

# 日本物理学会誌

- M2 ブレーンと ABJM 模型
- 原子炉によるニュートリノ混合角  $\theta_{13}$  の測定

**BUTSURI**

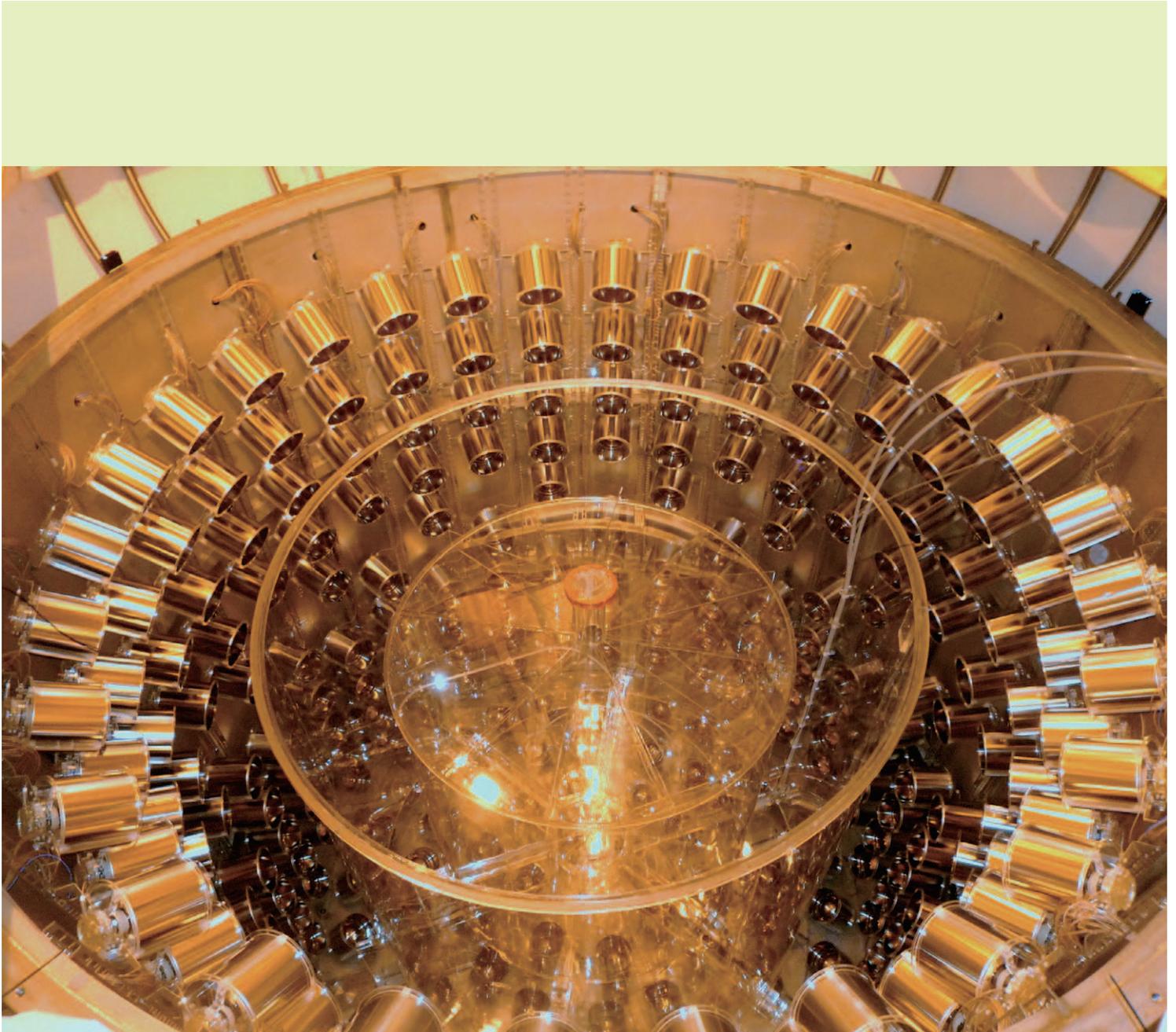
第68巻 第7号(通巻 763号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年7月5日発行 毎月5日発行

**2013 VOL. 68 NO.**

7

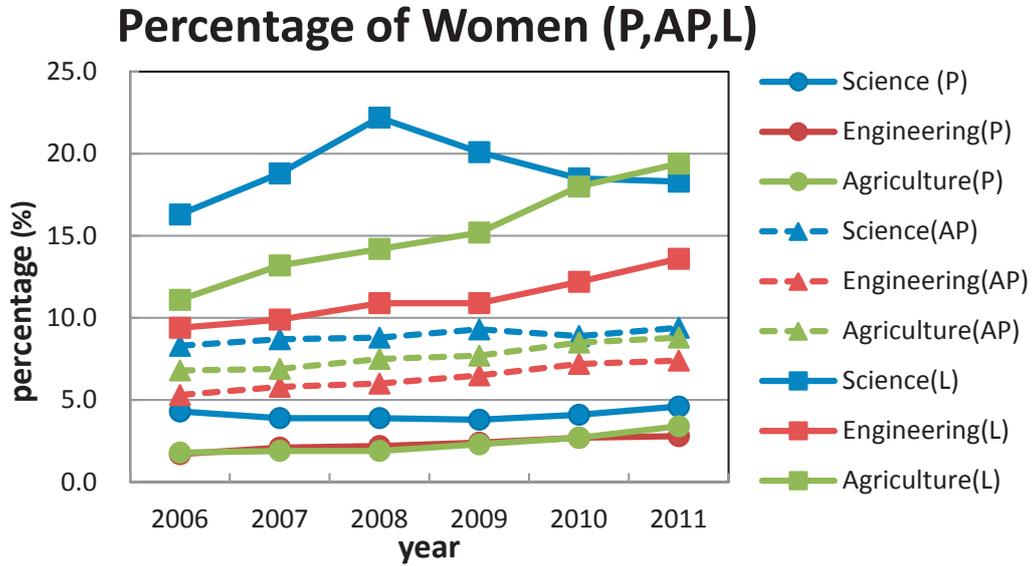


口絵：今月号の記事から		439
巻頭言	男女共同参画推進の先に <b>口絵</b>	嘉規香織 441
解説	M2 プレーンと ABJM 模型 原子炉によるニュートリノ混合角 $\theta_{13}$ の測定 川崎健夫, 石塚正基, 古田久敬, 松原綱之	今村洋介 442 450
最近の研究から	頑強な量子ゲート～複合量子ゲート～ <b>口絵</b> 坂東将光, 市川 翼, 近藤 康, 中原幹夫 ガラス転移とジャミング転移を分離する 池田昌司	459 464
JPSJの最近の注目論文から	3月の編集委員会より	安藤恒也 468
学会報告	第68回年次大会シンポジウムの報告	領域委員会 470
シリーズ「物理教育は今」	Walter Lewin 先生の公開授業—ネット配信される大学の授業— 峰 真如, 木村 元	483
学界ニュース	第103回恩賜賞・日本学士院賞：十倉好紀氏	永長直人 485
ラ・トッカータ	パウル・キーンレ (Paul Kienle) 教授の思い出	山崎敏光 485
談話室	石油の可採/枯渇年数は減るべきなのか?	中村 聡 488
追悼	吉森昭夫先生を偲んで	馬越健次 490
新著紹介		491
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	493
行事予定		498
会告	■2013年秋季大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について(お知らせ) ■2013年秋季大会会場における託児室の設置について ■2013年秋季大会の参加登録・講演概要集購入のご案内(講演申込者以外の方への案内です) ■日本物理学会 2013年度 科学セミナー ■2013年6月1日付新入会者	501
本会関係欧文誌目次		509

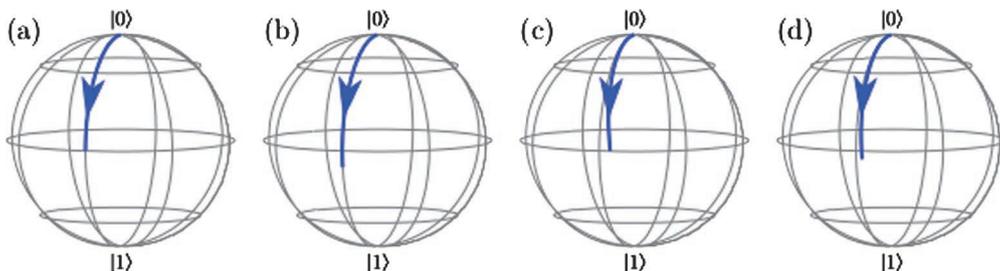
**表紙の説明** 建設中の DoubleChooz (ダブルショー) 検出器の内部 (Copyright CEA, フランス CEA 提供): 原子炉ニュートリノ実験では, 炉心で発生する反電子ニュートリノを離れた地点で検出することにより, ニュートリノ振動に関するパラメータを測定する. 写真は, 検出器の中心に2重のアクリルタンクがインストールされたところ. その内部は反電子ニュートリノを検出するためのガドリニウム含有液体シンチレータが満たされる. アクリルタンクの周囲には, 浜松ホトニクス社製の超低放射線バックグラウンドの光電子増倍管が, シンチレーション光を観測するために設置されているが, マグネットシールドに覆われているため, 光電面は見えない. 同様のコンセプトの原子炉ニュートリノ実験である Daya Bay や RENO でも, このような構造の検出器が用いられている. 詳細は本号に掲載されている川崎健夫氏らの「解説」記事を参照のこと.

<b>Graphic Page</b>	<b>439</b>
<b>Editorial</b>	
<i>Beyond the Gender Equality Promotion</i>	Kaori Kaki <b>441</b>
<hr/>	
<b>Reviews</b>	
<i>M2-branes and the ABJM Model</i>	Yosuke Imamura <b>442</b>
<i>Measurement of a Neutrino Mixing Angle, <math>\theta_{13}</math>, with Reactor Neutrino Experiments</i>	
Takeo Kawasaki, Masaki Ishitsuka, Hisataka Furuta and Tsunayuki Matsubara	<b>450</b>
<b>Current Topics</b>	
<i>Robust Quantum Gates~Composite Quantum Gates~</i>	
Masamitsu Bando, Tsubasa Ichikawa, Yasushi Kondo and Mikio Nakahara	<b>459</b>
<i>Separating Glass and Jamming Transitions</i>	Atsushi Ikeda <b>464</b>
<hr/>	
<b>JPSJ Selected Papers in the Latest Issue</b>	Tsuneya Ando <b>468</b>
<b>Reports on JPS Meeting</b>	
<i>Report on Symposiums in The 68th Annual Meeting</i>	Division Committee <b>470</b>
<b>Physics Education Today</b>	
<i>Prof. Walter Lewin's Web Lecture—Online Lectures Attract Students around the World—</i>	Makoto Mine and Gen Kimura <b>483</b>
<b>Physics Community News</b>	
<i>103rd The Imperial and Japan Academy Prizes: Yoshinori Tokura</i>	<b>485</b>
<b>La Toccata</b>	
<i>A Tribute to the Memory of the Late Professor Paul Kienle</i>	Toshimitsu Yamazaki <b>485</b>
<b>Forum</b>	
<i>Can We Expect "Decrease" of Minable Duration of Petroleum?</i>	Satoshi Nakamura <b>488</b>
<b>Obituary</b>	
<i>In Memory of Professor Akio Yoshimori</i>	Kenji Makoshi <b>490</b>
<b>Book Reviews</b>	<b>491</b>
<hr/>	
<b>Notice Board</b>	<b>493</b>
<hr/>	
<b>JPS Announcements</b>	<b>501</b>

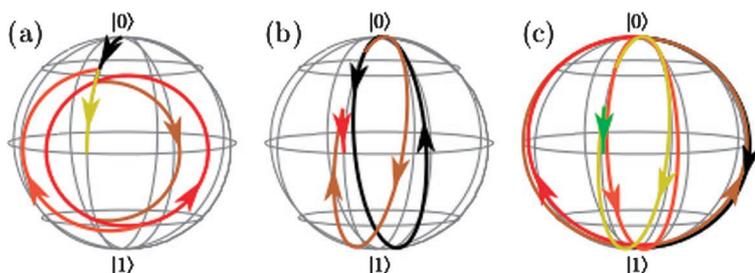
巻頭言 「男女共同参画推進の先に」 p.441



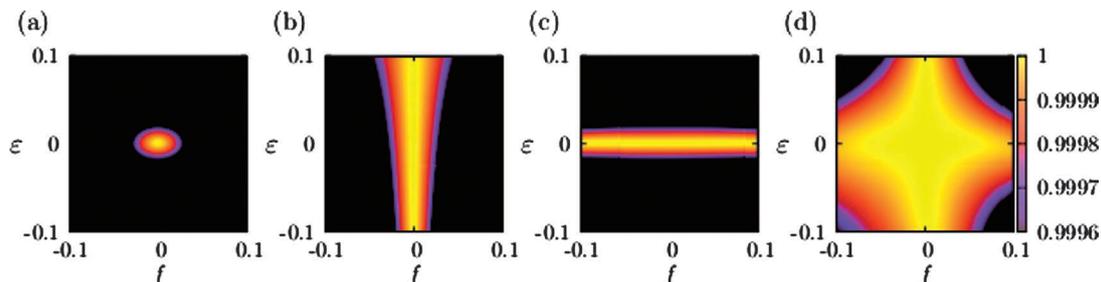
男女共同参画白書の「大学教員における分野別女性割合」から，理学 (Science)，工学 (Engineering)，農学 (Agriculture) の分野の値を，2006 年から 2011 年まで示している。教授 (P)，准教授 (AP)，講師 (L) に限っているが，もともと少なかった工学，農学の増加傾向が見て取れるのに対して，理学の変化は，それに比べると小さいことが分かる。



初期状態  $|0\rangle$  に  $y$  軸まわりの  $\theta = \pi/2$  回転を行う量子ゲートを作用させた時の Bloch ベクトルの軌跡, 青色の実線は状態の変化の軌跡を表す. (a) エラーやノイズのない理想的な場合, (b) パルス長エラー (エラーの大きさ 0.1) がある場合, (c) オフレゾナンスエラー (エラーの大きさ 0.1) がある場合, (d) パルス長エラーとオフレゾナンスエラーが両方 (エラーの大きさは共に 0.05) がある場合. エラーによって, 本来の量子状態の軌跡は理想的な場合からずれる.



エラーの影響下における回転角  $\pi/2$  の複合量子ゲートによる量子状態の時間発展を Bloch 球面上でプロット. 初期状態は  $|0\rangle$  である. 太い実線は状態の変化の軌跡を表す. (a) パルス長エラーの影響下 (エラーの大きさ 0.1) にある複合量子ゲート (BB1), (b) オフレゾナンスエラーの影響下 (エラーの大きさ 0.1) にある複合量子ゲート (CORPSE), (c) パルス長エラーとオフレゾナンスエラーの両方の影響下 (エラーの大きさは共に 0.05) にある CORPSE と BB1 の (ゲート数を軽減した) 入れ子型複合量子ゲート. 1 番目から 6 番目の個々の量子ゲートによる軌跡を順に黒, 茶, 赤, 橙, 黄, 緑色の実線に対応させた. 複合量子ゲートを用いることで, エラー耐性を持った量子制御が可能になる.



数値計算による (a) 単一の量子ゲート, (b) 複合量子ゲート (BB1), (c) 複合量子ゲート (CORPSE), そして (d) CORPSE と BB1 の入れ子型複合量子ゲートの忠実度  $F$  の密度プロット. 縦軸と横軸はそれぞれパルス長エラーとオフレゾナンスエラーの大きさである.  $F$  は 0 から 1 までの値をとり,  $F = 1$  のときエラーの影響は 0 である. 入れ子型複合量子ゲートは 2 つのエラーに対して高い耐性を持つことが分かる.

## 男女共同参画推進の先に

嘉規香織 (前男女共同参画推進委員長)

男女共同参画推進の学術分野にかかわる政府の施策は、平成18年(2006年)から始まった科学技術振興調整費「女性研究者支援モデル育成」、平成23年(2011年)からは自然科学系に力点を置いて文部科学省の科学技術人材育成費補助金「女性研究者研究活動支援事業」として継続されている支援事業と、平成21年(2009年)から2年間募集のあった「女性研究者養成システム改革加速」がある。これらが少しずつ目に見える結果を生み出しつつあると言ったら、楽観過ぎるであろうか？ 大学教員における分野別女性教員割合(理工系)は、2006年に比べて2011年では、全ての職で増加している(ただし助教・助手を除く)。殊に農学部では、理学部を上回る速度で女性教員の割合の増加が進んでおり、教授、講師では倍増に近い値になっている。<sup>1)</sup> 実際、2006年から継続している支援事業にはこれまでで76機関が採択されており、「システム改革加速」では2年間で12の大学が採択されている。この「システム改革加速」では3年目に中間評価があるが、原則5年間を実施期間としており、募集は終了してしまっただが、採択された大学では継続実施中である。

これらは「積極的格差是正措置」としてのポジティブ・アクション(PA)であり、措置の在り方によって、両立支援・環境整備等の穏やかな支援策と、採用を含めた厳格な格差是正措置に分類できる。支援事業の方は名称・内容の変更はあったが継続されているのに対して、厳格な方は実施期間は支援より長いものの、たった2年間で終わってしまっている。十分効果をあげたから中止したという訳ではないはずであるから、残念ながら何か問題が持ち上がったのであろうか。実際日本では、あらゆる分野において厳格なPAに対しては慎重であり、むしろこの「女性研究者養成システム改革加速」が短期

間とはいえ実施されたというのは特例に見えるくらいである。

様々な分野で男女共同参画が進んでいると言われている北欧でも、実は自然にそうなったわけではなく、日本よりずっと以前から環境が整備され、女性の参画を保証する厳格なPAが実施されてきた結果が今日の数値に現れている<sup>2)</sup>のだということを知ると、厳格なPAをもっと評価しても良いのではないかと思うようになった。この厳格なPAとは、数を増やすという面で即効性がある施策である。数が増えて発言力が増せば、参画が促進する方向へと環境を変え易くなる。しかしながら一方で、逆差別が問題になったりすることもあり、実施に当たっては期間や領域を限定する等の注意が必要であることも事実である。日本で好まれている方法は、環境をだんだん参画し易いものにして、参画を促進しようとする穏やかなPAで、どちらかというと時間がかかる。数を増やして環境を変えるのと環境を変えて数を増やすのと、どちらを先に行うべきか、どちらのやり方が良いのかというようなことではなく、両方同時に進行させなければ、今日の日本の現状はなかなか変わらないのではないと思われる。奇しくも短期間ではあったが、文部科学省の事業の中で2つが同時に行われていた。そのためか、アカデミックな機関においては男女共同参画が推進しつつあると実感できるだけの量的な変化が、本当にささやかではあるが起きているのは事実ではないであろうか？

この量的な変化(この場合は増加)は能動的に作用しなくても、その事実だけで環境の方が参画を促進するようなシステムの変更を受け入れやすくなる等の変化を起こすと期待される。勿論、今回の場合は採用を含む厳格なPAの前に、支援事業等の穏やかなPAで環境を参画し易いものにしてという意識が共有されているので、そうし

た変化が起き得るのである。この相乗効果の中で、子育て支援や介護支援といったような始めは女性支援として考えられていたものが、子育てや介護を行っている全ての構成員への支援へと発展していく可能性があり、現実にそのように運営している大学があるのを知っている。社会的、経済的環境の変化によって、これまで性的役割分担として固定的に捉えられていた多くのことが、両性の担うものとなってきている。身近には子育てや介護であるが、所得の獲得もそうである。従って、これまで女性支援として発想されたものでも、男女問わず支援を必要としている者全てを対象にして、構成員全ての利益に導いてゆけると思っている。

組織・機関における目に見える現象としては、女性研究者の数が増えることである。しかし、それを保証している職場の研究・教育環境は、女性に限らず異なる状況を背負ったあらゆる個人が気持ちよく参画できるものであり、ひいては多様な個人の活動を保証する、多様性(ダイバーシティ)を持った組織・機関が実現する。こうした組織・機関であれば状況が変化中、困難な局面に出会っても、多様性を反映した多様な発想でそれを乗り越え発展していける可能性が高くなる。今現在、少しずつ進んでいる男女共同参画推進の向こうに、そうした環境が構築されるものと信じている。今を変えることは、未来を創ることへとつながる。多くの先人たちが努力して築いた今日の男女共同参画が進みつつある環境を、より良いものにして未来へ受け渡すことが、現在の私たちの取り組みを通して実現できることを切に願っている。

### 参考文献

- 1) 男女共同参画白書平成19~24年版、内閣府、口絵参照。
- 2) 辻村みよ子：『ポジティブ・アクション：「法による平等」の技法』(岩波新書、2011)。

(2013年3月25日原稿受付)

# M2 ブレーンと ABJM 模型

今村 洋介 (東京工業大学大学院理工学研究科 152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1 )

M理論は弦理論を統合する基本的な理論と期待されており、M2 ブレーンと呼ばれる膜状の物体を基本的構成要素として含む。M理論はいまだその量子論的な定義が知られておらず、M2 ブレーンの振る舞いについても理解されていないことが多い。AdS/CFT と呼ばれる双対性を用いることで、 $N$ 枚重ねたM2 ブレーンの自由エネルギーが $\mathcal{O}(N^{3/2})$ に比例することが以前から知られていたが、最近になってようやくこの予言がM2 ブレーン上の低エネルギーの励起を表す模型として提案されたABJM 模型によって確認された。M2 ブレーン、ABJM 模型、そして自由エネルギーの計算に用いられる局所化の方法について解説する。

## 1. ブレーン

弦理論とは10次元の時空に存在するブレーンの理論である。ブレーンというのは膜(メンブレン)から派生した言葉で、弦理論における広がりを持つオブジェクトの総称である。ブレーンは様々な次元のものが存在し、空間的に $p$ 個の方向に広がっているものは $p$ ブレーンと呼ばれる(図1)。ブレーンは固有の張力と質量密度を持ち、その振動は $p+1$ 次元の場の理論によって記述される。こういうと難しく聞こえるかもしれないが、太鼓の膜の振動が2+1次元の場の方程式

$$\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi - T \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \phi = 0 \quad (1)$$

によって記述されることと変わりはない。 $\mu$ は膜の質量密度、 $T$ は膜の張力であり、膜を伝わる波の速さは $v = \sqrt{T/\mu}$ によって与えられる。弦理論に現れるブレーンは相対論的なものであり、その上を伝わる波の速さは光速 $c=1$ である。(本稿では自然単位系 $c=\hbar=1$ を用いる。ボルツマン定数も $k_B=1$ とする。)従ってブレーンは単一のパラメータ $\mu=T$ によって特徴付けられる。弦理論におけるブレーンが太鼓の膜と違うのは、その上にあるのが振動を表すスカラー場だけではなく、様々なスピンや質量を持つ無限個の場が存在するという点である。これらの場を第二量子化することでそれぞれの場に対応した粒子が現れるが、それらは実はブレーンにくっついた弦(開弦)の様々な振動モードとして解釈される。つまり、弦理論における弦は結晶の振動に対応したフォノンに例えることができる。結晶の比熱やエントロピーといった性質がフォノンを用いて記述されるのと同様に、ブレーンの性質はブレーンにくっついた弦によって記述される。弦にはブレーンにくっついていないもの(閉弦)も存在し、それは背景の時空の揺らぎ、すなわち重力場の粒子に対応している(図2)。

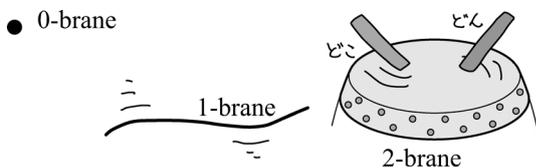


図1  $p$  ブレーンは空間的に $p$ 個の方向に広がった物体を表す。

ブレーンには様々な次元のものがあり、重ねたり交差させたりすることで多様な場の理論をその上に実現することができる。こうして現れる場の理論の中に我々の世界を記述する理論が含まれていれば、弦理論は統一模型として大成功ということになる。我々の住んでいる世界は重力を記述する一般相対性理論と、電磁気力、強い相互作用、弱い相互作用を記述する標準模型を用いて表すことができることが知られている。重力以外の3つの相互作用はスピン1のゲージ粒子によって媒介され、ゲージ理論によって記述される。(重力も広い意味でのゲージ理論であるが、ここでは含めないことにする。)我々が目にする多様な世界が、(数え方にもよるが)僅か20足らずの構成要素からなる模型を用いて記述されるということは驚くべきことであるが、この模型はブレーンを用いて直ちに構成できるほどには単純でなく、いまのところそのような試みは成功していない。しかしながら、我々の世界の一部のセクター(例えば強い相互作用をする粒子のセクター)だけであれば比較的簡単に構成できる。また、我々の世界に直接は関係しないようなものであっても、いくつも系統的に調べることでその背後にある法則性、普遍性などを見出すことができれば、我々の世界の理解にもつながるであろう。現在ブレーン上に現れる場の理論を理解することが弦理論の重要な問題と考えられているのはこのような理由による。

標準模型における相互作用はゲージ理論を用いて記述される。そのラグランジアンは既に知られており、量子化の方法も確立している。もしそうであるとするなら、わざわざ弦理論を用いてそれを構成する必要は無いように思われ

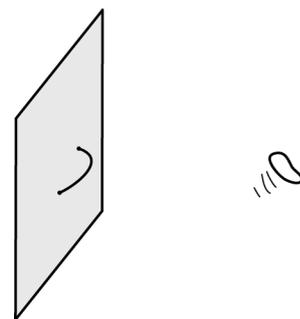


図2 左: 開いた弦はブレーンにくっついており、その上を移動する。右: 閉じた弦は9次元空間中を自由に移動する。

るかもしれない。もちろん全てのことが弦理論によらずに計算できるのであればそれで十分である。しかしラグランジアンが与えられたときその系の性質が決定できるというのは原理的な話であって、実際には、例えば標準模型から陽子や中性子がいまあるような質量で存在するというを示すだけでも大変な計算が必要になる。このような計算を行う際に問題となるのは相互作用の強さである。相互作用が弱ければ、まずは相互作用が無いという近似を用いて計算を行い、相互作用をそこからのずれとして取り入れる摂動論が有効である。例えば希薄な気体の比熱を計算する場合、まず分子間の相互作用が存在しない理想気体として扱い、その後で粒子間のポテンシャルの効果を取り入れることで、近似的に実在の気体の性質を再現することができる。しかし相互作用が強い場合にはこのような摂動論が使えない。

このような問題に対するアプローチとして、直接数値的に計算するといった力技以外に、理論の基本的な自由度とは異なる変数による有効理論を用いた記述がしばしば有効である。例えば多体量子力学系では、元の理論の力学変数を用いると強結合である場合でも、準粒子を用いることで弱結合の有効理論として記述できる場合がある。ここでは「元の理論」と「有効理論」という言葉を用いたが、互いの関係が近似的なものではなく、どちらの理論を用いても全く同じ結果を得ることができるとしたら、どちらかをより基本的なものに見なすことはできず、一つの系の対等な二つの記述と見なすべきであろう。このような関係を「双対性」と呼ぶ。近年、弦理論が注目されている理由の一つは、ある状況における弦理論がゲージ理論と互いに双対な関係にあり、強結合のゲージ理論を弱結合の弦理論によって調べることができるからである。

ブレーン上の理論についてももう少し詳しく見ておこう。あとで述べる別種のブレーンと区別するために、以下では弦理論のブレーンをDブレーンと呼ぶ。Dブレーン上に現れるゲージ理論のゲージ群はDブレーンの枚数に関係し、DブレーンがN枚重なりとU(N)ゲージ場が現れる。U(N)というのはN個の複素数に対する線形変換を表し、N×Nのユニタリー行列で表すことができる。量子電気力学において、荷電粒子の波動関数の位相回転 $\varphi \rightarrow e^{i\alpha}\varphi$ のもとでの不変性が電荷の保存などの系の性質を決めていたが、この波動関数をN成分にすると位相回転はU(N)対称性に格上げされ、電磁場に相当するスピン1の場はN×Nの行列で表されるYang-Mills場になる。Dブレーン上の場に対応する粒子がDブレーンにくっついた弦であることは既に述べたが、U(N) Yang-Mills場の出現もこのことで説明することができる。DブレーンがN枚あると、弦の両端がどのDブレーンにくっつくかによってN<sup>2</sup>通りの場合を考えることができるため、それらの自由度をまとめてN×Nの行列として表すことができる。これがU(N)ゲージ場を与える。

さて、一言に弦理論といっても実はいくつかの種類が存在することが知られている。ポピュラーなのはIIA型、IIB型、I型、Het SO(32)型、Het E<sub>8</sub>×E<sub>8</sub>型という5種類である。これらはいずれもその無矛盾性の条件として、背景時空が10次元であることを要請する。このようにいくつもの種類があるとなると、その間に何らかの関係があり、より大きな枠組みの中で統一的に理解できるのではないかと考えるのは自然であろう。そのような枠組みとして考え出されたのがM理論である。M理論は11次元時空に存在する理論であり、弦理論同様ブレーンを含む。M理論のブレーンには空間次元が2次元のものと5次元のものの二種類があり、それぞれM2ブレーンおよびM5ブレーンと呼ばれる。弦理論を統一するものとして提案されたM理論のブレーンの性質を理解することは、Dブレーン、そしてその上で実現される様々なゲージ理論の性質を理解することにつながる。そのため、Mブレーン上の理論を調べることはM理論が提唱されて以来重要な課題であった。特に興味深いのは複数のM2ブレーンが重なったときにどのような理論が現れるかということである。しかし、そのような解析を始めるとすぐに大きな障害にぶつかる。現時点でのM理論の定義は「極限において弦理論を与えるようなもの」といったようなもので、量子化をできるような構成的な定義は未だに知られていない。そのため、Dブレーンの場合にはその上の場を弦の振動モードの量子化によって得ることができたのに対し、Mブレーンの場合にはその上に実現される理論がいったい何なのか、すぐにはわからないのである。

## 2. 不思議なN依存性

Mブレーン上の理論を調べるにあたり、問題を単純化するためにここでは低エネルギー極限、つまり赤外固定点のみを考えることにしよう。Dブレーン上の弦の場合には、その振動モードとして様々な質量を持った無限個の場が現れるが、低エネルギー極限を取ることで有限個の零質量の場のみが残り、単純な場の理論によって書くことができる。同様にMブレーンの場合にも低エネルギー極限を取ることである程度扱いやすいものになると期待できる。

赤外固定点において現れる理論は、次元を持つパラメータを持たないスケール不変な理論である。通常スケール不変な場の理論はスケール変換を拡張した共形変換のもとでの対称性を持つ。このような理論は共形場理論(Conformal Field Theory)、略してCFTと呼ばれる。M2ブレーンをN枚重ねたときに赤外固定点でその上に現れるCFTがどのようなものであるのかというのがここで考える問題である。

ここではエントロピー密度S、自由エネルギー密度F、内部エネルギー密度Eなどの熱力学的な量について考えよう。まず、スケール不変性を仮定するだけでこれらの温度Tに対する依存性が次のように決まる。

$$ST = -3F = \frac{3}{2} E \propto T^3. \quad (2)$$

CFTでありさえすればこの関係式が成り立ち、それぞれのCFTの特徴は最後の比例関係における比例定数に現れる。この比例定数は大雑把にいて理論に含まれる場の個数を表している。例えば電磁場のエントロピーや自由エネルギーの計算は統計力学の簡単な演習問題であるが、その計算において、光子が持つ偏光状態の個数2を掛ける必要がある。同様に式(2)の比例係数は、場の励起がどれくらいの自由度を持っているかを表す量である。3次元の自由場の理論の場合には、ボゾンの自由度を  $n_B$ 、フェルミオンの自由度を  $n_F$  とすると、

$$S = 6\pi\zeta(3) \left( n_B + \frac{3}{4} n_F \right) T^2 \quad (3)$$

が成り立つ。(  $\zeta(z)$  はゼータ関数であり、  $\zeta(3)$  は約1.2である。)

実は、以下で説明するように、AdS/CFTと呼ばれる手法を用いると、重ねたブレーンの枚数  $N$  が大きい場合にはブレーン上の理論の詳細を知らなくてもこの係数を計算することができ、  $N$  枚のブレーン上に実現される理論のエントロピー密度が

$$S = \frac{8\sqrt{2}\pi^2}{27} N^{3/2} T^2 \quad (4)$$

であることが示される。(この式自体はAdS/CFTが提案される以前に既にKlebanovとTseytlinによって得られていたものである。<sup>1)</sup>ここで現れたような分数べきの  $N$  依存性は自由場の理論から期待される結果(3)とは全く異なっており、相互作用が強いことによる補正が重要な役割を果たしているはずである。式(4)の結果が得られた当初は  $N$  に対するこのような分数べきの依存性が現れるからくりが不明であったため、「何か不思議なことが起こっているぞ」ということでM2ブレーン上の理論がますます注目される要因となった。

### 3. AdS/CFT

式(4)の関係式を導いておこう。AdS/CFTというのは、ブレーン上のゲージ理論の性質を、ブレーンによる背景時空のゆがみから読み取る方法である。(AdS/CFTと呼ばれるのは、ブレーン上の理論が共形場理論(CFT)であるときにこの歪んだ時空の形がAnti-de Sitter(AdS)時空になるためである。)ブレーンはそれ自身固有のエネルギー密度を持つため、その重力によって背景時空をゆがめ、ブラックホールのような構造を作り出す。これはしばしばブラックブレーンと呼ばれる。ブラックブレーンは熱力学的な性質に従い、そのエントロピー(Bekenstein-Hawkingエントロピー)は

$$S \sim \frac{A}{G} \quad (5)$$

によって与えられることが知られている。ただし“ $\sim$ ”は

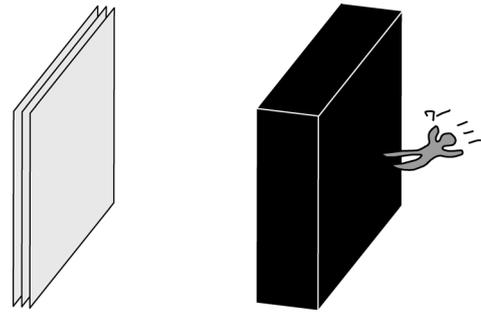


図3 左：ブレーンを厚さのない膜として表したもの。右：重力の効果を考慮すると、ブレーンは厚みを持つブラックブレーンとして記述される。

オーダー1の数係数を無視したことを意味する。(以下でも“ $\sim$ ”を用いた場合には、真面目に計算すれば係数まで決めることができるが、ここでの議論では不要なので係数は省略するという意味であると理解してほしい。)ただし  $A$  はブラックブレーンの表面積であり、  $G$  はニュートン定数である。ニュートン定数はニュートンの法則の係数として定義される。時空の次元を  $D$  (つまり空間の次元を  $D-1$ ) とするとき、質量密度 (=張力)  $\mu$  の  $p$  ブレーンによって生成される重力加速度は

$$g(r) \sim G \frac{\mu}{r^{D-p-2}} \quad (6)$$

によって与えられる。(  $\mu$  は質量次元  $[M^{p+1}]$  を持つ。  $p=0$  の場合が点状の粒子の場合である。) よって  $G$  は質量次元  $[M^{-(D-2)}]$  を持つ。また、  $D-1$  次元空間におけるブラックブレーンの「表面」は  $D-2$  次元の超曲面であるから、表面積  $A$  の次元も  $[M^{-(D-2)}]$  であり、式(5)の右辺は  $D$  によらずに無次元量になる。式(5)によって与えられるブラックブレーンのエントロピーがそのままM2ブレーン上の場の理論のエントロピーと解釈される。

平坦なブレーンの場合には  $A$  と  $S$  はどちらもブレーンに沿った方向の体積  $V$  に比例する。特に、無限に伸びたブレーンの場合には発散してしまうので、全体を  $V$  で割ったものを考えるのが良い。その場合、  $S$  はエントロピー密度、  $A$  は表面積密度(つまり  $V=1$  あたりの表面積)と解釈し直せば式(5)はそのまま成り立つ。

ここでは数係数については気にしないことにし、  $N$  に対する依存性を決めることだけに集中しよう。実はそのためにはAdS/CFTの詳細を知っている必要はない。用いるのは以下の事実である。

- M理論に存在するパラメータはプランク長  $l_p$  のみであり、無次元のパラメータは存在しない。(このことはM理論が統一理論として魅力的である理由の一つである。)従って、ニュートン定数  $G$  もM2ブレーンの張力  $T_{M2}$  も  $l_p$  を用いて表される。次元解析より、数係数を除けば  $G \sim l_p^9$  および  $T_{M2} \sim l_p^{-3}$  と決まる。
- $N$  枚の重なったM2ブレーンは1枚のM2ブレーンの  $N$  倍の質量密度を持つブレーンとして扱える。つまり、  $N$  枚のM2ブレーンの質量密度は  $NT_{M2} \sim Nl_p^{-3}$  である。

これは当たり前なことではない。ブレーンの間に引力が働くと、ブレーンを重ねたときのエネルギーは個々のエネルギーの和よりも束縛エネルギーの分だけ小さくなる。M2ブレーンの場合には束縛エネルギーが0であることが超対称性によって保障されている。

・ $N$ が大きい場合、ブレーンをマクロな物体として古典的に扱うことが可能であり、ブラックブレーンの構造はアインシュタイン方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \sim G T_{\mu\nu} \quad (7)$$

を解くことで得られる。リーマン幾何学になじみがない読者にはこの方程式は難しく見えるかもしれないが、大まかな意味はニュートンの法則(6)と同じであり、左辺は重力を、右辺は重力源の質量密度に相当する量 $T_{\mu\nu}$ とニュートン定数 $G$ を掛け合わせたものになっている。

エントロピーは関係式(5)を通してブラックブレーンの時空構造によって決まるから、厳密に求めようとすればアインシュタイン方程式(7)を真面目に解く必要が出てくるが、ここではパラメータに対する依存性を見たいだけなので、方程式中にどのようにパラメータが現れるかを押さえておきさえすればよい。まず、式(7)（あるいは式(6)）の左辺は時空の構造（重力）に関する量を表しており、パラメータを含まない。右辺を見ると、ニュートン定数 $G$ とブレーンの質量密度 $NT_{M2}$ を積の形で含んでいる。従って、理論のパラメータはこの式に $G \times NT_{M2} \sim N l_p^6$ という形で現れる。

さらに、アインシュタイン方程式を解くためには境界条件が必要である。ここでは有限温度系を扱うための標準的な処方である虚時間形式に従い、時間方向を $t = -it$ によってウィック回転し、その周期が逆温度 $\beta = 1/T$ に一致するという境界条件を課す。(図4)（これについてはあとでもう少し詳しく触れる。）つまり、温度 $T$ が境界条件として入ってくる。

以上のことから、ブラックブレーンの表面積密度は次元を持つ二つの量 $N l_p^6$ と $T$ の関数として表されるはずである。

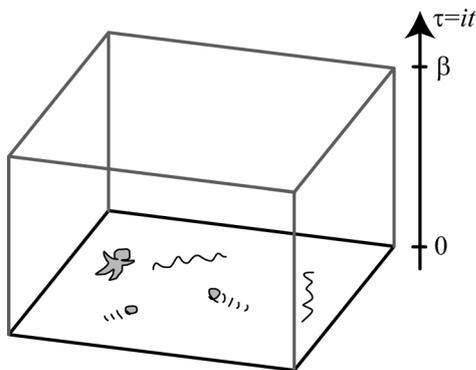


図4 虚時間形式を用いて温度 $T$ の系を扱う際には時間方向はウィック回転された後に周期 $\beta = 1/T$ を持つ周期的な座標であるとみなされる。この図では $\tau = 0$ の面は $\tau = \beta$ の面と同一視される。

$$A = A(N l_p^6, T) \quad (8)$$

プランク長 $l_p$ はスケール不変な場の理論には含まれない量なので、AdS/CFTがうまく成立していれば最終的な結果は $l_p$ に依存しないはずである。このことを用いれば、次元解析によって $T$ 依存性が式(2)のように決まるとともに $N$ 依存性も定まる。

$$S \sim \frac{A(N l_p^6, T)}{l_p^9} \sim \frac{(N l_p^6)^{3/2} T^2}{l_p^9} = N^{3/2} T^2 \quad (9)$$

もっとまじめにアインシュタイン方程式を解けば数係数まで決めることができ、式(4)を得る。

#### 4. ABJM 模型

M2ブレーン上の理論に対するAdS/CFTの予言(4)は、M2ブレーン上の理論が自明なもの（例えば自由場の理論など）ではなく、相互作用のある非自明なCFTになっていることを示している。この結果に対する微視的な説明を与えることは式(4)が与えられて以来の重要課題であったが、解析の出発点となるM2ブレーン上の理論のラグランジアンがわからなかったため、長い間ほとんど進展はなかった。この状況を一変させたのが、BLG模型およびABJM模型の提案である。これらの模型について述べる前に、ブレーン上の理論が満足すべきいくつかの性質（対称性）を列挙しておこう。

- ・ローレンツ対称性 $SO(2, 1)$

M2ブレーンは時間方向も含めれば3次元のオブジェクトであるから、その上には3次元の理論が現れる。11次元の座標を $x^0 \sim x^{10}$ とし、そのうち $x^0, x^1, x^2$ 方向にM2ブレーンが伸びているとすれば、これら3つの座標 $x^0, x^1, x^2$ に対する回転がブレーン上の理論のローレンツ対称性を与える。

- ・スケール不変性

低エネルギーの極限において現れる赤外固定点を考えている。従ってスケール不変性を仮定するのは自然である。

- ・超対称性

DブレーンやMブレーンの基本的な性質として、超対称性を持つということが挙げられる。従って、M2ブレーン上の場の理論も同様に超対称性を持つと考えられる。

- ・大域的対称性 $SO(8)$

M2ブレーンの伸びている方向に直交する8つの方向 $x^3 \sim x^{10}$ に対する回転対称性は $SO(8)$ である。これはブレーン上の場の理論の観点からは内部対称性と見なすことができる。

ここで挙げたいいくつかの対称性は互いに独立なものではなく、全体として超共形対称性 $osp(8|4)$ と呼ばれる代数を成す。

これらの対称性を持つ理論はどのようなラグランジアン

によって記述されるのであろうか。Dブレーンの場合と同様にゲージ理論だとすると、Yang-Mills項

$$S = -\frac{1}{4g_{\text{YM}}^2} \int d^3x \text{tr} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (10)$$

は不適である。なぜなら3次元時空において $g_{\text{YM}}^2$ は質量次元1を持ち、スケール不変性を破ってしまうからである。(このような理論であっても低エネルギーにおいて赤外固定点を持ちM2ブレーン上の理論を与えるという可能性はある。しかし我々が欲しいのはそのような間接的な記述ではなく、赤外固定点そのものを直接与える記述である。) 実は3次元においては式(10)の他にもゲージ不変な作用を書くことができる。それはチャーン・サイモン項と呼ばれる次の項である。

$$S = \frac{k}{4\pi} \int d^3x \text{tr} \epsilon^{\mu\nu\rho} \left( A_\mu \partial_\nu A_\rho - \frac{2i}{3} A_\mu A_\nu A_\rho \right). \quad (11)$$

このような作用によって表されるゲージ理論はチャーン・サイモン (CS) 理論と呼ばれる。この作用はYang-Mills項と違って場の強さだけを用いて書かれていないので、ゲージ不変性は自明ではないが、実際にゲージ変換を行ってみると、部分積分を用いて変分が0になることを示すことができる。 $k$ は「レベル」と呼ばれる定数パラメータであり、Yang-Mills項における結合定数 $g_{\text{YM}}$ に対応するものであるが、理論の無矛盾性のために整数でなければならないことが知られている。式(11)の作用はゲージ群とレベルを指定することで決まるが、ゲージ群が $G$ 、レベルが $k$ の理論はしばしば「 $G_k$  CS理論」と表現される。例えばゲージ群が $SU(N)$ でレベルが3であれば $SU(N)_3$  CS理論といった具合である。

