

•BICEP2によるインフレーション起源
重力波の検出をめぐって

•ゆらぎの定理

•滴の融合

•小特集「宇宙マイクロ波背景放射の新展開」

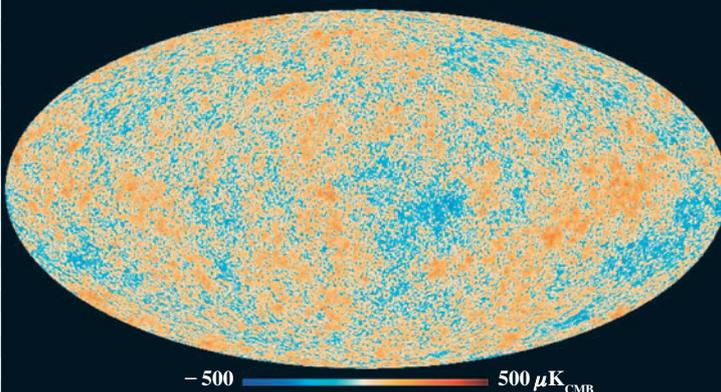
•代議員候補者立候補のお願い

NO.

10

2014 | VOL.69

B U T S U R I
日本物理学会誌



物理学会の中で育つPTEP

坂井典佑 〈PTEP編集委員長〉

Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) は特集号刊行開始 (2012年8月) から約2年経過し、2013年1月の通常号刊行開始からも2年目となりました。出発時のPTEPには4つの柱がありました。第1にはProgress of Theoretical Physics (PTP) の後継誌である点です。第2にはPTPは名称から理論の論文が主でしたが、PTEPでは実験の論文も同等に重視する点です。第3には、出版論文を誰もが無料でダウンロードできるオープンアクセス学術誌という新しい形の学術誌である点です。第4に、物理学会が刊行主体となり、PTEP刊行事業に全面的に責任を持つ点です。

PTPの最後の3年間 (2010-2012) の1年間平均で、投稿論文数は286篇、掲載論文数は121篇でした。PTEPでは、投稿受付を開始した2012年9月から2014年2月までの1年半の数を1年間に換算すると、投稿論文数は349篇、(査読中の論文を除外して) 掲載決定論文数は133篇でした。したがって、投稿論文数が約2割増加し、出版論文数が約1割増加したことになります。分野的には今まで通り理論の論文が大多数ですが、PTPに比して、実験の論文が着実に増加しています。国外からの著者は、投稿論文では、48パーセント、掲載決定論文では23パーセントでした。

このように、PTEPは少しずつ成長していますが、こうしたPTEPの活動を支えるのは、速やかで質の高いPeer-Reviewです。これを担う査読者と編集委員の方々の日々の努力がPTEPの根幹をなしています。査読者の内、海外研究機関の方々の割合は、13パーセントに達し、国際化の努力が徐々に現れています。昨年お願いした査読者データベースへの登録には、短期間に多数の方々のご協力を頂きました。編集委員会の構成としては、徐々に増え

る実験論文の投稿に備え、多数の実験関係の方々新たに加わって頂きました。また、海外からも多くの編集委員を招き、現在では107名の編集委員のうち、海外の方々が既に約20パーセントに達しています。これもPTEPを真に国際的な学術誌にするための努力の一環です。出版後1,2年ですが、PTEP論文のダウンロード数は月平均約3,000件です。さらに67年間のPTP論文も同時にオープンアクセス化した結果、PTP論文のダウンロード数は月平均3万件以上です。オープンアクセス誌であることの成果は着実に上がっています。

物理学会が刊行主体になった結果、編集部が東京に移り、Journal of Physical Society of Japan (JPSJ) の編集部と共に物理学会と同じ建物内の「物理系学術誌刊行センター」で、編集職員と専任編集長が編集業務を行っています。これによって、JPSJとPTEPの編集部が互いに協力し、必要に応じて手助けすることも可能になりました。物理学会が直接関わってからの一つの大きな成果として、オープンアクセス誌のための学術出版助成を科学研究費から頂けるようになりました。この申請は物理学会の刊行委員会が中心となり、特に当時の瀧川 仁刊行委員長には多大の努力をして頂きました。PTEPの投稿・査読システムやWebなどの様々な整備や、広報宣伝活動などは、主にこの助成に支えられています。編集以外の電子出版の製作などは、Oxford University Press (OUP) と提携しています。オープンアクセス誌の国際的財政支援システムとして具体化したSCOAP³は実際に2014年から助成を開始しましたが、SCOAP³との対応はOUPが窓口です。プレプリント・アーカイブ (arXiv.org) に (hepのカテゴリーで) 登録された論文に対して投稿料が援助されますので、できる限り

arXivに論文を登録して下さるようお願いしております。

5年間の科研費によるスタートアップ投資が終了した後も、PTEPの持続的な刊行が可能となるように、PTEP企画委員会の野崎光昭委員長が中心となって各方面に働きかけを行いました。その結果、支援研究機関として、KEK、京大基研、理研、阪大RCNP、東大宇宙線研、東大IPMUなどの研究機関からさまざまな形で掲載料免除のための財政支援を頂けるようになりました。こうした努力は今後も継続していく予定です。また、PTPの刊行主体であった理論物理学刊行会はPTPの遺産をすべて物理学会に寄贈しました。これは必要に応じてPTEP刊行事業のために将来使われる予定です。このように、希望する研究者の方々には、分野・所属を問わずに掲載料を免除できる財政基盤が整いました。

2014年3月の物理学会年次大会 (東海大学) では、初めての試みとしてPTEPフレンドシップミーティングを開催しました。約50名の参加者を得て、1年半余りのPTEPの活動とSCOAP³などの世界的な情勢をご報告し、種々の建設的なご意見を頂くことができました。PTEPの内容面では、今後も、関心の高いトピックスを取り上げて、特集、招待論文を企画することに取り組んでいきたいと考えています。これからのPTEPの真の課題は、どれだけ多くの優れた学術論文を出版できるかという点です。そのために、我が国の学術を実際に支える中堅研究者、そして将来を担う若手研究者の方々が、自信作を大いに投稿して下さるように、ぜひお願いいたします。我々はそれを可能とするために、これからもできる限り努力をしていきたいと考えています。

(2014年6月9日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会の中で育つPTEP
PTEP Growing in JPS

坂井典佑 …… 671
Norisuke Sakai

最近のトピックス Topics

BICEP2によるインフレーション起源重力波の検出をめぐる
On the Detection of Gravitational Waves from Cosmic Inflation by BICEP2

佐藤勝彦, 羽澄昌史 …… 674
Katsuhiko Sato and Masashi Hazumi

現代物理のキーワード Trends

ゆらぎの定理 —非平衡な世界の対称性—
Fluctuation Theorem —Symmetry in Non-Equilibrium Systems

佐々真一 …… 676
Shin-ichi Sasa

滴の融合：表面張力が駆動する流体力学の一例として
Coalescence of Liquid Drops: Capillarity-Driven Hydrodynamics

奥村 剛 …… 678
Ko Okumura

小特集「宇宙マイクロ波背景放射の新展開」 New Developments in Cosmic Microwave Background

はじめに
Preface

680

プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射温度異方性の最新観測結果
Results on Temperature Anisotropy of the Cosmic Microwave Background from the Planck Satellite

小松英一郎 …… 681
Eiichiro Komatsu

宇宙マイクロ波背景放射の偏光：現状と将来の展望
Polarization of the Cosmic Microwave Background: Current Status and Future Prospects

小松英一郎, 羽澄昌史 …… 691
Eiichiro Komatsu and Masashi Hazumi

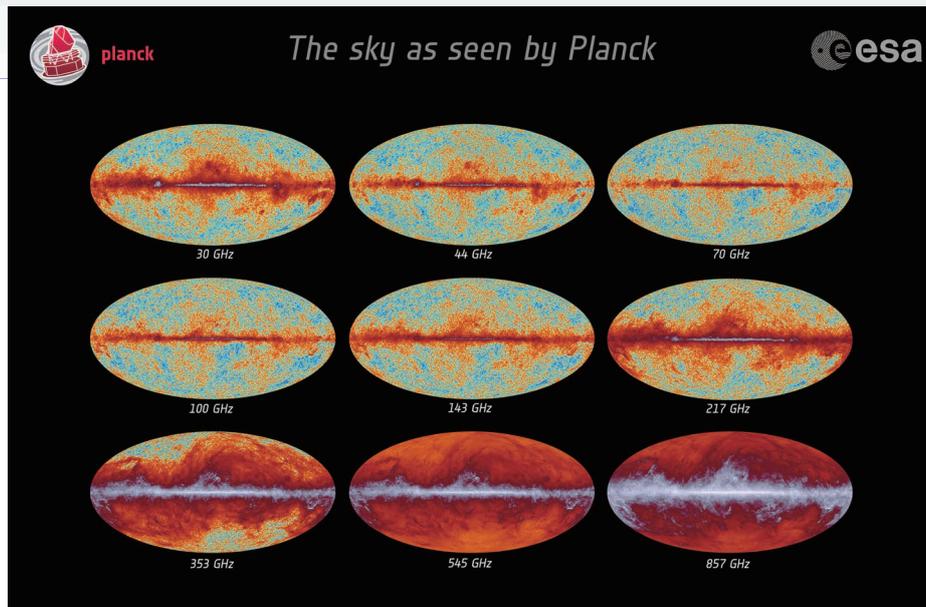
最近の研究から Researches

原子核多体問題における対相関の新たな数理手法：パフィアンとグラスマン代数を使って
New Approaches to Nuclear Pairing Problem through the Pfaffian and Grassmann Algebra

大井万紀人, 水崎高浩 …… 701
Makito Oi and Takahiro Mizusaki

鉄はどこから来たのか？ —X線天文衛星「すざく」が明らかにした鉄大拡散時代
A Complete Census of the X-ray Brightest Galaxy Cluster out to the Virial Radius with *Suzaku*

Aurora Simionescu, Norbert Werner, 満田和久 …… 707
Aurora Simionescu, Norbert Werner and Kazuhisa Mitsuda



小特集「宇宙マイクロ波背景放射の新展開」

プランク衛星が測定した各波長での全天の光の温度・強度分布を、銀河座標系でのモルワイデ図法で示す。(クレジット: ESA およびプランク衛星チーム。) 2.725 K を含む等方的な成分と、地球の運動に起因する双極的な異方性は取り除いてある。各図の中心は銀河中心で、銀経(銀河座標系での経度)と銀緯(同緯度)はそれぞれ0度である。上に向かうほど銀緯が増加し、北極(図の上端)は銀緯+90度、南極(下端)は銀緯-90度に対応する。東(図の左側)に向かうほど銀経が増加し、図の左端と右端は銀経180度に対応する。右端から中心に向かうと銀経が180度から360度まで増加する。銀経0度と360度は同じ位置を表す。左上から右下にかけて、波長は10.0, 6.8, 4.3, 3.0, 2.1, 1.4, 0.85, 0.55, 0.35ミリ(周波数は30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545, 857 GHz)である。最初の3つはLFI, 残りの6つはHFIの測定による。波長10.0から0.85ミリの図は温度分布を示し、0.55と0.35ミリの図は強度分布(単位は $W/m^2/Hz$)を示す。青色から赤色、赤色から白色になるほど温度・強度が高い。波長10.0から1.4ミリ(周波数30から217 GHz)の図において、高銀緯に見られる構造は全ての波長で同じである。これが宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性である。

話題 COMET 実験

久野良孝 …… 712

JPSJの最近の注目論文から 6月の編集委員会より

安藤恒也 …… 717

PTEPの最近の招待・特集論文から 2014年6月号より

坂井典佑 …… 719

ラ・トッカータ 有機/無機、女性/男性のハイブリッド界面

石岡邦江 …… 721

新著紹介

723

掲示板 ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

724

行事予定

729

会告

■第70回年次大会・講演募集掲載号 ■第70回年次大会の企画募集 ■『大学の物理教育』誌20周年記念増刊号刊行および無料配布のお知らせ ■2014年9月1日付新入会者 ■日本物理学会代議員の選挙について ■第71~72期代議員候補者への立候補のお願い ■資料等在庫表兼購入申込書

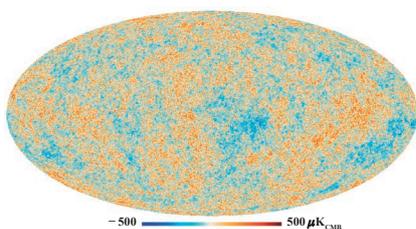
732

本会関係英文誌目次

738

表紙の説明

欧州宇宙機関(ESA)のプランク衛星から得られた宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性の全天マップ。銀河座標系でのモルワイデ図法で示す。(クレジット: ESA およびプランク衛星チーム。) プランク衛星は波長0.35ミリから1センチに渡る幅広い波長帯を9つに区切り、それぞれの波長帯で全天を観測した。その9波長のデータを組み合わせて銀河系の放射を取り除いたものが本図である。2.725 Kの等方的な成分と、地球の運動に起因する双極的な異方性も取り除いてある。単位は温度で、 $-500 \mu K$ から $+500 \mu K$ までを青色から赤色で示す。この温度異方性を統計的に解析すれば、宇宙年齢や宇宙の組成を決定できるだけでなく、インフレーション宇宙理論を観測的に検証できる。詳細は本号に掲載されている「小特集」記事を参照のこと。



BICEP2によるインフレーション起源重力波の検出をめぐって

1. はじめに

2014年3月17日に、ハーバード大学やカリフォルニア工科大学などが中心となるBICEP2(バイセップ・ツー)グループが、南極点近くに設置されたマイクロ波電波望遠鏡によって、ビッグバン宇宙誕生前からやってきている重力波を発見たと発表した。さらにこの発見はビッグバン宇宙を創る理論、インフレーション理論を実証するものだと主張したのである。このニュースは世界の大新聞、テレビなどで報じられた。日本でもほとんどすべての新聞、テレビで報道された。

私たちがこのニュースを聞いたとき、驚いたことは、重力波と通常のエネギー密度の揺らぎの強さを表すパラメータ(通常、 r という記号で表す)の測定結果が、 $r = 0.2^{+0.07}_{-0.05}$ という大きな値であったことである。これはWMAPやPlanckという宇宙マイクロ波背景放射観測衛星からこれまでに得られていた $r < 0.11$ (信頼度95%)という制限と一見矛盾するからである。両者の観測誤差を考えるなら誤差の範囲で矛盾は決定的ではないという主張にもかかわらず、多くの研究者は不安を感じたにちがいない。BICEP2の発表後、前景放射と呼ばれる天の川銀河内の埃、ダストが放出するマイクロ波の電波の差し引き方に問題があるのではないかと、人工衛星の観測と同じレベルの上限値、 $r < 0.11$ 程度のことしか言えないのではないかと主張する論文も現れた。この「最近のトピックス」では、インフレーション理論の概要、BICEP2の観測内容とそのインパクト、その後のこの研究の評価を巡る議論、これからの観測に対する期待などを記したい。

2. 宇宙誕生に関するインフレーション理論

インフレーション理論は、1980年頃提唱されたビッグバン宇宙を創生する理論である。この理論は、当初、佐藤勝彦や米国のアラン・グースなどによって、力の大統一理論が予言するヒッグス場の真空の相転移に起因するものとして提唱された。大統一理論を宇宙に適用すると、誕生直後の宇宙にはヒッグス場による「真空のエネギー」があり、急膨張を起こして広大な宇宙へと広がる、そして「真空のエネギー」が相転移によって消えるとき、熱エネギーに転化する宇宙は熱い火の玉となるというシナリオが描き出される。インフレーション理論は、宇宙がなぜ平坦なのか、因果関係を持ったことのない領域までなぜ一様に見えるのか、という疑問を解くことができる。しかも急激な膨張時の量子揺らぎが引き延ばされることによって、後

に宇宙の大きな構造、銀河や銀河団に成長できる「宇宙構造の種」も仕込むことができる。しかし理論の根拠とした大統一理論は、そのままでは実験結果と比較して矛盾があり、また予言される密度揺らぎも大きすぎるなどの問題が生じた。そこで、改良版インフレーションモデルが数多く生まれて来ることになった。現在ではインフレーションを引き起こす場はヒッグス場とは言わずインフラトン場と呼ぶことになり、モデルの数も100を超えられる。しかし、そのような状況にもかかわらず、20世紀末から今世紀にかけて宇宙マイクロ波背景放射観測をはじめとする宇宙論的な観測が進むにつれ、インフレーション理論は多様な観測と驚くほど一致することがわかってきた。インフレーション理論は概念として宇宙の創生を論ずるパラダイムとなっているのである。

3. BICEP2の結果

さて今回のBICEP2の結果は、インフレーションが起こるときに銀河などの種となる揺らぎとともに生まれた重力波を捕らえたというものである。重力波は一般相対性理論のアインシュタイン方程式を解くと得られ、電磁波と同じように光の速さで伝わる、空間や時間、時空が波打つ「時空のさざ波」とも言うべき波である。BICEP2は、重力波を直接捕らえる方法ではなく、インフレーション起源の重力波が宇宙マイクロ波背景放射に影響を及ぼして作ったパターンを観測し、間接的に重力波を見つけるという方法を取っている。^{*1}宇宙マイクロ波背景放射は、観測可能な宇宙最古の光である。ビッグバン以後に、宇宙は膨張するとともに冷えていった。およそ3,000 Kになると電子と陽子は結合して中性化し、光子がプラズマから離脱した。この光子の波長は、その後の宇宙膨張とともに長くなっていき、広い意味でのマイクロ波領域の電磁波として全天から我々に降り注いでいる。これが宇宙マイクロ波背景放射である。熱いビッグバン以前にインフレーションにより重力波が生成したとすれば、それは背景重力波となって宇宙に存在し続け、宇宙誕生からおよそ38万年後に生まれた宇宙マイクロ波背景放射にも影響を及ぼす。光は横波なので進行方向と直角方向に振動面がある。重力波があるとBモードと呼ばれる振動面が渦巻き状になるパターンが現れるのである。この、いわば「インフレーションの指紋」をBICEP2は観測し、重力波の証拠を得たとしたのである。

BICEP2は実効的に天空の約1%を観測した。その結果を図1に示す。渦巻き状のパターンが見て取れるであろう。

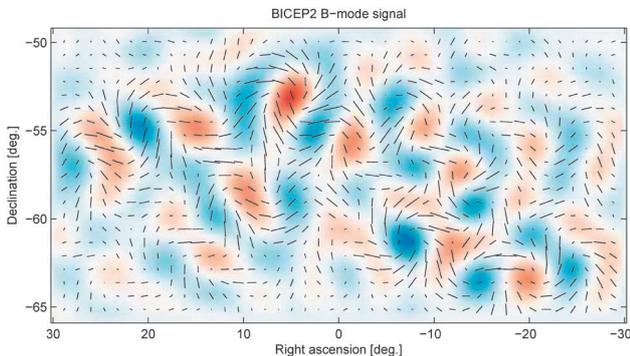


図1 BICEP2が観測した宇宙マイクロ波背景放射の偏光Bモードのマップ。¹⁾ 棒の長さと同じ向きが各点の偏光強度と向きを示す。偏光パターンが渦巻き状になるのがインフレーション起因の重力波が及ぼす影響の特徴で、この渦巻き度がBモードと呼ばれる。図中の赤い部分は時計まわりの渦巻き度が高く、青い部分は反時計まわりの渦巻き度が高い。

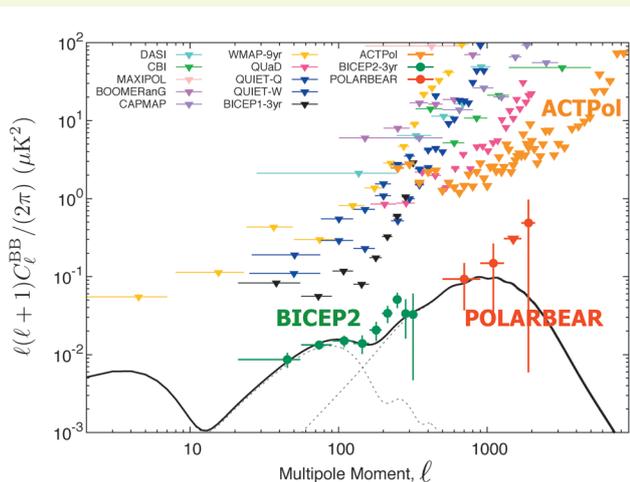


図2 様々なプロジェクトによるCMB偏光Bモードマップのスペクトル解析結果のまとめ。横軸が波数 (Multipole Moment, ℓ)、縦軸がBモードパワーに $\ell(\ell+1)/2\pi$ を掛けたもの (歴史的な理由でこの量が使われる)。図中に丸印で示されたBICEP2とPOLARBEAR (チリの高山にある望遠鏡) のデータは測定の中央値、その他のデータ (三角) は95%信頼度の上限を示す。実線は $r=0.2$ の場合に期待されるパワースペクトルの理論予想である。波数が小さい側の二つの山がインフレーション起因の信号予想であり、BICEP2の結果は波数が100付近で最大となるピークを捕えているように見える。より波数が大きい (1,000付近) の山は、宇宙誕生後に発達した重力ポテンシャルによって我々に届く宇宙マイクロ波背景放射の進路が曲げられる一般相対論的效果によるものであり、インフレーションの証拠にはならない。作図は茅根裕司氏 (KEK素核研) による。

デルの正しさを検定できるようになる。スペクトル解析の結果を図2に示す。過去に様々なプロジェクトがCMB偏光Bモードの検出に挑戦しているの、その結果も併せて示し、現状を概観できるようにした。BICEP2の結果に関する驚きは予想以上に重力波が強かった点にある。これが正しければ、100以上あると思われるインフレーションモデルのなかで、カオティックインフレーションと呼ばれるタイプだけが生き残る。すなわち、熱いビッグバン以前を支配する物理学を検証し、モデルを選別できるという全く新しい時代に入力することを意味する。多くの研究者がこの点に興味を感じているのである。

4. 今後の展望

インフレーションによる重力波は、時空の量子揺らぎに起源を持つ。物理学の夢である量子重力理論の構築にとって、その観測の重要性は明らかである。現時点で発見が確定したといえることはできず、今後の検証が極めて重要である。BICEP2チームのフィジカル・レビュー・レターズに掲載された論文¹⁾でも、彼らの主張は銀河内ダストの熱放射とその偏光度のモデルに基づいているため、観測されたBモードパワーを全てダストによって説明する可能性は排除できていないことを慎重に述べている。この背景には、プランク衛星のチームが2014年5月に発表したダストの熱放射の偏光度観測結果²⁾がある。予想より大きな偏光度が見えてきているのである。2014年12月初頭に、プランク衛星の解析チームが主催する国際会議の開催が予定されており、その時までにはプランクチームの偏光観測の結果が発表されるはずだ。他のプロジェクトによる新しい結果も、この1-2年で次々と出てくるであろう。何が飛び出してくるか、予断を許さないスリリングな状況になっている。

参考文献

- 1) BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 241101.
- 2) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Astron. Astrophys. arXiv: 1405.0871.

佐藤勝彦 (自然科学研究機構)

羽澄昌史† (高エネルギー加速器研究機構)

(2014年8月7日原稿受付)

図ではさらにその「渦巻き度」(Bモード)を色の濃さで示してあり、濃さの「むら」(専門用語では「揺らぎ」)が観測されている。インフレーション理論は、この揺らぎのサイズと濃淡を統計的に予言してくれる。特に、パラメータ r が大きいほど、濃淡の差が大きくなるのが重要である。

この偏光Bモードのマップをスペクトル解析すると、インフレーションモデルと観測データを定量的に比較し、モ

*1 インフレーションに起因する重力波ではないが、天体現象に起因する重力波を直接捕らえようとする計画も現在世界中で進んでいる。神岡鉱山の中に建設中の「かがら (KAGRA)」もその一つである。

† 兼 東京大学国際高等研究所カブリ数物連携宇宙研究機構

ゆらぎの定理—非平衡な世界の対称性—

Keyword: ゆらぎの定理

1. ゆらぎの定理が問うこと

物質は有限個の原子からなっており、熱力学量を精度よく観測するとその値は本質的にばらついている。このばらつきをここでは単に「ゆらぎ」とよぶ。特に、マイクロメートル程度の「小さな巨視系」では、熱力学量は定義されるが、何をするにもゆらぎが伴っている。平衡統計力学や線形非平衡統計力学が構築される際には、この「小さな巨視系のゆらぎ」に対する洞察がオングストローム程度のミクロな力学世界とセンチメートル程度のマクロな世界の橋渡しを担った。本記事のテーマである「ゆらぎの定理」¹⁾の主たる舞台もそこにある。

例えば、異なる温度の物質（小さな巨視系）をそろって接触（熱接触）すると、エネルギーが移動する。温度 T_H の高温物質から温度 T_L の低温物質に時間間隔 τ で移動したエネルギーを $Q(\tau)$ と書く。ここで、 τ はエネルギー移動の特徴的な時間スケールよりは十分長く、二つの物質の温度が等しくなって全体が平衡化する時間よりも十分短く選ぶ。このとき、測定時間 τ や温度など条件を固定して多数の測定を繰り返すと、 $Q(\tau)$ の値はばらついている。「ゆらぎの定理」はこのとき得られる頻度分布 $P_\tau(Q)$ を問題にする。

図1を見ながら、頻度分布についての基本的な性質を確認しよう。まず、 $Q(\tau)$ は時間間隔で積算した値なので、 τ を大きく選ぶと $Q(\tau)/\tau$ のゆらぎは小さくなり、ほぼ決まった値をとるようになる。その確定値を J_* とすると、熱力学第2法則「熱接触によってエネルギーは高温から低温に流れる」により、 $J_* > 0$ である。また、ゆらぎの程度は τ に依存しない正の量 $\chi_Q \equiv \langle (Q - J_*\tau)^2 \rangle / \tau$ によって特徴づけられる ($\langle \rangle$ は $P_\tau(Q)$ による期待値)。エネルギー移動率の確定値 J_* 、エネルギー移動のゆらぎ強度 χ_Q 、そして究極

的には、ゆらぎ Q の頻度分布 $P_\tau(Q)$ の背後にある「普遍的な法則」を考えたい。

2. ゆらぎの定理以前の風景

J_* の値を定量的に議論するために、 T_H と T_L の差が非常に小さい場合を考える。この場合、アインシュタイン、オンサーガー、ナイキスト等によって見出された「揺動散逸関係」が成り立つ。具体的には、エネルギー移動に関わる熱力学力（全エントロピーの低温物質のエネルギーに関する微分）を $X \equiv 1/T_L - 1/T_H$ と書くと、関係式

$$J_* = \frac{1}{2} \chi_Q^{\text{eq}} X \quad (1)$$

が X について1次までの寄与に限定した範囲（線形非平衡領域）で成り立つ。 χ_Q^{eq} は熱接触する二つの物質の温度が等しい熱平衡状態で測定された $\langle Q^2 \rangle / \tau$ を表す。^{*1} 表記を簡単にするため、ボルツマン定数は1とし、温度はエネルギーの次元で与えるものとする。 $X > 0$ のとき、熱力学第2法則 $J_* > 0$ は(1)式から分かる。

(1)式を一般化するために、時間間隔 τ における全エントロピーの増分率 $\sigma(\tau)$ に着目する（非平衡過程でこの量が意味をもつためには、エントロピー増分を担う部分系で局所的に熱力学エントロピーが定義されている必要がある）。熱接触の場合には、 $\sigma = (Q/T_L - Q/T_H) / \tau = JX$ なので、(1)式を

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\tau}{2} \langle \sigma^2 \rangle \quad (2)$$

と書き直せることを、代入して確かめることができる。ただし、(1)式が成り立つ線形非平衡領域では $\langle \sigma \rangle$ が X^2 に比例するので、(2)式では X^3 以上の寄与を無視している。(2)式が揺動散逸関係の「マスター関係式」である。実際、外力で駆動される場合や化学ポテンシャル差が存在する場合、あるいは、複数の非平衡性に関わっている場合でも、線形非平衡領域で熱力学力と流れからエントロピー増加率を一般的に定義することで、(2)式がそのまま成り立ち、輸送係数の相反性を含む一般的な揺動散逸関係が導かれる。

揺動散逸関係は、物質を構成するミクロな力学世界を記述する法則にもとづいても議論された。線形応答理論と総称されているこの体系により、エネルギーが高温から低温に流れる、というような非平衡現象に関する基礎法則が確立したと思えるかもしれない。しかしながら、マスター関係式(2)式は揺動散逸関係を統一的に記述しているが、線形非平衡領域でしか成り立たない。それを一般原理にまで高めるには、「平衡から遠く離れた系」に向かわねばならない。

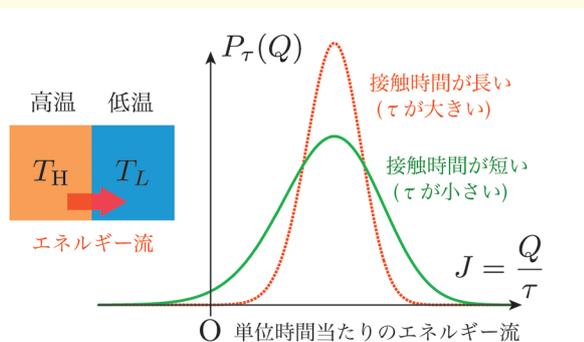


図1 Q の頻度分布の概念図。 Q/τ を横軸にとり、異なる測定時間 τ の頻度分布を示している。測定時間 τ が大きくなるにつれて、分布は確定値の周りでシャープなピークを示すようになる。熱の移動によるエントロピー増加率は $\sigma = (Q/T_L - Q/T_H) / \tau = JX$ となる。

3. ゆらぎの定理の登場

(2)式が「平衡の近くで成り立つ近似として」導出される一般的な形を想像してみよう。例えば、

$$\langle e^{-\sigma} \rangle = 1 \quad (3)$$

を考えると、 x^3 以上の項を無視することにより、(3)式から(2)式を確かめるのは容易である。さらに、自明な不等式 $e^{-x} \geq 1-x$ を(3)式にあてはめると、 $\langle \sigma \rangle \geq 0$ を得る。これは「全エントロピーは減ることはない」という熱力学第2法則の表現である。(3)式が一般に成り立つには、 σ のゆらぎの頻度分布 $P_\tau(\sigma)$ に特別な性質が必要であろう。例えば、

$$P_\tau(\sigma) = P_\tau(-\sigma)e^{\sigma} \quad (4)$$

が成り立てば、(3)式が成り立つのはすぐに分かる。

以上の議論は御都合主義的な論法を使っており、(4)式が成り立つことを示しているわけではない。むしろ、こんなに都合よく成り立つはずがないと思うのが健全であろう。しかし、この(4)式こそが「ゆらぎの定理」である。(4)式は、確率過程によるメソスケールダイナミクスの記述、古典力学による記述、量子力学による記述などにおいて、条件や仮定等についての但し書きをつけた上で、幅広い非平衡系に対して成り立つことが知られている。そして、(3)式は「積分されたゆらぎの定理」と呼ばれる関係式である。さらには、平衡状態にある系に対して、外から系に操作をした際に系に行う仕事のゆらぎを自由エネルギー差と結びつける「ジャルジンスキー等式」²⁾は、(3)式においてエントロピー増加率 σ を不可逆仕事に読みかえれば得られるので、ゆらぎの定理と本質的に同じである。

ゆらぎの定理(4)式の内容をもう少し詳しく見てみよう。まず、典型的にはエントロピーは増えるので、 $P_\tau(\sigma)$ は $\sigma = \sigma_* > 0$ で鋭いピークを持っている。 τ を長くすればとるほどピークはより鋭くなる。当然、エントロピーが減る事象を観測する頻度はより少なくなる(図1参照)。ところが、(4)式によると、奇妙なことに、そのエントロピーが減る事象 $\sigma = -\sigma_*$ の頻度が、典型的な値 $\sigma = \sigma_*$ をとる頻度と法則によって結ばれている。「稀にしか生じないゆらぎも含めた統計的性質の対称性が平衡からの近さに関係なく成立する」というのがゆらぎの定理の主張する驚異的な内容である。

4. ゆらぎの定理からの展開

ゆらぎの定理は何をもたらしたのだろうか。少なくとも理論的には風景が一変した。例えば、これまで難解だった「熱力学第2法則のミクロな力学世界からの理解」につい

て、何を前提として何を結論できるのかについて、簡単に答えられるようになった。煩雑で見通しの悪かった様々な計算を簡潔に行うことができるようになった。エネルギー移動の解釈に便利なこともある。さらには、エントロピー増加率 σ を色々な形に取り換えることで、(3)式、および、それに付随する不等式 $\langle \sigma \rangle \geq 0$ を無限に導出することができるようになった。このような考えは、定常状態熱力学として「拡張された第2法則」の提案³⁾によって始められた。そして、現在までのもっとも有意義な応用として、いわゆるマクスウェルの悪魔問題とも関係した測定=フィードバックを含む操作に関する「一般化された第2法則」の導出⁴⁾を挙げることができる。これらはゆらぎの定理そのものというより、「恒等式の利用の仕方」という技巧的な面からきている。しかし、物理的に意味のある恒等式群の背後により基本的な構造があるかもしれない。

ゆらぎの定理と実験の関わりはもっと萌芽的である。ブラウン粒子を使った単純な設定で検証実験がされて以来、いくつかの検証が行われた。特に、半導体素子を使った非平衡条件下の電流ゆらぎに関して、ゆらぎの定理から期待される「3次以上の相関と応答に埋まっている対称性の検出」に向けた実験⁵⁾については、ゆらぎの定理の本質的側面である「稀にしか生じないゆらぎの物理」とも関係しており、新しいアイデアが必要とされている。また検証するだけでなく、実験に対するゆらぎの定理の有効利用法⁶⁾も試みられている。

近年では、強相関系や高エネルギー物理においても、強外場中の非平衡現象に関心が高まっている。これらの現象に対して、見通しのよい記述を与えることは非平衡統計力学のひとつの目標である。その際、ゆらぎの定理ありきとする段階ではないが、頭の隅においてもよいかもしれない。

参考文献

- 1) D. J. Evans, E. G. D. Cohen and G. P. Morriss: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2401.
- 2) C. Jarzynski: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2690.
- 3) T. Hatano and S. Sasa: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3463.
- 4) T. Sagawa and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 090602.
- 5) S. Nakamura, et al.: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 080602.
- 6) K. Hayashi, H. Ueno, R. Iino and H. Noji: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 218103.

佐々真一(京都大学大学院理学研究科)

(2013年9月27日原稿受付)

1 熱平衡状態では $J_ = 0$ であることに注意。

滴の融合：表面張力が駆動する流体動力学の一例として

Keyword: スケーリング現象論

1. はじめに

最近、アメリカ物理学会の流体部門の年会は発表件数の増加が著しい。2012年10月の同年会では30近くの平行セッションが生まれ、多くの参加者が聴きたい講演を求めて次から次へと会場を走り回っていた。この中でもDrops, Bubbles関連のセッションは大人気で多くの立ち見が出ていた。このように滴やバブルの物理は世界的にみると現代物理学のホットなテーマの一つである。

滴やバブルの物理がこのように盛んになっている理由には、解析理論が着実に進んできていること、流体物理学者が柔軟にスケーリング理論を受け入れてきていること、そして、高速カメラの普及などがある。また、滴やバブルの動力学の理解は、生物学における細胞や天文学における銀河団の融合や分裂などへの関連等アカデミックな側面もさることながら、幅広い応用にも結び付いている。今日、少量の液体の制御に基づいた工業的応用が幅広い分野で行われている。例えば、インクジェット印刷技術は、文字の印刷を超えた応用に展開し、DNAチップの製造などを通して、医学、生物、製薬、化学の分野で重要な応用技術となっている。つまり、上記のような活況の背景には工学系や企業の研究者たちの関心の高まりも反映している。本稿では、厳しいページ制限の中、数あるトピックスの中から滴の融合に焦点を絞って、この分野フレイバーを分野外の研究者にも親しみやすい形で紹介する。

2. 滴の融合

雨粒が水たまりに落ちると、滴は水たまりに同化していく。この現象は、基本的には、液滴が液槽と同化することで表面エネルギー（単位面積あたり γ とする）が下がるために生じる。この融合現象を、液滴が初速度を持たないように工夫して、高速カメラで観察したのが図1の連続写真である。¹⁾ここでは、二つのピペットの先に滴を保持してそれらを接触させることで滴が融合を起こしている。この連続写真から、二つの滴の間に首（ネック）のような連結部分ができ、その半径が増大していく様子が分かる。

理論的に詳細な予言は1999年にEggersらによってなされているが、ここでは次元解析的にスケーリング現象理論を構築してみよう。駆動力は表面張力であり、これに抗するのが慣性と粘性である。単位時間あたりのエネルギー変化を見積もってみよう。ネックの半径を r とすると、ネックの長さが短いときにはネックができたことにより r^2 程度、滴の表面積が減るので、単位時間あたりには $\dot{E}_\gamma = \gamma r^2/t$ 程度

エネルギーが減少する。その分は粘性散逸されるか、あるいは運動エネルギーになる。

ネックが接触した直後は運動している領域が微小であるため粘性散逸が支配的になる。初期には滴は殆ど点接触をしていて長さスケールは r しかないの、単位時間あたりには $\dot{E}_\eta = \eta(V/r)^2 r^3$ 程度になる。ただし、 η は粘性係数、 V はネックの成長速度で $V \sim r/t$ の程度であり、単位時間・単位体積あたりの粘性散逸が $\eta(V/r)^2$ にスケールすることを使った。

その後、運動する部分が大きくなってきてネックができ、運動エネルギーも効いてくる。このとき、運動している部分はネックの部分であるが、ネックの長さは滴の半径を R とすると r^2/R 程度となる。従って、液体密度を ρ とすると単位時間あたりの運動エネルギー変化は $\dot{E}_p = \rho r^2 (r^2/R) V^2/t$ 程度である。

以上の議論から、融合の初期は表面エネルギー減少分が粘性に散逸されるという理解が得られ、 $\dot{E}_\gamma \sim \dot{E}_\eta$ から初期には $r \sim \gamma t / \eta$ が予言される（実はEggersらはこの議論にlog補

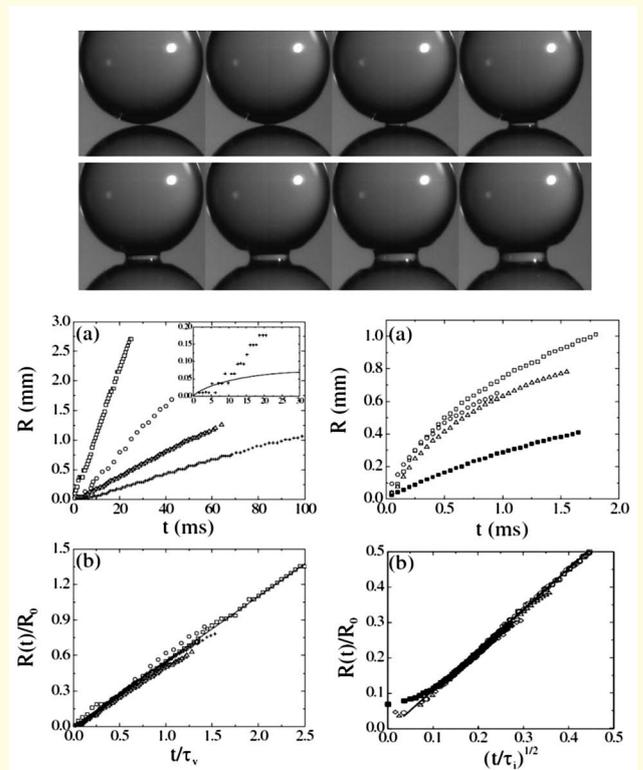


図1 高速カメラで捉えた水滴の融合の瞬間。毎秒11,200コマで撮影。下段左と右は、それぞれ粘性領域と慣性領域における実験と理論の一致をデータコラプスの形で示している。APSの許可を得て文献1 ©2005より転載。

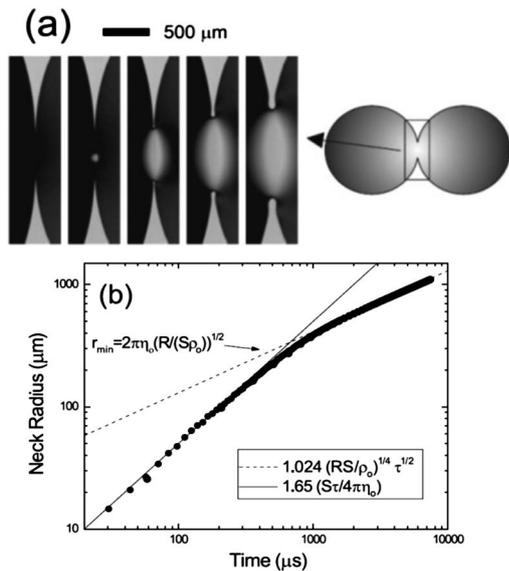


図2 水面に浮いた2次元の油の滴の融合の様子を高速カメラで捉えたもの。約1ミリ秒ごとに撮影。下のグラフは粘性-慣性クロスオーバーを捉えたグラフ。APSの許可を得て文献2 ©2007より転載。

正があることを示唆しているが、実験的にはいまだ確認されていない。同様にして、後期には表面エネルギーが運動エネルギーになり、 $\dot{E}_\gamma \sim \dot{E}_p$ から $r \sim (\gamma R/\rho)^{1/4} t^{1/2}$ が予想される。

これらの法則が実は広い範囲で成り立つことを示したのが図1の下段のグラフである。その左では、水滴ではなく粘性の高い液体（シリコン油）を使い、粘性領域を広げることで式 $r \sim \gamma t/\eta$ が成り立っていることを示している。この式を滴の半径を R_0 、ネックのサイズを R と書き直して両辺を R_0 で割って無次元化すると、 $\tau_v = \eta R_0/\gamma$ を導入して $R/R_0 \sim t/\tau_v$ と書ける。従って、上側の $R-t$ のグラフを $R/R_0 - t/\tau_v$ に軸を取り直すことで異なる実験条件で行ったデータが「一つの曲線」（ここでは直線だが）に乗ってくる。図1の下段右側では、粘性の低い液体を使うことで、慣性領域を広げることで、式 $r \sim (\gamma R/\rho)^{1/4} t^{1/2}$ が広く成り立つことを示している。この式も R_0 で割って無次元化すると、 $\tau_i = (\rho R_0^3/\gamma)^{1/2}$ を導入して $R/R_0 \sim (t/\tau_i)^{1/2}$ と書ける。従って、上側の $R-t$ のグラフが $R/R_0 - (t/\tau_i)^{1/2}$ と軸を取り直すことでデータが見事に「一つの曲線」上に集合する。

この二つの極限領域におけるネック半径 r が一致したときに両領域の交差が期待できる。この動力学的クロスオーバーは、やや異なった実験系を使って明確に示された。その実験を示したのが図2である。²⁾ この実験では水面にある種の油（ドデカン等）を浮かべることで、偽2次元の油の滴をつくった。醤油にラー油を混ぜたときの様子に近い浮かべてもらえばよい。そしてこれらの滴の融合を捉え

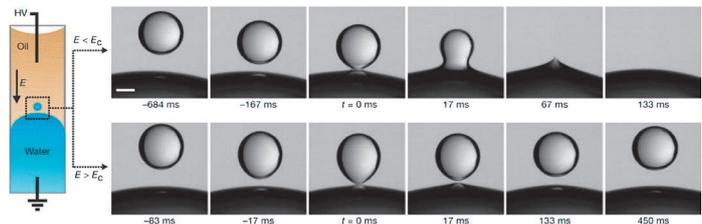


図3 高い電場の下での液中液滴の融合（上段：低電場）と融合抑制（下段：高電場）の様子。左の図は実験の概念図。Macmillan Publishers Ltd.の許可を得て文献3 ©2009より転載。

たのだ。その結果、両方の動力学領域がきれいに交差することが図2のグラフのように一つの実験から捉えられた (r_{\min} , S , η_0 , ρ_0 , τ は、上の r , γ , η , ρ , t に相当する)。

駆け足でさらに二つの関連研究に触れる。図3の上段に示したのは液中液滴の融合である。水と油を容器の中で相分離させ、水滴を上側の油の相に注入すると、重力によって降下し、やがて、その下にある水の相に出会って融合する。このとき、ある臨界値よりも強い電場をかけることによって水滴の融合が避けられることが示された。通常の融合ではネックが形成されるとその場所での液体圧力が周りよりも低くなり、ますます液体がそこに流れ込むことで融合が進む。しかし、電場をかけると融合時に先端がとがる傾向を持つ (Taylor cone) ため、融合が始まった瞬間にネック内部の液体圧力が高くなる。このため、ネック部分から液体が流れ出し、滴は跳ね返されて融合が抑制される。³⁾

さらに、最近の研究⁴⁾では、疑2次元の実験系を用いて、動力学的スケーリング法則の次元クロスオーバー、ならびに、同様の電場効果とそれによる自己相似な動力学が示されている。

3. おわりに

最後になるが、本稿で触れたのは冒頭に書いた活況のほんの一例にすぎない。本稿をきっかけにして、物理のフロンティアの一つとして、表面張力・粘性・慣性そして重力が織りなす不思議で美しい滴やバブルの動力学に興味を持っていただければ幸いである。

参考文献

- 1) D. G. A. L. Aarts, H. N. W. Lekkerkerker, H. Guo, G. H. Wegdam and D. Bonn: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 164503.
- 2) J. C. Burton and P. Taborek: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 224502.
- 3) W. D. Ristenpart, J. C. Bird, A. Belmonte, F. Dollar and H. A. Stone: Nature **461** (2009) 377.
- 4) M. Yokota and K. Okumura: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **108** (2011) 6395.

