

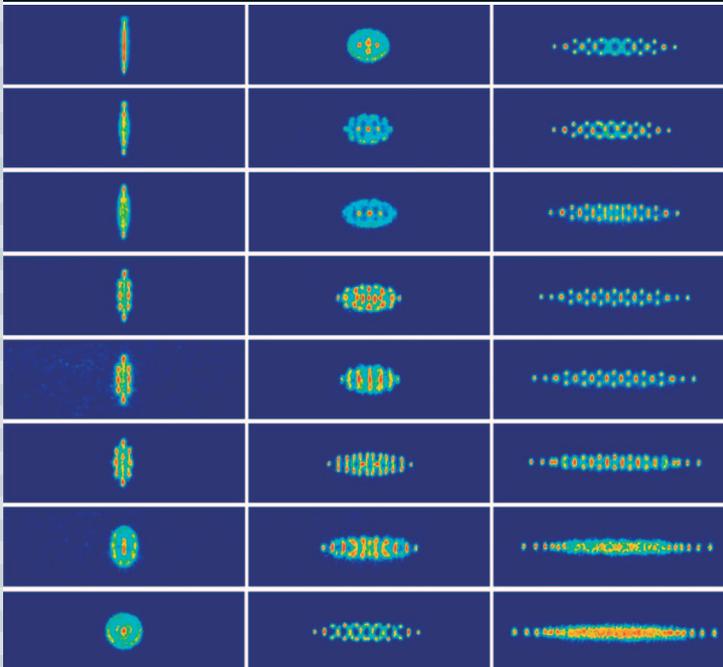
- 物理学70の不思議
- 物質の五感を操り,機能を紡ぐ
- 固体表面での水素分子の核スピンドYNAMICS
に見られる磁気・電氣的応答
 - 超流動 $^3\text{He-A}$ における
時間反転対称性の破れと固有マグナスカ
- 代議員候補者立候補のお願い

NO.

10

2016 | VOL. 71

B U T S U R I
日本物理学会誌



正会員の皆様へ

第73～74期代議員候補者 立候補のお願い
—10月28日（金）午後5時締切です—

代議員は全正会員の投票により選出することになっており、本会細則に従い、立候補による候補者を正会員から募ります。（立候補による代議員数は60名以内。）

代議員候補者として立候補する方は、本号会告723頁をお読みいただき、締切期日の10月28日（金）午後5時までにマイページから立候補手続きをしてください。

2016年10月

選挙管理委員会委員長 高橋博樹

不思議累々

森川 雅博 (会誌編集委員長 hiro@phys.ocha.ac.jp)

毎月の会誌編集委員会とともに理事会の長い会議がある。今日の会議で私は、学会誌の次年度基本方針を明快な形で答えられず、どうするのがよいのか考えあぐねていた。一方、会誌で今年度始まった物理学70の不思議シリーズ、編集委員の日々の議論や合宿執筆大会の甲斐があり、順調に進んでいる。謎が解けなくても不思議さが整理されるとすっきりする。しかし物理に限らず、物理をやっているほうの人間や集団、その周辺にも謎や不思議は尽きない。同シリーズに便乗して、もやもやした不思議を整理してみたい。

不思議71：自律するヒト集団の決める時間の矢——暴走する複雑化 動物や微生物の群れに限らずヒトの集団を観察すると面白い。活動のパターンや構造・機能が自発的に現れてくる。とりわけ、その構造は一方的に複雑化する。政治も法律も、そして大学の組織も物理学会も例外なく複雑化する。対処しなければならない案件が増えて、相談して解決していく過程が多様になり、それに応じて会議の数も時間も増えていく。さらに計算機や電子機器も同様、どんどん複雑化し多様化する。あの小さなCPUチップの中で実際何が起きているのか把握できないけど、ハードもソフトも年々確実に複雑化する。かつての携帯電話から最近のスマホ、そしてこのスマホ契約体系も山のようにプランが錯綜し複雑化している。大学周辺でも、カリキュラムが多様化し複雑に絡み合って何が何だかわからない。副専攻も取れるとか、この科目群から何単位以上何単位以下取得せよ、と上限までついている。新入生へのガイダンスで、教員のだれもが説明できないぐらいルールが複雑だ。昔の「必修含めて124単位取得卒業」という清々しい単純論理から、とてつもなく複雑怪奇化してしまった。物理だってそうかもしれない、理論も実験も。このように世の中が確実に複雑化する背

景にはその理由があるはずだ。組織が進化し機能が向上してきている、とみることができればうれしい。でも何かエントロピーが増えているだけ、という気もしてくる。

よく見ると、複雑化する中で同じ構造が繰り返されていることがわかる。自治体が大きくなっても、結局上位層から下位層への統治であり、各階層の機能はどれも同じ。きつとCPUチップも、大学の会議も同じなんじゃないだろうか。進化し高度に組織化することは、同じ構造が繰り返し階層的に現れてくるということだろうか。これが無限に続いて世の中は永遠に複雑化し続けるのだろうか？ 嫌だなあ。

不思議72：個人と集団の境界はどこにあるのか——自由意志はどこで消えるのか 個人はそれぞれ自由意志を持っている、とみんな確信している。そして自分が自由な意思で行動を決めていると自負している。しかし、 N 人の集団($N \gg 1$)の中では、個々の自由意志は全く見えない。その代わりに、集団としての得体の知れない意志が圧倒的に顕著になってくる。どの段階で自由意志が失われるのだろうか？ これはすでに $N=2$ の段階でかなり失われることは、結婚してしまった場合を考えれば明快である。でもさらに N が大きくなると、もとの個人の自由意志は瞬間になくなっていくのである。町内会の論理、市の論理、県の論理、国の論理、と形を変えて、なにかとても大きな動かしがたい意志が勝手に発生してくる。大学だって、各教員の自由意志は、学科の論理、学部の論理、大学の論理と形を変え、いつの間にか各教員の自由意志などすべてどこかに消えてしまう。その代わり、教員の論理、学生の論理、企業の論理、大学の論理など、勝手な意志が出てくる。それらが整合すればよいけど、往々にして本質的に矛盾しあい、全体を見渡した合理的な個人の自由意志などの出

る幕はない。個人の自由意志と集団の行動原理の境界がどこにあるのか、という問いは大変切実である。

不思議73：異質なもの同士の理想的な出会いとは？ 個人が集積して集団ができる。この集団の中では複数の異なる機能を持った要素が接合する。異なる集団同士もまた接合する。この接合がしばしば穏やかではなく厄介である。編集委員会の中でいえば、素核宇と物性との接合であり、この70の謎企画を始める時も、“70の未解決問題”とするか“70の挑戦”とするかで大いにもめた。同じ物理教室が第1・第2と分かれ接合が先鋭化していたりするところもある。日本の物理と応用物理も理想的に接合できているとは思えない。政党だって国会で決して相容れない接合を持っている。でも本当は、集団が発展的に活動するためには、異質なもの同士の接合から生まれる新たな機能は重要だと思われる。ただトランジスタの接合のような理想的な接合は、ヒト集団ではなかなか実現しにくい。だから“挑戦”なのだろう。

——いろいろ書いてくると、これはまず会誌編集委員会の問題であると気づいた。◆委員会規定・細則も投稿規定も複雑化は確かに進む傾向にある。しかし、同じ内容の繰り返しだったりする。その場その場の対応を列挙するのでなく普遍的なルールを見つけたい。我々は物理屋集団なんだから。◆集団として意思決定すると堅実ではあるが個性的な自由意志が発現しない。今の編集委員会、各編集委員の自由意思をもっと尊重してもよいと思う。ただし議論する余地は十分残して。◆編集委員会は物理のあらゆる分野の接合体である。理想的な接合を求めて、プレーストリーミングや記事提案で、分野を超える率直な議論を大事にしたい。

(2016年7月26日原稿受付)

巻頭言 Preface

不思議累々

Where Has All Our Freewill Gone?—Lost in Ever Increasing Complexity—

森川雅博 …… 661

Masahiro Morikawa

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

宇宙初期のインフレーションはどこまで解明できるか？

664

超伝導の転移温度はどこまで上がる？

664

「量子」と「古典」の境界はどこにあるのか？

665

極限環境への挑戦：低温・高圧・強磁場

665

現代物理のキーワード Trends

物質の五感を操り，機能を紡ぐ

Cultivating the Functionalities by Manipulating the 'Five Senses' of Substance

尾辻泰一 …… 666

Taiichi Otsuji

交流 Interdisciplinary

固体表面での水素分子の核スピンドイナミクスに見られる磁気・電氣的応答

—宇宙物理化学から水素貯蔵まで—

Nuclear Spin Dynamics of Molecular Hydrogen Adsorbed on Solid Surfaces—Interdisciplinary Surface Electromagnetic Process—

杉本敏樹，福谷克之 …… 668

Toshiki Sugimoto and Katsuyuki Fukutani

解説 Reviews

超流動³He-Aにおける時間反転対称性の破れと固有マグナス力

Time-Reversal Symmetry Breaking and Intrinsic Magnus Force in Superfluid ³He-A

池上弘樹，堤 康雅，河野公俊 …… 679

Hiroki Ikegami, Yasumasa Tsutsumi and Kimitoshi Kono

最近の研究から Researches

一般相対性理論における次元無限大極限

Large *D* Limit of General Relativity

田邊健太郎，鈴木良拓 …… 688

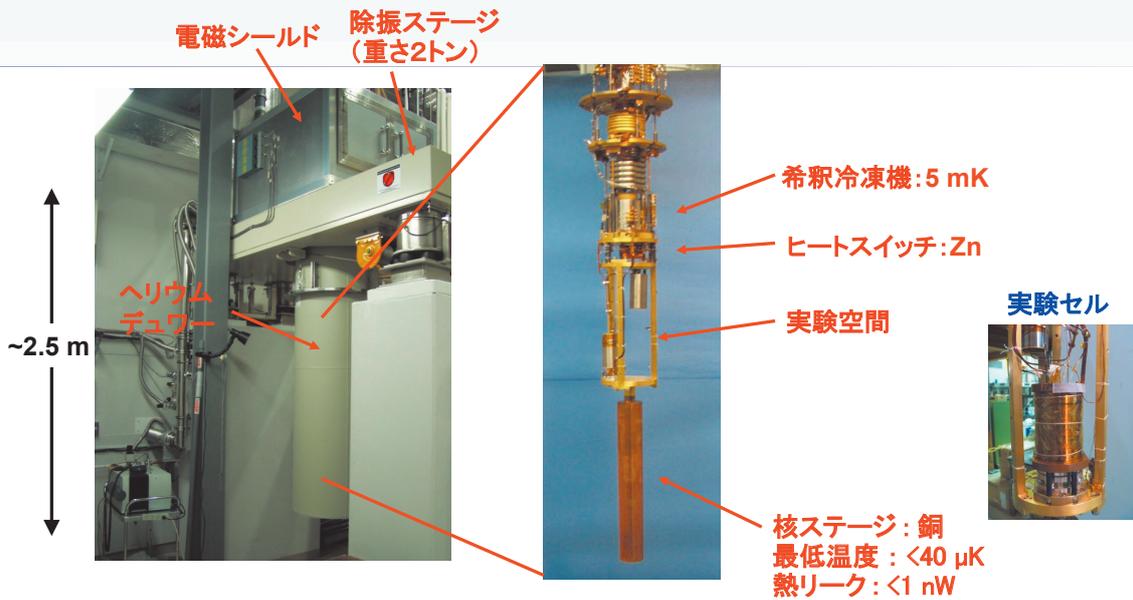
Kentaro Tanabe and Ryotaku Suzuki

イオンのクーロン結晶が拓く星間分子生成反応の研究

Exploration of Cold Ion Chemistry Using Ion Coulomb Crystals

岡田邦宏 …… 695

Kunihiro Okada



解説 (超流動³He-Aにおける時間反転対称性の破れと固有マグナス力)

1 mK以下の温度を生成するための核断熱消磁冷凍装置 (左: 外観, 中央: 内部) と超流動³He-Aの時間反転対称性の破れの検証に使用した実験セル (右)。実験セルは核断熱消磁冷凍装置の実験空間に設置されている。実験セル内の液体³Heは約0.2 mKまで冷却され超流動状態が実現される。(写真提供: 理化学研究所)

JPSJの最近の注目論文から 6月の編集委員会より

上田和夫 …… 701

PTEPの最近の招待・特集論文から 2016年7月号より

坂井典佑 …… 705

変わりゆく物理学研究の諸相—日本物理学会設立70年の機会に日本における物理学研究の転換点をふりかえる—

島田実験所という研究プロジェクト: 戦時科学動員は何をもたらしたのか

河村 豊 …… 706

学界ニュース Nevill F. Mott Prize: 桂 法称氏

永長直人 …… 711

新著紹介

711

掲示板 ■人事公募 ■学術的会合 ■その他

713

行事予定

716

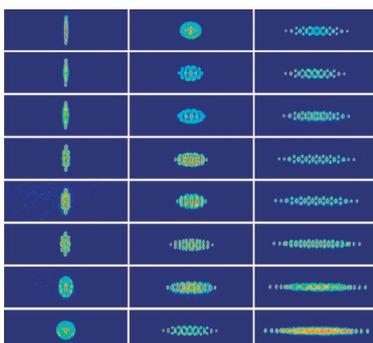
会告

■第72回年次大会 (2017年)・講演募集掲載号 ■第72回年次大会 (2017年)の企画募集 ■第72回年次大会 (2017年)の一般講演申込方法変更に関するご注意 ■2016年度公開講座 ■2016年9月1日付新入会者 ■日本物理学会代議員の選挙について ■第73~74期代議員候補者への立候補のお願い

719

本会刊行英文誌目次

724



表紙の説明

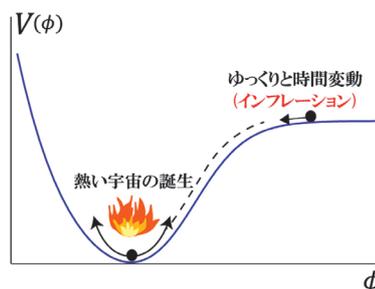
レーザー冷却によって極低温 (~mK) に冷却されたイオンのクーロン結晶は、超精密分光をはじめとするさまざまな極限計測を行うための有用なツールとして利用されている。表紙の図は、イオントラップ中に閉じ込められた34個のカルシウムイオンから構成されるクーロン結晶のレーザー誘起蛍光画像である。図に示されるように、極低温に冷却された極めて少数のイオンを高感度に検出できるうえ、トラップ電圧の制御によってクーロン結晶の構造や平均運動エネルギーを自在に変化させることができる。レーザー冷却の適用が困難な原子・分子イオンをレーザー冷却されたイオンと同時に閉じ込めて“共同冷却”し、クーロン結晶を生成すると、その応用範囲は格段に広がる。例えば、これまで困難であった低温領域 (数 K-100 K) での星間分子生成反応の実験的研究が可能となる。詳細は本号に掲載されている岡田邦宏氏の「最近の研究から」記事を参照のこと。

31

宇宙初期のインフレーションはどこまで解明できるか？

1980年代初頭に、宇宙は誕生直後に急激な加速膨張を起こしたという、インフレーション仮説が提唱された。この仮説の極めて重要な点は、高精度で平坦かつ一様な宇宙が実現されると同時に、星や銀河などの種である原始密度のムラの起源も自然に説明できることである。しかも、原始密度のムラが、特徴的な空間パターンをもつことを予言する。それに加えて、原始重力波という、宇宙スケールの波長をもつ重力波の存在も予言する。驚くべきことに、宇宙のさまざまな観測によっても、インフレーション仮説は裏づけられつつある。

このような観測的支持にもかかわらず、インフレーションについてわかっていることは少ない。平坦に近いポテンシャル中をゆっくりと時間変動するスカラー場により、インフレーションが実現する。急激な空間の加速膨張によって、スカラー場の量子ゆらぎが一気に引き伸ばされ、それが原始密度のムラをつくり出す。インフレーションが終わると、スカラー場がほかの粒子に崩壊しはじめ、放射に満ちた熱い宇宙が現れる。このような漠然とした描像はどうやら正しそうだが、未知のスカラー場とはいったい何か、スカラー場のゆらぎから原始密度のムラはどういう機構でつく



られたのか、どうやってインフレーションが終了し、熱いビッグバン宇宙に転化したのか、といったより根本的な問いになると、まだ何も答えはわかっていないのだ。原始密度のムラのパターンをこれまで以上に精密に測定できるようになると、これらの基本的な謎の解明にさらに迫れるようになるだろう。また、未検出の原始重力波が発見されれば、超高エネルギーでの重力理論の検証も可能になるだろう。

宇宙マイクロ波背景放射の偏光、宇宙の大規模構造や21 cm線、そして重力波など、観測の進展は今後も期待されている。インフレーションの全貌が解明される日も、そう遠くないかもしれない。

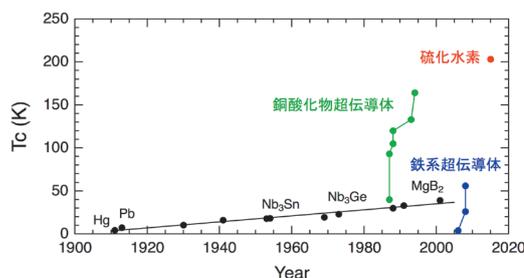
誌編集委員会

32

超伝導の転移温度はどこまで上がる？

超伝導現象は1911年に水銀(転移温度 $T_c=4.2$ K)ではじめて発見された。長らく超伝導の発現機構はわからなかったが、1957年に発表されたBCS理論により明らかにされた。電子間にはクーロン斥力が働くが、もし電子間に引力があれば、2個の電子がクーパー対とよばれる対をつくり、それが凝縮することで超伝導状態が発現する。BCS理論では、引力の起源は電子・格子相互作用にあるとされた。電子が格子(イオン)を歪ませ、そこにほかの電子が来て歪みを感じることで、有効的な電子間引力が生じる。この発現機構をもつ超伝導体はたくさん発見され、10年で4 Kというゆっくりとしたペースではあるが、順調に T_c の記録を伸ばしていった。しかし電子・格子相互作用は弱く、 T_c はせいぜい30 K程度が限界であろうと考えられていた。

そのようななか、1986年に銅酸化物超伝導体が発見され、 T_c の記録は一気に164 Kまで跳ね上がった。その発現機構は現在でも完全には解明されていないが、電子間引力の起源が単純な電子・格子相互作用ではなく、スピン間の磁気相互作用である可能性がある。また、2008年に発見された鉄系超伝導体($T_c=56$ K)も、単純な電子・格子相互作用では説明できない。磁気相互作用や、鉄原子軌道(d軌道)



の縮退に起因する特殊な電子状態などが議論されている。

これらの研究に基づき、高い T_c の実現には磁気相互作用が重要であると考えられた。一方、2001年に発見された MgB_2 は $T_c=39$ Kを記録したが、これは電子・格子相互作用起源であった。また、2014年に発見された超高压下の硫化水素にいたっては $T_c=203$ Kであり、これも電子・格子相互作用起源と考えられている。いまや室温超伝導の実現も夢ではない。

このように転移温度 T_c の劇的な上昇は、思いもよらない物質群の開発によってもたらされることが多い。室温超伝導を実現するのは、どのような引力機構をもつ、どんな物質なのか。今後の研究が楽しみである。

誌編集委員会



33

「量子」と「古典」の境界はどこにあるのか？

30年ほど前の量子力学基礎論の国際会議で、以下のよう
な会話があったそうである。「テニスボールのような巨
視的な物体でヤング干渉縞のような量子干渉効果を見るこ
とはできない」「たしかにそうだ。でもサッカーボールな
らできるかもしれない」。ここでサッカーボールとは、 C_{60}
フラーレン分子（原子量720）を指す。その後、 C_{60} 分子の
量子干渉効果が実際に観測され、さらにいまでは原子量が
7,000程度もある巨大分子の量子干渉効果が観測されるよ
うになった。このまま技術が進展すれば、いつかウイルス
の量子干渉効果すら観測できるかもしれない。

このように巨大な物体でも量子力学が成り立っているこ
とが確かめられる一方で、我々の日常の世界では、量子力
学の「重ね合わせ状態」や「量子干渉効果」を体感するこ
とはない。我々の住むマクロな世界が、古典力学によって記
述されているからである。では、「量子」と「古典」の境界
はどこにあるのだろうか。多くの場合、考えている系とま
わりの環境の相互作用が重要である。たとえばヤングの干
渉縞の実験で、 C_{60} 分子が片方のスリットを通過したとき、
スリット物質との間でエネルギーのやりとりをしたとす
ると、分子がそのスリットを通過したことが、スリット

物質の痕跡から（原理的に）わかってしまい、ヤングの干
渉縞は消失する。つまり、大きな物体で重ね合わせ状態を
つくるには、環境（例ではスリット物質）との相互作用を
小さくする必要がある。このことは、多くの古典と量子の
移り変わりを説明する。しかし、考える系や現象によって
多様な量子と古典のクロスオーバーがありうるので、今後
新しいとらえかたが出てきてもおかしくはない。

古典と量子の境界について考察することは、いまでも重
要である。たとえば、現在のコンピュータ技術を支える半
導体集積回路の技術がこのまま進展すると、10~20年後に
は回路の大きさは原子ほどになる。今後、コンピュータの
能力向上に、どこまで古典的な情報制御を利用できるだろ
うか。それともどこかで量子力学的な情報制御（量子コン
ピュータ）に移行するだろうか。また、生物はタンパク質
の酵素反応を利用しているが、反応を起こす小さな領域は
量子力学にしたがい、タンパク質のほかの大部分は古典力
学にしたがっている。生物はどのように量子力学と古典力
学を使いわけているのだろうか。このように、古典と量子
の境界についての問いは、今後も有益な視点を与え続ける
であろう。
会誌編集委員会

34

極限環境への挑戦：低温・高圧・強磁場

人はなぜ極限環境に挑戦するのか？ それは、誰も到達
していない未知の環境では、新しい物理現象が期待できる
からである。たとえば極低温技術の進展は、3 mK 以下に
おける ^3He （フェルミオン！）の超流動現象の発見へとつ
ながり、物性研究に大きなインパクトを与えた。超高圧下
では多くの単体が超伝導になるほか、水素が金属になり室
温超伝導体になるという理論予測すらある。また、ごく最
近発見された超高圧（150 GPa \approx 150万気圧）下の硫化水素
の超伝導は、現時点で最高の転移温度（203 K）をもつ。強
磁場下では、自由電子のサイクロトロン運動が量子化され、
新しい物理現象が現れる。たとえば2次元電子系では、ホ
ール抵抗が量子化される整数量子ホール効果や、分数の値に
量子化される分数量子ホール効果が現れる。

自由電子のサイクロトロン半径がフェルミ波長程度にな
ると、フェルミ面が破壊されて新しい量子状態が出現する
と期待されるが、その観測には1,000 Tクラスの超強磁場が
必要である。地球など惑星の内部は超高圧であり、白色矮
星や中性子星（とくにマグネターとよばれる高速回転コン
パクト星）では桁違いの超高圧・強磁場環境が実現されて
いる。これも極限環境の物理を研究する動機の一つである。

現在どこまでの極限環境が実現されているか、まとめて
みよう。極低温については、ヘリウム希釈冷凍機を用いて
およそ2 mK までの冷却が可能である。さらに核断熱消磁
冷却法を用いて、電子系で1 μK 程度（核スピン系だけであ
ればロジウムで0.1 nK）を実現している。高圧については、
ダイヤモンドアンビルセル（DAC）を用いると、200 GPa
程度までの超高圧を発生できる。最高記録は2段階DAC
法による770 GPaである（地球の中心部は360 GPa）。強磁
場については、ダイナマイト爆縮法（1,000 T以上）やレー
ザー爆縮法（4,000 T）などの発生法があるが、物性測定に
用いることは難しい。利用可能な方法としては、ライナー
とよばれる金属筒を電磁誘導で圧縮し、磁束密度を高める
電磁濃縮法があり、現在730 Tまでの磁場を発生させるこ
とができる（ちなみに現時点で最強の永久磁石であるネオ
ジム磁石の発生磁場は1.6 Tである）。

人類が到達していない極限環境領域（極低温+強磁場な
どの多重極限を含む）には、未発見の新現象が待っている
かもしれない。科学者は新現象を探索して、今後も未踏の
領域に挑戦し続けるであろう。

会誌編集委員会、金道浩一（東大物性研）

物質の五感を操り，機能を紡ぐ

Keyword: テラヘルツ波

1. テラヘルツ波とは

1888年のヘルツ(H. R. Hertz)の実験を端緒として、人類は電波から光波へと周波数資源の拡大を遂げてきた。¹⁾ テラヘルツ波は、電波と光波の中間に位置する波長約 $10\ \mu\text{m}$ (周波数30 THz)ないし1 mm(周波数300 GHz)の電磁波であり、人体に安全で、物質を構成する分子の振動周波数と重なり、ほぼすべての物質の指紋スペクトルが存在するなど、他の電磁波にはないユニークな特徴を有している(図1)。近年、レーザフォトンクスやエレクトロニクスによるデバイス技術の急速な発展に支えられ、分光・分析・イメージング、さらには超高速無線通信といったさまざまな学術や産業応用の分野でテラヘルツ波を利用する技術が急速に進展している。¹⁻⁵⁾

2. テラヘルツ波と物質との相互作用

テラヘルツ波の発生は、物質と光子との相互作用を応用して実現できる。レーザ発振は、電子軌道間の遷移に伴う発光が源となる。しかし、テラヘルツ光子のエネルギーはmeVオーダーと微弱であり、電子軌道間の遷移を直接利用することができない。そこで、分子の振動モード(吸収線)間の遷移や、超格子構造による量子閉じ込めによって分裂したサブバンド間の遷移を利用してテラヘルツレーザが実現されている。グラフェン(炭素原子の六員環単層二次元シート)のようにギャップレスかつ対称分散なバンド間の遷移もテラヘルツ光子の発光に応用できる。

それら以外にも、結晶の格子振動(フォノン)、分子の回転振動や巨大分子の振動モード、電子電荷の集団振動(プラズモン)、超伝導状態におけるBose凝縮に伴う超伝導ギャップ、半導体中の励起子の束縛エネルギー、スピン軌道相互作用によるスピン分極など、テラヘルツ領域には

さまざまな物質の励起モードが存在する。これらの励起モードと光子との相互作用によって、テラヘルツ波の発光や検出が可能であると同時に、そこに介在する物性を同定することができる。電氣的・磁氣的・光学的・機械的・熱力学的性質を“五感”とすれば、「テラヘルツ波は“物質の五感を操る”光」とも言えよう。

a) フォノンとの相互作用(フォノンポラリトン)

赤外線レーザを非線形光学結晶に照射すると、結晶内にコヒーレントな光学フォノンを励起できる。その際、エネルギー保存則によって、物質と相互作用した後に射出される光子(アイドラー光)のエネルギーはフォノンエネルギーだけ低下する。重要なのは、誘導ラマン散乱を経て、コヒーレントフォノンと結合したテラヘルツ帯の光子(フォノンポラリトン)が、生成されることである(図2)。結晶の方位と入射光の入射角により、位相整合条件を満たすテラヘルツ光子エネルギーを一意に定めることができるため、単色テラヘルツ光子を発生できる。この原理に基づくテラヘルツパラメトリック光源が実用化されている。最近、理研・南出泰重博士らによって、自由電子レーザに迫るピークパワー10 kW超、パルスエネルギー10 μJ 超の超高強度テラヘルツ光源が実現されている。⁴⁾パラメトリック逆過程を利用することによって、極めて微弱なテラヘルツ光を検出できることも報告されている。⁴⁾

b) エレクトロンとの相互作用

上記の高强度テラヘルツパルスが作る電場強度は1 MV/cm以上にも達し、固体の絶縁破壊電界や半導体デバイス内部の電界強度上限をも上回る。しかも、励起用レーザのパルス幅で決まるサブナノ秒~フェムト秒の極めて短時間での繰り返し発光が可能のため、物質内部の電子状態を速度飽和に至る極限まで瞬時に励起し、結晶格子が温度

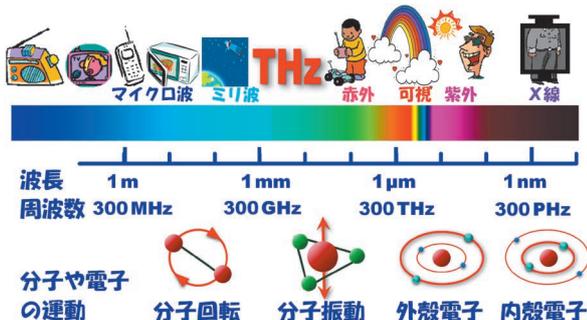


図1 テラヘルツ(THz)波。

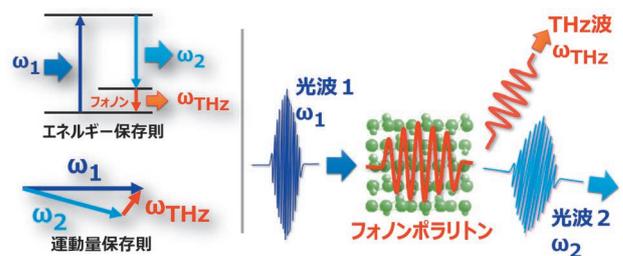


図2 テラヘルツ波のパラメトリック発生。

上昇する前にホットキャリアの緩和応答を高い時間分解能で観測することができる。

最近の話題として、グラフェンにおける超高速キャリアエネルギー緩和過程の物性解明とそのテラヘルツデバイス応用が上げられる。赤外線レーザーで励起したグラフェン内キャリアの非平衡ダイナミクスの観測において、キャリアの衝突イオン化によるテラヘルツフォンの多重生成や、キャリア反転分布に伴うテラヘルツフォンの誘導放出が活発に研究されており、新たなテラヘルツ波増幅器やレーザー光源の開拓が期待されている。⁵⁾

c) プラズモンとの相互作用 (プラズモンポラリトン)

テラヘルツフォンのによって結晶表面や量子井戸内に二次元的に局在する電子電荷の集団振動量子：プラズモンを励起することができる。いわゆる表面プラズモンポラリトン (SPP) の励起である。SPPの群速度はキャリア濃度に依存し、光速に比して2桁も低く、'遅波'としての性質を有する。それに応じてテラヘルツプラズモンの波長は100 nmのオーダーであり、テラヘルツフォンの波長より2桁短い。この空間閉じ込めと波長短縮効果により、SPPは半導体ナノデバイスのテラヘルツ波導波路として有効である。また、SPPの'遅波'の性質は、フォトンと物質との相互作用を桁違いに増強する。たとえば、回折限界よりも小さなピンホールしか空いていない金属板に入射した光波が、ピンホールを通して100%透過できる (SPPによる異常透過現象)。

半導体の光学導電率 (フォンの吸収・放出が介在する光周波数領域における導電率) は、キャリアのバンド内輸送に由来した自由キャリアの光学吸収に伴う成分 $\sigma_{\omega}^{\text{intra}}$ とバンド間遷移 (生成・消滅) に由来した成分 $\sigma_{\omega}^{\text{inter}}$ の和によって与えられる。今ホットなグラフェンを例として、光学導電率を図3に示す。 $\sigma_{\omega}^{\text{intra}}$ は、Drude理論に基づき、周波数

とともに単調減少し、常に正值を取る。つまり、損失・吸収を与える。一方、 $\sigma_{\omega}^{\text{inter}}$ は、ポンピング (光学励起) によってキャリアは反転分布となり、その結果、負値を取り得る。このとき、 $|\sigma_{\omega}^{\text{inter}}|$ が $|\sigma_{\omega}^{\text{intra}}|$ を上回れば、正味の利得・増幅作用が得られる。ギャップレスかつ線形対称分散なバンド構造を有するグラフェンは、テラヘルツ帯で負性導電率 (利得) を得ることができる。

グラフェンにおけるSPPの作用を図3に追記する。ドーピングのグラフェンにおいては、Drude理論に基づく光学吸収率の上限を超えてテラヘルツ波を吸収できる。SPPは非線形性が強く、テラヘルツ波の吸収によって光整流効果が生じるために、テラヘルツ波の高感度検出に応用できる。一方、ポンピングしたグラフェンにおいては、SPPのモード周波数を負性導電率の周波数帯に設定することによって、バンド間遷移に基づく $\sigma_{\omega}^{\text{inter}}$ に比して、2桁以上の巨大利得増強作用が得られる。^{3,5)}

3. 今後の展望

テラヘルツ分光技術の誕生に端を発した一世紀に亘る歴史を経て、テラヘルツ波の研究は単なる物性研究から、物質創製、デバイス応用、イメージングシステムへと深化した。グラフェン、シリセン、遷移金属ダイカルコゲナイド等の二次元原子薄膜とそれらのヘテロ接合材料や、トポロジカル絶縁体、強磁性金属・絶縁体・半導体によるスピントロニクスなど、新材料・新物性の探索とそれらのテラヘルツ波応用研究で、今後も多くのブレイクスルーが期待される。

産業応用の観点からは、テラヘルツ波の物質同定能力は非破壊・非接触検査技術として安心・安全・セキュリティ・農業・医薬等の幅広い分野への実用化が進展している。さらには、テラヘルツ帯で室温動作する集積型デバイスの一層の進化によって、超高速テラヘルツ無線に代表される未来情報通信技術の研究が本格化している。テラヘルツ波科学技術の進化は速く、今後の展開に目が離せない。

参考文献

- 1) P. H. Siegel: IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50** (2002) 910.
- 2) M. Tonouchi: Nature Photon. **1** (2007) 97.
- 3) H.-J. Song and T. Nagatsuma, eds.: *Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications* (Pan Stanford Pub., 2015).
- 4) H. Ito: IEEE Photon. J. **6** (2014) 0701405.
- 5) R. R. Hartmann, et al.: Nanotechnol. **25** (2014) 322001.

尾辻泰一 (東北大学電気通信研究所 otsuji@riec.tohoku.ac.jp)
 (2015年5月4日原稿受付)

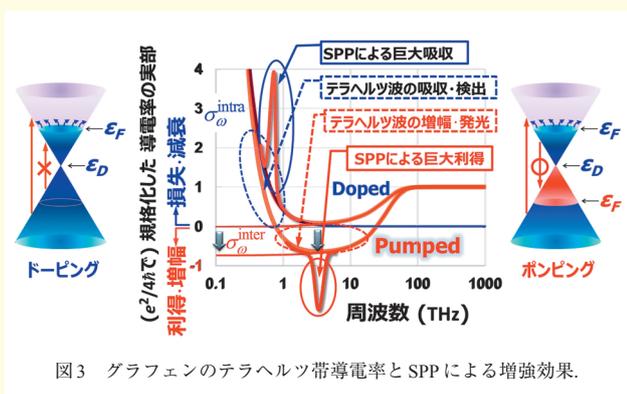


図3 グラフェンのテラヘルツ帯導電率とSPPによる増強効果。

固体表面での水素分子の核スピンダイナミクスに見られる磁気・電気的応答

—宇宙物理化学から水素貯蔵まで—



杉本 敏樹

京都大学大学院理学研究科化学専攻
toshiki@kuchem.kyoto-u.ac.jp



福谷 克之

東京大学生産技術研究所
fukutani@iis.u-tokyo.ac.jp

核スピンの存在は、量子力学創成期、電子スピン発見から2年後の1925年に証明された。その画期的な発見は、コペンハーゲンのBohr研究室に留学中の堀健夫（朝永振一郎の義兄）による水素分子の分光研究に端を発する。堀は、電子励起スペクトルにおいて、回転量子数が偶数を起点とするスペクトル強度と奇数を起点とする強度に違いがあり、その比が1対3となることを発見した。この実験事実に基づき、Dennisonは陽子が大きさ1/2のスピンを持つフェルミ粒子であることを明らかにし、水素分子には核スピン量子状態が異なるオルト・パラ異性体が存在することを証明した。

このように、水素分子は量子力学の発展に大きな貢献を果たす一方で、宇宙に最も豊富に存在する分子種として星間空間における物理・化学過程に重要な役割を果たしている。近年、遠赤外線天文観測技術の進歩によって星間分子雲中の水素分子の分光が行われ、オルト/パラ比から求まる核スピン温度が回転温度と一致しないという観測結果がしばしば報告されている。回転温度と核スピン温度は観測した分子雲環境の現在と過去の温度を反映していると考えられており、これらを解析することで星間分子雲の熱履歴や年齢、さらには星形成メカニズムの解明につながると期待されている。水素分子の核スピン温度を星間分子雲の過去の温度計として使用する場合、核スピン温度が「具体的にどの程度の時間スケールの過去の温度」を反映しているのかを知る必要がある。核スピン多重度の変化を伴う水素分子のオルト・パラ転換は気相の孤立系では非常に遅く実質的には起こらない。しかし、物質との相互作用によって転換が

誘起されるため、種々の星間物質表面での転換確率を実験で明らかにする必要がある。

応用上も、水素は燃焼時に温室効果ガスや有害ガスを発生しないクリーンな燃料として家庭用や自動車用の燃料電池で利用されるほか、ロケット燃料としても利用されてきた。水素を大量に貯蔵する方法として液化貯蔵があるが、オルト水素が混在する水素ガスを液化する際にはオルト・パラ転換に起因するボイルオフが問題となる。これを回避するため、オルト水素をあらかじめパラ水素に転換させてから低温貯蔵する必要がある。そのために古くから磁性体を利用したオルト・パラ転換触媒の開発が進められてきた。

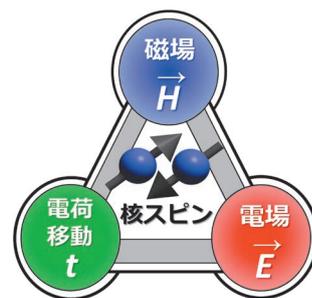
磁性体表面に吸着した水素分子は、表面電子スピンの磁気双極子に起因した不均一磁場でオルト・パラ転換が促進されることが1933年にWignerによって理論的に示されている。それ以来、電子磁性を持たない反磁性物質の表面ではオルト・パラ転換は誘起されないと信じられてきた。1980年代に入り真空技術が進歩するのに伴い、原子レベルで構造や電子状態を規定した清浄表面が得られるようになると、従来は転換を誘起しないと考えられてきた銀・銅等の反磁性金属表面や、極性を有する水分子が凝集したアモルファス氷等の反磁性絶縁体表面においてもオルト・パラ転換が促進されることが徐々に明らかになってきた。近年の実験・理論研究によって表面の局所磁場のみならず電荷移動や表面の局所電場によってオルト・パラ転換が誘起されることが示され、固体表面と吸着子が織りなす多彩な磁気・電気的相互作用の全容が解明されつつある。

—Keywords—

水素分子の核スピン異性体：
水素分子は核スピン1/2を持つ陽子2個から構成されるため、合成核スピンの一重項状態のパラ水素と三重項状態のオルト水素が存在する。

分子雲：
宇宙は星とその間の星間物質（ガス・塵）で構成され、星間物質が重力的にまとまった領域は星雲と呼ばれる。星間ガス濃度が高く主成分である水素が分子として存在する領域は特に分子雲と呼ばれる。分子雲は星形成活動のダイナミックな場であり、分子雲中のガスが重力収縮すると温度が上昇し星形成に至る。

ボイルオフ：
低温貯蔵中の液体・固体が自発的な発熱により気化する現象。液体水素の場合には、オルト水素が熱源となる。オルト水素は合成核スピン量子数が1であり、オルト水素間の磁気的相互作用によりオルト・パラ転換を起こし、その際の回転エネルギー放出により、貯蔵燃料の一部が気化する。



水素分子の核スピンダイナミクスを誘起する固体表面の主要素。

本記事は規定の長さを超過しておりますが、編集委員会の判断によりこのまま掲載しております。

1. はじめに

本稿では、宇宙物理化学や水素貯蔵にも密接に関連する固体表面における水素分子の核スピン転換の研究を紹介する。まず第2節で水素分子の核スピン異性体の基本的な概念を説明し、水素分子の核スピンドYNAMIX（オルト・パラ転換）が星間物理化学や水素燃料の液化貯蔵過程等においてどのように重要となるのかを概観する。第3節では、固体表面に吸着した微量の水素分子をオルト・パラ状態別に分光する実験手法を紹介する。第4節では固体表面におけるオルト・パラ転換について、表面の局所磁場に起因した伝統的な転換メカニズムのみならず、近年明らかになってきた表面との電荷移動による転換メカニズム、および著者らが実験に基づいて提唱した表面の局所電場に起因した転換メカニズムについて紹介する。

2. 水素分子の核スピンドYNAMIXに関連する諸現象

2.1 オルト水素とパラ水素

合成核スピン（量子数 I ）が異なる核スピン異性体に対して、スピン多重度が大きい状態をオルト、多重度が小さい状態をパラと呼ぶ。したがって、核スピン $1/2$ を持つ陽子2個から構成される水素分子の場合は、 $I=1$ の状態をオルト水素、 $I=0$ の状態をパラ水素と呼ぶ（図1(a)）。水素分子は電子励起に要するエネルギーが約 10 eV と大きいため、電子の運動と核の運動を分離して考えるボルン・オッペンハイマー近似が成り立ち、水素分子の内部状態に対する全波動関数は電子、振動、回転、核スピンの各波動関数の積

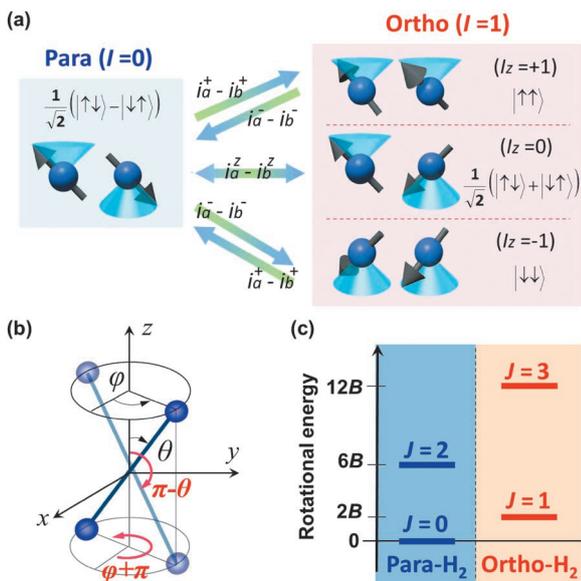


図1 (a) 核スピン $1/2$ を持つ陽子2個 (a, b) の合成スピン状態に応じた古典的歳差運動の模式図。便宜的に、 z 軸は分子軸に垂直方向にとっている。各スピン状態に対応するスピン関数も併せて示す。 i_a, i_b は陽子 a, b の核スピン演算子。(b) 陽子 a, b の交換操作に対応する分子の座標 (θ, φ) の変換操作。実験室座標系に対し、核交換操作後の回転座標は $(\pi - \theta, \pi + \varphi)$ となる。(c) パラ水素とオルト水素分子の回転エネルギー準位。回転エネルギーは、回転の軌道角運動量子数 J と回転定数 B を用いて $BJ(J+1)$ で与えられる。分子の中で最も軽い水素分子は最も大きな回転定数 ($B \sim 7.5\text{ meV}$) を持つ。³⁾

で与えられる。ここで、軌道角運動量子数が J で磁気量子数が M である回転状態の波動関数は、実験室座標系に対する分子軸の傾きを (θ, φ) とすると球面調和関数 $Y_{J,M}(\theta, \varphi)$ で与えられ、核スピンの波動関数は図1(a)の挿入式で与えられる。陽子はフェルミ粒子であるため、2個の陽子（同種粒子）交換に対して水素分子の全波動関数は反対称でなければならない。図1(b)に示すように、陽子の交換に対して、 (θ, φ) で表される分子の回転座標は $(\pi - \theta, \pi + \varphi)$ に変換され、対応する回転の波動関数は $Y_{J,M}(\theta, \varphi) \rightarrow Y_{J,M}(\pi - \theta, \pi + \varphi) = (-1)^J Y_{J,M}(\theta, \varphi)$ と変換される。したがって、回転の波動関数は陽子の交換に対して J が偶数であれば偶関数（対称）、 J が奇数であれば奇関数（反対称）となる。一方、核スピン関数は2スピンの交換に関してパラ状態は奇関数（反対称）、オルト状態は偶関数（対称）である。したがって、電子基底状態において、回転と核スピンの波動関数の積が陽子交換に対して反対称となるための要請から、パラ水素は偶数の J を、オルト水素は奇数の J をとる（図1(c)）。¹⁻⁴⁾

2.2 核スピン温度と回転温度

水素分子の回転状態がある温度でのボルツマン分布にしたがって占有されると、オルト水素とパラ水素の比率は図2(a)のように温度に依存して変化する。高温極限においては 3 (=核スピン縮重度比)、低温極限においては 0 の値

