ばしいニュースとなった。そして、ここから先は石のお話。実はこの大久から新鉱物が誕生していたのである。

2013年春、調査の足を佐田岬半島に伸ばしたどり着いたのは大久という地域で、漁港から西には砂利浜が広がっている。遠くには切り立った岩が林立しており、そのあたりの海岸を調べることにした。野外調査を主とする鉱物研究者は、石の表面や内部の観察から含まれる主要な成分を推定する訓練を受けていて、大久海岸の石には銅とマンガン成分が含まれていると判断できた。また、野外にある石というのは太陽光・風・水などの影響をうけて徐々に変質しており(風化)、風化には物質の移動や化学反応が伴われる。そして、銅とマンガン両方の成分を含む石が海水の影響をうけて風化するという環境はこれまでに聞いたことがなかった。そうなるとう新種もしくは珍しい鉱物が見つかるかもしれない。そんな期待を胸に調査を開始してまもなく苔のように集合する緑色の鉱物が見つかる。しかしそれはとりわけ珍しいものではなく、銅を含む石には比較的よく見られる「アタカマ石」という鉱物に思える。そして、

それ以外はさして目につくものはなく、いくばくかの失望感を覚えながら調査を終え帰途についた。

持ち帰ったアタカマ石を実体顕微鏡で観察して驚いた。肉眼ではまったく苔のようであった鉱物は、拡大してみると何とも美しかったのだ(図4-6)。針状結晶が花のように集合し、よく見ると六角形の粒も傍らに点在しており、それらが樹状に集合した造形はまるで佐田岬半島の荒々しい形状をなぞったかのようなのである。当初はその造形のすばらしさに感動するのみであったのだが、目が慣れてくるにつれだんだん違和感を覚えてくる。見覚えのあるアタカマ石とはなんだか違った印象を受けるのである。

アタカマ石とは銅・塩素・水酸基からなる深い緑色が特徴的な鉱物で、南米チリのアタカマ砂漠から最初に見つかった(図7)。それ以降は海岸付近の銅を含む石などからもよく見いだされている。私はそういった普遍的な鉱物を幾度も観察して、数値や文字などでは表現しきれない様々な印象を脳裏に刻み込むよう心がけている。一目見てすぐに新種と判断できることはほぼ無いが、ちょっとしたことから新種の可能性に気づくことはできる。そのために些細なことでもなるべく多くを知っておきたい。すなわち、お宝(新鉱物)を発見するにはお宝以外のものを普段から観察することが重要だと考えている。ルイ・パスツールの言葉を借りれば「偶然は準備のない者に微笑まない」という心構えになろうか。



図4 伊予石の放射状集合。MnCuCl(OH)₃組成で単斜晶系の新鉱物。このような放射状の集合を指して菊花状集合とも言う。

さて、大久の鉱物は産出状況やぱっと見はアタカマ石と判断する条件は整っていた。しかし、アタカマ石とはなんとなく質感が異なる。特に色。大久の鉱物はアタカマ石にしては色が淡いのだと気がついた。アタカマ石の緑は銅由来しており、含まれる銅が少なればどうなるかな。ふとそんな考えが頭をよぎり、そうだマンガンだ、と改めて思い当たる。そこで慎重に結晶をピックアップして組成分析をしてみると、緑花・六角粒ともにアタカマ石同様の化学量論比ながらも銅が少なく、かわりにマンガンが多量に含まれていた。最終的に結晶構造も調べてどちらも新種に相当することが判明したのである。

新鉱物の申請書には化学組成と結晶構造をはじめ、他の様々な特徴を記すと共に、名前(学名)も著者らが提案することができる。そしていつものことながらこの名前というのが悩ましい。名前は理由も含めて審査されるため、多くの人になるほどと納得できるものにする必要があり、人名・地名をつけるのが定番となっている。そして、まずは人名から候補を考えてみるのだが、二つということもあってなかなか良い候補が思い浮かばなかった。もし本鉱物が青ければ展開は違ったかもしれないが、では地名ならどうか。地元の人々は佐田岬半島を指して「三崎」と呼び、大久が面している海には「三崎灘」という名前がついている。そして佐田岬半島はせいぜい2-3キロの幅しかなく、反対側の海を「伊予灘」という。「伊予」、それは愛媛県の旧国



図6 伊予石と三崎石が織りなす造形。デンドライト状に発達した伊予石結晶の先端に三崎石が生じている。



図5 三崎石の結晶。Cu₃Mn(OH)₄Cl₂組成で三方晶系の新鉱物。六角形が典型で伊予石よりもやや緑色が強い。



図7 アタカマ石の結晶。Cu₂Cl(OH)₃組成で斜方晶系の鉱物。南米チリのアタカマ砂漠で最初に見発見された。写真はアタカマ砂漠から産したもの。

名でもある。なんだか見えてきた。今回の新鉱物は二つで、それらの生成には明らかに海水が関わっている。産地を佐田岬半島として見ると半島は伊予灘・三崎灘というペアとなる海に囲まれており、伊予・三崎という名は古くから人々にもなじみが深く、産地・地域の通称でもある。もう決まりである。海そして地名(通称名)を由来にして、二つの新鉱物をそれぞれ「伊予石(学名: Iyoite)」「三崎石(学名: Misakiite)」と名付けることにした。申請書は2013年11月に提出され、2014年2月には二つの新鉱物は無事に承認された。新鉱物に該当する化学組成・結晶構造を持つ物質は先に合成の例があることもしばしばだが、伊予石・三崎石に相当する合成物はまだ知られていない。基本データは *Mineralogical Magazine* で公開されており、¹⁾ 詳細を知りたい方は引用先を参照いただきたい。あとは期限内に論文を投稿する必要がある。

今回の研究を開始してからも地質環境の詳細を調べるために何回か現地を訪れているのだが、そのたびに海岸のカタチが変わっていたことを覚えている。そう、天然の地質作用とは現在進行形であり過ぎた時点に立ち戻ることはできない。特に風化の進行は速く、ある時空の断面に出会えるかどうかはもう完全に「運」しだい。もしあのタイミングで訪れなかったら新鉱物は誕生しなかっただろうと、本当にそう思う。佐田岬半島で邂逅した新鉱物たちは、自然とのやりとりはつねに一期一会であることを教えてくれた。

4. 解題

最後に冒頭に挙げたペロブスカイトおよびスピネルを解題しておく。ペロブスカイト(学名: Perovskite)はロシア人科学者のL. A. Perovski (1792-1856)にちなんで命名された CaTiO_3 の化学組成を持つ斜方晶系の鉱物を指し、日本でも見つかっている(図8)。そして、スピネル(学名: Spinel)はラテン語で「小さく尖る」を意味する「*spinella*」にちなんで命名された MgAl_2O_4 の化学組成を持つ立方晶系の鉱物のことである(図9)。このように鉱物名とは固有名詞であり、その固有名詞は「天然物・化学組成・結晶構造」の一式を内包する非常に便利な単語である。ただし、それ故に厳密には天然でなければそれは鉱物ではなく、化学組成や結晶構造が異なればそれは別の鉱物となることには注意が必要である。その視点からすると、鉱物学とそれ以外の分野、特に合成物を研究対象とする分野との間で鉱物名の用法が相容れないことがある。分野をまたいでも意味が通じ合うようにするには、鉱物に該当する合成物を記述する際の初出には「合成」と前置詞を置くことや、鉱物名を物質名として扱うときには例えば「ペロブスカイトは鉱物名であるが、ここでは関連構造を有する物質のことをペロブスカイトと称する」などの前置きをするのが良いかもしれない。いずれにしても読者はこれからも論文だけでなく、普段の生活においても鉱物名を見かける機会があることだろう。もし次にその機会に遭遇したら、気づいたら、

話題 鉱物といふもの

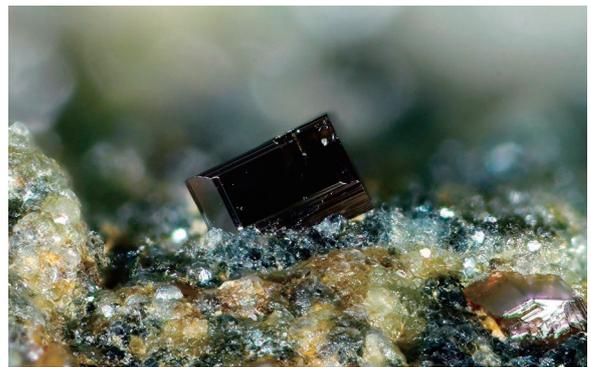


図8 ペロブスカイトの結晶。 CaTiO_3 組成で斜方晶系の鉱物。立方~直方体、もしくは八面体結晶が一般的で、写真の標本は高知県いの町成山で見つけた。



図9 スピネルの結晶。 MgAl_2O_4 組成で立方晶系の鉱物。写真は埼玉県秩父市秩父鉱山から見つかった青色の八面体結晶。

少しだけ名前の意味を調べてみるといい。案外おもしろい知見が得られるかもしれない。

5. おわりに

今回は鉱物とは何かという解説と新種にまつわる小話を紹介した。いかがだったであろうか。物理学者から見るとこの内容、特に発見の小話には非科学的に思える箇所もあるだろう。それでも自然を相手にする研究はタイミングに左右され、特に新種の発見は偶然による導きであることがしばしばである。ただ、それ故にロマンなのだ。今回は写真も多く掲載してもらった。本文はともかくも写真だけでもちょっと覗いてもらって、どんな印象でもいいから鉱物を見て何かを感じてもらえたらうれしい。きれい、不思議、もっと見たい、そのほか何だっという。あなたが鉱物に感じたその印象が、あなたにとっての鉱物の魅力となるだろう。

参考文献

- 1) D. Nishio-Hamane, *et al.*: *Mineralogical Magazine* 78 (2014) 549.