奥村 剛 (お茶の水女子大学大学院人間文化創成科学研究科)

(2013年12月12日原稿受付)

宇宙マイクロ波背景放射の新展開

はじめに

宇宙はどうやって始まったのだろうか、誰もが一度は発するこの問いに、人類が「手がかり」を見つけたのは今からほんの50年前の話である。それはアーノ・A・ペンジアス氏とロバート・W・ウィルソン氏が1964年に発見した宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) である。取り除けないアンテナの雑音として偶然に発見されたCMBは、宇宙のビッグバン理論の決定的な証拠の一つとなり、その後の宇宙論の爆発的發展を牽引する。CMBが作られたのは宇宙がまだ小さく、熱い火の玉であった138億年前の太古の昔である。宇宙では遠方を見るほど過去を見ることになる。つまりCMBは我々が観測できる最遠方・最古の宇宙からやってくる電磁波なのである。両氏には1978年にノーベル物理学賞が授与された。

1989年にはNASAのCOBE衛星が打ち上げられ、CMBがビッグバン理論の予想通り、ほぼ完全な黒体放射であることが明らかになった。さらに重要なことに、CMBの温度異方性が発見された(図1参照)。10万分の1という非常に微小なこの揺らぎは、その後、重力によって増幅され銀河や星、最終的に我々となる宇宙の構造の種である。COBE衛星の功績を評し、ジョン・C・マザー氏とジョージ・F・スムート氏に2006年ノーベル物理学賞が授与された。二代目のCMB衛星、WMAP衛星が打ち上げられたのは2001年である。WMAPは、より詳細なCMB地図を描き出し(図1参照)、その温度異方性を調べることで、宇宙の年齢や組成といった宇宙論パラメータを高精度で決定

した。なんと宇宙のほとんどが正体不明のダークマターやダークエネルギーで占められていることが確実にされた。

そして本小特集の主題である三代目Planck衛星である。欧州宇宙機関ESAが主導するPlanck衛星は2009年に打ち上げられ、2013年3月21日に最初の15ヶ月半の観測から得られた全天のCMB地図(目次参照)とその解釈論文を公開した。2013年10月23日には運用を終え、現在全データの解析が急ピッチで行われている。

Planck衛星が目指すのはCMBが生まれた時期よりもさらに昔、インフレーションと呼ばれる宇宙開闢の刹那、量子揺らぎがCMBの異方性を生み出す時代、である。電磁波ではCMBよりも昔を観測することはできないが、CMBの異方性を調べることで、CMBの向こう側、つまり、より昔の情報が引き出せるのである。さらに今後は、温度異方性に加えて、CMBの偏光を観測することで、インフレーションモデルを検証することが期待されている。人類はいよいよ宇宙の始まりに迫りつつあるのである。

CMB発見50年という節目において、CMB研究のこれまでの発展とPlanck衛星の結果を振り返り、今後は展望することは意義のあることであろう。本小特集の前半では、WMAPの主要メンバーである小松英一郎氏にこれまでの発展とPlanck衛星の結果の解説をお願いした。そして後半では、羽澄昌史氏と小松氏に、次なる聖杯であるCMBの偏光の解説をお願いした。羽澄氏は約7年前に日本におけるCMB実験の立ち上げを決意され、これまで主導してこられた。これらの記事は、CMBを学びたい学生にとってはバイブル的存在、専門外の方にとっても日本語で理解できるまたとない機会になると思われる。CMBの日本語の記事としてここまで完結した解説は初と言ってよい。

ところで、節目の時期には何かが起こるものなのか、BICEP2実験がCMBのBモード偏光を観測したというニュースが飛び込んできた! 南極の望遠鏡を用いて、インフレーション起源の原始重力波と思われる信号を確認したというのだ。原始重力波は、確認されれば、インフレーションモデルの決定的な証拠になる。さらに原始重力波の観測は、量子重力の効果の初めての観測になる。もし事実ならノーベル賞級の発見である。急遽、速報を「最近のトピックス」として、インフレーションモデルの提唱者の一人である佐藤勝彦氏と羽澄氏をお願いした。

大変お忙しい三氏が急なお願ひにも関わらず非常に情熱的で力のこもった原稿を仕上げ下された。ご尽力いただいたすべての皆様に深く感謝申し上げます。

(2014年4月26日原稿受付、文責：井岡邦仁)

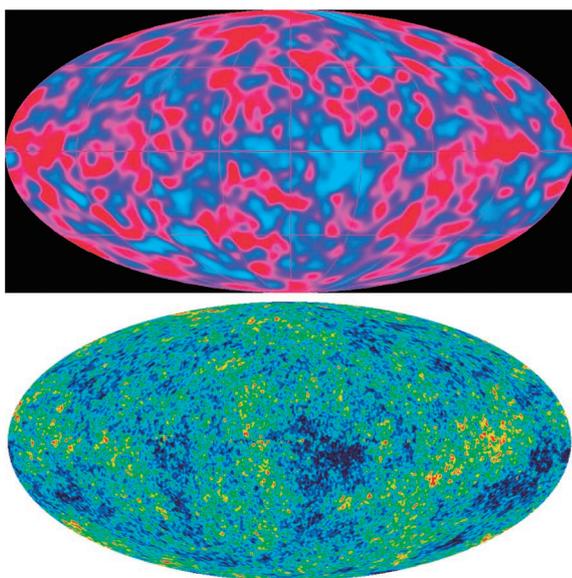


図1 COBE衛星(上: Smoot, *et al.*, 1992)とWMAP衛星(下: Bennett, *et al.*, 2013)が観測したCMBの温度異方性の全天地図。銀河面からの放射は引き去ってある。青色より赤色ほど温度が高いが、その違いは平均温度の約10万分の1である。目次のプランク衛星の結果と比べて発展を楽しんでいたきたい。

プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射温度異方性の最新観測結果

小松英一郎 (マックスプランク宇宙物理学研究所)

2013年3月21日、世界中の宇宙論研究者が待ち望んでいた、プランク衛星による初年度の測定結果が発表された。プランク衛星は波長0.35ミリから1センチに渡る幅広い波長帯を9つに区切り、それぞれの波長区分におけるマイクロ波の強度を全天に渡って測定した。これらのマイクロ波には「火の玉宇宙の残光」宇宙マイクロ波背景放射が含まれており、宇宙初期の物理を観測的に解明できる。プランク衛星から得られた温度異方性の観測データとWMAP衛星から得られた偏光のデータより、見込み角度が小さくなるほど原始曲率揺らぎの振幅が減少する事が発見された。これはインフレーション理論が予言する通りである。これにより、我々が住む宇宙は誕生直後急激な加速膨張を行い、その際に生成された時空の量子揺らぎによって宇宙を満たす物質の分布に不均一性が生じ、その不均一性から銀河や銀河団などの宇宙の構造が形成されたという仮説が有力となった。

1. 火の玉宇宙の残光「宇宙マイクロ波背景放射」

宇宙初期は高温・高密度の火の玉状態であった。火の玉状態の宇宙を満たしていた光は現在でも我々のまわりを飛び交っており、そのエネルギー分布は黒体放射のスペクトルを持つ。この観測事実は一見不思議である。黒体放射のスペクトルは、光と物質が熱平衡状態にあると現れる。光と物質が相互作用によって頻繁にエネルギーの交換を行うには、光子と物質の数密度が十分大きく、また物質が電離状態である必要があるが、現在の宇宙では、物質は電離状態であるが数密度が小さすぎて熱平衡状態にない。すなわち、現在の宇宙は熱平衡状態にないが、過去の一時期、宇宙は熱平衡状態にあった事になる。これが「宇宙初期が高温・高密度の火の玉状態であった」観測的証拠である。

宇宙空間が膨張すると光子と物質はエネルギーを失い、数密度も減少する。光と物質の温度が3,000 K程度まで下がると、陽子とヘリウム原子核が自由電子を捕獲し、物質は電離状態でなくなる。この時(宇宙年齢にして38万年)、光と物質は相互作用をやめ、宇宙は熱平衡状態でなくなるが、光のスペクトルは引き続き黒体放射のままである。現在測定されるこの光の温度は2.725 Kである。宇宙空間が膨張すると温度はそれに反比例して下がるため、光と物質の相互作用が切れてから宇宙空間は約千倍膨張した事になる。

このような極低温の光は、可視光や赤外線では測定する事ができない。2.725 Kを持つ黒体放射の輝度は波長2ミリ程度で最大となるため、マイクロ波での測定が必要となる。よって、この光は「宇宙マイクロ波背景放射」と呼ばれる。

2. 宇宙初期にすでにあった物質分布の不均一性

宇宙マイクロ波背景放射は、1965年、米国ニュージャージー州のベル研究所(当時)に勤務していた電波天文学者アーノ・ペンジアスとロバート・ウィルソン¹⁾によって発見された。発見はベル研究所が所有する口径20フィー

ト(約6メートル)の電波望遠鏡による波長7.3センチの測定^{*1}でなされた。単一の波長の測定ではこの光が黒体放射のスペクトルを持つかどうかまではわからないが、翌年プリンストン大学のデービッド・ウィルキンソンとピーター・ロール²⁾による波長3.2センチでの測定が報告され、(データ点はまだ2点ではあるが)この光が黒体放射のスペクトルを持つ事が示唆された。

その後、地上の望遠鏡に加えて気球、ロケットを用いた様々な波長での測定が行われた。決定版は、アメリカ航空宇宙局(NASA)が1989年に太陽同期軌道^{*2}に打ち上げた人工衛星COBE(Cosmic Background Explorer)である。COBEに搭載された分光器の測定³⁾により、宇宙マイクロ波背景放射が2.725 Kの黒体放射である事が高精度で確認され、宇宙が過去に熱平衡状態、すなわち火の玉状態であった事が事実となった。

これだけでもすごいですが、COBEが宇宙論に与えた衝撃はもっとすごかった。それは「温度異方性の発見⁴⁾」である。COBEは分光器だけでなく、マイクロ波放射計を3台^{*3}搭載していた。各々の放射計はホーンアンテナのペアを持ち、天球上で互いに60度離れた2方向から到来する光の強度差を測定するよう設計されていた。強度差の測定を全天に渡って繰り返し行えば、天球上のあらゆる方向の宇宙マイクロ波背景放射の温度と平均温度2.725 Kとの差を測定できる。もし温度があらゆる方向で同じであれば、放射計はゼロを計測するはずである。しかし、この放射計による測定により、宇宙マイクロ波背景放射の温度は全天に渡って同じではなく、方向によってわずかに異なる事がわかった。

*1 当時実際に使用された受信機のシステムは、ドイツ・ミュンヘン出身のペンジアス氏の厚意により、ミュンヘンのドイツ博物館に寄贈・展示されている。

*2 地球を周回する軌道のうち、人工衛星の軌道面と太陽の入射光とがなす角度が一定となる軌道。COBEに搭載された分光器は太陽光から常に約94度離れた方向を観測する。

*3 この放射計の予備ユニットの一つは、COBEチームのジョージ・スムート氏の厚意により、ドイツ博物館に寄贈・展示されている。

この「温度異方性」には二つの起源がある。一つは、地球の運動による光のドップラーシフトで、もう一つは138億年前、宇宙が火の玉状態であった時にすでに存在していた温度の不均一性によるものである。地球の運動起源の異方性を取り除いて測定された温度異方性の標準偏差は30マイクロKであった。この、微小ながらもゼロではない不均一性の発見は画期的であった。

火の玉宇宙を満たす光の温度がわずかに不均一なので、光と熱平衡状態にあった物質分布もわずかに不均一であったはずである。一方、現在の宇宙を満たす物質の分布は非常に不均一で、銀河や銀河団といった大規模構造が存在する。もちろん、より身近な星、惑星、ひいては我々自身も物質分布の不均一性を代表する存在である。宇宙の物質分布が均一であれば、物質がどこかに集中して星や惑星をつくる事はなく、我々が産まれる事もない。それでは、これらの不均一性はいつ、どのようにして生じたのか？ これは我々の起源に関わる万物の根源への問いである。

COBEが発見した宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性は、138億年前の火の玉宇宙の段階で、わずかな物質分布の不均一性がすでに存在していた事を示した。このわずかな不均一性が重力の作用によって増幅され、138億年かけて現在見られる宇宙の大規模構造が形成されたのである。つまり、どこにどのような構造ができるかは、宇宙誕生間もない時期にすでに定められていたのである。

3. より良く、より早く、より安く

1992年のCOBEによる温度異方性の発見は画期的なものであった。しかし、物質分布の不均一性が宇宙初期にすでに存在していた事がわかって、その不均一性がどのようにして生じたかを調べるにはCOBEの精度は不十分であった。そこで、米国と欧州ではほぼ同時期にCOBEの後継機の検討がなされた。

3.1 米国

1995年、COBEの後継機となる三つの人工衛星の提案がNASAに提出された。そのうち二つはカリフォルニア工科大学とNASAジェット推進研究所のチームによるFIRE⁵⁾ (Far Infrared Explorer) とPSI⁶⁾ (Primordial Structure Investigation) で、もう一つはプリンストン大学とNASAゴダード宇宙飛行センターのチームによるMAP⁷⁾ (Microwave Anisotropy Probe) である。MAPは、温度異方性を発見したCOBEの放射計チームのメンバーが中心で、リーダーは当時NASAゴダード宇宙飛行センターにいたチャールズ・ベネットであった。

これらの提案のうち、採択されたのはMAPであった。なぜFIREやPSIでなくMAPが採択されたのか？ NASAは挑戦的な計画ではなく、技術的に安全な計画を好む傾向にある。(ただし、ハッブル宇宙望遠鏡やその後継機であるジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡などの超大型計画は除く。) MAPの受信機は、入射マイクロ波の増幅に低雑音の

高電子移動度トランジスタ (High Electric Mobility Transistor; HEMT アンプ) を用いたマイクロ波放射計である。COBEはHEMTアンプを用いていなかったが、それを除けばMAPとCOBEの放射計の設計は良く似ていた。従って、MAPに必要な技術のほとんどが既に開発・実証済みなのは大きな利点であった。

COBEとMAPの放射計は、入射マイクロ波を増幅した後、ダイオードを用いた2乗検波でマイクロ波の強度を測定する。一方のFIREの設計は、マイクロ波の強度の測定にボロメーターを採用していた。FIREの利点は、ボロメーターの方が放射計よりも圧倒的に高い感度を達成できる点である。しかし、その感度を得るためには、ボロメーターを極低温まで冷やす必要があった。

FIREの設計では、ボロメーターを液体ヘリウムで0.15 Kまで冷やす必要があったが、そのような低温を達成した科学衛星は当時まだ存在していなかった。(科学衛星における0.1 Kは、2009年7月3日、プランク衛星によって達成された。宇宙航空研究開発機構(JAXA)が打ち上げたX線観測衛星「すざく」の検出器の一つであるX線微小熱量計(XRS)は、2005年7月27日に0.06 Kまで冷却されたが、8月8日、充填されていた液体ヘリウムが全て気化してしまう不具合のため、天体の観測には至らなかった。) 一方、MAPの設計では冷凍機を用いる事なく、HEMTアンプを放射冷却で90 Kまで冷やせば良かった。PSIもHEMTアンプを採用していたが、より低雑音を実現するためHEMTアンプを冷凍機で冷やそうとしていた。従って、液体ヘリウムや冷凍機を必要とするFIREとPSIは技術開発が未熟で、リスクが大きい計画とみなされ、不採択となった⁸⁾のである。「一見魅力的に見える最先端の技術にとられる事なく、実証済みの技術でより良く、より早く、より安く実行する」というNASAのポリシーがわかるエピソードである。不採択になりはしたが、PSIとFIREのチームはその後欧州が主導するプランク衛星のチームに合流し、それぞれの計画を実現する事になる。

MAPは、提案から6年後の2001年6月30日に打ち上げられた。予算がオーバーする事も、スケジュールが遅れる事もなかった。打ち上げの費用を合わせたMAPの総費用は1億4,500万ドルである。COBEが、(1986年のチャレンジャーの事故のためスペースシャトルからデルタロケットでの打ち上げに変更されるという不運もあったが)提案が提出された1974年から打ち上げまで15年を要し、予算オーバーを重ねて総費用が5億ドルまで膨れ上がった事を思えば「格安」と言って良い。

3.2 欧州

欧州では1993年、イタリアとフランスのチームが欧州宇宙機関(ESA)に衛星実験の提案をしていた。イタリアのチームはナツザレーノ・マンドレージを主任研究者とするCOBRAS¹⁴⁾ (Cosmic Background Radiation Anisotropy Satellite) を、フランスのチームはジャンルー・プジェを

主任研究者とする SAMBA¹⁵⁾ (Satellite for Measurements of Background Anisotropies) を提案した。そこで下された決断は、「COBRAS と SAMBA を合わせた衛星計画を立てる」というものであった。COBRAS が後の LFI, SAMBA が後の HFI で、マンドレージとブジェがそれぞれの主任研究者となった。COBRAS/SAMBA と名称を変えたこの計画は、3年間の検討を経て1996年に正式に採用され、プランク衛星となった。

プランク衛星は試練を迎える。ESA が財政的に苦しくなり、打ち上げ費用を削減する必要が生じた。そのため、1998年、プランク衛星と、当時 FIRST と呼ばれていたハーシェル衛星 (サブミリ波天文学) とを抱き合わせで打ち上げる事が決まり、打ち上げ目標が2007年に延期された。抱き合わせで打ち上げるという事は、どちらかの準備が遅ればどちらも打ち上がらない事を意味する。筆者は、プランク衛星チームが初年度の観測データを発表した2013年の春、当時の事情を知る ESA 関係者に、財政難とはいえ、どうしてこのような選択をしたのか聞いてみた。返ってきた答えは、「私はこの (プランクとハーシェルを抱き合わせで打ち上げるといふ) 選択をした事を誇りに思っている。こうでもしなければ、どちらも決して打ち上がる事はなかっただろう」というものであった。

プランク衛星とハーシェル衛星は、2009年5月14日、アリアン5ロケットでラグランジュ点 L2^{*4)} に打ち上げられた。COBRAS と SAMBA の提案から、16年が経過していた。打ち上げの費用を合わせたプランク衛星の総費用は7億ユーロ、ハーシェル衛星は11億ユーロであった。

プランク衛星の歴史は、COBE と似ている。COBE も、もとは三つの独立な衛星計画から成っていたが、それらを合わせた計画を立てるよう、NASA が指示したのであった。異なるチームを合わせれば効率が落ち、お金も年月も余計にかかるという教訓が、これらの歴史から学べるであろう。

4. COBE から WMAP へ

打ち上げから3ヶ月後、MAP は L2 に到達した。2003年2月11日、MAP の初年度の観測データとその科学的解釈をまとめた論文が発表された。その半年前、世界2番目の宇宙マイクロ波背景放射の測定を行い、COBE の放射計チームで重要な役割を果たし、MAP 計画を立ち上げ、MAP チームの精神的支柱であったウィルキンソンが亡くなった。そこで、彼の業績を讃え、チームの総意で彼の名前をプロジェクトの名称に加え、WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) とした。

WMAP は順調に観測を続け、着実に成果を挙げた。⁹⁻¹¹⁾ 一方、2009年にプランク衛星が打ち上がり、L2 に到達し

^{*4)} ラグランジュ点は太陽と地球が及ぼす重力の和と人工衛星の遠心力がつりあう地点で、5つ存在する。L2 は地球から150万キロ離れた地点で、そこから見ると太陽と地球は常に同じ方向にある。従って、その逆方向を観測する事で太陽、地球 (および月) を視野に入れる事なく全天を観測できる。

た事が確認された。後継機の登場により、WMAP はその役割を終えたと判断した WMAP チームと NASA は、2010年8月9日に9年間の観測を終えた後、WMAP を L2 から別の軌道に移す事にした。そして9月8日、WMAP は全ミッションを終え、太陽を周回する軌道に投入された。2012年12月21日、WMAP の総決算として、9年間の観測データとその科学的解釈をまとめた論文が発表された。^{12,13)}

WMAP と COBE の大きな違いは、その「視力の良さ」、つまり角度分解能である。COBE では口径の小さいホーンアンテナを直接宇宙空間に向けて光を導入するのに対し、WMAP では1.4メートル×1.6メートルのパラボラアンテナで光を集めてからホーンアンテナに光を導入する。すると、パラボラアンテナの大きさの分だけ角度分解能で得をする。COBE の角度分解能は7度であったが、WMAP はそれより35倍も良い0.2度である。また、低雑音 HEMT アンパンプの採用、および L2 では放射冷却で90 K まで冷やせる事より、WMAP の放射計の雑音強度は COBE よりも15倍から20倍程度低い。(太陽同期軌道の COBE では放射冷却で140 K までしか冷やせない。)

5. プランク衛星登場

プランク衛星は、WMAP よりも角度分解能がさらに2倍良い。プランクのパラボラアンテナの大きさは1.5メートル×1.9メートルで WMAP と同程度であるが、観測する波長が短い分だけ角度分解能で得をするからである。

COBE が観測した波長帯は9.5, 5.7, 3.3ミリで、WMAP は13.6, 9.1, 7.3, 4.9, 3.2ミリであった。プランク衛星の受信機システムは二つに分かれている。一つは低周波装置 (LFI; Low Frequency Instrument) で、波長帯は COBE や WMAP とほぼ同じ10.0, 6.8, 4.3ミリ (周波数では30, 44, 70 GHz) である。もう一つは高周波装置 (HFI; High Frequency Instrument) で、波長帯は3.0, 2.1, 1.4, 0.85, 0.55, 0.35ミリ (100, 143, 217, 353, 545, 857 GHz) である。角度分解能と、宇宙マイクロ波背景放射の観測の邪魔になる銀河面放射の強度との兼ね合いから、プランク衛星の波長帯で特に有用なのが2.1ミリと1.4ミリである。

LFI は機械式冷凍機で20 K まで冷やした HEMT アンパンプで、HFI は液体ヘリウムで0.1 K まで冷やしたボロメーターである。HFI のボロメーターは WMAP の放射計よりも10倍から30倍低い雑音強度を達成した。雑音強度は観測時間の平方根に反比例するので、WMAP が1年間の観測で到達する信号-雑音比に、HFI はたった12時間で到達する。ただし、冷媒に液体ヘリウムを用いるため、ヘリウムが尽きれば観測を続ける事はできない。WMAP は9年間運用したが、HFI は2年半で運用を停止した。

WMAP は COBE と同様、天球上の異なる2方向から到来する光の強度差を測定するよう設計されていた。一方、プランク衛星は異なる2方向の強度差ではなく、ある方向から到来する光の (平均成分を含む) 全強度を全天に渡っ

て測定した。つまり、COBEとWMAPが天球上のあらゆる2点間の温度差を測定したのに対し、プランク衛星はあらゆる点の温度を測定したのである。

プランク衛星の個々の測定器はWMAPのものよりはるかに雑音が小さい。加えて、異なる2方向の強度差を取らないので、必要な検出器の数を半分にする。その分たくさん検出器をアンテナの焦点面に配置でき、トータルでさらに雑音の小さい測定が可能となる。

しかし、実際にはこれは大変な作業である。我々の仕事は、均一な2.725 Kの上に乗った、標準偏差にしてわずか10万分の1程度の異方性を測定する事である。プランク衛星が、ある時刻にある方向から到来する光の強度を測定し、別の時刻に別の方向の強度を測定したとしよう。もし温度異方性がなければ、測定される信号の強度は等しいはずである。しかし、HEMTアンプやボロメーターの性質は時間とともに変わるため、測定される信号の強度は変化し、温度異方性がなくても温度異方性があるように見えてしまう。従って、HEMTアンプやボロメーターの性質の時間変化を正確にモニターし、測定された信号強度を物理的な温度に変換する際に補正を施す必要がある。この補正、いわゆる較正(キャリブレーション)が、WMAPに比べてプランク衛星ははるかに難しい。

もう一つやっかいなのが、HFIのボロメーターの特性である。LFIの放射計は電子回路であり、マイクロ波を電気信号に変換し、電圧の変化を読み取る。一方ボロメーターは、入射エネルギーに敏感に反応する温度計のようなものである。従って、マイクロ波以外にも、何か大きなエネルギーが入射すれば反応してしまう。L2では宇宙線(主に陽子)の強度が高く、プランク衛星と頻りに衝突している。宇宙線が直接ボロメーターと衝突したり、衛星の他の場所に衝突した宇宙線が生成する粒子シャワーにボロメーターが反応したりすると、反応したボロメーターが一時的に使えなくなる。この影響も取り除かねばならない。

他にも、プランク衛星に搭載されている冷凍機が生み出す周期的なノイズを取り除いたり、アナログ信号をデジタル信号に変換するアナログ-デジタル変換回路(ADC)に見つかった不具合を補正したりと、プランク衛星のデータ解析には、WMAPのデータ解析以上に様々な困難が伴った。(実際、WMAPでは上に挙げた問題は存在しない。)10倍以上高い信号-雑音比を達成するために必要な困難であったとも言えるかもしれない。

以上のデータ解析上の困難を乗り越え、2013年3月21日、プランク衛星チームは、最初の15ヶ月半の観測から得た宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性のデータと、その科学的解釈をまとめた論文を発表した。

6. 全天の温度異方性分布図

プランク衛星が9つの波長で測定した全天の温度異方性の分布を本誌目次に示す。まず目を引くのは、銀河座標系

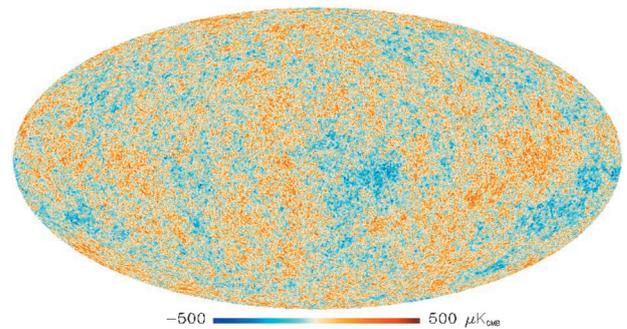


図1 プランク衛星の全9波長のデータ(本誌目次)を組み合わせ、銀河系からの放射を引き去り、得られた宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性の分布。文献16より抜粋。-500 μK から +500 μK までを青色から赤色で示す。

で東西に伸びる銀河面からの放射である。周波数30 GHzから高い周波数になるにつれて銀河系放射が小さくなり、70 GHzで最小になる。さらに高周波数になると銀河系放射は増加する。350 GHzより高周波数ではほぼ全天が銀河系放射に支配されるため、宇宙マイクロ波背景放射の測定には向かない。一方、角度分解能は高周波数ほど良くなるため、宇宙マイクロ波背景放射を測定する目的には、銀河系放射と角度分解能との兼ね合いから143 GHzと217 GHzが最適である。

本誌目次に示す周波数30から217 GHzのデータにおいて、銀河面から離れた天域に見られる構造は全ての波長で同じである。これが宇宙初期に存在した温度の不均一性、宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性である。宇宙マイクロ波背景放射は黒体放射なので、周波数によって温度が変化しない。一方、銀河系放射は周波数によって変化するため、複数の周波数のデータを用いて宇宙マイクロ波背景放射と銀河系放射とを区別できる。図1に、全9周波数のデータを組み合わせ、銀河系放射を引き去り、宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性を取り出した全天図を示す。

図1は美しいが、データの科学的解釈には向かない。なぜなら、銀河面からの放射は強力なため、その影響が図1でうまく引けているように見えても、低銀緯の領域には影響が残っている可能性が高いからである。従って、プランク衛星チームは、図1は用いず、本誌目次の図に戻り、中段の100, 143, 217 GHzのデータのみを用いた。そして、銀河系放射を引き去る代わりに、銀河系放射の強い天域のデータを使わないという保守的な決断をした。銀河系に加え、銀河系外の銀河からの放射も除く必要があるため、問題となる銀河系外銀河の方向のデータも使わない。100 GHzのデータで使われたのは全天の48.77%で、143 GHzと217 GHzのデータで使われたのは全天の30.71%である。¹⁷⁾

7. 2点相関関数とパワースペクトル

7.1 WMAPデータからプランクデータへ

図1を見ると、宇宙マイクロ波背景放射の温度分布は一樣、すなわち、温度のばらつきがどの方向を見ても同じ(温度分布の分散が等方的)に見える。このような分布

を統計的に解釈するには、「2点相関関数」が便利である。これは、天球上のある点*i*での温度*T_i*が与えられた時、別の点*j*が取り得る温度の値*T_j*の確率を与える量である。

9節で解説するが、別な解析¹⁹⁾から、宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性の確率分布がガウス分布で記述できる事が確認されている。すなわち、観測データが温度異方性の集合 $\{T_k\} = T_1, T_2, \dots, T_{N_{\text{pix}}}$ で記述できる確率分布関数 $P(\{T_k\})$ は

$$P(\{T_k\}) = \frac{\exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{ij} (T_i - T_{\text{cmb}})(C^{-1})_{ij}(T_j - T_{\text{cmb}})\right]}{\sqrt{(2\pi)^{N_{\text{pix}}} \det(C)}} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $T_{\text{cmb}} = 2.725 \text{ K}$ はCOBEの分光器によって測定された宇宙マイクロ波背景放射の平均温度、 N_{pix} はマスクされていない天域のピクセル数、そして行列 C_{ij} が2点相関関数である。

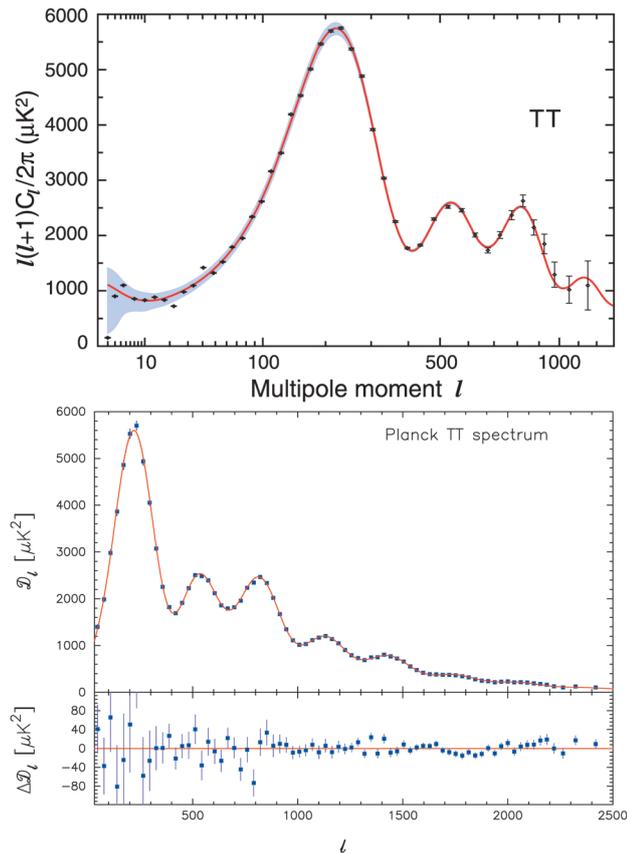


図2 宇宙マイクロ波背景放射温度異方性のパワースペクトル。図は $l(l+1)C_l/(2\pi)$ を l の関数として示し、単位は μK^2 。上図はWMAPの9年間の観測から得られたパワースペクトル(文献12より抜粋)。下図はプランク衛星の15ヶ月半の観測から得られたパワースペクトル(文献18より抜粋)。誤差棒付きの点は観測データ点、実線はデータ点を最も良く説明する宇宙モデルの理論曲線。下図の下のパネルはデータ点と理論曲線との差を示す。本来は全ての l に対してデータ点があるが、図では見やすさのためにある l の区間ごとに区切って平均化してある。下図では誤差棒の中に受信機のノイズの寄与と、「コスミック・バリエーション」と呼ばれる寄与を両方含めてあるが、上図では受信機のノイズの寄与を誤差棒で、コスミック・バリエーションの寄与をグレーの領域で示してある。コスミック・バリエーションとは、各 l で温度異方性の分散を求めるときに使える独立なサンプル数が $2l+1$ 個しかない事に由来するもので、コスミック・バリエーションの寄与は $1/\sqrt{2l+1}$ に比例して減少する。

小特集 プランク衛星による宇宙マイクロ波背景放射温度異方性の最新観測結果

分布関数が一様等方であるという仮定、すなわち天球上には特別な位置も方向も存在しないという仮定(この仮定の正しさもプランク衛星のデータで確認されている^{20,21)})より、2点相関関数が2点間のなす角度の大きさ θ_{ij} のみの関数である事が導かれる。つまり $C_{ij} \equiv C(\theta_{ij})$ で、温度異方性の統計的性質は1次元の関数 $C(\theta_{ij})$ で記述できる。

宇宙マイクロ波背景放射の業界では、 $C(\theta_{ij})$ を直接扱わず、これをルジャンドル関数 $P_\ell(x)$ で展開したものをを用いる。すなわち

$$C(\theta_{ij}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell} (2\ell+1) C_\ell P_\ell(\cos \theta_{ij}) \quad (2)$$

で、 C_ℓ は「パワースペクトル」と呼ばれる。大雑把に言えば C_ℓ は $C(\theta)$ の2次元フーリエ変換で、 ℓ と見込み角度 θ は $\ell = \pi/\theta$ で関係する。大きな ℓ はより細かい構造に対応し、 C_ℓ はある見込み角度に存在する異方性の強度を表す量である。例えば、 $\ell=1$ は天球を熱い領域と冷たい領域の2つに分ける双極型の異方性 ($\theta = \pi$) を表す。地球の運動に起因する異方性は $\ell=1$ を生成する。 $\ell=2$ は天球を4つに分ける四重極型の異方性 ($\theta = \pi/2$) を表す。

COBEの角度分解能と感度では $\ell=2$ から $\ell \approx 20$ までしか測定できなかった。WMAPは $\ell \approx 1,200$ まで測定した。そしてプランク衛星は $\ell \approx 2,500$ まで測定した。図2に、WMAPとプランク衛星が測定したパワースペクトルを示す。プランク衛星の角度分解能はWMAPよりも2倍程度良いため、2倍程度大きな ℓ まで測定できる。

図2のプランク衛星のパワースペクトルには、 $\ell=2$ から2,500まで2,499個のほぼ独立なデータ点がある。これらのデータ点を説明する宇宙モデルの理論曲線には、自由なパラメーターは6つしかない。従って、測定されたパワースペクトルからこれらのパラメーターを精度良く決定できる。

7.2 パワースペクトルの振動の起源

何がパワースペクトルの振動を生み出しているのか? ^{*5} 一言で言えば、パワースペクトルの振動の起源は光-電離物質流体に生じた疎密波(音波)であり、これもまた、宇宙がかつて高温・高密度の火の玉状態であった事を証明するものである。火の玉状態の宇宙では、電離した物質と光が自由電子を介して頻繁に散乱し、光はまっすぐ進む事ができない。その結果、光の平均自由行程は小さく、光と電離物質はあたかも一緒に動いているかのように振る舞う。つまり、それらは単一の流体のように振る舞い、宇宙初期は高温・高密度のスープ状態であった。

一方、重力ポテンシャルの大部分(約8割)は光や通常の物質と相互作用を持たない暗黒物質によって占められているため、この物理系は「暗黒物質の重力ポテンシャル中を運動する光-電離物質流体」として記述できる。

この系に揺らぎを与える。例えば、ある初期時刻に空間

^{*5} 本稿の性格上ここでは定性的な説明しかできないが、もう少し詳しい解説には文献10が、より詳しく学びたい方には文献22,23や、本格的な教科書²⁴⁾が有用である。

のある1点での重力ポテンシャルを深くして電離物質の密度を上昇させる。散乱によって光は物質とともに動くので、光の密度も上昇する。光の密度が上昇すると圧力もそれに比例して上昇し、光-電離物質の密度揺らぎは周囲に音波として伝わる。相対論的流体の音速は光速の $1/\sqrt{3}$ であるが、光-電離物質の流体は物質の影響で音速が若干小さい。ある時刻 t までに音波が伝わる事のできた距離は、音速を c_s として $r_s = \int_0^t c_s dt/a$ で与えられる。(aは宇宙膨張をあらわすスケール因子で、時間とともに増大する。宇宙膨張のため、2点間の固有距離は a に比例して増大する。)

COBEの放射計のデータが教えてくれたように、宇宙初期の物質密度はいたるところで不均一であり、重力ポテンシャルの揺らぎはいたるところに存在していた。そこで、ある重力ポテンシャルの空間分布を初期時刻に与え、これをフーリエ分解する。後に説明するが、初期時刻でのポテンシャルのフーリエ分解の波長に特別なものはなく、あらゆる波長を持つ揺らぎが「ほぼ」同じ分散を持つとすれば、図2に示すデータをうまく説明する事がわかった。実はこの「ほぼ」が重要で、完全に同じ分散ではなく、長波長の初期揺らぎほどわずかに分散が大きい事を示したのがプランク衛星の最も重要な成果である。

このようにして、様々な波長を持つ音波が宇宙を伝播する。この様子を空間の各点で見ると、流体の密度は圧縮されたり希薄になったりして振動する。音波の分散関係式より、揺らぎの波長が長いほど振動周期が長いので、大きな領域が圧縮を始める頃、小さな領域は圧縮が終わって膨張に転じているかもしれないし、より小さな領域は圧縮、膨張を経て再び圧縮に転じているかもしれない。これらの考察より、半径 R の領域の温度は $-\cos(\pi r_s/R)$ に比例する事が導かれる。あるいは、フーリエ変換の波数 k を用いれば、温度揺らぎの空間分布のフーリエ変換は $-\cos(kr_s)$ に比例する。

