

日本物理学会誌

- 太陽系外惑星を CT スキャンする
- アンテナ過程を含む交流回路理論と
電磁ノイズの削減
- トポロジカル秩序とベリー接続

BUTSURI

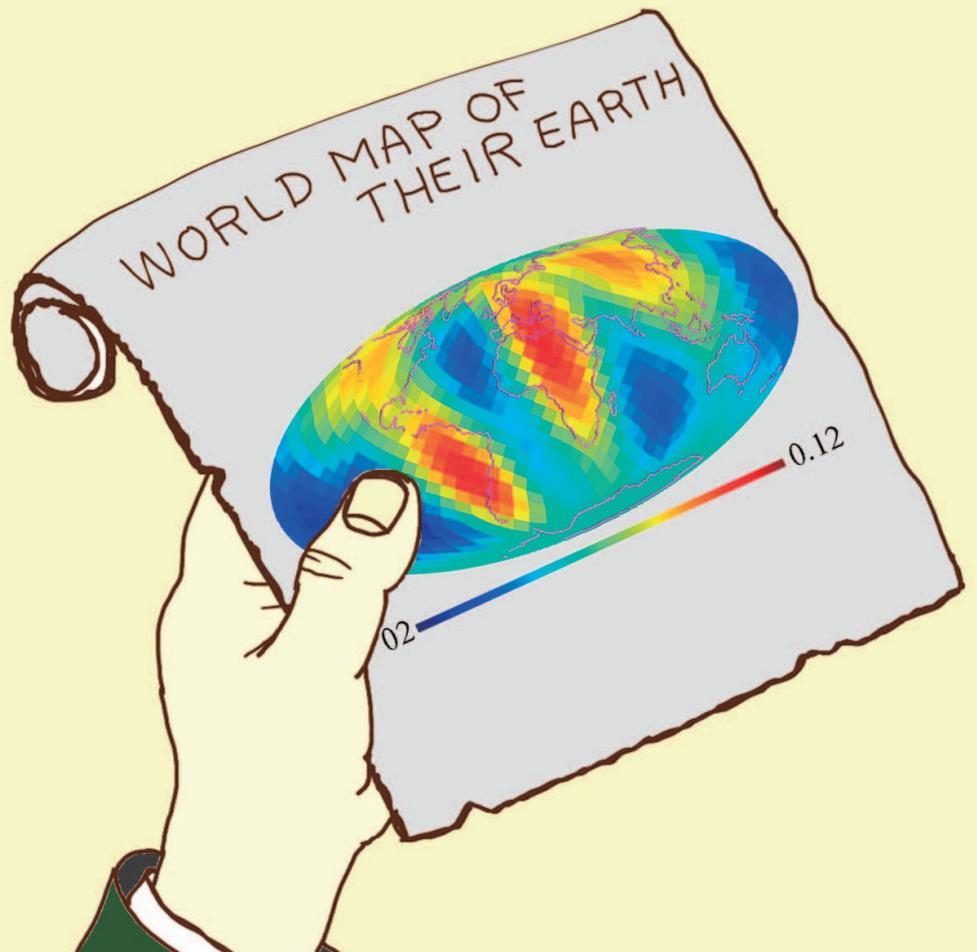
第68巻 第1号(通巻 756号) ISSN 0029-0181

昭和30年 6月13日 第3種郵便物認可

平成25年 1月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

1

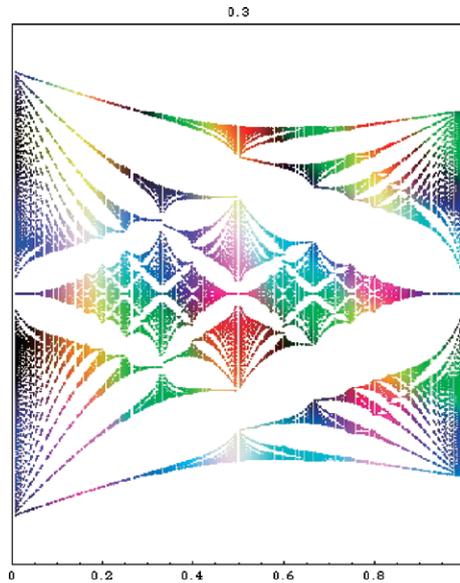


口絵：今月号の記事から		1
巻頭言	会長になって良かったこと	家 泰弘 3
交 流 解 説	太陽系外惑星をCTスキャンする アンテナ過程を含む交流回路理論と電磁ノイズの削減	河原 創, 藤井友香 4 土岐 博, 佐藤健次 11 初貝安弘 19
最近の研究から	トポロジカル秩序とベリー接続 口絵 K中間子水素原子X線精密分光実験の拓く物理 口絵	岡田信二, 早野龍五, 兵藤哲雄, 池田陽一 29 単層カーボンナノチューブにおける多重励起子生成 小鍋 哲, 岡田 晋 34
話 題	宇宙レーザー干渉計が切り拓く重力波天文学	瀬戸直樹, 八木絢外, 安東正樹 38
JPSJの最近の注目論文から	9月の編集委員会より	安藤恒也 43
学界ニュース	2012年度ノーベル物理学賞：S. Haroche氏, D. J. Wineland氏 一個々の量子系に対する計測と操作を可能にする画期的な 実験的手法	山本喜久, 占部伸二 46 初田哲男 47
談話室	第27回西宮湯川記念賞：福嶋健二氏 注目論文 (Editors' Choice), その成績は？ JPSJ編集委員長からのコメント	米永一郎 48 安藤恒也 49
追 悼	SCOAP ³ の現状, 課題そして展望 追悼：B. D. Serot教授 (1955-2012) 杉本健三先生を偲ぶ	安達 淳 50 松井哲男, 上地 宏 52 中井浩二 53
新著紹介		54
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	56
行事予定		59
会 告	■第33回臨時総会の決議3について ■第68回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について (お知らせ) ■第68回年次大会の参加登録・講演概要集購入のご案内 (講演申込者以外の方への案内です) ■第68回年次大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■2012年12月1日付新入会者 ■賞・助成等の募集予定一覧	62
本会関係欧文誌目次		70

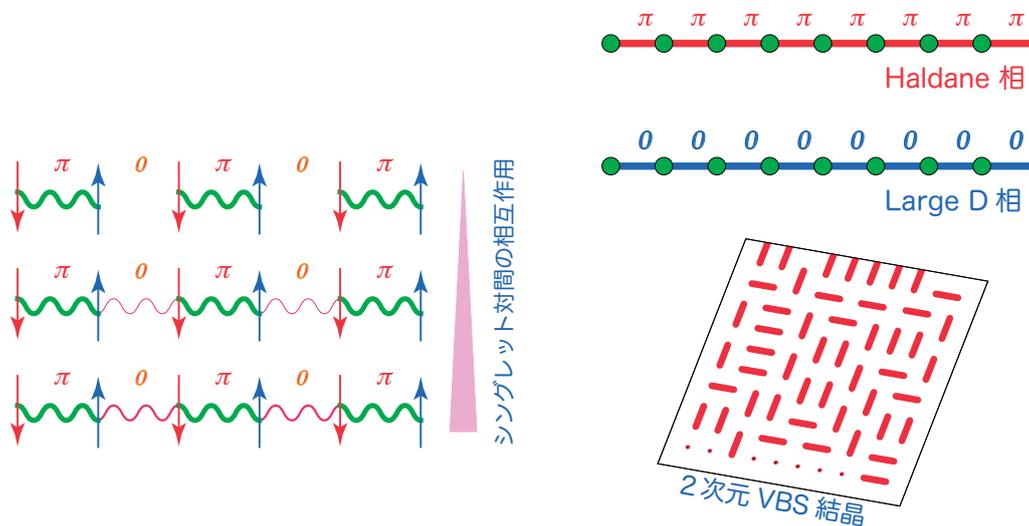
表紙の説明 太陽以外の恒星を回る惑星である太陽系外惑星 (系外惑星) が初めて発見されたのは1995年のことである。近年では、海が表面に存在可能な惑星の候補までが報告されるようになった。いまや系外惑星は、天文学が扱う一天体という枠組みを超え、生命が宿りうる場所は地球の他に存在するのか、その母体である惑星系はいかに形成されるのか、という普遍的な問いに答える学際的な対象となりつつある。とはいえ、系外惑星は非常に遠くに存在するため、これを詳しく調べるのは容易ではない。例えば、地球のような系外惑星の写真を撮って、大陸や海洋の分布を見ること (マッピング) は、月に置いたビー玉の模様を地球から見るようなもので、こんなことは今世紀中の実現は不可能そうである。しかし、惑星からの光の時間情報を用いると惑星表面の二次元マッピングが可能になって、近いうちに第2の地球の世界地図を手に入れられる日がくるかもしれない。本文では、最近、始まりつつある系外惑星のマッピング研究についての紹介を行っている。詳細は本号に掲載されている河原 創氏らの「交流」記事を参照のこと。

Graphic Page		1
Editorial		
<i>A Few Good Things about Being President</i>	Yasuhiro Iye	3
<hr/>		
Reviews		
<i>CT Scanning of Exoplanet</i>	Hajime Kawahara and Yuka Fujii	4
<i>Alternating Current Circuit Theory with Antenna Process and the Reduction of Electromagnetic Noise</i>	Hiroshi Toki and Kenji Sato	11
<i>Topological Order and Berry Connection</i>	Yasuhiro Hatsugai	19
Current Topics		
<i>Precision Spectroscopy of Kaonic Hydrogen X-rays Leading to a New Development in Low Energy QCD</i>	Shinji Okada, Ryugo S. Hayano, Tetsuo Hyodo and Yoichi Ikeda	29
<i>Multiple Exciton Generation in Single-Walled Carbon Nanotubes</i>	Satoru Konabe and Susumu Okada	34
<i>Gravitational Wave Astronomy Explored by Space Interferometers</i>	Naoki Seto, Kento Yagi and Masaki Ando	38
<hr/>		
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando	43
Physics Community News		
<i>Nobel Prize in Physics 2011: S. Haroche and D. J. Wineland for Ground-breaking Experimental Methods that Enable Measurement and Manipulation of Individual Quantum Systems</i>		46
<i>Nishinomiya Yukawa Memorial Awards: Kenji Fukushima</i>		47
Forum		
<i>Comments on "Editors' choice"</i>	Ichiro Yonenaga	48
<i>A Few Remarks from Editor-In-Chief</i>	Tsuneya Ando	49
<i>The Progress and Perspective of SCOAP³</i>	Jun Adachi	50
Obituary		
<i>In Memory of Professor Brian D. Serot</i>	Tetsuo Matsui and Hiroshi Uechi	52
<i>In Memory of Professor Kenzo Sugimoto</i>	Koji Nakai	53
Book Reviews		54
<hr/>		
Notice Board		56
<hr/>		
JPS Announcements		62

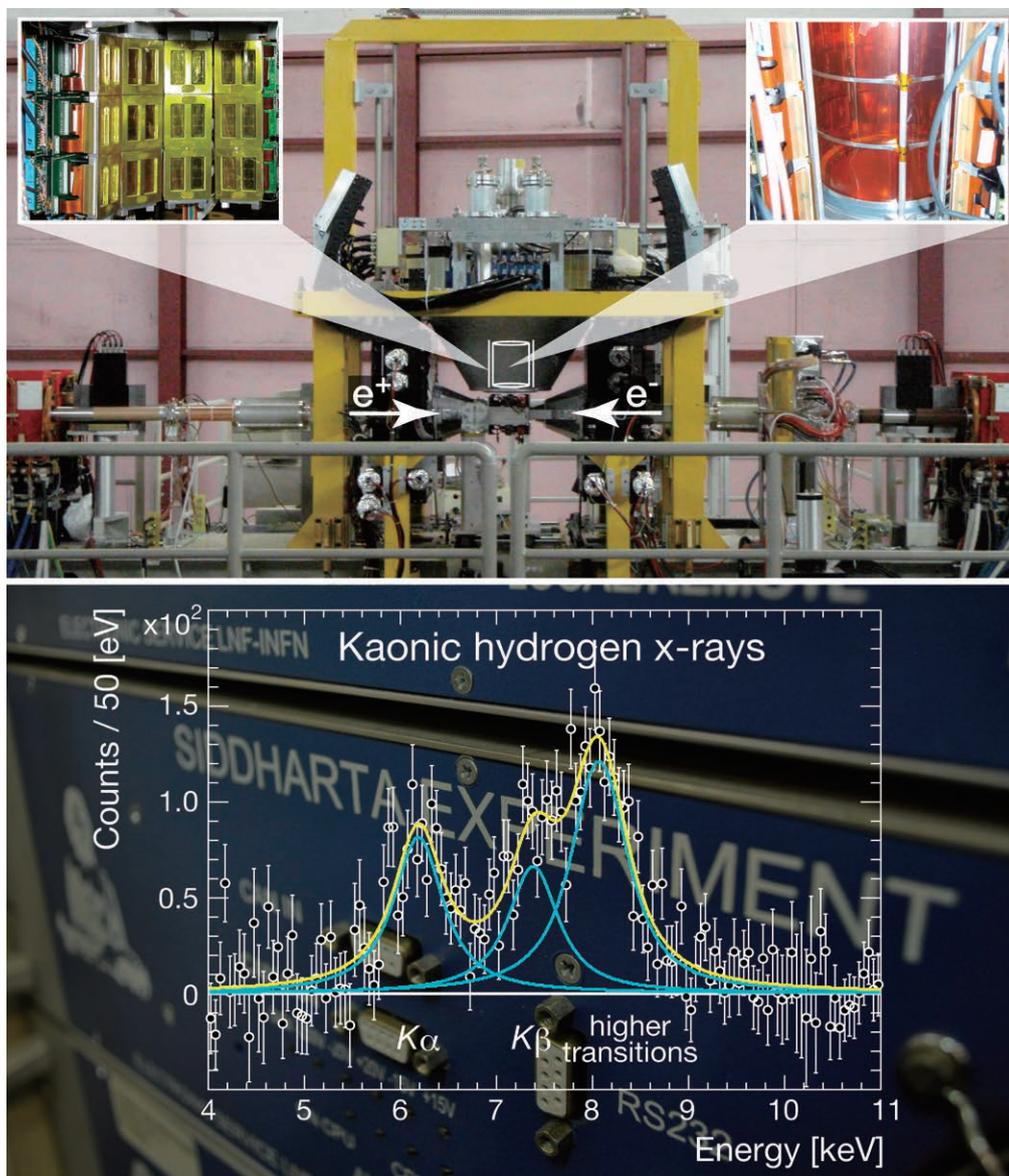
解説 「トポロジカル秩序とベリー接続」 p.19



グラフェン上の電子の垂直磁場中での一粒子エネルギースペクトル。縦軸はエネルギー（中央がゼロエネルギー）、横軸は蜂の巣格子の単位胞を貫く磁束（磁束量子を単位に表示）。図ではカイラル対称な第二近接ホッピングを加えて、スペクトルが左右非対称となった場合を示した。「Hofstadterの蝶」の名で知られる美しいフラクタル構造は、ゼロエネルギー以下の各バンドのチャーン数（本文参照）を全て足し合わせてホール伝導度を数値的に評価する際に困難をもたらす。このような場合、本文に解説する非可換ベリー接続の導入が威力を発揮する。



分数量子ホール系など、量子力学的にエンタングルした物質相を特徴付ける「トポロジカル秩序」は、従来の統計力学的な秩序相の分類法では捉えられないため定量化が難しい。量子スピン系のトポロジカル秩序はスピン一重項ボンド（VB）の配列の情報が鍵となるが、その検知には局所的なベリー位相が有用となる（詳細は本文参照）。例えばスピン鎖のHaldane相とlarge D相はどちらもスピン励起にエネルギーギャップがあるが、トポロジカル秩序を持つ前者は各ボンドのベリー位相は π （赤線）となり、非トポロジカル相の后者はゼロ（青線）となる。このようなトポロジカル秩序の「可視化」は2次元VB結晶（VBS）など他の系にも適用できる。なおベリー位相が π に量子化するためには時間反転対称性が本質的である。



最近、 K^- と陽子のクーロン力による束縛系「 K^- 中間子水素原子」の X 線精密分光実験 (SIDDHARTA) により、 $1s$ 軌道における K^-p 間の強い相互作用によるレベルシフトと幅を世界最高精度で決定した。

実験は、イタリアの国立フラスカティ研究所における電子・陽電子衝突型加速器 DAΦNE に行行った。本加速器は、 e^+e^- 衝突から大量の ϕ 中間子を生成することから「 ϕ 中間子工場」とも呼ばれており、その $\phi \rightarrow K^+K^-$ 二体崩壊からは、運動量の揃った低エネルギー K^- 中間子が得られる。ガス標的に K^- を静止させ効率よく K^- 中間子原子を生成するには、最適の加速器施設である。

上図は、 e^+e^- 衝突点上部に設置した実験セットアップの全体写真を示す。右上には水素ガス標的、左上には標的を大立体角で覆う X 線検出器群の写真を示す。X 線検出器には、本実験の為にヨーロッパ研究プロジェクトにおいて開発された、大面積 (1 cm^2) のシリコンドリフト検出器を 144 台用いた。

下図には、本実験により得られた、同原子のライマン系列 X 線スペクトルとそのフィット結果を示す。但し、フィットにより得られたバックグラウンドを差し引いたスペクトル。(背景写真は、本実験の電源モジュール。)

本測定により、従来問題であった K^-p 散乱データとの矛盾が解決され、ストレンジネス系のハドロン間相互作用に対する定量的な制限は飛躍的に向上した。本稿では、実験紹介に加え、理論的な解釈を通してもたらされる原子核・ハドロン物理に対する影響について述べる。

会長になって良かったこと

家 泰弘 (会長)

昨年(平成24年)4月から、倉本前会長の後任として会長を務めています。前期は新法人への移行の関係で半年間という変則でしたので副会長としての勉強期間は瞬く間に過ぎました。新法人への移行の関係で期の替わり目が4月となったことと、事務局を5月の連休明けに新橋から湯島に移転したことが重なって今期は慌ただしいスタートとなりました。4月に事務局長として着任された白勢祐次郎氏をはじめ事務局の皆さんの多大な努力により移転を円滑に実施することができました。湯島アーバンビルの他の階には応用物理学学会事務局と物理系学術誌刊行センター事務局が入居していますので、今回の移転によって我が国の物理系学会の事務局機能が1つのビルに集結するという画期的な状況が生まれました。この環境を活かして、両学会の協力による発展を期して連携を密にして行きたいと考えています。

さて、会長としての巻頭言を書くよという編集部からの依頼ですが、物理学学会が直面している課題等については、昨年書いた巻頭言「副会長に就任して」や、学会HPの会長メッセージに書きましたので繰り返すことはせず、ここでは、たまたま今年会長職にあるがゆえにさせてもらった経験をお話することにします。

1つは国際交流です。今年は韓国物理学学会創立60周年と中国物理学学会創立80周年に当たり、それぞれの学会の記念式典に参加する機会に恵まれました。4月に大田(デジュン)で開催された韓国物理学学会(KPS)60周年記念大会では、記念セッションに、アジ

ア太平洋物理学学会連合(AAPPS)、アメリカ物理学学会(APS)、欧州物理学学会(EPS)、中国物理学学会(CPS)などとともに、日本物理学会と応用物理学会の代表が出席し、祝辞を延べるとともにそれぞれの学会の現状と取り組みを紹介しました。韓国物理学会の会員数は約14,000人。学生会員の比率が日本物理学会よりも多いことが目を引きました。物理オリンピックへの取り組みにも積極的な様子が窺えました。本会としても、学部生も含めた学生会員の増加や、高校生・高校教員を対象としたイベントなど、次世代・次々世代の育成に向けた取り組みを強化する必要があるとの思いを強くしました。

中国物理学会創立80周年記念は8月25日に北京の清華大学で開催されました。こちらにも主だった物理学会からの代表が参加していました。中国物理学会の会員数は約40,000人とのことですが、国土が広いので必ずしも全国を網羅する組織にはなっていないのかもしれませんが、式典や祝賀会のほかに、各国学会の代表によるラウンドテーブル・ミーティングが開かれ、若者の物理離れ・理科離れや、学術誌をめぐる問題など各国共通の課題について率直な意見交換ができてたいへん有意義でした。

もう1つは、会長宛に届いた1通のメールです。コーネル大学の名誉教授のRobert O. Pohlさんという方から突然メールをもらいました。「父親でゲッチンゲン大学の物理教授だったRobert W. Pohlの遺品を整理していたところ、日本語の表紙の論文集が出てきた。R. W. Pohlの論文が巻頭に掲載されている。どうやら日本物理学会の出版物らしい。どういう本なのか調べたいが、誰に問合せれば良いかわからないので会長宛にメールした。」との内容でした。添付されていた表紙のスクリーン画像を見たところ、それは日本物理学会発行の新編物理学選集29の「色中心*」でした。返信で、物理学選集がある分野の研究の流れを初学者



でも把握することができるよう主要論文を厳選した上で全体解説を加えたものであること、「色中心」の責任編集に当たられた神前熙先生と武藤俊之助先生は私が所属する物性研究所の大先輩であること、などをお伝えしました。また、神前・武藤両先生による解説の内容が知りたいとのことでしたので、英訳を作ってお送りしたところたいへん喜ばれました。

物理学論文選集は、私も若手の頃勉強するのにたいへん重宝したものでした。今は刊行されておらず、2010年6月に販売も終了しています。このたびのことがきっかけとなって、本会から生み出された貴重な資料である論文選集を活用する方策はないかと考えました。各巻の論文リストと解説は、責任編集者の見識にもとづく当該分野の俯瞰になっています。今の時代、原論文そのものは書誌情報さえわかれば検索・ダウンロードすることは困難ではないでしょうから、各巻の論文リストと解説とを利用可能な形で本会のホームページに置くようにすれば、有益なデータベースとして活用されるのではないかと思います。著作権などクリアすべき事柄はいくつかありますが、実現に向けて検討を進めます。理事会が目指す「会員へのサービスの向上」のささやかなワンステップになればと思います。また、先に述べた「学部生も含めた学生会員の増加」には、物理学会員になることのメリットを打ち出しに行く必要があります。理事会でも検討していますが、会員諸氏から良いアイデアをお寄せいただければ幸いです。(2012年9月10日原稿受付)

*1 色中心(color center)というのは、アルカリハライドなどのイオン結晶に色が着く原因となる格子欠陥のことで、1930-50年代に盛んな研究が行われました。研究の先駆けとなったのは、父上のPohl教授によるアルカリハライドの着色現象の実験であり、それらの実験結果にN. F. Mottが理論的解釈を与えたことで大いに発展した分野でした。当時の技術でも大型単結晶作製が比較的容易であったアルカリハライドを舞台とした現象であったことが、研究進展の大きな要因だったと思われる。

太陽系外惑星をCTスキャンする

河原 創[†] 〈首都大学東京理工学研究科 192-0397 八王子市南大沢1-1〉

藤井友香 〈東京大学大学院理学系研究科 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1〉

20世紀末に発見された太陽系外惑星は、その後次々と検出され続け、液体の水が存在可能な惑星が報告されるまでになった。いまや系外惑星は、惑星系の成り立ちや生命の一般性といった問題に応えうる学際的な対象となりつつある。しかし、肝心の惑星自体の性質を調べることは容易ではない。これは系外惑星があまりに遠いため、空間分解して見ることもさへ困難だからである。これに対し、惑星光の光度変動や色など、乏しい観測量から惑星表面の情報を得るために様々な方法論の開発が進んでいる。本稿では、光度変動から惑星表面の二次元マッピングを行う方法論を中心に、近い将来の観測計画で可能な惑星表面や生命の兆候の探査法を紹介する。

1. はじめに

地球外生命の探査ほど、その意義や重要性の説明を省いてしまっても許される課題も少ないであろう。それほど、この課題は直截に心に訴えかける力がある一方、無謀にも思えるほど困難であり、それ故に嘲笑的になることもある。一口に地球外生命探査とはいっても、方法は幾つかに分けられる。一つは、火星や、木星衛星エウロパ、土星衛星エンケラドスなどの太陽系内の地球外生命探査である。これらの惑星・衛星には、地球に比するほどの生態系は惑星表面には見られないが、地下や内部海に潜む生物がいてもおかしくはない。もう一つ、知的生命が能動的に発する信号を検出する地球外知的生命探査 (SETI) が挙げられる。ドレイクラが電波による知的生命探査を試みるオズマ計画を先駆けて始めたのは1960年代のことである。そして、その約30年後、ついに太陽以外の恒星の周りをまわる惑星、太陽系外惑星が発見された。2000年代には、液体の水が存在可能だと考えられる惑星も報告されはじめた。もともとSETIは「知的な信号」のみが頼りであり、生命が棲めるような世界があるかさえずに探すという、一足飛びのトップダウン型探査であった。しかし太陽系外惑星の発見によって、どこの探査をすべきかが分かっただけでなく、知的生命の気まぐれに頼らずとも、恒星一つ一つに対して、惑星があるのか、どのような惑星環境なのか、代謝などの生命現象に由来するかもしれない物質はあるか、などとボトムアップ式に検討ができるようになった。^{*1} により系外惑星の発見とその探査の意義は、生命がいるかないかという極端な二択ではなくなり、これまで惑星科学の観点から理解してきた生命のいる地球 (と惑星系) という対象を、より一般化して考えることができるようになったことが大きいだろう。とはいえ系外惑星はかなり遠いところにあるため、その探査には様々な困難を伴う。究極的には生命探査まで視野に入れるにしても、その前に惑星表面の様々な性質を調べることもさへチャレンジングである。本稿では、系外惑星での惑星科学を行う上での問題点と筆

者なりの解決案を示したいと思う。

2. 系外惑星はどのくらい遠いのか

系外惑星は、視線速度法 (図1左) と呼ばれる、恒星が惑星によって周期的に揺らされる効果の観測により1995年に初めて発見された。¹⁾ 視線速度法による初期の発見では、恒星のすぐ近く (~0.05 AU^{*2}) を回る巨大な惑星という、以前は予想もされなかった系外惑星が主に見つかった。恒星の近くを重い惑星が回ることで、恒星に大きな視線速度が与えられるので最初に見つかったわけだ。その後、恒星の前面を惑星が通過することによって起こる恒星光の減光の検出 (トランジット法; 図1中) も成功した。21世紀に入り、このトランジット観測を行うCoRoTやKeplerといった人工衛星で目覚ましい数の系外惑星が発見され、連星系を回る惑星、一つの恒星を回る多数の惑星、岩石惑星、液体の水が存在可能な惑星など、見つかる惑星の多様性も飛躍的に増大した。これらの方法は、惑星そのものというより、恒星に刻み込まれた惑星のシグナルを観測しているため「間接観測」と呼ばれる。これまで系外惑星観測は、間接観測に主導され、その存在が確固たるものとなり、公転軌道・惑星半径・質量が分かるようになった。しかし、もっと惑星自身が持つ惑星科学的な情報、例えば、惑星表面の組成や分布・気象・惑星大気、果ては生命の兆候などを調べるにはどうすればよいであろうか。このように発見

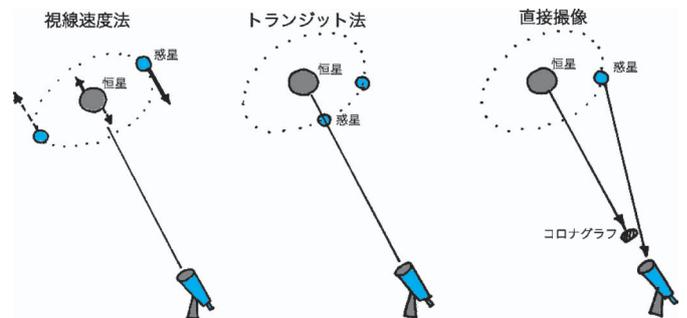


図1 系外惑星観測手法の概念図。左：視線速度法、中：トランジット法、右：直接撮像。

[†] 現所属：東京大学大学院理学系研究科

^{*1} “科学的”と認めてもらえそうな、地味で日常的なアプローチが可能になったとも言える。

^{*2} 1 AU ~ 1.5 × 10¹¹ m. 地球太陽間距離が1 AUである。

済みの惑星の特徴を詳しく調べることを、野暮ったい名前なのだが、惑星の「キャラクターゼーション」と呼ぶ、それでは、太陽系内の惑星探査と比べながら、系外惑星のキャラクターゼーションの難点と可能性を考えてみよう。

太陽系内の探査では、惑星や衛星に直接人工衛星を送り込む計画が実行されてきた。このような「系外惑星の直接探査」は可能だろうか。太陽を除く最も近い恒星であるケンタウルス座アルファ三連星は、距離4光年程度のところに存在する。1977年に打ち上げられたボイジャー衛星は30年以上たった現在、太陽圏の境界にいるそうだが、これは0.002光年まで到達したことに対応する。このペースでケンタウルス座アルファ星に向かうとすると、到着までに7-8万年かかる。つまり太陽系外惑星では、光速に近い宇宙航行が実現しないかぎり、探査衛星を直接送り込む調査方法は人生のタイムスケールを超えている。よって当面は地球近傍の望遠鏡で、天文学的な観測を行うことになる。

次に天文学的なリモート観測で、系外惑星がどのように見えるか考えよう。先に紹介した間接観測に対し、惑星そのものを観測しようとするこの方法を直接観測とか**直接撮像**と呼ぶ。直接撮像の最大の敵は恒星光である。惑星のすぐ側で、何桁も明るい恒星が輝いているため、この光が眩しすぎて惑星からの光が埋もれてしまう。直接撮像の開発では、恒星光をいかに遮蔽するかが勝負となってくる(図1右)。現在のところ、恒星から遠くを回り、かつ、形成直後で熱く、自ら強く輝いているような惑星でのみ直接撮像が成功しているが、地球程度の惑星であれば観測できるような直接撮像の将来装置が提案されている。現在、惑星キャラクターゼーションの様々な方法論が検討されているが、その多くの根幹をなすのがこの直接撮像である。

それでは試みに、地球から距離10 pc^{*3}にある仮想的な地球型系外惑星^{*4}の直接撮像を考えよう。これは系外惑星としては最も近い部類にはいるものである。^{*5} さらにこの惑星は地球と全く同じクローンだとする。この惑星の見かけの直径は約10マイクロ秒角である。木星の衛星エウロパは、月と同程度の実サイズであるが、地球からは見かけ約1秒角の大きさで見える。つまり系外惑星の見かけの大きさはエウロパの約10万分の一であり、これは月に置いたビー玉(〜1 cm)を地球から見ようようなものである。天体としては最小の部類だ。

このように極端に小さい天体を空間分解して見る方法の

^{*3} 1 pc $\sim 3\times 10^{16}$ m

^{*4} 地球型惑星 (terrestrial planet) は、太陽系でいうと水星・金星・地球・火星といった主に岩石・金属でできている惑星を指す。系外惑星探査においては、この terrestrial planet 以外にも Earth-like planet をよく用いる。この場合は、単に岩石惑星というよりは、地球に環境が似ている惑星を指す。どの意味で、または、どの程度似ているかは人によって異なるので曖昧な言葉ではあるが、地球という惑星を持つ、人間にとっての特別な価値を反映したある種の概念的なカテゴリーだと考えるとよい。本稿における「地球型系外惑星」は、この Earth-like planet の方を指している。

^{*5} 銀河系には1,000億個程度の恒星が存在するが、距離10 pc以内には太陽と同じG型星は26個存在し、太陽より小さいM型星などを含めても300個弱しかない。

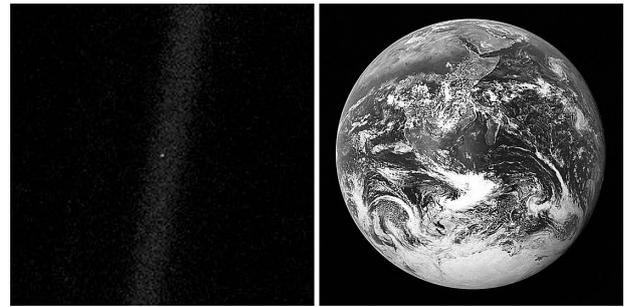


図2 左: Pale Blue Dot (小さな青い染み)。右: The Blue Marble。Wikipediaより (NASA)。

一つは、多数の望遠鏡を宇宙の広い空間に配置し、集まった光を一点に集めることで、一つの巨大な望遠鏡のようにして観測することである。1999年にLabeyrieによって提案されたHypertelescopeでは、実に150個の3 m宇宙望遠鏡を直径150 kmの円内に配置し、干渉計として用いることで3 pcかなたの地球が分解できるそうだ。²⁾ しかしこのような大掛かりな計画は、現段階ではほとんど夢物語である。^{*6} 当面は惑星自体を空間分解できない小さな点として観測することになるはずだ。ボイジャー1号が、1990年、約40 AU離れた場所から振り返って地球を撮影したPale Blue Dotとして有名な写真(図2左)があるが、地球型系外惑星の直接撮像はまさにこのような「惑星でできた点」の観測になるのだ。

ここまできて、何だか鬱々とした気持ちになってきたかもしれない。これではいくら直接撮像ができて、系外惑星は単なる天文学の扱う一天体という境遇から抜け出せないのではないか? しかし、筆者らはこのような限られた条件の観測からでも、アイデア次第で系外惑星に存在するであろう豊かな世界を知ることができると考えている。惑星表面の組成、大気や雲といった気象学的情報、さらにアポロ17号のクルーにより撮られた地球の写真「The Blue Marble」のような惑星イメージ(図2右)などを、点としての系外惑星からいかにして得るのか。本稿では、その試みとして、惑星光度の時間変動から惑星表面の二次元分布を復元する方法論を中心に紹介したい。このように直接、空間分解することなく、惑星表面の二次元情報を得ることを、本稿では「マッピング」と呼ぶ。まず、筆者らの提案している、地球型惑星の直接撮像における惑星表面マッピング法について説明する。もし地球と同じような惑星があれば、この方法で大陸や海洋の分布、雲の平均的な分布などを、まるでCTスキャンのように直接見ること(空間分解すること)なしに知ることができるはずだ。この方法は、少なくとも地球型系外惑星の(点としての)直接撮像ができないとしないので、20年以上先の実現となりそうだ。そこで、もう少し近い将来、もしくは現在可能になり始めて

^{*6} 世界最高の宇宙望遠鏡の一つであるハッブル宇宙望遠鏡を150個打ち上げて、さらにそれらを同時制御することを考えれば、どの程度大変か想像できよう。

いる、惑星の恒星による食を用いた巨大ガス惑星のマッピングを次に紹介したい。最後にもう一步踏み込んで系外惑星での生命探査としてどのようなものが考えられているかを記したい。これらの解説を通じて系外惑星における惑星科学・宇宙生物学的研究に向けた現状と筆者らが考えている今後の方向性を示したいと考えている。

3. 地球型系外惑星のマッピング

The Blue Marble は、地球という惑星の美しさを最も直接伝えることのできる写真であるだけでなく、地球という惑星がそこに棲む生命にとってどのような環境なのかを知ることができる資料でもある。まず一目で、大陸と海洋の存在、また大規模な雲の発生が見て取れる。このような惑星では、陸地が存在し、雲によって水分が供給されるだろうから、陸上光合成生物が繁茂できるかもしれない。さらに大陸には緑・黄・白の場所、すなわち森林・砂漠・氷床に対応する色がついている。^{*7} 後に述べるが陸上植物には光合成と密接に結びついた色の特徴などが存在する。系外惑星での惑星科学や宇宙生物学は、このような表層環境、または、生命探査という文脈でいうのなら生息地（ハビタット）としての表層環境を知ることから始まるであろう。

しかし、前に述べた通り、空間分解した直接観測で地球型系外惑星の Blue Marble を得ることは極めて困難である。そこで筆者らは、惑星光強度の時間変動（光度変動）から惑星表面の二次元イメージを復元する方法 Spin-Orbit Tomography (SOT) を提案した。³⁻⁵⁾ 惑星光の強度自体は空間分解できない惑星でできた点の観測でも得られるので、地球型惑星の直接撮像の長時間モニターが実現すれば SOT は可能になる。

直接撮像で観測される地球型惑星からの放射は、波長によって図3のように惑星の輻射光と恒星光の反射光に分けられる。輻射光は、第ゼロ近似では惑星の黒体放射であるから、液体の水が存在できる地球型惑星では常温程度のプランク分布を持つ。一方、反射光は、恒星光が地表、雲、大気によって散乱したもので、ほぼ恒星温度（太陽では約 6,000 K）のプランク分布に従う。このように温度の異なる二つの黒体分布なので、大まかに可視光では反射光、中間赤外光では輻射光と波長によってほぼ分離可能である。

輻射光は、惑星表面の温度分布を反映している。地球のように大気や海洋を持ち惑星表面での熱輸送が効率的な惑星では、輻射光は惑星の表面のどこからでも輻射され、強度がそれほど変化する訳ではない。一方、反射光は、反射物体の反射率の情報を含むが、恒星光が照らしている惑星昼側からのみ来るのであり、夜側からは全く反射光は来ない。SOT の原理は、反射光のこの性質を利用し、惑星の自転・公転運動に伴って、観測される惑星の昼側領域が変化することに基づいている（図4）。つまり、可視光の直接

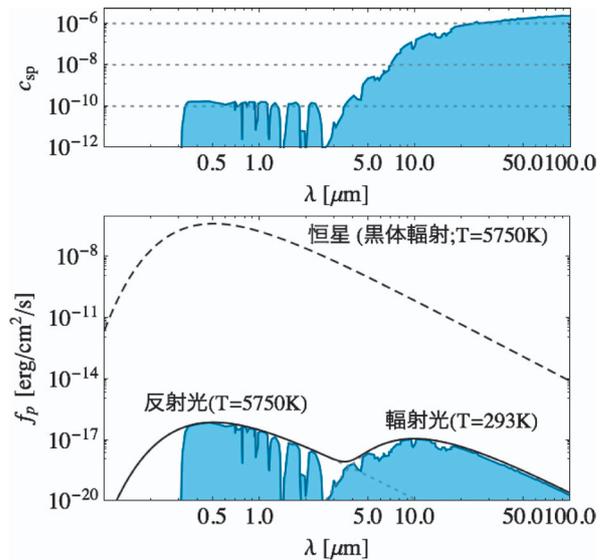


図3 10 pc の距離から観測した場合の地球惑星光と恒星（太陽光）スペクトルのシミュレーション（下パネル）。上パネルは恒星惑星コントラスト（下パネルの実線を点線で割ったもの）を示している。文献6を元に作成した。

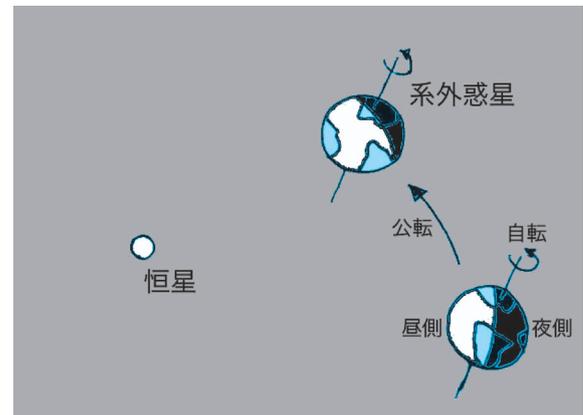


図4 惑星反射光の光度変動の原因。惑星昼側に見える領域からの反射が足し合わされて惑星光度となる。地球の場合、大陸、雲、海洋、植生などで反射率が異なることから、自転や公転運動によって、昼側領域が変化するため、反射光が変動する。SOTではこれを逆に解くことで、惑星表面上の反射率の二次元分布が得られる。

撮像では、恒星光が惑星にあたって反射している部分（昼側）が積分されたものが、惑星の光度として観測される。光が当たる部分は自転運動に伴って移動していくため、表面組成に応じた光の強度変化が起きる。ここから、経度方向の表面成分の非一様性を調べることができる。⁷⁻⁹⁾ さらに長期的には、赤道傾斜角や惑星軌道面の見かけの傾きから、公転運動によっても照らされる領域や見える領域が変化する。つまり惑星表面にあたるスポットライトが、自然と動いて惑星表面のいろいろな部分を照らしてくれるのだ。

このように反射光度変動は、惑星表面の反射率分布の情報を持っていることになり、これから逆に惑星表面の二次元マップを求めれば惑星のイメージが得られる訳だ。この類いの逆問題は、トモグラフィーの問題である。コンピュータトモグラフィー、いわゆる CT スキャンでは体の周囲から X 線を当てて、様々な方向から透過率を測定する。X

^{*7} 残念ながら図2はモノトーンなので Wikipedia や NASA、とある有名なタッチパネル式携帯電話の初期画面などで見ていただきたい。

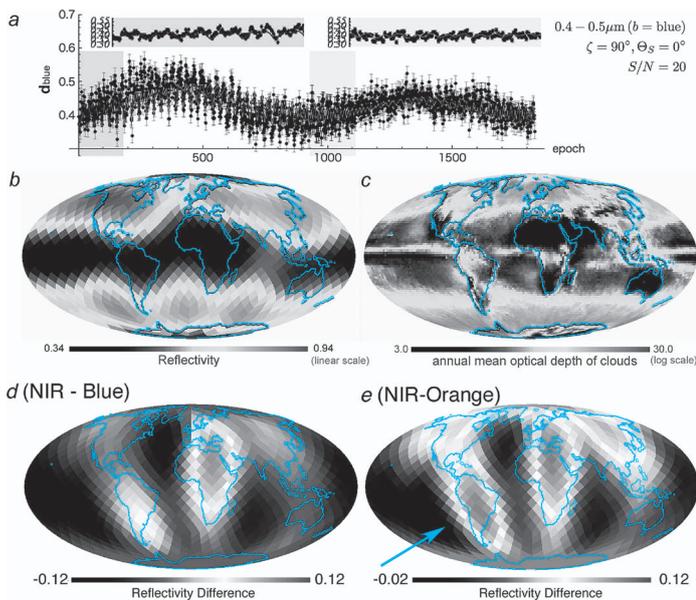


図5 a; 地球型惑星（地球）の模擬観測による一年分の光度変動。b; SOTによる0.4-0.5 μm バンドのマッピング結果（4 m 望遠鏡）。c; 地球での雲の光学的厚み一年平均値。d; 色（NIR-Blue; 図6参照）のSOTによるマッピング結果（15 m 望遠鏡；4 m でもできるが、15 m のほうがより分解して見えるのでこちらを載せた。詳しくは文献5参照のこと）。大陸分布を反映している。e; レッドエッジを挟んだ色（NIR-Orange）でのSOTマッピング結果。d にくらべアマゾン（矢印）でのシグナルが強くなっているのが分かる。印刷の都合上、そう見えないかもしれないですが、その場合、表紙絵を見ていただくか文献3, 5のカラー印刷を参照いただければと思います。

線の通過線に沿った透過率のデータを解いて体のスライスの透過率二次元マップが求まる。これがCT画像である。これと同様にSOTでは、その時々で観測される惑星光度を逆に解くことで、表面の反射率マップが求まる、という仕組みである。

