

日本物理学会誌

- 固体量子情報の長距離移送と量子電子光学実験への挑戦
- ジャイロ運動論による磁化プラズマ乱流の研究

BUTSURI

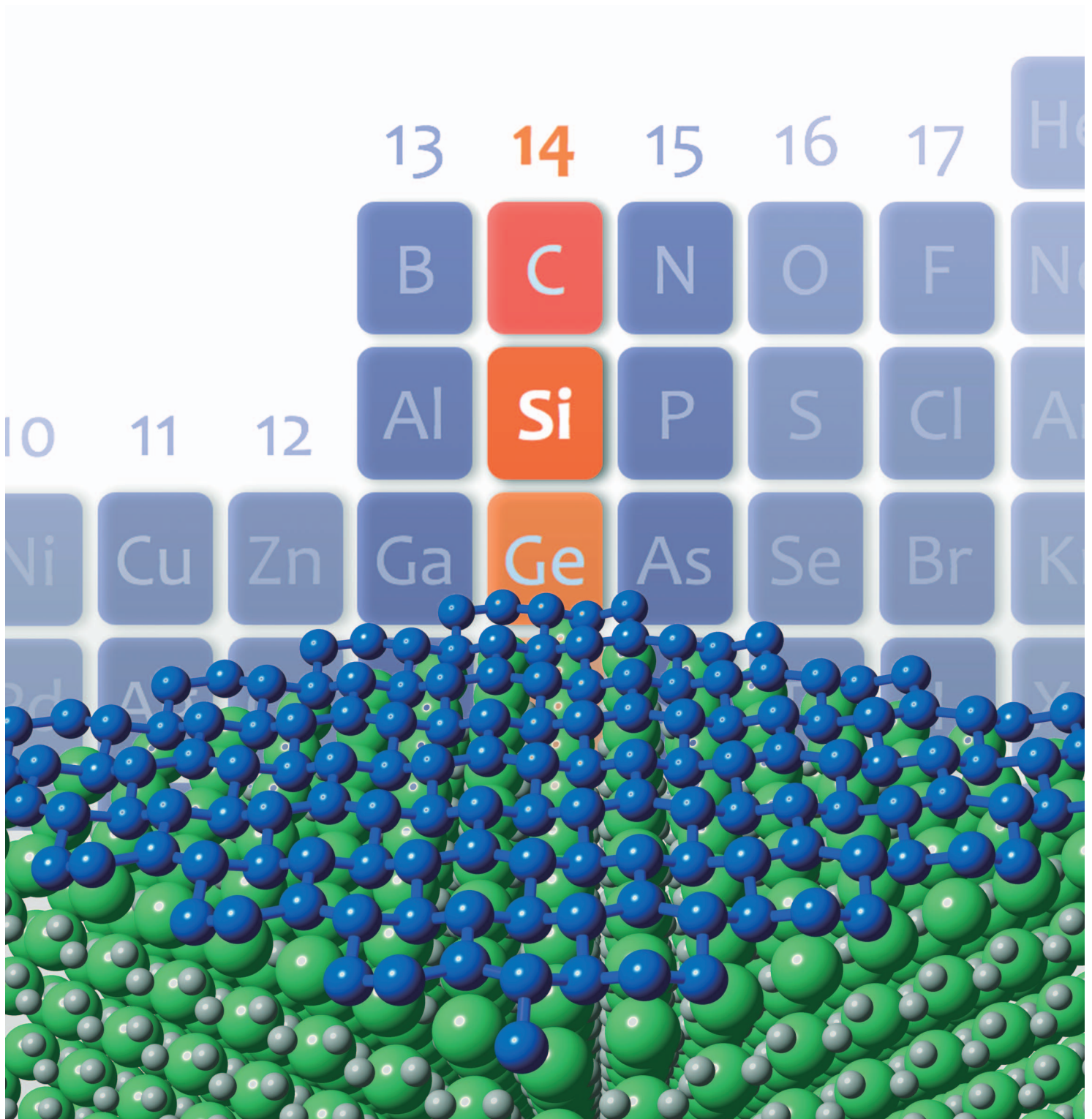
第68巻 第5号(通巻 761号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成25年5月5日発行 毎月5日発行

2013 VOL. 68 NO.

5



口絵：今月号の記事から		283
巻頭言	アジアの時代	本林 透 287
解 説	固体量子情報の長距離移送と量子電子光学実験への挑戦 口絵	
	山本倫久, 高田真太郎, 樽茶清悟	288
	ジャイロ運動論による磁化プラズマ乱流の研究—核融合から宇宙 まで— 口絵	洲鎌英雄, 渡邊智彦 296
最近の研究から	シリセン：ケイ素で出来たグラフェン？	
	高村(山田)由起子, アントワーン・フロランス, ライナー・フリードライン, 尾崎泰助	305
	ナノカーボンの原子スケールの剥離と接着 口絵	三浦浩治, 佐々木成朗 309
	相変化光記録膜材料のコヒーレントフォノン分光と超高速光誘起構造 変化 口絵	長谷宗明, 牧野孝太郎, 富永淳二 314
	強磁性遷移金属における磁性の電界制御	千葉大地, 小野輝男 318
JPSJの最近の注目論文から	1月の編集委員会より	安藤恒也 323
談話室	統計力学の新しい教え方	佐宗哲郎 325
	質問する学生達を育てる, 英語版本を海外出版する	八木浩輔 326
新著紹介		328
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	331
行事予定		335
会 告	■会費納入のお願いと未納者への雑誌発送停止のお知らせ ■2013年秋季大会講演募 集について ■平成25年度東レ科学技術賞および東レ科学技術研究助成の候補者推薦 について ■2013年4月1日付新入会者	339
本会記事	■日本物理学会第18回論文賞授賞論文	340
本会関係欧文誌目次		343

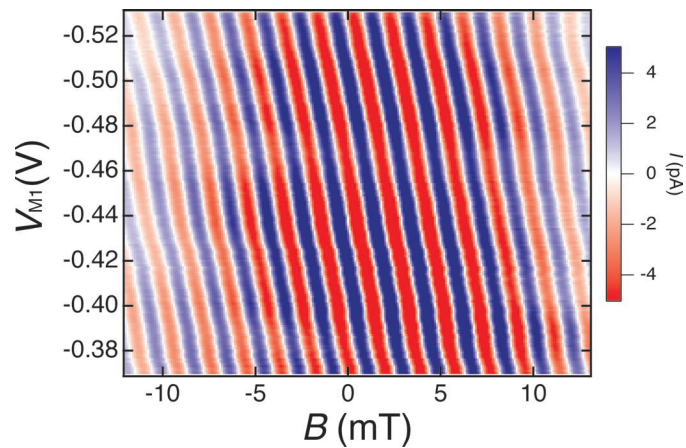
表紙の説明 グラフェンに代表される一原子厚みの二次元物質が今注目を集めている。グラフェンのSi版であるケイ素の蜂の巣構造シート「シリセン (silicene)」もその仲間だが、長らく理論上の存在にとどまっていた。というのも、ケイ素は周期表で炭素のすぐ下に位置するが、黒鉛構造のケイ素の存在が確かめられたことがなかったからである。ところが最近、二ホウ化ジルコニウム上にエピタキシャルにシリセンが形成されることが実験的に明らかになった。図中の結晶構造は、その実験結果を総合して構築されたモデルをもとに第一原理計算を行って得られたものである。詳細は本号に掲載されている高村(山田)由起子氏らの「最近の研究から」記事を参照のこと。

Graphic Page	283
Editorial	
<i>The Age of Asia</i>	Tohru Motobayashi 287
<hr/>	
Reviews	
<i>Quantum Information Transfer over a Long Distance and Attempts for Quantum Electron Optics</i>	Michihisa Yamamoto, Shintaro Takada and Seigo Tarucha 288
<i>Studies of Turbulence in Magnetized Plasmas Based on Gyrokinetic Theory: From Fusion to Space</i>	Hideo Sugama and Tomohiko Watanabe 296
Current Topics	
<i>Silicene: Graphene Made of Silicon Atoms?</i>	Yukiko Yamada-Takamura, Antoine Fleurence, Rainer Friedlein and Taisuke Ozaki 305
<i>Atomic-Scale Exfoliation and Adhesion of Nano-Carbon</i>	Kouji Miura and Naruo Sasaki 309
<i>Coherent Phonon Spectroscopy and Photo-Induced Ultrafast Phase Transition in Phase-Change Optical Data Storage Media</i>	Muneaki Hase, Kotaro Makino and Junji Tominaga 314
<i>Electric Field Control of Ferromagnetism on Transition Metals</i>	Daichi Chiba and Teruo Ono 318
<hr/>	
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando 323
Forum	
<i>Novel Method for Teaching Statistical Mechanics</i>	Tetsuro Saso 325
<i>Educate Students Active in Questioning. Publish English Textbooks from Foreign Publishers.</i>	Kohsuke Yagi 326
Book Reviews	328
<hr/>	
Notice Board	331
<hr/>	
JPS Announcements	339
JPS News	340

解説 「固体量子情報の長距離移送と量子電子光学実験への挑戦」 p.288

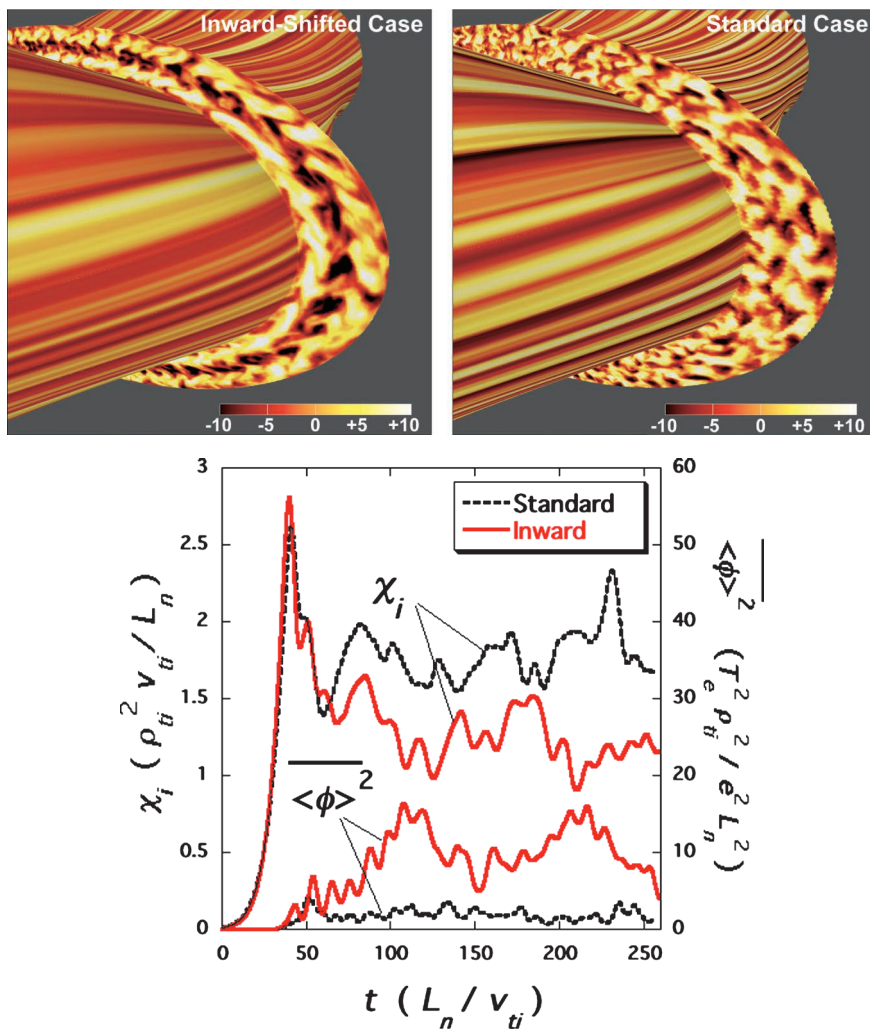


電子顕微鏡写真を元で作成した半導体2経路干渉計のイメージ図。二次元電子系を有する半導体表面にゲート電極を配することにより、一次元細線からなる経路が2つ形成されている（ゲート電極に挟まれた領域が経路となっている）。一方の細線（経路）に電子（青色の球）を注入すると、電子がトンネル結合領域（2つの細線が細いゲート電極によって隔てられている領域）を伝播する際に電子の存在確率分布が両方の経路中に広がる。そして、経路によって異なる位相を獲得した後、再び別のトンネル結合領域において干渉する。その結果、出口での電子の存在確率分布は、各経路において電子が獲得する位相の差やトンネル結合の強さの関数として、2つの経路間で振動する。電子がどちらの経路に存在するかを飛行量子ビットとして定義すると、その状態を電氣的に任意に操作できる。

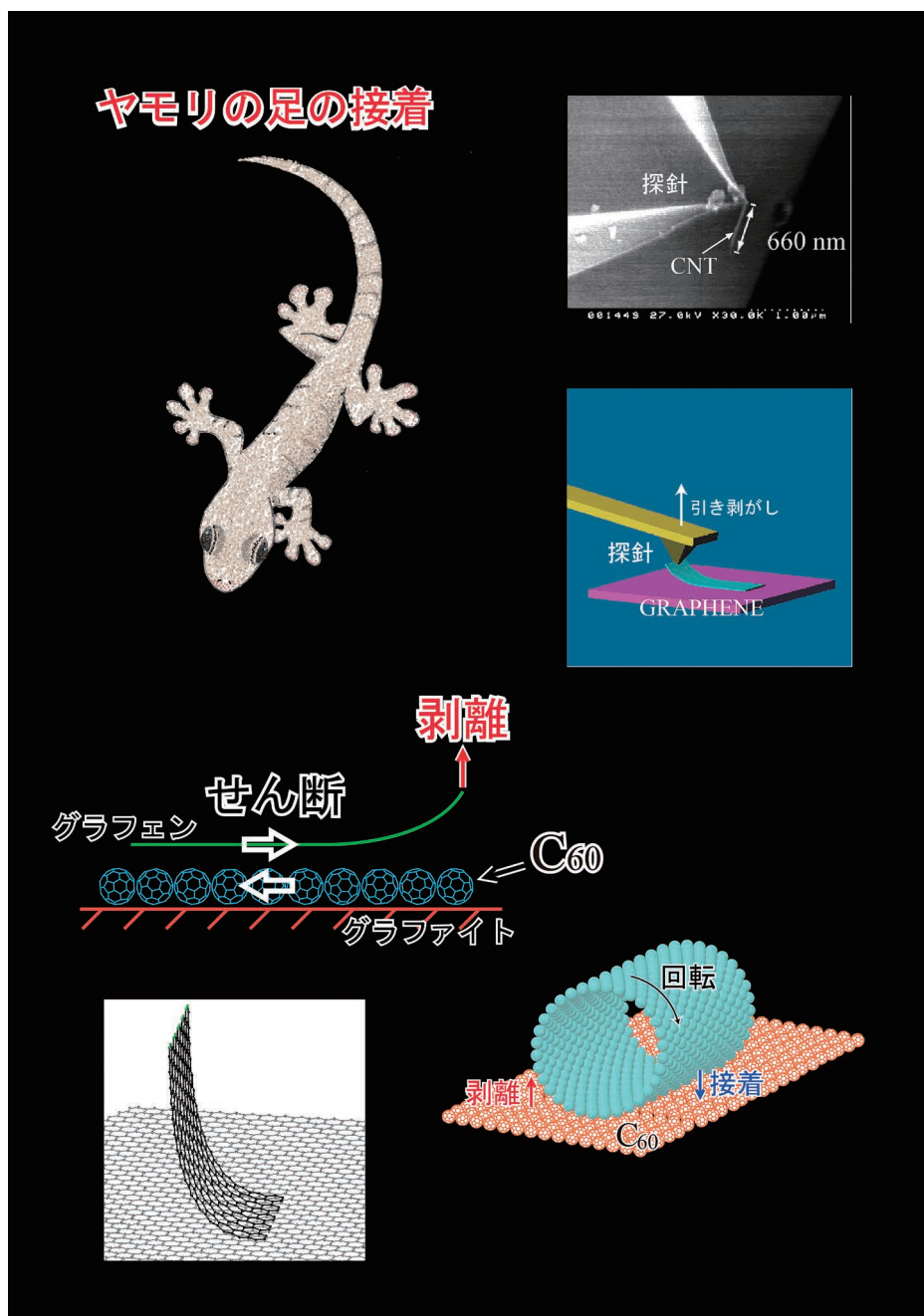


2経路干渉計で観測される干渉パターン。どちらの経路から電子が出てくるかを青と赤で示した。磁場 B とゲート電圧 V_{M1} に対して位相が一樣に滑らかに変化していることなどから2経路干渉であることが確認できる（本文図3参照）。

核融合装置や宇宙空間中に普遍的に存在するプラズマの物理的性質は、背景に存在する磁場により大きな影響を受ける。このような磁化プラズマにおける微視的な不安定性や乱流現象を記述するための理論モデルがジャイロ運動論である。ジャイロ運動論では、磁力線の回りの粒子の旋回(ジャイロ)運動に関わる角変数について粒子分布関数を平均化することにより、取り扱う位相空間の次元を減らすことができるため、理論・シミュレーション解析が容易となる。しかも、複雑な形状を持つ背景磁場の下での粒子軌道、ランダウ減衰等の波動-粒子共鳴相互作用や有限ジャイロ半径等の重要な運動論的効果を正確に取り扱うことができ、核融合プラズマの乱流輸送や宇宙プラズマ乱流スペクトル解析の分野で、ジャイロ運動論に基づく理論・シミュレーション研究が盛んに行われるようになった。



GKVコードを用いたジャイロ運動論的シミュレーションにより得られた大型ヘリカル装置(LHD)の標準磁場配位(上右図)と内寄せ磁場配位(上左図)におけるイオン温度勾配(ITG)乱流の静電ポテンシャルの構造および乱流イオン熱拡散係数 χ_i ・带状流ポテンシャルの平均二乗振幅 $\langle \phi \rangle^2$ の時間発展(下図)。標準配位に比べてリップル捕捉粒子のドリフトによる分極効果の弱い内寄せ磁場配位において、より強い带状流が生成されると同時に、ITG乱流によるイオン熱輸送が低減される。[上図、下図はそれぞれ文献36, 38より許可を得て転載: Copyright (2008) by the American Physical Society (<http://prl.aps.org/abstract/PRL/v100/i19/e195002>), Copyright (2006) by the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research (http://www.jspf.or.jp/PFR/PFR_articles/pfr2008/pfr2008_03-041.html)]



本号，三浦浩治，佐々木成朗氏による「最近の研究から」欄に関連する剥離・接着過程の図解。

左上図のヤモリは，足裏と壁の間に働くファンデルワールス力を利用して，剥離・接着過程を繰り返して壁を這い回る．右上図はカーボンナノチューブを取り付けた原子間力顕微鏡（AFM）探針の走査電子顕微鏡像，その真下はAFM探針によるグラフェンシートの引き剥がしのイメージ図．中段はC₆₀/グラフェン界面におけるグラフェンの剥離に伴うせん断過程，右下は基板上的カーボンナノチューブの転がりに伴う剥離・接着過程のイメージ図．左下図はグラフェンシートのグラファイト基板からの剥離・接着シミュレーションのスナップショット．

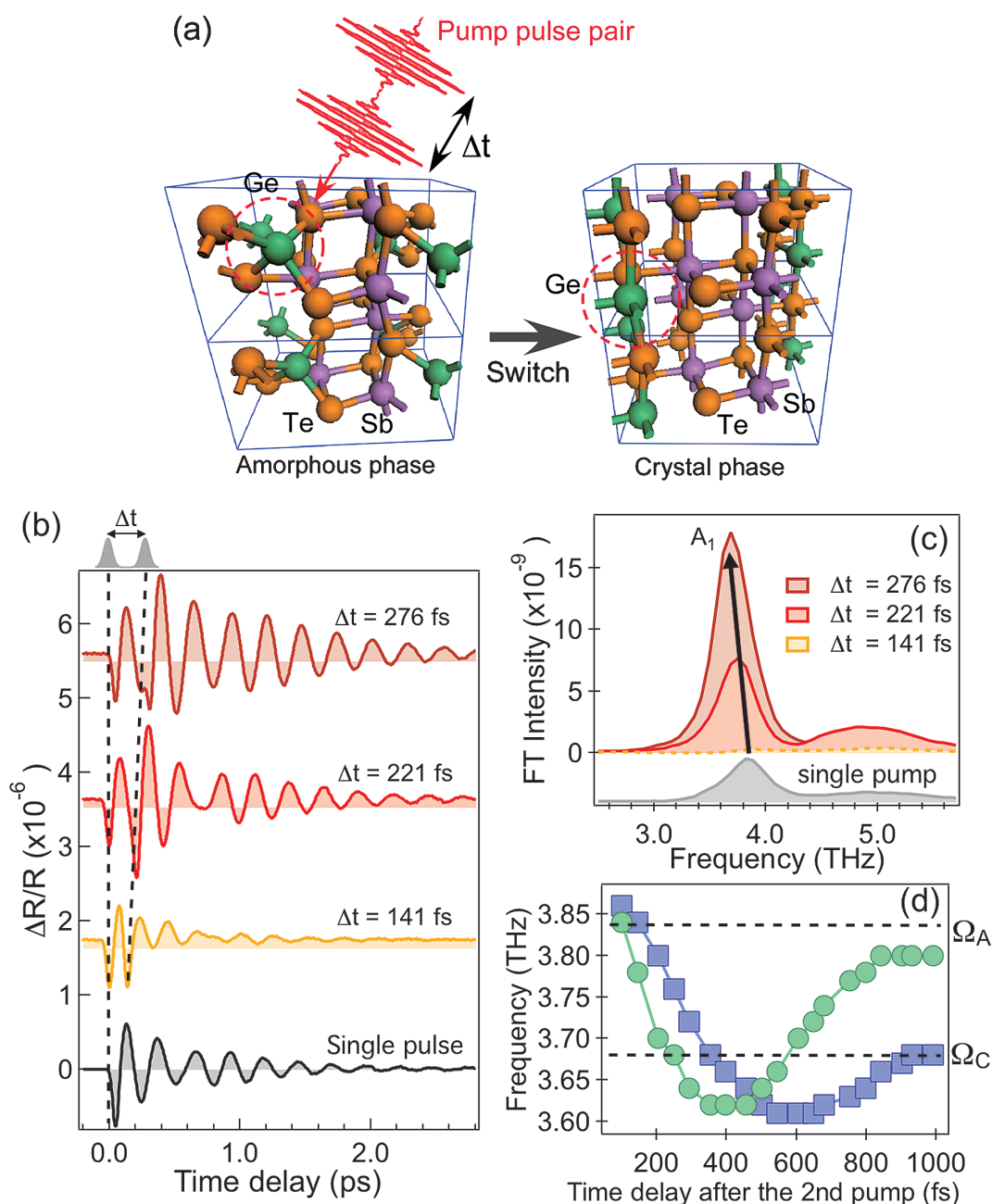


図 (a) は、時間差 Δt のダブルパルス光による励起を行い、アモルファス相（局所構造は GeTe_4 ）から結晶相（局所構造は GeTe_6 ）へと相変化を起こす概念図であり、結晶構造は第一原理計算によるものである。丸い点線は、相変化における Ge 原子の変位を示す。

図 (b) は、シングルパルスおよびダブルパルス励起の場合のプロープパルス光の反射率変化の時間発展である。振動成分は、 A_1 モードに対応するコヒーレントフォノン信号である。この反射率変化のフーリエ変換スペクトルを図 (c) に示す。 A_1 モードの周波数は、ダブルパルスの時間間隔が $\Delta t = 276$ fs の場合に大きく低周波数側にシフトすることが分かる。図 (d) の四角と丸は、それぞれ図 (b) のダブルパルス励起 ($\Delta t = 276$ fs)、シングルパルス励起の時間波形に対するウェーブレット変換により求められた A_1 モード周波数の時間発展を示す。ダブルパルス励起の場合のみ、約 1,000 fs (= 1 ps) の時間をかけて、アモルファス相の周波数 Ω_A (3.84 THz) から結晶相の周波数 Ω_C (3.68 THz) までシフトしている（相変化を起こしている）ことが分かる。

アジアの時代

本林 透* (広報委員長)

「アジアの時代」と言われる。例えば、何かと行き詰まり気味なヨーロッパやアメリカをよそ目に、アジア経済の成長が著しい、と、確かに内閣府の統計資料によると、2002年から2011年までの10年間における国内総生産(GDP)の伸びは、欧米が5割内外であるのに比べ、中国の約5倍を筆頭にアジア諸国の多くでは2倍を超えている。躍進するアジア (rising Asia) である。

このように書いていて、アジアに日本を入れないで考えていることに気づく。必ずしも脱亜入欧の遺伝子のせい、というわけでもなさそうだ。上に挙げたGDPの伸びで見ると、日本はアメリカ、ヨーロッパの側である。一方、一人当たりのGDPで見ると、シンガポール(実は日本より上)を除いて、日本は未だにアジアの中では高く、韓国の約2倍、中国の約8倍である。日本はアジアの中では特異であり、どうしても別に考えてしまうのだろう。なお、アジアには、中国よりも一人当たりのGDPがもっと小さい国が多数あるのに対し、EU諸国内での違いは概ね2倍程度である。後で述べる共通のプラットフォームをアジアで作るのが難しい理由の一つであろう。

翻って、物理学の世界ではアジアはどうだろうか。「理」のみではなく「物」が大切であると看破し、physicsに以前の窮理学に代えて物理学をあてたのは既に明治時代である。日本は一足先に物理学を「血肉化」し、その後の発展により、アジアでは抜きん出た存在となったと言ってよいだろう。アジア太平洋物理学会連合(AAPPS)は、アジア・オセアニア地域の物理学の発展

を目指して30年前に設立された各国・地域の物理学会による連合組織である。しかし、その活動はこの間必ずしも活発だったとは言えないようである。全体にアジアのレベルが十分ではなかったと考えてよいだろう。

2011年に永宮正治元物理学会会長がAAPPS会長に就任した。それを機に、最近アジア各国・地域の物理学会や研究者と接することが増えた。その中で感じるのは、一種の「熱」である。最近の経済的な発展を反映して、加速器などの研究装置の整備も進みだし、将来計画も目白押しである等、今後の発展を目指す気運が感じられる。もはや「日本が抜きん出ている」とは言えないのかもしれないし、今後は協力の拡大によって「日本を含んだアジア」が研究活動のプラットフォームの一つとなってゆくかもしれない。実際、永宮会長の努力もあり、少数のリーダーのみが率いていた時代から転換し、AAPPSの運営にも一種の近代化が進んでいる。

いろいろな機会に周知されているように7月14日~19日に幕張(千葉)で第12回アジア太平洋物理会議(12th Asia Pacific Physics Conference - APCC12)を開催する。AAPPSの最も重要な活動であり、物理学会と応用物理学会の共催である。今アジアには「熱」があるので、APCC12では物理学研究における「アジアの躍進」を示すことができると期待している。また、期間内に行われるASEPS(ASia-Europe Physics Summit)では、ヨーロッパ物理学会(EPS)とAAPPSの共催で、両地域の協力の可能性を探る。EPSは既に連合体として確立しており、活性化が進んだとはいえ未だ多くの課題をかかえるAAPPSの側には、今後の活動のため

にも学ぶところが多いと期待される。APCC12への多数の参加をお願いしたい。

もう一つアジアの物理学会と接してわかったのは、広い意味での広報に関することである。アジアを眺めてみると、物理学そのものを広報することを旨としている学会も多い、ということである。例えば、シンガポールの物理学会は、一般の人達の物理学の知識と興味を高めることを目標にあげている。我々の学会も目的に「物理学の進歩普及を図り、もって学術の発展に寄与する」とうたっており、各種の関連企画を行っているが、各学会での活動も知りたいところである。

フィリピン物理学会は、物理学者だけではなく、教師、学生、さらに物理ファン(physics enthusiasts)を会員として想定している。他にも韓国物理学会など、高校等の教師や学生の会員を多く抱えている学会がある。日本物理学会は、どちらかというとも大学や研究所の物理研究者が主体であるが、理事会は重要性を認識し、教師や学生に会員を拡大する方策を検討しはじめた。これは、学会の財政基盤としての会員数増加、物理学研究への動機付け、という実質的な意味を持つが、物理学の広報の強化につながることも考えられる。

もちろん、物理学会の活動を広く知らせるための広報も大切である。今年はパンフレットを新しいものにした。表紙フォルダーには、高エネルギー物理学研究所のBファクトリーで観測された素粒子反応の飛跡をあしらい、その中に活動内容を記したシートをはさむ形とした。機会があれば活用していただきたい。

(2013年3月11日原稿受付)

* AAPPS担当理事、APCC12組織委員会副委員長

固体量子情報の長距離移送と量子電子光学実験への挑戦

山本 倫久 (東京大学大学院工学系研究科 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)
 高田 真太郎 (東京大学大学院工学系研究科 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)
 樽茶 清悟 (東京大学大学院工学系研究科 113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

アハロノフ・ボーム効果を始めとする量子干渉効果が確認されるようになって以来、伝播する電子の波としての性質を利用した量子デバイスの開発は、長年にわたって固体物理の代表的な話題として世界中で研究が進められてきた。しかし、固体電子系の量子干渉効果に多経路干渉や電子間相互作用などの寄与が複雑な形で現れることが明らかになるにつれ、伝播する電子が個々に保持する量子力学的な情報を伝送したり制御したりすることは困難な課題と認識されるようになった。本稿では、これらの課題を克服して伝播する電子の持つ量子情報を伝送・制御する新しい技術や、それを用いて単一電子単位で量子光学的な実験を行う「量子電子光学実験」について解説する。

1. はじめに

アハロノフ・ボーム (Aharonov-Bohm; AB) 効果¹⁾ 局在効果、普遍的コンダクタンス揺らぎなどに代表される固体中の量子干渉効果は、量子力学に従う電子の性質が電気伝導度などのマクロな測定量に反映されたものである。中でも AB 効果は分岐した細線を伝播する電子が各経路で得る位相差に起因するもので、90年代前後にはこれを用いた量子力学的なデバイス素子の開発が活発に行われた。文字通り、位相という量子の情報をリソースとして利用しようという試みである。しかし、後述するように固体電子系の量子干渉効果には多経路干渉や電子間相互作用などの寄与が複雑な形で現れることが次第に明らかになり、伝播する電子が個々に保持する量子力学的な位相情報の伝達や制御に基づいた量子デバイスの開発は困難であると認識されている。

一方で、微細加工やエレクトロニクスなどの技術的な進歩により、90年代の後半からは、単一電子を量子ドットと呼ばれる微小な箱に閉じ込めて周囲から孤立させ、その量子力学的な状態を精密に制御することが可能になってきた。最近では、その量子状態を積極的に利用する半導体量子情報処理の研究が急速に進展している。半導体量子ドット中の量子ビット (量子計算で情報を構築する単位) は、電子スピンやトンネル結合した2量子ドット中の単一電荷状態などで定義され、他の系と比べて高い集積性が期待されている。ごく最近では、半導体量子ドット系での単一量子ビットの操作²⁻⁵⁾ や2量子ビット間の量子力学的相関 (量子もつれ) の制御⁶⁾ などの基本的な量子演算が実証されるようになってきた。とは言え、閉じ込められた個々の電子間で量子もつれを生成して素子を集積化することはやはり最大の課題である。量子ビット数の増加と共に量子状態の制御が急速に難しくなることから、素子の集積化のためには遠く離れた量子ドット間で量子情報をやり取りする技術が欠かせない。そのためには、固体中を伝播する電子の量子状態を制御する技術の開発が必要になる。

本解説では、こうした現状を打破し、半導体量子情報処

理の研究を次のステップへと進める新しい技術として、半導体基板上を伝播する電子によって量子情報を移送または制御する技術を紹介する。特に、最近著者のグループで開発した二つの技術に焦点を当てる。一つ目は、多経路干渉の寄与を受けずに純粋な2経路干渉計を形成する技術である。⁷⁾ 伝播する電子が2つの経路のどちらに存在するかを量子ビット (飛行量子ビット) として定義すれば、電子を量子ドットに閉じ込めることなく、電子の伝播そのものを用いて量子ビットを電氣的に操作できる。二つ目は、表面弾性波を用いて単一電子を量子ドットから取り出し、周囲の電子から完全に孤立させたまま遠く離れた量子ドットへと移送する技術である。⁸⁾ この技術により、電子間相互作用や後方散乱に伴う量子情報の損失を回避して電子を1個単位で確実に移送できる。

こうした技術は、量子電子光学実験とも言うべき、新しい分野への扉を開くものである。すなわち、光速で伝播する光子を制御する量子光学実験のように、「伝播する電子の量子状態を半導体基板上の電気回路で自在に制御する」という新しい設計思想に基づいて固体量子デバイスを構成できる。量子電子光学実験で用いられる量子電子回路は、量子光学での単一光子源、単一光子検出器にあたる単一電子源、単一電子検出器、そして偏光の代わりとなる電子スピンなど量子光学実験に用いられる基本要素を持ちながら、電子に特有の強い電子間相互作用を利用することができ、原理的に集積化が可能である。

本題に入る前に、量子干渉や量子ドットを用いた量子情報処理について簡単に解説しておく。

2. AB効果と伝播位相測定

量子力学的な効果は、系の寸法に比べてコヒーレンス長が大きい場合に強く現れる。例えば GaAs/AlGaAs ヘテロ界面に形成される二次元電子系では、波動関数としての性質が保持されるコヒーレンス長が希釈冷凍機温度で $10\ \mu\text{m}$ を超えるため、線形伝導領域における干渉効果としてそれを観測することは比較的容易である。では、フェルミ面上

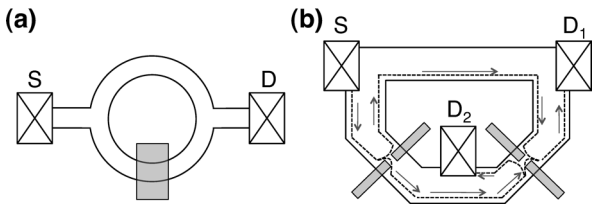


図1 半導体二次元電子を利用した典型的な干渉計。ソース電極(S)からドレイン電極(D)へと電流を注入する。グレーで描かれたのはゲート電極。(a)はAB干渉計。上の経路と下の経路との間の位相差が変化するため、コンダクタンスが磁場の関数として振動する。経路上にゲート電極を配置することによって電子が経路で獲得する位相を変調できる。(b)は量子ホール端状態を利用したマッハツェンダー干渉計。点線で描かれた端チャンネルに後方散乱がないことを利用し、グレーの電極で定義された量子ポイントコンタクトをビームスプリッターとして用いる。ソース電極(S)から注入された電流は、上下のチャンネルの位相差に応じてドレイン電極 D_1 または D_2 へと流れ込む。 D_1 、 D_2 の電流は、磁場の関数として互いに逆位相で振動する。

を伝播する電子の波動関数に含まれる位相情報はどのようにして検出されるのであろうか。

伝播する電子は通過する経路に応じて量子力学的な位相を獲得する。電子の通り道を一次元細線にすれば伝播経路が限定され、電子の獲得する位相はフェルミ波数 k_F を用いて $\int k_F dx$ で表される。そして、位相情報の検出には干渉効果を利用すれば良い。このような目的に最も良く適合する干渉計は、電子の導波路である一次元細線が2本あり、電子が2つの経路を伝播して干渉するような構造である。一方の経路をリファレンスとして用いれば、電子がもう一方の経路で獲得する位相を相対的に読み取ることができる。

図1(a)で表されるABリングは、90年前後にはそうした位相測定に理想的な構造と考えられ、多くの研究者によってこれを用いた電子の伝播位相測定が試みられた。ABリングにおける干渉は、リングの上の経路(↑)と下の経路(↓)で電子が獲得する位相の差 ϕ に依存する。磁場中では、 ϕ にベクトルポテンシャル A を用いて、経路に沿っての積分項 $-(e/\hbar)\oint A dx$ が加わるため、リングを貫く磁束量子の関数として干渉の位相が変化する。¹⁾ 単純のために一様な垂直磁場 B を仮定し、リングの面積を S とすると、位相差は、

$$\phi = \int_1 k_F dx - \int_2 k_F dx - \frac{e}{\hbar} BS \quad (1)$$

で与えられる。従って、リングの両端に取り付けられた端子間の電気伝導度は、 ϕ を反映して磁場 B の関数として周期 h/eS で振動する。これがAB振動である。(1)式によれば、伝播経路における波数ベクトルを変えれば ϕ を変調できる。そこで、経路の波数ベクトルをゲート電圧によって変調し、AB振動の位相を制御する試みが多く行われた。

しかし、こうした試みにはクリアすべき問題がある。まず、2端子測定で観測される線形伝導の磁場依存性を考えてみよう。線形領域では、端子Sから端子Dへのコンダクタンスは端子Dから端子Sへのコンダクタンスに等しい。すなわち、 $G_{SD}(B) = G_{DS}(B)$ である。一方、時間反転対称性によれば、 $G_{SD}(B) = G_{DS}(-B)$ である。これらを合わせると、オンサガーの法則で知られる $G_{SD}(B) = G_{SD}(-B)$ が

与えられる。⁹⁾ この磁場反転対称性に従えば、AB振動の位相は $B=0$ において0か π しか取り得ない。従って、図1(a)のようにABリングの片側のアームにおける波数ベクトル k_F を変調しても、観測されるAB振動の位相はスムーズに変化しない。これは位相剛性と呼ばれている。位相剛性の存在は、通常観測されるAB振動が純粋な2経路干渉ではないことを示している。言い換えると、ABリングの出入口における後方散乱の結果、リングを周回する経路などが複雑に干渉に寄与し、結果としてオンサガーの法則が満たされるような形で干渉が起きるのである。

これを回避するための処方箋として用いられたのが、ABリングに多くの端子を取り付けることによって位相剛性を解除する方法である。電流を注入する端子と電圧を測定する端子をうまく配置することにより、リングの出入口における後方散乱の影響が位相測定にかからないようにすることができる。例えば、イスラエルのワイツマン研究所のグループは、このような方法を用いて量子ドットを通過する電子が量子ドット内の電子に散乱されて得る位相を詳細に調べるという先駆的な研究を行っている。¹⁰⁾ また、東大物性研の小林(現大阪大学)、勝本らは、ABリングに直接電流を注入しない“非局所測定”を用いることによって ϕ を巧みに取り出した。¹¹⁾ 更に、量子ドットを経路中に組み込み、ファノ効果¹²⁾を利用した位相の測定などを報告している。¹³⁾

しかし、多端子を用いた測定系で観測されるAB干渉は純粋な2経路干渉とは言えない。多端子構造を用いた位相測定は、電子が持つ位相情報の多くを端子に捨てることによって必要な成分だけを取り出すものである。位相情報を保持する多数の電子の損失は、量子デバイス作成の観点では深刻な問題である。実は、これはAB振動が電流の振動として現れることから既に自明な欠陥である。電流が振動するということは、伝播する電子の多くが反射され、位相情報の伝達に寄与できないことを意味する。つまり、どのような端子配置を施しても、電流が揺らぐ限り、電子が端子で検出される前に位相情報の多くは確実に損失する。位相剛性は、そうした情報の損失の帰結としても解釈できる。

こうした多経路干渉による位相情報の損失は、反射のない純粋な2経路干渉計を作成することによってのみ完全に防ぐことができる。著者らが2経路干渉計を実現させる前に半導体上で実現された唯一の2経路干渉計は、量子ホール端状態を用いた電氣的マッハツェンダー干渉計(図1(b)参照)である。¹⁴⁾ これは、量子ホール状態において電子が試料端の等ポテンシャル面を後方散乱されることなく伝播することを利用したもので、量子ポイントコンタクトによるビームスプリッターと合わせて利用することによって純粋な2経路干渉計として動作する。この干渉計は、80%を超える非常に高い可視度(=電流の振動成分/全電流値: visibility)を有し、経路差を忠実に反映した干渉を示す。このような優れた特性は量子干渉の研究に大きく寄与し、