光-電離物質流体を伝播する音波は、光と物質が散乱しなくなり、系を流体で記述できなくなるまで続く。宇宙誕生から38万年経ち、温度が3,000 Kになる頃、陽子とヘリウム原子核が自由電子を捕獲して中性水素とヘリウム原子となる。中性原子は光をあまり散乱しないため、この時刻($t_* = 38$ 万年)で振動は止まり、光はまっすぐ進む。この時刻の r_s を r_{s*} と書けば、温度の不均一性は $-\cos(\pi r_{s*}/R)$ に比例する。 r_{s*} が固定されたため、いまや振動は R のみ関数となる。パワースペクトルは温度異方性の2乗であるから、 $\cos^2(\pi r_{s*}/R)$ に比例する。

半径 R の領域を、我々はある見込み角 θ で観測する。光子が138億年かけて飛んで来た距離を d_A と書けば、見込み角は $\theta = R/d_A$ である。例えば、 r_{s*} は148メガパーセクで、見込み角度は約0.6度である。 ℓ と θ は $\ell = \pi/\theta$ で関係しているので、 $\ell = \pi d_A/R$ である。(波数 k を用いれば $\ell = kd_A$.)するとパワースペクトルは $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ で与えられる。これが図2の振動の起源である。

7.3 パワースペクトルの形を決める物理

宇宙初期の音波の存在が明らかとなったが、図2は単純に $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ で記述できるようには見えない。

まず、図2のパワースペクトルの谷が、ゼロではなく有限の値を持っている。これは、 $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ が密度の不均一性のみを考慮し、光-電離物質流体の速度場によるドップラー効果を考慮していないためである。流体力学の連続の式より、速度場は密度場の時間微分に比例する。密度場によるパワースペクトルが $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ に比例するので、速度場によるパワースペクトルは $c_s^2 \sin^2(\ell r_{s*}/d_A)$ に比例する。しかし、速度場の方向がランダムなため、視線方向に沿って向かってくる流体素片の寄与と離れてゆく流体素片の寄与が部分的に相殺し、速度場の寄与は密度場の寄与に比べて小さく抑えられる。従って、基本的な C_ℓ の形は $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ に比例するが、 $\cos^2(\ell r_{s*}/d_A)$ がゼロとなる ℓ では $\sin^2(\ell r_{s*}/d_A)$ に比例する速度場の寄与が谷を埋める。

次に、図2のパワースペクトルは、 ℓ が大きくなるに従って減衰している。大きな ℓ は、短波長の揺らぎに相当する。光子と物質の頻繁な散乱によって光子の平均自由行程は小さいが、ゼロではない。従って、揺らぎの波長が短くなると、光子と物質の運動のずれが無視できず、揺らぎの山と谷から光子がしみ出して拡散し、温度揺らぎをならしてしまう。その結果、振動の振幅が指数関数的に減衰する。パワースペクトルの減衰は近似的に $\exp(-\ell^2 r_D^2/d_A^2)$ で与えられる。 r_D は特徴的な拡散の長さで、ランダムウォークの原理から $r_D = \sqrt{N} L_\gamma$ で与えられる。 $N \approx 3ct_*/L_\gamma$ は時刻 t_* までに光子が散乱された回数、 L_γ は光子の平均自由行程である。

最後に、図2の $\ell \approx 540$ にあるパワースペクトルの2番目の山の高さが、1番目に比べてやけに低い。4番目の山の高さも、3番目に比べて急激に低くなっている。拡散減衰の効果を考えなければ、奇数番目の山の高さが、偶数番目よりも高いようである。これは、電離物質の存在のためである。電離物質の量を増やすと、光-電離物質流体の慣性が増す。すると、流体の圧縮を押しとどめにくくなり、流体はより圧縮され、温度が上昇する。パワースペクトルの奇数番目の山は、流体が最も圧縮された状態に相当する(偶数番目の山は、最も希薄な状態に相当する)ので、電離物質の量が多いほど奇数番目の山の高さが偶数番目に比べて高くなる。この性質を用いれば、山の高さの比から電離物質の質量密度を推定できる。この時期の宇宙は完全電離しているので、電離物質の質量密度はすなわち陽子やヘリウム原子核といった既知の物質の全質量密度である。

しかし、拡散減衰や電離物質の質量の効果も考慮しても、1番目の山の高さは他に比べて高すぎる。ここで登場するのが暗黒物質と一般相対論である。これまでの議論は、光と既知の物質との相互作用と流体力学で理解できた。しかし、暗黒物質は光と相互作用しないため、これまでの議論では理解できない。

重要な点は、暗黒物質が重力ポテンシャルを決めている

事である。暗黒物質の質量密度は既知の物質の質量密度の5倍程度であり、最も支配的な重力源である。この重力の効果により、光子は青方偏移や赤方偏移を受け、エネルギーを得たり失ったりする。もし重力ポテンシャルが時間一定であれば、光子がポテンシャルに入る時に得たエネルギーはポテンシャルを出る時に失われるため、エネルギーに変化はない。しかし、ポテンシャルが時間とともに減衰すれば、ポテンシャルを出るときに失われるエネルギーがポテンシャルに入る時に得るエネルギーよりも小さいため、光子はエネルギーを得る。この効果により、ポテンシャルが減衰すると温度異方性が増加する。(既知の物質と暗黒物質を含む)全物質の質量密度が(光子とニュートリノを含む)全放射エネルギー密度よりも十分大きければポテンシャルは安定する。しかし、そうでなければポテンシャルは減衰する。物質密度が小さいほどポテンシャルは早く減衰する。

この効果は、主に光と物質の相互作用が切れた時刻でのポテンシャルの減衰によって決まる。この時刻での全物質量は全放射量のたかだか3倍程度であり、ポテンシャルは減衰する。ある時刻のポテンシャルの減衰によって生じる温度揺らぎの波長は、その時刻までに光が進む事のできた距離にほぼ等しい。光と物質の相互作用が切れた時刻までに光が進む事のできた距離は、パワースペクトルにおいて1番目の山の位置付近に対応する。従って、全物質の量が減るほど1番目の山の高さが他と比べて高くなる。この性質を用いると、重力ポテンシャルに寄与する全ての物質の質量密度を推定できる。

7.4 パワースペクトルの形から得られる情報

既知の物質の質量密度は奇数番目と偶数番目の山の高さの比から得られ、全物質の質量密度は1番目と他の山の高さの比から得られる。その差が暗黒物質の質量密度である。

山の位置からは比 r_{s*}/d_A が得られる。 r_{s*} は音速 c_s と光と物質が相互作用をやめた時刻 t_* で決まる。音速は電離物質の質量密度が決まれば求まるので、山の位置と高さの比より、時刻 t_* から現在時刻まで光子が旅した距離 d_A が求まる。この距離は、3次元空間の曲率がゼロの平坦な宇宙において

$$d_A = 3 \text{ Gpc} \int_0^{z_*} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M h^2 (1+z)^3 + \Omega_\Lambda h^2}} \quad (3)$$

と書ける。1 pc (パーセク)は3.26光年で、1 Mpc, 1 Gpcはそれぞれ 10^6 , 10^9 pcである。 $z_* = 1,091$ は時刻 t_* に対応する赤方偏移、 Ω_M は現在の宇宙の全エネルギー密度に対する全物質密度の割合、 Ω_Λ は暗黒エネルギー密度(宇宙定数)の割合、 h は無次元定数で、現在の宇宙の膨張率(ハッブル定数)を $H_0 = 100 h \text{ km/s/Mpc}$ と与える。平坦な宇宙で

は $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$ であるから、この測定より Ω_Λ (あるいは h)が求まる。距離が求まるので、この距離を移動するのにかかる時間 t もおのずと求まる。

$$t = 9.9 \text{ 億年} \int_0^{z_*} \frac{d \ln(1+z)}{\sqrt{\Omega_M h^2 (1+z)^3 + \Omega_\Lambda h^2}} \quad (4)$$

正確に言えばこの積分には放射密度も含めねばならないが、ここでは無視する。積分の上限 z_* に対応する宇宙年齢は38万歳で、現在の宇宙年齢に比べて十分無視できるため、この式から宇宙年齢が求まる。

もし時刻 t_* 以降の宇宙が光に対して透明であり続けられれば、 t_* で得られるパワースペクトルの形はそのまま保存される。しかし、現在の宇宙で銀河と銀河の間を満たす物質は再び完全電離しているため、宇宙マイクロ波背景放射の光子の一部は再び自由電子によって散乱される。この散乱された光子の割合を τ とすれば、散乱によって $\ell > 20$ のパワースペクトルが一様に $C_\ell \rightarrow C_\ell e^{-2\tau}$ と減衰する。この減衰の効果は後述の $\Delta_{\mathcal{R}}$ や n_s と区別するのが難しいが、再散乱された光子が偏光する事から、WMAPの偏光のデータを用いる事で τ を独立に測定できる。

以上で、既知の物質の質量密度 Ω_B 、暗黒物質の質量密度 Ω_{DM} 、暗黒エネルギー密度 Ω_Λ 、再散乱の割合 τ の4つのパラメーターを説明した。あと2つのパラメーターが残っており、これらが本稿の主題の一つであるインフレーションに関わるパラメーターである。

7.5 原始揺らぎとインフレーション

図2に見られる振動を説明するには、音波が必要であった。その音波を生み出すには、光-電離物質流体に揺らぎを加える必要があった。では、その初期揺らぎはどこからやって来たのか? 一体、何が流体に「一撃を加えた」のか? この揺らぎの起源を「原始揺らぎ」と呼ぶ事にしよう。

現在広く受け入れられている考え方²⁵⁻²⁹⁾では、原始揺らぎは量子力学の不確定性原理から生じる「量子揺らぎ」を起源とする。極微の世界を記述する量子力学が、大きさにしてその対極にある宇宙の構造をつくったとは、どういう事であろうか。ここで登場するのがインフレーション理論³⁰⁻³⁴⁾である。

インフレーションは、我々の宇宙が誕生してすぐ起こったとされる宇宙の急激な加速膨張である。実に、 10^{-36} 秒の刹那に宇宙が 10^{26} 倍も膨張するような、すさまじい膨張である。この時、量子力学が重要となるような極微の領域の量子揺らぎを考える。量子揺らぎによって、エネルギー密度は極微の領域ごとに異なる。インフレーションがなければ、量子揺らぎは極微の領域にとどまるが、インフレーションによる急激な宇宙膨張により、極微の領域が一瞬にして天文学的な大きさの領域にまで広がる。例えば、原子核の大きさを持つ領域が、瞬く間に太陽系の大きさまで広がる。これは途方もないアイデアであるが、今までのところ、インフレーション理論が与える予言は観測データと無矛盾である。そしてプランク衛星のデータは、インフレーション

6 赤方偏移 z は宇宙膨張によって光の波長がどの程度引き伸ばされたかをあらわす指標で、宇宙膨張によって2点間の距離が x 倍になると赤方偏移は $x=1+z$ と与えられる。 $z_ = 1,091$ であるから、 t_* から現在時刻までに宇宙は1,092倍膨張した事になる。

ション理論をより強固なものとした。

量子揺らぎによってエネルギーの空間分布がわずかに不均一になる。一般相対性理論により、これは空間がわずかに歪む事を意味する。この空間の歪みを「曲率揺らぎ」と呼び、 \mathcal{R} と書く。これは、デカルト座標で書いた空間の2点間の距離の2乗が $a^2 \exp(2\mathcal{R}) dx \cdot dx$ で与えられる事に相当する。

曲率揺らぎの分散を、フーリエ変換の波数 k の関数として

$$\Delta_{\mathcal{R}}^2(k) = \Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0) \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1} \quad (5)$$

と書く。 $\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0)$ はある波数 $k_0 = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ での揺らぎの分散で、無次元量である。 n_s は、揺らぎの分散が揺らぎの波長に応じてどう変化するかを表す。長波長ほど分散が大きければ $n_s < 1$ であり、短波長ほど分散が大きければ $n_s > 1$ である。 $n_s = 1$ であれば、分散は波長に依らず一定で、これは「スケール不変な揺らぎ」と呼ばれる。この量を用いれば、宇宙マイクロ波背景放射温度異方性のパワースペクトルは

$$C_\ell = 4\pi \Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0) \int \frac{dk}{k} \left(\frac{k}{k_0} \right)^{n_s - 1} g_{\ell}^2(k) \quad (6)$$

と与えられる。ここで、 $g_{\ell}(k)$ は「放射輸送関数」と呼ばれ、曲率揺らぎと温度異方性との関係を与える。例えば、速度場を無視すると $g_{\ell}(k)$ は $\cos(kr_{s*}) j_\ell(kd_A)$ に比例する。 $j_\ell(x)$ は球ベッセル関数で、 $\ell \gg 1$ では $\ell = x$ に鋭いピークを持ち、関係式 $\ell = kd_A$ を与える。この関係式より、 $\ell \gg 1$ ではパワースペクトルが $\ell(\ell+1)C_\ell \propto \ell^{n_s-1}$ のように n_s に依存する事が導ける。すなわち、 $n_s < 1$ であれば大きな見込み角度ほど温度異方性が強い。

$g_{\ell}(k)$ はすでに議論した電離物質や暗黒物質の密度などの4つのパラメーターの効果を記述する。残りのパラメーターは n_s と $\Delta_{\mathcal{R}}^2(k_0)$ で、インフレーション理論が決まれば予言できる量である。中でも、 n_s が重要な役割を果たす。

インフレーション中に生成された量子揺らぎの分散は、インフレーション中の宇宙膨張率 $H \equiv \dot{a}/a$ の2乗に比例する。これは、不確定性原理をエネルギーと時間の関係に適用する事でおおまかに理解できる。 H は時間の逆数の次元を持ち、エネルギーの分散は $\delta E^2 \approx \hbar^2 / \delta t^2 \approx (\hbar H)^2$ で与えられる。(より詳しい解説は、例えば文献35がある。) 加速膨張を引き起こすには、 H はほぼ一定でなければならない。もし H が一定であれば $a \propto \exp(Ht)$ で、宇宙は指数関数的に膨張し、急激に冷却する。しかし、 H がずっと一定であればインフレーションは終了せず、火の玉宇宙を実現できない。インフレーションが終わるには、 H は時間とともに減少せねばならない。(より厳密には、インフレーションの原動力となるエネルギー要素が「ヌルエネルギー条件」を満たしていれば、 H は一定か減少せねばならない。) 従って、インフレーション初期に生成された量子揺らぎほど分散が大きい。

インフレーション初期に生成された量子揺らぎはインフレーションが終わるまでにより多くの宇宙膨張を経験するため、より大きな領域まで広がり、より大きな見込み角度の温度異方性として観測される。インフレーション中は H がほぼ一定であるから第ゼロ近似では $n_s \approx 1$ であるが、 H が時間とともに減少する事から、インフレーション理論は大きな見込み角度の温度異方性が強い、すなわち $n_s < 1$ を予言する。(厳密に言えば、全てのインフレーションモデルが $n_s < 1$ を予言するわけではない。) 1992年の温度異方性の発見以降20年間、 $n_s < 1$ を発見する事が、宇宙論研究者の悲願であった。WMAPはかなりいいところまでいったが、決定打となったのはプランク衛星であった。

8. プランク衛星がもたらした最も重要な結果

表1に、6つの宇宙論パラメーターの測定値を示す。本節では、プランク衛星の最も重要な結果である n_s に注目しよう。プランク衛星以前の宇宙背景放射のデータから得られた値は68%の信頼領域で $n_s = 0.9646 \pm 0.0098$ である。 $1 - n_s = 0.0354$ は誤差の3.6倍、つまり3.6シグマで $n_s < 1$ を示唆する結果である。しかし、通常「発見」と呼ぶのに必要な5シグマには至らない。この宇宙背景放射のデータに、銀河の分布の研究から得られた制限を加えると $n_s = 0.9579^{+0.0081}_{-0.0082}$ を得、¹³⁾ 5.2シグマで $n_s < 1$ である事が「発見」できた。しかし、宇宙マイクロ波背景放射の結果と銀河分布の結果を組み合わせるには、さらなる仮定が必要である。インフレーション理論のような、極めて途方もないアイデアを受け入れるには、異なる種類のデータを組み合わせるような事は避けたい。

そこでプランク衛星の登場である。プランク衛星も偏光を測定できるが、偏光はまだ解析の途中でであり、2013年の結果発表の際には偏光のデータは用いられなかった。そこで τ を固定するため、プランク衛星チームはWMAPの偏光データを用いた。これらから得られた結果を表1の3列目に示す。プランク衛星の温度異方性のデータとWMAP

表1 宇宙マイクロ波背景放射から得られた宇宙論パラメーター。 Ω_B , Ω_{DM} , Ω_Λ はそれぞれ陽子やヘリウムなどの既知の物質、暗黒物質、暗黒エネルギーの密度(宇宙定数)が全エネルギー密度に占める割合。 h はハッブル定数を $H_0 = 100 h \text{ km/s/Mpc}$ と表す無次元パラメーター。 $\Delta_{\mathcal{R}}^2$ は原始曲率揺らぎの $k = 0.05 \text{ Mpc}^{-1}$ における分散、 n_s はその k 依存性。 τ は現在近くの宇宙の電離物質に再散乱される宇宙マイクロ波背景放射の光子の割合。2列目はWMAPの9年目のデータとアタカマ宇宙論望遠鏡(ACT)と南極望遠鏡(SPT)のデータを組み合わせて得られた値¹³⁾を、3列目はプランク衛星の温度異方性のデータとWMAPの偏光のデータ(WP)を組み合わせて得られた値¹⁸⁾を示す。誤差は68%の信頼領域をあらわす。最後の行は、それぞれの宇宙論パラメーターから得られた宇宙年齢を示す。

パラメーター	WMAP+ACT+SPT	プランク+WP
$\Omega_B h^2$	0.02229 ± 0.00037	0.02205 ± 0.00028
$\Omega_{DM} h^2$	0.1126 ± 0.0035	0.1199 ± 0.0027
Ω_Λ	0.728 ± 0.019	0.685 ^{+0.018} _{-0.016}
$10^9 \Delta_{\mathcal{R}}^2$	2.167 ± 0.056	2.196 ^{+0.051} _{-0.060}
n_s	0.9646 ± 0.0098	0.9603 ± 0.0073
τ	0.084 ± 0.013	0.089 ^{+0.012} _{-0.014}
宇宙年齢	137.42 ± 0.77 億年	138.17 ± 0.48 億年

の偏光のデータを組み合わせて得られた結果は $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$, 5.4シグマで $n_s < 1$ であった. ついに, 宇宙マイクロ波背景放射のデータのみから, 5シグマ以上の統計的有意性で $n_s < 1$ が発見されたのである. 中心値 $n_s = 0.96$ は, アレクセイ・スタロビンスキー³⁰⁾によって1980年に提唱された最初のインフレーションモデルの予言²⁵⁾と一致した.

9. 原始揺らぎのガウス性

式(1)では, 観測される温度異方性がガウス分布に従うとした. 実際, 温度異方性の分布は驚くべき精度でガウス分布に従う. これも, インフレーション理論の正しさを裏付けるのに重要な役割を果たした.

インフレーション理論では, インフレーションを起こすエネルギー場の量子揺らぎが構造の種であるとする. この量子場が相互作用をしない自由場であり, かつ基底状態にあれば, シュレディンガー方程式の解としてガウス分布の波動関数が得られる. インフレーション中の量子場はほぼ基底状態にあり, 相互作用が弱くほぼ自由場である事から, 量子揺らぎがほぼガウス分布となる事が導かれる. (このトピックに関する包括的なレビューは文献38がある. 日本語の解説は文献39を参照.)

「ほぼ」ガウスのとは, どの程度ガウスのであろうか? 式(1)のガウス分布は, 2点相関関数のみの関数であり, 3点相関関数はゼロとなる. 従って, もしゼロでない3点相関関数が発見されれば, ガウス分布の仮定は棄却され, インフレーション理論に強い制限が与えられる. そこで, 原始曲率揺らぎの3点相関関数をフーリエ空間で

$$\langle \mathcal{R}_{\mathbf{k}_1} \mathcal{R}_{\mathbf{k}_2} \mathcal{R}_{\mathbf{k}_3} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3) B_{\mathcal{R}}(k_1, k_2, k_3), \quad (7)$$

と書く. $B_{\mathcal{R}}$ は「バイスペクトル」と呼ばれ, $\langle \dots \rangle$ は統計的な平均作業をあらわす. 同様に, パワースペクトルは $\langle \mathcal{R}_{\mathbf{k}_1} \mathcal{R}_{\mathbf{k}_2} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) P_{\mathcal{R}}(k_1)$ と書ける. 前述の分散 $\Delta_{\mathcal{R}}^2(k)$ は $P_{\mathcal{R}}(k)$ を用いて $\Delta_{\mathcal{R}}^2(k) \equiv k^3 P_{\mathcal{R}}(k) / (2\pi^2)$ と書ける.

もしインフレーションが単一のエネルギー場によるものであれば, ある定理⁴⁰⁾が存在する. すなわち, インフレーションが単一のエネルギー場によって起こり, 場の進化が2階微分方程式の2つの解のうち1つのみが支配的となるアトラクター解で記述され, かつ量子揺らぎの初期状態が真空で基底状態にあれば,

$$\frac{6}{5} f_{\text{NL}} \equiv \frac{B_{\mathcal{R}}(k_1, k_2, k_3)}{P_{\mathcal{R}}(k_1) P_{\mathcal{R}}(k_2) + \text{cyc.}} \ll 1, \quad (8)$$

が成り立つ. もし $f_{\text{NL}} > 1$ が測定されれば, 上記の条件を満たすモデルは全て棄却される. なお, 過去30年間に提唱されたモデルは, ほとんどが上記の条件を満たし, $f_{\text{NL}} \ll 1$ を予言する.

宇宙マイクロ波背景放射の温度異方性は原始曲率揺らぎの統計的性質を反映するため, 原始曲率揺らぎのバイスペクトルがゼロでなければ温度異方性のバイスペクトルもゼロでない. プランク衛星のデータ¹⁹⁾から得られた結果は

68%の信頼領域で $f_{\text{NL}} = 2.7 \pm 5.8$ であった. 従って, 観測された温度異方性の分布は誤差の範囲でガウスのであり, 単一エネルギー場のインフレーションモデルの予言と無矛盾である.

観測された温度分布がどのくらいガウスのであるのかを定量的に理解するため, 実空間の曲率揺らぎを $\mathcal{R}(\mathbf{x}) = \mathcal{R}_G(\mathbf{x}) + (3/5)f_{\text{NL}}\mathcal{R}_G^2(\mathbf{x})$ と書く. \mathcal{R}_G はガウス分布に従うとする. この形から式(7)のバイスペクトルが導かれる. 表1より \mathcal{R} の分散は 2×10^{-9} であるから, 2項目は1項目に比べて $3 \times 10^{-5} f_{\text{NL}}$ だけ小さい. 95%の信頼領域(2シグマ)の上限値は $f_{\text{NL}} = 14$ であるから, 2項目の大きさは1項目の0.04%以下に制限される. すなわち, 観測された温度異方性は0.04%の精度でガウス分布と無矛盾である. これは, n_s の値とは独立に, 温度異方性の起源がインフレーション中に生成された量子揺らぎである事を強く支持する結果である.

10. まとめ, そして偏光へ

プランク衛星による温度異方性の観測から得られた最大の成果は, インフレーション理論から予言される $n_s < 1$ を(WMAPの偏光データを含む)宇宙マイクロ波背景放射のデータのみを用いて5シグマ以上の統計的有意性で発見した事である. 揺らぎのガウス性と合わせ, プランク衛星の観測結果はインフレーション理論をより強固にした.

しかし, インフレーションのようなどてつもない説を「仮説」からより確実なものにするには, プランク衛星に搭載された検出器では精度が足りない. 特に, 偏光の測定精度を大幅に改善する必要がある. この目的のため, 南極とチリに宇宙マイクロ波背景放射を測定する専用の望遠鏡がいくつか設置され, 偏光観測に特化した観測が行われている. また, プランク衛星はすでに運用を停止しており, 偏光観測に特化した次の衛星計画も議論されている. 我が国の研究チームもいくつかの計画を主導的立場で進めている. これらの新しい観測装置を用いれば, インフレーション中に生成された原始重力波が宇宙マイクロ波背景放射の偏光に残した痕跡を発見できると期待している. 実際, 2014年3月17日, ハーバード大学等によるチーム⁴¹⁾が原始重力波による偏光を発見したと報告した. この報告の信頼性はまだ確認段階であるが, 他の観測によって確認された時, 我々は「誕生直後の宇宙は急激に加速膨張し, そこで生成された量子揺らぎが我々の起源である」と結論できるであろう.

参考文献

- 1) A. A. Penzias and R. W. Wilson: *Astrophys. J.* **142** (1965) 419.
- 2) P. G. Roll and D. T. Wilkinson: *Phys. Rev. Lett.* **16** (1966) 405.
- 3) J. C. Mather, *et al.*: *Astrophys. J.* **354** (1990) L37.
- 4) G. F. Smoot, *et al.*: *Astrophys. J.* **396** (1992) L1.
- 5) A. E. Lange, J. J. Bock and P. Mason: *Space Sci. Rev.* **74** (1995) 151.
- 6) M. A. Janssen and C. R. Lawrence: *Astrophys. Lett. Commun.* **32** (1995) 289.

- 7) C. L. Bennett, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **583** (2003) 1.
- 8) M. D. Lemonick: *Echo of the Big Bang* (Princeton Univ. Press, 2003); (邦訳) 木幡越士: 『ビッグバン宇宙からのこだま』(日本評論社, 2006).
- 9) 日本物理学会編: 『宇宙を見る新しい目』(日本評論社, 2004) 第1章.
- 10) 小松英一郎: *天文月報* **96** (2003) 482.
- 11) 小松英一郎: *日本物理学会誌* **62** (2007) 583.
- 12) C. L. Bennett, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **208** (2013) 20.
- 13) G. Hinshaw, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **208** (2013) 19.
- 14) G. F. Smoot, *et al.*: *Astrophys. Lett. Commun.* **32** (1995) 297.
- 15) F. R. Bouchet, R. Gispert and J.-L. Puget: *Proceedings of the 30th Rencontres de Moriond, Moriond Astrophysics Meeting, held in Les Arcs, Savoie, France, March 11-18, 1995.* ed. S. Maurogordato, C. Balkowski, C. Tao and J. T. T. Van. (Editions Frontiers, Paris, 1995) p. 537.
- 16) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Astron. Astrophys.*, submitted, arXiv: 1303.5062.
- 17) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Astron. Astrophys.*, submitted, arXiv: 1303.5075.
- 18) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Astron. Astrophys.*, submitted, arXiv: 1303.5076.
- 19) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Astron. Astrophys.*, submitted, arXiv: 1303.5084.
- 20) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Astron. Astrophys.*, submitted, arXiv: 1303.5083.
- 21) J. Kim and E. Komatsu: *Phys. Rev. D* **88** (2013) 101301.
- 22) 杉山 直: 『膨張宇宙とビッグバンの物理』(岩波書店, 2001).
- 23) 二間瀬敏史, 池内 了, 千葉柁司編: 『宇宙論II—宇宙の進化』(シリーズ現代の天文学第3巻, 日本評論社, 2008) 第4章.
- 24) S. Weinberg: *Cosmology* (Oxford Univ. Press, 2008); (邦訳) 小松英一郎: 『ワインバーグの宇宙論』上・下巻(日本評論社, 2013).
- 25) V. F. Mukhanov and G. Chibisov: *JETP Lett.* **33** (1981) 532.
- 26) S. W. Hawking: *Phys. Lett. B* **115** (1982) 295.
- 27) A. A. Starobinsky: *Phys. Lett. B* **117** (1982) 175.
- 28) A. H. Guth and S. Y. Pi: *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1110.
- 29) J. M. Bardeen, P. J. Steinhardt and M. S. Turner: *Phys. Rev. D* **28** (1983) 679.
- 30) A. A. Starobinsky: *Phys. Lett. B* **91** (1980) 99.
- 31) K. Sato: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **195** (1981) 467.
- 32) A. Guth: *Phys. Rev. D* **23** (1981) 347.
- 33) A. Linde: *Phys. Lett. B* **108** (1982) 389.
- 34) A. Albrecht and P. J. Steinhardt: *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1220.
- 35) 田中貴浩: *日本物理学会誌* **55** (2000) 932.
- 36) J. L. Sievers, *et al.*: *JCAP* **10** (2013) 60.
- 37) Z. Hou, *et al.*: *Astrophys. J.* **782** (2014) 74.
- 38) N. Bartolo, E. Komatsu, S. Matarrese and A. Riotto: *Phys. Rept.* **402** (2004) 103.
- 39) 向山信治: *日本物理学会誌* **67** (2012) 85.
- 40) X. Chen, H. Firouzjahi, E. Komatsu, M. H. Namjoo and M. Sasaki: *JCAP* **12** (2013) 039.
- 41) BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 241101.

著者紹介



小松英一郎氏: 専門は宇宙論. 宇宙論に少しでも該当するあらゆる現象に興味があり, 自分の理論予言を自分の手で検証するのが生き甲斐. 宇宙マイクロ波背景放射は学生時代からのライフワーク. 2001年の打ち上げ後よりWMAPチームのメンバー.

(2014年4月23日原稿受付)

Results on Temperature Anisotropy of the Cosmic Microwave Background from the Planck Satellite Eiichiro Komatsu

abstract: On March 21, 2013, the Planck collaboration has released the first 15.5-month data of temperature anisotropy of the cosmic microwave background, as well as the papers describing the cosmological interpretation. The most important discovery from the Planck data is that the amplitude of the primordial curvature perturbation on large scales is slightly larger than that on small scales. This is the first time that such a variation of the amplitudes of fluctuations on scales has been measured from the cosmic microwave background data alone with more than 5 standard deviations. This discovery provides the strongest ever evidence of the “cosmic inflation” paradigm.

宇宙マイクロ波背景放射の偏光：現状と将来の展望

小松英一郎 (マックスプランク宇宙物理学研究所)

羽澄昌史 (高エネルギー加速器研究機構)

「火の玉宇宙の残光」宇宙マイクロ波背景放射はわずかに偏光している。天球上の各点における背景放射の偏光方向の分布は「Eモード」と「Bモード」と呼ばれる分布に分解できる。Eモード、Bモード偏光の分布は鏡像変換に対してそれぞれ対称、反対称である。Eモード偏光は火の玉宇宙においてプラズマが重力ポテンシャルに落ち込む際に生成されるが、Bモード偏光は重力ポテンシャルでは生成できない。宇宙の標準理論の枠組みでは、Bモード偏光を生成する源は二つある。一つは重力レンズ効果によってEモードがBモードに転化される現象で、もう一つは初期宇宙に起こったとされる急激な宇宙膨張「インフレーション」中に、時空の量子揺らぎとして生成された原始重力波である。これまでEモードの測定は数多く行われてきたが、2013年夏から2014年春にかけてBモードの測定が飛躍的に進んだ。本稿では宇宙マイクロ波背景放射の偏光観測の現状と将来の展望を解説する。

1. 宇宙マイクロ波背景放射と重力レンズ効果

「火の玉宇宙の残光」宇宙マイクロ波背景放射の光子は、宇宙がおよそ3,000 Kまで冷え、電離物質が再結合して中性原子となった頃に物質との散乱をやめ、その後は「ほぼ」まっすぐ進む。それから数億年後に最初の星々が形成されると、それらが放射する強い紫外光によって宇宙が再電離し、9%の光子は電離物質によって再散乱される。それ以外の光子はそのまま我々に届くが、宇宙空間の物質分布の不均一性のため、光子の軌跡はわずかに曲げられる。

一般相対性理論は、重力場によって光の軌跡が曲がる「重力レンズ」現象を预言する。1919年の皆既日食の際、英国ケンブリッジ天文台のアーサー・エディントン率いる観測隊は、一般相対性理論に预言される通り、太陽の重力場によって背後の星の光の軌跡が曲がり、星の位置が変化する事を確認した。以来、天文学において重力レンズ効果は重要な役割を果たしてきた。

重力レンズ効果は光子の軌跡を変えるが、エネルギーは変えない。従って、宇宙マイクロ波背景放射の温度は変わらないが、視線方向がわずかに変わる。レンズを受けない宇宙マイクロ波背景放射の天球上の温度分布を $T_p(\hat{n})$ とすると、観測される温度分布は $T(\hat{n}) = T_p(\hat{n} + \mathbf{d})$ で与えられる。 \hat{n} は天球上の視線方向をあらわすベクトルで、 \mathbf{d} は「曲がり角」と呼ばれるベクトルである。曲がり角は、「レンズポテンシャル」と呼ばれるスカラー量 ϕ の天球上における勾配で $\mathbf{d} = \nabla\phi$ のように書け、 ϕ は重力ポテンシャル Ψ の視線方向積分で

$$\phi(\hat{n}) = -2 \int_0^{d_A} d\chi \frac{d_A - \chi}{d_A \chi} \Psi(\hat{n}\chi, \chi), \quad (1)$$

と与えられる。 d_A は宇宙マイクロ波背景放射の光子が物質との散乱をやめてから現在までの間(138億年間)に進んだ距離で、約14ギガパーセク(456億光年)である。

ϕ は視線方向に存在する全物質の寄与を含む。従って、宇宙マイクロ波背景放射の重力レンズ効果を測定できれば、

暗黒物質を含む全物質の分布(の視線方向積分)が求まる。典型的な光の曲がり角は数分角程度であるため、アメリカ航空宇宙局(NASA)が2001年に打ち上げた宇宙マイクロ波背景放射観測衛星「ウィルキンソンマイクロ波異方性探査機」(WMAP)の角度分解能(12分角)ではこの効果を測定できなかった。2011年、WMAPよりも10倍程度良い角度分解能を持つ地上望遠鏡、アタカマ宇宙論望遠鏡¹⁾(ACT)と南極望遠鏡²⁾(SPT)により、重力レンズ効果による宇宙マイクロ波背景放射の光の曲がり角が測定された。これらの測定は全天の10%以下の限られた領域で行われたが、欧州宇宙機関(ESA)が2009年に打ち上げたプランク衛星は全天にわたってレンズポテンシャルを測定した。

レンズポテンシャルの天球上の分布を定量化するため、2点相関関数 $\langle \phi(\hat{n})\phi(\hat{m}) \rangle$ を考えよう。 $\langle \dots \rangle$ は統計的な平均作業をあらわす。 \hat{n} と \hat{m} はそれぞれ天球上の任意の2点をあらわす。宇宙の一樣等方性より、2点相関関数は2点間のなす角度 $\theta \equiv \cos^{-1}(\hat{n} \cdot \hat{m})$ のみに依存するため、ルジャンドル多項式を用いて展開できる。

$$\langle \phi(\hat{n})\phi(\hat{m}) \rangle = \sum_L \frac{2L+1}{4\pi} C_L^{\phi\phi} P_L(\hat{n} \cdot \hat{m}). \quad (2)$$

この展開係数はパワースペクトル $C_L^{\phi\phi}$ と呼ばれ、 $L(2L+1)C_L^{\phi\phi}/(4\pi)$ は角度 $\theta = \pi/L$ で ϕ を平均化した時の ϕ の分散に対応する。

図1に、プランク衛星が測定した温度異方性のデータから得られたレンズポテンシャルのパワースペクトルを示す。実線は宇宙の標準理論^{*1}から導かれる理論曲線を示す。データと理論との一致は見事である。

測定されたレンズポテンシャルは、宇宙マイクロ波背景放射の光子が最後に物質に散乱されてから我々に届く間に

^{*1} 宇宙の標準理論(ΛCDMモデルとも呼ばれる)とは、一般相対性理論に基づく宇宙モデルのことで、エネルギー成分として光子と3世代のニュートリノからなる放射、通常の物質と暗黒物質、そして暗黒エネルギーを含み、空間の幾何学は曲率がゼロの平坦な空間で記述される。

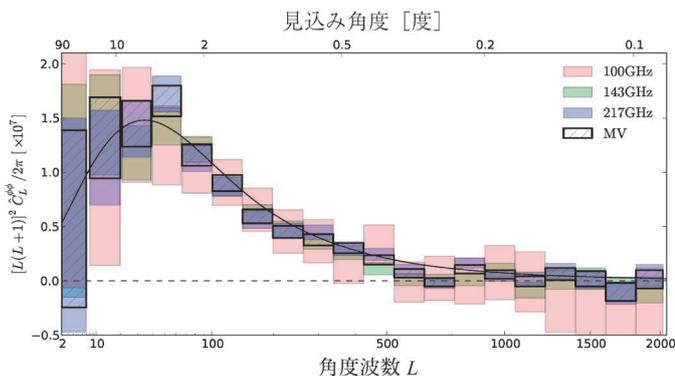


図1 プランク衛星の温度異方性のデータから測定されたレンズポテンシャルのパワースペクトル。図は $[L(L+1)]^2 C_L^{\phi^2} / (2\pi)$ を角度波数 L の関数として示す。 L は見込み角度 θ と $L = \pi/\theta$ で関係する。文献3より抜粋。ピンク、緑、青の領域はそれぞれ100, 143, 217 GHzのデータから測定されたパワースペクトルを、黒の領域は143, 217 GHzの測定を足したものを示す。それぞれの領域の縦幅は 1σ の不定性を示す。実線は宇宙の標準理論 (Λ CDMモデル) から導かれる理論曲線を示す。

出会った物質分布の不均一性をあらわす。一方、図に示す理論曲線は、光子が最後に散乱された時の情報のみから導かれたものである。両者が一致する事は、光子が最後に散乱された時刻から現在に至るまでの物質分布の不均一性の進化を記述する宇宙の標準理論が正しい事を意味する。これは、次節で述べる宇宙マイクロ波背景放射の偏光の測定と合わせて、標準理論の正しさを示す重要な測定である。

一方で、プランク衛星の温度異方性のデータから得られたレンズポテンシャルは、標準理論に含まれるある重要な要素の効果を測定するには精度が足りない。それは、ニュートリノの質量の効果⁴⁾である。岐阜県飛騨市神岡鉱山のスーパーカミオカンデ実験^{5,6)}によるニュートリノ振動の発見から、ニュートリノに質量がある事が明らかとなった。しかし、この実験では世代の異なるニュートリノの間に質量差がある事はわかって、質量の値自身はわからない。一方、二重ベータ崩壊の実験より、電子型ニュートリノの質量は陽子の質量の10億分の1以下である事がわかっている。ニュートリノ振動から得られた質量差が小さい事も考慮すれば、3世代のニュートリノの質量がそれぞれ小さい事が期待される。そのような軽い粒子は運動速度が大きいため、銀河や銀河団に重力的に閉じ込める事ができない。すなわち、重力ポテンシャルを形成する物質の一部(ニュートリノ)は、重力的に束縛されずにあたりを飛び交う。宇宙膨張のため、重力的に束縛されない粒子間の距離は時間と共に増大し、それに伴って質量密度が減少する。結果として、重力ポテンシャルは時間と共に減衰する。ニュートリノの質量が大きいと、より多くの物質質量が重力的に束縛できなくなるため、レンズポテンシャルのパワースペクトルが小さくなる。この効果を用いれば、3世代あるニュートリノの質量和を測定できる。ニュートリノの質量和の測定は、将来の宇宙マイクロ波背景放射観測計画の最重要課題の一つである。

2. Eモード：重力ポテンシャル起源の偏光

宇宙マイクロ波背景放射はわずかに偏光している。偏光は、光が電子によって散乱されると生じる。ゼロでない偏光を生成するための必要十分条件は、電子の周囲の光の温度分布が四重極の異方性(電子の静止系から見た光の温度分布が、視線方向が90度変わる度に熱い、冷たい、熱い、冷たいとなる分布)を持つ事である。この四重極異方性が電子に散乱されて偏光が生じる。

四重極が必要である事から、宇宙マイクロ波背景放射の偏光が小さい事が導かれる。火の玉状態の宇宙では、電離した物質と光が自由電子を介して頻繁に散乱し、光はまっすぐ進む事ができない。光の平均自由行程が小さいため、光と物質はあたかも一緒に動いているかのように振る舞う。この時、電子の静止系から見れば電子の周囲の温度分布は等方的で、偏光は生じない。従って、偏光の強度は、光と物質の運動のわずかなずれ(速度差)に比例する。光子と物質の頻繁な散乱によって光子の平均自由行程は小さいが、ゼロではない。従って、小さな見込み角度の揺らぎを見ると、光子と物質の運動の速度差が無視できず、偏光が生じる。

WMAPの7年目のデータ⁷⁾から得られた、天球上における偏光方向の平均的な分布を図2の下図に示す。天球上の各視線方向における偏光ではなく「平均的」な分布である理由は、各視線方向の偏光を個別に精度良く測定するにはWMAPの感度は不足しているためである。しかし、温度揺らぎが必ず偏光を伴う事に着目すれば、平均的な偏光の姿を描き出せる。WMAP7年間の温度異方性のデータでは、高温のピークと低温のピークがそれぞれ12,387, 12,628個ある。高温と低温のピークはそれぞれ異なる偏光の分布を伴うので、それを考慮してピークの周囲の偏光データを足して平均する。すると、図2の下図を得る。比較のため、シミュレーションデータに同様の作業を施したのも示す。

高温のピークの周りには、中心から0.6°のところ同心円状の偏光分布が、そして1.2°のところ放射状の偏光分布が見られる。低温のピークの周りにはその反対の分布が見られる。物理的解釈⁷⁾は以下の通りである。光-電離物質流体に揺らぎを与える(ある領域の物質密度を上昇させる)。すると、重力の作用によってその領域は縮んでさらに密度が上昇する。散乱によって光は物質と共に動くので、光の密度も上昇する。すなわち、高温のピークは、重力ポテンシャルの底に対応する。1.2°にある放射状の偏光分布は、ポテンシャルの底に光子-電離物質の流体素片が落ち込む際に生成されたものである。この過程をより掘り下げてみよう。重力ポテンシャルに流体素片が落ち込むと、ポテンシャルの勾配のため流体素片の前方が後方よりも速く運動する。従って、流体素片中央の電子から見ると、あたかも流体素片の前後が自分から遠ざかるように見える。ゼロでない光子の平均自由行程のため、流体素片の前後から