非会員著者の紹介

浜根大輔氏： 物性研究所電子顕微鏡室の技術職員。専門は鉱物科学。各種電子顕微鏡技能向上のために未知の鉱物や物質の同定を研究テーマにしている。

(2014年11月20日原稿受付)

電子ジャーナルの平等アクセス実現のための3つの提言

石田 武和 (物性グループ物性委員会, 大阪府立大学)

1. はじめに

その昔、製本された学術雑誌や単行本を求めて大きな大学の図書館へ、調べ物のため泊まりがけで出かけたという話を聞いたことがあります。学術情報が我が国に重層的に蓄積されていくことが価値だった時代でした。そこに行かないと閲覧ができない制約があり、大容量の書架を備えた図書館という空間が提供する閲覧サービス、貸出サービス、複写サービスは大きな価値があったのです。図書館の蔵書の冊数や学術雑誌のタイトル数がステータスにもなっていました。ところが学術情報が電子化されることで、図書館空間の多くはサイバー空間へと移管され、研究者と学術情報とのつきあい方が変化してきました。図書館へ行かないで論文を閲覧する新しいスタイルが生まれ、研究者が基幹的な学術情報へ平等にアクセスできる可能性がでてきたのです。

大学は、教育と研究の成果を公開して、知識と技術を社会に還元しようと努めています。研究成果が論文として掲載される学術雑誌は、研究者が学術情報を発信し、受信することで、時代を超え国境を越えて共有され、学術情報資産となっていきます。学術雑誌は、研究機関と社会の人々や納税者をつなぐ重要なコミュニケーション手段にもなります。

21世紀になると、この学術雑誌の電子出版化が急速に進み、購読契約やアクセス権が確保できていれば、世界のどこにいても、最新の情報を共有することができる時代が訪れました。学術文献の電子情報は、出版社や学会の出版部門に電子データとして蓄えられ、インターネット経由でダウンロードして閲覧します。しかし、購読契約型の電子ジャーナルの論文閲覧は研究者の所属する研究機関が出版社や学会の出版部門と購読契約ができた場合に限定されるため、全ての研究者が同程度のアクセス環境を得られているわけではありません。学術情報へのアクセスが便利になり、研究者の競争も加速度的に厳しくなると、学術情報アクセス環境の著しく劣る環境に身を置く研究者は学術情報の発信と受信で著しく不利になりました。

大学や研究機関で電子ジャーナルの購読継続が困難になっていると耳にします。物性グループ*1物性委員会幹事会でも、「大型計画をコミュニティから打ち出すのは

大切だが、電子ジャーナルの購読問題も、物性物理だけではなく、あらゆる分野が関わる国家的な喫緊(きつじん)の課題だ」と指摘する声が上がりました。物性グループは、物性物理学者の任意団体ですが、3カ月の意見交換を重ね「電子ジャーナルへのアクセス環境の整備に関する緊急アピール」(以下、緊急アピール)を取りまとめ、2014年11月27日、日本物理学会事務局会議室にて記者説明会を行いました。同時に、物性グループのWEBサイトにも緊急アピールの全文を掲載しました。¹⁾

このアピールの情報発信に努めた結果、国会図書館情報サイト、²⁾ 毎日新聞、³⁾ 科学新聞、⁴⁾ 山形新聞、⁵⁾ 四国新聞、⁶⁾ 琉球新報、⁷⁾ 沖縄タイムズ、⁸⁾ 読売新聞⁹⁾ などのメディアで取り上げられました。中でも、科学新聞では、詳細な解説と物性グループの主張の紹介が一面トップで取り上げられました。また、JSTの「情報管理」誌から原稿の依頼があり、物性グループの3つの提言を詳しく紹介できました。¹⁰⁾ 毎日新聞科学欄でも詳しく取り上げられました。¹¹⁾

本稿では、この「緊急アピール」の内容を会員の皆様に向けて、ご説明します。

2. 学術雑誌の継続的価格高騰

学術ジャーナルの購読契約の危機は、実は、最近の出来事に限ったことではありません。この20年間の学術雑誌購読価格の年次変化を図1に示しますが、¹²⁾ 購読単価は、物理学と化学で高め、工学と生物学で平均的、農学で低め

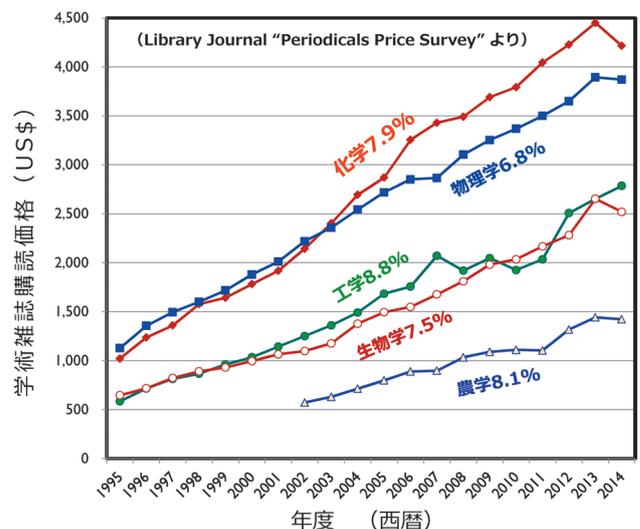


図1 5つの異なる研究分野を例に取り、20年間の学術雑誌の価格推移と値上げ年率の平均値を示す。¹²⁾

*1 物性グループには物性物理学に携わる研究グループが参加している。物性研究の将来計画やあり方など重要課題を議論するため200名以上の物性委員、1,000名を超える物性グループ会員がいる。物性委員の選挙で選ばれる幹事会は、日本学術会議や学会と連携して、物性コミュニティの意見をとりまとめている。

であるものの、どの分野も“堅調”に直線的に値上がりしています。研究機関は買い支え努力をしたとみられますが、予算配分は物価スライド制ではありませんので、基盤的経費の継続的な削減が続いたこととも相まって、¹³⁾ 多くの大学で基幹的な電子ジャーナルでさえ購入困難な状況になってしまったのです。

大学で購入している冊子体学術雑誌と電子ジャーナルのタイトル数（種類数）が23年間で変化した様子を図2に示します。¹⁴⁾ 洋雑誌の冊子体は急激に減少しているのですが、逆に、国立大学、公立大学、私立大学に分けて示した電子ジャーナルは、2000年以降急激にタイトル数を増やし、その数は冊子体のタイトル最大数より1桁大きい水準に達してきました。図2からは、電子ジャーナル化の効用として、読むことのできるタイトル数が飛躍的に増大し、「さぞ大学は電子化で便利になったことでしょう」と、誰でも誤解しそうです。

図2の統計から得られるこの推論と研究者の実感には大きな乖離（かいり）があります。これはなぜでしょうか。この20年、世界の大手学術雑誌出版社は買収と吸収などでどんどん巨大化してきました。図3は、2014年度の各大学国

外雑誌支出に占める各出版社の占有率を示しています。¹⁴⁾ 上位3社への支払額が全体の50%を占め、上位15社では70%に達します。多くは海外出版社との契約となりますので、契約単価は為替変動の影響を非常に受けやすい体質となります。出版社の巨大化からは、ビッグディール契約、¹⁵⁾ アグリゲーター契約¹⁶⁾ という新しいタイプの契約が生まれてきました。これらの方式で契約をすると、タイトルあたりで見ると廉価に見えて、大学あたりの電子ジャーナル契約タイトル数統計が多めに見えてくるのです。契約ができなくなった基幹的なジャーナルがあっても、扱うタイトル数が少ない出版社（学会出版部門等）からのものであれば、図2には事実上反映されないのです。今後、更なる大型の出版業界の大型再編もあると報道されています。¹⁷⁾

電子ジャーナルの閲覧環境に関して、いったい何が研究者の本音なのでしょう。文部科学省報告書を参照しますと、84%の大学が外国雑誌および電子ジャーナルの購入予算の確保が課題とし、31.8%の大学が購入種類の減少を挙げています。¹⁸⁾ この記述が、図2の誤解を与えかねない印象とは異なり、緊急アピールで指摘している基幹的なジャーナルの購読が難しいとする研究者の実感（悲鳴）に近いと考えてよいでしょう。関連して、物理学関係の雑誌購読が中小の大学等で困難になりつつあるとする調査結果が日本物理学会誌に報告されています。¹⁹⁾

3. 電子ジャーナルに関する先行する提言

電子ジャーナルの問題は、文部科学省や日本学術会議でも大きな問題として取り上げられ、検討されてきました。日本の高等教育機関が直面する電子ジャーナルの苦難の歴史を調べると、日本学術会議から2つの重要な提言がなされていることが分かります。海外の国々のアクセス環境（後述）と比較して、今思えば、もっと真剣に参照されるべきものでした。

一つは、15年前に「電子的学術定期出版物の収集体制の確立に関する緊急の提言」として発表された提言²⁰⁾ であり、その主張は今日でも依然として色あせていません。すなわち、欧米諸国の研究機関を越えた共同購入やナショナル・サイト・ライセンス契約等が採用されている実情に言及し、日本の研究機関の個別契約の状況を対比させることで、事態が緊急であるとの認識を促し、関係機関が相互に協力をして対応することを求め、当時の文部省、科学技術庁、および関係機関に対して、直ちに必要予算および組織体制の措置をすることと、商業出版社の異常に高い価格設定に対処することを求めた提言でした。

文部科学省報告書²¹⁾ によると、ナショナル・サイト・ライセンス (NSL) とは、国家として、直接、外国出版社や学会出版局とカレント（新着電子ジャーナル）の購読契約を行い、費用の負担も国家が行う契約方式とされています。

もうひとつは、5年前に、日本学術会議から出された“提言 学術誌問題の解決に向けて―「包括的学術誌コンソー

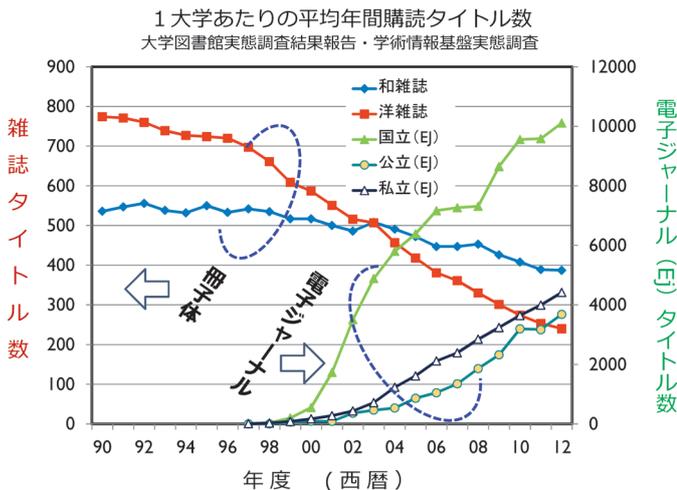


図2 大学あたりで平均した購読冊子体と電子ジャーナルのタイトル数の年次変化。¹⁴⁾

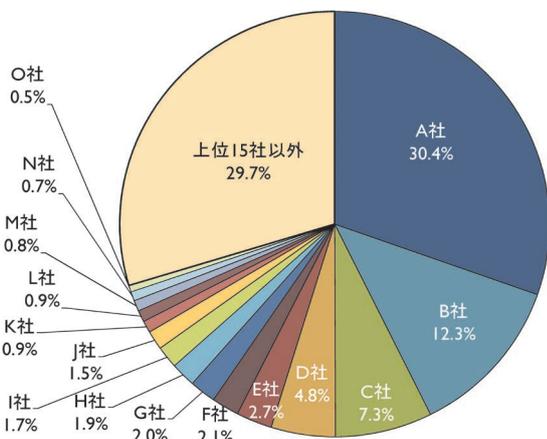


図3 2014年度の各大学の国外雑誌（冊子版と電子版）に対する支出のうち、各出版社が占めるシェアを示す。¹⁴⁾

シウム」の創設”²²⁾です。そこでは、学術誌をはじめとする様々な学術情報に、国内の全ての学術研究機関から平等に閲覧できる環境を実現することの重要性が強調され、全体を貫く平等アクセスを実現しようとする哲学が示されています。

包括的コンソーシアムの実現に向けて、学術情報の安定供給体制の仕組みを目指す動きもありました。国公私立大学図書館協力委員会と国立情報学研究所 (NII) が連携し、前段階の組織を経て、大学図書館コンソーシアム連合 (JUSTICE) へと発展したのです。大学が個別に出版社と雑誌購読契約交渉をする代わりに、JUSTICEが出版社と価格交渉をし、合意した価格リストを加盟の大学に提示する方式が育ちました。一定の前進と言えます。