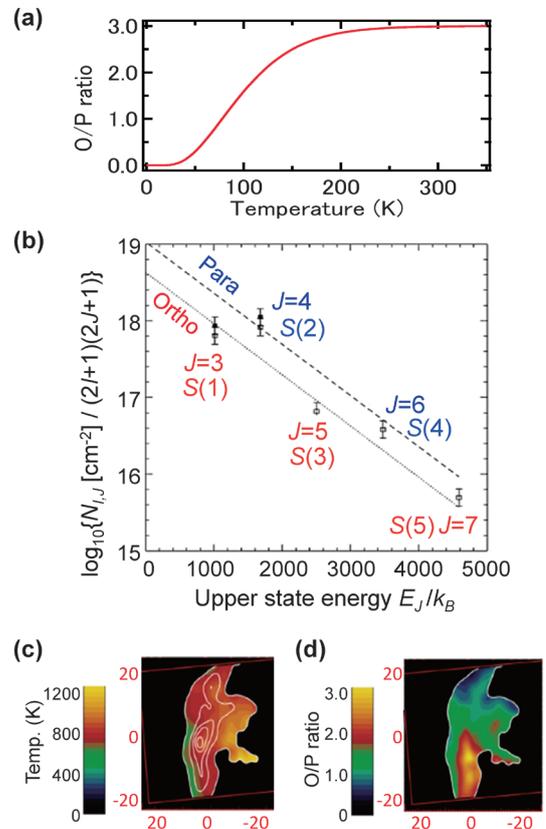


図2 (a) 熱平衡状態における水素分子の各温度のオルト/パラ比。(b) Herbig Halo object (HH54) における水素分子の $J=3\sim 7$ 状態分布のボルツマンプロット。¹⁰⁾ (c), (d) HH54 における水素分子の回転温度とオルト/パラ比の空間マッピング。¹¹⁾ 横軸と縦軸は、それぞれ赤経と赤緯の相対値である。

をとる。この図を用いると、オルト/パラ比から核スピン温度を定義することができる。分子の温度が変化したとき、分子の回転状態分布はオルト状態とパラ状態の中で独立に環境の温度に追従し、容易に熱平衡に達する。しかし、4節で詳しく説明するように、回転状態の偶奇性と核スピン多重度の変化を伴うオルト-パラ転換は孤立状態では実質的に起こらず、転換には外部からの特殊な摂動が必要となる。^{3,5)} オルト-パラ転換が起こらなければオルト/パラ比は変化せず、回転温度と核スピン温度にずれが生じることになる。

2.2.1 星間物理化学における水素分子

水素分子は宇宙において最も存在量が多い分子種であり、例えば星間分子雲においては分子雲の冷却過程や重水素濃縮過程を支配する等、宇宙における様々な物理・化学過程で重要な役割を担っている。⁶⁻⁸⁾ 特に、孤立状態では天文学的な時間スケールにおいてもオルト/パラ比は変化しない⁵⁾ という事実は、星間物理化学において非常に重要な意味を持つ。近年の赤外天文分光計の発達により、水素分子の微弱な電気四重極輻射遷移^{*1}が観測され、核スピン温度が回転温度と一致しない観測結果が次々と報告されている。^{3,9-11)}

その例として、恒星形成領域の近傍に存在する星間媒質 Herbig Halo object (HH54) における観測結果¹⁰⁾を図2(b)に示す。水素分子の $J=3-7$ の回転状態に対する $J \rightarrow J-2$ の輻射スペクトルの強度をボルツマンプロットしたものであり、オルトとパラのプロットが同一直線上にないことが分かる。直線の傾きから回転温度が約650 Kと求まるのに対して、オルト/パラ比は約1.2であり、図2(a)より核スピン温度が約90 Kであることが分かる。また、回転温度とオルト/パラ比の空間マッピングも行われており、図2(c), (d)に示すように回転温度は600-1,000 K、オルト/パラ比は0.5-3.0で分布していることが明らかにされている。¹¹⁾

先述したように、回転状態分布は容易に環境の温度に追従することができるが、オルト/パラ比は転換を誘起する摂動が作用しなければ周囲の環境温度に追従しない。したがって核スピン温度と回転温度の不一致は環境への適応のしやすさを反映しており、単純には過去の分子生成時と現在の温度の違いを表していると解釈できる。^{12,13)} 星間分子雲中では、ガスが重力収縮することにより温度が上昇し星形成へと至る。分子雲中の温度と核スピン温度の違いをもとに、星形成の熱的進化過程を明らかにしようとする研究が進められつつあるが、核スピン温度が具体的にどの程度の過去の温度を反映した物理量なのかは自明ではなく、注意深く検討する必要がある。¹⁴⁾ すなわち、水素分子が生成する時にどのようなオルト/パラ比が実現するのか、^{3,15)} そ

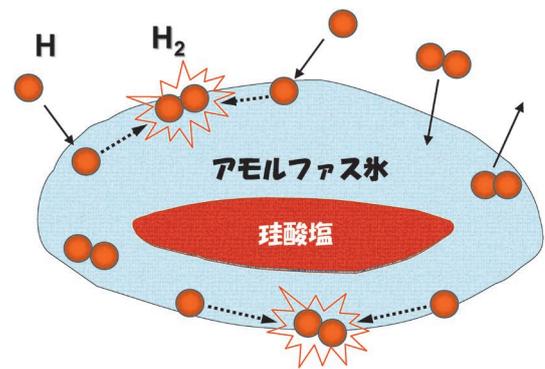


図3 星間塵表面における最も単純な分子進化。極低温アモルファス氷に付着した水素原子は氷表面を拡散し、衝突時に反応熱を氷に散逸することで水素分子に化学進化する。¹⁵⁾

して高温媒質・低温媒質との接触時にどの程度の確率でオルト-パラ転換が誘起されるのか、^{*2}を具体的に考慮する必要がある。^{3,7,8,15-18)}

水素分子は水素原子の会合反応 ($H+H \rightarrow H_2$) によって生成される。しかしながら、等核二原子分子である水素分子は電気双極子モーメントを持たないため、輻射によって反応エネルギーを散逸することができない。^{*3} このため気相において水素分子生成反応は有意には起こらない。これまでの研究により、星間水素分子は極低温の星間塵表面における水素原子衝突反応(図3)によって生成されることが明らかになってきた。^{3,15)} 星間塵は主に珪酸塩鉱物、およびその周囲に水が凝集したアモルファス氷によって構成される。実験室での表面科学研究によると、この星間塵表面における水素原子反応で生じる水素分子のオルト/パラ比は3であることが確かめられている。^{3,15)} 水素分子生成時のオルト/パラ比が3であるにも関わらず、多くの星間領域で100 K以下の核スピン温度が観測されている。^{3,9-11)} これらの実験事実は、観測領域がかつて極低温の環境下であり、星間塵表面で生成された水素分子に対してオルト-パラ転換を誘起する摂動が加わり、核スピン温度が低下したことを示唆する。したがって、観測結果を宇宙物理学的に解釈するには、水素分子は星間物質の表面にどの程度の滞在時間で吸着するのか、その間にどのような相互作用が働き、どのような確率でオルト-パラ転換が誘起されるのかを実験的に明らかにし、³⁾ それらの結果に基づいた定量的な議論が必要になる。¹⁷⁾ 本稿の4.3節では、主要な星間塵であるアモルファス氷の表面における水素分子のオルト-パラ転換について、実験および理論研究の最前線を紹介する。

*1 等核二原子分子である水素分子は、電気双極子モーメントが0であるが電気四重極モーメントを有する。このため回転遷移では、 $J \rightarrow J \pm 1$ の選択則を持つ電気双極子遷移は禁制であるが、 $J \rightarrow J \pm 2$ の選択則を持つ電気四重極遷移が許容である。

*2 気相の水素分子は、星間空間に存在する水素原子 (H)・プロトン (H^+)・プロトン化水素分子 (H_3^+)と衝突した場合に、交換反応によってオルト-パラ転換が誘起される。^{7,8,16-18)} 高温領域では主にH原子が、¹⁸⁾ 低温領域では主に H^+ , H_3^+ イオンが転換を誘起すると考えられている。^{7,8,17)}

*3 一般に、電気四重極遷移の確率は電気双極子遷移に対して4桁程度小さい。

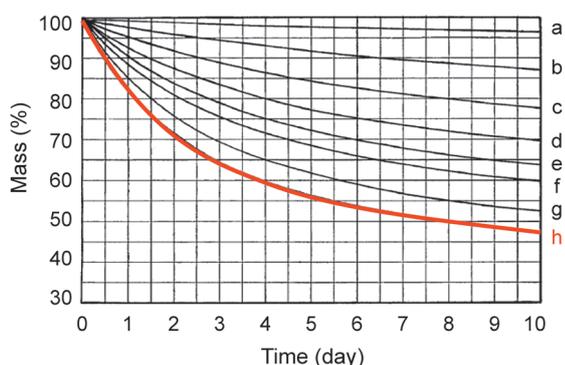


図4 ボイルオフによる液体水素量の経時変化.²⁰⁾ 実験開始時のオルト/パラ比は (a) 0.2, (b) 0.3, (c) 0.5, (d) 0.8, (e) 1.0, (f) 1.3, (g) 2.0, (h) 3.0である。

2.2.2 水素分子の燃料利用

水素分子を冷却し液化させることによって水素燃料の大量貯蔵が可能となる。通常、工業的に使用される水素ガスのオルト/パラ比は3である。一方、液化温度である20 Kでの熱平衡状態におけるオルト/パラ比は0である(図2(a))。しかし、単純に水素ガスを冷却しただけではオルト-パラ転換は起こらないため、パラ水素とオルト水素はそれぞれの最低回転状態である $J=0$ と $J=1$ を占有し、熱的非平衡状態としてオルト/パラ比=3の状態が保持されることになる。ところが、オルト水素($J=1, J=1$)は合成核スピント回転の角運動量に起因する磁気モーメントを有するため、低温凝集によりオルト水素同士が近接した状態(約3.7 Å)では互いにオルト-パラ転換を誘起し、熱的に安定な $J=0$ 状態に緩和する(メカニズムの詳細は4.1節を参照)。この核磁性による転換確率は 10^{-6} s^{-1} 程度であり、¹⁹⁾ 貯蔵容器内では約100時間の時定数で液体水素のオルト-パラ転換が緩やかに進行することになる。

液体水素からの水素分子の蒸発(脱離)に要するエネルギーが約12 meVであるのに対し、オルト-パラ転換($J=1 \rightarrow J=0$)に伴って放出される回転エネルギーは $2B \sim 15 \text{ meV}$ もある(図1(c))。液化時のオルト/パラ比を変えた際に転換熱によって失われる液体水素量の経時変化を図4に示す。²⁰⁾ オルト/パラ比3で液化した場合は、最終的に全質量の約55%もの液体水素が蒸発してしまうことが分かる。このオルト-パラ転換による液体水素の蒸発ロスにはボイルオフと呼ばれ、これを避けるためには液化時に触媒を用いてオルト-パラ転換を促進し、 $J=0$ のパラ水素として貯蔵することが必要となる。現在では酸化クロム・酸化鉄などの転換触媒が実用化されており、各温度で熱平衡のオルト/パラ比を実現できるように工夫されている。

3. 水素分子のオルト-パラ転換測定手法

水素分子が固体表面に吸着すると、表面との相互作用によってオルト-パラ転換が誘起され得る。そのメカニズムを解明するためには、固体表面のどのような相互作用によって転換が促進されるのかを実験で明らかにする必要がある。

表1 $\tau_0 = 10^{-9} \text{ s}$, $E_d = 30 \text{ meV}$ での表面平均滞在時間 $\tau = \tau_0 \exp(E_d/k_B T)$ の温度依存性。

Surface temp. (K)	10	14	18	22	30
Residence time (s)	1.3×10^6	6.2×10^1	2.5×10^{-1}	7.4×10^{-3}	1.1×10^{-4}

ある。伝統的には粉体試料を用いたオルト-パラ転換研究がなされてきたが、粉体試料は一般に表面の構造や電子状態が規定されていない。さらに、室温から液体窒素温度領域における吸着脱離平衡下での実験が主であり、特定の吸着サイトにおける吸着時間と転換確率を分離した議論は困難であった。²¹⁾ そのため、転換メカニズムを詳細に議論し得る定量的なデータの取得には至らなかった。これらの問題を克服するためには、 10^{-8} Pa 近傍の超高真空中で構造と電子状態が良く規定された(単結晶)表面試料を対象とし、水素分子の吸着時間が十分に長く脱離が無視できる極低温領域でオルト-パラ転換確率を測定することが不可欠である。³⁾

温度 T の表面に吸着種が滞在する時間は、平均滞在時間 $\tau = \tau_0 \exp(E_d/k_B T)$ で特徴づけられる。^{22,23)} ここで、 τ_0 は前指数因子、 E_d は脱離活性化エネルギー、 k_B はボルツマン定数である。水素分子の物理吸着では、 τ_0 は $10^{-12} \sim 10^{-9} \text{ s}$ 、 E_d は20-70 meV程度である。^{3,24-26)} 典型的な τ_0 , E_d における τ の値を表1に示す。10 K程度の極低温表面では、1時間以上の時間スケールで水素分子は脱離することなく表面に滞在することが分かる。

オルト水素とパラ水素を弁別するには、水素分子の核スピン状態、あるいは回転状態を調べればよい。核スピン状態を直接調べる手法として核磁気共鳴(NMR)分光法がある。²⁷⁾ しかし、NMR検出には 10^{18} 程度の分子数が必要であり、 10^{15} 程度の表面吸着分子を対象とする表面科学実験⁴⁾には適用できない。一方、水素分子は電気双極子モーメントを持たないため、一般に回転遷移は赤外不活性である。²⁵⁾ したがって、水素分子の回転分光はラマン散乱²⁸⁾や電子線エネルギー損失分光(EELS)²⁹⁾で行われてきた。しかし、ラマン散乱は平坦な単結晶表面に吸着した水素分子の分光には感度が不足し、EELSは時間分解能の問題とプローブ電子自身が持つ磁気モーメントによってオルト-パラ転換が誘起される可能性が懸念される。このような背景から、構造と電子状態を規定した単結晶固体表面でのオルト-パラ転換研究においては、以下で紹介する多光子共鳴イオン化(REMPI)法³⁾を用いた実験が近年の主流になりつつある。

REMPI法は気相分子の高感度イオン化法である。³⁾ 数分

*4 水素分子のファンデルワールス半径は約0.3 nmである。したがって、 1 cm^2 の面積を持つ典型的な単結晶表面に直接吸着する水素分子の数は 10^{15} 程度である。

*5 イオン性固体、極性分子固体等の表面では、表面電場による二次シュタルク効果によって水素分子は誘起双極子を持ち、赤外活性となるため、回転状態の分光が可能となる。しかし、吸収強度は一般に極めて弱く、単結晶表面上の 10^{15} 程度の分子数の吸着水素分子をプローブすることは難しい。

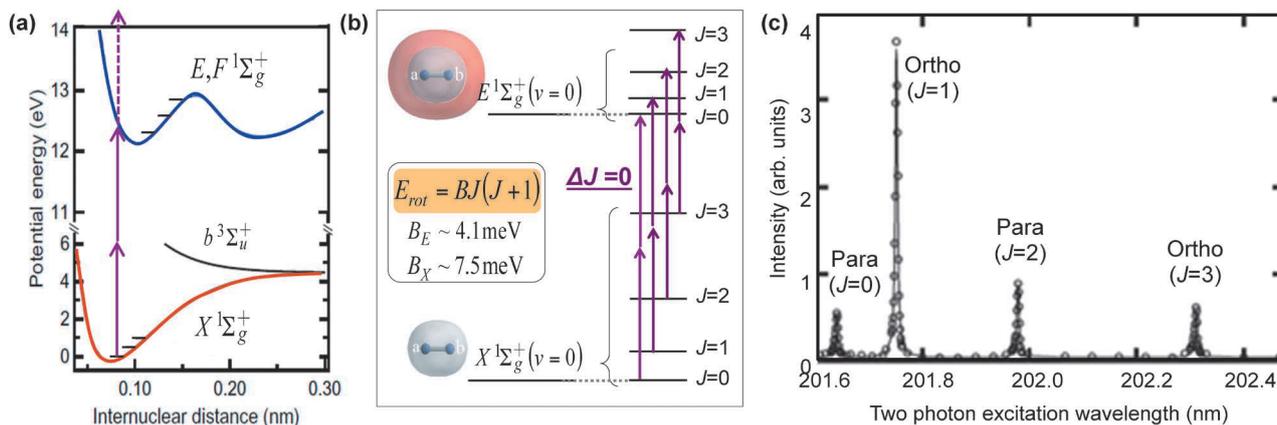


図5 (a) 水素分子の断熱ポテンシャル。³⁾ それぞれ、電子配置は $X((1s\sigma_g)^2)$, $b((1s\sigma_g)^1(2p\sigma_u)^1)$, $E, F((1s\sigma_g)^1(2s\sigma_g)^1)$ である。(b) 水素分子の電子基底 $X(v=0, J)$ 状態、および電子励起 $E(v'=0, J)$ 状態間の(2+1)-REMPIの概念図。 $X(v=0)$ 状態、および $E(v'=0)$ 状態の回転定数の違いから、2光子共鳴励起波長に J 依存性が生じる。(c) 室温のノーマル水素の典型的な回転分光結果。³²⁾ 横軸は、2光子励起に用いた紫外光³⁾の波長である。各ピークの高さの比は回転状態分布を表す。オルト/パラ比が約3であることが分かる。

子オーダーの微量の水素分子を検出可能であり、以下で述べるように分子の回転状態も弁別可能である。さらにレーザー誘起脱離(光脱離)法³⁰⁾や昇温脱離(熱脱離)法^{24, 31)}と組み合わせることで、表面に吸着した水素分子のオルト/パラ比を高感度に検出可能である。図5(a), (b)に、 $X^1\Sigma_g^+(v=0, J) - E^1\Sigma_g^+(v'=0, J'=J)$ 状態間の Q -枝^{*6)}の“2光子励起”とそれに続く“1光子イオン化”を用いた(2+1)-REMPI^{*7)}による水素分子の回転状態弁別測定を模式的に示す。ここで、 $X^1\Sigma_g^+ - E^1\Sigma_g^+$ 遷移とは、 H_2 分子をHe原子と見なしたときに1電子を1s準位から2s準位に励起させることに対応する。また、 $X^1\Sigma_g^+$ と $E^1\Sigma_g^+$ では回転定数が異なるため、^{*8)} この2光子共鳴励起波長に J 依存性が生じる。励起レーザー光の波長を選択する³⁾ことで水素分子を J 選択的に $E^1\Sigma_g^+$ 状態に励起させ、イオン化して検出することができる。室温のノーマル水素に対する測定例を図5(c)に示す。³²⁾ 特定の波長でイオン強度に極大が見られており、各ピークの高さは回転状態分布を表す。

REMPI法を光脱離や熱脱離といった分子脱離法と組み合わせ、固体表面から吸着分子を脱離させて分光することで、表面に物理吸着した水素分子のオルト/パラ比の時間変化を測定することができる(図6(a))。光脱離REMPIで測定した、7 KのAg(111)薄膜に物理吸着したオルト水素($J=1$)とパラ水素($J=0$)の飛行時間スペクトルを図6(b)に示す。³⁰⁾ 飛行時間スペクトルは J に依存せず22 μs にピークを持つ。この結果から、水素分子の光脱離メカニズムは J に依存せず、その脱離量は表面におけるオルト水素とパラ水素の吸着量を反映していることが明らかにされた。³⁰⁾ 光脱離REMPIでは吸着量全体のうち極少量の水素

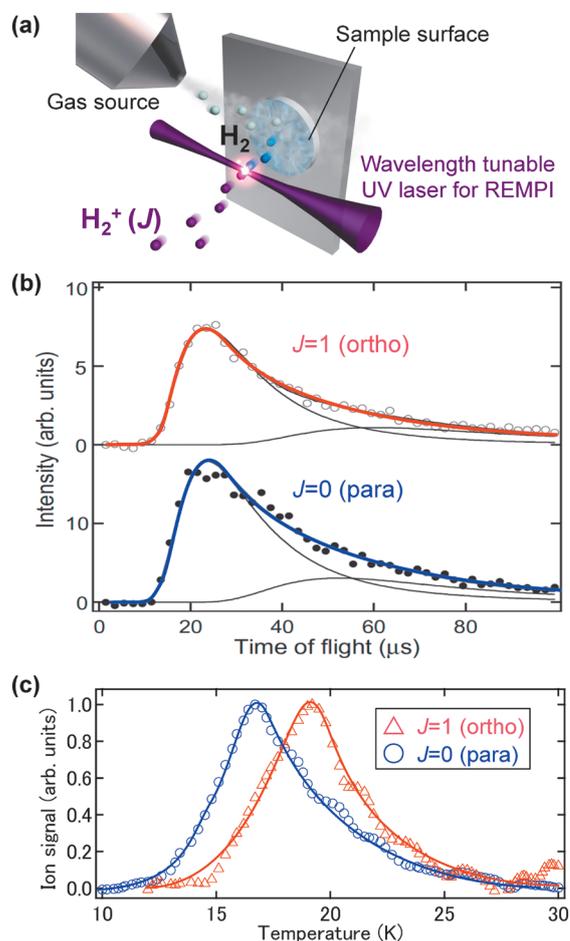


図6 (a) 脱離水素分子の回転状態選択的イオン化の模式図。REMPI用のレーザーは試料表面の前方向約2 mmの位置に集光されている。10 K程度の極低温に冷却した試料に水素分子を吸着させ、一定時間後に脱離用レーザー(図では省略)を試料に照射、あるいはヒーターで試料全体を昇温することによって水素分子を脱離させる。脱離水素分子はREMPIレーザーで $J=0$ (para)あるいは $J=1$ (ortho)状態別にイオン化され、イオン検出器で検出される。(b) Ag(111)薄膜に吸着した水素分子の光脱離REMPIによる飛行時間スペクトル。³⁰⁾ 2本の黒線はマックスウェルボルツマン分布によるフィッティング結果。(c) Ag(111)単結晶に吸着した水素分子の熱脱離REMPIによる昇温脱離スペクトル。²⁴⁾ ピーク値で規格化して表示してある。オルト水素、パラ水素の E_d は28, 26 meVである。²⁴⁾

*6) 回転角運動量が変化しない $\Delta J=0$ の遷移を Q -枝と呼ぶ。
 *7) n 光子吸収による共鳴励起を伴う1光子イオン化を $(n+1)$ -REMPIという。
 *8) 2s準位の電子は1s準位の電子に比べて分子内の結合性が弱いため、 $E^1\Sigma_g^+$ 状態の原子間距離は $X^1\Sigma_g^+$ 状態に比べ長くなり、それに対応して回転定数が小さくなる。

分子だけをレーザーで脱離させるため、リアルタイムで表面のオルト/パラ比の経時変化を測定することができる。図6(c)に、熱脱離 REMPIで測定したオルト水素 ($J=1$) とパラ水素 ($J=0$) の昇温脱離スペクトルを示す。熱脱離 REMPIでは、試料温度を徐々に上昇²³⁾させ、各温度における脱離フラックスを計測し、最終的に吸着水素分子の全量を脱離させる。²⁴⁾したがって、吸着させておく時間を系統的に変化させて、吸着・脱離の一連の実験を繰り返すことでオルト/パラ比の経時変化を測定することができる³¹⁾(図11)。脱離温度の違いから、吸着エネルギーの J 依存性や吸着ポテンシャルの異方性に起因した水素分子の回転波動関数のひずみ具合を解明することもできる。^{3,24,33)}

4. 水素分子のオルト-パラ転換メカニズム

磁場下に置かれたスピンは歳差運動する。したがって、直観的(古典的)に考えると、水素分子の2つの陽子の位置で実効的な磁場が等しい場合は2つの核スピンは同じ周波数で歳差運動するためスピン間の相対的な向きは変化しない。これに対して磁場が異なる場合には2つの核スピンが異なる周波数で歳差運動をするためスピン転換が引き起こされることになる。量子力学的に考えると、合成スピンの異なる状態間の遷移は、2スピンの交換操作に対して反対称な差のスピン演算子 $i_a - i_b$ に誘起される⁹⁾(図1(a))。

2.1節で述べたように、水素分子のオルト-パラ転換は、原子核波動関数のスピン部分(合成核スピン)と空間部分(回転)の変化を伴う。したがって、回転量子数 J も偶数-奇数間で変化しなければならない(図1(c))。いったいどのような相互作用によって水素分子の核スピン自由度と回転自由度の遷移が合理的に両立し、オルト-パラ転換に至るのであろうか? 本節では、外部磁場、電荷移動、外部電場に誘起される転換について、それぞれ理論と実験の両側面から紹介する。

4.1 外部(表面)からの磁氣的摂動に誘起される転換

上で述べたように、外部磁場の下に置かれたスピンは歳差運動するため、2つの陽子に印加される磁場が異なる場合にスピン転換が引き起こされると期待される。本節では、これらのことを若干の数式を用いて量子力学的に示すところからはじめる。

水素分子の2つの陽子 a と b の位置ベクトルを \mathbf{R}_a と \mathbf{R}_b とし、それぞれの位置の磁場を $\mathbf{H}(\mathbf{R}_a)$ と $\mathbf{H}(\mathbf{R}_b)$ で表す。この時、核スピンが持つ磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}_a, \boldsymbol{\mu}_b$ と磁場の相互作用ハミルトニアンは次式で表される。

$$V' = -(\boldsymbol{\mu}_a \cdot \mathbf{H}(\mathbf{R}_a) + \boldsymbol{\mu}_b \cdot \mathbf{H}(\mathbf{R}_b)) \\ = -g_p \mu_N (i_a \cdot \mathbf{H}(\mathbf{R}_a) + i_b \cdot \mathbf{H}(\mathbf{R}_b)) \quad (1)$$

g_p, μ_N は陽子の g 因子と核磁子である。

⁹⁾ $I=0$ と $I=1$ の4つの合成スピン関数に対して、演算子 $i_a - i_b$ は $I=0$ と $I=1$ の間でのみゼロでない行列要素を持つ(図1(a)、あるいは文献3の Appendix A を参照)。

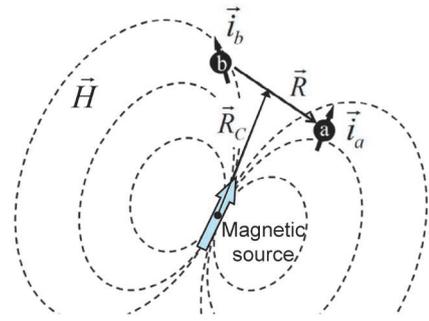


図7 磁気双極子により作られる空間的に不均一な磁場。近接する水素分子の陽子 a, b には非等価な磁場が生じる。

もし磁場が空間的に均一 ($\mathbf{H}(\mathbf{R}_a) = \mathbf{H}(\mathbf{R}_b) \equiv \mathbf{H}_0$) である場合、式(1)は $V' \propto (i_a + i_b) \cdot \mathbf{H}_0$ となる。この摂動ハミルトニアンは合成核スピン演算子に比例するため、図1(a)に示す $I=0$ と $I=1$ の4つの合成核スピン関数を基底に考えると、その行列要素は対角的である。すなわち $I=0$ と $I=1$ の間の遷移であるオルト-パラ転換は均一磁場中では誘起されないことが分かる。ここで、「均一磁場中で合成スピン多重度は変化しない」という現象が同種スピン系に特有のものであることを強調しておく。例として、電子と陽電子が静電的に束縛状態にあるポジトロニウムを考えてみよう。ポジトロニウムにおいても、合成スピン三重項状態をオルト、一重項状態をパラと呼ぶ。電子と陽電子は g 因子の大きさは同じであるが、磁気モーメントの符号は逆である。したがって、均一磁場中の摂動ハミルトニアンは $V' \propto (i_a - i_b) \cdot \mathbf{H}_0 = (i_a^- - i_b^-) H_0$ となり、オルト状態のうち $L_z=0$ の状態がパラ状態と有限の行列要素を持つ(図1(a))。ここで、 i_a と i_b は電子と陽電子のスピンを表すとし、 \mathbf{H}_0 の方向をスピンの量子化軸 (z 軸) とした。電子と陽電子は異種粒子であるため、ポジトロニウムには水素分子のような回転状態と合成スピン状態の対応原理がなく、スピンに関する摂動項 $i_a^- - i_b^-$ のみによってオルト-パラ転換が誘起される。

さて、再び水素分子の話に戻る。式(1)は、簡単な代数計算で次のように式変形できる。

$$V' = -\frac{g_p \mu_N}{2} ((i_a + i_b) \cdot (\mathbf{H}(\mathbf{R}_a) + \mathbf{H}(\mathbf{R}_b)) \\ + (i_a - i_b) \cdot (\mathbf{H}(\mathbf{R}_a) - \mathbf{H}(\mathbf{R}_b))) \quad (2)$$

磁場が空間的に不均一 ($\mathbf{H}(\mathbf{R}_a) \neq \mathbf{H}(\mathbf{R}_b)$) である場合、図7に示す分子の重心の位置ベクトル $\mathbf{R}_C \equiv (\mathbf{R}_a + \mathbf{R}_b)/2$ と分子軸の相対ベクトル $\mathbf{R} \equiv \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b$ を用いて $\mathbf{H}(\mathbf{R}_a) - \mathbf{H}(\mathbf{R}_b)$ をテイラー展開すると

$$\mathbf{H}(\mathbf{R}_C + \mathbf{R}/2) - \mathbf{H}(\mathbf{R}_C - \mathbf{R}/2) \approx (\mathbf{R} \cdot \nabla) \mathbf{H}(\mathbf{R}_C) \quad (3)$$

と変形できる。回転の波動関数 ($Y_{J,M}(\theta, \varphi)$) に対して \mathbf{R} の行列要素を計算すると、 $\Delta J = \pm 1$ の非対角要素が有限の値を持つ。¹⁰⁾ また同時に、式(2)第二項の $i_a - i_b$ の行列要素

¹⁰⁾ 分子軸の傾き (θ, φ) を用いると \mathbf{R} の成分は $(R \sin \theta \cos \varphi, R \sin \theta \sin \varphi, R \cos \theta)$ と書け、例えば、 $\langle Y_{0,0}(\theta, \varphi) | \cos \theta | Y_{1,0}(\theta, \varphi) \rangle = 1/\sqrt{3}$ 、 $\langle Y_{0,0}(\theta, \varphi) | \sin \theta \cos \varphi | Y_{1,1}(\theta, \varphi) \rangle = \sqrt{2}/\sqrt{6}$ と計算される。

は $I=0$ と $I=1$ の状態間で非対角要素が有限の値を持つ。⁹⁾ したがって、不均一磁場中 (磁場勾配 $\nabla H(\mathbf{R}_c) \neq 0$) では式 (2) の第二項による一次摂動の効果でオルト-パラ転換が誘起され、その確率 $P^{(1)}$ は次式で与えられる。

$$P^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|V'|i\rangle|^2 \rho(E_{\text{op}}). \quad (4)$$

ここで、 \hbar は還元プランク定数、 E_{op} はオルト-パラ転換時に放出されるエネルギー、 ρ はエネルギー散逸を担う自由度の状態密度である。転換確率は行列要素の二乗に比例する。

図7に示すように、孤立した磁気双極子の近傍には不均一磁場が形成されるためオルト-パラ転換が誘起される。以下では、核スピンおよび電子スピンの起因するオルト-パラ転換の例を紹介する。2.2.2節で紹介した液体水素や固体水素の場合には約3.75 Åで互いに隣接しているオルト水素の核磁性が不均一磁場の源となる。固体水素において、転換エネルギーが主として2フォノン過程で散逸されることで転換確率が $4.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ($1/P^{(1)} \sim 100 \text{ h}$) となることが示されている。¹⁹⁾ 一方、固体水素中に磁性不純物として酸素分子 (電子基底状態で電子スピン三重項³⁴⁾) が存在する場合、酸素分子から3.75 Å離れた場所に位置する水素分子のオルト-パラ転換確率は $6.9 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($1/P^{(1)} \sim 10 \text{ s}$) となる。¹⁹⁾ 電子スピンの磁気モーメントは陽子の磁気モーメントよりも 10^3 倍大きいため、その二乗に比例して転換確率は 10^6 程度大きくなっている。

固体表面に磁性が存在する場合には、同様のメカニズムでオルト-パラ転換が促進される。^{3,21,35)} 転換確率は磁場勾配 $\nabla H(\mathbf{R}_c)$ の大きさの二乗に比例するため (式(2)-(4))、転換確率は表面の磁気構造に敏感である。³⁾ 磁性を持つ表面の典型的なモデル系として、Ag(111) 薄膜表面に O_2 が希薄に物理吸着した表面、³⁶⁾ および $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ 薄膜表面³⁷⁾ におけるオルト-パラ転換の結果を図8, 図9に示す。いずれも、オルト/パラ比 ($J=1/J=0$ 比) は指数関数的に単調減少していることが分かる。Ag(111) 薄膜表面では O_2 分子の吸着量が0 MLから0.01 MLに増すにつれて減衰の時定数は600 sから70 sに減少しており、 O_2 分子の数が増加するとオルト-パラ転換が加速されることが分かる。これは、Ag(111) 薄膜表面に物理吸着した O_2 分子^{38,39)} が電子磁性を保持しており、Ag(111) 上を拡散する水素分子が O_2 分子近傍でオルト-パラ転換していることを示唆する。水素分子の表面拡散を考慮して実験結果を解析することにより、Ag(111) 薄膜上で O_2 に隣接した水素分子の転換確率は $1.2 \times 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ と見積もられている。³⁶⁾ このような表面の磁性不純物によるオルト-パラ転換の場合は、転換エネルギーは水素分子の二次元並進モード (表面拡散) あるいは表面フォノンモードに散逸されると理論的に予想されている。⁴²⁻⁴⁴⁾

一方、 $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ 薄膜表面での転換の時定数は210 s (転換確率: $4.8 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) である (図9)。この実験結果から $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ の表面磁性に関する考察がなされてい

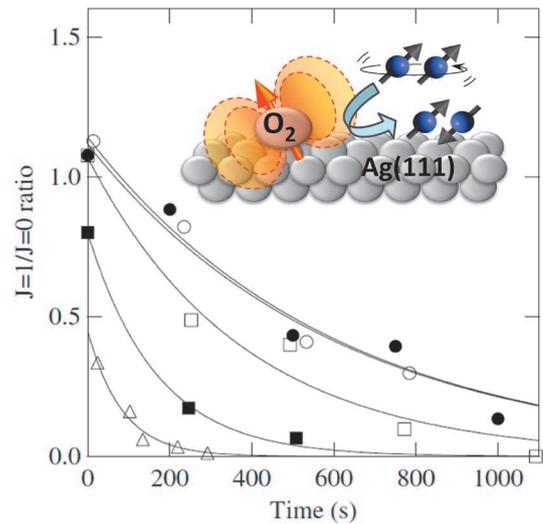


図8 O_2 分子の吸着量を系統的に制御した、7 K の Ag(111) 薄膜表面における水素分子のオルト/パラ比の経時変化。³⁶⁾ それぞれ、 O_2 の吸着量は 0 ML (○), 0.0004 ML (●), 0.002 ML (□), 0.005 ML (■), 0.01 ML (△). 挿入図は、核スピン反転を伴って、 $J=1$ (準安定) 状態から $J=0$ (最安定) 状態へ回転緩和している様子を示す。

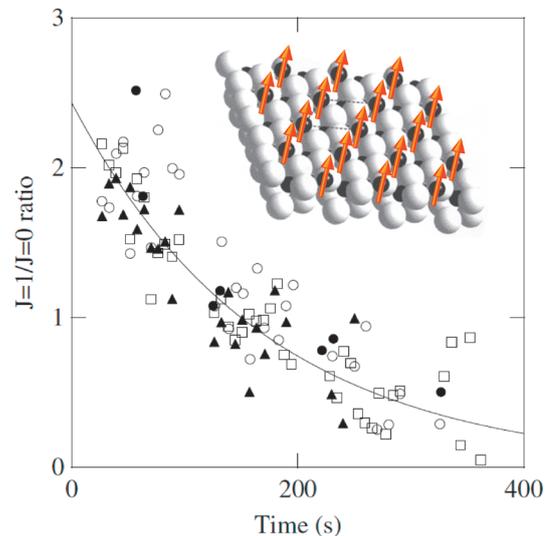


図9 7 K の $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ 薄膜表面における水素分子のオルト/パラ比の経時変化。³⁷⁾ 挿入図は、表面 Cr イオン強磁性磁気秩序を有する (1×1) 構造の模式図。この (1×1) 構造は 120 K 以下の温度領域で安定的に発現する。⁴⁶⁾

る。³⁷⁾ Cr_2O_3 は Néel 温度が 307 K の反強磁性絶縁体である。⁴⁵⁾ バルクは c 軸方向に Cr^{3+} の層と O^{2-} の層が交互に重なるコランダム構造をとり、 Cr^{3+} の電子スピン $3/2$ は c 軸方向において反強磁性磁気秩序を持つ。 $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ 薄膜表面においては Cr^{3+} 層が表面終端するが、静電エネルギーの安定化のために 120 K 以下においては表面 Cr イオンの存在量がバルク Cr^{3+} 層の半分となる (1×1) 構造を示し、図9に示すように面内強磁性磁気秩序の存在が示唆されている。^{45,46)} 表面の Cr イオン密度から、物理吸着した水素分子と Cr イオンの間の平均距離は約 3 Å と見積もられる。 $\text{Cr}_2\text{O}_3(0001)$ 薄膜表面での転換確率は、前述した Ag(111) 薄膜上の O_2 分子の常磁性による転換確率と比べて約 2 桁小さい。もし表面の Cr イオンが面内反強磁性磁気秩序を有

するならば、Cr₂O₃(0001) 薄膜表面の不均一磁場の勾配の大きさはO₂分子の常磁性(図7)と同程度の大きさを有していると考えられる。逆に、表面のCrイオンが面内強磁性磁気秩序を有するならば磁場の空間変化がより緩やかになり、表面の局所磁場勾配の大きさは面内反強磁性の場合に比べて小さくなる。⁴⁷⁾ したがって、Cr₂O₃(0001) 薄膜表面は面内強磁性を有すると結論づけられている。³⁷⁾ Cr₂O₃(0001) のようにスピンの存在する磁性絶縁体表面においては、マグノン励起によって転換エネルギーが散逸されることが理論的に予想されている。^{42-44, 47)}

4.2 金属表面との電荷移動に誘起される転換

前節では不均一磁場による一次摂動で誘起されるオルト-パラ転換について紹介した。ここで、図8において、磁性不純物であるO₂が存在しないAg(111) 薄膜表面においても610 sの時定数(転換確率: $1.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$)でオルト-パラ転換が誘起されている点は注目に値する。銀表面におけるオルト-パラ転換の可能性は古くは1980年代に行われたEELSにおいて示唆され、⁴⁹⁾ 近年ではAg(111) 単結晶表面における熱脱離REMPIでも同様の結果が観測されている。²⁴⁾ 銀は閉殻の電子構造を有する金属であるため、表面に磁場は存在せず前節で述べたメカニズムではこの実験結果を説明することはできない。⁴⁸⁾

Iliscaらは、表面と水素分子の間の電荷移動を考慮し、たとえ磁性を有さない金属表面でも100 sオーダーの時間スケールでオルト-パラ転換が誘起され得ることを理論的に示した。^{21, 50)} これは、「クーロン相互作用(V_C , 式(6))とフェルミ接触相互作用(V_{FC} , 式(7))を摂動として、金属表面と水素分子の間に仮想的に電荷移動(電子励起)が行われることでオルト-パラ転換が促進される」という二次摂動に基づく理論である。その様子を図10に模式的に示す。

フェルミ接触相互作用とは、電子が原子核の位置に空間的に重なった(接触した)場合に電子スピンと核スピンの間に作用する磁気相互作用であり、電子と核の間のスピン反転を引き起こす。表面の電子は最表面の外側にしみ出しているため、この電子と吸着水素の間にはフェルミ接触相互作用が働く。しかし、一般に反磁性金属表面の電子系は電子スピン一重項状態で閉殻を成すため、upスピンと

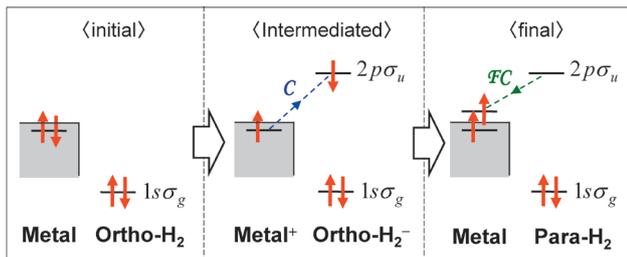


図10 金属表面と水素分子の間での仮想的な電荷移動を伴う二次摂動によるオルト-パラ転換モデル。クーロン相互作用(C)とフェルミ接触相互作用(FC)による電荷移動を矢印で示す。

downスピンの相殺しフェルミ接触相互作用は無効になる。ところが、図10の中間状態に示すように、クーロン相互作用により金属表面の電子が水素分子の電子軌道に仮想的に励起されると、電子スピン二重項(H₂⁺イオン)状態が形成される。このとき電子磁性が誘起され、電子スピンと核スピン間のフェルミ接触相互作用が有効になり、 $I=1$ から $I=0$ への核スピン転換が誘起されると同時に、電子はスピン反転しつつ水素分子の励起電子軌道から金属表面の電子軌道へ移動する。結果的に、金属表面が電子スピン一重項状態から三重項状態に転換することにより水素分子のオルト-パラ転換が誘起される(図10)。以下では、この過程を量子力学的に補足する。

2次摂動による転換確率 $P^{(2)}$ は次式で表される。

$$P^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_I \frac{\langle f|V'|I\rangle \langle I|V'|i\rangle}{E_i - E_I} \right|^2 \rho(E_{\text{op}}), \quad (5)$$

$$V_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \left(\sum_j \sum_k \frac{-Z_j}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_k|} + \sum_{i,j(i \neq j)} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \right), \quad (6)$$

$$V_{FC} = \frac{8\pi}{3} g_e g_n \mu_e \mu_N \sum_{j,k} \mathbf{s}_j \cdot \mathbf{i}_k \delta(\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_k). \quad (7)$$

ここで、 $V' = V_C + V_{FC}$ であり、 e は電荷素量、 g_e は電子の g 因子、 μ_e はBohr磁子、 \mathbf{r}_j と \mathbf{R}_k はそれぞれ電子 j と核 k の位置ベクトル、 \mathbf{s}_j と \mathbf{i}_k はそれぞれ電子 j と核 k のスピンである。2次摂動の仮想的な中間状態として表面電子が水素分子の励起軌道に励起される電荷移動状態を考えるため、始状態 i 、仮想的な中間状態 I 、終状態 f の波動関数としては核の波動関数以外に電子の軌道とスピンの波動関数も考慮する必要がある。行列要素 $\langle I|V_C|i\rangle$ に関する電子軌道積分は、分子軸(分子座標系)を基準とする分子軌道と表面(実験室座標系)を基準とする表面電子軌道の間の座標系の違いに起因して、分子軸の傾き θ に対して $\cos \theta$ の角度依存性を示す。^{3, 21, 50)} このため、回転積分では $\Delta J = \pm 1$ の状態間のみ行列要素が有限の値を持つ。^{*10)} 続いて、行列要素 $\langle f|V_{FC}|I\rangle$ の電子軌道積分を行うと、電子スピンと核スピンに対して

$$(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) \cdot (\mathbf{i}_a - \mathbf{i}_b) \quad (8)$$

に比例する項が得られる。^{3, 21, 31, 50)} これらの‘差のスピン演算子’の行列要素は、電子スピンと核スピンの合成スピン状態に対して $\Delta S = \pm 1$, $\Delta I = \pm 1$ の非対角成分に有限の値を持つ^{*9)}(図1)。したがって、 V_{FC} 項による水素分子から表面への仮想的な電荷移動に伴い、電子スピンと核スピンの多重度が同時に変化する(図10)。このメカニズムでは、転換時のエネルギー散逸は電子スピン三重項状態の表面電子系が担う。^{21, 50, 52)} すなわち、フェルミ面直下の表面電子が、最終的には、オルト-パラ転換エネルギー(回転エネルギー $2B \sim 15 \text{ meV}$)分だけ高いエネルギーを持つフェルミ面直上の非占有電子単位に励起される。このようなエネルギー散逸メカニズムは、フェルミ面近傍に連続的な状態

密度を持つ金属的な表面電子系において有効となる。

1991年に提唱されたこの転換モデルは、提唱から17年後の2008年にNikiらが行ったオルト-パラ転換における光励起効果の実験によってはじめて実証されたと言える。⁵¹⁾ この研究では、励起光の波長を変えて転換時間の測定が行われており、表面電子を上記モデルの中間電子状態へ直接光励起するとオルト-パラ転換が顕著に促進されることが示されている。