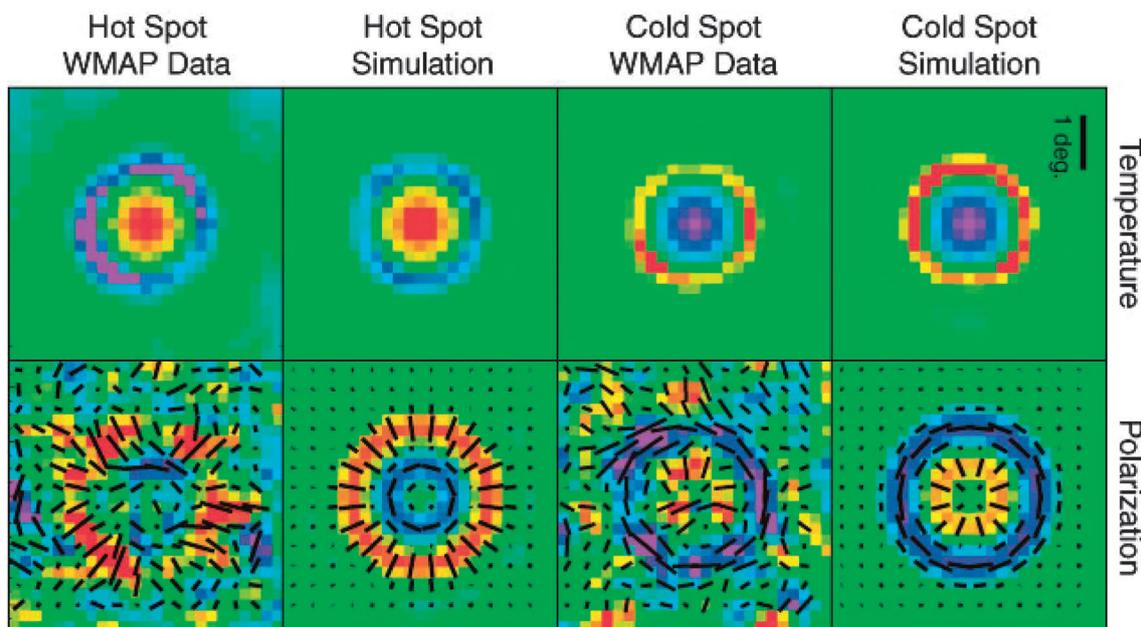


図2 温度と偏光の平均像.⁷⁾ 上図は、WMAPの7年間の温度異方性のデータから12,387個の高温のピーク(Hot Spot)と12,628個の低温のピーク(Cold Spot)を取り出し、それぞれを全て足して平均した結果、および同様の操作をシミュレーションデータに施した結果を示す。赤色ほど高温、青色ほど低温をあらわす。下図は、それぞれのピークの周りの偏光のデータを全て足して平均した結果を示す。実線の向きは偏光の方向を、長さは偏光の強度をあらわす。赤色は偏光の向きが放射状の領域を、青色は偏光の向きが同心円状の領域をあらわす。それぞれの図の大きさは $5^\circ \times 5^\circ$ 。(クレジット：NASAおよびWMAPチーム。)プランク衛星のデータは、ここで示すシミュレーションデータと区別がつかないほどノイズが小さい。

光子がしみ出してきて(拡散して)、電子に向かってくる。これらの光子は電子からみて赤方偏移しているため、電子は前後から「冷たい」光を受け取る。一方、流体素片の運動方向に直交する方向では光の温度に変化はないので、相対的に電子のまわりに「熱い、冷たい、熱い、冷たい」という四重極の温度異方性を生じる。この温度異方性を電子が散乱する事で偏光が生じ、その偏光方向は流体素片の運動方向に平行となる。

光の密度が上昇すると、圧力もそれに比例して上昇する。0.6°にある同心円状の偏光分布は、ポテンシャルに落ち込んで来た流体素片が、ポテンシャルの底にある熱い流体の圧力によって押し返される際に生成されたものである。これは、ポテンシャルの底に落ち込む流体素片が圧力によって減速する事と、前述の考察を組み合わせる事で理解できる。このように、図2は光子-物質流体が重力ポテンシャルに対してどのように運動するかを示しているのである。

観測された偏光方向の分布はシミュレーションデータから得られる予言と一致する。これらのシミュレーションは、温度異方性のデータを用いて決めた(6つの)宇宙論パラメーターを用いて理論計算されたもので、計算に偏光のデータは使われていない。シミュレーションと測定が正確に一致する、すなわち、温度異方性から理論的に予言される偏光の分布が測定と一致するのは、宇宙の標準理論の正しさの何よりの証明である。

図2から得られるもう一つの重要な情報は、重力ポテンシャルに起因する運動から生成される偏光の分布は同心円状か放射状かどちらかしかない、という事である。このような分布を宇宙論業界では「Eモード」と呼んでいる。Eモ

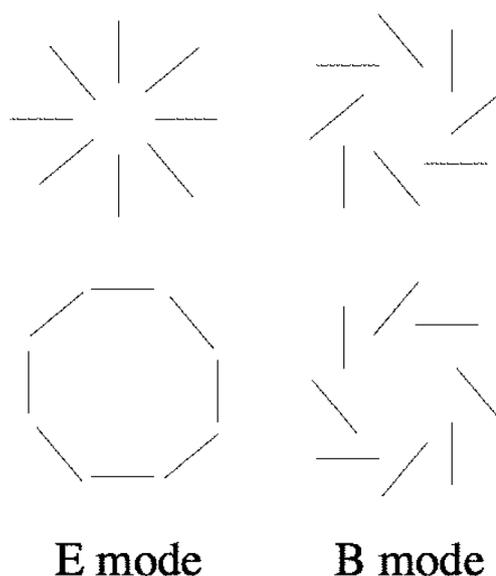


図3 Eモード偏光(左)とBモード偏光(右)の分布のスケッチ。

ードの分布を45度回転させたものは「Bモード」と呼ばれる。図3にEモードとBモードの偏光の分布のスケッチを示す。Bモードの偏光は重力ポテンシャルに起因する運動では生成できないが、重力レンズ効果や、インフレーション起源の原始重力波によって生成できる。

3. Bモード：重力レンズ起源の偏光

図2に見られるEモードの偏光は、138億年前に光子が電離物質に最後に散乱された時に生じた偏光である。その後、光子は重力レンズ効果によりわずかに軌跡を曲げつつ我々に届く。重力レンズにより、Eモード偏光の約6% (パ

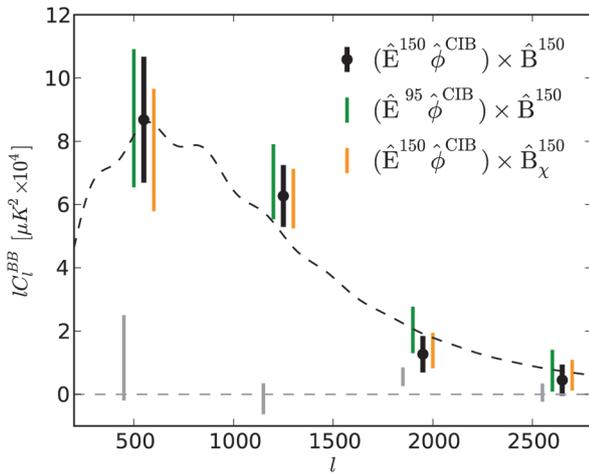


図4 SPTによる、重力レンズ起源のBモード偏光の発見。文献9より抜粋。Bモード偏光のパワースペクトル lC_l^{BB} を l の関数として示し、単位は μK^2 。 l は見込み角度 θ と $l = \pi/\theta$ で関係する。誤差棒付きのデータ点は150 GHzのデータから得られた測定、緑の線は95 GHzのデータから得られた測定を示す。これらの測定は「ウィーナーフィルター」と呼ばれるローパスフィルターを用いて得られたもので、フィルターは宇宙の標準理論 (ACDMモデル: 波線) から計算された理論的な C_l^{BB} に依存する。これらの測定は、理論的な C_l^{BB} が観測データと一致する場合には最適な結果を与える。オレンジの線は150 GHzのデータからウィーナーフィルターを用いずに得られた測定を示す。灰色の線は測定結果の信頼性を試すスルテストの結果を示す。

ワーでは0.36%) がBモード偏光に転化する。⁸⁾ 従って、光子が最後に散乱された時にBモード偏光がゼロであっても、重力レンズ効果によってBモード偏光が生成される。

2013年、SPT⁹⁾ によって重力レンズ起源のBモード偏光が発見された。測定されたBモード偏光のパワースペクトルを図4に示す。図1同様、理論曲線と測定データとの一致は見事である。ただし、この測定はSPTの偏光のデータのみから得られたものではない。SPTチームは、ESAが2009年に打ち上げた、サブミリ波宇宙望遠鏡ハーシェルから得られたサブミリ波銀河の分布のデータを用いて視線方向の物質分布を推定し、式(1)を用いてレンズポテンシャル ϕ を計算した。そして、測定されたEモード偏光を、推定された ϕ と組み合わせ、期待されるBモード偏光の分布を計算した。この期待されるBモード偏光と、実際に測定されたBモード偏光との相互相関スペクトルが、図4に示されたパワースペクトルである。宇宙マイクロ波背景放射の偏光のみを用いた重力レンズ起源のBモード偏光の測定は、5節で述べるPOLARBEAR (ポーラーベア) 実験によって初めて達成された。

4. 原始重力波とBモード偏光

インフレーション¹⁰⁻¹⁴⁾ は、我々の宇宙が誕生してすぐ起こったとされる宇宙の加速膨張である。実に、 10^{-36} 秒の刹那に宇宙が 10^{26} 倍も膨張するような、すさまじい膨張である。この時、量子力学が重要となるような極微の領域の量子揺らぎを考える。量子揺らぎによって、エネルギー密度は極微の領域ごとに異なる。インフレーションがなければ、量子揺らぎは極微の領域にとどまるが、インフレーション

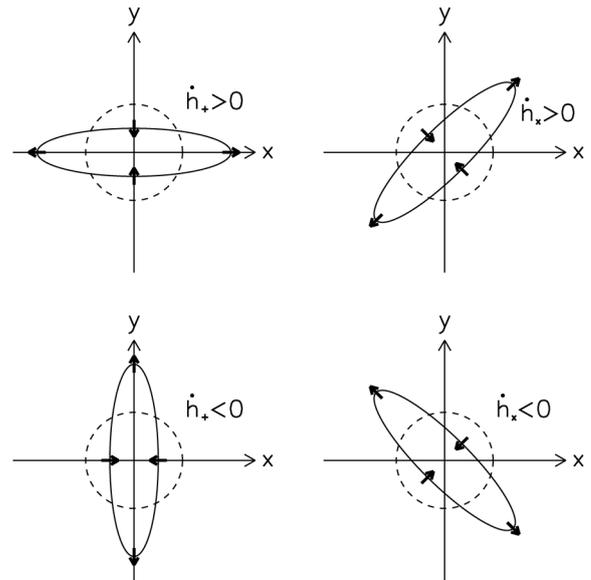


図5 z 方向に進行する重力波によって生じる質点の運動。破線は重力波に影響される前の質点の位置、実線は重力波が通過した時の質点の位置を示す。左図は h_+ による運動、右図は h_\times による運動を示す。

ションによる急激な宇宙膨張により、極微の領域が一瞬にして天文学的な大きさの領域にまで広がる。例えば、原子核の大きさを持つ領域が、瞬く間に太陽系の大きさとなる。

これは途方もないアイデアであるが、今までのところ、インフレーション理論が与える予言は観測データと無矛盾である。インフレーションを仮説からより確かなものにするには、インフレーション中に生成される「原始重力波」の検出が必要だと考えられている。この重力波は様々な波長を持つが、現在の波長が数十億光年という、途方もないスケールの重力波の存在が予言されている。このような重力波を間接的に検出するには、原始重力波が産み出すBモード偏光^{15,16)} を測定すれば良い。

インフレーション中に生成され、引き伸ばされた量子揺らぎは、アインシュタイン方程式に従って空間を歪める。スカラー型の歪み¹⁷⁾ を「曲率揺らぎ」、テンソル型の歪み¹⁸⁾ を「重力波」と呼ぼう。両者とも空間の任意の2点間の距離を変える。曲率揺らぎによる空間の歪みを \mathcal{R} 、重力波による空間の歪みを h_{ij} と書けば、デカルト座標で書いた空間の2点間の距離の2乗は $\exp(2\mathcal{R}) \sum_{ij} \exp(h_{ij}) dx^i dx^j$ で与えられる。ここで、 $\exp(h_{ij}) = \delta_{ij} + h_{ij} + \dots$ で、 h_{ij} は $\exp(h_{ij})$ の行列式が1であるように定義される。従って h_{ij} はトレースがゼロ ($\text{Tr}[h] = 0$) である。行列式が1なので、 h_{ij} による空間の2点間の距離の変化は面積を変えない。(一方、 \mathcal{R} は面積の変化をあらわす。) h_{ij} は電磁波で言うところの電場や磁場であり、振動する。重力波は電磁波と同様横波であるから、 h_{ij} の振動方向は重力波の進行方向に直交する。

z 方向に進行する重力波は

$$h_{ij} = \begin{pmatrix} h_+ & h_\times & 0 \\ h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

と書ける。 h_+ と h_\times は重力波の持つ二つの直線偏光をあらわす。図5は、 z 方向に進行する重力波が円形に並んだ質点をどう動かすかを示す。重要なのは、 h_+ と h_\times によって生じる運動が互いに45度傾いている点である。この性質により重力波はBモード偏光を生成する。

図5に見られるように、 $\dot{h}_+ > 0$ の時、 y 方向の空間は縮み、 x 方向の空間は伸びる。原点に電子を置くと、この電子は y 方向から青方偏移した温度の高い光を、 x 方向から赤方偏移した温度の低い光を受け取る。重力波は、ただ通過するだけで電子の周囲に四重極の温度異方性を与え、偏光を生み出すのである。この光が電子によって散乱され、我々の方向 (z 方向) に向かうとしよう。この光は x 方向に偏光している。同様に、 $\dot{h}_+ < 0$ の時は偏光は y 方向である。 $\dot{h}_\times > 0$ や $\dot{h}_\times < 0$ の場合は、45度回転した偏光方向が得られる。

天球上の偏光の分布は、EモードとBモードの重ね合わせで完全に記述できる。2節で述べたように、重力ポテンシャルに起因する流体の運動が生み出す偏光はEモードのみで、Bモードはゼロである。重力波はEモードとBモード偏光をほぼ等量生み出す。これは、 h_+ (あるいは h_\times 、あるいは両者の線形結合) がある偏光の分布を生み出せば、 h_\times (あるいは h_+ 、あるいは直交する線形結合) が45度回転した偏光の分布を必ず生み出すからである。Eモード偏光の分布を45度回転させればBモード偏光の分布になるため、重力波はEモードとBモードの両方を生成する。

インフレーション中に生成された重力波の振幅の2乗はパワースペクトル P_h であらわされる。これは $\langle h_+(\mathbf{k})h_+(\mathbf{k}') \rangle = \langle h_\times(\mathbf{k})h_\times(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}') P_h(k)$ と定義される (\mathbf{k} はフーリエ変換の波数ベクトル)。一様等方な宇宙では+と \times モードの重力波は相関を持たず、 $\langle h_+(\mathbf{k})h_\times(\mathbf{k}') \rangle = 0$ である。宇宙論業界では、 P_h の大きさをあらわすのに「テンソル・スカラー比」と呼ばれる量 r が用いられる。これは

$$r \equiv \frac{4P_h(k_0)}{P_R(k_0)}, \quad (4)$$

と定義され、 $k_0 = 0.002 \text{ Mpc}^{-1}$ である。

図6に、原始重力波と重力レンズによるBモード偏光のパワースペクトルを示す。重力レンズによる寄与は大きな ℓ (小さな見込み角度) で支配的となるが、小さな ℓ では (r の値によっては) 重力波による寄与が支配的となる。従って、原始重力波のみに興味があれば、比較的小さなアンテナで大きな見込み角度のBモード偏光を狙えば良い。 $\ell < 10$ にある山は、宇宙の再電離の時期の散乱によって生じる山で、 $\ell > 10$ のパワースペクトルは138億年前の散乱によって生じたものである。 $\ell \approx 80$ にある山は次節で述べるPOLARBEAR等の地上望遠鏡で測定可能であるが、 $\ell < 10$ の山の測定には人工衛星が必要となる。これが、次世代の偏光衛星「LiteBIRD (ライトバード)」の設計を決めている。

5. 観測プロジェクトの現状と将来

5.1 Bモードハンター

さて、この節では、これまでの説明と少し趣きを変えて、観測装置を開発する側の視点から、宇宙マイクロ波背景放射の偏光観測プロジェクトについて解説していく。特に、日本グループのこれまでの成果と将来へ向けた取り組みを中心に説明する。前節までに述べたとおり、宇宙マイクロ波背景放射の偏光は宇宙論の新しいフロンティアと目されており、大角度相関を用いた原始重力波の発見、小角度相関を用いたニュートリノ質量和の精密測定、という二つが大目標となっている。

なんとといっても、原始重力波を発見し r を決定できる可能性に研究者は興奮している。ここで r の測定の重要性を端的にあらわす一つの簡単な数式¹⁹⁾を紹介する。

$$r^{1/4} = 1.06 \times (r/0.01)^{1/4} \times 10^{16} \text{ ギガ電子ボルト} \quad (5)$$

r はインフレーションを説明する素粒子物理モデルとしてラグランジアンに新しいスカラー場を導入した場合に、そのスカラー場がインフレーション中に持つポテンシャルの高さである。 r が決まれば、この式よりインフレーションが起こるエネルギースケールについての知見が得られる。

期待されるエネルギースケールが奇しくも素粒子物理の大統一スケール (4つの基本相互作用のうち、重力を除いた3つが統一されると期待されるエネルギースケールで 10^{16} ギガ電子ボルトのオーダーを指す) になっていることも興味深い。²⁰⁾ 現在地上に存在する加速器が到達できるエネルギーより一兆倍も高いスケールであるため、既存の物理を超えた新しい物理が背後にあることは間違いない。原始重力波の観測は、宇宙論のみならず、素粒子物理にとっても極めてユニークなプローブなのである。

インフレーションを引き起こすエネルギー場として新しいスカラー場 (インフラトンと呼ばれる) を導入し、空間の加速膨張を起こすというシナリオは、とても本当とは思

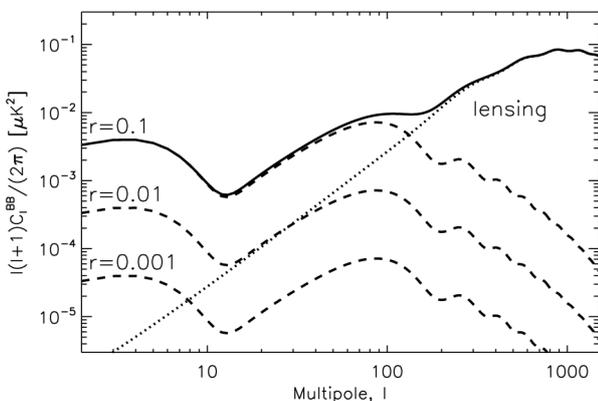


図6 Bモード偏光のパワースペクトルの理論曲線。図は $\ell(\ell+1)C_\ell^{BB}/(2\pi)$ を ℓ の関数として示し、単位は μK^2 。破線は原始重力波による寄与を3つのテンソル・スカラー比 $r=0.1, 0.01, 0.001$ に対して示し、点線は重力レンズ効果による寄与を示す。後者は図4の破線と同じ。

えない、と感じる方もあろう。しかし、新しいスカラー場によるインフレーションという考え方は、奇をてらっているのとは正反対であり、人類がこの奇天烈な仮説に追い込まれてきている、という感覚を宇宙論研究者は持っている。20世紀に人類が量子論と相対論という二つの奇天烈な理論に追い込まれて行った感覚と共通するものがある。

間接的にはあるが、インフラトン仮説を援護する実験結果が最近得られた。大きな話題となったヒッグス粒子の発見である。²¹⁾ ヒッグス場とインフラトン場は性質が似ている。ヒッグス場の発見によって、インフラトンのアイデアは現実の対応例を得たのである。

原始重力波とニュートリノ質量は、ともに魅力的テーマである。これらのテーマを達成するのに必要な実験・観測の感度については、以下に掲げる明白な定量的目標がある。

- ・原始重力波については、テンソル・スカラー比 r を0.002まで探索し、代表的なインフレーションモデルが予言する範囲を全てカバーする
- ・ニュートリノについては、3種類のニュートリノの質量和をニュートリノ振動の実験結果から得られる下限値(約60ミリ電子ボルト)まで探索する

目標の達成には、WMAP衛星やプランク衛星の温度異方性のデータから得られた現在の r の制約($r < 0.11$)を二桁程度、現在のニュートリノ質量和の制約を一桁程度改良することが要求される。ただし、いきなり上記のゴールに到達できなくても、たとえば r の感度が一桁よくなれば、いち早く興味深い結果を得られるかもしれない。要は、「これまでと比べて桁違いな精度でBモード偏光を測りたい」という思いに尽きる。

現時点で、これを目指す世界中の野心的な「Bモードハンター」達によって、合計30を超えるプロジェクトが計画、準備されている。それらの一つ一つを見て行くと、Bモードハンター達の個性が立ち現れて興味深いのだが、とても紙面が足りない。ここでは、地上、気球、衛星の三種類があり、それぞれ感度、準備期間、コストに関する得失があることだけ述べておく。原始重力波Bモードに関しては、地上および気球のプロジェクトの感度目標が $r=0.01$ であるのに対し、衛星はそれを一桁上回る $r=0.001$ になっている。ニュートリノについては、地上で大型の望遠鏡を配備する計画が着々と進んでいる一方、衛星は大きな望遠鏡のコストがかさむため、なかなか現実的な解は見いだされていない。最適解は、おそらく比較的小型の衛星プラス地上の大望遠鏡群という組み合わせと考えられる。

これまでの取り組みの例として、プランク衛星²²⁾がどんな観測装置を搭載しているかを見ておく。図7にプランク衛星の概観図と焦点面検出器の配置を示す。プランク衛星の偏光データは2014年中に公表されると期待されている。結果はふたを開けてみないとわからないが、予想される r の誤差は0.1程度とされており、温度異方性による制限と同程度である。

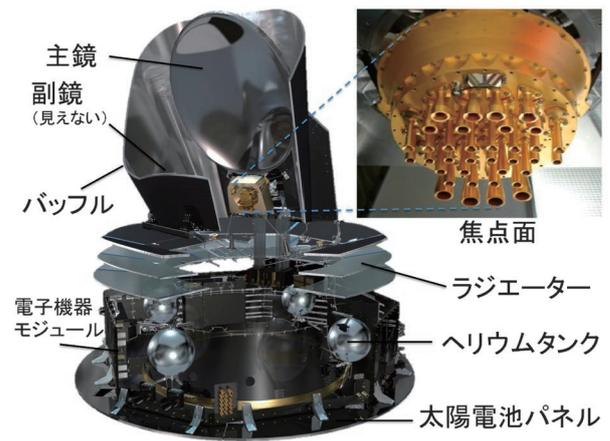


図7 プランク衛星の概観と焦点面検出器の配置。太陽電池パネルのついた底面からバッフルで覆われた上部までの高さが4.2メートルある。

では、プランク衛星の装置を超えた、いかなる改善が今後の鍵となるのか？ 答えはシンプルで、「もっと検出器を」である。より多くの検出器を搭載できれば、単位時間あたりに検出する宇宙マイクロ波背景放射の光子数が増え、統計誤差を減らすことができる。急いで言い添えると、目標達成には、その他の障害(系統誤差、前景放射、^{*2}重力レンズの影響の三点)を抑えることも大事であることは論を待たない。プランク衛星の偏光計は27個なので、桁違いに増やすということは、つまり1,000個を超えるような検出器、ということになる。

近年になって超伝導検出器アレイの開発が大きな進展を遂げており、1,000素子を超えるアレイが実用化されている。Bモードハンターにとって、これがまさに重要なポイントである。今こそ、1,000個を超える検出器を開発し、宇宙マイクロ波背景放射の偏光を測り、インフレーションに決着をつけ、ニュートリノについても決定的な知見を得る時なのである。この点を念頭に置いて、次に日本グループの取り組みを説明する。

5.2 日本グループの取り組み

日本グループの取り組みは、高エネルギー加速器研究機構(KEK)に宇宙マイクロ波背景放射観測グループが誕生したのを契機として約6年前に始まった新しいものであるが、急速に世界の最先端に追いつきつつあり、トップレベルの国際共同研究を展開している。グループが最初に手がけたのはシカゴ大学・カリフォルニア工科大学を中心とした国際共同実験QUIET(Q/U Imaging Experiment)であった。高電子移動度トランジスタ(High Electric Mobility Transistor; HEMTアンプ)と導波管などで構成される受信機をチップ化して焦点面に敷き詰めるというユニークな構成により、EモードとBモード偏光の観測結果を得た。^{23, 24)} r の制限は温度異方性からの制限を凌駕することはできなかった

^{*2} 背景放射以外のマイクロ波を総称して前景放射と呼ぶ。宇宙磁場が荷電粒子の運動方向を曲げる事で放出されるシンクロトロン放射や星間塵の熱放射などが主な成分である。



図8 チリ・アタカマに設置されたPOLARBEARプロジェクトの望遠鏡。設計者の名前をとってHuan Tran Telescope (HTT)と呼ばれている。主鏡の直径は3.5メートル。

たが、特筆すべきは系統誤差に関するこれまでにない精査を行ったことである。その結果、 r の誤差に換算すると系統誤差が $l \sim 100$ において0.01を下回ることを示した。宇宙マイクロ波背景放射観測の専門家間で高い評価を得たこの結果は、素粒子実験で培ってきた技術を移転したものであり、KEKの田島治が中心的な役割を果たした。また、装置の総合試験、運用、データ解析全般について、シカゴ大の日下暁人が中心となって活躍した。^{*3}

日本グループ(KEKの宇宙マイクロ波背景放射グループおよびカブリ数物連携宇宙研究機構(Kavli IPMU))が現在最も力を入れているのがカリフォルニア大学バークレー校などと推進する国際共同プロジェクトPOLARBEARである。図8にPOLARBEAR望遠鏡の概要を示す。3.5メートルの主鏡と一枚の副鏡を持つオフセットグレゴリアン型反射望遠鏡と、冷却系を持つ受信機システムで構成されている。受信機システムには高密度ポリエチレンでできたミリ波レンズが3段搭載されており、像の歪みを最小に抑える設計になっている。パルスチューブ冷凍機が50 Kおよび4 Kの温度ステージを与え、ソーブション冷凍機により焦点面を0.25 Kまで冷却する。

POLARBEARの受信機システムの最大の特徴は、カリフォルニア大学バークレー校で開発されたアンテナ結合型の超伝導転移端センサー(TES)を用いた焦点面検出器アレイである。TESの動作原理は簡単である。超伝導体を適切なバイアス電圧により転移温度付近に保っておく。そこに電磁波が入射するとわずかなエネルギーを与えるだけで抵抗値が大きく変化する。つまり超高感度の電磁波感応型「可変抵抗」となるので、適切な読み出し装置(しばしばSQUIDセンサー^{*4}が使われる)を用いれば検出器となる。

^{*3} QUIETグループは受信機の増強計画を提案したが、実験代表であったシカゴ大のブルース・ウィンスタイン教授が亡くなられたこともあり、残念ながら実現しなかった。

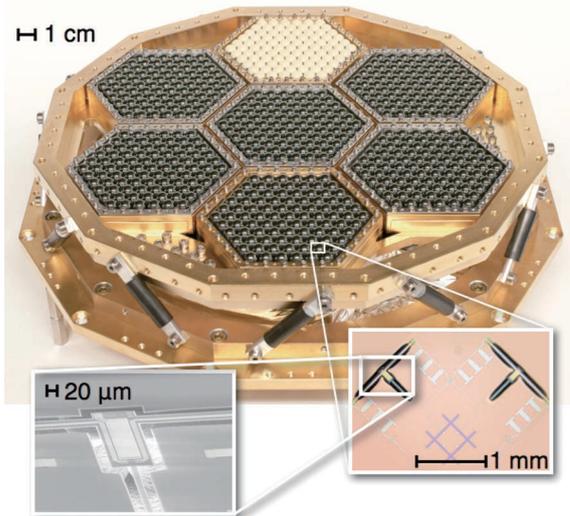


図9 POLARBEARのTESボロメーターアレイ。1,274個のTESが搭載されている(写真提供:カリフォルニア大学バークレー校)。

POLARBEARの場合は(図9)、フォトリソグラフィにより形成されたスロットアンテナで入射した宇宙マイクロ波背景放射の信号を受け、マイクロストリップラインを通してその信号をTESボロメーターへ送る。ストリップラインにはフィルターがあり、地上の観測に適した150 GHz帯を受信する設計となっている。TESはアルミニウムとチタンのバイレイヤーで構成され、ベース温度0.25 Kと適合するよう転移温度は0.58 K程度に調整されている。一つのピクセルは2個のアンテナとボロメーターの組み合わせからなる。直交するアンテナが対になっており、それぞれが直交する方向の偏光に対して感度を持つ。各ピクセルの上には直径6.5ミリのシリコン小レンズが貼りつけられており、アンテナのビームを絞って効率を高めている。1枚のウェーハに91個のピクセルがある。焦点面全体は7枚のウェーハで構成されるので合計637ピクセルのミリ波カメラとなっている。TESの個数はその2倍なので、1,274個である。

POLARBEARは2012年初頭に観測を開始し、現在も観測を継続中である。2013年12月24日に、初期観測結果を発表し、論文を2編投稿した。そのうちのひとつ²⁵⁾は、3節で述べたSPTの結果と同様にハーシェル望遠鏡のデータと相関をとって重力レンズ起源のBモード偏光を確認したものである。もう一つ²⁶⁾は、更に歩を進め、宇宙マイクロ波背景放射の偏光データのみを用いて世界で初めて重力レンズ起源Bモードの証拠を得たものである。1節で述べたとおり、曲がり角ベクトル \mathbf{d} は重力レンズの情報を持つ。 \mathbf{d} の大きさ d に関するマップをつくり、そのパワースペクトル C_l^{dd} を求めると、それは宇宙の物質分布のよいトレー

^{*4} 超伝導量子干渉計を用いたセンサーで、微弱な磁場の測定に利用される。Superconducting QUantum Interference Deviceを縮めてSQUIDと呼ばれる。

サーになる。全ての赤方偏移での曲がりを積分したものであるため、構造形成に関する全宇宙史をプローブできる。1節で示した $C_L^{\phi\phi}$ と C_L^{dd} の関係は $C_L^{dd} = L(L+1)C_L^{\phi\phi}$ である。これは \mathbf{d} と ϕ の関係が $\mathbf{d} = \nabla\phi$ である事による。

どうやって d のマップおよび C_L^{dd} を測定するか？ 重力レンズ効果によって、EモードからBモードができる(対称な図形をゆがんだレンズで見ると非対称が生まれる)。色々な波数のBモードができるので、異なる波数のEとBとの間に相関が生まれる。それらの2点相関を適切に足し上げると、 d のマップ上の個々の波数 L の揺らぎを再構成できる。²⁷⁾ d のマップを求めるのに2点相関を用いるため、そのパワースペクトル C_L^{dd} はEとBの4点相関を計算することに相当する。 d のマップを作ることはEとEの相関からも可能であり、POLARBEARでは、4点相関として $\langle EEBE \rangle$, $\langle EEEB \rangle$ の二通りを用いた解析を行った。その結果、4.2シグマの有意度(系統誤差の不定性も含む)で、重力レンズの効果がないモデルを棄却した。

図10にその結果を示す。天空の限られた領域を観測する地上実験ではあるが、偏光の測定精度はプランク衛星の約10倍を達成しており、大規模超伝導検出器アレイの威

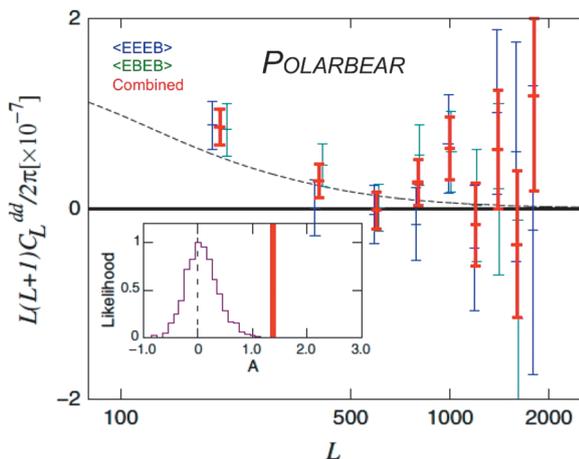


図10 POLARBEARの初期観測により得られた、曲がり角(1節を参照)の大きさのパワースペクトル。 $L(L+1)C_L^{dd}/(2\pi)$ を L の関数として示す。これは図1に示す $[L(L+1)]^2 C_L^{\phi\phi}/(2\pi)$ と同じ量である。 $\langle EEEB \rangle$ (青)、 $\langle EEBE \rangle$ (緑)、および両者を統合した結果(赤)が示されている。実線は宇宙の標準理論の予想を示す。挿入図のヒストグラムは、重力レンズ効果がないという条件で500回の実験シミュレーションを実施し、得られた信号の大きさを示す。重力レンズ効果がないと、実際の観測で得られた信号の大きさ(赤い線)を再現することは極めて難しいことがわかる。

力を如実に示している。データ解析でもKEKの茅根裕司、Kavli IPMUの西野玄記など、若手の活躍が目立った。

POLARBEARは今後も観測を続け、いよいよ本丸の原始重力波探索を目指す。受信機システムをアップグレードし、2015年に95, 150 GHzの同時観測を開始する予定である。TESボロメーターの総数は7,588個に達し、その時点で史上最大のTESボロメーターアレイとなる予定である。多波長観測は銀河や星間塵に由来するマイクロ波を宇宙背景放射からうまく分離(前景放射分離)する上で決定的に重要である。POLARBEAR-2と名付けられたこの新しい受信機システム(図11)はKEKが主導で開発を進めており、都丸隆行、長谷川雅也、松村知岳などの若手スタッフとポスドク、大学院生が中心となって活躍している。全体計画としては、HTT望遠鏡(図8)を合計三台用意し、KEKが開発するPOLARBEAR-2受信機システムと同型のシステムを合計三台搭載する体制を整えることを目標としている。この全体計画をサイモンズアレイプロジェクトと呼んでいる。これがうまく行けば、ニュートリノ質量和の観測精度は(銀河サーベイのデータと組み合わせる事により)19ミリ電子ボルトに達すると予想されており、質量階層構造の如何に関わらず有限質量の証拠が得られると期待される。系統誤差や宇宙進化の非線形性など、解決すべき課題に挑戦し、最終的には上記の数字を達成したいと思っている。原始重力波については、 $r=0.01$ までの探索を確実にを行い、大気、前景放射、重力レンズ効果と戦いながら地上でできる限界まで行きたいと考えている。

$r=0.001$ に到達するには、大気の影響を受けず全天をカバーする究極の測定が必要となる。したがって、POLARBEAR-2とサイモンズアレイの完成後には科学衛星が必須と考えられている。欧州、米国、そして日本それぞれで計画が検討されている。日本の研究者が中心となって検討しているLiteBIRD衛星計画²⁸⁾では、「統計誤差、系統誤差、前景放射に起因する誤差、重力レンズに起因する誤差の全てをあわせて r の誤差を0.001以下にすること」を主たるミッション要求としている。そのために60センチ程度の小型反射望遠鏡、超低温冷却系(0.1 K)、多色超伝導検出器アレイを搭載した衛星を開発し、宇宙マイクロ波背景放射の偏光を全天にわたり精密測定する(図12)。銀河系からの前景放射を分離するため50から320 GHzの周波数帯

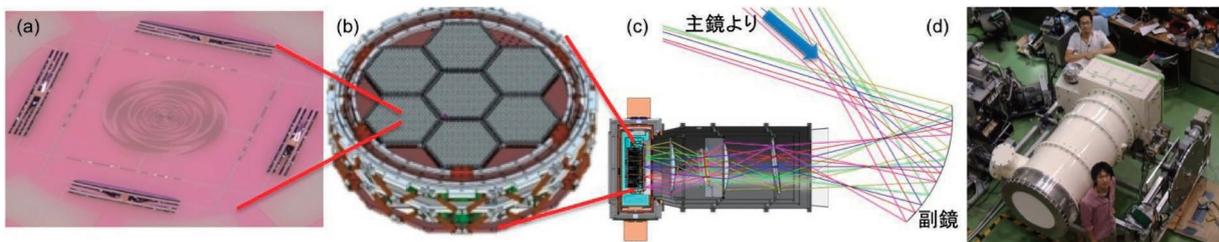


図11 POLARBEAR-2受信機システムの概要。(a)偏光検出器(2バンド4TES素子)、(b)焦点面検出器アレイの全体図、(c)POLARBEAR-2受信機の断面図、および(d)試験中のPOLARBEAR-2受信機を示す。

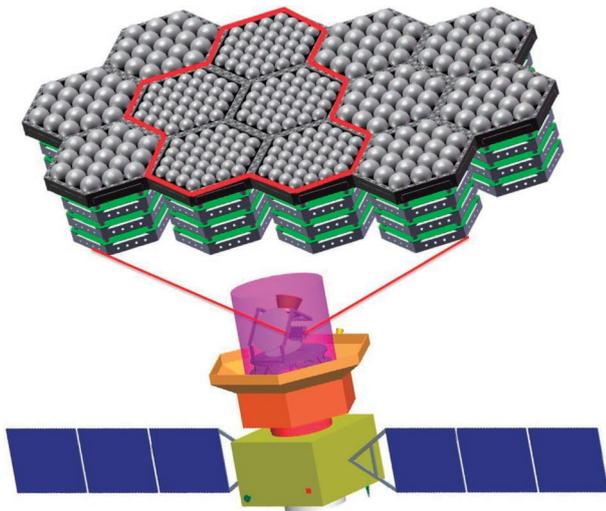


図12 LiteBIRD衛星と超伝導検出器アレイの概要。検出器アレイの図で赤線で囲まれた部分は高い周波数(中心周波数140, 195, 280 GHz)を、それ以外の部分は低い周波数(60, 78, 100 GHz)を観測する。

域をカバーし、3年間の観測を行う。宇宙航空研究開発機構(JAXA)のロケットによる打ち上げを前提としている。軌道はWMAPやプランク衛星が観測を行ったラグランジュ点L2,^{*5} および高度600キロ程度の太陽同期軌道^{*6}を検討している。どちらのケースでも歳差運動するコマのような運動をするスキャンにより、まんべんなく全天を観測する方式を考えている。

地上における観測実績を有し、要素技術開発を推進するKEK, 宇宙論研究の中心としてのKavli IPMU, 衛星開発・試験・打ち上げの中心としてのJAXA, の三機関をはじめ、国立天文台, カリフォルニア大学バークレー校, マギル大学, マックスプランク宇宙物理学研究所など、国内外の研究者のネットワークを構築して推進する事を目指している。X線天文学や赤外線天文学の研究者などを含め、現在約70名の学際的かつ国際的なチームで検討を進めている。

実現に向けて、POLARBEARのアップグレード等の地上観測プロジェクトでLiteBIRDと相補的な科学成果を出しつつ技術実証を行うのも本計画の大きな特長である。焦点面検出器アレイの構成例も図12に示した。図はPOLARBEAR-2と同様のデザインを持つ(パークレータイプの)TESボロメーターを使用したケースである。約2,000個のTESボロメーターで、POLARBEAR-2やサイモンズアレイと比べて桁違いの感度が出せる。宇宙空間という「極限の実験室」の効果はやはり大きいと言える。更に、TESボロメーターの限界を超え、より多くの信号を多重化する新しい検出器として、MKID(Microwave Kinetic Inductance Detector)の開発も手掛けている。LiteBIRD用MKID開発は国立天文台, 理研テラヘルツイメージング研究チーム, 岡

^{*5} ラグランジュ点は太陽と地球が及ぼす重力の和と人工衛星の遠心力がつりあう地点で、5つ存在する。L2は地球から150万キロ離れた地点で、そこから見ると太陽と地球は常に同じ方向にある。

^{*6} 地球を周回する軌道のうち、人工衛星の軌道面と太陽の入射光とがなす角度が一定となる軌道。

山大, KEKの共同研究が進んでいる。

2014年3月に、LiteBIRD計画は学術会議が策定した大型研究計画に関する「マスタープラン2014」の中で最も重要とされる「重点大型研究計画」の一つに選ばれた。この1, 2年で地上での実証を進め、かつデザインを確かなものに高め、2020年代初頭の打ち上げを実現させたいとワーキンググループでは考えている。LiteBIRD衛星のデザインに関しても、KEKの松村知岳(現JAXA), 永田竜, 岡山大の石野宏和など、若手の活躍が光っている。

6. おわりに

米国の天文学者で、売れっ子作家でもあったカール・セーガンは、著書『コスモス』の中でこう語る。「途方もない主張には、途方もない証拠が必要である。」インフレーションのような途方もない主張を証明するのに必要な証拠とは、原始重力波に起因するBモード偏光の発見である。

この目的のため、世界中でBモード偏光の観測が行われている。KEKを中心とする日本チームは、米国のチームと共同でQUIET実験を成功させ、POLARBEAR実験を遂行している。また、近い将来に次世代の偏光衛星LiteBIRDを打ち上げ、 $r=0.001$ に到達すべく日々準備を進めている。

もう一つの重要な課題は、重力レンズ効果によるBモード偏光を用いたニュートリノ質量和の測定である。ニュートリノ振動の実験結果より、3世代のニュートリノの質量和は60ミリ電子ボルトより大きい事がわかっている。KEKでは、POLARBEAR-2, およびその後継であるサイモンズアレイによってこの値に到達すべく、日々開発を行っている。

補遺

この原稿を書き終えた後に、大きなニュースが飛び込んできた。米国の研究者を中心としたBICEP2(バイセップ・ツーと読む)グループが、2014年3月17日にセミナーと記者会見を開催し、大きな原始重力波の信号を発見したと発表したのである。日本でも新聞報道などで大きく取り上げられたこのニュースは、発表の数日前からハーバード・スミソニアン天体物理学センターがウェブページで“March 17th Press Conference on Major Discovery at Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics”と、異例とも言える予告を行った。報告された値は、 $r=0.2^{+0.07}_{-0.05}$ (前景放射を考慮しない場合)であり、 $r=0$ を7シグマで棄却する。発表と同時にプレプリントも掲載され、²⁹⁾その後、結果の解釈に関する論文が多数投稿された。 r の値がこのような大きいことが確定すれば、信号の大きさを利用することによって、その後の精密観測(日本が主導する計画ならPOLARBEAR-2, LiteBIRD)でインフレーションを支配するラグランジアンを決定できる可能性すら出てきたのである。宇宙論と素粒子物理における影響は計り知れないほど大きい。

BICEP2は、SPTと同様、南極点に設置された望遠鏡だが、SPTとは違って屈折式の小さな望遠鏡で、角度分解能は

30分角程度である。すなわち、重力レンズ効果の観測は捨てて、原始重力波観測一本に絞った設計となっている。また、今回の結果は150 GHzの観測のみに基づいており、前景放射をデータから直接差し引くことはできていなかった。そこでBICEP2では前景放射の様々なモデルを得られた信号と比較することによって、前景放射では説明がつかないと主張した。

しかし、2014年5月5日にプランク衛星のチームが353 GHz (宇宙塵による前景放射に感度が高い周波数) の観測結果を発表し,³⁰⁾ 前景放射の偏光強度がBICEP2の論文で仮定された前景放射モデルより大きい可能性を示した。そのため、BICEP2の観測結果を前景放射のみで解釈する可能性が有意には排除できないという見方が強まった。

そして、2014年6月19日に、BICEP2の論文がフィジカルレビューレターズに25ページ (!) の論文として掲載された。³¹⁾ 要旨を読むと、3月のプレプリントと同じく前景放射モデルに基づいた主張を述べた文章の次に、以下の重要な一行が付け加えられている。“However, these models are not sufficiently constrained by external public data to exclude the possibility of dust emission bright enough to explain the entire excess signal.” すなわち、3月の発表時と比較すると、かなりトーンダウンしたことになる。

大発見がかかった研究であり、3月の時点でも他実験の検証が重要と思われていたが、プランクの結果を契機として、複数の周波数による観測で前景放射をしっかりと差し引く重要性がクローズアップされた形となった。いずれにせよ、極めてホットな状況であり、今後もプランク、POLARBEAR, SPT, その他のプロジェクトから、新しい結果が次々に出てくるのが期待される。進展については、また稿をあらためて説明できればと考えている。

参考文献

- 1) D. Das, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 021301.
- 2) A. van Engelen, *et al.*: Astrophys. J. **756** (2012) 142.
- 3) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Astron. Astrophys., submitted, arXiv: 1303.5077.
- 4) 井上邦雄, 二間瀬敏史: 日本物理学会誌 **64** (2009) 20.
- 5) 梶田隆章: 日本物理学会誌 **58** (2003) 326.
- 6) 中畑雅行, 鈴木洋一郎: 日本物理学会誌 **58** (2003) 337.
- 7) E. Komatsu, *et al.*: Astrophys. J. Suppl. **192** (2011) 18.
- 8) M. Zaldarriaga and U. Seljak: Phys. Rev. D **58** (1998) 023003.
- 9) D. Hanson, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 141301.
- 10) A. A. Starobinsky: Phys. Lett. B **91** (1980) 99.
- 11) K. Sato: Mon. Not. R. Astron. Soc. **195** (1981) 467.
- 12) A. Guth: Phys. Rev. D **23** (1981) 347.
- 13) A. Linde: Phys. Lett. B **108** (1982) 389.
- 14) A. Albrecht and P. J. Steinhardt: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1220.
- 15) U. Seljak and M. Zaldarriaga: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2054.
- 16) M. Kamionkowski, A. Kosowsky and A. Stebbins: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2058.
- 17) V. F. Mukhanov and G. Chibisov: JETP Lett. **33** (1981) 532.
- 18) A. A. Starobinsky: JETP Lett. **30** (1979) 682.
- 19) D. Baumann: *TASI Lectures on Inflation*, arXiv: 0907.5424.