4. 平等アクセス実現のためのオープンアクセス

2014年の文部科学省研究振興局からの報告書²¹⁾では、日本独自のオープンアクセス (OA) ジャーナルの育成の方策も検討されました。ここでのOAジャーナルとは、査読つき学術雑誌に掲載された論文を、インターネットを通じて誰もが無料で閲覧できる電子ジャーナルのことを指しています。従って、電子ジャーナルの平等アクセスの実現に貢献できる方式となります。ただし、OAジャーナルでは、著者が論文出版加工料 (APC = Article Processing Charge) の負担を求められます。

研究者コミュニティの努力として、投稿前、あるいは、出版前の論文をアップロードするためのプレプリントサーバーの運営も様々な研究分野で実施例があります。²³⁻²⁵⁾ 査読なしで掲載される論文は、研究分野によっては研究成果と見なされる場合もあるようですが、正式な成果とみなされないのが伝統的な解釈です。

5. 海外での平等アクセスの取り組み

NSLによる学術ジャーナルの整備は、平等アクセスを実現するための一番直接的な手段となります。先の文部科学省報告書²¹⁾では、NSLの導入に関しては“NSLと個別契約の中間的な方法を考える”と記述されておりました。

日本学術会議の第1の提言²⁰⁾でも触れられているように、海外の多くの国では、実際に、国全体で購入費用に対して責任を持つ方式が実施されてきました。ドイツ²⁶⁾では、データベース、コレクション、アーカイブ等のバックファイルの恒久アクセス権を国家が買い取り、大学や研究所、希望する国民にアクセス環境を提供しています。²⁷⁾ カナダ、オーストラリア、オランダ、ニュージーランド、トルコ、英国などの取り組み、^{28,29)} フランスのスプリンガー社とNature出版グループのバックファイルのライセンス契約の提供例があります。³⁰⁾ 2014年度日本学術会議のマスタープラン2014では、「電子ジャーナル・バックファイルへのアクセス基盤の整備」(情報学分野)が取り上げられました。³¹⁾

上で紹介したバックファイルのライセンス契約に加えて、カレントのライセンス契約の実施例もあります。ロシアではScience Directのライセンス契約、³²⁾ フランスにはElsevierと5年間のライセンス契約、³³⁾ 韓国のライセンス契約³⁴⁾ などです。一般にライセンス契約価格は開示されないことが多いですが、同じジャーナルでも機関ごとの支払額に大きなバラツキがあるとする多角的な分析があります。³⁵⁾

日本でも国家的規模のライセンス契約の事例があります。国立情報学研究所 (前身の学術情報センター) が1999年度に、IOP英国物理学会の電子ジャーナルのNSLを試験提供した事例があるのです。³⁶⁾ 国立情報学研究所のNII-REOからOxford University Press 200誌1996-2003のバックファイル・アーカイブが、今もライセンス契約として提供されています。³⁷⁾ スプリンガー社のバックファイルのライセンス契約のサービスが2015年に実現すると伝えられています。

6. 平等アクセス実現のための3つの提言

緊急アピール¹⁾では、研究機関によっては、それぞれの分野において世界中で最もよく読まれている中心的な学術雑誌の電子ジャーナルでさえ、購読契約ができない危機的実態にあると紹介しています。まだ購読契約に余力があるように見える機関でも、近い将来に購読契約の危機を迎える可能性があり、事態は一層深刻になると予想されます。このままでは、日本の高等教育・研究機関に属する研究者が世界の潮流から孤立し、大学に期待されている社会の信託に応えられなくなる恐れがあります。この状況は、規模を問わず、あらゆる研究機関で起こっており、もはや個々の組織の努力では解決できない国家的規模の緊急事態となっているのです。

研究者がどの機関に所属していても、基幹的に位置づけられる電子ジャーナルが提供する学術情報に平等にアクセスできる環境を整備することが学問の健全な発展に不可欠として、その実現のために緊急アピールで「3つの提言」を発表しました。ここにご紹介致します。

- ① 大学図書館コンソーシアム連合JUSTICEが果たしてきた機能と権限を飛躍的に強化した情報インフラストラクチャーの基盤の整備を実施し、国際協力にも対応可能な「包括的学術誌コンソーシアム」へと発展させることで、ナショナル・サイト・ライセンスの部分的導入も含めた新たな情報アクセス体制を確立すること。
- ② 電子ジャーナルの安定購入のため、各機関の個別の購入努力に依存する形から脱却し、これまでの文教予算の枠組みを超えた新たな財源確保の措置が検討されること。
- ③ 次の5カ年間の科学技術政策を国としてまとめる第五期科学技術基本計画³⁸⁾の中で、すべての研究者が電子ジャーナルの提供する学術情報に平等にアクセスできる環境の整備が実現目標として明示されること。

7. おわりに

本稿で物性グループの「電子ジャーナルへのアクセス環境の整備に関する緊急アピール」の概要をご説明してきました。物性グループでは、賛同の輪を定量的に把握することに努めております。³⁹⁾

「緊急アピール」の集約には物性グループ幹事会と起草WGの努力がありました。大阪府立大学術情報センター図書館に草稿の点検で協力を得ました。兵頭俊夫氏には詳細なコメントを頂戴しました。また、多くの方が物性グループ事務局に意見を寄せてくださいました。ここに、深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 2014年11月27日物性グループが「緊急アピール」を発表した。 <http://www.pe.osakafu-u.ac.jp/busseiG/appeal.html>
- 2) 国立国会図書館のカレントアウェアネス・ポータルで物性グループの「緊急アピール」が紹介された。 <http://current.ndl.go.jp/node/27544>
- 3) 2014年11月29日毎日新聞で「緊急アピール」の記事が掲載された。
- 4) 2014年12月1日科学新聞一面トップで「緊急アピール」が取り上げられた。
- 5) 2014年12月29日、山形新聞で物性グループの「緊急アピール」とコメントの記事が掲載された。
- 6) 2014年12月29日、四国新聞で物性グループの「緊急アピール」とコメントの記事が掲載された。
- 7) 2014年12月29日、琉球新報で物性グループの「緊急アピール」とコメントの記事が掲載された。
- 8) 2015年1月7日、沖縄タイムズで物性グループの「緊急アピール」とコメントの記事が掲載された。
- 9) 2015年1月18日、読売新聞で物性グループの「緊急アピール」とコメントの記事が掲載された。
- 10) 石田武和：情報管理 57 (2014) 741—電子ジャーナルの問題解決のための「3つの提言」。 <http://dx.doi.org/10.1241/johokanri.57.741>
- 11) 2015年3月26日、毎日新聞に物性グループの緊急アピールの解説記事が掲載された。
- 12) Library Journalに公開されたPeriodicals Price Surveyのデータに基づき、大学図書館コンソーシアム連合 (JUSTICE) 事務局が作成したグラフである。 <http://www.nii.ac.jp/content/justice/>
- 13) 日本学術会議物理学委員会物性物理学・一般物理学分科会からの提言“物性物理学・一般物理学の学術研究のさらなる振興のために”で基盤的経費と競争的資金の「デュアルサポートの充実」を主張している。
- 14) これらの図の原因は、大学図書館コンソーシアム連合 (JUSTICE) 事務局から提供を受けた。
- 15) 一つの出版社が刊行する数千タイトルの雑誌が利用できる契約方式のこと。
- 16) 複数出版社に亘る多数の電子ジャーナルを分野別などにまとめて提供するサービスのこと。
- 17) Macmillan Science and Educationの大半の事業とSpringer Science, Business Mediaの全事業が大型合併合意と報道されている。 <http://current.ndl.go.jp/node/27822>
- 18) 文部科学省「学術情報基盤実態調査」(2013年度)。 http://www.mext.go.jp/b_menu/houdou/26/03/1345298.htm
- 19) 研究費配分に関する教育研究環境検討委員会：日本物理学会誌 65 (2010) 49.
- 20) 日本学術会議「電子的学術定期出版物の収集体制の確立に関する緊急の提言」(情報学研究連絡委員会学術文献情報専門委員会) (2000年6月26日)。 <http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/17youshi/1768.html>
- 21) 文部科学省研究振興局「ジャーナル問題に関する検討会」報告書 (2014年8月26日)。 http://www.mext.go.jp/b_menu/houdou/26/08/1351120.htm
- 22) 日本学術会議学術誌問題検討分科会前 (2010年8月2日)に、「提言 学術誌問題の解決に向けて—「包括的学術誌コンソーシアム」の創設—」 (2010年8月2日)。 <http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-21-t101-1.pdf>
- 23) 数学分野では「epjournals」というオープンアクセス誌が創刊されている。 <http://current.ndl.go.jp/node/22758>
- 24) 高エネルギー物理学分野では、「SCOAP³」というコンソーシアムが設立されている。
- 25) 物性分野などではプレプリントサーバー arXiv (cond-mat など) が存在感を増している。
- 26) ドイツの国家的ライセンスは国会図書館のサイトで紹介されている。具体的な電子ジャーナルタイトルも閲覧できる。 <http://current.ndl.go.jp/print/11472>, <http://www.nationallizenz.de/angebot>
- 27) 大学図書館職員短期研修 (2010年10月8日)「ドイツにおける、電子ジャーナルの戦略的な供給・流通の動向」。 <http://www.nii.ac.jp/hrd/ja/librarian/h22/>
- 28) X. Zhu: J. Library and Information Studies 9: 1 (June 2011) pp. 51–76. この論文は、カナダと英国の事情を説明し、NSLの用語を、特定の地域 (州など) に限定されない多くの図書館が加盟しているサイト・ライセンスと定義している。
- 29) オーストラリア、カナダ、オランダ、ニュージーランド、トルコ、英国などの事情に関しては、LIBLICENSEで紹介されている。 <http://liblicense.crl.edu/licensing-information/national-site-license-initiatives/>
- 30) フランスがスプリングァー社とNature出版グループのバックファイルの国家的契約をし、ライセンス提供をしている。 <http://current.ndl.go.jp/node/19162>, <http://current.ndl.go.jp/node/25529>
- 31) 日本学術会議、第22期学術の大型研究計画に関するマスタープラン (マスタープラン2014)。 <http://www.scj.go.jp/ja/info/kohyo/pdf/kohyo-22-t188-1.pdf>
- 32) ロシアの場合、「ロシア基礎科学財団がElsevier社のScience Directを契約し、150の研究機関で利用可能に」とされている (2012年2月3日)。 <http://current.ndl.go.jp/print/20092>
- 33) フランスが、国家としてエルゼビア社と五年間のライセンス契約をしている。 <http://scoms.hypotheses.org/301>
- 34) 韓国の国家的なライセンス契約の紹介がある。 <http://current.ndl.go.jp/e1145>
- 35) Cost of Elsevier journals by university enrolment <http://neurodojo.blogspot.jp/2014/04/cost-of-elsevier-journals-by-university.html>
- 36) 船渡川 清：大学図書館研究 59 (2000) 16—「ナショナル・サイト・ライセンスによる電子ジャーナル・サービス導入の試み」。 <http://ci.nii.ac.jp/naid/110000250874>
- 37) 国立情報学研究所のNII-REOから現在も利用できるバックファイルのライセンス契約として、Oxford University Press 200誌1996–2003の提供がある。
- 38) 科学技術基本法に基づき、5年間の科学技術政策を具体化するために策定する。2016年度からの第5期科学技術基本計画の準備が進んでいる。
- 39) 緊急アピールに賛同の意思を表現し、コメントを送るためのアドレス： UrgentAppealForEjournals@ml.osakafu-u.ac.jp