CS理論を用いてM2ブレーン上のCFTを構成しようという試みは始めシュワルツによって行われたが、成功しなかった。その後、Bagger, Lambert, Gustavssonらによって、ゲージ群がある特殊な条件を満足すると上記の対称性を全て持つラグランジアンを構成できることが示された。この理論はBLGモデルと呼ばれる。しかしゲージ群が満足すべき条件が強すぎて、例外的ないくつかの理論しか構成することができないことがまもなく明らかになった。<sup>2)</sup> つまり、BLGモデルでは任意のブレーンの枚数 $N$ に対する理論を与えることができない。その後Aharony, Bergman, Jafferis, Maldacenaは、理論の持つ対称性が必ずしもラグランジアンの対称性になっていなくても良いことに着目し、上記の条件よりやや小さな対称性のみをラグランジアンに課すことにすれば、M2ブレーンの理論として望ましい性質を持つ理論が構成できることを示した。<sup>3)</sup> この理論は現在ABJMモデルと呼ばれている。

ABJMモデルは $U(N)$ ゲージ場を二つ含むCS理論で、それぞれのゲージ群に対するレベルは $+k$ と $-k$ である。つまり、 $U(N)_k \times U(N)_{-k}$  CS理論であり、ゲージ場以外には双基本表現に属するいくつかのスカラー場やフェルミオン場が含まれる。ここでは詳しく説明しないが、 $k$ の値は背

景の時空の構造に関係しており、ここでは最も基本的な $k=1$ の場合のみを考える。

ABJMの原論文においてはABJMモデルがM2ブレーンを記述することの証拠として真空状態の構造が期待されるものと一致することが示された。これによりABJMモデルはM2ブレーンの理論として受け入れられたのであるが、そうだとすると、ABJMモデルの自由エネルギーは $N^{3/2}$ に比例するはずである。

## 5. 分配関数

一般に、自由エネルギーを計算するにはどのようにすればよかったか、統計力学をおさらいしておこう。統計力学の出発点となるのは次のように定義される分配関数である。

$$Z = \text{tr} e^{-\beta H} = \sum_n e^{-\beta E_n}, \quad \beta = 1/T. \quad (12)$$

$\sum_n$ は系の全ての量子状態についての和である。ここで考えたいのは一般の量子力学系ではなく、場の理論の分配関数である。体積 $V$ の箱の中の電磁場(光子気体)を例にとって考えよう。通常このような系を扱うには、箱の中の電磁場(4元ベクトルポテンシャル)をモード展開

$$A^\mu(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{\mathbf{p}} \sum_{i=1,2} a_{\mathbf{p},i}(t) \epsilon_{\mathbf{p},i}^\mu e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \quad (13)$$

することで無限個の調和振動子系に書き換える。すると分配関数は次のように表すことができる。

$$Z = \prod_{\mathbf{p}} \prod_i Z_{\omega(\mathbf{p})} \quad (14)$$

ただし $\mathbf{p}$ は箱の中のモードの運動量、 $i$ は偏光を区別する添え字である。 $\omega(\mathbf{p}) = |\mathbf{p}|$ は分散関係を表す。 $Z_\omega$ は振動数 $\omega$ の調和振動子の分配関数であり、次のように与えられる。

$$Z_\omega = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta\omega(n+1/2)} = \frac{1}{2\sinh(\beta\omega/2)}. \quad (15)$$

分配関数の定義に現れる演算子 $e^{-\beta H}$ は、形式的には時間発展演算子 $e^{-iHt}$ の時間を $-i\beta$ にしたものである。また、分配関数(12)に現れるトレースは、時間発展させる前と後の状態をくっつけるものと解釈することができる。つまり、時間を $t = -it$ によってウィック回転し、 $\tau \sim \tau + \beta$ という周期性を課した図4の状況を表している。

式(15)を式(14)に代入し、箱の体積が大きいとしてモードについての和を積分で置き換えて計算すれば

$$F = -\frac{1}{\beta} \log Z = (\text{const}) + 2 \times \frac{\pi^2}{90} VT^4 \quad (16)$$

を得る。定数項は零点エネルギーであり、通常は無視される発散量である。第2項の因子2は光の偏光の自由度を表している。これは4次元時空の例であるが、3次元時空の場合に同様な計算を行えば式(3)が得られる。

実は、各モードを表す調和振動子の分配関数(15)は次のような無限積として表すこともできる。

$$Z_\omega = \prod_{p^0} \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{\omega^2 + (p^0)^2}} \quad (17)$$

ただし、 $p^0$  に対する積は周期  $\beta$  の円周、つまり、図4の  $\tau$  座標の関数をフーリエ展開したときの波数

$$p^0 = \frac{2\pi n}{\beta}, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (18)$$

に対してとる。この無限積は普通の意味では収束しないので何らかの正則化を行う必要があるが、ゼータ関数正則化などを用いることで式(15)に等しいことが示される。

式(17)を式(14)に代入すると、

$$Z = \prod_p \prod_i \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{\mathbf{p}^2 + (p^0)^2}} \quad (19)$$

となる。ただし  $p^0$  と  $\mathbf{p}$  をまとめて  $p$  と表した。この無限積は式(14)に似ているが、3次元の箱ではなく、図4のように時間まで含めた4次元の箱の中で展開したモードに対して掛け算を行っていることが異なる。この無限積は次の経路積分を計算した結果として得ることができる。

$$Z = \int \mathcal{D}A^\mu e^{-S_E[A^\mu]} \quad (20)$$

ただし  $\int \mathcal{D}A^\mu$  は  $A^\mu$  の全ての関数形に対する和（経路積分）を表し、具体的には場  $A^\mu$  を4次元の箱の中で

$$A^\mu(\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{\sqrt{V\beta}} \sum_p \sum_i a_{p,i} \epsilon_{p,i}^\mu e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} + ip^0\tau} \quad (21)$$

のように展開し、展開係数  $a_{p,i}$  全てについて無限次元の積分を行うことを意味する。つまり、

$$\int \mathcal{D}A^\mu = \prod_p \prod_i \int da_{p,i} \quad (22)$$

である。 $S_E[A^\mu]$  は時間に対して  $t = -it$  を代入することで定義されたユークリッド化された Maxwell 理論の作用汎関数である。

$$\begin{aligned} S_E &= -\frac{1}{2} \int_0^\beta d\tau \int d^3\mathbf{r} A^\mu (\nabla^2 + \partial_\tau^2) A^\mu \\ &= \frac{1}{2} \sum_{p,i} a_{p,i}^* (\mathbf{p}^2 + (p^0)^2) a_{p,i}. \end{aligned} \quad (23)$$

これを式(20)に代入すればそれぞれの展開係数についての積分はガウス積分となり、積分を実行することで式(19)が得られる。

式(20)は単にもとの分配関数の定義式(12)を書き換えたものであるが、このように書いておくことであとで言う一般化がやり易くなる。

## 6. 局所化

前節での計算が実行可能であったのは、電磁場の相互作用が弱く、光子間の相互作用を無視する近似を行ったからである。しかし ABJM 模型は強結合の系であり、相互作用を無視する近似は使うことができない。このような場合について分配関数の計算を行うにはどうしたらよいであろうか。

相互作用がある系の分配関数は次のように与えられる。

$$Z = \int \mathcal{D}X e^{-S[X]}, \quad S[X] = tS_0[X] - S_{\text{int}}[X]. \quad (24)$$

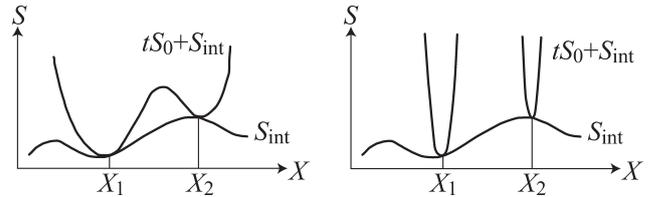


図5  $t$  が小さい場合(左)と大きい場合(右)の作用汎関数の様子。  $t$  が大きい極限では  $S_0[X]=0$  を満たす  $X=X_n$  の近傍だけが積分に影響する。

ただし  $X$  は理論に含まれる全ての場をまとめて表したものであり、 $S_0[X]$  は  $X$  について二次までの項を、 $S_{\text{int}}[X]$  は  $X$  について3次以上の相互作用項を含む項を表す。 $t$  は結合定数であり、 $t$  が大きいほど弱結合、小さいほど強結合である。相互作用がある場合には、モード展開の式を代入してもそれぞれの調和振動子が独立にはならず、積分を解析的には実行できない。しかし、以下で見るように、ある条件が満たされる場合には、積分を計算するうまい方法がある。

ある対称性変換  $Q$  があり、次の条件が成り立っているとする。

$$S_0[X] = QV[X], \quad QS_0[X] = QS_{\text{int}}[X] = 0. \quad (25)$$

さらに、積分が収束するために、 $S_0[X]$  は負にはならず、最小値が  $S_0[X]=0$  であること、作用全体  $S[X]$  については負になってもよいが下限が存在することなどを仮定しておく。(より正確には、非負性や下限に関する条件はフェルミオンを無視した部分について課される。)このとき、実は式(24)は結合定数  $t$  に依存しないことが示される。試みに  $t$  で微分してみると、(25)を用いて次の式が得られる。

$$\frac{dZ}{dt} = \int \mathcal{D}X Q[-V[X] e^{-tS_0[X] - S_{\text{int}}[X]}] \quad (26)$$

もし  $Q$  が系の対称性であり、積分の測度を変化させないとする、この積分は0である。従って、 $Z$  を計算する際に  $t$  を無限大にして弱結合極限で計算することができる。 $t$  が大きいときには  $S_0[X]=0$  となる停留点の周りだけが積分に効いてくる(図5)。この条件を満足する  $X$  は一般には複数存在するが、そのような解を番号  $n$  で区別して  $X_n$  と表すことにしよう。揺らぎの大きさは  $1/\sqrt{t}$  に比例するので、停留点周りの揺らぎを  $Y$  として次のように置こう。

$$X = X_n + \frac{1}{\sqrt{t}} Y \quad (27)$$

これを積分に代入すると、 $n$  番目の停留点まわりの寄与としてガウス積分

$$Z_n = e^{S_{\text{int}}[X_n]} \int \mathcal{D}Y e^{-S_0[X_n+Y]} \quad (28)$$

が得られる。(  $t \rightarrow \infty$  の極限で残る項だけを書いた。)この積分は解析的に実行することが可能である。分配関数は全ての停留点の寄与を足し上げることで得られる。

$$Z = \sum_n Z_n. \quad (29)$$

## 7. 球面分配関数

前節で述べた局所化の方法が使用できるためには、変換  $Q$  が存在している必要がある。この変換としては超対称変換を用いることができる。超対称変換は変換パラメータがグラスマン数であり、ボゾンとフェルミオンをつなぐ対称性である。ABJM 模型は多くの超対称性を持つ理論であるため、それらのうちの一つを  $Q$  変換と見なすことで局所化を行うことができる。ただし、超対称変換は理論のラグランジアンだけではなく、場の境界条件をどのように取るかということにも影響される。

通常分配関数を計算するために  $t$  方向に設定する境界条件はボゾンに対しては周期境界条件、フェルミオンに対しては反周期境界条件を取る。このことがボゾンとフェルミオンの間の対称性を破ってしまうため、局所化の方法を用いることはできない。

それではフェルミオンの境界条件を周期境界条件にとるとどうなるであろうか。これは分配関数の定義式(12)のトレースの中に、ボゾン状態については+1、フェルミオン状態について-1を与えるような演算子  $(-1)^F$  を挿入することに対応する。つまり、式(12)は次のように変更される。

$$I_W = \text{tr} [(-1)^F e^{-\beta H}] \quad (30)$$

これはウィッテン指数と呼ばれる量で、超対称性の自発的な破れが起こるかどうかの判定基準として重要なものであるが、実は  $I_W$  は  $\beta$  に依存しない定数であることが、前節の式(24)の  $t$  非依存性と同様に示される。このことは  $I_W$  は  $H=0$  の真空状態の情報しか含まないことを意味しており、系の熱力学的な性質を調べるのには向いていない。そこで、さらに分配関数を一般化することを考えよう。

分配関数を経路積分を用いて与えた式(24)において、時間と空間は対等に現れており、どれか一つの方向を特別視する必要はない。そこで背景時空を3次元球面  $S^3$  に置き換えたものを考えることができる。(通常の球面は  $S^2$  である。  $S^3$  はそれより次元が一つ高い「超球」である。) これは  $S^3$  分配関数と呼ばれる。空間だけではなく、時間も含めた時空全体が一つの球面になっていることを強調しておこう。そのため  $S^3$  上では  $t$  座標に対応する方向がはっきり決まらず、ハミルトニアンを用いた分配関数の定義は意味を失う。従って物理的意味づけはもとの分配関数(12)ほど明確ではない。しかし AdS/CFT を用いてその値を予想することができ、  $N$  枚の M2 プレーンに対しては

$$F \equiv -\log Z = \frac{\sqrt{2}\pi}{3} N^{3/2} \quad (31)$$

となることがわかる。この結果は通常の自由エネルギーと同じ  $N^{3/2}$  則を示しているから、もとの自由エネルギーと同様に系の熱力学的な性質を反映しているとみなしてよさそうである。従って  $S^3$  分配関数によってこの振る舞いを ABJM 模型から再現することができれば、  $N^{3/2}$  の謎が解明できた

と言ってもよいであろう。

重要なことは、  $S^3$  上でも超対称変換を定義することができ、局所化の手法を用いることができるという点である。Kapustin, Willet, Yaakov は  $S^3$  上の超対称変換を具体的に構成し、それを用いて局所化の手続きを行うことで、ABJM 模型の  $S^3$  分配関数を計算した。<sup>4)</sup> この場合、先ほどの計算との違いはモード展開を箱の中のフーリエ展開(21)ではなく、  $S^3$  上の球面調和関数を用いて

$$X(\theta, \phi, \psi) = \sum_{l,m,n} c_{l,m,n} Y_{l,m,n}(\theta, \phi, \psi) \quad (32)$$

のように展開したのを用いるということである。(  $S^3$  は通常の球面より一つ次元が高いので、その上の調和関数  $Y_{l,m,n}$  は通常の球面調和関数より一つ多い3つの量子数によってラベルされる。) 停留点のまわりでのガウス積分を実行した結果は次のようになる。

$$Z = \frac{1}{(N!)^2} \int d^N x d^N y e^{-i\pi \sum_i (x_i^2 - y_i^2)} \times \frac{\prod_{i < j} s(x_i - x_j)^2 s(y_i - y_j)^2}{\prod_{i,j} c(x_i - y_j)^2}. \quad (33)$$

ただし、添え字  $i$  と  $j$  は値  $1, \dots, N$  をとり、  $c(z) = \cosh(\pi z)$ 、  $s(z) = \sinh(\pi z)$  である。これは式(29)に対応する式であるが、ABJM 模型の場合には停留点が連続的になり、停留点についての和が  $2N$  個の実数  $x_i$  と  $y_j$  についての積分に置き換えられる。

式(33)の  $2N$  次元積分は  $N$  が小さいときには数値的に実行することができる。また、  $N$  が大きい極限では、比較的簡単な計算のちに次の結果を得る。<sup>5-7)</sup>

$$F \equiv -\log Z = \frac{\sqrt{2}\pi}{3} N^{3/2} + \mathcal{O}(N^{1/2}) \quad (34)$$

この初項は AdS/CFT を用いて計算した結果(31)に見事に一致している。

## 8. おわりに

本解説では、M2 プレーン上の理論として提案された ABJM 模型について、局所化を用いて自由エネルギーを計算することができ、その結果が AdS/CFT の予言と一致することを見た。始めにも述べたように、M2 プレーン上の理論が何であるかなかなかわからなかったのは量子論としての M 理論の定義が未だに知られていないためである。しかし M2 プレーン上の理論が ABJM 模型であることが明らかになったいま、単に AdS/CFT の予言を確認するだけではなく、ABJM 模型の  $S^3$  分配関数を用いて M 理論を調べようという試みも始まっている。M 理論における量子効果は ABJM 模型においては  $1/N$  展開における高次の項として現れることが知られている。実際、3節で行った  $N^{3/2}$  則の導出には古典的な式(6)または(7)を用いており、量子補正を考慮すると、  $N$  の異なるべきの項も現れる。そのため、大きい極限を取らない一般の  $N$  における積分(33)

の評価が重要であるが、これについてはここ1年ほどの間に大きな進展があり、興味深い結果が得られている。

また、本解説ではM理論における二種類のブレーンのうちM2ブレーンにのみ注目した。M5ブレーンについてはまだまだ謎が多い。M5ブレーンは4次元の場の理論の双対性やAGT対応<sup>8)</sup>などにおいて重要な役割を果たすことが知られているが、「どのような場の理論によって記述されるのか」という以前に果たして場の理論の枠組みでの記述が可能であるのかさえも疑わしい。しかし双対性などを用いた間接的な研究によりM5ブレーンの理解は着実に深まっており、近い将来M2ブレーンについて起こったようなブレークスルーがM5ブレーンについても起こることを期待したい。

本稿では局所化によって厳密に計算されるものとしてS<sup>3</sup>分配関数を挙げたが、それ以外にも様々な曲がった空間上での超対称理論が構成され、厳密な物理量の計算に用いられている。それらはこれまでに提案されていた様々な双対性(AdS/CFT以外にも、ゲージ理論同士の双対性が多数知られている)の確認に用いられ、成功を収めている。今後は局所化の方法は超対称ゲージ理論における摂動論を超えた物理を議論する際の標準的な道具として定着するであろう。

この解説を書くにあたり、研究室の院生との日ごろの議論が参考になった。大いに感謝する。

#### 参考文献

- 1) I. R. Klebanov and A. A. Tseytlin: Nucl. Phys. B **475** (1996) 164 [hep-th/9604089].
- 2) 松尾 泰: 日本物理学会誌 **65** (2010) 156.

- 3) O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis and J. Maldacena: JHEP **0810** (2008) 091 [arXiv: 0806.1218 [hep-th]].
- 4) A. Kapustin, B. Willett and I. Yaakov: JHEP **1003** (2010) 089 [arXiv: 0909.4559 [hep-th]].
- 5) N. Drukker, M. Marino and P. Putrov: Commun. Math. Phys. **306** (2011) 511 [arXiv: 1007.3837 [hep-th]].
- 6) C. P. Herzog, I. R. Klebanov, S. S. Pufu and T. Tesileanu: Phys. Rev. D **83** (2011) 046001 [arXiv: 1011.5487 [hep-th]].
- 7) M. Marino and P. Putrov: J. Stat. Mech. **1203** (2012) P03001 [arXiv: 1110.4066 [hep-th]].
- 8) 立川裕二: 日本物理学会誌 **65** (2010) 703.

#### 著者紹介



今村洋介氏: 専門は素粒子論、弦理論と関係する超対称ゲージ理論の性質に興味がある。歩くのが好きだが最近あまり暇がない。

(2013年2月4日原稿受付)

#### M2-Branes and the ABJM Model

Yosuke Imamura

abstract: M2-branes are two-dimensional fundamental objects in M-theory, the unifying theory of string theories. No constructive definition of M-theory is known, and direct quantization of M2-branes has not succeeded. One of interesting properties of M2-branes is the behavior of the free energy. The AdS/CFT predicts that the free energy of  $N$  coincident M2-branes is proportional to  $N^{3/2}$  for large  $N$ . Recently, this behavior of the free energy is reproduced by the ABJM model, a three-dimensional supersymmetric gauge theory proposed as a low-energy effective theory of M2-branes. M2-branes, the ABJM model, and the method of computing the free energy are reviewed in this article.

### 日本物理学会誌 第68巻 第8号(2013年8月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

巻頭言

楽しい“学会”を……………田村裕和  
解説

「速い光」, 「遅い光」と群速度……………富田 誠  
弦理論のよるハドロンの記述……………杉本茂樹

最近の研究から

脂質膜小胞における膜内相分離と膜変形……………柳澤実穂  
超対称ゲージ理論におけるアノマリーパズル……………米倉和也

JPSJの最近の注目論文から 4月の編集委員会より

……………安藤恒也

PTEPの最近の招待・特集論文から 2013年1月号より

……………坂井典佑

学会報告

第68回年次大会招待・企画・チュートリアル講演の報告

……………領域委員会

学界ニュース

科学技術分野の文部科学大臣表彰

歴史の小径

ボーアの原子論の成功と挫折(1913-1918年)……………今野宏之  
ニールス・ボーアと彼の研究所—ボーアの原子模型100周年の  
機会に—……………山口嘉夫, 小沼通二

新著紹介

# 原子炉によるニュートリノ混合角 $\theta_{13}$ の測定

川崎 健夫 〈新潟大学理学部 950-2181 新潟市西区五十嵐2の町 8050 〉

石塚 正基 〈東京工業大学理工学研究科 152-8551 東京都目黒区大岡山2-12-1 〉

古田 久敬 〈東北大学ニュートリノ科学研究センター 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3 〉

松原 綱之 〈首都大学東京理工学研究科 192-0397 八王子市南大沢1-1 〉

ニュートリノ振動は、素粒子物理学において近年最もホットなトピックスの1つである。このニュートリノ振動に関する重要なパラメータである混合角  $\theta_{13}$  の測定結果が、2011年から2012年にかけて複数の実験グループによって次々と発表された。この  $\theta_{13}$  は理論・実験の双方に対して、今後の研究の方向に大きな影響を与える重要なパラメータでありながら、長年測定に成功していなかった。有限値が得られたことにより、素粒子物理学における重要なマイルストーンが達成されたといえる。本稿では、この  $\theta_{13}$  を測定した実験、特に原子炉を用いたニュートリノ振動実験について紹介する。

## 1. はじめに

素粒子物理学において、ニュートリノ振動に関する研究は近年最もホットなトピックの1つであるといえる。世界各国において複数の重要な実験が進行しており、新しい測定技術の開発や実験計画の提案も活発になされている。これはニュートリノ振動が現在の素粒子標準模型を超えた物理の存在を強く示唆する現象であり、未知の物理へのブレイクスルーとなることが期待されるからである。ニュートリノ振動を記述するパラメータの1つである混合角  $\theta_{13}$  は、疑う余地のない重要な値でありながら、15年近く前の実験において上限値が得られているのみであり、これまで有限値が得られていなかった。この  $\theta_{13}$  の測定を目指して複数の実験計画が立ち上がり、特に過去数年間は熾烈な競争の下で実験が進められてきた。<sup>1)</sup> 筆者の参加する Double Chooz (ダブルショー) 実験もその1つである。そして、2011年から2012年にかけて、それら加速器や原子炉を用いた実験による  $\theta_{13}$  の測定結果が次々と発表されるというエキサイティングな展開があった。

本稿ではこのパラメータ  $\theta_{13}$  の素粒子物理学における重要性や、発表された測定結果、および有限値が得られたことの意義について述べる。また、高い精度での測定を可能にした原子炉ニュートリノ実験について紹介する。

## 2. ニュートリノ振動

素粒子物理学の三つの基本的な力(強い力、弱い力、電磁力)を記述する標準模型(Standard Model)は加速器の発展により TeV スケールまでの広いエネルギー範囲で検証され、その予言値は測定結果とよく一致している。一方、ニュートリノ実験により報告されたニュートリノ振動の発見は、標準模型の修正を要求するものであった。

標準模型では3種類(フレーバー)のニュートリノが存在し、それぞれ電子型 ( $\nu_e$ )、ミュー型 ( $\nu_\mu$ )、タウ型 ( $\nu_\tau$ ) と呼ばれている。3種類のニュートリノは荷電カレント反応によりそれぞれ電子、ミュー粒子、タウ粒子と結合する

ため、反応により生じる荷電レプトンの検出によるフレーバーの識別が可能である。これらのフレーバーの固有状態は質量固有状態と一致するとは限らず、一般的には質量固有状態の重ね合わせとなっていると考えられる。ニュートリノの混合は MNS (牧・中川・坂田) 行列と呼ばれる  $3 \times 3$  のユニタリー行列  $U$  により、以下のように表される。<sup>2)</sup>

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

ここで、 $\nu_i$  は質量の固有状態であり、それぞれ  $m_i$  の質量を持つ。  $U$  は、以下のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ここで、 $s_{ij}$  および  $c_{ij}$  は、それぞれ  $\sin \theta_{ij}$  および  $\cos \theta_{ij}$  を示し、 $\theta_{ij}$  はニュートリノの混合する割合を決める角度であるため、混合角と呼ばれる。また、 $\delta$  は複素位相であり、CP 非対称を表すパラメータである。

標準模型では、ニュートリノはすべて質量がゼロであり左巻きの素粒子であると仮定している。これに対し、ニュートリノが世代によって異なる0でない質量を持ち、さらにフレーバーの固有状態が質量の固有状態の混合で表される場合、ニュートリノ振動と呼ばれるフレーバー間の遷移現象が予言される。簡単のため2種類のニュートリノのみを考えるとニュートリノの振動確率は式(1) (後に出てくる原子炉ニュートリノ振動の式) のように表される。

ニュートリノはその相互作用の弱さから一般に検出は難しいが、近年では検出器の大型化、バックグラウンドの低減などの実験技術の改良により高統計での精密測定が可能となってきている。1998年には Super-Kamiokande 実験による大気ニュートリノ観測の結果、上向きに飛来するミュ

ーオンニュートリノの欠損が示され、ニュートリノ振動の存在が明らかになった。その後も同実験による太陽ニュートリノの観測、ニュートリノビームを使った長基線ニュートリノ実験 (K2K 実験および T2K 実験)、原子炉ニュートリノの観測 (KamLAND 実験) によりニュートリノ振動の存在が確認されている。<sup>\*1</sup>

本稿で述べる第2世代の原子炉ニュートリノ実験が測定を開始した2011年の時点では、上記の3つの混合角のうち2つ ( $\theta_{12} \sim 33^\circ$  と  $\theta_{23} \sim 45^\circ$ ) が測定されていた。残る混合角  $\theta_{13}$  は、なぜか他の2つよりも小さく、原子炉を利用した CHOOZ 実験により  $\theta_{13} < 11^\circ$  (信頼度 90%) という上限値が得られていたのみであった。

### 3. 混合角 $\theta_{13}$ の精密測定のための原子炉ニュートリノ振動実験

この  $\theta_{13}$  の測定を目指して、これまで、そして現在も数多くの実験が進められている。ここでは高い精度での測定結果を発表した原子炉ニュートリノ実験を中心に説明する。

運転中の原子炉からは大量の反電子ニュートリノが生成される。炉内の燃料となる主な核分裂性同位体は  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  であり、これらが炉内で中性子を吸収して核分裂を起こす。一回の核分裂で生じる娘核は平均6回ベータ崩壊を起こすため、反電子ニュートリノも平均6個発生する。一回の核分裂で約200 MeV のエネルギーを解放するため、<sup>4)</sup> 例えば、熱出力3 GW の商用炉の場合、 $1 \times 10^{20}$  個/s の核分裂が起き、 $6 \times 10^{20}$  個/s のニュートリノが発生することになる。ニュートリノはその相互作用の弱さから、物質を容易に貫通して遠方まで飛行する。そのため、原子炉からさまざまな距離 (数 m - 数百 km) に検出器を設置してニュートリノを測定することで、MNS 行列の混合角 ( $\theta_{ij}$ ) や振動の速さを決める質量の2乗の差 ( $\Delta m_{ij}^2$ ) といったパラメータの測定が行える。

混合角  $\theta_{13}$  の場合は、飛行中における反電子ニュートリノの変化量を測定する。具体的には、炉から発生したニュートリノ数から、振動が無い場合に期待される反応数を見積もり、実際に測定された反応数と比較することで、欠損確率を見積もる。<sup>\*2</sup> 炉心から1-2 km 程度の距離における反電子ニュートリノが生き残る確率 (1 - 欠損確率) は、 $\Delta m_{21}^2$  と  $\theta_{12}$  による比較的遅い振動を無視することができるため、下記のような近似式として導出される。

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\Delta m_{21}^2$  は、 $\nu_1$  と  $\nu_3$  の質量の2乗の差であり、 $L$  は原子炉からの飛行距離、 $E_\nu$  はニュートリノのエネルギーで

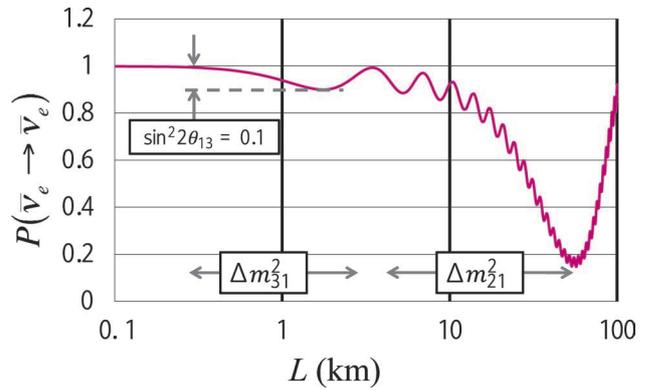


図1 原子炉からの距離と、反電子ニュートリノの生き残り確率。50 km 付近に最大振動が現れる  $\theta_{12}$  による大きな振動と、式(1)による小さな振動が見える。ここで、 $E_\nu = 3.6 \text{ MeV}$ 、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  を仮定している。また  $|\Delta m_{31}^2| = 2.43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  を仮定している。

ある。この式から、欠損確率は  $\sin^2 2\theta_{13}$  の大きさに比例することがわかる。この式には  $\delta$  等の大きさが不明なパラメータが含まれていないため、原子炉からの距離  $L$  における欠損確率を測定することにより、 $\theta_{13}$  の測定が可能となることがわかる。<sup>\*3</sup>

図1は、エネルギーが3.6 MeV の反電子ニュートリノが生き残る確率を表している。 $L \sim 50 \text{ km}$  付近に最大振動が現れる  $\Delta m_{21}^2$  と  $\theta_{12}$  による大きな振動と、式(1)による小さな振動が見える。 $\theta_{13}$  による欠損は炉心から2 km 程度で最大となるが、欠損の割合は数%程度であるため、ニュートリノ数の測定には精密さが要求される。

前章で記述したように、2011年の5月頃まで、混合角  $\theta_{13}$  の測定は1997-1998年頃 CHOOZ 実験により測定された上限値のみであった。<sup>3)</sup> CHOOZ 実験では原子炉から1 km 離れた地点に置かれた単一の検出器で測定を行った。原子炉で発生したニュートリノ数は、モニターされた炉出力から理論的な計算によって見積もられたものであった。<sup>\*4</sup> しかし、このような見積もりには2-3%程度の系統誤差が伴うため、数%程度の欠損割合を測定するときには大きな不定性となる。そのため、炉心から300-400 m 程度の距離に前置検出器、1-2 km 程度の距離に後置検出器とよばれる複数の検出器を設置するという新しい方法が提案された。<sup>6)</sup> 前置検出器と後置検出器において同一のデザインを採用することにより、原子炉で発生したニュートリノ数の見積もりやニュートリノ検出効率に起因する系統誤差をキャンセルして、混合角  $\theta_{13}$  の精密測定を可能にする。

この、CHOOZ 実験に続く第2世代の原子炉ニュートリノ実験は、2003年ごろから世界で多数提案された。<sup>\*5</sup> その

<sup>\*3</sup> 後で述べるように  $\Delta m_{31}^2$  の符号は不明であるが、欠損の現れ方には影響しない。

<sup>\*4</sup> 実際には、別の原子炉の近傍において測定された反電子ニュートリノ数と炉出力との関係を用いて見積もられた。使用されたのは、後述する Double Chooz 実験の測定でも用いられた、Bugey4 原子炉における測定データである。<sup>5)</sup>

<sup>\*5</sup> 日本の研究グループでは、初期の段階から柏崎刈羽原発を利用する KASKA 実験を提案していたが、予算化されなかったため2006年より Double Chooz 実験に合流することとなった。

表1 原子炉ニュートリノ実験の主要諸元：検出器質量は、測定精度を決定する後置検出器のニュートリノターゲットの質量を示す。複数の炉心が存在する場合は、後置検出器距離は炉出力の重みをかけて計算した平均の距離を示している。

	Double Chooz	Daya Bay	RENO
原子炉出力 GW <sub>th</sub>	8.5 (2基)	17.4 (6基)	16.5 (6基)
後置検出器距離 km	1.05	1.65	1.44
後置検出器質量 ton	8.2 (1基)	80 (4基)	16 (1基)

後、実験計画は Double Chooz, Daya Bay, RENO の3グループに集約された。3つの原子炉実験について、表1に代表的なパラメータを簡単にまとめておく。そして、過去数年間、 $\theta_{13}$ の測定を目指して苛烈な競争のもとで実験準備が進められてきた。もちろん、原子炉だけでなく加速器によるニュートリノ振動実験も同時期に世界中で活発に進められていた。その結果、それまで10年以上更新されていなかった $\theta_{13}$ の測定値が、2011年6月から1年足らずの期間に複数の実験グループによって次々に発表されるというエキサイティングな展開となった。

最初に、2009年から実験を開始していたT2K実験グループが、加速器で生成したミューニュートリノからの電子ニュートリノの出現確率の測定により、 $\theta_{13}$ が0でないことを示唆する結果を発表した。<sup>7)</sup> 続けて同じく加速器実験であるMINOSも新しい測定結果を発表した。<sup>8)</sup>

その後、本稿の主題である3つの原子炉実験グループが続けて結果を発表した。以下に、これらの実験グループの概要と、測定結果の発表について簡単に述べる。

筆者も参加する Double Chooz 実験は、フランス北東部アルデンヌ地方のショー (Chooz) 原子力発電所を利用する実験で、日本を含む8か国・約150名からなる国際共同実験グループである。<sup>\*6</sup> 後置検出器が設置されているのは、かつて CHOOZ 実験が行われた実験ホールである。当初は最も早く実験を開始でき、速やかに結果が得られると期待されていた。しかし、原発敷地内での実験に対するフランスの厳しい安全審査に長い時間がかかったことや、実験ホール掘削工事にも保安上のクレームがついたことなどから大幅にスケジュールが遅れた。そして、2011年4月より後置検出器のみで実験を開始し、同年11月に $\theta_{13}$ の測定結果を発表した。<sup>9)</sup>

Daya Bay 実験は、香港近くにある Daya Bay 原子炉を利用するもので、中国の高エネルギー物理学研究所と米国ローレンスバークレー研究所が中心となって進められてきた。2011年9月から一部の前置検出器、12月から一部の後置検出器の測定を開始した。設計上は8基ある検出器のうち、6基の検出器で測定を行い、2012年3月初めに結果を発表した。<sup>10)</sup>

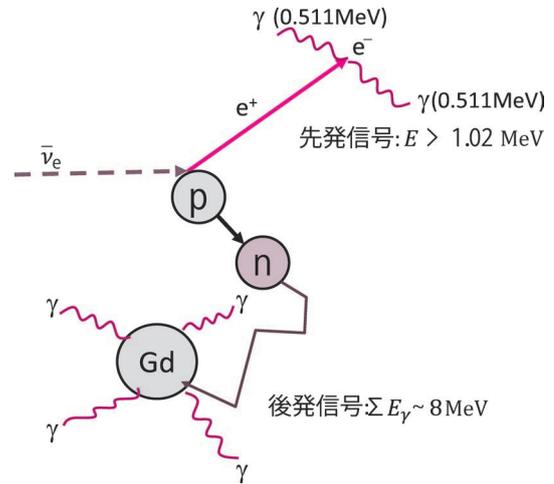


図2 反電子ニュートリノが液体シンチレータ中の陽子と反応し、陽電子と中性子が生成される。陽電子はエネルギーを失いながらシンチレーション光を発生し、最後に電子と対消滅する。中性子は、陽子と弾性散乱を繰り返し熱化した後、ガドリニウム原子核に吸収される。このとき、合計エネルギー8 MeVの複数の $\gamma$ 線を発生する。中性子が吸収されるまでの時間は平均して30マイクロ秒程度である。

RENO実験は、韓国 Yong Gwang 原子炉を利用した実験で、ソウル国立大学を中心としたグループである。RENO実験は、2011年8月から前置・後置2基の検出器で測定を開始し、2012年4月に結果を発表した。<sup>11)</sup>

次節では、これら第2世代の原子炉実験の測定原理・実験装置について説明する。

#### 4. 測定原理・実験装置

はじめに原子炉で生成される反電子ニュートリノの測定原理を説明する。Double Chooz, Daya Bay, RENOの $\theta_{13}$ 測定を目的とする3グループでは、共にガドリニウム入り液体シンチレータ (Gd-LS) を反電子ニュートリノの検出に用いている。反電子ニュートリノはGd-LS中の水素原子核と逆ベータ崩壊反応、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2)$$

を起こす (図2)。

図3は、検出器内の逆ベータ崩壊反応によって観測されるニュートリノのエネルギースペクトラムである。検出されるニュートリノのエネルギーは平均4 MeV程度である。

陽電子は運動エネルギーを失った後、電子との対消滅により0.511 MeVの2本の $\gamma$ 線を発生する。これらによるシンチレーション光が先発信号として観測される。このため、先発信号のエネルギーには1.022 MeVの下限値が存在し、事象選別する際のエネルギーしきい値を十分小さく設定することで、検出効率をほぼ100%にできる。一方中性子は熱化したのちに、約30マイクロ秒で元素中最大の熱中性子吸収断面積を持つガドリニウムに吸収される。ガドリニウムは、中性子の吸収に伴って合計約8 MeVの遷移 $\gamma$ 線の後発信号を発生する。このように、1つの反電子ニュートリノの逆ベータ崩壊反応により、陽電子信号と少し遅れた

<sup>\*6</sup> 現在は英国が抜けて7か国となった。

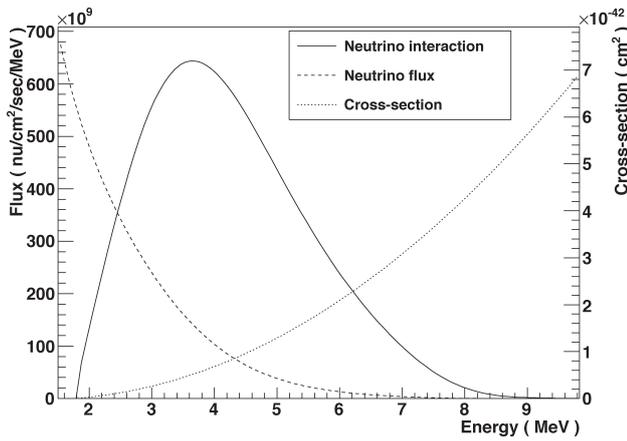


図3 逆ベータ崩壊反応により観測されるニュートリノのエネルギースペクトラム(実線)。原子炉内での核分裂反応によるエネルギースペクトラム<sup>12)</sup>(破線)と逆ベータ崩壊反応断面積のエネルギー依存性<sup>13)</sup>(点線)の積に比例した、4 MeV付近にピークをもつ分布になる。

中性子信号が観測される。よって、2つの信号が生じたことを条件とする遅延同時計測を行うことで、高い純度での反電子ニュートリノの検出が可能となる。

また、この逆ベータ崩壊反応におけるエネルギー保存則により、先発信号のエネルギーは反電子ニュートリノのエネルギーから0.8 MeVを引いたものになる。式(1)より、一定距離での反電子ニュートリノの振動確率はそのエネルギーの関数となる。そのため、先発信号のスペクトラム解析を通してニュートリノ振動確率のエネルギー依存を詳細に測定することで、計数のみの解析より高精度な $\theta_{13}$ 測定が可能となる。

混合角 $\theta_{13}$ は精密測定が必要であるため、残るバックグラウンド見積りもりの不定性にも大きな注意を払う必要がある。バックグラウンドは、先発信号と後発信号の間で時間相関を持つかどうかによって、偶発的バックグラウンドと相関的バックグラウンドに大別される。偶発的バックグラウンドは、主に検出器内部に含まれる微量の放射線同位元素と宇宙線によって発生した中性子によるものである。時間相関を持たない単発事象を用いることにより、量やスペクトラムを比較的精度良く見積ることができる。一方、時間相関を持つ主要なバックグラウンドとしては、宇宙線を起源とする核破砕反応で生成される、崩壊時に中性子を放出する長寿命の放射性同位元素( ${}^9\text{Li}$ など)や、高速中性子などがあげられる。相関的バックグラウンドを低減するために、検出器は地下数十～数百メートルに設置されている。

前述したとおり、 $\theta_{13}$ 測定を目的とする3グループの測定原理は共通しており、用いられる実験装置もほぼ同様の構造を持つ。ここでは、3実験の中でも最初に検出器の開発を行い、後置検出器による測定を開始したDouble Chooz実験を例として、検出器の概要を簡単に説明する。詳細なDaya Bay, RENOの実験装置に関しては、他の文献を参照されたい。

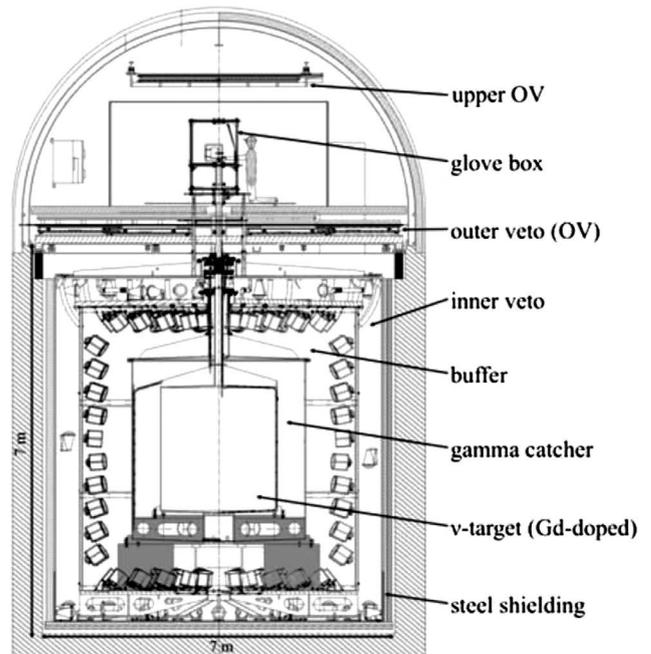


図4 Double Chooz 検出器：側面からの断面図。中央の透明アクリル容器にニュートリノ検出のターゲットとなるガドリニウム含有液体シンチレータが入っており、周囲に配置された光電子増倍管で発生したシンチレーション光を観測する。

図4にDouble Chooz後置検出器の概観を示す。検出器は全体として、共通中心軸を持つ4重の円筒型構造をしている。中央のアクリル容器内には、ニュートリノターゲットとなるGd-LSが入っている。反電子ニュートリノに対してGdによる信号を要求することにより、事象発生位置の再構成による有感領域の設定を行うことなくターゲット領域内に限定することができ、検出領域の不定性による系統誤差を抑えている。ターゲット領域の外側には液体シンチレータが、同じくアクリル容器に入っている。この領域は $\gamma$ キャッチャー領域と呼ばれ、逆ベータ崩壊反応がGd-LS領域の外縁付近で発生した場合にもれ出る $\gamma$ 線を検出する。 $\gamma$ キャッチャー領域の外側のステンレス容器はミネラルオイルで満たされており、壁には390本の10インチ光電子増倍管が設置されている。この領域はバッファ領域と呼ばれ、高速中性子やPMTガラスに含有する放射線同位体の $\gamma$ 線に由来するバックグラウンドを低減させる役割を担っている。バッファ領域の外側には光学的に分離された内部ミュオン検出器が配置され、液体シンチレータで満たされている。また、検出器全体の上部には、プラスチックシンチレータストリップで構成される外部ミュオン検出器が設置されている。これら内部と外部ミュオン検出器は、宇宙線vetoに用いられるとともに、宇宙線の同定や飛跡再構成を通してバックグラウンド解析にも用いられる。検出器上部の中心軸付近には、放射線源や光源を駆動システムに取り付けて検出器内に導くための検出器較正システムが設置されている。