- 20) S. Weinberg: *Cosmology* (Oxford Univ. Press, 2008); (邦訳) 小松英一郎: 『ワインバーグの宇宙論』上・下巻 (日本評論社, 2013).
- 21) 田中純一: 日本物理学会誌 **69** (2014) 83.
- 22) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Astron. Astrophys. **536** (2011) 16464.
- 23) QUIET Collaboration, D. Araujo, *et al.*: Astrophys. J. **760** (2012) 145.
- 24) QUIET Collaboration, C. Bischoff, *et al.*: Astrophys. J. **741** (2011) 111.
- 25) POLARBEAR Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 131302.
- 26) POLARBEAR Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 021301.
- 27) T. Okamoto and W. Hu: Phys. Rev. D **67** (2003) 083002.
- 28) T. Matsumura, *et al.*: J. Low Temp. Phys. **176** (2014) 733.
- 29) BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Phys. Rev. Lett., submitted, arXiv: 1403.3985.
- 30) Planck Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Astron. Astrophys., submitted, arXiv: 1405.0871.
- 31) BICEP2 Collaboration, P. A. R. Ade, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 241101.

著者紹介



小松英一郎氏: 専門は宇宙論。宇宙論に少しでも該当するあらゆる現象に興味があり、自分の理論予言を自分の手で検証するのが生き甲斐。宇宙マイクロ波背景放射は学生時代からのライフワーク。2001年の打ち上げ後よりWMAPチームのメンバー。



羽澄昌史氏: 素粒子と時空の根本法則をもとめて、実験・観測のアイデアを出し、プロジェクトを立ち上げ実行し、科学論文を書くことが仕事。KEKのBファクトリー実験を含むいくつかの素粒子実験を経て、2007年より実験宇宙論に転じ、宇宙マイクロ波背景放射の偏光観測実験によるインフレーション宇宙の検証を目指している。

(2014年7月5日原稿受付)

Polarization of the Cosmic Microwave Background: Current Status and Future Prospects Eiichiro Komatsu and Masashi Hazumi

abstract: The cosmic microwave background is polarized, and the pattern formed by polarization directions in the sky can be decomposed into the so-called “E-mode” and “B-mode” patterns. Motion of plasmas falling into gravitational potential wells at the photon decoupling epoch generates E-mode polarization, whereas it cannot generate B-modes. There are two sources of B-mode polarization within the context of the standard cosmological model: one is the gravitational lensing effect converting E-modes to B-modes; and the other is the primordial gravitational waves generated during cosmic inflation. The E-mode polarization has been measured repeatedly over the past years, and we have witnessed a revolutionary growth in the quality and quantity of the B-mode measurements from the summer 2013 to the spring 2014. We review the current status of the polarization measurements and discuss future prospects.

原子核多体問題における対相関の新たな数理手法： パフィアンとグラスマン代数を使って

大井万紀人 〈専修大学自然科学研究所〉

水崎高浩* 〈専修大学自然科学研究所〉

フェルミ粒子からなる有限量子多体系には、無限系には見られない独特の物理がある。その代表的な例に原子核がある。原子核を有限個の核子（陽子と中性子）多体系として捉えた核構造物理は、多くの物理学者の興味を惹いてきた。そこで使われる方法は、金属クラスターや極低温原子気体のボース凝縮など、他の有限量子多体系を研究する際の雛形としても応用された。逆に、他の多体系での研究成果が核構造物理に導入されて成果を上げた場合もある。例えば、対相関によってできたクーパー対が凝縮して超伝導をもたらすのと同様に、原子核でも核子の対凝縮を考えると、原子核の「超流動性」やそれに関連する現象を説明できることが判った。原子核の回転（角運動量）が、超伝導現象における磁場と同様の役割を持ち、角運動量の変化に対応して原子核は「有限系の相転移」（クロスオーバー）に相当する様々な現象を見せるのである。

原子核の形状が球形からずれる「核変形」が起き得ることは、原子核の回転に対応する励起状態の電磁スペクトル（回転バンド）—球形であればこれは存在しない—の発見によって実験的に確認され、さらに状態間の電磁遷移から非零値の四重極モーメントがあることも突き止められた。ラグビーボール形（四重極変形）や洋梨形（八重極変形）への変形機構は平均場近似により記述することはできたが、慣性能率が理論的予測と実験とで大きくずれるという定量的な問題が残った。これを解決したのが上述の対相関の導入であり、原子核が「超流動性」を持てば、観測される慣性能率が説明できることが示された。超伝導の物理で考案されたBCS理論が原子核に適用さ

れた訳である。その後、核変形と対相関を同時に取り扱える平均場法としてハートレー・フォック・ボゴリウボフ（HFB）理論が考案され、定量的にも成功を収めた。

核構造の研究が進むにつれ、平均場近似を超える多体相関を取り込む手法の開発が核構造理論の1つの主題となってきた。例えば、異なる平均場状態を量子力学的に重ね合わせる「生成座標法」が提案され、そこから角運動量射影法などが派生した。高励起状態の核構造の記述にあたり、角運動量射影法は平均場近似を超える量子多体理論として有望視されていたが、HFB状態の重ね合わせに必要な、相異なる状態のオーバーラップの位相が簡単に導出できないという困難が出てきた。この問題は核回転などに起因する時間反転対称性の破れと関連したもので、高スピン状態の記述で顕著となることが判ったものの、本質的な解決には至らなかった。

ところが、最近、この問題を解決するオーバーラップ計算の新しい公式が見出された。このブレイクスルーを可能としたのが、フェルミオンコヒーレント状態（FCS）とそれに付随するグラスマン代数の原子核多体問題への応用であった。この手法により導かれた新公式はパフィアンで表される。

著者らはFCSとグラスマン代数の適用をさらに進め、ウィックの定理として知られる多体演算子の遷移行列要素の計算法を一般化し、しかもよりコンパクトな公式の導出に成功した。パフィアンの積で表されるこの新公式により、角運動量射影を用いた核構造や核子有限系の相転移の研究が更に前進することを期待している。

—Keywords—

対凝縮：

原子核において、核子の間に働く力の引力成分は核子対の形成を促す。特に、全角運動量がゼロである核子対は、波動関数の重なりが大きいため安定し、クーパー対と同様に複合粒子としてボソンに似た性質を持ち、凝縮を起こし、原子核に超流動性を持たせる。これを原子核における対凝縮と呼ぶ。

角運動量射影：

原子核が変形し、回転や振動等の励起モードを発生して回転対称性を回復する現象は、自発的対称性の破れとその回復の一側である。色々な方向に変形した原子核における平均場解の重ね合わせから、角運動量の固有状態を抽出し、観測にかかる状態を得ることを角運動量射影法という。

パフィアン (Pfaffian)：

任意の反対称行列に対して定義される、行列式の「平方根」にあたる量であり、行列を A とすると

$$\text{Pf}(A)^2 = \det(A)$$

という恒等式が成立する。例えば、行列要素が a_{ij} である 4×4 行列 A について、そのパフィアンを書くと、

$$\text{Pf}(A) = a_{12}a_{34} - a_{13}a_{24} + a_{14}a_{23}$$

となる。また、グラスマン代数やウィックの定理とも深い関係がある。

* 編集委員が著者に含まれておりますが、このような場合、会誌編集委員会では別の委員を担当編集委員に選び、記事の審査の公正さを保つという内規に従っております。

1. はじめに

原子核多体系は核子からなる「有限量子多体系」であり、「無限量子系」には見られない独特の物理が発現し、多くの物理学者の興味を惹いてきた。^{1,2)} たとえば、この記事で取り上げるハートレー・フォック・ボゴリウボフ(HFB)法は、最近、他の有限多体系(ボース気体等)にも適用されている。³⁾

平均場近似を超える手法の探求は、分野を越えた共通のテーマであり、核構造物理では平均場理論に角運動量射影を組み合わせたのが代表的な方法の一つである。角運動量射影法は、様々な方向を向く核変形した平均場解を重ね合わせ、核回転を量子力学的に記述するものである。HFB状態に角運動量射影を適用すれば、角運動量の固有状態が得られ、高速回転する原子核の状態の、平均場近似を超えたより精密な記述ができる。

しかし、この手法を用いた数値計算の研究が進むと、予想外の問題、すなわちHFB状態のノルムオーバーラップ公式に数学的な難点があることが判明した。この問題は「位相問題」と呼ばれ、オーバーラップ関数の多価性に関連する幾何学的な問題と考えられた。角運動量射影法によって高速回転する原子核をより精密に記述しようとする試みは、位相問題に足をすくわれ停滞した。21世紀に入り、回転(クランキング項)によりHFB状態の時間反転対称性が破れることがこの問題の原因であることが示された。「幾何学的な手法」に基づく数値的な処方箋が提案⁴⁾されたものの、そのアルゴリズムは複雑で並列計算に向かない等の問題が残った。

近年、この状況を打破する画期的な新手法が発表された。今までの「幾何的」な問題認識とは全く異なる「代数的」な視点からの問題解決であった。本稿は、その経緯及び新しい手法、そしてその発展について解説したい。

2. HFBとオーバーラップ公式

HFB状態 $|\Psi\rangle$ は核子対(クーパーペアに相当)の凝縮状態であり、(ボソンの)コヒーレント状態のように粒子数保存を破る形で表現される。一方、ボゴリウボフ変換と呼ばれるカノニカル変換を行い、核子の実粒子基底から準粒子基底に移ると、HFB状態は準粒子の積型状態としても表すことができる。すなわち、

$$|\Psi\rangle \sim \exp\left(-\sum_{i<j} Z_{ij} c_i^\dagger c_j^\dagger\right) |0\rangle \sim \prod_i a_i |0\rangle. \quad (1)$$

ただし、 (c^\dagger, c) は実粒子の生成消滅演算子、 (a^\dagger, a) は準粒子の生成消滅演算子を表す。真空 $|0\rangle$ は実粒子基底に対するもので $c_i |0\rangle = 0$ を満たす。基底の模型空間の次元を N とすると、 Z_{ij} は N 次元の反対称行列である。HFB状態は、その自己無撞着計算の結果が核変形を許す状態になるなら、回転対称性を破る。破れた対称性を角運動量射影により回復させると、角運動量の固有状態が生成されると同時に、

平均場近似を超えた相関を取り込むこともできる。これは、回転対称性の破れた量子状態が集団モードを励起し、破れた対称性を回復する物理に相当していて、原子核の回転はその典型例と見なせる。この手法は物性物理においても活用され得るだろう。⁵⁾

角運動量射影した状態は、

$$|\Psi_M^I\rangle \sim \sum_{K=-I}^I g_K \int d\Omega D_{MK}^{I*}(\Omega) \hat{R}(\Omega) |\Psi\rangle. \quad (2)$$

と定義される。 Ω はオイラー角など変形核の方向を表すパラメータ、 $\hat{R}(\Omega)$ は回転演算子、そして $D_{MK}^I(\Omega)$ はSO(3)の表現の一つでウィグナーのD関数と呼ばれる。 Ω に関する積分は三重積分である。角運動量射影法を実行するには、 g_K に対し変分計算を行う。このとき、オーバーラップと呼ばれる量、例えば $\langle \Psi | \hat{R}(\Omega) | \Psi \rangle$ の計算が必要になる。

オーバーラップの計算公式は大西らによって

$$\langle \Psi | \hat{R}(\Omega) | \Psi \rangle = (\det P(\Omega))^{1/2} \quad (3)$$

と与えられた(大西公式)。⁶⁾ $P(\Omega)$ はボゴリウボフ変換の変換行列とウィグナーのD関数の積和で表される複素行列となり、その行列式はオイラー角について複素関数となる。したがって、複素数の平方根を計算する必要が生じ、すべてのオイラー角に対して平方根の符号(位相)を適切に定めなくてはならない。核構造分野では、大西公式の発見以来半世紀近くにわたりこの問題を解決する努力が続いた。

3. これまでのアプローチ(幾何的アプローチ)

ここで簡単に位相問題研究の歴史を振り返る。角運動量射影の式は三重積分で表される。そのため初期には軸対称変形に限定した計算が行われた。積分は一次元に減り、行列要素も実となって位相問題は生じなかった。次に時間反転対称性を持つ状態に限定した場合が考察された。積分は三次元となったが、対称性のおかげで位相問題は発生しなかった。1990年代後半の計算機環境の進歩により、制限を課さない状態に対する研究が進んだ。殊に、高スピン状態に現れる非軸対称変形状態では時間反転対称性が破れ、位相問題を本格的に解決する必要が生じた。角運動量射影計算時に大西公式の位相を適切に与えるための主な手法として、次に示す幾何的手法が試みられた。

大西公式中の平方根に起因する位相不定性は本質的には+1と-1の二値に帰着できるが、値を特定するため位相の連続性を利用した方法が最初に考案された。オイラー角で張られた三次元空間を考え、原点での位相を $e^{i \cdot 0} = 1$ に選ぶ。原点からオイラー角を微小変化させ隣接点での相対位相を連続性から決める。他の近傍でもこの操作を繰り返し、全空間に対して位相を一意的に定める方法である。この方法が可能なのは、幸運にもオイラー角に対する微分公式には位相不定性がないからである。⁷⁾

しかし、行列式の零点では位相が不定となりこの方法は

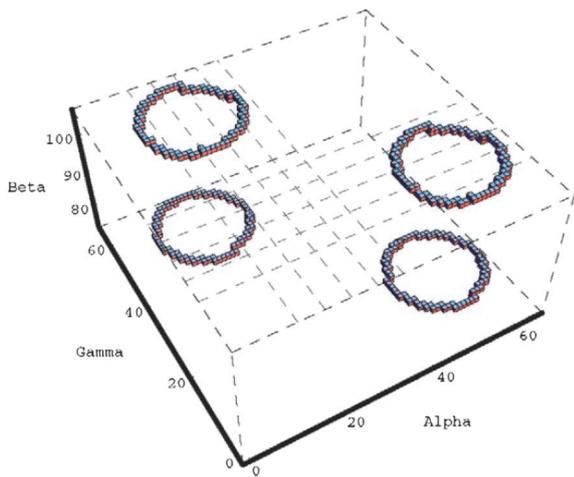


図1 オイラー角空間 $\Omega=(\alpha, \beta, \gamma)$ におけるノーダルラインの分布例 ($^{190}\text{Dy}, J=12h$). 文献8より転載.

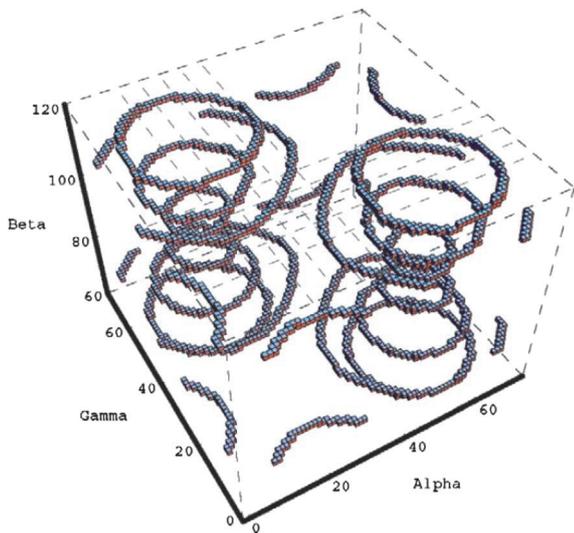


図2 オイラー角空間 $\Omega=(\alpha, \beta, \gamma)$ におけるノーダルラインの分布例 ($^{190}\text{Dy}, J=14h$). 文献8より転載.

適用できない。そのような特殊な場合はそれほど多くないだろうと考えられてきたが、高スピン状態の角運動量射影を行った大井らの数値計算により、零点は相当数存在することが発見された。⁸⁾ オイラー角の空間で、行列式が零となる線、つまりノーダルライン (NL) が現れるのである (図1, 図2)。⁸⁾ 高スピンになるにつれ NL の数は増加し、その分布も複雑になる。NL が存在しても、位相不定の特異点を回避できれば、連続性を利用して位相を決めることはできる。しかし、NL が複雑に分布すると、回避経路の探索に時間がかかり計算時間が増加する。この経路探索は逐次型のアルゴリズムとなり並列計算に適さない。このような状況は、HFBに基づくより高度な計算手法の発展を妨げていた。

4. 代数的アプローチ

2009年ロブレド (Robledo) はグラスマン積分を使い、式(3)をパフィアンを用いて位相問題のない表現に書き改め

た。⁹⁾ パフィアンとは行列式に似た代数的概念で、物理学に時々応用されるが、核構造理論では今まで利用されてこなかった。次節で概要を簡単に説明したい。

4.1 グラスマン積分とパフィアン

場の量子論で習うように、フェルミオンのコヒーレント状態 (FCS) をグラスマン数 ξ を利用して、

$$|\xi\rangle = e^{-\sum_i \xi_i c_i} |0\rangle, \quad (4)$$

と定義すると、FCSはフェルミオン消滅演算子の固有状態になる。すなわち、

$$c_j |\xi\rangle = \xi_j |\xi\rangle \quad (5)$$

となる。また、同様に、フェルミオン生成演算子に対しては

$$\langle \xi | c_j^\dagger = \langle \xi | \xi_j^* \quad (6)$$

と、双対空間における固有状態として与えられる。これらの関係を使うとFCSにより生成消滅演算子をグラスマン数に置き換えることができ、しばしばグラスマン数による積分の形にまとめられる。

よく知られたグラスマン数のガウス積分は、

$$\int \prod_i d\xi_i^* d\xi_i \exp\left(-\sum_{i,j=1}^N \xi_i^* M_{ij} \xi_j\right) = \det(M) \quad (7)$$

である (ただし M は N 次元のエルミート行列、 ξ_i は N 次元グラスマンベクトル $(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N)$)。多くの教科書には、結果が行列式となるこのタイプのグラスマン数のガウス積分しか見られないが、別のタイプのグラスマン積分も存在し、それが前章で見た位相問題の解決に重要な役割を果たす。この目的のためにパフィアンを導入する。

パフィアンは、行列式と似て行列の添字の置換についての和を考えるが、添字のペアで置換を考える点異なる。 $2N$ 次元の反対称行列 A に対して、パフィアン $\text{Pf}(A)$ は、通常

$$\text{Pf}(A) = \frac{1}{2^N N!} \sum_{\sigma \in S_{2N}} \text{sgn}(\sigma) \prod_{i=1}^N A_{\sigma(2i-1)\sigma(2i)} \quad (8)$$

と定義される。 S_{2N} は $2N$ 次元対称群を表し、その要素 (元) を σ とする。 $\text{sgn}(\sigma)$ は置換 σ のパリティを表す。 4×4 の反対称行列 A の場合のパフィアンを具体的に書き下すと、 $\text{Pf}(A) = A_{12}A_{34} - A_{13}A_{24} + A_{14}A_{23}$ となる。(著者らはこの例から後述のパフィアンとウィックの定理との関わりに気づいた¹⁵⁾)。また、 $\text{Pf}(A)^2 = \det(A)$ という関係式が成り立つことが知られており、大西公式を連想させる。位相問題を取り除く新公式を導出する上でもっとも重要な関係式は、パフィアンを与えるタイプのグラスマン積分の定義式であり、

$$\int \prod_{i=1}^{2N} d\theta_i \exp\left(-\sum_{i,j=1}^{2N} \theta_i A_{ij} \theta_j\right) = \text{Pf}(A) \quad (9)$$

である。ただし、グラスマン数の基底は倍に拡張されており、もともとのグラスマン数 ξ とその共役 ξ^* の双方を用い

た, $2N$ 個のグラスマン数

$$\theta = (\xi_1, \dots, \xi_N, \xi_N^*, \dots, \xi_1^*) \quad (10)$$

が定義されている.

4.2 大西公式のパフィアンバージョン

大西公式のパフィアンによる表現を得るために, まず式(3)の左辺のオーバーラップをグラスマン積分で書き直す. 式(1)をみると $|\psi\rangle$ 中の生成消滅演算子の形がわかり, それらをグラスマン数に直すには, 完全系を挿入する形で FCS の式(4)を導入し, 式(5), (6)を使えばよい (グラスマン数の完全系の入れ方などは文献10を参照). その結果, 得られるグラスマン積分は, 式(9)で与えられるパフィアン型になるため,

$$\langle \Psi | \hat{R}(\Omega) | \Psi \rangle = \text{Pf}(Z) \quad (11)$$

を得る.⁹⁾ この式には平方根がなく位相問題はない. Z は, 式(1)で与えた HFB 状態を特徴づける反対称行列 Z を拡張したもので, オリジナルの HFB 状態 $|\Psi\rangle (= |\Psi^{(0)}\rangle)$, およびその回転した状態 ($|\Psi^{(1)}\rangle = \hat{R}(\Omega) |\Psi^{(0)}\rangle$) に対する $Z^{(0)}$, $Z^{(1)}$, および定数行列 Λ を用いて

$$Z = \begin{pmatrix} Z^{(1)} & -\Lambda \\ \Lambda & -\Lambda Z^{(0)*} \Lambda \end{pmatrix}, \quad (12)$$

と表される. 詳細は文献11を参照されたい.

紙面の都合で触れなかったが, Neergård と Wüst が 1983 年に提案した公式¹²⁾ もあることを付け加えておく. この公式の導出方法にはパフィアン公式の場合と類似点があり興味深い. しかし, その数値計算には実用上の難点があったらしく, 広く普及するには到らなかった.

5. 平均場を超えたアプローチへ

パフィアンの導入は, HFB に基づいた理論に更なる発展をもたらすことになった. 著者らはパフィアンとウィックの定理が同じ数学的構造を持つことに着目し, HFB に基づく準粒子励起状態による行列要素をパフィアンで表せることに気付いた.

5.1 多準粒子励起基底による対角化法

核変形やその表面振動は, 励起スペクトルや電磁遷移の構造を分析することで調べられる. 数値的にこれらの物理量を研究する際は, 低励起状態を高い精度で解く必要があると共に, 同じ角運動量を持つ状態を複数計算する必要がある. その方法の一つとして, 角運動量射影した多準粒子励起基底による対角化法が挙げられる.

m 準粒子励起状態は m 個の添字 v_1, \dots, v_m で指定され, HFB の基底状態 $|\phi\rangle$ に対し, 準粒子の生成演算子 a^\dagger により

$$|\phi_{v_1, \dots, v_m}\rangle = a_{v_1}^\dagger \cdots a_{v_m}^\dagger |\phi\rangle, \quad (13)$$

と表される. このような状態に角運動量射影したものを基底とし, ハミルトニアン of 行列要素を計算し対角化すれば,

よい近似で励起状態のスペクトルや波動関数が求まる. この手法に属するのが射影シェルモデル (PSM)¹³⁾ である. しかし, 複雑な多準粒子励起状態の間のハミルトニアン行列要素は, 射影演算子を含むため, 励起準粒子の数の増加に伴い, その表式の導出すら困難となる. もちろん, 一般化されたウィックの定理¹⁸⁾ によって原理的には書き下せるが, 定理に含まれる項数は, 準粒子数 n が大きくなると $(n-1)!!$ のように爆発的に増大する. その例としてまず 4 準粒子の場合を示す. その射影行列要素は, $\langle a_1 a_2 [\Omega] a_3^\dagger a_4^\dagger \rangle = B(\Omega)_{1,2} A(\Omega)_{3,4} - C(\Omega)_{1,3} C(\Omega)_{2,4} + C(\Omega)_{1,4} C(\Omega)_{2,3}$ と 3 項からなる.¹⁴⁾ ここで, $[\Omega]$ は準粒子表現での角度 Ω の回転演算子, また $A(\Omega)$, $B(\Omega)$, $C(\Omega)$ は 2 準粒子状態の期待値で基本縮約に相当し, $A(\Omega) = \langle [\Omega] a^\dagger a^\dagger \rangle$, $B(\Omega) = \langle a a [\Omega] \rangle$, $C(\Omega) = \langle a [\Omega] a^\dagger \rangle$ という形で与えられる. 準粒子数を 6, 8, 10, 12, 14, \dots と増やすと, 行列要素の項数は 15, 105, 945, 10395, 135135, \dots と増加する.

ここには二つの困難がある. 一つは表式が閉じていないため, 原理的に書き下せるはずの式とはいえ, 莫大に増える項を逐一書き並べることが実際上不可能な点である. もう一つは計算量自体が爆発的に増える点である. 著者らは, パフィアンによってこの行列要素を閉じた形で表すことで, これらの問題を解決した.^{11, 15, 16)} これにより, 行列式を数値的に計算するときのように, パフィアンの数値計算アルゴリズムを用いて, 行列要素の計算が効率よく実行できるようになった.¹⁷⁾

5.2 一般化されたウィックの定理とパフィアン

まず, 準粒子に対する真空状態 $|\phi\rangle$ とその回転状態 $|\phi'\rangle$ による実粒子演算子の行列要素

$$\mathcal{M}_I = \langle \phi' | c_{v_1} \cdots c_{v_k} c_{v_{k+1}}^\dagger \cdots c_{v_{2m}}^\dagger | \phi \rangle \quad (14)$$

を考えたい. I は上式に現れる生成消滅演算子の添字を集合的に表したものである. 著者らは, 4 章と同じように扱えば, 異なる状態間のオーバーラップはグラスマン数で表すことができ, 母関数の方法を用いればパフィアン型のグラスマン積分に帰着して

$$\mathcal{M}_I = \text{Pf}(Z) \text{Pf}((Z^{-1})_I) \quad (15)$$

と表せることに気付いた.¹⁵⁾ 上式の Z は 4 章で現れた行列であるが, 母関数の導入によりここでは逆行列 Z^{-1} も現れる. 逆行列から集合 I に対応する部分を選び出した部分行列を $(Z^{-1})_I$ で示す. 部分行列 A_I は, n 次正方行列 A に対し $I = \{v_1, v_2, \dots\}$ とすると, $(A_I)_{ij} = A_{v_i v_j}$ と定義される. 具体例を挙げれば, 10 次反対称行列 A に対し, $I = \{1, 3, 4, 7\}$ とすると部分行列 A_I は

$$A_I = \begin{pmatrix} 0 & A_{13} & A_{14} & A_{17} \\ -A_{13} & 0 & A_{34} & A_{37} \\ -A_{14} & -A_{34} & 0 & A_{47} \\ -A_{17} & -A_{37} & -A_{47} & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

となる.

式(15)は、実粒子の生成消滅演算子が無ければ、ロブレドの公式に一致する。つまり、この式の右辺の最初のパフィアンは、式(11)で与えられるオーバーラップに対応する。一方、逆行列 Z^{-1} に対する2番目のパフィアンはウィックの定理に相当している。この逆行列はよく知られた遷移ペアリングテンソルと遷移密度行列¹⁸⁾で表すことができる。¹⁵⁾パフィアンの定義式(8)に従って書き下せば、2番目のパフィアンは遷移密度行列と遷移ペアリングテンソルを縮約とした、それらの積和として表されることが確認できる。

我々と平行して、アメリカ¹⁹⁾とフランス²⁰⁾でも同様の研究が行われた。特に後者の研究は著者らのアプローチと似ていたが、母関数の方法を使わなかったため、

$$\mathcal{M}_I = (-)^{|I|} \text{Pf}((Z)_I) \quad (17)$$

という公式になった。²⁰⁾ただし、 $|I| = \sum_{k=1}^{2m} v_k$ 。この式はシンプルに見えるが、ウィックの定理との関連は示せない。また、上式中の行列 $(Z)_I$ は、補集合 \bar{I} に対応する Z の部分行列だが、一般に行列 Z の次元は、集合 I の次元に比べてはるかに大きく、式(17)ではパフィアンをとる行列の次元が増大し計算時間が長くなる。一方、同じ行列要素 \mathcal{M}_I を表す式(15)と式(17)から、数学者によって近年証明されたルイス・キャロル公式のパフィアンバージョン²¹⁾に対するグラスマン積分を用いた別証が与えられる。¹⁵⁾

5.3 準粒子行列要素のパフィアン公式

次に準粒子行列要素に対する表式を得るため、

$$\mathcal{M}_I = \langle \phi | a_{v_1} \cdots a_{v_n} [\Omega] a_{v_1}^\dagger \cdots a_{v_n}^\dagger | \phi \rangle. \quad (18)$$

を考える。 a^\dagger と a は準粒子の生成消滅演算子であり、角運動量射影演算子はバリアン・ブレザン論文²³⁾中での形式で考える。この行列要素は原・岩崎によってウィックの方法で求められ、¹⁴⁾田辺・榎並・吉永によって一般化された。²²⁾これに対し、著者らはグラスマン積分の方法で、パフィアンによる表式を与えた。¹⁶⁾それは、

$$\mathcal{M}_I = \text{Pf}(\mathbb{M}_I) \quad (19)$$

となり、ここで現れる行列 \mathbb{M} は

$$\mathbb{M} = \begin{pmatrix} B & C \\ -C^T & A \end{pmatrix} \quad (20)$$

である。 A, B, C は縮約行列で、その行列要素は5.1節で定義した基本縮約で表される。また、 \mathbb{M}_I は、集合 $I = \{v_1, \dots, v_n, v_1, \dots, v_n\}$ に対応する \mathbb{M} の部分行列である。この表式は、準粒子真空に対して定義したFCSを使い、関連するグラスマン多重積分を実行することで得られた。¹⁶⁾

このように、パフィアンを利用した新しい表式や計算法が得られ、角運動量射影された準粒子励起状態を使った様々な計算が可能となった。上述のPSMの拡張については、現在、上海の孫教授のグループとの共同研究が進んでいる。²⁸⁾

6. パフィアンと様々な物理

最後に、著者らが知りうる範囲でパフィアンの物理学への応用についてまとめておく。まず1969年のバリアン・ブレザンの論文²³⁾で、HFBに対するウィックの定理がパフィアンと関係するだろうという予想が、数行ではあるが述べられている。明確な応用例としてはイジングモデルに対するdimer modelの分配関数の計算²⁴⁾がある。これは組み合わせ論としてのパフィアンの応用である。また、別の重要な応用として、バックlund変換式がパフィアンの恒等式に帰着することを利用した、ソリトンの解法への活用がある。²⁵⁾さらに分数量子ホール効果には、波動関数がパフィアンの多項式で書ける状態が知られている。²⁶⁾量子モンテカルロ法の試行関数²⁷⁾にもパフィアンは適用できる。核構造研究への今回の応用は、バリアン・ブレザン予想に関連し、場の理論の教科書にある量子多体問題の定式化において、スレーター行列式で行列要素を扱う手法を、HFB波動関数へと拡張したという位置づけである。

7. まとめと展望

原子核構造の理論分野では、平均場を超える方法の一つとして、HFB状態に対する角運動量射影計算が重要であったが、大西公式に潜む位相問題のために進展が滞っていた。こういう状況下で、ロブレドは従来の方法とは異なる方法により位相問題を解決し、パフィアンによる閉じた表現を与えた。この研究が契機となり、HFBの多準粒子励起状態を扱う方法の理論研究が近年大きく進んだ。多準粒子励起状態による行列要素は、これまで一般化されたウィックの定理によりその表式を計算していたが、著者らはパフィアンによる一般的な閉じた表式を与えた。これらの進展により、今後、原子核構造分野に超並列計算を使った射影HFB基底を用いた様々な方法がもたらされると期待している。

参考文献

- 1) H. Nishioka: *Z. Phys. D* **19** (1991) 19.
- 2) B. Mottelson: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 2695.
- 3) A. J. Leggett: *New J. Phys.* **5** (2003) 103.
- 4) 大井万紀人, 水崎高浩: 日本物理学会発表「高スピン状態の角運動量射影」弘前大学 (2011).
- 5) 例えば, T. Mizusaki and M. Imada: *Phys. Rev. B* **69** (2004) 125110.
- 6) N. Onishi and S. Yoshida: *Nucl. Phys.* **80** (1966) 367.
- 7) N. Onishi and T. Horibata: *Prog. Theor. Phys.* **64** (1980) 1650.
- 8) M. Oi and N. Tajima: *Phys. Lett. B* **606** (2005) 43.
- 9) L. M. Robledo: *Phys. Rev. C* **79** (2009) 021302(R).
- 10) J. W. Negele and H. Orland: *Quantum Many-particle Systems* (Advanced Book Classics, 1988).
- 11) M. Oi and T. Mizusaki: *Phys. Lett. B* **707** (2012) 305.
- 12) K. Neergård and E. Wüst: *Nucl. Phys. A* **402** (1983) 311.
- 13) K. Hara and Y. Sun: *Int. J. Mod. Phys. E* **4** (1995) 637.
- 14) K. Hara and S. Iwasaki: *Nucl. Phys. A* **332** (1979) 61.
- 15) T. Mizusaki and M. Oi: *Phys. Lett. B* **715** (2012) 219.
- 16) T. Mizusaki, M. Oi, F.-Q. Chen and Y. Sun: *Phys. Lett. B* **725** (2013) 175.
- 17) P. Benner, R. Byers, *et al.*: *Electronic Transactions on Numerical Analysis* **11** (2000) 85.
- 18) P. Ring and P. Schuck: *Nuclear Many-body Problems* (Springer, 1980).
- 19) G. F. Bertsch and L. M. Robledo: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 042505.
- 20) B. Avez and M. Bender: *Phys. Rev. C* **85** (2012) 034325.

- 21) M. Ishikawa and M. Wakayama: Adv. Stud. Pure Math. **28** (2000) 133.
- 22) K. Tanabe, K. Enami and N. Yoshinaga: Phys. Rev. C **59** (1999) 2494.
- 23) R. Balian and E. Brézin: Nuovo Cim. **64B** (1969) 37.
- 24) P. W. Kasteleyn: Phys. **27** (1961) 1209; J. Math. Phys. **4** (1963).
- 25) 広田良吾: 『直接法によるソリトンの数理』(岩波書店, 1992).
- 26) G. Moore and N. Read: Nucl. Phys. B **360** (1991) 362; M. Greiter, X. G. Wen and F. Wilczek: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 3205; Nucl. Phys. B **374** (1992) 567.
- 27) M. Bajdich, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 130201; D. Tahara and M. Imada: J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 114701; T. Mizusaki and N. Shimizu: Phys. Rev. C **85** (2012) 021301 (R).
- 28) L.-J. Wang, F.-Q. Chen, T. Mizusaki, M. Oi and Y. Sun: Phys. Rev. C **90** (2014) 011303 (R).

(2013年9月30日原稿受付)

New Approaches to Nuclear Pairing Problem through the Pfaffian and Grassmann Algebra

Makito Oi and Takahiro Mizusaki

abstract: The Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) theory, an extended theory of the Bardeen-Cooper-Schrieffer theory, is rich in physical and mathematical structures. Nuclear physicists have struggled to find compact formulae to evaluate HFB transition matrix elements of many-body operators, which handle the pairing correlations. A recent breakthrough has brought us a new formula in terms of the Pfaffian. In the derivation, the Grassmann algebra and the Fermion coherent states were employed. These findings have opened up a new way to tackle the quantum many-body problems in the presence of the pairing.