(2015年2月24日原稿受付)

坂井典佑 〈PTEP編集委員長〉

特集：PHENIXでの物理，発見の15年

本特集では，RHIC加速器で行われているPHENIX実験の研究成果に関わるレビュー論文をまとめた。RHICは米国ブルックヘブン国立研究所（Brookhaven National Laboratory; BNL）にある衝突型加速器で，金原子核などの重い原子核同士や偏極陽子ビーム同士が高エネルギーで衝突する。PHENIXはRHICの2大実験の一つで，参加者が500人を超える国際共同実験である。

格子QCD計算によれば，約160 MeVの転移温度以上の高温では，クォークやグルーオンの閉じ込めが破れる。このQCDの高温相をクォーク・グルーオン・プラズマ（QGP）と呼ぶ。RHICはQGPを人工的に作り出し，その性質を研究するために建設された。RHICは2000年に完成し，実験を開始した。2005年には，RHICの金原子核衝突でQGPが生み出されていることが確立し，2010年には，RHICで生み出されたQGPの初期温度は，予想された転移温度の約2倍に達することが分かった。一方，2010年にはCERNのLHC加速器で鉛原子核衝突実験が開始され，RHICより高温のQGPが作られ，研究されるようになった。現在，RHICとLHCで精力的にQGPの性質の研究が行われている。

RHICでの物理研究のもう一つの柱は，陽子のスピン構造の研究である。陽子のスピン1/2のうち，クォークが担っているのは，その25%程度にすぎない。RHICでは，スピンの向きを揃えた偏極陽子ビーム同士を衝突させることにより，残る75%のスピンを何が担っているかを解明している。

多くの日本人研究者が，PHENIX実験にその建設段階から参加し，実験装置の建設と運用，そしてQGP研究と陽

子スピン構造研究に大きな役割を果たしてきた。PHENIX実験装置の約3割は日本の貢献によって建設されている。また，RHICの偏極陽子加速は理化学研究所のイニシアチブにより実現した。様々な国際協力実験において「宿主国でない1参加国の果たした割合の大きさ」という観点で見ると，RHICとPHENIX実験において日本が果たした役割が最大であろう。

2000年の実験開始以来の15年間で，RHICでは多くの発見があった。本特集はその15年の成果と今後の展望を，以下の8編のレビューでまとめている。

最初の論文では，永宮正治氏（理化学研究所，KEK）が，QGPとPHENIX実験創成期の経緯をレビューしている。永宮氏は重イオン衝突物理のパイオニアで，PHENIX実験の初代実験代表者である。1980年初頭のRHIC計画の提案，その「準備研究」となるAGS加速器とSPS加速器でのQGP探索，1990年代のPHENIX実験グループの発足と測定器建設の歴史などを解説している。次に，RHIC加速器の建設と完成後のアップグレードについて，RHIC加速器建設の総責任者である尾崎敏氏（BNL）と，完成後のRHIC加速器の責任者となったThomas Roser氏（BNL）がレビューしている。次の3論文は，RHICでのQGP研究の成果をまとめている。まず，QGP分野の理論研究の大家であり，現在BNLの素粒子原子核部門副所長であるBerndt Müller氏（BNL，Duke大学）が，PHENIXがQGP研究に果たした役割を理論家の立場からレビューしている。PHENIX実験の成果については，江角晋一氏（筑波大学）がソフト・プローブを用いての研究成果を，秋葉康之氏（理化学研究所）がハード・プローブを用いての研究成果をまとめている。次の2論文では，陽子スピン構造研究について，Jian Wei Qiu氏（BNL）が理論面を，Abhay Deshpande氏（Stony Brook大学，理研BNL研究センター）が，PHENIX実験の成果をレビューしている。最後にPHENIX実験の今後の展望を，現在のPHENIX実験代表者であるDavid Morrison氏（BNL）とJamie Nagle氏（Colorado大学）がまとめている。

原論文（2015年3月27日公開済み）

Scientific endeavors towards RHIC and the PHENIX experiment

S. Nagamiya: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A101. doi: 10.1093/ptep/ptu068

Relativistic Heavy Ion Collider, its construction and upgrade
S. Ozaki and T. Roser: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A102. doi: 10.1093/ptep/ptu093

PHENIX and the quest for the quark-gluon plasma

B. Müller: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A103. doi:



図1 PHENIX国際共同実験チームとPHENIX測定器。

10.1093/ptep/ptu137
 Soft physics results from the PHENIX experiment
 S. Esumi: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A104. doi:
 10.1093/ptep/ptu069
 Quest for the quark-gluon plasma—hard and electromagnetic
 probes
 Y. Akiba: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A105. doi:
 10.1093/ptep/ptu080
 Proton Structure and PHENIX Experiment
 J.-W. Qiu: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A106. doi:
 10.1093/ptep/ptv016
 Understanding the Composition of Nucleon Spin with the
 PHENIX detector at RHIC
 A. Deshpande: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015) 03A107. doi:
 10.1093/ptep/ptv019
 PHENIX: Beyond 15 years of discovery
 D. Morrison and J. L. Nagle: Prog. Theor. Exp. Phys. (2015)
 03A108. doi: 10.1093/ptep/ptu098

〈情報提供 :
 延與秀人 (理化学研究所仁科加速器研究センター
 センター長)
 秋葉康之 (理化学研究所仁科加速器研究センター
 理研BNL研究センター)〉

ここでは日本物理学会が発行しているProgress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers または Special Section で2015年3月号に掲載されたものを紹介しています。この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部にて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すので、参考文献などはなるべく省いています。内容の詳細は、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 または Special Section 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。

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 21-1 (3月15日発行) 目次

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

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

平らな国の研究生活

御手洗菜美子 〈コペンハーゲン大学ニールスポーア研究所〉

1. デンマークという国

デンマーク、ドイツの北のユトランド半島と、その周辺の約400の島々からなる（他に自治領のグリーンランドとフェロー諸島がある）。本土の面積は約4万3千km²、人口は約560万人（2014年）、出生率女性当たり1.7（2012年）、2011年の国政選挙の投票率87.74%。首都コペンハーゲンはシェラン島に位置し、人口は約56万人、周辺地域を含めた首都圏の人口は約197万人。EUの加盟国であるが、通貨はデンマーククローネ。最高峰はユトランド半島にあるMøllehøj。1847年まで最高峰と信じられていた場所はHimmelbjerget（天の山）。標高、前者約170m、後者約147m。それは山じゃないだろう、というのは多分デンマーク人もよくわかっていて、Himmelbjergetは冗談でつけられたのではと思う。坂がないので自転車通勤がとても快適で、朝のラッシュ時などはよく整備された自転車道をもつすごい勢いでたくさんの自転車が走っている。

2009年、私はこの平らな国にあるニールスポーア研究所に准教授として赴任した。山がない代わりにフィヨルドに形作られた海岸線が美しく、ヴァイキングの末裔が暮らすこの国は、なかなか快適なところだと思うのだが、小国ゆえに留学/在外研究先候補にすぐ浮かんでこないかもしれない。それではもったいないので、この機会にどんなところか紹介したい。

2. ニールス・ボーア研究所

物理学者にデンマーク/コペンハーゲンといえば、やはりニールス・ボーアであろう。彼の名前を冠したニールス・ボーア研究所は、若い研究者を積極的に受け入れて量子力学を発展させ、また冷戦時代にはソ連からの研究者と

西側の研究者が交流できる場としても活躍した。

現在ニールスポーア研究所は、コペンハーゲン大学に属している。現在145人程度の常勤のアカデミックスタッフが研究及び学部と大学院の物理教育を行い、建物は3カ所に分散している。私の居室は最初に建てられたニールス・ボーア研究所（当時はthe Institute for Theoretical Physicsと呼ばれた）の建物がある敷地に入っている（図1）。建物はその後大幅に建て増しされ、また内部は改装されているが、今でも古い講義室は当時のままに残され、ボーア、ディラック、ハイゼンベルグ、エーレンフェスト、マイトナーといった面々が、同じ講義室に並んで座っている写真が飾ってある。現在新しい建物を立てて分散している研究室を移転統合する計画が進みつつあるが、ぜひもともとの建物は研究所として使い続け、博物館にはしないで欲しいものだ。

3. 研究と生活

デンマークの主要言語はデンマーク語だが、英語が堪能な人が多く、研究所の外も含めて日常生活は英語だけで過ごせる。海外の映画やドラマは吹き替えでなく字幕であり、専門書などもほとんど英語なのが、デンマーク人の英語のうまさに効いているらしい。研究所の外国人の割合は高く、海外からのビジターの数も多い。外国人スタッフ向けのイベント、住居の手配のヘルプデスク、生活相談、希望者向けのメンター制度など様々なサポートも一応用意されている（住居の手配などは任せて安心というわけにはいかず、自分でもいろいろ動く必要はあるが）。留学生も積極的に受け入れており、大学院（修士2年間、博士3年間）の講義などは、受講者に外国人がいれば英語で行われることになっている。（学部（3年間）の授業は、教科書は英語であることが多いが講義はデンマーク語が基本である。）積極的な外国人の受け入れは、ニールス・ボーア研究所が国際的な研究拠点としてその地位を築いてきたという歴史と、デンマークだけでは人口が小さすぎるため積極的な人材の確保が必要、という側面の両方があるように思われる。デンマークでの大学院の博士課程（Ph.D. コース）は、3年で研究に加えて講義による単位の取得、TAなどの義務もありちょっと忙しすぎるが、余裕を持って暮らせる額の給与が支払われ、備品や旅費にあてられる研究費もつく。もちろん、これは博士課程の学生を取るためには外部予算をとる必要があることを意味し、研究テーマが学生が考える前に細かく決まっていることもあるなどデメリットもあるが、



図1 ニールス・ボーア研究所の建物。

経済的な保証があるのは良いことだと思う。なお、博士号取得後は民間企業に就職する人も多い。

研究所が大きいと、具体的な研究環境、雰囲気は、グループによってかなり異なると思われるが、私が所属しているBio-complexityグループについてもう少し紹介しよう。生物系、非線形動力学、ソフトマター、乱流、ネットワーク、パターン形成などなど、広い意味での生物物理/統計物理/複雑系を研究対象としており、実験と理論合わせて現在7人のシニアスタッフ(准教授以上)がいる。教授-准教授-助教で構成する研究室のような単位はなく、各シニアスタッフは基本的に独立しているが、もちろん共同研究をしたり、研究費を一緒にとったり、共同で大学院生を指導したりということは日常的に行われている。私はCenter for Models of Life¹⁾というサブグループで主に生物学との境界領域の理論研究に携わっており、生物学科の研究者との共同研究も積極的に行っている。