軌道量子もつれの確認¹⁵⁾を始めとして、これを用いた様々な先進的な研究が進められてきた。しかし、量子デバイスの観点で考えると、試料の端状態のみを利用したデバイスを集積させることは難しい。また、伝導が等ポテンシャル面に限定される量子ホールチャネルは量子ドットなどの他の系に“完全に”接続することができないという制約がある。それに加えて、この系では電子間相互作用の影響が大きい。干渉計への電子の出入りによって電子間相互作用を介して実効的なポテンシャルが揺らぐことが最大のデコヒーレンス要因とされているが、^{16,17)} 電極と干渉計との間を端チャネルだけで結ぶこの干渉計では、ポテンシャル揺らぎが即座に解消されないためコヒーレンス長が短い。こうした事実を考慮すると、このマッハツェンダー干渉計を量子デバイスとして集積することは難しいであろう。

3. 量子ドットと量子情報

伝播する電子の位相を用いた量子デバイスの開発が難航する一方で、微細加工技術の進歩によって量子ドット中に単一電子を閉じ込め、その状態を精密に制御することが可能になった。また、1998年にバーゼル大学のロス(D. Loss)らによって量子ドット中の電子スピンを用いた量子計算機が提案された¹⁸⁾ ことなどを契機とし、半導体量子ドットを用いた量子情報処理の分野が急速に進展した。

量子ドットに閉じ込められた単一電子が持つ量子情報は、外部の電子系と混ざって損失することがほとんどない。中でも、外界との結合が弱い電子スピンは量子ビットの有力候補として注目され、その制御方法の確立に向けた研究が世界中で続けられている。¹⁹⁾ 電子スピンの制御には電子スピン共鳴(Electon Spin Resonance; ESR)が用いられる。発熱による影響を避けつつ、如何にして大きな局所交流磁場を発生させるかが技術的なポイントのひとつであり、最近では、傾斜磁場⁵⁾ やスピン軌道相互作用⁴⁾ を利用して波動関数を揺らすだけで実効的に交流磁場を発生させ、それによるESRを実現する電場駆動型のEDSR(Electric Dipole Spin Resonance)法が主流となっている。また、量子ビット間のもつれ状態を生成するためには、トンネル結合を介した交換相互作用が用いられる。⁶⁾ 最近になって、こうした1または2量子ビットレベルの基本演算の原理確認が相次いで報告された。更に、コヒーレンス時間が数100マイクロ秒に達し、²⁰⁾ 各量子演算に要する時間に比べて3桁以上長いことも確認された。こうした事実は、電子スピン量子ビットの将来性に対する期待を更に高めるものである。

しかし、これを集積するためには量子制御の精度や素子の集積設計などにおいて多くのブレークスルーが必要とされている。量子ビットの制御のためには、単一電子を非常に精密なポテンシャルに閉じ込める必要がある。しかし、量子ビット数の増加と共に近接する量子ドットのポテンシャル制御の難易度が急速に上がってしまうことは大きな問題であり、これを避けるためには離れた量子ドット間で量

子情報を移送する技術が欠かせない。電子を介して量子情報を移送することができれば便利であるが、電子は相互作用が強く互いに区別のできない粒子であり、フェルミ面を伝導する際には他の電子と急速に混ざってしまう。これは、量子情報の観点では、量子情報が他の電子へと拡散して損失することを意味している。そのため、単一電子が保持する量子情報を基板上で長距離移送することは、一般的には困難な課題とされている。

4. 集積可能な2経路干渉計と飛行量子ビット

ここまで解説してきたように、伝播する電子の量子情報を制御する技術は、半導体量子情報処理の分野では欠かすことのできない重要なものと位置づけられる。にも関わらず、散乱行列のユニタリティや電子間相互作用などによる制約が明らかになった2000年頃を境とし、これを実現させようという試みは停滞気味であった。この小節では、そうした状況を変える技術のひとつとして、伝播する電子の位置と位相を制御できる集積可能な2経路干渉計を紹介する。

前述のように、伝播する電子が持つ量子情報を損失せずに利用するためには、反射のない電気回路を構成する必要がある。電気信号の伝送路においてインピーダンス整合を用いることによって電力を効率良く利用するように、量子力学的に反射が起きない回路を用意し、その中で量子干渉を利用するという新しい設計思想に基づいて位相情報の損失を回避することがポイントである。

図2(a)に著者のグループで2経路干渉計を実現した試料の電子顕微鏡写真を示す。表面から100 nmの深さにあるGaAs/AlGaAsヘテロ構造の二次元電子に対して、表面ショットキー電極を配することによって干渉計が構成されている。ABリングの両端をトンネル結合量子細線で繋げた簡便な構造が特徴である。 V_{T1} , V_{T2} によって経路間のトンネル結合が制御されるが、これらに印加する負電圧が十分に小さい場合には経路間の結合が強く、二つの経路が実質的にひとつの細線として振る舞う。また、トンネル結合を制御するゲート電極は非常に細いので、結合を強く保ったまま試料図の中央の領域を空乏化し、ABリングを形成できる。このような場合には、2端子測定系と同様のAB振動が観測される。出口における電流値 I_{\uparrow} , I_{\downarrow} を磁場の関数として測定すると、これらは同位相で振動する(図2(b))。また、 V_{M1} によって電子が上の経路で獲得する位相を変調すると、オンサガーの法則を反映してAB振動の位相に π の跳びが見られ、位相測定の難しさが垣間見える(図2(c))。

一方で、 V_{T1} , V_{T2} の負電圧が大きくて経路間のトンネル結合が小さい場合には、2経路干渉が容易に実現でき、伝播位相の精密な測定や制御が可能である。ただし、多経路干渉の影響を抑えるためには、リングの出入り口における接続部分の静電ポテンシャルの調整が重要である。ここでは、結合細線の各経路の幅とABリング部分の経路幅とがほぼ同じになるように設定した上で、トンネル結合を充分

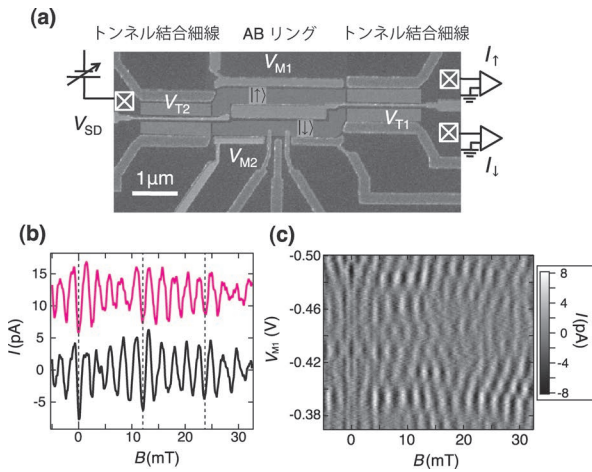


図2 (a) 飛行量子ビットの制御に用いられた試料の電子顕微鏡写真と測定系。表面から深さ125 nmに形成されたAlGaAs/GaAs界面の二次元電子(電子密度: $1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 移動度: $2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$)にショットキー電極を配することによって干渉計を作成した。ゲート電極に負電圧を印加すると電極直下及び周辺領域の二次元電子が空乏化し、ゲート電圧によって空乏領域の大きさが制御できる。ゲート電極に挟まれた領域に電子が伝播する経路(一次元細線)が形成される。 V_{T1} , V_{T2} によって経路間のトンネル結合が制御され、 V_{M1} , V_{M2} は、各経路の幅や閉じ込めエネルギーを調整する。(b) (a)で示される試料で観測された通常のAB振動。 V_{T1} , V_{T2} に印加する負電圧が十分に小さい場合には、2端子測定系と同様のAB振動が観測される。黒、赤線は各々 I_{\uparrow} , I_{\downarrow} のAB振動成分を、バックグラウンドを差し引くことによって抽出したものの。見やすいように、 I_{\downarrow} には10 pAのオフセットを加えてある。(c) (b)で示されるAB振動を V_{M1} をパラメータとして測定したもの。AB振動の山と谷が各々白と黒の領域に対応している。

に小さくする。このようにして接続部分のポテンシャル変化を十分に小さくすると、リングの一方の経路から結合細線へと注入される電子が、接続領域においてリングのもう一方の経路へと後方散乱されることがなくなる。これは、電子が閉じ込めポテンシャルの変化に応じて反対の経路へとトンネルする量子力学的な長さスケールが、接続部分の長さ(表面ゲート電極によるポテンシャルの変化は100 nm程度の広がりを持つ)に比べて充分に大きくなるからである。一旦結合細線に入ってしまうと、後方散乱によって電子が反対の経路へと散乱されることはない。その結果、経路間を跨ぐ後方散乱がなくなるので、干渉計が平均自由行程よりも短ければ、系は反射のない2経路干渉計として動作する。実際に、著者らが用いた二次元電子の平均自由行程は干渉計よりも充分に長い。干渉の結果は出口における電流値 I_{\uparrow} , I_{\downarrow} に現れ、これらはトンネル結合の強さや電子が得る経路間の位相差 φ の関数として、合計電流 $I_{\uparrow} + I_{\downarrow}$ を保ったまま逆位相で振動する。この場合、干渉計を伝播する電子の位相情報の損失はデコヒーレンスの影響を除けば回避されている。

この2経路干渉は、量子ビット操作としても理解できるので、以下ではその視点から干渉を見てみよう。伝播する電子が位相情報を失わないことから、電子の位置、言い換えると、“どちらの経路に電子が存在するか”を量子ビットとして定義できる。そして、電子が干渉計を伝播する間に量子ビット演算が施され、出口における量子ビット状態(終状態)が決まるという見方をすることができる。この

ような量子ビットは“飛行量子ビット”の一種であり、量子ドット中の量子ビットのように位置を固定されたものとは対照的である。ここでは、電子が上の経路に存在する状態を $|\uparrow\rangle$ 、下の経路に存在する状態を $|\downarrow\rangle$ として定義する。量子ビット状態は、これらの線形結合

$$\psi = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

で表される。以下で具体的な量子操作を説明する。

まず、電子を一方の経路に注入することによって初期状態を用意する。図2(a)のセットアップでは、電子が上の経路に注入されるので、初期状態は $|\uparrow\rangle$ である。

トンネル結合細線においては、トンネル結合エネルギーを t として、結合軌道 $\psi_b = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ と反結合軌道 $\psi_{ab} = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ との間で、閉じ込めエネルギーに $\Delta E = 2t$ の差がある。量子ビット状態を ψ_b と ψ_{ab} の線形結合として見れば、電子が結合細線を通過する際に、通過に要する時間を τ として ψ_b と ψ_{ab} との間に位相差 $\theta \sim \Delta E\tau/\hbar$ を生じる。量子状態ベクトルの向きを3次元的に表したブロッホ球においては、状態ベクトルが ψ_b と ψ_{ab} とで結ばれる x 軸の周りに θ だけ回転する(図3(a)参照)。これにより、電子は二つの経路間でコヒーレントに振動する。この量子操作は、行列表示では

$$\mathbf{R}_x(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}$$

と表される。

ABリングにおいては、電子が上の経路と下の経路とで異なる位相を獲得するので、 $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ との間に相対的な位相 φ が生じる。これは、ブロッホ球における状態ベクトルの z 軸周りの回転に相当している。ABリングにおける散乱行列は、

$$\mathbf{R}_z(\varphi) = \begin{pmatrix} \exp(i\varphi/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\varphi/2) \end{pmatrix}$$

で表される。 \mathbf{R}_x と \mathbf{R}_z を組み合わせれば、干渉計の出口においてブロッホ球面上の任意の状態ベクトルを生成できる。つまり、任意の一量子ビット演算が可能である。そして、終状態の z 軸への投影が電流値 I_{\uparrow} , I_{\downarrow} として観測される。

干渉の例として、ラムゼイ干渉を見てみよう(図3参照)。2つのトンネル結合の大きさをゲート電圧によって調整すると、これらが共にビームスプリッター $\mathbf{R}_x(\pi/2)$ として動作するように設定できる。すると、終状態は $\psi = \mathbf{R}_x(\pi/2)\mathbf{R}_z(\varphi)\mathbf{R}_x(\pi/2)|\uparrow\rangle = \sin(\varphi/2)|\uparrow\rangle + \cos(\varphi/2)|\downarrow\rangle$ となり、 φ の関数として振動する。これは、図3(a)のようにブロッホ球面上での状態ベクトルの動きを追従すると理解しやすい。試料面に垂直な磁場 B を掃引すれば、(1)式に従って φ が変調されるので、図3(b)のように I_{\uparrow} , I_{\downarrow} が逆位相で振動する。更に、ゲート電圧によってリングを形成する各経路の k_F を掃引することによっても φ を変調できる。図3(c), (d)に示すように、各経路に配置されたゲート電極の電圧 V_{M1} , V_{M2} によって振動の位相がスムーズに変化する。この

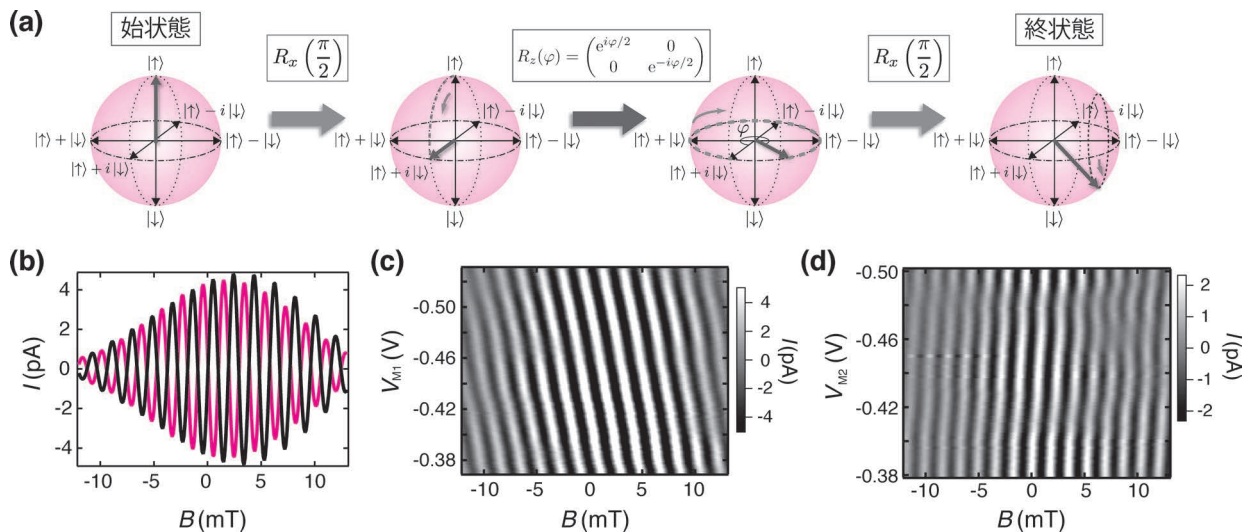


図3 2経路干渉計におけるラムゼイ干渉。(a) 飛行量子ビットの状態発展。重ね合わせ状態の $1/\sqrt{2}$ は省略して示した。(b) I_T , I_L の振動成分をHamming windowと高速フーリエ変換によって抽出したもの。ゲート電極によって試料のポテンシャル形状を調整すると、 I_T , I_L の振動成分が各々黒、赤線で示されるように逆位相になる。(c), (d) I_L の振動成分のゲート電圧 V_{M1} , V_{M2} による変化。(フルカラー図絵参照。)位相のシフトは、 L_i をゲート電極 V_{M_i} の長さ、 C_i を長さ当たりのゲートキャパシタンスとして $\Delta\phi = \Delta k_T \cdot L_i = \pi C_i L_i \Delta V_{M_i} / 2e$ で与えられるので、測定結果から $C_1 = C_2 \approx 2.9$ pF/m が得られる。

結果は、磁場を用いなくても量子ビットを電氣的に制御できることを示している。また、これまで報告例が少なかった ϕ の測定が、従来にない高い精度で実現されていることが確認できる。これを用いると、例えば量子ドットを通過する電子が量子ドット内の電子に散乱されて得る位相などを、従来にない高い信頼性を持って測定できる。こうした位相測定は、近藤効果などの多体効果を散乱実験を通じて解明するための強力なツールとなるであろう。

次に、この干渉計のコヒーレンス長について簡単に述べておく。量子ホール状態の端チャンネルを用いたマッハツェンダー干渉計と同様に、前述した電荷揺らぎが最大のデコヒーレンス要因である。詳細は省くが、その効果は干渉の可視度の温度依存性を測定することによって見積もることができる。図3で示した振動に関しては、コヒーレンス長 l_ϕ は温度 T の逆数に比例し、 $T = 70$ mK のときに $l_\phi = 86 \mu\text{m}$ が得られた。この値は、 $T = 20$ mK で $l_\phi = 24 \mu\text{m}$ と報告されている量子ホール端状態のもの¹⁷⁾ よりもはるかに大きい。これは、おそらく干渉に寄与するチャンネルが二次元電極とより強く結合していることに起因しており、そのために電荷揺らぎの影響が抑制されているためであろう。

このようにして実現された飛行量子ビットは、位置の固定された他の半導体量子ビットに比べてデバイス設計の自由度が大きく、量子間の距離を自在に設定できることから、量子もつれ状態の制御や集積化に適していると考えられる。量子もつれ状態は、2つの隣り合う2経路干渉計において、各々のABリングの一方の経路を互いにクーロン斥力によって繋げれば生成できる。²¹⁾ それを利用した2量子ビット操作の確認が次のステップとなるが、温度さえ下げればコヒーレンス長が非常に大きくなることから、100量子ビット程度までの多量子ビット化が近い将来の現実的な目標となるであろう。

この飛行量子ビットの大きな長所は、量子操作が容易なことと量子演算に要する時間が非常に短いことである。高速で伝播する電子を利用するため、高周波エレクトロニクスを用いずに10ピコ秒以下で各演算を実行できる。また、高周波エレクトロニクスが不要なことから、他の固体量子ビットと比べると、量子演算に必要なインフラストラクチャーや要求される制御技術レベル、そしてエネルギーコストを大幅に軽減できる。文字通り電子を流すだけで、電荷に加えて位相をリソースとしてエネルギー散逸のない量子演算を実行できるため、この干渉計は究極の省エネルギーデバイスであるとも言える。

ただし、現状ではコヒーレント振動の可視度が低いという重大な問題がある。著者らの実験では、最大でも15%程度という値しか得られていない。これは、干渉計の内部に伝導チャンネルが多数存在するためである。ゲート電圧によって各経路の幅を狭めて電子密度を減らすと、遮蔽効果の減少によって伝導電子が不純物ポテンシャルの影響を受け易くなり、干渉が乱されてしまう。そのため、実験は電子密度がある程度高い状況で行われており、この場合、複数の一次元チャンネルが伝導に寄与する。各チャンネルはトンネル結合細線において異なるトンネル結合エネルギーを持つため、その多くは電流の振動成分に寄与しない。この状況を改善するためには、高いキャリア密度を持つ二次元電子において強い閉じ込めエネルギーを持つ経路（一次元細線）を作成し、高い電子密度を持つ単一チャンネルを実現すれば良い。しかし、それに適した高いキャリア密度、長い平均自由行程、そして安定なゲート電圧特性のすべてを備える半導体二次元電子基板を手に入れることは容易ではない。また、ABリングと結合細線の境界領域における最適なゲート電極配置も完全には定まっておらず、今後の課題と言える。

5. 単一電子の長距離移送と電子スピン量子ビット

前節で紹介した飛行量子ビットは、電荷の位置を用いた量子ビットである。半導体中の電荷はフォノンや電荷ノイズによる影響を受けやすく、典型的なコヒーレンス時間が10ナノ秒程度と決して長くない。それに対し、量子ドット中に閉じ込められた電子スピンは外界との結合が弱く、100マイクロ秒を超える長いコヒーレンス時間を持つ。従って、電子スピン量子ビットは、制御の難易度は高いものの使いこなせれば将来性が高い。前述のように、こうした電子スピン量子ビットを集積するためには、量子ビット情報を基板上で長距離伝送する技術が欠かせない。ここで言う「長距離」は、各量子ドットの大きさであるサブミクロンよりも十分に大きなスケールである数ミクロン程度を指す。この小節では、量子情報移送を電子を介して行うための基本技術となり得る単一電子の長距離移送技術について解説する。

ここでは、離れた量子ドット間で単一電子を直接移送する。ただし、移送の途中で電子が電子スピンの量子情報を失わないために、以下の条件が必要である。

- (1) 移送が確実に行われ、電子を失わないこと
- (2) 移送中の電子が他の電子と混じらないこと
- (3) 電子スピンのデフェージング時間よりも短い時間で移送を完了できること

(1)は当然として(2)を踏まえると、電子を空乏化したチャンネル中を移送するセットアップが望ましい。これを可能にするのが表面弾性波(Surface Acoustic wave; SAW)である。GaAsのような圧電素子では、電場によって結晶の歪みを誘起できる。櫛形電極(Inter-digital transducer; IDT, 図4参照)を取り付けて、物質固有の伝播速度 v_s (GaAs[110]方向の伝播速度は2.8 km/s程度)とIDTの周期 d で決まる周波数 $f_{SAW} = v_s/d$ を持つ高周波電圧(RF電圧)を加えると、その周波数に相当する結晶の歪の波が試料表面に誘起される。これが表面弾性波である。表面弾性波は、二次元電子に対しては静電ポテンシャルの波として働く。これを用いれば、空乏化したチャンネル中でも、電子をフェルミ面より高いエネルギーの状態を通して伝送できる。

著者が量子ドット間の単一電子移送に用いた試料の構造を図4に示す。2つの量子ドットが $3\mu\text{m}$ の長さの一次元チャンネルで結ばれており、そのチャンネルを通して左側のドットから右側のドットへ単一電子を移送する。各量子ドットの電子数は、ゲート電圧を調節することによって0個、1個、2個…、という具合に変えられる。このような電荷状態は、ドット近傍に付けた量子ポイントコンタクト(QPC)電荷計により正確に検出される。IDTは長さ $70\mu\text{m}$ 、幅 250nm 、周期 $1\mu\text{m}$ のTi/Au電極できていて、単一電子源のドットから左に 2mm 離れて置かれている。なお一次元チャンネルはGaAs基板の[110]方向に沿っていて、IDTはその方向と直交している。

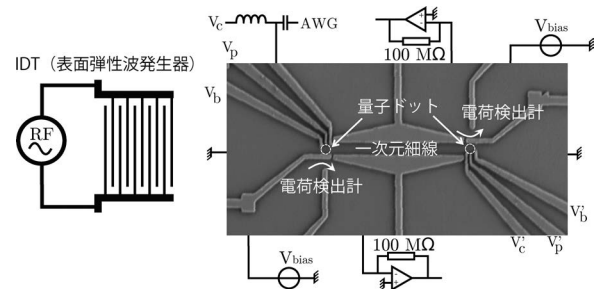


図4 単一電子移送デバイスの電子顕微鏡写真と測定系の模式図。2つの量子ドットと近傍のQPC電荷計、そして量子ドットを結ぶ一次元細線はショットキーゲート電極で作られている。SAWを発生させるためのIDTは左側のドットの 2mm 左に配置してある。例えば、65ナノ秒の時間マイクロ波をIDTに照射すると約150個の「動くドット」列が一次元チャンネル内に行き渡る。測定系のうちゲート電圧 V_c はバイアスTを介して左側のドットにつないであり、ナノ秒程度でドットポテンシャルを操作できる。

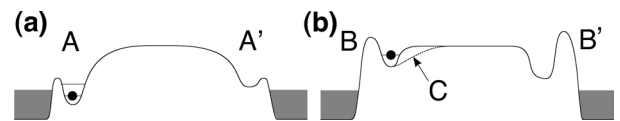


図5 単一電子移送実験に用いた量子ドットと一次元電子チャンネルの静電ポテンシャルの設定(詳しい説明は本文)。(a)左側の量子ドットを電子1個占有、右側の量子ドットを空にする。(b)左側のドットと一次元チャンネルの結合を強くし、右側の量子ドットからは電子がすり抜け難くする。

図5に示すように、単一電子の移送実験では、まず一次元チャンネルを空乏化する。次に、左側の量子ドットのポテンシャルを図5(a)のAの状態に調整することによって単一電子を左側の量子ドットへと導入し、同時に右側の量子ドットを空にする(図5(a)のA')。続いて、ゲート電圧 V_b を負側に大きくすることによって量子ドット中の単一電子が左側の電極へと抜けないようにする(図5(b)のBの状態)。同様の操作は右側の量子ドットについても行う(図5(b)のB'の状態)。これは、後でSAWを送ったときに、電子が右側の電極へと抜けるのを防ぐためである。更に、ゲート電圧 V_c を調整することによって左側の量子ドット中の電子が一次元チャンネルに入り易くなるようにする(図5(b)の点線で示されたCの状態)。

この状態で適切な強度のマイクロ波(RF電圧)パルス(パルス長:最短で65ナノ秒程度)をIDTに印加してSAWを発生させると、左のドット中の単一電子を一次元閉じ込めポテンシャルとSAWに誘起された動くポテンシャルとによって形成される動く量子ドットへと移し、右のドットまで移送することができる。QPC電荷計によって、SAWのパルスを送る前後の電子数の変化を捉えたのが図6である。こうした測定を繰り返したところ、約90%程度の確率で量子ドット間の単一電子の移送に成功した。つまり、上に挙げた条件(1)を満たすことができた。

また、上記の(3)を踏まえると、この電子移送は十分に素早く完了させる必要がある。量子ドット間の距離が $3\mu\text{m}$ 、伝播速度が $v_s \approx 2.8\text{ km/s}$ なので、電子の移送時間は1ナノ秒程度である。また、左の量子ドットと一次元チャンネルとの結合を制御するゲート電圧 V_c をトリガーとして、伝送

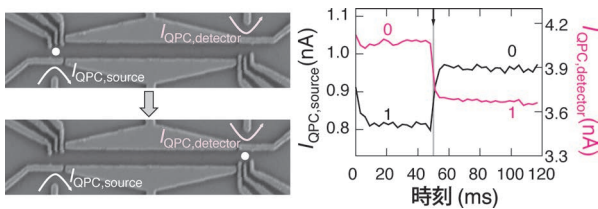


図6 単一電子が左の量子ドット（単一電子源）から右の量子ドット（単一電子捕獲器）へと移送される様子（左）を捉えたQPCの電流値の変化（右）。時刻50 msにおいて、長さ200 ナノ秒のSAWパルスが印加された。

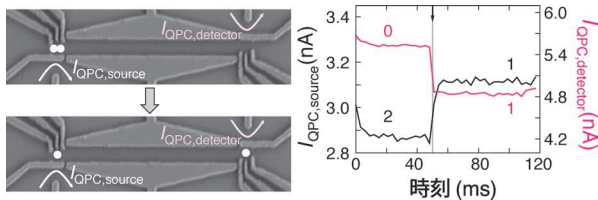


図7 左の量子ドット中で量子もつれ状態にある2電子のうちの1個が右の量子ドットへと移送される様子（左）を捉えたQPCの電流値の変化（右）。時刻50 msにおいて、長さ200 ナノ秒のSAWパルスが印加された。これは非局所量子もつれ状態の生成に対応する。

のタイミングを1ナノ秒以下で調整することも可能である。これらの時間スケールは、電子スピンのディフェージング時間に比べて十分に小さい。

以上のように、(1) から (3) の全てを満たす単一電子移送が実現できた。同様の実験は、著者らと同時に英ケンブリッジ大学のグループからも報告された。²²⁾ 彼らは右側にもIDTを配置し、単一電子をドット間で60往復させている。

単一電子移送の技術は、非局所的な量子もつれ電子対の生成にも利用できる。そのためには、初期状態として、左の量子ドットに2個の電子が入った状態を用意すればよい。2電子の基底状態はスピン一重項という量子もつれ状態であり、このうちの1個だけをSAWによって取り出し、上記(1) から (3) の条件を満たしたまま右の量子ドットへと移送することが可能である（図7参照）。電子スピンの緩和していなければ、2電子は分離後も量子もつれ状態を保持しているはずである。これを利用すれば、量子テレポーテーションなどの量子もつれ状態を利用した量子操作が、集積可能な固体電子系においても可能になるであろう。

量子ドット中の電子スピン量子ビットの操作に立ち戻ると、我々は、電子スピン共鳴を用いた単一量子ビット操作、交換相互作用を利用した2量子ビット操作の技術に加え、電子スピンの情報を基板上で長距離伝送する技術を手に入れたことになる。これにより、量子ビットの集積化に必要な技術が出揃ったと言える。しかし、既存の技術は個々の量子操作のスピードと正確性に欠け、エラー訂正などのステップを踏んで高速演算へと進むためには、更なる技術開発が必要である。また、GaAs系では核スピンの統計的な熱揺らぎに由来して実効的な外部磁場が秒から分単位で揺らぐことによる電子スピンの回転（典型的には $T_2^* =$ 数10ナノ秒程度のディフェージングとして現れる）が問題となっていて、これを抑制あるいは回避する手法や、同位体制

表1 量子光学実験と量子電子光学実験の対応表。

量子光学実験	量子電子光学実験
ビームスプリッター	トンネル結合
光路長の調整	閉じ込めエネルギーの調整
単一光子源	単一電子源（量子ドット）
単一光子検出器	単一電子捕獲器（量子ドット） + QPC 電荷検出計
暗室	空乏化したチャネル
偏光	電子スピン

御²³⁾したSiやSiGeなどの核スピンを含まない材料系を用いる技術の開発が求められている。

6. 終わりに：量子電子光学実験に向けて

本稿では、伝播する電子の量子情報を操作したり伝送したりする技術を解説した。これらの技術を用いれば、伝播する電子の位相やスピンを損失せずに利用することができる。また、伝播する電子を制御する量子光学的な実験（量子電子光学実験）を、伝播する光子を用いた量子光学実験と類似の設計に基づいて行うことが可能となる。

表1に、量子光学実験、量子電子光学実験で用いられる基本要素をまとめた。電子は光子に比べて環境との相互作用が強いため電子の量子状態が壊れやすいという克服すべき課題はあるが、量子電子光学実験には、通常量子光学実験にはない多くの長所がある。まず、表1で示した基本要素技術がすべて確立しているという点が挙げられる。単一光子の制御、とりわけ検出が困難であるのに対し、単一電子レベルの制御や検出の技術は比較的良く確立されている。次に、原理的に集積可能である点が挙げられる。光子を用いた実験が光学定盤の上に多くのスペースを必要とするのに対し、電子を用いる場合には半導体基板上にサブミクロンオーダーの大きさで各要素を作り込むことができる。そして、それらを電界によって比較的容易に制御できる。最後に、電子間の強い相互作用が利用できることも大きな長所である。クーロン相互作用を利用することにより、量子光学実験において問題となる量子もつれ状態の生成が容易にできる。

量子電子光学実験は、多くの固体物理学者が長年その実現を夢見てきたものである。その入り口がようやく明確に見えてきた。しかも、これを単一電子単位で行うことにより、電流や二次の電流相関などの測定からは捉えられない量子相関の本質が明らかになるであろうと期待している。

本稿の一部は、東京大学工学系研究科大学院生の渡辺健太氏、仏国立科学研究所ニールのChristopher Bäuerle 博士、Tristan Meunier 博士、Laurent Saminadayar 博士、同大学院生（現ジュネーブ工科大学ポスドク）のSylvain Hermelin氏、独Ruhr-Universität BochumのAndreas D. Wieck教授と著者との共同研究によるものです。ここに深く感謝いたします。

参考文献

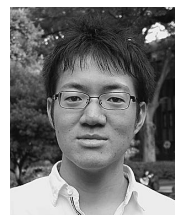
- 1) Y. Aharonov and D. Bohm: Phys. Rev. **115** (1949) 485.

- 2) T. Hayashi, T. Fujisawa, H. D. Cheong, Y. H. Jeong and Y. Hirayama: Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 226804.
- 3) F. H. L. Koppens, *et al.*: Nature **442** (2006) 766.
- 4) K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, Y. V. Nazarov and L. M. K. Vandersypen: Science **318** (2007) 1430.
- 5) M. Pioro-Ladrière, *et al.*: Nat. Phys. **4** (2008) 776.
- 6) R. Brunner, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 146801.
- 7) M. Yamamoto, S. Takada, C. Bäuerle, K. Watanabe, A. D. Wieck and S. Tarucha: Nat. Nano. **7** (2012) 247.
- 8) S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. D. Wieck, L. Saminadayar, C. Bäuerle and T. Meunier: Nature **477** (2011) 435; 山本倫久, 高田真太郎, 樽茶清悟, Sylvain Hermelin, Christopher Bäuerle, Tristan Meunier: 固体物理 **47** (2012) 163.
- 9) L. Onsager: Phys. Rev. **38** (1931) 2265.
- 10) R. Schuster, *et al.*: Nature **385** (1997) 417.
- 11) K. Kobayashi, H. Aikawa, S. Katsumoto and Y. Iye: J. Phys. Soc. Jpn. **71** (2002) 2094.
- 12) K. Kobayashi, H. Aikawa, S. Katsumoto and Y. Iye: Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 256806; 相川 恒, 小林研介, 佐野徹之, 勝本信吾, 家 泰弘: 固体物理 **38** (2003) 745.
- 13) 相川 恒, 小林研介, 中西 毅: 日本物理学会誌 **59** (2004) 682.
- 14) Y. Ji, *et al.*: Nature **422** (2003) 415.
- 15) I. Neder, *et al.*: Nature **448** (2007) 333.
- 16) G. Seelig, S. Pilgram, A. N. Jordan and M. Büttiker: Phys. Rev. B **68** (2003) 161310(R).
- 17) P. Roulleau, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 126802.
- 18) D. Loss and D. P. DiVincenzo: Phys. Rev. A **57** (1998) 120.
- 19) R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha and L. M. K. Vandersypen: Rev. Mod. Phys. **79** (2007) 1217.
- 20) H. Bluhm, *et al.*: Nature Phys. **7** (2010) 109.
- 21) R. Ionićiu, P. Zanardi and F. Rossi: Phys. Rev. A **63** (2001) 050101(R).
- 22) R. McNeil, *et al.*: Nature **477** (2011) 439.
- 23) T. Kojima, R. Nebashi, K. M. Itoh and Y. Shiraki: Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 2318.

著者紹介



山本倫久氏: 専門は電子物性実験。半導体ナノ構造などにおける低温電気伝導実験に取り組んでいる。



高田真太郎氏: 専門は電子物性実験。現在は主に飛行量子ビットの構造を用いて電子の量子位相の測定に取り組んでいる。



樽茶清悟氏: 専門は電子物性実験。低次元構造の量子輸送, 電子相関, 固体量子情報処理などの研究に取り組んでいる。

(2012年10月20日原稿受付)

Quantum Information Transfer over a Long Distance and Attempts for Quantum Electron Optics

Michihisa Yamamoto, Shintaro Takada and Seigo Tarucha

abstract: Since quantum interferences such as Aharonov-Bohm effect are observed in solid systems, development of quantum devices utilizing wave nature of flying electrons has been one of the most intriguing and longstanding issues of solid state physics. However, quantum interferences in solid systems suffer from complicated multi-path scattering and many body interactions. Researchers therefore found it difficult to transfer or control quantum states of individual propagating electrons. In this article, we present new technologies to overcome such difficulties and to transfer and control quantum information possessed by each flying electron. These open avenues towards quantum electron optics, in which quantum optics like experiments are performed with flying electrons in a single electron unit.