系外惑星として地球と同じものを仮定し、宇宙望遠鏡1個で観測できる光度変動をシミュレーションしてSOTの模擬テストを行った。現在提案されている観測計画の規模に相当する4-15 mサイズの宇宙望遠鏡で実現できる観測ノイズを仮定しており、20年後ぐらいには実現できるのではないかと考えている。シミュレーションされた光度変動には、自転による細かな変動と公転による大局的な変動がみとれる（図5a）。SOTによる復元結果が図5bである。単色の復元マップは雲（と氷）の平均分布を反映しているが（図5c）、これは雲・氷床の反射率が地球の中では最も大きいためである。

ここで、地球上に存在する代表的物質の反射率を図6に示す。ご存知の通り雲は、白もしくは灰色で反射光のスペクトルはフラットである。そこで二つの異なる波長での反射率の差、つまり色を復元すれば雲の成分を取り除いて、他の成分が出てくるに違いない。近赤外（0.8-0.9 μm ）から青（0.4-0.5 μm ）もしくはオレンジ（0.6-0.7 μm ）を差し引いた「色」のマッピング結果が図5d, eである。これを見ると、ほぼ大陸分布を反映している。これは地球の土や植物の色が赤いからである。そして近赤外-青（NIR-Blue）より近赤外-オレンジ（NIR-Orange）のほうが、赤道域の一部が

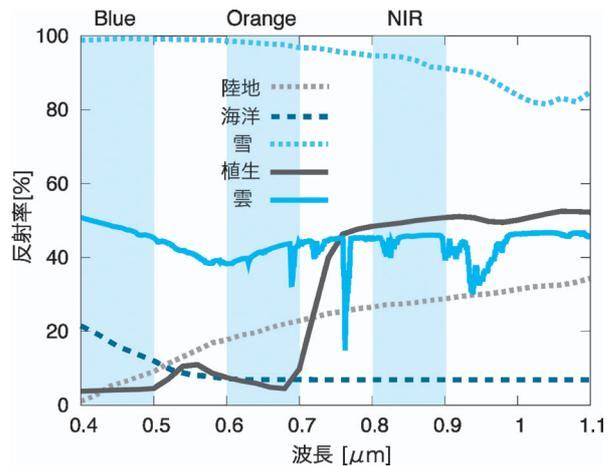


図6 地球上の代表的な物質の反射スペクトル。植物のスペクトルに見られる0.7 μm での反射率の急激な増大が「レッドエッジ」である。

強調されているのが分かる。これは植物の反射光が0.7 μm で急激に増大するレッドエッジという特徴のせいである。このレッドエッジについては次章で説明したいが、ポイントは植物の分布などというものが反射光度曲線に含まれていてそれを取り出すことが可能であるということである。

ところでSOTは、公転軸に対する惑星自転軸の傾き（赤道傾斜角）の推定を同時に行うことができる。地球の赤道傾斜角は約23度であり、この角度が四季を作り出している。軌道長半径や離心率のような公転軌道に関する幾何学量は間接観測など他の方法でも推定できるが、赤道傾斜角の推定は他の方法では難しい。

4. 巨大ガス惑星のマッピング

前章では、20年以上先に実現しそうな地球型惑星探査の話をしてきた。ここでは現在から10年後程度までのもっと近い将来の話をしてしようと思う。歴史的に最初に見つかった系外惑星は、ホットジュピターと呼ばれる、たった数日の公転周期で恒星のすぐ側を回る巨大ガス惑星である。あまりに恒星に近いので直接撮像はほぼ不可能であるが、視線速度やトランジット減光度が大きく間接法で最も観測しやすい。現在のところ、惑星そのものの性質について最も調べられている惑星である。直接撮像が不可能でも、トランジットしている惑星であれば、食マッピングという表面のマッピングが可能である。¹⁰⁾ トランジットとは惑星が恒星の前面を通過することだが、このような惑星は普通、逆に恒星の後ろに隠れるタイミングがある。これをセカンダリーエクリプスという（図7）。惑星が恒星の後ろに隠れ始めた時から、完全に隠れるまで、惑星の見える領域が徐々に変化していく。観測者には、恒星光と惑星光の和が観測されるから、完全に惑星が隠れたときに恒星光の光度を計測しておけば、惑星光の寄与を分離できる。うまい具合に惑星が通過する軌道が恒星の中心から外れていると、惑星が恒星に隠れる時と出てくる時で、惑星の欠け方が異なる。この光度変動を逆に解くと、恒星面に向けた側の

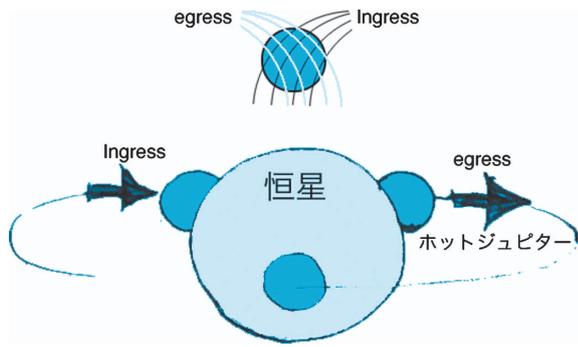


図7 セカンダリーエクリプスを用いた巨大ガス惑星のマッピング。惑星が恒星の後ろに回り込むときがセカンダリーエクリプスである。回り込む間、惑星の放射の寄与が変化するので、これを利用して二次元マッピングを行うことができる。

惑星の二次元マッピングが可能になる。

最近、Spitzer 観測衛星の赤外光データで、この方法が試され、系外惑星 HD189733b の前面のマップが推定された。¹⁰⁾ 観測波長は $8\mu\text{m}$ で、この帯域では、光の分布はほぼ温度の分布となる。熱せられる場所が恒星の直下からずれているという結果が得られ、ホットジュピターの表面に強い風が吹いていることを示唆している。惑星が隠れ始めてから完全に隠れるまでの時間は10分程度と短いため、この解析では、何十回分のデータを貯めて解析がなされている。このような手法を使えば、可視光・近赤外光など他の波長や特定の分子吸収線を挟んだマッピングなどで、惑星表面の組成分布などが求まることが期待されるが、現在利用可能な人工衛星ではそれは非常に困難である。筆者らは、ハッブル望遠鏡のデータを用いて、様々な分子線の存在する近赤外光でのホットジュピターのマッピングを試みたが、現在のデータの質では様々な不定性が存在し、はっきりした結論が得られないと実感した。¹¹⁾ 特に難しいのは、光度曲線の安定性である。これは食マッピングでは光度の絶対値が必要であることに起因する。通常、人工衛星データは、人工衛星軌道の位置や装置自体の安定性などで絶対的な光度には系統誤差がのる。これが光度曲線に偽の不均一性を作り出すので、マップされた結果が惑星によるものか、系統誤差によるものか判別がつかなくなってしまうのである。^{*8} もともとそこまで精度の良い光度曲線は、普通の天体では必要でないので、汎用の衛星天文台では仕方がないことだといえる。これを解決するにはやはり系外惑星専用人工衛星がよい。このようなトランジット観測による惑星の詳細観測を行う将来計画として、例えば2016年打ち上げを目指して準備が進められている FINESSE (Fast Infrared Exoplanet Spectroscopy Survey Explorer)^{*9} や ECHO (the Exoplanet Characterisation Observatory)^{*10} などがある。これらはトランジット観測により行われてきた惑星のキャ

*8 その点、SOTは恒星光と惑星光の比だけが問題であるので、この種の問題の影響は少ないはずである。

*9 <http://finesse.jpl.nasa.gov/>

*10 <http://echo-spacemission.eu/>

ラクタリゼーションをさらに進めようという計画であるといえる。

5. 生命の痕跡

これまで系外惑星の表層環境を知るためのマッピング手法を解説してきた。これらは地球型系外惑星上の生命を考える上で重要な情報を提供できるが、さらに直接的に系外惑星上(に存在するかもしれない)の生命由来のシグナルを考えることはできるだろうか? このようなシグナルはバイオマーカーと呼ばれ、系外惑星での生命探査の拠り所の一つとなっている。例えば、光合成活動に起因する酸素やオゾンなどの分子、植物が光合成を効率良く行うために現れる反射特性などがあげられる。

これから挙げるバイオマーカーは、すべて地球の生物が実際作り出しているものである。しかし、どのような生物が進化するかということは、その惑星の環境や偶然に左右されるはずなので、地球で考えられるバイオマーカーがそのまま系外惑星に応用できるとは限らない。むしろそのまま解釈できる可能性は低いだろう。系外惑星の生命探査には、生命のような複雑な(神秘的な)ものは奇跡であり、他の惑星にいるはずはないという地球中心主義的批判と、系外惑星には我々に想像もつかないような生命がいるはずで、地球を参考にして探査しても意味がない、という地球相対主義的批判がなされる。物理学会誌の読者は、前者には馴染みが薄そうだが、後者には賛同しそうだ。ある意味、後者の批判は当たっている。バイオマーカーで探しているのは、実に地球から類推可能なタイプの生命であるということをはっきりさせておこう。逆に言うと地球生命から類推不可能な生命は生命と呼べるのだろうか? しかし、それにしても、地球に見られるバイオマーカーを作り出すプロセスに対し、以下の二点を特に明らかにするべきであると思う。

- ・生物学的必然性を持っているのか?
- ・非生物学的なシグナルと判別可能か?

実際にはこの二点に完璧に答えられるバイオマーカーは存在しないが、最も近いものが酸素である。地球上の酸素はほぼすべてが光合成生物により作られた物質である。地球上の生物はすべて、物質同士の電子の受け渡しである酸化還元反応に基づいてエネルギーを得ている(図8)。このような仕組みを代謝という。電子を受け渡すだけで自発的にエネルギーが得られるのが呼吸または発酵であるが、これらは使い切りの人生であり、利用する還元剤の継続的な生産がないと大規模な生態系を築けない。反対にそのままではエネルギーを取り出せないが、途中で光エネルギーを介して、電子を叩き上げるタイプの代謝が光合成で、地球上の生態系を支えている。光合成には酸素を発生しないタイプもあるが、生命とは切り離せないと思われる「水」を、電子を放出する最初の物質に採用すると必然的に酸素が生成される。また、酸素を非生物的に生成するのは非常に難し

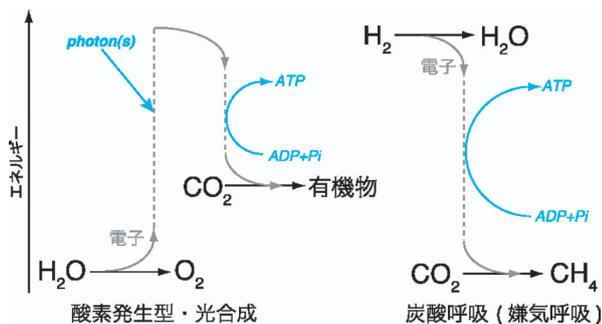


図8 光合成、嫌気呼吸(ここでは炭酸呼吸)を例に取った代謝の酸化還元反応の模式図。光合成では光のエネルギーを用いて、電子のエネルギーを持ち上げ、ATPにエネルギーを蓄える。水を電子供与体にする必然的に酸素が発生する。呼吸では、酸化還元反応のみでエネルギーを取り出すので、なんらかの手段で還元剤(水素や酸素など)の継続的な供給が必要である。文献12を元に作成した。

く、例えば $0.18\ \mu\text{m}$ 以下の紫外光による水の光解離などで微量に生成されるが、大気に大量に蓄積させるのは難しい。光合成による水からの酸素生成は $0.7\ \mu\text{m}$ 以下の光を使用できる究極の触媒反応といえよう。タンパク質酵素による触媒反応による化学反応は、非生物的な触媒と比べ物にならないほど反応速度が早く、これは生物の重要な特徴の一つと考えられる。こういった理由で、酸素は最重要バイオマーカーと考えられていて、早くから酸素検出を狙った人工衛星による計画が提出され、筆者らも大型地上望遠鏡での酸素の検出可能性を検討している。

一般には、バイオマーカーを生じる生物プロセスは、惑星のハビタットによって変更を受けるはずであるが、プロセス自体を理解していれば、どのように変更を受け、実際、どのようなシグナルが出るのか原理的には予測可能であるはずだ。このように現在の地球で見えているバイオマーカーのプロセスを生物学的・物理学的に理解すれば、地球で生物が関与しているからという根拠を超え、系外惑星からのシグナルであっても解釈可能となると信じているが、最初のうちは、生物がいるかもしれない目安ぐらいの気持ちで探すのも悪くないだろう。

ところで地球上の酸素は、シアノバクテリアという原核生物が蓄積させ、24億年前あたりから急激に分圧が増えたと考えられている。その後、シアノバクテリアが他の生物内に共生し、葉緑体になったとも考えられている。高等生物である陸上植物が出現したのは、せいぜい約5億年前あたりだが、この陸上植物のバイオマーカーは何だろうか？ すぐ思いつくのは葉の緑色である。緑色($0.5\ \mu\text{m}$)付近で葉の反射率が少しあがっていることに対応している(図6)。この小さな山はクロロフィルの吸収スペクトルの谷に対応している。しかし、もし人の目が近赤外まで感度を持っていたならば、本当は植物は真っ(近)赤に見えるはずである。先に述べた $0.7\ \mu\text{m}$ を境に葉の反射率の急激な上昇、レッドエッジが存在するからである(図6)。レッドエッジより長波長での反射は、緑の反射に比べはるかに大きく、植物の反射スペクトルは近似的にはレッドエッジ

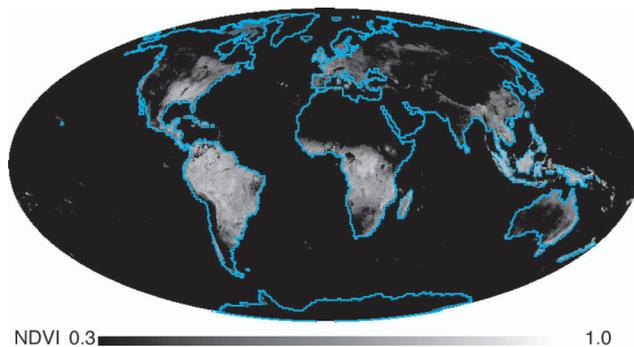


図9 地球のレッドエッジ観測。MODISデータからNDVI $(0.85\ \mu\text{m} - 0.65\ \mu\text{m}) / (0.85\ \mu\text{m} + 0.65\ \mu\text{m})$ を計算した。アマゾンなど植生の多いところにレッドエッジのシグナルが見られる。

を挟んだ階段関数と考えることができる。この境の波長はクロロフィルaの反応エネルギー*¹¹に対応している。光合成で用いる光エネルギーはこの反応中心エネルギーまで落とされて、クロロフィルを光励起する。レッドエッジより高エネルギー(短波長)側の光は、光合成に用いることができるため非常によく吸収されるので反射率が低くなるが、レッドエッジより低エネルギー(長波長)側の光は用いることができない。このような光合成に用いることのできる帯域の放射をPAR(Photosynthetically Available Radiation)とよぶ。このPAR帯域の光を効率よく吸収するために、光合成生物は集光アンテナと呼ばれる様々な色素の集合からなる複雑な組織を進化させた。この集光アンテナや光合成の詳しい仕組みと合理性は文献13などに詳しい。

レッドエッジの生物学的必然性については議論の余地がある。PARを出来る限り使えるように、植物や光合成生物は集光アンテナを進化させてきた。しかし、レッドエッジより低エネルギー(長波長)側の光を必ず反射する必然性はあるのであろうか？ ひとつの考え方は、葉の中の構造が光をより散乱させるように発達したというものである。葉の中で光が何度も散乱すると、PARの吸収効率が上がるが、レッドエッジより低エネルギーの光は散乱されるだけされて、最終的には外に出てしまうので反射率が上がる。こじつけの感が否めないでもないが、レッドエッジの必然性を一応、説明している。つまりレッドエッジの生物学的必然性は、高等生物のバイオマーカーだけあって、生物は適応進化するのだという考えに依拠しているといえよう。

地球で行われているリモートセンシングでは、このレッドエッジを人工衛星から観測することで、地球上の植物分布を知ることができる(図9)。このようなことを系外惑星系に対しても適応したのがSOTによる色の違いであるといえる。つまり、レッドエッジを境にする二つの波長間でマッピングを行えば良い。すると前章、図5eで示したように、熱帯雨林地方で強いシグナルが出るわけである。このように、地球で行われているリモートセンシング手法を

*¹¹ 図8左の光子で叩き上げられるエネルギー。実際にはこの叩き上げは二回ある。

なんとか系外惑星に応用可能であると考えている。

6. 展望とまとめ

最後に、現状から本稿で述べたようなマッピングや生命探査のような計画に至るまでに、どのような道のりが考えられるか述べようと思う。系外惑星の発見数は既に千個単位となったが、地球型惑星はまだ少なく、その中でも液体の水が存在可能な惑星は数個から数十個程度である。^{*12} 今後、地球から近い距離にいる地球型惑星の人工衛星探査 (TESS)^{*13} や太陽よりも低温の恒星 (晩期型星) 周りの地球型惑星の地上探査 (IRD など) を含め、地球型惑星の更なる探査と検出が期待される。また、惑星キャラクターゼーションについて、今後十年程度には、トランジット系での高精度な大気分光やマッピングが可能な専用衛星計画 (FINESSE, EChO など) の実現可能性がある。さらに JWST や SPICA といった大型の汎用衛星計画でのトランジット観測や直接撮像が検討されている。これらは地球サイズとまではいかないが、ホットジュピターや地球より大きな岩石惑星などを想定している。直接撮像による地球型惑星のキャラクターゼーションは大型地上望遠鏡によるものと人工衛星計画によるもので少し対象が異なる。2020年代の30-40 m級地上望遠鏡での計画では、晩期型星の周りの地球型惑星の直接撮像計画 (SEIT, EPICS) が検討されていて、もし十分な量があれば酸素の検出も原理的には可能であると考えている。¹⁴⁾ 太陽型星^{*14}の周りの地球型惑星の直接撮像は、衛星計画で可能であり、2020年代半ば以降の想定で多数の装置が検討されている。直接撮像専用衛星を使用する SOT のような地球型惑星のマッピングが可能になるのは、おそらく2030年代以降であろうが、地上・人工衛星での直接撮像から始め、段階を踏めばいずれは可能になると信じている。本稿で示した系外惑星のマッピング手法は次世代の探査法であり、実際の観測にこぎつけるまでどれだけ時間がかかるのか、本当はまだ分からない。しかし、発見の興奮段階をそろそろ過ぎつつある系外惑星研究が、惑星科学や宇宙生物学を目指すことは一つの重要な方向性であると思うし、本稿で示したマッピング法はそのための有力な手段になりうると思う。そして、そう遠くない

^{*12} 何をもって惑星の検出とするかで数が異なる。

^{*13} 以降()内の計画名はあくまで参考でありすべてを尽くしているわけではない。

^{*14} 太陽程度の温度の恒星。専門的にはG型星。

未来に、火星や木星、そして地球のように、系外惑星一つ一つを鮮やかにイメージできる日が来ると信じている。

参考文献

- 1) M. Mayor and D. Queloz: *Nature* **378** (1995) 355.
- 2) A. Labeyrie: Exo-Earth Imager for Exoplanet Snapshots with Resolved Detail. In *Working on the Fringe: Optical and IR Interferometry from Ground and Space* S. Unwin and R. Stachnik, eds. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1999) Vol. 194, p. 350.
- 3) H. Kawahara and Y. Fujii: *Astrophys. J. Lett.* **739** (2011) L62.
- 4) H. Kawahara and Y. Fujii: *Astrophys. J.* **720** (2010) 1333.
- 5) Y. Fujii and H. Kawahara: *Astrophys. J.* **755** (2012) 101 [arXiv: 1204.3504].
- 6) D. J. Des Marais, M. O. Harwit, K. W. Jucks, J. F. Kasting, D. N. C. Lin, J. I. Lunine, J. Schneider, S. Seager, W. A. Traub and N. J. Woolf: *Astrobiology* **2** (2002) 153.
- 7) N. B. Cowan, E. Agol, V. S. Meadows, T. Robinson, T. A. Livengood, D. Deming, C. M. Lisse, M. F. A'Hearn, D. D. Wellnitz, S. Seager, D. Charbonneau and the EPOXI Team: *Astrophys. J.* **700** (2009) 915.
- 8) Y. Fujii, H. Kawahara, Y. Suto, A. Taruya, S. Fukuda, T. Nakajima and E. L. Turner: *Astrophys. J.* **715** (2010) 866.
- 9) Y. Fujii, H. Kawahara, Y. Suto, S. Fukuda, T. Nakajima, T. A. Livengood and E. L. Turner: *Astrophys. J.* **738** (2011) 184.
- 10) C. Majeau, E. Agol and N. B. Cowan: *Astrophys. J. Lett.* **747** (2012) L20.
- 11) M. Swain, P. Deroo, G. Tinetti, M. Hollis, M. Tessenyi, M. Line, H. Kawahara, Y. Fujii, A. Showman and S. Yurchenko: arXiv: 1205.4736 (2012).
- 12) ド・デューブ著、中村桂子監訳:『進化の特異事象』(一灯社, 2007).
- 13) 園池公毅:『光合成とはなにか—生命システムを支える力』(講談社ブルーバックス, 2008).
- 14) H. Kawahara, T. Matsuo, M. Takami, Y. Fujii, T. Kotani, N. Murakami, M. Tamura and O. Guyon: *Astrophys. J.* **758** (2012) 13 [arXiv: 1206.0558].

非会員著者の紹介

河原 創氏: 1981年横浜生まれ。2009年東大物理卒。日本学術振興会特別研究員PD。専門は太陽系外惑星。

藤井友香氏: 1986年京都生まれ。東大物理博士課程在籍中。専門は系外惑星。

(2012年6月27日原稿受付)

CT Scanning of Exoplanet

Hajime Kawahara and Yuka Fujii

abstract: Since the first exoplanet was discovered in late 20th-century, plenty of exoplanets have been detected, and even habitable planets have been reported recently. Nevertheless, it still has been difficult to explore the exoplanets in detail because they are too far to visit and too small to observe with spatial resolution. Various methods to explore the exoplanetary surface environment with its flux variability or color are being developed. In this article, we show several methods to explore the planetary surface, biosignature of plants, and exolife, with a focus on the method to sketch two-dimensional maps of exoplanets from annual scattered light curves of exoplanets.

アンテナ過程を含む交流回路理論と電磁ノイズの削減

土岐 博
佐藤 健次

〈大阪大学核物理研究センター 567-0047 茨木市美穂が丘10-1 〉

〈放射線医学総合研究所重粒子医科学センター 263-8555 千葉市稲毛区穴川4-9-1 〉

現代ではほぼ全ての機器は電気を使っている。それらの電子機器は知らず知らずのうちに電磁ノイズを出しているし受けている。そのために我々の周りはノイズで満たされているし、自らで苦しめられてもいる。電磁気学が完成されて1世紀の年月が経っているにもかかわらず、電磁ノイズの取扱い法が確立していない所にその原因がある。加速器のノイズの削減に理論的に取り組んだことにより、新しい交流理論を得ることができた。電磁場の放出・吸収過程の理論(アンテナ理論)そのものは完成していたにもかかわらず、多導体伝送線路理論が不完全であったことで、交流理論に取り込むことができていなかった。このアンテナ過程を取り込んだ新しい交流回路理論にもとづいて、3本線対称化回路の導入により電磁ノイズの影響を受けない電気回路の提唱を行う。

1. はじめに

物理学においては、適切な近似をすることで非常に複雑な現象について数学的に簡潔で鮮明な議論を展開することが可能になる。物には有限の大きさがあるが質点と言う概念を導入することで、力学の本質をニュートン方程式として表現できた。電磁気学においても環境の影響を無視するという近似を採用することで、簡単な考察で伝送線路理論の方程式を書くことができる。今回の主題である伝送線路理論に電磁ノイズを取り入れることは、まさしくこの近似で無視した部分を取り扱うことに対応している。その近似の起源は1873年に出版されたマクスウエルの電磁気学の本にさかのぼる。それ以来、電磁ノイズをあつかう回路理論が存在しないまま現在に至っている。この近似が提唱されたのは電気が社会に導入される以前のことで、電磁ノイズがここまで猛威をふるうとは考えられてもいなかった。

2導体伝送線路の両端に電源と負荷をつけて交流が電線を伝導する様子はヘヴィサイドの微分方程式で表現されている。ヘヴィサイドの伝送線路理論は図1のようにコイルとコンデンサーを基準線につないだように書かれており、交流の複素数表現に従って数学的に表現した微分方程式は後述の式(1)において $n=2$ の場合に対応している。

この図は環境との結合を考えない近似の結果得られたものである。いかにも2本線の役割には違いがあり、線2には電磁誘導の効果があり、線1は完全無欠の全てのベースになる導体であるという印象を与える。その2本の線の間はコンデンサーの役割をする電気容量を与えている。現在の回路理論はこの概念に引きずられており、一つの線は

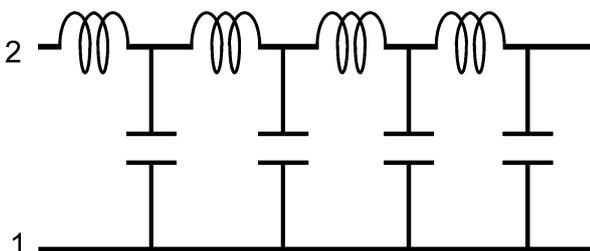


図1 2本線の場合の従来の伝送線路理論の基本図。

必ず完全無欠な基準線であるという考え方が定着している。この考え方をいくら進めても、理論の構築の初期に環境は扱わないという前提を入れており、環境に存在するノイズは取り扱えない。

当然のことながら全ての電気回路の設計はこの概念がもとになっている。完全無欠な基準線という概念があるために、ほとんどの電気回路では一本の線に全ての機能を持たせておいて、最後には基準線につなぐような回路図が書かれている。ちょうど、古典力学では時間が絶対的な役割を果たしていた事情と似ている。しかし、そんな一本の線に絶対的な意味が無く、全ての線が相対的に同等であるという扱いをすることではじめて、電磁ノイズという邪魔な物理量をあつかうことが可能になる。完全無欠というものは無く、電磁ノイズも物理現象として陽にあつかうことを提案している。この解説では最近提唱された新しい交流理論の紹介を行う。

2. 従来の多導体伝送線路理論

従来の多導体伝送線路理論¹⁾の式から始める。ただし、この連立微分方程式を理解してほしいという意図ではなく、我々が通った道を理解してもらうために図のような感覚でこの式を眺めてほしい。この式を使ってこれまでは電気回路は設計されていたということだけを頭に入れておいてほしい。

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i(x,t)}{\partial x} &= -\sum_{j=2}^n L_{ij} \frac{\partial I_j(x,t)}{\partial t} \\ \frac{\partial I_i(x,t)}{\partial x} &= -\sum_{j=2}^n C_{ij} \frac{\partial V_j(x,t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 V_i はそれぞれの線の基準線(線1)からの電位差(電圧)であり、 I_i はそれぞれの線を通る電流である。伝送線路理論なのでそれらの物理量は電線の場所 x と時間 t に依存している偏微分方程式のかたちになっている。興味深いのは n 本の電線の場合には方程式の添字の i や j は $2..n$ の値をとる。つまりは $n-1$ 個の自由度しか取り扱っていない。一つ目の線(線1)は完全無欠な基準線であるとするからである。 L_{ij} や C_{ij} はそれぞれに誘導係数や電気容量

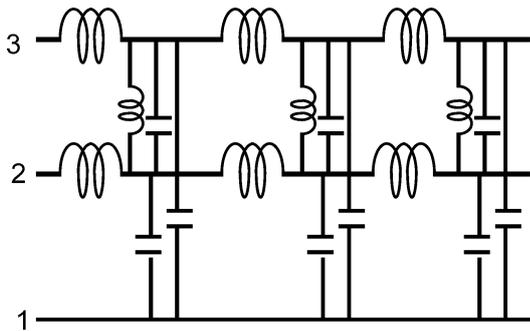


図2 3本線の場合の従来の伝送線路理論の伝送線路図.

と言われる物理量で電線の形状と線間の距離の関数である.

この連立方程式(1)が我々のノイズ制覇の出発点である. この式において2本線回路の主線に加えて電磁ノイズが走る3番目の電線を導入する. 3番目の電線にはコントロールできない交流(ノイズ)が走っているとすると, ノイズが主線を走る電気信号にどのような影響を与えるかを調べるといふ意図が理解できるであろう. 3番目の線にノイズが走っているということは, 非常にうまく回路を設計しないとこのノイズと使いたい成分との関係を断ち切ることができない. そのために図2に従来の伝送線路理論において3番目の線を入れた場合を書いてみる. 使いたい電線である2番目の線の電位 V_2 と電流 I_2 はノイズが走っている3番目の線の電位 V_3 と電流 I_3 と必ず結合しているという図になっている. つまりは従来の伝送線路理論では2番目の線を走る電気信号に3番目の線を走るノイズの混入を避けることはできない. そもそもノイズという概念は無く, 全ての電氣的要素が有用なものであるという理論になっていた.

3. 有用なノーマルモードと邪魔なコモンモード

電磁ノイズの効果を考える時にはノーマルモードとコモンモードという概念を使う必要がある. ノイズは環境に存在しており, 考えている電線系に共通に存在するのでコモンモードに含まれている. 一方で, ノーマルモードは電気回路で実際に電気を使う部分である. できるならばコモンモードに存在するノイズはノーマルモードに混入してほしくない. この観点から見れば, 上記の式をノーマルモードとコモンモードで書き換えてやるが必要になる. そこで, 3本線の場合にノーマルモードとコモンモードを定義したい.

この議論を行うために, これまでの伝送線路理論では $n-1$ 個の自由度しかあつかわなかったが, 全ての線がまずは同等であるという考えを導入する必要がある. すなわち, 式(1)の足し算を2からではなくて, 1から始まるとする. 図2で線1が基準線という概念は放棄し全ての線が対等であるとする. 3本線を流れる電流を I_1, I_2, I_3 とする. さらに, それぞれの電位を無限遠方を基準(ゼロ)として, V_1, V_2, V_3 とする. アンテナの物理も今後必要になってくるので, これらの3つの物理量をノーマルモード, コモン

モード, アンテナモードの3つの物理量に変換する. それらの物理量は次のようにもともとの電流と電位を使って表現される.

$$\begin{aligned} I_n &= \frac{1}{2} (I_1 - I_2) \\ I_c &= \frac{1}{2} (I_1 + I_2 - I_3) \\ I_a &= \frac{1}{2} (I_1 + I_2 + I_3) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} V_n &= V_1 - V_2 \\ V_c &= \frac{1}{2} (V_1 + V_2) - V_3 \\ V_a &= \frac{1}{2} (V_1 + V_2) + V_3 \end{aligned} \quad (3)$$

このモードの定義は非常に大事なものでそれぞれのモードの持っている意味を紹介する. ノーマルモードは回路理論では最も大事なモードであり, V_n は主線間の電位差(電圧)を与えている. それに対応して, もし主線(線1と線2)だけに信号が走っているとすると, $I_1 = -I_2$ となり $I_n = I_1$ となる. つまりは従来の理論で考察されていたモードに対応している.

コモンモードは, 主線に対して同相に影響を与えるという役割を担っている. V_c は主線の平均電位と線3の電位 V_3 の電位差になっている. 主線だけで電流が0にならない時に $I_1 + I_2 \neq 0$ となり, I_c はその有限電流と線3を走る電流 I_3 の差になっている. 従って, コモンモードに線3のノイズ信号が入っている. アンテナモードは電流の総和が有限の時に重要な意味を持つモードでこの解説記事の後半部の主役になる.

この3本線の系が閉じているということは電流の総和が0($I_t = I_1 + I_2 + I_3 = 0$)になることに対応し, 電流の総和で書けているアンテナモード電流は $I_a = 0$ である. 従って, アンテナモードの電位は0とおくことができる(ただし, 3本線の系が閉じていないときには電磁波の放射が起これり, そのときのアンテナモードの電位 V_a は0にはならない). この場合には I_3 と V_3 は線1と線2の変数で書け, ノーマルモードには変更は無いが, コモンモード電流と電位は $I_c = I_1 + I_2$ と $V_c = V_1 + V_2$ と書ける.

このノーマルモードとコモンモードへの一次変換を従来の伝送線路理論¹⁾で行おうとするとすぐに困難におつかる. この一次変換は式(1)において $j=1\sim 3$ とし, 全ての物理量を $I_t=0$ の条件のもとにノーマルモードとコモンモードの物理量で書き改めるという作業である. この一次変換は不透明であり, 非常に複雑である. 逆数計算を何度も行う必要があるが, できないことはないが計算は非常に難しい. 大学の電磁気学の練習問題で電気容量の計算をする時に直列の場合には C の逆数を取ったうえで足し算をし, その結果の逆数を取ったという経験があるだろう. その複雑なケースを取り扱っていると考えていただけると良い.

4. 電気容量の逆数の電位係数

複数の電気容量の計算では逆数計算を何度も行う必要がある。そこで、電気容量の逆数である電位係数を使って上式を表現するというアイデアが生まれる。²⁾ ただし、電気容量は多くの変数を持っているのでこの変換は逆行列 ($P_{ij} = (C^{-1})_{ij}$) をとることに対応している。そうすると式(1)は次の式(4)に変更される。前章の議論でノーマルモードとコモンモードを導入するために式の数も増えており、それぞれの微分方程式での足し算の数が n になっている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i(x, t)}{\partial x} &= -\sum_{j=1}^n L_{ij} \frac{\partial I_j(x, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial V_i(x, t)}{\partial t} &= -\sum_{j=1}^n P_{ij} \frac{\partial I_j(x, t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (4)$$

これが、従来の理論を拡張した新しい伝送線路理論であり、どちらの式も電位の変化量が電流の変化量で表現できるといふ方程式になっている。²⁾ しかも、電線の数が増えなくても、後述のようにそれぞれの電位係数 P_{ij} の値は、誘導係数 L_{ij} と同じく、変化しない。これらの方程式を使うと、比較的簡単なステップで3本線伝送線路の場合に一次変換を行うことができる。電流の総和が0の条件のもとでのノーマルモードとコモンモードで表現された微分方程式を書いておく。ノーマルモード電位に対する方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_n(x, t)}{\partial x} &= -L_n \frac{\partial I_n(x, t)}{\partial t} - L_{nc} \frac{\partial I_c(x, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial V_n(x, t)}{\partial t} &= -P_n \frac{\partial I_n(x, t)}{\partial x} - P_{nc} \frac{\partial I_c(x, t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (5)$$

であり、コモンモード電位に対する方程式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_c(x, t)}{\partial x} &= -L_c \frac{\partial I_c(x, t)}{\partial t} - L_{cn} \frac{\partial I_n(x, t)}{\partial t} \\ \frac{\partial V_c(x, t)}{\partial t} &= -P_c \frac{\partial I_c(x, t)}{\partial x} - P_{cn} \frac{\partial I_n(x, t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (6)$$

と書くことができる。ノーマルモードやコモンモードおよび結合を表す誘導係数や電位係数は各電線の L や P を使って表現できるがここでは陽に書かない。²⁾ コモンモード(電磁ノイズが走るモード)についての偏微分方程式を書いたのはこれが最初である。²⁾ これらの式を見て分かるのはノーマルモードとコモンモードは一般には結合しているということである。ところが、結合の項の係数を0にすれば結合が切れるということも示唆している。この条件は L_{ij} の線形結合で表現される $L_{nc} = L_{cn} = 0$ であり、 P_{ij} の線形結合の $P_{nc} = P_{cn} = 0$ である。これらの式の意味しているのはこの非結合の条件が満たされれば、ノーマルモードとコモンモードの結合が切れて、環境の影響を受けない電気回路を設計することが可能になるということである。それではこれらの係数の意味する所を知るために誘導係数 L_{ij} と電位係数 P_{ij} を多導体伝送線路で計算する。

5. 電位係数と誘導係数の計算と新しい伝送線路理論における双対性

誘導係数は通常はノイマンの公式で計算される。一方で、電気容量は全く別の方法で計算されている。後のアンテナ過程の考察とも関係するので、少し積分式を書くことになるが、最初に良く知られている誘導係数がどのように計算されているかを議論することにする。³⁾ 長さ l の一本の電線で x 方向に電流 I_x が流れているとする。その線から距離 d だけ離れた位置のベクトルポテンシャルの x 成分 A_x はアンペールの法則により次の式で計算される。

$$A_x(x) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^l dx' \frac{I_x(x')}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \quad (7)$$

この被積分関数は距離 d が小さい時 ($d \ll l$) には、 $x' \sim x$ のあたりだけが大きくなり、その付近の積分のみが寄与するので電流を $I_x(x') \sim I_x(x)$ とし、積分の外に出すことができる。そうすると残っている x' 積分は解析的に計算できる。さらに、積分値はほぼ一定なので x 平均を取ることによりコンパクトな式を得ることができる。その結果を $L(d)$ と書くことにすると、 $A_x(x) = L(d) I_x(x)$ と書くことができる。この場合の誘導係数 $L(d)$ は次のようになる。

$$\begin{aligned} L(d) &= \frac{\mu}{4\pi l} \int_0^l dx \int_0^l dx' \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \\ &= \frac{\mu}{2\pi} \left[\log \frac{2l}{d} - 1 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

今回の解説記事では詳細になるので割愛するが、上記の結果(式(8))に各線の太さ、線間の距離、さらには周波数に依存する表皮効果を取り込んで、複数の電線がある場合の誘導係数は次のように書くことができる。²⁾

$$L_{ij} = \frac{\mu}{2\pi} \left[\log \frac{2l}{\tilde{d}_{ij}} - 1 \right] \quad (9)$$

これをノイマンの公式と言う。この際の \tilde{d}_{ij} は幾何平均距離(GMD)と呼ばれる。³⁾ この際、GMDは $i=j$ の時はほぼ線の太さに対応し、 $i \neq j$ の時はそれらの線間の距離に対応する。

このノイマンの公式の導出の流れを見ると、電位係数にも同じ議論が可能になる。²⁾ すなわち、電流 I_x とベクトルポテンシャル A_x の関係はクーロンの法則が与える電荷 Q とスカラーポテンシャル V の関係と類似している。電線中に電荷が分布しているときのスカラーポテンシャルは電流の場合と同じように次のように書ける。

$$V(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l dx' \frac{Q(x')}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \quad (10)$$

従って、スカラーポテンシャルの場合にもベクトルポテンシャルと同じ議論ができ、 $V(x) = P(d) Q(x)$ と書くことができる。詳細は省くが複数の電線がある場合には L_{ij} の時と同じようにして

$$P_{ij} = \frac{1}{2\pi\epsilon} \left[\log \frac{2l}{\tilde{d}_{ij}} - 1 \right] \quad (11)$$

と書くことができる。式(9)の誘導係数にしる、式(11)の

電位係数にしる、自分自身あるいは2本の線の幾何学的な配置だけで定まるので、電線の数が変化してもこれらの係数の値は変化しない。

従って、新しい伝送線路理論で使われる電位係数 P_{ij} は誘導係数 L_{ij} の中の透磁率 μ を誘電率 ϵ の逆数で入れ替えることで得ることができる。新しい伝送線路理論(4)は $t \rightleftharpoons x$ と $L \rightleftharpoons P$ の双対性を持っており、より基本的には $\mu \rightleftharpoons 1/\epsilon$ の双対性を持っている。

このことから多くの有用な関係式を導き出すことができる。一つは係数の対称性で $P_{ij}=P_{ji}$ および $L_{ij}=L_{ji}$ である。さらには $\epsilon\mu=1/c^2$ の関係があるので $P_{ij}/L_{ij}=c^2$ となり、 $P_{ij}L_{ij}=Z_{ij}^2$ と書き、特性インピーダンス Z_{ij} を使って伝送線路理論の方程式を書くことができる。

6. ノーマルモードとコモンモードの結合を切る

電位係数の導入により、新しい伝送線路理論には双対性があることを言った。新しい伝送線路理論では $L \rightleftharpoons P$, $t \rightleftharpoons x$ の双対性から一つの式の振る舞いが分かればもう一つの式の振る舞いも分かる。まずは重要な関係式としてモード間結合を切る場合の条件を書く。式(4)-(6)から実際に P_{nc} を計算すると $P_{nc}=1/2(P_{11}-P_{22})-(P_{13}-P_{23})=0$ となる。²⁾ さらに、前章から電位係数の内容が分かったので

$$P_{nc} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{22}\tilde{d}_{13}^2}{\tilde{d}_{11}\tilde{d}_{23}^2} = 0 \quad (12)$$

となり、この条件は線1と線2の電線の太さが等しいこと($\tilde{d}_{11}=\tilde{d}_{22}$)、および、線1から線3への距離と線2から線3への距離が等しいこと($\tilde{d}_{13}=\tilde{d}_{23}$)に対応する。この条件は線3にノイズが走っているにもかかわらず、同じ太さを持った主線1,2から対称の位置に線3を入れることに対応する。このことは、配線を3本にした上、それらを対称化した、3本線対称化回路以外には、モード間の結合を切る方法がないことを意味している。双対性からも一方の L を含む式でも同じ議論ができる。

3本線対称化の条件を入れるとノーマルモードは独立して次の方程式を満足する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_n(x,t)}{\partial x} &= -L_n \frac{\partial I_n(x,t)}{\partial t} \\ \frac{\partial V_n(x,t)}{\partial t} &= -P_n \frac{\partial I_n(x,t)}{\partial x} \end{aligned} \quad (13)$$

これは光の速度で電磁波が電線の方向に伝搬することを意味している。しかも、その係数は

$$P_n = \frac{1}{2\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{12}^2}{\tilde{d}_{11}\tilde{d}_{22}} = \frac{1}{\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{12}}{\tilde{d}_{11}} \quad (14)$$

と与えられるが、この逆数を取ればこれまで計算されている同じ太さを持った電線の場合の電気容量 $C_n=1/P_n$ と一致する。

新伝送線路理論でコモンモードとの結合を切った時のノーマルモードの式はこれまでの2本線伝送線路理論の方程式と一致する。このことから旧伝送線路理論ではノイズの

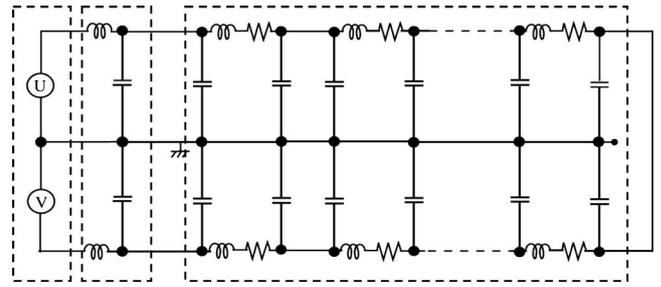


図3 HIMACで使われている加速器電源等価回路。左から電源部、フィルター部、負荷(電磁石)部になっている。この図では図4で示す配線部の等価回路を書き込んでいない。

