

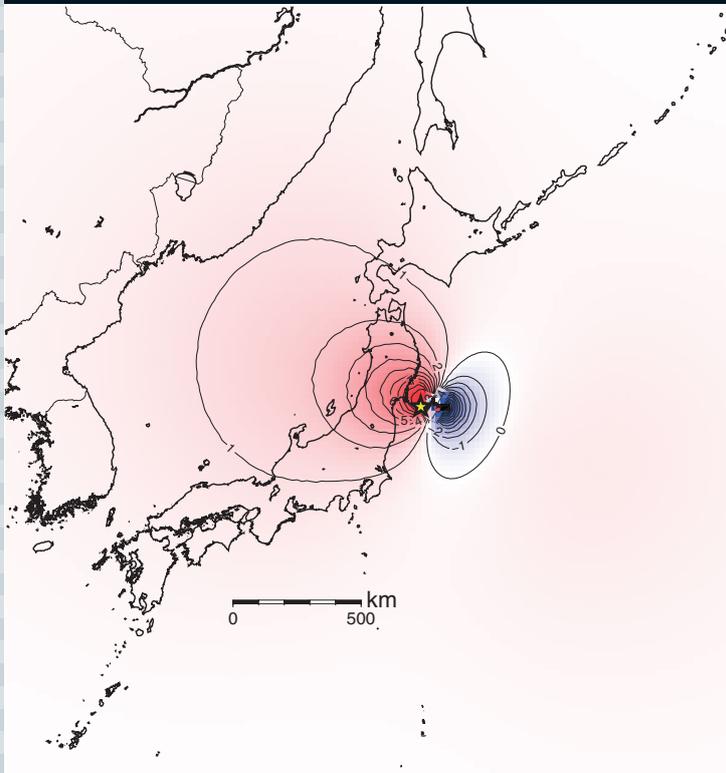
- 物理学70の不思議
- より速く、より明るく
- 宇宙密度揺らぎの振幅問題
- 行列模型による超対称ゲージ場の量子論の解明と進展
- 静電型イオンビームトラップの技術とその応用

NO.

9

2016 | VOL. 71

B U T S U R I
日本物理学会誌



JPSJを国際的な一流学術誌に

上田和夫 〈JPSJ編集委員長 ueda@jps.or.jp〉

本年開催された日本物理学会の第71回年次大会に学会史展示コーナーが設けられていたことは記憶に新しいところです。これは、第二次世界大戦以前から続いていた日本数学物理学会が1946年に日本物理学会と日本数学会の二つに分離・独立して70年になるのを記念した催しでした。日本物理学会が発行する英文学術誌も戦前から発行されていたProceedings of the Physico-Mathematical Society of Japanの後継誌として、1946年からJournal of the Physical Society of Japan (JPSJ)が発行され今日に至っています。前者には中間子理論の論文が1935年に出版されていることはよく知られています。現在物理学会が発行する総合英文学術誌はJPSJとProgress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP)の2誌ですが、PTEPの前身であるProgress of Theoretical Physicsが京都で発刊されたのも1946年のことでした。これらの英文誌はレベルの高い学術雑誌として世界の物理学界で一定の評価を受けています。JPSJから出版された代表的な論文である線型応答理論の論文は現在でも盛んに引用されていますし、最近では113番元素の生成と同定に関する基本論文はすべてJPSJから出版されています。

では、JPSJの現状はどうか、2000年くらいから電子化出版に対応する体制を整備してきましたが、約10年を経てその後の進展に対処し安定的に学術誌を出版する方策が議論されました。海外の大手出版社と提携する案も検討されましたが時期尚早ということで見送られ、Atypon Literatumのプラットフォームを用いて独自のウェブサイトを持する体制となりました。

学術出版をめぐる激流はとどまることはありません。パッケージ販売による大手出版社による学術雑誌刊行の寡占化が進行しましたが、最近の新たな動きとして大手出版社による新雑誌の相次ぐ刊行があります。Natureが典型ですが、Natureに投稿された論文は、Natureで掲載不可と判定されても、それらの多くはグループを形成するNature xxxx誌に掲載される仕組みが整備されつつあります。

学術誌の動向に関連した重要な要素として、研究成果へのオープンアクセスという概念があります。研究成果を広く公開することによって人類の共通財産として共有しさらなる研究の進展と応用の発展を目指す、というのが背後にある考え方とされます。オープンアクセスのなかで、学術論文自体を購読の有無にかかわらず誰でも読めるようにするゴールド・オープンアクセスについては、国際的非営利団体が提供する、クリエイティブ・コモンズ・ライセンス (CCライセンス) を適用することが一般的になりつつあります。JPSJの論文をオープンアクセスにするプログラムはOPEN SELECTと呼ばれていますが、本年の6月1日からOPEN SELECT論文にCCライセンスの'CC BY'を適用しています。これまで日本物理学会に移譲していただいた論文の著作権は著者が所有することになり、読者は論文の書誌情報を表示することを条件とし、自由に二次利用することが可能となります。

日本物理学会ではJPSJ将来計画検討WGを発足させることを、2015年12月の理事会で決定しました。JPSJの発行形態がどのようなものになるにせよ、学術誌として国際的な一流誌にならなければJPSJの将来は明るいも

のとは言えません。JPSJ将来計画検討WGでは、物理学関連学術誌出版の現状を分析し、国際的な一流誌として存続を続けるための当面の方策を議論し、その具体的な対応を次の3項目にまとめました。

[1] 10ページ以下の論文の掲載料は無料とする。10ページを超えた論文については超過分についてページあたり1万円の投稿料を課す。

[2] 国際的に割安であったオープンアクセス適用 (OPEN SELECT) 費用を国際水準に近づけ、本論文、レターを問わず、一論文あたり15万円とする。

[3] 以上の料金改定を2016年8月1日以降に投稿を受け付け、その後掲載可となった論文に適用する。すでに出版済みの論文のOPEN SELECT料金については2016年8月1日以降にその申し出があったものに適用する。改定実施後収支バランスの動向を注視し、定常的赤字が見込まれる場合には実施後3年を目途に収支バランスが可能となる方策を策定する。

掲載論文の質を国際的な水準に保つ方策の一つとして、投稿料を実質的に無料化し、それによる減収分をOPEN SELECT論文の収入でバランスを取ろうというのが基本的考え方です。オープンアクセスの動向がまだ固まらない時点で、収支バランスが取れるか否か不確定要素が大きいところがあります。JPSJが国際的な一流誌となるには、これまでのコミュニティのサポートの結実である購読料収入が比較的安定に推移している現時点で手を打つ必要があるという判断です。言うまでもなく学術誌の命脈を握るのは掲載論文の質にあります。会員諸氏に、今後自信作のJPSJへの投稿をお願い致します。

(2016年7月1日原稿受付)

巻頭言 Preface

JPSJ を国際的な一流学術誌に

Towards More International Visibility: The Challenge for JPSJ

上田和夫 …… 591

Kazuo Ueda

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

- フェルミ粒子系の数値計算はなぜ難しい? : 負符号問題 594
- 量子コンピュータは実現するのか? 594
- スピンの流れを制御する: スピントロニクスへの挑戦 595
- 地震予知はなぜ難しい? 595

現代物理のキーワード Trends

より速く, より明るく

Faster and Brighter

石川哲也 …… 596

Tetsuya Ishikawa

解説 Reviews

宇宙密度揺らぎの振幅問題—標準宇宙論への警告!?!—

Tension in Amplitudes of Cosmological Density Fluctuations Inferred by Cosmic Microwave Background (CMB) and Measured by Large Scale Structure (LSS)

高橋龍一 …… 598

Ryuichi Takahashi

行列模型による超対称ゲージ場の量子論の解明と進展

Developments of Supersymmetric Gauge Theory by Matrices

糸山浩司 …… 607

Hiroshi Itoyama

最近の研究から Researches

宇宙ガンマ線観測による暗黒物質探査

Dark Matter Search with Cosmic Gamma-ray Observations

水野恒史, 田島宏康 …… 617

Tsunefumi Mizuno and Horoyasu Tajima

レーザーアシステッド電子散乱による光ドレスト原子の観測

Observation of Light-Dressed Atoms by Laser-Assisted Electron Scattering

歸家令果, 森本裕也, 山内 薫 …… 623

Reika Kanya, Yuya Morimoto and Kaoru Yamanouchi

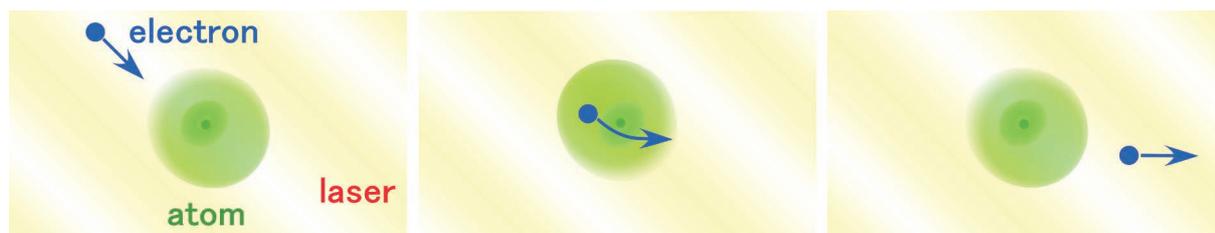
実験技術 Experimental Developments

静電型イオンビームトラップの技術とその応用

An Electrostatic Ion Beam Trap Technique and Its Application

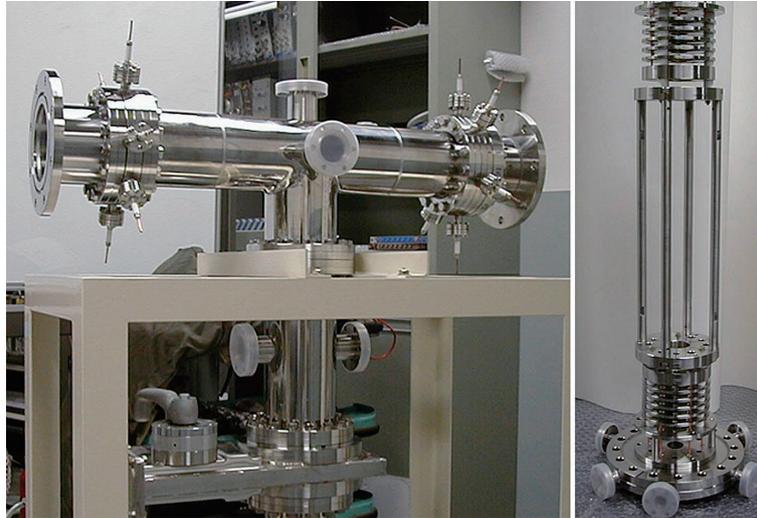
斉藤 学, 春山洋一 …… 628

Manabu Saito and Yoichi Haruyama



最近の研究から (レーザーアシステッド電子散乱による光ドレスト原子の観測)

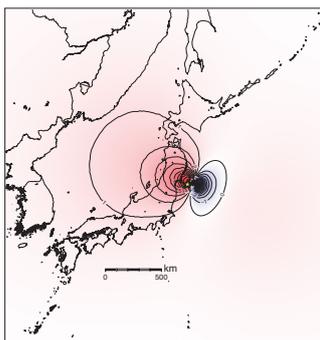
光ドレスト原子によるレーザーアシステッド電子散乱過程の概念図。左: 入射電子がレーザー場と相互作用しながら、標的原子に近づく。このとき、標的原子もまたレーザー場と相互作用して光ドレスト原子を形成している。中: レーザー場と電子と原子とが互いに相互作用している時間内に、電子が散乱される。右: 散乱後は電子がレーザー場と相互作用しながら光ドレスト原子から離れていく。



実験技術 (静電型イオンビームトラップの技術とその応用)

開発時の静電型イオンビームトラップの外観(左)と内部電極(右)。対向した2組の反射電極群(右写真の上方と下方に見える)の間でイオンビームを直線的に往復運動させ続ける。これによってトラップ内にイオンビームが蓄積する。

話 題	重力波望遠鏡を用いた地震速報	安東正樹 …… 636
JPSJの最近の注目論文から	5月の編集委員会より	上田和夫 …… 640
PTEPの最近の招待・特集論文から	2016年6月号より	坂井典佑 …… 643
追 悼	平尾泰男先生を偲ぶ	中井浩二 …… 646
新著紹介		647
会員の声		650
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	651
行事予定		655
会 告	■2017年会費について手続きのお願い：正会員のうち大学院学生の会費減額および学生会員(学部学生)の資格継続 ■2017年の論文誌等購読の変更手続きのお願い ■第72回年次大会(2017年)の一般講演申込方法変更に関するご注意 ■2016年8月1日付新入会者	657
本会刊行英文誌目次		659



表紙の説明

表紙は、2011年3月に発生した東北地方太平洋沖地震による短時間重力場変動の計算例。地震のP波が到着する直前の重力偏差(鉛直成分の鉛直方向勾配)の分布を示したもので、等高線は重力偏差量に対応する。地震時の断層破壊に起因する質量の移動は、光速で伝わる重力場の変動をもたらす。この変動をとらえることで、地震発生源について、従来の地震計を用いた方法とは独立に情報を得ることができる。また、被害をもたらす地震波が到来する前に地震の発生を早期検知する可能性も期待できる。近年、低周波数にも感度をもつような重力波望遠鏡の技術を用いることで、実際にそのような観測が可能になるという提案がされた。詳細は本号に掲載されている安東正樹氏の「話題」記事を参照のこと。画像提供：木村将也氏(東京大学地震研究所)。

27

フェルミ粒子系の数値計算はなぜ難しい？：負符号問題

フェルミ粒子の集団の基底状態・熱平衡状態を求めることは、あらゆる分野で遭遇する問題である。物性では強相関電子系の問題がその典型であり、原子核や量子色力学(QCD)の分野でも重要となる。当然ながら厳密に解こうとすると、すぐに困難に直面する。たとえば、 N 個の格子点上を動くフェルミ粒子系の基底状態を求める問題は、 N の指数関数に比例する次元の行列の固有値問題となるため、たとえ計算機が10倍速くなくても計算可能な格子点はたかだか数個しか増えない。ゆえに、何らかの「賢い」計算手法が必要である。その1つが量子モンテカルロ法である。

量子モンテカルロ法は、波動関数の振幅を確率と解釈し、和を厳密に評価する代わりに確率過程に置き換えて重要な寄与のみを足し上げる手法である。これは多くの物理系で有効な手法で、うまくいけば大きな系の数値計算が可能となる。しかし、フェルミ粒子系では、確率と解釈すべき量(確率重み)が負となる問題がしばしば生じる。これを「負符号問題」という。負符号問題が生じて、確率重みが正および負になる頻度 p_+ 、 p_- を集計し、それぞれで物理量の期待値 A_+ 、 A_- を求めておけば、 $A = (A_+p_+ - A_-p_-)/(p_+ - p_-)$ によって最終的な期待値 A を求めることができる。ところが、

格子点数 N が大きくなるにつれて、頻度 p_+ 、 p_- が拮抗するようになり、期待値の分子・分母がともに0に近づく。このとき、一定の精度で期待値を得るには、分母・分子を極めて高精度で求めなければならない、計算時間が N の指数関数に比例するようになる。つまり、「元の木阿弥」である！

負符号問題は量子モンテカルロ法が確立した当初から知られている根深い問題である。しかし、不思議な(困った)ことに物理的にももしろい現象が期待されるモデルでは、たいてい負符号問題が生じる。どうにかしないといけない。まず、モデルに応じてアルゴリズムを改良し、確率が負になる頻度を減らす研究が地道に行われている。一方で、「なぜ数値計算が難しいのか？」を深く考察すると、新しい計算手法のヒントが得られる。最近になり、系全体にわたる「量子もつれ」が計算の困難さと深く関係していることがわかってきた。この知見をもとに、「テンソルネットワーク理論」とよばれる新しい数値計算手法が開発され、活発な研究が行われている。フェルミ粒子系の強力な数値計算手法はまだまだ必要とされており、斬新なアイデアによるブレイクスルーが強く望まれている。

誌編集委員会

28

量子コンピュータは実現するのか？

私たちがいま使っているコンピュータは、情報を0と1で表現して計算を行っている。そこに、0と1の量子力学的重ね合わせ状態も導入することで、超高速に計算を行うコンピュータが量子コンピュータである。1994年に因数分解を高速で行う量子アルゴリズムが発見されたことを契機に、量子コンピュータの研究は一気に加速した。それから20年が経過したが、現在の状況はどうだろうか？

当初提案された量子コンピュータは、0と1の重ね合わせが可能な量子ビットを多数用意して、量子状態をユニタリ演算(量子論理演算)によって操作する、ゲート演算型とよばれるタイプである。ゲート演算型量子コンピュータは、超伝導素子を用いた実装で、現在、9量子ビットの演算まで実現している。量子誤り訂正などの実装も含め、実用には $10^5 \sim 10^8$ 量子ビットの動作が必要となるため、今後さらなる技術の進展が必要である。超伝導素子以外の系での実装も議論されており、集積化に有利な固体素子に限っても、ダイヤモンド中の欠陥、シリコン量子ドット、同位体シリコンの核スピンなど、多くの系が研究されている。

最近になって、まったく異なるアプローチが着目されている。一般に、巡回セールスマン問題などの組み合わせ最

適化問題は、統計力学のイジングモデルにおけるエネルギー最適化問題としてとらえ直すことができる。このイジングモデル(S_z のみのモデル)のハミルトニアンに、横磁場などの非可換な演算子(S_x など)を導入すると、量子ゆらぎによってエネルギー最適化が大幅に加速することが知られている。これが「量子アニーリング」である。この手法は、数年前にベンチャー企業が量子アニーリング型コンピュータを発売したことで、一躍有名となった。いまのところ、この手法で高速に解ける問題は小規模なものに限られており、今後、実用的な大規模問題を解けるかどうかは鍵となってくる。

現在、量子コンピュータの研究は、海外の多くの企業が研究開発に出資するなど、応用研究がクローズアップされている。その一方で、物理学として残された課題も多い。まず、ノイズに頑強な量子ビットを集積化するためには、基礎研究の視点から何らかのブレイクスルーが必要である。また、上述した2つのタイプ以外に、量子コンピュータの賢い実装法があるかもしれない。人類が莫大な自由度をもつ量子状態を自在に操ることをめざしていく途上で、物理学に重要な新概念がもたらされることを期待している。

誌編集委員会



29

スピンの流れを制御する：スピントロニクスの挑戦

従来の半導体エレクトロニクスをこえて、「スピントロニクス」とよばれる、電子のスピンの自由度を積極的に利用したエレクトロニクスがホットな研究対象となっている。この分野でいま、注目を集めている現象が「スピン流」である。通常の「電流」は電荷の流れであり、ほぼ同数ずつ存在する上向きスピンと下向きスピンは互いに打ち消し合っている。それに対し、その数的なバランスが崩れると、スピンが作り出す磁気の流れ、「スピン流」が生じる。

通常、物質中のスピン流は非常に短い距離で減衰してしまうため、最近までスピン流に由来する物理現象は知られていなかった。しかし、ナノテクノロジーの発展により、スピンが減衰する距離よりも短いスケールの素子の作製や現象の観測が可能となり、スピン流がもたらす現象が相次いで発見されるようになった。スピン流は、電流といっしょに流れる場合と、電流をとまわずにスピン流だけで流れる場合がある。後者を「純粹スピン流」とよぶが、これを効率的につくり出す研究が精力的に進められている。

その研究は、スピン流の測定原理となる「逆スピンホール効果」の発見により急速に進展した。これは、スピン・軌道相互作用の強い非磁性の金属や半導体の試料にスピン

流が流れると、それに直交する方向に電場が生じる現象である。この電場により生じる電圧を測ることで、スピン流の定量的な測定が可能となった。

最近の研究により、強磁性体と金属を貼り合わせた接合系において、強磁性体スピンの集団運動（スピン波）をマイクロ波で励起すると（スピンポンピング）、金属中にスピン流が注入できることが発見された。また、光や熱、超音波などの刺激により、スピン流がつけられる現象も続々と発見されている。とくに、磁性体と金属の界面に温度勾配を導入したときに、金属にスピン流が注入される現象は「スピンゼーベック効果」とよばれ、注目を集めている。さらに、トポロジカル絶縁体に電場をかけることで、スピン流を取り出せることも実験で実証された。

電荷の流れをとまわらないスピン流は、ジュール発熱が抑えられるため、それによる磁壁や磁気渦の駆動、磁化反転といった現象を利用してデバイスをつくることで、圧倒的な省電力化が期待できる。また、スピン流の概念を足掛かりにして、スピントロニクスにおける新しい現象の発見や既知の現象の新しい理解が進むことが期待されている。

会誌編集委員会

30

地震予知はなぜ難しい？

地震とは、地殻が変形に耐えられなくなり一気に壊れる際に弾性波が発生する現象である。その意味で、上空の雲と地面の間の電位差が限界値に達し、放電が起こる雷とよく似ている。ただし、空を見れば雷が来るのはわかるが、地殻内部は直接見えないので、地震予知は難しい。

夜空を切り裂く雷の様子は美しいが、地震学者には地震波形も美しく見えるようだ。ただ、その美しい地震波も物理的な予知は現在できず、経験的に予測している段階である。地震波は断層の破断ダイナミクスで決まるのだが、断層は無数の微小亀裂や粉体を含んだフラクタル的構造をもち、モデル化が困難なのである。ただしその微視的素過程ともいべき粉体の摩擦に関しては、岩石学的研究のみならず、近年では粉体物理的な研究も進んでいる（図1）。その結果をもとに断層の複雑な構造を取り入れ、巨大スケールの破壊現象を議論する試みは緒についたばかりである。

他方、物理学者は統計法則の普遍性に美しさを感じるかもしれない。たとえば大きい地震は低頻度、小さい地震は高頻度で起こるが、その頻度分布は地震のサイズ（震源断層の面積とすべり量の積）に関してべき的である。これはグーテンベルク・リヒター則とよばれる経験則で、世界の

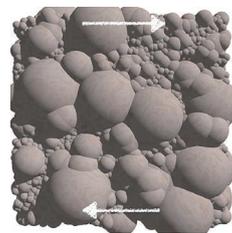


図1 粉体モデル。

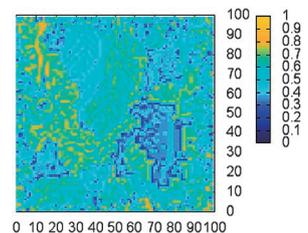


図2 簡単な断面モデルにおける応力不均一性の様子。

どこでも成り立つ普遍法則である。サイズ分布がべき的ということは「地震には特徴的なサイズがない」ことを意味する。これは上で述べた断層のフラクタル構造とも密接に関係するが、べき則の指数は時間とともにゆらぐので、静的な断層構造がそのまま反映されているわけではなく、応力やひずみなどの動的な不均一性も本質的と思われる。このような断層応力の時空ダイナミクスは、これまで静的な不均一性を含まない簡単な離散モデルで調べられてきたが（図2）、静的な不均一性と動的な不均一性の競合という観点からの研究が進めば、今後ブレイクスルーが期待できる。

おもしろいことに、同様のべき分布関数は山火事の大きさや、さらには株式市場などの経済活動においても出現する。これらを統一的に説明する数理は存在するのだろうか？

波多野恭弘（東大地震研），会誌編集委員会

より速く，より明るく

Keyword: X線自由電子レーザー

1. 自由電子レーザーの原理

反転分布状態の媒質からの誘導放出を利用したレーザー発振器は、1960年代の発明以来、主に赤外線や可視光領域のコヒーレント光源として発達を遂げてきた。近年ではレーザーの高次高調波を用いて紫外～軟X線領域のコヒーレント光も発生できるようになっている。しかし硬X線領域（エネルギー4 keV以上、波長3 Å以下）でのコヒーレント光源は、従来方式のレーザー技術では実現できていない。波長にかかわらずコヒーレント光を作成するもう1つの方法として、電子加速器のアンジュレータを光共振器の中に入れる自由電子レーザー（Free Electron Laser; FEL）が1970年代に提案された。アンジュレータとは、加速器の直線部に挿入し磁場等の外場を用いて電子を蛇行運動させる装置で、最近ではネオジウム磁石などの強力永久磁石を利用したものが主流となっている（図1）。外場が小さく蛇行運動の直線運動からの外れが大きい条件では、アンジュレータからはほぼ単色な光が得られる。この方式では共振器で単色光をつくりアンジュレータに導入することによって誘導放出を起こさせるが、硬X線領域では光共振器に必要な直入射での高反射率を与える物質がほとんど存在しない。このため硬X線領域の自由電子レーザーでは共振器の代わりに長いアンジュレータを置き、自己増幅自発放射（Self-Amplified Spontaneous Emission; SASE）を利用する方式が採用されている。この方式ではアンジュレータの中を相対論的速度で運動する電子ビームが比較的長時間、自らが放射した光と相互作用する。その結果、電子ビームには光の波長間隔で密度変調がかかる（マイクロバンチング）。このように密度変調された電子ビームがアンジュ

レータ内を蛇行運動すると、多数の電子が放射する光は前方方向で位相が揃い、コヒーレントな硬X線を得ることができる。¹⁾

2. 世界のX線自由電子レーザー施設

SASEを利用して硬X線領域での自由電子レーザー（XFEL）を実現するためには、線形加速器によって相対論的電子ビームを得る必要がある。最初のSASE型XFELの建設は、1990年代の中盤にアメリカのスタンフォード線形加速器センターで始まり、現在のLinac Coherent Light Source (LCLS) となった。²⁾ これに少し遅れて、ドイツのDESYで、極端紫外～軟X線領域のSASE型FEL (FLASH) が建設され、その後ヨーロッパ全体でのEuropean XFELプロジェクトとなった。LCLSとEuropean XFELでは、電子ビームが通る真空ダクトの外側に永久磁石を配置する形のアンジュレータが採択されている。このためアンジュレータの磁場周期長が比較的大きくなり、X線領域のコヒーレント光を得るためには電子ビームのエネルギーを高くする必要があり、LCLSは電子エネルギー14 GeVで、最高レーザー光エネルギーは当初8 keV、その後10 keVに設定されている。European XFELは電子エネルギー20 GeVで、最高レーザー光エネルギーは当初18 keV、その後24 keVに変更された。

日本では2001年にSPring-8で、真空ダクトの内側にアンジュレータを置いたSASE型XFELの開発が始まり、後のSACLA（図2）となった。³⁾ 真空封止型アンジュレータを用いると磁場周期を短くすることができ、その結果、電子ビームのエネルギーが比較的小さくて済む。したがって線形加速器が短くなり施設全体が小型化できる。加速勾配の大きなCバンド加速管の採用により、施設のさらなる

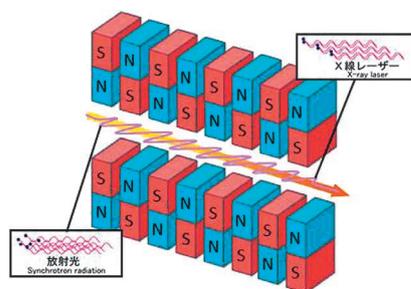


図1 アンジュレータの交差的磁場をつくる永久磁石列中での電子の正弦的な進路（ピンク波線）を示す。赤色波線は放出された光子。異なる電子はアンジュレータに入ると最初はコヒーレントでないX線放射光を出す（左下）。自己増幅自発放射では、電子は放射と相互作用してマイクロバンチに自己整列し（右上）。これが同期して蛇行運動することによりコヒーレントなX線レーザーパルスを生成する。



図2 SACLAのアンジュレータ。右側が最初に設置されたBL3。左側が2014年に設置されたBL2。

小型化が可能になった。2015年11月時点で、SACLAはアメリカLCLSとともに世界中で唯二つだけ動いている硬X線FELである。SACLAによってコンパクトXFELへの道が拓かれ、超大国でなくても一国で建設・運営が可能になった。スイス、韓国がXFEL建設に乗り出し、2016-2017年にかけて稼働を開始する。一方でEuropean XFELも2017年から稼働する予定であり、今から2年後には5施設が入り乱れての大競争時代に突入する。⁴⁾

3. X線自由電子レーザーが拓く研究分野

XFELは従来のX線光源を用いた回折・分光・イメージングなどを、より短時間でより高感度に検出することができる。XFELの最大の特徴は高輝度・短パルスのX線源であることで、例えばSACLAからはエネルギー10 keVのX線がパルスエネルギー500 μ J、パルス幅5フェムト秒で得られる。これほど高強度のX線を照射すると多くの場合試料は壊れてしまうが、パルス幅が試料の破壊にかかる時間よりもはるかに短いため、壊れる前の状態を検出することができる。これは“Diffract before Destroy”と呼ばれ、XFELを用いた計測の基本となるものである。タンパク質などの結晶構造解析では、放射光への長時間露光による試料損傷が無視できない場合もあるが、そのような試料でもXFELの単一ショット計測により構造解析が可能になる。同じ原理により、生物試料がX線による放射線損傷を受ける前の状態を検出することも可能である。短い波長に起因するすぐれた空間分解能(数nm)、高い透過力を活かして、生きた状態での細胞のX線散乱イメージングも行われている。

フェムト秒の時間分解能での観察は、超伝導や超流動転移にも応用され、それらのダイナミクスを捉えている。LCLSでは、液体ヘリウム4の液滴を真空中に吹き出し、断熱膨張させることによって超流動転移温度以下に下げていく過程をコヒーレントX線散乱イメージングによって観察した。液滴が超流動状態になると、角運動量は量子化された渦糸に変換される。液体ヘリウムにXeをドープして観察すると、渦糸が規則的な格子に配列されていることが明らかになった。液滴の形状は、回転する液体ヘリウムの古典的安定限界を超えており、また渦糸の密度は、今までにより大きな系で測られたものより5桁も大きかった。

化学反応によって溶液中の原子と原子が結合して新しい分子が生成する瞬間を直接「観る」ことも可能になった。ある種の金錯体では溶液中で金-金イオン間に緩い引力が働いているが、光を当てると分子同士が結合し新しい分子が生成される。X線自由電子レーザーでこの過程を観察すると、結合が形成される金イオン間の構造の超高速変化が

明らかになった。光を当てる前の金錯体の集合体では金イオンがジグザグに並んだ構造を持ち、引力が弱いために不安定に揺れている。ところが光を当てた瞬間に金イオン間の距離は急速に縮まって強固な直線構造をとることが分かった。SACLAで行われたこの研究は、分子の形成を直接観察した初めての例である。

XFEL自体は波長が比較的不安定であるが、XFELを励起光源として用いることにより、波長が安定な硬X線「原子レーザー」が実現する。XFELパルスで原子中の内殻電子を励起してX線域のAmplified Spontaneous Emission (ASE)を観測するだけでなく、最初のパルスで内殻励起し、2番目のパルスをASEのエネルギーに合わせることでASEの増幅を観測された。⁵⁾ 2つのパルスはアンジュレータの途中にシケインを置いてつくり、その前後で磁場強度を変えて互いに異なるエネルギーとした。ASEの増幅は原子の内殻準位に反転分布が実現していることを示しており、次のステップのX線コヒーレント光源に繋がる。

4. これからのX線自由電子レーザー

SASE型XFELはノイズを増幅していくため、そのままでは得られる光はマルチモードとなる。赤外～可視領域のレーザー発振器のような、よりコヒーレンスの高いシングルモードのX線を得るために、SASE光源の長いアンジュレータの途中に分光器を入れて単色光の「種(シード)光」をつくり、後方のアンジュレータでこれを増幅するself-seedingが提案された。この方式の困難は、分光器で単色化されたX線パルスと、電子バンチを時間的に重ね合わせる場所にある。

SACLAによってXFELは小型化の第一歩を踏み出したが、レーザープラズマ航跡場加速や、誘電体加速などの新技術によって線形加速器はさらに小さくなる可能性がある。アンジュレータの短周期化も研究開発が進んでおり将来さらにコンパクトなXFELに繋がっていく。このような、レーザー技術と加速器技術の組み合わせは、全く新しいタイプのコヒーレントX線源を生み出す可能性がある。

参考文献

- 1) 石川哲也: パリティ **29** (2014) 6.
- 2) P. Emma, *et al.*: Nature Photonics **4** (2010) 641.
- 3) T. Ishikawa, *et al.*: Nature Photonics **6** (2012) 540.
- 4) M. M. Waldrop: Nature **505** (2014) 604.
- 5) H. Yoneda, *et al.*: Nature **524** (2015) 446.

石川哲也 (理化学研究所放射光科学総合研究センター
ishikawa@spring8.or.jp)

(2015年12月6日原稿受付)

宇宙密度揺らぎの振幅問題—標準宇宙論への警告!?!—



高橋 龍一

弘前大学大学院理工学研究科
takahasi@hirosaki-u.ac.jp

宇宙には星や惑星、銀河や銀河団といった多種多様な構造が存在している。これらの構造はいつどのように形成されたのだろうか？ 宇宙では遠くを見ることにより、過去を知ることができる。そのため、望遠鏡を使い宇宙の構造がどのように進化してきたか、時代をさかのぼって調べることができる。近年の観測技術の向上により、宇宙の太古の時代（ビッグバンから約40万年後）から現在（ビッグバンから約138億年後）まで、進化の歴史を詳細に知ることができるようになってきた。それに伴い構造形成にひとつの問題が浮かび上がってきた。太古から現在まで、構造形成が（理論的に予想されるより）あまり進んでいないように見えるのである。

宇宙は138億年前のビッグバンにより始まり、現在も膨張を続けていることが観測から確認されている。現代宇宙論は一般相対性理論を用いて、宇宙の膨張史や構造形成史を調べる。一般相対論が宇宙のサイズ（ $\approx 10^{27}$ cm）でも成り立っていると仮定するため、宇宙論は大スケールでの物理法則をチェックする舞台にもなっている。様々な観測から宇宙の成分の約7割が暗黒エネルギー、約3割が物質（暗黒物質と元素）から成ることが示唆されている。暗黒エネルギーにより現在の宇宙膨張が促進されていると考えられている。暗黒物質は光と相互作用しない未知の物質で、構造形成は暗黒物質の重力が主に働いて進むと考えられている。このように一般相対論に基づいて、暗黒エネルギーと暗黒物質を主成分とする宇宙モデルは、現代宇宙論の“標準モデル”と呼ばれている。

初期宇宙の物質分布は完全に一様ではな

く、非常に小さな密度揺らぎがあったことが宇宙背景放射の観測から示唆されている。そのため周囲に比べ密度の高い領域は、重力も強いので物質が集まりやすく、その場所で構造が形成されたと考えられている。暗黒物質が重力で集まって暗黒ハローと呼ばれる自己重力構造物を作り、その重力場内で元素（水素、ヘリウムなど）が収縮して、星や銀河を形成したと考えられている。宇宙の密度揺らぎは、太古の時代は宇宙背景放射の観測から、また現在付近は大規模銀河サーベイから非常に詳細に測られている。近年の観測技術の向上や理論模型の高精度化により、密度揺らぎの振幅は数パーセント以下の精度で決定されている。観測誤差が小さくなってきたことにより、太古と現在の揺らぎの振幅に系統的なずれがあることが知られるようになってきた。理論的な“標準モデル”の予言に比べ、太古から現在まで密度揺らぎがあまり成長していないように見える。宇宙背景放射により測られた太古の密度揺らぎの振幅が相対的に高く、銀河サーベイ等で観測された現在の振幅が相対的に低い値を示している。また現在の揺らぎの振幅が低いために、銀河団もあまりできていない。この問題は、観測的な系統誤差の可能性も残っているが、“標準モデル”の枠組みで多少モデルを変更しただけでは解決できそうに見えない。本記事ではこの問題の現状を紹介し、解決するために提案されているいくつかのアイデアを紹介する。この密度揺らぎの振幅の不一致問題は、暗黒物質による構造形成モデルの修正や、新しい物理法則の発見に繋がるテーマかも知れない。

—Keywords—

密度揺らぎ：

ある位置での物質密度が宇宙全体の平均値からどの程度ずれているかを表す。時刻 t 位置 r での密度を $\rho(r, t)$ 、その時期の平均密度を $\bar{\rho}(t)$ とすると、密度揺らぎは $\delta(r, t) = \rho(r, t)/\bar{\rho}(t) - 1$ で定義される。揺らぎが1より十分小さい場合を線形領域、1より大きくなると非線形領域と呼ばれる。大まかには1より大きくなると自分自身の重力で潰れて構造を作る。

宇宙背景放射：

ビッグバン直後の宇宙は非常に高温のプラズマで満たされていた。その後宇宙膨張に伴い温度が下がってきて、ビッグバンから約40万年後、電離していた陽子と電子が結合し宇宙が中性化した。この時期の光子が宇宙背景放射として全天で観測されている。スペクトルは温度2.7 Kの黒体放射に従っているが、温度は全天で一定ではなく微小な揺らぎがある。この温度揺らぎからこの時代の密度揺らぎを詳細に知ることができる。

大規模銀河サーベイ：

今日の標準的な構造形成のシナリオでは、密度揺らぎのピークに銀河が形成されたと考えられている。そのため近傍の銀河分布を調べることにより、現在の密度揺らぎを推定することができる。また遠方からやってくる光は、手前の構造の重力場により光が曲げられる（重力レンズ効果と呼ばれる）。そのため遠方銀河の形状の歪みを測れば、視線方向の物質分布を推定することができる。

1. はじめに

宇宙は約138億年前のビッグバンと呼ばれる超高温のプラズマ状態から始まったと考えられている。宇宙の膨張に伴い徐々に温度が下がってきて、星や惑星、銀河などの多様な構造が形成されてきたと考えられている。現代宇宙論はアインシュタインの一般相対性理論に基づいており、宇宙空間の密度分布が一様かつ等方であれば、時空の進化はフリードマン解と呼ばれる解に従う。この一般相対論に基づいた理論モデルは、膨大な宇宙論の観測データ（元素合成、宇宙背景輻射、超新星を用いた膨張速度、大規模銀河分布など）をこれまでのところ矛盾なく説明できている。最新の観測結果から、宇宙の約70%が暗黒エネルギー、約25%が暗黒物質、約5%が元素から成り立っていることが示唆されており、宇宙論の“標準モデル”と呼ばれる。標準モデルでは、構造形成は主に暗黒物質による重力によって進む。標準モデルには最低でも6つの未知パラメータがあるが、未知数より遥かに多くの観測データを説明できている。本記事で紹介する密度揺らぎの振幅も、標準モデルを支えるパラメータのひとつである。

我々の宇宙には非常に大きなスケールの構造（銀河団、銀河等）から小さなスケールの構造（星や惑星）に至るまで、広い範囲にわたり多様な構造が存在する。これらの構造は宇宙初期に存在した小さな密度揺らぎが重力的に成長して形成されたと考えられている。構造進化は主に重力によって担われており、密度の高い（低い）領域は周囲に比べ重力が強い（弱い）ため、より物質を集める（失う）。そのため、密度の高い領域はどんどん密度が高くなり、低い領域はどんどん低くなる。このように揺らぎが進化し、密度の高い領域から銀河団や銀河などが、逆に低い領域からボイドが形成されたと考えられている。

宇宙の太古（ビッグバンから約40万年後）の密度揺らぎは宇宙背景輻射の観測から非常に詳細に測られている。また現在（ビッグバンから約138億年後）近傍の密度揺らぎも大規模な銀河サーベイから正確に測られている。このふたつの時代は約100億年差があり、密度揺らぎの振幅も約 10^3 倍違う。ただ宇宙背景輻射の時代から現在まで密度揺らぎがどう発展してきたかは、揺らぎの線形領域であれば完全に理解されている。近年問題になっているのは、宇宙背景輻射の観測から理論的に予想される現在の揺らぎの振幅が、実際に銀河サーベイで観測されている値よりも系統的に高いという問題である。特に宇宙背景輻射を観測していたPlanck衛星が2013年に最初のデータを出してから、注目されるようになってきた。本解説記事ではこの不一致問題について述べ、提案されている解決案をいくつか紹介する。

2. 宇宙構造形成の流れ

本章では宇宙の構造形成の歴史を紹介する。特に本記事で重要になる4つの時期（ビッグバン、宇宙の晴れ上がり、

再イオン化、そして現在）を古い順から紹介する。大まかな流れは、時間の経過とともに宇宙は膨張し、温度と密度が下がり、小さな密度揺らぎが徐々に成長し構造形成が進んでいく。本章の内容は参考文献1-3に基づく。

2.1 ビッグバン

今日の標準的なシナリオでは、宇宙は約138億年前に起こったビッグバンにより始まったと考えられている。この時期の宇宙は、光子が主成分の非常に高温のプラズマで満たされていた。宇宙の温度低下と共にバリオン生成やクオークハドロン相転移を経て、ビッグバンから数分後に軽元素合成の時期を迎える。この時期以降の主な宇宙の構成要素は光子、電子、バリオン（陽子、ヘリウム原子核など）、暗黒物質である。ここで暗黒物質は光と相互作用しない未知の粒子で、通常の元素に比べ約5倍多く存在すると考えられている。光子と電子はトムソン散乱により、またバリオンと電子はクーロン散乱により、互いに強く結びついている。そのため、光子、電子、バリオンは電磁相互作用により互いに強く結びついており、暗黒物質が重力相互作用により他の粒子と結びついている。また、宇宙の主成分は時代によって異なり、宇宙初期の光子が主成分の時期を輻射優勢期、時間が経過して物質（暗黒物質とバリオン）が主成分の時期を物質優勢期と呼ぶ。この輻射優勢から物質優勢への移行は、ビッグバンから約5万年後、赤方偏移 $z=3,500$ の時期に起きる。

初期宇宙のプラズマは完全に一様ではなく、非常に小さな密度揺らぎがあったことが宇宙背景輻射の観測から示唆されている。この初期密度揺らぎの生成についてはインフレーションにより作られたとする仮説が一般的である。宇宙初期の密度揺らぎは振幅が小さいため、その時間発展は摂動論を用いて正確に理解されている。物質（暗黒物質とバリオン）の密度揺らぎは輻射優勢期（赤方偏移 $z \geq 3,500$ ）には成長できない。^{*1}その後、物質優勢期（ $z \leq 3,500$ ）に入ると、暗黒物質の揺らぎは順調に成長できるようになる。しかしバリオンは光子と強く結びついているため、密度が高い領域で重力により集まろうとしても、光子の圧力が効くため集まらない。圧力はプラズマ流体の音速で伝わるため、音地平線（=音速×宇宙年齢）より内側では揺らぎが成長できず振動する（バリオン音響振動と呼ばれる）。そのため音地平線内でのバリオン成分の密度揺らぎは成長することができない。このバリオンの密度揺らぎが成長できない状況は、次章で述べる宇宙の晴れ上がりの時期まで続く。

2.2 宇宙の晴れ上がり（ビッグバンから約40万年後）

ビッグバンから約40万年後（赤方偏移 $z=1,100$ ）になると、陽子と電子が結合し水素原子を作り、宇宙が中性化する。この時期を宇宙の晴れ上がりと呼ぶ。自由電子がなく

^{*1} 密度揺らぎの発展は、揺らぎのスケールが地平線（=その時期の宇宙の大きさ）より長いかに短いかに依存するが、本記事では地平線より短い場合のみ考える。これは今日の大規模構造は主に地平線より短いスケールの揺らぎが重要なためである。

なるため、光子が電子のトムソン散乱を受けなくなり、直進できるようになる。現在我々が観測する宇宙背景輻射はこの時期の光子であり、我々が見ることのできる最も遠い宇宙の姿になる。宇宙背景輻射は全天からやって来ており、温度2.7 Kの黒体輻射のスペクトルに従う。温度分布は完全に等方ではなく、 10^{-5} 程度の揺らぎがある。この異方性はCOBE (Cosmic Background Explorer) 衛星により1990年代始めに最初に測られ、その後WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) やPlanck衛星により、さらに高角度分解能で測られている。

晴れ上がり以前には光子とバリオン成分は強く結びついているため、この時期のバリオンの密度揺らぎも 10^{-5} 程度だったと推定されている。ただ暗黒物質は光子の圧力を感じないため、音地平線内でも揺らぎが成長できて、 10^{-3} 程度の揺らぎの振幅があったと考えられている。現在の標準的な宇宙モデルでは、宇宙の晴れ上がりから現在まで密度揺らぎは約 10^3 倍しか大きくならない。そのため、バリオン成分のみでは現在になっても揺らぎの振幅が 10^{-2} 程度にしかならないため、構造を作るのに必要なオーダー1程度の振幅に達しない。ただ暗黒物質であれば現在の揺らぎの振幅が1程度に達するので、現在の構造(銀河や銀河団)を説明できる。これが暗黒物質の存在が信じられている根拠のひとつになっている。

2.3 再イオン化 (ビッグバンから数億年後)

宇宙の晴れ上がり以降、バリオン成分は光子との結合が切れるため、その密度揺らぎは順調に成長できる。前章で触れたように、晴れ上がり時期の暗黒物質の揺らぎの振幅はバリオンより約2桁高く、また暗黒物質の存在量の方が数倍大きいため、晴れ上がり以降はバリオンの揺らぎが暗黒物質の揺らぎに追いつくと考えられている。密度揺らぎが順調に成長し、その振幅がオーダー1を超えると、物質が重力で集まってハローと呼ばれる構造物を作る。まず暗黒物質が集まって自己重力的な構造物(暗黒ハロー)を作り、そこにバリオン成分も落下して初代天体(星や銀河)を作ったと考えられている。星々から放出された紫外線により周囲の中性ガスを電離し、宇宙は再びイオン化したと考えられている。最新の宇宙背景輻射の観測から、再イオン化は宇宙誕生から数億年後(赤方偏移10程度)に起こったと考えられている。

宇宙晴れ上がりの時期に出た光子の一部が再イオン化により生じた自由電子により再び散乱されるため、観測される温度揺らぎの振幅が減衰する。最新のWMAPやPlanck衛星の観測によると、温度揺らぎの振幅が5-10%減衰したと推定されている。そのため、初期密度揺らぎの振幅と再イオン化による温度揺らぎの減衰は観測的に区別できない。ただ再イオン化による温度揺らぎの減衰が起こるのは、その時期の地平線(角度スケールで約20度)より小さなスケールのみなので、大スケールの揺らぎから区別できる。また再イオン化時の光子の散乱により生ずる大角度の偏光

揺らぎも、再イオン化の時期に敏感である。

2.4 現在 (ビッグバンから約138億年後)

標準的な構造形成のシナリオでは、物質の密度揺らぎのピークにハローができて、その中でバリオン成分が重力収縮して、銀河や銀河団が形成されたと考えられている。そのため銀河の空間的分布は、物質の密度揺らぎを反映しているが、両者は一般に異なる。そのため光で見える銀河分布から、光で見えない(暗黒物質が主成分の)物質分布を推定する。銀河数分布と質量密度揺らぎの振幅の比を銀河バイアスと呼び、この銀河バイアスと密度揺らぎの振幅は観測的に縮退している。