系統誤差を抑えるために、構造以外にも様々な工夫がなされている。例えば、Double Choozのトリガーレートは、

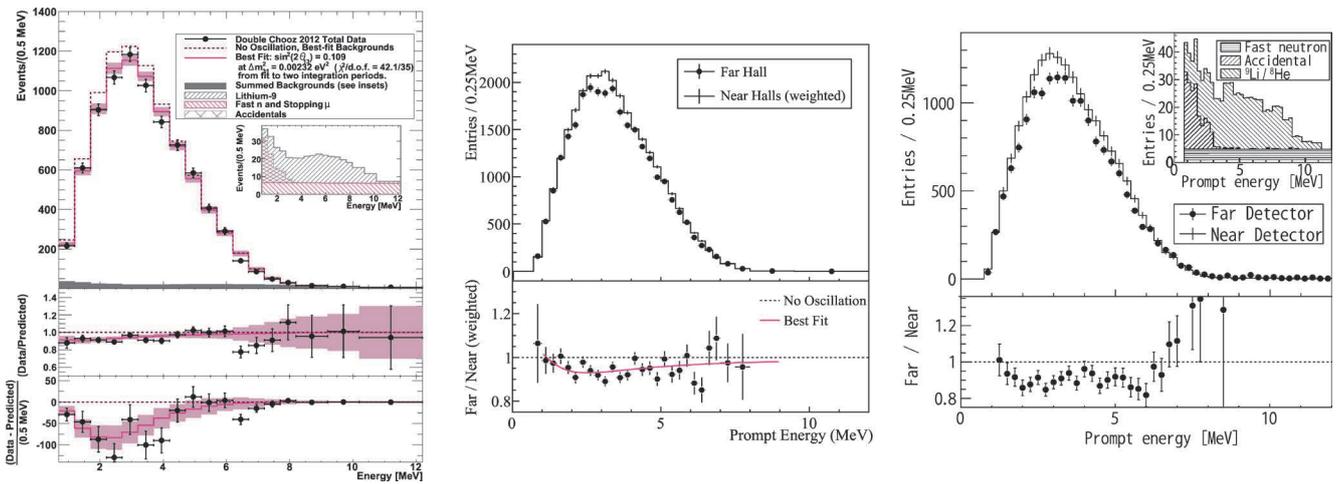


図5 Double Chooz, Daya Bay, RENOの3実験によって得られた、先発信号のスペクトラム [それぞれ文献14, 15, 11より許可を得て転載]。(左図) Double Chooz: 破線は、振動が無いと仮定した場合の予想スペクトラム。赤い実線は、スペクトラム解析による、最適値の $\sin^2 2\theta_{13}$ に対応するスペクトラム。どちらも予想される背景事象を含んでいる。中段図は観測数/予想数の比、下段図は観測数と予想数の差を表している。(中央図) Daya Bay (右図) RENO: 黒い実線は前置検出器で測定されたスペクトラムを距離でスケールさせたもの。下図は後置/前置検出器での観測数の比。

約0.4 MeV以上のエネルギーしきい値で130 Hz程度と非常に低い。これは、日本グループが開発に参加した浜松ホトニクス製の低バックグラウンド光電子増倍管を採用したことが大きな理由である。これによりニュートリノ事象選別のエネルギーしきい値を十分に下げること、検出効率における不定性を抑えることができた。

### 5. 3つの実験グループによる $\theta_{13}$ 測定結果

先に述べたように、3つの原子炉実験グループは2011年4月から9月にかけて測定を開始した。そして、2011年11月から2012年4月にかけて、つづけて結果を発表した。<sup>\*7</sup>その後、Double Chooz<sup>14)</sup>とDaya Bay<sup>15)</sup>は、2012年6月に京都で行われたニュートリノに関する国際会議(NEUTRINO2012)において結果を更新し、論文として発表している。本稿では学術雑誌に受理されている最も新しい結果を引用することとした。

それぞれの実験グループの結果を、ニュートリノ事象の先発信号、つまり原子炉ニュートリノのエネルギースペクトラム(図5)とともに説明しよう。どの実験グループも、同様のフォーマットの図を発表している。詳細についてはそれぞれの論文を参照されたい。<sup>11, 14, 15)</sup> 図の横軸の値はニュートリノのエネルギーより0.8 MeV小さい値であり、3 MeV付近にピークを持つスペクトラムが観測されている。 $\theta_{13}$ を測定するためには、基本的に“原子炉で発生したニュートリノ”数と、1-2 km離れた“後置検出器において観測されるニュートリノ数”を比較し、どれだけ減ったかを測ればよい。つまり観測が予想される値と実際に測定された値の比を測定すれば、 $\theta_{13}$ の値が得られる。

まず、Double Choozの結果を見てみよう(図5左端)。今回のDouble Choozの結果は後置検出器のみの測定によるため、原子炉で発生するニュートリノ数の見積もりが必要である。運転中の原子炉はその熱出力が詳細にモニターされており、核分裂のレートおよび発生するニュートリノ数が計算される。しかし、核分裂で発生するエネルギーの値には不定性があるため、別の実験により実際に原子炉付近で測定されたニュートリノの数を前置検出器の代わりに利用して、ニュートリノの発生量を計算するという方法を用いている。<sup>\*8</sup> 検出器に到達すると予想されるニュートリノの数とスペクトラムは、一部のコラボレータのみが取り扱い、測定器からの実験データを解析するチームには、“ブラインド”された。これは、得られる結果を先に見ることにより、データ解析を行う人に先入観や思い込みによるバイアスをおこさせないようにするための手法である。

上図の破線が振動が無い場合の予想されるニュートリノのスペクトラムである。これは予想されるバックグラウンドも含んでおり、図中に示されているように、信号事象に対して十分に少ないことがわかる。検出されたニュートリノの数は、振動が無いと仮定した場合の予想値より少ないことがわかる。ニュートリノのエネルギーによって欠損の大きさが違うため、“スペクトラム解析”を行うことにより、測定精度を向上させることができる。中段の図は観測数と予想数の比であり、式(1)の値に対応する。また下段図は、観測数から予想数を引いた値を示しており、元のニュートリノスペクトラムに、式(1)の二番目の項をかけた値となる。それぞれの図には、得られた $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を用いたスペクトラムが赤い実線で描かれている。

<sup>\*7</sup> Double Choozの最初の $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定結果は、2011年11月にLowNu11(韓国)で発表された。その後、解析のチェックを行い、2012年1月にPhysical Review Letter誌に投稿し、3月に受理された。Daya Bayは3月投稿、4月受理。RENOは4月初めに投稿、5月受理された。

<sup>\*8</sup> 使用されたのは、Bugey4<sup>5)</sup>の測定結果である。原子炉から短距離で測定された結果で最も精度が高く、また、原子炉のタイプや核燃料構成比がChooz原子力発電所と似通っているということが使用された理由である。また、CHOOZ実験でも使用されたデータであり、結果の比較が容易であることも理由の1つである。

図5の中央がDaya Bay, 右図がRENOの結果である。Daya BayとRENOでは既に前置検出器が動いているため, 前置検出器で観測されるスペクトラムを距離の違いによって数をスケールさせることにより, 振動の無い場合の値として用いている。図中の実線はニュートリノ振動が無い場合のスペクトラムに対応する。どちらの実験結果も, 観測された数は振動が無いと仮定した場合よりも少ないことを示している。下段図は観測数と予測数の比であり, 見積もられたバックグラウンドは差し引かれている。

3実験の結果で下段図(Double Choozは中段図)の観測数/予測数の比の形を比較すると, 原子炉から後置検出器までの距離の違いにより, 観測されるニュートリノの欠損率, および最大の欠損が観測されるエネルギーが違っていることがわかる。現時点では統計量が十分ではないが(特に5 MeV以上の領域), この振動の“形”を詳細に理解することも今後の重要な課題である。<sup>\*9</sup>

発表された最新の $\sin^2 2\theta_{13}$ の値を以下にまとめた。1つめの数字が統計誤差, 2つめは系統誤差である。

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{13} &= 0.109 \pm 0.030 \pm 0.025 \quad (\text{Double Chooz}) \\ &0.089 \pm 0.010 \pm 0.005 \quad (\text{Daya Bay}) \\ &0.103 \pm 0.013 \pm 0.011 \quad (\text{RENO}) \end{aligned}$$

Double Choozの結果は後置検出器のみの測定で得られたものであり, 原子炉で発生するニュートリノ数の見積りにおける不定性が大きい。Daya BayとRENOでは, 前置検出器の測定が用いられるため, ニュートリノ発生量に関する系統誤差が抑えられている。また, Daya BayとRENOはニュートリノターゲットの体積が大きいので, Double Choozよりも短期間の測定期間でありながら既に多くの統計量を有しており, 統計誤差が小さい。一方, Daya BayおよびRENOの測定結果がニュートリノ事象数の比較のみで行われているのに対し, Double Choozではエネルギースペクトラムも考慮して解析を行っている。測定データと予測値を比較した結果, 結果はニュートリノ振動から予測されるエネルギースペクトラムと矛盾のないことが確認された。これはニュートリノ振動の存在を裏付ける重要な情報である。

同じく, 加速器実験による $\theta_{13}$ の測定結果(T2K, MINOS)も, 最新の結果を合わせて図6にまとめる。加速器実験において $\theta_{13}$ を測定する場合には, CP非対称パラメータ $\delta$ の不定性による系統誤差が大きい(次章で説明する)。

現時点でのすべての $\theta_{13}$ の測定結果は矛盾が無く, 結果として0から有意に離れた値が得られたといえる。この測

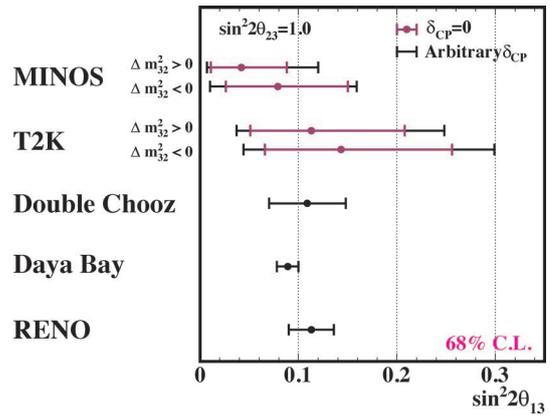


図6 様々な実験による,  $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定結果の比較。エラーバーの長さは, 統計+系統誤差の大きさを示す。加速器実験(T2K, MINOS)で $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定する場合には, 質量階層性とCP非対称パラメータ $\delta$ による不定性がある。内側の線が,  $\delta=0$ を仮定した場合の誤差の大きさに対応する。

定された $\theta_{13}$ が比較的大きな値であったことは, (Double Chooz実験グループにおいても) 非常に驚きであった。これまで数十年, 世界の研究者が追い求めてきた $\theta_{13}$ が, CHOOZ実験リミットのすぐ下にあったわけである。

## 6. 今後の展望

最初に述べたように, ニュートリノ振動は標準理論を超えた物理への糸口となる可能性を秘めている。CP非対称パラメータ $\delta$ の大きさは, 宇宙の物質優位性を説明するために重要な役割を果たすと考えられているが, 現在その値はまったくわかっていない。また, 3つのニュートリノの質量固有状態の階層性についても未解決である。<sup>\*10</sup> このたび原子炉ニュートリノ実験によって $\theta_{13}$ の有限値が得られたことは, 今後の研究に対してどのような意義を持つのであろうか。

これまでニュートリノ振動は, 比較的長い基線(ニュートリノの飛行する距離)を用いて測定されてきた。例えばK2K実験では, 加速器を用いてGeVエネルギーのニュートリノを生成し, 数百km離れた検出器で観測することにより振動が確認された。それに対して, 本稿で紹介した原子炉ニュートリノ実験では, 数MeVのエネルギーのニュートリノを, 1-2 km程度の距離で測定して振動を確認した(用いるニュートリノのフレーバーとモードは違うが)。質量の存在によりフレーバーが混合しているという現在のニュートリノ振動に対する理解が大枠では正しいことを, 2桁以上違ったエネルギーと距離で確認したことになり, この意義は大きい。

また, この加速器と原子炉という2つの相補的なアプローチによる $\theta_{13}$ の測定は, その差異を見ることにより, さらに新しい知見を得ることができる。

加速器実験では $\pi$ 中間子の崩壊により数GeVのエネルギーの $\nu_\mu$ を生成し, 数百km程離れた地点で $\nu_e$ として観測

<sup>\*9</sup> Double Choozの場合原子炉からの距離が1 km程度であるので, ニュートリノのエネルギーが2 MeV付近(図では, 1.2 MeV付近)で最も振動が大きくなる。Daya Bayでは3.3 MeV(2.5 MeV), RENOでは2.8 MeV(2.0 MeV)付近にあたる。見比べると, 既知の振動より速い振動解の存在を示す構造があるようにも見えるが, 観測されるスペクトラムは検出器のエネルギー較正の影響を大きく受けるため, 現時点で判断することは難しい。

<sup>\*10</sup>  $\Delta m^2_{21} > 0$ であることはわかっているが,  $\Delta m^2_{31} = \Delta m^2_{32}$ については符号はわかっていない。

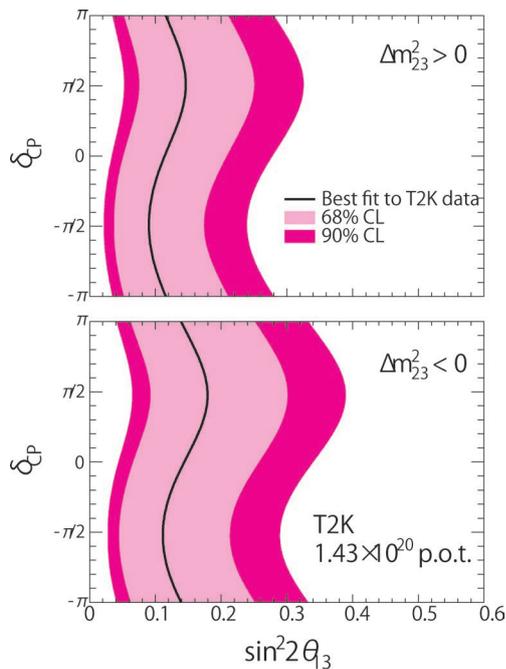


図7 T2K実験で測定されたCP位相 $\delta$ と $\theta_{13}$ の関係[文献7より許可を得て転載]. 実線は中央値, エリアは信頼度68%, 90%の範囲を示す.

される確率を測定することにより, 非常に良いS/N比で $\theta_{13}$ を測定することが可能である. このとき, 生成された $\nu_\mu$ が $E/L \sim |\Delta m^2_{32}|$ において $\nu_e$ として観測される確率は, $\theta_{13}$ だけでなく他の多くのパラメータに影響されるが, ニュートリノが通過する物質密度を一定と仮定し, $|\Delta m^2_{21}/\Delta m^2_{32}|$ の1次まで近似して, 現在測定されているパラメータを入れたら,

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \sim \frac{\sin^2 \theta_{23}}{(1 \mp AL/\pi)} \sin^2 2\theta_{13} - 0.045 \sin 2\theta_{13} \sin \delta \quad (3)$$

と表される.<sup>16,1)</sup> ここで $A \equiv \sqrt{2} G_F N_e$  ( $G_F$ はフェルミ定数, $N_e$ は通過する物質の電子密度)は, ニュートリノが物質を通過する際に電子型ニュートリノのみが感じるポテンシャルエネルギーの強さを表すパラメータで, $L=300$  kmの場合, $AL/\pi \approx 5 \times 10^{-2}$ になる(物質効果). この効果は, ニュートリノの質量の関係に影響される. $A$ の前の符号は, $\Delta m^2_{31} > 0$ (順ヒエラルキーと呼ぶ)の場合は負, $\Delta m^2_{31} < 0$ (逆ヒエラルキー)の場合は正となる. $\delta$ は未知のCP非対称パラメータである.

図7は2011年6月に発表されたT2K実験の結果で, 測定された電子ニュートリノの出現確率から $\sin^2 2\theta_{13}$ の範囲を示したものである. 縦軸は $\delta$ , 横軸は $\sin^2 2\theta_{13}$ を示し, エリアは68%と90%の信頼度で許される範囲を示している. この結果から, 加速器と原子炉実験は相補的な役割を果たすこと, つまり $\theta_{13}$ の測定値を比較することにより, $\delta$ の値に制限を与えることができることがわかる. レプトンセクターでのCP非対称はこれまで実験で確認されたことがなく, その大きさを測定することは宇宙の物質-反物質の不均衡を説明するための重要なヒントとなる.

もう少し詳しく見てみよう. 図8は原子炉実験で得られ

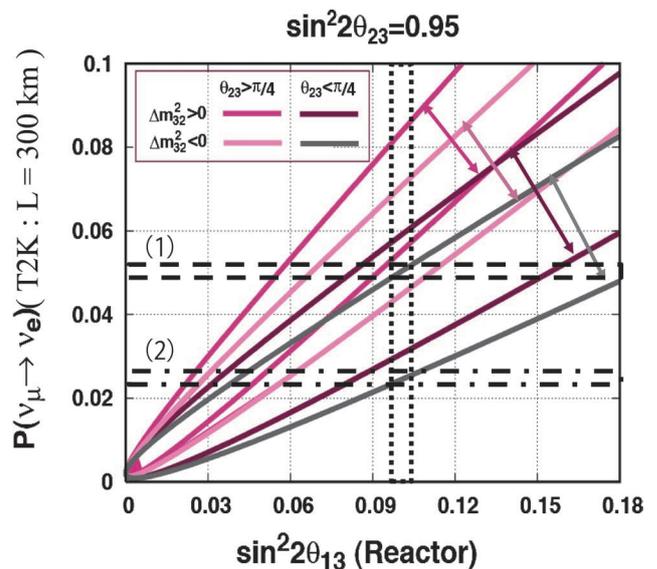


図8 加速器ニュートリノ振動(T2K実験)によって測定される $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ の振動確率と $\sin^2 2\theta_{13}$ の関係. 1つの放物線の幅はCP位相 $\delta$ による不定性の範囲を示している. 原子炉実験での測定値と比較することにより $\delta$ の大きさに制限を加えることができ, 加速器実験と原子炉実験の相補性を示している. 現時点では, 2つのパラメータ $\Delta m^2_{32}$ の符号と $\theta_{23}$ の不定性のため, 相関に4通りの可能性(放物線)が残る. 将来, 加速器と原子炉双方の測定精度が向上した場合を想定して, 原子炉実験で $\sin^2 2\theta_{13} = 0.100 \pm 0.003$ , 加速器実験で(1)  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 0.050 \pm 0.003$  (2)  $= 0.025 \pm 0.003$ の結果が得られたケースを図中に示す. (1)のケースでは不定性を解くことは難しいが, (2)の場合には $\theta_{23}$ ,  $\Delta m^2_{32}$ ,  $\delta$ のすべての不定性が一度に解けることになる.

る $\sin^2 2\theta_{13}$ と加速器実験で測定される電子ニュートリノの出現確率の関係を示している. 放物線の幅は $\delta$ の不定性によるものである. ある程度 $\theta_{13}$ が大きければ, 原子炉実験と加速器実験の結果が放物線内のどこで交わるかによって, $\delta$ に制限を与えられる(すぐに判るように, $\theta_{13}$ が0であれば, この方法で $\delta$ は測れない). ただし, 現時点では2つのパラメータ( $\Delta m^2_{32}$ と $\theta_{23}$ )の不定性のため, 複数(4通り)の放物線が排除されずに残ってしまう. これは, $\delta$ の測定には望ましい状態ではない. しかし, $\theta_{13}$ の値が比較的大きい場合には, 加速器実験の結果との比較により, 逆にこれらのパラメータの不定性が解ける可能性があることがわかる. 図8の(2)のような非常にラッキーなケースでは, $\theta_{23}$ ,  $\Delta m^2_{32}$ ,  $\delta$ のすべての不定性が一度に解けることになる.

また加速器実験では, 生成するミューニュートリノを $\nu_\mu$ と $\bar{\nu}_\mu$ で切り替えて測定を行うと, 式(3)の第2項の前の符号が変わるため, 原子炉実験の結果を用いることなく $\delta$ を測定できる. 式(3)からわかるように, この場合も $\theta_{13}$ が大きければ $\delta$ の測定に有利に働く. 図9は, T2K実験の次のステップとして検討されている, ハイパーカミオカンデ実験をターゲットとした加速器実験における $\delta$ の測定感度の見積りを示している. 出力1.66 MWの陽子加速器を用いて, $\nu_\mu$ で1.5年, $\bar{\nu}_\mu$ で3.5年の実験を行った場合に, $\delta$ を測定できる有意度を示している. $\sin^2 2\theta_{13}$ が0.1付近であれば, 一部の $\delta$ (0か $\pm\pi$ 付近)を除いて, 3シグマ以上の有意度で測定できることがわかる.

CP非対称性や質量階層性, その他未解決の問題に向け

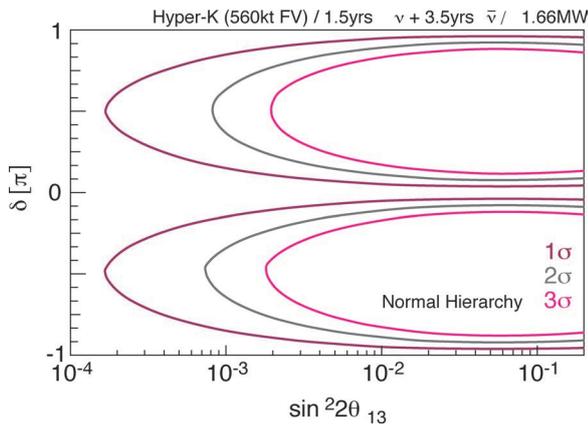


図9 ハイパーカミオカンデにおいて、CP位相 $\delta$ を測定可能な有意度 $\sin^2 2\theta_{13}$ が0.1付近であれば、ほとんどのCP位相 $\delta$ の値に対して有意度3以上で測定が可能である。<sup>17)</sup>

て数多くのニュートリノ実験の計画が検討・提案されているが、 $\theta_{13}$ の値は実験計画そのものにも影響する重要なパラメータであることがおわかりであろう。<sup>\*11</sup> そのため、この度 $\theta_{13}$ の有限値が測定されたことは、ニュートリノを通じた未知の物理の探索に向けての重要なマイルストーンであると言える。

## 7. 最後に

Daya Bay, RENOではすでに前置・後置検出器の両方が稼働しており、現在もデータを蓄積中である。<sup>\*12</sup> Double Choozグループでも、現在前置検出器の完成に向けて建設作業が進んでいる。測定器のほとんどのコンポーネントはすでに準備済みであり、後置検出器よりスムーズかつ短期間で建設が進む予定である。また、Double Choozは、Daya BayやRENOにくらべてニュートリノ源である原子炉の数が少なく、ベースラインのばらつきによる系統誤差が小さい。検出器の体積は小さいが、精密なエネルギー較正を行うことによりニュートリノのスペクトラムを精密に測定することも今後の目標である。原子炉から近距離で測定されたスペクトラムの中に、新しい物理が潜んでいないかどうかにも興味のあるところである。そのためにも、原子炉からの距離の違う複数の原子炉実験が存在することは有益であり、今後も原子炉実験は、加速器実験とは違った観点からの測定という役割を果たしていくことが期待される。

さて、10年以上更新されなかった $\theta_{13}$ の値が、2011年6月のT2Kの発表を皮切りにして、たかだか1年の間にいくつも発表された。非常にエキサイティング、かつ熾烈な競争が繰り広げられた1年間でもあった。今後も当分は、いつどのような結果が報告されるかわからない。本稿の内容

<sup>\*11</sup>  $\theta_{13}$ が大きいことは、前出のハイパーカミオカンデ実験では有利に働いたが、二重ベータ崩壊による質量階層性へのアプローチでは一概に有利とは言えず、単純ではない。ここでは詳しく述べないが他の文献等<sup>18)</sup>を参照されたい。

<sup>\*12</sup> Daya Bayの残りの測定器は、2012年に設置されたことが報告されている。

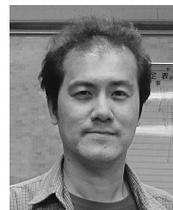
も、掲載されるまでの間にも既に古くなっているかもしれない。

Double Chooz日本グループは東北大学、東北学院大学、新潟大学、首都大学東京、東京工業大学、神戸大学、広島工業大学のメンバーにより構成されています。

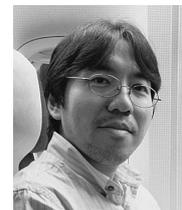
## 参考文献

- 1) 田村詔生, 末包文彦, 安田 修: 日本物理学会誌 **61** (2006) 806.
- 2) Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata: Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 820.
- 3) CHOOZ Collaboration: Phys. Lett. B **466** (1999) 415; Eur. Phys. J. **C27** (2003) 331.
- 4) V. Kopeikin, L. Mikaelyan and V. Sinev: Phys. At. Nucl. **67** (2004) 1892.
- 5) Y. Declais, *et al.*: Phys. Lett. B **338** (1994) 383.
- 6) Y. Kozlov, L. Mikaelyan and V. Sinev: Yad. Fiz. **66** (2003) 497 [Phys. At. Nucl. **66** (2003) 469].
- 7) T2K Collaboration: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 041801.
- 8) MINOS Collaboration: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 181802.
- 9) Double Chooz Collaboration: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 131801.
- 10) Daya Bay Collaboration: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 171803.
- 11) RENO Collaboration: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 191802.
- 12) Th. A. Mueller, *et al.*: Phys. Rev. C **83** (2011) 054615.
- 13) P. Vogel and J. F. Beacom: Phys. Rev. D **60** (1999) 053003.
- 14) Double Chooz Collaboration: Phys. Rev. D **86** (2012) 052008.
- 15) Daya Bay Collaboration: Chinese Physics C **37** (2013) 011001.
- 16) H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda, K. Inoue and F. Suekane: Phys. Rev. D **68** (2003) 033017; Erratum, *ibid.* D **70** (2004) 059901.
- 17) Hyper-Kamiokande LoI: arXiv 1109.3262v1.
- 18) M. Lindner, A. Merle and W. Rodejohann: hep-ph/0512143 (2005).

## 著者紹介



川崎健夫氏: 専門は素粒子実験。現在の研究対象は加速器・非加速器実験による、フレーバー物理の研究。



石塚正基氏: 専門は素粒子実験。現在は原子炉ニュートリノ観測によるニュートリノ振動の研究を行っている。



古田久敬氏: 専門は素粒子実験。特に原子炉ニュートリノ振動実験、ニュートリノ検出による小型原子炉モニターの開発を行っている。



松原綱之氏: 専門は素粒子物理学。原子炉ニュートリノ実験。素粒子の世代構造の探求に興味がある。

(2013年2月25日原稿受付)

## Measurement of a Neutrino Mixing Angle, $\theta_{13}$ , with Reactor Neutrino Experiments

Takeo Kawasaki, Masaki Ishitsuka, Hisataka Furuta and Tsunayuki Matsubara

abstract: Neutrino oscillation is one of the hottest topics in recent experimental particle physics. Neutrino mixing angle,  $\theta_{13}$ , is an important parameter and has a big impact on how experimental and theoretical

studies advance in the future. The value, however, had not been measured for many years until 2010. In these two years from 2011 to 2012, the value has been measured by several experiments. It is a significant milestone in elementary particle physics that a finite value is obtained for  $\theta_{13}$ . We review the reactor based neutrino oscillation experiments which measure  $\theta_{13}$ .

### 『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、お電話(03-3816-6201)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

### Vol. 19-1 (3月15日発行) 目次

宿題のすすめ……………嘉規香織  
講義室  
学部の講義についての疑問・要望への返事……………清水 明  
日本数学会教育委員会「大学生数学基本調査」について  
—記述式入試の大切さが再認識された調査—……………真島秀行  
教育報告  
総合入試と学習サポート……………竹山幸作, 前田展希  
大学教養課程での放射線講義の取り組み……………鳥居寛之  
中学生および大学生の電流と電圧理解に関する調査結果  
……………平島由美子, 市川裕介  
物理教育における数値の丸め方の扱い……………大多喜重明, 長井清香

医学部における物理教育の現状……………高須雄一  
若者の未来につながる物理普及活動を目指して  
—物理プレチャレンジを例に—……………原田 勲  
海外の動向  
韓国の高校物理教育視察報告……………山崎敏昭  
図書室  
『科学をどう教えるか』……………笠 耐  
『ヒッグス粒子の見つけ方』……………並木雅俊  
教育に関する一言……………山田弘明/覧具博義/森 篤史/北原和夫  
開催情報  
編集後記

# 頑強な量子ゲート～複合量子ゲート～

坂東 将光 (近畿大学大学院総合理工学研究科 577-8502 東大阪市小若江3-4-1 )  
 市川 翼 (学習院大学理学部 171-8588 東京都豊島区目白1-5-1 )  
 近藤 康 (近畿大学理工学部 577-8502 東大阪市小若江3-4-1 )  
 中原 幹夫 (近畿大学理工学部 577-8502 東大阪市小若江3-4-1 )

量子回路に基づく量子情報処理では、基本操作は量子ビットへのユニタリ操作であり、これを量子ゲートという。外部からのノイズや実験条件の揺らぎ(エラー)の影響を受け難い(頑強な)量子ゲートを設計することは、量子情報処理において非常に重要である。NMR(核磁気共鳴)実験では単純な量子ゲートを複数組み合わせ、「複合量子ゲート」とすることで頑強な量子ゲートを実現する方法が既に提案され、実装もなされている。本稿では、複合量子ゲートが如何にして高いエラー・ノイズ耐性を実現するかを紹介する。

## 1. はじめに

量子状態の制御(量子制御)は量子情報処理をはじめ、工学や医療など様々な分野で行われている。例えば、核磁気共鳴(NMR)や磁気共鳴画像法(MRI)では、核スピンを制御・測定することで物質や人体の情報を得ている。また、近年注目されている量子コンピュータは、扱う情報の最小単位として従来のビットではなく、量子ビットと呼ばれる量子力学的な2準位系の状態を用いる。これを制御することで、従来のコンピュータでは現実的な時間で実行不可能な計算を量子コンピュータは短時間で実行できる。このように量子制御は様々な分野で用いられるが、量子制御は古典的な状態に比べて外部からの望まない影響を受けやすい。このことはNMRやMRIの精度低下や、量子コンピュータの実現を困難にする原因のひとつとなっている。

これら外部からの望まない影響は大きく2つに分類できる。1つ目は影響が系統的なもので、例えば装置の較正が不十分なため制御に常に一定の割合で“ずれ”が生じるもので、これを我々はエラーと呼ぶ。もう1つは“ずれ”が系統的でなく時間に依存するもので、我々はこれをノイズと呼ぶ。系統的でない分一般にエラーよりも厄介である。

NMRでは昔からエラーやノイズの影響を受け難い量子制御を実現する方法が研究されてきた。<sup>1)</sup> この手法は複合パルス法と呼ばれており、あえて複数回の操作を組み合わせることで量子制御を行い、エラーやノイズを打ち消す。複合“パルス”という名前は、NMRで高周波パルスが核スピンの(多くの場合2準位系=1量子ビット)の操作(量子制御)に用いられることに由来する。したがって、このアイデアは量子情報処理の基本操作である量子ゲートにも適用できる。<sup>2)</sup>

量子コンピュータを実現するためには、任意の操作が可能な1量子ビットゲートとある1つの2量子ビットゲートが必要である。<sup>3)</sup> 本稿では、NMR量子コンピュータを念頭に1量子ビット複合量子ゲートの研究を紹介する。<sup>\*1</sup>

## 2. 量子ゲートとエラー

以降1量子ビットゲートのみを扱うため、それを単に量子ゲートと呼ぼう。仮想的な“スピン”を制御するために、時間に依存するハミルトニアン

$$H(t) = \zeta(t) \mathbf{n}(t) \cdot \boldsymbol{\sigma} / 2 \tag{1}$$

を考える。 $\zeta(t)$ は“制御磁場”の強さ、 $\mathbf{n}(t)$ は大きさ1の3次元ベクトルで $xy$ 面内の“制御磁場”の向きを表す。<sup>\*2</sup> ただし $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ である。ハミルトニアンが時間に依存しない場合、 $t=0$ から $t=T$ までの時間発展演算子(量子ゲート)は

$$R(\theta, \mathbf{n}) = \exp(-iHT) = \exp(-i\theta \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} / 2) \tag{2}$$

となる。ここで $\theta = \zeta T$ である。ただし、 $\hbar=1$ の自然単位系を用いた。この量子ゲートのある状態 $|\psi\rangle$ に作用させることで、別の状態 $|\psi'\rangle = R(\theta, \mathbf{n})|\psi\rangle$ を得る。

1量子ビット純粋状態は $\sigma_z$ の2つの固有値 $\pm 1$ に対応する固有状態 $|0\rangle = (1, 0)^T$ ,  $|1\rangle = (0, 1)^T$ を基底として、 $\cos(\theta/2)|0\rangle + e^{i\varphi} \sin(\theta/2)|1\rangle$ と表される。 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ を各々北極と南極としたBloch球という単位球の球面上の1点として、この状態を表現することが可能である。このとき $\theta$ と $\varphi$ は各々Bloch球での天頂角と方位角である。Bloch球の原点から極座標 $(\theta, \varphi)$ の点へ向けた単位ベクトルをBlochベクトルと言う。量子ゲート $R(\theta, \mathbf{n})$ は、図1(a)のようにBloch球面上の軸 $\mathbf{n}$ 周りの $\theta$ 回転に対応する。

式(2)は理想的な場合の量子ゲートで、実際にはエラーやノイズの影響を受ける。NMRを念頭に2種類のエラーを考えよう。1つ目はパルス長エラーであり、量子ゲートの実行時間にエラーがないと仮定すれば“制御磁場”の大きさのエラーである。このエラーの影響により量子ゲートは

<sup>\*2</sup> 本稿ではこのハミルトニアンを実現する系としてNMR量子コンピュータを考えるので、6章以外では $\mathbf{n}(t) = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$ のように $z$ 成分は0としている。NMRでは回転座標系におけるハミルトニアンを用いる。<sup>6)</sup>

<sup>\*1</sup> 2量子ビット複合量子ゲートについては我々の論文4, 5を参照。

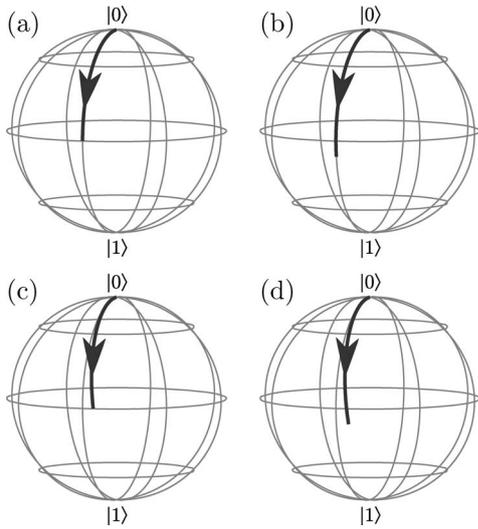


図1  $y$ 軸まわりの $\theta=\pi/2$ 回転を行う量子ゲートによる量子状態のBloch球面上における軌跡。太い実線は状態の変化の軌跡を表す。ただし、初期状態は $|0\rangle$ 、エラーの大きさ $\varepsilon$ および $f$ はともに0.1である。(a)エラーやノイズのない理想的な場合、(b)パルス長エラーがある場合、(c)オフレゾナンスエラーがある場合、(d)それら両方のエラーが共にある場合。(フルカラー口絵参照。)

$$R'_\varepsilon(\theta, \mathbf{n}) = \exp(-i\zeta(1+\varepsilon)\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}T/2) \\ = (I - i\varepsilon\theta\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2)R(\theta, \mathbf{n}) + \mathcal{O}(\varepsilon^2) \quad (3)$$

となる。ここで $\varepsilon$ はパルス長エラーの大きさであり $|\varepsilon| \ll 1$ と仮定する。 $I$ は次数2の単位行列である。パルス長エラーによって理想的な状態の時間発展は図1(a)から(b)のように歪められる。2つ目はオフレゾナンスエラーであり、“制御磁場”以外の“静磁場”が存在することに対応する。このエラーのため量子ゲートは

$$R'_f(\theta, \mathbf{n}) = \exp(-i\zeta(\mathbf{n} + f\hat{z})\cdot\boldsymbol{\sigma}T/2) \\ = R(\theta, \mathbf{n}) - if \sin(\theta/2)\sigma_z + \mathcal{O}(f^2) \quad (4)$$

となる。ここで $f$ はオフレゾナンスエラーの大きさであり $|f| \ll 1$ と仮定する。また $\hat{z} = (0, 0, 1)$ である。これによって、図1(a)の軌跡は図1(c)のように変化してしまう。実際の量子ゲートは図1(d)のようにこれら2種類のエラーの影響を同時に受け、以下ようになる。

$$R'(\theta, \mathbf{n}) = \mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}, \theta, \sin(\theta/2)) + \mathcal{O}(\varepsilon^2, \varepsilon f, f^2), \quad (5)$$

ただし、以下の $\mathcal{R}$ を導入した。 $\delta_\varepsilon, \delta_f$ は一般には行列である。

$$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}, \delta_\varepsilon, \delta_f) = R(\theta, \phi) - i\varepsilon\delta_\varepsilon(\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma})R(\theta, \mathbf{n})/2 - if\delta_f\sigma_z. \quad (6)$$

### 3. 複合量子ゲート

エラーのある量子ゲートは一般に非可換であり、連続して作用させるとそのエラーが互いに干渉する。 $N$ 個の量子

<sup>\*3</sup> 各量子ゲートをケットベクトルに作用させる順番は番号順とする。また、本稿では時間依存しないハミルトニアンによって得られる時間発展演算子のエラー耐性を向上することを目的としているので、6章以外では $\mathbf{n}_c$ を $x_y$ 面内のベクトルとする。しかしながら、 $x_y$ 面内の回転のみを用いても任意の軸の周りの回転を構成できることに注意されたい。

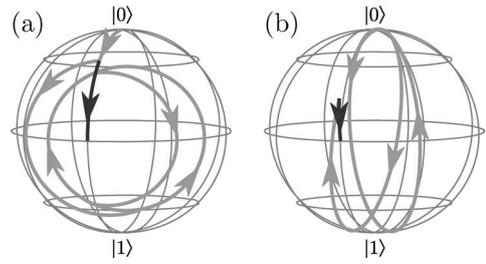


図2 エラーの影響下での回転角 $\pi/2$ の複合量子ゲートによる量子状態のBloch球面上における時間発展。初期状態は $|0\rangle$ 、エラーの大きさ $\varepsilon$ および $f$ はともに0.1である。太い実線は状態の変化の軌跡を表す。(a)パルス長エラーの影響下にある複合量子ゲート(BB1)。(b)オフレゾナンスエラーの影響下にある複合量子ゲート(CORPSE)、最後に作用する量子ゲートを黒で、それ以外を灰色で表示している。(フルカラー口絵参照。)

ゲート $R(\theta_i, \mathbf{n}_i)$  (以後 $R_i$ と略記する。 $\mathbf{n}_i = (\cos \phi_i, \sin \phi_i, 0)$ である。)を使い、 $R(\theta, \mathbf{n}_c) = \prod_i R(\theta_i, \mathbf{n}_i)^{*3}$ で、 $R(\theta, \mathbf{n}_c)$ のエラーの1次の項を0にした一連の量子ゲートが複合量子ゲートである。以降、エラーの1次の項が0であることを“耐性を持つ”と表現する。

例えば、パルス長エラーに耐性を持つ $N=5$ のBB1<sup>7)</sup>、<sup>\*4</sup>と呼ばれる複合量子ゲートでは、以下のようになり

$$R'_5 \cdots R'_1 = \mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, 0, \sin(\theta/2)) + \mathcal{O}(\varepsilon^2, \varepsilon f, f^2), \quad (7)$$

$\varepsilon$ の1次の項が消えている。したがって、 $R(\theta, \mathbf{n})$ を作用させる場合、単一のゲートよりBB1のほうが高い忠実度を実現できる。初期状態 $|0\rangle$ に $R(\pi/2, \mathbf{n})$ を作用させた場合の比較(単一のゲート: 図1(b)とBB1: 図2(a))からも明らかである。また、オフレゾナンスエラーに耐性を持つ $N=3$ のCORPSE<sup>8)</sup>と呼ばれる複合量子ゲートでは、

$$R'_3 R'_2 R'_1 = \mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, \theta, 0) + \mathcal{O}(\varepsilon^2, \varepsilon f, f^2) \quad (8)$$

となり、<sup>\*5</sup>  $f$ の1次の項が消えている。したがって、単一のゲートよりCORPSEのほうが高い忠実度を実現できる。単一のゲート: 図1(c)とCORPSE: 図2(b)を比較のこと。その他、SCROFULOUS<sup>8)</sup>やSK1<sup>9)</sup>と呼ばれる複合量子ゲートもよく知られている。当初これらの複合量子ゲートは発見的に構成された。例えば、CORPSEは $N=3$ 且つ構成する全ての量子ゲートが可換、すなわち $\mathbf{n}_i = \pm \mathbf{n}_c (i=1, 2, 3)$ 、という仮定をすれば導出できる。

複合量子ゲート・複合パルスの歴史は長く、1979年にLevittとFreemanによって最初の複合パルスが設計されて以来、<sup>10)</sup> 様々な複合量子ゲートが設計されてきた。

### 4. 2種類のエラーに対し頑強な複合量子ゲート

これまでのほとんどの複合量子ゲートは、パルス長エラーとオフレゾナンスエラーのどちらか一方にしか耐性を持つ

<sup>\*4</sup>  $\mathbf{n}_c = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$  のとき、各パラメータは以下で与えられる。

$$\theta_1 = \theta_5 = \theta/2, \quad \theta_2 = \theta_4 = \pi, \quad \theta_3 = 2\pi, \\ \phi_1 = \phi_5 = \phi, \quad \phi_2 = \phi_4 = \phi + \arccos[-\theta/(4\pi)], \quad \phi_3 = 3\phi_2 - 2\phi$$

<sup>\*5</sup>  $\mathbf{n}_c = (\cos \phi, \sin \phi, 0)$  のとき、各パラメータは以下で与えられる。

$$\theta_1 = \theta_3 + 2\pi = 2\pi + \theta/2 - \kappa, \quad \theta_2 = 2\pi - 2\kappa, \\ \phi_1 = \phi_2 - \pi = \phi_3 = \phi, \quad \kappa = \arcsin[\sin(\theta/2)/2].$$

表1 様々なパルスのエラーに対する振る舞い。  $\theta_1$ については次ページの脚注11を参照。

パルス	エラーに対する振る舞い
$\exp(-i\theta\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2)$	$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}, \theta, \sin(\theta/2))$
CORPSE	$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, \theta, 0)$
SK1	$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, 0, \sin(\theta/2))$
BB1	$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, 0, \sin(\theta/2))$
SCROFULOUS	$\mathcal{R}(\theta, \mathbf{n}_c, 0, 1 + \pi \sin^2(\theta_1/2)/\theta_1)$

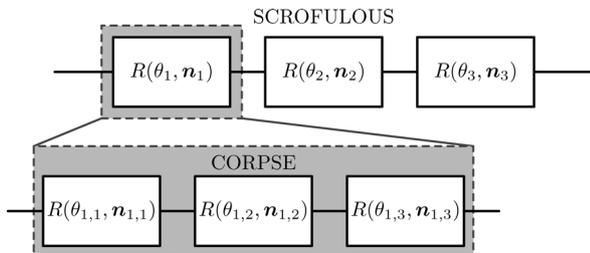


図3 SCROFULOUSとCORPSEによる入れ子型複合量子ゲートの構造。SCROFULOUSを構成する各量子ゲートが、CORPSEになっている。全体として、パルス長エラーとオフレゾナンスエラーの両方に対して耐性を持つ。