ことは考慮しておらず、ノーマルモードについてのみ計算されていたということが分かる。

7. コモンモードと結合しないHIMACにおける加速器電源回路

放医研は重粒子線(主として炭素イオン)によるがん治療のためにHIMACというシンクロトロンを使っている。その加速器の電磁石を駆動するための電源は電磁ノイズが少なく非常に安定した運転を行っている。1994年に完成したHIMACの加速器電源回路の等価図を図3に紹介する。この回路は通常の回路図とは根本的に違っている。左端に電源が二つ設置されていてその中点に3番目の電線が繋がれている。電源から出た電力は上下対称のフィルター回路で高周波成分が抑制されており、その後一連の負荷部に電力を供給している。負荷部もアースが中線に接続されていて、完全に上下対称の電気回路になっている。伝送線路理論の3本線対称化の原理を先取りした設計になっている。電気回路の電源や負荷が中線に対して対称に配置されていればノーマルモードとコモンモードは結合しないことは理論的に分析されている。⁴⁾ ただし、上下2台の電源は、通常の技術では、時間的に交互にスイッチングされており、この動作からして、上下対称とは言えず、コモンモードの発生が避けられない。これに付随するノイズを削減するために、コモンモードフィルターが必要である。このような3本線対称化回路の概念はJ-PARCのシンクロトロン(MR)やCERNの加速器(LHC)の電源部にも使われている。

8. マクスウェル方程式が与えるアンテナ理論

電気回路がノイズを含む時には、その電気回路からノイズは遠方にも放出されていることを経験する。一方で、一本の導体である電線は電気を運ぶ役割だけではなく、アンテナとしても使用される。複数の電線が使われている伝送線路でも条件次第ではアンテナの役割を果たすことも可能になるが、この解説の結論として言えば、1本の導体からなるアンテナも伝送線路の一例に過ぎなくなる。電磁波の放射はマクスウェル方程式から議論されているが、アンテナ過程を伝送線路理論に取り込むために、1本のときのアンテナ理論から議論を始めたい。

マクスウェルの方程式が電磁波を記述することは良く知られている。マクスウェルの方程式の恒等式の関係から、スカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルを導入する。電荷 q と電流 i をその源とするこれらのポテンシャルを与える方程式をローレンスゲージで書くと次のようになる。

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) V(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{\epsilon} q(\mathbf{x}, t) \\ \left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \right) \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) &= \mu \mathbf{i}(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad (15)$$

これらの微分方程式から電荷電流が与えられているときのポテンシャルは遅延ポテンシャルという形で書かれることは良く知られている。

$$\begin{aligned} V(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \int d^3x' \frac{q(\mathbf{x}', t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \\ \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) &= \frac{\mu}{4\pi} \int d^3x' \frac{\mathbf{i}(\mathbf{x}', t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|/c)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \end{aligned} \quad (16)$$

これらの式から無限遠でのポインティングベクトルを計算し、どれだけのエネルギーが遠方に出ていくかは、ほぼ全ての教科書で議論されている。これらの遅延ポテンシャルはクーロンの法則 (10) とアンペールの法則 (7) と良く似た形になっていることに留意してほしい。

電位係数や誘導係数のこれまでの議論との対応を分かり易くするために、半径が d で電荷や電流が中心に集まっているとし電線の断面積で積分 ($\int ds$) し、単位長さあたりの電荷 $Q(x) = \int ds q(x)$ および電流 $I(x) = \int ds i(x)$ を導入する。この際に、軸対称性から電流の向きは電線の方向だけとし、電流は x 方向だけになり x 成分を単に $I(x)$ と書くことにする。すると、電線表面の位置でのポテンシャルは中心からの距離を d とし、遅れの項を含んだ次の形になる。

$$V(x, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l dx' \frac{Q(x', t - \sqrt{(x-x')^2 + d^2}/c)}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \quad (17)$$

$$\mathbf{A}(x, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^l dx' \frac{I(x', t - \sqrt{(x-x')^2 + d^2}/c)}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \quad (18)$$

この形と第4章で議論した L や P の計算の場合 (式(7) と (10)) との比較を行うと、電荷と電流の中に時間的に遅れの効果が入っている所だけが違っている。この遅れの項が遠方でのポインティングベクトルを与えることは良く知られている。そこでまずは、アンテナ理論ではどのように議論されているかを、次章との関連で我々の言葉で書いておく。

これらの電荷電流から作られた電磁ポテンシャルは電線内の電荷電流に影響を与える。電磁気学であつかうくらいのマクロな系では電荷の運動を直接取り扱わないでその平均的な振る舞いを記述する現象論的なオームの法則を使う。電線の性質から決まる抵抗 R が与えられている時に、電場 E_x が与えられるとその位置での電流 I_x がオームの法則で次のように書かれる。ただし、抵抗 R は周波数に依存する表皮効果を考慮することにより抵抗率 ρ と関係づけられる。

$$E_x(x) = RI_x(x) \quad (19)$$

この関係式をポテンシャルで書くことで、電磁ポテンシャルが与えられると電流が決まるという次式になる。

$$-\frac{\partial V(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial A(x, t)}{\partial t} = RI(x, t) \quad (20)$$

これにさらに連続の方程式を加える。ここでも x 方向の成分であるというサフィックスは書かないで置く。

$$\frac{\partial Q(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial I(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

二つのポテンシャル (V, A) と電荷電流 (Q, I) の4つの変数に対して4つの方程式(17), (18), (20), (21) が与えられており、適当な境界条件を与えると、これらの方程式を解くことが可能である。これらの4つの方程式からポテンシャルをオームの法則に代入して、電流の積分方程式を作り、それを適当な境界条件を入れて数値的に解く。アンテナ理論では電線近傍の電磁場の振る舞いを決定することができ、それを境界条件として全系での電磁場の振る舞いを完全に計算することができる。特に、電流分布が与えられているときの1本線のアンテナの場合のアンテナ理論は理解しやすい。しかし、多導体の場合のアンテナ理論には導体間の位相差を含む電流を与えて多導体伝送線路の周りの電磁場が計算されていることが多く、多導体伝送線路理論と結合したアンテナ理論が必要となる。

9. 遅延ポテンシャルを伝送線路理論に組み込む

伝送線路の議論では通常はアンテナ過程は考慮しない。それはもともと伝送線路理論では環境の影響は無視しているので、考える基盤がないことに起因している。さらに言うとも、伝送線路理論は図1から導かれる現象論的な考察からできているものの、電気信号は光速で伝搬する解を与えるので正しい理論と考えられてきたが、マクスウェル方程式との関係は考察されてこなかった。しかし、電磁ノイズは電気を使う所では必ず存在しており、全ての過程を記述すべき交流回路理論にとってはアンテナ過程を含むことは非常に重要であると言える。

電磁波の放出吸収をあつかうには遅延ポテンシャルを使う必要がある。⁵⁾ さらに、遅延ポテンシャルは遠方での電磁波放射は記述できるので、アンテナ理論においても遅延ポテンシャルを直接解くことにより電線からの電磁波放射を記述する。そこでもう一度遅延ポテンシャルに戻ることにする。まずは電荷が作るスカラーポテンシャルから議論を始める。上記の4つの方程式は線形の連立偏微分積分方程式になっているので、ポテンシャルや電荷電流は単振動解を持っている。そこで、電荷等に $Q(x, t) = Q(x)e^{-j\omega t}$ 等を代入し、遅延の項をあつかった後、もう一度時間 t を陽に書くことにする。ここで j は虚数単位である。

$$V(x, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l dx' \frac{Q(x', t) e^{j\omega\sqrt{(x-x')^2 + d^2}/c}}{\sqrt{(x-x')^2 + d^2}} \quad (22)$$

この遅延の項の影響は指数関数として登場するので、それを実部と虚部に分ける。

$$e^{j\omega\sqrt{(x-x')^2+d^2}/c} = \cos(\omega\sqrt{(x-x')^2+d^2}/c) + j \sin(\omega\sqrt{(x-x')^2+d^2}/c) \quad (23)$$

この実部は以前に計算した電位係数を与えるスカラーポテンシャル (10) と酷似している。一方で、後述するように実部が伝導電磁波に対応するとすると、虚部は実部と位相が異なっており、抵抗と同じ位相を持つ。

スカラーポテンシャルの実部の取扱いには電位係数を導いた時の議論が使える。 d が非常に小さい時には被積分関数は $x' \sim x$ 付近でピークを持ち、その辺りしか寄与しない。そのために電荷を $Q(x', t) \sim Q(x, t)$ と近似し、積分の外に出すことができるため、ノイマンの公式を少し変形した形で電位係数を計算できる。

$$V^r(x, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_0^l dx' \frac{\cos \omega\sqrt{(x-x')^2+d^2}/c}{\sqrt{(x-x')^2+d^2}} Q(x, t) = P(d, \omega) Q(x, t) \quad (24)$$

一方で虚部は $d \rightarrow 0$ の極限でも発散しないので、単純に積分の形で書いておき、数値積分することにする。

$$\tilde{V}(x, t) = \frac{j}{4\pi\epsilon} \int_0^l dx' \frac{Q(x', t) \sin \omega\sqrt{(x-x')^2+d^2}/c}{\sqrt{(x-x')^2+d^2}} \quad (25)$$

この式で左辺に半径 $d (d \ll l)$ を陽に書かなかったのはこの積分で d は完全に無視できることによる。従って、スカラーポテンシャルは次のように書ける。

$$V(x, t) = P(d, \omega) Q(x, t) + \tilde{V}(x, t) \quad (26)$$

これと全く同じ方法でベクトルポテンシャルも同形で書ける。

$$A(x, t) = L(d, \omega) I(x, t) + \tilde{A}(x, t) \quad (27)$$

このように書いた上でアンテナ理論と同じようにオームの法則にこれらのポテンシャルを導入する。

$$-P(d, \omega) \frac{\partial Q(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{V}(x, t)}{\partial x} - L(d, \omega) \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{A}(x, t)}{\partial t} = RI(x, t) \quad (28)$$

これを次のように書く。

$$-P(d, \omega) \frac{\partial Q(x, t)}{\partial x} - L(d, \omega) \frac{\partial I(x, t)}{\partial t} + \tilde{E}(x, t) = RI(x, t) \quad (29)$$

ここで $\tilde{E}(x, t)$ は次のように \tilde{V} と \tilde{A} で書くことができる。

$$\tilde{E}(x, t) = -\frac{\partial \tilde{V}(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{A}(x, t)}{\partial t} \quad (30)$$

この式(29)は非常に興味深く、 P や L の中の ω 依存性や \tilde{E} の項を除けば、1857年にキルヒホッフが導出した電子の伝搬の方程式に対応している。

後で証明するが \tilde{E} は電磁波の放射を与える電場である。一方で伝送線路理論に存在している P と L を含む二つの項

は伝送線路を伝搬する電磁波を与える電場であると解釈できる。そうだとすると前述した式(29)の拡張されたキルヒホッフ方程式は非常に重要な関係式を与えている。すなわち、主波の x 方向の電場と放射波の x 方向の電場の和が抵抗と電流の積に対応する。従って、たとえ抵抗が0でも主波を与える電場が存在すれば放射波を与える電場が存在する。この二つのマクスウェルの方程式に起因する電場の存在により、アンテナパラドックスと言われている問題を解決することができる。即ち、抵抗がゼロの完全導体であっても、電磁波の放射吸収が起こることが判明した。

10. アンテナ過程を含む交流回路理論

前章では一本線の場合の微分方程式を議論した。この方程式を多導体に拡張する。その際の本質はスカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルがそれぞれ二つの項の足し算で書けることである。この関係式を多導体の場合に拡張すると次の関係式になる。⁵⁾

$$V_i(x, t) = \sum_{j=1}^n P_{ij} Q_j(x, t) + \tilde{V}(x, t) \quad (31)$$

$$A_i(x, t) = \sum_{j=1}^n L_{ij} I_j(x, t) + \tilde{A}(x, t)$$

ここで、 \tilde{V} と \tilde{A} が足し算の形にならないのは、電磁ポテンシャルの虚部の計算において、被積分関数に現れる小さな物理量 d に積分はよらないことに起因する。それぞれの被積分関数に現れる電荷や電流は全電荷電流である。それぞれの電線では連続の方程式とオームの法則がなりたっている。

$$\frac{\partial Q_i(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial I_i(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (32)$$

$$-\frac{\partial V_i(x, t)}{\partial x} - \frac{\partial A_i(x, t)}{\partial t} = R_i I_i(x, t)$$

この4つの方程式を書き直すことで交流回路理論の基礎方程式を得る。そのために式(31)のポテンシャルの時間微分を計算した後、式(32)の二つの方程式の関係式を使って、 A と Q を消去すると次の二つの方程式を得る。

$$\frac{\partial V_i(x, t)}{\partial x} = -\sum_{j=1}^n L_{ij} \frac{\partial I_j(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{A}(x, t)}{\partial t} - R_i I_i(x, t) \quad (33)$$

$$\frac{\partial V_i(x, t)}{\partial t} = -\sum_{j=1}^n P_{ij} \frac{\partial I_j(x, t)}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{V}(x, t)}{\partial t}$$

この二つの偏微分方程式がマクスウェルの方程式から直接導いた交流回路理論の基礎方程式である。この方程式では右辺の第一項の形は以前に書いた新多導体伝送線路理論(4)と一致している。

抵抗の項は自明だが、新しく入ってきた \tilde{A} と \tilde{V} の項が何を意味するのかを調べる必要がある。ポテンシャルの遅れの項から生じているので電磁波の放射に係る量になっているはずだがそれを確認しておきたい。そのために1本線の場合において、電線を交流が走る際の電力の変化量を計算する。

11. 遅れの項から導出された物理量が電磁波の放射を生み出す

マクスウェルの方程式から導出された多導体伝送線路理論 (33) をこれまでの現象論的に得られた伝送線路理論と区別するために交流回路理論と呼ぶことにしたい。交流回路理論の中に出現した \tilde{V} と \tilde{A} の項の持つ意味を知るために一本線の場合の電力の x 依存性を計算したい。まずは交流の場合の電力は次の式で書ける。

$$W(x) = \frac{1}{4} (V(x)I^*(x) + V^*(x)I(x)) \quad (34)$$

この電力は電線を走る電磁エネルギーだが、その変化量は交流が電線を走る時にどのようにしてエネルギーを失うかを与える。したがって、電力の変化量を計算すると次のような結果を得る。⁵⁾

$$\frac{dW(x)}{dx} = -\frac{1}{2}R|I(x)|^2 + \frac{1}{4} \left[\hat{j}\omega\tilde{A}(x)I^*(x) - \hat{j}\omega\tilde{A}^*(x)I(x) + \tilde{V}(x)\frac{dI^*(x)}{dx} + \tilde{V}^*(x)\frac{dI(x)}{dx} \right] \quad (35)$$

この式が言っているのは電力を失う過程は抵抗の部分と \tilde{A} と \tilde{V} を含む部分であり、 L や P を含む項は電力を消費しないことである。

さらに興味深い場合として、この電力の変化量の積分を中央に交流電源を設置した線アンテナの場合に適用する。この際に抵抗の部分は自明なので \tilde{V} と \tilde{A} を含む項の積分のみを行う。第2項の部分積分を行うことで次の結果を得ることができる。

$$\tilde{W} = \frac{1}{4} \int_{-l}^l dx (\tilde{E}(x)I^*(x) + \tilde{E}^*(x)I(x)) \quad (36)$$

非常に興味深いことに、アンテナ理論で良く使う起電力 (EMF) 法で計算する電磁波放出のエネルギー W_{EMF} を計算すると、この \tilde{E} が与えるエネルギーに対応することを証明することができる。⁵⁾

$$W_{EMF} = \frac{1}{4} \int_{-l}^l dx (E(x)I^*(x) + E^*(x)I(x)) = \tilde{W} \quad (37)$$

すなわち、この新しい項はアンテナ過程により電磁エネルギーが電線から放出される物理を表現している。

12. 伝導ノイズと放射ノイズのどちらも結合しない3本線対称回路

以前に従来の伝送線路理論を拡張し変形することで、新しい伝送線路理論を作ることにより、伝導ノイズを取り扱った。²⁾ その際に3本線の伝送線路系は閉じているという仮定で議論を展開した。前章では一般に伝送線路系がエネルギーの放射や吸収がある場合でも取り扱うことができる理論体系を作り上げた。そこで、系が閉じているという条件を外した場合の3本線の伝送線路の議論をする。この場合はアンテナモードが有限であるということでノーマルモードに加えてコモンモードとアンテナモードの間の結合を議論することになる。

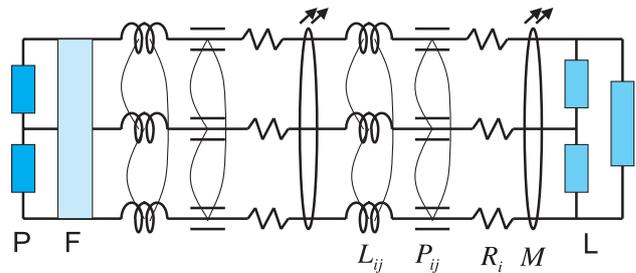


図4 新しい交流回路理論における対称化交流回路。 L_{ij} は誘導係数、 P_{ij} は電位係数、 R_i は抵抗、 M はアンテナ係数で、全て配線に関する分布定数回路要素としての係数である。 P, F, L はそれぞれ電源、ノイズフィルター、負荷を表している。なお、配線に平行に描いた2本線は、自己電位係数を表す新しい回路記号である。

上の偏微分積分方程式 (33) で3本線 ($n=3$) の場合を計算する。それぞれの電線で定義されている電位と電流から変換を行って、3つのモードの電流と電位で方程式を書き直す。その結果は長くなるのでこの解説では書かないが、結果は筆者達の最近の論文に書かれている。⁵⁾ それぞれのモードの間の結合の係数のみをここに書いておく。

$$\begin{aligned} P_{nc} &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{22}\tilde{d}_{13}^2}{\tilde{d}_{11}\tilde{d}_{23}^2} \\ P_{na} &= \frac{1}{4\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{22}\tilde{d}_{23}^2}{\tilde{d}_{11}\tilde{d}_{13}^2} \\ P_{ca} &= \frac{1}{8\pi\epsilon} \log \frac{\tilde{d}_{33}^4}{\tilde{d}_{11}\tilde{d}_{22}\tilde{d}_{12}^2} \end{aligned} \quad (38)$$

誘導係数についても同様の関係式を得ることができる。このモード間結合の係数が教えてくれているのは、ノーマルモードは3本線対称化の条件でコモンモードともアンテナモードとも結合しない。さらにはコモンモードとアンテナモードは常に結合しているということである。抵抗についても同じような関係式が書けて、主線の材質が同じ ($R_1 = R_2$) ならばノーマルモードは両モードとは結合しない。したがって、3本線対称の条件を満たすとノーマルモードはノイズを受けない交流回路になる。

この状況を図4に示しておく。この回路図では3本線伝送線路の左端に電源 P を対称の位置に配置し、その直近に電源で作られる高周波ノイズを抑制するフィルター F を配置し、右端に負荷 L を対称の位置に配置している。伝えたいのは電線は必ずこの図に示すように誘導係数と電位係数を含み、それぞれの電線の抵抗と、さらには全ての電線の総和としてのアンテナの項を含むことを意味していることである。これらの効果が電線にはあるが、この図に示すように電気回路を3本線回路とし、その3線目を中線として電源や負荷を上下対称の位置に配置することで、ノーマルモードには電磁ノイズが入らないことを新しい交流回路理論は結論していることである。

13. まとめ

加速器電源の電磁ノイズの削減の問題に取り組んで、3本線対称回路の概念に到達した過程を解説した。回路内の

伝導ノイズと、それに伴う放射ノイズに着目し基礎に立ち帰って物理現象を研究する中で、マクスウェルの方程式から素直にアンテナ過程を含む多導体伝送線路理論が導出できることを発見した。これまでの伝送線路理論は現象論的な考察から作り上げられたものである。一方で、今回の新しい伝送線路理論はマクスウェルの方程式から直接導出されたものである。これまでの発展と一線を画す意味で新しい理論体系を交流回路理論と呼びたい。

この解説を書くにあたって、何故こんな研究を今やることになったのかを考えてみた。これまで、環境の影響を無視した上に完全無欠な基準線が存在できるとしたことから、簡単な考察で(近似的に正しい)伝送線路理論の方程式を書くことができた。そのことで、電磁気学の基礎方程式であるマクスウェルの方程式から伝送線路理論を導くという動機を失っていたことに起因すると思う。アンテナ現象は電荷の運動から生じる電磁波そのものなので、マクスウェルの方程式に正面から取り組むという必要性があり、アンテナ過程を正確に扱うことができた。交流回路理論も電磁気学の一つの重要な応用であり、順序だってマクスウェル方程式を扱うことで正確に導出することができる。それも、多導体伝送線路であるにもかかわらず、現象論的に導入していた電気容量やそれに伴う変位電流という概念は交流回路理論には登場しないことが特徴である。この新しい交流回路理論が本質的に新しい電気回路の概念を生み出し、電磁ノイズと正面から向き合った応用研究が生まれることを切に願っている。

今回の一連の研究では多くの人にサポートをいただいた。核物理研究センターの理論部の皆様、J-PARCの加速器の皆様、放医研の皆様。それらの人々に心から感謝したいと思います。

参考文献

- 1) C. R. Paul: *Analysis of Multiconductor Transmission Lines* (Wiley, New York, 2008).
- 2) H. Toki and K. Sato: *J. Phys. Soc. Jpn.* **75** (2009) 040102.
- 3) 竹山説三:『電磁気学現象理論』(丸善, 東京, 1950).
- 4) K. Sato and H. Toki: *Nucl. Instr. Meth. A* **565** (2006) 351.
- 5) H. Toki and K. Sato: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 014201.

著者紹介



土岐 博氏: 原子核のハドロン構造とハドロンのクォーク構造の理論研究, および全ての自然界の現象を物理で考えることに興味を持っている。



佐藤健次氏: 加速器の建設と加速器の理論. 全ての現象は物理と数学で考えるべきであるという信念を持っている。

(2012年4月30日原稿受付)

Alternating Current Circuit Theory with Antenna Process and the Reduction of Electromagnetic Noise

Hiroshi Toki and Kenji Sato

abstract: We introduce a new alternating current (AC) circuit theory including the antenna process starting from the Maxwell equations. By analyzing the AC theory, we are able to propose the best configuration of electric circuit based on symmetric arrangement of circuit elements for the reduction of electromagnetic noise for good performance of electric device.

トポロジカル秩序とベリー接続

初貝 安弘 (筑波大学大学院数理工学研究所 305-8571 つくば市天王台 1-1-1)

近年多くの興味を集めている量子液体相とは、量子効果によりすべての秩序が融解し、対称性の破れを伴わない物質相である。量子ホール効果における2次元電子系、整数スピン鎖、トポロジカル絶縁体はその典型例であり、その多くがバルクな系での励起に有限のエネルギーを必要とし、低エネルギーに特徴的な構造を持たない。一方で、これらの相では系の境界や不純物近傍にエッジ状態とよばれる局在状態が特徴的かつ必然的に現れ、このエッジ状態がバルクの非自明な性質を反映する。この相互関係はバルク-エッジ対応とよばれ、量子液体相の特徴付けにおけるその有効性が広く認識されつつある。また、バルクな系でも古典論を離れ、量子干渉効果であるベリー接続を用いてチャーン数、量子化ベリー位相等の「トポロジカルな秩序変数」を定義すれば、これらは励起にエネルギーギャップを持つ系の断熱不変量となり、相分類において有効である。これらに関する我々の試みに関して平易な解説を試みたい。

1. 量子液体相とトポロジカル秩序

物質の相を区別し理解することは物性物理学の基本的な目標であり、その際「秩序」の概念は重要である。磁性体の例をとれば、十分高温では熱揺らぎにより物質は全ての方向が対称な対称相にあるが、転移温度以下では揺らぎの減少に伴い秩序が形成され特定の方向が生まれる。このように、系の物理法則の持つ対称性を低温相が持たない場合、自発的に対称性が破れているといい、その破れ方が物質相を特徴付けると考えるのである。

このGinzburg-Landau以来のよく知られた相の理論ですべての物質相が理解できれば幸せであったが、1980年代以降に歴史的な2つの例外が現れた。一つが半導体中の2次元電子系に強磁場を印加した際、ホール伝導度が e^2/h を単位に極めて高い精度で量子化する量子ホール相^{1,2)}であり、もう一つが低温でも磁気秩序が発達しないことを特徴とし、整数スピンからなる等方的な1次元反強磁性体で実現するHaldane相である。^{3,4)} 共に対称性の破れを伴わず、それでいて多くの研究者を引きつける興味深い物質相である。その共通の特徴として励起に有限のエネルギーが必要であり、基底状態では、すべての相関関数が距離の関数として指数関数的に減衰する。よって、その基底状態は量子効果により古典的な秩序はすべて融解したどんな対称性も破らない相であり量子液体相またはスピン液体相とよばれる。新しい量子論的な物質相(量子相)の登場である。

この量子ホール相には整数、分数量子ホール相など階層構造をつくる多種多様なものがある。これらの相は全て励起には有限のエネルギーが必要であり、励起状態を記述する準粒子は分数電荷を持ち、さらにフェルミ統計でもボーズ統計でもない分数統計に従う等、極めてエキゾチックな相である。この分数電荷や統計パラメータは個々の相により異なる値をとり、どうやら多数の異なる相と見なすのが適当であろうと皆が考えるに至ったが、秩序変数がないのだから、秩序変数に基づく通常の相分類の理論は使えない。さて、どうしたものだろうか？

この問いに答えるのは少し保留して、量子液体相のもう一つの典型例であるHaldane相の歴史を振り返ろう。通常

の局所秩序変数による相の理論によれば系が連続対称性のもとで不変であれば、基底状態がその連続対称性を自発的に破るとき、南部-ゴールドストーン(NG)ボゾンとしてのギャップレスの励起が存在する。系のハミルトニアンは連続対称操作に対応するすべての「方向」を等価に表現するにも関わらず、実現する系の基底状態は無数の状態の中から唯一つだけを選んで実現する(図1(a), (b))。これが対称性の自発的破れである。ここで連続対称性の存在から対称性の破れの方向は連続に変形できることに留意し、自発的に選ばれた対称性の破れの方向を空間的に少しずつ周期的に変化させることで、外乱を導入しよう。この外乱の周期が長くなる、すなわち、ゆっくりした基底状態の変形を考えると外乱の影響はいくらでも小さくなるから、励起エネルギーはいくらでも小さくできると期待できる(図1(c), (d))。これがLieb-Schultz-Mattis流のNGモードに対応するギャップレスの励起である。^{5,6)} この励起は定性的にはスピン波に対応し、1次元の厳密解の結果等もあり、1980年代には、スピン空間で回転対称な量子スピン系では低エネルギーにはギャップレスのモードがあるのが普通であると考えられていた。

ところがHaldaneは各量子スピンの大きさが(半奇整数でなく)整数の場合には、全く状況が異なりNGモードは存在せず励起にギャップがあることを主張した。^{3,4)} これがいわゆるHaldane Conjectureである。これは直ちに肯定的には受け入れられなかったようであるが、多くの研究、特に数値計算の結果、さらに決定的であったのはAKLT模型とよばれる典型的なHaldane相の可解模型⁷⁾の発見により今日ではその正当性が広く信じられるに到っている。量子ホール相の発見と並ぶ新しい量子液体相の発見である。な



図1 連続対称性の破れと考えられる励起状態。(a) 対称性の破れた基底状態の一例。(b) 別な方向に対称性の破れた基底状態。(c) 基底状態にゆっくりとした空間的に周期的な乱れを導入した状態。(d) もっとゆっくりとした乱れを導入した状態。

お、磁性体における量子液体相はスピン液体相とよばれる。

上述の励起状態に関する定性的な議論には少し論理に穴があるのである。⁶⁾ もちろん、この Haldane Conjecture は対称性の破れに伴う NG ボゾンの存在の議論と何ら矛盾するものではない。ギャップレスの NG ボゾンの存在は対称性の破れの存在を仮定して導かれた結論であったからその対偶である「ギャップがあれば連続対称性は破れていない」との主張も正しい。一方で、この Haldane 相の存在を知った上で考えると量子系の基底状態がいかなる連続対称性をも破らないとき、有限のギャップがあると期待することは自然である。しかし、ギャップレスの量子液体の存在は論理的には否定できず、ギャップレスの量子液体を追求する理論実験の多くの試みが興味深い所以でもある。^{*1}

以上、ここで紹介した量子ホール相および Haldane 相はいわば現代物性物理学の玉手箱であり、これらの相を典型例として多くの量子論的な物質相が実験的ならびに理論的に開拓され、その存在が認識されてきた。整数-分数量子ホール相、AKLT 模型に代表されるいわゆる Valence Bond Solid (VBS) 状態、ダイマー模型、近藤絶縁体、Kitaev 模型、Levin-Wen 模型等の基底状態がその例である。その過程で、トポロジカル項、分数電荷、分数統計、素粒子論のアノマリー等、物性論ではあまり使われたことのない概念が導入され物質相の理解のために用いられてきた。これらの各量子相および概念の詳しい内容にはここでは立ち入る時間はないが、量子液体/スピン液体の研究を通して物性物理学の様相が現代的に少しずつ変わってきたことを感じてもらえれば幸いである。

また、近年話題の量子スピンホール相は、スピン軌道相互作用に起因する磁場なしで実現する量子ホール相であるが、これもまた量子液体相の典型例である。^{8,9)} 通常の絶縁体と一見変わらない絶縁体相において、光電子分光にて直接観測される局在状態が表面に安定して存在することをもって(狭義の)トポロジカル絶縁体とよばれるのだが、¹⁰⁻¹²⁾ これは量子液体の理解において極めて教育的である。一見したところ、通常の絶縁体と変わらない、つまりバルクには観測にかかるような特徴的な構造がなにもないこと、これが対称性の破れを特徴としない物質相としての量子液体の最大の特徴である。更には表面の存在に伴って低エネルギーの局在状態が現れること、これは境界または不純物等の存在が、バルクには存在しなかった低エネルギー励起を誘起することを意味する。逆に、これらの事実、すなわち、バルクにギャップがあり、対称性の破れを伴わない系において、外乱等に対して安定な局在状態が境界に存在することをもってトポロジカルに非自明な量子液体相の定義とするのである。この対応関係を「バルク-エッジ対応」とよぶ、

この「バルク-エッジ対応」は歴史的には量子ホール相の研究過程で発見され確立したものであるが、^{13,14)} 近年の多くの研究の結果、より広く多様な量子液体相においても普遍的に成立する事実であることが明らかとなったものである。

歴史をたどれば、量子ホール相を分類しようとする試みは X. G. Wen によるトポロジカル秩序の提案に遡る。¹⁵⁾ 通常の相転移の理論は局所揺らぎが大域化する過程を記述するために局所場の理論を用いるが、量子ホール相などの量子液体では低エネルギー励起が存在せず局所揺らぎは重要でない。そこで、物理系が住んでいる系のトポロジカルな形状に依存する新しい秩序をトポロジカル秩序という言葉でよんだ。具体的には量子ホール相の基底状態の縮退度が系のトポロジカルな形状に依存することに着目し、その非自明な縮退(トポロジカル縮退)の存在をもってトポロジカル秩序の定義とした。分数量子ホール系の基底状態はランダウ準位の占有率 $1/q$ の場合 2 次元周期的境界条件下、すなわちトーラス上では q 重に縮退するが、球面上では縮退しない。これがトポロジカル縮退の典型例である。この事実をもって、分数量子ホール相は非自明なトポロジカル秩序を持つと考えたのである。近年の量子液体相の理論において「トポロジカル秩序」とは一つの重要なキーワードであるが、誤解を恐れずあえていえば、現代のトポロジカル秩序とは万人の納得する確定した定義が存在するものではなく未だ発展途上の未定義の概念といえよう。^{*2} Wen によれば多粒子状態を構成する粒子が踊り回るパターンがトポロジカル秩序であるとのことであるが、ここではもう少し気楽にトポロジカルな量を使って特徴付けられる物質相をトポロジカル秩序相とよぼう。以下説明する我々の近年の試みはこのいわば正体不明のトポロジカル秩序なる概念をもう少しわかりやすく、そして具体的に理解しようとするものである。

2. ベリー接続によるトポロジカルな秩序変数

2.1 成功の歴史からトポロジカルな秩序変数へ

量子液体の典型例が量子ホール相であり、その最も基本は整数量子ホール相である。2次元電子系に一樣な磁場を印加すると、系の一粒子エネルギー準位はよく知られたランダウ準位とよばれる等間隔のデルタ関数型の状態密度(ランダウ縮退)を持つものとなる。よって、多粒子系のフェルミ準位がランダウギャップ内にあるとき、系の励起には有限のエネルギーが必要である。まず、多電子系のホール伝導度 σ_{xy} に対する Niu-Thouless-Wu 流の以下の表式から議論をはじめたい。¹⁶⁻¹⁸⁾

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} C, \quad C = \frac{1}{2\pi i} \int_T F, \quad F = dA, \quad A = \langle G | dG \rangle$$

ここで 2次元系の x, y それぞれの方向に境界をまたぐとき、 $e^{i\phi^y}$ もしくは $e^{i\phi^x}$ の位相が付加される「ひねった境界条件」

^{*1} 繰り込まれたフェルミ液体がギャップレスの量子液体の具体例である。これは、フェルミ面のトポロジカルな安定性を示唆する。ただし、ギャップレスの量子液体の特徴付けは、本論が主に扱う励起エネルギー有限の量子液体相の場合よりも困難であると考えられる。

^{*2} もちろん物理としてはこの時代が楽しい。

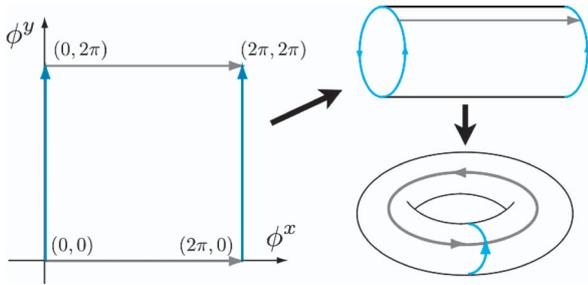


図2 2次元のひねり境界条件を記述するパラメータ空間 T^2 .

を課した場合のハミルトニアンを $H(\phi)$, $\phi = (\phi^x, \phi^y)$ と書いて、パラメータ ϕ に依存する多粒子系の固有値問題 $H(\phi)|G(\phi)\rangle = E(\phi)|G(\phi)\rangle$ を考え、その基底状態の波動関数を $|G(\phi)\rangle$ とした。以下説明するように、この表式は σ_y がトポロジカル不変量であるチャーン数 C で書けることを意味する。なお $dG = |\partial_\mu G\rangle d\phi^\mu$ はひねり境界条件 ϕ^μ を少し変えた場合の基底状態の微小変化であり ($\partial_\mu = \partial/\partial\phi^\mu$, $\mu = x, y$ で和をとる), $A = \langle G|dG\rangle$ はベリー接続とよばれる。^{*3} なお一度微分して作った A (1-形式) をもう一度微分して $F = dA$ (2-形式) とし、それをひねり境界条件を指定するパラメータ空間である2次元トーラス T^2 上で積分したものが C である。ひねり境界条件としては、 $\phi^\mu = 0, 2\pi$ を同一視するので (ϕ^x, ϕ^y) に関する2次元の面積分は図2のように境界のない2次元トーラス T^2 上の積分と考えられる。ベクトル解析的の記法で $A = \langle G|\nabla G\rangle$ とすれば、チャーン数は以下のようにも書ける。

$$C = \frac{1}{2\pi i} \int_{T^2} d\phi^x d\phi^y (\text{rot } A)_z$$

$$= \frac{1}{2\pi i} \int_{T^2} d\phi^x d\phi^y (\langle \partial_x G|\partial_y G\rangle - \langle \partial_y G|\partial_x G\rangle)$$

次節で説明するように、ベリー接続 A は本質的に電磁気学におけるベクトルポテンシャルと同じ性質を持つ。チャーン数はベクトルポテンシャルの微分、すなわち、磁場を閉曲面上で積分したものである。ディラック単磁極の量子化の議論と同様の議論ができて、チャーン数 C は整数値に量子化する。^{19, 20} 物理的には、基底状態からの励起ギャップが常に有限であれば、系に摂動が加わってもチャーン数は変化せず、整数値の断熱不変量となる。実験で観測された極めて高い精度のホール伝導度の量子化を、トポロジカル不変量の断熱不変性に帰するわけである。¹⁶⁻¹⁸ 整数量子ホール相は量子液体相の典型例であり、いかなる対称性の破れも伴わず、励起にギャップを持つ相であるが、このチャーン数というトポロジカルな量でうまく特徴付けられるのである。抽象的で数学の概念であるチャーン数が、実はホール伝導度という学生実験でもしばしば登場する物理量そのものであったのだ。

^{*3} ここでの $d\phi^\mu$ 等は微分形式の記法であるが、あとで積分することまで念頭においた微小量と思って先に進もう。ただし向きのついた面上で積分するので $d\phi^x d\phi^y = -d\phi^y d\phi^x$ と反可換であることには注意する。

この成功の歴史をふまえて、発想を逆に、一般の量子液体相、スピン液体相に対してベリー接続を作業変数として、トポロジカルな秩序変数を構成しようというのが、我々の提案の要点である。²¹⁻²³ ただし、ホール伝導度の例では、ひねり境界条件をパラメータとしてベリー接続を定義したが、一般のトポロジカルな秩序変数の構成に関しては、何を外部パラメータとするかは、個別の量子液体相に応じて個々に検討しなければならない。通常の相の理論において、何を秩序変数とするのかに対しては、一般論は無力であり個々の考察が本質的に重要であるのと同じである。その上で、一般論の意義は各論の有効性で判断されるわけである。なお、我々のベリー接続によるトポロジカルな秩序変数の具体例に関しては、次節以降でそのいくつかを述べる。

2.2 ベリー接続とゲージ構造

量子力学の教科書によれば、古典的な物理量はエルミート演算子 \mathcal{O} に対応し、状態 $|G\rangle$ での観測値は $\langle \mathcal{O} \rangle_G = \langle G|\mathcal{O}|G\rangle$ となる。よく知られているように、この観測値は、状態の位相には無関係であり、状態を $|G_g\rangle = |G\rangle g$, $g = e^{i\theta}$ (θ は実数) ととっても $\langle \mathcal{O} \rangle_{G_g} = \langle \mathcal{O} \rangle_G$ と不変である。しかし、量子論では、古典論では考えることのなかった2つの状態 $|G\rangle, |G'\rangle$ 間の量子干渉を表す重なり積分 $\langle G|G'\rangle$ も重要な物理量である。例えば、有名なアハロノフ・ボーム効果では、この種の干渉効果が直接観測されるとされている。なお、この重なり積分は $\langle G_g|G'_g\rangle = \langle G|G'\rangle e^{i(\theta' - \theta)}$, ($g' = e^{i\theta'}$) のように状態の位相にあらわに依存する。規格化された状態 $|G\rangle$ と、それを少し変化させた状態との干渉効果を表す重なり積分は $\langle G|G + \delta G\rangle = 1 + \langle G|\delta G\rangle$ と書けるので、ベリー接続 $A = \langle G|dG\rangle$ とは量子干渉を表現するものであることが、理解できよう。よって、ベリー接続は、量子干渉項なので、波動関数の位相変換に直接依存し、直接計算から、具体的に、次のように変換することとなる²⁰

$$A_g = \langle G_g|dG_g\rangle = g^{-1} A g + g^{-1} dg = A + i d\theta$$

A のこの変換則は電磁気学におけるゲージ変換と全く同じ形なので、これもゲージ変換とよばれる。一方 $d^2\theta = (\partial^2\theta/\partial x\partial y)(d\phi^x d\phi^y + d\phi^y d\phi^x) = 0$, ベクトル解析の記法では $\text{rot } \nabla\theta = 0$ であることに注意すれば $F_g = F$ であり、チャーン数に関しては $C_g = C$ となる。つまりチャーン数はゲージ不変である。

ここで、固有値問題 $H|G\rangle = E|G\rangle$ は斉次なので、固有ベクトル $|G\rangle$ の位相は、全くの任意であることに注意したい。微分を含むベリー接続の定義のためには、パラメータ空間でなめらかに波動関数の位相を定義すること、すなわち、なめらかなゲージ固定が必要である。^{18, 21, 23} 一方、一般には、このなめらかなゲージ固定を妨げる特異点が存在し、これがチャーン数、ベリー位相などの非自明なトポロジカルな量の起源となる。^{*4}

また、一般には基底状態近傍の状態は唯一とは限らず、パラメータ ϕ を変化させた際に、数本 (M 本) のエネルギー

一準位が絡まり合っていることもある。例えば、トーラス上占有率 $\nu=1/q$ の Laughlin 状態 (分数量子ホール相) においては、トポロジカル縮退に関連する $M=q$ 本が絡まり合う。このとき、個々のエネルギー準位のベリー接続は、隣接準位との準位交差点で特異となり、個々のエネルギー準位のチャーン数は well-defined でない。ただし、 M 個のエネルギー準位をまとめて考えたとき、 M 個の準位の上にエネルギーギャップが存在すれば、 M 個まとめた多重項としてのベリー接続を考えることが有効であり、まとめて構成したベリー接続に対応するチャーン数は、well-defined となる。明示的には、 M 個まとめた状態を $\psi = (|G_1\rangle, \dots, |G_M\rangle)$ と書いて、行列としてのベリー接続 (非可換ベリー接続) を

$$A = \psi^\dagger d\psi = \begin{pmatrix} \langle G_1 | dG_1 \rangle & \dots & \langle G_1 | dG_M \rangle \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle G_M | dG_1 \rangle & \dots & \langle G_M | dG_M \rangle \end{pmatrix}$$

と定義する。^{22,25,26)} M 個の多重項を状態を混合する $U(M)$ のゲージ変換 $\psi_g = \psi g$, $g \in U(M)$ に関して A は 1 成分の場合と同じく (直接計算により) $A_g = g^{-1} A g + g^{-1} dg$ と変換する。よって、非可換ゲージ理論の一般論に従って $F = dA + A^2$ と定義すれば、 F の変換則は $F_g = g^{-1} F g$ となること、直接計算からわかる。²⁷⁾ さらに、チャーン数を $C = (1/2\pi i) \int \text{Tr } F$ とすれば、これはゲージ不変であり、well-defined な量となる。このときのホール伝導度は、トポロジカル縮退に伴う規格化因子 $1/M=1/q$ を考慮に入れて $\sigma_{xy} = (e^2/h) (C/q)$ となる。これが分数量子ホール系のホール伝導度に関する Niu-Thouless-Wu 公式である。¹⁶⁾

以上、非可換ベリー接続としての非可換ゲージ場を基底状態近傍の多重項構造から導入したが、非可換ゲージ場を考えることには、もう一つの大きな御利益がある。グラフェンの量子ホール効果においては、負エネルギーのディラックの海がつくる多数のランダウ準位を考えなければならず、^{28,29)} 物理的に重要なフェルミ準位がゼロ近くの系において、ホール伝導度を考察するためには、フェルミ準位以下に極めて多数のランダウ準位が存在する場合を扱わなければならない。また、ランダム系における数値計算でも単位胞の増大に伴い、多数のランダウ準位を同時に考察することが必要となる。³⁰⁾ このように、フェルミ準位以下に多数の粒子エネルギー準位がある場合、上記の非可換ゲージ場を用いる形式は極めて有効となる。整数量子ホール相は自由粒子からなる多電子系であるから、多電子系の基底状態は、フェルミ準位以下の一粒子状態 (ランダウ準位) をフェルミ準位まで詰めることで構成される。このとき、多電子系のベリー接続 A は、フェルミ準位以下の一粒子状態を全てまとめた一粒子多重項 $\psi = (|1\rangle, \dots, |M\rangle)$ を用い

て $A = \text{Tr } a$, $a = \psi^\dagger d\psi$ となる。よって、多電子系のチャーン数は $C = (1/2\pi i) \int_{T_2} \text{Tr } a$ となるが、これはフェルミ準位以下の一粒子状態を混合するユニタリ変換 (ゲージ変換) に対して不変であり、一粒子状態の準位交差に関して、何ら特異性を持たない。さらに、一粒子状態 j ごとのベリー接続を $a_j = \langle j | d | j \rangle$ とし、一粒子状態のチャーン数を $C_j = (1/2\pi i) \int da_j$ と書けば、 $C = \sum_j C_j$ となる (フェルミ準位以下の一粒子状態に関して和をとる)。整数量子ホール相のチャーン数はフェルミ準位以下の一粒子状態のチャーン数の総和で与えられるのである。これがホール伝導度のトポロジカルな意味をはじめて明らかにした歴史的な TKNN 公式とよばれる基本公式である。^{17),*5)} また、非可換ベリー接続による表式からは、チャーン数に関する総和則も自明となる。最後に、具体的なチャーン数の数値計算を行う際には、格子ゲージ理論で開発された位相不変量の計算法を用いることが、決定的に重要であることも指摘しておこう。³¹⁾

2.3 対称性が保護する量子化

ベリー接続によるチャーン数は励起にギャップさえ存在すれば必ず整数となり断熱不変量となる。ただしパラメータ空間は 2 次元であることが必要であり、拡張して第 n チャーン数を考えても、パラメータ空間は必ず偶数次元である。では、最も簡単な 1 次元の (より広くは奇数次の) パラメータ空間からトポロジカルな秩序変数は作れないのだろうか? もちろん、その候補は最も基本的なベリー位相

$$i\gamma = \int_L A$$

である。²⁰⁾ また高次のベリー位相も、電気磁気分極およびトポロジカル絶縁体等の議論では重要である。^{9,32,24)} ここで L はパラメータ空間の閉曲線である。以下、このベリー位相 γ を大域的なゲージ固定の下で計算することとする (脚注 4 に注意)。量子干渉効果である A は状態の位相に直接依存するので、ゲージ依存量であり、ゲージ変換の下での変換則は $i\gamma_g = i\gamma + i \int d\theta$ となり、ベリー位相も $\int d\theta$ だけ、ゲージ変換で変化する。しかしこのゲージ依存部分は、ゲージの大域性から位相因子 $g = e^{i\theta}$ がパラメータ空間で一価と考えられるので、 $\int d\theta$ は、常に 2π の整数倍となる。これはベリーによる断熱過程の解析で現れる位相変化 $e^{i\gamma}$ の一意性とも整合的である。つまり、ベリー位相はゲージ依存であるが 2π の整数倍の不定性を無視すれば確定するのである。これを $\gamma_g \equiv \gamma, (\text{mod } 2\pi)$ と書こう。²³⁾

チャーン数と異なりベリー位相は 2π を法としても、一般には量子化せず、任意の実数値をとる。量子化しなければ、系の連続変形に伴い、その値も連続に変化するから、トポロジカル安定性を持たず断熱不変量にもなり得ない。しかし、興味ある多くの物理系は完全に任意ではなく、時間反転対称性のような何らかの対称性を持つことが多い。

*4 この特異点はある重なり積分 η がゼロとなることで指定され、 $\text{Re } \eta = \text{Im } \eta = 0$ から定まる (余次元が 2)。よって、特異点は、2 次元のパラメータ空間では点、3 次元のパラメータ空間では曲線 (ディラック・ストリング) となる。そのため、2 次元のパラメータ空間上では 1 次元積分で定まるベリー位相は、大域的なゲージにより計算可能であるが、2 次元積分が必要なチャーン数は、一般には大域的なゲージでは計算できない。^{18,19,21,24)}

*5 ひねった境界条件に関する積分は本質的にブリルアンゾーン積分に還元できる。

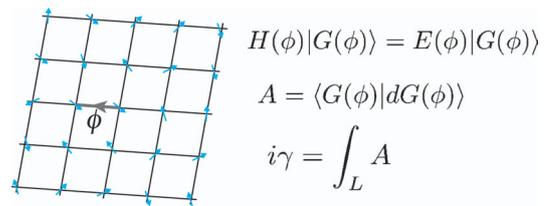
そこで系がある対称操作の下で不変であることを要求するとベリー位相は離散的な値に量子化する場合がある。これが、対称性が保護するベリー位相の量子化である。^{23,24)} 以下、一つの例として時間反転対称な場合を考察しよう。一般には、クラマース縮退する場合も重要であるが、^{9,24)} ここではスピンの数が偶数の縮退のない場合を考えよう。よって系が時間反転操作 Θ の下で不変であれば唯一の基底状態 $|G\rangle$ に時間反転操作を行った $|G_0\rangle = \Theta|G\rangle$ もまた基底状態であるはずなので位相の自由度を考えて $g \in U(1)$ として $|G_0\rangle = |G\rangle g$ と書ける。一方時間反転操作 Θ は、複素共役演算を含む反ユニタリ演算であることから $|G\rangle$ と $|G_0\rangle$ のそれぞれが定義するベリー位相は符号が逆転する。よって $\gamma_G \equiv \gamma_{G_0} = -\gamma_G \pmod{2\pi}$ 、これから $\gamma_G = 0, \pi$ となり、時間反転対称な系のベリー位相は、2つの異なる値しか取り得ない。これがベリー位相の Z_2 量子化であり、この量子化したベリー位相を Z_2 ベリー位相とよぼう。

大成功の歴史に裏付けられた対称性の破れの概念が使えない系として、量子液体相を特徴付けたにもかかわらず、対称性は再び物理を強く拘束し量子化という興味深い構造をもたらすのである。我々の物理は、かくも対称性に深く関わり、対称性はどこまでも我々の物理を豊かにするものであることに驚く。次節では、断熱不変量である Z_2 ベリー位相がトポロジカル秩序変数として、如何に有用であり、どのように量子液体相を区別するのかを、具体例に即して説明したい。

2.4 シングレット対が運ぶ Z_2 ベリー位相

高温超伝導体の理論は、物質の発見以来、20年たってもまだ結論に至らない難問であるが、AndersonのいわゆるRVB理論によれば、ホールをドープした反強磁性体において重要なのは、個々のスピンではなくシングレット対であるとする。系の基底状態を個々のスピンから考えることをやめ、シングレット対の組み替えを多数考え、その重ね合わせにより波動関数を構成しようとする。個々のスピンを基本的な構成単位とするのをやめて、シングレット対という簡単ではあるが量子的な構造を議論の出発点とするのである。このとき、系のスピン励起はシングレット対の局所的な破壊に伴うシングレット-トリプレット励起からなりこの相はスピンギャップ有限のスピン液体となる。よって、この系を記述するには、局在した量子的な構造物としてのシングレット対を秩序変数とするのが適切であろう。では、どうやってシングレット対を特徴付けたら良いのであろうか？ シングレット対はその名の通りスピンゼロであるから外部磁場には反応しない。ないものは見えないわけである。しかし、その一方でシングレット対は、以下示すように Z_2 ベリー位相 $\gamma = \pi$ を運ぶ。つまりスピンを持たないシングレット対がベリー位相で見ると見えるのである。

まず、スピン $1/2$ の2つのスピンを記述するハミルトニアン $H = 2\mathbf{S}_A \cdot \mathbf{S}_B$ を考えよう。この系の基底状態はシングレ



$$H(\phi)|G(\phi)\rangle = E(\phi)|G(\phi)\rangle$$

$$A = \langle G(\phi)|dG(\phi)\rangle$$

$$i\gamma = \int_L A$$

図3 特定のリンクの相互作用を ϕ だけひねることで周期的パラメータに依存する多スピン系のハミルトニアン $H(\phi)$ を導入し、基底状態の波動関数 $|\phi\rangle$ が作るベリー位相 γ をトポロジカルな秩序変数とする。

ット対 $(|\uparrow_A \downarrow_B\rangle - |\downarrow_A \uparrow_B\rangle)/\sqrt{2}$ である。次にBサイトのみスピン空間で z 軸周りに角度 ϕ だけ回転してひねったハミルトニアン $H(\phi)$ を考えよう。

$$H(\phi) = (S_A^x, S_A^y, S_A^z) \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \\ 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_B^x \\ S_B^y \\ S_B^z \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2} (e^{-i\phi} S_A^+ S_B^- + e^{+i\phi} S_A^- S_B^+) + S_A^z S_B^z$$

この系の基底状態は $|\phi\rangle$ は適当に位相をとって、例えば $|\phi\rangle = (|\uparrow_A \downarrow_B\rangle e^{-i\phi/2} - |\downarrow_A \uparrow_B\rangle e^{i\phi/2})/\sqrt{2}$ となる。この「適当に」とった位相を正しく確定する過程がゲージ固定である。^{*6}

このゲージ固定の過程を、少し丁寧に書いてみよう。 $|\phi\rangle$ は位相の不定性を持つが、基底状態への射影演算子 $P = |\phi\rangle\langle\phi|$ はゲージによらず一意である。次にゲージ固定のために用いる任意の状態を例えば $|1\rangle = |\uparrow_A \downarrow_B\rangle$ と選び、これを用いてゲージ固定された基底状態の波動関数を次のようにとる。

$$|\phi\rangle_1 = P|1\rangle/\sqrt{N_1} = (|\uparrow_A \downarrow_B\rangle - |\downarrow_A \uparrow_B\rangle e^{i\phi})/\sqrt{2}$$

ここで $N_1 = \langle 1|P|1\rangle = 1/2$ は規格化定数である。

時間反転操作に関してスピンは奇であるから、スピンの2次式で与えられるハミルトニアン $H(\phi)$ は時間反転不変である。よって、この系のベリー位相は Z_2 に量子化されるはずである。実際、ここでゲージ固定した波動関数を使って、ベリー位相を計算すれば $\gamma = -i \int_0^{2\pi} \langle \phi|d|\phi\rangle_1 d\phi = \pi$ となる。すなわちシングレット対は Z_2 ベリー位相 π を運ぶのである。

一般の多スピン系に対しては、図3のように局所的なスピンひねり加えたハミルトニアンに対して、多スピン系の基底状態の波動関数を使ってベリー接続を定義する。時間反転に対してスピン演算子は $\mathbf{S}_i \rightarrow -\mathbf{S}_i$ と奇に変換するから、スピン系のハミルトニアンがスピン演算子について2次、例えばハイゼンベルグスピン系であれば、系のフラストレーションの有無によらず時間反転対称となる。よって対称性が保護するベリー位相は励起ギャップが有限である限り Z_2 に量子化し、この Z_2 ベリー位相をひねった場所に割り

^{*6} この $|\phi\rangle$ を用いて定義にしたがってベリー位相 γ を計算すれば、 $\gamma = 0$ となるが、これは正しくない。この $|\phi\rangle$ は $|\phi = 0\rangle \neq |\phi = 2\pi\rangle$ であり、局所的には波動関数として用いられるが、パラメータ空間における一価性を満たさないから大域的にこの形を用いることはできない。本文で大域的にゲージ固定した波動関数は $|\phi = 0\rangle_1 = |\phi = 2\pi\rangle_1$ と一価である。

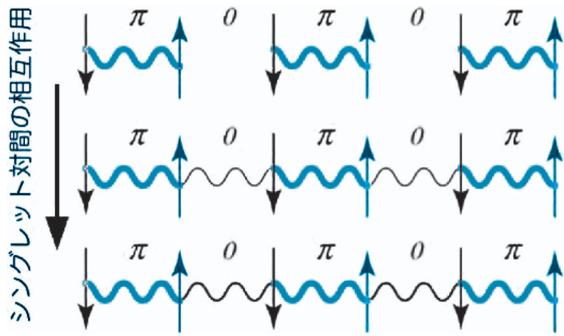


図4 Z_2 ベリー位相のトポロジカル安定性を示す思考実験。(フルカラー口絵参照。)

当てることで、局所的なトポロジカルな秩序変数の定義とする。これを、局所的な Z_2 秩序変数とよぼう。ひねりを加える場所を変え Z_2 ベリー位相の計算を繰り返すことで、全ての相互作用リンクに、この Z_2 秩序変数を割り当てるのである。なお量子ホール系の場合は、境界条件という大域的なパラメタに対するベリー接続がチェーン数という大域的なトポロジカル秩序変数を定義し、これが系を特徴付けたと考えるのである。²²⁾

この局所 Z_2 秩序変数の多スピン系での物理的意義を例を用いて説明しよう。まず思考実験としてシングレット対を図4のように鎖状に並べ、次に孤立したシングレット対間に交換相互作用を徐々に導入することを考える。シングレット対の間の相互作用が完全に切れているときには、シングレット対のある場所の Z_2 秩序変数は(2スピン系のベリー位相そのものだから) π である。一方、切れているところをひねって作ったベリー位相は(切れてるのだからひねっても何の影響も受けないから)0である。つまり、多スピン系の波動関数が定義する Z_2 秩序変数は $\pi, 0, \pi, 0, \dots$ となる。このベリー位相は、常に量子化しているからシングレット対間の相互作用を徐々に増加させてもエネルギーギャップが閉じない限り変化し得ず、 Z_2 秩序変数のパターンも不変である。さらに、無限小の結合で有限のエネルギーギャップがつぶれることはないから、相図上少なくとも有限の領域において $0, \pi, 0, \pi, \dots$ といった交代的な Z_2 秩序変数がダイマー状態を特徴付けることになる。また、反強磁性-強磁性といった空間的に符号が変化する交換相互作用の場合にも数値計算の結果によれば、ギャップがつぶれない限りシングレット対の Z_2 秩序変数は π 、それ以外の強磁性的なリンクの Z_2 秩序変数は0となる。³³⁾

この模型の強磁性相互作用に関する強結合極限は、Hidaの研究にあるようにスピン1のハイゼンベルグ鎖となるので、³⁴⁾ Haldane相は一様で並進対称な Z_2 秩序変数 π で記述されることになる(図5)。次に、少し拡張した $S=1$ の次のハミルトニアン $H=J\sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + D\sum_i \mathbf{S}_i^2$ を考えると、その基底状態は $D \approx 0$ のとき、Haldane相であり $D \gg J > 0$ であれば、各サイトのスピン状態が本質的に $\mathbf{S}_i^z = 0$ の積で与えられるLarge D相が基底状態となることが知られている。

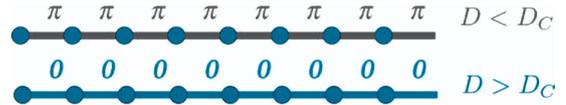


図5 $S=1$ のハイゼンベルグ鎖におけるベリー位相によるトポロジカルな Z_2 秩序変数。 $D=D_C$ は量子臨界点。(フルカラー口絵参照。)

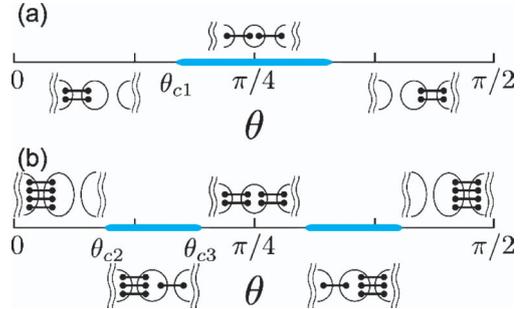


図6 整数スピン鎖における、逐次ダイマリゼーション転移の Z_2 秩序変数による相図。(a) $S=1$, 14サイト。(b) $S=2$, 10サイト。ともに周期的境界条件を課した。³⁵⁾ 青線は Z_2 ベリー位相が並進対称で π の相。

この系での Z_2 秩序変数の数値計算によれば、このLarge D相においては Z_2 秩序変数は至る所ゼロとなる。^{23, 33, 35)} すなわち、この Z_2 秩序変数はHaldane相-Large D相間の量子相転移を記述するトポロジカルな秩序変数である(図5)。また、整数スピン鎖においては交代鎖における交換相互作用の比を変化させることによりダイマリゼーションに関する逐次型の量子相転移がおきることが予言されているが、^{36, 37)} 実際の $S=1, 2$ の整数スピン鎖において、 Z_2 秩序変数の数値計算を行うと、図6にあるような相図が得られる。ここで、整数スピン鎖では Z_2 秩序変数は常に並進対称であることに注意し、³⁵⁾ 一次元鎖のハミルトニアンを $H=J_e \sum_{i \text{ even}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + J_o \sum_{i \text{ odd}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1}$ と書き $J_e = \cos \theta$, $J_o = \sin \theta$ として $\theta: 0 \rightarrow \pi/2$ に対して Z_2 秩序変数が π となる相を青で示した。この図から見て取れるように、この Z_2 秩序変数はダイマリゼーション逐次転移を明確に記述するのである。なお、図に併記した概念図はHaldane相に対するAKLT模型⁷⁾の拡張として、整数スピンを複数の $S=1/2$ スピン間のフント結合により表現し、反強磁性結合を複数のシングレット対により概念的に示したものである。反強磁性結合が強いほど多くのシングレット対がそのボンドに多く存在すると仮定した。この表現によれば、シングレット対一つあたり Z_2 ベリー位相 π を運ぶと考えると、全体の相図が整合的に理解できる($2\pi \equiv 0$ とする)。³⁵⁾ さらに、AKLT模型を拡張した1次元の可解模型においては Z_2 秩序変数は解析的に計算可能であり、その結果もまた、シングレット対あたりのベリー位相の値が π となる解釈と整合する。³⁵⁾ この結果は整数スピン鎖においても、物理的にはスピン1/2の分数スピンがつくるシングレット対が重要であることを示唆しており、その意味で Z_2 秩序変数は整数スピン鎖における分数化を記述することになる。なお、この

我々の Z_2 秩序変数による分類は、最近の他の手法による 1 次元系の研究とも関連が深い。³⁸⁻⁴⁰⁾

ここでは、一次元整数スピン鎖を例にとり、トポロジカルな Z_2 秩序変数の有効性を紹介したが、基底状態が唯一に確定し励起ギャップが有限である限り、次元によらず、この Z_2 秩序変数は定義可能である。ただし、何を周期的パラメータとして Z_2 ベリー位相 (Z_2 秩序変数) を定義するかは、前にも述べたように、各論の問題であり、問題に応じて適切に設定する必要がある。具体的には、2次元ランダムホッピング系,^{23,33)} 2次元VBS固体相^{23,33)} 1次元 t - J 模型,⁴¹⁾ はしごスピン鎖,^{33,42,43)} 2次元直交ダイマー系,⁴⁴⁾ 超伝導における BEC-BCS クロスオーバー現象,⁴⁵⁾ 等に関して Z_2 秩序変数の計算が行われ、その相分類における有効性が確認されている。なお、計算には有限系の対角化が必要であるが、 Z_2 ベリー位相等の量子化する物理量を計算する際には、ギャップの存在に確証が持てる程度の大きさまで計算すればよく、無限体積極限への外挿等は不要で、数値的には極めて確定しやすい。また、相互作用を断熱的に導入するとき、絶縁相の励起ギャップは安定と考えられるから、自由フェルミ粒子系に対して得られたトポロジカル秩序変数は、電子相関の存在下でも、相互作用が弱い限り有限の相互作用の値まで不変である。これは整数量子ホール相の相互作用に対する安定性の根拠でもある。例えば、最近ある種の d 次元フェルミ粒子系に対してベリー位相の量子化を保護する対称性を時間反転対称性以外に拡張することにより Z_Q ($Q=d+1$) ベリー位相によるトポロジカルな秩序変数、すなわち $\gamma=2\pi n/Q$, $n=0, 1, 2, \dots, Q-1$, (mod 2π) が、定義されたが、⁴⁶⁾ その結果は、相互作用の存在下においても弱結合である限り不変である。なお、この系は 2次元カゴメ格子ならびに 3次元パイロクロア格子上の電子系を含み、励起ギャップ有限のフラストレートした電子系の典型例である。この Z_Q 秩序変数はフラストレートした電子系における一般化したダイマリゼーション転移をトポロジカルに記述するものである。

3. バルク-エッジ対応

前節では、量子ホール相ならびに励起ギャップが有限の量子液体の幾つかの例に対して、 Z_2 ベリー接続によるトポロジカルな秩序変数の相分類に関する有効性を紹介した。一方、現実の問題としては、この Z_2 ベリー位相によるトポロジカルな秩序変数の実験的な観測は、量子論的な多体の波動関数の位相の制御が必要であり、可能ではあるものの、多粒子系の量子計算と同様の困難さがあると推測される。では、トポロジカル相に関する実験的に観測しやすい、もっと直接的な物理量はないのであろうか？

はじめに紹介した量子ホール相、トポロジカル絶縁体での例を思い出せば、系に境界があるときに、はじめて現れたエッジ状態の存在そのものをもって、トポロジカルな相は特徴付けられていると考えればよいのである。バルクな

量子液体相にはギャップがあり低エネルギー励起は存在しない。いわば打てども響かずというわけで、バルクな系は、外界からの微小な摂動には応答しない。一方、境界や不純物など、バルクな系に対して、構造としての外乱が存在すると、その外乱の近傍に、エッジ状態とよばれる特徴的な低エネルギー励起が生まれ、それがトポロジカルな相を特徴付けるのである。この相互関係が「バルク-エッジ対応」である。この対応は量子ホール相における厳密な関係の発見に基づき^{13,14)} トポロジカル絶縁体等、種々の具体的な物理系での整合性等を基礎にその有効性が帰納的に理解されて来たものである。熱力学的極限の下で、示量的な物理量を主たる考察の対象とする通常の相の理論では、バルクと比して次元の低い境界近傍の寄与は、常に見捨てることができることを思い起こすとき、トポロジカルな量子液体相では、境界の物理においてのみ特徴が現れることは、示唆的である。バルクな系における多体問題の励起ギャップを、トポロジカルな真空と考えると、境界の存在や不純物等によりギャップ内に生まれる局所的な低エネルギー励起 (エッジ状態) は、ある種の粒子である。この粒子が真空を特徴付け、その一方で、真空がそこに生まれる粒子の特性を規定するのである。これが「バルク-エッジ対応」の物理的内容である。^{*7} 励起ギャップ有限の真空は実験的に記述するのが困難であるが、粒子、すなわち、エッジ状態は実験的に検出可能である。バルク-エッジ対応に従うエッジ状態はバルクの非自明な構造を反映する観測可能なトポロジカルな秩序変数である。最初にも紹介したが、近年話題の 3次元のトポロジカル絶縁体の研究においては、その表面状態を作る 2次元の質量のないディラック粒子を確認することで、3次元相がトポロジカルに非自明であるとするわけで、まさに現代的なバルク-エッジ対応の有用な使い方といえよう。^{*8}

ここでは、古きを訪ねて新しきを知るの例のごとく、バルク-エッジ対応の成立が厳密に示せる量子ホール相での議論を紹介し、一般のバルク-エッジ対応の理解の助けとしたい。古典的には、一様磁場下の荷電粒子は円運動するが、バルクな系では隣接する円運動からの電流は打ち消され、境界でのみ一方に電流が流れる。この一方の電流を作る状態を量子化したものがエッジ状態であり、そのエネルギーはランダウギャップ内に存在する。整数量子ホール効果の原理的な理解は Laughlin による図 7 のようなシリンドラ上でのゲージ変換の議論にはじまるが、⁴⁷⁾ Halperin は Laughlin の議論におけるエッジ状態の物理的な意義を明らかにした。⁴⁸⁾

一方、トポロジカルな観点からは、前節でバルクのホール伝導度に関するホール伝導度のチャーン数による表式を

^{*7} 次元の異なるところからみて新しい観点が得られるわけで、いわゆる holographic principle との類似性も指摘しておこう。

^{*8} 格子ゲージ理論における Domain wall fermion の 3次元での対応物をトポロジカル絶縁体では実験的に観測しているのである。

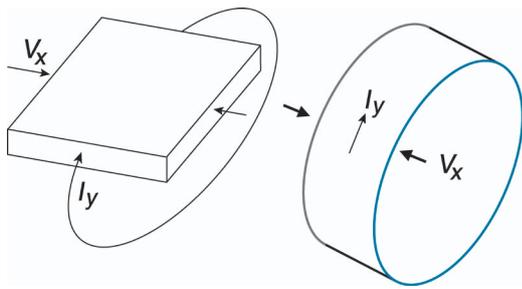


図7 2次元電子系とLaughlinの議論の舞台であるシリンダー。

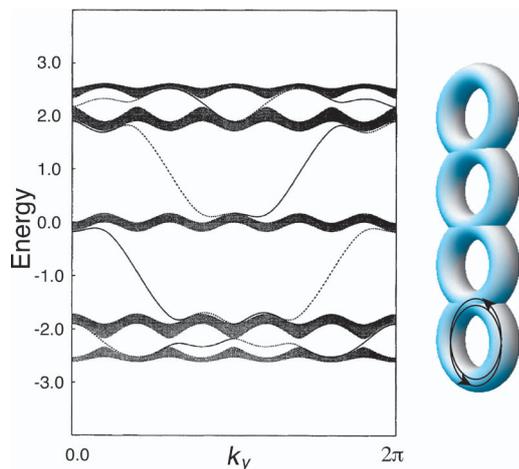


図8 エッジ状態とその複素エネルギー面の概念図。左図における網掛部分がランダウ準位に対応するエネルギーバンドであり、実線もしくは破線はエッジ状態のエネルギーである(実線がシリンダー上左端に局在、破線が右端に局在)。右図は、各 k_y ごとの複素エネルギー面である浮き輪である。その穴の数はエネルギーギャップの数に等しく、破線または実線であるエッジ状態のエネルギーは、浮き輪上で定義されるプロット関数のギャップ内でのゼロ点に対応する。シリンダー方向の波数 k_y を0から 2π まで変化させることで、浮き輪上で、エッジ状態のエネルギーはギャップに対応する「穴」の周りで閉曲線を作る。Laughlinの議論によれば、フェルミ準位が存在するギャップ周りのこの閉曲線の回転数がホール伝導度となる。¹³⁾例えば、図の下から第一番目のギャップにフェルミ準位がある場合、エッジ状態のエネルギーは、最低エネルギーのギャップに対応する穴の周りを2回回転し、ホール伝導度は、向きも考えて $2(e^2/h)$ となる。

紹介したが、実は、このエッジ状態によるホール伝導度に対しても全く異なるトポロジカルな表式を与えることができる。¹³⁾ここでは、詳細は紹介する余裕がないが、その概要をここで述べよう。2次元格子上の電子系に一様磁場を印加した際の電子状態を明らかとすることはHofstadterの問題とよばれるが、これをシリンダー上で考えるとき「バルク-エッジ対応」が厳密に導かれる。まずシリンダーの円周方向の波数 k_y ごとに2次元系を分解することで、系を波数 k_y をパラメータとする1次元系の集合と見なす。格子あたりの磁束が、磁束単位で p/q (p, q は互いに素な整数)であるとき、波数をパラメータとして指定される1次元系は、周期 q を持つ。よって、ブロッホの定理によりエネルギーバンドはランダウ準位に対応する q 個に分裂する。なお、バンドギャップはエネルギーバンドの総数より1少ない $g=q-1$ 個ある。適切な境界条件の下で考えると k_y ごとの1次元系の束縛状態、すなわちエッジ状態は、各波数ごとにバンドギャップの中の一つだけ、そして必ず一つは存

在することが示せる。

例として、図8に波数 k_y ごとの1次元系のエネルギーバンドを網掛の領域で示し、ギャップ内のエッジ状態のエネルギーを実線もしくは破線で示した。一般に、束縛状態(エッジ状態)と散乱状態(バルクのブロッホ状態)を统一的に議論するためには、複素エネルギーを導入することが有用である。^{*9)}このHofstadterの問題の複素エネルギー面は、ギャップの数 g を種数とするリーマン面(穴が g 個あいた浮き輪)であり、エッジ状態のエネルギーは、この複素エネルギー面上のプロット関数の零点で与えられる。ここで考える一次元系が、波数 k_y に関して周期的であることに注意すれば、波数を k_y を0から 2π まで変化させるとき、この g 人乗りの浮き輪上にギャップの数だけあるエッジ状態を指定する零点は、閉曲線をつくり、 g 個の穴の周りを、それぞれ、 I_j 回まわることになる($j=1, \dots, g$)。ここで複素エネルギー面上の位置が、エッジ状態が波動関数が左右いずれの境界に局在しているかを表現することに注意してLaughlinの議論を用いるとフェルミエネルギーが下から j 番目のエネルギーギャップにあるときのホール伝導度は以下のようなになる¹³⁾

$$\sigma_{xy}^{\text{edge}} = \frac{e^2}{h} I_j$$

つまり、複素エネルギー面上でエッジ状態がつくる閉曲線の「穴」の周りの回転数 I_j が、物理的には e^2/h を単位としてのホール伝導度を与えるのである。この回転数はギャップがつぶれない限りトポロジカルに不変である。

続いて、少し丁寧な議論をすれば、エッジ状態によるトポロジカル数 I_j とバルクのトポロジカル数であるチャーン数の間に次のような明示的な関係があることを示すことができる。¹⁴⁾具体的には j 番目のランダウ準位に対応するエネルギーバンドのチャーン数を C_j として

$$C_j = I_j - I_{j-1} : \text{バルク-エッジ対応}$$

となる($I_0=0$)。

物理的には、エッジ状態がバルクのエネルギーバンドと縮退するとき、バリー接続のゲージ固定を妨げる特異点となり、これがバルクのホール伝導度を与える非自明なチャーン数に寄与するのである。よって、量子ホール系においては、バルクの物理が境界周りに誘起される局在したエッジ状態の振る舞いを規定し、逆に、エッジ状態の物理は、トポロジカルに非自明なバルクの電子状態を支配する。これが、量子ホール相におけるバルク-エッジ対応である。トポロジカルに非自明な系においては、バルクとエッジは独立ではあり得ず、相互に規定しあう。量子ホール相では、このバルクエッジ対応が、2種類のトポロジカル数の間の関係として明示的に書き下せるのである。

*9) 量子力学において正のエネルギーを持つ平面波(散乱状態)を考え、そのエネルギーを複素平面上の実軸負の領域まで解析接続することで束縛状態を議論することの一般化である。

ここで、「バルク-エッジ対応」で解釈可能な非自明な局在状態の存在する量子液体相をもって広義のトポロジカル絶縁体とよぶことにしよう。このように視点を広げることで、量子ホール相の他に非常に多種多様な量子液体相をトポロジカル絶縁体として、普遍的な観点から議論することが可能となる。紙面に余裕がないので、ここでは「バルク-エッジ対応」の観点から理解することができる種々の局在状態の例を列挙して、この節を終わろう。

- ・異方的超伝導体の Andreev 局在状態と Majorana fermion.^{8, 9, 49-52), *10}
- ・ポリアセチレンのソリトン.⁵³⁾
- ・グラフェン Zigzag 端の藤田状態.^{54, 51)}
- ・フォトニック結晶におけるカイラルな局在モード.⁵⁵⁻⁵⁷⁾
- ・冷却原子系における人工擬似磁場とエッジ状態.^{58, 59)}
- ・半導体における分極と表面電荷.^{60, 61)}
- ・Haldane 系における不純物状態としてのエッジ状態^{62, 63)} ならびにエンタングルメントエントロピー.^{35, 64)}

これらの例からバルク-エッジ対応の普遍性の一端を感じていただければ幸いである。

4. おわりに

以上、「ベリー-接続を用いたトポロジカルな断熱不変量」と「バルク-エッジ対応」という2つの新しい道具を用いて、対称性の破れを伴わない量子液体相を理解しようという、我々の試みを本解説では紹介してきた。多電子系がつくるベリー-接続のゲージ構造は量子液体相のトポロジカルに非自明な構造を記述する。一方、バルク-エッジ対応とは、一種の積分定理であり、微積分学の基本定理 $\int_a^b dx f(x) = F(b) - F(a)$, $F'(x) = f(x)$ の量子液体相での類似物である。定積分がバルクの物理量であり、境界値がエッジ状態である。バルクのトポロジカルな性質(積分値)は多電子系の状態(関数)の微細な振る舞いには依存せずエッジ状態(境界値)のみで定まるのである。

近年「トポロジカル」という少々きわどいキーワードもいつのまにか物性物理においてかなりの市民権を得てきたようである。紙面も尽きたのでトポロジカルな物性論の今後の大発展を期待しつつ、ここで筆をおきたい。

最後に青木秀夫, X.-G. Wen, 丸山 勲, 桂 法称, 福井隆裕, 河原林透, 新井正男ならびに多くの共同研究者の方々には、関連の話題をいろいろご議論いただいたことにここに感謝したい。

参考文献

- 1) K. V. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper: Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 494.
- 2) R. B. Laughlin: Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 1395.
- 3) F. D. M. Haldane: Phys. Lett. A **93** (1983) 464.
- 4) 勝又統一, 田崎晴明: 『物理学論文選集 8; Haldane Gap-スピン系にお

- けるマクロな量子現象』(日本物理学会, 1997).
- 5) E. H. Lieb, T. D. Schultz and D. C. Mattis: Ann. Phys. (N.Y.) **16** (1961) 407.
 - 6) I. Affleck and E. H. Lieb: Lett. Math. Phys. **12** (1986) 57.
 - 7) I. Affleck, T. Kennedy, E. H. Lieb and H. Tasaki: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 799.
 - 8) M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045.
 - 9) X.-L. Qi and S.-C. Zhang: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057.
 - 10) D. Hsieh, *et al.*: Science **323** (2009) 919.
 - 11) A. Nishide, *et al.*: Phys. Rev. B **81** (2010) 041309.
 - 12) K. Kuroda, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 076802.
 - 13) Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **48** (1993) 11851.
 - 14) Y. Hatsugai: Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 3697.
 - 15) X. G. Wen: Phys. Rev. B **40** (1989) 7387.
 - 16) Q. Niu, D. J. Thouless and Y. S. Wu: Phys. Rev. B **31** (1985) 3372.
 - 17) D. J. Thouless, M. Kohmoto, P. Nightingale and M. den Nijs: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 405.
 - 18) M. Kohmoto: Ann. Phys. (N.Y.) **160** (1985) 355.
 - 19) T. T. Wu and C. N. Yang: Phys. Rev. D **12** (1975) 3845.
 - 20) M. V. Berry: Proc. R. Soc. A **392** (1984) 45.
 - 21) Y. Hatsugai: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 2604.
 - 22) Y. Hatsugai: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 1374.
 - 23) Y. Hatsugai: J. Phys. Soc. Jpn. **75** (2006) 123601.
 - 24) Y. Hatsugai: New J. Phys. **12** (2010) 065004.
 - 25) F. Wilczek and A. Zee: Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 2111.
 - 26) Y. Hatsugai, S. Ryu and M. Kohmoto: Phys. Rev. B **70** (2004) 054502.
 - 27) T. Eguchi, P. B. Gilkey and A. J. Hanson: Phys. Rep. **66** (1980) 213.
 - 28) Y. Hatsugai, T. Fukui and H. Aoki: Phys. Rev. B **74** (2006) 205414.
 - 29) M. Arai and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **79** (2009) 075429.
 - 30) T. Kawarabayashi, Y. Hatsugai and H. Aoki: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 156804.
 - 31) T. Fukui, Y. Hatsugai and H. Suzuki: J. Phys. Soc. Jpn. **74** (2005) 1674.
 - 32) A. M. Essin, J. E. Moore and D. Vanderbilt: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 146805.
 - 33) Y. Hatsugai: J. Phys. Condens. Matter **19** (2007) 145209.
 - 34) K. Hida: Phys. Rev. B **45** (1992) 2207.
 - 35) T. Hirano, H. Katsura and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **77** (2008) 094431; *ibid.* **78** (2008) 054431.
 - 36) I. Affleck and F. D. M. Haldane: Phys. Rev. B **36** (1987) 5291.
 - 37) M. Oshikawa: J. Phys. Condens. Matter **4** (1992) 7469.
 - 38) X. Chen, Z.-C. Gu and X.-G. Wen: Phys. Rev. B **83** (2011) 035107.
 - 39) L. Fidkowski and A. Kitaev: Phys. Rev. B **83** (2011) 075103.
 - 40) F. Pollmann, E. Berg, A. M. Turner and M. Oshikawa: Phys. Rev. B **85** (2012) 075125.
 - 41) I. Maruyama and Y. Hatsugai: J. Phys. Soc. Jpn. **76** (2007) 113601.
 - 42) I. Maruyama, T. Hirano and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **79** (2009) 115107.
 - 43) M. Arikawa, S. Tanaya, I. Maruyama and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **79** (2009) 205107.
 - 44) I. Maruyama, S. Tanaya, M. Arikawa and Y. Hatsugai: J. Phys. Conf. Ser. **320** (2011) 012019.
 - 45) M. Arikawa, I. Maruyama and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **82** (2010) 073105.
 - 46) Y. Hatsugai and I. Maruyama: EPL **95** (2011) 20003.
 - 47) R. B. Laughlin: Phys. Rev. B **23** (1981) 5632.
 - 48) B. I. Halperin: Phys. Rev. B **25** (1982) 2185.
 - 49) C. Hu: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1526.
 - 50) Y. Tanaka and S. Kashiwaya: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3451.
 - 51) S. Ryu and Y. Hatsugai: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 077002.
 - 52) Y. Tanaka, M. Sato and N. Nagaosa: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 011013.
 - 53) W. P. Su, J. R. Schrieffer and A. J. Heeger: Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1698.
 - 54) M. Fujita, K. Wakabayashi, K. Nakada and K. Kusakabe: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 1920.
 - 55) Z. Wang, J. D. Joannopoulos, Y. D. Chong and M. Soljacic: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 013905.
 - 56) F. D. M. Haldane and S. Raghu: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 013904.
 - 57) M. Hafeez, E. A. Demler, M. D. Lukin and J. M. Taylor: Nature Phys. **7** (2011) 907.
 - 58) V. W. Scarola and S. D. Sarma: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 210403.
 - 59) N. Goldman, J. Beugnon and F. Gerbier: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 255303.

*10 超伝導相を広義とはいえず絶縁体に分類することはお許し願いたい。

- 60) R. D. King-Smith and D. Vanderbilt: Phys. Rev. B **47** (1993) 1651.
 61) R. Resta: Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 899.
 62) T. Kennedy: J. Phys. Condens. Matter **2** (1990) 5737.
 63) M. Hagiwara, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 3181.
 64) H. Katsura, T. Hirano and Y. Hatsugai: Phys. Rev. B **76** (2007) 012401.

著者紹介



初貝安弘氏：物性理論，広義の電子論，トポロジカルな量子相の理論。

(2011年9月5日原稿受付)

Topological Order and Berry Connection

Yasuhiro Hatsugai

abstract: Characterization of quatum/spin liquids without any fundamental symmetry breaking is one of the focuses of modern condensed matter physics. Quantum Hall states, the Haldane spin chains and the topological insulators are typical examples. They are gapped as bulk but do have low energy modes as edge states with boundaries. This bulk-edge correspondence is characteristic to the topological quantum liquids. Also for gapped quantum liquids, topological order parameters are defined by adiabatic invariants such as the quantized Berry phases and the Chern numbers using the Berry connection of the many body wave function. We give a compact introduction of our related works.

