

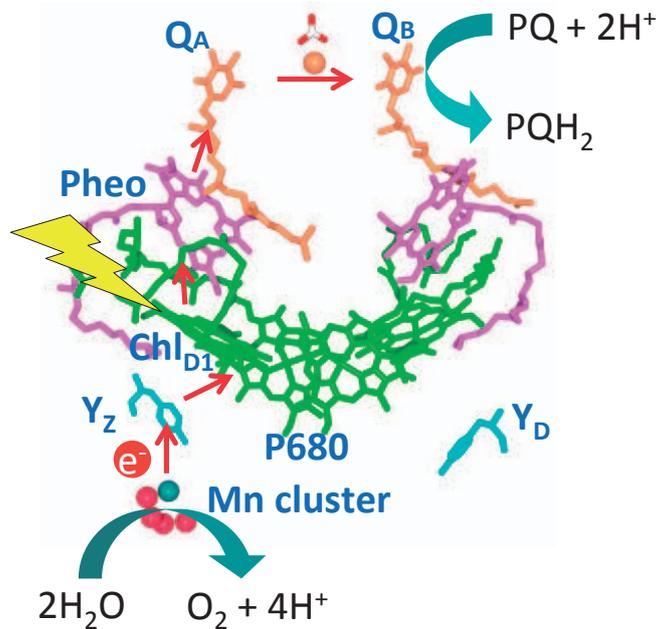
- 荷電レプトンで探る新物理
- シリーズ「国際光年 IYL2015に寄せて」
- 宇宙を満たすガンマ線背景放射の起源と残された謎

NO.

10

2015 | VOL. 70

B U T S U R I  
日本物理学会誌



# JPSJ 編集委員長への就任に当たって

上田和夫 (JPSJ 編集委員長)

本年4月1日からJPSJの編集委員長に就任しました。専任の編集委員長制度がしかれてから、斯波弘行、高山一、川畑有郷、安藤恒也 各編集委員長の後を受けて五人目ということになります。業務を引き継いでから3ヶ月近くが経ちましたが、その仕事の難しさを日々痛感しています。

学生時代から現在に至るまで、ジャーナルは私が投稿する主要学術誌の一つでした。出版業務に関連してジャーナルとの縁が深くなったのは2008年に物理系学術誌刊行センターの副センター長、翌年にセンター長を勤めたことがきっかけでした。日本物理学会と応用物理学会が編集発行する学術誌は長年JPSJとJJAPでした。学術誌の電子化出版への流れに対応するため、両学会は2000年に物理系学術誌刊行協会 (IPAP: Institute of Pure and Applied Physics) を設立してJPSJ, JJAPの電子化出版の体制作りを共同して行ってきました。学協会の公益法人化が議論になって、公益事業の柱の一つである学術誌出版事業にそれぞれの学会が責任を持つ体制を作る必要があるということで、IPAPは2008年4月に解散しそれぞれの学会が直接学術誌の刊行に当たり、両学会共通の物理系学術誌刊行センターにおいて刊行の実務のノウハウを蓄積する、という体制になりました。私が物理系学術誌刊行センターのお手伝いしたのは、そのころです。法人化については、その後、応用物理学会が公益財団法人を選択したのに対し、日本物理学会は一般社団法人となり、両学会の組織原理も異なることになりました。

物理学会の学術誌に話を限っても、その後出版体制にいくつかの大きな変化がありました。1946年の創刊以来京都で編集されてきたProgress of The-

oretical Physics (PTP) の後継誌として、2012年にProgress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) が創刊されました。これまで、わが国の学術誌にはあまり掲載されてこなかった高エネルギー物理学の実験の論文を出版する受け皿ができたことを意味します。また、PTEPはオープンアクセスジャーナルであることが特徴で、オックスフォード大学出版局と提携して、出版されています。

JPSJの刊行体制についても刊行委員会、理事会で活発な議論がなされたことは記憶に新しいところです。電子版プラットフォームの更新の必要性と海外購読促進の観点から海外大手出版社、具体的にはInstitute of Physics (IOP) との提携を行う案とJPSJ独自のウェブサイトを維持する案が検討されましたが、前者は時期尚早ということになり、当面後者の方針を選択することに学会の意見が収束しました。その結果、JPSJは2014年から米国Atypon社の提供するプラットフォームを利用して出版されています。将来の刊行体制については、現状を踏まえて数年かけて検討されるものと予想されます。その折に、最も合理的な選択が可能となるようJPSJの学術誌としての価値を維持、発展させることが編集委員会の任務であると考えています。

学術誌の価値はどこにあるかといえは、質の高い論文を早く出版することにあることは言うまでもありません。問題は「質の高い」ということの内容です。論文の評価が定まるまでにはいろいろなパターンがあるように思われます。出版時はおろか、昔でいえばpreprintがコミュニティに流布されるようになった時点で重要な論文であるという評価が定まることもしばしばありました。論文が出版される前にアー

カイブに登録することが一般化している現在では、これはむしろ普通のことというべきかも知れません。しかし、一つの論文がなす貢献にはいろいろな場合があるので、その性格によって論文の評価が定まるまでの道筋は一様ではありません。一見地味な論文に見えて、出版時にはそれほど話題にならなかった論文が、そのテーマの重要性が認識されるにしたがって、次第に評価を高めていく例もしばしば目にするところです。また、逆に出版された当初話題を集めた論文であっても年月がたつにつれ忘れ去られてしまう論文があることも事実です。

学術誌の使命は、さまざまな評価軸がある中で、物理学の体系の中で新しく、重要な貢献をする論文を公表することにあります。JPSJは新しい分野を切り開くような論文はもちろんのこと、基本的で着実な成果が上がって長期に評価が定まっていくような論文も積極的に掲載していきたいと思えます。いわば、著者からも読者からも信頼される学術誌を目指したいと考えています。JPSJは日本の物理学会が編集発行する雑誌ですから、何らかの意味で日本の物理学の個性を反映しているような学術誌でありたいと思えます。そのためにはinvited review paperやspecial topicsの選択にわが国で発展してきた分野が映し出されている企画を、編集委員のかたがたとともに考えていきたいと思えます。

最後に最近気になっていることを述べて、終わりにします。それはJPSJへの投稿論文数が減少していることです。物理学会会員の皆様の自信作のJPSJへの投稿をお願いします。

(2015年6月26日原稿受付)

巻頭言 Preface

JPSJ 編集委員長への就任に当たって  
As the Editor-in-Chief of JPSJ

上田和夫 …… 737  
Kazuo Ueda

現代物理のキーワード Trends

荷電レプトンで探る新物理  
Search for New Physics Using Charged-Lepton Rare Decays

三原 智 …… 740  
Satoshi Mihara

シリーズ「国際光年 IYL2015 に寄せて」 Special Series: To International Year of Light 2015

光合成による水分解：生命の巧みな光エネルギー変換のしくみ  
Water Oxidation in Photosynthesis: Elaborate Mechanism of Light-Energy Conversion by Life

野口 巧 …… 742  
Takumi Noguchi

解説 Reviews

宇宙を満たすガンマ線背景放射の起源と残された謎  
Cosmic Gamma-ray Background Radiation: Current Understandings and Problems

井上芳幸 …… 752  
Yoshiyuki Inoue

最近の研究から Researches

固体中のスピン軌道相互作用が引き起こす特異な電子スピン構造  
Peculiar Spin Texture Induced by Spin-Orbit Interaction in Solid

宮本幸治, 木村昭夫, 奥田太一 …… 760  
Koji Miyamoto, Akio Kimura and Taichi Okuda

ランドスケープ描像で見る細胞分化の物理  
Physics of Cell Differentiation from Landscape Perspective

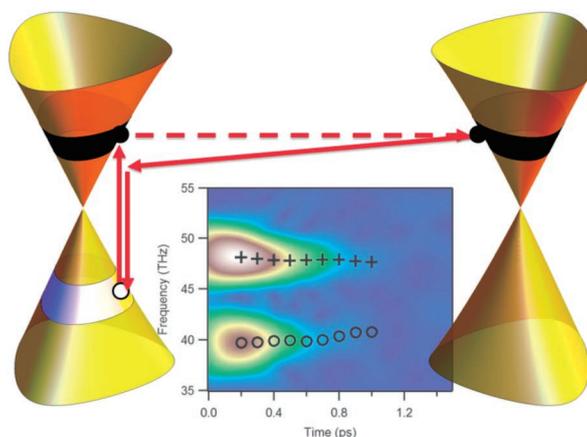
寺田智樹 …… 765  
Tomoki P. Terada

ナノカーボンのディラック電子=フォノン間相互作用ダイナミクス  
Coupling Dynamics between Dirac Electrons and Phonons in Nanocarbons

片山郁文, 武田 淳, 北島正弘 …… 770  
Ikufumi Katayama, Jun Takeda and Masahiro Kitajima

キタエフ量子スピン液体の“気液”相転移  
“Liquid-Gas” Transition in Kitaev Quantum Spin Liquids

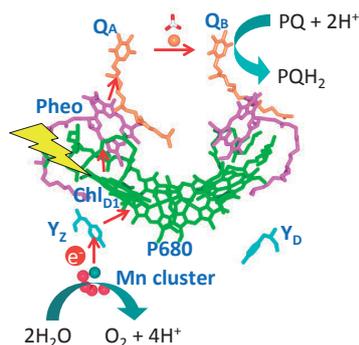
那須讓治, 宇田川将文, 求 幸年 …… 776  
Joji Nasu, Masafumi Udagawa and Yukitoshi Motome



#### 最近の研究から (ナノカーボンのディラック電子=フォノン間相互作用ダイナミクス)

超短パルスレーザーを物質に照射することで、コヒーレントフォノンが生成できることが知られているが、この際に励起されるフォノンは通常はΓ点のみである。一方でグラフェンなど炭素系材料においては、図に矢印で示したようなディラックコーン間の散乱を介してナノスケールのフォノンが励起され、その結果、背景に示したようにフォノンの周波数にダイナミカルなシフトが現れることが分かった。詳細は本号に掲載されている片山郁文氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

話題—身近な現象の物理—	「かえるのうた」に耳をすませば～身近な生物の同期現象～	合原一究 ……	782
話題—企業の研究から—	酸化チタン薄膜に対するLi <sup>+</sup> イオンのインターカレーション挙動	上田未紀 ……	785
JPSJの最近の注目論文から	6月の編集委員会より	上田和夫 ……	789
追悼	南部陽一郎先生をしのんで	江口 徹 ……	792
新著紹介			793
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		794
行事予定			799
会告	■2016年からの会費年額の改定について ■第71回年次大会・講演募集掲載号 ■第71回年次大会の企画募集 ■2015年度公開講座 ■2015年9月1日付新入会者 ■会費年額改定と物理学会の財政状況について		802
本会関係英文誌目次			807



#### 表紙の説明

光エネルギーによる物質変換は如何に成し得るか。それを端的に示すのが、植物の光化学系II蛋白質における水分解・酸素発生である。図は、光化学系II反応中心における電子伝達成分の配置と電子移動経路を示す。クロロフィルの光励起によって電荷分離反応が起こると、電子がフェオフィチンに放出され、正孔がクロロフィル二量体P680上に形成される。P680のラジカルカチオンは、チロシン残基Y<sub>Z</sub>を経由してマンガンクラスターから電子を引き抜く。4回の光吸収および電子移動反応により、マンガンクラスターにおいて、2分子の水から4つのプロトンが放出され、酸素分子が形成される。水から放出された電子は、キノン電子受容体Q<sub>A</sub>、Q<sub>B</sub>を経由してプラストキンを還元し、最終的に二酸化酸素の還元を利用される。詳細は本号に掲載されている野口巧氏の「交流」記事を参照のこと。

# 荷電レプトンで探る新物理

**Keyword:** レプトンフレーバー数

## 1. はじめに

素粒子物理標準模型ではレプトンのフレーバー（世代）数という量子数が保存される。ただし、中性のレプトンであるニュートリノの振動現象について言うと、この現象は標準模型の枠外にありフレーバー数は保存されていない。電荷を持った荷電レプトンについては、過去の全ての探索において実験感度の範囲内でこの量子数が保存されていることが実証されている。

## 2. 素粒子物理標準模型

図1に素粒子標準模型に含まれる素粒子を示す。物質を構成するクォークとレプトンは第一世代から第三世代までに分類され、それぞれの世代に内部状態（弱アイソスピン）が異なる2種類の素粒子がある。CERNのLHC実験におけるヒッグス粒子発見の後は、ヒッグス粒子を精密に調べながら標準模型を超える新物理の解明へと素粒子研究の中心は移りつつある。これは標準模型にはダークマターの有力な候補が無かったり、ダークエネルギーを矛盾なく説明できなかったりするため、模型自体が完全ではなくより大きな枠組の理論の一部であると考えられているからである。

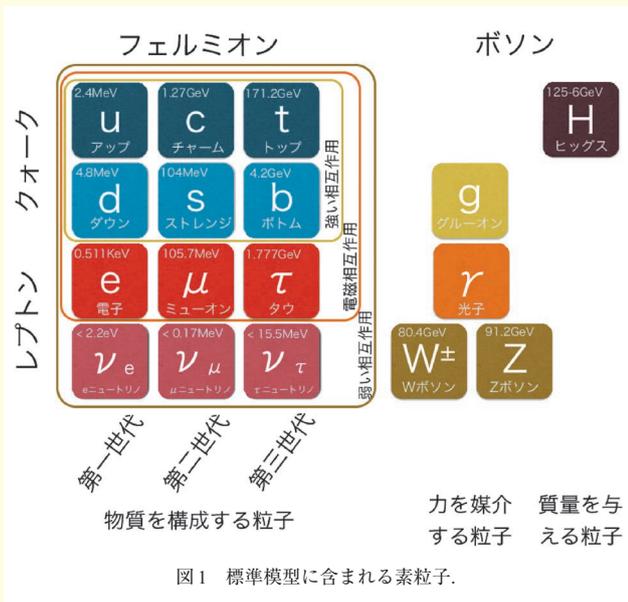
## 3. レプトンフレーバー数

レプトンには電荷を持つ電子（第一世代）、ミューオン（第二世代）、タウ（第三世代）と、それぞれに対応した中性のニュートリノがある。レプトンフレーバー数としては、この各世代のレプトンに+1を割り当てて電子数 ( $L_e$ )、

ミューオン数 ( $L_\mu$ )、タウ数 ( $L_\tau$ ) を定義する（反粒子である反レプトンにはそれぞれ-1を割り当てる）。図2に負ミューオン、正パイ中間子の崩壊におけるこれらの変化を示す。Lは世代に関係なくレプトンには+1、反レプトンには-1を割り当てるレプトン数と呼ばれる数である。いずれの反応においてもその前後でレプトンフレーバー数に変化がない。このことを荷電レプトンにおけるレプトンフレーバー数の保存と呼ぶ。中性レプトンであるニュートリノの振動現象では、ある世代のニュートリノが別の世代のニュートリノに遷移するため前述のようにレプトンフレーバー数は保存されない。このためその起源であるニュートリノ混合を考慮に入れると、荷電レプトンにおいてもレプトンフレーバー数が保存されないような過程は存在する。ただし、その影響はニュートリノ質量がウィークボソンの質量に比して小さいために、事象が起こる確率としては  $10^{-50}$  以下と極めて小さくなり、実質的には荷電レプトンにおけるフレーバー数は十分厳密に保存されているとみなしてよい。

## 4. 標準模型を超える

現在のところ、最高エネルギー実験のLHC実験においても標準模型を超える新物理の兆候は見えていない。最高エネルギー実験は今後もより高いエネルギーでの未知の素粒子現象を探索し、標準模型を超える物理の探求が続けていくが、新物理の探索には別のアプローチも取るべきである。このようなアプローチの好例がニュートリノ研究である。ニュートリノ研究は標準模型では記述できない現象を探る研究として独自の進展を続け、日本の研究グループが大きな牽引力となっている。これに加えて標準模型では（ほぼ）完全に禁止されているような現象を探索することで、どの程度のエネルギースケールの新粒子がどのような新しい力で相互作用するのかを探る手法がある。これに適している



$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$L: 1 = 1 + 1 - 1, \quad 0 = -1 + 1$$

$$L_e: 0 = 1 + 0 - 1, \quad 0 = 0 + 0$$

$$L_\mu: 1 = 0 + 1 + 0, \quad 0 = -1 + 1$$

負ミューオンの崩壊      正π中間子の崩壊

図2 負ミューオンの崩壊と正パイ中間子の崩壊におけるレプトン数 (L) とレプトンフレーバー数 ( $L_e, L_\mu$ )。いずれの数も反応の前後で保存されている ( $\Delta L = \Delta L_e = \Delta L_\mu = 0$ )。

と考えられているのが、素粒子の中で唯一フレーバー数が保存されている荷電レプトンである。特にミュオンは大強度陽子ビームにより大量に生成することが可能な上、同時に生成される他の素粒子に比べて長寿命であり実験室までの輸送に適しているため、極微の分岐比で生じるレプトン数非保存事象を探索し新物理の可能性を探る目的に適している。一方、第三世代の荷電レプトンであるタウ粒子では、新物理が予想するフレーバー数非保存事象の確率がミュオンのそれに比べて大きい、タウ粒子の生成エネルギー閾値が高く、さらには寿命が短く崩壊様式が複雑であるがために、実験の感度としてはミュオンに比べて劣ってしまう。将来、「タウ粒子工場」で大量のタウ粒子生成が可能になれば、タウ粒子によるレプトンフレーバー数非保存の研究も今以上に大きく進展するものと期待される。

## 5. ミュオンで探る新物理

現在、日本、欧州、米国の大強度陽子加速器でミュオンによるレプトンフレーバー数非保存事象の探索実験が準備・進行中である。ここでは新物理に関わる粒子を直接探索する代わりに、新粒子の影響がその質量と相互作用の大きさに依存して標準模型の素粒子の現象として現れる事象が探索されている。

これらの計画の中で先陣を切っているのがスイスポールシェラー研究所で行われているMEG実験である。この実験は2013年夏に第一期のデータ収集を終え、 $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ 崩壊事象 ( $\Delta L_\mu = 1, \Delta L_e = -1$ ) に対して取得したデータの約半分を用いて、崩壊分岐比の上限値として  $5.7 \times 10^{-13}$  を与えた。<sup>1)</sup> 現在、実験グループは残りのデータ解析を行いつつ、更に感度を一桁向上するための検出器アップグレード (MEG II) を準備している。MEG・MEG II 実験に続く将来計画としては別な2つの過程で探索が行われようとしている。<sup>2)</sup> 一方は  $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-$  崩壊 ( $\Delta L_\mu = 1, \Delta L_e = -1$ ) の探索を試みる Mu3e 実験であり、ポールシェラー研究所での実現を目指して検出器の開発が進行中である。この実験では、新規開発されたピクセルセンサーを多用して現在の上限值 ( $1.0 \times 10^{-12}$ ) を上回る  $10^{-16}$  の実験感度を目指している。もう一方はミュオン原子中のミュオンが、原子核中とコヒーレントに相互作用することで電子に転換するミュオン-電子転換事象 ( $\mu^- + N \rightarrow e^- + N'$ ,  $\Delta L_\mu = -1, \Delta L_e = 1$ ) である。この探索に関しては日米両国で実験が準備されつつあり、どちらも大強度のパルス陽子ビームで生成されたパイ中間子をソレノイド磁石により捕獲し、その崩壊で生じるミュオンを実験室まで輸送して探索を行う。日本ではJ-PARC実験施設にてCOMET実験の建設が進行中であり、米国ではフェルミ研究所のMu2e実験が準備を

進めている。いずれも最終的な実験感度として、現在の上限值である  $7 \times 10^{-13}$  を上回る  $10^{-16}$  以下の感度を目指しているが、COMET実験の方は段階的に実験を実施し、数年以内にまずは  $10^{-14}$  以下の感度の実現を目指している。両実験はミュオン原子の生成にアルミニウムを使用するが、より軽い原子核である炭素やシリコンを使用し、ミュオン輸送を行わずに  $10^{-14}$  の感度で探索を試みる実験 (DeeMe 実験) も J-PARC で準備中である。

これらのミュオン過程は中途に標準模型にはない新粒子が加わることでしか生じないため、事象の発見は即新物理の証拠となる。また、これらのミュオン過程の事象頻度に加えて、その角分布を測定したり、ミュオン-電子転換事象頻度の原子核依存性を計測することができれば、新物理の力の性質を見極めることも可能になる。どの結果も (たとえ現象が未発見で上限値のみが得られたとしても) 最高エネルギー実験がもたらす新物理直接探索の結果と相補的で重要な知見となることは間違いない。

このような荷電レプトンのフレーバー数非保存現象に関して、今のところ最高エネルギー実験からの直接的な手がかりはないが、米国ブルックヘブン国立研究所で行われたミュオンの磁気双極子能率測定 (E821 実験) の結果が標準模型の予想値と有意にずれていることが解っている。<sup>3)</sup> もしこの効果が新物理によるものならば、ミュオンのフレーバー数非保存が実験室で観測される可能性が高い。この標準模型からの「ずれ」を新たに検証するため、フェルミ研究所では同じ実験を再現する準備が進められており、J-PARCでも静止ミュオンを生成して加速した後、蓄積リングに溜めて磁気双極子能率を測定するという新しい試みが行われようとしている。<sup>4)</sup>

## 6. おわりに

荷電レプトンの研究は、その発見直後から常に素粒子物理の最先端の話題として注目を集め、その時々素粒子物理の描像を刷新し標準模型の確立に貢献してきた。そして今日、荷電レプトンは標準模型を超える新物理を探るプロブとして、長い素粒子物理の歴史の中でまたもや注目を集める存在となっている。

### 参考文献

- 1) MEG Collaboration: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 201801.
- 2) S. Mihara, *et al.*: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **63** (2013) 531.
- 3) Muon (g-2) Collaboration: Phys. Rev. D **73** (2006) 072003.
- 4) N. Saito: AIP Conf. Proc. **1467** (2012) 45.

三原 智 (高エネ研/J-PARCセンター)

(2014年5月28日原稿受付)

# 光合成による水分解： 生命の巧みな光エネルギー変換のしくみ



野口 巧

名古屋大学理学研究科

地球上における今日のような生命の繁栄は、いかにしてもたらされたのか？ それは、その進化の過程において、精密な光エネルギー変換システム「光合成」を創り上げ、太陽光エネルギーという無限のエネルギー源の確保に成功したことによる。光合成の光エネルギー変換は、光誘起電荷分離と、それに続く電子移動を基本として行われる。その過程で、光エネルギーは、還元物質の酸化還元電位差としてのギブズ自由エネルギーと、生体膜間のプロトン濃度差による電気化学ポテンシャルの2種類のエネルギー形態に変換され、最終的に、二酸化炭素を還元して蓄積可能な化学エネルギーとしての糖を合成する。

このような光誘起電子移動を基礎原理とする光エネルギー変換系を構築する際のボトルネックは何だろうか？ それは、二酸化炭素を還元するための電子の供給源として何を選ぶかである。始原的な光合成生物である光合成細菌は、硫化水素  $\text{H}_2\text{S}$  を電子源として選び、地球上に偏在して棲息するのを余儀なくされた。一方、約25億年前に登場したシアノバクテリアは、地球上により普遍的に存在する「水」 $\text{H}_2\text{O}$  を電子源に用いることに成功し、光合成系を完成させて植物へと進化した。水分解反応の獲得は、光合成生物の繁栄をもたらしただけではなく、その後の地球環境と生命の進化を大きく変えた。水分解の副産物として放出された酸素は、地球大気中の酸素濃度を上昇させ（現在の地球大気中の酸素濃度は21%）、酸素呼吸生命の進化を促した。

水分解反応を担う酵素である光化学系IIでは、光誘起電荷分離により反応中心クロ

ロフィル上にラジカルカチオンが形成され、それが水分解の触媒部位であるマンガククラスターから電子を引き抜く。マンガククラスターは  $\text{Mn}_4\text{CaO}_5$  で表される「歪んだ椅子」型構造を持つことが、最近報告されたX線結晶解析により明らかにされている。そこでは、5つの中間状態の光駆動サイクルとして水分解が行われる。1回の光反応により1個の電子が引き抜かれると次の中間状態へと遷移し、計4回の電子移動により、2分子の水が酸素とプロトンとに分解する。

電子移動反応はドナー分子とアクセプター分子の酸化還元電位差によって制御される。そこで、マンガククラスターの各中間状態遷移において迅速な電子移動を実現するため、電子移動を水分子のプロトン放出と共役させて、マンガククラスター上の電荷を一定に保ち、その酸化還元電位を制御するしくみが存在する。時間分解分光や量子化学計算などにより、電子移動とプロトン移動の時間挙動や水素結合ネットワークの再構築によるプロトン経路の形成などの情報が得られてきている。

このように、光合成の光エネルギー変換の鍵となる水分解の分子機構は、プロトン共役電子移動を利用した極めて巧妙なものであり、未だその全貌は明らかになっていない。X線結晶解析からの構造情報と、種々の分光学的手法、および、近年飛躍的な進歩を遂げる量子化学計算により、近い将来、生命にとって極めて重要な光合成水分解の機構が解き明かされることが期待される。

## —Keywords—

### シアノバクテリア：

水を電子供与体として用いる酸素発生型光合成を行う原核光合成生物。非酸素発生型光合成を行う光合成細菌と区別される。植物が持つ葉緑体の祖先と考えられており、最初に水の分解による酸素発生を始めた生物。

### マンガククラスター：

光合成における水分解反応の触媒部位であり、光化学系II蛋白質中の酸化側末端に位置する電子伝達成分。Mn原子4つとCa原子1つが酸素で架橋された  $\text{Mn}_4\text{CaO}_5$  の構造を持つ。

### プロトン共役電子移動：

プロトン移動を伴う電子移動反応。プロトンと電子が同時に移動する場合、電子がプロトンよりも先に移動する場合、プロトンが電子よりも先に移動する場合の3つの場合が可能である。光化学系IIにおいては、マンガククラスターの他、チロシン  $\text{Y}_z$ 、チロシン  $\text{Y}_d$ 、第二キノン電子受容体  $\text{Q}_B$  がプロトン共役電子移動を起こす。一連の電子伝達の過程で膜のプロトン濃度差を形成する際には、プロトン共役電子移動を利用する。

### グロックス機構：

水分子などによって形成される水素結合ネットワークにおいて、複数の水素結合上を連続的にプロトンが移動することにより起こるプロトン移動機構。この機構により、速い速度での長距離プロトン移動が可能になる。

## 1. はじめに

47億年の地球の歴史において、今日のような生命の繁栄はいかにしてもたらされたのだろうか。その最も大きな要因は、生命が地球での誕生後の比較的早い段階で、その活動に必要なエネルギー源の確保に成功したことである。地球上に降り注ぐ無限のエネルギーである太陽光エネルギーを上手に利用して、蓄積可能な化学エネルギーの形に変換するメカニズム、いわゆる「光合成」のしくみを進化させ、それを完成させた。この光エネルギー変換のしくみは実に巧妙である。光吸収とそれに続く励起移動、電荷分離と電子移動、などの量子現象を巧みに利用し、組み合わせ、極めて高い量子効率のエネルギー変換機構を実現している。そして、電子の動きはプロトンに置き換えられ、プロトン濃度差による電気化学ポテンシャルの形成を経て、化学エネルギー（まずはATP）へと変換される。最後には、大気中の二酸化炭素を還元し、高エネルギー化合物である糖を合成する。

この基本的な光合成システムの形は30億年くらい前までにはでき上がったと考えられる。このシステムを使って何とか生き残った生命が、光合成細菌という酸素を放出しない初期段階の光合成を行う生命である。しかし、光合成システムの完成への最大の難関は、二酸化炭素を還元するための電子源を何に求めるかという問題である。光合成細菌は電子源として硫化水素 $H_2S$ を用いていたため、その後の繁栄は望めなかった。一方で、25億年ほど前に登場したシアノバクテリアは水 $H_2O$ を電子源とする光合成システムを作り上げ、光合成生物を繁栄に導いた。さらに、水の酸化分解の副産物として放出される酸素は、その後の地球環境を大きく変え、酸素呼吸生命の進化を促した。このように、水の電子源としての利用が、光合成による光エネルギー変換系の確立、および生命全体の進化と繁栄の鍵であったといえる。しかし、極めて安定な物質であり、細胞自身の溶媒でもある水を酸化することは、生命にとって非常に困難なことであり、様々な試行錯誤によって精巧なメカニズムを組み立て、ようやく完成したものであろう。したがって、研究者にとっても、この水の分解機構を解明するのは容易なことではなく、長い間、光合成研究の最大の謎として残されてきた。現在においても、我々はそのメカニズムを断片的に理解しているに過ぎない。

光合成エネルギー変換のメカニズム研究は、可視光を用いた分光学的研究を中心に始まった。クロロフィルなどの電子伝達成分の反応を、電子吸収や蛍光測定で調べることができるからである。その後、1980年代に光合成細菌の反応中心蛋白質<sup>1)</sup>、さらに2000年代から酸素発生型光合成を行うシアノバクテリアの光化学系I、光化学系II蛋白質複合体のX線結晶構造が相次いで解明され<sup>2,3)</sup>、構造生物学の側面から、光合成研究は飛躍的に進歩した。特に、2011年に、光化学系IIにおいて水分解反応を担うマンガンクラスターの構造が1.9 Åの分解能で解明され<sup>4)</sup>、水分

解機構を触媒部位の原子座標を用いて議論することが可能になった。しかしながら、その分子機構の詳細については未だ多くの謎が残されており、様々な分光計測や量子化学計算を用いた研究が続けられている。本稿では、まず、光合成の光エネルギー変換システムのしくみについて、その原理を概説し、さらに水分解機構に焦点を当てて、これまでの知見と最近の研究の動向を紹介する。

## 2. 光合成による光エネルギー変換の基礎原理

まず光合成の光エネルギー変換の基本原則を概観したい。光エネルギーは極めて短寿命な電磁エネルギーであり、光合成では、この寿命をエネルギー形態を変えながら段階的に延ばしていき、最終的にほぼ無限の寿命を持つ化学エネルギーに変換する。それは次の過程を経て行われる。

### (1) 色素による光吸収と励起移動による光捕集

まず、クロロフィルなどのアンテナ色素によって可視光が吸収され、光エネルギー( $h\nu$ )は分子が持つ電子( $\pi$ 電子)の励起エネルギーに変換される。次いで、励起エネルギー移動により励起エネルギーは色素上を順次移動し、反応中心クロロフィル(P)に集められる。この段階で、光エネルギーはピコ秒からナノ秒の寿命を持つエネルギーに変換されたことになる。

### (2) 電荷分離と電子移動

反応中心クロロフィルPの励起状態( $P^*$ )から電荷分離が起こり、電子は電子受容体Aに移動し、Pには正孔が形成される( $P^*A \rightarrow P^+A^-$ )。この電荷分離状態は数十ナノ秒で電荷再結合を起こしてしまうため、電子(正孔)を複数

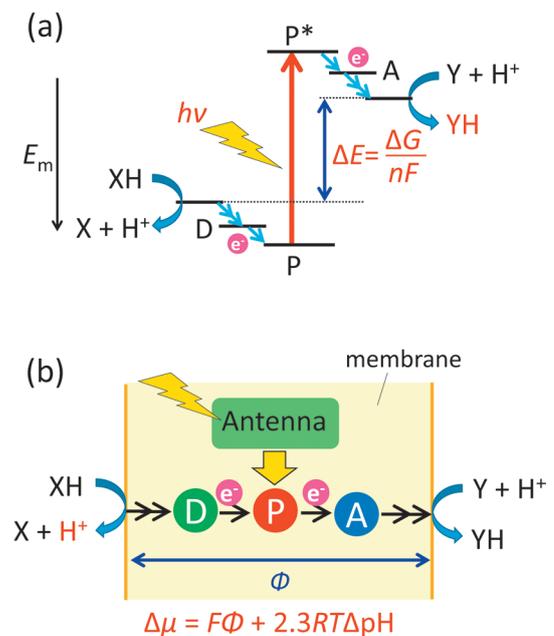


図1 光合成の光エネルギー変換過程における2つのエネルギー形態。(a) 還元物質が持つ酸化還元電位( $\Delta E$ )としてのギブズ自由エネルギー差( $\Delta G$ )の生成。(b) プロトン濃度差( $\Delta pH$ )による電気化学ポテンシャル差( $\Delta\mu$ )の形成。このプロトン濃度差を利用してATPが合成される。P: 反応中心クロロフィル; A: 電子受容体; D: 電子供与体; F: ファラデー定数; n: 電子数; R: 気体定数; T: 温度;  $\Phi$ : 膜電位。

の電子伝達成分上を移動させて電子と正孔の距離を離すことにより、電荷分離状態の寿命をミリ秒から秒オーダーにまで延ばす。この電子移動は生体膜(チラコイド膜という)を貫通するように行われ、それにより膜電位が形成される(図1(b))。

### (3) 電子からプロトンへの変換

膜と溶液との界面においてプロトン移動を伴う電子移動反応が起こり、正孔は電子供与体(XH)を酸化してプロトン(H<sup>+</sup>)に変換され、電子はプロトンと結合して還元物質(YH)が生成する。これにより、まず還元物質が持つ反応ギブズ自由エネルギー差ΔG(酸化還元電位差に相当)としてのエネルギーが得られる(図1(a))。

### (4) プロトン濃度差によるATPの合成

一方、複数回の電子移動によって減じた反応エネルギーの一部は、膜間のプロトン濃度差による電気化学ポテンシャル差(Δμ)として蓄積される(図1(b))。これを利用して蛋白質(ATP合成酵素)内にプロトン流を起こし、蛋白質モーターを回すことによって(本当に回る!),小単位の化学エネルギーであるATPを合成する。こうして、アンテナ色素に吸収された光エネルギーは、比較的安定な、これら2形態のエネルギー(還元物質とATP)に変換された。

### (5) 二酸化炭素の還元による糖の合成

こうして得られた、電子を保持する還元物質(実際にはNADPH)と高エネルギー分子(ATP)を用いて、二酸化炭素を還元し、保存可能な糖としてエネルギーを蓄積する。

このように、光合成における光エネルギー変換では、光エネルギーによる電子移動を基本として、様々にエネルギー形態を変えながら、物質変換を実現している。

## 3. 電子源としての水の利用

### 3.1 究極の電子供与体

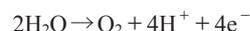
これまではやや抽象的に光合成の光エネルギー変換機構の原理を説明した。それでは、この原理を用いて実際の系を組み立てようとしたとき、一番のボトルネックはどこにあるだろうか?最終的に還元される物質は二酸化炭素であるので、途中で生成される還元物質(図1ではYH,実際にはプラストキノールやNADPH)は、一種のメディエーターであり、ある意味、どんな物質でも構わない。ところが、最初に電子を与える物質(図1ではXH)はそうはいかない。これは光合成反応全体の電子供与体であり、二酸化炭素固定の量に比例した供給が必要となる。実際には、この電子供与体として何を用いるかが、光合成システムの成功の鍵であり、光合成生物の進化の過程で最も苦労したであろう部分である。

初期の光合成生物である光合成細菌は、硫化水素H<sub>2</sub>Sなど、比較的電子を引き抜きやすい(酸化還元電位が低い)化合物を電子源として選んでいる。硫化水素は火山の周辺では比較的豊富に得られたのであろう。しかし、それでは生命は地球上に偏在して棲息せざるをえなくなる。実際、

光合成細菌は現在の地球上で細々と生き延びているに過ぎない。「光合成」を完成させ、その後の生命の繁栄を導くには、地球上により普遍的に存在し、容易に入手可能な物質を電子源にする必要がある。その候補と成り得るものは、地球上のあらゆる物質を考えても「水」以外にはありえない。かつて水中に棲息していた生命にとって、水は生活環境そのものであり、これを電子源にできれば、水と太陽光、そして当時は大気中に豊富にあった二酸化炭素だけを使って光エネルギー変換が可能となる。こうして、25億年ほど前に誕生したシアノバクテリアは、水を電子源を選び、現在我々が通常目にするような酸素発生型光合成システムを完成させた。

### 3.2 酸素発生による地球と生命の共進化

2分子の水を酸化すると、4つのプロトンの他に1つの酸素分子を生じる。



プロトンは膜間のプロトン濃度差の形成に寄与するが、酸素は光合成にとっては有害物質であり(クロロフィルの励起三重項状態と反応して活性酸素の一種である励起一重項酸素を生じる)、細胞外に排出する必要がある。しかし、この排出物である酸素が、その後の地球環境および生命の進化の方向を大きく変えることとなった。

シアノバクテリアが誕生したころの地球大気には酸素はほとんど存在しなかったが、その後、次第に酸素濃度が上昇し(しばらくは鉄の酸化に使われ、大気中に蓄積しなかった)、数億年前には爆発的に酸素濃度が上昇したと考えられている(図2)。現在の地球大気中の酸素濃度は21%であるが、基本的にすべて光合成によって作られている。この酸素濃度の上昇により、自らは光エネルギー変換能を持たずに、光合成によって作られた有機物を、光合成の排出物である酸素を用いて酸化する(燃焼させる)ことによってエネルギーを得る酸素呼吸生命が進化した。逆に、この呼吸によって光合成に必要な二酸化炭素が大気中に放出されるため、光合成生命と呼吸生命は地球上で互いに依存しながら共存し、地球環境を支えていくことになる。また、

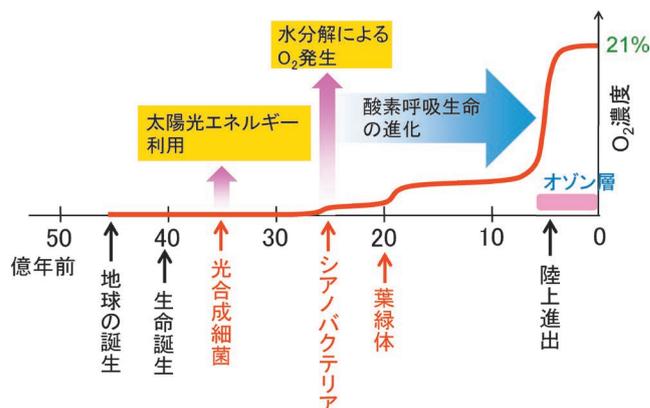


図2 地球大気中の酸素濃度の変動と生命の進化。

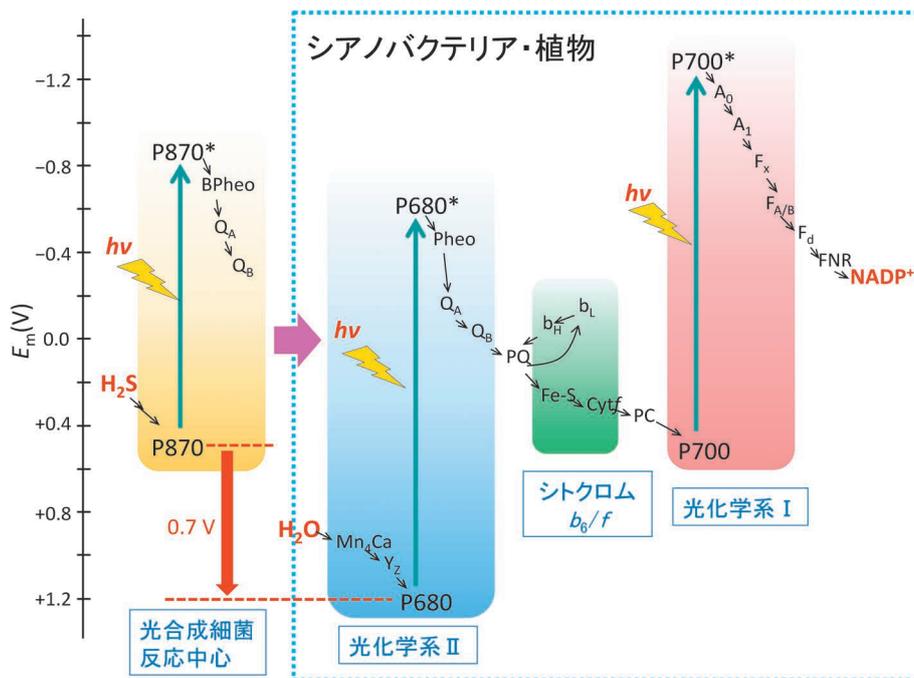


図3 光合成細菌の反応中心とシアノバクテリアおよび植物の光化学系の電子伝達鎖。後者はその形からZスキームと呼ばれる。水分解 ( $E_m = 880 \text{ mV}$  at pH 6.0) を可能にするため、光化学系IIのP680は、その前身の光合成細菌のP870よりも700 mV程電位を上昇させた。

酸素の光反応によって生じるオゾン ( $\text{O}_3$ ) によりオゾン層が形成され、有害な紫外光が遮断されることにより、生命は陸上にも進出し、さらなる進化がもたらされた。ちなみに、こうして繁栄した生命体の死骸が地下に埋もれたものが石油・石炭などの化石燃焼であり、これらは過去の太陽光エネルギーの蓄積であるといえる。

このように地球と生命の歴史を振り返ってみると、シアノバクテリアが水を光合成の電子源として採用し、それに成功したことが、地球環境および生命の進化にとっての極めて重要なターニングポイントであったことがわかる。

### 3.3 クロロフィルの酸化力の向上

さて、シアノバクテリアが水を電子供与体を選んだとして、実際にそれを酸化して電子を得るまでには大変な困難が待ち受けている。まず、エネルギーの壁にぶち当たる。シアノバクテリアは、その前身である光合成細菌の反応中心蛋白質を鋳型にして光合成系を構築した。しかし、水の酸化還元電位はpH6 (水分解系の至適pH) で+880 mVであり、光合成細菌の反応中心クロロフィルP (P870と呼ばれる二量体クロロフィル) の電位である+500 mVよりもはるかに高い。つまり、P870の電位がこのままでは、たとえ水分解の触媒部位を作ったとしても、エネルギー的に、水を酸化することは不可能である。そこで、水の分解能を持つ光化学系IIを構築する際に、P (光化学系IIではP680と呼ばれる) の酸化還元電位を、過電圧分も含めて+1,200 mVまで引き上げた (図3)。<sup>5,6)</sup>

どのようにしてシアノバクテリアはPの酸化還元電位を700 mVも上昇させることができたのか？ この問題は、光合成研究における一つの重要な研究テーマとなっている。Ishikitaらは、線形ポアソン-ボルツマン方程式を用いて光化学系II蛋白質中のP680の電位を計算することにより、P

周辺の蛋白質の静電相互作用の寄与が大きいことを示した。<sup>7)</sup> 一方、筆者らは、密度汎関数法 (DFT) 計算を用いたクロロフィルの酸化還元電位の誘電率依存性の結果から、アミノ残基の改変によるP結合部の誘電率の減少がその大きな原因であると推測した。<sup>8)</sup> また、フーリエ変換赤外分光法などの分光学的手法により、P680カチオン上の正電荷は、二量体クロロフィルの片方に局在化して存在することが実験的に示されている。<sup>9)</sup> 蛋白質との非対称的な静電相互作用に由来するこの電荷の局在化も、<sup>10)</sup> P680の高い電位の一要因であると考えられる。<sup>11)</sup>

### 3.4 還元力の維持：Zスキーム

一方で、Pの酸化還元電位を上げることは、同時にその励起状態P\*の還元力を下げることを意味している (図3)。光合成のエネルギー変換原理の一つは、光エネルギーによって二酸化炭素を還元するための還元力を得ること (図1(a)) であったから、Pの電位を上げて水の酸化能を獲得することは、逆に光合成の本来の目的である還元能を損なうことにもなる。そこで、もう一つ別の反応中心を組み合わせ (緑色硫黄細菌などの別の型の反応中心蛋白質を鋳型とした) 二段階で光エネルギー変換を行い、水の酸化のための反応中心 (光化学系II) と二酸化炭素の還元能を得るための反応中心 (光化学系I) の、役割の異なる2つの光化学系から成るシステムを構築した。この電子伝達鎖はZスキーム (横から眺めるとZに見える) と呼ばれる (図3)。こうして、光化学系IIで水を分解して電子とプロトンを獲得し、シトクロム  $b_6/f$  複合体 (ここでもプロトンがポンプされる) を経由した後、光化学系Iで還元物質であるNADPHを作る、という光合成の完成型が実現できたことになる (図3, 4)。

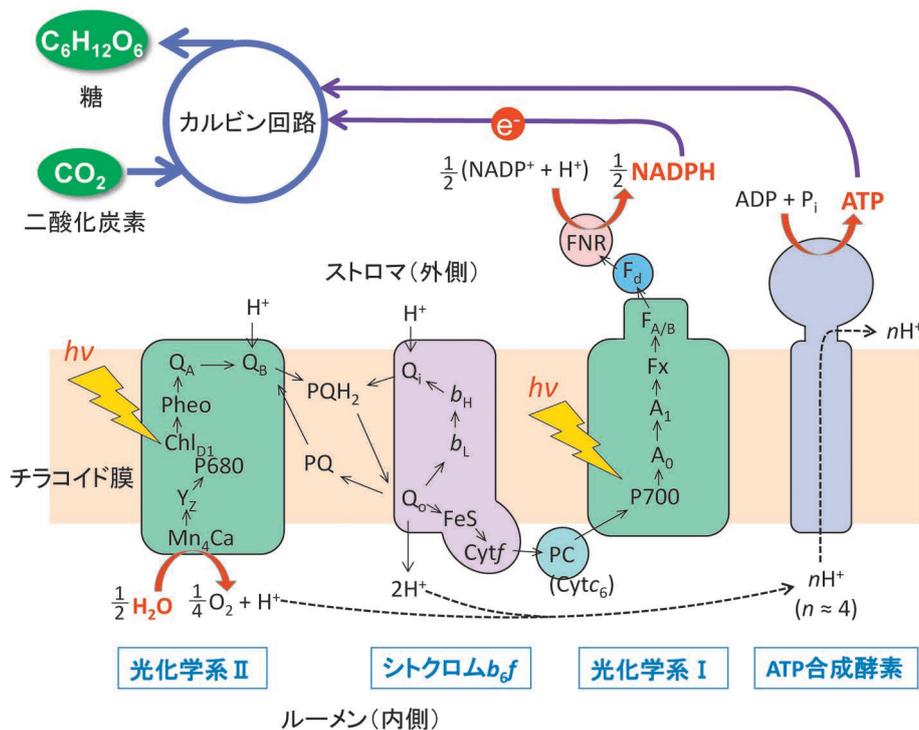


図4 光合成エネルギー変換系における電子伝達鎖。水から放出された電子は光化学系II、シトクロム  $b_6/f$ 、光化学系Iを経由してNADPHに蓄積される。一方、電子移動に伴って形成されたチラコイド膜間のプロトン濃度差を用いてATP合成酵素によりATPが合成される。

## 4. 水分解のメカニズム

### 4.1 光化学系IIの電子移動と水分解

エネルギー問題を解決した後は、いよいよ肝心の水分解の触媒部位の構築である。シアノバクテリアは水分解の「電極」として、複数の酸化数を持ち、酸化反応の精密な制御が可能なマンガンを選んだ。この触媒部位がMn原子4つとCa原子1つからなる「マンガククラスター」である。マンガククラスターは進化の過程でどのようにして作られたのか？ 実は、それを知る手掛かりは現存する生物の中にはほとんど何も残っていない。完成品に至る途中段階のマンガククラスターは現存せず、最初に水の分解を始めたシアノバクテリアもその後進化した植物も、基本的に全く同じシステムで水分解を行う。それだけ水分解には精密な反応制御が必要であり、不完全な試作品はすべて消え失せたということなのかもしれない。

水分解機構の話に入る前に、光化学系IIの電子移動反応について触れておく。光化学系IIは20以上の蛋白質とクロロフィルやカロテノイドなど約50個の色素よりなる巨大な色素-蛋白質複合体である(図5(a))<sup>12)</sup>。光化学系IIの電子移動反応(図5(b))は、光誘起電荷分離によるP680とフェオフィチン(Pheo)間のラジカルペア  $P680^+Pheo^-$  の生成から始まる。電子は  $Pheo^-$  からプラストキノン(PQ)よりなる第一キノン電子受容体  $Q_A$ 、次いで第二キノン電子受容体  $Q_B$  に渡される。 $Q_B$  は2回の電子移動による二電子還元の後、プロトンを結合してプラストキノール( $PQH_2$ )となり、 $Q_B$  部位から膜中に遊離する。一方、 $P680^+$  はチロシン残基  $Y_Z$  から電子を引き抜く。酸化された  $Y_Z$  はプロトン放出して中性ラジカル  $Y_Z\cdot$  となる。 $Y_Z\cdot$  はさらにマンガククラスターから電子を引き抜く。マンガククラ

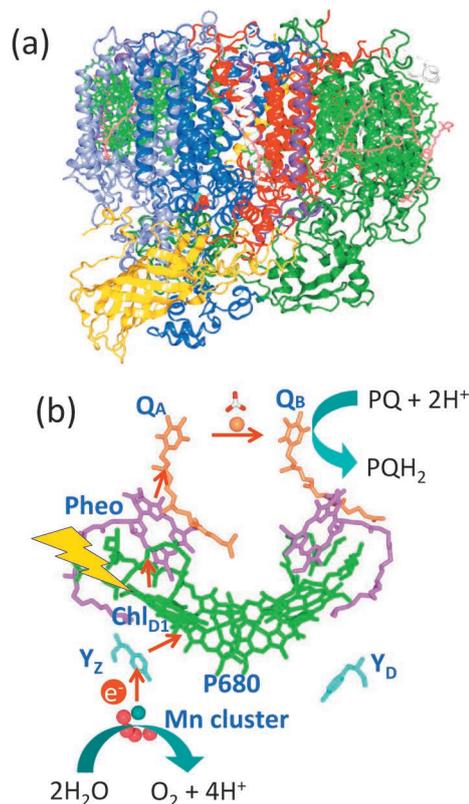


図5 (a) 光化学系IIのX線結晶構造。<sup>4)</sup> (b) 光化学系IIにおける電子移動経路。

スターでは、4回の電子移動の結果、2分子の水が4電子酸化され、酸素分子と4つのプロトンに分解される。

こうした一連の電子移動反応がスムーズに行われるのは、光化学系II蛋白質に結合する各酸化還元成分の空間配置および酸化還元電位が精密に制御されていることによる。マーカス理論によれば、電子移動反応の速度は反応ギブズ

自由エネルギー差 $\Delta G$  (すなわち, ドナー分子とアクセプター分子間の酸化還元電位差), および距離 $r$ を変数に含む再配置エネルギー $\lambda$ の関数で表される. 興味深いことに, 光化学系IIは電子を正方向に効率よく流すだけでなく, 環境変化に応じてPheoや $Q_A$ の電位を変え, 電荷再結合を促してエネルギーを散逸させるしくみがある.  $Q_A$ については, マンガンクラスターの損傷により電位が150 mV程上昇することが知られている.<sup>13)</sup> これは,  $Q_A$ -との電荷再結合により, 高い酸化還元電位を持つP680<sup>+</sup>を緩和させて酸化傷害を避けるための防御機構であると考えられている.<sup>14)</sup> しかし, マンガンクラスターと $Q_A$ とは40 Å程も離れており, どのようなメカニズムでこのような長距離相互作用が行われているかは未だ明らかとされていない.