たない。我々は両方のエラーに対し同時に耐性を持つ新しい複合量子ゲートを系統的に設計した。<sup>11,12)</sup>

#### 4.1 入れ子型複合量子ゲート

いくつかの複合パルスを式(6)の $\mathcal{R}$ を用いて整理すると表1のようになる。興味深いのは、いくつかの複合パルスで耐性を持たないエラーに対する振る舞いが単一の量子ゲート $\exp(-i\theta\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2)$ と同じになる点である。我々はこの性質をResidual Error Preserving Propertyと呼んでいる。例えば、オフレゾナンスエラーに対して耐性があるCORPSEのパルス長エラーに対する振る舞いは $\delta_c=\theta$ で $\exp(-i\theta\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}/2)$ と同じである。

この性質を用いると、例えば図3のように $N=3$ のSCROFULOUSとCORPSEを入れ子にして両方のエラーに対して耐性を持たせることができる。まず、CORPSEでオフレゾナンスエラーに耐性を持たせ、残ったパルス長エラーをSCROFULOUSの構成によって対処する。一方、SCROFULOUSを入れ子の内側にすると、 $\delta_f=\sin(\theta/2)$ ではないのでエラーの形を保存せずCORPSEを用いてもオフレゾナンスエラーを消すことができない。<sup>11)</sup> 幸い組み合わせを工夫すれば、<sup>6)</sup> 様々な入れ子型複合量子ゲートを設計することができる。入れ子型複合量子ゲートは構成するゲート数が増えることが問題であったが、我々は無駄な入れ子をしないことで構成ゲート数を約半分まで減らすことに成功している。<sup>12)</sup>

エラーのある量子ゲート $U'$ の忠実度 $F$ はエラーがない場合の量子ゲートを $U$ とすると、 $|\text{tr}(U'U^\dagger)|/2$ で定義される。 $F$ の取りうる最小値は0であり、エラーが無い場合に最大値1をとる。図4は数値計算による忠実度で、入れ子

<sup>6)</sup> 最初は何ぞ入れ子の順番を変えるだけで両方のエラーに対して耐性を持ったり持たなかったりするのが理由が分からなかった。

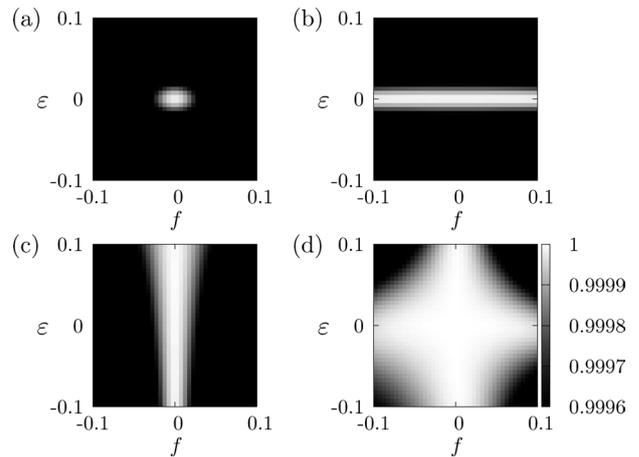


図4 数値計算による(a)単一の量子ゲート、(b)複合量子ゲート(CORPSE)、(c)複合量子ゲート(BB1)、そして(d)CORPSEとBB1の入れ子型複合量子ゲートの忠実度 $F$ の密度プロット。縦軸と横軸はそれぞれパルス長エラーとオフレゾナンスエラーの大きさである。忠実度が高い部分は白く表示される。(フルカラー口絵参照。)

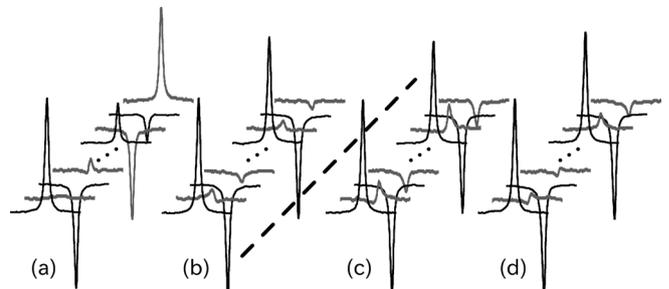


図5 NMRによる検証実験の結果。パルス長エラーのみの影響下で(a)単一の量子ゲートと(b)複合量子ゲート(SK1)を、そしてパルス長エラーとオフレゾナンスエラー両方の影響下で、(c)複合量子ゲート(SK1)と(d)CORPSEとBB1の(無駄を省いた)入れ子型複合量子ゲートを各々1~16回作用させ、得られた状態を測定した。全て初期状態は $|0\rangle$ 、量子ゲートの回転角は $\theta=\pi/2$ である。量子ゲートの作用回数( $k$ )は手前から順に1, 2, 3, 4と13, 14, 15, 16である。 $k=5, \dots, 12$ の結果は省略した。量子ゲートを偶数回作用させた場合のデータは信号を2倍して表示している。

型複合量子ゲートの有効性を示している。

#### 4.2 実験による検証

我々は入れ子型複合量子ゲートのエラー耐性を検証する実験を行った。実験装置はJEOL JNM-ECA 500 NMR スペクトロメータ、試料は $^{13}\text{C}$ ラベルしたクロロホルムを用い、量子ビットとしてその $^{13}\text{C}$ の核スピンを使用した。<sup>7)</sup> 初期状態 $|0\rangle$ に対し回転角 $\theta=\pi/2$ の量子ゲート、複合量子ゲート、入れ子型複合量子ゲートを各々複数回作用させ、得られた状態を測定した。NMRではBlochベクトルの赤道面( $z=0$ )への射影成分が信号として検出される。したがってエラーが無い場合、 $|0\rangle$ の初期状態に $\theta=\pi/2$ の量子ゲートを作用させると、作用した回数が奇数のとき強い信号が得られ、偶数のとき信号は得られないはずである。パルス長エラーは試料と同程度の大きさのコイルによって生じる高周波パルスの非一様性(正規分布を仮定した場合の標準偏差は約0.05)によって、またオフレゾナンスエラー( $f=$

<sup>7)</sup> プロトンのスピンはWALTZと呼ばれるデカップリング・パルスによって無効化されている。

0.05) は高周波パルスの周波数をラーモア周波数から意図的にずらすことによって導入した. 従来の複合量子ゲートは1種類のエラーに対して高い耐性を持つことが図5(a)と(b)から分かり, 入れ子型複合量子ゲートはパルス長エラーとオフレゾナンスエラーの両方に対して高い耐性を持つことが図5(c)と(d)から分かる.

## 5. ノイズとオフレゾナンスエラー

ノイズ下のハミルトニアンとして,

$$H_{\text{noise}} = (\xi(t)\mathbf{n}(\phi(t)) + \xi_{\text{noise}}(t)\mathbf{n}_{\text{noise}}(t)) \cdot \boldsymbol{\sigma}/2 \quad (9)$$

を考えよう. ここで  $\mathbf{n}_{\text{noise}}(t)$  は大きさ1のベクトルであり, 式(1)の制御磁場  $\mathbf{n}(t)$  とは異なり  $z$  成分も持つ. NMR では回転座標系下のハミルトニアンを考えるので, ノイズの時間変化のスケールがラーモア周波数の逆数より十分大きい場合には  $\xi_{\text{noise}}(t)\mathbf{n}_{\text{noise}}(t)$  の静磁場 ( $z$ ) 方向への射影成分のみが有効である. すなわち, ノイズを時間変動するオフレゾナンスエラーと見なすことができる. さらに, その時間変動が無視できるぐらい高速な量子制御を実現できれば, ノイズは本稿で考察してきた系統的オフレゾナンスエラーと見なすことができ, 複合量子ゲートによって耐性を持たすことができる. 変化が遅いノイズに対しバンバン制御が有効<sup>13)</sup> であることと同様である.

## 6. 幾何学的位相とパルス長エラー

幾何学的位相としてはベリー位相が広く知られているが, 非断熱的な場合にも適用できる Aharonov-Anandan 位相<sup>14)</sup> を導入しよう. 始時刻  $t=0$  での状態  $|\psi(0)\rangle$  が,  $H(t)$  によって時間発展し, 終時刻  $t=T$  で全体の位相を除いて元の状態  $|\psi(T)\rangle$  に戻る場合を考える. この時間発展は

$$|\psi(T)\rangle = \mathcal{T} \exp\left[-i \int_0^T H(t) dt\right] |\psi(0)\rangle = e^{i\gamma} |\psi(0)\rangle \quad (10)$$

と表され,  $\mathcal{T}$  は時間順序積,  $\gamma$  は位相である. 式(10)を満たす状態  $|\psi(0)\rangle$  は時間発展演算子  $\mathcal{T} \exp[-i \int_0^T H(t) dt]$  の固有状態で, サイクリック状態と呼ばれる.  $\gamma$  はハミルトニアンに依存する動的位相と呼ばれる寄与

$$\gamma_d = -\int_0^T \langle \psi(t) | H(t) | \psi(t) \rangle dt \quad (11)$$

と, Aharonov-Anandan 位相と呼ばれる  $\gamma_d$  以外の寄与  $\gamma_g = \gamma - \gamma_d$  からなる.<sup>14)</sup>

式(2)の  $R(\theta, \mathbf{n})$ <sup>\*8</sup> を一定なハミルトニアンによって実現した場合, 初期状態  $|\mathbf{n}'\rangle$  に伴う動的位相は

$$\gamma_d = -\int_0^{\theta/\xi} \langle \mathbf{n}' | \xi \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} / 2 | \mathbf{n}' \rangle dt = -\theta \mathbf{n}' \cdot \mathbf{n} / 2 \quad (12)$$

となる. ここで,  $|\mathbf{n}'\rangle$  は Bloch ベクトルが  $\mathbf{n}'$  となる状態であり, 恒等式  $\langle \mathbf{n}' | \boldsymbol{\sigma} | \mathbf{n}' \rangle = \mathbf{n}'$  を用いた. Bloch 球上で考えると, Bloch ベクトル  $\pm \mathbf{n}$  は  $R(\theta, \mathbf{n})$  に対応した回転操作で変

化しないので,  $|\pm \mathbf{n}\rangle$  は  $R(\theta, \mathbf{n})$  のサイクリック状態であることが分かる.  $\mathbf{n}' = \pm \mathbf{n}$  の場合には,  $\gamma_d = \mp \theta/2$  となる. 一方, 回転角  $\theta$  とサイクリック状態  $|\pm \mathbf{n}\rangle$  を用いて,

$$R(\theta, \mathbf{n}) = e^{-i\theta/2} |\mathbf{n}\rangle \langle \mathbf{n}| + e^{i\theta/2} |-\mathbf{n}\rangle \langle -\mathbf{n}| \quad (13)$$

と表す(スペクトル分解する)ことができる. したがって,  $\gamma = \pm \theta/2 = \gamma_d$  から, 単一のパルスで得られる量子ゲートは動的位相のみによって構成されていることが分かる.

複合量子ゲート  $R(\theta, \mathbf{n}_c) = \prod_i R_i$  について考える. これは, 時間  $T$  を  $N$  個の区間に分け, 各区間  $T_i$  で時間依存しないハミルトニアン  $H_i = \xi_i \mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma} / 2$  に従って時間発展を行う場合を考えれば良い. この複合量子ゲートも

$$R(\theta, \mathbf{n}_c) = e^{-i\theta/2} |\mathbf{n}_c\rangle \langle \mathbf{n}_c| + e^{i\theta/2} |-\mathbf{n}_c\rangle \langle -\mathbf{n}_c| \quad (14)$$

と表すことができる. ただし, 単一の量子ゲートの場合と異なり, サイクリック状態  $|\pm \mathbf{n}_c\rangle$  に対する動的位相  $\gamma_d$  は各ステップの動的位相の和

$$-\sum_i \int_{T_i} \langle \pm \mathbf{n}'_i | H_i | \pm \mathbf{n}'_i \rangle dt = \mp \sum_i \theta_i \mathbf{n}'_i \cdot \mathbf{n}_i / 2 \quad (15)$$

である. ここで,  $|\pm \mathbf{n}'_i\rangle = R_{i-1} \cdots R_1 |\pm \mathbf{n}_c\rangle$ <sup>\*9</sup> である.  $R_i$  の取り方によっては  $\gamma \neq 0$  かつ  $\gamma_d = 0$  になることもあり, そのような複合量子ゲートを幾何学的位相ゲートと呼ぶ.

パルス長エラーに対して耐性を持つ複合量子ゲート  $\prod_i R_i$  を考える. パルス長エラーがある場合, 式(3)より  $\varepsilon$  の1次まで取ると  $R'_i = (I - i\varepsilon \theta_i \mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma} / 2) R_i$  である. したがって, 複合パルス全体では,

$$R(\theta, \mathbf{n}_c) - i \frac{\varepsilon}{2} \sum_i \left[ \prod_{j=i}^N R_j(\theta_j \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\sigma}) \prod_{k=1}^{i-1} R_k \right] \quad (16)$$

と近似できる. パルス長エラーに対する頑強性の定義より,  $\sum_i [\prod_{j=i}^N R_j(\theta_j \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\sigma}) \prod_{k=1}^{i-1} R_k] = 0$  である. この演算子の  $|\pm \mathbf{n}_c\rangle$  に対する期待値は, もちろんゼロで

$$0 = \langle \pm \mathbf{n}_c | \sum_i \left[ \prod_{j=i}^N R_j(\theta_j \mathbf{n}_j \cdot \boldsymbol{\sigma}) \prod_{k=1}^{i-1} R_k \right] | \pm \mathbf{n}_c \rangle \\ = e^{\pm i\theta/2} \sum_i \langle \pm \mathbf{n}'_i | \theta_i \mathbf{n}_i \cdot \boldsymbol{\sigma} | \pm \mathbf{n}'_i \rangle \quad (17)$$

となる.<sup>\*10</sup> 式(15)と比較すると動的位相がゼロであることが分かる. すなわち, パルス長エラーに耐性を持つすべての複合量子ゲートは幾何学的位相ゲートであることが結論づけられる.<sup>4, 11, 15)</sup> 例えば  $N=3$  の SCROFULOUS では, 図6のようにサイクリック状態が時間発展する.<sup>\*11</sup> その他の複合量子ゲートに対してのサイクリック状態の時間発展

\*9 ただし,  $|\pm \mathbf{n}'_i\rangle = R_0 |\pm \mathbf{n}_c\rangle$ ,  $R_0 = I$  とする.

\*10 以下の関係を用いた.

$$\langle \pm \mathbf{n}_c | \prod_{j=1}^N R_j = e^{\pm i\theta/2} \langle \pm \mathbf{n}_c | R_1^\dagger \cdots R_N^\dagger \prod_{j=1}^N R_j \\ = e^{\pm i\theta/2} \langle \pm \mathbf{n}_c | R_1^\dagger \cdots R_{N-1}^\dagger = e^{\pm i\theta/2} \langle \pm \mathbf{n}'_1 |$$

\*11  $\phi_1 = \phi_3, \phi_2, \theta_1 = \theta_3$  は以下の式より求める.<sup>8)</sup>  $\theta$  は複合量子ゲートとしての回転角で,  $\mathbf{n}_c = \mathbf{x}$  としている. 図6では,  $\theta = \pi/2$  である.

$$\frac{\sin \theta_1}{\theta_1} = \frac{2}{\pi} \cos \frac{\theta}{2}, \quad \cos \phi_1 = \frac{-\pi \cos \theta_1}{2\theta_1 \sin(\theta/2)}, \quad \phi_2 = \phi_1 - \arccos\left(\frac{-\pi}{2\theta_1}\right)$$

\*8 この章では,  $\mathbf{n}$  が  $xy$  平面内にあるという条件は課さない.

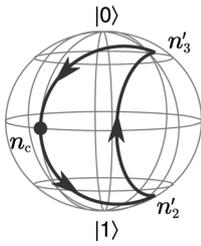


図6 回転角 $\pi/2$ のSCROFULOUSによるサイクリック状態(黒丸)のBloch球面上における時間発展( $n_c = n'_1 \rightarrow n'_2 \rightarrow n_c$ ). 軌跡に囲まれた領域の立体角の半分が幾何学的位相になる。

$i$	$\phi_i$	$\theta_i$	$\gamma_d$
1	1.08	2.01	-0.47
2	4.90	$\pi$	0.94
3	1.08	2.01	-0.47
	-	-	0

の様子を図、動的位相、幾何学的位相等の詳細については、文献4を参照されたい。

幾何学的位相ゲートはその幾何学的な性質のためノイズの影響を受け難いと期待され、多くの研究者がその実現に取り組んできた。<sup>16)</sup> しかしNMRでは既に、そうとは知られないまま幾何学的位相ゲートが使われていたのである。

## 7. おわりに

NMRの世界で発展してきた複合パルス・複合量子ゲートは、量子ゲートの非可換性を利用し、敢えて遠回りするような時間発展をさせることで頑強な量子制御を実現するものである。このアイデアを量子エラー訂正と併用すれば、量子コンピュータの実現に大きく貢献すると期待される。また、複合量子ゲートの応用が量子コンピュータのみならず他の多くの物理系や工学系へ広く展開することを期待したい。複合量子ゲートの直感的な理解のため、ウェブサイトでこれらの時間発展のアニメーションを公開している。<sup>17)</sup>

本研究は財団法人日本科学協会笹川科学研究助成、文部科学省オープン・リサーチ・センター整備事業および日本学術振興会科学研究費基盤研究(C)23540470の助成を受けて行われました。ここに感謝いたします。

大阪大学の深澤太郎氏からは貴重な意見を頂きました。この場を借りて御礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) M. H. Levitt: "Composite pulses" in *Encyclopedia of nuclear magnetic resonance*, eds. D. M. Grant and R. K. Harris (Wiley, 1996).
- 2) J. A. Jones: *Prog. NMR Spectrosc.* **59** (2011) 91.
- 3) A. Barenco, *et al.*: *Phys. Rev. A* **52** (1995) 3457.
- 4) T. Ichikawa, *et al.*: *Phil. Trans. R. Soc. A* **370** (2012) 4671.
- 5) T. Ichikawa, *et al.*: *Phys. Rev. A* **87** (2013) 022323.
- 6) 近藤 康, 中原幹夫, 谷村省吾: *日本物理学会誌* **62** (2007) 365.
- 7) S. Wimperis: *J. Magn. Reson. A* **109** (1994) 221.
- 8) H. K. Cummins, G. Llewellyn and J. A. Jones: *Phys. Rev. A* **67** (2003) 042308.
- 9) K. R. Brown, A. W. Harrow and I. L. Chuang: *Phys. Rev. A* **70** (2004) 052318.
- 10) M. H. Levitt and R. Freeman: *J. Magn. Reson.* **33** (1979) 473.
- 11) T. Ichikawa, *et al.*: *Phys. Rev. A* **84** (2011) 062311.
- 12) M. Bando, *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** (2013) 014004.
- 13) L. Viola and S. Lloyd: *Phys. Rev. A* **58** (1998) 2733; M. Ban: *J. Mod. Opt.* **45** (1998) 2315.
- 14) Y. Aharonov and J. Anandan: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1593.
- 15) Y. Kondo and M. Bando: *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** (2011) 054002.
- 16) S.-L. Zhu and Z. D. Wang: *Phys. Rev. A* **67** (2003) 022319; R. Das, S. K. Kumar and A. Kumar: *J. Magn. Reson.* **177** (2005) 318; Y. Ota, *et al.*: *Phys. Rev. A* **78** (2008) 052315; Y. Ota and Y. Kondo: *Phys. Rev. A* **80** (2009) 024302.
- 17) [http://alice.math.kindai.ac.jp/~bando/composite/composite\\_gate\\_r05.html](http://alice.math.kindai.ac.jp/~bando/composite/composite_gate_r05.html)

(2012年11月30日原稿受付)

## Robust Quantum Gates~Composite Quantum Gates~

Masamitsu Bando, Tsubasa Ichikawa, Yasushi Kondo and

Mikio Nakahara

abstract: Quantum gates implement unitary operations acting on qubits and are fundamental ingredients in the quantum circuit model of quantum information processing. To design quantum gates robust against random noise and systematic error is essential in quantum information processing. It has been already proposed to use combinations of elementary gates, which go under the name of "composite pulses", to implement high precision gates in Nuclear Magnetic Resonance (NMR) experiments. In this paper, we introduce such composite quantum gates and show how they attain high error/noise tolerance by nesting two different types of composite pulses. Relation between geometric phases and robustness of composite pulses is also discussed.

# ガラス転移とジャミング転移を分離する

池田昌司

〈Laboratoire Charles Coulomb, Université Montpellier 2. Place Eugene Bataillon, 34095 Montpellier, France.〉

粒子の集団を急圧縮すると、乱れた構造のまま固まってしまう。粒子が熱運動する系では、この転移はガラス転移と、非熱的な系ではジャミング転移と呼ばれる。この二つの転移は、驚くほど似ており、しばしば同一視されてきた。しかし従来、両者は互いに異なるモデルで研究されてきたため、その比較には曖昧さがあった。今回、この二つの転移を同一モデルで比較研究してみると、両者が明白に異なることがわかった。

## 1. はじめに

液体やコロイド分散系など、熱運動する粒子の集団を考える。これらを、急冷あるいは急圧縮すると、粒子は乱れた配置のまま固まってしまう。これがガラス転移だ。身の回りにある窓ガラスやガラスコップから、高性能素材として期待されている金属ガラスに至るまで、我々の生活は、多種多様なガラスにより支えられている。しかしこの物質を物理学として理解しようとする、途端に困難にぶつかってしまう。現代の統計力学は、様々な凝縮相やその間の転移を、非常にうまく記述する。そのアプローチは多くの場合、系に現れる「秩序」に基づいている。固液相転移は原子が美しく整列する現象だ。強磁性相転移は一方向にスピニングがそろう現象だ。では、ガラス転移とは何か？ ガラスとは明白な秩序を持たない、液体のような構造の固体である。では何故、ガラスは固体でいられるのか？ ガラス転移は、固液相転移のように、何らかの相転移として理解できるのだろうか？ これらの最も素朴な問いに、現代の凝縮系理論は未だ解答を与えていない。ガラス転移について少しでも明確な主張をするべく、理論・実験・シミュレーションによる活発な研究が続いている。<sup>1-4)</sup>

一方、粉体やペーストなど、粒子が十分大きく、熱運動できない系を考える。これらの系は、低密度では流動状態にあるが、密度を増加すると、ある密度を境に、乱れた配置のまま固まってしまう。これを、ジャミング転移と呼ぶ。<sup>1,5-7)</sup> ジャミング転移も、ガラス転移同様、我々の周りにありふれた現象である。砂山、泡立てたシャンプー、歯磨き粉などのペーストなどは、ジャミング転移により生成した固体である。近年、ジャミング転移は、物質科学的興味に留まらず、非平衡物理一般の大きな興味を惹いている。熱運動しない粒子という、平衡からほど遠い状況であるにも関わらず、ジャミング転移点近傍では、様々な力学量が臨界現象のような法則性を見せることが、分かってきたのだ。<sup>6-8)</sup>

ガラス転移/ジャミング転移は、熱的粒子/非熱的粒子が、乱れた配置のまま固まってしまう現象である。次節で詳述するように、熱運動の有無という大きな違いにもかかわらず、この二つの転移は酷似している。当然、両者の関係には、大きな注目が集まった。もし二つの転移が同じ物理に起因するものであれば、ジャミング転移の知見を用いてガ

ラス転移の研究に突破口を、あるいはその逆が、可能になることが期待できるためだ。しかし、いくら似ているとはいえ、熱的な系の転移と非熱的な系の転移が、全く同じ物理で記述されるなど、あり得るだろうか？ これまで、この二つの転移の関係については、大きな注目にもかかわらず、曖昧な議論しかなされてこなかった。これはひとえに、ガラス転移はガラス転移のみを起すモデルで、ジャミング転移はジャミング転移のみを起すモデルで別々に研究されてきており、徹底的な比較を欠いていたためだ。我々は最近、どちらの転移も起こるモデルを用いた、二つの転移の統一的な研究を行った。<sup>9)</sup> 本稿では、その成果を紹介する。

## 2. ガラス転移とジャミング転移のレオロジー

ガラス転移とジャミング転移は、そのレオロジー（流動特性）に注目すると、相似性が際立つ。両者のレオロジー実験を概観してみよう。

ガラス転移系の例として、水中に直径  $0.4 \mu\text{m}$  程度のコロイド粒子を分散した系を考える。<sup>10)</sup> このサイズのコロイド粒子は、ブラウン運動により、水中を素早く拡散している。実際にその拡散係数を、ストークスの式で見積もると、 $D \approx 1 \mu\text{m}^2/\text{s}$  となる。すなわち、このコロイド粒子が自由に拡散するとき、粒子直径程度の距離を移動するのに要する時間  $\tau_T$  は  $0.1 \text{ s}$  程度である。さて、このコロイド系の密度を増加すると、粒子は周りの粒子と衝突しはじめるため、拡散係数が低下していく。そしてある密度を境に、全く拡散できなくなり、乱れた構造のまま固まってしまう。これが、コロイド系のガラス転移だ。このガラス転移は、レオロジーの変化によって上手く特徴づけられる。図 1a は、実験的に、この系にせん断応力を加え、引き起こされる流動の速度を調べたものだ。コロイド粒子の密度が低い時は、応力  $\sigma$  と流速  $\dot{\gamma}$  の比例関係—ニュートン流動—が見られる。しかし密度を増加すると、粘性  $\eta = \sigma/\dot{\gamma}$  が増大し、ニュートン流動は遅い流速の領域へとシフトしていく。そして、ある密度でニュートン流動が消失し、流れの遅い極限でも有限の応力が残る。この応力  $\sigma_y = \sigma(\dot{\gamma} \rightarrow 0)$  は、系を流動させるのに必要な最小の応力であり、降伏応力と呼ばれる。有限の降伏応力の発生は、系が固体となったことを意味する。

一方、ジャミング転移系の例として、水に直径  $27 \mu\text{m}$  程

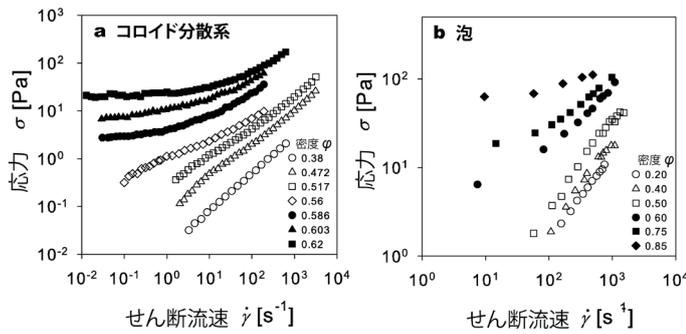


図1 (a) 直径 $0.4\ \mu\text{m}$ のPMMAコロイド(激しくブラウン運動する粒子系)の様々な密度 $\phi$ での流動曲線。<sup>10)</sup> 低密度では、応力 $\sigma$ とせん断流速 $\dot{\gamma}$ が比例するニュートン領域が存在する。密度を上昇すると粘性 $\eta = \sigma/\dot{\gamma}$ が増大し、ついにはニュートン領域が消え、有限の降伏応力 $\sigma_y = \sigma(\dot{\gamma} \rightarrow 0)$ が発生する(ガラス転移)。(b) 直径 $27\ \mu\text{m}$ の水性泡の様々な密度 $\phi$ での流動曲線。<sup>11)</sup> 泡は実験室的タイムスケールでは全くブラウン運動できないにも関わらず、PMMAコロイドと同様、高密度で有限の降伏応力が発生する(ジャミング転移)。

度の泡が分散した系を考える。<sup>11)</sup> この泡は、前述のコロイド粒子よりはるかに大きく、その拡散に要する時間 $\tau_r$ は、 $10^6\ \text{s}$ 程度と見積られる。すなわち、泡は実験室的タイムスケールでは、全く熱運動していない。図1bに、この系のレオロジーの実験結果を示した。低密度では、ニュートン流動が存在し、密度の増加とともに、粘性が増大する。そして高密度では、降伏応力が発生し、固体になる。これが、泡のジャミング転移だ。

一目瞭然、コロイド系のガラス転移のレオロジー(図1a)と、泡のジャミング転移のレオロジー(図1b)はそっくりである。さらにこの巨視的レベルでの相似性に加えて、二つの転移は、メゾスケールにおいても相似性を持つことがわかってきた。どちらの転移についても、転移点近傍では、粒子がかたまって速く動く領域と、遅く動く領域が、空間的に不均一に分布することが解ってきたのだ。<sup>1,2)</sup> 臨界現象とのアナロジーに依拠するならば、不均一性の相似性は、いかにも転移自体の同一性を示唆しているように見える。

### 3. 統一的理解の可能性

では、二つの転移の相似性を踏まえて、ガラス転移とジャミング転移を統一的に理解できるだろうか？

一つの可能なシナリオは、ジャミング転移はガラス転移のゼロ温度極限である、というものである。1998年にLiuとNagelは、この可能性を提案した。<sup>12)</sup> 彼らは、温度・密度・応力を軸とする相図を直観的に描き、有限温度でのガラス転移と、非熱系でのジャミング転移を、単一の「ジャム相」への転移として表現したのだ。

一方、近年大きく発展してきた「ガラス転移の平均場描像」は、ガラス転移とジャミング転移は別々の転移であり、ジャミング転移はガラス相の中で起こる、と主張する。この描像を、熱的に運動する剛体球系を例にとって説明しよう。<sup>14)</sup> 低密度では、系の安定状態は、均一な密度場をもつ状態—液体状態—のみである。密度を増大すると、ある密度を境に、不均一な密度場を持つ状態—アモルファス固体

状態—が、準安定性を持ち始める。<sup>15)</sup> しかし、唯一の安定なアモルファス固体状態が現れるのではなく、程々に安定なアモルファス固体状態が、多数現れる。つまりこの密度では、系は各準安定状態に一時的にトラップされるものの、長い時間をかけて、他の準安定状態へと乗り移っていく。従って、その全自由エネルギー $F$ は、

$$F = f^*(\phi) - TS_c(\phi) \quad (1)$$

と表すことができる。ここで、 $f^*(\phi)$ は、密度 $\phi$ における特徴的な準安定状態の自由エネルギーであり、 $S_c(\phi)$ は、準安定状態の個数を表すエントロピーである。密度の上昇とともに可能な粒子配置の個数は減っていくので、ある密度 $\phi_g$ で $S_c(\phi_g) = 0$ となる。この $\phi_g$ において、系は、熱力学的に最も安定なアモルファス固体状態にトラップされる。これが、平均場描像において期待される、理想的なガラス転移である。

この描像では、ガラス転移はエントロピー $S_c(\phi)$ の消滅に支配される熱力学的転移であり、ジャミング転移とは概念的に異なる。剛体球系のジャミング転移は、粒子が隙間なく充填された状態でおこるので、ガラス転移そのものよりむしろ、ガラス相における最も密度の高い状態に対応する。近年、この描像に基づく理論的技法であるクローン液体論<sup>4)</sup>が大きく発展し、剛体球系の相図が第一原理的に計算された。<sup>16)</sup> その結果、熱力学的ガラス転移が $\phi_g \approx 62\%$ で起こり、 $\phi_j \approx 68\%$ で圧力が発散する、つまり最高密度状態となる、という結果が得られた。<sup>14)</sup> すなわち、熱力学についてのみではあるものの、単一の微視的理論から、ガラス転移とジャミング転移が別々の転移として導かれたのだ。

### 4. ガラス転移とジャミング転移を分離する

ガラス転移とジャミング転移に関する、二つのシナリオを概観したが、いずれも満足からは遠い。両者を同一視するシナリオは、直観的に過ぎ、未だ理論的基礎付けや実験的検証が進んでいない。両者を区別するシナリオは、相図を計算できるなど具体的だが、近似的理論の結果にすぎないし、何より、二つの転移が最も相似性を見せるレオロジーにおいて、両者を区別するには至っていない。

我々は、ガラス転移とジャミング転移の統一的シミュレーションを行い、両者の関係を明確にする研究を構想した。基本的なアイデアは、有限温度でガラス転移が、温度ゼロでジャミング転移が起こるモデルに注目し、そのレオロジーを幅広い温度領域で調べることで、ガラス転移とジャミング転移の関係を調べる、というものである。具体的なモデルとして、柔らかい粒子が溶媒中に分散した系に注目した。粒子間の相互作用は、 $\Theta(x)$ をステップ関数、 $a$ を粒子の直径として、打ち切られた調和ポテンシャル $V(r) = \epsilon(1-r/a)^2\Theta(a-r)$ である。<sup>17)</sup> この系のせん断流下での動力学を、最も単純なランジュバン方程式でモデル化する：

$$\xi \left( \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} - \dot{\gamma} y_i \mathbf{e}_x \right) = - \sum_{j \neq i} \frac{dV(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{d\mathbf{r}_i} + \mathbf{R}_i \quad (2)$$

ここで  $\mathbf{r}_i$  と  $y_i$  は、粒子の位置と  $y$  座標であり、 $\mathbf{e}_x$  は  $x$  方向の単位ベクトル、そして  $\dot{\gamma}$  はせん断流速である。すなわち左辺は、粒子とその周囲の溶媒の速度差に応じた散逸を表し、 $\xi$  はその散逸の強さをコントロールするパラメータである。 $\mathbf{R}_i$  はランダム力であり、揺動散逸関係  $\langle \mathbf{R}_i(t) \mathbf{R}_j(t') \rangle = 2k_B T \xi \delta_{ij} \delta(t-t')$  に従う。このモデルは、温度ゼロ（ランダム力ゼロ）では、ジャミング転移を起こす泡のモデルとなる一方、<sup>6)</sup> 高温では、ガラス転移を起こすコロイド系のモデルとなる。

ランジュバン方程式(2)には、二つのエネルギーのスケール、 $\epsilon$  と  $k_B T$  がある。従って方程式は、無次元化温度  $k_B T/\epsilon$  に支配される。また、二つのエネルギースケールに付随して、二つの微視的時間スケールが現れる：散逸の時間スケール  $\tau_0 = \xi a^2/\epsilon$  と、ブラウン運動の時間スケール  $\tau_T = \xi a^2/k_B T = \tau_0 \epsilon/k_B T$  である。さらに、せん断流速  $\dot{\gamma}$  が、第三の時間スケールを与える。そこで重要な無次元量として、 $\dot{\gamma} \tau_T$  を導入する。 $\dot{\gamma} \tau_T \ll 1$  は、粒子が、せん断流よりずっと速く、ブラウン運動している状態であり、 $\dot{\gamma} \tau_T \gg 1$  は、ブラウン運動よりずっと速く、せん断流が粒子を押し流している状態である。

様々な粒子密度  $\phi$ 、温度  $k_B T/\epsilon$ 、せん断流速  $\dot{\gamma}$  において、ランジュバン方程式(2)をシミュレートし、系にかかる応力  $\sigma$  を計算した。時間スケールと同様、応力についても、非熱的な応力スケール  $\sigma_0 = \epsilon/a^3$  と、熱的な応力スケール  $\sigma_T = k_B T/a^3$  が現れる。以下では、 $\dot{\gamma} \tau_T < 1$  かつ  $\sigma < \sigma_T$  を熱的領域と、 $\dot{\gamma} \tau_T > 1$  かつ  $\sigma > \sigma_T$  を非熱的領域と呼ぶ。

まず最初に、 $k_B T/\epsilon = 10^{-4}$  に注目する(図2a)。低密度ではニュートン流がみられる一方、密度の上昇とともに、ニュートン領域は遅いせん断流の領域へとシフトしていき、その粘性  $\eta = \sigma/\dot{\gamma}$  が発散的に増大する。そして、 $\phi_g \approx 0.6$  において、系は有限の降伏応力  $\sigma_y$  を持った固体になる。この転移現象は全て、熱的領域 ( $\sigma < \sigma_T = 10^{-4} \sigma_0$ ,  $\dot{\gamma} < \tau_T^{-1} = 10^{-4} \tau_0^{-1}$ ) で起こっているため、熱運動に起因する転移、すなわちガラス転移だとわかる。

次に、 $k_B T/\epsilon = 0$  に注目する(図2b)。得られた流動曲線は、 $T = 10^{-4}$  のものとそっくりである。ニュートン粘性が密度とともに増大し、 $\phi_j \approx 0.64$  において降伏応力が発生する。しかしこの場合は、粒子は全くブラウン運動していないため、見られた転移はジャミング転移である。

最後に、有限だが低温の条件  $k_B T/\epsilon = 10^{-6}$  に注目する(図2c)。流動曲線は、極めて込み入っている。まず、熱的領域 ( $\sigma < \sigma_T = 10^{-6} \sigma_0$ ,  $\dot{\gamma} < \tau_T^{-1} = 10^{-6} \tau_0^{-1}$ ) を見ると、低密度ではニュートン領域が存在し、その粘性が密度とともに発散的に増大している。そして、 $\phi_g \approx 0.6$  において有限の降伏応力が発生する。これは熱的領域で起こるガラス転移であり、 $k_B T/\epsilon = 10^{-4}$  でみられた転移と同一である。一方、非熱的領域 ( $\sigma > \sigma_T = 10^{-6} \sigma_0$ ,  $\dot{\gamma} > \tau_T^{-1} = 10^{-6} \tau_0^{-1}$ ) を見ると、別

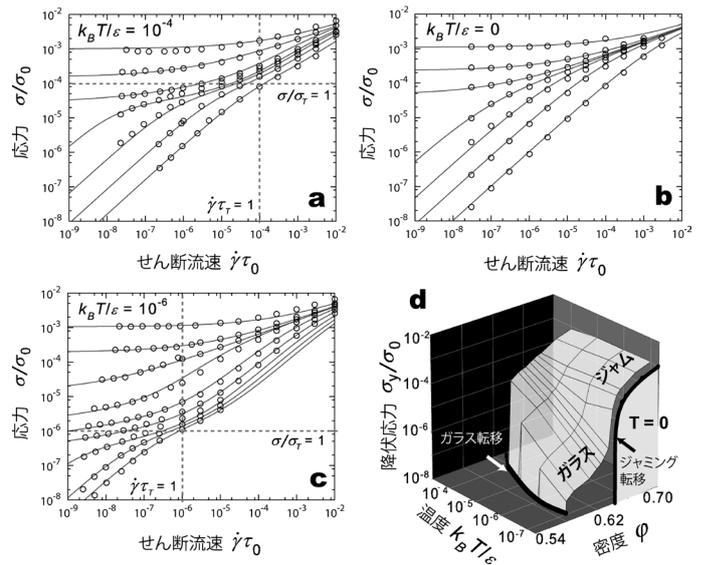


図2 (a)  $k_B T/\epsilon = 10^{-4}$ 、密度  $\phi = 0.54 - 0.70$  (下から上)での流動曲線。点線は  $\sigma/\sigma_T = 1$  と、 $\dot{\gamma} \tau_T = 1$  を表す。低密度ではニュートン領域が存在し、ニュートン粘性が密度とともに発散的に増大する。そして、 $\phi_g \approx 0.6$  において有限の降伏応力が発生する(上から三つ目の曲線)。この転移は、熱的領域で起こっているため、ガラス転移である。(b)  $k_B T/\epsilon = 0$ での流動曲線。この熱揺らぎが全くない系でも、低密度でのニュートン領域、ニュートン粘性の増大、そして降伏応力の発生(上から三つ目の曲線)が見られる。この転移は、ジャミング転移であり、 $\phi_j \approx 0.64$  で起こる。(c)  $k_B T/\epsilon = 10^{-6}$ での流動曲線。ガラス転移とジャミング転移の共存が見られる。すなわち、まず、熱的領域で  $k_B T/\epsilon = 10^{-4}$  の場合と同様のガラス転移が起こる。しかしガラス転移点  $\phi_g \approx 0.6$  以上でも、非熱的領域にはニュートン領域が存在する。このニュートン領域は、より高密度  $\phi_j \approx 0.64$  において消失する(上から三つ目の曲線)。この非熱的領域の転移は、 $k_B T/\epsilon = 0$  の場合と定量的に同じであるため、ジャミング転移である。(d) 流動曲線から降伏応力  $\sigma_y = \sigma(\dot{\gamma} \rightarrow 0)$  を見積もりプロットした、リアルなジャミング相図。低密度側ではまずガラス転移が起こり、 $\sigma \sim \sigma_T$  程度の降伏応力が発生する。さらに高密度でジャミング転移が起こり、降伏応力は  $\sigma \sim \sigma_0$  へと跳ね上がる。

のニュートン領域が存在していることがわかる。その粘性は、より高密度  $\phi_j \approx 0.64$  に向けて発散的に増大している。そして  $\phi > \phi_j$  では、非熱的領域においても有限の降伏応力が発生する。この領域の流動曲線は、 $k_B T/\epsilon = 0$  の場合と定量的に同じであるため、この転移はジャミング転移であることがわかる。すなわち、「ガラス転移が低温でジャミング転移になる」わけではなく、「熱的領域ではガラス転移が、非熱的領域ではジャミング転移が、それぞれ別々の転移として起こる」ことがわかった。

二つの転移の区別をさらに明確にするために、得た流動曲線を簡単なレオロジー模型で解析した。系の応力  $\sigma(\phi, \dot{\gamma})$  が、ガラス転移からの寄与  $S_g(\phi, \dot{\gamma})$  と、ジャミング転移からの寄与  $S_j(\phi, \dot{\gamma})$  の和で書けると仮定する：

$$\sigma(\phi, \dot{\gamma}) = S_g(\phi, \dot{\gamma}) \sigma_T + S_j(\phi, \dot{\gamma}) \sigma_0 \quad (3)$$

$S_g(\phi, \dot{\gamma})$  と  $S_j(\phi, \dot{\gamma})$  は、それぞれガラス転移とジャミング転移の物理から個別に決まる関数であり、熱的な応力スケール  $\sigma_T$  と非熱的な応力スケール  $\sigma_0$  に比例して、全応力  $\sigma$  に寄与する。ここでは、 $S_g(\phi, \dot{\gamma})$  と  $S_j(\phi, \dot{\gamma})$  には、これまでの各々の研究から得られている関数形を用い、必要なパラメータは、それぞれ  $k_B T/\epsilon = 10^{-4}$  と  $k_B T/\epsilon = 0$  のシミュレーションの結果をフィッティングして決定した(図2a, bの実線)。

その上で、 $k_B T/\epsilon = 10^{-6}$ に対して、「パラメータを調節することなし」に、式(3)を適用した。 $k_B T/\epsilon = 10^{-6}$ での、シミュレーションと模型の結果(図2cの実線)の一致は完璧である。すなわち、 $k_B T/\epsilon = 10^{-6}$ での流動曲線が、単にガラス転移とジャミング転移の重ね合わせであることが、明確になった。

最後に、各温度・密度での降伏応力 $\sigma_y = \sigma(\dot{\gamma} \rightarrow 0)$ を三次元プロットした(図2d)。これは、LiuとNagelがガラス転移とジャミング転移を同一視するために、直観的に描いた相図<sup>12)</sup>を、シミュレーションの結果を用いて書き直したものとと言える。全ての有限温度において、低密度側で、ガラス転移による有限の降伏応力が発生する。この降伏応力は温度に比例する。さらに密度を上昇すると、 $\phi_j$ においてジャミング転移が起こり、降伏応力が跳ね上がり温度に依存しなくなる。これまで議論してきたとおり、この新しい相図ではガラス転移とジャミング転移が明確に区別できる。