学生やポストドクとスタッフの関係はカジュアルで、ファーストネームで呼びあうのが普通である。ニールス・ボーアが、若い人でも積極的に発言できる雰囲気を非常に大事にしたそうだ。出典は定かではないのでどこまで本当かわからないが、次のような逸話を聞いた：ボーアが、若い優秀な人をたくさん育てる秘密は何か、と聞かれた。ボーアは、「彼ら(学生や若い研究者)が私のことを愚か者呼ばわりすることを恐れないこと」と答えた。^{*1}このような自由な雰囲気が研究所を支えてきた、という意識をもって、学生やスタッフの枠を超えて議論ができる雰囲気を保とうとする努力をしている人が多いように感じられる。

4. 女性研究者

デンマークでの女性の社会進出の割合と理解度は高い。女性抜きでは高負担・高福祉を支えるための労働力がたりないためか、女性がフルタイムで働くのは当然という感じで、私の交友関係の範囲内では、子供の有無に関わらず共働きでない家庭をしらない。もちろん子供の迎えで早く帰るなどというのは男女問わずよくあり、職場のスケジュールなどもそれを見越して組まれているという印象である。男女の賃金格差などの問題は残っているが、それを問題だとして議論する雰囲気が社会にあると思う。

それでも、アカデミアでも職階が上がるにつれて女性の割合が下がる(いわゆるtime-lagではない—時間変化を追っても下の職階の女性の割合はそのまま上の職階には反映されていない²⁾)などの問題は残っている。女性研究者の割合を増やす施策は行われており、女性シニアスタッフの割合の数値目標の設定、女性研究者のみに限定したテニユア・トラックポジションや、競争的研究費の公募など

がある。また、ジェンダー格差についての議論を聞き、客観的データや、無意識下のジェンダーバイアス³⁾(例えば女性名で出された応募は男性名より低く評価される傾向がある⁴⁾など)など、知識がなければ気をつけられないことを学ぶ機会もある。私自身昔はいわゆるポジティブアクションに批判的だったが、ルールや環境を整備するだけでは女性の割合は増えないこと^{2,3)}、ポジティブアクションで採用された人のその後のパフォーマンスは他に劣らないというデータがあること²⁾などを知ったのは勉強になった。

努力を反映してか、現在Bio-complexityグループの女性シニアスタッフは私を含めて3人となり、大学院で研究室にくる学生の中での女性の割合もそんなに低くはない。揺らぎはあるが印象としては3割から5割ぐらいである。

日本にいたときの私の周辺では男女比が10:1程度が普通だったが(例えば物性若手夏の学校の参加者比とか)、それが特に苦痛だとも思わなかった。しかし、一度男女比が偏りすぎていない状況を経験してみると、無用な気を使うこともなく、目立ったり特別扱いされることも少なくなるのでやりやすい。性別が理由で嫌な思いをしたとしても、それを口に出して共有できる相手がいるというのも大きい。日本でも女性研究者を増やそうとする動きが見られるようになったが、ただ単に数を増やそうとするだけでそのメリットを男女ともに認識できなければ、少ないパイの取り合いの中で摩擦も増えてしまうかもしれない。特に若い研究者の方々が、どこかで—例えば留学したりして—男女比の偏りの少ない研究環境を経験し、その方が良いと心から思えたら、良い方向に変わっていくのではないかと期待する。

5. まとめ

あまりまとまりのない文章であったが、多少なりとも関心をもっていただけたであろうか。これを読まれた研究者の方がデンマークにくる機会がもしあれば、ニールス・ボーア研究所にも立ち寄っていただき、雰囲気を味わっていただければ幸いである。

参考文献

- 1) K. Sneppen: *Models of Life* (Cambridge Univ. Press, 2014).
- 2) N. H. Hopkins: *Mirages of Gender Equality: The Changing Status of Women in Science (1964-2014)*; M. W. Nielsen: *Gender inequality in Academia in Europe*, Talks presented at the event "Gender Equality in the Natural Sciences", at Copenhagen Univ., Copenhagen, Denmark (2014, December).
- 3) *A Report on the Status of Women Faculty in the Schools of Science and Engineering at MIT*, 2011. Available at http://web.mit.edu/Faculty/reports/pdf/women_faculty.pdf
- 4) C. A. Moss-Racusin, *et al.*: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** (2012) 16474—Science faculty's subtle gender biases favor male students.

(2014年12月12日原稿受付)

^{*1} この話には落ちがある。この質問は、ボーアがランダウを訪ねたときに、ロシア語の通訳を介してなされたことになっており、ランダウスクールは非常に厳しかったため、通訳はその答えを伝えることができず、迷った挙句「私が彼らのことを愚か者呼ばわりすることを恐れないこと」と訳してしまった、ということになっている。

玉垣先生を偲んで

高塚龍之 (元 岩手大)

巽 敏隆 (京大理)

京都大学名誉教授で核物理研究者の玉垣良三先生が2015年1月11日、82歳でご逝去された。難病との対峙が5年に及ぶ昨年の暮、自宅にお見舞い上がった折は、思いの外にお元気で、この様子なら仲間と連れだってまたお邪魔できると喜んだ矢先の悲報であり、誠に残念で哀悼の念に耐えない。

先生は三重県のお生まれで、1954年に京大理を卒業、同大学院に進学され、北大講師・助教授そして京大基研教授を経て1973年には同大学理学部教授に就任、1995年の定年退職まで長年に亘って伝統ある原子核理論研究室を主宰された。研究面では核力とその斥力芯起源、クラスター間相互作用と原子核の構造変化、高密度核物質と中性子星、そしてクォーク核物理など、核・物性・天体にまたがる分野、いわば「クォークから中性子星まで」の広く新しい分野で研究を開拓され、世界に先駆けそして流れを創る研究を展開されてきた。また、こうした研究を進める過程で多くの後進を育てられ、今日、その薫陶をうけた数多くの研究者が日本の各地で指導的研究者として活躍している。さらに先生は「SENS'90」(中性子星の構造と進化)と題する国際シンポジウムの主宰や他分野と交流する研究会の企画、そして旧学会議物研連委員、旧文部省学術審議会委員、日本物理学会理事、基研・旧核研・阪大RCNP運営委員などの仕事を通じ、我が国の学術体制や共同利用研の発展にも貢献された。2011年には瑞宝中綬章の叙勲を受けられている。

1967年、玉垣さん(以下いつものようにこう呼ばせていただく)が基研に移られるのと時を同じくして、中性子星がパルサーとして発見され、高密度核物質の現実的舞台を提供することになった(この偶然は今にして因縁めい

たものを感じさせる)。基研赴任後まもなく、核力が 3P_2 対状態で強い引力効果をもつという特徴に着目し、世界に先駆けて核子「 3P_2 超流動」を提唱すると共に、1970年にはその理論を発表された。今や世界的に有名なこの 3P_2 超流動は従来の中心力による 1S_0 超流動とは異なり、 LS 力により高密度で起こる新しい型の超流動(1972年に発見された ${}^3\text{He}$ 系の P 状態超流動に対応)であり、日本の高密度核物質研究の草分けというべき仕事である。もう1つ特筆すべき仕事は、代位的層状スピン(ALS)構造をもつ核子系モデルの提示と π 凝縮の議論である。1970年代初頭、核力をとりもつ π 中間子がボーズ凝縮するという π 凝縮問題が提起され、世界的な議論が巻き起こった。1975年頃から玉垣さんは「腹にハマラン」を連発された。京大理に移られて間もなくの頃で、高密度核物質ゼミでは玉垣さんと筆者らを含む数名のカンカンガクガクの議論が深夜に及び終電ギリギリになってやっとお開きになる始末、真に体力ゼミという風景であった。その甲斐あってか、中性 π^0 凝縮とALS構造の等価性、つまり、 π 場で見れば凝縮、核子系で見ればALS構造であり、これらは相互規定関係にある、との理解に到達した。我々京都グループは後発ではあったが、テンソル力による核物質の固化という発想に始まり、独自のアプローチにより中性 π^0 凝縮(共存する荷電 π^{\pm} 凝縮も含めて)の本質的意義と発現機構を明確にし、凝縮相を記述するALSモデルを提示した。玉垣さんにとっては「腹にハマル」仕事になった訳である。1980年の初め頃から玉垣さんは「新しいことセナアカン」とよく口にされるようになった。物理学会の講習会「物質の究極を探る」を企画された前後から、「クォー



1995年3月、研究室にて。

ク核物理」とでも表すべき研究テーマを研究室の柱の1つにいち早く据えられた。喜寿に因んだ核物理放談会の報告では「自分としては研究は楽しめたが、名を冠することが出来るほどの仕事は出来なかった」「店を開いた意味は大きい! すぐれた研究者の輩出」と書かれている。

玉垣さんは何よりも「新しいこと」を意識し、新しい研究の流れを創ることに力を注いでこられた。その研究行路には核力とその起源への問題意識さらにはQCDに基づく核子多体系の物理という先見性が強く投影されている。「腹にハマル」を大切にし、そこに至る努力の共有があったからこそ、長い共同研究と議論のつきあいのできたのだと思う(筆者の高塚は 3P_2 超流動、巽はALSの時代から)。もう1つ強調すべきは、「生涯研究者」であり、多くの人が励まされたという点である。定年後も現役時代と変わらずに論文を執筆され、病に苦しめられながらも最後は車椅子でも京都ミーティングと我々が名付けている研究会に顔を出された。ご逝去から3カ月、まだまだ実感をもてない中、ふと玉垣さんと議論をと思い立つその瞬間、「玉垣さんはもう居ないのだ」と気付かされ改めて寂しさを覚えている。研究に於ける玉垣精神を継承し今後に生かすよう自らに言い聞かせつつ、玉垣先生のご冥福を心よりお祈りする。

(2015年4月8日原稿受付)

広田良吾先生を偲んで

薩摩順吉 〈武蔵野大工〉

早稲田大学理工学部名誉教授の広田(廣田)良吾先生が1月17日に82歳で永眠されました。昨年11月まで大学のセミナーに出ておられたにも関わらず、急な病に倒られ、時をおかずお亡くなりになられたとのことでした。

広田先生はソリトン理論の創始者の一人で、とくに非線形方程式を双一次形式に変換して厳密解を得る広田の方法は非線形問題の理論、ひいては数理科学の歴史において重要な結果を与えました。日本から発信した研究として、国際的に大きな評価を得ておられています。

先生は1932年2月1日福岡市でお生まれになりました。1954年九州大学理学部物理学科をご卒業、1956年同大学院理学研究科修士課程物理学専攻を修了された後、博士課程を中退して、1957年にフルブライト留学生として米国ノースウェスタン大学大学院に進学され、1961年に同大学からPh.D.(物理学専攻)を授与されました。学位論文のタイトルは“The Grand Partition Function as Average of a Functional of Gaussian Random Functions”であり、その分野における先駆的なものとして高く評価されています。先生のその後の研究の方向づけを与えたものとも言えます。