応用物理 第83巻 第10号 (2014年10月号) 予定目次

Science As Art: ミネラル飲料中の結晶 松谷晃宏
解説: IOT時代に向けた超低電圧LSI 住直孝
最近の展望
 シングルナノに向けた次世代リソグラフィ材料設計... 古澤孝弘
 コンプトンイメージングの最近の展望... 高橋忠幸, 武田伸一郎
 自動車灯火に関する技術基準の国際調和..... 塚田由紀
研究紹介
 フェムト秒X線レーザーによる溶液中の生きた細胞観察
 木村隆志
 PEDOT/PSSの階層構造と電気伝導度向上のメカニズム
 奥崎秀典

酵素を用いるバイオ発電デバイス..... 西澤松彦
 フラットパネルディスプレイ向け大面積スパッタカソードの
 プラズマ制御..... 武井応樹
分科会だより: 有機分子・バイオエレクトロニクス分野に
 おける中分類再編とその効果..... 中村雅一
ホッとひととき, ほか
 写真で楽しむ身近な科学..... 伊知地国夫
 米国企業から日本を見つめて40年; 研究開発の立場から
 岡田 明
 心理物理学で脳内の知覚情報と外界の物理情報をつなぐ
 葭田貴子

物理教育 第62巻 第3号 (2014) 目次

査読論文
研究論文: 半直線電流による電磁場の厳密解..... 斎藤吉彦
私の工夫: 交流回路中のコンデンサの働きを体感する実験
 出口幹雄
私の実践: 個別指導による生徒の思考過程の分析
 平本健太, 新田英雄
企画
若手教師の声: 生徒実験と生徒の発達段階..... 今井章人
小中の物理教育: 物理における中学校教科書の比較調査
 高橋和光
《東北支部特集》
 東北支部の活動と特集..... 須藤彰三

リードスイッチ式簡易回転計を利用した教員研修の実践
 吉田雅昭, 他
 ガリレオの彷徨に見る物理学学習の鍵..... 岩崎 信
 反磁性物質による磁気浮上..... 小田部 泉
大会報告: 第31回物理教育研究大会プログラム
学会報告・Information
 「第23回今春の物理入試問題についての懇談会」(東京) 報告
 入試検討委員会
 日本物理教育学会賞・日本物理教育学会奨励賞募集
 選考委員会

鉄はどこから来たのか？

—X線天文衛星「すざく」が明らかにした鉄大拡散時代

Aurora Simionescu (JAXA 宇宙科学研究所)

Norbert Werner (Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology)

満田和久 (JAXA 宇宙科学研究所)

銀河団は、差し渡し数百万光年の空間に数十個から1,000個もの銀河が集中している宇宙最大の天体です。普通の物質（バリオン）に限ると、銀河団の主たる構成要素は実は銀河ではなく、温度数千万度の高温ガスです。銀河団中のバリオンのほとんどは、X線を発する高温ガスとして銀河と銀河の間の空間に存在します。銀河団は、X線を放射する高温ガスの海の中に個々の銀河が浮かんでいるような天体と言えるでしょう。

「すざく」衛星は、2005年に日本が打ち上げたX線天文衛星であり、現在も、世界中に開かれた国際X線天文台として活用されています。「すざく」衛星は、特に、天球面上に広がった表面輝度の低い放射を検出する感度に優れています。我々はこの特長を活かし、距離2.5億光年という近傍にあるペルセウス座銀河団の大規模観測を行いました。すべての銀河団の中で最も明るく、大きく広がったこの銀河団は、詳細な研究には最適です。X線観測からは銀河団の薄いガスの密度や温度を始めとする多くの重要な物理量を得ることができます。今回、「すざく」を用いたペルセウス座銀河団の大規模マッピング観測により、銀河団の中心から銀河団の縁であるビリアル半径に至るまでの高温ガス（バリオン）の分布を精密に得ることができました。その結果、銀河団の縁では、エントロピー分布は理論が予測するよりも平坦であり、密度は

理論予測や電波観測で得られた値よりも高いことが初めて明らかになりました。この矛盾は、宇宙の大構造から銀河団に落ちてくるガスが塊を作って存在しており、熱化されるビリアル半径を通過した後も、この塊が残ると考えると説明できることがわかりました。

さらに、ペルセウス座銀河団の広い範囲にわたって鉄の組成比を調べたところ、その場所ごとのばらつきが非常に小さく、ほとんど一様であることを発見しました。重元素の発生源である星の分布とは相関していません。1,000万光年にもおよぶ広い範囲について鉄の割合がほぼ一様であることから、鉄のほとんどは、銀河団が形成された時代よりも前に宇宙に大きく広がり、よく混ぜていたと考えられます。銀河団の誕生は宇宙誕生から約40億年後（いまから約100億年前）だと考えられているので、いまから100億年以上前に、鉄などの重元素が星々から大量にまき散らされ、宇宙中に拡散した時代があり、現在の宇宙に広がるほとんどの重元素はその時代にまき散らされたものであると考えるのが妥当です。数多くの星が生まれ、巨大ブラックホールが急成長したこの時代、星々から生み出された重元素は、超新星爆発や銀河中心の超巨大ブラックホールによって引き起こされた銀河からの強い風に乗って宇宙中に拡散して行ったと考えられます。

—Keywords—

ペルセウス座銀河団：

X線で最も明るい銀河団。地球から見てペルセウス座の方向2.5億光年離れた位置にあり、巨大楕円銀河NGC1275を中心に大小あわせておよそ200個の銀河を擁する銀河団である。

1,000万光年：

例えば我々の銀河系の直径は10万光年である。

鉄からのX線：

銀河団の高温ガス中に鉄が存在することは、主としてヘリウム様、あるいは水素様に電離した鉄イオンが放射する特性KX線を観測することで知ることができる。鉄は宇宙で最も豊富に存在する重元素の一つであるためその特性X線の強度が比較的強いこと、特性KX線が現れる6-8 keV帯に他の元素からの目立ったスペクトル線が存在しないこと、他の主要な重元素からの特性KX線に比べてエネルギーが高く古典的なX線検出器（たとえば比例計数管）でも分光が可能であったことから、鉄の特性KX線は、歴史的にもX線天文学の世界で最もよく調べられている。鉄の特性KX線は、それを用いた分光研究を、哲学のもじりで「鉄学」と呼ぶこともあるほど、日本のX線天文学者にとって馴染みの深い研究対象である。

1. はじめに

近年の理論と観測の進歩により、宇宙に存在する質量（エネルギー）の95%が正体不明のダークマターとダークエネルギーによって占められていることが明らかになっている。しかし、これらの性質についての我々の理解は極めて限定的であり、ほとんどわかっていないと言っても過言ではない。翻って、いわゆる普通の、標準モデル粒子の世界を眺めてみても、実は状況は似たり寄ったりである。我々が目で見ることのできる夜空の星々を構成しているバリオンは、実は全バリオンの10%にしか過ぎない。残る約90%のバリオンは銀河と銀河の間の空間を埋めるガスとして存在していると考えられている。このガスの温度は 10^6 Kほどもあるためプラズマ状態となっていて、主としてX線を放射する。ところが、ごく最近まで、このX線プラズマの特性は、大質量銀河団の中心近傍、つまり宇宙の大構造のフィラメント^{*1}の最も明るい部分での測定しかできていなかった。我々が知ることができる宇宙は、氷山の一角の、そのまた一角にすぎなかったのである。

この状況は「すざく」の登場によって大きく変わりつつある。「すざく」は、米国のChandraや欧州のXMM-Newtonに遅れること5年、日本の旗艦X線天文台として2005年7月に打ち上げられた。軌道高度の低い「すざく」は、地球磁場によって宇宙放射線から遮蔽されるため、他の二機に比べて検出器のバックグラウンドレベルが低く極めて安定している。これにより暗く広がった天体に対して非常に高い感度を持つことが、「すざく」の最大の特長の一つとなっている。打ち上げ以来、検出器固有のバックグラウンドの精査や放射線損傷の評価、光学系由来のゴーストイメージの較正などが精力的に行われ、ここ数年でようやくその最高性能を発揮できるようになってきた。この能力を使って、「すざく」は銀河団の端の暗い部分までの姿を明らかにしつつある。これまでChandraやXMM-Newtonの高いバックグラウンドの検出器では手が届かなかった銀河団外周のビリアル半径、あるいはその外側の領域にまで探査の手を広げたのだ。銀河団はダークマターの重力が支配する自己重力系である。その強力な重力により、宇宙大構造のフィラメントから銀河団にガスが降着しており、これが熱化されるのがビリアル半径である。新たな降着ガスが、すでに銀河団に捉えられている銀河団ガスとどのように平衡状態に達するかを観測することにより、現在も進んでいる宇宙大規模構造の形成・成長過程を研究することが可能になってきた。

2. 銀河団外縁のバリオン分布

ビリアル半径の内側に広がる銀河団ガスは、およそ 10^{7-9}

Kという非常に高温であるためX線で輝く。この温度では、ガスは一部重元素のK殻電子を残してほぼ完全に電離しており、主に自由電子による熱制動放射^{*2}を発生している。宇宙大構造のフィラメントから供給されるガスは、銀河団の重力ポテンシャルに落ちて行く際に、既存の銀河団ガスと衝突して衝撃波を形成し、下流側で超高温になる。銀河団へのガスの降着において、既存の銀河団ガスとの混合は比較的少なく、宇宙時間をかけて連続的に層状に降り積もって行く。

中心からより遠く離れたガスは、先行したガスによって重力ポテンシャルがより深くなってから降着し、より強い降着衝撃波を通り抜けるため、エントロピーは銀河団中心からの半径に伴って増加する。例えば二つの大きな銀河団が衝突するとき、ある程度の一時的な混合は生じるが、より低いエントロピーのガスは対流的に不安定で、最終的に重力ポテンシャルの底に落ち着き、半径とともに単調増加するエントロピー分布を復元する。実際、解析的モデルも数値的モデルも、X線を放射する銀河団ガスのエントロピー分布は、 $K \propto r^\alpha$, $\alpha = 1.1-1.2$ のベキ型の分布に従うことを予測する。¹⁾しかし、「すざく」による初めてのビリアル半径近辺の銀河団ガスの観測結果は、この予想に対し興味深いずれを示した。²⁾これは、ビリアル化の過程はおそらく想像よりもより複雑だということを示唆している。

「すざく」の観測機器の較正精度が上がった最近の数年間で、銀河団の外縁部分を系統的に観測するKey Project観測が実施されている。「すざく」プロジェクトでは、毎年、公募の形で全世界の研究者から観測提案を募り、公平な審査を勝ち抜いた優れた提案に基づく観測を実施している。観測時間は通常、10 ksecから、長くても300 ksec程度であり、1年間の公募期間を超えての観測は認められない。しかし2009年からは、一部の観測についてはこの枠を取り払い、観測時間は無制限、複数の公募期間にわたっての提案も可とするKey Projectを実施している。Key Projectでは、観測者を縛るあらゆる制限を取り除き、「すざく」の優れた性能をフルに発揮させて、将来にわたって永く使い続けられるlegacyとなり得るデータの取得を目指している。

銀河団ガスは天球面上で薄く広がっていて低バックグラウンドでの観測を要求するため、「すざく」の独壇場であり、Key Projectのテーマにふさわしいと言える。主として銀河団の外縁部で起きている物理プロセスを明らかにするために、これまで複数のKey Project観測が行われてきた。その中でも、最も我々に近くX線で明るいペルセウス銀河団は最初のターゲットとなった。ペルセウス銀河団では、銀河団の中で一番高い光子統計と空間分解度を得られるため、物理的スケールの観点で詳細な研究にとって最高のターゲットであるとともに、得られるデータがその他の同様

^{*1} 宇宙の中で銀河の分布が示す巨大な泡のような構造のこと。この構造はダークマターの作る重力によって成長する。泡を天球面に投影した時の縁の部分には銀河が集中するため明るい筋のように見える。これがフィラメントである。

^{*2} 荷電粒子が加速度運動をすると電磁波が放出される。荷電粒子が熱的なエネルギー分布を持っている場合に放出される電磁放射のこと。

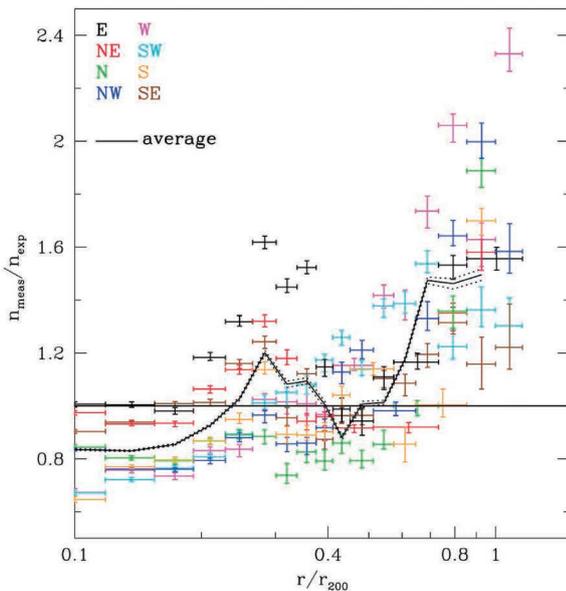
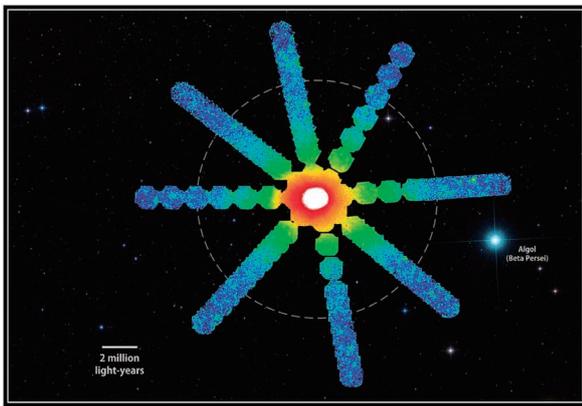


図1 上:異なる8方向に沿った84カ所の「すざく」のマッピング観測で得られたペルセウス座銀河団のX線表面輝度の疑似カラーのイメージ。青いほうがX線で暗いことを示す。破線の円はビリアル半径(宇宙の大構造からのガスが降着して熱化される場所)で、半径2.7度の広さである。下:ペルセウス座銀河団の8本の腕に沿って測定されたガスの塊度合い(gas clumping factor), すなわち、エントロピーや圧力分布が予想された傾向⁶⁾に従うようバイアスを補正するために、X線輝度から測定した平均密度 $\sqrt{\langle n^2 \rangle}$ が、どのくらい本当の密度 $\langle n \rangle$ より大きくなければいけないかを示す。ビリアル半径 r_{200} (それより内側のバリオン平均密度が宇宙平均密度の200倍となる半径)のおよそ3分の1ほど東側に過去の小さい銀河団との衝突の痕跡がある。ビリアル半径の3分の2より外側では、観測された8方向の全てでガスは塊となっている。

の銀河団観測を計画する際の良い指標となるからである。ペルセウス座銀河団のマッピングでは、1 Msec以上の観測時間を使い、全84カ所、中心から異なる8つの方向にビリアル半径の外側までの観測が実施された。そのモザイクイメージを図1に示す。データが膨大であるため、ようやくつい最近になってすべてのデータ解析が終了した。

その結果、方位角方向に平均化したエントロピープロファイルは、大きい半径の場所で予想されたベキ乗の振るまいからかけ離れ、明らかに平坦であることが十分な精度をもって確かめられた。さらに、ビリアル半径に近いところでのガスの圧力は、数値シミュレーションからの予測³⁾や、宇宙マイクロ波背景放射に対する銀河団ガスのスニヤエフ・ゼルドビッチ効果^{*3}を用いた独立した測定⁴⁾に比べて

も高すぎることを示された。ペルセウス座銀河団の8方向に沿って調べた「すざく」Key Projectの結果は、もしX線で測定されたガス密度が本来の値より高くなるようにバイアスがかかっているならば、銀河団の外縁部での明らかなエントロピーの不足と圧力超過の両方を同時に説明づけられることを示している。^{5,6)}

もしガスが均一でなく塊で分布しているなら、このバイアスに説明がつく。熱制動放射の放射率は粒子数密度 n の二乗によるため、X線輝度から推測される平均密度は $\sqrt{\langle n^2 \rangle}$ に比例し、密度がゼロでない分散を持っているならば本当の平均 $\langle n \rangle$ より大きくなる。いっぽうスニヤエフ・ゼルドビッチ効果の強さは単に n に比例するため、二つの異なる方法を用いてガス圧力測定の違いを説明できる。これは、周りの大規模構造フィラメントから銀河団に落ちてくるガスの一部はすぐに銀河団ガスと混ざらず、ビリアル半径の内側でも塊の形で残っている、という重要な結論を意味する。

この結果は、まだ研究が始まったばかりの銀河団の微視的な物理量の評価に影響をもたらす。例えば、X線プラズマはどれくらい粘性なのか? 水のようなのか、それともハチミツのようなのか? ガスの塊が銀河団に落ちてきた後、速やかに銀河団ガスに溶け込まないのは磁場による作用なのか? 数値シミュレーションは定性的に、ガスの塊は銀河団の端に存在すると予想する⁷⁾が、観測を説明するだけの十分な塊を作っていない。「すざく」で観測されたガスの塊の量を再現しようとする試みは、地上の実験室では再現できない非常に特別な条件下でのプラズマ物理の理解に大きく貢献するだろう。ビリアル半径付近での銀河団ガスは、地上で得られる超高真空の10万分の1以下の密度しかないのである。

3. 重元素はいつ作られ、ばらまかれたのか?

ペルセウス座銀河団のKey Project観測によって、ビリアル半径までおよぶ広い範囲にわたって銀河団ガス中の重元素を非常に精度よく測定することが可能となった。初期の「すざく」の結果は、鉄の分布が銀河団の半径の大きいところまで驚くほど平坦で、星の質量分布よりもかなり緩やかだと報告した。^{8,5,9)} ペルセウス座銀河団Key Projectのデータは鉄がコア領域を超えた外縁部においても非常に均一に分布しており、半径方向だけでなく方位角方向でも大きな変化がみられないことを明らかにした(図2)。¹¹⁾ 重元素が、その発生源である星々の分布に従わずに一様によく混ざっているということは、銀河団が形成される前、つま

*3 宇宙空間に存在する高エネルギーの電子が、コンプトン散乱で宇宙マイクロ波背景放射の光子を叩き上げ、そのエネルギースペクトル(黒体放射)を歪める現象のこと。歪みの大きさは電子の柱密度に比例する。銀河団中心を通る視線方向においては、視線上の電子の平均密度と銀河団直径の積に比例することになるが、直径は球対称を仮定すればX線の画像から推定できるので、銀河団の電子の平均密度を推定できることになる。

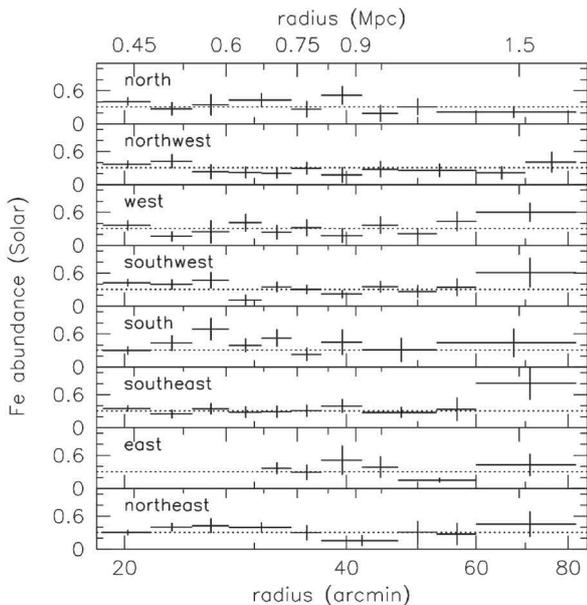
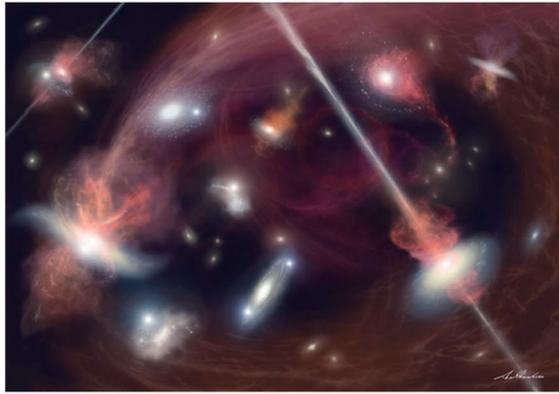


図2 上: 100-120億年前, 宇宙は激動の時代だった。星生成率が非常に高く, 新しく生まれた星の多くはすぐに巨大超新星爆発を起こして死んでいた。これらの爆発が, 他の星や惑星や生命の構成単位となる重元素を作り出した。同じ時期に, 銀河の中心にあるブラックホールは周囲の大量のガスを飲み込み, 強いジェットやアウトフローを生んでいた。超新星とブラックホールの活動が組み合わさったエネルギーは強力な銀河風を作り出し, 銀河から銀河間空間に鉄を吹き飛ばした [画像著作権: 池下章裕]。下: 「すざく」によるペルセウス座銀河団Key Projectにより, 銀河団コアを超えた78カ所の独立した場所で測定された銀河団ガスの鉄の量は際立って一様な分布を示した。¹¹⁾

り銀河団内のガスの動径方向の混合が非効率でエントロピーが層構造を持つようになるよりも前に, すでに銀河から銀河間ガスに重元素が放出されていたことを示す。

重元素はどのようにしてそんなに早い段階で銀河から放出されたのだろうか? ペルセウス座銀河団の外縁部で均一なメタル分布がみられるということは, 星形成とブラックホール活動が最大だった100億年以上前に, 超新星爆発や大質量銀河の中心にいる巨大ブラックホールによって起こるガスの流出が極めてパワフルだったことを意味する。このことは初期宇宙における銀河の進化のモデルを考える際に考慮されなければいけない新しい重要な情報である。さらに, 銀河団が形成される以前に, 既に銀河から周囲の空間に重元素が放出されていたということは, その後この重元素で汚染されたガスが自己重力で寄り集まって作ら

れる銀河団すべてにおいて, 重元素の対水素組成比がペルセウス座銀河団の値と同じ, 太陽組成の約0.3の一定になるべきという重要な予測を導く。「すざく」長時間観測データを用いることにより, この予測を確かめることができるだろう。

もしこの予測が本当なら, 非常に大量の鉄が宇宙の歴史において早い時期に作られたことになる。いつ重元素が作られたのかは, 宇宙膨張の歴史を調べる上で重要な指標であり, 鉄を含むニッケルグループ元素の主な起源であるIa型超新星の多くが, 星形成のピーク時期を過ぎたすぐ後に爆発したことを示唆する。これはまた, 巨大銀河団の間に存在する大規模構造フィラメントの銀河間物質には重元素が豊富に含まれていて, 将来の, 広視野大有効面積と高いスペクトル分解能を併せもつ観測器 (mission) によって輝線スペクトルとして検出できるということの意味する。そして最後に, もし今巨大銀河団に落ちている物質中に鉄が豊富に含まれているなら, 鉄の核は銀河団の端で降着のショックを通り抜けながら降着し, 高エネルギー宇宙線の重要な供給源となるだろう。

4. おわりに

2015年度に打ち上げが予定されている次期X線天文衛星ASTRO-Hでは, 現在のCCDカメラよりも一桁以上よいエネルギー分解能で様々な元素, 特に鉄の速度を測ることができるようになる。スペクトル輝線の幅やエネルギーのずれを調べることにより, 近傍の宇宙において, 供給源となった銀河から, 重元素がどのように放出されたのかを知ることができるだろう。これは, 重元素の放出がより遠方の宇宙でどのように起きて銀河を形成し, 生命にとって不可欠である重元素が宇宙に拡散していったかの歴史を紐解くための最初のステップとなるだろう。

参考文献

- 1) G. M. Voit, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364** (2005) 909.
- 2) M. R. George, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **395** (2009) 657.
- 3) D. Nagai, *et al.*: *Astrophys. J.* **668** (2007) 1.
- 4) Planck Collaboration: *Astron. Astrophys.* **550** (2013) A131.
- 5) A. Simionescu, *et al.*: *Science* **331** (2011) 1576.
- 6) O. Urban, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **437** (2014) 3939.
- 7) D. Nagai and E. T. Lau: *Astrophys. J.* **731** (2011) L10.
- 8) Y. Fujita, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **60** (2008) 343.
- 9) K. Matsushita, *et al.*: *Astrophys. J.* **764** (2013) 147.
- 10) N. Werner, *et al.*: *Nature* **502** (2013) 656.

非会員著者の紹介

Aurora Simionescu氏: X線天文学, 特に銀河団中のプラズマ物理に興味がある。

Norbert Werner氏: X線天文学, 特に銀河団と宇宙の大規模構造における物理的および化学的進化に興味がある。

(2014年4月7日原稿受付)

A Complete Census of the X-ray Brightest Galaxy Cluster out to the Virial Radius with *Suzaku*

Aurora Simionescu, Norbert Werner and Kazuhisa Mitsuda

abstract: A large fraction of the baryons in the Universe, about 90%, have not been converted into stars, but instead reside in the hot, X-ray emitting, diffuse plasma which fills the space between galaxies. Until very recently, however, it was only possible to measure the properties of the brightest parts of this X-ray plasma. Thanks to the low background nature of the science instruments, *Suzaku* has opened up the possibility of exploring the clusters of galaxies out to the Virial radius for the first time. This has allowed us to study the ongoing largescale structure formation process by looking at how the gas that is constantly accretes onto clusters of galaxies from the surrounding cosmic web filaments comes into equilibrium with the rest of the intra-cluster medium.

The mapping observations of the nearest and the brightest Perseus cluster of galaxies, being composed of 84 pointings in total in 8 different radial directions, revealed that the entropy distribution is flatter than that of theoretical prediction and the density at the cluster outskirts is larger than what is evaluated using the Sunyaev-Zel'dovich effect.

These intriguing deviations can be explained if the accreting material is originally clumpy, and it retains the this inhomogeneity in density after it passes the shock front.

The same mapping observations of the Perseus cluster have also allowed us to measure the metal content of the intracluster medium with exquisite accuracy out to the virial radius. The data revealed that the iron abundance is distributed very uniformly beyond the cluster core, not only as a function of radius but also as a function of azimuth. The fact that the metals are so well mixed, instead of following the distribution of the stars, implies that the metals must have been ejected from the galaxies into the intragalactic medium before the clusters formed and the entropy became stratified, preventing further mixing from taking place efficiently. The result suggests that the outflows driven by supernova explosions and by the supermassive black holes at the centers of massive galaxies were extremely powerful more than 10 billion years ago. This is new and important information that must be considered when modelling the evolution of galaxies in the early Universe. In addition, it leads to the important prediction that the metallicity in and around all massive clusters should be constant at about 0.3 of the solar value, which is the same value as measured in the Perseus cluster.

日本物理学会誌 第69巻 第11号(2014年11月号) 予定目次

巻頭言

物理教育委員長として:「大学の物理教育」20周年記念増刊号
と共に……………須藤彰三

現代物理のキーワード

バレートロンクス:第三のエレクトロニクス?……………江澤雅彦

交流

銀河と共に進化する超大質量ブラックホール……………谷口義明

解説

原子干渉計を用いたベリー位相の測定……………盛永篤郎

シリーズ「量子論の広がり—非局所相関と不確定性—」

宇宙初期ゆらぎのエンタングルメント……………南部保貞

最近の研究から

遷移金属カルコゲナイド2次元結晶—超伝導から円偏光発光

素子まで—……………張 奕勁, 岩佐義宏

走査トンネル顕微鏡で捉えた単一磁性分子の磁気異方性

スイッチング……………塚原規志, 川合真紀, 高木紀明

話題

国際リニアコライダー(ILC)の現状……………高橋 徹

JPSJの最近の注目論文から 7月の編集委員会より

……………安藤恒也

PTEPの最近の招待・特集論文から 2014年8月号より

……………坂井典佑

新著紹介

男女共同参画推進委員会だより

COMET 実験

久野 良孝 (大阪大学大学院理学研究科)

1. はじめに

COMET 実験は、未発見の $\mu-e$ 転換過程を分岐比 10^{-16} 以下の実験精度で探索し、素粒子標準理論では説明できない新しい物理現象を発見しようとする実験である。 $\mu-e$ 転換過程とは、ミューオン原子中でニュートリノを伴わずに負電荷ミューオンが電子に転換する過程、 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 、である。これは、荷電レプトンのレプトンフレーバー保存則が破れている過程 (以下、CLFV = Charged Lepton Flavor Violation) である。レプトンフレーバーとはレプトンの世代を区別するための量子数で、電子フレーバーやミューオンフレーバーなどがある。標準理論では、個々のレプトンフレーバーの総和は反応前後で保存するとされている。

COMET 実験が目指している分岐比の実験精度は、現在の上限値を 10,000 倍以上に向上する値となっている。ここで、 $\mu-e$ 転換過程の分岐比は、この過程の反応率のミューオン原子核捕獲過程の反応率に対する割合で定義される。この大幅な実験精度の向上により、新しい物理現象を発見する可能性は極めて高いと期待されている。COMET 実験は、大強度陽子加速器施設 J-PARC の E21 実験として採択されており、COMET の実験名は COherent Muon to Electron Transition の略称に由来する。2011 年度に、COMET 実験を段階的に推進することが決定した。その第 1 段階である COMET Phase-I 実験も含めて、COMET 実験の概要について紹介する。¹⁾

2. CLFV の物理

2012 年に、欧州 CERN 研究所の LHC 加速器でヒッグス粒子が発見され、素粒子物理学が活況を呈している。しかし、LHC において新粒子は発見されておらず、標準理論を超える新しい物理のヒントは未だ得られていない。この状況を踏まえ、新しい物理を発見するために稀崩壊探索、特に CLFV 過程探索が注目を浴びている。

稀崩壊探索では、量子補正効果を通して、直接生成できない重い質量の新粒子の存在を間接的に研究する。この効果は非常に小さいことが予想されるので、標準理論では存在しない稀過程を研究対象とするのが好ましい。

標準理論では、CLFV はどの程度の確率で起きると予測されるのであろうか。ニュートリノ振動実験の結果から中性レプトンであるニュートリノは大きな比で混合しており、ニュートリノではレプトンフレーバーが保存しないことが分かっている。しかし、このニュートリノ混合を考慮しても、CLFV の標準理論の予測分岐比は 10^{-54} 以下となり、標

準理論では CLFV は存在しないと言える。これは、ニュートリノの質量差が W ボゾンの質量に比べて小さいためである。

一方、COMET 実験で目指す実験精度内で、 $\mu-e$ 転換過程が起こることを予測する新物理の理論モデルは多数ある。²⁾ たとえば、超対称性理論、リトルヒッグス理論、余剰次元理論などである。これらの理論では、TeV 以上のエネルギースケールで新しい物理現象があることを予測する。特に、CLFV 過程は、他の稀崩壊過程と比較して新しい物理現象の探索に最適であることが知られている。図 1 は、いろいろな稀崩壊過程について様々な理論モデルに対する探索感度を星の数で示した表である。³⁾ これを見ると、CLFV の代表的な過程である $\mu-e$ 転換過程と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊のみが、どの理論モデルに対しても高い実験感度 (3 つ星) を持つことが分かる。

3. なぜミューオン?

CLFV 探索実験の対象となる荷電レプトンとして、ミューオンとタウが考えられる。これらと比較した場合、理論モデルに大きく依存し、どちらの CLFV がより大きい分岐比で起きやすいか明快な解答はない。しかし、現状から将来どれくらい実験感度を向上できるのかを比較することができる。一般に、実験感度が背景事象で制限されていない場合、始状態の親レプトンの総量が多いほど、実験感度が

	AC	RVV2	AKM	δ LL	FBMSSM	LHT	RS
$D^0 - \bar{D}^0$	★★★	★	★	★	★	★★★	?
ϵ_K	★	★★★	★★★	★	★	★★	★★★
$S_{\psi\phi}$	★★★	★★★	★★★	★	★	★★★	★★★
$S_{\phi K_S}$	★★★	★★	★	★★★	★★★	★	?
$A_{CP}(B \rightarrow X_s \gamma)$	★	★	★	★★★	★★★	★	?
$A_{7,8}(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)$	★	★	★	★★★	★★★	★★	?
$A_9(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)$	★	★	★	★	★	★	?
$B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$	★	★	★	★	★	★	★
$B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★	★	★★
$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	★	★	★	★	★	★★★	★★★
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	★	★	★	★	★	★★★	★★★
$\mu \rightarrow e\gamma$	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★
$\tau \rightarrow \mu\gamma$	★★★	★★★	★	★★★	★★★	★★★	★★★
$\mu + N \rightarrow e + N$	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★	★★★
a_μ	★★★	★★★	★★★	★★	★★★	★	★★★
a_e	★★★	★★★	★★	★	★★★	★	★★★
$(g-2)_\mu$	★★★	★★★	★★	★★★	★★★	★	?

図 1 いろいろな稀崩壊過程の様々な理論モデルへの感度の比較。³⁾ 3 つ星は大きな効果が期待でき、2 つ星は効果が小さく、1 つ星は感度がないことを意味する。理論モデルの略称については、AC は U(1) フレーバーの右巻きカレント理論、RVV2 は SU(3) フレーバーのミニマル超対称性理論、AKM は U(3) フレーバーの右巻きカレント理論、 δ LL は CKM タイプ理論、FBMSSM はフレーバー非依存ミニマル超対称性理論、LHT はリトルヒッグス理論、RS は余剰次元理論、である。

良い。さて、タウは電子陽電子衝突加速器で生成されることが多く、建設中の SuperKEKB では約 40 倍のタウ生成量の増加が目標となっている。したがって、タウでは実験感度を最大で約 40 倍向上できる見込みである。

次にミューオン生成量について述べる。まず、ミューオンを生成するためには、陽子ビームをパイオン生成標的に照射してパイオンを発生し、そのパイオンの崩壊 ($\pi \rightarrow \mu\nu$) からミューオンを生成する。したがって、大量にミューオンを生成するためには、大強度陽子ビームと高い効率でパイオンを収集するシステムが重要である。まず、後述の大阪大学の MuSIC 装置の開発研究から約 1,000 倍以上のパイオン収集効率の改善が可能であることが実証されている。また、茨城県東海にある大強度陽子加速器 J-PARC で、陽子ビームパワーは約 10~100 倍以上に向上する。したがって、これらを組み合わせると、ミューオンの生成量は合計約 10,000 倍以上に増加することが期待できる。これはタウと比べて格段に大きな増加量である。さらに、ミューオンの CLFV 探索実験では、それに特化した単一目的の実験を計画することにより、背景事象を大幅に削減できると期待されている。これより、ミューオン CLFV 探索実験において、より高い実験感度の向上が期待できる。

4. ミューオン CLFV 過程

ミューオンの CLFV 過程としては、 $\mu-e$ 転換過程以外に、 $\mu \rightarrow e\gamma$ や $\mu \rightarrow eee$ 稀崩壊などがある。新物理による CLFV 発生メカニズムは多様である可能性がある。たとえば、CLFV を起こす新物理現象の寄与を 2 種類に大別することができる。ひとつは光子を媒介とする相互作用の寄与であり、もうひとつはフェルミ接触型相互作用の寄与である。後者は、光子媒介以外の相互作用を全部まとめたものである。 $\mu \rightarrow e\gamma$ 稀崩壊には前者のみが関与し、 $\mu-e$ 転換過程や $\mu \rightarrow eee$ 稀崩壊には両方とも関与しえる。この場合、有効ラグランジアン \mathcal{L} は以下のように与えられる。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{1+\kappa} \frac{m_\mu}{\Lambda^2} (\bar{\mu}\sigma^{\mu\nu}e) F_{\mu\nu} + \frac{\kappa}{1+\kappa} \frac{1}{\Lambda^2} (\bar{\mu}\gamma^\mu e)(\bar{q}\gamma_\mu q), \quad (1)$$

ここで、第 1 項は光子媒介の相互作用の寄与で、第 2 項はフェルミ接触型相互作用の寄与である。 Λ は新しい物理現象のエネルギースケールであり、 κ は 2 つの相互作用の寄与の比である。現在の CLFV 探索の上限値から、研究できるエネルギースケール Λ は、すでに 10^3 TeV 以上の領域に達しており、加速器で直接到達できない高いエネルギー領域の新粒子の探索が可能であることがわかる。また、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊は光子媒介相互作用だけで起き、 $\mu^- N \rightarrow e^- N$ 転換過程は上記の 2 つの寄与があるので、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が発見されれば $\mu-e$ 転換過程も発見されるはずであり、 $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊が発見されなくても $\mu-e$ 転換過程は発見される可能性がある。さらに、 $\mu-e$ 転換過程と $\mu \rightarrow e\gamma$ 稀崩壊を比較する

ことによりこれらの 2 つの寄与の大きさを区別できる。

$\mu-e$ 転換過程と $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊以外に、 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊がある。 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊も光子媒介相互作用とフェルミ接触型相互作用の 2 つの寄与がある。 $\mu-e$ 転換過程でのフェルミ接触型相互作用はクォークを含むが、 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊でのフェルミ接触型相互作用はクォークを含まないので、それぞれは同じではない。このように、これらのミューオン CLFV 探索はお互いに相補的であることが理解できる。

5. $\mu-e$ 転換過程とは？

COMET 実験で探索しようとしている $\mu-e$ 転換過程とその測定原理について述べる。負電荷ミューオンを標的物質に静止させると、ミューオニック原子が生成される。ミューオニック原子の励起状態からのカスケードの後、負電荷ミューオンはミューオニック原子の基底状態に至る。このミューオンが $\mu-e$ 転換反応を起こすと、 $E_{\mu e} \sim m_\mu - B_\mu$ の運動エネルギーを持つ電子が放出される。ここで、 m_μ および B_μ はミューオンの質量およびミューオニック原子の基底状態の束縛エネルギーである。このエネルギー $E_{\mu e}$ の電子を測定することによって、 $\mu-e$ 転換過程を同定する。

背景事象としては、ミューオン起因の背景事象とビーム起因の背景事象がある。前者の一例は、束縛状態のミューオン崩壊からの電子である。通常、その最大エネルギーは m_μ の半分の 52.8 MeV/c であるが、稀に、ミューオニック原子の原子核の反跳により 100 MeV 領域に加速されることがあり、背景事象となる。後者の例は、標的に静止したビーム中のパイオンが輻射パイオン原子核捕獲を通して光子を発生し、その光子が電子陽電子対生成反応を起こし、その電子のエネルギーが 100 MeV 領域になり背景事象となる場合である。さらに、ビーム中のミューオンが飛行中に崩壊して高エネルギーの電子を放出する背景事象もある。前者の背景事象を抑制するためには、良い運動量分解能を持つ電子飛跡検出器が必須である。一方、後者の背景事象を抑制するためには、約 1 マイクロ秒の間隔のパルス状の陽子ビームを用い、ビームの来っていないパルス間の時間領域で $\mu-e$ 転換過程を測定するという手段が有効である。この場合、パルス間の陽子の漏れが非常に少ないことが要求される。

6. COMET 実験

COMET 実験は、現在の $\mu-e$ 転換過程の実験上限値を約 10,000 倍程度更新して分岐比 $B(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) \leq 7 \times 10^{-17}$ の実験精度を実現することを目的とする。現在の実験上限値は、 $B(\mu^- + \text{Au} \rightarrow e^- + \text{Au}) \leq 7 \times 10^{-13}$ (90% C.L.) である。⁴⁾ COMET 実験は 2009 年に J-PARC で採択された。COMET 実験グループは約 140 名、30 研究機関、12 カ国からなる国際共同実験グループである。COMET 実験は、2019 年の実験開始を目指している。

目標とする実験精度を達成するためには、まず、大量の

ミューオンを生成する必要がある。そのために、パイオンを大量に生成し収集する必要がある。前述のように、パイオンの生成断面積は陽子ビーム出力に依存するので、J-PARC などの大強度陽子ビームが必須となる。COMET 実験では、8 GeV で $7 \mu\text{A}$ の約 56 kW の陽子ビームを使用する。陽子エネルギーが 8 GeV であるのは、反陽子生成を抑えるためである。また、J-PARC 主リングで約 1 マイクロ秒間隔のパルス状陽子ビームを得るために、主リングの RF ビームパルスに一つおきに陽子を充填するという特殊な運転モードで入射・加速する。さらに、パルス構造を保ちながら、この陽子ビームパルスを遅い取り出しで引き出して実現する。

図2に、COMET 実験装置のレイアウトを示す。これはパイオン (π 中間子) 捕獲ソレノイド部、湾曲ソレノイドからなるミューオン輸送ソレノイド部と、検出器を含む電子スペクトロメータ部とから構成される。このCOMET 実験装置は、J-PARC 主リングにあるハドロン実験ホールに設置される。

パイオン捕獲ソレノイド部では、多量のパイオンを生成し従来の1,000倍以上の効率で捕獲することが主目的である。パイオン生成標的を超伝導ソレノイド磁石の中心に置き、陽子ビームの照射で発生したパイオンを5 Tの高磁場ソレノイド磁場によって捕獲する。⁵⁾ この原理的および技術的検証は、後述の大阪大学のMuSIC ミューオンビーム源で行われた。

ミューオン輸送ソレノイド部では、パイオン崩壊から生じたミューオンをソレノイド磁場を使って効率良くミューオン静止標的に輸送する。この際、ビーム起因背景事象となるパイオンをなくすために、ミューオン輸送部は十分に長い必要があり、COMET 実験では約 20 m のソレノイドを設ける。さらに、湾曲ソレノイドの磁場の中では、荷電粒子が描く螺旋軌道の中心はその湾曲面に垂直な方向にドリフトする。そのドリフトの向きは荷電粒子の電荷の符号に依り、ドリフトの大きさは運動量と関連しているという特

徴がある。さらに、適切な大きさと向きの磁場をドリフト方向と平行な方向に印加することにより、輸送したい電荷と運動量の粒子に対してこのドリフトを打ち消し、ビーム軸上に留めることができる。これを使って、ミューオン輸送ソレノイド部では、約 40 MeV/c 領域の低運動量の負電荷ミューオンのみを選択し、ミューオン静止標的に輸送する。これにより高運動量のミューオンが飛行中に崩壊して背景事象を生成することがないようにする。ミューオン静止標的の物質としては、ミューオンick原子の寿命(約1マイクロ秒)が比較的長くてビームパルスの繰り返し時間と一致するアルミニウムを使用する。

$\mu-e$ 転換過程の信号事象と膨大な背景事象を弁別するため、高感度電子スペクトロメータが必要になる。COMET 実験では、図2に示すように、ミューオン静止標的と検出器の間に再度湾曲ソレノイドを設置し、105 MeV 付近の電子のみを選択してから、それらを検出器部へと導く。その結果、多くの背景事象となる粒子を検出器に到達する前に除去することができ、検出器の計数率を大幅に減少することができる。湾曲しているため、中性子やガンマ線が直接検出器にヒットすることも無い。さらに、検出器の計数率が低いので、ビームパルス当たりのミューオン数を増やすことが可能になる。検出器は、運動量を約 150 keV/c の分解能で測定するストローガスチェンバーとエネルギーを測定する電子カロリメータから構成される。これらの検出器は、多重散乱効果を削減するために真空容器の中に置かれる。