#### 4.2 水分分解系の構造と反応サイクル

2011年に報告された1.9 Å分解能の光化学系II蛋白質のX線結晶構造<sup>4)</sup>により, マンガンクラスターは $Mn_4CaO_5$ で表される「歪んだ椅子」型構造を持つことが明らかになった(図6(a)). Mn原子間およびMnとCa間には酸素原子によって連結されており, 3つのMn (Mn1, Mn2, Mn3)と1つのCaよりなる立方体構造に, 別のMn (Mn4)が結合する構造をとる. MnおよびCa原子は, 7つのアミノ酸配位子によって蛋白質に固定されている. この1.9 Å分解能の構造では, 初めて水分子の酸素が検出され, Mn4に2分子(W1, W2), さらにCaに2分子(W3, W4)の水が結合していることが示された. また, 2つの $Cl^-$ イオンが, Mn

原子の近傍に結合している. マンガンクラスター中の酸素原子O5はどのMn原子からも比較的遠い位置に存在しており, このO5とW2またはW4が基質(反応物)である可能性が示唆されている.<sup>4)</sup>

水を酸化して酸素を生成するためには, 4回の電子移動ステップが必要となる. 光合成水分分解反応では, 一電子酸化のステップを1回ずつ遂行し, S状態と呼ばれる5つの中間状態 $S_i$  ( $i=0-4$ )のサイクル(S状態サイクル)によって水の酸化を行う(図6(b)).<sup>15)</sup>  $S_i$ 状態の $i$ の数字が大きいほど水分分解系は高い酸化状態にある. 閃光照射によって,  $S_i$ 状態にある水分分解系は1電子を $Y_Z$ に移動させて $S_{i+1}$ 状態に移す.  $S_4$ 状態は最も酸化数の高い過渡的な中間状態であり, 酸素を放出して $S_0$ 状態へと緩和する. このように, 4閃光でS状態サイクルを1周し, 2分子の水から4電子が引き抜かれて1分子の酸素と4つプロトンが生成する. これらのS状態の中では $S_1$ 状態が最も安定であり, 暗の中ではどの中間状態も $S_1$ 状態に緩和する. このようにS状態サイクルは $S_1$ 状態から始まるため, 閃光照射による酸素発生を検出すると, 最初の3閃光目で酸素が放出され, その後は4閃光間隔で酸素が放出される(図6(c)). この酸素発生の4周期振動は次第に減衰していくが(図6(c)), これは, ある割合で電荷再結合が起り, 反応が進まないものがあるため, 遷移効率が1よりもやや小さい(0.9程度)ことによる.

X線結晶解析で得られた構造は, 暗中で安定な $S_1$ 状態

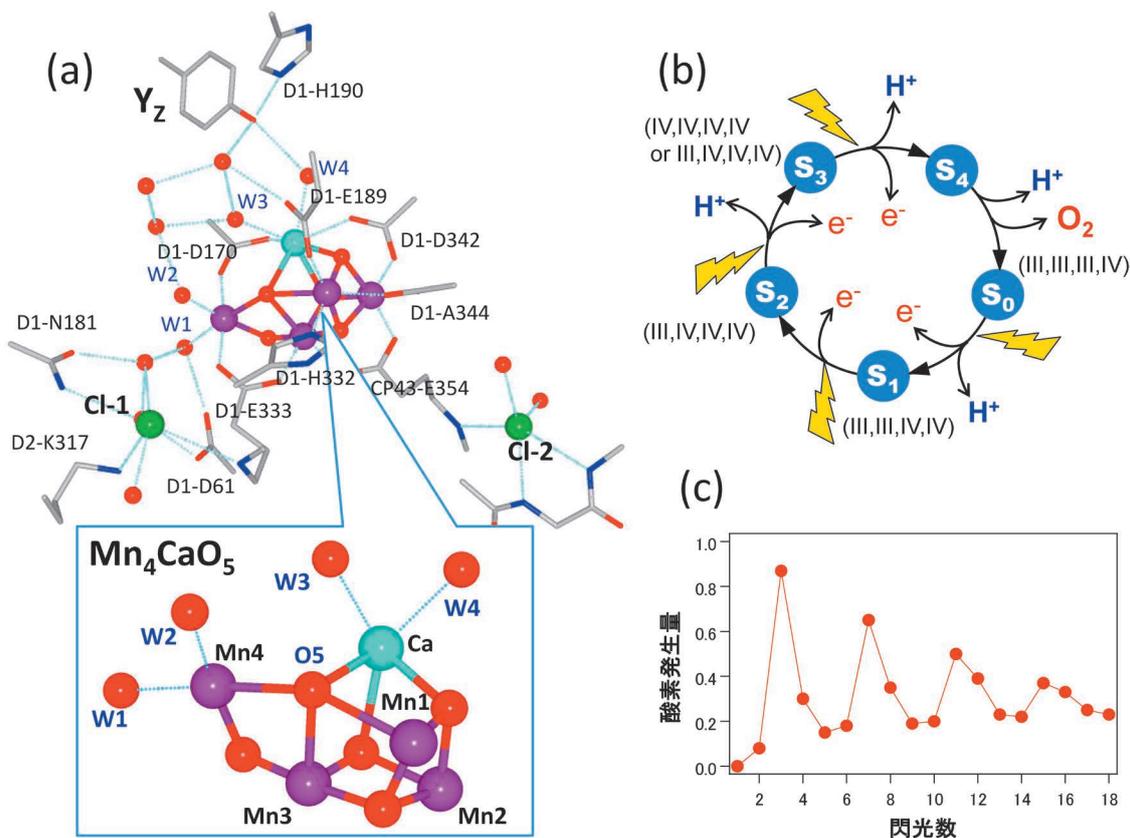


図6 (a) 水分分解マンガンクラスターのX線結晶構造. 原子座標にはPDB code: 3ARC<sup>4)</sup>を用いた. (b) 水分分解反応の中間状態サイクル(S状態サイクル). カッコ内の数字は予想される4つのMn原子の酸化数.  $S_4$ は酸化数の最も高い過渡的な中間状態. (c) 閃光照射による酸素発生の4周期振動.

の構造を反映している。X線照射によってMn原子が還元され、より酸化数の低い中間状態になっている可能性も指摘されていたが、最近、X線自由電子レーザーからの超短X線パルスを用いて、試料の損傷前にデータ収集を行う手法により、この構造が基本的に $S_1$ 状態のものであることが示されている。<sup>16)</sup>

水分解反応のメカニズムを解明するには、光照射によって生成する各中間状態の構造を明らかにすることが不可欠である。S状態遷移に伴うマンガンクラスターおよび蛋白質の構造変化は、X線吸収微細構造(XAFS)や電子スピン共鳴(EPR)、フーリエ変換赤外分光法(FTIR)など、構造情報を与える分光学的手法によって調べられてきた。例えば、筆者らが測定した閃光誘起FTIR差スペクトルでは、各S状態遷移に伴ってマンガンクラスターの近傍に存在するアミノ酸や蛋白質主鎖の顕著な構造変化が検出されている(図7)。<sup>19,20)</sup> 特に、カルボキシル基の振動領域に複数の強いバンドが観測され、マンガンクラスターの近傍に存在するカルボキシル基が水分解反応に密接に関与していることがわかる。また、水分子の反応または相互作用変化も、その振動バンドとして検出することができ、<sup>20,21)</sup> 今後、これらのバンドを用いた水分解機構の解析が期待される。一方、X線自由電子レーザーを用いて、 $S_2$ や $S_3$ 状態の構造解析も報告されてきているが、<sup>17,18)</sup> 結晶の分解能が低く(4.5-5.5 Å)、反応機構につながる詳細な情報を得るには今後の研究を待たねばならない。

#### 4.3 プロトン共役電子移動反応：電子が先かプロトンが先か

水分解反応においては、電子に伴ってプロトンも放出される。このプロトンはATP合成のための膜間の電気化学ポテンシャル形成に寄与する(2章参照)。よって、水分解機構では、電子移動とともにプロトン移動が極めて重要な要素となる。

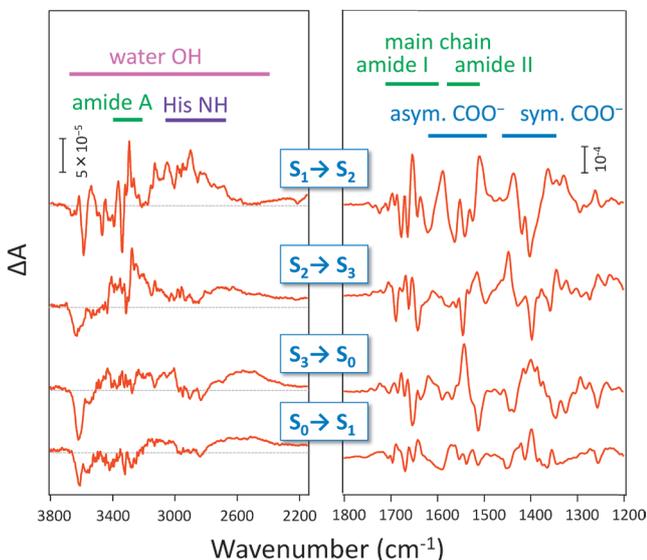


図7 水分解S状態サイクルの閃光誘起FTIRスペクトル。

それでは、マンガンクラスター上でどのように水が分解されていくのだろうか？ マンガンクラスターに4つの正孔を溜めた後に、一気に水を分解したらどうだろう？ しかし、マンガンクラスターは一電子ずつ酸化されるため、電子移動が毎回起こるためには、その酸化還元電位を電子受容体である $Y_Z$ の電位(およそ1,000 mV)よりも常に低くしておく必要がある。もし、光照射によって正電荷をマンガンクラスター上に順次蓄積していくと、その電位は上昇し、 $Y_Z$ の電位を超えて、電子移動はそれ以上進まなくなるであろう。そこで、2つの水分子の4つのプロトンをどのタイミングで放出するかが極めて重要となる。すなわち、理想的には、電子を1つ引き抜くたびにプロトンを1つ放出していけば、正味の電荷量は変わらず、酸化還元電位を比較的低位に保つことができるはずである。

そこで、実際に各S状態遷移において放出されるプロトン数を調べた。低濃度の緩衝液中で放出されたプロトンによるpH変化を調べるのが通常の方法であるが、<sup>22)</sup> 光化学系IIのような巨大な蛋白質では、カルボキシル基やイミダゾール基など緩衝作用を持つアミノ酸が多数含まれており、それらがプロトンを吸収してしまう。そこで、筆者らは、逆に高濃度の緩衝液(この場合、Mes緩衝液)中で光化学

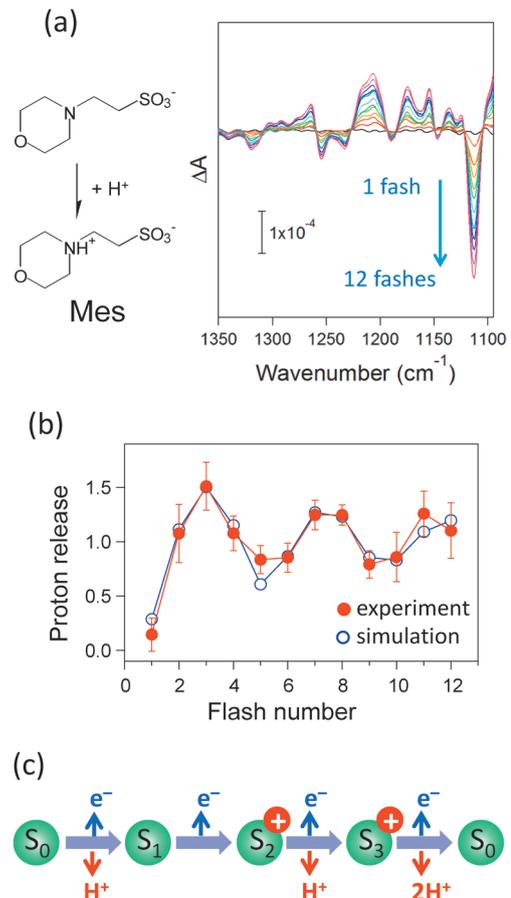


図8 光合成水分解におけるプロトン放出の検出。(a) 緩衝剤Mesのプロトン化反応(左)によるFTIRシグナルの変化(右)。Mes中および重水素化Mes中のFTIR差スペクトルの二重差スペクトルを示す。(b) Mesバンドの強度から評価したプロトン放出数の閃光数依存性。(c) 各S状態遷移におけるプロトン放出数。

系IIを反応させ、放出されたプロトンすべてを緩衝剤にトラップし、そのプロトン化反応をFTIRシグナルとして検出するという方法でプロトン放出数を見積もった(図8).<sup>23)</sup> 遷移効率を考慮に入れたシミュレーションの結果、 $S_0 \rightarrow S_1$ ,  $S_1 \rightarrow S_2$ ,  $S_2 \rightarrow S_3$ ,  $S_3 \rightarrow S_0$ の各遷移に対して、1:0:1:2のプロトン放出数であることが示された。つまり、理想的な1:1:1:1ではなく、 $S_1 \rightarrow S_2$ 遷移ではプロトンが放出されず、 $S_3 \rightarrow S_0$ 遷移で2つのプロトンが放出される。よって、 $S_2$ および $S_3$ 状態で+1の余剰正電荷がマンガクラスタ上に溜まることになる(図8(c))。それならば、 $S_2$ および $S_3$ 状態ではマンガクラスタから $Y_Z \cdot$ への電子移動が阻害されるはずだが、いったいどのようにしてこの問題を回避しているのか。

そのためには、これらのS状態において、電子移動の前にプロトンを放出し、余剰正電荷を消去してマンガクラスタの電位を下げてから、電子移動を行えばよい(図9)。すなわち、プロトン移動を伴う電子移動反応(プロトン共役電子移動)において、電子よりも先にプロトンが移動するプロトン→電子型の反応を行う。

実際にそのようなメカニズムでプロトン共役電子移動が行われているかどうかは、様々な分光法の時間分解測定で調べられている。まず、 $S_3 \rightarrow S_0$ 遷移に関しては、1 msより遅い電子移動の前に、200  $\mu$ sほどの「lag phase」があることが時間分解紫外吸収、時間分解XAFSなどで観測された。<sup>24,25)</sup> 筆者らも、時間分解赤外測定を行い、マンガクラスタを取り囲むカルボキシル基の動きにやはり200  $\mu$ sほどの遅れがあり、その間にプロトンの移動が起こっていることを示した。<sup>26)</sup> また、 $S_2 \rightarrow S_3$ 遷移についても、プロトンの動きに2成分が観測され、速い70  $\mu$ sほどの成分をプロトン放出に帰属した。一方、Klaussらは光熱偏向分光法を用いて、30  $\mu$ sの成分を検出しており、プロトン放出反応によるものとしている。<sup>27)</sup> このように、 $S_2 \rightarrow S_3$ および $S_3 \rightarrow S_0$ 遷移においては、確かにプロトン放出が電子移動よりも先に起こっていると考えられる。

ところで、一つずつプロトンを放出しないで、わざわざ余剰正電荷をマンガクラスタ上に溜める理由は何だろう？ それは、高酸化状態である $S_2$ および $S_3$ 状態を適度

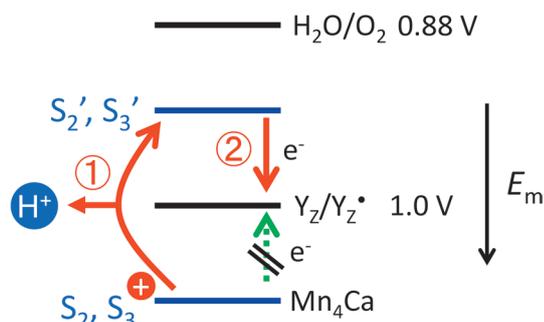


図9 プロトン移動が先に起こるプロトン共役電子移動。 $S_2$ ,  $S_3$ 状態では+1の余剰正電荷が蓄積しているため、プロトンを先に放出し(①)、酸化還元電位を下げてから電子移動を行う(②)と考えられる。

に不安定化し、過酸化水素様の有害な水の間体を生成させないためではないかと考えられる。実際に、 $S_2$ および $S_3$ 状態では還元側の電子との電荷再結合による遅延蛍光が観測され、余剰正電荷による緩和促進が実現していることがわかる。このように、光化学系IIの水分解機構には、効率良く反応を行うだけでなく、有害物質を生成しないための工夫も施されている。

#### 4.4 プロトン移動の分子機構

電子移動よりも先に起こるプロトン移動はどのようなメカニズムで起こるのか、そのときのプロトン移動経路はどこか、というのが次の問題である。水分解の際のプロトン放出経路は、結晶構造から予測される水素結合ネットワークから、主に2つのものが提唱されている。<sup>4)</sup> 一つは、マンガクラスタの近傍に結合する2つの $Cl^-$ イオンのうちの1つ $Cl-1$ (図6(a))を経由する経路であり、もう一つは電子受容体である $Y_Z$ を経由する経路である。 $Cl-1$ の近傍に存在するアミノ酸残基の改変、また $Cl^-$ の $NO_3^-$ への置換などによって、 $S_3 \rightarrow S_0$ 遷移の効率が下がることが示されており、<sup>28-31)</sup>  $S_3 \rightarrow S_0$ 遷移で放出される2つのプロトンのうちの少なくとも1つは $Cl-1$ を経由する経路を使って移動していると考えられる。

一方、 $Y_Z$ 経由の水素結合ネットワークを詳細に見てみると、 $Y_Z$ と基質の候補である水分子 $W_2$ ,  $W_3$ との間には水分子のクラスターが形成されており(図6(a))、この間は、各水素結合上で連続的にプロトン移動が起こる、いわゆるグロッタス機構により、迅速なプロトン移動が可能である。

$Y_Z$ が酸化された際の $Y_Z$ 近傍の水素結合構造の変化を調べるため、筆者らは、 $Y_Z$ の光酸化の際のFTIR差スペクトルを測定し、さらにDFTおよびQuantum Mechanics/Molecular Mechanics(QM/MM)法による量子化学計算を行った。<sup>32)</sup>  $Y_Z \cdot$ と $Y_Z$ のFTIR差スペクトルでは、2,400から3,000  $cm^{-1}$ にかけて幅の広い正のバンドが観測され、同位体置換や量子化学計算による基準振動解析から、このバンドは $Y_Z$ に隣接する $HisH^+$ のNH伸縮振動であることが示された(図10)。これらの結果から、 $Y_Z$ が酸化されると、そのプロトンは隣接する $His$ 残基に移動し、正電荷がそこにトラップされることがわかる。この振動は広いバンド幅を持つことから、 $Y_Z-HisH^+$ 間のプロトンは強い分極を示す、すなわち、周囲の静電場の変化に影響して変動することが示唆された。一方、QM/MM計算による最適化構造から、 $Y_Z$ の酸化に伴って水分子が移動し、水素結合ネットワークの再配置が起こることが示された(図11)。<sup>32)</sup>

これらの結果から、筆者らは次のような $Y_Z \cdot$ ラジカルを経由する新規なプロトン移動機構を提唱した(図12)。<sup>32)</sup>  $Y_Z$ の酸化に伴い、近傍水分子と水素結合ネットワークの再配置が起こり、プロトン受容体となりうる水分子 $W_A$ が形成される。動きやすい $Y_Z-HisH^+$ 間のプロトンが $W_A$ に跳び、それをトリガにしてグロッタス機構を用いた迅速な

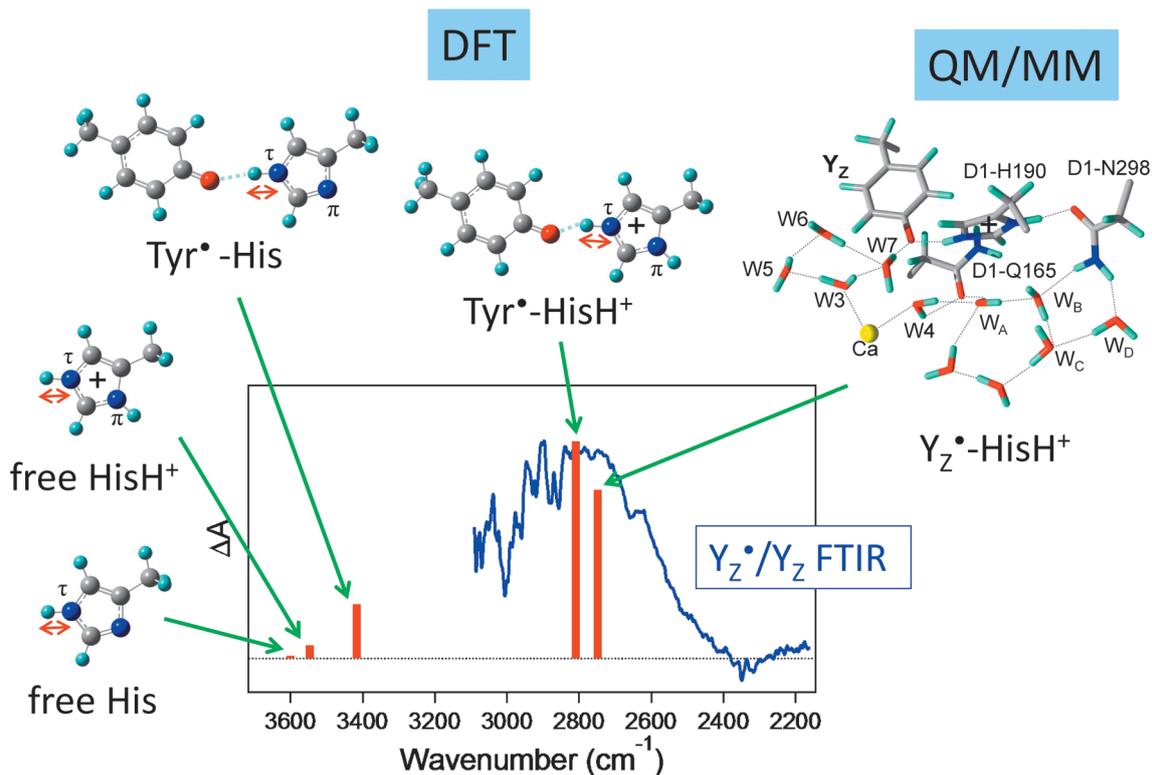


図10  $Y_z$ の光酸化によるFTIR差スペクトル ( $HisH^+$ のNH伸縮振動バンド)と、DFTおよびQM/MM計算による振動の帰属。

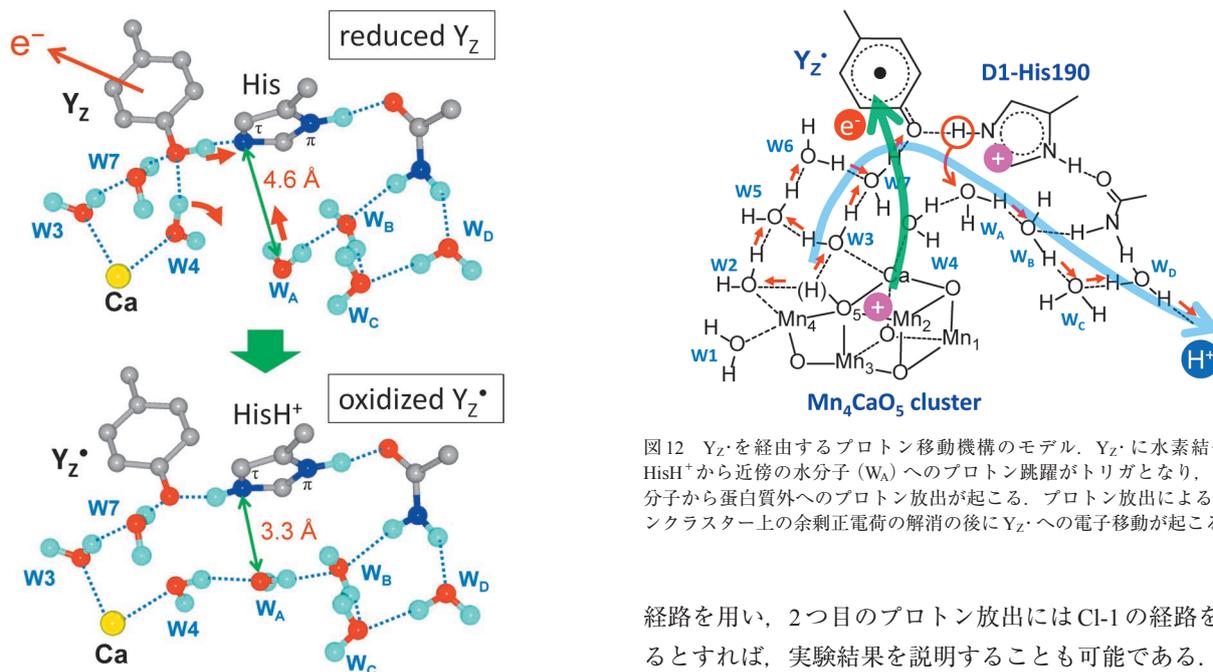


図11 QM/MM計算による $Y_z$ の酸化に伴う水分子と水素結合ネットワークの再配置。

プロトン移動が起こり、基質水分子から蛋白質外にプロトンが放出される。この反応の律速段階は $HisH^+$ から $W_A$ のプロトン跳躍であり、その速度が全体のプロトン移動の速度を決める。このプロトン移動機構は、 $S_2$ や $S_3$ などマンガングラスタ上にある余剰正電荷がある場合に、 $HisH^+$ の正電荷との静電的反発を推進力にして起こると考えられる。 $S_3$ の場合には、一つ目のプロトン放出にはこの $Y_z\cdot$ 経由の

図12  $Y_z\cdot$ を経由するプロトン移動機構のモデル。 $Y_z\cdot$ に水素結合する $HisH^+$ から近傍の水分子( $W_A$ )へのプロトン跳躍がトリガとなり、基質水分子から蛋白質外へのプロトン放出が起こる。プロトン放出によるマンガングラスタ上の余剰正電荷の解消の後に $Y_z\cdot$ への電子移動が起こる。

経路を用い、2つ目のプロトン放出にはCl-1の経路を用いるとすれば、実験結果を説明することも可能である。このプロトン放出機構でマンガングラスタ上の余剰電荷を除いた後に、 $Y_z\cdot$ への電子移動が起こると推測される。

ここで述べたプロトン移動機構は、赤外分光と量子化学計算より導き出された一つの仮説であるが、光合成水分解ではこのような巧妙なしくみを用いて電子移動とプロトン移動を制御し、反応を進行させていると思われる。

## 5. おわりに

光合成の光エネルギー変換は、励起エネルギー移動と電子移動の高い量子効率を基本に成り立っているが、システ

ム全体を眺めてみると、その成功の鍵は、水の酸化能の獲得であったことがわかる。そして、電子移動とプロトン移動が共役する、その水分解のメカニズムは、極めて巧妙なものあり、未だその全貌は明らかになっていない。特に、基質水分子の同定、中間体構造やO-O結合形成の過程、反応における蛋白質の役割など、多くの重要な点が未解決のまま残されている。水分解反応については、これまで、XAFS, EPR, FTIR など、様々な生物物理学的手法による研究が行われてきた。X線結晶構造によって水分解系の座標情報が得られたことにより、こうした手法による解析がさらに進み、様々な知見が得られてきている。また、S<sub>2</sub>状態以降の中間状態の高分解能X線構造は反応メカニズムの解明に必要不可欠である。そうした実験的な構造、反応の研究に加えて、最近飛躍的に利用され、極めて重要な情報を与えてきたのは、DFT 計算法やQM/MM法などによる量子化学計算であり、<sup>33-37</sup> X線結晶構造の原子座標を基に、分光データの再現を指標にしながら、水分解反応の詳細なメカニズムを予測することが可能になった。これらの生物物理学的手法と変異導入などの分子生物学的手法を組み合わせることによって、近い将来、生命にとって極めて重要な水分解反応のメカニズムが解き明かされる日が来るであろう。

光合成水分解反応の解明は、単に一生命現象の理解を意味するものではない。現在のエネルギー危機や地球環境問題を解決するには、光エネルギーによる燃料合成を行う人工光合成系の確立が不可欠である。その際の電子供与体は、やはり地球上に普遍的に存在する水以外には候補はなく、高効率な人工水分解触媒の開発が人工光合成の成否の鍵をにぎる。よって、約25億年前に生命が自身のエネルギー問題解決のために創り上げた水分解系の構造とその反応メカニズムを解明することは、光エネルギーを用いた水分解触媒の構築に重要なヒントを与え、人類のエネルギー問題の解決に大きく貢献すると期待される。

#### 参考文献

- 1) J. Deisenhofer, O. Epp, K. Miki, R. Huber and H. Michel: *Nature* **318** (1985) 618.
- 2) A. Zouni, H. T. Witt, J. Kern, P. Fromme, N. Krauss, W. Saenger and P. Orth: *Nature* **409** (2001) 739.
- 3) P. Jordan, P. Fromme, H. T. Witt, O. Klukas, W. Saenger and N. Krauss: *Nature* **411** (2001) 909.
- 4) Y. Umena, K. Kawakami, J.-R. Shen and N. Kamiya: *Nature* **473** (2011) 55.
- 5) F. Rappaport, M. Guergova-Kuras, P. J. Nixon, B. A. Diner and J. Lavergne: *Biochemistry* **41** (2002) 8518.
- 6) Y. Kato, M. Sugiura, A. Oda and T. Watanabe: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **106** (2009) 17365.
- 7) H. Ishikita, W. Saenger, J. Biesiadka, B. Loll and E. W. Knapp: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **103** (2006) 9855.
- 8) K. Hasegawa and T. Noguchi: *Biochemistry* **44** (2005) 8865.
- 9) T. Okubo, T. Tomo, M. Sugiura and T. Noguchi: *Biochemistry* **46** (2007) 4390.
- 10) K. Saito, T. Ishida, M. Sugiura, K. Kawakami, Y. Umena, N. Kamiya, J.-R. Shen and H. Ishikita: *J. Am. Chem. Soc.* **133** (2011) 14379.

- 11) R. Takahashi, K. Hasegawa and T. Noguchi: *Biochemistry* **47** (2008) 6289.
- 12) T. Wydrzynski and K. Satoh, eds.: *Photosystem II; The Light-Driven Water: Plastoquinone Oxidoreductase* (Springer, 2005).
- 13) A. Krieger, A. W. Rutherford and G. N. Johnson: *Biochim. Biophys. Acta* **1229** (1995) 193.
- 14) A. Krieger-Liszczay, C. Fufezan and A. Trebst: *Photosynth. Res.* **98** (2008) 551.
- 15) B. Kok, B. Forbush and M. McGloin: *Photochem. Photobiol.* **11** (1970) 457.
- 16) M. Suga, F. Akita, K. Hirata, G. Ueno, H. Murakami, Y. Nakajima, T. Shimizu, K. Yamashita, M. Yamamoto, H. Ago and J.-R. Shen: *Nature* **517** (2015) 99.
- 17) C. Kupitz, *et al.*: *Nature* **513** (2014) 261.
- 18) J. Kern, *et al.*: *Nat. Commun.* **5** (2014) 4371.
- 19) T. Noguchi and M. Sugiura: *Biochemistry* **40** (2001) 1497.
- 20) T. Noguchi and M. Sugiura: *Biochemistry* **41** (2002) 15706.
- 21) H. Suzuki, M. Sugiura and T. Noguchi: *Biochemistry* **47** (2008) 11024.
- 22) J. Lavergne and W. Junge: *Photosynth. Res.* **38** (1993) 279.
- 23) H. Suzuki, M. Sugiura and T. Noguchi: *J. Am. Chem. Soc.* **131** (2009) 7849.
- 24) F. Rappaport, M. Blanchard-Desce and J. Lavergne: *Biochim. Biophys. Acta* **1184** (1994) 178.
- 25) M. Haumann, P. Liebisch, C. Müller, M. Barra, M. Grabolle and H. Dau: *Science* **310** (2005) 1019.
- 26) T. Noguchi, H. Suzuki, M. Tsuno, M. Sugiura and C. Kato: *Biochemistry* **51** (2012) 3205.
- 27) A. Klaus, M. Haumann and H. Dau: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109** (2012) 16035.
- 28) H. Suzuki, J. Yu, T. Kobayashi, H. Nakanishi, P. Nixon and T. Noguchi: *Biochemistry* **52** (2013) 4748.
- 29) R. Pokhrel, R. J. Service, R. J. Debus and G. W. Brudvig: *Biochemistry* **52** (2013) 4758.
- 30) R. J. Service, W. Hillier and R. J. Debus: *Biochemistry* **49** (2010) 6655.
- 31) H. Suzuki, M. Sugiura and T. Noguchi: *Biochemistry* **51** (2012) 6776.
- 32) S. Nakamura, R. Nagao, R. Takahashi and T. Noguchi: *Biochemistry* **53** (2014) 3131.
- 33) P. E. M. Siegbahn: *Acc. Chem. Res.* **42** (2009) 1871.
- 34) E. M. Sproviero, J. A. Gascon, J. P. McEvoy, G. W. Brudvig and V. S. Batista: *J. Am. Chem. Soc.* **130** (2008) 3428.
- 35) M. Kusunoki: *J. Photochem. Photobiol. B* **104** (2011) 100.
- 36) H. Isobe, M. Shoji, S. Yamanaka, Y. Umena, K. Kawakami, N. Kamiya, J.-R. Shen and K. Yamaguchi: *Dalton Trans.* **41** (2012) 13727.
- 37) Y. Kurashige, G. K.-L. Chan and T. Yanai: *Nat. Chem.* **5** (2013) 660.

#### 著者紹介

野口 巧氏：専門は光合成の生物物理学。特に、赤外分光法を用いた光合成水分解反応および電子移動反応の研究。

(2015年1月29日原稿受付)

### Water Oxidation in Photosynthesis: Elaborate Mechanism of Light-Energy Conversion by Life

Takumi Noguchi

abstract: In photosynthesis performed by plants and cyanobacteria, light energy is converted into chemical energy by reduction of CO<sub>2</sub> to synthesize sugars. The key reaction in the photosynthetic process is oxidation of water, which functions as an ultimate electron donor. Molecular oxygen released as a byproduct of water oxidation, which started ~2.5 billion years ago by cyanobacteria, produced oxygenic atmosphere and promoted the evolution of life. In this article, the basic mechanism of the light-energy conversion of photosynthesis is briefly explained and recent studies of the elaborate mechanism of photosynthetic water oxidation are introduced focusing on proton-coupled electron transfer reactions.

# 宇宙を満たすガンマ線背景放射の起源と残された謎



井上 芳幸<sup>†</sup>

宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

夜空が暗いというのは我々にとっては当たり前前の事実である（都会では街明かりのためにそうはいかないのだが）。この当たり前前の事実には19世紀の天文学者オルバースは疑問を抱き、「なぜ夜空は暗いのか」と考えた。宇宙が無限に広がっていれば、どこを見ても星の表面が見え、夜空全体は太陽面のように明るく輝くはずである、とこれは有名な「オルバースのパラドックス」と言われるものである。宇宙が無限ではないことから、このパラドックスは解決されている。

たしかに、夜空は暗いが、実は真っ暗ではない。微弱ながらも空一面に光っている放射が存在し、「宇宙背景放射」と呼ばれている。この空全体で輝く宇宙背景放射とはなんだろうか？

宇宙背景放射の中でもビッグバンの名残である宇宙マイクロ波背景放射は特に有名である。しかし、宇宙はマイクロ波だけでなく、電波、赤外線、可視光、X線そしてガンマ線で満たされている。これらの宇宙背景放射は宇宙に存在する全ての天体からの光の重ね合わせであると考えられている。

宇宙背景放射の起源を解明できれば、各波長で宇宙の支配的な種族天体の歴史を紐解ける。例えば、可視・赤外線の宇宙背景放射は、星や銀河の形成史を、X線では活動銀河核すなわち超巨大ブラックホールの形成史を振り返れる。

電磁波の最も高いエネルギー領域であり、宇宙観測のエネルギーフロンティアでもあるガンマ線領域での宇宙背景放射に関する研究は2000年代後半に入るまで、ガンマ線衛星の感度不足のため宇宙ガンマ線背景放射の起源は活動銀河核であろうと推測さ

れるにとどまっていた。そんな中、2008年にフェルミガンマ線衛星が打ち上げられ、その圧倒的な感度によりこれまでの10倍以上となる3,000を超えるガンマ線源を発見し、宇宙ガンマ線背景放射の詳細な観測が可能となった。

フェルミ衛星により0.1-820 GeVの広帯域にわたる宇宙ガンマ線背景放射スペクトルが詳細に計測され、宇宙ガンマ線背景放射研究はここ数年で大きく進展している。特にフェルミ衛星の観測結果に基づいた研究によって、宇宙ガンマ線背景放射がブレイザー・電波銀河・星形成銀河という三種族の天体からなることがわかってきた。

一方で、フェルミ衛星が観測していないエネルギー帯域であるMeV・TeV帯域における宇宙ガンマ線背景放射の起源は謎に包まれたままである。これらについては、フェルミ衛星だけでなく、次世代X線衛星であるASTRO-Hや次世代ガンマ線望遠鏡Cherenkov Telescope Array (CTA)、そして近年TeV-PeVニュートリノイベントを発見したIceCubeとの連携によって今後、解き明かされていくであろう。また、宇宙ガンマ線背景放射には暗黒物質に起因するガンマ線が埋もれている可能性が長年議論されてきたが、暗黒物質の兆候は未だに見えていない。可視光域での暗黒物質分布の大規模サーベイ観測と宇宙ガンマ線背景放射の空間分布を用いることで、暗黒物質の物理量に対し強い制限が今後課されると期待されている。様々な観測を組み合わせることで、宇宙ガンマ線背景放射の謎は着実に解き明かされつつあり、その理解までもう一步のところまで我々は迫っている。

—Keywords—

## 活動銀河核：

我々の天の川銀河の外には様々な銀河が存在している。これら銀河の中心には太陽の百万から百億倍もの質量を持つ超巨大ブラックホールが存在すると考えられている。全体の数%にあたる銀河は中心核領域が銀河全体よりも明るく光る「活動銀河核」を持つことが知られている。この光は銀河の中心に存在する超巨大ブラックホールに周辺物質が降着し、その莫大な重力エネルギーを解放することで、輝いているのである。また、活動銀河核の10%程度は宇宙最大の粒子加速器である相対論的ジェットを形成していることも知られている。そこで、本稿では活動銀河核は相対論的ジェットを噴き出している「電波銀河」と噴き出していない「セイファート」に大別し、電波銀河のうち、ジェットが観測者の視線方向に噴き出している種族は「ブレイザー」として分類している。



活動銀河核の想像図 (Image credit: Aurore Simonnet, Sonoma State University).