学位取得後、帰国され、湯川記念財団奨学金研究員として京大基礎物理学研究所で1年過ごされた後、1962年か

ら12年間RCA基礎研究所の研究員を務められました。この間にソリトンの研究を始められ、まず1970年に鈴木公男氏とともに戸田格子ソリトンを電気回路上で実現するというソリトン実験における先駆的な結果を与えられました。そしてその翌年、KdV方程式の N ソリトン解を広田の方法で求めるという歴史的な研究成果を発表されました。

1974年立命館大学理工学部に移られ、ソリトンの理論研究に没頭されます。この間、京都にいた私自身は多くの共著論文を発表させて頂くという幸運に恵まれました。ソリトン理論が発展途上にあった時期に、先生が教えてくださったさまざまな考え方は、私自身のその後の研究に大きな影響を及ぼしています。1977年に広島大学工学部に移られましたが、その時から、離散ソリトン方程式とその解を次々と発表されています。発表当初はそれほど注目されませんでした。離散可積分系の理論が発展するにつれて、その重要性が認識され、現在でも先生が提案された離散方程式は研究の中心的位置を占めています。

先生の研究は、世の中で流行るずっと以前に始められたものが多いですが、研究スタイルもそうでした。数式処理言語REDUCEを早くからお使いになり、1986年と1989年にその入門書も著されています。研究者教育にも極め



て熱心であったと言えます。1991年早稲田大学理工学部に移られてからは多くの学生の指導もなさいました。その間1992年に刊行された『直接法によるソリトンの数理』は名著で、その後英訳版、中国語訳も出版されています。

先生は現在の大和算家と言って良い存在です。算術を突き詰め、Dオペレータという新しい演算子を発明し、その代数的な構造の追及から京都スクールによる無限次元可積分系への展開へとつながっていきました。学生時代詰り将棋で有名な時代もあったとお聞きしたことがあります。研究もその延長上にあったのかもしれませんが、お亡くなりになる直前まで、活発に算術を研究し続けられていた姿は、まさに研究者の鑑と言えます。同時に若い人にも分け隔てなく接して下さった先生は教育者としても偉大でした。先生の突然の逝去に対し、心からご冥福をお祈り申し上げます。

(2015年4月9日原稿受付)

秦泉寺雅夫

数物系のためのミラー対称性入門；古典的ミラー対称性の幾何学的理解に向けて

サイエンス社，東京，2014，v+207p，26×18 cm，本体2,500円（SGCライブラリ-109）[専門・大学院向]

ISSN 4910054700749

立川 裕二 〈東大院理〉

場の量子論は、点粒子が時空を動いているのを量子的に扱う理論です。その拡張として、空間に一次的に広がった弦を量子的に考察するのが超弦理論で、時空の次元が10次元にはなりますが、重力を量子的に無矛盾に扱えるという特徴があります。しかし、現実の時空は4次元ですから、残りの6次元をどうにかしないと行けません。もっと積極的に捉えると、4次元の場の量子論には粒子の種類、相互作用の入れ方に選択肢があります。一方で、超弦理論は10次元の理論としてはほとんど選択肢がありません。ですから、4次元での粒子の種類等の選択肢が、残りの6次元空間がどういう形をしているか、という選択肢に対応する、というのが超弦理論の枠内では自然な考え方です。

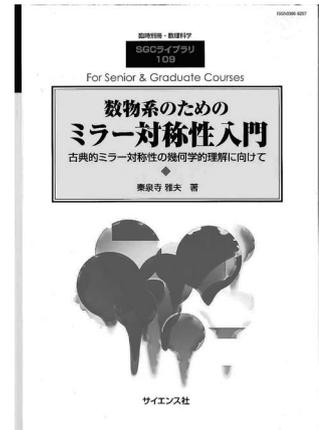
このような考察で現実の素粒子物理もしくはその自然な拡張が記述できるかどうかは未解決ですが、その研究の過程で、新たな数学的現象が沢山発見されてきました。その典型例がミラー対称性です。内部空間として6次元空間 A を使うことと、全く別の6次元空間 B を使うことを考えましょう。内部空間が異なるのですから、残った4次元に出てくる物理は古典的には全く異なりますし、場の量子論を用いて調べても全く異なった結果が得られます。しかし、超弦理論の場合は、 A に対して B をうまく選ぶと、残った4次元に出てくる物理が等価になってしまう、ということが起きます。この際、 A と B は互いにミラーである、と呼ばれます。

これは、80年代後半から90年代前

半に発見され、その後、理論物理学者および数学者によって深く研究されており、物理への影響は兎も角、数学への影響はかなりのものであったと言えます。研究がはじまって四半世紀が経とうとしていますから、英語および日本語での成書は既に沢山あります。

しかしながら、数学者にとってこそ衝撃であったためか、それらの本は大抵数学者によって数学者向けに書かれたものでした。物理屋が大幅に関与して執筆された教科書¹⁾ もありますが、これは900頁にも及ぶ大著で、取り付くには相当の覚悟が要ります。ですから、ミラー対称性は、理論物理側で発見されたものであるにもかかわらず、理論物理側から勉強をはじめると、適切な本が無かった、という逆説的な状況にあったわけです。

このギャップを閉じてくれる有り難い本が、日本での理論物理側のミラー対称性研究の第一人者によって書かれた、本書です。この本の特色はこれまで述べたことに加えてまだあります。それは、具体的に詳細にミラー対称性の両側での計算が述べられていて、雰囲気を理解するに留まらず、ミラー対称性を自分で確認することができるようになってきていることです。さて、ミラー対称性の両側の確認は、多様体 A 内の二次元球面 S^2 の数が、別の多様体 B に付随する微分方程式の解の挙動で決定される、という形をとります。微分方程式の解の挙動は、伝統的に理論物理屋の育つ過程で学ばされるものですから、この B 側の解析の理論物理側での解説は、記事がいくつか見つか



らなくはありません。しかし、 A 側の数え上げの問題は、英語記事ですら、物理屋向けに書かれたものは、この本以前には私は見たことがありませんでした。ですから、これまでは、ミラー対称性の計算の物理屋向けの紹介、というと、 B 側だけ計算法を説明して、 A 側は数学者によるところである、と書いてあっただけなのですが、本書を読めば、 A 側も B 側も自分で確認できる、というわけです。（実際に、私もこれまでは B 側のみの計算しか経験がなく、この本を得てはじめて、 A 側の計算をきちんと追ってみようとしているところだということを告白しておきます。）

おしまいに、本書はサイエンス社のSGCライブラリの一冊ですが、このシリーズではほぼ毎月、質の優れた日本語のモノグラフが出版されています。この内容を、日本語を解する読者で独占しておくのは、人類全体での知識の共有という観点からは、全く勿体無い話です。日本物理学会及び関連学会の援助もしくは斡旋で、全巻を系統だって英訳するわけにはいかないのでしょうか。

参考文献

- 1) Hori, et al.: *Mirror symmetry* (Clay Mathematical Monographs 1, アメリカ数学会, 2003).

(2014年11月14日原稿受付)

蔵本由紀

非線形科学；同期する世界

集英社，東京，2014，247p，18×11 cm，本体 760 円（集英社新書）[広い読者向]

ISBN 978-4-08-720737-8

竹内 一 将 〈東工大院理工〉

振り子時計，ホタルの発光，歩行者の足並み…世の中には，自ら一定のリズムを刻んで何らかの時間変化を繰り返す「振動子」を多く見出すことができる。こうした振動子は，しばしば相互作用を介して同期する。振動子の同期と聞くと，何か古典物理の練習問題のようなものを想像される方もおられるかもしれないが，そうした印象は本書を一読すれば払拭されるだろう。

本書で扱う振動子とは，自ら周期的運動を生み出して振動する本質的に非線形・非平衡の現象であり，その多体効果である同期には数多くの非自明な物理学が潜んでいる。¹⁾そして驚くべきは，心拍などの生理現象や，繁殖期の動物が見せる求愛行動など，様々な生命活動が同期という物理現象を巧みに利用しているという事実である。これはとりもなおさず，同期が医学や工学などにおいて様々な応用できることも意味している。

本書は，同期の数理的研究の第一人

者である蔵本由紀氏により書かれた，一般向けの入門書である。同氏には，同じく集英社新書として出版され，書名も似た著書²⁾があるが，前著では様々な非線形非平衡現象を数式も交えつつ解説しているのに対し，今回の新著では対象を振動子とその同期現象に限定し，数式抜きで，それでいて明快さを損なうことなく本質を描き出している点で，随分と趣が異なる。話題が絞られたことで，むしろ同期というキーワードで結ばれる現象の多彩さが一層目を引く形となった。紹介される題材は，先に述べた例のほか，体内時計から電力供給ネットワーク，ロボット制御まで多岐にわたる。いずれも安易な比較ではなく，個々の分野で得られている知見や実データなどが丁寧に紹介されるため，非専門家はもちろん，非線形科学の研究者にとっても得るところが大きい。加えて，一般の読者向けには，複雑な現象を単純かつ抽象的なモデルで説明することの意義なども

説明されており，まさに幅広い読者の知識欲に応える一冊であると思われる。

また本書では，科学的な解説に終始せず，話題によっては歴史や映画のシーンなども絡めて話が進んでいく。その語り口もどこか和やかであり，本書の読書感は，まるで物知りで親切な親戚の叔父さんに色々面白い話を聞かせてもらっているかのようで，大変心地よい。研究者から学生，家族や友人まで，多くの方々が手に取れる一冊として，ぜひ推薦したい良書である。

参考文献

- 1) 同期に関する専門書としては，例えば A. Pikovsky, M. Rosenblum and J. Kurths: *Synchronization; A universal concept in nonlinear sciences* (Cambridge Univ. Press, 2001) がよく知られている。
- 2) 蔵本由紀：『非線形科学』（集英社，2007）

(2014年12月9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/keijiban.html> にありますので，それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は，e-mail: keijiban@jps.or.jp へお送り下さい。必ず 03-3816-6208 へも原稿をお送り下さい。Faxがありません。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，本会と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)

■岩手大学教育推進機構教員

1. 教授又は准教授1名(女性限定)
2. 教育推進機構
3. 専門分野：自然科学分野。職務内容：教養教育センターに係る業務(1. 企画・運営，2. 評価及び改善，3. 授業科目の企画，4. 授業担当(自然科学))，教育推進機構に係る業務，本学の教育等に関する業務。
4. 2015年11月1日
5. 5年
6. 以下の条件を満たす女性。(1)職務内容の1~3又は4に関連する経験を有する又は大学教育の改革について関心と熱意を有する方。(2)大学院修士課程修了以上の学歴，大学において教育を担当するに相応しい教育上の能力を有する方。
7. ○履歴書 ○業績一覧 ○主要論文等

5点以内の別刷又はコピー（各論文等要旨添付）○関連する経歴一覧○抱負○照会可能者の氏名、連絡先

8. 2015年7月10日(金)

9. ①020-8550盛岡市上田3-18-34

岩手大学教育推進機構内 岩手大学教育推進機構教養教育センター教員選考委員会 松林城弘

②教務企画課長 電話019-621-6092
gkyotsu iwate-u.ac.jp

10. 詳細は本学HP等参照。

■横浜国立大学大学院工学研究院助教

[I]