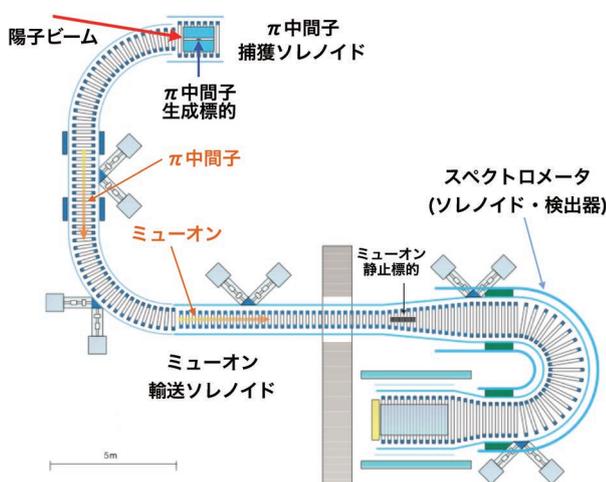


図2 COMET 実験 (COMET Phase-II) のレイアウト。

7. MuSIC ミューオンビーム源

前述のように、COMET 実験を可能にした重要な実験技

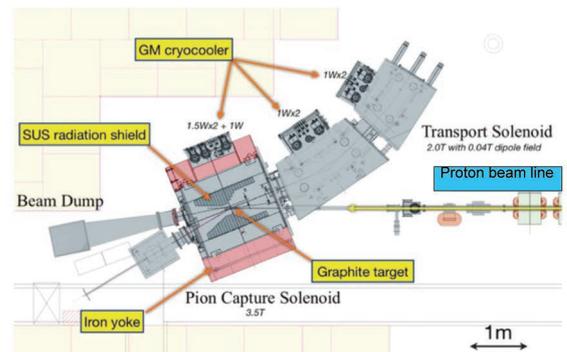


図3 大阪大学のMuSIC装置の概要図。

術の一つは、従来の1,000倍以上の生成効率でミュオンを生成できる方法を実験的に確立したことである。COMET実験のパイオン捕獲ソレノイド部の原理と技術の検証のため、2008年度に大阪大学核物理研究センター(RCNP)に大強度ミュオンビーム源MuSICを建設した(図3)。これは、3.5 Tの磁場を発生する超伝導磁石を有するパイオン捕獲ソレノイド部と36度分のミュオン輸送ソレノイド部を備えている。2009年度以降のMuSIC装置での試験により、RCNPの陽子サイクロトロン最大のビーム出力400 Wにおいて、1.2 MWのビーム出力があるスイスのPaul Sherrer Institute (PSI) 研究所とほぼ同等のミュオン収量を得ることに成功した。これにより、ミュオンの生成効率を約1,000倍以上に改善できる原理と技術を検証することができた。

8. 他のミュオンCLFV探索実験との比較

現在PSI研究所において $\mu \rightarrow e\gamma$ 稀崩壊を探索するMEG実験が進行している。最新の $\mu \rightarrow e\gamma$ 稀崩壊の上限値は $B(\mu \rightarrow e\gamma) \leq 5.7 \times 10^{-13}$ (90% C.L.)である。⁶⁾ 前述のように、光子媒介相互作用だけで起きると仮定すると両者を比較することができる。アルミニウム標的の場合、 $\mu-e$ 転換過程は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の約1/400倍になっているので、 $B(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) \leq 1.4 \times 10^{-15}$ に対応している。さらにMEGのアップグレード実験MEG IIが準備されていて、その目指す目標は $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 0$ (10^{-14})である。また、PSI研究所において、 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊を分岐比 10^{-16} 以下の実験精度で探索するMu3e実験提案が採択されており、実験準備が進んでいる。光子媒介相互作用だけで起きると仮定すると、 $\mu \rightarrow eee$ 崩壊の分岐比は $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊の分岐比の約1/160倍であるので、MEG IIと同程度の実験感度となる。しかし、前述のようにフェルミ接触型相互作用がある場合は直接比較することはできない。

さらに、米国フェルミ加速器研究所(FNAL)において、COMET実験と同じ程度の実験精度で $\mu-e$ 転換過程探索を目指すMu2e実験がある。Mu2e実験は、FNALの最重要実験のひとつとして位置づけられ、米国DOEのCD-2採択を受けている。Mu2e実験は、COMET Phase-II実験と同じ2019年の実験開始を目指して準備しており、日米間で激しい国際競争が展開している。この国際競争に打ち勝つためには、COMET実験の早期実現が不可欠である。

9. COMET Phase-I実験

2011年度にCOMET実験グループは二段階でCOMET実験を推進することを決定した。その第1段階であるCOMET Phase-I実験では、陽子ビームラインとパイオン捕獲ソレノイド部と、そしてミュオン輸送ソレノイド部として最初の90度湾曲部までを建設する。図4に、COMET Phase-Iのレイアウトを示す。

COMET Phase-I実験の目的と意義は2つある。まず、

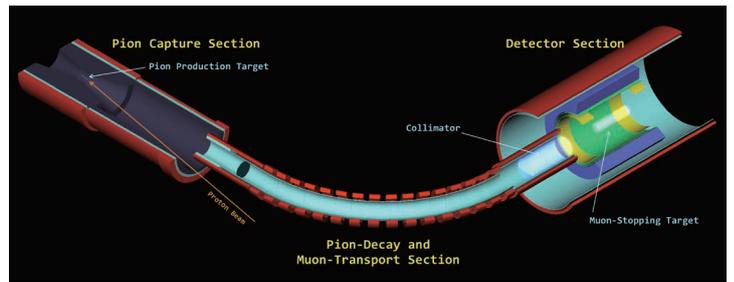


図4 COMET Phase-I実験のレイアウト。

Phase-II実験(前述のCOMET実験)での背景事象についてあらかじめ実測することである。たとえば、実際のビームラインを使ってビーム起因の背景事象を測定したり、ミュオン起因の背景事象、たとえば束縛状態のミュオン崩壊からの電子や輻射ミュオン原子核捕獲の光子に起因する背景事象、を測定することを計画している。さらに重要な目的は $\mu-e$ 転換過程探索実験の早期開始である。COMET Phase-I実験では現在の上限値を約100倍以上に上回る実験精度を目指し、物理の成果を出していく。このように、段階的に実験を遂行する戦略は、COMET実験全体を確実に成功させるために重要であるといえる。

COMET Phase-I実験では、COMET Phase-II実験で計画されている約100 MeV/cの運動量の電子のみを選択する湾曲ソレノイドがない。したがって、ビームが直接ヒットしてしまうため、COMET Phase-II実験での測定器をそのまま $\mu-e$ 転換過程探索に使うことができない。したがって、内直径1 mの大きい円筒型ドリフトチェンバー(CDC)を検出器として使用することにした。CDCは内直径が大きいため上流側と下流側に大きな開口部を持ち、ビーム粒子はCDCに直接ヒットすることは無く抜け出ていく。ミュオン静止標的はCDCの軸上の中心に置かれ、CDCは磁場1テスラの測定器ソレノイド磁石の中に置かれる。CDCでは、ミュオン静止標的からビーム軸とほぼ垂直な方向に出た電子を測定する。また、COMET Phase-I実験では、3.2 kWの陽子ビームを使い、最大約90日間のビームタイムで $B(\mu^- + \text{Al} \rightarrow e^- + \text{Al}) < 7 \times 10^{-15}$ (90% C.L.)を達成できる予定である。その際に予想される背景事象は約0.02個である。さらに、COMET Phase-II実験で使用するストローガスチェンバーと電子カロリメータも製作してミュオンビームライン上に置き、ビーム起源の背景事象を詳細に研究する。

2012年度から、J-PARCハドロンホールでの新しい一次陽子ビームラインと、COMET Phase-I実験用のミュオンビームラインの建設を開始した。この新規の陽子ビームラインは高運動量陽子ビーム実験と共有する。また、2013年度から、COMET Phase-I検出器であるCDCヤストローガスチェンバーや電子カロリメータの製作や開発も開始している。2016年度からのCOMET Phase-I実験開始に向けて最大限の努力をして準備をしている。COMET Phase-I実

験の後には、米国の Mu2e 実験と競合できるように、その成果を反映して速やかに COMET Phase-II 実験に移行することを計画している。

10. まとめ

CLFV は、素粒子の標準理論では存在しない現象であり、その存在が観測されると標準理論を超える新しい物理の明確な指標となる。特に、ミューオンを使った CLFV 過程探索は、ミューオン発生技術に飛躍的な進展があったため、高い実験精度が将来期待できる。ミューオンの CLFV 過程の中でも、 $\mu-e$ 転換過程は実験的に最も大幅な飛躍が期待できる。J-PARC で準備中の COMET 実験は、その $\mu-e$ 転換過程を従来の 10,000 倍の実験精度で探索しようという野心的な実験である。最近、段階的に実験を推進する方針が決定した。その第 1 段階である COMET Phase-I 実験は、2016 年度からの実験開始に向けてビームラインと検出器

の建設を開始している。第 2 段階である COMET Phase-II 実験は 2019 年度からの実験開始を目指している。もし $\mu-e$ 転換過程が発見されれば、素粒子物理学の新たなパラダイムの展開になると期待される。

参考文献

- 1) Y. Kuno for COMET Collaboration: Prog. Theor. Exp. Phys, 022C01 (2013).
- 2) Y. Kuno and Y. Okada: Rev. Mod. Phys. **73** (2001) 151.
- 3) W. Altmannshofer, *et al.*: Nucl. Phys. B **830** (2010) 17.
- 4) W. Burtl, *et al.* (SINDRUM II Collaboration): Eur. Phys. J. C **47** (2006) 337.
- 5) R. M. Dzhilkibaev and V. M. Lobashev: Sov. J. Nucl. Phys. **49** (1989) 384; M. Bachman, *et al.* (MECO collaboration): An experimental proposal E940 to Brookhaven National Laboratory AGS, "A Search for $\mu^-N \rightarrow e^-N$ with Sensitivity below 10^{-16} " (1997).
- 6) J. Adam, *et al.* (MEG collaboration): Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 201801.

(2014 年 3 月 22 日原稿受付)

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年 3 回 (3 月, 7 月, 11 月) 発行で年間購読料 (個人) は 1,000 円です。購読ご希望の方は、お電話 (03-3816-6201) または Fax (03-3816-6208) でご連絡下さい。

また、本誌ホームページの URL は次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 20-2 (7 月 15 日発行) 目次

物理教育について……………兵頭俊夫
年間特集 大学入試
 高大接続と達成度テスト……………佐々木隆生
 新課程「物理基礎」および「物理」への期待……………屋敷秀樹
特集 アクティブラーニング
 反転授業の長所と短所を探る—「反転」ではなく「事前」
 授業を— ……………土佐幸子
 理学部初年次の物理学における反転授業の試み—Moodle を
 活用して— ……………満田節生, 廣沢佑幸
 ピア・インストラクションとその分析……………新田英雄
講義室
 導体表面の電荷分布と導体の電気容量……………谷林 衛, 谷林 慧
 熱は全て仕事に変わる……………齋藤嘉夫

実験室
 水銀単体の三態実験……………沢田 功
海外の動向
 中等科学カリキュラムをめぐる英国の論争と英国物理学会
 ……………笠 潤平
連載 物理オリンピックと物理教育
 物理オリンピック事業 10 年から見えて来た我が国の物理教育
 の課題……………北原和夫
教育に関する一言……………太田雅久/仁藤 修/三嶋昭臣/
 佐藤正範/江尻有郷/吉祥瑞枝
開催情報
寄贈書リスト
編集後記

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

強磁性臨界ゆらぎによって強められる超伝導

従来の超伝導体では、量子力学的な格子の振動によって超伝導が引き起こされることが確立しているが、銅酸化物超伝導体や鉄系超伝導体などでは従来の発現機構では説明がつかず、これらの非従来型超伝導の発現機構の解明は、物性物理学における大きな課題の一つとなっている。これは新たな発現機構によって、より高い超伝導転移温度も期待できるからである。今までの研究により、非従来型超伝導の多くが、自発磁化を持たない反強磁性を圧力や元素置換により抑えられたところで見られることから、非従来型超伝導は磁気を示す温度が絶対零度に近づくときに発達する量子力学的な“磁気ゆらぎ”によって引き起こされると考えられている。このように反強磁性ゆらぎと超伝導の関係性については理論・実験の両面から精力的な研究がなされてきた。

一方で、性質の大きく異なる非従来型超伝導が2000年にイギリス・フランスのグループによって発見された。ウラン化合物 UCoGe において強磁性下で超伝導が発現したのである。通常、マイスナー効果により磁束を排除する超伝導は、自発磁化を生み出す強磁性とは相反すると考えられてきた。しかし、反強磁性の場合と同様に、強磁性になろうとする強磁性ゆらぎそのものは超伝導の引力となり得ることが理論研究から指摘されていた。そのため、強磁性ゆらぎにより引き起こされる超伝導の可能性としてウラン化合物で実現している強磁性超伝導体は大いに注目を集めていた。

これらの中でも、2007年にオランダのグループによって発見された UCoGe は強磁性の転移温度が2.5 K程度と今まで発見された強磁性超伝導体の中で最も低く、超伝導に転移する温度は0.7 Kと最も高い。これは強磁性ゆらぎの発達が最も大きいため転移温度も高いと見ることができる。加えて磁気状態も特徴的で c 軸方向にのみ強い強磁性ゆらぎを持つことや、フランス原子力庁のグループの青木らにより b 軸方向に磁場を印加した場合のみ特異な超伝導の増強が見られることが見出され、強磁性ゆらぎと超伝導の関連性について注目が集まっていた。

今回、京都大学、名古屋大学、東北大学のメンバーからなる研究グループは、この UCoGe において外部磁場を a , b 軸に印加したときの強磁性の磁場応答を核磁気共鳴実験より調べ、磁気ゆらぎと超伝導との関係性を調べた。図1(a)に示すように磁場を a 軸方向に印加した場合は強磁性転移温度や強磁性ゆらぎが変化しないのに対し、超伝導の増強の報告のある b 軸方向のみ強磁性転移温度が抑制され低温で強磁性ゆらぎが発達していることを示した。これらの結果は b 軸方向の磁場によって増強された強磁性ゆらぎによって UCoGe の超伝導が強められ、報告のあった特異な超伝導の増強が見られたことを指摘したものである(図1(b)参照)。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の2014年7月号に掲載された。

同研究グループは、外部磁場を c 軸方向に印加したとき

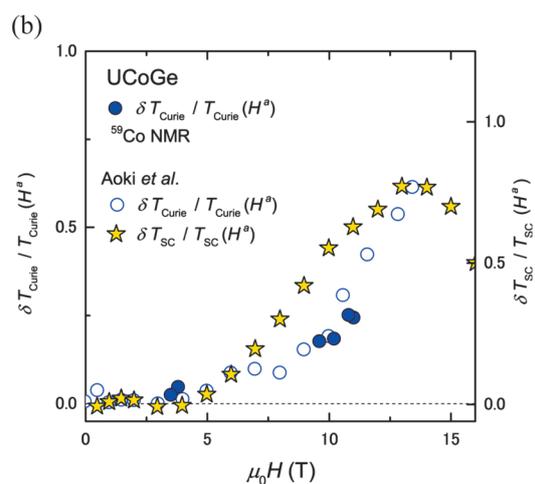
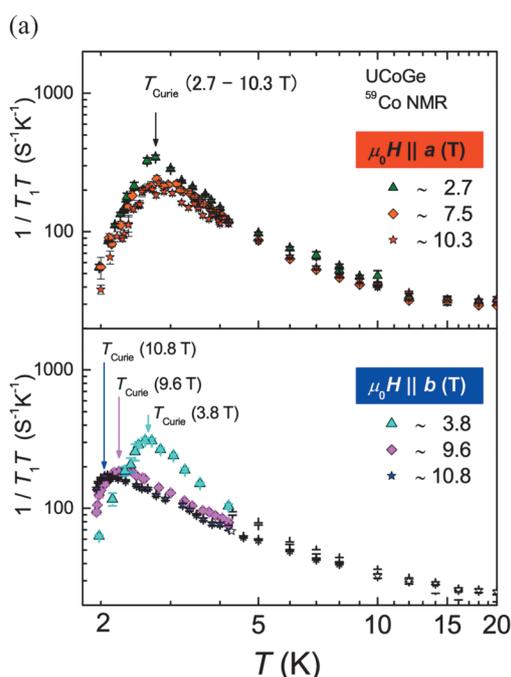


図1(a) 外部磁場下における ^{59}Co NMR $1/T_1T$ の温度依存性。 $1/T_1T$ は磁気ゆらぎに比例し、 $1/T_1T$ が発散する温度が磁場下における強磁性転移温度を示す。 b 軸に磁場をかけた時のみ強磁性転移温度が磁場により抑制され、測定最低温度 ($T=2\text{ K}$) において磁気ゆらぎが増大していることが分かる。(b) 磁場による強磁性の抑制 ($\delta T_{\text{Curie}} = T_{\text{Curie}}(H^a) - T_{\text{Curie}}(H^b)$) と超伝導の増大 ($\delta T_{\text{sc}} = T_{\text{sc}}(H^b) - T_{\text{sc}}(H^a)$) の磁場依存性。青木ら (D. Aoki, et al.: *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009) 113709) の結果と今回の結果をプロットしている。

の強磁性ゆらぎと超伝導の関連性を調べ、強磁性ゆらぎが磁場により抑えられると同時に超伝導も抑制されることを示した。今回の結果は磁場を b 軸方向に印加し強磁性ゆらぎを増大させるという制御のもと、強磁性ゆらぎと超伝導との間に正の相関があることを示したものである。UCoGe におけるこれらの研究成果は、本系で見られていた超伝導臨界磁場の外部磁場に対する応答を統一的に理解することを可能にし、強磁性ゆらぎが超伝導にとって重要であることを強く示すものである。

ウラン系強磁性超伝導体は強磁性ゆらぎと超伝導の関係を検証する殆ど唯一の例であり、強磁性ゆらぎと超伝導の間における正の相関を実験的に明示した例は他に類を見ない。本成果は、強磁性と共存する特異な超伝導状態を理解する上で重要なだけでなく、一般に磁気ゆらぎを媒介とする超伝導発現機構の検証にも重要な成果と考えられる。

原論文

Relationship between Ferromagnetic Criticality and the Enhancement of Superconductivity Induced by Transverse Magnetic Fields in UCoGe

Taisuke Hattori, Kosuke Karube, Kenji Ishida, Kazuhiko Deguchi, Noriaki K. Sato and Tomoo Yamamura: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 073708.

〈情報提供：石田憲二（京都大学大学院理学研究科）
服部泰佑（京都大学大学院理学研究科）
佐藤憲昭（名古屋大学大学院理学研究科）〉

News and Comments

A Pressure Cell is Unnecessary to Suppress Ferromagnetism
H. Kotegawa: JPSJ News Comments **11** (2014) 12.

招待論文：CeRu₂Si₂ およびその合金のフェルミ面、メタ磁性転移、量子相転移—dHvA 効果による観測（青木晴善，木村憲彰，寺嶋太一）

f 電子が示す「遍歴」，「局在」の2面性は、古くからの強相関 f 電子系物質研究の中心的課題の一つであり、また、最近の量子相転移の研究の進展に伴って改めて関心を集めている問題である。本招待論文は f 電子状態が磁気状態、磁場に依存してどのように観測されるか、また、メタ磁性転移や量子相転移に伴ってどのように変化するかについてまとめたものである。CeRu₂Si₂ とその合金はこれまで多くの手段によって最も詳細に研究されている強相関 f 電子系物質の一つである。強相関 f 電子系物質について網羅的に叙述するのではなく、1つの物質系に集中することによって、物性を多角的に検討し、系に内在する相互作用を浮かびあがらせている。また、2面性に関する重要な研究手段である dHvA 効果の観測結果と物性、相互作用がどのように関連するかを明らかにしたものである。さらに、これらの結果から磁気秩序状態や強磁場中における f 電子状態については、「遍歴」，「局在」の2元論による分類が必ずしも適切ではないことが述べられている。dHvA 効果に関する

簡単な解説を付録として設けてあり、強相関 f 電子系における観測結果の解析上の問題点が、dHvA 効果の専門家でない方々にも理解できるようにしてある。強相関 f 電子系物質に関するレビューとして、また、dHvA 効果の最新の解説として有用である。

Fermi surface properties, metamagnetic transition and quantum phase transition of CeRu₂Si₂ and its alloys probed by the dHvA effect

H. Aoki, N. Kimura and T. Terashima: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 072001.

招待論文：分子性結晶中のディラック電子（梶田晃示，西尾 豊，田嶋尚也，鈴木順三，小林晃人）

ゼロギャップ伝導体の研究は、物性物理学の中心テーマの一つであり2010年ノーベル物理学賞の対象にもなった。ところが、トポロジカル絶縁体の表面にできるような特殊な系を除くと、ゼロギャップ伝導体はほとんど見つかっていない。グラフェン以外で現在知られているのは分子性導体 α -(BEDT-TTF)₂I₃ のみである。本招待論文は、日本で先導的に行われてきたこの研究で質量ゼロのディラック電子の発見に携わった理論及び実験の研究者らによる概説である。多層の二次元膜で構成された結晶であるのがグラフェンと最も異なる点である。これによって、層状ゼロギャップ伝導体の層間方向電気伝導探索という新しい研究分野が開け、さらに磁氣的性質や熱的性質など、グラフェンでは検出困難な物理量の観測が可能になった。ディラックコーンが大きく傾いていることもグラフェンとは異なる特徴であり、その効果は核磁気共鳴の緩和率や磁化率に明瞭に検出された。本編では、この系の発見までの経緯が紹介され、特異な物理現象を実験と理論の両立場から丁寧に解説されている。固体中のディラック電子系に関する研究に携わっている、あるいはこれから始める研究者や学生に勧めたい総説の1つである。

Molecular Dirac fermion systems—Theoretical and experimental approaches—

K. Kajita, Y. Nishio, N. Tajima, Y. Suzumura and A. Kobayashi: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 072002.

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2014年5月に掲載可となった中から2014年6月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を紹介しています。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。論文は掲載から約1年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します。

坂井典佑 (PTEP編集委員長)

特集：CMB Cosmology (CMB宇宙論)

本特集は、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)による宇宙の理論的および実験的研究について、基礎から研究の最先端に至るまでをカバーしたレビュー論文のコレクションである。

CMBの組織的な研究は、A. A. PenziasとR.W. Wilsonによる宇宙雑音電波の発見(1964年)に始まり長い歴史をもつが、近年その重要性が飛躍的に増大した。特に1990年代のNASAのCOBE衛星によるCMBのエネルギースペクトルの精密測定と温度の非等方性の発見は、熱いビッグバン宇宙を標準的な宇宙モデルとして確立すると共に、CMBが宇宙の構造形成や進化を探る強力な手段となる可能性を提示した。その後、様々な地上観測や気球観測の成果を踏まえつつ、COBEの示した可能性を現実のものとしたのがNASAによるWilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)観測実験である。WMAP衛星観測は2012年に完了したが、CMBの温度非等方性の精密な測定により(図1)、宇宙モデルの多くの基本パラメータを高精度で決定すると共に、宇宙の平坦性の高精度での検証、宇宙初期ゆらぎスペクトルの決定などを通して、ビッグバン宇宙の誕生のメカニズムを観測的に探る可能性を切り開いた。もちろんこれらの成果は観測のみで実現されたのではなく、多くの理論的基礎研究との連携によって実現されたものであり、そこでは日本人研究者の寄与も大きい。

WMAPは、その後Planck衛星観測やより高精度の地上CMB偏光観測実験に引き継がれ、新たな興味深い結果が発表されつつある。しかし、WMAPの観測結果は依然と

して重要な役割をしており、これら新たな観測結果の適切な理解と評価のためには、WMAP衛星観測の基本コンセプト、およびその背景にある理論研究をきちんと理解しておくことが必須となる。本特集は、この観点から、素粒子論から天文学にわたるCMB宇宙論のすべての基本事項とその最新の状況を12編のレビュー論文にまとめたものである。

12編の内容は以下の通りである。まず、WMAP実験について、筆頭研究者のCharles L. Bennett氏と中心メンバーの小松英一郎氏とが、WMAPを中心としてCMB観測実験の成果と宇宙論的意義に加え、WMAPにおけるデータ処理、ノイズ・前景成分分離の方法、および宇宙論パラメータの推定方法についてコンパクトながら丁寧な解説を行っている。宇宙モデル・素粒子モデルの視点からの理論的研究については、この分野の大家である杉山直氏がCMBの温度非等方性と宇宙論の基礎を解説し、続いて横山順一氏がインフレーション宇宙モデルの歴史とそのCMBによる検証法について解説している。さらに、辻川信二氏がCMB観測によるインフレーションモデルの具体的な選別について、高橋智氏が温度ゆらぎの非ガウス性の意義とその観測の現状について、中山和則氏がCMBの観測データが素粒子モデルに与えた影響について、そして田代寛之氏がCMBのエネルギースペクトルの高精度観測がもたらす情報についてそれぞれ解説している。一方、天文学・宇宙物理学サイドからは、並河俊弥氏が宇宙の物質分布による重力レンズ効果がCMBの温度や偏光の非等方性に及ぼす影響について、市来浄與氏がCMB観測の障害となる銀河系や系外銀河の

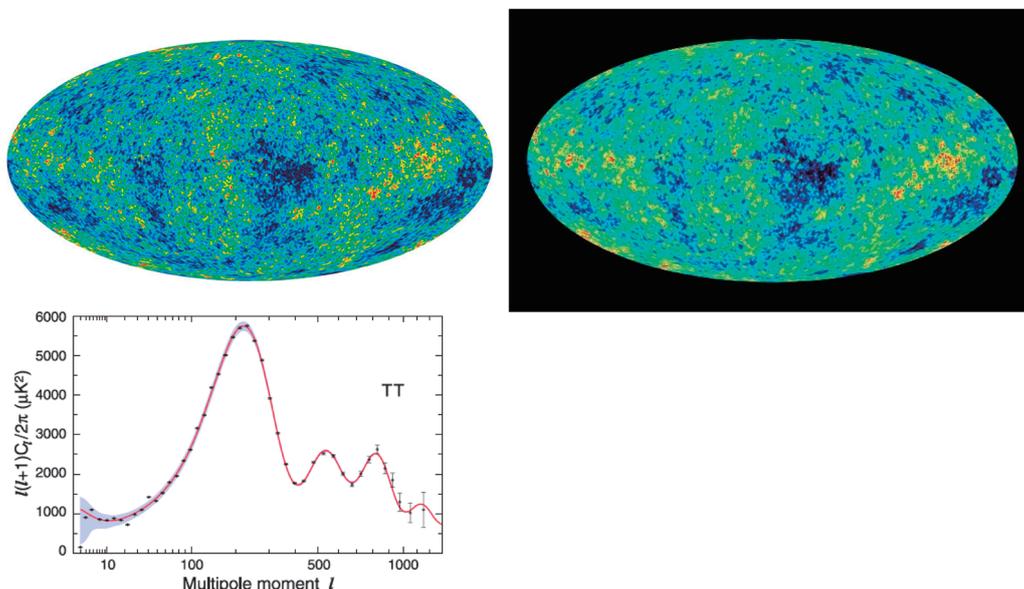


図1 WMAP衛星の実験結果.

放射について、西澤淳氏が時間変動する重力ポテンシャルがCMBに及ぼす影響(積分Sachs-Wolfe効果)とその宇宙論的意義について、北山哲氏が銀河団プラズマのCMBに及ぼす影響(Sunyaev-Zeldovich効果)を用いた宇宙論および宇宙物理の現状と将来について解説している。さらに、Aravind Natarajan氏と吉田直紀氏がCMBおよび将来の21 cm線の観測がもたらす宇宙の再電離史の研究への意義を星形成の専門家の観点から解説している。

各分野で活躍する専門家が、これだけの多面的な側面からCMBの研究の現状と将来について解説した論文集は他に例を見ない。専門家のみならず、これから新たにこの分野に参入する若手研究者・学生や関連分野の研究者に大変役立つものと期待している。

原論文(2014年6月11日公開済み)

Introduction to temperature anisotropies of Cosmic Microwave Background radiation

Naoshi Sugiyama: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B101. doi:10.1093/ptep/ptu073

Results from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
Eiichiro Komatsu and Charles L. Bennett (on behalf of the WMAP science team): Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B102. doi:10.1093/ptep/ptu083

Inflation: 1980–201X

Jun'ichi Yokoyama: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B103. doi:10.1093/ptep/ptu081

Distinguishing between inflationary models from cosmic microwave background

Shinji Tsujikawa: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B104. doi:10.1093/ptep/ptu047

Primordial non-Gaussianity and the inflationary Universe

Tomo Takahashi: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B105. doi:10.1093/ptep/ptu060

Impacts of precision CMB measurements on particle physics
Kazunori Nakayama: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B106. doi:10.1093/ptep/ptu079

CMB spectral distortions and energy release in the early universe

Hiroyuki Tashiro: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B107. doi:10.1093/ptep/ptu066

Cosmology from weak lensing of CMB

Toshiya Namikawa: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B108. doi:10.1093/ptep/ptu044

CMB foreground: A concise review

Kiyotomo Ichiki: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B109. doi:10.1093/ptep/ptu065

The integrated Sachs-Wolfe effect and the Rees-Sciama effect

Atsushi J. Nishizawa: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B110. doi:10.1093/ptep/ptu062

Cosmological and astrophysical implications of the Sunyaev-Zel'dovich effect

Tetsu Kitayama: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B111. doi:10.1093/ptep/ptu055

The Dark Ages of the Universe and hydrogen reionization

Aravind Natarajan and Naoki Yoshida: Prog. Theor. Exp. Phys. (2014) 06B112. doi:10.1093/ptep/ptu067

〈情報提供：小玉英雄 (KEK・素粒子原子核研究所・理論センター)

小松英一郎 (Max Planck Institute for Astrophysics)〉

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 Sections で2014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、科学雑誌の編集部で電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定し、「何が問題で、何が明らかになったのか」を中心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。内容の詳細は、末尾に挙げる PTEP のホームページから閲覧・ダウンロードして下さい。PTEP はオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。PTEP 編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers または Special Sections 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。

有機/無機，女性/男性のハイブリッド界面

石岡 邦江 〈物質・材料研究機構〉

「女性が集まって研究生活の不満をぶつけ合うだけの場にはしたくなかった。」

締めめの挨拶で主催者の Draxl 教授 (Humboldt 大) はおっしゃった。その言葉通り、2014 年 4 月にベルリン郊外で開かれた「ハイブリッド界面」ワークショップでは有機/無機半導体界面の最先端研究に関する議論が白熱し、ベテランと若手がキャリアアップ戦略について積極的に意見を交換する場となった。他の若手向け研究会と違う点があったとすれば、二十人強の参加者のうち、男性が 2 人しかいなかったことである。

静かな湖畔の森の陰に

このワークショップは、ドイツの特別研究領域プロジェクト SFB951: Hybrid Inorganic/Organic Systems for Optoelectronics (HIOS) が若手研究者向けに開いた男女共同参画イベントである。主催者の一人 Stähler 博士 (Fritz Haber 研) と旧知の間柄だった縁で、わたしもこれに参加し講演することになった。

風雨吹き荒れる典型的な 4 月のある夕方、参加者はベルリン中央駅前バス乗り場に集合。青い大型バスに乗り込んだ面々を見回すと、事務局の Roczen 博士一人が男性で、他の面々はバス運転手にいたるまで全員女性である。反射的に「黒一点で居心地悪いのでは？」と心配したが、考えてみればわたしは日常的にこれと同じ (紅一点) 状況に置かれているわけだ。

会場はベルリンから南東に車で 1 時間ほど行った Motzener 湖畔の静閑なホテル。そこで現地集合組と合流し、二十余人の参加者は早速夕食のテーブルを囲んで、研究と趣味について自己紹介、和気藹々と冗談を飛ばし合った。講演者以外の参加者は、ベルリン近郊の大学や研究所の学部生からポストドクまでの若手研究者だが、年齢は幅広く、出身国もドイツだけでなくイタリア、ロシア、ウクライナ、中国と多彩。事務局を除くとただ一人の男性参加者は、やはり研究者である奥様と、ご子息とともに家族ぐるみでの参加。御年一歳の「第三の男」はたちまち参加者全員のアイドルとなった。

有機/無機ハイブリッド界面

翌日から二日間に渡って続いたワークショップのプログラムは、研究講演とキャリア形成講演の二本立てであった。

わたし以外の研究講演者は、Rudolf 教授 (Groningen 大)、Al-Shamery 教授 (Oldenburg 大)、Molinari 教授 (Modena 大)、Felsler 教授 (Max-Planck 研 Dresden) と大物揃いの錚々たる

顔ぶれ。それぞれ有機無機ハイブリッド材料の作成と評価 (実験)、有機ナノファイバーの作成と光電子デバイスへの応用 (実験)、集光性有機分子のデザインと時間分解ダイナミクス (理論)、トポロジカル絶縁体の電子論 (理論) について講演し、わたしが無機半導体界面のフォノン・プラズモンダイナミクス (実験) と、ハイブリッド界面にゆるく関連するテーマをバランスよく配分したプログラムである。

若手参加者は自ら HIOS プロジェクトに関わっているか、そうでなくても研究テーマに関心あって参加しただけあって、手法の詳細から現象の物理的解釈にいたるまでハイレベルな質疑応答が飛び交い、その様子は他の研究会と何ら変わりがない。その活発な議論がほぼ女性たちの間で交わされていることに感慨を感じたのもほんの一瞬のことであった。

研究講演者たちもそれぞれの持ち時間の中で、自分がいかにして研究者を目指し、紆余曲折の人生の末に現在にまで至ったかをユーモアたっぷりに語り、会場を大いに沸かせた。結婚観、家族観についての忌憚ない「本音」も出たので、広い意味で girls' talk と呼べる瞬間もあっただろう。ヨーロッパ、特にドイツの教授は社会的地位が非常に高く、しかも今回の講演者は副学長、学科長、部門長という重鎮である。彼女たちの院生時代のどこか居心地悪げな研究室集合写真と、現在の自信にあふれた堂々たる態度を見較べるだけでも、感銘を受けずにいられなかった。

女性研究者/男性研究者の界面

キャリア形成の講演は、キャリア形成トレーナー Neupert 氏による講演と参加者によるグループ討論、および Rudolf 教授によるドイツの男女共同参画統計紹介から構成されていた。

Neupert 氏は開口一番「この中で教授になりたい人は？」この質問に手を挙げて応えた若手参加者はわずか 3、4 人。前述の通りドイツの教授は社会的地位が非常に高く、この質問は「一流企業の CEO になりたい人は？」ほどの重みを持っているだろう。この問題設定にわたしはまずブツたまげ、そして自分の無意識の中にも「ガラスの天井」があることに気付かされた。

Neupert 氏の講演の前半のテーマは、どうやって女性研究者が男性および女性同僚との衝突を回避して Win-Win の関係を築くか。学界には男性社会を前提とした「ゲーム」のルールがあり、マイノリティである女性が教授を目指すにはそのルールを知ったうえで効率的にプレイする必要がある、という論旨である。日本での男女共同参画啓発は当



春寒のMotzener湖を背に、勢揃したHIOSワークショップ参加者たち。

事者の根性や倫理観に訴えかけるものが多いので、この戦略的な切り口はわたしの目には新鮮に映った。氏によればWin-Winの秘訣は、男性と女性ではコミュニケーションパターンが異なることを理解した上で、同僚の表層的な言動ではなく、その言動に至らしめた動機に対処すること。一般に女性は断ったりダメ出しをするのが苦手で、衝突を避けるために自分から我慢しがちである。衝突も成長の機会と捉え、相手の観点を尊重しながら(「人に優しく」)しかし譲れない線については一貫性を持ってきっぱりと自分の意見を表明(「事柄には厳しく」)せよ、と。

後半のテーマは仕事と家族生活のバランスの取り方。1日48時間欲しい人のための時間制作成法が紹介されたが、最優先の仕事をする時間帯は「自分自身と面会の約束が入っている」と考える、というのが秀逸であった。また家族にやさしい職場のあり方を模索した大学の実例や、公的私的な育児サポート体制も紹介された。保育所や祖父母だけでなく、親戚、親同士のネットワーク、保育ママ/パパ、オペア(留学生ベビーシッター)など、日常的なサポート選択肢の広さが印象的であった。

その後、参加者の間で「職場で女性として困った時」についてグループ討論。そこで上がってきた例は、女子学生として男性指導教官との程良い距離の置き方に苦心している、実は女性上司の方が男性上司よりもさらに気を遣う、学会の後で男性陣が飲みに行く時に参加するのは勇気がいる、等々。最後の例で「女性は誘われなければ行くべきではないと思いがちだが、男性は来たければ勝手について来ると思っている」という発言には膝を打った。20分の制限時間ではとても足りない盛り上がりであった。

Rudolf教授による、ドイツ学界における男女共同参画統計と対策例の紹介は、身近な話題として参加者の興味を強く惹き付けた。「男性の7割が自分を平均より優秀だと思っているが、女性は5割」に始まり、「人事は15%が業績、85%がネットワークで決まる」「女性の方が男性よりも(産休育休や時短を考慮に入れた)勤務時間あたりの論文数が

多い」「女性の論文の方が男性より被引用数が高い」「女性教員が厳しい授業をすると男性教員よりも学生からの評価が低い」など。有名な「同じ内容の論文でも、著者が女性名だと男性名よりも専門家の評価が低くなる」調査も紹介された。総じて、女性は同じ能力を持つ男性と較べて自己評価が低く、同僚からの評価も低くなる傾向があるという統計である。わたしも長年の経験の中で無意識的に感じていたものを、改めて数字として示されると目から鱗であった。Rudolf教授から若手へのアドバイスは「職歴だけでなく業績リストの中にも産休育休期間を記入せよ」「重要な会議では赤いジャケットを着用」など明日にもできそうなことばかり。ただし「人生の伴侶はよくよく選べ」だけはズバ抜けて難度が高かったが…

「これからも交流を！」

講演がすべて終わり、冒頭に紹介したDraxl教授の挨拶の後で、参加者全員で感想と今後の展望を話し合った。わたしは身につまされるところが多かったキャリア形成講演も、幾人かの若手参加者には抽象的すぎると感じられたようで、研究講演者たちの実体験の方が参考になったという声が上がった。他の若手からは、今回は討論の時間が短すぎた、個別の「困った」状況のロールプレイングを行えばさらに効果的だったろう、という意見が寄せられた。参加者たちは今後も互いに交流を続けることで満場一致、その具体的な手段について話し合った。これにはワークショップの研究テーマが明確に絞られ、参加者同士で研究上の興味を共有できたことが、大いに寄与しているだろう。

今回のワークショップの若手参加者たちは国籍も年齢も経歴もバラバラで、女性にも多様なキャリアパスがあり得るという格好の実例となっていた。講演者が受講者に一方的に教訓を伝えるのではなく、リラックスした雰囲気の中で活発に語り合うことできたのは、参加者全員にとって大きな収穫だったに違いない。このように序列を感じさせない平等で緊密な雰囲気は、男性が多数派を占める場ではなかなか実現できない。

わたしは今回、講演者枠で参加したわけだが、学界に関わる上での戦略的な考え方を改めて学ぶことができ、受講者としても非常に有意義であった。これまで自分が研究生生活上で鬱々と悩んできたことは、実は多くの女性が陥りがちなパターンだと知って、正直、憑き物が落ちたような気分であった。帰国後いちばんに、赤いジャケットを買いにデパートに足を運んだのは言うまでもない。

今回のワークショップ参加にあたり、主催者のSFB951 HIOSプロジェクト、ならびに支援をいただいたドイツ研究振興協会(DFG)に感謝いたします。

なお本文中、特に断りのない登場人物は全員女性です。

(2014年6月11日原稿受付)

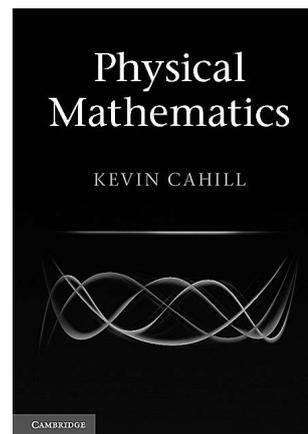
K. Cahill

Physical Mathematics

Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xvii + 666p, 25 × 18 cm, \$85.00 [専門～学部向]

ISBN 978-1-107-00521-1

多田 司 (理研)



本書は題名通り、物理数学と通常呼ばれる科目の教科書、参考書である。本書の特徴は、具体的な計算を徹底的に重視している点と、数学が実地に活用された例が豊富に紹介されている点にある。

本書で取り扱われているのはほぼ20世紀初頭までに成立した数学である。例えば比較的現代的なトピックである微分形式を導入しながら cohomology (例えば de Rahm cohomology) などへの言及はない。Robert Geroch 著 *Mathematical Physics* (The University of Chicago Press, 1985) が、圏論から現代的な位相幾何学、測度論まで扱っているのとは対極である。グラフも豊富に掲載されているが、キャプションには使われたパラメータが細かく書かれている。またクォークの Cabibbo-小林-益川行列、ニュートリノにおけるシーソー機構、非線形光学の第3高調波、宇宙背景輻射と言った興味を惹くテーマが計算例として取り上げられており、学習意欲が刺激される。

自ら手を動かし結果が出せること、それを通じて物理学の研究に役立つ数学の技術を身につけることが本書の眼目である。このような本では、テーマ選びが難しく、また著者の経験がもっとも反映されるものであろう。著者と同じく素粒子論の研究者である評者に