## フェルミガンマ線宇宙望遠鏡：

2008年6月に打ち上げられたガンマ線観測用天文衛星。米国、日本、イタリア、フランス、スウェーデン、ドイツの6カ国が参加する国際共同研究である。フェルミガンマ線宇宙望遠鏡は20 MeV-300 GeV以上のエネルギー帯域を観測するLarge Area Telescope (LAT)と8 keV-30 MeV帯域でガンマ線バーストのような突発天体の観測を行うGamma-ray Burst Monitor (GBM)の二つのガンマ線装置を搭載している。本稿では、主にLATによる成果をもとにした議論となっている。

<sup>†</sup> JAXA 国際トップヤングフェロー

## 1. 宇宙背景放射

宇宙背景放射とは全天でほぼ等方に観測される電磁波放射であり、その中でもビッグバンの名残である宇宙マイクロ波背景放射は特に有名である。しかし、宇宙はマイクロ波だけでなく、様々な波長の光で満ちている。宇宙マイクロ波背景放射はビッグバン後の宇宙の晴れ上がりをつめたものであるが、その他の波長域では、宇宙に存在する全ての天体からの放射の重ねあわせであると考えられている。つまり、宇宙背景放射の起源を解明できれば、各波長域における宇宙の支配的種族天体の進化の歴史を紐解ける。さらに、宇宙背景放射を個々の天体に分解していくことで、宇宙背景放射に埋もれていた未知の天体や新しい物理に迫れる可能性も秘められている。

本稿では宇宙観測のエネルギーフロンティアであるガンマ線領域に焦点をあて、これまでの宇宙ガンマ線背景放射に関する研究を紹介し、将来への展望も紹介したい。また、ガンマ線の検出原理の違いから、本稿では宇宙ガンマ線背景放射をMeV領域とGeV領域に分けて記述する。<sup>\*1</sup> TeV領域については、宇宙ガンマ線背景放射の観測がないため、最後に触れるのみにとどめている。

### 1.1 宇宙ガンマ線背景放射の観測

宇宙MeVガンマ線背景放射は1970年代に日本の名古屋大学のグループによる気球観測実験<sup>1)</sup>などを中心に観測が進み、1990年代に太陽の高エネルギー現象観測衛星のSolar Maximum Mission (SMM)<sup>2)</sup>やコンプトン衛星に搭載されたThe Imaging Compton Telescope (COMPTEL)<sup>3)</sup>によって詳細に観測されている。現在でもMeV帯域における全天観測データはCOMPTELによる観測が最良のデータである。COMPTELによって分解<sup>\*2</sup>された天体数は全天で32天体<sup>\*3</sup>であり、その内わずか10天体が銀河系外天体として同定されているのみにとどまっている。したがって、宇宙MeVガンマ線背景放射に埋もれている天体の多くは未分解であり、その起源は観測的に謎に包まれたままになっている。

宇宙GeVガンマ線背景放射は1960年代にOrbiting Solar Observatory 3 (OSO-3)衛星によって初めて観測され、<sup>4)</sup>その後、Second Small Astronomy Satellite (SAS-2)衛星、COS-B衛星やコンプトン衛星に搭載されたEnergetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET)によって観測されている。<sup>5,6)</sup>現在、宇宙GeVガンマ線背景放射は2008年に打ち上げられたフェルミガンマ線衛星に搭載されたLarge Area Telescope (LAT)によって100 MeVから820 GeVまでの詳細なスペクトルが得られている。<sup>7)</sup>宇宙GeVガンマ線背景放射に埋もれていた点源の多くはフェルミ衛星によって次々に分解されており、1 GeV付近では宇宙GeVガ

<sup>\*1</sup> MeV領域ではコンプトン散乱が、GeV領域では電子・陽電子対生成が、TeV領域では大気チェレンコフ光が主な検出原理である。

<sup>\*2</sup> 背景放射研究では天球面上の天体を観測し同定することを分解すると言う。

<sup>\*3</sup> ガンマ線バーストを含めると63天体。

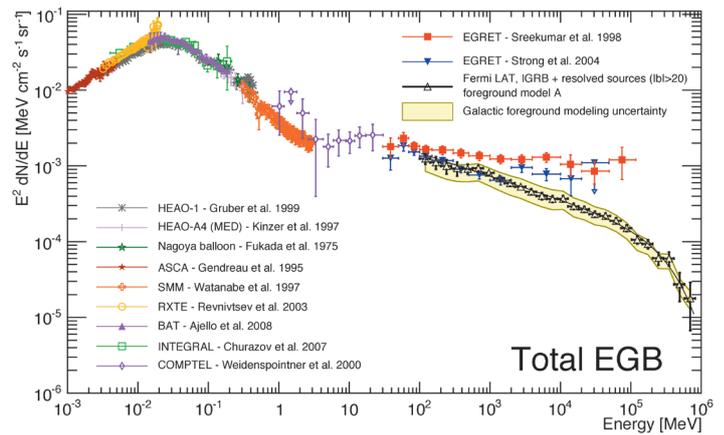


図1 宇宙X線・ガンマ線背景放射スペクトル。<sup>7)</sup> 白色三角がフェルミ衛星による最新の観測結果。

ンマ線背景放射の約30%が点源に分解され、より高いエネルギーではさらに分解されている。

図1に最新の宇宙X線・ガンマ線背景放射の観測データをまとめる。MeV帯域とGeV帯域では異なったスペクトル形状を持つことが見て取れ、異なる起源であることが推測される。数百keVまでの宇宙X線背景放射に関してはセイファートという種族が説明することが知られている。<sup>8)</sup>

### 1.2 活動銀河核

宇宙ガンマ線背景放射を紹介する上で、欠かせない天体がある。活動銀河核である。X線・ガンマ線帯域で我々の銀河系外で最も多く見つかった天体は、活動銀河核である。活動銀河核とは、銀河の中心に存在する太陽の百万から百億倍もの質量を持つ超巨大ブラックホールに周辺物質が降着し、その莫大な重力エネルギーを解放することで、銀河よりも明るく輝き、時にほぼ光速の相対論的ジェットを噴出する天体である。宇宙X線・ガンマ線背景放射の研究を通して、活動銀河核の降着史を解明できれば、宇宙最大のブラックホールがどのように形成され成長してきたか、その歴史に迫ることができる。

活動銀河核は相対論的ジェットを噴き出している電波銀河とジェットを噴き出していない「セイファート銀河」(以降、セイファートと略す)に大別できる。電波銀河のうち、ジェットが観測者の視線方向に噴き出している種族は「ブレイザー」として分類されている。本稿では、ジェットが視線方向を向いていない電波銀河を「電波銀河」として扱う。<sup>\*4</sup> これら3つの活動銀河核種族が宇宙ガンマ線背景放射を理解する上で欠かせない主役達である。これら3種族のおおよその割合であるが、全銀河の数%が活動銀河核を持っており、そのうち90%程度が電波で暗い活動銀河

<sup>\*4</sup> 一般にはセイファートの中でも明るい活動銀河核はクエーサーとして分類される。一方で、電波銀河の中でも明るい活動銀河核の一部も同様にクエーサーと呼ばれることがある。そこで本稿では電波で暗い活動銀河核は「セイファート」、電波で明るくジェットが視線方向を向いていないものを「電波銀河」、視線方向を向いているものを「ブレイザー」と分類する。活動銀河核の分類は非常に多岐にわたっており、さらに細かい分類も可能であるが、本稿では割愛する。

核(本稿ではセイファート), 残りの10%程度が電波銀河, さらに電波銀河の数%程度がブレイザーであると考えられている。

## 2. 宇宙 MeV ガンマ線背景放射とその起源

観測から宇宙 MeV ガンマ線背景放射の起源を解明できない中, 理論から様々な候補が提案されてきた。まず, Ia 型超新星爆発中に生成される重元素の崩壊によって放出されるガンマ線の放射である。しかし, 近年の Ia 型超新星爆発の発生頻度の研究から, Ia 型超新星爆発だけでは MeV ガンマ線背景放射を説明できないことがわかっている。<sup>9)</sup> 次に, 宇宙 X 線背景放射の起源であるセイファートである。しかし, 次の項で述べるように, セイファートの硬 X 線スペクトルモデルでは数百 keV 付近に指数関数的カットオフがかかるため, 宇宙 X 線背景放射から霧型のスペクトルで延びる宇宙 MeV ガンマ線背景放射を説明することはできない, とされていた。また, 電波銀河も考えられていたが, 近年の研究から宇宙 MeV ガンマ線背景放射の10%程度しか説明できないことがわかっている。<sup>10, 11)</sup> そして, 質量が MeV 程度の暗黒物質も候補である。<sup>12)</sup> しかしながら, 暗黒物質からの寄与を解明するためには, その他の天体からの寄与を解明しない限り難しい。以下では, 現在有力視されている「セイファート説」と「ブレイザー説」を紹介する。

### 2.1 セイファートと宇宙 MeV ガンマ線背景放射

宇宙 MeV ガンマ線背景放射を理解するには, まずスペクトルの特徴を知る必要がある。宇宙 MeV ガンマ線背景放射スペクトルは, 宇宙 X 線背景放射スペクトルのピークから非常に滑らかに, 冪関数の形で伸びている(図1)。つまり, 宇宙 X 線背景放射を形作っているセイファートと異なる成分よりも, セイファート自身が宇宙 MeV ガンマ線背景放射の起源であると考えるのが自然である。しかし, セイファートのスペクトルモデルは, 数百 keV 付近にカットオフを持つため, MeV 領域への寄与は小さいと考えられていた。

そもそもセイファートからの硬 X 線放射はどのように放射されているのだろうか? これらの硬 X 線放射はブラックホール近傍の降着円盤上に存在する高温プラズマであるコロナに由来する。コロナ中の 100 keV 程度の温度を持つ高温電子が, 降着円盤からの放射を逆コンプトン散乱することによって, 硬 X 線が放射されている。X 線観測から数百 keV 付近にカットオフがあることは示唆されており, コロナは熱的電子に満たされていると考えられている。しかし, ごく少量の非熱的電子がコロナ中に存在すれば, カットオフ後に冪テイルが MeV エネルギー領域に現れると期待され, 宇宙 MeV ガンマ線背景放射も再現できると考えられる。また, 降着円盤上のコロナは磁気リコネクションによって加熱されている可能性が理論的に示唆されている。<sup>13)</sup> 磁気リコネクションによって, 粒子が加速され

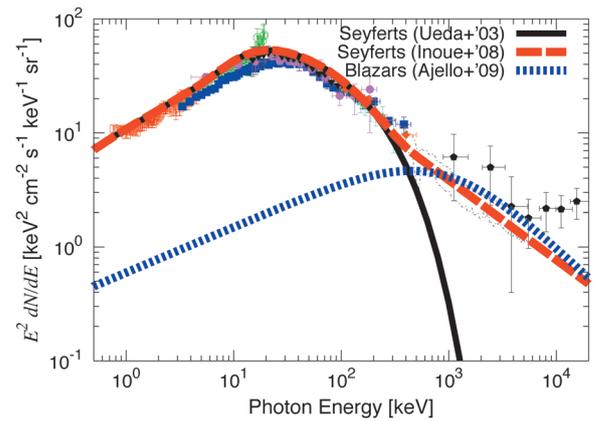


図2 宇宙 X 線・MeV ガンマ線背景放射スペクトル。<sup>28)</sup> 黒線がセイファートモデル。<sup>8)</sup> 赤線がセイファートに非熱的成分を加えたモデル。<sup>14)</sup> 青線がブレイザーモデル。<sup>15)</sup>

ることはよく知られており, 活動銀河核のコロナ中に非熱的電子が存在していても不思議ではない。

活動銀河核のコロナ中に熱的電子と非熱的電子の両方が存在していれば, 宇宙 X 線・MeV ガンマ線背景放射がセイファートによって説明できることが近年示されている(図2参照)。<sup>14)</sup> 興味深いことに, 宇宙 MeV ガンマ線背景放射を説明するために必要な非熱的電子の分布関数の冪は, 太陽や地球磁気圏で観測されている磁気リコネクション加速された非熱的電子の分布関数の冪とほぼ一致している。つまり, 宇宙 MeV ガンマ線背景放射がセイファートであることが解明できれば, 長年, 未解明のままである活動銀河核のコロナ加熱源が磁気リコネクションである可能性を示唆することになる。しかし, セイファートからの非熱的成分の観測的証拠はこれまで得られておらず, 非熱的成分を検証するには, 0.3–600 keV の広帯域を観測する ASTRO-H X 線衛星などによる今後の観測が重要である。

### 2.2 ブレイザーと宇宙 MeV ガンマ線背景放射

ブレイザーは, ほぼ光速のジェットが観測者の方向を向いているため, 相対論的効果(ビーミング効果)により非常に明るく輝いて見える。ブレイザーのスペクトルは電波からガンマ線にわたる多波長観測により盛んに研究されている。ブレイザーのスペクトルは二つの広帯域放射成分から形成されており, 電波から X 線にわたる領域にシンクロトロン放射成分が, X 線からガンマ線領域に逆コンプトン放射成分が現れていると考えられている。また, ブレイザーは可視領域のスペクトルを元にさらに Flat-Spectrum Radio Quasars (FSRQs) と BL Lacertae 天体 (BL Lacs) に分類される。FSRQ は BL Lac よりも明るく, スペクトルのピークエネルギーが低エネルギーに位置する傾向があり, これはブレイザーシーケンズと呼ばれている。<sup>19)</sup>

COMPTEL により, MeV 領域にスペクトルピークを持つブレイザーが数天体発見されており, 一部のブレイザーは宇宙 MeV ガンマ線背景放射に寄与すると考えられている。ビーミング効果のため, ブレイザーの天体密度は他の

活動銀河核種族と比べると遥かに小さい(活動銀河核全体の~0.1%程度)。したがって、定量的な議論のためには、全天観測を行い、できるだけ多くのブレーザーを観測する必要がある。

2004年に打ち上げられたガンマ線バースト観測衛星Swiftに搭載されたBurst Alert Telescope (BAT)は硬X線帯域(15-150 keV)に優れた感度を持ち、ガンマ線バーストを検出するために全天を観測している。現在、BATは硬X線帯域で全天で最も深いサーベイ観測を行っている。このBATで観測されたブレーザーを用いて、ブレーザーの宇宙MeVガンマ線背景放射への寄与を見積もることができる。BATの36ヶ月サーベイ観測の結果を用いて、ブレーザーの光度関数<sup>\*5</sup>を構築すると、宇宙MeVガンマ線背景放射はブレーザーによっても説明可能であることが示されている(図2参照)<sup>15)</sup>。しかし、宇宙MeVガンマ線背景放射のスペクトルを再現するためにすべての明るいブレーザー、Flat-Spectrum Radio Quasars (FSRQs)、が1 MeVにスペクトルピークを持つという仮定が必要である。フェルミ衛星での観測に基づくFSRQの多くは数十-百MeVにピークを持つことがわかっている<sup>16)</sup>。仮にFSRQが宇宙MeVガンマ線背景放射を説明するのであれば、~1 MeVと数十-百MeV双方にスペクトルピークを持っている必要がある。もしくは、~1 MeVにピークを持つFSRQとフェルミ衛星で観測された数十-百MeVにピークを持つFSRQが別種族である必要がある。いずれにせよ、ブレーザーの放射機構や種族の理解には重要な示唆を与える。しかしながら、BATによって観測されたブレーザーの総数はわずか38個であり<sup>15)</sup>、その不定性は未だ大きい。今後、MeV帯域でより多くのブレーザーを観測し、そのスペクトルと宇宙論的進化を理解することが重要である。

図2にセイファートとブレーザーの宇宙MeVガンマ線背景放射モデルを示す。MeV帯域での観測データが十分でないため、セイファート説・ブレーザー説ともに棄却されておらず、今後の観測技術の進展が必要不可欠である。

### 3. 宇宙 GeV ガンマ線背景放射とその起源

より高エネルギーであるGeV帯域の背景放射に話を移そう。観測事実として、GeVガンマ線で観測される銀河系外天体のほとんどはブレーザーである。そのため、宇宙GeVガンマ線背景放射の起源はブレーザーであると長く考えられてきた。しかし、ブレーザーだけでは宇宙ガンマ線背景放射は説明できない可能性が2000年代の多くの研究によって指摘されており、その起源は謎に包まれていた。つまり、数多くの暗くて見えない埋もれた天体が、宇宙GeVガンマ線背景放射を説明していることが示唆されていた。特に、ガンマ線帯域ではGeV・TeVスケールの質量を持つ暗黒物質に起因するガンマ線が宇宙GeVガンマ線

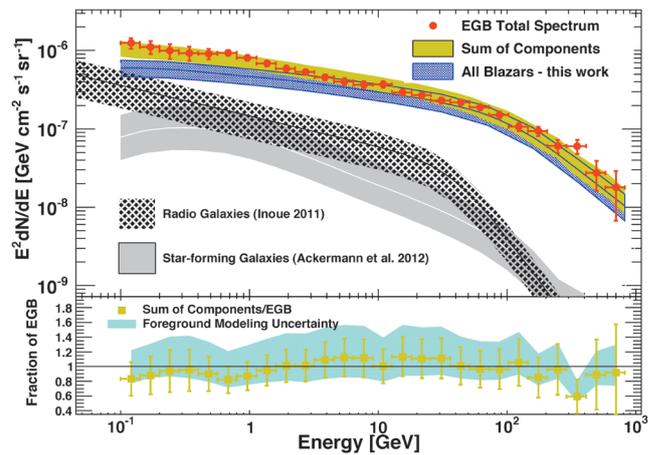


図3 上パネル：宇宙GeVガンマ線背景放射スペクトル。赤データ点はフェルミ衛星による最新の宇宙GeVガンマ線背景放射観測結果。青がブレーザー<sup>16, 21, 22)</sup>、黒ハッチが電波銀河<sup>11)</sup>、灰色が星形成銀河<sup>33)</sup>、黄色がブレーザー・電波銀河・星形成銀河を足し合わせた成分。下パネル：ブレーザー・電波銀河・星形成銀河を足し合わせた成分が宇宙GeVガンマ線背景放射を説明する割合。水色バンドは宇宙GeVガンマ線背景放射のデータの不定性。誤差範囲は全て1σエラー。

背景放射に埋もれている可能性が議論されている。宇宙GeVガンマ線背景放射に「埋もれた」暗黒物質の兆候を捉えることができれば、物理学における大きな謎の一つである暗黒物質の正体に迫ることが可能となる<sup>\*6</sup>。

背景放射に埋もれた暗黒物質等の未知の天体を捉えるためには、まず既知の天体種族の寄与を解明することが大前提となる。これは、各エネルギー帯域で既知の銀河系外天体種族は、必ず背景放射に寄与しているからである。このような背景から、宇宙GeVガンマ線背景放射の起源の解明は物理学において重要なテーマの一つとなっている。これまでガンマ線が観測された銀河系外天体は、大きく分けてブレーザー、電波銀河、星形成銀河、ガンマ線バーストの4種族である。ガンマ線バーストに関しては宇宙GeVガンマ線背景放射に1%程度しか寄与しないことが知られているので<sup>18)</sup>、本稿では割愛する。それぞれの種族について以下に述べるが、図3にブレーザー・電波銀河・星形成銀河の宇宙GeVガンマ線背景放射への寄与をまとめたものを示す。

#### 3.1 ブレーザーと宇宙 GeV ガンマ線背景放射

フェルミ衛星によって約3,000個のガンマ線天体が観測されており、このうち約2,000天体が銀河系外天体であると考えられている。その中で約1,600個はブレーザーである。このように、ブレーザーは観測された銀河系外ガンマ線天体の大多数をしめている。したがって、ブレーザーを宇宙ガンマ線背景放射起源の最有力候補として考えるのはごく自然なことである。しかしながら、ブレーザーが単に明るいだけで、観測衛星の感度限界のバイアスのため、ブレーザーを選択的に検出し、より暗い天体の多くを見落としている可能性がある。そこで、フェルミ衛星以前の

\*5 光度関数とは単位体積あたりの各光度・赤方偏移での個数密度を表す関数。宇宙論的進化の歴史を表す関数として用いられている。

\*6 暗黒物質由来のガンマ線探索は我々の銀河や近傍の矮小銀河などに存在する暗黒物質ハローからのガンマ線も探索されている<sup>17)</sup>。

EGRET時代においても、ブレーザーシークエンスのようなスペクトルの傾向をきちんと取り込むことで、ブレーザーに由来する宇宙ガンマ線背景放射スペクトルの予言がされている。それに基づく、ブレーザーの0.1 GeV以上の宇宙ガンマ線背景放射への寄与は40%程度であると、ある程度定量的な予言がされていた。<sup>20)</sup> ただし、EGRETで観測されたブレーザーはわずか50個程であり、ブレーザーの光度関数には大きな不定性が残されていた。

フェルミ衛星で観測されたブレーザーの内、高銀緯があり、高い確度で検出されているブレーザーサンプルを用いて、ブレーザーの光度関数が調べられている。<sup>16,21)</sup> さらに、最新のフェルミ衛星の結果を元にしたブレーザーのスペクトルモデルを用いて、宇宙ガンマ線背景放射スペクトルへの寄与が調べられている。<sup>16,22)</sup> これらの結果に基づく、ブレーザーが0.1 GeV以上の宇宙ガンマ線背景放射の約40%を説明することがわかっている(図3)。これはEGRET時代の予言とほぼ一致している。しかしながら、光度関数に関しては高赤方偏移・低光度に行くほど、EGRET時代の予言と異なる結果となっている。これはひとえにフェルミ衛星がEGRETよりも圧倒的に優れた感度を持つため、より遠方、より低光度の天体を探れるようになり、光度関数を詳細に解明できるようになったからである。0.1 GeV-1 TeVと広いエネルギー帯域でブレーザーが宇宙ガンマ線背景放射に重要な寄与をしていることもみてとれる(図3)。

### 3.2 電波銀河と宇宙 GeV ガンマ線背景放射

電波銀河が宇宙ガンマ線背景放射に寄与している可能性は古くから提唱されていたが、宇宙ガンマ線背景放射起源としてはあまり重視されてこなかった。これは、EGRETが発見した電波銀河は最近傍の電波銀河である Centaurus Aのみであり、ブレーザーよりも弱いビーミング効果のため、電波銀河はガンマ線帯域では暗いと考えられたことが理由であろう。しかし、フェルミ衛星によって10個程の電波銀河からのガンマ線が報告され、電波銀河がガンマ線を放射していることは確立されてきた。<sup>23)</sup>

電波銀河はブレーザーと比べると確かに暗いが、数は圧倒的に多い。暗いはずの電波銀河がフェルミ衛星でいくつも観測されるということは、宇宙GeVガンマ線背景放射に重要な寄与をしている天体である可能性を示唆している。しかし、フェルミ衛星によって電波銀河が検出されたとはいっても、その数は10個程度であり、ガンマ線観測から電波銀河の光度関数を調べるには不定性が大きい。一方、電波観測によって電波銀河の光度関数は詳細に調べられている。そこで、電波銀河の電波とガンマ線の光度相関関係を用いることで、宇宙GeVガンマ線背景放射への寄与が調べられている。<sup>11),\*7)</sup> このような仮定のもとに電波銀河

の0.1 GeV以上の宇宙ガンマ線背景放射への寄与を調べると約25%もあることが示唆されている。<sup>11)</sup> 図3を見ると、1 GeV以下で重要な寄与をしているのがみてとれる。

### 3.3 星形成銀河と宇宙 GeV ガンマ線背景放射

これまでブレーザー・電波銀河といった活動銀河核を紹介してきたが、もう一つ重要な種族がある。星形成銀河、いわゆる我々が想像する一般的な銀河である。そもそも、OSO-3やSAS-2の時代から我々の銀河つまり、天の川銀河内の拡散ガンマ線成分は観測されており、銀河がガンマ線を放射することはよく知られている。銀河内の拡散ガンマ線は超新星残骸等の銀河系内天体で加速された宇宙線が、その伝播中に銀河内のガスや光子と反応することで生成されている。銀河系外の星形成銀河も同様の機構でガンマ線で光っており、フェルミ衛星や地上ガンマ線望遠鏡によって、これまで7つの銀河からのガンマ線が確認されている。<sup>33)</sup> 電波銀河と同様に、そのサンプルの少なさのため、赤外線との光度相関を用いて、宇宙GeVガンマ線背景放射への寄与が調べられており、フェルミ衛星の結果に基づく宇宙GeVガンマ線背景放射の約20%を星形成銀河が説明することが判明している(図3参照)。

これら三種族を足し合わせることで、0.1 GeV-1 TeV帯域という4桁にわたるエネルギー領域で宇宙ガンマ線背景放射を説明できることがわかる。特に1 GeV以下では、電波銀河および星形成銀河の寄与が不可欠である。しかしながら、電波銀河・星形成銀河に関しては、サンプル数が小さいために不定性は大きい。加えて、単純なモデルを仮定している。今後、フェルミ衛星でより多くの電波銀河・星形成銀河を見つけることで、不定性は小さくなりモデルの詳細化も可能となるであろう。確実に言えることは、宇宙GeVガンマ線背景放射を解明する上で電波銀河・星形成銀河は重要な種族であるということである。

宇宙MeV-GeVガンマ線背景放射についてわかってきたことをまとめると以下ようになる。

- ・宇宙MeVガンマ線背景放射の起源はセイファートもしくはブレーザー。ただし、本当にこれらで強度が説明できるかどうかはわかっていない。
- ・宇宙GeVガンマ線背景放射はブレーザー・電波銀河・星形成銀河を足し合わせることで説明可能。

## 4. 宇宙ガンマ線背景放射の残された謎

我々は宇宙ガンマ線背景放射を完全に理解できたのかと問われると答えは“No”である。今後取り組むべき課題を以下に紹介したい。

### 4.1 宇宙 MeV ガンマ線背景放射

宇宙MeVガンマ線背景放射の起源を解明するには背景放射を点源に分解する必要がある。しかし、現在の観測装置では難しい。宇宙MeVガンマ線背景放射を点源分解するには現状よりも二桁三桁感度を良くした装置が必要である。では、現在の観測手法のもとで、起源を解明するには

\*7 この光度相関は経験則であり、光度関数を構築する際に、全ての電波銀河がガンマ線を放射していると仮定している。現実の電波放射とガンマ線放射の関係は、電波銀河の相対論的ジェットの様々な物理状態に依存するはずであり、このように単純ではないと考えられる。

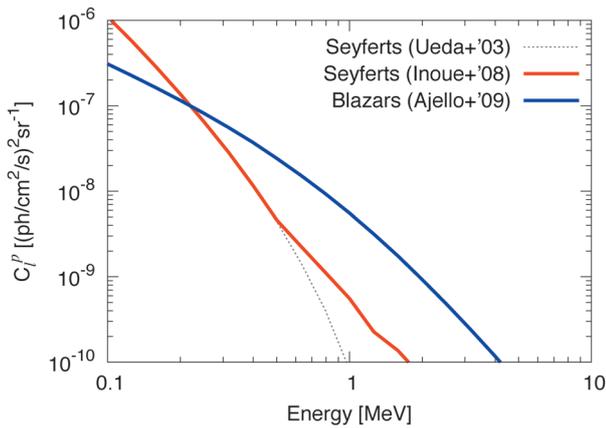


図4 MeV帯域におけるセイファートおよびブレーザーから期待されるポアソン揺らぎ.<sup>28)</sup> 赤線がセイファート説,<sup>14)</sup> 青線がブレーザー説.<sup>15)</sup> 黒線は非熱的成分を含んでいないセイファート.<sup>8)</sup>

どのようにすればよいのであろうか。

上で紹介したように、宇宙MeVガンマ線背景放射の起源候補はセイファートとブレーザーである。この二つは同じ活動銀河核種族であるが、その性質は大きく異なる。特に、これらの個数密度の違いが重要となる。セイファートの場合、各天体は暗いが、数が多い。一方でブレーザーの場合、各天体は明るい、数が少ない。この違いは宇宙MeVガンマ線背景放射に統計揺らぎとなって現れる。天球面上の観測領域において、ブレーザーはセイファートよりも大きなポアソン揺らぎを予言する(図4)。<sup>28)</sup> 天球面の様々な場所を観測し、その揺らぎからセイファート説・ブレーザー説に決着をつけることが可能となる。特に、2015年打ち上げ予定であるASTRO-H衛星は、sub-MeV帯域も観測でき、これまでより一桁高い感度を達成する。ASTRO-Hによる宇宙MeVガンマ線背景放射の揺らぎ観測はその起源解明において、重要な役割を果たすと期待される。

#### 4.2 宇宙TeVガンマ線背景放射

前章で紹介したように0.1-820 GeV帯域の宇宙ガンマ線背景放射の起源は、ブレーザー・電波銀河・星形成銀河によって説明でき、完全に理解できたかに見える。しかしながら、100 GeV以上の超高エネルギー宇宙ガンマ線背景放射に着目するとそう単純ではない。

宇宙空間を伝搬する超高エネルギーガンマ線は宇宙可視・赤外背景放射と電子・陽電子対生成反応をし吸収され、スペクトルに指数関数的のカットオフがかかる。宇宙ガンマ線背景放射の起源が銀河系外であるかぎり、スペクトルにはこの吸収が必ず見えるはずである。しかし、宇宙ガンマ線背景放射に、この吸収の兆候ははっきりとはみえていない。したがって、100 GeV以上の宇宙ガンマ線背景放射の起源は高エネルギー側で明るいハードなスペクトルを持っていることが期待される。

ガンマ線吸収によって、生成された電子・陽電子は宇宙マイクロ波背景放射を逆コンプトン散乱し、GeV光子に

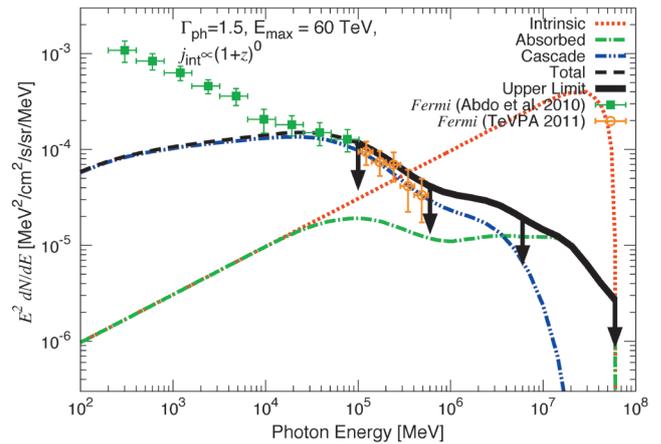


図5 宇宙ガンマ線背景放射に対する上限値。緑点がフェルミ衛星により報告されている100 GeV以下の観測データ。オレンジが2011年時点で国際会議にて報告された100 GeV以上の観測データ。赤線・緑線・青線・黒線がそれぞれ、吸収前のスペクトル成分・吸収後のスペクトル成分・カスケード成分・100 GeV以上のガンマ線背景放射に対する上限値。上限値は100 GeV以下の背景放射と無矛盾になるように設定。

叩き上げる(カスケード放射)。つまり、100 GeV以上の宇宙ガンマ線背景放射に寄与している天体は、カスケード放射を通してGeV帯域にも寄与しているはずである。このカスケード成分は既存の観測データと無矛盾である必要がある。言い換えると、100 GeV「以下」の宇宙ガンマ線背景放射の観測データから、100 GeV「以上」の宇宙ガンマ線背景放射のスペクトルを制限できる。<sup>26,27)</sup> 図5に宇宙ガンマ線背景放射の観測データをもとにしたTeV領域の宇宙ガンマ線背景放射への制限を示す。

100 GeV以上の観測データと100 GeV以下のデータを無矛盾に説明するためには、起源天体は、ハードなスペクトルを持ち、近傍宇宙のみに存在する種族か個数密度が時間とともに増える種族しかありえないことが示唆されている。<sup>27)</sup> ブレーザーの中でも低光度ブレーザー、High-frequency-peaked BL Lacs (HBLs)、は一般にGeV帯域でハードなスペクトルを持ち、数十GeVにピークを持つ。フェルミ衛星による観測から、HBLは我々の近傍のみに存在していることが示唆されている。したがって、上記のガンマ線背景放射自身の制限と無矛盾に100 GeV以上のガンマ線背景放射をこのHBL種族によって説明することができる。実際に図3の100 GeV以上はHBLが支配的になっている。

しかし、注意すべき問題がある。まずHBLのスペクトルである。図3では単純なLog-parabola型のスペクトルが仮定されている。近年の地上ガンマ線望遠鏡の観測から、 $z > 0.15$ のHBLについては、数百GeVからスペクトルがさらにハードになる傾向が発見されており、<sup>28)</sup> HBLは単純なLog-parabola型スペクトルを持っていない。この超高エネルギーガンマ線帯域のハード成分の起源はフェルミ二次加速起源<sup>29)</sup> や高エネルギー宇宙線起源<sup>30)</sup> などが議論されているが、決着はついておらず、HBLのスペクトルは完全に理解されていない。第二に、HBLは近傍のみに集中

して存在していることが示唆されているが、これは活動銀河核では一般的ではない。活動銀河核の個数密度は典型的に $z=1-2$ にピークを持っている。<sup>8)</sup> したがって、HBL種族のみが特殊な宇宙論的進化を示しているのだが、その物理的理由は未解明である。ここでフェルミ衛星で観測されたHBLの内、半数は赤方偏移がわかっていない。つまり、光度関数の不定性は大きいと考えられる。以上のことから、HBL種族の超高エネルギーガンマ線背景放射への寄与を解明するためには、次世代ガンマ線望遠鏡であるCherenkov Telescope Array (CTA) などによりHBLからの超高エネルギー放射機構の解明を進めるとともに、可視赤外線観測と連携しHBLの赤方偏移の決定を進めていくことが必要である。

#### 4.3 高エネルギーニュートリノ背景放射

近年、IceCubeによりTeV-PeVニュートリノの検出が報告されている。<sup>31)</sup> 宇宙線からニュートリノが生成される際には同時にガンマ線も放射されるため、TeV-PeVニュートリノイベントを説明する種族は宇宙ガンマ線背景放射にも寄与していると自然に考えられる。したがって、超高エネルギーガンマ線背景放射は、TeV-PeVニュートリノ背景放射とも密接に関係している。仮に、銀河団や星形成銀河のように $pp$ 反応からニュートリノを放射している際には、100 GeV以上のガンマ線背景放射にも寄与し、その30-100%を説明する可能性が指摘されている。<sup>32)</sup> 一方で、HBLからのニュートリノ強度には強い制限が課されており、また $pp$ 反応を起こす天体ではないと考えられている。HBLによって、100 GeV以上のガンマ線背景放射がほぼ100%説明できるのであれば、IceCubeで検出されたニュートリノイベントは $pp$ 反応によって作られたニュートリノではないことになり、ニュートリノ起源の解明に重要な示唆を与える。しかしながら、上で述べた不定性によりHBLが本当に100 GeV以上のガンマ線背景放射を説明できるかはより詳細な解析が必要となっている。このように宇宙ガンマ線背景放射の起源の解明はニュートリノ背景放射の起源の解明にとっても重要である。フェルミ衛星の主な感度帯はGeV領域であるため、今後は、CTAを用いて、宇宙TeVガンマ線背景放射を点源分解し、IceCubeと連携しニュートリノ起源にも迫ることが重要である。

#### 4.4 宇宙ガンマ線背景放射の非等方性

暗黒物質からのガンマ線を捉えることは宇宙ガンマ線背景放射の研究の目的の一つである。上述のとおり宇宙GeVガンマ線背景放射はブレーザー・電波銀河・星形成銀河でよく説明されており、これらを取り除いた差分スペクトルに暗黒物質からのガンマ線放射が埋もれていると期待され、実際に暗黒物質の質量と対消滅断面積に制限が課されている。<sup>22)</sup> しかし、観測やモデルの不定性を考慮すると、暗黒物質からのガンマ線放射の兆候を取り出すことは容易ではない。

スペクトルではなく、宇宙ガンマ線背景放射の非等方

性<sup>33)</sup>を用いて、暗黒物質の兆候を捉えようという研究が進んでいる。<sup>34)</sup> 特に、現在、可視光望遠鏡による銀河のサーベイ観測を基に重力レンズ効果を利用し銀河の見かけの形の歪みから暗黒物質の質量分布が得られている。この分布と宇宙ガンマ線背景放射の空間分布の空間相関を用いて、暗黒物質からのガンマ線シグナルを捉えようという試みが行われている。<sup>35)</sup> 今後は日本の8.2 mのすばる望遠鏡のHyper Suprime-CamやアメリカのLarge Synoptic Survey Telescopeによる大規模サーベイ観測が計画・実行されており、これらの可視光観測とガンマ線観測を組み合わせることで、暗黒物質のガンマ線シグナルに新たな制限が加えられると期待される。我々の銀河や矮小銀河に存在する暗黒物質ハローからのガンマ線探索と合わせることで、今後、多角的に暗黒物質からのガンマ線放射へと迫ることができると期待される。

#### 5. まとめ

フェルミ衛星による0.1-820 GeVの広帯域にわたる宇宙GeVガンマ線背景放射スペクトルが今年報告され、宇宙ガンマ線背景放射の研究は大きく進んだ。フェルミ衛星は~1 GeV付近で宇宙背景放射のおおよそ三割を点源に分解し、より高いエネルギー帯域ではより分解している。また、フェルミ衛星の点源観測に基づいた研究によって、長年の謎であった宇宙ガンマ線背景放射の起源はブレーザー、電波銀河、星形成銀河の三種族によって説明できることがわかってきた。しかしながら、100 GeV以上ではブレーザーが支配的になっていると期待されているが、これら三種族のTeVガンマ線帯域におけるスペクトルは詳しくはよくわかっていない。加えて、フェルミ衛星によって検出された電波銀河および星形成銀河はそれぞれ10天体程であり、これらの天体のガンマ線背景放射への寄与は不定性が大きいであろう。実は、このような状況はEGRETの時代にブレーザーの寄与に不定性があった時代と似通っている。将来、CTAなどによりGeV・TeVガンマ線帯域でより感度の良い観測を行うことによって、より深い宇宙ガンマ線背景放射の理解に繋がるであろう。

フェルミ衛星が宇宙GeVガンマ線背景放射の起源を解き明かしたとはいえ、宇宙ガンマ線背景放射における諸問題はいくつか残されたままである。MeV・TeV帯域でのガンマ線背景放射そして暗黒物質の寄与である。しかしながら、近年の研究の進展により、これらの問題を解き明かす道筋は見えつつある。宇宙MeVガンマ線背景放射の起源に関しては、その非等方性を用いることで、その起源に大きく迫れると期待される。TeVガンマ線背景放射に関しても、二次的ガンマ線による制限からGeV帯域でのガンマ線背景放射の観測結果がTeVガンマ線背景放射強度に強い制限を課している。また、近年報告されたIceCubeのTeV-PeVニュートリノイベントとの関連も重要である。フェルミ衛星とIceCubeの詳細な比較が宇宙TeVガンマ線背景放

射および TeV-PeV ニュートリノイベントの起源を解明する上で重要となるであろう。宇宙 GeV ガンマ線背景放射のスペクトルの非等方性を用いることで、ガンマ線背景放射から暗黒物質の性質をより制限できるであろう。特に、可視光による重力レンズ観測を基にした暗黒物質の質量分布との相関を調べることで、より強い制限が加えられる。我々の銀河や矮小銀河に存在する暗黒物質ハローからのガンマ線探査と合わせることで、暗黒物質からのガンマ線放射の描像により近づくことができるであろう。

#### 参考文献

- 1) Y. Fukada, *et al.*: Nature **254** (1975) 398.
- 2) K. Watanabe, *et al.*: Proc. of the Fourth Compton Symp. **410** (1997) 1223.
- 3) G. Weidenspointner, *et al.*: AIPC Series **510** (2000) 467.
- 4) W. L. Kraushaar, *et al.*: Astrophys. J. **177** (1972) 341.
- 5) C. E. Fichtel, G. A. Simpson and D. J. Thompson: Astrophys. J. **222** (1978) 833.
- 6) P. Sreekumar, *et al.*: Astrophys. J. **494** (1998) 523.
- 7) M. Ackermann, *et al.*: Astrophys. J. **799** (2015) 86.
- 8) Y. Ueda, M. Akiyama, K. Ohta and T. Miyaji: Astrophys. J. **598** (2003) 886.
- 9) K. Ahn, E. Komatsu and P. Höflich: Phys. Rev. D **71** (2005) 121301.
- 10) F. Massaro and M. Ajello: Astrophys. J. **729** (2011) L12.
- 11) Y. Inoue: Astrophys. J. **733** (2011) 66.
- 12) K. Ahn and E. Komatsu: Phys. Rev. D **71** (2005) 021303.
- 13) B. F. Liu, S. Mineshige and K. Shibata: Astrophys. J. **572** (2002) L173.
- 14) Y. Inoue, T. Totani and Y. Ueda: Astrophys. J. **672** (2008) L5.
- 15) M. Ajello, *et al.*: Astrophys. J. **699** (2009) 603.
- 16) M. Ajello, *et al.*: Astrophys. J. **751** (2012) 108.
- 17) M. Ackermann, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 241302.
- 18) S. Casanova, B. L. Dingus and B. Zhang: Astrophys. J. **656** (2007) 306.
- 19) G. Fossati, L. Maraschi, A. Celotti, A. Comastri and G. Ghisellini: Mon. Not. R. Astron. Soc. **299** (1998) 433; H. Kubo, T. Takahashi, G. Madejski, *et al.*: Astrophys. J. **504** (1998) 693.
- 20) Y. Inoue and T. Totani: Astrophys. J. **702** (2009) 523.
- 21) M. Ajello, *et al.*: Astrophys. J. **780** (2014) 73.
- 22) M. Ajello, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **800** (2015) L27.
- 23) A. A. Abdo, *et al.*: Astrophys. J. **720** (2010) 912.
- 24) M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, *et al.*: Astrophys. J. **755** (2012) 164.
- 25) Y. Inoue, K. Murase, G. M. Madejski and Y. Uchiyama: Astrophys. J. **776**

- (2013) 33.
- 26) P. S. Coppi and F. A. Aharonian: Astrophys. J. **487** (1997) L9; K. Murase, J. F. Beacom and H. Takami: J. Cosmo. Astropart. Phys. **8** (2012) 30.
- 27) Y. Inoue and K. Ioka: Phys. Rev. D **86** (2012) 023003.
- 28) Y. Inoue, *et al.*: Astrophys. J. **768** (2013) 197.
- 29) E. Lefa, F. A. Aharonian and F. M. Rieger: Astrophys. J. **743** (2011) L19.
- 30) W. Essey and A. Kusenko: Astropart. Phys. **33** (2010) 81.
- 31) M. G. Aartsen, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 021103; 石原安野, 吉田滋: 日本物理学会誌 **68** (2013) 738.
- 32) K. Murase, M. Ahlers and B. C. Lacki: Phys. Rev. D **88** (2013) 121301.
- 33) M. Ackermann, *et al.*: Phys. Rev. D **85** (2012) 083007.
- 34) S. Ando and E. Komatsu: Phys. Rev. D **73** (2006) 023521.
- 35) S. Camera, M. Fornasa, N. Fornengo and M. Regis: Astrophys. J. Lett. **771** (2013) L5; M. Shirasaki, S. Horiuchi and N. Yoshida: Phys. Rev. D **90** (2014) 063502.

#### 著者紹介

井上芳幸氏: 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所所属。JAXA 国際トップヤングフェロー。専門は天文学。特に活動銀河核・超巨大ブラックホールに興味がある。

(2014年10月2日原稿受付)

### Cosmic Gamma-ray Background Radiation: Current Understandings and Problems

Yoshiyuki Inoue

abstract: The cosmic gamma-ray background radiation is one of the most fundamental observables in the gamma-ray band. Although the origin of the cosmic gamma-ray background radiation has been a mystery for a long time, the Fermi gamma-ray space telescope has recently measured it at 0.1–820 GeV and revealed that the cosmic GeV gamma-ray background is composed of blazars, radio galaxies, and star-forming galaxies. However, Fermi still leaves the following questions. Those are dark matter contribution, origins of the cosmic MeV gamma-ray background, and the connection to the IceCube TeV-PeV neutrino events. In this article, I will review the current understandings of the cosmic gamma-ray background and discuss future prospects of cosmic gamma-ray background radiation studies.