## 5. おわりに

以上、熱的な系が流動状態から乱れた固体へと転移する現象であるガラス転移と、非熱的な系でみられる同様の現象であるジャミング転移に関する、最近の研究成果を紹介した。これまで、「二つの転移は似ている」ということが、曖昧な形で繰り返し言われてきたが、本研究では、統一的なシミュレーションと、単純な理論模型を用いた解析により、両者を明確に分離することに成功した。我々は極めて単純なランジュバン系に注目したが、その結論は、あらゆるガラス転移とジャミング転移に当てはまると考えている。今後、本研究の知見をもとに、様々な実験系において、両転移の区別が明確化されていくことを期待したい。

ガラス転移・ジャミング転移ともに、将来の課題は多く、全てを列挙することは、とてもできない。ここでは、本研究と関連する今後の課題として、ジャミング転移の微視的理論の構築を挙げておく。ガラス転移のレオロジーについては、既に、モード結合理論による記述があり、大きな成功を収めている。<sup>3)</sup>しかし、ジャミング転移のレオロジーについては、未だ、微視的理論は絶無である。第3節では、クローン液体論による、ガラス転移とジャミング転移の統一的記述に触れたが、これを力学的性質や、<sup>4)</sup>レオロジーへと拡張していくことは、極めてチャレンジングな目標だ

ろう。

本研究は Université Montpellier 2 の Ludovic Berthier 博士、King's College London の Peter Sollich 教授との共同研究の成果です。また、川崎猛史博士の有益なコメントに感謝します。本研究は JSPS 海外特別研究員制度、及び Région Languedoc-Roussillon の助成を受けたものです。

## 参考文献および注

- 1) 簡潔なイントロダクションとして、P. G. Debenedetti and F. H. Stillinger: *Nature* **410** (2001) 259; 現状での包括的な報告として、*Dynamical Heterogeneities in Glasses, Colloids, and Granular Media*, L. Berthier, et al. (eds.) (Oxford Univ. Press, 2011).
- 2) 山本量一, 小貫 明: 日本物理学会誌 **60** (2005) 602.
- 3) 宮崎州正: 日本物理学会誌 **62** (2007) 431; 物性研究 **88** (2007) 621.
- 4) 吉野 元: 日本物理学会誌 **67** (2012) 699.
- 5) P. Coussot: *Rheometry of Pastes, Suspensions, and Granular Materials* (Wiley, 2005).
- 6) P. Olsson and S. Teitel: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 178001.
- 7) T. Hatano: *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** (2008) 123002.
- 8) M. Otsuki and H. Hayakawa: *Phys. Rev. E* **80** (2009) 011308.
- 9) A. Ikeda, et al.: *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 018301; arXiv: 1302.4271.
- 10) G. Petekidis, et al.: *J. Phys. Condens. Matter* **16** (2004) S3955.
- 11) B. Hertzhaft, et al.: *Colloids Surf. A* **263** (2005) 153.
- 12) A. J. Liu and S. R. Nagel: *Nature (London)* **396** (1998) 21.
- 13) W. Götze: in *Liquids, Freezing and Glass Transition*, J.-P. Hansen, et al. (eds.) (North-Holland, 1991) p. 287.
- 14) G. Parisi and F. Zamponi: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 789.
- 15) この変化が起こる密度が、モード結合理論が予想する転移密度に対応する。
- 16) 第一原理的という意味は、微視的ハミルトニアンのみから、という意味である。
- 17) このポテンシャルの選択は、単に、そのガラス転移とジャミング転移が、それぞれ調べられているということによる。

(2013年3月4日原稿受付)

## Separating Glass and Jamming Transitions

Atsushi Ikeda

abstract: Repulsive particles always show the emergence of solidity when compressed rapidly. The solidification of particles which diffuse thermally is called the glass transition, while that of non-Brownian particles is the jamming transition. These two transitions are remarkably similar and sometimes considered to be the same. However, because two transitions have been studied in different models respectively, there was an ambiguity in their comparison. We studied these two transitions in the same model and revealed that they are actually distinct phenomena.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2013年2月に掲載可となったものの中から2013年3月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

### エキゾチック近藤効果が生み出す新奇な電子秩序

物質中で相互作用する電子の集団は超伝導に代表される興味深い協力現象を発現する。電子相関の重要性の認識は金属中の磁性不純物の問題である近藤効果に端を発し、その後、銅酸化物高温超伝導体や重い電子系化合物などを中心として精力的に研究が行われてきた。強相関電子系は電子の持つ自由度が絡み合い、従来の概念では理解不能な新しい基底状態の可能性を秘めている。

局在性の強い $f$ 電子を含むランタノイドやアクチノイド化合物は電子相関に起因する多様な現象を示す典型的物質群である。この系を分類する指標として、一原子あたりの $f$ 電子数の偶奇性がある。 $f$ 電子数が奇数のとき(例： $Ce^{3+}$ 、 $Yb^{3+}$ )、クラマースの定理により時間反転対称性に基づくスピン自由度が必ず残る。こうして生じた磁気的な自由度を、結晶中を自由に動き回る伝導電子が遮蔽する。これが

通常の近藤効果である。他方、一原子あたりの $f$ 電子数が偶数のときは(例： $Pr^{3+}$ 、 $U^{4+}$ )、時間反転対称性とは関係のない軌道自由度が生じる場合がある。 $f$ 電子と結合する伝導電子の自由度は軌道とスピンの両方があるので $f$ 電子よりも多くなる。伝導電子のみが持つ自由度はスピンを一般化してチャンネルと呼ばれ、両者の相互作用系は2チャンネル近藤系と呼ばれる(図1左)。伝導電子の持つ二つのチャンネルは時間反転対称性により必ず等価になる(図1で $J_1=J_2$ )。

$Pr^{3+}$ や $U^{4+}$ が伝導電子の海の中に一つだけある不純物2チャンネル近藤系を考えよう。通常の場合と同様に、伝導電子は $f$ 電子の持つ自由度を近藤効果によって遮蔽しようとするが、 $f$ 電子はどちらのチャンネルに遮蔽されるか迷ってしまう。その結果 $f$ 電子の持つ自由度 $S=\ln 2$ のちょうど半分だけ遮蔽され、 $S=\ln \sqrt{2}$ という奇妙なエントロピ

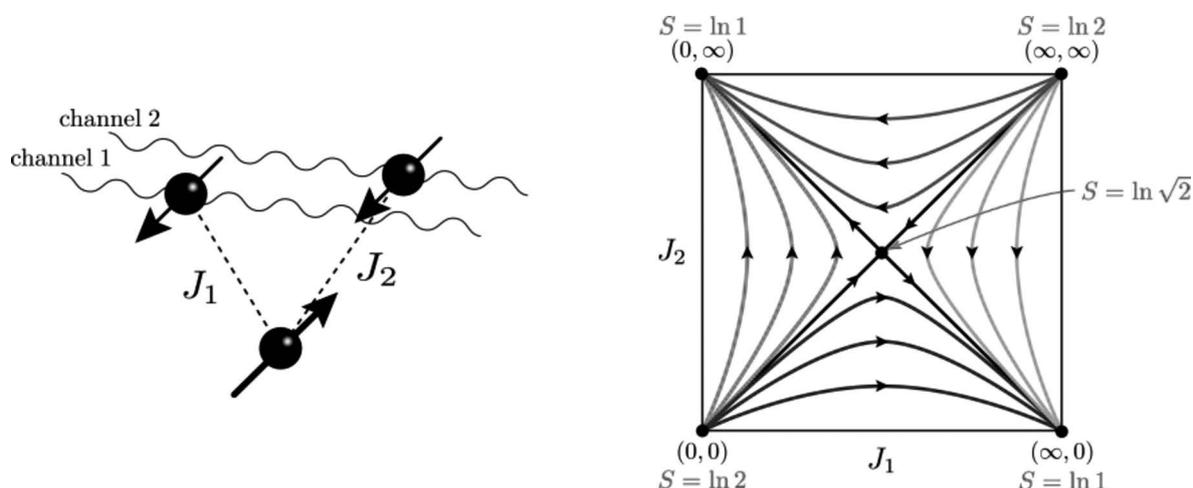


図1 2チャンネル近藤モデルにおける(左)相互作用の模式図と(右)繰り込みの流れ図。左図で矢印は軌道自由度に対応する擬スピンを表す。

ーが残る。興味深いことに、遮蔽されずに残った自由度は局在したマヨラナ粒子という、粒子と反粒子（ホール）が同等な粒子によって記述されることが知られている。この一風変わった近藤効果を繰り込み群で考えると、図1右の $J_1=J_2$ の線上の流れに対応する( $S=\ln 2 \rightarrow \ln \sqrt{2}$ )。

一方で実際の化合物では $f$ 電子は周期的に配列しており、この状況を記述するモデルは2チャンネル近藤格子と呼ばれる。十分低温では、系は $f$ 電子間の相互作用によって残留エントロピーを何とか解消するはずである。東北大学理学研究科物理学専攻の研究グループは、2チャンネル近藤格子に対して動的平均場理論と連続時間量子モンテカルロ法を適用し、低温で生じる秩序相が複合体という2体の量によって特徴づけられる特異な状態であることを明らかにした。さらにエントロピーの計算によって、秩序化により一原子あたり $\ln 2$ の半分である $\ln \sqrt{2}$ の自由度が消失していることを示し、マヨラナ粒子の秩序化という新しい物理的描像を提案した。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2013年4月号に掲載された。

この奇妙な秩序について詳しくみてみよう。もし伝導電子による $f$ 電子の遮蔽が起こらない場合、 $f$ 電子自由度を表す局在擬スピンの平均場によって分極する通常の秩序化が起こる。これは擬スピンの元来持っているエントロピー $\ln 2$ の秩序化による解消とみなせる。一方で2チャンネル近藤格子では近藤効果によって局在擬スピンのエントロピーを半分だけ消す。それでも尚残った自由度を、系は二つのチャンネルの等価性を自発的に破ることによって解消す

る。ここでチャンネルの対称性を破る平均場は $f$ 電子と伝導電子が結合した量(複合体)であることは注目に値する。この過程は図1右において、直線 $J_1=J_2$ 上の固定点から $J_1$ と $J_2$ が非等価となって流れ出ることに対応する( $S=\ln \sqrt{2} \rightarrow \ln 1$ )。前述したように $\ln \sqrt{2}$ のエントロピーは局在したマヨラナ粒子と解釈できるので、この秩序化は局在マヨラナ粒子が消失して通常のフェルミ粒子に変化する過程とみなすことができる。

本研究で得られた秩序はPrやU元素を含む化合物で実現する可能性がある。その可能性として、著者らは $\text{URu}_2\text{Si}_2$ の隠れた秩序との関連を指摘した。この物質では比熱や帯磁率に相転移を示す明確な異常が現れるが、その秩序相を特徴づける量(秩序変数)は発見から四半世紀経っても同定できていない。2チャンネル近藤効果は $f$ 電子が不純物として入っている系 $\text{U}_x\text{Th}_{1-x}\text{Ru}_2\text{Si}_2$ ( $x < 0.07$ )での実現が提案されている。ゆえに $f$ 電子が周期的に配列した $\text{URu}_2\text{Si}_2$ は近似的に2チャンネル近藤格子として振舞うことが考えられる。本研究で見出された複合体秩序変数を現実の系に拡張することにより、 $\text{URu}_2\text{Si}_2$ の隠れた秩序変数の同定に近づくことが期待される。

#### 原論文

Resolution of Entropy  $\ln \sqrt{2}$  by Ordering in Two-Channel Kondo Lattice

S. Hoshino, J. Otsuki and Y. Kuramoto: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 044707.

(情報提供: 星野晋太郎(東北大学大学院理学研究科)

倉本義夫(東北大学大学院理学研究科))

### 応用物理 第82巻 第7号(2013年7月号) 予定目次

特集: 超伝導

今月のトピックス: 特別記事: EDFA 誕生物語 ……中沢正隆  
巻頭言: 省エネルギー・環境分野における超伝導技術の役割

……………長村光造  
総合報告: 省エネルギー社会に向けた超伝導線材の現状と課題  
……………佐藤謙一

解説: 低エネルギー情報ネットワークを目指した超伝導  
デジタル回路開発……………藤巻 朗

#### 最近の展望

10 MW 級大容量風力発電を実現する超伝導回転機 ……大崎博之  
磁気分離による環境浄化; 超伝導磁気分離による汚染土壌  
減容化の試み……………西嶋茂宏

#### 研究紹介

輸送機器用高温超伝導誘導同期モータの研究開発; マクロ  
非線形現象と高機能回転機システム……………中村武恒

高温 SQUID を用いた金属資源探査装置 (SQUITEM) の開発  
……………荒井英一

#### 蓋然の先見

インタビュー: 超伝導の物質探索とセレンディピティ  
……………秋光 純

ホッとひといき: 固体素子と量子力学の厳密テスト…蔡 兆申  
研究の現場から: お酒で煮ると超伝導に! 誘発成分は有機酸  
……………高野義彦

基礎講座: 酸化物半導体: ITO って何? ……南 内嗣

## 第68回年次大会シンポジウムの報告

### 領域委員会

#### 物理と社会「医学における物理学の貢献」

栗本 猛 (富山大理)

[A] 趣旨説明 (栗本 猛: 富山大理), 医学物理士認定・教育コース認定制度 (遠藤真広: 九州国際重粒子セ), 放射線腫瘍学 (永田 靖: 広大病院), がん放射線治療における医療産業 (吉田光宏: 三菱重工), 粒子線治療における原子核物理学 (洞口拓磨: 阪大RCNP), X線治療における物理学 (古徳純一: 帝京大), 放射線計測の医学利用 (株木重人: 東海大), 医学物理士の役割 (小澤修一: 広大), 総合討論 (司会: 西尾禎治: 国立がん研究セ)

[B] 物理系出身者が社会に貢献・活躍できるためのキャリア支援の一環として, 日本物理学会キャリア支援センターは医学物理分野へのキャリアパス支援活動を続けてきた。本シンポジウムでは医療分野での物理学の貢献を紹介し, 医学における物理学の重要性, それに関わって発展してきた医学物理とは何か, 医療のどういったところに物理が求められているのかにつき, 医療の最先端で活躍する方々や, 基礎物理分野から医学物理分野の世界へ進んだ医学物理士に講演していただいた。物理出身者が医学物理分野にどのように貢献出来るのかにつき物理学会会員に理解を深めていただくとともに, 物理学の領域拡大を検討する機会としても有益なシンポジウムとなった。(参加人数は約50名)

なお, 本シンポジウムの開催にあたっては, 講師の手配等で日本医学物理学会にご協力いただきました。

#### 物理と社会「ダイバーシティー (多様性) と物理」

森 初果 (東大物性研, 男女共同参画推進委員会)

[A] はじめに (笹尾真実子: 同志社大), 男女共同参画におけるダイバーシティー (上瀧恵里子: 九大), 国際化におけるダイバーシティー (フラナガン・ジョン: KEK), 物質科学におけるダイバーシティー (福山秀敏: 東理大), パネルディスカッション (司会: 加賀山朋子: 阪大), 終わりに (嘉規香織: 静岡大)

[B] 「ダイバーシティー (多様性)」は, “男女共同参画”におけるキーワードであるが, それにとどまらず, 日本において“国際化”を進め, また従来の学問分野の枠を越えた“学際領域”を作り出す上でも, 大変重要な概念である。

本シンポジウムでは, まず「男女共同参画におけるダイバーシティー」について, 九大の上瀧准教授より, JST “女性研究者養成システム改革加速”の取り組みの中で, 海外および分野を広げた公募により, 高い競争率の中で採用された優秀な女性研究者が活躍し, 学内の意識改革に繋がったことが報告された。また, 「国際化におけるダイバーシティー」について, 高エネ研のフラナガン氏より, 日本で国際化を進めるために, 雇用条件の平等性や, 外国人の視

点に配慮した制度整備が重要であると言及された。さらに, 「物質科学におけるダイバーシティー」について, 東京理科大の福山教授より, 物質科学研究には“基礎研究における具体的研究対象の多様性”と並んで“基礎科学と工学的材料科学の間の課題の多様性”があり, 両者の間に適切な相関・バランスが保たれば大きな発展が期待されるとの提言があった。パネルディスカッションでは, 聴衆との活発な意見交換があり, 各分野について, 視座を高めることのできたシンポジウムであった。

#### 物理と社会「物理学者と原子力政策」

原科 浩 (大同大教養)

[A] 趣旨説明 (原科 浩: 大同大教養), 原子力政策とグリーンエネルギー革命 (稲垣知宏: 広大情報メディア), 原子力政策の将来像 (鈴木達治郎: 内閣府原子力委員会), 原子力政策と物理学者 (黒崎 輝: 福島大), 各講演に対するコメント (小沼通二: 神奈川歯科大理事), 総合討論

[B] 稲垣知宏氏は, 民主党政権下での脱原発政策とその政策の要となるグリーンエネルギー革命について批判的に考察した。原子力基本法第二条の追加修正の意図についても注意を喚起した。／鈴木達治郎氏は原子力委員会の現役委員であるが, 原子力政策の現状と将来について個人の見解を述べた。政権は交代したが, できる限り原発依存度を低減させていくという方針では変わっていない面もある。課題は核燃料サイクルの見直し・余剰プルトニウムを持たない政策の堅持である。／黒崎輝氏は国際政治学者の立場から, 1950年代を振り返り, 原子力政策批判者として物理学者, 特に素粒子論グループが果たした役割を, 国際・国内政治の文脈から考察した。50年代と3.11以降の状況を比較して, 物理学者の関わり方の変化についても言及した。／小沼通二氏は物理学者として原子力政策に関わる現場に身を置いてきた立場から, 各講演に対して補足と異なる視点を示した。TMI原発事故後に独自の調査報告書を出した米国物理学会の事例を紹介し, 福島事故に対する日本物理学会の対応について課題を投げかけた。／総合討論では, 事故原因, 物理学会の在り方, 物理学者 (特に若い世代) の状況, 脱原発を担う人材・政策に関わる人材の養成, 物理学者の人間性など多岐にわたる議論が行われた。／詳細な報告が「科学・社会・人間 二期」2号に掲載される予定である。

素粒子論領域, 理論核物理領域, 領域 11, 領域 9, 領域 8, 領域 7, 領域 3, 領域 4, 領域 5, 領域 6, 領域 12「エクサスケールに向けて歩み出す計算物理学」

石川健一 (広大理)

[A] 趣旨説明 (石川健一: 広大理), 計算科学に寄せる期待 (素粒子宇宙原子核) (岡田安弘: KEK), 計算素粒子物理学のフロンティア (蔵増嘉伸: 筑波大数理物質系), 計算核物理学のフロンティア (中務 孝: 理研仁科加速器研究セ), 計算宇宙物理学のフロンティア (梅村雅之: 筑波大計算科学研究セ), 物性実験から計算科学に寄せる期待 (新井正敏: J-PARC), 計算物性科学の将来像: 次世代 HPC の検討と関連して (吉本芳英: 鳥取大院工), 大規模探索計算で切り開く材料計算科学 (西松 毅: 東北大金研)

[B] 平成 24 年度より「将来の HPCI システムのあり方調査研究」が始まり, 日本国内における様々な分野の「計算科学ロードマップ白書」を取りまとめる活動が始まっている。「白書」では様々な社会的課題や科学的課題で 2020 年頃に予想されるエクサスケールの計算機を用いて解決する必要がある課題や解決できる課題についてのロードマップをまとめ HPC 技術と計算科学の必要性を議論し国民に発信する予定である。

本シンポジウムでは上記白書に関連して素粒子原子核宇宙分野および物性物理学分野の計算科学の手法を用いて 2020 年頃に解決したい課題についてのロードマップの紹介と関連する議論を行った。シンポジウムは 3 月 27 日午後に行われ, 講演者は実験家理論家からの立場から計算物理学への期待を, 素粒子分野については岡田氏より, 物性分野については新井氏よりご講演いただいた。各分野のロードマップの紹介は白書執筆者の方にいただいた。

岡田氏からは, フレーバー物理や重いクォーク質量の精密計算に対する格子 QCD 計算への期待が述べられた。新井氏からは実験データのリアルタイム解析を非専門家ができるようにすることや実験結果の予測を計算物性物理研究者と連携して行えるようになることへの期待が述べられた。議論では, エクサスケールの計算機のあり方について各分野の計算機利用形態の違いについての議論や何をターゲット課題とするかの議論, 科学成果の社会への貢献や還元についての議論, 社会から科学者に期待されることと科学の成果のギャップについての議論があった。

本シンポジウムは素粒子原子核宇宙および物性物理の広い分野の計算科学の動向を俯瞰することができ, 大変有意義で稀有なものであったと思う。なお合同シンポジウム開催において物性分野の取りまとめには藤堂眞治氏 (東京大学) に大変ご尽力いただいた。講演者の皆様並びに藤堂氏に感謝申し上げます。

素粒子論領域, 理論核物理領域「多様なアプローチによる量子色力学の非摂動的現象の研究」

近藤慶一 (千葉大理)

[A] 趣旨説明 (近藤慶一: 千葉大理), 格子 Yang-Mills 理論の新しい定式化と非可換双対超伝導描像 (柴田章博: KEK 計算セ), センターボルテックスによるグルーオンプラズマの格子研究 (齊藤卓也: 高知大総合教育セ), 閉じ込め現象とカイラル対称性の自発的破れの関連性について (菅沼秀夫: 京大理), 南部・ゴールドストンの定理の非相対論的な系への一般化 (日高義将: 理研), 摂動 QCD によるクォーク・反クォーク対系の理解の進展 (隅野行成: 東北大理), 超対称 QCD と閉じ込めの位相的側面 (衛藤稔: 山形大理)

[B] カラーの閉じ込めやカイラル対称性の自発的破れなどの量子色力学 (QCD) の非摂動的現象の解明は, 理論物理学における長年の課題であるが, この 10 年ほどの間に, 様々なアプローチにより多方面に進展があった。本シンポジウムでは, 多様なアプローチによる QCD の非摂動的諸現象に対する研究の現状を総括し, あわせて将来的な展望を考察することを意図して開催された。柴田氏は, 新しい格子ゲージ理論の定式化を用いて, SU(3) Yang-Mills 理論では, 従来の Abelian モノポールではなく, non-Abelian モノポールが双対マイスナー効果を生じさせ線形ポテンシャルの弦定数を再現することを特定のゲージに依らずに示し, 真空が I 型の双対超伝導体であることを確認した。齊藤氏は, 有限温度の非閉じ込め相において, センターボルテックスがグルーオン伝播関数の赤外の振舞いや, 空間的ウイルソンループの温度依存性に顕著な寄与をもたらすこと, また, グルーオンプラズマの粘性係数, 状態方程式への影響を報告した。菅沼氏は, ウイルソンループやポリヤコフループをディラック演算子の固有モードで表し, Banks-Casher 関係式から示唆される低モードを除去しても閉じ込めが残ることから, カイラル対称性の自発的破れと閉じ込めが必ずしも 1 対 1 には対応しないことを直接 QCD から示した。日高氏は, 従来の対称性の自発的破れに関する「南部・ゴールドストンの定理」を, 有限温度密度系などローレンツ対称性を持たない系へと拡張する最近の進展を報告した。隅野氏は, 摂動的 QCD の計算技術の最近の進歩を報告し, 特に, 3 ループ輻射補正まで考慮すると摂動論を用いてもクーロン+線形型の静的クォークポテンシャルが 0.1 fm から 0.5 fm の領域では再現されることを示した。衛藤氏は, 超対称ゲージ理論における non-Abelian モノポールと non-Abelian ボルテックス弦の厳密解等に関して解析的手法に基づく最新の成果を報告し, それらの有限温度密度の系への応用も示唆した。

本シンポジウムは年会 3 日目の午後に行われ, 90 名以上の聴衆が参加して, 活発な質疑応答が行われ, 大変有意義なシンポジウムとなった。

素粒子実験領域, 実験核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域,  
ビーム物理領域, 領域2「ピクセルセンサー技術で広がる  
科学者の視野」 武内勇司 (筑波大数理)

[A] はじめに (新井康夫: KEK 素核研測定器開発室), LHC の pixel 技術 (海野義信: KEK 素核研 ATLAS グループ), CdTe/CdZnTe pixel センサーの今日と将来 (高橋忠幸: JAXA 宇宙研), CCD 検出器の今日と将来 (高木慎一郎: 浜松ホトニクス固体事業部), SOI ピクセル検出器の開発 (初井宇記: 理研), 極低ノイズピクセルデバイスとエレクトロニクス (川人祥二: 静大電子研)

[B] 今世紀になり, 様々な分野においてピクセル検出器の躍進がめざましい. もちろんその原動力はデジカメや携帯端末に利用される民生用イメージセンサーの普及であるが, その感度や感度領域が人間の視覚を遙かに超えて拡張されていくことで, 科学研究への大きな展開が始まっている.

本シンポジウムでは, そうしたピクセルセンサー事情を各方面で最先端開発に携わる研究者に, わかりやすく報告していただいた. 最初に新井 (敬称略, 以下同様) がこうしたシンポジウムの意義を確認した後, 海野が素粒子実験で最もホットな LHC 実験で使われているハイブリッド型ピクセル検出器システムとそのアップグレード計画の報告があった. 続いて硬 X 線から  $\gamma$  線の検出で高感度を誇る CdTe/CdZnTe 化合物半導体を利用したピクセル検出器のめざましい進展について高橋が報告を行った. ピクセルセンサーの草分けとしてすでに長い歴史を持ち, 様々な分野で大きな実績のある CCD 検出器については, 実際に開発/製造に携わっているメーカーから高木が最新技術の紹介を行った. 初井は CCD にかわるこれからのピクセル技術として大きな期待がもたれる SOI ピクセル検出器の開発現状について述べた. 最後にピクセル検出器の高性能化を果たすための様々な試みについて, 半導体デバイス研究者の立場から川人が, 様々な実例を踏まえて紹介を行った.

ピクセル技術に関する聴衆の関心は極めて高く, 活発な質疑がセッション終了後も続いていた.

素粒子実験領域, 素粒子論領域「荷電レプトンフレーバー  
非保存探索による LHC 時代の素粒子物理」

武内勇司 (筑波大数理)

[A] 概要説明 (川越清以: 九大理), LHC の結果と荷電レプトンフレーバの破れ (cLFV) (山中真人: KEK 理論センター), DC ミューオンビームによる cLFV 探索 (内山雄祐: 東大 ICEPP), パルスミューオンビームによる cLFV 探索 (久野良孝: 阪大理), B ファクトリーにおける cLFV 探索 (早坂圭司: 名大 KMI), ミューオン素粒子物理の展望 (齊藤直人: KEK/J-PARC センター)

[B] LHC 実験が新粒子探索の結果を大きく更新している. 高エネルギーフロンティア実験とともに新物理に対して高い感度を有している荷電レプトンフレーバの破れの探

索においても, PSI-MEG 実験, B ファクトリー実験が最新結果を発表し, また国内外ではミューオン・タウ粒子を用いた新規実験が計画中である. 本シンポジウムではこれら LHC, MEG, B ファクトリー実験の最新の物理結果を踏まえた上で, 新規に計画されている荷電レプトンフレーバ非保存探索により, 今後どのような物理に迫れるのかを議論した. 新規計画としては, MEG 実験アップグレード,  $\mu \rightarrow eee$  探索, J-PARC における  $\mu$ -e 転換事象探索, Super-KEKB におけるタウレプトンを用いた探索が紹介された. また, 関連研究としてミューオン  $g$ -2/EDM 測定計画についての紹介も行われた. シンポジウムでは, これらの崩壊モードを発見・非発見にかかわらず総合的に探索することが, 標準模型を超える新物理を探る上で極めて重要であることが再確認された. 参加した聴衆は 80 名を超え, 盛況のうちにシンポジウムを終えることができた.

素粒子実験領域, 素粒子論領域「LHC によるテラスケー  
ルの物理の展開」 角野秀一 (首都大理工)

[A] 初めに (石野雅也: 京大理), Top と SM の精密測定現状と今後の展望 (青木雅人: 名大 KMI), Higgs の物理現状と今後の展望 (津野総司: KEK), 新粒子探索 現状と今後の展望 (山本真平: 東大素セ), 標準模型を超えた物理 vs LHC (北野龍一郎: 東北大), LHC/ATLAS アップグレード (寄田浩平: 早大理工研)

[B] 重心系エネルギー 8 TeV での LHC 運転が 2012 年 12 月に終了し,  $20 \text{ fb}^{-1}$  を超える積算ルミノシティを達成した. これらのデータをもとに, 実験グループの解析が進み, それらの結果とそれをもとに今後の展望が議論された.

特にヒッグス粒子に関しては,  $\gamma\gamma$ ,  $WW$ ,  $ZZ$  に崩壊するモードでの観測が確立し, スピン・パリティの測定でも  $0^+$  を強く示唆するデータとなった. ヒッグス粒子の質量測定に関する系統誤差の精査の状況が提示され, 今後の改善の見通しが述べられた.

トップクォークや  $W$ ,  $Z$  など, 標準模型の粒子の生成断面積の測定も精密化が進んでおり, ジェットの随伴生成などの理解も進んでいる. 特にトップクォークは, 今後高い質量領域での新粒子探索の主なバックグラウンドとなるため, さらなる理解が重要であることが指摘された. 超対称性粒子など, 新粒子の探索も, 様々なモードを駆使して進んでいるが, 現時点では新物理の兆候は得られていない.

これらの研究は今後も LHC 加速器の改良とともに発展していく. 2015 年からは重心系エネルギー 13 TeV での実験が始まり, その後 HL-LHC への改造で 2030 年頃までに,  $3,000 \text{ fb}^{-1}$  の積分ルミノシティが得られ, ヒッグス粒子の精査や, 新粒子探索が進んでいく.

ヒッグス粒子の発見を中心とした, これまでの成果は, 標準理論を超える物理の構図を考えるに大きな影響を及ぼす. 超ひも理論からのヒント等も考慮しながら, Higgs 機構の原理解明に関して活発な意見交換ができた.

## 理論核物理領域, 実験核物理領域「微視的核反応論の最新線」

緒方一介 (阪大RCNP)

[A] 趣旨説明 (緒方一介: 阪大RCNP), 微視的チャネル結合法の到達点と残された課題 (櫻木千典: 大阪市大理), 核反応と有効相互作用 (河野通郎: 九州歯科大), 核反応に対する時間依存平均場理論からのアプローチ (江幡修一郎: 東大CNS), 核反応と高励起核多体系: 分子動力学法によるアプローチ (小野 章: 東北大), 第一原理反応計算と宇宙軽元素合成 (新井好司: 長岡高専), 核データ研究から見た微視的核反応論 (渡辺幸信: 九大総理工), 微視的核反応研究が拓く物理 (八尋正信: 九大院理)

[B] 微視的核反応論とは, 核多体系の動力学的反応現象を, 核子間相互作用の集積として記述・理解するという理論的枠組みを指す. これは, 原子核間の一体ポテンシャル (複素光学ポテンシャル) を現象論的に導入してきた従来のアプローチからの一大転換である. 本シンポジウムでは, 微視的核反応論の著しい進展と, それによって拓かれる新しい物理について活発な議論がなされた. 具体的には, (1) 無限核物質 (マター) 中での2核子間有効相互作用を求めるとき, マターの飽和点を再現するには3体力の導入が必須であり, かつその効果が原子核-原子核散乱の定量解析によって実証可能になりつつある事, (2) 時間依存平均場理論に基づく核反応計算が定量性を獲得しつつあり, 多核子移行反応などへの適用も行われている事, (3) 原子核衝突とそこに形成される核子系の高励起状態の熱力学を微視的に理解する試みがなされている事などが報告された. また, 現実的核力を用いた宇宙軽元素合成反応計算の進展, 核融合材料照射施設や宇宙線による半導体損傷といった核データ研究における微視的核反応論の重要性, さらにQCD相図の観点から見た原子核物理学の立ち位置とハドロン物理学との対応・差別化についても報告・議論がなされた.

## 実験核物理領域, 理論核物理領域「多種粒子測定実験で拓く原子核物理の展開」

山口貴之 (埼玉大)

[A] RIPSにおける多種粒子測定 (下浦 享: 東大CNS), 安定核ビームを用いた逆運動学による $\alpha$ 凝縮状態の探索 (秋宗秀俊: 甲南大),  $\alpha$ 凝縮状態研究の現状と将来展望 (船木靖郎: 理研仁科セ・ストレンジ核物理 (理論)), SAMURAIにおける物理アウトプットの展望 (米田健一郎: 理研仁科セ・実験装置開発 (実験)), ダイニュートロン相関研究の現状と今後の展開 (萩野浩一: 東北大), 中性子ドリップライン領域での分解反応実験 (近藤洋介: 東工大), 非対称核物質EOSへの挑戦 (櫻井博儀: 東大理)

[B] 主に原子核中の核子間相関の理解を物理的動機として, これまで様々な多種粒子同時測定実験が行われてきた. 多種粒子同時測定とは2種以上の粒子を同時に測定することである. 本シンポジウムでは実験法の視点から, どんな物理が引き出せるか議論を行うことを目的とした. 冒頭下

浦氏がこれまでの多種粒子同時測定から得られた知見をレビューした後, 理論・実験双方から原子核中の核子クラスター状態や原子核ハローといった昨今のホットなトピックについて発表があった. 特に秋宗氏の発表にあった $^{56}\text{Ni}$ の多重 $\alpha$ 崩壊については, そのエキゾチック性から聴衆の注目を集め, RIBF等他施設での実験可能性はないか議論があった. 本シンポジウムの背景には最近完成したSAMURAIスペクトロメータの完成がある. そこで得られた初の実験成果の発表もあり, これまで困難だった $^{22}\text{C}$ 分解反応の排他的測定など実験成果が着々と得られている.

## 宇宙線・宇宙物理領域「宇宙密度揺らぎの非ガウス性」

井口英雄 (日大理工)

[A] 宇宙密度揺らぎの非ガウス性とは (高橋 智: 佐賀大理工), インフレーションからの非ガウス性 (横山修一郎: 東大宇宙線研), 宇宙大規模構造と非ガウス性 (樽家篤史: 東大ビックバン), CMB観測からの非ガウス性測定 (日影千秋: 名古屋大)

[B] 宇宙初期の物理を探る上で重要な観測的指標である, 宇宙初期密度揺らぎの非ガウス性が本シンポジウムのテーマであった. まず, 高橋氏により, これまでのインフレーションを起源とする揺らぎの生成についての理論的研究と最近得られたPLANCK衛星による非ガウス性についての観測結果についての概略が解説され, 続く講演への導入がなされた. 続いて横山氏により, いくつかのインフレーションモデルについて, そこで生じる初期密度揺らぎの非ガウス性に対する定量的評価についての解説が行われた. 樽家氏は, 初期揺らぎを種として作られる宇宙大規模構造の観測を通じて得られる情報について解説した. 日影氏は, 3月に公表されたPLANCK衛星の観測結果を中心に, 宇宙マイクロ波背景放射観測からの非ガウス性測定についてわかりやすく解説した.

それぞれの講演後の議論も活発に行われた. 本シンポジウムでは, PLANCK衛星の観測結果により得られた宇宙揺らぎの非ガウス性に対する強い制限により, いくつかの具体的なインフレーションモデルについて強い制約が課されることが確認された. 今後の宇宙論研究の進展にとって意義深いシンポジウムとなった. また, 当日は約150名の聴衆が参加し, この分野への関心の高さが伺えた.

## ビーム物理領域, 素粒子実験領域「国際リニアコライダー: 技術設計書完成と展望」

高橋 徹 (広大院先端)

[A] 趣旨説明 (森 俊則: 東大素粒子セ), ILC技術設計書の完成 (山本 明: KEK共通), KEKにおけるILCのための超伝導空洞開発の歴史と現状 (山本康史: KEK加速器STFグループ), ナノビームの実現とその制御技術 (奥木敏行: KEK加速器ATFグループ), ILCの物理と測定器詳細設計書 (川越清以: 九大理), ILC計画の展望 (駒宮幸男: 東大理)

[B] 国際リニアコライダーは、2012年に加速器の技術設計書と測定器の詳細設計書が完成し、設計から実現へ向けた段階を迎える。本シンポジウムは、この機会に、ILCの物理の意義を再確認するとともに、加速器、測定器の開発状況、国際協力による開発・実現に向けた進捗状況を、ビーム物理、素粒子物理関係者が共有することを目的とした。

シンポジウムは、山本明氏による加速器技術開発の進捗の概観から始まった。続いて、加速器開発の最前線に立つ若手・中堅、山本康史、奥木敏行両氏が、超伝導加速技術と、ナノビーム技術の開発についてその状況を説明した。両氏の講演からは、ILCの技術要素は既に手の内にあることと、数年と見積られる実機建設のための“詰め”を考えると、プロジェクトはGoサインを得ることができる段階であることが強く印象づけられた。

一方物理に関しては、昨年ヒッグス粒子らしい新粒子が発見され、最近ほぼヒッグス粒子であることが確かになるという、大きな進展があった。これを受けて、ATLAS実験のメンバーでもある川越氏は、ヒッグス粒子の性質の解明による、(あると分かっている)標準理論を超えた物理の探索に対してILCが果たす役割を解説し、LHCとILCの両輪による素粒子物理進展の重要性を説いた。最後に登壇した駒宮氏は、LC実現に向けた新組織LCC (Linear Collider Collaboration) を監督するLCB (Linear Collider Board) の議長である。ヒッグス粒子の発見を革命になぞらえ、素粒子物理の新たな展開が始まったことを、歴史を振り返りながらユーモアたっぷりに紹介し、聴衆を惹きつけた。さらにはILCに対する諸外国の日本への期待、政、官、産のコミュニティーへの期待を具体的に紹介し、ILC実現に向けた機が熟していることを強く印象づけた。

本シンポジウムは立ち見も出る盛況となった。質疑も活発かつ、建設的なものであり、関連研究者の関心の高さをうかがわせるとともに、関連コミュニティーのなかで、ILCへの理解が深まっていることを強く感じたシンポジウムとなった。

## ビーム物理領域、領域2「高電界粒子加速の展望」

小山和義 (KEK)

[A] 新加速器実験計画 (小山和義: KEK, 東大), プラズマ制御によるレーザー航跡場電子加速の安定化 (細貝知直: 阪大), 超高強度レーザーを用いたイオン加速の現状 (西内満美子: 原子力機構), 高繰り返し超高強度レーザーにむけた基礎技術と今後 (川嶋利幸: 浜ホト), 新加速器の応用 (黒田隆之助: 産総研)

[B] 本シンポジウムは、安定性と制御性がやっと実用域に近付いたレーザー航跡場加速を中心にして、レーザーを使った高電界加速の展望に関する議論の場として開催した。最初に、小山が趣旨説明を兼ねてモノエネルギー電子加速実証以後のレーザーを使った高電界加速研究の問題点に関するまとめと、高エネルギー化・超短バンチ化にとって必

須な、外部から入射した電子の追加速 (アフターバーナー) 実験計画について講演した。細貝氏の講演で紹介された、レーザーによってプラズマを生成する際に縦磁場印加することによるレーザー加速された電子の発散角と放射方向の制御、および電子入射による加速の安定化技術は応用に当たって意義深い。西内氏は、レーザーによる様々なイオン加速のスキームの説明と、実用化にとって現実的なイオン加速の方法について講演した。川嶋氏は、レーザー開発に係る企業の視点から高出力レーザーの特徴と難しさ、課題の面白さを紹介し、次いで高繰り返しと高効率が要求される高電界加速用レーザーの候補に関して講演した。最後に黒田氏が、現在の加速器の応用と性能に関するデータをもとに、応用に当たって高電界加速に期待されるビームのパラメータについて講演した。各講演に対して複数の質問がなされ、活発なシンポジウムであった。高電界加速にはプラズマの制御が必須であり、今後の領域間連携と新領域形成のきっかけとなれば幸いである。

## 領域1, 宇宙線・宇宙物理領域, ビーム物理領域「新たな融合研究を創出する先進放射線計測・検出技術の最前線」

深澤優子 (大阪教育大)

[A] はじめに (深澤優子: 大阪教育大), 惑星探査機搭載用宇宙ダスト検出技術 (柴田裕実: 京大院工), 超伝導体を用いた低エネルギー粒子検出器 (志岐成友: 産総研), 宇宙用X線マイクロカロリメータ検出器および、その地上応用 (石崎欣尚: 首都大理工), ミュオンX線測定による多元素同時分析 (久保謙哉: ICU), 三次元中エネルギーイオン散乱装置の開発と中エネルギーヘリウムイオン刺激脱離の発見 (小林 峰: 理研), ナノ材料を利用したシンチレータ開発 (越水正典: 東北大院工)

[B] 本シンポジウムは3月26日に開催し、参加者は約130名であった。

本シンポジウムでは、異なる経緯で発展してきた放射線計測に関する先進的な検出・計測技術を概観し、その最新動向を共有するために6名の方にご講演いただいた。宇宙環境の探査研究で発展してきた放射線検出器の開発に関しては、探査機に搭載する微粒子検出器の実用に向けた取り組み、超伝導体を用いた中性粒子検出器の開発、極低温X線検出器の開発についてご講演いただき、開発した検出器の他分野への応用に向けた提案がなされた。物性および分析科学の研究分野で進展した計測技術に関しては、他元素同時計測による物体内部の非破壊分析、物質表層の3次元画像計測法、ナノ物質発光による高速応答・高感度物質計測法についてご講演いただき、今まさに進展しつつある計測技術とその課題について活発な議論が交わされた。

これらそれぞれの講演を結び付けた討論がなされ、新たな研究開発の芽を見出すための有益な情報交換の機会となった。

領域2, 領域11, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 日本天文学会「乱流が引き起こす角運動量輸送—実験室プラズマから宇宙プラズマまで—」 横井喜充(東大生研)

[A] 趣旨説明(居田克巳:核融合研), 太陽の差動回転(柴橋博資:東大理), トーラスプラズマの自発回転(永岡賢一:核融合研), 惑星大気のスーパローテーション(今村 剛:宇宙研), 磁化プラズマ中の流れ場とレイノルズ応力の観測(稲垣 滋:九大応力研), 降着円盤の角運動量輸送問題(松元亮治:千葉大理), 散逸が決めるプラズマの渦構造(田中雅慶:九大総理工), まとめ(横井喜充:東大生研)

[B] 回転を伴う自然界の流れでは角運動量輸送の評価が現象理解の鍵となる。プラズマ物理学, 天文学, 地球惑星科学でみられるさまざまな現象を, 乱れによる角運動量輸送という視点から整理するという二年間にわたる自発的な情報交換会を承け, 現象の背後に共通する物理や相違点を考えることでさらに理解を深めようという趣旨でこのシンポジウムは企画された。居田の趣旨説明に続き, 柴橋は太陽内部の運動を探る日震学の方法を紹介し, 回転の緯度依存性, 輻射層での剛体回転, 中心での角運動消失機構など難しい問題が存在することを指摘した。続いて永岡がトーラスプラズマ中の自発回転について紹介した。拡散的なモデルの限界, 回転の反転と揺動特性の関係などが指摘された。前半最後は今村が惑星のスーパローテーションの物理をわかりやすく説明した。子午面循環, 粘性の非等方性, 波動の役割が強調された。休憩を挟んだ後半の最初は, 稲垣が磁化プラズマ中での乱れと流れの測定についてその方法と最新の成果を披露した。レイノルズ応力の直接測定はきわめて印象深い成果である。続いて松元は降着円盤での角運動量輸送の標準モデルを紹介した。数値計算によるモデルの評価の現状と境界条件依存性などが強調された。田中はプラズマ中の渦構造の実験について, 実効粘性と径方向の流れの重要性を強調しつつ説明した。最後に横井がレイノルズ応力の表現という視点からシンポジウムのまとめを行った。自然科学における乱流輸送に対する関心の高さを反映して, 定員190人の会場で常時立見が出るほどであった。質疑も活発に行われたが, もっと深く議論するためにはさらに時間がほしいところであった。また今後は, 個別の現象を紡ぐ横糸としての理論やモデルについてさらなる解説が望まれる。