は納得のいくテーマの選択、記述内容であると感じられた。テーマとして、確率・統計、モンテカルロ法、経路積分について取り上げられているのが特色と言える。

全体の構成を紹介すると、まずは線形代数の解説から始まっている。通常の数学的な記法の説明の後、ディラックのブラとケットが導入されている他、ラグランジュ未定乗数法や、密度演算子についても触れられている。フーリエ級数の説明、フーリエ変換とラプラス変換の章が続く。フーリエ級数の章ではギブス現象なども明快な図解で示されており、かなり詳しい内容となっている。無限級数の説明の後、複素関数論が説明されている。カシミア効果の計算が例題となっている他、弦理論でのピラソロ代数の交換関係の導出も書かれている。続く微分方程式の章では具体的な解法が整理して簡潔に記述されており、実用的である。特殊関数等についてはルジャンドル関数と球面調和関数、ベッセル関数が取り上げられている。第10章からは群の解説が始まり、特に回転群、行列群、ローレンツ群とその表現が解説されている。確率と統計の章でも物理への応用の視点はゆるがず、ブラウン運動はもちろん、ポワソン分布の説明に際して、コヒーレント状態で n 粒子状態を見いだ

す確率がポワソン分布になる例が挙げられている。モンテカルロ法、汎関数、経路積分、繰り込み群、弦理論についての基本的な説明の章がこれに続く。各章の終わりには簡単な練習問題が付されている。

600ページを超える大部の新著であるため、同じトピックが別々の章で導入される場合があるなど、全体の構成にまだこなれていないと感じられる部分もあった。誤記、誤植等も散見されるが、正誤表が著者のサイト <http://theory.phys.unm.edu/cahill/> で維持されており、新版には逐次反映されている。構成の整理や改善についても今後の改訂を待ちたい。英文の原書であることも考え合わせると、今の時点では初学者に勧められるというよりは、実際の研究上あるいは関連する講義を行う際の参考資料として非常に有用な本であると言える。

(2014年5月2日原稿受付)

古澤 明

量子光学の基礎；量子の粒子性と波動性を統合する

内田老鶴圃, 東京, 2013, vi + 174p, 21 × 15 cm, 本体 3,500 円 [専門～学部向]

ISBN 978-4-7536-2030-2

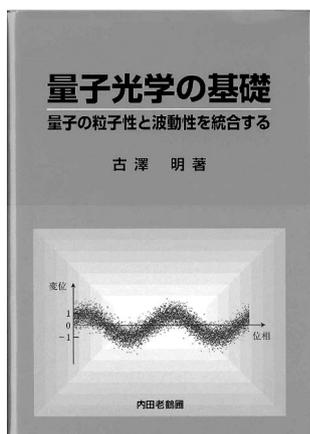
武岡正裕 (NICT)

本書は、量子光学及び光を用いた量子情報処理の実験研究の世界的な第一人者による、同分野の基礎的なテキストである。「量子光学」をタイトルに

含む国内外の専門書では、必ずしも光の量子化だけでなく、物質は量子力学的に、光は電磁気学的に扱ういわゆる「半古典論」も扱っている場合がある

が、本書では純粹に光の量子的な性質のみを対象としている。

電磁気学では波として扱われている光を量子化すると、波と粒子の二重性が顕著に現れる。本書では、副題にもある通り、光の粒子性と波動性を自在に行き来した解説により、その二重性を統一的に理解できるよう特に配慮されている。例えば、光子数状態などの粒子性を強く表す量子状態について、



あえてその波の性質を表す位相振幅の分布を図示して特異性を論じるなど、多書にはない新しい観点がある。また、位相振幅や量子状態そのものを表すウィグナー関数などは、実際の実験データを多数掲載するなど、初学者や実験研究者の直感に訴えられるような説明が多い。

本書はおおよそ2部構成であり、前半(第1章)では光の量子状態の基本的な記述法と種類・性質が説明され、後半(第2, 3章)はその応用編として、

スクイズド光、シュレーディンガーの猫状態(コヒーレント状態の量子重ね合わせ)など、光の量子化を経てはじめて説明できる非古典的な状態の具体的な生成方法、及び量子テレポーテーションや量子ゲート操作など、量子情報処理に関わる光の量子状態操作について、著者の研究室の最新の研究成果を中心に詳しく解説されている。量子光学という学問の体系的・網羅的な解説というよりは、むしろ後半の応用編をゴールとして、前半の基礎編では後半に必要な知識に内容を絞り、そこに一直線に向かって進んでいく印象である。分量も170ページ程度に収まり、直感的な図と説明を多用する一方、大事な部分の式の展開は非常に丁寧に記されているなど、量子力学を既習された方が新しく量子光学を学ぶ際におおいに助けになるテキストであると思う。

一方で、本書は内容が絞られており、この一冊で量子光学や光量子情報処理の全体像を把握することは難しいだろう(例えば量子化の詳細、ウィグナー関数以外の疑似確率分布や位相の話題、

(量子化した)光と物質の相互作用、ベルの不等式や種々の量子測定などの量子光学が重要な役割を果たす量子力学基礎の話題等は、重要だが本書では扱われていない)。もちろんそれらをより体系的に解説した名著は既に多く出版されており、本書の意図するところでもないと思うが、できれば巻末等で、そうした書物の紹介や本書との関連、読者の目的に応じて次にどのような書物へ進めばよいのか、などの補足情報があれば、勉強の大きな助けになるであろうと感じた。改訂版での充実を期待したい。いずれにせよ、量子光学に少しでも関わる学生・研究者の方々にとって、非常に有益な一冊である。

(2014年5月13日原稿受付)

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

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



掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■東京学芸大学教育学部教員

1. 准教授又は講師1名
2. 自然科学系物理科学分野
3. 物理教育研究又は素粒子・原子核理論。但し、素粒子・原子核理論を専門とする場合でも、本学着任後は物理教育研究を並行して行うことが望ましい。学部生及び大学院生の教育・研究指導。

4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号又は同等以上の研究業績。授業及び職務遂行に支障のない日本語能力。本学が教員養成系大学であることを理解し、関連業務に積極的に従事できること。高等学校・大学・研究所等における教育・研究経験を有することが望ましい。
7. ○履歴書1通(写真貼付, 連絡先明記) ○研究業績一覧(査読の有無を明記) ○主要研究業績5点 ○教育業績一覧 ○社会貢献・学会活動実績一覧 ○今迄の研究活動の概要と今後の研究計画(約2,000字) ○教育や教員養成に関する抱負(約2,000字)
8. 2014年10月10日(金)必着
9. 184-8501 小金井市貫井北町4-1-1 東京学芸大学教育学部自然科学系物理科学分野 松本益明
10. 封筒に「物理科学分野教員応募書類」と朱書し送付。

■兵庫県立大学高度産業科学技術研究所教授

1. 教授1名
2. 光応用・先端技術大講座
3. 軟X線領域放射光による新規機能性材料開発と応用研究に精通し、産業界との共同研究に積極的に取り組み、且つ、実績のある方
4. 2015年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。大学・大学院教育に熱意があり、研究指導の経験のある方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績概要(約1,000字) ○研究業績リスト(査読付論文、国際会議発表、解説・著書、受賞、特許、競争的資金獲得状況等) ○主要論文別刷5編(コピー可) ○「着任後の研究計画」及び「教育・社会貢献への抱負」(各約2,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先(住所、電話、e-mail) ○応募者連絡先(住所、電話、e-mail)
8. 2014年10月14日(火) 必着
9. 678-1205 兵庫県赤穂郡上郡町光都3-1-2 兵庫県立大学高度産業科学技術研究所 小堀一幸 電話 0791-58-0249 Fax 0791-58-0242 kazuyuki_kobori ofc.u-hyogo.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱筆し簡易書留で送付。書類不返却。

■産業技術総合研究所計測標準研究部門研究員

1. 博士型任期付研究員、中堅型研究員若干名
2. 公募番号と配属予定部門：[計測標準-1A] 光放射計測科。[計測標準-2A] 流量計測科。[計測標準-3A/B] 計量標準システム科。[計測標準-4A/B] 有機分析科。[計測標準-5A/B] ナノ材料計測科。[計測標準-6A/B] 温度湿度科。[計測標準-7A/B] 温度湿度科。[計測標準-8A/B] 音響振動科
3. 各公募番号に対応する公募課題、専門分野の概要：[計測標準-1] 光放射標準に係る研究開発(物理学・光学・分光学・電子工学に関する基礎知識を有する事が望ましい)。[計測標準-2] エネルギー気体流量計測及び計量標準に係る研究開発(流体工学、気体物性等に関する基礎知識を有する事が望ましい)。[計測標準-3A/B] 標準物質の開発と校正(化学、生物学、農学等に関する基礎知識(博士型)とNMRに関する

- る高度な知識、経験(中堅型)を有する事が望ましい)。[計測標準-4A/B] ガス、有機分析の高度化に係る研究開発(化学、生化学等に関する基礎知識(博士型)、又は高度な知識や経験(中堅型)を有する事が望ましい)。[計測標準-5A/B] ナノ粒子の計測技術に関する研究開発(高感度吸着法、陽電子消滅法、X線散乱法、顕微法等を応用した計測技術の研究開発に関する基礎知識(博士型)、又は高度な知識、経験(中堅型)を有する事が望ましい)。[計測標準-6A/B] 放射温度標準に係る研究開発(応用物理学、計測工学、特に光工学、熱工学、熱物性等に関する基礎知識(博士型)、又は高度な知識や経験(中堅型)を有する事が望ましい)。[計測標準-7A/B] 高湿度標準に係る研究開発(応用物理学、機械工学、特に熱力学、伝熱工学、計測工学に関する基礎知識(博士型)、又は高度な知識や経験(中堅型)を有する事が望ましい)。[計測標準-8A/B] 硬さや強度等の材料物性の評価及び標準化に係る研究開発(材料や試験方法開発に関する基礎知識(博士型)、又は高度な知識や経験(中堅型)を有する事が望ましい)。
4. 2015年4月1日
 5. 博士型任期付研究員：5年。中堅型研究員：なし(定年制)。
 6. 2007年4月2日以降の博士号取得者(採用予定日における取得見込者含)、又は博士号取得と同等の能力を有する者(但し、成年被後見人・被保佐人及び被補助人・禁錮以上の刑に処せられ、その執行を終わる迄又はその刑の執行を受ける事がなくなる迄の者を除く)。
 7. HPで事前登録を行った上、以下の書類を原本1部、コピー1部提出(一部の書類は指定の様式をHPで入手) ○提出書類チェック表(指定様式) ○履歴票(指定様式) ○研究業績リスト(指定様式) ○修士論文要約、及び博士論文要約(各A4、約1頁、図入り可) ○研究業績2～3点(論文別刷等) ○研究業績2～3点の要約(1点あたりA4、約1頁、図入り可) ○今迄の研究概要(A4、約1頁、図入り可) ○今後の抱負(A4、約1頁、図入り可) ○産総研関係者以外の者(大学の指導教官等、英文も可)からの推薦状1通以上
 8. 2014年10月17日(金) 17時必着
 9. ①305-8568 つくば市梅園1-1-1 つく

ば中央第2事業所つくば本部・情報棟7F 産業技術総合研究所研究職員採用委員会事務局

②計測標準研究部門各担当

nmij2014saiyo-ml aist.go.jp.

産業技術総合研究所研究職員採用事務局 aist-koubol4-ml aist.go.jp

10. 封筒に「公募選考採用応募書類在中」及び「公募番号」を朱筆し郵送又は宅配等により送付(直接持参可)。応募の際は http://www.aist.go.jp/aist_j/humanres/02kenkyu/task/6_standards.html を必ず確認のこと。詳細は http://www.aist.go.jp/aist_j/humanres/02kenkyu/index.html 参照。

■日本大学理工学部量子科学研究所助手

1. 助手1名
2. 素粒子論研究室
3. 量子力学及び場の量子論に関する理論的研究。様々な視点から量子論の基礎的側面を研究されている方を望む。理工学部での教育、研究室の運営。
4. 2015年4月1日
5. 3年(1回更新可)、助教への昇格の可能性有
6. 着任時点の博士号取得者。本研究所が私学の研究所であることを理解し、学内の動向にも対応できる方。
7. ○履歴書(写真貼付、e-mail記載) ○研究業績リスト(学術論文、著書、解説、学会・研究会発表、競争的資金の獲得状況、その他を区分) ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の研究概要(A4、1枚、応募者の寄与を明記) ○研究計画(A4、1枚) ○教育に関する抱負(A4、1枚) ○推薦書1通、又は照会可能者2名の氏名、所属、連絡先
8. 2014年10月20日(月)17時必着
9. ①101-8308 東京都千代田区神田駿河台1-8-14 日本大学量子科学研究所相澤正満
②素粒子論研究室 出口真一 deguchi phys.cst.nihon-u.ac.jp 電話03-3259-0867
10. 封筒に「素粒子教員応募書類在中」と朱筆し簡易書留で送付。書類不返却。

■首都大学東京理工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. 分子物質化学専攻
3. ナノ炭素物質の物理化学
4. 2015年4月1日以降早期
5. なし
6. 博士号を持ち、国際的な視野で研究・

教育を推進できる方

7. 所定様式及び記入要領は http://www.houjin-tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html よりダウンロード
8. 2014年10月31日(金) 必着
9. ①192-0397八王子市南大沢1-1 首都大学東京総務部人事課人事制度係
②公募全般：同上 電話042-677-1111 (ex.1027, 1028) kyoinsaiyo_jmj.tmu.ac.jp
専門分野：理工学研究科分子物質化学専攻 城丸春夫 電話042-677-2533 shiromaru-haruo_tmu.ac.jp

■東京工業大学大学院理工学研究科助教

1. 助教1名
2. 化学専攻分子化学講座
3. 物理化学. 先端的分光法を用いて、分子及びその集合体の構造とダイナミクスに関する研究を大島康裕教授と協力して進め、独自の研究領域を開拓する意欲のある方. 今迄の経験不問. 加えて、大学院・学部の教育に熱意をもって取り組んで頂ける方.
4. 2015年4月1日迄の早期
5. なし
7. ○履歴書(連絡先・学歴・職歴・受賞・資格等を記載) ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要(A4, 約1枚) ○研究と教育に対する抱負(A4, 約1枚) ○照会可能者1名(氏名, 連絡先, 職名, 電話, e-mail) ○書類の印刷体とそのpdfが入ったUSBメモリを提出
8. 2014年10月31日(金) 必着
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 H58 東京工業大学大学院理工学研究科化学専攻事務室
②化学専攻 河内宣之 nkouchi_chem.titech.ac.jp

■北海道教育大学テニユア・トラック教員

1. 特任准教授又は特任講師1名
2. 教育学部札幌校理数教育専攻理科教育分野
3. レフリー論文1編以上を含む学術論文3編以上の発表. 本学の附属学校園又は国公立の学校の教育に関わる研究の実施及び活動記録報告書の作成. 中間評価及びテニユア付与に係る審査を受けること.
4. 2015年4月1日
5. テニユア・トラック期間：原則5年間
6. 物理学の教育・研究と理科教員の育成に意欲的に取り組む意志のある者で

40歳未満の者. 博士号取得後, 又は博士課程を単位修得退学後, 概ね10年以内の者他.

7. ○著書, 学術論文, 経歴書, 研究業績書, 研究計画書, 他
8. 2014年11月21日(金)
9. ①002-8502北海道札幌市北区あいの里5条3-1-5 北海道教育大学副学長(札幌校担当) 渡部英昭
②審査委員会委員長 尾関俊浩(物理第一研究室) 電話011-778-0381 ozeki.toshihiro_s.hokkyodai.ac.jp
10. 本学のテニユア・トラック制度や本応募要領の詳細, 応募書類等は <http://www.hokkyodai.ac.jp/recruit/> の「北海道教育大学テニユア・トラック制度に関する要項」を参照.

■電気通信大学情報理工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. 先進理工学専攻応用物理工学コース
3. 物性物理学(実験). 機能性材料等の開発やその物理的プロセスの解明に対して主として実験的アプローチをされる方. 学科・大学院専門科目, 特に応用物理工学コースの専門実験を担当. 同学科の卒業研究と同専攻の大学院の研究指導. 学部基礎科目等も担当することがある.
4. 2015年3月1日以降早期
5. なし
6. 博士号取得者, 又は同等の能力者. 着任時に39歳以下の方. (国立大学改革強化推進補助金「優れた若手研究者の採用拡大支援」を予定の為)
7. ○応募申請書 ○主要論文別刷3編 ○研究概要と研究計画書 ○教育経験と教育に関する抱負 ○照会可能者(国内外2名ずつ)の氏名等
8. 2014年11月25日(火)17時必着
9. ①182-8585調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学情報理工学研究科先進理工学専攻 尾関之康
②同専攻 鈴木 勝 電話042-443-5556 masaru.suzuki_e-one.uec.ac.jp
10. 応募書類は簡易書留で送付. 本学は男女共同参画を推進. 詳細は <http://www.uec.ac.jp/about/advertisement/> 参照.

■アイズファクトリー正社員

1. データサイエンティスト2~3名
2. bodais自動進化研究所
3. 数理学, 情報処理等の分野・領域で, データ解析に係る知識又は経験があり, ビジネスへの応用に関心のある方を求

む. 仕事内容: 自社開発解析エンジンの次期バージョンに新機能追加・機能改善の提案を受け, 設計・開発・検証を行って頂く.

4. 要相談
5. なし(常勤)
6. 修士課程修了又は同等以上
7. ○履歴書(写真貼付) ○職務経歴書(職歴がない方は, アルバイト経験や研究内容等の資料があれば提示) ○在留資格のコピー(外国籍の方のみ) ○郵送, 又はe-mail添付にて送付
8. 2014年12月31日(水)
9. 101-0054東京都千代田区神田錦町1-23 宗保第2ビル (株)アイズファクトリー人事担当者 電話03-5259-9004 bs_isfactory.co.jp <http://bodais.jp/company/>

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「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」第2回国際シンポジウム(第10回公開シンポジウム)

主催 新学術領域研究「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」総括班

日時 2014年11月2日(日)~4日(火)
場所 東京大学武田先端知ビル5階武田ホール(113-0032東京都文京区弥生2-11-16 電話03-5841-1162)

内容 文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「融合マテリアル: 分子制御による材料創成と機能開拓」(平成22~26年)の内容と研究成果について報告する. 本領域は, 自然と調和して持続的な発展可能かつ快適な「材料調和社会」の実現を目指し, バイオミネラリゼーションに倣った分子制御プロセスにより環境負荷の低い自然調和性に優れた次世代機能材料の構築を目指す. 招待講演: Prof. S. Mann,

Prof. J. Aizenberg, Prof. M. Aizenberg,
Prof. H. Cölfen, Prof. F. Meldrum, Prof. N.
A. J. M. Sommerdijk, Prof. D. Kisailus.
参加費 無料
連絡先 office fusion-materials.org
<http://www.fusion-materials.org/>

■The International Symposium on Multi-disciplinary Sciences on the Earth

主催 日本学術振興会・学術システム研究センター

日時 2014年11月18日(火)~19日(水)

場所 東京大学本郷キャンパス武田ホール
(113-8656東京都文京区弥生2-11-16 電話03-5841-1162(武田ビル事務室))

内容 我々の住む星「地球」を扱う学際科学がテーマ。地震、火山、津波、気象、環境、防災、生命等を対象に、物理学、地球物理学、地球化学、地質学、防災科学、環境科学、生命科学といった諸分野を横断的・統合的に扱うシンポジウム。各分野を代表する12名の内外の講演者による招待講演から成る。

定員 200名

参加費 無料

WEB登録締切 2014年11月11日(火)

連絡先 560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻 川村 光(秘書:森田登紀子) 電話06-6850-5543(秘書:電話/Fax 06-6850-5494) ISMS2014 spin.ess.sci.osaka-u.ac.jp <http://thmat8.ess.sci.osaka-u.ac.jp/Meeting2014/>

■日本磁気学会第198回研究会「スピントルクと次世代の磁気記録への展開」

主催 日本磁気学会

日時 2014年11月21日(金)13:30~16:45

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 スピン分極した電流が生み出すトルクにより、巨視的な磁化を制御する手法が急速に進展してきた。その中の一つにスピントルクにより磁性体をGHz帯で発振させるスピントルクオシレータが挙げられる。この動作周波数は強磁性体の共鳴条件で決定され、磁場や電流等の外部要因により制御可能という特徴がある。最近では、マイクロ波アシスト磁気記録の高周波磁場発生源やHDDの読み取りヘッドとしての利用が提案される等、その応用先も広がっている。スピントルクオシレータの基礎から応用、その周辺分野も含め、最先端で活躍する研究者を招いて研究会を開催。

定員 60名

参加費 3,000円(資料代込)、学生無料(資料代のみ1,000円)

申込 当日受付

連絡先 千代田区神田小川町2-8 日本磁気学会事務局 杉村 電話 03-5281-0106
msj bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/msj/seminar/topical/198.html>

■第83回表面科学研究会“深さ方向分析の最前線～表面から固体界面、欠陥分析まで～”

主催 日本表面科学会

日時 2014年11月21日(金)

場所 東京理科大学森戸記念館第2フォーラム(162-0825東京都新宿区神楽坂4-2-2 電話03-5225-1033)

内容 グリーンナノテクノロジーを支える最先端デバイスや触媒等の電子物性解明には、動作領域である界面や最表面の原子構造と電子状態を非破壊で精度良く調べる事が求められる。原子レベルの最表面や、表面から数nm奥にある固体界面の情報、それらを繋ぐ深さ方向の情報を得る為の最先端の手法と、それらの特徴を生かした最新の研究成果を概観すると共に今後の展望を議論する。

定員 60名

参加費 2,000円、学生1,000円

申込 <http://www.sssj.org/jpn/activities/07/detail.php?eid=00017>より

参加申込締切 2014年11月14日(金)

連絡先 226-8503横浜市緑区長津田町4259 J1-3 東京工業大学 中辻 nakatsuji.k.aa m.titech.ac.jp

■第8回物性科学領域横断研究会

主催 科研費6新学術領域

日時 2014年11月21日(金)~22日(土)

場所 大阪大学基礎工学部国際棟シグマホール(560-8531豊中市待兼山町1-3)

内容 物性科学に関連した新学術領域研究が合同で開催する研究会。各領域の研究内容を専門外の研究者や大学院生に対し解説し、領域間のシナジー効果を高めると共に、物性科学のホットな話題を2日間で概観する事を目的とする。より広い意味での物性科学に関わる新学術領域からのゲスト講演も含める。一般からの発表としてポスターセッションを設ける。凝縮系科学賞の授賞式と記念公演も行う。

定員 200名

参加費 無料

参加申込締切 発表を行う場合:2014年10月24日(金)正午。発表を行わない場合:

2014年11月10日(月)正午(定員に空きがあれば当日の参加登録も可)

連絡先 京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻 前野悦輝

topology-office scphys.kyoto-u.ac.jp

その他 詳細は <http://www.topological-qp.jp/ryoikioudan2014/index.html>参照。

■市民講座「物理と宇宙(第2回)」

主催 京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻、京都大学基礎物理学研究所

日時 2014年11月29日(土)13:00~17:30(懇話会:17:30~18:30)

場所 京都大学百周年時計台記念館大ホール(606-8501京都市左京区吉田本町 電話075-753-2285)

内容 第一線で活躍している京都大学教員が物理学・宇宙物理学の最先端の話題を分かりやすく解説し、最先端の研究成果を広く一般市民の方々に知って頂く。大西明:中性子星を支える力、高橋義朗:冷えた原子でつくる新しい物質の状態、前田啓一:元素の起源を探る

定員 講演会:500名。懇話会:30名(何れも申込多数の場合は先着順)

参加費 無料(懇話会費500円)

参加申込締切 2014年11月26日(水)

連絡先 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学教室内 市民講座係 shimin scphys.kyoto-u.ac.jp http://www.scphys.kyoto-u.ac.jp/Public_Lecture/index.html

■9th International Symposium on Intrinsic Josephson Junction and THz Oscillation in High-T_c Superconductors

主催 THz-plasma 2014組織委員会、京都大学工学研究科、応用物理学会関西支部

協賛 日本物理学会、低温工学・超伝導学会

後援 京都大学教育研究振興財団

日時 2014年11月30日(日)~12月3日(水)

場所 京都大学百周年時計台記念館(606-8317京都市左京区吉田本町 電話075-753-2285)

内容 中心となるトピックは、高温超伝導体に内在する固有ジョセフソン接合の物理に関する議論。特に高温超伝導テラヘルツ光源の制御、超伝導体のテラヘルツ応答、鉄系超伝導体における固有ジョセフソン特性、超伝導ナノ構造を用いた位相工学が注目に値する。これらの研究の進捗について議論し、今後の研究の方向性を見出す。

定員 120名
参加費 事前登録：30,000円、学生15,000円(懇親会・エクスクーション費10,000円込)
追加講演・事前参加申込締切 2014年10月30日(木)
連絡先 615-8510京都市西京区京都大学桂京都大学大学院工学研究科 掛谷一弘
電話075-383-2265 Fax 075-383-2270
plasma2014-sec sk.kuee.kyoto-u.ac.jp
http://sk.kuee.kyoto-u.ac.jp/plasma2014/

■ International Symposium on Computics: Quantum Simulation and Design

主催 科研費新学術領域「コンピュータによる物質デザイン：複合相関と非平衡ダイナミクス」及び「計算物質科学イニシアティブ(CMSI)」
日時 2014年12月1日(月)～3日(水)
場所 東京大学小柴ホール(113-8654東京都文京区本郷7-3-1)
内容 計算物質科学分野の国際シンポジウム。今日のHigh Performance Computingは、スーパーコンピュータの超並列化と相俟って著しい進展を示しており、計算科学分野と計算機科学及び数理学分野との共同研究(コンピュータによる)が益々重要となっている。そうしたコンピュータ分野の進展に焦点を当てると同時に、凝縮系を扱う新たな理論手法の開拓にも焦点を当てる。物質科学におけるホットな話題を取り扱い、計算科学による物質科学の現状と展望を議論する。
定員 なし
参加費 無料
発表申込締切 2014年10月15日(水)
参加登録締切 2014年11月14日(金)
連絡先 113-8656東京都文京区本郷7-3-1
東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 押山 淳 電話03-5841-6810
oshiyama ap.t.u-tokyo.ac.jp
その他 詳細は <http://computics-material.jp/ISC-QSD2014/>参照。

■第15回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会

主催 応用物理学会薄膜表面物理分科会
日時 2014年12月5日(金)午後～6日(土)午前
場所 筑波大学筑波キャンパス総合研究棟B0110(305-8577つくば市天王台1-1-1) 電話029-853-2111)
内容 低・中・高エネルギーイオン散乱による固体表面・界面の分析、及びイオンビームと固体表面との相互作用。招待講

演：数件、一般講演：10数件程度。海外からの招待講演：Prof. Torgny Gustafsson(ラトガース大学) Investigating surfaces and interfaces with protons and helium ions: MEIS and HIM を予定。

定員 100名
参加費 2,000円、学生無料
講演申込締切 2014年11月7日(金)
参加申込締切 研究会と懇親会(12月5日(金)夕方予定)に参加される場合：2014年11月28日(金)
連絡先 305-8577つくば市天王台1-1-1
筑波大学研究基盤総合センター応用加速器部門 関場大一郎 電話0463-59-4111(ex.2809) Fax 0463-58-9684 sekiba tac.tskuba.ac.jp
その他 一般講演を申込み場合は、A4で1頁のアブストラクト(英文)と講演者氏名、連絡先(e-mail, 電話, Fax, 住所)を上記までe-mailで送付。

■第28回数値流体力学シンポジウム

主催 日本流体力学会
協賛 日本物理学会
日時 2014年12月9日(火)～11日(木)
場所 タワーホール船堀(134-0091東京都江戸川区船堀4-1-1)
内容 種々の理工学分野にまたがって活動を行っている数値流体力学関連研究者・技術者に対して、幅広い交流の場を提供する事を目的として、毎年12月に開催。
参加費 7,000円、学生4,000円
申込 当日登録
講演申し込み締切 2014年10月1日(水)
講演予稿(PDF)締切 2014年10月31日(金)
連絡先 113-8656東京都文京区本郷7-3-1
東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻 CFD28実行委員会事務局 Fax 03-5841-6624 <http://www.nagare.or.jp/cfd/cfd28/>(問い合わせフォーム)

■第33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 2014年12月10日(水)11時～17時
場所 法政大学小金井キャンパスマルチメディアホール(184-8584小金井市梶野町3-7-2)
内容 招待講演、口頭発表、ポスター発表、イオンビーム技術の電子材料やその他材料への応用、分析技術等の研究成果を討論する。
定員 130名
参加費 無料(予稿集・論文集は当日受付にて1,000円で販売)

口頭発表・ポスター発表申込及び予稿(和文)原稿締切 2014年11月5日(水)
論文(英文)原稿締切 2014年12月10日(水)
連絡先 184-8584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 西村、天本(事務) 電話042-387-6094 Fax 042-387-6095 ion-sympo ml.hosei.ac.jp <http://www.ionbeam.hosei.ac.jp/sympo/symposium.html>
その他 聴講のみの参加は直接会場へ(申込不要)。詳細は順次HPに掲載予定。

■日本物理学会北陸支部定例学術講演会

主催 日本物理学会北陸支部
日時 2014年12月13日(土)
場所 福井大学文京キャンパス(910-8507福井市文京3-9-1)
内容 特別講演：斉藤輝雄(福井大学) 福井大学における遠赤外ジャイロトロンの開発と応用研究—これまでとこれから—、及び一般講演(口頭発表)。一般講演募集内容：物理一般。
参加費 1,000円、学生無料
一般講演申込締切 2014年11月7日(金)
連絡先 910-8507福井市文京3-9-1 福井大学工学研究科物理工学専攻 吉田拓生 電話0776-27-8656 Fax 0776-27-8750 yoshidat u-fukui.ac.jp <http://www.apphy.u-fukui.ac.jp/jps/reikai/14/>

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象(1行18字で7行以内)
○助成内容 ○応募方法(1行18字で4行以内) ○応募締切(西暦年月日、曜日)
○詳細問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■「宇宙科学奨励賞」候補者推薦依頼

対象 宇宙科学分野で優れた研究業績を挙げ、宇宙科学の発展に寄与した若手研究者を顕彰し、宇宙科学奨励賞を授与すべく、2014年度の第7回宇宙科学奨励賞候補者の推薦を募集。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、宇宙科学の発展に寄与する優れた研究業績を挙げた当該年度の4月1日現在37歳以下の若手研究者個人。候補者の推薦は他薦に限る。
内容 授賞は原則として毎年宇宙理学関係1名、宇宙工学関係1名(但し適格者の

ない場合は受賞者なしとする場合有).
本賞(賞状と表彰楯)及び副賞(賞金30万円)を授与.

推薦締切 2014年10月31日(金) 必着
問合せ先・推薦書送付先 252-5210相模原
市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会事
務局 電話042-751-1126 Fax 042-751-
2165 admin spss.or.jp

その他 推薦手続き等詳細は <http://www.spss.or.jp> 参照. 推薦書式をダウンロード, 必要事項を記載し, ①候補者の略歴, ②論文リスト, ③推薦対象となる論文の別刷等必要書類を添付の上, e-mailにて投稿. 業績審査は推薦理由となる研究業績に関連して発表された論文に基づき, 当財団設置の選考委員会で行う. 選考結果は2015年1月に推薦者と受賞者に通知すると共に, 当財団HPで発表. 同3月に表彰式を行い, 受賞者には受賞対象となった研究に関する講演をして頂く.

■平成27年度前期 高エネルギー加速器
研究機構物質構造科学研究所放射光共同
利用実験課題公募

対象 当施設の放射光及び低速陽電子を利用する実験. 主に大学等の研究者を対象とするが, 科学研究費助成事業の申請資格を有する企業等の基礎研究も対象.

応募要領 実験課題申請システム <https://pmsweb.kek.jp/k-pas/> を利用した電子申請. 申請受付は10月中旬からの予定. 具

体的な申請書作成等に関する詳細は <http://uskek.kek.jp/apply/pf.html> 参照.

応募締切 一般課題, 特別課題: 2014年11月中旬予定. 大学院生奨励課題: 2014年11月下旬予定. 予備実験・初心者型課題は随時受付.

問合せ先 305-0031つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構研究協力部研究協力課共同利用支援室共同利用係 電話029-864-5126 Fax 029-879-6137

kyodo1 mail.kek.jp
その他 研究成果は公表して頂く.

■第17回大学女性協会守田科学研究奨励
賞候補者募集

趣旨 化学教育者・故守田純子氏から遺贈された資金を基にして, 自然科学を専門とする女性科学者の研究を奨励し, 科学の発展に貢献する人材を育成することを目的として, 1998年に創設.

対象 自然科学分野において, 優れた研究成果を上げており, 科学の発展に貢献することが期待される40歳未満(2015年4月1日現在)の女性科学者.

授賞内容 年2件以内. 賞状及び副賞50万円.

提出書類 ○研究題目とその概要, 今後の展望及び抱負(A4, 2頁以内, 各15部)
○推薦状(1通, 厳封) ○履歴書(15部)
記載事項: 氏名(ふりがな, 英字表記), 国籍, 生年月日(年齢), 現住所(電話)及

び所属機関(住所, 電話, Fax, e-mail)・職名(連絡先に○), 専門分野, 学歴(高校卒から), 学位, 職歴, 賞罰 ○研究業績リスト(主要論文に○. 15部. 記載項目: 原著論文(査読付), 原著論文(査読なし), 総説・その他, 著書, 受賞歴, 学会発表(国際学会, 国内学会(招待のみ)), 競争的資金) ○主要論文別刷5編以内3部(コピー可)

応募締切 2014年11月21日(金) 必着
書類送付先・連絡先 160-0017東京都新宿区左門町11番地6-101 大学女性協会
電話03-3358-2882 Fax 03-3358-2889

jauw jauw.org <http://www.jauw.org>
その他 提出書類不返却. 選考結果通知は2015年3月.

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード
本会 web site (<http://www.jps.or.jp/>) の会員専用ページには, 各種変更届, 刊行委員会報告, 過去の大会プログラム等の情報を掲載しています. アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月分)は次の通りです. (英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されます.)
10月 ユーザ名 : 14Oct
パスワード: Leon677
11月 ユーザ名 : 14Nov
パスワード: Alexander984

行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年 10/5~8 10/8~11	The 2nd Int. Symp. on Long-Period Stacking Ordered Structure and Its Related Materials 日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	熊本市 ハワイ島	69-8 日本物理学会 ・アメリカ物 理学会合同
10/9~10	第9回高崎量子応用研究シンポジウム	高崎市(群馬)	69-9
10/15~17	第62回レオロジー討論会	福井市	69-5
10/18	物性科学シンポジウム	姫路市(兵庫)	69-9
10/19~22	第7回シリコン材料の科学と技術フォーラム2014(浜松)	浜松市(静岡)	69-5
10/21~22	多自由度電子状態と電子相関が生み出す新奇超伝導の物理	京都市	69-9
10/24	金属学会セミナー「材料における拡散—基礎および鉄鋼材料における拡散と関連現象」	東京	69-9
11/2~4	新学術領域研究「融合マテリアル:分子制御による材料創成と機能開拓」第2回国際シンポジウム(第10回公開シンポジウム)	東京	69-10
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4
11/4~6	第53回NMR討論会	吹田市(大阪)	69-8

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年			
11/4~12/5	国際滞在型研究会「Novel Quantum States in Condensed Matter」	京都市	69-6
11/6~8	第34回表面科学学術講演会	松江市	69-8
11/10	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「有機半導体デバイスの界面分析の基礎と応用」	東京	69-8
11/10~11	Int. Symp. on Extended Molecular Dynamics and Enhanced Sampling: Nosé Dynamics 30 Years	東京	69-9
11/13~14	Int. Symp. on Recent Progress of Photonic Devices and Materials	神戸市	69-8
11/14	日本希土類学会第32回講演会	東京	69-8
11/16~18	第40回固体イオニクス討論会	東京	69-9
11/16~19	The 1st Int. Symp. on Interactive Materials Science Cadet Program	吹田市(大阪)	69-8
11/17	第43回薄膜・表面物理基礎講座「3Dプリンター技術の基礎と今後の発展」	東京	69-9
11/17~18	第31回量子情報技術研究会(QIT31)	仙台市	69-9
11/18~19	The Int. Symp. on Multidisciplinary Sciences on the Earth	東京	69-10
11/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(朱鷺メッセ)(領域2)	新潟市	日本物理学会, 応用物理学会, プラズマエレクトロニクス分科会, プラズマ・核融合学会
11/21	日本磁気学会第198回研究会「スピントルクと次世代の磁気記録への展開」	東京	69-10
11/21	第83回表面科学研究会「深さ方向分析の最前線~表面から固体界面, 欠陥分析まで~」	東京	69-10
11/21~22	第8回物性科学領域横断研究会	豊中市(大阪)	69-10
11/22~24	第55回高压討論会	徳島市	69-7
11/22~24	第35回日本熱物性シンポジウム	東京	69-7
11/24~28	4th Workshop on Quantum Simulations and Quantum Walks	KwaZulu Natal (南アフリカ)	69-6
11/24~28	2014 Int. Conf. on Artificial Photosynthesis	淡路市(兵庫)	69-7
11/25~26	分子アーキテクニクス研究会第5回研究会	豊中市(大阪)	69-9
11/25~27	第27回国際超電導シンポジウム(ISS2014)	東京	69-9
11/26	第25回プラズマエレクトロニクス講習会~プラズマプロセスの基礎とその応用・制御技術~	東京	69-8
11/29	市民講座「物理と宇宙(第2回)」	京都市	69-10
11/30~12/3	9th Int. Symp. on Intrinsic Josephson Junction and THz Oscillation in High- T_c Superconductors	京都市	69-10
12/1~3	Int. Symp. on Compuatics: Quantum Simulation and Design	東京	69-10
12/2~5	総研大アジア冬の学校(AWS2014)	土岐市(岐阜)	69-9
12/5~6	第15回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	つくば市(茨城)	69-10
12/9~11	第28回数値流体力学シンポジウム	東京	69-10
12/10	第33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)	69-10
12/13	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	福井市	69-10
12/19~21	量子エレクトロニクス研究会「バイオ・メディカルフォトニクスII(仮)」	軽井沢町(長野)	69-9
2015年			
3/21~24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素核宇)	大阪市	日本物理学会
2016年			
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会(金沢大学)(物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会(宮崎大学)(素核宇)	宮崎市	日本物理学会

編集後記

4月から、領域12の生物物理分野の編集委員を担当させていただくことになった。編集委員会が月に一度、湯島(東京都文京区)で開催されている。物理のいろいろな

分野の方のお話を伺うことができ、学部生に戻ったような感じである。

日本物理学会誌をよく見ていたのは、博士課程3年の時である。私は大学院の時は量子スピン系のシミュレーションを使った研究をしていた。博士課程3年の1年間は、

研究のかたわら就職活動をした。公務員試験を受け、学振に応募する一方、毎月、日本物理学会誌の人事公募欄を見て、公募に出していた。仲間内では、日本物理学会誌のことを「月刊就職情報」と呼んでいた。私は10数件応募して、面接は2カ所呼ばれた。

そのうち1件に決まった時は嬉しかった。当時はJREC-INはなかったので、日本物理学会誌が就職に関する重要な情報源であり、大変お世話になった。

最初に就職した金沢大学で、高分子の研究を始めた。また途中で2年滞在した分子科学研究所では化学系の部門に所属していた。さらに5年前に移った東京薬科大学では、生命科学部という生物系の部門にいる。このように、物理、化学、生物と移っているので、編集委員会に行くと、長い旅に出た後で、物理という故郷に帰省している気分になる。

勤務校の生命科学部の学生は、「物理って苦手」「難しそう」と言う人が多い。4年になる時の研究室配属では、遺伝子、ガン、免疫、心血管など、バイオ系の実験の研究室に希望が集中する。「物理の研究室」と言うと学生が集まりにくい。そのため、「物理」となるべく言わず、「コンピュータでタンパク質を研究する」を強調するようにしている。「情報系資格を取ると、就活に有利。生物系と情報系の両方の業界に就職できる」と1年の時から言って、コンピュータに興味を持ってもらうようにしている。「就職に有利」と言うと、1年生の目がきらりと光るのは、不景気が続いた影響かもしれない。現在、生命物理科学研究室には、教員3名、博士の院生3名、修士6名、4

年生8名がいて、元気に研究している。5年前に赴任した当初は、大学院生は修士1名だけだったので、かなり成長した。研究に熱中して、日曜に大学に出てくる院生もいて頼もしい。

勤務校では、場所柄、生命科学部や薬学部の実験系の研究室と共同研究しやすいのがよい点である。これまで、タンパク質の繊維化、糖尿病に関係したペプチド、細胞接着に関係したペプチド、バクテリア、ゲルなどを、シミュレーションを使って研究してきた。生体分子のシミュレーションの基礎は統計力学と熱力学と古典力学であり、ゼミの4年生は力学や熱力学の復習から始める。量子力学は大学院で勉強することになり、量子化学の計算をする院生もいる。物理が生物に役立っている様子を見ることは、物理出身の私としては、とても嬉しい。もし物理系の大学院で博士号を取って、シミュレーションを用いて生体分子の研究をしたい方がいらしたら、学振研究員として滞在されるのによい環境だろう。

物理学会の会員は2万人弱らしい。その話を家で、数学者である夫にしたところ、数学会は約6千人とのことだ。物理と数学は同じくらいかと思っていたのだが、物理学会の方がだいぶ多いようだ。影響力のある雑誌の編集委員をさせていただいているということで、身の引き締まる思いがする。

生物系の学部にいるという地の利を生かし、生物関係で物理の人にも興味を持ってもらえる記事を企画していきたい。

高須昌子〈

編集委員

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

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

新著紹介小委員会委員

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

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69巻 第10号 (平成26年10月5日発行) 通巻781号

©日本物理学会 2014

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。