## 日本物理学会誌 第70巻 第11号 (2015年11月号) 予定目次

### 巻頭言

物理教育委員長として: 物理学分野の参照基準 (案) と委員会の活動……………須藤彰三

### 現代物理のキーワード

屈折率って何?—現代の“巨視的電磁場”問題— ……迫田和彰  
解説

RRAMの原理はどこまで理解できたのか? ……井上 公  
最近の研究から

太陽系を作った超新星爆発はいつ起きたのか?—宇宙核時計  
ニオブ92— ……早川岳人, 梶野敏貴, 千葉 敏

磁気スキルミオンとモノボールの織りなす創発的電磁現象  
……………高嶋梨菜, 藤本 聡

多次元自由エネルギー面で捉える生体分子の力学応答  
……………鈴木洋一

逆磁気光学効果を用いた偏光—磁化振動の3次元転写

……………佐藤琢哉  
シリーズ「国際光年 IYL2015 に寄せて」

なぜ光電子増倍管 (真空管) か? ~~~ 極限計測の為に ~~~  
……………大村孝幸, 下井英樹, 河合克彦, 小玉剛史

### 話題

青色発光ダイオード開発には何が必要だったか? ……平松和政  
話題—身近な現象の物理—

天体・日常・微小スケールをつなぐクレーターの物理  
……………桂木洋光

JPSJの最近の注目論文から 7月の編集委員会より

……………上田和夫

### 新著紹介

# 固体中のスピン軌道相互作用が引き起こす特異な電子スピン構造

宮本幸治 〈ミュンスター大学〉

木村昭夫 〈広島大学理学研究科〉

奥田太一 〈広島大学放射光科学研究センター〉

空間反転対称性の破れとスピン軌道相互作用に起因する Rashba 効果によってスピン分裂バンドが非磁性体金属および半導体表面などに現れる。さらに最近、波動関数のトポロジーによって物質群の分類がなされ、スピン軌道相互作用が強い物質においては、時間反転対称性によって保護されたトポロジカル絶縁体が大きな注目を集めている。

トポロジカル絶縁体の表面状態は、バルクバンドギャップ中にスピン偏極したフェルミ面が奇数個存在し、トポロジーの異なる Rashba 物質の場合は、偶数個となる。このトポロジーの違いは、スピン軌道相互作用の大きさに依存し、バンドギャップを挟む2つのバルクバンドのパリティが入れ替わることで生じる。これは  $\mathbb{Z}_2$  数と呼ばれるトポロジカル不変量が偶から奇に変化することに対応する。

$\text{Bi}_2\text{Se}_3$  に代表されるトポロジカル絶縁体の表面は、直線的なバンド分散形状を示す、質量ゼロのディラック電子系である。この分散形状と特徴的なスピン構造から、さまざまな新奇物性の発現が期待される。

結晶表面の対称性と電子スピン構造には密接な関係があることが、これまでの研究により徐々に明らかとなってきている。例えば、 $C_{3v}$  結晶表面对称性に影響を受けたディラック電子の電子スピン構造は、異方的なバンド分散形状を示し、面直スピンを生じさせる。この面直スピン成分が電子の後方散乱を増大させスピン緩和時間を短くする。しかしこれまでの研究は、 $sp$  電子系の  $C_{3v}$  結晶表面对称性をもつ物質に限られていた。

一方、 $d$  電子系の物質は、電子の運動エネルギーとクーロン反発の競合（電子相

関）によって、磁性や近藤効果といった多彩な物理現象を引き起こし、特に、 $3d$  遷移元素を含む物質を中心に多くの研究がなされてきた。ごく最近、イリジウム酸化物等が  $5d$  電子系のスピン偏極ディラック表面電子をもつトポロジカル絶縁体として理論的に予言され、電子相関とスピン軌道相互作用の競合する物質として注目を集めている。しかし、 $3d$  電子系の物質に比べ  $5d$  電子系の物質についての研究はごく僅かである。

$W(110)$  は、典型的な  $5d$  電子系で2回対称性 ( $C_{2v}$ ) の表面をもつ。さらに、 $W$  表面上に吸着した  $Mn$  超構造が螺旋スピン構造を示すなど基板の強いスピン軌道相互作用に起因した様々な新奇表面物性について古くから研究が行われていた。このような新奇物性は、 $W(110)$  表面のスピンに依存した電子構造が重要な役割を担っていると考えられるが、それを詳細に研究した報告はこれまでにない。

そこで、我々は独自に開発したスピン角度分解光電子分光装置で測定を行い、 $W(110)$  表面に  $5d$  電子系のスピン偏極ディラック電子が存在することを発見した。しかも、この表面電子は、結晶表面对称性の  $C_{2v}$  に強く影響を受け、波数一方向に強く押しつぶしたような扁平なディラックコーン型の電子構造を示す。

$k \cdot p$  摂動計算を用いた考察から  $C_{2v}$  対称性に強く影響を受けたスピン偏極ディラック電子は、電子の後方散乱を大きく抑制し、 $C_{3v}$  対称性の場合よりもスピン緩和時間を飛躍的に増大させると期待される。この結果はスピンを制御した新奇デバイス作成の物質探査に大きな指針を与える。

## —Keywords—

### トポロジカル不変量：

トポロジカル（位相幾何学的に区別するための不変量。連続変形で変化しない位相不変量である。3次元トポロジカル絶縁体の場合は、バルクバンドのパリティ不変量に対応する。[参照：日本物理学会誌 69 (2014) 286]。

### $k \cdot p$ 摂動計算：

シュレディンガー方程式の波動関数としてブロッホ関数を用いた時に生じる  $k \cdot p$  項を摂動項として取り入れた計算。ブリルアンゾーンの対称点近傍について良い近似となる。特に半導体などで用いられていたが、最近では、トポロジカル絶縁体などでも用いられ、波数の小さい領域において、その電子構造やスピン構造の特徴を再現できている。

## 1. はじめに

Rashba系物質<sup>1-5)</sup>やトポロジカル絶縁体<sup>6,7)</sup>は、空間反転対称性の破れとスピン軌道相互作用によって、非磁性体でもバンドがスピン分裂する。トポロジカル絶縁体とは、強いスピン軌道相互作用によって生じたバルクバンドギャップ中に、スピンヘリカル構造をもつ質量ゼロのディラック電子がエッジ(表面)に存在する物質である(図1(a)参照)。また、バンドが交差する点をディラック点という。詳細については文献15を参照されたい。また、理想的なトポロジカル表面状態の場合、電子のスピン方向は波数 $k_{\parallel}$ に対し垂直かつ結晶表面に対して平行に向く。すなわちトポロジカル絶縁体は、波数が反転した点でスピンの方向が完全に反平行となるため電子の後方散乱が抑制され、スピン緩和時間が長くなると考えられている。そのため、トポロジカル絶縁体は電子スピンの輸送や制御が可能なスピントロニクスデバイスの物質候補となり注目されている。<sup>16,17)</sup> またこれらは、磁気単極子やマヨラナフェルミオンといった新奇物理現象を引き起こす舞台としても注目されている。<sup>6,18)</sup> そのような中、固体中の電子のエネルギー分散を直接観測できる角度分解光電子分光(ARPES)<sup>19,20)</sup>さらにエネルギー分散に加え電子スピンも分離観測できるスピン角度分解光電子分光(spin-ARPES)<sup>21)</sup>はRashba系物質の電子スピン構造やトポロジカル絶縁体の発見などにおいて近年重要な役割を果たしている。

### 1.1 $C_{3v}$ 対称性の影響を受けたスピン偏極ディラック電子

これまで、 $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 等のビスマスカルコゲナイドに代表される $sp$ 電子が主体となる物質の研究が主に行われてきた。とりわけ、へき開によって容易に清浄表面が得られる3回対称性( $C_{3v}$ )をもつ(111)面での研究が盛んに行われてきた。

その表面電子状態は3次の $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ 摂動のモデルハミルトニアンを用いて、以下のように近似的に記述される。

$$H_{\text{eff}}^{C_{3v}}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + (a_1 + a_3^1 k^2)(k_x \sigma_y - k_y \sigma_x) + a_3^2 k^3 \cos 3\phi \sigma_z \quad (1)$$

ここで、 $k_x$ と $k_y$ はそれぞれ $\overline{\Gamma\text{K}}$ と $\overline{\Gamma\text{M}}$ 方向に沿った波数を、 $a_1$ と $a_3^j$ ( $j=1,2$ )はそれぞれ1次と3次摂動のRashbaパラメーターを、 $\sigma_i$ ( $i=x,y,z$ )はパウリ行列を表す。また、 $k_x$

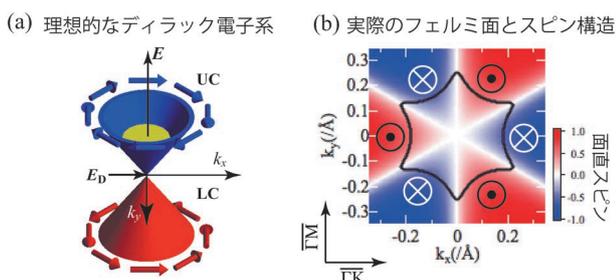


図1 (color online) (a) 理想的なスピンヘリカル構造をもつディラック電子系 (b) 3回対称性の影響を受けたフェルミ面とそのスピン構造。

から測った方位角を $\phi = \arccos(k_x/k)$ とする。この式(1)の第1項および第2項の波数1次の項は理想的なディラック・コーンを表す。一方、第3項は対称性に起因する。この第3項は、 $a_3^2$ が有限ならば、 $\overline{\Gamma\text{K}}$ で最大もしくは最小の値を示し、 $\overline{\Gamma\text{M}}$ 方向では0になるため、電子構造の異方性を生む。さらに、この第3項にはパウリ行列 $\sigma_z$ がかかっており、後述する面直スピン成分出現の原因となる。

以上の結果、 $C_{3v}$ 対称性の影響を受けたディラック電子は図1(b)のように2つの特徴を表す。1) 電子構造は六角形または星形の等エネルギー面を示す異方的なディラック・コーンをもつ。2) 面直スピン成分が出現する。このような等エネルギー面の変形はワーピングと呼ばれ、<sup>8)</sup> 実験でも確認された。<sup>9,10)</sup> さらに、この面直スピン成分の出現は電子の後方散乱を誘発し、理想的な場合よりもスピン緩和時間を短くする。このことは、デバイス化に大きな障害となるはずである。このように、結晶表面对称性とディラック電子の電子スピン構造は密接な関係をもつが、 $C_{3v}$ 対称性以外では研究例はあまりなかった。

### 1.2 W(110)とは?

そこで、本稿では、表面の2回対称性( $C_{2v}$ )に影響を強く受けた $5d$ 電子のディラック電子系のプロトタイプとしてW(110)表面について紹介する。W(110)表面は古くから研究が行われ、スピン軌道相互作用によって誘発された対称性バルクバンドギャップ中に $5d$ 電子に由来した表面電子状態が存在することが知られていた<sup>11)</sup>(本稿ではこの表面状態を $S_1$ と定義する)。ここで、対称性バンドギャップとは、バンドの偶・奇対称性別に見た場合、ある片方の対称性においてのみバンドギャップが生じている状態を指す。

一方、タングステンは基本的な物質でありながら、この特殊な表面状態についてのスピンを含めた電子構造に関する詳細な研究はこれまで行われていなかった。そこで、我々は、広島大学放射光センターのアンジュレータービームライン(BL-1)の放射光を利用した高分解能角度分解光電子装置や独自に開発したスピン分解光電子分光装置を用いてこの表面状態の詳細な研究を行った。

## 2. スピン分解光電子分光法

スピン偏極した表面電子を直接分離観測できる有力な手法としてスピン分解光電子分光法がある。この実験手法は、光電子分析器の後ろにスピン検出器を装備することで、固体中の電子のエネルギー、運動量だけでなくスピンも分離観測できる手法である。最近では、様々なスピン検出器が開発されているが、ここでは、今回の実験で用いたMott検出器についてのみ簡単に紹介する。詳細もしくはその他のスピン検出器については文献を参照されたい。<sup>21,22)</sup> Mott型スピン検出器は、角度・エネルギーを分析した光電子を25~100 kV程度加速し、ターゲット(Au等の非磁性体重量元素)に入射した際に生じるスピン軌道相互作用によって、散乱面の左右に検出される散乱確率の差が光電子のもつス

ピン偏極度に依存する現象, いわゆる Mott 散乱を利用して

いる。  
本研究で用いた Mott 型スピン検出器の測定では左右の散乱電子数 ( $I_L, I_R$ ) を検出し, 非対称度  $A = (I_L - I_R) / (I_L + I_R)$  を得る. 入射した光電子のスピン偏極度 ( $P$ ) がこの非対称度と有効シャーマン関数  $S_{\text{eff}}$  と呼ばれる装置固有のスピン検出能を用いて,  $P = A / S_{\text{eff}}$  と表されることからスピンを分離観測できる. 最終的に, スピンアップ ( $I_{\uparrow}$ ) とスピンドウン ( $I_{\downarrow}$ ) のスピン分解スペクトルは  $I_{\uparrow, \downarrow} = (I_L + I_R) / 2 \times (1 \pm P)$  で表される. W (110) の研究では, 我々が独自に開発した加速電圧 25 kV の Mott 型スピン検出器を利用したスピン角度分解光電子分光装置<sup>12)</sup> ( $S_{\text{eff}} = 0.128$ ) を用いて研究を行った.

### 3. W (110) のスピン偏極ディラック表面電子

図 2(a) に, W (110) の表面とバルクのブリルアンゾーンおよびスピン分解光電子分光実験の幾何学配置をそれぞれ示す. まずは, 表面ブリルアンゾーンの  $\bar{\Gamma}\text{S}$  方向に沿って測定した ARPES 強度を波数とエネルギーの関数としてプロットしたものを図 2(b) に示す. 励起光エネルギー ( $h\nu$ ) は 43 eV に設定した. 明るい部分が実験的に得られたバンド構造に対応する. 波数  $0 \text{ \AA}^{-1}$  において, 結合エネルギー  $E_B = 1.25 \text{ eV}$  で交差するバンドが, 表面電子状態  $S_1$  である. この  $S_1$  は  $E_B = 0.9 \sim 1.4 \text{ eV}$  の範囲で直線的なバンド分散形状をもち, ディラック電子の特徴を示す.

さて, この表面電子状態の電子スピン構造を調べるために  $\text{HeI}\alpha$  共鳴線 ( $h\nu = 21.218 \text{ eV}$ ) を励起光として, spin-ARPES 実験を行った (図 2(c)). ここで,  $\blacktriangle$  と  $\blacktriangledown$  はそれぞれスピンアップとスピンドウンスペクトルを表す. また, 分離観測したスピンの方向は図 2(a) に定義した通りであり, これはスピンの波数ベクトルに対し面内で垂直に向く

という理想系の場合に対応する.

光電子放出角度  $\theta = -6^\circ$  (波数  $-0.21 \text{ \AA}^{-1}$  に対応) の spin-ARPES スペクトルには,  $S_1$  に対応するスピンアップピークとスピンドウンピークが, それぞれ,  $E_B = 1.4 \text{ eV}$  と  $E_B = 1.0 \text{ eV}$  で観測された.  $\theta$  が大きくなるに従い, このスピンアップピークは低結合エネルギー側へ, スピンドウンピークは高結合エネルギー側へシフトし, 波数  $0 \text{ \AA}^{-1}$  で交差している. つまり, スピンの方向が  $\bar{\Gamma}$  点を挟んで反転している. これは正に, スピン軌道相互作用によって生じたスピン分裂バンドの特徴を示しており, W (110) の表面電子はスピン軌道相互作用によって誘起されたスピン偏極ディラック電子であることが明らかとなった.

### 4. $C_{2v}$ 対称性を反映した電子スピン構造の変調

実は W (110) のスピン偏極ディラック電子のバンド構造は, 2 対称性に起因した異方性を示す. 図 3(a) に,  $h\nu = 43 \text{ eV}$  および  $22.5 \text{ eV}$  の  $\bar{\Gamma}\text{H}$  方向に電場ベクトルが向いた直線偏光を用いて,  $\bar{\Gamma}\text{H}$  と  $\bar{\Gamma}\text{N}$  方向について観測したバンド分散を示す. これを見ると,  $\bar{\Gamma}\text{H}$  方向のバンド分散は,  $\bar{\Gamma}\text{S}$  方向と同様に直線的であることが分かる. 一方,  $\bar{\Gamma}\text{N}$  方向では, 波数が  $-0.2 \sim 0.2 \text{ \AA}^{-1}$  の付近では, バンド分散形状は比較的平らであり,  $\bar{\Gamma}\text{H}$  方向や  $\bar{\Gamma}\text{S}$  方向で見られるものとは大きく異なる. 図 3(b) に, 励起光  $h\nu = 43 \text{ eV}$  で測定したバンドの等エネルギー面を示す. ここでのエネルギー ( $E - E_D$ ) は, これから示す図 3(c), (d) と同様に, ディラック点 ( $E_D$ ) を基準に定義している.  $E - E_D = 300 \text{ meV}$  では正六角形を少し変形させた形状をとり,  $150 \text{ meV}$  付近では菱形へと変形が進み,  $C_{2v}$  対称性の影響を強く受けていることが明らかである.

このような電子構造の異方性は式 (2) に示すような,  $C_{2v}$  対称性と 3 次の  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  摂動を考慮したモデルハミルトニアン<sup>14, 23)</sup> から再現できる.

$$H_{\text{eff}}^{C_{2v}} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*} + a_1^i k_x \sigma_y + a_1^j k_y \sigma_x + (a_3^i k_x^2 + a_3^j k_y^2) k_x \sigma_y + (a_3^k k_x^2 + a_2^l k_y^2) k_y \sigma_x \quad (2)$$

ここで,  $m_x^*$  と  $m_y^*$ ,  $k_x$  と  $k_y$  はそれぞれ  $\bar{\Gamma}\text{H}$  と  $\bar{\Gamma}\text{N}$  方向に沿った有効質量と波数を,  $a_1^i, a_1^j$  は, それぞれ 1 次と 3 次の Rashba パラメーターを表す. このモデルハミルトニアンの大きな特徴は,  $C_{3v}$  とは異なり, パウリ行列  $\sigma_z$  の項が波数 3 乗項にも現れないことである. そのため,  $C_{3v}$  のワーピング効果とは異なり,  $C_{2v}$  対称性では面直スピン成分が生じない.

図 3(b) の等エネルギー面および図 3(c) に示した ARPES 強度から抽出した表面電子状態のバンド分散形状 ( $\bullet$ ) は, このモデルハミルトニアンを用いた計算によるバンド分散 ( $\text{—}$ ) によって良く再現される. ここで,  $C_{2v}$  対称性による特徴を分かりやすく示すため, 式 (2) から得られた 3 次元的なバンド分散形状と  $E - E_D = 20 \text{ meV}$  の等エネルギー面

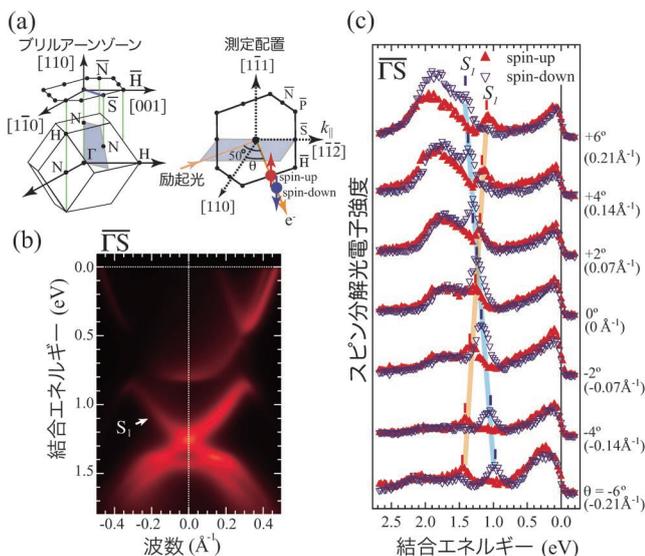


図 2 (color online) (a) W (110) のブリルアンゾーンと実験の幾何学配置. (b) 放射光 ( $h\nu = 43 \text{ eV}$ ) を用いて測定した  $\bar{\Gamma}\text{S}$  方向の ARPES 強度. (c)  $\text{HeI}\alpha$  共鳴線 ( $h\nu = 21.218 \text{ eV}$ ) を用いて測定したスピン分解光電子スペクトル.<sup>13)</sup>

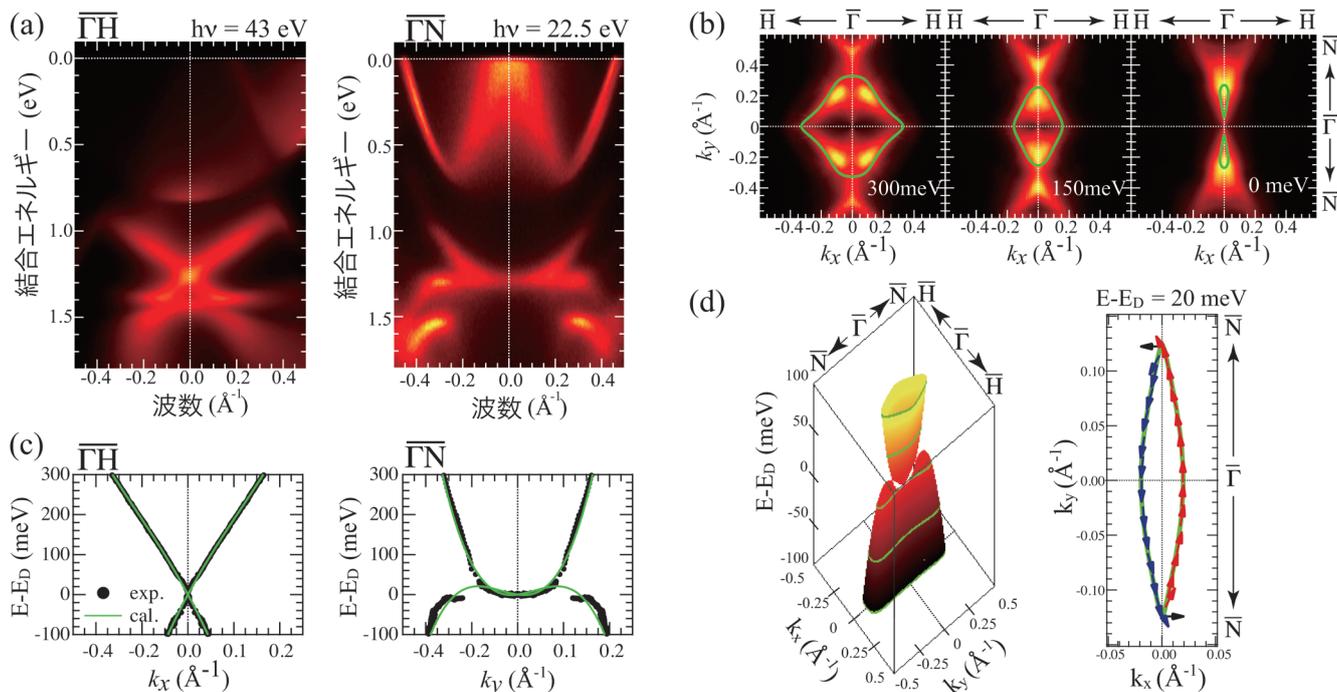


図3 (color online) (a) 励起光  $h\nu = 43$  eV と  $h\nu = 22.5$  eV で得られた  $\overline{\Gamma\text{H}}$  と  $\overline{\Gamma\text{N}}$  方向の ARPES 強度. (b)  $h\nu = 43$  eV で得られたディラック表面電子の等エネルギー面. (c)  $\overline{\Gamma\text{H}}$  と  $\overline{\Gamma\text{N}}$  方向のフィッティングによって得られたバンド分散 (●) とモデルハミルトニアンによって計算されたバンド分散 (—). (d) モデルハミルトニアンによって予想される電子スピン構造. 矢印はスピンの方向を示す.

およびそのスピン構造を図3(d)に示す. 一見して分かるように, W(110)のディラック電子の特徴は, ディラックコーンを $\overline{\Gamma\text{H}}$ 方向に押しつぶしたような扁平な形状をし, 主に $\overline{\Gamma\text{N}}$ 方向に沿ったスピン成分をもつ.

特に重要なことは,  $C_{2v}$ 対称性の影響を強く受けた結果, スピンが $\overline{\Gamma\text{N}}$ 方向にほぼ揃い,  $\overline{\Gamma\text{H}}$ 方向のスピン偏極電流では,  $+k_x$ 方向の領域と $-k_x$ 方向の領域に存在するスピンのほぼ反平行となるため, 電子の後方散乱が等方的なフェルミ面をもつディラック電子系よりも極端に抑制され, スピン緩和時間が大幅に増大する可能性があるということである. この特徴は $C_{3v}$ 対称性のワーピング効果とは大きく異なり, デバイス化には有利である. これは, 丁度半導体トランジスタ構造で実現されるスピン永久旋回状態と状況がよく似ている.<sup>24)</sup>

## 5. 将来展望

以上 $C_{2v}$ 対称性が示す特異なスピン電子構造について紹介したが, ごく最近, ドイツのグループによって第一原理計算が行われ, 我々の観測した特徴的なディラック・コーンが電子構造だけでなくスピン構造も含めて良く再現されるとの報告があった.<sup>25)</sup>

また近年, トポロジカル絶縁体などで, 特定の入射光エネルギーや光の偏光および実験配置に依存して, 観測されるスピン偏極度の符号や大きさ, はたまたその方向まで大きく変化することがあるということが議論されている.<sup>26,27)</sup> このような現象は, 終状態効果と呼ばれ, スピン軌道相互作用によって誘発されたスピン分裂バンドが, 特

殊な場合を除き,  $a|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$  というように純粋な単一スピンの状態ではなく, 2つの異なるスピンの状態が混じっていることに起因している. ここで,  $|\alpha| = |\beta|$  のため有限のスピン偏極度をもつ. つまり, 特定の測定条件ではこれらの異なるスピンの同時励起され, スピンの干渉が起きることによって始状態とは異なる光電子スピンの成分が生じている. また, この2つの異なるスピンの混在により, スピン分裂バンドのスピン偏極度も100%に達しない.

ここで, 多くの方はこれまで観測されてきた電子スピン構造が始状態のものを反映していたかどうか疑問に思うだろう. 実は, このような光電子スピンの現象は, これまでの研究から, VUV領域の光 ( $h\nu = 20 \sim 70$  eV) を用いた場合は, 比較的弱く, 概ね始状態を反映した電子スピン構造が観測されてきている. 一方, 6 eV といった低エネルギー光を用いた場合には, 終状態効果が顕著に現れる.<sup>27)</sup> そのため, レーザー光やXe室内光源といった単一の低エネルギー光でのスピン分解光電子分光測定では特に注意が必要である. 今後は, 同じ測定点でも測定の幾何学配置などを変更することで, 観測されているスピン構造が終状態効果によるものか否かを見定める必要がある.

しかし, 現状のMottスピン検出器では検出効率が低いいため実験時間が非常に長く, 様々な条件で測定することは限られた実験時間の中で困難である. 最近, Mottスピン検出器の100倍の効率をもち, 安定的に動作する低速電子線回折(VLEED)型スピン検出器が開発され,<sup>22)</sup> 短時間での測定が可能となり, 様々な測定条件での実験も行われている.

さらに、この光電子スピンの現象も結晶表面の対称性によって異なることが予想されるが、今までのところ $C_{3v}$ 対称性をもつ系の研究しか実験的に行われていない。今後、今回紹介したW(110)など $C_{2v}$ 対称性をもつ系においてさらに研究を行い、光電子放出に関するスピン偏極度およびスピンの方位の変化について研究を行っていきたいと考えている。

## 6. おわりに

本稿では、スピン分解光電子分光法を用いた $d$ 電子のディラック電子系のプロトタイプであるW(110)についての研究を紹介した。このディラック電子は、表面の2回対称性の影響を強く受けることで、異方的な電子構造と特殊なスピン構造をもつことを示した。この特徴的な電子スピン構造は、電子の後方散乱を強く抑制し、スピン緩和時間を増大させることができると期待される。このことは、これまで研究されてきた3回対称性のトポロジカル絶縁体などの電子スピン構造の研究へと今後大きく展開していく必要があることを示している。また、W(110)のディラック電子のトポロジカル量については未だ明らかとなっていない。今後の理論的研究の進展が望まれる。

本研究は、島田賢也、岩澤英明、生天目博文、谷口雅樹(以上広島大学)、Markus Donath(ミュンスター大学)の各氏との共同研究に基づく。また、本研究は、日本学術振興会の科研費基盤A(No. 23244066)、基盤B(No. 23340105)および若手研究B(No. 25800179)の援助を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) S. LaShell, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3419.
- 2) M. Hoesch, *et al.*: Phys. Rev. B **69** (2004) 241401(R).
- 3) C. R. Ast, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 186807.
- 4) Y. A. Bychkov, *et al.*: JETP Lett. **39** (1984) 78.
- 5) T. Hirahara, *et al.*: New J. Phys. **10** (2008) 083038.
- 6) M. Z. Hasan, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045.

- 7) L. Fu, *et al.*: Phys. Rev. B **76** (2007) 045302; L. Fu, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 106803.
- 8) L. Fu: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 266801.
- 9) Y. L. Chen, *et al.*: Science **325** (2009) 178.
- 10) S. Souma, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 216803.
- 11) R. H. Gaylord, *et al.*: Phys. Rev. B **62** (1989) 2036.
- 12) K. Iori, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **77** (2006) 013101.
- 13) K. Miyamoto, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 066808.
- 14) K. Miyamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **86** (2012) 161411(R).
- 15) 村上修一, 平原 徹, 松田 巖: 日本物理学会誌 **65** (2010) 840; 野村 健太郎: 日本物理学会誌 **69** (2014) 286.
- 16) O. V. Yazyev, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 266806.
- 17) Q. K. Xue, *et al.*: Nat. Nanotech. **6** (2011) 197.
- 18) 佐藤昌利: 日本物理学会誌 **69** (2014) 297.
- 19) D. Hsieh, *et al.*: Nature **452** (2008) 970.
- 20) Y. Xia, *et al.*: Nat. Phys. **5** (2009) 398.
- 21) T. Okuda and A. Kimura: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 021002; 奥田 太一, 武市泰男, 柿崎明人: 日本物理学会誌 **65** (2010) 849.
- 22) T. Okuda, *et al.*: J. Electron Spectrosc. Relat. Phen., submitted.
- 23) Sz. Vajna, *et al.*: Phys. Rev. B **85** (2012) 075404(R).
- 24) M. Kohda, *et al.*: Phys. Rev. B **86** (2012) 081306.
- 25) H. Mirhosseini, *et al.*: New J. Phys. **15** (2013) 033019.
- 26) C. Jozwiak, *et al.*: Nat. Phys. **9** (2013) 293.
- 27) J. Sanchez-Barriga, *et al.*: Phys. Rev. X **4** (2014) 011046.

(2014年9月15日原稿受付)

## Peculiar Spin Texture Induced by Spin-Orbit Interaction in Solid

Koji Miyamoto, Akio Kimura and Taichi Okuda

abstract: We have uncovered that the  $d$ -electron-based surface state of W(110) shows a Dirac-cone-like feature with remarkable spin texture within a spin-orbit-induced symmetry gap. The  $C_{2v}$  symmetry of W(110) surface strongly influences this spin-polarized Dirac-cone-like surface state. Consequently, the Dirac-cone-like feature appears along  $\overline{\Gamma\text{H}}$  and  $\overline{\Gamma\text{S}}$ , while it is strongly deformed along  $\overline{\Gamma\text{N}}$ . The observed results are well described by the model calculations based on an effective Hamiltonian with  $C_{2v}$ . The spin texture of the flattened Dirac cone obtained from model calculations is aligned along  $\overline{\Gamma\text{N}}$  direction. This situation would substantially enhance the spin relaxation time. This finding opens a new avenue in the study of  $d$ -electron-based topological insulator with  $C_{2v}$  symmetry.

# ランドスケープ描像で見る細胞分化の物理

寺田 智樹 〈名古屋大学大学院工学研究科〉

シュレーディンガーが1944年の「生命とは何か」において生命現象の物理学的な解明を提唱して以来、1953年のDNAの二重らせん構造の発見に代表されるように、分子生物学や構造生物学など現代生物学の中核をなす分野が物理学を基礎として発展してきた。生物を構成する細胞は、多様な生体高分子が相互作用しながら物質やエネルギーを周囲とやり取りする非平衡開放系であり、その中では分子の形や個数の変化、会合・解離や化学反応などのゆらぎが多様な時間スケールで起こっている。このため、今もなお、さまざまな生物現象が物理学の魅力的な対象であり続けている。本稿では、細胞分化という現象に非平衡統計力学の立場からアプローチしたわれわれの研究を紹介する。

ヒトの個体には、骨細胞、神経細胞、筋細胞など構造・機能の異なる約200種類の細胞がある。生物の個体発生において、受精卵というただ1つの細胞から多様な細胞へと向かう過程は、細胞の分化とよばれている。一度分化した細胞は後戻りをしない、つまり分化は不可逆であると長い間考えられてきたが、一度分化した細胞を未分化状態に戻す方法が山中らにより発見され、さまざまな応用が期待されている。われわれは、マウスのES細胞（胚性幹細胞）が原始内胚葉と栄養外胚葉のいずれかに分化する段階に着目し、この分化初期段階に関与する遺伝子制御ネットワークのふるまいをコンピューター上でモデル化することにより、分化のメカニズムを検討した。

遺伝子の情報に基づいてタンパク質が合成されることを遺伝子が発現するというが、異なる種類の細胞では発現している遺伝子

が異なっている。本研究では、ES細胞の未分化状態で発現している3つの遺伝子 *Sox2*, *Oct4*, *Nanog* と、そこから分化した細胞で発現する3つの遺伝子 *Cdx2*, *Gata6*, *Gcnf* から成る遺伝子制御ネットワークの確率シミュレーションを行った。そして状態間遷移確率を自由エネルギーに類似した量に駆動される速度流と非平衡渦流という2つの成分に分離して、その自由エネルギーに類似した量を用いて、細胞の状態変化のランドスケープを描いた。その結果から、以下の2つのことがわかる。1つ目は、*Nanog* 遺伝子の発現に必要な転写装置（とよばれるDNAとタンパク質の複合体）の形成・解体の時間スケールが他の遺伝子に比べて長いことが、未分化状態からの分化のきっかけを作る *Nanog* タンパク質分子数の大きなゆらぎを生み出していることである。また2つ目は、この時間スケールの違いが、分化過程における未分化状態と2つの分化状態の区別を明確にする役割を持っていることである。

近年は網羅的手法により膨大な数の遺伝子、タンパク質やそれらの相互作用が明らかにされているが、それでもなお、現実に存在する相互作用のすべてがわかっているわけではない。このような状況におけるコンピューターシミュレーションや理論的研究の意義は、いわゆる第一原理的計算のように確実な知識を組み合わせることで現象の詳細を知るのではなく、実験によって得られた不完全な知識をもとに、重要な未知の要素、相互作用、メカニズムの存在を探ることにある。本稿の研究はそのような研究の一例となっている。

—Keywords—

## ランドスケープ：

ランドスケープ (landscape, 日本語の「地形」) とは、エネルギー面や自由エネルギー面の全体的な形状を指す言葉であり、タンパク質・核酸などの生体高分子、スピニングラス、ガラス・過冷却液体、原子・分子クラスターなどの系において、構造・ダイナミクス・熱力学的性質を議論する際に、共通して用いられる。低次元の状態空間に対するエネルギー面を指す場合もあるが、高次元の状態空間を低次元のオーダーパラメーターに射影したときの自由エネルギー面や平均エネルギー面を指すことが多い。

## ES細胞：

受精卵が分裂を数回繰り返した段階で形成される胚盤胞は、外側の栄養外胚葉（胎盤を形成する）と内側の内部細胞塊から成り、さらに内部細胞塊は後に、胚盤葉上層（胎児を形成する）と原始内胚葉（胎児の支持組織を形成する）に分かれる。この内部細胞塊の細胞を取り出して特定の条件で培養を繰り返すと得られるのが胚性幹細胞 (Embryonic Stem Cell) であり、略してES細胞 (ES cell) とよばれる。ES細胞は自己増殖能力を持つとともに、多様な細胞に分化する能力を持つ。

## 1. はじめに

ヒトの約37兆個<sup>1)</sup>の細胞は200種類以上<sup>2)</sup>に大別されるが、これらはほぼすべて、受精卵に由来する約2万個<sup>3)</sup>の遺伝子を共有している。各遺伝子から発現するタンパク質は合成・分解によって分子数が増減し、さらにある遺伝子から発現したタンパク質がその遺伝子自身や別の遺伝子の発現を活性化したり抑制したりする。これらの現象はすべて確率的に起こるため、同一条件におかれた細胞の集団内でも、同一遺伝子から発現するタンパク質分子数は細胞ごとに大きくゆらいでおり、この意味で細胞集団は不均一である。

異なる種類の細胞の間では発現が活性化されている遺伝子が異なる。このため、細胞の種類が変わるときには、もともと発現が活性化されていた遺伝子のタンパク質分子数が減少し、新たに発現が活性化される遺伝子のタンパク質分子数が増加する。したがって分化は、不均一な細胞集団のうち確率的に偶然選ばれた細胞で起こる。また、分化にともない細胞の種類が増えていくため、複数の分岐経路からいずれかが確率的に選ばれる。以上のような分化現象の確率性を記述し理解するためには、不均一な細胞集団のアンサンブルを考えて、タンパク質分子数や遺伝子発現制御の状態の確率分布を扱う統計力学的な手法が有効である。

われわれは、実験的な特徴づけが進んでいる、マウスのES細胞が原始内胚葉（胎児の支持組織を形成する）と栄養外胚葉（胎盤を形成する）のいずれかに分化する段階に着目し、この段階に関与する遺伝子制御ネットワークをモデル化して、*Nanog* 遺伝子の発現制御にかかわる転写装置の形成・解体の時間スケールが分化経路の間の確率的な分岐にとって重要であることを明らかにした。<sup>4)</sup> 本稿では、その結果と意義について紹介する。なお、胚盤葉上層（胎児を形成する）への分化に関与する遺伝子ネットワークは、上記2つの経路と比較して複雑であり、実験による特徴づけが不十分であるため、本研究の考察の対象外とした。

## 2. 遺伝子発現制御の3種類の機構

遺伝子の発現は、DNAの情報に基づくRNAへの合成（転写）と、RNAの情報に基づくタンパク質の合成（翻訳）の二段階の化学反応からなる。転写が始まるためには、RNAポリメラーゼ（RNA合成酵素）がDNAに結合する必要がある。このときにDNA上のRNAポリメラーゼ結合部位の近くに結合して、RNAポリメラーゼの結合を助けて遺伝子の発現を活性化したり、逆にRNAポリメラーゼの結合を阻害して遺伝子の発現を抑制したりするタンパク質があり、転写因子とよばれている。転写因子の結合・解離は、遺伝子発現の制御機構のうち最も普遍的なものである。

生物は、細胞の中に核を持たない原核生物と核を持つ真核生物に大別されるが、真核生物においては、転写因子の結合・解離に加えて、より複雑な遺伝子発現制御機構が存在している。まず、真核生物で転写が開始されるためには、

RNAポリメラーゼを含めて十個から数十個程度のタンパク質がDNA上で会合して、転写装置とよばれる複合体が形成されなくてはならない。また、真核生物のDNAは、ヒストンとよばれる「糸巻き」のようなタンパク質に巻き付いて高密度に集積しており、そのままでは大きな転写装置をDNA上に形成することはできない。これに対して、ヒストン上の特定の部位でメチル化やアセチル化という化学修飾が起こると、DNAの集積状態が変化して、遺伝子発現が活性化されたり抑制されたりする。したがって真核生物においては、転写因子の結合と解離、転写装置の形成と解体、ヒストンの化学修飾という3種類の現象が、遺伝子の発現制御に関与していることになる。

## 3. 細胞状態変化のダイナミクスと時間スケール

遺伝子の発現制御にかかわる (i) 転写因子の結合と解離、(ii) 転写装置の形成と解体、(iii) ヒストンの化学修飾の有無という3種類の二値的な変数と、(iv) 遺伝子から発現しているタンパク質の分子数という0以上の整数値をとる変数を考えて、これらの組み合わせによって定義される細胞の状態が変化するダイナミクスを考えることができる。<sup>5)</sup>

これら4種類の変数の変化の時間スケールの大小関係は重要な意味を持つ。(i) は秒程度、(iv) は細胞分裂よりやや短い $1\sim 2\times 10^4$ 秒、<sup>6)</sup> (iii) は細胞分裂よりも長い $4\times 10^4$ 秒以上<sup>7)</sup>であると推測される。(ii) は(i)と(iii)の間であることは間違いないが、転写装置の構造の複雑さに応じて(iv)よりも短い時間スケールから(iv)よりも長い時間スケールまで変わりうるであろう。後述するように、この違いは細胞状態変化のダイナミクスに大きな影響を与える。

## 4. ES細胞の分化の確率シミュレーション

われわれは、マウスのES細胞から原始内胚葉と栄養外胚葉への分化に着目し、<sup>8)</sup> 実験事実に基づいて特に重要な6個の遺伝子を選び、これらの遺伝子の間の相互作用による細胞状態の時間変化のダイナミクスをコンピューター上でモデル化した。紙幅の関係上、詳細については原著論文<sup>4)</sup>に譲るが、シミュレーション手法の概略についていくつか説明しておきたい。

細胞内における分子の位置や分子の局所濃度といった空間自由度は考えず、タンパク質分子数として細胞内の全分子数のみを考える。細胞分裂についても直接表現しない。タンパク質分子数が非常に少ない場合には分子数の変化を微分方程式で扱うことは適切ではないため、確率シミュレーションを行う。具体的には、いずれかの反応が起こるまでの待ち時間を指数乱数を用いて生成し、次にその反応がどの反応なのかも乱数によって決定する、というサイクルを繰り返して系全体の分子数の時間変化を生成する、ジレスピーアルゴリズム<sup>9)</sup>を用いる。

## 5. ES細胞の分化にかかわる遺伝子制御ネットワーク

本研究で考慮した6個の遺伝子の間の制御関係を、図1に示す。Sox2遺伝子からはSox2タンパク質が、Oct4遺伝子からはOct4タンパク質が、Nanog遺伝子からはNanogタンパク質が、それぞれ発現する。これら3つの遺伝子はともに未分化状態で多く発現しており、その発現が未分化状態の指標となるため、多能性マーカー遺伝子とよばれている。また、Cdx2遺伝子からはCdx2タンパク質が、Gata6遺伝子からはGata6タンパク質が、Gcnf遺伝子からはGcnfタンパク質が、それぞれ発現する。Cdx2遺伝子は栄養外胚葉で、Gata6遺伝子は原始内胚葉でそれぞれ発現することから、これら2つの遺伝子は細胞系列特異的遺伝子とよばれている。Gcnf遺伝子は栄養外胚葉と原始内胚葉の両方で発現する。タンパク質の一部は会合して、Oct4-Sox2、Nanog<sub>2</sub> (Nanogタンパク質の2量体)、Oct4-Nanog<sub>2</sub>、Oct4-Cdx2という複合体を形成する(図1の黒い線)。これらのタンパク質やその複合体は、転写因子として遺伝子の発現を制御する(活性化は図1の赤い矢印、抑制は図1の青いT字)。

細胞内には相同染色体という1対のDNAが存在するため、1個の遺伝子はDNA上の2か所に存在するが、そのそれぞれについて、転写因子の結合と解離、転写装置の形成と解体、ヒストンの化学修飾という3種類の遺伝子発現制御機構をすべて考慮する。本研究で仮定されたこれらの間の関係は、以下のとおりである。<sup>4)</sup> ある遺伝子からタンパク質が発現するためには、まず最初にその遺伝子の転写因子が結合したあと、さらに多くのタンパク質が集まって転写装置を形成しなくてはならない。この転写装置の形成はヒストンの化学修飾が活性化型になることによって促進される。ヒストンの化学修飾が抑制型から活性化型に変化する反応は、その遺伝子を活性化する転写因子が結合してい

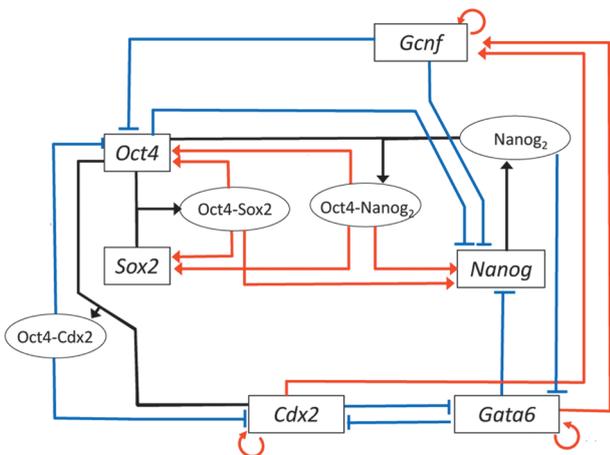


図1 ES細胞の分化にかかわる遺伝子発現制御ネットワーク。多能性マーカー遺伝子であるSox2、Oct4、Nanog、細胞系列特異的遺伝子であるCdx2、Gata6、そしてGcnfの6種の遺伝子のそれぞれから発現するタンパク質やその複合体が、転写因子として遺伝子の発現を制御する。タンパク質の複合体形成は黒い線、遺伝子発現の活性化は赤い矢印、抑制は青いT字で表されている。このネットワークは数多くの先行研究から推測されたものである。文献4より一部改変して転載。

て、かつ抑制する転写因子が結合していないときに促進される。逆にヒストンの化学修飾が活性化型から抑制型に変化する反応は、その遺伝子を抑制する転写因子が結合している、かつ活性化する転写因子が結合していないときに促進される。以上の関係は現実の生物系ではもっと複雑だが、本研究では異なる時間スケールを持つ反応の間の関係を議論できる範囲で簡略化してある。

## 6. ES細胞の未分化状態におけるNanog遺伝子発現の非一様性

未分化状態を維持する条件で培養されているマウスのES細胞では、分化した状態で発現する遺伝子Cdx2、Gata6、Gcnfの発現が抑制されている一方、多能性マーカー遺伝子Sox2、Oct4、Nanogの発現が活性化されている。<sup>10)</sup> また、3つの多能性マーカー遺伝子のうちNanog遺伝子についてのみ、細胞集団におけるタンパク質分子数の分布が2つのピークを持ち、Nanogタンパク質分子数の少ない細胞のみから細胞分化が起こる。このため、Nanogタンパク質は分化を開始するかどうかを決定するゲートキーパー(門番)の役割を果たしていると考えられている。<sup>11)</sup> これに関連して、Nanog遺伝子の発現には特に大きな転写装置の形成が必要なことも知られている。<sup>12)</sup> 大きな転写装置の形成には数多くのタンパク質やDNA分子の一部が会合する必要がある、このような転写装置の形成・解体には通常よりも長い時間がかかると推測される。

本研究では、Sox2およびOct4遺伝子の転写装置の形成・解体(前述の(ii))の時間スケールをタンパク質分子

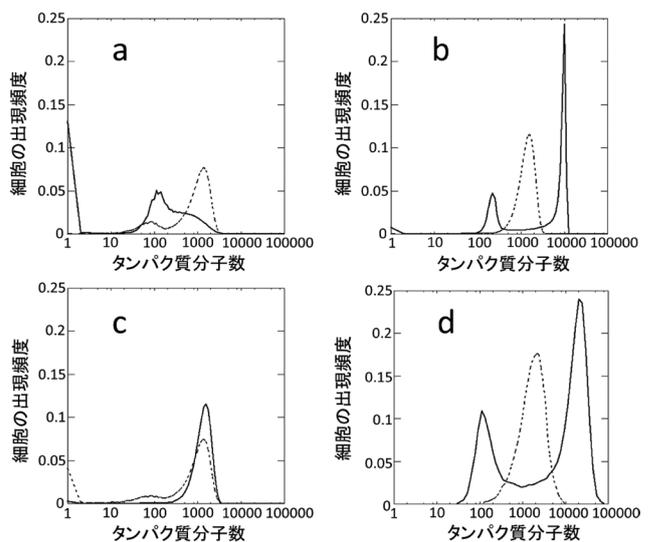


図2 未分化状態のES細胞におけるNanogタンパク質分子数の分布。(a)および(b)は、Nanog遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールをSox2遺伝子およびOct4遺伝子と同じにした場合(a)およびそれを20倍にした場合(b)のNanogタンパク質(実線)およびOct4タンパク質(点線)の分子数の分布。(c)は、Nanog遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールをSox2遺伝子およびOct4遺伝子と同じにした場合(点線)およびそれを20倍にした場合(実線)のSox2タンパク質の分子数の分布であり、(a)および(b)におけるOct4タンパク質分子数の分布と似通っている。(d)は、(b)に対応したNanogタンパク質(実線)およびOct4タンパク質(点線)の分子数の分布の実験データ。<sup>11)</sup> 文献4より一部改変して転載。

数変化 (前述の (iv)) よりも短い時間スケールに固定して、*Nanog* 遺伝子についても転写装置の形成・解体の時間スケールを *Sox2* および *Oct4* 遺伝子と同じにした場合と、*Nanog* 遺伝子のみ *Sox2* および *Oct4* 遺伝子の 20 倍でタンパク質分子数変化よりも長い時間スケールにした場合を比較する。これら 2 つの場合に得られる各タンパク質の分子数の分布を、図 2(a)-(c) に示す。時間スケールを 20 倍にした場合においてのみ、*Nanog* タンパク質の分子数の分布が 2 つのピークを持つことがわかる。また、時間スケールを 20 倍にしたときの *Nanog* タンパク質と *Oct4* タンパク質の分子数分布である図 2(b) は、対応する実験結果<sup>11)</sup>である図 2(d) とよく一致している。これらの結果から、*Nanog* 遺伝子の発現に必要な転写装置の形成・解体の時間スケールが長いことが *Nanog* タンパク質に特徴的な分子数分布の 2 つのピークを生み出していることがわかる。さらに、2 つのピークのうちのいずれか 1 つのピークにあたる細胞集団を取り出して培養を続けると、数日程度の時間スケールで *Nanog* タンパク質分子数の分布がもとの 2 つのピークを持つ分布に向かって緩和するという実験結果<sup>11)</sup>も本研究のモデルで再現できる。<sup>4)</sup> 以上の結果は、われわれのモデルが ES 細胞の未分化状態のモデルとして妥当であることを示している。

## 7. ES 細胞の分化過程のランドスケープ描像

次に、未分化状態から原始内胚葉と栄養外胚葉への分化のシミュレーション結果について述べる。マウスの ES 細胞が分化する培養条件では、*Cdx2*, *Gata6*, *Gcnf* の発現を活性化するように、ヒストンの化学修飾が変化する。未分化状態からスタートして、分化が起こる条件で 11.5 日間に相当するシミュレーションを行って得られたタンパク質分子数の時間変化の例を、図 3(a) および図 3(b) に示す。タンパク質分子数で定義された状態空間に複数の準安定な状

態が存在して、それらの間を細胞が飛び移る様子がわかる。このようなトラジェクトリのそれぞれが 1 つの細胞に対応しているが、同様のトラジェクトリを 10,000 個計算し、細胞集団の状態変化を統計的に分析した。6 種類のタンパク質それぞれの分子数を閾値で有限個の区間に区切り、それらの組み合わせから離散的な細胞状態を定義することにより、細胞集団の状態変化を準安定状態とそれらの間の遷移

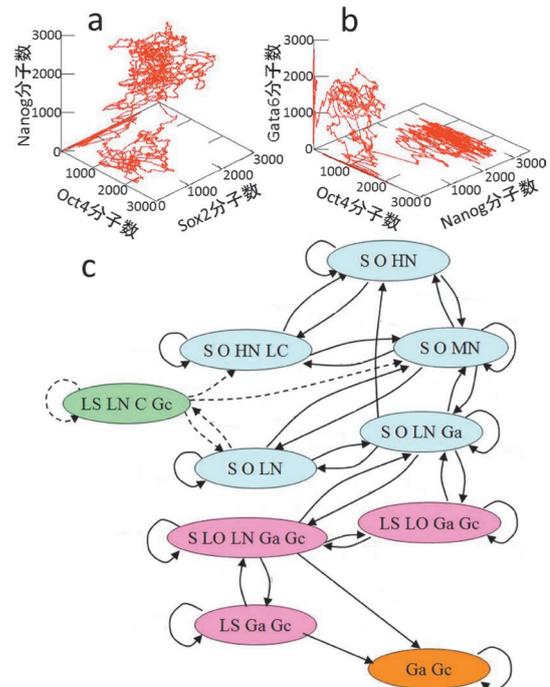


図 3 タンパク質分子数空間で定義された細胞状態の変化。(a) および (b) は、11.5 日間に相当する細胞状態変化のトラジェクトリを (a) *Nanog*, *Oct4*, *Sox2* または (b) *Gata6*, *Oct4*, *Nanog* の 3 種のタンパク質の分子数空間で表した図。(c) は、同様のトラジェクトリ 10,000 本に基づいて、細胞集団の状態変化を準安定状態間の遷移として表現した遷移図。水色が未分化状態、緑色が未分化状態と栄養外胚葉の間の中間状態、ピンク色が未分化状態と原始内胚葉の間の中間状態、オレンジ色が原始内胚葉に対応した細胞状態である。文献 4 より一部改変して転載。

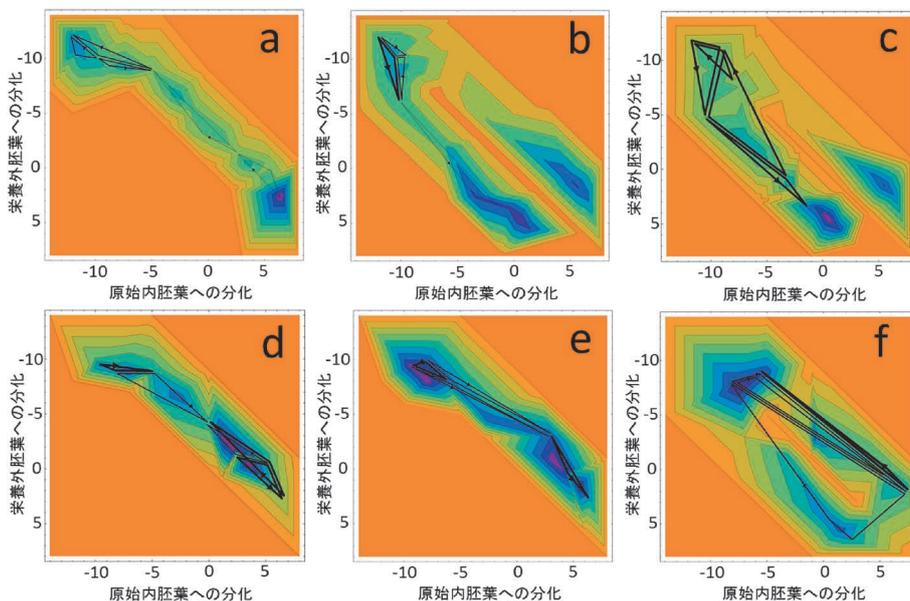


図 4 原始内胚葉への分化方向を横軸、栄養外胚葉への分化方向を縦軸として描いた、細胞分化のランドスケープ。(a)-(c) は、*Nanog* 遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールを *Sox2* 遺伝子および *Oct4* 遺伝子の 20 倍にした計算結果。(d)-(f) は、*Nanog* 遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールを *Sox2* 遺伝子および *Oct4* 遺伝子と同じにした計算結果。*Oct4* タンパク質の合成速度は (a) および (d) では他のタンパク質と同じ、(b) および (e) では他のタンパク質の 25%、(c) および (f) では他のタンパク質の 10% となっている。渦流はその強さに比例した太さの黒線で表されている。文献 4 より一部改変して転載。

として記述した遷移図が図3(c)である。細胞状態の遷移には多様な経路があるが、全体的な傾向としては、未分化状態から中間状態を経て原始内胚葉に分化するという実験事実<sup>8)</sup>がこのモデルで再現されていることがわかる。

さらに、2つの分化経路を可視化するために、状態空間における確率流を詳細釣り合いを満たす平衡なダイナミクスによる確率流と非平衡なダイナミクスによる渦流に分離し、これらのうち平衡なダイナミクスによる確率流を用いて、直接行き来できる二状態の間の確率比から各状態の自由エネルギーに類似した量を計算した。この手法は、化学反応など、非平衡過程の記述法として議論されてきた方法である。<sup>13)</sup> 2つの分化方向を縦軸と横軸とする二次元平面上に準安定状態を配置した細胞状態空間のランドスケープを、図4に示す。通常分化が起こる条件の(a)では左上にあるES細胞の未分化状態のベイスンが準安定であり、循環流もその中で閉じていて、そこから右下のやや上側にある原始内胚葉のベイスンに向かって分化する経路だけが存在する。そして(a)から(b)および(c)へとOct4タンパク質の合成速度を小さくしていくにつれて、ES細胞から右下のやや左側にある栄養外胚葉のベイスンへ向かう分化経路に切り替わっていく。この切り替わりは、実験事実と一致している。<sup>14)</sup> また、(d)のように、*Nanog* 遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールを*Sox2* 遺伝子および*Oct4* 遺伝子と同じにすると、未分化状態のベイスンが不安定になり、未分化状態と原始内胚葉の間の障壁が低くなり、循環流が未分化状態のベイスンの外側にはみ出して、未分化状態と分化状態の区別がより不明確になっている。(d)から(e)および(f)へとOct4タンパク質の合成速度を小さくしていくと、原始内胚葉と栄養外胚葉のベイスンが直接つながり、細胞がこれらの状態の間を直接行き来するようになることが予想される。これらのことから、*Nanog* 遺伝子の転写装置の形成・解体の時間スケールの遅さが、未分化状態と分化状態の区別や2つの分化経路の区別を明確にしていることが示唆される。

## 8. おわりに

細胞分化の不可逆性は、模式的な地形図(ランドスケープ)の上に枝分かれした溪谷があり、その溪谷に沿って転がり落ちるボールがいずれか1つの細胞にたどり着く、というイメージで捉えられており、<sup>15)</sup> iPS細胞における分化能力の獲得のメカニズムの議論でも、このイメージが使われている。<sup>16)</sup> これに対して本研究では、実験事実から推測される遺伝子制御ネットワークに基づいて、非平衡ダイナ

ミクスの渦流を用いる考え方によって細胞分化のランドスケープを描くことができた。このランドスケープの形状のパラメータ依存性は、数多くの点で実験事実と符合している。このような理論モデルの構築は、細胞分化の原理を明らかにするのみならず、iPS細胞<sup>17)</sup>における未分化状態の獲得(初期化)の原理を解明する足掛かりにもなるだろう。

本稿で紹介した研究は、名古屋大学大学院工学研究科の笹井理生教授、伊藤一仁博士、川畑裕大氏、牧志洸氏との共同研究であり、この場をお借りして、謝意を表します。

## 参考文献

- 1) E. Bianconi, *et al.*: *Ann. Hum. Biol.* **40** (2013) 463.
- 2) B. Alberts, *et al.*: *Molecular Biology of the Cell, Sixth Edition* (Garland Science, 2014) p. 1217; 中村桂子, 松原謙一監訳: 『細胞の分子生物学第5版』(ニュートンプレス, 2010) p. 1417.
- 3) International Human Genome Sequencing Consortium: *Nature* **431** (2004) 931.
- 4) M. Sasai, Y. Kawabata, K. Makishi, K. Itoh and T. P. Terada: *PLoS Comput. Biol.* **9** (2013) e1003380.
- 5) M. Sasai and P. G. Wolynes: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** (2003) 2374; A. M. Walczak, M. Sasai and P. G. Wolynes: *Biophys. J.* **88** (2005) 828.
- 6) J. L. Chew, *et al.*: *Mol. Cell. Biol.* **25** (2005) 6031; M. Thomson, *et al.*: *Cell* **145** (2011) 875.
- 7) N. A. Hathaway, *et al.*: *Cell* **149** (2012) 1447.
- 8) H. Niwa: *Development* **134** (2007) 635.
- 9) D. T. Gillespie: *J. Phys. Chem.* **81** (1977) 2340.
- 10) P. B. Rahl, *et al.*: *Cell* **141** (2010) 432.
- 11) I. Chambers, *et al.*: *Nature* **450** (2007) 1230; T. Kalmer, *et al.*: *PLoS Biol* **7** (2009) e1000149; A. Eldar and M. B. Elowitz: *Nature* **467** (2010) 167.
- 12) D. N. Levasseur, J. Wang, M. O. Dorschner, J. A. Stamatoyannopoulos and S. H. Orkin: *Genes Dev.* **22** (2008) 575.
- 13) P. Ao: *J. Phys. A* **37** (2004) L25; H. Qian: *J. Phys. Chem. B* **110** (2006) 15063; J. Wang, L. Xu and E. Wang: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **105** (2008) 12271; J. Xing: *J. Phys. A* **43** (2010) 375003.
- 14) H. Niwa, J. Miyazaki and A. G. Smith: *Nat. Genet.* **24** (2000) 372.
- 15) C. H. Waddington: *The Strategy of the Genes; a Discussion of Some Aspects of Theoretical Biology* (Allen & Unwin, 1957).
- 16) A. D. Goldberg, C. D. Allis and E. Bernstein: *Cell* **128** (2007) 635; S. Yamanaka: *Nature* **460** (2009) 49.
- 17) K. Takahashi and S. Yamanaka: *Cell* **126** (2006) 663; K. Takahashi, *et al.*: *Cell* **131** (2007) 861.

(2014年9月16日原稿受付)

## Physics of Cell Differentiation from Landscape Perspective Tomoki P. Terada

abstract: We have studied the differentiation of mouse embryonic stem cell (ES cell) into either trophectoderm or primitive endoderm by simulating the relevant gene regulation network *in silico*. Our results suggest that the slowness of the transcriptional apparatus formation/dissolution for *Nanog* gene is critical for the heterogeneity of *Nanog* protein expression, as well as the discreteness of the cell state, which discriminates ES cell, trophectoderm and primitive endoderm.

# ナノカーボンのディラック電子=フォノン間相互作用 ダイナミクス

片山 郁文\* (横浜国立大学工学研究院)

武田 淳 (横浜国立大学工学研究院)

北島 正弘 (横浜国立大学工学研究院, (株)ルクスレイ)

超短パルスレーザー技術の進展により、1パルスの包絡線内に数サイクルの電磁波しか含まない極短パルスが、マイクロ波領域だけでなく、テラヘルツ領域、近赤外～可視光領域、さらには、紫外・X線領域でも得られるようになってきた。これらを光源として、原子・分子、液相・固相物質中の電子や原子核の光応答を、光の振動周期に匹敵する非常に短い時間分解能で捉えることが可能になっている。さらに、パルス光の高い電場強度に起因する物質の極限的な非線形光学応答も、様々な周波数領域で観測されるようになってきた。パルス内の各周波数成分を変調して、化学反応や凝縮系の物性を自在に制御するといった試みも視野に入ってきている。

時間と周波数(エネルギー)の不確定性関係から、このようなパルスの周波数帯域は極端に広く、現在では1オクターブ(周波数で2倍)以上のスペクトル幅を持つ光源も実現されている。これに伴って、従来のポンププローブ分光法において行われていたようにプローブ光全体の強度を測定して反射率・透過率などの時間変化を調べるだけではなく、プローブ光をエネルギー分解してスペクトル情報も含めた実験を行うことで、分子や物質の共鳴吸収などの変化が超短時間分解能で得られるということが分かってきた。この手法では物質と相互作用した後の広帯域光を周波数分解するため、あらかじめ狭帯域のパルスを物質に入射した場合は異なり、周波数分解によって時間分解能が悪化することはない。そのため短い時間分解能と高い周波数分解能を両立することが可能となる。

このような分光が効果的に応用された例として、グラファイト系材料における電子格子相互作用の共鳴効果が挙げられる。グ

ラフェンやカーボンナノチューブに代表される低次元炭素系物質においては、電子バンド構造が線形になり、質量ゼロのディラック電子が現れることが良く知られている。線形の電子バンドが交差するディラック点近傍では、テラヘルツ波や格子振動など低周波領域の励起であっても効率的に電子遷移が起こり、それに伴って非常に強い電子格子相互作用が生じる。このような系でのフォノンスペクトルの特異なふるまいは、これまで定常(非時間分解)ラマン散乱分光法を用いて研究されており、Kohn異常に起因する強い電子格子相互作用などが報告されてきた。

我々は、これらの物質中のディラック電子とコヒーレントフォノン相互作用を波長分解コヒーレントフォノン分光法で調べた。広帯域のプローブ光を波長分解し、励起されたコヒーレンスがどの波長域で強い信号をもたらすかを調べることによって、電子格子相互作用の詳細を明らかにできる。グラフェンにおいては、二重共鳴ラマン散乱によって励起されるDモードの強度、ピーク周波数が顕著な検出波長依存性を示すことから、コヒーレントなナノ波束を形成していると考えられる。金属型カーボンナノチューブでは、二次のラマン過程を介して生成される2Dモードが共鳴的に増強され、フォノンスクウィーズド状態の形成を示唆している。このように、超短パルスレーザー光源を用いてコヒーレントフォノンを励起することにより、定常ラマン分光では知ることのできなかった様々な興味深いコヒーレント状態を観測することができる。また、広帯域のプローブ光を波長分解し、励起されたコヒーレンスがどの波長域で強い信号をもたらすかを調べることによって、電子格子相互作用の詳細を明らかにできる。

## —Keywords—

### ディラック電子：

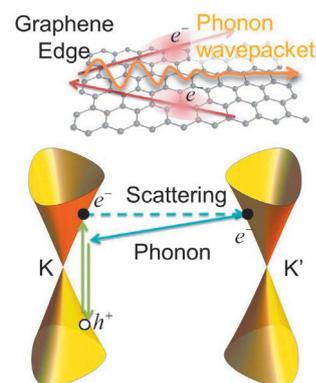
結晶中の伝導帯・価電子帯のエネルギーは通常波数の二乗で近似される。これに対して、グラフェンでは、エネルギーはフェルミ面近傍で波数に比例することから、質量0のディラック方程式に対応するバンド構造を持つ。このような電子をディラック電子と呼ぶ。

### 二重共鳴ラマン散乱：

共鳴効果を含んだ二次ラマン散乱の一種であり、入射光による共鳴励起状態が別の共鳴中間状態を経て、フォノンを放出する場合を特に二重共鳴ラマン散乱と呼ぶ。特に欠陥を含むカーボン系材料がよく知られており、励起波長によって信号強度や周波数が変化するなど通常のラマン散乱とは大きく異なるふるまいを示す。

### スクウィーズド状態：

通常一次のラマン過程を通して励起されるコヒーレントフォノンは、フォノンの振幅が振動するコヒーレント状態を形成するが、二次のラマン散乱を通じた場合、二次のコヒーレンス(揺らぎや共分散)が振動すると考えられることから、このような状態をフォノンスクウィーズド状態と呼ぶことがある。



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

## 1. はじめに

コヒーレントフォノン分光法とは、物質を超短パルスレーザーで励起することで、振動単位をコヒーレントに励起し、それを時間分解で測定する手法である。<sup>1)</sup> この時、レーザーのパルス幅はフォノンの周期よりも十分に短く、衝撃的にフォノンが励起されることが必要である。<sup>2)</sup> 超短パルスレーザーのパルス幅が短くなるにつれて観測可能なフォノンの周波数は上昇し、現在では100 THz (3,300  $\text{cm}^{-1}$ ) 以上の高次非線形過程も観測できるようになっている。<sup>3)</sup> 光励起によって生じるコヒーレントなフォノンは、基底状態及び励起状態における電子格子相互作用に関する情報を含んでいる。また、フォノンを大振幅で励起することによって生じる非調和性や、相変化に関する研究も様々になされており、<sup>4,5)</sup> 現在ではその原子変位をパルスのX線や電子線などで実時間観測することも可能になっている。<sup>6,7)</sup>

コヒーレントフォノン分光法の利点は、振動の振幅をダイレクトに検出できること、周波数の時間的なシフトなどダイナミクスに関する情報を得られること、パルスを用いているので励起状態の時間分解測定なども可能であることなどがある。一方でパルス幅が短いということは、広いスペクトル幅を持つことに対応するので、プローブ光を波長分解すれば、各波長でフォノンの振動を観測できる。<sup>8,9)</sup> 観測される振動の波長依存性は、電子格子相互作用の波長依存性に関する情報を含んでおり、うまく解析することでその情報を抽出することができるものと考えられる。

以上を踏まえて、本稿ではグラフェン、グラファイト、カーボンナノチューブなどのナノカーボン材料に対して波長分解のコヒーレントフォノン分光を適用した研究を紹介する。炭素系材料は炭素という比較的軽い原子からなり、共有結合によって強固に結合しているため、その集団振動であるフォノンも周期20 fs程度と非常に高周波のモードとなる。そこで我々は、パルス幅7.5 fsの超短パルスレーザーを用い、炭素系材料のコヒーレントフォノンを波長分解で検出した。

## 2. グラフェンにおける高周波コヒーレントフォノン

炭素は様々な配位が安定に存在する興味深い原子である。なかでも、 $\text{sp}^2$  混成軌道で炭素原子が結合した1~数層の厚さの二次元結晶はグラフェンと呼ばれ、その電子バンド構造が線形となり電子の有効質量が0となるなど非常に興味深い性質を有する。<sup>10)</sup> フェルミ面近傍では、グラフェンの電子バンド構造は、図1に示すように、二つの円錐(ディラックコーン)が先端同士を接して向き合った形をとる。電気的に中性の場合、価電子帯の円錐は完全に電子に占有され、伝導体の円錐は完全に空である「ゼロギャップ状態」となる。このとき、どんなに低エネルギーの励起であっても、共鳴的にバンド間遷移が誘起されうる。このために、

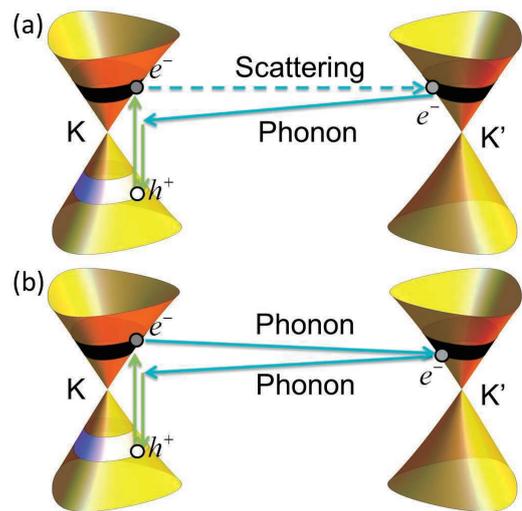


図1 フェルミ面近傍におけるグラフェンの電子状態の模式図と、二重共鳴ラマン散乱過程を介した(a) Dモード及び(b) 2Dモードの励起過程。光励起後、(a) 欠陥散乱とフォノン散乱、もしくは(b) フォノン散乱二回を介して共鳴的に基底状態に戻るため、波数の大きいフォノンが励起される。

グラフェンの低エネルギー素励起であるフォノンと電子系も非常に強く結合し、フェルミ面をドープや電圧印加などで変調することによりフォノンの周波数や緩和時間が変化するなどの特異なふるまいが知られている。<sup>11,12)</sup> また、フェルミ波数の二倍の波数で、電子状態と格子の結合が増強されるKohn異常もグラフェンにおいては大きな影響を与える。<sup>13)</sup> グラフェンのフェルミ面はK点にあり、その二倍の波数はK点もしくは $\Gamma$ 点となるので、これらの波数を持つフォノンは電子との相互作用により、周波数が敏感にシフトする。しかしながら、グラフェンは原子層数が少ないために光学測定にかかる信号が弱く、その電子格子結合ダイナミクスを観測することは困難であった。我々は、より短パルスのレーザーを光源とし、時間遅延の高速連続掃引と低ノイズの電流アンプによる高感度な測定系を用いてコヒーレントフォノン分光を行い、グラフェン及び関連物質に特徴的なフォノンダイナミクスや共鳴効果を明らかにするための研究を行った。<sup>14-16)</sup> 以下ではその結果を紹介する。

本研究では、大面積でグラフェンを作成可能な Graphene on Silicon (GOS) と呼ばれるサンプルを用いた。<sup>17)</sup> この手法はSi上にSiCを蒸着した上でアニールすることで様々な膜数のグラフェンを5 mm角程度の面積で作成することができる手法であり、Siデバイスと組み合わせ可能であるなど、応用上も注目されている。測定された反射率の時間変化から電子応答を差し引いた波形を図2(a)に示した。測定したグラフェンは1~10層であるが、フォノンの信号が明瞭に観測されている。この振動波形をフーリエ変換したスペクトルを図2(b)に示す。48 THz (1,580  $\text{cm}^{-1}$ ) 近傍に見られるピークは、定常ラマン分光スペクトルでも観測される面内のC-C伸縮モード(Gモード)である。

図2(b)に示したフーリエスペクトルでは、すべてのグ

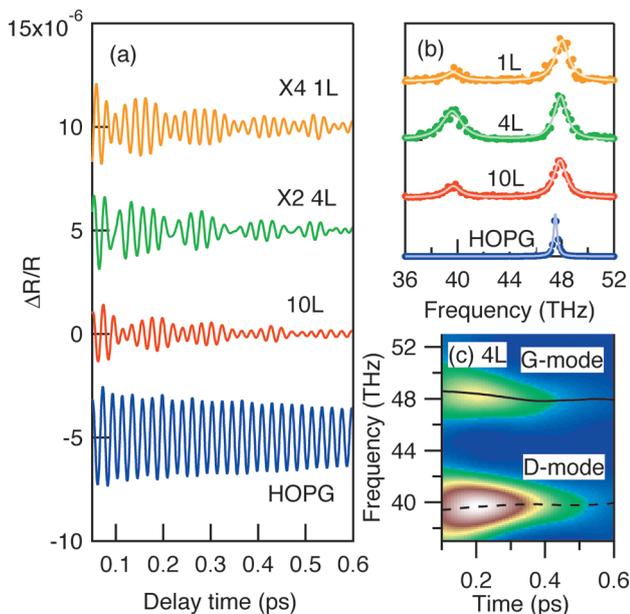


図2 (a) グラフェンにおける過渡反射率変化の遅延時間依存性。電子応答は差し引き振動成分のみを抜き出した。1, 4, 10層 (1L, 4L, 10L) グラフェン及び、グラファイト (HOPG) のデータを示した。(b) 観測したコヒーレントフォノンのフーリエスペクトル。実線は Lorentz 関数によるフィッティングである。(c) 4層グラフェンにおけるコヒーレントフォノンの時間分解フーリエ変換。窓関数としては、窓幅 0.3 ps の Hanning 関数を用いた。実線及び点線はそれぞれ G モード及び D モードのピーク周波数である。

ラフェン試料について 40 THz ( $1,320 \text{ cm}^{-1}$ ) に格子欠陥に由来したピーク (D モード) が強く観測されている。<sup>18)</sup> このモードは、ラマン散乱によるグラフェン系材料の結晶性評価に用いられるが、その起源は図 1(a) に示すように、有限の波数  $k \neq 0$  を持つフォノンと格子欠陥による電子の弾性散乱を介した二重共鳴ラマン過程である。<sup>19)</sup> 今回用いた GOS 試料は結晶サイズが比較的小さい多結晶であるので、グラフェンの結晶の端 (エッジ) に由来した D モードが観測されたものと考えられる。

ひとたび時間領域の信号が観測されれば、これを解析することによりフォノンのダイナミクスに関する情報を得ることができる。例えば、時間方向に重みをつけた窓関数をかけてからフーリエ変換すると、その窓関数の位置における振動周波数を抽出することが可能である。窓関数位置を時間方向にスキャンして周波数の時間変化を得たものが図 2(c) である。これまでにも報告されているように、<sup>20)</sup> G モード周波数は時間とともに低周波方向にシフトする。これに加えて、D モード周波数には時間とともに高周波方向のシフトが観測される。G モードとは周波数シフトの方向が逆向きであることから、その背後には異なるメカニズムが働いていると推測される。次節では、このような現象の起源を考えるために波長分解の分光法が有効であることを示す。

### 3. グラフェンにおけるコヒーレントナノ波束

先に述べたように、炭素系の二次元材料の振動スペクトルにおいては、二重共鳴効果を介した強い電子格子相互作用

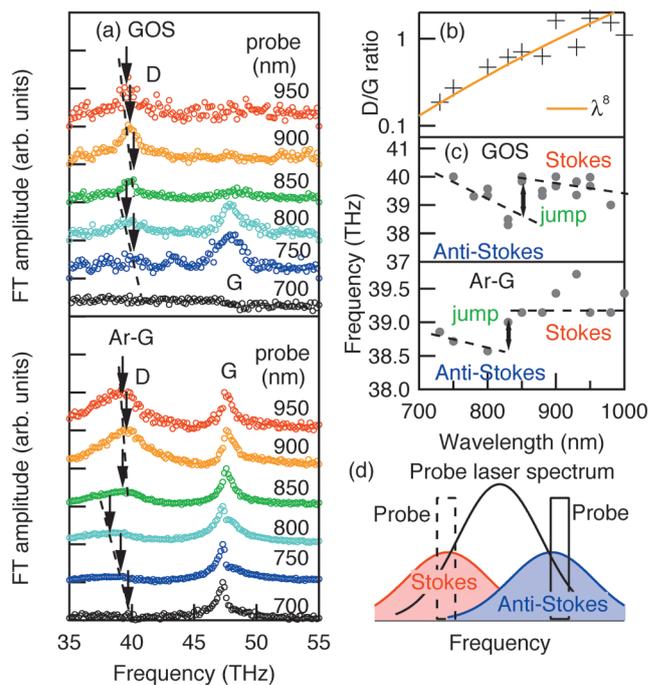


図3 (a) グラフェン (GOS) 及びイオン打ち込みにより欠陥を導入したグラファイト (Ar-G) における波長分解コヒーレントフォノン分光結果。矢印は各波長で観測された D モード周波数のピーク。Ar-G については G モード強度で規格化されている。(b) Ar-G における D モード強度の G モード強度に対する比の検出波長依存性。(c) GOS 及び Ar-G における D モードピーク周波数の検出波長依存性。(d) 各検出波長における検出過程の相違。レーザースペクトルの高エネルギー側ではアンチストークス、低エネルギー側ではストークス過程が支配的となる。

用の発現である D モードの寄与が非常に大きい。定常ラマン散乱の研究から、<sup>21)</sup> このモードの周波数は入射光エネルギーに非常に敏感であることが知られている。そこで我々は、コヒーレントフォノン実験においてプローブ光のスペクトル分解を行い、D モードの時間的な周波数シフトの起源を調べた。

図 3(a) に、GOS と Ar イオン打ち込みにより欠陥を導入したグラファイト (Ar-G) について、コヒーレントフォノン信号のプローブ波長依存性を示す。<sup>15)</sup> これらの結果を見ると、いずれの試料においても G モードに対する D モードの相対強度が、プローブ光の長波長側で増大することが分かる。図 3(b) に示したようにこの相対強度は波長の 8 乗に従って急速に増大することが分かった。通常のラマン散乱ではこの相対強度は、波長の 4 乗に比例することが知られているが、<sup>21)</sup> コヒーレントフォノン分光法ではポンプ及びプローブのそれぞれにラマン過程が含まれるため、波長の 8 乗に比例していると考えられる。このことは、ラマン散乱過程の次数の違いがコヒーレントフォノンの発生検出過程においても重要であることを示している。一方で G モードはラマン散乱断面積が波長の 4 乗に反比例して減少することから、長波長側で強度が減少する。

次に、観測された D モードピーク周波数の検出波長依存性を図 3(c) に示す。D モード周波数は、820 nm よりも短波長側では検出波長が短いほど高周波側にシフトし、長波長側では、検出波長にあまり依存しない。また、820 nm

近傍には両者の間に不連続なジャンプが見て取れる。同様の結果は定常ラマン散乱でも、Dモード周波数の励起波長依存性、<sup>21)</sup> Stokesとanti-Stokesラマン過程の周波数差<sup>22)</sup>として観測されている。820 nmという波長は、分光する前のプローブ光(及びポンプ光)の中心波長に対応する。この波長で周波数にジャンプが観測されるのは、図3(d)に模式的に示したように、中心波長を境にコヒーレントフォノン信号に主に寄与する過程が入れ替わるためである。<sup>15)</sup> レーザースペクトルの高周波側ではanti-Stokes過程の寄与の方が相対的に大きく、低周波側ではStokes過程の寄与が大きい。Dモード周波数はStokes過程とanti-Stokes過程で周波数が異なるので、中心波長を境に周波数差が生じるものと考えられる。

このように特異な性質を示すDモードであるが、このモードの起源は前述した通り、 $k \neq 0$ のフォノンと欠陥による散乱を介した二重共鳴ラマン散乱であり、その周波数は励起光の波長に依存する。このため、超広帯域の超短パルスレーザーを用いた際には、周波数の異なる振動の重ね合わせが励起されることになる。我々はこのような励起過程がDモードの周波数シフトを引き起こしているものと考え、シミュレーションを行った。Dモードの励起過程では、光励起された電子は $k \neq 0$ フォノンによる非弾性散乱の後、欠陥による非弾性散乱過程を通してブリルアンゾーン内の元の点近傍へと戻される。励起光が単色の場合でも、この過程には波数 $k$ の異なる(したがって周波数 $\omega$ の異なる)フォノンが寄与するのでDモードのスペクトル $S(\omega)$ を計算するためには、波数 $k(\omega)$ の異なるフォノンの寄与をすべて足し合わせる必要がある。<sup>23)</sup> その結果、図4(a)

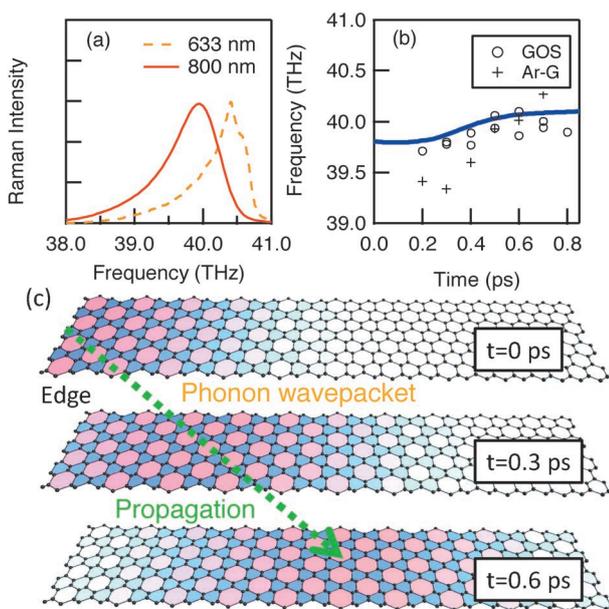


図4 (a) 633 nm及び、800 nm中心の10 fsレーザーを用いた場合の、グラフェンエッジにおいて発生するDモードスペクトルの計算結果。(b) 求めた波束を時間分解フーリエ変換した際のピーク周波数の時間変化(実線)と実験結果との比較。(c) グラフェンエッジで発生したコヒーレントフォノン波束の時間発展の概念図。赤と青で拡大及び縮小したグラフェン格子を表している。

に示したように、定常ラマン散乱に現れるDモードの形は非対称となることが知られている。これらのフォノンがパルスレーザーによって同位相で励起されたと仮定すると、このモードの実空間での変位 $Q(x, t)$ は、重ね合わせの式を用いて、

$$Q(x, t) = \int d\omega S(\omega) e^{i(\omega t - k(\omega)x)} \quad (1)$$

と表される。反射率変化として観測される信号がポンプとプローブで誘起されるこれらの波束の相関関数であると仮定すると、コヒーレントフォノン信号の時間波形を計算することができ、それを時間分解フーリエ変換することによって実験結果と比較できる。その結果、図4(b)に示したように、予想されるDモード周波数の時間変化はGOSにおける実験結果とよく一致することが分かった。このことから、Dモードの周波数シフトは、非対称なスペクトルを持つ多数の高波数モードを同時に生成したことに起因すると考えられる。<sup>15)</sup>

このように波数 $k$ と周波数 $\omega$ の異なるフォノンの重ね合わせをコヒーレントに励起するということがどのように理解できるのであろうか。 $\Gamma$ -K方向のみの分散を考慮し、式(1)を用いて求めた実空間の波形から、誘起された変位の概形を示すと図4(c)のようになる。すなわち光励起直後には、Dモードに寄与するフォノンは欠陥の多い結晶エッジ付近に集中的に励起され、ナノメータ領域の波束が形成される。このフォノンはK点近傍で線型に近い分散を持つため、<sup>13)</sup> 波束はその後、有限の速度で結晶内を伝搬する。通常のコヒーレントフォノン励起ではブリルアンゾーンの $\Gamma$ 点( $k=0$ )のフォノンのみが励起されるが、欠陥のあるグラフェンやグラファイトでは、欠陥を起点として伝搬するナノ波束を励起できる点が非常に興味深い。

#### 4. 金属カーボンナノチューブと共鳴効果

上記のように、グラフェンやグラファイトにおいてコヒーレントフォノン分光を用いると、ナノメータ領域の波束が励起され、ダイナミカルな周波数シフトが観測される。これは上記の材料が非常に大きい電子格子相互作用を持つことに由来している。一方で、 $sp^2$ 結合炭素の別形態であるカーボンナノチューブは一次元の筒状物質であり、電子状態のvan-Hove特異点における鋭い励起子吸収を有する。<sup>24)</sup> 我々はこの共鳴が電子格子相互作用に与える影響を調べるために、波長分解コヒーレントフォノン分光法を金属型カーボンナノチューブに適用した。<sup>16)</sup>

試料としては、平均直径1.4 nm程度の金属型カーボンナノチューブを用いた。<sup>25)</sup> このナノチューブは、最低次のvan-Hove特異点が700 nmと、我々が光源として用いるレーザースペクトルの高エネルギー側の端に存在する。従って、共鳴効果という観点ではこの一つのみを考えればよく、二つの特異点からの寄与を考慮する必要がある半導体ナノチューブよりも明瞭な議論が可能となる。

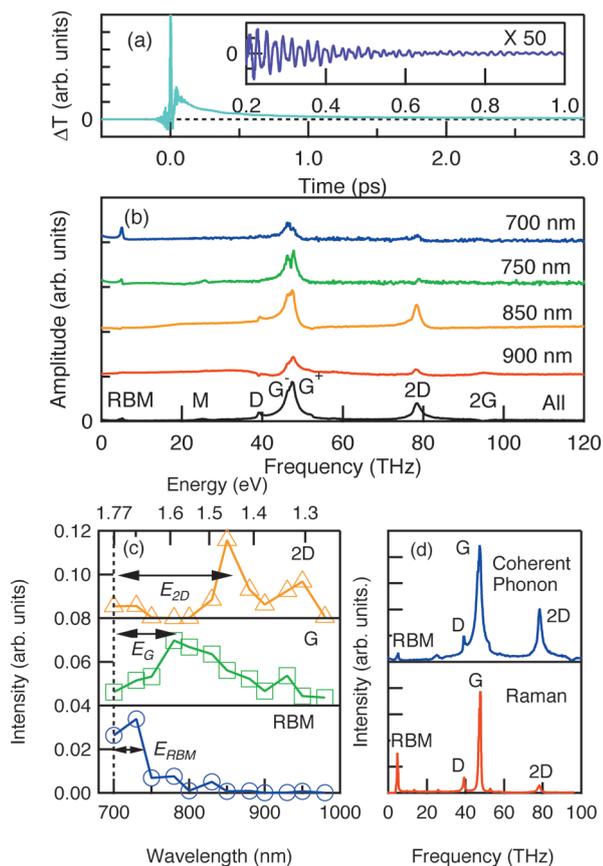


図5 (a) 金属型カーボンナノチューブにおけるコヒーレントフォノンの実時間波形。挿入図は振動成分の拡大図。(b) 波長分解前 (All), 及び各波長で観測されたコヒーレントフォノン信号のフーリエスペクトル。(c) 各フォノンモード振幅の検出波長依存性。(d) 780 nm レーザーを用いた定常ラマン散乱スペクトルとコヒーレントフォノンスペクトルの比較。

図5に金属型ナノチューブの波長分解コヒーレントフォノン実験結果を示す。図5(a)が時間波形であり、そこから電子応答を除去してフーリエ変換した結果を図5(b)に示した。グラフェンやグラファイトでも見られたGモードやDモードのほかに、低周波数にはナノチューブに特有の直径方向伸縮モード (Radial Breathing Mode: RBM) がみられる。ここで特に注目されるのは、2Dや2Gといった二次のラマン過程に由来する高周波のモードが感度良く観測されていることである。二次のラマン過程とは一つの入射光子によって二つのフォノンが同時に励起される過程であり、この過程によって励起されたモードはコヒーレント状態ではなく、スクウィーズド状態に対応するという理論もある。<sup>26,27)</sup> ナノチューブの2D, 2Gモードはグラファイトのそれらよりも強度が強く、電子状態との共鳴が大きな影響を与えているものと考えられる。

そこで、RBM, G, 2Dの各振動モードの強度を検出波長の関数としてプロットしたものを図5(c)に示す。一見して明らかなように、各振動モードの強度はそれぞれ異なる検出波長で最大となっている。これらの検出波長はそれぞれ van-Hove 特異点間の遷移のエネルギー  $E_g$  よりもフォノンのエネルギー  $\hbar\Omega$  分だけ低いエネルギー  $E_g - \hbar\Omega$  に対応しており Stokes ラマン過程がコヒーレントフォノン検出に

効いていることを示している。一方で、用いたレーザースペクトルの高エネルギー端に van-Hove 特異点が位置しているため、今回は anti-Stokes 過程は観測されなかったものと考えられる。

今回金属ナノチューブで観測された2Dモードの信号強度は図5(d)に示すように、同じ励起波長 (780 nm) の定常ラマン散乱で観測されるよりも強度がはるかに大きい。その原因は明確ではないが、2Dモードが二次のラマン過程によって生成されているため、ラマン散乱断面積に共鳴分母が二つあり、それによって一次のラマン過程より共鳴点で大きく増強されるためである可能性がある。また、図5(c)に示されているように、各モードのピーク幅が異なることも、定常ラマン散乱との差異に影響を与えているかもしれない。このように各モードで共鳴の効果を比較できる点が、波長分解することの利点の一つであるといえる。

## 5. おわりに

以上、波長分解コヒーレントフォノン分光法を用いてナノカーボン材料の高周波フォノンに現れる特異な電子格子相互作用を明らかにした。グラフェンでは、超短パルスレーザーを用いることで非常に高周波のフォノンが励起できることを示し、高周波数のC-C伸縮モードにダイナミカルな周波数のシフトが現れることを観測した。Dモードの周波数シフトはGモードとは逆方向であり、その原因は欠陥の多い結晶エッジにおけるナノ波束の励起と伝搬に係しているものと考えられる。また、カーボンナノチューブにおいてはフォノン信号強度の検出波長依存性が、van-Hove 特異点からフォノンエネルギー分だけシフトした波長で最大となることを明らかにした。金属型ナノチューブで観測された2Dモードの強度は非常に強く、二次ラマン散乱に特有の共鳴効果が現れている可能性がある。このように超短パルスレーザーを用いたポンププローブ分光は時間分解能を損なわずにスペクトル情報を分解できる強力な手法であり、今後様々な興味深い系に应用されていくものと期待される。

本稿で紹介した研究は、東北大学電気通信研究所の末光眞希教授、吹留博一准教授、首都大学東京の柳和宏准教授、及び学生諸氏との共同研究です。また、一部は科研費の援助を受けて行いました。この場を借りて感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) T. Dekorsy, *et al.*: *Light Scattering in Solids VIII* (Springer-Verlag, Berlin, 2000) Ch. 4.
- 2) Y.-X. Yan and K. A. Nelson: *J. Chem. Phys.* **87** (1987) 6240.
- 3) M. Hase, *et al.*: *Nat. Photon.* **6** (2012) 243.
- 4) M. Hase, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 067401.
- 5) K. Makino, *et al.*: *Opt. Exp.* **19** (2011) 1260.
- 6) K. S.-Tinten, *et al.*: *Nature* **422** (2003) 287.
- 7) M. Gao, *et al.*: *Nature* **496** (2013) 343.
- 8) L. Lüer, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 127401.
- 9) K. Mizoguchi, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 077402.
- 10) A. K. Geim, *et al.*: *Nat. Mater.* **6** (2007) 183.

- 11) A. Das, *et al.*: Nat. Nanotech. **3** (2008) 210.
- 12) J. Yan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 166802.
- 13) S. Piscanec, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 185503.
- 14) S. Koga, *et al.*: Appl. Phys. Exp. **4** (2011) 045101.
- 15) I. Katayama, *et al.*: Phys. Rev. B **88** (2013) 245406.
- 16) K. Sato, *et al.*: Phys. Rev. B **90** (2014) 235435.
- 17) H. Fukidome, *et al.*: Jpn. J. Appl. Phys. **49** (2010) 01AH03.
- 18) M. S. Dresselhaus, *et al.*: Phys. Rep. **409** (2005) 47.
- 19) C. Thomsen and S. Reich: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5214.
- 20) K. Ishioka, *et al.*: Phys. Rev. B **77** (2008) 121402.
- 21) L. G. Cançado, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 163106.
- 22) V. Zólyomi and J. Kúrti: Phys. Rev. B **66** (2002) 073418.
- 23) K. Sato, *et al.*: Chem. Phys. Lett. **427** (2006) 117.
- 24) H. Kataura, *et al.*: Synth. Metals **103** (1999) 2555.
- 25) K. Yanagi, *et al.*: Adv. Mater. **23** (2011) 2811.
- 26) G. A. Garrett, *et al.*: Science **275** (1997) 1638.
- 27) X. Hu and F. Nori: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4605.

(2015年1月2日原稿受付)

## Coupling Dynamics between Dirac Electrons and Phonons in Nanocarbons

Ikufumi Katayama, Jun Takeda and Masahiro Kitajima

abstract: Using ultrabroadband and ultrashort laser pulses, we investigated coherent phonons in graphene, carbon nanotubes, and graphite. By resolving spectrum of probe pulses, resonant properties due to the strong electron-phonon coupling were clearly observed. In graphene and defected graphite, the double resonant Raman scattering process dominates the coherent phonon generation and detection processes, leading to the excitation of nanoscale coherent optical-phonon wavepacket. In metallic carbon nanotubes, strong resonance appears at the energy below the van-Hove singularity by an amount of the phonon energy, indicating dominant contribution of Stokes stimulated Raman scattering process. The results demonstrate that wavelength-resolved coherent phonon spectroscopy is crucial for investigating the electron-phonon coupling dynamics in materials.

### 『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

### Vol. 21-2 (7月15日発行) 目次

「きはじ」と論理的思考 ..... 松川 宏  
**特集 なぜ物理学を学ぶのか**  
「なぜ物理学を学ぶのか—参照基準の策定に向けて—」  
趣旨説明 ..... 須藤彰三  
物理系人材の特色とそのキャリアパス ..... 栗本 猛  
大学における工学・技術者教育の方向と物理学—金沢工業大学の視点から— ..... 佐藤惠一  
—企業人の経験と想い—物理出身者として— ..... 城石芳博  
物理学分野の参照基準策定の状況 ..... 安田淳一郎  
「なぜ物理学を学ぶのか—参照基準の策定に向けて—」  
実施報告と総合討論 ..... 須藤彰三, 田中忠芳  
**講義室**  
磁場は  $B$  だけではうまく表せない ..... 北野正雄  
対称性を用いたビオ-サバルの法則の初等的導出 ..... 山村篤志

**教育実践**  
ゲーム性を取り入れた能動的物理学習の実践  
..... 青木さくら, 遠藤理平  
「見る」とはどのようなことか? から展開する体験プログラム  
..... 内田聡子, 岡倉加代子, 小鍛治 優  
**海外の動向**  
フィリピン物理学会での物理教育に関するワークショップ報告  
..... 笹尾真実子  
**連載 物理オリンピックと物理教育**  
物理チャレンジ2015, いよいよ始まる ..... 長谷川修司  
**教育に関する一言** ..... 高橋 学/植松祐輝/金長正彦  
**開催情報**  
**編集後記**

# キタエフ量子スピン液体の“気液”相転移

那須 讓治 (東京工業大学大学院理工学研究所)

宇田川将文<sup>†</sup> (学習院大学理学部)

求 幸年 (東京大学大学院工学系研究科)

2006年、A. Kitaevによって興味深い量子多体模型が提案された。キタエフ模型と呼ばれるこの模型は、スピン1/2をもつ量子スピンの2次元蜂の巣格子上でイジング的な相互作用をしたシンプルなものである。しかしその見かけからは想像し難い豊富な物理を含んでいることから、物性物理のみならず、統計基礎論や量子情報など物理学の様々な分野で大きな注目を集めている。

この模型の最大の特徴は、基底状態が厳密に求まることである。2次元以上の量子多体模型で可解なものは非常に限られているため、この特質は様々な新しい知見をもたらしてくれる。とりわけ驚くべきことは、その基底状態が、物質中の新しい量子状態のひとつとされる量子スピン液体となっていることである。さらに、相互作用が異方的な極限では、基底状態がトポロジカルな秩序で特徴付けられる。これは、従来の対称性の破れに基づく分類に収まらない新しい秩序状態である。また、この特異な基底状態を反映して、励起状態も興味深い性質を示す。例えば、フェルミ統計にもボース統計にも従わない非可換工ニオンが現れる。この特異な粒子は、トポロジカル量子計算の演算要素として有望視されるものである。別の興味深い側面として、キタエフ模型がイリジウム酸化物などのスピン軌道相互作用が強い強相関電子系で実現する可能性が指摘され、実験・理論の両面から精力的な研究が行われていることも挙げられる。

こうした多彩で興味深い性質のうち、我々は物性物理の視点からキタエフ模型が示す量子スピン液体状態に着目し、その熱力学的性質を解明した。これまで、量子スピン液体の理論的研究は、主に三角格子などの幾何学的フラストレーションを有する

格子上の強相関電子模型に対して行われてきたが、そこでは負符号問題のために従来の量子モンテカルロ法が適用できず、系統的な研究は困難であった。こうした事情は幾何学的なフラストレーションのないキタエフ模型の場合にも現れる。そこで我々は、マヨラナフェルミオン表示に基づいた新しい量子モンテカルロ法を開発し、それを適用することで、一切近似のない数値的な解析を行うことに成功した。

本稿では、キタエフ模型を3次元に拡張した模型に対して得られた計算結果を紹介する。この模型は、最近合成された新規イリジウム酸化物において見出されたものと同等な格子構造の上で定義され、2次元の場合と同様に基底状態は量子スピン液体である。我々は、この3次元キタエフ模型において、低温の量子スピン液体から高温の常磁性状態への相転移が有限温度で生じることを見出した。これは、量子スピン系の“気液”相転移に相当する。通常の流体では、同じ対称性を有する気体と液体は、1次転移の終点である臨界点を回り込むことで連続的に接続しうる。しかしここで我々が見出した相転移は、相互作用パラメータの全領域において常に存在する。この結果は、量子スピン液体と常磁性状態が相転移によって常に明確に区別されることを意味しており、この相転移が通常の気液相転移とは異なる全く新しいタイプのものであることを示唆している。また、この相転移は励起状態がもつトポロジカルな性質の変化によって特徴付けられる。こうしたトポロジーの変化は、量子色力学における閉じ込め・非閉じ込め転移などでも議論されており、分野をまたいだ共通概念の存在を期待させるものである。

## —Keywords—

### 量子スピン液体：

結晶中の各イオンに局在した電子のスピンが、極低温まで磁気秩序を示さない新しい量子状態。強い量子ゆらぎが秩序形成を抑制することによって生じる。磁気的な相互作用が拮抗した状況、とりわけ格子構造に幾何学的フラストレーションを持つ系で実現することが期待されている。

### マヨラナフェルミオン：

粒子自身がその反粒子と等価なフェルミ粒子。1937年にEttore Majoranaによってその存在が示唆された。複素数場で記述される通常のフェルミ粒子(ディラックフェルミオン)とは異なり、実数の場で記述されるため、マヨラナフェルミオンの持つ自由度は通常のフェルミ粒子の半分となる。

### 量子モンテカルロ法と負符号問題：

量子力学に従って運動する多粒子系に対する数値計算手法の一つ。統計的に出現確率の高い状態を重点的に生成することで、物理量の計算を効率的に行う。この出現確率が負になることで統計誤差が発散的に増大してしまう負符号問題と呼ばれる困難が生じる場合があるため、この方法を適用できる系は限られている。

<sup>†</sup> 執筆時所属：東京大学大学院工学系研究科

## 1. はじめに

量子スピン液体, トポロジカル秩序, トポロジカル量子計算など, 様々な研究分野を対象とした理論模型が, A. Kitaevによって導入された.<sup>1)</sup> キタエフ模型と呼ばれているこの模型は, スピン1/2をもつ量子スピンのイジング的な相互作用をした非常にシンプルな模型であるにも関わらず, 数多くの興味深い性質を示す. また, 2次元の量子多体模型であるにも関わらず可解であることから, キタエフ模型およびその有効模型であるトールックコード模型は, 物性物理, 統計基礎論, 量子情報, 格子ゲージ理論など多くの異なる研究分野にわたって精力的に研究がなされている.