日本物理学会誌 第68巻 第6号 (2013年6月号) 予定目次

口絵: 今月号の記事から

巻頭言

刊行委員会の課題……………高野 宏

交流

ホイスラー化合物熱電材料の実用化研究—材料設計から
モジュール開発まで— ……西野洋一, 三上祐史

解説

ヘリウム様原子におけるフントの第一規則の起源……………佐甲徳栄

最近の研究から

宇宙の大規模構造の新展開: 原始密度ゆらぎの非ガウス性は
何をもたらすか? ……西道啓博

カリウムをドーピングしたグラファイトに無磁場下で出現する
ランダウ準位……………近藤剛弘, 郭 東輝, 中村潤児

高いスピンのゲージ理論による AdS/CFT 対応の理解に向けて
……………疋田泰章

話題

コンプトンカメラで放射性物質の飛散状況を可視化する
……………高橋忠幸, 武田伸一郎, 渡辺 伸

JPSJの最近の注目論文から 2月の編集委員会より

……………安藤恒也

シリーズ「物理教育は今」

放射線を科学的に理解するための教育……………鳥居寛之
ラ・トッカータ

ゴダード体験記……………坂本貴紀

追悼
畏友高橋康博士を悼む……………亀淵 迪

新著紹介

ジャイロ運動論による磁化プラズマ乱流の研究 —核融合から宇宙まで—

洲 鎌 英 雄* (核融合科学研究所 509-5292 土岐市下石町 322-6)

渡 邊 智 彦* (核融合科学研究所 509-5292 土岐市下石町 322-6)

核融合装置や宇宙空間中に普遍的に存在するプラズマの物理的性質は、背景に存在する磁場により大きな影響を受ける。このような磁化プラズマにおける微視的な不安定性や乱流現象を記述するための理論モデルがジャイロ運動論である。ジャイロ運動論では、磁力線の周りの粒子の旋回(ジャイロ)運動に関わる角変数について粒子分布関数を平均化することにより、取り扱う位相空間の次元を減らすことができるため、理論・シミュレーション解析が容易となる。しかも、複雑な形状を持つ背景磁場の下での粒子軌道、ランダウ減衰等の波動-粒子共鳴相互作用や有限ジャイロ半径等の重要な運動論的效果を正確に取り扱うことができ、核融合プラズマの乱流輸送や宇宙プラズマ乱流スペクトル解析の分野で、ジャイロ運動論に基づく理論・シミュレーション研究が盛んに行われるようになった。

1. はじめに

プラズマは、多数の荷電粒子(負の電荷を持つ電子と正の電荷を帯びた陽子等のイオン)およびそれら荷電粒子を相互作用させる電磁場からなる系である。ジャイロ運動論¹⁾は、核融合研究に関連した磁化プラズマにおける微視的不安定性、乱流、異常輸送を記述するための基本的なモデルとして導出されたが、近年、太陽風乱流等の宇宙プラズマの分野にも応用されるようになり、^{2,4)} ジャイロ運動論に基づく多くの理論およびシミュレーション研究がなされるようになった。⁵⁾

磁場が存在すると、質量 m 、電荷 e を持つ荷電粒子は Lorentz 力により角周波数 $\Omega = eB/mc$ 、半径 $\rho = v_{\perp}/\Omega$ で磁力線の周りを旋回(ジャイロ)運動する。荷電粒子の磁力線平行方向の運動は、磁場による Lorentz 力による影響を受けないのに対して、磁力線垂直方向の移動は強く制限され、大きな背景磁場が存在する場合、電磁相互作用と荷電粒子の集団運動により生み出されるプラズマ乱流は強い非等方性を持つことになる。ジャイロ運動論では、ジャイロ半径 ρ と背景磁場や平衡圧力分布の非一様性を特徴付けるスケール長 L の比 ρ/L を摂動展開パラメーターとして用い、その対象となるプラズマ乱流では、平衡量によって規格化された粒子分布関数、静電ポテンシャルおよび磁場の揺動やまた、揺動の特徴的な周波数 ω 、磁力線平行(垂直)方向波数 $k_{\parallel}(k_{\perp})$ が以下のようなオーダーリングを満たすものと仮定されている。

$$\frac{\delta f}{f} \sim \frac{e\phi}{T} \sim \frac{\delta B}{B} \sim \frac{\omega}{\Omega} \sim \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \sim \frac{\rho}{L} \ll 1 \quad (1)$$

上式では、乱流揺動の相対的振幅は小さく、その周波数は Ω に比べてはるかに遅く、磁力線垂直方向の波長は ρ 程度に短い、磁力線平行方向の波長は L 程度に長いものであるとしている。核融合や宇宙プラズマにおいて、密度や温度勾配により生じる様々なドリフト波型の不安定性やまた

運動論的 Alfvén 波等の電磁的不安定性が、上記の条件を満足する領域で発生し、プラズマ乱流を引き起こしているものと考えられている。^{6,7,2)}

ジャイロ運動論的方程式は、最初、線形で静電的な微視的不安定性を解析するために1968年に導出され、その後、電磁的揺動や非線形性を含むよう拡張された。1980年代後半には、対称性や保存則をエレガントに扱うため、リー変換と呼ばれる微分幾何的手法⁸⁾を用いたジャイロ運動論の定式化¹⁾がなされ、同じく1980年代後半からジャイロ運動論的方程式を数値的に直接解くことによるプラズマ乱流のシミュレーションが行われるようになり、その後も計算機性能の急速な進歩とともに、多くのジャイロ運動論に基づく数値計算コードが開発され、大規模な直接乱流シミュレーションが盛んに行われるようになった。⁵⁾

本解説記事では、先ず次節においてジャイロ運動論の基本方程式系の特徴等について説明した後、ジャイロ運動論を用いた核融合プラズマの乱流輸送研究の最近の話題に触れるとともに、宇宙プラズマへの応用例として、太陽風乱流のスペクトル解析にジャイロ運動論を用いた研究の成果を紹介しよう。

2. ジャイロ運動論の構成

2.1 ジャイロ運動論の基本方程式系

ジャイロ運動論では、式(1)に示したオーダーリングに基づいて、6次元位相空間における粒子の座標変数 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) (\mathbf{x}, \mathbf{v} はそれぞれ粒子の位置、速度ベクトルを表す)の代わりに、ジャイロ中心座標変数 $(\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ が用いられる。ここで、 \mathbf{X} は、粒子の位置座標 \mathbf{x} からジャイロ半径分を差し引いて求められるジャイロ中心の位置座標であり、ジャイロ中心は、磁力線垂直方向に $\rho v/L (\ll v)$ 程度の速度でドリフト運動を行う(図1参照)。 U は、ジャイロ中心の速度の磁力線方向成分であり、粒子速度の磁力線方向成分 v_{\parallel} にほぼ等しい。 $\mu (\equiv m_a v_{\perp}^2/2B)$ は磁気モーメントと呼ばれる断熱不変量であり、磁力線垂直方向の粒子運動エネルギー

* 総合研究大学院大学兼任

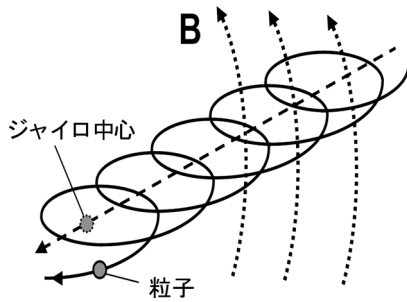


図1 非一様な磁場の下での粒子とジャイロ中心の軌道。荷電粒子は磁力線の周りを旋回(ジャイロ)運動するが、磁力線の湾曲や磁場強度の勾配が存在すると、ジャイロ中心は磁力線垂直方向にドリフト運動する。

$-m_a v_{\perp}^2/2$ とジャイロ中心位置での背景磁場の強度 $B(\mathbf{X})$ の比により与えられる。ここで、 m_a は粒子の質量、添え字 a は粒子種を表す(以下、特に必要でない限り、粒子種を表す添え字は省略する)。磁力線垂直方向の粒子速度ベクトル \mathbf{v}_{\perp} の磁力線周りの位相角 ξ はジャイロ周波数 Ω ですばやく変化するが、ジャイロ運動論では Ω よりもはるかに遅い変動のみを扱うため、ジャイロ中心の分布関数はジャイロ位相 ξ について平均化され、 ξ に対する依存性を持たない。

Lagrangian-Hamiltonian による定式化とリー変換摂動法⁸⁾ を用いた微分幾何的手法に基づいて、Lagrangian や Hamiltonian がジャイロ位相 ξ に依存しないようにジャイロ中心座標変数 $(\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ が定義されるが、その表式には粒子位相空間変数 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) のみならず、揺動電磁場 (ϕ_1, \mathbf{A}_1) に対する依存性までもが含まれている。^{1,9)} 単一粒子に対する Lagrangian は、ジャイロ中心座標変数 $(\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ を用いると

$$L = \frac{e}{c} \mathbf{A}^* \cdot \frac{d\mathbf{X}}{dt} + \frac{mc}{e} \mu \frac{d\xi}{dt} - H \quad (2)$$

で与えられる。ここで、背景磁場 $\mathbf{B} = B\mathbf{b} \equiv \nabla \times \mathbf{A}_0$ に対して $\mathbf{A}^* = \mathbf{A}_0(\mathbf{X}) + (mc/e)U\mathbf{b}(\mathbf{X})$ が定義されている。式(2)で与えられる Lagrangian L に対して、位相空間上の1次微分形式 $\gamma = (e/c)\mathbf{A}^* \cdot d\mathbf{X} + (mc/e)\mu d\xi$ が対応し、その微分として与えられるシンプレクティック形式 $\omega = d\gamma$ から Lagrange 括弧や Poisson 括弧が決定される。⁸⁾ 上記の γ を用いると、ジャイロ中心座標変数間の Poisson 括弧の中でゼロとならないものは、 $\{\mathbf{X}, \mathbf{X}\} = (c/eB_{\parallel}^*)\mathbf{b} \times \mathbf{I}$ (\mathbf{I} : 単位テンソル), $\{\mathbf{X}, U\} = \mathbf{B}^*/mB_{\parallel}^*$, $\{\xi, \mu\} = e/mc$ で与えられる。ここで、 \mathbf{B}^* , B_{\parallel}^* は、それぞれ、 $\mathbf{B}^* = \nabla \times \mathbf{A}^*$, $B_{\parallel}^* \equiv \mathbf{B}^* \cdot \mathbf{b}$ により定義される。式(2)の右辺に現れる Hamiltonian H は次式で表される。

$$H = \frac{1}{2} m U^2 + \mu B(\mathbf{X}) + e\Psi \quad (3)$$

ここで、 $\Psi = \langle \psi \rangle_{\xi} + (1/2) [(e/mc^2) \langle |\mathbf{A}_1|^2 \rangle_{\xi} - \langle \{\tilde{S}, \tilde{\psi}\} \rangle_{\xi}]$, $\psi = \phi_1 - \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{A}_1/c$, $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v} + (e/mc)\mathbf{A}_1$, $\tilde{S} = (e/\Omega) \int \tilde{\psi} d\xi$ であり、ジャイロ位相平均 $\langle \cdots \rangle_{\xi} = \oint \cdots d\xi/2\pi$, および $\tilde{\cdots} = \cdots - \langle \cdots \rangle_{\xi}$ を用いた。前述したように、式(2)と(3)で定義された Lagrangian L と Hamiltonian H はともにジャイロ位相 ξ に依存しない。古典力学で知られているように、変分原理 $\delta \int_{t_1}^{t_2} L dt = 0$ から Euler-Lagrange の微分方程式が導かれるが、式(2)お

よび(3)を用いた場合、ジャイロ中心座標変数 $(\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ に対する運動方程式は、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{X}}{dt} &= \{\mathbf{X}, H\} \\ &= \frac{1}{B_{\parallel}^*} \left[\left(U + \frac{e}{m} \frac{\partial \Psi}{\partial U} \right) \mathbf{B}^* + c\mathbf{b} \times \left(\frac{\mu}{e} \frac{\partial B}{\partial \mathbf{X}} + \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{X}} \right) \right] \\ \frac{dU}{dt} &= \{U, H\} = -\frac{\mathbf{B}^*}{mB_{\parallel}^*} \cdot \left(\mu \frac{\partial B}{\partial \mathbf{X}} + e \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{X}} \right) \\ \frac{d\mu}{dt} &= \{\mu, H\} = 0, \quad \frac{d\xi}{dt} = \{\xi, H\} = \Omega + \frac{e^2}{mc} \frac{\partial \Psi}{\partial \mu} \end{aligned} \quad (4)$$

Lagrangian L が ξ に依存しないことから、 ξ に共役な運動量である磁気モーメント μ の保存則 $d\mu/dt = 0$ が導かれた。また、ジャイロ中心座標の運動方程式(4)の右辺は全て ξ に依存せず、 ξ の時間変化は完全に分離される。従って、ジャイロ中心の運動は (\mathbf{X}, U) の4次元位相空間上で表現され、次式で示されるように位相空間体積の保存則を満足する(Liouvilleの定理)。

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{X}} \cdot \left(D \frac{d\mathbf{X}}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial U} \left(D \frac{dU}{dt} \right) = 0 \quad (5)$$

ここで、 $D \equiv |\partial(\mathbf{x}, \mathbf{v})/\partial(\mathbf{X}, U, \mu, \xi)| = B_{\parallel}^*/m$ はジャイロ中心座標に対する Jacobian を表す。式(4)を用いて、ジャイロ中心座標変数によって表された分布関数 $F(\mathbf{X}, U, \mu, t)$ に対するジャイロ運動論の方程式は

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{d\mathbf{X}}{dt} \cdot \frac{\partial F}{\partial \mathbf{X}} + \frac{dU}{dt} \cdot \frac{\partial F}{\partial U} = C(F) \quad (6)$$

のように与えられる。式(6)の右辺は、Coulomb 衝突項^{10,11)} を表す。また、ジャイロ運動論においては、光速の電磁波は取り扱わず、従って、Maxwellの変位電流は無視され、以下のような形で表される Poisson 方程式および Ampère の法則を用いる。

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi_1(\mathbf{x}, t) &= -4\pi \sum_a e_a \int d^3X \int dU \int d\mu \int d\xi D_a \\ &\quad \times \delta^3(\mathbf{X} + \rho_a - \mathbf{x}) [F_a + \{S_a, F_a\}] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\nabla^2 [\mathbf{A}_0(\mathbf{x}) + \mathbf{A}_1(\mathbf{x}, t)] = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_T(\mathbf{x}, t) \quad (8)$$

ここで、背景磁場、揺動磁場に対するベクトルポテンシャル \mathbf{A}_0 , \mathbf{A}_1 はともに Coulomb ゲージ条件 $\nabla \cdot \mathbf{A}_0 = \nabla \cdot \mathbf{A}_1 = 0$ を満たすものとした。式(7)の右辺は、ジャイロ中心分布関数 F_a による粒子電荷密度の表現を示しており、 $\{S_a, F_a\}$ はジャイロ中心座標を用いたことによる粒子分布関数表現の補正分を表す[式(10)参照]。^{1,9)} 同様に F_a により電流密度 \mathbf{j} も表され、その非圧縮成分 \mathbf{j}_T が式(8)の右辺に現れる。^{1,9)} 式(6)-(8)がジャイロ運動論の基礎方程式系をなす。

式(7)および(8)は、従来の粒子変数 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) と粒子分布関数 $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ を用いて表された Poisson 方程式および Ampère の法則に対して、変数変換 $(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \rightarrow (\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ を施すことによって得られるが、粒子と電磁場からなる系全体の Lagrangian を

$$\begin{aligned}
L_{\text{total}} = & \sum_a \int d^3\mathbf{X} \int dU \int d\mu \int d\zeta D_a F_a L_a \\
& + \int d^3\mathbf{x} \left(\frac{1}{8\pi} |\nabla\phi_1(\mathbf{x}, t)|^2 \right. \\
& - \frac{1}{8\pi} |\nabla \times (\mathbf{A}_0(\mathbf{x}) + \mathbf{A}_1(\mathbf{x}, t))|^2 \\
& \left. + \frac{1}{4\pi c} \lambda(\mathbf{x}, t) \nabla \cdot \mathbf{A}_1(\mathbf{x}, t) \right) \quad (9)
\end{aligned}$$

のように定義し、 $\delta \int_{t_1}^{t_2} L_{\text{total}} dt = 0$ を満足するように、揺動場 (ϕ_1, \mathbf{A}_1) に関する変分を取ることによっても導かれ、後者の方法に従うと、系全体のエネルギー保存則等が Noether の定理より保証される。⁹⁾ 式(9)の右辺の第1項は、各粒子種 a の Lagrangian L_a に分布関数 F_a と Jacobian $D_a = B_{\parallel}^*/m_a$ を掛け、ジャイロ中心の位相空間上で積分を行ったものであり、また右辺の最後の項は Coulomb ゲージ条件 $\nabla \cdot \mathbf{A}_1 = 0$ を課するために加えられたものである。前にも述べたように、ジャイロ運動論では、分布関数 F がジャイロ位相 ζ に依存しない上に、磁気モーメント μ が保存するために、位相空間中のジャイロ中心の軌道は本質的に4次元のであり、従来の Boltzmann 方程式が6次元位相空間中の粒子軌道を取り扱わなければならないのと比べると、次元数が節約されたジャイロ運動論的方程式(6)は数値シミュレーションを行うのに適している。低ベータ (ベータはプラズマ圧力と磁気圧の比) のプラズマでは、いわゆる静電近似が用いられ、磁場揺動を無視し、式(8)を除き、式(6)と(7)だけを用いることも多い。

以下に述べるように、ジャイロ運動論方程式(6)は、乱流輸送のみならず新古典輸送¹⁰⁾も含む物理過程を記述するものであることを強調しておこう。微視的揺動が存在しない場合 ($\phi_1 = 0, \mathbf{A}_1 = 0$) の式(6)の解を $F = F_0$ とすると、核融合プラズマのように、密度・温度勾配のような非熱平衡状態をもたらす駆動力が存在するとき、定常分布関数 F_0 は $F_0 = F_M + F_{01}$ のように、局所 Maxwell 平衡分布関数 F_M とそれからのずれ F_{01} からなる。磁場閉じ込めプラズマでは、乱流揺動が存在しなくても、ジャイロ中心の軌道とクーロン衝突の効果により新古典輸送¹⁰⁾と呼ばれるプラズマ粒子・熱・運動量の拡散が起こるが、新古典輸送は F_{01} を求めることにより計算される。

微視的揺動が存在する場合は、粒子分布関数は $F = F_0 + F_1$ (F_1 : 揺動部分) のように表される。トーラス磁場閉じ込めプラズマでは、磁力線垂直方向にジャイロ半径程度の短波長を持つ任意の微視的揺動場 $Q_1(\mathbf{x})$ に対して、バルーニング表示と呼ばれる一種の WKB 近似¹²⁾ $Q_1(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}_{\perp}} Q_{\mathbf{k}_{\perp}} \exp[iS_{\mathbf{k}_{\perp}}(\mathbf{x})]$ を用いた理論解析や数値シミュレーションが行われることが多い。ここで、アイコナール $S_{\mathbf{k}_{\perp}}$ の勾配 $\mathbf{k}_{\perp} = \nabla S_{\mathbf{k}_{\perp}}$ は、局所的な磁場に対して垂直方向を向いた波数ベクトルを表す。粒子位相空間座標とジャイロ中心位相空間座標の差により、それぞれの座標上で表した揺動分布関数 f_1 と F_1 のバルーニング表示 $f_{\mathbf{k}_{\perp}}$ と $F_{\mathbf{k}_{\perp}}$ の間には、

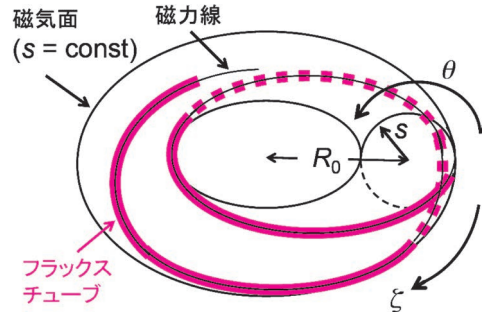


図2 トーラス形状の磁気面とフラックスチューブ。 R_0 はトーラス大半径、 s はトーラス小半径、 θ および ζ は、それぞれ、ポロイダルおよびトロイダル方向の角変数を表す。平衡状態にあるトーラスプラズマでは、磁力線はポロイダルおよびトロイダル方向を周回し、トーラス形状の磁気面を織りなす。赤色は、磁気面上にある磁力線を含み、有限の太さを持つフラックスチューブ (磁束管) を表す。

$$\begin{aligned}
f_{\mathbf{k}_{\perp}} = & F_{\mathbf{k}_{\perp}} \exp(-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho}) \\
& - \frac{e\phi_{\mathbf{k}_{\perp}}}{T} F_M [1 - J_0(k_{\perp}\rho) \exp(-i\mathbf{k}_{\perp} \cdot \boldsymbol{\rho})] \quad (10)
\end{aligned}$$

のような関係式が成り立つ。上式において、 $\boldsymbol{\rho}$ はジャイロ半径ベクトル、 J_0 は0次の Bessel 関数であり、右辺の第1項は粒子の位置とジャイロ中心の位置の差に起因するものであり、 $\phi_{\mathbf{k}_{\perp}}$ を含む部分は、静電揺動による磁化プラズマの分極を表し、式(7)右辺の $\{S_a, F_a\}$ に対応するものである。

式(6)–(8)から、バルーニング表示 ($f_{\mathbf{k}_{\perp}}, \phi_{\mathbf{k}_{\perp}}, \mathbf{A}_{\mathbf{k}_{\perp}}$) によるジャイロ運動論的方程式、Poisson 方程式および Ampère の法則の表式が導かれる (歴史的には、バルーニング表示による表式の方が、最初に導出された)。このバルーニング表示を用いて、次節に述べるイオン温度勾配モードや、捕捉電子モード、電子温度勾配モード、運動論的バルーニングモード等、トーラスプラズマにおける様々な微視的不安定性⁶⁾の線形解析が行われている。プラズマ乱流状態を扱う非線形ジャイロ運動論的シミュレーションは膨大な計算時間・計算容量を要するが、バルーニング表示の考え方に基づき、フラックスチューブモデル¹³⁾と呼ばれる手法が開発され、トーラス磁気面内の磁力線近傍における局所的な乱流状態のジャイロ運動論的シミュレーションも盛んに行われ、乱流輸送フラックスや揺動スペクトルに関する実験とシミュレーションの比較もされるようになってきている。フラックスチューブモデル¹³⁾では、式(1)で示されるような背景磁場や平衡圧力分布のスケール長 L および乱流の特徴的な磁力線垂直 (平行) 方向の波長 $k_{\perp}^{-1} \sim \rho \ll L (k_{\parallel}^{-1} \sim L)$ に対して、 $k_{\perp}^{-1} \ll d \ll L$ および $l > k_{\parallel}^{-1} \sim L$ を満足する太さ d および長さ l を持つフラックスチューブ (磁束管) 領域 (図2参照) における揺動分布関数 f_1 および揺動場 (ϕ_1, \mathbf{A}_1) が計算される。一方、近年の大規模並列計算機の発達とともに、トーラス領域全体における乱流揺動を計算するグローバルシミュレーションもできるようになり、将来の核融合炉のサイズに対するシミュレーションも展望できるところまできている。⁵⁾ また、微視的なフラックスチューブシミュレーションと巨視的なプラズマ密度・温度・流速の時間

発展のシミュレーションを結合させた階層連結シミュレーションを行う試みも見られる。¹⁴⁾

2.2 乱流揺動のエントロピーとスペクトル

ジャイロ運動論に基づき、密度や温度の勾配により駆動される微視的不安定性が、粒子や熱の乱流輸送を生み出す場合のエントロピーの生成や移送の問題について考えてみよう。アンサンブル平均を $\langle \dots \rangle_{\text{ens}}$ で表すことにして、揺動部分を取り除いた粒子分布関数 $\langle f \rangle_{\text{ens}}$ を用いて巨視的なエントロピー密度を $S_M = -\int d^3v \langle f \rangle_{\text{ens}} \log \langle f \rangle_{\text{ens}}$ で定義し、分布関数 f をそのまま用いて微視的なエントロピー密度を $S_m = -\int d^3v f \log f$ で定義すると、揺動部分 $f_1 = f - \langle f \rangle_{\text{ens}}$ から生じる巨視的および微視的エントロピー密度の差の平均は、高次微小量を無視することにより、

$$\begin{aligned} \delta S &= S_M - \langle S_m \rangle_{\text{ens}} = \int d^3v \frac{\langle f_1^2 \rangle_{\text{ens}}}{2F_M} \\ &= \sum_{\mathbf{k}_\perp} \int d^3v \frac{\langle |f_{\mathbf{k}_\perp}|^2 \rangle_{\text{ens}}}{2F_M} \end{aligned} \quad (11)$$

のように表される。ここで、粒子分布関数 f とジャイロ中心分布関数 F の揺動部分は一般に異なり、 \mathbf{k}_\perp -空間表示では、式(10)で示されるような関係にあることを注意しておく。また、エネルギーが速度空間における分布関数の2次のモーメントに参与するのに対して、上記のエントロピー密度は、3次以上を含む、あらゆる次数のモーメントからの寄与を含み、高温・低衝突プラズマにおける速度空間分布関数の微細な構造の生成に関わっている。^{17,18)} さらに、以下に述べるように、エントロピーバランスを考慮することによって、粒子・熱輸送等の非可逆過程を記述し、乱流揺動のワースペクトルの移送過程の定量的な解析を行うことができる。^{15,2,19,16)} ジャイロ運動論の基礎方程式系からは、 \mathbf{k}_\perp -空間における乱流揺動に関わるエントロピーバランス方程式が導かれ、以下のような形に書かれる。^{15,16)}

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\sum_a T_a \left\langle \left\langle \int d^3v \frac{|f_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}|^2}{2f_{\text{aM}}} \right\rangle \right\rangle + \frac{1}{8\pi} \langle \langle |\mathbf{E}_{\mathbf{k}_\perp}|^2 + |\mathbf{B}_{\mathbf{k}_\perp}|^2 \rangle \rangle \right] \\ = \sum_a (T_a \Gamma_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp} X_{a1} + q_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp} X_{a2}) \\ + \sum_a T_a \sum_{\mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp} \delta_{\mathbf{k}_\perp + \mathbf{p}_\perp + \mathbf{q}_\perp, 0} \mathcal{J}_a(\mathbf{k}_\perp | \mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp) \\ + \sum_a T_a \left\langle \left\langle \text{Re} \left[\int d^3v \frac{f_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}^*}{F_{\text{aM}}} C_a(f_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}) \right] \right\rangle \right\rangle \end{aligned} \quad (12)$$

上式の各項は全てジャイロ半径オーダーリングパラメーター ρ/L [式(1)参照] に関して2次の量になっており、3次以上の量は無視されている。ここで、 $\langle \langle \dots \rangle \rangle$ はトーラス磁気面上の平均とアンサンブル平均を合わせた2重平均化操作を意味する。乱流揺動エントロピー密度の時間変化に加えて、揺動電流と揺動電場の積によるジュール損失に起因する電磁場のエネルギー密度 $(|\mathbf{E}_{\mathbf{k}_\perp}|^2 + |\mathbf{B}_{\mathbf{k}_\perp}|^2)/8\pi$ の時間変化が、上式の左辺に現れている。上式の右辺において、 $\Gamma_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}$ および $q_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}$ は、それぞれ、乱流揺動 $(f_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}, \phi_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}, \mathbf{A}_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp})$ から求まる小半径 s 方向 (図2参照) の粒子輸送フラックスお

よび熱輸送フラックスを表し、 $X_{a1} = -\partial \ln p_a / \partial s + e_a E_s / T_a$ と $X_{a2} = -\partial \ln T_a / \partial s$ は、乱流輸送を駆動する熱力学的力であり、小半径 s 方向の背景圧力 p_a 、温度 T_a の勾配および背景電場 E_s からなる。式(12)の右辺1行目に示されるように、熱力学的力とそれに共役な乱流輸送フラックスの積が、乱流揺動のエントロピー生成源となる。右辺の最後の項は、つねに負 (もしくは零) となり、衝突による乱流揺動の散逸を表す。また、 $\mathcal{J}_a(\mathbf{k}_\perp | \mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp)$ は、 $\mathbf{k}_\perp + \mathbf{p}_\perp + \mathbf{q}_\perp = 0$ を満足する3つの波数ベクトル $\mathbf{k}_\perp, \mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp$ の間の非線形相互作用による波数空間スペクトルにおける乱流揺動エントロピーの移送を表し、詳細釣り合いの関係式 $\mathcal{J}_a(\mathbf{k}_\perp | \mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp) + \mathcal{J}_a(\mathbf{p}_\perp | \mathbf{q}_\perp, \mathbf{k}_\perp) + \mathcal{J}_a(\mathbf{q}_\perp | \mathbf{k}_\perp, \mathbf{p}_\perp) = 0$ と対称性 $\mathcal{J}_a(\mathbf{k}_\perp | \mathbf{p}_\perp, \mathbf{q}_\perp) = \mathcal{J}_a(\mathbf{k}_\perp | \mathbf{q}_\perp, \mathbf{p}_\perp)$ を満たす。¹⁶⁾

式(12)は、Navier-Stokes乱流や熱対流乱流等の流体乱流理論における運動エネルギーや温度揺動のワースペクトルが満たすバランス方程式との類似性を示している。実際、揺動エントロピースペクトル $|f_{\mathbf{a}\mathbf{k}_\perp}|^2/2f_{\text{aM}}$ には、プラズマの流体としての密度揺動、速度揺動、温度揺動や高次速度モーメントのワースペクトルが内包されており、種々の流体極限を取ることににより、式(12)は、流体モデルから得られるものと同じワースペクトルのバランス方程式に帰着する。¹⁷⁾ 例えば、4節で示される太陽風プラズマに対するMHD (Magnetohydrodynamics) 乱流のワースペクトルも、ジャイロ運動論的ワースペクトルの極限的表現の一つと捉えることができる。また、式(12)では、波数空間におけるスペクトル移送が記述されているが、速度分布関数を適切な基底関数により展開することによって、速度空間における異なるスケール間のスペクトル移送を取り扱うこともでき、位相空間分布を扱うジャイロ運動論ならではの乱流スペクトル理論が展開されている。^{18,19,2)}

3. 微視的不安定性と乱流輸送

3.1 イオン温度勾配不安定性

ここでは、ジャイロ運動論によって最もよく研究されている微視的不安定性として、トロイダル磁場配位におけるイオン温度勾配 (ITG) 不安定性²⁰⁾ すなわち、トロイダルITGモードを取り上げよう。トロイダルITGモードは、湾曲した非一様磁場の下で現れるイオンの ∇B -曲率ドリフトとイオン温度勾配の相乗効果により駆動される不安定性である。図3は、トロイダルITGモードの不安定化機構を表す。イオンの ∇B -曲率ドリフトは粒子速度に依存するため、ドリフト運動方向に沿ってイオン温度分布に波状の揺動が生ずるとドリフト速度の差により波の山と谷の間にイオンの高または低密度領域が生じ、それによる荷電分離を打ち消すための電場が生まれる。 $\nabla T_i \cdot \nabla B > 0$ が成り立つトーラスの外側部分では、上述の電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがつくるイオン温度の対流が温度揺動振幅を増長させる。これがトロイダルITGモード不安定性の物理的描像であり、逆に、 $\nabla T_i \cdot \nabla B < 0$ となるトーラスの内側部分ではITGモード

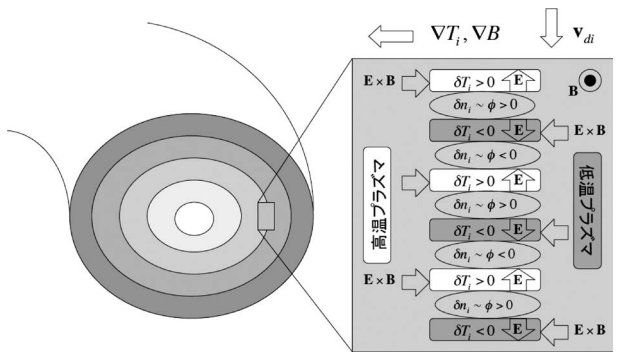


図3 トロイダル・イオン温度勾配 (ITG) モードの不安定化機構. $\nabla T_i \cdot \nabla B > 0$ が成り立つトーラスの外側部分では、イオンの温度揺動 δT_i と ∇B -曲率ドリフト v_{di} が荷電分離を引き起こし、その結果生ずる電場による $E \times B$ ドリフトの対流がイオン温度揺動 δT_i をさらに増幅させる。

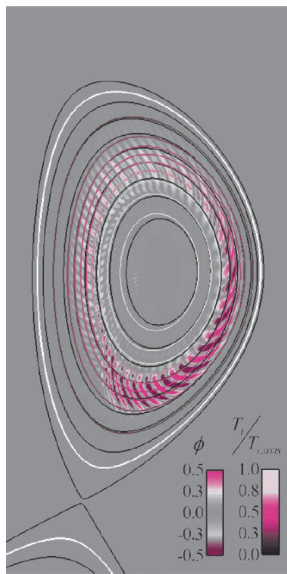


図4 ジャイロ運動論的シミュレーションコードGT5Dにより計算されたトカマク装置JT-60SAにおけるトロイダル・イオン温度勾配 (ITG) モード [参考文献21, Fig. 1 (著作権: Elsevier (2008)) より許可を得て転載]. JT-60SAにおけるITGモードに伴う静電ポテンシャル揺動 ϕ の構造と背景イオン温度 T_i の等高線が示されている。この図では、国際熱核融合実験炉 (ITER) を模擬したJT-60SAの磁場配位が用いられている。

は安定化される。

図4は、グローバル・ジャイロ運動論的シミュレーションコードGT5D²¹⁾により計算された線形トロイダルITGモードの構造を表す。図では、現在日本原子力研究開発機構で建設中のトカマク装置JT-60SA²²⁾のポロイダル断面において、ITGモードに伴う静電ポテンシャル揺動 ϕ の構造が示されている。JT-60SAでは、フランスで建設中の国際熱核融合実験炉 (ITER)²³⁾の支援研究が行われる予定であり、この図でもITERを模擬した磁場配位が用いられている。トーラスの外側 (右側) から下方部にかけて、ITGモードによるポテンシャル揺動の大きな振幅が見られる。 $E \times B$ ドリフト速度は ϕ の等高線の接線方向を向いているので、図からは、互いに逆向きに回転する渦の配列がITGモードにより生じていることがわかる。これらの渦が、プラズマの高温部と低温部を掻き混ぜ、結果としてトーラス小半径方向の熱輸送を引き起こす。

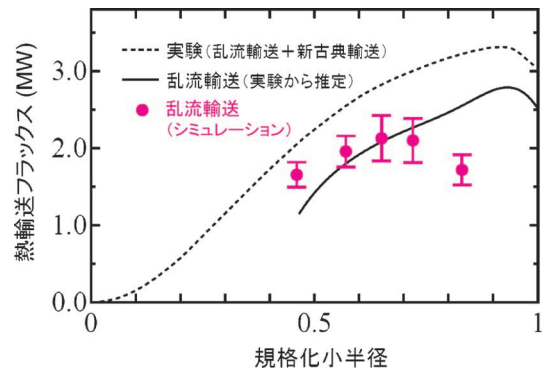


図5 大型ヘリカル装置 (LHD) の高イオン温度プラズマにおけるイオン熱輸送フラックスの小半径依存性。実線は、実験から得られた熱輸送フラックス (点線) から新古典熱輸送の計算値を引くことにより得られた乱流熱輸送フラックスの推定値を表し、丸印は、ジャイロ運動論コードGKV-X²⁵⁾によるフラックスチューブシミュレーションから求められた乱流熱輸送フラックスの値を表す。

トロイダルITGモードにより生ずるプラズマ乱流、即ちトロイダルITG乱流はトカマクやヘリカル型トーラス装置におけるプラズマイオンの熱輸送を生み出す原因と考えられ、ジャイロ運動論に基づくITG乱流輸送シミュレーションが盛んに行われている。図5は、ヘリカル型では世界最大である核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (LHD)²⁴⁾における高イオン温度プラズマの実験結果とジャイロ運動論的シミュレーションコードGKV-X²⁵⁾によるITG乱流シミュレーション結果の比較を示す。GKV-Xは、3次元MHD平衡計算により得られる複雑なヘリカル磁場構造を正確に取り入れるよう開発されたジャイロ運動論的シミュレーションコードである。図5の点線は実験結果の輸送解析から評価されたイオン熱輸送フラックス、実線は実験結果から新古典輸送²⁶⁾の部分を除いて見積もられた乱流イオン熱輸送フラックス、残りのデータ点はGKV-Xにより求められたITG乱流によるイオンの熱輸送フラックスを表す。図5からわかるように、周辺領域においてシミュレーションによる乱流イオン熱輸送フラックスの値が実験に比べて小さくなる傾向があるが、ヘリカル型プラズマ実験との比較によるジャイロ運動論的シミュレーションの初めての検証としては、まずまずの一致が見られる。このシミュレーションではイオンのみをジャイロ運動論で取り扱い、電子に対して運動論的な取り扱いをしていない等の近似を用いているが、運動論的電子や磁場揺動等の効果を取り入れることにより、ITGモード以外に、捕捉電子モード、電子温度勾配モードや運動論的パルーニングモードにより駆動される乱流の取り扱いに向けたシミュレーションコードの拡張が現在進められており、²⁷⁾ ジャイロ運動論に基づく乱流輸送研究の今後のさらなる進展が期待される。

3.2 帯状流の発生と乱流輸送の抑制

図5で示されたような熱輸送フラックスの評価のため行われたITG乱流輸送シミュレーションにおいて、主にポロイダル方向を向いた波数ベクトルを持つITGモードの非線形相互作用から、小半径方向の波数ベクトルを持つ静電ポ

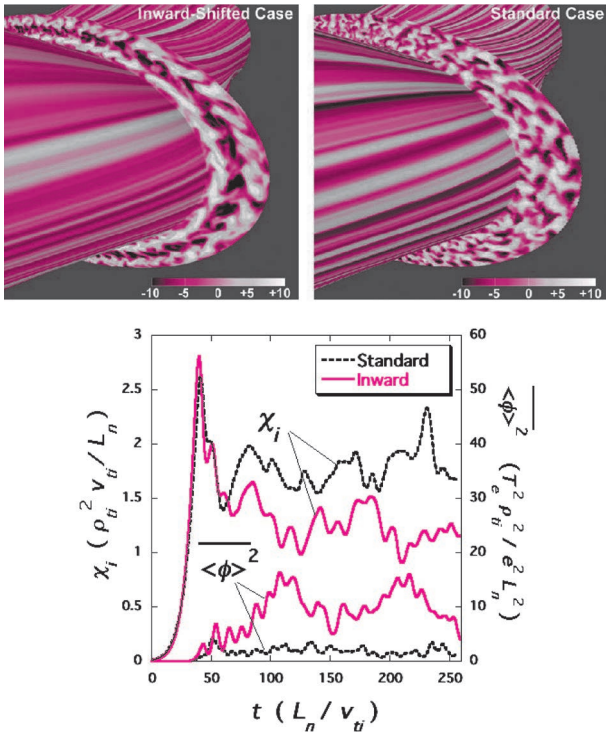


図6 GKVコードを用いたジャイロ運動論的シミュレーションにより得られた大型ヘリカル装置(LHD)の標準磁場配位(右上図)と内寄せ磁場配位(左上図)におけるITG乱流の静電ポテンシャルの構造[参考文献36, Fig. 3(著作権: The American Physical Society (2008))より許可を得て転載]および乱流イオン熱拡散係数 χ_i ・帯状流ポテンシャルの平均二乗振幅 $\langle\phi^2\rangle$ の時間発展(下図)[参考文献38, Fig. 4(著作権: プラズマ・核融合学会(2008))より許可を得て転載]. 標準配位に比べてリップル捕捉粒子のドリフトによる分極効果の弱い内寄せ磁場配位において、より強い帯状流が生成されると同時に、ITG乱流によるイオン熱輸送が低減される。(フルカラー口絵参照.)

テンシャル揺動が生成され、トーラス磁気面に接した $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度が磁気面ごとに大きさや向きを変える帯状流の構造が現れることが確認されている(図6上左図参照). ITG乱流から生成された $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 帯状流は、図3や図4に示された熱輸送をもたらすITGモード由来の小半径方向に伸びた静電ポテンシャルの構造を破壊し乱流輸送を抑制することから、近年、プラズマ閉じ込め性能を改善する物理機構として大きな注目を浴び、多くの研究がなされている.^{28, 29)}

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 帯状流には、準定常的なものと、時間的に振動する測地的音響モード(Geodesic Acoustic Mode略してGAM)³⁰⁾があり、ともに、実験およびシミュレーションの両方によって、その存在が確認されている.³¹⁾ トーラス配位において、小半径方向の電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度 $\mathbf{v}_{E \times B}$ の発散 $\nabla \cdot \mathbf{v}_{E \times B}$ が磁力線の測地曲率に比例し、GAMは、この $\mathbf{v}_{E \times B}$ の圧縮性により生ずる音波の一種であり、GAMの周波数は、おおよそイオン音速とトーラス大半径の比 c_s/R_0 によって与えられる. GAMは線形安定なモードであるが、別の不安定モードの非線形相互作用や高エネルギー粒子等の他のソースにより駆動され、³²⁾ またイオンとの運動論的な共鳴相互作用によりランダウ減衰³³⁾を受ける.

RosenbluthとHinton³⁴⁾は、トカマク配位における無衝突

プラズマに対して、ITG乱流の特徴的な波数領域 $k_{\perp} < 1/\rho_i$ において帯状流のソースとなる静電ポテンシャル揺動 $\phi(0)$ を初期に与えた場合、GAMの周期より十分長い時間 $t(\gg R_0/c_s)$ が経過し、GAM振動がランダウ減衰により消え去った後でも、

$$\frac{\phi(t)}{\phi(0)} = \frac{1}{1 + 1.6q^2/\epsilon^{1/2}} \quad (13)$$

で与えられる有限振幅の定常的な帯状流ポテンシャル $\phi(t)$ が残ることを理論的に示した. 上式において、 $q = \epsilon B_T/B_P$ (B_T : トロイダル磁場, B_P : ポロイダル磁場)はトカマクの安全係数を表し、 ϵ はトーラスの小半径と大半径の比を表す(図2参照). 帯状流ポテンシャルは、小半径方向の電位差を表し、それに応答する荷電粒子の分極、即ち小半径方向の変位により、元来の電位差は遮蔽され、弱められる. 磁場中の荷電粒子はジャイロ運動により、磁力線垂直方向の変位が厳しく制限されるが、トカマクでは、弱磁場側に捕捉された荷電粒子が $\epsilon^{1/2}$ の割合で存在し、ジャイロ半径の q^2/ϵ 倍の軌道幅を持つバナナ形状の軌道を描いて、トーラス小半径方向に変位することができる. 式(13)の右辺の分母の第2項($\propto \epsilon^{1/2} \times q^2/\epsilon$)は、このようなバナナ軌道を描くイオンの分極作用による帯状流ポテンシャルの遮蔽効果を表す. 式(13)の妥当性は多くのジャイロ運動論的シミュレーションによって確かめられている.

式(13)に示された帯状流ポテンシャルの初期ソースに対する応答は、ITG乱流においてITGモードの非線形結合が各時刻につくる帯状流ソースから生み出される帯状流の生成効率をも表していることに注意しよう.³⁴⁾ 従って、残留帯状流の大きさは、乱流から準定常もしくは低周波数の帯状流がどれだけ生成されるかに深く関わっている. トカマクのみならず、ヘリカル系プラズマにおいても理論解析が進められ、非軸対称な磁場成分が、GAMや残留帯状流にどのような影響を与えるかが明らかにされており、ヘリカル系特有のリップル磁場に捕捉された粒子の小半径方向ドリフトによる新たな分極効果が現れ、帯状流ポテンシャルの遮蔽をもたらすことがわかった.³⁵⁾ 図6の右上図および上左図は、それぞれ、LHDにおける標準磁場配位および鉛直磁場によりプラズマをトーラス内側へシフトさせた磁場配位(内寄せ磁場配位)に対してジャイロ運動論的シミュレーションを行うことにより得られたITG乱流の静電ポテンシャル分布が示されている.³⁶⁾ 標準磁場配位に比べ、内寄せ磁場配位では、リップル捕捉粒子のドリフトが小さく、いわゆる新古典リップル輸送が小さくなるが、ITGモードの成長率の増加をもたらす「磁気丘(即ち、磁力線の平均的曲率が圧力駆動型モードを不安定化させる方向にある領域)」が若干増大するにもかかわらず、乱流輸送も減少することが実験により観測されている.³⁷⁾ シミュレーションでは、両磁場配位において帯状流が発生し、小半径方向に伸びた線形ITGモードのポテンシャル構造が壊されることが観測されるが、図6の下図からわかるように、ヘリ

カル系の残留帯状流の理論解析から予測されたように、標準配位に比べてリップル捕捉粒子のドリフトによる分極効果の弱い内寄せ磁場配位において、より強い帯状流が生成されると同時に、ITG乱流によるイオン熱輸送が低減されることが確認された。^{36,38)} このように磁場配位を調節することにより、帯状流の生成を促進し、新古典輸送のみならず乱流輸送をも制御・抑制することは、プラズマ閉じ込め改善の観点から重要なテーマの一つとして、ジャイロ運動論を用いた研究が盛んに行われているところである。また、帯状流による乱流輸送抑制の詳細な物理機構を解明するため、2.2節で紹介した揺動エントロピーを用いたスペクトル解析も進められている。¹⁶⁾

4. 宇宙プラズマ研究への応用

ここからは、ジャイロ運動論の宇宙物理学分野への応用例として、太陽風乱流を取り上げてみよう。図7は、人工衛星により観測された太陽風乱流における電磁揺動のスペクトルを表している。^{2,39)} 太陽風プラズマのベータ値は1のオーダーであり、イオンのジャイロ半径は $\rho_i \sim 100$ km程度である。また、イオンや電子の平均自由行程は ρ_i よりもはるかに長く、1天文単位に近いレベルにあり、ここで取り扱われる太陽風乱流は無衝突の物理過程とみなされる。このような条件下において、特にイオンジャイロ半径よりも小さなスケールにおける太陽風乱流を記述するためには、従来のMHDに基づく解析だけでは不十分であり、運動論的な取り扱いが必要であると考えられる。

さて、ジャイロ運動論では、背景磁場に対して垂直方向

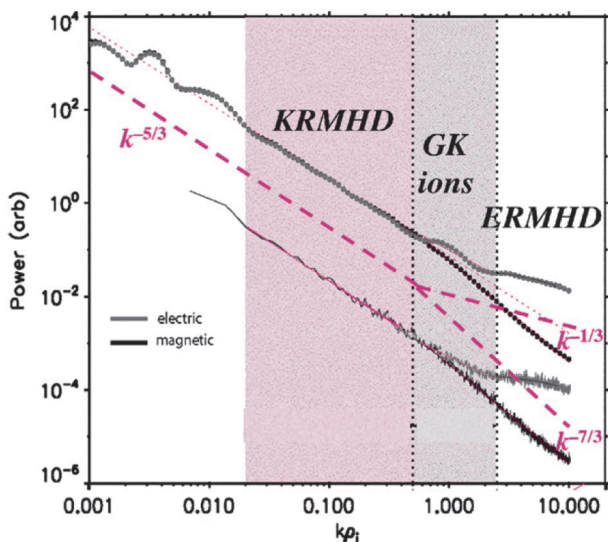


図7 人工衛星により観測された太陽風乱流における電場揺動および磁場揺動のスペクトル [参考文献2, Fig. 1 (著作権: The American Astronomical Society (2009) より許可を得て転載)]. KRMHD (運動論的簡約化MHD), GK ions (ジャイロ運動論的イオン) およびERMHD (電子簡約化MHD) は、それぞれ、波数領域 $k_{\perp} \ll 1/\rho_i$, $k_{\perp} \sim 1/\rho_i$ および $1/\rho_i \ll k_{\perp} \ll 1/\rho_e$ で有効となるモデルの名称を表す。簡約化MHD (RMHD) を包含するKRMHDモデルが成り立つ波数領域 $k_{\perp} \ll 1/\rho_i$ では、電場揺動と磁場揺動はともに、Goldreich-Sridhar理論の予測するスケールリング則 $\propto k_{\perp}^{-5/3}$ に従い、ERMHDモデルが成り立つ波数領域 $1/\rho_i \ll k_{\perp} \ll 1/\rho_e$ では、揺動電場と揺動磁場は、それぞれ、 $k_{\perp}^{-1/3}$ と $k_{\perp}^{-7/3}$ という異なるスケールリング則に従う。

の波数が、平行方向の波数よりはるかに大きい ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) 非等方乱流が取り扱われるが、イオンジャイロ半径よりも大きなスケール ($k_{\perp} \rho_i \ll 1$) では、ジャイロ運動論方程式系から簡約化MHD (RMHD) と呼ばれるモデル方程式系が導かれる。RMHDは、元々は、磁場閉じ込め核融合プラズマの安定性解析のため、MHDモデルを単純化することによって導かれたものである。⁴⁰⁾ RMHDで扱われる $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ のような非等方性を持つAlfvén波乱流に対して、Goldreich-Sridhar⁴¹⁾ はcritical balanceと呼ばれる関係式 $\omega \sim k_{\parallel} v_A \sim k_{\perp} u_{\perp}$ を仮定し、Kolmogorovスケールリングと同様の形を持つ電磁揺動エネルギースペクトル

$$E(k_{\perp}) \sim \epsilon^{2/3} k_{\perp}^{-5/3} \quad (14)$$

を導いた。ここで、 ω は乱流によるエネルギー移送を特徴づける周波数、 v_A は背景磁場とイオン密度から定まるAlfvén速度、 u_{\perp} は揺動電場と背景電場により決まる $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 速度、 $E(k_{\perp}) \sim u_{\perp}^2/k_{\perp}$ は k_{\perp} -空間における(単位質量当たりの)乱流エネルギーの密度、 $\epsilon \sim \omega u_{\perp}^2$ は乱流エネルギーの散逸率を表す。また、このAlfvén波乱流において、揺動電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 速度がもたらす運動エネルギーと揺動磁場のエネルギーは互いに等しく、ともに式(14)のスケールリングに従い、また、式(14)とcritical balanceの仮定を用いると $k_{\parallel} \sim k_{\perp}^{2/3}$ という関係も導かれる。図7において、 $k_{\perp} \rho_i \ll 1$ が成り立つKRMHDと記された桃色の部分では、揺動電場および揺動磁場のエネルギースペクトルがともに、式(14)に示されたGoldreich-Sridhar理論の予測するスケールリング $\propto k_{\perp}^{-5/3}$ に従うことがわかる。ただし、 $k_{\perp} \rho_i \ll 1$ においても、揺動電場のエネルギースペクトルのスケールリングが $\propto k_{\perp}^{-5/3}$ から若干ずれるという観測結果の報告もあることを断っておこう。⁴²⁾

一方、 $k_{\perp} \rho_i \gg 1$ で表される短波長領域では、式(14)のGoldreich-Sridharのスケールリング則が成り立っていないことが、図7より見て取れる。このような短波長領域では、通常のMHD理論では考慮されないイオンの有限ジャイロ半径効果が重要となるが、電子ジャイロ半径効果は無視できる波数領域 $\rho_i^{-1} \ll k_{\perp} \ll \rho_e^{-1}$ において、ジャイロ運動論を用いることにより、前述のRMHDの修正版である電子簡約化MHD (ERMHD) モデルが導かれ、運動論的Alfvén波乱流を記述することが可能となる。²⁾ Goldreich-Sridharのスケールリング理論に倣って、今度はERMHDに基づいて、運動論的Alfvén波乱流のエネルギースペクトルを導くことができ、その結果、

$$\begin{aligned} (\text{揺動電場のエネルギースペクトル}) &\sim k_{\perp}^{-1/3} \\ (\text{揺動磁場のエネルギースペクトル}) &\sim k_{\perp}^{-7/3} \end{aligned} \quad (15)$$

が得られる。図7のERMHDと記された短波長領域における電場と磁場のエネルギースペクトルが、上に示された運動論的Alfvén波乱流に対するスケールリング則によってよく説明できることがわかる。

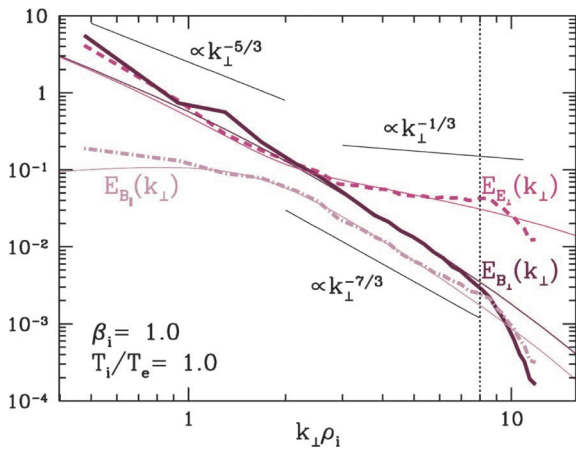


図8 AstroGKコードを用いたジャイロ運動論的シミュレーションにより得られた揺動電場と揺動磁場のスペクトル[参考文献4, Fig. 3(著作権: The American Physical Society (2008))より許可を得て転載]. $E_{E\parallel}(k_{\perp})$, $E_{B\perp}(k_{\perp})$ および $E_{B\parallel}(k_{\perp})$ は、それぞれ、背景磁場に対する垂直方向揺動電場、垂直方向揺動磁場および平行方向揺動磁場のエネルギースペクトルを表す。波長領域 $k_{\perp} > 1/\rho_i$ では、式(15)で予測されるように電場エネルギーと磁場エネルギーが異なるスケールリング則に従うのがわかる。

式(14)や(15)は、ジャイロ運動論から導出された簡約化流体モデルに基づき、現象論的な仮定を用いて導かれたが、ジャイロ運動論的方程式を直接解くことによる太陽風乱流のシミュレーションが行われている。宇宙プラズマ乱流の研究を目的として開発されたジャイロ運動論的シミュレーションコードAstroGK³⁾を用いた太陽風乱流のシミュレーション結果⁴⁾を図8に示す。図7の観測結果に対応する広範な波数空間全てをジャイロ運動論的シミュレーションにより扱うことは未だ困難であるが、図8では、 $k_{\perp}\rho_i \sim 1$ を境にして、観測結果に見られるように、電場・磁場エネルギースペクトルが式(14)に示されるGoldreich-SridharのAlfvén波乱流スケールリングから、式(15)の運動論的Alfvén波乱流スケールリングへ遷移する様子が確認された。このような結果からも、通常のMHD理論では扱えないイオンジャイロ半径以下のスケールにジャイロ運動論を用いることは妥当であると思われる。今後、太陽風乱流や星間媒質の研究等、宇宙プラズマ分野へのさらなる応用が予想される。

5. おわりに

本解説では、磁場閉じ込めプラズマにおける微視的不安定性や乱流現象を記述するモデルであるジャイロ運動論で用いられる基本的な仮定、方程式系や特徴について概観し、核融合プラズマにおける乱流輸送や太陽風プラズマ乱流の研究への応用例を示した。ジャイロ運動論が対象とするプラズマでは、磁場による非等方性が強く、粒子の衝突間の平均自由行程が長く、ランダウ減衰のような波動-粒子共鳴相互作用、粒子のジャイロ運動による位相混合や、また複雑な幾何学的形状を持つ磁場中でのジャイロ中心のドリフト軌道等が、実空間のみならず速度空間を含めた位相空間上での分布関数の構造形成に影響を及ぼし、従来の流体乱流にはないユニークな特徴をプラズマ乱流に与えている。

このような磁化プラズマの運動論的特性を正確に把握することは、核融合炉のプラズマ閉じ込め性能の予測や宇宙プラズマ観測結果の理解をする上で本質的に重要であり、これらの分野でジャイロ運動論に基づく理論・シミュレーション解析は強力な武器となる。

ジャイロ位相の平均化により、取り扱う位相空間を1つ減らしたとはいえ、ジャイロ運動論の直接シミュレーションには大きな計算資源を要する。また、質量の違いにより、イオンと電子の運動の特徴的な時間スケールや空間スケールは大きく隔たるため、両者を共にジャイロ運動論により記述し、 $k_{\perp} \leq 1/\rho_i$ 領域で優勢なイオン温度勾配モード、捕捉電子モード乱流と $1/\rho_i \ll k_{\perp} \leq 1/\rho_e$ 領域で優勢な電子温度勾配モード乱流を同時に含んだシミュレーションを実行することは、非常にチャレンジングな課題である。核融合プラズマのジャイロ運動論的シミュレーションでは、他にもベータ値の上昇とともに運動論的バルーニング不安定性により駆動される電磁的乱流輸送の取り扱いが必要となるとともに、多種イオン、周辺プラズマ、加熱ソース・シンクやまた輸送コードとの結合による多階層シミュレーション等、拡張すべき課題は多く、正確かつ効率的な数値計算手法の開発が不可欠である。このように、ジャイロ運動論に基づく理論・シミュレーション研究は未だ発展途上にあり、今後の進歩および核融合・宇宙プラズマや他分野への応用が大いに期待される。

本稿の執筆にあたって貴重な資料や助言をいただいた核融合科学研究所の沼波政倫氏ならびに鳥取大学の古川勝氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 洲鎌英雄：プラズマ・核融合学会誌 **79** (2003) 107; A. J. Brizard and T. S. Hahm: Rev. Mod. Phys. **79** (2007) 421.
- 2) A. A. Schekochihin, et al.: Astrophys. J. Suppl. Ser. **182** (2009) 310.
- 3) R. Numata, et al.: J. Comput. Phys. **229** (2010) 9347.
- 4) G. G. Howes, et al.: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 065004.
- 5) 渡邊智彦, 洲鎌英雄：プラズマ・核融合学会誌 **81** (2005) 534; Y. Idomura, et al.: Comptes Rendus Physique **7** (2006) 650; X. Garbet, et al.: Nucl. Fusion **50** (2010) 043002.
- 6) J. Wesson: Tokamaks (Clarendon Press, Oxford, 1997) Chap. 8; W. M. Tang, et al.: Nucl. Fusion **18** (1978) 1089.
- 7) W. Horton, et al.: Rev. Mod. Phys. **71** (1999) 735.
- 8) J. R. Cary and R. G. Littlejohn: Ann. Phys. **151** (1983) 1; J. R. Cary: Phys. Rep. **79** (1981) 129.
- 9) H. Sugama: Phys. Plasmas **7** (2000) 466.
- 10) P. Helander and D. J. Sigmar: Collisional Transport in Magnetized Plasmas (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2002) Chap. 3.
- 11) H. Sugama, T.-H. Watanabe and M. Nunami: Phys. Plasmas **16** (2009) 112503.
- 12) R. D. Hazeltine and J. D. Meiss: Plasma Confinement (Addison-Wesley, Redwood City, California, 1992) p. 298.
- 13) M. A. Beer, et al.: Phys. Plasmas **2** (1995) 2687.
- 14) M. Barnes, et al.: Phys. Plasmas **17** (2010) 056109.
- 15) H. Sugama, et al.: Phys. Plasmas **3** (1996) 2379; H. Sugama, et al.: *ibid.* **16** (2009) 112503.
- 16) M. Nakata, et al.: Phys. Plasmas **19** (2012) 022303.
- 17) H. Sugama, et al.: Phys. Plasmas **10** (2003) 726.
- 18) T.-H. Watanabe and H. Sugama: Phys. Plasmas **11** (2004) 1476.
- 19) 龍野知哉：日本物理学会誌 **67** (2012) 640; T. Tatsuno, et al.: Phys. Rev.

Lett. **103** (2009) 015003.

- 20) 洲鎌英雄, 矢木雅敏: プラズマ・核融合学会誌 **76** (2000) 1007.
- 21) Y. Idomura, *et al.*: Comput. Phys. Commun. **179** (2008) 391.
- 22) <http://www.jt60sa.org/>
- 23) <http://www.iter.org/>
- 24) A. Komori, *et al.*: Fusion Sci. Technol. **58** (2010) 1.
- 25) M. Nunami, *et al.*: Phys. Plasmas **19** (2012) 042504.
- 26) C. D. Beidler and W. D. D'haeseleer: Plasma Phys. Control. Fusion **37** (1995) 463.
- 27) A. Ishizawa, *et al.*: Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conf., San Diego, USA, 2012 (IAEA, Vienna, 2012) Paper No. TH/P2-23.
- 28) P. H. Diamond, *et al.*: Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) R35.
- 29) K. Itoh, *et al.*: Phys. Plasmas **13** (2006) 055502.
- 30) N. Winsor, *et al.*: Phys. Fluids **11** (1968) 2248.
- 31) A. Fujisawa, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 165002.
- 32) Y. Todo, *et al.*: Nucl. Fusion **50** (2010) 084016.
- 33) F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Volume 1: Plasma Physics* (Plenum Press, New York, 1984) p. 240.
- 34) M. N. Rosenbluth and F. L. Hinton: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 724.
- 35) H. Sugama and T.-H. Watanabe: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 115001; Phys. Plasmas **13** (2006) 012501.
- 36) T.-H. Watanabe, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 195002.
- 37) H. Yamada, *et al.*: Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) A55.
- 38) H. Sugama, *et al.*: Plasma Fusion Res. **3** (2008) 41.
- 39) S. D. Bale, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 215002.
- 40) B. B. Kadomtsev and O. P. Pogutse: Sov. Phys. JETP **38** (1974) 283; H. R. Strauss: Phys. Fluids **19** (1976) 134.
- 41) P. Goldreich and S. Sridhar: Astrophys. J. **438** (1995) 763.
- 42) C. H. K. Chen, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **737** (2011) L41.

著者紹介



洲鎌英雄氏: 専門は、磁場閉じ込め核融合プラズマの物理。特にプラズマの微視的不安定性、新古典・乱流輸送に興味がある。



渡邊智彦氏: 専門は、核融合や宇宙プラズマの物理。特にシミュレーションに力をいれており、まだ現役でプログラミングに励んでいる。

(2012年10月18日原稿受付)

Studies of Turbulence in Magnetized Plasmas Based on Gyrokinetic Theory: From Fusion to Space

Hideo Sugama and Tomohiko Watanabe

abstract: Physical properties of fusion and space plasmas are significantly influenced by background magnetic fields. The gyrokinetic theory is a basic framework for describing microinstabilities and turbulence in these magnetized plasmas. In the gyrokinetic theory, particles' distribution functions are averaged with respect to the angle variables associated with particles' gyromotion around magnetic field lines and the dimension of the treated phase space is reduced so that theoretical analyses and numerical simulations can be simplified. Besides primary kinetic effects such as particles' orbits in complex magnetic configurations, finite gyroradii, and Landau damping due to resonant wave-particle interaction are accurately described by the gyrokinetic model. Therefore, theoretical and simulation researches based on the gyrokinetics have been actively done in the fields of turbulent transport in fusion plasmas and spectral analyses of space plasma turbulence.

シリセン：ケイ素で出来たグラフェン？

高村(山田)由起子 (北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科 923-1292 能美市旭台 1-1)

アントワーヌ・フロランス (北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科 923-1292 能美市旭台 1-1)

ライナー・フリードライン (北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科 923-1292 能美市旭台 1-1)

尾崎 泰助 (北陸先端科学技術大学院大学シミュレーション科学研究センター 923-1292 能美市旭台 1-1)

炭素とケイ素は同族元素だが、黒鉛に相当するケイ素の同素体の話を聞くことは少ない。ところが、2012年は一原子厚みの炭素のシート「グラフェン」のケイ素版といえる「シリセン」に関する実験報告が相次いだ。シリセンはグラフェン同様の特異な電子状態が期待できる一方、グラフェンにはない結合の自由度に起因した柔軟な結晶構造を有する。本稿では、このグラフェンに似て非なる二次元物質シリセンについて紹介する。

1. はじめに

シリセンとグラフェンは、それぞれケイ素 (Si) と炭素 (C) からなる一原子分の厚みしかない蜂の巣構造のシートである。2010年にノーベル物理学賞を受賞した研究により明らかとなったグラフェンの驚くべき物性の数々は、現在でも物性物理やナノテクノロジーの分野で大いに注目を集めている。ケイ素は周期表において炭素のすぐ下に位置するが、黒鉛やグラフェンに相当する同素体をケイ素でつくることは不可能だと考えられていた。理由は、ケイ素は炭素と異なり黒鉛構造 (sp^2 結合) よりもダイヤモンド構造 (sp^3 結合) を好むためである。黒鉛構造のケイ素の存在が実験的に確かめられた例はなく、理論研究からはその安定化に大きな負の圧力が必要であるために形成の実現は疑わしいことが知られている。¹⁾

シリセンに関する理論研究は、1994年に日本人研究者によって成された安定構造と電子状態の計算に端を発する。²⁾ 理論的な研究によれば、「自立した (freestanding)」シリセンはグラフェンと同様の特異な電子状態「ディラック・コーン」を有し、軽く動きやすいキャリアを持つと予想される。²⁻⁴⁾ 加えて、シリセンにはグラフェンにはない特徴がある。グラフェンは強固な sp^2 結合に由来して図1(a)に示すような平坦構造をとるが、シリセンは完全な sp^2 結合が不安定であるため、図1(b)に示すような隣り合う原子同士がシートに垂直な方向に遠ざかった座屈した構造をとるのである。²⁻⁴⁾ このシートは一見図1(c)に示すダイヤモンド構造のシリコンの Si(111) バイレイヤーに似ている。実際、格子定数はほとんど変わらないが、シリセンは結合長が5%ほど短く、その分面外方向のケイ素原子間の距離は約半分になり、Si(111) バイレイヤーと比べて若干平たくなる。^{2,4)} この座屈する性質のために、シリセンは格子定数が様々なものを形成できる可能性があり、⁴⁾ その自由な結晶構造に由来して、いままで予想もされなかった物性の発現が期待できる。

現在、実験的にシリセンの合成が報告されている系は二つある。一つは銀単結晶上にケイ素を蒸着してつくるシリセン、⁵⁻¹³⁾ もう一つはシリコンウェハー上に成長した二ホ

ウ化ジルコニウム (ZrB_2) 薄膜上に基板から拡散してきたケイ素により自発的に形成されるシリセン¹⁴⁾ である。いずれも基板の上の「自立していない」エピタキシャルシリセンであり、本稿で紹介するのは後者の方法で作製されたシリセンである。

エレクトロニクス材料にはバンドギャップが不可欠であるが、半金属であるグラフェンではこれが難しく、大きな課題となっている。一方、 ZrB_2 薄膜上のシリセンには、下地から付与された特異な構造によりバンドギャップが導入されることが分かった。以下にシリセンの発見と、その構造と電子状態との関係を走査トンネル顕微鏡観察と光電子分光測定による実験結果、及び、第一原理計算から明らかにした成果¹⁴⁾ を報告する。

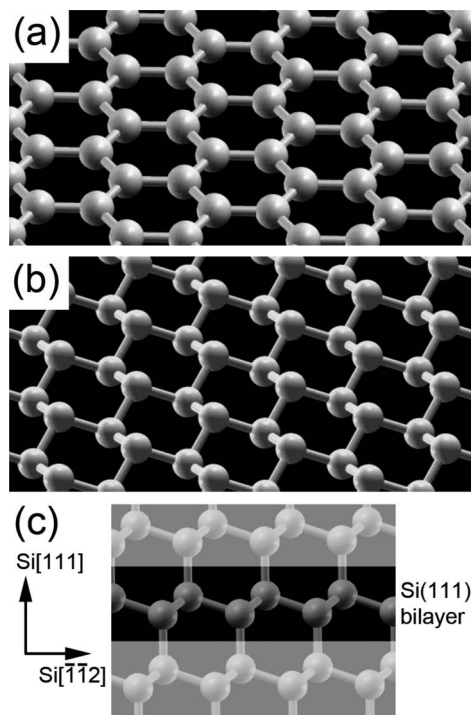


図1 (a) 平坦なグラフェンと (b) 座屈したシリセンの結晶構造の俯瞰図、及び、(c) ダイヤモンド構造のシリコンの結晶構造断面図。シリセンの格子定数は、Si(111) バイレイヤーの格子定数 (3.84 Å) にほぼ等しくなること (3.855 Å) が予測されている。²⁾ 参考までに、シリセンの格子定数はグラフェンの格子定数の約1.6倍である。

2. シリセン発見のきっかけ

我々はSi(111) ウェハ上に導電性セラミックスであるZrB₂の薄膜を成長したとき、その薄膜の表面酸化膜を超高真空中で除去したときに、ZrB₂単結晶では観察されなかったことのないZrB₂(0001)-(2×2)構造が現れることに以前から興味を持っていた。^{15,16} ZrB₂薄膜は超高真空チャンバー中で約950°Cに加熱したSi(111)ウェハ上に原料のZr(BH₄)₄ガスを供給することで得られる。¹⁶ 成長が高温で行われるため、基板から薄膜表面へのケイ素の拡散が疑われた。この薄膜を大気中に取り出すとその表面は酸化されるが、超高真空中で約800°Cに加熱することでこの自然酸化膜を取り除くことができ、再び同じ再構成構造が形成される。^{15,16} このように超高真空(10⁻⁷ Pa台前半)さえ保たれていれば、加熱するだけで非常に再現性良く同じ表面を形成することができるため、我々は様々な分析方法を用いてこの表面構造を詳細に調べることに成功し、それがシリセンの発見につながった。

3. ケイ素で出来た蜂の巣構造シートの形成

酸化膜を除去したZrB₂(0001)薄膜表面の(2×2)再構成構造を走査トンネル顕微鏡により観察した結果を図2(a)に示す。この表面上にケイ素が存在することは、高エネルギー加速器研究機構の放射光施設フォトンファクトリーのBL-18Aにおける表面敏感内殻光電子分光測定により明らかにされた。130 eVの励起光を使用して測定したSi2p内殻準位の光電子スペクトルを図2(b)に示す。このスペク

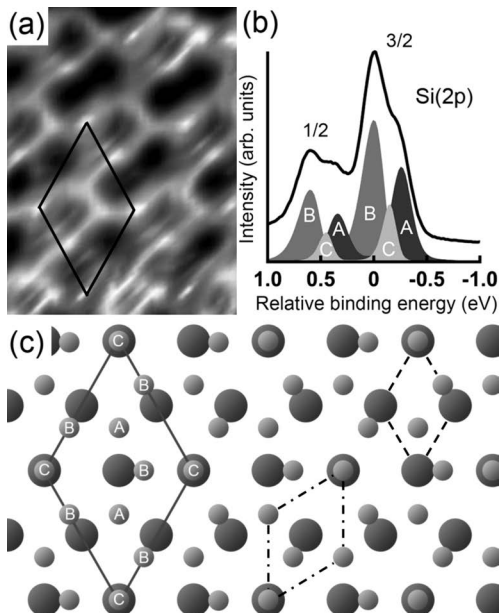


図2 Si(111)上にZrB₂(0001)薄膜をエピタキシャル成長して得られた表面の(a)STM像と(b)表面敏感内殻光電子スペクトル。(c)は、これらの実験結果を総合して得られたZr原子(大きな丸)で終端されたZrB₂(0001)面上のSi原子(小さな丸)配置位置の模型。実線の菱形はZrB₂(0001)面の(2×2)単位格子に相当する。参考のためにZrB₂(0001)面の(1×1)単位格子を破線で、Si原子の蜂の巣構造(シリセン)の(1×1)単位格子を一点鎖線で示した。Adapted from A. Fleurence, *et al.*: "Experimental Evidence for Epitaxial Silicene on Diboride Thin Films", *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 245501, DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.245501.

トルは、様々な結合状態にあるケイ素が存在する(7×7)再構成したSi(111)表面からのもの¹⁷と比較して拡がり非常に小さい。カーブフィッティングの結果、図2(b)に示すように3種の異なる結合状態にあるケイ素の存在が明らかとなった。表面再構成構造と3種のケイ素A, B, Cからの光電子スペクトルの面積比を考慮してZrで終端されたZrB₂上にケイ素を配置した結果を図2(c)に示す。このモデルでは、ケイ素はSi(111)バイレイヤーの格子定数(3.84 Å)を5%ほど圧縮した格子定数(3.65 Å)を持つ蜂の巣構造をとっており、その(√3×√3)単位格子がZrB₂(0001)の(2×2)単位格子と一致している。後述する第一原理電子状態計算によって見積もられたSi2p内殻準位の化学シフトはこの実験結果を良く再現しており、(√3×√3)の単位格子を持つ蜂の巣構造の形成を強く支持している。

4. ケイ素で出来た蜂の巣構造シートの電子状態

前項で得られたケイ素の蜂の巣構造シート—シリセン—とZrB₂(0001)-(2×2)再構成構造のブリルアンゾーンの関係を図3(a)に示す。この表面を140 Kまで冷却し、He I励起光(21.2 eV)を用いて測定した角度分解光電子スペクトルの強度をエネルギーと波数の関数として(2×2)再構成構造のΓ-M̄-Γ方向に二次元的にプロットしたものを図3(b)に示す。この図の波数の範囲は、ZrB₂(0001)-(1×1)だとΓ-M̄、再構成していないシリセンだとΓ-Kに相当する。図の白い部分がエネルギーバンドに対応し、Zr終端ZrB₂(0001)表面で理論的に予測されている表面準位¹⁸ S₁, S₂の他にX₁, X₂というバンドが観測された。S_nバンドは

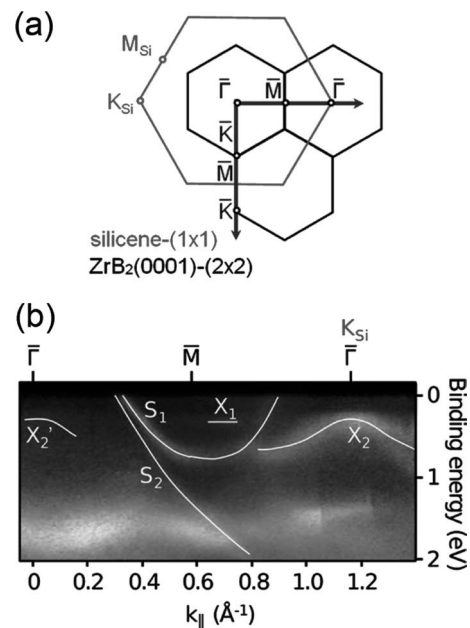


図3 (a)シリセンとZrB₂(0001)-(2×2)表面のブリルアンゾーンの関係。(b)角度分解光電子分光により測定されたZrB₂(0001)薄膜上エピタキシャルシリセンのバンド構造。Adapted from A. Fleurence, *et al.*: "Experimental Evidence for Epitaxial Silicene on Diboride Thin Films", *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 245501, DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.245501.

(2×2)再構成から大きな影響を受けておらず、ZrB₂(0001)表面がZr終端であり、その(1×1)構造を保持しているとの仮定が支持された。一方で、シリセンに由来すると思われるX_nバンドは再構成の影響を強く受けている。特に自立したシリセンでディラック・コーンの存在が期待されるK点近傍の波数域において観測されたX₂バンドは再構成によりK点がΓ点となったことを反映して、本来のΓ点に弱くX₂バンドとして観測されている。このことからZrB₂上のシリセンは(√3×√3)再構成しており、単位格子が大きくなったことによりブリルアンゾーンが縮小し、それに伴いバンドの畳み込みが起きていることは明らかである。

5. 特異な座屈構造によるバンドギャップの形成

シリセンの構造がいかに(√3×√3)再構成しているのか、また、シリセンのK点近傍で観察されたバンドが何に由来するのかを明らかにするために、密度汎関数理論における一般化密度勾配近似の範疇(GGA)で、¹⁹⁾ ZrB₂上のシリセンの第一原理電子状態計算を行った。²⁰⁾ その結果、二つの安定な構造に収束したが、実験結果と矛盾しないのは図4(a)に示す準安定な構造であった。この構造では、シリセンの副格子の一つを構成するケイ素BがZr層から3.026 Åの高さにあり、もう一方の副格子を構成するケイ素AとCがそれぞれ2.124 Åと2.727 Åの高さにある。結合長はケイ素AとBの間が2.266 Å、ケイ素CとBの間が2.242 Åと自立したシリセンに関して理論的に予測されている値(2.24–2.25 Å)^{2,4)}にほぼ等しい。一方、最も低い位置にあるケイ素と高い位置にあるケイ素の高低差が0.902 Åと自立したシリセンで予測されている値(約0.3 Å)や、

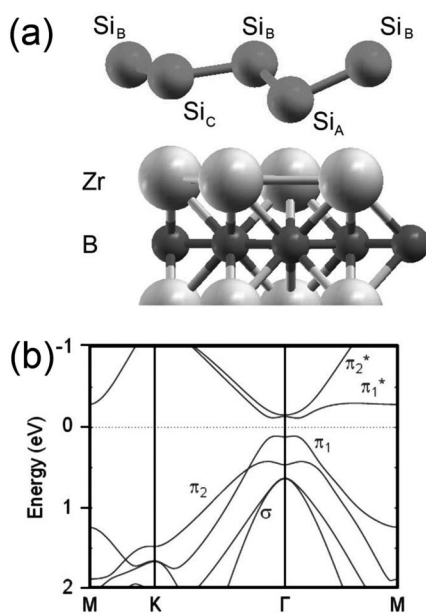


図4 第一原理計算により検討されたZrB₂(0001)上シリセンの(a)安定構造と(b)バンド構造。(b)はシリセンの構造はそのまま、基板であるZrB₂を除いて計算を行った。高対称点は図3(a)のZrB₂(0001)-(2×2)表面のブリルアンゾーンの点に相当する。Adapted from A. Fleurence, *et al.*: "Experimental Evidence for Epitaxial Silicene on Diboride Thin Films", *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 245501, DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.245501.

Si(111)バイレイヤーにおける値(0.78 Å)よりも大きい。

この(√3×√3)再構成したシリセンを基板であるZrB₂から「自立させ」、構造はそのままバンド構造を計算した結果を図4(b)に示す。この計算結果から分かる重要な点は二つある。一つは、部分的にはsp³結合したシリコン以上に座屈しているにも関わらず、πバンドが存在していること。もう一つは(√3×√3)再構成そのものが原因となってπバンドに直接遷移型のギャップが開くことである。このことから、シリセンのK点近傍に強く観測されたX₂バンドとΓ点に弱く観測されたX₂バンドはπバンドに由来し、(√3×√3)再構成によりバンドが畳み込まれてギャップが開いた結果であると考えられる。

6. おわりに

本稿ではSi(111)ウェハー上にZrB₂薄膜を成長した際に自発的に形成されるエピタキシャルシリセンについて紹介した。得られたシリセンは下地であるZrB₂とのエピタキシャル関係から、今まで理論的に予想されることなかった独特の構造をとっており、その構造に起因してバンドギャップが導入されている。グラフェンはその強い結合から構造を変えることは難しく、バンドギャップをどう導入するかが課題となっている。一方、シリセンは容易に座屈するためにエピタキシーによりその構造を変化させることができ、バンドギャップを導入できることが実証された。この特質を利用すれば、下地を適切に選ぶことで半導体から半金属までシリセンの性質を制御できる可能性がある。さらに、この特異な構造に起因するバンドギャップは直接遷移型であった。エレクトロニクス分野で多用されるダイヤモンド構造のケイ素は間接遷移型のバンドギャップを持つ半導体である。シリセンはその構造によってはケイ素の同素体としては非常に珍しい、発光素子として有用な性質を持ち得る。

シリセンは微細化が進むシリコンエレクトロニクスにおける究極のSi薄膜材料であり、その二次元的な性質から物性物理学的にも大きな注目を集めている。シリセンはいまだ仮説上の存在である二次元状のゲルマニウム(ゲルマネンと呼ばれることもある)とともに、その量子スピンホール効果がグラフェンのそれより大きいことが理論的に予測されている。²¹⁾ また、外部電場によりギャップの大きさが可変であり、トポロジカル絶縁体からバンド絶縁体への相転移^{22,23)}やトポロジカルな量子相転移²⁴⁾が予測されている。これらを実験的に観測するためには、いまだに実現されていない自立したシリセン、絶縁体上のシリセンが必要である。

本稿を読まれた方は、シリセンの定義が曖昧であることに気がつかれたかと思う。現在実験で得られているエピタキシャルシリセンは、理論的研究の先行する自立したシリセンとは構造も電子状態も異なる。また、基板が異なれば格子定数や座屈の度合いが異なり、当然電子状態も異なる。

これらを全てひっくるめて同じ「シリセン」と呼ぶのは乱暴だと思われるかもしれない。シリセンを研究する上での難しさの一つとして、この定義の曖昧さにも由来して決め手になる同定方法が存在しない点が挙げられる。シリセンのための新しい基板や作製方法を検討する際には構造、組成、結合状態や電子状態を把握するために本稿で紹介したように多方面からの分析を行う必要があり、これらを全く同じ試料に対して行うのは不可能ではないが容易でもない。しかしながら、シリセンの実験的な研究は緒についたばかりである。銀と二ホウ化ジルコニウム以外の基板の上でシリセンができるのか？ これらの基板の何がシリセンを安定化しているのか？ 自立したシリセンは果たして現実に存在しているのか？ シリセンはまだまだ解明すべきたくさん魅力的な謎を抱えている。是非、多くの方にその謎に挑戦していただきたい。

参考文献

- 1) M. T. Yin and M. L. Cohen: Phys. Rev. B **29** (1984) 6996.
- 2) K. Takeda and K. Shiraishi: Phys. Rev. B **50** (1994) 14916.
- 3) G. G. Guzman-Verrri and L. C. Lew Yan Voon: Phys. Rev. B **76** (2007) 075131.
- 4) S. Cahangirov, M. Topsakal, E. Aktürk, H. Sahin and S. Ciraci: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 236804.
- 5) P. De Padova, *et al.*: Nano Lett. **8** (2008) 271.
- 6) B. Aufray, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **96** (2010) 183102.
- 7) P. De Padova, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **96** (2010) 261905.
- 8) P. De Padova, C. Quaresima, B. Olivieri, P. Perfetti and G. Le Lay: Appl. Phys. Lett. **98** (2011) 081909.
- 9) B. Lalmi, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **97** (2010) 223109.
- 10) C.-L. Lin, *et al.*: Appl. Phys. Express **5** (2012) 045802.
- 11) H. Jamgotchian, *et al.*: J. Phys. Condens. Matter **24** (2012) 172001.
- 12) B. Feng, *et al.*: Nano Lett. **12** (2012) 3507.
- 13) P. Vogt, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 155501.
- 14) A. Fleurence, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 245501.
- 15) Y. Yamada-Takamura, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 266105.
- 16) Y. Yamada-Takamura, F. Bussolotti, A. Fleurence, S. Bera and R. Friedlein: Appl. Phys. Lett. **97** (2010) 073109.
- 17) C. J. Karlsson, E. Landemark, Y.-C. Chao and R. I. G. Uhrberg: Phys. Rev. B **50** (1994) 5767.
- 18) T. Aizawa, W. Hayami and S. Otani: Phys. Rev. B **65** (2001) 024303.
- 19) J. P. Perdew, K. Burke and M. Ernzerhof: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3865.
- 20) 第一原理電子状態計算はOpenMX (<http://www.openmx-square.org>)を用いて実行された。Si2p内殻準位の化学シフトの計算はSi2p電子を価電子に含めた相対論的擬ポテンシャルを使用し実行された。
- 21) C.-C. Liu, W. Feng and Y. Yao: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 076802.
- 22) N. D. Drummond, V. Zólyomi and V. L. Fal'ko: Phys. Rev. B **85** (2012) 075423.
- 23) M. Ezawa: New J. Physics **14** (2012) 033003.
- 24) M. Ezawa: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 055502.

非会員著者の紹介

高村(山田)由起子氏： 1998年東京大学大学院工学系研究科金属工学専攻博士課程修了。博士(工学)。日本学術振興会特別研究員、東北大学金属材料研究所助手、北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科講師を経て2011年より同准教授。薄膜成長と表面・界面の研究に従事。
 アントワヌ・フロランス氏： 2007年パリ南大学博士課程修了。博士(物理学)。日本学術振興会外国人特別研究員などを経て2012年より北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科助教。走査トンネル顕微鏡を用いた低次元材料の研究に従事。
 ライナー・フリードライン氏： 2000年ドレスデン工科大学博士課程修了。Dr. rer. nat. リンショッピン大学研究員、北陸先端科学技術大学院大学マテリアルサイエンス研究科講師を経て2011年より同准教授。角度分解紫外光電子分光法を用いた有機半導体薄膜の電子状態研究に従事。

(2012年12月18日原稿受付)

Silicene: Graphene Made of Silicon Atoms?

Yukiko Yamada-Takamura, Antoine Fleurence, Rainer Friedlein and Taisuke Ozaki

abstract: Although silicon and carbon are homologous elements, we had rarely heard about the Si-counterpart of graphite. But in 2012, experimental evidence for the existence of a Si-version of graphene, "silicene", was reported by several groups. Silicene is expected to possess electronic properties exotic as those of graphene, but on the other hand, its crystal structure is flexible because it can be buckled. In this article, we will introduce this new two-dimensional material, silicene, which is in some aspects similar to, but also different from graphene.

ナノカーボンの原子スケールの剥離と接着

三浦浩治 (愛知教育大学教育学部 448-8542 刈谷市井ヶ谷町広沢1)
 佐々木成朗 (成蹊大学理工学部 180-8633 武蔵野市吉祥寺北町3-3-1)

剥離・接着の振る舞いは日常的に良く知られている現象であるが、原子・分子レベルでみると極めて特異な振る舞いを示す。本稿では、グラファイト基板上でのカーボンナノチューブと単層(一層の)グラフェンの剥離・接着の仕方がグラファイトの積層構造を維持するように振る舞うことを紹介する。剥離・接着に関する研究は、摩擦を制御することやヤモリのような強くて剥がしやすい接着力を超えた新規の接着材の創出、さらにナノマシンや生体分子モーターへの応用にも繋がるため、広範な分野で極めて重要な役割を果たすことが期待される。

1. はじめに

剥離・接着^{1,2)}の振る舞いは日常的に良く知られている現象である。剥離に関する研究は、機械部品の耐久性、安定性等の観点から産業的な意味を含め極めて重要である。しかしながら、現在まで我々が目にする剥離に関する研究は、材料開発的なものが多く、剥離そのものを理解し、制御するといった科学的研究には繋がっていない。これは、ひとえに剥離の微細機構の解明に有効なミクロ的な研究手段が存在しないためと考えられる。一方、接着に関しては、強くて剥がしやすく、しかも環境にやさしい接着材の開発が産業上強く望まれている。ヤモリ(図1(a))が強い接着力で壁や天井を走りまわったりすることは周知のことであるが、その接着力がヤモリの足裏の無数の体毛によるファンデルワールス力から発生することは知られていなかった。これを模倣して最近、カーボンナノチューブを用いて開発されたテープが100 N/cm²の凝着力(接着力)を発生することが報告されている。^{3,4)} 驚くことにそれはヤモリの10倍以上の接着力を示している。さらにこの接着力の根源はファンデルワールス力からなる物理吸着であるため、同じテープを何度も剥がし接着することが可能である。これは、バイオミメテックス(生体模倣技術)の成功例と言ってよ

いだろう。

ここでは、カーボンナノチューブやグラフェン(単層グラフェン)を原子間力顕微鏡(Atomic Force Microscope; AFM)のカンチレバー探針に取り付ける手法によって、グラファイト上でのカーボンナノチューブおよびグラフェンの剥離・接着過程の詳細な機構を明らかにする。面白いことは剥離と接着の低減は我々が今まで研究してきた摩擦や摩耗の低減^{5,6)}と密接に関係していることである。さらに、剥離・接着力の小さな状態の実現がナノマシンや生体分子モーターの実用化に繋がっていることである。はじめに、カーボンナノチューブの剥離・接着実験を紹介し、その後、単層グラフェンの結果を報告する。

2. カーボンナノチューブの剥離・接着実験^{7,8)}

まず、カーボンナノチューブ(CNT)の剥離・接着の実験を報告する。ここでは、多層カーボンナノチューブを用いている。カンチレバー探針へのCNTの取り付けは、^{9,10)}電子ビームによって生じるハイドロカーボンを用いて行った。これをここではナノチューブ(CNT)探針と呼ぶ(図1(b)に走査電子顕微鏡(SEM)像を示す)。このCNT探針を大気中のAFM装置にセットし剥離・接着実験を行った。図2(a)はグラファイト基板上で長さ400 nmのCNT探針を用いて計測した垂直方向の力-距離曲線(この後は力曲線と呼ぶ)である。ここでグラファイト基板へ向けてCNT探針の接近と後退を示すラインがそれぞれ接着過程(上部)と剥離過程(下部)を表している。CNT探針の接着・剥離過程のSEM像を図2(b)に示している。この動画はインターネット上のサイトで公開しているので興味のある方はご覧いただきたい。¹¹⁾ 図2(c)は図2(b)のSEM像が示している剥離過程のCNTの形態の模式図である。図2(b)の白い逆三角部分と白い線、その下の水平線は、それぞれCNT探針とグラファイト基板表面に対応する。最初、CNTはグラファイト基板表面に平行な初期状態をとる。CNT探針がグラファイト基板に近づくと、CNTはグラファイト基板に突然接触する(図2(a)の点A)。その後CNT探針をグラファイト基板に押し付けると、斥力の増加に伴ってCNTは凹的に変形する。剥離が始まると、CNTとグラファイト表面間の線形的接触(一次元接触)が保たれたまま垂

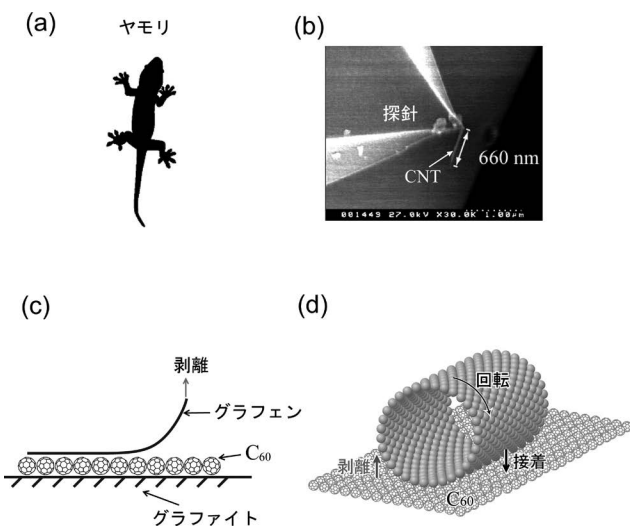


図1 (b) カーボンナノチューブ(CNT)探針の走査電子顕微鏡像。(c) C₆₀単分子層上での単層グラフェンの剥離実験の模式図。(d) CNTのC₆₀単分子層上での回転・転がり。(フルカラー口絵参照)

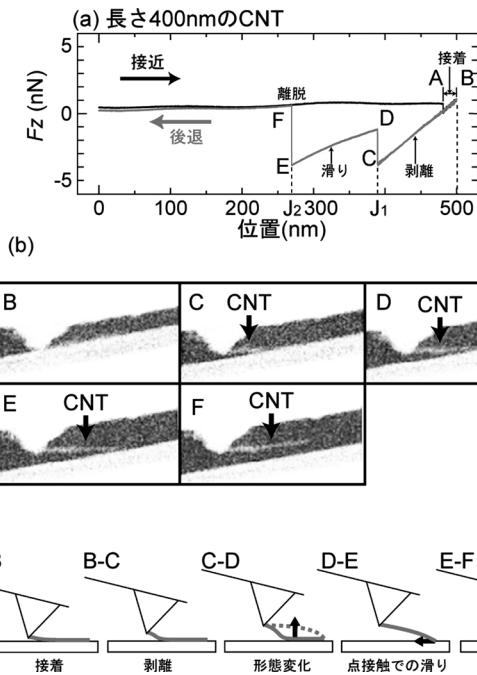


図2 (a) 長さ 400 nm の CNT 探針で計測した力曲線. (b) 剥離中の走査電子顕微鏡像. (c) (b) の CNT の形態の模式図.

直方向の力 F_z は減少し始める. CNT がグラファイト表面から引き剥がされるにつれて, CNT の凹から凸への形状変化により最初の不連続ジャンプ (J_1) を引き起こす. ジャンプ後は CNT の一端とグラファイト基板間に点状の接触 (0次元接触) が形成され, 凸形状を維持しながら CNT の先端はグラファイト基板表面を滑り続ける. CNT の曲がりがある程度以上に大きくなると, 点接触は壊れ CNT は表面から完全に離脱する. 次に力曲線が CNT の長さによらずに依存するかをみよう. 図3(a) は今までみてきた長さ 400 nm の CNT で得られた力曲線であり, 図3(b) と (c) はそれぞれ 660 nm と 2,380 nm の長さの CNT の力曲線である. 図3(b) の CNT 探針の接着および剥離過程において小さなスティックスリップの剥離が現れ始める. これはナノスケールの接着と剥離が起こっていることを表している. これについては後で詳しく述べる. 図3(b) 中の不連続ジャンプ D-E は CNT の形状が凹から凸へ突然変化したことを示している. その後, E と F の間では, CNT がグラファイト基板上を点接触を維持しながら滑っている. 長さ 2,380 nm の CNT (図3(c)) になるとより複雑な力曲線になり, 不連続ジャンプの回数が増えている. しかもこの間で小さなスティックスリップも現れている. これは, ナノスケールの剥離が進んだ後でより大きなメソスケールの剥離が繰り返し起こっていることを示している. 最終的には形態変化を引き起こし点接触になった後離脱する. これらの振る舞いは, ばねの弾性変形特性としてシミュレーションでも示されていて, 弾性論を用いてナノスケールまで定性的に説明できることは興味深い.¹²⁻¹⁴⁾ また, 接着過程においてもナノスケール, メソスケール両方で押し込みのスティックスリップ (図3の A-B 間) が力曲線に現れている

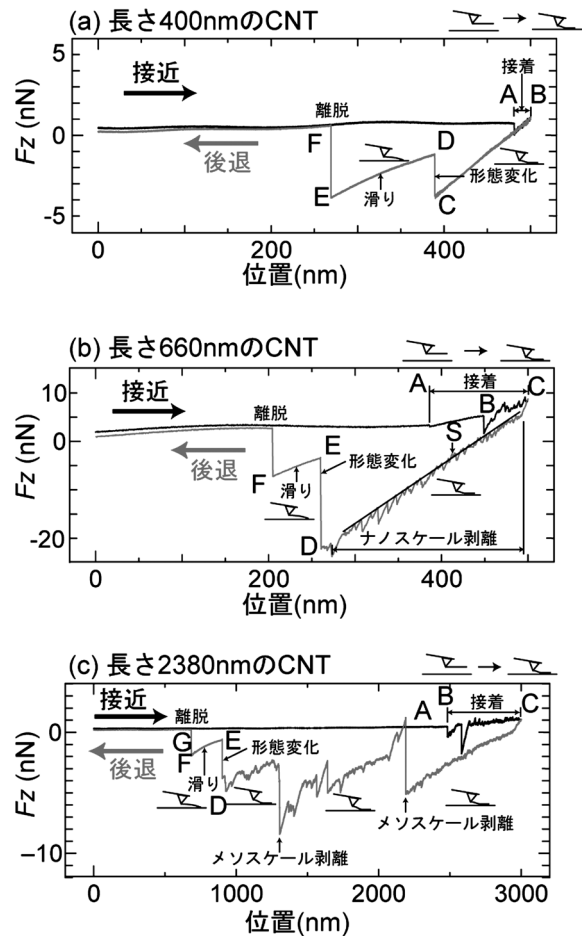


図3 (a) 長さ 400 nm, (b) 長さ 660 nm, (c) 長さ 2,380 nm の CNT 探針で計測した力曲線.

ことも興味深い.

さらに剥離力に及ぼす負荷速度 (ここでは単位時間当たりの剥離力の変化) の関係をもてみよう. 力曲線の測定において, 外力 f は CNT を基板から剥離するように加えられる. したがって CNT と基板の間に形成される結合のエネルギー障壁は外力 f によって $f x_\beta$ だけ低くなる (図4(k) のエネルギー地形を用いて説明すると, エネルギー障壁が x_β までゆっくりと低下し x_β の位置でスリップする). ここで x_β は, 結合を切るために必要なポテンシャルの最小点からポテンシャル障壁までの実効距離である. これを用いると結合の寿命は次のように表せる.^{15,16)}

$$\tau(f) = \tau(0) \exp\left(-\frac{f x_\beta}{k_B T}\right) \quad (1)$$

ここで k_B , T , $\tau(0)$ はボルツマン定数, 温度, 自然寿命をそれぞれ表している. 力曲線計測に外力 f が時間 t の関数として一定の負荷速度 v_f が加えられたとすると外力 $f(t) = v_f t$ となることより, 最もよく起こる剥離力 (最頻剥離力) f^* は次のように与えることができる.¹⁵⁾

$$f^* = \frac{k_B T}{x_\beta} \ln(v_f) + \frac{k_B T}{x_\beta} \ln\left[\frac{\tau(0) x_\beta}{k_B T}\right] \quad (2)$$

図4(e) に示すように, 長さ 660 nm の CNT についてのナノスケールのスティックスリップは負荷速度に強く依存し

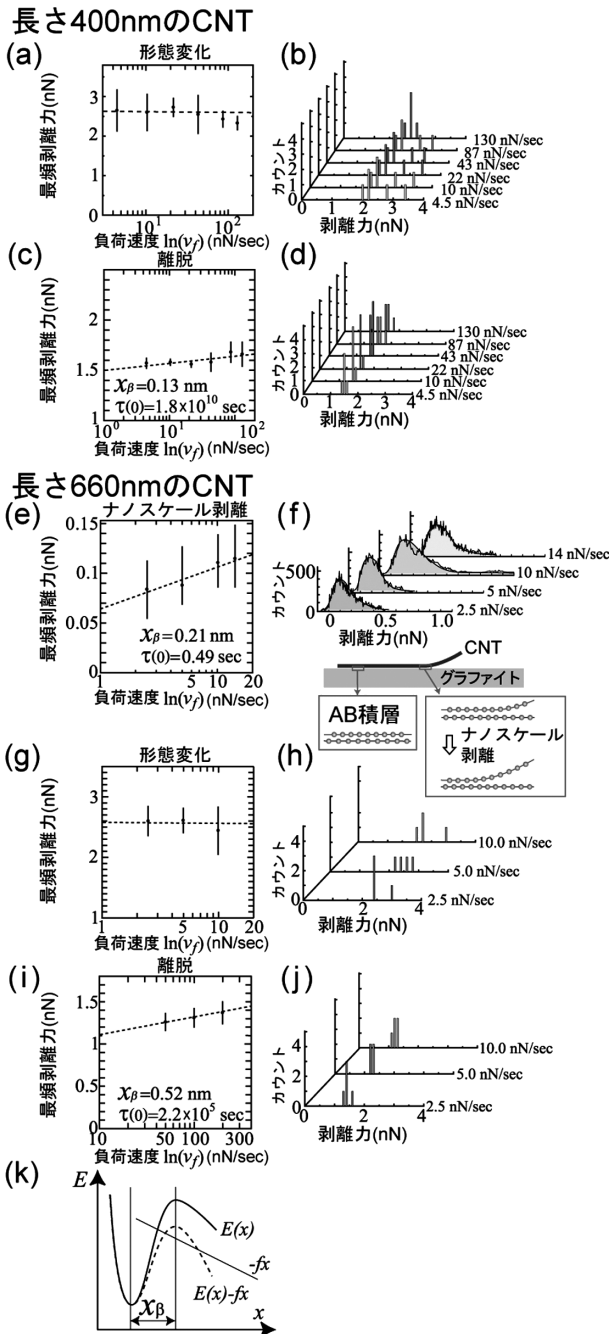


図4 (b), (d), (f), (h), (j) は剥離力のヒストグラム. (a), (c) はそれぞれ 400 nm の CNT の負荷速度に対する形態変化, 離脱の最頻剥離力. (e), (g), (i) はそれぞれ 660 nm の CNT の負荷速度に対するナノスケール剥離, 形態変化, 離脱の最頻剥離力. (k) はエネルギー地形の概念図.

ていることがわかる. 長さ 660 nm の CNT についてのナノスケールの剥離においては, 式(2)で提起される直線の傾きと x 切片を使って x_β と $\tau(0)$ を, それぞれ 0.21 nm と 0.49 s と求めることができた. これは図 4(f) の下側に図示するように CNT の最外層にあるグラフェンシートがグラファイト基板表面との間に形成する最初の AB 積層の状態から次の AB 積層の状態に移ることを示唆している. すなわち, 最初, グラフェンシートは AB 積層状態の近傍で極めてゆっくりと滑った後 (スティック状態), x_β の位置で接着している部分の急激な滑りと同時に, 急激なジャンプによる剥離 (スリップ状態) が起こっていることになる. これらの

振る舞いは, 次に示す単層グラフェンの剥離の場合にもさらに顕著に現われ, グラファイト系に共通に起こる現象であることを物語っている.^{5,6)} 一方, 力曲線に見られる離脱力についてみると, 400 nm の長さの CNT では自然寿命 $\tau(0) = 1.8 \times 10^{10}$ s であり, 長さ 660 nm の CNT では $\tau(0) = 2.2 \times 10^5$ s である. この意味は, 剥離力がない場合には自然寿命 $\tau(0)$ が異常に大きいため, CNT をグラファイト基板から離脱させることは困難であることを示唆している. さらに, 長さ 400 nm, 660 nm の CNT の凹凸の形態変化においても, 負荷速度に対し形態変化を及ぼす剥離力はほぼ一定である. これは, 凹凸の形態変化を引き起こすためのエネルギー障壁の位置 x_β が少なくとも CNT の長さ程度であると仮定すると, 式(2)の勾配に相当する $k_B T/x_\beta$ はほとんどゼロになることから説明することができる.

また本稿では実験結果を示していないが, 剥離・接着基板を変えた剥離・接着実験においては, 例えばマイカや NaCl(001) 面上での剥離・接着実験からわかることは, CNT と基板表面間の相互作用が大きい場合にはメソスケールの剥離構造を示すことである. 結局 CNT の接着・剥離の振る舞いに, CNT の長さ, 基板との相互作用の強さに応じて, ナノスケールからメソスケールにわたるスティックスリップの階層構造が現れているのは興味深い.

3. グラフェンの剥離・接着実験¹⁷⁾

単層グラフェン¹⁸⁾を2種混合エポキシ系の樹脂からなる接着剤を用いて, カンチレバーの探針に取り付けた. これをナノチューブ探針に応じてグラフェン探針と呼ぶ. このグラフェン探針を大気中の AFM 装置にセットし剥離実験を行った.¹⁷⁾ 図 5(a) は, 単層グラフェンを用いて得られたグラファイト上での力曲線である. 上側の曲線が, グラフェンがグラファイト基板へ接近時の力曲線であり, 下側は剥離過程の力曲線である. シミュレーションによる結果との比較から力曲線の振る舞いを議論することができる. まず, 単層グラフェンは, グラファイト基板に平行な状態で接近する (S_1). さらに接近すると, 単層グラフェンは突然, グラファイト基板に接触する (S_2). それは, 単層グラフェンとグラファイト基板間に働くファンデルワールス力によって起こる. 単層グラフェンをグラファイト基板に対しさらに押しつけていくと, 斥力の増加によりグラファイト基板は下側にたわんでいく (S_3). 剥離が始まると働く力はカンチレバーの下凸から上凸の変化に対応して斥力から引力に急激に減少し始める ($S_4 \sim S_6$). この間はグラフェンとグラファイト基板はグラフェン表面とグラファイト基板面の接触 (面接触) を維持している. さらに剥離が進むと図 5(a) の枠内に示すように, グラフェンの接触は面接触からグラフェンエッジとグラファイト基板面との接触 (線接触) に移行する (S_7). その後, グラフェンは線接触を維持しながらグラファイト基板上を滑る. 最終的にグラフェンはグラファイト基板から離脱する. ここでの離脱

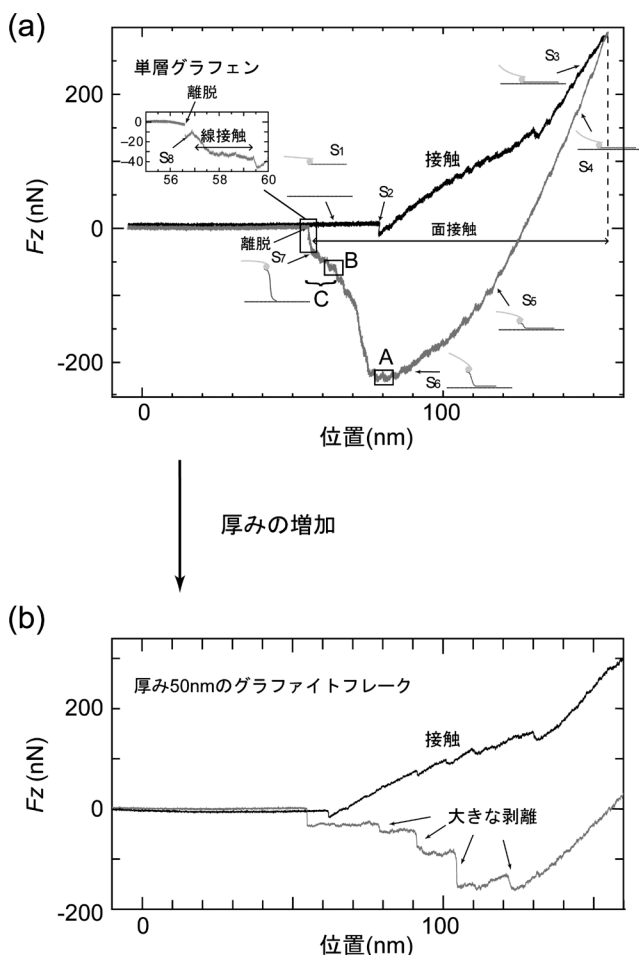


図5 (a) 単層グラフェンによる力曲線。(b) 50 nmの厚さのグラファイトフレークによる力曲線。(a)の線接触、離脱の部分が再度拡大図(枠内)として示されている。

するために必要な力は約20 nNである。図5(b)は、50 nmの厚さを持つグラファイトフレーク(ここでは、厚みがかなり厚いためフレークと呼ぶ)のグラファイト基板への接着・剥離力曲線である。単層グラフェンの場合と異なり原子スケールの剥離構造は消滅し、サブミクロンサイズの剥離構造が現れる。これは、厚みが大きくなると硬さが増加し、より大きなスケールの剥離に移行することによる。

剥離の進行に依存し、原子スケールでの剥離力の振幅と間隔が異なる。これは剥離が進行するにつれて、上方向へのたわみの程度が剥離位置に依存するため起こる。また剥離が進むと $+z$ 方向に沿った剥離の長さは、面接触領域の $-x$ 方向に沿った滑りの長さになんか近くなっていることがわかる。¹⁹⁻²¹⁾ 図6(a)と(b)は、原子スケールでの単層グラフェンが面接触しながら滑るときに発生する滑り力 F_x と滑る方向へ垂直に働く力 F_y を示す。ただし、 F_x の振る舞いは、剥離力の F_z の振動部分と同じになるので、剥離力 $-F_z$ の反転からバックグラウンド力(スティックスリップがのっているスムーズな剥離力)を引くことによって算出されている。結局、スティックスリップ的な剥離力は、直接原子スケールの滑り力 F_x を反映していることになる。ここで滑り力 F_x と滑り方向に垂直な方向に働く力 F_y をみてみよ

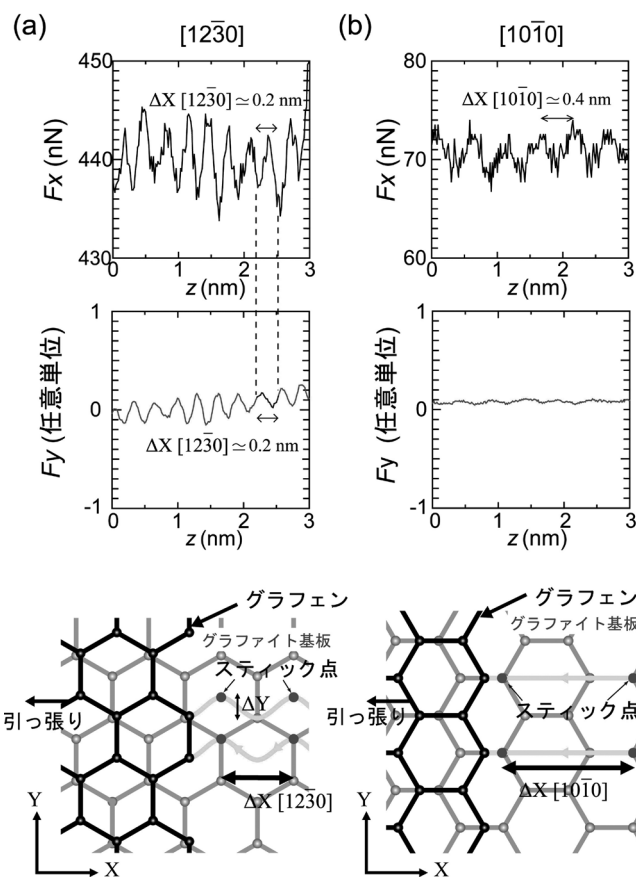


図6 (a) [1230]と(b) [1010]結晶方向での滑り力とそれに垂直な力。面接触領域Bでの原子スケールの滑り力 $F_x(z)$ と滑り力に垂直な力 $F_y(z)$ 。ただし、破線は $F_x(z)$ と $F_y(z)$ のスティックスリップの一周期分。 $\Delta X[1230]$ と $\Delta X[1010]$ は、それぞれ[1230]と[1010]方向へのスティックスリップの一周期分の滑り距離。下部はそれぞれ隣接AB積層間をジグザグ運動する様子。 ΔY は y 方向への変位。

う。面白いことは、 F_x と F_y は完全に同期していることである。さらに重要な点は、剥離力は[1230]方向と[1010]方向にそれぞれ0.2 nmと0.4 nmの周期で振動していることである。これは、単層グラフェンがグラファイト基板上でグラファイト基板を隣接するAB積層サイト間をそれぞれ[1230]方向に沿ってジグザグに、[1010]方向に沿って直線的スティックスリップ運動をしている。

ここで、このスティック状態は、スティック点のまわりで極めてゆっくりと滑っている状態に対し、スリップ状態は急激な滑りを伴う剥離(スリップ)に相当する。これらの振動の特徴は計算と非常に良く一致する。^{19,20)} 我々が以前報告したグラファイト基板の上のグラファイトフレークの運動と同様に、^{5,6)} 剥離においても単層グラフェンが基板方位に応じてスティックスリップ運動していることは大変興味深い。

4. まとめ

原子スケールでの剥離・接着には以前我々が報告したグラファイト基板上を滑るグラファイトフレークの振る舞いと同様に、グラファイトの積層関係を維持するように滑っていることがわかった。^{5,6)} しかしながら剥離の場合には、

剥離力が下地基板に沿ってなく垂直力でありCNTやグラフェンのたわみの程度が剥離位置に依存するため、剥離力の大きさと周期もまた剥離位置に依存している。つまり下地の基板上の滑り距離と剥離距離は、一般に一致しないため剥離距離から滑り距離の評価には注意を要する。このような知見は、いかに接着・剥離力を制御するかにも通じていて剥離・接着の研究が精密な科学技術にもなりうることを意味している。

図1(c)に示すC₆₀単分子層の上のグラフェンの剥離・接着力ではグラファイト基板の上のグラフェンの剥離・接着力に比べて約10分の1程度に減少する。この剥離・接着システムの研究は、我々が発見し研究してきたC₆₀分子ベアリング^{5,22)}を構成しているため、超潤滑機構とも密接にかかわっている。さらにこのシステムをよくみると、図1(d)に示したように、グラフェンの剥離・接着の一サイクルはカーボンナノチューブの一回転・転がり²³⁾に対応していることがわかる。このような低エネルギー散逸を持つ回転・転がりは、わずかな力を誘起するような、例えば光照射駆動(カシミール力により誘導²⁴⁾)によっても引き起こされる可能性が高いためナノマシンや生体分子モーターにも適用可能である。

今後の研究の展望として、ナノカーボンの剥離・接着の研究は、摩擦の制御研究やナノマシンや生体分子モーターへの応用にも繋がるため、広範な分野で極めて重要な役割を果たすことが期待される。

この研究は、日本学術振興会の科学研究費補助金(Nos. 16340089 and 18340087)の助成を受けて一部行われた。さらに本実験は愛知教育大学の石川誠、市川真也両氏の支援によるところが大きい。ここに深く感謝します。

参考文献

- 1) 北崎寧昭, 齊藤次雄:『初歩から学ぶ粘着剤』(丸善出版, 2011, ISBN978-4-621-08385-7).
- 2) D. Maugis: *Contact, Adhesion and Rupture of Elastic Solids* (Springer series in solid-state sciences, ISSN 0171-1873; 130).
- 3) K. Autumn, Y. Liang, T. Hsieh, W. Zesch, W.-P. Chan, T. Kenny, R. Fearing and R. J. Full: *Nature* **405** (2000) 681.
- 4) L. Qu, L. Dai, M. Stone, Z. Xia and Z. L. Wang: *Science* **322** (2008) 238.

- 5) K. Miura, S. Kamiya and N. Sasaki: *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 055509.
- 6) K. Miura, N. Sasaki and S. Kamiya: *Phys. Rev. B* **69** (2004) 075420.
- 7) M. Ishikawa, M. Kato, R. Harada, N. Sasaki and K. Miura: *Appl. Phys. Lett.* **93** (2008) 083122.
- 8) M. Ishikawa, R. Harada, N. Sasaki and K. Miura: *Phys. Rev. B* **80** (2009) 193406.
- 9) M. Ishikawa, M. Yoshimura and K. Ueda: *Physica B* **323** (2002) 4908.
- 10) M. Ishikawa, M. Yoshimura and K. Ueda: *Appl. Surf. Sci.* **188** (2002) 456.
- 11) For movies, visit <http://miuralab.com/box/movie/movie.html>.
- 12) N. Sasaki, A. Toyoda, H. Saitoh, N. Itamura, M. Ohyama and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **4** (2006) 133.
- 13) N. Sasaki, A. Toyoda, N. Itamura and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **6** (2008) 72.
- 14) N. Sasaki, H. Saitoh, N. Itamura and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **7** (2009) 48.
- 15) E. Evans, D. Berk and A. Leung: *Biophys. J.* **59** (1991) 838.
- 16) M. Rief, F. Oesterhelt, B. Heymann and H. E. Gaub: *Science* **275** (1997) 1295.
- 17) M. Ishikawa, M. Ichikawa, H. Okamoto, N. Itamura, N. Sasaki and K. Miura: *Appl. Phys. Express* **5** (2012) 065102.
- 18) K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva and A. A. Dirsov: *Science* **306** (2004) 666.
- 19) N. Sasaki, H. Okamoto, N. Itamura and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **7** (2009) 783.
- 20) N. Sasaki, H. Okamoto, N. Itamura and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **8** (2010) 105.
- 21) N. Sasaki, H. Saitoh, K. Terada, N. Itamura and K. Miura: *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **7** (2009) 173.
- 22) S. Yoshimoto, J. Amano and K. Miura: *J. Mater. Sci.* **45** (2010) 1955.
- 23) K. Miura, T. Takagi, S. Kamiya, T. Sahashi and M. Yamauchi: *Nano Lett.* **1** (2001) 161.
- 24) F. Chen, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko and U. Mohideen: *Phys. Rev. B* **76** (2007) 035338.

(2012年11月30日原稿受付)

Atomic-Scale Exfoliation and Adhesion of Nano-Carbon

Kouji Miura and Naruo Sasaki

abstract: Exfoliation and adhesion are a daily ordinary phenomenon. However, these exhibit irregular behaviors on the atomic- and molecular-scale. In this article, we introduce that a carbon nanotube and a graphene exhibit atomic-scale movements on a graphite substrate, in which stick-slip sliding occurs at the atomic scale while maintaining AB-stacking registry with the graphite substrate. It is expected that the study on exfoliation and adhesion provides control of friction, a stronger adhesion and an easier exfoliation than those of a gecko foot and applications for nanomachine and biomolecular motor.

相変化光記録膜材料のコヒーレントフォノン分光と超高速光誘起構造変化

長谷宗明 〈筑波大学数理物質系 305-8573 つくば市天王台1-1-1〉

牧野孝太郎 〈筑波大学大学院数理物質科学研究科 305-8573 つくば市天王台1-1-1〉

富永淳二 〈産業技術総合研究所ナノエレクトロニクス研究部門 305-8562 つくば市東1-1-1〉

カルコゲナイド化合物 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ は、DVDやブルーレイディスクなどに用いられている代表的な相変化光記録膜材料である。この物質は光照射により結晶相とアモルファス相の間で可逆的な変化を起こし、さらにそれぞれの相での反射率が大きく異なることから、光記憶素子材料として利用されている。最近、フェムト秒光パルス励起によるコヒーレントフォノンを利用して、超高速（～サブピコ秒）の時間スケールで、この物質系で光誘起相変化を起こせる可能性が明らかになってきた。本稿では、相変化光記録膜材料の超高速光誘起相変化について紹介する。

1. はじめに

近年のレーザー技術の発展には目覚ましいものがあり、最近では、10 fs以下（1 フェムト秒 = 1 fs は 10^{-15} 秒）の極短パルスレーザーも市販され、また波長域も光パラメトリック増幅器などを組み合わせれば、紫外から中赤外域に至るまで広がっている。さらに非線形光学結晶に極短パルスレーザーを集光すること等により、遠赤外（テラヘルツ）領域に拡張することも可能である。¹⁾ このようなパルスレーザー技術の発展に伴い、光物性分野においても所謂コヒーレントフォノン分光法と呼ばれる手法が盛んになった。この手法は、従来ラマン散乱分光などで観測していた固体中のフォノン（格子振動）を、実時間領域で振動波形として観測するものである。フォノンの周波数は通常テラヘルツ (10^{12} Hz) 領域にあり、オシロスコープでは観測できない。そこでその観測には、全光学的なポンプ-プローブ分光法が用いられる。²⁾ すなわち、ポンプ光で発生したフォノンによる物質の誘電率（屈折率）変化を、光学的に時間遅延したプローブ光で測定するものである。ポンプ光はまず電子準位の励起または仮想励起を行い、それに追従してラマン過程を経て位相の揃ったフォノン（コヒーレントフォノン）を励起する。³⁾ コヒーレントフォノンの振動による反射率（透過率）変化 $\Delta R/R$ ($\Delta T/T$) の大きさは、一般的なフェムト秒レーザー光源（パルス幅 30 fs、繰り返し周期 80 MHz 程度）を用いた場合、半金属 (Bi, Sb)⁴⁾ や半導体 (GaAs, Si)^{5,6)} で $\Delta R/R = 10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度と非常に小さく、従って、光信号を S/N 良く検出し、増幅する測定系が必要となる。詳しくは3節にて述べるが、近年のフェムト秒レーザー光源の安定化、検出技術の進展によってこれが可能となってきた。さて、1990年代に主に欧米のグループの研究により、コヒーレントフォノンは、その振動周期と同期した光パルス列を照射することによって光制御できることが分かってきた。⁷⁻⁹⁾ 本稿では、コヒーレントフォノンの振動振幅や周波数を巧みに光制御することにより可能性が見えてきた、相変化光記録膜材料における超高速相変化制御について述べたい。

2. 相変化光記録膜と相変化ダイナミクス

相変化光記録技術は、DVD-RW など書き換え可能な光ディスク商品を生み、現在もブルーレイディスク等の光ディスクの進化において重要なものとなっている。さらに、光ディスク技術の先には、相変化を利用した次世代型固体メモリ（Phase Change Memory; PCM）も世界的に Samsung や Micron 社などにより実用化されつつある。これらの書き換え可能な相変化記録膜材料として、アモルファス半導体であるカルコゲン化合物（Ge-Sb-Te 混晶系など）が1990年初頭に松下電器産業により開発され、¹⁰⁾ 今では世界的に主流の材料となっている。その特徴は、最短で1ナノ秒以下であると考えられる結晶-アモルファス間的高速相変化と、圧倒的な書き換え性能（100万回以上の耐性）である。しかし、カルコゲン化合物の光物性の理解については研究がまだ乏しく、特に1ナノ秒以下の相変化ダイナミクスの理解が今後の相変化メモリ技術の発展のためにも学術的にも大変重要となり、近年実験的（ラマン分光、ポンプ-プローブ分光等）にも理論的にも基礎的研究が盛んになっている。^{11,12)} 通常、この記録・消去は熱的な過程を経て起こると考えられている。すなわち、結晶→アモルファスへの相変化では、高強度レーザー光で一旦融解させた後に急冷し、相変化を起こす。一方、アモルファス→結晶への相変化では、低強度レーザー光でアニールすることで相変化を起こす。しかしながら、フェムト秒～ピコ秒領域の非熱的な過程については、未だよく分かっていない。

3. コヒーレントフォノン分光およびその制御技術

コヒーレントフォノン分光は、前述したように時間分解反射率（透過率）変化測定により行われる。詳しくは、他の解説などに書かれており、¹³⁾ ここでは要点のみ述べる。ポンプ光とプローブ光の偏光方向は通常直交させることによって、試料から反射（透過）したポンプ光を偏光子で遮りプローブ光のみが光検出器に入るようにしている。またポンプ光は、光チョップで2 kHz程度の周波数で変調し、

ロックイン検出を行うことで、信号のS/Nを向上させることができる。またシェイカー（ミラーを10 Hz以上の周波数で高速に振動させる加振装置）をポンプ光の光学遅延用のアームとすれば、高速デジタルオシロスコープやAD変換ボード等と組み合わせることで、ファースト・スキャンと呼ばれる高速信号積算も可能である。さらに、必要に応じて試料表面上のポンプ光とプローブ光のスポットをCCDカメラで観察することで、ポンプ光とプローブ光を素早くオーバーラップさせることも可能である。

コヒーレントフォノンを光制御するためには、パルスの時間間隔が精密に制御されたテラヘルツの繰り返しのフェムト秒光パルス列を発生させなければならない。その方法としては、従来からあるマイケルソン型干渉計を用いる手法と、1980年代にWeinerらにより考案された石英ガラスプレートもしくは液晶光変調素子 (Spatial Light Modulator; SLM) を用いて空間的にフーリエ変換を行う方法などがある。¹⁴⁾ マイケルソン型干渉計を用いる手法は比較的安価に、また確実に光学系を組むことができるので、その利用率は高い。ここで紹介する実験で使用したマイケルソン型干渉計は、自作したステンレス板の上に、ミラー、ビームスプリッターとピエゾステージを固定したものである。分解能は、ピエゾステージの分解能10 nmではほぼ決まり、フィードバックをかければ1 fs以下である。なお、マイケルソン型干渉計により作成したダブルパルスを、光パルスの強度と位相の時間・周波数依存性を測定可能なFROG (周波数分解光ゲート法) による解析で得たパルス幅は約30 fsであった。このようなマイケルソン型干渉計を、ポンプ光の行路に挿入することで、ダブルパルス列を作成できる。

4. 相変化光記録膜材料におけるダブルパルス励起による相変化制御

DVD-RWなどの光記録膜材料 ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$) におけるアモルファス-結晶間の相変化の操作について述べる。我々は、図1に示すように、2発のフェムト秒パルス対 (ダブルパルス) の時間間隔 (Δt) を変化させ、 Δt を $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ の局所的フォノンモード (アモルファス相では GeTe_4 に起因する A_1 モード) の振動周期に共鳴させることにより、相変化の高速スイッチを試みた。実験では、パルス幅約20 fs、中心波長約850 nm、繰り返し周期80 MHzのチタン・サファイアレーザーを光源として、時間分解反射率測定法を用いて行った。試料上でのレーザースポットサイズは約 $5.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$ であり、32 mWのポンプパワーの場合、フルエンスは $76 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ となる。相変化光記録膜材料として用いた試料は $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ を超格子状に成長させた薄膜 $\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ (厚さ20 nm) である。超格子 $\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ 薄膜では、通常の単層膜 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ に比べて約1/10の光パルス電場強度でスイッチングが起こることが実証されており、¹⁵⁾ 省エネルギーの相変化記録膜材料として期待されている。この超格子薄膜試料に対して時間分解反射率測定を

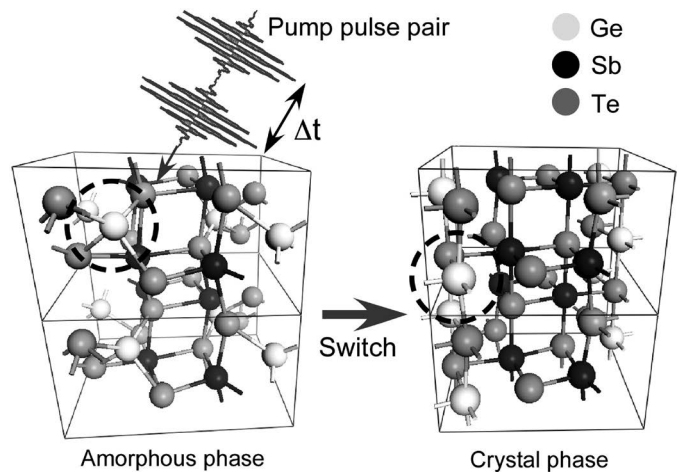


図1 ダブルパルス励起 (時間差 Δt) による相変化の概念図。結晶構造は第一原理計算によるもの。Ge-Teの結合を含む局所構造において、主にGe原子が変位することによりアモルファス相 (主な局所構造は GeTe_4) から結晶相 (主な局所構造は GeTe_6) に相変化が起こると考えられる。図中で太い点線の丸は、相変化におけるGe原子の変位を示す。(フルカラー図表参照。)

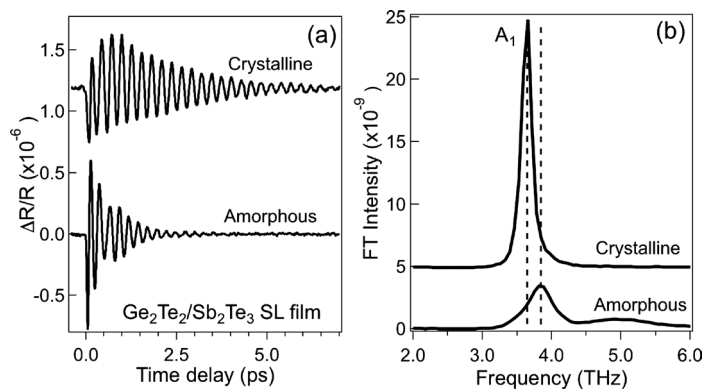


図2 (a) シングルパルス励起によって測定したアモルファスおよび結晶状態での $\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ 薄膜のコヒーレント A_1 モードの時間領域信号 (反射率変化)。 (b) 時間領域信号 (a) より求められたフーリエ変換スペクトル。 A_1 モード周波数は、アモルファス状態で約3.84 THz、また結晶状態では3.68 THzにシフトしている。

行った結果、図2(a)に示すように、as-grown膜 (アモルファス) および anneal膜 (結晶) において、それぞれの構造を良く反映した明確なコヒーレントフォノン信号 (A_1 モード) をそれぞれの膜で観測した。¹⁶⁾ すなわち、結晶相ではフォノンの寿命は長く、アモルファス相ではフォノンの寿命は短くなっていることが分かった。またこれらのコヒーレントフォノン信号をフーリエ変換したスペクトル (図2 (b)) から、 A_1 モードの周波数が、アモルファス相では3.84 THzであるのに対し、結晶相では3.68 THzに低周波数シフトしていることが分かった。このようなフォノンの周波数シフトは、主に GeTe_4 (アモルファス) \rightarrow GeTe_6 (結晶) の局所構造変化に対応しているものと考えられる。^{15, 16)}

さて、アモルファス状態の $\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ 超格子にマイケルソン型干渉計により作成したダブルパルスをポンプ光として照射し、コヒーレント A_1 フォノンの振る舞いを調べたところ、図3(a)に示すように A_1 フォノンが打ち消すタイミング ($\Delta t = 141 \text{ fs}$) では2発目のパルスの到達以降は

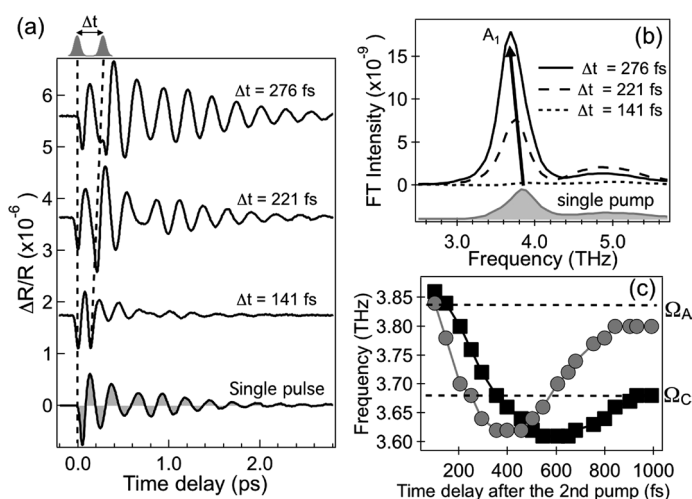


図3 (a) シングルパルスおよびダブルパルス ($\Delta t=141, 221, 276$ fs) 励起によって測定したコヒーレント A_1 モードの時間領域信号 (反射率変化). (b) 時間領域信号 (a) より求められたフーリエ変換スペクトル. (c) 時間領域信号 (a) において、 $\Delta t=276$ fs に対するウェーブレット変換により求められた A_1 モード周波数の時間発展. ●はシングルパルス励起の場合、■はダブルパルス励起の場合を示す. Ω_A ($=3.84$ THz) は、アモルファス相での周波数を、また Ω_C ($=3.68$ THz) は結晶相での周波数を示す. (フルカラー口絵参照.)

信号が弱まり、逆に強め合うタイミング ($\Delta t=276$ fs, この時間間隔は 3.62 THz に相当) では信号が増幅されるという結果が得られた. なお、ポンプ光のフルエンスは 1 発目が $76 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, 2 発目を $64 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ とした. さらに、 $\Delta t=276$ fs の場合ではシングルパルスでの測定と比較し、フォノン寿命が伸びており、これは何らかの構造変化が起きたことを示唆している. 図3(b) に (a) の時間領域信号から求められたフーリエ変換スペクトルを示す. パルス間隔を $\Delta t=141$ fs から 276 fs まで広げながら行ったダブルパルス励起によって、フォノンの周波数が約 3.84 THz から 3.68 THz までソフトニングすることが分かった. 既に報告されているように、アモルファス状態での周波数が $\Omega_A=3.84$ THz, 結晶状態での周波数が $\Omega_C=3.68$ THz であることから、ダブルパルス励起によりアモルファス状態から結晶状態に相変化したことが考えられる. この結果は、アモルファス状態における 4 配位の GeTe_4 局所構造に起因する A_1 フォノンモードをダブルパルスで選択的に励起することにより、6 配位 (GeTe_6) の結晶相への超高速相変化が誘起されたことを意味する (図1).¹⁷⁻¹⁹⁾

相変化ダイナミクスの議論を行うため、フォノン周波数の時間発展を時間-周波数領域で表示することが可能である連続ウェーブレット変換を用いた解析⁶⁾を時間領域信号に対して行った. 図3(c) にこの解析により得られた周波数変化を示す. シングルパルス励起の結果では、励起直後から 400 fs 程度にかけて周波数が 3.84 THz から 3.6 THz 付近まで一旦低下し、その後 800 fs 程度の時間まで周波数は増加し、最後には 3.8 THz 付近で一定の値となる. 一方、 $\Delta t=276$ fs とした際のダブルパルス励起では、周波数が 3.85 THz から 3.6 THz 付近まで 600 fs 程度時間をかけて低

下した後、シングルパルスの結果と比較して緩やかな回復を見せ、おおよそ Ω_C で一定となった. このフォノン周波数の時間変化は GeTe_4 局所構造がパルス励起により中間状態的な過渡状態 (周波数 3.6 THz の局所構造) を経て、シングルパルス励起の場合では元の状態に戻り、ダブルパルス励起では GeTe_6 構造へと相変化が生じたことを反映していると考えられる. この結果より 1 ps 以内における超高速相変化ダイナミクスが明らかとなった.

5. 相変化光記録膜材料におけるコヒーレントフォノンの偏光依存性

前節では、ダブルパルス励起によりフォノンを選択励起し、その結果、超高速相変化が起こることを述べた. 一方で、我々の相変化モデルでは、結晶化の際に GeTe_4 局所構造内の弱い Ge-Te 結合が切れて Ge 原子の変位が起こると考えている.¹⁹⁾ 従って、この結合手の方向に偏光した光パルスを照射することにより弱い Ge-Te 結合を選択的に励起し切ることも、相変化を誘起することが可能ではないかと考えた.²⁰⁾ 試料として使用した $\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ 超格子では、弱い Ge-Te 結合は試料の法線から 45 度の方向に沿って存在しているため、試料に対して斜めに p 偏光パルスを入射させ偏光方向を弱い結合に一致させることにより、この結合を選択的に励起できるはずである. 実験では励起パルスの入射角を 40 度とし、偏光角を 0 度 (s 偏光) から 90 度 (p 偏光) を経て、 180 度 (s 偏光) までの範囲で変化させながらコヒーレントフォノン分光を行い、 GeTe_4 局所構造の A_1 フォノンのダイナミクスを観測した. 図4(a) にポンプ光のフルエンスを $78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, 偏光角 (θ) を $0, 50, 90$ 度として得られた時間領域信号を示す. $\theta=0$ 度の結果と比較し、偏光角が 90 度 (p 偏光) に近づくにつれて振幅および寿命が増加することが明らかとなった. この振幅の増加については p 偏光の方が反射率が低い (すなわち光吸収が大きい) ことによるコヒーレントフォノン振幅増強で説明可能であるが、寿命に関しては説明できず、構造変化が起こっていることが示唆される. また図4(b) には、(a) より得られたフーリエ変換スペクトルを示す. $\theta=0$ 度の結果と比較し、偏光角が 90 度 (p 偏光) に近づくにつれてスペクトル強度が増加し、周波数が低周波数側へシフトすることが明らかとなった. スペクトル強度の増加はフォノン振幅と寿命の増加を反映しているが、周波数シフトはフォノン振幅の増加では説明ができない. 何故なら、 s 偏光のシングルパルス励起では、例え $286 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ まで励起フルエンスを上げて振幅を数倍大きくしても相変化に相当する周波数シフトが起らないことが分かっているからである.¹⁷⁾ より詳細な議論を行うために、フルエンスを $16 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ および $78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ として測定したコヒーレント A_1 フォノン周波数の偏光角依存性を図4(c) に示す. 励起フルエンスが $16 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ の場合、偏光角を 90 度まで回転させると周波数が 3.81 THz から 3.74 THz まで低下し、さらに 180 度まで回

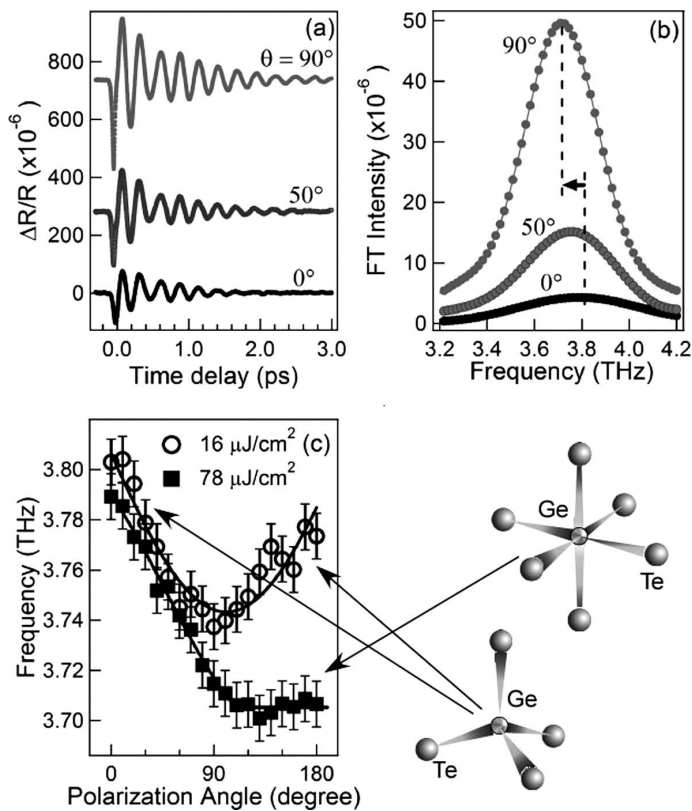


図4 (a) $78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ の直線偏光パルス (偏光角は 0° , 50° , 90°) によって測定されたコヒーレント A_1 モードの時間領域信号 (反射率変化). (b) 時間領域信号 (a) より求められたフーリエ変換スペクトル. 点線は, それぞれピーク周波数を示し, 矢印はそのシフトを表す. (c) $16 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (○) および $78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (■) の直線偏光パルスにより励起された A_1 モード周波数のポンプ光偏光角依存性. フォノン周波数に対応する局所構造を右側に示している.

転させると周波数は, おおよそ $\theta=0$ 度の値まで戻ることが分かった. 一方, $78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ で励起を行った場合は, 偏光角を 90 度まで回転させると $16 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ の場合よりも大きな周波数変化が見られ, 周波数は 3.79 THz から 3.70 THz まで低下した. さらに θ を 180 度まで回転させた場合, 周波数は低下したまま一定の値となった. この結果から, 励起フルエンスと直線偏光の制御により可逆, あるいは不可逆的な周波数の低下, すなわち相変化を起こせる可能性が明らかになった.

6. おわりに

以上のように, 本稿ではフェムト秒レーザーパルス列を用いた相変化記録膜材料における相変化制御, および偏光依存したフォノンのソフトニング (相変化) について概説した. いずれの場合も, 相変化光記録膜材料 ($\text{Ge}_2\text{Te}_2/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ 超格子薄膜) における局所構造に由来する A_1 フォノンの選択励起が構造相変化 (アモルファス状態 \rightarrow 結晶状態) を誘起する鍵となることを示した. パルス列励起の実験では, 相変化を引き起こすのに何発のパルス列が必要かはまだ明らかにできていないが, 現段階でのマルチショット (MHz の繰り返しレーザー照射の平均を測定) の光学系をシングルショット (シングルパルスの照射による測定) の光学系にアップデートすることも含めて今後の研究課題である.

$\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ を含む Ge-Sb-Te 材料で, もしテラヘルツ周波数での相変化スイッチが実現できれば, 固体メモリとしてだけでなく, 全光の超高速スイッチング素子の実現といった実用化への道も拓かれるものと大いに期待できる.

本稿で紹介した研究は, 共同研究の成果である. 研究を進めるにあたり御協力頂いた (独)産業技術総合研究所の P. Fons 博士, A. V. Kolobov 博士に深く感謝いたします. また本研究の一部は, 科学研究費補助金 (基盤研究 (B); 課題番号 22340076) により行われた.

参考文献

- 1) K. Sakai: *Terahertz Optoelectronics* (Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, 2005).
- 2) T. Dekorsy, G. C. Cho and H. Kurz: in *Light Scattering in Solids VIII*, ed. M. Cardona and G. Güntherodt (Topics in Applied Physics Vol. 76, Springer-Verlag, 2000).
- 3) Y.-X. Yan, E. B. Gamble, Jr. and K. A. Nelson: *J. Chem. Phys.* **83** (1985) 5391.
- 4) H. J. Zeiger, J. Vidal, T. K. Cheng, E. P. Ippen, G. Dresselhaus and M. S. Dresselhaus: *Phys. Rev. B* **45** (1992) 768.
- 5) G. C. Cho, W. Kütt and H. Kurz: *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 764.
- 6) M. Hase, M. Kitajima, A. M. Constantinescu and H. Petek: *Nature* **426** (2003) 51.
- 7) A. M. Weiner, D. E. Leaird, G. P. Wiederrecht and K. A. Nelson: *Science* **247** (1990) 1317.
- 8) T. Dekorsy, W. A. Kütt, T. Pfeifer and H. Kurz: *Europhys. Lett.* **23** (1993) 223.
- 9) M. Hase, K. Mizoguchi, H. Harima, S. Nakashima, M. Tani, K. Sakai and M. Hangyo: *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 2474.
- 10) N. Yamada, E. Ohno, K. Nishiuchi and N. Akahira: *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 2849.
- 11) K. S. Andrikopoulos, S. N. Yannopoulos, A. V. Kolobov, P. Fons and J. Tominaga: *J. Phys. Chem. Solids* **68** (2007) 1074.
- 12) J. Siegel, A. Schropp, J. Solis, C. N. Afonso and M. Wuttig: *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 2250.
- 13) 中島信一, 長谷宗明, 溝口幸司: *日本物理学会誌* **53** (1998) 607.
- 14) A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel and J. R. Wullert: *Opt. Lett.* **15** (1990) 326.
- 15) R. E. Simpson, P. Fons, A. V. Kolobov, T. Fukaya, M. Krbal, T. Yagi and J. Tominaga: *Nature Nanotech.* **6** (2011) 501.
- 16) M. Hase, Y. Miyamoto and J. Tominaga: *Phys. Rev. B* **79** (2009) 174112.
- 17) K. Makino, J. Tominaga and M. Hase: *Optics Express* **19** (2011) 1260.
- 18) Research Highlights, *Nature Photon.* **5** (2011) 128.
- 19) A. V. Kolobov, P. Fons, A. I. Frenkel, A. L. Ankudinov, J. Tominaga and T. Uruga: *Nature Mater.* **3** (2004) 703.
- 20) K. Makino, J. Tominaga, A. V. Kolobov, P. Fons and M. Hase: *Acta Phys. Pol. A* **121** (2012) 336; *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012) 232101.

非会員著者の紹介

富永淳二氏: 1959年宮城県生まれ. 1991年英国クランフィールド工科大学博士課程修了. TDK(株)研究員, 工業技術院グループ長, 産業技術総合研究所近接場光応用工学研究センター長を経て, 現ナノエレクトロニクス研究部門首席研究員. 専門は材料科学. 2000年日本IBM科学賞(エレクトロニクス部門).

(2012年11月7日原稿受付)

Coherent Phonon Spectroscopy and Photo-Induced Ultrafast Phase Transition in Phase-Change Optical Data Storage Media

Muneaki Hase, Kotaro Makino and Junji Tominaga

abstract: Multi-component chalcogenides, such as $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, are potentially used in optical data storage media in the forms of rewritable DVDs, and Blu-ray discs. Irradiating $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ with laser pulses in-

duces phase transition between the amorphous and crystal. Since optical reflectivity is significantly different in the two states, the material has been used in optical memories. Recently, by monitoring coherent phonons excited by femtosecond laser pulses in $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, it becomes possible to induce and observe the phase transition in the ultrafast time scale of sub-picoseconds. Here we report the recent progress of the ultrafast phase transition observed in optical data storage media.

最近の研究から

強磁性遷移金属における磁性の電界制御

千葉大地* 〈京都大学化学研究所 611-0011 宇治市五ヶ庄〉

小野輝男 〈京都大学化学研究所 611-0011 宇治市五ヶ庄〉

僅か二原子層程度のコバルト超薄膜に絶縁膜を介して電圧を加えると、強磁性状態を消したり元に戻したりできることが分かった。温度ではなく電界で強磁性相転移を引き起こすことができた。電界を加えると、コバルト表面の電子濃度は変化する。その変化が磁性に影響を及ぼしたものと考えられる。本稿ではコバルトにおける電界制御を中心に、強磁性遷移金属における磁性の電界制御に関する最近の研究結果について議論する。

1. はじめに

磁石は、モーターや磁気記録などで広く活躍している材料である。すでに形成された磁石の磁力や磁化方向をスイッチするために必要な磁界、キュリー温度 T_C などの特性は簡単には変えられないが、これを自由自在に操れるとどうなるだろうか？ 用途は拡大し、省エネにも大きな貢献ができるはずである。ではどうすれば自由に操れるだろうか？ 熱を加えれば磁石の特性は変わるが、電氣的に操れば応用上は最も都合が良い。磁石＝強磁性体の特性が自身のキャリア濃度で決まるのであれば、キャリア濃度を電氣的に制御し、磁気特性を操ることができるはずである。つまり、強磁性体に絶縁膜を介して電界を加える構造を作ってキャリア濃度と磁性の関係を調べればよい。この構造は、代表的な半導体デバイスである MIS-FET (Metal-Insulator-Semiconductor Field Effect Transistor) の半導体部分を強磁性体に置き換えたものである。MIS-FET では、ゲート電圧 V_G を加えることで、半導体のキャリア濃度を制御し、電子の流れを制御する。磁性電界効果型素子では、 V_G で強磁性体のキャリア濃度を制御して、間接的に磁気特性を制御するわけである。磁化の方向がスイッチできれば、磁気記録の新しい書き込み手法となるだろうし、磁力が大きく変えられれば漏れ磁場の大きさも制御できるようになるかもしれない。また、絶縁膜を介して V_G を加える方法は、電氣的な手法でありながらも電流が流れない省エネ

デバイスの実現を可能とするはずである。本稿では磁性電界効果型素子の歩みと、強磁性遷移金属における磁力の電界スイッチング (図1) について述べたい。

2. 強磁性半導体における磁性の電界制御

このような、磁性電界効果型素子を用いた磁性の電界制御の研究は、強磁性半導体から始まった。¹⁻⁷⁾ 強磁性半導体はキャリア (正孔) 濃度 p で磁気特性が決まる。最も代表的なものは、GaAs や InAs など III-V 族化合物半導体に Mn を数%程度ドーピングしたものである^{8,9)} (Mn は Ga サイトを置換)。筆者らはこれらの薄膜を用いて、 T_C ¹⁾・保磁力⁴⁾

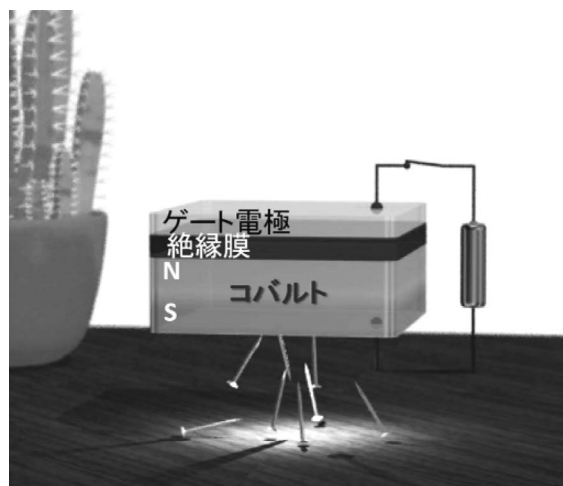


図1 コバルトの磁力が電圧 (電界) でオン・オフできるデバイスの概念図。

* 兼務：科学技術振興機構さきがけ
現所属：東京大学工学系研究科物理工学専攻

・磁化方向⁷⁾などの制御を実現した。強磁性を示すときの ρ は 10^{19} – 10^{21} cm^{-3} 程度であり、フェルミレベルは価電子体中にある(縮退半導体)。Dietlらの理論^{10,11)}によると、バルクでは $T_C = N_0 S(S+1)\rho(E_F)\beta^2/12k_B$ で表され (N_0 , β , S は、それぞれ単位体積当たりのIII族サイト数, 交換積分, 合成スピン量指数), Mn組成 x , フェルミレベル E_F での状態密度 $\rho(E_F)$ が大きいほど T_C が高くなり, 実験 (ρ を電界制御することで ρ を増減させる) を定性的・定量的^{12,13)} に理解することができる。

3. 強磁性遷移金属における磁性の電界制御

半導体のみならず, 金属でも磁性を自在に操ることができるといえる興味深い点である。しかし, 金属のキャリア濃度を電界制御することは容易ではないことが予想されるであろう。金属ではトーマス・フェルミの遮蔽のために電界をかけても表面一原子層程度の電子濃度が増えるだけである。筆者らは電界効果を顕著に見るために, 0.4 nm (約2原子層) という極めて薄いCoの超薄膜を用いて, T_C が電子濃度により変化するかどうかを調べた。¹⁴⁾

実験手法と結果を詳しく説明する。Co超薄膜は半絶縁性GaAs基板の上にPt ($t_{\text{Pt}} = 1.04$ or 1.10 nm)/Ta (3 nm) 下地層を介してスパッタ製膜した。大気暴露によるCo層の酸化を防ぐために, 最後に2.0 nmのMgO層でキャップした。バルク状態のCoの T_C は室温よりはるかに高いが, 実験に用いた超薄膜状態の T_C は室温直上にある。これは膜厚が原子間交換相互作用の特性長(数nm)より薄いことに起因している。試料の磁化状態を異常ホール効果を用いて検出するために, ゲート電極(Cr/Au)/ゲート絶縁膜(50 nmのHfO₂)を備えたホールバーを形成した(図2)。異常ホール効果により, ホール抵抗 $R_{\text{Hall}} (= V_{\text{Hall}}/I)$ [図2参照] は試料の垂直方向の磁化 M に比例するため, マイクロデバイスでも局所的な磁化測定が高感度に可能となる。電子濃度を大きく変調するには, キャパシタンスの大きな素子が有利である。単位面積当たりのキャパシタンス C は $\kappa\epsilon_0/d_{\text{ins}}$ で与えられる (κ , ϵ_0 , d_{ins} はそれぞれ比誘電率, 真空の誘電率, 絶縁層の膜厚)。 C を増大させ, 電子濃度の変調量を上げ

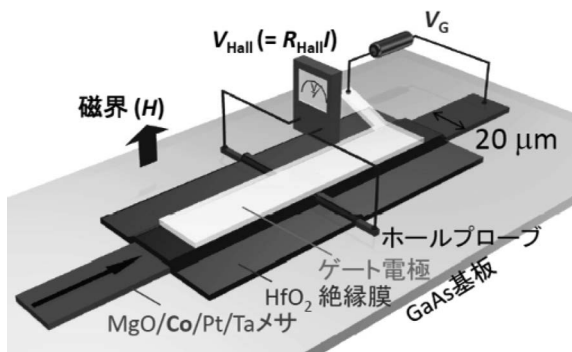


図2 素子構造と, 電界によるCo薄膜の磁化の変化を測定するための測定方法。異常ホール効果を用い, ゲート電圧 (V_G) 下でのコバルト超薄膜の磁化状態を調べた。

るためには, κ が大きく薄いゲート絶縁膜を用いる必要がある。HfO₂ は高誘電率を持つ絶縁体(測定した κ は 21) である。ホール測定は, V_G 印加下で垂直磁場 H を掃引し, 発熱を起こさない程度の十分小さな dc 電流を用いて行った (20 μA)。 V_G の符号はゲート電極側を正と定義した (正の V_G により, Co表面の電子濃度が増加する方向)。

図3(a) は $t_{\text{Pt}} = 1.10$ nm の試料の, T_C より十分低い温度でのホール測定結果である。図では磁化の変化の様子が R_{Hall} の変化として表れている。矩形の履歴特性が観測され, Coの磁化が膜面垂直となる垂直磁気異方性を有することを示す。¹⁵⁾ 正の $V_G (= +10$ V) では R_{Hall} の符号が反転するときの磁場が増大, すなわち磁化の向きを反転させるために必要な磁場の大きさである保磁力が増大し, 負の $V_G (= -10$ V) では減少していることが分かる。少し温度を上げると [図3(b)], 正の V_G では矩形の履歴特性が残るが, 負の V_G では保磁力を持たない曲線となる。後者は, 一見磁化容易軸が面内に向いたために見えるが, 垂直異方性を保ったままゼロ磁場付近で多磁区化が起こって, 磁化が相殺されて試料全体として残留磁化がゼロとなることが原因であることが分かった [図3(b) 挿入図の磁気カー顕微鏡像(磁区像を観察するための装置) 参照]。これは磁化や磁気異方性が温度上昇とともに小さくなり, 磁区のニュークリエーションが熱活性的に起こりやすくなっていくためであると考えられる。後ほど述べるが, T_C より十分に低い温度では, ホールバーで観測される磁化の反転過程は磁区のニュークリエーションより, 磁壁の移動が支配的であること

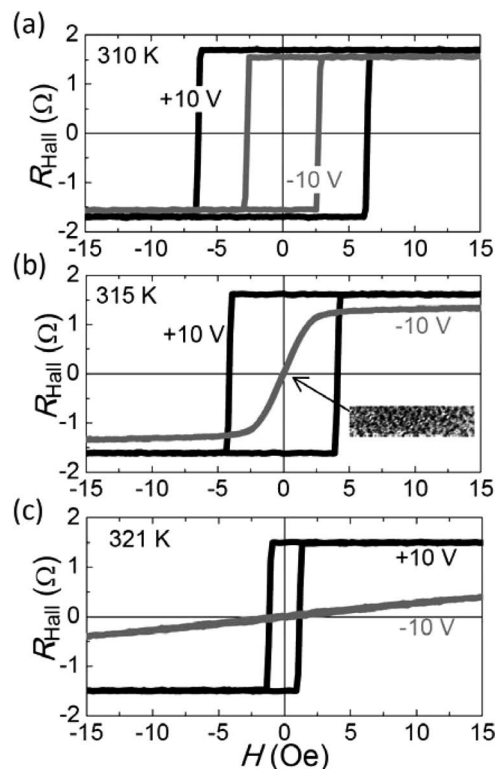


図3 0.4 nm 厚の Co 薄膜 (Pt 下地層膜厚 1.10 nm, 図2参照) 素子に $V_G = +10, -10$ V を印加したときの (a) 310 K, (b) 315 K, (c) 321 K における磁化特性。(b) の挿入図は磁気カー顕微鏡で観測した磁区像。

が分かっている。さらに温度を上げると [図3(c)], $t_{\text{Pt}} = 1.10 \text{ nm}$ の試料では, V_G に依存して矩形の履歴曲線と, 直線的な特性がはっきりと分かれるようになった。なお, この変化は V_G の変化に対して可逆的であった。

この結果は強磁性相転移が V_G 印加によって引き起こされているためと考えられる。それを裏付けるために, アロット・プロット (M^2 - M/H プロット)¹⁶⁾ を行った。図4は各温度におけるプロットである ($V_G = 0 \text{ V}$)。ここで, R_{Hall} は M に比例すると仮定し, M を R_{Hall} で置き換えてプロットを行った。 M/H が十分に大きい領域で線形フィットを行うことで, その y 切片が正であれば試料は強磁性状態, 負であれば常磁性状態と決めることができる。挿入図は温度を固定し, V_G を変化させた結果を示している。 $V_G = +10, 0 \text{ V}$ では y 切片の値は正であるが, $V_G = -10 \text{ V}$ では負になっており, 強磁性-常磁性のスイッチが確かに起こっていることが分かる。強磁性金属において, 強磁性を電気的にオンオフすることができたのは, これが初めてのことである。上記の y 切片の値は, 飽和磁化の2乗に比例するため, ここから飽和磁化に比例するホール抵抗 R_{Hall}^s の温度依存性を決定できる。図5(a) (b) に t_{Pt} の異なる二つの試料のそれ

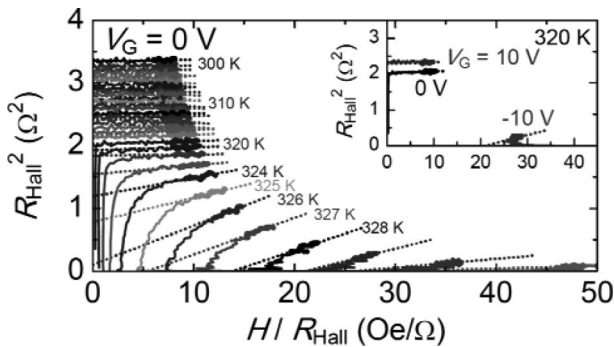


図4 Pt下地層の膜厚が1.10 nmの試料の各温度でのアロット・プロット ($V_G = 0 \text{ V}$)。挿入図は温度を320 Kに固定したときの各 V_G におけるプロット。

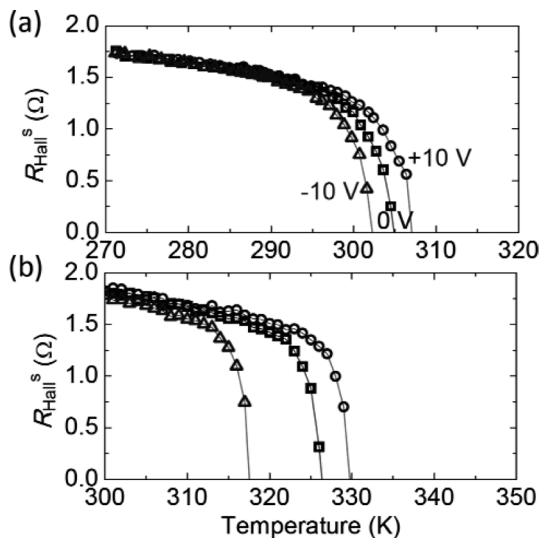


図5 飽和磁化に比例するホール抵抗 R_{Hall}^s の温度依存性。Pt下地層の膜厚が異なる二つの試料の結果を (a) [$t_{\text{Pt}} = 1.04 \text{ nm}$] と (b) [$t_{\text{Pt}} = 1.10 \text{ nm}$] にそれぞれ示してある。

を示す。どちらの試料でも正の V_G で T_C は上昇し, 負の V_G で減少し, 試料に依らず観測される現象であることが分かった。 T_C の変化量は7-12 K程度であった。

電界により T_C が変化するメカニズムを深く知るために, さらに広い範囲で電子濃度を変化させ, また状況を変えて再現性を調べる必要がある。そこで我々はイオン液体を用いた電気二重層 (EDL: Electric Double Layer) の形成¹⁷⁻²¹⁾ により, さらに大きな T_C 制御が実際に行えるかどうか, 検証した。²²⁾ イオン液体は陽イオンと陰イオンで形成された液体である。例えばキャリア濃度を制御したい金属層とイオン液体に接したゲート電極の間に電圧を印加し, 金属層を陰極とすると, イオンが移動し, 金属層の表面に陽イオンが密集する。これにより, 金属層表面に電子が引きつけられ, イオンが密集した層と電子の層によってEDLが形成される (図6参照)。EDLでは $d_{\text{ms}} \sim 1 \text{ nm}$ 程度になると言われており, 1 Vの電圧印加で10 MV/cm程度の巨大な電界が印加可能である。

イオン液体を用いた実験には前述とほぼ同様の構造のCo試料を用いた。この実験ではEDL形成下で直接磁化測定を行った。SQUID (Superconducting QUantum Interference

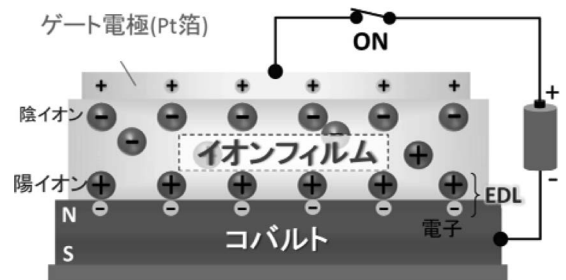


図6 イオン液体を含むポリマーフィルム (イオンフィルム) を用いた試料の構造。コバルトとイオンフィルムの界面に電気二重層 (EDL) が形成される。

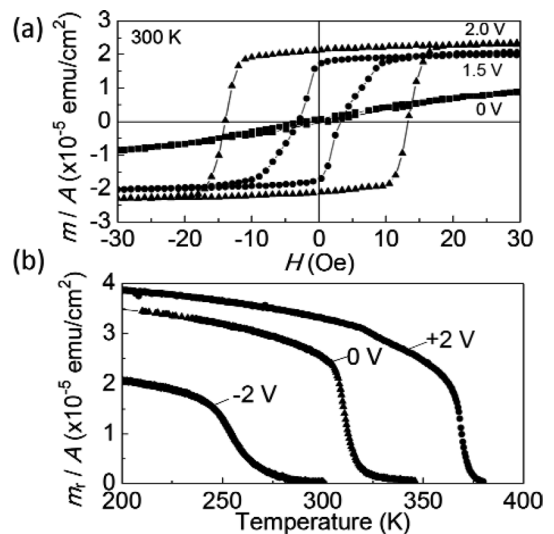


図7 (a) イオンフィルムを用いた素子 (EDL素子) の, 300 Kにおける各ゲート電圧下での0.4 nm厚のCo薄膜の磁化曲線。 (b) 各ゲート電圧下での残留磁気モーメント (m_t) の温度依存性。両図ともに縦軸は単位面積当たりの磁気モーメント (m/A) としてある。

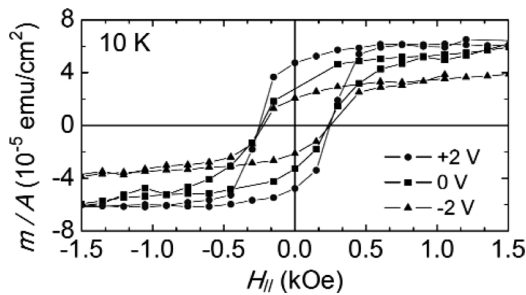


図8 0.4 nmのFe層を持つEDL素子における10 Kでの各ゲート電圧下の磁化特性.

Device) 磁化測定装置内で磁化測定を行うためには感度の都合上、数mm角の試料が必要であるが、単に試料上にイオン液体を落として磁化測定装置に導入すると、液体が滴り落ちてしまう恐れがあるため、イオン液体をポリマーフィルムに染み込ませたフィルム(イオンフィルム)を用いた(図6).