1. 助教1名

2. 知的構造の創生部門物理工学コース

3. 洪鋒雷教授と協力して、原子分子の超高分解能分光・量子計測の先端的な実験研究を行うと共に、理工学部数物・電子情報系学科物理工学EPと大学院工学府物理情報工学専攻物理工学コースの教育を行う。

4. 2015年11月1日以降早期

5. 5年(本学規則による)

6. 着任時に博士号を有し、学部・大学院の教育研究に熱意のある方。

7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文5編以内 ○今迄の研究と教育の概要及び今後の研究展望と教育に関する抱負(A4, 約1~2枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○以上を印刷した書類と、一つのpdfとして記録したCD又はDVD

8. 2015年7月17日(金) 必着

9. ①240-8501横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5 横浜国立大学大学院工学府物理情報工学専攻物理工学コース 関谷隆夫

②物理工学 洪 鋒雷 電話045-339-4320 hong-fl ynu.ac.jp

10. 封筒に「量子計測助教応募書類在中」と朱書し、簡易書留で送付。応募書類不返却。

[II]

1. 助教1名

2, 4, 5, 6, 7, 9①は[I]に同じ。

3. 梅原出教授、上原政智准教授と協力して、重い電子系等強相関電子系の単結晶育成や多重極限下での先端的な実験研究、理工学部数物・電子情報系学科物理工学EPと大学院工学府物理情報工学専攻物理工学コースの教育を行う。

8. 2015年7月31日(金) 必着

9. ②物理工学 梅原 出 電話045-339-4184 izuru ynu.ac.jp

10. 封筒に「強相関電子系助教応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。

■慶應義塾大学理工学部教員

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. 低温物理学実験。白濱圭也教授と協力し、ナノ・マイクロ空間中ヘリウムの量子相転移やトポロジカル超流動等の新奇量子物性の研究を推進する。低温実験又は微細加工の経験がある方が望ましいが、今迄の分野は不問。学部の実験・演習を担当し、学生の指導にも協力して頂く。

4. 2016年4月1日

5. なし(5年を目処に成果を上げ転出することが望ましい)

6. 博士号取得者かつ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, 学会発表, その他) ○研究業績概要(1,500字以内, 応募者の寄与を明記) ○主要論文別刷5編以内(共著の場合は分担に関するメモ添付) ○競争的資金獲得状況 ○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

8. 2015年7月31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 白濱圭也 keiya phys.keio.ac.jp 電話/FAX 045-566-1684

10. 封筒に「低温物理学実験応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。書類不返却。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして、次の項目中、必要なものを簡潔に作成して下さい:

○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日, 曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号, 住所, 電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員, 学生の参加費) ○申込締切(講演, 参加, 抄録, 原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

■第21回結晶工学スクール(2015年)

主催 応用物理学会結晶工学分科会

日時 2015年7月22日(水)~24日(金)

場所 大阪大学大学院基礎工学研究科シグマホール(560-8531豊中市待兼山町1-3)

内容 結晶成長, 構造解析, 電子・光物性に関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となっている。

定員 150名

参加費 30,000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 2015年7月1日(水)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学会 分科会担当 岡山昇平 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250

okayama jsap.or.jp http://annex.jsap.or.jp/kessho/2015/school150722.html

■第53回化合物新磁性材料専門研究会

主催 日本磁気学会化合物新磁性材料専門研究会

日時 2015年7月24日(金) 13時~17時

場所 東京大学本郷キャンパス情報基盤センター1階遠隔講義室(113-8654東京都文京区本郷7-3-1), CROSS 東海いばらき量子ビーム研究センターB301室(319-1106茨城県那珂郡東海村白方162-1, テレビ会議で中継予定)

内容 最近の物性物理学では, 物質の静的な結晶構造や磁気構造だけでなく, その非平衡・過渡状態における動的な性質が注目されている。レーザー, 電子線, 中性子線, X線, 理論等の立場から最新の話題をご紹介します。今後の非平衡・過渡状態における物性研究に向けた議論の場を提供したい。講演者: 松永隆佑(東大), 羽田真毅(東工大), 元屋清一郎(東京理科大), 山崎裕一(東大), 田中義人(兵庫県立大), 佐藤正寛(青山学院大)

定員 なし

参加費 なし

申込 当日受付

連絡先 277-8581柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所 和達大樹 電話04-7136-3400 Fax 04-7136-3283 wadati issp.u-tokyo.ac.jp

その他 プログラムの詳細は http://www.magnetics.jp/special/newmag/newmag_053/

参照.

■市民講座「原子層科学～ベンゼンから、カーボンナノチューブ、グラフェンまで」

主催 文部科学省新学術領域研究「原子層科学」

共催 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会、日本物理学会京都支部・大阪支部

日時 2015年8月3日(月)

場所 京都大学理学部セミナーハウス(606-8502京都市左京区北白川追分町)

内容 依光英樹(京大理) ナノの世界で原子をつないで心をつなぐ有機化学、篠原久典(名大理) ナノカーボンの科学、齋藤理一郎(東北大) カーボンナノチューブとグラフェンの世界へようこそ

定員 100名

参加費 無料

申込 HPより

参加登録締切 2015年7月22日(水)

連絡先 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学理学部化学教室内市民講座事務局 依光英樹 電話075-753-4010 Fax 075-753-3970 shimingenshisou.kuchem.kyoto-u.ac.jp http://flex.phys.tohoku.ac.jp/gensisou/public-lec.html

■流体若手夏の学校2015

主催 流体若手夏の学校2015実行委員会

共催 日本流体力学会

日時 2015年8月10日(月)～12日(水)

場所 まるは食堂旅館(470-3412愛知県知多郡南知多町豊浜字峠8 電話 0569-65-1315)

内容 合宿形式のセミナー・研究交流会。例年、全国の大学学部生から大学院生、若手教職員の他、社会人の方まで幅広く流体に関わる研究者が参加し、毎年掲げる異なるテーマに即した招待講演を開催。参加者と議論を通じて交流を深め、若手研究者に刺激を提供する場。

定員 約60名

参加費(予定) 25,000円、学生20,000円

参加申込締切 2015年6月27日(土)

連絡先 525-8577草津市野路東1-1-1 立命館大学理工学部機械工学科流体工学研究室 福留功二 電話 077-561-2664 Fax 077-561-2665 nagare.wakate2015@gmail.com

その他 詳細は <https://sites.google.com/site/ryutaiwakate2015/home> 参照。

■第27回コンピューショナル・マテリアルズ・デザインワークショップ

主催 阪大ナノサイエンスデザイン教育研究センター、基礎工学研究科、理学研究科物理学専攻、東京理科大学、計算物質科学イニシアティブ、他

日時 2015年8月31日(月)～9月4日(金)

場所 大阪大学基礎工学研究科(560-8631豊中市待兼山町1-3 電話 06-6850-6111)

内容 効率性、環境調和性が要求される21世紀の研究開発で重要な役割を果たす第一原理計算に基づいた新物質の理論設計手法(コンピューショナル・マテリアルズ・デザイン手法)に関するチュートリアルを含むワークショップ。密度汎関数理論に基づいた第一原理計算手法の理論の講義、応用例の紹介とプログラムの実習を行う。

定員 約40名

参加費 無料

参加申込締切 2015年7月26日(日)

連絡先 560-8531豊中市待兼山町1-3 阪大ナノサイエンスデザイン教育研究センター CMDワークショップ実行委員事務局 下司雅章 電話/Fax 06-6850-6342 cmd insd.osaka-u.ac.jp http://phoenix.mp.es.osaka-u.ac.jp/CMD/

■第31回分析電子顕微鏡討論会

主催 日本顕微鏡学会分析電子顕微鏡分科会

協賛 日本物理学会

日時 2015年9月1日(火)～2日(水)

場所 幕張メッセ(261-0023千葉市美浜区中瀬2-1 電話043-296-0001)

内容 チュートリアルは分析電顕の基軸的手法(EDS, EELS, WDS)の他、電子らせん波の解説、トピックスは「生体・生命現象の観察」、「物理化学反応の観察」、「試料作製技術の現状と展望」に関する講演。一般講演も募集。

定員 なし

参加費 6,000円、学生無料

事前参加申込締切 2015年8月21日(金)

連絡先 819-0395福岡市西区元岡744 村上恭和 電話/Fax 092-802-3497 murakami nucl.kyushu-u.ac.jp

その他 詳細は <http://eels.kuicr.kyoto-u.ac.jp/bunseki2015/> 参照。

■第49回フラレン・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 2015年9月7日(月)～9日(水)

場所 北九州国際会議場(802-0001北九州市小倉北区浅野3-8-1 電話 03-3830-4848(学会事務局))

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(何れも要旨集付)

発表申込・予稿原稿締切 2015年7月初旬(詳細はHP参照)

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 フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会事務局 電話/Fax 03-3830-4848 fntg photon.t.u-tokyo.ac.jp http://www.fullerene-jp.org

■9th International Conference on Reactive Plasmas/68th Gaseous Electronics Conference/33rd Symposium on Plasma Processing

主催 応用物理学会、アメリカ物理学会

協賛 日本物理学会

日時 2015年10月12日(月)～16日(金)

場所 Hawaii Convention Center (Honolulu, USA)

内容 反応性プラズマを利用したプラズマプロセスは、薄膜電子デバイスの製造、半導体集積回路の超微細加工、ナノテクノロジーやバイオテクノロジー等に関わる新素材の創製、環境科学等における基盤技術として発展している。本国際会議は、アメリカ物理学会の会議の一つである気体電子会議と合同で開催され、プラズマプロセスに関連する諸現象を物理・化学的観点から基礎的に解明し、複雑な反応性プラズマを制御する手法を学術的に確立する事を主眼とすると共に、これを基にした最先端のプラズマ応用について、原子分子過程、プラズマ科学、プラズマ応用の各分野に携わる国内外の第一線の研究者による講演、研究発表、討議を行う。これにより、当該分野の一層の発展を期すると共に、プラズマプロセスに関わる研究者の国際的な連携を強める。参加費 事前:US\$550、学生US\$275 連絡先 ICRP-9/SPP-33 事務局(インターグループ内) 電話 052-581-3241 Fax 052-581-5585 icrp9 intergroup.co.jp http://www.plasma.engg.nagoya-u.ac.jp/icrp-9/

■第54回電子スピンスイエン学会年会

主催 電子スピンスイエン学会
協賛 日本物理学会
日時 2015年11月2日(月)~4日(水)
場所 朱鷺メッセ：新潟コンベンションセンター (950-0078新潟市中央区万代島6-1 電話025-246-8400)
内容 物質科学・化学反応・ライフサイエンス・環境問題等に関わる電子スピンスイエン研究とその技法の広範な応用及び新しい検出方法・理論の展開について討論する。
定員 300名
参加費 事前登録：5,000円、学生3,000円。当日登録：7,000円、学生4,000円。
発表申込締切 2015年8月23日(日)
参加登録締切 2015年8月23日(日)
要旨原稿締切 2015年9月13日(日)
発表申込 HPより
要旨原稿詳細 HPにて案内
連絡先 950-2181新潟市西区五十嵐2の町8050 新潟大学理学部化学科生駒研究室 内 SEST2015事務局 三浦智明 電話025-262-7738 sest2015 chem.sc.niigata-u.ac.jp
その他 詳細は<http://chem.sc.niigata-u.ac.jp/~sest2015/index.html>参照。