現在の銀河分布から物質分布を探る手法は以下の3章で紹介する。ひとつは重力レンズ現象を用いたもので、宇宙背景輻射や遠方銀河から出た光が、手前の物質の作る重力場により経路が曲げられる効果を用いる。重力レンズにより物質分布を直接‘見る’ことができ(3.1.2, 3.2章)、銀河バイアスを測ることもできる(3.2.2章)。また銀河の速度場から、密度揺らぎの成長を直接測ることができる。これは速度場は重力場を反映しており、重力場は物質分布を反映しているためである(3.3章)。また密度揺らぎの振幅が大きいと、銀河団ができやすくなるため、その個数分布もよく用いられる(3.4章)。

3. 様々な観測手法による密度揺らぎの測定

宇宙背景輻射の時代(赤方偏移 $z=1,100$)と比較的近傍の時代($z \leq 1$)は非常に高い精度(誤差数パーセント)で密度揺らぎが測られている。宇宙背景輻射からは波長が約 $100-10^4$ Mpcの揺らぎが、また銀河サーベイからは約 $10-10^3$ Mpcの揺らぎが測られている。以下の3.1章で宇宙背景輻射、3.2-3.4章で近傍の大規模構造からの制限の現状を紹介する。

3.1 宇宙背景輻射

3.1.1 宇宙背景輻射の温度・偏光揺らぎ

本章では最新の観測衛星のアメリカのWMAPとヨーロッパのPlanckの結果を紹介する。どちらも全天で温度・偏光揺らぎを観測しているが、Planck衛星の方が後発で角度分解能が約3倍高い。WMAP衛星は2001年にNASA(アメリカ航空宇宙局)により打ち上げられ2010年までの観測を行った。奇数年ごとに解析結果を出しており、最終は9年間のデータになる(以後WMAP9と表記する)^{4,5)} Planck衛星は2009年にESA(欧州宇宙機構)により打ち上げられ2013年まで観測を行った。これまで、2013年と2015年に解析結果を発表しており、本記事では最新の2015年の結果を紹介する(以後Planck2015と表記する)⁶⁾ どちらの衛星も温度・偏光揺らぎから宇宙論パラメータを決定している。宇宙論パラメータは最小で6つ(バリオンとダークマターの量、宇宙定数、初期揺らぎのパワースペクトルの振幅とベキ指数、再イオン化の光学的厚み)だが、ここでは本記事で重要なふたつのパラメータである密度揺

表1 様々な観測による現在の密度揺らぎの振幅 σ_8 と密度パラメーター Ω_m 、および $\sigma_8(\Omega_m/0.3)^{\alpha}$ の値。誤差は68%信頼度。上から宇宙背景輻射、弱い重力レンズ(コスミックシアと銀河-銀河レンズ)、銀河分布の赤方偏移歪み、銀河団の質量関数。

		σ_8	Ω_m	$\sigma_8(\Omega_m/0.3)^{\alpha}$	α	文献
宇宙背景輻射	WMAP9	0.821 ± 0.023	0.279 ± 0.025	0.792 ± 0.053	0.5	4, 5)
	Planck2015	0.831 ± 0.013	0.316 ± 0.009	0.852 ± 0.018	0.5	6)
	Planck2015 (+ lensing)	0.815 ± 0.009	0.312 ± 0.009	0.831 ± 0.012	0.5	6)
コスミックシア	CFHTLS	—	—	$0.710^{+0.040}_{-0.034}$	0.5	14, 15)
	DES	—	—	0.81 ± 0.06	0.5	15)
銀河-銀河レンズ	SDSS Main, LRG	0.76 ± 0.08	$0.269^{+0.038}_{-0.034}$	0.721 ± 0.045	0.57	16)
	SDSS CMASS + CFHTLS	0.785 ± 0.044	$0.310^{+0.019}_{-0.020}$	—	—	17, 18)
赤方偏移歪み	SDSS CMASS	0.731 ± 0.052	$0.33^{+0.15}_{-0.12}$	—	—	19)
銀河団の質量関数	Chandra X-ray	—	—	$0.746 \pm 0.012 \pm 0.022$	0.47	22)
	Planck SZ	0.75 ± 0.03	0.29 ± 0.02	0.740 ± 0.024	0.3	23)

らぎの振幅 σ_8 と密度パラメーター Ω_m の結果のみ紹介する。表1でWMAP9とPlanck2015の結果を示している。^{*2} 3列目が現在の密度揺らぎの振幅で σ_8 というパラメーターが用いられる。これは半径 $8 h^{-1}$ Mpcの球内で粗視化した現在の線形密度揺らぎの大きさを表す。実際には $8 h^{-1}$ Mpcの密度揺らぎは、現在では準非線形領域に入っているが、線形成長した場合の値が用いられる。ここで宇宙背景輻射の観測では、初期密度揺らぎの振幅をフィッティングパラメーターとして観測データと合わせるため、現在の密度揺らぎの振幅は基礎パラメーターではなく、標準モデルの枠組みで理論的に導かれる2次的なパラメーターになる。ここで初期密度揺らぎが線形成長によりどの程度成長するかは、理論的に完全に理解されている。そのため σ_8 は他の宇宙論パラメーターに依存する。表1より大まかに $\sigma_8 \approx 0.8$ が示唆されている。表1の4列目が密度パラメーター Ω_m で、現在の物質質量(暗黒物質とバリオン成分の合計)を表す。大まかに $\Omega_m = 0.3$ で、これは現在の物質の割合が約30%であることを示す。

表1に示したようにPlanck2015はWMAP9に比べ揺らぎの振幅 σ_8 だけでなく物質質量 Ω_m も大きめの値を示唆している。物質質量が多くなると、構造ができやすくなるため、振幅が大きいと同じ効果を示す。今日問題になっているのは、Planck衛星が揺らぎの振幅 σ_8 も物質質量 Ω_m も大きな値を示唆している点である。両方共大きいため、(以下の章で紹介する)銀河サーベイ等との不一致が強調される結果になっている。またPlanck2015はWMAP9に比べ誤差が小さくなっているため、不一致がさらに強調される結果になっている。表1のWMAP9とPlanck2015の結果にややズレがあるようにみえるが、Planckでは温度揺らぎのパワースペクトルがWMAPの結果と一致していることを確かめている。^{7,8)} そのため、ベストフィット値の違いはWMAPでは観測していない小スケールの揺らぎから生まれていると考えられている。^{9,10),*3}

3.1.2 宇宙背景輻射の重力レンズ

非一様な物質分布を通過する光は、その重力場により経路が曲げられる。この現象を重力レンズ効果と呼ぶ。宇宙背景輻射の光は、手前の大規模構造を伝わる途中で重力レンズ効果により光の経路が曲げられる。ここで光の曲がり角は1分角程度になる。そのため天球上で観測される温度・偏光揺らぎの小スケールのパターンがランダム化される。主に赤方偏移が1-3程度の大規模構造により光が曲げられるため、その時期の密度揺らぎに敏感である。既にWMAPでもPlanck衛星でも重力レンズ信号は検出されている。WMAPでは近傍の天体との相関から検出されており、^{11,12)} Planckでは揺らぎのパワースペクトル自体から検出されている。¹³⁾ 特に重力レンズ効果は2.3章で触れた初期密度揺らぎの振幅と再イオン化による温度揺らぎの減衰の縮退を解くことができる。これは温度揺らぎの振幅は初期密度揺らぎと再イオン化による散乱の両方に依存するが、重力レンズの大きさは初期密度揺らぎの振幅にのみ依存するためである。そのため上記の縮退を解くことができ、揺らぎの振幅をさらに高い精度で決めることができる。表1の上から3番目が重力レンズを考慮した場合のPlanckの結果を示している。重力レンズ効果を入れたことにより、揺らぎの振幅 σ_8 の誤差が小さくなっていることがわかる。

3.2 弱い重力レンズ

3.2.1 コスミックシア

遠方銀河の見かけの形状は、手前にある構造による重力レンズ効果を受けるため形が歪む。特に天球上で近くにある銀河の像は似たような重力場中を伝わってくるため、その形状が似てくる。そのため多数の遠方銀河の形の相関を調べることで、手前の暗黒物質の構造を調べることができる。この観測手法はコスミックシアと呼ばれる。また遠方銀河の赤方偏移を測光観測から推定することにより、各時代ごとの密度揺らぎの振幅を測ることもできる。大ま

*2 宇宙背景輻射の観測データのみでの結果(他の銀河サーベイ等の観測結果を組み合わせない場合)を示す。またPlanck2015では重力レンズ効果は含んでいない。

*3 言い換えるとPlanckでは大スケールの温度揺らぎのパワースペクトルからは低い σ_8 と小さい Ω_m を、逆に小スケールからは高い σ_8 と大きい Ω_m を予言する。このようにPlanckのデータを標準宇宙論で説明しようとする、内部矛盾があることが指摘されている。⁹⁾

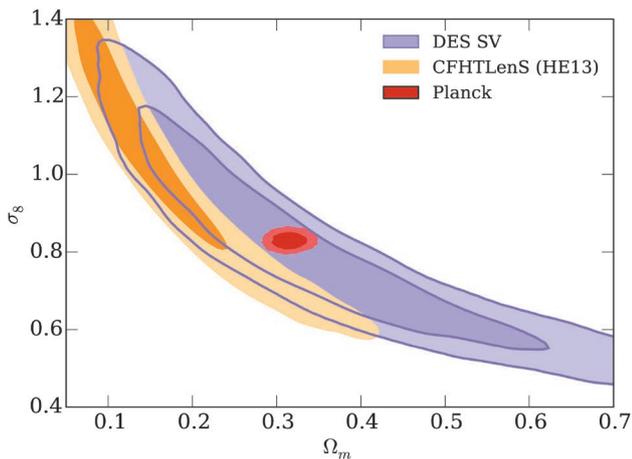


図1 弱い重力レンズサーベイによる揺らぎの振幅 σ_8 と物質量 Ω_m への制限. 紫とオレンジ色がコスミックシア (DES と CFHTLS) による制限. 赤色が宇宙背景輻射 (Planck2015) による結果. 濃い領域と薄い領域がそれぞれ 68% と 95% 信頼度. 図は参考文献 15 より転写.

かに角度スケールで約 1–100 分角, 赤方偏移が 1 以下の物質の密度揺らぎを直接測れる. 銀河形状の歪みの相関は, 揺らぎの振幅 σ_8 と物質量 Ω_m に敏感である. これまでで最大の弱い重力レンズサーベイは CFHTLS (Canada-France-Hawaii Telescope Legacy Survey) でハワイにある望遠鏡で約 150 平方度の領域を観測した. 2012 年頃に最終的な解析結果を複数報告している. また現在進行中の DES (Dark Energy Survey) ではチリにある望遠鏡で約 5,000 平方度を観測している. 2015 年に DES は初期データ (観測計画全体の 3% の領域のみ使用) から最初の結果を報告している. 図 1 で CFHTLS と DES の結果を Planck と比較して示している. 縦軸が σ_8 , 横軸が Ω_m である. 図 1 上で CFHTLS (オレンジ色) の結果が Planck (赤色) に対し全体的に左下側にずれており, 2 シグマレベル以上で一致していないのがわかる. これは CFHTLS の方がより低い揺らぎの振幅 σ_8 と物質量 Ω_m を示唆していることを示す. また DES (紫色) はちょうど CFHTLS と Planck の中間に来ている. DES はまだ初期観測の結果であり, 今後制限領域がずっと小さくなるのが期待される. 図 1 上で弱い重力レンズによる制限領域が $\sigma_8 \Omega_m^\alpha = \text{一定}$ ($\alpha \approx 0.5$) のバナナ型に縮退しているのがわかる. これは物質量 Ω_m が増えると, 手前のレンズ天体が増えるため, 重力レンズ効果がより顕著に働き, また揺らぎの振幅 σ_8 が増えても, 重力レンズによる銀河形状の相関が大きくなるためである. 表 1 の 5 列目でこれまで紹介した観測による $\sigma_8 (\Omega_m/0.3)^\alpha$ の制限を示している. CFHTLS は宇宙背景輻射の観測 (WMAP と Planck の両方) より系統的に低い値を示唆していることがわかる. DES は誤差がやや大きい, 両者の中間の値を示している.

図 2 で現在の質量密度揺らぎのパワースペクトルを示している. 横軸は密度揺らぎの波数 $k (= 2\pi/\text{波長}) [h/\text{Mpc}]$, 縦軸がパワースペクトル $P(k) [(h^{-1} \text{Mpc})^3]$ を表している. ここで h は無次元化されたハッブル定数で $h=0.7$ 程度である. 図より Planck の結果 (赤色) に比べ, CFHTLS の結果

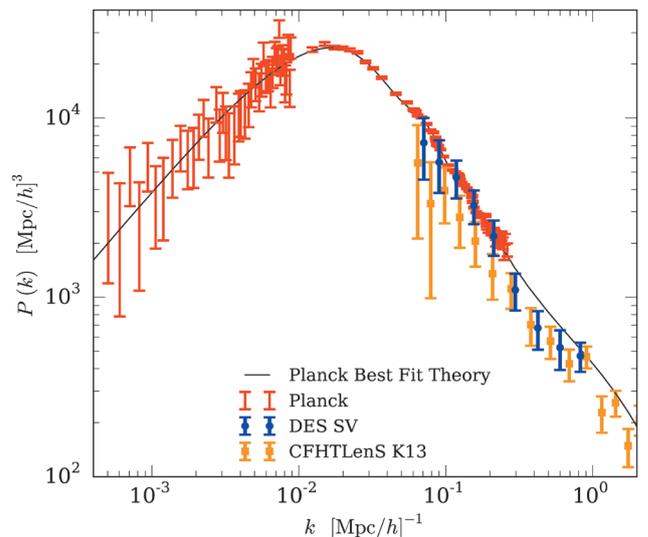


図 2 現在の質量密度揺らぎのパワースペクトル. 横軸は揺らぎの波数 $k [h \text{ Mpc}^{-1}]$, 縦軸はパワースペクトル $P(k) [(h^{-1} \text{Mpc})^3]$. 黒線は Planck から予言された理論曲線. 赤は Planck の結果, オレンジが CFHTLS, 青が DES の結果. 図は参考文献 15 より転写.

(オレンジ) が系統的に低いことがわかる. DES (青) は $k=0.1 h \text{ Mpc}^{-1}$ 付近では Planck と CFHTLS の中間にあるが, より小スケール ($k > 0.2 h \text{ Mpc}^{-1}$) では明らかに Planck の予言する理論モデル (実線) より低く CFHTLS と一致する値を示している.

3.2.2 銀河-銀河レンズ

天球上で遠方銀河の像が手前の銀河の近くにあると, 重力レンズにより遠方銀河の形が歪む. そのため, ある銀河の周りの多数の背景銀河の形の歪みを調べることで, その銀河周辺の物質分布を直接測ることができる. ここで銀河とその周辺の物質との相関は銀河バイアスパラメータの 1 乗に比例するが, 銀河同士の 2 点相関はバイアスパラメータの 2 乗に比例する. そのため両者を合わせることでより銀河バイアスを測ることができ, 2.4 章で述べた縮退が解けて密度揺らぎの振幅も同時に測れる. 特に様々な赤方偏移にある銀河を使えば, それぞれの時代の揺らぎの振幅を決定できる. 観測手法はコスミックシアと似ているが, 銀河-銀河レンズでは手前の銀河は分光観測から赤方偏移が測られているものを使う. これまでで最大の分光銀河サーベイは SDSS (Sloan Digital Sky Survey) で, アメリカのニュージャージー州の望遠鏡で, 全天の約 4 分の 1 を観測している. Mandelbaum + (2013) では SDSS DR7 (Data Release 7) を用いて, 約 17 万個の Main 銀河と LRG (Luminous Red Galaxy; 赤方偏移 $z \leq 0.5$) 周辺の物質分布を測定している.¹⁶⁾ また, Miyatake + (2015) と More + (2015) では SDSS DR11 で約 5 千個の CMASS (Constant Mass) 銀河 ($z \sim 0.5$) の密度分布を観測している.^{17, 18)} 光源には SDSS より遠方の CFHTLS 銀河を用いている. 表 1 で上記グループによる銀河-銀河レンズを用いた σ_8 と Ω_m への制限を示している. 揺らぎの振幅は宇宙背景輻射に比べ 1 シグマレベルで低い値を示唆しており, コスミックシアの CFHTLS

と一致している。

3.3 銀河分布の赤方偏移歪み

宇宙空間で重力ポテンシャルの低い領域があると、周りの銀河は全体的にそこへ落ち込んでいく。この際に我々から見て重力ポテンシャルの井戸の背景(手前)にある銀河はより近づいてくる(遠ざかる)ため、宇宙膨張による赤方偏移とは別に、速度場のドップラー効果による赤方偏移を生じる。そのため銀河分布を赤方偏移空間で見ると、特有な歪みを作る。この赤方偏移歪みを測ることにより、密度揺らぎが成長している過程を直接見ることができ、揺らぎの成長率に制限を与えることができる。

FastSound計画はすばる望遠鏡に取り付けられた分光器FMOS(ファイバー多天体分光器)を用いた大規模銀河サーベイである。²⁰⁾ 約3千個のバルマー- α 輝線銀河($1.2 < z < 1.6$)の分布から赤方偏移歪みを検出した。²¹⁾ 図3に様々な銀河サーベイで測られた各赤方偏移 z での揺らぎの成長率を示している。縦軸が揺らぎの成長率を表し、 $f(z)\sigma_8(z) = d\sigma_8(a)/d \ln a$ と与えられる。ここで $\sigma_8(z)$ は赤方偏移 z での揺らぎの振幅を、 $a=1/(1+z)$ はスケールファクターを表す。単に σ_8 と表記した場合は現在($z=0$)での値を表す。赤と緑で塗りつぶされた領域がPlanckとWMAPから示唆される予言値を表す。赤色で示したFastSoundの結果はこれまでにない高赤方偏移で制限を与えている。ただ、(誤差が大きいが)全体的に銀河分布の赤方偏移歪みからの制限の方が、Planckの予言より低い値を示唆しているように見える。

またBeutler+(2014)ではSDSS DR11から、約70万個のCMASS銀河(赤方偏移 $z=0.43-0.7$)を用いて赤方偏移歪みを測定した。¹⁹⁾ 彼らはバリオン音響振動も検出しており、両者を合わせて揺らぎの振幅 σ_8 に強い制限を与えている。彼らの結果は表1に示しており、宇宙背景放射より2シグマレベルで低い σ_8 を示唆している。

3.4 銀河団の個数分布

銀河団の質量関数とその進化は、以前から宇宙モデルに制限を与える手法として使われてきた。銀河団は質量が重いほどその個数は減り、ちょうど揺らぎの振幅が1程度に対応する質量スケールより大きな銀河団は急激に個数が減る。揺らぎの振幅 σ_8 が増えても、物質質量 Ω_m が増えても、銀河団の数分布は増える傾向がある。質量関数の進化については、物質質量 Ω_m が減ると揺らぎの成長率が下がるため、時間が経過してもあまり進化しなくなる。そのため、質量関数とその進化は σ_8 と Ω_m の両方に敏感である。個々の銀河団の質量は、複数の手法(銀河の速度分散、重力レンズ、X線ガス、SZ(Sunyaev-Zel'dovich)効果など)から求める。異なる観測手法を用いることにより、質量決定の系統誤差を減らすことができる。

Vikhlinin+(2009)はChandra衛星のX線観測から約90個の銀河団の質量を求めた。彼らは近傍と遠方($z=0.05$ と 0.55)の個数分布から、その進化も使い宇宙論モデルを制限している。²²⁾ PlanckもSZ効果から約190個の銀河団($z < 1$)を検出している。²³⁾ これらの観測グループによる σ_8 と Ω_m への制限は表1にある。他の大規模構造による制限と同様に、揺らぎの振幅 σ_8 が宇宙背景放射に比べ系統的に低いことがわかる。興味深いのはPlanckがSZ効果で見つけた銀河団の数が、宇宙背景放射の観測から示唆される個数より約半分程度しかない点である。

図4でこれまで紹介した様々な観測手法による σ_8 と Ω_m への制限を示している。²⁴⁾ 黄色が宇宙背景放射のPlanckとWMAPを合わせた結果、緑色がコスミックシア(CFHTLS)、青色が銀河分布の赤方偏移歪み(SDSS CMASS銀河)、赤色がX線銀河団、オレンジ色がPlanckによるSZ銀河団による制限を表している。宇宙背景放射に比べ、大規模構造からの制限は系統的に左下にずれていることがわかる。特に銀河団による制限とは2シグマレベル以上でずれている。

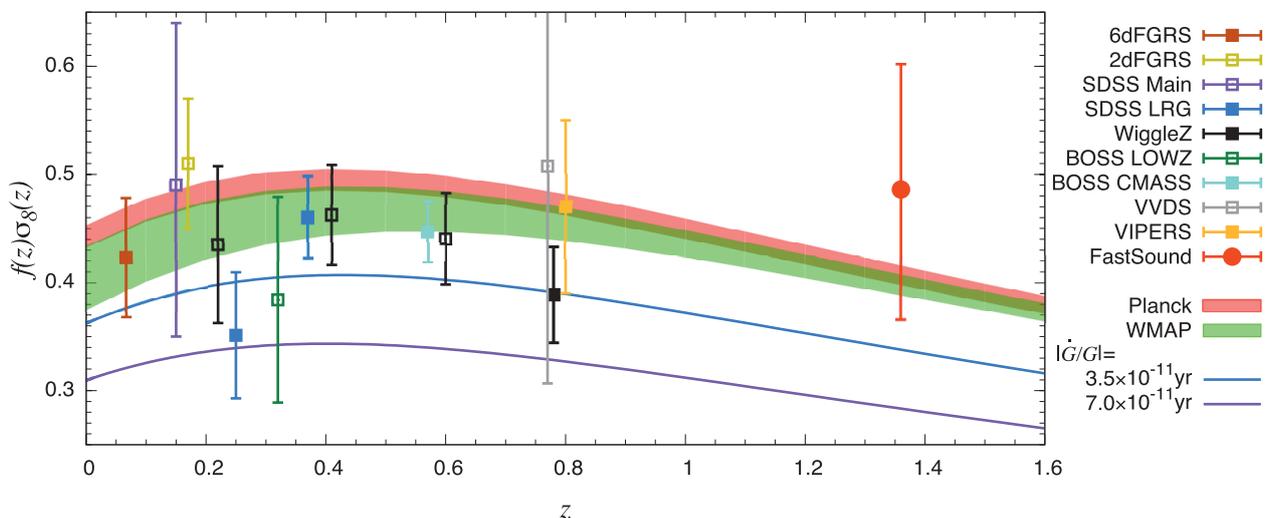


図3 銀河分布の赤方偏移歪みを用いた、各赤方偏移 z での密度揺らぎの成長率 $f\sigma_8$ への制限。赤と緑色の領域がそれぞれPlanckとWMAPの予言(68%信頼度)。記号(正方形と丸)が様々な銀河サーベイによる制限。誤差棒は68%信頼度。図は参考文献21より転写。

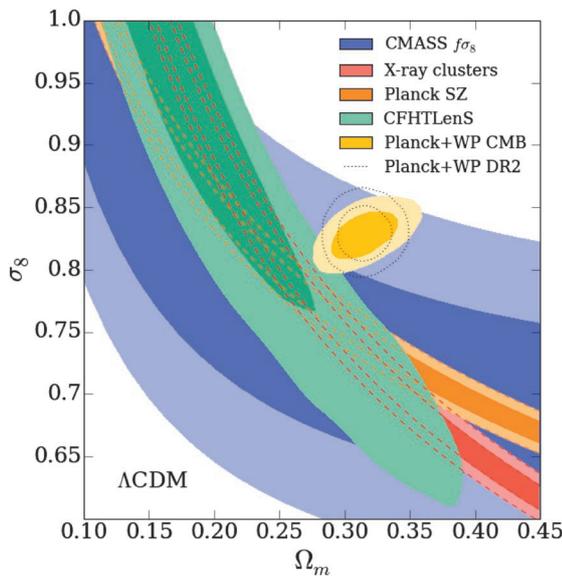


図4 様々な観測による揺らぎの振幅 σ_8 と物質量 Ω_m への制限。黄色は宇宙背景輻射 (Planck + WMAP) からの制限、緑色はコスミックシア (CFHTLS)、青色は銀河分布の赤方偏歪み (CMASS $f\sigma_8$)、赤とオレンジ色は銀河団の数分布 (X-ray clusters, Planck SZ) からの制限。濃い (薄い) 領域が信頼度 68% (95%) に対応。図は参考文献24より転写 (同様の図がMacCrann氏のホームページ²⁵) からダウンロード可能)。

4. 密度揺らぎの振幅問題の解決案

本章では密度揺らぎの振幅の不一致問題を解決する (もしくは緩和する) ために提案されているいくつかのアイデアを紹介する。基本的に小スケールの密度揺らぎを減衰させて問題を解決しようとするものが多い。

4.1 活動銀河核によるフィードバック

大規模構造の理論モデルを構築する際に、揺らぎの振幅が十分小さいときは通常摂動論が用いられる。ただ現在の宇宙は小スケール (数 Mpc 以下) では非線形領域に入っており、構造形成の進化を追うのに N 体数値計算がよく用いられる。具体的には物質のかたまりをひとつの粒子で置き換え、膨張宇宙の中での粒子間の重力進化を追う。これまで主に行われてきた計算は、暗黒物質のみの重力進化を考慮した場合であった。ただ近年、バリオン成分も考慮した高精度の大規模構造の計算が出てきている。大まかにはバリオン成分は重力収縮する際に運動エネルギーを輻射として放出できるため、より小さなサイズまで潰れることができる。そのため小スケール (約 1 Mpc 以下) の密度揺らぎの振幅を大幅に増やす。^{26,27)} しかし、近年複数の研究グループが高精度の数値シミュレーションを行い、バリオン成分はむしろ逆に中間スケール (約 1-10 Mpc) の揺らぎの成長を抑制する結果を報告している。²⁸⁻³⁰⁾ これは重い銀河の中心にある活動銀河核によるフィードバックで、周囲のバリオン物質を飛ばしてしまうためである。バリオン物質が飛び出せば、暗黒物質もその重力に引きずられる。この活動銀河核の影響は、銀河団の質量を減らし、その個数を減らす効果がある。そのため活動銀河核によるフィードバックは、現在の密度揺らぎの振幅を下げ、銀河団の個数

も減らすため、両方の問題を一度に解決できる可能性がある。^{31,35)} ただ、バリオン入りの数値シミュレーションは複雑な天体物理プロセス (星形成、超新星、輻射輸送など) のモデル依存性が強いので、現時点では高い精度で理論モデルを構築するところまで達していない。

4.2 ニュートリノ

ニュートリノに有限質量があることは素粒子のニュートリノ振動実験から示唆されている。ニュートリノに質量があると、宇宙論に次のような影響が出る: i) 近傍で物質量を増やすため宇宙の膨張速度に影響し、ii) 熱運動により小スケールの密度揺らぎを消す (フリーストリーミングと呼ばれる)。より質量が重いほうが小スケールの密度揺らぎをより減衰させるが、あまり重すぎると物質量を増やし最終散乱面までの距離が短くなり宇宙背景輻射の観測と合わなくなる。銀河サーベイ (SDSS CMASS 銀河) と宇宙背景輻射の観測 (Planck + WMAP) の比較から、3種類ニュートリノの質量の合計が 0.3-0.4 eV あれば、不一致問題を解決できることが指摘されている。³⁶⁾ ただ別の解析によると3種類のニュートリノだけでこの不一致を解決することは難しく、4種類目 (ステライルニュートリノ) が必要だと指摘している研究もある。^{24,37)}

4.3 初期密度揺らぎが小スケールで減衰しているモデル

通常、初期揺らぎのパワースペクトルは、最も単純なモデルでは、波数のべき型を仮定する。しかし、この条件を外し、小スケールで減衰する初期揺らぎを考えれば、問題を解決できる可能性がある。小スケール ($10 h^{-1}$ Mpc 以下) で初期密度揺らぎの振幅を約 20% 減衰させることにより、問題を解決できる可能性が指摘されている。³⁷⁾

4.4 その他

暗黒エネルギーが時間変化する場合も議論されている (最も簡単な場合、時間変化しない宇宙定数が仮定される)。暗黒エネルギーの状態方程式 w (= 圧力/密度) を小さくすれば、Planck とコスミックシア (CFHTLS, DES) 間の不一致がやや緩和することが指摘されている。¹⁵⁾ また現代宇宙論は一般相対論に基づいているが、重力理論を修正したモデルも多数議論されている。実際、Planck では修正重力理論でも解析を行っている。³²⁾ ただ多くの修正重力理論は揺らぎの成長をむしろ促進させ、問題解決を逆に難しくさせるようである。³³⁾ また他にも我々が局所的なボイドに住んでいれば、不一致問題を説明できる可能性も指摘されている。³⁴⁾

5. まとめ

宇宙背景輻射から示唆される現在の密度揺らぎの振幅 σ_8 が、近傍の大規模構造の観測から得られた値よりも系統的に高い問題を紹介した。著者の知る限り、この不一致問題は WMAP とコスミックシア (CFHTLS) の観測結果から既に指摘されていたが、³⁵⁾ Planck の結果が報告されてから、さらに顕著に現れるようになった。本記事で紹介した内容

をより詳しく知りたい方には、文献6, 24, 37を紹介する。

以前から密度揺らぎの振幅 σ_8 は、宇宙論でなかなか決まらないパラメータだった。WMAPも最初の数年間(1, 3, 5年目)で結果は大きく変動した。主な理由は宇宙背景輻射では σ_8 は観測データから直接得られるフィッティングパラメータではなく、他のパラメータに依存する2次的なパラメータだからである。そのためここで紹介した σ_8 の値も、また変わるかも知れない(そう言うては、元も子もないかも知れないが)。

近年、宇宙論の観測精度は飛躍的に高まっており、宇宙論パラメータもパーセントレベルで決まってきた。例えば、宇宙論的な距離は銀河分布のバリオン音響振動を用いて1-2% ($z < 0.6$)の精度で決まっており、³⁸⁾これは以前のIa型超新星を標準光源として用いた頃より遥かに向上している。また多数の大規模銀河サーベイが進行中または計画中であり、それに合わせて理論モデルの精度もどんどん上がっている。バリオン成分入り大規模数値シミュレーションや、密度揺らぎの高次摂動論などの重要性が非常に高まっている。本記事では揺らぎの振幅の不一致を紹介したが、他にもハッブル定数の不一致問題も知られている。これはPlanck衛星で決めたハッブル定数が、近傍天体の膨張速度から得られた結果より低い問題である。⁶⁾またこれとは別に、Planckの温度揺らぎのパワースペクトルから得られた重力レンズ信号が、理論モデルより約20%大きい問題も知られている。⁶⁾これはPlanckで予言している高めの振幅 σ_8 でも大規模構造の密度揺らぎがまだ足りないことを示唆している。ただ温度揺らぎの2点関数(パワースペクトル)ではなく4点関数による解析では、重力レンズ信号の大きさに問題は見えていない。⁶⁾このように標準宇宙論は細かい点でまだまだ問題が知られている。

ここで紹介した密度揺らぎの振幅 σ_8 の不一致問題は、現在信じられている暗黒物質に基づく構造形成モデルに修正をもたらすかも知れない。または一般相対論に基づく標準宇宙論や、大スケールでの物理法則に修正を加える必要があるかも知れない。または単に観測結果の(見落とされていた)系統誤差で終わるかも知れない。いずれにせよ複数の大規模銀河サーベイや宇宙背景輻射の偏光観測が稼働中または計画中であり、この問題に白黒つけることは可能である。現在、日本ではすばる望遠鏡を用いた大規模銀河サーベイHSC(Hyper Suprime-Cam)計画が進行中である。^{39,40)}日本、台湾、プリンストン大学の研究者を巻き込んだ大型プロジェクトである。観測は2014年から始まっており、5年間で約1,400平方度観測する計画である。銀河の撮像サーベイを行い、弱い重力レンズ効果から暗黒物質の分布を直接探る。そのため密度揺らぎの振幅 σ_8 も高い精度で決まることが予言されている。今後HSCにより膨大な観測データがもたらされ、この問題への新たな解決の糸口が得られると期待される。

早く図の使用を認めて下さったNiall MacCrann氏、奥村

哲平氏、戸谷友則氏に感謝します。大栗真宗氏、高田昌広氏、村田龍馬氏、吉田直紀氏には原稿を読んで頂き、有益なコメントを頂きました。ありがとうございました。

参考文献

- 1) 佐藤勝彦, 二間瀬敏史編:『シリーズ現代の天文学2 宇宙論I—宇宙のはじまり』(日本評論社, 2008).
- 2) 二間瀬敏史, 池内 了, 千葉柁司編:『シリーズ現代の天文学3 宇宙論II—宇宙の進化』(日本評論社, 2007).
- 3) 松原隆彦:『現代宇宙論—時空と物質の共進化』(東京大学出版会, 2010).
- 4) G. Hinshaw, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **208** (2013) 19.
- 5) C. L. Bennett, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **208** (2013) 20.
- 6) Planck Collaboration: submitted to *Astron. Astrophys.*; arXiv: 1502.01589 (2015).
- 7) Planck Collaboration: submitted to *Astron. Astrophys.*; arXiv: 1502.01582 (2015).
- 8) Planck Collaboration: submitted to *Astron. Astrophys.*; arXiv: 1507.02704 (2015).
- 9) G. E. Addison, *et al.*: submitted to *Astrophys. J.*; arXiv: 1511.00055 (2015).
- 10) D. Larson: *Astrophys. J.* **801** (2015) 9.
- 11) K. M. Smith, O. Zahn and O. Doré: *Phys. Rev. D* **76** (2007) 043510.
- 12) C. M. Hirata, *et al.*: *Phys. Rev. D* **78** (2008) 043520.
- 13) Planck Collaboration: submitted to *Astron. Astrophys.*; arXiv: 1502.01591 (2015).
- 14) C. Heymans, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** (2013) 2433.
- 15) The Dark Energy Survey Collaboration: submitted to *Mon. Not. R. Astron. Soc.*; arXiv: 1507.05552 (2015).
- 16) R. Mandelbaum, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** (2013) 1544.
- 17) H. Miyatake, *et al.*: *Astrophys. J.* **806** (2015) 1.
- 18) S. More, *et al.*: *Astrophys. J.* **806** (2015) 2.
- 19) F. Beutler, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **443** (2014) 1065.
- 20) M. Tonegawa, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. J.* **67** (2015) 8112.
- 21) T. Okumura, *et al.*: submitted to *Publ. Astron. Soc. J.*; arXiv: 1511.08083 (2015).
- 22) A. Vikhlinin, *et al.*: *Astrophys. J.* **692** (2009) 1060.
- 23) Planck Collaboration: *Astron. Astrophys.* **571** (2014) A20.
- 24) N. MacCrann, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** (2015) 2877.
- 25) http://www.jb.man.ac.uk/~maccrann/contour_fun/
- 26) Y. P. Jing, *et al.*: *Astrophys. J.* **640** (2006) L119.
- 27) D. H. Rudd, *et al.*: *Astrophys. J.* **672** (2008) 19.
- 28) M. P. van Daalen, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415** (2011) 3649.
- 29) M. Vogelsberger, *et al.*: *Nature* **509** (2014) 177.
- 30) K. Osato, M. Shirasaki and N. Yoshida: *Astrophys. J.* **806** (2015) 186.
- 31) S. J. Cusworth, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** (2014) 2485.
- 32) Planck Collaboration: submitted to *Astron. Astrophys.*; arXiv: 1502.01590 (2015).
- 33) S. Dodelson and S. Park: *Phys. Rev. D* **90** (2014) 043535.
- 34) K. Ichiki, C.-Y. Yoo and M. Oguri: *Phys. Rev. D* **93** (2016) 023529.
- 35) T. D. Kitching, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** (2014) 1326.
- 36) F. Beutler, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **444** (2014) 3501.
- 37) R. A. Battye, *et al.*: *Phys. Rev. D* **91** (2015) 103508.
- 38) L. Anderson, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** (2014) 24.
- 39) S. Miyazaki, *et al.*: *Proc. SPIE* **6269** (2006) 9.
- 40) <http://www.naoj.org/Projects/HSC/HSCProject.html>

著者紹介

高橋龍一氏: 専門は宇宙論。特に数値シミュレーションを用いた宇宙大規模構造、重力レンズ、重力波の研究。

(2016年3月9日原稿受付)

Tension in Amplitudes of Cosmological Density Fluctuations Inferred by Cosmic Microwave Background (CMB) and Measured by Large Scale Structure (LSS)

Ryuichi Takahashi

abstract: We briefly review a tension in current amplitudes of cosmological density fluctuations determined by CMB and LSS. Planck satellite recently measured CMB temperature and polarization fluctuations, and determined an amplitude of primordial density fluctuations very precisely. The current amplitude of the fluctuations can be inferred

from the primordial one assuming standard Λ CDM cosmological model. On the other hand, LSS (galaxy distribution, weak lensing and cluster abundances) can directly measure the present density fluctuations. However, there is a discrepancy of the amplitudes determined by CMB and LSS. Planck predicts the larger amplitude than LSS. We will briefly report this discrepancy and introduce some possible solutions to this problem. We may need new physics or a modification of dark matter model to solve it.

日本物理学会誌 第71巻 第10号 (2016年10月号) 予定目次

巻頭言

不思議累々……………森川雅博

物理学70の不思議

宇宙初期のインフレーションはどこまで解明できるか？

超伝導の転移温度はどこまで上がる？

「量子」と「古典」の境界はどこにあるのか？

極限環境への挑戦：低温・高圧・強磁場

現代物理のキーワード

物質の五感を操り、機能を紡ぐ……………尾辻泰一

交流

固体表面での水素分子の核スピンドイナミクスに見られる

磁気・電氣的応答—宇宙物理化学から水素貯蔵まで—

……………杉本敏樹, 福谷克之

解説

超流動 $^3\text{He-A}$ における時間反転対称性の破れと固有マグナス力

……………池上弘樹, 堤 康雅, 河野公俊

最近の研究から

一般相対性理論における次元無限大極限

……………田邊健太朗, 鈴木良拓

イオンのクーロン結晶が拓く星間分子生成反応の研究

……………岡田邦宏

JPSJの最近の注目論文から 6月の編集委員会より

……………上田和夫

PTEPの最近の招待・特集論文から 2016年7月号より

……………坂井典佑

変わりゆく物理学研究の諸相—日本物理学会設立70年の機会

に日本における物理学研究の転換点をふりかえる—

島田実験所という研究プロジェクト：戦時科学動員は何を

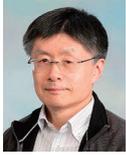
もたらしたのか……………河村 豊

学界ニュース

Nevill F. Mott Prize：桂 法称氏……………永長直人

新著紹介

行列模型による超対称ゲージ場の量子論の解明と進展



糸山 浩司

大阪市立大学大学院理学研究科
itoyama@sci.osaka-cu.ac.jp

行列模型と言うと、多体問題に造詣の深い読者は M. L. Mehta による有名な "Random Matrices" で取り扱われている原子核のレベル間隔の問題を、あるいは中年以上の弦理論研究者は 90 年代初頭に集中的に研究されたランダム面に基づく 2 次元重力やそれに対応する弦理論を思い起こされるかもしれない。本稿で解説するのは、超対称性と呼ばれるボソンとフェルミオンの入れ替えに関する対称性を持つ 4 次元場の量子論の低エネルギー極限の厳密決定の問題において、行列模型が果たす意外な役割と現在までにもたらした進展についてである。

K. Wilson 以降の現代的な場の量子論の取り扱いにおいては、あるスケールにおける有効理論は、場のそれより高い振動数部分をもとの作用に関して積分することによって得られる。こうして得られた作用を有効作用 (effective action) という。超対称性が極小のもの ($\mathcal{N}=1$ と名付ける) から拡大された場合 ($\mathcal{N} \geq 2$)、あるいはそれが自発的に破れた場合、有効作用はひとつの正則汎関数で特徴づけられる。その低エネルギー極限を \mathcal{F} と名付けよう。

今日まで 20 年以上にわたり \mathcal{F} に関する息の長い発展が続いている。3 期に分けてまとめてみよう。拡大された超対称性を持つゲージ理論の真空では、フォトンとその相棒のみが質量を持たずにとどまる。一方真空は、値の決まらないスカラー場の期待値で指定される縮退した真空であることが Seiberg-Witten の仕事により明らかになり、第 1 期の発展は始まった。正則関数 \mathcal{F} は、リーマン面 = 代数曲線と、その上に住み無

限遠点で極を持つ微分から、陰関数として厳密決定され、今日では Seiberg-Witten 系と呼ばれている。その後ほどなく極の次数を上げる拡大系が提案され、行列模型の自由エネルギーの表式との類似性が明らかになり、後年の発展につながった。第 2 期は、グルーオンの相棒のグルイーノに関するカイラル対称性が自発的に破れた $\mathcal{N}=1$ 真空上の有効作用、そのオーダーパラメータを引数とする新たな正則関数 \mathcal{F} に関する発展である。この場合の適切なリーマン面は、行列模型の固有値がいくつかの区間に分かれて分布している場合に合致した。正則関数 \mathcal{F} の厳密決定問題においては、このオーダーパラメータを超ポテンシャルにあるパラメータと合わせ、拡大系を定義する。この立場からの進展が一挙に進み、最終的には行列模型と同型な場の量子論の Schwinger-Dyson 方程式が得られ、謎解きが完了した。 $\mathcal{N}=2$ 真空に戻って、第 3 期はインスタントンとしての Seiberg-Witten 系の微視的理解に始まった。一方、摂動論の log 補正を受けない場合を親玉とする別のタイプの代数曲線に対しても同型なリーマン面を与える行列模型が定まった。行列模型の分配関数の共形ブロックの積分表示としての顔とインスタントンとしての顔を活用し、いわゆる Alday-Gaiotto-立川関係式の直接生成が実行されている。

これらの実例により、正則関数 \mathcal{F} は適切に定義された行列模型 (あるいはその拡張 ensemble) の自由エネルギー F と同一視できることが判明してきた。 $\mathcal{F}=F$ 。

—Keywords—

リーマン面 = 代数曲線と周期：

学部の物理学で少し触れるリーマン面とは、複素平面をいくつか用意し、実軸上何箇所かに切り口を入れ、これに関して貼り合わせたものである。実際には切り口には特異性は無く、複素数を係数とする 2 変数多項式による方程式で定まる 2 次元複素空間内の曲線となっている。この上で、一般には極を持つ微分 ω を用意する。切り口の周り、あるいは切り口の中に潜り込むループ γ に沿った積分を、 ω の γ に関する周期という。

インスタントンと：

インスタントンとは、4 次元ユークリッド空間での非アーベル的ゲージ理論の解である。解は位相的に非自明で、正の整数 k でラベルされ、作用の値は k に比例する有限値である。ミンコフスキー空間では、インスタントンとは作用の値を重みとするトンネル効果に対する WKB 振幅を与えている。摂動による量子補正が抑制される超対称ゲージ理論では、インスタントンと真空のトンネル遷移を担っている。インスタントンと精密な評価には、その周りに生じるゼロモード積分を実行する必要がある。

Schwinger-Dyson 方程式：

古典論の運動方程式は作用を変分して得られる。量子論の運動方程式を得るには、作用を重みとして、考えている相関関数と経路積分の測度の部分も含めて変分すればよい。こうして得られる異なる相関関数のあいだの関係を、一般に Schwinger-Dyson 方程式という。一般には無限個の方程式からなり、古典の運動方程式からくる部分以外に、接触項、量子異常の項を含む。変分を対称性と関係付けると、一般には異常項を含む Ward-高橋の式となる。

1. はじめに

図1の鳥瞰図の説明および次節以降の内容を、順を追って、例え話、動機付け、その魅力等も含め口語雑談的に触れておこう。次節ではまず、素粒子物理学の文脈とは独立に古くから知られている行列模型の基本について説明する。行列のサイズが大きい極限、いわゆるプラナー極限での取り扱い、70年代の文献1などに最初に見られる。行列サイズが有限の場合のより厳密な取り扱いが整い始めたのは、90年代初頭の2次元重力・あるいはそれに対応する弦の発展の文脈で、ランダム面の足しあげを目的として集中的に研究されてからである。本稿で取り扱う行列模型は作用＝重みと多重積分のみで定義された系であり、前ページ keywords のところで述べた Schwinger-Dyson (以下 S-D と略す) 方程式を基本方程式とするのが自然である。筆者は随分昔からこの系を触っているが、正直まさかこんなちやちやなものが20年以上もつとは思っても見なかった。20数年前の筆者には解らなかつたこの系のひとつの魅力は、物理として理解ができる固有値間の力学、固有値分布を通じて、難解に見えるリーマン面を手作りで与えることができる点にあるのではないだろうか。固有値間には排他律が働いているので、多体フェルミ系として取り扱い、それを第二量子化の記法で書くことができる。2.2節で書く式はこれをいわゆるボゾン化 (bononization) したものと考えて差し支えない。2.3節では、トレースを持たない二次元エネルギー・運動量テンソルの代数の表現から生まれる共形ブロックと呼ばれる量の積分表示が、多重 log 型の重みを持つ行列模型のサイズ有限の分配関数そのものであることを説明する。エネルギー・運動量テンソルを角運動量に置き換え、共形ブロックは量子力学に現れるクレプシュ・ゴルダン係数だと考えるのが、一番手っ取り早い理解の仕方である。クレプシュ・ゴルダン係数は、もちろん原子・分子・原子核模型の構造には依存しない。

3節では、本稿において最も重要なキーワードの一つである有効プレポテンシャルおよびその決定方法について述べる。強い相互作用をするハドロンの世界の低エネルギー有効作用は、南部・ゴールドストーン場からなる非線形シグマモデルであることはよく知られている。例えば $O(n+1)$ 非線形シグマモデルのスカラール場は n 次元球面上に値を取る。球面の計量の影響で、励起粒子の運動エネルギーは正準形 $v^2/2$ からずれる。本稿で論ずる有効作用もま

た非線形シグマ模型となるが、スカラール (超) 場が値を取る空間には、拡大超対称性の縛りにより特別な計量が入ってくる。計量を与えるのに必要となる (汎) 関数が有効プレポテンシャルである。Seiberg-Witten が $SU(2)$ に対して実行してみせた²⁾ 決定方法は、スカラール場と有効プレポテンシャルの微分の斜交ペアによる大局的考察に基づいていた。

ゲージ理論のインスタントン解の周りにはゼロモードが生じ、準古典的に分配関数を評価する場合、すべてのゼロモードの積分を行わなければならない。そのうえスカラール場がある場合には、厳密な鞍点かどうか疑問も残る。近年のインスタントン振幅 (和) の研究においては、これらの曖昧さを取り除き積分の発散を解消する定義付けが導入されている。³⁾ 4節ではこれを説明し、続いて行列模型分配関数がインスタントン和の各項を直接生成していることを見る。