『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. 18-3 (11月15日発行) 目次

近頃の学生さん.....家 泰弘
講義室
 高等学校の物理教科書—新学習指導要領のもとでどう変わったのか、高校生たちはどう学ぶのか.....筒井和幸, 下田 正
 大学入試が若者たちの学びに与える影響...下田 正, 筒井和幸
 磁性実験とそのためのモーゼ効果の確認.....沢田 功
教育報告
 サイエンス・パートナーシップ・プロジェクト「放射線から見る科学と技術の最先端」実施報告
内田聡子, 小鍛冶優, 田村圭介
 作って・測って・判断できる放射線教育システムの構築—国民的素養としての放射線教育をめざして—
中川和道, 川茂唯順, 竹谷 篤, 足利裕人
 国際物理オリンピック引率者としての所感.....村下湧音

物理教育世界会議2012参加報告安田淳一郎
 2011年度IUPAP-ICPEメダルを受賞して—その意味を考える—
川勝 博
 物理学・物理教育の新しい芽をアジア太平洋地域から
 —第12回アジア太平洋物理学会(APPC12)のご案内—
笹尾真実子
 科学リテラシー普及のために—科学普及員研修制度の確立—
廣田誠子
教育に関する一言.....山田弘明/岡村直利/赤羽 明
開催情報
寄贈書リスト
『大学の物理教育』総目次 (vol. 18)
編集後記

K中間子水素原子 X線精密分光実験の拓く物理

岡田 信二 † (理化学研究所 351-0198 和光市広沢2-1)
 早野 龍五 (東京大学大学院理学系研究科 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1)
 兵藤 哲雄 (東京工業大学大学院理工学研究科 152-8551 東京都目黒区大岡山1-12-1)
 池田 陽一 † (東京工業大学大学院理工学研究科 152-8551 東京都目黒区大岡山1-12-1)

最近、イタリアの国立フラスカティ研究所における X線分光実験で、K中間子水素原子 1s 軌道の強い相互作用によるレベルシフトと幅を世界最高精度で測定した。電子・陽電子衝突型加速器 DAΦNE から得られる運動量の揃った低エネルギー K^- を用いて効率よく K中間子水素原子を生成し、同原子からの X線を大立体角を覆うシリコンドリフト検出器群により観測した。これにより、従来問題であった K^-p 散乱データとの矛盾が解決され、閾値での相互作用に強い制限が与えられた。理論的な閾値下への相互作用の外挿の不定性は軽減され、ストレンジネスを含む系における強い相互作用の動力学的解明は新たな局面を迎えている。本実験の紹介に加え、理論的な解釈を通してもたらされる原子核・ハドロン物理に対する影響について述べる。

1. はじめに

自然界の4つの力のうち、強い相互作用は量子色力学(QCD)によって記述されるが、低エネルギーでは非摂動効果が強く、理論の持つ(近似的)対称性の原理がハドロンを形成する指針となる。QCDは、クォーク質量が0の極限(アップ、ダウンクォーク)においてカイラル対称性、質量が無限大となる極限(チャーム、ボトムクォーク)ではヘビークォーク対称性を持つ。ハドロンを形成せずに弱崩壊するトップクォークを除けば、軽いクォーク系と重いクォーク系は異なった対称性に支配されている。ストレンジクォークの質量はこれらの中に位置しており、ストレンジネスを含むハドロン系、とりわけ \bar{K} 中間子(クォーク組成が $\bar{u}s, \bar{d}s$) と核子の相互作用においては、QCDの持つ自発的及び明白なカイラル対称性の破れの効果が競合しており、これらを理解する格好の実験場となる。

K中間子水素原子^{*1}(K^-p 原子)とは、水素原子の電子を K^- に置き換えた、 K^- と陽子のクーロン力による束縛系である。通常の水素原子とは異なり、近距離において K^- と陽子の間に強い相互作用が働く。その影響は、 K^-p 原子の基底準位(1s)における、電磁相互作用のみを用いた計算値からのずれ(シフト)と、 $\pi\Sigma$ 及び $\pi\Lambda$ チャンネルへの崩壊に起因する有限の自然幅として現れる。

強い相互作用による K^-p 散乱振幅の閾値(ゼロエネルギー)での値は複素 K^-p 散乱長と呼ばれる。電磁相互作用による束縛エネルギーは強い相互作用のエネルギースケールに比べて十分小さいので、強い相互作用の効果は閾値での値を適用できる。 K^-p 原子の1s状態のエネルギーシフト ϵ_{1s} と幅 Γ_{1s} と散乱長 a_{K^-p} との関係は

$$\epsilon_{1s} + i\Gamma_{1s}/2 = 2\alpha^3 \mu_r^2 a_{K^-p} \left[1 + 2\alpha\mu_r (1 - \ln \alpha) a_{K^-p} \right]$$

† 現所属：理化学研究所 351-0198 和光市広沢2-1

*1 厳密には K^- の束縛状態だが、ここでは慣習にしたがいが K^- 中間子原子と呼ぶ。

と与えられている。¹⁾ ここで換算質量は $\mu_r = m_K M_p / (m_K + M_p)$ で、 α は微細構造定数である。つまり、 K^-p 原子のエネルギー精密測定は、 \bar{K} 中間子と核子の閾値相互作用に対する制限となる。

K^-p 原子は、 K^- を水素標的内に静止させることで生成されるが、生成直後は励起状態であるため、X線を放出しながら脱励起していく。この1s準位のシフトと幅は、1s準位への遷移X線(ライマン系列X線)の分光により観測

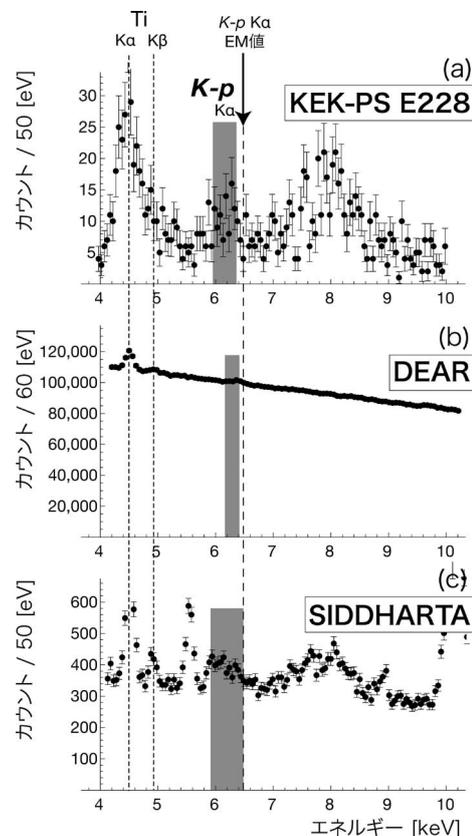


図1 K中間子水素原子 X線スペクトルの比較。^{2,5,6)} 灰色の帯は、それぞれの実験で得られた K^-p 原子 1s のエネルギー値と幅を反映した、 K^-p 原子 $K\alpha$ 線のシグナル領域を示す。

することができる。

K^-p 原子X線は、KEK-E228実験²⁾により、初めて明瞭なピークとして観測された(図1(a))。過去の実験³⁾との決定的な違いは、標的に液体ではなく水素ガスを用いた点である。 K^-p 原子ライマン系列X線の収量は、シュタルク効果により、密度が高くなるにつれ減少する。⁴⁾液体水素標的を用いると K^- を効率よく静止でき、より多くの K^-p 原子を生成することができるが、一方で、シュタルク効果によるX線収量の減少率はそれ以上に大きかった。

イタリア国立フラスカティ研究所のDAΦNE電子・陽電子衝突型加速器では、大量の ϕ 中間子を生成することができる。二体崩壊からの K^- と K^+ は、低エネルギー(16 MeV)で、かつ、エネルギーが揃っているため、ガス標的を用いた静止 K^- 実験には好適な施設である。

DEARグループは、DAΦNE加速器を用いて、初めて K^-p 原子分光実験を行った。⁵⁾運動量のよく揃った低エネルギー K^- の使用は大きな利点となり、KEK-E228の精度を上回る結果を報告した。一方、DEARで用いたX線検出器は、従来のSi(Li)検出器でなく、時間情報の無いCCD検出器であった為、図1(b)のように、電子・陽電子ビームからの偶然バックグラウンドが非常に高かった。

図2は、この K^-p 原子1s準位の強い相互作用によるシフトと幅に関する実験結果^{2,5,6)}及び理論計算結果の一例⁷⁾を示す。この計算では、 K^-p 散乱データと $\pi\Sigma$ 不変質量スペクトルの結果を用い実験誤差を考慮したフィットを行っており、計算には K^-p 原子X線データからの制限は入っていない。実験値との比較の為、理論結果は、フィット結果の等高線のうち1 σ の線のみを示す。図には理論によるフィットを三種例示した。三種の結果は補正項の有無や種類による違いを示すが、⁷⁾いずれも大きい誤差を持っているにも関わらず、DEARとは離れた結果を示していた。

我々SIDDHARTAグループ⁸⁾は、DAΦNE加速器におい

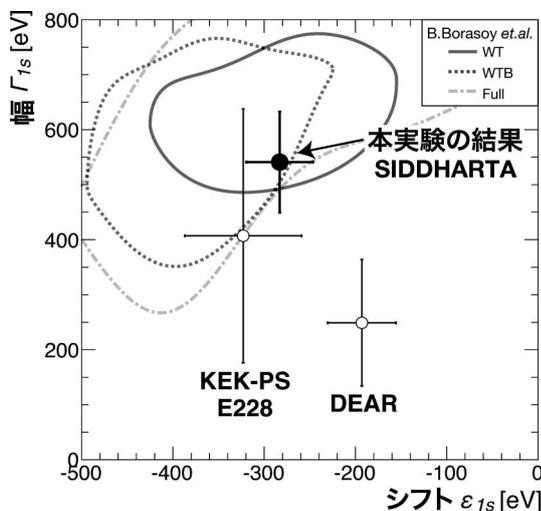


図2 K^- 中間子水素原子1s準位の強い相互作用によるシフトと幅。誤差棒付きプロットは過去の実験結果^{2,5)}と本実験結果⁶⁾。等高線(1 σ の線のみ)はBorasoyらによる理論計算結果。⁷⁾

て、時間分解能だけでなく、エネルギー分解能も改善された大面積のシリコンドリフト検出器(SDD)⁹⁾を用いて、 K^-p 原子X線の分光実験を行った。

結果⁶⁾得られたX線スペクトル上に明瞭な K^-p 原子X線ピークが高統計で観測された。図1に、過去二実験とのスペクトルの比較を示す。チタンの特性X線の比較により、KEK-E228からのエネルギー分解能の向上が、また連続バックグラウンドの比較により、DEARからの劇的なS/N比の向上が確認できる。得られた K^-p 原子1sのエネルギーシフトと幅は、図2に示す。前実験における理論との矛盾に関する問題を解決し、実験誤差は理論のフィット誤差との比較において十分に小さい為、 K^- 中間子と核子の閾値相互作用に対する大きな制限がかかることが期待される。

本稿では、本実験の紹介に加え、本実験結果から理論的な解釈を通してもたらされる、原子核・ハドロン物理に対する影響について述べる。

2. SIDDHARTA 実験

図3に、DAΦNE加速器 e^+e^- 衝突点周辺に設置した本実験のセットアップを示す。 ϕ 崩壊から放出された運動量127 MeV/cの K^-K^+ は、衝突点上下に配置された2つのシンチレーションカウンタにより検出(トリガー生成)され、減速材を通過後、水素ガス標的の内にて静止する。 K^-p 原子X線は、標的セルを囲むように配置された144台のSDDによって検出する。本実験のためにヨーロッパ研究プロジェクトにおいて開発されたこのSDD検出器群は、1台につき1 cm²という大きな有効面積をもちつつ、エネルギー分解能は ~ 170 eV (FWHM) @6.5 keV、時間分解能は1 μ secを切る。X線分光を目的とし100台を越すSDDを加速器実験にて用いたのは本実験が初である。

水素標的データは、2009年に6ヶ月間にわたり収集した。本解析に用いた水素標的データの積算ルミノシティは340

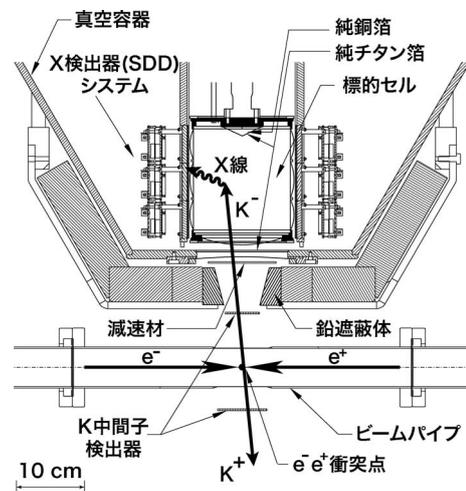


図3 SIDDHARTA 実験セットアップの概念図。

pb⁻¹である。^{*2} また、本実験は、K中間子重水素原子(K⁻d原子) X線の初観測を目指した予備的な重水素標的のデータも収集し、その積算ルミノシティは100 pb⁻¹である。

エネルギー較正には、図3のように配置した、純チタン箔と純銅箔からの特性Ka X線を利用した。これらのX線エネルギー(Ti Kα~4.5 keV, Cu Kα~8.0 keV)は、目的のK⁻p原子Ka線エネルギー(~6.5 keV)を内挿する位置にあり、高精度なエネルギー較正を可能とする。較正用データは、X線発生装置を用いて定期的(約4時間に1度)に収集し、全SDDのゲイン変動較正を行った。また、ビーム起因荷電粒子の励起により生成される特性X線も、セルフトリガーで連続的にモニターし、最終的なインビームエネルギー較正として用いた。

3. 解析及び結果

図4に、X線エネルギーとK⁻入射からX線検出までの時間差の相関を示す。K⁻反応起因の事象が横帯状に確認できる。右と下にはその投影スペクトルを示す。時間差スペクトル上のピークの分解能は約800 nsec (FWHM)で、これはSDD空乏層内での電子のドリフト時間を反映している。エネルギースペクトルは、両矢印で示した二つの時間ゲートに対応するスペクトルである。

連続バックグラウンドは、K⁻及びK⁺からの二次荷電粒子に起因するものと、e⁺e⁻ビーム損失に起因するもの(偶然バックグラウンド)の二種類に分けられるが、両エネルギースペクトルの比較から、これらの量はほぼ同等であることがわかる。一方、前述のように、同加速器で行われたDEARでは、時間情報を用いた事象選択ができなかった為、巨大な偶然バックグラウンドを被っていた。本実験は、

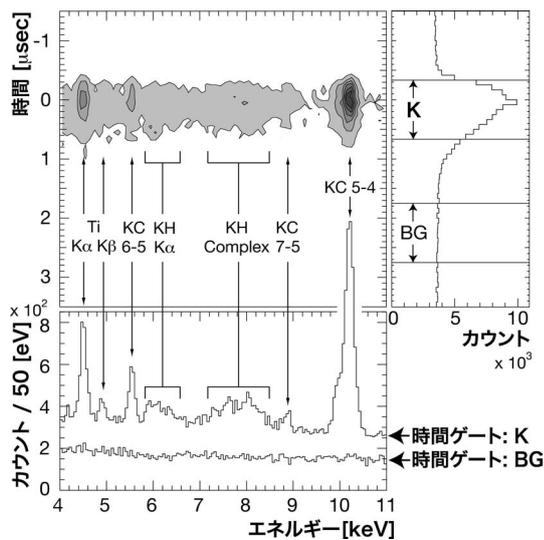


図4 X線エネルギーとK⁻入射からX線検出までの時間差の相関図、及び、それぞれの軸に対する投影スペクトル。エネルギースペクトルは、時間差スペクトルにおいて、K⁻プロンプト事象(K)とバックグラウンド事象(BG)を選択したときのスペクトル。

^{*2} K⁺K⁻ペアのトリガー数に換算すると、約3×10⁷事象。

DEARと比べて一桁以上のS/N比向上を実現した。

図5(b), (c)には、水素標的と重水素標的のそれぞれにおけるX線スペクトルを示す。K⁻p原子ライマン系列X線が明瞭に観測される一方、K⁻d原子X線はピークとして観測されなかった。これは、K⁻p原子に比べ、K⁻d原子X線収量は一桁ほど低く、幅が広いという理論予想⁴⁾と矛盾しない。

一般に、強い相互作用が斥力的(引力的)であれば、束縛エネルギーが小さく(大きく)なり、エネルギー準位は上に(下に)シフトする。X線エネルギーは準位の差を見ているので、X線の低(高)エネルギー方向へシフトは、斥力的(引力的)なシフトを意味する(ε_{1s}の符号は負(正))。

図5(b)中の破線は、電磁相互作用のみを用いて計算した、K⁻p原子Ka線の値を示す。ピークは明らかに低エネルギー側へシフトしており、斥力的なシフトである。但し、これはK⁻p間の強い相互作用が斥力であると解釈するのではなく、後述するように、KN閾値下に準束縛状態Λ(1405)を生成するほど強い引力である場合は、準位反発の結果1s状態は上にシフトし、見かけ上斥力的なシフトが得ら

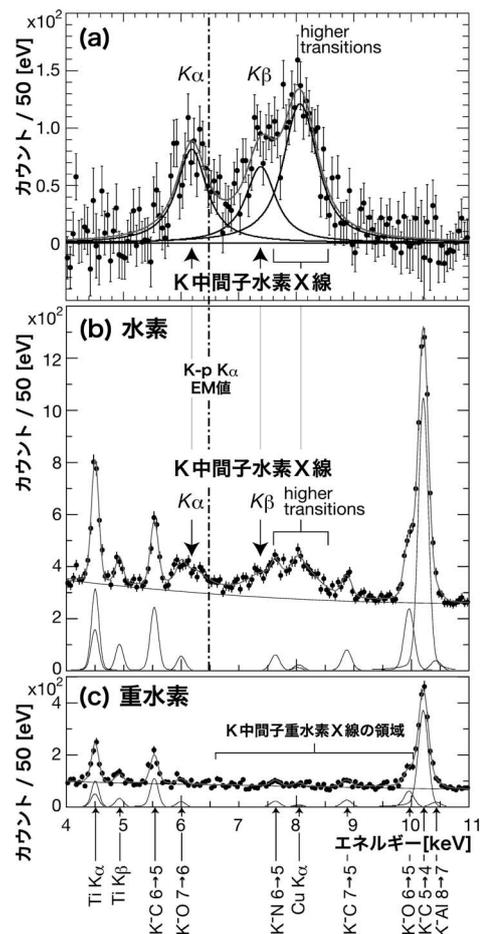


図5 水素及び重水素標的のデータにおけるX線スペクトルの同時フィット結果。(a)は、水素標的のデータのスペクトルから、フィットにより得られたバックグラウンドを差し引いた、K⁻p原子ライマン系列X線のスペクトル(フルカラー口絵参照)。(b), (c)は、実際に測定された、それぞれのエネルギースペクトルと同時フィット結果。バックグラウンドとなるX線と、連続バックグラウンドの各成分も示す。破線は、電磁相互作用のみを用いて計算されたK⁻p原子Ka線のエネルギー値を表す。

れたと考える方が自然である。これは、これまでの K^-p 原子実験結果や、低エネルギー $\bar{K}N$ 散乱実験の結果と符合する。

入射 K^- は、標的ガスだけで無く、標的セル窓を構成するカプトンポリイミドフィルム ($C_{22}H_{10}O_5N_2$) にも静止する。この為、 K^-C , K^-O , K^-N 原子からのX線がバックグラウンド源となり、これらは K^-p と K^-d の両スペクトルにおいて同様に見られる。

特に問題となるのは、 K^-p 原子X線に重なっている、 K^-O 7-6 (6.0 keV), K^-N 6-5 (7.6 keV), 及び、銅の特性X線 $K\alpha$ (8.0 keV) である。そこで、これらのX線収量を見積もる為 K^-d スペクトルを用いた。規格化には、高統計の K^-C 5-4線収量を用い、 K^-p と K^-d 両スペクトルの同時フィットを行った。

図5(a)は、 K^-p スペクトルから、フィットにより得られたバックグラウンドを差し引いた、 K^-p 原子X線のスペクトルを示す。

結果、 K^-p 原子の1s状態のエネルギーシフトと幅は、

$$\begin{aligned} \epsilon_{1s} &= -283 \pm 36(\text{stat}) \pm 6(\text{syst}) \text{ eV} \\ \Gamma_{1s} &= 541 \pm 89(\text{stat}) \pm 22(\text{syst}) \text{ eV} \end{aligned} \quad (1)$$

と決定された。⁶⁾ 二つの誤差はそれぞれ統計誤差と系統誤差である。

4. 理論的解釈

\bar{K} 中間子は π 中間子のフレーバーパートナーであり、カイラル対称性の自発的破れに伴う南部・ゴールドストーンボソンであるので、その動力学を考える上でカイラル対称性が重要な指針となる。しかし、 \bar{K} 中間子は π 中間子の場合¹⁰⁾と異なり、核子との相互作用が強い引力である点に注意を要する。このような強いハドロン間の相互作用は閾値近傍での単純な摂動論の破綻を示唆し、 $\bar{K}N$ 閾値下に準束縛状態として $\Lambda(1405)$ 共鳴が存在する実験事実と符合する。

\bar{K} 中間子と核子の動力学の記述において、低エネルギーでのカイラル対称性に加えて、ハドロン間の強い相関を散乱理論によって適切に取り込んだカイラルユニタリー模型が成功をおさめている。これは、カイラル対称性に基づいてチャンネル結合の低エネルギー相互作用を構築し、散乱方程式を非摂動的に解くことでチャンネル結合散乱振幅を求める方法である。¹¹⁾ 以下では、カイラル摂動論の2次まで考慮した相互作用による結果(1)の解析を紹介する。¹²⁾

散乱振幅に制限を与える実験データとして、低エネルギー K^-p 散乱の弾性、非弾性チャンネルへの全断面積と、閾値分岐比(K^-p 閾値での異なるチャンネルへの断面積の比)が存在する。これらのデータに結果(1)を合わせて、模型のカットオフパラメーター及び低エネルギー定数を系統的な χ^2 解析により決定した。この結果、SIDDHARTAにより得られた K^-p 原子のエネルギーシフト、幅の統計・

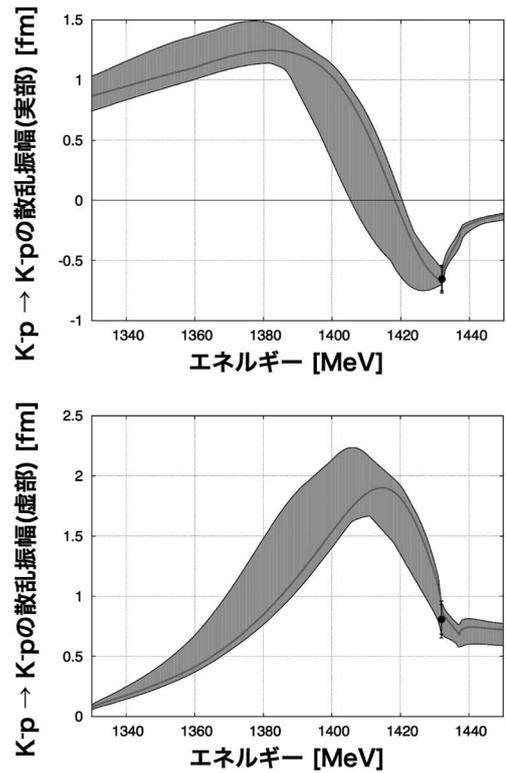


図6 理論から予言される K^-p 弾性散乱振幅の閾値下への外挿。

系統誤差の範囲内におさまる解が発見され、散乱データに対して矛盾が無いことも明らかになった。

上述した結果(1)までを考慮した理論から予言される K^-p 弾性散乱振幅の閾値下への外挿を図6に示す。誤差領域は結果(1)と $K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$ 散乱断面積のデータを用いて決定している。 K^-p 散乱はアイソスピン $I=0$ と $I=1$ 成分の平均で与えられ、散乱断面積などの実験データが、それぞれの成分に制限を与える。この図は高精度の K^-p 散乱長によって、閾値下への外挿に初めて強い制限がついたことを示している。不定性の少ないハドロン2体散乱振幅は、 $\Lambda(1405)$ の構造の研究や、原子核内での \bar{K} 中間子の性質の議論に極めて重要である。

5. 今後

本研究により K^-p 散乱長が高精度で決定されたが、同時にアイソスピン $I=1$ 成分を制限するデータの重要性も明らかになった。 $\bar{K}N$ 散乱長に対して得られた誤差領域をアイソスピン毎に比較すると、 $I=0$ 成分の不定性に比べて $I=1$ 成分は精密に制限されていないことがわかる。この成分を決定するには K 中間子重陽子の測定が一つの候補となるが、この測定は、本実験のS/N比を一桁以上改善したSIDDHARTA-2実験¹³⁾として現在準備が進められている。実験的に挑戦的な測定で、理論的にもハドロン3体の相関を適切に取り扱う必要があり、今後の実験及び理論的發展が望まれている。

6. おわりに

SIDDHARTA による K 中間子水素原子の精密測定により、ストレンジネス系のハドロン間相互作用に対する定量的な制限は飛躍的に向上した。

$\bar{K}N$ 相互作用, 特に閾値下への外挿は, ストレンジネス核物理の様々な領域と密接に関連している. 例えば $\Lambda(1405)$ 共鳴は標準的なハドロンをよく記述する構成子クォーク模型での記述が難しいことから $\bar{K}N$ 準束縛状態の描像が支持されているが, その内部構造は $\bar{K}N$ 散乱振幅と密接に関連している.¹⁴⁾ また, \bar{K} 中間子と核子の強い引力相互作用をさらに発展させ, 原子核中に \bar{K} 中間子が強い相互作用で束縛する可能性¹⁵⁾ が盛んに議論されている. これらの課題は J-PARC (大強度陽子加速器施設) での実験計画とも密接に関連しており, SIDDHARTA による K 中間子原子の精密測定が, ストレンジネス核物理の定量的な議論を行う上での重要な里程碑となることが期待される.

おわりに, 本稿の内容の共同研究者である SIDDHARTA 実験グループ, Wolfram Weise 氏に感謝したい. 本研究の一部は, 東京工業大学物理学グローバル COE プログラム「ナノサイエンスを拓く量子物理学拠点」の助成を受けて行われた.

参考文献

- 1) U.-G. Meißner, U. Raha and A. Rusetsky: Eur. Phys. J. C **35** (2004) 349.
- 2) M. Iwasaki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3067; T. M. Ito, *et al.*: Phys. Rev. C **58** (1998) 2366.
- 3) J. D. Davies, *et al.*: Phys. Lett. B **83** (1979) 55; M. Izycki, *et al.*: Z. Phys. A **297** (1980) 11; P. M. Bird, *et al.*: Nucl. Phys. A **404** (1983) 482.
- 4) T. Koike, T. Harada and Y. Akaishi: Phys. Rev. C **53** (1996) 79.
- 5) G. Beer, *et al.* [DEAR Collaboration]: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 212302.
- 6) M. Bazzi, *et al.* [SIDDHARTA Collaboration]: Phys. Lett. B **704** (2011)

- 113; Nucl. Phys. A **881** (2012) 88.
- 7) B. Borasoy, U.-G. Meißner and R. Nisler: Phys. Rev. C **74** (2006) 055201.
- 8) SIDDHARTA 実験は, 本著者の岡田と早野を含む, 以下の共同研究者によって行われた: M. Bazzi, G. Beer, L. Bombelli, A. M. Bragadireanu, M. Cargnelli, G. Corradi, C. Curceanu (Petrascu), A. d'Uffizi, C. Fiorini, T. Frizzi, F. Ghio, B. Girolami, C. Guaraldo, R. S. Hayano, M. Iliescu, T. Ishiwatari, M. Iwasaki, P. Kienle, P. Levi Sandri, A. Longoni, V. Lucherini, J. Marton, S. Okada, D. Pietreanu, T. Ponta, A. Rizzo, A. Romero Vidal, A. Scordo, H. Shi, D. L. Sirghi, F. Sirghi, H. Tatsuno A. Tudorache, V. Tudorache, O. Vazquez Doce, E. Widmann, J. Zmeskal.
- 9) P. Lechner, *et al.*: Nucl. Instr. Meth. A **458** (2001) 281; C. Fiorini, *et al.*: *ibid.* **568** (2006) 322; M. Bazzi, *et al.*: *ibid.* **628** (2011) 264.
- 10) 鈴木 謙, 板橋健太, 比連崎悟, 早野龍五: 日本物理学会誌 **60** (2005) 12.
- 11) T. Hyodo and D. Jido: Prog. Part. Nucl. Phys. **67** (2012) 55; 兵藤哲雄, 慈道大介: 日本物理学会誌 **67** (2012) 226.
- 12) Y. Ikeda, T. Hyodo and W. Weise: Phys. Lett. B **706** (2011) 63; Nucl. Phys. A **881** (2012) 98.
- 13) SIDDHARTA-2 Collaboration: Proposal of Laboratori Nazionali di Frascati of INFN, *The upgrade of the SIDDHARTA apparatus for an enriched scientific case* (2010).
- 14) T. Hyodo and W. Weise: Phys. Rev. C **77** (2008) 035204.
- 15) Y. Akaishi and T. Yamazaki: Phys. Rev. C **65** (2002) 044005.

(2012年2月3日原稿受付)

Precision Spectroscopy of Kaonic Hydrogen X-rays Leading to a New Development in Low Energy QCD

Shinji Okada, Ryugo S. Hayano, Tetsuo Hyodo and Yoichi Ikeda

abstract: The SIDDHARTA collaboration has measured the K -series X-rays of kaonic hydrogen atoms at the DAΦNE electron-positron collider of Laboratori Nazionali di Frascati, and has determined the most precise values of the strong-interaction induced shift and width of the $1s$ atomic energy level. In this paper, we introduce the experiment and a theoretical interpretation of the experimental result, which provides its significance and impact on low-energy QCD.

日本物理学会誌 第68巻 第2号 (2013年2月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

巻頭言

物理学会の裾野を広げ, 発信力を強めよう……………斯波弘行
交流

時空の問題として見るプラズマ物理: 〈渦〉とは何かをめぐって
……………吉田善章

歴史的事象の統計的考察と画期的な推測法の進展……………赤平昌文
解説

柔らかい粒子の電気泳動と静電相互作用……………大島広行
最近の研究から

磁気リコネクションにおけるプラズマの熱力学特性……………沼田龍介

ブラックホールは天然の粒子加速器になるか?

……………原田知広, 木村匡志

学会報告

2012年秋季大会シンポジウムの報告……………領域委員会

JPSJの最近の注目論文から 10月の編集委員会より

……………安藤恒也

学界ニュース

第16回久保亮五記念賞: 小林研介氏……………齊藤圭司

追悼

山上隆正先生を偲んで……………吉田哲也

新著紹介

単層カーボンナノチューブにおける多重励起子生成

小鍋 哲 (筑波大学数理物質系 305-8571 つくば市天王台1-1-1)
 岡田 晋 (筑波大学数理物質系 305-8571 つくば市天王台1-1-1)

多重励起子生成は、一つの光子が複数個の励起子を生み出す現象である。この現象は、励起子間における多体相関が本質であり、高効率な光電変換プロセスの基礎となる。最近、励起子効果の顕著な半導体単層カーボンナノチューブにおいて、この現象が注目を浴びている。本稿では、多重励起子生成に関する研究の流れを概説し、カーボンナノチューブにおける多重励起子生成の理論について、我々の最近の研究を紹介する。

1. はじめに

カーボンナノチューブ (CNT) は、グラフェンシートを丸めることによって得られるナノメートルスケールの直径を有する筒状炭素同素体である。CNTはそのナノメートルスケールの直径に対し、軸方向の長さが数百 nm から数 μm であるため、量子力学的ダイナミクスを考える上では一次元物質と見なすことができる。この一次元性は、CNTを構成する原子間ネットワーク形状が蜂の巣格子であることと併せて、CNTに多彩な基礎物性と優れた材料特性を与え、発見から今日に至るまで、基礎科学分野のみならず、材料応用分野の人々を惹きつけてきた。¹⁾ とりわけ、CNTの光物性は、低次元性による多体効果が顕著に現れることから、CNTの電子物性と共に大いに注目されている研究対象である。半導体の光学応答は、一般に光照射で生成された電子と正孔の応答として理解できる。低次元物質においては、電子・正孔間のクーロン相互作用の効果は強くなるため、電子と正孔が互いに相互作用し合い、その結果として束縛状態である励起子が光学応答を支配する。例えば、一次元物質である半導体CNTでは、励起子の束縛エネルギーが数百 meV にも達するため、励起子が室温においても安定に存在するなど、CNTの光物性において主たる役者となっている。²⁾ また、半導体CNT中における励起子の高い安定性は、半導体CNTが一次元励起子物理の研究において最適な舞台となっている。

半導体CNT中の励起子の高い安定性は、励起子自身の物性現象の測定に加えて、励起子と他の自由度との相関が生み出す新しい物性現象の観測を可能とする。すなわち、自身が多体効果の帰結として生じている励起子が、他の励起子、荷電粒子、局在スピンといった他の自由度との相互作用を通して、より多彩な光物性現象を誘起する。例えば、CNTのようなスピン軌道相互作用の弱い物質では、スピン三重項励起子は光学禁制である。それに関わらず、欠陥を含んだCNTではその状態からの発光が観測されている。この発光の起源は、欠陥を含んだCNTにおいて、励起子と欠陥に起因した局在スピンの間の相互作用によって、スピン三重項励起子に光学許容なスピン一重項励起子状態が混ざるためである。^{3,4)} また、最近では、キャリアをドーピングしたCNTにおいて、励起子とキャリア間の強い束縛により、室温でも安定な荷電励起子の観測が報告され

ている。⁵⁾ とりわけ興味深いのは、励起子の相互作用の相手が、励起子自身の場合である。容易に想像がつくように、CNTでは、励起子を構成する電子や正孔は、他の励起子を構成する電子と正孔とも強く相互作用する。その結果、CNTは、電子・正孔間のみならず、励起子間のクーロン相互作用が重要な励起子多体系となる。最近注目されている励起子多体現象が多重励起子生成である。⁶⁾ これは、一つの光子が複数個の励起子を生成する多体励起状態ダイナミクスであり、基礎物理的な興味だけでなく、励起子間相互作用を利用した高効率光電変換への期待から、現在精力的な研究がなされている。

本稿では、最近の我々の研究で明らかになった、半導体単層CNTにおける多重励起子生成プロセスについて解説する。次章以降では、これまでの多重励起子生成研究の経緯について述べたあと、CNTの多重励起子生成について我々の研究結果について紹介する。

2. 多重励起子生成

エネルギーギャップ (E_g) 以上のエネルギー ($E_g + \Delta E$) の光を半導体へ照射すると、大きなエネルギーを持った“熱い”励起子が生成される。通常のバルク半導体材料では、このような励起子状態はフォノンとの相互作用により、速やかにバンド端への無輻射緩和をする (図1(a))。すなわち、 ΔE は熱として散逸されてしまう。一方、励起子間相互作用が、励起子とフォノン間の相互作用と競合しうる状況にあると、十分大きなエネルギーで生成された励起子は、クーロン相互作用を通して、他の励起子を生成することが可能となる (図1(b))。バルク半導体材料では、このプロセスはインパクトイオン化として古くから議論されている。しかし、多重励起子生成が生じるための最低エネルギー

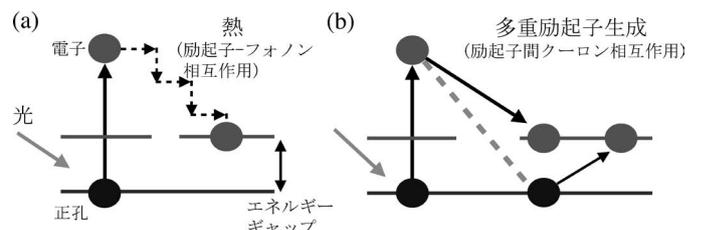


図1 半導体の光励起状態の緩和プロセス。(a): 励起子フォノン相互作用による熱散逸。(b): 励起子間相互作用による多重励起子生成。

ギー、すなわち閾値エネルギーはギャップに比べてはるかに大きくなければならないことが知られている。

この問題に対し、2002年にNozikは半導体ナノ結晶においては、多重励起子生成効率が著しく高くなることを理論的に示した。⁷⁾ ナノ結晶の利点は以下の3点にある：

1. 量子閉じ込め効果によるエネルギー離散化にともなう、励起状態とフォノン間の相互作用による緩和の抑制（フォノンボトルネック）、
2. 低次元に起因するクーロン相互作用の増大、
3. ゼロ次元性による、運動量保存則によるプロセスの制約の解消。

その後、2004年にはPbSeナノ結晶において、多重励起子生成が観測され、引き続きPbS、PbTe、CdSe、InAs、Siなどの半導体ナノ結晶においても、同様の多重励起子生成が報告されている。他方、先行の実験に対して、多重励起子生成が起きていない、もしくは起きていたとしても対応するバルク材料と比べて、励起子生成率の増大が見られないなどの多重励起子生成に否定的な報告もなされている。このような混乱した実験事実に対し、多重励起子生成に関する理論は、インパクトイオン化とともに、いくつかのアプローチが提案されているが、どの理論も完全に実験結果を説明することができていないのが現状である。すなわち実験、理論共に精力的な研究がなされているにも関わらず、半導体ナノ結晶における多重励起子生成現象に対する理解は未だに混乱の域を出るに至っていない。さらに、ナノ結晶では、ナノサイズ効果が多重励起子生成にどのように影響を及ぼすかを調べる必要がある。そのためには、ナノ結晶サイズからバルク材料サイズに至る種々のサイズのもとで、励起状態とその緩和プロセスを系統的に計算し、多重励起子生成を議論しなければならない。しかしながら、その議論が現状では不十分であり、実験結果と理論との比較がさらに困難になり、多重励起子生成の理解について混乱した状況を生み出している一因と言える。

このような混乱した状況の中、京都大学の金光らは半導体単層CNTにおいて、多重励起子生成の観測に成功した。⁸⁾ この実験では、励起光エネルギーが E_{33} （ここで、 E_{ii} ($i=1, 2, 3, \dots$) は i 番目のサブバンド間のエネルギーギャップを表す。図2参照。)よりも大きな値で、多重励起子生成効率が1.3程度になることが示された。すなわち、一つの光子で1.3個の励起子生成が生成されたことになる。CNTでの多重励起子生成は、半導体ナノ結晶のそれと比べてフォノンボトルネックや次元性の点において、より強い制約の下で実現されており、多重励起子生成プロセス解明において大きな意義を持つ。とりわけ、CNTではバルクとの対応比較、すなわちサイズ効果の考慮が必要無く、CNT自身の物性のみに着目した解析が許される点が大きなアドバンテージとなる。

この実験に先立ち、CNTの多重励起子生成については、バルク材料で議論されてきたインパクトイオン化プロセス

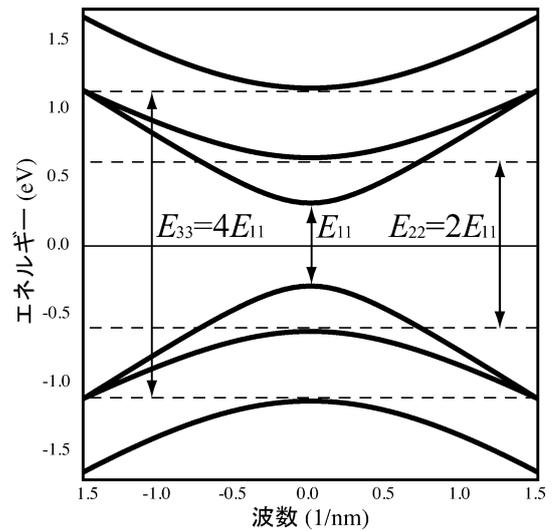


図2 半導体CNTのエネルギーバンドと光学遷移。矢印は、CNTの軸方向に平行な偏光の許容遷移を表している。

に基づく計算が行われている。⁹⁾ その計算結果によると、エネルギー、運動量、角運動量の保存則から、閾値エネルギーが E_{33} ($=4E_{11}$) であることが示されている。従って、CNTの多重励起子生成機構は、バルク材料で議論されてきたインパクトイオン化であると考えられる。

しかし、その後、Kraussらにより、単一カイラリティからなる、純度の高い孤立半導体CNTにおいても多重励起子生成が報告された。¹⁰⁾ 彼らは、閾値エネルギーが E_{22} ($=2E_{11}$) に近く、インパクトイオン化の E_{33} ($=4E_{11}$) よりもはるかに小さい値であることを報告している。すなわち、CNTにおける多重励起子生成は、インパクトイオン化による機構のみではなく、他の新たな機構が存在することを示唆しており、新たな微視的プロセスの解明が大きな問題である。

しかしながら、CNTでは、CNTに対応するバルク材料が無い場合、バルクとの系統的な比較は必要無く、実験と理論の比較は容易に行える。従って、光励起状態を正しく計算し、励起・緩和プロセスを適切に選べば、実験結果を説明することや機構の理論的構築ができるはずであり、それによってCNTの多重励起子生成を理解することが可能である。

3. カーボンナノチューブにおける多重励起子生成

ここでは、具体的に多重励起子生成プロセスを考え、その生成率や効率について考察する。¹¹⁾ 本稿では、簡単のため、二励起子を複数励起子状態とする。一般に、一つの光子は一つの励起子しか生成できない。しかし、一励起子状態は二励起子状態と互いにクーロン相互作用により相互作用している。すなわち、一励起子状態には、二励起子状態の成分が混ざっているため、一励起子状態を生成すると同時に、混成の大きさに応じて、二励起子状態を生成するこ

とが可能となる。これは、摂動計算により、以下のように示すことができる。基底状態を $|g\rangle$ 、クーロン相互作用を V とすると、一次の摂動論により

$$|\tilde{g}\rangle = |g\rangle + \sum_{\mu} |\mu\rangle \frac{\langle \mu|V|g\rangle}{E_0 - E_{\mu}} + \sum_{\mu, \nu} |\mu, \nu\rangle \frac{\langle \mu, \nu|V|g\rangle}{E_0 - E_{\mu, \nu}}, \quad (1)$$

となる。また、二励起子状態を $|\mu, \nu\rangle$ とすれば、同様にして

$$|\widetilde{\mu, \nu}\rangle = |\mu, \nu\rangle + \sum_{\mu'} |\mu'\rangle \frac{\langle \mu'|V|\mu, \nu\rangle}{E_{\mu, \nu} - E_{\mu'}} + \sum_{\mu', \nu' \neq \mu, \nu} |\mu', \nu'\rangle \frac{\langle \mu', \nu'|V|\mu, \nu\rangle}{E_{\mu, \nu} - E_{\mu', \nu'}}. \quad (2)$$

となる。ここで、 $|\mu\rangle \equiv |n, q\rangle$ 、 $|\mu, \nu\rangle \equiv |n, q; n', q'\rangle = |n, q\rangle \otimes |n', q'\rangle$ であり、 $|n, q\rangle$ は、運動量 q の第 n 励起子状態を表す。また、そのエネルギーを $E_{\mu} \equiv E_q^n$ とした。励起子状態はペーテ・サルピータ方程式を解くことで得られる。ここでは、互いに相関の無い二励起子状態を考える。従って、二励起子状態のエネルギーは一励起子状態のエネルギー和となり、 $E_{\mu, \nu} \equiv E_q^n + E_q^{n'}$ となる。(多重励起子生成の逆プロセスである) 励起子間オージェ緩和率の実験結果を定量的に再現できることから、励起子間クーロン相互作用を摂動として扱うことの妥当性は確認されている。

さて、以上のように一、二励起子状態間のクーロン相互作用効果を考慮すると、励起子と光子の相互作用 ($=\mathcal{H}_{\text{op}}$) に対する、基底状態 $|\tilde{g}\rangle$ と二励起子状態 $|\widetilde{\mu, \nu}\rangle$ の間の行列要素は有限の値を持ちうることになる。すなわち、一般に $\langle \tilde{g}|\mathcal{H}_{\text{op}}|\widetilde{\mu, \nu}\rangle \neq 0$ となり、一光子で二励起子を生成することが可能となる。なお、励起子間クーロン相互作用を考慮しないと常に $\langle g|\mathcal{H}_{\text{op}}|\mu, \nu\rangle = 0$ となる。このような考察のもと、二励起子生成率は以下のように計算できる：

$$\Gamma_{\text{MEG}}(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q \left| \sum_n \frac{\langle g|\mathcal{H}_{\text{op}}|n, 0\rangle \langle n, 0|V|1, q; 1, -q\rangle}{E_q^1 + E_{-q}^1 - E_0^n + i\gamma} \right|^2 \times \delta(\hbar\omega - E_q^1 - E_{-q}^1). \quad (3)$$

式(3)には、励起子間相互作用に競合する他の緩和プロセスを現象論的パラメータ γ として導入している。これは、競合する緩和プロセスにより生じた、中間状態である一励起子状態の寿命である。(ただし、様々な一励起子状態に対して、同じ値を仮定している。) 後で詳しく見るように、多重励起子生成効率は、この γ の値との比較で検討する必要がある。なお、 γ をゼロとした式は Klimov らによって半導体ナノ結晶の多重励起子生成で用いられた式と等価になる。¹²⁾ この式の意味するところは、以下の通りである：最初に、一つの光子は、励起子-光子相互作用 \mathcal{H}_{op} を通じて、基底状態 $|g\rangle$ から運動量ゼロの(様々な n を持つ)一励起子状態 $|n, 0\rangle$ を生成する。この一励起子状態は中間状態として、クーロン相互作用 V により終状態である二励起子状態 $|1, q; 1, -q\rangle$ へと遷移する。このとき、運動量保存則から、終状態である2励起子状態の運動量はそれぞれ $q, -q$ である。結果的に、一つの光子が基底状態から二励起子状態を生成したと見ることができる。以後、インパクトイオン化

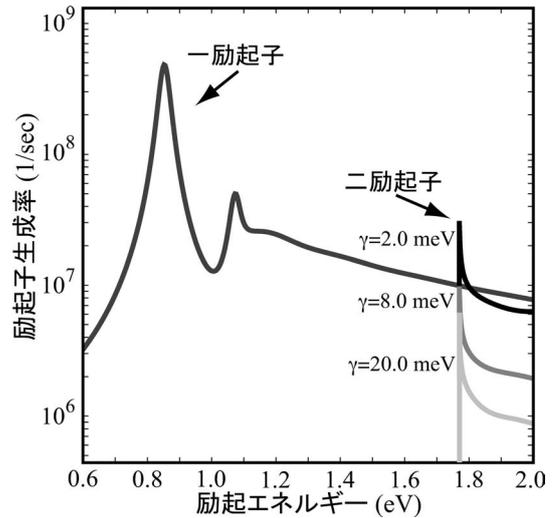


図3 一励起子と二励起子の生成率。二励起子生成率の計算は、 $\gamma = 2.0, 8.0, 20.0 \text{ meV}$ のそれぞれに対して行っている。

プロセスに対して、このプロセスを直接生成プロセスと呼ぶ。この式から単純だが重要な結論が得られる。直接生成プロセスでは、二励起子状態が生成されるための閾値エネルギーは、始状態である基底状態と終状態である二励起子状態の間のエネルギー保存則により決まり、 $\hbar\omega = E_q^1 + E_{-q}^1$ となる。

次に具体的に多重励起子生成率がどの程度になるかを、CNTの励起子状態を計算し、調べる。ここでは、カイラリティが (17, 0)、直径は 1.35 nm の CNT について計算した結果を紹介する。図3に一励起子生成率と二励起子生成率の関係を示す。二励起子生成率に関しては、 $\gamma = 2.0, 8.0, 20.0 \text{ meV}$ に対して計算している。一励起子生成率は、一次元励起子の特徴を反映した通常の線形吸収スペクトルの形状をしている。最も大きなピークが最低励起子状態のエネルギー E_{11} に対応する。一方、二励起子生成率の振る舞いは、一励起子生成率と全く異なり、以下のような特徴がある。(1) 閾値エネルギーが $2E_{11}$ である。(2) 閾値エネルギーを超えると、二励起子生成率が階段関数的に増大し、その後急速に減少する非対称なスペクトル形状をしている。

まず閾値エネルギーについて考察する。直接生成プロセスとインパクトイオン化プロセスの閾値エネルギーは、それぞれ $2E_{11}$ と $4E_{11}$ である。この違いは以下に説明するように、それぞれのプロセスにおけるエネルギー、運動量、角運動量保存則で決まる違いであり、その違いの物理的な意味は大きい。従来のインパクトイオン化では、始状態として一励起子状態 $|n, 0\rangle$ を考え、終状態として多重励起子状態(ここでは、二励起子状態)を考える。図2からわかるように、終状態として二励起子を生成するためには、始状態である一励起子状態のエネルギーは $E_{33} = 4E_{11}$ であれば良い。すなわち、閾値エネルギーは $4E_{11}$ となる。一方、直接生成プロセスでは、始状態は基底状態 $|g\rangle$ 、終状態は二励起子状態となる。(この過程では、インパクトイオン化プロセスにおいて始状態であった一励起子状態 $|n, 0\rangle$ は、

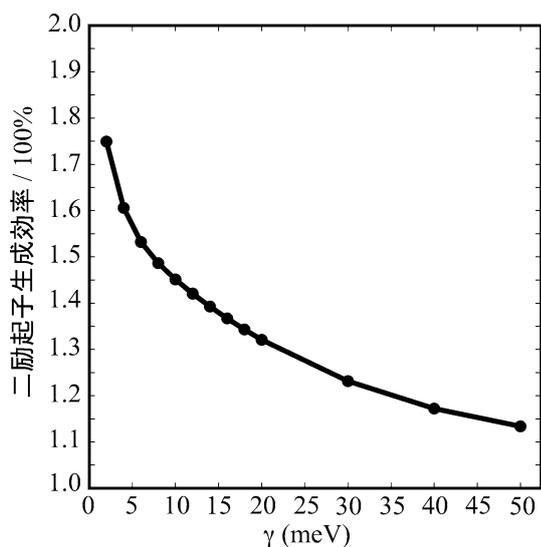


図4 閾値エネルギーにおける二励起子生成率の γ 依存性.