■生物・医学を物理する：放射線と物理、医療を物理する、生命システムのモデリング

主催 京都大学基礎物理学研究所、他
日時 2015年11月5日(木)~7日(土)
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
内容 主に放射線と物理(低線量放射線被曝等)、医療を物理する(医学物理、医学統計)、生命システムのモデリング(生物物理等)のテーマを物理学的な観点から研究する研究者を集めて、徹底的に議論する場を提供する。分野・対象を超えた理解を深め、相互理解を深め、連携した共同研究を構築するきっかけになる事を期待している。研究会をきっかけに、今後の放射線生物学・放射線医学物理の発展、手法の発展と理論の新展開に寄与し、新たな融合分野の形成を促進することを期待している。国際的なネットワークの形成も視野に入れている。
定員 約150名
参加費 無料
連絡先 565-0871吹田市山田丘2-1 大阪大学大学院工学研究科 真鍋勇一郎 電話06-6879-7773 manabe_y see.eng.

osaka-u.ac.jp http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~yipqs.project/entry_details_e.php?id=289

■第56回高圧討論会

主催 日本高圧力学会
日時 2015年11月10日(火)~12日(木)
場所 アステールプラザ (730-0812広島市中区加古町4-17 電話082-244-8000)
内容 我が国における高圧力の科学と技術に関する研究発表と討論の場として、半世紀に亘る伝統をもつ討論会。①高圧装置・技術、②固体物性、③固体反応、④流体物性、⑤流体反応、⑥地球科学、⑦生物関連、⑧衝撃圧縮。④、⑤、⑦には溶液、界面、及び食品を含む。3件程度のシンポジウムを予定。
参加費 事前：5,000円、学生2,000円
発表申込締切 2015年7月17日(金)
事前参加登録締切 2015年10月1日(木)
連絡先 第56回高圧討論会事務局 touronkai56_highpressure.jp <http://highpressure.jp/new/56forum/>

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2015年度環境研究助成

対象研究 一般研究：環境に関する研究(分野不問)。課題研究：2015年度募集課題「喫緊の環境問題解決のための学際研究または国際共同研究」
応募資格 研究者の所属が営利企業(兼務含)の場合には応募不可
助成内容 総額1億円。一般研究：8,000万円(1件当り最大500万円)、約50件。課題研究：2,000万円(1件当り最大1,000万円)、2件(予定)。
応募締切 e-mail：2015年6月16日(火)、郵送：6月30日(火)
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 Fax03-5473-8471 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。

■公益財団法人住友財団2015年度基礎科学研究助成

対象研究 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を含む)
応募資格 若手研究者、所属が営利企業(兼務含)の場合には応募不可
助成内容 総額1億6,000万円(1件当り最大500万円)、約90件。
応募締切 e-mail：2015年6月16日(火)、郵送：6月30日(火)
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 Fax03-5473-8471 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27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-特に光の本質について、第2課題：細胞間或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且つ過去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
応募方法 当財団事務局宛に直接郵送。
応募締切 2015年7月17日(金) 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 電話053-454-0598 Fax053-454-1929 info_refost-cs.or.jp

■2015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, 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 2015年8月31日(月)

送付先 113-8941 東京都文京区本駒込2-28-45 仁科記念財団 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 : 15Jun
 パスワード: Max603
 7月ユーザ名 : 15Jul
 パスワード: Niels984

ユーザ名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります。

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年			
6/1~19	ISSP Int. workshop "New Perspectives in Spintronic and Mesoscopic Physics"	柏市 (千葉)	70-4
6/5	平成27年度日本材料科学会学術講演大会	東京	70-1
6/8	第43回薄膜・表面物理セミナー (2015)「次世代・革新二次電池技術の最前線~薄膜・表面研究者にもわかる電池の基礎から将来展望まで~」	東京	70-4
6/19	実用顕微評価技術セミナー2015	東京	70-5
6/29~7/3	第16回ナノチューブ科学と応用に関する国際会議 (NT15)	名古屋市	70-2
6/30~7/2	第59回表面科学基礎講座	東京	70-4
7/3	日本真空学会関西支部 & 日本表面科学会関西支部合同セミナー2015「半導体デバイスの明日を担う新規材料開発の現状と展望」	豊中市 (大阪)	70-3
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議 (APNFO10)	函館市 (北海道)	69-11
7/10~11	第18回超イオン導電体物性研究会	徳島市	70-5
7/13~15	日本結晶学会講習会「粉末X線解析の実際」	東京	70-5
7/14~16	NIMS Conf.	つくば市 (茨城)	70-3
7/22~24	第21回結晶工学スクール (2015年)	豊中市 (大阪)	70-6
7/24	第53回化合物新磁性材料専門研究会	東京, 東海村 (茨城)	70-6
7/27~30	1st INT. CONF. ON APPLIED SURFACE SCIENCE	上海 (中国)	70-2
7/27~31	第60回物性若手夏の学校	岐阜市	70-4
7/30~8/1	東京大学物性研究所短期研究会「ガラス転移と周辺分野の科学」	柏市 (千葉)	70-5
8/3~6	Int. Workshop on Molecular Architectonics	斜里町 (北海道)	70-5
8/3	市民講座「原子層科学~ベンゼンから, カーボンナノチューブ, グラフェンまで」	京都市	70-6
8/10~12	流体若手夏の学校2015	南知多町 (愛知)	70-6
8/27	第5回X線反射率測定講習会	つくば市 (茨城)	70-2
8/31~9/4	第27回コンピューテーショナル・マテリアルズ・デザインワークショップ	豊中市 (大阪)	70-6
9/1~2	第31回分析電子顕微鏡討論会	千葉市	70-6
9/7~9	第49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	北九州市 (福岡)	70-6
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会 (関西大学) (物性)	吹田市 (大阪)	日本物理学会
9/23~25	第63回レオロジー討論会	神戸市	70-5
9/24~25	TMU Int. Symp. on "New Quantum Phases Emerging from Novel Crystal Structure"	八王子市 (東京)	70-4
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会 (大阪市立大学) (素核宇)	大阪市	日本物理学会
9/26~28	日本流体力学会年會2015	東京	70-4
9/28~10/2	5th Int. Conf. on Quantum Cryptography, Updating Quantum Cryptography and Communications 5	東京	70-4

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2015年 10/12~16	9th Int. Conf. on Reactive Plasmas/68th Gaseous Electronics Conf./33rd Symp. on Plasma Processing	Honolulu	70-6
10/25~30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
11/2~4	第54回電子スピサイエンス学会年会	新潟市	70-6
11/5~7	生物・医学を物理する：放射線と物理，医療を物理する，生命システムのモデリング	京都市	70-6
11/10~12	第56回高圧討論会	広島市	70-6
2016年 3/19~22	日本物理学会第71回年次大会（東北学院大学）	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会（金沢大学）（物性）	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会（宮崎大学）（素核宇）	宮崎市	日本物理学会

第71期（2015年3月31日~2016年3月31日）理事・監事

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

本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾（著作物の転載等）に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル 3F

Fax: 03-3475-5619 e-mail: info_jaacc.jp

編集後記

日本物理学会誌の編集委員になって、ちょうど1年(執筆は4月初旬)。そんな折に編集後記を書く順番がまわって来たのは幸運と言うべきでしょう。とはいえ、編集後記なるものを書くのは全くとって初めてです。子供の頃から作文は苦手と書いていますので、ここ何日かは憂鬱な日々を過ごしていました。

何を書こうか?と委員を引き受けた頃を思い返してみると、編集委員の役割を分かっていなかったことを思い出しました。雑誌の編集と言えば、せいぜいプロシーディングスの編集程度なので、原稿を集め、順番に並べ、装丁を決めて…、“まあ、毎月1回、湯島の物理学会事務局まで出かけて会議に出れば良いのね”という位の認識だったのです。

4月中旬の土曜日に新年度初回の委員会があるというので事務局会議室へ行くと、口の字型に並んだ机の周りに30人ほどの人が座っています。事務局のMさんにうながされ、三角柱に折られた名札とお茶を抱えて、空いている席に座ります。机の上には資料が幾つか、会議次第と書かれた一番厚い資料は40ページほどあります。ここで編集会議が行われるのです。

ちなみに編集委員が行う主要な作業は、記事を提案し、その執筆者及び閲読者を検討、出来上がった原稿(脱稿)の閲読依頼、等と、まあ、割と単純なのですが、それぞれのステップで検討すべき事柄があり、それらを議論するのが編集委員会です。たとえば新規提案が最近の既掲載記事と被っていないか?表紙の図をどうするか?などです。実際には、執筆管理(なかなか書き上げて

くれないことがある)、内容の調整(えてして難しくなりがち)など、一筋縄ではいかないことがまあり、委員一人では決められないor抱えきれないことなどを相談する場も編集委員会です。

ところで、この月一回の編集委員会で最も楽しい時間は“記事の提案”の時間です。これは各編集委員が“掲載すると良い(他人に読ませたいor自分が読みたい)記事”を提案する場なのですが、編集委員会で認められないとボツです。当然、委員全員に分かるように説明しなければなりません。もちろん委員は皆同じ物理学を核に集まった人たちではありますが、それぞれ全く違った研究をしていますから、ちょっと気を抜くと“何言っているんだか分からな一い”となってしまいます。これは大変と思われるかもしれませんが、“読者全員が読みたくなる記事”を目指している会誌として当然です。もうお気づきとは思いますが、これは提案者以外にとっては至福の時です。なにしろ提案内容の面白さをその道の専門家が自分に分かるように説明してくれるのですから。

実はこれ、最近流行の異分野交流そのものです。異分野交流と言うと、全く違う(と思われる)分野との交流が注目を集めますが(たとえば生命科学など)、物理学という枠内の異分野交流だって、十二分に重要で、かつ楽しいものです。普段、自分の研究室周りだけで活動している研究者(特に若手)にとって、このような経験を得られる場はそれほど多くありません。

と言うわけで、編集委員に誘われたら、是非ご快諾ください。え?怪しい?そんなことはありません。編集委員になれば分かります。

ちなみに私は、委員会の帰りは散歩も兼ねて1~2駅分をしばしば歩きます。湯島、本郷、小石川、根津、御徒町、上野あたり、どこも見どころが多くて楽しいですよ。

編集後記をやっと脱稿しました。憂鬱の種はとりあえず無くなりましたが、案の定(誰が?)締切を守れず遅れてしまいました。

どうもすみません。お世話をおかけします>事務局様。

執筆者の皆様におかれましては、こんなことの無いようお願いいたします。

渡邊 康 (<)

編集委員

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

(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

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

日本物理学会誌 第70巻 第6号 (平成27年6月5日発行) 通巻791号
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
印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8
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

©日本物理学会 2015

白 勢 祐 次 郎
株式会社 国 際 文 献 社

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。