我々が見るカラーのゲージ場の世界では、閉じ込めが起こり、カイラル対称性の自発的破れが生じている。5節では、グルーオンの相棒であるグレイノに関するカイラル対称性が自発的に破れた相で、有効プレポテンシャルが^{4,5)} リーマン面上の考察によりどう決定されていくか、3節で導入した Seiberg-Witten 系 (以下しばしば S-W 系と略す) の拡大⁶⁾ がどう活躍するかを見る。

本稿の内容は素粒子物理学の理論の発展に関するものであるが、素粒子現象論に関するものではないし、“theory of everything” を目指し始まった超弦理論およびその発展形とも、一応分離して考えることができる。低エネルギー理論を問題にしているので、むしろそうであるべきだと言える。ゲージ不変性が働いている場の量子論においては、「場の高振動数部分を積分せよ。」という K. Wilson の教え⁷⁾ を文字通り実行するのは難行苦行である。超対称性は、間接的なやり方ではあるにせよ、この教えを実行することを可能にしてくれる。全て積分してしまったあとの答えが行列模型で与えられるというのは、ちょっと驚きである。

関係していることだが、なぜ超対称性を採用するのかという理由付けも、現象論、弦理論とは異なると思う。通常、素粒子現象論の立場からは、自然さ、ゲージ階層性、3つの相互作用の摂動論的統一が述べられる。一方、重力を含む4つの相互作用の統一を目指す弦理論においては、スピン0粒子とスピン2粒子を結びつける最大超対称性は大きな動機付けを与える。どちらも本稿の内容からは遠い。「なぜ超対称性なの」と問われた時に筆者が思いつくのは、統計力学における理想気体の位置づけである。理想気体とは、文字通り他人は気にせず自由に動き回る粒子たちのガスのことだが、本当に相互作用しなければ、そもそも平衡状態にならない。講義で最初にそう教わったと記憶している。超対称性は相互作用の摂動部分を相殺し、拡大超対称性の場合には、強さとしては微弱な非摂動効果だけを残してくれる。ほとんど相互作用していない状態からはじめるのは、少なくとも理論屋にとって絶妙なのである。

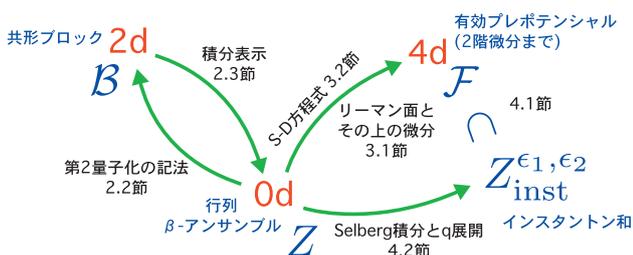


図1 本稿の解説内容を表す鳥瞰図。

2. 行列模型とは

2.1 固有値分布によるリーマン面の形成

本節では、行列模型の簡単な数学的紹介をしておこう。次節以降で典型的なものとして取り扱うのは、(エルミート)行列が一つ (M とする) の場合、およびその拡張として $r \equiv N_c - 1$ 個の行列 $M^{(l)}$ が鎖の形につながったもの⁸⁾ である。^{*1} 定義は、重みを W として次の分配関数で与えられる。重みは行列の固有値だけによらず、さらに簡単のため1個のトレースのみで書けており、固有値間の相互作用は導入されないとしよう。

$$Z(\text{パラメータ}) = \int \cdots \int \prod_{l=1}^r \prod_{i,j} dM_{ij}^{(l)} e^{-W(M^{(l)}, \text{パラメータ})} \quad (1)$$

式(1)はただの多重積分であり、重みは時間依存性すら持っていない。積分路についてはこの節の後半で述べる。積分測度は $N \times N$ エルミート行列に対する不変内積 $\text{tr} dM^\dagger dM$ から定まり、分解 $M = U^\dagger \Lambda U$, $d\Omega = dU U^\dagger$ に対して

$$dM = \prod_{i=1}^N d\lambda_i \prod_{i>j} d \text{Re} \Omega_{ij} d \text{Im} \Omega_{ij} 2^{(N-1)/2} \prod_{i>j} (\lambda_i - \lambda_j)^2 \quad (2)$$

と書ける。赤の波線を示した部分はいわゆる Vandermonde 行列式と呼ばれるもので、肩に上げて見ると、この効果により固有値間の log 型の斥力が生まれ、 $N \rightarrow \infty$ の極限での連続分布が期待される。すぐあとで固有値分布はリーマン面のカットと同一視できることを見る。時間も空間もない系なので、すべての情報は相関関数から得られる。相関関数を支配する運動方程式が、S-D 方程式である。

以上のことを行列1個の場合を念頭におき、もう少し数式にのせて考えてみよう。基本変数は、複素数 z のトレース関数 $\hat{\omega}_N(z) \equiv N^{-1} \text{tr}(z - M)^{-1}$ に関する相関関数である。特に1点関数の重み W に関する平均 (レゾルベント変数)

$$\omega_N(z) \equiv \left\langle \left\langle \frac{1}{N} \text{tr} \frac{1}{z - M} \right\rangle \right\rangle_N \quad (3)$$

は重要で、 $N \rightarrow \infty$ のプラナー極限では、全ての情報は上式の極限 $\omega(z)$ から引き出される。(singlet 因子化という。) ここで $\langle \cdots \rangle$ で平均を表している。レゾルベント変数の重要性は、式(3)の実軸の上と下での跳び (discontinuity) をとってみれば容易にわかる。超関数の性質を用いて得られる

$$\frac{-1}{2\pi i} \text{disc} \omega_N(z) = \left\langle \left\langle \frac{1}{N} \sum_i \delta(z - \lambda_i) \right\rangle \right\rangle_N \quad (4)$$

の右辺は、明らかに固有値分布関数の意味を持つ。極限では、いくつかの区間で1の値を取る階段関数、つまり実軸上のカットの和で与えられる。このような実軸上で跳びを与える複素関数は分数冪を使って容易に作れるので、推測可能だろう。実際、カットの数が1個の場合、 $\omega(z)$ は典型的には $\sqrt{z^2 - c}$ を含み、Wigner の半円則として有名である。このような場合、適切な多項式によってずらす変数変換 $(\omega(z), z) \rightarrow (x = x(z), z) \in \mathbb{C}^2$ により、複素2次元の中の

複素1次元を表す代数曲線

$$x^2 = (z \text{ の多項式}), \quad (5)$$

つまりリーマン面が得られる。以上の議論は、拡張された複素平面上の解析性が、物理量と直結する実軸上の固有値分布の決定に対して強力であることを示している。

2.2 S-D 方程式

2.1 節のような構成はどの程度保証されているのか、行列のサイズが有限の場合にはどう考えればいいのか、もう少し体系的に考えてみよう。4 節で問題になるのは、Vandermonde 行列式の指数を一般の実数パラメータで置き換えた β -アンサンブル ($\beta = b_E^2$) と呼ばれるものである。

$$Z = \int d^N \lambda (\Delta(\lambda))^{+2b_E^2} \exp \left[\frac{b_E}{g_s} \sum_{l=1}^N W(\lambda_l) \right], \quad (6)$$

$$\Delta(\lambda) = \prod_{1 \leq l < j \leq N} (\lambda_l - \lambda_j). \quad (7)$$

ここで g_s は $N \rightarrow \infty$ 極限を調整するために導入された補助パラメータで、プラナー極限は、 $N \rightarrow \infty$, $g_s^2 N = \text{一定}$ である。 N 有限での全ての S-D 方程式の組は $\sum_{l=1}^N \partial / \partial \lambda_l (z - \lambda_l)^{-1}$ を挿入して0とおいて得られることが判明していて、この形から推測できる通り Virasoro 拘束式⁹⁾ という形を取る。^{*2}

この事実は、素粒子・原子核・物性の文脈を問わず、行列模型研究にとって基本的であるので、少し詳しく説明しておこう。 N 有限での Virasoro 拘束式には、大別して3つの表示方法がある。1つめは $\hat{\omega}_N(z)$ の1点関数と2点関数を関係付ける S-D 方程式である。2つめは重みを表示する多項式 W の係数パラメータを g_ℓ とする時、 g_ℓ とその微分達により分配関数への拘束を与える式としてである。3つめが今から説明する2次元共形場理論の記法によるものである。 z 平面上で、カイラルスカラー場の微分つまり $U(1)$ カレントのローラン展開を、重みの微分と $\hat{\omega}_N(z)$ の和として定義しよう。この時、確定した中心電荷 c を持ち、 $z=0$ で特異性を持つ部分が上の微分演算子を式(6)の被積分関数に作用した結果となるように、エネルギー・運動量テンソル $T(z)$ を導入することができる。これらを数式としてまとめると、

$$i\partial\phi(z) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}g_s} W'(z) + \sqrt{2}b_E \text{tr} \frac{1}{z - M}, \quad (8)$$

$$T(z) \equiv -\frac{1}{2} : \partial\phi(z)^2 : + \frac{iQ_E}{\sqrt{2}} \partial^2\phi(z), \quad (9)$$

$$Q_E = b_E - \frac{1}{b_E}, \quad c = 1 - 6Q_E^2, \quad (10)$$

$$\langle \langle T(z) |_+ \rangle \rangle = 0. \quad (11)$$

ここで $|_+$ は z のローラン展開の主要部を表す。以上より、

^{*2} Virasoro 代数は、 $(d/d\lambda) \lambda^{n+1}$ なる微分演算子で生成される。

$\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{n=-1}^{\infty} \frac{1}{z^{n+2}} \frac{\partial}{\partial \lambda_l} \lambda_l^{n+1} = \sum_{l=1}^N \frac{\partial}{\partial \lambda_l} \frac{1}{z - \lambda_l}$
より、S-D 方程式は Virasoro 拘束式となる。

^{*1} 本稿では説明できないが、素粒子物理学で現れるもう一つの重要な系列として Yang-Mills 型の行列模型が挙げられる。

1 行列模型の S-D 方程式を 1 点関数 $\langle\langle T(z) \rangle\rangle$ の正則性に帰着させることができた。この事実を利用して、S-D 方程式を、「新たな座標 x に関する (x, z) 間の関係式

$$\left\langle\left\langle \left(x + \frac{ig_s}{\sqrt{2}} \partial\phi(z) \right) \left(x - \frac{ig_s}{\sqrt{2}} \partial\phi(z) \right) \right\rangle\right\rangle = x^2 - g_s^2 \langle\langle T(z) \rangle\rangle = 0 \quad (12)$$

が代数関係式になる」主張とみなすことができる。これが行列模型の固有値分布の背後に、式(5)あるいは式(12)で与えられるリーマン面を導入できる理由である。但しここでは N 有限であり、左辺の因子化させた表式が成り立つためには、 x, z は非可換代数 $[x, z] = Q_E g_s$ に従わねばならない。プラナー極限では、 x, z は複素数となり、代数曲線が得られる。^{*3}

以上の議論¹¹⁾の強力な点は、行列 1 個の β -アンサンブルをランク 1 の場合と考え、ランク r の場合へのリー代数的拡張(カルタン部分代数を \mathfrak{h} とする)が直ちに行えるところにある。 r 個のエルミート行列を用意しよう。Virasoro 拘束式は $i\partial\phi(z)$ の積で与えられたが、これを $r+1$ 個の積に拡張した W 拘束式というものを考え、この拘束式に自動的に従うよう鎖行列模型を構成することが可能である。^{*4} このような r 個の行列の固有値の β -アンサンブルを考える。式(6)の $\sum_{\lambda=1}^N W(\lambda)$ を $\sum_{a=1}^r \sum_{\lambda=1}^{N_a} W_a(\lambda)$ に置き換えて、この模型の従う拘束式を、 \mathfrak{h} 上に値をとるカイラスカラー場

$$\phi(z) = \text{diag}(\phi_1(z), \phi_2(z), \dots, \phi_{r+1}(z)) \in \mathfrak{h}.$$

を用いて書き下したい。式(8)の拡張として

$$i\partial\phi_i(z) \equiv \frac{1}{g_s} \left(\sum_{a=i}^r W_a'(z) - \frac{1}{r+1} \sum_{a=1}^r a W_a'(z) \right) + b_E \sum_{a=1}^r (\delta_{i,a} - \delta_{i,a+1}) \text{tr} \frac{1}{z - M_a}, \quad (13)$$

を定義しよう。再び非可換座標 (x, z) 上で

$$\det(x - ig_s \partial\phi(z)) \equiv \prod_{1 \leq i < r+1} (x - ig_s \partial\phi_i(z)), \quad (14)$$

を導入すると、S-D 方程式は

$$\langle\langle \det(x - ig_s \partial\phi(z)) \rangle\rangle_+ = 0 \quad (15)$$

であると判明した。¹¹⁾ 従って S-D 方程式は、

$$\langle\langle \det(x - ig_s \partial\phi(z)) \rangle\rangle = 0 \quad (16)$$

が代数関係式になるという主張であることがわかる。プラナー極限では singlet 因子化により

$$0 = \prod_{i=1}^{r+1} (x - y_i(z)), \quad (x, z) = (y_i(z), z), \quad (17)$$

$$y_i(z) \equiv \lim_{g_s \rightarrow 0} ig_s \langle\langle \partial\phi_i(z) \rangle\rangle \quad (18)$$

が得られ、適切な代数曲線、つまりリーマン面が得られた。^{*5} $y_i(z)$ の跳びは式(13)によりやはり固有値分布を与えているので、リーマン面上にすむ微分 $y_i(z) dz$ を用いて自由エネルギー F 等の計算が可能になる。5 節はその具体例である。

2.3 行列模型と共形ブロックの積分表示

単なる多重積分なのに、Virasoro 条件や log ポテンシャルなど質量パラメータのない 2 次元場の理論の性質が出てきてしまった。奇異な感じがする。この節では、multi-log 型の重みを持つ β -アンサンブルの分配関数は、2 次元共形場理論 (2d CFT) の共形ブロック (以後 \mathcal{B} と書く) と同一視できることを説明しよう。2d CFT は、トレースを持たないエネルギー・運動量テンソルとその対称代数である Virasoro 代数で与えられる。連続理論の局所的な作用は必ずしも必要としないが、格子上の Boltzmann weight で定義された 2d 統計力学の臨界点直上の連続理論である。2d CFT は代数の表現論を特徴づける中心電荷 c と模型を指定する構造定数 $C_{\Delta_1 \Delta_2}^{\Delta_3}$ で指定される。親となる演算子 (primary operator) の 4 点相関関数は、次のように、表現論のみに依存する \mathcal{B} 部分と、模型の構造定数その他に依存する部分の積の和

$$\langle\langle \Phi_{\Delta_1}(\infty, \infty) \Phi_{\Delta_2}(1, 1) \Phi_{\Delta_3}(q, \bar{q}) \Phi_{\Delta_4}(0, 0) \rangle\rangle = \sum_I C_{\Delta_1 \Delta_2}^{\Delta_I} K_{\Delta_I} C_{\Delta_I \Delta_3}^{\Delta_4} |\mathcal{B}(q|c; \Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \Delta_4, \Delta_I)|^2 \quad (19)$$

に分別することができる。¹³⁾ この式は $SU(2)$ の場合の Wigner-Eckart の定理に対応するものだと考えればいだろう。ここで導入した $\Delta_i (i=1, 2, 3, 4, I)$ は異常次元で、演算子達の名前づけをする。 \mathcal{B} は中間状態を指定する異常次元 Δ_I にも依存していることに注意したい。パラメータはこの 5 つ (実際には 6 つに拘束式 1 つ) に加えて、中心電荷 c を調整する b_E があり、合わせて 6 つある。^{*6}

\mathcal{B} は模型に依存しないので、安直に自由 2d スカラー場を用いて指数型の頂点演算子の積の期待値としてその表示を得てかまわない。中心電荷 c を任意にするために、作用の中にスカラー曲率に結合する項を加える手法はよく知られている。まだ問題点がある。このままではゼロモードの部分の期待値に起因する選択則 (このモードの積分による運動量保存則) が出てしまい、パラメータに欲しくない制限がついてしまう。これを回避するつまり緩くするために、Virasoro 代数の生成子と交換し構造を壊さない異常次元 1 の演算子の定積分を挿入する。好きな個数、好きな区間に

^{*3} 紙面の都合上、本稿では式(3)、(4)の 1 点関数およびそこから構成できる自由エネルギー (5 節参照) に話を限っている。プラナー極限では、多点相関関数は 1 点関数の積に帰着される。 N 有限では、Virasoro 拘束式は、S-D 方程式の名前通り多点相関関数間の漸化式を与える。¹⁰⁾

^{*4} 積分測度の具体形 (Vandermonde 行列式の拡張) については文献 8, 11 を見られたい。

^{*5} 行列模型におけるリーマン面を用いた物理量の計算一般については、本稿 5 節での応用あるいは文献 12 を参照されたい。

^{*6} \mathcal{B} の計算方法として、 q のべき級数として行列要素を求めると以下に述べる積分表示によるやり方がある。

入れられるが、選択則を緩和するのが目的なので、区間 $[0, q]$ に $N_L = n$ 個、区間 $[1, \infty]$ に $N_R = N - n$ 個入れるのが最小かつ適切と判明した。この処方箋は Ising 模型等で確認できる。期待値を Wick の定理を用いて評価すると、

$$Z_{3\text{-log}} = q^{(1/2)\alpha_1\alpha_2} (1-q)^{(1/2)\alpha_2\alpha_3} \left(\prod_{I=1}^n \int_0^q dz_I \right) \left(\prod_{J=n+1}^N \int_1^\infty dz_J \right) \\ \times \prod_{I=1}^n z_I^{b_E\alpha_1} (q-z_I)^{b_E\alpha_2} (1-z_I)^{b_E\alpha_3} \prod_{1 \leq I < J \leq n} (z_I - z_J)^{2b_E^2} \\ \times \prod_{J=n+1}^N z_J^{b_E\alpha_1} (z_J - q)^{b_E\alpha_2} (z_J - 1)^{b_E\alpha_3} \prod_{n+1 \leq I < J \leq N} (z_I - z_J)^{2b_E^2} \\ \times \prod_{I=1}^n \prod_{J=n+1}^N (z_I - z_J)^{2b_E^2} \quad (20)$$

を得る。この式は、重みを 3-log 型に選び、積分区間を上のよう選んだ N 有限の β -アンサンブルとなっている。^{*7} 同様の議論により、2.2 節後半で述べた鎖行列模型の β -アンサンブルも重みを 3-log 型に選び W ブロックの積分表示となる。

$\mathcal{F} = F$ が成立している例をいくつか挙げるのが、本解説の主な目標である。次節では、共形 W ブロックと β 関数が 0 となる場合の S-W 系が、同型の代数曲線を持つことを見る。 β 関数が 0 でない場合の代数曲線は、質量パラメータを無限大に飛ばすことにより得られる。

3. Seiberg-Witten 系とその拡張、有効プレポテンシャルの変形

3.1 $SU(2)$, $N_f=0$

3.1.1 $\mathcal{N}=2$ Yang-Mills 理論の低エネルギー極限有効作用

1 節で述べたように、超対称性は相互作用を相殺させる傾向を持ち、それゆえ場の量子論における理想気体として働く。 $\mathcal{N}=2$ の β 関数の摂動部分は 1-loop で止まり、残りはインスタントンによる寄与であることが知られている。もう一つの特徴的なこととして、拡大超対称性の表現が中心拡大を持っていることを反映する質量を持つ“短い”超多重項としての BPS 飽和状態^{*8} が挙げられる。1994 年に、Seiberg と Witten は $SU(2)$ $\mathcal{N}=2$ Yang-Mills 理論の有効作用の低エネルギー極限の厳密決定に成功した。²⁾ 真空はゲージ群が $U(1)$ にまで破れたクーロン相にあり、随伴表現に属する複素スカラー場の期待値 (つまり有効作用の引数、これを a とする。) は量子補正を加えても不定のままにとどまり、連続無限個の真空の縮退をラベルするパラメータ (モジュライと近年では呼ばれる) として働く。質量スペ

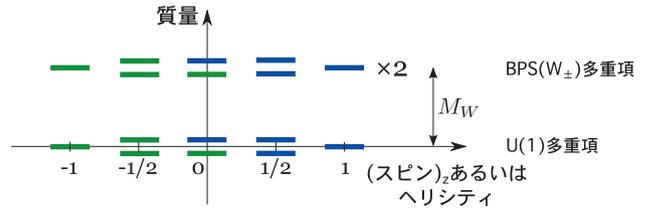


図2 $SU(2)$, $\mathcal{N}=2$ Yang-Mills 理論. スピン 0, 1/2, 1 粒子の質量スペクトル.

クトルは図2のような簡単なもので、 W^\pm を含む質量を持つ多重項は BPS である。その質量は $M_W = a - (-a) = 2a$ である。

$0 \leq |p^\mu| \ll M_W$ の低エネルギー極限 (つまり微分展開の最低次) での有効理論は次の形の有効ラグランジアンで与えられる。

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{4\pi} \text{Im} \left[\int d^4\theta \frac{\partial \mathcal{F}(\Phi)}{\partial \Phi} \Phi^\dagger + \int d^2\theta \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{F}(\Phi)}{\partial \Phi^2} \mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha \right]. \quad (21)$$

従って、有効プレポテンシャル $\mathcal{F}(\phi=a)$ を決めれば有効理論は完全に決まる。この量の 1-loop の寄与を除いた残りの部分はマルチインスタントンの寄与と同定できる。

3.1.2 有効プレポテンシャルの決定

有効理論の縮退した真空はパラメータ空間を作る。これを真空のモジュライ空間 \mathcal{M} と呼ぼう。 \mathcal{M} の計量は

$$ds^2 = \text{Im} \tau(a) da d\bar{a}, \quad \tau(a) = \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial a^2} \quad (22)$$

である。 \mathcal{M} 上の正則座標を u としよう。一方 a は、下式 (25) で与えられる局所座標として働く。

この節では、Seiberg-Witten によるもとの決定のプロセスを、手短かに振り返ってみよう。

- u 平面上で、計量 (22) は正定値になっていない。
- 大域的な考察によると、 \mathcal{M} は $u = \pm 1, \infty$ に特異点を持つ複素 u 平面であり、それは実はトーラスつまり種数 1 のリーマン面をパラメトライズしている。
- a および $\partial \mathcal{F} / \partial a$ はトーラス上の微分 (これを dS_{SW} とする) を用いて書かれ、大域的な考察に矛盾しないためには、極は留数を持ってはならない。
- dS_{SW} の u 微分をトーラス上の正則微分に比例するようにとっておけば、 $\partial^2 \mathcal{F} / \partial a^2$ はトーラスの周期行列と同一視でき、正定値性が保証される。逆もまた正しいことが議論された。
- 上記の比例係数は u 平面上での漸近的振る舞いから決定できる。以上をまとめ、

$$y^2 = (x-u)(x^2 - \Lambda^4); \quad \text{トーラスを表す楕円曲線}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial u} dS_{\text{SW}} = -\frac{\sqrt{2}}{4\pi} \frac{dx}{y(x)} = \text{正則微分に比例}, \quad (24)$$

$$a = \oint_A dS_{\text{SW}}, \quad \frac{\partial \mathcal{F}(a)}{\partial a} = \oint_B dS_{\text{SW}}, \quad (25)$$

を得る。^{*9} ここで A, B は、トーラス上、1 点に縮められな

^{*7} 繰り返しになるが、共形ブロック \mathcal{B} は 2d CFT 相関関数の表現論的部分であり、2 次元場の量子論のすべての自由度が反映されているわけではない。 \mathcal{B} 自身が単なる多重積分 (行列模型の分配関数) であることに矛盾はない。

^{*8} BPS は Bogomol'nyi-Prasad-Sommerfield の略である。質量を M 、中心電荷を Z とする時、BPS 飽和状態は $M = \sqrt{2}|Z|$ を満たす。この等式は、いかなる量子補正に対しても変更を受けない。

^{*9} 式 (25) の前式は a と u の関係を与える。3.1 節のこの例では、式 (25) のどちらの式も楕円積分で書ける。

い2つのループである。これにより有効プレポテンシャルが厳密決定される。本稿では式(24), (25)をSeiberg-Witten系と呼ぶ。

3.2 $SU(N_c)$, $N_f=2N_c$

上で見たように、代数曲線およびその上の微分の決定は一筋縄にはいかない。これらの決定に今まで最もよく用いられてきているのが、プレーン配位によるものである。¹⁴⁾ 特に1-loopのlog補正を受けない場合に関しては、大きな役割を果たした。ゲージ群が $SU(N_c)$ でフレーバーの数 $N_f=2N_c$ が典型的な場合である。この場合の1つの重要性は、フレーバーの質量を無限大に飛ばすことにより、1-loopのlog補正を持つ漸近的自由な場合を導くことができる点である。つまり親玉の理論と考えられるのである。代数曲線および微分の決定方法は本稿の目的と直接関係がないので、省略する。文献14の結果は、容易に次のGaiotto型¹⁵⁾に変換できる：

$$x^{N_c} = \sum_{k=2}^{N_c} \frac{P_{2k}^{(k)}(t)}{(t(t-1)(t-q_{UV}))^k} x^{N_c-k}. \quad (26)$$

一方、2.2節後半の r 個の鎖行列模型に対し、3-log型の重みを $W_a(z) = \sum_{p=1}^3 (\mu_p, \alpha_a) \log(q_p - z)$, $q_0 = \infty$, $q_1 = 0$, $q_2 = 1$, $q_3 = q$ とした代数曲線は

$$x^{N_c} = \sum_{k=2}^{N_c} \frac{(-1)^{k-1} Q_k(z)}{(z(z-1)(z-q))^k} x^{N_c-k} \quad (27)$$

の形をしており、両者は同型である。(.)は η^* の内積で α_a は単純ルートである。さらに進んで、両者から導かれる微分 $y_i(z)dz$ と xdz に関して、第 i 面での3つの極での留数を比べることにより、両者のパラメーターの間の辞書を作成することができる。結果は、基本ウェイト Λ^a を用いて

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \sum_{a=1}^{N_c-1} (-m_a + m_{a+1}) \Lambda^a, & \mu_1 &= \sum_{a=1}^{N_c-1} (\tilde{m}_a - \tilde{m}_{a+1}) \Lambda^a, \\ \mu_2 &= \left(\sum_{i=1}^{N_c} m_i \right) \Lambda^1, & \mu_3 &= \left(\sum_{i=1}^{N_c} \tilde{m}_i \right) \Lambda^{N_c-1} \end{aligned} \quad (28)$$

と書ける。よってもとの行列模型の重みを、

$$\begin{aligned} W_a(z) &= (\tilde{m}_a - \tilde{m}_{a+1}) \log z + \delta_{a,1} \left(\sum_{i=1}^{N_c} m_i \right) \log(1-z) \\ &+ \delta_{a,N-1} \left(\sum_{i=1}^{N_c} \tilde{m}_i \right) \log(q-z) \end{aligned} \quad (29)$$

と決めることができる。これは文献11での成果の一つである。

3.3 有効プレポテンシャルの変形理論

この節では、S-W系の拡大変形⁶⁾について述べる。この節の内容は、5節において興味深い応用を持つ。 $N=2$, $SU(N)$ Yang-Mills ($N_f=0$) に対するS-W系を取り扱おう。代数曲線は3.2節で取り扱ったものでフレーバーの質量を全部無限大に飛ばしてスケールング極限を取れば良い。この極限で、漸近的自由な場合のスケールパラメーターも出てくる。結果は、 z を補助(媒介)変数とし周期的戸田系と

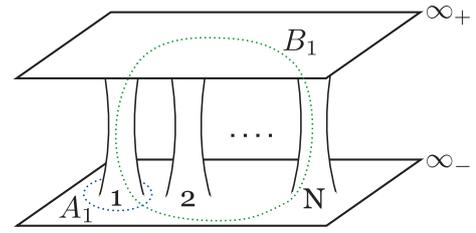


図3 超楕円曲線(30)とその A_i サイクル, B_i サイクル, $i=1, \dots, N-1$ を表す図。

関係の深い^{*10}次の超楕円曲線により与えられる。^{*11}

$$P_N(x) = z + \frac{\Lambda^{2N}}{z}, \quad Y = z - \frac{\Lambda^{2N}}{z}. \quad (30)$$

N 次多項式 $P_N(x)$ の係数は、 \mathcal{M} の正則座標として働く。図3のように、独立なループとして、 A_i サイクル, B_i サイクル, $i=1, \dots, N-1$ がとれる。3.1節の規範を満たす微分は

$$dS_{SW} = xd \log z. \quad (31)$$

式(31)は、無限遠点で二重極を持っている。このすぐあとで、式(31)は拡大系において T_1 だけがかかった場合であることを見る。しばしばWhitham変形と呼ばれる拡大S-W系のアイデアは、もとの特徴づけ式(24), (25)を保ちながらリーマン面のモジュライと式(31)の微分を変形していくことにある。変形 $dS_{SW} \rightarrow dS$ は、高次の極を含む微分を加えることにより行われる。 ℓ 次の極のみを持ち残りは正則な微分を $d\Omega_\ell$ で表すことにしよう。正則微分を加える曖昧性を取り除くため、 $d\Omega_\ell$ の A_i サイクルでの積分はゼロという付加条件をおいておこう。次の熱力学的関係式⁶⁾が導ける。

$$dS = \sum_{i=1}^g a^i da_i + \sum_{\ell \geq 1} T_\ell d\Omega_\ell \quad (32)$$

ここで a^i は dS の A_i サイクルでの積分で定義され、 T_ℓ は $T_\ell = \text{res}_{\xi=0} \xi^\ell dS$ で与えられ(ξ は無限遠点での局所座標)、 T モジュライと呼ぶことにしよう。これらを独立変数の組とみなすことができる。拡大S-W系から、拡大有効プレポテンシャルは

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial a^i} = \oint_{B^i} dS, \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T_\ell} = \frac{1}{2\pi i \ell} \text{res}_{\xi=0} \xi^{-\ell} dS \equiv \mathcal{H}_{\ell+1}(h_k) \quad (33)$$

を通じて導入される。

4. インスタントンとSelberg型行列模型

2節, 3節の議論で、行列模型から得られる代数曲線とS-W系での代数曲線の親密性が明らかになったが、もっと微視的なレベルでの合致が望ましい。

^{*10} 第1期の発展においては、代数曲線と微分を決定するプロセスにおいて可解粒子系との対応が見いだされ、適切な曲線が次々と決定されていった。¹⁶⁾ 筆者は、セミナー等で年長の教授連から、「全くわからない」と苦言を呈されたのを憶えている。本稿の立場からの再考察は有益で、更なる発展を促すと思う。

^{*11} 両式とも2乗して辺々引くと z が消去できる。

4.1 インスタントン分配関数^{*12}

経路積分から生じた有効プレポテンシャルが、本当にインスタントン和によって与えられているのかは、検証を要する。まず前節に戻って結合定数とテータ角を

$$q = e^{\pi i \tau}, \quad \tau = \frac{\theta}{\pi} + \frac{8\pi i}{g^2} \quad (34)$$

という形にまとめておく。インスタントン数はインスタントン数 k を数える q のべき展開で与えられ、その展開係数は k -インスタントンのモジュライ空間の“体積”で定義されるとしよう。この定義は、集団座標によるインスタントンの周りのゼロモードの積分として納得できる。“体積”は安直に考えると発散するが、 R^4 の rigid な対称性の作用 T に関して適切な商空間 (T 同変コホモロジーと言う) を取ると有限になる。以上より

$$Z_{\text{inst}}(a_i, \epsilon_1, \epsilon_2; q) \equiv \sum_{k=0}^{\infty} Z_k q^k, \quad Z_k \equiv \int_{M_k} 1_{\epsilon_1, \epsilon_2, a_i}. \quad (35)$$

ここで、 ϵ_1, ϵ_2 は、 T 作用とともに導入されたパラメータである。このような展開係数の計算方法は既に文献3で確立していた。この局所公式によると、係数 Z_k は N_c 個のヤング図 $\bar{Y} = (Y^{(1)}, \dots, Y^{(N_c)})$ のデータによりパラメトライズされる T 作用の固定点からの寄与で与えられる。

$$Z_k = \sum_{|\bar{Y}|=k} Z_{\bar{Y}}. \quad (36)$$

ここで総和は N_c 個のヤング図 (分割) $\bar{Y} = (Y^{(1)}, \dots, Y^{(N_c)})$ の箱の総数が k である全ての場合についてとる。文献19で、Nekrasov は上記の意味でのインスタントンと有効プレポテンシャルのインスタントン部分 $\mathcal{F}_{\text{inst}}^{(\text{SW})}$ の間の次の関係を与えた：

$$Z_{\text{inst}}(\epsilon_1, \epsilon_2, a_i; q) = \exp\left(\frac{1}{\epsilon_1 \epsilon_2} \mathcal{F}_{\text{inst}}(\epsilon_1, \epsilon_2, a_i)\right), \quad \mathcal{F}_{\text{inst}}(0, 0, a_i) = \mathcal{F}_{\text{inst}}^{(\text{SW})}. \quad (37)$$

この式は、同時にパラメータ $g_s^2 = -\epsilon_1 \epsilon_2$ による展開の高次項として、もともとの有効プレポテンシャルの補正をも与えている。

4.2 Selberg 型行列模型からのインスタントンと直接生成

瀧による学会誌解説¹⁸⁾にあるように、文献20で共形ブロックとインスタントンと同等性が予想され、証明のプロセスが現在進んでいる。この節では、予想の後ほどなく文献21で提案された、Selberg 型行列模型の行列サイズ有限での分配関数の複比 (cross ratio) 展開による、インスタントンとあらわな生成方法を紹介する。

2節で紹介した鎖行列模型は r 種類の固有値分布からなる。3-log 型の重みを持たせた場合のプラナー極限での固有値分布の状況をまず把握しよう。3-log 型であることより、各固有値分布は2つの区間を埋め尽くし、2カットを作る。 $y_i(z)$ の形からわかるように、 r 種類の2カット分布は図4

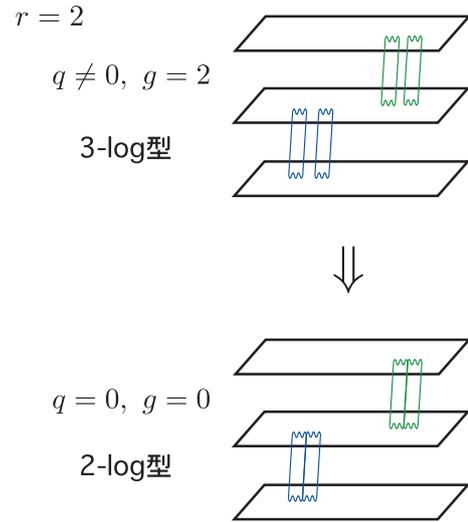


図4 鎖模型の固有値分布と $q=0$ 極限。

のようなアレーを作る。このリーマン面の種数は r であり、1つの複素平面は式(13)あるいは図4の緑と青で表示されるように高々2種類の固有値分布によって共有され、ずいぶん厄介な状況になっている。しかしながら $q=0$ では3-log 型は2-log 型に潰れるので、その周りの展開においては、 $r+1$ 個の複素平面が r 種類の1カット固有値分布でつながったアレー (種数は0) となり、大幅に簡単化する。インスタントンと生成のためには、プラナー極限の情報のみではもちろん不十分で、もとの N_L, N_R 有限の行列模型の分配関数の場合に戻り、多重積分を逐行せねばならない。以下 $r=1$ の場合に話を限る。 $q=0$ では行列分配関数つまり共形ブロック B は左と右に因子化し、^{*13} 積分路が指定されているので各因子は Selberg 積分と呼ばれる多重積分に帰着する。Selberg 積分とは、Euler のベータ関数 (Veneziano 振幅でもある) の積分表示の多重積分版である。この多重積分による平均を、この節では $\langle \langle \dots \rangle \rangle_{N_L}, \langle \langle \dots \rangle \rangle_{N_R}$ と表そう。 q 展開してインスタントンとを生成するためには、次の表式を評価すればいいと判明した。

$$\mathcal{A}(q) = \left\langle \left\langle \exp\left[-\sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^k}{k} \left(a_2 + b_E \sum_{I=1}^{N_L} x_I^k \right) \left(b_E \sum_{J=1}^{N_R} y_J^k \right) - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q^k}{k} \left(b_E \sum_{I=1}^{N_L} x_I^k \right) \left(a_3 + b_E \sum_{J=1}^{N_R} y_J^k \right) \right] \right\rangle \right\rangle_{N_L, N_R} \quad (38)$$

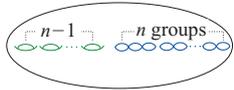
$$\mathcal{A}(q) = \sum_{k=0}^{\infty} q^k \sum_{|Y_1|+|Y_2|=k} \mathcal{A}_{Y_1, Y_2}. \quad (39)$$

1対の分割 (Y_1, Y_2) が現れることに注意しよう。文献21において、この平均の評価のために、2-log 型行列サイズ有限の S-D 方程式の解、および Kadell の積分公式²²⁾ が活用された。最低次の情報から、共形ブロック側とゲージ理論側のパラメータ間の辞書が作成できる。(共形ブロック側は2節で見たように7個に拘束式1つ、ゲージ理論側は6個

^{*12} この節に関する日本物理学会誌解説記事は既に鈴木,¹⁷⁾ 瀧¹⁸⁾にある。

^{*13} つまり、もともと1行列模型 (β -アンサンブル) であったものが、 $q=0$ では2つの行列とその各々に対する多重積分とに分離する。

表1 $\mathcal{N}=1$ への変形とリーマン面の縮退.

	$\mathcal{N}=2$		$\mathcal{N}=1$
もともとの作用	$U(N)$ pure SYM	→ 超ポテンシャルによる変形	
		$g_{k+1} \int d^2\theta \text{tr} W_{k+1}(\Phi)$ 但し $W_{k+1}(x) = \prod_{i=1}^k (x - \alpha_i)$, $k \geq n$	
有効作用の対称性	$U(1)^{N-1} \times U(1)$	→	$U(1)^{n-1} \times U(1) \times \prod_{i=1}^n SU(N_i)$
	クォーク相		クォーク相 閉じ込め相
リーマン面		→ 縮退	

$\epsilon_1/g_s, a/g_s, m_1/g_s, m_2/g_s, m_3/g_s, m_4/g_s$ である) :

$$\begin{aligned}
 b_E N_L &= \frac{a - m_2}{g_s}, & b_E N_R &= -\frac{a + m_3}{g_s}, \\
 \alpha_1 &= \frac{1}{g_s} (m_2 - m_1 + \epsilon), & \alpha_2 &= \frac{1}{g_s} (m_2 + m_1), \\
 \alpha_3 &= \frac{1}{g_s} (m_3 + m_4), & \alpha_4 &= \frac{1}{g_s} (m_3 - m_4 + \epsilon). \quad (40)
 \end{aligned}$$

一般に式(38)の平均を左と右にどう振り分け, 1対の分割の和として書くべきかは明白ではないが, 次の次数 $k=2$ ぐらいは手で行える. 実際

$$\mathcal{A}_2 = \mathcal{A}_{(2),(0)} + \mathcal{A}_{(1^2),(0)} + \mathcal{A}_{(1),(1)} + \mathcal{A}_{(0),(1^2)} + \mathcal{A}_{(0),(2)}, \quad (41)$$

$$\mathcal{A}_{Y_1, Y_2} = \left\langle \left\langle M_{Y_1, Y_2}(x) \right\rangle \right\rangle_{N_L} \left\langle \left\langle \widetilde{M}_{Y_1, Y_2}(y) \right\rangle \right\rangle_{N_R} \quad (42)$$

と書き,

$$\begin{aligned}
 \widetilde{M}_{(2),(0)}(y) &= b_E^2 P_{(2)}^{(1/b_E^2)}(y), \\
 \widetilde{M}_{(1^2),(0)}(y) &= \frac{2b_E^2}{1 + b_E^2} P_{(1^2)}^{(1/b_E^2)}(y), \quad (43)
 \end{aligned}$$

等で, この次数でのインスタントンが確かに生成されている. ここで $P_{\lambda}^{(1/\gamma)}(x)$ は Jack 多項式である. 以上より filling fraction まで定める行列サイズ有限の行列模型は確かにインスタントン相を体現し, 従って g_s 補正を全て含めた有効プレポテンシャルをコントロールしていることがわかった. ここで述べた方法は, ランクが2以上のゲージ理論に対しても拡張が試みられている.²³⁾

5. グルイーノ対が凝縮した真空への適用

自然界では $\mathcal{N}=2$ 超対称性はもちろん高々破れた形ではか実現しておらず, 今まで考えてきた真空は間違った真空である. ここでは, スカラー場による半単純ゲージ群の自発的な破れと, カラーの閉じ込めが混在した世界を考えよう. 簡単のため物質を表す超場 (superfield) は無視することにし, 随伴表現にある場のみを考察する. 従って電弱相互作用の破れも考察しない. $\mathcal{N}=2$ 超対称性を $\mathcal{N}=1$ にまで破るのは超ポテンシャル (superpotential) により容易にできる. それゆえもともとの作用として, 一連のパラメータ

$\alpha_1, \dots, \alpha_k$ でラベルされる超ポテンシャル W が $\mathcal{N}=2$ Yang-Mills の作用に加わり変形されていると仮定し, その起源は問わないことにする.^{*14}

80年代半ばまでの研究で既に判明していたことだが, カラーの閉じ込めを導く $\mathcal{N}=1$ のゲージ結合の非摂動効果により, 超対称性の破れは直接には生じない. これは Witten 指数の考察等による.^{25, 26)} しかしながらカラーのゲージ粒子グルーオンの相棒であるグルイーノ場ペアの凝縮により, カイラル対称性の一種である R 対称性は破れる.²⁷⁾ ゲージ群を $U(N)$ とする. 超ポテンシャルを調節することにより, スカラー場の真空期待値により直積群 $U(1)^{n-1} \times U(1) \times \prod_{i=1}^n SU(N_i)$ にまで破ることができる. グルーオンの凝縮変数を S_i と名付けよう. 本節では S_i を引数すなわちモジュライとし, 超ポテンシャルのパラメータを T モジュライとする²⁸⁾ 有効プレポテンシャル \mathcal{F}_{CIV} ⁴⁾ の構成を論じる. (以下添字 CIV は省略する.)

$\mathcal{N}=1$ 超対称性を持つ理論の典型的なオプザーバブルは, 有効超ポテンシャル W_{eff} から引き出される. この節の後半では, 摂動の最低次で $\mathcal{N}=2$ が自発的に $\mathcal{N}=1$ にまで破れている作用²⁹⁾ を採用して, W_{eff} と \mathcal{F} のあいだの関係³⁰⁾ を議論し, 3.3 節の一般論⁶⁾ がどう活用されるかを見る.^{*15}

5.1 縮退現象と混合二階微分, 非アーベル対称性

上の状況を, 3.3 節で述べたリーマン面上での理論の継続としてどう考えればいいのか. $\mathcal{N}=2$ の場合の低エネルギー対称性のうち, いくつかの $U(1)$ の積は非アーベルゲージ対称性に置き換わっている. 微視的な解析が行われているのか筆者はよく知らないが, 縮退が起こり, いくつかの周期積分が潰れて一つの周期積分になるという現象がリーマン面上での議論としての唯一の可能性であろう. 以上の考察を表1に示す.

このような $\mathcal{N}=1$ 真空は, すでに述べたグルイーノ凝縮

*14 この節で最終的に得られるのは, W を重みとする1行列模型である. 2.2 節で議論した W 代数の拘束式に従う行列模型が得られる物質場ありの場合については文献24を参照.

*15 この作用を含む一連の作用で与えられる理論の準安定な真空においては, $\mathcal{N}=0$ まで超対称性が力学的に破れていることが, Hartree-Fock 近似により示された.³¹⁾ Majorana 型と Dirac 型が混じったグルイーノ (ゲージ粒子の相棒) が南部-Jona-Lasinio 機構を通して質量を持つ.

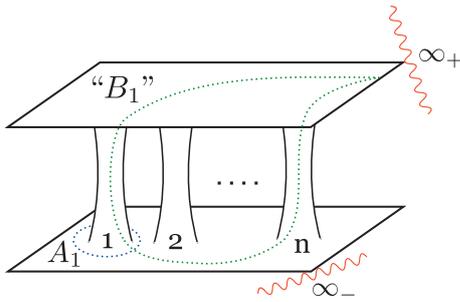


図5 縮退したあとの切断つきのリーマン面.

変数 S_i , $i=1, \dots, n$ によりラベルされる. この値は有効作用を変分して決まる. S_i を引数とし有効作用を決定したい. 3.3 節で考えた拡大 S-W 系は, a_i , $i=1, \dots, N-1$, T_ℓ , $\ell=1, 2, 3, \dots$ を \mathcal{F} の変数としていたが, この系に関してリーマン面の縮退条件を課そう. \mathcal{F} の二階混合微分に関する適切な条件式は

$$\ker \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial a^i \partial T_\ell} \neq 0, \text{ or } \text{rank} \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial a^i \partial T_\ell} \leq N-2, \quad (44)$$

であると判明した.³²⁾ 曲線の判別式が消えることもここから見ることができる.

5.2 縮小したリーマン面と行列模型

リーマン面を退化させれば良いことがわかったので, これを式(30) で与えられる曲線の因子化条件⁴⁾ として述べることもできる.^{*16} 退化したリーマン面の種数を $n-1$ としよう.

$$Y^2 = H_{N-n}(x)^2 F_{2n}(x), \quad P'_N(x) = H_{N-n}(x) R_{n-1}(x). \quad (45)$$

このリーマン面上の“正則”微分の組は $x^j / \sqrt{F_{2n}} dx$, $j=1, \dots, n$ で与えられる. 実際には n 番目の微分は正則微分ではないが, 必要である. その物理的理由は, オブザーバブルが切断に一般に依存し, overall $U(1)$ が分離しそこなうからである (図5 参照). 式(44), (45) より

$$y^2 \equiv F_{2n} Q_{k-n}^2 = W_{k+1} + f_{k-1}, \quad W_{k+1}(x) \equiv \frac{dW_{k+1}(x)}{dx} \quad (46)$$

が導ける. ここで f_{k-1} は $k-1$ 次の多項式であり, Q_{k-n} は $k-n$ 次の多項式である. 式(46) は, W_{k+1} を重みとする行列模型の n -カット解から得られる代数曲線と全く同じである. 古典極限 $\Lambda=0$ を取ると, W_{k+1} は確かに最初に仮定した超ポテンシャルであることがわかる.^{*17}

通常の行列模型の分配関数計算では, 結果は a_j により決まるので, 得られた多項式 f_{k-1} の係数も a_j の関数となる. 以下簡単のため $k=n$ としよう. 2 節, 4 節で見たように, 素粒子物理学への適用の際には, filling fraction (積分区間) まで指定して考えるほうがわかり易い. 代数曲線のモジュライ空間は $2n$ 次元であり, 例えばカットの中心と長さで表示できる.

$$\dim(\text{moduli}) = 2n = \dim(\text{cut lengths}) + \dim(\text{cut positions}). \quad (47)$$

カットの中心と長さを S_i と T_ℓ に変数変換して, プレポテンシャルの表式が構成できる.

5.3 拡大 Seiberg-Witten 系による計算

式(4), (5) から明らかなように, プラナー極限での行列の固有値分布および自由エネルギー F は, 次の微分によって支配される:

$$dS_{\text{mat}} = y(x) dx. \quad (48)$$

この微分は無限遠点で高次の極を持っており, 3.3 節で導入された T モジュライの存在を意味する. 有効プレポテンシャル \mathcal{F} は以下の拡大系を通じて陰に導入され,³³⁾ 同時に F と同定される:

$$S_i = \oint_{A_i} dS_{\text{mat}} \quad i=1, \dots, n, \quad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial S_i} = 2 \int_{i \text{ edge}}^{\text{cutoff}} dS_{\text{mat}}, \quad (49)$$

$$T_{m+1} = \text{res}_\infty x^{-m-1} dS_{\text{mat}} = g u_m, \quad (50)$$

$$u_m = (-)^{n-m} e_{n-m}^{(\alpha)}, \quad e_m(a) = \sum_{i_1 < \dots < i_m} a_{i_1} \dots a_{i_m}, \quad (51)$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial u_\ell} = \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial T_{\ell+1}} = \frac{1}{\ell+1} \text{res}_\infty (x^{\ell+1} - \Lambda_{\text{cut}}^{\ell+1}) dS_{\text{mat}}. \quad (52)$$

注目すべきは次の量である:

$$S \equiv \sum_{i=1}^n S_i = \int_{\prod_{i=1}^n \cup A_i} dS_{\text{mat}}. \quad (53)$$

これがゼロになる物理的理由はなく, やはりリーマン面の無限遠点での切断の存在を示している. 詳しい計算ここでは述べないが, 以下の形の \log の特異性を含むループ展開が確立し, 高次までの計算が進められた.³⁴⁾

$$\begin{aligned} 2\pi i \mathcal{F}(S|\alpha) &= 4\pi i g_{n+1} \left(W_{n+1}(\Lambda_{\text{cut}}) \sum_i S_i - \sum_i W_{n+1}(a_i) \right) S_i \\ &\quad - \left(\sum_i S_i \right)^2 \log \Lambda_{\text{cut}} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n S_i^2 \left(\log \frac{S_i}{4} - \frac{3}{2} \right) \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{i < j}^n (S_i^2 - 4S_i S_j + S_j^2) \log \alpha_{ij} + \sum_{k=1}^\infty \frac{\mathcal{F}_{k+2}(S|\alpha)}{(i\pi g_{n+1})^k}. \end{aligned} \quad (54)$$

5.4 小西異常の方程式

保留にしておいた W_{eff} と \mathcal{F} の間の関係を明らかにしよう. もともとの作用で $\mathcal{N}=2$ 超対称性を破っておきながら, 有効プレポテンシャルを導入するのは奇異である. そこで, $\mathcal{N}=2$ を持ち, ループ展開の最低次で $\mathcal{N}=1$ に自発的に破れている作用²⁹⁾ をもともとの作用として考えると明白である. この作用は非正準的な運動エネルギー, 超対称性の自発的破れを引き起こす電気的および磁氣的な Fayet-Iliopoulos (F-I) 項を持つ. 磁氣的 F-I 項の強さを m とし, 超ポテンシャルのパラメータを g_ℓ , $\ell=1, \dots, n+1$ としよう. 超ポテンシャルのみを仮定する場合に対して最初に文

^{*16} (45) で導入する記号の添字は, 多項式の次数を表す.

^{*17} 例えば文献 32.

献35により明らかにされたことだが、ゲージ場の量子論と行列模型の関係を最も明晰に解明するのは、小西異常³⁶⁾の項を含むカイラル演算子に対する次の方程式である。ゲージ理論側で以下の2つの1点関数 $R(z) \equiv -1/64\pi^2 \langle \text{Tr } \mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha / (z - \Phi) \rangle$, $T(z) \equiv \langle \text{Tr } 1 / (z - \Phi) \rangle$ に関し、次の式が導ける：

$$R(z)^2 = W'(z)R(z) + \frac{1}{4} f(z), \quad (55)$$

$$2R(z)T(z) = W'(z)T(z) + 16\pi^2 i \frac{W''(z)}{m} (z)R(z) + \frac{1}{4} c(z). \quad (56)$$

ここで $W(z)$ は超ポテンシャルを与える関数である。式(55)は、再び行列模型の代数曲線と同型であり、

$$\frac{\partial F}{\partial g_\ell} = \frac{m}{\ell!} v_\ell, \quad v_\ell = -\frac{1}{64\pi^2} \langle \text{Tr } \mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha \Phi^\ell \rangle,$$

で導入される F は、行列模型のプラナー自由エネルギーと同一視できる。この F を用いて、

$$W_{\text{eff}} = \sum_i N_i \frac{\partial F}{\partial S_i} + \frac{16\pi^2 i}{m} \sum_{\ell=2}^{n+1} g_\ell \frac{\partial F}{\partial g_{\ell-1}} \quad (57)$$

が示せる。³⁰⁾

本稿を書くにあたり有益な議論をいただいた大田武志氏、吉岡礼治氏に感謝する。

参考文献^{*18)}

- 1) E. Brézin, C. Itzykson, G. Parisi and J.-B. Zuber: Commun. Math. Phys. **59**(1) (1978) 35.
- 2) N. Seiberg and E. Witten: Nucl. Phys. B **426** (1994) 19 [Erratum: Nucl. Phys. B **430** (1994) 485] [arXiv: hep-th/9407087].
- 3) H. Nakajima: *Lectures on Hilbert Schemes of Points on Surfaces* (American Mathematical Society, Providence, 1999).
- 4) F. Cachazo, K. A. Intriligator and C. Vafa: Nucl. Phys. B **603** (2001) 3 [arXiv: hep-th/0103067].
- 5) R. Dijkgraaf and C. Vafa: Nucl. Phys. B **644** (2002) 3 [arXiv: hep-th/0206255]; Nucl. Phys. B **644** (2002) 21 [arXiv: hep-th/0207106].
- 6) H. Itoyama and A. Morozov: Nucl. Phys. B **491** (1997) 529 [arXiv: hep-th/9512161].
- 7) K. G. Wilson and J. Kogut: Phys. Rep. **12**(2) (1974) 75.
- 8) S. Kharchev, A. Marshakov, A. Mironov, A. Morozov and S. Pakuliak: Nucl. Phys. B **404** (1993) 717 [arXiv: hep-th/9208044].
- 9) H. Itoyama and Y. Matsuo: Phys. Lett. B **255** (1991) 202; F. David: Mod. Phys. Lett. A **5** (1990) 1019; A. Mironov and A. Morozov: Phys. Lett. B **252** (1990) 47.
- 10) 例えば J. Ambjorn, J. Jurkiewicz and Yu. M. Makeenko: Phys. Lett. B **251** (1990) 517.
- 11) H. Itoyama, K. Maruyoshi and T. Oota: Prog. Theor. Phys. **123** (2010) 957 [arXiv: 0911.4244 [hep-th]].
- 12) 例えば B. Eynard: JHEP **11** (2004) 031 [arXiv: hep-th/0407261].
- 13) 共形ブロックについては、例えば A. B. Zamolodchikov: Theor. Math. Phys. **73** (1987) 1088 を見られたい。
- 14) E. Witten: Nucl. Phys. B **500** (1997) 3 [arXiv: hep-th/9703166].
- 15) D. Gaiotto: JHEP **08** (2012) 034 [arXiv: 0904.2715 [hep-th]].
- 16) A. Gorsky, I. Krichever, A. Marshakov, A. Mironov and A. Morozov: Phys.

- Let. B **355** (1995) 466 [arXiv: hep-th/9505035]; E. J. Martinec and N. P. Warner: Nucl. Phys. B **459** (1996) 97 [arXiv: hep-th/9509161]; R. Donagi and E. Witten: Nucl. Phys. B **460** (1996) 299 [arXiv: hep-th/9510101]; H. Itoyama and A. Morozov: Nucl. Phys. B **477** (1996) 855 [arXiv: hep-th/9511126]; T. Nakatsu and K. Takasaki: Mod. Phys. Lett. A **11** (1996) 157 [arXiv: hep-th/9509162]; T. Eguchi and S. K. Yang: Mod. Phys. Lett. A **11** (1996) 131 [arXiv: hep-th/9510183].
- 17) 鈴木久男：日本物理学会誌 **58** (2003) 809.
- 18) 瀧 雅人：日本物理学会誌 **71** (2016) 6.
- 19) N. A. Nekrasov: Adv. Theor. Math. Phys. **7**(5) (2003) 831 [arXiv: hep-th/0206161].
- 20) L. F. Alday, D. Gaiotto and Y. Tachikawa: Lett. Math. Phys. **91** (2010) 167 [arXiv: 0906.3219 [hep-th]].
- 21) H. Itoyama and T. Oota: Nucl. Phys. B **838** (2010) 298 [arXiv: 1003.2929 [hep-th]].
- 22) K. W. J. Kadell: Adv. Math. **130**(1) (1997) 33.
- 23) H. Zhang and Y. Matsuo: JHEP **12** (2011) 106 [arXiv: 1110.5255 [hep-th]].
- 24) 例えば S. Seki: Nucl. Phys. B **661** (2003) 257 [arXiv: hep-th/0212079].
- 25) E. Witten: Nucl. Phys. B **188**(3) (1981) 513.
- 26) E. Witten: Nucl. Phys. B **202** (1982) 253.
- 27) G. Veneziano and S. Yankielowicz: Phys. Lett. B **113** (1982) 231.
- 28) H. Itoyama and A. Morozov: Nucl. Phys. B **657** (2003) 53 [arXiv: hep-th/0211245].
- 29) K. Fujiwara, H. Itoyama and M. Sakaguchi: Prog. Theor. Phys. **113** (2005) 429 [arXiv: hep-th/0409060].
- 30) H. Itoyama and K. Maruyoshi: Phys. Lett. B **650** (2007) 298 [arXiv: 0704.1060 [hep-th]]; Nucl. Phys. B **796** (2008) 246 [arXiv: 0710.4377 [hep-th]].
- 31) H. Itoyama and N. Maru: Int. J. Mod. Phys. A **27** (2012) 1250159 [arXiv: 1109.2276 [hep-ph]].
- 32) H. Itoyama and H. Kanno: Nucl. Phys. B **686** (2004) 155 [arXiv: hep-th/0312306 [hep-th]].
- 33) H. Itoyama and A. Morozov: Int. J. Mod. Phys. A **18** (2003) 5889 [arXiv: hep-th/0301136].
- 34) 例えば、H. Fuji and Y. Ookouchi: JHEP **12** (2002) 067 [arXiv: hep-th/0210148]; H. Itoyama and A. Morozov: Prog. Theor. Phys. **109** (2003) 433 [arXiv: hep-th/0212032]; S. Aoyama: JHEP **10** (2005) 032 [arXiv: hep-th/0504162]; L. Hollands, J. Marsano, K. Papadodimas and M. Shigemori: JHEP **10** (2008) 102 [arXiv: 0804.4006 [hep-th]].
- 35) F. Cachazo, M. R. Douglas, N. Seiberg and E. Witten: JHEP **12** (2002) 071 [arXiv: hep-th/0211170].
- 36) K. Konishi: Phys. Lett. B **135** (1983) 439.
- 37) H. Itoyama and R. Yoshioka: PTEP **2015**(11) (2015) 11B103 [arXiv: 1507.00260 [hep-th]].

著者紹介

糸山浩司氏：専門は素粒子論、場の量子論、超弦理論、関連する可積分系の数理の立場から研究を進めている。近年はロシアとの科学交流に力を入れている。

(2016年3月6日原稿受付)

Developments of Supersymmetric Gauge Theory by Matrices

Hiroshi Itoyama

abstract: Emergence of matrix models in the determination of low energy effective action in supersymmetric gauge theory is reviewed, highlighting the three stages of developments that took place in the last twenty some years. Concrete examples collected through this long lasting study tell us that the effective prepotential is to be identified as the suitably defined free energy of a matrix model: $\mathcal{F}=F$.

*18) さらに詳しい文献リストに関しては文献37を参照してほしい。

宇宙ガンマ線観測による暗黒物質探査

水野 恒史 (広島大学宇宙科学センター mizuno@hep01.hepl.hiroshima-u.ac.jp)

田島 宏康 (名古屋大学宇宙地球環境研究所 tajima@nagoya-u.ac.jp)

暗黒物質とは、質量を持つがそのままでは光や電波などの電磁波を一切出さない物質のことである。銀河や銀河団といった、お馴染みの天体を作り出す構造形成に必要であり、今日の宇宙のエネルギー密度の1/4以上を占めること、また素粒子物理学の標準理論を超える新粒子がその有力候補となっていることから、その正体は現代物理学・天文学の主要な課題の一つとなっている。暗黒物質の探査には、検出器と暗黒物質の散乱を直接検出する直接探査と、宇宙空間における暗黒物質の崩壊や対消滅由来の粒子を観測する間接探査、および加速器で対生成させる方法があり、相補的な役割を持つが、宇宙における暗黒物質の空間分布を知るには間接探査が必須でありその意義は大きい。暗黒物質の候補の一つに、弱い相互作用と重力相互作用しか行わずかつ質量の大きいWeakly Interacting Massive Particle (WIMP) と呼ばれる粒子があるが、暗黒物質として要請される質量や対消滅断面積が、素粒子物理学から期待される質量と断面積の領域に合致することから、最も有力な候補の一つと考えられている。仮にWIMPが暗黒物質であるなら、ビッグバン直後の宇宙初期の高温プラズマ中で様々な粒子が生成・消滅する熱平衡状態からの残存粒子と考えられ、今日でも一定の断面積で対消滅を起こし、標準粒子を作り出していると期待される。質量が大きいことから、最終的にはガンマ線を作り出すと考えられ、感度の良い宇宙ガンマ線観測は、暗黒物質探査の強力な手段となる。

この宇宙ガンマ線による暗黒物質探査で大きな成果を上げているのが、2008年に打上げられたフェルミ衛星搭載 Large Area

Telescope (LAT) 検出器である。暗黒物質由来のガンマ線の観測対象は銀河団や系外背景放射など様々な物があるが、特に銀河中心は高い統計が期待できるという特徴がある。これまでLATのデータ解析により、銀河中心領域に標準的な(銀河宇宙線と星間ガス・星間光子との相互作用や、ガンマ線天体など天文学的な)プロセスでは説明のできない「ガンマ線超過」があること、そのスペクトルが数10 GeV程度の質量を持ったWIMPの対消滅で説明可能なことがいくつかのグループから報告されてきた。初期の報告は標準プロセスの主成分である銀河面放射の扱いに問題が指摘されていたが、その不定性を詳細に検討した結果が最近相次いで報告され、やはりガンマ線超過が必要であることが分かってきた。一方で得られたガンマ線超過スペクトルが銀河面放射モデルに大きく依存することや未検出のガンマ線天体の影響がありうることから、結果の解釈には注意が必要である。実際、矮小楕円体銀河と呼ばれる暗黒物質に富んだ伴銀河の解析では有意なガンマ線放射はみられず、WIMPの質量として100 GeV以下が95%の信頼度で棄却されている。銀河中心のガンマ線超過が暗黒物質以外の起源であったとしても、今後フェルミ衛星搭載LAT検出器による矮小楕円体銀河の観測を継続することで、質量範囲をより広く調べることができる。もしWIMPの質量が数TeV程度以下であれば、次世代の大気チェレンコフ望遠鏡計画とあわせ、今後10年以内にWIMP対消滅によるガンマ線信号を検出し、暗黒物質の質量を決めることが期待される。

—Keywords—

Fermi衛星搭載LAT検出器:

2008年に打ち上げられた「フェルミガンマ線宇宙望遠鏡」の主力装置であり、日米欧の国際協力で開発された。電子対生成を利用した検出器であり、Si飛跡検出器(到来方向測定)、CsIカロリメータ(エネルギー測定)、プラスチックシンチレータ(宇宙線バックグラウンド事象の除去)からなる。20 MeVから300 GeV以上の広い帯域と全天の20%におよぶ広い視野をはじめとして優れた性能を持ち、現在も観測を続けている。

銀河面放射:

銀河系内を飛び交う宇宙線と星間ガスおよび星間光子の反応で生じるガンマ線放射。日本の早川幸男らが1950年代に予言し、1960年代末のOSO-3衛星などで観測された。ガンマ線イメージ上では、点源の背後に銀河面に沿って広がった放射として見られる。特にGeV領域では強度が強く、宇宙線・星間ガスの強力なプローブである一方、微弱および広がったガンマ線天体を探る際に常に障壁となってきた。

次世代大気チェレンコフ望遠鏡(CTA):

Cherenkov Telescope Array (CTA)は、次世代の超高エネルギーガンマ線観測のための国際共同実験である。宇宙ガンマ線と大気の相互作用によって発生する電磁シャワーに起因するチェレンコフ光を観測する大中小三種の口径の望遠鏡を適切に配置することで、20 GeVから100 TeV以上のエネルギー領域においてこれまでの十倍のガンマ線天体の検出感度を実現することを目指して開発が進められている。

1. はじめに

暗黒物質研究の歴史は古い。1930年代には Zwicky が銀河団中の銀河の速度分散から、光学観測で推定される質量を大きく上回る見えない質量が存在すると主張した。^{1,2)} 1970年代には V. C. Rubin と W. K. Ford が、電離水素領域の分光観測を用い、お隣のアンドロメダ銀河の回転速度が中心から離れても概ね平坦であることを見出した。³⁾ 同様の結果は、星間ガスの電波観測を用いて多くの銀河で得られている。⁴⁾ 仮に質量が中心に集中していれば、ニュートン力学から回転速度 v と中心からの距離 r の間に $v \propto r^{-0.5}$ が導かれるため、星からの光や星間ガスからの電波の観測で示唆されるよりはるかに多くの見えない質量が、銀河の外側まで存在することになる。宇宙論的には、暗黒物質の存在は銀河・銀河団といった天体の構造形成に必要であり、最新の Planck 衛星の観測によると、⁵⁾ 宇宙のエネルギー密度の27%を暗黒物質が占めており、通常の物質(バリオン)の5倍以上になる。このように暗黒物質探査においては、宇宙観測が研究の初期段階から重要な役割を担ってきた。

構造形成の観点から、暗黒物質は銀河のスケール(10 kpc程度)に局在できる必要があり、後述の“freeze-out”の時点で非相対論的速度を持つことが要請される。これを Cold Dark Matter (CDM) と呼び、ダークエネルギーすなわち宇宙定数 Λ と合わせた Λ -CDM 模型が現在の標準的な宇宙論モデルとなっている。ニュートリノは相対論的速度を持つため、暗黒物質の主要候補からは除外される。有力な候補とされるのは、CP対称性の破れを説明するために理論的に導入されたアクシオンと、素粒子標準模型を超える枠組みの一つである超対称性理論などで予言される、弱い相互作用と重力相互作用しか行わない(かつ十分質量の大きい) Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) である。仮に WIMP が暗黒物質であるなら、宇宙初期の高温プラズマ中で様々な粒子が生成・消滅する熱的平衡状態からの残存粒子と考えられ、宇宙の温度と密度が低くなり WIMP の生成も対消滅も十分に起きなくなった時点でその数が固定される(これを WIMP の“freeze-out”と呼ぶ)。このことと現在の暗黒物質の量から、対消滅の断面積が $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ となることが要求される。一方素粒子物理の観点からは、WIMP の質量として 100 GeV–1 TeV 程度であることと、まさに $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度の断面積が期待される。これは偶然の一致とは考えにくく、一般には WIMP が暗黒物質の最有力候補と考えられている。

もし WIMP が暗黒物質であれば、上に述べたようにある確率で対消滅を起こし、標準粒子を作り出すと期待される。質量が大きいことから、最終的にはエネルギーの高い光子であるガンマ線を作り出す。従って感度の良い宇宙ガンマ線観測は、暗黒物質探査の強力な手段となる。この宇宙ガンマ線観測の最新の装置が、フェルミ衛星搭載の Large Area Telescope (LAT) 検出器⁶⁾ である。本記事では、この LAT による暗黒物質の探査について紹介する。また

相補的なエネルギー範囲を観測する大規模な地上チェレンコフ望遠鏡計画 (Cherenkov Telescope Array 計画⁷⁾) も進んでおり、この CTA 計画による暗黒物質探査の見通しについても触れる。

2. ガンマ線による暗黒物質探査の基本的枠組み

WIMP が暗黒物質であり対消滅を起こせば、ある一定の確率でガンマ線が生じる。生成されたガンマ線のフラックスは以下の式で表される。

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2M_{\text{WIMP}}^2} \sum_f \frac{dN_\gamma^f}{dE_\gamma} B_f \times \iint \rho^2 d\Omega dl \quad (1)$$

ここで M_{WIMP} は WIMP の質量、 B_f は対消滅の branching ratio、 dN_γ^f/dE_γ は各ブランチ毎の最終的なガンマ線スペクトル、 ρ は暗黒物質の質量密度であり、 $\iint d\Omega dl$ は視線方向の積分を表す。右辺で掛け算までは暗黒物質の物理量・物理的性質に関係した量を集めたものである。積分部分は暗黒物質の空間分布で決まり、(Astrophysical) J-factor と呼ばれる。暗黒物質の空間分布は、1章で述べたように電磁波観測から推定できるが、小さなスケールでは測定が難しいことが多い。そこでしばしば、NFW⁸⁾ プロファイル

$$\rho = \rho_0 \frac{r_s^3}{r(r+r_s)^2} \quad (2)$$

が仮定される(r は考えている天体の中心からの距離、 ρ_0 および r_s は定数である)。式(1)から分かるように、暗黒物質の質量が軽いほど(数密度が大きい)強い強度のガンマ線放射が期待できる。逆に有意なガンマ線放射が見つからなかった場合は、想定される質量の暗黒物質の対消滅断面積に上限をつけることができる。既に述べたように、暗黒物質として初期宇宙の熱的残存粒子を仮定すると、現在の暗黒物質総質量に対応する対消滅断面積として $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度が要求されるので、暗黒物質の質量に制限を付けることができる。これは間接探査の利点である。一方でこの制限は、J-factor の不定性および対消滅でどのような標準粒子が作られるかの仮定に依存することに注意が必要となる。

フェルミ衛星搭載 LAT 検出器は、2008年に打上げられた最新の GeV ガンマ線検出器である。加速器実験で培われた技術がふんだんに使われており、日本グループ⁹⁾ は特に到来ガンマ線の方向を測る飛跡検出部の核となるシリコントリップ検出器の開発・較正で主要な役割を果たしてきた。¹⁰⁾ 打上げ後は検出器の日々の健康診断に貢献するとともに様々な科学成果を出してきている。^{11,12)} この LAT は先代の Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) 衛星搭載 Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) 検出器¹³⁾ に比べ観測エネルギー範囲・有効面積・角度分解能・視野の全てにおいて大きく上回る性能を持ち、観測可能なエネルギー領域に入れば WIMP から期待されるガンマ線を検出するのに十分な有効面積を持つ。¹⁴⁾ しかしひとつ問題がある。宇宙はガンマ線で明るいのである。個々の

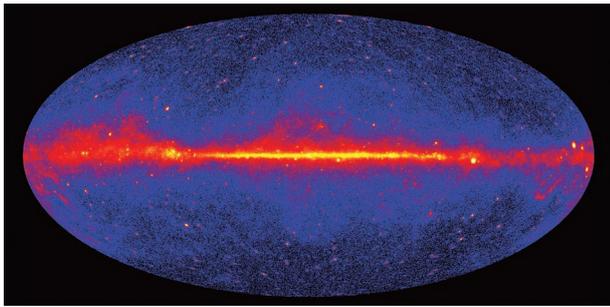


図1 フェルミ衛星搭載LAT検出器で得られた全天ガンマ線マップ。横軸は銀経、縦軸は銀緯を示す。エネルギー範囲は1 GeV以上で、5年間のデータを使用した。(NASA/DOE/Fermi LAT Collaboration 提供)

ガンマ線天体に加え、厄介なことに天の川銀河自身で、星間空間を飛び交う宇宙線が星間ガスや星間光子と反応して強度の強いガンマ線を作り出す。その光度は $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ にも達し、¹⁵⁾ LATの全天ガンマ線マップ(図1)から分かるように、個々のガンマ線天体の背後に、銀河面に沿って広がった放射を作り出す。従ってガンマ線による暗黒物質探査では、この広がったガンマ線(銀河面放射)を正確にモデル化して差し引くことが必要となる。この銀河面放射は微弱な信号を探る際に常に障壁となってきたが、LATは全天の20%という広い視野を持ち、⁶⁾ また運用期間のほとんどを全天サーベイに費やしているためガンマ線の空間分布の全貌をつかむことができる。¹⁶⁾ 加えて宇宙線の伝搬に対する研究の進展、^{17,18)} および反応の主なターゲットとなる星間ガスの研究の進展¹⁹⁻²¹⁾により状況は大きく改善してきた。

3. ガンマ線観測による暗黒物質探査

3.1 銀河中心からのGeVガンマ線

我々の住む天の川銀河の中心には $10^6 M_{\odot}$ もの巨大なブラックホールが鎮座し、電波ではコンパクトな強い電波源Sgr A*として知られる。²²⁾ このSgr A*およびそのまわりの領域は銀河中心と呼ばれ、Sgr A*の過去の活動や活発な星生成活動により、あらゆる波長で強い放射をしている。GeVガンマ線も例外ではなく、1990年台のCGRO衛星搭載EGRET検出器ですでに、視線方向の銀河面放射に加えて広がったガンマ線源の報告がなされていた。²³⁾

銀河中心「方向」からのGeVガンマ線は大別すると、(1)銀河中心自身からくる広がったガンマ線放射、(2)銀河中心周辺の個々のガンマ線源、(3)視線方向の銀河面放射のうち銀河中心より手前または背後からくる成分、(4)銀河系外の微弱な点源が作るほぼ一様なガンマ線背景放射と装置のバックグラウンド、の4つに大別される。このうち(4)は銀河中心方向では相対的な寄与は小さい。(1)は銀河中心の活発な星生成活動に伴う強い宇宙線と星間ガス・星間光子の反応によるものであり、これ自身が重要な研究対象である。(2)は銀河中心方向はガンマ線源の密度が高くなる。(3)は銀河中心とは直接の関係はないが、特に手前か

らくる成分の放射輝度が高いため無視することはできない。これら標準的な成分以外の放射が仮にあれば、それは分解しきれない未検出のガンマ線源の重ねあわせか、暗黒物質起源を含む未知のプロセスで作られた広がった放射ということになる。

銀河中心は暗黒物質の密度も大きいので、WIMPの対生成によるガンマ線放射が期待されていた。実際LATのデータから、標準的なガンマ線放射プロセスでは説明できないガンマ線超過の存在が、様々なグループによって報告されている。超過は数GeVで顕著であり、暗黒物質の対消滅でできる粒子として $b\bar{b}$ (ボトムクォーク対)を考えた場合、数10 GeVの質量を持ったWIMPが熱的残存粒子に期待される断面積で対消滅することで説明できる²⁴⁻²⁶⁾ため、大きな注目を集めている。

しかしこれらの解析の多くは問題を抱えている。「標準的な」銀河面放射として、LATチームが公開している銀河面放射モデルを用いていることである。このモデルは点源解析のために用意したものであり、銀河中心からの暗黒物質由来のガンマ線のように、広がった放射の議論には不適切である。詳細はLATチームが公開しているWebページ*1を見ていただくとして、宇宙線強度に軸対称性を仮定し、銀河中心からの距離で輪切りにした様々な領域の宇宙線陽子・電子と星間ガスの反応(核子-核子反応および制動放射)による放射および、宇宙線電子と星間光子の反応(逆コンプトン散乱)による放射を線形結合し、点源以外の全天ガンマ線放射をできるだけ再現するように係数を調整して作られている。特定の領域に最適化してはいないため、実データに対して超過や不足がでるのは避けられない。つまり標準的な銀河面放射に対する「広がった超過」の有無を議論するには、公開された銀河面放射モデルでは不十分で、個々の成分(つまり物理プロセス)にまで戻って着目する領域に特化した解析をする必要がある。例えば銀河中心方向の場合、逆コンプトン散乱成分も銀河中心にピークを持つのでありとした形状をするため、これを個別に扱わないと広がった放射の有無の議論にartifactが入ることが原理的に避けられない。

銀河方向中心からのガンマ線放射の解析のうち、LATチームと独立な論文としてはCaloreらの仕事²⁷⁾が注目に値するだろう。この論文ではGALPROPというツール^{17,18)}を使い様々な宇宙線伝搬モデルとそれに基づく銀河面放射モデルを用意し、銀河面(銀緯が ± 2 度以下)をマスクした上で銀河中心方向のガンマ線放射と比較している。モデルフィットにあたっては、星間ガスからのガンマ線放射と星間光子からの逆コンプトン散乱によるガンマ線放射は別々に扱い係数を調整している。現実的な範囲でモデルの不定性を考慮しても数GeV付近に超過がみられること、その超過スペクトルが40 GeV程度の質量を持ったWIMP

*1 <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

の対消滅 ($b\bar{b}$ が生成される場合) で説明可能なこと、超過が 100 GeV 程度まで伸びている兆候があること、場所によりスペクトル形状に有意な違いが見られないこと、などが報告されている。

我々 LAT チームも、宇宙線伝搬モデルに基づく解析を国際会議などで報告し、最近論文にまとめて出版した。²⁸⁾ 銀河中心からのガンマ線放射を、銀河中心の手前/背後からの銀河面放射と区別して扱っているのが大きな特徴である。まず全天のガンマ線データを使い、一様成分 (装置のバックグラウンドおよび系外からのガンマ線放射) および銀河中心以外の銀河面放射を、それらの成分が卓越する高銀緯領域などを用いて決めた上で、銀河中心方向のガンマ線放射を解析している。銀河面放射を決める際は、星間ガス・星間光子 (逆コンプトン散乱) 成分とも銀河中心からの距離に応じて輪切りにし各々の係数およびスペクトルの形状を調整することで、宇宙線強度の空間分布とスペクトル形状の不定性を取り込んでいる。最後の銀河中心方向の解析では、特に銀河面をマスクせず銀経・銀緯ともに 15 度の範囲を解析した。その結果、銀河中心からの強い逆コンプトン散乱成分 (宇宙線電子のエネルギー密度が高いというのが一つの可能性) などの天文学的知見に加え、標準的なプロセスによる銀河面放射では説明できない超過がみ

られることから、銀河中心方向から「広がったガンマ線超過」があることはどうやら正しそうであることが分かった。しかし、図 2 のガンマ線超過のスペクトルでは、高エネルギー側で銀河面放射モデルの仮定に強く依存することが見て取れる。さらに、図 3 の銀河中心方向のガンマ線残差の空間分布では、軸対称の仮定に伴うと考えられる残差が残っており、結果の解釈には注意が必要である。特に、WIMP の信号に期待されるより高いエネルギーまで超過が伸びている傾向があり、検出感度以下のガンマ線天体の寄与²⁴⁾ もあるため、WIMP からの信号と結論づけることはできない状況にあると言えよう。

このような場合は、モデルの不定性を注意深く調べて精度を上げること、および観測時間を増やし点源に関する感度を上げることに加え、独立な検証が有効となる。そのひとつが矮小楕円体銀河からのガンマ線放射の探査である。

3.2 矮小楕円体銀河

矮小楕円体銀河は天の川銀河の伴銀河となっている低光度の銀河で、回転楕円体をしている矮小銀河の総称である。21 世紀に入り Sloan Digital Sky Survey により多数の銀河が検出されて理解が進んできた。²⁹⁾ 星間ガスに乏しく、星生成もほとんど見られないため、通常のプロセスでガンマ線を出すことは考えにくい。一方、銀河を構成する星の速度分散から、光学的に観測されるよりはるかに多くの質量を持つことが示唆される。天文学では天体の特徴を表す量として質量-光度比がよく使われるが、矮小楕円体銀河の質量-光度比は典型的な恒星である太陽のその 10-100 倍にも達する。^{30,31)} 「もっとも暗黒物質に富んだ銀河」と言われる所以である。³²⁾ 距離が比較的近いことも合わせ、ガンマ線観測による暗黒物質探査に最も適した天体の一つと言えるだろう。この矮小楕円体銀河からの暗黒物質探査では、我々 LAT チームは打上げ後のガンマ線イベント数の増加や、光学観測による矮小楕円体銀河サンプルの増加に合わせて、解析方法の改良も加えつつ都合 4 編の論文を出版してきた。

2014 年の論文³³⁾ では 25 個の矮小楕円体銀河をサンプルとして用い (図 4)、対象銀河の位置に、予想されるバックグラウンドを超過するガンマ線強度があるかを精査した。

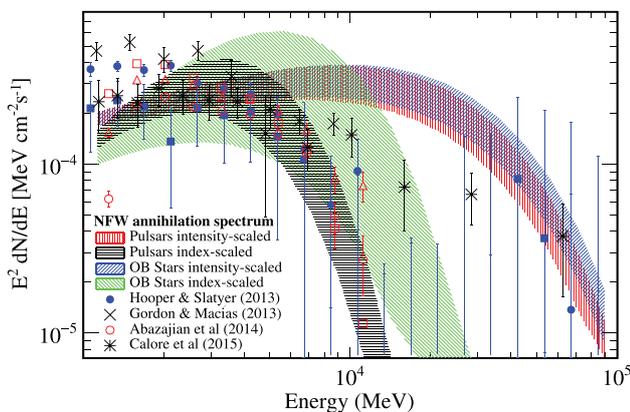


図 2 銀河中心のガンマ線超過スペクトル。仮定した銀河面放射モデルによって最適なスペクトル形状は異なり、それを 4 種類のハッチで示した。比較のため、これまでに様々なグループから報告された超過スペクトルをエラーバー付きの点で示してある。(文献 28 より転載)

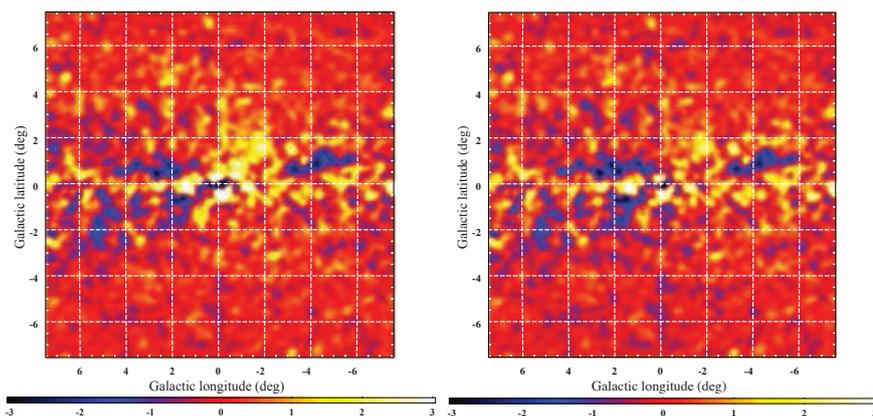


図 3 銀河中心方向のガンマ線残差の空間分布。エネルギー範囲は 1.6-10 GeV であり、左は標準的な放射のみを仮定した場合を、右は超過成分を加えた場合を示す。詳細は文献 28 を参照のこと。

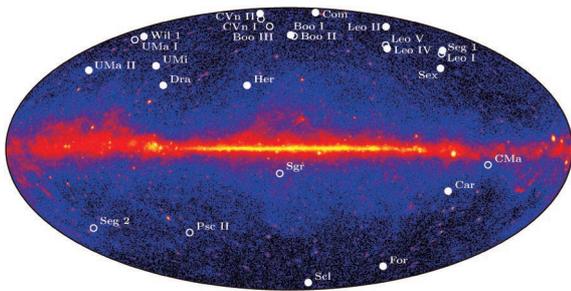


図4 矮小楕円体銀河のサンプル。全25サンプルのうち、joint-likelihood解析に用いたターゲットを塗りつぶしの円で示してある。(文献33より転載)

LATの優れた能力をもってしても、25個全ての位置で有意なガンマ線放射の超過はみつからなかった。感度を最大限高めるには、個々の観測対象における超過の存在の確からしさ(尤度関数)を掛けあわせた、いわゆるjoint-likelihood解析を行えばよい。解析には、速度分散から質量が精度よく求まり、また他の(よりJ-factorが大きく、強いガンマ線が期待される)矮小楕円体銀河サンプルと位置的にかぶらない15天体を選んだ。

このような微弱な信号を探る際には、統計だけで議論するのは危険である。ノイズとなる銀河面放射のモデルの不定性や、未知のガンマ線天体の存在のため、統計で期待される以上の確率でガンマ線源が「検出」されてしまうからである。そこで我々は実際の全天ガンマ線データを用いて、任意の場所からランダムに選んだ領域に対し矮小楕円体銀河のjoint-likelihood解析と同様の解析を行った。15個の矮小楕円体銀河からのガンマ線超過の尤度関数を求めるとともに、ランダムに選んだ領域からのガンマ線超過の尤度関数も求めて現実的な感度を評価したのだ。その結果、有意なガンマ線超過は観測されなかったが、そこから逆に対消滅断面積に上限値をつけることができる。対消滅で作られる粒子として標準的な $b\bar{b}$ および $\tau^+\tau^-$ (タウ粒子・反タウ粒子対)を考えると、得られた対消滅断面積の上限値(95%の有意度)が、質量10 GeV程度以下で熱的残存粒子の期待値を下回るため、その質量範囲の暗黒物質を棄却することができる。

最新の2015年の論文では、観測時間を1.5倍(4年から6年)にし、ガンマ線事象選別アルゴリズムを大きく改善して同様の解析を行った。³⁴⁾ 有意な放射は検出されず、やはりjoint-likelihood解析により上限をつけることとした。その結果を図5に示す。対消滅の断面積 $\langle\sigma v\rangle\sim 3\times 10^{-26}\text{ cm}^3\text{ s}^{-1}$ に対しては、100 GeV以下の質量領域が95%の有意度で棄却されていることが分かる。熱的残存粒子の質量を、現実的な範囲で制限することについて成功したのである。同じ図に銀河中心の解析で報告された「広がったガンマ線超過を説明する暗黒物質の質量-断面積領域」も重ね書きしてある。多くの結果が矮小楕円体銀河で得られた上限と相容れないことが分かるだろう。無論このことから直ちに、銀河中心ガンマ線超過の暗黒物質説が間違いと言え

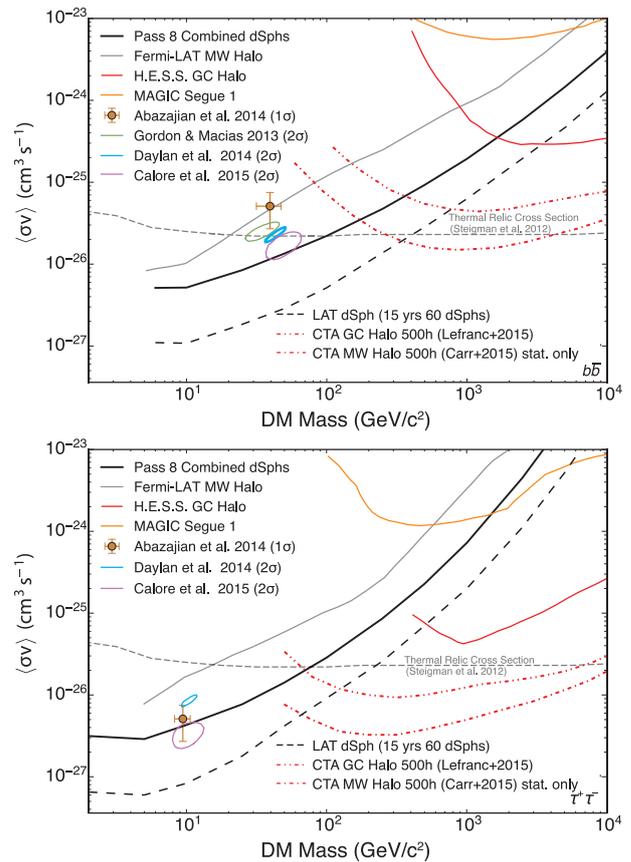


図5 暗黒物質の質量に対する制限。上段・下段は各々、対生成で $b\bar{b}\cdot\tau^+\tau^-$ が作られる場合。黒の実線が最新の矮小楕円体銀河解析で得られた制限を示す。銀河中心のガンマ線超過を説明するために必要な断面積と地上チェレンコフ望遠鏡による制限も重ね書きし、またLATおよびCTAによる将来感度の予想を点線・破線で示す。(文献34-36を元に作成)

るわけではない。統計的にたまたま整合しない結果になったという可能性もあるのだ。はっきりしているのは、「独立な観測対象の解析により暗黒物質からの信号を揺るぎなく検出した」と言えるには至ってないということである。

4. 今後の展望

以下では、「銀河中心からのガンマ線超過が銀河面放射モデルの不定性を受けており、少なくとも大部分は暗黒物質由来ではなかった」としよう。LATは2018年までの運用が予定されており、都合10年間の運用が期待できる。衛星および装置の健康状態も極めてよく、運用さえ続けられればさらなる観測も可能である。またDark energy surveyで矮小楕円体銀河が次々と見つかっており、今後発見される銀河を追加して60個程度が観測対象になると仮定すると、15年間の観測で200-400 GeV程度まで熱的残存WIMPに期待される対消滅断面積に到達する感度が実現できる(図5)。低い質量領域に対する感度も高まるため、銀河中心のガンマ線超過を説明するWIMP説との整合性に決着を付けられることも重要である。

またTeVガンマ線領域では、次世代の地上チェレンコフ望遠鏡であるCTA計画が現在進んでおり、LATが運用を停止する以前に部分観測を開始する予定となっている。

チェレンコフ望遠鏡は視野が10度以下と狭く多数の矮小楕円体銀河を扱うような解析は不向きである。一方でTeVガンマ線領域では、宇宙線陽子の急峻なスペクトルおよび宇宙線電子と星間光子の反応断面積を反映して銀河面放射が急激に減少し、銀河面放射の不定性の影響が格段に小さい。従って統計のかせげ銀河中心近傍での暗黒物質探査が最も感度が高くなる。現在の地上チェレンコフ望遠鏡の感度は、熱的残存WIMP仮説で期待される対消滅断面積に数倍から一桁及ばないが、CTAが実現すれば感度・観測エネルギー帯域が大きく向上する。図5には、CTAの銀河中心観測で予想される感度^{35,36)}をLATの矮小楕円体銀河の結果に重ね書きしてある。もしWIMPの質量が数TeV程度以下であれば、LATの結果とあわせ、今後10年間にWIMP対消滅によるガンマ線の信号を検出し、暗黒物質の質量を決めることが期待される。図から、系統誤差を抑えることが重要なことも分かるだろう。物理学・天文学双方に大きく資することができるフェルミ衛星の運用継続とCTA計画の実現のため、関係者各位にご理解・ご協力をいただきたい。

フェルミ衛星搭載LAT検出器は、日本が初めて本格参加したGeVガンマ線観測ミッションです。その開発と打上げ後の運用にあたっては、高エネルギー加速器研究機構の日米科学技術協力事業、文部科学省科学研究費補助金、ISAS/JAXAの理学委員会の経費から大きな援助をいただきました。また15年以上にわたる日本グループの活動は、各々の所属する研究機関および機関内外の共同研究者、さらには物理学・天文学のコミュニティの支援に支えられてきました。これらの援助・支援に改めて感謝します。

参考文献

- 1) F. Zwicky: *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110.
- 2) F. Zwicky: *Astrophys. J.* **86** (1937) 217.
- 3) V. C. Rubin and W. K. Ford: *Astrophys. J.* **159** (1970) 379.
- 4) Y. Sofue and V. Rubin: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39** (2001) 137.
- 5) Planck Collaboration: *Astron. Astrophys.* **571** (2014) 16.
- 6) W. B. Atwood, *et al.*: *Astrophys. J.* **697** (2009) 1071.
- 7) B. S. Acharya, *et al.*: *Astropart. Phys.* **43** (2013) 3.
- 8) J. F. Navarro, C. S. Frenk and S. D. M. White: *Astrophys. J.* **462** (1996) 563.
- 9) <http://www-heaf.hepl.hiroshima-u.ac.jp/glast/glast-j.html>
- 10) 釜江常好, 大杉 節: *日本物理学会誌* **54** (1999) 605.
- 11) 釜江常好, 田島宏康, 深沢泰司: *日本物理学会誌* **65** (2010) 163.
- 12) 田中孝明, 内山泰伸: *日本物理学会誌* **67** (2012) 556.

- 13) G. Kanbach, *et al.*: *Space Sci. Rev.* **49** (1988) 69.
- 14) E. A. Baltz, *et al.*: *JCAP* **0807** (2008) 013.
- 15) A. W. Strong, *et al.*: *Astrophys. J.* **722** (2010) L58.
- 16) M. Ackermann, *et al.*: *Astrophys. J.* **750** (2012) 3.
- 17) I. V. Moskalenko and A. W. Strong: *Astrophys. J.* **493** (1998) 694.
- 18) A. W. Strong and I. V. Moskalenko: *Astrophys. J.* **509** (1998) 212.
- 19) I. A. Grenier, *et al.*: *Science* **307** (2005) 1292.
- 20) Planck Collaboration: *Astron. Astrophys.* **571** (2014) A11.
- 21) Y. Fukui, *et al.*: *Astrophys. J.* **798** (2015) 6.
- 22) R. Genzel, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **32** (2010) 3121.
- 23) H. A. Mayer-Hasselwander, *et al.*: *Astron. Astrophys.* **335** (1998) 161.
- 24) K. N. Abazajian and M. Kaplinghat: *Phys. Rev. D* **90** (2012) 023526.
- 25) C. Gordon and O. Macias: *Phys. Rev. D* **88** (2013) 083521.
- 26) T. Daylan, *et al.*: *arXiv: 1402.6703* (2014).
- 27) F. Calore, *et al.*: *JCAP* **03** (2015) 038.
- 28) M. Ajello, *et al.*: *Astrophys. J.* **819** (2016) 44.
- 29) J. P. Simon, *et al.*: *Astrophys. J.* **670** (2007) 313.
- 30) M. Mateo, *et al.*: *Astrophys. J.* **116** (1998) 2315.
- 31) M. I. Wilkinson, *et al.*: *the Messenger* **124** (2006) 25.
- 32) L. E. Strigari, *et al.*: *Astrophys. J.* **678** (2008) 614.
- 33) M. Ackermann, *et al.*: *Phys. Rev. D* **89** (2014) 042001.
- 34) M. Ackermann, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 231301.
- 35) J. Carr, *et al.*: *arXiv: 1508.06128* (2015).
- 36) V. Lefranc: *Phys. Rev. D* **91** (2015) 122003.

(2016年1月6日原稿受付)

Dark Matter Search with Cosmic Gamma-ray Observations Tsunefumi Mizuno and Horoyasu Tajima

abstract: About 25% of energy density of the universe today is in the form of non-baryonic cold dark matter, and Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) are one of the most promising candidates. Annihilation of WIMPs could produce detectable gamma-ray signal depending on their mass and number density. The Large Area Telescope (LAT) on board the *Fermi* Gamma-ray Space Telescope is sensitive to GeV gamma rays and is suitable for indirect search of WIMP signals. Recent studies of gamma rays in the direction of Galactic center reveal an extended excess emission in 1–10 GeV energies over the standard Galactic diffuse gamma-ray emission. Although the excess can be explained by annihilation of WIMPs with the mass of a few 10s GeV, the spectrum is strongly affected by the uncertainty of the Galactic diffuse emission. No significant gamma-ray excess was found coincident with known dwarf spheroidal galaxies which are known to be dark matter rich and lack of non-thermal astrophysical processes. Instead, WIMP mass less than 100 GeV are excluded by 95% confidence. If the most of the Galactic center excess is not due to WIMP annihilation, more observations by *Fermi*-LAT with future observations in TeV gamma rays by Cherenkov Telescope Array, will enable us to search for WIMP signal of mass range from 10 GeV up to a few TeV.

レーザーアシステッド電子散乱による光ドレスト原子の観測

歸家 令果 〈東京大学大学院理学系研究科 kanya@chem.s.u-tokyo.ac.jp〉

森本 裕也 〈マックス・プランク量子光学研究所 yuya.morimoto@mpq.mpg.de〉

山内 薫 〈東京大学大学院理学系研究科 kaoru@chem.s.u-tokyo.ac.jp〉

電子が原子や分子によって弾性散乱されるとき、散乱電子の方向は変化するが、散乱電子の運動エネルギーは変化しない。ところが、この散乱の瞬間に光が存在すると、電子は光の場と相互作用した結果、光子エネルギーの整数倍のエネルギーをもらったり、失ったりする。この現象は、レーザーアシステッド弾性電子散乱 (Laser-assisted elastic electron scattering; 以下 LAES) と呼ばれる。この LAES 過程は、光の場の存在下で電子が原子・分子に散乱された場合にのみ誘起される現象であるため、散乱電子は光の場の中の原子・分子に関する情報を持っている。したがって、LAES 過程を観測することによって、原子・分子が光と強く相互作用している状態、つまり、光ドレスト状態を調べることができる。

LAES 過程については、その理論的定式化が 1966 年に行われて以来、多くの関心を集めてきたが、実験上の困難さから、理論研究が主導的な役割を演じてきた。1976 年に CO₂ レーザー場を用いた LAES 過程の実証実験が行われたものの、光の波長が長く、原子・分子系の共鳴波長からは大きく隔たっており、しかも光の強度が低いため、得られた実験結果は、光と原子・分子の相互作用を無視した理論式によって説明できるものであり、光ドレスト状態に関する情報は得られなかった。そのため、より短波長・高強度のレーザー場を用いた LAES 過程の観測が長い間待ち望まれていた。

我々は 2010 年に、近赤外域のフェムト秒レーザー光を用いて、Xe による LAES 過程の観測に成功した。そして、LAES 過程によって、光の場からエネルギーを獲得した電子、または、光の場によってエネルギーを失った電子のみを観測すれば、光の場と相互作用している瞬間だけの原子・分

子の状態を調べることができること、つまり、LAES 過程がフェムト秒領域の光学ゲートとなることを示した。さらに、LAES 実験を分子に適用し、電子回折像を観測することによって、極めて高い時間分解能で分子の幾何学的構造の変化を追跡できることを明らかにした。しかし、2010 年の研究では、光ドレスト状態の生成を確認するまでには至らなかった。それは、小角部分の LAES 信号の観測ができなかったためである。

1984 年の理論研究によって、一光子分だけ運動エネルギーが増減した LAES 信号の小角散乱領域には、光ドレスト状態の形成に起因する特徴的なピーク構造が現れることが予測され、その後、そのピーク構造が光と相互作用している瞬間の原子内での電荷の空間分布とその時間変動に敏感に応答することが理論的に示された。我々は、光ドレスト原子の検出を目指して、散乱角ゼロ度付近の小角散乱領域を観測できるように装置改良を進め、ついに、小散乱角領域に現れるピーク構造を観測することに成功した。入射エネルギー 1 keV の電子線パルスを高強度レーザー場中において Xe 原子に照射することによって LAES 過程を誘起し、散乱電子のエネルギー分布と角度分布を測定したところ、一光子分だけ運動エネルギーが増減した散乱電子の角度分布の小角領域に、光ドレスト原子の形成に由来するピーク構造が現れたのである。小角領域のピーク構造を詳細に解析することによって、光の場に応答して原子・分子内の電子分布が如何に変化するかを明らかにできると期待される。本研究の成果は、LAES を用いた超高速原子・分子過程研究の第一歩である。

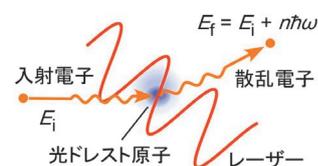
—Keywords—

光ドレスト状態：

物質のハミルトニアンに加えて、光と物質の相互作用項も物質のハミルトニアンの一部と見なすことによって記述される物質状態。光と物質の相互作用が顕著な状況下での物理現象を記述するのに適した描像である。

光ドレスト原子：

光と原子の相互作用によって、光ドレスト状態を形成した原子。



光ドレスト原子による LAES 過程の模式図。

1. はじめに

運動エネルギー E_i の入射電子がレーザー場中で原子や分子によって弾性散乱されると、散乱電子の運動エネルギー (E_f) は、 $E_f = E_i + n\hbar\omega$ と変化する。(ただし、 n は整数で、 ω はレーザー場の角周波数である。) この散乱過程はレーザーアシステッド弾性電子散乱 (Laser-assisted elastic electron scattering; LAES) と呼ばれ、レーザープラズマや強レーザー場中の原子・分子の電子衝突ダイナミクスにおける基本的な散乱素過程として知られている。LAES 過程は、「原子と電子との相互作用」、「レーザー場と電子との相互作用」、「レーザー場と原子との相互作用」、という三種類の相互作用が関与する電子・原子・光子による異種三体衝突過程と捉えることができる。そして、これら三種類の相互作用の効果が散乱電子のエネルギー分布や散乱角度分布に現れるため、LAES 過程は興味深い散乱現象として注目されてきた。¹⁻³⁾ 特に、レーザー場と原子との相互作用が顕著になると、原子内の電子はレーザー電場方向に絶えず大きく揺すられ、光ドレスト状態を形成する。本稿では、LAES 過程における光ドレスト状態形成の効果 (以下、光ドレスト効果) についての最近の研究成果について紹介する。

2. LAES 過程の理論

LAES 過程の理論的な定式化は、ブンキン (Bunkin) とフェドロフ (Fedorov) によって 1966 年に行われた。⁴⁾ 彼らは、レーザー場と電子との相互作用を非摂動的に取り扱い、原子と電子との相互作用に対してはポテンシャル散乱を第一次ボルン近似で取り扱った。さらに、レーザー場と原子との相互作用を無視することによって、LAES 過程の微分散乱断面積 ($d\sigma_{BF}^{(n)}/d\Omega$) を式(1) のように導出した。

$$\frac{d\sigma_{BF}^{(n)}}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{k}_f|}{|\mathbf{k}_i|} J_n^2(\xi) \frac{d\sigma_{B1}}{d\Omega} \quad (1)$$

ここで、 \mathbf{k}_i と \mathbf{k}_f はそれぞれ入射電子と散乱電子の波数ベクトル、 $d\sigma_{B1}/d\Omega$ はレーザー場が無い状況での第一次ボルン近似のもとでの弾性ポテンシャル散乱の微分散乱断面積、 $J_n(x)$ は第一種ベッセル関数で、 ξ は式(2) で定義される。

$$\xi = \frac{e}{m_e \omega^2} \mathbf{F}_0 \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \quad (2)$$

ただし、 e は電荷素量、 m_e は電子質量、 \mathbf{F}_0 はレーザー電場の振幅ベクトルである。1973 年にクロール (Kroll) とワトソン (Watson) は、(i) 散乱過程はポテンシャル散乱とする、(ii) 電子の運動エネルギーは光子エネルギーより十分に大きい、(iii) 共鳴散乱ではない、(iv) LAES 過程を半古典的に取り扱う、(v) レーザー場と原子との相互作用を無視する、という五つの仮定の下で、レーザー場と電子との相互作用、および、原子と電子との相互作用の双方を非摂動的に取り扱うことによって、LAES 過程の微分散乱断面積 ($d\sigma_{KW}^{(n)}/d\Omega$) を式(3) のように導出した。⁵⁾

$$\frac{d\sigma_{KW}^{(n)}}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{k}_f|}{|\mathbf{k}_i|} J_n^2(\xi) \frac{d\sigma_{el}(E^*)}{d\Omega} \quad (3)$$

ただし、 $d\sigma_{el}(E)/d\Omega$ はレーザー場無しでの入射エネルギー E の電子による弾性ポテンシャル散乱の微分散乱断面積で、 E^* は

$$E^* = \frac{1}{2m_e} \left| \hbar\mathbf{k}_i + \frac{ne}{\zeta\omega} \mathbf{F}_0 \right|^2 \quad (4)$$

で与えられる。式(1) と式(3) はほとんど同じに見えるが、式(3) は原子と電子との相互作用を非摂動的に取り込んでいるため、 $E_i \gg \hbar\omega$ を満たす限り低速電子散乱にも適用できる汎用性が高い理論式であり、クロール・ワトソン理論式として広く利用されている。なお、式(1) と式(3) の導出では、レーザー場と原子との相互作用が無視されているため、これらの理論式には光ドレスト効果は含まれない。

一方、レーザー場強度が高くなったり、レーザー波長が標的原子の共鳴波長近傍であったりすると、標的原子は光ドレスト状態を形成するため、レーザー場と原子との相互作用を無視して導出された式(1) や式(3) を利用することができない。このような LAES 過程における光ドレスト効果の理論的な取り扱いは、1976 年にゲルステン (Gersten) とミッテルマン (Mittleman) によって初めて議論された。⁶⁾ 1984 年にはバイロン (Byron) とヨアチャイン (Joachain) が、水素原子を標的として、レーザー場と原子との相互作用を時間依存一次摂動論で考慮するとともに、原子と電子との相互作用を第一次ボルン近似で取り扱うことによって、LAES 過程の散乱角度分布を計算した。⁷⁾ その結果、 $n = \pm 1$ の LAES 過程の散乱角度 (θ) の分布において、 $\theta = 0^\circ$ 付近に光ドレスト効果による巨大なピーク構造が現れることが示された。このピーク構造の出現は他の理論研究でも報告され、ピーク構造の強度やエネルギー分布、散乱角度分布は光ドレスト状態の時空間的特性に強く依存することが明らかとなり、^{8,9)} LAES 過程の小角散乱信号を実際に測定することによって、強レーザー場中で擾乱を受けた原子の電子分布のダイナミクスについての情報が得られると期待されていた。

3. LAES 過程の観測実験

LAES 過程を観測するためには、真空中で単色電子線・原子線・レーザー光線を一点に交差させ、さらに、特定の角度に散乱された電子を選択し、その運動エネルギーを分析することが必要となる。このような実験は、1976 年に連続 CO₂ レーザーを用いて初めて行われ、Ar 原子を標的として $n = \pm 1$ の LAES 信号の観測が報告されている。¹⁰⁾ さらに、1977 年にはパルス CO₂ レーザーを用いて、 $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ の LAES 信号が観測されており、¹¹⁾ LAES 過程の観測実験には今日に至るまで約 40 年にわたる長い歴史がある。しかし、これまでに報告されてきた LAES 観測実験^{1,2)} の大半は、連続 CO₂ レーザーかパルス CO₂ レーザーを用いたものであった。したがって、レーザー波長

(10.6 μm) は標的原子の光学遷移の共鳴から大きく外れ、レーザー場強度も $\leq 10^9 \text{ W/cm}^2$ 程度に限られていたため、LAES 過程におけるレーザー場と原子との相互作用の効果は無視できる程に小さかった。結果として、これらの実験結果の多くはクロール・ワトソン理論の式(3)で良く再現され、これまでに光ドレスト状態の形成を示す実験結果は報告されていなかった。そのような研究動向の中、2010年に我々はXe原子を標的としてチタンサファイアレーザーを用いたLAES観測実験を実施し、レーザー波長800 nm、パルス幅200 fs、レーザー場強度 $1.8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ において、散乱角度が $2^\circ \leq \theta \leq 14^\circ$ の範囲のLAES信号の観測に成功した。¹²⁾ 式(3)を用いてレーザーパルスあたりのLAES信号強度を見積もると、このレーザー場条件でのLAES信号強度は典型的なパルスCO₂レーザー場条件¹¹⁾での信号強度の 10^{-7} 以下となり、フェムト秒レーザーによるLAES観測が極めて困難であることが分かる。一方で、このようなレーザー場条件ではレーザー場と原子との相互作用が顕著になると考えられ、実際に数値シミュレーションを行った結果、 $\theta < 0.5^\circ$ の領域に光ドレスト効果に起因するピーク構造が現れることが予測されていた。¹³⁾ 最近我々はLAES観測装置¹⁴⁾を小角信号測定用に改良し、Xe原子を標的としたLAES過程を測定することによって、 $n = \pm 1$ のLAES信号の散乱角度分布に光ドレスト効果によるピーク構造が現れることを初めて実証した。¹⁵⁾

4. LAES観測装置

図1に我々が開発したLAES観測装置の概略図を示す。光陰極型パルス電子銃の金蒸着膜陰極(膜厚10 nm)に、チタンサファイアレーザーの三倍波(波長266 nm、パルス幅19 ps)を照射することによって電子線パルスを生成し、運動エネルギー1 keVまで加速後、直径0.1 mmのピンホールを通過させることによって入射電子線パルスを生成し、Xe原子線と交差させる。同時に高強度のチタンサファイアレーザー基本波(波長800 nm、パルス幅970 fs、レーザー場強度 $1.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$)を散乱点に入射し、LAES過程を

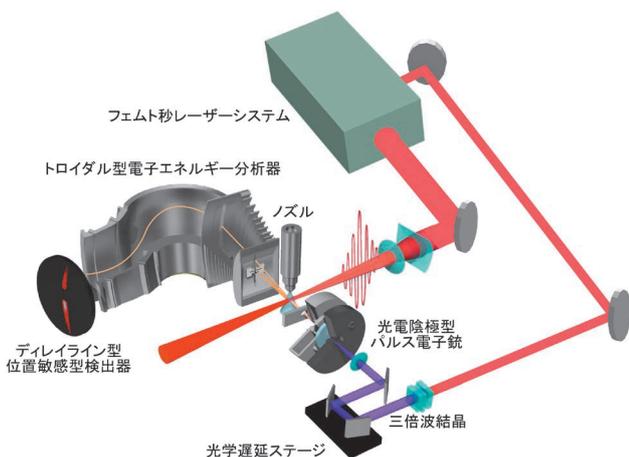


図1 LAES観測装置の概略図。

誘起する。散乱電子はスリットを通過してトロイダル型電子エネルギー分析器に導入され、分析器内でエネルギーと散乱角度が分析された後に、ディレイライン型位置敏感型検出器によって二次元検出される。従来のパルスCO₂レーザーによるLAES観測実験^{1,2)}と比較すると、高繰り返しレーザーの利用によって 10^3 倍程度、高輝度パルス電子銃の導入によって 10^2 倍程度、トロイダル型電子エネルギー分析器による二次元検出によって 10^2 倍程度、合わせて 10^7 倍程度の検出効率の向上が達成されている。電子線と原子線、レーザー光線は互いに直角に交差し、レーザー偏光は原子線の方向に直線偏光している。非散乱電子と $\theta < 0.1^\circ$ の散乱電子は、スリット上に設置された直径0.35 mmのMoワイヤーによって分析器前で阻止され、検出器には $0.1^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の散乱電子が観測される。装置全体としてのエネルギー分解能は0.3 eVで、 $n = \pm 1$ のLAES信号に対する角度分解能は 0.24° である。LAES信号の測定は、レーザーパルスに対する電子線パルスの遅延時間 (Δt) が散乱点において $\Delta t = 0 \text{ ps}$ となる条件で積算を行った。また、 $\Delta t = +100 \text{ ps}$ と設定し、レーザー場が存在しない状況下での散乱信号の測定も行い、それを背景信号として差し引いた後にLAES信号の解析を行った。

5. LAES過程における光ドレスト効果

図2(a)に $\Delta t = 0 \text{ ps}$ で観測されたLAES信号の画像を示す。図中の矢印はエネルギーシフト ($\Delta E = E_f - E_i$) と散乱角度の座標軸を表す。画像中央部の弧状の信号はエネルギー変化の無い通常の弾性散乱信号であり、この強度スケールではLAES信号を確認することができない。図2(b)は図2(a)の強度スケールを 10^3 倍して微弱な信号を拡大した画像である。弾性散乱信号の両脇に $n = \pm 1, \pm 2$ に相当する弧状のLAES信号が現れていることが確認できる。

図3(a)は図2の散乱電子信号を散乱角 $0.1^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の範囲で積分することによって得られたエネルギースペクトルである。図3(a)の緑実線は、光ドレスト効果は無視したクロール・ワトソン理論(式(3))をもとにした数値シミュレーションの結果である。 $\Delta E = \pm 1.55 \text{ eV}$ と $\Delta E = \pm 3.10 \text{ eV}$ の位置にそれぞれ $n = \pm 1$ と $n = \pm 2$ のLAES信号が現れ、数値シミュレーションは実験値(黒●印)を良く再現できて

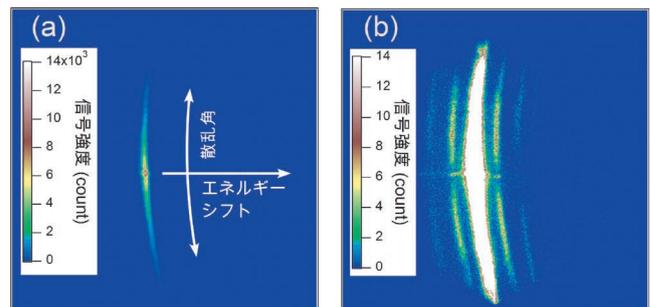


図2 散乱電子信号画像。

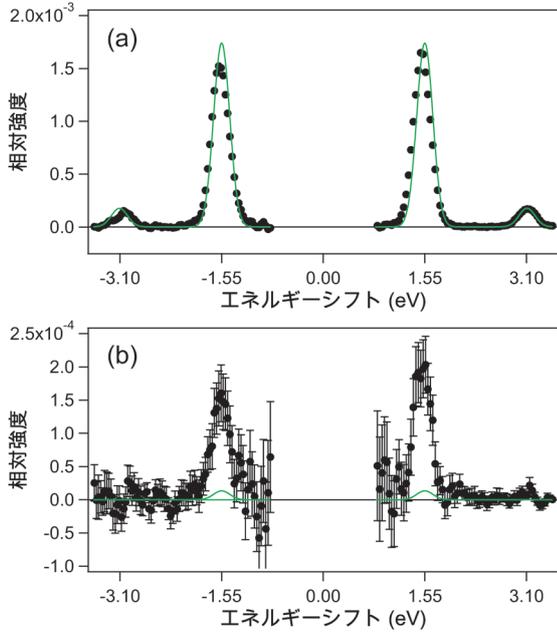


図3 散乱電子のエネルギースペクトル. (a) 角度範囲 $0.1^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ の散乱電子信号, (b) 角度範囲 $0.1^\circ \leq \theta \leq 0.5^\circ$ の散乱電子信号. 黒●印: 実験値, 緑実線: クロール・ワトソン理論をもとにした数値シミュレーション. 背景信号は差し引いてあり, エネルギー領域 $|\Delta E| \leq 0.8$ eVの信号は誤差が大きいため表示していない. また, 信号強度は背景信号の $\Delta E = 0$ eVのピーク強度で規格化してある.

いることが分かる. 一方, 積分する角度範囲を $0.1^\circ \leq \theta \leq 0.5^\circ$ の小角領域に制限すると, エネルギースペクトルは図3(b)のようになり, 実験値は $n = \pm 1$ のLAES信号において数値シミュレーションによる予測よりも10倍以上大きな値になっている.

図4(a), (b)の黒●印はそれぞれ $n = +1$ と $n = -1$ のLAES信号の散乱角度分布である. 図2において弧状の信号分布の上半分と下半分は対称となることが知られているため, 両者の平均を散乱角度分布としてプロットしている. 図4(a), (b)の両方において, 散乱角 $\theta \leq 0.5^\circ$ の領域で明確なピーク構造が現れていることが確認できる. 式(3)による数値シミュレーション(緑細実線)ではこのようなピーク構造が現れていないことから, 得られたピーク構造はXe原子の光ドレスト状態の形成に由来すると考えられる.

得られたピーク構造が光ドレスト効果によるものであることを検証するために, ゾン(Zon)の分極原子モデル¹⁶⁾をもとにした数値シミュレーションを行った. 1977年にゾンは, 標的原子の光ドレスト状態形成の効果を原子の分極によるレーザー誘起双極子の生成と近似し, 実効的な散乱ポテンシャル, $V_{\text{Zon}}(\mathbf{r}, t)$ を

$$V_{\text{Zon}}(\mathbf{r}, t) = V_A(\mathbf{r}) + V_D(\mathbf{r}, t) \quad (5)$$

として表した. ここで, $V_A(\mathbf{r})$ はレーザー場無しでの原子の散乱ポテンシャルである. 一方, $V_D(\mathbf{r}, t)$ は

$$V_D(\mathbf{r}, t) = -\frac{\mathbf{e}\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\mu}_{\text{ind}}(t)}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{r}|^3} \quad (6)$$

で表される. $V_D(\mathbf{r}, t)$ は光ドレスト効果によるポテンシ

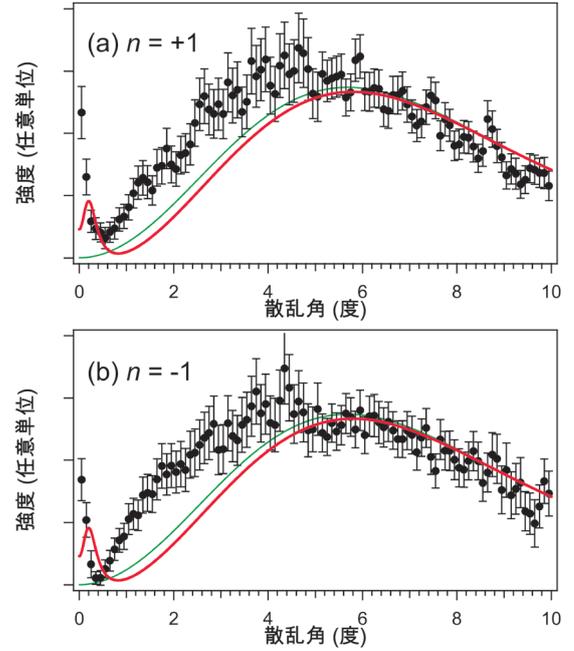


図4 LAES信号の散乱角度分布. (a) $n = +1$, (b) $n = -1$. 黒●印: 実験値, 緑細実線: クロール・ワトソン理論をもとにした数値シミュレーション, 赤太実線: 拡張ゾンモデルをもとにした数値シミュレーション.

ル項であり, 入射電子とレーザー誘起双極子, $\boldsymbol{\mu}_{\text{ind}}(t) = \alpha \mathbf{F}_0 \sin \omega t$, との間の電荷-双極子相互作用として表される. (ϵ_0 は真空の誘電率, α は原子の分極率.) ゾンは, レーザー場と電子との相互作用を非摂動的に取り扱う一方, 原子と電子との相互作用を $V_{\text{Zon}}(\mathbf{r}, t)$ についての一次摂動まで考慮することによって, 微分散乱断面積の理論式を解析的に導出している. しかし, 本研究のような運動エネルギー1 keVの電子とXe原子との衝突過程については, 散乱問題を一次摂動で定量的に取り扱うことはできない.¹⁷⁾ そこで我々は, 散乱振幅を $V_{\text{Zon}}(\mathbf{r}, t)$ の無限次まで展開し, 展開項のうちで $V_A(\mathbf{r})$ と $V_D(\mathbf{r}, t)$ の双方を含む項は全て無視し, $V_D(\mathbf{r}, t)$ のみで構成される項についてはその一次項のみを考慮する一方, $V_A(\mathbf{r})$ のみで構成される項については全ての次数の項まで取り入れた. さらに, 式(3)の導出⁵⁾と同様の方法を用いてLAES過程を半古典的に取り扱うことによって, LAES過程の微分散乱断面積の理論式,

$$\frac{d\sigma_{\text{Zon}}^{(n)}}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{k}_f|}{|\mathbf{k}_i|} \left| J_n(\xi) f_{\text{el}} - \frac{am_c^2 \omega^2 \xi J_n'(\xi)}{2\pi\epsilon_0 \hbar^2 |\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f|^2} \right|^2 \quad (7)$$

を得た. ただし, f_{el} はレーザー場無しでの $V_A(\mathbf{r})$ によるポテンシャル散乱の厳密な散乱振幅で, $J_n'(x)$ は $J_n(x)$ の導関数である. 右辺の絶対値の中の第一項は $V_A(\mathbf{r})$ に由来する散乱振幅で, 第二項は $V_D(\mathbf{r}, t)$ による散乱振幅であり, 微分散乱断面積には両者の干渉が現れることになる. この拡張ゾンモデルを用いた数値シミュレーションの結果を図4(a), (b)の赤太実線で示す. 拡張ゾンモデルによってXe原子の光ドレスト状態の形成の効果を近似的に取り入れるることによって, 散乱角 $\theta \leq 0.5^\circ$ の領域に光ドレスト効果によるピーク構造が現れていることが分かる. また, その

ピーク強度も実験結果をおおよそ再現できていることから、実験で得られたピーク構造がXe原子の光ドレスト状態形成に起因していることが確認できる。なお、理論と実験との間のピーク形状の違いについては、実験においてレーザー光の照射位置が長時間の積算中にわずかにずれたことが主な原因ではないかと考えられる。

その一方で、図4(a), (b)において、LAES信号の散乱角度分布の $\theta \leq 5^\circ$ の領域では、数値シミュレーションと実験結果の間に不一致が見られる。この不一致の第一の理由は、入射電子によるクーロン相互作用によって標的原子が分極する効果である。レーザー場が無い状況でのXe原子による1 keVの電子線の弾性散乱において、この入射電子による分極の効果は $\theta \leq 5^\circ$ で現れることが知られているが、^{17,18)}ポテンシャル散乱を仮定したクロール・ワトソン理論や拡張ゾンモデルではこの効果が考慮されていないためである。第二の理由は、ゾンモデルによる誘起双極子近似である。ゾンモデルで導入された $V_D(r, t)$ は、入射電子の衝突径数(b)がXeの原子半径($r_a \sim 2 \text{ \AA}$)より十分大きい場合、すなわち、 $b^{-1} \sim |k_i - k_f| \ll r_a^{-1} \sim 0.5 \text{ \AA}^{-1}$ を満たすときに良い近似となる。この条件を散乱角で表すと $\theta \ll 0.5^\circ$ となり、逆に $\theta \geq 0.5^\circ$ の角度領域では、高次の多極子項の効果が現れる。したがって、 $\theta \geq 0.5^\circ$ の信号の詳細な解析によって、原子内電子分布の変位についての空間的構造の情報が得られると考えられる。

6. 展望

我々はLAES過程に現れる光ドレスト効果を観測した。これは、LAES研究における30年来の懸案が解決されたことを意味する。LAES信号の小角散乱領域のピーク構造のエネルギー分布と角度分布から、光ドレスト原子内の電子分布の時空間発展の情報が得られることが示されたのである。本成果は、LAES過程を利用した超高速原子・分子過程研究の第一歩であり、実験・理論両面の更なる進展によって、強レーザー場によって原子・分子内の電子分布が如何に変化するかが解明され、光の場の中の原子や分子の超高速ダイナミクスに対する理解がより深まると期待される。

本研究は、科学研究費補助金(No. 24245003, No. 24750011, No. 26288004, No. 24-4164, No. 15H05696)の助成を受けて行われた。

参考文献

- 1) A. Weingartshofer and C. Jung: in *Multiphoton ionization of atoms* (Academic Press, 1984) Chap. 7.
- 2) N. J. Mason: *Rep. Prog. Phys.* **56** (1993) 1275.
- 3) F. Ehlötzky, A. Yaroń and J. Z. Kamiński: *Phys. Rep.* **297** (1998) 63.
- 4) F. V. Bunkin and M. V. Fedorov: *Sov. Phys. JETP* **22** (1966) 844.
- 5) N. M. Kroll and K. M. Watson: *Phys. Rev. A* **8** (1973) 804.
- 6) J. I. Gersten and M. H. Mittleman: *J. Phys. B* **9** (1976) 2561.
- 7) F. W. Byron, Jr. and C. J. Joachain: *J. Phys. B* **17** (1984) L295.
- 8) A. Dubois, A. Maquet and S. Jetzke: *Phys. Rev. A* **34** (1986) 1888.
- 9) M. Dörr, C. J. Joachain, R. M. Potvliege and C. Vučić: *Phys. Rev. A* **49** (1994) 4852.
- 10) D. Andrick and L. Langhans: *J. Phys. B* **9** (1976) L459.
- 11) A. Weingartshofer, J. K. Holmes, G. Caudle, E. M. Clarke and H. Krüger: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 269.
- 12) R. Kanya, Y. Morimoto and K. Yamanouchi: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 123202.
- 13) R. Kanya, Y. Morimoto and K. Yamanouchi: in *Progress in Ultrafast Intense Laser Science X*, eds. K. Yamanouchi, G. G. Paulus and D. Mathur (Springer, 2014) Chap. 1.
- 14) R. Kanya, Y. Morimoto and K. Yamanouchi: *Rev. Sci. Instrum.* **82** (2011) 123105.
- 15) Y. Morimoto, R. Kanya and K. Yamanouchi: *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 123201.
- 16) B. A. Zon: *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 65.
- 17) R. H. J. Jansen and F. J. de Heer: *J. Phys. B* **9** (1976) 213.
- 18) F. Salvat, A. Jablonski and C. J. Powell: *Comput. Phys. Commun.* **165** (2005) 157.

非会員著者の紹介

森本裕也氏：マックス・プランク量子光学研究所博士研究員。電子線を用いた超高速イメージング手法の開発・応用に興味がある。

(2016年2月12日原稿受付)

Observation of Light-Dressed Atoms by Laser-Assisted Electron Scattering

Reika Kanya, Yuya Morimoto and Kaoru Yamanouchi

abstract: The first observation of the light-dressing effect in the laser-assisted elastic electron scattering process, which was predicted more than 30 years ago, is reported. This phenomenon will be of use for probing the ultrafast evolution of the electron density distribution in atoms and molecules.

静電型イオンビームトラップの技術とその応用



齊藤 学

京都大学大学院工学研究科
saito@nucleng.kyoto-u.ac.jp



春山 洋一

京都府立大学大学院生命環境科学研究科
haruyama@kpu.ac.jp

一般的にイオントラップといえば、交流電場あるいは静電場と静磁場によってイオンを狭い空間に閉じ込めるRFトラップやペニングトラップを思い浮かべるであろう。これに対し、本稿で紹介する静電型イオンビームトラップは、これまでのトラップとは異なり、一定の速さで特定の方向に走らせた状態のイオンビームを静電場だけで空間に閉じ込める装置である。

静電型イオンビームトラップの閉じ込め方法は、向かい合った2組の反射鏡の間で光線を反射し続ける光共振器の原理に基づいている。この反射鏡を反射電極によって置き換えた装置が、静電型イオンビームトラップである。このトラップは、共振器における光線の閉じ込めと同様に、対向した2組の反射電極の間でイオンビームを直線的に往復運動させ続ける。これによってトラップ内にイオンビームが蓄積する。また、反射電極間はフィールドフリーの空間になっており、イオンビームは一定の速さでこの領域を走行する。

静電型イオンビームトラップを原子分子物理研究に用いる利点はいくつかある。たとえば分子イオンの衝突実験の場合を考えてみよう。イオン源で実際に生成される分子イオンは、イオン化過程で与えられたエネルギーによって様々な振動励起状態になっている。通常、この励起状態の寿命はイオン源から衝突点までのイオンの走行時間より長い。そのため、基底状態や特定の

振動状態のイオンビームを衝突実験に用いることは難しい。これに対して、イオンビームトラップに分子イオンを長時間蓄積すれば、放射脱励起によって振動状態の落ちついた冷却分子イオンビームが生成し、それを衝突実験に供することができる。また、蓄積しているイオンビームと電子ビームやレーザー光との衝突実験がトラップ内でもできることも利点のひとつである。衝突によって励起したイオンには非常に長い寿命の脱励起(放射、電離、解離など)を起こすイオンも存在する。衝突後の蓄積されたままのイオンビームを観測することで、この長寿命の反応を時間を追って調べることが可能になる。さらに、反応で生じたイオンからの中性生成物が電極で反射されずに直進してトラップより出てくるため、それを検出することが容易である。この中性粒子検出を利用して蓄積されているイオンの量を精度良くモニターすることもできる。

我々は、静電型イオンビームトラップの特長を生かして Kr^{2+} イオンの 1S_0 準安定状態の精密寿命測定を行った。その結果、理論計算値とよく一致する値が得られている。また他の研究グループは最近、小型なトラップ全体を冷却チェンバーで囲むことで10 K程度まで冷やし、極冷却イオンを用いた分光実験や衝突実験に成功している。今後、静電型イオンビームトラップを用いた原子、分子科学の実験研究がますます展開すると予想される。

—Keywords—

イオントラップ:

電磁場によって作ったポテンシャルの井戸にイオンを長時間ためておく装置。静電場だけではイオンを空間に閉じ込めることができないため(アーンショウの定理と呼ばれる)、高周波電場または静電場と静磁場の組み合わせを用いたトラップが主に使われている。

放射脱励起:

原子分子が、電子や振動、回転の励起状態からよりエネルギーの低い状態へ、エネルギーの変化分を光として放出して移る遷移のこと。自発的に生じる自発放射脱励起と外部放射による刺激によって生じる誘導放射脱励起がある。ここでは自発放射脱励起を意味している。

極冷却イオン:

並進運動のエネルギーおよび電子状態や振動回転運動の内部自由度に関係するエネルギーをより0 Kに近い温度まで減少させたイオンのこと。イオンビームトラップ全体を冷却することでイオンビームを囲む物質からの黒体放射の影響が抑えられ、電子、振動、回転状態がほぼ基底状態にあるイオンのビームを作ることが可能になる。

1. はじめに

イオントラップ装置といえば、非常に小さい運動エネルギーの荷電粒子を限られた狭い空間に閉じ込める装置で、交流電場を用いるRFトラップや静電場と静磁場を併用するペニングトラップが良く知られている。これに対し、本稿で紹介する静電型イオンビームトラップは、これらのトラップとは異なり、一定の速さで特定の方向に走らせた状態のイオンビームを静電場だけで空間に閉じ込める装置である。一定電圧の印加された2組の反射電極の間でkeVエネルギーのイオンビームを直線上に往復運動させ続けることで、トラップ内にイオンビームが閉じ込められる。

静電型イオンビームトラップの開発は、90年代初めに本格的に始まった重イオン蓄積リングを利用した原子、分子イオンと電子の衝突研究¹⁾に端を発している。重イオン蓄積リングは、MeVエネルギーのイオンビームをリング状の超高真空ダクト内で周回させ続ける装置である。重イオン蓄積リングを原子、分子の研究に用いる利点のいくつかを以下に述べる。1) 備え付けられた電子冷却装置によって運動量広がり小さいイオンビームを蓄積できる。この冷却イオンビームを用いたエネルギー分解能の高い衝突実験が可能になる。2) 分子イオンの場合、蓄積中の放射冷却によって振動励起状態が脱励起する。そのため、より振動状態の冷却された分子イオンを実験に供することができる。3) イオンビームは強度の強いまま長時間リング内に蓄積している。また、リング内で電子ビーム(レーザー光)との合流ビーム衝突実験ができるようになってきている。よって、強度の強い冷却イオンと電子(光子)の衝突実験が可能になる。4) 周回しているイオンからの中性の反応生成物は直進してリングより外れるので、その検出が容易である。5) 長時間に及ぶ蓄積イオンの観測が可能なることを生かして、たとえばイオンの準安定状態の寿命測定ができる。

重イオン蓄積リングは、イオンビームの偏向と集束に磁場を用いているために、蓄積できるイオンの質量電荷比に実質的な制限がある。これに対し開発されたのが、静電型のイオン蓄積リング²⁻⁴⁾や静電型イオンビームトラップである。どちらも静電場だけしか用いていないために、リングやトラップ内のイオンの軌道は T/q によって決まる。ここで T はイオンの運動エネルギー、 q は電荷である。イオン入射器の加速電圧 V が同じであれば $T=qV$ であるので、質量と電荷にかかわらず同一の条件でイオンビームがリングやトラップ内に蓄積される。そのため高質量イオンの蓄積が可能になる。

静電型イオンビームトラップは90年代末にイスラエルのWeizmann Institute of Scienceにおいて開発された。⁵⁾その後このトラップと同様の原理に基づく静電型イオンビームトラップが、我々の装置も含めて複数の大学や研究所において開発されている。⁶⁻⁹⁾クラスターや生体分子まで含めた原子、分子イオンの放射冷却の研究や電子、光子との相互作用研究において、静電型のイオンビームトラップや

イオン蓄積リングによる多くの研究成果が得られている。¹⁰⁾静電型イオンビームトラップは、最初で述べたように、イオンビームを直線上で繰り返し往復運動させる装置である。イオンビームは外部からトラップ内に入射する。2組の反射電極間にはフィールドフリー空間が置かれ、その空間では方向とエネルギーの揃ったイオンビームを使って、イオン蓄積リングにおける実験と同様の研究をすることができる。ここで、静電型イオン蓄積リングと比較して静電型イオンビームトラップの有利、不利と思われる点をいくつか述べる。1) 静電型イオンビームトラップの仕組みや構造はイオン蓄積リングに比べると非常に単純かつ小型(長さ50 cm程度)であり、安価で建設できる。2) 脱励起光をビームの進行方向に対して横方向から観測する場合など、閉じ込められているビームの電流密度と長さ、および観測領域の大きさが同じであれば、ビームの周囲距離の短いトラップの方が検出効率は高くなる。さらにトラップの場合、直線上を往復するビームを観測するので、検出効率は倍になる。3) イオンビームとレーザー光の合流ビーム衝突実験では、中性生成物の逃げてくる方向とレーザーの進行方向が同一直線上にあるために、中性粒子の検出器の配置が難しい。一方、リングには複数のフィールドフリーの直線部があるので、合流ビーム衝突を行う直線部と中性生成物の検出を行う直線部を分けることができる。

本稿では、静電型イオンビームトラップの原理とその蓄積技術について述べる。続いて、静電型イオンビームトラップを用いた我々の最近の実験結果を簡単に紹介する。

他の研究グループによっても静電型イオンビームトラップを用いた多くの研究が積極的に展開されている。また、ここでは原子分子物理研究の観点から静電型イオンビームトラップを紹介するが、質量分析に関わった分野でも静電型イオンビームトラップと原理をほぼ同じにする質量分析計の開発や研究が進められている。最近では、短寿命原子核の高分解能質量分析を目的とした開発が複数の研究所で競われている。それらについては本稿で詳しく述べていない。文中に示された参考文献を参照してほしい。

2. 静電型イオンビームトラップ

この節では我々の開発した静電型イオンビームトラップの概要とその原理となる光学モデル、および蓄積特性を調べるために行ったシミュレーション結果について紹介する。

2.1 トラップの概要

図1にトラップの概略を示す。トラップの全長は約600 mmである。トラップは、円筒形のアインツェルレンズ電極(E4-E6)とリフレクター電極(E1-E3)を1組として、図のように2組の電極が直線上に向かい合う形で構成されている。グラウンド電位に固定された電極E0は、トラップ内の電場がトラップ外側のイオンビーム軌道に影響を与えないように設置されている。レンズ電極およびリフレクター電極には、後ほど説明する安定条件を満たす電圧

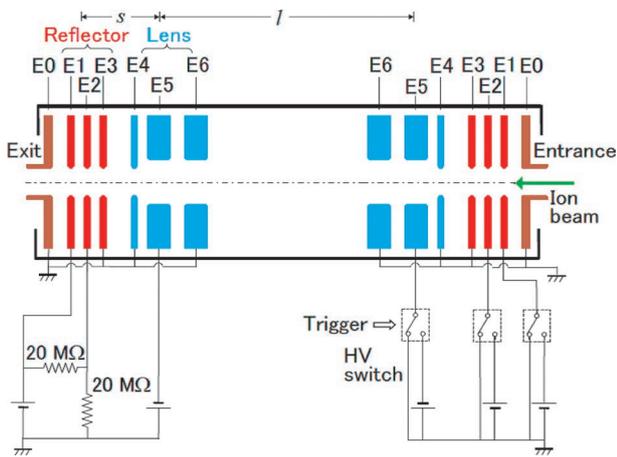


図1 静電型イオンビームトラップの概略。電極E1からE4の内径は16 mm, E5, E6の内径は26 mmである。\$l\$はレンズ電極間の距離、\$s\$はリフレクター内でのイオン反射位置とレンズ電極間の距離を表している。(文献11より転載)

が印加されている。トラップ軸に沿って入射したイオンは、両リフレクター電極間で繰り返し反射され続ける。これによって、イオンはトラップ内に蓄積される。レンズに挟まれた空間はフィールドフリー領域になっている。この領域を走行するイオンの運動エネルギーは、トラップ入射時の運動エネルギーと一致している。そのためこの領域では、エネルギーの定まった蓄積イオンビームと原子、電子、光子との衝突実験を行うことができる。トラップ内の残留ガス圧力は現状で 10^{-8} Pa台である。

2.2 光学モデル

静電型イオンビームトラップは、光共振器の光学系が満たすべき条件(安定条件)に基づいて設計される。⁵⁾ここでは我々が用いた図2のような、焦点距離 f を持つ薄いレンズと焦点距離 f' の反射鏡を軸上に並べたモデルの安定条件を光線行列を使って求めてみる。近軸光線が軸からの高さ r の位置で θ の角度でレンズ1に入射し、高さ r' の位置から θ' の角度で出射する時、 r, r', θ, θ' の関係は $r'=r, \theta'=\theta-r/f$ で近似される。これを行列を使って表すと

$$\begin{pmatrix} r' \\ \theta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ \theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

と書ける。ABCDで表される行列をレンズ1の光線行列という。同様に、近軸光線がレンズ1の左方より入射し、反射鏡1で反射した後に再度レンズ1を通過して、レンズ2に到達するまでの光学系に対する光線行列は

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

で与えられる。ここで l はレンズ間の距離、 s はレンズと反射鏡間の距離である。光線行列解析によれば、無限に並ぶ同一の光学系を光線が軸付近に閉じ込められながら進行し続けるための安定条件は、光学系の光線行列に対して

$$\left| \frac{A+D}{2} \right| \leq 1 \quad (3)$$

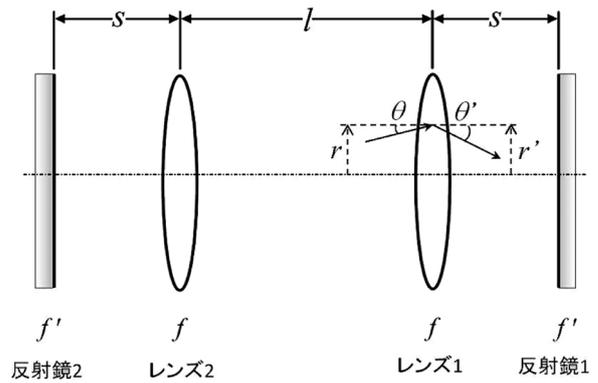


図2 静電型イオンビームトラップの光学モデル。

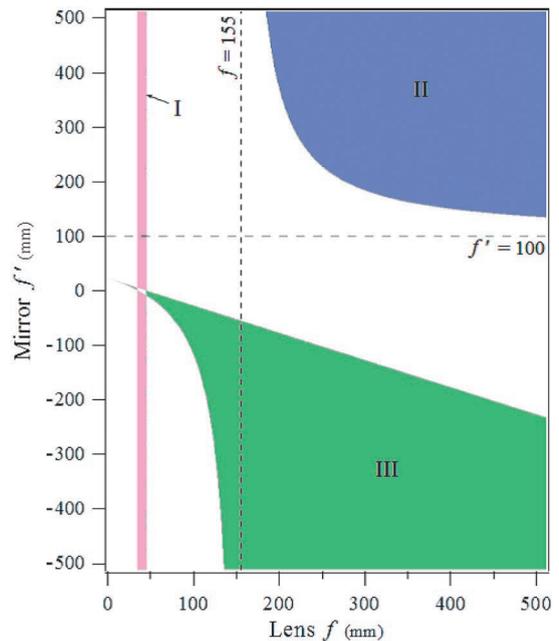


図3 図2の光学モデルに対する安定条件を満たすレンズ焦点距離 f と反射鏡焦点距離 f' の関係。レンズ間の距離 l を310 mm、レンズからリフレクターまでの距離 s を45 mmとして、安定条件を満たす f と f' の領域を色づけて表している。異なった3つの領域が存在し、それぞれの領域をI, II, IIIでナンバリングしている。(文献8より転載)

で与えられる。¹²⁾よって式(3)に式(2)を代入すると、このモデルに対する安定条件

$$0 \leq \left(1 - \frac{s}{f}\right) \left(1 - \frac{l}{2f}\right) - \frac{1}{4f'} \left(1 - \frac{s}{f}\right) \left(2s + l - \frac{ls}{f}\right) \leq 1 \quad (4)$$

が得られる。式(4)を見ると、レンズの焦点距離 f が $f=s$ または $f=ls/(1+2s)$ であれば、安定条件が鏡の焦点距離 f' に依存せずに成り立っている(ただし、 f' が0の場合を除く)。

図3に、 $l=310$ mm、 $s=45$ mmの場合に安定条件(4)を満たす f と f' の範囲を示す。このときの $ls/(1+2s)$ の値は35 mmである。図を見ると $35 \leq f \leq 45$ の範囲において(図の領域I)、安定条件が f' に依存せずに成立していることがわかる。このことは、トラップを設計する際に大きな利点となっている。一般的にイオンを反射するためのリフレクター電極の入口開口部には、不均一電場によるフリッジング効果を防ぐためにメッシュが取り付けられる。しかし、

本トラップでメッシュを用いると、多数回往復する間にメッシュとの衝突でイオンはトラップ内から消失する。安定条件がリフレクターの焦点距離に依存しないということは、イオン蓄積が、メッシュが無いために生じるフリッジング電場の影響をあまり受けないということを意味している。

2.3 シミュレーション計算

上記Iの安定条件を満たすアインツェルレンズやリフレクター電極の形状、電極配置、印加電圧を荷電粒子軌道シミュレーションソフト (SIMION 3D) を用いて設計した。以下では、1.2 keVのAr⁺を蓄積する場合を例として話を進める。表1に各電極の印加電圧を示す。ここで、レンズ間の距離 l はアインツェルレンズの中心電極間の距離、レンズから鏡までの距離 s はアインツェルレンズの中心電極からリフレクター電極内でのイオン反射位置までの距離としている (図1)。また、レンズの焦点距離 ($35 \leq f \leq 45$) に対応するレンズ電極への印加電圧を、減速型と加速型の場合についてそれぞれ示している。加速型レンズの場合には、減速型レンズとして動作させる場合に比べてより高電圧が必要になる。

次に、イオンがトラップ内に蓄積するためのトラップへの入射条件をシミュレーション計算で見てみる。図4は、トラップの中央で、軸から r (mm) 離れた位置より仰角 θ (mrad)、方位角 ϕ (mrad) で発射されたイオンが、その後トラップに蓄積され続ける条件である。この計算結果より、 r, θ, ϕ の値がある範囲に制限されていることがわかる。たとえば減速型レンズの場合 (図4(a))、軸に沿って平行イ

表1 各電極への印加電圧 (V)。アインツェルレンズからリフレクターまでの距離 s を45 mm、レンズ間の距離 l を310 mmとしている。表中のアインツェルレンズの焦点距離 f の単位はmmである。

リフレクター			アインツェルレンズ
E1	E2	E3	E5 (上段: 減速型, 下段: 加速型)
1,870	935	0	1,120 ($f=45$) から 1,200 ($f=35$)
			-4,200 ($f=45$) から -5,580 ($f=35$)

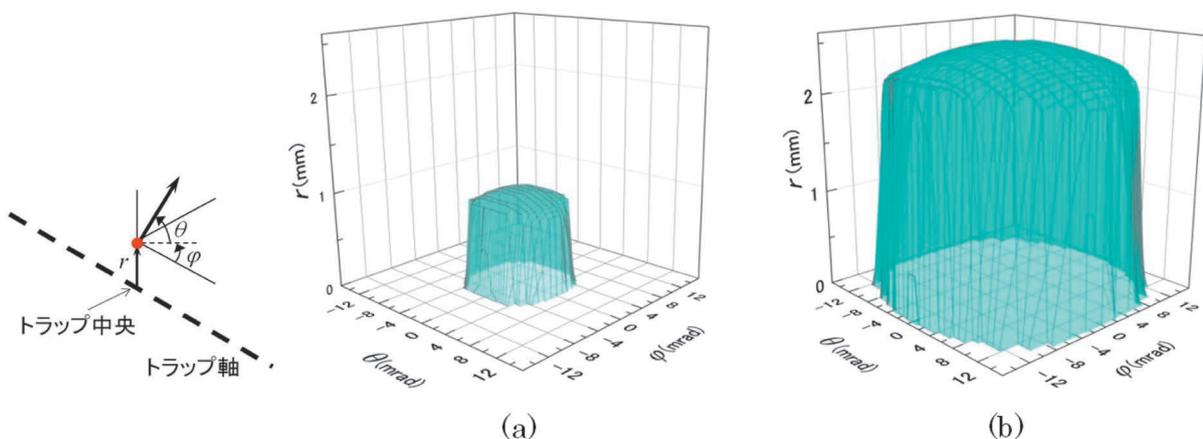


図4 1.2 keVの1個イオンに対するシミュレーション結果。軸上のトラップ中心から r (mm) 離れた位置より仰角 θ (mrad)、方位角 ϕ (mrad) で発射したイオンの軌道を追跡した。リフレクター電極 (E1-E3) の印加電圧は表1の値である。イオンがトラップ内で50 ms以上走行し続けた場合の r, θ, ϕ の範囲をプロットしている。アインツェルレンズ電極E5の印加電圧は (a) 減速レンズ時1,130 Vおよび (b) 加速レンズ時-4,300 V (どちらも焦点距離43 mm) である。

オンビーム ($\theta, \phi=0$) をトラップに入射すると、軸から $r=1.0$ mm以内で入射したイオンだけが蓄積される。また、加速型レンズの方が (図4(b)) 減速型レンズに比べて明らかにアクセプタンスが広がっている。これは、加速型レンズを用いた方がレンズの球面収差がより小さくなっているためである。¹³⁾ 入射イオンのエネルギー幅に関しては、上記の半径1.0 mmの平行イオンビームをトラップに入射した場合、減速型レンズで1.17-1.28 keV、加速型レンズで0.88-1.35 keVの入射エネルギーを持つイオンはすべて蓄積される。

イオンはトラップ軸に沿って加減速を繰り返しながら蓄積されているために、イオンの存在確率分布や運動エネルギー分布に位置依存が生じる。それを示しているのが図5である。図5(a)を見ると、フィールドフリー領域における存在確率の小さいことがわかる。一方、リフレクター電極内のイオン反射地点付近では、イオンの速度が0まで急減速されるために存在確率が急激に増加する。ただし、フィールドフリー領域全体に存在するイオン総数は、領域の長さに応じて多くなる。150 mm付近における存在確率の上昇はレンズによってイオンが減速されるために生じたものである。図5(b)の運動エネルギー分布を見ると、フィールドフリー領域でのエネルギーが入射エネルギーと同じ1.2 keVで一定になっていることがわかる。

これまで紹介してきたレンズと反射鏡から構成される我々が用いたモデル以外にも、向かい合った2つの同じ凹面鏡からなる光共振器をトラップのモデルとすることもできる。このモデルの安定条件は、凹面鏡の間の距離を L とすると式(3)より

$$\frac{L}{4} \leq f \leq \infty \quad (5)$$

で与えられる。式(5)の安定条件を満たしている静電型イオンビームトラップでのイオン蓄積も実際に行われている。^{5,6)}

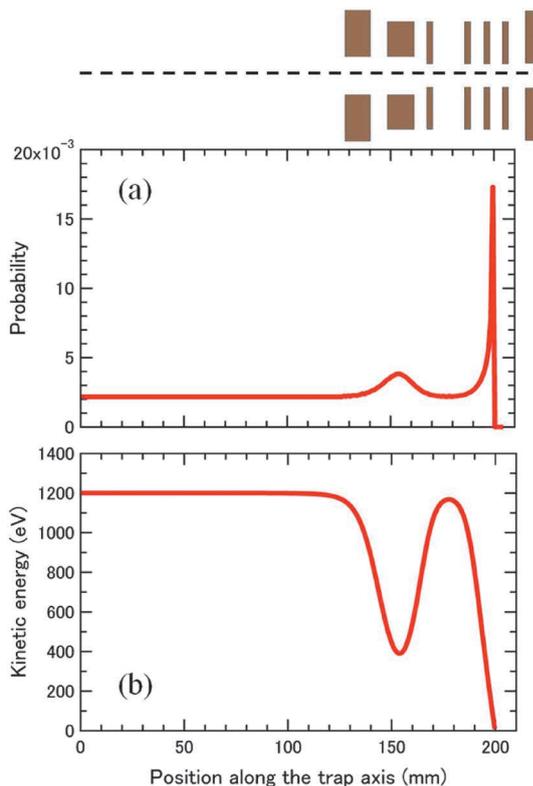


図5 蓄積イオンの (a) 存在確率と (b) 運動エネルギー。一様分布した直径2.0 mmの平行イオンビームを軸に沿ってトラップ中心部から入射させた場合のシミュレーション結果である。レンズ電極E5への印加電圧を1,130 Vの減速型に設定している。横軸は軸上のトラップ中心からの距離を表す。参考までに、各電極の配置を図上部に示している。

3. イオンビーム蓄積実験

静電型イオンビームトラップ内に蓄積されたイオンビームの状況をモニターする主な方法には、トラップ内の残留ガスとの衝突によって作られる中性粒子を検出する方法と、パルスビームが誘起する電場をピックアップ電極で検出する方法¹⁴⁾がある。ここでは、前者の中性粒子を検出する方法による蓄積実験について紹介する。用いたイオンは1.2 keVのAr⁺である。なお、本実験では減速型レンズを用いてトラップを動作させた。4節で紹介する最近の研究では、加速型レンズを用いてトラップを動作させている。

3.1 実験方法

図6は実験装置の配置である。電子衝撃型のイオン源によって生成したイオンビームを静電チョッパーでパルス化する。パルスの時間幅は、イオンがトラップ内を1往復する時間 (Ar⁺で約12 μs) を最大として、実験内容に応じて設定される。パルスビームを45°電磁石で運動量分析した後、特定のイオンだけをトラップに入射する。トラップの入口には差動排気のための直径4 mm長さ40 mmのパイプが取り付けられており、この径がイオンビームのトラップ入射時のビーム径を制限している。入射したパルスビームは電圧が常時印加されている出口側電極によって、入口方向に跳ね返される。一方、パルスビーム入射直後に、入口側電極の電圧を十分短い時間 (0.1 μs) で立ち上げる。この電圧操作によって、イオンは2組のリフレクター電極間

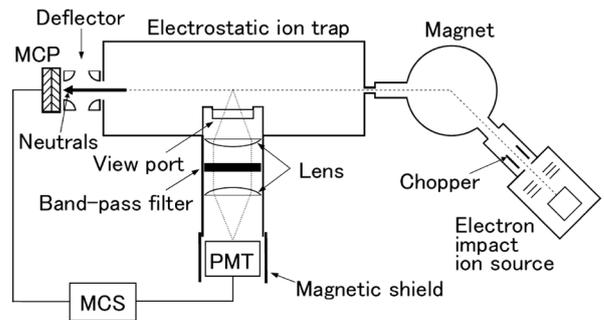


図6 実験装置の概略。(文献11より転載)

に蓄積される。イオンと残留ガスとの電子捕獲衝突で作られる中性粒子は、電場によってトラップ内には閉じ込められないので、トラップの出入口より外へ逃れる。この中性粒子を、トラップ後方のビームライン上に設置したマイクロチャンネルプレート (MCP) で検出する。単位時間あたりの中性粒子数を、ビームの蓄積開始時をスタート時間として、マルチチャンネルスケーラ (MCS) に記録する。

3.2 中性粒子による蓄積寿命の測定

速さ v の蓄積イオンが残留ガスとの電子捕獲衝突による中性化や弾性衝突でトラップ内から消失する断面積をそれぞれ $\sigma_{\text{cap}}(v)$ および $\sigma_{\text{el}}(v)$ とすると、イオンの消失率は

$$dI(t) = -\rho(\sigma_{\text{cap}}(v) + \sigma_{\text{el}}(v))vI(t)dt \quad (6)$$

で与えられる。ただし ρ は残留ガスの数密度、 $I(t)$ は蓄積開始からの時間 t における蓄積イオン数である。中性粒子の単位時間 Δt あたりの計数率 $R(t)$ は、式(6)の電子捕獲による消失率より

$$R(t) = \rho \int_t^{t+\Delta t} \sigma_{\text{cap}}(v)vI(t)dt \quad (7)$$

で表される。電子捕獲断面積は速度に依存し、本トラップでは折り返しの箇所に加減速を繰り返すため、速度と電子捕獲断面積はイオンの位置に応じて変化する。しかし、イオンの1往復時間に比べて Δt が十分大きければ、 $\sigma_{\text{cap}}(v)v$ は1往復時間あたりの平均値 $\overline{\sigma_{\text{cap}}v}$ という一定値で置き換えることができる。これよりトラップ内の圧力が一定の場合、式(7)は

$$R(t) \approx \rho \overline{\sigma_{\text{cap}}v} \int_t^{t+\Delta t} I(t)dt \propto \int_t^{t+\Delta t} I(t)dt \quad (8)$$

と表すことができる。よって、MCSの1チャンネルあたりの時間幅を Δt として、 Δt をイオンの1往復時間に比べて十分長く設定すれば、MCSに記録された中性粒子計数率から蓄積イオン数の時間変化を知ることができる。

図7に中性粒子測定結果を示す。MCSのチャンネルあたりの時間幅 Δt は1 ms、Ar⁺の1往復時間は12 μsである。測定結果より数10 msの寿命でトラップ内の蓄積イオンが指数関数的に減少している様子がわかる (図中のDecay I)。また、蓄積イオンの寿命 (これ以降は蓄積寿命と呼ぶ) は圧力の逆数に比例している。式(6)より蓄積イオン数の時

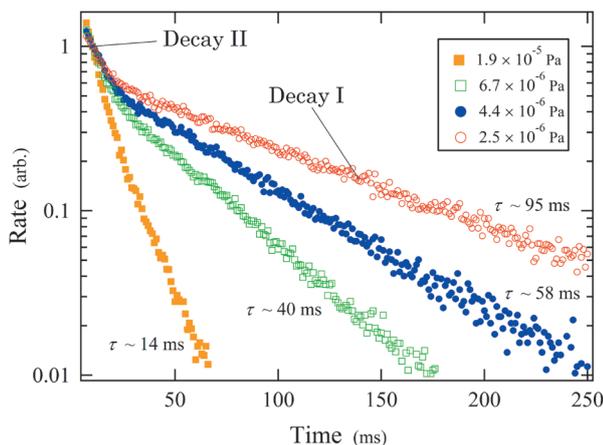


図7 1.2 keVのAr⁺イオンの蓄積寿命. トラップ内にN₂ガスを導入してトラップ内の圧力を変化させている. 横軸は蓄積開始からの時間を表している. (文献8の図に加筆転載)

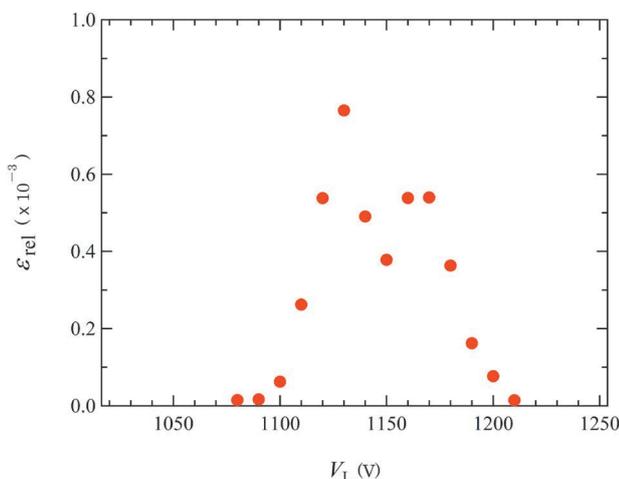


図8 レンズ電圧V_Lを変えたときの中性粒子の相対収量. 測定時のトラップ内の圧力は2.8 × 10⁻⁶ Paである. (文献8より転載)

間変化は、 $\sigma_{\text{cap}}(v) + \sigma_{\text{el}}(v)$ を $\sigma(v)$ とおくと

$$I(t) = I(0) \exp(-\rho \bar{\sigma} v t) = I(0) \exp(-t/\tau_s) \quad (9)$$

で与えられる. ただし上記と同じように、 $\sigma(v)v$ が1往復時間あたりの平均値 $\bar{\sigma}v$ で置き換えられるとしている. ここで $\tau_s = 1/\rho \bar{\sigma}v$ は蓄積寿命である. したがって、蓄積寿命は図7のように圧力の逆数に比例する.

図7を見ると、かなり寿命の短い成分が早い時間帯に見られる(Decay II). これは図4(a)のアクセプタンス領域をはずれた条件でトラップに入射したイオンによるものだと考えられる. 実際Decay IIの寿命や強度は、トラップに入射するビームの発散収束状態や入射角度に依存して変化することが確かめられている.

蓄積イオン数を中性粒子測定データと既存の電子捕獲断面積データを用いて式(8)より見積もると、1 nA、時間幅12 μsのビームを入射した時に4,000個程度のイオンがトラップに蓄積されている. なお同じ量の入射ビームで加速型レンズを用いた場合には約4倍のイオンが蓄積されることを確認している.

3.3 蓄積のレンズ電圧依存測定

図8は、E5に印加したレンズ電圧に対する中性粒子の収量を比較している. 図に見られるように、中性粒子は1,100から1,200 Vのレンズ電圧範囲で検出された. この範囲は35から47 mmのレンズ焦点距離に対応し、図3で示した光学モデルによる領域Iの範囲とよく一致している. また、レンズ電圧が1,080 Vより小さい範囲(焦点距離 f が50 mmより大きい範囲)では、中性粒子を検出することはできなかった.

4. 準安定状態イオンの放射寿命測定

準安定状態にあるイオンの放射寿命は、様々な学術研究分野で必要とされているデータである. 原子・分子物理や放射線物理、プラズマ科学の分野でも、たとえば多電子原子の電子状態理論のテストやプラズマの分光診断には、高精度の放射寿命測定データが不可欠である. 準安定状態にあるイオンの脱励起は禁制遷移であるために、その放射寿命はミリ秒から秒に至る. これまではこの長時間の寿命を得るために、RFトラップやキングドントラップなどに一定数の準安定状態イオンを蓄積し、その放出光子数の時間変化を測定してきた. この時間依存の減衰曲線から、禁制遷移の寿命が決定される. このとき、トラップ内の蓄積イオン自体が残留ガスとの散乱や中性化衝突によって時間とともに減少するので、測定放射寿命に対してこの減少を補正することが必要になる. これまでは、トラップ内の蓄積イオン数の直接測定は困難であることから、複数のトラップ内のガス圧力における寿命を測定し、外挿法によってガス圧力ゼロの時の寿命を見積もる補正方法が行われてきた. 静電型イオンビームトラップは先に述べたように、トラップ内の蓄積イオン数の変化を中性粒子測定で知ることができ、これまでと異なった補正法が可能になる.

ここでは、静電型イオンビームトラップを用いて我々が行った、¹S₀準安定状態にあるKr²⁺イオンの放射寿命測定実験について紹介する.¹¹⁾ 同様の測定はXe²⁺イオンに対してもWeizman Instituteのグループによって行われている.¹⁵⁾ Kr²⁺の4s²4p⁴基底電子配置の¹S₀準安定状態イオンはその92%が磁気双極子遷移によって³P₁状態に遷移する(図9(a)参照). その際に放出される350 nmの光子を検出することで¹S₀準安定状態の寿命を決定した.

4.1 実験方法

イオン源で生成した2.4 keVのKr²⁺イオンをトラップに蓄積する. 我々の用いている電子衝撃型イオン源では、数%の割合で¹S₀状態のKr²⁺が生成される.¹⁶⁾ また、イオン源からトラップまでの走行時間は数μsなのに対して¹S₀状態の寿命は10 msのオーダーであるので、¹S₀状態にあるイオンの大部分がその状態のままトラップに入射すると考えることができる.

遷移により放出された光子を、トラップ中央部に取り付けたレンズとバンドパスフィルタ、光電子増倍管からなる

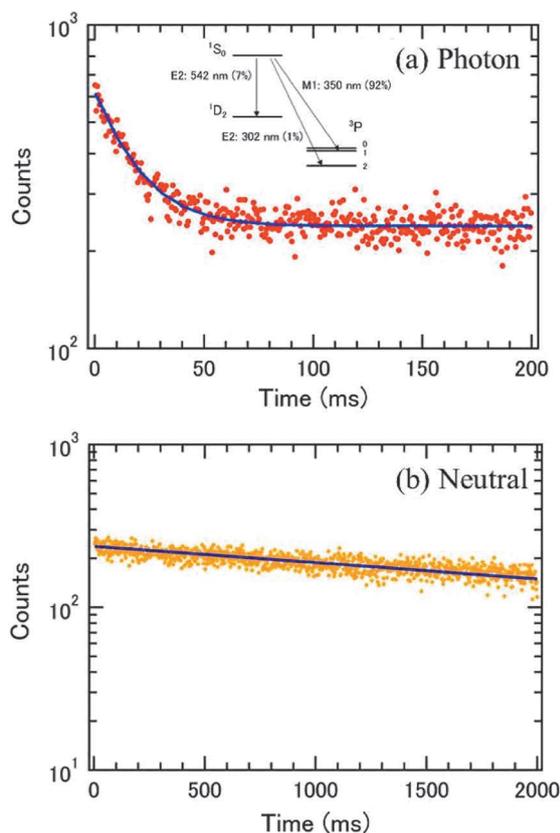


図9 Kr^{2+} イオンの $4s^2 4p^4 \ ^1S_0 \rightarrow 4s^2 4p^4 \ ^3P_1$ 遷移から放出される光子 (350 nm) の計数率. 図の実線は, 指数関数フィッティングの結果である. フィッティングから求めた $1/e$ 寿命は 17.1 ± 0.7 ms である. 図中に $4s^2 4p^4$ 基底配置にある Kr^{2+} イオンのエネルギー遷移図を示す. 光子波長と分岐比は文献17と18を参照した. (b) トラップから逃げてきた中性 Kr 粒子の計数率. ただし, バックグラウンドが差し引かれている. 図の実線は, 指数関数フィッティングの結果である. フィッティングから求めた $1/e$ 寿命は $4,611 \pm 42$ ms である.

光学系 (図6参照) によって計数する. 用いたバンドパスフィルタの透過中心波長は 349 nm, 半値幅は 10 nm である. 製品データと立体角より求められる 350 nm 光子に対する光学系の検出効率は 2.3×10^{-3} である. 光子計数率の時間変化を MCS で記録することで, この時間依存スペクトルより放射寿命を決定する. また残留ガス衝突による蓄積イオン消失を補正するために, 中性 Kr の計数率の時間変化も MCS で記録する.

4.2 測定結果

光子測定の結果が図9(a) である. 測定時のトラップ内の圧力は 5×10^{-8} Pa である. 光子計数率の指数関数的な減衰が, 1S_0 準安定状態の崩壊の様子を表している. 100 ms 以降の一定計数は, 光電子増倍管のダークカウントによるバックグラウンドである. 光子測定より得られた 1S_0 準安定状態の寿命 τ_p は 17.1 ± 0.7 ms である. ただしこの τ_p は残留ガス衝突の補正がまだされていない値である. 次に, 中性粒子の測定結果が図9(b) である. 中性粒子測定より得られた Kr^{2+} イオンの蓄積寿命 τ_s は $4,611 \pm 42$ ms である. 図7の測定時に比べてトラップ内の圧力が2桁ほど低いため, 蓄積寿命が秒のオーダーまで伸びている.

目的の 1S_0 準安定状態の寿命 τ は $1/\tau = 1/\tau_p - 1/\tau_s$ によって

表2 Kr^{2+} イオンの $4s^2 4p^4 \ ^1S_0$ 準安定状態の寿命. ^a RF イオントラップ. ^b キングドンイオントラップ. ^c 静電型イオンビームトラップ.

寿命 (ms)	文献	理論/実験
17.2	Garstang ¹⁹⁾	理論計算
17.3	Biemont and Hansen ¹⁸⁾	理論計算
13.1 ± 0.6	Walch and Knight ²⁰⁾	トラップ実験 ^a
14.8 ± 0.8	Calamai and Johnson ²¹⁾	トラップ実験 ^b
17.4 ± 0.4	本研究 ¹¹⁾	トラップ実験 ^c

与えられる. 本測定では $\tau = 17.2 \pm 0.7$ ms であると決定された. 蓄積寿命 τ_s が τ_p に比べて十分長く, また τ_s の測定誤差が小さいために, 結果に対する補正の寄与が非常に小さくなっている. 複数回測定した後に重み付き平均を取った最終結果と過去の実験結果および理論計算値を表2にまとめている. 実験誤差はいずれも主に統計誤差によるものである. 我々の測定結果は複数の理論計算値とよい一致を見せている. 一方で, 過去の実験結果と比べると誤差を考慮しても一致はよくない. この食い違いの理由は今のところはっきりしていない. ただしこの節の最初で述べたように, 蓄積イオン数の減衰を測定する方法という点で我々と過去の研究では大きく異なっている. また過去の実験では, イオンを生成するためのガスを直接トラップ内に導入しているため, その導入ガス圧力を変化させることで外挿法を行っている.

5. おわりに

本稿では静電型イオンビームトラップの原理と蓄積技術, および本トラップを用いた準安定状態イオンの精密寿命測定について述べた. 紹介した我々の研究以外にも, 本トラップが高質量イオンを蓄積できることや, トラップ内部でイオンビーム衝突実験が可能なることの利点を生かして, 分子・クラスターイオンの内部エネルギー冷却研究や電子・光子との相互作用研究が積極的に行われている.^{9, 22)} 最近では, 小型なトラップ全体を冷却チャンバーで囲むことで 10 K 程度まで冷やし, 黒体輻射による光電離の影響を取り除いた He^- イオンの精密寿命測定²³⁾ や冷却分子イオンの光電子-光解離コインシデンス測定²⁴⁾ に成功している.

質量分析における静電型イオンビームトラップ技術に関して本稿では触れていない. 静電型イオンビームトラップ内でのイオンの動きは, 質量分析計によく使われているリフレクトロンと本質的に同じである. 静電型イオンビームトラップは, 任意の段数で使うことのできる多段リフレクトロンと言える.^{25, 26)} 最近では, 本トラップと原理を同じとする短寿命核用の高分解能質量分析計の開発が複数の研究所で精力的に進められている.²⁷⁻²⁹⁾

本トラップが静電型イオン蓄積リングに比べて原理や構造が単純で小型, 安価であることは, 静電リングを用いて行われていた実験が小さな研究室規模で実現できることを意味する. 今後, 静電型イオンビームトラップの特長を生

かした原子，分子科学の実験研究がますます展開すると予想される。

この研究は，京都府立大学環境計測学研究室所属のメンバーと共同で行ったものである。また，本研究の一部はJSPS 科研費 19540418, 25400537 の助成を受けた。ここに感謝の意を表する。

参考文献

- 1) C. Brandau, *et al.*: Phys. Scr. T **166** (2015) 014022; 田辺徹美：日本物理学会誌 **48** (1993) 966; M. Larsson and A. E. Orel: *Dissociative Recombination of Molecular Ions* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2008) p. 30 and references therein.
- 2) S. P. Møller: Nucl. Instrum. Meth. A **394** (1997) 281.
- 3) T. Tanabe, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **482** (2002) 595.
- 4) S. Jinno, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **532** (2004) 477.
- 5) D. Zajfman, *et al.*: Phys. Rev. A **55** (1997) R1577.
- 6) H. T. Schmidt, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. B **173** (2001) 523.
- 7) H. F. Krause, *et al.*: AIP Conf. Proc. **576** (2001) 126.
- 8) T. Ota, *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **45** (2006) 5263.
- 9) J. D. Alexander, *et al.*: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42** (2009) 154027.
- 10) L. H. Andersen, *et al.*: J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **37** (2004) R57 and references therein.
- 11) M. Saito, *et al.*: Phys. Rev. A **91** (2015) 012508.
- 12) 例えば，日本分光学会編：『光学実験の基礎と改良のヒント』（分光測定入門シリーズ2，講談社，2009）p. 48.
- 13) 甲斐裕章：京都府立大学大学院生命環境科学研究科修士論文（2012）.
- 14) I. Rahinov, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **83** (2012) 033302.
- 15) K. G. Bhushan, *et al.*: Phys. Rev. A **62** (2000) 012504.
- 16) N. Kobayashi, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) 2684.
- 17) E. B. Saloman: J. Phys. Chem. Ref. Data **36** (2007) 215.
- 18) E. Biemont and J. E. Hansen: Phys. Scr. **34** (1986) 116.
- 19) R. H. Garstang: J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A **68** (1964) 61.
- 20) R. A. Walch and R. D. Knight: Phys. Rev. A **38** (1988) 2375.
- 21) A. G. Calamai and C. E. Johnson: Phys. Rev. A **45** (1992) 7792.
- 22) Y. Toker, *et al.*: Phys. Rev. A **76** (2007) 053201.
- 23) P. Reinhed, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 213002.
- 24) C. J. Johnson, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **82** (2011) 105105.
- 25) H. Wollnik and M. Przewłoka: Int. J. Mass Spectrom. **96** (1990) 267.
- 26) W. H. Benner: Anal. Chem. **69** (1997) 4162.
- 27) P. Schury, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. B **335** (2014) 39.
- 28) R. N. Wolf, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. A **686** (2012) 82.
- 29) W. R. Plaß, *et al.*: Int. J. Mass Spectrom. **349** (2013) 134.

(2015年12月25日原稿受付)

An Electrostatic Ion Beam Trap Technique and Its Application

Manabu Saito and Yoichi Haruyama

abstract: An electrostatic ion beam trap confines the keV energy ion beam in a finite space using only electrostatic force. This device has a simple structure in which the ions oscillate between the two electrostatic reflectors located on opposite sides. The space between the two reflectors is a field-free region so that the kinetic energy of the ions in this region is equal to their injection energy. Therefore, the device allows us to study interactions of mono-energetic ions with atoms, ions, electrons, and photons. An advantage of the electrostatic ion beam trap is that the electric field for the storage of the ions is independent of the ion mass at a given energy. This opens the possibility of experiments using ion beams of heavier molecular ions, such as cluster ions and biomolecular ions. In this article, we provide an overview of the design and operation of the electrostatic ion beam trap. After this we will present our recent experimental results briefly.

重力波望遠鏡を用いた地震速報

安東正樹 (東京大学大学院理学系研究科 ando@granite.phys.s.u-tokyo.ac.jp)

1. はじめに

2016年2月、米国の重力波望遠鏡 LIGO のグループは、重力波信号のはじめての直接観測に成功したと発表した。重力波の存在が一般相対性理論の帰結の1つとして理論的に予言されてから100年を経て、「重力波天文学」が幕をあけた歴史的な瞬間であった。またこれは、重力波望遠鏡のための50年以上にわたる技術開発の積み重ねがもたらした成果ともいえる。非常に微小な空間の歪みをとらえるために、重力波望遠鏡には高精度の計測が要求され、「重力波以外なら何でも検出できる」と揶揄されるほどであった。

本稿で紹介するのは、この精密な装置である重力波望遠鏡が、地震速報にも役立つ可能性がある、という話題である。地震発生源の断層破壊、つまり質量の移動に起因する重力場の変動は、重力偏差計ともいえる重力波望遠鏡にも信号として現れる。連星合体に起因する100 Hz 付近の重力波ではなく、地震に起因する0.1 Hz 付近(数十秒の時間スケール)のニュートン的な重力場変動をとらえるということである。その波形を観測することで、地震発生源についてより詳細な情報を得ることが期待できる。そして何より、重力場変動が光速で伝搬することから、いち早く地震の発生を検知し、速報を出すことが可能になるのである。本稿では、地震の早期検知の現状、短時間重力場変動の見積もりとその観測可能性について述べる。

2. 地震の早期検知と速報

現在、国内外で実用化されている地震速報システムは、地震計ネットワークを用いたものが主である。地震発生時

には、縦波であるP波と、横波であるS波の地震波成分が生み出される。P波は比較的振動の振幅が小さく伝搬速度が速い(媒質によるが6 km/s程度)。それに対して、地震被害は主に伝搬速度が遅い(4 km/s程度)S波によってもたらされる。このことを利用して、先に到来するP波を地震計ネットワークで観測することで震源の位置や地震の規模を特定し、S波が到達する前に警報を出すという速報システムが構築されているのである(図1)。信号処理などにかかる時間が十分短いとすると、震源から100 km離れた場所での観測から、S波が到達する約10秒前には速報を受け取り、安全な場所への避難、交通機関やエレベータの停止、火災の予防措置や重要設備の保護といった措置を取ることが可能になっている。広い地域をカバーするためには多数の地震計からなるネットワークが必要となっており、国内では、約20 km間隔、約1,000か所の地震観測点が活用されている。また、日本で起きる被害地震の約7割が海底を震源としていることから、より素早い速報のために、海底への地震計ネットワーク設置も進められている。

それに対して、地震の断層破壊にともなう質量の動きを、光速で伝搬する重力場の変動として検知することができれば、地震波到来までの準備時間をより長く確保することが期待できる。上記と同様に信号処理時間や信号積分時間が十分に短いとすると、震源から100 km離れた場所では、S波がやってくる約25秒前に警報を受け取ることも可能になる。大規模地震への備えのためには一刻一秒が貴重であり、従来の方法よりも15秒以上早く速報を受け取ることによって、致命的な被害を回避できる可能性もある。また、地震波をその場でとらえる必要はないため、地震計よりも

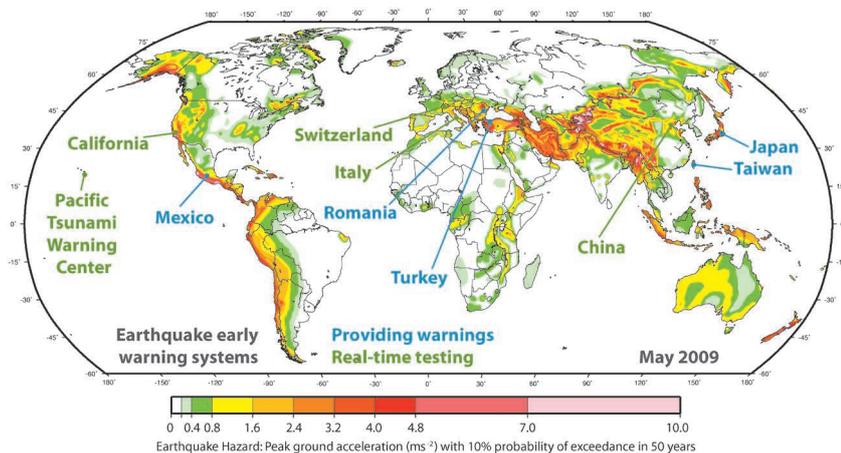


図1 世界の地震ハザードマップ、および地震速報システムの稼働状況。青色で書かれている国/地域は地震速報が実用化されており、緑色で書かれている場所では速報システムが試験中である。¹⁾

ずっと少ない数 (例えば 100 km 間隔) の陸地に設置された検出器で広い地域を網羅することも可能になる。

重力波望遠鏡を用いれば、地震に起因した重力場変動を検出できるのでは、という着想は、今から 15 年ほど前にも提唱されていた。^{*1} しかし、当時の重力波望遠鏡の観測周波数帯は 100 Hz 程度以上であり、地震による重力場変動信号が想定される低い周波数帯では感度がほとんどなかったことや、信号振幅の定量的な見積もりがなされていなかったことから、あまり精力的な研究には発展していなかった。しかし近年、地震学者で LIGO でも活躍しているヤン・ハームス (J. Harms) 氏を中心とする研究者らは、地震発生時の重力場変動を定量的に評価し、それが低周波数帯に感度を持つ重力波望遠鏡でも観測可能である、という研究結果を発表した。²⁾ これに刺激を受け、国内外では、研究グループの形成や議論が活発化しつつある。

3. 地震による短時間重力場変動

地震発生の際には、断層破壊による質量の移動、および地震波による密度変動が生じる。そして、その密度変動が地震波面より遠方地点での重力場変動をもたらす。ハームスらは、無限に広がる一様弾性体媒質中での微小領域震源での断層運動 (図 2) という近似のもと、この重力場変動を解析的に求めた。また、断層領域の広がりや地表の効果も加味した数値シミュレーションも行い、妥当性の評価も行っている。²⁾

地震発生時のニュートン重力ポテンシャル変動 $\delta\psi$ は、ポアソン方程式

$$\nabla^2\delta\psi = 4\pi G\delta\rho \quad (1)$$

で表される。ここで、 G は重力定数、 $\delta\rho$ は地震に起因する密度変動である。一方、断層運動による密度変動は、

$$\delta\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{3}{4\pi r^3 \alpha^2} R_p(\theta, \phi) \times \left\{ M_0(t') + \frac{r}{\alpha} \dot{M}_0(t') + \frac{r^2}{3\alpha^2} \ddot{M}_0(t') \right\} \quad (2)$$

で与えられる。³⁾ ここで、 $M_0(t)$ は震源時間関数、^{*2} r , α はそれぞれ震源からの距離と P 波の伝搬速度、 $t' = t - r/\alpha$ である。また、 $R_p(\theta, \phi) = \cos(\phi) \sin(2\theta)$ は、P 波放射の角度依存性を表し、四重極的な放射パターンとなる。なお、S 波は体積変化をもたらさないため、一様な無限弾性体媒質では密度変動を引き起こさない。これらの式を用いることで、

^{*1} 重力波望遠鏡では、近傍の地面振動に起因するニュートン重力場変動が低周波数の雑音源 (重力勾配雑音) になる可能性がある。その研究の一環として黒田和明・東京大学宇宙線研究所教授 (当時) からハームス氏へのデータの提供や、議論などがあった。

^{*2} 震源時間関数 $M_0(t)$ は断層からの地震モーメント解放量の時間変化を表す。地震モーメント (M_0) は地震の規模を表す指標の 1 つで、断層面の剛性率 μ [Pa]、断層面積 A [m²]、断層の平均すべり量 δ [m] の積: $M_0 = \mu A \delta$ [N·m] で表される。震源時間関数は、断層移動が収束した終状態で、地震モーメントに一致する。地震のモーメントマグニチュード (あるいは単にマグニチュードとも呼ばれる) M_w とは、 $\log_{10} M_0 = 1.5M_w + 9.1$ という関係で結ばれる。

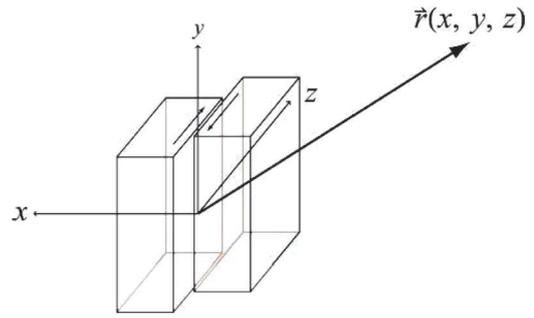


図 2 地震による断層移動のモデル (J. Harms らによる図)。球面座標とは、 $x = r \sin(\theta) \cos(\phi)$, $y = r \sin(\theta) \sin(\phi)$, $z = r \cos(\theta)$ の関係で結ばれる。

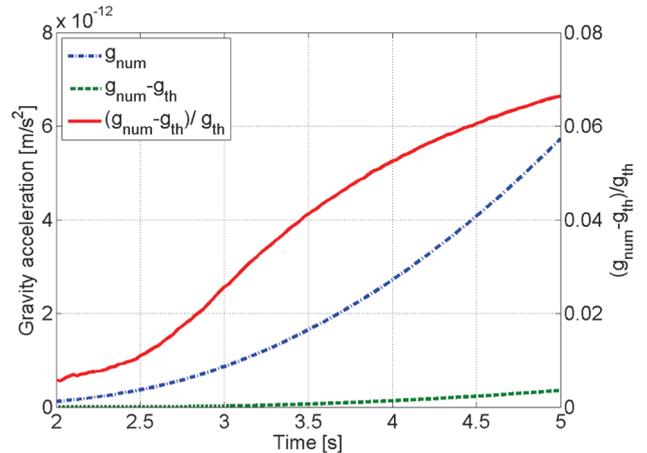


図 3 地震による重力場変動の解析計算と数値計算結果の比較。²⁾ 青の破線が数値計算結果 (g_{num})、緑の点線が数値計算結果と解析計算 (g_{th}) との差、赤の実線がその差を相対誤差として評価したもの (右軸) である。

P 波面より遠方の観測点 \mathbf{r}_0 における重力ポテンシャル変動は

$$\delta\psi(\mathbf{r}_0, t) = -\frac{3G}{r_0^3} R_p(\theta_0, \phi_0) I_2[M_0](t) \quad (3)$$

と導かれる。ここで、 $I_2[M_0](t)$ は $M_0(t)$ を 2 階時間積分したものである。この式から、重力ポテンシャル変動は震源位置を中心に四重極パターンを持つこと、震源からの距離 r_0 の三乗に反比例することなどが分かる。この地震に起因する重力加速度変動は $\delta g = -\nabla\delta\psi$ で表される。

解析計算と合わせて、震源での断層の広がりや伝搬時の地表の効果を盛り込んだ数値シミュレーション計算も行われている。数値シミュレーションは、SPECFEM3D と呼ばれる有限要素法解析コードを用いて行われた。地震モーメント $M_0 = 1.5 \times 10^{18}$ [N·m] (マグニチュード $M_w = 6.1$)、断層面積 110 km² の地震が地下 50 km で発生したと仮定し、地表上空 2 km の地点での重力加速度変動を計算した結果を図 3 に示す。地震発生から 5 秒後には 6×10^{-12} [m/s²] の重力加速度変動がもたらされること、また、解析計算と数値計算の差が 6% 程度であることが示されている。見積もられた重力加速度変動量は、地下坑道などの静寂な環境での定常的な地面振動 (1 Hz 以下の周波数帯で 10^{-9} m/s² 程度) よりも微小であり、地震計単体ではこのような重力場変動

の計測は困難である。^{*3}

そこで、地面振動から防振された加速度計や重力偏差計、もしくは重力波望遠鏡を用いることが必要になる。加速度変動を空間微分することで加速度勾配が求まり、それをさらに2階時間積分することで重力波望遠鏡で観測される無次元の空間歪み量が求まる。予想される空間歪み量を、断層面や検出器の角度について平均した大きさは、

$$h(t) = \frac{6\sqrt{14/5}G}{r_0^5} I_4[M_0](t) \quad (4)$$

となる。ここで、 $I_4[M_0](t)$ は $M_0(t)$ の4階時間積分を表す。例えば、図3と同規模の地震の場合、現象論的に得られている断層の時間発展を加味すると、地震に起因する信号は

$$h(t) \sim 10^{-11} \frac{(t/10s)^7}{(r_0/50km)^5} \quad (5)$$

と見積もられる。

4. 低周波数重力波望遠鏡による重力場変動観測

米国のLIGOや日本のKAGRAといった大型レーザー干渉計型の重力波望遠鏡では、設計値では 10^{-23} 程度の歪み感度を持つ予定である。しかし、地面振動の影響により約10 Hzより低い周波数帯では感度は急激に悪化し、地震による重力場変動信号が期待できる0.1から1 Hz付近ではほとんど感度を持たない。一方、このような低周波数帯で感度を持つ重力波望遠鏡として、(1)原子干渉計方式、(2)低周波防振されたレーザー干渉計型、(3)ねじれ振り子方式、(4)超伝導重力偏差計などが提案されている。^{*4} これらの重力波望遠鏡は、技術的に可能と考えられる設計パラメータを用いると、いずれも原理的には0.1 Hzの周波数帯で約 10^{-20} から 10^{-19} 程度の歪み感度になると見積もられている。^{4,5} これは、地震に起因する重力場変動をとらえ、速報を出すには十分な感度である。ただ、現状としてはまだその感度は実現されるに至っていない。ねじれ型重力波望遠鏡や超伝導重力偏差計で、 10^{-10} から 10^{-11} Hz^{-1/2}程度

が実現されており、^{6,7} 次のステップとして、 10^{-15} Hz^{-1/2}程度の感度を目標に開発が進められている段階である。

図4は、地震で発生する短時間重力場変動の信号スペクトル推定値と、低周波数重力波望遠鏡の感度スペクトルを比較したものである。⁸⁾ 濃茶色の実線は、開発が進められている低周波数重力波望遠鏡の目標感度(歪み感度 10^{-15} Hz^{-1/2})に対応する。図5は、その目標感度と予想される信号振幅を用いて信号-雑音比(SNR: Signal-to-Noise Ratio)を求めたものである。マグニチュード6程度以上の規模の大地震であれば、100 km程度の遠方のものまで10秒以内にとらえられることが分かる。

ところで、地震発生時の短時間重力場変動観測ではなく、より長期的・準静的な重力場変動については、超伝導重力計ネットワーク⁹⁾や衛星重力ミッションによって既に観測されている。少し余談になるが、重力場変動の観測例を示すために触れておきたい。図6は、地球重力場観測衛星

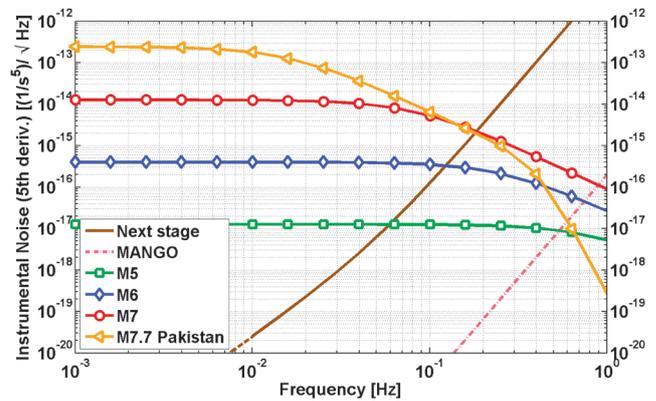


図4 地震による重力場変動信号と低周波数重力波望遠鏡感度の比較。⁸⁾ 見やすくするために、縦軸は無次元歪みスペクトルを5階時間微分したものにしている。震源までの距離は70 kmとしている。濃茶色の実線(凡例: 'Next stage')が開発中の次世代望遠鏡の性能に対応する 10^{-15} Hz^{-1/2}の歪み感度、破線が 3×10^{-19} Hz^{-1/2}の歪み感度に対応する。地震発生から10秒で検出するためには、その逆数(を 2π で割った値)に対応する0.02 Hz程度以上の周波数帯の感度が重要になる。

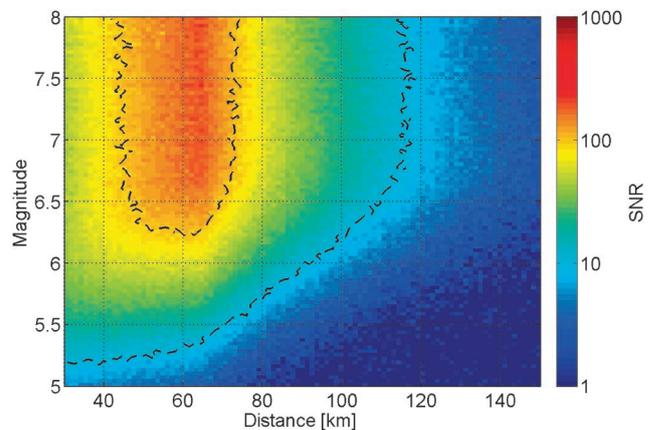


図5 地震による短時間重力場変動観測の信号-雑音比。⁸⁾ 重力場変動信号の最初の10秒だけを用いて積分したもの。歪み感度 10^{-15} Hz^{-1/2}の重力波望遠鏡を仮定している。マグニチュード6程度以上の規模の大地震であれば、100 km程度の遠方のものまでとらえられることができる。震源からの距離60 kmより短距離でSNRがやや悪化しているのは、P波(6 km/sの速度を仮定)の到着までで時間積分を打ち切っているためである。

^{*3} 複数の地震計ネットワークを用いて局所的な地面振動の影響を低減し、重力場変動信号をとらえる手法の研究も行われている。

^{*4} これらの低周波数重力波望遠鏡を少し補足説明しておく。(1)の原子干渉計型の重力波望遠鏡は、レーザー光の代わりに冷却原子を用いた干渉計を利用したものである。冷却原子を例えば10秒以上という比較的長い時間のあいだ自由落下状態に保つことが可能なことから、地面振動の影響を受けずに、0.1 Hzの重力場変動をとらえることが期待できる。その感度は、実現可能な原子数や基線長で制約される。(2)のレーザー干渉計は、基本的な観測原理はLIGOやKAGRAなどと同様であるが、鏡を共振周波数の低い振り子で懸架することで、低周波数帯にも感度を持つように工夫された重力波望遠鏡である。原理的な感度は、レーザー光の輻射圧雑音と散乱雑音で決まる標準量子限界で制約される。できるだけ重たい鏡、長い基線長を確保することが重要になる。(3)のねじれ型重力波望遠鏡は、棒状の試験質量をねじれ振り子で懸架することで低周波数に感度を持たせた重力波望遠鏡である。^{5,7)} ねじれ変動をレーザー干渉計で読み取ることから、感度はやはり標準量子限界で制限される。(4)の超伝導重力偏差計は、複数の試験質量を超伝導浮上させ、その間の相対距離変動をSQUIDなどの高感度センサを用いて測定する方法である。⁶⁾ 磁気浮上によって低周波数の懸架系を実現するとともに、複数の試験質量を同一の土台から支持することで、地面振動の影響を同相雑音除去することが期待できる。

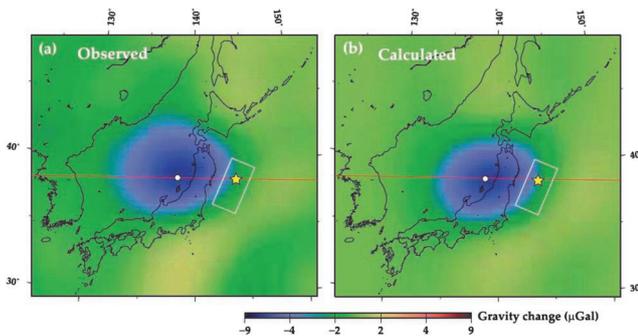


図6 2011年の東北地方太平洋沖地震による重力場変動。¹⁰⁾ (a) 地球重力場観測衛星 GRACE による観測結果。地震発生時を含む2ヶ月分のデータを用い、地震前後の差分を取ることで得られた。(b) 地震による地殻変動のデータを用いて推定された計算値。これらがよく一致していることが示されている。黄色の星印は震源、白い四角は断層破壊の領域を示す。

GRACE^{*5}で得られたデータを解析することで、2011年3月に発生した東北地方太平洋沖地震 ($M_w=9.0$) による重力場変動を推定した結果である。¹⁰⁾ 地震によって生じた約 $7\mu\text{Gal}$ ($7 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$) 程度の重力場変動が観測されており、それは、地殻変動データから推定されたものとよく一致している。同様の観測結果は、2004年のスマトラ島沖地震 ($M_w=9.0-9.3$)、2010年のチリ地震 ($M_w=8.8$) でも得られている。これらは、地震発生の前後それぞれ1ヶ月分のデータを積分し、また、陸水の季節変動などの影響を補正することで得られた結果である。将来的には、衛星重力ミッションを用いて地震発生の瞬間の波形を観測することも不可能とは言えない。ただし、信号振幅は震源からの距離の5乗で減衰するため、軌道高度を下げる、レーザー干渉計を用いて測距精度を向上させる、かつ大気の影響による衛星自身の変動を避けるために搭載加速度計による信号処理や衛星のドラッグフリー制御を行う、などの工夫の必要があるだろう。

5. 今後の可能性

以上のように、低周波数重力波望遠鏡を用いた地震速報は、決して非現実的な話ではない。実用化に向けては、装置感度の向上に加えて、複数台の装置ネットワークを用いた震源地や規模などのパラメータ特定、装置の信頼性と

*5 2002年に打ち上げられた GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) は、高度 500 km の軌道に 220 km だけ前後して 2 機の衛星を投入し、その間の距離をマイクロ波で $10\mu\text{m}$ 程度の精度 (つまり 5×10^{-11} 程度の歪み量) で計測することで、地球の重力場を観測するというミッションである。地震による重力場変動だけではなく、地球の形状の決定や、陸水量の季節変動といった観測成果が得られている。2017年にはその後継機である GRACE Follow-On の打ち上げが予定されている。

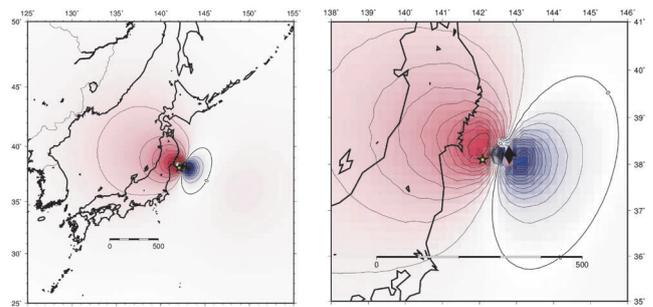


図7 東北地方太平洋沖地震による短時間重力場変動の計算例。¹¹⁾ 左図：P波到着前の重力偏差 (鉛直成分の鉛直方向勾配) の分布。右図：その拡大図。等高線は重力偏差量 $10^{-13} [\text{s}^{-2}]$ に対応する (提供：木村将也氏、亀伸樹氏)。

いった課題、さらには建設・設置費用といった観点も必要になる。しかし、地震の速報の社会的な意義の大きさを考慮すると、十分に挑戦する価値のある課題と言えるだろう。

より具体的な研究活動も既に始められている。国内では、東京大学地震研究所の綿田辰吾氏を代表とし、科学研究費補助金・挑戦的萌芽研究の「高感度重力場変動計測による巨大地震即時検知」が2015年度から進められている (図7)。海外では、フランス APC-CNRS のマテオ・バルスグリア (M. Barsuglia) 氏を中心に、イタリアや米国などの研究者らが協力して、E-GRAAL というプロジェクトを2014年秋から開始している。また、筆者らを含む世界の幾つかの機関では、それらのグループとの研究協力も進めつつ、低周波数重力波望遠鏡の開発を進めている。研究はまだ萌芽的な段階ではあるが、今後の進展に期待して頂きたい。

本稿の執筆にあたっては、ヤン・ハームス、パブロ・アンブレロ、黒田和明、綿田辰吾、木村将也、亀伸樹の各氏の協力を頂いた。感謝申し上げます。

参考文献

- 1) R.M. Allen, *et al.*: *Seismological Res. Lett.* **80** (2009) 5.
- 2) J. Harms, *et al.*: *Geophys. J. Int.* **201** (2015) 1416.
- 3) K. Aki and P. G. Richards: *Quantitative Seismology* (University Science Books, 2009) 2nd ed.
- 4) J. Harms, *et al.*: *Phys. Rev. D* **88** (2013) 122003.
- 5) M. Ando, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 161101.
- 6) M. V. Moody, H. J. Paik and E. R. Canavan: *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) 3957.
- 7) A. Shoda: Ph.D. thesis, University of Tokyo (2015).
- 8) P. Ampuero, *et al.*: "The transient gravity field of an earthquake", Presentation at GWADW (May 2015, Alaska).
- 9) Y. Imanishi, *et al.*: *Science* **306** (2004) 476.
- 10) K. Matsuo and K. Heki: *Geophys. Research Lett.* **38** (2011) L00G12.
- 11) 木村将也, 他: 「重力で地震発生を捉える一断層の動的破壊に伴う重力変化検出の理論的検討」, 日本地震学会秋季大会 (2015, 神戸).

(2016年4月5日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ編集委員長 ueda@jps.or.jp)

生体分子モーターにおけるゆらぎの増大

われわれの体内では、「回転する」タンパク質や「歩く」タンパク質など、生体分子モーターとよばれるタンパク質が数多く活動している。これらの分子モーターの回転や歩きのペースは一定ではなく、確率的にゆらいでいる。本研究では、分子モーターに特定の大きさの力を加えると、このゆらぎが格段に増大することを理論的に明らかにした。このゆらぎの増大を実験的に観測できるならば、そこから分子モーターの動作機構についての知見が得られる。

物理学会の年会会場が、最寄りの電車の駅から徒歩で15分から30分程度の距離にあるならば、多くの参加者は駅から会場まで歩く。電車を降りた参加者の集団は、最初は小さなかたまりだが、会場に着く頃にはかなり広がってしまう。この現象は、物理学者や化学者になじみの拡散に類似している。駅から会場までの途中で信号機があって、青信号で通過できたグループと赤信号で取り残されたグループに分かれたりすると、集団の拡散は加速される。これに似た拡散の増大が、生体分子モーターとよばれる動くタンパク質で発生する可能性があることが最近明らかになった。

液体中に分散されたコロイド粒子の拡散は古くから研究されており、この粒子に外力を加えても、拡散には影響しないことはよく知られている。しかし、一次元周期ポテンシャル中を運動する粒子(図1(a)の挿入図)に外力を加えると一見奇妙なことが起きる。外力 F の値がポテンシャルの最大傾き F_c に近いときに拡散係数の大きさは、ポテンシャルがないときの何倍にも増大するのである(図1(a))。この興味深い現象は、前世紀の終わりから今世紀の初めにかけて理論的に発見された。また、この現象を F_1 -ATPase

とよばれる回転タンパク質モーター(通称 F_1 モーター、図1(c)の挿入図)で観測して、その結果から F_1 モーターの回転子・固定子間相互作用のポテンシャル障壁高さを評価した、という成果が昨年発表された。この実験は、 F_1 モーターのエネルギー源であるアデノシン三リン酸(ATP)を加えず、 F_1 モーターが自発的には回転しない(モーターとして機能しない)状況で行った。

最近、東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻の研究グループは、自発的に運動する分子モーターに外力を作用させた場合にも、拡散の増大が起こり得ることを理論的に明らかにした。生体分子モーターはATPの加水分解反応を利用してタンパク質の構造を変えることにより、構成要素間の相互作用を切り換えて運動を生み出す。東北大のグループは、図1(b)に示すモデルを用いて分子モーターの運動を解析した。モーターを束縛するポテンシャル($\dots, V_{-1}, V_0, V_1, \dots$)が周期的に並んでおり、モーターに作用するポテンシャルがATP分解反応により V_n から V_{n+1} に切り換わる。この分解反応の速度がモーターの位置 x の増加関数であると仮定して、拡散係数の外力 F 依存性を計算した結果の例を図1(c)に示す。この計算では、先行研究による F_1 モーターの回転速度の実験データをもとにしてモデルに含まれるパラメータの値を設定している。したがって、 F_1 モーターではATP濃度が低いときに拡散係数の顕著な増大を観測できると予想される。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌JPSJの2016年6月号に掲載された。

この分子モーターのモデルにおいて拡散の増大が起きる理由はおおよ次のとおりである。化学反応が起きるまでは、モーターは外力とポテンシャルによる力が釣り合う位置を

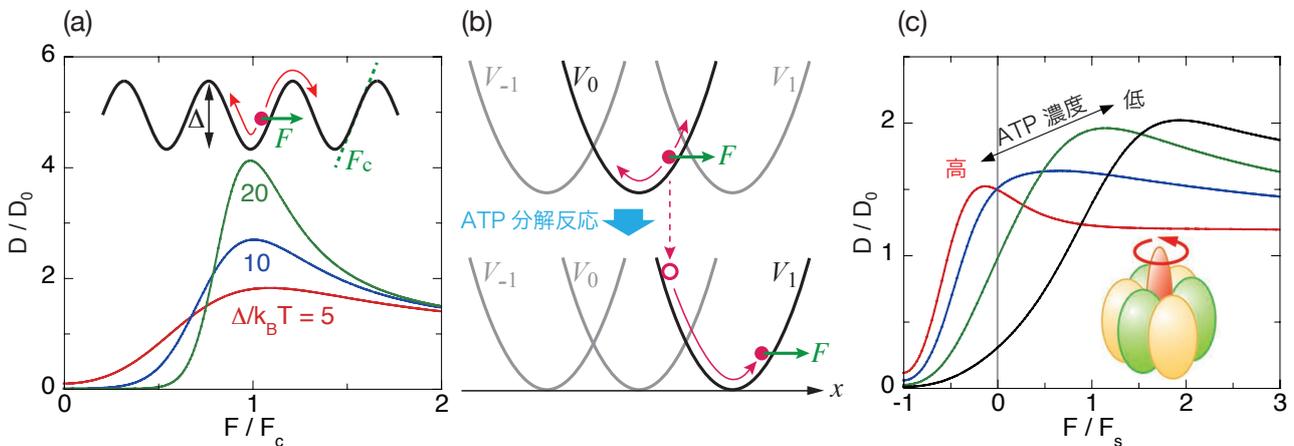


図1 (a) 周期ポテンシャル中のコロイド粒子(挿入図)の拡散係数 D の外力 F 依存性。 F_c はポテンシャルの最大傾き。 D_0 はポテンシャルが存在しないときの拡散係数。(b) 分子モーターのモデル。ATP加水分解反応により、モーター(赤丸)に作用するポテンシャルが切り換わる。(c) 分子モーターの拡散係数 D の外力 F 依存性。 F_s はモーターの進行方向とは逆の向きに力を加えたときに、モーターを停止させるのに必要な力の大きさ。挿入図は回転分子モーター F_1 の模式図。

中心にして、ブラウン運動をする(図1(b)の上段の図)。そして、反応が起きると、次のポテンシャルのつり合いの位置までモーターは前進する(図1(b)の下段の図)。いま、反応速度は x の増加関数であると仮定しているので、モーターの進行方向に力を加えると反応が起こりやすくなる。モーターが化学反応を待っているのは、学会会場へ向かう物理学者たちが信号待ちをしていることに喩えることができる。ひとつの信号から次の信号まで歩くのに要する時間(反応が起きてから力のつり合い位置まで移動するのにかかる時間)と信号待ちの時間(化学反応が起きるまでの時間)が適度な関係にあり、信号の変わり目でうまく渡れる人と待たされる人の数が同程度になると、拡散は大きくなる。このように、分子モーターに適度な大きさの外力を作用させる(適度な反応待ちの時間を設定する)と拡散の増大が起きるのである。

拡散増大によるピークの位置と高さは、モーターの化学反応速度やポテンシャルの形状に強く依存する。したがって、分子モーターの動作のゆらぎ(拡散)を観測することで、その動作機構に関する情報が得られる。アインシュタインによるブラウン運動の研究、揺動散逸定理、ゆらぎの定理など、統計物理においてゆらぎは重要な役割を果たしてきたが、本研究はゆらぎに関わる現象のおもしろさやゆらぎの有用性を再認識させてくれる。

原論文

Enhanced Diffusion of Molecular Motors in the Presence of Adenosine Triphosphate and External Force
R. Shinagawa and K. Sasaki: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 064004.

(情報提供: 佐々木一夫(東北大学大学院工学研究科))

News and Comments

Decoding Fluctuation: Diffusion Analysis of Biological Molecular Motors
S. Toyabe: JPSJ News and Comments **13** (2016) 07.

招待論文「高強度テラヘルツパルスと固体との動的非線形相互作用」

Dynamical Nonlinear Interactions of Solids with Strong Terahertz Pulses
H. Hirori and K. Tanaka: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 082001.

テラヘルツ (THz) 周波数の電磁波帯(約0.1~10 THz, 0.4~40 meV, あるいは $3\sim 300\text{ cm}^{-1}$)は、生体材料における巨大分子の振動モード、固体材料においては超伝導ギャップ、フォノンやスピン共鳴、半導体におけるプラズマ振動や不純物に束縛された電子や励起子の束縛エネルギーなど物性を特徴付ける多彩な振動モードが存在する。90年代以降、フェムト秒パルスレーザー光を非線形光学結晶や光伝導アンテナに照射してTHzパルスを発生する技術が確立し、THz周波数帯の分光研究が急激に進展した。こ

こ10年間では、THzパルスの高強度化技術がさらに目覚ましい進展をみせ、物質の電気的・磁気的性質や結晶構造を励起・制御するためのパルス外場として応用され始めている。本招待論文では、高強度化技術の飛躍のきっかけとなったニオブ酸リチウム結晶を使った「パルス面傾斜法」について詳述されている。3 THz以下の周波数帯で1 MV/cm以上の電場振幅を持つTHzパルスが発生可能となり、固体のバンド構造を反映した電子の動的加速運動を調べることができるようになってきた。その一例として、半導体試料においてTHz高電場により衝突イオン化を誘起し、バンド間電子励起を実現した実験結果が紹介されている。周波数可変THz光源の開発と励起子ラビ分裂の実時間応答、また金属メタマテリアル構造で増強したTHz磁場励起による非線形スピンドायナミクスの実験結果について示されている。THz強度を飛躍的に向上した手法から物性研究への応用に至るまで幅広く網羅されており、今後参画される研究者にも有用な解説となるであろう。

(情報提供: 廣理英基(京都大学), 田中耕一郎(京都大学))

招待論文「非クラマース二重項の電気四極子が創出するエキゾチックな現象

— $\text{PrT}_2\text{Zn}_{20}$ ($T=\text{Ir, Rh}$) と $\text{PrT}_2\text{Al}_{20}$ ($T=\text{V, Ti}$) の事例—

Exotic Quadrupolar Phenomena in Non-Kramers Doublet Systems

—The Cases of $\text{PrT}_2\text{Zn}_{20}$ ($T=\text{Ir, Rh}$) and $\text{PrT}_2\text{Al}_{20}$ ($T=\text{V, Ti}$)—

T. Onimaru and H. Kusunose: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 082002.

日本が得意とする希土類金属間化合物の物性研究では、近藤効果に起因する重い電子状態、量子臨界現象、異方的超伝導などにおける研究成果が世界を牽引してきた。希土類イオンに局在する f 軌道は多重に縮退しており、磁気四極子より高次のテンソル量「多極子」が、しばしば活性となる。この多極子に着目した実験・理論両面からの研究の進展が近年著しい。2010年以降に見出された立方晶 $\text{PrT}_2\text{X}_{20}$ (T : 遷移金属, $X=\text{Al, Zn, Cd}$)では、電気四極子の秩序、それと共存する超伝導、さらに、四極子揺らぎから生じるランダウの準粒子描像では記述できない特異な電子状態が見出された。本招待論文は、これらのエキゾチックな現象を系統的に整理し、スピン・多極子を扱う従来の手法とは異なる視点から解釈を試みたものである。対象とした系は、三価のPrイオンの結晶場基底状態が非クラマース二重項であるため、磁気モーメントを伴わない四極子が活性となり、四極子に由来する新しい物性を探究する上で格好の舞台となる。本論文では、Zn系とAl系のうちで実験データがよく蓄積された $\text{PrT}_2\text{Zn}_{20}$ ($T=\text{Ir, Rh}$) と $\text{PrT}_2\text{Al}_{20}$ ($T=\text{V, Ti}$) の4つの化合物に絞り、四極子と伝導電子の混成効果の大きさに基づいて諸現象を整理している。特に、 $\text{PrIr}_2\text{Zn}_{20}$ にお

いて観測された特異な電子状態の起源として、その磁場効果に着目して四極子による近藤効果の可能性を論じている他、複合秩序など最新の理論研究にも言及している。さらに、特異な電子状態や四極子・超伝導転移温度の圧力効果についてもまとめている。このように、四極子が主役となり伝導電子との相互作用を通じて特異な電子状態を創出する典型物質群がPrT₂X₂₀系であり、電気四極子の揺らぎに起因する新物性の探索において堅実な基盤を与えており、時宜を得たレビューと言える。

〈情報提供：鬼丸孝博(広島大学大学院
先端物質科学研究科),
楠瀬博明(明治大学理工学部)〉

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2016年4月に掲載可となった中から2016年

5月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を紹介し、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、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ注目論文」でも公開しています。内容の詳細は、末尾に挙げる論文掲載誌、または、JPSJのホームページの「Editors' Choice」の欄から掲載論文をご覧下さい(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、合わせてご覧下さい。

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

応用物理 第85巻 第9号(2016年9月号) 予定目次

解説

電気化学界面におけるその場ラマン分光解析……………伊藤 隆
半導体デバイス加工におけるプラズマ制御技術……………辰巳哲也
単一光子から単一電子スピンへの変換と検出;電気制御量子
ドットの電子スピンを使った量子中継にむけて……………大岩 顕
有機ヘテロ界面における電子準位接続……………赤池幸紀

最近の展望

スマートコミュニティの最新状況と今後の展望
……………小坂田昌幸, 広岡浩一

研究紹介

有機レドックス分子を用いたスーパーキャパシタ
……………本間 格, 菅居高明

低温プラズマ技術を取り入れた低侵襲な手術用止血装置

……………宮本健司, 他

基礎講座

物質拡散係数測定技術のコツ……………長坂雄次
ホットひといき

ロボット創りに夢をのせて……………高橋智隆

Inside Out

Global competency for engineers …………… Laurent TRANCHANT

Science As Art

WS₂の閃光……………森 勝平, 宮田耕充

坂井典佑 (PTEP編集委員長 norisuke.sakai@gmail.com)

エキゾチックハドロンの発見とその解明

物質世界を構成する最も基本的な粒子であるクォークは単体では存在できず、複合粒子として「ハドロン粒子」に閉じ込められる。これまでに数百種類に及ぶハドロン粒子が知られているが、それらは全てクォーク3個でできたバリオン (qqq) とクォークと反クォークの対で構成されるメソン ($q\bar{q}$) に分類され、このハドロン描像は「クォーク模型」として長く受け入れられてきた。ところが、クォークに働く「強い相互作用」の基礎理論である量子色力学 (QCD) は、バリオンとメソン以外の構造を持つハドロン粒子—例えば4クォーク状態 ($qq\bar{q}\bar{q}$) や5クォーク状態 ($qqqq\bar{q}$)—の存在を禁止していない。こうしたエキゾチックなハドロン粒子の存在は長く議論され、多くの探索実験も行われてきたが、なかなか確たる証拠は得られなかった。

ところが、2003年に高エネルギー加速器研究機構 (KEK) のBファクトリー実験 (Belle実験) において、3872メガ電子ボルトの質量に幅の狭い共鳴状態が発見されて状況は一変した。X(3872) と命名されたこの粒子の質量は、チャーム-反チャーム・クォークメソン ($c\bar{c}$) を仮定してクォーク模型から予想される質量とは大きく異なるが、チャーム・クォークを含むメソンであるD中間子 ($c\bar{u}$) 2個分の質量に近い。さらに2008年にはZ(4430)⁺と呼ばれる電荷を持つ同様の粒子を発見した (図1)。電荷を有するこの粒子は、決して $c\bar{c}$ の組み合わせでは構成できず、 $c\bar{c}u\bar{d}$ など少なくとも4個

のクォークを構成子として含むことが確かである。2011年には、ボトム・クォークを含む2種類の4クォーク状態である $Z_b(10610)^+$ および $Z_b(10650)^+$ 、2013年には $Z(3895)^+$ など、これまでにおよそ20種類ものエキゾチックハドロンの発見が相次いでいる。また、これらの発見の幾つかはLHC実験などの他の実験においても再確認され、4クォーク状態の存在は確実となった。

このような実験結果を説明するため、理論研究者は様々なアイデアを提案してきた。そこには以下のような背景がみられる。我々はハドロン粒子というクォーク-グルーオン複合系を通して実験事実を分析しなければならないので、ハドロン粒子に関する現象論的な考察が必要不可欠である。しかし、QCDにおける「色の閉じ込め」のため基本粒子のクォークとグルーオンは直接には観測できない。実際、クォークとグルーオンからハドロン粒子が出来上がる機構の解明は、ハドロン物理が展開されるような低エネルギーにおける (QCDの) 強結合性のために、非摂動的な場の理論という非常にチャレンジングな問題である。第一原理計算である格子QCD計算においても、エキゾチックハドロンのような共鳴状態や不安定状態の記述は未だ難しい課題として残されている。

エキゾチックハドロンの正体について、様々な可能性が研究されてきた。代表的なものの一つは、4個あるいは5個のクォークが空間的にコンパクトにまとまったマルチクォーク構造 (テトラクォークあるいはペンタクォーク)

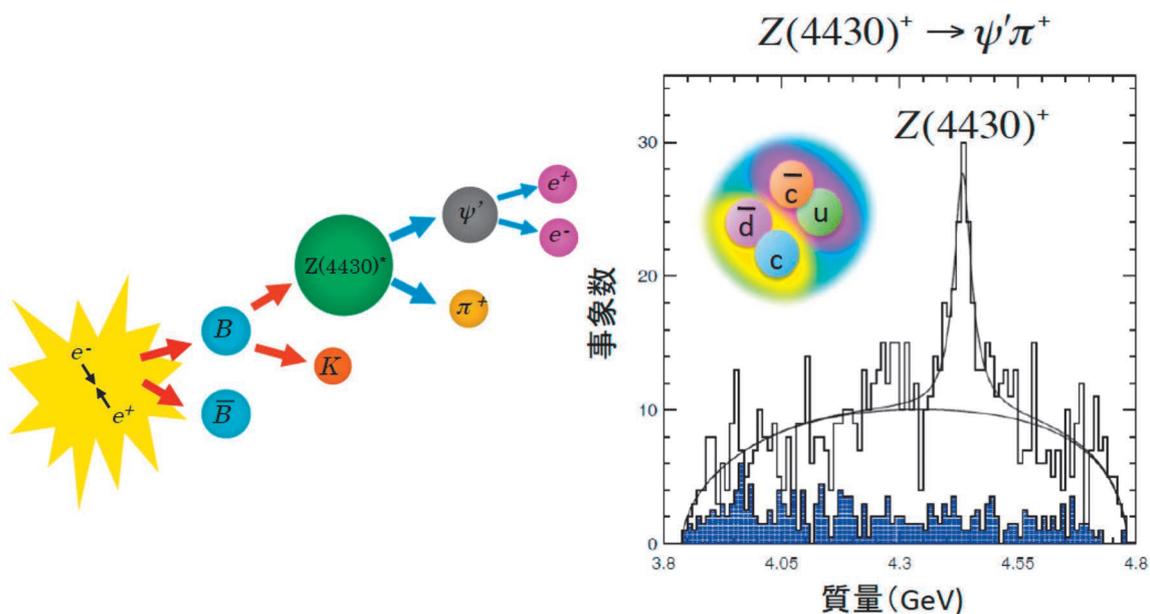


図1 Belle実験でZ(4430)⁺が生成される反応の模式図。Z(4430)⁺は、電子-陽電子衝突で大量に生成されるB中間子の崩壊中に発見された。右のヒストグラムは、B中間子の崩壊で放出された荷電パイ中間子 (π^+) とサイプライム中間子 (ψ') の親粒子の質量推定値の分布を示したもので、4.4ギガ電子ボルト (GeV) 付近のピークがZ(4430)⁺の信号を示す。

であり、もう一つは、いくつかのハドロンが緩く束縛して複合的なハドロン状態をつくるとするハドロン分子構造である。本論文では主に後者による最近の理論研究を紹介した。後者の大きな特徴は、(i) 構成要素が観測可能なハドロンであること、(ii) QCDのカイラル対称性と重いクォーク対称性に基づいたハドロン低エネルギー有効理論を基礎としていること、(iii) 質量閾値近傍のいくつかのエキゾチックハドロンの性質を自然に説明することが可能である、ということである。実際に、 $X(3872)$, $Z_b(10610)^+$, $Z_b(10650)^+$ などの質量や崩壊チャンネルは、ハドロン分子構造によってある程度説明することができる。一方で、 $X(3872)$ では、クォーク成分の直接的な混合を考慮することで、さらに詳しい性質を議論することができる。しかし、QCDに基づいた確固とした定量的な記述には至っていないのが現状である。

エキゾチックハドロンの構造は、クォークの閉じ込め問題と深く関わっている。また、クォーク-グルーオン複合系であるハドロン粒子は、環境(温度やバリオン数密度など)が変われば性質も変わる。したがって、エキゾチックハドロンの研究は、超高温や超高密度などの極限状況における、ハドロン物質からクォーク-グルーオン物質への相転移にも関連するテーマである。

今後これらの問題に決着をつけるためには、ハドロン相互作用をQCDに基づいて構築することが重要である。そのための一つの有効なアプローチは、格子QCDに基づいたHAL QCDの方法であろう。これが日本の研究グループによって開発され、核力の構築で成功を収めたことはよく知られている。信頼できるハドロン相互作用を基盤に、粒子の種類や数が変わることをあらわに扱うハドロン有効理論と実験データとの比較によって、エキゾチックハドロンを含む多くの共鳴状態の解明が進むと期待できる。そのときには、長年の課題であるハドロン複合性の問題にも決着がつくにちがいない。QCDによるクォーク-グルーオン複合系の問題を正しく扱うことは、ハドロン物理の問題の解決に繋がるというだけではなく、広く現代物理学の基礎としてのゲージ理論による物質世界の理解にも役立つはずである。

原論文 (2016年6月2日公開済み)

Exotic hadrons with heavy flavors: X , Y , Z , and related states
A. Hosaka, T. Iijima, K. Miyabayashi, Y. Sakai, and S. Yasui:
Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 062C01 (2016).

doi: 10.1093/ptep/ptw045

〈情報提供: 飯嶋 徹 (名古屋大学教授)〉

特集: 現代物理学の予言者としての南部先生 I

南部陽一郎先生が2015年7月5日に逝去されました。南部先生はProgress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Advisory Boardのおひとりとして、PTEPを親しく指導して下さいました。また、多くの優れた業績と温か

い人柄で我が国内外の研究者を励まして下さいました。南部先生の業績は多岐にわたり、世界の研究者に多大な影響を与えてきました。その一部はProgress of Theoretical Physicsにも出版されています。対称性の自発的破れについての優れた貢献に対して、2008年に南部先生はノーベル物理学賞を受賞されました。

南部先生はこのように不世出の巨人であり、我が国の多くの研究者にとってその逝去は惜しみても余りあるものです。この偉大な南部先生の逝去を悼んで、我が国内外の多くの研究者は、いくつかのシンポジウムを南部先生に捧げて開催しました。これらによって、南部先生の多岐にわたる業績を振り返り、今日に至る影響とその現代的意義を振り返ることができました。その一つとして、大阪市立大学での日本物理学会秋季大会の直後、2015年9月29日に大阪市立大学学術情報総合センターにおいて南部先生の追悼シンポジウムが開催されました。大阪市立大学は、戦後に新しく出発した物理学教室の指導者として、南部先生が物理学の新しい世界を切り開かれた舞台でした。南部先生の多岐にわたる研究業績とその深い内容を反映して、シンポジウムでの講演は場の理論、素粒子物理学、原子核物理学、物性物理学、弦理論、などへの南部先生の影響を俯瞰する意義深いものとなりました。

この特集企画では大阪市立大学での南部先生の追悼シンポジウムで行われた講演をもとに、一連の招待論文を掲載したものです。藤川和男氏がNambu-Jona-Lasinio模型とHan-Nambu模型の歴史的意義を解き明かしています。丸信人氏はNambu-Jona-Lasinio模型と同じように、超対称性の力学的破れが非摂動的に決定される模型を解説しています。糸山浩司氏は弦理論の誕生の中で南部先生の及ぼした大きな影響を歴史的に跡付けています。松尾泰氏は超弦のM理論に関して、南部括弧の理論が重要な役割を果たすことを総合報告しています。さらに、森山翔文氏らは南部括弧をM2ブレーンに応用する新しい定式化を提案しています。櫻木千典氏は中性子星の核物質状態方程式を多体力効果と原子核散乱実験の観点から論じています。山脇幸一氏は南部理論に始まる自発的対称性の破れの考え方を受け継ぎ発展してきた複合ヒッグス模型の現状を総合報告しています。

原論文 (2016年6月30日公開済み)

BCS, Nambu-Jona-Lasinio, and Han-Nambu: A sketch of Nambu's works in 1960-1965

K. Fujikawa: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A101 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw029

Nambu-Jona-Lasinio theory and dynamical breaking of supersymmetry

N. Maru: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A102 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw018

Birth of string theory

H. Itoyama: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A103 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw063

Nambu bracket and M-theory

Y. Matsuo: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A104 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw075

Prospect of the Nambu bracket

K. Kiyoshige, S. Moriyama and K. Yano: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A105 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw070

Saturation of nuclear matter and roles of many-body forces: nuclear matter in neutron stars probed by nucleus-nucleus scattering

Y. Sakuragi: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A106 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw072

The origin of mass: horizons expanding from Nambu's theory

K. Yamawaki: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 06A107 (2016).

doi:10.1093/ptep/ptw077

〈情報提供：坂井典佑 (PTEP 編集委員長)〉

ここでは日本物理学会が発行している Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers または Special Section から、2016年6月号に掲載されたものを紹介しています。この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に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た読み物ですので、参考文献などは省いています。なお、この紹介文は、物理学会のホームページの「PTEP 招待論文・特集論文」でも公開しています。原論文は <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2016/6> から閲覧・ダウンロードして下さい。PTEP はオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。PTEP 編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers または Special Section の提案を受けて審議し、原稿を依頼しています。これによって、PTEP と物理学への関心を高めることを目指しています。物理学会会員からの PTEP への自信作の投稿を期待します。

平尾泰男先生を偲ぶ

中井 浩二 (nakai@post.kek.jp)

平尾泰男先生は2016年4月19日に85歳で他界なさいました。ご冥福を心よりお祈り申し上げます。

故人が生前重ねられた数々の業績を辿ると、阪大理学部菊池研・東大原子核研究所(核研)・放射線医学総合研究所(放医研)の時代に分けて考えられます。

平尾先生が阪大菊池研の学生であった頃、阪大では太平洋戦争の敗戦後占領軍によって大阪湾に放棄されたサイクロトロンに代わる戦後初の阪大サイクロトロンの建造が始まっていた。

この建設事業は多くの人材を輩出し戦後の加速器科学発展の柱となりました。平尾先生はその中の若手の一人として加速器制御系の設計製作を担当し活躍されました。建設は成功し日本の原子核研究復興の道を開きました。

サイクロトロンが完成し、物理実験を始めたころ、全国共同利用研究所として東大原子核研究所(INS)の建設が決まり、その所長として菊池正士先生が移籍されることになりました。菊池先生の転出後、平尾先生は若槻哲雄先生と共にサイクロトロンで加速された粒子が励起した原子核が放出する γ 線の研究を始めました。インビーム核分光学の濫觴でした。サイクロトロンからのパルスビームを γ 線計測に使うには高計数率に強い回路が必要になるので平尾先生が新規に開発されました。

インビーム核分光の分野は、その後、森永-Gugelotの実験で急展開を迎え、日本の得意技ようになって国際的に注目されました。

平尾先生の電気・電子回路に限らず、原子核実験全般に関する優れた技能は全国の仲間から高く評価され、共同利用研究所である核研への移籍を強く求められました。

この頃、原子核研究者の仲間では、東大原子核研究所に続く第二の共同利用研究所として阪大の核物理研究センター(RCNP)の建設を期待していま

した。平尾先生は、その建設にも基本設計の段階から実質的な貢献を残し、核研に移られました。

東大INSと阪大RCNPは、わが国における原子核研究の二つの拠点として発展しましたがその基礎となる加速器技術に残した平尾先生の貢献は偉大なものでした。

1970年代に入ると、日本の原子核研究は終戦で廃墟に陥った研究環境から復興し、世界のトップクラスと肩を並べる競争力をつけました。

そこで、杉本健三先生の提案により原子核研究の将来計画を考える小会合が富士五湖の一つ山中湖畔で開かれました。参加者は伏見・杉本・坂井・平尾・山崎・中井の少人数でした。その席で平尾先生が1核子当たり1 GeVのエネルギーを持つ重イオンビーム加速器の建設を提案されました。参加者全員が感動し賛成しました。これが、「ニューマトロン」計画立案の始まりでした。このとき、平尾提案に二つの意図があったことを誰も気付かずにいました。

一つは、原子核研究の地平を広げ、原子核を構成する核物質の物性を調べることで、QCDに基づく原子核の描像を探るといったことなどでした。

もう一つは平尾先生の学生時代、戦後初の阪大サイクロトロンの完成祝いに来日したフェルミ研究所長R. ウィルソン博士に啓発された粒子線治療の可能性への布石でした。後に述べる「ハイマック」計画の種でした。

「ニューマトロン」計画は、高エネルギー研究者が提唱している「トリスタン」計画と競合することになりました。隣接する分野の二つの大計画に対し共にGOサインが出るとは誰も思っていませんでしたが、結局「トリスタン」計画にGOサインが出て「ニューマトロン」計画は消えました。

この結果について大阪で山部・杉本両先生と話していたとき、山部昌太郎



量子科学技術研究開発機構提供

先生が「平尾君は、毒きのこのような男。どんな苦境に陥っても必ず立ち上って生き残る。心配することはない」と励ましてくださったことがありました。これほどの確かな平尾評は無いと思ったときでした。私がニューマトロンがダメならKEK PSで重イオンの加速を考えてはどうかと言ったのに対し、杉本先生は「平尾君がせっかく高エネルギー重イオン加速器の建設を考えているのに、ややこしいことを言うなよ」とたしなめられました。山部・杉本・平尾、3先生の厚く強い友情のつながりを感じて、感動を覚えたときでした。

平尾先生はニューマトロン計画のため進めてきた重イオン加速技術の開発を基に、その医学利用の道も開く研究を核研で続け、粒子線治療法の確立に努められました。

平尾先生は核研における数々の成果と、研究を通じて育成した弟子たちの強力なグループを伴って放医研所長となり重粒子線治療のためのシンクロトロン「ハイマック」を建設されました。

1994年には世界に先駆けて炭素線によるがん治療を始め6,000件を超える治療例を示し医療実績を挙げられました。重粒子線治療法の完成でした。この成果は国内外に広く知られ、放医研を中心にさらに後継の計画が進んでいます。

終わりに、基礎理学から先進医学まで先生が拓かれた道を学び生前のご活躍を偲んで、ご冥福をお祈り致します。

(2016年6月23日原稿受付)

梶田隆章

ニュートリノで探る宇宙と素粒子

平凡社, 東京, 2015, 240+vii p, 19×13 cm, 本体1,800円 [学部・一般向]

ISBN 978-4-582-50305-0

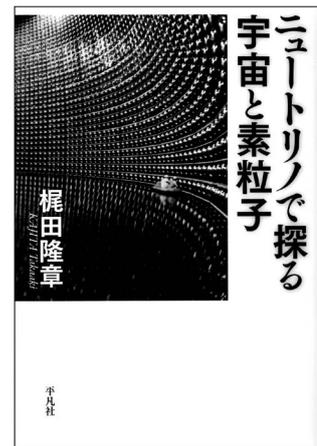
固 武 慶 (福岡大理)

本書は初版が2015年11月20日となっており、著者のノーベル物理学賞受賞を待ち構えていたかのようなグッドタイミングで出版された。日本中がそのニュースに沸き返っている中、新聞の投稿欄に「快挙でありうれしいが、受賞理由に登場する“ニュートリノ振動”が一体どのような現象か、なぜ起きるのかがピンと来ないのが歯がゆい」といった内容の読者の声が寄せられていた。本書はそのような一般読者にとっても、またニュートリノ物理には馴染みの少ない研究者にとっても「いちばんよく分かるニュートリノの本」(本書の帯より)であると断言して間違いなだらう。と言っても内容的には啓蒙書を遥かに超えた骨太なものになっており、また論文や国際会議で用いられた図を多用し、丁寧に解説することで第一線の研究現場のライブ感を伝えることにも成功している。

内容に関して、まず1章では量子論の世界に読者を誘い、2章からは素粒子の世代に関する話題に移っていく。原子核の β 崩壊の実験からはじまり、ライネス・コーワンによる実験、加速器実験など、実に様々な実験テーマが時系列に沿って視覚的に分かりやすく

説明されている。本書の大きな特徴であるこの図解によって、読者はストーリー性をもって、ニュートリノに反粒子が存在すること、さらにニュートリノもクォークと同様に「世代」を持つことが、スムーズに理解できるであろう。3章で小柴先生が提案されたカミオカンデ、その誕生の歴史と意味が述べられた後、4章以降ではニュートリノ天文学が打ち立てた金字塔の発見・科学的業績(太陽ニュートリノ、超新星ニュートリノ等)の解説に進んでいく。6章「ニュートリノ質量の発見」ではいよいよニュートリノ振動の説明に踏み込んでいく。教科書的には、ニュートリノの質量に関する固有状態とフレーバーに関する固有状態が異なることからニュートリノ振動が生じるわけだが、これを一般の読者にどうしたら分かりやすく説明できるであろうか? 本書は最も明解な答えを与えてくれる。ここまで読み進めば、今回の受賞につながった大気ニュートリノ問題の解決(本書の裏表紙の図)のインパクトが明瞭に理解でき、読者は大きな知的満足を得ることができよう。

最終章は、若い読者に対する熱いエールで締めくくられている。これ



は本書で述べられている様々な重要未解決問題の解明に挑戦し(たとえばニュートリノ質量の起源など)、またハイパーカミオカンデをはじめとする次世代観測を担う若い研究者を育成していくことが、ニュートリノ研究(実験・理論とも)において世界を引き続きリードしていくために必要不可欠であるからであろう。著者のエールに賛同し今後ニュートリノ研究を志す(おそらく非常に多数の)大学生、大学院生が次に読み進むべき「実験に重心を置いた」教科書、それも本書のように分かりやすく最新の成果を含むものは果たしてどれくらい見つけることができるだろうか。一読者、一研究者としても著者による次の一冊を心待ちにしたい。

(2016年2月29日原稿受付)

戸塚洋二著, 立花 隆編

がんと闘った科学者の記録

文藝春秋, 東京, 2011, 450p, 16×11 cm, 本体790円 [一般向]

ISBN 978-4-16-780135-9

石田 卓 (KEK)

梶田隆章氏受賞の一報に快哉を叫ぶと共に、戸塚洋二先生の事を思った。先生はスーパーカミオカンデ(SK)の光電管が大量に破損した事故の直後、夜半の神岡研究棟所長室で一人ボトルを傾けておられた。「君ならどうやってほとんどの玉が吹き飛んだSKを復

旧するか?」当時熾烈な国際競争をしていたK2K実験の完遂のため、一年以内にSKを再建する決意に圧倒された。現地スタッフや共同研究者らと共に必死で携わった再建には、先生の発意により全国から集った学生ボランティアも任に当たった。復旧を見届け

KEK機構長に就任されてからは、T2K実験を基幹の一つとするJ-PARCの建設を、抗がん剤治療を延期してまで推し進められた。

本書の出典であるブログは抗がん剤治療が難しさを増し、自身の死と向き合わねばならぬ状況となった時から、身内や親しい友人への近況報告として始まっている。治療経過の壮絶な記録、科学政策、エネルギー政策、人生、宗教、若者に向けた科学入門、植物への尽きぬ観察と興味など、回を追う毎に内容を加え、3カ月毎にタイトルを更

新して続けられたが、4回目が最後の更新となった。本編では逝去直前に対談を行った立花隆氏が、闘病記録・人生・宗教など、万人共通のトピックのみを纏めている。研究遂行のため先生が払った代償の大きさに慄然としたと

同時に、逝去一週間前まで綴られた内容の豊かさ深さに魅了された。就中感銘を受けたのは、治療の万策がつきようとする時、自宅の庭に咲き誇る花々の生命の中に、宇宙の誕生と死にも通ずる何かを見いだされたのではと思え

る数節である。自らの身体を松明として燃焼しつつ、ニュートリノ研究の行くべき道を示された先生の最期がやさしい花々に囲まれてあったことに一抹の安堵を覚えた。

(2016年5月20日原稿受付)

鹿野田一司、宇野進也

分子性物質の物理；物性物理の新潮流

朝倉書店、東京、2015、vi+206p、21×15 cm、本体3,500円 [専門～学部向]

ISBN 978-4-254-13119-2

妹尾仁嗣 (理研)

新著紹介では、目次をそのまま原稿の一部にするのは推奨されないそうだが、あえて章立てを紹介する。まず「分子性物質とは」という導入章からはじまり「電子相関と金属―絶縁体転移」「スピン液体」「磁場誘起超伝導」「電界誘起相転移」「質量のないディラック電子」「電子型誘電体」「光誘起相転移と高速光応答」がそれぞれ独立した章として構成されている。

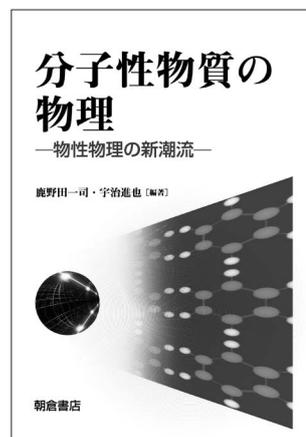
本書は、分子が構成要素となった固体である分子性物質、とくに電気伝導性を示す分子性導体が示す物性現象を、包括的に解説した専門書である。実験研究者(と若干の理論研究者)によってそれぞれの章が執筆され、物性物理の基礎を習いたての読者にも配慮しつつ、最先端の研究結果も十分に盛り込まれている。

分子性物質が、物性を担う原子軌道から「(p)π電子系」として、「d電子系」「f電子系」などと並んで固体電子物性の標準的な研究対象として認識されてから久しい。その基礎にあるのは、化学式による暗号のような物質名やしばしば100個を超える原子が単位胞に存在する結晶構造の複雑さとは裏腹に、出発点となる電子構造が簡単な強束縛モデルで表され単純ということである。

さらに電子格子相互作用や電子間相互作用の効果も合わせ様々な物性を創り出す。

そのような流れの中で分子性物質の研究は編著者のいう“新しい潮流”に現在なっている。より横断的に物性物理学を捉え、普遍的なテーマの中で分子性物質が最適なモデルケースとしての役割を果たす、ということが増えてきた。その現代的トピックスがまさに目次に並んだ章なのである。どのテーマも分子性物質に特有ではないが、分子性物質がその研究において理想的な環境を整えている。上記の出発点としての素性の良さに加え、分子自由度を生かした物質設計や外部パラメータ(圧力、磁場、電場)制御のし易さもその理由である。

分子性導体の合成は日本で最初の芽が出たということで歴史的にも意義深い。そして現在も世界的トップランナーを輩出しており、それらの研究者がそれぞれ各章を担当していてさすがに迫力がある。かなり豊富な内容となっており、各章の文献を見て理解を深めれば最先端の研究位置に立つことができよう。そういう意味で大学院生には最適な専門書となっており、研究者にとっても急激に広がる分野の全貌



をつかむには重要な良書といえる。物性物理のなかでも様々な小分野の境界領域を結ぶテーマも多いため聞きなれない言葉も頻出するが、ネット検索などで補いながら読み進められると思う(私はそうした)。

じつは、本書で取り上げている主役を担う分子は10種にも満たない。それでこれだけ豊かな現象が発見され続けているという事実に改めて驚かされつつ、今後の発展を大いに期待させる内容となっている。

(2016年3月17日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書より

L. Brink, L. N. Chang, M.-Y. Han and K. K. Phua: Memorial Volume for Y. Nambu
World Scientific, Singapore, 2016, viii + 159p, 23×15 cm, US\$28.00
ISBN 978-981-3108-32-5
川村 光：重点解説スピンと磁性：現代物

理学のエッセンス

サイエンス社, 東京, 2016, iv+156p, 26×18 cm, 本体2,130円 (SGC ライブラリ-125)
ISSN 4910054700565
平山祥郎, 山口浩司, 佐々木 智：半導体量子構造の物理
朝倉書店, 東京, 2016, v+165p, 21×15 cm, 本体3,400円 (現代物理学 [展開

シリーズ] 5)

ISBN 978-4-254-13785-9
松枝宏明：量子系のエンタングルメントと幾何学；ホログラフィー原理に基づく異分野横断の数理
森北出版, 東京, 2016, xi+383p, 22×16 cm, 本体8,000円
ISBN 978-4-627-15571-8

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページの URL は次の通りですので、どうぞご覧下さい。
<http://www.jps.or.jp/books/kyoikushi/>

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 22-2 (7月15日発行) 目次

学生実験が決めた道……………藤井保彦
特集 第6回物理教育シンポジウム「アクティブラーニングをどう活かすか」
「アクティブラーニングをどう活かすか」趣旨説明……………須藤彰三
日本の授業実践研究に学ぶ……………右近修治
到達目標学習課題方式—概念獲得のための授業づくり……………石井登志夫
学びを助けるアクティブ・ラーニングとは？
—日米中の物理授業比較から……………土佐幸子
「アクティブラーニングをどう活かすか」実施報告と総合討論……………須藤彰三, 田中忠芳
講義室
科学の深い理解を支援するアクティブ・ラーニング……………齋藤萌木

いつまでクーロンの法則から始めるのか—大学の電磁気学教育……………小宮山進, 竹川 敦
教育実践
マクスウェル方程式から始める電磁気学……………小宮山進
空手で力学—誘導発見型ワークショップ物理の導入……………藤田あき美
学部生を中心とした大学間合同卒業研究発表会の実践……………佐々木 伸, 中村 厚, 澤渡信之
連載 物理オリンピックと物理教育
物理チャレンジへの参加をふりかえって……………野添 高
教育に関する一言……………佐藤 誠/松浦 執/畠山 温
開催情報
寄贈書リスト
編集後記



「蜘蛛の糸」仕事をしたのはカンダタの筋力か？」へのコメント

吉岡大二郎

(東大 daijiroy@77.alumni.u-tokyo.ac.jp)

芥川龍之介の『蜘蛛の糸』という小説にカンダタという男が蜘蛛の糸をよじ登る場面が出てくる。2016年2月の物理学会誌の「談話室」欄で長崎大学の後藤信行氏はこの時に仕事をするのは、カンダタの筋力ではなく、蜘蛛の糸の張力であるという常識とかけ離れた議論をしている。¹⁾ 氏の議論の要旨は、カンダタを一つの糸としたとき、腕の筋力は内力であり、カンダタの重心の運動方程式には表れない。従って、重心の獲得する位置エネルギーは方程式に現れる外力である糸の張力の仕事によるものである。

筋力が仕事をするという当たり前のことを否定しており、この議論は明らかに間違っている。糸をよじ登るとき、手は糸を握っており、その位置は動かない。力はその作用点が動かない限り仕事はしない。従って、糸の張力がカンダタに仕事することはない。糸の張力は束縛力であるから、束縛力は一般的に仕事をしないという定理の一番簡単な例ということもできる。後藤氏はさらに、床にしゃがんだ人が立ち上がる時にも仕事を行うのは床からの抗力であり、人の筋肉ではないという議論を展開している。しかし、床も動かないので、抗力が仕事をするのではない。

エネルギーの保存の観点からも氏の議論は成り立たない。仕事をするということはエネルギーを与えることである。動かない糸や床がいかにしてエネルギーを与えることができるのであろうか？ もし糸がエネルギーを供給するならば、私たちは全く疲れずに糸を上って行くことができるだろう。ありえないことだ。エネルギーを与えるのは、後藤氏が内力であるとして考察から排除した、腕や脚の筋肉であり、ここで筋肉に蓄えられた化学エネルギーが仕事に変換される。腕を曲げることにより、胴体に上向きの力が働いて変位が起こり、仕事が行われるのである。エネルギーの供給元が仕事をしたといわなければ、物理学は現象に対する合理的な説明を放棄することになるだろう。

後藤氏の主張の根拠は重心の運動方程式

には力として、重力と、糸の張力しか入っていないことだ。重心の運動はこの方程式で記述されるので、重心の位置エネルギーの増加の原因は張力しかないと主張する。しかし、これは真犯人を隠してしまった結果、張力が濡れ衣を着せられただけだ。そもそも、束縛力を含む方程式は束縛力を決定することに用いられるだけで、運動を決定することはできない。後藤氏は初期条件と抗力の時間変化が与えられれば、重心運動が決定できると記しているが、これは人間の自由意思に基づく重心運動と抗力の測定値が矛盾しないことを示すにとどまり、新しい情報は含まれない。

物理をわかりやすく、興味を持って学んでもらえるように説明する、このことは重要であり、後藤氏がこれに貢献しようと努力されていることは尊敬に値する。しかし、その内容が間違っており、さらに直観に反することであれば、物理を好きになってもらうことよりも、物理は直観と反している、日常経験とは無関係であるという考えを持たれたり、物理はわからないから嫌いだという学生を作り出してしまふことになりかねない。普通と違うことを主張する場合には十分に注意したいものである。

参考文献

- 1) 後藤信行：日本物理学会誌 71 (2016) 127.
(2016年2月16日原稿受付)

吉岡大二郎氏のコメントに対する返答

後藤信行

(長崎大 JFP n-goto@nagasaki-u.ac.jp)

1. はじめに

会誌に筆者の記事Aが掲載されると、¹⁾ それに対する反論の記事Bが投稿され、²⁾ ほかにメールなどで、記事Aに対する複数の反対意見が寄せられた。賛成意見もほぼ同数寄せられたが、反論は、いずれも、記事Bと同じく、仕事をしたのが張力だとすると、エネルギー保存則に反するという指摘であった。一部の読者に「トンデモ説」との誤解を与えたようだが、束縛力は、糸がエネルギー源を内蔵していれば、そのエネルギーを用いて系の重心運動に仕事をする事ができる。また系外から束縛力を受けなければ、系内のエネルギー源は系の重心運動にエネルギーを与えることはできない。例を挙げてそれを示したい。

2. 自転車に乗ったカンダタ

自転車のペダルを踏んで加速させることができるのは、後輪が路面から前向きに受ける水平抗力(静止摩擦力)が、自転車の重心運動に正の仕事をするからである。このとき、水平抗力は、重心運動に仕事をするだけでなく、後輪の回転運動には、その回転とは逆向きのトルクとして働くので、後輪の回転運動に負の仕事をしている。負の仕事とはエネルギーを受け取ることである。水平抗力は、後輪の回転運動から、ひいてはペダルを踏むカンダタの筋力運動からエネルギーを受け取り、自転車の重心運動に仕事をする。

3. ブランコに乗ったカンダタ

カンダタがブランコの上で動かなければ、振り子と同じく、張力と運動方向とが直交するので張力は仕事をしない。しかし、ブランコの周期に合わせてカンダタが屈伸運動をすれば、重心運動の方向と張力の方向とは必ずしも直交せず、張力が重心運動に仕事をして振れが増大する。この場合も、ブランコの張力は、重心運動に正の仕事をするとともに、エネルギー源であるカンダタの屈伸運動に負の仕事をしている。ブランコの振れを増大させるには、カンダタはブランコの上で重力と遠心力を受けながら、屈伸運動をし、張力をおとして重心運動に、エネルギーを補給しなければならない。カンダタが蜘蛛の糸を登る場合も、間違えて豆の木を登る場合も、張力などの束縛力はカンダタの屈伸運動に負の仕事をすることによって重心運動に正の仕事をすると、つまり、束縛力は、筋力運動から後方支援を受けて重心運動に仕事をしている。

4. おわりに

記事Aは、エネルギー源が系内にある場合にも、外力である束縛力が重心運動に仕事をすると考えることによって、従来の力学体系の枠のなかで矛盾なく重心運動が説明できることを主張しているのである。第71回年次大会で発表した際に、この問題はpseudo workとして解決済みであり、³⁾ これを蒸し返せば、寝た子を起こし、教育現場が混乱するという意見もあったが、窮余の策としか思えないpseudo workなどという名前からして紛らわしい概念を導入するほうがもっと混乱する。ここは、寝ているカンダタを叩き起こしてでも、本来の仕事の定義に立ち帰るべきではないだろうか。最後に、記事Aについて、賛否に関係なく、メール等で議論していただいた方々に感謝したい。

参考文献

- 1) 後藤信行：日本物理学会誌 71 (2016) 127.
- 2) 吉岡大二郎：日本物理学会誌 71 (2016) 本欄.
- 3) B. A. Sherwood: Am. J. Phys. 51 (7) (1983) 597.
(2016年3月10日原稿受付)

- 1) 広く会員にとって関心があると思われる話題についての個人的な意見や感想を述べた投書を掲載します.
- 2) その内容に関する責任は投稿者が負います.

掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■高エネルギー加速器研究機構教員

[I]

1. 教授1名(公募番号:素核研16-1)
2. 素粒子原子核研究所
3. Belleグループに所属し、Belle II 実験の建設・遂行、運営、及びデータ解析に主導的役割を果す。

4. 決定後早期
5. なし
6. 研究教育上の能力があると認められる者
7. ○履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書
8. 2016年9月21日(水)
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118 jinjil@ml.post.kek.jp
②素粒子原子核研究所教授 堺井義秀 電話029-864-5335 yoshihide.sakai@kek.jp
10. 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs>参照。

[II]

1. 教授1名(公募番号:素核研16-2)
- 2, 5, 6, 7, 9①, 10は[I]に同じ。
3. KEK理論センターに所属し、重力/宇宙/天体物理学の理論的研究及び教育を主導。更に本研究所の共同利用に協力し、理論と実験の連携を推進する。
4. 2017年4月1日以降早期
8. 2016年9月29日(木)
9. ②素粒子原子核研究所教授 磯 暁 電話029-864-5392 satoshi.iso@kek.jp

[III]

1. 准教授1名(公募番号:素核研16-3)
- 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. ILCグループに所属し、国際リニアコライダー計画(ILC)のための施設側の視点に立った開発研究を国際協力により推進する。ILC実現に向けた諸活動において中核的な役割を果す。
9. ②素粒子原子核研究所教授 藤井恵介 電話029-864-5373 keisuke.fujii@kek.jp

■名古屋大学大学院理学研究科助教

1. 助教(テニュアトラック教員)1名
2. 物質理学専攻(物理系)物性理論研究室(S研)
3. 物性理論。広い意味の固体電子論。他のスタッフと協力して、研究・教育・

研究室運営に意欲的に取り組んでいただける方。

4. 2017年4月1日以降早期
5. 5年。テニュアトラック制度により審査を経て講師(任期なし)へ昇任可。
6. 博士号取得者又は取得見込者
7. ○履歴書 ○業績リスト ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画及び教育の抱負(約2,000字) ○主要論文5編以内各1部 ○着任可能時期 ○以上を電子化して収納したUSBメモリ ○推薦書(1通又は2通。推薦者から直接 kohno@s.phys.nagoya-u.ac.jp (河野)迄e-mailで送付)
8. 2016年9月30日(金)必着
9. ①464-8602名古屋千種区不老町 名古屋大学理学部物理学教室 佐藤憲昭 ②同教室 河野 浩 電話052-789-5593
10. 封筒に「S研教員応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。詳細は<http://www.phys.nagoya-u.ac.jp/scholar/pub.html> 参照。

■大阪府立大学工業高等専門学校教員

1. 講師又は助教1名
2. 総合工学システム学科
3. 物理学関連科目の担当、学習支援。クラス担任等校務分掌及び学校運営。
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者又は着任時迄の取得見込者。教育研究、学生指導に意欲と熱意をもって取り組める方。
7. ○履歴書 ○教育研究業績等 ○主要論文、国際会議論文各3編以内 ○今迄の研究概要及び今後の研究計画(様式不問、1,000~2,000字) ○ティーチングポートフォリオ又はそれに代わるもの ○推薦者2名の氏名、職名、所属、連絡先(様式不問)
8. 2016年9月30日(金)
9. ①599-8531堺市中区学園町1-1 大阪府立大学総務部総務人事課
②大阪府大高専・総合工学システム学

科・一般科目物理 佐藤 修 sato@osaka-pct.ac.jp

10. 封筒に「大阪府大専講師又は助教(物理)応募書類在中」と朱書き書留で送付。提出書類の内、「様式不問」以外には様式あり。正式な募集要項(<http://www.osakafu-u.ac.jp/staff/opuct.html>)を必ず参照。勤務先は寝屋川キャンパス。

■京都市大学共通教育部准教授

1. 准教授1名
2. 自然科学系物理教育部門
3. 物理・応用物理系での学位があれば専門分野不問。学部では初年次の物理系講義及び物理学実験、大学院では量子力学特論等を担当。
4. 2017年4月1日
5. なし(定年65歳)
6. 博士号を有し、博士後期課程の研究指導が可能な方。大学又はそれに準ずる高等教育機関での教育経験がある方。物理教育部門の専任教員及び非常勤講師と協力し授業を運営して頂ける方。海外での教育や研究活動の実績を有する事が望ましい。
7. ○履歴書(6か月以内の写真貼付、e-mail記入) ○研究業績一覧(著書、査読付論文、国際会議論文、特許、外部資金獲得状況) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究・教育業績概要(A4, 1枚) ○今後の研究・教育計画と抱負(A4, 1枚, 様式自由) ○海外の照会可能者1名を含む推薦者3名の氏名、連絡先
8. 2016年9月30日(金)
9. 158-8557 東京都世田谷区玉堤1-28-1 京都市大学共通教育部自然科学系物理教育部門 長田 剛 電話03-5707-0104 (ex.2394) osada@ph.ns.tcu.ac.jp
10. 封筒に「教員(共通教育部物理)応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。

■京大物性研究所特任研究員

1. 特任研究員若干名
2. 各研究部門
3. 物性科学における実験的又は理論的研究。
4. 2017年4月1日
5. 原則2年(年度更新)再応募も可(但し1年)
6. 博士号取得後10年程度迄の者、着任時迄に博士号取得が確実に見込まれる者含む。着任予定時に主たる職又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。関連する物性研究所所員(教授

又は准教授)と研究計画等の調整を行うこと。

7. ○履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主要業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による本人に関する意見書
8. 2016年10月14日(金)必着
9. 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話 04-7136-3501 isspp-jinji@issp.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「物性研究所研究員(○○研究室(連絡をとった所員名を記載))」と朱書き配達状況が確認可能な方法で送付。件名を「物性研究所研究員(○○研究室応募)」とし総務係までe-mailを送付。総務係から書類送付先フォルダを連絡するのでそちらに応募書類一式を保存する。応募書類等返却不可。履歴書は本応募の用途に限り使用。

■奈良女子大学大学院自然科学系物理学領域准教授

1. 准教授1名
2. 凝縮系物理学研究室
3. 物性理論(凝縮系物理の理論)
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○教育業績リスト ○研究業績概要と着任後の研究計画(A4, 3頁以内) ○本学における教育に対する抱負(A4, 1頁以内) ○外部資金の獲得状況及びその他特記事項(社会貢献等) ○推薦書2通又は照会可能者2名の氏名、連絡先 ○応募書類の内、「推薦書2通又は照会可能者2名の氏名、連絡先」以外はpdfにしてCD-ROMに保存したものも併せて送付。
8. 2016年10月17日(月)必着
9. ①630-8506 奈良市北魚屋西町 奈良女子大学大学院自然科学系物理学領域 宮林謙吉
②吉岡英生 電話/Fax 0742-20-3381 h-yoshi@cc.nara-wu.ac.jp
10. 封筒に「物性理論准教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。本学HP掲載の本公募に関する詳細情報(<http://www.nara-wu.ac.jp/nwu/intro/recruit/index.html>)を必ず参照。

■核融合科学研究所助教

1. 助教1名

2. ヘリカル研究部高密度プラズマ物理研究系ダイバータ物理研究部門
3. ダイバータによる周辺プラズマ制御法の最適化を目指した実験を遂行し、LHDプラズマの高性能化に貢献すると共に、実験に必要な計測器や解析ツールの開発に加え、重水素実験に係わる安全管理や、将来の核融合炉に適用可能な先進的周辺プラズマ制御法、新しい周辺磁場配位・ダイバータ方式の開発にも幅広い長期的なビジョンを持って、積極的に取り組むことを求める。
4. 決定後早期
5. 5年(年俸制)、在任中の業績評価により再任可
6. 博士号取得者等
7. ○履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約3編各4部
8. 2016年10月28日(金)17時必着
9. 核融合科学研究所管理部総務企画課人事・給与係 電話0572-58-2012
10. 封筒の表に「高密度プラズマ物理研究系ダイバータ物理研究部門(助教)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は簡易書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/jinji/>参照。

■九州大学応用力学研究所助教

1. 助教1名
2. 高温プラズマ力学研究センター
3. QUESTプロジェクトに参画し、高温プラズマ及びプラズマ・壁相互作用の挙動解明、加熱・電流駆動法の開発等を行う事で核融合炉実現に向けた課題の抽出と克服に取り組む。
4. 決定後早期
5. 5年、再任可
6. 博士号取得者、又は着任時迄の取得見込者
7. ○略歴書 ○業績書 ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○外部資金取得状況 ○業績説明(約1,500字) ○着任後の研究の抱負と展望(約1,500字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○以上各6部
8. 2016年10月31日(月)17時必着
9. 816-8580 春日市春日公園6-1 九州大学応用力学研究所高温プラズマ力学研究センター 出射 浩 電話092-583-7482 Fax 092-573-6899 idei@triamp.kyushu-u.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き書留又は簡易書留で送付。応募書類返

却不可。 http://www.riam.kyushu-u.ac.jp/publicity/jobs/koubo_20160727_3.pdf を必ず参照。「九州大学における男女共同参画」の基本理念、「障害者基本法」「障害者の雇用の促進等に関する法律」「障害を理由とする差別の解消の推進に関する法律」の趣旨に則り、教員の選考を行う。

■東京農工大学助教

1. 助教1名
2. 大学院先端理工学部
3. 主にナノカーボン材料を対象とする材料合成、輸送測定、素子作製等に関する教育と研究。
4. 決定後早期
5. 原則5年、但し1回限りの再任を認める場合がある
6. 博士号取得者又は着任迄の取得可能者で、上記分野の教育研究に意欲的に取り組める方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文、国際会議論文、解説、著書等) ○国際会議発表リスト ○主要論文別刷又はコピー5編以内 ○研究概要と着任後の教育・研究への抱負(合計A4、約2枚) ○推薦書又は照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2016年10月31日(月)必着
9. 184-8588 東京都小金井市中町2-24-16 東京農工大学大学院先端理工学部 前橋兼三 電話042-388-7231 machashi@cc.tuat.ac.jp <http://www.tuat.ac.jp/outline/kyousyoku/kyouin/index.html#p2>
10. 封筒に「応募書類在中」と朱書きし、簡易書留で送付。書類不返却。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

■新学術領域研究「光圧ナノ物質操作」キックオフシンポジウム

主催 新学術領域研究「光圧ナノ物質操

作」総括班

日時 2016年9月21日(水)
場所 グランキューブ大阪12階1202(大阪
市北区中之島5-3-51 電話06-4803-5585)
内容 平成28年度文部科学省科研費新学
術領域研究「光圧によるナノ物質操作と
秩序の創生」が開始されたのでその趣旨
と公募要項などの説明、及び関連する招
待講演を行う。

定員 120名
参加費 無料
申込 <http://optical-manipulation.jp> より
参加登録締切 2016年9月14日(水)
連絡先 001-0020 札幌市北区北20条西10
丁目 北大電子研新学術領域研究「光圧
ナノ物質操作」事務局 笹木敬司 電話
011-706-9396 sympo01@optical-mani
pulation.jp <http://optical-manipulation.jp>

■超伝導研究の最先端：多自由度、非平衡、電子相関、トポロジ

日時 2016年10月10日(月)~12日(水)
場所 京都大学基礎物理学研究所(606-
8502京都市左京区北白川追分町 電話
075-753-7000)
内容 多自由度、非平衡、電子相関、トポ
ロジをキーワードに超伝導の分野の世
界最先端の最新の成果について討論す
ると共に、実験研究者の講演も織り交
ぜて今後の超伝導研究の方向性につ
いて議論する。招待講演者による口頭
発表に加え、一般申込者による口頭
発表と一般申込者によるポスター
発表を行う。

定員 80名
参加費 無料
講演申込締切 2016年9月12日(月)
連絡先 606-8502京都市左京区北白川追
分町 京都大学基礎物理学研究所 佐藤
昌利 電話075-753-7000 Fax 075-753-
7020 rfsc2016@yukawa.kyoto-u.ac.jp
<http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~rfsc2016/index.php>

■シンポジウム「磁性研究の発展一局在から遍歴へ」

日時 2016年10月15日(土)13:00~16:30
場所 姫路じばさんセンター601会議室
(670-0962姫路市南駅前町123 電話079-
289-2832)
内容 遍歴電子系及び局在電子系の磁性研
究における近年の発展について、理論・
実験両面から紹介。講演者：高橋慶紀
(兵庫県立大)、吉村一良(京大)、他。

定員 70名
参加費 無料

申込 事前登録不要

連絡先 678-1297兵庫県赤穂郡上郡町光
都3-2-1 兵庫県立大 坂井 徹 電話
0791-58-0151 Fax 0791-58-0546 sakai
@spring8.or.jp
その他 詳細は<http://cmt.spring8.or.jp/sakai/magnetism.html>参照。

■第6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(予定)
日時 2016年10月18日(火)~19日(水)
場所 大阪大学豊中キャンパスホールセ
ミナー室(560-8531豊中市待兼山町1-3
電話06-6850-6111)
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 70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 2016年10月12日(水)
連絡先 113-0033東京都文京区本郷2-40-
13 本郷コーポレイション402 日本表
面科学会事務局 電話03-3812-0266
Fax 03-3812-2897 shomu@sss.jp
<http://www.sss.jp>
その他 詳細は<http://www.sss.jp>参照。

■第7回分子アーキテクトニクス研究会

主催 日本化学会分子アーキテクトニクス
研究会
日時 2016年10月20日(木)~21日(金)
場所 九州大学筑紫キャンパス筑紫ホール
(816-8580春日市春日公園6-1 電話
092-583-8835)
内容 招待講演(敬称略): 君塚信夫(九
大)、伊丹健一郎(名大)、松田建児(京
大)、吾郷浩樹(九大)。一般講演(1講
演約15~20分予定)、ポスター発表。
定員 未定
参加費 6,000円
発表申込締切 2016年9月17日(土)
予稿原稿締切 2016年9月17日(土)
参加登録申込締切 2016年9月17日(土)
申込 <http://conf.molarch.jp/> より
連絡先 816-8580春日市春日公園6-1 九
州大学先端物質化学研究所 第7回研究
会事務担当 柳田剛 電話092-583-8835
Fax 092-583-8820 yanagida@cm.kyushu-
u.ac.jp <http://conf.molarch.jp>

■第209回研究会「反強磁性が拓くマグネティクスの新展開」

主催 日本磁気学会

日時 2016年10月21日(金)

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)

内容 反強磁性スピン構造は、磁氣的秩序の多彩な起源といった基礎学問としての重要性に加え、外部磁場による擾乱に強い事、高い磁気共鳴周波数を示す事など、デバイス応用の観点からも強磁性体には無い魅力を有している。近年、反強磁性を利用したスピントロニクスや磁気熱量効果に関する技術が急速な進展を見せており、更に反強磁性やフェリ磁性の磁気秩序に起因した新しい物理現象も報告され、「反強磁性スピン構造を作り、理解し、操る」事の重要性が高まっている。この分野の研究で活躍されている5名の研究者を講師としてお招きし、反強磁性体の基礎的な知識から関連する最新研究まで幅広くご講演頂く。

定員 60名

参加費 5,000円(資料代込)、学生無料(資料代のみ2,000円)

申込 当日受付

連絡先 東京都千代田区神田駿河台1-8-11 日本磁気学会事務局 杉村 電話 03-5281-0106 msj@bj.wakwak.com http://www.magnetics.jp/event/research/topical_209/

■日本希土類学会第34回講演会

主催 日本希土類学会

日時 2016年11月4日(金)

場所 ホテル阪急エキスポパーク(565-0826吹田市千里万博公園1-5 電話06-6878-5151)

内容 受賞講演：斧田宏明(京府大院生命環境)希土類リン酸塩の作製とその機能性評価。受賞講演：坂口裕樹(鳥取大院工)希土類金属含有化合物のエネルギー変換機能に関する研究。梶原孝志(奈良女子大)分子サイズの磁石を作る～分子磁性体の仕組みと設計

参加費 事前：4,000円、学生2,000円。当日：5,000円、学生3,000円

参加申込締切 2016年10月21日(金)

連絡先 565-0871吹田市山田丘2-1 大阪大学大学院工学研究科応用化学専攻内 日本希土類学会事務局 電話06-6879-7352 Fax 06-6879-7354 kidorui@chem.eng.osaka-u.ac.jp <http://www.kidorui.org/lecture.html>

その他 懇親会：同日17時よりホテル阪

急エキスポパークにて(会費：予約(10/21迄に払込済の方)6,000円、当日7,000円)。

■第35回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム

主催 法政大学イオンビーム工学研究所

日時 2016年12月7日(水)

場所 法政大学小金井キャンパス(184-8584東京都小金井市梶野町3-7-2 電話042-387-6094)

内容 「イオンビーム技術と関連材料技術」をテーマとし、イオンビームが広く利用されている分野での最先端の研究の話題や情報を提供頂き、活発な討論の場とするべく、関連分野の研究者の方々の研究発表を募集。講演は招待講演と一般講演で構成され、一般講演ではショート講演とポスターセッションを予定。シンポジウムで発表された論文はProceedings(2016)として2017年3月に発行予定。

定員 130名

参加費 無料、資料(予稿集・Proceedings)は1,000円(当日受付にて)

講演・予稿原稿締切 2016年11月4日(金)(pdfデータにて)

ポスター締切 当日持参

Proceedings締切 2016年12月7日(水)(pdfデータにて)

連絡先 184-8584東京都小金井市梶野町3-7-2 法政大学イオンビーム工学研究所 電話042-387-6094 Fax 042-387-6095

西村智朗、天本真弓(事務員)

ion-sympo@ml.hosei.ac.jp <http://www.ionbeam.hosei.ac.jp/>

その他 聴講のみは申込不要。

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

■笹川科学研究助成

内容 課題の設定が独創性・萌芽性をもつ研究、発想や着眼点が従来にない新規性をもつ若手の研究を支援。詳細は<http://www.jss.or.jp/ikusei/sasakawa/>参照。

応募締切 2016年10月14日(金)17時必着

問合せ先 107-0052東京都港区赤坂1-2-2 日本財団ビル5F 日本科学協会 笹川科学研究助成係 電話03-6229-5365 josei@jss.or.jp

■宇宙科学奨励賞

内容 宇宙理学(地上観測を除く)分野及び宇宙工学分野で独創的な研究を行い、宇宙科学の進展に寄与する優れた研究業績をあげた若手研究者に授与。当該年度の4月1日現在37歳以下の研究者個人が対象。候補者の推薦は他薦に限る。推薦要綱の詳細は<http://www.spss.or.jp>参照。

応募締切 2016年10月31日(月)

問合せ先 252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会 佐々木進 電話042-751-1126 Fax 042-751-2165 admin@spss.or.jp <http://www.spss.or.jp>

■会員専用コンテンツ

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

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

9月ユーザ名 : 16Sep

パスワード: Eugene478

10月ユーザ名 : 16Oct

パスワード: John734

■会誌バックナンバー (J-STAGE)

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

2016年購読者番号: butsuretsuran

2016年パスワード: Enrico486

行事予定

[詳しくは表中の右欄記載の会誌各巻号の掲示板欄(*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
2016年 9/3~5	第19回XAFS討論会	名古屋市, 瀬戸市(愛知)	71-7
9/4~6	第25回日本バイオイメージング学会学術集会	名古屋市	71-7
9/5~9	第29回コンピューショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	豊中市(大阪)	71-6
9/6~7	第32回分析電子顕微鏡討論会	千葉市	71-6
9/7~9	第51回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	札幌市	71-6
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21	新学術領域研究「光圧ナノ物質操作」キックオフシンポジウム	大阪市	71-9
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会
9/26~28	日本流体力学会年会2016	名古屋市	71-4
9/27~30	京大基研研究会国際ワークショップ「Physics of bulk-edge Physics of bulk-edge correspondence and universality: From solid state physics to cold atoms」	京都市	71-7
9/28~29	第7回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	71-7
10/8	第21回久保記念シンポジウム「超伝導の展開」	東京	71-7
10/10~12	超伝導研究の最先端: 多自由度, 非平衡, 電子相関, トポロジ	京都市	71-9
10/10~13	Asian Conf. on Nanoscience and Nanotechnology 2016	札幌市	71-5
10/15	シンポジウム「磁性研究の発展一局在から遍歴へ」	姫路市(兵庫)	71-9
10/16~21	7th Int. Symp. on Practical Surface Analysis	Daejeon(韓国)	71-5
10/18~19	第62回表面科学基礎講座	豊中市(大阪)	71-9
10/20~21	第7回分子アーキテクトニクス研究会	春日市(福岡)	71-9
10/21	第209回研究会「反強磁性が拓くマグネティクスの新展開」	東京	71-9
10/26~29	第57回高圧討論会	つくば市(茨城)	71-6
10/28~30	第64回レオロジー討論会	豊中市(大阪)	71-5
11/4	日本希土類学会第34回講演会	吹田市(大阪)	71-9
11/10~12	第55回電子スピンスイエンズ学会年会(SEST2016)	大阪市	71-8
11/17~20	Workshop of Quantum Simulation and Quantum Walks 2016	プラハ(チェコ)	71-7
11/24~25	第35回量子情報技術研究会(QIT35)	つくば市(茨城)	71-8
11/30~12/2	第30回分子シミュレーション討論会	豊中市(大阪)	71-8
12/5~7	第42回固体イオニクス討論会	名古屋市	71-7
12/7	第35回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	71-9
12/12~14	第30回数値流体力学シンポジウム	東京	71-8
2017年			
3/17~20	日本物理学会第72回年次大会(大阪大学)	豊中市(大阪)	日本物理学会
9/12~15	日本物理学会2017年秋季大会(宇都宮大学)(素核宇)	宇都宮市(栃木)	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2017年秋季大会(岩手大学)(物性)	盛岡市(岩手)	日本物理学会
10/22~26	The 8th Int. Symp. on Surface Science	つくば市(茨城)	71-5
2018年			
3/22~25	日本物理学会第73回年次大会(東京理科大学)	野田市(千葉)	日本物理学会
9/14~17	日本物理学会2018年秋季大会(信州大学)(素宇)	松本市(長野)	日本物理学会

編集後記

縁あって、昨年度から日本物理学会誌の編集委員を務めている。それまでは非常に不埒な会員であった。会費を滞納して督促を受けたこともあった。学会誌も積ん読くことが多かった。学会にもあまり参加してこなかった。実は編集委員を頼まれたのは2回目である。こんな私であるから1回目の依頼は辞退したのだが、今回は思うところあって引き受けた。

編集委員会は目からウロコであった。物性分野の委員の方々の該博な知識に感動し、素核宇分野の委員の方々の知識の深さに恐怖し、事務局の方々のたゆまぬ努力に感激している。かくも熱い情熱で作られた学会誌を積ん読くとは、何と罰当たりであったことか。しかし、自らの過ちを自覚しつつも、行ないを改めることができないのが人の性である。業かもしれない。斯くして私は今や不埒な編集委員になっている。いや、会費はちゃんと払っているし、学会にも参加している。問題はそこでは無い。

編集委員は記事を提案しなければならぬ。記事のネタを探す時、私は素粒子実験の現状を痛感する。走っている実験の数が

少ないのである。ゆうに100人を超える人が集まって1つの実験を5年10年20年と続けるのだから、必然的にそうなる。学会に参加してはネタを探し、過去の学会誌を紐解いては最近ご無沙汰のジャンルを探し、苦悩する日々が続いている。歴代の編集委員の方々の努力を前に、頭を垂れて夜ぞふけにける、である。私が記事のお願いに伺った時には、是非とも二つ返事で引き受けていただけますよう、この場を借りてお願い申し上げます。

記事の苦悩を除けば、編集委員になって良かったと心から思う。なんと言っても視野が広がる。編集委員会で交される意見には、類友だけでは決して得られない新鮮さがある。記事を前よりは読むようになったのも、編集委員効果である。また、すぐ近くに天満宮があるのも良い。神様を信じてはいないが、道真公には敬意を表しては毎回参拝している。ただ、境内で梅やもみじを見た記憶が無いのが残念である。帰りにM坂屋によって妻子にお菓子を買って帰るのも、いとおかし。

というわけで、編集委員になるとうれしいことがたくさんあります。私から次期編集委員を打診された方は、是非とも二つ返

事で引き受けていただけますよう、この場を借りて心よりお願い申し上げます。

藤井芳昭 <yoshiaki.fujii@kek.jp>

編集委員

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

(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

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

本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル3F

Fax: 03-3475-5619 e-mail: info@jaacc.jp

日本物理学会誌 第71巻 第9号 (平成28年9月5日発行) 通巻809号

©日本物理学会 2016

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。

■2017年会費について手続きのお願い：正会員のうち大学院学生の会費減額および学生会員(学部学生)の資格継続

—9月30日までに手続きを済ませて下さい—

次の各項に該当する大学院学生と学部学生で、2017年度(2017年1月1日～12月31日)会費に関し学生会員・正会員(大学院学生)としての会費を希望される方は、マイページより申請手続きをとっていただく必要があります。

※申請には在学証明書が必要です(学生証のコピー不可)。

1. 学部学生で入会し、今年大学院に進学した学生会員。
2. 大学院修士課程で入会し、今年博士課程に進学した正会員(大学院学生)。
3. 大学院修士課程または博士課程に、修了予定年限を超えて在籍している正会員(大学院学生)。
4. 学部に修了予定年限を超えて在籍している学生会員。
5. 今年新たに学部または大学院に入学した正会員。
6. 昨年までに上記1,2または5に該当しながら手続をせず、引き続き在学している正会員。

正会員のうち大学院学生は、必要な手続をしない場合は、大学院学生であるかどうかを問わず、通常の正会員会費となります。学生会員(学部学生)は、必要な手続をしない場合は、学生会員の資格を継続できなくなります。

申請期限は2016年9月30日で、期限日を過ぎますと会費減額できませんので、ご注意下さい。

2016年10月ご進学予定者も期限は変わりませんので、必ず事前にご連絡下さい。

なお、聴講生および研究生は会費減額の対象とはなりません。

■2017年の論文誌等購読の変更手続きのお願い
—9月30日までに手続きを済ませて下さい—

2017年度(2017年1月1日～12月31日)から論文誌等の購読の開始・変更・中止を希望する方は、マイページから2016年9月30日までに手続きして下さい。(マイページから手続きできない場合は、ホームページ「会員各種変更届」をご参照ください。)

*9月30日を過ぎますと手続きできませんので、ご注意ください。

付加会費・購読料は以下の通りです。

- Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)
JPSJ購読A (online購読権) (9,720円/年)
JPSJ購読B (online購読権+冊子) (15,120円/年)
- Japanese Journal of Applied Physics (JJAP)
(online購読権) (3,000円/年)
- 大学の物理教育 (1,000円/年)

注意

本会の会員は、本会からJJAP (online版)を購読できる。本会からの新規購読、本会からの購読中止を希望する会員は、マイページより手続きを行う。但し、本会・応用物理学会両方の会員である場合は、応用物理学会からの購読となる。

■第72回年次大会(2017年)の一般講演申込方法変更に関するご注意

第72回年次大会(2017年)から、一般講演の申込みは会員各人の「マイページ」からのみとなります。従来可能だった「入会申し込み中」の状態での講演申込みはできなくなり、紹介者2名の了承手続及び入会申込金の決済完了後のみ申込可能となりますので、十分ご注意ください。なお、紹介者2名の了承手続も、紹介者の「マイページ」からのお手続となります。まだ本会会員ではなく、第72回年次大会(2017年)で登壇予定の方をご存じの会員の方は、できるだけ早く入会手続きをすようお勧めください。

第72期(2016年3月31日～2017年3月31日)理事・監事

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

本会刊行英文誌目次

JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY
OF JAPAN, Vol. 85, No. 8, 2016

INVITED REVIEW PAPERS

- Dynamical Nonlinear Interactions of Solids with Strong Terahertz Pulses Hideki Hirori and Koichiro Tanaka
Exotic Quadrupolar Phenomena in Non-Kramers Doublet Systems — The Cases of $\text{PrT}_2\text{Zn}_{20}$ ($T = \text{Ir, Rh}$) and $\text{PrT}_2\text{Al}_{20}$ ($T = \text{V, Ti}$) — Takahiro Onimaru and Hiroaki Kusunose

LETTERS

Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties

- Novel Interplay between High- T_c Superconductivity and Antiferromagnetism in Tl-Based Six-CuO₂-Layered Cuprates: ²⁰⁵Tl- and ⁶³Cu-NMR Probes Hidekazu Mukuda, Nozomu Shiki, Naoki Kimoto, Mitsuharu Yashima, Yoshio Kitaoka, Kazuyasu Tokiwa, and Akira Iyo
Optical Evidence of Itinerant-Localized Crossover of 4f Electrons in Cerium Compounds Shin-ichi Kimura, Yong Seung Kwon, Yuji Matsumoto, Haruyoshi Aoki, and Osamu Sakai
A Spin Pump Characterized by Entanglement Chern Numbers Takahiro Fukui and Yasuhiro Hatsugai
Synchrotron Radiation Mössbauer Spectroscopy Using ¹⁴⁹Sm Nuclei Satoshi Tsutsui, Ryo Masuda, Yasuhiro Kobayashi, Yoshitaka Yoda, Kota Mizuuchi, Yusei Shimizu, Hiroyuki Hidaka, Tatsuya Yanagisawa, Hiroshi Amitsuka, Fumitoshi Iga, and Makoto Seto
Hall Effect in the Abrikosov Lattice of Type-II Superconductors Wataru Kohno, Hikaru Ueki, and Takafumi Kita
Magnetic Field Effects in a Correlated Electron System with Spin-State Degree of Freedom — Implications for an Excitonic Insulator — Taro Tatsuno, Eriko Mizoguchi, Joji Nasu, Makoto Naka, and Sumio Ishihara

FULL PAPERS

General

- Properties of Coupled Oscillator Model for Bidirectional Associative Memory Satoshi Kawaguchi

Atomic and molecular physics

- Detection of Ultracold Ground-State Molecules by One- and Two-Color Resonance-Enhanced Two-Photon Ionization Zhonghao Li, Zhonghua Ji, Xiang Zhang, Jinpeng Yuan, Yanting Zhao, Liantuan Xiao, and Suotang Jia

Electromagnetism, optics, acoustics, heat transfer, classical mechanics, and fluid mechanics

- Canonical Acoustics and Its Application to Surface Acoustic Wave on Acoustic Metamaterials Jian Qi Shen

- Condensed matter: structure and mechanical and thermal properties*
Reverse-Martensitic Hardening of Austenitic Stainless Steel upon Up-quenching Kiminori Sato, Defeng Guo, Xiaohong Li, and Xiangyi Zhang

Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties

- Shubnikov–de Haas Effect and Angular-Dependent Magnetoresistance in Layered Organic Conductor $\beta''\text{-(ET)(TCNQ)}$ Syuma Yasuzuka, Shinya Uji, Takako Konoike, Taichi Terashima, David Graf, Eun Sang Choi, James S. Brooks, Hiroshi M. Yamamoto, and Reizo Kato
Static and Dynamic Magnetic Response of Fragmented Haldane-like Spin Chains in Layered $\text{Li}_3\text{Cu}_2\text{SbO}_6$ Changhyun Koo, Elena A. Zvereva, Igor L. Shukhaev, Michael Richter, Mikhail I. Stratan, Alexander N. Vasiliev, Vladimir B. Nalbandyan, and Rüdiger Klingeler
Theoretical Analysis of Pseudodegenerate Zero-Energy Modes in Vacancy-Centered Hexagonal Armchair Nanographene Naoki Morishita, Gagus Ketut Sunnardianto, Satoaki Miyao, and Koichi Kusakabe
Quantum Adiabatic Pumping by Modulating Tunnel Phase in Quantum Dots Masahiko Taguchi, Satoshi Nakajima, Toshihiro Kubo, and Yasuhiro Tokura
Magnetic and Fermi Surface Properties of Ferromagnets EuPd_2 and EuPt_2 Ai Nakamura, Hiromu Akamine, Yousuke Ashitomi, Fuminori Honda, Dai Aoki, Tetsuya Takeuchi, Kazuyuki Matsubayashi, Yoshiya Uwatoko, Yasutomi Tatetsu, Takahiro Maehira, Masato Hedo, Takao Nakama, and Yoshichika Ōnuki
CDW-Exciton Condensate Competition and a Condensate Driven Force Ege Özgün and Tuğrul Hakioğlu
Quantum Phase Transitions and Multicriticality in $\text{Ta}(\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x)_2$ Manuel Brando, Alexander Kerkau, Adriana Todorova, Yoshihiro Yamada, Panchanan Khuntia, Tobias Förster, Ulrich Burkhard, Michael Baenitz, and Guido Kreiner
First-Principles Momentum Dependent Local Ansatz Approach to the Ground-State Properties of Iron-Group Transition Metals Yoshiro Kakehashi and Sumal Chandra
Time-Dependent Ginzburg–Landau Equation and Boltzmann Transport Equation for Charge-Density-Wave Conductors ... Yositake Takane, Masahiko Hayashi, and Hiromichi Ebisawa
Cross-disciplinary physics and related areas of science and technology
An Efficient Time-Stepping Scheme for Ab Initio Molecular Dynamics Simulations Eiji Tsuchida
Statistical-Mechanical Analysis of Semi-Supervised Learning and Its Optimal Scheduling Takashi Fujii, Hidetaka Ito, and Seiji Miyoshi

COMMENTS

- Comment on “Snapshot Spectrum and Critical Phenomenon for Two-Dimensional Classical Spin Systems” [J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 114002 (2014)] Hiroaki Matsueda, Ching Hua Lee, and Yoichiro Hashizume

Progress of Theoretical and Experimental Physics
Vol. 2016, No. 6, 2016

Special Section

Nambu, A Foreteller of Modern Physics I

Editorial.....	Norisuke Sakai
BCS, Nambu-Jona-Lasinio, and Han-Nambu: A sketch of Nambu's works in 1960-1965.....	Kazuo Fujikawa
Nambu-Jona-Lasinio theory and dynamical breaking of supersymmetry.....	Nobuhito Maru
The birth of string theory.....	H. Itoyama
The Nambu bracket and M-theory.....	Pei-Ming Ho and Yutaka Matsuo
Prospects of the Nambu bracket.....	Kazuki Kiyoshige, Sanefumi Moriyama, and Katsuya Yano
Saturation of nuclear matter and roles of many-body forces: nuclear matter in neutron stars probed by nucleus-nucleus scattering.....	Yukinori Sakuragi
The origin of mass: horizons expanding from Nambu's theory.....	Koichi Yamawaki

Letters

Theoretical Particle Physics

Entanglement in four-dimensional SU(3) gauge theory.....	Etsuko Itou, Keitaro Nagata, Yoshiyuki Nakagawa, Atsushi Nakamura, and V. I. Zakharov
--	---

Invited Paper

Experimental Particle Physics

Exotic hadrons with heavy flavors: X , Y , Z , and related states.....	Atsushi Hosaka, Toru Iijima, Kenkichi Miyabayashi, Yoshihide Sakai, and Shigehiro Yasui
--	---

Papers

General and Mathematical Physics

Time behavior of a Gaussian wave packet accompanying the generalized coherent state for the inverted oscillator.....	Mustapha Maamache, Yacine Bouguerra, and Jeong Ryeol Choi
--	---

Sine-square deformation and Möbius quantization of 2D conformal field theory.....	Kouichi Okunishi
---	------------------

Theoretical Particle Physics

Generalized quark-antiquark potentials from a q -deformed $AdS_5 \times S^5$ background.....	Takashi Kameyama and Kentaroh Yoshida
--	---------------------------------------

Duality in $\mathcal{N}=4$ Liouville theory and moonshine phenomena.....	Tohru Eguchi and Yuji Sugawara
--	--------------------------------

Occam's razor in lepton mass matrices: The sign of the universe's baryon asymmetry.....	Yuya Kaneta, Yusuke Shimizu, Morimitsu Tanimoto, and Tsutomu T. Yanagida
---	--

Finite field-dependent symmetry in the Thirring model.....	Sudhaker Upadhyay and Prince A. Ganai
--	---------------------------------------

Nuclear Physics

Near threshold angular distributions for the ${}^2H(\gamma, \Lambda)X$ reaction.....	B. Beckford et al.
--	--------------------

Physical and unphysical solutions of the random-phase approximation equation.....	H. Nakada
---	-----------

Evolution of shape and rotational structure in neutron-deficient ${}^{118-128}Ba$ nuclei.....	Jie Yang, Hua-Lei Wang, Qing-Zhen Chai, Min-Liang Liu, and Fu-Rong Xu
---	---

Evolution of shape and rotational structure in neutron-deficient ${}^{118-128}Ba$ nuclei.....	Jie Yang, Hua-Lei Wang, Qing-Zhen Chai, Min-Liang Liu, and Fu-Rong Xu
---	---

Evolution of shape and rotational structure in neutron-deficient ${}^{118-128}Ba$ nuclei.....	Jie Yang, Hua-Lei Wang, Qing-Zhen Chai, Min-Liang Liu, and Fu-Rong Xu
---	---

Theoretical Astrophysics and Cosmology

Causal production of the electromagnetic energy flux and role of the negative energies in the Blandford-Znajek process.....	Kenji Toma and Fumio Takahara
---	-------------------------------

Condensed Matter Physics

Damping of the Higgs and Nambu-Goldstone modes of superfluid Bose gases at finite temperatures.....	Kazuma Nagao and Ipei Danshita
---	--------------------------------

訂正

当学会誌 71 巻 (2016) p. 294 「Through the Looking-Glass : 物質科学と Chirality」に誤りがありましたので、以下の通り訂正いたします。

左段 19 行目 : (誤) 18 世紀初め (正) 18 世紀中ごろ