全ての n が中間状態として入ってくる。) このプロセスでは、閾値エネルギーは基底状態から二つの励起子を生成するのに必要な最小のエネルギーであることから、 $2E_{11}$ となる。このように、二つのプロセスでは保存則による選択則が異なり、その結果、閾値エネルギーの違いが生じることになる。このことは、実験で閾値エネルギーを正確に観測することができれば、多重励起子生成プロセスを決定することが可能であることを示唆している。実際、直接生成プロセスでの閾値エネルギーが $2E_{11}$ であることは、前章で述べた実験結果を支持している。

二励起子生成率のスペクトル形状については、二励起子状態の状態密度を考えることで理解できる。CNTの励起子状態は一次元性を反映して、その状態密度にファン・ホーベ特異性が存在する。そのため、単一光子により生じた二励起子状態 $|1, q; 1, -q\rangle$ にも、ファン・ホーベ特異性が現れる。二励起子生成率のスペクトル形状は、まさに一次元状態密度を反映しており、閾値エネルギー近傍では発散的に大きく、エネルギーが増加するに従い小さくなる。最近、東北大学の畠山らは、CNTでの多重励起子生成による電力変換に成功している。そこで得られた電力生成率の形状はまさに一次元ファン・ホーベ特異的な振る舞いをしており、さらに閾値エネルギーも $2E_{11}$ に近い値を報告している。¹³⁾

二励起子生成率は他の競合する緩和プロセスを記述する γ の値に強く依存することがわかる。従って、次に二励起子生成効率の γ 依存性の変化を調べる。図4は、閾値エネルギー $2E_{11}$ における二励起子生成効率を γ に関してプロットしたものである。今は、多重励起子生成として、二励起子生成を考えているので、効率の最大値は2であり、1以上であれば二励起子生成が起きていることを示す。図4より γ の増加に伴い、効率が小さくなるのがわかる。 γ の増加は、励起子間相互作用による多重励起子生成プロセスに比べ、他の競合する緩和プロセスが効いてくることを示し

ている。そのため、 γ が増加するほど、二励起子生成効率は小さくなる。しかし、計算結果は、 γ として現実的に妥当な値である数十meVにおいても、二励起子生成が十分起きることを示している。

以上をまとめると、CNTにおける多重励起子生成は、(1)クーロン相互作用の増大と(2)二励起子状態の状態密度のファン・ホーベ特異性、の2つの一次元物質の特徴を反映した現象であると結論できる。

4. 終わりに

CNTにおける多重励起子生成について、新たな生成機構を提案し、その下で生成効率、多重生成閾値エネルギーの見積もり等を行い、いくつかの重要な実験結果を説明することに成功した。ナノ結晶での、これまでの多重励起子生成の混乱した研究状況を鑑みると、少なくとも一つの物質に関してある程度満足できる理論的結果を得たことは、多重励起子生成の物理を理解する上で意義があると考えられる。CNTで得られた知見をナノ結晶にフィードバックし、多重励起子生成の本質的、そして普遍的理解につながれば幸いである。

光からキャリアの生成効率である光電変換効率は、太陽光発電の電力変換効率を決める最も重要な要因である。多重励起子生成によりこのプロセスが高効率化されることで、太陽電池の電力変換効率は大幅に増大する可能性がある。次世代高効率光電変換デバイス実現のためにも、今後の多重励起子生成のさらなる理解が期待される。

参考文献

- 1) フラーレン・ナノチューブ・グラフェン学会編：『カーボンナノチューブ・グラフェンハンドブック』（コロナ社、2011）。
- 2) 松田一成、金光義彦：日本物理学会誌 **64** (2009) 595.
- 3) K. Nagatsu, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 157403.
- 4) S. Konabe and S. Okada: New J. Phys. **13** (2011) 083028.
- 5) R. Matsunaga, K. Matsuda and Y. Kanemitsu: Phys. Rev. Lett. **103** (2011) 037404.
- 6) 太野垣健：応用物理 **79** (2010) 417.
- 7) A. J. Nozik: Physica E **14** (2002) 115.
- 8) A. Ueda, *et al.*: Phys. Rev. B **92** (2008) 233105.
- 9) V. Perebeinos and P. Avouris: Phys. Rev. B **74** (2006) 121410(R).
- 10) S. Wang, *et al.*: Nano Lett. **10** (2010) 2381.
- 11) S. Konabe and S. Okada: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 227401.
- 12) R. D. Schaller, V. M. Agranovich and V. I. Klimov: Nat. Phys. **1** (2005) 189.
- 13) Y. Lie, *et al.*: Appl. Phys. Exp. **4** (2011) 065101.

(2012年7月18日原稿受付)

Multiple Exciton Generation in Single-Walled Carbon Nanotubes

Satoru Konabe and Susumu Okada

abstract: Multiple exciton generation is the mechanism that generates multiple excitons from a single photon. This phenomena is ascribed to exciton many-body correlation, which would become a basis of novel high-efficient photoelectric conversion. We review the multiple exciton generation in single-walled carbon nanotubes.

宇宙レーザー干渉計が切り拓く重力波天文学

瀬戸直樹 〈京都大学大学院理学研究科 606-8502 京都市左京区北白川追分町〉
 八木絢外 〈モンタナ州立大学 Bozeman, MT 59717, USA〉
 安東正樹 〈国立天文台重力波プロジェクト推進室 181-8588 三鷹市大沢2-21-1〉

現在建設中のKAGRAをはじめとする地上重力波望遠鏡の目標は、重力波の初の直接検出、そして重力波天文学を創成することにある。一方で、さらに先の重力波天文学・宇宙論の新たな展開を狙って宇宙空間での低周波重力波検出の可能性も検討が進められている。本稿では、低周波重力波天文学の特徴、具体的な計画の概要、および、それらによって切り拓かれるサイエンスの可能性について解説を行う。

1. はじめに

重力波とは空間の潮汐的なゆがみが横波として光速で伝播するものであり、その存在は一般相対性理論で予言されている。天体物理学的には、質量が加速度運動すると重力波が放射される。これは電荷が加速度運動をすると電磁波が放出されることの類推として考えると分かり易いであろう。重力波の振幅は、大雑把には波源の速度の自乗と質量に比例する。このため、重い星が激しく運動すると強い重力波放射が起きる。長期間精密観測された連星パルサーのエネルギー収支を通して、重力波の存在自体は間接的に証明されているものの、その直接検出には未だ成功していない。これは重力波の透過性が非常に高いことによるものだが、長期的にはこの特性を活かして、他の観測手段では検証することが困難な初期宇宙等の極限状態の物理を重力波を使って探ることが期待できる。

現在、重力波の直接検出を目指して世界各地で地上重力波望遠鏡の建設が精力的に推進されている。日本でもKAGRA (LCGT) が文部科学省の「最先端研究基盤事業」に選定され、岐阜県神岡の地下に建設が開始されている。^{1,2)} 地上の重力波干渉計は10-3,000 Hz付近に観測周波数帯を持ち、最も有望なターゲットは連星中性子星が合体付近で放出する重力波である。その重力波振幅とKAGRAの設計感度を比較すると、7億光年内の連星中性子星合体イベントが検出できる見積りになる。これまでに発見されている連星中性子星の個数に基づいて推定すると、不定性は大きいながらも年間10回程度の合体イベントの検出が期待できる。³⁾ 連星中性子星の合体時にはガンマ線バーストが付随する可能性があり、地上干渉計の観測対象にはこの他にも、超新星爆発といった、高エネルギーの現象を伴ったものが多い。重力波をとらえることでこれらの高エネルギー現象の解明や高密度天体の状態方程式を探る可能性がある。そのため、重力波と電磁波観測のマルチメッセンジャー天文学の研究も盛んになってきている。

一方、大質量ブラックホールに関連する現象などの観測

では、本稿で紹介するeLISA (Evolved Laser Interferometer Space Antenna)^{*,4)} や DECIGO (DECihertz Interferometer Gravitational wave Observatory)⁵⁾ など宇宙重力波望遠鏡が威力を発揮する。例えば、eLISAは宇宙論的な距離にある大質量ブラックホール同士の合体を高い信号雑音比で観測することが可能であり、構造形成論をはじめとする天体物理学の進展に大きく寄与することが期待されている。これに加えて、宇宙干渉計を地上干渉計と比較した場合、相対論、宇宙論に関してはさらに面白いサイエンスが期待できる。例えば、観測的宇宙論の野心的な検出目標の一つが初期宇宙起源の背景重力波である。なかでも近年特に関心が持たれているのはインフレーション時に生成された背景重力波である。単純なインフレーションモデルの予言では、背景重力波のエネルギー密度 ($\Omega_{\text{GW}} \propto h^2 f^2$) が周波数によらずほぼ一定になるので、低周波ほどより大きなゆがみ h の重力波信号となる。このため、宇宙重力波干渉計においては、天体が放出する重力波だけでなく、初期宇宙起源の背景重力波の検出も視野に入れて仕様の検討が進められている。

本稿ではeLISAやDECIGO等、宇宙重力波望遠鏡計画の概要を述べ、特にDECIGOで期待される宇宙論、相対論関連のサイエンスについて詳しく説明していく。

2. 宇宙レーザー干渉計

2.1 低周波重力波の観測

レーザー干渉計型重力波望遠鏡は、空間中に浮かべられた2つの自由質点(テストマス)間の距離変動をレーザー干渉計によって精密に測定することを原理としている。テストマス間の距離変動は、それらの間を往復するレーザー光の位相変化として現れる。その位相変化をレーザー光の干渉を用いて観測するわけである。重力波の効果は空間の歪みとして現れ、振幅 h の重力波がやってきたとき、距離 L だけ離れた2つのテストマス間距離が、 $\delta L = hL/2$ だけ変動する。従って、距離変動 δL に対する外乱を抑えて精密に計測するとともに、長い基線長 L を確保することが重要となる。地上重力波望遠鏡では、テストマスとなる鏡を振り子によって懸架することで、振り子の共振周波数以上の周波数帯で自由質点として振る舞うように設計されている。単純な振り子では、その共振周波数は重力加速度と振り子長だけで決まり、おおよそ1 Hz程度になる。従って、地上での重力波望遠鏡では1 Hz以下に対して原理的な感度

* 従来のLISAに対して、最近行われた目標感度の再設定を反映した名称。

を持たせることは困難である。それに対して宇宙重力波望遠鏡では、テストマスは無重力下にある理想的な自由質点として実現され、低周波数に対しても感度を持たせることが可能になるのである。

上記の原理的な側面に加えて、宇宙重力波望遠鏡には、大きく分けて2つの利点がある。1つ目は、基線長を長くとることができる点である。現在建設中の地上重力波望遠鏡は、3-4 kmの基線長を持っている。これは、静寂な観測サイトの確保や真空槽などを含めたコストの制約から決められている。宇宙重力波望遠鏡では、1,000 km以上の基線長を確保することが可能である。これにより、テストマスに対する外乱変動の影響を相対的に抑えることができる。2つ目の利点は地面振動や重力勾配雑音の影響を避けられる点である。地面は地震などがなくても絶えず変動している。地上望遠鏡では、高性能の防振装置を組み込むことによって、この影響を大幅に抑えている。しかし、数Hz以下の低周波数帯では防振が容易ではなくなるとともに、地面などの変動起因の重力場変動によってテストマスが直接揺らされる重力勾配雑音の影響を避けることが困難であり、これらが望遠鏡感度を制限することになる。宇宙重力波望遠鏡では、この重力勾配雑音の影響は小さく、低周波数帯まで感度を持たせることが可能になるのである。

現在建設中の地上望遠鏡によって重力波信号が検出され、重力波天文学が切り拓かれた後に、他では得ることができない天体物理学や宇宙論的観測のために、宇宙重力波望遠鏡の実現を目指すことは必然と言えるだろう。

2.2 宇宙重力波望遠鏡計画

現在、宇宙重力波望遠鏡として、欧州のeLISA計画、日本のDECIGO計画の検討が進められている。干渉計の方式などで相違点もあるが、3機の宇宙機の編隊飛行によって3つの長基線長のレーザー干渉計を構成する点では共通している。基線を3つ持つことは、レーザー光源等に起因する同相雑音の除去や冗長性の確保といった技術的な利点があるだけでなく、波源の位置・偏波の特定といった天文情

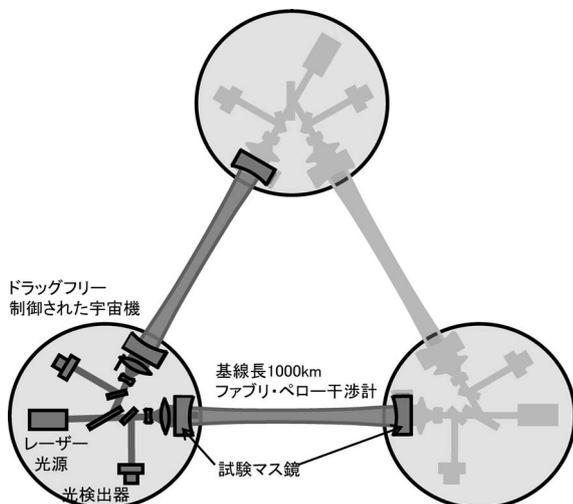


図1 DECIGOの構成：3機の宇宙機は1,000 km離れて編隊飛行を行う。

報をより多く得ることに役に立つためである。図1にDECIGOの構成を示す。DECIGOでは、3機の宇宙機は1,000 km離れて編隊飛行を行う構成になっている。各宇宙機の内部にはテストマスとなる鏡が非接触で保持されている。これらの鏡でファブリ・ペロー共振器を構成し、基線長変動をレーザー干渉計を用いて精密に計測することで、重力波信号をとらえる、というのが原理である。光源としては出力10 W、波長532 nmの倍波YAGレーザーを想定している。テストマスとなる鏡の質量は100 kg、直径は1 mである。ここで、宇宙機は太陽輻射圧変動などの外乱の影響を抑えるためにドラッグフリー制御される。つまり、宇宙機とその内部のテストマスの相対変動を測定し、その信号を宇宙機に取り付けられたスラスタにフィードバックすることで、宇宙機の位置と姿勢を保つのである。

図2にDECIGOおよび他の重力波望遠鏡の感度曲線を示す。基線長3-4 kmの地上望遠鏡は100 Hz付近に良い感度を持ち、連星中性子星合体や超新星爆発などのコンパクトで激しい天体現象を観測対象にしている。DECIGO (基線長1,000 km) は0.1 Hz付近で良い感度を持ち、中間質量ブラックホールや宇宙論的重力波を観測対象にしている。欧州のeLISAは、100万 kmの基線長を持ち、1 mHz付近で良い感度が期待できる。この周波数帯では、巨大質量ブラックホールに関連する現象などが対象となる。これらの感度曲線は、中心周波数および高周波数帯では光の散乱雑音によって、低周波数帯ではテストマスに働く外力雑音などによって、それぞれ制限されている。

2.3 低周波重力波のデータ解析

天体起源の重力波を低周波領域で観測する際の大きな特徴として、高周波領域と比べて、波源の個数密度(周波数あたり)が多く、それらの構成する前景重力波放射の分解可能性を考慮する必要がある点が挙げられる。ここでは、重力波周波数と系の進化のタイムスケールの関係も重要である。例えば、先に紹介した連星中性子星については、周波数あたりの連星中性子星の個数が $dN/df \propto f^{-11/3}$ であり、低周波領域で急増する。低周波領域での前景重力波放射に関して現在の標準的な理解を以下にまとめておく。

まず0.1-10 mHzのeLISAバンドについて述べる。この

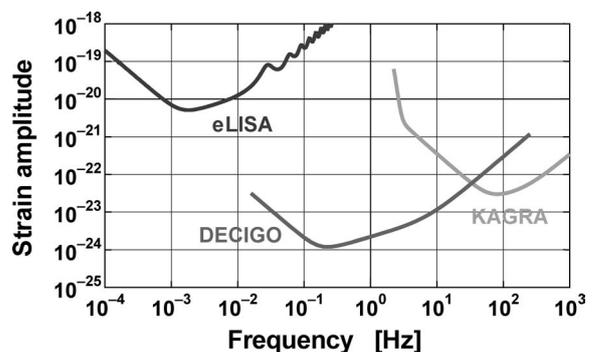


図2 eLISA, DECIGO, KAGRAの感度曲線。縦軸は無次元の歪み感度であり、重力波振幅 h に対応する。

領域で最も数の多い重力波源は連星の白色矮星であると考えられる。白色矮星とは核燃焼を終えた後、電子の縮退圧で 10^4 km 程度の半径を支えている星である。比較的近傍にある連星白色矮星が放出する振幅の大きな重力波に対しては、個々に検出してその重力波の寄与をデータから取り除くことが可能である。しかし、銀河系外の膨大な連星白色矮星を個々に検出することは絶望的で、それらは全体として前景放射を作ってしまう。決定すべきソースのパラメータ数よりも、検出器の情報量が少なく分離できなくなってしまうのである。

白色矮星の平均密度は高々 10^7 g/cm³ 程度であるために、重力と遠心力を比較することで、連星白色矮星が放出できる重力波の最大周波数は 0.2 Hz 程度と見積もられる。このため、連星白色矮星はこれより上の周波数帯では存在せず、連星中性子星がこの周波数帯での主要な前景重力波源となる。連星中性子星は重力波を放射しながら徐々に公転周期を短くしていき、最後には合体する。宇宙全体では年間 10^5 回の合体現象が起きていると見積もられ、0.2 Hz 付近では、合体約 1 年前の多数の連星からの信号によって前景重力波が作られる。この前景重力波のエネルギー密度は DECIGO の検出限界感度より 4 桁ほど強い。従って、限界感度の背景重力波をとらえるためには DECIGO バンドを通過するほぼすべての連星中性子星を検出し、その重力波信号の寄与をデータから取り除くことが不可欠である。これに対して、(1) 観測帯域が 1 Hz 近傍であり十分な情報量を確保できること、(2) このバンドで連星中性子星の運動が相対論的効果を摂動的に取り扱うポストニュートン法によって高精度で予測できること、(3) 個々の連星を検出するのに要するパラメータ数が 10 個であることを考慮すると、この前景除去作業に原理的な問題は存在しないと考えられる。⁶⁾ 実際には膨大なデータを効率よく解析することが必要になるが、地上干渉計のデータ解析と共通する側面も多く含まれている。

初期宇宙起源の背景重力波を DECIGO を使って狙う立場で考えると、重力波の初検出を狙う KAGRA における状況と大いに異なって、連星中性子星は厄介者であるかのように思われるかもしれない。しかし、以下に紹介するようにこれらの膨大な連星は宇宙論の新たな道具として活用できる可能性がある。

3. 宇宙干渉計のサイエンス

3.1 相対論 (I): 重力理論の検証

一般相対性理論は、現在最も良い精度で検証されている重力理論である。例えば、土星探査衛星 Cassini を用いた実験では、一般相対論からのずれは 10^{-5} 以下であるという制限がつけられている。⁷⁾ しかし、宇宙の加速膨張の原因である未知の物質ダーク・エネルギー、宇宙に満ち溢れている未知の重力源ダーク・マター、宇宙初期の急激な加速膨張期インフレーションといった、現在の物理学では説

明しきれていない問題も存在し、重力理論を一般相対論から修正することで、これらの未解決問題を自然に解決できる可能性がある。また、古典的重力理論が超弦理論等のより根源的な理論の古典極限として実現される場合、この理論は必ずしも一般相対論には帰着しない。上述した一般相対論に対する現在の制限は弱重力場での検証に過ぎず、強重力場での重力理論の検証こそが現在重要な課題となっている。重力波は重力の情報を直接反映するだけでなく、強重力場ほどより大きな振幅の重力波が放出されるため、強重力場における重力理論の検証にはまさにうってつけの観測手段といえる。

重力理論が一般相対論からずれている場合、連星の軌道進化や重力波の伝播の仕方が異なるため、観測される重力波波形(特に位相)が一般相対論で予言されるものからずれる。地上の重力波検出器では、連星合体直前の約 10 分間しか観測できないが、宇宙重力波干渉計では、合体の数年前から合体直前までを観測することができる。例えば、0.1 Hz の重力波を 3 年間観測した場合、重力波のサイクル数(観測される位相の数)は実に 10^7 にものぼる。これは、一周期での位相のずれが 10^{-7} 以上であれば DECIGO で観測可能であることを意味する。また、前述した通り、DECIGO では年間約 10^5 個の合体イベントを高い信号雑音比で観測することができ、この高感度と統計的優位性を用いることで、現在得られている制限と比べて、文字通り桁違いに高精度の検証が可能となる。例えば、一般相対論と比べて新たにスカラーの重力自由度が加わったスカラー・テンソル理論の代表格であるブランズ・ディッケ理論に対しては、太陽系実験と比べて 4 桁も高精度の検証が可能となり、⁸⁾ 超弦理論から動機づけされる高次曲率補正理論(scalar-Gauss-Bonnet 理論)に対しては、低質量 X 線連星よりも 3 桁も良い精度の検証が行える可能性がある。一方、eLISA は例えば重力子の質量の検証に有用であり、現在の太陽系実験よりも 4 桁程度強い制限が与えられそうだと期待される。⁹⁾

3.2 相対論 (II): ブラックホール時空構造の解明

一般相対論の重要な予言の一つに、ブラックホールの存在がある。一般相対論では、ブラックホールの唯一性定理が証明されており、現実に存在するブラックホールは質量と自転のみで特徴づけられる Kerr ブラックホールであると考えられている。現在、太陽質量よりも 3 倍以上の質量を持つコンパクトな天体はブラックホールであろうと考えられているが、事象の地平面(この面よりも内側からは光ですら外側へ脱出できない、ブラックホールの「表面」のようなもの)の存在は証明されておらず、ブラックホール周りの時空構造が調べられた例もほとんどない。これらのブラックホール候補天体は、よりエキゾチックな天体である可能性もあり、また、ブラックホールであっても、重力理論が一般相対論からずれていれば、Kerr ブラックホールとは異なっている可能性もある。そのため、ブラックホー

ル周りの時空構造を直接検証することが重要となる。

eLISAが観測対象としている重力波源の一つに、超巨大質量ブラックホールと恒星質量ブラックホールや中性子星から成る、質量比の大きな連星(EMRI)がある。EMRIからの重力波は、等質量の超巨大質量ブラックホール連星からのそれよりも振幅が小さいため、EMRIは合体直前であっても、小さい方のコンパクト天体が超巨大質量ブラックホールの周りを何周も公転する。この時の運動はブラックホールの時空構造に支配されているため、重力波形にも時空構造の情報が含まれているのである。Kerrブラックホール時空では、多重極モーメントは全て質量と自転のみで表されるため、例えばEMRIからの重力波を用いてブラックホールの質量、自転、四重極モーメントが決定できた場合、これらの関係性を調べることで、中心にある超巨大質量ブラックホールがKerrブラックホールであるかどうかを検証することができる。具体的には、eLISAを用いると、四重極モーメントは0.01-1%の精度で決定できると期待される。¹⁰⁾ もしKerrブラックホールからのずれが観測されれば、そのインパクトは計り知れないものとなるであろう。

3.3 宇宙論 (I): 宇宙加速膨張の直接測定とダーク・エネルギー

Type Iaと呼ばれる種族の超新星爆発では、天体の光度距離を(経験的に)知ることができ、スペクトルから赤方偏移を決定することができる。これら2つの量の間の関係は、ダーク・エネルギーやダーク・マターのエネルギー密度といった宇宙論パラメータで支配されているため、これら2つの量を独立に測定することで、宇宙論の検証を行うことができる。一様・等方宇宙を仮定すると、観測結果から、現在の宇宙は加速膨張していることが示唆されている。DECIGOを用いたサイエンスの中で最もインパクトのあるものの一つに、この宇宙加速膨張の直接測定がある。超新星爆発等の宇宙論観測は、加速膨張を間接的に検証したに過ぎず、加速膨張を直接測定した例はまだない。宇宙が加速膨張している場合、加速膨張していない場合と比べて、観測される重力波信号の位相にずれが生じる。このずれの大きさは、例えば一年観測で 10^{-10} と非常に小さいが、観測時間を稼ぐこと、およびイベント数の多さを利用することで、DECIGOでは宇宙の加速膨張が直接測定できると期待されている。実は、現在までの観測結果は、ダーク・エネルギーを導入せずとも、宇宙の非一様性から説明することもできる。この場合、宇宙の加速膨張は単なる見かけ上のものに過ぎず、実際は多くの場合減速膨張していることになる。そこで、もしDECIGOで正の加速膨張が検出されれば、LTBモデルと呼ばれる最も典型的な非一様宇宙モデル(圧力ゼロの物質(ダスト)で構成された、球対称な非一様宇宙モデル)は完全に棄却することができる。¹¹⁾ 重力理論の検証では、修正重力理論は多くの場合ある極限で一般相対論を含むため、完全に棄却することは難しいが、LTB宇宙はある極限でダーク・エネルギーを含んだ一様・

等方宇宙に一致することは無いので、正の加速膨張が検出されれば、完全に棄却できてしまうのである。電磁波を利用した宇宙加速膨張の直接検出としては、遠方の非常に明るい天体であるクエーサーからのスペクトルに現れるライマン α 吸収線の変化を利用しようという試みがある。しかし、この観測手法は、赤方偏移が $z>2$ の遠方(減速膨張期)の宇宙にしか感度を持たないため、「加速」膨張を直接検出することは難しい。ゆえに、加速膨張の直接測定はDECIGOのユニークかつ重要なサイエンスの一つと言える。

また、宇宙重力波干渉計を用いて、超新星爆発の観測と同様の宇宙論を行うことができる。つまり、天体までの光度距離と赤方偏移が独立に測定できれば、その間の関係から宇宙論パラメータを決定することができる。¹²⁾ 超新星爆発が標準光源と呼ばれるのに対して、重力波源は標準音源と呼ばれる。DECIGOの場合、標準音源として最適な波源は、中性子星連星である。重力波の振幅は光度距離の逆数に比例するため、振幅から光度距離が高精度(例えば、 $z=1$ の中性子星連星に対しては1%の精度)で決定できる。残念ながら、赤方偏移は質量と縮退してしまうため、重力波観測のみから決定することは難しい。しかし、重力波観測から、中性子星連星が属する銀河を同定できる可能性が高く、すると、電磁波観測であらかじめ分かっているその銀河の赤方偏移を用いることができる。超新星爆発の場合と比較すると、重力波観測の方は光度距離が非常に高精度で決定できるため、より精度の高い宇宙論解析が行えると期待される。ダーク・エネルギーの状態方程式は数%の精度で決定でき、宇宙論パラメータに関しては、将来の電磁波観測よりも1桁程度高い精度で決定できると期待される。¹³⁾

3.4 宇宙論 (II): 初期宇宙

DECIGOの究極のターゲットは、初期宇宙起源の背景重力波である。前述したように、もしこのような重力波がとらえられれば、インフレーションの情報を引き出すことが可能となる。一方、背景重力波のスペクトルから、インフレーションと放射優勢期を橋渡しする再加熱時期の情報を得られる可能性もある。例えば、再加熱温度が $T=10^{6-9}$ GeVであった場合、重力波スペクトルに現れる特徴的な折れ曲がりをDECIGOで観測できる可能性がある。¹⁴⁾ また、初期宇宙のスカラー場の揺らぎから、原始ブラックホールが形成され、これがダーク・マターとなる可能性があるが、このようなスカラー揺らぎの2次の効果からも背景重力波が生成される。近年、この重力波がちょうどDECIGO帯に現れることが示され、ダーク・マターの支配的な成分がこの原始ブラックホールであった場合、背景重力波のエネルギー密度はDECIGOの感度よりも7桁程度大きなものになることがわかった。¹⁵⁾ このように、DECIGOを用いてダーク・マターの正体に迫ることもできる。

以上のように、宇宙重力波干渉計を用いると非常にインパクトのある様々なサイエンスが可能であり、上述したも

のは部分的な紹介に過ぎない。重力波観測でしか得られないような重要かつインパクトのあるサイエンスや、電磁波観測と比べて格段に精度の良い検証が行えるものが数多く存在することをここに強調しておく。

4. むすび

宇宙干渉計で低周波重力波の窓を新たに切り開くことにより、天体物理学、宇宙論から基礎物理に至るまで数多くの成果が得られるであろう。一方、地上実験と異なり、宇宙空間での実験は装置の監視、調整等に関して格段に厳しい制約のもとで遂行しなければならない。また、打ち上げ時の振動、大気圏外の過酷な放射線環境等も精密測定装置に対して大きな負荷となりうる。このため、比較的規模の小さな前哨衛星等を打ち上げることによって段階的に技術成熟度を高め、重力波観測感度に影響を与えうる様々な潜在的要素を慎重に評価し、確実に目標感度を達成することが求められる。

このような長期的な視点に立ち、日本においては、過去7年間にわたってDECIGOの前哨衛星であるDECIGO Pathfinder (DPF)の開発が精力的に進められている。DPFは、DECIGOのために必要な技術のうち、1機の衛星で達

成可能な多くの宇宙技術実証を行うことに加えて、0.1 Hz近傍での重力波観測および地球重力場観測の世界最高感度を実現することを目的としている。2009年には超小型試験装置SWIMの宇宙実証が実現され宇宙重力波望遠鏡実現の第一歩が標されている。¹⁶⁾ 今後の動向が注目される。

参考文献

- 1) 黒田和明, 河邊径太: 日本物理学会誌 **62** (2007) 659.
- 2) 川村静児: 日本物理学会誌 **66** (2011) 841.
- 3) E. S. Phinney: *Astrophys. J.* **380** (1991) L17.
- 4) P. Amaro-Seoane, *et al.*: arXiv: 1201.3621.
- 5) S. Kawamura, M. Ando and N. Seto, *et al.*: *Class. Quantum Grav.* **28** (2011) 094011.
- 6) C. Cutler and J. Harms: *Phys. Rev. D* **73** (2006) 042001.
- 7) B. Bertotti, L. Iess and P. Tortora: *Nature* **425** (2003) 374.
- 8) K. Yagi and T. Tanaka: *Prog. Theor. Phys.* **123** (2010) 1069.
- 9) E. Berti, J. Gair and A. Sesana: *Phys. Rev. D* **84** (2011) 101501.
- 10) L. Barack and C. Cutler: *Phys. Rev. D* **75** (2007) 042003.
- 11) K. Yagi, A. Nishizawa and C.-M. Yoo: *JCAP* **1204** (2012) 031.
- 12) B. F. Schutz: *Nature* **323** (1986) 310.
- 13) C. Cutler and D. Holz: *Phys. Rev. D* **80** (2009) 104009.
- 14) K. Nakayama, S. Saito, Y. Suwa and J.i. Yokoyama: *JCAP* **0806** (2008) 020.
- 15) R. Saito and J.i. Yokoyama: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 161101.
- 16) 安東正樹, 穀山 渉, 坪野公夫: 日本物理学会誌 **65** (2010) 987.

(2012年7月17日原稿受付)

応用物理 第82巻 第1号(2013年1月号) 予定目次

特集: 特異な光技術——果てしない光の可能性

メッセージボード: 『応用物理』のリニューアルにあたって
..... 森本朗裕

今月のトピックス
2012年ノーベル物理学賞
Wインタビュー Dr. Serge Haroche, Dr. David J. Wineland
解説..... 古澤 明

巻頭言: 特異な技術から普通の技術になったレーザー
..... 霜田光一

解説
レーザーパワー航空宇宙推進..... 佐宗章弘
3次元映像技術 伊藤崇之, 洗井 淳
ベクトルビーム: 覚醒する光波の潜在能力
..... 小澤祐市, 佐藤俊一

最近の展望
光駆動ナノ・マイクロマシン..... 大谷幸利

人工光合成: 半導体/金属錯体複合触媒を用いた水・CO₂・
太陽光による有機物の直接合成..... 森川健志
透明マントは実現するか? 落合友一郎

研究紹介
コヒーレンスホログラフィ; 3次元空間コヒーレンス場の生成
と制御..... 武田光夫
光照射による空気からの水の凝集; 光人工降雨, 光人工雲は
可能か? 吉原経太郎
シリコンおよびゲルマニウム量子井戸を用いた発光素子
..... 斎藤慎一
光機能性材料が開く新しい光応用技術..... 吉田 勝
バイオ分野に注目されるフェムト秒レーザー細胞プロセス
..... 細川陽一郎

基礎講座: 太陽電池の黎明期の歴史と動作原理..... 桑野幸徳

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年8月に掲載可となったものの中から2012年9月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

高次多極子がもたらす磁場誘起相

希土類元素を含む化合物を冷却すると、電子の持つ磁気モーメントと呼ばれるミクロな磁石が秩序だって整列することにより磁石としての性質が生じることがある。希土類イオンの場合、磁気モーメントは4f電子の角運動量*J*に比例することが知られている。実は4f電子は*J*の一次のモーメントのみならず、*J*²や*J*³といった高次のモーメントを持つ場合がある。これらの高次のモーメントは多極子モーメントと呼ばれ、最近の研究によりそれらが温度低下とともに自発的に整列する場合があることがわかってきた。多極子モーメントの整列現象は磁気モーメントと比較して実験的な検出が難しいことから、しばしば“隠れた秩序”と呼ばれる。二次のモーメント(電気四極子)や三次のモーメント(磁気八極子)の秩序は近年、新規物質開発や実験手法の進歩からその本質が明らかになりつつあるが、より高次の多極子に関しては未だにその報告例はごくわずかである。

希土類元素イッテルビウム(Yb)を含む正方晶の化合物Yb₂Pt₂Pbでは、磁性を担うYbイオンが図1のようにシャストリー・サザーランド格子と呼ばれる二種類の直交した

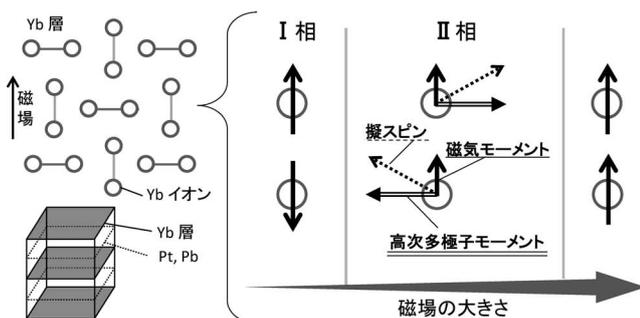


図1 Yb₂Pt₂PbにおけるYbイオンの配置と磁場印加に伴う秩序状態の変化。

二量体構造を持った二次元面内に配置している。先行研究によると、この物質は約2.1 K以下で反強磁性相(I相)に入り、詳細な比熱、磁化の測定から強い磁気異方性が観測されている。すなわちYbイオンの持つ磁気モーメントは自由に回転できず、二量体の軸方向に対して平行か反平行にしか配向できない状態にあることが分かっている。さらにこの物質はゼロ磁場のI相に加え、約1テスラ以上でII相と呼ばれる秩序相を持つことが報告されているが、その正体は謎であった。

最近、東京大学物性研究所と大阪大学理学系研究科および大阪大学極限量子科学研究センターの研究グループによってYb₂Pt₂Pbの単結晶試料に対して最低温約80 mKという極低温下での直流磁化測定が行われた。その結果、この物質のII相の秩序変数が七次の多極子モーメント(磁気128極子モーメント)である可能性が高いことを明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の2012年10月号に掲載された。

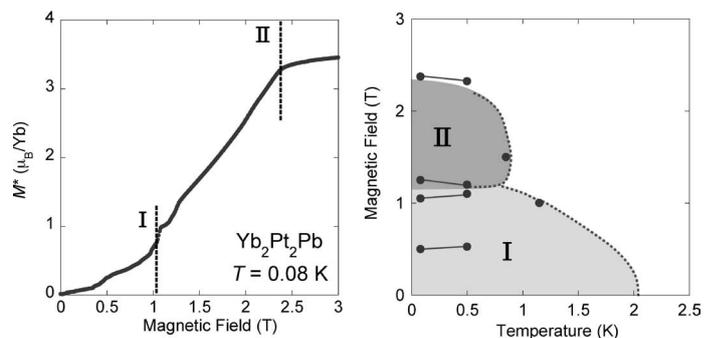


図2 約80 mKにおける二量体に平行な磁化の成分(*M*^{*})の磁場依存性(左)と磁場温度相図(右)右図の点線は東北大学の落合氏らによる比熱測定の結果から抜粋。

直流磁化を測定する場合、コイルの中で試料を駆動させて生じる誘導電流を測る手法が一般的である。しかしこの手法は試料を動かす際に熱が発生するため、0.5 Kを下回る極低温での実験が困難である。そこで本研究では空間的に不均一な磁場を試料にかけ、発生する微弱な力を小型の静電容量式ロードセルを用いて検出する方式によって磁化測定が行われた。

一方の二量体に平行に磁場をかけた場合、磁場と垂直な向きの二量体は磁場に対して全く応答しないことが分かっている。そのように磁場を印加した結果、磁場方向の二量体の磁化は図2(左)に見られるように熱揺らぎのない極低温においてもII相の領域で線形的な上昇を示して飽和することが明らかになった。この磁化の挙動や得られた磁気相図(図2(右))は、通常反強磁性体におけるスピントップ相(磁気モーメントの反強磁性成分が磁場に対して垂直に向いた状態)に類似している。しかし前述の通りこの物質の磁気モーメントは二量体の軸方向の成分しか持たず、これらは一見矛盾しているように見える。

本論文では、Ybイオンの磁気モーメントだけを考えるのではなく、高次多極子も成分を持つ複合モーメント(擬スピン)を考えれば奇妙なII相の振る舞いが説明できることを示した。それによると、II相は図1に示すように擬スピンの反強磁性的成分が磁場と垂直な方向を向いた状態として理解できる。これは実際には高次多極子モーメント(最も簡単な近似では七次の多極子である磁気128極子)が反強磁性的に整列した状態であるが、この場合軸方向の磁気モーメントは連続的に増加することが可能になる。このような“隠れた高次多極子秩序”の存在は、希土類物質において時折見られる一見奇妙な秩序状態を理解する上で鍵となる可能性があり、注目される研究結果である。

原論文

Low Temperature Magnetization of Yb₂Pt₂Pb with the Shastry-Sutherland Type Lattice and a High-Rank Multipole Interaction

Y. Shimura, T. Sakakibara, K. Iwakawa, K. Sugiyama and Y. Ōnuki: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 103601.

〈情報提供：志村恭通(東京大学物性研究所)
 榭原俊郎(東京大学物性研究所)〉

半導体的な電気伝導の近傍で最適化される新しいBi系2次元超伝導

銅酸化物高温超伝導体や鉄系超伝導体を初めとして2次元的な層状結晶構造は興味深い超伝導が実現する格好の舞台となっている。2次元的な結晶構造において増強された磁気揺らぎによって超伝導が誘起されるというメカニズムに限らず、2次元構造が超伝導に有利に働く様々なメカニズムが活発に議論、研究されている。ごく最近、首都大学東京の水口らがBiS₂層を含む結晶構造において実現する新超伝導を発見し、新たな2次元超伝導体として注目を浴

びている。最初に発見されたBi₄O₄S₃における約5 Kの超伝導に加えて、次いでLa(O, F)BiS₂においても約8 Kの超伝導が発見された。図1に示すように両者とも同じBiS₂層を含んでおり、バンド計算からもこのBiS₂層が超伝導の舞台になっていることが示されている。La(O, F)BiS₂のLaサイトを他の希土類元素に置換した系でも超伝導が確認されており、関連物質の豊富さもこの系の特徴となっている。現段階では、この系の超伝導機構については通常の電子-格子相互作用で説明できるのか、磁気揺らぎによる超伝導であるのか、それとも他のエキゾチックな超伝導機構が潜んでいるのか謎に包まれている。

新超伝導体の発見直後、神戸大学大学院理学研究科物理学専攻と首都大学東京電気電子工学専攻のメンバーを中心とする研究グループは、これら新超伝体の圧力下の振舞いを調べ、(1) La(O, F)BiS₂で観測される半導体的振舞いは圧力に非常に敏感であり、この系のフェルミ面や電子状態は何らかの不安定性を伴っていること、(2) 圧力に対する

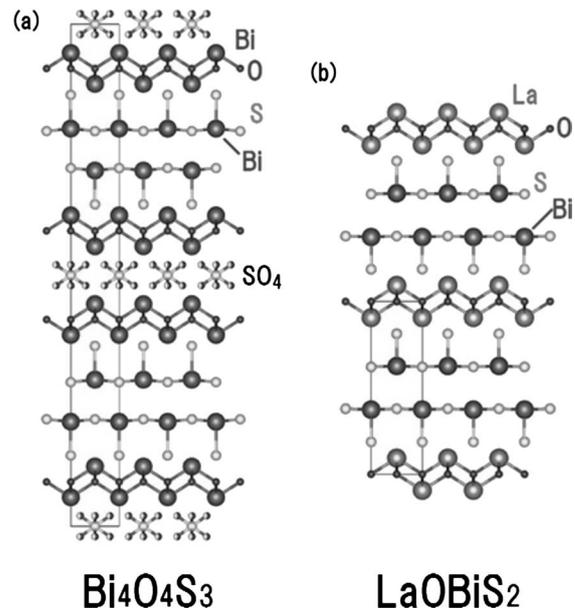


図1 Bi₄O₄S₃とLaOBiS₂の結晶構造。

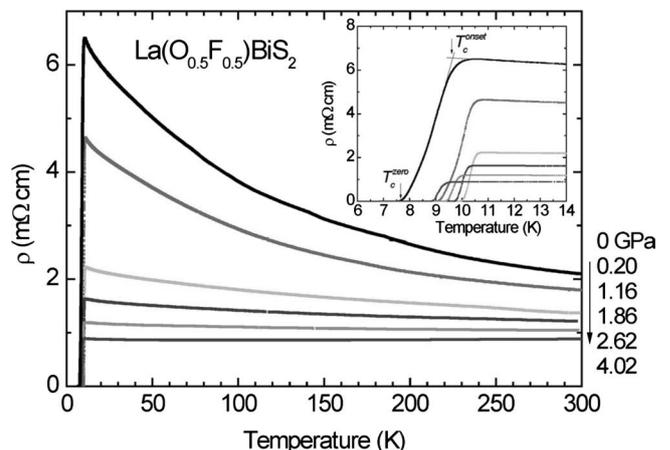


図2 電気抵抗率の温度変化。

電気抵抗の単調な変化とは対照的に超伝導転移温度は一度上昇した後、減少に転じることを明らかにした。図2は得られた圧力下における電気抵抗率の温度依存性であり、圧力下では10 Kを超える超伝導が確認され、これらの超伝導の最適条件は半導体的な振舞いを示す電子状態の近傍に存在することが示唆された。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の2012年10月号に掲載された。

現在のところ、この半導体的な電気抵抗率の振舞いが低キャリア状態から生じているのか、電子相関から生じているのか明らかではないが、この系の超伝導メカニズムを解明する上で重要な手掛かりとなることが期待される。また、今後、より高い超伝導転移温度をもつ類似の化合物の発見についても期待が高まっている。

原論文

Pressure Study of BiS₂-Based Superconductors Bi₄O₄S₃ and La(O, F)BiS₂

H. Kotegawa, Y. Tomita, H. Tou, H. Izawa, Y. Mizuguchi, O. Miura, S. Demura, K. Deguchi and Y. Takano: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 103702.

〈情報提供：小手川 恒（神戸大学大学院理学研究科）

水口佳一（首都大学東京電気電子工学専攻）

d^1 正方格子をもつ新超伝導体 BaTi₂Sb₂O

銅酸化物における高温超伝導の発見は、その高い転移温度 T_c によって多くの研究者を魅了し、さらなる高い T_c をもつ新規超伝導の探索へと駆り立ててきた。しかし、1986年の発見から30年が経とうとする現在でも、銅酸化物超伝導の発現機構は解明されておらず、高温超伝導探索の明確な指針は立っていない。銅酸化物超伝導体の特徴としては、①層状物質であり CuO₂ 正方格子を有する、②3d軌道にホールが1つ入った $3d^9$ 電子状態、③ヤーン-テラー歪に由来する電子のハーフフィリング状態が挙げられる。これらの特徴を有する、あるいは対比となる特徴をもつ超伝導物質の発見は重要である。

②に関連して、3d軌道に電子が1つ入る系は、3d軌道にホールが1つ入る銅酸化物とは対称的な電子状態をとるため、以前より理論的に興味もたれていた。例えば、銅酸化物 La₂Cu²⁺O₄ (図1左) と同じ構造をとる AE₂V⁴⁺O₄ (AE = Ba, Sr) などの V⁴⁺ や Ti³⁺ を含む酸化物が有力な候補物質として挙げられる。しかしながら、銅酸化物ではヤーン-テラー効果により e_g 軌道の縮退が解けるのに対し (特徴③)、これらの酸化物では VO₆、TiO₆ 八面体の t_{2g} 軌道の縮退を解くのが困難であるため (解けたとしてもエネルギー差は小さいため) ハーフフィリングが実現していない。よって、銅酸化物と対称的な電子状態をとる超伝導体を実現することは困難とされていた。

京都大学大学院工学研究科物質エネルギー化学専攻の矢島健、中野晃佑、陰山洋らは、単純な酸化物ではなく、混

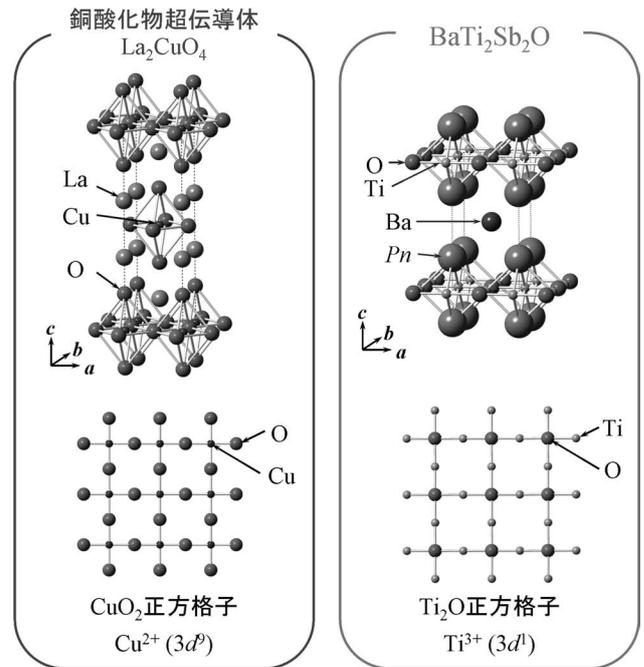


図1 銅酸化物超伝導体 La₂CuO₄ の結晶構造 (左)、新超伝導体 BaTi₂Sb₂O の結晶構造 (右)。La₂CuO₄ は $3d^9$ の CuO₂ 正方格子、BaTi₂Sb₂O は $3d^1$ の Ti₂O 正方格子を有する。

合アニオン系となるニクタイト酸化物では t_{2g} 軌道の縮退が解け、ハーフフィリングの d^1 電子状態が実現可能であると考え、超伝導体の探索を行った。その結果、新物質 BaTi₂Sb₂O の合成に成功し、同物質が 1.2 K において超伝導転移を示すことを明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の2012年10月号に掲載された。

新超伝導体 BaTi₂Sb₂O は図1右に示すように、銅酸化物類似の層状構造をとり、銅酸化物が CuO₂ 正方格子を有するのに対し、BaTi₂Sb₂O は Ti₂O 正方格子を有する。また、Ti³⁺ には2個の O²⁻ と4個の Sb³⁻ が配位するという特異な配位状態をとることから、これにより軌道の縮退が解け、 $3d^1$ のハーフフィリング状態が実現する。本研究の成果は、銅酸化物高温超伝導体と対称的な電子状態をもつ超伝導体の初めての例を提示したことになる。今回の発見は、銅酸化物高温超伝導の発現機構の解明に役立つと同グループは指摘する。本論文のオンライン出版のわずか一週間後に、米国グループによって類似物質の超伝導の報告がなされるなど、既に、本物質系での超伝導探索の熾烈な競争が始まっている。今後の研究で超伝導転移温度のさらなる上昇が期待される。

原論文

Superconductivity in BaTi₂Sb₂O with a d^1 Square Lattice

T. Yajima, K. Nakano, F. Takeiri, T. Ono, Y. Hosokoshi, Y. Matsushita, J. Hester, Y. Kobayashi and H. Kageyama: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 103706.

〈情報提供：矢島 健（京都大学大学院工学研究科）

陰山 洋（京都大学大学院工学研究科）

2012年度ノーベル物理学賞：S. Haroche 氏， D. J. Wineland 氏—個々の量子系に対する計測と操作を可能にする画期的な実験的手法

山本喜久* (NH)
占部伸二 (阪大)

映画のオールドファンにはなつかしい1944年のカサブランカ。サージ・アロッシュはその年その町で生まれた。夫人のクロディーンも同じ年、同じ町で生まれ、2人は同じ小学校へ通った。アロッシュは1972年パリ高等師範学校(ENS)のクロード・コーエン=タヌージ(1997年ノーベル物理学賞)の下で博士号を取得し、その後直ぐに渡米してスタンフォード大学のアーサー・ショーロー(1981年ノーベル物理学賞)の下でポスドクとなった。ショーローの一門からは、スティーブン・チュウ(現米国エネルギー長官)、カール・ワイマン、テオドール・ヘンシュ、サージ・アロッシュと、この15年間に4人のノーベル物理学賞受賞者を輩出したことになる。イジドール・イザーク・ラビがかつて率いたコロンビア大学の研究室の伝説(ラビの研究室からは7人のノーベル物理学賞受賞者が輩出された)にせまる勢いである。アロッシュはショーローを物理学者としてよりも、研究室メンバーのことを常に思いやる人格者として尊敬していた。アロッシュは30歳になった時、コーエン=タヌージの精緻な量子力学とショーローの明快な実験という2つの因子をDNAとして引き継いだ。

アロッシュの研究は一貫して共振器量子電気力学(cavity quantum electrodynamics)と呼ばれる分野で行われた。この研究分野の歴史は、アロッシュの生まれた1944年に遡る。この年、スタンフォード大学のフェリックス・ブロッホとハーバード大学のエドワード・パーセルが独立して核スピン共鳴(NMR)を発見した。理論家である2人はこの画期的な実験によりノーベル

物理学賞を同時受賞した。当時のNMR実験の大きな障害は、核スピンのエネルギー緩和時間 T_1 が長すぎることであった。このため、ごく微小なプローブパワーでも核スピンは飽和してしまい、このため磁気共鳴をなかなか観測できないという問題があった。NMRが発見された2年後、パーセルは T_1 時間を短くする新しい手法について、半ページほどの短いしかし重要な論文を発表した。エネルギー緩和時間 T_1 (アインシュタンのA係数の逆数)は、双極子モーメントと遷移周波数だけで決まる原子に固有な定数ではなく、共振器ミラーを用いて真空場ゆらぎを増強することによりいくらでも短くできるものであるというのが論文の主旨であった。その後ほどなくして、人々は共振器ミラーを用いれば原子の自然放出を可逆過程にすることすらできることを理解した。これがアロッシュの実験の舞台となった。

さて、アロッシュの実験系はパーセルが思い描いたものとは大分様相を異にしている。 10^{23} 個の原子核スピんに代わって、たった一つのリドベルグ原子が共振器に打ち込まれる。kHz~MHz帯のラジオ波に対する金属キャビティに代わって、~50 GHz帯のミリ波に対する超伝導キャビティが使われている。この単一原子と単一モード電磁波の強結合(可逆な自然放出を意味する)という極めて単純な系を用いて、量子論の中核的な概念である、量子もつれ状態の非局在量子相関、巨視的なシュレーディンガーの猫状態のデコヒーレンスによる古典状態への回帰、量子非破壊測定による波動関数の漸近的収縮、位相空間法(ウィグナー関数)によるカミング崩壊と復活、などの実験的検証に次々と成功していった。これらの実験を通して、我々の量子力学に対する理解は格段に深いものとなったが、これを可能にした精巧な実験系はアロッシュの研究室にだけ存在することは広く知られている。

彼のチームでは、物理的直感力に優れたアロッシュに加え、数学に強いジョン・ミッシェル・レイモンド(Jean-Michel Raimond)、実験技術に長けたミッシェル・ブルーネ(Michel Brune)

という3人の教授があたかも一人の研究者であるかのように一心同体となって長年研究室の運営にあたってきた。グループには常にジョークと笑いが絶えなかった。最後に、最も重要な研究成果が挙げられた1999年から2008年までの10年間、グループの研究資金の一部はJSTの国際共同研究(ICORP)、発展研究(SORST)、により支えられたことを付記する。

デイク・ワインランドは、米国標準技術研究所(NIST)のイオントラップグループの卓越した研究リーダーである。ワインランドは、アロッシュが原子を使って光の量子状態を制御したのに対し、光を使ってイオントラップ中のイオンの量子状態を制御してきた。イオントラップは電磁場によるポテンシャルの中に、1個のイオンでも数日あるいはそれ以上といった長期間にわたって捕獲しておくことが可能である。また、超高真空の中に電場が零の位置にイオンを静止させることができるため、周囲からの擾乱も非常に小さい。このため個別のイオンの量子状態を制御するには最適であり、光時計や量子情報処理の物理的実現のための代表的な実験系の一つとなっている。

ワインランドは、ラムゼイ共鳴やセシウム原子時計の研究で有名なハーバード大学のノーマン・ラムゼイ(1989年ノーベル物理学賞)のもとで博士号を取得した後、イオントラップの先駆的な研究で有名なワシントン大学のハンス・デーメルト(1989年ノーベル物理学賞)のもとでポスドクとなり、1975年にはデーメルトとともにイオンのレーザー冷却の提案を行った。その後、NBS(現NIST)に移り、ウェイン・イタノらとともに、イオンのレーザー冷却の実現、1個のイオンの量子跳躍の観測や光遷移スペクトルの観測、光遷移のサイドバンドを使ったイオンの振動基底状態までの冷却などを実現し、1990年代までにデーメルトの提案した1個のイオンを使った光領域の原子時計の基礎技術を築いた。1995年にイオントラップを使った量子計算の理論的な提案がなされると、いち早く、クリス・モンロー(現メリーランド大学)らとともに、1個のイオンを

* スタンフォード大学兼務

用いて量子ゲートを実験的に実現し、引き続いてシュレーディンガー猫状態の発生とデコヒーレンスの実験的な解析、少数個イオンの量子もつれ状態の発生などの研究を行った。2000年代に入ると、インスブルック大学のライナー・ブラットらのグループと歩調を合わせるように研究を進め、少数個のイオンを使った量子ゲート、量子テレポーテーション、量子フーリエ変換、量子誤り訂正等の検証実験を次々に行い、2005年くらいまでに小規模ながらイオンを使って量子計算が原理的に可能なことを実証した。最近では、平面型トラップを提案し、微小なトラップを平面状に集積してイオンの移動により演算を行うといった量子計算の大規模化に向けた研究を進めている。また、量子情報処理技術のスペクトロスコピーへの応用にも先駆的な研究を行い、光時計への応用として量子論理分光法を提案し、現時点で最も正確な 10^{-17} 以下の確度を持つ単一イオン原子時計の開発にも成功している。

ワインランドは、卓越した研究者であるばかりでなく優れた研究リーダーであり、優れた先見性、指導力、統率力により、多くの共同研究者とともにこの40年間競争の激しいイオントラップの分野でずっとトップを走り続けてきた。

(2012年10月26日原稿受付)

第27回西宮湯川記念賞： 福嶋健二氏

初田哲男〈理研〉

第27回西宮湯川記念賞は、福嶋健二氏（慶応大学理工学部准教授）に授与され、11月6日に贈呈式が行われた。受賞対象となった研究は「ハドロン物質からクォーク物質への相転移の理論的研究」である。本賞は、湯川秀樹博士による中間子論の誕生を記念して西宮市が設けたもので、理論物理学における研究を奨励するために、40歳未満の若手研究者の顕著な業績に対して贈呈される。

原子核を構成する陽子や中性子に働く力は「強い相互作用」と呼ばれ、主として中間子によって媒介される。さらに陽子・中性子・中間子などのハドロンは、クォークとグルーオンから構成され、それらは量子色力学（QCD）と呼ばれるゲージ理論に支配されている。QCDが持つ「閉じ込め機構」により、クォークやグルーオンはハドロン内に閉じ込められている。さらに、ハドロン内のクォークはQCDが持つ「カイラル対称性の自発的破れ」により陽子の1/3程度の有効質量を獲得している。しかしながら、 10^{12} Kや 10^{12} kg/cm³を超える高温・高バリオン密度の状況では、原子核やハドロンがクォーク・グルーオンに融解した多体系としての「クォーク・グルーオン物質」が実現することや、ハドロン物質からクォーク・グルーオン物質への相転移の過程で多様な相構造が実現することが予想されている。これは現在の原子核物理

学における主要テーマとして、理論的研究のみならず、米国ブルックヘブン国立研究所の相対論的重イオン衝突型加速器（RHIC）やセルンの大型ハドロン衝突型加速器（LHC）を用いた相対論的重イオン衝突実験、中性子星の観測、格子QCD数値シミュレーションなどによる実験的および数値的研究が世界的に行われている。

福嶋氏は、高温・高バリオン密度においてクォーク・グルーオン物質が特徴的に示すカイラル相転移と非閉じ込め相転移を同時に記述する有効模型を提唱した。この有効模型は、一見異なる2つの相転移の絡み合いに関する物理的描像を与えるだけでなく、有限温度での格子QCD数値シミュレーションの結果を良く再現することから、有限温度・有限バリオン密度におけるQCD現象論を展開する上での出発点として標準的に用いられるようになった。さらに福嶋氏は、高バリオン密度で現れる様々なカラー超伝導相と集団励起の系統的研究、ゲージ理論の量子異常を通じて磁場と平行に電流が誘起されるカイラル磁気効果の理論的研究とその相対論的重イオン衝突実験への応用、など世界をリードする研究を展開しており、2010年にはInternational Union of Pure and Applied Physics (IUPAP) Young Scientist Prizeを受けるなど国際的にも高く評価されている。原子核・素粒子にまたがる理論物理学研究において、福嶋氏の今後一層の活躍が期待される。

(2012年10月31日原稿受付)

注目論文 (Editors' choice), その成績は?

米 永 一 郎 (東北大金属材料研究所)

今日、多くの学術誌では、対象となる研究分野が専門化し同時に多角化・分散化する状況において、非専門家を啓発し新規研究機会を提供する目的で、編集委員会の判断で最新の論文から選んだ注目論文 Papers of Editors' choice (EC) を公表することが行われている。日本物理学会の Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) においても、2003年12月よりその注目論文制度が開始され、毎号約2編程度が選ばれている。そして、その論文の背景、意義、内容等が編集委員会によって日本物理学会誌で紹介されている。実際、それらの論文は注目され、多数の引用ないし所謂高い Impact factor (IF) となるとともに、雑誌全体の IF の底上げにも寄与していると考えられる。¹⁾ その選抜がどのように行われているかは明確ではないが、毎号2編の限られた枠で選ぶことが非常に難しいであろうことは間違いなく、編集委員のご尽力を推察する。ただ、その選抜が適切であるかについては、著者の経験でも「なぜこの論文が選ばれたのか?」と奇異に感じることもある。したがって、選抜された結果について、どのような効果を誘起したか、読者にどのような影響を与えたか、すなわち専門的な研究者による新規論文の執筆において当該論文の引用となったかに関する判断も必要であろう。ここでは JPSJ の注目論文の被引用について、所謂 IF ではなく、引用回数を中心に通常の論文と比較した結果を示したい。被引用回数は日々増加するため、ある時点で断面的に集計し、分析することが必要である。

表1 JPSJ掲載論文数と注目論文数、および選抜率。

	掲載論文	注目論文	選抜率
一般論文	2,118	31	1.46%
レター	962	127	13.20%
小計	3,080	158	5.13%
招待論文	15		
その他	310		
総計	3,405		

そこで、変動が少ないと思われる年末年始、すなわち、平成22年12月31日から平成23年1月7日にかけて、JPSJのHPおよびWeb of Science (WoS) を使って実施した。その分析も翌2月には終了していたが、内容が単なる編集委員会批判と捉えられないかの危惧で躊躇し、さらに3月の東日本大震災のために完全に頓挫した。しかしながら、ここに改めて、注目論文の選抜の参考として、またその在り方について議論を進めて頂くことを期待してまとめた。なお、引用回数等については細心の注意を払っているが、WoSで引用数を直接カウントしたケースがあることや自己引用の判断を著者名から行ったために若干誤差を伴うであろうことはご容赦頂きたい。

制度が始まった2003年12月から2009年12月までの期間、JPSJでは3,405編の論文が掲載された。内訳は一般論文2,118編、レター962編、招待論文15編、その他である(表1)。そして、一般論文31編とレター127編の計158編の論文が注目論文として選ばれ、大半の80%がレターである。選抜率はJPSJ全体では約20編から1編であるが、レターは全レター論文から13.2%で選ばれ、一般論文の選抜率1.5%に比べ、9倍とその選抜率は高い。レターが研究の新奇性と速報性を旨とすることを考慮すると妥当であろう。ここで、JPSJでは10の分野に区分されるため、分野毎の分析も行ったが、

論文の約60%が第7分野 (Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties) であり、また注目論文の約70%がそこから選抜されていた。ただ論文数自体に大きな偏りがあるため、詳細は割愛する。

次に、WoSに基づいて2003年12月から2010年12月までの期間の、先述の期間にJPSJに掲載された論文の被引用回数を述べる(表2)。まず、JPSJの全論文(3,405編)は22,536回引用された。平均引用数は7.31回、中央値 (median) は3回であり、最高はT. Ando 著の招待論文 (74 (2005) 777) の249回であった。また研究者の貢献度の指標とされている h-index について、JPSJを一個人と見なすと47であった (なお、上記値は同一期間について2012年9月本稿改訂時で60となっている。ちなみに、Physical Review C は91である)。次に、その期間中引用されなかった論文は782編であり、全論文の23%である。招待論文15編の被引用数は694回であり、平均46.3回、中央値24回である。これは招待論文の目的上、妥当な結果であろう。ここで、引用回数の代表値として平均値と中央値のどちらが適切であるかについては多々議論があるが、今回の分析では、中央値は平均値の約1/2となった。(これは平均所得が少数の高所得者の所得額に支配されて引き上げられ、実感とは異なるとの指摘と同じである。)

さて、注目論文158編は3,048回引用され、最高164回、最低0回、平均被引用数19.3回、中央値10回である。そのうち一般論文が424回、レターが2,622回引用されており、その比率は

表2 JPSJ掲載論文と注目論文の被引用回数。

	全論文	注目論文	招待論文
論文数	3,405	158 (5.19%)	15 (0.49%)
被引用回数	22,536	3,048 (13.50%)	694 (3.10%)
貢献度	—	2.6	6.3
自己引用回数	—	801 (23.5%)	—
引用回数の最高値	249	164	249
最低値	0	0	0
平均値	7.3	19.3	46.3
中央値	3	10	24
h-index	47	31	—
被引用が7回以下の論文数 (率)	—	63 (39.90%)	—
被引用が2回以下の論文数 (率)	—	28 (17.80%)	—
被引用がない論文数 (率)	782	7 (4.4%)	—

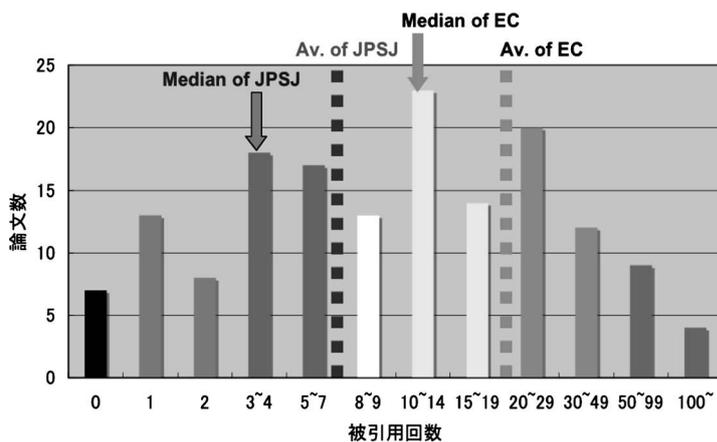


図1 被引用回数に対する論文数。JPSJとECでの平均被引用数と中央値も示す。

一般論文13.5%，レター86.5%である。注目論文中のレターの選抜率79.5%と比較すると、レターがより多く引用されたことが分かる。JPSJ全論文3,405編の総被引用数22,536回のうち、5.2%の注目論文が13.5%の被引用回数を獲得しており、その貢献度は2.6倍と見なすことができる。（なお招待論文では6.3倍である。）

次に、注目論文の引用回数の内訳では、100回以上が4編、注目論文での平均値（19.3回）以上の論文が45編である（図1）。最高はK. Moritaを筆頭著者とする論文（73（2004）2593）の164回である。一方、JPSJ論文全体での平均被引用数7回に達しない論文は63編（40%）あり、そのうちの12編では引用は全て自己引用であった。JPSJ論文の中央値2回を下回る論文は28編（18%）で、全て自己引用が8編であった。また論文掲載以後、自己引用を含め引用が全くなかった論文が7編（約4%）あり、通常の論文の23%より遥かに少ない値ではあるが、著者自身によっても引用されない論文が少なからず存在する。注目論文158編での自己引用数は合計801回、全引用中の23.5%である。自己引用の是非については多々議論があろうが、新規論文では理解を得て引用されるための時間が必要なこと、その間の著者自身による論文発表においては従来の研究成果を自身の成果も含め明記することや、内容の不必要な重複を回避する観点では仕方がなかろう。ただ、その点を考慮しても、注目論文であって全く引用されていないことの原因は十分検討すべ

きである。

被引用件数の総数には論文掲載からの期間が影響することを考慮して、引用件数を発表からの経過年数（年未満は切り上げ）で除して求めた年平均の被引用件数に注目すると、最高61.6回（Chui-Ho Lee, *et al.* 77（2008）073701）、最低0回、平均被引用回数は5.3回、中央値は2.6回である。そのうち、年間50回以上の論文が2編、20回以上の論文が7編あり、これらは全てレターである。年間の被引用件数が中央値の1/2である1.3回を下回る論文は49編で、全体の31%である。

これらの結果から、注目論文は実際高い被引用回数を有し、JPSJのIF増加に貢献していることは間違いなく、この点で、編集委員会は優れた選抜をされていると云えよう。とりわけ、被引用回数が多い論文については確実に選抜されている。実際、注目論文として選ばれた論文のうちの44編がJPSJ

でのダウンロード件数の上位20論文の中に含まれていた。ただ、これらの論文は注目論文として選抜されなくとも、読者がその興味でダウンロードされたとも判断できる。つまり読者が間違いなく興味を有すであろう論文が順当に選ばれたとも考えることができる。その点で、被引用回数が通常のJPSJ論文の平均的な引用回数や中央値を下回る論文がそれぞれ40%、18%で存在すること、さらに論文掲載以後、自己引用さえなされない論文が4.4%もあることは検討されなければならないであろう。興味深い、注目してほしいとの編集委員の推薦論文への思いと専門的な研究者の興味や必要性との間に乖離が存在する可能性がある。また、内容に疑義や不明確さを感じその時点での引用は控えたいとしたケースもあるかもしれないが、それは論文の査読体制にも起因することであろう。

注目論文制度は、研究分野の専門化と、多角化・分散化の現況も関連し、非常に難しいことは確かであるが、この拙文のような「期待した結果ではなかったこと」も含めて、注目論文制度の評価を検討して頂くをお願いしたい。そして、今後、編集委員（会）がJPSJや分野の発展に向けた「注目」研究として先見の明がより一層発揮されることを期待する。

参考

- 1) 2010.12.20付け編集委員長からのメール（JPSJより年末の挨拶）。

（2012年8月9日原稿受付）

JPSJ 編集委員長からのコメント

安藤 恒也 〈JPSJ 編集委員長〉

注目論文や invited review paper などの引用データが大変興味を持って拝見致しました。このような広範囲なデータをまとめていただき、JPSJ 編集委員会を代表し感謝したいと存じます。編集委員会でもこのような解析を行う必要性は自覚していましたが、これまでそのような余裕がなかったのではないかと思います。私自身、編集委員長

となりほぼ半年となりますが、日々の作業に追われる毎日です。以下は新米編集委員長としての個人的な感想です。

注目論文の説明は、会誌の紹介記事の最初に載っているものが公式のものだと思います。毎月の編集委員会（Head Editor 会議）で最も時間をかけるのが注目論文の選考です。推薦された中から、閲読者の論文に対する評価

や著者との具体的なやりとりなどを参照し、分野が偏らないように配慮して選考しています。具体的な物理の内容についての議論ですので、編集委員が一番楽しめる時間です。もちろん、評価の定まらない未出版の論文の中から毎月選考することはかなり勇気が必要であり、間違いを恐れているのは不可能な作業です。引用数が0や非常に少ないものがあることのご指摘ですが、これは上にも述べたようにこれから注目していきたい分野なども取り上げるなどからも、やむを得ない面があります。今後検討課題としていきたいと思えます。とはいえ、全体としては注目論文が他の論文と比べ被引用数が多少

でも多いことを示している今回のデータは、これまでの編集委員会がそれほど間違っていなかったことを示しているのではないかと思います。実は、編集委員長に就任して以来、JPSJの閲読システムを注目論文選考にも適したように改良できないかと考えておりますが、まだ実現していません。それよりも重要なのは投稿原稿に対する閲読者の適切な評価と迅速な対応ではないかと思います。会員の皆様には、JPSJがさらに良い学術雑誌となりますよう、これからも論文投稿や論文閲読の面でご協力いただければと願っております。

(2012年9月6日原稿受付)

まず日本物理学会刊行委員会がこのプロジェクトの調査を行い2008年6月に報告書を取りまとめている。この時にはまだ機が熟さず、高エネルギー加速器研究機構(KEK)および国公立大学図書館協力委員会(CCJUL)はそれぞれ署名を見合わせる旨の返書をCERNに送った。

その後、2010年初頭の米国の大学の参加表明によりSCOAP³実現の機運が国際的にも大きく高まってきた。一方、日本では、KEKがSCOAP³への支援を表明したこと(2010年7月)、CCJULと国立情報学研究所(NII)の連携・協力の推進に関する協定が成立し図書館コンソーシアムが強化されたこと(2010年10月)から、2010年12月に署名に向けた検討が再開した。そして、2011年8月にKEK、CCJULおよびNIIの三者がEoIに署名した。

これと前後して、2011年4月には全体の7割以上の額に相当する国がEoIに署名したことを受け、CERNはSCOAP³運営委員会を立ち上げ、日本からは筆者が委員として加わり、出版社との交渉など具体的な活動を開始した。

なお、日本としては、地域性を配慮した雑誌の選定や出版社との間で有利な入札(SCOAP³の雑誌を含むパッケージの価格が相応に下がることなど)の成立などをEoIの付帯条件としている。これらは物理学会刊行委員会の報告書にある提言を踏まえており、また奇しくもこの提言の多くが現在のSCOAP³の仕様で実現されているという結果になっている。

3. SCOAP³の具体的な入札の経緯

2011年にSCOAP³運営委員会は、出版社への説明と入札プロセスを開始した。まずOA化する候補雑誌の市場調査を進めた。その際に入札条件(50%はAPCの額の評価点、50%はインパクトファクターなど質に関する評価点による総合評価)やOA化の詳細を定める仕様書をまとめた。この中で重要な考え方は経費のリダイレクション(振り替え)である。現在の個別機関におけるHEP分野の電子ジャーナル

SCOAP³の現状、課題そして展望

安達 淳 (NII)

1. SCOAP³とは

SCOAP³ (Sponsoring Consortium for Open Access Publishing in Particle Physics, <http://scoap3.org>)とは、CERN(欧州原子核研究機構)が過去6年にわたって進めてきた国際連携プロジェクトで、定評のある査読付き論文誌に掲載される論文のうち高エネルギー物理学分野(以下、HEPと略記)のものを可能な限りオープンアクセス化(Open Access, 以下OAと略記)しようとする企てである。

電子ジャーナル高騰問題などを解決する方法としてOA雑誌の発行や機関リポジトリでのセルフアーカイブなど、種々の活動が行われてきた。SCOAP³はこれらとは異なる大規模な試みとして、OAを主唱するCERNが中心となり2006年頃から世界20カ国以上の研究機関や大学図書館(以下、機関と総称する)に協力を呼び掛けてきた。

SCOAP³は、New Journal of PhysicsのようにOA雑誌を新たに発行するのではなく、Physical Reviewのような既存の定評のある雑誌を一挙にOA化しようとする点に第1の特徴があり、国単位で必要な経費を拠出することによってOA化の原資を得るという点も重要な特徴である。

SCOAP³の経費負担の考え方は、OA雑誌に多く見られる著者支払いモデルに基づくものである。まず、主要な雑誌のHEP論文数と掲載料概略値からその出版経費を年間およそ1,000万ユーロと推定している。この額に相当する論文のAPC(Article Processing Charge, 掲載料に相当)をCERNが各国から集め、出版社に一元的に支払うことによりOA化を実現する。国別の負担率は国別の論文数によるものとし、米国、ドイツに次いで、日本のHEP論文数は7.1%を占めることから、求められる拠出額は年78万1千ユーロとなっている(発展途上国の負担免除の分の10%増を含む)。

2. 日本の関心表明

2007年にCERN所長から、日本に対してSCOAP³参加のための関心表明書(Expression of Interest, 以下EoI)への署名の要請があった。EoIとは、SCOAP³に賛同する国の研究機関、大学図書館あるいは図書館コンソーシアム等がCERNに対してSCOAP³参加の関心(協力)を表明するものである。EoIには当該国の財政的支援の試算が盛り込まれるが、SCOAP³に対する財政的支援を約束するものではない。

契約額相当以上の削減が実現されるべきで、この経費を各機関がSCOAP³への財政的支援として拠出しようというものである。すなわち、OA化の端緒として、出版社への支払いが安くなった分をSCOAP³への拠出として振り替えれば、今までの負担額と同額かそれ以下でOA化が実現できるということになる。また、HEP以外の分野の電子ジャーナル価格への悪影響が及ばないことも入札条件になっている。

2012年5月に出版社へ入札案内が送付され、6月に開札が行われた。結果として年額1,000万ユーロで購入できる雑誌を評点の高い順に選ぶということを行ったわけである。CERNは2013年中に契約を行い、2014年1月からOA化を開始する。まだ総額の7割分しか拠出の表明がされていないので、契約のリスクはすべてCERNが負うということになる。

7出版社の12雑誌が選ばれ、2011年実績で6,640論文/年の規模で発行される論文が今後OA化されることになる。この数はHEP分野の75%に相当し、また97%はarXiv.orgにプレプリントがある。分野の判別はarXiv.orgのHEP分野分類に依っている。まず、HEP論文の多い雑誌は雑誌全体をOA化する。これが以下の6誌である。

- ・ Physical Review D (American Physical Society)
- ・ Physics Letters B (Elsevier)
- ・ Nuclear Physics B (Elsevier)
- ・ Advances in High Energy Physics (Hindawi)
- ・ European Physical Journal C (Springer)
- ・ Journal of High Energy Physics (Springer)

一方、HEP論文数が60%以下の雑誌はHEP論文に対してのみSCOAP³から経費を支援される。以下の6誌が該当する。

- ・ Physical Review C (American Physical Society)
- ・ Chinese Physics C (Institute of Physics Publishing)
- ・ Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (Institute of Physics Publishing)

- ・ New Journal of Physics (Institute of Physics Publishing)
- ・ Acta Physica Polonica B (Jagellonian University)
- ・ Progress of Theoretical Physics/Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTP/PTEP) (Oxford University Press/Physical Society of Japan)

ここで、日本のPTP/PTEPが含まれていることが重要である。ちょうど2013年からOA化されるPTP/PTEPの他にも、上記にはいくつかのOA雑誌が含まれるが、これらの雑誌では著者のAPC支払いが免除され、SCOAP³がそれを負担することになる。PTP/PTEPの場合、約36%のHEP論文を含むとされているので、この相当額が学会に還元されることになる。

4. 今後の展開

2014年1月からOA化を開始するために、まず2013年3月までに、各機関でのSCOAP³雑誌分の支払い低減予想額を計算し、出版社側の提示する削減額と照合する。もし出版社の削減額の方が少ない場合は調停を行う。この調停を経て各国が拠出できる金額を明らかにしていく。その後、各国の機関等がSCOAP³パートナーとしてMoUに署名し国際コンソーシアムが発足し、プロジェクトの運営に当たる。

各国がその拠出額を国内でどのように集めるかは国により異なる。研究助成機関が一元的に負担するケースや機関からの振り替えを集めるケースなど、各国の事情による。しかもこの合意形成は容易ではない。日本では大学図書館とNIIの担当者がタスクフォースを立ち上げ、機関毎のSCOAP³雑誌の購読状況を把握し、それぞれの微妙に異なる契約に対応した削減額の計算を行っているが、拠出方法の具体的な方向性はこれらの作業と並行して調整しているところである。

5. 物理学コミュニティにお願いしたいこと

SCOAP³はOAに関する先進的かつ大規模な実験である。これにより既存の定評のある雑誌をOA化し合理的な

情報流通の仕組みが実現できれば、他分野の雑誌出版に対しても大きなインパクトを与える。また、この実現過程で現在の電子ジャーナルやOAの持つ問題点や不合理な点が明らかになり、OA出版の将来を考える上で大変リアルで重要な経験を共有することができる。OA化そのものの利点の他、個々の研究者のAPC支払いが不要(機関が肩代わり)などのメリットが期待されるだけでなく、少なくとも現時点でAPCの単価(12の雑誌のSCOAP³向けAPCはCERNのWebで公表)を下げる効果があったことが認められている。

SCOAP³を実現するために物理学コミュニティには、所属する機関が振り替えを行うよう機関内の合意形成に向けた支援をお願いしたい。図書館が進める削減額の算定等を踏まえ、その振り替えに機関として応じるには、例えば図書委員等のお立場にある会員の積極的な働きかけや物理学教室としての支援要請が効果的であろうと期待される。

今までに述べてきたSCOAP³のモデルは最終形ではなく当面3年間のプロジェクトとして設定されている。日本も含め参加各国の負担率や雑誌毎のHEP論文比率は3年毎に見直されることになっているが、その国内での負担をどのようにして持続可能にするかなど、議論すべき課題は山積している。そのような中で、「研究者、図書館とも現在負担している経費程度をOA化のために振り替える」を出発点として始まるSCOAP³に対し、組織的に支援するように動いていただきたい、そして継続的に議論しPTP/PTEPを含む雑誌群のOA出版を持続可能にするような国際コンソーシアムの実現を支援していただきたいと切に願っている。

なお、国内の活動については<http://www.nii.ac.jp/sparc/scoap3/>に逐次情報を掲載しているので、適宜ご参照いただければ幸いである。

非会員著者の紹介

安達 淳氏：1952年生まれ、1976年東大電気卒。同大学院博士課程修了後、東大大型計算機センター助手等を経て、現在国立情報学研究所教授。専門はデータ工学、電子図書館、情報検索等。

(2012年11月12日原稿受付)

追悼：B. D. Serot 教授 (1955–2012)

松井 哲男 〈東大院総合文化〉

上地 宏 〈大阪学院大〉

インディアナ大学の Brian D. Serot 教授は、長い間、癌との苦しい闘病生活をされてきたが、去る3月2日に遂に帰らぬ人となった。享年57歳であった。

Serot 博士は1979年にスタンフォード大学で J. Dirk Walecka 教授の指導の下で博士号を取得された後、1年間 MIT で研究をされ、1980年に母校スタンフォード大学に助教授として迎えられたが、1984年にはインディアナ大学に准教授として赴任された。その後26年間インディアナ大学教授として教鞭を執られ、後継研究者の育成に尽力されるとともに、同大学の核理論センターの立ち上げと発展に大きく貢献された。

Serot 教授は、ハドロンの有効場の量子論に基づいた相対論的多体問題としての原子核構造・反応の研究、またそれらを敷衍した極限状態の核物質の理論的研究で国際的に良く知られている。Walecka 教授との共著 *The Relativistic Nuclear Many-Body Problems* (*Advances in Nuclear Physics*, vol. 16, 1986) はこの分野の古典的名著として(2012年現在) *nucl-th* で歴代2番目に多い引用数を得ている。

Serot 教授はこのハドロンの有効理論を、クォーク・グルーオンの相互作用を記述する量子色力学(QCD)に対置して、量子ハドロンの力学(QHD)と呼ばれたが、中間子場の平均場近似によって良く知られた原子核の殻構造の

ペクトルを非常に現実的に再現することを示された。このアプローチはもともと Walecka 教授によって、中性子星の内部に存在する高密度核物質を記述する為に考案されたものであるが、Serot 教授は最初の模型になかった π 中間子場や ρ 中間子場の効果を、カイラル対称性や非線形相互作用の効果をとり入れて拡張され、低エネルギー核現象をより統一的に記述する理論へと発展させる努力をされてきた。最近では、核多体問題におけるこのようなハドロンの有効理論がより一般的に可能なハドロンの相互作用から非線形相互作用の丸め込み(truncation)によってどのようにあられるか、またより基本的には QCD によって記述されるクォーク・グルーオンの自由度からどのように導出されるかという難題にも取り組まれている。残念ながらこの最後の研究は未完となってしまったが、それは今日の原子核理論のもっとも基本的な課題となっている。