領域2, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 日本天文学会「「プラズマ宇宙物理」3学会合同シンポジウム—プラズマ宇宙物理の新展開—」 三好隆博(広島大院理)

[A] 趣旨説明(安藤 晃:東北大), 相対論的電磁変性衝撃波の構造と電磁エネルギー散逸(天野孝伸:東大), 星間天体現象における磁気乱流の役割(井上剛志:青学大), 強磁場弱電離気体系に於ける電流クロージャー: Hall効果の時空間・非一様性がもたらすもの(吉川顕正:

九大), 地震の電離層への影響と今後の課題(小山孝一郎:台湾国立成功大), 原子分子過程に注目した実験室プラズマの分光学的研究(後藤基志:核融合研), 月・水星のプラズマ探査(西野真木:ISAS/JAXA), ニュートリノ輻射輸送を用いた超新星爆発シミュレーション(滝脇知也:国立天文台)

[B] 第68回年次大会において領域2では, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 日本天文学会との協力のもと, 第7回「プラズマ宇宙物理」3学会合同セッション(以下, 合同セッション)を開催した。この合同セッションでは, 専門化・細分化が進んだプラズマ宇宙物理に対し, プラズマ物理の諸概念や研究手法と宇宙・天体プラズマの諸現象とを縦横の軸として最新の研究成果を共有し, 3学会会員が相互に学术交流することを目的としている。本シンポジウムは今回の合同セッションの核となる企画のひとつとして, 合同セッションで設定した7つのサブセッションに関する独創的かつ先駆的な研究を展開している研究者を招き, 合同セッションの参加者全員を一堂に会する3学会会員間の最大の意見・情報交換の場として設定した。各講演とも極めて新奇性に富む研究テーマであったが, 非常に活発に質疑応答が行われ, 合同セッションの参加者が幅広い研究テーマに対して非常に高い感度を有していることを確認できた。合同セッションの参加者以外の方も多数聴講され, 定員190名の会場がいっぱいになった。本シンポジウムおよび合同セッションを通じて, 新しい研究の種が生まれることと大いに期待している。

領域2「非平衡極限プラズマダイナミクス—その多様性と普遍性—」 伊藤公孝(核融合科学研究所)

[A] 趣旨説明(伊藤公孝:核融合研), 乱流磁場閉じこめ輸送と界面のダイナミクス(藤澤彰英:九大), 液相界面へのプラズマ構造転写による新機能ナノ物質創成(金子俊郎:東北大工), プラズマ・ラジカルの物理とその医療応用(浜口智志:阪大工), パワーレーザーによる極限界面(兒玉了祐:阪大光科学セ)

[B] プラズマ物理の最先端研究は,  $10^{-6}$  m規模の微細な実験室プラズマから  $10^{22}$  mを超える宇宙の巨大なプラズマまで, 多彩なプラズマと現象を対象として実験観測も進み知識が集積されている。それぞれの極限的な状況(強い乱流, 超高エネルギー密度, 細密構造, 生命機能との相互作用, 等々)での研究進展を踏まえ, より包括的・普遍的な理解を求める気運が高まっている現在プラズマ物理学として著しい発展が見られている各分野(磁場閉じこめプラズマ, レーザープラズマ, 大気圧プラズマ, 重相プラズマ, 宇宙プラズマなど)の連携研究が進み「非平衡極限プラズマ」として提示される共通の学理を描くべく本シンポジウムは企画された。乱流磁化プラズマ, 気液界面プラズマ, ナノ・バイオプラズマ, レーザー高密度プラズマの領域から, 「界面」をキーワードとして, その特徴とダイナ

ミクスについて講演を行った。多様性のなかの一つのカテゴリ「界面」について物理学的な理解が進むことで、その理解やアナロジーを他のカテゴリに敷衍することによって、更に一般的な理解へと到達することが出来る本シンポジウムは、これらのプラズマの独自の特徴および共通する普遍的な問題や機構を抽出する上で大変有益であり、百名程度の聴衆を集め活発な質疑とともに好評裏に終了した。領域2の新しい方向を示す上で端緒となるシンポジウムであった。

#### 領域4, 領域3, 領域5, 領域7, 領域10「フォノンの理解・制御によるエレクトロニクスの新展開 (Novel phononic electronics in solid state devices)」

橋坂昌幸 (東工大院理工)

[A] はじめに(橋坂昌幸: 東工大院理工), 表面弾性波を用いた電子スピン操作 (真田治樹: NTT 物性基礎研量光部), 表面弾性波による単一電子輸送 (山本倫久: 東大工), 時間分解2次元表面音響波イメージングによるフォノン結晶中の GHz 音響波伝搬の研究 (松田 理: 北大院工), 光・格子系のバンドエンジニアリングとその応用 (野村政宏: 東大生産研), フォノンとスピンゼーベック効果 (足立裕人: 原子力機構先端研), 炭素ナノ物質のフォノン輸送と熱電変換 (山本貴博: 東理大工), Phonon-based logic circuits in electromechanical resonators (Mahboob Imran: NTT 物性基礎研物性部)

[B] エレクトロニクスが今後ますます精緻になっていく中で、デバイス動作へのフォノン・熱の影響を理解し、制御する必要性はさらに高まっていくと考えられる。最近の物性物理学の進歩によって物質・材料選択の幅が広がり、またバンドエンジニアリングの手法、MEMS 関連技術等が確立されてきたことで、フォノン制御に向けた新しいエレクトロニクス研究の機運が高まっている。このような背景を踏まえ、本シンポジウムでは様々な物性分野における「フォノン」をキーワードとする研究を集め、最近の動向についてご講演を頂いた。前半は提案者による趣旨説明の後、物質表面を伝搬するフォノン(表面弾性波)に着目した講演が行われた。表面弾性波をツールとする新しい物性研究手法とその成果について、また表面弾性波の制御・観察について、最新の成果を含めて報告が行われた。後半は広い分野のフォノン研究を紹介することを目指し、バンドエンジニアリング、スピンゼーベック効果、炭素ナノ物質におけるフォノン、機械振動子によるロジック回路について講演が行われた。前後半を通して約100名の聴衆が参加し、活発な質疑応答がなされた。各候補者の講演は基礎事項の解説から最新の研究成果まで含めて大変分かりやすく、かつエキサイティングなものであった。本シンポジウムは今後のフォノン研究の発展に大いに寄与するものであり、大変有意義な試みであったと考えられる。

#### 領域4, 領域1, 領域3, 領域5「核スピンエンジニアリングへの挑戦—ナノ領域における核スピンの検出・制御とその応用に関する話題—」

渡辺信嗣 (金沢大理工)

[A] はじめに(趣旨説明)(渡辺信嗣: 金沢大理工), 半導体中の電子スピンと核スピンの結合を用いた量子情報処理 (伊藤公平: 慶大理工), 半導体における核スピン-スピン相互作用: 固体NMRによる研究 (後藤 敦: 物材機構), ゲイン100以上のスピンプの実験的実現 (根来 誠: 阪大基礎工), 2重量子ドットにおける核スピン偏極 (都倉康弘: 筑波大数理), 量子ドットにおける核スピン分極の光ポンピングと揺らぎの光学的検出 (鍛冶怜奈: 北大工), 量子ホールエッジ状態を用いたナノ領域の核スピン偏極・緩和過程の観測 (中島 峻: 東大工), 荷電励起子でみる二次元電子系における核スピン偏極現象の空間観察 (遊佐剛: 東北大理)

[B] 固体中核スピンの検出・制御技術の発展により、近年、その応用に関する様々な研究が、従来の研究分野の枠を超えて展開されるようになってきた。このような状況の下、広い研究分野から固体中核スピンの応用に関する最新の研究成果を持ち寄ることで、領域横断的な議論の場を提供するとともに、更なる研究展開の契機にすることを目的に、本シンポジウムは企画された。前半では、シンポジウム提案者による趣旨説明の後、伊藤氏が核スピンを利用した量子情報処理の話題、超高感度磁気センサーへの応用に関する研究を紹介した。次いで、後藤氏が光学的手法を用いた半導体中の核スピン間相互作用の制御手法、根来氏が核スピン検出感度の増幅手法に関する最新の成果を報告した。後半では、半導体量子デバイス中の核スピンの振舞いに焦点を当てた研究紹介が行われた。都倉氏・鍛冶氏が半導体量子ドット中の核スピン分極の揺らぎに起因する現象やその応用に関する研究について、中島氏・遊佐氏は半導体量子井戸中の2次元電子の振舞いと核スピンが関与する現象について講演を行った。いずれの講演も、多様な専門分野の聴衆に分かりやすく説明がなされ、100名を超える聴衆との活発な質疑応答があり、実りあるシンポジウムとなった。

#### 領域5, 理論核物理領域, 実験核物理領域「非平衡物理—物性物理とハドロン物理を結ぶ世界」

青木秀夫 (東大理)

[A] はじめに(青木秀夫: 東大理), 高エネルギー重イオン衝突と非平衡現象 (初田哲男: 理研), 非平衡理論—物性を中心として (岡 隆史: 東大工), RHIC/LHC 実験とその成果 (志垣賢太: 広大理), 光誘起相転移の実験 (岡本 博: 東大新領域), 強相関電子系の光誘起励起ダイナミクス (遠山貴己: 京大基研), RHIC/LHC における熱化過程とシュウィンガー機構 (板倉数記: KEK), 強電場中の電荷生成とメタマテリアル (田中耕一郎: 京大理), AdS/CFT 対応による非平衡相転移・臨界現象 (中村 真:

名大理), 今後の展望(橋本幸士: 阪大理)

[B] 非平衡物理学は, 様々な分野で最近大きな潮流をみせている. 本シンポジウムは特に, 非平衡現象が活発に研究されている物性物理学およびハドロン物理学の両者にまたがって俯瞰する学際的なシンポジウムとして企画された. 自発的対称性の破れに関する南部理論が超伝導のBCS理論に触発されて形成されたように, 物性物理とハドロン物理の交流は歴史的に重要な役割を果たしてきた. 非平衡物理においては, 具体的に, 電子系の光誘起相転移(物性領域5)および, RHIC等でのハドロン衝突実験(理論および実験核物理領域)の2分野で, 「量子多体系の非平衡物理」として, 幾つもの共通のキーワードのもとで並行進化が起こっている. この状況で, 両分野にわたるシンポジウムを行い, 両分野の交流を促進し, また一般聴衆にも, 非平衡物理が分野横断的に進展している様子を伝えることを目的とした. そのため, 両分野において関連性の深い研究を行っている実験・理論研究者の講演により構成した.

プログラムとしては, 両分野の対応する研究ができる限りペアとして並べて紹介された. すなわち, ハドロンの第一講演者の初田氏, 物性の第一講演者の岡氏が, それぞれの分野のイントロダクトリーな概念やスコープも含めて分かり易く解説した後, 実験の全体像を志垣氏(ハドロン), 岡本氏(物性)が解説した. 後半では, 強相関物性の基礎理論を遠山氏が解説した後, Schwinger機構や雪崩効果などの強励起現象について板倉氏(ハドロン), 田中氏(物性)が述べ, 最後に, 中村氏(素粒子・ハドロン)がゲージ・重力対応の非平衡への応用を解説した後, 橋本氏(素粒子・ハドロン)が将来を展望した. このように, 全く異なる2分野にもかかわらず, 両分野の聴衆が相手の分野を無理なく理解し興味を持てるように組まれた構成は, 当初の目的を達成したと思われる. 特に, 両分野に意外に共通の物理概念が存在することが伝わったと感じられた.

ちなみに, 過去の物理学会では, 2分野それぞれにおける非平衡関連のシンポジウムは幾つか開催されたが, 本シンポジウムのように, これを分野横断的に俯瞰する試みはあまり行われてきていなかったもので, 大きな興味をひいた. 立ち見の方もいた部屋(370名入り)の聴衆からも熱気ある質疑応答がなされ, 進化を遂げつつある2分野のこのような交流を通して, 南部理論に代表されるような大きな基礎概念が生まれる等, さらなる発展が期待される.

#### 領域5「新しい元素選択スペクトロスコープによる局所電子状態・構造観察」

藤原秀紀(阪大基礎工)

[A] はじめに(趣旨説明)(藤原秀紀: 阪大基礎工), 超高分解能軟X線共鳴非弾性散乱による電子/振動励起状態の観測(原田慈久: 東大物性研), K及びL吸収端共鳴非弾性X線散乱による磁気励起(五十嵐潤一: 茨城大理), 光電子回折分光による局所電子状態と原子構造の研究(松井文彦: 奈良先端大), 蛍光X線ホログラフィーによるナ

ノ構造体の発見(林 好一: 東北大金研), 光電子顕微鏡による微小領域分光と磁気ダイナミクス解析(大河内拓雄: JASRI/SPring-8), 単一分子のスピン操作(宮町俊生: カールスルーエ工科大)

[B] 放射光の光エネルギー可変特性と近年の測定技術の高度化に伴い, 内殻ホール生成に伴う遮蔽効果を介した様々な素励起を観測できる軟X線共鳴非弾性散乱の高精度測定や, 内殻準位からの光電子放出の干渉効果を応用して特定元素周辺の原子配列を再構成する光電子回折分光や蛍光X線ホログラフィー, さらに微小集光技術や時間分解測定技術との組み合わせによる磁性研究分野における新展開を迎えようとしています. このような測定技術, 解析技術の革新が, これまで明らかにできなかった局所構造観察, 電子状態観察を可能とする新しい測定手法として確立されてきました. そこで, 本シンポジウムにおいて, 二つのキーワード, 「新しい元素選択スペクトロスコープ」と「局所プローブ」を柱とすご研究をされている研究者の方々に講演を依頼させていただきました. シンポジウム当日は盛況で, ありがたいことに立ち見の方もおられ, 放射光分野に限らず幅広い分野でご研究されている方々にもご参加いただいた模様です. 本シンポジウムを通して, それぞれに強力な最先端研究手法が融合し, 物質科学への幅広い応用への契機となればという願いを込めて本報告書結びます.

#### 領域6, 領域7, 領域8「準結晶の新展開—多様な物質分野との学融合—」

木村 薫(東大新領域)

[A] はじめに(趣旨説明)(木村 薫: 東大新領域), これまでの準結晶研究の発展(蔡 安邦: 東北大多元研), 磁気準結晶における量子臨界現象(出口和彦: 名大理), メソポーラスシリカ準結晶(阪本康弘: 阪府大21機構), フォトニック結晶・準結晶・アモルファス(枝川圭一: 東大生研), イオン液体準結晶の探索(阿部 洋: 防大電気情報), 準結晶と有機・無機材料の複合機能化(内藤昌信: 物材機構環境再生), まとめにかえて: 化学の視点から見る準結晶(石井 靖: 中大理工)

[B] 準結晶は, 2011年にノーベル化学賞に輝いたが, 最初の報告から27年かかった. その理由は, 準結晶が, 結晶, アモルファスと並んで固体構造を3分する大きな概念だからである. この27年間に100種類以上の合金系で, 最近ではポリマーやコロイドでも準結晶が見つかった. また, 半導体超格子などによる人工的な準結晶も作られてきた. しかし, これまでの準結晶研究はほとんど合金系に限られており, また, 固体物理学において, 結晶に関しては理解されている基本的な問題も, 準結晶に関しては未解決のままである. 固体構造の概念として確立した今こそ, 多様な物質分野との学融合により, 新たな準結晶研究の展開が期待されている. 最初に木村がこの趣旨を説明し, 次に合金系準結晶のほとんどを発見してきた蔡がこれまでの研

究をまとめた。出口は希土類を含む磁性準結晶で最近発見した、準結晶で初めての量子臨界現象を紹介した。阪本は最近準結晶を発見したメソポーラスシリカについて、ゼオライトやクラスレートとの関係を含めて紹介した。枝川はフォトニック結晶と対比させて、フォトニック準結晶やフォトニックアモルファスの特徴を、特に光バンドギャップ形成に焦点を当てて解説した。阿部はソフトマター準結晶の条件を示しイオン液体準結晶の可能性を述べると共に、イオン液体の特徴を明らかにする様々な実験結果を紹介した。内藤は準結晶と有機物との複合材料を目指し、有機分子と準結晶表面や他の結晶表面との接着の違いに関する実験結果を紹介した。石井は準結晶と Zintl 化合物の両者の擬ギャップ形成における共有結合の役割を指摘し、Wade-Mingos 則や van Arkel-Ketelaar ダイアグラム（その中で準結晶と Zintl 化合物の位置を示した）などの化学の視点からの新しい見方を紹介した。参加者は 80-100 人で、半分は普段の準結晶のセッションの参加者とは異なっていて、準結晶に関する基本的な質問もあった。

#### 領域 6, 領域 8, 領域 11「超伝導位相制御：量子化・ダイナミクスの物理と応用展開」 市岡優典（岡大院自然）

[A] 趣旨説明（市岡優典：岡大院自然）、固有ジョセフソン接合によるコヒーレント THz 波発振現象（門脇和男：筑波大数理物質）、固有ジョセフソン接合からの THz 波発振の新機構（小山富男：東北大金研）、SQUID 顕微鏡の高性能化とナノ構造超伝導体の磁束状態（石田武和：阪府大工（電子物理・実験）、超伝導回路における位相エンジニアリングの新展開（藤巻 朗：名大工）、多ギャップ超伝導体の複数の位相がくり広げる新しい物理（柳沢 孝：産総研）、粒界制御による鉄系超伝導体線材の高電流密度化（為ヶ井強：東大院工）、超伝導位相ダイナミクスの観測と制御（大熊 哲：東工大院理工）、渦糸ダイナミクス：熱伝導と遅延相互作用の効果（加藤 勝：阪府大工（数理・理論））

[B] 巨視的量子現象である超伝導の秩序変数は複素数の波動関数であり位相自由度を持つ。この位相自由度から、ジョセフソン効果や磁束の量子化、超伝導電流など、超伝導独自の特性が現れる。本シンポジウムでは、ジョセフソン接合や磁束量子が多自由度系を構成した集団の物性やダイナミクスでの興味深い現象の中から、銅酸化物高温超伝導体での多層固有ジョセフソン接合系のダイナミクスとテラヘルツ発振の制御、ナノ構造超伝導体での磁束配置の直接観測・制御と高性能 SQUID 顕微鏡の開発、単一磁束量子論理回路と新機能のジョセフソン接合や SQUID により展開される超伝導エレクトロニクス、多バンド超伝導の位相自由度による新状態の理論、磁気光学イメージングによる超伝導電流分布観測と鉄系超伝導体線材の高臨界電流化のための研究、相互作用しながらランダムポテンシャル中を運動する多粒子系としての磁束量子系の動的輸送測定や

シミュレーションによる非平衡現象と動的相転移の研究、を取り上げた。100 名近い参加者があり、超伝導位相制御という観点から、これらの系の量子化・ダイナミクスの物理機構と将来性が期待される応用展開について有益な議論を行うことができ、意義深いシンポジウムとなった。

#### 領域 6, 領域 11「液体の構造とダイナミクス—複雑系に現れる規則性」 丸山健二（新潟大理）

[A] はじめに（丸山健二：新潟大理）、制限空間内の分子性液体の構造とダイナミクス（山口敏男：福岡大理）、圧力誘起中距離秩序変化：高分子液体を中心に（千葉文野：慶大理工）、カチオン交換された溶融貴金属ハライド：新たな中距離相関の出現とアニオン誘起分極効果（田原周太：琉球大理）、放射光 X 線実験による液体の粒子ダイナミクス：秩序と非秩序（細川伸也：熊大自然）、構造不規則系の非平衡ダイナミクス：第一原理分子動力学シミュレーション（大村訓史：京大院理）、液体中の横波：分子動力学法により見出された新奇現象（宗尻修治：広大院総合科）

[B] 規則的な構造をもたない液体について、マイクロな時間・空間のスケールからマクロな物性までをどのように繋げて理解すればよいのかということは物理学に残されている重要な問題の 1 つである。この困難な課題に対して、最近の計測や試料作製に関する実験技術の開発とコンピューターサイエンスの進歩によって、複雑な液体のなかの規則性が理解され始めている。このシンポジウムではこの問題に関する研究成果の中から若手を中心とした研究者に報告をしていただいた。まず関連分野の研究者から制限空間内における溶液の構造について中性子を利用した報告があった。そのあと、若手の研究者により高圧下の分子液体および、溶融貴金属ハライドの中距離構造に関する報告があった。また、後半では一般には非常識とも言える液体中の横波について測定から解釈にわたる詳細な説明があった。また若手の研究者によりコンピューターシミュレーションの発展により得られたダイナミクスに関する報告があった。

当日は約 70 名の参加者があり、これらの研究に用いられた手法等について活発な討論があり、新しい成果について理解を深めることができた。

今後の液体構造に関する時間・空間の広いスケールにわたる研究がさらに進歩することが期待される。

#### 領域 7, 領域 4「カーボンナノチューブ・グラフェン・原子膜物質の新展開」 斎藤 晋（東工大）

[A] はじめに（斎藤 晋：東工大）、カーボンナノチューブのカイラリティ制御（片浦弘道：産総研）、カーボンナノチューブ・リボン・グラフェン合成研究（篠原久典：名大理）、グラフェンとカーボンナノチューブのラマン分光理論（齋藤理一郎：東北大）、グラフェンにおけるバリスティック伝導と光電圧効果（町田友樹：東大生

研), 原子膜物質の準粒子状態(菅原克明: 東北大WPI), 2層グラフェン系の電子構造(内田和之: 東大工)

[B] 発見から20年余りになるカーボンナノチューブの研究は, 合成・物性解明・応用の各分野で着実に進展してきている。特に, 大量合成以後の長らくの目標であった「単一構造」(単一螺旋度) からなる試料の合成が, いくつかのチューブで達成されたことから, ナノチューブ固体結晶相の新たな研究展開が期待される状況である。他方, ナノチューブと同様に  $sp^2$  炭素原子膜からなる物質であるグラフェンは応用への強い期待もあり, 広範な分野の研究者によって集中的な研究展開がなされてきた。そして, 両者ともに「精密科学」のステージに入ったことから, その比較研究が重要な課題となってきた。

本シンポジウムでは, ナノチューブ試料におけるカイラリティ制御について片浦氏, 多様なナノチューブ・グラフェン系の合成研究展開について篠原氏に報告いただいた後, 炭素原子膜系全般に渡る理論研究をナノチューブの黎明期から精力的に展開されている齋藤理一郎氏に, 両者の比較研究, 特に, ラマン散乱研究の結果をご報告いただいた。後半では, グラフェンのバリスティックな輸送特性について町田氏, グラフェン関連物質の光電子分光による電子構造解明について菅原氏, 二層グラフェンの電子物性予測研究について内田氏に, それぞれご講演をいただいた。我が国の原子膜物質研究の高いポテンシャルと今後のさらなる展開方向とが示された, 大変有意義なシンポジウムであった。

## 領域7「分子性物質におけるゆらぎとコヒーレンス」

澤 博(名大工)

[A] はじめに(澤 博: 名大工応用物理構造物性物理学講座), 機能性有機半導体を目指した分子合成と開発(瀧宮和男: 広大理/理研), 分子のもつ自由度とデバイスへの応用(竹谷純一: 阪大産研), 電子スピン共鳴による局在状態密度の観測(長谷川達生: 産総研), 分子性界面の電子状態(若林裕助: 阪大基礎工), 光で見た分子性導体の電荷のダイナミクス(岸田英夫: 名大工応用物理量子物理学講座), 量子凝縮系におけるTHz領域の揺らぎ(前田京剛: 東大院総合), 強相関系物質のモデル化と相転移(妹尾仁嗣: 理研), 生体分子の揺らぎのダイナミクス(足立伸一: 高エネ機構物工研), おわりに(鹿兒島誠一: 明大物理)

[B] 応用的にも基礎科学としても興味を持たれる固体物性が, 分子性結晶において如何に実現されるかという方向から, 今後の方向性としてどのような発展が考えられるかを, 「ゆらぎとコヒーレンスの協同現象」という観点で8名の講演者によって話題提供された。分子の設計指針に分子軌道, 分子間の相互作用を考慮し, 分子性結晶薄膜の高い移動度が実現された(瀧宮)。デバイスの設計(竹谷)から電界をかけた状態でのESRの測定(長谷川)など, フレキシブルエレクトロニクスへの期待が高まっている現状が

多角的に報告された。薄膜表面と内部の分子状態が異なっていることや, イオン液体で形成された電気二重層の観測が放射光で明らかに出来るようになり, 最新の測定技術がこの分野の発展を支えていることが報告された(若林)。一方, 分子性結晶固体の非線形伝導状態や強誘電ドメインの直接観測など光のプロープが電荷状態を観測する強力な手段であることが示された(岸田)。量子凝縮系のTHz領域の揺らぎが分子性結晶の密度波の集団励起の計測に適していることが提案され(前田)この分野の新しい切り口が示された。理論的な側面からは, 物性の解釈と分子設計へのフィードバックに, 分子軌道のフラグメント化による分子個性の表現が有効であると示された(妹尾)。更に生体分子の揺らぎのダイナミクスを放射光で観測することでその機能に迫ろうとする研究が紹介され(足立), 分子性結晶の研究の方向性とどのような形で絡み合い発展するかの問題提起がなされた。各講演の質疑応答と最後のまとめでこの分野の研究が発展的であると同時に, 個々の問題が掘り下げられていることが指摘され, この分野の新しい方向性が模索されていることが浮き彫りとなった。

## 領域8, 領域3, 領域4, 領域7, 領域9, 領域10「元素戦略が促進する分野融合と物理」 常行真司(東大理)

[A] 元素戦略の概要とシンポジウムの主旨(常行真司: 東大理), 固体触媒・二次電池材料と界面化学(田中庸裕: 京大分子工学), 高性能永久磁石探索における理論, 計測および材料プロセッシングの挑戦課題(広沢 哲: NIMS), 新奇アニオンとナノ構造がもたらす新しい電子機能材料(細野秀雄: 東工大), 強さとねばさを併せもつ構造材料をめざして(田中 功: 京大・材料工学), パネルディスカッション「元素戦略と分野融合」—指針と提言—福山秀敏(東理大理)・高尾正敏(阪大)・中村道治(JST)・増本 健(電磁材料研)・村井真二(奈良先端大)

[B] 希少元素を用いない革新的な代替材料の創製を目指す「元素戦略プロジェクト」(文部科学省)が, 平成24年度に4つの材料領域(磁石材料, 触媒・電池材料, 電子材料, 構造材料)でスタートした。元素戦略は社会的, 国家的に緊急性の高い課題であると同時に, 物理, 化学, 材料科学, 金属学など広範な学問領域の融合促進が必要不可欠であり, 物理の研究テーマとの協奏と研究者の参画が求められる。本シンポジウムは, 分野融合の観点から, 物理学の基礎研究の役割, ならびに物理学会に所属する関連分野研究者の連携と協働のありかたについて議論することを目的として開催された。前半は元素戦略4拠点の拠点長が登壇し, 各拠点の研究計画と, 基礎科学として解決すべき課題について紹介した。後半のパネルディスカッションでは, 産官学と立場の異なるパネラーからの問題提起をきっかけに, 基礎研究の重要性, 学術と産業をつなぐ仕組み(例えば「お見合い」の場となる研究会), 新規研究者の参加できる開かれた拠点を作る方策などについて, 参加者の間で活発な

意見交換が行われた。参加者は時間帯により150-200名程度であり、元素戦略に対する物理学会員の関心の高さがうかがわれた。

### 領域8, 領域3「パリティ混成が拓く新しい強相関量子物性科学」

求 幸年(東大院工)

[A] はじめに(楠瀬博明:愛媛大理), 局所的に反転対称性の欠如した系における超伝導(柳瀬陽一:新潟大理), d電子系物質の超伝導と「ジグザグ構造」(野原 実:岡大 自然), ウラン系強磁性超伝導と「ジグザグ構造」(青木大:東北大金研), (La, Ce)RhSi<sub>3</sub>と鉄系超伝導体のフェルミオロジー(寺嶋太一:物材機構), f電子の多極子物性とパリティ混成効果(網塚 浩:北大理), 奇パリティ多極子とマルチフェロイック(有馬孝尚:東大新領域), 相関伝導系におけるパリティ混成効果(大串研也:東大物性研), まとめと展望:物性科学に遍在するパリティ混成現象(播磨尚朝:神戸大理)

[B] 本シンポジウムは、波動関数のパリティ混成という基本的な概念を通じて、反転対称性の破れや多極子の物理を俯瞰的かつ包括的な視点から議論し、新しい強相関物質科学の萌芽と飛躍的な発展を促す目的で企画された。d・f電子系にまたがる物質系に対する多岐にわたる研究分野の最前線が、様々なバックグラウンドをもつ聴衆に理解できるよう工夫された形で紹介された。既知の物理の説明にとどまらず、各講演者の問題意識や近い将来期待している新展開などを具体的に語ることに重点が置かれた点に特色があった。理論の講演では、特に局所的なパリティ混成から期待される奇パリティ多極子や非従来型超伝導などに関連した新現象が提案され、それに呼応する形で実験の講演においても、物質開発、超伝導、フェルミオロジー、多極子、マルチフェロイック、量子伝導や光学応答といった各研究分野で今後期待される新しい物性が提起された。540人収容という大きな会場にもかかわらず終始立ち見が出る盛況ぶりであったことから、パリティ混成という新しい視点からの強相関量子物性科学への注目の高さがうかがわれた。

### 領域8, 領域7「相関電子系の超伝導—実験と理論の連携が生み出す俯瞰」

内田慎一(東大理)

[A] はじめに(内田慎一:東大理・実験), 鉄系, 銅系超伝導の実験(芝内孝禎:京大理), 鉄系, 銅系超伝導の理論(黒木和彦:阪大理), 芳香族超伝導の実験(久保園芳博:岡大理), 炭素系超伝導の理論(青木秀夫:東大理・理論), 重い電子系超伝導の実験(北岡良雄:阪大基礎工), 実験のまとめと理論に期待すること(秋光 純:青学大理工)

[B] 近年、高い臨界温度をもつ超伝導が、長い歴史をもつ銅系や重い電子系だけでなく、鉄系、有機化合物系などでも発見されて大きな拡がりを見せている。現時点でそれらを俯瞰し、それらをつなぐ「糸」を探ることは時宜に適

い、大きな意味があると思われる。本シンポジウムは、このような様々な超伝導物質系を横断するシンポジウムとして提案された。特に、講演者には、それぞれの分野での第一線の研究者を配しただけでなく、実験と理論を組み合わせた点が特徴であり、これにより聴衆に実験・理論両面での現状を伝えるだけでなく、将来の発展を探る鍵ともなることを企図したものである。

各系の実験、理論研究の報告を対として並べたプログラム構成とした。すなわち、まず、鉄系超伝導、銅酸化物の両者を、芝内氏が実験の観点から、黒木氏が理論の観点から研究の現状を概観した。次に、芳香族超伝導の実験を、発見者の久保園氏が解説し、炭素系超伝導の理論を青木氏が解説した。さらに、重い電子系超伝導の実験を北岡氏が解説し、最後に秋光氏により、実験のまとめと理論に期待することが述べられた。なお、重い電子系超伝導の理論については、領域8で三宅和正氏による招待講演が行われた。このように、遷移金属化合物、軽元素系、重い元素系に亘って超伝導が議論され、異なるカテゴリーの超伝導体の間の類似点、相違点が浮き彫りにされた。

ここ数年の物理学会では、それぞれの超伝導体に主眼をおいたシンポジウムは幾つか開催されたが、本シンポジウムのように、様々な超伝導体を物質横断的に俯瞰する試みはあまり行われてきていなかったため、大きな興味をひいた。540名入りの部屋をほぼ埋めた聴衆からも活発な質問がなされ、超伝導研究の今後のさらなる発展を期待させるシンポジウムになった。

### 領域10, 領域7, 領域8「誘電体の電子構造と最近のトピックス」

池田 直(岡大院自然)

[A] 趣旨説明(池田 直:岡大院自然), 電子自由度と誘電性(石原純夫:東北大理), 低次元モット絶縁体の電子誘電性(寺崎一郎:名大理), 有機電荷移動錯体におけるイオン強誘電性と電子強誘電性(賀川史敬:東大物工), ペロブスカイト型誘電体の精密電子密度解析(黒岩芳弘:広大理), 化学結合から見たペロブスカイト型酸化物における強誘電性発現機構と新強誘電体設計への展望(谷口博基:東工大), 強誘電体LN単結晶中の電子移動~光損傷と誘電破壊~(北村健二:物材機構)

[B] 誘電性の研究は、従来のフォノン相互作用を中心とした配向分極やイオン分極の生成の解釈から、電子構造をより取り込んだ自発分極形成起源の理解へと展開されている。同時にその進展は領域をまたぐ内容が多くかつ早い。このため本シンポジウムでは最新の研究の進展を有機材料分野や強相関材料分野とも共有し、電気分極形成の物理に関する最近の研究状況を俯瞰し共有することをねらいとした。

シンポジウムでは、電子相関性を取り込む誘電性研究の動向(石原), 有機:強相関材料における誘電スペクトロスコーピーの概観(寺崎), イオン変位と電子密度変位を切

り分ける分極観測研究(賀川), 電子密度解析による第一原理計算の精密解析の現状(黒岩), 第一原理計算を援用した共有結合と電気分極の設計例(谷口), 強誘電体の光半導体物性の最新事例(北村)などが報告された。

シンポジウムは学会初日に行われ, 200人近い参加者を得るほどの盛況ぶりであり, 聴衆と講演者との間で活発な討論が行われた。

#### 領域10 [Mg基長周期積層構造(LPSO)における面欠陥と溶質原子の相互作用]

西谷滋人(関学大理工)

[A]はじめに: 面欠陥と溶質原子の相互作用(西谷滋人: 関学大理工), Mg基LPSO合金の組織と強度(河村能人: 熊大工), 放射光で見るMg基LPSO構造(木村 滋: 高輝度光科学研究セ), 原子レベルで見るLPSO中の積層欠陥と溶質原子相互作用(井上耕治: 東北大金研), 第一原理局所エネルギーでみる積層欠陥の「広がり」(椎原良典: 東大生研), Mg基LPSO構造における溶質原子の相互作用の第一原理計算(君塚 肇: 阪大基礎工)

[B]はじめに, 西谷からMgが自動車・高速車両の新規軽量構造材料として開発が進んでいる状況の説明があった。次に, 長周期積層構造(Long period stacking order: LPSO)を含んだMg基合金を発見した河村から, その耐力が500MPaを越え超々ジュラルミンを凌駕する材料であり, この特異な積層構造と高い機械特性は, 積層欠陥と溶質原子の相互作用によって発現していることが報告された。次に, 木村から放射光で得られた単結晶の解析結果が報告され, TEM観察で得られているモデルとの整合性, 相違点が指摘された。また, 井上から, アトムプローブによりLPSO構造の代表例である18Rと14H構造で溶質原子の濃度比に差があることが報告された。

後半は第一原理計算の結果で, まず, 椎原から局所エネルギー法によりMgの積層欠陥間の相互作用が小さいことが報告された。さらに, 君塚からは, 溶質原子の相互作用を用いて, 短範囲規則性を持ったクラスターの形成シミュレーションが示された。

シンポを通じて, この新たに発見された材料の未解明な課題と, 領域10において蓄えられてきた格子欠陥に関する知見や手法により何が明らかにできそうかという理解が深まった。

#### 領域11, 領域9, 領域7, 領域12「水素結合と分散力に関する第一原理計算の現状と課題」

小口多美夫(阪大産研)

[A]はじめに(森川良忠: 阪大工), 基礎分散力の表現論から—(草部浩一: 阪大基礎工), DFTによる分散力結合計算での長距離補正の必要性(常田貴夫: 山梨大燃研), ファン・デル・ワールス密度汎関数の基礎, 応用と展望(濱田幾太郎: 東北大WPI), 水素結合系におけるプロトンの量子効果(立川仁典: 横浜市大院生命ナノ), 複

雑生体系に対する全原子第一原理計算(宮崎 剛: 物材機構), タンパク質のリガンド結合における特徴的非結合相互作用(北浦和夫: 神戸大シス情)

[B]局所密度近似(もしくは一般化勾配近似)の範囲での密度汎関数理論(DFT)に基づく第一原理計算は, 多くの分子系・凝縮系における化学結合を定量的にもよく説明することができる。しかしながら, いくつかの層状物質系, 表面吸着系, 分子性結晶系, 生体系等においては, 水素結合や分散力などの弱い結合が凝集や反応の機構において本質的となり, DFT計算の問題点や限界が指摘されている。また, オーダー $N$ 法等の計算手法の開発や京コンピュータを代表とする計算機能力の飛躍的進歩によりナノ構造やタンパク質などに対する超大規模計算が可能となりつつあるが, 大規模系では異なる構造間・配置間のエネルギー差が小さくなり, 弱い結合が逆に顕在化してくることが知られている。本シンポジウムでは, DFTや量子化学理論の枠内でのそれらの弱い結合に対する凝縮系理論分野と量子化学分野からの理論手法の現状を概観し, 今後の展望を試みた。プログラムの構成は, 浜田典昭氏(東理大理工), 森川良忠氏(阪大工)らと検討を重ね決定した。シンポジウムでは, 凝縮系・量子化学の理論研究者および実験研究者約100名を交えて, 学際的な活気ある議論がなされた。

#### 領域12, 領域7, 領域11「現代幾何学と先端物質科学のクロスオーバー」

島 弘幸(山梨大医工)

[A]はじめに(趣旨説明)(島 弘幸: 山梨大医工), 結び目や様々な形状の高分子鎖の示すトポロジー効果(出口哲生: お茶大院人間文化), 高分子トポロジー化学: 「かたち」からはじめる高分子材料設計(手塚育志: 東工大理工), 拘束空間中の高分子(堂寺知成: 近大理工), 液晶が形成するスカーミオン格子(福田順一: 産総研), らせん状炭素繊維の合成(須田善行: 豊橋技科大), 電子物性に対する幾何曲率効果(尾上 順: 東工大原子炉研)

[B]「形が物性を支配する」—物質の幾何形状とその物理特性が密接に関連する凝縮系の例は, ソフト・ハードの種別を問わず多岐の材料分野で合成されている。本シンポジウムは, こうした多様な物質群が示す「幾何物性相関」について, 実験事実と理論背景に関する分野横断的な意見交換を行うべく企画したものである。当日の会場では初めに出口氏より, 高分子物性を支配するトポロジー効果について理論的な解説を頂いた。さらに手塚氏からは, 多様なトポロジーを有する環状高分子群の合成プロセスに関する総合報告が披露された。つづく堂寺氏には, 非平坦空間に拘束された物理系で広く発現する曲率ポテンシャル効果について, 高分子系と電子系を跨ぐ俯瞰的な講演を頂いた。福田氏の講演では, コレスティックブルー相にある液晶系を薄膜内に閉じ込めた際に発現するスカーミオン構造について, ご自身の最新成果を紹介して頂いた。残る二つの講演では, 須田氏よりサブミクロン螺旋構造を示すカーボン

材料の成長機構について、尾上氏より凹凸型フラーレン重合鎖の強相関電子状態について、それぞれ示唆に富む講演を頂戴した。6名のご講演者のうち、特に手塚氏と須田氏は当学会の会員でなく、云わば化学分野と電気工学分野からのゲスト講演者であり、ウィットに富む講演展開は聴衆に新鮮な知的潤いを与えたことと思う。全講演者の温かいご協力と、会場にお集まり頂いた聴衆皆様のおかげで、本シンポジウムが成功裏に終わったことに深く感謝申し上げます。

#### 領域 12, 領域 11 「タンパク質の動きを解き明かす一分子計測の最前線」

洲上壮太郎 (横浜市大院生命ナノ)

[A] はじめに (洲上壮太郎: 横浜市大院生命ナノ), 高速原子間力顕微鏡による生体分子のナノ動態撮影 (古寺哲幸: 金沢大バイオ AFM), 一分子蛍光計測によるタンパク質の折り畳みや機能ダイナミクス (鎌形清人: 東北大多元研), イオンチャネル開閉構造変化の X 線 1 分子動画計測一分子揺らぎと構造変化の相関の解明を目指して一 (清水啓史: 福井大医分子生理), 生体分子機械・キネシンの運動方向決定機構 (矢島潤一郎: 東大院総合文化), 光学顕微鏡により明らかにするモーター蛋白とその集合体の動き (政池知子: 学習院大理)

[B] タンパク質は柔軟性に富んだ分子であり、ちょっとした擾乱によってその構造を大きく変化させることができる。このようなタンパク質の動きは、立体構造の形成や機能の発現において決定的な役割を果たしており、その実態の解明・理解のために多くの研究が精力的に進められている。中でも、近年、タンパク質の動きを一分子レベルで観測することのできる手法が様々に開発・適用され、重要な知見が数多く得られるようになった。そこで、本シンポジウムでは、最先端の一分子計測手法を駆使してタンパク質の動きを観測されている 5 名の実験研究者をお招きし、機能発現メカニズムの解明を目指した研究について講演していただいた。各講演では、独自の工夫を凝らした実験手法が測定原理からわかりやすく紹介された後、その手法をタンパク質やその複合体に適用した結果が報告された。どの測定でもタンパク質が示す運動の複雑さや精妙さがまざまざと浮き彫りにされており、参加者も驚きと興奮を隠しきれない様子であった。質疑応答では、多様な観点から質問がなされ、活発な議論が行われた。参加者は常時 80 名を超え、多くの方々が一分子計測の最前線を堪能していただ

くことができた。

#### 領域 13 「物理オリンピックと日本の物理教育」

二宮正夫 (光量子研)

[A] 趣旨説明 (二宮正夫: 光量子研), 物理オリンピックに寄せる期待 (家 泰弘: 東大物性研), 物理オリンピックの支援 (植木 勉: 科学技術振興機構), 物理オリンピックと物理教育 (三沢和彦: 東京農工大), 物理オリンピック・物理チャレンジ事業 (北原和夫: 東理大), 物理オリンピック理論問題の趣旨 (杉山忠男: 河合塾), 物理オリンピック実験問題の趣旨 (光岡 薫: 産総研), 物理オリンピックのシステム (長谷川修司: 東大理)

[B] フロアには約 30 名の参加があった。日本物理学会会長の家氏は、物理学会員が特に若手を中心に減少傾向にあることを挙げ、若者を研究者の道にいざなうこととして物理オリンピックと物理チャレンジの事業の意義を強調した。植木氏は理科教育を推進し、伸びる子を伸ばすことによって日本の科学技術人材を育成しようとしている政策の現状と将来展望について述べた。三沢氏は、課題解決のための能力としての科学力について深く洞察し、その育成のために実際に農工大で展開している理学教育の実践について報告した。北原氏は 2005 年から進めてきた物理チャレンジ・物理オリンピック事業を概観し 2011 年から NPO として発足した「物理オリンピック日本委員会」の現状とその課題について報告した。休憩後、杉山氏は物理オリンピックの理論問題が高い思考力を求めるものであることを例題によって解説した。光岡氏は、物理オリンピックの実験問題が、装置の配置、データの信頼性など、基本的な実験研究の能力とともに、現象に対する洞察力を求めるものであることを解説した。長谷川氏は、2022 年に予定されている国際物理オリンピックの日本開催に向けて準備すべきことなどを、既開催国の例を挙げて解説した。

そのあと出席者全体で討論。物理の能力とは何か、物理教育の現制度やシステムの問題点 (課外活動と大学受験を巡って)、国際物理オリンピック開催に向けたキャンペーンの在り方などを巡って討論を行った。物理オリンピック事業は、若者たちをグローバルな環境の中で研究者、指導者として育成する有効な手段であることを学会員に認識して頂く良い機会となった。