4.3 外部(表面)からの電氣的摂動に誘起される転換

2.2.1節で紹介したように、星間水素分子の核スピン密度が低くなるという天文分光結果(図2)は、極低温の星間アモルファス氷表面上でオルト-パラ転換が促進されたことを示唆する(図3)。1991年に、Hixonらは極低温のアモルファス氷上での水素分子のオルト-パラ転換の有無を調べ、10時間ですべて $J=0$ のパラ状態に転換していることを示した。⁵³⁾ 問題は、この転換のメカニズムである。アモルファス氷は電子的に閉殻構造を持つ水分子が凝集した反磁性体であり電子磁性は持たない。また、フェルミ面近傍に状態密度を持たない絶縁体であるため、約15 meVの転換エネルギーを散逸させることができない。^{*11)} したがって、図10に示す二次摂動の転換メカニズムも有効ではなく、^{54,55)} 水のような反磁性絶縁体の表面におけるオルト-パラ転換を説明する物理モデルは存在しなかった。Hixonらの実験は超高真空中で行われたものではなかったため試料の純度が疑われ、彼らが観測した転換は実験中に不純物として試料に混入した O_2 分子の電子磁性に誘起されたものであると解釈された。⁵³⁾ そのため、「アモルファス氷表面自体が転換を誘起するの否か」という点については結論が得られずに終わってしまった。

このような先行研究に鑑み、著者らは O_2 分子や水酸基ラジカル等の磁性不純物を含まない高純度なアモルファス氷試料を作製するべく超高真空装置を構築し、³⁾ 超高純度な水分子線を発生させるためのガスドザーの設計・開発を行った。⁵⁶⁾ 水分子が解離吸着しないことが報告されている清浄単結晶Ag(111)表面を準備し、⁵⁷⁾ この表面に10 Kでアモルファス氷を作製した。このアモルファス氷表面に物理吸着した水素分子のオルト・パラ組成の経時変化を熱脱離REMPIで測定した結果を図11に示す。³¹⁾ 水素が表面に吸着している時間が増すにつれオルト水素の存在量は単調減少し、パラ水素の存在量は単調増加していることが分かる。実験結果の解析からオルト-パラ転換の時定数として410 s(転換確率： $2.4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$)が得られている。アモルファス氷は反磁性体^{*12)}かつ絶縁体であるにもかかわらず、その表面において H_2 分子は 10^{-3} s^{-1} のオーダーの確

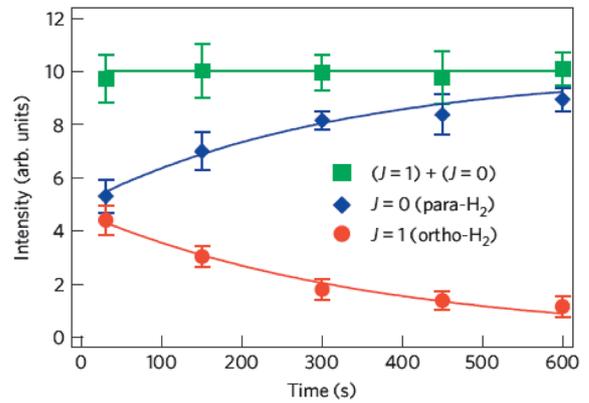


図11 10 Kのアモルファス氷表面に吸着させた $J=0$ (para- H_2), $J=1$ (ortho- H_2)の昇温脱離スペクトル強度の経時変化。³¹⁾ 横軸は水素の曝露から昇温脱離開始までの待機時間で、水素分子が実質的にアモルファス氷表面に吸着していた時間を表す。実線は $J=0$, $J=1$ を指数関数で、 $(J=0) + (J=1)$ を直線(定数)でフィッティングした結果である。

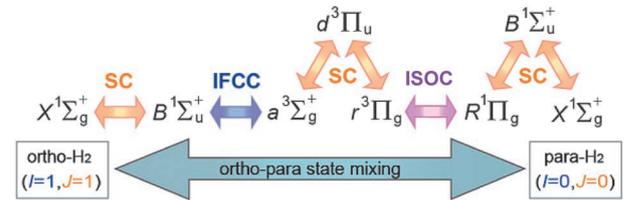


図12 強電場下で可能となる $X^1\Sigma_g^+$ のオルト-パラ状態混合経路の一つ。この状態混合は、分子内フェルミ接触結合(IFCC)、分子内スピン軌道結合(ISOC)、および5次のシュタルク結合(SC)によって誘起される。³¹⁾

率でオルト-パラ転換が誘起されることが明らかになった。

4.1, 4.2節で述べた既存のメカニズムでは、アモルファス氷表面で観測されたオルト-パラ転換を説明することはできない。そこで著者らは、氷表面との相互作用によって水素分子内に誘起される磁気相互作用を考察し、新しいコンセプトの転換理論の構築に挑んだ。氷表面の特徴として水分子の分極に起因する強い局所電場が考えられる。アモルファス氷表面における局所強電場の存在は、実験では物理吸着した水素分子に電気双極子が誘起されて赤外活性となる⁵⁸⁾ことから確認されている。⁵³⁾ 理論的には 10^{10} – 10^{11} V/m の強度、および 10^{20} – 10^{21} V/m^2 の勾配を有する強電場が存在することが示されている。⁵⁹⁾ 著者らは、この強電場に誘起される静電相互作用(シュタルク効果)に焦点を当て、吸着水素分子内に誘起される磁気相互作用を高次摂動論に基づき考察し、電場誘起オルト-パラ転換モデルを提唱した。^{3,31)} このモデルでは、仮想励起状態間の磁気相互作用として分子内のフェルミ接触結合(IFCC)と分子内のスピン軌道結合(ISOC)を取り入れ、シュタルク結合(SC)を5次摂動まで考慮した。図12に、各摂動項とオルト-パラ転換に至る仮想的中間状態の例を示す。直感的には、「表面電場によるSCで分子内に電子の軌道角運動を誘起し、ISOCを介して電子の軌道角運動量をスピン角運動量に変換させ、IFCCにより電子のスピン角運動量を核のスピン角運動量と交換させることによりオルト-パラ転換を誘起する」という考え方である。以下ではこのモデル

*11 絶縁体場合には価電子帯と伝導帯の間のエネルギー間隔は数eVのオーダーである。

*12 実際には、水分子には陽子の核磁性が存在する。¹⁴⁾ しかし、核磁気双極子相互作用に誘起される H_2 のオルト-パラ転換確率は4.1節の固体水素で紹介したように 10^{-7} s^{-1} オーダーであり、¹⁹⁾ 観測された転換確率を説明することはできない。

の要点を紹介する。

分子内のフェルミ接触結合を誘起する摂動項は形式的には式(7)と同様であり、シュタルク結合とスピン軌道結合の摂動項は以下のように与えられる。

$$V_{\text{SC}} = e\mathbf{F} \cdot (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2), \quad (8)$$

$$V_{\text{SOC}} = \xi_{\text{SOC}} (\ell_1^z \cdot s_1^z + \ell_2^z \cdot s_2^z). \quad (9)$$

ここで、 \mathbf{F} は表面電場、 ξ_{SOC} はスピン軌道結合係数、 ℓ_j^z は電子 j の軌道角運動量演算子の z 成分、 s_j^z は電子 j のスピン演算子の z 成分である。重要な点は、水素分子は気相の孤立状態において、① V_{FC} により電子励起 $^1\Sigma_g^+ \rightarrow ^3\Sigma_g^+$ 間で電子と核スピンの異重項状態が同時に混合していること、② V_{SOC} により電子励起 $^3\Pi_g^- \rightarrow \Pi_g^-$ 間(電子スピン一重項と三重項状態)の混合が生じていること、である。そこに、強電場によるシュタルク結合 V_{SC} を併せることで図12に示す各仮想電子励起状態間で電子と核スピン異重項混合が誘起され、これらの状態を経由してオルト状態とパラ状態間の遷移が許容となる。このメカニズムでは5次摂動で V_{SC} を考慮しているため、転換確率の電場依存性は F^{10} で与えられる。 1×10^{11} V/mの強電場の下では $10^{-2} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ オーダーの確率でオルト-パラ転換が誘起されることが理論的に示されている。^{3,31,55)} したがって、この転換モデルによると、図11の実験結果は $10^{10} \sim 10^{11}$ V/mオーダーの強電場がアモルファス氷表面に存在することを示唆しており、Girardetらの電場計算⁵⁸⁾とも良く一致する。近年では、 $10^{10} \sim 10^{11}$ V/mオーダーの局所電場を有する他の反磁性絶縁体表面においても $10^{-2} \sim 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ オーダーの転換が報告されはじめており、²⁸⁾ 電場誘起転換オルト-パラ転換モデルの妥当性が認識されつつある。

5. おわりに

本稿では、宇宙物理化学から工業的な水素貯蔵におよぶ水素分子の先端的話題に触れ、伝統的な表面の局所磁場に起因した H_2 分子のオルト-パラ転換のみならず、近年明らかになってきた表面との電荷移動に誘起される転換や、表面の局所電場に誘起される転換について最先端の実験と理論の両側面を概観した。2.2節で述べたように、水素の液化貯蔵の際にはパラ水素化が必須であり、表面との電荷移動や表面電場を利用した新しいオルト-パラ転換触媒の設計は次世代エネルギー媒体としての水素利用の基礎技術を拡張するものである。すなわち、水分子やアンモニア、二酸化チタンなど従来転換に寄与しないと考えられていた閉殻の極性分子・イオン性固体の表面も表面電場の効果で H_2 分子のオルト-パラ転換触媒として機能する可能性が示唆される。^{3,31)} また、近年の実験により、水分子の配向が揃った強誘電氷が星間空間に偏在している可能性が示されている。⁶⁰⁾ 氷の強誘電性とオルト-パラ転換時間の相関の有無を明らかにすることは今後の重要な実験課題である。

一方、アモルファス氷表面におけるオルト-パラ転換確

率は、分子雲中で観測された H_2 の回転温度と核スピン温度の不一致の起源を紐解く鍵となる。天文物理化学分野で伝統的に考慮されてきた“極低温分子雲における気相の H^+ や H_3^+ イオンとの交換反応によるオルト-パラ転換”に加えて、“アモルファス氷等の星間物質表面におけるオルト-パラ転換”を考慮することの重要性が広く認識されつつある。^{17,61)} 表面における水素分子の滞在時間と転換確率を考慮し、天文観測されたオルト/パラ比について時空間発展解析を行うことで、星間分子雲の熱履歴や年齢の解明につながることを期待されている。^{17,61)}

表面でのオルト-パラ転換の研究は、これまでは相互作用ハミルトニアンとその行列要素評価に主眼がおかれてきた。しかしながら、本稿で紹介したいくつかの理論研究で示されているように、エネルギー散逸も転換確率を決定する重要な要素である。固体表面においては表面の電子系(スピン・軌道)やフォノン系、および水素分子の並進運動(表面拡散・脱離)などの複数の自由度が競合する。試料の温度や H_2 分子の被覆率、表面磁場、表面電場など、物理吸着 H_2 分子が置かれる環境を系統的に変化させた転換実験⁶²⁾やエネルギー散逸過程そのものを直接観測⁶³⁾する先進的な実験手法の開拓が必要である。“エネルギー散逸メカニズム”は、表面での原子・分子ダイナミクスや反応ダイナミクスを理解する上で、未だ解明されていない重要な問題の一つであり、今後のさらなる実験・理論研究が望まれる。

最後に、本稿の執筆に際して有益なコメントを頂いた羽馬哲也氏、國貞雄治氏に感謝申し上げます。また、本稿で紹介した筆者らの研究結果は、岡野達雄、二木かおり、松本益明、各氏をはじめ多くの研究者との共同研究や有益な議論に依っており、ここに感謝申し上げます。

参考文献

- 1) T. Hori: *Z. Phys.* **44** (1927) 834.
- 2) D. M. Dennison: *Proc. R. Soc. London A* **115** (1927) 483.
- 3) K. Fukutani and T. Sugimoto: *Prog. Surf. Sci.* **88** (2013) 279.
- 4) 高柳和夫:『朝倉物理学大系 原子分子物理学』(朝倉書店, 2000) p. 326-328.
- 5) K. Pachucki and J. Komasa: *Phys. Rev. A* **77** (2008) 030501.
- 6) E. Habart, *et al.*: *Space Sci. Rev.* **119** (2005) 71.
- 7) L. Pagani, *et al.*: *Phil. Trans. R. Soc. A* **370** (2012) 5200.
- 8) T. G.-Lezana and P. Honvault: *Int. Rev. Phys. Chem.* **33** (2014) 371.
- 9) T. Giannini, *et al.*: *Astrophys. J.* **738** (2011) 80.
- 10) D. A. Neufeld, G. J. Melnick and M. Harwit: *Astrophys. J.* **506** (1998) L75.
- 11) D. A. Neufeld, *et al.*: *Astrophys. J.* **649** (2006) 816.
- 12) M. J. Mumma, *et al.*: *Science* **232** (1986) 1523.
- 13) B. P. Bonev, *et al.*: *Icarus*, **196** (2008) 241.
- 14) T. Hama, *et al.*: *Science* **351** (2016) 65.
- 15) T. Hama and N. Watanabe: *Chem. Rev.* **113** (2013) 8783.
- 16) T. Oka: *J. Mol. Spectrosc.* **228** (2004) 635.
- 17) F. Lique, *et al.*: *Int. Rev. Phys. Chem.* **33** (2014) 125.
- 18) D. L. Huestis: *Planet. Space Sci.* **56** (2008) 1733.
- 19) K. Motizuki and T. Nagamiya: *J. Phys. Soc. Jpn.* **11** (1956) 93.
- 20) A. H. Larsen, *et al.*: *Rev. Sci. Instrum.* **19** (1948) 266.
- 21) E. Ilisca: *Prog. Surf. Sci.* **41** (1992) 217.
- 22) 岩澤康裕, 他:『ベーシック表面化学』(化学同人, 2010).
- 23) P. A. Redhead: *Vacuum* **12** (1962) 203.

- 24) T. Sugimoto and K. Fukutani: Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 146101.
- 25) J. H. Fillion, *et al.*: Phys. Chem. Chem. Phys. **11** (2009) 4396.
- 26) T. Niedermayer, *et al.*: Phys. Rev. B **71** (2005) 045427.
- 27) 竹腰清乃理: 『磁気共鳴: NMR—核スピンの分光学』(サイエンス社, 2011).
- 28) T. Kosone, *et al.*: R. Soc. Open Sci. **2** (2015) 150006.
- 29) K. Svensson and S. Andersson: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 096105.
- 30) K. Fukutani, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 096103.
- 31) T. Sugimoto and K. Fukutani: Nature Phys. **7** (2011) 307.
- 32) K. Niki, *et al.*: Chem. Phys. Lett. **504** (2011) 136.
- 33) Y. Kunisada and H. Kasai: Phys. Chem. Chem. Phys. **17** (2015) 19625.
- 34) K. Yamakawa, T. Sugimoto and K. Fukutani: Mol. Sci. **5** (2010) AC0014.
- 35) R. P. Eischens: J. Am. Chem. Soc. **69** (1947) 1590.
- 36) K. Niki, *et al.*: Phys. Rev. B **79** (2009) 085408.
- 37) M. Fujiwara, *et al.*: J. Phys. Conf. Ser. **200** (2010) 022038.
- 38) Y. Kazama, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 064128.
- 39) S. Yamamoto, *et al.*: Phys. Rev. B **93** (2016) 081408(R).
- 40) Y. Kunisada, *et al.*: Curr. Appl. Phys. **12** (2012) S115.
- 41) Y. Kunisada, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **80** (2011) 084605.
- 42) E. Ilisca: Phys. Rev. Lett. **24** (1970) 797.
- 43) E. Ilisca and A. P. Legrand: Phys. Rev. B **5** (1972) 4994.
- 44) K. G. Petzinger and D. J. Scalapino: Phys. Rev. B **8** (1973) 266.
- 45) X. He, *et al.*: Nature Chem. **9** (2010) 579.
- 46) M. Bender, *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **7** (1995) 5289.
- 47) Y. Ishii and S. Sugano: J. Phys. C: Solid State Phys. **17** (1984) 2049.
- 48) S. Yucel: Phys. Rev. B **39** (1989) 3104.
- 49) Ph. Avouris, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 199.
- 50) E. Ilisca: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 667.
- 51) K. Niki, *et al.*: Phys. Rev. B **77** (2008) 201404(R).
- 52) Y. Kunisada, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 023601.
- 53) H. G. Hixson, *et al.*: J. Chem. Phys. **97** (1992) 753.
- 54) E. Ilisca: Europhys. Lett. **104** (2013) 18001.
- 55) E. Ilisca, *et al.*: Eur. Phys. J. B **87** (2014) 235.
- 56) T. Sugimoto, *et al.*: J. Vac. Soc. Jpn. **52** (2009) 141.
- 57) P. A. Thiel and T. E. Maday: Surf. Sci. Rep. **7** (1987) 211.
- 58) J. Heidberg, *et al.*: J. Chem. Phys. **110** (1999) 2566.
- 59) C. Girardet and C. Toubin: Surf. Sci. Rep. **44** (2001) 159.
- 60) T. Sugimoto, *et al.*: Nature Phys. (2016) doi: 10.1038/nphys3820.
- 61) E. Bron, F. L. Petit and J. L. Bourlot: Astron. Astrophys. **588** (2016) A27.
- 62) H. Ueta, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **116** (2016) 253201.
- 63) M. Nagao, K. Watanabe and Y. Matsumoto: J. Phys. Chem. C **113** (2009) 11712.

著者紹介

杉本敏樹氏: 表面界面物理化学, 原子分子物理化学, 固体液体物理化学, 光物性物理化学, 宇宙物質化学, 真空工学などの研究に従事している。特に、水分子が関与する物理化学現象に強い関心を持っている。

福谷克之氏: 専門は表面界面物性。表面での対称性低下に伴う新規物性や原子・分子(特に水素)の表面ダイナミクスに興味を持っている。

(2015年12月28日原稿受付)

Nuclear Spin Dynamics of Molecular Hydrogen Adsorbed on Solid Surfaces—Interdisciplinary Surface Electromagnetic Process—

Toshiki Sugimoto and Katsuyuki Fukutani

abstract: Molecular hydrogen is classified into *ortho* (total nuclear spin $I=1$, rotational quantum number $J=\text{odd}$) and *para* ($I=0$, $J=\text{even}$) nuclear-spin modifications. Whereas *ortho*–*para* conversion is a key technology for hydrogen storage in a liquid form, relative abundance of the *ortho* and *para* hydrogen in astronomical circumstances has been reported to show a value out of equilibrium with the environment temperature in recent years. Physisorption and *ortho*–*para* conversion on the surfaces of interstellar media are expected to provide deeper understanding of astronomical phenomena. Although interconversion between these modifications is forbidden in isolated states, it is significantly promoted by inhomogeneous magnetic fields such as those present on the surfaces of magnetic materials. Since the theoretical research by Wigner in 1933, nuclear-spin conversion has been considered not to occur on diamagnetic solid substances. Here we review recent progresses of experimental and theoretical studies of *ortho*–*para* conversion on well-defined surfaces, which have revealed unexpected conversion on diamagnetic surfaces.

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



池上 弘樹

理化学研究所 CEMS
hikegami@riken.jp

堤 康雅

東京大学大学院総合文化研究科
tsutsumi@vortex.c.u-tokyo.ac.jp

河野 公俊

理化学研究所 CEMS
kkono@riken.jp

自然は並進対称性や回転対称性など様々な対称性を持つ。しかし、多くの物質では自然が本来持っている対称性を自発的に破り、物理的に興味深い状態になる。この自発的対称性の破れとして知られる基本原理は、物性物理から素粒子物理や宇宙物理まで包括するものである。例えば、結晶や強磁性、超流動/超伝導は対称性の破れた典型的な例であり、また物質の質量や宇宙ひもは真空の対称性の破れの結果生じていると考えられている。強磁性では空間の回転対称性を、超流動/超伝導ではゲージ対称性を、巨視的な数の粒子が低温でいっせいに破ることで実現される。その結果、個々の粒子の性質のみからは予想されない新たな性質が生み出される。生み出される性質にはどの対称性がどのように破れるかが強く反映される。

対称性が複雑に破れた状態として知られている超流動 ^3He は、1 mK 以下の超低温で、2つの ^3He 原子がクーパー対を組むことにより実現される (^3He 原子は核スピン 1/2 を持つフェルミ粒子)。従来型の超伝導では s 波と呼ばれる軌道角運動量とスピンのゼロのクーパー対が形成されるのに対し、超流動 ^3He では、軌道角運動量 1 とスピン 1 を持つ p 波と呼ばれるクーパー対が形成される。初めて実現された非 s 波クーパー対状態として 1972 年に発見され、理論、実験の両面から深く研究されてきた。超流動 ^3He では、クーパー対の軌道角運動量と

スピンの向きは任意に選ぶことができるが、実際にはある特定の方向が選ばれる。そのため、ゲージ対称性のみではなく、軌道空間での回転対称性、スピン空間での回転対称性、場合によっては時間反転対称性など、複数の対称性が同時に破れる。それゆえ、超流動 ^3He は、対称性が多重に破れた時に何が起きるかの一般論を構築するためのモデル系として捉えられている。

超流動 ^3He の A 相 ($^3\text{He-A}$) は、クーパー対の軌道運動が時間反転対称性を破るトポロジカルな状態である。この時間反転対称性の破れは $^3\text{He-A}$ の最も基本的な性質であり、それは間接的には知られていたが、それを直接的に捉えた実験はこれまで存在しなかった。筆者らは、最近、 $^3\text{He-A}$ 中を運動する不純物 (本稿では液体 ^3He 中に生成した電子) が固有マグナスカという、ローレンツ力のような不純物の速度に垂直な方向に受ける力を発見した。この固有マグナスカは、 ^3He 準粒子が不純物により非対称に散乱されることにより生じるものであり、時間反転対称性が破れた結果生じた新しい性質である。この固有マグナスカの観測は、時間反転対称性の破れの直接検証そのものである。さらに、固有マグナスカは、クーパー対の軌道角運動量の向き (カイラリティ) を直接観測するための唯一の手段を与えるとともに、対称性の破れにより生じるトポロジカル欠陥の観測の可能性を拓くものである。

—Keywords—

液体 ^3He :

フェルミ粒子である ^3He 原子は、質量が小さく量子性が強い。そのため、液体 ^3He は常圧下では絶対零度まで固化しない。典型的な強相関フェルミ粒子系であり、1 K 程度の温度でフェルミ縮退し、それ以下の温度ではランダウのフェルミ液体で記述される。約 1 mK で超流動状態に転移する。

フェルミ粒子系の超流動 :

フェルミ多体系では、フェルミ粒子間に有効的な引力が働くとき、フェルミ粒子が 2 個ずつ対になったクーパー対が低温で形成される。超流動はクーパー対の凝縮により生じる。構成粒子が電子の場合が超伝導に対応する。

クーパー対の対称性 :

クーパー対の状態は、クーパー対の相対軌道角運動量 L で分類できる。 $L=0, 1, 2, \dots$ の状態は、それぞれ s 波、 p 波、 d 波、 \dots と呼ばれる。2 つのフェルミ粒子の入れ替えに対して波動関数は反対称なため、 L が偶数の場合、クーパー対の全スピン S は 0 になり、 L が奇数の場合、 $S=1$ になる。

時間反転対称性の破れ :

時間の進む向きを反転させる操作を行う前と後で、状態が不変な場合を時間反転対称性があるという。それに対して、この操作により状態が変わる場合を、時間反転対称性が破れているという。

1. はじめに

自発的対称性の破れは物性物理から素粒子物理や宇宙物理を包括する基本原理である。結晶や強磁性、超流動/超伝導など非常に多くの系で観察され、また素粒子が質量を持つこともそのおかげである。自発的対称性の破れた後の状態は面白く、質的に新しい性質が系に加わることになる。それは物性物理においては特に顕著で、例えば強磁性や超流動性といった、個々の粒子を見ていただけでは到底予想できない創発的現象が発現する。さらに自発的対称性の破れにより、一般的に、トポロジカルに安定な欠陥や、(連続的対称性の場合には)南部・ゴールドストーンモードといった励起モードが出現する。

物性物理における対称性の破れの最も顕著な例は、超流動/超伝導におけるゲージ対称性の破れであろう。南部が超伝導におけるゲージ対称性の破れのアイデアを素粒子論に適用し質量の起源を議論したように、超伝導/超流動における自発的対称性の破れは、しばしば物性物理の枠を超えた意味を持つ。超伝導では2つの電子がクーパー対を作り、それが(厳密な表現ではないが)ボーズ・アインシュタイン凝縮(BEC)を起こすことにより実現される。BECが起こることにより位相が「硬く」なり、クーパー対が超流動性を示す。通常の金属の超伝導では、 s 波と呼ばれる軌道角運動量 $L=0$ 、スピン $S=0$ のクーパー対が形成され、ゲージ対称性が破れる。それに対し、 $L\neq 0$ のクーパー対が形成される系もある。例えば、超流動 ^3He では p 波と呼ばれる $L=1$ 、 $S=1$ のクーパー対が形成され、銅酸化物超伝導体では $L=2$ 、 $S=0$ の d 波クーパー対が形成される。このような系では、ゲージ対称性に加え、軌道空間での回転対称性など他の対称性も同時に破れる。この多重の対称性の破れの結果、 s 波には見られない性質を示すことになる。

本稿では、多重に対称性が破れた系の典型である超流動 $^3\text{He}^1$ を取り上げ、多重の対称性の破れがどのような興味深い物理を生み出すかを紹介したい。超流動 ^3He は、2つの ^3He 準粒子が p 波クーパー対を形成することにより実現される(^3He 原子は核スピン $1/2$ を持つフェルミ粒子)。各クーパー対には軌道角運動量およびスピンの向きの自由度が有り、それらはどちらを向いてもよいわけであるが、実際にはある特定の方向が選ばれている。そのため、超流動状態では軌道空間での回転対称性、スピン空間での回転対称性が、ゲージ対称性に加えて同時に破れる。また超流動相によっては、時間反転対称性などの離散的対称性も破れることがある。この複雑な対称性の破れにより、質量流における超流動のみではなくスピン超流動や複数の励起モードなど多くのエキゾチックな現象を発現し、また多様なトポロジカル欠陥を内包する。超流動 ^3He を研究するおそらく最も重要な意義は、超流動 ^3He が多重の対称性の破れにより起こりうる現象の一般論を構築するための良いモデル系であるということであろう。例えば、超流動 ^3He におけるトポロジカル欠陥の研究は、ホモトピー論を用いたトポ

ロジカル欠陥の分類の一般論構築において重要な役割を果たしてきた。^{2,3)} さらに最近では、対称性の破れによりトポロジカルな超流動状態となると認識され、そこで発現しうる現象を検証するためのモデル系として重要な位置を占めている。

一方で、実験サイドから見た超流動 ^3He の魅力は、理論が予想する現象を実験的に積み重ねることにより理論の詳細に至るまで検証可能なことであろう。時には理論が予想しきれないことも観測されうる。このように深くまで追求することが可能な理由は、液体 ^3He が超高純度物質であり、*1 不純物や欠陥などの系の不完全さに邪魔されずに純粋な形で物理現象を観測できるためである。超流動 ^3He は約1 mK以下という超低温領域で実現されるため高度な実験技術が要求されるが、それにもかかわらず、その性質が最も良く解明されている系の一つである。

本稿では複数存在する超流動相の一つであるA相(以下、 $^3\text{He-A}$)を扱う。 $^3\text{He-A}$ は、次節で説明するように時間反転対称性を破る状態である。この時間反転対称性の破れは $^3\text{He-A}$ の最も基本的な属性であるが、超流動 ^3He 発見後40年以上経過した現在まで直接的に検証した実験はなかった。筆者らは、最近、 $^3\text{He-A}$ 中を運動する不純物(本稿では液体 ^3He 中に生成した電子)が固有マグナス力というローレンツ力のように進行方向に垂直な力を受けることを発見した。^{4,5)} 固有マグナス力は時間反転対称性の破れの結果生じた新しい性質であり、また、この固有マグナス力の観測は、時間反転対称性の破れの直接検証そのものである。本稿では、筆者らの研究を対称性の破れに焦点を当てて紹介したい。

2. 超流動 $^3\text{He-A}$ と時間反転対称性の破れ

液体 ^3He は、常圧下では絶対零度まで固化しない量子性の強い液体である。不純物を含まない超高純度の量子液体であり、物性物理の発展に大きな貢献をした系である。約1 Kでフェルミ縮退し、相関の強いフェルミ粒子系を形成する。典型的なフェルミ液体として、ランダウによるフェルミ液体論の検証の舞台となった。さらに冷却し数mKに達すると、2つの ^3He 準粒子が p 波のクーパー対を組むことにより超流動状態に転移する。初めて実現された非 s 波クーパー対状態として、1972年に発見され大きな注目を集めた。超高純度の液体ゆえの明快な実験が行われ、それを理解しようと精力的な理論研究が展開されたことにより、超流動 ^3He の基本的性質は瞬く間に解明された。¹⁾ その理解は、その後発見される銅酸化物超伝導体や重い電子系超伝導体などの非 s 波超伝導体の理解の基礎を与えることとなる。その後も、 p 波超流動体の物性研究のみならず、初

*1 ^3He が液化する3 Kでは、ヘリウム以外の全ての物質は固化し液体 ^3He 中に混じらない。また、液体 ^3He 中に唯一溶け込むことができる同位体不純物 ^4He は、100 mK以下の超低温では容器壁に選択的に吸着される。そのため、超低温では超高純度の液体 ^3He が自然に得られる。

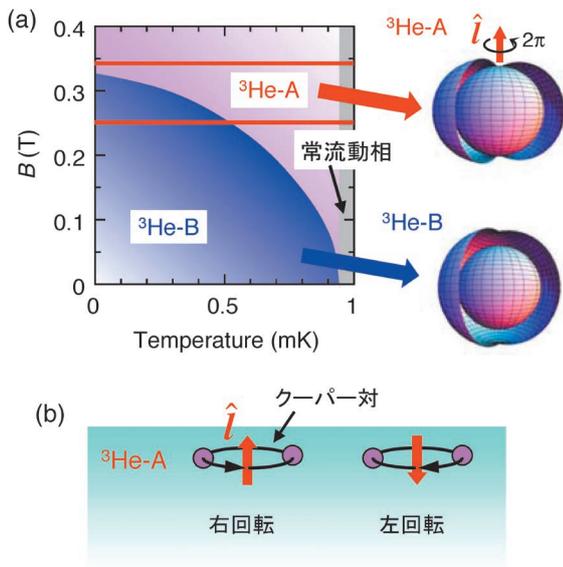


図1 (a) ゼロ圧力下での超流動³Heの温度-磁場相図とエネルギーギャップ。相図中の直線は、図4の測定を行った磁場を表す。(b) ³He-Aにおけるカイラリティ。表面では、クーパー対の軌道角運動量は上向き(右回転)または下向き(左回転)のどちらかが実現される。軌道角運動量の上向きと下向きの違いをカイラリティと言う。

期宇宙における宇宙ひも生成の模擬実験⁶⁾といった物性の枠を超えた研究も展開された。さらに最近では、トポロジカル超流動体/超伝導体⁷⁾の一つと認識され、そこで起こりうる現象を検証するための教科書的なモデル物質として捉えられている。

液体³Heは等方的で回転対称な系であるため、もともと高い対称性を持つ ($G=SO(3)_L \times SO(3)_S \times U(1)_\phi \times T$)。それが超流動転移に伴い、ゲージ対称性 $U(1)_\phi$ 、軌道空間での回転対称性 $SO(3)_L$ 、スピン空間での回転対称性 $SO(3)_S$ 、時間反転対称性 T など、複数の対称性が同時に破れる。破れる対称性の違いにより複数の超流動相が存在し、各相は多様でエキゾチックな現象を発現する。ゼロ圧力下では、等方的なギャップを持つ時間反転対称なB相 (³He-B) と、異方的なギャップを持つA相 (³He-A) の2つの超流動相が、相図のほとんどの領域を占める(図1(a))。本稿の主題である³He-Aでは、 $\uparrow\uparrow$ と $\downarrow\downarrow$ のスピンペアがクーパー対を組んでおり、全てのクーパー対の軌道角運動量は同じ方向にそろって凝縮している。全てのクーパー対が同じ向きに回転しているため、クーパー対の軌道運動は時間反転対称性を破る。それに加え、スピン空間での回転対称性と軌道ゲージ結合空間での対称性も破る。^{*2} 液体³Heは等方的な液体で、また³He原子同士は球対称ポテンシャルにより相互作用をするが、そのような系において、³He-Aという時間反転対称性を破る異方的超流動相が出現することは大変興味深い。

³He-Aについてももう少し説明しよう。³He-Aでは全ての

^{*2} スピン空間での S_2^+ と軌道ゲージ結合空間での $SO(3)_L$ 対称性が破れ、超流動秩序変数の d ベクトルの向きと位相、軌道角運動量の向きが決定される。

クーパー対の軌道角運動量は同じ方向にそろっており、その向きは慣習的に単位ベクトル \hat{i} で表される。 \hat{i} が z 軸方向を向いているとすると、³He-Aの軌道部分の秩序変数は $\Delta_A(\hat{p}_x + i\hat{p}_y) = \Delta_A e^{i\phi_p} \sin \theta_p$ と表される (Δ_A はエネルギーギャップの大きさ、 \hat{p} は運動量空間での単位ベクトル、 θ_p と ϕ_p は、それぞれ、 \hat{p} の \hat{i} からの天頂角と方位角)。この秩序変数は図1(a)のような北極と南極で閉じた異方的なエネルギーギャップを与える。また、クーパー対の軌道角運動量は、秩序変数において、 \hat{i} の周りに一回巻き付く位相 ϕ_p で表される。この一回巻き付いた位相 ϕ_p の存在からも分かるように、³He-Aはトポロジカルに非自明な状態である。以下で述べる固有マグナス力も、この位相 ϕ_p に起因する。時間反転対称性の破れは³He-Aのマクロな性質にも現れると考えられ、例えば、試料表面にカイラル表面流が流れることや、¹¹⁾ 凝縮体が巨視的な大きさの軌道角運動量を持つこと(固有軌道角運動量)¹¹⁻¹³⁾ が予想されている。

³He-Aはカイラル p 波超流動状態とも呼ばれる。カイラリティは \hat{i} の向きで特徴付けられ、その意味は、例えば、表面付近での \hat{i} の振る舞いを考えると理解しやすい(図1(b))。表面では、表面での散乱によりクーパー対が破壊されるのを防ぐため、 \hat{i} は表面に垂直に向く。¹⁴⁾ すなわち、 \hat{i} は上向きあるいは下向きを向くことのみが許される。これはクーパー対が表面垂直軸の周りに右回りまたは左回りに回転していることに対応し、この回転方向がカイラリティを表す。上向きの \hat{i} と下向きの \hat{i} の状態は縮退しており、超流動転移の際にどちらかのカイラリティが自発的に選ばれる。筆者らは次節で説明する固有マグナス力を発見することにより時間反転対称性の破れの直接的検証を行い、またそれによりカイラリティの直接観測を初めて可能にした。

³He-Aの時間反転対称性の破れの直接的検証はこれまでなかったものの、多角的な研究によりクーパー対の対称性は既に確立していると言ってよい。¹⁾ 一方で、 Sr_2RuO_4 ,⁸⁾ UTe_3 ,⁹⁾ URu_2Si_2 ¹⁰⁾ などの超伝導体でも時間反転対称性の破れが指摘されているが、未だ明確な結論には至っていない。クーパー対の対称性が確立している³He-Aにおいて、時間反転対称性の破れを直接示す固有マグナス力を観測することは、超伝導物質における時間反転対称性の破れを検証するための指針を与えると期待される。

3. 固有マグナス力

固有マグナス力の説明に入る前に、まず、われわれのプローブである液体He中の電子、「電子バブル」について説明しよう。液体He中で非常に細いタングステン針やカーボンナノチューブに負の高電圧(-200 V程度以上)をかけると、液体He中で電子を放出できる。放出された電子は、周りにいるHe原子内の電子とパウリ反発するため液体He中に半径 $R=2$ nmの小さな空洞を作り、その中に自己トラップされる。¹⁵⁾ この状態を電子バブルと呼ぶ。電子バブルは超流動³Heのコヒーレンス長 ξ_0 (ゼロ圧力下で

$\xi_0 = 75 \text{ nm}$) よりずっと小さいため、超流動 ^3He にとっては不純物として捉えることができ、超流動 ^3He のミクロな性質を探る上で有効なプローブとなる。

超流動 ^3He 中の電子バブルの移動度など輸送特性は、準粒子励起の異方性や準粒子のミクロな性質を探る目的で1970年代後半に実験、理論の両方から盛んに研究された。¹⁶⁾ 電場を印加して電子バブルを運動させると、電子バブルは液体 ^3He から速度と反対向きに抗力を受ける。100 mK以下の温度では、電子バブルは、熱励起された ^3He 準粒子ガス中を ^3He 準粒子と散乱しながら動いており、その散乱の反作用として抗力が生じる。¹⁶⁾ 抗力の大きさは、電子バブルと ^3He 準粒子との散乱の際の運動量の受け渡し量により決まるため、散乱の詳細な情報が電子バブルの輸送特性に反映される。特に、Bogoliubov準粒子である ^3He 準粒子の散乱は、 $^3\text{He-A}$ と $^3\text{He-B}$ の両方の相において、 p 波クーパー対特有の変更を受けることが移動度の研究を通して明らかになっている。^{16, 17)}

散乱の詳細な情報は、量子力学で習うように微分散乱断面積 $d\sigma/d\Omega$ で表される。図2(a)に常流動相における ^3He 準粒子が電子バブルに散乱された場合の $d\sigma/d\Omega$ を示す。常流動相での $d\sigma/d\Omega$ は、系の対称性から期待されるように、 ^3He 準粒子の入射方向 \hat{k} に対して軸対称である。それに対し、 $^3\text{He-A}$ においては、 $d\sigma/d\Omega$ が \hat{k} に対して軸対称にはならないことを1989年にSalmelinらは指摘した。¹⁸⁾ 図2(b)に $^3\text{He-A}$ での $d\sigma/d\Omega$ を示す。図には \hat{i} が紙面に垂直上向きの場合の $d\sigma/d\Omega$ を示してある。図から分かるように、 $d\sigma/d\Omega$ は入射軸OAを含む紙面に垂直な面に対して鏡像対称ではない。この非対称な散乱(skew散乱)は、 \hat{i} の周りに 2π 巻く位相 ϕ_p (図1(a))に由来しており、次のように考えるこ

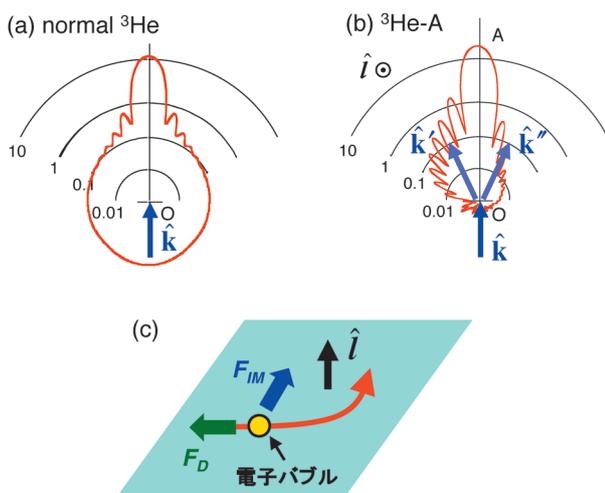


図2 (a) 常流動相における ^3He 準粒子の電子バブルによる散乱。電子バブルは原点Oにある。 \hat{k} から入射した ^3He 準粒子の $d\sigma/d\Omega$ を散乱角度に対して示してある。 $d\sigma/d\Omega$ の単位は πR^2 。(b) $^3\text{He-A}$ における ^3He 準粒子の電子バブルによるskew散乱。入射方向 \hat{k} と散乱方向が \hat{i} に垂直な面内である場合、筆者らの計算による $d\sigma/d\Omega$ 。⁵⁾ \hat{i} は紙面に垂直上向き。計算では、電子バブルを半径 $R=2 \text{ nm}$ のハードコアポテンシャルと仮定($R=16k_F^{-1}$ に対応する。 k_F はフェルミ波数。) ^3He 準粒子のエネルギーは $E=1.01\Delta_1$ 。(c) 固有マグナス力 F_{IM} と抗力 F_D 。

とで理解できる。図2(b)の \hat{k}' の方向に散乱される場合とそれと鏡像対称な \hat{k}'' の方向に散乱される場合を例として考えると、 \hat{k}' と \hat{k}'' の2つの散乱方向では異なる位相 ϕ_p を見る。 $d\sigma/d\Omega$ には ϕ_p が反映されるため、 \hat{k}' と \hat{k}'' では、異なる ϕ_p を見た結果、 $d\sigma/d\Omega$ が異なってくる。このようなskew散乱が起こる場合、入射方向 \hat{k} に垂直方向への運動量の受け渡しも生じる。(図2(b)では、 ^3He 準粒子は平均でより左側に散乱されるため、電子バブルは右寄りに反跳を受ける。) その結果、速度 v で動いている電子バブルには、進行方向の逆方向に働く抗力 F_D のみではなく、進行方向に垂直な方向に働く力 $F_{IM}=Av \times \hat{i}$ が働く(A は温度に依存する係数で、 $A < 0$ ^{*3)}。Salmelinらはこの力を固有マグナス力と名付けた。^{*4)} $d\sigma/d\Omega$ は、線OAを含む紙面に垂直な面に対して対称な成分と非対称な成分に分けることができるが、対称な成分が F_D を与え、非対称な成分が F_{IM} を与えることになる。理論計算によると、 $\alpha = |F_{IM}|/|F_D| \sim 0.1$ であり、¹⁸⁾ 実験で十分観測可能な大きさである。skew散乱は常流動状態や $^3\text{He-B}$ など時間反転対称性を破らない状態では生じえない。そのため、skew散乱や、その結果として生じる固有マグナス力は、時間反転対称性の破れを直接反映したものである。

上記と同様な準粒子のskew散乱はカイラル p 波超伝導体においても起こると期待される。2次元カイラル p 波超伝導体の可能性が指摘されている Sr_2RuO_4 において異常カー効果が観測されているが、¹⁹⁾ その起源の一つとして不純物による準粒子のskew散乱が考えられている。²⁰⁾

4. 時間反転対称性の破れの検証

4.1 実験方法

筆者らは固有マグナス力を明瞭に観測するために、図3に示すような実験系を構築した。^{4, 5)} この実験系は、電子バブルの性質と自由表面での $^3\text{He-A}$ の性質を巧みに利用したものである。自由表面の性質でまず注目することは、表面では \hat{i} が表面に垂直に向くということである。¹⁴⁾ これは、すでに述べたように、 \hat{i} が表面に垂直の場合、表面散乱によるクーパー対の破壊を防ぐことができるためである。次に注目することは、電子バブルを自由表面下深さ数十nmにトラップすることが実験的に可能であるということである(図3(a)).^{17, 21)} 液体 ^3He は誘電体(比誘電率 $\epsilon=1.043$)であるため、液体内部から表面に近づけた電子バブルは、表面にできる同符号の鏡像電荷により表面から反発力を受ける。この反発力と釣り合うように外部から垂直電場をかけることにより、自由表面下にトラップできる。トラップされる深さは、われわれの実験条件では30 nm程度であり、トラップされた電子バブルは自由表面下で古典2次元電子

^{*3)} 固有マグナス力の働く向きは、Salmelinらの計算では $A > 0$ である。¹⁸⁾ 一方、われわれの計算結果は $A < 0$ となる。本稿では $A < 0$ とする。

^{*4)} 固有マグナス力は ^3He 準粒子のskew散乱の結果生じ、量子力学的な起源を持つ。それに対し、一般的に言うマグナス力は流体力学的な力であることに注意されたい。

系を形成する（典型的な電子バブル密度は 10^{11} – 10^{12} m^{-2} ）。このようなセットアップで電子バブルを表面に沿って動かせば、電子バブルの速度は \hat{i} に垂直であるため、電子バブルに固有マグナス力が働くと考えられる。なお、固有マグナス力下での2次元電子バブル系の運動は、垂直磁場下での古典2次元電子系のそれと同じで、「ホール効果」を示す。

電子バブルの輸送特性の測定は、自由表面上に取り付けられた3つの電極を用いて行う（図3(b)）。それぞれの電極は、2次元電子バブル系と静電容量的に結合するため、交流測定法により輸送特性を測定することができる。交流電圧 $V_{in}e^{i\omega t}$ を入力電極に印可すると、入力電極下の2次元電子バブル系の電位が変調され、図3(b)の x 方向に電子

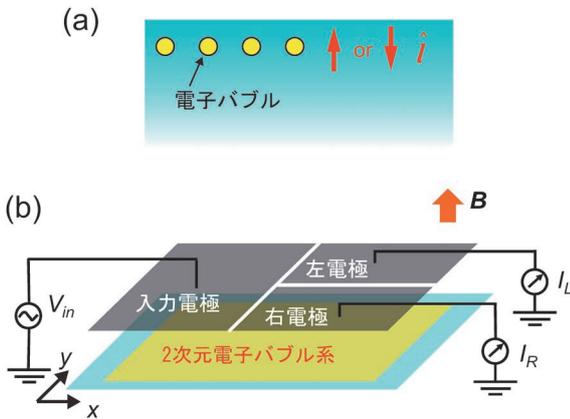


図3 (a) 自由表面下にトラップされた電子バブル。深さ約30 nmにトラップされている。表面では、 \hat{i} は表面に垂直に向く。そのため、電子バブルを表面に沿って動かすと、電子バブルには固有マグナス力が働く。(b) 固有マグナス力の観測の概念図。交流電圧を入力電極に印可することにより、2次元電子バブル系に電流を誘起する。誘起された電流を右電極と左電極で測定する。電子バブルに固有マグナス力が働くと、右電極と左電極で観測される電流に差 ($\Delta I = I_R - I_L$) が現れる。2次元電子バブル系の大きさは $16 \times 16 \text{ nm}^2$ であり、電極は、自由表面の上方1.6 mmにある。 $^3\text{He-A}$ を実現するために表面に垂直に磁場が印可されている。