図7(a)は300 Kにおける磁化曲線である。縦軸は単位面積当たりの磁気モーメント (m/A) としてある。 V_G を正の方向に大きくしていき、Co層に電子を蓄積していくと、保磁力・飽和磁化が増大していることが分かる。図7(b)は単位面積当たりの残留磁気モーメント (m_r/A) の温度依存性である。 m_r/A がほぼゼロに落ちる温度が T_C であるとすると、 T_C の変化量は ± 2 Vの V_G で約100 K (HfO₂固体絶縁層を用いた試料の8-14倍) となることが分かる。その変化は、HfO₂固体絶縁層を用いた試料と同じく、電子濃度が増えると T_C が上昇する方向であった。得られた巨大な T_C の変化は、EDL形成による大きな電子濃度の変化に起因すると考えられる。実際、EDL素子のCはHfO₂固体絶縁膜素子の約20倍であった。この場合、表面一原子層のCo原子一個当たり0.084個の電子数が変化したことと相当し、HfO₂の場合の約4倍大きな電子濃度変調となる。

T_C の変化の機構を理解するために、3d遷移金属のCoに同周期のFeやNiを混ぜて原子一個当たりの電子数を変化させた合金の実験結果[いわゆるスレーター・ポーリング(S.P.)曲線²³⁾]や第一原理計算による理論²⁴⁾と比較してみよう。但し、これらは薄膜ではなくバルク状態に対する情報であることに注意する必要がある。一般的に3d遷移金属強磁性体の T_C は E_F での状態密度が大きいほど高い。リジッドバンドで考えると、原子一個当たりの電子数が変化すると、 E_F の位置が上下する。すると、 E_F での状態密度が変わり、 T_C (強磁性の安定条件)が変化すると考えられる。S.P.曲線によると、電子数が26.3個(Fe₆₀Co₃₀)程度のところで、原子一個当たりの磁気モーメントは極大を持ち、それより電子数が多くても少なくとも磁気モーメントは減少する。3d遷移金属のバルク状態の合金では、 T_C はほぼ同様の傾向を示す。²⁴⁾つまり、合金化によりCoの電子数(27個)を増やすと、Coの飽和磁化(や T_C)は減少する。これは我々の超薄膜での電界効果の実験と反対方向で

ある。この違いについては、いくつかの理由が考えられる。まずCoが下地層の4f遷移金属のPtと合金化している可能性である。この場合は、上記のピュアな3d遷移金属の合金での結果と状況が異なってくる。それ以外に、用いたCoが超薄膜であることに起因する理由がいくつか挙げられる。その一つ目は、超薄膜の場合は界面などの影響によりバルクの場合とバンド構造が異なる可能性である。二つ目は、Coの膜厚と T_C の関係である。前述のように、Coの超薄膜では、膜厚が薄いほど T_C は減少するので、電界によりCoの実効的膜厚が変化していれば、 T_C は変化することになる。MgOキャップ層とCo界面でのCoの可逆的な酸化還元反応などがその理由として考えられるが、今後明らかにしていくべき事項の一つである。

本研究の薄膜でのキャリア濃度による T_C の変化の機構を理解していくために、FeやNiなど、周期表でCoと同周期の強磁性元素についても電界効果を調べる必要がある。図8は0.4 nmのFe層を持つEDL素子での低温での磁化測定の結果である。²⁵⁾ Coの場合と同様に、Fe層に電子が蓄積すると飽和磁化が増大する結果が得られた。FeについてはS.P.曲線が教える方向(電子数が増えると磁化が増大)とつじつまが合うが、電子数変化量に対する変化の大きさはS.P.曲線のそれより5-6倍程度大きい。

4. おわりに

まとめると、Coにおいても、Feにおいても、また固体絶縁膜素子でもEDL素子でも、電子数が増大すると、 T_C もしくは磁化の大きさが増大するという結果になっている。この様子はバルク状態の3d遷移金属合金での原子一個当たりの電子数に対する T_C や飽和磁化の傾向を説明するリジッドバンドモデルでは簡単には理解できないことが分かってきた。Co超薄膜のバンド構造の理解や、界面での電界による酸化還元現象の理解などを中心に、今後研究を進めていきたい。

冒頭で述べたとおり、強磁性体の磁化方向を電界でスイッチできれば、新しい省エネ磁気記録手法となるであろう。Feなどの強磁性金属超薄膜において、磁化の容易方向を決める磁気異方性の電界効果が報告されており、^{26,27)} 磁化ダイナミクスや電界によるアシストを利用した磁化スイッチングも報告され始めている。^{28,29)} 電気的な磁気記録手法としては、磁区と磁区の境界にできる磁化のねじれ構造=磁壁を電流で駆動し、局所的な磁化方向をスイッチする手法も盛んに研究されている。磁区は磁場を加えると広がったり小さくなったりするが、それに伴い磁区の境界領域の磁壁は移動する。筆者らは最近、 T_C より十分に低い温度において、磁場印加によって動くCo細線の単一の磁壁のスピードが、ゲート電圧を加えることによって20倍程度変化させられることを報告した。³⁰⁾ このように、磁性の電界制御の研究は基礎・応用の両面から急加速して広がりつつあり、特に磁化方向の電界制御に関しては磁気メモリの

実用に向けた展開も広がりつつある。その基本にあるキャリア濃度と磁性の関係を広く理解するための舞台として、ご紹介した実験が大きな意味を持つものと考えている。

本研究は京都大学化学研究所の島村一利氏・河口真志氏、小林研介准教授(現 大阪大学)、NEC グリーンイノベーション研究所の深見俊輔氏(現 東北大学)・石綿延行氏、電力中央研究所の小野新平氏との共同研究で行われました。また、東北大学電気通信研究所の大野英男教授、松倉文礼教授、山ノ内路彦助教と有益な議論をさせていただきました。本研究の一部は、(独)科学技術振興機構さきがけ、科研費若手A、科研費基盤S、日本学術振興会最先端研究開発支援プログラム「省エネルギー・スピントロニクス論理集積回路の研究開発」の支援を受けて行われました。

参考文献

- 1) H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno and K. Ohtani: *Nature* **408** (2000) 944.
- 2) H. Boukari, P. Kossacki, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, A. Wasiela, J. A. Gaj and T. Dietl: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 207204.
- 3) Y. D. Park, A. T. Hanbicki, S. C. Erwin, C. S. Hellberg, J. M. Sullivan, J. E. Mattson, T. F. Ambrose, A. Wilson, G. Spanos and B. T. Jonker: *Science* **295** (2002) 651.
- 4) D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura and H. Ohno: *Science* **301** (2003) 943.
- 5) A. M. Nazmul, S. Kobayashi, S. Sugahara and M. Tanaka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** (2004) L233.
- 6) D. Chiba, F. Matsukura and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) 162505.
- 7) D. Chiba, M. Sawicki, Y. Nishitani, Y. Nakatani, F. Matsukura and H. Ohno: *Nature* **455** (2008) 515.
- 8) H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnár and L. L. Chang: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2664.
- 9) H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye: *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 363.
- 10) T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert and D. Ferrand: *Science* **287** (2000) 1019.
- 11) T. Dietl, H. Ohno and F. Matsukura: *Phys. Rev. B* **63** (2001) 195205.
- 12) M. Sawicki, D. Chiba, A. Korbecka, Y. Nishitani, A. J. Majewski, F. Matsukura, T. Dietl and H. Ohno: *Nat. Phys.* **6** (2010) 22.
- 13) Y. Nishitani, D. Chiba, M. Endo, M. Sawicki, F. Matsukura, T. Dietl and H. Ohno: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 045208.
- 14) D. Chiba, S. Fukami, K. Shimamura, N. Ishiwata, K. Kobayashi and T. Ono: *Nature Mater.* **10** (2011) 853.
- 15) P. F. Garcia: *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 5066.
- 16) A. Arrott: *Phys. Rev.* **108** (1957) 1394; A. Arrott and J. E. Noakes: *Phys.*

- Rev. Lett.* **19** (1967) 786.
- 17) H. Shimotani, G. Diguët and Y. Iwasa: *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005) 022104.
- 18) M. J. Panzer and C. D. Frisbie: *J. Am. Chem. Soc.* **127** (2005) 6960.
- 19) K. Ueno, S. Nakamura, H. Shimotani, A. Ohtomo, N. Kimura, T. Nojima, H. Aoki, Y. Iwasa and M. Kawasaki: *Nature Mater.* **7** (2008) 855.
- 20) M. Weisheit, S. Fähler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinignon and D. Givord: *Science* **315** (2007) 349.
- 21) M. Endo, S. Kanai, S. Ikeda, F. Matsukura and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 212503.
- 22) K. Shimamura, D. Chiba, S. Ono, S. Fukami, N. Ishiwata, M. Kawaguchi, K. Kobayashi and T. Ono: *Appl. Phys. Lett.* **100** (2012) 122402.
- 23) 近角聡信:『強磁性体の物理(上)』(裳華房), など.
- 24) C. Takahashi, M. Ogura and H. Akai: *J. Phys. Cond. Mat.* **19** (2007) 365233.
- 25) M. Kawaguchi, K. Shimamura, S. Ono, S. Fukami, F. Matsukura, H. Ohno, D. Chiba and T. Ono: *Appl. Phys. Exp.* **5** (2012) 063007.
- 26) T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraiishi, S. Mizukami, Y. Ando and Y. Suzuki: *Nature Nanotechnol.* **4** (2009) 158.
- 27) Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo and Y. Suzuki: *Nature Mater.* **11** (2012) 39.
- 28) M. Endo, S. Kanai, S. Ikeda, F. Matsukura and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 212503.
- 29) W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman and C. L. Chien: *Nature Mater.* **11** (2012) 64.
- 30) D. Chiba, M. Kawaguchi, S. Fukami, N. Ishiwata, K. Shimamura, K. Kobayashi and T. Ono: *Nature Commun.* **3** (2012) 888.

非会員著者の紹介

千葉大地氏: 1978年福岡市生まれ。2000年東北大学工学部卒。2004年同工学研究科博士後期課程終了(工学博士)。2004年(独)科学技術振興機構ERATO大野半導体スピントロニクスプロジェクト研究員。2008年より京都大学化学研究所特定助教。2009年に同助教。2012年に同准教授。2013年より東京大学工学系研究科准教授。専門はスピントロニクスデバイス。

(2012年9月24日原稿受付)

Electric Field Control of Ferromagnetism on Transition

Metals

Daichi Chiba and Teruo Ono

abstract: We found that the ferromagnetism in Co ultra-thin film can be switched on and off isothermally and reversible way by applying a gate voltage thorough an insulator layer. This is attributed to the change in electron density at the surface of Co film. In this manuscript, we discuss the recent experimental results of electric field effect on magnetism in transition metals.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年12月に掲載可となったものの中から2013年1月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice” (JPSJ注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

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

153 Kでゼロ抵抗をともなう超伝導状態を達成

ライデン大学の Kamerlingh Onnes が自らの手で作った液体ヘリウムを使って水銀の電気抵抗率測定を行い、超伝導現象を発見したのは1911年のことである。以来100年以上、物性物理の世界において最も劇的な現象の一つとして多くの研究者の興味を惹きつけてきた。また、超伝導はゼロ抵抗や完全反磁性、ジョセフソン効果に代表されるユニークな性質を示すことから、基礎的な研究だけでなく、エネルギー、輸送、医療、情報通信等、幅広い分野で応用にむけた研究が行われている。この中で、超伝導転移温度 T_c の向上は、その応用範囲を広げることに直結するため、研究上の大きな目標とされている。銅酸化物高温超伝導体は1986年に発見され、それまでの T_c を一気に窒素温度以

上にまで引き上げ、社会に大きなインパクトを与えた。一方、現在常圧において最も高い T_c を持つ物質は1993年に Schilling らによって発見された水銀系銅酸化物高温超伝導体の $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ (Hg-1223) の ~ 135 K であり、以来20年近くこの記録は未だ破られていない。

銅酸化物高温超伝導体の超伝導は CuO_2 面で起きていると考えられるが、それでは CuO_2 面を舞台として起きる超伝導現象の T_c はいったいどこまで引き上げることができるのだろうか？ 圧力下で銅酸化物高温超伝導体の T_c が上昇する例はこれまで多数の報告がある。水銀系もこれに当てはまり、過去に Hg-1223 に関する電気抵抗測定で、超高压力下31 GPaにおいて $T_c = 164$ K という報告がなされたことがある。そして、この数字が一人歩きして史上最も高い

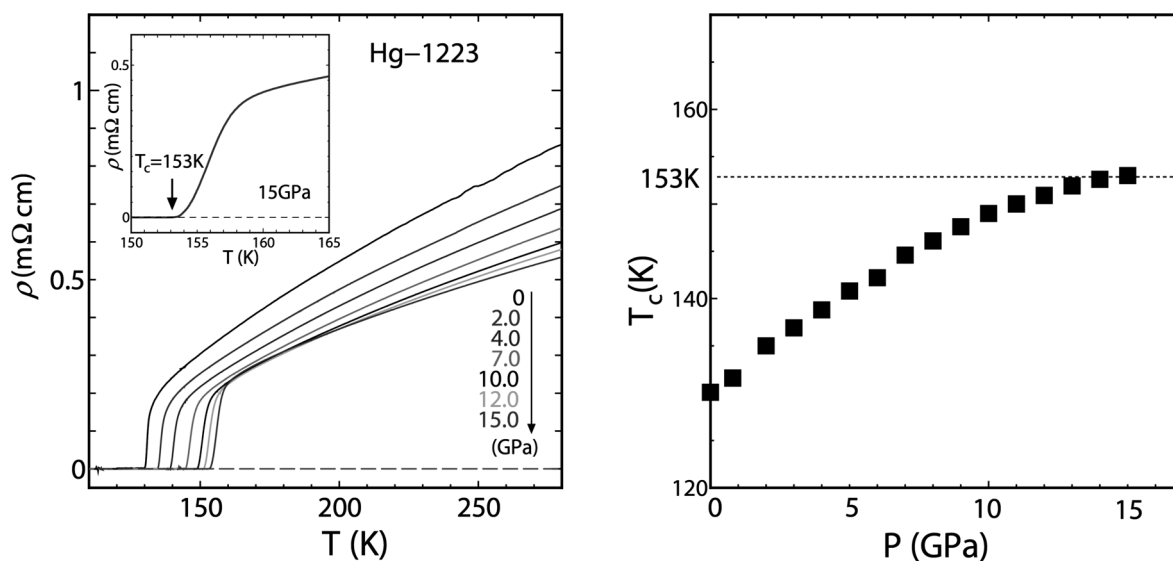


図1 Hg-1223の圧力下の電気抵抗率(左図)、左図中の挿入図は最高圧力の15 GPaにおける超伝導状態への転移の様子。 $T_c = 153$ Kにおいて電気抵抗が消失した。右図は得られた T_c - P 相図。15 GPaにおいても T_c はまだ上昇を続けている。

超伝導転移として、一部で認知されている状況にあった。だが、この測定の詳細を見てみると、非常に転移がブロードであり、そもそも超伝導現象の基本的性質である電気抵抗の消失（ゼロ抵抗状態）が100 K以下にまで冷却しても達成されていない。圧力下の T_c は電気抵抗率の僅かな落ち始め（オンセット）温度をもって定義されており、同じ試料が常圧ではゼロ抵抗が達成された温度で $T_c=134$ Kと決定されていることに対しても妥当性に欠ける。

圧力下測定においてこのような不完全な結果しか得られなかった要因としては、測定に使用する試料の質（均一性と稠密性）の問題と圧力下測定の圧力の質（静水圧性）の問題の二つが挙げられる。最近、(独)産業技術総合研究所と(独)理化学研究所との共同研究チームは、この二つの問題に対して、それぞれに高い高圧力技術（高圧合成技術と圧力下物性測定技術）を適用することで解決することを試みた。試料には高圧合成によって得られたHg-1223の多結晶試料が用いられ、キュービックアンビル型高圧力装置を用いて15 GPaまでの圧力下において電気抵抗率測定が行われた。その結果、図1に示すように測定のための圧力においてゼロ抵抗をともなう超伝導転移が観測され、 T_c および電気抵抗率の圧力下の詳細な振る舞いが明らかにされた。また、最高圧力15 GPaにおいて、ゼロ抵抗状態が153 Kにおいて確認された。これは史上最も高い温度でのゼロ抵抗をともなう超伝導状態の観測である。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Soci-

ety of Japan (JPSJ) の2013年2月号に掲載された。

試料の均一性を反映し超伝導転移は非常にシャープであり、かつ、圧力下においても常圧と変わらない急峻な転移が保たれている。この事は、試料が非常に良質であり、さらに、圧力下の測定においてもその質が保たれ、試料に対して均一な圧力が加わっていることを示している。 T_c の圧力に対する上昇率(dT_c/dP)は常圧付近では+2.5 K/GPa程度の大きな値を持つが、加圧に従って緩やかになっていく。しかしながら最高圧力の15 GPaにおいても依然+1.0 K/GPa程度の正の値をもっており、更に高い圧力においてより高い T_c が実現することを示唆している。

正確な圧力下の T_c の評価を行い、圧力 P との関係(T_c - P 相図)を得ることで、結晶を縮めたときに T_c がなぜ上がる/下がるのか、ということに対し定量的な考察が可能となる。さらに T_c - P 相図を様々な系に対して決定することで、理論、実験の双方からより高い超伝導転移温度を持った新物質の提案・発見がなされることが今後期待される。

原論文

Zero Resistivity above 150 K in HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ} at High Pressure

N. Takeshita, A. Yamamoto, A. Iyo and H. Eisaki: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 023711.

〈情報提供：竹下 直（産業技術総合研究所）

電子光技術研究部門）

山本文子（理化学研究所基幹研究所）〉

応用物理 第82巻 第5号(2013年5月号) 予定目次

特集：薄膜・表面

今月のトピックス：速報：講演会レポート……政年佐貴恵
 巻頭言：表面改質における機能性材料の新規性と応用への期待
 ……高井 治
 総合報告：表面改質技術；現状と今後の展開……中村友二
 解説
 自己集積有機単分子膜を用いた半導体表面の機能性制御
 ……杉村博之
 軟X線照射によるSi系半導体の表面ナノ改質と低温結晶化
 ……松尾直人, 部家 彰
 最近の展望：超高速パルス光を用いたサーモリフレクタンス法
 によるナノ薄膜・界面の熱物性評価……八木貴志, 他

研究紹介

ウエットエッチングによる原子スケール平坦化；触媒表面基準
 エッチング法の開発……山内和人, 他
 ソフトマテリアルの表面・界面物性制御技術
 ……高原 淳, 小林元康
 イオンビーム照射による高分子表面の改質と生体適合材料への
 応用……鈴木嘉昭, 氏家 弘
 DLC被覆を最終処理とする金属材料の複合表面改質
 ……森田辰郎, 他
 基礎講座：GaNのエピタキシャル成長の実現まで……平松和政
 ほっとひと息：カタツムリに学ぶ住まいの防汚技術…井須紀文

統計力学の新しい教え方

佐宗 哲郎 (埼玉大院理工)

1. はじめに

統計力学は、物理の基礎科目の中でも唯一、その基礎付けがはっきりせず、教えづらい科目である。大部分の教科書はいまだに6N次元の古典位相空間中の運動を考え、エルゴード定理を用い、 $\iint dpdq$ の位相積分をプランク定数 h を単位として離散的に分割して等エネルギーの状態数を勘定する。これより小正準集合が導入される。しかし、状態数を数えるには、そもそもの最初から、量子力学を出発点にするべきであることは明らかである。すなわち、「多粒子系の量子力学から直接量子統計力学を導き出す」ことこそが求められている。以下では、拙著¹⁾を一部修正して、小正準集合までの定式化が簡単にできることを示し、会員諸氏のご批判を仰ぎたい。その骨子は、ファインマンの「統計力学」²⁾の密度行列の議論に時間平均を加えたものである。ただし、もちろん、この定式化は厳密なものではなく、等重率の仮定をはじめいくつかの仮定を含んでいることはお断りしておく。

2. 部分系の密度行列

まず、完全な孤立系では熱平衡状態にならないので、対象とする系Sは外界の中に埋め込まれているものとする。ただし、外界とのマクロなエネルギーや粒子のやり取りはないものとする。この節は文献2の第2章と同じであるが、一応おさらいしておく。まず、系Sにいる粒子の変数をまとめて x と書き、外界にいる粒子の変数をまとめて y と書く。全系の任意の波動関数 $\Psi(x, y)$ は系Sの固有関数系 $\{\phi_i(x)\}$ および外界での固有関数系 $\{\psi_\alpha(y)\}$ により展開されて、

$$\Psi(x, y) = \sum_{i\alpha} c_{i\alpha} \phi_i(x) \psi_\alpha(y) \quad (1)$$

と書ける。ディラックの表記法を用いれば、

$$|\Psi\rangle = \sum_{i\alpha} c_{i\alpha} |\phi_i\rangle |\psi_\alpha\rangle \quad (2)$$

である。

さて、 \hat{A}_S を系Sの変数にのみ作用する演算子とすると、 \hat{A}_S の期待値は

$$\begin{aligned} \langle \hat{A}_S \rangle &= \langle \Psi | \hat{A}_S | \Psi \rangle \\ &= \sum_{ij} (\rho_S)_{ji} \langle \phi_i | \hat{A}_S | \phi_j \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ここで、系Sの「密度行列」(density matrix)の ji 要素 $(\rho_S)_{ji}$ を

$$(\rho_S)_{ji} \equiv \sum_\alpha c_{j\alpha} c_{i\alpha}^* \quad (4)$$

と定義した。この式から $((\rho_S)_{ji})^* = (\rho_S)_{ij}$ が示せるので、 $(\rho_S)_{ji}$ はエルミートであり、固有値は実数となる。その固有値と固有ベクトルを $p_n, |\tilde{\phi}_n\rangle$ とすると、

$$\hat{\rho}_S = \sum_n |\tilde{\phi}_n\rangle p_n \langle \tilde{\phi}_n| \quad (5)$$

と書ける。よって、

$$\langle \hat{A}_S \rangle = \sum_n p_n \langle \tilde{\phi}_n | \hat{A}_S | \tilde{\phi}_n \rangle \quad (6)$$

となる。文献2にあるように、 $p_n \geq 0, \sum_n p_n = 1$ が簡単に示せるので、 p_n は確率とみなせる。よって上式は、各量子力学的状態 $|\tilde{\phi}_n\rangle$ が確率 p_n で出現しているような統計集団についての集団平均(統計平均)と見ることができる。すなわち、外界についての情報を p_n に押し込めてしまうと、系Sにおける物理量の期待値は、Sにおける量子力学的な期待値のほかに、 p_n を重みとする統計平均をとらないといけなくなるのである(混合状態)。 $\hat{\rho}_S$ には、この両者の効果がまとめて入っている。

3. 部分系の物理量の時間平均と量子統計力学の導出

ここまでは文献2のとおりである。しかしこれでは、小正準集合に必要な、等エネルギーの状態の集団が出てこない。そこで、波動関数の時間変化を考える。物理量 A_S の平均値は

$$\begin{aligned} \langle A_S(t) \rangle &= \sum_{ij} (\rho_S)_{ji} e^{i(E_i - E_j)t/\hbar} \langle \phi_i | \hat{A}_S | \phi_j \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

となる。 $\{E_i\}$ は系Sの固有値である。

熱平衡状態では、マクロな物理量は時間変化しないから、 $\langle A_S(t) \rangle$ は長時間平均をとるのが妥当であろう。 T を十分長い時間とすると、時間変化する部分の長時間平均は、

$$\begin{aligned} &\overline{e^{i(E_i - E_j)t/\hbar}} \\ &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} e^{i(E_i - E_j)t'/\hbar} dt' \xrightarrow{T \rightarrow \infty} \delta_{E_i = E_j} \end{aligned} \quad (8)$$

となる。右辺の $\delta_{E_i = E_j}$ は妙な書き方だが、デルタ関数 $\delta(E_i - E_j)$ を T で割ったものに比例している。 $E_i = E_j$ のとき $e^{i(E_i - E_j)t/\hbar} = 1$ となるので、上のような書き方にした。よって、

$$\overline{\langle A_S(t) \rangle} = \sum_{ij} (\rho_S)_{ji} \langle \phi_i | \hat{A}_S | \phi_j \rangle \delta_{E_i = E_j} \quad (9)$$

となる。ここで $E_i = E_j$ という条件があるからすべての状態のエネルギーが等しくなる、というわけではなく、 $E_i = E_j = \dots \neq E_l = E_m = \dots$ という場合もある。よって、 $\{E_i\}$ はたくさんの組に分かれ、それぞれの組の中ではエネルギーが等しく、異なる組ではエネルギーが異なるという風になる。異なる組の間には行列要素がないので、独立な集団であると見なすことができる。必要なら、あとで重ね合わせればよい(たとえば正準集合のように)。そこで、等エネルギーの $E_i = E_j = \dots = E$ の集団についてのみ和をとることにする。さらに、 ϕ_i, ϕ_j などの線形結合を取ることによりエルミート行列 $(\rho_S)_{ji}$ を対角化することができる。その固有値と固有関数を $p_n, |\tilde{\phi}_n\rangle$ とすると、

$$\overline{\langle A_S(t) \rangle} (E) = \sum_n p_n \langle \tilde{\phi}_n | \hat{A}_S | \tilde{\phi}_n \rangle \delta_{E_n = E} \quad (10)$$

となる。前と同様に、 $p_n \geq 0, \sum_n p_n = 1$ だが、規格化は上記の等エネルギー集団の中でのみ行うことにする： $\sum_n p_n \delta_{E_n = E} = 1$ 。(文献1では、 $\{E_i\}$ がたくさんの組に分かれ、それぞれの組の中ではエネルギーが等しく、異なる組ではエネルギーが異なるということ、 $E_n = E$ の集合のみ用いればよいことの説明が抜けているが、結果は同じである。)ここで、いつものように、 p_n に対して等重率の仮定を課せば、小正準集合が導出されたことになる。外界との相互作用の効果は $|p_n|, |\tilde{\phi}_n|$ に反映

されているはずであり、それにより熱平衡状態が実現していると期待される。これは仮定に過ぎないが、最近の教科書^{3,4)}で、等重率の仮定の正当性についての新たな吟味がなされている。なお、実際に用いるときは、 $E_n = E$ の条

件には ΔE だけの微小な幅をつける必要がある。

参考文献

- 1) 佐宗哲郎：『パリティ物理教科書シリーズ 統計力学』(丸善, 2010)。
- 2) R. P. Feynman: *Statistical Mechanics* (Benjamin,

- 1972). 邦訳：『ファイマン統計力学』(シュプリンガー・ジャパン, 2009)。
- 3) 田崎晴明：『統計力学I, II』(培風館, 2008)。
- 4) 香取真理：『統計力学』(裳華房, 2010)。

(2012年12月28日原稿受付)

質問する学生達を育てる, 英語版本を海外出版する 八木浩輔* ◇

1. 二つの質問に応えます

会誌2012年11月号に、「現代物理学の素晴らしい贈り物を学生そして市民に届ける活動を」と題する小文を書きました。¹⁾そして思いがけなく何人かの方々から、御意見、御質問を頂いたのです。具体例を挙げての趣旨賛同の貴重な御意見の提示²⁾があり、その他に2種類の御質問があるのです。第1点は「質問する学生達を育てる」に対してです。学長が毎年入学式辞で、これに関して「何にでも応用可能な具体的質問法を指導」とありますが、具体的にはどんな話をするのですか? 第2点は、著書 *Quark-Gluon Plasma: from Big Bang to Little Bang*³⁻⁵⁾ に対して、大学院生・学部学生からの質問・意見です。「何故日本語で出版しないのですか、その方がずっと読みやすい」。同意見が、インターネットAMAZONのカスタマーレビューにも載っています「まずは日本語をお願いします。逆輸入で買うなんか口惜しいです」。

これら二つの質問に対して、「談話室(フォーラム)欄の興味ある話題」として、それぞれ以下の視点から応えることが本稿の目的です。[第1点]日本の授業では、学生達が積極的に質問してくることは少ない。その改善に真摯に悩む先生方からの御質問には、重さがあります。[第2点]物理学学会会員諸氏が、英語(殆ど国際語と同義)で著書を、諸外国から出版する機会は今後増加することでしょう。学生達の質問に応えつつ、今後の御参考にと、

英語版海外出版の契機、レフェリー制、執筆、科学書に相応しい英語表現、出版の実践と効用、中国語版出版への発展という視点からです。次の二節で展開します。

2. 質問する学生達を育てる

大学入学式の学長スピーチにおいて、筆者が新入大学生諸君に語りかけ、訴えた要旨は、以下のようです。

『大学は学問の府といわれます。「学」は学ぶ、「問」は質問するという意味です。自分から質問して学び取る、皆さん一人一人の積極性が求められているのです。しかし質問するといっても簡単なことではない、こんなこと質問したら恥ずかしいのではないかと、という迷いもありましょう。…問題の核心に迫る質問の仕方とは一体どういうものなのでしょう。しかも、その質問が引き金となって、クラスに様々な質問が誘発され、クラス全体の理解が格段に深まれば理想的です。そのような効率の良い、問題の核心を突く質問の仕方、方法があるのです。それを私の経験から説明しましょう。

カリフォルニア大学ローレンス・バークレイ研究所の大学院での講義中のことです。A君が質問「その箇所が良く分からないので、全く違った視点から(from different viewpoints)もう一度説明してほしい」。私はこの時、二つの意味で「おや」と思いました。まず質問の内容が、物理学の極めて基礎的なことで、大学院レベルではなく大学学部レベルであること、しかし一方で彼がいう「全く違った切り口からの説明」の要求は、大変新鮮でした。それ

に答え終わると、すかさずB君が「今の説明のところを、目に見えるように(visualize)図に描いて説明してください」。そして更にC君が「その図に線を一本加えたらどうなりますか」と質問の連鎖です。確かにA君の質問のレベルは低いですが、同君の質問がきっかけとなって、内容がどんどん高まり、しかもクラス全体の理解が格段に深まる。こういう展開が結局、学生が学ぶということかと感心しました。

A君の「全く異なる視点からの再度の説明」の質問A方式は、あらゆる問題に応用可能ですね。来週から授業が始まりますと、皆さんは、わからないことがいくらかでも出てくることでしょう。そこで大切なことは、遠慮なく質問することです。その時、今話した核心に迫る質問方式、A方式、さらには、ABC方式を応用・活用してほしいのです。

最後にもう一つ、とても大切なこと付け加えましょう。ABC…という質問の連鎖が起こるとクラスの何人かが参加する、そして友達ができる。得がたい友人を大学でつくることは極めて重要です。諸君の大学生活を一段と豊かなものにします」。

なお学長の入学式辞は(学位記授与式、いわゆる卒業式も同様)、正確に録音から起こされ、学生、保護者、教職員の各全員に学内報⁶⁾で配布されます。

3. 英語版本の海外出版と効用および発展

私達3名の著者³⁾(八木, 初田哲男, 三明康郎)が、初めから日本語のクォーク・グルオン プラズマ(QGP)の単行本執筆を拒否していたわけではありません。ただ先に、ケンブリッジ大学プレス(CUP)からの打診があり、更にCUPの物理科学部長SC博士が来

* 筑波大学名誉教授、浦和大学名誉教授・前学長、日本物理学会代議員

日し、直接要望を受けたのです。その際、CUPが1534年に英国王ヘンリ8世(エリザベス1世の父君)により創設されたこと、ニュートンの主著「プリンキピア」の第2版と第3版が一初版は王立協会より1687年一、CUPより1713年と1726年に出版されたことを知り、⁷⁾ 伝統あるCUPから私達のQGPの本の出版を決意しました。

私達が予定著書の概要を送りますと、the Press Syndicate of the University of Cambridgeが5名の国際レフェリーに審査を依頼、やがてその結果が送られてきました。5名の氏名こそ消されていましたが全文が届き、フェアな審査方針と感心しました。1名が、この時点での本の出版は時期尚早との意見、他は著者達の能力、概要を良しとしていました。色々なコメントが付してあり、著作に参考になりました。かくして464頁の本が2005年に出版され、2008年にはそのペーパーバック版も市販されました。³⁾

QGPの本を、英語版としてCUPから出版した長所は、以下の3点です。まず国際語である英語使用に加えて、CUPの世界ネットワークにより、本書は世界各国で広く読まれています。最も多いのは、欧米の大学院生の利用ですが、加えて韓国、インド、中国等です。Eメールによる質問の多面性からもわかります。各章末に設けた合計98題のExercisesへの質問が多いので、解答をウェブサイト掲載するべく作業を進めています。⁵⁾

最近CUP-QGP本を巡り、興味深い発展があります。CUPアジア局(シンガポール)が、本書の中国語版出版を企画し、その承認を求めてきたのです。中国本土の多数の学生・研究者・教授達からの要望に応えてのことです。中国語への翻訳を可能にしたのは、本書が英語で書かれていたことです。翻訳は中国科学技術大学(上海)の教授達が担当。ところで日本と中国の間には、近年、領土領海領空問題で厳しい政治

的対立が在ります。それ故にこそ、今回の中国語版出版が、文化面から日中友好に少しでも役立つことを願います。

第2点は、科学書・科学論文のような論理的な文章表現には、日本語より英語が適していると考えられることです。英語は、主語+述語の形式が確立して、主語とその動詞の対応が正確であるのに対し、日本語は対応の不明確さを許し、主語の再出現を煩雑さとして嫌う傾向すらあります。また、英語の数に対する意識はくどいくらい精鋭で、その結果、表現が正確になります。さらに、英語の定冠詞、不定冠詞、無冠詞の存在・区別は、表現を明確にしますが、日本語にはありません。

特に、名詞の単数・複数の表現に関しては、日本語は極めて不正確です。物理的理由から複数クォーク quarks を強調すべく「クォーク達」とするのは、日本語として「不自然で奇妙」ですから、通常は単数の quark と同じ「クォーク」とするでしょう、不正確ですね。かつて「原子核物理学」教科書^{8,9)}執筆の際にも、悩ましい逡巡がありました。nucleons を「核子達」とはせず「核子」としたのです。なお、ジョージアの「リー代数」教科書の九後汰一郎氏による名訳¹⁰⁾において、同氏は「奇妙な日本語」と断りつつ、SU(2) 達、 X_a 達、状態達等を使用して複数形を明示しています。蛇足ですが、松本清張の名作推理小説「点と線」(1958年)の英語版は、*Points and Lines* と複数形です。点(駅)と線(鉄道)ですから英語訳が正確です。

第3点は、物理科学書にふさわしく、くだけた表現を避け正式な英語表現が使用されているか否かに関してです。これは大変微妙な英語表現の問題であり、この点に関してのCUP編集者の助言は貴重でした。実例で説明しましょう。以下の4組の英語表現で、左側が私達の源表現、右側がCUP編集者のアドバイスの基づく修正表現です。include→comprise, keep→retain, stick

to→adhere to, suggest→allude to. ちなみに、左側英語は極めて基礎的英語のA及びBランク4,500語に属し、右側英語は次のCランク5,100語に属します。¹¹⁾ 著者の私達は、英語母国語者や言語の専門家ではありません。原稿全文にわたって、上記のような使用英語についての微妙かつ適正なアドバイスをCUP編集者から期待できたからこそ、著者達は、Quark-Gluon Plasmaの物理内容そのものの記述に専心できた面がありました。

〈2013年2月7日追記〉会誌2月号(68(2013)122)「会員の声」に、国府田隆夫氏が文献1の筆者の主張を引用しつつ、傾聴すべき貴重な御意見を提示されています。会員諸氏が本文第2節「質問する学生達を育てる」と併読され、物理研究者の社会的責任に関して、更に議論を深めて頂ければ幸いです。

参考文献および注

- 1) 八木浩輔：日本物理学会誌 **67** (2012) 777.
- 2) 例えば表實氏は、慶応義塾大学が半世紀以上にわたって全文系学生に物理学等の自然科学の履修(含む実験)を義務付け、成果を上げている；表實：応用物理 **81** (2012) 850—一般学生への自然科学教育の意義。
- 3) K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake: *Quark-Gluon Plasma: from Big Bang to Little Bang* (Cambridge Univ. Press, 2005 and paperback version 2008, 464 pp). 会誌での本書の「新著紹介」は文献4、それへのコメントは文献5.
- 4) 浅川正之：日本物理学会誌 **65** (2010) 899.
- 5) 八木浩輔：日本物理学会誌 **66** (2011) 391.
- 6) 八木浩輔：「学長入学式辞」浦和大学春秋 **13** (2009) 1; **15** (2010) 1.
- 7) 後日ケンブリッジ大学トリニティカレッジ、レン図書館で、ニュートンの原稿や論敵ロバート・フックとの往復書簡等を読む。同図書館はクリストファ・レン(Wren)設計・建設(1670年代)による壮麗な建物で、裏手のケム川からの湿気を嫌った高床式。
- 8) 八木浩輔：『原子核物理学』(朝倉書店1971年初版、2012年30版、342 pp)。改訂版は、放射線のBq, Gy, Sv、人体への影響等を詳述。
- 9) 武田 暁：日本物理学会誌 **26** (1971) 862; 文献8の「新著紹介」。
- 10) H. ジョージヤイ著、九後汰一郎訳：『物理学におけるリー代数』第2版(吉岡書店、2010)。
- 11) *GENIUS English-Japanese Dictionary*, 3rd ed. (TAISHUKAN, 2002).

(2013年1月4日原稿受付)

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

岩波書店, 東京, 2011, xvi+682p, 22×16 cm, 本体 7,800円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-00-029803-2

並木美喜雄, 位田正邦, 豊田利幸, 江沢 洋, 湯川秀樹

量子力学 II

岩波書店, 東京, 2011, ix+624p, 22×16 cm, 本体 7,800円 [専門・大学院向]

ISBN 978-4-00-029804-9

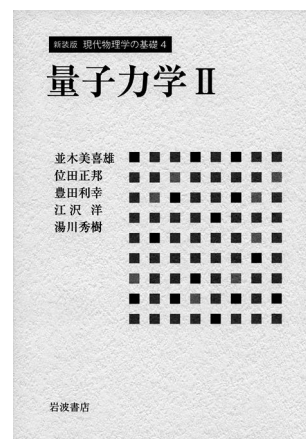
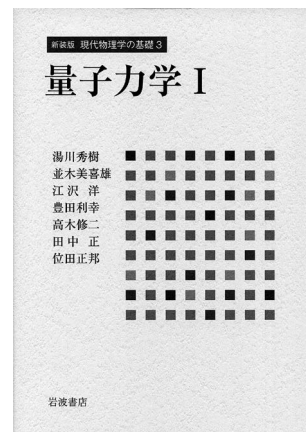
大場 一郎[†]

1978年に刊行され洛陽の紙価を高めたが、絶版状態であった岩波講座現代物理学の基礎〔第2版〕3及び4の新装版である。厳密な新著ではないが、再版が懇望され、読者層も交代していることから、新著紹介小委員会によって取り上げられた。第2版では湯川が講座全体の監修を務め、特に本書では豊田とともに編集の責任を負い、冒頭と最後の部分は自ら執筆、彼の意気込みが感じられる。初版は1972年に刊行されたが、第2版は一部執筆者を入れ替え、再編成されている。特に『量子力学I』は新たに書下ろされた章を中心に構成され、一新された。全28章は日本を代表する素粒子論研究者7名によってオムニバス風に執筆、構成されている。

第I部歴史的序論で湯川は古典物理学から量子力学へは、両者間に自然現象自体の非連続性に基づくと同時に、人間の自然認識の仕方にも、断絶が存在するという。“自然は跳躍する”というPlanckの作用量子の発見、次はBohrによる原子構造理論の成功、そして最後は、de BroglieとSchrödingerの波動力学/Heisenbergの行列力学の発見である。この認識のもと、紆余曲折に富み、劇的な展開を見せた歴史的筋道が辿られる。そこに湯川の自然観、量子力学に対する立場が垣間見え、興味深い。第II部では、それらを整理、必要不可欠な経験事実から帰納的に量子力学を導く。次いでそれらを捨象し、純化された理論体系として提示する。

第III部は量子力学の展開で、非相対論的量子力学の標準的教科書の内容に対応する。後半はDirac方程式/理論と力学系の対称性を、第IV部は多粒子系の扱いと場の量子論の基礎を論じ、最後は拘束系の正準量子化法である。この項は今日の素粒子論でのゲージ理論の成功を見ると、編集者の慧眼か。

『量子力学II』第V部ではLippmann-Schwinger方程式を軸にS行列を導入、衝突散乱過程の基本的取り扱いが、次いで散乱振幅の具体的性質やS行列要素の解析的性質が調べられている。第VI部では、無限自由度系にはユニタリ非同値の無数のCCRの表現の存在という困難があるが、採用すべき選択としてGNS構成法、 C^* 代数が紹介されている。第VII部では量子力学を微視的世界の情報間に存在する論理構造として捉え量子論理を追究、そして情報を量子力学の立場から論じている。残念なことに情報資源としての潜在能力を持っていた“量子もつれ”については触れられていない。Aspectにより量子力学でBellの不等式が破れ、古典的実在の非存在が確かめられたのは1982年であった。その後の量子情報や量子コンピュータ研究分野の隆盛を見ると、考え深い。第VIII部では観測や実在論の問題から量子力学が自己完結的でなく、明確な量子力学的世界像は描けない。時間が位置座標や運動量と異なり、単なるパラメータに過ぎないという特異性がこの原因の一つであると。時間・空間に依存する演算子を基本的物理量とする局所場の理論は有効であったが、発散の困難を含み、



素粒子の多様性も説明できないという当時の素粒子論の現状を述べている。その後の素粒子論は繰り込み可能性を抛り所にゲージ理論の追究、内部対称性を持つクォーク・レプトン模型、超対称模型、超弦模型へと発展していった。

全体を通して分担ごとに執筆者のいい意味での個性や持ち味が発揮されている一方、特論的な箇所も見受けられる。全くの初心者にとっては手ごわいかもしれないが、テキストとして然るべき所は抑えてあり、説明は丁寧、全体の統一はとられている。一通り量子力学を学んだ人、量子論をより深く理解しようとする人には得るところが多かろう。また本書には当時の量子論研究最前線の雰囲気が残されており、歴史的な側面でも興味深い。

(2012年12月6日原稿受付)

[†] 早稲田大学名誉教授

D. Budker, D. F. Kimball and D. P. DeMille

Atomic Physics; An Exploration through Problems and Solutions

2nd Edition

Oxford Univ. Press, Oxford, 2008, xiii + 518p, 25 × 17 cm, £29.95 [専門～学部向]

ISBN 978-0-19-953241-4

畠山 温 (東京農工大)

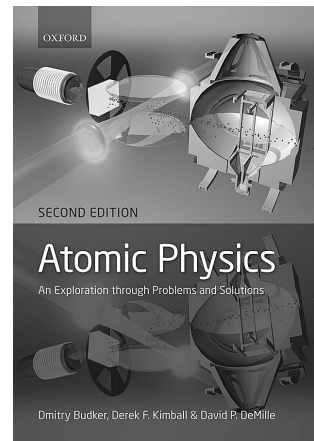
本書は、タイトルにあるように、問題とその解答を通じて原子物理学(日本物理学会の分科でいうと量子エレクトロニクスが一番近い)を学んでいくスタイルの教科書である。問題を解かせながら論理を展開していく形式のテキストは多くあるが、本書はそれらとは趣を異にする。各問題はかなり独立していて、「このテーマのこの概念がよくわからないのだけど」とか、「いま話題のこの研究の基礎を手っ取り早くつかみたい」とかという要求に見事に応えてくれる。1つずつ順に知識を積み重ねて行かなくても、「つまみ食い」により、気になる課題の面白さを味わうことができる。「要点を押さえておいて、後は自分で実験しつつ考えてみよう」という(おそらく多くの)実験家の精神によくマッチしている。

そう、本書は実験の現場においてかなり「使える」教科書である。本書の著者は、原子物理学的手法を用いて自然界の基本的対称性の破れを検証する実験を主な専門とする研究者である。著者が研究の過程で同僚といろいろ議論した題材をもとに本書ができあがっ

ているという臨場感が、同じく原子物理学の実験家である私には強く感じられる。実験家らしい物理的直感やセンスにあふれているといったら良いだろうか。学生が、標準的な量子力学の教科書で学んだ知識を、本書のように実験現場において運用できるようになれば、立派な研究者である。

そういうわけで、私の研究室において、本書を2012年度の輪講テキストとして用い、学生に自由に問題を選んで解説してもらった。最初のうちは、学生は楽そうな問題を選んでばかりだったが、自分の研究テーマに近いものを解説するように心がけさせると、関係のありそうな問題の発表がぞくぞく出てきた。その結果、輪講の勉強が学生の研究に直結するという感覚を久しぶりに味わうことができた。この教科書のおかげで、「この問題に書いてあるからこれをまず読むこと」という指導を何回したのか! たいへん感謝している。1つ欲を言えば、CGS単位系ではなく国際単位系(SI)で書いてあると昨今の学生にはありがたい。

著者らの研究の好みを反映した題材



が比較的多いが(特に対称性の破れに関する問題については貴重な解説書であると思う)、本書は、原子物理学や量子エレクトロニクスを研究しているすべての大学院生の自習書、研究室の輪講テキスト、専門家の参考書、としてふさわしい。また、他分野の研究者が原子物理学のテーマで気になることがあったときにぜひ当たってみて欲しい手引書でもある。

最後になるが、本書と同様のスタイルで、冷却原子、量子測定、量子情報などのテーマを中心とした続編が(著者は別でも)あると、最新の原子物理学の興奮をさらに広めることに大きく貢献すると思う。誰でも書けるタイプの教科書ではないのでやや無理な願望かもしれないが、もし出版されたら、もちろん、わが研究室では買いである。

(2012年12月25日原稿受付)

E. F. Redish 著, 日本物理教育学会監訳

科学をどう教えるか; アメリカにおける新しい物理教育の実践

丸善出版, 東京, 2012, xiii + 327p, 21 × 15 cm, 本体3,800円 [一般向]

ISBN 978-4-621-08550-9

真貝寿明 (大工大情)

原題は「Teaching Physics with the Physics Suite」。ここでの「物理スイート」とは、著者が中心となって作りあげた「活動を基盤とする物理(activity-based physics)」の教材群を指す。本書は多岐にわたる教材群の紹介を目的としているが、前半では、物理教育の方法論や教育効果の評価手法について、調査と経験にもとづいた一般的な話を展開する。

教材開発の発端は、「科学者や技術者になることを目指してはいるが物理学者になるとは限らない学生に対して素養としての物理教育」の重要性が増したこと。及び、認知心理学から「個人の学習は、自らの手を動かしたり議論を通じることで、知識を再構築し、創造的な応答を効率的に生み出す」という原理が明らかになってきたこと、と述べる。そして、物理の授業ターゲ



ットをおおまかに3つに分類(概念的な物理/代数ベースの物理/微積分ベースの物理)し、授業の進行方法もおおま

かに3つに分類(講義・演習実験を基本とする方法/演習・学生実験を基本とする方法/ワークショップによる探求型の方法)して、いずれの組み合わせでも利用できるような教材を提供しようとするプロジェクトとなっている。

著者は「理論原子核物理を専門としていたが、1991年に専門を物理教育研究に専念した」と自己紹介する。本書は「物理スイート」の理論的な武装書でもある。学生に「能動的な学習」をさせる機会を与え、実験したり議論をさせたりしても、物理教育の目的が達せられる保証はない。そこで、教員やチューターがいかにか「橋渡し」をするかがキーになる。本書では、学生がどのような誤解や反応をするのか、を具体的な問題例から詳しく解説し、チューターの役割や授業に適した机の配置まで一連の「教育研究」の結果が紹介されている。

本書で登場する問題例は、中学・高校レベルの物理の内容だが、著者らによる「物理スイート」の他書¹⁾には、現代物理の教材として量子力学のワークシートまで存在する。定性的な理解を中心とする内容であるが、1つの物理教育の方向を示す試みといえよう。

カリキュラムに追われる日本の教育現場で、このような時間をかけた教育がどれだけ実施できるかは疑問だが、発見や驚きの体験がその後の学習の糧になることを否定する教育者はいないだろう。本書にちりばめられたヒントに回答する教育者も多いことだと思う。大学においても学生に学習意欲を持たせるように工夫を凝らす時代になった。評者の大学でも「PBL (project-based learning)」を揃えつつあるが、板書だけの講義よりも、何か1つでも学生の手を動かす・考える題材を与える講義が求められている。本書で、アメリカでなされているこのようなプロジェクトの先行事例を知れることは貴重である。

翻訳は、日本物理教育学会の有志の方が行い(30名の訳者と21名の監訳者リストあり)、6年にわたる研究・調査・実践の後に出版に至ったという。読みやすい日本語/対応する英語表記の掲載/多くの訳注など、数々の工夫がなされている。ただ、(原著に忠実に)独特の略語が多用されているのが、本文を読みにくくしている感があるので、略語一覧表もあれば有用だった。また、原著にはCD-romが付属してい

て、ワークシートのサンプル (Action Research Kit)・宿題問題例・詳細な参考文献リスト等が集録されていた。翻訳版では残念ながらCD-romはなく、代わりにリンク先が紹介されている。(興味ある読者は、著者のグループのwebページ²⁾で一部が公開されているので、参照されたい。)今後、教材の翻訳が引き続いて行われるのかどうかは不明であるが、日本の学生に対して実践したノウハウが蓄積した暁には、まとまった報告書として公開されることを期待したい。

参考文献

- 1) M. C. Wittman, R. N. Steinberg and E. F. Redish: *The Physics Suite; Activity-based tutorials; vol. 2 Modern Physics* (Wiley & Sons, 2004).
- 2) <http://www.physics.umd.edu/perg/>

(2012年12月30日原稿受付)

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

図書リスト

最近の寄贈書

C. A. Fuchs: *Coming of Age With Quantum Information; Notes on a Paulian Idea*

Cambridge Univ. Press, UK, 2011, iv + 543p, 25×18 cm, £45.00

ISBN 978-0-521-19926-1

市川行和, 大谷俊介編: *原子分子物理学ハンドブック*

朝倉書店, 東京, 2012, ix + 518p, 22×16 cm, 本体16,000円

ISBN 978-4-254-13105-5

尾上 順編著, 大澤映二, 松尾 豊, 高井和之, 榎 敏明, 石橋幸治, 本間芳和著: *ナノカーボン; 炭素材料の基礎と応用*

近代科学社, 東京, 2012, viii + 239p, 21×15 cm, 本体3,800円 (ナノ学会編シリーズ: 未来を創るナノ・サイエンス & テクノロジー第1巻)

ISBN 978-4-7649-5025-2

瀬戸秀紀: *ソフトマター; やわらかな物質の物理学*

米田出版, 千葉, 2012, x + 147p, 19×13 cm, 本体1,600円

ISBN 978-4-946553-53-0

林 光男: *完全独習量子力学; 前期量子論からゲージ場の量子論まで*

講談社, 東京, 2013, x + 321p, 21×15 cm, 本体3,800円

ISBN 978-4-06-153283-0

廣重 徹著, 吉岡 斉編: *戦後日本の科学運動*

こぶし書房, 東京, 2012, 318p, 19×14 cm, 本体3,200円 (こぶし文庫一戦後日本思想の原点)

ISBN 978-4-875-59267-9

掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■高エネルギー加速器研究機構教員

[I]

1. 教授1名(公募番号:素核研12-16)
2. 素粒子原子核研究所
3. ニュートリノグループに所属し、J-PARCニュートリノビーム施設の性能向上及び運営、特にビーム強度増強を推進する上で指導的役割を果す。
4. 決定後早期
5. なし
6. なし
7. ○履歴書 ○研究歴 ○発表論文リスト(和文と英文は別葉) ○着任後の抱負 ○推薦書又は参考意見書
8. 2013年5月16日(木)17時必着
9. ①305-0801つくば市大穂1-1 高エネルギー加速器研究機構総務部人事労務課人事第一係 電話029-864-5118

jinji1_ml.post.kek.jp

②素粒子原子核研究所 小林 隆 電話 029-864-5414 takashi.kobayashi@kek.jp

10. 詳細は<http://www.kek.jp/ja/Jobs/>参照。

[II]

1. 准教授1名(公募番号:素核研12-17)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. Belleグループに所属し、Belle II実験において、実験の建設・遂行、及びデータ解析に中核的な役割を果す。
9. ②素粒子原子核研究所 堺井義秀 電話 029-864-5335 yoshihide.sakai@kek.jp

[III]

1. 助教1名(公募番号:素核研12-18)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. UCNグループに所属し、スパレーション反応と超流動ヘリウムを用いたUCN源の建設、建設後の維持改良に従事し、中性子電気双極子能率の測定を行う。
9. ②素粒子原子核研究所 増田康博 電話029-864-5617 yasuhiro.masuda@kek.jp

[IV]

1. 助教1名(公募番号:素核研12-19)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. ミューオン研究グループに所属し、J-PARCでのミューオン電子転換実験研究に従事。
9. ②素粒子原子核研究所 齊藤直人 電話029-864-5417 nsaito_post.kek.jp

[V]

1. 助教1名(公募番号:素核研12-20)
2. 4, 5, 6, 7, 8, 9①, 10は[I]に同じ。
3. ATLASグループに所属し、ミューオントリガーシステムの運転及びミューオントリガーのアップグレードに当たるとともに、物理の解析を進める。
9. ②素粒子原子核研究所 徳宿克夫 電話029-879-6077 katsuo.tokusyuku@kek.jp

■理化学研究所所員

[I]

1. 研究員、又は技師1名
2. 仁科加速器研究センター加速器基盤研究部
3. イオン源に関する研究・開発を主業務とする。加速器基盤研究部のメンバーと協力し、RIビームファクトリーの将来計画に貢献するとともに、加速器の高度化・運転・維持管理に携わる。
4. 2013年10月1日以降早期

5. なし(60歳定年)

6. 理工学系博士号取得者。イオン源に関する研究・開発経験不問。研究員として応募する方は1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。

7. ○履歴書(写真貼付) ○発表論文及び研究・技術開発業績リスト ○今迄の研究・技術開発業績概要(2頁以内) ○採用後の抱負(2頁以内) ○獲得した外部資金リスト ○主要論文別刷5編以内 ○現職の所属長を含む推薦書2通

8. 2013年5月31日(金)17時必着

9. ①351-0198和光市広沢2-1 理化学研究所外務・研究調整部研究調整課 ②rps-saiyo25@riken.jp

10. 封筒に「加速器基盤研究部研究員(又は技師)応募書類在中」と朱書き簡易書留又は書留で送付。詳細はhttp://www.riken.jp/r-world/info/recruit/k130531_e_mc.html参照。

[II]

1. 研究員1名
2. 放射光科学総合研究センター田中次世代X線レーザー研究室
3. XFELや放射光源の開発
- 4, 8, 9は[I]に同じ。
5. 定年制職員(60歳定年)。但し、採用時の審査結果によっては5年間の任期制職員として採用され、3年終了後に定年制移行審査を受けることになる。
6. 関連分野の博士号取得者。1年以上の海外研究歴を有するか、それと同等以上の能力を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧 ○主要論文別刷5編以内 ○現職の所属長を含む推薦書2通(内、最低1通は日本以外に籍を置く研究者からのものとする) ○今迄に獲得した外部資金リスト(様式自由) ○今迄の研究概要と今後の抱負

10. 詳細はhttp://www.riken.jp/r-world/info/recruit/k130531_e_rsc.html参照。

[III]

1. 研究員1名
2. 仁科加速器研究センター上野核分光研究室
3. RIの核スピン操作による核分光研究で先導的役割を担うとともに、広く研究室や理研RIBF施設の将来研究計画の立案、遂行に従事。積極的かつ堅実に関係者と協力し業務を遂行できること。
- 4, 8, 9は[I]に同じ。
5. は[II]に同じ。

6. 関連分野の博士号取得者。1年以上の海外研究歴を有することが望ましい。
7. ○履歴書(写真貼付) ○研究業績一覧 ○主要論文別刷5編以内 ○現職の所属長を含む推薦書2通 ○外部資金獲得リスト ○今迄の研究概要と今後の抱負
10. 封筒に「上野核分光研究室研究員応募書類在中」と朱書きし簡易書留又は書留で送付。応募書類は不返却、採用審査の用途に限り使用。詳細はhttp://www.riken.jp/r-world/info/recruit/k130531_emc_2.html参照。

■福岡工業大学工学部教員

1. 教授、准教授又は助教1名
2. 電子情報工学科
3. 電子工学関連分野の科目を担当。
4. 2013年10月1日(できるだけ早期)
6. 電子情報機器関連分野を専門とする博士号所得者、又は着任時迄の取得見込者。実験的研究に業績があり、教育経験のある方が望ましい。
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(様式はwww.fit.ac.jp/elec/よりダウンロード) ○主要論文別刷約5編(コピー可) ○今迄の主要研究概要と今後の研究計画(約1,000字) ○本学における教育及び学務に対する抱負(約1,000字) ○論文別刷以外はCD等に保存した電子ファイルも同封のこと
8. 2013年5月31日(金)必着
9. ①811-0295 福岡市東区和白東3-30-1 福岡工業大学教務課 本行義洋 電話092-606-0647 Fax 092-606-7310
②電子情報工学科 田中秀司 電話092-606-3570 s-tanaka@fit.ac.jp
10. 封筒に「電子情報工学科教員応募書類在中」と朱書きし簡易書留にて送付。提出書類原則不返却(必要な方は申し出ること)。面接日に簡単な模擬講義をお願いします。本学では助教も独立した研究室を持ち研究費も配分される。詳細はhttp://www.fit.ac.jp/daigaku/koubo/kyoin_kobo/index参照。

■筑波大学数理物質系教員

1. 教授又は准教授1名
2. 物理学域
3. 素粒子・原子核理論(格子QCD, 原子核の大規模計算による素粒子・原子核物理学の理論的研究)。物理学類、物理学専攻の教育・研究指導を担当。
4. 2013年9月1日以降早期
5. なし(定年は筑波大学規則に従う)

6. 博士号を有し、大学・大学院の教育と研究に熱意を持つ者
7. ○業績リスト ○主要論文別刷5編(内、4編以上は最近5年以内のもの) ○今迄の研究概要 ○着任後の研究計画と教育に関する抱負 ○意見書2通以上、又は照会可能者2名以上の氏名、連絡先
8. 2013年5月31日(金)必着
9. ①305-8571 つくば市天王台1-1-1 筑波大学 数理物質系 物理学域 大塚洋一
②同学域 金谷和至 kanaya@het.ph.tsukuba.ac.jp 又は 矢花一浩 yabana@nucl.ph.tsukuba.ac.jp
10. 封筒に「素粒子・原子核理論教授・准教授応募書類在中」と朱書きし簡易書留で送付。応募書類不返却。

■東京工業大学大学院総合理工学研究科物質科学創造専攻教員

1. 教授又は准教授1名
2. 環境適応型物質講座物質循環評価分野
3. 人間・社会に役立つ磁性機能に関わる物質科学領域
4. 2013年10月1日以降早期
6. 博士号取得者。学生の教育研究に熱意があり、英語及び日本語で講義できる方。
7. ○履歴書 ○研究業績 ○教育・研究への抱負等
8. 2013年5月31日(金)必着
9. ①226-8503 横浜市緑区長津田町4259, J2-1 東京工業大学すずかけ台地区事務部総務課長
②物質科学創造専攻 吉本 護 yoshimoto.m.a@m.titech.ac.jp
10. 封筒に「物質科学創造専攻教員応募書類在中」と朱書きし書留で送付。応募書類不返却。詳細は<http://www.iem.titech.ac.jp/koubo.pdf>参照。

■電気通信大学助教

1. 助教1名
2. レーザー新世代研究センター
3. レーザー開発、レーザー媒質の特性評価、レーザー光制御技術、レーザーシステム構築及びそれらの応用等に関係する研究経験を有し、新たな発想に基づいてレーザー技術を発展させ、レーザー科学を意欲的に牽引する方を希望。
4. 2013年10月1日以降早期
5. 採用日から4年。その後テニユア資格審査を受け、研究業績等が極めて優秀であると認められれば、准教授へ昇任。

6. 博士号取得者(取得後10年以内)
7. ○応募申請書(写真貼付、履歴、研究業績リスト、外部資金取得状況) ○主要論文5編以内のコピー ○研究概要と今後の研究計画書(各A4、約2枚) ○照会可能者(国内外不問)2名の氏名、所属、連絡先、住所(e-mail)、応募者との関係
8. 2013年6月3日(月)必着
9. 182-8585 調布市調布ヶ丘1-5-1 電気通信大学レーザー新世代研究センター 米田仁紀
10. 封筒表面に「レーザー新世代研究センター教員応募書類在中」と朱書きし、簡易書留で送付。併せて、発送の旨を s-okuda@ils.uec.ac.jp に知らせること。

■東京大学物性研究所特任研究員

1. 特任研究員A, B若干名
2. 物性研究所各研究部門
3. 物性科学における実験的または理論的研究
4. 2013年9月1日以降
5. 原則2年間(年度更新)、その後再応募可(但し1年間)
6. 博士号取得後約10年以内の者(着任時迄に博士号取得が確実に見込まれる者含)。着任予定時に主たる職、又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。
7. ○履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主な業績のまとめ(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による本人に関する意見書
8. 2013年6月7日(金)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係
②電話04-7136-3501 issp-somu@kj.u-tokyo.ac.jp
10. 応募の際、関連する物性研究所員(教授又は准教授)と連絡をとり研究計画等を調整すること。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方歓迎。ABとも週5日、1週38時間45分勤務。A: 年額約480万円程度、B: 年額約380万円程度。ABについては書類選考時に決定、事前に連絡する。応募書類不返却。

■大阪大学大学院基礎工学研究科物質創成専攻教授

1. 教授1名
2. 物性物理学領域電子相関物理講座
3. 電子、光子、フォノンが織りなす多彩

な物性の根源を理論的に解明し、新たな物性理論の構築と、新学術分野の創成に意欲を持って取り組む物性理論研究者。着任後は研究室を主宰し、学部及び大学院の授業・演習を担当。着任後の研究室構成に関しては、下記まで問合せのこと。

- 2013年10月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(国際会議口頭発表・特許出願・外部資金取得状況等含) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 2~3枚)と今後の研究計画書(A4, 1~2枚) ○教育についての抱負(今迄の教育歴含めA4, 2~3枚) ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先(外国籍研究者可)
- 2013年6月10日(月) 必着
- 560-8531 豊中市待兼山町1-3 大阪大学基礎工学研究科物性物理学領域 畠田博一 電話06-6850-6430 tada.mp.es.osaka-u.ac.jp
- 封筒に「教授応募」と朱書き簡易書留で送付。

■分子科学研究所助教

- 助教1名
- 理論・計算分子科学研究領域理論分子科学第一研究部門
- タンパク質の動的構造・機能の分子論的解明とそのための解析手法の開拓に意欲的に取り組む理論研究者。当該研究部門の齊藤真司教授と協力して研究を行う。
- できる限り早期
- 6年を目途に転出を推奨
- 修士課程修了者又は同等以上の学力を有する者
- 推薦書(自薦は不要) ○履歴書(所定様式, HP参照) ○研究業績概要(A4, 2頁以内) ○業績リスト(所定様式, HP参照) ○主要論文5編以内の別刷又はプレプリント各2部
- 2013年6月10日(月) 消印有効
- 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 自然科学研究機構岡崎統合事務センター総務課人事係 電話0564-55-7113 r7113.orion.ac.jp
- 詳細は<http://www.ims.ac.jp/jinji/index.cgi>参照。当研究所は男女雇用機会均等法を遵守し男女共同参画に取り組んでいる(<http://www.ims.ac.jp/jinji/sankaku.html>)。

■岩手大学大学院工学研究科女性教員

- 准教授又は助教1名
- マテリアル工学科
- 電子材料学(超伝導・磁性・半導体・熱電・マルチフェロイクスの先端機能材料開発と物性) 光物性工学(光を手段とする物性実験や光エネルギー利用のデバイス開発) 担当科目: 准教授: 基礎演習, 物理学実験・専門実験, 専門科目, 大学院科目。助教: 基礎演習, 物理学実験・専門実験
- 2013年9月1日以降
- なし
- 女性に限る(男女雇用均等法第8条に該当。女性教員の割合が低いことを積極的に改善する為の措置)。博士号取得者又は取得見込者。国籍不問, 但し日本語で教育と大学運営に対応できる者。
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(学術論文とそれ以外を分類) ○学術論文別刷5編以内 ○研究業績概要, 着任後の研究計画, 教育に対する抱負 ○外部資金取得状況 ○照会可能者2名の氏名, 所属, 連絡先
- 2013年6月21日(金) 必着
- ①020-8551 盛岡市上田4-3-5 岩手大学工学部マテリアル工学科 吉本則之 ②松川倫明 電話019-621-6358 matsukawa.iwate-u.ac.jp
- 書類審査及び面接(旅費自己負担)。簡易書留で送付(書類返却不可)。

■防衛大学校教授

- 教授1名
- 応用科学群応用物理学科
- 放射線科学分野(放射線物理・放射線安全管理学), 本科(学部担当) 理工学基礎科目としての物理学(実験含)及び放射線科学分野に関する専門科目, 理工学研究科放射線科学分野の専門科目及び研究指導。
- 2014年1月1日
- なし
- 博士号を有し, 博士課程を担当する資格を持つと認められる者。
- 履歴書 ○e-mail アドレス ○研究業績リスト ○主要論文別刷5編 ○今迄の研究概要と教育実績(A4, 約1枚) ○今後の教育・研究に対する抱負・計画(A4, 約1枚) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2013年7月1日(月)
- 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学科 荒井隆

- ②同学科 新川孝男 電話046-841-3810(ex. 3262) shinkawa.nda.ac.jp
- 封筒に「教官応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。書類不返却。詳細は<http://www.mod.go.jp/nda/>参照。

■東北大学大学院工学研究科准教授

- 准教授1名
- 応用物理学専攻
- 生物物理学に関する実験
- できるだけ早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書 ○業績リスト(研究論文, 特許, 著書, 解説, 招待講演, 受賞, 競争的資金獲得状況等) ○主要論文別刷5編(各論文について約500字の概要) ○今迄の研究概要(2,000字以内) ○着任後の研究・教育に対する抱負(2,000字以内) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先
- 2013年7月31日(水) 必着
- ①980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉6-6-05 東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻長 小池洋二 ②同専攻 工藤成史 電話022-795-7957 Fax 022-795-7957 kudo.m.tohoku.ac.jp <http://www.apph.tohoku.ac.jp>
- 封筒に「教員応募書類」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

■核融合科学研究所准教授

- 准教授1名
- ヘリカル研究部核融合理論シミュレーション研究系周辺プラズマ解析研究部門
- 核融合プラズマの理論シミュレーション研究を行う。国内外の共同研究を推進し, シミュレーションと実験との比較により, 周辺プラズマの磁場構造やプラズマフロー等のプラズマ閉じ込めに対する影響を解明し, 大型ヘリカル装置(LHD)プラズマの高性能化やヘリカル型核融合炉の設計に貢献する。
- 決定後早期
- 5年, 再任可
- 博士号取得者等
- 履歴書 ○研究歴 ○就任後の抱負 ○推薦書 ○研究業績リスト ○主要論文別刷約5編各6部
- 2013年9月18日(水) 17時必着
- ①509-5292 土岐市下石町322-6 核融

合科学研究所 小森彰夫

②核融合科学研究所管理部総務企画課
人事・給与係 電話0572-58-2012

10. 封筒に「ヘリカル研究部核融合理論シミュレーション研究系周辺プラズマ解析研究部門准教授公募関係書類」と朱書き書留で送付。詳細は<http://www.nifs.ac.jp/index-j.html>参照。

学術的会合

学術的会合の標準様式 (1件500字以内)

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

■第7回物性研究所国際ワークショップ & シンポジウム (EQPCM2013)

主催 東京大学物性研究所

日時 ワークショップ：2013年6月3日(月)～21日(金)、シンポジウム：2013年6月12日(水)～14日(金)

場所 東京大学物性研究所 (277-8581 柏市 柏の葉5-1-5)

内容 トポロジカル相に代表される新奇な量子相に関して、抽象化されたモデルに基づく理論と、第一原理計算による定量的な物質の理論の双方の立場から発展をはかる。最新成果の討議を集中的に行うシンポジウム期間と、入門的な講義及びインフォーマルな議論を中心とするワークショップ期間からなる。

定員 なし

参加費 無料

発表申込/原稿提出締切：2013年4月28日(金)

参加登録のみの締切：2013年5月20日(月)

連絡先 277-8581 柏市柏の葉5-1-5 押川 正毅、高田康民 電話04-7136-3280/3275 Fax 04-7136-3264

eqpcm.issp.u-tokyo.ac.jp

その他 詳細は<http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/public/EQPCM/>参照。

■第55回表面科学基礎講座

主催 公益社団法人日本表面科学会

日時 2013年7月9日(火)～11日(木)

場所 東京理科大学森戸記念館第一フォーラム

内容 「表面・界面分析の基礎と応用」について、初心者、若手研究者、技術者を対象として、入門的に且つ具体例を解説する事を目的とする。

定員 100名

参加費 40,000円、学生10,000円(テキスト代、消費税込)

参加申込締切 2013年6月25日(火)

連絡先 113-0033 東京都文京区本郷2-40-13 本郷コーポレイション402 日本表面科学会事務局 電話03-3812-0266

Fax 03-3812-2897 shomu_sssj.org

<http://www.sssj.org>

その他 詳細はHP参照。

■第16回超イオン導電体物性研究会

主催 イオン輸送研究会

日時 2013年7月11日(木)～12日(金)

場所 日立シビックセンター (317-0073 日立市幸町1-21-1)

内容 超イオン導電体のイオン伝導機構と超イオン導電性に関わる新規な物質・現象について、実験的、理論的側面から議論する。

定員 約40名

参加費 2,000円、学生無料

講演申込締切 2013年5月31日(金)

要旨原稿締切 2013年6月17日(月)

連絡先 316-8511 日立市中成沢町4-12-1 茨城大学大学院理工学研究科 高橋東之 電話0294-38-5236 <http://ionics.base.ibaraki.ac.jp> htaka mx.ibaraki.ac.jp

■第11回ESR夏の学校

主催 電子スピンスイエンズ学会

日時 2013年8月3日(土)～5日(月)

場所 リア・ライブ602会議室 (543-0072 大阪市天王寺区生玉前町5-31 電話06-6775-0649)

内容 講義(電子スピン共鳴(ESR)序論：太田仁氏、磁気共鳴法の生体応用：兵藤文紀氏、ダイヤモンド中のNV中心における単一スピンの制御と観測：水落憲和氏)のもと、基礎から実践への繋ぎをしっかりと勉強する。

定員 30名

申込 氏名(ふりがな)、所属・研究室名、学年、連絡先(研究室住所、電話、e-mail)を明記しe-mailにて。

参加申込締切 2013年6月14日(金)

連絡先 558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138 大阪市立大学理学研究科 田中彩香(SEST若手の会) 電話06-6605-2555

tnkyk-a.sci.osaka-cu.ac.jp <http://sestwakate.web.fc2.com/summerschool7.html>

■第58回物性若手夏の学校

主催 第58回物性若手夏の学校準備局

日時 2013年8月12日(月)～16日(金)

場所 白浜荘 (520-1223 高島市安曇川町近江白浜 電話0740-32-0451)

内容 物性若手夏の学校は大学院生を中心とした若手研究者のためのサマースクール。各界を代表する先生方による講義・セミナーや、参加者による口頭発表、ポスター発表の機会を通じて広く物性科学の見聞を広げることができる。参加者同士の交流が非常に盛んで、全国の若手研究者と知り合いになるチャンス。この夏、一緒に、一歩前に進んでみませんか。

定員 200名(予定)

参加費 5,600円(宿泊費等別)

参加登録締切 2013年6月14日(金)

連絡先 info_cmpss.jp <https://cmpss.jp>

その他 企画詳細、講師のリスト、宿泊費等の詳細はHP参照。

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

○名称 ○対象(1行18字で7行以内)

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

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■宇宙科学振興会助成

[I]

内容 国際学会出席旅費支援

対象 宇宙物理学(地上観測除く)及び宇宙工学(宇宙航空工学含む)に関する独創的・先端的な研究活動を行っている若手研究者(当該年度4月2日で35歳以下)又はシニアの研究者(当該年度4月2日で63歳以上かつ定年退職した者)で、原則として国際研究集会で論文発表又は主要な役割等が確定している者。

助成内容 一件あたり約10～25万円、年間約10件

応募締切 2013年7月～10月の発行者：2013年5月15日(水)、2013年11月～2014年3月の発行者：2013年9月15日(日)、2014年4月～9月の発行者：2014年1月15日(水)

応募方法 HPを参照の上、申請書に必要

書類を添付し、admin spss.or.jp宛に送付。
 問合せ先 252-5210 相模原市中央区由野
 台3-1-1 公益財団法人宇宙科学振興会
 事務局 電話042-751-1126

admin spss.or.jp http://www.spss.or.jp
 その他 2014年度より応募回数、適用期
 間を変更する為に今年度は国際学会出席
 旅費に対する各応募締切の適用期間が不
 規則になっているので注意のこと。

〔Ⅱ〕

内容 国際学会開催支援

対象 宇宙科学研究を推進している国内の
 学術団体(研究所、大学等)で、宇宙理
 学(地上観測除く)及び宇宙工学(宇宙
 航空工学含む)に関する国際学会、国際
 研究集会の国内開催を主催する団体。

助成内容 一件あたり約30~50万円、年
 間約3~5件

応募締切 2013年10月~3月開催の国際学
 会:2013年7月15日(月)、2014年4月~
 9月開催の国際学会:2014年1月15日(水)
 応募方法・問合せ先 [Ⅰ]に同じ。

■一般財団法人キャノン財団第5回(2013
 年)研究助成

〔Ⅰ〕

内容 研究助成プログラム「産業基盤の創
 生」

対象 情報・通信、エレクトロニクス、機
 械・精密、オプティクス・フォトンクス、
 応用化学、応用物理、ナノテクノロジー・
 材料の既存の分野、医工連携等の融合分
 野、新興分野における新たな挑戦的な研
 究

助成内容 新規採択総額約2億円、1件あ
 たりの申請金額は2,000万円以下。助成
 期間は1年又は2年間。

応募(電子申請)締切 2013年6月28日(金)
 15時

問合せ先 146-8501 東京都大田区下丸子

3-30-2 電話03-3757-6573
 Fax 03-3757-0674
 http://www.canon-foundation.jp

〔Ⅱ〕

内容 研究助成プログラム「理想の追求」
 対象 大きなイノベーションを起こすこと
 が期待される、先駆的で独創性のある研
 究プロジェクト。2013年の募集課題は
 『海』に関する研究。

助成内容 新規採択総額約1億円、1件あ
 たりの申請金額に上限は設けないが、目
 安は約5,000万円。助成期間は原則3年間。

応募(電子申請)締切 2013年7月12日(金)
 15時

問合せ先 [Ⅰ]に同じ。

■第7回(2013年度)湯川記念財団木村利
 栄理論物理学賞候補者募集

対象 重力・時空理論、場の理論とその周
 辺の基礎的な理論研究において顕著な業
 績を上げ、且つ受賞以降も対象分野で中
 心的な役割を果たしていくことが期待さ
 れる研究者。原則として毎年1件に授賞。

顕彰 賞状及びメダルと副賞(60万円/件)
 推薦方法 他薦のみ。推薦者は所定の推薦
 票等下記HPに記載の書類を簡易書留又
 はe-mailにて提出先に送付。

推薦締切 2013年7月1(月) 必着

提出先 606-8502 京都市北白川追分町
 京都大学基礎物理学研究所 木村利栄理
 論物理学賞選考委員会 kimurasho
 yukawa.kyoto-u.ac.jp

問合せ先 九後太一 kugo yukawa.kyoto-u.
 ac.jp

その他 募集要項・推薦票はhttp://www2.
 yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kimurasho/
 index.htmからダウンロードのこと。

■2013年度仁科記念賞候補者推薦依頼

対象 広い意味の原子物理学及びその応用

に関し、優れた研究業績をあげた比較的
 若い研究者を表彰。

顕彰 賞状、賞牌及び副賞(50万円/1件)
 を贈呈

推薦方法 以下の書類各1部をe-mail又は
 郵送にて送付。書類の形式は電子ファイ
 ル(Word(拡張子.doc)又はpdf)が望ま
 しい。○仁科記念賞推薦票(A4,1枚、
 様式自由、本財団HPに様式有):候補者
 氏名(英文表記付す)・年齢・所属・職・
 連絡先(勤務先電話・e-mail等)、業績題
 目(和文・英文)、業績要旨(約10~20
 行)、推薦者氏名・所属・職・連絡先(自
 宅又は勤務先所在地・電話・Fax・
 e-mail)、候補者と推薦者との関係を記
 載。○推薦理由書(A4,約2~3枚、参考
 となる論文リスト含む、共同研究の場合
 は各候補者の役割分担記載)、略歴(推
 薦者が分かる範囲にて可)○特に対象
 となる業績の論文5編以内

推薦締切 2013年8月31日(土)

送付先 113-8941 東京都文京区本駒込
 2-28-45 仁科記念財団 電話03-3942-
 1718 nishina-koubo nishina-mf.or.jp

その他 詳細はhttp://www.nishina-mf.or.jp
 参照。

■会員専用ページ:ユーザ名とパスワード

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

5月ユーザ名 : 13May

パスワード: Nils364

6月ユーザ名 : 13Jun

パスワード: Donald635

行事予定

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

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号ま たは世話人
2013年			
5/12~16	17th Int. Symp. on Intercalation Compounds	仙台市	67-12
5/13~14	日本磁気学会第2回岩崎コンファレンス「時代を先取りする永久磁石の学理と工学への展開」	東京	68-1
5/23~24	第30回希土類討論会	北九州市(福岡)	67-12
5/24	日本磁気学会第190回研究会「生体物質の物理」	東京	68-4

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2013年			
5/27~28	第28回量子情報技術研究会	札幌市	68-2
6/2~7	The 19th Int. Conf. on Solid State Ionics	京都市	67-12
6/3~21	第7回物性研究所国際ワークショップ&シンポジウム (EQPCM2013)	柏市 (千葉)	68-5
6/19~21	固体中におけるディラック電子系物理の新展開	京都市	68-4
6/24~27	第8回微粒子磁性国際会議	Perpignan (フランス)	67-12
7/9~11	第55回表面科学基礎講座	東京	68-5
7/11~12	第16回超イオン導電体物性研究会	日立市 (茨城)	68-5
7/14~19	第12回アジア太平洋物理会議 (APPC12)	千葉市	68-2
8/1~6	量子液体・量子個体に関する国際シンポジウム (QFS2013)	松江市	68-1
8/3~5	第11回ESR夏の学校	大阪市	68-5
8/5~9	2013年強相関電子系国際会議 (SCES2013)	東京	67-12
8/12~16	第58回物性若手夏の学校	高島市 (滋賀)	68-5
9/9~13	The 5th Int. Conf. on Recent Progress in Graphene Research 2013	東京	68-3
9/9~13	The 15th Int. Conf. on Ion Sources	千葉市	68-4
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会 (高知大) (素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
2013年			68-5
9/23~27	第9回プラズマ応用科学国際シンポジウム (ISAPS '13)	Istanbul (Turkey)	68-3
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会 (徳島大) (主として物性)	徳島市	日本物理学会
2014年			68-5
3/27~30	日本物理学会第69回年次大会 (東海大学)	平塚市 (神奈川)	日本物理学会
9/18~21	日本物理学会2014年秋季大会 (佐賀大学) (素粒子, 宇宙線, 宇宙物理)	佐賀市	日本物理学会
10/14~18	日本物理学会2014年秋季大会 (ハワイ) (核物理)	ハワイ島	日本物理学会 ・アメリカ物 理学会合同
11/2~6	The 7th Int. Symp. on Surface Science	松江市	68-4

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

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

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

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

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 19-1 (3月15日発行) 目次

宿題のすすめ……………嘉規香織
講義室
 学部の講義についての疑問・要望への返事……………清水 明
 日本数学会教育委員会「大学生数学基本調査」について
 —記述式入試の大切さが再認識された調査—……………真島秀行
教育報告
 総合入試と学習サポート……………竹山幸作, 前田展希
 大学教養課程での放射線講義の取り組み……………鳥居寛之
 中学生および大学生の電流と電圧理解に関する調査結果
 ………………平島由美子, 市川裕介
 物理教育における数値の丸め方の扱い……………大多喜重明, 長井清香

医学部における物理教育の現状……………高須雄一
 若者の未来につながる物理普及活動を目指して
 —物理プレチャレンジを例に—……………原田 勲
海外の動向
 韓国の高校物理教育視察報告……………山崎敏昭
図書室
 『科学をどう教えるか』……………笠 耐
 『ヒッグス粒子の見つけ方』……………並木雅俊
教育に関する一言……………山田弘明/寛具博義/森 篤史/北原和夫
開催情報
編集後記

編集後記

私は昨年夏頃に、前任者の関東地区からの転出(栄転)に伴って、編集委員を引き受けることになりました。私の専門分野であるプラズマ・核融合は独自の学会を持っていて、多くのプラズマの研究者はその学会で研究発表をするのが通例です。私もご多分に漏れず物理学会には長い間ご無沙汰をしていたのですが、これを機会に10数年ぶりに昨年秋の物理学会で発表してみました。プラズマ関連の発表者は、やはり人数が少なくポスト発表は無く、全員が登壇しての発表になっていました。講演を申し込めば必ず口頭発表ができるのは実に良いと思いますが、自分の指導している大学院生が物理学会で発表するにはちょっと時期(9月)が早い気がして、学生に関してはやはり今迄通りの学会で発表してもらうことにしています。様々な分野の発表が一堂に行われる利点も多く、私は分野の違う友人達に久しぶりに再会して親交を温める良い機会にも恵まれました。

編集委員会の会議は土曜日に東京で開催されます。平日は何かと用事があるので土曜日というのは都合が良いです。開催当日は普段より少し早起きして、つくば駅から“つくばエクスプレス”に乗って新御徒町

駅で下車し、そこから徒歩で湯島にある会議室までトコトコ歩いて行きます。会議が始まる時刻にはほとんどの編集委員が既に集まっています。編集委員会は若手の研究者が多く、編集会議では非常に活発に意見交換が行われています。学会誌に掲載される記事の多くも若手の研究者によるものが多いように思います。これは今までプラズマ関連の記事を執筆した人がその分野の大家であることと大きな違いがあると思います。

随分前のことですが、私のかつての同僚が物理学会誌に記事を投稿したことがあります。そうするとその記事の内容に関する反論の記事が次々と投稿されて、その同僚が困り果てた記憶があります。私はその時以来物理学会誌の恐ろしい読者層に臆して、物理学会誌に記事を投稿しようなどと言うことは微塵にも考えたことがありません。もしかするとプラズマの研究者にはそのような考えを持っている人が少なくないのかも分かりません。実際に物理学会誌に記事の執筆を依頼しますと、若手の研究者は「私でも良いの?」とか、シニアの研究者でも「光栄なことだけど…」と二の足を踏む人がいます。しかし現在の編集委員会は(昔のことは知りませんが)若い読者に電車の中でも気軽に読んでもらえるような

物理学会誌を目指して頑張っています。私はこれからプラズマの若手研究者にも積極的に物理学会誌に記事を書いて貰えるように努力してみようと思っています。

片沼伊佐夫 <

編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,
有田亮太郎, 井岡 邦仁, 石岡 邦江,
板橋 健太, 伊藤 克司, 岡田 邦宏,
沖本 洋一, 角野 秀一, 片沼伊佐夫,
加藤 岳生, 小島智恵子, 佐藤 丈,
鈴木 陽子, 関 和彦, 竹内 幸子,
常定 芳基, 西野 晃徳, 野口 博司,
長谷川太郎, 平山 博之, 藤山 茂樹,
古川はづき, 目良 裕, 山本 隆夫,
多田 司

(支部委員)

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

新著紹介小委員会委員

多田 司(委員長), 雨宮 高久,
大江純一郎, 桂 法称, 加藤 進,
小芦 雅斗, 合田 義弘, 竹延 大志,
中川 賢一, 平野 哲文, 宮原ひろ子,
村山 能宏, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

第 69 期 (2013 年 3 月 31 日~2014 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	斯波 弘行	副会長(次期会長)	兵頭 俊夫		
庶務理事	石田 憲二・伊藤 好孝・柴田 利明・田村 裕和・松川 宏・三沢 和彦・本林 透				
	森 初果				
会計理事	川村 光・柴田 利明(兼任)・野崎 光昭・松川 宏(兼任)				
会誌編集委員長	宮下 精二	JPSJ 編集委員長	安藤 恒也	PTEP 編集委員長	坂井 典佑
刊行委員長	高野 宏	監 事	藤井 保彦・渡邊 靖志		

本誌を複写される方に (Notice about photocopying)

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複写については, 下記 CCC
に連絡して下さい.

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

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

日本物理学会誌 第 68 巻 第 5 号 (平成 25 年 5 月 5 日発行) 通巻 761 号

©日本物理学会 2013

Butsuri

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

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

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

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

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

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています.