

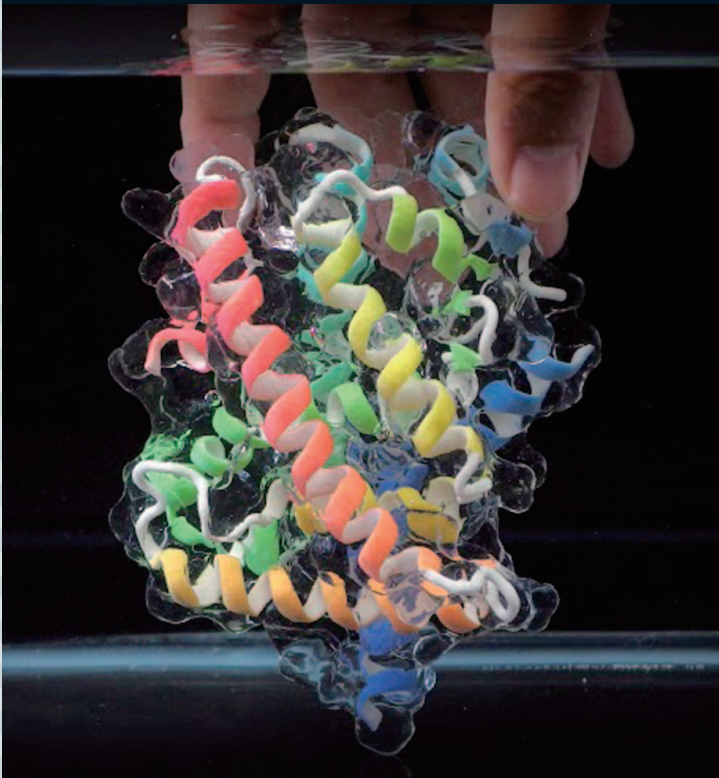
- ラシュバ効果
- シリーズ「国際光年IYL2015に寄せて」
- 吸収状態をめぐる非平衡臨界現象の物理学

NO.

8

2015 | VOL. 70

B U T S U R I  
日本物理学会誌



# 日本物理学会 Jr. セッションは楽しい!

松川 宏 (Jr. セッション委員会委員長)

皆さんは Jr. セッションをご存じだろうか? 大会のプログラムで見られた方は多いだろうが、実際に参加された方は少ないと推察する。筆者もあるきっかけから Jr. セッション委員会委員となるまで参加したことは無かった。しかし参加してみると非常に楽しいのである。ここでは Jr. セッションの様子とともにその楽しさをお伝えしたい。

Jr. セッションは高等学校・中学校などで物理を中心とした理科の研究を行っている生徒たちに口頭・ポスター発表をしてもらい、我々会員および参加している中高生との議論・交流などをもとに物理の考え方、研究の進め方に触れてもらい視野を広げ、今後の一層の発展に寄与することを目指すものである。1905年のアインシュタインの奇跡の年から100年後の2005年の世界物理年に本会の記念事業として開始されて以来、Jr. セッションは年会の会期中に行われてきた。東京理科大学野田キャンパスでの第1回 Jr. セッションでは28件の講演が行われたが、\*1その後順調に講演数は増え、2015年早稲田大学における第70回年次大会2日目に開催された第11回 Jr. セッションでは過去最多の77件の発表が行われ全発表者数240名、全参加生徒数270名を数えた。

現在 Jr. セッションでは、応募して頂いたレポートによる1次審査とその後の委員会による2次審査により口頭発表とポスター発表を選び、当日の発表を聴いて3次審査を行い、最優秀賞(今回1件、以下同)、優秀賞(5件)、奨励賞(16件)、審査員特別賞(1件)を授与している。このような中高生の研究は指導される熱心な先生方のご努力によって可能となっている。そのため

2013年からそのご努力を称えるため物理教育功労賞を設け、これまで13名の中学・高校の先生方に授与してきた。

応募された講演の1次審査は、審査員一人が審査する件数が多く、\*2論文形式に慣れないレポートも多いため、苦勞することもある。これは高校までの国語教育にも大きな問題があるのではないかと考えている。しかし Jr. セッション当日の発表は内容とともにそのプレゼンテーション能力、議論の仕方などの素晴らしさに驚かされるものが多い。レポート提出から発表までの短期間での発展は伸び盛りの中高生の成長の速さを示すものであろう。

発表の内容に話を進めよう。多くの会員は Jr. セッションで行われる中高生の研究発表は、いわゆる身近な物理に関するものが多く大学・研究機関で行われている研究に比べればやさしいものと考えておられるのではないだろうか。あるいは逆にいわゆる進学校などの生徒が高度なテーマでの研究成果を発表する場として Jr. セッションを考えている方もいらっしゃるだろう。現実には、中学校、普通科高校、定時制高校、高等専門学校(3年生以下)など多種の学校の生徒さんが発表され、テーマも身近な物理に関するものから量子力学の基礎に関する数学的証明まで多岐にわたっている。このような多様性が本会 Jr. セッションの特徴であり誇るべき点であると考えている。受賞対象の学校、テーマも多様である。また、身近な物理に関する発表も確かに多いが、それらのなかにはおもしろくかつよく考えると難しい問題が多く、こちらがしばしば非常に刺激を受ける。そして、生徒たちはおもしろいと思って発表しているのである。厳しい質問にもきちんと反論し自分たちの研究の長所をアピールし、我々や他校の生徒との議論

を楽しんでいるのである。今回、あるポスター講演を行った生徒から聞いたのだが、普段は流体力学の話が学校でも誰もおもしろがってくれないが、ここにくると多くの人がおもしろがってくれ楽しく議論できる、それが Jr. セッションに参加して一番うれしい、とのことであった。そのような場に参加することは我々にとっても楽しい。

会員には教員をされている方も多いと思う。教員同士が話をすると学生に関する愚痴をしばしばこぼすものであるが、教員は多くの場合、自分よりかなり若い学生を相手にするので、知らず知らず刺激を受け若さをもらっている面もあると考える。Jr. セッションで中高生の発表を聴き議論すると、その内容自体もおもしろいものが多いように、そのような刺激を普段よりもより生に近い形で受け科学に対する純粋な興味に触れ、これが実に楽しいのである。今回の Jr. セッションでは講演数の増加のため初めて審査に加わり協力して頂いた方も多いが、その方々からも楽しいという声を多く聞いた。

Jr. セッションの開催も11回を数え講演数も増え、今後どのような方向を目指すべきか考える時期に来ている。しかし Jr. セッションへの参加で受けた刺激は、中高生が将来どのような道に進もうと必ず役に立つと自負している。その上、Jr. セッションを彼らも我々も楽しんでいる。そのように自負することができ、お互いに楽しめるのも、様々な現象もしっかり実験・観察し基礎に戻って論理的に考えていけば中高生も我々も同じ土俵の上で議論ができるという物理という学問の力であろう。中高生と我々お互いへの刺激、楽しさ、そして多様性は今後とも大事にしていきたいと考えている。

皆さん、次の Jr. セッションでお会いしましょう。楽しいですよ。

(2015年4月28日原稿受付)

\*1 Jr. セッション開始の顛末については並木雅俊: 日本物理学会誌 60 (2005) 41 を、またこれまでの Jr. セッションに関しては学会ホームページ <http://www.gakkai-web.net/butsuri-jrsession/> をご覧下さい。

\*2 次回からは改善する予定である。

巻頭言 Preface

日本物理学会 Jr. セッションは楽しい！  
Enjoy JPS Jr. Session!

松川 宏 …… 585  
Hiroshi Matsukawa

現代物理のキーワード Trends

ラッシュバ効果—2次元電子系のスピン軌道相互作用  
Rashba Effect—Spin-Orbit Interaction for 2D Electrons

有賀哲也 …… 588  
Tetsuya Aruga

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

序言  
Foreword

590

光学を革新したレーザーの創造性とその発展  
Innovation of Optics Made by the Laser

霜田光一 …… 591  
Koichi Shimoda

解説 Reviews

To be, or not to be—吸収状態をめぐる非平衡臨界現象の物理学  
Physics of Non-Equilibrium Phase Transitions into Absorbing States

竹内一将 …… 599  
Kazumasa A. Takeuchi

最近の研究から Researches

低温アモルファス氷表面における水素原子の拡散—宇宙における分子進化の鍵—  
Study on Surface Diffusion of Hydrogen Atom on Amorphous Solid Water at Low Temperatures: A Key for Chemical Evolution in Space

羽馬哲也, 香内 晃, 渡部直樹 …… 608  
Tetsuya Hama, Akira Kouchi and Naoki Watanabe

微弱な磁気双極子相互作用によるボース・アインシュタイン凝縮体スピンの空間構造形成：  
磁性気体としての冷却 Rb 原子

Spin Texture Formation Induced by Weak Magnetic Dipole Interaction in a Bose-Einstein Condensate: Magnetic Gas of Ultracold Rb Atoms

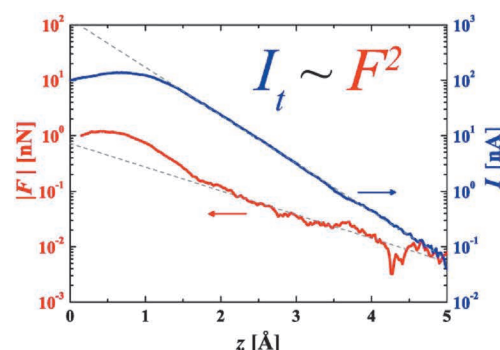
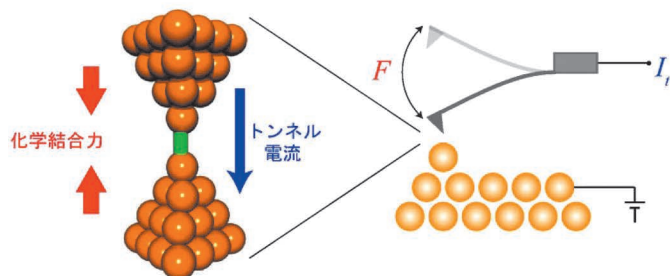
衛藤雄二郎, 斎藤弘樹, 平野琢也 …… 614  
Yujiro Eto, Hiroki Saito and Takuya Hirano

近接する2つの物体間の「力」と「電流」の関係  
Interplay between Force and Current in Atomic Junctions

杉本宜昭 …… 620  
Yoshiaki Sugimoto

3D プリンターが拓く新しい物理学の可能性  
3D Printing Innovation of Physics

古川英光, 川上 勝, 牧野真人, 齊藤 梓 …… 625  
Hidemitsu Furukawa, Masaru Kawakami, Masato Makino and Azusa Saito



最近の研究から（近接する2つの物体間の「力」と「電流」の関係）

2物体間に働く化学結合力とトンネル電流の間には、量子力学から帰結される単純な関係式がある。シリコン同士では、電流は力の2乗に比例することがわかった。

#### JPSJの最近の注目論文から 4月の編集委員会より

**学会報告** 第70回年次大会（2015年）招待・企画・チュートリアル講演の報告

**ラ・トッカータ** Recollections of the Matsubara-ken, 1965-6

**学界ニュース** 第105回恩賜賞・日本学士院賞：細野秀雄氏

第105回日本学士院賞：香取秀俊氏

第105回日本学士院賞：牧島一夫氏

科学技術分野の文部科学大臣表彰

**追悼** 鈴木敬愛先生を偲んで

**新著紹介**

**掲示板** ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

**行事予定**

**会告** ■2016年からの会費年額の改定について ■2016年度会費について手続きのお願い：正会員のうち大学院生の会費減額および学生会員（学部学生）の資格継続 ■2016年度の論文誌等購読の変更手続きのお願い ■2015年度科学セミナー ■2015年7月1日付新入会者

**本会記事** ■日本物理学会理事・監事・代議員，委員会委員 キャリア支援センター，物理系学術誌刊行センター，等氏名表

**本会関係英文誌目次**

上田和夫 …… 631

領域委員会 …… 634

Anthony J. Leggett …… 641

伊藤 満 …… 643

洪 鋒雷 …… 643

河合誠之 …… 644

644

小泉大一 …… 645

646

647

653

655

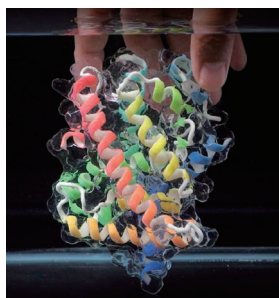
655

659

659

659

667



#### 表紙の説明

3Dプリンターを駆使して製作された、タンパク質（ペルオキシゾーム増殖剤応答性受容体）の分子模型の写真。この模型はタンパク質のポリペプチド主鎖部がリボン表示でフルカラー造形され、分子の表面形状は透明で柔らかい樹脂で造形されており、分子の構造を見て触って深く理解することができる。詳細は本号に掲載されている古川英光氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

# ラシュバ効果—2次元電子系のスピン軌道相互作用

Keyword: ラシュバ効果

## 1. ラシュバ効果とは

近年、結晶中の伝導電子のスピン軌道相互作用に関する現象が盛んに研究されている。ラシュバ効果はそのうちの一つで、2次元電子系におけるスピン軌道相互作用を指す。これを利用したスピン電界効果トランジスタ(FET)の提案<sup>1)</sup>を契機として、半導体スピントロニクス観点から注目されてきた。最近になって表面、3次元結晶などにおいて新しい研究の広がりが見られている。

結晶中の電子状態には、時間反転対称性から $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \downarrow)$ が要請される( $E(\mathbf{k}, \uparrow)$ は波数が $\mathbf{k}$ でアップスピン $\uparrow$ の状態の電子のエネルギーを表す)。一方、空間反転対称性を有する結晶では、電子状態は $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(-\mathbf{k}, \uparrow)$ を満たし、よって、 $E(\mathbf{k}, \uparrow) = E(\mathbf{k}, \downarrow)$ となり、上向きと下向きのスピン状態は縮退する。なんらかの事情で空間反転対称性が破れた系では、 $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ 等を除いて、スピン軌道相互作用によってスピン縮退が解ける。

スピン軌道相互作用は、 $\mathcal{H}_{SO} \propto (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ と表せる( $\boldsymbol{\sigma}$ はパウリ行列ベクトル、 $V$ は静電ポテンシャル、 $\mathbf{p}$ は電子の運動量)。原子核の周りの電子に対して書き換えれば、なじみ深い $\mathcal{H}_{SO} \propto \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ になる( $\mathbf{l}$ は軌道角運動量ベクトル、 $\mathbf{s}$ はスピン角運動量ベクトル)。

半導体ヘテロ接合や金属/酸化物/半導体接合等には2次元電子気体が生じる。これらの系では反転対称性が破れており、面に垂直な方向に沿ってポテンシャル勾配が生じ、スピン縮退が解ける。 $z$ 軸を面に垂直な方向にとり、 $\mathbf{k}_{\parallel}$ を面内波数ベクトルとすると、 $\nabla_z V \times \hbar \mathbf{k}_{\parallel}$ で表される有効磁場がスピンに作用すると見なせる。本物の磁場と異なるのは、有効磁場の方向が常に電子の運動方向と垂直になることである。 $\mathcal{H}_R = \alpha(\mathbf{e}_z \times \mathbf{k}_{\parallel}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ と表して、これをラシュバスピン

軌道相互作用という。<sup>2)</sup> これにより、電子状態に $k_{\parallel}$ に比例したスピン分裂が生じることになる(図1)。

空間反転対称性を有する3次元結晶の内部では、原子由来のもの以外にはスピン軌道相互作用は生じない。一方、GaAsやGaNなどの化合物半導体には、その結晶構造が反転中心をもたないために結晶内電場が存在し、構成原子の $s$ 軌道( $l=0$ のため原子由来のスピン軌道相互作用は無い)からなる伝導電子に対してもスピン軌道相互作用が生じる。これはドレッセルハウス効果と呼ばれる。<sup>3)</sup> 閃亜鉛型結晶の空間軸を $[100]$ ,  $[010]$ ,  $[001]$ 方向にとると、ドレッセルハウススピン軌道相互作用は、 $k$ の3次の項を無視して、 $\mathcal{H}_D = \beta(k_y \sigma_y - k_x \sigma_x)$ と表される。化合物半導体のヘテロ接合ではラシュバ効果、ドレッセルハウス効果、および界面原子の結合非対称性由来のスピン軌道相互作用(式のうえではドレッセルハウス効果と区別がつかない)が共存する。

## 2. 半導体スピントロニクス

半導体におけるスピン軌道相互作用のうちラシュバ効果が特に注目されている理由は、スピン軌道相互作用の大きさが2次元面に垂直な方向の外部電場によって制御可能と考えられるからである。図2はスピンFETの模式図である。強磁性体のソースとドレインの間に2次元電子系を配置し、ラシュバスピン軌道相互作用をゲート電圧により制御する。ソースから注入された電子スピンは2次元面内で有効磁場のまわりで歳差運動してドレインに達する。ゲート電圧により歳差運動の周期を制御できれば電気伝導度に変調され、トランジスタとして動作することになる。電子スピンの歳差運動は微弱なゲート電圧で引き起こされ、さらに、通常のFETと比べてゲート容量が小さいため、著しく小さな消費電力で動作可能と考えられている。

現実の物質におけるラシュバ効果の大きさは、HgTeなど高周期元素を含むものほど大きく、空間電場のみではなく構成原子の核ポテンシャル勾配にも依存することがわかる。よって、ゲート電圧によりラシュバ効果を現実に制御

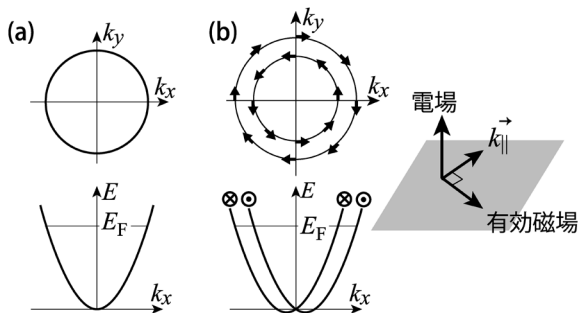


図1 (a) スピン縮退したバンドとそのフェルミ面、(b) ラシュバ効果によりスピン分裂したバンドとそのフェルミ面。矢印はスピン偏極ベクトルの方向。

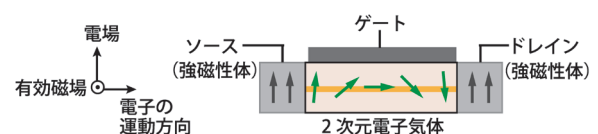


図2 スピンFETの模式図。

可能か否かは自明ではない。1997年、ラシュバ効果のゲート制御が初めて実験的に証明<sup>4)</sup>されたことで、磁性体を使わずに電子スピンを制御する半導体技術、すなわち、半導体スピントロニクスへの応用を目指す研究が本格的に展開されてきた。

物理的に興味深い応用例として、電子スピンの弁別実験がある。歴史的なシュテルン-ゲルラッハ実験では、中性の銀原子ビームのスピンの状態を不均一磁場により弁別した。電子などの荷電粒子の場合には磁場中でローレンツ力を受けるため実験が難しいが、ラシュバ効果による有効磁場を用いればスピンのみに力を作用させることができる。ラシュバ効果をゲート制御した微細半導体素子により、特定のスピンの電子を弁別することが実現されている。<sup>5)</sup>

### 3. 結晶表面、3次元物質におけるラシュバ効果

通常の半導体量子井戸においてはスピンの軌道相互作用の大きさはフェルミ単位において高々10 meV程度である。そのため、より大きなラシュバ効果を発現する物質系の重要性が生じた。

半導体にかぎらず、金属を含む結晶の表面においては、バルクのバンドギャップの2次元射影中に、表面に局在した2次元電子状態が生成することがあり、これを表面状態という。表面状態は角度分解光電子分光 (ARPES) による直接観測がなされてきた。1996年、高分解能化が進んだARPESにより、以前から知られていたAu(111)表面の表面状態が実はラシュバ効果によりスピン分裂しており、その分裂幅がフェルミ単位において110 meVにも達することが発見された。<sup>6)</sup> その後、同様の巨大ラシュバ効果が、タンゲステン、ビスマスなど第6周期元素の結晶表面において相次いで観測された。系によっては数100 meVにも達する分裂の大きさは、結晶-真空界面での伝導電子に対するポテンシャル勾配の大きさ程度ではまったく説明できず、原子核近傍の急峻な核ポテンシャルと、表面における並進対称性の破れがもたらす核近傍電荷分布の非対称性とに由来するものと理解された。<sup>7)</sup> 言い換えると、巨大ラシュバ効果の発現には重元素が必要であり、しかし、その重元素は表面第1層のみにあれば充分であることになる。

軽元素表面上のビスマス単原子層において実際に巨大ラシュバ効果が観測されたのを契機として、2次元スピン輸送実験などへの応用を目指して、ケイ素、ゲルマニウムなど軽元素半導体表面上に単原子層程度の重元素を吸着させた系において、ラシュバ効果によりスピン分裂した金属的表面状態が探索された。その結果、表面上の重元素単原子

層のみに局在した自由電子的2次元電子バンドにおいて巨大ラシュバ効果が発見された。<sup>8)</sup> 他方、表面平行方向のポテンシャル勾配に由来する非ラシュバ型の2次元スピン軌道相互作用 ( $\mathbf{V}_{\parallel} \nabla \times \hbar \mathbf{k}_{\parallel}$ )  $\cdot \sigma_z$  の寄与が無視できない例も見出された。たとえば、Si(111)、Ge(111)表面上の(1×1)構造タリウム単原子層では、バレー対称性<sup>9)</sup>を有するスピン分裂伝導バンドが形成されるが、バレー点においては対称性のために通常のラシュバ項が消失するために、面内ポテンシャル勾配による非ラシュバ項によって表面垂直方向に完全スピン偏極している。このように、金属や金属酸化物を含め、結晶の表面・界面に普遍的に存在するスピン軌道相互作用の実態が明らかになってきた。

最近ではさらに3次元半導体においてもラシュバ効果が観測されている。BiTeIは、テルル層、ビスマス層、ヨウ素層から成る3層構造を基本単位とする積層構造を有する半導体であり、空間反転対称性を持たない。このため、面垂直方向に結晶内電場が存在し、バルク結晶全体に広がる電子状態が巨大ラシュバ効果によりスピン分裂している。<sup>10)</sup>

### 4. これから

ラシュバ効果など2次元系のスピン軌道相互作用により引き起こされる現象としては、スピンFET、電流誘起スピン蓄積などスピントロニクスに関係する現象ばかりではなく、2層ラシュバ系におけるトポロジカル超伝導、近藤温度の指数関数的増大など、さまざまな興味深い予想がなされている。巨大ラシュバ効果を示す結晶表面・界面や3次元半導体、さらにはそれらを組み合わせた超格子構造は、これらの予想を検証し、スピン軌道相互作用がもたらす新たな物理現象を探索するうえで有力な素材となると期待される。

#### 参考文献

- 1) S. Datta and B. Das: Appl. Phys. Lett. **56** (1989) 665.
- 2) E. I. Rashba: Fiz. Tverd. Tela **2** (1960) [Sov. Phys. Solid State **2** (1960) 1109]; Y. A. Bychkov and E. I. Rashba: Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39** (1984) 66 [JETP Lett. **39** (1984) 78].
- 3) G. Dresselhaus: Phys. Rev. **100** (1955) 580.
- 4) J. Nitta, et al.: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 1335.
- 5) M. Kohda, et al.: Nat. Commun. **3** (2012) 1082.
- 6) S. LaShell, et al.: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3419.
- 7) M. Nagano, et al.: J. Phys.: Condens. Matter **21** (2009) 064239.
- 8) K. Yaji, et al.: Nat. Commun. **1** (2010) 17.
- 9) 江澤雅彦: 日本物理学会誌 **69** (2014) 742.
- 10) K. Ishizaka, et al.: Nat. Mater. **10** (2011) 521.

有賀哲也 (京都大学大学院理学研究科)

(2015年1月13日原稿受付)



宇宙ステーションから撮影した地球の写真を見ると、夜の闇に皓々と輝く街灯りによって、人類の社会生活が活発に行われている場所が一目瞭然であることに驚かされる。「闇を照らす光」は古来、文明に欠かすことのできない重要な要素である。最近でも2014年のノーベル物理学賞が「明るく省エネルギーな白色光源を可能にした青色発光ダイオードの発明」に対して赤崎、天野、中村の三氏に授与されたことは記憶に新しい。

21世紀の光関連技術は、省エネルギー化によって世界的なエネルギー危機を回避することに寄与しているだけでなく、レーザー医療や人工光源を用いた農業などの革新をもたらし、光ファイバーを介したインターネットで国際社会を繋ぐなど、グローバル社会の持続可能な発展に深く関与している。このことを広く周知するために、2013年12月の第68回国連総会において、2015年をInternational Year of Light and Light-based Technologies (IYL2015)とすることが宣言された。この国際年はUNESCOおよび多数の科学団体により共同提案されたもので、世界各国の学術団体、教育機関、NPO、私企業など多様な関係者が参加している。2015年1月19～20日にはパリUNESCO本部でオープニングセレモニーが行われ、そこで行われたノーベル賞受賞者らによる基調講演はHP (<http://www.light2015.org>)でも視聴することができる。

国際光年となった2015年は「近代光学の父」イブン・ハイサム (Ibn al-Haytham) による『光学の書』出版から1,000周年にあたる。イブン・ハイサムは、幾何光学に関する実験を行って光学理論を導出しただけでなく、天文学や数学などの研究にも多大な貢献をした。アラビア語で書かれた『光学の書』は後にラテン語などに翻訳され、ルネサンス以降のヨーロッパの科学の発展に大きな影響を与えた。2015年はまた、フレネル (A. J. Fresnel) が光の回折を干渉として説明してから200周年、電磁場に関するマクスウェル方程式の発表から150周年、(本誌2月号でも特集した)一般相対性理論の100周年、さらにペンジアス (A. A. Penzias) とウィルソン (R. W. Wilson) による宇宙マイクロ波背景放射の発見と、カオ (C. K. Kao) による低損失光ファイバー技術提案の50周年にもあたる。

この国際光年IYL2015を記念して、本誌でも物理学に関連する多様な「光」研究を横断的に展望できるよう、散発的特集を企画した。言うまでもなく、光は波であるとともに粒子であり、物質と相互作用する際にも古典的ならびに量子的性質を示す。光は人体内のビタミンD生成や植物

の光合成を通じて、人類の生命維持に欠かすことができない。さらに光は恒星の一生だけでなく、ビッグバン以降の宇宙そのものの歴史を担うキープレイヤーでもある。このような自然界の多面にわたる光の重要性に対応して、物理学においても光は物性物理学、生物物理学、宇宙物理学などの広い分野にわたって研究の対象であるとともに、重要な研究手段ともなっている。

各分野の最新の研究成果の紹介は本誌の通常記事に任せて、本シリーズでは光関連のトピックについて入門的解説から歴史、将来への展望を、その話題を熟知する著者に執筆していただく。代表的なトピックとして以下を予定している。

- ・レーザー：光子と物質の相互作用を研究する量子光学から派生した応用技術のうち、最も広く日常生活に行きわたっているとともに、量子光学の実験的研究を可能にした駆動力でもある。
- ・励起子 (エキシトン)：電子正孔対からなる準粒子。半導体や分子性結晶などの吸光・発光現象の多くにかかわる。実験検証可能な量子力学のモデル系として、光物性の中心的課題のひとつである。
- ・光合成：植物や藻類が光エネルギーを化学エネルギーに変換する仕組みは、生物物理学の最も根本的な課題のひとつである。近年の物質科学は効率的な人工光合成を目指しているが、いまだ自然界の光合成にはかなわない。
- ・望遠鏡：光学望遠鏡の発明と、電波からX線・ガンマ線にまで及ぶ観測波長の劇的な拡張は、人類の宇宙に対する根源的な知識欲に込められているだけでなく、宇宙開発の夢を実現させる大きな原動力ともなっている。
- ・光電子増倍管：分光用途ではCCDに取って代わられたものの、ごく微弱な光を検出する高速の光センサとしての光電子増倍管の重要性は衰えず、素粒子・原子核・宇宙線物理学の研究を支え続けている。

光に関連する研究分野は非常に広いので、本シリーズでは全ての分野をまんべんなく網羅することはせず、各トピックについての概略と蘊蓄が掴めることを目指した。記事によっては著者の研究上の体験談も含まれ、著者の人柄が滲み出ているものもあるかと思う。本シリーズを通じて、分野に馴染みのない読者に興味を持っていただくきっかけとなることを願うとともに、専門家である読者にも先人の足跡をあらためて振り返っていただければ幸いである。

(2015年2月13日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

## 光学を革新したレーザーの創造性とその発展



霜田 光一

日本学士院

19世紀までに幾何光学と波動光学はほとんど完成し、光はマクスウェル方程式で記述される電磁波であることが確認されていた。そこで、光学の研究はカメラや顕微鏡などの光学機械の新しい考案や、レンズの設計と収差の理論など、応用物理学的研究が主流になっていた。

アインシュタインはプランクのエネルギー量子の概念を発展させて、1905年、光電効果を説明する光量子仮説を提出した。光の周波数(振動数)を $\nu$ とすると、光はエネルギー $h\nu$ をもつ粒子として振る舞う。この粒子を光量子または光子と呼ぶ。光は波動性をもつけれども、場合によっては粒子性を示すと考えなければならなくなった。

これを契機に量子論が展開され、原子による光の放出と吸収は上下2つの定常状態の間の遷移によると考えられた。1916年、アインシュタインは遷移確率を計算して光の放出には自然放出と誘導放出の2つの過程があることを示した。しかし、通常の物質では誘導放出よりも吸収が大きく、正味の誘導放出を観測することはできなかった。原子または分子の反転分布状態では、正味の誘導放出が得られるという議論はあったが、量子論の世界は人為的に操作することはできないと信じられていた。

一方において、1906年に発明された真空管を中心に、無線技術とエレクトロニクスが進歩し、ラジオ放送が1920年に始まった。そして、第2次世界大戦中に軍用レーザーの研究に従事した物理学者が、戦後電波分光学の研究を始めた。エレクトロニクスを用いて、核磁気共鳴や分子のマイクロ波スペクトルが実験された。

タウンズ(C. H. Townes)はアンモニアの分子線で多数の反転分布分子を空洞共振器に入れれば分子発振器ができるだろうと考えた。1951年のこの着想に基づく実験は1954年に成功し、メーザーと呼ばれるようになった。

メーザーは電子管では発生できない短波長のミリ波、サブミリ波、赤外線、可視光線、紫外線の発振器として期待された。これらの高周波メーザーは光メーザー(optical maser)と呼ばれていたが、1960年に実現し、その後は簡潔にレーザー(laser)と呼ばれている。

レーザーは時間的にも空間的にも高度にコヒーレントな光を発生する。そこで光の発振スペクトル幅1ヘルツ、パルス幅1フェムト秒、尖頭出力1ペタワットも得られる。レーザー光の指向性は極度に鋭いので、集光すれば、超高光強度が得られる。

レーザーはこのように画期的に優れた特性をもっているため、これまでに多種類のレーザーが開発され、その高性能化が進んでいる。その応用はレーザー通信、レーザー加工、レーザー計測などから始まり、今では科学技術のあらゆる方面に広がり、見えないところでレーザーが使われている。たとえばコンピューターもテレビも新幹線もジェット機も、レーザーが不可欠な要素になっている。

レーザーは光学を一新し、非線形光学、量子光学、量子情報科学などだけでなく、ボーズ・アインシュタイン凝縮、超高光子密度科学、高温高圧物性、生体細胞のin vivo超解像イメージングなど、新しい研究を創発している。

### —Keywords—

#### メーザー (Maser) :

「誘導放出によるマイクロ波の増幅」を意味する英語、Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiationの頭字語。

#### レーザー (Laser) :

「誘導放出による光の増幅」を意味する英語、Light Amplification by Stimulated Emission of Radiationの頭字語。初めは「光」は赤外、可視、紫外域を意味したが、今ではテラヘルツレーザー、X線レーザーもある。ただし、レーザーという通常はレーザー発振器を意味し、増幅器はレーザー増幅器と呼ばれている。

#### コヒーレンス :

古典的光学では、1つの光線を2分して重ね合わせたときに生じる干渉縞の明瞭度(visibility)によって光のコヒーレンスを定義した。この定義では、位相の相関時間だけでコヒーレンスが決められ、スペクトル線幅はコヒーレンスの長さに反比例する。古典的な光では、光の振幅にはほとんど相関がなくランダムであるが、レーザー光では位相にも振幅にも時間的空間的なコヒーレンスがある。ただし、自然放出光をレーザー増幅した光は振幅のコヒーレンスが悪い。さらに量子光学では量子状態の相関があるとき、量子コヒーレンスを考える。形容詞はコヒーレント。コヒーレント光、コヒーレント状態、コヒーレント過渡現象などの用語がある。



## 1. はじめに

熱放射のスペクトル分布は、古典力学と熱力学から導かれるレイリー・ジーンズの公式が低周波（長波長）側では実験に合うけれども、高周波側では発散する。そこでプランクは、光のエネルギーが連続的な値をとらないで、周波数 $\nu$ の光はエネルギー量子 $h\nu$ の整数倍の値だけをとると仮定して、有名なプランクの公式を1900年に提出した。ここで $h$ はのちにプランク定数と呼ばれるようになった基礎定数である。

アインシュタインが相対性理論と光量子仮説を発表したのは1905年であった。光電効果において、光は波動ではなくて、エネルギー $E=h\nu$ をもつ粒子として振る舞うとしたのである。アインシュタインが光量子と名付けたこの粒子は、今では光子と呼ばれている。

### 1.1 ボーアの条件

つづいてボーアは原子の構造について量子論的な考察を進めた。陽電荷をもつ原子核のまわりで陰電荷をもつ電子が運動しているが、そのエネルギーは古典力学によればどんなエネルギーでももつことができる。しかし原子では、ある量子条件で決まる不連続な定常状態のエネルギーしかとり得ないと考える。そして、原子が一つの定常状態から他の定常状態に移るとき、光を放出または吸収し、その光の周波数 $\nu$ は

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1)$$

で与えられる。これをボーアの条件と呼び、 $E_1$ は下の定常状態、 $E_2$ は上の定常状態のエネルギーを表し、それぞれ下準位、上準位ということにする。

### 1.2 誘導放出と反転分布

アインシュタインは1916年、1個の原子が式(1)で与えられる周波数の光子を放出して上準位から下準位に遷移する確率 $p_{21}$ と、光子を吸収して下準位から上準位に遷移する確率 $p_{12}$ を計算し、

$$p_{21} = A + B_{21}\rho \quad (2)$$

$$p_{12} = B_{12}\rho \quad (3)$$

の形に表した。ここに $\rho$ は周波数 $\nu$ の入射光の密度、 $A$ は自然放出確率、 $B_{21}$ は誘導放出確率、 $B_{12}$ は誘導吸収確率を表す。<sup>1)</sup> 上準位にも下準位にも縮退がないときは、 $B_{21} = B_{12}$ である。

入射光を光子数で表すと、 $n$ 個の光子が入射したとき、上準位にある原子が光子を1個放出すれば光子数は $n+1$ 個になり、下準位にある原子が光子を1個吸収すれば $n-1$ 個になる。したがって、下準位にある原子数 $N_1$ よりも上準位にある原子数 $N_2$ が多ければ、誘導吸収よりも誘導放出が大きくなり、差引き光子数が増加する。すなわち正味の誘導放出が観測されるはずである。

通常の状態では $N_2 < N_1$ であるから、このように原子数が $N_2 > N_1$ となる分布を反転分布という。また、この分布

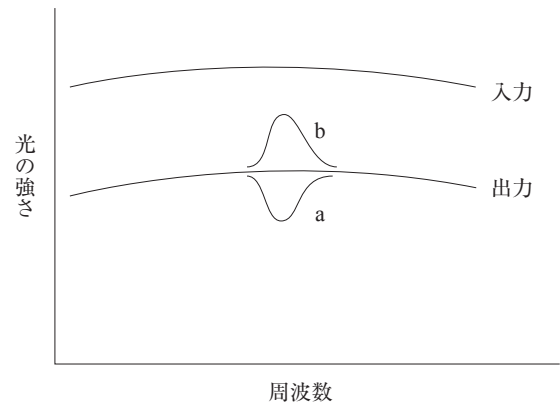


図1 光の透過率を測定する実験装置の光入力と光出力の周波数依存性。

は温度 $T$ を負にしたボルツマン分布に相当するので、負温度状態とも呼ばれる。

トールマン (R. C. Tolman) は1924年に反転分布の可能性と、それによって負の吸収が起こることを論じているが、<sup>2)</sup> 当時は反転分布は存在しないと信じられていた。その後、放電管で観測された原子スペクトルの中に異常に強いスペクトル線が発見され、これは特定の2準位の間に反転分布を生じていて、その誘導放出の効果であると考えられた。さらに1950年、パーセル (E. M. Purcell) とパウンド (R. V. Pound) は核磁気共鳴の実験で、過渡的に反転分布を作って誘導放出を観測した。<sup>3)</sup>

しかし、これらの実験はいずれも光の増幅器にはならなかった。装置の中にある媒質（多数の原子）が光を吸収も放出もしないとき、装置への光入力よりも光出力は小さい。ボーアの条件(1)で与えられる周波数の光が入射して、誘導吸収が起これば図1aのように光出力が減少し、誘導放出が起こればbのように光出力が増加する。これまでの実験では、誘導放出による光出力の増加は実験されたが、増加した出力は入力より小さいので光増幅器にはならなかった。

### 1.3 不確定性原理

量子力学では、粒子の位置の不確かさ $\Delta x$ と運動量の不確かさ $\Delta p$ の間に

$$\Delta x \Delta p > \hbar/2, \quad \hbar = h/2\pi$$

という関係があり、これを不確定性関係または不確定性原理という。光の振幅と位相との間にも、同様の不確定性関係がある。光子数の不確かさを $\Delta n$ とし、位相の不確かさを $\Delta\phi$ とすれば、両者の不確定性関係は

$$\Delta n \Delta\phi > 1/2 \quad (4)$$

と表される。あるいは、光子のエネルギーを観測する時間の不確かさを $\Delta t$ 、エネルギーの不確かさを $\Delta E$ として

$$\Delta E \Delta t > \hbar/2 \quad (5)$$

と表される。

## 2. 分子発振器は不可能か？

### 2.1 誘導放出による増幅

前述のように、反転分布の媒質では、正味の誘導放出が起こるので、図1bよりも大きな誘導放出があれば、光の増幅ができるはずである。多数のスペクトル線の実験の中からそのような誘導放出スペクトル線を探し出すのではなく、積極的に反転分布を作って光を増幅しようとした最初の人にはファブリカント (V. A. Fabricant) であった。<sup>4)</sup> 彼も結局、光増幅を実現することはできなかったが、1951年に特許を申請し、1959年に公告されている。<sup>5)</sup>

光増幅を実現するためには、熱力学的平衡状態でなく、反転分布した分子(または原子)を多数作っておかなければならない。ところが反転分布した分子の密度を高くすると、分子間衝突によって速やかに熱平衡状態に移ってしまうので、1950年代までの光増幅の実験はすべて失敗していた。

### 2.2 アンモニア分子のマイクロ波スペクトル

第2次世界大戦中に軍用レーダーのために開発されたマイクロ波真空管と検波器を使って、戦後にアンモニアのマイクロ波スペクトルが詳しく調べられた。アンモニアの反転二重項によるスペクトル線はセンチ波からミリ波まで広い範囲に観測されるが、それらの中で、最も強いのは周波数24.87 GHz、波長1.25 cmのスペクトル線である。

常温の気体アンモニアは熱平衡状態にあるので、上準位より下準位の分子数が大きく、すべて吸収スペクトル線として観測される。そして24.87 GHzの吸収率は、およそ3%/mである。

### 2.3 メーザーの着想

不均一電場を使ってアンモニア分子線 (molecular beam) で反転分布を作り、それを空洞共振器 (cavity resonator) に入れてマイクロ波を発振させようとする着想をタウンズ (C. H. Townes) は1951年5月11日のノートに書いている。<sup>6)</sup> コロンビア大学で試行錯誤を重ねたアンモニア分子線発振器の実験は1954年4月に成功し、その研究速報は1954年7月に発表されている。<sup>7)</sup> この装置は、はじめマイクロ波分子発振器と呼ばれたが、タウンズはマイクロ波発振器より広い応用があることを考えて、1955年2月にメーザーということにした。

アンモニア分子線メーザーでは、分子線源から真空中に熱運動速度をもって飛び出したアンモニアの上準位の分子は集束器で集束され、下準位の分子は発散される。そこで空洞共振器には反転分布分子が流れ入り、反転分布分子がある程度(しきい値)より多ければ自励発振が起こる。

ところがメーザーの実験が成功した後になっても、理論的には分子発振器はできないはずだと信じられていた。なぜなら、反転分布媒質は誘導放出によって、入力と同じ周波数の光子を放出するので、多数の分子が次々に誘導放出すれば、ねずみ算的に光子数が増加する。すなわち光子なだれができる。光子なだれの種になっているのは熱放射、

または自然放出された光子であるから、増幅出力はそれと同じゆらぎをもっていて、真空管発振器のような正弦波にはならない、というのである。

メーザーの実験が成功した後でも、ボーア (N. Bohr) とフォン・ノイマン (J. von Neumann) は、分子発振器は不可能だと語っている。<sup>8)</sup> それは、分子発振器の動作は不確定性原理に反するからである。アンモニア分子は数百 m/s の速さで空洞共振器に入るので、その誘導放出を観測する時間には数 cm の長さを通過する時間 0.1 ms 程度の不確かさがある。したがって不確定性原理によれば、メーザーの出力周波数には数 kHz の不確かさがあるはずだといえる。実際、最初に報告されたアンモニアメーザーのスペクトル線には、7 kHz の幅があった。<sup>7)</sup>

### 2.4 2台のメーザーのヘテロダイン実験<sup>\*1)</sup>

理論物理学者によれば、メーザーの出力は振幅にも周波数にも量子論的な不確かさがある。古典的な発振器のような振幅にも周波数にもゆらぎが小さい正弦波とは本質的に異なるというのである。しかし私たちは、そうは思わなかった。

それを実証するために私たちは、2台目のメーザーを作って、2台のメーザーの出力を混合してビートを観測することにした。図2左は最初に作られたメーザーであるが、これを改良して図2右に示す2台目のメーザーを作った。

アンモニアの同じスペクトル線を使った2台のメーザー出力の中心周波数が同じで、それぞれ数 kHz の幅のゆらぎがあるならば、ヘテロダイン出力は数 kHz の幅をもつガウス雑音のようになるはずである。しかし、私たちは図2の左と右のメーザーの出力を混合して、1955年2月、図3のように数十 Hz のビートを観測した。これは、正弦波に測定器の雑音を重ねた波形である。これによって、メーザーは周波数の不確かさが不確定性原理で定まる古典的光源とは異なるコヒーレントな発振器であることが確認された。

## 3. レーザーの発明とレーザー光の特徴

### 3.1 レーザーの発明

1960年8月、メイマン (T. H. Maiman) らはルビーレーザーの発振に成功した。それは波長694 nmのパルス発振であって、出力(パワー)も周波数も不規則に変動していた。<sup>9)</sup> 図4は1962年、島津備愛らが観測したルビーレーザー出力のインターフェログラム(ファブリーペロー干渉計による干渉縞の時間変化)である。当時のルビーレーザーの尖頭出力は10 kW程度であった。

1960年12月にジャバン (A. Javan) らは、波長1.15  $\mu\text{m}$  の気体レーザーの連続発振に成功した。これはヘリウムとネオンの混合気体放電を用いるので He-Ne レーザーと呼ばれ、出力はおよそ10 mWであった。<sup>10)</sup>

\*1) 周波数の異なる2つの波を重ね合わせて、その差周波数の波を観測する実験。

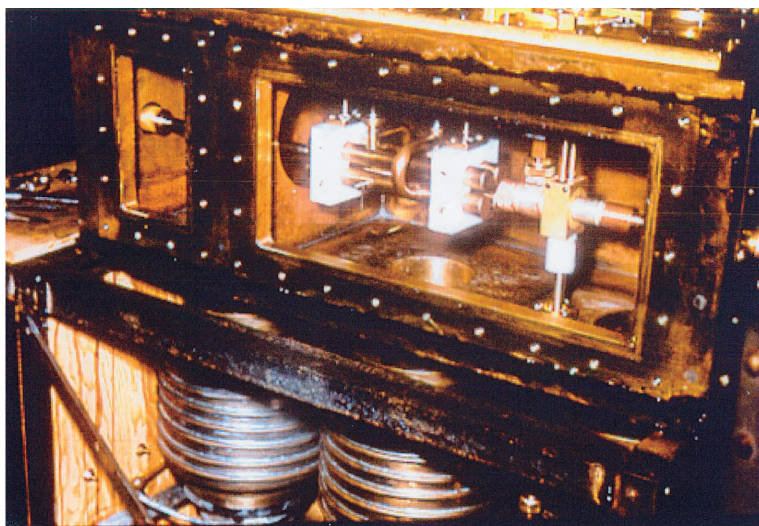
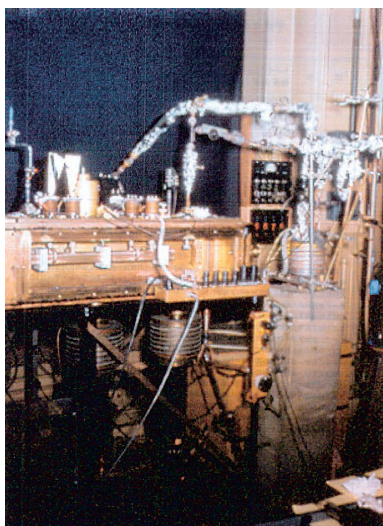


図2 最初に作られたアンモニア分子線レーザー(左)と、それを改良して作られたアンモニア分子線レーザー(右)。

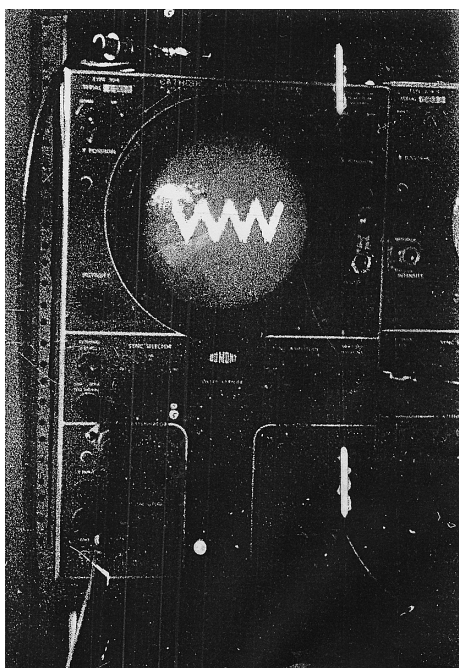


図3 2台のレーザーの出力を混合して観測された低周波のビート。

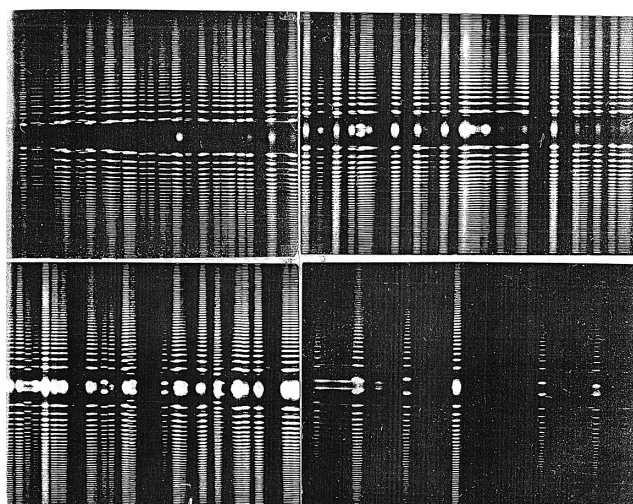


図4 ルビウムレーザー出力の干渉縞の時間変化。左上からレーザー発振が始まり、右下までの全時間はおおよそ200  $\mu$ s。島津備愛氏の実験による。

続いて、半導体レーザーは1962年9~10月、米国の4研究室が競いあって発振に成功した。ホール(R. N. Hall)ら<sup>11)</sup>、ネイザン(M. I. Nathan)ら<sup>12)</sup>、クイスト(T. M. Quist)ら<sup>13)</sup>はGaAsのpn接合にパルスの大電流を流して低温(77 K)で波長840 nmの発振を実現した。ホロニヤク(N. Holonyak)ら<sup>14)</sup>は、GaAsPを用いて710 nmの赤色光のパルス発振を観測した。いずれも、遠視野像とスペクトルの急激な変化によりレーザー発振を確認したもので、尖頭出力は1 mW程度であり、出力の大きさも空間分布も極めて不安定だった。

これらのレーザーが発明された経緯については多くの文献があるのでここでは省略し、レーザーの特異性と、それが光学に与えたインパクトについて論じることにする。

### 3.2 メーザー・レーザーの出力

レーザーはメーザーと同じ原理で動作し、その周波数がメーザーより高いだけだから、メーザーと同じ特徴をもつと思うかも知れないが、そのように即断できない根本的な差異がある。

メーザー・レーザー媒質の反転分布がしきい値で誘導放出するパワー $P_{th}$ は、媒質の有効体積を $V$ 、遷移周波数を $\nu$ 、スペクトル線幅を $\Delta\nu$ 、遷移双極子モーメントを $\mu$ 、共振器の $Q$ 値<sup>\*2)</sup>を $Q$ とすれば

$$P_{th} = C \frac{\nu \Delta\nu}{\mu^2 Q} V \quad (6)$$

と表すことができる。<sup>15)</sup> ただし $C$ は基礎定数( $c, h, \epsilon_0$ )で決まる比例係数である。反転分布 $\Delta N$ がしきい値 $\Delta N_{th}$ を超えたときの発振出力は

<sup>\*2)</sup>  $Q$ 値は共振の鋭さを表す指数であって、共振器の共振周波数を $\nu_c$ 、共振の半値幅を $\Delta\nu_c$ とすると $Q = \nu_c / \Delta\nu_c$ 。

$$P = \frac{\Delta N - \Delta N_{th}}{\Delta N_{th}} P_{th} \quad (7)$$

与えられる。したがって、とくに反転分布が大きくないときの出力  $P$  は  $P_{th}$  と同程度の大きさである。

許容遷移の双極子モーメントの大きさは、マイクロ波でも光でも同じ程度 (order of magnitude) である。アンモニアレーザーは、 $Q=10^4$ ,  $\Delta\nu=10$  kHz,  $V=10$  cm<sup>3</sup> 程度で、出力は高々  $10^{-8}$  W (=10 nW) であった。

ルビーレーザーは、それに比べると周波数が4桁以上、スペクトル線幅が6桁以上大きく、 $Q$  は2桁小さい。したがってルビーレーザーの出力は、アンモニアレーザーより12桁大きく、10 kW 程度である。

He-Ne レーザーでは周波数も線幅もアンモニアのマイクロ派スペクトルより4桁程度高く、共振器の  $Q$  値が2桁以上大きく、媒質の有効体積は同程度なので、アンモニアレーザーより6桁大きい10 mW 程度の出力が得られるのである。

半導体レーザーは有効体積が小さく、 $V=1 \times 10 \times 100 \mu\text{m}^3$  程度でアンモニアレーザーより8桁小さく、線幅は1 THz 程度で8桁大きく、 $Q$  値は2桁以上小さく、遷移双極子モーメントは1桁程度大きいだろう。そこで半導体レーザーの出力は、アンモニアレーザーより6桁程度大きくて10 mW 程度になる。

いずれにしてもレーザーの出力はレーザーの百万倍から1兆倍以上と、桁違いに大きい。小出力のレーザーは周波数標準と高分解能分光と低雑音増幅器だけしか応用がなかったのに比べると、レーザーは莫大に広い方面に応用されるのである。量的な相違が質的な変革をもたらす実例である。古典的光源との比較については、後に述べよう。

### 3.3 レーザーのコヒーレンス

マイクロ波は光よりずっと周波数の低い電磁波であるから、レーザーは波動性を実現するけれども、レーザーは周波数が高いので、粒子性を示すと考えられていた。その理論的根拠は次の通りである。

レーザーでは共振器の中にある光子は波長の3乗の体積の中に  $10^9$  個以上あるが、レーザーの中の光子は波長の3乗の体積の中に1個以下しかない。したがってレーザーではボーズ粒子である多数の光子が縮退して波動を形成するが、レーザーでは光子が個々に振る舞って粒子性を示すはずである、というのである。

しかしジャパンと私は、レーザーでもレーザーと同じように正弦波の出力が得られるはずだと考えていた。そして、その考察を理論的に議論するよりも、実験して見せる方がはるかに説得力があると考えた。最初に作られたHe-Ne レーザーは多モード発振していて、その多モード発振出力の間で観測されたビートは放電管の単色スペクトルよりずっと狭い10~80 kHzの線幅であった。<sup>10)</sup> しかし、この時観測されたビートは狭帯域ではあるが、振幅はランダムに変化する雑音状のものであった。

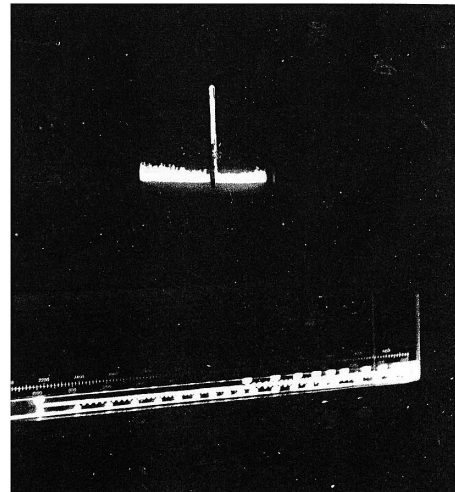
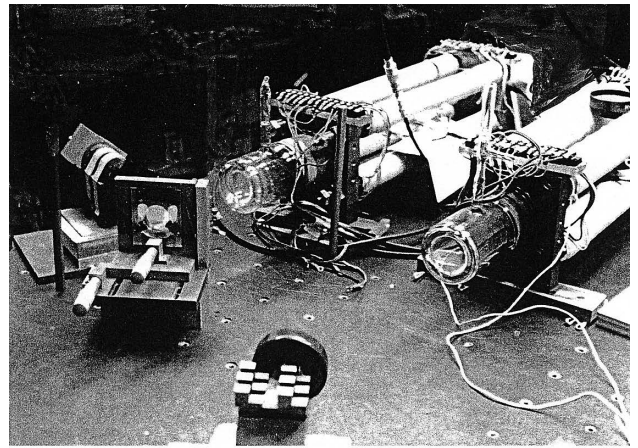


図5 上図の右側にある2台の周波数安定化レーザーの出力を左側中央にあるビームスプリッターで重ね合わせて左側上方にある光電増倍管に入れている。下図は光電増倍管の出力を観測しているスペクトラムアナライザー。上部は2台のレーザーの差周波数のスペクトルであって、下部はスペクトラムアナライザーの目盛。

そこで私たちは2台の単一モード発振He-Ne レーザーを作って、それらをできるだけ安定化した。そして2台のレーザーの出力をビームスプリッターで混合して光電増倍管に入れ、低周波のビートを観測した。図5はその実験装置と分光分析器 (spectrum analyzer) に現れているビートの写真である。ビートは、安定化レーザーの残留周波数変動のためドリフトしていたが、その線幅は測定器の分解能で決まる数ヘルツであった。このとき観測されたオーディオ周波数のビートはテープレコーダーで録音し、1963年2月パリで開かれた第3回量子エレクトロニクス国際会議でジャパンによって披露された。

この実験によって、レーザーは従来の光と違って、レーザーと同様にコヒーレントな電磁波であることが実証された。中心角周波数  $\omega$  の光電場  $E(t)$  を複素数表示で

$$E(t) = A(t) e^{i\omega t}$$

と表せば、 $A(t)$  は低周波である。

古典的な光、すなわち熱放射では、 $A$  の位相は全く不確定で、振幅の大きさ  $|A|$  は図6に示すように、ゼロに最大

値をもつガウス分布である。それに対してレーザーでは図に示すように $|A|$ が0でない大きさの近傍だけに分布している。このように、レーザーは高温狭帯域の熱放射とは全く相違する光を発生する。レーザー光は古典的な光とは質的に異なることが分かった。

1960年代には、単一モード周波数安定レーザーが実現できるのは気体レーザーだけであったが、1970年代、1980年代には固体レーザー、半導体レーザーでも単一モード周波数安定レーザーができるようになった。

### 3.4 レーザーの単色性と輝度温度

図5の実験によれば、単一モードレーザーの線幅は数ヘルツ以下であるから、このようなレーザー光は光路差が1万km以上あっても干渉するはずである。したがって干渉計ではレーザーの単色性を調べることができない。

レーザー発振のスペクトル幅 $\Delta\nu_L$ の理論値は、レーザー共振器の共振幅を $\Delta\nu_c$ 、レーザー媒質の誘導放出パワーを $P$ とすれば、およそ

$$\Delta\nu_L = \frac{2\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P} \quad (8)$$

となる。<sup>15)</sup>そこでHe-Neレーザーの発振スペクトル幅の理論値は1ミリヘルツ以下になる。

実際のレーザーでは、媒質の屈折率のゆらぎ、光共振器の振動、励起強度のゆらぎなどによって発振スペクトルの線幅が広がっている。初期の固体レーザーと半導体レーザーの発振スペクトル幅は非常に広がったが、モード制御と安定化技術の進歩にともなって、ますます狭い線幅が実現されている。詳細は省略するが、半導体レーザーでは共振器の機械的ゆらぎは小さいが、共振器内の電子密度のゆらぎが大きく、レーザー線幅の要因になっている。

レーザー光の特性は、輝度温度で表すこともできる。輝度温度 $T_B$ は、その波長で同じ光強度の熱放射をする黒体の温度であるから、レーザーの出力を $P$ 、発振スペクトルの線幅を $\Delta\nu_L$ とすれば

$$T_B = \frac{P}{k\Delta\nu_L} \quad (9)$$

で与えられる。ここで $k$ はボルツマン定数である。例えば、 $P=1\text{ W}$ 、 $\Delta\nu_L=1\text{ Hz}$ とすれば、 $T_B=10^{23}\text{ K}$ という超高温度になる。レーザー光は従来の光源より輝度温度が20桁も高いことになる。

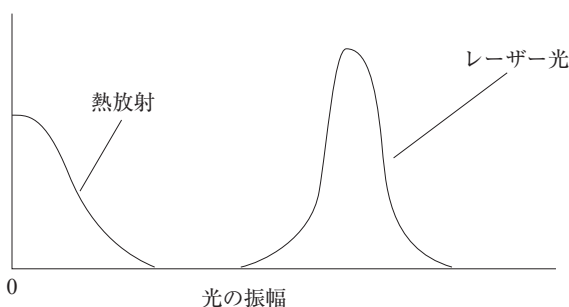


図6 熱放射の振幅分布とレーザー光の振幅分布。

### 3.5 レーザー光の指向性と集光性

単一モードレーザー、とくに基本モードレーザーでは、出力光の位相が揃って平面波になっている。そこで、出力ビームの太さを $d$ 、波長を $\lambda$ とすれば、遠方におけるレーザービームの広がり角 $\Delta\theta$ は、回折理論により、およそ $\Delta\theta=\lambda/d$ となる。例えば $\lambda=1\mu\text{m}$ 、 $d=1\text{ mm}$ とすると、 $\Delta\theta$ はおよそ1ミリラジアンになる。これは距離が10mで1cmの広がりに対応する指向性であって、この特性がレーザーポインターとして利用されている。もちろんレーザービームを太くすれば、より鋭い指向性が得られる。

このようなレーザー光は、開口数(NA; Numerical Aperture)の大きいレンズで集光すれば、およそ半波長まで絞ることができる。したがって、焦点では極めて高い光電場ができる。

## 4. レーザー技術の発展

### 4.1 レーザーの進歩

レーザーは上述のように極めて魅力的な特性をもっている。光学やエレクトロニクスの基礎から応用まで多くの研究者の好奇心と創造力をそそり、発明以来今日まで目覚ましい研究開発が行われている。各種のレーザーが作られ、その波長はテラヘルツ領域の遠赤外からX線までカバーしている。そして、今では何千種類ものレーザーが作られている。

表1は、不完全であるがレーザー開発の歴史を1枚に収めてみた年表である。これらのレーザーの性能とその進歩は、この小文では書き切れないが、例えばレーザーの尖頭

表1 レーザー略年表。

1960	ルビーレーザー、He-Neレーザー
1961	Ndガラスレーザー、Qスイッチレーザー
1962	pn接合半導体レーザー、ラマンレーザー
1963	リングレーザー、N <sub>2</sub> 分子レーザー
1964	Arイオンレーザー、CO <sub>2</sub> レーザー、モード同期レーザー、化学レーザー
1965	色中心レーザー、銅蒸気レーザー
1966	ピコ秒レーザー、色素レーザー
1968	サブピコ秒レーザー
1970	エキシマーレーザー、室温連続発振半導体レーザー、スピンドリップラマンレーザー、光励起遠赤外レーザー、真空紫外レーザー
1971	DFB色素レーザー、導波路気体レーザー
1972	マイクロチップ固体レーザー
1974	LD励起YAGレーザー
1975	量子井戸レーザー、ヘテロエキシマーレーザー
1976	自由電子レーザー
1979	面発光レーザー
1982	アンチストークスラマンレーザー、チタンサファイアレーザー
1984	微小共振器レーザー
1985	チャープパルスレーザー増幅器
1987	Erドープファイバー増幅器
1994	量子ドットレーザー
1995	セラミックレーザー
1998	フォトニック結晶レーザー
1999	ランダムレーザー
2005	光格子時計
2008	アト秒レーザー
2009	X線自由電子レーザー

出力は図7のように発明以来14桁以上に達している。そしてパルス幅は12桁以上狭いアト秒パルスが実現されている。また、レーザー周波数の不確かさも12桁小さく、光格子時計で $10^{-18}$ の安定度と正確さが得られている。

#### 4.2 レーザー応用の進歩

レーザーが発明されるとすぐに、レーザー通信、レーザー加工、レーザー計測の研究が始まった。当初のレーザーの発振効率は0.1%以下だったので、なかなか実用的技術にならなかったが、数十%の発振効率が半導体レーザーなどで得られるようになってからは急激に普及拡大した。

その概要を記述すると紙数の制限を超過してしまうので、以下にキーワードを列挙してみる。(順不同)

宇宙通信, 光ファイバー通信, 光インターコネクト, 量子情報通信, 量子コンピューター, レーザーレーダー (ライダー), レーザー測距, レーザー干渉計, レーザーセンサー, レーザーガイドスター, レーザー孔あけ, レーザー切断, レーザー切削, レーザー溶接, リソグラフィ, レーザー表面処理, レーザーピーニング, レーザー造型, レーザープラズマ, レーザー点火, レーザー核融合, レーザー加速器, レーザーロケット, レーザー銃, レーザー冷却, レーザー分光, レーザーラマン分光, CARS, 2光子分光, 非線形分光, 飽和分光, 多光子分光, レーザー誘起蛍光分光, レーザー誘起化学反応, レーザー光電子分光, ポンププローブ分光, レーザー手術, レーザー血流計, レーシック, レーザーピンセット, セルソーター, 光トモグラフィ, レーザー蛍光1分子計測と操作, レーザーポインター, レーザープリンター, レーザーディスプレイ, レー

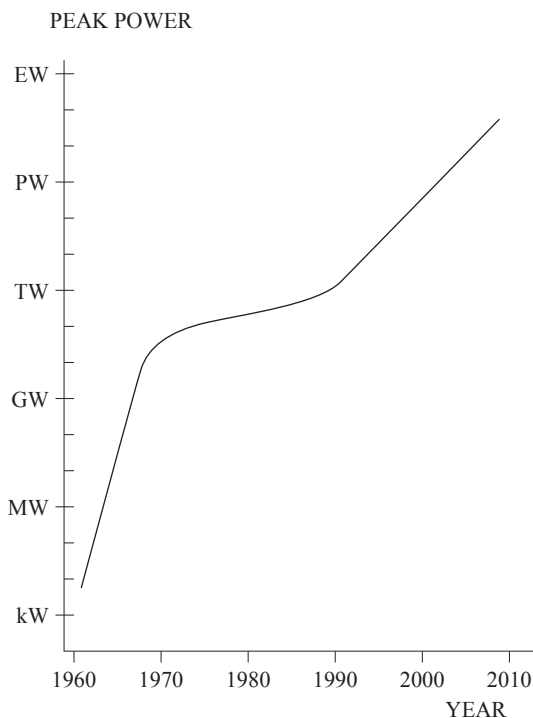


図7 パルスレーザーの尖頭出力の実験値の進歩。

ザーディスク, レーザーテレビ, レーザープロジェクター, ホログラフィー, レーザーアート, ...

## 5. レーザーで変わった光学の世界

### 5.1 非古典的光学

レーザーによって、光学には大革命がもたらされ、新しい科学技術が出現し、発展した。列挙すると

非線形光学, 相対論的非線形光学, 強光子場科学, 量子光学, 量子情報光学, ナノ量子光学, 近接場光学, 超解像光学, 光エレクトロニクス, コヒーレント光学, フォトニクス, ナノフォトニクス, プラズモニクス, ...

これらには、共通する分野を含むものもあるが、それぞれ特異な光学として発展している。

### 5.2 光学に関するノーベル賞

レーザーによって創始された非古典的光学を個々に説明するに足る紙面はないので、2014年度ノーベル物理学賞を赤崎勇氏、天野浩氏、中村修二氏が受賞されたのを祝して、光学に関する1955年以降のノーベル賞を表2に示す。ただしそれぞれの受賞理由は短縮した。

光学の研究業績ではないが、2002年度のノーベル賞を受賞した小柴昌俊氏の研究も田中耕一氏の研究も、日本の優れた光学技術に支えられている。1987年2月の超新星爆発で生じたニュートリノの検出は直径50 cmの光電子増倍管の開発と大量生産なくしてはできなかった。分子量が1万を超える蛋白質の質量分析を可能にしたのはレーザーを利用したイオン化であった。

## 6. これからの発展

レーザーは他の光源に比べて、原理的に桁違いに優れた

表2 光学に関するノーベル物理学賞 (\*は化学賞)。

1955	ラム (W. E. Lamb Jr.): 水素スペクトルの超微細構造のマイクロ波による精密測定
1964	タウンズ (C. H. Townes), バソフ (N. G. Basov), プロホロフ (A. M. Prokhorov): 量子エレクトロニクスとメーザー・レーザー
1966	カスレ (A. Kastler): 光ポンピング電波分光学
1971	ガボール (D. Gabor): ホログラフィーの発明
1974	ライル (M. Ryle), ヒューイッシュ (A. Hewish): 電波天文学の開拓とそれによるパルサーの発見
1978	ベンジマス (A. A. Penzias), ウィルソン (R. W. Wilson) 宇宙マイクロ波背景放射の発見
1981	ブレンベルゲン (N. Bloembergen), ショーロー (A. L. Schawlow): レーザー分光学の発展
1989	ラムゼイ (N. F. Ramsey): ラムゼイ共鳴分光学と水素メーザー, デーメルト (H. G. Dehmelt), パウル (W. Paul): イオントラップ
1997	チュー (S. Chu), コーエンタヌージ (C. Cohen-Tannoudji), フィリップス (W. D. Phillips): レーザー冷却とトラップ
1999*	ズウェイル (A. Zewail): フェムト秒分光化学
2000	アルフェロフ (Z. I. Alferov): 二重ヘテロ接合半導体レーザー
2005	グラウバー (R. J. Glauber): コヒーレント状態の理論, ホール (J. L. Hall), ヘンシュ (T. W. Haensch): 光コム
2009	カオ (C. K. Kao): 低損失光ファイバー
2012	アローシェ (S. Haroche), ワインランド (D. Wineland): 孤立量子系の測定と操作を可能にした実験
2014	赤崎 勇, 天野 浩, 中村修二: 青色LED
2014*	ベツィッグ (E. Betzig), ヘル (S. W. Hell), モーナー (W. E. Moerner): 超解像蛍光顕微鏡

特性をもっているため、競いあって各種のレーザーの研究開発が進んだ。それが一段落してからは、レーザーの実用化と光科学技術のフロンティアの開拓が盛んになっている。

レーザーの高性能化について眺めてみると、装置の小型化、長寿命化、高効率化、高出力化など、具体的なデータは省略するが着実に進歩している。

レーザーは基礎科学にも革新をもたらし、新しい研究分野を創成している。量子物理学、天体物理学、宇宙物理学、地球物理学、分析化学、合成化学、生体分子科学、などの他、生物学、農学、医学でもレーザーを利用した基礎研究が発展している。

また、社会科学や人文科学にもそのインパクトが広がりつつある。レーザーによる光情報技術の進歩が最近の高度情報化社会を支えていることはその一端である。要するに、レーザーによる光学の革新は見えるところだけでなく、見えないところにも広がっている。

#### 参考文献

- 1) A. Einstein: Phys. Z. **18** (1917) 121.
- 2) R. C. Tolman: Phys. Rev. **23** (1924) 693.
- 3) E. M. Purcell and R. V. Pound: Phys. Rev. **81** (1951) 279.
- 4) V. A. Fabricant: Doctoral Diss. Lebedev Phys. Inst. USSR (1939).
- 5) V. A. Fabricant, *et al.*: USSR Patent No. 123, 209 (1951年6月18日申請, 1959年公告).

- 6) C. H. Townes 著, 霜田光一訳: 『レーザーはこうして生まれた』(岩波書店, 1999) p. 85.
- 7) J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes: Phys. Rev. **95** (1954) 282.
- 8) C. H. Townes 著, 霜田光一訳: 『レーザーはこうして生まれた』(岩波書店, 1999) p. 99.
- 9) T. H. Maiman, *et al.*: Phys. Rev. **123** (1961) 1151.
- 10) A. Javan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 106.
- 11) R. N. Hall, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 366.
- 12) M. I. Nathan, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **1** (1962) 62.
- 13) T. M. Quist, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **1** (1962) 91.
- 14) N. Holonyak, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **1** (1962) 82.
- 15) 霜田光一: 日本物理学会誌 **16** (1961) 606.

#### 著者紹介

霜田光一氏: 専門は電磁波物理, レーザー分光, 周波数標準, 物理教育. 趣味は古典音楽, 工作と実験, 散歩.

(2015年1月19日原稿受付)

#### Innovation of Optics made by the Laser

Koichi Shimoda

abstract: Epoch-making properties of the laser are characterized by temporal and spatial coherence of the laser, which cannot be expressed by classical coherence functions. Invention of masers followed by lasers revolutionized optics in a variety of fields from basic physics to practical applications. The laser optics is a ubiquitous technology in the present society.

### 日本物理学会誌 第70巻 第9号 (2015年9月号) 予定目次

#### 巻頭言

優雅なる夢の彼方に……………森川雅博

#### 現代物理のキーワード

系外惑星の多様性と遍在性……………井田 茂

#### 小特集「X線・粒子線構造解析」

はじめに

寺田寅彦の「X線と結晶」からX線自由電子レーザーへ

……………石川哲也

我が国における反射高速電子回折の発展と全反射陽電子回折

への展開……………一宮彪彦

JRR2からJ-PARCへの50年の歩み(日本の中性子散乱研究の歴史)……………遠藤康夫

我が国における生体分子・粒子の構造解析—過去・現在そして  
未来の展望……………中迫雅由, 山本雅貴

#### 最近の研究から

トポロジカル絶縁体薄膜の構造物性……………白澤徹郎, 高橋敏男

#### 話題—身近な現象の物理—

マガンの群れの集団動力学……………早川美徳

JPSJの最近の注目論文から 5月の編集委員会より

……………上田和夫

#### 新著紹介

# To be, or not to be

## —吸収状態をめぐる非平衡臨界現象の物理学



竹内 一将

東京工業大学大学院理工学研究科

To be, or not to be, that is the question. —ハムレットに登場するこの有名な台詞は、父の仇討という後戻りできない選択に葛藤するハムレットの苦悩を描いたものである。ここまで複雑な状況は珍しいかもしれないが、後戻りができない変化というものは、自然現象においても様々な場面で起こりうる。例えば、近年よく耳にする生物種の絶滅危惧問題は、ひとたび絶滅してしまえば、その種はもう二度と現れないからこそ、大きな問題になる。物理学においても、低温の量子流体における量子渦や、連鎖的超新星爆発による銀河の星形成のモデルなど、一旦なくなったり止まったりするとなかなか元の状態に戻らなくなる現象は珍しくない。

一般に、「一度入ったら二度と出られない状態」は吸収状態と呼ばれる。先程の生物種の例では、個体が一匹もいなくなった状態が吸収状態である。こうしてみると、環境などのパラメータが変わることで引き起こされる、絶滅するか否かという命運の変化は、吸収状態に落ちるか落ちないかという、一種の相転移だと考えられる。

このような吸収状態転移は、統計力学、特に非平衡の統計力学の対象として長らく研究が続けられてきた。そして、少なくとも単純な理論的設定の下では、様々なモデルが普遍的な非平衡臨界現象を示すことが明らかになった。Directed Percolation (DP, 異方向的浸透現象) 普遍クラスと呼ばれるこの臨界現象は、最も基本的な非平衡相転移

として理論的に深く理解されており、高エネルギー物理学における Regge 極の場の理論とも直接の対応関係を持つ。一方、実験的には、DP 臨界現象の十分な証拠は長らく見つからなかったのだが、著者らは2007年、液晶の乱流状態において、DP クラスの臨界現象が明瞭に現れることを発見した。DP 臨界現象が実験的に確認されたという事実が意味するのは、それが理想的な条件下のみで現れる理論的産物ではなく、現実の非平衡現象を記述する力を持っているということである。現に、近年になって、流体における層流-乱流転移や、コロイド、超伝導渦の運動の可逆性に関する相転移など、いくつかの具体的な現象と吸収状態転移との関わりが実験的にも明らかになってきた。

本解説記事では、液晶乱流における実験事実の紹介を軸として、吸収状態転移、特にDP クラスがどのようなものを概観する。非平衡臨界現象の理論の一般的枠組みや、DP と Regge 極の場の理論との関わりについても簡単に触れ、それがどのような実験事実で検証されたかを述べる。そのうえで、流体系やコロイド、超伝導渦などで吸収状態転移がいかに現れるか、近年の実験の進展も紹介する。非平衡系を構成する多数の自由度が「生きるか、死ぬか」。その狭間には、非平衡臨界現象の興味深い物理学があるということを感じて頂ければ幸いである。

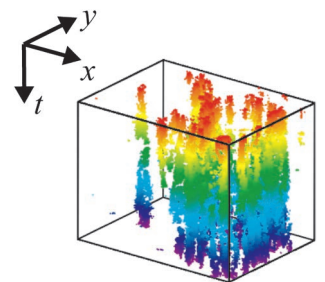
### —Keywords—

#### 吸収状態転移：

非平衡相転移の分類の一つ。「一度入ったら二度と出られない状態」のことを吸収状態といい、系のパラメータによって、最終的に吸収状態に必ず行き着く場合と、吸収状態に入らないまま永久に時間発展が続けられる場合がある時、その間の相転移を吸収状態転移と呼ぶ。平衡相転移と同様、吸収状態転移には不連続な場合（一次転移的）と連続な場合（二次転移的）があり、後者は普遍的な臨界現象が現れる。対称性や保存則の有無等によって、いくつかの普遍クラスが知られている。

#### Directed percolation：

異方向的浸透現象を記述する格子模型の一つ。多孔質の有孔度にあたるパラメータを変化させると、無限遠まで浸透が起こる場合と起こらない場合との間で相転移を示す。この相転移は連続的で、臨界現象が現れる。後に、余分な対称性や保存則のない吸収状態転移を示す様々なモデルで directed percolation モデルと同じ臨界指数が確認されたため、この最も基本的な吸収状態転移の普遍クラスは directed percolation クラスと呼ばれる。Directed percolation クラスは理論的に深く理解されており、非平衡臨界現象の一般論を考えるうえで重要な役割を果たしている。





## 1. はじめに

平衡状態における臨界現象の統計力学は、20世紀の物理学が到達した金字塔の一つと言っても差し支えないだろう。歴史的には、気液臨界状態において測定された臨界指数がIsingモデルで「再発見」され、磁性体や二液混合流体の実験でも同じ指数が見つかるなど、臨界現象が示す普遍性は実験を中心に古くから認識されていた。普遍性の起源は臨界状態のスケール不変性にあり、それをふまえて築かれたWilsonのくりこみ群や共形場理論などによって、平衡臨界現象のスケールリング則は理論的に極めて深く理解されている。<sup>1)</sup> その特に重要な成果が、普遍クラスによる分類である。つまり、一見全く異なる系であっても、対称性や保存則などの基本的性質さえ共有していれば、臨界点近傍では臨界指数をはじめ様々な統計量が同じ値や関数形を取り、これをもって同じ普遍クラスに属するという。

では、系に振動外場をかけるなど、何らかの方法で系を駆動して非平衡状態にしたとき、特に線形応答理論が成り立たない遠い非平衡系になったとき、そこに同じような普遍的臨界現象の世界はあるのだろうか？ この場合、平衡統計力学を使うことはできないが、一方で実験や数値計算で相転移を観察してみると、臨界点では相変わらずスケール不変性が見られることが多く、非平衡でも普遍的なスケールリング則の世界があるのではないかと期待できる。非平衡系の相転移と言っても様々なものがある中で、最も単純かつ非自明なものとしてされているのが、本解説記事の主題でもある、吸収状態転移である。<sup>2)</sup> 吸収状態とは「一度入ったら二度と出てくることができない状態」のことを指し、素朴な現象論のレベルでは様々な場面で顔を出す。

例えば、伝染病の拡がりを考えてみよう。病気は感染者から隣の健常者に単位時間あたり一定の確率  $w_1$  で伝染し、また感染者は別の確率  $w_2$  で治癒するものと仮定する(図1(a))。すると、感染力が高ければ ( $w_1 \gg w_2$ ) 次々と感染が起こって病気が拡がっていくのに対し、感染力が低ければ ( $w_1 \ll w_2$ ) 病気の拡がりより感染者の治癒の方が速く、やがて感染者はいなくなる。このモデルの範疇では、ひとつた

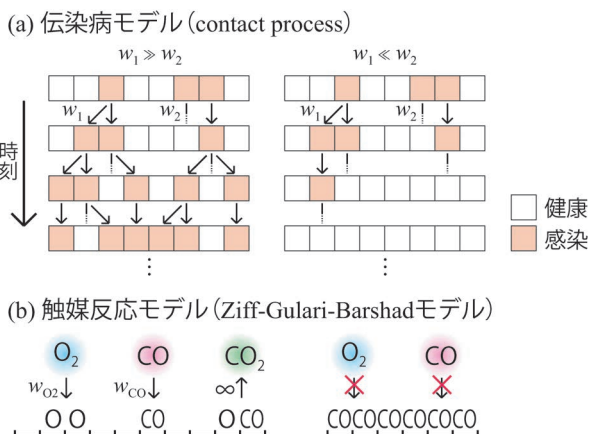


図1 吸収状態転移を示す代表的モデルである、contact process (a) と Ziff-Gulari-Barshad モデル (b)。モデルの定義は本文を参照のこと。

び感染者がいなくなれば新たな感染者は出なくなるので、これは吸収状態であり、二つの状況の間の相転移は吸収状態転移と呼ばれる。このモデルは contact process という名で知られており、伝染病に限らず、一般に何かが拡がる過程を記述するとみなすことができる。ここで見られる吸収状態転移も、モノの拡がりに関わる様々な現象で現れる。

次に、白金表面における触媒反応  $CO + O \rightarrow CO_2$  を考えてみよう。簡単のため、白金表面を2次元平方格子と考えて、酸素分子  $O_2$  が吸着する際は原子二つが隣りあうサイトを占め、一酸化炭素分子  $CO$  の場合はそのまま単独のサイトに吸着すると仮定する。そして、隣接サイトに  $O$  と  $CO$  があれば、直ちに  $CO_2$  が生成され、表面から解放される (Ziff-Gulari-Barshad モデル, 図1(b))。すると、 $O_2$  と  $CO$  の供給率が偏っている場合は、白金表面はやがて一方の分子に覆い尽くされてしまい、それ以上吸着も反応も起こらなくなる (吸収状態)。一方、両分子が適宜供給されている場合は反応が継続する。この間の相転移も一つの吸収状態転移である。

このように、吸収状態を持つ系において、パラメータを変えることで、最終的に吸収状態に必ず行き着く場合と、吸収状態に入らないまま永久に時間発展が続けられる場合との間で相転移が起こることがあり、それを吸収状態転移と呼ぶ。先の例でも見たように、吸収状態転移は、少なくとも単純なモデルを考える限りでは、様々な文脈で現れる。では、実際の自然現象ではどうだろうか？ そして、転移点ではどのような物理が現れるのか？ ここではまず、著者らが行った液晶の乱流状態に関する実験<sup>3)</sup>を紹介して、吸収状態転移における非平衡臨界現象の概略を見ることにしよう。

## 2. 液晶の電気対流とその乱流状態<sup>\*1</sup>

ある種のネマチック液晶を図2(a)のような装置に封入し、電場を印加すると、対流が起きる場合がある。この現象を液晶の電気対流と呼ぶ。ネマチック液晶では誘電率や電気伝導度に異方性があるため、電場により分子配向が駆動されるというのが電気対流の大雑把な原理だが、正確な機構は Carr-Helfrich 不安定性として定式化されている。<sup>4,5)</sup> これは、分子配向に加えて、速度場や電荷密度場などが非線形に結合した本来複雑な現象であるが、生じる対流パターンは流体の熱対流と一定のアナロジーがあり、非平衡系のパターン形成の文脈で熱心に研究がなされてきた。電場による駆動は温度勾配よりも非常に効率的なので、実験には通常、厚みが  $10\text{--}100\ \mu\text{m}$  程度の薄い対流セルが用いられる。対流現象では一般に、セル厚程度の大きさの対流構造が形成されて、実効的に一つの自由度として振る舞う。

\*1 吸収状態転移に関する一般的な結果を先に知りたい読者は、ここで扱う液晶乱流とは DSM1 と DSM2 という二状態が図1(a)のように確率的に時空間発展するものだけ考えて、第3章に進んでも差し支えない。DSM1は健常者、DSM2は感染者に対応する。

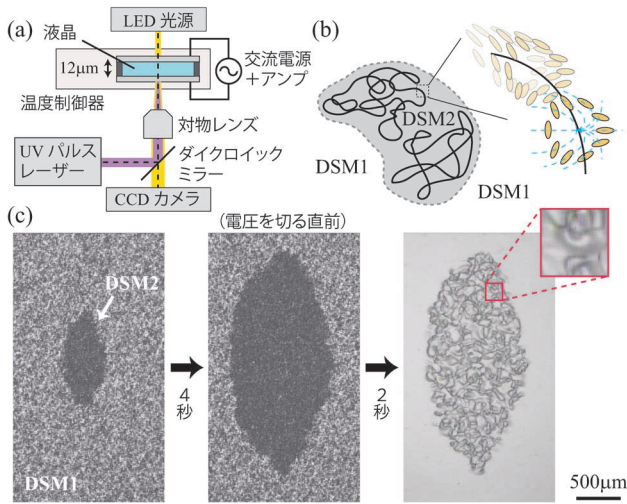


図2 液晶電気対流のDSM乱流状態。(a) 実験系の概略。正確な記述は文献3を参照のこと。(b) DSM1, DSM2乱流の模式図。DSM2は高密度の線状位相欠陥(黒線)からなり、欠陥の周りで液晶配向は半回転している。青い破線は、線欠陥に垂直な断面内で、液晶の等配向曲線を模式的に表したものである。(c) 高電圧  $72.3 \text{ V} \gg V_c$  の下でのDSM2クラスターの成長と、電圧を切った後の緩和の様子(透過光観察)。DSM2のあったところだけ、緩和の遅い位相欠陥が残って見える。なお、この一連の映像は第3章で紹介する実験とは別の対流セルを用いて撮影されたものであり、セル厚は  $25 \mu\text{m}$  で転移点も異なる。

従って、薄いセルで観察される液晶電気対流では、実効的なシステムサイズ、つまり自由度の数が極めて大きく、相転移などのマクロスケールの物理現象を調べるのに都合が良い。

液晶実験では通常、容器に表面処理を施して境界での配向条件を制御するが、ここでは液晶分子が表面に平行な軸に沿って配向した対流セルを用意する。そこに比較的低い周波数の交流電場を加え、電圧振幅  $V$  を上げていくと、ロールやグリッド模様など様々な対流パターンを経て、最終的に動的散乱モード(Dynamic Scattering Mode; DSM)と呼ばれる乱流状態<sup>\*2</sup>に至る。<sup>4)</sup> ここでDSMにはDSM1とDSM2の二種類があり、電圧印加直後はDSM1が現れるが、電圧  $V$  が十分高い(典型的には  $50 \text{ V}$  以上) 場合はそこからDSM2が核生成して成長する(図2(c))。ここで、途中で電圧を切ってみると、DSM2のあったところだけ複雑に絡まった輪っか状の模様が見られる(同図右)。これはディスクリネーションと呼ばれる線状の位相欠陥であり、DSM2乱流が高密度の位相欠陥からなることを示している(図2(b))。この意味で、DSM2は超流動ヘリウムや冷却原子気体の量子渦乱流<sup>6)</sup>と類するとも言える。そして、印加電圧の下での位相欠陥は乱流の乱れた速度場にさらされており、ランダムに引き延ばされ、流され、またセル表面を介して千切られたりしていると考えられる。一方、DSM1は位相欠陥のない乱流状態である(欠陥ができてはすぐに消えてしまう)。DSM1とDSM2は位相欠陥の有無によって明確に区別される二状態であり、欠陥が光を強く散乱するため、透過光観察によって容易に見分けられる(図2(c))。

\*2 正確には時空カオス状態であり、ゆらぎの相関は空間的にも時間的にも指数関数的に減衰する。

### 3. DSM1-DSM2 転移における非平衡臨界現象

図2(c)で見たように、非常に高い印加電圧の下ではDSM1からDSM2が自発的に生成され、それが成長して、やがて系全体がDSM2で覆い尽くされる。では、もっと低い電圧では何が起こるだろうか？ 実は、ある程度電圧が低いと(文献3のセルでは  $40 \text{ V}$  以下)、電圧印加後の対流はDSM1のまま、DSM2の核生成が(現実的な時間スケールでは)起こらなくなる。これは、乱流による攪乱が弱く、位相欠陥を自発的に作り出すだけの能力がなくなったからだろう。ただし、予め高い電圧をかけておくなどしてDSM2を用意しておけば、それを維持することはできる。この時見られるのは、DSM1の中にパッチ状のDSM2が点在した共存状態であり、時空間欠性状態と呼ばれる(図3(a))。DSM2パッチは、ランダムに動きながら、時々分裂したり、DSM1に緩和したりする。そして、系全体でDSM2パッチが占める面積は電圧  $V$  が高いほど大きくなり(図3(b))、逆に  $V$  がある値  $V_c$  を下回るとDSM2パッチは全滅する。ひとたびDSM2がいなくなれば、既に述べた通りそれが自発的に生じることはないの、これは吸収状態である。すなわち、 $V = V_c$  では吸収状態転移が起こっている。ここで、DSM2が占める面積の割合を  $\rho$  とすると、十分時間が経てば、 $V < V_c$  で  $\rho = 0$ 、 $V > V_c$  で  $\rho > 0$  だから、 $\rho$  はこの相転移のオーダーパラメータとみなせる。

図3(c)は、定常状態におけるオーダーパラメータの時間平均値  $\bar{\rho}$  を電圧  $V$  の関数としてプロットしたものである。この結果から、DSM1-DSM2転移が連続転移だとわかる。さらに、同じデータを転移点  $V_c$  からのずれ  $\varepsilon \equiv (V^2 - V_c^2)/V_c^2$  の関数として表示すると(図3(c)挿図)、転移点近傍で、オーダーパラメータに関する通常の臨界現象のべき則

$$\bar{\rho} \sim \begin{cases} (V^2 - V_c^2)^\beta & (V \geq V_c) \\ 0 & (V \leq V_c) \end{cases} \quad (1)$$

が確認される。転移点からの距離を  $V$  ではなく  $V^2$  で測ったのは、電気対流の駆動力が  $V^2$  に比例すること<sup>4,5)</sup>を考慮したためであるが、関数形  $\bar{\rho} \sim (V - V_c)^\beta$  を用いても  $V_c$  や  $\beta$  の値は変わらない。実験データを式(1)でフィットすると、 $V_c = 34.856(4) \text{ V}$  と  $\beta = 0.59(4)$  が得られる。ここで、括弧の中の数字は最後の桁における誤差範囲を表す。従って、臨界指数  $\beta$  は、例えばLandauの平均場理論の指数  $1/2$  とは有意に異なる。非自明な値をとる。また、定常状態におけるDSM2パッチの分布から相関長  $\xi_\perp$  と相関時間  $\xi_\parallel$  が見積られる<sup>3)</sup>が、その結果は図3(d), (e)の通りであり、次式のように転移点でべき的に発散する。<sup>\*3</sup>

$$\xi_\perp \sim (V^2 - V_c^2)^{-\nu_\perp}, \quad \xi_\parallel \sim (V^2 - V_c^2)^{-\nu_\parallel}. \quad (2)$$

ここで、実験的に得られた臨界指数は  $\nu_\perp = 0.75(6)$ 、 $\nu_\parallel = 1.29(11)$  であり、やはり非自明な値をとる。

定常状態における以上の観察によって、非自明な臨界指

\*3 図3(e)において、転移点近傍で相関時間  $\xi_\parallel$  の発散が抑えられているように見えるのは観測時間が足りないためで、本質的ではない。

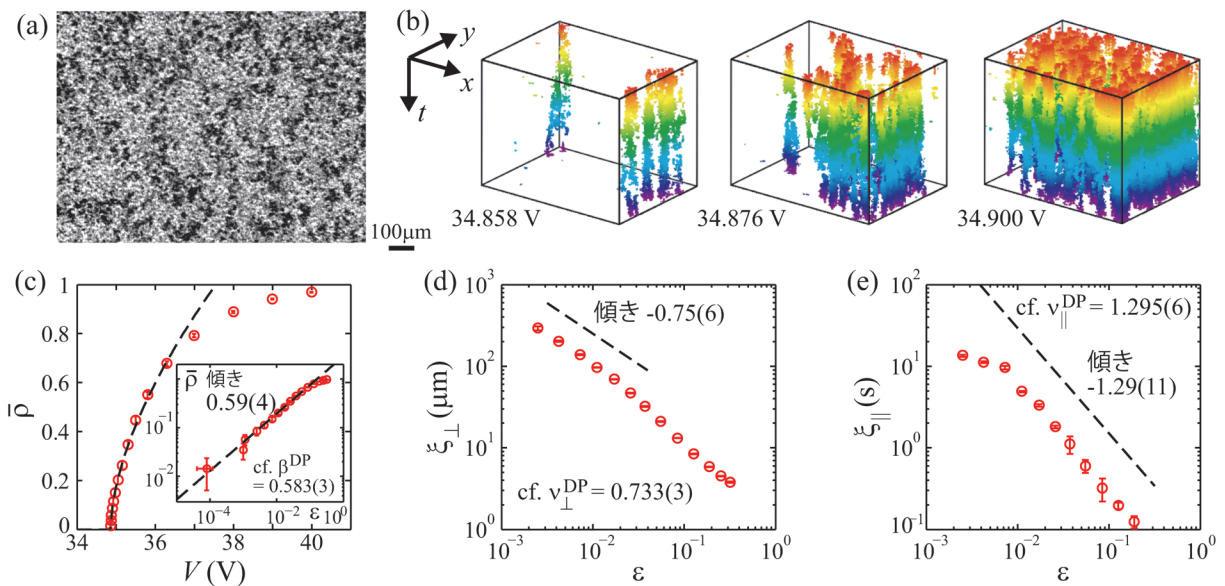


図3 DSM1-DSM2転移の臨界現象。(a) 転移点よりわずかに高い印加電圧における時空間欠性の様子(ここでは $V=35.153$  V)。黒いDSM2パッチが灰色のDSM1の周りを動き回っている。DSM1,2は静止画では見辛いですが、動画<sup>3,7)</sup>では容易に見分けられる。(b) 定常状態における時空間欠性の様子。DSM2パッチの位置が $1,206\ \mu\text{m} \times 899\ \mu\text{m}$ 、6.6 sの範囲にわたって表示されている。(c) 定常状態におけるオーダーパラメータ $\rho$ (DSM2が占める面積の割合)の時間平均と印加電圧 $V$ の関係。挿入図は $\epsilon = (V^2 - V_c^2)/V_c^2$ を横軸にした両対数プロットである。(d), (e) 定常状態における相関長 $\xi_{\perp}$ ・相関時間 $\xi_{\parallel}$ と制御パラメータ $\epsilon$ の関係。全てのパネルは、文献3 (Phys. Rev. E) の図を改変のうえ再掲したものである。

数の組み合わせ、 $\beta = 0.59(4)$ 、 $\nu_{\perp} = 0.75(6)$ 、 $\nu_{\parallel} = 1.29(11)$ が得られた。実は、これらの値は、directed percolationクラスとして知られる、異方的浸透現象の相転移の2+1次元における値<sup>2)</sup> $\beta^{\text{DP}} = 0.583(3)$ 、 $\nu_{\perp}^{\text{DP}} = 0.733(3)$ 、 $\nu_{\parallel}^{\text{DP}} = 1.295(6)$ とよく一致している。これは一体どういうことだろうか？

#### 4. Directed percolation 普遍クラス

軽石に水を垂らすと、水の浸透が見られる。このような多孔質中の浸透現象の簡単な格子模型として、percolationモデルがよく知られている。<sup>8)</sup> このモデルでは、格子点が多孔質の孔(穴)で、隣接する格子点はチャンネルで結ばれていると考える。そして、bond percolationと呼ばれるタイプのモデルでは、各々のチャンネルは独立に確率 $p$ で開いており、確率 $1-p$ で閉じているとする。水は開いたチャンネルを通して浸透する。例として、中心の一点に水を注入した場合の浸透の様子を図4(a)に示す。ここで直ちにわかることは、 $p$ が小さいと、浸透がどこかで止まってしまうということである。一方、 $p$ が十分大きければ、浸透は無限遠まで起こりうる。この間の相転移がpercolation転移であり、浸透が無限遠まで起こる確率を $P_{\infty}$ とすると、

$$P_{\infty} \sim \begin{cases} (p - p_c)^{\beta'} & (p \geq p_c) \\ 0 & (p \leq p_c) \end{cases} \quad (3)$$

のように、典型的な臨界現象の振る舞いが現れる。<sup>8)</sup>

このpercolationモデルの亜種として、チャンネルの開閉などのルールはそのまま、浸透に関しての規則のみ、それが一方向にしか起こらないとしたものが、directed percolation (DP) というモデルである(図4(b))。このモデルも、先程とは違う $p$ の値で相転移を起こし、無限に遠い下流まで浸透が起こる確率 $P_{\infty}$ はやはり式(3)のべき則を示すが、

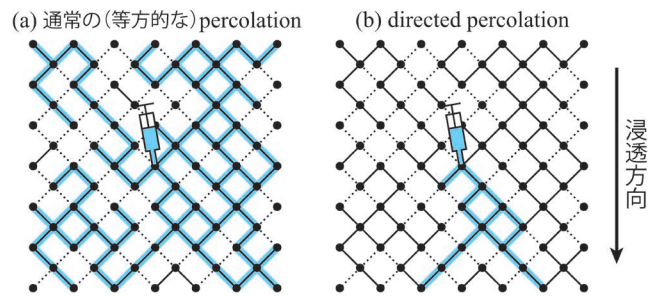


図4 等方的・異方的なbond percolationモデル。実線は開いたチャンネル、点線は閉じたチャンネルを表し、開いたチャンネルを通して水が浸透する。

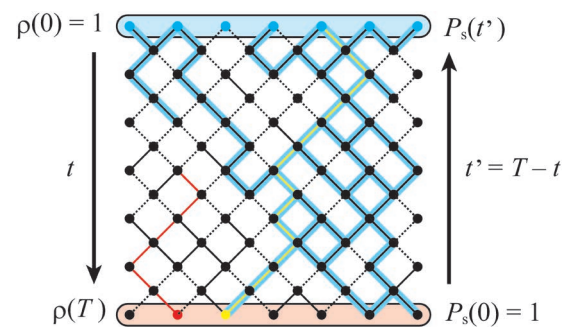


図5 DPを特徴づける二つのオーダーパラメータ $\rho(i)$ 、 $P_s(t')$ の図解と、rapidity反転対称性。青い経路は、上面を全て濡らした場合の浸透の様子を表す。赤・黄は、それぞれ下面の一点から上下逆向きに浸透をさせた場合に、浸透が起こる経路を一つだけ示したものである。bond DPモデルでは $\rho(i) = P_s(t')$ が厳密に成り立つ。

臨界指数の値は異なる。また、図5のように一番上流の位置にあるサイトを全て濡らした時に、無限に離れた下流で濡れているサイトの割合を $\rho_{\infty}$ とすれば、これも同じ転移点 $p_c$ で $\rho_{\infty} \sim (p - p_c)^{\beta}$ のように振る舞う。すなわち、DPでは、 $P_{\infty}$ と $\rho_{\infty}$ のどちらもオーダーパラメータとみなせるの

だ。こうして定義された臨界指数は、通常の臨界現象と同様、次元によって異なる値をとる。DPモデルでは、浸透が起こる特別な方向が一つあることを意識して、次元は「 $d+1$ 次元」のように書く(図4(b)は $1+1$ 次元)。

さて、話を吸収状態転移に戻し、第1章で紹介した contact process を見てみよう(図1(a))。このモデルは伝染病の伝播を表していたが、図1(a)を見返してみると、病気(あるいは何らかの活性状態)が時間方向に異方的に浸透しているようにも見える。時間は逆向きには流れないため、DPモデルで考えたものと同じ異方性が成り立っていることに注意しよう。すると、contact process の吸収状態転移は、percolation 転移に他ならないことに気づく。そして、数値計算等で臨界指数を測定すると、contact process でもDPモデルでも同じ臨界指数が現れる。<sup>2)</sup>つまり、定性的性質が共通していれば、モデルの微視的な違いは効かずに普遍的な臨界現象が現れるという、平衡臨界現象と同じ考え方<sup>1)</sup>が、ここでも有効だというわけだ。そこで、DPモデルと同じ臨界指数を示すモデルや現象をまとめてDP普遍クラスと呼んでいる。触媒反応に関する Ziff-Gulari-Barshad モデル(図1(b))の場合は、 $O_2$ 過多のケースと $CO$ 過多のケースで二通りの吸収状態転移がある。実は、前者は連続転移、後者は不連続転移になることが知られているが、連続転移の方はやはり、DPクラスに属している。<sup>2)</sup>

同様に、現在では吸収状態転移を示す多種多様なモデルが知られているが、そのうち相当数がDPクラスに属することがわかっている。中には、細胞のカルシウムシグナル伝達<sup>9)</sup>や、星形成による銀河進化<sup>10)</sup>のモデルも含まれているのは興味深く、吸収状態転移やDPクラスが自然科学の様々な分野と関わりうることを示唆している。経験的には、DPクラスが現れるのは、「ゆらぎを伴う活性状態から単一の吸収状態への連続転移」であり、余分な対称性や保存則、長距離相互作用、不均一性などがない場合とされている。<sup>2)</sup>つまり、DPは吸収状態転移の最も基礎的な普遍クラスということだ。そして、吸収状態では定義からして詳細釣り合いが破れているため、吸収状態転移は非平衡でしか起こらず、従ってDPは最も単純な非平衡相転移だということもできる。

臨界現象の普遍性を議論するには、連続体記述が便利である。<sup>1)</sup>ただし、非平衡なのでHamiltonianを持ち出すことはできず、代わりにオーダーパラメータ(活性状態サイトの密度)の場合 $\rho(r, t)$ が従うLangevin方程式を考える。DPの場合は、次式がミニマルな方程式として知られている。<sup>2)</sup>

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \lambda \rho - \mu \rho^2 + D \nabla^2 \rho + \eta(r, t). \quad (4)$$

ここで、 $\eta(r, t)$ は平均ゼロの白色ノイズだが、分散は、次式のように $\rho(r, t)$ に比例するようにとる( $\Gamma$ は定数)。

$$\langle \eta(r, t) \eta(r', t') \rangle = \Gamma \rho(r, t) \delta(r - r') \delta(t - t'). \quad (5)$$

式(4)右辺の意味はcontact process(図1(a))を考えるとわ

かりやすく、活性状態の分裂・消滅による平均的な密度変化が第1, 2項、実効的な拡散が第3項、確率の変動が第4項となっている。また、式(5)で $\eta$ の分散が活性状態密度 $\rho$ に比例する理由は、ノイズ $\eta$ は全て活性状態によって生み出されるものであり、活性状態サイトがあればあるほど、それらが独立なノイズ源として働くからだ。特に、 $\rho(r, t) = 0$ がちゃんと式(4)の吸収状態になっていることに注意しよう。

さらに、非平衡相転移の場の理論では、式(4)のようなLangevin方程式を経路積分表示

$$Z \sim \int \mathcal{D}\rho \mathcal{D}\tilde{\rho} e^{-J[\rho, \tilde{\rho}]} \quad (6)$$

に書き換えて定式化することが多い。<sup>2)</sup>ここで、 $\tilde{\rho}(r, t)$ は経路積分表示に書き換える際に現れる補助場であり、外場に対する応答を表すことから応答場と呼ばれる。この手続き<sup>\*4)</sup>はJanssen-De Dominicisの方法として知られており、得られた作用 $J[\rho, \tilde{\rho}]$ はJanssen-De Dominicis作用、または、Martin-Siggia-Rose作用と呼ばれる。DPの場合は

$$J[\rho, \tilde{\rho}] = \int d^d r dt \tilde{\rho} \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} - (\lambda + D \nabla^2) \rho - \left( \frac{1}{2} \Gamma \tilde{\rho} - \mu \rho \right) \rho \right] \quad (7)$$

となる。これは実は、高エネルギー物理において、ハドロンの高エネルギー散乱問題を扱うRegge極の場の理論の作用と同じであり、Feynmanダイアグラムなどを用いて様々な物理量を計算することができる。こうした事情もあり、DPクラスは理論的に非常に深く理解されている。<sup>2)</sup>

## 5. DPの特殊な対称性：rapidity反転対称性

DPクラスの作用(式(7))を眺めてみると、これが変換

$$\rho(r, t) \leftrightarrow -\frac{\Gamma}{2\mu} \tilde{\rho}(r, -t) \quad (8)$$

に対して不変だということに気づく。Regge極の言葉では、 $t$ は散乱時の入射方向のrapidity(相対論的粒子の速度のような物理量)、 $r$ は衝突径数(入射軸に直交する面内での座標)なので、式(8)の変換で不変だという対称性は、しばしばrapidity反転対称性と呼ばれる。これはDPクラス特有の、ある種の時間反転対称性であり、また式(8)の変換に対してDPは自己双対だとも言える。

DPのrapidity反転対称性は、粗視化してはじめて現れる

\*4) Langevin方程式を

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \mathcal{F}[\rho(r, t)] + \eta(r, t),$$

$$\langle \eta(r, t) \eta(r', t') \rangle = \mathcal{G}[\rho(r, t)] \delta(r - r') \delta(t - t')$$

とすれば、経路積分表示は

$$Z = \int \mathcal{D}\eta P(\eta) \int \mathcal{D}\rho \delta \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} - \mathcal{F}[\rho(r, t)] - \eta(r, t) \right]$$

で与えられる。ここで、 $P(\eta)$ はノイズ $\eta(r, t)$ の確率密度であり、

$$P(\eta) \sim \exp \left[ - \int d^d x dt \frac{\eta^2}{2\mathcal{G}[\rho(r, t)]} \right]$$

である。補助場 $\tilde{\rho}$ は、デルタ関数を

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int d\tilde{p} e^{i\tilde{p}x}$$

と置き換える際に現れる。<sup>2)</sup>

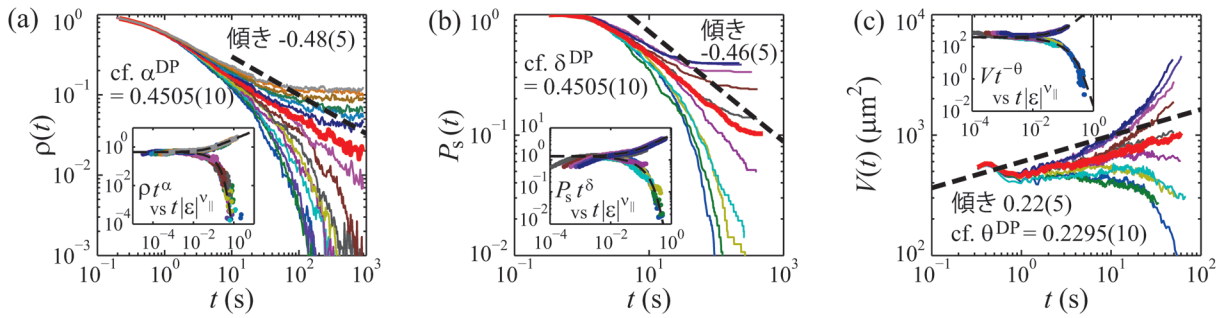


図6 DSM1-DSM2 転移における動的臨界現象. (a) 電圧急降下後のオーダーパラメータ  $\rho(t)$  の緩和. 異なる色は異なるターゲット電圧  $V$  に対応し, 転移点  $V=V_c$  は赤い太線で示されている. 挿図は, 同じデータをリスケールした座標でプロットし直したものであり, DPクラスの普遍スケーリング関数  $F_\rho^{DP}(\cdot)$  上に重なっている. (b), (c) 単独のパッチから生じたDSM2クラスターの生存確率  $P_s(t)$  とクラスター体積  $V(t)$ . (a)と同様, 挿図はリスケールしたデータを表す. 全てのパネルは, 文献3 (Phys. Rev. E) の図を改変のうえ再掲したものである.

性質であり, 通常は, DPクラスのモデルそのものが満たすわけではない. ところが, 実は図4(b)で紹介したbond DPモデルでは, rapidity反転対称性が厳密に示される. 再び, 図5のように, 全面的に濡れた状態からの浸透を考えよう. 浸透が起こる方向を時間軸とみなせば, これは全サイトが活性状態という初期条件を選んだことに対応する. この時, 適当な時刻  $T$  において,  $\langle \rho(\mathbf{r}, T) \rangle \equiv \rho(T)$  は, 単にこの時刻での活性サイトの割合に相当する. ここで, 逆向きに進む時間  $t' \equiv T - t$  を定義しよう. そして, 時刻  $t' = 0$  における初期条件として, 活性サイトが一つだけある場合を考える. すると, 順過程で活性状態だったサイトを選んだ場合は, 活性状態クラスターが時刻  $t' = T$  まで存続する (図5の黄色の経路参照). 一方, 順過程で不活性だったサイトを選ぶと, 途中でクラスターが途絶えてしまう (赤い経路参照). すなわち,  $t' = 0$  での活性サイトをランダムに選んだ場合, 時刻  $t' = T$  までクラスターが存続する確率  $P_s(T)$  は, 厳密に  $\rho(T)$  に等しい. 特に,  $T \rightarrow \infty$  で  $\rho(T) \rightarrow \rho_\infty$ ,  $P_s(T) \rightarrow P_\infty$  だから, 二つのオーダーパラメータの臨界指数には, 等式

$$\beta = \beta' \quad (9)$$

が成立する.

DPクラスの他のモデルでは,  $\rho(t)$  と  $P_s(t)$  は一般に等しくはならないが, 臨界指数は普遍的なので, 等式(9)は成立する. これは吸収状態転移の他の普遍クラスにはない, DP特有の性質である. 同様の関係は,  $\rho(t)$  と  $P_s(t)$  の動的臨界現象にも現れる. 通常のスケーリング仮説に従えば, これらは

$$\rho(t) \sim t^{-\alpha} F_\rho(t\varepsilon^{\nu_{||}}), \quad \alpha = \beta/\nu_{||}, \quad (10)$$

$$P_s(t) \sim t^{-\delta} F_s(t\varepsilon^{\nu_{||}}), \quad \delta = \beta'/\nu_{||} \quad (11)$$

のように書ける. ここで,  $F_\rho(\cdot)$ ,  $F_s(\cdot)$  は何らかのスケーリング関数を表す. 先程と同様, rapidity反転対称性から言えるのは,  $\rho(t)$  と  $P_s(t)$  については転移点でそれらが漸近的に比例するという点だけだが, 臨界指数の関係  $\alpha = \delta$  はやはり成立する. この特殊な関係のため, DPクラスの独立な臨界指数は  $(\beta, \nu_\perp, \nu_{||})$  の3つだけである (一般の吸収状態転移では  $\beta'$  が加わり4つになる).

以上のrapidity反転対称性は, DP特有の性質であり, なおかつ非平衡臨界現象の場の理論の非自明な予言なので, 実験的検証が特に重要である. 著者らは, 第3章で紹介した液晶乱流実験を用いて, まずは  $\rho(t)$  の測定を行った.<sup>3)</sup> 実験的には, まず十分高い電圧  $V \gg V_c$  を印加して系全体をDSM2にしておいたうえで, 印加電圧を  $V_c$  近傍のターゲット電圧  $V$  に急降下させれば良い. 結果は図6(a)の通りで,  $\rho(t)$  は  $V > V_c$  では  $\bar{p} > 0$  に収束,  $V < V_c$  では指数関数的に減衰するのに対し, 臨界点  $V = V_c$  ではべき的な減衰  $\rho(t) \sim t^{-\alpha}$  が現れる (赤い太線). 動的臨界指数  $\alpha$  は0.48(5)であり, DPクラスの値  $\alpha^{DP} = 0.4505(10)$  と一致している. また, 式(10)によれば, 同じデータを横軸  $t\varepsilon^{\nu_{||}}$ , 縦軸  $\rho t^\alpha$  で再表示すれば曲線  $F_\rho(\cdot)$  上に全て重なるはずだが, これも図6(a)挿図のように確かめられる. 特に, 破線はcontact processの数値計算により得られた  $F_\rho(\cdot)$  の関数形であり, 臨界指数だけでなくスケーリング関数も普遍的だということが検証された.

一方, 生存確率  $P_s(t)$  を測るためには, 初期条件として単独のDSM2パッチを生成する必要がある. 著者らは紫外パルスレーザーを用いてDSM1からDSM2を生成する技術を開発し,<sup>\*5</sup> これを実験的に実現した.<sup>3)</sup> これにより生存確率  $P_s(t)$  を測定した結果が図6(b)である. 生存確率は統計精度を高めるのが大変難しいため, べき減衰の精度は他の量より良くないが, それでも臨界点 (太い赤線) では1桁程度のべき則が見られ, 指数は  $\delta = 0.46(5)$  となった. 先程の  $\alpha$  の測定結果と合わせて,  $\alpha = \delta$  という等式が確かに成り立つことがわかる. また, 生存確率よりも統計精度が高い測定量として, 時刻  $t$  でのクラスター体積  $V(t)$  を調べることもでき, 期待されるスケーリング仮説

$$V(t) \sim t^\theta F_V(t\varepsilon^{\nu_{||}}), \quad \theta = (d\nu_\perp - \beta - \beta')/\nu_{||} \quad (12)$$

\*5 本実験で用いたMBBAという液晶は, 近紫外域に吸収バンドを持ち, それがtrans-cis光異性化反応を引き起こすことが知られている.<sup>11)</sup> 光異性化反応は分子スイッチ等にも用いられ, 物体の形状を変えたり, 液晶の配向を変えたりすることもできる. 我々が用いたレーザー光は光異性化反応を起こせる波長やエネルギーを持つことから, これが位相欠陥を生み出し, DSM2の核生成に繋がったものと著者は考えている.

がやはり成り立っている(図6(c)). 以上により, 場の理論の非自明な帰結であるDPクラスのrapidity反転対称性の証拠を実験的に得ることができた. 文献3では他にも様々な量を測定し, 臨界指数は総計12個, スケーリング関数は5個直接測定して, その全てがDPクラスのものとして一致することが判明した.

## 6. 最近の実験的進展

前章までに, DPクラスが吸収状態転移の最も基本的な普遍クラスだということ, それが様々なモデルに加え, 液晶乱流実験でも確認されたことを説明した. DPが現れるモデルは, 既に述べた伝染病, 触媒反応, 浸透現象, 時空間欠性状態, 細胞のシグナル伝達, 銀河進化の他にも, 粉体流, 森林火災, カオス同期, 濡れ転移など, 極めて多岐にわたる.<sup>2)</sup> その一方で, こうしたモデルの殆どはいわゆるトイモデルであり, 現実的な設定でなかったり,<sup>\*6</sup> 吸収状態があつらえてある場合が多い. 従って, これらの「例」には実験検証を与えることが極めて重要であるが, 実は液晶実験の前には, DPクラスが実験的に確かな精度で確認されたことが一度もなく, 大きな問題とされてきた.<sup>2)</sup> それが, 液晶乱流という本来複雑な現象において, 自然な形で現れたことから, DPは現実の非平衡系をも記述する強力な概念だということがようやく確認されたと言えるだろう.

最近では, 他にもいくつかの実験系が, DP, あるいはそれと関連する吸収状態転移と絡めて議論されるようになった.<sup>7)</sup> ここでは, そのうち代表的なものを二つ紹介しよう.

### 6.1 流体における層流-乱流直接転移

流体における層流から乱流(カオス流)への遷移過程は, 流体力学で古くから研究されている問題である.<sup>12)</sup> この遷移過程には, 準周期振動を介するものや時空間欠性を示すものなど, いくつかのルートが知られているが, そのうちの一つに, 層流からカオス流へ直接遷移するという場合がある. その代表例は, 細長いパイプを流れる流体の乱流転移であり, その性質はReynoldsの1883年の先駆的研究以来の未解決問題となっている.

理論的には, パイプ流の層流状態(Hagen-Poiseuille流)はあらゆるReynolds数に対して線形安定だとわかっているため, 転移点を定義するには, 非線形摂動で生成された乱流状態が存続し続けるか否かを見極める必要がある. 転移点近傍では, 乱流はパフと呼ばれる局所的な構造を取ることが古くから知られていたが, 近年, Hofらによる大規

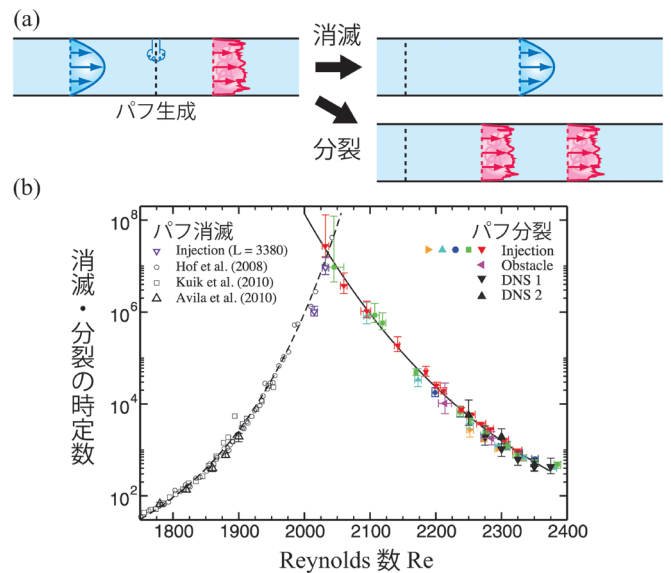


図7 パイプ流の層流-乱流転移. (a) 乱流パフの消滅と分裂の模式図. (b) Hofのグループによる, パフの消滅・分裂の時定数の測定結果(実験および数値計算による).<sup>13)</sup> 本図は, 著者および出版団体(AAAS)の許可を得て, 文献13の図を改変のうえ再掲したものである.

模な実験的・数値的研究<sup>13)</sup>によって, 乱流パフの素過程が明らかになった. それによると, 乱流パフは確率的に消滅, または分裂をすることがあり, その頻度はReynolds数Reとともに急激に変化する(図7). Reが小さいとパフはすぐに消滅し, 系は層流状態に落ち着く. 一方, Reが大きいと, パフは次々に分裂して, 乱流状態が広がっていく. その間の, 消滅と分裂の時定数が釣り合うあたりが, 層流-乱流転移点 $Re_c$ だというわけである.

これはつまり, パイプ流の層流-乱流転移は吸収状態転移に他ならないということだ. さらに, 局所的な乱流状態の消滅と分裂はcontact process(図1(a))で仮定されている素過程そのものであり, 従って, パイプ流の場合でも, 最も単純なシナリオとしては, DP臨界現象が現れることが期待される. ただし, こうした単純な見込みが多くての系で否定されてきたのが吸収状態転移に関するこれまでの実験の歴史であった.<sup>2)</sup> 従って, 層流-乱流転移の場合でも, 臨界現象の直接測定が肝要である. パイプ流の場合, 転移点近傍での消滅・分裂の時定数が極めて長く, 臨界現象の検証は実験的にも数値的にも困難だが, それでも目下, 多くの研究が行われている.<sup>7)</sup> また, 層流から乱流への直接遷移を示す系は, パイプ流のほか, 平面Couette流やチャンネル流などが知られており, そこではDP臨界現象の直接的証拠が得られつつある.<sup>7,14)</sup> 吸収状態転移をキーワードに, Reynolds以来の大問題の解決に向けた機運が高まっている.

### 6.2 コロイド懸濁液における可逆-不可逆転移

吸収状態転移との関係が近年明らかになった興味深い現象の例として, 周期的な剪断がかけられたコロイド懸濁液の可逆-不可逆転移<sup>15-17)</sup>が挙げられる. Pineら<sup>15)</sup>は, 同軸円筒の間にコロイド懸濁液を入れ, 内側の円筒を周期的に

\*6 例えば, contact processは, 免疫や(蚊の媒介などによる)長距離的な感染を無視しており, これらの要素が入るとDPクラスではなくなってしまう. Ziff-Gulari-BarshadモデルでDP転移が出る吸収状態は, 触媒表面が酸素原子で覆われた状態であるが, 実験的にはこの場合でもCOと結合して反応が起こるようだ. DPモデルでは通常, 多孔質中の水の重力方向の浸透が引き合いに出されるが, 実際は毛管現象により重力場に逆らった向きの浸透も普通に起こってしまう.<sup>2)</sup>

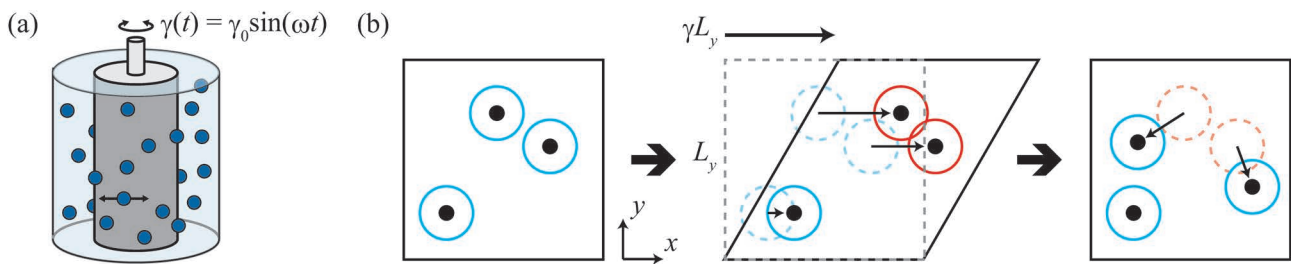


図8 コロイド懸濁液における可逆-不可逆転移. (a) Pineら<sup>15)</sup>の実験系の模式図. (b) Cortéら<sup>16)</sup>のモデルの模式図. 点は粒子, 円は各粒子の相互作用範囲を表す. 周期的な剪断の途中で相互作用範囲の中に入った粒子のペア(赤)においては, 一周期経過後にランダムな変位が残ると考える.

回転させることで剪断を加えて(図8(a)), その際のコロイドの運動を観察した. 円筒の回転がゆっくりであれば Reynolds 数は小さく, 流体は Stokes 方程式に従って, 境界とともに周期的に移動する. このような流体に, ブラウン運動が無視できる大きさのコロイド粒子を一つ入れても, 粒子は流体に運ばれ, 一周期ごとに元の位置に戻ってくるだけである. ところが Pine らは, こうした粒子を多数個入れ, 周期的剪断の振幅  $\gamma_0$  を変えていくと, 小さい  $\gamma_0$  では粒子はやはり可逆的な往復運動をするのに対し,  $\gamma_0$  がある閾値  $\gamma_c$  を超えると, 一部の粒子は元の位置に戻らない, 不可逆的な運動状態に転移することを発見した.<sup>15)</sup>

この不可逆運動の起源は, 互いに近づいた粒子が非線形な流体相互作用をするためと考えられていたが, それと可逆-不可逆転移との関係を説明するため, Cortéらは簡単なモデルを提案した<sup>16)</sup>(図8(b)). このモデルでは, 2次元空間中で各粒子(図の黒点)が有限の相互作用距離(同図の円)を持つと考え, また初期の粒子配置はランダムとする. ここで,  $x$  方向に剪断  $\gamma(t)$  が加わると, 各粒子は  $\gamma y$  だけ変位する(図8(b)中央). すると, この変位によって相互作用距離の範囲内に粒子が入る場合があるが, そうした粒子は衝突のため, 一周期経過後も元の位置には戻らなくなる(図8(b)右). これをランダムな変位で近似するのが, Cortéらのモデルである. すると, 小さな剪断振幅  $\gamma_0$  では, やがてどの粒子対も衝突しないような配置に落ち着き, 運動は可逆的になる. ひとたびこのような配置が実現すれば粒子衝突は永遠に起こらないため, これは吸収状態である. 一方, 十分大きな  $\gamma_0$  では, 粒子の一部は衝突を免れず, 不可逆状態が持続する. すなわち, 可逆-不可逆転移は吸収状態転移に他ならないというわけだ.<sup>16)</sup> ただし, ここでは全粒子数が一定という保存則があるため, 期待される普遍クラスは DP ではなく, 保存場 DP クラス(別名 Manna クラス)<sup>2)</sup>となる. この予想に関しては, Cortéらの実験や数値計算では定量的一致が見られなかった<sup>16)</sup>ものの, 球形ではなく棒状の粒子を用いた実験では臨界指数  $\beta, \nu_{||}$  が保存場 DP クラスのものと同じことが報告されている.<sup>17), \*7)</sup> また, Cortéらは, 可逆-不可逆転移が懸濁液のレオロジーにも影響を与え, 特に複素粘性率の虚部

(弾性成分)は相転移のオーダーパラメータのように振る舞うという興味深い結果を報告している.<sup>16, 17)</sup>

Pine らが発見した可逆-不可逆転移は, 相互作用する粒子集団が周期的外力にさらされていれば, コロイド系でなくても起こって良いように思われる. 事実, Mangan らは数値計算によって, 超伝導渦でも同様の相転移があることを示しており, これは大熊らにより実験でも確認された.<sup>18)</sup> ただし, Mangan らの数値計算は, Cortéらのモデルと同様, 希薄な系を考えているのに対し, 大熊らの実験は超伝導渦が密に存在する状況で行われており, Cortéらのモデルとは別の仕組みで可逆-不可逆転移が起こっている可能性がある. こうした高密度な系における可逆-不可逆転移はコロイド系でも研究されており, ジャミングや降伏現象などが関わる可能性もある.<sup>19)</sup>

## 7. むすびに

非平衡系における臨界現象の物理学は, 平衡系と比べると様々な面で発展途上の段階にある. 特に, 平衡系と異なり, 非平衡ではミクロな相互作用とマクロな統計的性質を繋げる理論的基盤が存在しないため, 実験にせよ理論にせよ, 統一的な視点を持つことが難しい. そうした中で, 本解説記事で紹介した吸収状態転移は非平衡相転移の最も単純な形だと考えられ, 一見無関係な多くの現象を結び付けることができる. 特に, その基本的な普遍クラスである DP は数多くの数値計算で確認され, Regge 極の場の理論との関係もあって, 理論的に深い理解が得られている<sup>2)</sup>(第4, 5章). 一方で, DP 臨界現象は実験例がなかなか見つからなかったが, 液晶乱流系において一連の臨界指数が発見され<sup>3, 7)</sup>(第3, 5章), DP 普遍性は現実の非平衡系でも現れることが明らかとなった.

こうした状況を鑑みると, 吸収状態転移にまつわる非平衡臨界現象の物理学は, 理論・数値計算・実験の三つ巴で研究が進展する新たな段階に入ったと考えて良いだろう. 流体系の層流-乱流直接転移と DP クラスとの関係(第6.1節)や, コロイドや超伝導渦の運動の可逆性に関する吸収状態転移(第6.2節)など, 定量的な実験事実を基に非平衡臨界現象の普遍性が議論できる例が増えつつあるのは, 既に見た通りである. また, DP クラスが確認された液晶の DSM2 乱流は, 位相欠陥から成る乱流状態だという点で,

\*7) ただし, DP クラスと保存場 DP クラスの臨界指数の差は極めて小さく,<sup>2)</sup> 実験<sup>17)</sup>で得られた指数の値は DP クラスのものとも矛盾しない.

超流動ヘリウムやボース・アインシュタイン凝縮体(BEC)で見られる量子渦乱流<sup>6)</sup>とも関連が指摘される。こうした量子流体では、強い攪乱の下で現れる発達した乱流状態は比較的よく調べられており、古典系と同様のスケールリング則が確認されている。その一方で、量子渦乱流の生成・存続に関する相転移の性質はよくわかっていなかったが、著者らは、一成分BECを記述するGross-Pitaevskii方程式の数値計算によって、量子渦乱流転移でもDP臨界現象が現れることを確かめつつある。<sup>20)</sup>このように、実験に加えて、基礎的理論が確かな系に対しての数値的研究も進むことで、実在する物理現象におけるDPの役割と普遍性が一層明らかになってくることだろう。

最後に、DPは吸収状態転移の普遍クラスの一つに過ぎないということも強調しておきたい。DPについての理解が深まることで、対称性や保存則が加わった場合に現れる様々な非平衡普遍クラス<sup>2)</sup>についても、実験を交えた進展が始まる下地となるだろう。元来、非平衡状態とは、高エネルギー物理から物性、宇宙まで、物理学の様々な分野で顔を出すものである。本解説記事によって、そういった分野の垣根を越えて非平衡現象に興味を持って頂けることを願ってやまない。そして、そこから諸分野と非平衡統計物理学との新たな繋がりが少しでも生まれるなら、それは望外の喜びである。

#### 参考文献

- 1) 西森秀稔:『相転移・臨界現象の統計物理学』(培風館, 2005); H. Nishimori and G. Ortiz: *Elements of Phase Transitions and Critical Phenomena* (Oxford Univ. Press, 2011).
- 2) H. Hinrichsen: *Adv. Phys.* **49** (2000) 815; S. Lübeck: *Int. J. Mod. Phys. B* **18** (2004) 3977.
- 3) K. A. Takeuchi, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 234503; *Phys. Rev. E* **80** (2009) 051116.
- 4) P. G. de Gennes and J. Prost: *The Physics of Liquid Crystals*, 2nd ed. (Oxford Univ. Press, 1995).
- 5) 井村秀文, 岡野光治: *応用物理* **42** (1973) 739.
- 6) M. Tsubota, M. Kobayashi and H. Takeuchi: *Phys. Rep.* **522** (2013) 191.
- 7) K. A. Takeuchi: *J. Stat. Mech.* (2014) P01006.

- 8) D. Stauffer, A. Aharony 著, 小田垣孝訳:『パーコレーションの基本原則』(吉岡書店, 2001).
- 9) M. Bär, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5664.
- 10) L. S. Schulman and P. E. Seiden: *J. Stat. Phys.* **27** (1982) 83; *Science* **233** (1986) 425.
- 11) B. Yoon, *et al.*: *J. Phys. Chem. B* **102** (1998) 7705.
- 12) 神部 勉, P. G. ドレイジン:『流体力学 安定性と乱流』(東京大学出版会, 1998).
- 13) K. Avila, *et al.*: *Science* **333** (2011) 192. およびその参考文献参照.
- 14) 玉井敬一, 佐野雅己:日本物理学会2014年秋季大会, 7pAN-10, 中部大学 (2014).
- 15) D. J. Pine, *et al.*: *Nature* **438** (2005) 997.
- 16) L. Corté, *et al.*: *Nat. Phys.* **4** (2008) 420.
- 17) A. Franceschini, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 250603; *Soft Matter* **10** (2014) 6722.
- 18) N. Mangan, C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 187002; S. Okuma, Y. Kawamura and Y. Tsugawa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 114718.
- 19) K. Hima Nagamanasa, *et al.*: *Phys. Rev. E* **89** (2014) 062308. およびその参考文献参照.
- 20) 高橋雅裕, 竹内一将, 小林未知数:日本物理学会第70回年次大会, 22pAJ-13, 早稲田大学.

#### 著者紹介

竹内一将氏: マクロな非平衡系の統計力学的性質, 特にその普遍的な側面について, 実験・数値計算を駆使して研究を進めている. ウェブサイトは <http://jp.kaztake.org/>.

(2014年3月31日原稿受付)

#### Physics of Non-Equilibrium Phase Transitions into Absorbing States

Kazumasa A. Takeuchi

abstract: This article is an introductory survey of non-equilibrium critical phenomena at phase transitions into absorbing states, *i.e.*, states which a system can never escape from once it entered. Scaling laws governing such transitions are reviewed, in particular for the case of the fundamental universality class called the directed percolation class, on the basis of an experimental example found in liquid-crystal turbulence. Recent experimental developments on absorbing-state transitions are also discussed, which concern fluid systems, colloid suspensions, and superconductor vortices.



# 低温アモルファス氷表面における水素原子の拡散 —宇宙における分子進化の鍵—

羽馬 哲也 〈北海道大学低温科学研究所〉

香内 晃 〈北海道大学低温科学研究所〉

渡部 直樹 〈北海道大学低温科学研究所〉

近年の天文観測により、恒星や惑星が誕生する以前の星間分子雲には水分子や有機分子を含む140種を超える分子の存在が確認されている(星間分子に関するデータベースとして、<http://www.astro.uni-koeln.de/cdms/molecules>がある)。これらの分子は、単純な構造を持つ水素分子( $H_2$ )や一酸化炭素分子などから化学反応を経て進化したものである。恒星が存在しない分子雲中心部は、大量の星間塵により外部からの可視光や紫外光が遮蔽されるため10 K程度の極低温に保たれる。そのため、活性化エネルギーを必要とする化学反応は起こりにくく、分子雲は分子生成の場としてはきわめて不利な環境にある。それにもかかわらず、多くの分子種が存在するのは、外部エネルギーを必要としない効率的な分子生成メカニズムが存在するからである。ひとつは活性化エネルギーを必要としない気相でのイオン分子反応であり、これまでの多くの研究でその有効性が確認されてきた。その一方で、気相反応ではその存在量が説明できない分子が存在する。その代表例が $H_2$ や水分子といった恒星や氷惑星・彗星の形成に必須である分子に加え、ホルムアルデヒドやメタノールなどの有機分子である。これらの分子の生成には低温の星間塵表面に物理吸着した原子・分子への水素(H)原子の付加反応が決定的な役割を果たしていると考えられており、低温表面における物理吸着系の化学反応という基礎化学的な興味とも相まって、さまざまな分野の研究者が精力的に研究を進めている。

希薄な分子雲の星間塵上で化学反応が起

こるためには、H原子が星間塵表面を拡散し、反応相手と出会うことが必要となる。ところが、反応の前過程であるH原子の表面拡散や $H_2$ 分子生成に関する実験研究は困難であり、拡散のメカニズム(熱拡散・トンネル拡散)や活性化エネルギーについては依然として不明な点が多い。著者らは最近、レーザー刺激脱離法と共鳴多光子イオン化法を用いて、疑似星間塵表面物質である8 Kのアモルファス氷表面上に照射・吸着させたH原子、重水素(D)原子数をモニターする手法を開発した。表面上のH(D)原子は、拡散を経て再結合し $H_2$ ( $D_2$ )を生成するため、表面原子数の時間変化は拡散の情報を含んでいる。本手法により、表面拡散のメカニズムを明らかにすると同時に拡散の活性化エネルギーを見積もることに成功した。表面拡散は同位体効果が大きくあらわれる量子トンネル効果によるものでなく、熱的拡散であることが示唆され、その活性化エネルギーはH、D原子に対して、それぞれ22、23 meVという値が得られた。また、照射した原子の一部は照射中に速やかに拡散・分子化していること、逆に、吸着後90分以上にわたり表面に残存している原子が存在することも同時にわかった。これらは、アモルファス氷表面には、吸着原子が非常に速く拡散し別の原子との再結合に至る浅い吸着ポテンシャルサイトから、8 Kでは拡散できない深いポテンシャルサイトまでさまざまなポテンシャルサイトが分布していることを意味する。本研究により、星間塵表面における水素原子の振る舞いが明らかになりつつある。

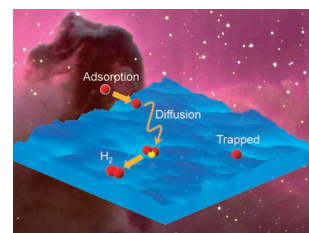
## —Keywords—

### 星間塵：

星間空間に存在する0.1  $\mu\text{m}$ 程の微粒子で、鉱物や多環芳香族炭化水素などの炭素質物質が主成分。低温下では、本稿で述べるような表面化学反応により生成された有機分子を含む非晶質な $H_2O$ 氷で覆われている。

### アモルファス氷：

地球上で見られる雪や結晶氷とは異なり、水分子の配列に長距離的な秩序構造を持たない $H_2O$ 固体のことである。非晶質氷ともいう。真空環境下では、およそ100 K以下で準安定状態として存在する。実験室では真空中の低温基板へ $H_2O$ ガスを蒸着することで生成する。



## 1. はじめに

星間空間には水素を主成分とする原子、分子、イオンのガスや星間塵(0.1  $\mu\text{m}$  程度の鉱物や炭素質物質の微粒子)が希薄に存在している。これらのガスや星間塵が重力により集まり、密度が高くなった領域( $10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$  程度)を分子雲とよぶ。分子雲にはまだ恒星が存在せず、中心部は大量に存在(対ガス質量比: およそ1%)する星間塵により外部からの可視・紫外光が遮蔽されるため、10 K 程度の低温に保たれている。このような弱放射場かつ低温の環境では、一度できた分子は壊れにくい、逆に新しい分子の生成は容易ではない。それにもかかわらず分子雲にはおよそ140種の星間分子が観測されており、その生成経路に関する研究が活発に行われている。星間化学の概要については著者らの最近の総説を参考にさせていただきたい。<sup>1-3)</sup> とりわけ、分子雲で最も存在度が高い水素分子( $\text{H}_2$ )は最も単純な分子であるにもかかわらず、生成の詳細は未解明のままである。気相では、基底状態にある2つの水素原子(H)の放射性再結合( $\text{H} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + h\nu$ )が禁制のため、4.5 eVの余剰エネルギーを放出することができず $\text{H}_2$ 分子を効率よく生成することができない。一方で、星間塵表面では余剰エネルギーを表面に逃がすことができるため、H原子同士が表面で衝突できれば効率よく $\text{H}_2$ 分子になることができる。そのため、現在では星間塵表面におけるH原子の再結合反応( $\text{H} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$ )が $\text{H}_2$ の主要な生成経路と考えられている。<sup>\*1</sup> しかし、分子雲のH原子は低温の星間塵表面で別のH原子と効率よく出会うことができるのであろうか。分子雲におけるH原子の数密度は $1 \text{ cm}^{-3}$ 程度で、H原子が0.1  $\mu\text{m}$ 程度の星間塵表面に衝突する頻度は1日から数日に1回程度であるため、飛来したH原子がすでに星間塵表面に吸着しているH原子と出会うためには表面を探索しなければならない。再結合反応そのものは活性化障壁を持たないので、星間塵表面における $\text{H}_2$ 分子の生成速度はH原子の表面拡散が律速過程であると考えられる。つまり、分子雲における水素分子の生成メカニズムを知るためには低温固体表面におけるH原子の拡散過程を調べる必要がある。本稿では、星間塵表面の主成分であるアモルファス氷( $\text{H}_2\text{O}$ )表面におけるH原子の拡散や $\text{H}_2$ 生成に関するこれまでの研究を概観し、我々の最近の実験結果を紹介する。

## 2. 先行研究の概説

氷表面でのH原子拡散については、古くは1960年代に理論研究が天文学の雑誌に発表されている。Gould and Salpeter<sup>4)</sup>は星間塵表面のH原子拡散の活性化エネルギーをパラメーターとし $\text{H}_2$ 分子の生成速度を見積もっている。

この研究は分子雲における $\text{H}_2$ 分子生成についての嚆矢ともいえる優れたものであるが、理想化された氷表面におけるトンネル効果による非常に速い拡散(トンネル拡散)を仮定するなど、吟味されるべき点が多々ある。分子雲に存在する星間塵は厚さ0.01-0.1  $\mu\text{m}$ 程度のアモルファス $\text{H}_2\text{O}$ 氷(Amorphous Solid Water, 以下ASW)に覆われている。ASWと結晶氷とで大きく異なる点は、その表面が分子レベルで凹凸に富み、多孔質であり、H原子の吸着・拡散・反応に大きな影響を及ぼすことである。SmoluchowskiはASW表面の非周期的ポテンシャルを考慮したH原子のトンネル効果による拡散定数を導いた。これによれば、アモルファス氷表面のトンネル拡散は結晶氷の場合よりも3桁ほど遅くなり、10-20 Kでの $\text{H}_2$ 分子生成は偶然H原子が隣り合って吸着したときにしか起こらないと推測している。<sup>5)</sup>

1990年代以降に入ると分子動力学(MD)法を用いることで、H原子のASWへの吸着確率や吸着エネルギーが調べられた。Al-Halabiとvan DishoeckはH原子のASWへの吸着エネルギー $E_{\text{ad}}/k_{\text{B}}$ は400-800 Kと幅を持ち、結晶の $\text{H}_2\text{O}$ 水での計算結果(300-500 K)よりも大きな値をとると報告した。<sup>6)</sup> この結果は前述した凹凸に富んだASWの表面構造に起因する。表面に吸着した原子が滞在できる時間は一般に $\tau = \nu^{-1} \exp(E_{\text{ad}}/k_{\text{B}}T)$ と書ける。頻度因子 $\nu = 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (表面に吸着した原子の振動数)、吸着エネルギー $E_{\text{ad}}/k_{\text{B}} = 600 \text{ K}$ ( $5 \text{ kJ mol}^{-1}$ )、表面温度 $T = 10 \text{ K}$ を代入して計算すると、およそ $\tau = 1.3 \times 10^{13} \text{ s}$ という非常に大きな値になる。一方で、温度が20 Kの場合は $\tau = 1 \text{ s}$ となり、滞在時間は大幅に短くなる。ただし、MD法で計算できる時間は、現在の計算機の能力でも最大でナノ秒オーダーであり、実験室時間スケールでの拡散や脱離現象を追うには適していない。

H原子の氷表面拡散に関する実験には10 K程度の低温が要求されるうえに、H原子同士の再結合により時間が経つにつれH原子の数が減るため、走査型トンネル顕微鏡やレーザー誘起熱脱離分析法などを用いた研究は困難である。従って、ほとんどの先行研究は昇温脱離(Temperature Programmed Desorption, 以下TPD)法を用いて、表面で水素原子の再結合により生成した水素分子を観測することにより、水素原子の拡散を間接的に調べている。なかでも、以下に述べる2つのグループによる最近の研究が知られているが、同じようなTPD法を用いながら全く異なる結果を報告し物議を醸した。米国を中心にしたグループは10-15 KのASW表面にH原子および重水素(D)原子を同時に照射し、TPD法によってHD分子を検出した。実験で得られたHDのTPDスペクトルを、水素原子の表面拡散が活性化障壁を越える古典的な熱的拡散と仮定し、HD生成の反応方程式を用いて分析した結果、表面拡散の活性化エネルギーは40-55 meVであると報告した。<sup>7)</sup> この値は、10 Kの表面ではH原子はほとんど拡散できず、 $\text{H}_2$ 分子生成にはそれ以上の温度が必要であることを意味する。一方、フラ

\*1 星間塵がまだ存在しない第1世代の恒星(宇宙の晴れ上がり後に最初にできた星)形成においては、気相における放射性電子付着( $\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^- + h\nu$ )と結合性電子脱離( $\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + e^-$ )により $\text{H}_2$ が生成されることが考えられているが、これらの気相反応では分子雲の水素分子量を説明できない。

ンスのグループは、ほぼ同様の研究手法を用いて、拡散の活性化エネルギーを  $22 \pm 2$  meV と見積もった。<sup>8)</sup> この値であれば、D原子は10 Kのアモルファス氷の表面を実験の時間スケールで拡散することができる。このような異なる結果が得られた要因は実験手法とデータの解析法にあると考えられる。双方のグループはH<sub>2</sub>(HD)分子の脱離速度をH、H<sub>2</sub>の表面数密度および脱離速度、H原子の表面拡散速度で表し、H<sub>2</sub>分子のTPDスペクトルをフィットすることでH、H<sub>2</sub>の脱離エネルギー、拡散の活性化エネルギーを最適化されたパラメーターとして求めている。しかし、この手法は複数のパラメーターを用いた解析であるため不確定要素が大きい。アモルファス氷表面のようなミクロに見ても表面構造が複雑で、吸着エネルギーに広い分布を持つ固体表面のプロセスを調べることに適していない。

### 3. 水素原子の氷表面拡散実験

我々はH原子とH<sub>2</sub>分子を昇温脱離させることなくH原子の氷表面拡散を調べる実験を考案した(図1)。単原子蒸発が無視できる低温表面では、H原子の表面数密度は再結合により減少する。H原子の表面数密度が低い場合、再結合速度は拡散で律速されるので、被覆率が既知な条件でH原子数の時間減少を測定すれば拡散速度の情報が直接得られる。実験の概要は以下の通りである。真空槽の中心に設置した8 Kの低温アルミニウム基板に、純水の蒸気をキャピラリー板を通して蒸着し30分子層ほどのASWを作製した。H原子はパイレックス管中でマイクロ波放電によりH<sub>2</sub>を解離させ生成する。解離したH原子は差動排気された原子源チャンバーに設置した低温アルミニウム管を通して、並進エネルギーを100 K程度まで冷却させてからASW表面に照射される。H<sub>2</sub>分子の解離率は後述のように70%程度であり、H原子のフラックスは  $5 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  である。結晶氷のH<sub>2</sub>O分子の表面数密度は  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  程度であるが、本研究で形成したASWは結晶氷の10倍程度大きい表面積を持つ。<sup>9)</sup> そのため、例えばH原子を30 s照射したのちのH原子の表面被覆率 $\theta$ は最大で  $1.5 - 3 \times 10^{-3}$  と小さく、Eley-Rideal機構(気相からの原子が表面拡散をせずにすでに吸着している原子に直接衝突し反応する機構)は無視できる。ASWにH原子を照射しながら、もしくは一定時間照射したのち、 $1.6 \text{ mJ/cm}^{-2} \text{ pulse}^{-1}$  程度の弱いレーザー光(532 nm)を氷表面に照射し、光刺激脱離(Photon Stimulated Desorption, 以下PSD)法によりH原子を光脱離させた。脱離した原子を氷表面直上およそ1 mmの位置で共鳴多光子イオン化(Resonance Enhanced MultiPhoton Ionization, 以下REMPI)法により選択的にイオン化し、飛行時間型質量分析器により質量選別し検出した(図2(a), (b))。脱離したH原子の運動エネルギーはおおよそ20-30 Kのボルツマン分布を示し、PSDレーザーによる過剰な加熱や光化学反応は起こっていない。実験の詳細については参考文献を見ていただきたい。<sup>10)</sup>

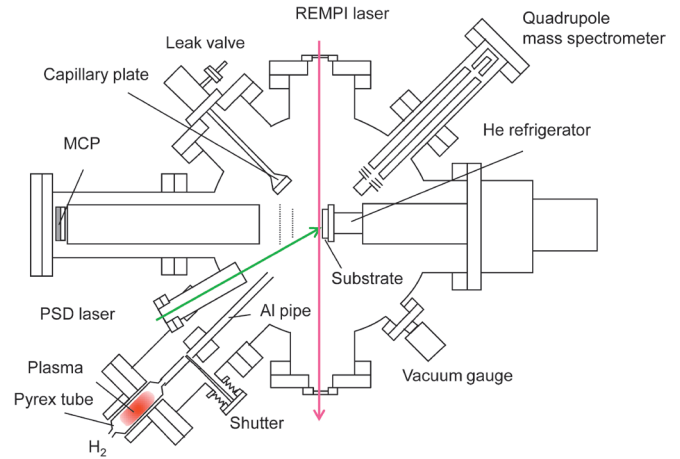


図1 実験装置の模式図。

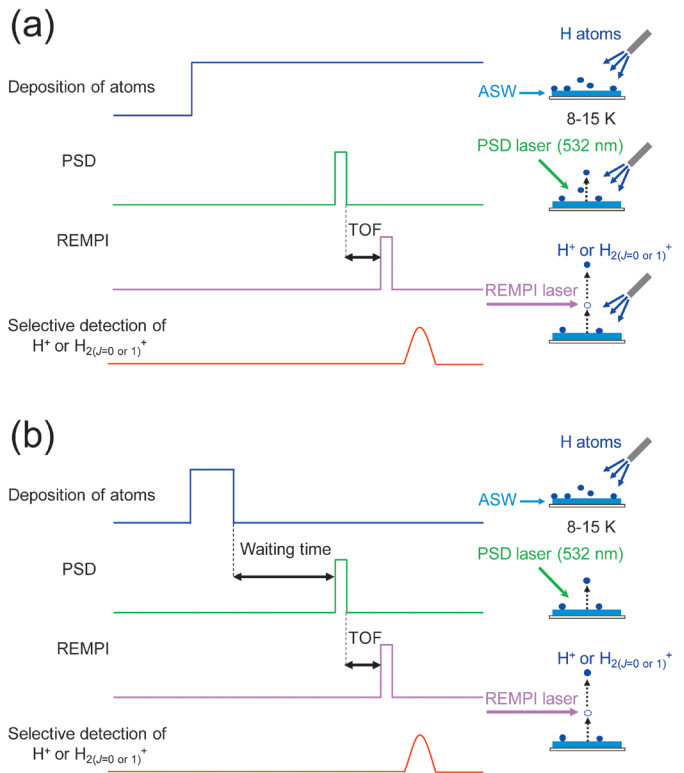


図2 実験のタイミングチャート。(a)ではASWにH原子を照射中に(図3参照)、(b)では一定時間照射したのち(図4参照)、532 nmのレーザー光を氷に照射し、PSD法によりH原子を光脱離させる。光脱離した原子を氷表面直上およそ1 mmの位置でREMPI法によりイオン化し、飛行時間型質量分析器により検出する。

### 4. 結果

図3は、アルミニウム基板およびASW上にH<sub>2</sub>分子もしくはH原子線(解離されなかったH<sub>2</sub>を含む)を連続的に蒸着し、氷上に存在するH<sub>2</sub>分子( $\nu=0, J=0$  and 1シグナルの和)をPSD+REMPI法で検出したときの結果である。いずれも同じビームラインから蒸着したもので、ガス流量等の条件はすべて同じである。違いはマイクロ波放電(H原子生成)の有無だけである。信号強度はH<sub>2</sub>分子の表面数密度に比例することを確認した後、ASWを蒸着していないアルミニウム基板に照射してみた。H原子を照射した場

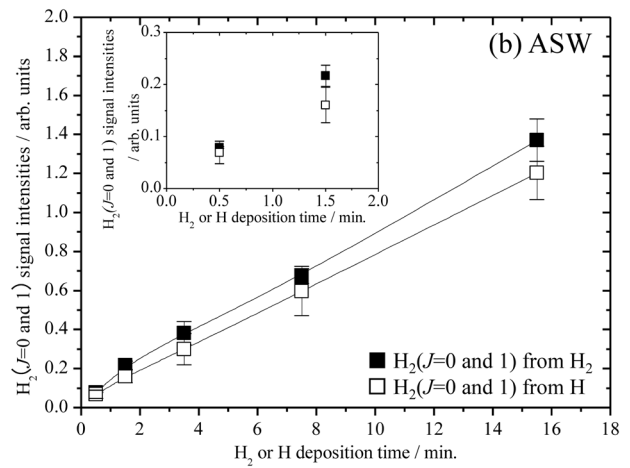
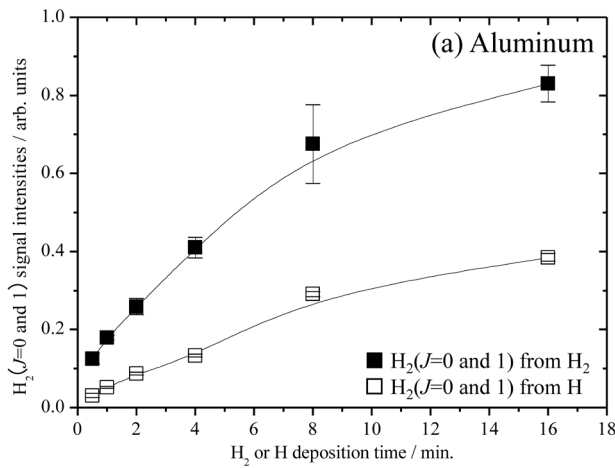


図3 H<sub>2</sub>分子またはH原子を照射中に、8 Kの (a) アルミニウム基板および (b) ASW 表面に吸着したH<sub>2</sub>分子のPSD+REMPI信号 ( $J=0$  and  $1$  の和) 強度の照射時間変化。■: H<sub>2</sub>分子照射時, □: H原子照射時。黒線はeye guideとして追加した。誤差は複数回数実験による統計的なものである。

合, H<sub>2</sub>の検出量はH<sub>2</sub>照射時の30%程度になる(図3(a)). これはH原子線中のH<sub>2</sub>解離率が70%以上であることを意味すると同時に、仮にアルミニウム表面でH<sub>2</sub>が生成されたとしても、表面にはほとんど留まっていないことを示している。一方、同様の実験をASWで行うと、H<sub>2</sub>の強度は、H<sub>2</sub>分子を蒸着した場合と、H原子を蒸着した場合でほとんど変わらない(図3(b)). 水素原子線のH<sub>2</sub>解離率が70%以上であることと合わせて考えると、ASWにH原子を照射したとき、その大多数が表面拡散を経て再結合しH<sub>2</sub>分子となり、分子として表面に留まっていると結論づけられる。言い換えれば分子生成時に脱離があったとしても、ASW表面の凸凹構造により再トラップされてしまっていることを示している。同時に、この温度での単原子脱離がほとんど無視できることもわかる。

この結果からH原子の8 Kにおける拡散係数 $D_t$  ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ ) と hopping rate ( $N_{\text{diff}}$ ,  $\text{s}^{-1}$ ) の下限をおおよそ見積もることができる。簡単のため二次元格子のランダムウォークを仮定すると観測時間 ( $t_{\text{obs}}$ , s), H原子の表面拡散による平均二乗変位量 ( $\langle |x|^2 \rangle$ ,  $\text{cm}^2$ ), H原子の単位吸着サイトの面積 ( $S$ ,  $\text{cm}^2$ ) のあいだには以下の関係が成り立つ。

$$4 D_t t_{\text{obs}} = \langle |x|^2 \rangle \quad (1)$$

$$\langle |x|^2 \rangle = N_{\text{diff}} S t_{\text{obs}} \quad (2)$$

図3をみると、H原子を照射して $t_{\text{obs}} = 30 \text{ s}$ では原子はすでに再結合をしてH<sub>2</sub>分子となっている。ここで $S = 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ,  $\theta = 1.5 \sim 3 \times 10^{-3}$ とすると、再結合に必要な $\langle |x|^2 \rangle$ は $S/\theta = 3 \sim 7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ となる。式(1)と(2)から8 Kにおける $D_t$ と $N_{\text{diff}}$ の下限値はそれぞれおおよそ $10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $10 \text{ s}^{-1}$ のオーダーになる。ただし、ここでは簡単のためH原子が拡散し再結合をするあいだに片方のH原子は動かないものとした。この見積もりは非常に大雑把ではあるものの、今回の実験でASWの表面に吸着したH原子は速やかに拡散し再結合をすることがわかった。また、飛来したH原子が熱化するまでに表面を動く距離は100 Å以下と見積もら

れており、本実験の被覆率では熱化前のH原子 (hot atom) の影響は無視できる。

拡散にトンネル効果に関与しているかどうかを明らかにするためには、水素同位体効果を調べる必要がある。物質の波動性によるトンネル効果で水素原子が拡散している場合、水素原子と重水素原子では拡散に大きな同位体効果が期待される。そこで同位体効果を調べるためD原子を用いた実験も行ったが、H原子と同様にD原子も照射中に再結合しD<sub>2</sub>分子となることがわかった。結果に顕著な同位体効果は見られず、拡散メカニズムがトンネル効果ではなく熱拡散であることが示唆された。図3の実験結果についてアレニウス型の熱拡散：

$$N_{\text{diff}} = \nu \exp\left(-\frac{E_{\text{diff}}}{k_B T}\right) \quad (3)$$

を仮定するとH原子の拡散の活性化エネルギー ( $E_{\text{diff}}$ ) は $18 \pm 2 \text{ meV}$ となる。この実験では原子照射中に再結合に繋がる非常に速い拡散 ( $E_{\text{diff}}$ が小さい、浅いポテンシャルサイト間の拡散) を観測したことになる。しかし、ASWの表面は不均一であるため、より深い吸着ポテンシャルサイトが存在する可能性がある。こうした深いサイトにトラップされたH原子が移動する際、拡散はより遅く ( $E_{\text{diff}}$ が大きい) なるはずである。上記実験では観測できなかった遅い拡散を調べるために、以下のような実験を行った。8 Kのアモルファス氷表面に6分間H原子を照射したのち、一定時間後にPSD-REMPI法により表面H原子の検出を試みた(図4)。このとき、H原子表面数密度 $n_H$ の時間変化は、8 Kで単原子脱離が無視できることを考慮すると、以下の式で表される。

$$\frac{dn_H}{dt} = -k_{H-H} n_H^2 \quad (4)$$

ここで、 $k_{H-H}$ はH原子同士の再結合によりH<sub>2</sub>分子が生成する反応速度定数である。再結合には活性化障壁がなく拡散で律速されるので、H原子の表面数密度の時間減少からH原子の拡散に関する情報が得られる。

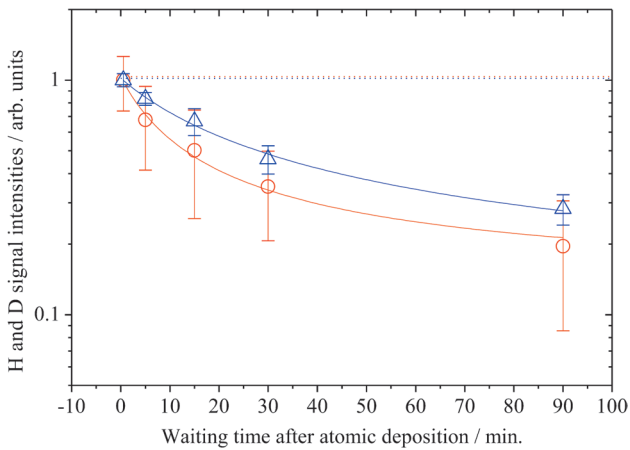


図4 H原子(赤○), D原子(青△)を8KのASW表面に6分間蒸着したのちのH(D)原子のPSD+REMPI信号. 横軸は原子蒸着後の時間. 実線はH(D)原子の拡散の活性化エネルギーを22(23) meVとしたときのフィッティング曲線. 点線は30 meVとしたときの曲線で, 活性化エネルギーがこの値のとき, 実験時間内では表面原子の拡散・再結合による減少は無視できることがわかる.

図4にHおよびD原子の照射後90分間の時間減少をプロットした. なお, 氷表面は測定ごとに30 Kまで昇温し, 一度すべての水素原子・分子を脱離させ再度原子を吸着させているので, 各データ点はすべて同じ初期吸着量から得られたものである. H原子の信号強度は, 8 Kという低温にもかかわらず時間とともに減少することがわかった. これはH原子が氷表面を拡散し再結合しH<sub>2</sub>分子へと変化していくためである. 図4からわかるようにこの減少の振る舞いには顕著な同位体効果は見られなかった. つまり, 本実験で観測された再結合に至る拡散はやはりトンネル拡散ではなく熱拡散が支配的であることを意味する. H原子数の減少が熱的拡散で律速される場合, 式(4)右辺の $k_{H-H}$ はアレニウスの式

$$k_{H-H} = S v \exp\left(-\frac{E_{\text{diff}}}{k_B T}\right) \quad (5)$$

で表される. ここで, H原子の初期表面被覆率 $\theta_1$ は初期表面数密度 $n_0$ と $S$ の積であるから, 式(5)は

$$k_{H-H} n_0 = \theta_1 v \exp\left(-\frac{E_{\text{diff}}}{k_B T}\right) \quad (6)$$

と変形できる. 式(4)から図4の減少曲線は以下の式で表すことができる.

$$\frac{I_H}{I_0} = \frac{n_H}{n_0} = \frac{1}{k_{H-H} n_0 t + 1} + b \quad (7)$$

実験から $k_{H-H} n_0$ を得ることができ,  $\theta_1$ がわかれば $E_{\text{diff}}$ が導かれる. ここで,  $b$ は実験時間内では減少しない深いポテンシャルサイトに存在するH原子の寄与を表す. 得られたデータを式(7)でフィットし,  $\theta_1 = 2.7 \times 10^{-2}$ として式(6)から表面拡散の活性化エネルギーを導出したところ, 水素原子, 重水素原子に対しそれぞれ $22 \pm 1$ ,  $23 \pm 1$  meVが得られた. これは照射時間中の再結合による原子の消費を無視した上限値であり, アモルファス氷表面の表面積や照射時間中の再結合による原子の消費量により変わり得る. 実際

は照射中に再結合するために原子の被覆率は上記の値より小さい(図3). 例えば,  $\theta_1 = 1 \times 10^{-3}$ としてフィッティングすると, 活性化エネルギーは19 meV程度になり, 上述の実験で得られた値とほぼ同様となる. 図4において特筆すべきは, H原子, D原子ともに90分を経てもなお十分な数の水素原子が表面に残存していることがわかったことである. これはアモルファス氷表面を原子が90分間にわたり拡散できず再結合できないポテンシャルサイトが存在することを示している. このことは少なくとも30 meVを超える活性化障壁に囲まれる深い吸着サイトが存在することを示しており, ASW表面ではH原子拡散の活性化エネルギーは単一ではなく, 複数の吸着サイト(照射中に再結合できる浅いサイトから90分間にわたり再結合できない深いサイトまで)が存在することがわかった.

今回の実験により, ASWの表面にはH原子が照射中に拡散し再結合できる浅いサイト( $E_{\text{diff}} \leq 18$  meV以下)から, 90分にわたり拡散しない深いサイト( $E_{\text{diff}} \geq 30$  meV)まで存在することがわかった. 実験結果から予測される星間塵表面におけるH原子の吸着と拡散の描像は(1) H原子が気相からASW表面へと吸着する. (2) 浅いポテンシャルサイト( $E_{\text{diff}} \leq 18$  meV)に吸着したH原子は表面を速やかに拡散し, より安定な深いサイトへとたどり着きそこでトラップされる. (1), (2)が一日から数日ごとに繰り返され, ASW表面は深いポテンシャルサイトから埋められていく. (3) H原子の被覆率がある程度大きくなったのち, 次に飛来するH原子はすでに吸着しているH原子と効率よく再結合しH<sub>2</sub>分子となると考えられる.

## 5. おわりに

本研究により, 天文学で長年の懸案であった星間分子雲で水素分子を生成する素過程の詳細がようやくわかってきた. しかし, H<sub>2</sub>分子は宇宙のより高温環境に存在する星間塵表面でも生成されているはずである. 今後も引き続き, 異なる表面物質に関して同様の実験を行う必要がある.

H原子の表面反応はH<sub>2</sub>分子生成のみならず星間塵での星間分子生成の主要経路である. たとえば星間塵上で固相の状態で見つかっているホルムアルデヒド(H<sub>2</sub>CO)やメタノール(CH<sub>3</sub>OH)は, 星間塵表面においてH原子とCO分子がトンネル効果により付加反応を起こすことで生成することが明らかになっている.<sup>1-3)</sup> 分子雲の化学組成のもうひとつの特徴は重水素を持つ分子の存在度が高いことである. 宇宙における重水素と水素の元素存在度比は $1.5 \times 10^{-5}$ 程度であるが, 分子雲においてはふつうの水素を含む分子(CH<sub>3</sub>OHなど)とその一部を重水素で置換した分子(CH<sub>2</sub>DOHなど)の存在比は $10^{-3}$ - $10^{-1}$ と桁違いに高く, 分子の重水素濃集と呼ばれている. この重水素濃集にもD原子の星間塵表面反応が重要であることが我々の実験により明らかになっている.<sup>2,3)</sup> 今回の研究でH原子, D原子の表面拡散の同位体効果は小さく(熱的過程), かつとも

に拡散は早いと、D原子も星間塵表面で効率よく他の分子と反応できることがわかった。このように分子雲の分子進化モデルを洗練させるためには実験研究が不可欠であり、今後より学際的な研究が望まれるところである。

本研究は北海道大学低温科学研究所の木村勇氣博士、大学院生だった桑畑和明氏、カタール大学のPirronello教授の協力によるものである。ここに感謝したい。また本研究は日本学術振興会科学研究費補助金の助成を受けたものである。

**参考文献**

- 1) 渡部直樹, 香内 晃: 日本物理学会誌 **60** (2005) 39.
- 2) N. Watanabe and A. Kouchi: Prog. Surf. Sci. **83** (2008) 439.
- 3) T. Hama and N. Watanabe: Chem. Rev. **113** (2013) 8783.
- 4) R. J. Gould and E. E. Salpeter: Astrophys. J. **138** (1963) 393.
- 5) R. Smoluchowski: Astrophys. Space Sci. **65** (1979) 29.
- 6) A. Al-Halabi and E. F. van Dishoeck: Mon. Not. R. Astron. Soc. **382** (2007) 1648.
- 7) H. B. Perets, O. Biham, G. Manico, V. Pirronello, J. Roser, S. Swords and G. Vidali: Astrophys. J. **627** (2005) 850.
- 8) E. Matar, E. Congiu, F. Dulieu, A. Momeni and J. L. Lemaire: Astron. Astrophys. **492** (2008) L17.

- 9) H. Hidaka, N. Miyauchi, A. Kouchi and N. Watanabe: Chem. Phys. Lett. **456** (2008) 36.
- 10) T. Hama, K. Kuwahata, N. Watanabe, A. Kouchi, Y. Kimura, T. Chigai and V. Pirronello: Astrophys. J. **757** (2012) 185.

**非会員著者の紹介**

**香内 晃氏:** 専門は惑星科学。特に彗星の起源と進化、物質進化における星間塵の役割などについて研究を進めている。

(2014年10月10日原稿受付)

**Study on Surface Diffusion of Hydrogen Atom on Amorphous Solid Water at Low Temperatures: A Key for Chemical Evolution in Space**

**Tetsuya Hama, Akira Kouchi and Naoki Watanabe**

abstract: Diffusion of hydrogen atom on cosmic dust is a key issue for the formation of interstellar hydrogen molecule, as well as chemical evolution in molecular clouds. Using the combination of Photon Stimulated Desorption (PSD) and Resonance Enhanced MultiPhoton Ionization (REMPI) techniques, we have investigated activation energy and mechanism of surface diffusion of hydrogen atom on amorphous solid water at low temperatures.

**『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— ..... 佐藤恵一

—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**

# 微弱な磁気双極子相互作用による ボース・アインシュタイン凝縮体スピンの空間構造形成： 磁性気体としての冷却 Rb 原子

衛藤雄二郎 〈学習院大学理学部物理学科〉

斎藤弘樹 〈電気通信大学大学院情報理工学研究所〉

平野琢也 〈学習院大学理学部物理学科〉

異方的な長距離力である磁気双極子相互作用は、磁性を持つ流体や固体の磁化における複雑なパターン形成など幅広い領域において重要な効果である。近年では、希薄な原子気体である中性原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体 (BEC: Bose-Einstein condensate) においても、磁気双極子相互作用が大きな注目を集めている。通常、希薄気体における磁気双極子相互作用は微弱であり、熱揺らぎなどの効果により覆い隠されてしまう。しかしながら、BEC の持つ高い空間コヒーレンスや系の高い制御性を利用することにより、他の効果に隠されることなく、磁気双極子相互作用による BEC のダイナミクスを観測することが可能となる。

中性原子気体 BEC の重要な特徴の1つは、光を用いて閉じ込めポテンシャルを作り出すことによって、スピンの自由な方向を向くことができる点にある。このスピン自由度を持った BEC (スピノール BEC) は、2体のスピン交換衝突やスピンスクイーミングなどの豊富な物理を提供するだけでなく、高感度量子センサーや量子情報技術等、広範囲な応用を可能にする興味深い研究対象である。更には、磁気双極子相互作用するスピノール BEC を考えた場合、スピンと軌道の自由度の結合や BEC 界面でのスパイク状の構造形成といった、アインシュタイン・ドハース効果や超固体とも関連する多彩な現象がこれまでに予言されている。

最近我々は、 $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC のスピンの空間分布の自由度を利用することで、90 mG のバイアス磁場環境において、微弱

な磁気双極子相互作用による効果を観測することに成功した。磁気双極子相互作用は、バイアス磁場中でスピンの状態に依存した僅かな有効磁場を作り出すことが知られている。ここでいう有効磁場とは、周囲のスピンの磁気双極子による磁場のうち、ラーモア歳差運動による平均化後もスピンへの寄与が残る磁場のことである。本実験で使用した  $^{87}\text{Rb}$  原子の場合、生成される有効磁場の大きさは  $10\ \mu\text{G}$  程度しかなく、通常 90 mG のバイアス磁場中で、そのような小さな磁場の変化を観測することは容易なことではない。しかしながら、我々は、BEC の高い空間コヒーレンスを利用し、空間的に不均一なスピン分布を作り出すことで、微弱な大きさの有効磁場による影響を観測することに成功した。我々が着目した点は、有効磁場の大きさは小さいが、BEC が占有する数十  $\mu\text{m}$  の小さな領域においてその向きを反転させることができれば、数  $\mu\text{G}/\mu\text{m}$  程度の大きな磁場勾配が生成できるという点である。

実験では、ラジオ波によるスピン回転とバイアス磁場方向への適切な大きさの磁場勾配の印加により、螺旋状に分布するスピン状態を生成した。この螺旋状スピンによって作り出される空間変調された有効磁場が、バイアス磁場との相互作用のみでは生じえないスピンの空間構造を作り出す。我々の結果は、非常に微弱な磁気双極子相互作用が、スピン状態によっては磁場中のスピノール BEC のダイナミクスに大きな影響をもたらすことを示すものである。

—Keywords—

## スピノール BEC :

スピン自由度を持つボース・アインシュタイン凝縮体。例えば、 $^{87}\text{Rb}$  原子は電子スピン  $1/2$  と核スピン  $3/2$  を持ち、基底状態は合成スピンの大きさが  $F=1$  と  $2$  の超微細準位に分裂する。 $F=1$  の場合 3 つ、 $F=2$  の場合は 5 つの磁気副準位を持つ。磁場によって凝縮体を保持する場合は、特定のスピンの状態の原子しか閉じ込めることができない。一方、光を用いると、磁気副準位によらず原子を閉じ込めることが可能である。そのため、スピンは自由な方向を向くことができ、スピン自由度を持った多成分凝縮体となる。

## 1. はじめに

原子気体のボース・アインシュタイン凝縮体 (BEC) は密度が大気の10万分の1という希薄な気体であるが、原子間相互作用がその性質に大きな影響を与える。加えて、冷却原子系は、s波相互作用をはじめとした系を特徴づける様々なパラメーターを自在に制御可能である。これらのBEC系特有の特徴と近年のレーザー冷却技術の進展により、これまで実に様々な実験が行われてきた。<sup>1)</sup> 中でも最近、磁気双極子相互作用するBECといった新奇な系の実現が報告されており、大きな注目を集めている。<sup>2,3)</sup> 遠距離まではたらく非等方的な原子間相互作用である磁気双極子相互作用は、等方的な近距離でのs波相互作用とは質的に異なる多彩なダイナミクスをBECにもたらす。また、冷却原子気体中での磁気双極子相互作用は、そこから誘起される諸現象への興味だけに留まらず、量子情報等への応用が可能である。<sup>4,5)</sup>

希薄原子気体中での磁気双極子相互作用による効果を実験で明確に観測するためには、それが他の効果に覆い隠されたり消されないようにする必要がある。これまで磁気双極子相互作用の効果が観測されたBECは、原子スピンの内部自由度を固定したスカラーBECとスピン自由度を解放したスピノールBECの2つに大別することができる。スカラーBECの実験では、等方的な短距離でのs波相互作用に磁気双極子相互作用が覆い隠されないように、大きな磁気モーメントを持つ原子のBECを使用するか、フェッシュバッハ共鳴を用いてs波相互作用を抑制する、もしくはその両方の手法が利用されている。これまで磁気モーメントの大きな<sup>52</sup>Cr原子を用いたBECの実験では、磁気双極子相互作用によるBECの異方的な変形<sup>6,7)</sup>や四ツ葉のクローバー型のBECの崩壊・爆発過程<sup>8)</sup>等が観測されている。更には、アルカリ金属原子である<sup>39</sup>K<sup>9)</sup>や<sup>7</sup>Li<sup>10)</sup>においてもs波相互作用の制御により、磁気双極子相互作用による効果が観測されている。

一方、スピノールBECで磁気双極子相互作用がスピン自由度に与える効果(スピノール・ダイポール効果)を観測するためには、バイアス磁場により生じる効果を十分考慮する必要がある。バイアス磁場中でスピンの磁場と直交する成分を持つ場合、スピンは磁場周りにラーモア歳差運動する。バイアス磁場によるゼーマンエネルギーと比べて磁気双極子相互作用のエネルギーが小さい場合、この速いラーモア歳差運動により、アインシュタイン・ドハース効果や基底状態のスピン構造形成<sup>11,12)</sup>といった磁気双極子相互作用により生じるほとんどの効果は平均化されて消えてしまう。これまで報告されているスピノール・ダイポール効果を観測した実験では、<sup>52</sup>Cr原子(スピン3)のBECを用いて、バイアス磁場を1mG以下まで下げゼーマンエネルギーを抑制することで、磁気双極子相互作用による磁化のダイナミクスを観測している。<sup>13)</sup> もし、アルカリ金属原子、例えば<sup>87</sup>Rb(超微細スピン $F=2$ )原子を用いて同様の

効果を観測しようとした場合には、<sup>52</sup>Cr原子に比べて磁気双極子相互作用のエネルギーが36倍程度小さいため、数 $\mu\text{G}$ の磁場環境を必要とし、その実現は容易ではない。一方、ゼーマンエネルギーが大きい場合でも、磁気双極子相互作用により生じる有効磁場の効果は僅かに残ることが理論的に示されている。ここでいう有効磁場とは、個々のスピンの周囲のスピンから受ける磁気双極子相互作用による磁場のうち、ダイナミクスに寄与する部分だけを抜き出したものである。この有効磁場は非常に微弱ではあるが、スピン状態に依存して生成されるため、原理的にはバイアス磁場の効果と識別が可能であることが指摘されている。<sup>14)</sup>

我々は、<sup>87</sup>Rb BECのスピン自由度を巧みに制御することにより、90 mGのバイアス磁場環境下において、スピノール・ダイポール効果をアルカリ金属原子で観測することに初めて成功した。<sup>15)</sup> 具体的には、スピンの螺旋状に空間分布している状態を準備することにより、バイアス磁場と直交する平面上に磁気双極子相互作用による有効磁場を誘起する。その有効磁場によるスピンの歳差運動をBECの空間構造形成を通して観測することに成功した。以下では、まず磁気双極子相互作用により生成される有効磁場と螺旋状スピンとの関連について説明する。次に、具体的な実験の内容について、特に磁場環境の安定化やスピン状態の制御方法について概説し、その後スピノール・ダイポール効果の観測結果について報告する。

## 2. 磁気双極子相互作用により生成される有効磁場

バイアス磁場環境下においては、ほとんどのスピノール・ダイポール効果はラーモア歳差運動により平均化され、覆い隠されてしまう。しかしながら、平均化の影響を受けない有効磁場の成分が存在し、それは以下の式により表される。<sup>14,16)</sup>

$$\mathbf{b}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 g \mu_B}{8\pi} \int d\mathbf{r}' \frac{3\mathbf{e}_z^2 - 1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} [3f_z(\mathbf{r}')\hat{\mathbf{z}} - \mathbf{f}(\mathbf{r}')] \quad (1)$$

ここでは、 $\mathbf{f}$ と $f_z$ はスピンベクトルとその $z$ 成分を、 $\mathbf{r}$ 、 $\mathbf{r}'$ は位置ベクトルを、 $\mathbf{e}_z$ は、 $\mathbf{e} = (\mathbf{r} - \mathbf{r}')/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ の $z$ 方向成分を表しており、バイアス磁場は $z$ 方向を向いている。また、 $\mu_0$ と $g$ は、真空の透磁率と $g$ 因子である。川口等は、式(1)の有効磁場により、100 mG程度のバイアス磁場環境下でも、スピノール・ダイポール効果の観測が可能であることを指摘している。<sup>14)</sup> 我々は、この理論提案をもとに、スピノール・ダイポール効果の観測に成功した。

## 3. 螺旋状スピンが作り出す有効磁場

図1は、スピンの $z$ 軸から $90^\circ$ 傾き、空間的に一様な方向を向いている場合(a)と、螺旋状に空間分布している場合(b)のスピンベクトルと有効磁場を表している。バイアス磁場は $z$ 方向を向いている。(a)と(b)の両者において、スピンは $z$ 方向成分を持っていないため、式(1)の $3f_z(\mathbf{r}')\hat{\mathbf{z}}$ の項は無視でき、 $-\mathbf{f}(\mathbf{r}')$ に比例する項、つまりスピンベ



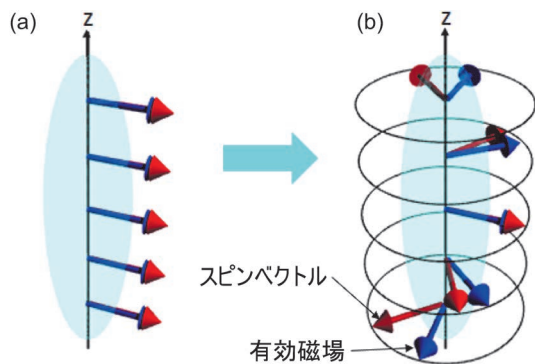


図1 (a) BECのどの位置においても同じ方向を向いたスピンベクトルとそれにより生じた有効磁場。(b) スピンが螺旋状に分布している場合のスピンベクトルと有効磁場。半透明の青い楕円がBECを表している。バイアス磁場の方向は、 $z$ である。<sup>15)</sup>

クトルの方向に沿って作り出される有効磁場が重要となる。

図1(a)では、全てのスピンベクトルが空間のどの位置でも同じ方向を向いている。故に、磁気双極子相互作用により作り出される有効磁場もまた、スピンと全く同じ方向を向くことになる。この場合、スピンは有効磁場に対して直交した成分を持たないため、その影響を受けない。一方、(b)では、スピンの向きは螺旋状に分布している。式(1)によると、ある場所 $r$ での有効磁場の方向は、距離の3乗に反比例した重み付きのスピンの空間積分により決められる。そのため、有限長の螺旋スピン列では、スピンの向きが空間的に不均一であるため、ある位置でのスピンとそこでの有効磁場の方向は $x$ - $y$ 平面上で一般に異なる方向を向く。スピンベクトルと有効磁場が異なる方向を向いている場合、スピンは有効磁場周りに歳差運動する。これは言い換えると、螺旋状のスピンにより作り出された有効磁場周りでスピン歳差運動により、縦磁化(スピンの $z$ 成分)が生じることを表している。これらの変化をスピンの空間構造を通して観測することで、スピノール・ダイポール効果を観測することができる。

実際の実験パラメータを考慮した場合、磁気モーメントが小さな $^{87}\text{Rb}$  ( $F=2$ ) では、有効磁場の大きさは $10\ \mu\text{G}$ 程度しかない。しかしながら、螺旋のピッチを調整することで、図1(b)のように、スピンベクトルの向きから大きく離れた有効磁場を作ることが可能である。 $z$ 方向のBECの大きさが数十 $\mu\text{m}$ 程度しかないことを考えると、有効磁場により生成される磁場の空間勾配は小さなものではない。非常に小さな磁気双極子相互作用により生み出されるこの磁場の空間変調効果が、実験で観測可能なほどの大きな影響をスピンドYNAMICSにもたらすのである。

#### 4. 実験手順と磁場環境の安定化

本節では、実験手順を概説する。図2(a)は、実験装置の概念図である。(b)は、磁気双極子相互作用による空間構造形成の観測実験に使用した実験シーケンスである。まず、光トラップ中にスピン偏極した $^{87}\text{Rb}$  ( $F=2$ ) のBECを生成

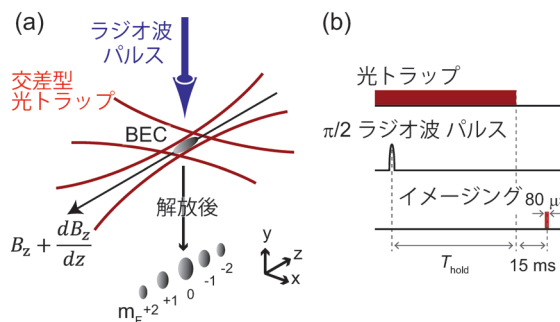


図2 (a) 実験セットアップの概要図。交差型光トラップに捕獲されているBECにラジオ波パルスを照射し、初期状態を準備する。時間 $T_{\text{hold}}$ だけ保持した後、BECを光トラップから解放する。その後、シュテルン・ゲルラッハ法により磁気副準位( $m_F$ )毎にBECを空間的に分離し、イメージング光を照射しBECを撮像する。(b) 磁気双極子相互作用による空間構造形成の観測実験に使用した実験シーケンス。<sup>15)</sup>

する。光トラップの軸方向( $z$ 方向)及び動径方向のトラップ周波数は、それぞれ20 Hzと120 Hzであり、原子数は $3.9(2) \times 10^5$ である。 $z$ 方向のバイアス磁場の大きさは、 $B_z = 92.6\ \text{mG}$ である。次に、 $z$ 軸と直交する方向から、 $\pi/2$ ラジオ波パルスを照射しスピンベクトルを $z$ 軸から傾ける。これにより、スピンは $z$ 軸の周りに歳差運動を始める。光トラップ中で、時間 $T_{\text{hold}}$ だけ保持した後、BECを光トラップから解放する。重力に従い自由落下するBECに対して、 $z$ 方向に大きな磁場勾配を印加して各磁気副準位( $m_F$ )を空間的に分離する(シュテルン・ゲルラッハ法)。ここで図2(a)に示されているように、光トラップから解放されたBECは、平均場エネルギーの効果により、 $x$ - $y$ 平面に大きく広がる。15 msの自由落下の後、イメージング光を照射し、CCDカメラを用いてBECを撮像する。

磁気双極子相互作用が作り出す有効磁場を観測するためには、印加するバイアス磁場や勾配磁場の安定性が非常に重要である。安定な磁場環境を作り出すために、我々の実験装置は、パーマロイ合金の壁からできた磁気シールドルームに設置されている。更に、バイアス磁場や勾配磁場を作り出すためのコイルの電流源に、リップルノイズが $2\ \mu\text{A}$ 程度のレーザーダイオード用のドライバーを使用している。

#### 5. BECのスピン回転

螺旋状に空間分布するスピンを作り出すためには、ラジオ波パルスによるスピンのラビ回転により $z$ 軸からスピンを傾け、磁場勾配中で歳差運動させる必要がある。ここでは、ラジオ波パルスによるスピン回転の結果について紹介する。<sup>17, 18)</sup>

図3は、 $F=2$  BECのラビ回転の測定結果である。本測定では、初期状態として磁気副準位 $m_F = -2$ のスピン状態(バイアス磁場の方向と逆向きに偏極したスピン状態)を準備して、そこに $z$ 軸と直交する方向から単発のラジオ波パルスを照射する。パルス照射直後に、BECを光トラップから解放して、BECを測定している。図3上が、ラジオ波照

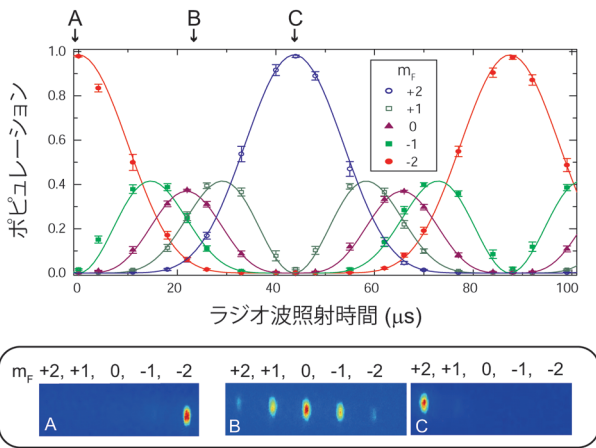


図3  $F=2$  BECのラビ回転. 上図は、ラジオ波パルスの照射時間と各磁気副単位のポピュレーション ( $N_{m_F}/\Sigma N_{m_F}$ ) を表す. ここで  $N_{m_F}$  は  $m_F$  成分の原子数を表す. ラジオ波パルスの包絡線は、ガウス波形であり、照射時間は標準偏差の2倍に対応している. 下の3つの図は、上のA, B, Cのそれぞれの時間に対応する撮像画像を表している.<sup>17, 18)</sup>

射時間に対する各  $m_F$  成分のポピュレーション ( $N_{m_F}/\Sigma N_{m_F}$ ) を表している. ここで  $N_{m_F}$  は  $m_F$  成分の原子数を表す. 図3下は、ラジオ波照射時間 A, B, C での対応するイメージング画像を表している. 初期に  $m_F = -2$  であった BEC (画像 A) は、ラジオ波照射時間の増加に伴い、5成分の重ね合わせを形成し、Cでは  $m_F = +2$  の状態まで変化していることが分かる. スピンがバイアス磁場から  $90^\circ$  傾いた  $\pi/2$  パルスの状態は、Bの画像に対応している. この時、各ポピュレーションは、 $p_{m_F=0} : p_{\pm 1} : p_{\pm 2} = 3/8 : 1/4 : 1/16$  となっている.

## 6. 磁場勾配による螺旋状スピンの形成

ラーモア歳差運動の周波数は、磁場の大きさに比例する. そのため磁場勾配がある場合、スピンは空間的に不均一な周波数の歳差運動により、螺旋状に分布する. 本節では、BEC スピンが実際に螺旋構造を形成しているかを確認する方法について紹介する.