バブルの流れが誘起される。この誘起された電流を、図3(b)の右電極と左電極で変位電流として観測する。電子バブルに固有マグナス力が働けば、図3(b)の y 方向にも電流が生じる。それゆえ、右電極と左電極で観測される電流の差 $\Delta I = I_R - I_L$ を観測することにより、固有マグナス力が働いているかどうか分かる。

実験では0.3 T程度の磁場 B を鉛直方向に印加して $^3\text{He-A}$ を実現した（図1(a)）。この磁場により電子バブルはローレンツ力を受けるが、固有マグナス力の大きさは換算磁場 10^2 – 10^4 Tの下でのローレンツ力に匹敵するため⁵⁾（換算磁場の大きさは電子バブルの移動度に依存する）、印可磁場 (~ 0.3 T) によるローレンツ力は無視できる。

本実験では、先に述べたように、自由表面を利用して固有マグナス力が明瞭に観測可能な状況を実現している。その他の利点として、自由表面は滑らかな表面であるためカイラルドメイン壁のピン止めがなく、それゆえ $\sim 10 \times 10 \text{ mm}^2$ にもおよぶ非常に大きいカイラルドメインが自然に形成されるということなどがある。⁵⁾ 大きなカイラルドメインの形成は、筆者らの実験において、固有マグナス力を明瞭に観測する上で非常に重要な要素であった。

4.2 固有マグナス力の観測

それでは実験結果を見てみよう。図4(a)に観測された ΔI の温度依存性を示す。 ΔI には実部と虚部があるが、これは、観測される電流の位相が、 $V_{in}e^{i\omega t}$ に対して、電極と2次元電子バブル系の間の静電容量および2次元電子バブル系の抵抗率で決まる位相だけ回るためであり、実部と虚部にとりわけ強い意味はない。図4(a)のように、 T_c 以下の温度では $\Delta I \neq 0$ であり、電子バブルは y 方向にも運動していることを示している。それに対し、時間反転対称性を保つ $^3\text{He-B}$ では ΔI は消失する（図4(b)の0.25 Tでのデー

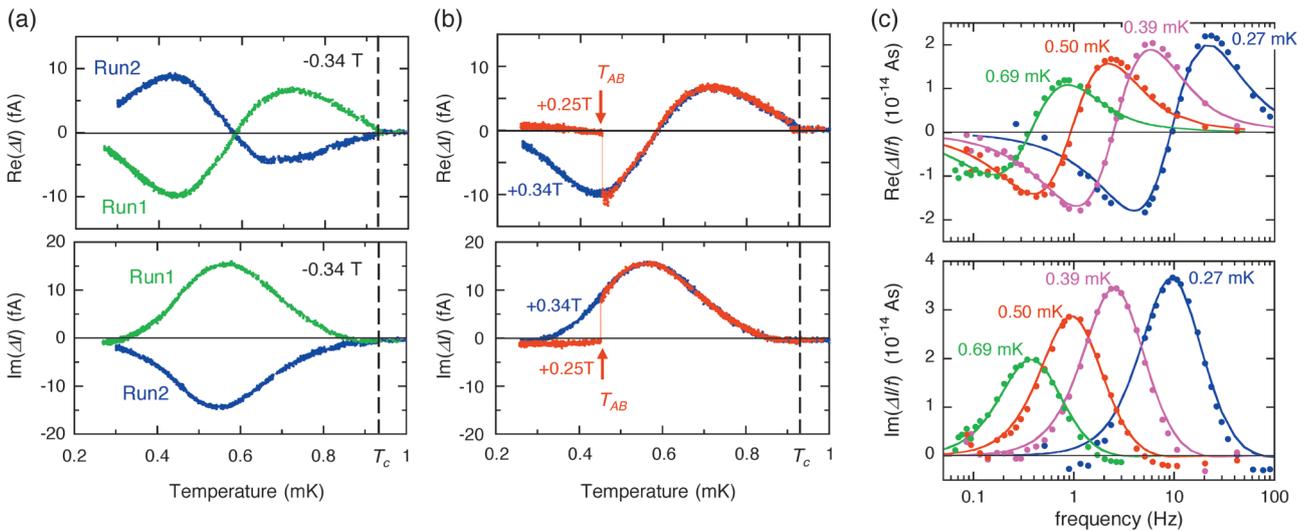


図4 (a) $^3\text{He-A}$ における ΔI の温度依存性。⁴⁾ ΔI の実部（上図）と虚部（下図）。2つのデータセット (Run1 と Run2) は、 T_c 以上の温度からの異なる冷却で得られたもので、単一カイラルドメインのものと考えられる (Run1: \hat{i} は下向き, Run2: \hat{i} は上向き)。測定条件は、入力電圧 $V_{in} = 400$ mV、入力周波数 $f = 0.611$ Hz、電子バブル密度 $4.7 \times 10^{11} \text{ m}^{-2}$ 、磁場 $B = -0.34$ T (下向き磁場) である。(b) $^3\text{He-B}$ における ΔI 。⁴⁾ $B = +0.25$ Tでは、AB転移温度 T_{AB} 以下の温度では $^3\text{He-B}$ が出現し、 ΔI は消失する。測定条件は (a) と同じ。(c) $^3\text{He-A}$ における ΔI の周波数依存性 ($f = \omega/2\pi$)。⁴⁾ 実部（上図）と虚部（下図）。 $V_{in} = 400$ mV。実線は、単一カイラルドメイン（下向き \hat{i} ）の場合の数値シミュレーションの結果。

タ。AB転移温度 T_{AB} 以下の温度で $^3\text{He-B}$ が実現される)。 $^3\text{He-B}$ で ΔI が観測されないことは、 $^3\text{He-A}$ での $\Delta I \neq 0$ が時間反転対称性の破れに由来する固有マグナス力から生じていることを強く支持している。

図4(a)には、2つのデータセット (Run1とRun2) が示してある。これらは全く同じ実験条件下の異なる冷却Runで得られたものである。すなわち、例えば、1回目の冷却ではRun1の振る舞いが観測され、その後 T_c 以上に温度を上げて常流動状態にもどし、再び冷却するとRun2の振る舞いが観測される、といった次第である。これら2つの振る舞いは $\Delta I = 0$ に対して互いに折り返したものになっており、固有マグナス力がRun1とRun2で互いに逆方向に働いていることを示している。すなわち、 \hat{i} が上を向いているか下を向いているかを反映しており、固有マグナス力の働く向きから理論との比較によりカイラリティを決定できる (Run1は下向き \hat{i} , Run2が上向き \hat{i})。これにより、われわれはカイラリティを直接観測する手法を初めて手に入れたわけである。

同じ実験条件でRun1とRun2という2つの振る舞いが観測されたことは、超流動転移の際に、上向きまたは下向きのどちらかのカイラリティを $^3\text{He-A}$ は自発的に選んでいることを示している。縮退した基底状態の中から1つの状態を選んでおり、自発的対称性の破れの明快なデモンストレーションとなっている。

図4(a)のデータは、実は、自由表面全体にわたり \hat{i} が同じ向きにそろった単一カイラルドメインのものであると考えられる。その理由としては、Run1とRun2という2つの対称な振る舞いが頻繁にかつ再現性良く観測されること、後述のように ΔI が単一ドメインを仮定した数値シミュレーションで良く再現されること、機械的振動を実験装置に与えた時に ΔI の振る舞いが安定であることが挙げられる。 ΔI の安定性は、 $^3\text{He-A}$ のトポロジカルな安定性、すなわち、表面全体が同じ向きの \hat{i} で占有されている場合、逆向きの \hat{i} の領域をその中に作ることは、 $^3\text{He-A}$ の状態を破壊しない限り不可能である、ということに由来する。それに対して、複数のカイラルドメインが自由表面に存在する場合には、5節で述べるように、 ΔI に再現性はなく、また装置に振動を与えることにより ΔI がジャンプする。これは、複数存在するカイラルドメインが冷却の度に異なる配置をとること、振動によりカイラルドメイン間の境界が移動するという理解される。

図4(a)で観測された ΔI の温度依存性は、 ΔI の周波数依存性 (図4(c)) を反映している (周波数依存性の詳細は文献5を参照)。図4(c)の周波数依存性は、単一カイラルドメインを仮定した場合の ΔI の数値シミュレーションで良く再現でき (図4(c)の実線)、実験結果とシミュレーションとの比較から固有マグナス力の大きさを得ることができる。そのようにして得られた固有マグナス力の大きさの温度依存性を図5に示す。固有マグナス力と抗力の比 $\alpha = |\mathbf{F}_{\text{IM}}|/|\mathbf{F}_{\text{D}}|$

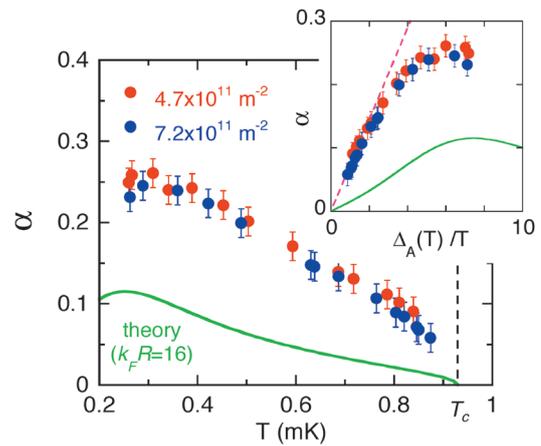


図5 固有マグナス力の温度依存性。⁴⁾ 縦軸は固有マグナス力と抗力の比 $\alpha = |\mathbf{F}_{\text{IM}}|/|\mathbf{F}_{\text{D}}|$ 。測定は電子バブル密度 $4.7 \times 10^{11} \text{ m}^{-2}$ と $7.2 \times 10^{11} \text{ m}^{-2}$ で行った。実線は $k_F R = 16$ の場合の理論曲線。挿入図: α の $\Delta_A(T)/T$ 依存性。

$|\mathbf{F}_{\text{IM}}|/|\mathbf{F}_{\text{D}}|$ は、理論から予想されるものと同程度の大きさであり、理論に近い温度依存性を示す。 α の大きさが2倍程度理論からずれる理由として、電子バブル周りでの準粒子束縛状態の形成やフェルミ液体効果などが考えられる。図5の挿入図に示されているように、 α は T_c 近傍では $\Delta_A(T)/T$ に比例する。これは、理論計算¹⁸⁾ と符合した結果である。それに対し、 $R \sim \xi_0$ や $R \gg \xi_0$ といった大きな物体が $^3\text{He-A}$ 中を運動する場合には、物体の周りでの秩序変数の歪みあるいはテクスチャーが形成され、それにより物体の周りに循環流が生じ、物体は流体力学的なマグナス力を受ける。この場合、 T_c 近傍では α は $(\Delta_A(T)/T)^2$ に比例する。¹⁸⁾ α が $\Delta_A(T)/T$ に比例するというわれわれの結果は、 ΔI が流体力学的な効果ではなく、 ^3He 準粒子の skew 散乱により生じていることを強く支持している。

以上で見たように、観測された ΔI は固有マグナス力により生じていると結論される。この固有マグナス力の観測は、クーパー対の軌道運動が時間反転対称性を破ることの直接的検証である。⁵⁾ それと同時に、カイラリティの直接観測を初めて可能にしており、次節で説明するようなトポロジカル欠陥の観測の可能性を拓くものである。

5. $^3\text{He-A}$ 表面とトポロジカル欠陥

対称性の破れの重要な帰結の一つに、トポロジカルに安定な欠陥の生成がある。ひとたび対称性が破れると秩序変数が空間的に広がるが、その秩序変数のミスマッチがある所にはトポロジカル欠陥ができる。例えば、ゲージ対称性が破れた超流動 ^4He や超伝導では、トポロジカル欠陥として線状の特異点を持つ量子渦が生成される。トポロジカル欠陥は、それ自体が興味深い対象であり、またマクロ系の硬さやダイナミクスの本質を担う。どのようなトポロジカル欠陥が生成されるかは、どの対称性がどのように破れた

⁵⁾ $^3\text{He-A}$ においては、磁場はクーパー対のスピン部分の時間反転対称性を破る。しかし、クーパー対は電荷を持たないため、磁場は軌道部分の時間反転対称性は破らない。

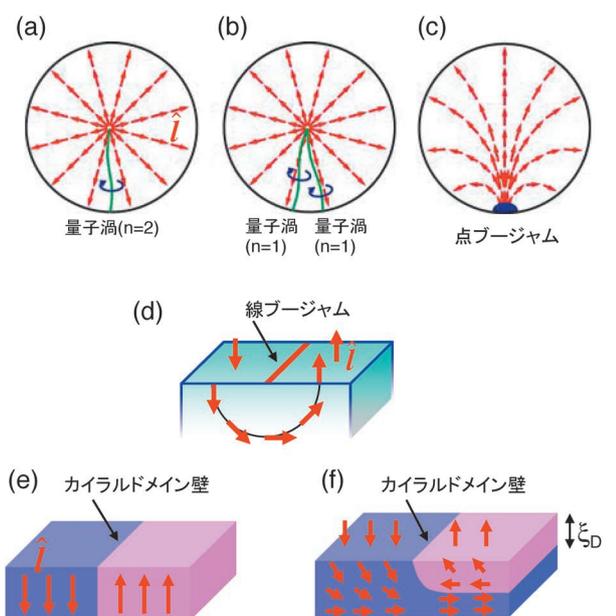


図6 (a)–(c) 球状の容器中を $^3\text{He-A}$ で満たした場合の、 \hat{i} の空間分布。^{22,23)} 中心にディラック・モノポールがあり、それには量子数2の量子渦1本 (a) あるいは量子数1の量子渦2本 (b) が繋がっている。(c) の南極点には点ブージャムが存在する。(d) 線ブージャム。(e) (f) カイラルドメイン壁。液体内部に行くに従って \hat{i} は徐々に向きを変え、表面から ξ_D ($\sim 40\ \mu\text{m}$) 程度まで深くなると \hat{i} は水平に向く (f)。

かを反映する。 $^3\text{He-A}$ では、ゲージ対称性、軌道空間での回転対称性、スピン空間での回転対称性、時間反転対称性という複数の対称性が破れるため、特異点を持つ量子渦のみではなく、特異点のない量子渦やカイラルドメイン壁など、多種多様なトポロジカル欠陥が生成しうる。存在しうるトポロジカル欠陥は、破れた対称性を反映しており、ホモトピー論を用いて分類される。通常の物質ではトポロジカル欠陥としてバルク中のものが議論されるが、 $^3\text{He-A}$ においては表面でユニークなトポロジカル欠陥が出現する。

トポロジカル欠陥と表面の関連性を見るために、 $^3\text{He-A}$ が球など単連結の容器を満たしている場合を例として考えよう (図6(a)–(c)).^{22,23)} 表面では \hat{i} が垂直に外向きにそろっているとすると、液体内部には点状の特異点を持つディラック・モノポールが必ず形成される (図6(a)). モノポールには、 $^3\text{He-A}$ の秩序変数の空間変化のため、循環量子数 $n=2$ を持つ量子渦^{*6}が繋がってはいくならない。すなわち、 $n=2$ の量子渦1本 (図6(a)) あるいは $n=1$ の量子渦2本 (図6(b)) が繋がっている。^{22,23)} しかし、量子渦を作ることはエネルギー的に損であるため、量子渦は縮み、モノポールは表面に引き寄せられ、最終的には点状の特異点が表面に必ず残ることになる (図6(c))。この点状の特異点は「(点) ブージャム」とも呼ばれ、^{22–24)} 表面、バルクの2重の意味でトポロジカル数を持つトポロジカル

*6 超流動状態の秩序変数は、循環 n の量子渦の周りを1周すると $2n\pi$ の位相変化を受ける。超流動 ^4He や s 波超伝導体では波動関数の一価性のため n は整数に量子化されるが、 $^3\text{He-A}$ では多重の対称性の破れを反映して半整数の n も許される。

*7 点ブージャムはバルクの秩序変数空間 R と表面上の部分空間 \hat{R} に対する相対ホモトピー群 $\pi_2(R, \hat{R})$ で分類される。

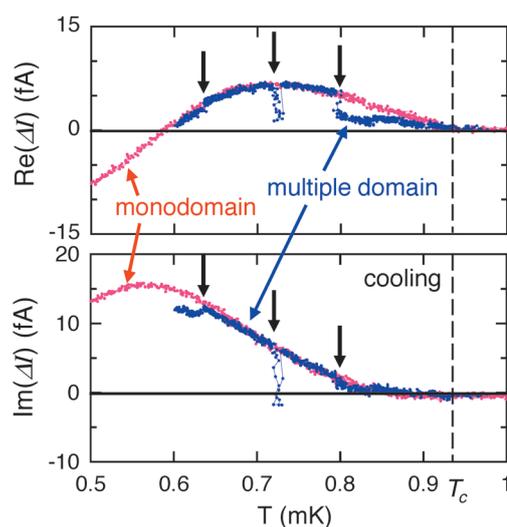


図7 複数のカイラルドメインが自由表面に存在する場合の例 (青色のデータ)。⁵⁾ 比較のために単一カイラルドメインのデータ (下向き \hat{i}) も示す (赤色のデータ)。矢印は小さな地震 (震度1以下) が起こった温度を示している。0.80 mKと0.63 mKで起こった地震では、データにジャンプが見られる。これは、振動によりカイラルドメイン壁の運動が引き起こされたためだと考えられる。データは+0.25 Tの磁場中での冷却過程で得られたもの。他の実験条件は図4(a)と同じ。

欠陥である。^{*7} 点ブージャムは0次元のトポロジカル欠陥であるが、1次元のトポロジカル欠陥も考えることができる。1次元のトポロジカル欠陥は、図6(d)のような表面で \hat{i} が逆の向きの領域の境界で、「線ブージャム」とも呼ばれる。²³⁾ これも表面、バルクという2重のトポロジカル数を持つ。点ブージャム、線ブージャムは、2次元平面に拘束されておりそこから抜け出すことはできない。すなわち、3次元空間中の2次元平面に拘束されたトポロジカル欠陥と見ることができ興味深い。これら表面でのトポロジカル欠陥の重要性は超流動 ^3He の発見直後すぐに認識され、先駆的な理論研究が展開された。²⁴⁾ しかし、それらの詳細な構造やエネルギー的安定性などに関しては理論的にも未知の部分が多く、また実験的には観測されていない。

それでは、われわれの自由表面での実験では、このようなトポロジカル欠陥が観測されないであろうか。トポロジカル欠陥が存在すると考えられるデータを図7に示す。図7の場合、自由表面には \hat{i} の向きの異なる複数の領域 (カイラルドメイン) が存在し、その境界にはトポロジカル欠陥が存在すると考えられる。複数のカイラルドメインが存在する場合、カイラルドメインが冷却の度に異なる配置をとるため、 ΔI に再現性はない。また、装置に小さな機械的振動を与えると ΔI がジャンプする (図7の矢印)。^{*8} これは、カイラルドメイン間の境界が振動により移動するためと理解される。これに対し単一カイラルドメインの場合には、図4(a)のRun1とRun2のどちらかのシグナルが再

*8 ここに示したデータは2012年1月から7月の間に得られたものである。この間、実験を行った埼玉県和光市では、震度1以下の地震が1日に5–10回程度起こった。これらは、2011年3月に起こった東北地方太平洋沖地震の余震である。

現性良く観測され、 ΔI は振動に対して安定である。

カイラルドメインの境界として、図6(d)のような線ブージャム、あるいは図6(e)のようなカイラルドメイン壁が考えられる。図6(e)のようなドメイン壁の場合、液体 ^3He 内部では表面のように拘束がないため、 \hat{i} は自由に向きを変えることができる。そのため、その構造はドメイン壁が液体 ^3He の底まで貫いている図6(e)のようなものである必要はない。実は、筆者らの垂直磁場中の実験では、底まで貫いているドメイン壁は、次の理由のためできていないと思われる。すなわち、磁場中では、クーバー対を構成している ^3He 原子間の微弱な双極子相互作用により、 \hat{i} は磁場と垂直に向く傾向がある($\hat{i} \perp \mathbf{B}$)。¹⁾ 磁場が表面垂直に印可されているわれわれの実験では、表面で垂直に拘束されている \hat{i} は、液体内部に行くに従って徐々に向きを変え、表面から双極子コヒーレンス長 ξ_D ($\sim 40 \mu\text{m}$)程度まで深くなると \hat{i} は水平に向く。これにより、ドメイン壁は図6(f)のように曲がるであろう。しかし一方で、図6(d)のような線ブージャムの構造でも、 ξ_D より深い所で $\hat{i} \perp \mathbf{B}$ を満たすようにすることができる。われわれの測定では、図6(d)-(f)のどの構造(あるいは別の構造)が実現されているかまでは判別できない。表面でのトポロジカル欠陥の詳細を明らかにすることは、今後の重要課題である。そのためには液体内部の \hat{i} の向きを観測することが不可欠であり、固有マグナス力を液体内部で測ることが有効である。

6. おわりに

本稿では、 $^3\text{He-A}$ 中を運動する不純物(本稿では電子バブル)が固有マグナス力という特異な力を受けることを解説した。この力の発見は、時間反転対称性を破ったカイラル p 波超流動体の流体としての奇妙な性質を明らかにすると同時に、 $^3\text{He-A}$ における時間反転対称性の破れを初めて直接検証したものである。時間反転対称性の破れを直接示す新現象を発見したことで、対称性が破れた先の新しい物理を研究する貴重な手段を得たわけである。また、この発見は、未だ時間反転対称性の破れが確立していない超伝導物質に対してもその直接検証のためのヒントを与えると思われる。

固有マグナス力の測定は、 \hat{i} の向き、すなわちカイラリティを観測する唯一の手法を与える。トポロジカル欠陥の観測には \hat{i} の向きの空間分布の観測が不可欠であり、本稿で紹介した実験はトポロジカル欠陥の直接観測へ向けての重要な第一歩と言えよう。トポロジカル欠陥を観測するためには、 \hat{i} の空間分布のコントロールが不可欠で、磁場、回転、表面での境界条件などを組み合わせることにより可能になると思われる。特に、本稿では触れなかったが、筆

者らはカイラリティと磁場が弱く相互作用していることを示唆する実験結果を得ており、^{*)} それを利用することで磁場によるカイラリティの制御ができる可能性がある。超流動 ^3He の対称性の破れは初期宇宙における対称性の破れと類似しているため、超流動 ^3He のトポロジカル欠陥は、素粒子論や宇宙論で現れるトポロジカル欠陥との関連性が強い。²³⁾ それゆえ、超流動 ^3He を実験が困難な素粒子・宇宙物理の研究のための実験室シミュレーション系として捉えて研究することも面白い。今後、物性物理の枠を超えて、対称性の破れた先にある物理の理解が深まっていくことを期待したい。

本稿で紹介した研究は、多くの研究者との議論に基づくものです。特に、坪田誠氏、水島健氏、竹内宏光氏、奥田雄一氏、古崎昭氏、A. I. Golov氏、J. A. Sauls氏、A. J. Leggett氏とは有益な議論をして頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

参考文献

- 1) 超流動 ^3He の教科書として以下のものがある。山田一雄、大見哲巨：『超流動』新物理学シリーズ28(培風館、東京、1995)；恒藤敏彦：『超伝導・超流動』現代物理学叢書(岩波書店、東京、2001)。また、超流動 ^3He の総合解説書として以下のものがある。D. Vollhardt and P. Wölfle: *The Superfluid Phases of Helium 3* (Oxford Taylor and Francis, London, 1990)；E. R. Dobbs: *Helium Three* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2000)。
- 2) N. D. Mermin: *Rev. Mod. Phys.* **51** (1979) 591。
- 3) G. E. Volovik and V. P. Mineev: *Sov. Phys. JETP* **72** (1977) 1186。
- 4) H. Ikegami, Y. Tsutsumi and K. Kono: *Science* **341** (2013) 59。
- 5) H. Ikegami, Y. Tsutsumi and K. Kono: *J. Phys. Soc. Jpn.* **84** (2015) 044602。
- 6) C. Bäuerle, Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, H. Godfrin and G. R. Pickett: *Nature* **382** (1996) 332；V. M. H. Ruutu, V. B. Eltsov, A. J. Gill, T. W. B. Kibble, M. Krusius, Yu. G. Makhlin, B. Placais, G. E. Volovik and W. Xu: *Nature* **382** (1996) 334。
- 7) トポロジカル超流動体/超伝導体の解説として、例えば、以下のものがある。T. Mizushima, Y. Tsutsumi, T. Kawakami, M. Sato, M. Ichioka and K. Machida: arXiv: 1508.00787；T. Mizushima, Y. Tsutsumi, M. Sato and K. Machida: *J. Phys.: Condens. Matter* **27** (2015) 113203；Y. Tanaka, M. Sato and N. Nagaosa: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 011013。
- 8) Y. Maeno, S. Kittaka, T. Nomura, S. Yonezawa and K. Ishida: *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** (2012) 011009。
- 9) E. R. Schemm, W. J. Gannon, C. M. Wishne, W. P. Halperin and A. Kapitulnik: *Science* **345** (2014) 190。
- 10) T. Yamashita, Y. Shimoyama, Y. Haga, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, Y. Onuki, H. Sumiyoshi, S. Fujimoto, A. Levchenko, T. Shibauchi and Y. Matsuda: *Nat. Phys.* **11** (2015) 17。
- 11) G. E. Volovik: *JETP Lett.* **66** (1997) 522；M. Stone and R. Roy: *Phys. Rev. B* **69** (2004) 184511；Y. Tsutsumi, M. Ichioka and K. Machida: *ibid.* **83** (2011) 094510。
- 12) N. D. Mermin and P. Muzikar: *Phys. Rev. B* **21** (1980) 980；T. Kita: *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** (1998) 216；J. A. Sauls: *Phys. Rev. B* **84** (2011) 214509。
- 13) A. J. Leggett: *Quantum Liquids: Bose Condensation and Cooper Pairing in Condensed-Matter Systems* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2006) Chapter 6。
- 14) V. Ambegaokar, P. G. deGennes and D. Rainer: *Phys. Rev. A* **9** (1974) 2676。
- 15) A. L. Fetter: *The Physics of Liquid and Solid Helium*, Part I, p. 207, ed. K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (Wiley, New York, 1976)。
- 16) 超流動 ^3He 中の電子バブルの移動度の実験に関する文献として以下のものを挙げる。A. I. Ahonen, J. Kokko, O. V. Lounasmaa, M. A. Paalanen, R. C. Richardson, W. Schoepe and Y. Takano: *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 511；A. I. Ahonen, J. Kokko, M. A. Paalanen, R. C. Richardson, W. Schoepe and Y. Takano: *J. Low Temp. Phys.* **30** (1978) 205；P. D. Roach, J. B. Ketterson and P. R. Roach: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 626。また、理論に関する文献として以下のものを挙げる。G. Baym, C. J. Pethick and M. Salo-

^{*)} クーパー対は電荷を持たないため、磁場とカイラリティは相互作用しないと考えられる。これに反し、筆者らは、磁場の向きによりカイラリティの出現確率に差が出るという実験結果を得ており、^{4,5)} 磁場とカイラリティの間に何らかの弱い相互作用が存在していることが示唆されている。その起源の解明は今後の重要な課題である。

maa: Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 845; G. Baym, C. J. Pethick and M. Salomaa: J. Low Temp. Phys. **36** (1979) 431; M. Salomaa, C. J. Pethick and G. Baym: J. Low Temp. Phys. **40** (1980) 297; D. J. Bromley: Phys. Rev. B **23** (1981) 4503.

- 17) H. Ikegami, S. B. Chung and K. Kono: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 124607.
- 18) R. H. Salmelin, M. M. Salomaa and V. P. Mineev: Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 868; R. H. Salmelin and M. M. Salomaa: Phys. Rev. B **41** (1990) 4142.
- 19) J. Xia, Y. Maeno, P. T. Beyersdorf, M. M. Fejer and A. Kapitulnik: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 167002.
- 20) J. Goryo: Phys. Rev. B **78** (2008) 060501(R).
- 21) J. Poitrenaud and F. I. B. Williams: Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 1230.
- 22) D. Vollhardt and P. Wölfle: *The Superfluid Phases of Helium 3* (Oxford Taylor and Francis, London, 1990) Chapter 7.
- 23) G. E. Volovik: *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford Univ. Press, Oxford, 2003).
- 24) N. D. Mermin: *Quantum Fluids and Solids*, ed. S. B. Trickey and E. D. Adams and J. W. Dufty (Plenum Press, New York, 1977) p. 3.

著者紹介

池上弘樹氏： 専門は低温物理学。超流動ヘリウムや超伝導を中心とした巨視的量子凝縮相で発現する新奇現象に興味がある。

堤 康雅氏： 専門は物性理論。超流動³Heに代表されるトポロジカル超流動体・超伝導体の示す物性に特に興味を持っている。

河野公俊氏： 専門は低温物理。特に、量子液体固体上の表面電子やイオンによって誘起される現象を追求している。

(2015年6月1日原稿受付)

Time-Reversal Symmetry Breaking and Intrinsic Magnus Force in Superfluid ³He-A

Hiroki Ikegami, Yasumasa Tsutsumi and Kimitoshi Kono

abstract: The superfluid ³He is a condensate of spin-triplet *p*-wave Cooper pairs, with broken rotational symmetries in orbital and spin spaces as well as gauge symmetry. This multiple symmetry breaking gives rise to many unusual properties in the superfluid ³He. One of the superfluid phases called ³He-A breaks time-reversal symmetry. Although the time-reversal symmetry breaking (TRSB) is the most fundamental property, there has been no direct demonstration of TRSB so far. In this article, we demonstrate TRSB by discovering the intrinsic Magnus force experienced by an electron bubble moving in ³He-A. The intrinsic Magnus force allows for first direct detection of orientation of the angular momentum of Cooper pairs or chirality, which paves the way towards detailed investigations of unusual topological defects formed in the system with broken multiple symmetries.

日本物理学会誌 第71巻 第11号 (2016年11月号) 予定目次

巻頭言

会員のために理事会は何ができるか……………村上修一

物理学70の不思議

暗黒エネルギーの正体は？—宇宙の加速膨張の謎—

コンピュータで挑む物質設計

素粒子と物性の不思議な関係

金属と絶縁体のはざまに広がる豊かな物性

自走する粒子系としての細胞や生物集団のふるまい

経済に物理学は役立つか？

物理学は誰のもの？

「ランダウのご神託」への挑戦：フェルミ液体論の深化

現代物理のキーワード

オストログラドスキーの定理：整合的な修正重力理論への

道のり……………本橋隼人

交流

水溶液環境下における生体分子放射線損傷の分光研究

……………島田紘行, 横谷明德, 鶴飼正敏

最近の研究から

温度勾配・濃度勾配の共存下での生体高分子の非平衡輸送現象

……………前多裕介, 福山達也

位相的弦理論で解く量子可解模型……………初田泰之

標準量子限界を超える高感度磁場センサに向けて

……………松崎雄一郎

太陽内部のカオスから秩序を生み出す……………堀田英之

話題—身近な現象の物理—

チョコレートのおいしい物理学

……………上野 聡, 本同宏成, 山田悟史

JPSJの最近の注目論文から 7月の編集委員会より

……………上田和夫

ラ・トッカータ

2015年ノーベルウィーク同行記……………伊藤好孝

追悼

山口嘉夫先生を偲んで……………坂井典佑

新著紹介

一般相対性理論における次元無限大極限

田邊健太郎 (立教大学理学部 ktanabe@rikkyo.ac.jp)

鈴木良拓 (大阪市立大学理学研究科 ryotaku@sci.osaka-cu.ac.jp)

時空の次元 D が無限大の極限において一般相対性理論はどのような理論になるだろうか。またブラックホールはその極限においてどのように振る舞うのか。この次元無限大の極限を取る手法は決して珍しいものではなく、身近なところでは統計力学における平均場理論がある。各サイトにおける自身のゆらぎを無視する平均場理論は、空間次元が無限大になる極限において厳密になる近似手法である。さらに、動的なゆらぎを取り入れた動的平均場理論は強相関電子系においてその威力を発揮している。本稿では、次元無限大の極限を取る手法(以下、高次元極限法)が、一般相対性理論においても強力であるという我々による最近の研究成果を紹介する。平均場理論においては無視されるゆらぎであるが、一般相対性理論ではそのゆらぎのダイナミクスに着目することで、高次元極限法によりブラックホールがもつ重要な性質をアインシュタイン方程式から抽出することができる。

次元無限大の極限では、ブラックホールの重力場はそのホライズン近傍の非常に狭い領域に閉じ込められるようになる。つまり、その極限においてブラックホールから少しでも離れた場所ではその重力を感じなくなる。この描像は平均場理論においてゆらぎを無視する近似が次元無限大の極限で厳密になることと似ている。しかし我々の解析は、そのブラックホール近傍に閉じ込められる重力場のダイナミクスに注目するという点において平均場理論とは大きく違ってくる。一般相対性理論はスケールを含まない理論であり、そのような狭い領域における短いスケールの重力場のダイナミクスも記述できる。特に次元無限大においてホライズン近傍に局在するその重力場のゆらぎこそが、ブラックホールのもつ興味深いダイナミクスの鍵を握っているのだ

る。

我々による重要な研究成果の一つは、ブラックホールの有効理論を高次元極限法により導出したことである。時空の次元 D が大きくなる極限において、ホライズン近傍に閉じ込められる重力場の空間スケールはホライズン半径 r_0 に対して r_0/D となる。この r_0/D という短いスケールの重力場はアインシュタイン方程式において積分することができ、結果としてブラックホールによる重力場の低エネルギーゆらぎに対する有効理論を得ることができる。有効理論はブラックホールホライズンを質量や運動量、粘性など物理的性質をもった実体として記述するものであり、これはまさしくブラックホール物理学におけるメンブレンパラダイムをアインシュタイン方程式から導出したことを意味する。この有効理論は、ブラックホールがもつ不安定性和その非線形時間発展といった重要なブラックホール物理を単純な方程式で記述し、それらの解析を劇的に簡便化する便利なものである。

我々の宇宙が高次元時空であることを示唆する超弦理論に触発され、高次元ブラックホールの研究はこれまで盛んに行われてきた。しかし、高次元ブラックホールの物理的性質は4次元ブラックホールのものとは全く異なり、どのようなブラックホール解が存在するのか、どのようなブラックホールの不安定性があるのか、など高次元ブラックホールに対する我々の理解は未だ不十分である。これは非線形連立偏微分方程式というアインシュタイン方程式の特徴からその解析が容易ではないことによる。そのような複雑なアインシュタイン方程式に潜むブラックホールの物理的性質を探る研究において、今後、ブラックホールの有効理論を与える高次元極限法は新たな突破口を開くだろう。

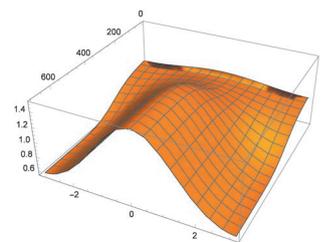
—Keywords—

メンブレンパラダイム:

ブラックホールのイベントホライズンを物理的性質をもった実体として扱う手法。例えば、ブラックホールを表面(イベントホライズン)に電気抵抗をもつ伝導体とすることで、ブラックホールと磁場の相互作用を電磁気学により記述することができる。その結果磁場によるブラックホールの回転エネルギー引き抜き機構などを理解することができる。

高次元ブラックホール:

「4次元時空における漸近平坦な定常ブラックホール解はカー解のみである」というブラックホール解の唯一性定理が4次元時空では成り立つが、高次元時空ではそのような唯一性定理は存在しない。実際に、カー解の高次元拡張版の他にも、 $S^1 \times S^2$ といったリング状のイベントホライズンをもつブラックリング解が5次元時空では発見されている。また4次元ブラックホール解は安定とされているが、高次元ブラックホール解には様々な重力不安定性が見つかっている。



高次元極限法によるブラックホール解がもつ不安定性的非線形時間発展解析。

本記事は規定の長さを超過しておりますが、編集委員会の判断によりこのまま掲載しております。

1. はじめに

真空中におけるアインシュタイン方程式

$$R_{\mu\nu} = 0 \quad (1)$$

はスケールをもたず、あらゆるスケールにおける重力場のダイナミクスを統一的に記述する。一方で、このアインシュタイン方程式による一般相対性理論は、時空の次元 D を無次元パラメータとしてもつ理論と見ることができる。理論のパラメータ空間において、そのパラメータが極端な値（例えば 0 や ∞ ）をとるとき理論が単純化されることは多々あることで、そこから摂動論により理論を解析するという手法は物理学における常套手段である。では、スケールをもたない一般相対性理論はその唯一のパラメータが極端な値、つまり次元が無次元 ($D = \infty$) となるときに単純化されるのだろうか。そして、我々は $1/D$ 展開による摂動論で一般相対性理論を解析できるだろうか。

本稿では、ブラックホールの物理を考えることによりこの疑問に答えようと思う。つまり、次元無限大においてアインシュタイン方程式は事実単純化され、さらに $1/D$ 展開を用いた解析手法（高次元極限法）により、様々なブラックホールの物理に対する（半）解析的なアプローチが可能となる。^{*1} 以下では $c=1$ の単位系を用いる。

2. ブラックホール

時空の次元が大きいつきにブラックホールがどのように振る舞うかを見てみよう。まずアインシュタイン方程式 (1) の静的厳密解である $D = n+3$ 次元シュバルツシルトブラックホール解を考える。^{*2} その計量は

$$ds^2 = -f(r) dt^2 + f(r)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega_{n+1}^2 \quad (2)$$

$$f(r) = 1 - (r_0/r)^n \quad (3)$$

で与えられる。 $d\Omega_{n+1}^2$ は単位 $n+1$ 次元球面上の標準計量である。 r_0 はホライズン半径をあらわす解のパラメータで、ホライズンは $r=r_0$ に対応し、“ $-(r_0/r)^n$ ” はブラックホールが作り出す重力ポテンシャルである。解の非自明な次元依存性はこのポテンシャルにおける r の冪に現れる。

では次元無限大ではこの重力ポテンシャルはどのように振る舞うだろうか。それを見るためにホライズンの外側である $r=2r_0$ にいる観測者を考えよう。この観測者が感じるブラックホールの重力ポテンシャルは $(r_0/2r_0)^n \sim e^{-D \log 2}$ となり、次元が大きいつと指数関数的に小さくなる。つまりブラックホールの重力を $r=2r_0$ にいる観測者はほとんど感じない。しかし、これはブラックホールの重力が完全に消

えてしまうことを意味するわけではない。ブラックホールの重力ポテンシャル $(r_0/r)^n$ を $D \gg 1$ において $O(1)$ で感じるためには、観測者は

$$r - r_0 = O(r_0/D) \quad (4)$$

とホライズンの非常に近くに行けばよい。これはブラックホールによる重力がホライズンから r_0/D の幅の非常に狭い領域に閉じ込められていることを示している。つまり次元無限大ではブラックホールは2つの階層的スケール、 r_0 と r_0/D 、をもつようになる。この2つのスケールからブラックホール時空において2つの異なる領域を定義できる：

$$\text{近領域} : r - r_0 \ll r_0 \quad (5)$$

$$\text{遠領域} : r - r_0 \gg r_0/D$$

近領域ではブラックホールは本質的に重力相互作用する物体であり、遠領域では重力ポテンシャルが指数関数的に減衰するためブラックホールはほとんど重力相互作用をせず、重力場のゆらぎは摂動として扱える。重要なことはこの近領域と遠領域が重複領域

$$\text{重複領域} : r_0/D \ll r - r_0 \ll r_0 \quad (6)$$

をもつことであり、この重複領域ではブラックホールに対する近領域と遠領域における2つの描像が共存する。

スカラー場の吸収・散乱問題 この2つの描像がどのように重力物理の解析に役に立つかを見てみよう。ここではゼロ質量スカラー場のシュバルツシルトブラックホールによる吸収・散乱問題を考える。解くべき方程式はスカラー場 Ψ の運動方程式

$$\square \Psi = 0 \quad (7)$$

であり、 \square はシュバルツシルト解でのダランベルシアンとする。シュバルツシルト解は球対称でかつ時間並進に対して対称であることから、プローブ場であるスカラー場は

$$\Psi = e^{-i\omega t} \psi(r) \mathbf{Y}^\ell \quad (8)$$

と分解することができる。 \mathbf{Y}^ℓ は $n+1$ 次元球面上における球面調和関数であり、球面上のラプラシアン Δ に対して

$$(\Delta + \ell(\ell+n)) \mathbf{Y}^\ell = 0 \quad (9)$$

を満たす。この分解の下、 $\psi(r)$ に関する方程式はシュレディンガー型の方程式

$$\left[\frac{d^2}{dr_*^2} + (\omega^2 - V(r)) \right] \left(r^{(n+1)/2} \psi(r) \right) = 0 \quad (10)$$

となる。 r_* は $dr_* = dr/f(r)$ で定義される亀座標である。この亀座標ではホライズンは $r_* = -\infty$ に位置し、無限遠は $r_* = \infty$ に対応する。ポテンシャル $V(r)$ は

^{*1} ブラックホール以外の時空においても一般に高次元極限法は適用できる。しかしその解析が高次元極限法により単純化されるかどうかは今のところわかっていない。またここでは重力の古典論を考えるが、ゲージ理論における Large N limit と同じ思想で次元無限大による量子重力理論へのアプローチなどがある。¹⁾

^{*2} 以下では次元無限大 $D \rightarrow \infty$ は同時に $n \rightarrow \infty$ でもあることに注意されたい。

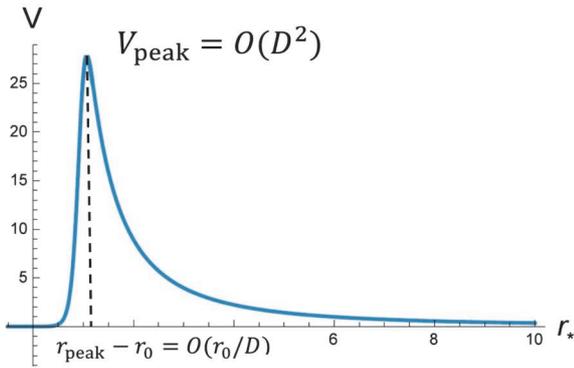


図1 スカラー場のポテンシャル：(D=15, ℓ=0).

$$V(r) = \frac{f(r)^2}{4r^2} \left((2\ell+n)^2 - 1 + (n+1)^2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n \right) \quad (11)$$

で与えられる。このポテンシャルの典型的な形状を図1に示す。スカラー場は、引力であるブラックホールによる重力 $\sim -(r_0/r)^n$ と、斥力である自身の遠心力 $\sim 1/r^2$ によりそのポテンシャルにピークをもつ。次元無限大における特徴は、このポテンシャルピークの高さ V_{peak} が $O(D^2)$ と非常に大きくなり、そのピークの位置 $r=r_{\text{peak}}$ が近領域にあるということである(図1参照)。このポテンシャルをスカラー場が透過しようとするとき $\omega r_0 = O(D)$ ほどのエネルギーが必要になる。

スカラー場の吸収・散乱問題とは、スカラー場の方程式(10)を以下の境界条件で解くことである：

$$\psi(r) \rightarrow \begin{cases} e^{-i\omega r_*} + R_\ell(\omega) e^{i\omega r_*} & (r_* \rightarrow \infty) \\ T_\ell(\omega) e^{-i\omega r_*} & (r_* \rightarrow -\infty) \end{cases} \quad (12)$$

この境界条件は、無限遠方よりスカラー場を入射したとき、スカラー場は確率 $|R_\ell(\omega)|^2$ で反射され、確率 $|T_\ell(\omega)|^2$ でブラックホールに吸収されることを意味する。

一般的にスカラー場の方程式(10)を解析的に解くことは難しい。そのため吸収率(反射率)を計算するには、数値計算を行うか、低振動数など物理スケールに条件を課す近似手法が用いられる。高次元極限法では物理スケールに近似を施さずスカラー場の方程式(10)を解く。

まず遠領域において方程式(10)を解いてみよう。遠領域では重力ポテンシャル $(r_0/r)^n$ が小さく第一近似では無視できる。そのため式(10)は遠領域ではベッセル関数によって

$$\psi(r) = C_1 \frac{J_{n\omega c}(n\hat{\omega}r)}{r^{n+1/2}} + C_2 \frac{Y_{n\omega c}(n\hat{\omega}r)}{r^{n+1/2}} \quad (13)$$

と解ける。ここで $\omega = n\hat{\omega}$, $\ell = n\hat{\ell}$ として ω_c は

$$\omega_c = \hat{\ell} + \frac{1}{2} \quad (14)$$

で定義される。この解は反射係数 $R_\ell(\omega)$ として

$$R_\ell(\omega) = \frac{C_1 - iC_2}{C_1 + iC_2} \quad (15)$$

をもつ。 C_1 と C_2 の比を決定することで反射率が計算でき、

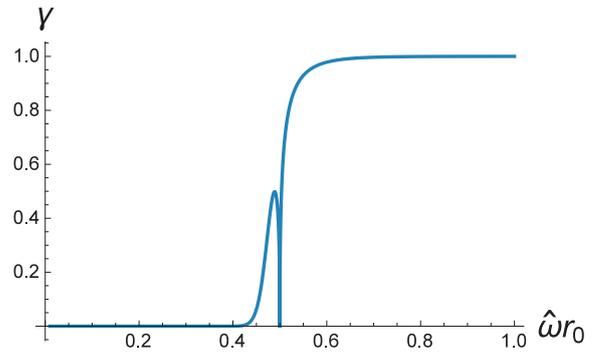


図2 スカラー場(ℓ=0)の吸収率 $\gamma = |T_\ell(\omega)|^2$.