物性物理の観点からキタエフ模型を見たとき, 最も興味深い性質のひとつは, その基底状態が量子スピン液体となることであろう.<sup>2)</sup> 多くの磁性絶縁体では, 強い電子相関によって各格子点に局在した電子がもつスピンの物性を支配している. 高温では, これらのスピンの熱ゆらぎによって乱された常磁性となるが, ある温度よりも低温になると, スピン間の相互作用によってスピンの整列し, 対称性の破れた磁気秩序が実現する. 前者は, いわゆる物質の三態のうち「気体」に対応し, 後者は並進対称性の破れた「固体」に対応する. 一方で, スピン同士が互いに強く相関しながらも磁気秩序を示さない「液体」的な状態がスピン液体と呼ばれる状態である. 特に, 強い量子ゆらぎによって極低温まで固化(秩序化)しない液体ヘリウムからの類推として, 量子スピン液体という新しい量子状態がP. W. Andersonによって1973年によって提唱され,<sup>3)</sup> 現在もなお, 実験・理論ともに最前線の研究課題として位置づけられている.<sup>4)</sup>

我々は, キタエフ模型の可解性を利用した大規模な数値計算手法を開発・適用することで, この模型が示す量子スピン液体状態の熱力学的性質を解明することに初めて成功した.<sup>5-7)</sup> 特筆すべき成果として, 量子スピン系の“気液”相転移ともいえるべき, 低温の量子スピン液体から高温の常磁性状態への有限温度相転移を見出したことが挙げられる. 本稿では, まずキタエフ模型の基本的な性質の説明から始めて, 我々が開発した数値計算手法を概観し, それを適用することで新たに見出した相転移とその特徴付けについて述べる.

## 2. キタエフ模型

キタエフ模型は, 蜂の巣格子に定義された量子スピン模型である. そのハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = -J_x \sum_{\langle ij \rangle_x} \sigma_i^x \sigma_j^x - J_y \sum_{\langle ij \rangle_y} \sigma_i^y \sigma_j^y - J_z \sum_{\langle ij \rangle_z} \sigma_i^z \sigma_j^z \quad (1)$$

と与えられる.<sup>1)</sup> ここで,  $(\sigma_i^x, \sigma_i^y, \sigma_i^z)$  は格子点  $i$  におけるスピン1/2をもつ量子スピンを表すパウリ行列である. また, 蜂の巣格子に存在する3種類の非等価な最近接ボンダ [図1(a)の青, 緑, 赤] を  $\langle ij \rangle_x, \langle ij \rangle_y, \langle ij \rangle_z$  と書き, それぞれのボンダ上における相互作用定数を  $J_x, J_y, J_z$  とした.

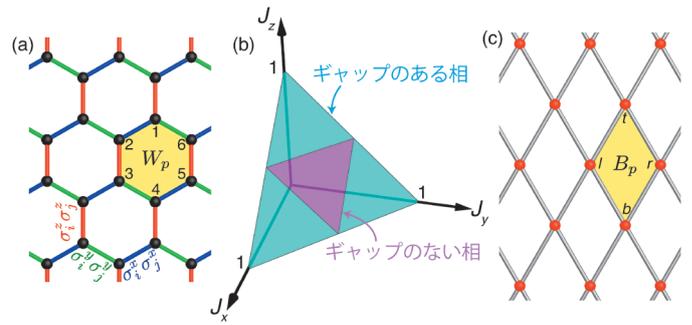


図1 (a) キタエフ模型が定義される蜂の巣格子. 青, 緑, 赤のボンダは, それぞれ  $-J_x \sigma_i^x \sigma_j^x, -J_y \sigma_i^y \sigma_j^y, -J_z \sigma_i^z \sigma_j^z$  の相互作用を表す. この模型では, 各六角形において局所保存量  $W_p$  が存在する. 例えば, 黄色で示した六角形では,  $W_p = \sigma_i^x \sigma_j^y \sigma_k^z \sigma_l^x \sigma_m^y \sigma_n^z$  で与えられる. (b)  $J_x + J_y + J_z = 1$  の面でのキタエフ模型の基底状態相図. (c)  $J_z \gg J_x, J_y$  における有効模型(トールックコード模型)が定義される格子. 赤の格子点は(a)での赤のボンダに対応し, 黄色の四角形は(a)の六角形に対応する.

すなわち, 青の  $x$  ボンダではスピンを  $x$  方向, 緑の  $y$  ボンダでは  $y$  方向, 赤の  $z$  ボンダでは  $z$  方向に揃えようとするイジング型の相互作用となっている. つまり, キタエフ模型はボンダごとにスピン量子化軸の向きが異なるイジング相互作用をもつ.

この模型の特徴は多くの局所保存量を有する点にある. それを見るために, 図1(a)に示されるような六角形  $p$  を考えてみよう. 蜂の巣格子の配位数は3であるから, この六角形上の各頂点にはこの六角形に属さないボンダがひとつずつ存在する. これらの各ボンダの成分をもつパウリ行列の6つの積からなる演算子を  $W_p$  と定義する. 例えば図1(a)の六角形では  $W_p = \sigma_i^x \sigma_j^y \sigma_k^z \sigma_l^x \sigma_m^y \sigma_n^z$  と与えられる. 異なる成分のパウリ行列の反可換性から, ハミルトニアンと  $W_p$  が可換であり, 異なる六角形の  $W_p$  同士も可換であることが容易に示せる. また,  $W_p^2 = 1$  が成り立つ. これらのことから, 各六角形に対する  $W_p$  はすべて保存量であり, キタエフ模型の固有状態は各六角形における  $W_p$  の値のセット  $\{W_p = \pm 1\}$  により指定できることがわかる. この局所保存量の存在が, キタエフ模型の性質を議論する上で最も重要な役割を演ずる.

局所保存量の別の見方として, 以下のような変換を考えよう. この変換は, のちに我々が導入する新しい数値計算手法において重要となる. まず図1(a)を見ると,  $\sigma^x$  および  $\sigma^y$  を含む相互作用をもつ  $x, y$  ボンダは一次元鎖をなしていることがわかる. この鎖に沿ってジョルダン-ウィグナー変換を施すと, 各サイト  $i$  の量子スピンは2種類のマヨラナフェルミオン  $c_i$  および  $\bar{c}_i$  で書くことができる. その結果, 式(1)のハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = iJ_x \sum_{\langle ij \rangle_x} c_i c_j - iJ_y \sum_{\langle ij \rangle_y} c_i c_j - iJ_z \sum_{\langle ij \rangle_z} \eta_r c_i c_j \quad (2)$$

と書き換えられる.<sup>8-10)</sup> ただし, 最近接  $\langle ij \rangle$  のうち  $i$  サイトが左 ( $z$  ボンダにおいては下) にあるとした. ここで,  $\eta_r = i\bar{c}_i c_j$  は各  $z$  ボンダ  $r$  上に定義され, ハミルトニアンと可換で

あり、かつ  $\eta_r^2=1$  を満たす。また、 $W_p$  と  $\eta_r$  の間には  $W_p = \prod_{r \in p} \eta_r$  という関係がある (積は  $W_p$  の定義された六角形に属する  $z$  ボンドに対してとる)。したがって  $\eta_r$  も保存量であるため、Kitaef 模型の固有状態は  $\{\eta_r = \pm 1\}$  のセットによっても指定することができる。また式(2)は、各  $\{\eta_r = \pm 1\}$  に対しては自由なマヨラナフェルミオン系となっているため、その固有状態は対角化によって容易に求まることわかる。基底状態はすべての  $\eta_r$  が +1 で与えられ、<sup>11)</sup> そのときの励起ギャップの有無により、基底状態の相図が図1(b)のように得られる。相互作用定数  $J_x, J_y, J_z$  が同程度のときには基底状態は励起ギャップをもたないが、どれかが他に比べて大きい異方的な場合には励起ギャップが開くことがわかる。

次に相互作用が異方的な極限での振る舞いを見てみよう。 $J_z \gg J_x, J_y$  として、まずは  $J_x = J_y = 0$  のときを考える。このとき、各  $z$  ボンド上には  $|\uparrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle$  の2重縮退した状態が存在する。この2状態に対する擬スピン演算子をパウリ行列  $\tau_r$  とする。この擬スピンは図1(c)に示した各格子点上で定義される。 $J_x = J_y = 0$  では各擬スピンは独立なので、基底状態には  $2^{N/2}$  の縮退が存在する ( $N$  はもとの蜂の巣格子の格子点の数)。この縮退は  $J_x, J_y$  を導入することによって解かれる。 $J_x, J_y$  が  $J_z$  に比べて十分小さいときには、摂動論を用いて擬スピン間の有効相互作用を求めることができる。その最低次は  $J_x, J_y$  の4次で与えられ、 $\mathcal{H}_{\text{eff}} = -J_{\text{eff}} \sum_p B_p$  と書ける。ここで、 $J_{\text{eff}} = J_x^2 J_y^2 / (16 J_z^3)$ 、 $B_p = \tau_x^i \tau_x^j \tau_y^k \tau_y^l$  であり、添え字は図1(c)に示した。 $B_p$  と  $W_p$  の間には、有効模型の定義されたヒルベルト空間への射影子を  $\mathcal{P}$  として、 $B_p = \mathcal{P} W_p \mathcal{P}$  という関係が成り立つ。異なる四角形  $p$  に対する  $B_p$  同士は可換で、 $B_p^2 = 1$  であることから、この有効模型の固有状態は  $\{B_p = \pm 1\}$  によって指定できる。この模型はトリークコード模型と呼ばれ、基底状態は系のトポロジーに起因して4重に縮退する。また、その素励起はエニオン統計に従う。<sup>1)</sup> この模型は、トポロジカル秩序を議論する上で最も基本的な模型のひとつとして知られている。

近年、このKitaef 模型がある種の遷移金属化合物の物

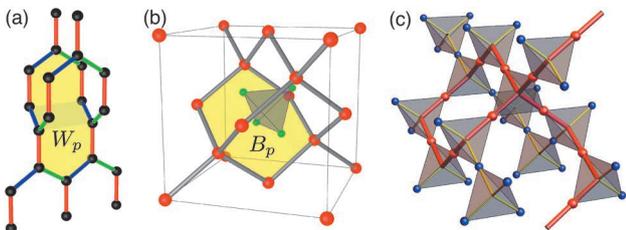


図2 (a) ハイパーハニカム格子。ボンドの色は図1(a)と同様にKitaef 模型における相互作用の種類を表す。黄色の10角形に保存量  $W_p$  が定義される。(b)  $J_z \gg J_x, J_y$  における有効模型が定義されるダイヤモンド格子。黄色の六角形が有効模型における保存量  $B_p$  を表す。各六角形の中心に  $B_p$  を定義するとして (緑色の点)、それらを結んだ四面体を示してある。(c)  $B_p$  の作る格子点がある格子構造 (パイロクロア格子)。有効模型の励起状態の一例を格子点の色で示した。青が  $B_p = +1$  を表し、赤が  $B_p = -1$  を表す。有効模型に内在する  $B_p$  に対する拘束条件により、赤い点を結んだ赤線が閉じたループをなすもののみが励起状態として許される。

性を記述する可能性が指摘された。<sup>12)</sup> 特に、強いスピン軌道相互作用をもつ遷移金属イオンが蜂の巣格子を形成するイリジウム酸化物  $A_2\text{IrO}_3$  ( $A = \text{Li, Na}$ ) がその候補として有力視され、実験・理論ともに精力的な研究がなされている。最近では、イリジウムイオンが蜂の巣格子を3次的に拡張したようなネットワークを組む系も合成され、<sup>13, 14)</sup> 新しいKitaef 模型の研究の舞台を提供するものとして注目されている。<sup>15-20)</sup> ここでは、その3次元格子のひとつであるハイパーハニカム格子 [図2(a)] と呼ばれる格子上で定義された3次元Kitaef 模型に注目し、その熱力学的性質を調べることにする。

### 3. 量子スピン液体

Kitaef 模型では、スピン相関は最近接ボンド間でのみゼロでない値をもつことが厳密に示されている。<sup>2)</sup> このことから、Kitaef 模型の基底状態はスピン相関が短距離にとどまった量子スピン液体であることがわかる。特に、異方的な極限におけるトリークコード模型の基底状態は、トポロジカル秩序によって定義される  $Z_2$  スピン液体であることが示されている。<sup>21-23)</sup> このことから、Kitaef 模型の基底状態は、少なくとも異方的極限と連続的につながった励起ギャップをもつ相では  $Z_2$  スピン液体とみなせる。

Kitaef 模型では、基底状態だけでなく励起状態も厳密に計算することができる。よって、同時刻スピン相関のみではなく動的スピン相関も計算できる。式(2)に与えられるように、Kitaef 模型は遍歴するマヨラナ粒子  $c_i$  と局在したマヨラナ粒子  $\bar{c}_i$  で書くことができるが、動的スピン相関関数は、局在したマヨラナ粒子が励起された中間状態を用いた表式で与えられ、X線吸収端異常の問題と等価な形となることは興味深い。<sup>2, 24)</sup> 以上のように、Kitaef 模型の基底状態の性質とその励起構造は詳しく調べられている一方、有限温度における振る舞いの解析はほとんど行われてこなかった。

### 4. マヨラナフェルミオンを用いた量子モンテカルロ法

これまで量子スピン液体に対する理論的な研究の多くは、その解析の難しさから絶対零度に限られてきた。有限温度における解析は、原理的には世界線量子モンテカルロ法によって可能だが、負符号問題により、適用できる場合が限られている。実際、Kitaef 模型に対しても世界線量子モンテカルロ法の適用は難しい。しかし我々は、Kitaef 模型がもつ可解性をうまく利用することで、負符号問題のない新しい量子モンテカルロ法が実行可能であることを見出した。<sup>6)</sup> 以下でその方法を概説する。

Kitaef 模型は、式(2)からわかるように各  $z$  ボンドに定義されたイジング変数と結合する自由マヨラナフェルミオン系と見なすことができる。このような古典的な自由度と結合した自由フェルミオンの問題は種々の系で現れる。

例えば、マンガン酸化物における巨大磁気抵抗効果の理解を動機として精力的な研究が行われてきた二重交換模型は、遍歴電子と古典スピンの結合した系である。我々は、式(2)の形から、そうした研究を通じて培われた解析手法が、キタエフ模型にも応用可能であることに気付いた。遍歴電子系に対するアルゴリズムを応用して、量子スピン系のシミュレーションを行うわけである。

実際の計算では、キタエフ模型の分配関数

$$Z = \text{Tr}_{|\eta_r\rangle} \text{Tr}_{|c_i\rangle} e^{-\beta H} = \text{Tr}_{|\eta_r\rangle} e^{-\beta F_f(|\eta_r\rangle)} \quad (3)$$

をモンテカルロ法によって計算する。そのためには、ある配置  $|\eta_r\rangle$  でのマヨラナフェルミオン系の自由エネルギー  $F_f(|\eta_r\rangle)$  を計算して、熱平衡分布が  $e^{-\beta F_f(|\eta_r\rangle)}$  に従うようにモンテカルロ法によって  $|\eta_r\rangle$  を更新していけばよい。本研究では  $F_f(|\eta_r\rangle)$  の計算は厳密対角化によって行ったが、多項式展開法など、二重交換模型に対して発展してきたノウハウを活用することで、シミュレーションの効率化を図ることも可能である。<sup>25, 26)</sup>

### 5. 量子スピンの示す“気液”相転移

我々は、上記の方法を用いて、図2(a)に示すような3次元ハイパーハニカム格子上で定義されたキタエフ模型の有限温度における性質を調べた。<sup>6, 7)</sup> この模型は、蜂の巣格子の場合と同様に、図2(a)に示した10角形に定義された保存量  $W_p$  が存在することから厳密に解くことができ、基底状態相図は2次元の場合と全く同じものとなることと示されている。<sup>27)</sup>

図3(a)に比熱の温度変化を示した。ある温度で相転移を示唆する鋭いピークが現れる。この異常を系統的に解析することで得られた有限温度相図を図3(d)に示した。絶対零度ではキタエフ模型は量子スピン液体であり、高温は常磁性状態であるから、この相転移は、常磁性(気体)と量子スピン液体(液体)の間の転移、すなわち、量子スピン系における“気液”相転移と呼ぶことができるだろう。転移点は相図中央  $J_x = J_y = J_z$  で最大値をとり、すべてのパラメータで相転移が存在する。この結果は、気体と液体の

間に断熱的な接続が可能な通常の流体の場合とは定性的に異なる。また、基底状態の励起ギャップの有無に関わらず、相転移が存在することも注目すべき点である。

ここでもう一度図3(a)に示した比熱の温度変化に注目してみよう。比熱には2つの明確なピーク構造が見られ、高温側のピークはサイズや相互作用パラメータ依存性をほとんど示さない一方、低温側のピークは、サイズの増加に伴って鋭くなり、その温度はパラメータに大きく依存する。この低温側のピークが相転移に対応する。図3(b)に示したエントロピーの計算結果からは、比熱の2つのピークそれぞれに対応して、エントロピーが  $\log 2$  のちょうど半分ずつ解放されていることがわかる。比熱の低温側のピークは、局在したマヨラナフェルミオンからなるイジング自由度  $\eta_r = i\bar{c}_i c_i$  が関与するエントロピーの解放を表し、高温側のピークは遍歴的なマヨラナフェルミオン  $c_i$  による解放を表す。この結果は、もともとひとつの自由度だったスピン  $S_i$  が、2種類のマヨラナフェルミオン  $c_i$  および  $\bar{c}_i$  に熱的に“分数化”されたことを意味している。

### 6. トーリックコード極限

図3(a), (b) から、 $J_z$  が  $J_x, J_y$  に比べて大きくなると、2種類のマヨラナフェルミオンのエネルギースケールが大きく分離していくことが見てとれる。ここでは、この異方的な極限を調べてみよう。3次元格子の場合にも、前述の2次元の場合と同様の手順によって有効模型を得ることができる。ハイパーハニカム格子上の  $\varepsilon$  ボンドは、図2(b)の赤丸で示したダイヤモンド格子を形成する。この格子点  $r$  上に定義された擬スピン  $\tau_r$  によって、3次元キタエフ模型の有効模型は2次元と同様に  $H_{\text{eff}} = -J_{\text{eff}} \sum_p B_p$  と与えられる。ただし、 $J_x = J_y = J$  として有効相互作用定数は  $J_{\text{eff}} = 7J^6 / (256J_z^2)$  と書ける。<sup>27)</sup> ここで、 $B_p$  は図2(b)の黄色で示した六角形  $p$  上の頂点上の擬スピンの6つの積で与えられ、2次元の場合と同様にこの有効模型の固有状態は  $|B_p = \pm 1\rangle$  のセットによって特徴付けられる。<sup>5, 27)</sup> 2次元との大きな違いは、各  $B_p$  は独立ではなく、図2(b)に示したような四面体配置にある4つの  $B_p$  の積が常に1になるという拘束条件が課され

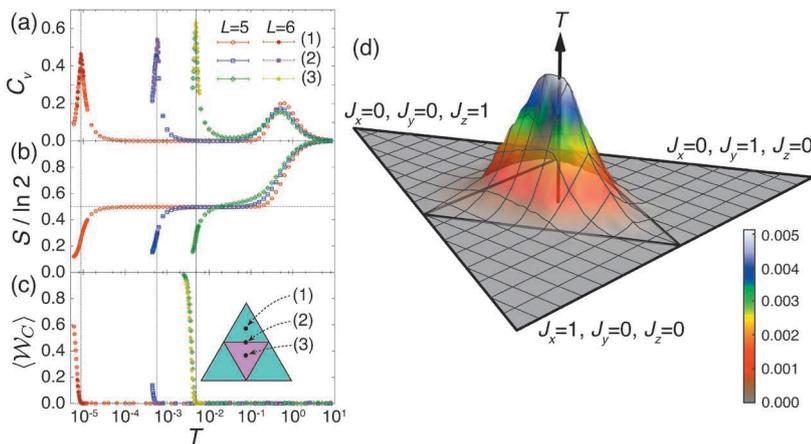


図3 量子モンテカルロ法によって得られた3次元キタエフ模型における (a) 比熱, (b) エントロピー, (c) “秩序変数”  $\langle W_c \rangle$  の温度変化。(c)の挿入図で示すように、パラメータは (1)  $J_x = J_y = 1/6, J_z = 2/3$ , (2)  $J_x = J_y = 1/4, J_z = 1/2$ , (3)  $J_x = J_y = J_z = 1/3$ , システムサイズは  $4 \times L^3$  で与えられる。(d) 3次元キタエフ模型の有限温度相図。山状の面が  $T_c$  を表し、これより下がスピン液体相、上が常磁性相である。底面の三角形は図1(b)の基底状態相図を表す。

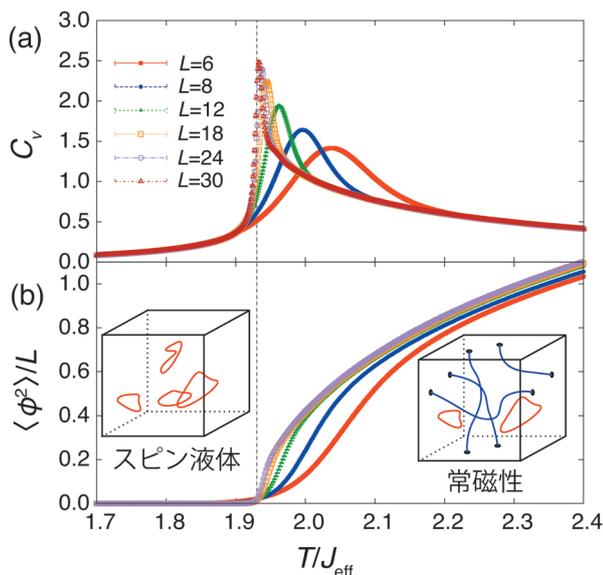


図4 (a) 3次元Kitaエフ模型の $J_z \gg J_x, J_y$ の極限の有効模型における比熱の温度変化。(b) 図2(c)に示したような $B_p = -1$ からなるループの巻き数の温度変化。挿入図は、転移点より低温で $B_p = -1$ の作るループの巻き数がゼロの状態(スピン液体)と、転移点より高温で巻き数が有限の状態(常磁性)の模式図。

ることである。このため $B_p$ のとりうる配置は強く制限される。例えば、すべての $B_p$ が+1である基底状態から1つの $B_p$ だけを-1にするような励起状態は禁止され、図2(c)のような $B_p = -1$ となるサイトがループを作るような励起状態のみが許される。それに加えて、 $B_p$ には大域的な拘束条件も存在する。<sup>27)</sup> これらの拘束条件は、 $B_p$ を構成する擬スピン $\tau_r$ がパウリ行列の演算規則を満たすことからきており、もとを正せばKitaエフ模型を構成するスピンの量子性に由来している。したがって今の3次元の場合には、有効ハミルトニアンは一見磁場中の自由なイジングスピン系のように見えるが、上記の拘束条件を伴った非自明な模型となっている。

この有効模型に対して古典モンテカルロ計算を行うことで得られた比熱の温度変化を図4(a)に示す。<sup>5)</sup>  $T/J_{\text{eff}} = 1.92$ あたりに系のサイズの増大とともに成長する明確な異常が見られる。実は、この有効模型の分配関数は、大域的拘束条件を無視すれば、図2(c)に示したループ配置の組み合わせから計算することができる。これは、ダイヤモンド格子上的イジング模型の高温展開の分配関数と等価である。実際、ダイヤモンド格子イジング模型の転移温度から今のモデルの転移温度を求めると $T_c/J_{\text{eff}} = 1.9249(2)$ となり、我々のモンテカルロ計算で得られた結果と合致する。大域的拘束条件の影響は自明ではないが、以上の結果から、この有効模型が示す“気液”相転移は3次元イジング普遍性クラスに属する2次転移であることが示唆される。

## 7. 相転移の特徴付け

ここまで見てきた“気液”相転移では、あらわな対称性の破れは見られない。では、この相転移はどのような秩序

変数で特徴付けられるのだろうか。我々はこの問題をトポロジカルな観点から捉えることを試みた。上述の通り、 $J_z \gg J_x, J_y$ の極限では $B_p$ には局所拘束条件があり、 $B_p = -1$ のサイトがループをつくった状態が励起状態となりうる。エネルギーはこのループの長さの和に比例するので、低温では図4(b)の挿入図左に示すような短いループ励起のみが現れる。一方で、高温では熱ゆらぎによって長いループが励起される。特に、図4(b)の挿入図右に示すように、系の端から端までを貫く長いループが多数励起されるため、励起されたループの巻き数がこの相転移と関係することが期待される。この巻き数の温度変化を図4(b)に示す。期待通り、この量は転移点以下ではゼロとなり、転移点以上では有限となることがわかる。また、この巻き数に対する有限サイズスケーリングによって見積られた臨界指数は3次元イジング普遍性クラスのそれと合致し、前述のイジング模型との対応と矛盾がないこともわかった。<sup>5)</sup>

以上の $J_z \gg J_x, J_y$ における有効模型に対する議論に基づいて、もとのKitaエフ模型の相転移の特徴付けも行った。<sup>6)</sup> 局所保存量 $W_p$ に対しても有効模型の $B_p$ と同じ局所拘束条件が存在するので、 $W_p = -1$ が作るループ励起のトポロジーによって特徴付けが可能なのはである。しかしながら、境界条件のとり方の都合でループの巻き数を定義することができないため、 $z$ ボンドと直交する面上の $W_p$ の積で定義される $W_C$ を導入した。もし系に短いループしか存在しなければ、この面とループは必ず偶数回交差することになり、 $\langle W_C \rangle \sim 1$ となる。一方、系を貫く長いループが多数存在する場合には、交差点は奇数回と偶数回がほぼ同数現れることになるため、 $\langle W_C \rangle \sim 0$ となることが期待される。この $\langle W_C \rangle$ の温度変化を図3(c)に示す。この結果、転移点以下で有限となる秩序変数のような振る舞いが見てとれることから、あらわな対称性の破れを伴わないこの相転移が、励起状態における局所保存量が構成するループのトポロジーによって特徴付けられることがわかる。こうしたトポロジーの変化は、量子色力学における閉じ込め・非閉じ込め転移などでも見出されており、異分野にまたがる共通の物理が潜んでいる可能性を示唆するものとして大変興味深い。

## 8. おわりに

Kitaエフ模型は、物理学の幅広い分野で興味をもたれているが、ここでは主に物性の観点から量子スピン模型としての熱力学的性質を調べた。この模型が局在自由度と結合した自由マヨナラフェルミオン系と書き換えられることを用いることで、量子スピン液体を基底状態にもつKitaエフ模型の有限温度における数値的な解析が可能となることを示した。本研究を通じて得られた新しい知見として、3次元に拡張されたKitaエフ模型では、低温のスピン液体相から高温の常磁性相へと相転移が生じることを明らかにした。この相転移はあらわな対称性の破れを伴わないため、従来

の相転移理論であるランダウ-ギンツブルグ-ウィルソン理論では説明が難しいが、トポロジカルな性質の変化を調べることによって特徴付けできることを示した。この新しいタイプの“気液”相転移の発見は、量子スピン液体の実験研究にも一石を投じるものである。すなわち、現在得られている量子スピン液体の候補物質では、通常の流体からの類推で、相転移の不在をもって量子スピン液体の形成が推測されているが、我々の結果は、むしろ相転移を見出すことで量子スピン液体状態を発見できることを示唆している。

物性分野では我々の研究も含めて、近年のキタエフ模型の研究により多くの新しい知見が得られており、また統計基礎論や、格子ゲージ理論、量子計算などの分野との新しい繋がりも生まれてきている。我々の見出した新しい相転移も、こうした分野横断的な進展に寄与できるならば望外の喜びである。物性分野のみならず、広く興味をもたれているキタエフ模型の研究を通して、今後も様々な分野が相互作用しながら発展することを願いたい。

本稿の執筆にあたり、共同研究者である加治俊之氏、松浦慧介氏に感謝します。

#### 参考文献

- 1) A. Kitaev: *Ann. Phys.* **321** (2006) 2.
- 2) G. Baskaran, S. Mandal and R. Shankar: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 247201.
- 3) P. W. Anderson: *Mater. Res. Bull.* **8** (1973) 153.
- 4) 小形正男: *日本物理学会誌* **69** (2014) 130.
- 5) J. Nasu, T. Kaji, K. Matsuura, M. Udagawa and Y. Motome: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 115125.
- 6) J. Nasu, M. Udagawa and Y. Motome: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 197205.
- 7) J. Nasu, M. Udagawa and Y. Motome: *J. Phys.: Conf. Ser.* **592** (2015) 012115.
- 8) H.-D. Chen and J. Hu: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 193101.
- 9) X.-Y. Feng, G.-M. Zhang and T. Xiang: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 087204.
- 10) H.-D. Chen and Z. Nussinov: *J. Phys. A: Math. Theor.* **41** (2008) 075001.
- 11) E. Lieb: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 2158.
- 12) G. Jackeli and G. Khaliullin: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 017205.
- 13) K. A. Modic, *et al.*: *Nat. Commun.* **5** (2014) 4203.
- 14) T. Takayama, A. Kato, R. Dinnebier, J. Nuss and H. Takagi: *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 077202.

- 15) E. K.-H. Lee, R. Schaffer, S. Bhattacharjee and Y. B. Kim: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 045117.
- 16) I. Kimchi, J. G. Analytis and A. Vishwanath: *Phys. Rev. B* **90** (2014) 205126.
- 17) S. B. Lee, E. K.-H. Lee, A. Paramakanti and Y. B. Kim: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 014424.
- 18) E. K.-H. Lee, S. Bhattacharjee, K. Hwang, H.-S. Kim, H. Jin and Y. B. Kim: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 205132.
- 19) R. Schaffer, E. K.-H. Lee, Y.-M. Lu and Y. B. Kim: *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 116803.
- 20) M. Hermanns, K. O'Brien and S. Trebst: *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 157202.
- 21) A. Hamma, R. Ionicioiu and P. Zanardi: *Phys. Rev. A* **71** (2005) 022315.
- 22) A. Kitaev and J. Preskill: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 110404.
- 23) M. Levin and X.-G. Wen: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 110405.
- 24) J. Knolle, D. L. Kovrizhin, J. T. Chalker and R. Moessner: *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 207203.
- 25) Y. Motome and N. Furukawa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** (1999) 3853.
- 26) N. Furukawa and Y. Motome: *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** (2004) 1482.
- 27) S. Mandal and N. Surendran: *Phys. Rev. B* **79** (2009) 024426.

(2014年12月31日原稿受付)

#### “Liquid-Gas” Transition in Kitaev Quantum Spin Liquids Joji Nasu, Masafumi Udagawa and Yukitoshi Motome

abstract: The Kitaev model has recently attracted considerable attention in broad areas of research owing to the topological nature and quantum spin-liquid (QSL) ground states. This is defined on a honeycomb lattice, and is exactly solvable due to the Ising conserved quantities on each hexagon. In this study, we investigate the thermodynamics of a three-dimensional extension of the Kitaev model defined on a hyperhoneycomb lattice. This model can be rewritten as a free Majorana fermion system coupled with Ising variables. Using this representation, we have performed the Monte Carlo simulation and analyzed the thermodynamic properties. We find that the model exhibits a finite-temperature phase transition between the QSLs and paramagnet in the whole parameter range. This result indicates that the QSL phases at low temperatures are always distinguished from the high-temperature paramagnet by a phase transition. We also find that the difference between QSL and paramagnet comes from the topological nature of the excitations.

# 「かえるのうた」に耳をすませば～身近な生物の同期現象～

合原 一 究<sup>†</sup> (同志社大学生命医科学研究科)

## 1. はじめに

みなさんはカエルの合唱を耳にしたことがあるだろうか？ 都市部では馴染みが薄いかもしれないが、毎年田植えの季節になると、たくさんのカエルがまるで合唱するように鳴き始めるのである。筆者が学生の頃、ふとこのカエルの合唱に耳をすますと、個体同士がタイミングを合わせて鳴いているように聞こえた。古くから親しまれてきたカエルの合唱には、実はある法則が隠れていたのだ。

## 2. 鳴き声のリズムと相互作用

カエルの鳴き声をよく聞いてみると、一定のリズムで鳴いていることがわかる。例えば、田んぼでよく見られるニホンアマガエル(図1A)は、単独では1秒間に約4回の頻度で鳴き声を発する。ニホンアマガエルが鳴くときはほとんどが周期的であり、一旦鳴き始めるとその周期的な発声状態は数十秒間続く。

また、カエルは目の後方に鼓膜を備えており、他個体の鳴き声を聞いている。そのため、発声中の個体同士は音声を通じて相互作用することになる。

では、カエルは何のために鳴くのだろうか？ 実は、鳴いているのは基本的にオスである。その鳴き声には、自身の縄張りを他のオスに主張し、かつ同じ種のメスを呼ぶという2つの役割があるとされている。<sup>1)</sup> 夜行性のカエルにとっ

## 3. 室内での発声行動実験

オスガエルのリズムカルな鳴き声と相互作用は、ユニークな現象を引き起こす。まず最初に、室内実験からわかったオスのニホンアマガエルの発声行動を紹介する。

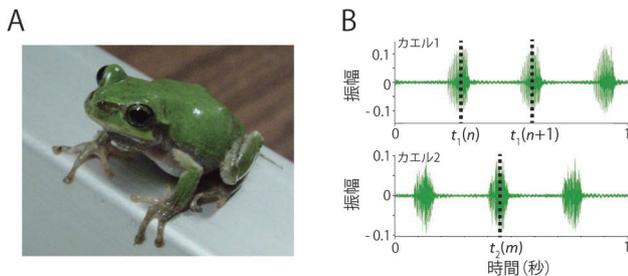


図1 ニホンアマガエルとその鳴き声。(A) ニホンアマガエル。くりっとした瞳とぶよぶよしたお腹が魅力的である。(B) 2匹の鳴き声の音声波形。発声のオーバーラップを避けるように交互に鳴いた。

ニホンアマガエル(以下、アマガエル)は、鹿児島県から北海道までの日本の広範囲に生息し、春から夏にかけて田んぼなどで集団で鳴く様子を観察できる。喉を大きく膨らませ、体長3 cmほどの小さな体からは想像もつかないような大きな声で鳴く。筆者らは、田んぼでアマガエルを捕まえ、室内でその鳴き声を録音する実験を繰り返した。

図1Bに、アマガエルが2匹で鳴いたときの音声波形を示す。上の波形をカエル1、下の波形をカエル2の鳴き声とする。この図から、2匹が鳴き声のオーバーラップを避けるように交互に鳴いていた様子がわかる。

このように複数の素子が、互いにタイミングを合わせて信号を出す現象を同期現象と呼ぶ。有名な例としては、東南アジアに生息するホタルの集団が一斉に明滅する現象や、壁に掛けた2つの振り子時計の振り子が同じタイミングで振動する現象などが挙げられる。<sup>2)</sup>

## 4. 同期現象の数理モデル

同期現象に関しては実験研究だけでなく、数理モデルを用いた理論研究が活発に行われている。本章では、同期現象の研究に広く用いられてきた位相モデルを紹介する。

位相モデルにおいて、単独の振動子の振る舞いは次式で記述される<sup>3)</sup>：

$$\frac{d\theta}{dt} = \omega. \quad (1)$$

ここで、位相 $\theta$ を長さ $2\pi$ の円環上で定義し、円環上の任意の一点を原点 $\theta=0$ に選ぶ。さらに、 $\theta$ と $\theta+2n\pi$ ( $n$ は整数)は同じ状態とする。 $\omega$ は正のパラメーターで、振動子の自然振動数を表す。すると、位相 $\theta \in [0, 2\pi)$ は一定の時間間隔 $2\pi/\omega$ で0となる。

次に、2つの振動子が結合した状態は次式で記述される<sup>3)</sup>：

$$\frac{d\theta_1}{dt} = \omega_1 + \Gamma_{12}(\theta_1 - \theta_2), \quad (2)$$

$$\frac{d\theta_2}{dt} = \omega_2 + \Gamma_{21}(\theta_2 - \theta_1). \quad (3)$$

$\theta_n$ ,  $\omega_n$ ( $n=1, 2$ )は個々の振動子の位相および自然振動数である。 $\Gamma_{12}(\theta_1 - \theta_2)$ および $\Gamma_{21}(\theta_2 - \theta_1)$ は $\theta_1 - \theta_2$ ないしは $\theta_2 - \theta_1$ の $2\pi$ 周期関数で、振動子間の相互作用を表す。振動子間の位相差を $\phi_{12} \equiv \theta_1 - \theta_2$ と定義すると、その時間発展は式(2), (3)から次式で与えられる：

$$\frac{d\phi_{12}}{dt} = (\omega_1 - \omega_2) + (\Gamma_{12}(\phi_{12}) - \Gamma_{21}(-\phi_{12})). \quad (4)$$

<sup>†</sup> 日本学術振興会特別研究員PD

ここで  $d\phi_{12}/dt=0$  を満たす  $\phi_{12}=\phi_{12}^*$  を平衡点と呼び、位相差が一定の値に留まる同期状態に対応する。

### 5. 数理モデルによるカエルの同期現象の再現

アマガエルは単独では周期的に鳴き、個体同士は鳴き声を介して相互作用する。このようなリズムと相互作用は、位相モデルと関連がありそうだ。ここでは、第3章で紹介したアマガエル2匹の同期状態を位相モデルで再現した数理研究を紹介する。

まず、式(1)において  $\theta=0$  でカエルが鳴くと仮定する。すると、位相  $\theta \in [0, 2\pi)$  は一定の時間間隔  $2\pi/\omega$  で0となるので、単独のアマガエルが周期的に鳴く性質を再現できる。

次に、2匹のアマガエルが鳴き交わす状態を考える。実験データから自然振動数は個体間で近い値をとることがわかっている。<sup>4)</sup> そこで、簡単のため  $\omega_1=\omega_2$  と仮定する。さらに、式(2)、(3)の相互作用関数を  $2\pi$  周期関数の典型例として、 $\Gamma_{12}(\theta_1-\theta_2)=K_{12}\sin(\theta_1-\theta_2)$ 、 $\Gamma_{21}(\theta_2-\theta_1)=K_{21}\sin(\theta_2-\theta_1)$  と仮定する。<sup>6)</sup> 式(4)にこれらの相互作用関数と  $\omega_1=\omega_2$  を代入すると、次式が得られる：

$$\frac{d\phi_{12}}{dt}=(K_{12}+K_{21})\sin\phi_{12}. \quad (5)$$

式(5)の概形を図2Aに示す。2つの平衡点  $\phi_{12}^*=0, \pi$  が存在し、逆相同期状態 ( $\phi_{12}^*=\pi$ ) が漸近安定な平衡点、同相同期状態 ( $\phi_{12}^*=0$ ) が不安定な平衡点となる。そのため、初期条件を  $0<\phi_{12}<2\pi$ にとると、位相差  $\phi_{12}$  は  $\pi$  に収束する(図2A)。

この位相モデルにおける逆相同期状態 ( $\phi_{12}^*=\pi$ ) と、実

験で観測された同期状態との対応を調べるために、次式で定義される位相差  $\phi_{12}$  をアマガエル2匹の発声データから計算した(図2B)<sup>5,7)</sup>：

$$\phi_{12}=2\pi\frac{t_2(m)-t_1(n)}{t_1(n+1)-t_1(n)}. \quad (6)$$

$t_1(n)$  はカエル1が  $n$  番目の鳴き声を発した時刻を、 $t_2(m)$  はカエル2が  $m$  番目の鳴き声を発した時刻を表す(図1B)。 $t_1(n)\leq t_2(m)<t_1(n+1)$  を満たす  $n$  と  $m$  に対して位相差  $\phi_{12}$  を計算した。すると、 $\phi_{12}$  は  $\pi$  の近傍に集中した(図2B下段)。

以上の解析から、位相差に着目すると、2匹のアマガエルが交互に鳴く状態は、位相モデルにおける漸近安定な逆相同期状態 ( $\phi_{12}^*=\pi$ ) として再現できることがわかった。

### 6. 野外での集団発声行動

アマガエルは2匹では逆相同期して交互に鳴く。しかし、野外ではもっと多くのアマガエルたちが一斉に鳴いている。このような複雑な状況では、何が起きているのだろうか？

実は、まっ暗な夜の田んぼで小さなカエルがどこにいるのか、そしてどの個体がいつ鳴いたかを識別するのは難しい。そこで、筆者らは音声を光に変換する音声可視化装置「カエルホタル」(以下、カエルホタル)を開発し、アマガエルの合唱を調べる野外調査に用いてきた。<sup>8,9)</sup> カエルホタルはLEDやマイクロフォンなどから構成される6cm×10cm×2cm程度の大きさの装置で、マイクロフォンで検出した音声信号を増幅しLEDを発光させる。近くで大きな音がするとLEDが明るく点灯するが、小さな音にはほとんど反応しない。このカエルホタルを複数台、アマガエ

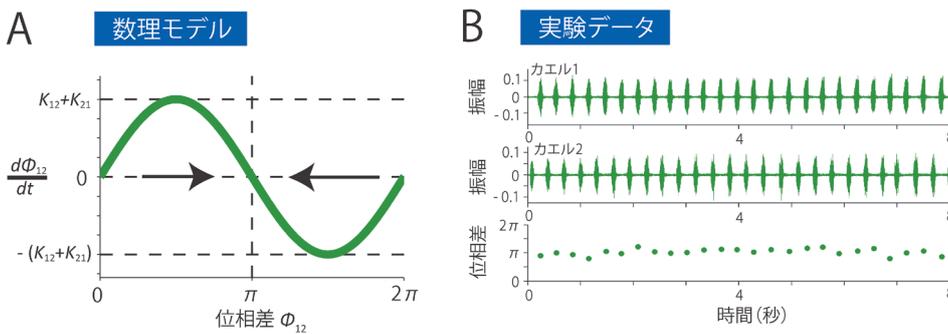


図2 位相モデルと実験における逆相同期状態。(A) 位相モデルにおける同期状態。式(5)において、位相差が  $\pi$  の点が漸近安定な平衡点となる。(B) 2匹の発声データから得られた位相差の時系列データ。図1Bの時間帯を含む音声波形から位相差を計算すると、 $\pi$  の付近に集中した。

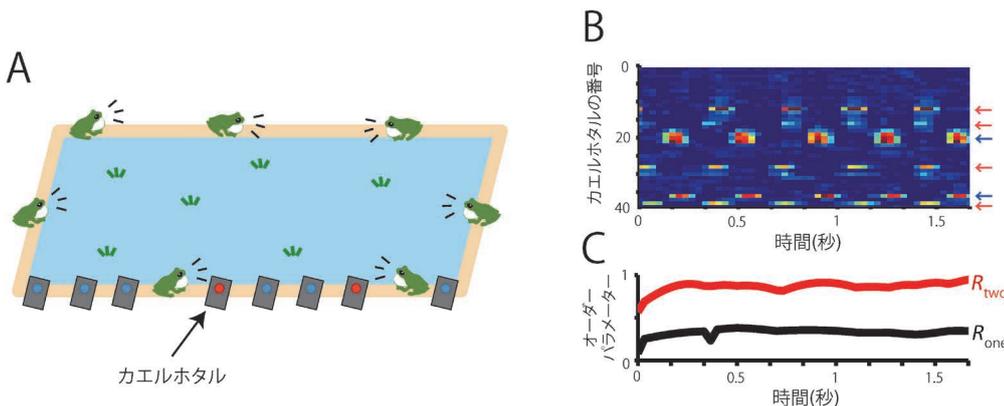


図3 音声可視化装置「カエルホタル」を用いた野外調査。(A) 調査方法の概要。田んぼの畦に沿って数十台のカエルホタルを並べ、LEDの明滅の様子をビデオカメラで撮影した。(B) カエルホタルのLEDの明滅パターン。例外はあるものの、基本的に近くの個体同士が交互に鳴いていた様子がわかる。(C) オーダーパラメーターの計算結果。 $R_{two}$  がより大きな値をとった。これは全体が2つのクラスターに分かれて鳴く逆相同期状態が検出されたことを意味する。

ルが並んで鳴いている田んぼの畦に沿って並べ、LEDの明滅の様子をビデオカメラで撮影する調査手法を考案した(図3A)。

この手法を用いて野外でアマガエルの集団発声行動を観測した結果を図3Bに示す。<sup>9)</sup> 横軸は時間で、縦軸はカエルホタルの番号を表す。色はLEDの輝度を表し、赤色に近いほど強い光が検出されたことを意味する。この結果から、撮影した範囲では矢印で示したように6匹のアマガエルが鳴いていたこと、そして例外はあるものの近くの個体同士が交互に鳴いていたことがわかる。

さらに図3Bをよく見てみると、赤と青の矢印で表すように、全体が2つの集団に分かれて交互に鳴いていたように見える。そこで、本当に2つの集団に分かれていたか調べるために、以下のオーダーパラメーターを計算した<sup>3,9)</sup>：

$$R_{\text{one}} = \frac{1}{N} \left| \sum_{k=1}^N \exp(i\theta_k) \right|, \quad (7)$$

$$R_{\text{two}} = \frac{1}{N} \left| \sum_{k=1}^N \exp(i2\theta_k) \right|. \quad (8)$$

$N$ はカエルの総数、 $\theta_k$ は $k$ 番目のカエルの発声タイミングを表す位相である。位相 $\theta_k$ はある発声時刻から次の発声時刻まで、 $0$ から $2\pi$ へと線形に増加する量として計算した。 $R_{\text{one}}$ は全体が同相同期する状態を検出する正のオーダーパラメーターで、完全な同相同期状態では最大値の1をとる。一方、 $R_{\text{two}}$ は全体が2つのクラスターに分かれて逆相同期する状態を検出する正のオーダーパラメーターで、2クラスターの完全な逆相同期状態では最大値の1をとる。

野外での観測データからこれらのオーダーパラメーターを計算した結果を図3Cに示す。この図から $R_{\text{two}}$ のほうがより大きく、1に近い値をとることがわかる。アマガエルの集団は、2つのクラスターに分かれて交互に鳴いていたことが示唆された。これは、近くの個体同士が交互に鳴いた結果、全体として協調的な振る舞いを示したものと推測している。

実はこの2クラスター同期現象は、鳴くタイミングに加え、カエルの移動を記述するように位相モデルを拡張することで再現できる。<sup>9)</sup> 本稿で紹介したようなシンプルな位

相モデルに基づいて、より複雑な現象が生じるメカニズムを記述できる可能性がある。

## 7. 同期現象の役割

では、なぜアマガエルは交互に鳴くのだろうか？ 筆者らは、個体同士が自身の縄張りを強く主張しあうためであると考えている。例えば2匹で鳴く場合、鳴き声が重なってしまうと、互いの声が相手に伝わりづらくなると考えられる。わざと交互に鳴くことで、鳴き声を相手に伝えやすくしているのではないだろうか。ただしこれはあくまでも仮説であり、その検証にはさらなる実験が必要である。

## 8. まとめ

本稿では、ニホンアマガエルの同期現象を紹介した。室内実験および野外調査により、2匹の逆相同期状態や多個体での2クラスター同期状態が観測された。さらに、2匹の逆相同期状態は位相モデルで再現できることがわかった。ただし、ここで紹介した $\sin$ 関数を用いたモデルは、あくまで現象を再現するモデルの1つである。実験研究と数値研究の融合により、カエルの合唱における同期現象のメカニズムを詳しく解析していくことは今後の課題である。

生物のユニークな同期現象は身近にまだまだ潜んでおり、カエルだけみてもその興味は尽きそうもない。

## 参考文献

- 1) 松井正文：『両生類の進化』（東京大学出版、1996）p. 148.
- 2) 蔵本由紀：『非線形科学』（集英社新書、2007）.
- 3) 蔵本由紀、河村洋史：『同期現象の数理』（培風館、2010）.
- 4) I. Aihara: Phys. Rev. E **80** (2009) 011918.
- 5) I. Aihara, *et al.*: Phys. Rev. E **83** (2011) 031913.
- 6) I. Aihara and K. Tsumoto: Math. Biosci. **214** (2008) 6.
- 7) A. Pikovsky, M. Rosenblum, J. Kurths 著、徳田 功訳：『同期理論の基礎と応用』（丸善株式会社、2009）.
- 8) T. Mizumoto, *et al.*: J. Comp. Physiol. A **197** (2011) 915.
- 9) I. Aihara, *et al.*: Scientific Reports **4** (2014) 3891.

## 非会員著者の紹介

合原一究氏：同志社大学生命医科学研究科、日本学術振興会特別研究員PD、専門は非線形動力学、動物行動学。

(2015年1月31日原稿受付)

# 酸化チタン薄膜に対するLi<sup>+</sup>イオンの インターカレーション挙動

上田 未紀 (キヤノン株式会社)

## 1. はじめに

私は現在、東京都大田区下丸子、多摩川河畔にあるキヤノン株式会社の総合R&D本部にて材料の研究開発に携わっています。今回は、企業での研究紹介ということで、簡単に自己紹介とキヤノン入社後に自分が感じたことをお話ししてから、電圧をかけることで可逆的な色の変化を示すエレクトロクロミック (Electrochromic: EC) 材料に関して行った最近の研究<sup>1)</sup>についてご紹介したいと思います。

私は修士課程では奈良教育大学にてNMRを用いてフラストレーション系三角格子反強磁性体CsCoBr<sub>3</sub>の磁気秩序状態に関する研究を行いました。博士後期課程では京都大学にてナノスケール分子磁性体における量子ダイナミクスについての研究を行いました。Fe<sub>8</sub>とよばれる単分子磁性体の単結晶を合成し、室温から超低温までのNMR測定およびSQUIDによる磁化測定を通して、量子トンネル現象の観測と解析を進めました。学位取得後に約2年間、京都大学で教務職員として勤務して、キヤノンに入社しました。キヤノンでは、将来有望な材料および技術の開発を目標として、複数テーマの研究開発に携わってきています。具体的には、磁気記録媒体、磁気センサー、液晶素子、薄膜トランジスタ、EC材料、誘電体材料の開発などです。<sup>1,2)</sup>

大学では基礎研究に携わっていたので、キヤノン入社後は大きな違いをいくつも感じました。企業では、当然とも思いますが、実際に製品への展開が可能なテーマを選び課題に取り組むという点、一つのテーマについて継続するか否かの判断が早い点、特許提案が重要となる点などです。さらに、いろいろな分野の研究者や実験設備が一か所に集まっている点も、大きな特徴の一つだと思います。製品化までを見据えた検討のためには、いろいろな分野の人達が一つの目的に向かって協力して研究開発を進める必要があります。異なる分野の研究者と協力して進める研究では、分野によって互いに暗黙のルールと認識している数字の桁や対象物のサイズが異なっているなど、驚くこともあります。

一方で、現象の解析や課題の解決に地道に取り組む姿勢は、環境によらず共通しているとも感じます。現在は、新たに発見した材料やその物性および現象の解析を学会や学術雑誌で発表することが推奨されています。情報の発信・収集や外部機関との共同研究などを通して、多岐にわたる研究や研究者に接しながら研究開発を進めています。

研究開発テーマの選定は、下調べの期間を設け、見込み

があると認められたテーマについてのみ本格的に研究を開始する、ということが多いです。将来の製品展開が見込まれる材料および技術の開発を目標としているため、材料や現象が学問的に、あるいは個人的に興味深いものであっても、環境への影響やコストの観点から研究開発を中止することになる場合もあります。部門やテーマによっては10年におよぶ長期的研究を行うこともあります。私の場合はこれまで、2年程度でテーマが変わるといわれるのを何度か経験しました。最短では数カ月ということもあり、一つの研究を続けられない状況に悩むこともありました。けれども、短期間で新しい分野に関する具体的な知識やその分野の研究者と接することができ、得られたことも多くありました。

今回の研究は、以前に携わった液晶素子の研究開発で用いた斜方蒸着とよばれる手法を、無機EC材料であるTiO<sub>2</sub>に適用して進めました。TiO<sub>2</sub>は、無彩色性が高いという特徴を有するEC材料です。<sup>3)</sup>これまで使用されてきた無機EC材料の例としてWO<sub>3</sub>がありますが、着色時に青色になるため、それを許容する用途での使用になります。例えば現在、車の防眩ミラーや電子表示器などに用いられています。無機材料は、有機材料に比べて吸収色の制御が難し



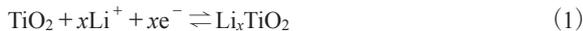
図1 以下で紹介する研究の共同研究者。右から岡田伸二郎氏、上田(著者)、塚本雅美氏 (TOF-SIMS測定)。キヤノン株式会社下丸子事業所にて。

くなりますが、材料の化学的安定性が比較的高いことや、固体電解質と合わせて使用することで全固体型の素子が作製し易いなどの利点を持ちます。

## 2. 酸化チタン薄膜に対するLi<sup>+</sup>イオンのインターカレーション挙動に関する研究

### 2.1 背景と目的

酸化チタン(TiO<sub>2</sub>)は、化粧品から光触媒まで、すでに広く利用されています。また、リチウムイオン二次電池や色素増感太陽電池の電極として、さらには印加電圧により可逆的な変色を示すエレクトロクロミック(EC)材料としても知られています。この物質は化学的安定性とコストの低さから、様々な分野で応用が期待されています。TiO<sub>2</sub>膜へのLi<sup>+</sup>イオンのインターカレーション挙動を調べることは、イオン貯蔵やEC反応制御の観点から重要となります。初めに少しふれましたが、EC材料とは、電圧をかけることで可逆的な色の変化を示す材料です。電気化学反応(酸化あるいは還元反応)により、分子や結晶の構造が変化し、それが光吸収波長の変化をもたらすことで物質が着色または消色します。今回対象とするTiO<sub>2</sub>は、陽イオンを挿入して還元することで着色する、還元着色型の材料になります。Li<sup>+</sup>イオンとの反応を次に示します。



Li<sup>+</sup>イオン挿入の効果を見るために、図2左に模式的に示す装置でTiO<sub>2</sub>膜のサンプルを電解液中に一部浸して電圧を印加し、色の変化を調べます。Li<sup>+</sup>イオンを含む電界液に浸っている部分では、電圧印加に伴ってTiO<sub>2</sub>膜にLi<sup>+</sup>イオンが挿入され、式(1)に示すようにLi<sub>x</sub>TiO<sub>2</sub>が形成されます。Li<sub>x</sub>TiO<sub>2</sub>は可視光の広い波長域に対して光吸収特性を有するため着色状態となり、図2サンプル下部のように変色します。電解液に浸っていない部分はTiO<sub>2</sub>のままであり、可視光域の光吸収をほぼ持たないため図2サンプル上部のように消色状態(透明)のままです。着色部は電圧を切っても色は変わらず、電解液中で逆方向の電圧を印加してLi<sub>x</sub>TiO<sub>2</sub>がTiO<sub>2</sub>となると、消色状態に戻ります。

TiO<sub>2</sub>は、無彩色性が高いという利点を持つ一方で、着色効率(挿入電荷量に対する着色度合い)が低く、十分な着色濃度を得られないという課題を持つ材料でした。この

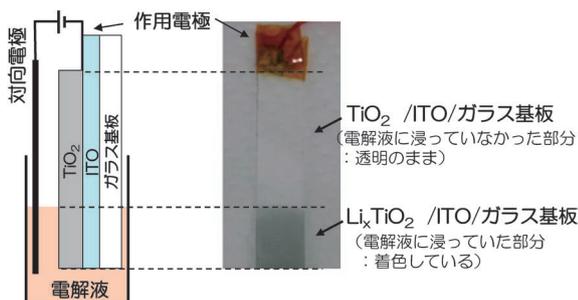


図2 電解液中でのTiO<sub>2</sub>膜の着色。

ため、結晶性や成膜条件と着色効率の関係が研究されてきました。<sup>4,5)</sup> また最近では、ナノ構造を有する比表面積の大きい膜作製技術の発展と併せて、様々なEC材料で着色濃度の向上が検討されています。<sup>6-9)</sup> さらに、実際に製品として使用するためには可逆反応の繰り返し安定性(耐久性)が非常に重要な項目となります。そのため今回、着色濃度を高めるための着色効率向上と、耐久性向上に有効な技術の開発を目指し、研究開発を進めました。そして、斜方蒸着とよばれる手法で作製したナノ構造を有するTiO<sub>2</sub>膜を用いたEC素子の低電圧駆動で、有用な特性が得られることを見出しました。

### 2.2 実験

**膜の形成方法<sup>1)</sup>**: 基礎検討および参照用に用いるTiO<sub>2</sub>膜は、反応性RFスパッタ法にて作製しました(以後、スパッタ膜①とよびます。成膜条件: Arガス70 sccm, O<sub>2</sub>ガス30 sccm, 5.0 Pa, 13.56 MHz, 1 kW, 成膜速度0.4 nm/min)。ナノ構造を有するTiO<sub>2</sub>膜は、斜方蒸着法にて作製しました(以後、斜方蒸着膜②とよびます。成膜条件: O<sub>2</sub>ガス1 sccm, 1×10<sup>-3</sup> Pa, 基板傾斜角度70°, 成膜速度6.7 nm/min, 成膜後に空気中約280°Cにて酸化アニール1.5時間)。Si基板上に形成したTiO<sub>2</sub>膜(スパッタ膜①, 斜方蒸着膜②)のSEM写真を図3(a)に示します。これらの膜を用いて、図3(b)に示す構成のEC素子を作製し、特性を評価しました。

**電気化学および光学特性評価**: 電気化学測定では、白金対向電極, Ag/AgCl参照電極, 電解液は0.1 MのLiClO<sub>4</sub>プロピレンカーボネート溶液を使用しました。透過率の測定はハロゲンランプ光源とフォトマルチメーターを用いて可視光域の透過光を積分して測定しました。

**TiO<sub>2</sub>膜中Li<sup>+</sup>イオン濃度分布測定<sup>1)</sup>**: 飛行時間型二次イオン質量分析法(TOF-SIMS: ION-TOF Inc. TOF. SIMS4)にて、TiO<sub>2</sub>膜中のLi<sup>+</sup>イオン濃度を測定しました。(分析条件: 一次イオンGa<sup>+</sup>加速電圧25 kV, スパッタイオンCs<sup>+</sup>

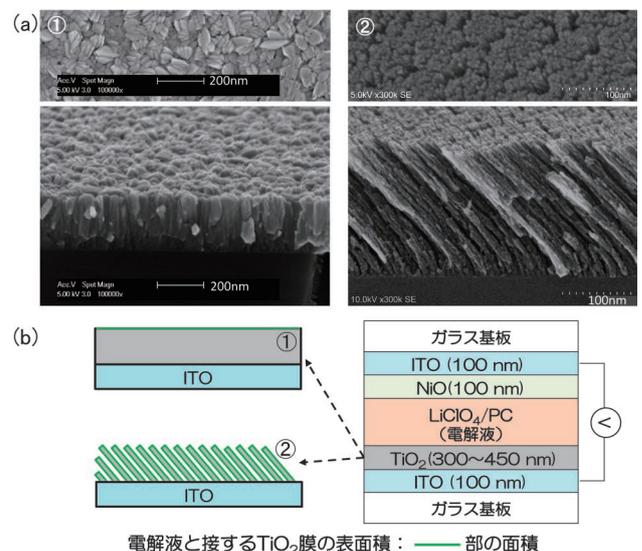


図3 Si基板上に形成したTiO<sub>2</sub>膜のSEM画像(上: 上面画像, 下: 鳥瞰画像)。①スパッタ膜, ②斜方蒸着膜 (a)と素子構成 (b)。

加速電圧 2 kV, 測定温度  $-130^{\circ}\text{C}$ ). 定量測定には,  $20\text{ keV}$ にて  $\text{Li}^+$  イオンを  $1 \times 10^{15}\text{ atoms/cm}^2$  注入したスパッタ膜①を標準サンプルとして使用しました.

### 2.3 結果と考察

スパッタ膜①のサイクリックボルタモグラムを図4に示します. 図4挿入図の電気化学測定セルを使用して  $25\text{ mV/sec}$  で印加電圧を掃引し, 電流値を測定しました. 電圧をマイナス方向に掃引する際に流れる還元電流(負側)は着色反応に, 逆掃引時に得られる酸化電流(正側)は消色反応に対応します. 図4挿入図の電気化学測定セルを用いてスパッタ膜①(膜厚  $200\text{ nm}$ ) に  $-2.3\text{ V}$ ,  $-2.0\text{ V}$ ,  $-1.7\text{ V}$ ,  $-1.4\text{ V}$  の電圧を  $50\text{ 秒}$  印加し,  $\text{Li}^+$  イオンを挿入後に  $\text{TiO}_2$  膜中の  $\text{Li}^+$  イオン濃度分布を TOF-SIMS で測定しました. 標準サンプルとの比較により定量化した結果を図5に示します. これは, 各電圧における反応初期の  $\text{TiO}_2$  膜中  $\text{Li}^+$  イオン分布を見ることになります. 膜の表面から深い位置に向かって, 急激に  $\text{Li}^+$  イオン数が減少していることがわかります.  $-2.0\text{ V}$  と  $-2.3\text{ V}$  印加後は表面から  $10\text{ nm}$  よりも浅い領域に膜全体の  $70\%$  以上の  $\text{Li}^+$  イオンの存在が確認できました. 大きい電圧を印加すると挿入されるイオン量が増え, 深いところまで挿入されるイオンの量が増加していることもわかります.  $-1.7\text{ V}$  と  $-2.0\text{ V}$  印加で挿入されるイオン量が大きく異なるのは, 図4の還元電流のピークが

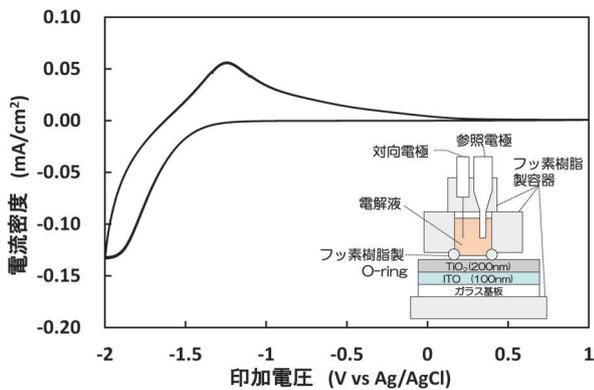


図4 スパッタ膜①のサイクリックボルタモグラム.

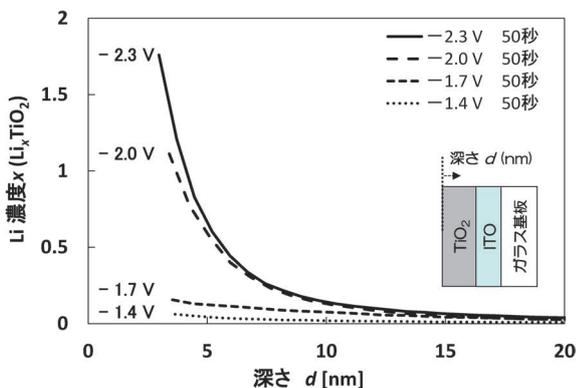


図5 スパッタ膜①中  $\text{Li}^+$  イオンの深さ方向の濃度分布. ( $-2.3\text{ V}$ ,  $-2.0\text{ V}$ ,  $-1.7\text{ V}$ ,  $-1.4\text{ V}$ ,  $50\text{ 秒}$  印加後. 最表面の数点は, 汚染などにより十分な信頼性が得られないため除外.

およそ  $-1.9\text{ V}$  にあり, この電圧を境に反応の進み方が大きく異なることを反映しています. 還元ピーク電位よりも大きい値である  $-2.0\text{ V}$  と  $-2.3\text{ V}$  印加後の  $\text{Li}^+$  イオンの濃度分布は共にほぼ深さの2乗に逆比例しており半無限媒質中の拡散の式  $d^2 = 2Dt$  ( $d$ : 深さ,  $D$ : 拡散定数,  $t$ : 時間)<sup>10</sup> で説明ができ,  $\text{Li}^+$  イオンの挿入が拡散律速の反応とわかりました.

また,  $\text{Li}^+$  イオン濃度分布の印加電圧依存性から, 大きい電圧印加では  $\text{Li}^+$  イオンが大量に挿入され  $\text{Li}_x\text{TiO}_2$  の  $x$  が  $1$  を超えていることがわかります. これは  $\text{TiO}_2$  結晶格子の各隙間に  $\text{Li}^+$  イオンが一つずつ入る以上の値であり, 大きい電圧印加では EC 反応に使われていない  $\text{Li}^+$  イオンが存在する可能性が見出されました. さらに,  $\text{Li}^+$  イオンを挿入後に逆方向に電圧を印加し,  $\text{Li}^+$  イオン放出後の残留イオン濃度分布も測定しました. その結果, 膜の深い位置に存在する  $\text{Li}^+$  イオンが放出されにくくなっていることがわかりました.

以上の結果より, (i) EC 反応に寄与しない過剰なイオン挿入を避けることで EC 反応の効率改善が, (ii) 可逆性が低くなる深い部分への  $\text{Li}^+$  イオン挿入を避けることで耐久性の向上が, 得られるとわかります. この二条件を満たす素子の駆動方法として低電圧での駆動が考えられますが, 十分な着色濃度を得るためには比表面積の大きな  $\text{TiO}_2$  膜が必要となります. そこで, 図3(a)に示した斜方蒸着膜②を用いました. 斜方蒸着とは, 蒸着源と基板を結ぶ軸に対して基板を傾けて設置して成膜条件を調整することで, シェドイングとよばれる効果により膜が形成されない領域が生じることを利用して, 複数の柱状構造体からなる膜を形成する方法です. 斜方蒸着膜②では, 基板法線方向から傾斜している幅約  $10\text{ nm}$  の柱状構造が形成されており, スパッタ膜①に比べて高い空孔率を有し比表面積が大きくなっていることが図3(a)よりわかります.

比較的平坦な表面構造を有するスパッタ膜①および大きな比表面積を有する斜方蒸着膜②を用いて EC 素子を作製し特性を評価しました. 図3(b)のように, 還元消色型材料である  $\text{TiO}_2$  膜の対極に還元消色型材料である  $\text{NiO}$  を用いることで,  $\text{TiO}_2$  膜から  $\text{Li}^+$  イオンが放出されて  $\text{NiO}$  膜に挿入された際に素子全体が消色状態となります. 消色電圧  $V_b$  と着色電圧  $V_c$  を交互に印加して素子を駆動し, 消色時の透過率  $T_b$  と着色時の透過率  $T_c$  を測定して光学密度変化 ( $\Delta OD = \log(T_b/T_c)$ ) を見積りました. さらに  $V_b$  を固定して異なる  $V_c$  にて駆動を行い,  $V_c$  ( $50\text{ 秒}$ ) 印加時に挿入される単位面積当たりの挿入電荷量 ( $|Q_{in}|$ ) と  $\Delta OD$  の関係より, 次式であらわされる着色効率  $\eta$  を算出しました.

$$\eta = \Delta OD / |Q_{in}| \quad (2)$$

着色効率  $\eta$  の挿入電荷量依存性を図6に示します. 平坦な表面構造を有するスパッタ膜①を用いた素子の着色効率は, 印加電圧によらずおよそ  $30\text{ cm}^2/\text{C}$  を示しました. 小さい

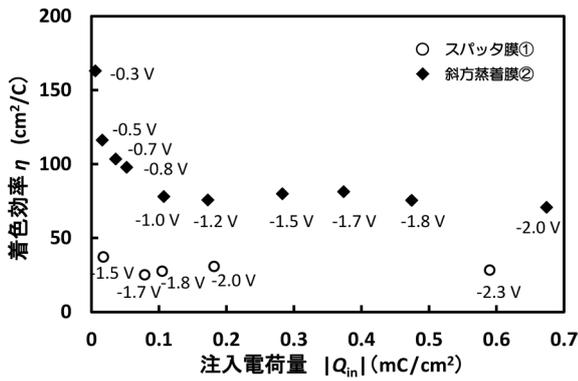


図6 着色効率の挿入電荷量依存性。○：スパッタ膜①，◆：斜方蒸着膜②の測定結果。数字は各測定における印加電圧  $V_c$ 。

表1 エージング直後の挿入および放出電荷量と耐久性。

印加電圧 (V)	-1.9	-1.7	-1.4
$ Q_{in} $ (mC/cm <sup>2</sup> )	1.17	0.54	0.25
$ Q_{out} $ (mC/cm <sup>2</sup> )	0.47	0.13	0.08
$\Delta Q$ (mC/cm <sup>2</sup> )	0.70	0.42	0.17
$N_{90}$ (回)	90	680	3,000回以上

駆動電圧では、過剰に挿入される  $\text{Li}^+$  イオン量の抑制により着色効率の向上が期待されましたが、 $\text{TiO}_2$  膜の比表面積が十分でないため  $-1.5$  V 以下の印加電圧では着色量が測定限界以下となりました。一方、斜方蒸着膜②を用いた素子では  $\text{TiO}_2$  膜の比表面積が大きいため高い着色濃度が得られ、 $-0.3$  V の駆動電圧まで着色効率の測定が可能となりました。 $-1$  V よりも大きいマイナス電圧の印加では着色効率がおおよそ  $80 \text{ cm}^2/\text{C}$  で飽和し、 $V_c$  を  $-1.0$  V から  $-0.3$  V まで小さくしていくと挿入イオン量の減少に伴い着色効率の向上が得られました。着色効率の飽和値が異なるのは、斜方蒸着膜②には構造的に深い部分がないことと、2つの膜の結晶性の違いが関係していると考えられます。

最後に、耐久性の検討を行いました。斜方蒸着膜②を用いた素子で ( $V_c$  (50 秒),  $V_b$  (50 秒)) = ( $-1.9$  V,  $0$  V), ( $-1.7$  V,  $0$  V), ( $-1.4$  V,  $0$  V) の条件にて繰り返し駆動を行いました。各  $V_c$  において、一度の  $V_c$  (50 秒) 印加で挿入される電荷量が安定するまでエージング駆動を行った後、挿入される電荷量の駆動回数依存性を測定しました。駆動回数の増加に伴う挿入電荷量の減少から素子駆動の繰り返し耐久性を評価しました。一度の  $V_c$  (50 秒) 印加で挿入される電荷量が、エージング直後の挿入電荷量に対して 90% 以下になる駆動回数  $N_{90}$  は、表 1 に示すように前記 3 つの

$V_c$ ,  $V_b$  駆動条件においてそれぞれ 90 回, 680 回, 3,000 回以上、と得られました。 $V_c$  が  $-1.9$  V での駆動に比べて  $-1.7$  V では繰り返し耐久性が改善され、 $-1.4$  V での駆動ではさらに大幅な改善が得られました。駆動電圧の絶対値を下げることで可逆性が低くなる深い部分への  $\text{Li}^+$  イオン挿入を避けられたことで、耐久性の改善が得られたと考えられます。

## 2.4 まとめ

今回、電解液中にて  $\text{TiO}_2$  膜への  $\text{Li}^+$  イオンの挿入・放出を行い、膜深さ方向の  $\text{Li}^+$  イオン濃度分布を TOF-SIMS にて定量的に測定しました。その結果、 $\text{Li}^+$  イオンの挿入が拡散律速となっていることがわかり、さらに膜の表面近傍で反応の可逆性が高くなっていることがわかりました。加えて  $\text{Li}^+$  イオン濃度分布の電圧依存性から、高電圧印加では EC 反応に使われない  $\text{Li}^+$  イオン量が増加して着色効率を下げる可能性を見出しました。そこで、比表面積の大きい、幅約 10 nm の柱状構造を有する  $\text{TiO}_2$  膜を用いて EC 素子を作製し特性を評価したところ、低電圧駆動において着色効率向上と耐久性改善を得ました。

## 3. おわりに

日々の業務は、直接の業務関係者のみでなく、多くの先輩、同僚、後輩と共に進めています。今回、企業における研究や雰囲気の一例をお話するという事で依頼を受け、個人的な経験を紹介させて頂きました。少しでも若手会員の方の参考になりましたら幸いです。

本稿執筆にあたり、キャノン株式会社 岡田伸二郎博士、柴田雅章博士、松田宏博士に精読の上ご助言頂きました。ここにお礼申し上げます。

## 参考文献

- 1) M. Ueda, M. Tsukamoto, A. Sakai and S. Okada: *J. Solid State Electrochem.* **18** (2014) 2623.
- 2) M. Ueda and K. Miura: *Jpn. J. Appl. Phys.* **53** (2014) 05FE04.
- 3) 井上英一, 小門 宏, 伊沢 晃: *応用物理* **43** (1974) 54.
- 4) M. Kitao, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 4423.
- 5) K. Yoshimura, *et al.*: *J. Vac. Sci. Technol. A* **15** (1997) 2673.
- 6) 山崎純一, 倉永知英, 鷹羽秀隆, 齋藤永宏, 井上泰志, 高井 治: *表面技術* **57** (2006) 459.
- 7) D. W. Flaherty, *et al.*: *Acc. Chem. Res.* **45** (2012) 434.
- 8) S. Lee, *et al.*: *Adv. Mater.* **18** (2006) 763.
- 9) A. Ghicov, *et al.*: *Small* **4** (2008) 1063.
- 10) P. Monk, R. Mortimer and D. Rosseinsky: *Electrochromism and Electrochromic Devices* (Cambridge, 2006) Chap. 3 and 5.

(2015年1月5日原稿受付)

上田和夫 (JPSJ編集委員長)

### 内殻光電子スペクトル線二色性を利用した立方対称 $\text{Yb}^{3+}$ 4f基底状態における異方的電荷分布の決定

4f軌道が電子で満たされていない不完全殻である強相関4f電子系は4f電子と伝導電子との相互作用により様々な興味深い物性を示す。これらを解明する上で占有4f軌道対称性とそれによる異方的電荷分布決定が重要になることがあるが、従来の実験手法ではその一意的な決定は困難であった。最近、大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻のメンバーを中心とするグループは、立方晶Yb化合物において $\text{Yb}^{3+}$  3d内殻光電子スペクトルに線二色性を有することを発見し、異方的電荷分布の決定に成功した。この手法は今後、様々な物質の異方的電荷分布決定に応用されることが期待できる。

d, f軌道が不完全殻で電子間クーロン反発が物性に顕著な影響を与える強相関電子系では不完全殻の占有軌道対称性に起因した異方的電荷分布が物性解明の重要な基本情報となることがある。例えば、銅酸化物高温超伝導体ではキャリアが $\text{CuO}_2$ 面で形成される $d_{x^2-y^2}$ 対称性を持つ軌道に占有されることが異方的超伝導の基礎となっている。4f不完全殻を持つ強相関希土類化合物は、4f軌道と価電子/伝導帯軌道との混成により低温において磁気/多重極秩序・超伝導・重い準粒子の形成といった様々な物性を示す。これらの物性解明には基底状態における占有4f軌道対称性から決定される異方的電荷分布を知ることが大変重要であるが、軌道対称性が半ば自明な酸化物d電子系とは異なり、数~数十meVの結晶場分裂から希土類4f準位分裂とその軌道対称性および異方的電荷分布を一意的に決定するのは困難なことが多い。

従来4f軌道対称性の決定に非弾性中性子散乱や帯磁率の異方性の結果が用いられてきた。しかし、これらの結果から4f準位分裂と軌道対称性を一意に決定できないことが大変多かった。一方、光励起の3d-4f双極子遷移選択則を利用した内殻吸収スペクトルの直線偏光依存性=線二色性によるCe化合物 $\text{Ce}^{3+}$  4f基底状態決定例も報告されている。しかし、立方晶に対しては内殻吸収で線二色性が生じず適用できない。よって現実の希土類強相関電子系に対しては4f基底状態の決定自身が重要な研究課題となっている。

最近、大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻のメンバーを中心とするグループは、イオンのな多重項構造を示す硬X線励起 $\text{Yb}^{3+}$  3d内殻光電子スペクトル形状が線二色性と角度依存性を持ち、かつそれが不完全殻4f軌道異方的電荷分布を反映することから角度分解内殻光電子線二色性によって異方的電荷分布を決定できることを発見し、

JPSJの2015年7月号に掲載された。物質に照射した単色光によって生成された光電子の運動エネルギーを測定して物質内部の電子状態を知る光電子分光における過程は内殻吸収と同じく光学遷移であり双極子遷移選択則が働く。よって角度分解測定した3d内殻光電子スペクトルに、サイト内3d-4fクーロン・交換相互作用を介して4f電荷分布の球対称からのずれに起因する線二色性が得られる。図1にサイト間混成効果をあらわに考慮しない立方対称 $\text{Yb}^{3+}$ イオン ( $4f^{13}$ ) に対する内殻光電子スペクトル線二色性の計算結果と対応した異方的4f電荷分布を示す。立方対称 $\text{Yb}^{3+}$ において4f準位は、1個の4fホールが結晶軸 $\langle 100 \rangle$ 方向に伸びた $\Gamma_6$ 、結晶軸を完全に避ける $\langle 111 \rangle$ 方向に伸びた $\Gamma_7$ 、 $\langle 110 \rangle$ 方向に伸びた $\Gamma_8$ に分裂するがどれが基底状態になるかは全く自明ではない。内殻光電子線二色性においては、測定パラメータが内殻吸収線二色性における入射光偏光の向きに加え光電子放出角もあるため立方対称でも線二色性観測が可能である。彼らはこの手法を立方晶 $\text{YbB}_{12}$ に適用し、基底状態における異方的電荷分布の解明に成功した。 $\text{YbB}_{12}$ は温度を下げることで金属から絶縁体へ変化する近藤半導体として知られており、物質の内部は絶縁体でありながら表面は電気を通すトポロジカル絶縁体の候補としても近年注目を集めている。その基底状態はかねてよ

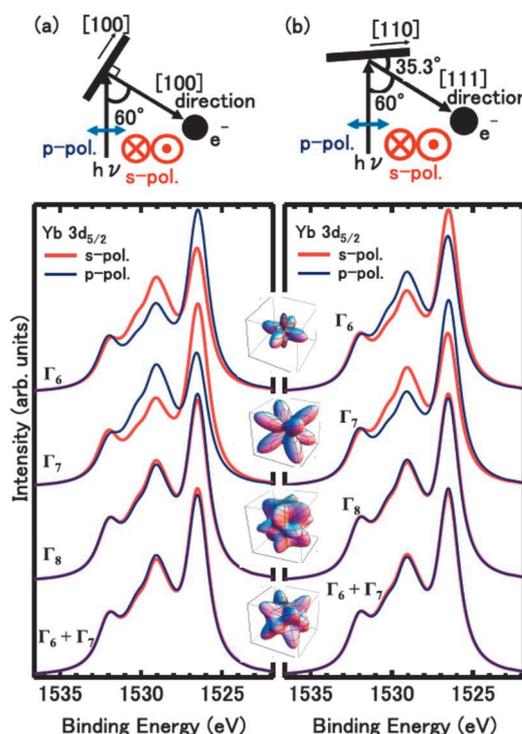


図1 立方晶における角度分解 $\text{Yb}^{3+}$  3d<sub>5/2</sub>内殻光電子スペクトル線二色性の計算結果および対応する4fホール電荷分布。

り四重縮退であると考えられており、 $\Gamma_8$ 基底が有力であったが、 $\Gamma_6$ と $\Gamma_7$ の偶然縮退した状態が基底である可能性も否定しきれずにいた。

図2に $\text{YbB}_{12}$ の低温における角度分解 $\text{Yb}^{3+} 3d_{5/2}$ 内殻光電子スペクトル線二色性の測定結果を示す。この測定結果から $\text{Yb}^{3+} 3d$ 多重項構造に小さいが有意な線二色性の観測に成功し、光電子放出方向が $[100]$ 方向(軸と平行な方向)と $[111]$ 方向(立方体の対角線方向)の場合で線二色性の符号が反転することも見出した。 $\Gamma_8$ 基底状態を仮定した理論計算は実験結果をよく再現し、 $4f^{13}$ 配置の $\text{Yb}^{3+}$ 基底状態が $\Gamma_6$ と $\Gamma_7$ の偶然縮退ではなく $\Gamma_8$ 状態にあることが解明できた。この研究で決定された $\Gamma_8$ 4f電荷分布(図2(c))を $\text{YbB}_{12}$ の結晶構造(図2(d))と比較すると、4f電荷はYbイオンを囲むBイオンが作る六角形の辺上に伸びていることがわかる。また、 $\text{YbB}_{12}$ は $\text{Yb}^{2+}$ と $\text{Yb}^{3+}$ の混じった価数揺動物質であり本来は混成効果をあらわに入れた計算が必要と思われていたが、 $\text{Yb}^{3+} 3d$ ピーク構造と線二色性について混成をあらわに入れない $\text{Yb}^{3+}$ イオンに対する理論計算で実験結果を十分定量的に再現できることも判明した。

今回の研究では局在的な不完全殻を有する $\text{Yb}^{3+}$ イオンに対して行われたが、ここで開発された研究手法は原理的

には $\text{Yb}^{3+}$ イオンに限定されず局在不完全殻を有する全ての単結晶物質に対して有効であることは明らかである。今後他の希土類イオンや遷移金属イオンを有する物質にもこの手法が適用され異方的電荷分布の解明が可能であり、今後の研究の発展が期待される。

## 原論文

Evidence for  $\Gamma_8$  Ground-State Symmetry of Cubic  $\text{YbB}_{12}$  Probed by Linear Dichroism in Core-Level Photoemission  
Y. Kanai, T. Mori, S. Naimen, K. Yamagami, H. Fujiwara, A. Higashiya, T. Kadono, S. Imada, T. Kiss, A. Tanaka, K. Tamasaku, M. Yabashi, T. Ishikawa, F. Iga and A. Sekiyama:  
J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 073705.

〈情報提供：関山 明(大阪大学大学院基礎工学研究科)〉

## News and Comments

Photoemission Linear Dichroism Reveals Cubic Wave Functions

T. Mizokawa: JPSJ News and Comments **12** (2015) 08.

## 圧力下の半金属黒燐における異常量子輸送現象

強磁場・高圧力の多重極限下における電気抵抗測定により、黒燐の半金属相における輸送特性が調べられた。その結果、磁場印加に伴う巨大な正の磁気抵抗効果と明瞭な量子振動が観測され、グラファイトやビスマスに匹敵する少数キャリア・高易動度の電子正孔系が実現していることが明らかとなった。電子正孔多体系の普遍的物理を解明するための理想的な舞台のひとつに、半金属黒燐が新たな候補として加わった。

負の電荷を持つ電子と正の電荷を持つ正孔がCoulomb相互作用をおよぼし合いながら運動する電子正孔系は、物性物理学の対象である物質を表す最も基本的なモデルと言えるだろう。ビスマスやグラファイトに代表される半金属と呼ばれる物質群は、同数の電子と正孔が熱平衡に達している理想的な電子正孔系であり、かつ外部磁場でキャリア数とその間の有効的な相互作用の大きさを制御することができる。そのため半金属は、電子相関の効果による新奇な電子秩序の探索および解明の舞台として現在に至るまで研究が進められている。

本研究の対象である黒燐は、図1(a)のように蜂の巣格子がひだ状に折り畳まれた特徴的な単原子層(フォスフォレン)を構成要素に持つ層状物質である。黒燐は常圧でナローギャップの半導体であるが、圧力を加えると層間相互作用の増大に伴いギャップは小さくなる。これまでの電気抵抗の温度依存性や光学的な測定の結果から、約1.5 GPaでバンドがオーバーラップすることで半導体から半金属へ転移すると考えられていたが、半金属黒燐が具体的にどのような電子状態なのかは、これまでほとんど明らかになっていなかった。

この度、東京大学物性研究所、兵庫県立大学、電気通信大学のメンバーからなる研究グループは、常圧から2.5 GPa

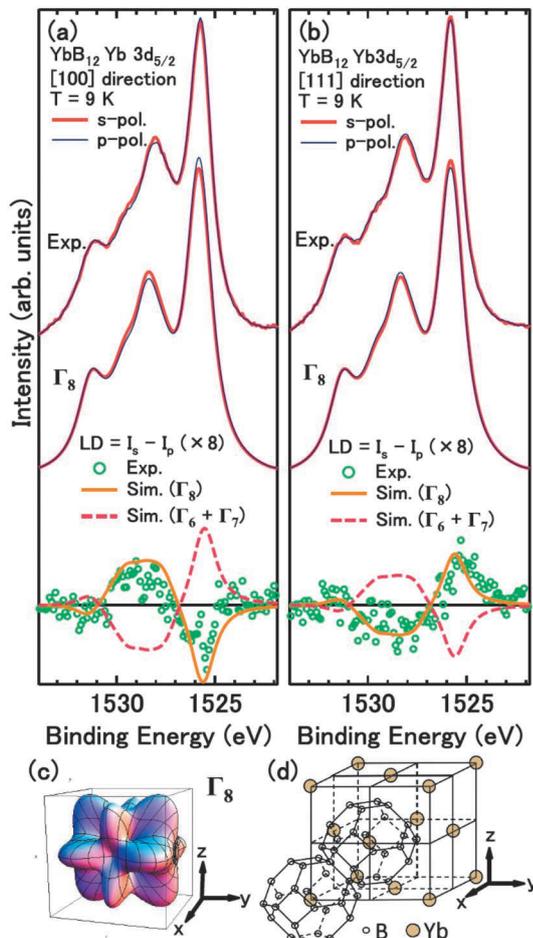


図2 (a, b) 立方晶 $\text{YbB}_{12}$ の偏光依存角度分解 $\text{Yb}^{3+} 3d_{5/2}$ 内殻光電子スペクトルと線二色性の実験結果と理論計算の比較。(c) 判明した $\text{YbB}_{12}$ の異方的4f電荷分布。(d)  $\text{YbB}_{12}$ の結晶構造。

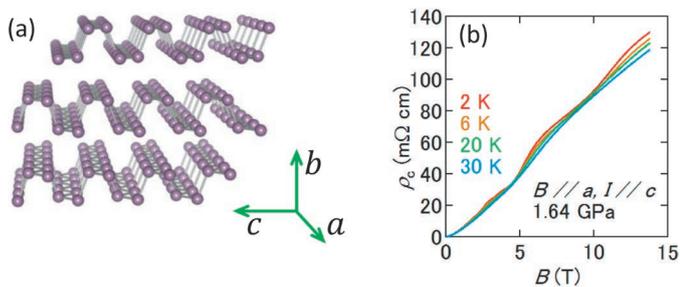


図1 (a) 黒燐の結晶構造. (b) 半金属相で観測された巨大な正の磁気抵抗効果とそれに重畳した Shubnikov-de Haas 振動.

にわたる圧力下において単結晶黒燐の磁場中電気抵抗測定を行い、半金属相での巨大な正の磁気抵抗効果と明瞭な量子振動現象を観測した [図1(b)]. また量子振動の解析から、半金属黒燐はビスマスやグラファイトに匹敵するような少数キャリア・高易動度の電子正孔系であることを初めて明らかにした. この成果はJPSJの2015年7月号に掲載された.

1.5 GPa以下の半導体相では、磁場の逆数に対して周期的な磁気抵抗の振動が77 Kという比較的高温で観測された. これは光学フォノンによってキャリアが散乱され Landau 準位間を遷移することで起こる磁気フォノン共鳴として説明できる. 磁気フォノン共鳴の周期から求められるキャリアの有効質量は圧力を加えることで減少しており、これは加圧によるエネルギーギャップの減少を反映する振る舞いとして理解できる. 1.5 GPa以上の半金属相では、0 Tと14 Tにおける抵抗の比が約1,000倍に達するような巨大な正の磁気抵抗効果とともに、それに重畳する明瞭な Shubnikov-de Haas (SdH) 振動が観測された [図1(b)]. また半金属に転移直後の約1.6 GPaでは、11 T以上の磁場下でキャリアが最低 Landau 準位にしか存在しない量子極限状態が実現できることも明らかとなった. 観測された SdH 振動から、約0.02  $m_0$ の有効質量を持つ2種類の Fermi 面が同定され、Fermi 面を球状と仮定したときのそれらのキャリア数は  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度と見積もられた. このことは、半

金属黒燐が典型的な半金属であるビスマスやグラファイトに匹敵する少数キャリア・高易動度の電子正孔系であることを示している. また半金属の量子極限状態で期待されている電子相関由来の相転移の可能性を探るために、半金属相で一定磁場下における抵抗の温度依存性が調べられた. その結果、零磁場下で金属的な依存性を示していた抵抗が、磁場中であたかも半導体的な振る舞いに変化する様子が観測された. ただしこの振る舞いは補償された半金属に対する2キャリアモデルによって定性的に説明できる振る舞いであり、本研究の範囲では電子相転移を示す確証は見出されなかった.

黒燐は磁場だけでなく圧力によってもキャリア数を制御することができ、電子正孔系の物理を詳細に調べる上でも都合の良い物質と言える. 今後のさらなる強磁場かつ高圧力の多重極限下における研究から、半金属黒燐の物性解明、ひいては電子正孔系で実現する普遍的な秩序状態の解明に向けた進展が期待される.

### 原論文

Anomalous Quantum Transport Properties in Semimetallic Black Phosphorus

K. Akiba, A. Miyake, Y. Akahama, K. Matsubayashi, Y. Uwatoko, H. Arai, Y. Fuseya and M. Tokunaga: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 073708.

(情報提供：徳永将史 (東京大学物性研究所))

ここでは日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2015年5月に掲載可となった中から2015年6月の編集委員会が選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を紹介しています. なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています. 論文は掲載から約1年間は無料公開しています. また、関連した話題についての解説やコメントがJPSJホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい. JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思います. 物理学会会員からのJPSJへの自信作の投稿を期待します.