我々は、BECを測定する際に、 $z$  方向に大きな磁場勾配を印加し、各  $m_F$  成分を空間的に分離している (シュテルン・ゲルラッハ法). この測定方法は、バイアス磁場の方向である  $z$  方向を量子化軸としたときの各  $m_F$  成分の測定に対応している. そのため、図2(b)の実験シーケンスでは  $x$ - $y$  平面でのスピン歳差運動を観測することはできない. スピン歳差運動を観測するために、ラムゼイ干渉の手法を採用する.<sup>19, 20)</sup> ラムゼイ干渉法では、 $\pi/2$  パルスによりスピンを傾け、 $T_{\text{ramsey}}$  時間待った後に、再度  $\pi/2$  パルスを照射する [図4(a)]. この2発目の  $\pi/2$  パルスにより、 $x$ - $y$  平面でのスピン歳差運動が、 $z$  方向のスピンの大きさに変換されるため、歳差運動の測定が可能となる. 図4(b)と(c)は、ラムゼイ干渉法による磁場勾配中 ( $dB_z/dz = 15 \text{ mG/cm}$ ) でのスピン歳差運動の測定結果を表している. (b)は、 $T_{\text{ramsey}}$  を  $0.3 \text{ ms}$  付近で、僅かに変化させながら測定したイメージング画像である.  $T_{\text{ramsey}}$  の増加に伴い (下の画像になるに

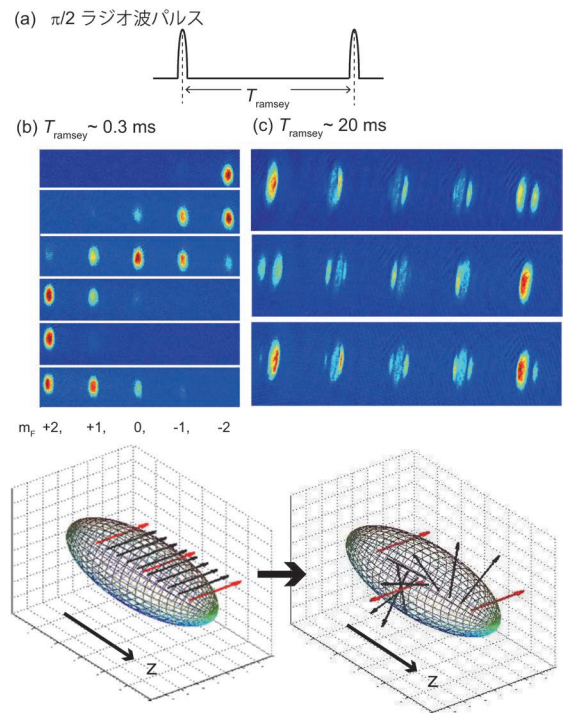


図4 ラムゼイ干渉法による磁場勾配中でのスピン歳差運動の測定. (a) ラムゼイ干渉法のラジオ波パルスシーケンス. (b)  $T_{\text{ramsey}}$  を  $0.3 \text{ ms}$  付近で僅かに変化させながら測定したイメージング画像. 下の画像になるにつれて  $T_{\text{ramsey}}$  は長くなっており、 $T_{\text{ramsey}}$  を変化させることによって、ポピュレーションが変化し、歳差運動が露わに観測されていることが分かる. 下図は、対応するスピンベクトルの空間分布のイメージ図. (c)  $T_{\text{ramsey}} \sim 20 \text{ ms}$  でのイメージング画像. 磁場勾配の影響により、螺旋構造が形成され、(a)とは明らかに異なる空間パターンが観測されている.  $m_F = +2$  や  $-2$  成分において観測された2重ピーク構造は、下図のイメージにあるようにスピンの1回捻られていることを表す.<sup>20)</sup>

つれて  $T_{\text{ramsey}}$  は長くなっている.)、ポピュレーションが変化し、スピン歳差運動が観測されていることが分かる. 対応する BEC 中でのスピンベクトルを図示すると、(b)の下側のイメージ図のようになる. (c)は、 $T_{\text{ramsey}} \sim 20 \text{ ms}$  経過した場合であり、この場合、下図のようにスピンは螺旋構造を形成する. この時のイメージング画像は螺旋構造を反映し、(b)と比べると明らかに異なる特徴を示している. 例えば、(c)の一番上の画像の  $m_F = -2$  成分は2重ピークの構造になっており、 $+2$  成分のピークは1つである. これは、(c)下のスピンベクトルのイメージ図の赤矢印のように、BECの両端ではスピンベクトルが紙面の奥側を向き、中央部分ではそれと逆方向を向いているようなスピンベクトルの空間分布を表している.

## 7. 磁気双極子相互作用による空間構造形成の観測

図5は、 $\pi/2$  パルスを照射してスピンを傾け、 $T_{\text{hold}}$  時間だけ待った後に測定された BEC の吸収イメージング画像である. (a) は  $\pi/2$  パルスを照射した直後の状態であり、スピン回転により5成分の重ね合わせ状態が生成されていることが分かる. 磁場勾配を印加しない場合には、 $400 \text{ ms}$  経過後も各  $m_F$  成分の空間分布に大きな変化は現れていない. これは、図1(a)の状況に対応している.  $3 \text{ mG/cm}$  の磁場勾

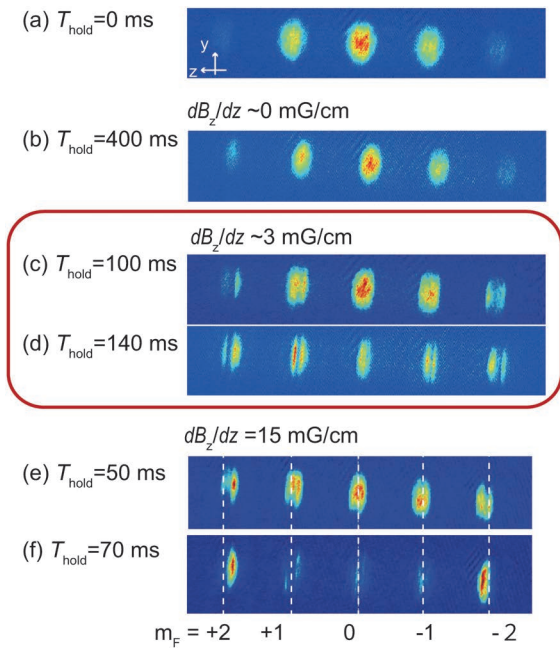


図5 磁場勾配に依存したBECのイメージング画像。(a)は、 $\pi/2$ パルス照射直後の画像。(b)は、磁場勾配がない場合の $T_{\text{hold}}=400$  msでの画像。(c)と(d)では $dB_z/dz=3$  mG/cmが、(e)と(f)では、 $dB_z/dz=15$  mG/cmが印加されている。(c)と(d)では $m_F=\pm 1$ と $\pm 2$ 成分に2重ピークが観測されたが、(e)と(f)ではその特徴が表れていない。<sup>15,21)</sup>

配下で時間発展した場合 [(c), (d)],  $m_F=\pm 1$ と $\pm 2$ 成分の空間分布が2つに分裂していることがはっきりと分かる。一方、15 mG/cmまで磁場勾配を大きくすると [(e), (f)], ピーク位置はシフトしているがダブルピークの特徴は観測されなかった。また、(f)では $m_F$ のポピュレーションが大きく変化し、多くの原子が $m_F=\pm 2$ 成分を占有していることが分かる。

$z$ 方向に磁場勾配がある場合、スピンの螺旋構造を形成すると同時に、各 $m_F$ 成分は $m_F$ の符号と大きさに依存した力 $[\infty - m_F(dB_z/dz)]$ を受ける。図5(d)に着目すると、ダブルピークのうち、 $m_F$ がプラス成分の $-z$ 方向のピークと、マイナス成分の $+z$ 方向のピークは、この力の影響によるスピン流の効果である。もう片方のピークは、磁場勾配による $m_F$ に依存した力の向きと逆方向に生成されており、磁気双極子相互作用により生成された有効磁場中でのスピン回転による効果であると考えられる。15 mG/cmの磁場勾配においては、スピン流によるピークシフトは観測されたが、ダブルピーク構造は現れず、 $m_F$ のポピュレーションが急激に変化している。これは、有効磁場によるスピン回転が起きる前に、磁場勾配によってスピンの偏極が破壊され、スピン交換衝突のような2体の原子間衝突のレートが急激に大きくなってしまったためである。<sup>21)</sup> このことは、磁場勾配が大きすぎると、磁気双極子相互作用による空間構造形成の観測が困難になることを意味している。

## 8. 縦磁化の空間分布の時間発展

磁気双極子相互作用による有効磁場が、BECの磁化に

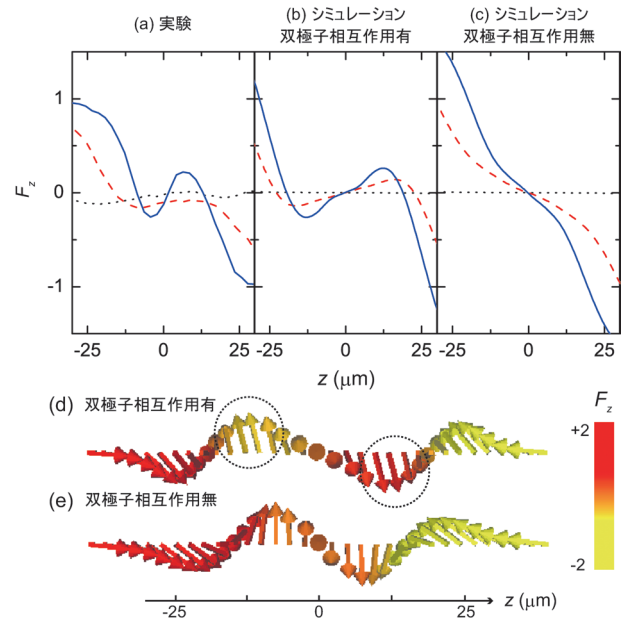


図6 BECスピンの向きの空間的な分布。(a)-(c)縦磁化 $F_z$ の $z$ 依存性。(a)が実験結果、(b)が磁気双極子相互作用を含むシミュレーションであり、(c)が含まない場合のシミュレーションである。点線、破線、実線は、それぞれ $T_{\text{hold}}=0$  ms, 100 ms, 140 msでの結果を表す。(d)と(e)は、数値シミュレーションにより得られた $T_{\text{hold}}=140$  msでの $z$ 軸上のスピンベクトル。色は、 $F_z$ の大きさに対応している。破線の円の部分に磁気双極子相互作用の効果が大きく表れている。<sup>15)</sup>

与える影響を明確に示すために、図5(a), (c), (d)の結果から以下の式を使い、縦磁化( $z$ 方向の磁化)の空間分布を算出する。

$$F_z(z) = \frac{\sum_{m_F} m_F N_{m_F}(z)}{\sum_{m_F} N_{m_F}(z)}, \quad (2)$$

ここで $N_{m_F}(z)$ は、位置 $z$ における各 $m_F$ 成分の原子数密度である。図6(a)-(c)はそれぞれ、実験結果、磁気双極子相互作用がある場合の数値シミュレーション、ない場合の数値シミュレーションである。磁気双極子相互作用がない場合には、 $T_{\text{hold}}=140$  msで縦磁化は $z$ に対して単調に減少している。これは、磁場勾配によるスピン流の影響を反映している。一方、(b)の磁気双極子相互作用がある場合には、スピン流の効果に加え、縦磁化の空間的な変調が生じていることが分かる。この空間的な変調は、(a)の実験結果にもはっきりと表れており、図5(c)と(d)のダブルピークによるものである。図6(d)と(e)は、シミュレーションにより得られたスピンベクトルの空間分布を表す。スピンベクトルの色は、縦磁化の大きさに対応しており、(d)と(e)の比較から磁気双極子相互作用の効果をはっきりと見ることができる。

## 9. おわりに

我々が観測したBECスピンの縦磁化の空間的な変調は、磁気双極子相互作用により作り出された有効磁場の周りでスピンの歳差運動することによって生じたものであり、微弱な磁気双極子相互作用がスピンダイナミクスに大きな影

響を与えることを表している。本結果により、特定のスピ  
ン状態に対しては、 $^{87}\text{Rb}$  BEC の微弱な磁気双極子相互作  
用が大きな効果をもたらすことが示された。アルカリ金属  
原子である  $^{87}\text{Rb}$  は、 $^{52}\text{Cr}$  等と比べ、磁気モーメントは小さ  
いがエネルギー構造がシンプルであることから、比較的容  
易に BEC を実現することが可能である。故に本研究は、磁  
気双極子相互作用するアルカリ金属原子 BEC という、新た  
なアプローチの可能性を示し、その発展を促進するもので  
あることが期待できる。

#### 参考文献

- 1) D. M. Stamper-Kurn and M. Ueda: Rev. Mod. Phys. **85** (2013) 1191.
- 2) M. Baranov: Phys. Rep. **464** (2008) 71.
- 3) T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein and T. Pfau: Rep. Prog. Phys. **72** (2009) 126401.
- 4) D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté and M. D. Lukin: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2208.
- 5) D. DeMille: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 067901.
- 6) J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, S. Giovanazzi, P. Pedri and L. Santos: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 150406.
- 7) T. Lahaye, T. Koch, B. Fröhlich, M. Fattori, J. Metz, A. Griesmaier, S. Giovanazzi and T. Pfau: Nature **448** (2007) 672.
- 8) T. Lahaye, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 080401.
- 9) M. Fattori, G. Roati, B. Deissler, C. D'Errico, M. Zaccanti, M. Jona-Lasinio, L. Santos, M. Inguscio and G. Modugno: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 190405.
- 10) S. E. Pollack, D. Dries, M. Junker, Y. P. Chen, T. A. Corcovilos and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 090402.
- 11) 川口由紀, 斎藤弘樹, 上田正仁: 日本物理学会誌 **64** (2009) 623.
- 12) 斎藤弘樹, 川口由紀, 上田正仁: 固体物理 **46** (2011) 21.
- 13) B. Pasquiou, E. Maréchal, G. Bismut, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix and B. Laburthe-Tolra: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 255303.
- 14) Y. Kawaguchi, H. Saito and M. Ueda: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 110406.
- 15) Y. Eto, H. Saito and T. Hirano: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 185301.
- 16) S. Giovanazzi, A. Görlitz and T. Pfau: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 130401.
- 17) 衛藤雄二郎, 平野琢也: 応用物理 **82** (2013) 769.
- 18) Y. Eto, H. Ikeda, H. Suzuki, S. Hasegawa, Y. Tomiyama, S. Sekine, M. Sadgrove and T. Hirano: Phys. Rev. A **88** (2013) 031602(R).
- 19) M. Sadgrove, Y. Eto, S. Sekine, H. Suzuki and T. Hirano: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 094002.
- 20) Y. Eto, S. Sekine, S. Hasegawa, M. Sadgrove, H. Saito and T. Hirano: Appl. Phys. Express **6** (2013) 052801.
- 21) Y. Eto, M. Sadgrove, S. Hasegawa, H. Saito and T. Hirano: Phys. Rev. A **90** (2014) 013626.

(2014年9月25日原稿受付)

### Spin Texture Formation Induced by Weak Magnetic Dipole Interaction in a Bose-Einstein Condensate: Magnetic Gas of Ultracold Rb Atoms

Yujiro Eto, Hiroki Saito and Takuya Hirano

abstract: We observed the spin texture formation and the spatial modulation of the longitudinal magnetization in a spin-2  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensate. The observed results are compared with numerical simulations of the Gross-Pitaevskii equation, which are the effects due to the magnetic dipole-dipole interaction. These results show that the magnetic dipole-dipole interaction has significant effects even on spinor condensates of alkali metal atoms.

#### 応用物理 第84巻 第8号 (2015年8月号) 予定目次

特集: 図解! これをみれば応物の未来がわかる

##### 研究紹介

自己組織化単分子膜を利用した再生医療のための臓器・組織の  
作製……………榎本詢子, 福田淳二  
希土類金属錯体発光とその偏光発光発現……………長谷川美貴  
量子もつれ顕微鏡……………竹内繁樹, 他  
ドキュメント 講演会改革②: 史上初! 国際会議場での  
開催決定……………櫻井啓一郎

基礎講座: 観察技術 (電子顕微鏡) のコツ……………柴田直哉

Inside Out: My opportunity in Japan/日本とご縁

……………Illpo NISKANEN

連載: 科学を詠む⑧ ヒューマノイドの見る夢……………松村由利子

Science As Art: 鉄の  $\mu$  迷宮……………千原真志

## 近接する2つの物体間の「力」と「電流」の関係

杉本 宜昭 (東京大学大学院新領域創成科学研究科)

物理は、一見異なる2つの物理量を、より基本的な法則により結びつけ、統一的理解を与えてくれる。電磁気学の「電場と磁場」、相対性理論の「質量とエネルギー」、量子力学の「波長と運動量」などが、その例として挙げられる。本稿では、「化学結合力とトンネル電流」に着目する。「力」は力学的な量であり、「電流」は電気的な量であるので、両者は一見異なった物理量に見えるが、量子力学により両者は密接に結びついていることを示す。

真空中で2つの物体を接近させることを考える。接触させると、その間に斥力が働き、それ以上近づけることができない。接触面で原子同士が反発するためである。接触する直前では、近接する2原子間に化学結合力が働き、引き合う。この化学結合力により原子は互いにつながり、物質を構成している。一方、2つの物体間に電圧をかけると、物体間の距離が大変近いときは、接触していなくても、その間に電流が流れる。これは、電子が真空の障壁をトンネルするためであり、この電流をトンネル電流と呼ぶ。

1991年にチェンは、化学結合力とトンネル電流という一見異なる2つの物理量の間には、普遍的な関係性があるということを示した。彼は、水素分子イオンのモデルにより、トンネル電流が化学結合力の2乗に比例するという関係式を導いた。これは、2つの物体が近づいて化学結合力が2倍になったとすると、その間を流れるトンネル電流が4倍になるということを意味する。その後、2003年にホフアーらは、量子力学の摂動論により、トンネル電流は化学結合力の1乗に比例するという関係式を

導いた。このように、化学結合力とトンネル電流との間の関係式として、2乗と1乗の予想があり、量子力学の基本問題として長く議論されてきた。

力と電流の普遍的な関係性は、実験家の注目を集め、当初から検証実験が行われてきた。力の精密測定が特に困難であったが、力を高感度に計測することができる原子間力顕微鏡 (AFM) が発展し、最近になってようやく信頼性の高い検証実験が行えるようになってきた。本稿では、AFMを用いて行われたIBMのグループの結果と我々の結果について述べる。金属系を使ったIBMは1乗の関係式を得たのに対して、Si-Siの半導体の原子接合を使った我々は、2乗の関係式を得た。両者とも、第一原理計算により実験を再現しており、結局、化学結合力とトンネル電流の1乗と2乗の関係式はどちらも正しいことがわかった。両者の違いは、2つの物体間の電子状態の縮退度で決まる。それは、量子力学の摂動論によって、理解することができる。我々は、初等的な量子力学で、摂動論は縮退が有るときと無いときで、取り扱いが異なることを学んだ。この違いが、2乗と1乗の関係性の違いを生じさせる。金属では、空間的にもエネルギー的にも広がった電子状態を持ちエネルギーが異なる(縮退していない)状態同士の組み合わせが化学結合を支配する。一方、半導体であるSi-Siでは、空間的にもエネルギー的にも局在した電子状態が2つの物体間で縮退しており、共鳴することによって共有結合が生じる。以上により、金属と半導体でそれぞれ、1乗と2乗の関係式が得られることを、統一的に理解することができる。

—Keywords—

### トンネル電流：

電子が持つエネルギーが、ポテンシャルバリアよりも小さくても、バリアの幅が十分に狭ければ、バリアを透過する確率が有限にある。これをトンネル効果と呼び、そのような状況で流れる電流のことをトンネル電流と呼ぶ。

### 原子間力顕微鏡：

鋭い探針を表面に対して走査させ、表面を観察する顕微鏡。探針先端の原子と表面の原子との間に働く原子間力を測定して像を得る。現在では、個々の原子を観察するだけでなく、計測したり、操作したりでき、また有機分子の構造を決定できるまでに発展している。

## 1. はじめに

2つの物体を1 nm程度の距離までに接近させると、最近接の2原子間で化学結合力が働く。一方、この物体間に電圧をかけるとトンネル電流が流れる。力と電流という一見異なる2つの物理量の間には、量子力学から帰結される普遍的な関係性があることが指摘されてきた。本研究では、原子分解能を持つ原子間力顕微鏡 (AFM) と走査型トンネル顕微鏡 (STM) による、化学結合力とトンネル電流の同時測定によって、この普遍的関係性を明らかにする。

真空中で2つの物体を接近させることを考える。接触させると、その間に斥力が働き、それ以上近づけることができない。接触面で原子同士が反発するパウリの斥力が働くためである。接触する直前では、図1に示すように、近接する2原子間に化学結合力が働き、引き合う。一方、2つの物体に電圧をかけると、物体間の距離が1 nmほどに接近しているときは、接触していなくても、量子力学的なトンネル効果によって、その間にトンネル電流が流れる。1991年、チェンは、化学結合力とトンネル電流という一見異なる物理量の間には、普遍的な関係性があるということを示した。<sup>1)</sup> それ以来、このことは、量子力学の基本問題として長く議論されてきた。<sup>1-7)</sup>

化学結合力 ( $F$ ) とトンネル電流 ( $I$ ) は共に、近接する2原子間の波動関数の重なりによって生じる。チェンは、水素分子イオンのモデルに倣って、 $I \propto F^2$  の関係式が成り立つことを予言した。<sup>1)</sup> その後、ホファーらは量子力学の摂動論により、 $I \propto F$  を導き、第一原理計算でも同じ結果を得た。<sup>3)</sup> つまり、トンネル電流が化学結合力の2乗に比例する予想と、1乗に比例する予想がある。最近、その両者は、2つの物体間で電子のエネルギー準位が縮退しているかどうかによって依存することが、モデル計算によってわかってきた。<sup>7)</sup>

## 2. 力と電流の関係性の量子力学による考察

以下、力とトンネル電流の関係性を1電子の量子力学の摂動論により、簡潔に導く。2つの物体をA, Bと名づけ、

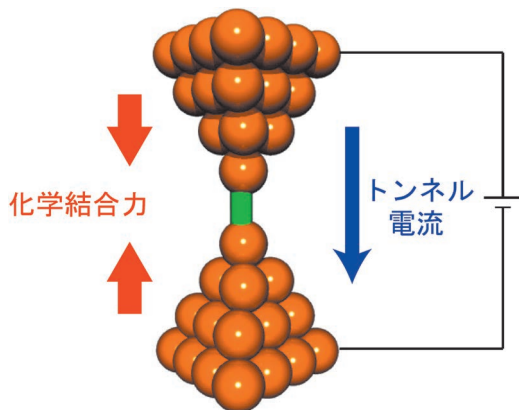


図1 近接する2つの物体の模式図。間隔が1 nm程度になると、近接する2原子間で化学結合力が働く。一方、電圧をかけているときは、トンネル電流が流れる。化学結合力とトンネル電流は一見異なる物理量であるが、共に波動関数の重なりにより生じるため、単純な関係性がある。

それぞれが遠く離れて孤立しているときの、1電子のシュレーディンガー方程式をそれぞれ次のように書く。

$$\begin{aligned} \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_A\right)|\psi_i\rangle &= \varepsilon_i|\psi_i\rangle, \\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_B\right)|\phi_k\rangle &= E_k|\phi_k\rangle \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $\hbar$ はプランク定数、 $m$ は電子の質量、 $V_A$ ( $V_B$ )はA(B)のポテンシャルエネルギー、 $|\psi_i\rangle$ ( $|\phi_k\rangle$ )はA(B)の固有状態、 $\varepsilon_i$ ( $E_k$ )はA(B)の固有エネルギーである。AとBを近づけ、弱く相互作用させたときの、AB間のトンネル電流を考える。Aの状態 $|\psi_i\rangle$ は、Bのポテンシャル $V_B$ の摂動を受け、Bの状態 $|\phi_k\rangle$ に遷移する。この遷移のレートは、フェルミの黄金則により、

$$\frac{2\pi}{\hbar} |\langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle|^2 \delta(E_k - \varepsilon_i) \quad (2)$$

と書ける。トンネル電流は、このレートに比例する。以上は、バーディーンのとunnel理論<sup>8)</sup>と等価である。

次に、AとBの間の化学結合力を考える。AとBが接近した際、Aの電子のエネルギーは、2次の摂動まで書くこと次のようになる。

$$\varepsilon_i + \langle \psi_i | V_B | \psi_i \rangle + \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \psi_j | V_B | \psi_i \rangle|^2}{\varepsilon_i - \varepsilon_j} + \sum_k \frac{|\langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle|^2}{\varepsilon_i - E_k} \quad (3)$$

第2項は1次の摂動、第3, 4項は2次の摂動の結果である。ここで、AとBの相互作用が十分小さいとし、波動関数とポテンシャルが、それぞれの物体から遠ざかるにつれて、指数関数的に減衰すると考えると、第2項と第3項が無視できる。したがって、第4項が、相互作用の結果生ずる化学結合エネルギーとなる。いま、状態 $|\psi_i\rangle$ と $|\phi_k\rangle$ が寄与する化学結合エネルギーは、次のようになる。

$$\frac{|\langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle|^2}{\varepsilon_i - E_k} \quad (4)$$

化学結合力と化学結合エネルギーは比例するので、式(2)と式(4)を比較することによって、 $I \propto F$ となることがわかる。<sup>3)</sup> 以上は、AとBの電子のエネルギーが異なる場合( $\varepsilon_i \neq E_k$ )の結果である。

一方、AとBの電子のエネルギーが縮退している場合( $\varepsilon_i = E_k \equiv \varepsilon_0$ )は、状況が異なる。縮退のある摂動論に則って、ハミルトニアンに対角化を行う。AとB複合系のハミルトニアン

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_A + V_B \quad (5)$$

を、状態 $|\phi_k\rangle$ と $|\psi_i\rangle$ を基底として、行列で表現すると次のようになる。

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_0 + \langle \phi_k | V_A | \phi_k \rangle & \langle \phi_k | H | \psi_i \rangle \\ \langle \phi_k | H | \psi_i \rangle^* & \varepsilon_0 + \langle \psi_i | V_B | \psi_i \rangle \end{pmatrix} \quad (6)$$

ここで、 $H$ のエルミート性を使った。\*の記号は複素共役をあらわす。

次に、基底が直交していると仮定し( $\langle \phi_k | \psi_i \rangle = 0$ )、さらに式(3)の第2項を無視したのと同様の近似により、次の

ようになる.

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_0 & \langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle \\ \langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle^* & \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

この行列を対角化することによって, 1次摂動までのエネルギーは次のようになる.

$$\varepsilon_0 \pm |\langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle| \quad (8)$$

したがって, 化学結合エネルギーが  $|\langle \phi_k | V_B | \psi_i \rangle|$  と書ける. したがって, この場合は,  $I \propto F^2$  となることがわかる. チェンは, 水素分子イオンを考えていたので,<sup>1,2)</sup> この縮退の状況を想定していたことになる.

以上により, 力と電流の2つの異なる関係性は, 2つの物体間で電子のエネルギー準位が縮退しているかどうか依存することがわかった. 縮退が無いとき, 1次摂動は, 同じ状態間の行列要素になり, 相互作用が弱い領域でそれは無視できる. その結果, Aの状態とBの状態間の行列要素が2次摂動としてきく. 縮退があるときは, AとBの状態が, 等価に混成する形で縮退がとける. 軌道が混成した結果, 2つの状態の区別が完全につかなくなり, Aの状態とBの状態間の行列要素が1次摂動としてきく. これは, 共有結合を作る際の共鳴効果として知られている.<sup>2)</sup>

### 3. 力と電流の普遍的な関係性の実験的検証

力と電流の普遍的な関係性は, 量子力学の基本問題として, 実験家の注目を集めてきた. ブレークジャンクション法 (BJ) や原子間力顕微鏡 (AFM) の発展により, 検証実験が行えるようになってきている. これまでに, W-Au,<sup>9)</sup> Si-Cu,<sup>10)</sup> Au-Au,<sup>11)</sup> W-グラファイト<sup>12)</sup>などで, 関係性を調べる実験が行われてきたが, 1乗, 2乗, 4乗など, 様々な結果が得られており, どのような関係式が成り立つのかコンセンサスが得られていなかった. 筆者は, 再現性がよい実験結果を得るためには, 次のような3つの課題があると考えた. 1つ目は, 力の検出感度である. 検証には, 相互作用が弱い領域を調べる必要があるため, 1-10 pNの力感度が求められる. 微小電流の測定に比べて, 微弱な力の測定は容易ではない. BJでもAFMでも, 力の測定は, カンチレバーという鋭い針が取り付けられた板バネを力センサーとして用いる. そして, 最も検出感度が高い, 周波数変調方式により力が測定される.<sup>13)</sup> 図2に示すように, カンチレバーを共振周波数で振動させる. そして, 探針に力が加わると, 振動数が変化するので, この周波数のシフトを通して力を検出する. 力の検出感度を上げるためには, 装置の機械的ノイズの低減, カンチレバーの変位の検出感度の向上が必要である.<sup>14)</sup> 2つ目の課題は, 位置精度である. 測定原理上, カンチレバーの振動方向の力の成分しか, 力を測定できない. したがって, 近接する2原子の中心を通る直線に沿って, 2つの物体を真っ直ぐに近づけて力を測定する必要がある. これは, pmレベルの高い位置精度で, 位置合わせが行えるAFMでのみ可能である. 3つ目の課題は,

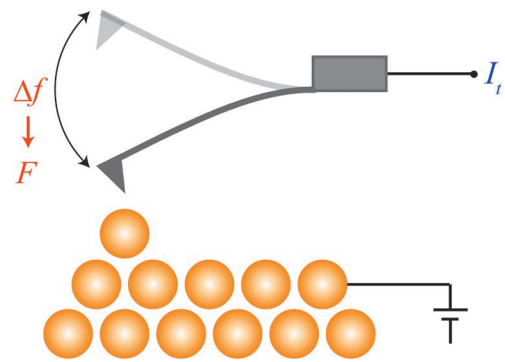


図2 原子間力顕微鏡と走査型トンネル顕微鏡の複合装置の模式図. カンチレバーを共振周波数で振動させ, 探針にかかる力による周波数のシフト ( $\Delta f$ ) を検出する.  $\Delta f$  は探針にかかる力 ( $F$ ) に変換することができる. 同時に, トンネル電流 ( $I_t$ ) も計測できる.

化学結合力の抽出である. 本研究では, トンネル電流と比較するべきは, 2原子間に働く化学結合力である. しかし, 2つの物体間に働く力は, 化学結合力だけではない. トンネル電流が流れるよりも, 遠方から働くファンデルワールス力や静電気力などの長距離力が観測にかかる. カンチレバーが受ける力は, 短距離的な化学結合力と長距離力との合力であり, そこから正しく化学結合力を抽出しなければならない. そのために, 長距離力のモデルを使って, フィッティングし, その結果を合力から差し引いて, 化学結合力を求めるといことが, 行われてきた.<sup>10,11)</sup> しかし, 微小な力を議論するため, モデルやフィッティングが, 結果に影響を及ぼす恐れがある.

最近, 上の3つの課題をクリアする検証実験が, IBM アルマデン研究所で行われた.<sup>15)</sup> この研究所では, アイグラーらが, 走査型トンネル顕微鏡 (STM) を使って, 原子1つ1つを動かし, 原子文字「IBM」を描いたのが, 有名である.<sup>16)</sup> そのSTMがAFM/STMに改造されて,<sup>17)</sup> 実験が行われた. 装置の性能が引き継がれているということ, 熱ドリフトが無視できる5Kの装置であることによって, 1, 2番目の課題はクリアされている. また, 3番目の課題をクリアにするために, 長距離力を正確に測定している. つまり, 表面の上に単原子を吸着させ, その原子の真上と, そこから水平方向に離れた位置の2箇所を力を測定した. 後者は, 長距離力のみかかるので, 差分をとることによって, モデルに頼ることなく化学結合力が精密に測定された. IBMでは, PtやCuの金属間の化学結合力とトンネル電流の関係性が調べられたが, 結果は,  $I \propto F$  であった.<sup>15)</sup> 金属中の電子状態はバンドを形成し, 空間的にもエネルギー的にも広がる. そのため, 物体間のエネルギーが異なる (縮退していない) 単位同士の寄与が化学結合に支配的であったと考えられる.

筆者の知る限り, 信頼性の高い実験は未だ少なく, 化学結合力とトンネル電流の関係について, 全てが明らかになったとはいえない. 特に, 縮退した状況において,  $I \propto F^2$  の関係が得られるかどうかの実験的な検証が必要である.

そこで、我々は、縮退した状況を作り出すために、Si-Siの接合で実験を行った。具体的には、Si(111)-(7×7)表面のSi原子上に、Si原子で終端されたAFMの探針を近づけて、化学結合力とトンネル電流を同時に測定した。Si(111)-(7×7)表面のSi原子は、不対電子(ダングリングボンド)を有し、フェルミ準位付近に、空間的にもエネルギー的にも局在した状態があることが知られている。また、3つの課題は、次のようにしてクリアしている。1つ目の力の高感度化については、これまで継続的に取り組んできた。光干渉計によるカンチレバーの変位検出は、大変感度がよく、<sup>18)</sup> 化学結合力測定による単一原子の元素同定も実現している。<sup>19)</sup> 2つ目の高位置精度についてであるが、アトムトラッキングとフィードフォワードの技術によって、精度10 pmでの位置合わせが可能である。<sup>20)</sup> 今回、実験は室温で行っているが、高位置精度で2原子間の力が測定できる。以上のAFMとしての高感度化・高分解能化に加えて、トンネル電流も測定できるようにし、本研究を行うためのAFM/STM複合装置として完成させた。<sup>14)</sup> 3つ目の化学結合力の抽出であるが、幸いにしてSi(111)-(7×7)表面にはコーナーホールという、3原子層分の穴がある。今回、そのコーナーホール上で力を測定することにより、精密に長距離力を見積もり、それをSi原子上での力から差し引くことで、化学結合力を抽出して、トンネル電流と比較した。

#### 4. Si-Si接合における化学結合力とトンネル電流の関係

Si-Si接合に働く化学結合力とそこを流れるトンネル電流の実験結果を図3(a)に示す。横軸は接合の間隔で、縦軸は $F$ と $I$ を対数表示している。遠方で、両者とも指数関数的な距離依存性を示している。指数関数の距離依存性は、化学結合力の特徴である。それぞれを $F(z) = F(0) \exp(-\kappa_F z)$ 、 $I(z) = I(0) \exp(-\kappa_I z)$ でフィッティングして、減衰係数 $\kappa_F$ と $\kappa_I$ を求めた。我々は、同様の実験を13の異なる探針で行い、 $\kappa_F$ と $\kappa_I$ を求めたところ、図3(b)のようなヒストグラムが得られた。 $\kappa_F$ と $\kappa_I$ には、1:2の関係があり、Si-Si接合に生ずる化学結合力とトンネル電流の関係として、 $I \propto F^{2.07 \pm 0.04}$ という結果を得た。<sup>21)</sup> この関係式は、物体間の電子のエネルギー準位が縮退している状況で導かれた $I \propto F^2$ に近い結果である。

Si-Si接合が、縮退した状況であることを確かめるために、密度汎関数法(DFT)に基づく計算を行った。図4(a)に、接合の2つのSi原子へ射影した状態密度(PDOS)をそれぞれ示す。下には、Si(111)-(7×7)表面のSi原子のPDOSを描き、上には、探針を模したSiクラスターの先端の原子のPDOSを上下反転させて描いている。図中の点線で示すように、フェルミ準位と等しいエネルギーを持つダングリングボンド状態は、確かにエネルギー的に局在している。また、近接する2つのSi原子の電子状態が縮退していることがわかる。これらの特徴は、PtやCuのDOSが、ほとん

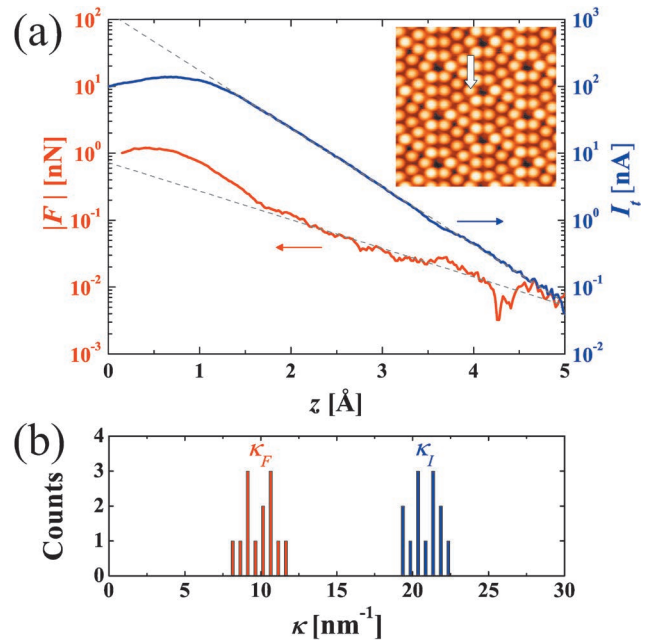


図3 Si-Si接合の化学結合力( $F$ )とトンネル電流( $I$ )の実験結果。(a)  $F$ と $I$ の接合間の距離依存性。STM像の矢印で示したSi原子上に、Si終端された探針を近づけて、Si-Si間の $F$ と $I$ を同時測定している。(b)  $F$ と $I$ の減衰距離( $\kappa_F, \kappa_I$ )のヒストグラム。ほぼ1:2の関係があり、 $F$ と $I$ の関係として $I = F^{2.07 \pm 0.04}$ を得た。

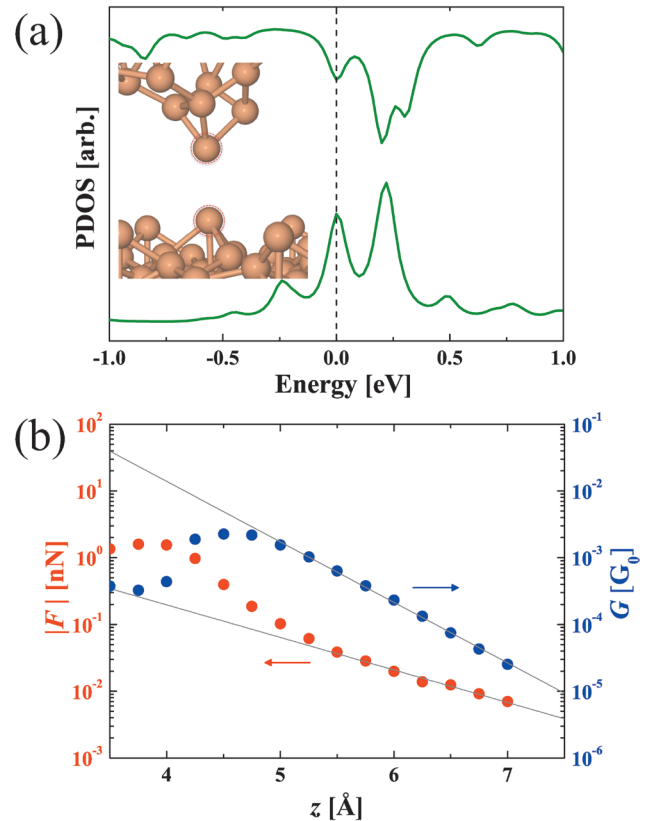


図4 Si-Si接合の理論計算の結果。(a) Si(111)-(7×7)のSi原子のPDOS(下)と探針を模したSiクラスター先端のSi原子のPDOS(上)。横軸の0がフェルミ準位に対応しており、正のエネルギーが非占有状態、負のエネルギーが占有状態をあらわす。表面と探針ともにフェルミ準位の位置にエネルギー的に局在したダングリングボンド状態があり、縮退した状況となっている。(b) DFT計算による $F$ とコンダクタンス( $G$ )の接合間の距離依存性。 $I \propto F^{1.96}$ となり、実験を再現する。



ど平坦であったことと対照的である。<sup>15)</sup> さらに、このモデルで、化学結合力とコンダクタンスをDFT計算した結果を図4(b)に示す。遠方で両方とも指数関数的な距離依存性を示し、減衰距離から、 $I \propto F^{1.96}$ の関係式を得た。DFT計算は、実験をよく再現することがわかった。<sup>21)</sup>

## 5. まとめと展望

本稿では、近接する2つの物体間に生ずる化学結合力とトンネル電流の関係について述べた。両者は一見異なる物理量であるが、どちらも電子の波動関数の重なり合いから生じる量であり、その間に普遍的な関係性があることが確かめられた。過去に、提唱された $I \propto F^2$ と $I \propto F$ の関係は、どちらも正しく、2つの物体間の電子のエネルギー単位が縮退しているかどうかによって依存することが、実験と理論から明らかになった。縮退した状況では、物体間の電子状態が共鳴し、等価に軌道が混成することが $I \propto F^2$ の関係式を生み出す原因である。近藤効果や共鳴トンネル現象などに現れる、縮退という量子力学の基本的な概念が、本実験のような関係式に現れるところが印象深い。今後、超伝導接合、スピントネル接合、分子接合など、フェルミ準位でのエネルギー構造が特異な系において、関係性がどのようになるのか興味を持たれる。また、応用面としても、化学結合力とトンネル電流の関係が単純であることがわかったので、トンネル接合を利用したナノエレクトロニクスなどの分野において、どちらか片方を測定すれば両方がわかるので、デバイスの安定性などに、有用であると予想される。

本研究は、阿部真之、森田清三、M. Ondracek、P. Jelinek、F. Flores、P. Pou、R. Perez氏との共同で行ったものであり、深く感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) C. J. Chen: J. Phys. Condens. Matter **3** (1990) 1227.
- 2) C. J. Chen: *Introduction to Scanning Tunneling Microscopy* (Oxford Univ., New York, 1993).
- 3) W. A. Hofer and A. J. Fisher: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 036803.
- 4) T. Arai and M. Tomitori: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 256101.
- 5) C. J. Chen: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 069701.
- 6) W. A. Hofer and A. J. Fisher: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 069702.
- 7) P. Jelinek, M. Ondracek and F. Flores: J. Phys. Condens. Matter **24** (2012) 084001.
- 8) J. Bardeen: Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 57.

- 9) A. Schirmeisen, *et al.*: New J. Phys. **2** (2000) 29.
- 10) Ch. Loppacher, *et al.*: Phys. Rev. B **62** (2000) 16944.
- 11) G. Rubio-Bollinger, P. Joyez and N. Agrait: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 116803.
- 12) S. Hembacher, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 056101.
- 13) T. R. Albrecht, P. Grutter, D. Horne and D. Rugar: J. Appl. Phys. **668** (1991) 668.
- 14) Y. Sugimoto, Y. Nakajima, D. Sawada, K. Morita, M. Abe and S. Morita: Phys. Rev. B **81** (2010) 245322.
- 15) M. Ternes, C. Gonzalez, C. P. Lutz, P. Hapala, F. J. Giessibl, P. Jelinek and A. J. Heinrich: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 016802.
- 16) D. M. Eigler and E.K. Schweizer: Nature **344** (1990) 524.
- 17) M. Ternes, C. P. Lutz, C. F. Hirjibehedin, F. J. Giessibl and A. J. Heinrich: Science **319** (2008) 1066.
- 18) K. Morita, Y. Sugimoto, Y. Sasagawa, M. Abe and S. Morita: Nanotechnology **21** (2010) 305704.
- 19) Y. Sugimoto, P. Pou, M. Abe, P. Jelinek, R. Perez, S. Morita and O. Custance: Nature **446** (2007) 64.
- 20) 阿部真之, 杉本宜昭, 森田清三: 日本物理学会誌 **62** (2007) 829.
- 21) Y. Sugimoto, M. Ondracek, M. Abe, P. Pou, S. Morita, R. Perez, F. Flores and P. Jelinek: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 106803.

(2013年9月16日原稿受付)

## Interplay between Force and Current in Atomic Junctions Yoshiaki Sugimoto

abstract: Atomic-scale junction is of importance in both fundamental physics and is also of practical importance for nanotechnology. As two objects are brought near to contact, an overlap of the wave-functions produces the chemical interaction force ( $F$ ). If the bias voltage is applied between them, the tunneling current ( $I$ ) is also generated in the atomic junction. It has been pointed out that there is equivalence between  $F$  and  $I$  as a corollary of quantum mechanics. The simple relation was theoretically predicted, *i.e.* the square relation ( $I \propto F^2$ ) and the linear relation ( $I \propto F$ ). Experimentally, the correlation has been investigated by atomic force microscopy (AFM). Recent AFM measurements produced  $I \propto F$  relations on the metallic surfaces, which were supported by first principle calculations with nonperturbative treatment of the electron transport. According to the latest theoretical model,  $I \propto F$  relation was reproduced for non-degenerate electronic states between tip and sample while  $I \propto F^2$  relation was also predicted for the quantum-degenerate situation for two energetically localized states. We combine site-specific force/current measurements and first-principles calculations on the Si(111)-(7×7) surface. We obtained  $I \propto F^2$  relation at the weak interaction regime. The quantum degeneracy of spatially and energetically localized electronic states between the tip and Si adatom can explain the relation.

## 3Dプリンターが拓く新しい物理学の可能性

古川 英光 〈山形大学大学院理工学研究科〉

川上 勝 〈山形大学大学院理工学研究科〉

牧野 真人 〈山形大学大学院理工学研究科〉

齊藤 梓 〈山形大学大学院理工学研究科〉

3Dプリンターは自由形状の3次元構造物を簡単に造形できる装置である。3Dプリンターにはさまざまな方式があるが、最近廉価に販売され始めた3Dプリンターは硬いプラスチックを熔融し積層するタイプで、数万円台から販売されているものもあり、研究室や家庭でも購入できる価格帯となったことからよく使われるようになった。

一方で、我々は軟らかいソフトマターであるゲルを自由造形できる“3Dゲルプリンター”を開発し、実用化を目指した研究を進めている。3Dゲルプリンターは“バスタブ”と呼ばれる容器内に特殊な溶液を入れ紫外線で化学反応を誘起し成形を行う方式を用いており、これによって例えば患者個人の脳内血管の3Dスキャンデータからゲルでできた透明な血管モデルを造形すれば、手術の事前検証が可能となる。さらに、ゲルはセラミックやプラスチックなどと比べて生体組織の物質状態に近いため、再生医療分野などへの応用も期待されている。

ゲルは、高分子が結合してできた網目構造を持っており、この網目構造がゲルの硬さ（ヤング率）と関わっている。我々は動的散乱を用いることで、ゲルの網目構造、すなわち固さを可視化する走査型顕微光散乱の方法に基づく“3Dゲルスキャナー”の開発を進めている。現在の3Dスキャナーや3Dプリンターは、外形をコピーするのに留まっているが、この3Dゲルスキャナーや3Dゲルプリンターを組み合わせることで、物体の内部や硬さ軟らかさまで含めたソフトマターの3Dコピーが可能になる。

また我々は、普及が進む3Dプリンターを活用した新しい研究を探索している。一つは分子や物質の可視化である。紙の上に印刷されている分子や物質の構造図、あるいはモニタ上のコンピュータグラフィック像をただ眺めているだけでは、分子の構造

は理解しにくい。そこで、3Dプリンターで化学構造、あるいはタンパク質の高次構造を印刷しておき、手で分子を触って、回転させて、重ね合わせてという操作を行うことで新しい発見を期待している。すでに、このような試みは、多くの教育機関で行われている。しかし、このような分子モデルの印刷には「コツ」があり、我々は、印刷の手順を伝えるサイトを準備中である。

また、相分離構造の可視化、可触化への適用も試みている。たとえばジブロック・ポリマーのミクロ相分離は、コンピュータシミュレーションを用いることで、さまざまな構造を容易に見ることができ、その一方で、その構造の一つのダブルジャイロイドなどは、コンピュータグラフィックを用いても、ディスプレイの内部では分かりにくい。そこで、3Dプリンターで立体構造を印刷すれば、複雑に絡み合った共連続構造であることを手に取って確かめることができ、新しい観測の在り方へつながることを期待している。

さらには力学や流体力学の剛体運動の観察に3Dプリンターで作った模型の利用も試みている。コマやラトルバックと呼ばれる剛体の回転運動を試してみることは非常に教育的である。物体の自由回転であるテニスラケットの定理とよく似た理論で説明できる振じれた粒子の沈降も試すことができる。今後、物理理論の検証にも3Dプリンターが役に立つに違いない。

他にも、我々は、食品を印刷する3Dフードプリンターの開発や、溶接機を用いて金属を印刷する安価な3D金属プリンターの開発などの応用研究も展開している。このように各種の3Dプリンターの開発が進み、それがさまざまな場面で活用されることで、新しく楽しい物理学の世界が拓かれる未来を想像している。

### —Keywords—

#### ゲル：

高分子が所々架橋され三次元網目構造を形成し、溶媒を吸収し膨潤したものをゲルという。身近なものでは、寒天やゼリーなどの食品や、生体を形成する各所、例えば目の硝子体や関節の軟骨などに見られる。今後、人工血管や人工軟骨の素材となる可能性があり注目されている。実現するためには、個人の体に合うようにゲルを造形する技術開発が必要である。

#### 動的散乱：

光が粒子に当たって散乱する現象が光散乱である。粒子からの散乱光は、粒子の様々な情報を持っている。高分子溶液からの散乱光の解析手法としては、散乱光強度の角度依存性を解析することによって、高分子の分子量、大きさ、形状を決定する静的散乱。散乱光強度の時間変化を解析し、高分子のブラウン運動を観測することによって、高分子の拡散係数や内部運動を決定する動的散乱が挙げられる。

## 1. はじめに

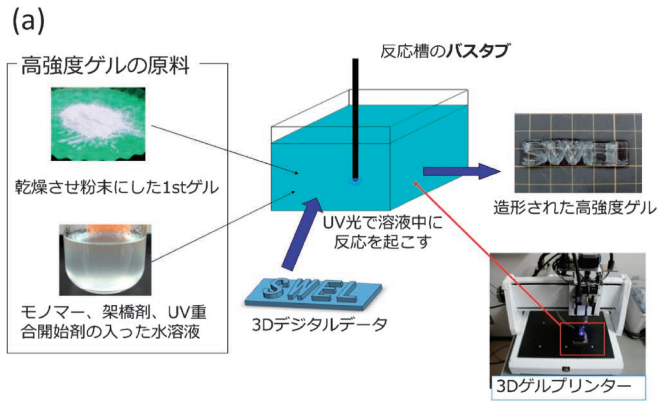
最近、3Dプリンターに廉価版が現れたことで注目が集まっている。廉価版の3Dプリンターは、フィラメントと呼ばれる細長い樹脂を溶解しながら積層していく、熱溶解積層法 (Fused Deposition Method; FDM) を用いたものである。ただし、積み重ねる方法では、下に支えのない浮いている状態では積層できないことになる。そのため、浮いている部材を支えるサポート材と呼ばれる後から取り除くことを想定した樹脂を使って造形することになる。一方この方法の他にも、紫外線で固まる樹脂を用いたり、粉末素材を焼結したりすることで造形を行う方法がある。このように、さまざまな方法を用いて、金属、セラミック、プラスチック、食品、細胞など、多くの材料の自由造形を可能にする技術開発が進められている。

我々は、長年に亘りゲルの研究を続けてきた結果、研究だけでなく、産業利用の立場から考えた場合に、ゲルを自由に造形する技術 (3Dゲルプリンター) や、ゲルの内部を非破壊で解析する技術 (走査型顕微光散乱) が重要であると考え、研究開発を進めてきた。3Dゲルプリンターは、プリンターの内部でソフトマターであるゲルを自由に造形できる技術であり、ソフトマター研究の可能性を大きく広げると期待される。また市販の3Dプリンターを用いて、タンパク質分子モデルを造形し、分子機能の議論に用いる方法論も考案されている。分子の自己組織化の高次の構造に関して、たとえば、ブロックコポリマーのジャイロイド構造を3Dプリンターで可視化することは、教育のツールとして有用である。さらには、さまざまな形状の粒子の剛体運動も興味深く、3Dプリンターによって造形された粒子による流体実験などの計画もある。このように3Dプリンターとその関連技術を活用することで、新しい物理学の研究が開拓される可能性について解説する。

## 2. 3Dゲルプリンターと3Dゲルスキャナー

### 2.1 3Dゲルプリンター

ゲルとは、3次元網目構造を持つ高分子およびその膨潤体である。多量の溶媒を吸収した膨潤ゲルは、固体と液体との中間の物質形態であって、その化学組成や種々の要因によって、液体に近い状態から固体に近い状態まで変化する。また、溶媒の種類や網目分子の化学構造を変化させることにより、環境応答性、生体適合性、物質透過性など多種多様な機能を付加することが可能なインテリジェント材料である。一般のゲルは脆いため、産業への広域な応用が困難であったが、2000年以降日本発の高強度ゲルがいくつも開発されている。特に、1stゲルと2ndゲルという2種類の網目構造から成る、高強度なダブルネットワークゲル (DNゲル)<sup>1)</sup> の場合、従来の合成ゲルの強度は高々数MPaであったが、DNゲルの破断強度は30 MPaにも達し、生体軟骨の破断強度 (3–18 MPa) を大きく凌駕した。DNゲルを例とする高強度ゲルが国内で次々と開発されたことにより、



### (b)

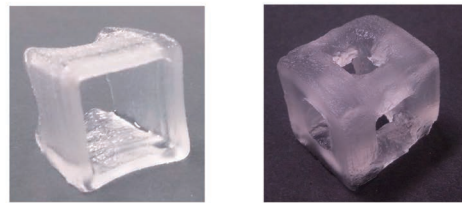


図1 高強度ゲルの自由造形. (a) バスタブ方式の3Dゲルプリンター. (b) 鋳型による加工が困難な中空構造をもつ高強度ゲル.

高強度ゲルの特性を活かした新しい人工筋肉の開発や、再生医療における構造材料への高強度ゲルの利用など、機能性ソフトマテリアルの研究領域を大きく広げる新しい展開が強く期待されるようになった。一方で、簡便に高強度ゲルを造形する方法が無いことが、高強度ゲルの応用展開における障壁となっていた。この障壁を乗り越えるために開発された3Dゲルプリンターでは、微粒子から作製されるDNゲル (Particle-DNゲル; P-DNゲル)<sup>2)</sup> の技術を用いている。P-DNゲルの製法では、まず1stゲルを乾燥させ粉末化し、2ndゲルの未反応溶液に混合し、反応容器に入れる。そして、容器内部に光ファイバを用い局所的にUV光を照射することで、UV光照射部分のみをゲル化させることができる。光ファイバを3次元方向に操作することにより高強度ゲルを自由な形状に製作することができる。このような原理を元に液体材料を光で固めて造形するバスタブ方式の3Dゲルプリンター (Soft and Wet Industrial Materials-Easy Realizer; SWIM-ER) が開発された。<sup>3)</sup> バスタブ式の大きな利点として、サポート材がなくても浮力でゲルが浮いているために中空構造を造形できるという特徴を持っている。ゲルを自由造形した例を図1に示す。

### 2.2 3Dゲルスキャナー

物体の周りをいろいろな角度から撮影し、複数の2D画像から3D形状を計算する方法や、レーザー距離計で表面を走査する方法による各種の3Dスキャナーは既に3Dプリンターと併せて用いるツールとして製品化されているが、物体の内部構造をスキャンするツールを用いようとする発想はまだ少ない。しかし人工血管や人工筋肉、人工臓器などを作るためには、これらの内部構造をスキャンする必要がある。ゲルの内部構造の評価には、動的光散乱が有効で

ある。希薄粒子分散系の場合、溶媒中に自由に拡散している粒子からの散乱光強度の自己相関関数の緩和を測定すると拡散係数  $D$  を求めることができ、ストークス-アインシュタインの式

$$D = \frac{k_B T}{6\pi\eta R} \quad (1)$$

によって、粒子径  $R$  を得ることができる。ゲルの場合も内部の密度揺らぎと散乱光強度の自己相関関数が対応しているが、架橋によってその拡散は制限されている。そのため、粒子分散系などとは異なり、緩和時間  $t \rightarrow \infty$  の極限でも緩和しない成分が現れる。この成分は、干渉の効果による過剰散乱の成分であるためゲルの測定箇所によって値が異なる。つまり、不均一性を持つゲルを調べるためには、一箇所の測定ではなく、複数箇所での測定を行い、そのアンサンブル平均をとる必要がある。測定で得られた散乱光強度の自己相関関数を逆ラプラス変換によって解析すると緩和時間分布関数を得ることができる。ゲル試料の微小な領域内部において多数の点をピックアップし、連続的に顕微光散乱で走査を行い適切な統計処理をすることで不均一な試料でも厳密な平均量を測定できることに着目し、ナノスケ-

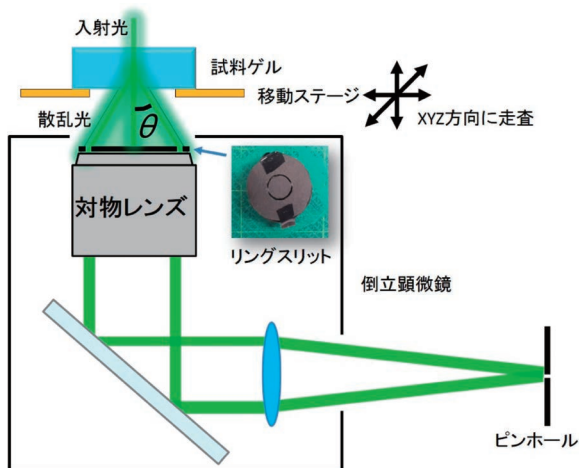


図2 3Dゲルスキャナーの概念図。

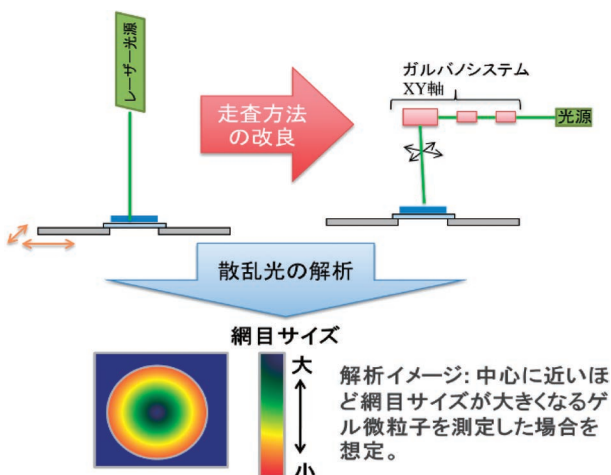


図3 走査方法を改良したSMILSによる2次元イメージング。

ルの網目サイズ分布を定量的に分析できる微量ゲル状試料の構造解析システムである「走査型顕微光散乱 (Scanning Microscopic Light Scattering; SMILS)」が開発された。<sup>4)</sup> SMILSのより先進的な使い方として3Dゲルスキャナーが考えられる。これは、微小ゲル試料内部の網目サイズ分布をイメージングする技術である。3Dゲルスキャナーの概念図を図2に示す。図2のようにリングスリットを使い、倒立顕微鏡に入射する光を制限することにより、試料内部のある一点のみの情報を得ることができる。この測定方法で試料をXYZ移動ステージで3次元走査すると、試料内部の網目サイズを3次的にマッピングすることが原理的に可能であると考えられる。しかし、精密な3Dゲルスキャンを可能にするためには、非常に多くの測定が必要であり、レーザー走査の高速化が求められる。図3に示すような、ガルバノミラーユニット・特殊超長焦点レンズ・特殊複合レンズを導入し、高速なイメージングを可能にする新しい光学走査装置の開発を進めており、現在、板状のゲルの2次元方向に対するイメージングは実現されている。

### 3. 3Dプリンターによる分子模型の作成

手で触り、操ることができる分子模型は、構造を「深く」「直観的に」理解するのに有用である。これまで「分子模型」といえば、市販のキットを購入し、原子一つ一つをつなぎ合わせて目的の分子の形を組み立てることが一般的であったが、ある程度分子が大きくなると、組み立ては非常に難しく、また使用するパーツ数が増えると高額になる。3Dプリンターは「どんな複雑な形状を持った物体でも一括で」造形できる装置である。これは複雑な形状を持った分子の模型作製に大いに有用である。特に近年、FDM方式の3Dプリンターの価格が急速に下がり、普及が進んでいる。そのため数十～数百円の材料費だけで、自分の好きな分子の模型を印刷して入手することが可能になった(図4)。今後、研究や教育の場では模型を印刷するのが当たり前になると期待される。

また我々は、特にタンパク質の分子模型(図5)の作成に3Dプリンターが効果的であることに着目し、この普及

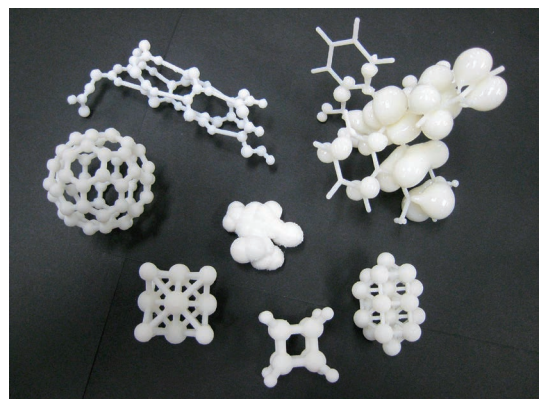


図4 FDM式3Dプリンターで印刷した分子模型例。

活動を続けている。タンパク質はヒモ状分子であるポリペプチド鎖が折りたたまれて分子特有の立体構造をとり、その機能を発揮することができる。タンパク質分子の機能を理解するためには当然立体構造を「理解」することが重要である。しかし現在ではもっぱらパソコン画面上に描かれたコンピュータグラフィックスを見ることで、研究者はその構造を把握しようとしている。しかし鎖が巧妙に折りたたまれている様子や、ポケットやクレバスといった活性部位の形状、他のタンパク質分子との相互作用「面」の構造を、単なる「目視」から十分に理解することは、甚だ難しいし、そういった構造情報を他者と共有して議論することはなおさらである。これまでパソコン画面の向こう側にしかなく、脳内でしか構造のイメージを得られなかった環境から、模型を印刷し、手で分子を眺め、触り、他者と議論できることで、より分子の構造に関する理解が深まり、またこれまで気付かなかった新たな研究の糸口が見つかることが期待される。実際、FDM式3Dプリンターによるタンパク質模型の作成は、すでにいくつかの大学や研究所で導入が始まっている。ただし、現在の市場にあるFDM式3Dプリンターは性能や使い勝手に大きく差があるため、適切な造形能力を持ったプリンターを選択し、プリンターや樹脂の取り扱いにある程度習熟する必要がある。また分子のデー

タから3Dプリンター用データへの変換や修正にも「コツ」が必要である。我々は現在、分子模型の3D印刷の手順をまとめた情報提供サイトの構築を進めている。

次に著者(川上)が考案した全く新しい分子模型「川上モデル」についても触れたい。<sup>5)</sup> この分子模型は、FDM式3Dプリンターでは作成ができず、専用のフルカラー3Dプリンターと、印刷後の手作業を必要とするが、作成された模型は、タンパク質のアミノ酸の折りたたみの様子(リボンモデル)や、重要な残基の側鎖などがフルカラーで造形されており、それを分子表面の形状を正確にかたどった、透明で柔らかい樹脂(シリコン)が覆っている(図6)。使用者は触って分子表面構造を確かめ、主鎖や側鎖を手にとって観察することで、多くの構造情報を「直観的に」得ることが可能である。また模型は柔らかく、タンパク質分子の大きな特徴である「柔らかさ」を模している。利用者は模型を歪ませて、リガンドなどの低分子模型を活性部位へ出し入れしたり、模型同士をレゴブロックのように組み合わせ、機能発現や複合体の形成メカニズムを「深く」理解することを可能としている。この川上モデルはすでに大学での講義教材、科学館やサイエンスカフェでの「触れる」展示模型、学会や研究所のアウトリーチ活動、さらには最先端の研究での議論ツール等、多くの場面ですでに活用が始まっている。

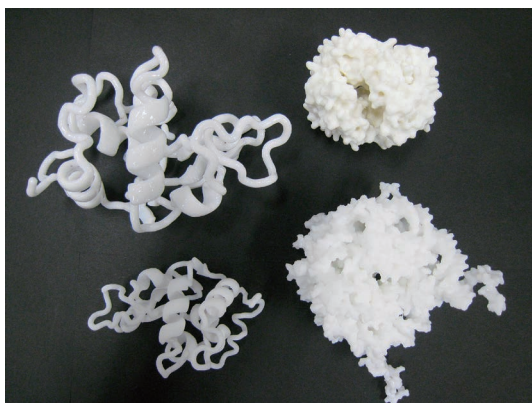


図5 FDM式3Dプリンターで印刷されたタンパク質分子模型例(リボンモデル、分子表面モデル)。

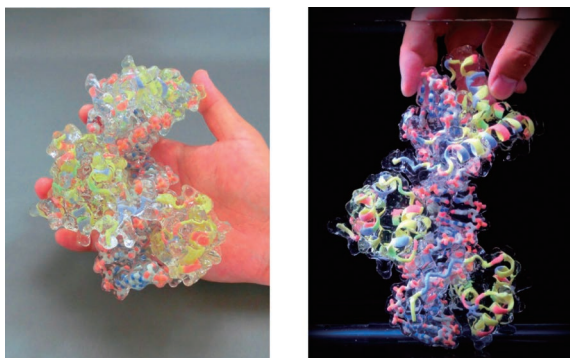


図6 川上モデルの作成例(Oct4/Sox2/DNA複合体PDBID:1gt0)。柔らかいため、DNAに巻きついたタンパク質の脱着が手で再現できる。水に漬けると(右)、主鎖構造が透視できる。(新潟県立大 本間善夫氏の依頼により作成。サイエンスカフェで活用されている。)

#### 4. 3Dプリンターの物理問題への応用

高分子材料のジブロック・コポリマーのマイクロ相分離構造は、ブロック比、温度、相互作用パラメータに応じて、さまざまな構造を取る。この構造は実験はもちろん、シミュレーションにより、詳しく調べられている。特にOCTAによるSUSHIが、この種のシミュレーションに秀でている。<sup>6,7)</sup> 縞々模様のラメラ、円柱や球が並んだ構造など想像しやすい構造もあるが、分かりにくいものに、ダブルジャイロイドという構造が知られている。このような構造の可視化、可触化に3Dプリンターは有用と考えられる。図7(a)は、シミュレーションによりダブルジャイロイド構造を取るコポリマーのうち一方の種のポリマーの体積分率の等値面を算出している。これは複雑な構造であり、

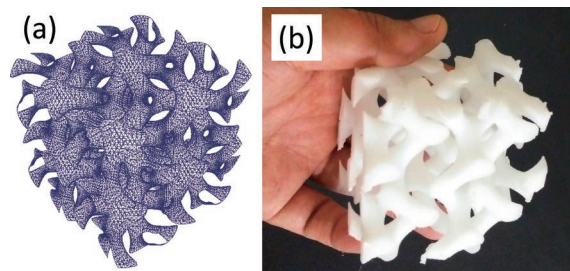


図7 (a) OCTAのSUSHIによる計算結果よりSTLファイルを作成。ダブルジャイロイドの2高分子の体積分率より等値面を作成した。(b) SUSHIによるデータを3Dプリンターで印刷。手に取ってダブルジャイロイドの構造を確かめることができる。



図8 3Dプリンターで印刷したラトルバック。剛体の運動を確かめることができる。

ジャイロイドが二つ存在し、相互に入り組んでおり、射出成形加工など通常の加工方法では難しい。しかし、このような複雑な構造も3Dプリンターなら印刷でき、なおかつ、触って確かめることもできる。(図7(b))。

3Dプリンターは、さまざまな形状が作成できることから、剛体の物理運動の検証に用いることも有用である。多種多様な3D形状データが登録されているウェブサイトの一つにMakerBot Thingiverse<sup>8)</sup>があり、ここから形状データを選んでダウンロードし3Dプリンターで印刷することができる。例えばMakerBot Thingiverseに、ラトルバックと呼ばれるおもちゃのデータがある。机の上などで、ある向きに回転させると、途中から回転方向が反転するおもちゃである(図8)。安価な3Dプリンターでは、荒く、スムーズな逆回転を観察しにくい。十分平らな台の上で観察、実験すれば、逆回転をすることを見ることができる。

3Dプリンター用のデータは三角形の連結で立体表面を表す。表面が三角形の連結で表現されていることから、境界要素法の利用を用いたシミュレーションと連携するのも一つのアイデアである。ここでは、ストークス流体中に分散した粒子の沈降の動力学を境界要素法を用いる例を示す。十分にレイノルズ数が低く十分に広い空間に粒子があるとすると、粒子の速度 $V$ および角速度 $\Omega$ と外力 $F$ およびトルク $T$ との関係は線形と考えられる。すなわち、

$$\begin{pmatrix} V \\ \Omega \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & \tilde{b} \\ b & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F \\ T \end{pmatrix} \quad (2)$$

と評価される。<sup>9)</sup> テンソル $a, b, \tilde{b}, c$ は2階のテンソル量で、 $\tilde{b}$ は $b$ の転置である。すなわち右辺のテンソル全体が対称テンソルとなり、相反関係を満たす。これらのテンソルは、境界要素法で、 $x, y, z$ 軸方向に単位並進速度場および単位回転速度場を印加して計6回連立方程式を解くことで、算出することができる。また、粒子の中心を移動度中心に選んだ場合、 $b = \tilde{b}$ となり、 $b$ が対称となる。これから、 $b$ の固有値が存在する。さらに、外力(重力) $F$ を移動度中心に選んだ場合、回転を表す方程式は

$$\Omega = b \cdot F \quad (3)$$

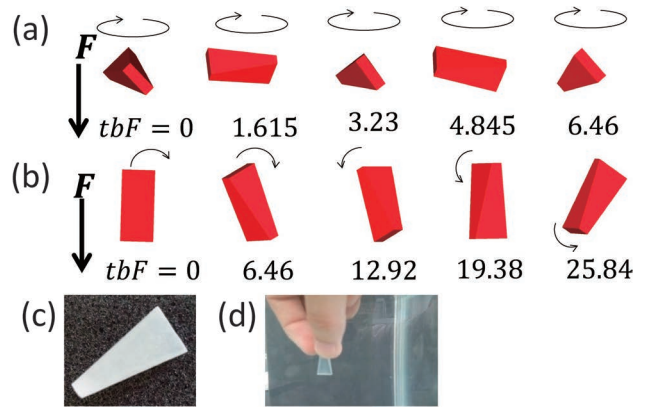


図9 (a) および (b) はシミュレーション結果。 $tbF$ は無次元化された時間を表す。 $F$ は重力の大きさ、 $b = \Sigma_i b_i/3$ である。(a) テンソル $b$ の固有値が中間でないものに対応する主軸の回りでは、安定な回転となる。(b) テンソル $b$ の固有値が中間のものに対応する主軸の回りでは、不安定な回転となる。(c) 3Dプリンターで出力したシミュレーションと同じ粒子。(d) 3Dプリンターで出力した粒子を水槽で沈降して同様の振る舞いをするか実験を行っている。

となる。重力は、一定であるから

$$F^2 = \text{const} \quad (4)$$

および

$$F \cdot b \cdot F = \text{const} \quad (5)$$

も一定と分かる。<sup>10)</sup> このように二つの量が一定である状況は、剛体の自由回転と同様であり、剛体の自由回転ではテニスラケットの定理と呼ばれる。テニスラケットの定理は、物体の慣性モーメントテンソルの3つの固有値のうち、中間の値をとる固有値に相当する主軸の周りで回転させると、不安定な回転となるというものである。同様な議論が、粒子の沈降の場合にも行える。ただし、テンソル $b$ は、非正定値であり、若干、異なる。しかし $b$ の固有値の中間の値に相当する主軸と重力ベクトル $F$ を平行に近くすると不安定な回転になるという点では物体の自由回転と共通している。シミュレーションを用いて、粒子の初期の配向を変化させて、沈降に伴う回転を調べた(図9(a), (b))。テンソル $b$ の固有値とその主軸に関連して、粒子の配向に応じて安定、不安定が評価される。このシミュレーションの予想が実際の沈降と一致するか3Dプリンターで印刷した粒子(図9(c))を沈降させて調べている(図9(d))。

## 5. おわりに

以上、3Dプリンターの新規開発から、市販されている3Dプリンターの応用に関して解説した。3Dゲルプリンターによる造形および、動的光散乱による3Dスキャナーは、生体などの柔らかい物質のコピーに役立つと考えられ、医療技術への利用の可能性は大きいと考えられる。また3Dプリンターを用いた分子模型や相分離構造の3D造形は、いままで紙の上やコンピュータグラフィックスを見て考えてきた研究者に新しい考察手段を与えると考えられる。ま

た、3Dプリンターを用いた剛体の力学の実験は、形状の作成を容易とし、さまざまな実験が行われる可能性がある。他にも我々は、金属の造形や食品の造形に3Dプリンターを用いる技術などを開発中である。食品の造形は、ゾル状の流体を吐出し、冷却等でゲル化させ成形する試みである。この成形は非ニュートン流体を扱う流体力学や粘度などを扱うレオロジーなどのさまざまな身の回りの物理が絡んでくる。3Dプリンターによる色々なアイテムや食品の造形は、日々の生活に新しい楽しさを与えてくれるとともに、物理にも新しい楽しさを与えてくれる可能性があると期待している。

#### 参考文献

- 1) J. P. Gong, Y. Katsuyama, T. Kurokawa and Y. Osada: *Adv. Mater.* **15** (2003) 1155.
- 2) J. Saito, H. Furukawa, T. Kurokawa, R. Kuwabara, S. Kuroda, J. Hu, Y. Tanaka, J. P. Gong, N. Kitamura and K. Yasuda: *Polym. Chem.* **2** (2011) 575.
- 3) H. Muroi, R. Hidema, J. Gong and H. Furukawa: *J. Solid Mech. Mater. Eng.* **17** (2013) 163.
- 4) H. Furukawa, K. Horie, R. Nozaki and M. Okada: *Phys. Rev. E* **68** (2003) 031406.
- 5) M. Kawakami: *Rev. Sci. Instr.* **83** (2012) 084303.
- 6) OCTA ホームページ: <http://octa.jp>
- 7) 新化学技術推進協会編: 『高分子材料シミュレーション—OCTA活用事例集—』(化学工業日報社, 2014).
- 8) MakerBot Thingiverse ホームページ: <http://www.thingiverse.com/>
- 9) J. Happel and H. Brenner: *Low Reynolds number hydrodynamics* (Kluwer, 1983).
- 10) M. Doi and M. Makino: *Phys. Fluids* **17** (2005) 043601.

#### 非会員著者の紹介

川上 勝氏: 山形大学大学院理工学研究科准教授. タンパク質の構造, ダイナミクスと機能の相関に興味がある.

(2014年11月11日原稿受付)

#### 3D Printing Innovation of Physics

Hidemitsu Furukawa, Masaru Kawakami, Masato Makino and Azusa Saito

abstract: 3D (three-dimensional) printing technology is coming up in industry and science. The variety of the 3D printing methods and materials is increasing day by day. Recently we developed 3D gel printer for the modeling of soft gel materials into user-designed shapes, and also we are developing 3D gel scanner to utilize the non-destructive evaluation of internal structure in gels, based on our established technique of scanning microscopic light scattering. We believe the new combination of these scanning and modeling methods of 3D gel materials will be essential tools for the fabrication of soft and wet materials with complicated structures like micro-channels for lab-on-chips, biomimetic devices, and micro-biomedical robots with soft actuators. Further, the 3D printing will also empower scientific researchers to understand complicated 3D structures in nature. For example, molecular models fabricated by 3D printer will enable researchers to see, touch, and test ideas about the models. The 3D printing also makes it possible to visualize calculated (simulated) intricate 3D structures like the phase separated structure of gyroids, and especially to experiment on the motion of designed objects in fluid dynamics.

上田和夫 (JPSJ編集委員長)

## 量子極限状態における励起子のBCS的状态実現の可能性

パルス強磁場下における精密な電気伝導および磁化測定によって、53 T以上の強磁場下でグラファイトが量子極限状態にあるとみなせる実験結果が示された。量子極限状態で期待されるバンド構造について考えると、この磁場領域で観測されている特異な電気伝導は電子正孔対(励起子)のBCS的状态である可能性が高い。理論的提案から約半世紀の間謎に包まれていた励起子のBCS的状态の研究が新展開を迎えようとしている。

半導体は価電子帯の頂上と伝導帯の底との間にエネルギーギャップを持ち、熱励起された電子および正孔が電気伝導を担う [図1(a):  $\Delta > 0$ ]。このギャップを何らかの外部パラメータで抑制し、バンドの重なりが生じると絶対零度でも電子と正孔が存在する半金属になる [図1(b):  $\Delta < 0$ ]。両者の境界付近を考えたとき電子正孔対(励起子)の束縛エネルギーが $|\Delta|$ より大きくなると、自発的に励起子が形成されて、低温では励起子のBEC的またはBCS的状态が出現すると予想されてきた。強磁場下で実現する量子極限状態(すべてのキャリアが最低Landau単位だけを占有した状態)では、磁場によって $\Delta$ を連続的に変化させられるとともに、励起子の束縛エネルギー自体も磁場印加によって増大するため、励起子の量子凝縮相を探索する舞台として理想的である。

代表的な単元素半金属であるグラファイトは量子極限状態を実現しうる理想的物質の一つである。電子および正孔の密度は $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度と非常に小さいため、Coulomb相互作用が遮蔽されにくいという特徴を持つ。グラファイトでは、炭素原子が作るハニカム格子面と垂直に7.4 T以上の磁場を印加すると、スピン分裂した電子的Landau単位2本と正孔的Landau単位2本だけがFermi面と交差した準量子極限状態が実現することが知られてきた。このとき磁場と垂直方向のキャリアの運動の自由度は抑制されるため、磁場方向にのみバンド分散を持つ擬一次元導体とみなすことができる。

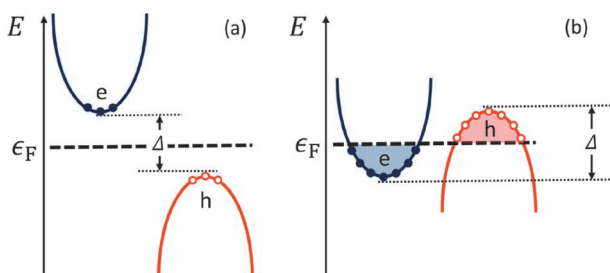


図1 模式的に描いた(a)半導体および(b)半金属のエネルギーバンド構造。

このたび、東京大学物性研究所と東京理科大学理工学部のメンバーからなる研究グループは、最高75 Tまでのパルス強磁場下で様々な種類のグラファイト試料に対して電気抵抗、Hall抵抗、および磁化の精密な測定を行った。その結果は、53 T以上の磁場下ですべてのキャリアが最低Landau単位だけを占有した量子極限状態の実現を示唆している。この磁場領域で観測された $c$ 軸伝導のギャップ的振る舞いを量子極限状態におけるバンド構造に基づいて考えると、電子正孔対によるBCS的状态が実現している可能性が高い。これらの成果はJPSJの2015年5月号に掲載された。

先行研究では53 T以上の磁場下におかれたグラファイトにおいて、面間抵抗がギャップ的な振る舞いを示すことが報告されていたが、その起源は明らかでなかった。今回の研究を通じて著者らは、(1) 53 T付近で磁化の微分信号に異常が現れる、(2) 53 T以上の磁場下でHall抵抗がほぼ零になる、(3) 53 T付近の転移磁場は正孔ドーピングで下がる、という特徴を見いだした。これらの実験結果は準量子極限状態でFermi単位と交差していた4本のLandau単位のうち2本がFermi単位を離れ、量子極限に到達したと考えれば説明できるとしている。

この量子極限状態で考えられるバンド分散は図2のようになる。これは図1(b)に示した電子のおよび正孔のバンドが一つずつという理想的状況を実現したことに相当する。この量子極限状態は擬一次元系とみなすことができ、Fermi点を結ぶ波数の変調に対して不安定と考えられる。今4個のFermi点があるためそのような波数としては図2に示したIからIIIの3種類がある。このうちIは通常の電荷密度波に相当し、IIおよびIIIは励起子のBCS的状态に相当する。著者らは物理的考察に基づき、IIIで特徴付けられる励起子のBCS的状态が実現したという提案を行った。

この提案の是非に関しては今後微視的な手段での検証が

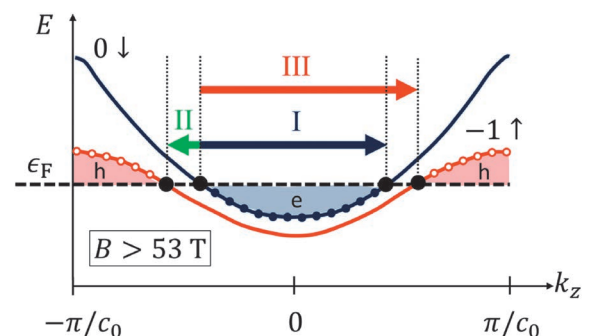


図2 53 T以上の磁場下で実現していると考えられるグラファイトの量子極限状態におけるLandau単位の分散関係の模式図。図中のIからIIIはFermi点を結ぶ3種類の波数ベクトルを表す。



必要である。励起子のBCS的状态がどのような物性を示すか、実験的にはほとんど分かっていない。またグラファイトは単一元素からなるシンプルな物質であるため、理論的研究においても比較的扱いやすいと考えられる。本研究を端緒として、実験・理論の両面からグラファイトの量子極限環境下における電子状態が解明されていくことが期待される。

## 原論文

Possible Excitonic Phase of Graphite in the Quantum Limit State

K. Akiba, A. Miyake, H. Yaguchi, A. Matsuo, K. Kindo and M. Tokunaga: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 054709.

(情報提供: 秋葉和人(東京大学物性研究所)  
徳永将史(東京大学物性研究所))

## News and Comments

Electron-Hole Pairing in Presence of a Strong Magnetic Field in Graphite

K. Behnia: JPSJ New and Comments **12** (2015) 05.

## 金属絶縁体転移におけるドルーデの重みと波動関数の位相の役割

物質の電気伝導性(導体か絶縁体か)を測る尺度としてドルーデの重み $D$ は有用である。相互作用強度の変化で起こる金属絶縁体転移(モット転移)も $D$ により調べられるはずだが、多体変分法で通常の試行関数を用いると常に金属という結果となり、長く懸案の問題であった。解析の結果、波動関数に虚部が必要であることが分かり、局所電子配置に依存した位相相関因子を導入することにより、 $D$ を適正に計算することに成功した。また、一次摂動論で反強磁性状態の $D$ を調べた結果、バンド絶縁体とモット絶縁体では、絶縁性の由来が定性的に違っていることが示された。

物質の電気伝導性は様々な因子(電子密度、電子間相互作用強度、不純物濃度など)によって大きく変動する。一つのパラメータを僅かに変えただけで、物質は導体(金属、超伝導体)から絶縁体へと急変(金属絶縁体転移)することがあり、物性科学の重要な研究テーマである。電気伝導性を測る(導体と絶縁体を区別する)「尺度」として重要な物理量がドルーデの重み $D$ である。 $D$ は光学伝導度 $\sigma(\omega)$ の直流( $\omega=0$ )成分の係数で、 $D=0$ ( $D>0$ )ならば絶縁体(導体)であることを示す。通常 $D$ は線形応答理論を用いて計算されるが、その際には全固有状態の情報が必要である。コーンに仮想磁場(パイエルス位相 $A$ )を加えることによる基底状態のエネルギー増分を計算するだけで、同等な量が計算できることを示し、多くの方法で $D$ の計算を容易にした。強相関系を扱う有用な方法である多体変分法でも、この定式化により初めて $D$ の計算が可能になった。

バンドが半分詰まった電子密度の系で、電子間斥力相互

作用 $U$ を増大させると、多くの場合、 $U$ が運動エネルギーと拮抗する或る臨界値 $U_c$ でモット転移と呼ばれる金属絶縁体転移を起こし、 $U>U_c$ で系は絶縁体になる。モット転移は90年代に動的平均場理論により理解が進んだが、今世紀に入り、多体変分法による研究でも、試行波動関数に(最低限)二重占有数を制御する因子と二重占有-ホール間の束縛因子を導入すれば、(通常一次の)モット転移を適正に記述できることが、 $D$ 以外の様々な物理量(秩序変数である二重占有率など)で確認された。一方、 $D$ については1991年にMillisとCoppersmithがこれら二つの因子を導入した波動関数 $\Psi_Q$ をハバード模型に適用した計算を行い、十分大きな $U$ に対しても依然 $D>0$ (導体)であるという結果を得た(図1の赤線に相当)。彼らは $\Psi_Q$ は「 $D>0$ の意味で」モット絶縁体を記述できないと結論したのだが、単純に $\Psi_Q$ はモット転移を記述できないと誤解した研究者も多かった。ともあれ、何故この型の試行波動関数が $D$ についてのみ $U>U_c$ でも金属であるという結果を示すのか、長い間謎のままであった。

最近、東北大学理学研究科物理学専攻の研究グループは、 $D$ を正しく計算するには、波動関数に有限の虚部が存在する必要がある( $\Psi_Q$ は実関数)、モット絶縁体などの強相関領域では局所的電子配置に依存した位相相関因子 $P_\theta$ を加えることによって $U>U_c$ では $D=0$ となることを示した。また、 $P_\theta$ 無し時には $D$ が $x$ 軸方向の運動エネルギー $|E_x|$ に一致することも示した。 $U_c$ 値は他の物理量から得られたモット転移点の値と正確に一致した。計算は金属状態と超伝導状態に対して変分モンテカルロ法を用いて行われた(超伝導状態についての結果を図1に緑線で示した)。その仕組みを説明しよう。仮想磁場下の電子ホッピングで付加する位相 $A$ を何らかの位相を加えて相殺すると、エネルギーは不変であり、 $D$ はエネルギーの $A$ に関する二階微分であるから、その場合 $D=0$ となる。モット絶縁体ではホッ

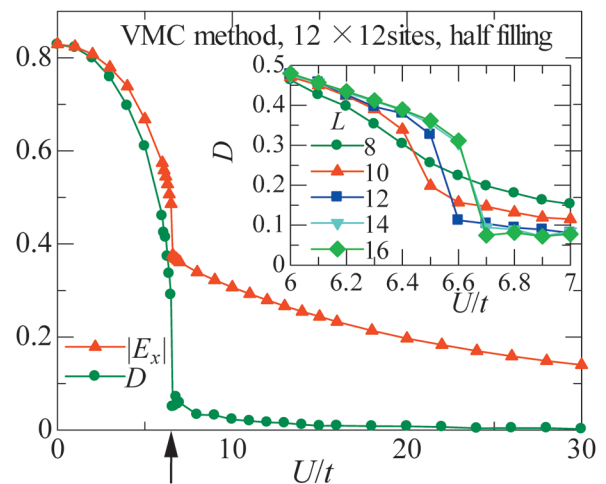


図1 2次元ハバード模型に対し、超伝導(非磁性)状態に位相因子 $P_\theta$ を導入して計算したドルーデの重み $D$ と $x$ 方向の運動エネルギーの絶対値 $|E_x|$ ( $P_\theta$ を導入しない場合の $D$ に対応)。矢印で示した $U_c/t$ 値でモット転移が起き、 $U>U_c$ では絶縁体である。挿入図は $D$ のサイズ( $L \times L$ )依存性である。

ピングが二重占有とホール間に制限されるので、その際に付く  $A$  を  $P_\theta$  によって付加される位相パラメーター  $\theta$  で相殺できるように、周囲の電子配置を考慮して  $P_\theta$  の形を決めればよい。そうするとモット絶縁体の領域で  $\theta$  の最適値が  $\theta=A$  となり、確かに位相が相殺される。  $D$  以外の物理量の計算では、  $P_\theta=1$  となって効かないため、これまでの結果は不変である。こうして Millis-Coppersmith 以来の懸案が解決され、  $D$  によるモット転移の記述も  $P_\theta\Psi_0$  により可能になった。一方、超立方格子上の弱相関反強磁性状態のようなスレーター（バンド）絶縁体では、無限小の  $U(>0)$  から絶縁体 ( $D=0$ ) でなければならない。  $P_\theta$  を反強磁性状態に作用させた波動関数を用いると、  $U$  の大きい場合こそ  $D\sim 0$  だが、  $U\rightarrow 0$  では  $D\rightarrow |E_x| (>0)$  になってしまう。この理由は一次摂動論で理解される。  $U\rightarrow 0$  では、相関因子部分ではなく、一体（ハートレーフォック）部分に虚部を導入する必要がある。つまりバンド絶縁体とモット絶縁体ではその絶縁性の由来が違っており（波数空間的か実空間的か）、反強磁性絶縁体では  $U$  の増大により前者から後者にクロスオーバーすると結論される。これらの成果は、JPSJ の 2015 年 6 月号に掲載された。

ここで導入された局所電子配置に依存する位相因子は、強相関域（特にモットの物理が成り立つ領域）で、カレントを持つ状態を記述する波動関数には必須のようである。例えば銅酸化物超伝導体の擬ギャップ状態の一つの候補である交替磁束状態などには不可欠であることが示されている。また、ここでは最も簡単な形の位相因子のみを議論したが、近年の変分最適化法の急速な発展により、格段に精密な形の位相因子も扱えるようになった。光誘起モット転移を利用した高速スイッチなどへの応用（モットロニクス）も視野に入れると、さらなる研究の進展が望まれる。

#### 原論文

Drude and Superconducting Weights and Mott Transitions in Variation Theory

S. Tamura and H. Yokoyama: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 064707.

〈情報提供：田村 駿（東北大学大学院理学研究科）  
横山寿敏（東北大学大学院理学研究科）〉

#### News and Comments

Zero Electric Current Using Variational Wave Function in Mott Insulators

T. Tohyama: JPSJ News and Comments **12** (2015) 06.

#### 招待論文「極低温超高分解能レーザー光電子分光」

Low-Temperature and High-Energy-Resolution Laser Photoemission Spectroscopy

T. Shimojima, K. Okazaki and S. Shin: J. Phys. Soc. Jpn. **84** (2015) 072001.

光電子分光は物質から放出される電子を直接捕らえる実験手法であり、物質中の電子が持つエネルギー、運動量、スピン、軌道などの多くの情報を得ることができる。物性に大きな寄与を与えるフェルミ準位近傍の電子を観測するために、これまで実験装置の高エネルギー分解能化が精力的に進められてきた。微細な電子構造を明らかにするためには高分解能化と同時に低温化が欠かせない。熱励起によるスペクトルの擾乱が生じるため、対象とする物性のエネルギースケールが小さくなるほど低温化が重要になる。本招待論文では、高いエネルギー分解能と優れた冷却性能を両立したレーザー光電子分光装置の開発について紹介している。さらに、本装置を用いた多様な物質群の微細電子構造の観測例についても解説しており、特にこれまで困難であった低温超伝導体の超伝導ギャップ観測にもレーザー光電子分光が有用であることが示されている。今後、重い電子系や有機導体などの低温超伝導体において、非従来型超伝導機構に関する新しい知見が得られることが期待される。光電子分光の分解能を飛躍的に向上させたレーザー光電子分光法を装置開発から物性研究への応用に至るまで幅広く網羅しており、一般の物性研究者にも分かりやすく有用な解説となるであろう。

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 3 月に掲載可となった中から 2015 年 4 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、併せてご覧下さい。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からの JPSJ への自信作の投稿を期待します。

## 第70回年次大会(2015年) 招待・企画・チュートリアル講演の報告

### 領域委員会

([A] 登壇者氏名 [B] 報告)

#### 【招待講演】

領域2, ビーム物理領域「パワーレーザーと高エネルギー  
密度物質科学」 米田仁紀(電通大レーザー)

[A] 尾崎典雅(阪大院工)

[B] 本招待講演では、現在の高出力レーザーとその付随した高精度な観測技術を用いて、惑星科学から新しい高圧状態で生成される物質状態、またその動的構造変化を実験で得ることが可能になったという研究紹介がなされた。最近、高エネルギー密度科学の中で、特に低温・高圧側への状態変化をさせると様々な相変化をすることが、理論的に予測されるようになった。これら超高压状態をkJレーザーで実現し、これまで人類が得られなかった状態を実現することに成功している。また、X線自由電子レーザー(XFEL)では、フェムト秒時間分解能での構造解析が可能であるが、氏はこのXFELを利用して、これらの物性変化の動的な振る舞いを観測した。その中で、現在の1次元圧縮で一方向に圧縮する作用が得られていると考えられる状態が3次元の圧力に移行する中で生じる新たな相状態が観測され始めたということである。これにより、動的圧縮ならではの新しい高圧科学ができるのではないかと期待したい。会場には、高出力レーザーを用いた新しい科学への期待をこめた多くの領域2の研究者が聴講していた。

領域4, 領域8「Field-induced polarization of Dirac valleys in bismuth」  
「ビスマスにおける磁場誘起ディラック・バレー分極」  
伏屋雄紀(電通大先進理工)

[A] Kamran Behnia (ESPCI Paris Tech.)

[B] 本講演では、ディラック電子系物質の典型であるビスマスについて、講演者らの最近の実験結果が紹介された。はじめにビスマスの物性について簡単な紹介が行われた後、ビスマスの磁場輸送現象についての解説が行われ、低磁場領域の実験結果はボルツマン方程式に基づく半古典的解析で極めて正確に理解できることが報告された。さらに講演者らの最近の発見として、ビスマスの3回対称性を保持する3つの縮退した“ディラック・バレー”の対称性が、低温領域では磁場によって自発的に失われることが報告された。様々な実験結果を総合し、この自発的対称性の破れは相転移であると結論づけられた。この自発的対称性の破れと、最近理論的に提案されている“バレーネマティック”フェルミ液体状態との関連性などが議論された。

本研究は通常であれば領域4に分類されるが、今回領域8との合同開催としたことで、領域8からの参加者も多く見受けられた。初日午前最初の講演にも関わらず、様々な領域から80名程の聴衆を集め、領域間をまたがる高い関心がかがえた。この新しい自発的対称性の破れの解明に向けて、その詳細を広範囲の研究者に紹介し、様々な側面からの議論を促すという本招待講演の目的は十分達成されたと考えられる。

領域6, 領域4「 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ のトポロジカル超伝導性」

水島 健(阪大基礎工)

[A] 矢田圭司(名大工)

[B]  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ はトポロジカル超伝導性をバルクで示す有力候補として注目を集めている。矢田氏は2010年の超伝導発見以来、当該物質の研究に一貫して携わってきた若手理論家である。本講演では矢田氏に、この物質での実験の進展を踏まえつつ、理論的立場から $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の超伝導対称性理解の現状に関して講演頂いた。

本講演はトポロジカル超伝導の基礎から始まり、当該物質に関する様々な実験結果と問題点が明確に説明された。その中で、表面状態に関する2つの矛盾した実験結果が強調された。ポイントコンタクト測定では(111)面に明瞭な零バイアスコンダクタンスピークが観測された一方で、STMの実験では単純なU字型の構造の表面状態が報告された。矢田氏は、一見すると矛盾した実験結果はフェルミ面の形状効果を取り入れることで奇パリティ超伝導状態として統一的に説明可能であることを指摘した。特に、前者の実験結果は、表面ディラック電子との混成によって生じる“捻られた”分散関係を持つ表面マヨラナ状態に起因したものであることが説明された。さらに、表面状態のリフシツク転移などが議論された。これらの知見に加え、NMRのナイトシフトの一軸異方性や比熱等のバルク測定の理論解析により、この物質がトポロジカル奇パリティ超伝導であることが強調された。

本講演には多くの聴衆が集まり、質疑応答では活発な議論が交わされ、当該物質への関心の高さをうかがわせた。

## 領域7「電荷秩序系 BEDT-TTF 物質の NMR 研究」

開 康一 (学習院大理)

[A] 井原慶彦 (北大理)

[B] 本講演では BEDT-TTF 系二次元物質で  $\alpha$  および  $\beta$  型など二量体化が弱く 1/4 充填のバンド構造と見なせる系で行われた系統的な NMR 研究が紹介された。

講演者は BEDT-TTF 系物質の過去の実験的/理論的研究を、特に超伝導と電荷秩序という観点で概観した後、今回着目した  $\alpha$  および  $\beta$  型塩の電荷秩序状態について NMR 実験で得られた結果からの考察を述べた。NH<sub>4</sub>Hg 塩と RbHg 塩の電荷不均化の比較から鎖間方向の電子状態の均一度に着目し  $\alpha$  型塩での新たな相図の概念を提唱した。また、 $\beta$  型塩の電荷秩序相で電荷秩序が単純な 2 倍周期ではなく、3 倍周期構造が安定化していることを見出し、非自明な不均一構造は強い電子相関効果の結果であることを指摘した。

質疑では分光実験との対比や、同型類似物質との関連について活発に意見が交わされた。

領域外からの聴講もあり、大きめの講演会場の座席はほぼ埋められた。招待講演として多くの参加者に研究成果を紹介するという講演の目的は達成されたと思われる。

## 領域9「炭酸カルシウムクラスターおよび結晶表面におけるイオン吸着過程の解析」

本同宏成 (広大院生物園)

[A] 川野 潤 (北大創成研究機構)

[B] 学会2日目の午前中「結晶成長・ナノ結晶・クラスタ」のセッションにおいて本招待講演は行われた。最初にバイオミネラリゼーションの概要について丁寧な説明があり、生物学的な意義が結晶成長分野の方々にもわかりやすく説明されたように思われる。また、結晶のみならずシリカのガラスを形成することも紹介され、広くこの分野が抱える課題について紹介された。最近のシミュレーション結果についても紹介され、化学反応経路自動探索プログラムを用いた反応経路と構造予測について紹介され、数原子が集まるだけで結晶様構造が出来上がる様子が示された。実際のミネラル形成においては、原子レベルの観察が課題であり、TEMを用いたその場観察など様々なチャレンジがなされているが、質問もそれに関するものが多かった。同時刻に領域9の他のセッションで招待講演があり、また領域9の関わる合同シンポジウムもあったためか、参加者はそれほど多くなかったが、活発な議論がなされた。プログラム編成も課題であるが、他領域への案内や、題目の付け方なども今後の課題とし、改善していきたい。

## 領域9「サイズ選別ナノクラスターの表面集積とその物性評価」

荒船竜一 (物材料機構)

[A] 江口豊明 (JST-ERATO, 慶大理工)

[B] 数個から数百個の原子・分子が集めた数ナノメートルサイズのナノクラスターは、構成原子数により諸特性が劇的に変化するという特徴のために、突出した高い機能

性を有する。しかし、この特徴によって機能の解明・把握が困難となっているという側面がある。また精密に構造制御した合成方法、単離方法やデバイス作製のための集積方法は未開発であり、フラーレンなど一部を除いては基盤材料としての具体性も示されていない。本公演ではこの分野に表面科学の手法を適用することによる発展や今後の展開についてご講演いただいた。

まず、ナノクラスターの特徴およびその制御の重要性について解説された。特に構成原子の個数まで精密に制御することの重要性が指摘された。ナノクラスターは金属基板に直接積層すると、その性質が大きく変わることが知られており、それを回避するために自己組織化単分子膜が有用であることを実証した。気相合成したナノクラスターを、構成原子数1個単位でサイズ選別し、基板表面上へ蒸着した後、それらの物性を、走査トンネル顕微鏡や二光子光電子分光法などの表面分析手法を用いて精密に評価することで初めて可能になる実証であり、本技術の重要性を意味している。

さらに絶縁体上の有機金属ナノクラスターは、吸着子固有の電子励起状態が存在すること、サイズ選別した金属ナノクラスターを有機分子薄膜上へ蒸着することで、原子レベルで急峻な金属/有機界面を持った金属相の形成が可能であることなど、クラスター科学との融合による表面・界面科学の新たな発展を期待させる講演であった。多くの聴衆が集まり、活発な議論が交わされ、参加者に対しても有意義な講演であったものと考えている。

## 領域11, 領域12「The Memory of Sand」

吉野 元 (阪大サイバーメディアセンター)

[A] Matthieu Wyart (Dept. of Phys., New York Univ.)

[B] Matthieu Wyart 氏 (ニューヨーク大学准教授) は、ジャミング系を中心に、ソフトマターの物理において活発な研究を展開している若手理論家である。特に、ジャミング転移点近傍にある系におけるソフトモード、マージナル安定性に関するスケーリング理論は良く知られている。優れた直観によって本質をいきなりえぐり出す独特の議論の展開は、氏の博士論文 On the Rigidity of Amorphous Solids (arXiv: cond-mat/0512155) にすでに見られるが、この招待講演でも随所に見られた。本講演のタイトルにある「砂」に代表される「粉体」は熱平衡から遠い。ランダムに充填された粉体について、平衡統計力学のアンサンブルに代わるような概念はありうるだろうか？ 良く知られているのは Sam Edwards の提唱した、「体積」等重率である。これに対して、Wyart 氏は、流れが止まって自然に形成される粉体のジャミング状態は、ぎりぎりの安定性 (marginal stability) しか持たないことを強調する。講演では、Electron glass の擬ギャップとマージナル安定性の議論から始まり、ランダム充填された粉体における低エネルギー励起としてのフロッピーモードのマージナル安定性、粉体サス

ペンションの粘性率の発散的挙動に関するスケーリング理論まで議論が展開した。講演には多くの聴衆が参加し、活発な質疑も行われた。

### 【企画講演】

素粒子論領域, 理論核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域「第9回中村誠太郎賞受賞講演」 石川健一 (広大理)

[A] 授賞式: 小沼通二 (素粒子奨学会), 受賞講演「銀河系外電波バーストとその宇宙論的応用」井上 進 (Max-Planck-Institute for Physics)

[B] 素粒子奨学会より, 第9回中村誠太郎賞の授賞式が執り行われ, 引き続き受賞者の井上氏による受賞講演が行われた。

井上氏による講演では, 遠方の宇宙から放射された電磁波の観測を通じて伝搬してきた電離環境を推定し宇宙史を解明する方法を提案した業績が解説された。

宇宙が始まって3万8千年ごろ中性化した宇宙が, 3億年を経て再び電離し始めた。この再電離は宇宙史を解明する上での重要な鍵のひとつである。プラズマ中を伝わる電磁波はその波長の2乗に比例して到達時間が遅れる。井上氏は, この時間差を観測することによって, 宇宙の再電離過程を詳しく調べることができること示した。本講演ではこの原理について詳しく説明し, 現在の観測技術の進展により宇宙論の検証の可能性が出てきたことについて触れられた。

また, この手法の原理が基礎的かつ明快であるため, 当初の宇宙論の検証以外に初期天体周辺環境や, ミリ秒程の電波パルスを出す天体 (FRB) などの遠方のガンマ線バースト起源の可能性の探索などへの応用にも発展していることが解説された。

本講演では研究姿勢やライバルの存在などにも触れられ, 若手研究者にとって含蓄のある講演であった。本講演から刺激を受けた若手研究者から中村誠太郎賞につながる優れた業績が出てくることを期待したい。

素粒子論領域, 素粒子実験領域「Dirac gaugino による低エネルギー超対称模型と拡張ヒッグスセクター」

丸 信人 (大阪市大理)

[A] 中野博章 (新潟大理)

[B] ヒッグス粒子発見から標準模型を超える物理の兆候は今のところありません。特に有望視されている超対称理論については, 観測されたヒッグス粒子の質量 125 GeV を最小超対称標準模型 (MSSM) の枠組みで説明しようとする, 10 TeV オーダー質量のスカラートップまたはトップクォークとスカラートップの大きな混合が要求されます。このことにより, ナチュラルネス問題の再考が迫られており, 様々なMSSMの拡張模型が提案されています。

その1つにディラックゲージノシナリオがあります。ディラックゲージノシナリオは, 世界的にも注目されて

いる拡張模型の1つですが, 日本における研究者人口は極めて少数です。そこで本講演では, この分野で研究されている中野氏にディラックゲージノシナリオについてのレビューおよび関連するご自身の研究についてご講演いただきました。シナリオの動機, 歴史的発展, プロトタイプ模型の解説, 関連する研究の紹介など多岐にわたる非常に素晴らしいものでした。素粒子実験領域と合同で行われ, またTh関係の方々も多数参加されて, 大変活発な議論が行われ非常に有意義な講演となりました。日本でもこの分野の研究が活発になることを期待します。

素粒子論領域「符号問題に対する試み: 複素ランジュバン法とLefschetz Thimble」 石川健一 (広大理)

[A] 藤井宏次 (東大総文)

[B] QCDの有限温度・有限密度での様々な物性やダイナミクスは, LHC/RHICでの重イオン衝突実験や, 高エネルギー宇宙天体現象などにおいて重要な物理である。格子QCDによる計算は有限温度での計算に大きな成功を収めているが, 化学ポテンシャルを導入する有限密度の計算は, 格子QCDのシミュレーション技法であるモンテカルロ法に符号問題と呼ばれる問題があるため計算が困難である。

近年, 符号問題を解決する古くて新しい試みとして, 場の変数を複素数に拡大した空間で系の統計平均を評価する試みが進められている。一つは複素ランジュバン方程式による統計平均法であり, もう一つはLefschetz Thimble上の積分として経路積分を定義して統計平均を取る方法である。

本講演では, 複素ランジュバン法やLefschetz Thimble上の経路積分のHMC法に取り組んでおられる藤井氏よりこれらの手法の基本的な考え方と具体的なシミュレーション結果の解説があった。有限密度ランダム行列模型などを例に, 複素ランジュバン法で得られたサンプルの分布とLefschetz Thimbleの手法で得られたサンプルの分布に強い相関が確認できる場合と, そうでない場合とがあることが紹介された。特に, 両手法の関係の解明自体も重要な課題の一つであることが指摘された。また, Lefschetz Thimbleの方法においてどのように拡大空間上の経路を得るのかについての議論があった。

本講演は, 近年具体的に格子QCDへ適用されつつあるテーマであるほか, 統計物理とも関係があり, 多くの応用が期待されるため大変意義のあるものであった。

素粒子論領域「AdS/CFT対応予想のコンピュータシミュレーションによる検証」 川野輝彦 (東大理)

[A] 花田政範 (京大基研, スタンフォード大)

[B] 超弦理論の分野は, 1997年にMaldacena氏が提案したAdS/CFT対応によって一大転機を迎えた。この対応は, ゲージ/重力対応と呼ばれる一般化をされてきているが, 大雑把には, ゲージ理論の弱結合展開と重力, 若しくは, 弦理論の強結合展開との対応, あるいは, 逆に, ゲージ理

論の強結合展開と重力や弦理論の弱結合展開との対応を意味している。

一般的な状況では、ゲージ理論にせよ、重力や弦理論にせよ、強結合展開で解析的に研究することは難しい。これゆえ、これまでの研究の多くは、片方の理論の弱結合展開を使って、相手の理論の強結合展開を推察し、その含蓄を吟味するというものがほとんどであった。したがって、この対応の証明はおろか、その正当性を本質的に確かめるような研究は困難であると考えられてきた。

しかしながら、本講演の講演者である花田氏等によって、近年精力的に進められてきたのは、格子ゲージ理論などに代表される場の理論の数値シミュレーションを使って、ゲージ理論の強結合展開を解析し、重力や弦理論の弱結合展開の再現性を直接確かめる研究である。

特に、本講演では、彼らの研究である、超弦理論のブラックホールと対応するゲージ理論の双方の有限温度の性質を比較し、超弦理論特有の性質がゲージ理論から定量的に再現できることを解説してもらった。

#### 素粒子実験領域, 素粒子論領域「ATLAS実験 Run1の成果」

古賀真之(東北大RCNS)

[A] 寄田浩平(早稲田大)

[B] LHCのRun1実験の成果を端的にまとめると2012年のヒッグス粒子の発見と、標準理論を超える現象が見つからなかったという2点を中心になるが、そのほかにも多数の成果が得られている。ヒッグス粒子の解析では、ATLASとCMSの2実験の共同解析も進み、これにより0.2%の精度でヒッグス粒子の質量の測定が達成できている。さらに本講演で講演者は物理の成果だけでなく、多数の衝突が同時に起こる非常に困難な状況で、検出器を理解し測定法を確立したということもRun1実験の重要な成果で、今後の研究の基盤を作った意義を強調し、多くの聴衆の賛同を得た。(報告: 徳宿克夫(KEK))

#### 素粒子実験領域, 素粒子論領域「ATLAS実験 Run2への展望」

古賀真之(東北大RCNS)

[A] 齋藤智之(東大理)

[B] 2015年5月から始まるLHCのRun2実験では、重心系エネルギーが8 TeVから13-14 TeVへとあがることにより、重い新粒子の探索範囲が大きく広がる。講演者は、Run1実験で125 GeVの質量を持つヒッグス粒子が発見されたことを受けて、それと整合性のある新粒子の探索を進めることが重要であることを指摘した。超対称性粒子の場合と他のモデルの場合で、Run2実験の初期に探索可能な領域を示し、その準備状況の報告をした後、質疑応答により、Run2実験の多様な可能性に関して議論を進めることができた。(報告: 徳宿克夫(KEK))

#### 素粒子実験領域, 素粒子論領域「ILC計画の概要と現状」

戸本 誠(名大理)

[A] 山本 均(東北大)

[B] この講演では東北大学の山本均氏が、国際リニアコライダー(ILC)計画の概要、期待される物理の成果、そして計画の現状を報告した。ILCはエネルギーフロンティアの素粒子物理を担う電子・陽電子コライダーである。重心系エネルギーは第一期計画で200~500 GeVとなっている。山本氏はILCでの実験が素粒子とその反粒子の衝突による為、バックグラウンドが少なくイベントがクリーンに観測できること、初期状態がコントロールできること等から、LHCに比べて新物理発見の可能性を大幅に拡張できるとした。また加速器は、心臓部である超伝導加速空洞の歩留りが高まってきたことを紹介し、技術的には建設可能といえるレベルまで開発が進んでいることを報告した。現状は国際設計チームによる技術設計報告書(TDR)が2013年に完成し、欧州、米国等から日本がホストすることに期待が高まっていること、日本国内では昨年の学術会議の答申を受けて現在文部科学省に於いて検討が進んでいることが報告された。(報告: 大森恒彦(KEK))

#### 素粒子実験領域, ビーム物理領域「SuperKEKB加速器建設状況」

古賀真之(東北大RCNS)

[A] 赤井和憲(KEK加速器)

[B] この講演では、KEKの加速器グループの赤井氏に、SuperKEKB加速器の建設状況について報告していただいた。SuperKEKBは2010年に運転を終了したKEKB加速器を高度化する加速器で、世界最高だったルミノシティをさらに40倍に増強することをめざしている。講演では、SuperKEKBが採用した「ナノ・ビーム」方式について解説するとともに、ビーム寿命が6分程度と非常に短いことが指摘された。その後、SuperKEKBのスケジュールと、電磁石やビームパイプの製作、設置状況が報告された。現在、SuperKEKBは、Phase 1運転のための建設が最終段階にあり、2015年度内の調整運転に向けて調整を開始することであり、SuperKEKBの運転がいよいよ間近にあるという印象を受けた。(報告: 西田昌平(KEK素核研))

#### 素粒子実験領域「Belle II検出器建設状況」

古賀真之(東北大RCNS)

[A] 松岡広大(名大KMI)

[B] Belle II検出器の建設状況について、名古屋大学の松岡氏が報告を行った。加速器のSuperKEKBへの高度化に伴い、検出器もより細かく速く高性能なBelle II検出器へとアップグレードが行われている。実験の開始は遅れたが、準備は着実に進んでいる。最も外側に位置するKLM(ミュー粒子およびKL中間子検出器)はインストールがすでに完了しており、読み出し回路を交換したカロリメータでは宇宙線データの取得が始まっていることが報告され

た。また、松岡氏がかかわっている TOP (Time of Propagation) 検出器は、Belle II で初めて使用される新型の粒子識別装置であるが、実機の第 1 号が完成し、まもなく宇宙線テストを開始することである。その他の検出器についても、建設の進捗状況が今年のハイライトとしての確にまとめられ、非常にわかりやすい講演であった。(報告：西田昌平 (KEK 素核研))

## 領域 2 「Stiffness measurements from perturbative heat transport experiments on a Quasi-Helically Symmetric Stellarator」

長崎百伸 (京大エネルギー理工学研)

[A] G. Weir (HSX Plasma Laboratory, Univ. of Wisconsin, 平成 27 年 1 月より JSPS 外国人特別研究員, 京大エネルギー理工学研外国人共同研究者)

[B] 領域 2 における国際交流を促進するため、G. Weir 氏による企画講演を行った。磁場閉じ込めトラスプラズマでは、径方向分布に硬直性 (profile stiffness) が観測されており、その特性を調べることはプラズマの閉じ込め特性を劣化させる異常輸送を理解する上で重要な課題である。G. Weir 氏は準ヘリカル対称性を有する磁場閉じ込め装置 HSX (Wisconsin 大学) の特徴を生かし、電子サイクロトロン放射計測を用いて熱拡散係数を求め、電子サイクロトロン共鳴加熱されたプラズマの分布硬直性について評価した。過渡的熱拡散係数は定常熱拡散係数と同程度であり、GENE コードを用いたジャイロ運動論計算と比較したところ、捕捉電子モード (TEM) が主要な微視的不安定性であり、成長率が電子温度勾配と線形関係であることを示した。非線形ジャイロ運動論シミュレーションでは、TEM が飽和非線形熱流束に強く影響を及ぼし、輸送を決定する波数は典型的なイオン温度勾配 (ITG) 乱流の波数よりも大きい。本講演では、熱輸送実験結果とジャイロ運動論シミュレーション結果との比較を報告し、核融合プラズマでの分布硬直性と乱流輸送の理解に進展をもたらした。講演に対しては日本人出席者との活発な討論がなされ、国際交流にも貢献したと思われる。

## 領域 4 「III-V 族半導体によるトポロジカル絶縁体の実現 ~InAs/GaSb 量子スピホール系のエッジ伝導~」

大塚朋廣 (理研 CEMS)

[A] 鈴木恭一 (NTT 物性基礎研)

[B] 2015 年 3 月 22 日 BB 会場で午前 9 時より NTT 物性科学基礎研究所の鈴木恭一氏が「III-V 族半導体によるトポロジカル絶縁体の実現 ~InAs/GaSb 量子スピホール系のエッジ伝導~」というタイトルで企画講演を行った。日曜日の朝一番という早い時間にもかかわらず多くの聴衆が集まり、鈴木氏の興味深い講演に聞き入り、また活発な質問、応答がなされる等、盛況であった。講演はトポロジカル絶縁体のイントロダクションから始まり、HgTe/HgCdTe による 2 次元トポロジカル絶縁体の先行研究の紹介、InAs/GaSb に

よる 2 次元トポロジカル絶縁体の特色、他グループの実験研究状況、鈴木氏らのグループによる InAs/GaSb における実験研究の詳細 (半導体積層構造におけるバンド構造の直接観測、電子正孔ガスにおける量子ホール効果、トポロジカル絶縁体の実現と非局所抵抗測定によるエッジ伝導の確認、ゲート電極によるトポロジカル絶縁体-半金属状態の制御) へと続き、専門外の聴衆にも分かりやすく、かつ内容の濃いものであった。

## 領域 6, 領域 10 「J-PARC パルス中性子を用いた不規則系研究の展開」

乾 雅祝 (広大総合科学)

[A] 川北至信 (原子力機構 J-PARC セ)

[B] 災害や事故などにより運転スケジュールが遅れていた大強度陽子加速施設 (J-PARC) が軌道に乗り始めた。本講演は、同施設で行われるパルス中性子を用いた構造不規則系の実験に絞り、静的・動的構造研究の展望や、新鮮な研究テーマを喚起する興味深い報告が行われた。講演者は、加速器系・測定系・データ処理系など、それぞれのセクションで採用されている新技術・新手法を明快に解説し、約 30 名の聴衆には、実時間・実空間の情報の精度が格段に向上したことにより、結晶や非晶質・液体などあらゆる物質相の構造や原子・分子ダイナミクス研究に新しい展開が大いに期待されることが十分に理解された。講演終了後には活発な意見交換が行われ、10:45 に始まった本企画講演は 11:30 ごろに終了した。

## 領域 10, 領域 9, 領域 8, 領域 11 「数学的アプローチによる物性探索」

米永一郎 (東北大金研)

[A] 小谷元子 (東北大原子分子材料)

[B] 多岐にわたる科学界において、数学はその共通言語として不可欠であり、物理学とも長いかわりの歴史を持つ。今回は、離散幾何学的なアプローチで新しい物質・物性の探索・開発に取り組んでいる小谷氏に、その意図・計画と最新の成果、そして今後の展望をご講演いただいた。

講演では、まず、同氏が開拓した幾何と確率の結合による離散幾何解析学を使った結晶格子の研究、周期的磁場下での電子ホフスタッターの蝶発見の非可換幾何学的解析、JST-CREST による新物質創成と物性発現研究 (MathMate) で取り組んだ 4 つの具体的テーマと成果を紹介された。そして、現在同氏を中心としたグループで挑戦中のトポロジー解析によるアモルファス材料の秩序構造、トポロジー的に保護された界面状態などの最新の成果が報告された。

講演は立ち見を含め約 150 名と大盛会であった。数学と材料科学との広範な連携の現状を理解し今後の展開を知る、そして物性分野の若手研究者を刺激する絶好の機会となったと考える。

### 領域13「環境物理学10年の側面史～環境科学リテラシーの確立に向けて～」 中本正一郎（沖縄国際平和研究所）

[A] 加納 誠（東理大理）

[B] 物理学会に環境物理分野が創設され十余年になります。1972年にローマクラブは“成長の限界”を唱えます。1990年代初頭には米国副大統領を務めたゴアが“不都合な真実”を出版し地球温暖化防止の世界的なキャンペーンが幕開けしたようにみえます。日本でも環境の文字を冠した領域・分科・分野が各学協会で生まれました。

物理学会の中では2001年の物理学会誌会員の声欄投稿に始まり、同年3月の学会では勝木・加納が呼び掛けて緊急インフォーマルミーティングが開かれました。それから地道な研究が積み重ねられ現在までに総計300余の報告がなされました。今回、加納は「昨今の天変地異や福島事故を受けてより重要性を増す環境科学リテラシーの確立」に焦点を当てた環境物理分野の側面史を紹介しました。特に自然界及び人間の活動によって起こる自然界の変化について理解し、意思決定するために科学的知識を使用し、課題を明確にして証拠に基づく結論を導き出す能力を科学的リテラシーと定義しています。科学的リテラシーは「科学に問うことはできるが、科学だけでは答えることのできない」すなわちトランスサイエンス (trans-science) の問題に関しても密接に関連する事柄ですから、環境物理学はそのような科学的リテラシーの討論の場も提供します。その意味では2012年秋開催の領域13, 10, 11合同シンポジウム「これからのエネルギーと原子力発電」シンポジウムは嚆矢を得たものでした。すなわち合同シンポジウム直前に開かれた物理学会主催の原子力問題シンポジウムへの疑問に相応させて“事実に基づく判断 (evidence based decision)”を基礎づけました。また物理教育の立場からの「理科教育は事実にかかわる教育はしてきたが、価値にかかわる教育についてはどうであったかとの観点」を含め、環境物理学の立場から見た環境科学のリテラシー確立に向けた側面史が議論されました。

#### 【チュートリアル講演】

実験核物理領域, 理論核物理領域, 宇宙線・宇宙物理領域  
「中性子星と核物理」 矢向謙太郎（東大CNS）

[A] 田村裕和（東北大理）

[B] 中性子星内部の核物質が従う状態方程式を決定し、その内部構造を理解することは原子核物理に課せられた重要な課題の一つであるといえる。本チュートリアル講演では、新学術領域研究「中性子星の核物質」の代表として中性子星の研究を進める田村氏に講演をお願いした。

講演では、表面の非常に希薄な状態から中心部分の極めて高密度（通常核密度の3-6倍）の状態まで多様な核物質が存在する中性子星を理解するには、中性子ばかりからなる非対称核物質や高密度領域で発生しうるハイペロンの存在を許容するような幅広い条件で状態方程式を決定する必

要があり、これが原子核物理の大きな課題であることが示された。非対称核物質での対称エネルギーに関しては、鉛核の中性子スキンの厚さの測定などから値が収束しつつある現状や中性子過剰核のピグミー共鳴測定から中性子スキンの厚さを測定する実験などについて報告して頂いた。また高密度になると、 $\Lambda$ 粒子が感じるポテンシャルが引力である場合には2-2.5倍の核密度で $\Lambda$ 粒子が自然に出現することが示された。一方で、ハイペロンの出現は中性子星の状態方程式をソフトにし、2倍の太陽質量の中性子星を支えることができないという“ハイペロンパズル”が提示され、これを解決するため、ハイペロンを含めた3体力など、高密度でのバリオン間力の正しい理解が必須であることを報告して頂いた。

本チュートリアル講演には200名程度が参加し、中性子星の核物理の解明に向けて進められている研究の全体像を理解することができた。

### 領域5「太陽電池の詳細平衡理論と応用」

小川哲生（阪学院理）

[A] 秋山英文（東大物性研）

[B] 太陽電池については、応用展開や商業化を第一目的とした技術開発が世界中で鋭意進められています。しかし、太陽電池の高効率化を狙うにあたり、太陽電池内部で生じている物理過程が十分に理解された上で進められているとは言えません。太陽電池内部ではどのような微視的物理過程が生じているか、その理解はどこまで進み、何が未解決のままなのかを、光物性物理学の観点から共有しておくことの重要性が高まっています。そこで、太陽電池を光物性物理学の視点からも研究を進めている秋山先生に、最先端の内容を含めたチュートリアル講演を依頼しました。本講演では、太陽電池内部での熱力学を丁寧に講述され、電磁気学や熱力学などの物理学基礎科目が、最先端研究においていかに重要かを強調されました。非常に教育的かつ示唆に富む素晴らしいチュートリアル講演であったと、多くの聴講者が絶賛していました。太陽電池の物理の解説だけでなく、研究に対する心がけや心構えなどの精神も力説され、領域5だけでなく他領域からの学会員のために、特に若い学会員のために極めて有益な講演であったと思います。60分間の講演時間はあっという間に過ぎ、名残惜しいままに閉講しました。太陽電池内部での多体効果や非平衡物理については、機会をあらためて講義していただく要望が多かったですが、それほどインパクトかつ刺激に富んだ講演であったと言えます。

領域8, 領域3, 領域5, 素粒子論領域, 理論核物理領域「磁気スキルミオン」 有馬孝尚（東大新領域）

[A] 十倉好紀（理研創発物性科学研究セ）

[B] 十倉好紀氏は、高温超伝導、巨大磁気抵抗、マルチフェロイクスなど数多くの分野で多くの業績を上げ続けて



きた物性科学者である。最近、磁気スキルミオンと呼ばれるナノメートルからサブミクロンのサイズを持つ磁気構造についての研究に精力的に取り組まれ、世界を牽引する数々の成果を上げている。スキルミオンはもともと核子の粒子模型であり、素粒子・原子核物理との関連が深い。また、特異な磁氣的・電氣的・光学的性質を有することから、物性分野の多くの領域と関連するほか、新たな磁気記録方式としての可能性も有し、応用物性分野からも注目されている。このようなことから、今回、チュートリアル講演をお願いした。

講演では、磁気スキルミオンとは何かを紹介したのち、種々の観測方法、磁気スキルミオンの分類や磁気バブルと

の類似点、磁気スキルミオンの多彩な動的性質について、実験・理論の研究が報告された。また、将来展望として、新物質開発の必要性や、力学的性質、電磁誘導現象、磁気抵抗現象など基礎物性の解明、記憶素子等への波及の可能性が示された。現在進行中の研究内容が、数多くの実空間観測の動画やシミュレーションを交えてわかりやすく紹介され、およそ220人の聴衆は十分満足したと想像される。本講演が、物性物理のみならず素粒子・原子核物理、固体化学、工学など様々な分野の研究者が参入することになれば幸いである。

(2015年5月15日原稿受付)

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

## Recollections of the Matsubara-ken, 1965–6

Anthony J. Leggett (Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign )

At the time when I obtained my D. Phil. (Ph.D.) degree in the summer of 1964, I was receiving a junior fellowship (“prize fellowship”) from Magdalen College, Oxford. My first year of postdoctoral work was spent at the University of Illinois in Urbana-Champaign (to which I was to return many years later as a permanent faculty member), and for this I took unpaid leave of absence from Magdalen. However, in contemplating possible choices for my second postdoctoral year it struck me that there was nothing in the statutes which governed my Magdalen fellowship which said that the recipient had to work in Oxford, so this opened up various new possibilities. During my undergraduate and graduate career in Oxford I had become very interested in the culture and history of north-east Asia, so I began to wonder whether it might be possible to work there for a year. Obviously, one of the most distinguished groups in condensed matter theory was that of Professor Takeo Matsubara in Kyoto, so I eventually plucked up the courage to write to him to enquire whether, provided that Magdalen were willing to support me (which they eventually very generously decided to do) he would be willing to accept me as a visitor in his group.

At that time it was fairly unusual for European scientists to spend much time in Japan, and I think that Professor Matsubara was always rather puzzled as to why I had chosen to work in his group (more than once, when we met in later years he asked me this question). Moreover, I am sure that making the various arrangements to accommodate me involved all sorts of paperwork of which I was not at the time conscious (it eventually included finding me some extra support from local funds). Nevertheless, not only did he accept me but, when I arrived in Kyoto in September 1965, he and his family made me feel most welcome. In particular, Mrs. Matsubara found a room for me in an annex which had been purpose-built as student lodgings in a house very close to the university campus. One of the advantages of this lodging was that, although the heating was, as was normal at that time, somewhat “basic”, it was just down the street from a public baths, so that on winter nights I could go down there, soak for half an hour, rush back to my room and hope that the thermal relaxation time was long enough to last me out the night. (When I went back a few years ago to visit my old landlady, I was pleased to see that the public baths is still there, although it has been upgraded to a sauna).

Although Professor Matsubara himself was very busy and I

was able to talk to him only occasionally, I became a fully-fledged member of the “Matsubara-ken”: I shared an office with Toshio Tsuzuki, Yasuyuki Kurata and Kyozi Nishikawa, and we had many wide-ranging discussions on physics, politics and much else. I found the warm and collegial ethos in the group (which I am sure was due in large part to Professor Matsubara’s own personality and influence) very congenial. I was trying to learn Japanese at the time, but of course my Japanese colleagues were equally anxious to practice their English, so we eventually agreed to speak English to one another on even days and Japanese on odd ones. I remember in particular that my office-mates had to warn me that some of the colloquialisms we used routinely in discussions in front of the blackboard would cause some amusement if addressed to a mixed audience!

This was a time when the development of sophisticated formal techniques for the many-body problem by Matsubara, Kubo and the Russian school was leading to very fruitful applications, and we in the Matsubara-ken were, appropriately, deeply engaged in this effort. One problem I took up was motivated by a set of experiments which seemed to indicate that Nb might be a “two-band” superconductor (that is, one in which two different energy bands cross the Fermi surface); I speculated that under these circumstances there might be a sort of “internal Josephson effect” which developed between the two bands. Although no sooner had I sent a couple of papers on this off for publication in *Progress of Theoretical Physics* than new experiments on Nb came out which seemed to show that it was not two-band superconductor after all, this work turned out a few years later to be an invaluable key when I had to try to understand what was going on in the NMR of superfluid helium-3 (in fact, the theory I eventually evolved for this is nothing but a generalization of the 1965 “two-band” work to the case of a vector order parameter).

One other activity which I was able to engage in through the good offices of Professor Matsubara during my stay in his group was editing the English for *Progress of Theoretical Physics*, and at the end of the year I used this experience to write a short article on the writing of scientific English for Japanese physicists. I sometimes claim, not entirely facetiously, that in terms of real impact (as distinct from citation statistics) this may actually be the most influential paper of my entire scientific career.

I feel that I benefited enormously, both scientifically and personally, from the year I spent in Kyoto, and it was the beginning of a long and fruitful association with the Japanese physics community. I will always be grateful to Professor Matsubara for welcoming me to his group and helping to make my stay so pleasant, and it is a pleasure to dedicate this note to his memory.

#### 非会員著者の紹介

**Sir Anthony James Leggett 氏**： 1938年英国生まれ。1964年オックスフォード大学博士課程修了。イリノイ大学、京都大学等を経て、1967年サセックス大学講師。1973年東京大学外国人客員研究員。1983年よりイリノイ大学アーバナ・シャンペン校 John D. and Catherine T. MacAthur 教授。2003年「超流動と超伝導の理論における先駆的な貢献」によりノーベル物理学賞を受賞。2010年、東京大学より名誉博士号を授与。専門は物性理論・量子論の基礎。

(2015年5月9日原稿受付)

## 第105回恩賜賞・日本学士院賞：細野秀雄氏

伊藤 満 (東工大)

応用セラミックス研究所教授、元素戦略研究センター長である細野秀雄教授は第105回の恩賜賞・日本学士院賞の授与(題目:無機電子機能物質の創製と応用に関する研究)が決まりました。ご存じの通り、日本学士院賞は日本の学術賞としては最も権威があり、その中でも特に優れた業績を出した研究者に贈られる恩賜賞も同氏に与えられることは、同氏の日頃の研究活動が評価されたものであり、誠に喜ばしいことと思います。

応用セラミックス研究所は1996年にそれまでの工業材料研究所から全国共同利用型研究所として大きく舵を切りました。1995年には鯉沼秀臣名誉教授、川副博司名誉教授の音頭のもと、世界の先陣を切って、「酸化エレクトロニクス国際会議」を開催いたしました。応用セラミックス研究所は、「セラミックスに関する学理とその応用の研究」を指命とする工学系の研究所であり、研究の出口イメージとしてどのような応用を見据えているかが常に問われています。細野教授は、実生活で役に立つ物質・材料開発も精力的にこなされ、ERATO、FIRSTをはじめとする大型プロジェクトを全て成功させました。元素戦略、ACCELは端緒に就いたばかりですが既に大きな成果が見え始めています。細野先生は独自の材料設計指針に基づき酸化物系の電子機能を探索し、以下の成果を上げられました。第1は鉄系高温超伝導体の発見。磁性元素である鉄は超伝導発現に有害と信じられていましたが、鉄化合物(オキシニクタイト)が高い臨界温度で超伝導を示すことを見出されました。これは銅酸化物超伝導体に匹敵する新大陸となりました。2番目は透明酸化半導体の分野の開拓で、多くのp/n型、および両極性半導体物質を報告されました。また、透明アモルファス酸化物(TAOS)を設計し、それを薄膜トランジスタ(TFT)に用い、アモルファ

スシリコンより1桁高い移動度を実現されました。その一つIGZOを用いたTFTは、新型ディスプレイの駆動用に実用化されました。3番目は安定な電子化物の創製と物性の解明です。石灰とアルミナから構成されるC12A7結晶を、絶縁体-金属-超伝導体への変換に成功されました。そして、低仕事関数で化学的不活性という性質を見出し、これを利用して高性能なアンモニア合成触媒を実現されました。まさに、固体物理と化学と材料の世界を縦横無尽に束ねられ、20年前に提唱された「酸化エレクトロニクス」を具現化される過程を間近に拝見することができました。これから新しい分野で世界の頂点を目指す若い世代に是非精神を引き継いでいただければと思います。

(2015年4月23日原稿受付)

## 第105回日本学士院賞：香取秀俊氏

洪 鋒雷 (横国大院工)

香取秀俊氏(東京大学大学院工学系研究科教授兼理化学研究所主任研究員)が、第105回日本学士院賞を受賞された。今回の受賞は、「光格子時計の発明とその開発」の業績に対して与えられたものである。

レーザーが発明されて以来、レーザーの周波数を基準に高精度な原子時計(光時計)を作ることが科学者の夢であった。20世紀の終わり頃、光時計の研究が非常に活発化していた。当時主に「単一イオン光時計」と「自由落下冷却原子光時計」の二つのタイプがあったが、それぞれ優れたところと欠点を持っていた。単一イオン光時計では、イオンを吸収波長よりもずっと小さな領域に閉じ込めることで、時計遷移がドップラー効果の影響を受けない(ラム・ディッケ効果)。しかし、単一の粒子であるため、観測信号が弱く、時計の安定度が上がらないという欠点がある。一方、自由落下冷却原子光時計では、約百万個の粒子が信号に寄与するので、観測信号が強く、時計

安定度を上げることができる。しかし、冷却原子の集団を使うので、原子間の相互作用が時計の不確かさ要因となる。

2001年に、香取氏が新しい方式の光時計「光格子時計」を提案した。この方式では、多くの原子がレーザー光の定在波で作る光格子に閉じ込められ、ラム・ディッケの束縛条件が満たされることにより、ドップラー効果など時計の周波数に影響を及ぼす要因が消える。光格子時計は、「単一イオン光時計」と「自由落下冷却原子光時計」の両方の優れたところを併せ持っているため、瞬く間に光時計の主役に躍り出た。原子を光格子に閉じ込めると時計遷移に大きな摂動が加わるので、光格子時計の提案は、「時計遷移に摂動を加えることは避けるべし」という当時の常識を覆すものであった。そして光格子時計の真髄は、光格子を作るレーザー光の摂動による時計遷移の上準位と下準位の周波数シフトが等しくなる光格子波長(魔法波長)の存在を、原子準位に対する量子操作で見出したことである。

香取氏はその後、光格子時計の原理実証や性能高度化などの研究を行い、光格子時計の開発を世界で常にリードしてきた。また光格子時計の研究は、現在世界数十カ国の研究機関において展開され、大きく花を咲かせている。光格子時計は、すでに「秒の二次表現」として採択されており、秒の新しい定義の候補となっている。国際度量衡委員会には、新しい秒の定義を決めるために必要な光時計に関する研究成果が揃うのを待って、秒の再定義を行うことを目指している。レーザーによる原子時計という科学者の夢がまもなく現実となる。光格子時計は最も精密な原子時計であると同時に、物理定数の恒常性を検証する有効なツールや重力ポテンシャルの高精度センサーなどとして、基礎科学と実用技術の両面で多くの研究成果を生み出すことは間違いなさであろう。

香取氏の今後のより一層幅広い活躍を期待するとともに、本受賞に心よりお祝いを申し上げます。

(2015年5月6日原稿受付)

## 第105回日本学士院賞： 牧島一夫氏

河合誠之（東工大理工）

牧島一夫氏が「X線観測による中性子星の強磁場の研究」により日本学士院賞を受賞されました。中性子星が表面で $10^8$  Tを超える極めて強い磁場を持つことは、1960年代末に発見された電波パルサーの回転の減速率から示唆されていましたが、より直接的な証拠は降着駆動型パルサー（伴星から流入するガスの重力エネルギーによってX線を放射する磁化した中性子星）の硬X線スペクトルに、同じく $10^8$  T程度の磁場中の電子のランダウ準位に相当する電子サイクロトロン共鳴構造が観測されたことによって得られました。牧島氏は、1987年に打ち上げられたX線天文衛星「ぎんが」を用いて系統的に観測を実施し、さらに近年の「すざく」衛星による観測も含め、10個を超える中性子星から電子サイクロトロン共鳴構造を発見しました。「ぎんが」衛星の面積比例計数管の通常の観測エネルギー範囲は2~30 keVですが、牧島氏は敢えて比例計数管の印加電圧を下げて低いゲインで運用し、60 keVまでのエネルギー範囲を観測するという奇抜な手法により、数十keVにあるスペクトル構造の観測を実現させました。この中性子星の強い磁場の起源は未だに解明されていませんが、牧島氏は中性子星内部の核スピンの整列によるという説を提唱し、その結果期待される中性子星のレモン型変形に起因する自由歳差運動として解釈できる観測結果を得ています。中性子星の内部構造は原子核物理学と縮退系物性物理学と深く関連しており、今後の分野横断研究の発展が期待されます。

学士院賞の対象とされる中性子星の研究は牧島氏の業績のほんの一部に過ぎません。特に重要な業績として、はくちょう座X-1に代表されるブラックホール連星のX線スペクトルが降着円盤からの放射で説明できることを確立し、さらに、その正体が謎とされた近傍銀河中の超高光度X線源（ULX）

が高速回転する大質量ブラックホールの周囲に存在する降着円盤の放射である可能性を提起しました。また、1993年に打ち上げられた「あすか」衛星を用いて、銀河団の中心部に周囲と同様の高温ガスが存在することを示しました。この結果は銀河団の中心に集中した高いX線輝度を高密度・低温ガス凝縮流“cooling flow”によって説明する当時の通説に真っ向から対立するもので、激しい論争となりましたが、数年後に打ち上げられた欧米の衛星による高解像度観測が牧島氏の主張を裏付けるといって決着しました。強い放射をしながらも高温を保つ銀河団ガスの加熱の機構に関しても、牧島氏は銀河間を結ぶ磁束の運動を起源とする独自の説を提唱しており、今後の研究による検証が期待されます。

牧島氏の業績は装置開発においても卓越しています。「あすか」衛星のガス撮像分光装置GIS、「すざく」衛星の硬X線検出器HXD、さらには太陽観測衛星「ひのと」と「ようこう」に搭載されたすだれコリメーターを用いた硬X線撮像装置などの観測装置開発を主導し、いずれもが画期的な観測成果を生み出しました。

このように牧島氏は、X線天文学分野の勃興期から現在まで活躍し、世界における日本のX線天文学の地位を築いた研究者ですが、教育と後進の育成にも力をそそぎ、さらに近年では宇宙科学研究所宇宙物理学委員会委員長として宇宙科学コミュニティ全体にも大きな貢献をされています。卓越した研究者・教育者である牧島氏の学士院賞受賞を心からお慶びいたします。

（2015年6月4日原稿受付）

## 科学技術分野の文部科学大臣表彰

2015年4月7日に、平成27年度科学技術分野の文部科学大臣表彰が発表されました。科学技術賞および若手科学者賞の受賞者の内21名が本会の会員です。受賞おめでとうございます。以下、賞ごとに五十音順に受賞者名（敬称略）と業績を記載させていただきます。

きます。\*

科学技術賞（開発部門）

○神代善正：次世代リチウムイオン電池用チタン酸化物負極材料の開発  
科学技術賞（研究部門）

○天野 浩：紫外半導体実用化の基礎研究  
○伊藤 満：機能性酸化物新材料の創出に関する研究  
○河野公俊：ヘリウム液面電子による表面量子現象の研究  
○重川秀実：フェムト秒時間分解トンネル顕微鏡の開拓と応用に関する研究

科学技術賞（技術部門）

○竹茂 求：寒天培養による微生物の標準試験法を迅速数値化した技術開発  
若手科学者賞

○池田昌司：ガラス転移とジャミング転移の統計力学研究  
○井手口拓郎：光周波数コムによる超高速分子分光の研究  
○斉藤麻衣子（吉田麻衣子）：核融合プラズマの回転分布決定機構の研究  
○佐藤琢哉：光による超高速磁化制御の研究  
○佐光貞樹：相分離による高分子メソ多孔体の創製と分離機能に関する研究  
○鈴木岳人：動的地震破壊過程の包括的理解のための数理物理的研究  
○関口康爾：スピン制御技術の開拓と超低電力マグネティック機能の研究  
○宗宮健太郎：大型重力波検出器KAGRAの開発研究  
○高本将男：光格子時計の高精度化に関する研究  
○寺田 彩（馬場 彩）：宇宙X線とガンマ線を用いた宇宙線加速現場の観測的研究  
○新見康洋：外因性スピンホール効果とスピン緩和機構の研究  
○伏屋雄紀：固体中ディラック電子系における量子輸送現象の理論的研究  
○御手洗菜美子：非平衡統計物理学を用いた生命現象の理論研究  
○望月維人：マグノン励起による磁性制御の理論研究  
○柳瀬由紀（川口由紀）：スピン自由度を持った冷却原子気体の研究

（2015年4月20日原稿受付、

文責：会誌編集委員会）

\* 受賞者が本会会員であるかどうかは会員名簿にて確認させていただきましたが、もし、間違いなどありましたら、会誌編集部宛にご連絡いただければ幸いです。

## 鈴木敬愛先生を偲んで

小泉大一 (明大理工)

東京大学名誉教授の鈴木敬愛先生が2014年11月4日73歳で逝去されました。先生は、長年、結晶塑性・転位論の研究分野で世界をリードしてこられました。

鈴木先生は1941年3月3日東京でお生まれになり、1964年東京大学理学部物理学科をご卒業後、鈴木秀次研究室で研究生生活を開始し、1969年に学位を取得されました。その後、東京大学生産技術研究所に講師として就任され、助教授を経て、1987年に教授になりました。その間、1978年9月から17カ月間ドイツ・ゲッチンゲン大学金属物理研究所に客員研究員として滞在なさいました。2001年に東京大学を退官されたあとは、一時期、東京理科大学の非常勤講師をなさっていました。

先生は、東京大学理学部物理学科の鈴木・二宮研の流れをくみ、転位論に基礎を置いた固体材料の強度、とりわけ塑性変形機構の研究に携わってこられました。塑性は確かに物性の1つですが、精密科学とは言いにくい面もあり、物理の対象としては避けられる傾向にある分野です。先生は、1) 塑性を物理の対象にしたい、2) 転位論は現象を説明できるが、固体強度の予測に使うのが難しいのでなんとかしたい、ということ、常々おっしゃっていました。

先生は、塑性変形機構の理解のためには低温での塑性実験が必要であるとお考えから、液体ヘリウム温度での変形実験を早くから始められ、比較的純度の高い結晶が得られるイオン結晶での系統的な低温変形実験で、そのイントリンシックな変形機構を明らかになさいました。脆く高温でしか変形できない半導体結晶についても、静水圧を付加することで低温変形を可能にし、半導体結晶中の転位の挙動に関して、

それまでの定説を覆す新しい知見を得られました。これらの物質の塑性は、転位がパイエルス・ポテンシャルと呼ばれる結晶性から生じる障害を乗り越えることによって生じます。このポテンシャルを絶対0度で乗り越えるときに必要な応力、すなわちパイエルス応力は、弾性定数など同様に、固体の基本的な物理量であることを先生はいつも強調されていました。

先生は数多くの実験データを集めて、パイエルス応力を剪断弾性率で規格化したものは、固体の結晶構造による幾何学的因子によってまず決まるということを示されました。同じ結晶構造を取る物質でも、硬さの温度依存性は個々の固体によって大きな差が見られますが、パイエルス・ポテンシャルが硬さを決めているような場合には、適当な量で規格化した温度と硬さの間にはそれぞれの結晶構造に依存したユニヴァーサルな関係、塑性ホモロジーがあることを示されました。これらは、新たな物質の硬さの予測を可能にするものです。

先生は、転位の量子運動や慣性運動などについての理論的な研究も行っていました。また、SR-X線トポグラフィによる固体ヘリウムの研究、レーザー光を使った高速伝播亀裂のその場観察など新しい実験手法の開発、超微小硬度計の開発、重イオン照射材の強度に関する研究などもなさいました。

先生は、1989年に開かれた日仏セミナー「セラミックスの格子欠陥」を企画・運営されたほか、2000年に始まった「転位論」国際会議(Dislocation 2000)では第一回会議運営の中心メンバーとして活動なさいました。この他にもいくつもの国際会議の開催に力を尽くされました。

ドイツからお帰りになった先生には、



昼食を十分な時間をかけて召し上がる習慣がついていたようでした。当時、生産研は六本木にありましたので、六本木の街に出かけてはゆっくりと昼ごはんを召し上がるのを日課としておられました。時々、お供をさせられましたが、そこでは、研究の話をするばかりでなく、研究以外のことで多くのことを教えていただきました。また、音楽やワインなどさまざまなことについて独自の意見をお持ちで、周囲の人々との議論を楽しんでおられました。

先生は親身になって後輩や学生たちの面倒を見る暖かなお人柄の方でしたが、ご自分のことに関してはあれこれされることをお好きではなかったようです。東大を退官なさるときにも、記念パーティの申し出を断られ、ご自分でパーティを企画なさり、私どもを招待してくださいました。ご親族の方からお知らせいただいたのが、亡くなってから1カ月後というのも、このようなことと関係しているのかもしれませんが、その数日後、先生の名前の挨拶状が届き、「自分なりに楽しい人生を送ることができました。葬儀などは済んでいるはずです」とありました。私たちの驚く顔を想像しながら準備していたに違いありません。最後まで人を驚かすことが好きな先生でした。心よりご冥福をお祈りいたします。

(2015年4月24日原稿受付)

北川米喜

## 光ってなに？；光の場と光量子との物理

大阪大学出版会，大阪，2013，ix + 264p，21 × 15 cm，本体2,800円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-87259-463-8

田口俊弘 〈摂南大理工〉



本書は、「光ってなに？」というタイトルと、表紙の可愛いイラストのおかげで、啓蒙書のような印象を与えるが、さにあらず、力学からスタートして、電磁気学、量子力学、統計物理など、物理学全般についての基礎的な法則を数式を駆使して説明し、その基礎に立脚して光の本質に迫ることを目的とした物理のテキストである。

著者の北川先生は、長年レーザープラズマの実験に従事されてきて、未だ情熱の衰えない方である。本書の中で湯川秀樹先生から直接講義を受けられたエピソードを交えておられるように、先生は京都大学理学部のご出身で、独自の物理観をお持ちであり、その気持ちに本書に結実したものと言え、たとえば、光という存在を語るにあたり、電磁気学から始めて、その帰結としての電磁波を説明するというノーマルなスタイルは取っていない。まず、素粒子の存在、エネルギーの意味といった、物理学の根源から話を始めて、力学、解析力学、相対性理論、などの物理の基礎を数式を使って説明している。これは、物質も光のような場も、運動量やエネルギーという観点に立て

ば共通であるという物理学の基本原則から理解すべきであるという著者の考えに基づいたものであろう。

力学の説明を終えて、ようやく電磁気学の章に入るが、マクスウェル方程式を概説した後は、すぐ波動の話になって電磁波が登場する。この章には、電磁場のハミルトニアンやローレンツ変換まで入っていて、一つの章に電磁気学のエッセンスが凝縮されている。続いて、点電荷からの電磁波発生があり、古典電磁気学の説明はここで終わる。

その後、量子力学の章で波動関数から電磁場の量子化まで解説し、「光量子の生成と消滅」という章で光子の定式化に進む。この章に「光子1個とはどんなものか」という節を設けたところで、「光ってなに？」を追求してきた本書の目標点に到達したと言える。このように、本書は「光の本質を探る」というテーマを軸にしているとはいえ、最終目的は著者の解釈に基づく基礎物理学全般の解説であるようだ。

では、本書はどのレベルの読者を対象にしているのだろうか。基礎的事項の説明を交えて書かれているので、初

心者でも読めるように工夫されている。しかし、ベクトルを用いて力学の説明をしているのに、後の電磁気学の章でベクトル演算の説明をするような部分もあって、予備知識なしで読むように構成されているとは限らない。このため、ある程度物理を勉強した学生や研究者、昔物理を勉強したが、もう一度勉強し直してみたい、といった読者に最適だと思われる。

なお、最後が量子統計の章になっているので、ご専門であるレーザーについて、北川先生独自の解釈が出てくることを期待していたのだが、あっさり終わっているのは残念だ。できれば、応用分野を含めて「光ってなに？」という魅力的な命題をもっと深く掘り下げた続編を書いていただければと願うものである。

(2015年1月29日原稿受付)

有馬孝尚

## マルチフェロイクス；物質中の電磁気学の新展開

共立出版，東京，2014，ix + 145p，21 × 15 cm，本体2,000円 (基本法則から読み解く物理学最前線2) [専門～学部向]

ISBN 978-4-320-03522-5

桂法称 〈東大院理〉

磁性と誘電性は固体の示す基本的な性質であり、それらを発現する磁性体や強誘電体はメモリーデバイスなどへと応用され、現代社会になくてはならないものとなっている。このことから、「もし磁性と強誘電性を併せ持つ物質があれば、電場による磁気メモリーの

制御のような画期的な技術に結びつくのでは？」と誰もが思うかもしれない。しかし、そのような特性を持つ物質はほとんど存在せず、またあったとしても磁性と強誘電性の発現機構に関連性がないため、両者の結びつきは非常に小さい、というのが固体物性における

従来の「常識」であった。しかし21世紀に入って、この常識は覆されることになる。2003年の木村らによるTbMnO<sub>3</sub>の発見を皮切りに、磁気秩序と強誘電性が共存し、かつそれらの間に巨大な結合が存在する一連の物質群が発見されたためである。

本書はそのような物質—マルチフェロイクス—の物理についての、国内初の入門書である。磁性と強誘電性は固体物性の二大分野だけに、その両者の共存するマルチフェロイクスの理解に必要な物質科学の基礎知識は広範にわたる。



そのため、初学者や他分野の研究者にとっては敷居の高い側面があり、全体像を把握している研究者による平易な解説書が待ち望まれていたといえるだろう。著者の有馬孝尚氏は、2003年の $\text{TbMnO}_3$ の発見当初からマルチフェロイクス研究の第一線で活躍されてきた実験家で、群論やこの分野の理論にも明るいため、まさに適任である。実際、本書では学部の電磁気学・統計力学の基礎から研究の最先端までが、実に小気味よくかつ丁寧に解説されている。

本書の構成は次のようになっている。まず第1章では、マルチフェロイクスの「面白さ」についての概観が述べられている。次に、第2章、第3章、第4章でそれぞれ、マルチフェロイクスの理解に必要な電磁気学、量子力学、熱・統計力学の基礎知識が解説されている。その後、いよいよ研究の最前線

の紹介へと移行していく。第5章では、外部電場に比例する磁化の変化などの、線形の電気磁気効果について解説されている。特に、磁気構造を磁気単極子、磁気四極子、トロイダルモーメントの3種の微視的な要素でエンコードし、 $\text{Cr}_2\text{O}_3$ などの具体的な物質における電気磁気効果を吟味している点が特徴的である。第6章では、最近の進展である、マルチフェロイクスにおける磁性と強誘電性の巨大な結合（非線形の電気磁気効果）についての解説が与えられており、本書の中心となる章である。この章では、契機となった実験結果と、その後の代表的な理論について、研究の時系列順に紹介されている。また、磁気秩序に由来する強誘電性が発現するためには、i) 磁気秩序が結晶の対称性を破ること、ii) 磁気双極子と電荷分布の間に何らかの関係があること、の2つが必要であることが論理的に明快に説明されている。さらに第7章で、通常の媒質中における光学応答の基礎が解説された後に、第8章でマルチフェロイクスにおける特異な光学応答についての研究結果が紹介されている。

「自分の大学院時代に、こんな教科書があれば良かったのに」というのが、評者の率直な感想である。というのも、当時マルチフェロイクス分野の理論を研究していたものの、専門用語の壁に圧倒されて、他の研究者と思うように議論できなかったうらみがあったため

である。また、実際の実験現場のイメージも掴めなかったが、本書の随所にある測定方法の紹介などから、それを感じることができた。本書から学べる読者を、羨ましく思う。また、初学者がつまずきやすい点に対する細やかな気配りも感じられる。例えば、結晶の対称操作の下での磁気双極子の変換性はそのひとつだが、第6章(p.73)で、非常に丁寧な説明が与えられている。(また、「予備知識」であるはずの第2~4章にも、評者にとっては思わぬ発見があったことを正直に告白しておく。)

読者は本書を読み進めていくうちに、「フラストレーション」や「らせん磁性」、「スピン・軌道相互作用」などの最近の固体物性のホットな話題に親しみながら、自然に研究の最前線へと誘われるだろう。学部生から幅広い分野の研究者にまで、自信をもっておすすめできる良書である。

(2015年2月6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、本会とは関与致しかねますのでご了解下さい。

## 人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

行以内) 8. 公募締切(西暦年月日、曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号、住所、所属、担当者名) ②問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等、必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

### 北海道大学低温科学研究所博士研究員

1. 博士研究員1名
2. 雪氷新領域部門宇宙雪氷学
3. 核生成に関する実験的研究。特に「水・氷の核生成機構」「気相、液相からの均質核生成」「TEM中“その場”観察」「その他、関連する研究」に興味をもって研究を遂行する意欲のある方を希望。今迄の経験不問。



- なるべく早期
- 2016年3月迄, 最大2019年度迄延長可
- 履歴書 ○業績目録 ○主要論文別刷約3編のpdf ○今迄の研究概要と抱負(約2,000字) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先(電話, e-mail)
- 適任者が見つかれば次第
- 060-0819札幌市北区北19条西8丁目北海道大学低温科学研究所 木村勇気 電話011-706-7666 ykimura lowtem.hokudai.ac.jp
- 詳細は<http://www.lowtem.hokudai.ac.jp/koubo/m47.html>参照。

#### ■電気通信大学大学院先進理工学専攻特任助教

- 特任助教1名
- オープンイノベーションコース
- 2018年末に立ち上げをめざしている「多摩連携ネットワーク研究教育拠点」事業において、「オープンイノベーション・コーディネータとして多摩地区の国立大学や研究機関に派遣される学生の研究指導, 及び派遣先における研究ニーズの調査」「成果報告会である多摩連携コロキウムの開催支援」「光量子科学を基盤とするシーズにマッチするニーズを調べ, 共同研究をコーディネートする」
- 2015年9月1日以降早期
- 2018年3月31日迄
- 博士号取得者. 光量子科学分野に対する一定の知識と経験のある方. 本プログラムの主旨を理解し, 熱意のある方.
- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト(書式任意)
- 2015年8月27日(木)
- ①182-8585調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学新世代レーザー研究センター 米田仁紀  
②電気通信大学 米田仁紀 yoneda ils.uec.ac.jp, 桂川真幸 katsuragawa uec.ac.jp
- 封筒に「多摩連携ネットワーク研究特任助教応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。

#### ■神戸大学大学院理学研究科教授

- 教授1名
- 物理学専攻物性物理学講座
- 物性物理学の実験的研究. 現在の物性物理学講座所属教授の研究分野とのバランスを重視. 大学院と学部の教育と研究指導及び全学共通教育を担当. 専攻運営に関する業務を分担.

- 2015年12月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者. 大学の管理運営の現状を十分理解し, 教育経験を有する方が望ましい.
- 履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷又はコピー5編以内 ○研究及び教育における業績概要(A4, 2枚以内) ○研究及び教育に関する着任後の計画と抱負(A4, 2枚以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(e-mail等)
- 2015年8月31日(月) 必着
- ①657-8501神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学大学院理学研究科物理学専攻 竹内康雄 電話078-803-5634 takeuchi phys.sci.kobe-u.ac.jp  
②同専攻 太田 仁 電話078-803-5646 hohta kobe-u.ac.jp
- 封筒に「人事公募関係書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却. 男女共同参画基本法の趣旨に則り, 女性の積極的な応募を歓迎.

#### ■京都大学大学院理学研究科特定助教

- 特定助教2名
- 化学反応学特別講座
- 溶液化学反応の超高速光電子分光及びそれに必要な高次高調波光源の開発. 基盤研究(S)「液体の超高速光電子分光による溶液化学反応の研究(研究代表者: 鈴木俊法)」の推進を目的に設置された特別講座. 着任後は特別講座の一員として本分野の研究を進めて頂く. 研究や職務内容等詳細は上記研究代表者に問合せのこと.
- 決定後早期
- 勤務実績により年度毎の更新可(最長2020年3月31日迄)
- 採用時点の博士号取得者(国籍不問)
- 履歴書(上部余白欄に「化学反応学特別講座教員人事応募」と明記し各項目は年月日まで記載) ○業績リスト ○主要論文の別刷3編以内 ○今迄の研究内容の概要(A4, 3枚以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先 ○全て各2部
- 2015年8月31日(月) 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化学専攻 大須賀篤弘 電話075-753-3999 shunin kuchem.kyoto-u.ac.jp <http://www.kuchem.kyoto-u.ac.jp/organization/kobo/>

#### ■電気通信大学大学院情報理工学専攻先進理工学専攻特任研究員又は特任助教

- 特任研究員又は特任助教1名
- 桂川研究室
- 広い意味での量子エレクトロニクス分野における実験研究. 主に量子コヒーレンスの断熱操作と, それを基礎とする線形・非線形の様々な光学過程の操作に興味をもって研究を進めている. 専門分野不問だが, レーザーの扱いに経験のある方が望ましい.
- 2015年10月1日以降早期
- 任期付常勤(1年毎更新, 最大2018年度迄)
- 博士号取得者か着任迄の取得見込者
- 履歴書 ○業績リスト(論文, 学会発表, その他)
- 2015年8月31日(月)
- 182-8585調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学大学院情報理工学専攻 先進理工学専攻 桂川真幸 電話/Fax 042-443-5475 katsuragawa uec.ac.jp

#### ■分子科学研究所教授

- 教授1名
- 理論・計算分子科学研究領域理論分子科学第二研究部門
- 複雑系量子ダイナミクスの理論を基礎として分子科学の発展に指導的役割を果たす研究者.
- できる限り早期
- 推薦書(自薦の場合は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○研究構想(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文10編以内の論文別刷又はプレプリント(特に重要な論文3編に印) 各2部
- 2015年9月10日(木) 消印有効
- 444-8585岡崎市明大寺町西郷中38番地 自然科学研究機構岡崎総合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113
- 詳細は<http://www.ims.ac.jp/recruit/2015/>参照. 本研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる.

#### ■高エネルギー加速器研究機構技術職員

- 技術職員5名(公募番号: 機構技術15-1)
- 素粒子原子核研究所1名, 物質構造科学研究所(放射光科学研究施設)1名, 加速器研究施設3名

3. 本機構の各研究所・研究施設に所属し、研究課題に関する技術及び関連技術の開発を行うと共に、各研究所・研究施設が行う装置の運転・管理業務に従事する。
4. 2016年4月1日
5. 特になし
6. 1982年4月2日以降に生まれた方(雇用対策法施行規則第1条の3第1項第3号のイ「長期勤続によるキャリア形成」に該当するため)で、高等専門学校又は理工系大学卒業者(2016年3月卒業予定者含)、又は同程度以上の能力を有する者。
7. ○履歴書(通常の履歴事項の後に、応募する公募番号、希望する研究所・研究施設の名称(複数ある場合は希望順位を必ず明記)及びe-mailがある場合は明記) ○今迄の仕事の概要(在学生の場合は卒業研究の内容) ○志望動機及び抱負
8. 2015年9月18日(金)17時必着
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 大学共同利用機関法人高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第二係  
②電話029-864-5117
10. 封書に「技術職員公募書類在中」、「機構技術15-1」と朱書き郵送の場合は書留送付。詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/15-1.pdf>参照。

#### ■神奈川大学工学部専任教員

1. 特別助教又は特別助手1名
2. 物理学教室
3. 物理学一般、特別助教の場合は、研究・教育、特別助手の場合は、専攻分野の研究及び教育の補助。
4. 2016年4月1日
5. 5年
6. 博士号取得者(見込者含)又は同等以上の研究業績を有する者。
7. ○履歴書(写真貼付、本学所定書式) ○研究業績目録(本学所定書式) ○主要著書及び論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要と今後の研究計画(A4,1頁以内) ○教育に対する抱負(A4,1頁以内) ○教育経験概要(A4,1頁以内) ○外部資金獲得状況 ○照会可能者2名の氏名、所属、電話、e-mail ○希望職名
8. 2015年9月30日(水)必着
9. ①221-8686横浜市神奈川区六角橋3-27-1 神奈川大学学長室気付 工学部長 林憲玉 電話045-481-5661(代)  
②工学部物理学教室 日比野欣也 Fax

045-413-7288 hibino n.kanagawa-u.ac.jp

10. 書式は<http://www.kanagawa-u.ac.jp/employment/professor/fulltime/> 専任教員採用情報からダウンロード可。

#### ■群馬工業高等専門学校助教

1. 助教1名
2. 一般教科(自然科学)
3. 物理(高校及び大学基礎教育レベルの授業、実験実習・卒業研究等の指導及び専攻科の指導)、理論系、実験系は不問。
4. 2016年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者又は2016年3月迄に取得可能な方。教育・研究等に熱意をもって当たられる方。地域の産官学との共同研究等、地域貢献に熱意のある方。科研費等外部資金獲得に意欲のある方。採用予定日において35歳未満の方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧表 ○主要論文別刷5編以内 ○今迄の研究経過概要1部(A4,約1,000字) ○教育実績一覧 ○着任後の教育・研究に関する抱負1部(A4,約2,000字) ○推薦書1通又は照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2015年9月30日(水)必着
9. ①371-8530前橋市鳥羽町580 群馬工業高等専門学校総務課人事・労務係 電話027-254-9010 Fax027-254-9022 jinji jim.gunma-ct.ac.jp  
②一般教科(自然科学) 碓氷 久 電話027-254-9000 usui nat.gunma-ct.ac.jp
10. 封筒に「一般教科(自然科学)教員応募書類」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細は<http://www.gunma-ct.ac.jp/>参照。

#### ■東京電機大学理工学部教授

1. 教授1名
2. 理学系物理学コース
3. 広い意味の物性理論、教養科目(実験含)、専門科目、修士課程科目、博士課程科目の担当、大学運営、アウトリーチ活動。
4. 2016年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。物性物理学、統計力学に精通し、大学院博士課程で学生の研究指導ができること。
7. ○履歴書 ○学位記の写し ○研究業績・教育実績リスト ○外部資金獲得

状況 ○主要論文別刷約5編各1部  
○主要な研究成果と着任後の研究計画(A4,2枚以内) ○教育に対する抱負(A4,2枚以内) ○推薦状1通

8. 2015年9月30日(水)必着
9. ①350-0394埼玉県比企郡鳩山町石坂 東京電機大学理工学部理学系 大塚尚久  
②物理学コース 小田垣孝 電話049-296-2912 odagaki mail.dendai.ac.jp
10. 封筒に「応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。本学は男女共同参画推進に取り組んでいる。個人情報を選考及び採用以外の目的には不使用(応募の秘密は厳守する)。詳細は<http://web.dendai.ac.jp/saiyo/>参照。

#### ■岩手大学理工学部女性教員

1. 教授又は准教授1名
2. 物理・材料理工学科数理・物理コース(2016年度の全学改組により設置予定の学科、文部科学省の認可結果等は当該公募の採用条件等に影響しない)、フロンティア材料機能工学専攻(博士前期課程)。
3. 物理学分野(物性物理学分野、原子核・素粒子物理学分野及び宇宙物理学分野)、担当授業科目(学部):基礎ゼミナール、量子物理学、物理・材料理工学実験等の専門科目。
4. 2016年4月1日
5. なし
6. 女性に限る。博士号取得者。日本語で教育と大学運営に対応できる者。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(学術論文とそれ以外を分類) ○学術論文別刷5編以内 ○研究業績概要、着任後の教育と研究に対する抱負 ○外部資金取得状況 ○照会可能者2名の氏名、連絡先
8. 2015年9月30日(水)必着
9. 020-8551盛岡市上田4-3-5 岩手大学工学部マテリアル工学科 松川倫明 電話019-621-6358 matsukawa iwate-u.ac.jp
10. 書類審査及び面接(旅費自己負担)。「物理・材料理工学科数理・物理コース女性教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。書類返却不可。女性研究者の採用・定着促進のためのスタートアップ経費の支援を受ける事ができる。

#### ■理化学研究所特別研究員

1. 特別研究員2名
2. 創発物性科学研究センター統合物性科

学研究プログラム量子多体ダイナミクス研究ユニット

- 局所操作を用いた光格子量子シミュレータの開発(実験), 光格子中の極低温原子を用いた非平衡ダイナミクスの研究
- 適任者が決まり次第
- 単年度契約の任期制職員で評価により2018年3月31日まで再契約可能
- 博士号取得者(取得後5年未満)又は採用日迄の取得見込者.
- 詳細は <http://www.riken.jp/careers/researchers/20140715/> 参照.
- 2015年9月30日(水)
- 351-0198 和光市広沢2-1 理化学研究所創発物性科学研究センター量子多体ダイナミクス研究ユニット 福原武 電話 048-467-4009 Fax 048-462-1403 takeshi.fukuhara riken.jp
- 応募書類不返却.

#### ■大阪大学レーザーエネルギー学研究センター教授

- 教授1名
- 高エネルギー密度科学研究部門
- 専門分野: プラズマ物理, 核融合理工学又は何れかの研究経験のある方. 職務内容: 高温・高密度・高強度場を対象とする高エネルギー密度科学の学理とそれに基づく応用研究を理論・シミュレーションに基づいて推進し, 共同利用・共同研究拠点活動の展開を図る. 本学理学研究科の協力講座の教員として学生を指導する.
- 決定後早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○業績リスト(原著論文, 解説, 著書, 学会発表, 特許, 受賞歴, 資金獲得実績等) ○主要論文別刷3編(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 約2枚) ○着任後の研究計画(A4, 約2枚) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2015年10月5日(月) 必着
- ①565-0871 吹田市山田丘2-6 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 嶋地 宏 ②村上匡且 電話 06-6879-8743 Fax 06-6877-4799 murakami-m ile.osaka-u.ac.jp
- 詳細は <http://www.ile.osaka-u.ac.jp> 参照. 着任時期等は上記担当者まで問合せのこと.

#### ■核融合科学研究所准教授

- 准教授1名
- ヘリカル研究部高密度プラズマ物理研究系高密度プラズマ輸送研究部門
- 重水素プラズマ中の輸送研究に軸足を置きつつ, その過程で生み出されるプラズマ物理に関する知識や技術を基に新たな学術領域や応用分野を開拓する事を求める. 自然科学研究機構においても機関の枠を超えた新たな学問分野の創生を目指しており, その中核となる連携研究を推進する, 基礎から核融合までプラズマ科学を広く俯瞰する事が可能な准教授を求める.
- 決定後早期
- 5年(在任中の業績評価により再任可)
- 博士号取得者等
- 履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
- 2015年10月23日(金) 17時必着
- 核融合科学研究所 管理部総務企画課 人事・給与係 電話 0572-58-2012
- 封筒に「高密度プラズマ物理研究系高密度プラズマ輸送研究部門(准教授)公募関係書類」と朱書き郵送の場合は書留送付. 詳細は <http://www.nifs.ac.jp/jinjji/> 参照.

#### ■東京大学物性研究所助教

- 助教1名
- ナノスケール物性研究部門大谷研究室
- ナノスケールの磁性体・半導体・超伝導体ヘテロ構造を用いてスピン流電流変換や高周波スピンドイナミクス等のスピントロニクスに関わる物性研究. 新奇なスピン変換現象の探索やスピンドイナミクス物性の開拓に意欲的で活力ある研究者を希望. 経験・専門分野不問.
- 決定後早期
- 5年, 再任1回可(審査有)
- 博士課程修了又は修了見込
- 履歴書(略歴可) ○業績リスト(特に重要な論文には丸印付記) ○主要論文別刷約3編(写可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦書又は意見書(推薦の場合は推薦者が送付, 応募の場合は作成者が送付)
- 2015年10月30日(金)
- ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話 04-7136-3207

issp-somu2 issp.u-tokyo.ac.jp

- ②ナノスケール物性研究部門 大谷義近 電話 04-7136-3488 yotani issp.u-tokyo.ac.jp
- <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html> の公募通知を確認の上応募すること.

### 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)

#### ■プラズマシミュレータシンポジウム 2015

主催 核融合科学研究所数値実験炉研究プロジェクト

日時 2015年9月3日(木)~4日(金)

場所 核融合科学研究所(509-5292 土岐市下石町322-6 電話 0572-58-2541)

内容 「数値実験炉研究プロジェクト共同研究」の報告会としてスーパーコンピュータ「プラズマシミュレータ」を利用して得られた最新の研究成果の報告とその議論を行う一方, プラズマ・核融合分野はもとより関連分野の最前線で活躍する研究者を招待講演者として招き, 最新の研究トピックスについて紹介する. スーパーコンピュータの能力向上に伴う今後の展望についても議論を行う.

定員 なし

参加費 無料(懇親会費別途)

発表申込締切 2015年8月14日(金)

参加申込締切 当日受付可

連絡先 核融合科学研究所プラズマシミュレータシンポジウム2015実行委員会(総務: 菅野龍太郎, 受付担当: 大澤敦子) pss2015 nifs.ac.jp <http://nsrp.nifs.ac.jp/pss2015/>

#### ■第25回格子欠陥フォーラム

主催 日本物理学会・領域10「格子欠陥・ナノ構造」分科

日時 2015年9月14日(月)~15日(火)

場所 大阪大学基礎工学研究科G508室

(560-8531 豊中市待兼山町1-3 電話06-6850-6111)

内容 「材料の強化と劣化のサイエンス」をテーマに、結晶性構造材料における格子欠陥の基礎物性の評価及び格子欠陥が寄与する材料の強化・劣化メカニズムの研究に関する招待講演を企画。当該分野における先端的な話題を提供頂くと共に参加者との議論を通じて、格子欠陥研究の現状と今後の課題について理解を深めることを目指す。講演者：竹内伸(東京理科大)、岩瀬彰宏(大阪府立大)、高井健一(上智大)、永井康介(東北大)、沼倉宏(大阪府立大)、紙川尚也(弘前大)、板倉充洋(原子力機構)、松本龍介(京都市大)。

定員 約50名

参加費 5,000円、学生3,000円

参加申込締切 2015年9月11日(金)

連絡先 560-8531 豊中市待兼山町1-3 大阪大学基礎工学研究科 君塚 肇 電話06-6850-6196 kimizuka me.es.osaka-u.ac.jp <http://www.r10.div.jps.or.jp/LatticeDefect/Contents/forum.html>

#### ■本多記念講演会—金研100周年を前にして—

主催 本多記念会

日時 2015年10月2日(金)

場所 ホテルメトロポリタン仙台(980-8477 仙台市青葉区中央1-1-1 電話022-268-2525)

内容 我が国の物理冶金学の創始者である本多光太郎先生が創立した東北大学金属材料研究所(金研)が来年100周年を迎えることから、100年前の本多先生の業績を再評価し、何をどのように伝承するかを議論する。

定員 なし

参加費 無料

申込 当日受付

連絡先 980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1 東北大金研内 本多記念会事務局 佐藤正義 電話022-215-2868 ma-sato imr.tohoku.ac.jp

#### ■第1回ドイツ物理学セミナー

日時 2015年10月2日(金)

場所 フリッツ・ハーバー研究所 Richard-Willstätter-Haus (Faradayweg 10, 14195 Berlin, Germany/ドイツ・ベルリン)

内容 ドイツにて物理学の研究に携わっている研究者同士の交流、ドイツでの物理学研究者ネットワークの構築を目的としたセミナー。言語は日本語。内容は招待

講演：手嶋政廣氏(マックス・プランク物理学研究所/東京大学宇宙研究所)、一般講演、自己紹介、歓談での構成予定。

定員 約40名

参加費 15€、学生9€

一般講演申込締切 2015年8月31日(月)

参加申込締切 2015年9月25日(金)

連絡先 イエナ大学物理 制野かおり

seino ifto.physik.uni-jena.de

その他 詳細は<https://sites.google.com/site/jpsingermany/home/seminar15>参照。

#### ■第20回久保記念シンポジウム「非平衡をめぐる数理」

主催 久保記念シンポジウム組織委員会

日時 2015年10月3日(土)13時~16時

場所 学士会館202号室(東京都千代田区神田錦町3-28 電話03-3292-5936)

内容 舟木直久<東大数理>統計物理学への確率論によるアプローチ、湯川論<阪大理>乾燥破壊における動的スケーリングとその数理モデル、笹本智弘<東大数理>非平衡統計力学における厳密に解ける模型と普遍性

定員 100名

参加費 無料

連絡先 東京都渋谷区南平台15-15 今井ビル6F 井上科学振興財団 電話03-3477-2738 inoue01 inoue-zaidan.or.jp

その他 久保記念シンポジウム組織委員会：田崎晴明(学習院大理)、樽茶清悟(東大工)、宮下精二(東大理)。詳細は<http://www.gakushuin.ac.jp/~881791/ks/20/>参照。シンポジウムに引き続き第19回(2015年度)久保亮五記念賞贈呈式を開催。

#### ■第60回表面科学基礎講座

主催 日本表面科学会

日時 2015年10月20日(火)~21日(水)

場所 大阪大学 コンベンションセンター(565-0871 吹田市山田丘1-1 電話06-6879-7171)

内容 「表面・界面分析の基礎と応用」について、初心者、若手研究者、技術者を対象として、入門的且つ具体例を豊富に挙げて解説する事を目的とした講座。

定員 100名

参加費 30,000円、学生5,000円(テキスト代、消費税込)

参加申込締切 2015年10月14日(水)

連絡先 113-0033 東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレーション402 日本表面科学会事務局 電話03-3812-0266 Fax 03-3812-2897 shomu sssj.org

その他 詳細は<http://www.sssj.org>参照。

#### ■第54回NMR討論会(2015)

主催 日本核磁気共鳴学会

日時 2015年11月6日(金)~8日(日)

場所 千葉工業大学津田沼キャンパス(275-0016 習志野市津田沼2-17-1 電話047-475-2111)

内容 日本核磁気共鳴学会の年会として毎年開催。NMR研究の第一線で活躍する国内外の研究者による交流や情報交換を推進。

発表演題登録締切 2015年8月17日(月)

事前参加登録締切 2015年9月25日(金)

連絡先 nmr54 kuba.jp <http://www.nmrj.jp/NMR2015/>

#### ■第33回量子情報技術研究会(QIT33)

主催 電子情報通信学会量子情報技術時限研究専門委員会

日時 2015年11月24日(火)~25日(水)

場所 NTT厚木研究開発センタ講堂(243-0198 厚木市森の里若宮3-1)

内容 量子情報、量子計算、量子暗号等広く量子情報技術に関わる理論的研究、実験的研究、計算機科学的研究、数学的研究及びその他関連分野(申込状況により査読有)

定員 約200名

参加費 事前振込：2,500円、学生1,000円。当日払い：3,500円、学生2,000円(資料有)/1,000円(資料無)。懇親会費別途。

申込 <http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/qit/>より

口頭講演申込締切 2015年10月9日(金)

ポスター講演申込締切 2015年10月23日(金)

参加申込締切 2015年10月30日(金)

連絡先 NTT 河野泰人、高橋康博、森越文明、東浩司 qit33 lab.ntt.co.jp

#### ■The 11th International Conference on Coatings on Glass and Plastics

主催 International Organizing Committee of ICCG and Fraunhofer IST (Local organizer)

日時 2016年6月12日(日)~16日(木)

場所 Conference Center (Stadthalle Braunschweig, Leonhardplatz, 38102 Braunschweig, Germany)

内容 実現したい成膜製品にベストの成膜技術を横断的に比較選択できる為の国際ネットワークを構築してもらう等を狙いとして創設された。発表と参加におけるアカデミックと産業のバランス、シングルセッション等の特徴とし、教育用のショートコースや展示会も併設。毎回世

界中から300~400人が参加。今回はドイツの研究開発の中心ブラウンシュバイクで開催。この機会に日本からも是非講演・参加して頂きたい。

定員 なし

参加費 Full conference (早期): €750, 学生€350

アブストラクト締切 2015年11月30日(月)

参加申込締切 2016年5月13日(金)(早期: 2016年3月4日(金))

連絡先 青山学院大学 重里有三 電話 042-759-6223 yuzo chem.aoyama.ac.jp <http://11.iccg.eu/en/home>

#### ■The 14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos

主催 自然科学研究機構・国立天文台

共催 国立研究開発法人理化学研究所

日時 2016年6月19日(日)~24日(金)

場所 朱鷺メッセ(950-0078新潟市中央区 万代島6-1 電話025-246-8400)

内容 宇宙・銀河・恒星・星間物質の進化過程と元素の起源について、原子核を基軸とした宇宙核物理の最大の国際会議。

連絡先 181-8588三鷹市大沢2-21-1 国立天文台 南棟3階315号室 理論研究部 梶野敏貴 電話0422-34-3749 Fax 0422-34-3746 <http://th.nao.ac.jp/MEMBER/kajino/j/>

#### その他

#### 助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象(1行18字で7行以内)

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

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

#### ■宇宙科学振興会 国際学会出席旅費助成

対象 宇宙物理学(地上観測除く)及び宇宙工学(宇宙航空工学含)に関する独創的・先端的な研究活動を行っている若手研究者(当該年度4月2日で35歳以下), 又はシニアの研究者(当該年度4月2日で63歳以上且つ定年退職した者)で, 国際研

究集会で論文発表又は主要な役割等が原則として確定している者。

助成内容 約10~25万円/件(年間約10件)

応募締切 2015年10月1日~2016年3月31日の間の発着対象: 2015年8月31日(月), 2016年4月1日~9月30日の間の発着対象: 2016年2月29日(月)

問合せ先 252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会事務局 電話 042-751-1126 admin spss.or.jp

その他 詳細は<http://www.spss.or.jp>参照。申請書をダウンロード・作成の上, 必要書類を添付し, e-mailで申請のこと。

#### ■宇宙科学振興会 国際学会開催助成

対象 宇宙科学研究を推進している国内の学術団体(研究所, 大学等)で, 宇宙物理学(地上観測除く)及び宇宙工学(宇宙航空工学含)に関する国際学会, 国際研究集会の国内開催を主催しようとする団体。

助成内容 約30~50万円/件(年間約3~5件)

応募締切 2015年10月1日~2016年3月31日に開催の国際学会対象: 2015年8月31日(月), 2016年4月1日~2016年9月30日に開催の国際学会対象: 2016年2月29日(月)

問合せ先 252-5210相模原市中央区由野台3-1-1 宇宙科学振興会事務局 電話 042-751-1126 admin spss.or.jp

その他 詳細は<http://www.spss.or.jp>参照。申請書をダウンロード・作成の上, 必要書類を添付し, e-mailで申請のこと。

#### ■第10回凝縮系科学賞候補者推薦依頼

対象 広い意味での凝縮系科学の研究に従事する若い研究者(2015年12月末日現在, 博士学位取得後10年以内の者)。原則として実験系・理論系各1名(該当者が無い場合には見送ることがある)。

顕彰 賞状, 盾及び賞金20万円

推薦方法 自薦又は他薦。候補者についての書類(○略歴 ○全業績リスト ○研究業績概要(A4, 2枚以内) ○主要論文別刷3編以内 ○他薦の場合は推薦書 ○書式は自由)をe-mailで送付。

推薦締切 2015年9月25日(金)

提出先及び問合せ先 名古屋大学理学研究科物理学教室 寺崎一郎 電話052-789-

5255 terra cc.nagoya-u.ac.jp

その他 授賞式: 2015年11月13日(金), 東京大学小柴ホール。運営委員: 永長直人(委員長), 秋光 純, 小野輝男, 鹿野田一司, 柴山充弘, 谷村吉隆, 常行真司, 寺倉清之, 寺崎一郎, 福山秀敏, 三宅和正, 宮野健次郎。詳細は<http://prize.condmat.net/>参照。

#### ■島津科学技術振興財団 平成27年度研究開発助成

対象 科学技術, 主に科学計測及びその周辺の領域における基礎的な研究。

応募資格 原則として, 国内の研究機関に所属する45歳以下の新進気鋭の研究者。国籍不問。

助成内容 総額1,200万円(100万円以下/件)

応募方法 当財団HPから申請書をダウンロードし, 必要事項を記入の上, 当財団宛に直送。

応募締切 2015年9月30日(水) 必着

問合せ先 604-8445京都市中京区西ノ京 大寺町1番地 公益財団法人島津科学技術振興財団事務局 大谷文彦 電話 075-823-3240 Fax 075-823-3241 ssf zaidan.shimadzu.co.jp <http://www.shimadzu.co.jp/ssf>

その他 詳細は<http://www.shimadzu.co.jp/ssf/h27bosyu.html>参照。選考審査: 当財団に設置する選考委員会が選考し, 理事会において決定。結果は12月上旬に当財団HPで発表し, 助成金受領決定者へのみ書面で通知。

#### ■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。)

8月ユーザ名 : 15Aug

パスワード: Owen797

9月ユーザ名 : 15Sep

パスワード: Paul688

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揭示板欄(\*印は会告欄)をご参照下さい.]

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号ま たは世話人
2015年			
8/3~6	Int. Workshop on Molecular Architectonics	斜里町(北海道)	70-5
8/3	市民講座「原子層科学～ベンゼンから、カーボンナノチューブ、グラフェンまで」	京都市	70-6
8/10~12	流体若手夏の学校2015	南知多町(愛知)	70-6
8/27	第5回X線反射率測定講習会	つくば市(茨城)	70-2
8/31~9/4	第27回コンピューターショナル・マテリアルズ・デザインワークショップ	豊中市(大阪)	70-6
9/1~2	第31回分析電子顕微鏡討論会	千葉市	70-6
9/1~3	第9回プラズマエレクトロニクスインキュベーションホール	御殿場市(静岡)	70-7
9/3~4	プラズマシミュレーションシンポジウム2015	土岐市(岐阜)	70-8
9/7~9	第49回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	北九州市(福岡)	70-6
9/7~9	2015年日本液晶学会講演会・討論会	横浜市	70-7
9/14~15	第25回格子欠陥フォーラム	豊中市(大阪)	70-8
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会(関西大学)(物性)	吹田市(大阪)	日本物理学会
9/23~25	第63回レオロジー討論会	神戸市	70-5
9/24~25	TMU Int. Symp. on "New Quantum Phases Emerging from Novel Crystal Structure"	八王子市(東京)	70-4
9/24~25	第6回社会人のための表面科学ベーシック講座	東京	70-7
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会(大阪市立大学)(素核宇)	大阪市	日本物理学会
9/26~28	日本流体力学学会年会2015	東京	70-4
9/28~10/2	5th Int. Conf. on Quantum Cryptography, Updating Quantum Cryptography and Communications 5	東京	70-4
10/2	本多記念講演会一金研100周年を前にしてー	仙台市	70-8
10/2	第1回ドイツ物理学セミナー	Berlin(ドイツ)	70-8
10/3	第20回久保記念シンポジウム「非平衡をめぐる数理」	東京	70-8
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
10/25~30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
11/2~4	第54回電子スピンスサイエンス学会年会	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
11/6~8	第54回NMR討論会(2015)	習志野市(千葉)	70-8
11/10~12	第56回高圧討論会	広島市	70-6
11/24~25	第33回量子情報技術研究会(QIT33)	厚木市(神奈川)	70-8
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
2016年			
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会(東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
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

筆者が学部4年生の頃、理論演習として配属された数理物理の研究室で高温超伝導およびモット転移の基礎理論の論文を読むこととなった。ゲージ場や経路積分を駆使した難物である。自分なりに場の理論の教科書を独学したもの、論文中の式を演習時間中に導出していくことには大変苦心し、指導教官を幾度となく怒らせてしまった苦い思い出がある。

この時、温度グリーン関数というものを学んだ。別名を松原グリーン関数という。電磁気学で扱うグリーン関数の時間を虚数化するだけで温度が表現でき、多体問題の計算を進めることができることには本当に驚かされたし、またこの発明が日本人の手によるものであると知り、大学院での研究生活を目前に控えた身として武者ぶるいを覚えたものだ。

“A New Approach to Quantum-Statistical Mechanics”と題された松原武生の論文がProgressに出版されたのはちょうど60年前のことだ。タイトルを見ただけでも当時の興奮が伝わってくる。今号においてLeggett氏が印象深く著しているように、松原研究室、久保研究室など、当時の日本の物性理論研究は大変活気にあふれ画期的な成果が

数多く出されていた。これらは現在においても、物性研究の基礎をなしている。松原先生のご冥福を心よりお祈りしたい。

国際光年(IYL2015)を記念するシリーズが始まった。編集委員会で最初にIYL2015の話聞いた際、「いったい何の発見を起点とした10 $N$ 年( $N$ は自然数)になっているのだろう。一般相対論100年のことだろうか。」と話題になった。シリーズ序言にある通り、屈折や反射といった光の基本的性質を精密に調べた1000年前(!)の研究をもって近代光学研究の嚆矢とするとのことである。お見せしました。会誌では今号掲載の霜田氏によるレーザー開発史の記事を皮切りに、可視光のエネルギー領域を中心として、多彩な対象における光の役割を紹介する予定である。

自然を理解したい、という人類の欲求は貪欲だ。観測や実験、また理論の精密化に伴い未解決の問題は次々と生じ、その解決への努力を通じて自然理解のレベルを深化させていく。だが1000年前、60年前といった過去の研究成果が現代的価値を失わないのは、問題の設定の方法が適切で、かつ理解にいたる論理の組み立て方そのものに普遍的な価値があることの証左なのだろう。戦後70年を経て、社会や価値観のめまぐるしい変転を実感する昨今、物理学の

先達が獲得してきた普遍性は一層の輝きを放つように筆者には感じられる。

藤山茂樹〈

### 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

### 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巻 第8号 (平成27年8月5日発行) 通巻793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。