その比は近領域での解から求めることができる。

次に近領域において式(10)を解いてみよう。近領域の定義はブラックホールの重力ポテンシャルが $O(1)$ となる領域である。そこでブラックホールの重力ポテンシャルの逆数 $R = (r/r_0)^n$ を新たな座標として採用する。さらに次元無限大の極限($n \rightarrow \infty$)をとる。詳細な計算は原論文²⁾に譲るとして、この下で近領域における境界条件を満たす式(10)の解は

$$\psi(r) = A_1 R^{-1/2} (R-1)^{-i\hat{\omega}} \times {}_2F_1(q_+, q_-, q_+ + q_-; 1-R) \quad (16)$$

と超幾何関数で書ける。 q_\pm は以下で与えられる。

$$q_\pm = \frac{1}{2} - i\hat{\omega} \pm \sqrt{\omega_c^2 - \hat{\omega}^2} \quad (17)$$

この近領域の解はスカラー場とブラックホール間の重力相互作用の情報を含んでいる。 A_1 はブラックホールに吸収されるスカラー場の振幅で、吸収係数 $T_\ell(\omega)$ は

$$T_\ell(\omega) = \frac{A_1 \sqrt{2\pi\omega}}{C_1 + iC_2} \quad (18)$$

で与えられる。

これら遠領域と近領域における解は重複領域では同じ解を記述しなければならない。両方の解を重複領域で展開しマッチングすることにより、 A_1 と C_1 , C_2 の関係が付き、結果として C_1 と C_2 , A_1 と C_1 の比を求めることができる。これは、きりつなぎ法(matched asymptotic expansion)と呼ばれる常微分方程式を解く手法の一種である。得られた比からスカラー場のブラックホールによる吸収率(反射率)を解析的に求めることができる。その結果を図2に示す。ここでは簡単のためS波($\ell=0$)の吸収率を与えている。この図の意味するところは、高エネルギー領域($\omega r_0 = n\hat{\omega}r_0 = O(D)$)ではほぼ全てのスカラー場がブラックホールに吸収され、低エネルギー領域($\omega r_0 = O(1)$)ではほぼ全てのスカラー場がポテンシャルバリアにより反射されるということである。^{*3} この結果は先に述べた、ブラックホールの重力場がホライズンから $O(r_0/D)$ の領域に閉じ込められるという事実をあらわしている。そのような狭い領域へと侵入

^{*3} $\hat{\omega}r_0 = 1/2$ のあたりに共鳴的な振る舞いが見られるが、これは準固有振動の存在をあらわしている。

できるような高エネルギーのスカラ場によって初めてブラックホールの重力をプローブすることができるのである。

まとめると、スカラ場の運動方程式(10)を高次元極限法で解くということは、遠領域と近領域に分けて方程式を解き、重複領域で解のマッチングを行うことである。遠領域ではブラックホールの重力を無視できる。一方で近領域ではブラックホールの重力場が存在するが、ブラックホールの重力ポテンシャルを新たな座標にとり、次元無限大の極限、つまり、 $1/D$ 展開を施すことで方程式を解析的に解くことができる。その結果、ここでは、我々はブラックホールによるスカラ場の吸収・散乱問題に関する有効理論を得ることができた。

3. 乖離/結合モード

低エネルギー領域においてスカラ場ではブラックホールの重力場を全くプローブできなかった。これは低エネルギーのスカラ場に対して、ブラックホールは非自明な重力相互作用をもたないことを意味する。しかしこの状況は重力場のゆらぎに対しては大きく異なる。

シュバルツシルト解(3)周りの重力場のゆらぎ(線形重力摂動)を考えよう。シュバルツシルト解の線形重力摂動は任意の時空次元に対して系統的に調べられている。³⁾ $n+1$ 次元球面上の代数的な性質により、線形重力摂動はスカラ型、ベクトル型とテンソル型摂動とに分類され、それぞれの線形摂動方程式はいずれも1つのマスター変数に対するシュレディンガー型の方程式で与えられる。

$$\left[\frac{d^2}{dr_*^2} + (\omega^2 - V_{s,v,t}) \right] \Phi_{s,v,t} = 0 \quad (19)$$

$\Phi_{s,v,t}$ はスカラ型、ベクトル型、テンソル型摂動それぞれに対するマスター変数で、 $V_{s,v,t}$ はそれらのポテンシャルである。ここでは具体的なポテンシャルの式は与えないが、その典型的な形状を図3に示す。^{*4}

スカラ場と同様に、重力摂動に対してもブラックホールは重力と遠心力によるバリアをもち、それがポテンシャルにおける高さ $O(D^2)$ のピークを作っている。スカラ型とベクトル型摂動において注目すべきことは、ホライズンから見てバリアの内側に特徴的なポテンシャルの起伏が存在することである(図3参照)。ポテンシャルバリアのピークとは異なり、この内側のポテンシャルの起伏は $O(1)$ の高さをもつ。この特徴的な近領域における起伏をプローブするには、 $\omega r_0 = O(1)$ の低エネルギーモードを考えなければならない。しかしそのような低エネルギーモードは、高さ $O(D^2)$ のポテンシャルバリアを透過できない。これは、低エネルギーモードについては近領域におけるゆらぎと遠領域におけるゆらぎのダイナミクスがポテンシャルバリアにより乖離することを意味する。一方、 $\omega r_0 = O(D)$

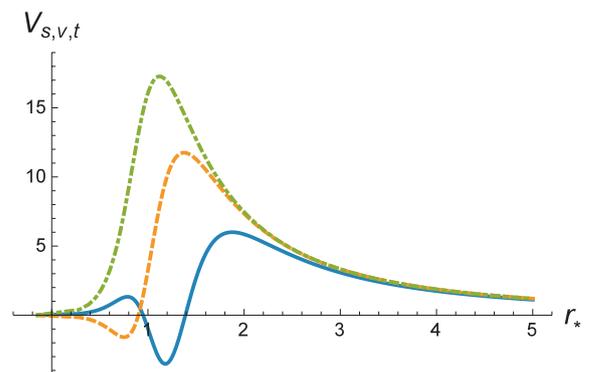


図3 $D=10$ 次元シュバルツシルト解に対する線形摂動($\ell=2$)のポテンシャル: スカラ型(青, 実線), ベクトル型(橙, 破線), テンソル型(緑, 鎖線).

の高エネルギーモードは、ポテンシャルバリアを透過できるため近領域と遠領域のゆらぎは結合したままである。そこでゆらぎにおける乖離/結合モードを以下で定義する:

$$\begin{aligned} \text{乖離モード: } \omega r_0 &= O(1) \\ \text{結合モード: } \omega r_0 &= O(D) \end{aligned} \quad (20)$$

準固有振動といったブラックホール解固有の振動(重力場の励起モード)を考えるときに、この分類は重要である。テンソル型摂動においては、結合モードの準固有振動のみ励起され、乖離モードの準固有振動は存在しないと考えられる。それは、ポテンシャルバリアによる $O(D^2)$ のピークしかもたないポテンシャルには、低エネルギーである乖離モードを励起するようなダイナミクスが存在しないためである。一方、スカラ型とベクトル型摂動においては、 $O(D^2)$ と $O(1)$ の両方の起伏がポテンシャルには存在するため、乖離モードの準固有振動も励起されると期待できる。実際にこの予想は正しく、スカラ型には2つ、ベクトル型には1つ、それぞれ乖離モードの準固有振動が存在し、テンソル型摂動には存在しないことが確かめられている。⁴⁾

乖離モードのダイナミクスにおいては、きりつなぎ法による遠領域における解とのマッチングをする必要がなく、近領域における適切な境界条件のみでそのダイナミクスが自己完結する。そのため乖離モードの解析は、結合モードのものに比べさらに単純化される。

次元無限大の極限において興味深いことは、ブラックホール/ブラックブレンがもつ重要な性質を、この乖離モードが捉えていることである。例えばGregory-Laflammeによりブラック p ブレン^{*5}は不安定であることが数値計算により示されたが、⁵⁾ このGregory-Laflammeの不安定性は我々の言葉では乖離モードに分類されるものであり、その準固有振動数も高次元極限法により解析的に求めることができる。図4にその結果を示す。準固有振動数は、Gregory-Laflamme不安定性の成長率 $\Omega = -i\omega$ と摂動がもつ

*4 テンソル型摂動のポテンシャルはスカラ場のポテンシャル(11)と同じ形である。

*5 ブラック p ブレンは空間方向に p 次元の広がりをもつブラックホール解。

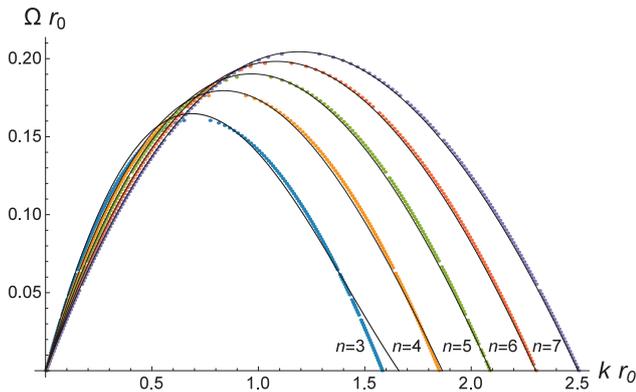


図4 $D=n+p+3$ 次元ブラック p ブレーンの Gregory-Laflamme 不安定性 : 数値結果 (点) と $1/D$ 展開による公式 (実線).

ブレーン上の運動量 k の関係を与える. $\Omega > 0$ が摂動の指数関数的増大をあらわし, 不安定であることを意味する. 図4において, 点は数値結果であり, 実線は我々が求めた $1/D$ 展開による解析公式で, $O(1/D^2)$ の補正まで考慮したものである. 色の違いは次元の違いをあらわす. 確かに長波長領域 (k が小さい領域) で $\Omega > 0$ となり, ブラック p ブレーンが不安定なことを数値結果と解析公式の両方から見て取れる. 図4では様々な次元 ($D=n+p+3$) のブラック p ブレーンに対して数値結果と我々の公式との比較をしているが,^{*6} $O(1/D^2)$ の補正まで考慮することで, $n=3$ や $n=4$ という比較的高次元ではない次元においても精度の良い結果を与えていることがわかる.

他にもシュバルツシルト解や回転ブラックホール解, ブラックリング解といった様々なブラックホール解に対して同様の解析が可能であり,⁶⁻⁹⁾ そのようなブラックホール解の乖離モードにおける準固有振動数を解析的に求めることができる. 回転ブラックホールやブラックリング解は不安定で, その不安定モードは Gregory-Laflamme 不安定性と同様に乖離モードによって記述され, 準固有振動数からそれらの不安定性を読み取ることができる.

4. ブラックストリングの有効理論

以上の話はいずれも高次元極限法を用いたアインシュタイン方程式の線形解析についてのものであるが, 実は非線形解析にも高次元極限法は応用が可能である. ここではブラックストリングの乖離モードについての非線形解析の研究¹⁰⁾を紹介する.

前述のようにブラックストリング (ブラック1-ブレーン) は乖離モードにおいて Gregory-Laflamme 不安定性をもつ. その不安定性の非線形時間発展や最終状態を知りたいければ, アインシュタイン方程式を非線形レベルで本質的に解かなければならず, それは数値計算においても非常に難しい問題である. 5次元ブラックストリングがもつ不安定性の最終状態については1例のみ数値計算結果が存在する

*6 ブラック p ブレーンの摂動方程式は p に依存しないため, 準固有振動数も p 依存性をもたない.

が,¹¹⁾ 結果の次元依存性や初期値依存性など現象の体系的な理解には至っていない. そこで高次元極限法を適用し, この問題に対する (半) 解析的なアプローチを試みる.

$D=n+4$ 次元ブラックストリング解 (静的真空解) は

$$ds^2 = -f(r) dt^2 + 2dr + r^2 d\Omega_{n+1}^2 + dZ^2 \quad (21)$$

$$f(r) = 1 - (r_0/r)^n \quad (22)$$

で与えられる. Z がストリングの伸びている方向である. ここでの座標 t は ingoing Eddington-Finkelstein 座標における時間座標である. この解をもとに次元無限大における動的なブラックストリング解を求めてみよう. 結果を先に述べると, 次元無限大の極限における動的なブラックストリング解は

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{\rho(t,z)}{R} \right) dt^2 - 2 \frac{\rho(t,z)}{R} \frac{dt dz}{n} + 2dr + r^2 d\Omega_{n+1}^2 + \frac{dz^2}{n} \quad (23)$$

となる. ここで $R = (r/r_0)^n$ であり, $Z = z/\sqrt{n}$ とストリング方向の座標をリスケールした. これはブラックストリング解のもつ張力と質量の比が $O(1/n)$ となることから, ストリング方向にゆらぎが伝播する速度 (音速) が $O(1/\sqrt{n})$ であるに基づく. またこの動的な解は有効的に $R = \rho(t,z)$ にホライズンをもっている.

計量 (23) は時間 t と波数 z に依存する質量 ρ と運動量 p をもつ動的な非一様時空の計量であるが, 実際に次元無限大の極限におけるアインシュタイン方程式の解となっている. これは, 今, 我々は低エネルギー励起である乖離モードを考えており, (動的) 平均場理論のときと同様にそのゆらぎの時間依存性や波数依存性は, 次元無限大における極限ではアインシュタイン方程式に効かないことによる. つまり厳密解の質量に時間 (波数) 依存性をもたせても, 次元無限大の極限では解のままなのである. しかし, この解 (23) に対する $1/D$ 展開の補正を考えると状況は変わる. $1/D$ 補正がホライズン $R = \rho(t,z)$ において正則であるためには, 動的解の質量 $\rho(t,z)$ と運動量 $p(t,z)$ は以下の拡散型非線形偏微分方程式の解でなければならない:

$$\partial_t \rho - \partial_z^2 \rho = -\partial_z p \quad (24)$$

$$\partial_t p - \partial_z^2 p = \partial_z \rho - \partial_z \left(\frac{p^2}{\rho} \right) \quad (25)$$

この方程式を解けば, その解を用いた (23) が, 次元無限大における動的なブラックストリング解を記述する. 方程式 (24) と (25) は動的なブラックストリング解の有効方程式であり, 複雑なアインシュタイン方程式が次元無限大の極限において単純な2つの拡散型偏微分方程式へと帰着したことを意味する.

この有効方程式が実際にブラックストリングの Gregory-Laflamme 不安定性を記述することはその線形解を調べることで見ることができる. 有効方程式はブラックストリン

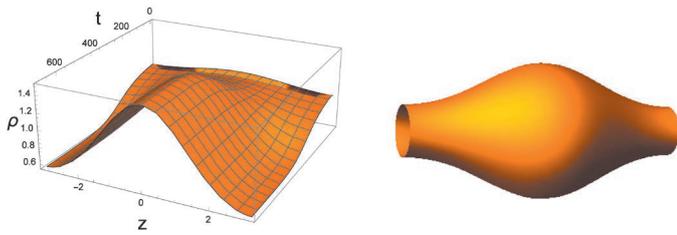


図5 Gregory-Laflamme 不安定性の時間発展(左図)とその最終定常状態(右図)。最終的に非一様なブラックストリング解に落ち着く。

グ解である静的解 ($\rho=1, p=0$) をもつ。そこで線形摂動

$$\rho = 1 + \delta\rho e^{\Omega t + ikz}, \quad p = \delta p e^{\Omega t + ikz} \quad (26)$$

を考えると、摂動の成長率 Ω は有効方程式より

$$\Omega_{\pm} = \hat{k}(\pm 1 - \hat{k}) \quad (27)$$

となることがわかる。^{*7} Ω_{+} は長波長領域における不安定モードである。これはまさしく Gregory-Laflamme 不安定性であり、 Ω_{\pm} はブラックストリングの線形摂動方程式を高次元極限法により解いて求めた準固有振動数と確かに一致する。

有効方程式は Gregory-Laflamme 不安定性の非線形時間発展をも記述する。それらは単純な拡散型偏微分方程式のため、数値的に解くことは容易い。図5ではその結果を示す。初期にゆらぎを与えると Gregory-Laflamme 不安定性によりそのゆらぎは増大する(図5左図)。ゆらぎの増大はいずれ頭打ちになり、最終的に定常な非一様ブラックストリング解に落ち着く(図5右図)。このように Gregory-Laflamme 不安定性の最終状態が非一様ブラックストリング解になることは、ある次元(臨界次元)よりも高い時空次元において起こることが予想されており、¹²⁾ 我々の結果はその予想を初めて確かめたことになる。

有効方程式はもともとのアインシュタイン方程式に比べ非常に簡単化されているため、結果の初期値依存性など系統的な解析が可能となる。またここでは次元無限大の極限における結果のみ与えたが、有効方程式における $1/D$ 補正も容易に求めることができる。その補正により不安定性の最終状態は次元依存性をもつようになり、非一様ブラックストリングの臨界次元など現象の次元依存性についても調べることができる。¹³⁾

5. おわりに

ここまで見てきたように、時空の次元を無限大にする極限をとる手法により、アインシュタイン方程式の解析は飛躍的に簡単化される。特にブラックホール解の線形摂動解析においてその威力は絶大であり、準固有振動数などを解析的に求めることができる。ブラックホールホライズン近傍に閉じ込められる重力場の低エネルギーゆらぎである乖

離モードは、不安定性などブラックホールの重要な性質を記述し、解析の簡単化が顕著なモードでもある。そのため有効方程式によりその非線形時間発展までも解析することが可能となる。

一般相対性理論における次元無限大の手法は現在多様な発展を見せている。その一つは有効方程式についてである。有効方程式はブラックホールホライズンを質量や運動量をもつ実体(メンブレン)として記述する。例えばブラックストリングの有効方程式(24)と(25)は、連続の式と外力が加わった Navier-Stokes 方程式へと書き換えることができ、そこからブラックストリングの粘性までも読み取ることができる。これはまさしく Thorne らによるメンブレンパラダイム¹⁴⁾ が次元無限大の極限において第一原理的にアインシュタイン方程式から出現することを意味する。さらにこの有効方程式からブラックホールのメンブレンとしての性質、例えば流体的かそれとも弾性体的か、なども知ることができる。¹⁵⁾ 他にも有効方程式を解くことで新たなブラックホール解を構築したり、⁹⁾ 電磁場や宇宙定数を含むような手法の拡張なども行われている。^{16, 17)}

超弦理論/M理論に動機づけられ発展してきた高次元ブラックホール研究であるが、アインシュタイン方程式の特性からその性質の全貌は未だ明らかでない。4次元ブラックホールに比べ多種多様な性質を見せる高次元ブラックホールの物理をより深く理解していくことで、AdS/CFT 対応¹⁸⁾ などにおける高次元ブラックホール研究の応用もさらに進むだろう。我々による高次元極限法に関する研究とその発展/派生が、今後、高次元ブラックホール研究の新たなフロンティアを切り開いていくことを期待する。

参考文献

- 1) A. Strominger: Phys. Rev. D **24** (1981) 3082.
- 2) R. Emparan, R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1306** (2013) 009.
- 3) A. Ishibashi and H. Kodama: Prog. Theor. Phys. **110** (2003) 901.
- 4) R. Emparan, R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1407** (2014) 113.
- 5) R. Gregory and R. Laflamme: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2837.
- 6) R. Emparan, R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1406** (2014) 106.
- 7) S. Bhattacharyya, A. De, S. Minwalla, R. Mohan and A. Saha: JHEP **1604** (2016) 076.
- 8) R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1509** (2015) 193.
- 9) K. Tanabe: JHEP **1602** (2016) 151.
- 10) R. Emparan, R. Suzuki and K. Tanabe: Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 091102.
- 11) L. Lehner and F. Pretorius: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 101102.
- 12) E. Sorkin: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 031601.
- 13) R. Suzuki and K. Tanabe: JHEP **1510** (2015) 107.
- 14) K. S. Thorne, R. H. Price and D. A. Macdonald: NEW HAVEN, USA: YALE UNIV. PR. (1986) 367p.
- 15) R. Emparan, K. Izumi, R. Luna, R. Suzuki and K. Tanabe: arXiv: 1602.05752 [hep-th].
- 16) S. Bhattacharyya, M. Mandlik, S. Minwalla and S. Thakur: arXiv: 1511.03432 [hep-th].
- 17) K. Tanabe: arXiv: 1511.06059 [hep-th].
- 18) J. M. Maldacena: Int. J. Theor. Phys. **38** (1999) 1113; Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231.

(2016年4月26日原稿受付)

*7 ここでは長さ次元を固定するため $r_0=1$ とした。

Large D Limit of General Relativity

Kentaro Tanabe and Ryotaku Suzuki

abstract: General Relativity simplifies dramatically in the infinite limit of the spacetime dimension, D . This is because gravitational fields by a black hole are confined in very near region of the black hole horizon at the large D limit. The scales of this confinement are $1/D$ times smaller

than the black hole horizon radius. Then the gravitational fields by a black hole can be integrated out in the Einstein equations by using $1/D$ expansion, and, as a result, the effective theory of the black hole emerges at the large D limit. This effective theory describes instabilities of various black holes and their non-linear time evolutions in a simple form.

『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、送付先住所も)をメール(pubpub@jps.or.jp)またはFax(03-3816-6208)でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 22-2 (7月15日発行) 目次

学生実験が決めた道.....藤井保彦
特集 第6回物理教育シンポジウム「アクティブラーニングを
どう活かすか」
「アクティブラーニングをどう活かすか」趣旨説明.....須藤彰三
日本の授業実践研究に学ぶ.....右近修治
到達目標学習課題方式—概念獲得のための授業づくり
.....石井登志夫
学びを助けるアクティブ・ラーニングとは？
一日米中の物理授業比較から.....土佐幸子
「アクティブラーニングをどう活かすか」実施報告と総合討論
.....須藤彰三、田中忠芳
講義室
科学の深い理解を支援するアクティブ・ラーニング
.....齋藤萌木

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

イオンのクーロン結晶が拓く星間分子生成反応の研究

岡田 邦宏 (上智大学理工学部 okada-k@sophia.ac.jp)

星間空間には低密度だが大量の星間物質(原子、分子、イオン、塵)が存在し、天文観測によってこれまでに180種を超える星間分子の存在が確認されている。この事実は、星間空間という極限環境下であっても多種・多様な化学反応が起きていることを示唆している。とりわけ星間物質が豊富に存在している領域は星間分子雲と呼ばれ、その分子組成と化学進化の理解は星の誕生過程の研究にとって重要である。それ故、星間化学の分野では、分子生成に関わる反応ネットワークモデルの構築、及び反応速度定数データに基づく数値シミュレーションを駆使し、分子雲の化学進化の研究が行われている。

分子雲に含まれる物質の総量は膨大であるが、分子数密度は概ね $10^2\text{--}10^6\text{ cm}^{-3}$ の範囲にあり、極めて密度が低い。また、その環境温度は10-100 Kと低温であるため、反応障壁を有する反応は殆ど起こらない。観測で見つかる星間分子の多くは、主として反応障壁を有しないイオンや中性ラジカルによる気相反応を経由して生成されたものであると考えられている。その中でも引力が働くため低温で反応断面積が大きくなるイオン-極性分子間の反応は星間分子生成において非常に重要である。分子雲の化学進化シミュレーションでは、室温で測定された反応速度定数の外挿値や理論計算によって求められるイオン-極性分子間の捕獲速度定数が利用されている。その理由は、極性分子の多くが100 K以下の低温で容易に凝縮してしまい、既存の実験方法では気

相・低温下での反応速度測定が困難だったからである。

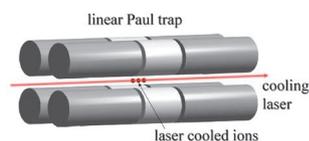
しかし近年、極性分子の回転エネルギー準位に対するシュタルク効果を利用した実験装置が開発され、極低温の極性分子ビームの生成が可能となった。一方、レーザー冷却法によって生成される“イオンのクーロン結晶”を冷媒として利用すれば、直接レーザー冷却することが困難な分子イオンを極低温へ冷却することが可能である。さらに、レーザー冷却されたイオンが発するレーザー誘起蛍光を利用すれば、クーロン結晶に埋め込まれた極めて少数の分子イオンを単一粒子感度で検出することも可能である。

最近、著者らのグループは、これら2つの実験技術を組み合わせた新しい低温イオン-極性分子反応測定装置を開発し、星間分子生成反応である $\text{CH}_3\text{CN} + \text{N}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{CH}_3\text{CNH}^+ + \text{N}_2$ を含む、複数のイオン-極性分子反応の反応速度定数を、並進温度10 K以下で測定することに成功した。これまで殆ど手付かずの状態にあった低温におけるイオン-極性分子反応の研究に新しい可能性が拓けたといえる。今後、広範囲にわたる並進・回転温度での低温イオン-極性分子反応の系統的測定が予定されており、これまで見出されていないような反応速度定数の温度依存性が発見される可能性がある。本研究の進展によって、星間化学データベースへの貢献に加え、原子分子過程理論へのフィードバックが期待される。

—Keywords—

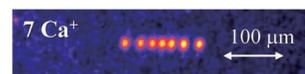
線形ポールトラップ:

高周波電場によって荷電粒子を閉じ込める実験装置(イオントラップ)の一種であり、4重極質量分析計と同様の原理によって動作する。質量分析計との違いは、4つの円柱電極が3つ(またはそれ以上)に分割され、軸方向に独立した静電圧を加えることによってイオンを空間的に閉じ込めるためのポテンシャルを形成できることである。



イオンのクーロン結晶:

イオントラップ中でレーザー冷却されたイオン集団は運動エネルギーを失い、トラップポテンシャルの中心近傍に集まる。個々のイオンはトラップポテンシャルによって生じる中心力とイオン間のクーロン力の影響によって自由に運動できなくなり、ある配列状態を形成するようになる。著者らの分野では、このような配列状態にあるイオン集団を“イオンのクーロン結晶”と呼んでいる。レーザー冷却されたイオンが発するレーザー誘起蛍光の空間分布を観測することによって、クーロン結晶の構造を調べたり、単一イオンを観測することも可能である。



1. はじめに

星間空間においてとりわけ物質が豊富に存在している領域は星間分子雲と呼ばれており、その物理・化学的性質を理解することは、星の誕生を理解する上で非常に重要である。¹⁾ 分子雲の環境温度と分子数密度は、それぞれ概ね10–100 K, 10^2 – 10^6 cm⁻³の範囲にあり、低温、超高真空環境にある。²⁾ 従って、観測で発見される様々な星間分子は、主にイオンやラジカルによる反応障壁のない気相化学反応を経由して生成されたものと考えられている。^{3),*1} 分子雲がどのように化学進化していくのかを理解するためには、個々の反応過程が起こる速さ、すなわち反応速度定数を知り、反応ネットワークに基づいた分子雲の化学進化シミュレーションを行って、その結果を天文観測から得られる分子存在度と比較することが必要である。^{4,5)} その中でも特に低温で反応断面積が大きくなるイオン-極性分子反応の役割は重要であると考えられている。しかしながら、80 K以下の低温で測定された反応速度定数データは殆ど存在しないのが現状である。なぜなら、アンモニアや水に代表される極性分子の多くは100 K以下の低温では容易に凝縮してしまうため、実験室で低温の気体を生成すること自体が困難だからである。

そのような状況のなか、近年低温の極性分子ビームを生成する実験技術が開発され、⁶⁻⁸⁾ 低温化学反応や精密分子分光の研究へ応用されはじめた。^{6,9-11)} その中でも非常に簡単な構造をもつシタルク分子速度フィルター(後述)は、極性分子の回転エネルギー準位に対するシタルク効果を利用することによって、並進温度が1 K程度までの低温極性分子を容易に生成できる。⁸⁾ 一方、極低温イオンの生成には、イオントラップとレーザー冷却法を組み合わせた共同冷却法を利用できる。¹²⁾ 共同冷却法は、原理的にイオン種によらず並進温度をmK(ミリケルビン)領域まで冷却することが可能な方法であり、レーザー冷却されたイオンが発するレーザー誘起蛍光(LIF)を利用すれば、極めて少数の共同冷却イオンを高感度に検出することが可能である。¹³⁾ 我々は低温におけるイオン-極性分子反応の系統的測定を目指し、上記2つの技術を組み合わせた新しい実験装置を開発した。¹⁴⁾ 本稿では、イオン-極性分子反応について概説した後、開発した装置の詳細と、これまでに得られた実験結果について紹介する。

2. イオンと極性分子の反応

イオン分子反応は一般に低温で速く進行することが知られている。電荷をもつイオンが中性分子にゆっくり近づくと、イオンがつくる電場によって分子が分極し、イオン-分子間に働く引力(分極力)によって幾何学的衝突断面積

が大きくなり、捕獲速度^{*2}が増加するからである。低温でのイオン-分子間の古典的衝突断面積(ランジュバン断面積)は、相対運動エネルギーの平方根の逆数に比例し、捕獲速度は温度に依存しないことが知られている。反応速度定数の典型的な大きさは100 K以下で 10^{-9} cm³ s⁻¹のオーダーであり、かなり速い反応であるといえる。

中性分子が極性の場合、分極力に加えて分子がもつ永久電気双極子とイオンの間に引力が働くため、捕獲速度は温度の平方根の逆数に比例し、一般に温度低下とともに反応速度定数が上昇する。その典型的な大きさは10 Kにおいて 10^{-8} cm³ s⁻¹のオーダーにも達し、通常のイオン分子反応と比較しても非常に速い。そのため星間分子生成においてイオン-極性分子反応が果たす役割は大きいと考えられている。²⁻⁵⁾ しかし先に述べた理由により低温での反応速度定数の測定は殆ど行われておらず、分子雲進化の研究ではもっぱら室温で測定された反応速度定数の外挿値 $k(T) = k_{RT} \sqrt{300/T}$ が利用されている。⁴⁾ ここで、 k_{RT} は室温で測定された反応速度定数、 T は温度である。室温での実験値が存在しない場合は、軌道シミュレーションから得られたイオン-極性分子間の捕獲速度定数(k_{cap})を $x = \mu_D / \sqrt{2ak_B T}$ でパラメトライズした次の式が良く利用される。^{15,17)}

$$k_{cap}/k_L = 0.4767x + 0.6200 \quad (x \geq 2) \quad (1)$$

ここで k_B はボルツマン定数、 α と μ_D はそれぞれ極性分子の分極率、及び電気双極子モーメントである。 k_L はイオン分子反応における捕獲速度定数(ランジュバン定数)であり、素電荷 e 、及びイオンと極性分子の換算質量 μ を用いて $k_L = 2\pi e \sqrt{\alpha \mu}$ と表される。式(1)が求められる過程で行われた軌道シミュレーション¹⁵⁾では、イオン-双極子間のポテンシャル曲面上で極性分子を剛体回転子とみなし、回転と並進運動のみを取り入れた軌道計算が行われ、捕獲に至る反応性の軌道が決定される。求められた反応性の軌道を利用して、系の全エネルギー E におけるマイクロカノンカル捕獲速度定数 $k_{cap}(E)$ が求められた後、ボルツマン分布によって平均化し、捕獲速度定数 $k_{cap}(T)$ が決定されている。詳細は文献15, 16を参照されたい。式(1)は、統計的断熱チャンネル理論¹⁷⁾や変分型遷移状態理論^{16,18)}などの近似理論によって求められる捕獲速度の検証にも利用されている。

いずれにせよ、上記の理論計算で求められてきた結果は、あくまでも古典的モデルによるイオン-双極子間の捕獲速度定数の予測値である。複数の反応経路をもった反応の場合には、正確なポテンシャル曲面の情報に基づいた軌道シ

*1 もちろん宇宙低温下の分子存在度を精確に知るためには様々な気相反応(解離性再結合など)に関する情報が必要であることは言うまでもない。さらに、気相反応だけでは存在度の説明がつかない分子も存在し、星間塵表面反応の重要性が認識されている。詳細はT. Hama, *et al.*: Chem. Rev. **113** (2013) 8783を参照。

*2 捕獲モデル¹⁶⁾においては、標的分子MとイオンA⁺が衝突し、毎秒あたりに形成される衝突複合体MA⁺の個数が捕獲速度 γ (s⁻¹)であり、通常の二体衝突における毎秒あたりの衝突回数(衝突頻度)に相当する。並進運動のみを考慮した場合、入射イオンと標的分子の相対速度を v 、捕獲断面積を σ とすると捕獲速度 γ は $\gamma = n \langle \sigma v \rangle$ と書ける。ここで、 n は標的分子の数密度、 $k_{cap} = \langle \sigma v \rangle$ は捕獲速度定数(cm³ s⁻¹)、 $\langle \rangle$ は速度分布による平均操作を表す。捕獲速度定数 k_{cap} (cm³ s⁻¹)に反応確率 P を掛けたものが反応速度定数 $k = k_{cap} P$ となる。

ミュレーションによって反応速度定数を求める必要がある。しかし、その実行には多大な計算コストを要するため、著者らの知る限りイオン-極性分子反応についてはこれまで行われていないようである。⁶⁾ 従って、軌道シミュレーションによって求められた捕獲速度定数を検証し、複数の反応経路がある場合にはそれぞれの反応速度定数の比(反応の分岐比)を測定することが実験的研究における課題である。

3. 低温の極性分子をつくる

気相の状態を保ったまま極性分子を冷却することは一般に困難であるが、極性分子の回転エネルギー準位に対するシュタルク効果を利用すれば、ある速度分布をもつ分子集団から低速分子のみを取り出すことが可能である。⁸⁾ 図1の挿入グラフに示すように、極性分子の回転準位はシュタルク効果によって分裂・シフトするが、電場の増加に伴って正にシフトする回転準位($KM=-1$ で表される準位)にある分子は、強電場中に進入すると、エネルギー保存則によって並進運動エネルギーが減少し、減速することになる。このような分子は電場の弱い方向に力を受けるため、low field seekersと呼ばれる。この原理を応用して低速分子線を生成する実験装置がシュタルク分子速度フィルターである。

図1に我々が開発した低温イオン-極性分子反応測定装置の概略図を示す。図中左側の90度偏向した4重極電極(ガイド電極)がシュタルク分子速度フィルターである。

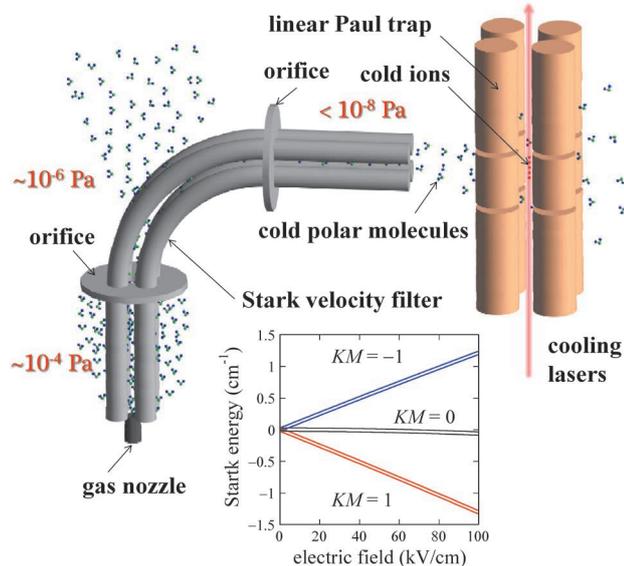


図1 低温イオン-極性分子反応測定装置の概略図。左側の90度偏向した4重極電極(ガイド電極)が低速分子線を生成するシュタルク分子速度フィルターであり、右側の電極がイオンを捕捉し、レーザー冷却するために用いる線形ポールトラップである。ガイド電極には最大 ± 3 kVの高電圧(電場の最大値60 kV/cm)を印加できる。ガイド電極の出口からイオントラップ中心までの距離は約33 mmである。なお、図に挿入されたグラフは、重アンモニア分子(ND_3)の回転準位 $J=1$ のシュタルクシフトエネルギーを示している。量子数 K 、 M はそれぞれ回転量子数 J の分子の主軸、及び空間固定座標軸への射影成分を表す。また、 KM はそれぞれの量子数の積を表し、例えば $KM=-1$ は $(K, M)=(1, -1)$ 、 $(-1, 1)$ の回転準位を示しており、準位は2重に縮退している。それぞれの KM が2つの準位に分裂しているのは、 ND_3 の反転運動による(反転二重項)。

ガイド電極内には、4重極中心からの距離 r に比例する不均一電場が生じる。従って、ガスノズルから入射した極性分子のうち、 r 方向に低速の成分をもつ分子だけが即座に選別され、4重極電極に沿ってガイドされていく。そのため、このガス入射部分で殆どの分子が失われることになる。さらにガス入射方向(軸方向)の速度選別を行うため、4重極電極を90度偏向させる。回転準位のシュタルクシフトによって決まる向心力が、偏向部における遠心力の最大値を上回るような低速の分子だけがガイドされる。つまり、低速分子の最大速度は、偏向部の曲率半径 R 、及び回転準位のシュタルクシフトの最大値(電場の最大値)によって決定される。もちろん、入射分子の回転準位はガスノズルの温度で決まる分布をもっているため、ガイド電極を出射する分子線はある一定の速度分布をもつことになる。室温のガスを入射した場合、ガイドの透過率は 10^{-4} 以下であり、殆どのガスは残留ガスとなり低速分子線にとって障害となってしまふ。そこでガイド電極の各所にオリフィスを設置し、差動排気を行っている。図1には示されていないが、本研究で用いたガスノズルは冷凍機と接続されており、約40 Kまで冷却することが可能である。入射する極性ガスを冷却することにより、低速分子線の強度を増加させるだけでなく、その回転準位分布をある程度制御することも可能である。

図2(a)には、飛行時間法によって測定された低速アセトニトリル(CH_3CN)分子線強度の時間変化を示す。時刻0のとき、高電圧(± 3.0 kV)を約10 nsの立ち上がり時間でガイド電極に印加し、透過した CH_3CN を4重極質量分析計(QMS)によって測定した。ガイド電極の長さは942 mmである。約10 msから信号の立ち上がりが観測され、やがて定常値に達する。グラフにはガイド電極に印加する電圧を変えた場合に得られた信号を同時に示した。印加電圧の増加に伴って低速分子線の強度が急激に増加していることがわかる。この強度増加の原因は、電極内の静電場の増加によってシュタルクシフトの最大値が増加し、ガイド可能な分子速度の最大値が大きくなったためであると理解できる。分子線の速度分布の情報は信号の立ち上がり部分から得

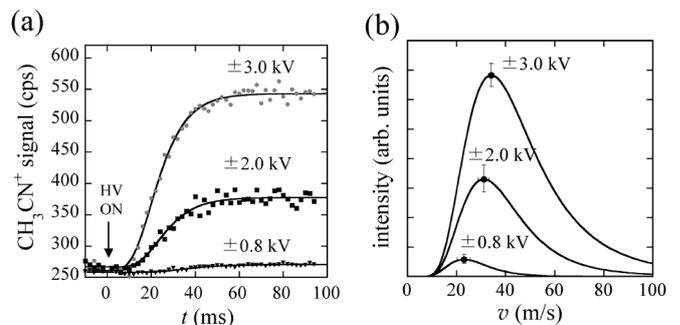


図2 (a) 低速アセトニトリル分子の飛行時間信号。ガイド電極の出口に4重極質量分析計を設置し、 CH_3CN^+ を計数した。電極に印加する電圧によって信号強度が変化している。飛行時間信号はゴンベルツ曲線(実線)によって良く近似される。¹⁰⁾ (b) 飛行時間信号から得られた CH_3CN の速度分布。代表的なエラーをピーク位置に示した。

表1 実験で得られた低速極性分子の特性.¹⁴⁾ T_{ID} , n は、それぞれシミュレーションとの比較によって求められた軸方向の並進温度、及び測定によって求められたイオントラップ中心での低速分子線の数密度を表す。また、 V_G はガイド電極に印加された電圧である。

Molecule	T_{ID} (K)	n (10^5 cm^{-3})	V_G (kV)
CH ₃ CN	6.5	1.2(0.3)	±3.0
ND ₃	5.1	8.5(1.9)	±3.0
H ₂ CO	5.5	14(3)	±2.8

られる。ゴンベルツ曲線を利用したモデル関数を飛行時間信号にフィットし、¹⁰⁾ その微分から求められた速度分布関数を図2(b)に示した。¹⁴⁾ 印加電圧を減少させるとガイド可能な分子速度の最大値が減少するため、ピークが低速側にシフトする。印加電圧が±3.0 kVのときに得られた速度分布を、モンテカルロシミュレーションによって得られる速度分布と比較した結果、1次元並進温度 (T_{ID}) は約6.5 Kと評価された。¹⁴⁾

一方、反応速度定数を決定するためにはイオントラップ領域における低速分子の数密度の情報が必要となる。そこで我々は、較正された全圧真空計による極性ガスの圧力と、QMSを用いた極性分子イオンの計数信号との相関測定を行い、シュタルク分子速度フィルターを透過した低速分子線の数密度を決定した。¹⁴⁾ 表1に本研究で得られた典型的な低速極性分子線の特性をまとめた。

4. イオンのクーロン結晶の生成と観測

低温での反応速度測定を行うためには当然ながら標的となるイオンも低温でなければならない。そこで我々はレーザー冷却されたカルシウムイオン (Ca^+) のクーロン結晶を介して分子イオンを冷却する手法、すなわち共同冷却法を採用した。¹²⁾

線形ポルトラップに閉じ込められ、レーザー冷却によって極低温に冷却されたイオンの集団はトラップポテンシャルの中心近傍に集まる。すると、個々のイオンはトラップポテンシャルによって生じる中心力とイオン間のクーロン力の影響によって自由に運動できなくなり、結果的に相転移を起こすことによってイオン集団はある配列状態を形成する。¹⁹⁾ 著者らの研究分野ではこのような構造をもったイオン集団を“イオンのクーロン結晶”と呼んでいる(必ずしも全てのイオンが空間的に固定されているわけではないことに注意されたい)。クーロン結晶の空間分布はトラップポテンシャルの形によって決定されるため、トラップ軸(4重極の中心に沿った軸)に対して軸対称性をもつ。イオンが多数存在する場合、クーロン結晶の数密度は近似的に一定となり、回転楕円体構造をとる。¹³⁾ 複数種のイオンを含む混合クーロン結晶の場合、レーザー冷却イオンよりも軽いイオンはトラップ軸近傍に、より重いイオンはレーザー冷却イオンの外側に集まる。これはトラップポテンシャルの深さがイオンの質量 m に反比例するためである。

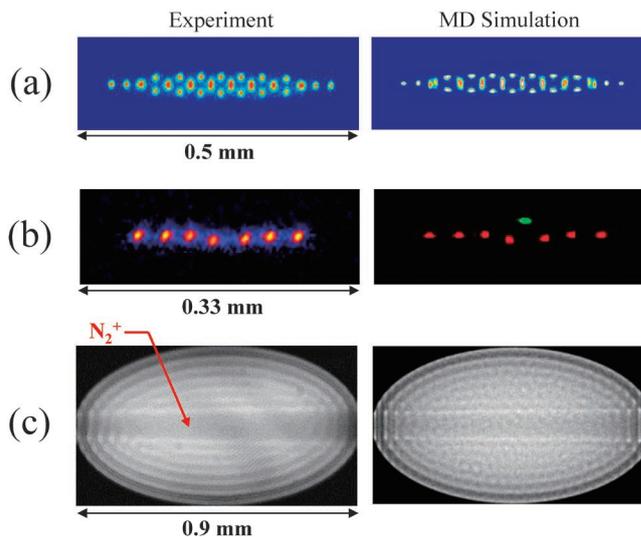


図3 (a) 34個の Ca^+ から構成されるクーロン結晶のLIF画像(左)と分子動力学シミュレーションによって再現された画像(右)。²⁰⁾ MDシミュレーションから求められたイオンのマイクロ運動エネルギーは0.67(1) K、永年振動エネルギーは3 mKである。(b) 7個の Ca^+ と1個の CaH^+ から構成された混合クーロン結晶のLIF画像(左)とシミュレーション画像(右)。¹³⁾ シミュレーション画像では Ca^+ を赤色、 CaH^+ を緑色で表示しており、LIFでは見えない CaH^+ の存在を確認できる。イオンのマイクロ運動、及び永年振動エネルギーはそれぞれ1 K以下、8 mK以下と推定される。(c) 多数の Ca^+ と N_2^+ から構成される混合クーロン結晶のLIF画像(左)。²¹⁾ 白色部に Ca^+ 、中心暗部に N_2^+ が存在している。画像(右)は実験画像と最も高いゼロ平均正規化相互相関(zero-mean normalized cross-correlation; ZNCC)値²²⁾を示したシミュレーション画像であり、その結果から Ca^+ と N_2^+ イオン数をそれぞれ $N(\text{Ca}^+) = 3,460(\pm 30)$ 、 $N(\text{N}_2^+) = 80(\pm 10)$ と決定できる。また、MDシミュレーションから求められた N_2^+ イオンのマイクロ運動エネルギーは約2 K、永年振動エネルギーは10 mKである。

図3に我々が測定したクーロン結晶のLIF画像を示す。^{13, 20, 21)} 線形ポルトラップに捕捉された Ca^+ イオンは、レーザー冷却を行うために入射した2つの連続波レーザー(397 nm, 866 nm)によって $4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{1/2}$ 、 $3d^2D_{3/2} \rightarrow 4p^2P_{1/2}$ 遷移を励起されているので、脱励起の際に397 nmのLIFを発する。そのLIFを高感度CCDカメラによって観測した画像である。倍率が既知のテレセントリックレンズを用いて撮像しているため、LIF画像の大きさを求めることができる。図3の右側には我々が開発した分子動力学(MD)シミュレーションコード^{20, 21)}によって再現したクーロン結晶の画像を示した。シミュレーション画像における強度分布は Ca^+ イオンの存在確率に対応しているが、クーロン結晶のLIF画像を非常に良く再現していることがわかる。我々は、レーザー冷却イオンのLIF画像とMDシミュレーションの画像を対応させることによって、クーロン結晶中のイオンの平均運動エネルギー^{*3)}とイオン数を決定することができる。

一方、後述する反応速度測定では分子イオンの相対数の情報のみが得られれば十分である。図3に示した方法では、イオンの絶対数が求められる代わりに、多数のMDシミュ

*3) イオンの平均運動エネルギーは、時間平均的なトラップポテンシャルから決まる永年振動エネルギーと高周波電場の影響によるマイクロ運動エネルギーに分類され、前者はレーザー冷却によって減少させることが可能だが、後者はレーザー冷却によって減少させることができず、トラップ軸からの距離 r の2乗に比例して増加する。

レーションを実行しなければならない。そこで我々は、クーロン結晶における数密度の一定性と軸対称性を利用し、LIF画像における暗部の体積を求めることによって分子イオンの相対数を得るという簡便な方法を提案した。^{14,21)}我々はこの方法が成立する条件を確認するため、イオン数や構造を様々に変化させた混合クーロン結晶のMDシミュレーションを実行し、共同冷却イオンの絶対数とシミュレーション画像の暗部から計算される体積の相関関係を調べた。その結果、比較的広範な条件で、共同冷却されたイオン数と画像解析から求められる暗部の体積の間に非常に相関が得られることが確かめられた。詳細については文献21を参照されたい。

5. 低温イオン-極性分子反応の測定

我々は開発した装置を用いて、星間化学データベース⁴⁾に登録されている $\text{CH}_3\text{CN} + \text{N}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{CH}_3\text{CNH}^+ + \text{N}_2$ の反応速度定数を低温で測定した。なお、この反応系では CH_3CNH^+ の生成が唯一の経路であることがわかっている。

反応標的となる分子イオンは以下の方法によって準備した。はじめに純粋な Ca^+ クーロン結晶を生成した後、真空槽に約 1×10^{-7} Pa の窒素ガスを導入し、電子衝撃イオン化法によって窒素分子イオン (N_2^+) を生成する。^{*4} Ca^+ よりも質量の小さい N_2^+ は、より強いトラップ力を受けるため、共同冷却によってトラップ軸付近に集まり、LIF画像上では円柱状の暗部を形成する(図3(c)参照)。その後、水素ガスを約 6×10^{-6} Pa 導入し、約6分間 N_2^+ と反応させる。 N_2^+ イオンは、イオン-分子反応 $\text{N}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{H}^+ + \text{H}$ (室温で反応速度定数が $2.1 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$)²⁴⁾ によって、全て N_2H^+ に変換される。

上記の方法によって準備した N_2H^+ イオンに対して、低速アセトニトリル分子線を照射し、混合クーロン結晶のLIF画像の時間変化を測定した。その結果を図4(a)に示す。¹⁴⁾ 照射時間の経過とともに、中心暗部が小さくなっていく様子が観察され、低速 CH_3CN と N_2H^+ の反応が進行していることが窺える。^{*5} また、照射時間270s以降では、生成物イオン (CH_3CNH^+) が残留することによる凹みが Ca^+ クーロン結晶の外側に生じている。前章で説明した方法によってLIF画像から N_2H^+ イオンの相対数を求め、反応時間に対してプロットしたグラフを図4(b)に示す。実線は指数関数をデータにフィットした結果である。我々は同様の測定を9回行い、平均反応速度を $2.0(0.2) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ と決定した。また、第3章で述べた方法によって別途求めた低速分子線の数密度の情報から、反応速度定数を $1.7(0.6) \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ と決定した。通常のイオン分子反応

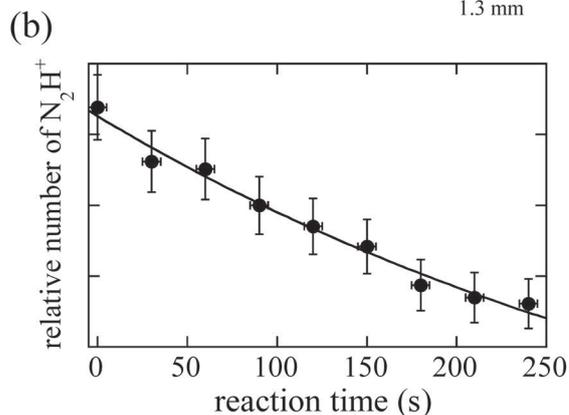
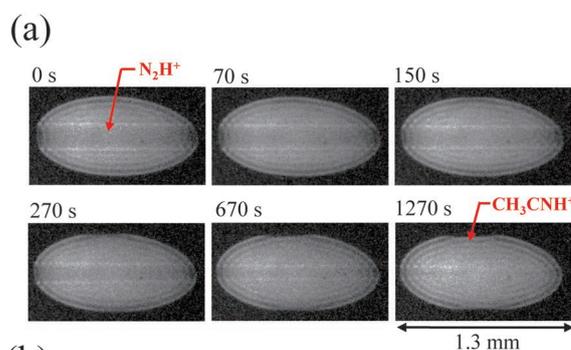


図4 (a) 低速アセトニトリル分子照射時における $\text{Ca}^+ - \text{N}_2\text{H}^+$ 混合クーロン結晶のLIF画像の時間変化。混合クーロン結晶の中心暗部には極低温の N_2H^+ イオンが存在している。反応が進行するにつれて、中心暗部が小さくなり、 CH_3CNH^+ 生成に伴う凹みが Ca^+ クーロン結晶の外側に生じている。(b) LIF画像の変化から求めた N_2H^+ イオン相対数の反応時間依存性。指数関数をデータにフィットすることにより、反応速度 ($2.4(0.4) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) が求められた。

($10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ のオーダー) に比べ非常に速い反応であることがわかる。

分子動力学シミュレーションから評価されるイオンのマイクロ運動による平均エネルギー(温度換算でおよそ1-2 Kの範囲)と、表1に示した低速アセトニトリル分子の並進温度から、この反応における並進温度は3-4 Kと評価される。²¹⁾ この反応は低温での実験値が存在しないため、室温で測定された反応速度定数²⁵⁾の外挿値、及び軌道シミュレーションから求められる捕獲速度定数と比較した。その結果、いずれの値も $\sim 4 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ となり、本研究による測定値の約2倍の値となった。外挿値、及び式(1)から求められる捕獲速度定数はいわばイオン-極性分子反応における反応速度定数の上限値を示していることから、本研究によって得られた反応速度定数は妥当な結果であるといえる。

一方、式(1)と実験値の差の原因の一つとして、 CH_3CN の回転準位分布の影響が考えられる。式(1)は極性分子の並進・回転温度が等しいものと仮定して求められた式であるが、低速極性分子は状態選択的に生成されるため、その回転温度は並進温度とは異なる。¹⁴⁾ そこで我々は、ガスノズル温度を冷却し、 $\text{CH}_3\text{CN} + \text{Ne}^+$ 反応²¹⁾の反応速度定数の入射ガス温度依存性を測定している。^{*6} これまでに、並

*4 本研究で用いた電子エネルギー(250 eV)の電子衝撃イオン化では N_2^+ の約20%の量の N^+ が生成されるが、 Ca^+ による冷却効率が悪いいため、トラップから失われる。詳細は文献23参照。

*5 Ca^+ と低速 CH_3CN の反応性は極めて低く、本測定に影響がないことが確かめられている。¹⁴⁾ Ca^+ が電子励起状態 ($^2P_{1/2}$) にあるときだけ CH_3CN と反応を起こすからである。

*6 シュタルク分子速度フィルターの特性として、冷却されたガスを入射しても低速分子線の並進温度には殆ど影響がないことに注意されたい。

進温度よりもむしろアセトニトリル分子の回転温度が反応速度定数を支配していることを示唆する結果が得られている。その予備的な結果を検証するために、今後入射極性分子の回転温度を系統的に変化させた実験を行っていく予定である。

6. おわりに

これまで実験的研究が殆ど手付かずの状態にあった低温におけるイオン-極性分子反応を測定するために、レーザー冷却法とシュタルク分子速度フィルターを組み合わせた従来にはない実験装置を開発し、複数のイオン-極性分子反応の反応速度定数を決定した。極性分子の回転温度が十分に冷却されていない点など改善すべき技術的課題もあるが、測定を行った反応系に対しては、これまでに並進温度10 K以下で測定された例はないことを付言しておきたい。

現在、我々は極性分子と分子イオンの回転温度冷却機構を備えた新しい実験装置の開発にも着手している。低速分子線の並進温度を星間分子雲の環境温度(10-100 K)の範囲で自由に設定できるようにするため、新しい構造をもった温度可変シュタルク分子速度フィルターを提案し、現在実機を製作している。また、飛行時間法によって混合クーロン結晶に含まれる複数イオン種の比率を測定し、反応の分岐比を決定していくことも視野に入れている。²⁶⁾ 様々な極性分子、及び分子イオンの組み合わせによる反応速度定数の並進・回転温度依存性の測定が可能となれば、低温における重水素濃縮効果²⁷⁾や特異な温度依存性の発見があるかもしれない。^{*7} これらの情報は、星間分子生成におけるボトルネックの存在を示唆することとなり、結果的に星間分子雲の物理・化学的環境を知る手がかりを提供するため重要である。今後、精力的に取り組むべき課題であるといえるだろう。

最後に、本研究は上智大学原子物理研究室のメンバー、Hans A. Schuessler氏、崎本一博氏、及び和田道治氏との共同研究であるとともに、日本学術振興会科学研究費補助金(課題番号:21684023, 15H03753)の支援のもと行われた。以上、感謝を申し上げます。

*7 実際、イオン分子反応における特異な温度依存性は、気相アンモニア分子の生成で重要な $\text{NH}_3 + \text{H}_2 \rightarrow \text{NH}_4^+ + \text{H}$ 反応において発見されている。²⁸⁾

参考文献

- 1) 福井康雄他編:『星間物質と星形成』(日本評論社, 2006) p. 49.
- 2) I. W. M. Smith: *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **49** (2011) 29.
- 3) 例えば E. Herbst and W. Klemperer: *Astrophys. J.* **185** (1973) 505; T. J. Millar, *et al.*: *ibid.* **340** (1989) 906.
- 4) D. McElroy, *et al.*: *Astron. Astrophys.* **550** (2013) A36.
- 5) V. Wakelam, *et al.*: *Astron. Astrophys.* **444** (2005) 883.
- 6) I. W. M. Smith, Ed.: *Low Temperatures and Cold Molecules* (Imperial College Press, London, 2008).
- 7) H. L. Bethlem, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 1558.
- 8) S. A. Rangwala, *et al.*: *Phys. Rev. A* **67** (2003) 043406.
- 9) S. Willitsch, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 043203.
- 10) T. M. Bell, *et al.*: *Faraday Discuss.* **142** (2009) 73.
- 11) S. Putzke, *et al.*: *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13** (2011) 18962.
- 12) D. J. Larson, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 70.
- 13) N. Kimura, *et al.*: *Phys. Rev. A* **83** (2011) 033422.
- 14) K. Okada, *et al.*: *Phys. Rev. A* **87** (2013) 043427.
- 15) T. Su, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **76** (1982) 5183.
- 16) W. J. Chesnavich, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **72** (1980) 2641.
- 17) A. I. Maergoiz, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **105** (1996) 6263.
- 18) Y. Georgievskii, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **122** (2005) 194103.
- 19) D. H. E. Dubin, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 2753.
- 20) K. Okada, *et al.*: *Phys. Rev. A* **81** (2010) 013420.
- 21) K. Okada, *et al.*: *Phys. Rev. Appl.* **4** (2015) 054009.
- 22) G. J. Vanderburg, *et al.*: *IEEE Trans. Comput. C-26* (1977) 384.
- 23) T. Baba, *et al.*: *Appl. Phys. B* **74** (2002) 375.
- 24) D. Smith, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **69** (1978) 308.
- 25) G. I. Mackay, *et al.*: *J. Phys. Chem.* **80** (1976) 2919.
- 26) N. Deb, *et al.*: *Phys. Rev. A* **91** (2015) 033408.
- 27) 相川祐理: *日本惑星科学会誌* **14** (2005) 168.
- 28) E. Herbst, *et al.*: *J. Chem. Phys.* **94** (1991) 7842.

(2016年3月31日原稿受付)

Exploration of Cold Ion Chemistry Using Ion Coulomb Crystals

Kunihiko Okada

abstract: We have developed a new ion-trap apparatus combined with a Stark-velocity filter in order to measure reaction-rate constants between cold trapped ions and slow polar molecules under ultra-high vacuum conditions. The reaction-rate constant of $\text{CH}_3\text{CN} + \text{N}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{CH}_3\text{CNH}^+ + \text{N}_2$ was measured at translational temperatures lower than 10 K. The measured reaction-rate constant is consistent with the capture rates by the classical model and the formula derived by trajectory simulations. The present experimental technique will explore the quantum effects in cold ion-polar molecule reactions which are important problems from a fundamental view point, and also contribute to astrochemistry by the systematic measurement.

上田和夫 (JPSJ編集委員長 ueda@jps.or.jp)

²⁹Si濃縮 超純良単結晶が可能にしたURu₂Si₂の高精度ナイトシフト測定

²⁹Si同位体を高濃度に濃縮した超純良単結晶URu₂Si₂を用いた面内ナイトシフトの測定を行った。ウラン化合物URu₂Si₂は、遍歴多極子秩序と期待される新奇な電子状態を示すことで知られているが、それと共存する超伝導については未だ不明な点が多い。今回、非常に狭い線幅を持つ²⁹Si NMR スペクトルにより達成された高解像度のナイトシフト測定から、超伝導転移に伴う面内スピン磁化率の変化が、理論的に予想されていたものよりはるかに小さいことを明らかにした。本成果は新奇な電子状態における特異な超伝導状態について手がかりを与えるものである。

超伝導状態では、“ゆらぎ”を媒介として超伝導電子対が形成される。従来のBCS超伝導は、格子ゆらぎが媒介して超伝導電子対が形成されるが、これらの電子対は空間的に球対称である。一方、4f電子や5f電子を含む強相関電子系では、電子系の磁気双(2)極子や軌道(4極子)のゆらぎを媒介として、電子対が異方的に形成される。つまり、ある方向には電子同士に引力が働いて対形成するが、ある方向には相互作用が斥力的に働いて対形成しない、という非従来型の超伝導が見つかっている。こうした非従来型超伝導の発現には、常に超伝導近傍で生じる磁気・電子軌道秩序が鍵となっている。その点で、5f電子系強相関化合物URu₂Si₂では興味深い超伝導が発現する。この化合物では、5f電子が結晶格子の格子点に留まることなく遍歴し

ていて、スピンと軌道が絡み合った“高次多極子秩序”を起こしているのではないかと期待されている。長らく、この秩序は“隠れた秩序”と呼ばれてきたが、本系の超伝導はこの“隠れた秩序”と共存する形で出現する。

一般に、非従来型超伝導の機構解明に向けて、異方的な超伝導秩序変数を決定することがまず必要となる。URu₂Si₂超伝導の電子軌道成分に関しては、近年、純良な単結晶試料を用いた比熱測定や熱伝導測定から、超伝導ギャップには水平ラインノード及びポイントノードが存在することが示された。一方、超伝導電子対のスピン成分に関しては、低温における超伝導上部臨界磁場が抑制されることから、いわゆるパウリ常磁性効果が大きいと考えられ、スピンの反平行に揃う電子対形成をするスピン一重項超伝導、と考えられてきた。また近年、Kerr効果、磁気トルク、μSR測定などから時間反転対称性の破れも指摘され、これらの結果から、超伝導電子対はカイラルd波対称性を持つことが有力視されている。

しかし、超伝導スピン対称性についての実験的整合性はとられていない。スピン一重項超伝導で要求される核磁気共鳴(NMR)実験におけるナイトシフトの減少が未だ検出されていないためである。超伝導状態のナイトシフト測定は約20年前に小堀氏らによって試みられていた(Y. Kohori, K. Matsuda and T. Kohara: J. Phys. Soc. Jpn. **65**(1996)1083.)。しかし、粉末多結晶試料を用いたために、ナイトシフト分解能が超伝導転移に伴う予想変化量(～0.01%)と同程度になり、確定的な結論は得られていなかった。そのため、

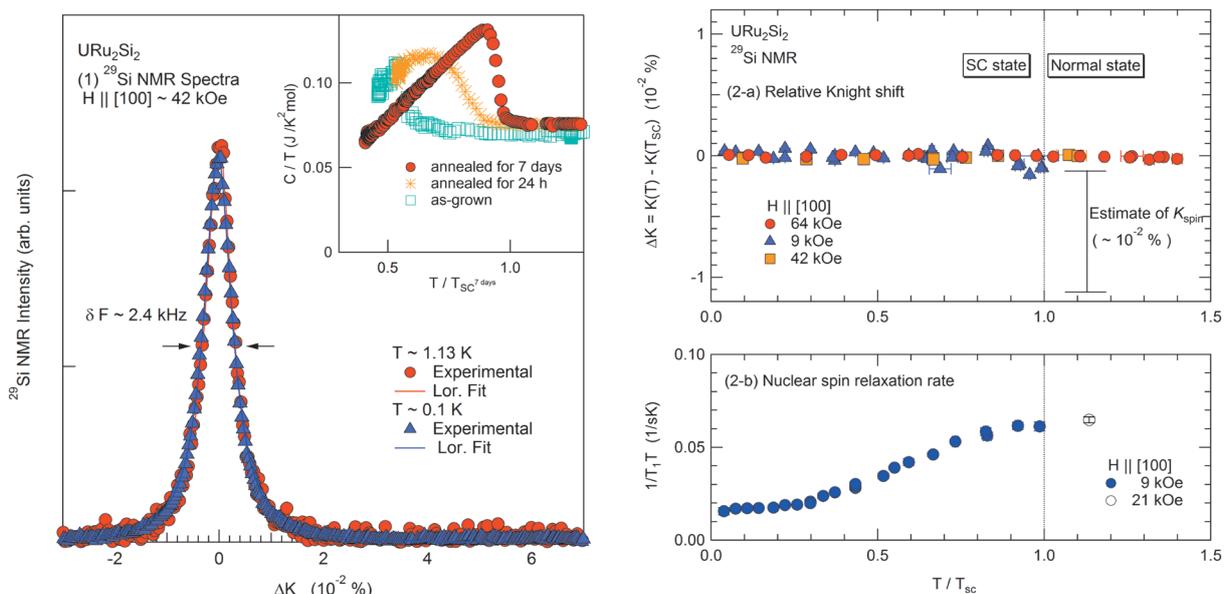


図1 (1) 面内²⁹Si NMR スペクトル及び比熱 [Ref. Y. Haga, et al.: Philos. Mag. B **94** (2014) 3672.] の温度依存性。本系は長時間アニールにより試料の質が向上することが知られているが、超伝導転移に伴う明確な比熱の飛びが本試料の純良な超伝導性を保証している。超伝導転移温度直上 $T = 1.13$ K ($> T_{SC} = 1.03$) 及び超伝導状態における $T = 0.1$ K ($< T_{SC}$) の²⁹Si NMR スペクトルの重心位置及び線幅に明確な差は見られない。(2-a) ナイトシフト及び(2-b) 核磁気緩和率 $1/T_1T$ の温度依存性。超伝導転移温度以下で明確な変化を見せる T_1 に反し、面内ナイトシフトに変化は見られない。

純良単結晶を用いた高分解能のナイトシフト測定が望まれていた。

最近、日本原子力研究開発機構先端基礎研究センターの研究グループは、 ^{29}Si 同位体を高濃度に濃縮した超純良単結晶を用いて面内ナイトシフトの測定を行った。非常に狭い線幅を持つ ^{29}Si NMR スペクトルにより達成された高解像度のナイトシフト測定 ($\sim 0.001\%$) は、過去予想されていたスピン磁化率の変化 ($\sim 0.01\%$) を十分に捉えられるものである。しかしそれでもなお、超伝導転移に伴う面内ナイトシフトに有意な変化が見られないことを示した。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 JPSJ の 2016 年 7 月号に掲載された。

これは、スピン三重項超伝導が生じているとすると、今回測定した磁化困難軸方向のスピン磁化率は従来の予想よりも遥かに小さいことを意味している。言い換えると、隠れた秩序下において、電子のスピン磁化率は、非常に強い 1 軸異方性を持っていることを意味する。超伝導対形成の機構解明への手がかりとなるとともに、隠れた秩序状態に対する新たな情報となり得る。あるいは、電子のスピン磁化率に異方性がないとすれば、スピンの平行に揃う電子対形成をするスピン三重項超伝導を示唆する可能性も秘める。その場合、上部臨界磁場において見られているパウリ常磁性効果の振る舞いを矛盾なく説明しなくてはならず、新たな理論構築が必要となる。今後の進展に期待したい。

原論文

No Detectable Change in In-Plane ^{29}Si Knight Shift in the Superconducting State of URu_2Si_2

T. Hattori, H. Sakai, Y. Tokunaga, S. Kambe, T. D. Matsuda and Y. Haga: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 073711.

(情報提供：服部泰佑 (日本原子力研究開発機構))

News and Comments

Why is the Knight Shift Invariant in URu_2Si_2 Superconductor?

H. Tou: JPSJ News and Comments **13** (2016) 09.

BiS₂ 系超伝導体における超伝導対称性の解明

近年、首都大の水口らにより二次元 BiS_2 層を有する新規超伝導体が発見された。この BiS_2 系超伝導体の中には超伝導転移温度が 10 K を超える物質もあり、そして結晶構造と電子構造の鉄系超伝導体との類似性から、その超伝導発現機構に興味を持たれている。今回、我々は BiS_2 系超伝導体 $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ の超伝導ギャップ構造を決定するため、低エネルギーの準粒子励起に敏感な測定手法である熱伝導率測定を 100 mK の極低温まで行った。測定の結果、ゼロ磁場での残留熱伝導率と磁場依存性が、超伝導ギャップ構造にノードを持つ超伝導体から期待される値よりも圧倒的に小さいことから、ノードを持たないフルギャップ超伝導であることを明らかにした。さらにこの系は残留電気抵抗率が大きく、不純物による対破壊効果が弱いという事

実を加味することにより、通常の s 波超伝導であると結論付けた。この結果は、 BiS_2 系超伝導体の超伝導発現機構を決定する上で非常に重要な結果であると考えられる。

近年、首都大の水口らのグループにより、二次元 BiS_2 層を有する新規超伝導体 $\text{Bi}_4\text{O}_4\text{S}_3$ と $\text{LnO}_{1-x}\text{F}_x\text{BiS}_2$ (Ln はランタノイド) が発見された。この系の結晶構造は、超伝導を担う BiS_2 層と絶縁ブロック層である LnO 層が交互に積層した層状構造をとる (図 1(a))。 BiS_2 系超伝導体は母物質が半導体であり、絶縁ブロック層の酸素を一部フッ素に置換することにより超伝導が発現し、これまで報告されている最高の超伝導転移温度は $\text{LaO}_{0.5}\text{F}_{0.5}\text{BiS}_2$ の 10.6 K である。また、この系の電子状態として、二次元的円筒状フェルミ面を持つことがバンド計算により示されており、 (π, π) 方向の良いネスティングが存在すると考えられている。特に $x < 0.5$ の低ドーピング領域では、フェルミ面は小さな電子面のみで構成されることが知られている (図 1(b))。このように、 BiS_2 系超伝導体は結晶構造や電子構造における、鉄系高温超伝導体との類似性から、その超伝導電子対形成が磁気揺らぎ等の非従来型の機構によって起こるかどうかに興味を持たれている。ここで、超伝導ギャップ構造は対形成機構に密接に関係しているため、ギャップ構造の決定は超伝導発現機構を決定する上で非常に重要である。

実際、 BiS_2 系超伝導体においては、これまで s 波、 s_{\pm} 波、 p 波、 d 波などの様々な超伝導対称性が理論的に提案されている。実験的には磁場侵入長の測定が、 $\text{Bi}_4\text{O}_4\text{S}_3$ と $\text{LaO}_{0.5}\text{F}_{0.5}\text{BiS}_2$ に対しては μSR により、 $\text{NdO}_{1-x}\text{F}_x\text{BiS}_2$ に対してはトンネルダイオード発振器により行われている。しかしながら、前者では多結晶試料を用いていること、後者では極低温における Nd^{3+} の局在磁気モーメントによる寄与が大きいことから、超伝導電子密度の正確な温度変化の見積もりはできていない。このように、 BiS_2 系超伝導体の超伝導ギャップ構造の決定的な実験研究は、未だ行われていないと考えられる。

最近、京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻と山梨大学クリスタル科学研究センターのメンバーを中心とする研究グループは、 BiS_2 系超伝導体 $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ の超伝導ギャップ構造を決定するため、単結晶試料の熱伝

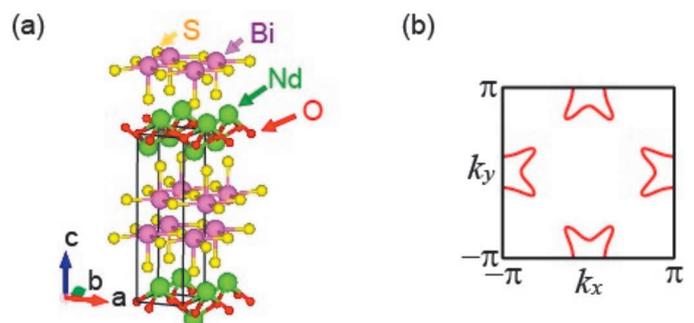


図 1 (a) NdOFBiS_2 の結晶構造. (b) $x < 0.5$ におけるフェルミ面.

導率測定を 100 mK の極低温まで行った。その結果、超伝導ギャップ構造にノードを持たない通常の s 波超伝導であることを明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌 JPSJ の 2016 年 6 月号に掲載された。

熱伝導率測定は低エネルギーの準粒子励起に非常に敏感なプローブであり、また、常磁性状態の局在磁気モーメントの影響を受けないことから、超伝導ギャップ構造を決定する上で非常に強力な実験手法である。一般にラインノードを持つ超伝導体の場合、不純物周りにおけるアンドレーエフ束縛状態の形成により、ゼロ磁場においても絶対零度でフェルミエネルギー上に有限の残留状態密度が存在し、有限の残留熱伝導率 κ_0/T ($T \rightarrow 0$) が現れる。また、ノードを持つ超伝導体に磁場 H をかけると渦糸が侵入し、渦糸周りの超伝導電流により準粒子のエネルギースペクトルはドップラーシフトを受け、その結果準粒子状態密度はラインノードの場合 $H^{1/2}$ に、ポイントノードの場合 $H \log H$ に比例して増大するため、熱伝導率は低磁場で急激に増大する。これに対し、等方的なギャップを持つ超伝導体の場合は、低磁場で準粒子は渦糸の内部に局在し熱を運ばないため、熱伝導率は磁場依存性を示さない。したがって、極低温熱伝導率の測定により、ノードの有無を知ることができる。

本研究における熱伝導率測定の結果、ゼロ磁場で残留熱伝導率は極めて小さく、さらに、低磁場において残留熱伝導率も殆ど磁場に依存せず、ノードから期待される磁場依存性とは大きく異なる振る舞いを見せた (図 2)。これらの結果は、 $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ は、超伝導ギャップ構造にラインノードもポイントノードも持たないフルギャップ超伝導体であることを示している。最後に、この系における超伝導対称性について議論している。フルギャップかつ図 1(b) のフェルミ面の構造を考慮すると、超伝導対称性の候補としては従来型の s 波と、フェルミ面間でギャップが符号反転する非従来型の $d_{x^2-y^2}$ 波対称性の可能性が残る。ここで、この系の残留電気抵抗率は $500\text{--}800 \mu\Omega\text{cm}$ と大きく、ここから見積もられる平均自由行程はコヒーレンス長とほぼ同程度となることが結論される。一般に、フェルミ面間でギャップが符号反転する超伝導体の場合においては、この

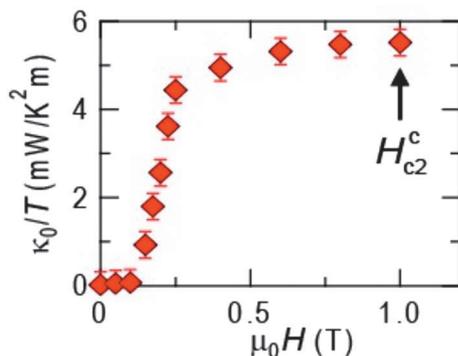


図 2 残留熱伝導率の磁場依存性。

ような状況では超伝導は消失すると考えられるが、 $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ は 5 K という高い超伝導転移温度を持つ。以上より、 $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ は超伝導波動関数に符号の反転を伴わない通常の s 波超伝導であると結論している。

本研究の結果は、 BiS_2 系超伝導体の超伝導発現機構を決定する上で非常に重要な結果であると考えられる。

原論文

Conventional s -Wave Superconductivity in BiS_2 -Based $\text{NdO}_{0.71}\text{F}_{0.29}\text{BiS}_2$ Revealed by Thermal Transport Measurements

T. Yamashita, Y. Tokiwa, D. Terazawa, M. Nagao, S. Watauchi, I. Tanaka, T. Terashima and Y. Matsuda: J. Phys. Soc. Jpn. **85** (2016) 073707.

〈情報提供：山下卓也 (京都大学大学院理学研究科)

松田祐司 (京都大学大学院理学研究科)〉

News and Comments

Probing the Superconducting Gap Function of BiS_2 -Based Superconductors

K. Kuroki: JPSJ News and Comments **13** (2016) 08.

JPSJ 特集企画 “Recent Progress of Muon Science in Physics”

(<http://journals.jps.jp/toc/jpsj/2016/85/9>)

素粒子ミュオン (ミュオンとも書かれる) は、物理学の様々な分野でプローブとして活用されているとともに、それ自身も研究対象となっており、多くの会員がミュオンを用いた研究 (ここでは「ミュオン科学」とする) について目にしたことがあるものと思われる。昨今、世界、特にアジア圏での加速器計画においてミュオン取り出しが検討、計画されているなどミュオン科学は世界的にも大きな拡がりを見せている。日本においても 2008 年の J-PARC ミュオン施設の稼働開始や 2014 年の大阪大学 RCNP でのミュオン取り出しの成功など新しい世代の実験施設の運用も始まり、ミュオン科学は現在大きな転換点に立っている。このような中、ミュオンを用いた物理学とその周辺分野について広く取り扱う “Recent Progress of Muon Science in Physics” と題した特集が JPSJ Special Topics として刊行された。

素粒子としてのミュオンを用いた研究は現代物理学の根幹へ迫ろうとしている。素粒子の標準理論は、幾多の素粒子現象を定量的に説明することに成功し、さらには非常に高い精度で予言能力を持つ理論として知られている。その一方、現代物理学上の大きな問題になっている暗黒物質や物質優勢の宇宙は標準理論では全く説明することができない。ミュオンは第 2 世代の荷電レプトンで、電子とは異なるフレーバー量子数を持ち、質量が電子より約 200 倍重い。この特徴を生かして、標準理論を超える物理法則を探る研究が行われている。本特集においては、近年めざましい発展を遂げているミュオンの双極子能率の精密測定 (Y. K. Semertzidis), ミュオニウム (K. P. Jungmann) やミュオン原

子 (R. Pohl, *et al.*) の精密分光, 荷電レプトン数非保存過程の探索 (W. Ootani) に関する研究が詳細に述べられている。これらの研究は、直接的に探索を行う高エネルギー衝突型加速器実験と相補的な役割を担っている。

一方物性物理において、ミュオンをプローブとした測定手法はミュオンスピン回転・緩和・共鳴 (μ SR) 法として知られている。超高感度の局所磁気プローブであるミュオンは、磁性や超伝導に対して高い感度を有する。本特集ではフラストレーション磁性 (P. Dalmas de Réotier, *et al.*)、 d 電子系における重い電子状態とスピン揺らぎ (M. Miyazaki, *et al.*)、銅酸化物における磁性と超伝導体 (J. E. Sonier 及び Y. Koike, *et al.*)、超伝導電子対対称性 (W. Higemoto, *et al.*) の各研究についての現状が述べられている。また、デバイスや材料の機能性探求と性能向上に向けた研究も盛んに行われており、スピントロニクス材料 (K. Wang, *et al.*)、半導体や誘電体材料 (K. Shimomura, *et al.*)、電池材料と水素吸蔵合金 (J. Sugiyama)、高分子と有機物 (F. Pratt)、それぞれにおけるスピン状態、水素状態、電子伝達などの研究に関して詳細な解説がなされている。さらに近年定量性や局所状態の解明のため、ミュオンの静止位置や状態についての計算が行われるようになった。本特集では密度汎関数理論に基づく計算によるミュオンの位置と局所状態に関する研究の進展が述べられている (P. Bonfà, *et al.*)。このような研究はミュオンによる物性測定の高精密化を進める上で今後重要となってくる。

負ミュオン X 線を用いた元素分析も盛んに行われるよう

になった。これは物質内部の元素構成を非破壊で知ることができる手法で、考古学資料の分析などに活用されている (K. M. Kubo)。また、高エネルギーの宇宙線ミュオンを用いて巨大建造物の透過像を見る研究も成果を上げてきている。特に火山に対する研究は噴火予知に繋がるものと期待されており (H. K. M. Tanaka)、新たな研究分野を生み出している。

この Special Topics では今日のミュオン科学を広く概観しており、今後の発展を考える上でも興味深い内容を含んでいるものと考えている。本特集によりミュオン科学を目指す人が増えれば幸いである。

(情報提供：髭本 亘 (日本原子力研究開発機構 / 東京工業大学)

杉山 純 (豊田中央研究所)

三部 勉 (高エネルギー加速器研究機構)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で 2016 年 5 月に掲載可となった中から 2016 年 6 月の編集委員会が選んだ "Papers of Editors' Choice" (JPSJ 注目論文) を紹介します。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約 1 年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントが JPSJ ホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からの JPSJ への自信作の投稿を期待します。

応用物理 第 85 巻 第 10 号 (2016 年 10 月号) 予定目次

今月のトピックス

講演会最速レポート：編集委員・外部記者が見た！

2016 年秋季学術講演会

解説

可視 InGaN 半導体レーザー励起固体レーザー開発の進展

..... 神成文彦

マイクロドメイン制御によるハイパワーレーザー材料

..... 平等拓範

研究紹介

超高純度ダイヤモンド気相成長：スピントロニクス研究の

新たな礎..... 寺地徳之

地球磁場を利用したスペースデブリ除去技術の研究

..... 大川恭志, 河本聡美

テラヘルツ円偏光スイッチング素子..... 小西邦昭, 五神 真

圧力印加によるスキルミオン相の生成・消滅..... 新居陽一, 他

CMOS 技術による生体埋植マイクロデバイス

..... 徳田 崇, 太田 淳

体外診断に向けた半導体バイオセンサの可能性..... 坂田利弥

基礎講座

太陽電池性能測定のコツ..... 菱川善博

応物系スタートアップ

副業としてのノーリスク・ローリターンな起業..... 松浦祐司

書評

身近な物理 パイオリンからワインまで (L. G. Aslamazov,

A. A. Varlamov 著, 村田恵三訳)..... 宮崎康次

読者の声

機関誌『応用物理』をもっとわかりやすく魅力的に..... 水野皓司

Science As Art

ナノサッカー..... 高橋淳郎

特集：現代物理学の予言者としての南部先生 II

Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Advisory Board のおひとりとして、PTEP を親しく指導して下さった南部陽一郎先生が2015年7月5日に逝去されました。南部先生は多くの優れた業績と温かい人柄で我が国内外の研究者を励まし、世界の研究者に多大な影響を与えました。南部先生の業績は多岐にわたり、その一部は Progress of Theoretical Physics にも出版されています。対称性の自発的破れについての優れた貢献に対して、2008年に南部先生はノーベル物理学賞を受賞されました。

南部先生はこのような不世出の巨人であり、我が国の多くの研究者にとってその逝去は惜しみても余りあるものです。この偉大な南部先生の逝去を悼んで、我が国内外の多くの研究者は、南部先生に捧げていくつかのシンポジウムを開催しました。これらによって、南部先生の多岐にわたる業績を振り返り、今日に至る影響とその現代的意義を振り返ることができました。その一つとして、2015年10月16日に大阪大学会館において南部先生を追悼する国際シンポジウム「南部陽一郎の物理学」が開催されました。大阪大学は、南部先生が研究と教育のために最晩年の数年間を特別榮譽教授として過ごされたところです。多くの若い研究者と学生が参加し、南部先生の多岐にわたる研究業績とその深い内容を振り返り、今後の展望を切り開く良い機会となりました。我が国内外の優れた研究者による講演は、素粒子物理学、原子核物理学、場の理論、弦理論、量子重力理論などへの南部先生の影響を俯瞰する意義深いものとなりました。

この特集企画では大阪大学での南部先生の追悼シンポジウムで行われた講演をもとに、一連の招待論文を掲載したものです。南部先生の発見した「対称性の自発的破れ」という概念がその後の物理学の方向を決めたことを Steven Weinberg 氏が指摘しています。カイラル対称性の自発的破れが後に標準模型での CP 対称性の破れにつながったことを小林誠氏が指摘しています。Giovanni Jona-Lasinio 氏は Nambu-Jona-Lasinio 模型が登場した歴史とその結果を語っています。マクロコヒーレント機構を用いて、ニュートリノにおけるレプトン数非保存が検証できる可能性を吉村太彦氏が述べています。Lars Brink 氏は南部先生の人柄と多くの物理学者に与えた影響を振り返っています。Pierre Ramond 氏は弦理論の発展に与えた南部先生の影響を振り返り、(2,0) 型超弦理論の新しい定式化を与えています。Peter G. O. Freund 氏は南部先生が渡米されてからの様々な物理学への貢献を歴史的に振り返っています。最後に木下東一郎氏は戦後の物理学の思想的潮流とそこでの南部先生の影響を述べています。

原論文 (2016年7月31日公開済み)

- Nambu, at the beginning
S. Weinberg: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B002 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptv186
- Personal recollections on chiral symmetry breaking
M. Kobayashi: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B101 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw021
- Yoichiro Nambu: remembering an unusual physicist, a mentor and a friend
G. J.-Lasinio: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B102 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw028
- Yet another symmetry breaking to be discovered
M. Yoshimura: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B103 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw056
- Some reminiscences from a long friendship
L. Brink: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B104 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw044
- Travels with Nambu
P. Ramond: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B105 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw048
- Nambu at work
P. G. O. Freund: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B106 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw054
- Personal Recollection, 1945–1960
T. Kinoshita: Prog. Theor. Exp. Phys. **2016**, 07B107 (2016).
doi:10.1093/ptep/ptw064

〈情報提供：坂井典佑 (PTEP編集委員長)〉

ここでは日本物理学会が発行している Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) の Invited Papers または Special Section から、2016年7月号に掲載されたものを紹介しています。この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部に電子メールで送っている「紹介文」をこの欄のために少し書き直したものです。専門外の読者を想定した読み物ですので、参考文献などは省いています。なお、この紹介文は、物理学会のホームページの「PTEP招待論文・特集論文」でも公開しています。原論文は <http://ptep.oxfordjournals.org/content/2016/7> から閲覧・ダウンロードして下さい。PTEP はオープン・アクセス誌であり、閲覧・ダウンロードは無料です。PTEP 編集委員会では、興味深いトピックスについて、Invited Papers または Special Section の提案を受けて審議し、原稿を依頼しています。これによって、PTEP と物理学への関心を高めることを目指しています。物理学会会員からの PTEP への自信作の投稿を期待します。

島田実験所という研究プロジェクト： 戦時科学動員は何をもたらしたのか

河村 豊 (東京工業高等専門学校 kawamura@tokyo-ct.ac.jp)

太平洋戦争中に、科学研究費制度が導入され、戦争を目的とした大学間の共同研究が実施された。なかでも海軍の島田実験所では多数の物理学者が高出力電波兵器の開発に参加した。戦時中の科学政策、科学者動員を事例に、戦争が与えた科学研究の在り方への影響について、振り返ってみたい。

1. はじめに

2012年9月、静岡県の大井川沿いにある牛尾山の開削工事が始まった。牛尾山を覆っていた森林が伐採されると、旧海軍島田実験所の関連施設であった、牛尾実験所の遺構が70年ぶりに姿を現し、大出力電波兵器の実験施設が完成の目前にまで達していたことがわかった。この島田実験所では、旧海軍が開発した橋型マグネトロンを高出力化し、兵器化するための研究が行われた。そこには菊池正士、渡瀬譲、朝永振一郎などの著名な物理学者、さらに物理学を学んでいた大学院特別研究生や大学生らも参加していたことが知られている。¹⁾

アジア・太平洋戦争の約15年間、多くの研究者が戦時研究や軍事研究に関与したことが知られている。島田実験所の場合は、軍部が科学者らを実現の可能性が高いとされた新兵器開発に関わらせたという点で、戦時中の科学者動員の典型例の一つといえるだろう。こうした新兵器開発に参加した物理学者は、どのような状況に置かれていたのだろうか。またどのような考えを持っていたのだろうか。

本稿では、島田実験所の事例を紹介する前に、満州事変から敗戦までの約15年を振り返ることで、政府や軍部による科学者動員の問題を考えることにしたい。なぜなら、日本の科学研究の在り方が戦時体制の中で変化し始めたのは、太平洋戦争が始まる約10年前、満州事変(1931年)の時期に遡ることができるが、その一方、軍部が中心となって新兵器開発のために物理学者らを本格的に動員するのは、開戦後2年ほど経過した1943年春以降と遅く、その期間も約2年間と短いからである。つまり島田実験所での新兵器開発は、戦時中の科学技術政策あるいは戦時科学動員において、最後に現れた出来事だったことになる。島田実験所で物理学者がどのような形で兵器開発に動員されたかを理解するには、ここに至るまでの日本の科学技術政策や科学者動員のプロセスと比較することが近道だと思われる。それゆえ、次節では、満州事変以降に登場した戦争の時代の中で作られた、初期の「科学政策」に関わる動きをみながら、当時の科学者の役割の変遷や科学研究を推進させる

条件整備の変遷について、まず振り返ってみる。

2. 「学術振興」から「科学振興」へ

戦争の時代を背景にして、どのように「科学政策」や「科学者動員」が進められたのだろうか。

「学術」の振興が標榜されていた1937年までは、長老科学者がその議論を主導していた。例えば、明治以降の日本の数学教育に貢献した数学者で貴族院議員も務めた藤沢利喜太郎は、第59回帝国議会貴族院で「学術研究の振興に就いて」と題した演説を行っている(1931年2月)。また、理科教育に貢献した化学者で帝国学士院長でもあった桜井錠二も、「学術研究の振興」をめぐる発言を帝国学士院で行っている(同年5月)。当時は、帝国大学令で「学術の攻究」が定められ、また帝国学士院規定でも「学術の発達を図る」ことが定められていたにもかかわらず、十分な政府資金が学術研究には支出されなかった。藤沢や桜井らは学術研究振興の予算を政府に強く要求してきたが、それが叶えられるようになったのは満州事変後であった。その最初の変化が、1932年12月の日本学術振興会の設立であった。

次の変化は、学者が用いてきた「学術」に代わって、新たに「科学」という用語が導入されたことである。この背景には少なくとも2つの流れがあった。その一つは、1934年に満州国で日本人が設置した「大陸科学院」である。理化学研究所長の大河内正敏は、桜井錠二を通じて、満州国國務院総務庁長であった星野直樹に紹介され、大陸科学院の創設に関わった。「大陸科学院組織要綱」や「科学審議会」などの「科学」制度は、満州国で活動した美濃部洋次や藤沢威雄など、政府の官僚や技術官僚に関わる人材によって日本に持ち込まれ、「科学振興」や「科学政策」、やがては「科学技術政策」の用語が定着するきっかけとなった。²⁾

もう一つは、日本の論壇での「科学」を巡る活発な動きである。雑誌『新興科学の旗のもとに』などで用いられた「科学」は、自然科学だけでなく社会批判の機能を持つ用語として紹介されていた。³⁾しかし、このような意味合いを持つ「科学」という用語は、政府の度重なる思想弾圧によって消し去られていく。そのことを象徴する論説が、田辺元の「科学政策の矛盾」である。⁴⁾「科学的精神の根本を培ふことに留意せず、単に学科配置の整備を以て知識を滋養するに足ると誤信する形式主義の迷妄に外ならない」と、政府の思想弾圧を批判した。しかし、政府からのさらなる弾圧で、「科学」を巡る議論は1937年には中断させられてしまった。こうした経緯を経て、政府の官僚らは「学術」

ではなく、理工系だけを示す「科学」という用語を利用するようになった。

最初に「科学」を用いた政府機関は、企画院科学班（1937年10月）である。企画院は日中戦争の勃発後に設置された戦争遂行のための政府組織である。その企画院がまず「科学」を所掌し、1938年4月には「科学審議会」も設置した。戦争のために科学を振興しようとする国策、すなわち科学政策は、戦争勃発を契機にスタートしたことになる。ただしスタート直後から、科学政策は、商工省を中心とした「総動員試験研究令」（1939年度開始）、企画院の「科学審議会」を中心とした「科学技術新体制確立要綱」（1941年5月閣議決定）、そして文部省が1938年8月に設置した「科学振興調査会」による「科学研究費制度」（1939年度開始）といったように、各政府機関の取り合いとなった。特に、企画院と文部省による「科学」を対象とした「縄張り争い」は、太平洋戦争勃発後における戦時下の科学政策や科学技術政策の中で、科学者を巻き込みながらくり広げられた。

研究費に注目すると、当初は日本学術振興会による「研究費」と学術研究会議による「科学研究費」が大きかった。日本学術振興会の「研究費」では、1937年以降、陸海軍からの要望に応え「事変緊急研究」を取り入れ、実用的な研究課題が増えた。一方、1939年度に始まった「科学研究費」制度も、日中戦争後の社会状況の中で登場した。この時期に政府が科学振興に関心を持った理由を、日本学術振興会会長でもあった近衛文麿は、「国家の運命を賭する大戦争に於いては非常な重要性を有して来ること欧州大戦に於いて各国の痛感した所」と述べ、戦時における科学の役割を力説した。⁵⁾ また、桜井錠二は、「文部省が従来の消極的態度を排して積極的に科学振興に乗出されたことは学界の為 真に慶賀の至に堪えざる所」と、戦争の中で文部省がようやく科学振興に動き出したことを喜んでいる。⁶⁾ しかし、科学振興がどのような形で戦争に貢献するかは不鮮明であった。科研費制度を推進した荒木貞夫は、「私が文部大臣をして居りました時分、(中略)僅かでありましたけれど3百万円でました。これを基礎科学の研究のために組まれて今その進行中である。(中略)これは捨てて宜しい」と述べ、短期間での成果を科学研究に期待することを戒めている。⁷⁾

戦争遂行のために科学研究の成果に期待し、そのためには基礎研究を振興すべきだという考えは、戦争が厳しさを迎えた時期にも、企画院や文部省の戦時科学政策に受け継がれていく。^{8,9)}

3. 「戦時研究」という名の基礎研究と共同研究

戦況が悪化する中で、それまでの戦時科学政策は見直しが図られることになる。「事変緊急研究」に代わる新たなキーワードは「科学戦」であった。「戦力ノ急速増強ニ資スル」ために、新たな形で科学を動員する取り組みが始まった。時代順にその取り組みをまとめてみよう。

日本学術振興会では、1943年度の研究費が1933年度の約5倍(248万円)となり、複数の研究者による「総合研究」が本格化した。一方、科学技術系の諸団体を集めた全日本科学技術団体連合会(1940年8月設立)は、1943年1月に「研究隣組運営委員会」を組織し、主として大学の工学部の研究者を中心に、1944年12月の時点で152組、3,082人による共同研究を行った(敗戦まで)。また、文部省では、「科学研究の緊急整備方策要綱」(1943年8月閣議決定)を受け、学術研究会議会員を200名から400名へと倍増、各大学に「科学研究動員委員会」を設置させた。また同年12月より「研究班」を組織、1944年度には、193研究班、1,927人、緊急科学研究費の総額1,174万3,300円による「共同研究」を推進した(敗戦まで)。さらに、科学技術新体制要綱を受けて設置された技術院(1942年1月)を中心に、「科学技術動員総合方策確立に関する件」(1943年10月閣議決定)をふまえた「臨時戦時研究員設置制」のもと、「戦時研究員」が選出された。1944年度に、183課題、1,122人、大学等は4割程度、金額は研究班の2倍程度で、こちらも共同研究が実施された(1944年度のみ)。¹⁰⁾

こうした動きの中で政府が研究者に要求したことは、「一部優秀なる研究者は、場合によっては教育上の任務は一時之を休止」することであった。¹¹⁾ その一方で、大学に所属していた研究者の対応は、「まづ研究をやることだ。そしてそれが真に国家に大切な研究であるなら“道自ら通ず”といったものではなからうか」というものだった。「科学戦」の時代となっても、政府の科学政策の中心は、応用的な課題を取り上げてはいるものの、基礎的な研究を振興する傾向が強かった。¹²⁾ これが、政府が進めた戦時科学政策の特徴といえる。

それに対して、日本の陸海軍が行った科学動員は、基礎研究振興という枠をこえ、兵器開発に直接関わる研究を科学者に実施させた。その一つが、海軍島田実験所で行われた大出力電波兵器の研究開発であった。そこでは、例えばマグネトロン(磁電管)の発振理論など、基礎的な研究も行われているが、それは、高出力マグネトロンを開発するために必要だからである。今日の表現で言えば「目的基礎研究」に相当する。仁科や菊池らに声をかけられた物理学者は、いくつかに分けられた研究課題を分担して研究する形で、海軍の兵器開発に直接的に動員された。軍部独自の戦時科学動員は、政府による戦時中の基礎研究振興とは性格が異なっていたのである。

4. 海軍に集められた物理学者

1941年から45年までに日本で使われた「研究費」の総額は、陸軍が4億6千万円、海軍が2億8千万円、その他の政府機関合計で2億9千万円と見積もられている。軍部による戦時研究は、全体の7割をこえる規模であることに加え、一部では「研究開発」が実施されたことも、大きな特徴である。

物理学者が新兵器開発を目的とした「研究開発」に関わった事例の一つが、島田実験所で海軍が実施した「Z装置開発」と呼ばれる研究プロジェクトである。実施規模は、推定で、所員数が1,457人（研究員は60人）、研究費総額は1,000万円程度であった（終戦時）。物理学者を動員した兵器開発プロジェクトとしては、規模の大きな事例であった。

物理学者は「物理懇談会」と呼ばれる会合に参加することで、この新兵器開発計画に関わるようになった（1942年6月ごろ）。「物理懇談会」は、海軍技術研究所電気研究部の技術士官、伊藤庸二が、原子力の活用と高出力電磁波の応用による2つの新兵器開発を構想したことがきっかけで開催された。「昭和十六年十月核物理学の発展の帰結として、原子力の活用というものが今の次の戦争に頭を出すかも知れないということを私共は具体的に考えさせられ、（中略）どういう意味をもっているかということ、東大理学部で嵯峨根教授、（中略）とで大いに論議しました」という。¹³⁾ 1938年までアメリカにいた嵯峨根遼吉から最新の原子核研究の動向を聞き、兵器の可能性について調査が必要だと判断したようだ。ただし、伊藤庸二が作成した準備書面のタイトルは、「強力電磁波に関する研究」とだけある。¹⁴⁾ しかも、そこに書かれた「方案」には、「実現性大なる極超短波」を数百KWに増強する研究を海軍技術研究所第一科で行い、それに加えて、「実現性皆無に非ざる」原子核破壊の研究については、部外研究者の意見を聞くことにした。意見を聞くために設置された組織が「核物理応用研究委員会」（その後「物理懇談会」と呼ばれるようになる）だった（1942年7月～1943年3月）。残されている議事録には、「原子機関」、「人工ラジウム」、「夜光塗料」との表現はあるが、「原爆」などの兵器を示すことばはない。伊藤の配慮で外されたらしい。一方で、嵯峨根はこの会議で、超硬X線発生装置を例に、「更に生物学的にも特殊の影響を及ぼすものにして之が軍用としての可能性を研究する必要あり」と、独自の新兵器を伊藤に提案している。しかし、伊藤は嵯峨根のこの提案を無視した。なぜなら、開発中の橋型マグネトロン的高出力化こそ本命であると、すでに決断していたからである。¹⁵⁾

この「原子核破壊」の研究は、会議開催から半年後ごろに中断した。1942年12月17日に伊藤庸二が菊池正士から受け取った「ウラン原子核分裂エネルギー利用研究計画案」には、20トン前後の電磁石を利用して、1943年10月までにウラン235の抽出作業を開始し、1945年6月から「適当なる方策を探る」と書かれていたからだ。「原子核破壊」の調査は中断したが、伊藤は仁科芳雄や菊池正士らとのつながりは解消せずに、もう一つの新兵器開発への協力を求めることにした。彼らの知識が役に立つと理解したのだろう。それまで極秘にしていた高出力マグネトロン開発の計画を、仁科や菊池に知らせたのは1943年1月だった。仁科が、「来ル二十七日A研究会議開催ノ御通知正二拝受致候」と伊藤に返した手紙が残っている。¹⁶⁾ こうした経緯に

より、多くの物理学者が海軍の殺人光線開発やマイクロ波レーダー開発に取り込まれることになった。

5. 島田実験所と殺人光線開発

大出力マグネトロンを利用した兵器を「Z装置」、その開発の取り組みをA研究と海軍では呼んでいた。当初、A研究は、海軍で構想していた新兵器開発計画の1つに過ぎなかった。やがて、日本本土に高高度で来襲する連合国側の大型爆撃機を迎撃する手段として、A研究の戦術的な効果に期待が集まり、本格的な開発が始まることになった。¹⁷⁾

研究施設の建設が静岡県島田市で始まった1943年5月ごろ、マグネトロンの発振理論の研究には仁科芳雄（理研）、宮島龍興（東文理）、朝永振一郎（東文理）が、また新型のマグネトロン開発には菊池正士（阪大）、渡瀬譲（阪大）らが協力することになった。同年8月ごろには、彼らは島田の施設（海軍技術研究所島田分室）に集まっていた。

ただし、大学所属の物理学者を海軍の兵器開発に関与させることは、新しい試みであったので、試行錯誤の状況だった。まず、軍の側には大学の研究者を協力させる仕組みがなかった。外部の研究者に対しては、「囑託」あるいは「技師」に採用する既存の制度を利用した。そのために彼らの多くは、組織の中では「脇役」とみなされ、計画の全体像を知ることもなく、開発方針を軍の関係者と議論する機会もほとんど与えられなかった。海軍のマイクロ波レーダー開発に携わり、島田の施設に何度も訪れた伊藤順吉（阪大）によれば、「技術研究所の小規模の会議に何度か出席する機会もあった。しかし、兵器関係の人と直接問題を話し合ったことはなかった」という。¹⁸⁾

一方、短期間に研究者から成果を得るため、地元の名士宅を研究者の宿泊施設とする、研究施設では軍隊の規律を優先しない、移動の自由を与える、遠方にいる物理学者を招いた研究会の開催には便宜をはかるなど、破格の待遇で彼らをもてなした。有名な集合写真もその一例である（図1）。この時の研究会は、1944年4月19日～22日に島田の



図1 前列左から：渡瀬 譲、宮島龍興、永宮健夫、伏見康治、萩原雄祐、湯川秀樹、朝永振一郎、小谷正雄、高尾磐夫。後列左より：荷口康一郎大尉、蜂谷謙一、小田 稔、小塩高文中尉、水間正一郎技師、小林省己、牧野昌邦。（写真には19年4月22日とある）。

施設で開催されたようで、仁科芳雄も出席していたという。また、伏見康治、湯川秀樹らはそれまでに海軍のA研究には関与した形跡がなく、仁科が主宰した研究会に参加しただけだったようだ。その際、島田のスタッフと一緒に記念写真を撮ったのであろう。

さらに、海軍技師の水間正一郎は、「私は所長であるため、入浴は一番初めに入る特権を持っていたので、これを大いに活用し、毎日これ等えらい先生方の一人一人と別個に入浴し、先生の背中を流しながら私の希望を申し上げ(た)」と、研究者に対する独自の「利用法」を自慢している。¹⁹⁾

物理学者側からみると、軍が提出してくる課題には興味を持って研究テーマもあり、課題のいくつかは順調に解決できた。島田の研究施設で刊行された『島田技報』(全13号)には、朝永振一郎「秘：分割陽極磁電管の理論、第1回、第2回」(第2号、1944年1月5日)、小谷正雄(東大)、宮島龍興「秘：磁電管内の電子軌道」(第3号、同2月29日)、萩原雄祐(東大)「秘：磁電管の機構に於ける共鳴区域の理論」(第5号、同2月10日)、蜂谷謙一(阪大)「秘：一分割磁電管の研究第一報(SW-3No.2に就いて)」(第8号、同年9月1日)、永宮健夫(阪大)「秘：日まはり型空洞ノ固有振動について」(第13号、同年11月23日)というように、成果が発表されている。朝永は、「私自身も1943年以後はしばらく素粒子論から離れて電波関係の仕事などをはじめた。とはいえ、そこで手がけた仕事は、マグネトロン(磁電管)の研究といい、立体回路といい、どちらも量子力学の延長のようなことであったのだが」と回想している。²⁰⁾ また阪大の学生であった蜂谷謙一は、水間正一郎、渡瀬謙、小田稔らと実験を行い報告書を作成した。渡瀬が中心となって開発していた新型マグネトロンの設計に、朝永の研究が役だったと、蜂谷は回想している。²¹⁾ なお、SWとは島田(S)と渡瀬研(W)の略称である。これらの論文はすべて「秘」の扱であった。しかし兵器開発には直接つながるものではないという理由で、「島田技報」に掲載された論文の多くは、「基礎研究」と見なされ、物理学会誌などに、戦後になってから再録や抄録されることになる。

6. 「殺人光線」開発にどう向き合ったか

当時の物理学者は、軍の機密事項に触れることは少なかったが、高出力マイクロ波を利用した兵器が「殺人光線」と呼ばれていたことは知っていた。ただし、「殺人光線」の実態はあいまいで、生体や機器にダメージを与える兵器(Z装置)から、電波式起爆装置(A装置)まであり、当時の研究者にはその詳細は知らされていなかった。

海軍技術大佐であった矢島弥太郎は、「研究も大部進みましたので、菊池正士先生にお願いしてチェックして頂きましたところ、軍令部の要望を満たすには当時東京市の全電力を一基地で消費する程度の大規模の特種兵器が必要であると云うことが判明しましたので名和部長は早速軍令部の永野総長に報告いたしましたところ、島田実験所は閉鎖

せずに置くようにとの御指示でした。そこで渡辺先生は豫ねて考えて居られた「高角砲弾爆破(A装置と仮称)」を完成することに研究目標を変更いたしました」と回想している。²²⁾ このA装置を実験する施設が、冒頭に述べた牛尾実験所であった。

海軍技師となっていた菊池正士は、海軍では第一科主任という地位にあったので、Z装置開発の責任者の一人として、頻りに島田の施設を訪問していた。その彼も、「無理な注文にしがみついて無駄な努力をしている連中の気が知れない」と批判的な意見を吐露していた。²³⁾ 菊池は、マイクロ波レーダーの開発に精力を注ぐ一方で、Z装置やA装置については、実現性を疑っていた。それでも開発の中止を進言することはしていない。

では、新型マグネトロン開発を担当していた渡瀬謙は、Z装置をどのように捉えていたのだろうか。伊藤順吉によれば、「島田におられた渡瀬さんを訪問して、(中略)一夜語ったときも、渡瀬さんは自分は大電力のマグネトロンの製作に努力しているのであって、これがどのように海軍で用いられるかは関心は無い、そのような軍の考えていることにコミットする立場でもないと話しておられた」と回想している。²⁴⁾ すべての物理学者が積極的に兵器開発に励んでいたわけではないことも見えてくる。

その一方で、1945年春以降、戦況が悪化していくともない、A装置開発や新型マグネトロン開発のために、さらに研究者が増員されている。たとえば理化学研究所からは、山崎文男、田島英三、新聞啓三らが加わっている。山崎の手記には、「7月3日火曜4時近く島田につく。実験所にゆく。水間技師、菊池さんに会ひ所長も挨拶する。(略)仕事は判然しないがSW12、SW13の暫く手伝いをするらしい」。山崎が訪問した実験所は牛尾実験所ではなく、大井川発電所(崎平地区と呼ばれていた)の施設で、終戦までの約1ヶ月間、新型マグネトロン開発を担当した。

また、物理学科所属の学生および卒業生、特別研究生も、島田の施設に新たに集められた。技術士官となった物理学科卒業生としては、小塩高文(阪大)、盛田昭夫(阪大)、大森莊藏(東大)、遠山正俊(東北大)らが知られているが、小塩は技術士官として島田の施設に着任し、先の集合写真にも写っている。また、物理学科所属の学生あるいは特別研究生として集められた人物としては、小田、蜂谷の他に、森永晴彦(東大)、神戸謙次郎(東大)、谷純男(東大)、佐藤岩男(東北大)らがいた。森永は、マグネトロンの並列同期の実験に成功し、菊池や朝永の前で発表して、伊藤庸二から評価されたという。「私にとってしかしこの島田での4か月は最も楽しかった短い期間で、伊藤大佐にお褒め頂いた件は私のその後の経歴を決めるものだった」と回想している。²⁵⁾ さらに、1944年11月ころからは、東大、東北大、阪大、京大、名大などには電波研究に関わる海軍の「分所」が設置され、研究室にいる人材を動員する体制も作った。大学の研究者は、軍が進めている兵器開発の「部

分研究」の担い手として、丸ごと取り込まれるようになった。

7. 戦後へのつながり

日本学術振興会や学術研究会議などが実施した戦時科学政策は、軍による兵器開発とは直接には結びつかず、共同研究を取り入れた基礎研究振興が実現した。それゆえ、敗戦後は、戦時目的を消すことができれば、平時の科学政策へと継承できた。

一方、陸海軍による科学動員は、軍部の解体と共に廃止され、研究成果の多くが焼却された。しかし、陸海軍に動員された物理学者が、戦争協力者として厳しい糾弾を受けることはなかった。理由の一つには、「教授はいなかったことにする」という水間らによる隠蔽工作があった。1945年9月から始まった連合国側の科学情報調査団などは、島田実験所をマグネトロンとA装置を開発した場所と認定し、約150種の試作マグネトロンやA装置設計図（再現させたもの）を没収した。しかし、菊池正士や朝永振一郎らには聞き取りを行っていない。装置が未完成であったことも手伝って、隠蔽工作が功を奏したのかもしれない。

物理学者の側からみれば、戦時中に何を行ったかを振り返る機会が与えられなかったことになる。兵器開発に中心的に関わった仁科芳雄や菊池正士らが戦時中の兵器開発を振り返った記録は、ほとんど知られていない。その他の物理学者は、兵器開発の中で重要な地位を与えられず、機密事項の多くにも触れることがなかった。軍による資料の廃棄もあり、戦時中に行った研究がどのように兵器開発につながったのか、どのように戦争に協力したのかなどは、占領期においても振り返る機会はなく、またその後も詳しい回顧録が公表されることもなかった。一方では、戦時中に研究されたマイクロ波技術は、1950年代からは高周波技術ブームの中で、マイクロ波通信網建設などの民生技術に利用された。また、渡瀬譲、小田稔、小塩高文、さらに伊藤順吉、霜田光一らにとっては、新たな研究テーマ（宇宙線、電波天文、プラズマ物理、核磁気共鳴、レーザー等）を選択することに戦時中の研究体験が生かされた、という思い出につながっている。

では、戦時中の兵器開発への動員という経験は、どのように継承されたのだろうか。例えば、新たに科学者が中心となって作りあげた組織、日本学術会議の第一回総会のなかで述べられた声明には、「われわれは、これまでわが国の科学者がとりきたった態度について強く反省し、今後は、科学が文化国家ないし平和国家の基礎であるという確信の下に、わが国の平和的復興と人類の福祉増進のために貢献せんことを誓うものである」とある。²⁶⁾ こうした声明には、

物理学者一人ひとりが戦時中に学んだ「何か」が継承されているのではないか。だとすると、今日の物理学者も、過去の科学動員の事例を学ぶことで、何らかの教訓を学ぶ取ることができるのではないか。そのように思いたい。

参考文献と注

- 1) 河村 豊：「第二海軍技術廠牛尾実験所遺跡の科学的背景」静岡県島田市埋蔵文化財報告、第49集「第二海軍技術廠牛尾実験所遺跡―大井川潮地区河道拡幅工事に伴う埋蔵文化財発掘調査報告書―」（2015年3月10日）pp. 41-64.
- 2) 河村 豊：「大陸科学院設立に関する覚え書き―日本の科学技術政策の起源を考える―」『イル・サジアトル』No. 30（2001年5月）pp. 132-139.
- 3) 雑誌『新興科学の旗のもとに』（1928年10月創刊）.
- 4) 田辺 元：「科学政策の矛盾」『改造』（1936年10月号）.
- 5) 近衛文磨：「科学動員の基礎培養施設、政府宛建議」（1938年5月30日）.
- 6) 桜井錠二：「学術部委員総会に於ける挨拶」（1939年1月）.
- 7) 荒木貞夫：「時局打開の一要素」『発明』（1941年1月）.
- 8) 科学技術政策は企画院、科学政策は文部省というように、使い分けがされていたが、実態としては重複する部分があり、これらを戦時科学政策と表現しておく。
- 9) 水沢 光：「科研費：戦時下に始まった基礎研究重視の研究助成（特集戦後70年）」現代思想43（2015年8月）pp. 75-187；河村 豊：「戦時下日本における基礎研究振興論―文部省科学研究費成立過程をめぐって―」『イル・サジアトル』No. 32（2003年5月）pp. 116-128.
- 10) 吉業恭行：「戦時下の帝国大学における研究体制の形成過程―科学技術動員と大学院特別研究生制度―東北帝国大学を事例として」（東北大学出版会、2015年2月）；沢井 実：『近代日本の研究開発体制』（名古屋大学出版会、2012年11月）；青木 洋：「学術研究会議の共同研究活動と科学動員の終局―戦中から戦後へ」『科学技術史』第10号（2007年10月）pp. 1-40.
- 11) 岡部長景文部大臣訓辞要旨、帝国大学総長会議（1943年8月25日）.
- 12) 内田祥三東大総長：「勝つための研究」毎日新聞（1943年8月21日）.
- 13) 伊藤庸二手稿「殺人光線」、1950年頃の執筆と推定.
- 14) 旧史料調査会所蔵資料「統進資料A12物理懇談会」.
- 15) 河村 豊、山崎正勝：「物理懇談会と旧日本海軍における核および強力マグネトロン開発」『科学史研究』No. 207（1998年秋）pp. 163-171.
- 16) 1943年1月23日付け手紙。前掲「統進資料A12物理懇談会」.
- 17) 永瀬ライマ―桂子、河村 豊：「日本における強力電波兵器開発計画の系譜―戦時下の「殺人光線」に関する検討―」『イル・サジアトル』No. 41（2014年5月）pp. 1-16.
- 18) 河村宛の伊藤順吉氏手紙、1996年8月30日受領.
- 19) 水間正一郎：「私のあゆみ」（1976年）.
- 20) 朝永振一郎：「わが研究の思い出：古い記録から」日本物理学会誌32（1977年）pp. 767-773.
- 21) 「蜂谷氏への聞き取り」（2013年8月25日）.
- 22) 矢島彌太郎：「兼任海軍技師時代海軍に於ける渡辺先生」『渡辺寧先生追悼録』（1978年）.
- 23) 菊池正士：1945年5月12日付け日記、菊池士郎編『絆』.
- 24) 河村宛の伊藤順吉氏手紙、1998年10月14日付け.
- 25) 森永晴彦手記「島田海軍技研の思い出とその後」2014年2月26日付け.
- 26) 「日本学術会議の発足にあたって科学者としての決意表明（声明）」日本学術会議第1回総会（1949年1月22日）.

非会員著者の紹介

河村 豊氏： 国立高等専門学校機構・東京工業高等専門学校一般教育科教授。本務校では「科学技術史」を担当。19世紀物理学史、戦時中の物理学者動員史に関心がある。

（2016年2月10日原稿受付）

Nevill F. Mott Prize : 桂 法称氏

永長直人

(理研 nagaosa@appi.t.u-tokyo.ac.jp)

強相関電子系の理論で卓越した業績を上げた若手研究者(博士号取得後8年以内)に与えられる国際的な賞Nevill F. Mott Prizeの2016年の受賞者に、東京大学理学系研究科准教授の桂法称氏が選ばれた。この賞は、毎年開催されている強相関電子系に関する国際会議 International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES)が

主催しており、今年2016年中国の杭州で行われたSCES2016期間中の5月11日に、その授賞式と受賞講演が行われた。受賞のcitationは

For seminal theories of the mechanisms of spin-driven ferroelectricity and the thermal Hall effect in quantum magnets. となっている。このcitationが示す通り、桂氏の業績のうち、いわゆるマルチフェロイックと呼ばれるスピン構造を起源とする強誘電性の基礎理論と、量子磁性体における熱ホール効果の理論への寄与が評価された。前者では、スピントラント機構による電気分極の

簡潔な表式を導き、スピン配置から電気分極の空間分布を予言することを可能にし、物質開発へ大きな指針を与えた。後者では、中性粒子であるマグノンがベリー位相によりホール効果を示すことを予言し、これも実験によって実証された。これらの桂氏の仕事は、実験研究にも大きな波及効果を持ち、強相関電子系においてスピン軌道相互作用のもたらす豊富な現象の一端を理論的に開拓したものである。

(2016年6月30日原稿受付)

新著紹介

今野紀雄

量子ウォーク

森北出版、東京、2014、v+242p、22×16 cm、本体4,860円 [専門～学部向]

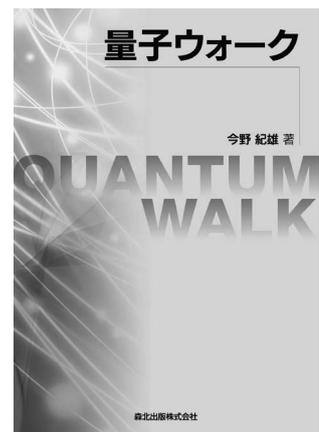
ISBN 978-4-627-06161-3

鹿野 豊 (分子科学研)

本書は、離散時間量子ウォークの数理的な側面を著者自身の近年の結果を中心にまとめた、これから量子ウォークの分野を研究してみたいという学部生から研究者までを対象とした教科書である。そのため、本書を読破することができれば、量子ウォーク分野で新しい研究テーマを見つけ出すことは容易に可能であろう。

さて、そもそも量子ウォークとはランダムウォークの量子力学でのアナロジーとして定義されたものであり、数学的なモデルを研究することになる。本書にも垣間見られる側面であるが、考えることのできる量子ウォークのモデルが極めて多いため、どのようなモデルを解析するかというのは個々の研究者に依る。しかし、様々なモデルを徹底的に調べていくと確率過程はもろんのこと、物理学に出てくる諸概念

との対応関係に気づくことができる魅力がある。本書は、量子ウォークと直交多項式系の関係を調べる手立てとして導入されたCGMV法を紹介した日本語での初めての教科書であり、量子ウォークの研究を専門としていない人にも役に立つことは多いであろう。また、上述したように近年の著者自身の結果を日本語で丁寧に解説しているものであるが、本書だけを読めば理解することができるよう、前提知識がほぼない状態でも読めるように工夫されているのが本書の最大の特徴である。また原論文ではおそらく触れることができなかつたであろう著者の思いや息吹を、時折登場するコラムや本文を通じて感じることができる。この恩恵を受けられるのは、母国語を駆使することの利点であると感じている。一方で、著者の研究以外の部分に関しては文章



中の紹介にとどめているだけであり、更に近年盛んに研究されているトポロジカル相との対応や連続極限での物理ダイナミクスとの対応、量子情報分野で注目されている量子アルゴリズムの研究内容について触れられていないのは残念である。ただ、具体的な計算のイメージが沸きにくい数理的な道具を量子ウォークという具体例を通じて勉強できる教科書として至適なものであると思う。

(2016年1月10日原稿受付)

D. H. Froula, S. H. Glenzer, N. C. Luhmann, Jr. and J. Sheffield

Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation, 2nd Edition; Theory and Measurement Techniques

Elsevier, USA, 2011. xiv + 497p, 24 × 16 cm, \$170.00 [大学院・学部向]

ISBN 978-0-12-374877-5

久保 伸 〈核融合科学研〉

本書は、同名のタイトルで1975年に Academic Press から John Sheffield の単名で出版され、関係分野の学生・研究者の間では、必読の古典的教科書として読み継がれてきた名著に、3名の著者によるレーザー核融合プラズマ、工業プラズマ、磁場核融合での最近の結果を加えて大幅改訂し、第2版として出版されたものである。

第1章はプラズマによる電磁波の散乱現象を扱うための基礎として、プラズマの特徴とそこでの電磁波とプラズマとの相互作用を記述した導入部となっており、電磁波の散乱を扱わない一般読者にとってもプラズマ物理のコンパクトな入門編となっていて、簡潔にエッセンスを解き下している。第2-7章では、散乱現象の一般論として入射電磁波によって加速される電子の再放射としての散乱を扱い、プラズマ理論と散乱スペクトルの関係を議論した後、自由電子による散乱(いわゆるトムソン散乱)やイオンと協同運動す

る電子による散乱(協同散乱)を有効に数式を用いて丁寧に記述している。さらに、散乱計測の限界や光学システムまで記述されており、旧版を増補した内容となっている。第8章の計測技術、第9章の工業応用で用いられる低温プラズマ、核融合プラズマ中の高エネルギーイオンのための散乱計測、第11章のX線トムソン散乱は、新たに書き加えられた章である。特に、第9章での国際熱核融合炉 ITER におけるトムソン散乱計測と協同トムソン散乱計測、及び慣性核融合装置 National Ignition Facility (NIF) におけるトムソン散乱計測は最新の成果がうまくまとめてある。第10章の磁化プラズマからの散乱の一般論や第12章の不安定プラズマによる散乱は旧版とほぼ同様の内容である。旧版同様、各章末には非常に教育的な演習問題が多数設けてあり、その奇数番には解答までつける徹底ぶりである。また、旧版同様、Appendix A に本書で頻繁に用いられる複素解析、

フーリエ解析、ラプラス変換、これらの応用としてのプラズマ波動の安定性、B, C ではプラズマの運動論的な扱い、熱いプラズマの分散関係、E ではプラズマからの散乱実験の歴史的レビュー、F は物理定数やよく用いられる定式、表式が要領よくまとめられている。D には、散乱の Form Factor を計算するための MATLAB コードリストが新たに追加されており、総じて「痒いところに手が届く」教科書となっている。本書の対象を学部から大学院生向けとしたが、専門家にも役立つお勧めできる名著である。

なお、長年米国の核融合研究において指導的役割を果たしてきた主著者 John Sheffield によって著された自伝的核融合の入門・歴史書とも言うべき“Fun in Fusion Research” (Elsevier, 2013) を合わせて読まれることをお勧めしたい。

(2016年4月25日原稿受付)

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

掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■兵庫県立大学高度産業科学技術研究所教授

1. 教授1名
2. 光・量子科学技術大講座
3. 軟X線領域放射光による元素及び官能基分布の分析技術開発とこの技術を用いた材料開発研究に精通し、産業界との共同研究に積極的に取り組み、且つ実績のある方で、更に軟X線用放射光ビームラインの設計・構築ができる方。
4. 2017年4月1日
5. なし
6. 博士号取得者。大学・大学院教育に熱意があり、研究指導の経験のある方。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績概要(約1,000字) ○研究業績リスト(査読付論文、国際会議発表、解説・著書、

受賞、特許、競争的資金獲得状況等)
○主要論文別刷5編(コピー可) ○着任後の研究計画(約2,000字) ○「教育の実績・抱負」及び「社会貢献の実績・抱負」(各約1,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先(住所、電話、e-mail) ○応募者連絡先(住所、電話、e-mail)

8. 2016年10月11日(火)必着
9. ①678-1205赤穂郡上郡町光都3-1-2 兵庫県立大学高度産業科学技術研究所課長 小堀一幸
②同所長 渡邊健夫 電話0791-58-2546 Fax 0791-58-2504 takeo@lasti.u-hyogo.ac.jp

■防衛省防衛大学校教官(特別職国家公務員)

1. 教授又は准教授1名
2. 応用科学群応用物理学科
3. 理論物理。着任後は本科(学部相当)において理工学基礎科目としての力学・電磁気学、人文・社会科学教養科目としての物理学、専門科目としての量子力学及び統計力学又は相対性理論の講義を担当。研究科における量子物理学関連科目の講義を担当して頂く。

4. 2017年4月1日
5. なし(定年65歳)
6. 博士号取得者。専門分野の研究業績があり、教育・研究に熱意のある方。日本国籍を有し、自衛隊法第38条第1項の規定に抵触しない方。

7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○研究概要と教育実績(A4、約1~2枚) ○教育・研究に対する抱負・計画(A4、約1~2枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○応募票(所定書式有)

8. 2016年10月末日前後(HP参照)
9. ①239-8686横須賀市走水1-10-20 防衛大学校応用科学群応用物理学科 松元藤彦

②高木太一郎 電話046-841-3810 (ex.3276) takagi@nda.ac.jp
10. 封筒に「教官応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。<http://www.mod.go.jp/nda/recruit/index.html>の本公募に関する応募締切等の詳細情報を必ず参照。

■茨城大学工学部准教授

1. 准教授1名
2. 工学基礎領域
3. 電磁気学系科目や工学部基礎教育に関

連する科目を中心に、工学部基礎教育(全学科・全専攻対象授業)を担当。教養科目等の科目も担当する場合あり。

4. 2017年4月1日
5. なし
6. 詳細はHP「採用案内」参照
7. ○履歴書 ○研究業績リスト ○主要学术论文 ○外部資金獲得実績 ○学会、社会における活動及び国際的活動状況 ○受賞実績がある場合、その名称と内容 ○今迄の研究概要と成果(約2,000字) ○今後の研究計画と教育・研究に関する抱負(約2,000字) ○照会可能者2名 ○詳細はHP「採用案内」参照
8. 2016年10月31日(月)
9. ①316-8511日立市中成沢町4-12-1 茨城大学工学部長 馬場 充
②同学部 増澤 徹 電話0294-38-5250 toru.masuzawa.5250@vc.ibaraki.ac.jp <http://www.ibaraki.ac.jp/employment>
10. 封筒に「茨城大学工学部(工学基礎領域)教員応募書類」と朱書き送付。

■徳島大学大学院理工学研究部助教

1. 助教1名
2. 応用化学系・物質機能化学分野
3. 専門分野:物性物理学(光物性実験)。担当科目:理工学部理工学科応用化学システムコースの実験科目等。

4. 2017年4月1日
5. 5年(審査により再任可)
6. 博士号取得者、又は着任時迄の取得見込者

7. ○履歴書 ○教員応募書類(HPよりダウンロード) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○教育及び研究に関する今迄の実績(約1,000字) ○照会可能者2名の氏名、連絡先

8. 2016年11月30日(水)必着
9. ①770-8506徳島市南常三島町2-1 徳島大学理工学部理工学科応用化学システムコース長 今田泰嗣

②同コース 岡村英一 電話088-656-9444 ho@tokushima-u.ac.jp
10. 封筒に「教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類原則不返却。詳細はhttp://www.tokushima-u.ac.jp/about/adoption/public_appeal.htmlの公募要領を必ず参照。

■株式会社アルトナー正社員

1. 技術職(研究開発業務)1名
2. ハイパーアルトナー事業部門
3. 次々世代に向けた輸送用機器(自動

車)の基礎研究・要素技術開発、燃料電池(水素)自動車の安全性に関わる研究開発、電気自動車のエネルギー効率最大化の為の研究開発。

4. 2016年10月以降早期
5. なし(正社員雇用)
6. 博士号取得者
7. ○履歴書(写真貼付) ○博士論文及び今迄の研究を纏めたもの ○学士以降の成績証明書 ○博士号取得を証明できるもの
8. 2016年12月31日(土)
9. 530-0005大阪市北区中之島3-2-18 住友中之島ビル2F 株式会社アルトナーキャリア採用担当 貞本 電話0800-222-2163 career@artner.co.jp
10. 応募書類は郵送、又はe-mail添付で送付。(まずは担当者に連絡のこと。)

■産業技術総合研究所特別研究員約20名

1. 特別研究員(イノベーションスクール生(ポスドク研究員))約20名
2. 各研究組織に所属(イノベーションスクールで雇用)
3. 各自の専門分野の研究を実施しつつ、イノベーションスクールの講義演習受講及び民間企業への研修(約3ヶ月)を義務とする。
4. 2017年4月1日
5. 1年間
6. 博士号取得又は取得見込者(詳細は後日HPに掲載)。
7. 後日HPに掲載
8. 2017年1月中旬予定(2016年11月中旬より公募開始予定)
9. 305-8568つくば市梅園1-1-1 中央第1 産業技術総合研究所総務本部イノベーションスクール 齋藤秀和 電話029-849-1600 Fax 029-862-6130 school-jimukyoku-ml@aist.go.jp https://unit.aist.go.jp/inn-s/

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)

■日本表面科学会関東支部 第4回関東支部セミナー 表面・薄膜分析シリーズ Vol. 2「走査型プローブ顕微鏡のフロントティア～実用材料表面計測入門から最新物性問題への挑戦まで～」

主催 日本表面科学会関東支部
日時 2016年10月18日(火)10:00～18:30
場所 東京大学理学部化学館(化学本館)5階講堂
内容 走査型トンネル顕微鏡(STM)と原子間力顕微鏡(AFM)を用いた最先端研究に関する走査型プローブ顕微鏡(SPM)セミナーを開催。分子の力学物性計測や超高真空・低温・磁場の極限環境における電子状態計測等先端SPM計測の世界に触れつつ、SPM技術の将来について議論する。SPMの基礎講座やポスター発表会も実施。

定員 150名
参加費 2,000円、学生無料
参加申込締切 定員になり次第
連絡先 第4回関東支部セミナー事務局
kanto_semi@sss.org http://www.sssj.org/kanto/files/2016_Seminor04/index.html

■有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「バイオセンシングの新展開」

主催 応用物理学会有機分子・バイオエレクトロニクス分科会
日時 2016年11月7日(月)
場所 東京理科大学森戸記念館第2フォーラム(162-8601東京都新宿区神楽坂4-2-2)
内容 近年、ナノテクノロジーを駆使した超高感度計測や、新しいコンセプトに基づくバイオセンシング技術・バイオセンサーが提案・実現されており、めざましい進展を遂げている。ユビキタス情報社会の到来により、生体計測用センシングデバイスは医療の枠をこえて広範な分野への応用が進んでいる。急速に発展するバイオセンシング・センサー技術に関する基礎から最新の応用について、包括的な情報を提供する場として本研究会を企画。

定員 55名
参加費 8,000円、学生4,000円
参加申込締切 2016年10月24日(月)
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学分科会担当 白石陽子 電話03-5802-0862 Fax 03-5802-6250 shiraishi@jsap.or.jp

■第16回放射線プロセスシンポジウム

主催 放射線プロセスシンポジウム実行委員会
日時 2016年11月8日(火)～9日(水)
場所 東京大学弥生講堂(113-8657東京都文京区弥生1-1-1)
内容 放射線利用に関する5セッション合計20件の一般招待講演と2件の特別講演、及び公募による約40件のポスター発表。特別講演-1:鳥居祥二氏(早大理工)宇宙ステーションにおける宇宙科学観測、特別講演-2:中西友子氏(東大教授)福島原発事故が与えた農業への影響。
参加費 5,000円
申込 HP参照
参加申込締切 2016年10月15日(土)
連絡先 370-1207高崎市綿貫町1233 放射線利用振興協会 放射線プロセスシンポジウム実行委員会事務局 須永 電話027-346-4246 Fax 027-346-0922 process-sympo@rada.or.jp http://www.rada.or.jp/sympo/16th_sympo_kaisaiannnai.pdf

■第45回薄膜・表面物理基礎講座(2016) オペランド分光解析～動作環境下での解析技術の新展開～

主催 応用物理学会有機分子・表面物理分科会
日時 2016年11月16日(水)
場所 東京大学本郷キャンパス山上会館(113-0033東京都文京区本郷7-3-1 電話03-3818-3008)
内容 デバイス動作環境下でのオペランド分光や埋もれた界面の分光を用いた分析手法に関する研究開発を行っている第一線の講師を招き、分光の基礎を多角的に学ぶと共に最新動向を知る為の講座。電子デバイス・電池関連の研究開発を行っている研究者や企業の方や、これらの分光を活用する事を考えている初学者にも役立つ講座。

定員 100名
参加費 15,000円、学生3,000円
参加申込締切 2016年10月28日(金)
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学分科会担当 小田康代 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 oda@jsap.or.jp https://annex.jsap.or.jp/tfspd/kiso2016/

■第27回プラズマエレクトロニクス講習会～プラズマプロセスの基礎と先端分野への応用～

主催 応用物理学会有機分子・表面物理分科会

日時 2016年11月18日(金)
場所 東京大学武田先端知ビル 武田ホール(113-8654東京都文京区弥生2-11-16)
内容 産業応用で必要とされるプロセスプラズマの生成、診断・制御の基礎と、その先端応用技術について各分野にて第一線でご活躍の先生方より講義頂く。プラズマエッチング、熱プラズマ、プラズマシミュレーション、プラズマプロセスの基礎について紹介する。初学者から先端の研究開発者迄幅広い皆様の参加をお待ちする。

定員 100名
参加費 22,000円, 学生6,000円
参加申込締切 2016年10月28日(金)
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学会 分科会担当 小田康代 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 oda@jsap.or.jp https://annex.jsap.or.jp/plasma/PE_files/kousyu2016/H28_27th_PE-lecture.pdf

■女子大学院生・ポスドクと産総研女性研究者との懇談会

主催 産業技術総合研究所ダイバーシティ推進室
日時 11月21日(月)13時~17時
場所 産業技術総合研究所つくばセンター中央(つくば市東1-1-1)
内容 女子大学院生・ポスドク等の方々に、研究職としてのキャリアイメージを得る機会を提供する為、本研究所の職場紹介及び分野毎・少人数に分かれての女性研究者等との懇談会を開催。プログラム：産総研紹介、在職女性研究者等との懇談会、ラボ見学等(13:00受付開始(つくばセンター共用講堂)、13:30開会、17:00頃終了)。

参加費 無料
申込 http://unit.aist.go.jp/diversity/ja/event/161121_div_event.htmlより。
問合せ先 同上

■第17回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会

主催 応用物理学会薄膜・表面物理分科会
日時 2016年12月3日(土)~4日(日)
場所 京都府立大学稲盛記念会館(606-8502京都市左京区下鴨半木町1-5)
内容 低・中・高エネルギーイオン散乱による固体表面・界面の分析、及びイオンビームと固体表面との相互作用について(招待講演：数件、一般講演：約10数件)海外からの招待講演として、Univ. of CataniaのFrancesco Musumeci教授(演

題：Single photon emission measurements as a tool to study the interactions between cluster ion beams and solid surfaces)を予定。

定員 100名
参加費 2,000円, 学生無料
講演申込締切 2016年11月4日(金)
参加申込締切 2016年11月25日(金)
連絡先 606-8502京都市左京区下鴨半木町1-5 京都府立大学生命環境科学研究科 安田啓介 電話/Fax 075-703-5442 yasuda@kpu.ac.jp
その他 一般講演申込は、A4で1頁のアプリストラクト(英文)と講演者氏名、連絡先(e-mail, 電話, Fax, 住所)をe-mailで送付。

■応用物理学会・量子エレクトロニクス研究会「光-物質相互制御~制御技術の進展と新しい物理の探求~」

主催 応用物理学会量子エレクトロニクス研究会
協賛 日本物理学会, レーザー学会, 日本光学会
日時 2016年12月8日(木)~10日(土)
場所 上智大学軽井沢セミナーハウス(389-0111長野県北佐久郡軽井沢町大字長倉字道南8-3 電話 0267-42-2545)
内容 テラヘルツ・超高速光技術・原子気体と量子光学・ナノ構造の4つの分野から、「光-物質相互制御」をキーワードとして講師の先生方を招いて最新の成果をお話し頂く。それらの相互制御技術によって可能となる新たな研究の現状と今後の展開について、分野間の垣根をこえた議論の場になればと考えている。

定員 60名
参加費 28,000円, 学生10,000円(宿泊費・食費込)
申込 HPより可
参加申込締切 定員に達し次第(最終2016年11月20日(日))
連絡先 223-8522横浜市港北区日吉3-14-1 慶應義塾大学理工学部物理情報工学科 早瀬潤子 電話045-566-1559 Fax 045-566-1587 hayase@appi.keio.ac.jp <http://annex.jsap.or.jp/qe/>

■第13回MPGD研究会

主催 神戸大学先端融合研究環, KEK測定器開発室
日時 2016年12月9日(金)~10日(土)
場所 神戸大学先端融合研究環統合研究拠点コンベンションホール(657-0047神戸市中央区港島南町7-1-48 電話078-599-

6710)
内容 MPGD(マイクロパターンガス検出器)とは微細加工技術を用いたガス放射線検出器の総称であり、高位置分解能、高入射粒子許容量等優れた特性を持つ粒子線測定器として、素核宇実験や物質構造解析、非破壊検査や医療診断等幅広い開発が行われている。MPGD開発に関する情報交換や今後の展望等を議論する為に毎年開催されている国内研究会で、今年で13回目を迎える。

定員 約100名
参加費 無料(懇親会費別途)
講演申込締切 2016年10月31日(月)
連絡先 657-8501神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学大学院理学研究科 越智敦彦 電話078-803-5639 Fax 078-803-5662 mpgd@topaz.kobe-u.ac.jp <http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/~upic/mpgd13>

■薄膜・表面物理分科会特別研究会「走査型プローブ顕微鏡(30)&ICSPM24」

主催 応用物理学会
日時 2016年12月14日(水)~16日(金)
場所 ハワイコンベンションセンター(1801 Kalakaua Ave, Honolulu, HI 96815, USA)
内容 SPM研究における第一線の研究者を招待し、先端の研究成果や各国の現状に関して講演をお願いすると共に、境界領域各分野の理解を深める事も目的としている。

定員 100名
参加費 80,000円, 学生67,000円(10/15振込迄の早期割引価格：75,000円, 学生62,000円)
早期参加申込締切 2016年10月15日(土)
通常参加申込締切 2016年11月15日(火)
連絡先 113-0034東京都文京区湯島2-31-22 湯島アーバンビル7階 応用物理学会分科会担当 小田康代 電話03-5802-0863 Fax 03-5802-6250 oda@jsap.or.jp <http://dora.bk.tsukuba.ac.jp/event/ICSPM24/>

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

■熱・電気エネルギー技術財団平成28年度第24回研究助成テーマ募集

内容 研究助成分野(2016年度, 合計約10件): 新水素エネルギー技術(常温核融合, 凝集系核科学及びそれらから派生した技術), 熱電変換素子技術, 熱エネルギー貯蔵技術, 熱・電気エネルギーに関するシステム技術

応募締切 2016年10月28日(金)

問合せ先 100-0011 東京都千代田区内幸町1-1-1 帝国ホテルタワー13階 熱・電気エネルギー技術財団

電話 03-3503-7722 Fax 03-3503-7799

info@teet.or.jp

その他 詳細は一般財団法人熱・電気エネルギー技術財団のHPに掲載。

■第19回大学女性協会守田科学研究奨励賞候補者募集

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

的として, 1998年に創設。

対象 自然科学分野において, 優れた研究成果を上げており, 科学の発展に貢献する事が期待される40歳未満(2017年4月1日現在)の女性科学者。

授賞内容 年2件以内, 賞状及び副賞50万円。

提出書類 ○研究題目とその概要, 今後の展望及び抱負(A4判2頁以内, 各15部) ○推薦状(厳封, 1通) ○履歴書(15部, 記載項目はHP「賞・奨学金・支援」を参考) ○研究業績リスト(主要論文は○を付記, 15部, 記載項目はHP「賞・奨学金・支援」を参考) ○主要論文別刷5編以内各3部(コピー可)

応募締切 2016年11月21日(月)必着

書類送付先・連絡先 160-0017東京都新宿区左門町11番地6-101 大学女性協会

電話 03-3358-2882 Fax 03-3358-2889

jauw@jauw.org http://www.jauw.org

その他 提出書類不返却。

■会員専用コンテンツ

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

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

10月ユーザ名 : 16Oct

パスワード: John734

11月ユーザ名 : 16Nov

パスワード: Isac897

■会誌バックナンバー (J-STAGE)

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

2016年購読者番号: butsurei-etsuran

2016年パスワード: Enrico486

行事予定

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

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2016年			
10/8	第21回久保記念シンポジウム「超伝導の展開」	東京	71-7
10/10~12	超伝導研究の最先端: 多自由度, 非平衡, 電子相関, トポロジ	京都市	71-9
10/10~13	Asian Conf. on Nanoscience and Nanotechnology 2016	札幌市	71-5
10/15	シンポジウム「磁性研究の発展一局在から履歴へ」	姫路市(兵庫)	71-9
10/16~21	7th Int. Symp. on Practical Surface Analysis	Daejeon(韓国)	71-5
10/18	日本表面科学会関東支部第4回関東支部セミナー表面・薄膜分析シリーズVol.2「走査型プローブ顕微鏡のフロンティア~実用材料表面計測入門から最新物性問題への挑戦まで~」	東京	71-10
10/18~19	第62回表面科学基礎講座	豊中市(大阪)	71-9
10/20~21	第7回分子アーキテクニクス研究会	春日市(福岡)	71-9
10/21	第209回研究会「反強磁性が拓くマグネティクスの新展開」	東京	71-9
10/26~29	第57回高圧討論会	つくば市(茨城)	71-6
10/28~30	第64回レオロジー討論会	豊中市(大阪)	71-5
11/4	日本希土類学会第34回講演会	吹田市(大阪)	71-9
11/7	有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会「バイオセンシングの新展開」	東京	71-10
11/8~9	第16回放射線プロセスシンポジウム	東京	71-10
11/10~12	第55回電子スピンスイエンズ学会年会(SEST2016)	大阪市	71-8
11/16	第45回薄膜・表面物理基礎講座(2016)オペランド分光解析~動作環境下での解析技術の新展開~	東京	71-10

開催月日	名 称	開催地	会誌巻号または世話人
2016年			
11/17~20	Workshop of Quantum Simulation and Quantum Walks 2016	プラハ (チェコ)	71-7
11/18	第27回プラズマエレクトロニクス講習会~プラズマプロセスの基礎と先端分野への応用~	東京	71-10
11/21	女子大学院生・ポスドクと産総研女性研究者との懇談会	つくば市 (茨城)	71-10
11/24~25	第35回量子情報技術研究会 (QIT35)	つくば市 (茨城)	71-8
11/30~12/2	第30回分子シミュレーション討論会	豊中市 (大阪)	71-8
12/3~4	第17回「イオンビームによる表面・界面解析」特別研究会	京都市	71-10
12/5~7	第42回固体イオニクス討論会	名古屋市	71-7
12/7	第35回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市 (東京)	71-9
12/8~10	応用物理学会・量子エレクトロニクス研究会「光-物質相互制御~制御技術の進展と新しい物理の探求~」	軽井沢町 (長野)	71-10
12/9~10	第13回MPGD研究会	神戸市	71-10
12/12~14	第30回数値流体力学シンポジウム	東京	71-8
12/14~16	薄膜・表面物理分科会特別研究会「走査型プローブ顕微鏡 (30) & ICSPM24」	ホノルル (ハワイ)	71-10
2017年			
3/17~20	日本物理学会第72回年次大会 (大阪大学)	豊中市 (大阪)	日本物理学会
9/12~15	日本物理学会2017年秋季大会 (宇都宮大学) (素核宇)	宇都宮市 (栃木)	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2017年秋季大会 (岩手大学) (物性)	盛岡市 (岩手)	日本物理学会
10/22~26	The 8th Int. Symp. on Surface Science	つくば市 (茨城)	71-5
2018年			
3/22~25	日本物理学会第73回年次大会 (東京理科大学)	野田市 (千葉)	日本物理学会
9/14~17	日本物理学会2018年秋季大会 (信州大学) (素宇)	松本市 (長野)	日本物理学会
9/22~25	日本物理学会2018年秋季大会 (同志社大学) (物性)	京田辺市 (京都)	日本物理学会

編集後記

日本の仏教の特徴として、多様な宗派の存在が挙げられる。原始仏教は正しく物事を観察し、思考することを出発点とした科学的とも言えるものであったが、日本の宗派には呪術的な行為を通して現世での即身成仏を目指す密教や、念仏を唱えて極楽浄土での生まれ変わりを願う浄土宗などがあり、とても同じ宗教には見えない。昔から教相判釈と言って、どの経典が仏陀の教えの核心なのか議論されてきたが、結局は多くの宗派に分かれることとなった。これは文化の多様性という意味では幸いなことであったが、そんなに揉めるなら仏陀に会って、本当のところはどうなのか聞いてみたいという気もおこる。問題は一発で解決するはずである。しかし、科学の世界では事情が異なる。一般相対性理論を生み出したアインシュタインが、常に相対論の最高の理解者であるとは限らないのである。1916年にアインシュタインは“Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation” (Approximate Integration of the Field Equations of Gravitation) と題する論

文を発表した。この論文で、加速度運動する物体は重力波によってエネルギーを失うことが初めて示されたのである。しかし、当時はボーアの原子模型が発表されて間もない頃でもあり、アインシュタインは原子核の周りを運動する電子から電磁波だけではなく、わずかではあるが重力波までも放出されるという自分の結果に驚き、“Da dies in Wahrheit in der Natur nicht zutreffen dürfte, ...”, つまり「こんなことが現実起きていたとは思えないので」と論文中で述べている。当時のアインシュタインは、量子論がマックスウェルの電磁気学を修正することで、原子の安定性が説明されるのではと推量していたようで、自分の重力理論も量子論による修正が必要になるかもしれないと述べて論文を締めくくっている。何とも自信のない書きぶりで、自分の出した結果が革新的過ぎて信じられないという、私から見ると羨ましさすぎる経験である。実際、20年以上にわたってアインシュタインが自分の結果を疑い続けたのは有名な話で、1937年には重力波を否定する論文をPhysical Reviewに投稿している。この時の査読者は、一般相対論に基づいた膨張宇宙

論の確立 (この結果もアインシュタインには当初受け入れ難かった!) に貢献したロバートソンで、彼はこのノーベル賞受賞者の論文の誤りを指摘することとなった。

こうして重力理論は生みの親の手を離れ、後に続く科学者により、その豊富な内容が明らかになっていった。その後、連星パルサーの観測から重力波の存在は疑いないものとなり、最初の論文からちょうど100年後の今年、ついに米国のLIGOチームが重力波の直接観測を報告した。2013年のヒッグス粒子の発見に続き、これで物理学の標準理論に登場する場が全て確かめられた。我々は幸運な時代に生きているとも言えるが、人によっては物理学の黄金時代が終わってしまったと寂しく思うかもしれない。しかし、私は重力波の検出そのものよりも、それが示唆する巨大なブラックホールの存在にもっと衝撃を与えられた。当然ながら、我々物理学者が解明すべきことはまだまだあるのである。ちなみに、そのようなブラックホールの親星は金属量の少ない分子雲の中で生まれたと考えられているので、読者の皆様には今号の分子雲に関する記事を読みながら、ブラックホールにも思いを

巡らせてみることをお勧めしたい。アインシュタインの慎重さについても。

浅野勝晃 (asanok@icrr.u-tokyo.ac.jp)

編集委員

森川 雅博 (委員長), 長谷川修司,
浅井 朋彦, 井澤 公一, 井上 貴史,
今村 卓史, 枝川 圭一, 江藤 幹雄,
片山 郁文, 岸根順一郎, 栗田 玲,

桑本 剛, 小林 由佳, 鈴木 康夫,
須山 輝明, 田島 俊之, 田中 良巳,
田沼 肇, 初田真知子, 藤井 芳昭,
藤崎 弘士, 間瀬 圭一, 松本 重貴,
望月 維人, 矢向謙太郎, 浅野 勝晃,
板橋 健太, 藤山 茂樹, 李 哲虎
(支部委員)
飯塚 剛, 川口 由紀, 酒井 彰,
田嶋 直樹, 根本 祐一, 野村 清英,

星 健夫, 松井 広志, 水野 義之,
溝口 幸司

新著紹介小委員会委員

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

第 72 期 (2016 年 3 月 31 日~2017 年 3 月 31 日) 理事・監事

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

本誌の複写をご希望の方へ

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

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

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

※複写以外の許諾(著作物の転載等)に関しては、学著協に委託しておりません。

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

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

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル 3F

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

日本物理学会誌 第71巻 第10号 (平成28年10月5日発行) 通巻810号

©日本物理学会 2016

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。

■第72回年次大会(2017年)・講演募集掲載号

大会案内の会誌への掲載は次のとおりです。

- ・11月号：講演募集要項
- ・3月号増刊号：プログラム冊子

■第72回年次大会(2017年)の企画募集

第72回年次大会(2017年3月17日～20日、大阪大学豊中キャンパス)の企画を募集します。

I. 総合講演講師候補の募集

第72回年次大会において総合講演(2017年3月19日(日)(大会3日目)午前、市民文化会館・アゼリアホール)を依頼したい企画をお持ちの会員は、所定の用紙により下記期日までにお申し出ください。所定の用紙は、本会ホームページ大会サイト(<http://www.jps.or.jp/activities/meetings/index.php>)から入手されるか、本会事務局にご請求ください。ご提案については、理事会で審議し決定します。なお、講演者には下記のとおり謝金、旅費を支払います。

記

提出期限：10月31日(月)

謝金額：30,000円(手取り)

旅費：本会規定による金額(詳細は本会事務局まで)

II. 領域「物理と社会」におけるシンポジウムの企画募集

物理のコミュニティ全体に関わるような問題、本会から社会に向けて発信すべき事柄等で既存の領域に含まれないテーマについて扱う領域として「物理と社会」を設けています。この領域設置の背景、当面の方針、運営方法等につきましては会誌57巻9月号710ページ「本会記事」欄をご参照ください。

お申込は下記期間中、下記URLにてお願いします。登録完了後、登録番号及びパスワードがメールで送られますので、内容をご確認ください。(受付期間中はご提案頂いた内容について何度でも修正可能です。)

記

URL：<https://www.gakkai-web.net/gakkai/jps/session/>

2016年9月30日(金)～11月4日(金)

III. 招待講演・企画講演・チュートリアル講演、シンポジウムの募集

III-a. 招待講演・企画講演・チュートリアル講演、シンポジウムの位置付け

招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムの位置付けは以下のとおりです。

- 招待講演：すでに成果が挙げられた研究において、その研究の中心的な役割を担った研究者に一般講演よりも長い時間で行っていただく講演。
- 企画講演：一般講演よりも長い時間で行う次のような講演。
 - ・今後成果が期待される分野の研究者による新鮮なテーマ
 - ・国際交流を視野に入れた講演
 - ・各種受賞記念講演(若手奨励賞受賞記念講演を除く)
 - ・その他、会員にとって魅力的な要素をもった講演
- チュートリアル講演：他分野の研究者および大学院生等の初学者に対する解説を主とした講演。丁寧にわかりやすく講義形式で講演していただくために、招待・企画講演よりも長めの時間設定が可能。
- シンポジウム講演：ある一つのテーマに沿って、様々な角度

からそのテーマを代表する研究者に一般講演とは違った時間枠でしていただく一続きの講演。

これらはいずれも開催する領域の多くの会員が興味を持つとされるものを前提と致します。

III-b. 招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムの規則

- 自薦提案の禁止：招待講演、企画講演、チュートリアル講演を通じて、提案者と講演者(推薦理由に掲げる論文の共著者を含む)が同一の提案書は審査の対象としない。
- 重複登壇の禁止：招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムを通じて講演登壇は1回とする(シンポジウムでの10分以内の「趣旨説明」や「まとめ」等の登壇は、ここでいう講演とはみなさない)。ただし、特別な理由がある場合に限り、領域委員会の審議および理事会の承認により許可することがある(この場合、重複登壇する登壇者の了解のもとで、関連する企画の提案者の連名で、重複登壇せざるを得ない理由を記した理由書を提出すること)。
- 提案者の責務：シンポジウム提案者は、10分以内の「趣旨説明」または「まとめ」の登壇者として加わることができる。また、当該企画が滞りなく開催されるよう座長の一人としての任を果たすとともに、概要集原稿や会期後の報告にも責任を持って協力することとする。また、総合討論やパネル討論等を設ける場合は、提案者は、パネリストとしてではなく、座長もしくは司会者という立場でのみ加わることができる。
- シンポジウムにおける所属重複規制：シンポジウムを構成する講演(「趣旨説明」や「まとめ」等を除く)は、一つの所属に偏らないことを原則とし、一つのシンポジウムで同じ部門(学科・専攻など)から2名以上の講演者が含まれている場合は、特別な理由がなければ認められない(特別な理由とは、異なる研究グループに属し、実験と理論など専門が異なる場合で、シンポジウム遂行にとって重要な講演者と判断できる場合とする。なおシンポジウムの講演者所属欄において、所属を略称表記すると同一になってしまうものは、違いがわかるように研究グループ名や研究室名まで記載すること)。さらに、シンポジウムにおいて、「趣旨説明」や「まとめ」等の登壇者と講演者が同一研究室であることは認められない。また、提案者と講演登壇者が同一研究室である場合も審査の対象としないことがある。

※シンポジウムは、特定グループの広報の場ではなく、重要なトピックについて広く議論を進める場です。所属重複規制は、同一グループの広報の場にならないように設けた規則です。

- シンポジウムにおける占有時間規制：素核宇ビーム領域においては、休憩時間を含めて原則として3.5時間に収めるものとし、4時間を超えてはならない。物性関係においては、休憩時間を含めて原則3.5時間以内とする。
- その他の約束ごと：
 - 招待講演、企画講演、チュートリアル講演、およびシンポジウムにおける講演の登壇者(およびプログラム記載)は1名に限るとする。
 - 講演概要集の原稿はシンポジウムの「趣旨説明」や「まとめ」も含めて各登壇者2枚までとする。
 - 提案者は、予め、講演者の方々に候補として推薦する旨の内諾を得ておく。(重複登壇回避のため。)
 - 海外在住の講演者の方については、原則として提案者を通

して連絡を取るようにする。(提案者以外の方が仲介者となる場合には、その旨ご連絡ください。)

- 5) 前回の大会とあまり内容の変わらない招待講演、企画講演、チュートリアル講演ならびにシンポジウムは原則採択されない。

III-c. 招待講演・企画講演・チュートリアル講演、シンポジウムの提案方法

提案方法は、素核宇ビーム領域と物性領域とで、異なります。下の記述に従ってそれぞれ、提案を募集します。なお、提案申込書には

- 1) 見込まれる聴講者数、講演希望日程、講演不可日等の事項を必ず記入すること(領域によっては複数の企画を並行して開催できないために講演希望日などの希望に沿えないことがあります。講演日やその他の希望がある場合は、必要に応じて、提案者は領域運営委員に連絡をとるようにしてください)。
- 2) 登壇者の会員番号(非会員の場合はその旨を記入)と電子メールアドレスを必ず記入すること。

を徹底するようお願いします。

1. 素核宇ビーム領域

素核宇ビーム領域における招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムの企画は従来どおり領域運営委員を中心として企画された後、素核宇領域プログラム小委員会および領域委員会において提案・審議され、理事会において実施する企画が決定されます。

各領域運営委員の氏名と所属は、次のとおりです。

素粒子論領域:	田中 実(阪大理) 山崎 剛(筑波大数物系) 太田和俊(明学大法)
素粒子実験領域:	大谷 航(東大素セ) 東城順治(九大理院)
理論核物理領域:	八田佳孝(京大基礎研) 明 孝之(大工大工)
実験核物理領域:	高橋 仁(高エネ機構) 伊藤正俊(東北大サイクロトロン)
宇宙線・宇宙物理領域:	原田知広(立教大理) 石徹白晃治(東北大)
ビーム物理領域:	菅 晃一(阪大産研) 今 亮(高輝度光科学研究セ)

2. 物性領域

物性関係における招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムの企画を以下のとおり一般会員から公募します。提案を希望する方は、次のURLのホームページから受付期間内にお申してください。

URL: <https://www.gakkai-web.net/gakkai/jps/session/>

- 1) 物性領域に含まれる分野

領域 1: 原子分子・量子エレクトロニクス・放射線

領域 2: プラズマ

領域 3: 磁性

領域 4: 半導体、メゾスコピック系・量子輸送

領域 5: 光物性

領域 6: 金属(液体金属・準結晶)・低温(超低温・超伝導・密度波)

領域 7: 分子性固体

領域 8: 強相関電子系

領域 9: 表面・界面、結晶成長

領域10: 構造物性(誘電体、格子欠陥、X線・粒子線、フォノン)

領域11: 物性基礎論・統計力学・流体物理・応用数学・社会経済物理

領域12: ソフトマター物理・化学物理・生物物理

領域13: 物理教育・物理学史・環境物理

- 2) 公募受付期間

2016年9月30日(金)~11月4日(金)

- 3) 提案申込方法

下記URLに受付期間中にアクセスし、お申込みください。登録が完了すると登録番号ならびにパスワードがメールで送られます。もし登録番号、パスワードがお手元に届かない場合は、登録時に入力したメールアドレスが間違っている、或いは、正常に登録されていないことが考えられますので、お問い合わせください。

受付期間中は何度でも登録番号、パスワードによって提案内容を修正できますので、期間中に入力内容に変更が生じた場合は、速やか且つ確実に修正をお願いします。

URL: <https://www.gakkai-web.net/gakkai/jps/session/>

- 4) 提案する上での注意事項

上記「III-b. 招待講演、企画講演、チュートリアル講演、シンポジウムの規則」に従ってお申ください。

- 5) 採択の手順

各領域において領域代表と領域運営委員が提案書を検討後、物性プログラム小委員会および領域委員会において提案・審議され、理事会において実施する企画が決定されます。各提案の採否の結果につきましては、提案者に後日通知します。

■第72回年次大会(2017年)の一般講演申込方法変更に関するご注意

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

■2016年度公開講座

1916年にアインシュタインが発表した重力波の理論から今年でちょうど100年。その間の目覚ましい科学技術の進展により、去る2月、アメリカのLIGOグループがアインシュタインですら困難と考えていた重力波の直接検出に成功し、大きな話題となりました。新たな重力波の世紀が幕を開けたいま、第一線で活躍されている研究者による「重力波研究の歴史」「重力波の理論とシミュレーション」「重力波の観測」などのお話で、はるか彼方、宇宙の出来事を奏でる波に思いを馳せてみませんか?

テーマ:「一般相対性理論と宇宙 ―重力波研究の最前線―」

日 時: 11月26日(土)13:00~16:45

場 所: 東京大学本郷キャンパス 伊藤謝恩ホール(赤門の右隣)

定 員: 350名(申込先着順)

参加費：無料(要事前申込)

対 象：高校生, 大学生, (小学校・中学校・高等学校等の)
理科教員, 一般

プログラム(予定): ※敬称略

1. 「一般相対論と天文学」
須藤 靖(東京大学大学院理学系研究科)
2. 「重力波の源」
柴田 大(京都大学基礎物理学研究所)
3. 「KAGRAプロジェクトと重力波天文学」
梶田隆章(東京大学宇宙線研究所)

申込・詳細：本会ホームページ(<http://www.jps.or.jp/public/koukai/koukai-2016-11-26.php>)をご覧ください。

2016年10月5日

正会員各位

会長 藤井保彦

日本物理学会代議員の選挙について

現代議員の任期が2017年3月31日をもって満了するのに伴い、第73～74期の代議員（任期：2017年3月31日～2019年3月31日の2年間）の選挙を行います。

代議員は一般社団・財団法人法に定められた一般社団法人日本物理学会の社員です。本会では、120名以上150名以内の代議員を置くこととしています（細則第27条1号による）。主な職務は、社員として、会員を代表し次のことを行っていただくことです。

- ・総会構成員として年1回開催の定時総会、および臨時総会が開催される際には臨時総会に出席し、あるいは書面によって、議決権を行使していただきます（定款第18条および19条による）。定時総会は毎年3月31日に開催されます。総会で審議される内容は、理事及び監事の選任、貸借対照表及び損益計算書（正味財産増減計算書）の承認等（定款第13条に

よる）です。入会金および会費も総会で定めることとされています（定款第7条による）。

- ・2年に1度行われる次々期会長選挙において代議員推薦の候補者を選出していただきます（細則第24条3号による）。次の次々期会長選挙は第73期中に行われます。

代議員は正会員からの立候補による候補者、各領域・各支部からの推薦による候補者から、正会員による選挙により選出することになっており、立候補による代議員数は60名以内、各領域からの推薦による代議員数は70名以内、各支部からの推薦による代議員数は20名以内です。

以上のような、本学会運営における代議員の重要な役割をご理解いただき、正会員の皆様の立候補、および各推薦母体による正会員の中からの推薦を、よろしくお願いたします。

2016年10月5日

正会員各位

選挙管理委員会
委員長 高橋博樹

第73～74期代議員候補者への立候補のお願い

—10月28日（金）午後5時締切—

選挙管理委員会は、会長から指名され、厳正なる選挙を実施する責任を負い、第73～74期代議員の選挙を実施します。

代議員の選出枠のうち、各領域および各支部からの候補者推薦はすでに依頼いたしました。このお知らせは、立候補による選出枠への応募のお願いです。

代議員候補として、「立候補による60名の枠」に応募する方は、10月28日（金）午後5時までに、本会ウェブサイト <http://www.jps.or.jp/> からマイページにログインしていただき、マイページ内のメニューから立候補手続きをしてください。立候補手続き完了後に受付した旨のメールが届きますので、それを必ずご確認ください。

なお、細則第27条10号により、代議員は1回に限り重任することができます。つまり連続2回（通算4年）まで務めることができます。また、一度代議員を離ればあらためて代議員を務めることができます。また、立候補された方が領域や支部からの推薦を受けた場合は、推薦による候補者とされ、立候補は取り消されます。

本会ホームページの代議員一覧表に継続回数が表示されていますので

http://www.jps.or.jp/outline/rijikanji/files/71_72daigiin2016.pdf

よりご確認の上、立候補をお願いいたします。

本会刊行英文誌目次

JOURNAL OF THE PHYSICAL SOCIETY
OF JAPAN, Vol. 85, No. 9, 2016

SPECIAL TOPICS: Recent Progress of Muon Science in Physics

Preface

- Spin and Beam Dynamics in the Muon ($g - 2$) Experiments Yannis K. Semertzidis
- An Experimental Review of Charged Lepton Flavor Violation in Muon Channel..... Wataru Ootani
- Laser Spectroscopy of Muonic Hydrogen and the Puzzling Proton Randolph Pohl for the CREMA collaboration
- Precision Muonium Spectroscopy Klaus P. Jungmann
- μ SR Studies of Cuprate Superconductors..... Jeff E. Sonier
- μ SR Studies on Magnetism in High- T_c Cuprates Yoji Koike and Tadashi Adachi
- Spin and Time-Reversal Symmetries of Superconducting Electron Pairs Probed by the Muon Spin Rotation and Relaxation Technique..... Wataru Higemoto, Yuji Aoki, and Douglas E. MacLaughlin
- Superconductivity and Magnetism in Organic Materials Studied with μ SR Francis Pratt
- Quest for the Origin of Heavy Fermion Behavior in d -Electron Systems Masanori Miyazaki, Ichihiro Yamauchi, and Ryosuke Kadono
- Recent μ SR Studies of Insulating Rare-Earth Pyrochlore Magnets Pierre Dalmas de Réotier, Alexander Maisuradze, and Alain Yaouanc
- Spintronic and Electronic Phenomena in Organic Molecules Measured with μ SR Ke Wang, Leander Schulz, Maureen Willis, Sijie Zhang, Alston J. Misquitta, and Alan J. Drew
- Study on Hydrogen Storage Materials..... Jun Sugiyama
- Electronic Structure of Hydrogen Donors in Semiconductors and Insulators Probed by Muon Spin Rotation Koichiro Shimomura and Takashi U. Ito
- Toward the Computational Prediction of Muon Sites and Interaction Parameters Pietro Bonfà and Roberto De Renzi
- Non-destructive Elemental Analysis Using Negative Muon Michael K. Kubo
- Visualization of the Internal Structure of Volcanoes with Cosmic-ray Muons Hiroyuki K. M. Tanaka

LETTERS

General

- One-Way Diffusion of Ionic Liquids in a Mixing Process with Water Noriko Oikawa, Daiki Tahara, and Rei Kurita
- Gases, plasmas, electric discharges, and beams*
- Changes of Particle Flux during End-Plate Biasing Experiment in PANTA Fumiyoshi Kin, Takuma Yamada, Shigeru Inagaki, Yoshihiko Nagashima, Hiroyuki Arakawa, Tatsuya Kobayashi, Yudai Miwa, Naohiro Kasuya, Makoto Sasaki, Yusuke Kosuga, Akihide Fujisawa, Kimitaka Itoh, and Sanae-I. Itoh
- Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties*
- Theory of Orbital Susceptibility on Excitonic Insulator Hiroyasu Matsuura and Masao Ogata
- Compressed Sensing in Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy for Observation of Quasi-Particle Interference Yoshinori Nakanishi-Ohno, Masahiro Haze, Yasuo Yoshida, Koji Hukushima, Yukio Hasegawa, and Masato Okada
- Pairing Symmetry Studied from Impurity Effects in the Undoped Superconductor $T'-La_{1.8}Eu_{0.2}CuO_4$ Koki Ohashi, Takayuki Kawamata, Tomohisa Takamatsu, Tadashi Adachi, Masatsune Kato, and Yoji Koike

FULL PAPERS

General

- Classical Monte Carlo Study for Antiferro Quadrupole Orders in a Diamond Lattice..... Kazumasa Hattori and Hirokazu Tsunetsugu
- Exact Realization of a Quantum-Dimer Model in Heisenberg Antiferromagnets on a Diamond-Like Decorated Lattice Yuhei Hirose, Akihide Oguchi, and Yoshiyuki Fukumoto
- Molecular Dipole Osmosis Based on Induced Charge Electro-Osmosis ...

- Hideyuki Sugioka
- Optical Tweezers Analysis of Double-Stranded DNA Denaturation in the Presence of Urea Chunli Zhu and Jing Li
- Nuclear physics*
- Energy and Mass-Number Dependence of Hadron-Nucleus Total Reaction Cross Sections Akihisa Kohama, Kei Iida, and Kazuhiro Oyamatsu
- Atomic and molecular physics*
- Transfer Excitation Processes Observed in N^{3+} -He and O^{3+} -He Collisions at $E_{lab} = 33$ eV Yoh Itoh
- Electromagnetism, optics, acoustics, heat transfer, classical mechanics, and fluid mechanics*
- Effect of Central Metal on Nonlinear Optical Properties of Porphyrins and Their Graphene Composites Jian-Cai Leng, Li-Yun Zhao, Yu-Jin Zhang, and Hong Ma
- Gases, plasmas, electric discharges, and beams*
- Variation of Magnetic Fluctuation due to Gas Puffing in Edge Region of Reversed-Field Pinch Plasma..... Kiyoyuki Yambe, Yoichi Hirano, Hajime Sakakita, and Haruhisa Koguchi
- Study of Reversed Shear Alfvén Eigenmodes with Down Sweeping Frequency in HL-2A Experiment at $q_{min} \sim 1$ Xianmei Zhang, Wei Chen, Limin Yu, Zheng-Mao Sheng, Erbing Xue, and the HL-2A team
- Impact of Stationary Direct Current in the Central Solenoidal Coil on Tokamak Plasma Formation by Non-induction Heating Osamu Watanabe
- On Magnetic Signals of a Large-Scale Quasi-electrostatic Perturbation ... Kimitaka Itoh, Sanae-I. Itoh, Katsumi Ida, and Yusuke Kosuga
- Condensed matter: structure and mechanical and thermal properties*
- Irreversible Heating Measurement with Microsecond Pulse Magnet: Example of the α - θ Phase Transition of Solid Oxygen Toshihiro Nomura, Yasuhiro H. Matsuda, Shojiro Takeyama, and Tatsuo C. Kobayashi
- Intrinsic Proton NMR Studies of $Mg(OH)_2$ and $Ca(OH)_2$ Yutaka Itoh and Masahiko Isobe
- Calorimetry Study of the Phase Diagrams of $EuNi_2Ge_2$ and $Eu_2Ni_3Ge_5$ under Pressure Sankaran Esakki Muthu, Daniel Braithwaite, Bernard Salce, Ai Nakamura, Masato Hedo, Takao Nakama, and Yoshichika Onuki
- Surface Scattering Effect and the Stripe Order in Films of the Superfluid 3He B Phase..... Kazushi Aoyama
- Tunneling Motion and Antiferroelectric Ordering of Lithium Cations Trapped inside Carbon Cages..... Shinobu Aoyagi, Akio Tokumitsu, Kunihisa Sugimoto, Hiroshi Okada, Norihisa Hoshino, and Tomoyuki Akutagawa
- Application of Extended Smoluchowski Equations to Formation of Silver Nanoclusters Generated by Direct Current Magnetron Sputtering Source Chuhang Zhang and Yuanxin Feng
- Condensed matter: electronic structure and electrical, magnetic, and optical properties*
- Metal-Insulator Transition of the New One-Dimensional Organic Conductors with Complete Uniform Stacks: $(DMEDO-TTF)_2X$ ($X = ClO_4$ and BF_4) Shohei Kumeta, Tadashi Kawamoto, Takashi Shirahata, Yohji Misaki, and Takehiko Mori
- Microscopic Examinations of Co Valences and Spin States in Electron-Doped $LaCoO_3$ Keisuke Tomiyasu, Syun-Ichi Koyama, Masanori Watahiki, Mika Sato, Kazuki Nishihara, Yuki Takahashi, Mitsugi Onodera, Kazuki Iwasa, Tsutomu Nojima, Hiroyuki Nojiri, Jun Okamoto, Di-Jing Huang, Yuuichi Yamasaki, Hironori Nakao, and Youichi Murakami
- Electronic Structure of $EuAl_4$ Studied by Photoelectron Spectroscopy Masaaki Kobata, Shin-ichi Fujimori, Yukiharu Takeda, Tetsuo Okane, Yuji Saitoh, Keisuke Kobayashi, Hiroshi Yamagami, Ai Nakamura, Masato Hedo, Takao Nakama, and Yoshichika Onuki
- Statistical Analysis of the Figure of Merit of a Two-Level Thermoelectric System: A Random Matrix Approach..... Adel About, Henni Ouerdane, and Christophe Goupil
- Strong Bilayer Coupling Induced by the Symmetry Breaking in the Monoclinic Phase of BiS_2 -Based Superconductors Masayuki Ochi, Ryosuke Akashi, and Kazuhiko Kuroki
- Synthesis and Superconducting Properties of a Hexagonal Phosphide $ScRhP$ Takumi Inohara, Yoshihiko Okamoto, Youichi Yamakawa, and Koshi Takenaka

Nonequilibrium Pump-Probe Photoexcitation as a Tool for Analyzing Unoccupied Equilibrium States of Correlated Electrons Youhei Yamaji and Masatoshi Imada

Field-Induced Quantum Phase Transitions in $S = 1/2$ J_1 - J_2 Heisenberg Model on Square Lattice Katsuhiro Morita and Naokazu Shibata

Local Structural Analysis of Half-Metallic Ferromagnet CrO_2 Katsuaki Kodama, Kazutaka Ikeda, Masahiko Isobe, Hikaru Takeda, Masayuki Itoh, Yutaka Ueda, Shin-ichi Shamoto, and Toshiya Otomo

Topological Domain Wall and Valley Hall Effect in Charge Ordered Phase of Molecular Dirac Fermion System α -(BEDT-TTF) $_2$ I $_3$ Genki Matsuno, Yukiko Omori, Takaaki Eguchi, and Akito Kobayashi

Chemical Trend of Superconducting Critical Temperatures in Hole-Doped CuBO_2 , CuAlO_2 , CuGaO_2 , and CuInO_2 Akitaka Nakanishi, Hiroshi Katayama-Yoshida, Takahiro Ishikawa, and Katsuya Shimizu

Glassy Behavior and Isolated Spin Dimers in a New Frustrated Magnet $\text{BaCr}_{9p}\text{Ga}_{12-9p}\text{O}_{19}$ Junjie Yang, Anjana M. Samarakoon, Kyun Woo Hong, John R. D. Copley, Qingzhen Huang, Alan Tennant, Taku J. Sato, and Seung-Hun Lee

Superconductivity and Non-Fermi-Liquid Behavior in the Heavy-Fermion Compound $\text{CeCo}_{1-x}\text{Ni}_x\text{In}_5$ Ryo Otaka, Makoto Yokoyama, Hiroaki Mashiko, Takeshi Hasegawa, Yusei Shimizu, Yoichi Ikeda, Kenichi Tenya, Shota Nakamura, Daichi Ueta, Hideki Yoshizawa, and Toshiro Sakakibara

Ferromagnetic Clouds Caused by Hole Motion in a One-Dimensional t - J Model Kazuhiro Sano and Ken'ichi Takano

Finite-Size Scaling Analysis of the Conductivity of Dirac Electrons on a Surface of Disordered Topological Insulators Yositate Takane

Bayesian Analysis of an Excitonic Absorption Spectrum in a Cu_2O Thin Film Sandwiched by Paired MgO Plates Kazunori Iwamitsu, Shingo Aihara, Masato Okada, and Ichiro Akai

Effects of Mn Substitution on the Thermoelectric Properties and Thermal Excitations of the Electron-doped Perovskite $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{TiO}_3$ Tetsuji Okuda, Hiroto Hata, Takahiro Eto, Shogo Sobaru, Ryosuke Oda, Hiroki Kaji, Kousuke Nishina, Hideki Kuwahara, Mitsutaka Nakamura, and Ryoichi Kajimoto

Field-Enhanced Kondo Correlations in a Half-Filling Nanotube Dot: Evolution of an $\text{SU}(N)$ Fermi-Liquid Fixed Point Yoshimichi Teratani, Rui Sakano, Ryo Fujiwara, Tokuro Hata, Tomonori Arakawa, Meydi Ferrier, Kensuke Kobayashi, and Akira Oguri

Cross-disciplinary physics and related areas of science and technology

Aggregation Dynamics Using Phase Wave Signals and Branching Patterns Hidetsugu Sakaguchi and Takuma Kusagaki

Active Vector Separation Using Induced Charge Electro-osmosis with Polarizable Obstacle Arrays Hideyuki Sugioka

Morphology Effect on Proton Dynamics in Nafion[®] 117 and Sulfonated Polyether Ether Ketone Jun Xing Leong, Wilson Agerico Diño, Azizan Ahmad, Wan Ramli Wan Daud, and Hideaki Kasai

SHORT NOTES

First-Principles Study of Effects of Boron on Magnetic Anisotropy in $\text{MgO}/\text{CoFe}(\text{B})/\text{X}$ ($X = \text{Ru}, \text{Ta}$) Systems Shugo Suzuki, Masashi Shiota, and Yasushi Fukuchi

Progress of Theoretical and Experimental Physics

Vol. 2016, No. 7, 2016

Special Section

Nambu, A Foreteller of Modern Physics II

Editorial Norisuke Sakai

Message

Nambu, at the beginning Steven Weinberg

Papers

Personal recollections on chiral symmetry breaking

..... Makoto Kobayashi

Yoichiro Nambu: remembering an unusual physicist, a mentor, and a friend G. Jona-Lasinio

Yet another symmetry breaking to be discovered M. Yoshimura

Some reminiscences from a long friendship Lars Brink

Travels with Nambu Pierre Ramond

Nambu at work Peter G. O. Freund

Personal recollections, 1945-1960 Toichiro Kinoshita

Papers

Theoretical Particle Physics

Triangle-hinge models for unoriented membranes

..... Masafumi Fukuma, Sotaro Sugishita, and Naoya Umeda

Massive higher spin fields in curved spacetime and necessity of non-minimal couplings

..... Masafumi Fukuma, Hikaru Kawai, Katsuta Sakai, and Junji Yamamoto

The Kerr/fluid duality and the singularity of solutions to the fluid equation Ippei Fujisawa and Ryuichi Nakayama

Causal dynamical triangulation of a 3D tensor model

..... Hiroshi Kawabe

Anomaly-free multiple singularity enhancement in F-theory

..... Shun'ya Mizoguchi and Taro Tani

Trilinear gauge boson couplings in the gauge-Higgs unification

..... Yuki Adachi and Nobuhito Maru

Component versus superspace approaches to $D=4$, $N=1$ conformal supergravity

..... Taichiro Kugo, Ryo Yokokura, and Koichi Yoshioka

De Sitter thin brane model Masato Nishi

On discrete gauge symmetries in the trification model

..... R. Ahl Laamara, M. Drissi El Bouzaidi, S. E. Ennadifi, and S. Nassiri

The Yang-Mills gradient flow and lattice effective action

..... Ryo Yamamura

Nuclear Physics

Functional renormalization group analysis of the soft mode at the QCD critical point

..... Takeru Yokota, Teiji Kunihiro, and Kenji Morita

The equation of state of neutron star matter based on the G -matrix and observations Ngo Quang Thin and Shoji Shinmura

Experimental Astrophysics

GRAINE 2015, a balloon-borne emulsion γ -ray telescope experiment in Australia Satoru Takahashi et al.

Beam Physics

Characterization techniques for fixed-field alternating gradient accelerators and beam studies using the KURRI 150 MeV proton FFAG

..... S. L. Sheehy et al.

日本物理学会 賛助会員

日本物理学会の賛助会員は下記の通りです。ここに社名・団体名・氏名を掲載し、感謝の意を表します。(2016年9月1日現在、50音順、敬称略。)

(株) IHI	(株) サイエンス社	日本カンタム・デザイン(株)
IOP 英国物理学会出版局	酒井比呂志	日本原子力研究開発機構
(株) アイズファクトリー	(株) サムウエイ	東海研究開発センター
(株) アグネ技術センター	JFE スチール研究所	日本電気(株)
旭化成(株) 研究・開発本部	シエンタ オミクロン(株)	日本電子(株)
旭硝子(株)	(株) 島津製作所	日本電信電話(株) 物性科学基礎研究所
アステック(株)	シュプリングー・ジャパン(株)	(株) 日本評論社
アルバック・クライオ(株)	(株) 裳華房	日本分光(株)
(株) 岩波書店	新電元工業(株)	パナソニック(株)
(株) ウィズウィグ	新日鐵住金(株) 技術開発本部	浜松ホトニクス(株) 電子管事業部
ウシオ電機(株) R & D 本部	新日鐵住金(株) 技術開発本部	(株) 日立製作所
エア・ウォーター(株)	尼崎研究開発センター	(株) 富士通研究所
大井勝代	住友金属鉱山(株)	富士電機(株)
岡山県庁	セイコー・イージーアンドジー(株)	富士フイルム(株)
オックスフォード・インストゥルメンツ(株)	ソニー(株)	物質・材料研究機構
オリンパス(株)	ソニーセミコンダクタソリューションズ(株)	松岡昂臣
(株) 科学技術社	(株) ダイナコム	丸善雄松堂(株)
科学技術振興機構	太陽日酸(株) 技術本部	学術情報ソリューション事業部
カクタス・コミュニケーションズ(株)	太陽誘電(株)	丸善出版(株)
キャノン(株)	TDK(株) 技術企画部	みずほ銀行新橋支店
共立出版(株)	(一財) 電力中央研究所材料科学研究所	三井金属鉱業(株) 機能材料事業本部
Crimson Interactive Pvt. Ltd.	(株) 東芝	三菱電機(株) 先端技術総合研究所
(株) クリムゾンインタラクティブ・ジャパン	東ソー(株) 東京研究センター	(株) 村田製作所
(株) 計算流体力学研究所	東レ(株)	ヤフー(株)
小池酸素工業(株)	トーヨー企画(株)	(株) リガク
(株) 神戸製鋼所技術開発本部	(株) トヤマ	(株) リコー中央研究所
(株) 国際文献社	(株) 豊田中央研究所	量子科学技術研究開発機構
(一財) 小林理学研究所	仁木工芸(株)	関西光科学研究所
小宮山印刷工業(株)	(株) ニコン	ロックゲート(株)
(株) コンカレントシステムズ	ニチコン(株)	他3社
(株) コンポン研究所	日本ガイシ(株)	

以上90 賛助会員

日本物理学会のホームページにも賛助会員を掲載しています。 <http://www.jps.or.jp/outline/sanjokaiin.html>
そこから各会社・団体のホームページにリンクを張ってあります。

日本物理学会は賛助会員を募集しています。詳しくはホームページをご覧ください。