## 応用物理 第84巻 第10号 (2015年10月号) 予定目次

### 解説

流体流路の階層サイズ構造とバイオデバイスへの応用

.....北森武彦, 他

分子スピントロニクス最近の展開.....白石誠司

プラズマ・固体表面界面反応制御; 表面ラフネスとリップルの

形成機構と制御.....斧 高一

最近の展望: 太陽光励起レーザー・単色光特化型太陽電池結合

発電.....元廣友美

### 研究紹介

スパッタナノカーボン薄膜材料を応用したバイオセンサ

.....丹羽 修, 他

生体深部の高解像度イメージング技術.....川上良介, 根本知己  
テラヘルツ量子カスケードレーザーの進展と今後の展望

.....平山秀樹, 他

焦点: 引用データのサイエンスと活用.....安藤聡子

基礎講座: 温度測定のコツ.....牧野俊郎

Inside Out: ベトナムと日本; 信頼できる学術交流

.....ダム ヒョウ チ

連載: 科学を詠む⑩ 宇宙を統べるもの.....松村由利子

Science As Art: 君と見たSOG花火.....厚地祐輝

## 南部陽一郎先生をしのんで

江口 徹 (立教大理)

我々の敬愛する南部陽一郎先生が7月5日に急性心筋梗塞のためにお亡くなりになりました。享年94歳でした。誠に残念で、心よりご冥福をお祈りします。先生は1921年東京のご出身ですが、関東大震災で焼けだされて、ご親族のおられる福井市に戻られました。その後、先生は一高に進まれ3年半で切り上げ卒業して軍隊に入りました。陸軍のレーダーの開発等に携わっておられましたが、実用になるようなレーダーを作ることはできなかったそうです。終戦後、一時東大の嘱託になられましたが、その後新設の大阪市大に30歳の若さで教授として赴任されました。研究室のポジションが全て若手研究者で占められていて実に痛快だったと言うことです。

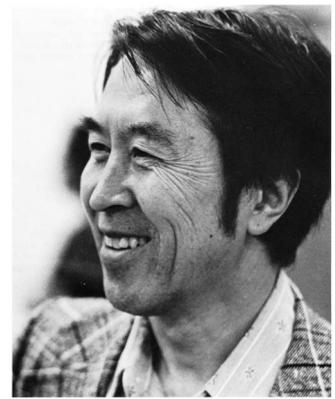
1951年には朝永先生の推薦でアメリカの高等研究所にわたられました。このころは高等研究所の全盛期で、所長がOppenheimer、所員にLee, Yang, Pauli, Dyson, Thirringらがいました。先生はスランプで思ったような仕事ができない時期で「周りの人がみんな自分より偉く見える」という啄木の詩に共感されていたようです。

高等研で2年ほど経ったころGoldbergerに誘われてシカゴ大学に移られました。このころシカゴ大はGoldbergerを中心に分散理論のメッカになっていて、協力者達と一緒に先生も分散理論の論文を沢山書かれました。このころから先生の名前が世の中に広く知られるようになったようです。分散理論は先生の60年代の仕事とはかなり性格が異なりますが、ファインマン振幅と電気回路の理論のアナロジー

を指摘した仕事などは先生の持ち味がよく出ているように思われます。この仕事は1959年のキエフの会議でランダウにほめられてうれしかったそうです。また、当時シカゴを訪問していたSymanzikと一緒に、後にMandelstam表示として有名になる分散式の二重スペクトル表示を見つけていたのに、先生が発表を断ってしまったことがあるそうです。このことを後でSymanzikに詫びています。

1960年代に入ると先生の研究に一層独創性が増し、3つの最も重要な仕事、自発的対称性の破れ、カラーゲージ理論の導入、ストリング理論の発見という大発見が続きました。面白いのはこれらの発見が一番最初に報告されたのはいずれも、会議のproceedingsやプレプリントで普通の雑誌ではありません。自発的対称性の破れはMidwestern Conference on Theoretical Physics (Purdue, Indiana, 1960) カラーゲージ理論はPreludes in Theoretical Physics (North-Holland, 1966) ストリング理論はプレプリントです。(これらの原稿はタイプし直して論文選集*Broken Symmetry* (World Scientific Pub., 1993)に再録されています)。最も新しく重要な発見は雑誌に発表する以前に速報性のある媒体に公開されることが多いものです。

先生には上のように広く知られることになった仕事以外に、どういうことか後から仕事をした研究者の名前がついてしまったものもいくつかあります。いつか僕が「先生はずいぶん損をしていますね」と伺ったところ、「認めてもらえなかった仕事はいくつかあれば、



Yoichiro Nambu

Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 86 (1986).

認めてもらえる仕事はもっとあるはずだからそれでいいんですよ」という答えでした。先生は2008年になってノーベル物理学賞を受賞されました。先生がお元気なうちにノーベル賞を取られてほっとした研究者が多かったと思います。

先生は私を含めて数多くの日本の若手研究者をシカゴ大学に招かれて、世界一流の研究に触れる機会を与えてくださり、日本の理論物理の発展に大きく貢献されました。

今回、亡くなられるひと月程前に御見舞いに伺いましたが、その時私に「zero point life」と声をかけられて笑っておられました。ご自分の病状をジョークにされるウイットはさすがに先生だと思いました。この時は家族の方が集まっておられて先生は大変うれしそうにしておられました。この時の病室の様子をいつまでも覚えておきたいと思います。

溢れ出る才能を思う存分に開花されて、物理の歴史に大きな足跡を残された先生は真に見事な生涯を送られたと思います。ご冥福を心からお祈りします。

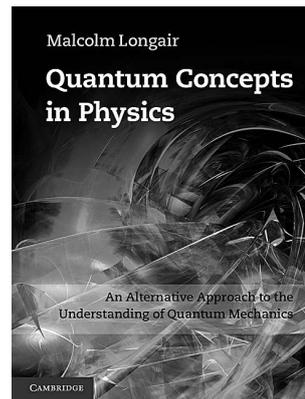
(2015年7月29日原稿受付)

M. Longair

## Quantum Concepts in Physics; An Alternative Approach to the Understanding of Quantum Mechanics

Cambridge Univ. Press, New York, 2013, xviii + 443p, 25 × 18 cm, \$70.00 [専門～学部向]  
ISBN 978-1-107-01709-2

石橋 延幸 (筑波大数理物質系)



本書は、量子力学の黎明期から成立に至るまでの紆余曲折を、歴史的順序に従って議論しようという本である。同じ趣向の本として、名著『量子力学 I・II』『スピンはめぐる』(朝永振一郎)や、大著 *The historical development of quantum theory Vol. 1-6* (Mehra and Reichenberg) がある。本書は正味400ページ程の本なので、その記述の深さ・広さにおいてそれぞれ前者・後者には及ばないかもしれない。しかし、量子力学が完成してから90年になろうとする今、標準的な教科書を用いて量子力学を学ぶ学生にとっては非常に面白く読めるであろう好著である。

内容としては、1900年のプランクの論文が出る背景となった物理学の状況の説明から始まり、ディラック方程式が出てスピンについての理解が定まる1930年頃までの発展を主に扱っている。記述のスタイルとしては、様々な理論・実験についてその背景から説

き起こし、

- ・どのような考えからそのような理論・実験を構築・実施するに至ったのか
  - ・その理論・実験は当時の研究者にどのようなインパクトを与え、次の発展につながっていったのか
- が明らかにわかるように心を砕いている。本書のハイライトのひとつはハイゼンベルグの1925年の論文であり、その発想の背景が詳しく述べられている。

本書の内容は、通常の量子力学の教科書では全く触れられないか軽くさわりだけが書いてあることが多い。単に量子力学の様々な手法を身につけるためだけには、このような知識は必要ないのかもしれない。しかし、こと量子力学に関しては、その成立の背景を詳しく知らなければなぜこのような理論体系になっているのかうまく呑み込めない学生も多いであろう。量子力学を学ぶ学生にとっては教科書を補完する

副読本として、また量子力学の導入部分を担当する教員にとっては参考にできる本として本書をおすすめしたい。

最後のこの本に関連するいくつかの本を挙げておく：

- ・同じ著者が古典物理学に関して同様の手法で書いた本に *Theoretical Concepts in Physics* がある。
- ・物理学の本というよりは読み物であるが、量子力学の黎明期から Bohm・Bell の研究を経て量子情報の分野が花開くまでの歴史を、独特な手法を用いて活写した本に *The Age of Entanglement* (Louisa Gilder) がある。

(2015年4月8日原稿受付)

宮原ひろ子

## 地球の変動はどこまで宇宙で解明できるか？

### 太陽活動から読み解く地球の過去・現在・未来

化学同人, 京都, 2014, 206p, 19 × 14 cm, 本体1,600円 (DOJIN 選書061) [一般向]  
ISBN 978-4-7598-1661-7

桑原 孝夫 (千葉大)



宇宙気候学は、地球の気候変動を太陽活動に代表される宇宙現象で説明を行う、新しい学問分野である。地球を含む太陽圏の環境を統括的に捉え、宇宙・地球物理学の枠に囚われず様々な仮説を検証し、新たな可能性を探る様子は、まさに総合科学と言える。本書は、当分野の最前線で研究を行う著者の宮原ひろ子氏が、その宇宙気候学の現状を明瞭かつ簡潔な文で解説し、多くのイラストやグラフを用いて複雑な現象

においても視覚的・直感的に理解ができるよう心掛けられた、クオリティの高い書籍である。

本書では、宇宙気候学のキーとなる太陽活動や宇宙線強度と地球大気との関係について随時説明を行いつつ、宇宙天気と呼ばれる日単位の急激な宇宙現象から、11年の太陽活動周期、ついには数億年・数光年単位の宇宙現象が過去・現在・未来の地球に与える影響について広く議論を行っている。特

筆すべきは、そのほぼ全てが様々な手法により再現・数値化されたデータに基づき考察されている点である。過去の太陽活動と地球の気候を知るソースは、最近の衛星観測データに始まり、

太古の地層・植物・南極の水から古文書の記録にまで多岐にわたり、まさに対象を選ばずとの印象を受ける。また、著者の宮原氏は宇宙線周期変動と太陽活動極小期の研究を専門にされており、特に氏が長年行ってきた放射性炭素年代測定法による屋久杉等の樹木の年輪を用いた宇宙線強度変動の推定とマウンダー極小期の研究にまつわる話は、本書の中で最も重みのある内容となっている。業界ではモジュレーションと呼ばれる太陽圏磁場内での銀河宇宙線のダイナミックな運動と、太陽活動周期との関連性についての記述も素晴らしく、宇宙線物理の関係者にはぜひご一読頂きたい。さらに本書内では著者の多彩な研究に基づき厳選された観

測・研究結果が多数引用されており、それは巻末の文献リストに纏められている。本書を足掛かりにより深く学びたい読者、すでに同分野に見識ある読者にも、満足できる内容であることは間違いない。

宇宙気候学は未だ謎の多く残る学問である。特に本書内で言及されている宇宙線強度と地球大気内の雲量との相関は、1997年にスベンスマルク氏らの論文が発表された当初より懐疑的に受け取られている感がある。しかしながら、本書の冒頭で述べられているように、ここ数年はCERNの大型加速器を使ったCLOUD実験等、多くの検証実験の結果が揃いつつあり、その発展は目覚ましく、著者の宮原氏を含む多

くの研究者により日々活発な議論が行われている。その科学的な関心は言わずもがな、その成果は将来の気候変動の予測にも繋がり、我々の社会にも密接に関連した研究分野である。ぜひ本書を多くの方に手に取って頂きたいと思う。

(2015年4月9日原稿受付)

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



## 掲示板

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

## 人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名、人数) 2. 所属部門、講座、研究室等 3. 専門分野、仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に、1行17字で6行以内) 8. 公募締切(西暦年月日、曜日)

9. ①書類送付先(郵便番号、住所、所属、担当者名) ②問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等、必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

### ■東北大学大学院理学研究科物理学専攻教員

1. 講師または助教1名
2. 電子物理学講座巨視的量子物性グループ
3. 大串研也教授、青山拓也助教と協力して、遷移金属化合物における強相関電子物性に関する実験研究を推進する。本物理学専攻教員と連携して学部(全学教育舎)と大学院の教育を担当する。
4. 2016年4月1日迄の決定後早期
5. なし
6. 博士号取得者又は取得見込者
7. ○履歴書(写真、電話、e-mail含) ○業績リスト(原著論文・解説等、招待講演、受賞歴、外部資金獲得状況) ○主要論文別刷5編以内(コピー可、順位を付す) ○研究業績概要(2,000字以内) ○今後の研究計画及び教育に対する抱負(2,000字以内) ○推薦状1通 ○推薦者以外の照会可能者1名の氏名、連絡先(電話、e-mail)
8. 2015年10月13日(火)必着
9. 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3 東北大学大学院理学研究科物理学専攻大串研也 電話 022-795-5556

ohgushi m.tohoku.ac.jp

10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。本学は男女共同参画を推進している。

### ■新潟大学自然科学系教授

1. 教授1名
2. 工学部機能材料工学科
3. エネルギー材料分野、学部・大学院における教育・研究及び学科・学部等の運営。
4. 2016年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。エネルギー材料分野に関する優れた研究業績を有すること。
7. ○履歴書 ○研究業績を著書、学術論文、その他論文、特許に区分して纏めたもの ○主要論文別刷又はコピー10編 ○大学院教育に関する実績(過去約10年) ○今迄の教育研究概要と採用された場合の教育と研究に関する抱負(約2,000字) ○科研費の獲得状況と科研費以外の外部資金獲得状況(過去約10年) ○学会活動、国際連携、社会貢献等に関わる実績 ○照会可能者2名の所属、氏名及び連絡先
8. 2015年10月13日(火)必着
9. ①950-2181 新潟市西区五十嵐2の町8050番地 新潟大学自然科学系総務課学系庶務係 ②工学部機能材料工学科 武田直也 電話/Fax 025-262-7342 ntakeda eng.

niiigata-u.ac.jp

- 封筒に「エネルギー材料分野・教員応募書類在中」と朱書き書留又は宅配便で送付。詳細は<http://www.niiigata-u.ac.jp/top/personnel.html>参照。

#### ■首都大学東京理工学研究科助教

- 助教1名
- 物理学専攻
- 物性実験。柳和宏准教授と協力して、ナノカーボン系材料を対象とし、界面制御により創出する新規な表面物性及び光物性の研究を行う。
- 2016年4月1日以降早期
- 任期5年(更新1回。更新後任期5年)。採用から10年目の審査を経て任期の定めのない雇用。
- 博士号取得者又は採用日迄の取得見込者。
- 詳細はHPを必ず参照 ○履歴書(様式有) ○研究業績リスト(様式任意) ○主要論文5編以内の別刷又はコピー各1部 ○研究業績等の概要(研究、教育・指導実績、外部資金、社会貢献を含む。2,000字、様式任意) ○採用後の活動計画(研究、教育、社会貢献を含む。2,000字、様式任意) ○照会可能者2名の氏名・連絡先
- 2015年10月23日(金) 必着
- ①192-0397東京都八王子市南大沢1-1 首都大学東京 総務部人事課人事制度係 電話 042-677-1111 [kyoinsaiyo.jmj.tmu.ac.jp](mailto:kyoinsaiyo.jmj.tmu.ac.jp)  
②公募全般: 同上, 専門分野: 物理学専攻 堀田貴嗣 電話 042-677-2516 [hotta\\_phys.se.tmu.ac.jp](mailto:hotta_phys.se.tmu.ac.jp)
- 封筒に「教員公募書類(2732物理・物性実験) 在中」と朱書き簡易書留で送付。詳細は[http://www.houjin-tmu.ac.jp/recruit\\_teacher/tmu.html](http://www.houjin-tmu.ac.jp/recruit_teacher/tmu.html)参照。本学はダイバーシティに配慮しており、特に女性の積極的な応募を歓迎。

#### ■京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻教授

[I]

- 教授1名
- 核エネルギー工学講座
- 核エネルギー工学分野における様々な物理現象を解明する計算物理の基礎を教授すると共に、効率的な計算物理手法を駆使して課題解決に向けた先進的な研究を行うこと。特に高速イオンが存在する核融合炉心プラズマのモデリングとシミュレーションについて、実

験シナリオ策定から炉設計にわたる幅広い視野をもって取り組む事。計算物理の素養を身に付け、展開力を備えた人材を育成する事。

- 2016年4月1日以降早期
- 博士号取得者
- 履歴書 ○研究業績リスト ○主要論文5編の別刷又はコピー ○教育に関する実績と今後の抱負 ○研究に関する実績と今後の抱負 ○その他参考となる実績リスト ○照会可能者1~2名の氏名、連絡先 ○履歴書以外の書類については正1部、副6部提出
- 2015年10月26日(月) 必着
- 615-8540京都市西京区京都大学桂C3棟 京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻 神野郁夫 電話 075-383-3911 [head\\_nucleng.kyoto-u.ac.jp](mailto:head_nucleng.kyoto-u.ac.jp)
- 簡易書留で送付。

[II]

- 教授1名
- 量子ビーム科学講座
- イオンビームを中心とした量子ビーム科学。当専攻放射線実験室(宇治キャンパス)の加速器を用いて、イオンビームを中心とした原子衝突や放射線物理等量子ビーム科学に関する基礎的な教育及び研究を行い、工学的応用(例えば物質、エネルギー、医療・生命、環境)を展開すると共に、量子理工学教育研究センターと協力して加速器施設を管理運営、放射線管理業務を主導。量子ビーム科学に関連する講義を担当。本講座は博士課程前後期連携教育プログラム融合工学コース生命・医工連携プログラムに参加。
- 4, 9は[I]に同じ。
- なし
- 博士号、及び第1種放射線取扱主任者資格を有するか着任後取得。
- HP参照。
- 2015年11月9日(月)
- 封筒に「応募書類在中(量子ビーム科学)」と朱書き簡易書留で送付。詳細は<http://www.ne.t.kyoto-u.ac.jp/ja/information/koubo/koubo-qb>参照。

#### ■京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻准教授

- 准教授1名
- 物理学第二分野天体核物理学研究室
- 天体核物理学。
- 決定後早期
- なし
- 特になし。

- 履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷約5編 ○今迄の研究概要 ○着任後の研究計画と教育に関する抱負 ○着任可能時期
- 2015年10月30日(金) 17時必着
- 606-8502京都市左京区北白川追分町 京都大学大学院理学研究科物理学第二教室 田中貴浩 電話 075-753-3882 [t.tanaka\\_tap.scphys.kyoto-u.ac.jp](mailto:t.tanaka_tap.scphys.kyoto-u.ac.jp)
- 提出書類は原本とコピー2部(計3部)を同封し、封筒に「天体核准教授人事応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

#### ■茨城大学理学部教員

- 准教授又は教授1名
- 量子線(X線を含む放射光、中性子線、ミュオン、レーザー光等)を用いた物質分析に関わる実験的研究
- 理工学研究科量子線科学専攻化学・生命コース「X線吸収分光演習実験」、理学部の専門科目、卒業研究、1科目程度の教養科目を担当。理学部担当コース(物理学、化学、又は地球環境科学)は採用時に決定。
- 2016年4月1日
- なし
- 博士号又はPhD取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(著書、査読付原著論文、総説、その他) ○主要研究論文別刷5編(コピー可) ○最近5年間の外部資金取得状況 ○研究成果の概要(約1,500字) ○教育実績、社会貢献活動 ○赴任後の教育、研究に関する抱負(各約1,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先
- 2015年10月30日(金) 必着
- ①310-8512水戸市文京2-1-1 茨城大学理学部 折山 剛 電話 029-228-8333  
②同 田内 広 電話 029-228-8383
- 詳細は<http://www.ibaraki.ac.jp/img/common/pdf/employment/>参照。

#### ■高エネルギー加速器研究機構所員

[I]

- 教授1名
- 加速器研究施設
- 加速器研究施設に所属し、J-PARC主リングシンクロトロンに関わる安全管理全般において中心的役割を担う(但し放射線安全は担当外)。加速器研究施設が行う加速器の運転・維持に従事すると共に、高エネルギー加速器研究

機構が進める将来計画に必要な加速器技術の開拓的研究を行う。

- 2016年4月1日以降早期
- なし
- 履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト(和, 英文別葉, 提出論文別刷に○印) ○着任後の抱負 ○主要論文別刷5編以内 ○推薦書又は意見書
- 2015年10月30日(金)
- ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構人事労務課人事第一係  
②加速器研究施設 山口誠哉 電話 029-864-5689 Fax 029-864-3182 seiya.yamaguchi kek.jp

#### [II]

- 助教若干名
- 2, 4, 5, 9は[I]に同じ。
- 加速器研究施設では, J-PARC 陽子加速器, SuperKEKB コライダー, フォトンファクトリー加速器(PFとPF-AR), 及び電子陽電子入射リニアックの設計・建設・運転・性能向上に関連する加速器の研究を行うと共に, 次世代光源, リニアコライダー等の将来計画に向けた加速器技術開発, 加速器理論等の加速器に関する広範な研究を進めている。採用後は加速器研究施設が進めている何れかのプロジェクトに属して加速器の運転, 維持, 開発研究を行う。
- 履歴書(2件以上応募の場合はその順位を明記) ○研究歴 ○発表論文リスト(和, 英文別葉, 提出論文別刷に○印) ○着任後の抱負 ○主要論文別刷5編以内 ○推薦書又は意見書
- 2015年12月18日(金)

#### [III]

- 特別助教若干名
- 2, 4, 9は[I]に同じ。
- 加速器研究施設に属し「J-PARC 陽子加速器, SuperKEKB コライダー(リング及び電子陽電子リニアック), 放射光源加速器(PF/PF-AR/cERL)」何れかのプロジェクトにおいて, 建設・運転維持・性能向上に従事すると共に, 関連する加速器の将来計画に向けた開発研究を進める。
- 2020年3月31日
- 7, 8は[II]に同じ。
- 書類選考の上, 面接を行う。

#### [IV]

- 博士研究員若干名
- 2, 4, 9は[I]に同じ。
- 加速器研究施設では, J-PARC 陽子加

速器, SuperKEKB コライダー, フォトンファクトリー加速器(PFとPF-AR), 及び電子陽電子入射リニアックの設計・建設・運転・性能向上に関連する加速器の研究を行うと共に, 次世代光源, リニアコライダー等の将来計画に向けた加速器技術開発, 加速器理論等の加速器に関する広範な研究を進めている。採用後は加速器研究施設が進めている何れかのプロジェクトに属して加速器の開発研究を行う意欲的な若手研究者を求む。

- 単年度契約で2年
- 7, 8は[II]に同じ。
- 10は[III]に同じ。

#### ■横浜国立大学大学院工学研究院助教

- 助教1名
- 知的構造の創生部門/物理工学コース
- 梅原出教授, 上原政智准教授と協力して重い電子系等強相関電子系の単結晶育成や多重極限下での先進的な実験研究, 理工学部数物・電子情報系学科物理工学EPと大学院工学府物理情報工学専攻物理工学コースの教育を行う。
- 2016年4月1日
- 5年(本学規則による)
- 着任時に博士号を有し, 学部, 大学院の教育研究に熱意のある方。
- 履歴書 ○業績リスト ○主要論文5編以内 ○今迄の研究と教育の概要及び今後の研究展望と教育に関する抱負(A4, 約1~2枚) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○以上を印刷した書類と1つのpdfとして記録したCD又はDVD
- 2015年11月2日(月) 必着
- ①240-8501横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5 横浜国立大学大学院工学府物理情報工学専攻物理工学コース 関谷隆夫 ②物理工学 梅原 出 電話 045-339-4184 izuru ynu.ac.jp
- 封筒に「強相関電子系助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

#### ■北海道大学大学院工学研究院准教授

- 准教授1名
- 量子理工学部門プラズマ理工学分野
- プラズマの工学的応用分野, 又はそれに関連する基礎分野。
- 2016年4月1日以降早期
- なし
- 着任時に博士号, 又はPhDを有すると共に, 募集する専門分野における研究

実績を有し, 他分野との学際・融合研究の開拓に意欲のある方。

- 履歴書 ○研究業績目録 ○教育実績 ○最近5年間の主要論文5件の写し各1部 ○採用された場合の研究計画(図表を含めA4, 3~4枚) ○採用された場合の教育に対する抱負(約1,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属等
- 2015年11月9日(月) 必着
- ①060-8628札幌市北区北13条西8丁目北海道大学工学系事務部総務課人事担当  
②大学院工学研究院量子理工学部門 梅垣菊男 umegaki eng.hokudai.ac.jp
- 詳細は[http://yggdrasil.eng.hokudai.ac.jp/download\\_file/files/qjin/pa27-26.pdf](http://yggdrasil.eng.hokudai.ac.jp/download_file/files/qjin/pa27-26.pdf)参照。

#### ■千葉大学先進科学センター助教

- 助教1名
- 早期高等教育研究部門
- 分子科学に関連した実験的研究(広く分子が関与する基礎又は応用研究, デバイス研究, 物性研究, 各種分光学研究等を含む)。先進科学センターの石井久夫教授と連携して研究できる方を募集。先進科学プログラム(千葉大学への飛び入学制度)の教育・運営活動を行うと共に, 融合科学研究科ナノサイエンス専攻ナノ物性コース及び工学部ナノサイエンス学科において研究・教育活動にも従事。
- 2016年4月1日迄の早期
- 5年(再任可, 再任後の任期等は問合わせのこと)
- 博士号取得又は採用迄に取得予定。
- HP参照
- 2015年11月16日(月) 必着
- 263-8522千葉市稲毛区弥生町1-33 千葉大学先進科学センター 石井久夫 電話 043-290-3524 ishii130 faculty.chiba-u.jp
- 詳細は<http://www.cfs.chiba-u.jp/event/150901.html>参照。

#### ■大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻准教授

- 准教授1名
- 物性理工学領域ナノ量子物理講座
- 固体物性実験, 鈴木義茂教授と協力しナノ構造物質・デバイスを創製。基礎と応用に関心を持ち研究・教育で活躍できる方。
- 2016年4月1日
- なし

6. 博士号取得者(日本語・英語で講義担当)
7. ○履歴書(写真貼付) ○業績リスト(口頭発表・外部資金取得状況等含)  
○主要論文別刷5編以内(コピー・投稿中可) ○今迄の研究概要(約2,000字)と研究計画書(1,000字以上) ○教育の抱負(1,000字以上) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先(外国研究者可).
8. 2015年12月11日(金) 必着
9. ①560-8531 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物性物理学領域 木村 剛  
②鈴木義茂 電話 06-6850-6425  
suzuki-y mp.es.osaka-u.ac.jp
10. 封筒に「准教授応募」と朱書き簡易書留で送付. 書類は原則不返却. 必要に応じ追加書類提出や面接(旅費等自己負担)を求める事がある. ここに示した事項については変更となる可能性がある.

## 学術的会合

### 学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

### ■第31回湯川記念講演会

主催 大阪大学総合学術博物館湯川記念室  
日時 2015年10月11日(日) 13:00~17:00  
場所 大阪大学中之島センター佐治敬三メモリアルホール(530-0005大阪市北区中之島4-3-53 電話06-6444-2100)  
内容 高校生, 一般の方を対象に最前線の物理, 自然科学を紹介する. 吉田直紀(東大)宇宙の夜明け—ファーストスターと超巨大ブラックホールの謎—, 難波啓一(阪大)生命を支える超分子ナノマシン  
定員 190名(満員時は別講義室にビデオ中継)  
参加費 無料  
連絡先 560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科内 湯川記念講演会係 電話 06-6850-5341 yukawa7

het.phys.sci.osaka-u.ac.jp <http://www-yukawa.phys.sci.osaka-u.ac.jp/sympo/sympo.html>

### ■熱電材料科学に関する国際会議2015(TMS2015)

主催 TMS2015企画委員会  
日時 2015年11月9日(月)~11日(水)  
場所 名古屋大学ES総合館1F ESホール(464-8603名古屋市千種区不老町 電話 052-789-4444(守衛室))  
内容 熱電材料の物理・化学に関する国際会議. この分野をリードする国内・国外研究者による招待講演と, 一般参加者の口頭・ポスター発表. 熱電変換が中心でありながら, 次世代を担う革新的なエネルギー変換材料に関する物理, 化学, 材料工学の発表を広く募集し, 意見交換の場とする.  
定員 100名  
参加費 無料(懇親会費5,000円, 学生・PD 3,000円)  
連絡先 464-8602名古屋市千種区不老町 名古屋大学理学研究科物理学教室 寺崎一郎 電話/Fax 052-789-5255 tms2015condmat.net <http://condmat.net/tms2015/>  
その他 事前登録はe-mailで受付. 参加者多数の場合は事前登録の方を優先.

### ■第9回物性科学領域横断研究会—凝縮系科学の最前線—

主催 科研費7新学術領域  
日時 2015年11月13日(金)~15日(日)  
場所 東京大学本郷キャンパス[13日:理学部化学本館講堂, 14-15日:小柴ホール](113-8654東京都文京区本郷7-3-1)  
内容 物性科学に関連した新学術領域研究が合同で開催する研究会. 各領域の研究内容を専門外の研究者や大学院生に対し解説し, 領域間のシナジー効果を高めると共に, 物性科学のホットな話題を2日間で概観する事を目的とする. より広い意味での物性科学に関わる新学術領域からのゲスト講演も含める. 一般からの発表としてポスターセッションを設ける. 凝縮系科学賞の授賞式と記念公演も行う.  
定員 170名  
参加費 無料  
参加申込締切 発表を行う場合: 2015年10月16日(金), 発表を行わない場合: 2015年11月2日(月)(空きがあれば当日参加可)  
概要原稿締切 2015年10月16日(金)  
連絡先 400-8511 甲府市武田4-3-11 山梨大学 鳥養映子 et yamanashi.ac.jp

その他 詳細は<http://www.topological-qp.jp/ryoikioudan2015/index.html>参照.

### ■International Symposium on Present and Future of Material Sciences

主催 日本学術振興会・学術システム研究センター  
日時 2015年11月17日(火)~18日(水)  
場所 大阪大学豊中キャンパス シグマホール(560-0043豊中市待兼山町1-1 電話 06-6850-6131)  
内容 物性物理学, 工学, 化学, 高压地球科学等を含む幅広い分野におけるマテリアル・サイエンス研究の最前線を俯瞰し, 学術的な視点から今後の展望を探る. 国内外からの招待講演者10名による口頭講演と一般参加者の内の希望者によるポスター発表を予定.  
定員 200名  
参加費 無料  
ポスター発表申込締切 2015年10月25日(日)  
ポスター発表アブストラクト提出締切 2015年11月4日(水)  
連絡先 560-0043 豊中市待兼山町1-1 大阪大学大学院理学研究科宇宙地球科学専攻 川村 光(秘書:高比良尚子) 電話 06-6850-5543(秘書:電話/Fax 06-6850-5494) ISPF2015 spin.ess.sci.osaka-u.ac.jp <http://thmat8.ess.sci.osaka-u.ac.jp/Meeting2015/>

### ■The 2nd International Symposium of the Interactive Materials Science Cadet Program

主催 文部科学省博士課程教育リーディングプログラム 大阪大学未来戦略機構第三部門「インタラクティブ物質科学・カデットプログラム」  
日時 2015年11月18日(水)~19日(木)  
場所 千里阪急ホテル(560-0082豊中市新千里東町2-1 電話 06-6872-2211)  
内容 プログラムの理念に基づき, 物質科学の様々な分野の研究者や学生間の対話と共同研究を促進し, 研究活動を発展させる事を目的としている. 今年は「ペロブスカイトとその関連物質」に注目し, プログラム履修生による発表の他, 超伝導や強相関電子系, 太陽電池, 第一原理計算による設計物質といった様々な分野を牽引する国内外の研究者による招待講演を行う.  
定員 200名  
参加申込締切 2015年10月31日(土)  
連絡先 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G棟202号室  
未来戦略機構第三部門カデットプログラム  
事務局 電話 06-6850-6403 isimsc2  
gmail.com [http://www.msc.osaka-u.ac.jp/  
isimsc2/](http://www.msc.osaka-u.ac.jp/isimsc2/)

### ■第26回プラズマエレクトロニクス講習 会～プラズマプロセスの基礎と先端分野 への応用～

主催 応用物理学会プラズマエレクトロニ  
クス分科会  
日時 2015年11月20日(金)9:30～19:00  
場所 東京大学本郷キャンパス武田ホール  
(113-0032東京都文京区弥生2-11-16)  
内容 産業応用で必要とされるプロセスプ  
ラズマの生成、制御、計測の基礎と、そ  
の先端応用技術について各分野にて第一  
線でご活躍の先生方よりご講義頂く。今  
年は応用技術として半導体デバイス製造  
におけるエッチング及び成膜技術と医  
療・バイオ応用にフォーカス。

定員 100名

参加費 22,000円, 学生6,000円

申込 [https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/  
index.php/726623/lang-ja](https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/index.php/726623/lang-ja)より

参加申込締切 2015年10月28日(水)

参加費振込締切 2015年11月11日(水)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-  
22 湯島アーバンビル7階 応用物理学  
学会分科会担当 小田康代 電話 03-5802-  
0863 Fax 03-5802-6250 [oda jsap.or.jp  
http://annex.jsap.or.jp/tfspd/](http://annex.jsap.or.jp/tfspd/)

### ■第44回薄膜・表面物理基礎講座(2015) 「二次元層状物質の基礎物性と応用」

主催 応用物理学会 薄膜・表面物理分科  
会  
日時 2015年11月26日(木)  
場所 筑波大学東京キャンパス文京校舎  
(305-8571東京都文京区大塚3-29-1 電  
話 03-3942-6805)

内容 グラフェン及びカルコゲナイド等の  
二次元層状物質について、基礎的な物性  
から最新の応用研究、及び評価技術迄を  
第一線の講師の方々に解説して頂く。二  
次元層状物質の研究・開発に携わる若手  
技術者・研究者や今後層状物質の研究に  
取り組む方々にお勧めの講座。

定員 120名

参加費 15,000円, 学生3,000円

参加申込締切 2015年11月10日(火)

連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-  
22 湯島アーバンビル7階 応用物理学  
学会分科会担当 小田康代 電話 03-5802-  
0863 Fax 03-5802-6250 [oda jsap.or.jp](http://oda.jsap.or.jp)

[https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/index.  
php/557698/lang-ja](https://annex.jsap.or.jp/limesurvey/index.php/557698/lang-ja)

### ■日本物理学会北陸支部定例学術講演会

主催 日本物理学会北陸支部

日時 2015年11月28日(土)

場所 金沢大学角間キャンパス(金沢市角  
間町)

内容 特別講演:内橋貴之(金沢大)高速  
原子間力顕微鏡で可視化する生体分子の  
構造ダイナミクス。一般公演(口頭発表、  
募集内容:物理一般)。

参加費 1,000円, 学生無料

一般公演申込締切 2015年10月31日(土)

連絡先 920-1192金沢市角間町 金沢大  
学理工研究域数物科学系 佐藤政行 電  
話 076-264-6077 Fax 076-264-5739  
[hokuriku15\\_s.kanazawa-u.ac.jp](mailto:hokuriku15_s.kanazawa-u.ac.jp) [http://  
h-jps.w3.kanazawa-u.ac.jp/indexmt2015.  
html](http://h-jps.w3.kanazawa-u.ac.jp/indexmt2015.html)

### ■総研大アジア冬の学校(AWS2015)

主催 総合研究大学院大学物理科学研究科  
核融合科学専攻・機能分子科学専攻・構  
造分子科学専攻

日時 2015年12月1日(火)～4日(金)

場所 核融合科学研究所(509-5292土岐市  
下石町322-6), 分子科学研究所(444-  
8585岡崎市明大寺町西郷中38)

内容 日本国内を含むアジア諸国の学生  
(学部生・大学院生)及び若手研究者を  
対象に、プラズマ物理の基礎から核融合  
をめざしたプラズマ実験、核融合プラズ  
マやプラズマの複雑現象のシミュレー  
ション、分子科学の基礎の講義を行う。  
参加者の現在又は将来の研究に関するポ  
スター発表や、参加者と職員との交流の場  
としての懇親会、核融合科学研究所大型  
ヘリカル実験装置LHDや分子科学研究  
所実験施設の見学、仮想現実装置  
CompleXcopeの体験実習等も予定。

定員 30名

参加費 無料

参加申込締切 2015年10月31日(土)

連絡先 509-5292土岐市下石町322-6 核  
融合科学研究所 石黒静児, 大谷寛明  
[aws2015\\_nifs.ac.jp](http://aws2015_nifs.ac.jp)

その他 詳細は[http://nsrp.nifs.ac.jp/aws2015/  
index-j.shtml](http://nsrp.nifs.ac.jp/aws2015/index-j.shtml)参照。旅費の補助は可能だ  
が、財源に限りがあるので希望に添えな  
い場合がある。旅費の補助を受ける方は  
ポスター発表が義務になる。

### ■市民講座「物理と宇宙」第3回

主催 京都大学理学研究科 物理学・宇宙

物理学専攻, 基礎物理学研究所

共催 日本物理学会京都支部

日時 2015年12月6日(日)13:00～17:30

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

内容 第一線で活躍している京都大学教員  
が物理学・宇宙物理学の最先端の話題を  
一般市民の方々に分かりやすく解説する。  
プログラム:上田佳宏「ブラックホール  
を見つける」、佐々真一「秩序創発への  
ミクロからの挑戦」、杉本茂樹「超弦理  
論の奇跡」。対象:中高生以上。

定員 500名(申込多数の場合は先着順)

参加費 無料(講演終了後の「講師を囲む  
会」(先着25名)は別途500円)

参加申込締切 2015年12月3日(木)

連絡先 606-8502京都市左京区北白川追分  
町 京都大学基礎物理学研究所内 市民  
講座係 [shimin yukawa.kyoto-u.ac.jp](mailto:shimin.yukawa.kyoto-u.ac.jp)  
[http://www.scphys.kyoto-u.ac.jp/Public\\_  
Lecture/index.html](http://www.scphys.kyoto-u.ac.jp/Public_Lecture/index.html)

その他 申込はWEB, e-mail, 往復葉書に  
て(電話・Faxによる申込受付は行わな  
い)。

### ■量子エレクトロニクス研究会「極限計測 の科学と技術」

主催 応用物理学会量子エレクトロニクス  
研究会

協賛 日本物理学会, 日本光学会, レーザ  
学会

日時 2015年12月18日(金)～20日(日)

場所 東京大学山中寮内藤セミナーハウス  
(401-0502山梨県南都留郡山中湖村平野  
506-296)

内容 近年、真空紫外光やテラヘルツ光と  
いった極限周波数計測技術、光格子時計  
や光コム計測等の精密時間・周波数計測  
技術、更に量子もつれを用いた量子計測  
技術や弱測定等極限計測技術の重要性が  
高まっている。物性物理学から化学、更  
に素粒子物理学に至るまでの幅広い研究  
分野において主として光を用いた極限計  
測技術に携わり第一線で活躍している研  
究者を講師として招き、最新の成果をお  
話し頂くとともに、この分野の今後の展  
開についてじっくり議論する。実施形  
態:チュートリアル講演2件(各1時間)、  
招待講演15件(各40分)、ポスター発表。

定員 60名

参加費 28,000円, 学生10,000円(宿泊費・  
食費込)

申込 <http://annex.jsap.or.jp/qe/>より

参加申込締切 定員に達し次第(最終:2015  
年11月15日(日))

連絡先 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1  
 東京大学 小関泰之 電話 03-5841-0426  
 ozeki ee.t.u-tokyo.ac.jp

**■10th International Conference on Optics-photonics Design & Fabrication**

主催 日本光学会光設計研究グループ  
 日時 2016年2月28日(日)~3月2日(水)  
 場所 Hochschule Ravensburg-Weingarten, Germany

内容 ODF is an international forum for the engineers and scientists in the field of Optics-photonics Design and Fabrication to exchange their ideas and achievements for the future mutual progress. The conference will consist of the session for optical design/simulation, optical components/devices, optical systems, and optical technology.

連絡先 Hochschule Ravensburg-Weingarten University of Applied Sciences  
 Iris Hertkorn 電話 +49-751-501-9834  
 Fax +49-751-501-9648 odfl6 hs-weingarten.de http://www.odfl6.de/

その他 参加費, 各種申込締切: HP 参照.

その他

**助成公募の標準様式 (1件500字以内)**

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

**■第18回大学女性協会守田科学研究奨励賞候補者募集**

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

対象 自然科学分野において, 優れた研究成果を上げており, 科学の発展に貢献する事が期待される40歳未満(2016年4月1日現在)の女性科学者.

授賞内容 年2件以内. 賞状及び副賞50万円.

提出書類 ○研究題目とその概要, 今後の展望及び抱負(A4判2頁以内, 各15部)

- 推薦状(厳封, 1通) ○履歴書(15部, 記載項目はHP「賞・奨学金・支援」を参考)
- 研究業績リスト(主要論文は○を付記, 15部, 記載項目はHP「賞・奨学金・支援」を参考) ○主要論文別刷5編以内各3部(コピー可)

応募締切 2015年11月20日(金) 必着  
 書類送付先・連絡先 160-0017東京都新宿区左門町11番地6-101 大学女性協会  
 電話 03-3358-2882 Fax 03-3358-2889  
 jauw jauw.org http://www.jauw.org  
 その他 提出書類不返却.

**■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード**

本会 web site (http://www.jps.or.jp/) の会員専用ページには, 各種変更届, 刊行委員会報告, 過去の大会プログラム等の情報を掲載しています. アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月分)は次の通りです. (英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されます.)  
 10月ユーザ名 : 15Oct  
 パスワード: Otto465  
 11月ユーザ名 : 15Nov  
 パスワード: Percy482  
 ユーザ名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります.

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年 9月(～16年 3月)	一般相対性理論誕生100年記念市民講演会	弘前(青森), 仙台, 新潟, 神岡(岐阜), 長岡(新潟), つくば(茨城), 東京, 名古屋, 京都, 大阪, 広島	70-9
10/8～9	第10回高崎量子応用研究シンポジウム	高崎市(群馬)	70-9
10/11	第31回湯川記念講演会	大阪市	70-10
10/12～16	9th Int. Conf. on Reactive Plasmas/68th Gaseous Electronics Conf./33rd Symp. on Plasma Processing	Honolulu	70-6
10/19～21	第36回日本熱物性シンポジウム	仙台市	70-7
10/20～21	第60回表面科学基礎講座	吹田市(大阪)	70-8
10/23～24	分子アーキテクニクス研究会第6回研究会	京都市	70-9
10/25～30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
11/2～4	第54回電子スピンスイエンズ学会年会	新潟市	70-6
11/5～7	生物・医学を物理する:放射線と物理, 医療を物理する, 生命システムのモデリング	京都市	70-6
11/6	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「次世代太陽エネルギー変換デバイスの研究開発を支える先端計測」	調布市(東京)	70-9
11/6	日本希土類学会第33回講演会	東京	70-9
11/6～8	第54回NMR討論会(2015)	習志野市(千葉)	70-8

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2015年			
11/9~11	熱電材料科学に関する国際会議2015 (TMS2015)	名古屋市	70-10
11/10~12	第56回高压討論会	広島市	70-6
11/13	第67回白石記念講座「新しい世紀の形態計量学—数学と鉄鋼研究のコラボレーション—」	東京	70-9
11/13~15	第9回物性科学領域横断研究会—凝縮系科学の最前線—	東京	70-10
11/16~18	第28回国際超電導シンポジウム (ISS2015)	東京	70-9
11/17~18	第13回X線結像光学シンポジウム	名古屋市	70-9
11/17~18	Int. Symp. on Present and Future of Material Sciences	豊中市 (大阪)	70-10
11/18~19	The 2nd Int. Symp. of the Interactive Materials Science Cadet Program	豊中市 (大阪)	70-10
11/20	第26回プラズマエレクトロニクス講習会—プラズマプロセスの基礎と先端分野への応用—	東京	70-10
11/24~25	第33回量子情報技術研究会 (QIT33)	厚木市 (神奈川)	70-8
11/26	第44回薄膜・表面物理基礎講座 (2015)「二次元層状物質の基礎物性と応用」	東京	70-10
11/27~28	表面・界面スペクトロスコーピー2015	嵐山 (埼玉)	70-9
11/28	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	金沢市	70-10
12/1~3	2015年真空・表面科学合同講演会/第35回表面科学学術講演会・第56回真空に関する連合講演会	つくば市 (茨城)	70-7
12/1~4	第4回国際ワークショップ「微小光共振器とその応用」(WOMA2015)	札幌市	70-9
12/1~4	総研大アジア冬の学校 (AWS2015)	土岐市 (岐阜), 岡崎市 (愛知)	70-10
12/5~6	第16回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	奈良市	70-9
12/6	市民講座「物理と宇宙」第3回	京都市	70-10
12/9	第34回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市 (東京)	70-9
12/18~20	量子エレクトロニクス研究会「極限計測の科学と技術」	山中湖村 (山梨)	70-10
2016年			
1/13~17	表面・ナノ科学シンポジウム2016 (SSNS'16)	富良野市 (北海道)	70-9
2/28~3/2	10th Int. Conf. on Optics-photonics Design & Fabrication	Ravensburg-Weingarten (ドイツ)	70-10
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会 (東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
6/12~16	The 11th Int. Conf. on Coatings on Glass and Plastics	Braunschweig (ドイツ)	70-8
6/19~24	The 14th Int. Symp. on Nuclei in the Cosmos	新潟市	70-8
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会 (金沢大学) (物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会 (宮崎大学) (素核宇)	宮崎市	日本物理学会

## 編集後記

諸事情により、編集後記を書くのはこれで二度目である。初回は二年前、就任直後の右も左も分からぬ時期のことであり、無難にやり過ごすことだけを願っていた。今回は二度目でもあり、もう少し踏み込んだことを書いてみようと思う。

人には(と大きな主語で始めてみる)多かれ少なかれ破滅願望というものがあるという話である。編集委員は基本的に任期二年であり、前任者が後任者を見つけてくることになっているが、前任者から編集委員就任の打診があった時には「マジヤバイ」と思った。スキーで喻えれば上級者の連れから上級コースのリフトに乗ろうと誘われた時の心境に近いかもしれない。そしてど

れほど急斜面かも分からぬまま、まして自分の技量も知らぬまま「ええい、まよよ」とばかりに承諾してしまったのである。

就任後に初めて知って驚いたのは、毎月の会議が原則的に土曜日に設定されていることと、編集委員が原則的に関東地方からのみ選ばれていることであった。前者に関しては(旧)国研や、まして企業では労務管理に口やかましいご時世だということに、大学人を主体とする物理学会は別世界ということであろう。後者についても、多様性推進の点で非常に寂しいものがあつた。原発事故関連記事など、読者の居住地域によって受け取られ方が大きく異なる記事が掲載されていた時期であつたので、尚更であつた。

とはいえ編集委員としての経験のおかげ

で、原稿のどこをどう修正すれば読者によりとつきやすく、誤解なく、楽しく読んでもらえるか、と考える習慣がついたのは非常に得るところが大きかつた。昨年から各記事の最初のページに導入されたリードページは、まったくの新企画だったために(著者はもちろん)編集委員にとってもしばらく手探り状態で苦労したけれども、日本語読解力と作文力を久しぶりに鍛え直された気がした。

また編集委員会は、学部卒業以来あまり交流がなかったもう一つの物理学(「物性」のわたしにとっては「素核宇」)の人々と顔を合わせて話ができる希有な場所でもあつた。科学そのものよりもむしろ科学者に興味があるわたしとしては、異文化衝突という意味で非常に興味深い体験であつた。

もともとそれほど交友範囲が広い方ではないので、すぐに「詰む」であろうことは想定内であったが、突然原稿を依頼されたにもかかわらず快諾して下さった著者の方々、ならびにご同役の編集委員の方々のおかげで何とか二年を過ごすことができた。この場をかりて深く感謝し、二度目の編集後記の結びとしたい。

石岡邦江

編集委員

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

(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

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

第 71 期 (2015 年 3 月 31 日~2016 年 3 月 31 日) 理事・監事

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

本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会  
〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル 3F  
Fax: 03-3475-5619 e-mail: info\_jaacc.jp

日 本 物 理 学 会 誌 第 70 卷 第 10 号 (平成 27 年 10 月 5 日発行) 通巻 796 号

©日本物理学会 2015

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。