(2013 年 5 月 16 日原稿受付)

## Walter Lewin 先生の公開授業—ネット配信される大学の授業—

峰 真如 〈早稲田大学本庄高等学院 367-0032 本庄市栗崎 239-3 〉

木村 元 〈芝浦工業大学システム理工学部 337-8570 さいたま市見沼区深作 307 〉

読者各位は Massachusetts 工科大学 (MIT) 名誉教授 Walter H. G. Lewin 氏をご存じだろうか。OCW (open course ware)\*<sup>1</sup>として MIT や Youtube を通じて公開される同氏の物理学講義は、世界中で 400 万人以上に視聴され、高等教育としては異例の視聴数を更新し続けている。本稿の目的はごく単純だ。それは、Lewin 氏の物理教育の素晴らしさを一人でも多くの教育者に伝えることにある。長々しい紹介や解説は後回しにして、まずはインターネットに接続し、Lewin 氏の紹介動画<sup>2,3)</sup>を視聴してほしい。そして興味を持った読者は、そのまま物理学講義<sup>4,5)</sup>を堪能してくれば、本稿の大部分の役割は終わりであると言っても過言ではない。残りの原稿では、時間のない読者のために、Lewin 氏とその物理教育を紹介していきたい。

新聞等で、日本は理数離れの危機にあると言われて久しい。例えば IEA (国際教育到達度評価学会) が 2011 年に行った国際数学・理科教育動向調査 (TIMSS 2011) によると、日本の中学 2 年生の理科問題における平均得点は 42 カ国中 4 位である一方、「私は理科が好きだ」と思うかどうかについて「強くそう思う」と答えた生徒は 18 パーセントであった。これは国際平均の 43 パーセントより 25 ポイント下回っており、中学生の理科への関心が薄いことがうかがえる。<sup>6)</sup>もちろん、理数離れに関しては様々な議論があり、現在の状況が単純に理数離れであるとは結論できない、という見方もあろう。しかし、科学教育への期待が高まっていることは確かであり、現場の教員は、日々教育の質を高めることに切磋琢磨している。そのような中、今や“Web

Star”<sup>7)</sup>とまで崇められている Lewin 氏の物理教育の中に、科学の本質や楽しさを伝えるヒントが隠されていると思われる。

今年喜寿を迎えた Walter Lewin 名誉教授は、オランダ生まれの天体物理学者である。同氏の物理学授業は、OCW として無料で公開され、世界中から熱烈な支持を受けている。日本でも、昨年出版・邦訳された著書<sup>8)</sup>や、本年 1 月から NHK 教育テレビで放映されている「MIT 白熱教室」を通じて、確実にファンを増やしている。筆者らはこれまでに、公開されている 105 個の講義\*<sup>2</sup>の多くを視聴することで、Lewin 氏の物理教育の秘密に迫ろうと試みた。

なぜ Lewin 氏の物理学講義はこれほどまでに支持されるのだろうか？ Lewin 氏の講義の一番の特徴は、授業に取り入れられる豊富なデモンストレーションにある。読者の中には、振り子に乗ったり鉄砲を発射したりと、いささか派手で奇抜なデモ<sup>2)</sup>をすることに、顔をしかめる方もいるかもしれない。似たような科学的パフォーマンスは、日本の TV 番組でも取りあげられることもあり、それが科学教育に良いか否かには賛否両論あろう。しかし、Lewin 氏のデモには単なるショーに終わらない工夫と緻密な計算がある。講義の中に自然と組み込まれたデモは、理論に基づく定量的予言とセットで行われることで、物理学の普遍性及び予言能力を伝えることに成功しているのである。とりわけ、学生たちに「何が驚くべきことなのか？ 感動すべきことなのか？」を伝えるのが抜群にうまい。実際、Lewin 氏の講義では、測定における不確定性の重要性を初期の段階 (力学：講義 1) で徹底的に刷り込

み、理論の説明の後には、必ずその物理現象を実験によって“不確定性の範囲内で”再現してみせる。その後、決まりの文句「Physics Works! I am telling!」を叫び、教室が拍手に包まれることも少なくない。

Lewin 氏のデモの実例\*<sup>3</sup>や講義の方法をいくつか紹介しよう。単振り子の回 (力学：講義 10) では、長さ 5 m、質量 15 kg にもなる巨大な振り子を用意して、自らそれに乗って振り子の等時性などを実演してみせる (図 1)。同じ振り子を用いたエネルギー保存則のデモ (力学：講義 11) は手に汗握るものである。振り子がガラスを破壊する衝撃を見せた後、顎の少し前から目を閉じ鉄球を放す。教室に緊張が走り、鉄球が Lewin 氏のわずか手前まで戻ってくる時は、学生達の悲鳴がとどろく。レイリー散乱とミー散乱の実演では、自らの肺の蒸気までも利用する (振動と波：講義 14)。煙草の煙にそのまま光を当てると青く見えるが、肺にしばらく吸い込んだ煙に光を当てると、見事に白く見える！ 電磁気学の授業では、巨大なヴァンデグラフ起電機などの様々な装置を駆使して電磁気現象を再現してみせる。そして、Maxwell 方程式が完成する暁には、全ての学生に花を贈って祝福する (電磁気学：講義 22)。このあたりは授業の概念を覆された感があるが、Lewin 氏の強調する「物理を学ぶことで世界が変わって見えてくる」という印象付けに繋がっている。また、力学の角運動量の回では、Lewin 氏の専門であるパルサーの話に発展する (力学：講義 20)。超新星爆発に関わる未解決問題に触れ、学生たちを鼓舞している。

学生が大喜びし、拍手で終わる授業になってはいるが、それは物理の美しさに触れた感動によるものであると同時に、熱心な Lewin 氏への感謝による

\*<sup>1</sup> OCW とは「大学で正規に提供された講義とその関連情報のインターネットでの無償公開活動」である (文献 1 より引用)。1999 年に Tübingen 大学 (ドイツ) が講義の資料ビデオを公開したことに始まるが、2003 年に MIT が正式に OCW を発足させたことを契機として、世界中に広まっている教育活動である。

\*<sup>2</sup> OCW としての 94 個の講義、8 個の MIT ビデオ、Delft 工科大学 (オランダ) の 2 つの講義 (2011 年 10 月、2012 年 11 月)、及び、Barcelona (スペイン) における講義 (2012 年、2 月) (Lewin 氏本人による情報)。これらの多くは、Youtube、iTunes U、Academic Earth や Facebook などで見ることができる。

\*<sup>3</sup> これらはほんの一例にすぎない。Lewin 氏の講義では 600 個にも及ぶ緻密に計画された実演を見ることができる。

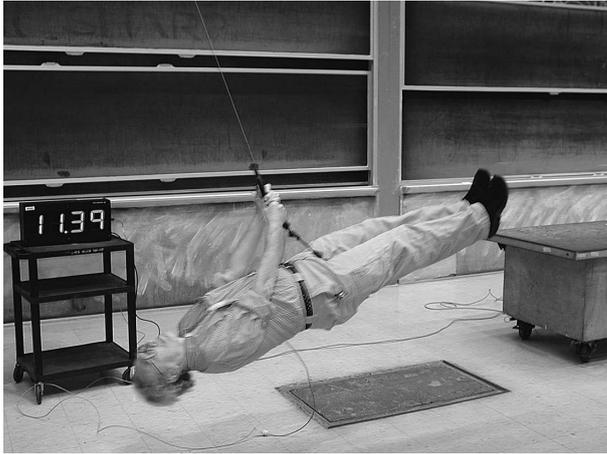


図1 Lewin氏のMITでの講義の様子(Lewin氏提供).

ものであろう。実際に、Lewin氏は1つの授業を準備するのに50時間以上を費やし、無人の教室で最低3回以上のリハーサルを行っている。その場限りの娯楽であれば、単発の公開実験でもよいし、実験の技巧や意義を伝えなければ、物理実験の授業で事足りるであろう。しかし、それでは学問としての物理学の深部を伝えることは難しい。Lewin氏の教育の本領は、一連の講義の流れの中で、印象に残る実験をし、心に残る説明をしていることにある。講義はMITだからといっても決して難しい内容ではない。高校卒業程度の知識で十分である。それにも関わらず、学問の持っている大きな力を伝えているところが、MITクオリティ、否、Lewinクオリティなのだろう。何よりも、Lewin氏の、誠実に語りかける姿勢に心を打たれる。

昨年Lewin氏は著作「For the Love of Physics」<sup>8)</sup>を出版した。この中では、芸術にも触れ、美について語り、物理学の美しさを伝えることの意義を語っている。Lewin氏にとって最高の授業とは「見えたものの美しさを覚えさせること、またそのことによって、学生の(知識や好奇心の)箱を開くこと」にあるという。<sup>8)</sup> Lewin氏の教育は、それを最大限に成功させている実践例である。そして、そのようなものが、OCWとして世界中で無料で聴講できるのである。

言うに及ばず、日本にも、Lewin氏に負けず劣らず素晴らしい授業を実践している教育者が多くいる。今後、OCWを通じて、そのような教育が広く発信されることが当たり前になる日が来るかもしれない。ひいては、OCWが教育者のネットワークの共有

財産としての位置づけを確立することも考えられる。OCWの今後の展開も期待されるところである。

本稿を執筆するにあたって快諾のうえ写真や情報を提供して下さったLewin氏、およびその過程で助言いただいた宇宙航空研究開発機構の堂谷忠靖氏に深く感謝申し上げる。

#### 参考文献

- 1) 日本オープンコースウェア (<http://www.jocw.jp/>).
- 2) MITによるLewin氏の紹介 ([www.youtube.com/watch?v=7Zc9Nuoe2Ow](http://www.youtube.com/watch?v=7Zc9Nuoe2Ow)).
- 3) lainformacionの取材 ([www.youtube.com/watch?v=sF-m3XZKvLI](http://www.youtube.com/watch?v=sF-m3XZKvLI)): Sciencemetropolisの取材 (<http://www.youtube.com/watch?v=97oTDANuZco>).
- 4) Lewin氏の公開講義はMITのOCWとして無料で公開 (<http://ocw.mit.edu/courses/physics/>) されている: (i) 8.01 "Physics I: Classical Mechanics" (Fall 1999) 50分×35回(本文中では「力学」), (ii) 8.02 "Electricity and Magnetism" (Spring 2002) 50分×36回(本文中では「電磁気学」), (iii) 8.03 "Physics III: Vibrations and Waves" (Fall 2004) 80分×23回(本文中では「振動と波」). これらを含め、Lewin氏の多くの講義は、Youtube等の動画共有サービスで見ることができる。なお、講義動画には字幕も整備されており、学生の英語教育としても有益であろう。
- 5) 2013年2月18日には、電磁気学の新しい講義が公開された (<https://www.edx.org/>)。同年9月にも力学の新しい講義が公開される予定である(Lewin氏による情報)。
- 6) TIMSS 2011の国立教育政策研究所による報告書 (<http://www.nier.go.jp/timss/2011/index.html>)。
- 7) New York Times (December 19, 2007, 1面)。
- 8) W. Lewin: *FOR THE LOVE OF PHYSICS* (Free Press, 2012); 『これが物理学だ!』(東江一紀訳、文藝春秋、2012); 物理学会誌の新著紹介で紹介予定。

(2013年3月13日原稿受付)

## 第103回恩賜賞・日本学士院賞：十倉好紀氏

永長直人\* (理研創発物性科学研究センター)

我が国の学術分野で顕著な業績をあげた個人に与えられる恩賜賞・日本学士院賞の平成25年度受賞者として、理化学研究所創発物性科学研究センターセンター長の十倉好紀博士が選ばれた。

物質をその微小な構成要素にまで分解することで理解しようとする「還元主義」が物理学の主流をなしてきた。これに対して個々の構成要素からだけでは決して理解できない、集合体として初めて現れる性質・現象に焦点を当てた「創発性」という概念の重要性が認識されつつある。階層構造を下ってゆくのを前者だとすると、上ってゆく後者のアプローチは、膨大な数の電子、スピン、分子などが相互作用する多体

問題である物性物理学では特に有効である。

十倉氏は、強相関電子系を舞台に「創発性」のもたらす驚くべき新電子機能を、周到的物質設計と精緻な物性測定を組み合わせることで縦横無尽に開拓してきた。その中の代表例を以下に述べよう。まず、高温超伝導体の一般的な物質則（いわゆる十倉ルール）を提唱し、さらにその設計指針に従って自ら電子ドープ型高温超伝導体を発見した。これは高温超伝導の電子-ホール対称性を実証したもので、今なお高温超伝導研究における最も重要な発見のひとつである。この仕事を契機に、広範な遷移金属酸化物の物質開発とその新電子物性・機能の開拓に進み、マンガン酸化物などの超巨大磁気抵抗物質の開発とその電子論的機構の解明を果たした。これは、強相関効果による電子秩序を、外部磁場で一瞬に融解させることが基本であり、「臨界相制御」という原理の提唱につながった。この研究は、次世代の高速高密度不揮発メ

モリー素子として実用化に近い抵抗変化型メモリーの先駆的研究となっている。さらに、巨大な電気磁気結合をもたらすマルチフェロイクス現象—強誘電性と磁性秩序の共存—をマンガン酸化物において見出した。これはスピンの傾いた構造と相対論的スピン軌道相互作用が織なす現象であることがわかっており、エネルギー消費のない固体中のスピン流という物理概念へとつながっている。

以上のように十倉氏は、創発性という概念を基本に、エネルギーの散逸を極限まで抑えつつ高速の巨大電子応答を示す材料開発の原理を開拓し、強相関電子材料物理学分野を創生・主導してきた。物質・材料科学に先端的物理概念を持ち込み、それを組織化するという氏の着想は科学研究の新しいモデルを提供しており、今後の益々の活躍を期待したい。

(2013年4月24日原稿受付)

\* 兼務：東京大学工学系研究科

## ラ・トッカータ

## パウル・キーンレ (Paul Kienle) 教授の思い出

山崎敏光 (東京大院理)

ミュンヘン工科大学名誉教授 Paul Kienle 博士は、去る1月29日、ミュンヘンの病院で亡くなられた。昨夏、膵臓癌が発病してから半年もたっていない。亡くなる数日前まで物理のフロントランナーとして活動を続けておられたのであるから、大変痛ましいことであった。1967年、東京の原子核構造国際会議で初来日以来、日本の学界や研究機関の発展に貢献して来られた博士に心からの感謝と哀悼を捧げたい。ずっと兄のように慕い一緒に研究を続けてきた私にとって、大切な宝を失ったも同然であった。ここでは親しみをこめて「キーンレさん」と呼ばせていただき、思い出の一端を紹介しながら

故人のご冥福を祈りたい。

### 新しい研究手段の創出へ

キーンレさんは、ドイツ・バイエルン州シュヴァーベン地方の農村で生まれ育った。ミュンヘン工科大学の Maier-Leibniz 教授の高弟で、大きな視野を持って教育、研究、そして広い意味での研究行政にも携わった。第2次大戦直後のドイツの研究環境は貧しいものであったが、メスバウアー博士が若くしてノーベル賞を受賞したことも契機となって、新しいスタイルの物理教室が創設されることになる。世界中から若くて優秀な研究者が教授として集まった。日本からは森永晴彦東大教

授が招聘され活躍された。その物理教室の屋台骨となったのがキーンレさんである。CERNの科学政策委員会はじめ多くの国際的活動において、また最近では、理研のRIビームファクトリーやJ-PARCを含む大型基礎科学の進展にも貢献された。また、マリー・キュリーの時代にラジウムの研究を支え、放射化学の Hevesy、宇宙線の発見者 Victor Hess という二人のノーベル賞受賞者を生み出したウイーンの歴史的なラジウム研究所を、その創立100年の節目に Stefan-Meyer Institut für Subatomare Physik と改名し、新時代の研究所として蘇らせたのも、その再組織の任を担ったキーンレさんの特筆すべき業績である。そこでキーンレさんが掲げた目標は、南部ゴールドストーン・ボゾン(パイ中間子、K中間子)および反陽子を用いた科学の推進であった。そのずっと前、1984年、ミュンヘ

ン工科大学に弟子たちを残して、ダルムシュタットにある GSI (ドイツ重イオン研究所) の所長に就任された。着任早々、キーンレさんが到達し提案した SIS/ESR プロジェクトは、重イオンを核子あたり 1 GeV 領域に加速し、そこで生成する不安定同位核のビームを冷却する (運動量のひろがり, エミッタンスを抑える) というものであった。この野心的プロジェクトに対して、相談を受けた CERN 元所長の理論物理学者 Van Hove は、「GSI の未来は、冷却が成功すれば太陽に照らされ、失敗すれば暗黒となる」という厳しくも熱い箴言を返された。キーンレさんらの努力によりこの目標は達成され、それまで不可能と思われていた多様な実験が可能となった。こうして新しい GSI は太陽に輝く黄金時代を迎えることになった。

このプロジェクトの真骨頂は Experimental Storage Ring (ESR) にある。これは、加速された重イオンからの不安定核イオン群をこのリングに入射し、それをストカスティック冷却、電子冷却し、さらにショットキー・プローブの周波数レスポンスから一個のイオンがリング中で起こすベータ崩壊 (質量の変化) をリアルタイムで同定するという、驚くべき離れ技が達成された。こうして得られた殆ど裸の不安定原子核イオン ( $^{140}\text{Pr}$ ,  $^{142}\text{Pm}$ ,  $^{122}\text{I}$ , など、束縛電子数 0, 1, 2) の崩壊時間スペクトルが単なる指数関数でなく、約 7 秒という極めて低周波の振動成分が重畳していることが見つかった。そのような発見は、直感、驚き、そして執念に充ち満ちた研究態度、ルイ・パスツールのいう「それを待ち受ける心」があってこそ成し遂げられるものであろう。この現象は今も未解決の問題で、おそらくキーンレさんが最後まで思い、こだわり続けた最もエキサイティングなテーマであったに違いない。この他にも、不安定核と不安定粒子の衝突など、近未来の興味あるテーマが続いている。18 世紀のドイツの科学者の言葉 “In order to see something new, one has to do something new” はキーンレさんが好んで引用したものであった。新しい研究手段の開拓と、現れて来たものに

意を砕く精神があつてはじめて、新しい科学が生まれる、との強い信念と意気込みがキーンレさんの研究生生活を支配していた。

### パイ中間子束縛状態の研究へ

キーンレさんは GSI の所長という激務のかたわら、私が土岐博・比連崎悟・早野龍五さんらと提起した深部束縛パイ中間子状態の創成に大きな興味を示された。これは、基本的には中性子が核中で  $n \rightarrow p + \pi^-$  という湯川バーテックスの反応を起こし、その  $\pi^-$  が核に束縛される「パイ中間子移行反応」によって可能である。エネルギー 600 MeV の重陽子ビームを使って “ $n$ ” ( $d$ ,  $^3\text{He}$ ) 反応を起こさせるのが最適だということがわかってきた。しかし、世界中で高エネルギーの重陽子を加速できる所はほとんど無くなっていて、我々はやっとサクレのサチューン加速器でテスト実験を始めたが、あまりにも強大な前方粒子バックグラウンドで退却を余儀なくされた。万策尽きた私にキーンレさんは、それなら GSI に完成したばかりの重イオンシンクロトロンを使ったらどうか、さらに、高速不安定核の同定・分離のために設置された 4 台の大型電磁石を使えば、前方に出る大量のバックグラウンド粒子を完全に除去でき、且つ放出  $^3\text{He}$  粒子の運動量を精密に測れる筈である、と示唆された。重イオンによる研究を標榜するこの研究所で重陽子を加速して使うとは！ 誰でも驚き、抵抗するかも知れないこのプロポーザルは、幸いにも審査委員会の認めるところとなった。1996 年春、キーンレさんも私も、退任していたので、若い人々と何週間も実験室に籠もり、最初の実験に熱中した。成功であった。

この実験の準備をしていた冬のある休日、キーンレさん夫妻は私をミュンヘンの南、バイエルンアルプスの麓の僧院の裏庭にある Fraunhofer Glashütte へ案内してくれた。その小屋では昔、かのフラウンホーファーがひたすらプリズムの高性能化を志し、これによって太陽光線の中に多数の鋭い黒線を発見した。近代物理学の曙をもたらした歴史的な炉の前に佇みながら、私は大



Kienle さんの近影。

きな感動と教訓を覚えた。予期しない新しい発見は、新しい手段の開拓から始まるということであった。何の役に立つかが問われない、よき時代であった。

### クオーク凝縮の解明へ！

1999 年春、ゴールデンウィークの直後、私はキーンレさんを囲むミニワークショップを東大の山上会館で催した。そこでのハイライトは、土岐博さん、比連崎悟さんのパイ中間子核生成反応の理論の展開、赤石義紀さんの K 中間子核束縛状態の理論的予言。それに続くキーンレさんは、何と、「パイ中間子-核相互作用から核内クオーク凝縮を探る」という、誰をも驚かせる発表を行った。その骨子は次のようになる。パイ中間子と核との相互作用のうちアイソベクトル型 s 波成分 ( $b_1$  というパラメーターで表示) は友沢-Weinberg 則と Gell-Mann-Oakes-Renner 関係を通して、対称性の自発的破れによる真空のクオーク凝縮に関係付けられる。パイ中間子が核中にあれば、対称性の破れは部分的に回復し、クオーク凝縮は減少し、 $|b_1|$  は増大する筈である。1961 年の南部陽一郎先生の対称性の破れに関する深遠な理論は、初田哲男・國広悌二により核物質へと展開され、あたかも超伝導が外部磁場で破壊されるように、クオーク凝縮は核物質中で減少することが予言されていた。この南部理論の壮大なシナリオの実験的証明はパイ中間子原子核の研究から行われるのではないかと、というのがキーンレさ

んの発想である。ミュンヘンの理論家 Wolfram Weise さんはそれを助けた。

この  $b_1$  を実験的に抽出するには、中性子過剰の重い原子核で同位体の多いもの、しかもパイ中間子の  $1s$  状態が主に生成すること、が要求される。このために錫の同位体を用いる実験が綿密に計画され実行された。もくろみ通り、500 MeV のビームによる ( $d, {}^3\text{He}$ ) 反応でのパイ中間子束縛エネルギーが 10 keV の絶対精度で観測され、核物質中で対称性が部分的に回復するという南部先生のシナリオが実験的に証明された。

### K 中間子核：低温高密度物質を求めて

1998 年、GSI での 2 度目の実験の成功後、次の目標は「パイ中間子核から K 中間子核へ」であった。それは、キーンレさんが GSI で行った別の実験から負 K 中間子と陽子との強い引力が示唆されていたこと、また KEK で岩崎雅彦らが行った実験で、 $\bar{K}$  と核子との間には大きな引力があることが明確となったことによる。その基本的な束縛状態  $K^-p$  が  $\Lambda(1405)$  として出現する共鳴状態であることを認めれば、それにさらに核子が加わり、さまざまな深部束縛  $K^-$  中間子原子核が出来ることを窺わせる。この予想を理論化したのは赤石さんであった。最も驚くべきことは、 $K^-$  中間子の強い引力により

小数核子系は凝縮し、その密度は通常の核密度の 3 倍にも達するという、原子核物理学の「核密度一定」則を大きく破る予言であった。重力の助けなしに中性子星のように凝縮する原子核の可能性！ キーンレさんはこの凝縮した K 中間子核の生成というエキサイティングなテーマを生涯最後の日まで追求することになる。

特に注目を引いた K 核は基本となる  $K^-pp$  で、2002 年に予言され、 $K^-$  の引き起こす共有結合的な新種の核力 (Super-strong nuclear force、或いは、西島和彦先生の命名による pionic origins of nuclear forces) に対する kaonic origins of nuclear forces) による深い結合状態として理解された。ここに登場したのは赤石さんによる新しい反応・生成メカニズムの提唱であった。それは、 $pp$  反応で  $\Lambda(1405)$  共鳴として生ずる  $K^-p$  束縛状態は、 $pp$  の短い衝突距離に助けられ、その反応に関与したもう一つの陽子と融合し、 $K^-p+p \rightarrow K^-pp$  を起こすことが容易となる。終状態が高密度であればあるほど、生成断面積は大きくなる、というこの予言は、低い運動量移行反応でなければエキゾチック粒子を含む原子核は作れない、という常識と全く反対であった。

我々はこの探索のため、まずサクレーの DISTO 実験グループの合意を得て、彼らの  $pp \rightarrow p+K^++\Lambda$  反応の大量のデータの中に、その手がかりがある

かを調べることにした。ちょうど、2006 年 9 月、キーンレさんの 75 歳誕生日記念シンポジウムが開かれたウィーンでのことである。何年かにわたる DISTO データの解析から、 $K^-pp$  の生成を示す大きなピークが現れた。これは  $K^-pp$  が予言どおり高密度の状態であることを示すものであった。2010 年、キーンレさんが 80 歳の誕生日を迎える年に PRL 誌に出版された第一論文に続き、2012 年には第二論文も出版された。それはキーンレさんが直接執筆された最後の論文であった。重い病に会ったキーンレさんは、この K 核問題に最後まで強い執着を持ち、カイラル対称性の破れの回復は K 核に於いても起こり、その凝縮を助けると信じて疑わなかった。

私はたまたま、キーンレさん最後の日に病床を訪ねていた。Brigitte 夫人とともに日本を愛したキーンレさんは、早春にひとり咲き始める梅の花を「あこがれ」と名付けていた。あこがれは、人生のみならず、科学や芸術の世界でも大切なキーワード、キーンレさんの生き様にぴったりである。前夜、東京から梅の小枝を携えた私は、最後のお別れをした。科学の世界において、ひたすら「あこがれ」を求め続けていたキーンレ先生に共感し、ご冥福を祈りながら筆を置く。

(2013 年 3 月 22 日原稿受付)

## 石油の可採/枯渇年数は減るべきなのか？

中村 聡 (佐賀大文化教育)

石油の可採年数が40年程度のまま変化しないことは有名で、それ故「永遠に枯渇は訪れない」と冗談交じりに言われることも多い。言うまでもなく真実はそんな簡単なものではないのだが、試みに簡単なモデルで計算して見たところ、その結果が意外なものだったので紹介したい。

まず最初に述べておいた方が良さそうなのは、ローマクラブの「成長の限界」の後の数年間の状況の中で出てきて、今では一般人の間で定説化している「可採年数が減らない原因は新油田の発見である」との説明は、とうの昔に成り立たなくなっている。何故なら新油田発見の推移を見ると1980年頃から大幅に減っている<sup>1)</sup>のに、それが可採年数に反映されている様子がないからである。

可採年数は「確認埋蔵量(R)を消費量(P)で割った年数(R/P)」と定義され、ここで用いる確認埋蔵量に含まれるのは経済的に採掘可能な範囲だけである。定義から明らかなように、諸条件を仮想的に現時点に固定して考える。更に新油田発見の問題に対応するために、「確認埋蔵量」の部分に「将来発見され得る埋蔵量」を含めたものを「枯渇年数」と定義する。次からの話はどちらでも成り立つ話だが、可採年数を念頭に議論しよう。

図1はここ10年ほどの石油生産量と価格の推移である。生産量について

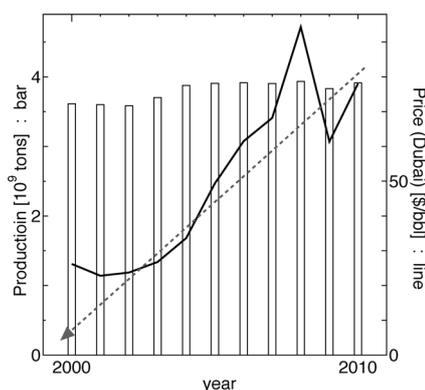


図1 石油生産量と価格の推移。<sup>2)</sup>

は最近ほとんど変化していないことが分かる。一方価格はサブプライムローン問題での資金流入による高騰と、リーマンショックによる急落が目立つが、それらを均してしまうと急激な価格上昇局面にあることが分かる。この間の出来事を分析するために、次のような簡略化したモデルを立てる。

1. 価格 $S$ の推移を1999年頃を時刻の原点とする直線 $S=at$  ( $a=8\$/\text{bbl}\cdot\text{y}$ )で置き換える。ただしモデルの適用範囲は2002-2010年。
2. その間の消費量 $P$ は一定とする。従って2000年からの積算採掘量は $Pt$ 。
3. 経済的に採掘可能な埋蔵量は価格に比例するものとする。採掘量を引いて、 $R=\beta S-Pt$ が各年次の確認埋蔵量となる。

最後の仮定は幾分不確かなものであるが、後で立ち戻って検討したい。以上から可採年数を求めるのは簡単な割り算で、

$$\text{可採年数} = (\beta a/P - 1)t \quad (1)$$

となる。括弧内が負数となるのは可採年数自体が負となりアンフィジカルゆえ、括弧内を正数とすれば可採年数は毎年増加しなければならない。仮に2009年の可採年数を40年になるように定数を選べば $(\beta a/P - 1) = 4$ 、即ち毎年4年ずつ可採年数が伸長するのが本来と言う結論になる。

予想外の結果に驚いた。そこで前提となっている3つの仮定を検討すると、1.と2.は現局面での石油消費量と価格の推移を近似しただけのものだから、精密化してもドラスティックな違いを生み出すことはできない。従って3.を変更して「可採年数一定」の条件に合わせられるか。結論から言うとそれは無理である。2段階で説明しよう。

まず $S$ - $P$ 依存曲線を変更するには、確認埋蔵量が価格によってほとんど変化しないように修正する必要がある。ところがそのまま低価格帯に外挿する

と「価格がゼロでも経済的に採掘できる」ことになってしまうので、それを避けるには過去10年ほどの価格変動の外で、逆に激しい価格依存性を要求する。これを実現し得る都合な想定は、10年前にベース埋蔵量自体の限界に近づいて、その後は価格を上げても確認埋蔵量が増加しない場合であるが、それが事実と反することを示すのは簡単である。地殻中有機炭素の存在量が化石燃料の埋蔵量に対して1万倍にもなると推定されていること<sup>3)</sup>、更に価格上昇に伴ってシェールオイル採掘の採算が取れるようになった現在の状況を思い出せば良い。確かに仮定3.は単純すぎたかも知れないが、結果が期待したものとかけ離れているため、修正路線は不自然なものになってしまっただけでなく、結局は「埋蔵量の価格依存性が支配的因子で、その結果本来の可採年数は現在急伸している筈のものだ」という文脈の意味において、仮定3.が正当化される。

残る可能性は「仮定3.は近似的に正しいが、モデルに考慮しなかった別の要因が都合良く変動していたため、偶然にしてこの期間に本来の $S$ - $P$ 依存性を打ち消した」可能性である。ここで通常考慮される最も重要なものは技術革新であるが、技術革新を考慮すると埋蔵量の増加を促進して、益々矛盾が拡大する。

以上のように、価格と生産コストに現れる客観的数字から「可採年数が一定」で推移した理由を、定義に沿って説明するのは絶望的である。可採年数の定義に内在するこうした過敏な価格依存性の問題はウィキペディアにも言及される常識なのだが、初耳の人の方が多いのではあるまいか。その過激な価格依存性が現在顕在化すべき条件があるにも関わらず、数字上では40年のまま安定していることが疑問視されなければならない。

可採年数への疑惑を耳にするとき「どっちが真実か分からない」と受け止めがちだが、「40年が正直に計算された数値でない」ことだけは、上記の通り簡単に推測が付くのである。実は正直に未加工の埋蔵量を公表した結果、株価急落の憂き目を見た会社もあり、

彼らは生データの公表が許されない社会環境に置かれている。その結果「可採年数を40年に調節せざるを得ないから、埋蔵量をそれに合わせている」と言った方が事実に近い。

そうした社会状況を考慮せずに可採年数を馬鹿正直に定義通りに計算してみたから、不自然な結果になったのは明らかである。その文脈から「40年で一定なのは定義通りにやっていない証拠なのではないか」と言うのは確かに正しいが、その理由は、素朴に「可採年数が毎年1年ずつ減らないから」ではなく、現局面ではむしろ逆に「可採年数が伸長しないのがおかしい」と指摘せねばならないことになる。我々物理屋でも素朴な直観に頼って間違っ

てしまっただ。最後に余談になるが、もっと現実的な石油資源量の推定に関して触れておく。定義のことは忘れて、「結果的に今後使用するであろう石油は40年相当量」との予測の意味でなら、つまり

「経済的に採掘できる埋蔵量」ではなく「実際の採掘量を将来に亘って積算する」ことにして、それを現在の消費量で割れば、40年という数字もそこそこ妥当な予測値なのかも知れない。現在の石油価格は火力発電に用いた場合にはすっかり価格競争力が失われていて、発電単価が弱点とされる太陽光発電がライバルのような状態である。このまま価格が高騰し続けると他のエネルギー需要でも石油離れが進行しかねない。それを恐れてOPECは増産の努力をしているようだが、かつてとは逆に増産を渋る産油国が多いのはニュースでも聞くところだ。

仮に「今後使用する石油は40年相当」を拘束条件に石油生産量の推移を予測すると、ほぼ一貫して「十数年後には生産量のピークを迎える」との結果を得る。この数字はそれなりに妥当な線の一つであると考えているが、初めてこの数字に接する人は「十数年は短い」と感じるのではなかろうか。そ

して予測が目的なら、定義から逸脱して予測と現況が錯綜した40年と言う数字よりも、減産に転じる推定時期を見た方が実質的に意味がある。こうしたピークに注目する石油資源量の推定方法は、可採年数に代わる使い勝手の良い新たな指標として評価されている。<sup>4)</sup> 敢えて可採年数の定義を無視して結論から逆算した上で、可採年数の意味を取り違えて解釈すれば、信頼性が確認されつつあるピーク理論の予想と割と良く整合している。

可採年数について二重の間違いを犯した結果、妥当な現状認識に至ると言うのはなかなかの皮肉である。

#### 参考文献

- 1) 内山洋司：『改訂新版エネルギー工学と社会』（放送大学教育振興会、2006）p. 151.
- 2) BP Statistical Review of World Energy, June (2011).
- 3) 小倉義光：『一般気象学』（東京大学出版会、1984）p. 18.
- 4) A. R. Brandt: Energy Policy 35 (2007) 3074.

(2012年4月11日原稿受付)

## 吉森昭夫先生を偲んで

馬越健次 (兵庫県立大理)

吉森昭夫先生が2月18日にご逝去されました。謹んでご冥福をお祈りいたします。

吉森先生は、大阪大学理学部を卒業後すぐに浪速大学(現大阪府立大学)の助手になられ、その後名古屋大学理学部、東京大学物性研究所の助教授を経て、1976年に大阪大学基礎工学部の教授になられました。大阪大学に着任する前は、らせん型スピン構造の理論や近藤効果に関する研究により磁性理論の研究者としてご高名でしたが、大阪大学に移られてからは、表面物理の理論研究を始められました。私もその助手として採用していただき、先生のご指導の下で表面物理の理論研究を始めました。採用していただいたときに、「自分の好きなようにしても良いが、表面物理をやって下さい。」とだけ仰り、当時何をしたら良いのかも分からないまま着任した助手を気遣っていただきました。そのうちにどんなことができそうかぼんやりと分かりだし、研究室の大学院生も増えてきて、議論が活発になっていきました。学生に対する先生の態度は優しく、とかく自信を失いがちな学生を激励することがよくありました。議論しているときは若い人の味方となることが多く、おそらく不公平なことはなくそうとわかれていたのだと思います。経験のある程度積んだ先輩とまだ経験の少ない後輩では、同じ土俵で議論した場合に不公平が生ずると思われていたようです。

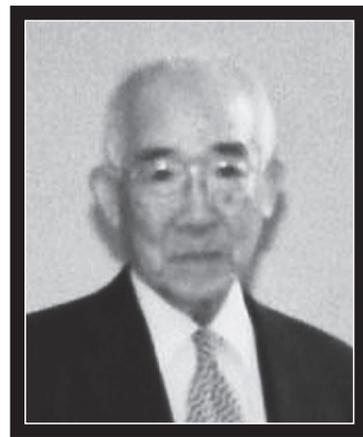
表面物理の研究も徐々に軌道に乗り、学生も増えだした頃には、表面物理というよりも表面科学の研究者を纏めていくことに努力されました。物理学会に表面・界面分科を作るにあたり尽力をされ、文部省の科研費補助金「重点領域研究」が始まったときには、いち早く「表面新物質相」という研究題目のもと、実験理論両グループを組織化されて応募し採択されました。また、表面科学の実験研究者の共通課題である真空技術に注目され、日本真空協会(真空学会)の会長、IUVSTAの委員そ

して会長を務められ、国内外の表面科学研究の発展に多大の寄与をされました。VASCAAというアジア諸国とオーストラリアの表面科学の国際会議も吉森先生のおかげでできた会議です。

表面物理では、表面構造相転移、吸着子間相互作用の効果、吸着・脱離の運動論から動力学、そして金属表面におけるフェルミ面効果と、幅広く興味深い研究を展開されました。特に私のような金属表面についての仕事を主にしていたものに対しては、フェルミ面効果について示唆に富んだコメントをしてくださいました。また、研究は楽しんでやるものという信念はお持ちのように見受けられました。一方で、気ままに研究をやっているはそのうち立ち行かなくなるという今日のような状況を見越しておられたようにも思います。

趣味も多彩で、若い頃は、コーラスや詩歌活動もやっておられたと伺っていますが、阪大では、土曜日に我々や学生を誘ってボーリングをしに行くことがよくありました。学生も先生と遊べることを楽しみにしていました。そのうち釣りの好きな学生がいて、若手教官と釣りに行くようになると、先生も「私も釣りを始めるから、教えてください。とりあえず、釣り道具を買いに行きましょう。」と言われ、我々と一緒に釣りにも行かれるようになりました。学生と交流することを大切にされ、研究室の忘年会は必ず泊まりがけでした。また、夏休みにも研究室の学生セミナーを泊まりがけでやり、発表のある学生は結構大変だったと思いますが、吉森先生は結構楽しんでおられるようでした。春には丁度桜が咲いてきれいなときに花見もよくしました。ただ、行動はゆっくりなのですが、結構せっちな面もあり、「花見をしよう。」と言われるやすぐに歩き始め、我々を置いてきぼりにしてしまうようなこともありました。学生達もそれは承知の上で、場所だけ聞いてすぐに買い物に走り回っていました。

新しいものを利用することには積極



的に取り組まれ、PCが普及し始めたときには、すぐに使ってみようと思われました。一方で、旧仮名遣いを改めようとしなれないと言うような頑固な面もありました。PCが普及しワープロソフトが出た時には、PCに向かって入力中に我々を呼んで、「変換してくれない」と言われるので、よく見ると旧仮名遣いで書いておられるので、「先生、それは旧仮名遣いです。」と言うと、「そうか。PCソフトは旧仮名遣いは知らんのか。」と仰ったりしていました。それと、よく旧漢字を黒板に書かれ、我々の世代はなんとか対応できたのですが、学生が読めないことはよくありました。

大阪大学を定年退官後、岡山理科大学に行かれ、そこでも博士課程学生を指導され、また、総合情報学科の設置に尽力され、また、兵庫県とSPring-8が共同で始めた播磨科学フォーラムの第1回のコーディネータをしていただきました。岡山理科大学を退職後も、研究室OBのその後を常に気にかけていただき、我々の学生の学会や研究会での発表を聞いて、「この学生さんは良くできるでしょう。大事に育てなさい。」と声をかけてくださることもあり、物理学会の時には、吉森先生を囲む飲み会に参加していただきました。昨年春の年会の時も神戸で開いた会に出席していただきました。この春の学会にも参加して皆に会いたいと仰っていたようですが、その前にお亡くなりになり、一同悲しい気持ちで一杯です。このような学生や後輩に接する態度は、今も我々吉森先生の薫陶を受けた者が引き継いでいます。

(2013年4月2日原稿受付)

D. J. Tannor 著, 山下晃一他訳

## 入門 量子ダイナミクス (上); 時間依存の量子力学を中心に

化学同人, 京都, 2011, xxxi + 454p, 22 × 16 cm, 本体 7,500 円 [学部向]

ISBN 978-4-7598-1459-0

D. J. Tannor 著, 山下晃一他訳

## 入門 量子ダイナミクス (下); 時間依存の量子力学を中心に

化学同人, 京都, 2012, vii + 382p, 22 × 16 cm, 本体 6,800 円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-7598-1460-6

加納 英明 (筑波大・数理)

書評の依頼を頂き、私が本書を手にとって一番印象に残った文章が、第一章のはじめの部分に書かれている。「量子力学において時間がどこに消えてしまったのか、学生にはわからなくなってしまう」というくだりである。学生時代の小生も、同様にわからなくなり、しばらくの間、もやもや感を持ち続けた一人である。そして著者は、それがどのように解決されるのか、波束の概念を用いて本書で丁寧に解説している。

量子力学に初めて触れる学生に講義するときにも、シュレディンガー方程式が量子力学の基礎方程式であること

を教えるものの、それは時間に依存しない固有方程式であることが多い。時間依存性は、固有方程式により得られた基底達の重ね合わせ、すなわち波束を用いることであらわすことができ、それにより「古典力学での直感との対応を回復することができる」(本文より抜粋)と著者は続ける。

言われてみればその通りなのだが、その観点で量子力学を一から組み立て直している本書は、量子力学の教科書として大変ユニークな視点を提供していると言える。

本書は上下巻に分かれている。どちらもボリュームたっぷりの厚みがある

が、著者はそのうち第一部「描像と概念」と第三部「応用」を講義に取り入れることを薦めている。第一部は、前述の通り、時間発展する波束の描像と表示に焦点が置かれている。本書を読むと、古典と量子との対応づけに、著者が心を砕いているのがよくわかる。関連する著者のウェブサイトには、学生の直感的理解を助ける動画が多数掲載されており、大変楽しめる。第三部には、主に光と物質の相互作用を中心に、最先端のトピックスが網羅されている。複数のフェムト秒レーザーパルスを用いた波束干渉、強光場励起、化学反応のコヒーレント制御などが、波束の概念を用いて丁寧に解説されている。特に、フェムト秒レーザーパルスを用いた化学反応制御の部分は、著者の専門でもあり、詳述されている。

多くの練習問題が掲載されていることも、本書の大きな特徴の一つであろう。講義のための教科書、大学院生同士の輪講のための教科書など、様々な利用に好適な一冊である。

(2012年12月13日原稿受付)

白鳥紀一, 近 桂一郎

## 磁性学入門

裳華房, 東京, 2012, ix + 345p, 22 × 16 cm, 本体 4,700 円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-00-011138-6

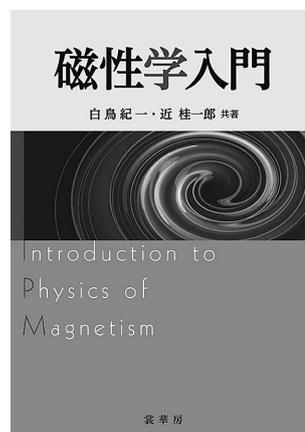
土浦 宏紀 (東北大院工)

時間をかけて書かれた本であると思う。取り扱う内容は、金森順次郎『磁性』(培風館)に近い。同書の序文には、磁性学への入門書として書いたが結果的に磁性理論への入門書になってしまったというくだりがある。本書は、その書名が示すとおり、まさに金森のいう「磁性学への入門書」である。全編通して、磁性材料の物性を理解するという姿勢が貫かれている。また、磁歪、磁化過程や磁壁の構造およびダイナミクスといった、いわゆる磁性理論の教科書では省略されがちな話題の解説も与えられており、近角聡信『強磁性体の物理』(裳華房)の視点も併せもつ。これらの名著をご存じの読者には、以上で本書の特長をお分かりいただけるのではないだろうか。

若い学生会員や、磁性には縁が薄い分野を専門とする読者に対して、本書の内容をもう少し具体的に紹介しよう。

「磁性学の勉強を始める前に」と題された第0章では、磁束密度や磁気モーメントの定義はもちろん、磁性学において磁場  $H$  を導入する意義などが丁寧に説明される。研究室に配属直後の学生が勉強を始める際、本章の記述は大変役立つだろう。

第1章で孤立スピンにおけるキュリーの法則、伝導電子が示すパウリの常磁性とランダウ反磁性を説明した後、第2章では結晶中の局在電子が示す磁性、結晶場とスピン軌道相互作用が解説される。本書全体に言えることだが、記述は平易で、式の導出過程も丁寧に記されている。



第3章は、3d遷移金属を題材とした磁気異方性と磁歪の解説にあてられている。磁気異方性の起源を微視的に理解することは、スピントロニクスや永久磁石の分野における極めて重要な課題であるにも関わらず、その基本的な考え方を説く教科書は意外なほど少ない。冒頭で触れた金森の教科書が入手困難な今、本章の記述は貴重である。

続く第4章は磁気モーメントの従う運動方程式に始まり、磁気緩和、核磁

気共鳴, メスバウアー効果までが述べられる.