Serot 教授は、教育面でも、周到に準備された明解な講義をされることで定評があり、学生から敬愛される思いやりのある教師であった。Serot 教授が残された詳細な美しい手書きの講義ノートは、師である Walecka 教授の名講義ノートの伝統を受け継いだ完璧なものであり、大学院レベルでの講義ノートのお手本である。

最後に、Serot 教授は、日本国内の共同研究者とともに、原子核理論と中性



B. D. Serot 教授 (1955–2012), photo from IU website.

子星、状態方程式と熱力学的無撞着性、超新星など高密度物質についての総合報告、*Neutron Stars: The aspect of high density matter, equations of state and observables* (eds., H. Uechi, S. T. Uechi and B. D. Serot, 2012) の出版を企画され、有効場の理論、バリオン理論とクォーク理論に関する章を担当執筆された。これは Serot 教授の最後の著作となってしまった。かつてインディアナ大学で Serot 教授の指導を受けた編集者の一人、上地は、夫人の Rose さんから、この本へ寄稿できたことを病床からとても喜ばれていた、とお聞きし、感無量である。

Serot 博士のあまりに早い逝去を悼み、博士のご冥福を心より祈りたい。

米国物理学会誌 *Physics Today* に掲載された博士の同僚による追悼文は次のサイトから得ることができる。
<http://www.indiana.edu/~iubphys/faculty/serot.shtml>

(2012年9月24日原稿受付)

杉本健三先生を偲ぶ

中井浩二 ◇

杉本健三先生は2012年10月6日に89歳で他界されました。

先生は鋭く磨かれた‘意’と‘技’の人でした。孫娘Nina Ecksteinさんは‘full of curiosity’の人であったと書いて居られます。そのとおりでした。

先生の信条は、まちがっても人真似をするなということでした。私が阪大の助手になった頃大学は貧乏でした。先生は「貧乏人は貧乏なりにも頭を使って人のやらないことをやろう」という精神で私達弟子を指導されました。この精神に基づく先生の業績の一端を紹介し、先生の偉大さを偲びます。

先生は先ず自力で手造りのバンデグラフ加速器を完成され、核励起状態の磁気能率の測定に成功して1958年に仁科賞を受賞されました。

1950年代、核モーメントの研究では理論で宮沢、有馬-堀江などの指導的業績があったのに実験は遅れていました。それから20年、杉本グループの努力で実験の成果が挙がり1972年に大阪で国際会議「核モーメントと核構造」を開催して世界の頂点に到達しました。

会議のハイライトの一つは阪大で開発した新しいNMR法による短寿命原子核の磁気能率の測定でした。先生は1975年度の東レ賞を受賞されました。

原子核反応で特定の方向に反跳される生成核は、反応面に対し垂直な方向に偏極しています。その偏極を β 崩壊する時まで保持できれば、パリティ保存の破れによって β 線は反応面に対し非対称に放出します。その非対称度を観測しながら磁場と高周波を印可してNMRを観測するという方法でした。

最初に私達は $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$ 反応で $^{17}\text{F}(T_{1/2}=65\text{ sec})$ 核を作ってそのNMRを観測し、パリティ非保存を利用した短寿命核NMRの可能性を示しました。

国際会議にパリティ保存則の破れを

世界で始めて実証されたコロンビア大学のC. S. Wu教授が参加しておられました。会議の後、阪大杉本研の実験室を訪問し絶賛の言葉を頂きました。教授は、かつてT. D. LeeとC. N. Yangがパリティ非保存の仮説を立てその実証実験を提案された時、Lee教授が同じコロンビア大学のWu教授に提案された最初の実験がまさに大阪大学で実現した方法であったそうです。しかし難しそうなので自分は ^{60}Co の極低温偏極法を用いたが、核反応偏極法が開発されて嬉しいと喜んで下さいました。

この実験に私達が挑戦した動機は、鏡映核の磁気能率を測って核内中間子の効果を調べたいという期待でした。当時、鏡映核の対の磁気能率が測られているのは ^3H と ^3He だけでした。

鏡映核の一方は安定核なので既にNMR法により高い精度で測られていましたが相棒になる核は全て短半減期であるためNMR法は不可能でした。

実験を立案した時から10年を経て国際会議を開いた時には20対余りのデータが集まり、磁気能率のアイソスカラーとアイソベクター成分に分けた解析が進みました。中間子効果はアイソベクター部分から導出されました。

中間子効果については、全く独立に東京の山崎グループが高スピン状態の磁気能率を決定し軌道成分の g 因子から導出することに成功されました。

このことがきっかけで、大阪の杉本グループと東京の山崎グループの密接な連携が深まり「核構造研究」と相補的な「核物性研究」も育ち、 μSR という新しい技法も開拓されました。

その後、杉本-山崎グループで鍛えられた人達は、原子核研究に新しい道を拓く役割を果たしています。

次に杉本精神が炸裂したと思ったのは、ニューマトロン計画の提案でした。

当時、核研主任教授の平尾泰男先輩



杉本先生：還暦のころ。

が原子核を1核子当たり1 GeVに加速するシンクロトロン建設を提案されました。坂井光夫所長が核研の次期計画として採り上げ、その実現のため杉本先生を後任の核研所長に招かれました。諸外国に先駆けての計画でした。

ところが、不幸なことに高エネルギー研究者のトリスタン計画と競合し、その計画の実現とともにニューマトロン計画は「幻の計画」となりました。

しかし、ニューマトロン計画は「幻」でなく、核科学の展開を目指す平尾、山崎、永宮、谷畑、…らの努力により、いろいろ実効的成果を生んできました。

先ず、平尾さんが率いた核研加速器グループの努力は、放医研の重粒子線医療に活躍するハイマックとして結実し多くの人命を救っています。

高エネルギー原子核・原子核衝突の研究は、LBLから始まりBNLやCERNにまで展開しています。

LBLの実験で明らかになった入射核破砕反応の知見は、理研のRIビームファクトリーに発展し、新しい分野を開いて世界の注目を集めています。

そして何よりもニューマトロン計画の大きな成果は、日本の原子核研究者を高エネルギー実験に誘った効果です。KEK-12 GeV PSで養った実力を基礎にJ-PARCが建設されハドロン物理などが始まっています。

(2012年10月29日原稿受付)

A. Kamenev

Field Theory of Non-Equilibrium Systems

Cambridge Univ. Press, New York, 2011, xiv + 341p, 25 × 18 cm, \$80.00 [大学院向]

ISBN 978-0-521-76082-9

内海 裕洋 (三重大工)

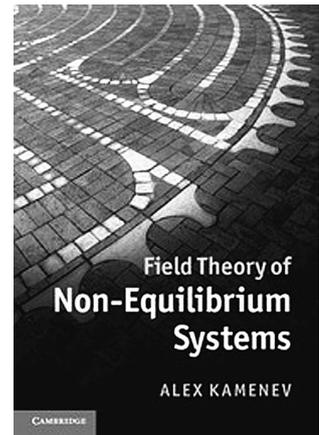
本書は物性における現代的な場の理論の教科書と Keldysh グリーン関数法の教科書の内容をつなぐユニークな教科書である。その特徴は全編にわたり汎関数法が用いられている点にある。汎関数法は、4成分を持つ Keldysh グリーン関数を扱う上でとりわけ便利であり、メゾスコピック系の分野で広く用いられるようになってきているが、その教科書と呼べるものは本書が初めてであろう。著者 Kamenev は量子輸送に関して数々の優れた成果を上げ、汎関数法を広めた立役者である。

本書には他書にない特徴が随所にみられる。前半約 1/3 (1章~5章) が閉時間経路での経路積分による汎関数の導入に充てられていて、論文では省かれる計算上のノウハウや落とし穴が詳述されており、初学者も無理なく読み進められる。また古典極限である Martin-Siggia-Rose (MSR) の理論やその鞍点近似の解説が詳しいことも目を引く。化学反応のモデルの汎関数による扱いにも紙面が割かれており、8章ではこれに基づき非平衡での相転移が

解説される。

残りは具体例に充てられていて、汎関数法を用いて種々の非平衡系が統一的に議論される。6章と7章では古典的な例としてプラズマやボース凝縮体の運動論が、解析接続によらず実時間で鞍点近似や RPA などを使って解析される。8章では主に MSR 理論をもとに、1次相転移の説明、2次転移および非平衡での相転移の動的繰り込み群解析がなされる。9章からはフェルミオン系の話題で、10章ではメゾスコピック系の計数統計や断熱ポンピングなどの外部から非平衡に駆動された系が紹介される。11章からはランダム系について、Keldysh シグマモデルを用い、局在や普遍的コンダクタンスの揺らぎなどが説明される。13章でこのモデルが相互作用を議論するうえで有効であることが示されたあと、14章の非平衡超伝導で締めくくられる。

本書が対象としている分野は現在も発展している。それに関し、大偏差理論や揺らぎの定理など、統計分野との関連に言及されていることも興味を引



く。一方、熱場の理論など他の非平衡系の場の理論には触れず、強相関系などの話題も省かれている。これは現在、研究が進行中なこと、また読みやすい分量にするためだろうか。ともあれ本書は今から Keldysh グリーン関数の汎関数法をマスターしようと考えている大学院生や研究者、とくに虚時間形式の汎関数法を既に使っている読者には最短の道筋を示してくれるだろう。ちなみに、著者は本書前半の内容を以前から断片的に講義録などに発表しているが、本書では大幅な加筆のうえ体系的にまとめられており、非平衡系の場の理論の教科書として必携の一冊に仕上がっている。

(2012年7月13日原稿受付)

竹内 伸, 枝川圭一, 蔡 安邦, 木村 薫

準結晶の物理

朝倉書店, 東京, 2012, iv + 126p, 26 × 19 cm, 本体 3,500 円 [大学院向]

ISBN 978-4-254-13109-3

石井 靖 (中大理工)

2011年ノーベル化学賞が「準結晶の発見」の業績によりイスラエルの Dan Shechtman 氏に贈られた。本書は、もちろんこの受賞のずっと以前から計画されていたもので、まえがきには「準結晶の理解がある一定レベルに達した今日」の「標準的な教科書」を意図したものとある。Shechtman らの論文が 1984 年末に発表されると直ちに、非常に多くの理論の論文が発表され、準結晶構造に関する基本的な概念が形作

られていった。ところが初期の準結晶は、ペンローズの非周期タイリングに象徴されるようなユニークな秩序構造というよりは、欠陥を多く含む熱処理により結晶に変態してしまう準安定な物質であった。このことが理論的な研究と実験的な研究の間に、何かしっくりこない違和感のようなものを生んでいたように思われる。1987年に蔡らにより安定で良質な準結晶が発見され、通常の結晶成長と同じ手法で単結晶試



料が作成されるようになって、ようやく本格的な研究が始まった。その後、いくつもの系で安定な準結晶相が発見され、これにより準結晶が結晶となら

ぶ普遍的な物質の存在形態の一つであることが明らかとなった。現在では精密構造解析により非周期的な原子配置の詳細が明らかとなり、単結晶試料を用いた物性測定や超高真空下での表面観察などが行われるようになってきている。「準結晶の理解がある一定レベルに達した今日」とはこのような状況を指しているのである。

本書の執筆者はこうした発展に中心的な役割を果たしてこられた方々で、ご自身の研究成果を中心に、準結晶に関する最新の知見を解説している。安定な準結晶の発見以来、世界の準結晶

研究を引っ張ってきたのは我国の研究グループであったことを考えると、本書はこの分野の最先端をその当事者が生き生きと解説したものとして大いに推奨される。一つだけ苦言を述べれば、扱われている題材のほとんどが金属系の準結晶で、理論的な説明もそれを意図したものとなっている点は少し物足りない。例えば、準結晶に限らない非周期結晶の一般的な特徴としてのフェイゾンに関する議論など、本書が「標準的な教科書」を目指すのであればあってもよかったのではないかと思われるテーマはいくつかある。とはいえ、

ノーベル賞を機に準結晶とは何か？に興味をもたれた読者にとって、本書が取っ掛かりとなることは確かであろう。
(2012年7月26日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書

M. Khlopov: Fundamentals of Cosmic Particle Physics

Cambridge Int. Sci. Pub., UK, 2012, xi + 431p, 24 × 16 cm, 129,95€

ISBN 978-1-907343-48-3

J. Breithaupt 著, 狩野 覚監訳, 春日 隆, 佐藤修一, 善甫康成, 別役 潔: 基礎コース 物理学

東京化学同人, 東京, 2012, ix + 380p, 26 × 18 cm, 本体 2,800 円

ISBN 978-4-8079-0801-1

バーナード・シュッツ著, 江里口良治, 二間瀬敏史訳: 第2版 シュッツ相対論入門: ハードカバー版

丸善出版, 東京, 2010, x + 529p, 22 × 16 cm, 本体 7,600 円

ISBN 978-4-621-08309-3

D. フックス, S. タバチニコフ著, 蟹江幸博訳: メビウスの作った曲面

岩波書店, 東京, 2012, xvii + 207p, 21 × 15 cm, 本体 3,000 円 (本格数学練習帳 2)

ISBN 978-4-00-006736-2

赤井久純, 白井光雲: 密度汎関数法の発展: マテリアルデザインへの応用

丸善出版, 東京, 2012, vii + 371p, 21 ×

15 cm, 本体 4,500 円

ISBN 978-4-621-06308-8

井口英雄, 佐甲徳栄, 相馬 亘, 中原明生: 理工系のための力学

東京図書, 東京, 2012, vii + 298p, 21 × 15 cm, 本体 2,200 円

ISBN 978-4-489-021140-4

大栗博司: 重力とは何か: アインシュタインから超弦理論へ, 宇宙の謎に迫る

幻冬舎, 東京, 2012, 289p, 17 × 11 cm, 本体 880 円

ISBN 978-4-344-98261-1

川村嘉春: 相対論的量子力学

裳華房, 東京, 2012, ix + 167p, 22 × 16 cm, 本体 4,600 円 (量子力学選書)

ISBN 978-4-7853-2510-7

高エネルギー加速器研究機構監修, 堺井義秀, 山田憲和, 野尻美保子著: 素粒子物理学

共立出版, 東京, 2012, viii + 238p, 22 × 16 cm, 本体 3,800 円 (KEK 物理学シリーズ第 1 巻)

ISBN 978-4-320-03484-6

鳥居寛之, 小豆川勝見, 渡辺雄一郎: 放射線を科学的に理解する: 基礎からわかる東大教養の講義

丸善出版, 東京, 2012, xiii + 237p, 21 × 15 cm, 本体 2,500 円

ISBN 978-4-621-08597-4

並木美喜雄, 位田正邦, 豊田利幸, 江沢洋, 湯川秀樹: 量子力学 II

岩波書店, 東京, 2011, ix + 624p, 22 × 16 cm, 本体 7,800 円

ISBN 978-4-00-029804-9

前田吉昭, 佐古彰史: 幾何学の量子化: 変形量子化からのアプローチ

サイエンス社, 東京, 2012, vi + 176p, 26 × 18 cm, 本体 2,429 円 (SGC ライブラリ-95)

ISSN 4910054701128

柳田敏雄, 木下賢吾, 笠原浩太, 木寺詔紀, 林 重彦, 江口至洋, 高木 周: 計算科学 4: 計算と生命

岩波書店, 東京, 2012, vi + 224p, 22 × 16 cm, 本体 3,500 円 (岩波講座)

ISBN 978-4-00-011304-5

湯川秀樹, 並木美喜雄, 江沢洋, 豊田利幸, 高木修二, 田中 正, 位田正邦: 量子力学 I

岩波書店, 東京, 2011, xvi + 682p, 22 × 16 cm, 本体 7,800 円

ISBN 978-4-00-029803-2

米沢富美子: 金属-非金属転移の物理

朝倉書店, 東京, 2012, vii + 194p, 22 × 16 cm, 本体 4,600 円

ISBN 978-4-254-13110-9

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/book/keijiban.html>にありますので, それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は, e-mail: keijiban@jps.or.jpへお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと, 掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は, 上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては, 本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■筑波大学数理物質系物理学域教授

1. 教授1名
2. 宇宙観測研究室
3. 当該研究室ではつくば32mアンテナによる電波観測, 南極内陸部ドームふじ基地におけるサブミリ・テラヘルツ観測, ALMA等を用いたミリ波サブミリ波観測等による銀河・銀河系・星形成領域・遠方宇宙等の研究を推進。これらの研究に参加しつつ特にドームふじ基地にサブミリ・テラヘルツ望遠鏡を設置して南極天文学を主導的に推進する方を求む。
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○主要論文5編の写し(少なくとも4編は過去5年以内のもの)

○業績リスト(査読論文とそれ以外を区別) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○今後の研究計画と抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先又は推薦書

8. 2013年1月21日(月)17時必着
9. ①305-8571つくば市天王台1-1-1 筑波大学数理物質系物理学域 大塚洋一 ②同上 中井直正 電話029-853-4281 nakai_physics.px.tsukuba.ac.jp
10. 封筒に「宇宙観測分野教授応募書類在中」と朱記し送付。

■東京工業大学大学院理工学研究科准教授

1. 准教授1名
2. 物性物理学専攻
3. 物性理論. 学部教育は理学部物理学科を担当。
4. 決定後早期
5. なし
7. ○履歴書 ○業績リスト(主要論文3編に印, 別刷添付) ○研究業績概要 ○研究計画書 ○大学院教育・学部教育の実績と抱負 ○推薦書ないし意見書2通
8. 2013年1月25日(金)必着
9. ①152-8551東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学大学院理工学研究科物性物理学専攻長 吉野淳二 ②同専攻 齋藤 晋 saito_stat.phys.titech.ac.jp
10. 封筒に「物性理論准教授応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。スタートアップのための資金について学内支援制度があり, その制度を利用できる可能性有。
<http://www.stat.phys.titech.ac.jp/index-j.html>も参照。

■大阪大学レーザーエネルギー学研究センター講師

1. 講師1名
2. 光・量子放射学研究部門
3. バタワットレーザー生成プラズマからの光・量子放射物理及びプラズマ加熱等への応用に関する研究に従事。又これらを基盤とした共同利用・研究拠点活動を長期にわたり発展させる。本学工学研究科の協力講座の教員として学生を指導。プラズマ物理, プラズマ分光, 計測診断, 粒子加速の何れかに関する研究経験を有し, これらを発展させ, 高出力レーザーによる高エネルギー密度状態の科学における新しい分野を牽引する意欲ある方を希望。

4. 2013年4月1日以降早期
5. 5年(2013年4月1日~2018年3月31日)。任期満了後, 再任可能性有
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文, 解説, 著書, 特許, 学会発表等) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○着任後の研究計画(A4, 約2枚) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
8. 2013年1月31日(木)必着
9. ①565-0871吹田市山田丘2-6 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 疇地 宏 ②西村博明 電話06-6879-8772 nishimu_le.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「光・量子放射学研究部門教員応募書類在中」と朱書し, 簡易書留にて送付。選考方法は書類審査及び面接。

■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻助教

1. 助教1名
2. 物理学第二分野宇宙線研究室
3. ガンマ線天文学(実験). 飛翔体を用いた宇宙ガンマ線・放射線観測装置の開発及び観測的研究。経験不問。
4. 決定後早期
5. なし
7. ○履歴書(顔写真, e-mail, 着任可能時期明記) ○研究業績リスト ○主要論文別刷3編以内(コピー可, 各2部) ○研究業績概要 ○研究計画 ○推薦書又は意見書(照会可能者の氏名, 連絡先でも可)
8. 2013年2月1日(金)必着
9. ①606-8502京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・宇宙物理学専攻物理学第二教室 青山秀明 ②同専攻物理学第二教室 谷森 達 電話075-753-3858 tanimori_cr.scphys.kyoto-u.ac.jp
10. 封筒に「宇宙線研究室助教応募書類(又は推薦書, 意見書)」と朱書し簡易書留で送付。応募書類原則不返却。

■岐阜大学工学部機能材料工学科助教

1. 助教1名
2. 材料物性工学講座(2013年度より電気電子・情報工学科電気電子コース)
3. 高圧物質科学. 工学基礎科目又は電気電子工学に関連する教育
4. 2013年4月1日以降早期
6. 教育と研究に意欲的な方。博士号取得

者又は取得見込者

- 履歴書 ○研究業績目録 ○主要論文別刷3編(コピー可) ○今迄の研究概要と今後の計画 ○教育に対する抱負 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
- 2013年2月1日(金)必着
- 501-1193 岐阜市柳戸1-1 岐阜大学工学部機能材料工学科 嶋 睦宏
shimam gifu-u.ac.jp
- 封筒に「材料物性工学講座(高压科学)・助教応募書類」と朱書し簡易書留で送付。提出書類不返却。詳細は <http://www.gifu-u.ac.jp/> 参照。

■電気通信大学共通教育物理系分野教授

- 教授1名
- 情報理工学部共通教育部
- 材料・光・電子デバイス等における広い意味での物性物理的プロセスに対して, 主として理論的アプローチをされる方。全学の物理系基礎科目の企画・運営と授業担当。併せて, 先進理工学科・専攻の教育も兼務。
- 2013年6月1日以降早期
- 常勤, 任期なし(定年制)
- 博士号取得者, 又は同等の能力者。学部教育の経験のある方が望ましい。
- 応募申請書 ○主要論文3編 ○研究概要と計画 ○教育経験と抱負 ○照会可能者(国内外各2名) ○これらの原本とコピー1部 ○返送先を記した定型封筒
- 2013年2月8日(金)必着
- 182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学情報理工学部共通教育部 鈴木 勝 電話042-443-5556 masaru.suzuki e-one.uec.ac.jp
- 封筒に「応募書類在中」と朱書し簡易書留で送付。併せてe-mailで連絡のこと。詳細はHPで確認のこと。

■東北大学金属材料研究所教員

[I]

- 准教授1名
- 附属量子エネルギー材料科学国際研究センター
- 原子炉照射試験を用いた原子力材料の研究, 当該センターにおける, 国内外の研究者の共同利用推進に熱意と意欲を持って取り組める方
- 決定後早期
- 10年(審査により再任1回5年可)
- 博士号取得者, 又は着任予定日前に取得見込の方。第一種放射線取扱主任者

の資格を持つ方, 又は近い将来持つことが見込まれる方

- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, 国際会議プロシーディングス, 著書, 解説, 招待講演, その他に分類) ○主要論文別刷5編(コピー可) ○今迄の研究業績概要(約2,000字) ○着任後の抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(e-mail含)
- 2013年2月15日(金)必着
- ①311-1313 東茨城郡大洗町成田町2145-2 東北大学金属材料研究所附属量子エネルギー材料科学国際研究センター 四竈樹男
- 封筒に「准教授応募書類」と朱書し書留で送付。提出書類原則不返却。

[II]

- 教授1名
- 量子ビーム金属物理学研究部門
- 中性子を基盤とする量子ビームを駆使した物質・材料研究に意欲的に取り組める方。
- 4は[I]と同じ。
- 10年(審査後再任可)
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, 国際会議の発表・プロシーディング, 著書等) ○主要論文別刷10編(コピー可) ○今迄の研究概要(約2,000字) ○着任後の研究計画(約2,000字) ○推薦書, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2013年2月28日(木)必着
- ①980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大学金属材料研究所長 ②高梨弘毅 電話022-215-2095 koki.imr.tohoku.ac.jp
- 封筒に「量子ビーム金属物理学研究部門教授応募書類在中」と朱書し書留で送付。提出書類原則不返却。詳細は <http://www.imr.tohoku.ac.jp/ja/op/2012-17.html> 参照。

■東京大学物性研究所助教

- 助教1名
- 附属物質設計評価施設
- 物質設計評価施設X線測定室の管理・運営に従事すると共に, 物性研究所内外の研究者と共同研究を積極的に行い, 構造物性の視点に基づく物質開発・物性研究を強力に推し進める意欲のある若手研究者を求める。X線回折実験に関する全国共同利用の便宜を図る任務を負う。

- 決定後早期
- 5年, 審査後, 1回を限度に再任可
- 結晶構造解析に関する経験を有することが望ましいが, 未経験者の場合には着任後これを習得することが求められる。
- 推薦書又は意見書 ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(重要論文に○印) ○主要論文別刷3編(写し可) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○研究計画書(A4, 2頁以内) ○自己アピール(A4, 1頁以内)
- 2013年3月1日(金)
- ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 issp-somu kj.u-tokyo.ac.jp ②廣井善二 電話04-7136-3445 hiroi.issp.u-tokyo.ac.jp
- 封筒に「物質設計評価施設助教応募書類在中」と朱書し書留送付又は持参。応募書類等不返却とし, 本応募の用途に限り使用。個人情報に正当な理由なく第三者へ開示, 譲渡及び貸与しない。

■大阪大学大学院基礎工学研究科助教

- 特任助教(又は博士研究員)1名
- 物質創成専攻鈴木茂哉研究室量子スピントロニクスグループ
- ダイヤモンド中の単一NV中心を用いた量子暗号通信, 量子計測, 量子計算に関する研究。
- 2013年4月1日以降早期
- 特任助教3年契約(更新可能性有, 博士研究員毎年度契約)
- 博士号取得者, 又は取得見込者。光学分野或いは磁気共鳴分野での研究経験を有することが望ましい。計測器のプログラミングが出来ることが望ましい。
- 履歴書(写真貼付), 研究歴, 研究リスト(査読付とそれ以外を区別) ○照会者の氏名, 連絡先 ○主要論文別刷(コピー可, 主な学会発表の予稿を加えてよい)
- 2013年3月31日(日)(採用者決定次第募集終了)
- 560-8531 豊中市待兼山町1-3 大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻水落憲和 電話06-6850-6426 mizuochi mp.es.osaka-u.ac.jp http://www.suzukiylab.mp.es.osaka-u.ac.jp/web_mizuochi/indexMizu.html
- 応募書類不返却。

学術的会合

学術的会合の標準様式 (1件500字以内)

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

■「融合マテリアル」第6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 2013年1月28日(月)
場所 TKP ガーデンシティ仙台 (980-0601 仙台市青葉区中央1-3-1 AER 21階)
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。特別講演：阿尻雅文(東北大)、赤阪 健(筑波大)
参加費 無料
連絡先 office fusion-materials.org <http://www.fusion-materials.org/>

■実用顕微評価技術セミナー2013「電子顕微鏡・走査プローブ顕微鏡関連技術の最先端」

主催 日本表面科学会
日時 2013年1月31日(木)
場所 東京大学小柴ホール (113-8654 東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3812-2111)
内容 ショートプレゼンテーション：電子顕微鏡関連(10分×9社)、ポスターセッション・企業展示、特別講演、他、ショートプレゼンテーション：大気AFM関連(10分×6社)、ポスターセッション・企業展示、他。
参加費 無料
申込 前日迄に<http://www.sssj.org/>にて、参加登録。ポスターセッション・企業展示の見学参加のみの場合も参加登録する。

当日参加も歓迎するが、資料準備の都合上、事前登録を推奨。
連絡先 153-8902 東京都目黒区駒場3-8-1 日本表面科学会企画委員会委員長 深津晋 電話/Fax 03-5454-6744 cfkatz mail. ecc.u-tokyo.ac.jp
その他 詳細は<http://www.sssj.org/>参照。

■平成24年度関西支部セミナー「データ解析技術の最前線—画像やスペクトルを統計的に扱う—」

主催 日本表面科学会関西支部
協賛 日本物理学会
日時 2013年2月19日(火)
場所 産総研関西センター (563-8577 池田市緑丘1-8-31 電話072-751-7918)
内容 統計的手法による画像・スペクトル解析への適用例を様々な分野の先生方が紹介する。一般的な研究会では解析結果に重点が置かれるが、本研究会ではデータ解析自体にスポットを当て、その理論や技術を学ぶことを目的に企画した。多くの方の積極的な参加をお待ちする。
参加費 無料
申込 HPより
参加申込締切 2013年2月13日(水)、当日参加も可
連絡先 563-8577 池田市緑丘1-8-31 産業技術総合研究所ユビキタスエネルギー研究部門 前田 泰 電話072-751-7918 y-maeda aist.go.jp <http://www.sssj.org/Kansai/seminar130219.html>

■統計数理研究所共同研究集会「社会物理学の展望」

日時 2013年3月13日(水)
場所 東京電機大学千住キャンパス2号館6階2602室 (120-8551 東京都足立区千住旭町5番)
内容 社会物理学は、物理学の視点・手法を用いて人の社会行動や社会現象の理解を目指した研究領域である。本研究集会では、社会現象を扱う研究者による講演と討論を予定しており、社会物理学の方向性や解決すべき問題についても議論する。一般からの発表も募集。
参加費 無料
講演申込締切 2013年2月8日(金)
連絡先 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1 東京大学工学部6号館430 藤江 遼 電話03-5841-6942 ujie satt.u-tokyo.ac.jp
その他 講演申込の際は「題目」「講演者(所属)」「200字程度の概要」をe-mailで送付。

■第一原理計算コードOpenMX, QMAS, TOMBOセミナー

主催 計算材料科学研究会
共催 CMRI (東北大学金属材料研究所計算材料科学研究拠点)
日時 2013年3月14日(木)~15日(金)
場所 産業技術総合研究所関西センター人間棟会議室 (563-8577 池田市緑丘1-8-31)
内容 計算材料科学分野での第一原理計算のツールとして、わが国で開発されている汎用ソフト：OpenMX (局在基底オーダーN法コード)、QMAS (平面波基底PAW法コード)、TOMBO (全電子混合基底法コード)の詳細なセミナーを開催。開発者を招き、2日間にわたり、コードで何が出来るか、原理や手法の詳細な講義、最近の応用例、使用法の具体的な紹介(マニュアルの説明、実演等)を行う。具体的に第一原理計算を開始したい学生、研究者、企業の方の参加歓迎。
定員 60名
参加費 無料
申込 産総研ユビキタス 武 y-take aist.go.jpまで。「セミナー参加希望」という表題のe-mailに、①名前、②所属(学生・院生の場合は学年)、③懇親会参加の有無(14日夕刻、約3,000~4,000円)を明記。
申込締切 2013年2月28日(木)
連絡先 産総研ユビキタスエネルギー研究部門 香山正憲 m-kohyama aist.go.jp
その他 詳細は<http://cmri-tohoku.jp/20130314>参照。

■日本磁気学会第2回岩崎コンファレンス「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」

主催 日本磁気学会
日時 2013年5月13日(月)~14日(火)
場所 日立金属・高輪和彊館 (東京都港区高輪4-10-56 電話03-3443-1717)
内容 日本磁気学会では、岩崎俊一名誉会員からの日本国際賞受賞を記念した寄付に基づき「岩崎コンファレンス」を開催している。第2回は、我が国が常に世界をリードしてきた永久磁石を中心に「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」をテーマとしている。基調講演はNd磁石の発明と産業への応用で2012年に日本国際賞を受賞した佐川真人氏、永久磁石の基礎から応用までを先導してこられた浜野正昭氏、我が国の科学技術研究を先導されている中村道治氏を予定。最先端研究からは、我が国を代表する永

久磁石の研究者による学理から産業応用、リサイクル及び元素戦略等の多角的な視点から議論する。

定員 未定

参加費 10,000円, 学生5,000円

各種申込締切 2013年2月頃HP掲載予定

連絡先 東京都千代田区神田小川町2-8

日本磁気学会 杉村 電話03-5281-0106

msj bj.wakwak.com <http://www.magnetics.jp/seminar/iwasaki/02.html>

■量子液体・量子固体に関する国際シンポジウム (QFS2013)

主催・共催 QFS2013組織委員会, IUPAP, 日本物理学会

日時 2013年8月1日(木)~6日(火)

場所 くにびきメッセ (690-0826松江市学園南1-2-1 電話0852-24-1111)

内容 QFSとは量子液体・固体分野の国際会議で1975年に米国で開催されて以来、低温物理学国際会議(LT)の開催される年を除き毎年開催。液体及び固体ヘリウム、冷却中性原子気体における超流動、超伝導、ボース・アインシュタイン凝縮等、量子凝縮系の物理が中心的なテーマである国際集会。世界中のQFS分野の研究者が一堂に会し同分野の最新の成果

について報告と質疑討論を行う。日本では2006年の京都開催に続き2度目。

定員 なし

参加費 35,000円, 学生20,000円(2013年6月1日迄, それ以降40,000円, 学生25,000円)

アブストラクト締切 2013年6月15日(土)

連絡先 東京工業大学物性物理学専攻 奥田雄一 okuda ap.titech.ac.jp

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象 (1行18字で7行以内)

○助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日, 曜日)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■湯川記念財団「望月基金」2013年度国際会議派遣候補者募集

対象 磁性及びその関連分野の基礎研究(理論, 実験不問)に携わる大学院生を含む若手研究者。2つの国際会議を助成

対象とする。対象となる国際会議名及び応募要領詳細は<http://aquarius.mp.es.osaka-u.ac.jp/motizuki/>参照。

助成内容 国際会議に出席して論文発表を行う為の旅費及び滞在費の一部を支援。

応募締切 開催時期別に設定(詳細はHP参照)。

問合せ先 606-8264京都市左京区北白川小倉町50-227 湯川記念財団「望月基金」 電話/Fax 075-781-5980

その他 この支援により、多くの若手研究者が諸外国研究者と交流を深める事によって、我が国の国際化が進むことを期待し、物性物理学の一層の発展を願う。

■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。)

1月ユーザ名 : 13Jan

パスワード: Henry099

2月ユーザ名 : 13Feb

パスワード: John602

行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年			
1/22	表面科学技術研究会2013「光の常識を覆すものづくりーナノ表面と光の相互作用ー」	神戸市	67-12
1/25~26	ゲートスタック研究会ー材料・プロセス・評価の物理ー(第18回)	熱海市(静岡)	67-12
1/28	「融合マテリアル」第6回公開シンポジウム	仙台市	68-1
1/29~2/1	総研大アジア冬の学校	土岐市(岐阜)	67-12
1/31	実用顕微評価技術セミナー2013「電子顕微鏡・走査プローブ顕微鏡関連技術の最先端」	東京	68-1
2/18~20	国際シンポジウム: Self-organization and Emergent Dynamics in Active Soft Matter	京都市	67-11
2/19	平成24年度関西支部セミナー「データ解析技術の最前線ー画像やスペクトルを統計的に扱うー」	池田市(大阪)	68-1
2/19~20	第15回薄膜基礎講座	東京	67-12
2/27	ニューセラミックス懇話会第40回ニューセラミックスセミナー「次世代型蓄電池にむけた材料革新」	大阪市	67-12
2/27~3/1	MANA Int. Symp. 2013	つくば市(茨城)	67-12
3/1~2	薄膜トランジスタ国際会議(ITC2013)	東京	67-12
3/4~8	第22回コンピューショナル・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	神戸市	67-12
3/11~13	第44回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	67-12
3/13	統計数理研究所共同研究集会「社会物理学の展望」	東京	68-1
3/14~15	第一原理計算コードOpenMX, QMAS, TOMBOセミナー	池田市(大阪)	68-1
3/26~29	日本物理学会第68回年次大会(広島大)	東広島市(広島)	日本物理学会
4/15~19	第11回国際フェライト会議(ICF11)	宜野湾市(沖縄)	67-10

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2013年			
5/12~16	17th Int. Symp. on Intercalation Compounds	仙台市	67-12
5/13~14	日本磁気学会第2回岩崎コンファレンス「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」	東京	68-1
5/23~24	第30回希土類討論会	北九州市(福岡)	67-12
6/2~7	The 19th Int. Conf. on Solid State Ionics	京都市	67-12
6/24~27	第8回微粒子磁性国際会議	Perpignan (フランス)	67-12
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム(QFS2013)	松江市	68-1
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議(SCES2013)	東京	67-12
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子,核物理,宇宙線,宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会
2014年			
3/27~30	日本物理学会第69回年次大会(東海大学)	平塚市(神奈川)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会(佐賀大学)(素粒子,宇宙線,宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/14~18	日本物理学会2014年秋季大会(ハワイ)(核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物理学会合同

編集後記

昨年4月から編集委員を務めさせて頂くことになりました。着任当初は編集の仕事あまりよく理解しておらず、毎回お弁当だけを楽しみに湯島の学会事務局へ足を運んでいるような状況でしたが、この編集後記を書いています昨年10月頃にはようやく記事を担当し、編集会議においても(意味があるかどうかは別に)発言できるようになってきました。皆さんに魅力的な会誌をお届けできるよう、少しでもお役に立ちたいと思っております。

この度、編集委員会では「学会誌紙面向上ワーキンググループ」を結成しました。会誌には、専門分野の最近の動向を知る手段としても、新たに興味を持った分野の入門書としても、非常に質の高い記事が揃っており、物理学会の貴重な財産だと思います。一方で、「会員の皆さんにとってどのような会誌が魅力的か?」は、その時代時代に応じて、引き続き考えていくことに意味があると思います。編集委員に着任したこともあり、周囲の会員の方々に会誌について尋ねてみたところ、会誌の在り方に関して様々なご意見をお持ちの方もいらっしゃるようでした。ご意見やご提案がございましたら、是非、お近くの編集委員までお知らせください。

さて、世間を見渡してみますと、いわゆるタブレット型コンピューター(以下タブ

レットと略します)が随分普及しているようです。使い方は人それぞれでしょうが、論文や書類を印刷せずにタブレットで読まれていたり、学会発表や講義の際にタブレットを片手にお話しされている方々も少なくないようです。本体が軽いことは大きなメリットだとしましても、キーボードを外したノートパソコンのようなものがなぜそれほど便利なのか、私はしばらく理解できませんでした。が、担当している学科でタブレットを利用した教育が推進されていることもあり、昨年、ようやく使い始めました。まだ使いこなせているとは言いがたいのですが、しばらく意識して持ち歩いているうちに、片手で持ってカバーをパッと開くだけで直ちに起動するタブレットは、通勤電車などでの移動中に非常に便利だと感じるようになりました。もっとも本格的に読みたい論文等は、やはり紙媒体で読みたいので、印刷の頻度は以前とそれほど変わっていないようです。タブレットの登場とともに「ペーパーレスの時代」というフレーズをよく耳にしますが、私の場合は「紙の節約」というより、「時間の節約」として役に立ってくれています。

ご存知のように、最近では会誌も電子化されており、CiNii(国立情報学研究所)にアクセスすると、刊行後2年以上経過した記事はPDFファイルを誰でも自由にダウンロードできます。既に、スマートフォンやタブレットを利用して、通勤時間に会誌

を楽しまれている方もいらっしゃると思います。1946年6月の創刊号からの物理学会の貴重な財産を、片手で持ってカバーをパッと開くだけで直ちに誰でも利用できる時代が来たわけですね。タブレットの普及を機に、より多くの方々に会誌を利用頂けるようになれば幸いです。

西野晃徳()

編集委員

旭 耕一郎(委員長), 宮下 精二,
有田亮太郎, 板橋 健太, 伊藤 克司,
遠藤 仁, 小川 了, 片沼伊佐夫,
北島 昌史, 小島智恵子, 佐藤 丈,
佐藤 実, 島野 亮, 鈴木 陽子,
竹内 幸子, 田中 秋広, 谷本 久典,
田村 忠久, 樽家 篤史, 西野 晃徳,
長谷川太郎, 平山 博之, 藤谷 洋平,
藤山 茂樹, 古川はづき, 宮本 良之,
加藤 岳生

(支部委員)

朝日 孝尚, 石井 史之, 奥西 巧一,
岸田 英夫, 酒井 彰, 仲野 英司,
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

加藤 岳生(委員長), 雨宮 高久,
木村 元, 榊田 創, 柴田 絢也,
竹延 大志, 多田 司, 多田 朋史,
中川 賢一, 村山 能宏, 森川 雅博,
矢向謙太郎, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

(p. 70 より続く)

Analytical Calculations on Low-Frequency Excitations in AA-Stacked Bilayer Graphene Ying-Chih CHUANG, Jhao-Ying WU, and Ming-Fa LIN
Second Harmonic Generation Spectroscopy and Domain Imaging of the High-Temperature Multiferroic CuO..... Tim HOFFMANN, Kenta KIMURA, Tsuyoshi KIMURA, and Manfred FIEBIG

SHORT NOTES

Superconductivity in La₃Pt₄..... Yuki KAWASHIMA, Gaku EGUCHI, Shingo YONEZAWA, and Yoshiteru MAENO
Bulk Superconductivity in Bi₄O₄S₃ Revealed by Specific Heat Measurement..... Hiroshi TAKATSU, Yoshikazu MIZUGUCHI, Hiroki IZAWA, Osuke MIURA, and Hiroaki KADOWAKI

PROGRESS OF THEORETICAL PHYSICS

Vol. 128, No. 6, December 2012

Invited Papers

Analytic Methods in Open String Field Theory..... Yuji Okawa
Subbarrier Fusion Reactions and Many-Particle Quantum Tunneling Kouichi Hagino and Noboru Takigawa

Papers

General and Mathematical Physics

Quaternionic Variational Formalism for General Relativity in Riemann and Riemann-Cartan Space-Times.....Katsusada Morita
Synchronization Thresholds of Coupled Self-Excited Nonidentical Pendula Suspended on the Vertically Displacing BeamMarcin Kapitaniak, Piotr Brzeski, Krzysztof Czolczynski, Przemysław Perlikowski, Andrzej Stefanski and Tomasz Kapitaniak

Particles and Fields

Confinement and Dynamical Symmetry Breaking in Non-SUSY Gauge Theory from S-Duality in String Theory.....Shigeki Sugimoto
Analytical Calculation on Critical Magnetic Field in Holographic Superconductors with BackreactionXian-Hui Ge and Hong-Qiang Leng
Suppressing Proton Decay by Cancellation in S₄ Flavor Symmetric Extra U(1) Model..... Yasuhiro Daikoku and Hiroshi Okada
Mass Insertion Formula for Chargino Contribution to ΔB=1 Wilson Coefficients and Its Application to CP Asymmetries of B → KπMotoi Endo and Takahiro Yoshinaga
Toward an Understanding of Short Distance Repulsions among Baryons in QCD; NBS Wave Functions and Operator Product Expansion..... Sinya Aoki, Janos Balog and Peter Weisz

Letter

Level Spacings of Parametric Chiral Random Matrices and Two-Color QCD with Twisted Boundary Condition..... Shinsuke M. Nishigaki

第 68 期 (2012 年 3 月 24 日~2013 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	家 泰弘	副会長 (次期会長)	斯波 弘行
庶 務 理 事	伊藤好孝・嘉規香織・高野 宏・田村裕和・千葉順成・松川 宏・三沢和彦 本林 透		
会 計 理 事	千葉順成(兼任)・野崎光昭・播磨尚朝・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	旭 耕一郎	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
監 事	鹿兒島誠一・渡邊靖志	刊行委員長	瀧川 仁

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については, 下記 CCC に連絡して下さい。

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

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

日本物理学会誌 第 68 巻 第 1 号 (平成 25 年 1 月 5 日発行) 通巻 756 号

©日本物理学会 2013

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。