第5章から7章までは, 局在スピンス系および遍歴電子系における磁気秩序と素励起に関する解説が与えられる. その理論的取り扱い, スピン波理論およびストナー理論までの範囲に限定されている.

最後に第8章では, マグネティクス, つまりメソスケールの磁気学について入門的な解説がなされる. ここで記述される磁気ヒステリシス曲線や磁壁の

構造・ダイナミクスは, やはりスピントロニクスおよび永久磁石の研究における必修項目であり, ここに至って本書による磁性学入門は完結する.

磁性に関する名著は多く, 現在も優れた教科書が刊行されつつある. その中で本書は, 新規磁性材料の探索に乗り出そうとする意欲的な若手研究者や学生に, 最初に手に取るべき本として推薦できる良書である.

(2013年2月8日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に, 隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます.

紹介書籍の表紙画像につきましては, 出版社の許可を得られたもののみ掲載しております.

## 図書リスト

### 最近の寄贈書

Y. V. Nazarov and J. Danon: Advanced Quantum Mechanics; A Practical Guide

Cambridge Univ. Press, UK, 2013, xiv + 354p, 25×19 cm, £45.00

ISBN 978-0-521-76150-5

R. A. Serway, J. W. Jewett, Jr. 著, 鹿兒島誠一, 和田純夫訳: サウエイ基礎物理学; I. 力学

東京化学同人, 東京, 2013, xxii + 304p, 26×18 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-8079-0830-1

クリフォード・スワルツ著, 園田英徳訳: 物理がわかる実例計算101選; 大づかみに計算して物理現象を理解する

講談社, 東京, 2013, 229p, 17×11 cm, 本体880円 (ブルーボックス B1809)

ISBN 978-4-06-257809-7

ピーター・ベジック著, 青木 薫訳: 青の物理学; 空色の謎をめぐる思索

岩波書店, 東京, 2011, xii + 210 + 28p, 19×14 cm, 本体2,600円

ISBN 978-4-00-005011-1

飯尾勝矩, 上川井良太郎, 小野昱郎: 基礎

電磁気学

森北出版, 東京, 2013, vi + 246p, 22×16 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-627-15481-0

伊藤智義編: GPU プログラミング入門; CUDA5による実装

講談社, 東京, 2013, x + 197p, 23×18 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-06-153820-7

小嶋 泉, 岡村和弥: 無限量子系の物理と数理

サイエンス社, 東京, 2013, v + 212p, 26×18 cm, 本体2,381円 (SGC ライブラリ-98)

ISSN 4910054700435

加藤岳生: ゼロから学ぶ統計力学

講談社, 東京, 2013, 222p, 21×15 cm, 本体2,500円 (ゼロから学ぶシリーズ)

ISBN 978-4-06-154676-9

高エネルギー加速器研究機構監修, 門野良典, 足立伸一, 小野寛太, 稲田康宏, 伊藤晋一, 鬼柳善明, 大友季哉, 兵頭俊夫著: 量子ビーム物質科学

共立出版, 東京, 2013, viii + 232p, 22×16 cm, 本体3,800円 (KEK 物理学シリーズ第6巻)

ISBN 978-4-320-03489-1

左貝潤一: 光学機器の基礎

森北出版, 東京, 2013, vi + 215p, 22×16 cm, 本体3,200円

ISBN 978-4-627-15401-8

佐藤憲昭, 三宅和正: 磁性と超伝導の物理; 重い電子系の理解のために

名古屋大学出版会, 愛知, 2013, viii + 390p, 21×15 cm, 本体5,700円

ISBN 978-4-8158-0726-9

朝永振一郎著, 江沢 洋編: 物理学への道程

みすず書房, 東京, 2012, 367p, 20×14 cm, 本体3,400円

ISBN 978-4-622-08365-8

宮崎照宣, 土浦宏紀: スピントロニクスの基礎

森北出版, 東京, 2013, vii + 227p, 22×16 cm, 本体3,600円

ISBN 978-4-627-77461-2

吉田伸夫: 明解 量子宇宙論入門

講談社, 東京, 2013, viii + 259p, 21×15 cm, 本体3,800円

ISBN 978-4-06-153285-4

## 掲示板

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

## 人事公募

### 人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

### ■横浜国立大学大学院工学研究院教授

1. 教授1名  
2. 知的構造の創生部門/物理工学コース  
3. 原子分子・量子エレクトロニクス, 又はスピントロニクス・量子情報の分野の先端的な実験研究, 及び理工学部数物・電子情報系学科物理工学教育プログラム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. 2014年4月1日  
5. 5年(横浜国大規則による)。研究業績や教育能力等の評価によりテニユアの資格を獲得することが可能。  
6. 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 ○研究業績概要(A4, 2枚以内) ○研究計画(A4, 2枚以内) ○

教育に関する抱負(A4, 1枚以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○以上の文書を印刷した書類1部と, 一つのpdfとして記録したCD又はDVD一枚

8. 2013年7月19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 梅原出  
②電話045-339-4184 izuru@ynu.ac.jp  
10. 協力して研究を行う准教授を2014年度に採用する予定。応募書類は封筒に「教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類不返却。

### ■関西大学システム理工学部教授

1. 教授1名  
2. 物理・応用物理学科  
3. 専門分野: 波動関係。担当科目: 当学科の専門科目, 理工系・文系学部の物理関連共通科目。大学院科目含。  
4. 2014年4月1日  
5. なし  
6. 博士号取得者で私学教育に理解があり学部学科運営にも積極的に関与し, 専門分野の教育・研究及び理工系基礎科目の教育を推進して頂ける方。学部学科運営の経験者が望ましい。  
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(著書, 査読付学術論文, 国際会議発表論文, 代表者として取得した外部資金の実績, その他に分類) ○今迄の教育・研究の概要2枚以内 ○主要論文別刷コピー3編以内 ○着任後の教育・研究への抱負2枚以内 ○照会可能者氏名, 所属, 連絡先 ○希望職位・専門分野  
8. 2013年7月25日(木)  
9. 564-8680 吹田市山手町3-3-35 関西大学システム理工学部物理・応用物理学 齊藤 正  
10. 封筒に「専任教育職員応募」と朱書し書留にて送付。応募書類等不返却。適任者無き場合, 採用見送ることあり。1次書類審査結果は8月31日迄に連絡。

### ■豊田工業高等専門学校一般学科教員

1. 講師又は助教1名  
2. 応用物理学又は物理学(いずれも物性物理学実験の分野)  
3. 物理, 応用物理, 物理実験, 応用物理実験, 解析力学, 統計熱力学。  
4. 2014年4月1日  
5. なし

7. ○履歴書 ○研究業績一覧(学術論文, 国際会議論文, 口頭発表, 著書, その他に分類し, 発表年順に記載) ○過去5年間の主要論文別刷3編・著書の概要コピー ○現在の研究分野の概要(約1,000字) ○着任後の教育と研究に関する抱負(約1,500字) ○推薦書1通又は照会可能者2名の連絡先(氏名, 所属, 電話, e-mail等)  
8. 2013年7月25日(木)  
9. 471-8525 豊田市栄生町2-1 豊田工業高等専門学校総務課人事労務係 電話0565-36-5903  
10. 封筒に「一般学科(物理)教員公募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募前に<http://www.toyota-ct.ac.jp/citizens/kyouinkoubo.html>を必ず確認のこと。

### ■島根大学大学院総合理工学研究科准教授

1. 准教授1名  
2. 物理・材料科学領域  
3. 電子顕微鏡等を用いた金属材料の粒子線照射効果の研究。大学院総合理工学研究科物理・材料科学コースに関わる専門科目及び物質科学科(物理分野)に関わる専門科目及び共通教養科目  
4. 2013年11月1日  
5. なし  
6. 博士号取得者  
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(研究費の獲得実績, 及び学会活動・社会活動の実績含) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○研究概要と着任後の研究計画(合計約2,000字) ○教育に関する実績と今後の教育に関する抱負(合計約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先  
8. 2013年7月26日(金)必着  
9. ①690-8504 松江市西川津町1060 島根大学大学院総合理工学研究科 服部泰直  
②同研究科物理・材料科学領域 田中宏志 電話/Fax 0852-32-6386 h.tanaka.riko.shimane-u.ac.jp  
10. 封筒に「物理・材料科学領域准教授応募書類在中」と朱書し(簡易)書留で送付。応募書類原則不返却。本学は男女共同参画を推進している。

### ■明治大学理工学部教員

[I]

1. 准教授又は講師1名  
2. 物理学科  
3. 生物物理学の理論研究。量子力学・統計力学等物理学の基幹科目を担当頂

ける方。物理学科の4年生・大学院生の研究指導に従事。

- 2014年4月1日
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付, e-mail記載) ○研究業績リスト ○研究概要(2,000字以内) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○教育への抱負(1,500字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○外部資金等の獲得状況とその他特記事項 ○推薦書1通 ○照会者2名の氏名, 連絡先(e-mail含) ○書類一式と共に電子ファイル(推薦書以外, PDF又はWord形式)を保存したCDを提出
- 2013年7月26日(金)必着
- 214-8571川崎市多摩区東三田1-1-1 明治大学理工学部物理学科 立川真樹 電話044-934-7271 Fax 044-934-7911 tachikaw isc.meiji.ac.jp
- 封筒に「理論生物物理学教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。書類は選考の目的以外不使用。

#### [II]

- 准教授又は講師1名
- 4, 5, 6, 7, 9は[I]と同じ。
- 物理学の実験研究。主として理工学部の基礎教育科目(基礎物理学・基礎物理学実験)を担当頂ける方。物理学科の4年生・大学院生の研究指導にも従事。
- 2013年8月31日(土)必着
- 封筒に「実験物理学教員応募書類在中(基礎教育)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。書類は選考の目的以外不使用。同時に, 専門教育を担当する実験物理学の教員を募集。双方に応募する場合は, 別々に応募書類を提出。

#### [III]

- 准教授又は講師1名
- 4, 5, 6, 7, 9は[I]と同じ。
- 物理学の実験研究。主として物理学科の専門科目を担当頂ける方。物理学科の4年生・大学院生の研究指導に従事。
- 8は[II]と同じ。
- 封筒に「実験物理学教員応募書類在中(専門教育)」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。書類は選考の目的以外不使用。同時に, 基礎教育を担当する実験物理学の教員を募集。双方に応募する場合は, 別々に応募書類を提出。

#### ■物質・材料研究機構定年制職員

##### [I]

- ①研究職各1名(11分野), 物質・材料一般(分野不問)若干名。②エンジニア職各1名(3分野)。
- 研究職: ①高温材料 ②半導体ナノ構造物質 ③ナノ物性理論 ④原子エレクトロニクス ⑤ジオ機能材料 ⑥高性能合金 ⑦ナノシステム光学 ⑧高輝度光解析 ⑨表面物性計測 ⑩構造体化 ⑪リチウム空気電池。エンジニア職: ⑫材料情報 ⑬材料分析 ⑭電子顕微鏡
- 4, 7, 9① HP参照。
- 2013年7月28日(日)必着
- ②305-0047つくば市千現1-2-1(独)物質・材料研究機構企画部門人材開発室 電話029-859-2555 nims-recruit nims.go.jp
- 詳細は<http://www.nims.go.jp/employment/permanent-staff.html>参照。2②, ④の詳細は[II], [III]参照。

##### [II]

- 研究職1名
- ナノスケール材料部門無機ナノ構造ユニット半導体ナノ構造物質グループ
- CVD, スパッタ, PLD, 或いは化学的手法を利用して, トランジスタ, 太陽電池, Liイオン二次電池, センサー等へ応用できる半導体ナノ構造体の形成を行う。構造制御, 不純物ドーピング, 及び表面制御等によるナノ構造体の機能化と評価を行う。
- 2013年11月1日(応相談)
- なし(定年制, HP参照)
- 博士号取得者, 又は着任時迄の博士号取得見込者。英語での研究に関するコミュニケーションが可能であること。半導体ナノ構造体の形成技術, 構造・物性評価に関する何れかの経験を有すること。

7, 9① HP参照

8, 9②, 10は[I]と同じ。

##### [III]

- 研究職1名
- ナノスケール材料部門・原子エレクトロニクスユニット・原子エレクトロニクスグループ
- 原子・分子スケールで発現する特異な機能の探索や, その機能を利用した新しい素子開発, それらを用いた新しい回路やアーキテクチャーに関する研究。これらの研究を推進することで, 脳型コンピューター等の次世代情報処理システムの開発に資することを旨とする。

- 2013年10月1日(応相談)
- 5, 7, 9①は[II]と同じ。
- 博士号取得者, 又は着任時迄の博士号取得見込者。英語での研究に関するコミュニケーションが可能であること。物性物理や材料科学に関する研究を含む, 広い意味でのナノサイエンスやナノエレクトロニクスの研究開発に従事した経験を有する者。実験, 理論不問。企業や大学等において, 若手や学生の指導経験があることが望ましい。
- 8, 9②, 10は[I]と同じ。

#### ■理化学研究所准主任研究員

- 准主任研究員1名
- 勤務地は, 研究実施上の適性, センター長等との調整によって決定。
- 研究分野は特定しない。応募者自身の自由な発想に基づく学際的な研究分野を開拓して頂く。
- 原則2014年4月1日
- 常勤, 60歳定年
- 長期的視野を持つ, 次世代の科学技術分野を創成できる自律的研究者で, 研究室を主宰するのに十分な能力と研究業績を有する方。(博士取得後10年未満程度)
- <http://www.riken.jp/careers/researchers/20130501/>から取得
- 2013年7月31日(水)17時(日本時間)必着
- 351-0198和光市広沢2-1(独)理化学研究所外務・研究調整部准主任研究員事務局 riken-acs25 riken.jp
- 電話による問合せ不可。提出書類不返却。

#### ■九州大学大学院理学研究院准教授

- 准教授1名
- 物理学部門物性物理学講座
- 物性実験。特に分野は限定しない。大学院・学部の教育と研究指導及び全学共通教育を担当し, 教室運営を分担する。
- 採用決定後早期
- なし
- 特になし
- 履歴書 ○業績リスト(外部資金獲得状況含) ○研究歴 ○着任後の研究計画と教育の抱負 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○着任可能時期 ○主要論文別刷5編以内 ○その他特記事項
- 2013年8月9日(金)必着
- 812-8581福岡市東区箱崎6-10-1九州大学大学院理学研究院物理学部門

木村康之 電話092-642-2534 kimura  
phys.kyushu-u.ac.jp

10. 封筒に「応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。提出書類は書面に加え、PDF (USBメモリー又はCD-ROM)も同封のこと。応募書類返却不可能。詳細は[http://www.sci.kyushu-u.ac.jp/html/koubo/h25/phys\\_busse2.html](http://www.sci.kyushu-u.ac.jp/html/koubo/h25/phys_busse2.html)参照。

#### ■文教大学教育学部学校教育課程教員

1. 教授又は准教授1名
2. 理科専修(越谷市南荻島3337)
3. 物理学及び物理学教育。担当科目:物理学概論Ⅰ・Ⅱ, 物理学A・B, 物理学実験Ⅰ・Ⅱ・Ⅲ, 教科教育法理科Ⅳ, 卒業研究, 物理学(共通教養), 他
4. 2014年4月1日
5. なし(就業規則により, 定年は70歳)
6. 博士号取得者又は同等の研究業績を有する者。コンピュータ・ネットワークの知識があることが望ましい。
7. ○履歴書1通(写真貼付, 本学所定様式) ○教育研究業績書1通(本学所定様式) ○教育研究業績書に記載された業績のうち主要なもの5点(抜き刷り, コピー可) ○本学所定様式は<http://www.bunkyo.ac.jp/gakuen/saiyo.htm>よりダウンロード
8. 2013年8月20日(火)必着
9. 343-8511 越谷市南荻島3337 文教大学越谷校舎総務課 電話048-974-8811 Fax 048-974-9439 ksoumu stf.bunkyo.ac.jp
10. 郵送のみ受付。封筒に「教育学部学校教育課程理科専修教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類原則不返却(返却希望者は返却希望の書類を明記の上, 返信用封筒を同封)。応募書類の個人情報については審査時の資料とする以外不使用(採用予定者についても労務管理以外不使用)。書類選考通過者は2013年9月25日(水)頃迄に本人宛に通知。2013年10月5日(土)に面接(模擬授業)を行う。

#### ■東京工業大学大学院理工学研究科助教

1. 助教1名
2. 化学専攻分子化学講座
3. 物理化学。ナノ空間における化学反応及び分子物性に関する研究を木口学教授と協力して進め, 独自の研究領域を開拓する意欲のある方。今迄の経験不問。加えて, 大学院・学部の教育に熱意をもって取り組んで頂ける方。
4. 2014年4月1日迄のできるだけ早期

5. なし
6. 博士号取得者か取得見込者, 又は同等の研究業績を有する方
7. ○履歴書 ○業績リスト ○論文別刷5編以内 ○研究概要(A4, 2枚) ○研究と教育に対する抱負(A4, 1枚) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年8月30日(金)必着
9. ①152-8551 東京都目黒区大岡山2-12-1H58 東京工業大学大学院理工学研究科化学専攻事務室  
②木口 学 電話03-5734-2071 kiguti chem.titech.ac.jp
10. 封筒に「分子化学講座助教応募書類在中」と朱書きし, 印刷体とそのpdfが入ったUSBメモリを同封の上, 差出し記録の残る方法で送付。応募書類等不返却。

#### ■東京農工大学大学院工学研究院准教授

1. テニユアトラック准教授1名
2. 先端物理工学部門
3. 理工学又はその周辺科学を融合した分野で, 実験・理論不問。当該分野において新しい潮流を創り出す独創的な研究を行える方。
4. 2013年11月1日以降早期(2013年度内に着任できること)
5. 着任後5年(審査により任期なしに移行)。常勤, スタートアップ資金あり。
6. 博士号を有し, 学位取得後10年以内。40歳未満。
7. ○履歴書(写真貼付), 研究業績リスト ○主要論文5編以内の別刷又はコピー ○今迄の研究成果概要(和文, 約1,000字) ○今後の研究計画概要(和文, 約1,000字) ○教育に関する抱負(和文, 約1,500字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年8月30日(金)必着
9. 184-8588 小金井市中町2-24-16 東京農工大学大学院物理システム工学専攻 三沢和彦 電話/Fax 042-388-7485 kmisawa cc.tuat.ac.jp
10. 応募書類一式は簡易書留で送付。本公募はテニユアトラック普及・定着事業(文部科学省)の補助対象。詳細は<http://www.ap.tuat.ac.jp/>参照。

#### ■北海学園大学工学部教員

1. 准教授又は講師1名
2. 電子情報工学科
3. 広い意味での理論物理学, 一般教育科目「物理学概論Ⅰ・Ⅱ, コンピュータ科学」, 専門教育科目「物理学Ⅰ・Ⅱ,

情報リテラシー演習」を担当。

4. 2014年4月1日
5. なし(定年68歳)
6. 博士号取得者(取得見込含)
7. ○履歴書(写真貼付, e-mail明記) ○業績リスト ○今迄の研究・教育実績の概要(A4, 約1枚) ○今後の研究計画・教育についての抱負(A4, 約1枚) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○主要論文要旨 ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年8月31日(土)
9. 064-0926 札幌市中央区南26条西11-1-1 北海学園大学工学電子情報工学科山下晴康 電話011-841-1161(ex.7852) Fax 011-551-2951 yamasita eli.hokkai-s-u.ac.jp
10. 封筒に「公募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。選抜候補者には面接を行う(旅費等本人負担)。

#### ■芝浦工業大学工学部准教授

1. 准教授1名
2. 共通学群物理科目
3. 物性実験
4. 2014年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。本学の教育方針と現状を理解し, 工学部の共通教育, 大学運営, 研究のいずれも熱意をもって取り組んで頂ける方。他の物理科目教員と連携して教育, 大学運営, 研究ができる方。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内とその概要説明 ○今迄の研究テーマとその概要 ○今後の研究計画 ○学生の研究テーマの例3題とその概要説明 ○教育歴 ○本学での教育に対する抱負 ○推薦書2通と照会可能者1名以上の氏名, 連絡先
8. 2013年9月5日(木)
9. ①337-8570 さいたま市見沼区深作307 芝浦工業大学工学部共通学群物理科目中村統太 電話048-687-5028 tota sic.shibaura-it.ac.jp  
②芝浦工業大学工学部共通事務室 電話048-687-5003
10. 応募書類の封筒には「物理学教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。詳細は<http://www.shibaura-it.ac.jp/recruit/detail/id/2918/>参照。

## ■分子科学研究所助教

1. 助教1名
2. 生命・錯体分子科学研究領域生体分子情報研究部門
3. 分光的手法により、イオンチャネルやGPCR等の膜タンパク質の分子機構の解明に挑む研究者。主として当該研究部門の古谷祐詞准教授と協力して研究を行う。
4. できる限り早期
5. 6年を目途に転出を推奨
6. 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
7. ○推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
8. 2013年9月10日(火)消印有効
9. 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113 r7113 orion.ac.jp
10. 詳細は <http://www.ims.ac.jp/jinji/index.cgi> 参照。当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる (<http://www.ims.ac.jp/jinji/sankaku.html>)。

## ■北海道大学大学院理学研究院教授

1. 教授1名
2. 物理学部門物性理論研究室
3. 物性基礎論の研究。大学院物性物理学専攻に所属し、大学院生の研究指導、学部学生の教育を担当。
4. 採用決定後早期
5. なし
6. 博士号を有し、上記分野で優れた研究教育の実績が有ること。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(査読付学術論文、総説・解説、著書、国際会議プロシーディングス、招待講演、受賞等に分類。主要論文5編に○印) ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要(約2,000字) ○今後の研究計画と教育についての抱負(約2,000字) ○外部資金の獲得状況、その他特記事項 ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○上記書類一式の電子ファイルを保存したCD-ROM
8. 2013年9月13日(金)必着
9. ①060-0810 札幌市北区北10条西8丁目 北海道大学大学院理学研究院物理学部門 野村一成

②同上 電話011-706-4430 knmr  
phys.sci.hokudai.ac.jp

10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き書留で送付。応募書類不返却。

## ■神奈川大学工学部専任教員

1. 教授又は准教授1名
2. 工学部物理学教室
3. 物性物理学(数値シミュレーション等)。研究・教育(工学部基礎教育としての物理学, 物理学実験, 情報処理, 及び全学共通教養科目)・教室運営。
4. 2014年4月1日
5. なし
6. 博士号を有し、教育に熱意及び実績があり、本工学部将来構想に沿った人材と考えられる者。
7. ○履歴書(写真貼付) ○教育研究業績書1部(本学所定書式) ○主要著書及び論文抜刷5編以内(コピー可) ○研究概要と今後の研究計画 ○教育に対する抱負 ○教育経験の概要 ○外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名、所属、電話、e-mail ○主に活動している日本物理学会の領域名 ○希望する職名
8. 2013年9月28日(土)必着
9. ①221-8686 横浜市神奈川区六角橋3-27-1 神奈川大学学長室気付工学部長 庄司正弘 電話045-481-5661(代) ②工学部物理学教室 日比野欣也 hibino n.kanagawa-u.ac.jp Fax 045-413-7288
10. 詳細、書式は <http://www.kanagawa-u.ac.jp/employment/professor/fulltime/> 参照。

## 学術的会合

### 学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

### ■日本磁気学会第191回研究会「ベリー位相とトポロジカル絶縁体」

主催 日本磁気学会  
日時 2013年7月9日(火) 10:30~16:30

場所 中央大学駿河台記念館330号室(東京都千代田区神田駿河台3-11-5 電話03-3292-3111)

内容 電子のBerry(ベリー)位相や、それに起因するトポロジカル絶縁体が、物性物理学でのホットな話題となり久しい。しかし「ベリー曲率」というのは磁場みたいなもの」と聞いても、うまくイメージが掴めない方も多いのではないだろうか。とはいえ、本質的にスピンの関係する現象だけに、磁気学会としても看過するわけにはいかない。どうやら表面や界面を舞台とするようだ。そして“スピンホール効果”や“スピン流”など聞き慣れた言葉も登場する。本研究会は、ベリー位相やトポロジカル絶縁体について、その基礎から現実的な材料や測定手法、さらに応用の可能性までを広く学ぶ機会としたい。

定員 60名

参加費 3,000円(資料代込)、学生無料、資料代のみ1,000円

申込 当日受付

連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 杉村 電話03-5281-0106 Fax 03-5281-0107 msj.bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/191.html>

### ■サマー・サイエンスキャンプ2013

主催 科学技術振興機構

日時 2013年7月23日(火)~8月28日(水)の期間中、2泊3日~4泊5日

場所 大学、公的研究機関、民間企業等58会場。詳細はWeb参照。

内容 先進的な研究テーマに取り組んでいる日本各地の大学、公的研究機関、民間企業等を会場として、第一線で活躍する研究者・技術者から本格的な講義・実験・実習を受けることができる、高校生のための科学技術体験合宿プログラム

定員 会場毎8~40名(計880名)

参加費 2,000円(食費の一部に充当。交通費は自己負担)

申込 <http://rikai.jst.go.jp/sciencecamp/camp/> より募集要項・参加申込書入手、必要事項を記入の上、事務局宛郵送。

参加応募締切 2013年6月14日(金)必着  
連絡先 102-0091 東京都千代田区北の丸公園2-1 日本科学技術振興財団振興事業部内 サイエンスキャンプ本部事務局 電話03-3212-2454 Fax 03-3212-0014 camp-boshu25 jsf.or.jp

その他 応募資格は高等学校、中等教育学校後期課程又は高等専門学校(1~3学

年)等に在籍する生徒。

### ■第19回結晶工学スクール(2013年)

主催 応用物理学会結晶工学分科会  
協賛 日本物理学会  
日時 2013年7月30日(火)~8月1日(木)  
場所 名古屋大学シンポジオン(464-0814  
名古屋市千種区不老町)  
内容 結晶成長、構造解析、電子・光物性  
にかかわる基礎的内容を厳選し、講義内  
容のレベルは、大学院生、企業の研究・  
開発者等を対象に設定しているが、既に  
研究者として活躍している方にもバック  
グラウンドや関連分野の補強として十分  
に利用して頂ける。  
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 2013年7月9日(火)  
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  
事務局 岡山昇平

### ■International Symposium on Science Explored by Ultra Slow Muon

主催 科研費新学術領域研究「超低速ミュ  
オン顕微鏡が拓く物質・生命・素粒子科  
学のフロンティア」総括班  
日時 2013年8月9日(金)~12日(月)  
場所 松江コンベンションビューロー  
(690-0826松江市学園南1-2-1 電話  
0852-32-1903)  
内容 超低速ミュオン顕微鏡は、ナノメ  
ーター分解能で表面近傍、界面から内部に  
わたる諸現象の解明や、マイクロメー  
ター分解能で物質内部の走査的研究を可能  
とする新規な実験装置である。ここで行  
われる科学研究及び超低速ミュオンビー  
ム開発を、周辺分野も交えて検討し、そ  
の可能性を議論する。ミュオン実験に馴  
染みがない研究者の参加も歓迎。  
参加費 30,000円  
参加申込締切 講演がない場合は当日受付  
可  
連絡先 slowmuon yamanashi.ac.jp [http://  
slowmuon.jp/intl\\_symposium/](http://slowmuon.jp/intl_symposium/)  
その他 領域会議に先立ち8月8日(木)に  
プレスクール(若手研究者及び非専門家  
対象)を開催。詳細はHP参照。

### ■平成25年度未踏科学サマー道場「ポリマ ー精密合成の基礎と応用」

主催 未踏科学技術協会  
日時 2013年8月27日(火)~29日(木)  
場所 湘南国際村センター(240-0198神

奈川県三浦郡葉山町上山口1560-39 電  
話046-855-1800)  
内容 「高分子精密合成は高分子合成の主  
流となりうるか~工業化への可能性を求  
めて~」詳細は[http://www.sntt.or.jp/summer/  
prg/prog\\_12.php](http://www.sntt.or.jp/summer/prg/prog_12.php)参照。

定員 80名  
参加費 企業40,000円、大学・公的研究機  
関20,000円、学生5,000円  
参加申込締切 定員になり次第締切  
ポスター発表申込締切 2013年7月30日(火)  
連絡先 105-0003東京都港区西新橋1-5-  
10 未踏科学技術協会サマー道場事務局  
大貫 電話03-3503-4681 Fax 03-3597-  
0535 mitohsci2013 sntt.or.jp

### ■第4回社会人のための表面科学ベーシッ ク講座

主催 日本表面科学会  
協賛 日本物理学会  
日時 2013年9月2日(月)~3日(火)  
場所 東京理科大学1号館17階大会議室  
(162-8601東京都新宿区神楽坂1-3 電  
話03-3260-4271)  
内容 大学で表面科学の基礎を学ぶ機会を  
逸した方やもう一度基礎から学び直した  
い方を主な対象として、表面がなぜ重要  
なのかを大学学部レベルの基礎知識をも  
とに解きほぐして解説する。

定員 100名  
参加費 30,000円、学生9,000円(教科書代、  
配布資料代、消費税込)  
参加申込締切 2013年8月26日(月)  
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-  
13本郷コーポレイション402 日本表面  
科学会事務局 電話03-3812-0266  
Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org  
<http://www.sssj.org>  
その他 詳細はHP参照。

### ■第29回分析電顕討論会

主催 日本顕微鏡学会分析電子顕微鏡分科  
会  
日時 2013年9月3日(火)~4日(水)  
場所 幕張メッセ国際会議室(261-0023千  
葉市美浜区中瀬2-1)  
内容 EDS、EELS及びSTEM観察に関する  
基礎と共に、先端的EELS研究の報告、  
材料分析手法の最適化や試料作製法に関  
する最新情報を紹介。9月3日(火):チ  
ュートリアル、特別講演、最先端EELS  
研究。9月4日(水):試料作製、材料分  
析手法の最適化、一般講演。  
定員 150名  
参加費 6,000円、学生無料

一般講演申込締切 2013年8月9日(金)  
参加登録締切 2013年8月23日(金)  
連絡先 187-8588小平市上水本町5-20-1  
ルネサスエレクトロニクス(株)武蔵事業  
所 朝山匡一郎 電話042-312-7404  
Fax 042-327-8691  
その他 詳細は[http://eels.kuicr.kyoto-u.ac.jp/  
bunseki2013/](http://eels.kuicr.kyoto-u.ac.jp/bunseki2013/)参照。

### ■第56回表面科学基礎講座

主催 日本表面科学会  
協賛 日本物理学会  
日時 2013年10月16日(水)~17日(木)  
場所 大阪大学コンベンションセンター  
(565-0871吹田市山田丘1-1 電話06-  
6879-7171)  
内容 「表面・界面分析の基礎と応用」に  
ついて、初心者、若手研究者、技術者を  
対象として、入門的に且つ具体例を豊富  
に挙げて解説する事を目的とした講座。  
定員 100名  
参加費 30,000円、学生5,000円(テキスト  
代、消費税込)  
参加申込締切 2013年9月30日(月)  
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-  
13本郷コーポレイション402 日本表面  
科学会事務局 電話03-3812-0266 Fax  
03-3812-2897 shomu sssj.org  
その他 詳細は<http://www.sssj.org>参照。

### ■2013年真空・表面科学合同講演会 第33 回表面科学学術講演会・第54回真空に 関する連合講演会

主催 日本表面科学会、日本真空学会  
協賛 日本物理学会  
日時 2013年11月26日(火)~28日(木)  
場所 つくば国際会議場(305-0032つくば  
市竹園2-20-3 電話029-861-0001)  
内容 表面科学:表面物性、表面反応、他。  
真空:真空科学・工学、表面工学、他。  
参加費 7,000円、学生5,000円(要旨集代  
込)  
講演申込締切 2013年8月2日(金)17時  
要旨原稿受付締切 2013年9月27日(金)17  
時(予定)  
連絡先 日本表面科学会事務局 taikai13  
sssji.org <http://www.sssji.org>、日本真空学会  
事務局 ofc-vsji vacuum-jp.org [http://  
www.vacuum-jp.org/](http://www.vacuum-jp.org/)

### その他

助成公募の標準様式(1件500字以内)

○名称 ○対象(1行18字で7行以内)

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

■第1回湯浅年子賞候補者推薦依頼

対象 自然科学の諸分野において顕著な研究業績を挙げた女性. 自然科学の社会的普及活動或いは同分野の女性研究者を増大させる活動において, 顕著な業績を挙げた女性も含む. 但し日本国籍を有する女性又は日本において高等教育を受けた女性. 「金賞」と「銀賞」を設ける. 金賞:

自然科学の諸分野における業績が著しく顕著であり国内或いは国外において既に高い評価が確立している女性. 銀賞: 自然科学の諸分野における業績が特に顕著であり近い将来当該分野において国際的に活躍する女性になると認められる女性.  
 顕彰 賞状及びメダル他  
 推薦方法 他薦のみ  
 推薦締切 2013年7月31日(水)17時必着  
 提出・問合せ先 112-8610 東京都文京区大塚2-1-1 お茶の水大学広報チーム男女共同参画推進係 danjo cc.ocha.ac.jp  
 その他 提出書類等詳細は [http://www.ocha.ac.jp/danjo/yuasa\\_toshiko\\_prize.html](http://www.ocha.ac.jp/danjo/yuasa_toshiko_prize.html) 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.)  
 7月ユーザ名 : 13Jul  
 パスワード: James430  
 8月ユーザ名 : 13Aug  
 パスワード: Paul729

## 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
2013年			
7/5~6	第26回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会	山形市	68-6
7/9	日本磁気学会第191回研究会「ベリー位相とトポロジカル絶縁体」	東京	68-7
7/9~11	第55回表面科学基礎講座	東京	68-5
7/11~12	第16回超イオン導電体物性研究会	日立市(茨城)	68-5
7/14~19	第12回アジア太平洋物理会議 (APPC12)	千葉市	68-2
7/23~25	新物質とスペクトロスコープで切り開く超伝導研究	仙台市	68-6
7/23~8/28	サマー・サイエンスキャンプ2013	日本各地	68-7
7/30~8/1	第19回結晶工学スクール(2013年)	名古屋市	68-7
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム(QFS2013)	松江市	68-1
8/3~5	第11回ESR夏の学校	大阪市	68-5
8/5~7	第45回フラレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	豊中市(大阪)	68-6
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議(SCES2013)	東京	67-12
8/9~12	Int. Symp. on Science Explored by Ultra Slow Muon	松江市	68-7
8/12~16	第58回物性若手夏の学校	高島市(滋賀)	68-5
8/21	講演会「ナノ炭素材料」	東京	68-6
8/27~29	平成25年度未踏科学サマー道場「ポリマー精密合成の基礎と応用」	葉山町(神奈川)	68-7
9/2~3	第4回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	68-7
9/3~4	第29回分析電顕討論会	千葉市	68-7
9/3~6	The 6-th Asian Summer School and Symposium on Laser-Plasma Acceleration	木津川市(京都)	68-6
9/9~13	The 5th Int. Conf. on Recent Progress in Graphene Research 2013	東京	68-3
9/9~13	The 15th Int. Conf. on Ion Sources	千葉市	68-4
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/23~27	第9回プラズマ応用科学国際シンポジウム(ISAPS'13)	Istanbul (Turkey)	68-3
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会
9/28~30	Summer School 数理物理 2013「量子場の数理」	東京	68-6
10/16~17	第56回表面科学基礎講座	吹田市(大阪)	68-7
10/23~26	第34回Tex Users Group年次大会	東京	68-6
11/18~21	第12回国際シンポジウム「物質の起源と銀河の進化」(OMEG12)	つくば市(茨城)	68-6
11/21~22	Int. Symp. on Single Biomolecule Analysis 2013	京都市	68-6
11/26~28	2013年真空・表面科学合同講演会 第33回表面科学学術講演会・第54回真空に関する連合講演会	つくば市(茨城)	68-7

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年 3/27~30 9/18~21 10/14~18	日本物理学会第69回年次大会 (東海大学) 日本物理学会2014年秋季大会 (佐賀大学) (素粒子, 宇宙線, 宇宙物理) 日本物理学会2014年秋季大会 (ハワイ) (核物理)	平塚市 (神奈川) 佐賀市 ハワイ島	日本物理学会 日本物理学会 日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4

## 編集後記

野良猫のやってくる研究室の窓辺で、コーヒーを飲みながら積み上げた物理学会誌を読んでいると、みんながそれぞれ勝手なことを言い出した：

\*\*\*\*\*

—学会誌？ 読んだことないです。(4年生)

—ちゃんと読んでね、面白いから。(私)

—そうねー、ほとんど読まないな。誰か読んでる？

—分野がすごく広いよね。丁寧に書かれているから読もうと思えば読めるでしょうけど、たいていの細かな話には興味がついていけない。(はっきり言うD3)

—今、学会誌が大きく変わろうとしてるよ。記事の導入部を膨らませて丁寧にしたり、キーワードの解説付けたり…。(私)

—天文月報はよく読みますね、月報は表紙もいいですよ。(穏やかなM2)

—Physics todayやパリティは面白いよ、分からせようとする姿勢が鮮明。物理学会誌は…次の号を心待ちにはしないよね。(気楽なゲスト)

—良質の記事が並んでいるんだよ。どうしたら読まれるか考えてよ。>

—たいてい単独記事だから、ストーリーの広がりがないんだよ。「特集」を中心に編集したら？

—時々特集記事があるけど。>

—いやいや、それはある分野を集中的にやっただけですね。他の分野への広がりが無いんですよ。

—確かに！ その分野の深い物理的理解や発展は、その奥でなく横にヒントがあったりして…

—じゃ、単独の記事の提案だけでなく、物理の関連する周辺分野の記事を合わせて提案していけばいいのかな？>

—一部の人々にしか分からないような利用価値が非常に限定されるのであれば物理

学会誌としてまとまる必要はないわけです。(正論のポストク)

—物理の各論にはその分野の学会や専門誌があるので、物理学会誌は広い分野にまたがる境界領域なんかを題材にしたらいんじゃないかな？ その広い視野の中から関連する最先端研究たちを記事にすればいい。—<境界領域の物理を目指すわけね、それも面白いですね。>

—オンラインでも出版したら？ 関連する動画も付けるといいのでは。研究会の案内や報告も載せたら？ (柔軟なM1)

—そこにいろんな人のコメントも載せて自由に議論してもらったらどう？

—<オンライン版は機動的でいいですね。会員のコメントも適宜つけてもらって議論を盛り上げればいいですね。>

—一般の人もコメントできるといいな。—炎上(\*)して無茶苦茶になるんじゃない？ (\*コメント投稿が自己増殖し、その投稿時間間隔がサーバーの応答時間を切ってしまった状態、でしょうか)

—いや、自浄作用が働くでしょ。物理学会員ならなおさら。

\*\*\*\*\*

—それにしても、物理の一般社会への浸透って重要じゃないかな？

—無理無理、物理って嫌われてるから。

—どうして？ 最近のガリレオ(\*)だって人気みたいだよ。(\*何にでも数式を書きまくる物理学者、湯川学が事件解明に大活躍するTVドラマ)

—バンクーバー(カナダ)では、リクレーションセンターのジャグジーではみんなブラックホールの蒸発について議論してたぞ。

—自動車教習所の教官が、僕が初めてハンドル握ってるのに、「君のやっってる宇宙の始まりなんか信じないけど。」と議論を吹っかけてきた、いやに自信をもって。

—でも結構でたらめ言っていない？

—それでいいんだよ、自分で考えて意見を持つのは良いことだよ。物理学会員は彼ら

の間違っているかもしれない議論を温かく見守ってあげればいいんだよ。そういう文化の中でそのうちみんな成長する。(良識のポストク)

—最新の研究成果を紹介して感心させるだけじゃなくて、物理を自分たちでやる楽しさと方法を紹介しなくちゃね。

—天文分野が一般の世の中に受け入れられているように、物理のアマチュアとプロを厳然と区別し隔離しなくてもいいんじゃないでしょうか？

—そもそも日本には物理やそれを議論する文化がないよねー。

—操作主義的な物理の伝統は薄いけど、あるがままの自然の構成を探る伝統はあるんじゃない？

—ロゲルリストたちは長年身近な物理を議論してたね。

—物理に限らず、人々との議論を通して自分の考えを発展させていく文化は、初等教育にも教育界にもないでしょ。

—<だったら、学会誌では最新結果の披露だけでなく、みんなが楽しく議論を始められるようにする工夫が必要ってことなんです。>

—ところで…格安の「物理学会誌無し会員」の区分もあるらしいよ。

—じゃそれにしようーと。

—経済的でいいねー。

—<いやいや、残念ながらそのような区分はありません。>

★上記は二つの同根の問題を提起しているようです：a. 分野の壁を閉ざし自分たちだけの世界に執着する偏狭さ、b. 物理の自由な議論を潰してしまう傾向を持つ物理業界の非寛容。さらに、物理至上主義をやめて物理学本来の純粋で果敢な好奇心をみんなが思い出す方向、を示唆しているようでもあります。

★ご意見ご批判などどうぞお寄せください、彼・彼女らに伝えておきます。

森川雅博<

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,  
有田亮太郎, 井岡 邦仁, 石岡 邦江,  
板橋 健太, 伊藤 克司, 岡田 邦宏,  
沖本 洋一, 角野 秀一, 片沼伊佐夫,  
加藤 岳生, 小島智恵子, 佐藤 丈,  
鈴木 陽子, 関 和彦, 竹内 幸子,  
常定 芳基, 西野 晃徳, 野口 博司,

長谷川太郎, 平山 博之, 藤山 茂樹,  
古川はづき, 目良 裕, 山本 隆夫,  
多田 司  
(支部委員)  
朝日 孝尚, 石井 史之, 奥西 巧一,  
岸田 英夫, 小山 晋之, 酒井 彰,  
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,  
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

多田 司(委員長), 雨宮 高久,  
大江純一郎, 桂 法称, 加藤 進,  
小芦 雅斗, 合田 義弘, 竹延 大志,  
中川 賢一, 平野 哲文, 宮原ひろ子,  
村山 能宏, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

第 69 期 (2013 年 3 月 31 日~2014 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	斯波 弘行	副会長(次期会長)	兵頭 俊夫
庶務理事	石田 憲二・伊藤 好孝・柴田 利明・田村 裕和・松川 宏・三沢 和彦・本林 透		
	森 初果		
会計理事	川村 光・柴田 利明(兼任)・野崎 光昭・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	宮下 精二	JPSJ 編集委員長	安藤 恒也
		PTEP 編集委員長	坂井 典佑
刊行委員長	高野 宏	監 事	藤井 保彦・渡邊 靖志

本誌を複写される方に (Notice about photocopying)

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複写については, 下記 CCC に連絡して下さい.

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

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

日本物理学会誌 第 68 巻 第 7 号 (平成 25 年 7 月 5 日発行) 通巻 763 号

©日本物理学会 2013

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています.