

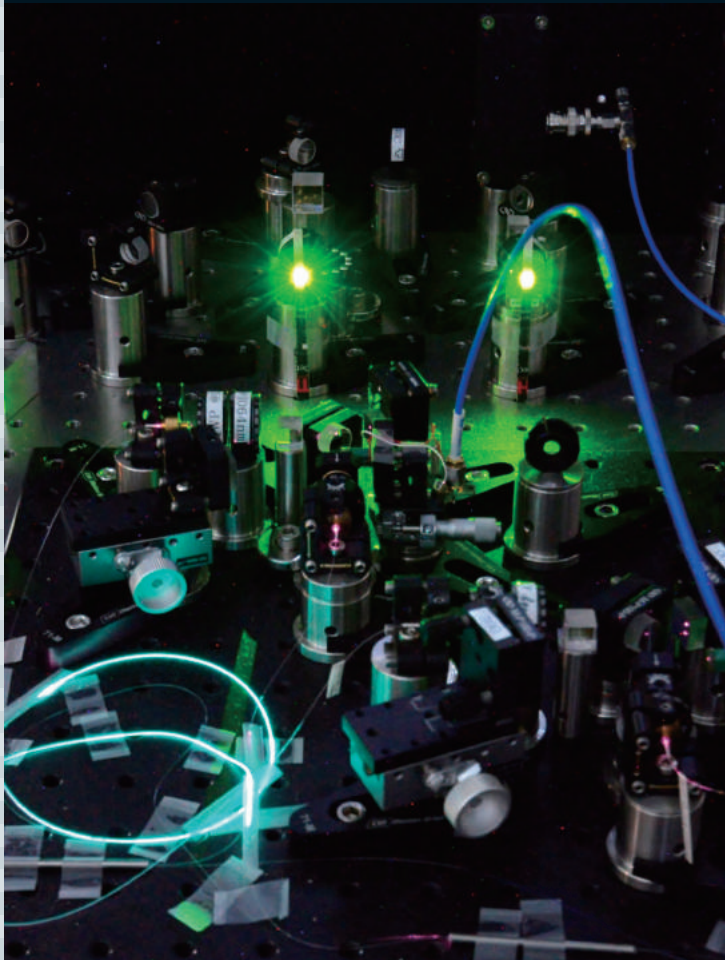
- 物質世界？ 反物質世界？
- 中性子スキンと原子核物質の状態方程式
- デュアルコム分光
- 会長候補選挙

NO.

1

2014 | VOL.69

B U T S U R I
日本物理学会誌



物理学会はこの1年

斯波 弘行 〈会長〉



物理学会の現状、特に、理事会がこの1年間どんな問題に、どんな考えで取り組んできたかについて簡単に報告したい。スペースの関係で長期的に見て重要と思われる問題のみを取りあげる。

物理学会が出版している雑誌の状況

物理学会ではJPSJのオンライン・プラットフォームの全面的な改修が必要であるとの認識から数年間検討を重ね、その結果、Atypon社のプラットフォームを利用する方針が決まり、1年間の準備を経て、2014年初めから新プラットフォームの利用がスタートする。また、JPS Conference Proceedingsという会議録専用の独立のopen accessの電子版の雑誌が始まる。これは、名称通り「日本物理学会」の会議録シリーズで、物理の全分野の国際会議の会議録を日本物理学会が発行できる体制が整った。会員の皆さんが国際会議の会議録を出版するときに積極的に利用して頂きたい。

素粒子、原子核、宇宙分野の英文誌PTEPは、科研費を受け、KEKをはじめとするいくつかの研究機関のサポートがえられるようになった。雑誌は優れた論文が掲載されるかどうかで価値が決まる。PTEPの前身PTPはKobayashi-Maskawa論文やKondo論文など、優れた論文が掲載されたことにより国際的な評価が高かった。PTEPが同じような評価を受けられるように、素粒子、原子核、宇宙分野の理論と実験の研究者は是非よい論文を投稿して頂きたい。

「日本物理学会誌」は会員すべてに配布されるので、物理学会にとって極めて重要な雑誌であるが、英文学術誌と比べると、物理学会の中で改善のための検討が不十分である。物理学の研究分野が広がり、専門化が急速に進む中で、広く専門外の分野の進展について知りたいという要求が会員の中にあり、そのような要求に「会誌」は応え

る必要がある。また、他の学会でも邦文雑誌のあり方について絶えず改善に努めているが、その姿勢に学ぶ必要がある。会誌編集委員会の中でも議論しているが、今後、理事会でも議論を重ねてゆく必要がある。

会長任期2年制のスタート

数年間の理事会を中心とした検討、会員からの意見聴取を経て、会長任期を2年にすることが決まったのは約1年前のことである。その後、実行に移すために必要な細則などの変更を慎重に進めてきた。いよいよ2014年3月末に会員による選挙で選ばれる「次々期会長」から会長としての任期が2年になる。そこで選ばれた方は、2014年4月から会長に就任する兵頭俊夫現副会長の下で1年間副会長を務めた後、2015年4月から2年間会長を務めることになる。会長任期2年の新制度は物理学会にとっては初めてのことであり、この制度は学会を長期的な視点で運営するのに会長任期は1年より2年の方がよいだろうという考えから導入された。その期待の通りになるかどうかは、会員の皆さんが物理学会に関心を持ち続けて下さるかどうかにも依存する。「物理学会のサポーター」を増やすためのホームページの活用

物理の魅力、物理の考え方の普遍性を若い人たちや物理愛好者に伝えることは学会としての重要な事業の一つである。そのような人たちは将来物理学会の会員になってくれるかもしれないし、たとえ会員にならなくても物理学会の隠れたサポーターである。物理学会のサポーターとしては、その他に、教育、研究のための実験装置や器具を納入して下さる企業、物理の教科書、専門書を出版する企業など我々が日頃からお世話になっている企業がある。このような企業の中には物理学会の「賛助会員」になっている企業もある。このような物理学会のサポーターを大切に、その数を増やしたい。物理学

会のホームページ(HP)はサポーターと物理学会を結ぶ重要な場として活用できると考え、理事会の下に「HP検討WG」を作り、HPの改善の方向を検討した。そのWGの報告にしたがって、今後具体的な改革が順次実行に移されるはずである。高校生や大学生、一般の物理ファンへ向けて物理学会はJr.セッション、科学セミナー、公開講座などを開催しているが、その内容を参加者以外にもHPを通じて伝えたい。その1つとして、科学セミナーや公開講座の講演のビデオを公開することを計画している。このようなビデオを集めたライブラリーは物理学会の財産になるだろう。物理学会はノーベル賞受賞者をはじめ、多くの優れた人材を抱えている。そのような人たちの講演ビデオやインタビュービデオを発信できれば、それは学生、社会人から歓迎されると信ずる。他にもHPを魅力的にする方法はいろいろあり、それらを実行して物理学会のHPへのアクセスが増えるようにしたい。

その他の課題

今期の理事会で長期的検討課題と考えている課題の一つとして「大会の領域番号制の問題」がある。この問題は、主として物性物理分野の問題であるが、学問の発展に応じて柔軟に大会のプログラムを編成したいという考えから導入されたが、導入後時間が経ち、再検討が必要な時期が来ている。若手奨励賞の選考が領域制と密接につながっていることによって問題の解決を困難にしているようだ。関係する会員が多いのでこの問題は慎重に検討を進めたいと理事会では考えている。

(2013年8月23日原稿受付)

巻頭言 Preface

物理学会のこの1年

The Current Situation and Important Problems for the Physical Society of Japan

斯波弘行 …… 1
Hiroyuki Shiba

現代物理のキーワード Trends

物質世界？ 反物質世界？

Antimatter Science

早野龍五 …… 4
Ryugo Hayano

解説 Reviews

中性子スキンと原子核物質の状態方程式

Neutron Skin and Nuclear Matter Equation of State

民井 淳, 銭廣十三 …… 6
Atsushi Tamii and Juzo Zenihiro

最近の研究から Researches

三重項ヒッグス粒子を導入するモデル

Model with a Higgs Triplet Field

兼村晋哉, 柳生 慶 …… 14
Shinya Kanemura and Kei Yagyu

コンプトン散乱で見る物質内電子運動と化学反応における
フロンティア電子の実時間撮影への挑戦

Electron Motion in Matter Studied by Compton Scattering and towards Real-Time Imaging of Frontier Electron during Chemical Reaction

高橋正彦 …… 18
Masahiko Takahashi

スピンの1/2の三角格子反強磁性体の磁化過程と量子多体効果

Magnetization Process and Quantum Many-Body Effects in Spin-1/2 Triangular-Lattice Antiferromagnet

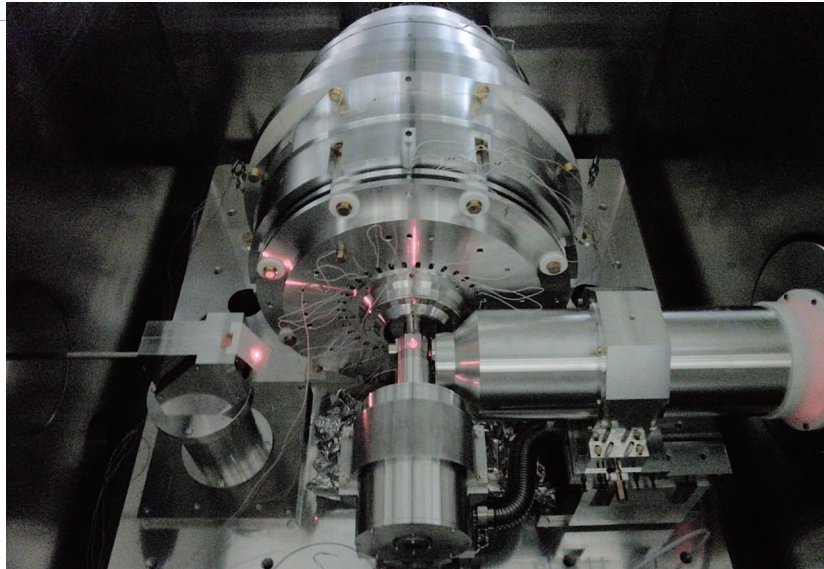
田中秀数, 栗田伸之, 松尾 晶, 金道浩一 …… 24
Hidekazu Tanaka, Nobuyuki Kurita, Akira Matsuo and Koichi Kindo

実験技術 Experimental Developments

デュアルコム分光～FT-IRにかわる高速広帯域精密分光～

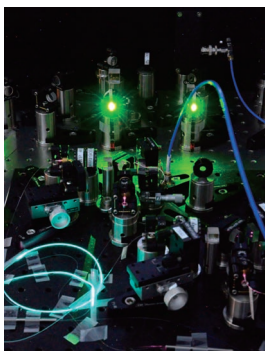
Dual-Comb Spectroscopy for Fast, Broadband, and Precise Spectroscopy

久世直也, 小澤 陽, 小林洋平 …… 29
Naoya Kuse, Akira Ozawa and Yohei Kobayashi



最近の研究から（コンプトン散乱で見る物質内電子運動と化学反応におけるフロンティア電子の実時間撮影への挑戦）

物理教育は今	第4回物理教育シンポジウム：理工系学部における人材輩出の現状と展望 —理工系での物理教育に求められる役割とその課題—	三沢和彦 ……	38
	香川大学工学部の教育目標とカリキュラム—理科教育を中心として—	中西俊介 ……	42
	金沢工業大学の数理基礎教育—数理工教育研究センターの実践—	青木克比古 ……	45
JPSJの最近の注目論文から	9月の編集委員会より	安藤恒也 ……	48
物理系学術誌刊行センターだより			49
新著紹介			50
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		52
行事予定			53
会告	■第33回臨時総会の決議3について ■第69回年次大会の宿泊・交通等の案内 ■大会の宿泊手配業務等の業者依頼について（お知らせ） ■第69回年次大会の参加登録・講演概要集購入のご案内（講演申込者以外の方への案内です） ■第69回年次大会講演概要集原稿の書き方および提出について ■2013年12月1日付新入会者 ■第71・72期会長候補選挙の投票のお願い ■賞・助成等の募集予定一覧		56
本会関係欧文誌目次			66



表紙の説明

従来のマイケルソン干渉計型のフーリエ分光器に比べ、高分解能、高速データ取得を可能とするデュアルコム分光の心臓部である2台の光周波数コム（超短パルスレーザー）の写真。ゲイン媒質であるYbイオンがドーブされたファイバーがpumpレーザー（写真外）により励起され、緑色に輝いている様子がみられる（写真左下）。レーザーの出力は偏光依存ビームスプリッター（写真では透明な立方体）により取り出される。レーザー波長は近赤外領域なので目には見えないが、可視化するカードにより緑色に光って見える（写真中央上部の緑色の明るい2点）。この2台の光周波数コムは独立に動作しているわけではなく、2台の光周波数コム間でパルス間隔、キャリア位相が超高精度に制御されている。デュアルコム分光の基本原則、位相制御技術に関する詳細は本号に掲載されている久世直也氏らの「実験技術」記事を参照のこと。

物質世界？ 反物質世界？

Keyword: 反物質科学

最近まで、反物質を大量に生成し、利用することは、サイエンス・フィクションの話題であった。しかし、CERNの反陽子減速器施設では、反水素原子の生成が日常となり、分光研究も可能となりつつある。水素原子と反水素原子のスペクトル比較によるCPT対称性の高精度検証、反物質の自由落下実験、反陽子原子を用いた基礎物理定数決定などの現状と、今後の展望を紹介する。

1. 反物質—CERNにおける7つの実験

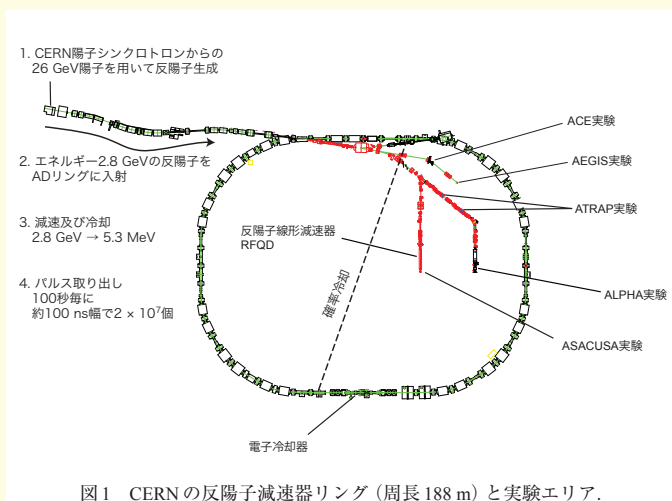
最近CERNは、ヒッグス粒子の発見で注目されているが、世界で唯一「反物質」の研究が可能な場所でもある。これまでも反水素原子（反陽子と陽電子の束縛状態）の生成¹⁾などは世界中のメディアで大きく扱われ関心も高い。

反物質の研究の現場は「反陽子減速器」(図1)である。反陽子を捕獲・蓄積するために建設されたリングを、捕獲・減速用に改造したもので、2000年に実験が開始された。

減速器は円周188 mで、反陽子をエネルギー2.8 GeVで捕獲した後5.3 MeVに減速し、100 ns幅のパルスで取り出す。これが100秒周期で繰り返され、パルスあたりの反陽子数は約2,000万個である。

進行中の4つの実験と、準備中の3つの実験の一覧を、表1に示す。このうち、反水素原子の分光と反陽子の磁気能率測定は、CPT対称性の検証を目指したものである。場の理論では荷電共役(C)、空間反転(P)、時間反転(T)の3つの同時反転のもとで、物理法則は不変に保たれ(CPT定理)、その帰結として、粒子質量=反粒子質量、粒子寿命=反粒子寿命、などが導かれる。

CPT検証で重要なのが反水素原子である。水素原子の



$1s-2s$ 単位間隔はレーザー、基底状態の超微細分裂はレーザーを用いて、どちらも14桁以上の絶対精度で測定されている。その手法を反水素分光に適用すれば、高精度なCPT検証実験が可能となる(図2)。また、陽子と反陽子の磁気能率比較も、CPT検証手法として期待されている。

一方、反水素原子の自由落下実験は、反物質に対する弱い等価原理(WEP)の検証を目指したものである。反陽子のように電荷を帯びた粒子では電磁場の影響が巨大なため、自由落下実験は不可能であったが、反水素原子が生成できるようになり、自由落下実験が射程に入ってきた。では、反水素はどのように合成するのだろうか。

2. 反物質の合成

反水素原子は、反陽子と陽電子を電磁トラップ中で混合することで合成される。まず、反陽子減速器から取り出された反陽子を^{*1}減速材を通して電磁トラップ^{*2}で捕獲し、「電子冷却」する。^{*3}一方、²²Na線源で発生させた陽電子を希薄な窒素ガスを満たした電磁トラップ中で減速・捕獲する。

こうして準備した反陽子と陽電子を「入れ子トラップ^{*4}」中で混合すると反水素原子を合成できる。¹⁾

問題は、こうして作られた反水素原子は、たちまち電極の壁に衝突して消滅することである。分光を実現するには、低速反水素ビームを作るか、反水素原子を閉じ込める必要があるが、それが実現したのはごく最近のことである。

3. 反水素原子の閉じ込めと分光

ALPHA実験は、図3の装置を建設し、反水素の閉じ込めを目指した。反水素原子が磁気能率 μ を持ち、不均一磁場中で力 $F = \nabla(\mu \cdot B)$ を受けることを用いるのである。

図3の中心の「入れ子トラップ」で反水素を合成する。ソレノイド(図には示されていない)、八重極コイル、ミ

表1 CERNの反陽子減速器施設における実験。*印の実験は、準備中。これらの詳細については、総説2を参照されたい。

実験グループ	主目的
ATRAP	反水素原子のレーザー分光
ASACUSA	反陽子ヘリウムと反水素原子の分光
ACE	反陽子消滅の生物学的効果
ALPHA	反水素原子のレーザー分光
AEGIS*	反水素原子の自由落下
GBAR*	反水素原子の自由落下
BASE*	反陽子の磁気能率

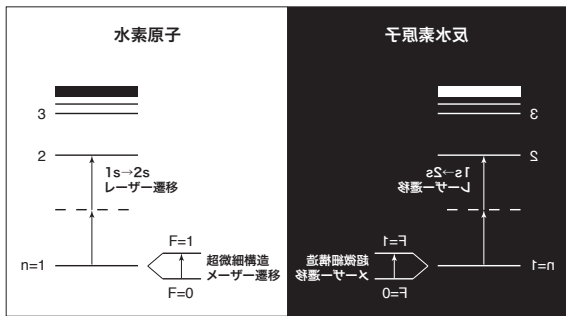


図2 水素原子の1s-2sレーザー二光子遷移周波数と、基底状態の超微細分裂周波数は、どちらも14桁を超える高精度で測定されている。反水素原子の対応する遷移周波数の測定によるCPT対称性検証は、反物質研究の重要な目標である。

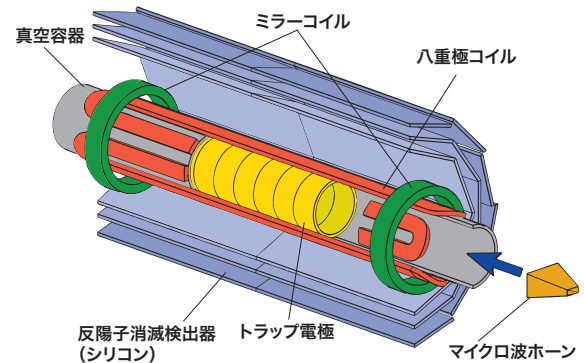


図3 反水素原子の閉じ込めと、マイクロ波共鳴に成功したALPHA実験装置。文献3より。

ラーコイルにより、装置の中心で $B_0 \sim 1$ T、コイル近傍で $B_1 \sim 2$ Tの不均一磁場が作られている。 $\mu(B_1 - B_0)$ は温度にすると約1 Kに相当する。

装置中心部分の温度は約10 Kであり、生成した反水素原子のほとんどは捕獲されず、瞬時に消滅する。しかし、十分長い時間待ってからミラーコイルの磁場を下げ、同期した消滅事象を探す手法で、少数ではあるが、反水素が捕獲されていることが示された。

更に、反水素原子の超微細分裂に対応するマイクロ波パルス照射し、陽電子スピンを反転させると、同期して反陽子消滅率が増加した。³⁾ 反水素原子の磁気能率が反転し、トラップから逃げたと考えられる。精度は低いですが、反水素原子のマイクロ波分光が可能になったのである。ALPHAは、1s-2sのレーザー分光を目指し、装置の改造を行っている。一方、ASACUSAは、非一様なカusp磁場トラップ中で反水素原子の生成に成功しており、⁴⁾ これを偏極ビームとして取り出してマイクロ波空洞に打ち込み、超微細分裂周波数を測定することを目指している。

4. 反陽子Heのレーザー分光と基礎物理定数

反陽子ヘリウム原子(ヘリウム原子の2個の電子のうち1個を反陽子で置換したもの)のレーザー分光は、ASACUSAが取り組んできた独自性の高い研究である。この奇妙な原子の分光によって、反陽子・電子質量比が、陽子・電子質量比に迫る 10^{-9} の相対精度で決定された。⁵⁾ これはCPT対称性の検証である一方、逆にCPT対称性を仮定すれば、基礎物理定数の一つである陽子・電子質量比の高精度決定とみなすこともできる。科学技術委員会CODATAは、後者の立場から、反陽子ヘリウム原子の実験結果を、基礎物理定数決定に用いている。⁶⁾ 精度向上の努力は更に続いており、近日中に反陽子・電子質量比精度が、陽子の

それを凌駕すると期待される。

5. 将来展望

反陽子減速器における実験開始から13年が経過し、ようやく反水素原子分光の可能性が見えてきた。これを受け、CERNは反陽子を5.3 MeVから0.1 MeVに電子冷却しながら減速する超低速反陽子リングELENAの建設を決め、数年後の完成を目指し、建設作業を進めている。完成すれば、反物質研究が一層加速されると期待される。^{*5)}

参考文献

- 1) 早野龍五, 堀 正樹, 藤原真琴: 日本物理学会誌 **58** (2003) 166.
- 2) M. Hori, *et al.*: Prog. Part. Nucl. Phys. **72** (2013) 206.
- 3) C. Amole, *et al.*: Nature **483** (2012) 439.
- 4) 黒田直史, 檜垣浩之, 山崎泰規: 日本物理学会誌 **66** (2011) 594; Y. Enomoto, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 243401.
- 5) 堀 正樹, 早野龍五: 日本物理学会誌 **67** (2012) 575; M. Hori, *et al.*: Nature **475** (2011) 4e84.
- 6) P. J. Mohr, *et al.*: Rev. Mod. Phys. **84** (2012) 1527.

早野龍五(東京大学理学系研究科)

(2013年8月3日原稿受付)

*1) ASACUSAは独自に建設した線形減速器によって、反陽子を5.3 MeV→0.1 MeVに減速した上で、トラップに打ち込んでいる。このため、他の実験よりも捕獲反陽子数が2桁近く多い。

*2) 超伝導ソレノイド磁場で、荷電粒子を磁場と垂直方向に閉じ込め、電極で磁場と平行な方向に「蓋」をしたもの。

*3) トラップにあらかじめ電子を入れておく。電子はシンクロトロン放射でエネルギーを失い「冷えて」いる。反陽子は冷えた電子とのクーロン散乱で冷却される。

*4) ソレノイド磁場と、フタコブラクダの背のような形状の静電ポテンシャルを重ねたもの。「こぶ」の部分に反陽子を、こぶの間の谷間に陽電子を捕獲し、徐々に両者を混合する。典型的には、 10^4 個の反陽子と 10^8 個の陽電子の混合で、毎秒100個程度の反水素原子が生成する。

*5) ASACUSAは独自に線形減速器を建設し、活用してきたが、ビーム冷却せずに減速するため、ビーム強度、輝度ともにELENAが優れている。

中性子スキンと原子核物質の状態方程式



民井 淳

大阪大学核物理研究センター



銭 廣 十 三

理化学研究所仁科加速器研究センター

温度、圧力、密度などは多粒子系の熱力学的平衡状態*を表す巨視的な物理量であり、状態量と呼ばれる。状態量の間には物質固有の関係式が成り立つ。特に力やエネルギーに対応する状態量を他の状態量で表した関係式を状態方程式と呼ぶ。理想気体の圧力(p)を密度(ρ)と温度(T)で表した理想気体の状態方程式 $p=k\rho T$ (k はボルツマン定数)はその一例である。中性子と陽子(核子と総称する)から成る有限系・無限系の物質である原子核物質(以下、核物質)は相互作用を及ぼしあう密度数億トン/ccの物質であるが、その核物質の平衡状態にも状態方程式が存在する。

核物質の状態方程式を決めることは原子核物理学の大きな目標の1つである。微視的な核子の自由度を平均化した巨視的性質としての状態方程式を決めることで、原子核の系統的性質と大部分が中性子によって成り立つ中性子星の性質を共通の土台で議論することができる。特に中性子星については、中性子が過剰となる環境の理解が重要である。例えばその質量と半径、内部構造、超新星爆発過程や残留中性子星の冷却過程、中性子連星系の性質、X線バースト・スーパーバースト、元素合成過程などを計算していく上で精密な状態方程式は欠かせず、その決定の意義は極めて大きい。

核物質は中性子と陽子の2つのフェルミ粒子から構成されるため、状態方程式は両者の密度の違い(非対称度)に依存する項を持つ。これを対称エネルギーと呼ぶ。近年特にこの対称エネルギーに関する研究が精力的に行われている。対称エネルギー項を詳しく知ることによって、自然界に存在する安定な原子核よりも中性子が多い中性子過剰核や陽子が多い陽子過剰核、質量と中性子

数が大きい領域に外挿して得られる超重核の性質をより精度よく予測できる。また、原子核同士の衝突過程の計算では陽子・中性子密度の非対称がどのように拡散するかという点についての基礎的な情報となる。

対称エネルギーの1次の密度依存性(傾きパラメータ)は、重い原子核の表面に存在すると考えられている中性子の皮(中性子スキン)の厚さに密接に関係するため、中性子スキン厚を測定することで引き出すことができると期待される。陽子の密度分布は良く知られているので、中性子の分布を決めるか、中性子と陽子の分布半径の差 δR_{np} を決定すれば良い。

原子核中の中性子の密度分布を決定するには、強・弱・電磁のいずれかの相互作用を用いる。鉛208核の中性子スキン厚の決定は、多くの実験で試みられている。弱い相互作用を利用したパリティ非保存非対称電子散乱(PREX)の測定は原理的な不定性は少ないものの、統計的な不定性が大きく $\delta R_{np}=0.33^{+0.16}_{-0.18}$ fmという結果が得られている。近年新たに、電磁相互作用を利用した電気双極応答の測定と、強い相互作用を利用した陽子弾性散乱を用いた測定が行われた。これらでは、PREXの結果を大きく上回る精度の結果が得られていて、前者からは 0.168 ± 0.022 fm、後者からは $0.211^{+0.026}_{-0.029}$ fmの値が得られた。これらの結果はほぼ誤差の範囲で一致している。このように様々な手法による、核物質の状態方程式決定へのアプローチは、より高い統計精度、系統的な研究を通して発展しつつある。

—Keywords—

中性子星：

中性子星は、半径 $\sim 10^4$ m、質量が太陽より重い程度で、中性子が主な成分である。太陽と比較して大きな質量を持つ恒星が進化し、超新星爆発を起こした後に残される。内部の構造は未解明である。

中性子スキン：

中性子スキンは、中性子過剰核の中性子密度が陽子密度に比べて半径の大きな分布を持つためにできる、原子核表面付近の層状中性子構造のこと。

* 系を長期間放置しても巨視的に見て何も変化を起こさない状態を平衡状態と呼ぶ。

1. はじめに

核物質の状態方程式の決定には、原子核の基底状態や励起状態の性質を精密に測定し、理論モデルによってそのデータを記述していく方法が基本となる。対称エネルギーを決める実験データとして特に着目されている観測量の1つが ^{208}Pb 核の中性子スキン厚 (neutron skin thickness) である。中性子スキン厚は中性子密度分布の半径 (中性子半径) と陽子密度分布の半径 (陽子半径) の差として定義される。この解説では、計算の基本となる低温でストレンジネスを含まない核子系の状態方程式に話を限定し、 ^{208}Pb 核の中性子スキン厚測定を中心に据えて対称エネルギー研究の現状を説明する。

1.1 状態方程式と対称エネルギー

核物質の状態方程式は、核子当たりのエネルギー (E) を核子密度 (ρ) と非対称度 (δ) によって記述した式によって近似的に表される。

$$E(\rho, \delta) = E(\rho, 0) + S(\rho)\delta^2 + O(\delta^4) \quad (1)$$

ρ と δ は中性子密度 (ρ_n) と陽子密度 (ρ_p) により以下のよう定義される。

$$\rho \equiv \rho_n + \rho_p \quad (2)$$

$$\delta \equiv \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p} \quad (3)$$

見通しをよくするため陽子の持つ電荷によるクーロンエネルギーは除いてある。残る核力によるエネルギーについては、陽子と中性子の入れ替えに対する対称性 (アイソスピン鏡像対称性) が高い精度で成り立つため、 δ の奇数次の項は無視できる。ここでは δ の2次の項までをとることにする。 δ に関する2次の係数である $S(\rho)$ を対称エネルギーと呼ぶ。 S は ρ の関数として以下のように展開される。

$$S(\rho) = S_0 + \frac{L}{3\rho_0}(\rho - \rho_0) + \frac{K_{\text{sym}}}{18\rho_0^2}(\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (4)$$

展開方法と変数の定義に関してはいくつか流儀があるが、ここでは文献1の定義に従うことにする。 $\rho_0 \sim 0.16 \text{ fm}^{-3}$ は対称 ($\delta=0$) 無限物質のエネルギーが最も低くなる密度 (飽和密度) である。飽和密度の付近では $S(\rho)$ の値が正であることが分かっており、式(1)より、中性子密度と陽子密度に差がある ($|\delta| > 0$) と系のエネルギーが大きくなる。この対称エネルギーの起源は、同種粒子間 (中性子と中性子および陽子と陽子) に比べて異種粒子間 (中性子と陽子) の方が強い引力を持つという核力の性質にある。また、陽子と中性子はフェルミ粒子であるので、密度が高くなるほど高いエネルギー準位を占めなければならないということも要因の1つである。密度が高くなるにつれて三核子間力の寄与も重要になると考えられている。²⁻⁴⁾

近年特に重視されているのは、 S_0 と L 、特に傾きパラメータと呼ばれる L の決定である。傾きパラメータは、中性子星内の核子系が持つ圧力と比例関係にあり、⁵⁾ 圧力は中

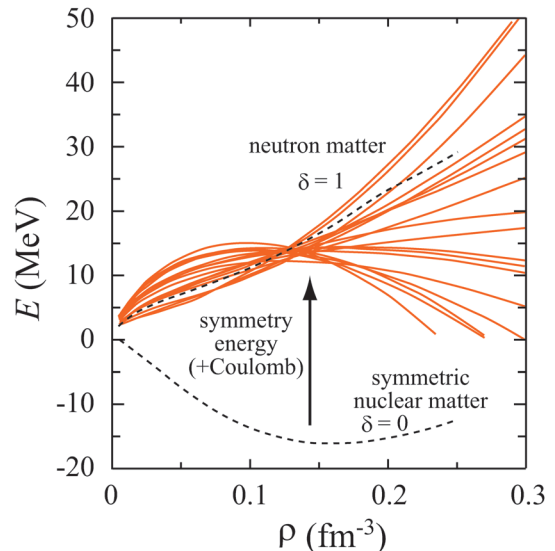


図1 対称核物質 ($\delta=0$, 下側) と中性子物質 ($\delta=1$, 上側) の状態方程式。点線は A. Akmal らによる変分計算結果。²⁾ 実線は種々のスキーム相互作用によるハートリー・フォック計算結果。⁹⁾ 中性子物質と対称核物質の違いが主に対称エネルギーの効果である (クーロン力の効果もある)。

性子星の半径の4乗にほぼ比例する。⁶⁾ 従って中性子星の半径を決める要因となっており、飽和密度からすぐ上の密度領域の振る舞いを決定することが特に重要である。⁷⁾ K_{sym} の値については原子核の圧縮性集団運動である巨大単極子共鳴 (giant monopole resonance) の系統的測定により進められている。飽和密度付近での影響は相対的に小さい。図1に状態方程式の計算値を核子密度の関数として示す。下側は対称核物質 ($\delta=0$ に対応する) の状態方程式、上側は中性子物質 ($\delta=1$ に対応する) の状態方程式で、対称核物質と中性子物質との違いが対称エネルギーによる効果を表している。点線は A. Akmal らの変分法による計算結果で、核子核子散乱データを再現する二核子間力、および ^3H 核の束縛エネルギーと対称核物質の飽和密度を再現するように決めた三核子間力を使用している。^{2,7)} 実線は18種類のスキーム相互作用^{*1)}パラメータセットを用いたハートリー・フォック法による計算結果である。⁹⁾ 中性子物質の状態方程式は、密度 $\sim 0.13 \text{ fm}^{-3}$ の領域を除いて理論計算値に極めて大きい不定性があり、この不定性は主に対称エネルギーの不定性が引き起こしている。図から分かるように、原子核に存在する低密度領域側を利用して1次の傾きを調べることで中性子物質の状態方程式の不定性を大幅に小さくすることができる。

1.2 対称エネルギーと中性子スキン

重い安定核や中性子過剰核では中性子半径が陽子半径に比べて大きく、表面付近に中性子の割合が大きい中性子スキンが存在すると考えられている。この中性子スキンの厚

*1) 原子核内の核子間に働く有効相互作用に広く用いられている現象論的モデルの1つで、理論計算が行いやすい形式で近似したもの。密度に依存する δ 関数型の相互作用で二体力や三体力を含む。関数形とパラメータ最適化の方針の違いにより多くの種類が存在する。

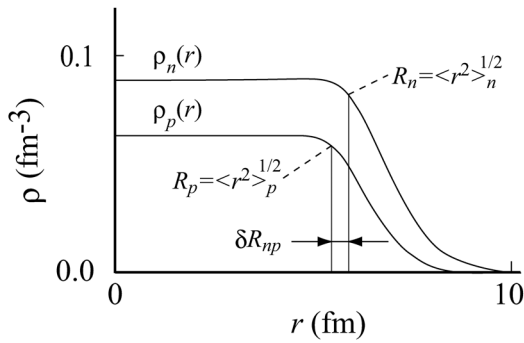


図2 原子核の中性子密度分布 $\rho_n(r)$ と陽子密度分布 $\rho_p(r)$ を半径 r の関数として模式的に表したものの、それぞれの平均自乗半径 R_n と R_p の差として中性子スキン厚 ΔR_{np} を定義する。この図では ^{208}Pb 核の現実的な密度分布 (図9(c)) よりも、中性子スキンの厚さを強調している。

さが、対称エネルギーの傾きパラメータと強く相関する量として注目されている。¹⁰⁾ 相関の理由を簡単に説明する。図2は中性子密度分布と陽子密度分布を半径 (r) の関数として模式的に示したものである。内部の密度はほぼ一定で*2その和は ρ_0 に近く、核表面において密度が低下する。中性子(陽子)半径 $R_{n(p)}$ を密度分布の平均自乗半径(二乗平均平方根半径, r.m.s. radius)として定義することにする。

$$R_{n(p)} \equiv \langle r^2 \rangle_{n(p)}^{1/2} = \sqrt{\frac{\int dr r^2 \rho_{n(p)}}{\int dr \rho_{n(p)}}} \quad (5)$$

中性子スキン厚 ΔR_{np} は両者の差 $R_n - R_p$ である。重い安定核では中性子数 (N) が陽子数 (Z) よりも大きいため、内部領域において中性子密度は陽子密度よりも大きい。従って内部領域の対称エネルギーは、同じ核子密度の対称物質 ($N=Z$) に比べて大きくなっている。内部領域の対称エネルギーを下げたければ、中性子密度を下げて陽子密度を上げればよい。しかし、中性子数と陽子数は保存しているので、中性子半径は大きく陽子半径は小さくなり表面の中性子スキン厚は大きくなる。つまり表面の中性子が主体である領域が広くなり、表面の対称エネルギーが大きくなって系のエネルギーを押し上げる。逆に中性子スキン厚を小さくして表面の対称エネルギーを小さくすれば、内部の密度差が大きくなって対称エネルギーが増加する。このように、内部(高密度)と表面(低密度)の対称エネルギーのバランスをとり、全系のエネルギーを最小にするように中性子スキン厚が決まっているのである。このことから、中性子スキン厚と対称エネルギーの密度依存性に強い相関があることが自然に理解できる。⁷⁾ 対象としている密度領域では、特に一次の密度依存性である傾きパラメータに強い相関が現れる。

*2 原子核の密度の飽和性と呼ぶ。核力の短距離性、テンソル力と交換力の密度依存性、近距離での斥力(斥力芯)の存在などから説明される。高密度側では三核子間力の寄与も重要である。

*3 核子が他の核子の作る平均場ポテンシャルの中を運動し、互いに相互作用を及ぼす描像により原子核を記述するモデル。重い原子核の領域では、平均場ポテンシャルを核子の波動関数から計算する自己無撞着(self-consistent)な平均場近似がよく用いられる。密度汎関数理論¹¹⁾や相対論的平均場近似等がある。

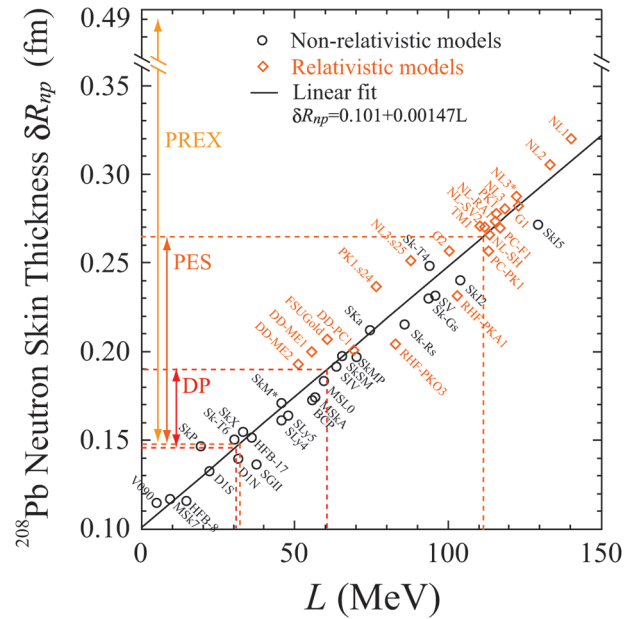


図3 中性子スキン厚 (ΔR_{np}) と対称エネルギーの傾きパラメータ (L) の相関を種々の相互作用を用いて計算した結果(四角および丸)とそれを直線フィットしたもの(実線)。PREX, DP(双極分極率), PES(陽子弾性散乱)はそれぞれ2.1, 2.2, 2.3節の実験による中性子スキン厚の測定結果。

多数の現実的な相互作用を用いた平均場計算^{*3}から得た ^{208}Pb 核の中性子スキン厚と傾きパラメータの相関を図3に示す。¹²⁾ モデルパラメータにより計算値は異なるが、相関関係は極めてよく成り立っておりほぼ一つの直線に乗る。つまり中性子スキン厚を決めれば傾きパラメータが決まるという状況である。

^{208}Pb 核の陽子密度分布は、電子散乱を用いた電荷分布測定から高精度で決定されている。¹³⁾ そのため何らかの方法で ^{208}Pb 核の中性子半径、もしくは中性子と陽子の半径差を測定すれば、傾きパラメータを精度よく決めることができる。なお、対象とする原子核は種々あってよいが、代表的な球形二重魔法核(中性子数・陽子数がともに魔法数で安定)で核子数も十分大きく、平均場近似を始めとする理論計算が多くなされていて理論の不定性が小さいなどの理由で ^{208}Pb 核の研究は特に重要とされる。他にモデルパラメータを決める上で、 ^{120}Sn , ^{48}Ca , 不安定核の ^{132}Sn , ^{68}Ni などが代表的な核としてよく研究されている。^{14, 15)}

2. 中性子スキン厚の測定

^{208}Pb 核の中性子スキン厚は古くから興味もたれており多くの実験手法が試みられてきた。この記事ではその中で、実験データの理論解析の不定性が最も小さいと考えられている1) 弱い相互作用による電子散乱、および筆者らが近年研究成果をまとめた2) 電磁相互作用による双極分極率測定と3) 強い相互作用による陽子弾性散乱測定について重点的に解説する。この他に ^{208}Pb 核以外を含めた中性子スキン厚の測定および解析として、ピグミー双極共鳴(PDR)の強度、¹⁵⁾ 反陽子と原子核の分子状態の崩壊に伴うX線測定、¹⁶⁾ (p, n), (n, p) 反応によるスピン双極励起測定

表1 陽子と中性子の電荷と弱電荷. Θ_W はワインバーグ角. 解析には放射補正などの高次の効果も取り入れる.²²⁾

	陽子	中性子
電荷	1	0
弱電荷	$1 - 4 \sin^2 \Theta_W \approx 0.08$	-1

と和則による解析,¹⁷⁾ ($^3\text{He}, t$) 反応によるスピン双極励起測定と和則による解析,¹⁸⁾ 0度での (α, α') 反応による巨大双極共鳴励起測定¹⁹⁾ などの研究が挙げられる. 中性子スキン厚以外で対称エネルギーを決める手法を含め文献1, 20を参考にされたい.

2.1 弱い相互作用による測定—電子散乱のパリティ非保存非対称測定

電子弾性散乱の測定では反応機構の良く分かっている電磁相互作用を用いているため, 電荷分布をモデル非依存にて決定することができる. 陽子密度分布は, 陽子の電荷分布を用いて核の電荷分布をアンフォールドする(畳み込みを解く)ことによって得られる. これと同様の手法を弱い相互作用による電子散乱に適用し, 弱電荷分布(正確にはその形状因子)を測定することにより中性子半径を引き出すことが, 米国ジェファーソン研究所にて行われている弱い相互作用による ^{208}Pb 核半径測定実験(PREX)の目的である.^{5, 21)} 弱い相互作用による電子散乱は Z^0 ボソンの交換によって起こり, 核子の弱電荷と結合する. 表1に示すように, 電荷分布は陽子分布によって決まっているが, 弱電荷分布は中性子分布によってほぼ決まっている. 陽子分布による寄与は既知の陽子分布を使用して補正すればよい. 弱い相互作用の反応機構は良く分かっているため, 事実上モデル非依存の測定であるといえる. 一方で, 電子散乱では電磁相互作用による散乱が支配的であるため, 弱い相互作用による散乱の成分を測定するには工夫が必要である. PREXではパリティ保存を破る散乱非対称度を測定することで, 弱い相互作用のみに敏感な量を検出している. 弱い相互作用による影響を観測するためには大量の統計量と高精度のデータ取得が必要である. 複数の運動量移行での測定(広い半径領域での測定に対応する)は困難であるため, 最も重要な運動量移行量1点($q=0.475 \text{ fm}^{-1}$)での測定を行っている.

進行方向に偏極したエネルギー1.06 GeV, 強度50–70 μA の電子ビームと, ダイヤモンドフォイルに挟んで20 Kに冷却した厚さ0.55 mmの ^{208}Pb 標的を用い, 実験室系5度での弾性散乱が磁気スペクトロメータ, 水晶検出器などを用いて測定された. 詳細は文献21を参照されたい. 得られたパリティ非保存非対称度 0.656 ± 0.060 (統計誤差) ± 0.014 (系統誤差) ppmから, 中性子半径として $R_n = 5.78_{-0.18}^{+0.16} \text{ fm}$, 陽子半径(5.45 fm)を引いて中性子スキン厚として $\delta R_{np} = 0.33_{-0.18}^{+0.16} \text{ fm}$ という値が得られた.*4 図4にそ

*4 後の理論解析の検討で $R_n = 5.751 \pm 0.175 \text{ (exp)} \pm 0.026 \text{ (model)} \pm 0.005 \text{ (strange) fm}$ と値が更新されている.²²⁾

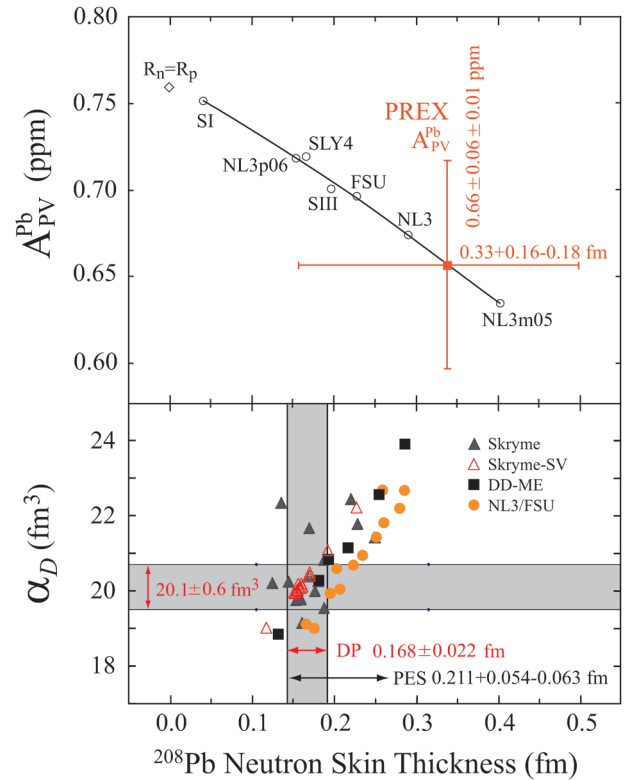


図4 ^{208}Pb の中性子スキン厚と観測量との相関および実験結果. 上図は運動量移行量 0.475 fm^{-1} でのパリティ非保存非対称(A_{PV}^{Pb})と中性子スキン厚の相関の理論計算. 実線はその2次曲線によるフィットで, 赤塗り四角も誤差棒はPREXの実験結果を表す(2.1節参照). 下図は双極分極率(α_D)と中性子スキン厚の相関の理論計算¹⁴⁾で灰色の領域が双極分極率(DP)の実験結果と対応する中性子スキン厚を表す(2.2節参照). PESは陽子非弾性散乱による実験結果の反応機構の不定性を含めた誤差範囲(2.3節参照).

の結果を示す. 残念ながら現状では実験の統計誤差がまだ大きく, ^{208}Pb 核の中性子スキン厚や傾きパラメータの議論を行える精度にはまだ達していない. 実験の誤差を3分の1程度に向上するPREX-II計画が進行中であるが, 対称エネルギーに関する精度の良い議論を行うためにはより一層の精度向上が必要と考えられる. モデル非依存の中性子スキン厚決定は極めて重要であり今後の精度向上に期待したい.

2.2 電磁相互作用による電気双極応答の測定—双極分極率

誘電体に一樣な外電場をかけると誘電分極が生じる. これと類似した現象が原子核に電気双極($E1$)外場を与えると生じる. 電気双極分極率(electric dipole polarizability)あるいは双極分極率(dipole polarizability)と呼ばれる. P.-G. ReinhardとW. Nazarewiczによるエネルギー密度汎関数法を用いた平均場近似計算から, ^{208}Pb 核の双極分極率と中性子スキン厚の間に極めて強い相関があることが示され,²³⁾ 俄かに注目されることとなった.*5 陽子は電荷を持ち中性子は電荷を持たないため, 図5に示すように外部 $E1$ 場の方向と強度に依存して, 陽子と中性子の分布に偏り(分極)

*5 歴史的には双極分極率の議論自身は古く, A. Migdalによる巨大双極共鳴(giant dipole resonance)の予言やその平均エネルギーの計算にも現れる.²⁴⁾

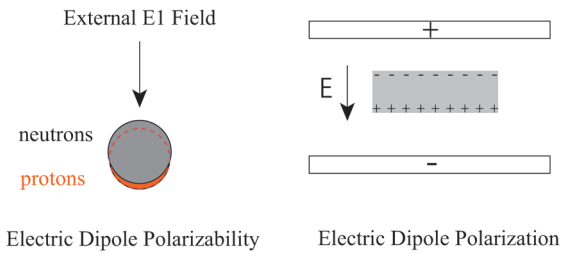


図5 双極分極率の概念図。一樣電場中に入れた誘電体が電氣的に分極する現象(右図)と同様に、原子核に電氣双極場を与えると電荷を持つ陽子と電荷を持たない中性子の相対分布に偏りが生じる(左図)。これが双極分極率である。密度に依存する対称エネルギーが偏りを引き戻す力として作用する。

が生じる。この偏りの程度が双極分極率に対応する。密度に依存する対称エネルギーが、分極を元の状態に引き戻そうとする力(restoring force)として働く。中性子スキン厚とともに双極分極率に密接に関与することが見て取れる。実験では、基底状態からのE1遷移確率を励起エネルギーの関数として測定することで、以下の式により双極分極率(α_D)と対応付けることができる。^{24, 25)}

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\omega^2} d\omega = \frac{8\pi}{9} \int \frac{I(\omega)}{\omega} d\omega \quad (6)$$

ここで、 σ_{abs} は光吸収断面積、 ω は励起エネルギー、 $I(\omega)$ は単位励起エネルギー当たりのE1換算遷移確率 $dB(E1)/d\omega$ である。この式から分かるように、双極分極率は励起エネルギーの逆数を重みとするE1換算遷移確率の和則(-1次のモーメント)として与えられる。

実験は大阪大学核物理研究センターで行われた。通常E1遷移確率は実光子ビームを用いて測定されることが多いが、その場合は励起状態の崩壊過程で放出されるガンマ線もしくは中性子を検出する必要がある。崩壊チャンネルが多岐に渡るほか、中性子崩壊閾値(S_n)近傍の測定が難しい、多段階崩壊や高励起状態からの影響(フィーディング)を補正しなければならない、など精度を高める上での困難が多い。そのためこの実験では、295 MeVの陽子非弾性散乱による仮想光子励起(クーロン励起)を使用し、励起過程のみを観測することで5-20 MeVまでの全E1換算遷移確率の測定を行った。²⁶⁾ クーロン励起が支配的な散乱角0度付近での測定を実現したことが特に重要である。0度測定の実験セットアップを図6に示す。1-2 nAの偏極陽子ビームと、5.2 mg/cm²の²⁰⁸Pb標的を用い、スペクトロメータ「グランドライデン」により散乱陽子の運動量を測定した。実験装置の写真は過去の日本物理学会誌の口絵²⁷⁾に掲載されている。

0.0-0.5度での散乱断面積の大部分は電磁相互作用によるE1遷移であるが、僅かながら他の遷移の混入があるため精度の良い結果を得るためには取り除く必要がある。そのため、散乱前後での陽子偏極の変化と、微分散乱断面積の角度依存性の解析の2つの独立した手法で混入成分を分離した。得られたE1遷移の微分散乱断面積から、電磁相

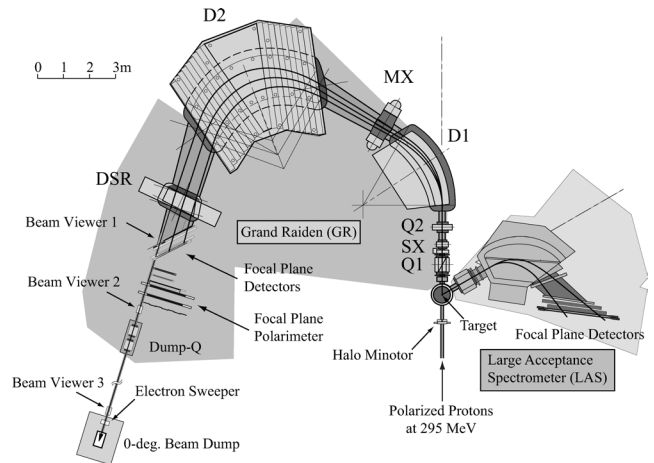


図6 散乱角0度での陽子非弾性散乱実験のセットアップ。標的を貫通した陽子ビームはスペクトロメータ「グランドライデン」の中を通過し、検出器の横から引き出されてビームダンプで止まる。標的核と非弾性散乱を起こした陽子はエネルギーが下がるため、グランドライデンで運動量分析されて検出器で測定される。右側の大口径スペクトロメータ「LAS」はビーム上下位置のモニターとして使用した。

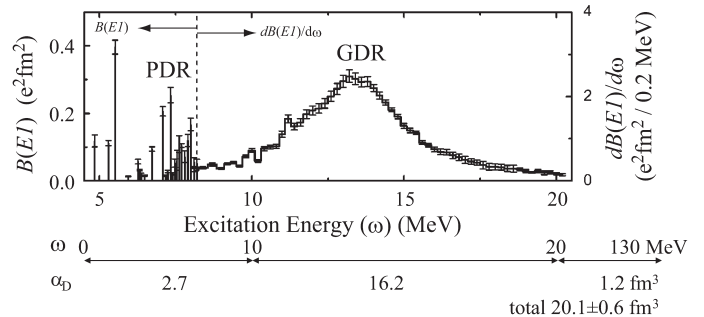


図7 実験によって得られた電氣双極換算遷移確率 $B(E1)$ のスペクトル。横軸は²⁰⁸Pbの励起エネルギー。下にそれぞれの励起エネルギー区間での双極分極率の積算値を示す。20-130 MeV領域の値は光吸収測定により得られたものである。GDRは巨大双極共鳴、PDRはピグミー双極共鳴の領域を表す。

相互作用による励起機構を解析してE1換算遷移確率を決めた。詳細については文献26, 28を参照されたい。低励起状態(7.3 MeVより下)は既存の実光子ビームによる放出ガンマ測定、巨大双極共鳴領域(10-18 MeV)では実光子ビームによる放出中性子測定や光子吸収測定とよく一致した。この測定では電磁相互作用を利用しているため、反応機構による不定性は無視できる。また、中性子閾値エネルギーに近い測定が容易でなくこれまで全貌がよく分かっていなかったPDR領域(7-10 MeV)を含めて広い領域の強度を精度よく決められたことが、全体の精度を上げる決め手となっている。なお、PDRは中性子閾値付近に現れるE1換算遷移確率の集中で、中性子スキンとそれ以外のコアとの間の双極振動として理解されるといふ理論的示唆があり、中性子スキン厚の測定手段としても期待されている(文献15および図10)。

得られた $B(E1)$ 分布とエネルギー領域を分けた双極分極率の実験値を図7に示す。20-130 MeVの領域は既存の光吸収測定のデータを利用し、130 MeVまでの²⁰⁸Pb核の全双極分極率は $20.1 \pm 0.6 \text{ fm}^3$ と決まった。P.-G. Reinhardら

の理論計算²³⁾を参照すると、得られた双極分極率から中性子スキン厚は $0.156^{+0.025}_{-0.021}$ fmと決まる。PREXの結果と比較すると格段に良い決定精度である。中性子スキン厚への換算にはモデルが介在するためモデル依存性の評価が重要となる。この値はモデルの不定性を誤差として含んでいるとはいえ、評価が1つのモデルで行われることは好ましくない。J. Piekarewiczらにより多数の理論モデルを用いた評価が行われた。¹⁴⁾ 図4にその結果を示す。²⁰⁸Pbの双極分極率と中性子スキン厚の間には強い相関があるものばらつきもある。試みに双極分極率の誤差範囲内のモデルの統計平均をとると中性子スキン厚は 0.168 ± 0.022 fmとなる。モデルの評価方法の違いにより先の値と差があるが、誤差を考慮するとその差は有意ではない。後者の値を用いて図3によりパラメータを求めると $L=46 \pm 15$ MeVとなる。モデル依存性の評価にはさらに多くの計算結果との比較を要するが、控えめに見ても中性子スキン厚に極めて強い制限を与えることは間違いない。双極分極率は中性子スキン厚と並ぶ1つの観測量であり、その高精度測定が成されたという事実が大きい。結果を²⁰⁸Pbの中性子スキン厚に換算する必要はなく、より直接的に関係する対称エネルギーを拘束する条件としてモデル評価を進めるべきであり、研究は進行中である。³⁰⁾

2.3 強い相互作用による中性子分布の決定—陽子弾性散乱の精密測定

原子核の電荷分布は電子の弾性散乱によって高精度に測定されており、その電荷分布から陽子密度分布が決められている。同様に中性子密度分布を弾性散乱によって直接測るという発想は極めて自然である。しかし中性子は電荷を持たないため通常の電磁相互作用による電子散乱では中性子密度分布を測ることができない。代替手段の1つは、強い相互作用をする粒子である陽子の弾性散乱を利用することである。このような試みは古くから行われてきたが、ここでは近年筆者らが開発した中間エネルギーでの高精度測定と媒質効果モデルを用いた中性子密度分布決定について紹介する。³¹⁻³³⁾ この実験の特徴の1つは、核内の平均自由行程が最も大きい、つまり入射粒子と核内核子との散乱断面積が最も小さい中間エネルギー(～300 MeV)で行っていることである。これにより原子核はより透明になり、内部の密度分布まで明瞭に調べることができる。また、反応機構が単純な1段階過程にてよく記述されるため解析の不定性が最も小さい。具体的には、中間子交換モデルを基礎とする相対論的インパルス近似(RIA)計算³⁴⁾を反応モデルとして用いる。核子間相互作用が核内で変化する効果を媒質効果(medium effect)として導入している。図8に示すように、相互作用を担う中間子の結合定数と質量が散乱点での核子密度に依存して変化するモデルによって媒質効果を表す。定式化の詳細については文献33を参照されたい。媒質効果は核内で起きている様々な多体効果、例えばパウリの排他律による散乱の抑制やカイラル対称性の部分

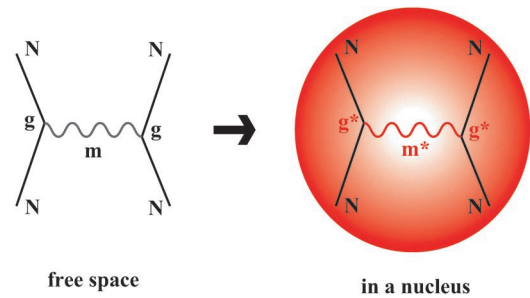


図8 核内相互作用の媒質効果モデル。時間は下から上へ流れる。Nで表される入射核子(実線)が標的核子との間で中間子交換(波線)により相互作用を行って散乱する。原子核内の散乱(右)では、自由空間内(左)と比較して交換される中間子の質量(m)と結合定数(g)に変化が起きる。これを媒質効果と呼ぶ。

的回復などを含んでおり、理論により精度よく決定することは難しい。そのため、媒質効果を密度に依存する関数としてパラメータ化し、中性子スキンを持たないと考えられる⁵⁸Ni核の陽子弾性散乱の実験値を再現するように決めた。³¹⁾ 媒質効果を含む相互作用モデルが決まれば、標的の密度分布を仮定することで散乱断面積とそのビーム偏極依存性(偏極分解能)を計算できる。²⁰⁸Pb核の中性子密度分布をモデル依存のないガウス型関数の重ね合わせとして表現し、実験値を再現するように密度分布を決定した。

陽子弾性散乱の測定は、2.2節と同様に大阪大学核物理研究センターのリングサイクロトロン施設とグランドライデンを用いて行った。セットアップは図6とほぼ同様であるが、0度実験固有のビームダンプとそこに繋がるビームラインはなく、ビームは散乱槽内もしくは散乱槽より下流のビームダンプ(図には描かれていない)にて止める。広い範囲の散乱角度範囲(実験室系で9-45度)の微分散乱断面積と偏極分解能のデータを1.5度ごとに測定した。実験は^{204,206,208}Pbの3種の核を標的として行ったが、この記事では特に²⁰⁸Pbの結果について紹介する。³¹⁾

図9に得られた(a)散乱断面積(b)偏極分解能の実験値と理論計算値を載せる。点線は自由空間での相互作用(媒質効果なし)を用いた計算、³⁴⁾ 破線は上述の媒質効果パラメータを用いた計算である。³¹⁾ どちらも密度分布としてディラック・ハートリー(DH)モデルによる理論計算値を使用している。理論計算による密度分布そのままでは実験値を再現することはできず、違いは後方に行くほど顕著になっているのが見て取れる。後方散乱角の情報は密度分布の詳細に敏感であるため、精密な密度分布の抽出には欠かさない。

図9(c)に実験値を再現するように、カイ自乗(χ^2)検定によって決めた中性子密度分布(赤の実線)を載せる。陽子分布には電子散乱で決められた現実的密度分布(点線)を用いている。中性子密度分布決定には実験誤差に伴う不定性があり、赤斜線の誤差包絡線で表されている。得られた中性子密度分布から中性子半径は $R_n = 5.653^{+0.026}_{-0.029}$ fm、中性子スキン厚は $\delta R_{np} = 0.211^{+0.026}_{-0.029}$ fmとなった。

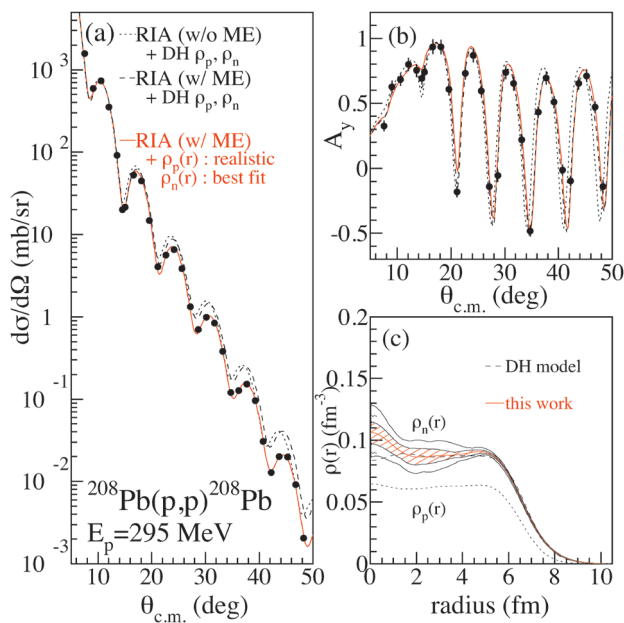


図9 (a) ^{208}Pb を標的とする陽子弾性散乱の微分散乱断面積。黒丸は実験値。黒点線はディラック・ハートリーモデル計算による陽子・中性子密度分布と自由空間の相互作用(媒質効果なし)を用いたRIA計算結果。黒破線は同じ密度分布と、 ^{58}Ni のデータを再現するように決められた媒質効果モデルを用いた場合の計算結果。赤実線は電子散乱によって決められた陽子密度分布(c)の黒点線と、媒質効果モデルを用い、 ^{208}Pb の実験データを再現するように中性子密度分布(c)の赤実線を決めた場合の計算値。(b)偏極分解能についての(a)と同様のプロット。(c) ^{208}Pb の密度分布。赤実線と赤ハッチは(a),(b)の赤実線の計算に対応する中性子密度分布とその誤差包絡線(詳しくは本文参照)。黒破線はディラック・ハートリーモデル計算による中性子密度分布。黒点線は電子散乱によって決められた陽子密度分布。

強い相互作用による実験では解析の反応機構の不定性の評価が重要であるがそのような評価はこれまでなされたことはなかった。上の解析では得られた自由度当たりのカイ自乗の最小値 $\chi^2_{\text{min}}/\text{d.o.f.}$ が4程度であり、このずれは反応機構の不完全性を表していると考えられる。実験誤差を定数倍することで $\chi^2_{\text{min}}/\text{d.o.f.}$ が1となるように調整し、この時に得られる中性子密度分布の誤差範囲を反応機構の不定性を含む誤差として初めて評価した。結果が図9(c)の外側の包絡線で表されている。この結果から反応機構の不定性を含む中性子スキン厚の測定結果は、 $\delta R_{np} = 0.211^{+0.054}_{-0.063}$ fmとなった。この中性子スキン厚から図3により傾きパラメータを求めると $L = 75^{+37}_{-43}$ MeVとなる。この結果は反応機構の不定性を含んだ中性子スキン厚の決定として重要であるばかりでなく、中性子密度分布をその形状の仮定なしに実験的に精度良く決定しているという点で重要である。例えば実験結果は核中心部での中性子密度増加を示唆している。PREXの実験が運動量移行1点の測定であり、中性子密度分布の形状(あるいはそのフーリエ変換である形状因子の仮定)に核構造モデル計算を利用していることと対比される。

3. 得られた結果と今後

図10に対称エネルギーの定数項(S_0)と傾きパラメータ(L)の決定の状況を示す。文献1のまとめを基に、 ^{208}Pb の

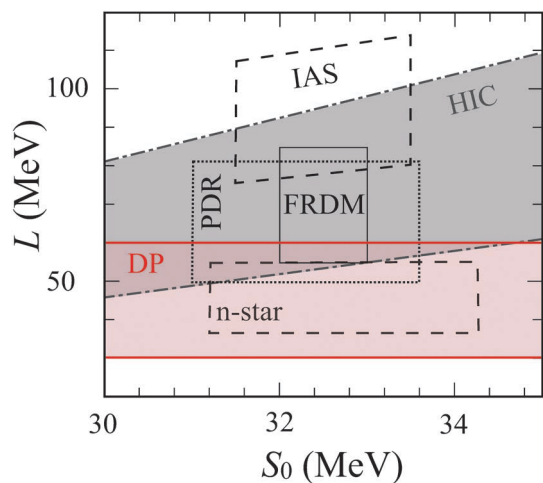


図10 状態方程式の定数項(S_0)と傾きパラメータ(L)に関する実験と観測からの制限。文献1のまとめを基に、中性子スキン厚からの制限として双極分極率測定による結果(DP)を付加した。各ラベルの実験と観測の詳細については文献1を参照のこと。

双極分極率から得られた傾きパラメータの値(2.2節)を付与している。図では重イオン衝突実験での鏡像核生成量(HIC)、同重核のアイソスピナアナログ状態と基底状態のエネルギー差(IAS)、有限レンジ液滴モデルによる質量公式を用いた束縛エネルギーの解析(FRDM)、 ^{68}Ni と ^{132}Sn のPDR、中性子星からのX線観測(n-star)の情報に基づいた結果が示されている。それぞれの実験結果の解釈には固有のモデル依存性が伴うため、対称エネルギーの決定精度に関する議論は簡単ではないが、種々の測定方法による結果は比較的良い一致を示しており、対称エネルギーの範囲はかなり絞られてきている。同様の研究は文献20でも行われており、質量が太陽の1.4倍の中性子星の半径が中心部の組成によらずに10.4-12.9 kmに決まるという議論がなされている。³⁵⁾ ただし解釈についてはまだ議論が多く意見の一致をみていない。 ^{208}Pb の中性子スキン厚と中性子星に関連する値との相関については、文献36において詳しく調べられている。双極分極率の実験から与えられた中性子スキン厚と傾きパラメータは、傾向としては柔らかい(傾きパラメータや圧力が小さい)状態方程式に属し、同質量の中性子星の半径として小さい予測値を支持する。一方で天体観測では太陽の2倍の質量を持つ中性子星が観測されており、³⁷⁾ 高密度下でより硬い状態方程式と一致する。これらの要請を同時に満たす状態方程式を模索していく必要がある。³⁵⁾

さらなる研究の発展として、開発した実験手法を他の核種に適用する測定を計画中である。安定核では ^{48}Ca 核が重要な核種の1つとされており、双極分極率を引き出す解析を進行中である。米国ジェファーソン研究所においても、 ^{48}Ca のバリティ非保存電子散乱実験を行う計画を進めている。双極分極率の実験手法はPDRにも非常に適している(図7)。 ^{208}Pb 核³⁸⁾と ^{90}Zr 核³⁹⁾においてPDRの測定結果を報告した。その他、 ^{120}Sn 、 ^{154}Sm 、 ^{96}Mo 、 ^{70}Zn など多数の核

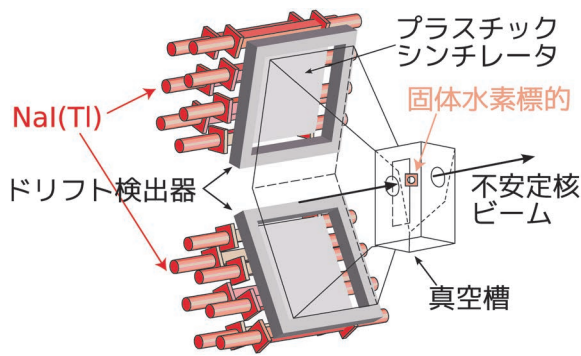


図11 不安定核の陽子弾性散乱実験用に開発した検出器群 (ESPRI).⁴⁰⁾ 不安定核ビームの軌道に設置される固体水素標的及び標的から散乱される水素(陽子)を検出する多芯線ドリフト検出器, プラスチックシンチレータ, NaI(Tl) シンチレータからなる。

に関して実験を進めており, 双極分極率と PDR に関する系統的な実験結果の取得を目指している。

状態方程式の決定には, 安定核よりも陽子と中性子の非対称度の大きい不安定核の測定も重要である。陽子弾性散乱の実験を不安定核へと拡張する ESPRI プロジェクト⁴⁰⁾を進めている。不安定核は寿命が短く標的として使用することができないため, 不安定核をビームとして標的陽子との散乱を測定する逆運動学を用いる。厚さ 1 mm の固体水素標的⁴¹⁾と, 反跳陽子を広い運動量移行領域 ($1\sim 3\text{ fm}^{-1}$) で検出するスペクトロメータを開発した。スペクトロメータは多芯線ドリフト検出器, プラスチックシンチレータ, NaI(Tl) シンチレータから構成されている (図 11 参照)。放射線医学総合研究所やドイツの GSI 研究所でテスト実験を行い, 十分な分解能が得られていることが確認された。理化学研究所 RIBF において ^{132}Sn 核の密度分布を調べる実験が採択されている。 ^{208}Pb よりも非対称度が大きい二重魔法核であり, その中性子スキン厚の決定が待望されている。また, 飽和密度よりも高い密度での状態方程式を直接調べる研究や, ストレンジネスを含んだ系の状態方程式を調べる研究なども進められようとしている。⁴²⁾

本稿の執筆にあたり中田 仁氏, 佐川弘幸氏に貴重なコメントを頂きましたことを感謝致します。

参考文献

- 1) M. B. Tsang, *et al.*: Phys. Rev. C **86** (2012) 015803.
- 2) A. Akmal, V. R. Pandharipande and D. G. Ravenhall: Phys. Rev. C **58** (1998) 1804.
- 3) K. Hebeler, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 161102.
- 4) I. Tews, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 032504.
- 5) C. J. Horowitz and J. Piekarewicz: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5647.
- 6) J. M. Lattimer and M. Prakash: Phys. Rep. **442** (2007) 109.
- 7) A. W. Steiner, *et al.*: Phys. Rep. **411** (2005) 325.
- 8) B. Friedman and V. R. Pandharipande: Nucl. Phys. A **361** (1981) 502.
- 9) B. A. Brown: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5296.
- 10) R. J. Furnstahl: Nucl. Phys. A **706** (2002) 85.

- 11) 矢花一浩: 日本物理学会誌 **62** (2007) 406.
- 12) X. Roca-Maza, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 252501.
- 13) B. Frois, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 152.
- 14) J. Piekarewicz, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 041302(R).
- 15) A. Carbone, *et al.*: Phys. Rev. C **81** (2010) 041301(R).
- 16) M. Centelles, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 122502.
- 17) H. Sagawa, *et al.*: Phys. Rev. C **76** (2007) 024301.
- 18) A. Krasznahorkay, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3216.
- 19) A. Krasznahorkay, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1287.
- 20) J. M. Lattimer and Y. Lim: arXiv: 1203.4286v1.
- 21) S. Abrahamyan, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 112502.
- 22) C. J. Horowitz, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 032501(R).
- 23) P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz: Phys. Rev. C **81** (2010) 051303(R).
- 24) 鈴木敏男: 『原子核の巨大共鳴状態 (物理学最前線 19)』(共立出版, 1988).
- 25) 高田健次郎, 池田清美: 『原子核構造論』(朝倉書店, 2002).
- 26) A. Tamii, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 062502.
- 27) 矢向謙太郎, 酒井英行: 日本物理学会誌 **67** (2012) 373 (6月号口絵).
- 28) A. Tamii, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **605** (2009) 3.
- 29) 民井 淳: 原子核研究 **57** (2012) 69.
- 30) 例えば, D. Vretenar, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 044317.
- 31) J. Zenihiro, *et al.*: Phys. Rev. C **82** (2010) 044611.
- 32) S. Terashima, *et al.*: Phys. Rev. C **77** (2008) 024317.
- 33) H. Sakaguchi, *et al.*: Phys. Rev. C **57** (1998) 1749.
- 34) D. P. Murdock and C. J. Horowitz: Phys. Rev. C **35** (1987) 1442.
- 35) A. W. Steiner, *et al.*: arXiv: 1205.687v1.
- 36) F. J. Fattoyev and J. Piekarewicz: Phys. Rev. C **86** (2012) 015802.
- 37) P. B. Demorest, *et al.*: Nature **467** (2010) 1081.
- 38) I. Poltoratska, *et al.*: Phys. Rev. C **85** (2012) 041304(R).
- 39) C. Iwamoto, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 262501.
- 40) S. Terashima, *et al.*: PHN-NUSTAR-FRS-17, GSI Scientific Report (2010) 148; Y. Matsuda, *et al.*: Phys. Rev. C **87** (2013) 034614.
- 41) Y. Matsuda, *et al.*: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **643** (2011) 6.
- 42) 例えば, <http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/nstar/>.

著者紹介

民井 淳氏: 専門は原子核の性質の実験研究。原子核の集団運動や多様な励起モードに興味を持っている。

銭廣十三氏: 専門は原子核物理。有限量子多体系である原子核の成り立ちを密度分布を通して探っている。特にアイソスピン自由度の役割について興味があり, 不安定核での実験的研究を進めている。

(2012年10月15日原稿受付)

Neutron Skin and Nuclear Matter Equation of State Atsushi Tamii and Juzo Zenihiro

abstract: The equation of state of nuclear matter, which consists of neutrons and protons, has the term that depends on the difference between the neutron and proton densities. Determination of the term, the symmetry energy term, is quite important for nuclear physics as well as nuclear astrophysics. The symmetry energy is one of key ingredients to determine *e.g.* the radius and internal structure of a neutron star as well as supernova explosion dynamics. The first order density dependence, slope parameter, of the symmetry energy has a close correlation with the thickness of the neutron skin, which is a neutron rich layer that appears on the surface of heavy nuclei. We pick up three recent measurements on the neutron skin thickness of the ^{208}Pb nucleus by using each of weak, electromagnetic, and strong interactions, and report the present situation on the determination of the slope parameter.

三重項ヒッグス粒子を導入する模型

兼村 晋哉 (富山大学)

柳生 慶 (国立中央大学)

2012年7月欧州原子核研究機構(CERN)のLHC実験で約126 GeVの質量を持つ新粒子が発見されたという報告が、ATLASとCMSの両実験グループによってなされた。¹⁾その後現在までのより詳細な解析によると、新粒子のスピンは0でかつCP量子数は偶である可能性が高いことが明らかになっている。さらに新粒子は、様々な素粒子と結合していることから素粒子の質量起源を担うとされるヒッグス粒子であることが分かる。しかも126 GeVという質量は、10年ほど前に行われたLEP実験での結果とも矛盾しないことから素粒子標準模型(SM)の予言するヒッグス粒子であることを示唆する。ともかくも、SMに登場する全ての素粒子が発見され、その意味においてSMは確立された。

ではこの結果はSMが究極的に正しい理論であることを意味するのであろうか？答えは否である。なぜなら、SMでは説明することができない様々な現象が既に知られているからである。例えば、これまでの宇宙線観測の実験でニュートリノ振動が発見され、ニュートリノは微小質量を持つことが明らかになった。しかしながらSMのニュートリノは質量を持たず、ニュートリノ振動を説明できない。また、WMAP等での宇宙マイクロ波背景放射の観測により、宇宙のエネルギー密度の95%以上は暗黒物質や暗黒エネルギーで占められていることが分かった。しかしながらSMには暗黒物質の候補となる粒子は存在せず、暗黒エネルギーの本質は全く分かっていない。さらに、星や我々を形成しているのは物質であり、現在の宇宙に反物質はほとんどない。この物質と反物質の非対称性を説明するには、初期宇宙でバリオン数が生成される必要があるが、SMの枠内では、その起源を説明することができない。

上記の諸現象を説明するために、SMを超える様々な新物理模型が考えられてきた。それらの模型では、SMで単に仮定されているアイソスピン2重項場1個からなる最小ヒッグスセクターから拡張された構造がしばしば導入される。付加的な1重項、2重項または3重項スカラー場が導入される拡張ヒッグスセクターでも、発見されたヒッグス粒子をSMと同程度に説明することができるので、これらの可能性は全く排除されない。したがって、ヒッグスセクターの構造を決定することが、新物理模型の方向性を決定する上で極めて重要な鍵となる。

一般に拡張ヒッグスセクターを加速器実験で検証する方法として、直接的検証法と間接的検証法がある。前者は、荷電ヒッグスボソンなどの付加的なヒッグスボソンを直接発見する方法である。後者は、昨年発見されたヒッグス粒子の様々な結合定数を精密に測定する方法である。結合定数の精密測定は将来の高輝度LHC実験や国際線形加速器(ILC)実験で行われると期待されている。特に、ILC実験ではパーセントレベルの精度で測定される。したがって、様々なヒッグス結合定数のSMの予言からの微妙なずれと将来の精密測定のデータとを“指紋照合”することにより、模型を間接的に検証することができる。

本稿では、興味深い拡張ヒッグスセクターの例であるアイソスピン3重項場が導入される模型を議論する。この模型を考える意義は、ニュートリノ微小質量の起源を単純に説明できることにある。最初に模型の概要について紹介し、加速器実験での直接的検証法及び間接的検証法について説明する。

—Keywords—

素粒子標準模型：

SU(3)×SU(2)×U(1)に基づく相対論的ゲージ場の量子論で記述される模型。基本粒子としてスピン1/2のクォーク6種(u, d, c, s, t, b)と荷電レプトン3種(e, μ, τ)とニュートリノ3種(ν_e, ν_μ, ν_τ)及びスピン0のヒッグス粒子(SU(2)2重項一つ)を含む。18のパラメータで加速器実験の全てのデータを説明する優れものだが、種々の問題を抱えていて、何らかの意味で整備拡張(つまり新物理)は必要と考えられている。

ヒッグス粒子：

ゲージ対称性の自発的破れを担う粒子。ヒッグス場の真空期待値が破れの秩序変数であり、破れた対称性に対応するゲージ粒子に質量を与える役割を果たす。超伝導というクーパーペアであるが、標準理論ではSU(2)2重項でスピン0のヒッグス場がSU(2)×U(1)→U(1)という破れを引き起こす。その結果としてヒッグス機構によりゲージ粒子に、湯川相互作用を通してクォークと荷電レプトンに質量が与えられる。

ヒッグスセクター：

ヒッグス粒子間の相互作用を記述するラグランジアン(ハミルトニアン)の部分。標準理論では2個パラメータを含み、1個は弱い相互作用の強さから決まり、1個はヒッグス粒子の質量から決まる。ヒッグス場を複数個含むようにした場合は、一般にはより多くのパラメータを含むようになる。

アイソスピン：

ここでは上記のSU(2)のこと。

1. ヒッグス3重項模型

昨年の質量 126 GeV のヒッグス粒子の発見でヒッグス場の存在が実証された。しかしヒッグスセクターの構造の決定はこれからの課題である。標準模型が仮定しているアイソスピン2重項スカラー場1個からなる最小形のヒッグスセクターには理論的根拠は無く、様々な拡張されたヒッグスセクターの可能性がある。例えば複数個の2重項スカラー場で構成されるヒッグスセクターは電弱精密データを自然に説明できる。このような拡張ヒッグスセクターは、超対称性に基づく標準模型の拡張モデルを始め様々な新物理模型に導入されることから、これまで盛んに研究されてきた。一方、3重項などのより大きな表現の場を導入する模型では、一般に電弱精密データを満たすためにパラメータのチューニングが必要になる。しかしこれらのややエキゾチックな模型にはニュートリノの質量起源をシンプルに説明できる等の可能性があり、また複荷電ヒッグス粒子のようなユニークで興味深い新粒子も予言される。本稿では最小ヒッグス3重項模型²⁾(HTM)に注目し、加速器実験での検証法や他のヒッグスセクターと区別する方法について議論する。

HTMのヒッグスセクターは、アイソスピン2重項スカラー場 Φ (弱ハイパー荷 $Y=1/2$)と3重項スカラー場 Δ ($Y=1$)で構成される。その結果、以下のゲージ不変な項がSMのラグランジアンに加えられる、

$$\mathcal{L}_{\text{HTM}} = h_{ij} \bar{L}_L^i \sigma_2 \Delta L_L^j + \mu \Phi^T i \sigma_2 \Delta^\dagger \Phi + \text{h.c.}, \quad (1)$$

ここで、 L_L^i は、 i 世代目の左巻きレプトン2重項場、 h_{ij} は 3×3 の湯川結合定数であり、 σ_2 はパウリ行列である。 Δ にレプトン数2を付与すると、 μ 項はレプトン数を2破っている。これによって図1に示すファインマン図からマヨラナ型のニュートリノ質量が次のように生成される、

$$(m_\nu)_{ij} = h_{ij} v_\Delta = v_\phi \left[h_{ij} \frac{\mu v_\phi}{M_\Delta^2} \right], \quad (2)$$

ここで、 v_ϕ と v_Δ はそれぞれ Φ と Δ の真空期待値であり、 M_Δ は3重項場の質量を表す。電弱スケール $\mathcal{O}(100)$ GeVとニュートリノ質量 $\mathcal{O}(0.1)$ eVとの間のヒエラルキーは、(2)式右辺の[]内の因子によって自然に説明できる可能性がある。ここで重要な点は、 $h_{ij}\mu$ が $\mathcal{O}(0.1)$ eV程度の大きさであると仮定すると、 M_Δ が $\mathcal{O}(100)$ GeVでニュートリノデータを再現できることにある。このような場合、HTMはLHC実験等の加速器実験で検証できる可能性がある。

HTMでは、電弱ローパラメータ ρ は摂動の最低次で

$$\rho \equiv \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{v_\phi^2 + 2v_\Delta^2}{v_\phi^2 + 4v_\Delta^2} \approx 1 - \frac{2v_\Delta^2}{v^2}, \quad (3)$$

のように与えられ、1からずれる。ここで、 m_W (m_Z)、 θ_W はそれぞれ W (Z)ボソン質量と弱混合角であり、 $v^2 = v_\phi^2 + 2v_\Delta^2 = (246 \text{ GeV})^2$ である。 ρ の実験値は $\rho_{\text{exp}} = 1.0004_{-0.0004}^{+0.0003}$ で与えられ1に非常に近いので $v_\Delta \ll v$ が要求される。

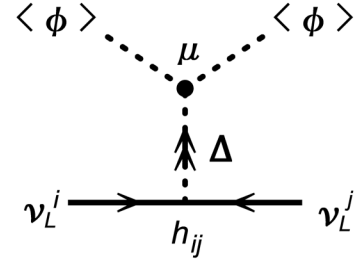


図1 ニュートリノ微小質量を生成するファインマン図。矢印はレプトン数の流れを表す。

2. 加速器実験での検証

2.1 直接的検証法

HTMでは、複荷電($H^{\pm\pm}$)、単荷電(H^\pm)、CP奇(A)そして2個のCP偶ヒッグスボソン(H, h)が現れる。 $v_\Delta \ll v$ の下では、 h が質量126 GeVのヒッグスボソンとして振る舞い、それ以外は3重項的なヒッグスボソンとなる。この状況下では、3重項的なヒッグスボソンの質量の間に

$$m_{H^{\pm\pm}}^2 - m_{H^\pm}^2 \approx m_{H^+}^2 - m_A^2, \quad m_A^2 \approx m_H^2, \quad (4)$$

のような関係式が得られる。ここから質量スペクトルとして、 $H^{\pm\pm}$ が最も軽い場合($m_A \geq m_{H^\pm} \geq m_{H^{\pm\pm}}$)と最も重い場合($m_A < m_{H^\pm} < m_{H^{\pm\pm}}$)が考えられる。便宜的に前者と後者をそれぞれCase IとCase IIと呼ぶ。各場合で現象論は異なり得るが、3重項的なヒッグスボソンの探索に加えてこの関係式を調べることは模型の同定に有効である。

付加的なヒッグスボソンの中でも特に $H^{\pm\pm}$ の同定はHTMを他の拡張ヒッグスセクターから区別する上で重要である。最初に $H^{\pm\pm}$ の生成過程について考える。LHC実験に代表されるハドロン加速器では、次のような過程がある、

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow H^{++}H^{--}, \quad q\bar{q}' \rightarrow W^{+*} \rightarrow H^{++}H^{\mp}, \quad (5)$$

$$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H^{\pm\pm}, \quad q\bar{q}' \rightarrow W^{\pm*} \rightarrow H^{\pm\pm}W^\mp. \quad (6)$$

(5)式はそれぞれ $H^{\pm\pm}$ の対生成と H^\pm を伴う生成過程であり、それらの断面積は質量($m_{H^{\pm\pm}}$, m_{H^\pm})とゲージ結合定数で決定される。一方で、(6)式はそれぞれ、 W ボソン融合と W ボソンを伴う $H^{\pm\pm}$ の単生成過程を表す。これらは単生成過程なので質量の増大による断面積の減少が過程(5)に比べて小さいという利点がある。しかしながら、これらは $H^{\pm\pm}W^\mp W^\mp$ 結合により引き起こされ、その大きさは v_Δ に比例するため、断面積は小さい。以上より、(5)式に示される過程が $H^{\pm\pm}$ の主な生成過程であることが分かる。

次に、 $H^{\pm\pm}$ の崩壊モードについて議論する。図2に模式的に示されるように、 $H^{\pm\pm}$ の主崩壊モードは質量差($m_{H^{\pm\pm}} - m_{H^\pm}$)と v_Δ によって大きく分けて3通りある。それぞれの領域では $H^{\pm\pm}$ は次のように崩壊する、

$$\begin{aligned} H^{\pm\pm} &\rightarrow \ell^\pm \ell^\pm \text{ (領域 I)}, & H^{\pm\pm} &\rightarrow W^\pm W^\pm \text{ (領域 II)}, \\ H^{\pm\pm} &\rightarrow H^\pm W^{\pm*} \rightarrow \phi^0 W^{\pm*} W^{\pm*} \text{ (領域 III)}, \end{aligned} \quad (7)$$

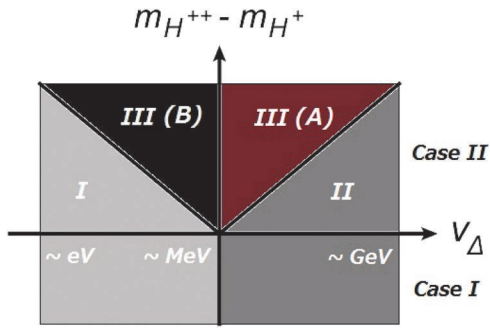


図2 $v_\Delta - \Delta m (= m_{H^{++}} - m_{H^+})$ 平面の各領域における $H^{\pm\pm}$ の主崩壊モード。

ここで ϕ^0 は A または H を表す。以下では、各領域で考えられるシグナル事象について議論する。

最初に領域 I では、 $H^{\pm\pm}$ は主に同符号レプトン対に崩壊し、背景事象の少ないクリアなシグナル、 $q\bar{q} \rightarrow H^{++}H^{--} \rightarrow \ell^+\ell^+\ell^-\ell^-$ などを与える。この領域では、 $H^{\pm\pm}$ の崩壊分岐比が $|h_{ij}|^2$ で決定されることから、分岐比の測定がニュートリノ質量の生成機構の検証に直結する(2)式を参照)。この事象は、LEP, Tevatron そして LHC 実験で探索されてきたが、今日まで有意なシグナルは観測されておらず、 $m_{H^{++}} \geq 400$ GeV 程度の制限が与えられている。³⁾

次に v_Δ が比較的大きい場合、すなわち領域 II では、 $H^{\pm\pm}$ は主に同符号 W ボソンに崩壊する。この場合、 W ボソンのレプトニック崩壊を介する同符号レプトン対と消失横運動量 E_T がシグナル事象として考えられる。例えば、

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\rightarrow H^{++}H^{--} \rightarrow W^+W^+W^-W^- \rightarrow \ell^+\ell^+\ell^-\ell^-E_T, \\ q\bar{q} &\rightarrow H^{\pm\pm}H^\mp \rightarrow W^\pm W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \ell^\pm E_T + X, \end{aligned} \quad (8)$$

などがある。ここで、中間状態の W ボソンは仮想粒子である場合も含む。この断面積は領域 I でのそれに対して、 W ボソンのレプトニック崩壊分岐比で抑制される。文献4では、LHC 実験の同符号レプトン対事象のデータ⁵⁾を用いて、このシナリオでの $H^{\pm\pm}$ の質量の下限が求められた。図3は、 $m_{H^{++}}$ の関数としてのシグナル断面積を示し、薄い色の帯は実験データから読み取った断面積の上限を表す。これより $m_{H^{++}}$ の下限はせいぜい 60 GeV 程度であることが分かる。したがって、比較的重い $H^{\pm\pm}$ がこの場合では許され、ILC 実験等での軽い $H^{\pm\pm}$ の探索は興味深い。

最後に領域 III での $H^{\pm\pm}$ の現象論について述べる。この領域での LHC 実験における 3 重項的ヒッグスボソンの質量再構成法に関する研究は文献6で調べられた。領域 III は ϕ^0 の崩壊過程の違いからさらに III(A) と III(B) に分けられる(図2を参照)。 ϕ^0 はその質量が 100 GeV 程度の場合、III(A) では $b\bar{b}$ へ、III(B) では $\nu\bar{\nu}$ へ主に崩壊する。したがって III(B) では $H^{\pm\pm}$ の崩壊による生成粒子に必ずニュートリノが入るので、質量の再構成は難しい。一方で領域 III(A) では、シグナル過程 $q\bar{q}' \rightarrow H^{++}H^- \rightarrow (W^{+*}W^{+*}\phi^0)(W^{-*}\phi^0) \rightarrow (\ell^+\ell^+E_T b\bar{b})(j\bar{j}b\bar{b})$ 等が考えられる。ここで、 $(\ell^+\ell^+E_T b\bar{b})$ 系の横質量分布におけるヤコビアンピークの測定から $H^{\pm\pm}$

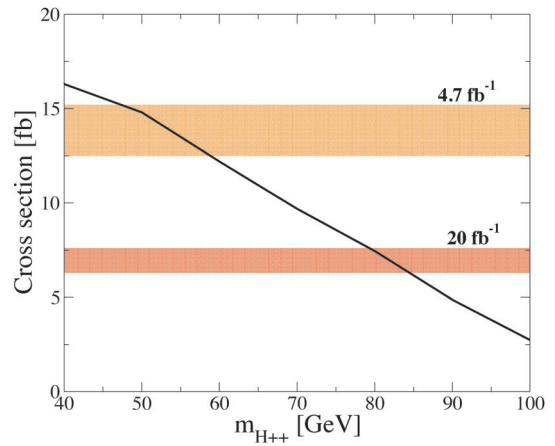


図3 重心エネルギー 7 TeV での LHC 実験における (8) 式に示す過程の断面積。薄い色 (濃い色) で示される帯は 4.7 fb^{-1} (20 fb^{-1}) のデータから得られる信頼度 95% での (期待される) 断面積の上限である。⁴⁾

の質量が再構成できると期待できる。

ここでは、 $H^{\pm\pm}$ の同定法を議論したが、 H^\pm , H そして A からのシグナルも議論し、立体的な検証が必要である。

2.2 間接的検証法

次に、SM 的ヒッグスボソン h の結合定数の SM の予言からのずれについて議論する。将来の精密測定実験の結果と比較するためには、輻射補正の効果を含めた理論計算が重要になると考えられる。輻射補正の効果を計算する際には、紫外発散を除去するためにくりこみ計算が必要である。

最初に電弱パラメータのくりこみ理論について説明する。SM に代表される摂動の最低次で $\rho = 1$ を予言する模型では、電弱パラメータは 3 個の独立なインプットで記述される。例えば、実験で最も精密に測定されている微細構造定数 α_{em} , フェルミ定数 G_F そして m_Z を選ぶことができる。ここで他の物理量、例えば m_W や θ_W は、摂動の最低次で上記の量の関数として次のように与えられる、

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W}, \quad \sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}. \quad (9)$$

輻射補正を考慮すると、様々な粒子がループダイアグラムを回るので、それらの粒子の質量等の依存性が (9) 式に入る。その効果は次のように Δr という量にまとめられる、

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W} \frac{1}{1 - \Delta r}. \quad (10)$$

Δr の具体的な計算法に関しては文献7を参照されたい。重要な Δr への寄与として、トップ・ボトムクォークのループから質量差の 2 乗、つまり $(m_t - m_b)^2$ に比例する効果が現れる。拡張ヒッグスセクターでは、同じアイソ多重項に属する付加的なヒッグスボソンの間に質量差がある場合は、その 2 次の効果が現れる。したがって、 Δr の実験値と理論値を比較することにより拡張ヒッグスセクターのパラメータに制限を与えることができる。

一方で、HTM のように摂動の最低次で $\rho = 1$ を満たさない模型では、(9) 式は成り立たない。すなわち、1 個余分なインプットを決めなければ電弱パラメータを記述するこ

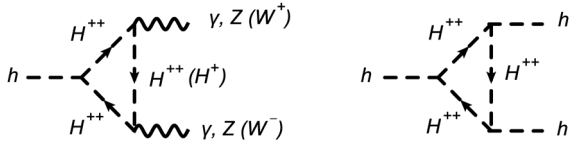


図4 ヒッグス結合定数の1ループダイアグラムの例.

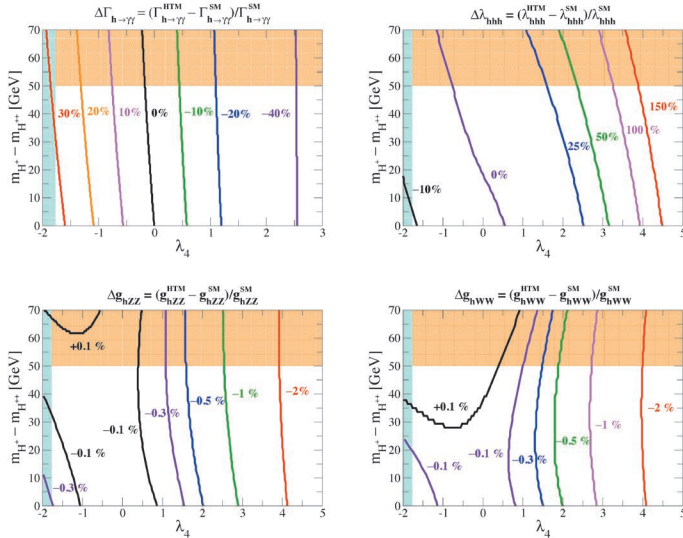


図5 各等高線は、HTMでの崩壊率 $h \rightarrow \gamma\gamma$ (左上) と hhh (右上), hZZ (左下), hWW (右下) 結合定数のSMの予言値からのずれを表す。¹¹⁾ 薄い(濃い)影の領域は理論的制限 (m_W の実験値)により排除される領域を示す。 λ_4 はポテンシャル中のパラメータである(文献11を参照)。

表1 ILC実験で期待されるヒッグス結合定数の測定精度(単位は%)。¹²⁾ 重心エネルギー及び積分ルミノシティはそれぞれ500 GeV, 500 fb⁻¹を仮定している($h\mu\bar{\mu}$ と hhh に関しては、1,000 GeV, 1,000 fb⁻¹を仮定)。

hWW	hZZ	$hb\bar{b}$	hgg	$h\gamma\gamma$	$h\tau\bar{\tau}$	$hc\bar{c}$	$h\bar{t}t$	$h\mu\bar{\mu}$	hhh
0.24	0.30	0.94	2.0	4.3	1.9	2.5	9.3	16	26

とができない。^{8,9)} また、付加的なインプットに伴う相殺項を決定するためのくりこみ条件を設定する必要がある。文献11では、 A と Z ボソンとの混合角を付加的なインプットに選び、 A の質量殻上で A - Z 混合が起きないという条件に基づき、1ループレベルで Δr 及び m_W が計算された。

次にヒッグスポテンシャルのくりこみ理論を議論する。ポテンシャル中の相殺項を決定するため、タドポール項が消えている、スカラー2点関数(及びその微分)が質量殻上で輻射補正を受けない、そしてスカラーボソンの混合が質量殻上で消えているといったくりこみ条件を課す必要がある。¹⁰⁾ これらの条件を課した後で、図4に示すようなダイアグラムを計算することで1ループレベルでのヒッグス結合定数を評価することができる。文献10では、1ループレベルで $h \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊率、 hhh , hVV ($V=Z, W$) 結合が求め

られた。図5は、それらのSMの予言値からのずれを示す。ここでこれらの量の間に相関が見られることが重要である。例えば、 $h \rightarrow \gamma\gamma$ の崩壊率がSMの予言に対して+30% (-40%) ずれるときには hhh と hVV 結合はそれぞれ-10%, -0.1% (+150%, -2%) ずれることが分かる。

このようなずれのパターンを将来の精密測定実験の結果と指紋照合することによりHTMを間接的に検証することができる。例えばILC実験では、ヒッグス結合定数は表1に示される精度で測定されると期待されている。

3. おわりに

本稿では、HTMの加速器実験での検証法を議論した。将来の14 TeVでのLHC実験やそれに続くであろうILC実験の結果に備えて、直接的検証法と間接的検証法の両方に基づく方法から、多角的にモデルを検証することが重要である。またHTMだけでなく、ヒッグス2重項場を2個含むモデルなどの他の拡張ヒッグスセクターも包括的に扱い、シグナル事象の研究及びヒッグス結合定数の指紋照合による研究を進めることが必要である。これにより真のヒッグスセクターが明らかになり、ひいては、SMを超える新物理のパラダイムを知る手掛かりを得ることができるのである。

参考文献

- 1) G. Aad, *et al.*: Phys. Lett. B **716** (2012) 1; S. Chatrchyan, *et al.*: Phys. Lett. B **716** (2012) 30.
- 2) T. P. Cheng and L. F. Li: Phys. Rev. D **22** (1980) 2860.
- 3) G. Aad, *et al.*: Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2244; S. Chatrchyan, *et al.*: Eur. Phys. J. C **72** (2012) 2189.
- 4) S. Kanemura, K. Yagyu and H. Yokoya: arXiv: 1305.2383 [hep-ph].
- 5) G. Aad, *et al.*: JHEP **1212** (2012) 007.
- 6) M. Aoki, S. Kanemura and K. Yagyu: Phys. Rev. D **85** (2012) 055007.
- 7) W. F. L. Hollik: Fortsch. Phys. **38** (1990) 165.
- 8) T. Blank and W. Hollik: Nucl. Phys. B **514** (1998) 113.
- 9) S. Kanemura and K. Yagyu: Phys. Rev. D **85** (2012) 115009.
- 10) M. Aoki, S. Kanemura, M. Kikuchi and K. Yagyu: Phys. Lett. B **714** (2012) 279.
- 11) M. Aoki, S. Kanemura, M. Kikuchi and K. Yagyu: Phys. Rev. D **87** (2013) 015012.
- 12) The International Linear Collider Technical Design Report—Volume 2: Physics, arXiv: 1306.6352 [hep-ph].

(2013年9月7日原稿受付)

Model with a Higgs Triplet Field

Shinya Kanemura and Kei Yagyu

abstract: The Higgs triplet model is an important example of extended Higgs sectors, because tiny neutrino masses can be explained by the simple mechanism. In this article, we introduce how we can test this model at collider experiments.

コンプトン散乱で見る物質内電子運動と化学反応におけるフロンティア電子の実時間撮影への挑戦

高橋正彦 (東北大学多元物質科学研究所)

反応性など分子の物理化学的性質の多くは、外側に大きく広がった、ある特定の価電子軌道の形で決まる。ノーベル化学賞を1981年に受賞された福井謙一先生のフロンティア軌道理論は、その端的な例である。こうした電子波動関数の形をより正確に知ることがは依然、自然科学の中心的課題の一つであり、理論的波動関数が物質の電子構造や反応の理解に大きな貢献をしてきたことは周知の通りである。しかし、その計算で得た波動関数の形が本当に正しいのかについては疑問が残る。通常の理論計算ではCO分子の双極子モーメントを再現できないことはよく知られた事実である。

分子軌道の形そのものを観測しようとする試みは古くからなされてきており、その一つにコンプトン散乱実験^{1,2)}を進展させた形の電子運動量分光(EMS)^{3,4)}がある。コンプトン散乱といえば、物質内の全電子の運動量分布ないしは運動量空間全電子波動関数の二乗振幅強度を直接的に与えることを示したX線非弾性散乱実験が歴史的に有名であるが、コンプトン散乱はX線の代わりに高速電子を励起源としても起こる。そうした電子コンプトン散乱^{1,2)}で生成する非弾性散乱電子と物質から飛び出した電離電子の双方を同時計測法により検出し、異なるイオン化エネルギーを持つ物質内電子毎に分けて運動量分布を測定することが、EMSの実験原理である。

EMSの歴史は古く長い。1960年前後に核反応の理論家によって本手法が提案されて以降およそ四半世紀にわたって、水素原子1s電子軌道の波動関数形の観測⁵⁾など第一期ルネッサンスとでも呼ぶべき多岐にわたる研究が豪、伊、米、加を中心として活発に行われた。これら先駆的研究の詳細については文献6に委ねるが、いずれも月単位の積算を重ねてもなお劣悪なデータの

統計に悩まされる等の実験的困難があった。言い換えれば、そうした実験的困難を克服し、分子軌道一つ一つの形を運動量空間で観察する本手法の真骨頂を自然科学の広範な分野で遺憾なく発揮する展開が後進に託されたのである。

以上の状況のもと、筆者らは1990年代前半にEMS分野に参画し、信号強度の桁違いの改善を図る一連のマルチチャンネルEMS装置開発^{7,8)}を行い、従前と比較して約50万倍の検出効率の向上⁸⁾を果たした。その成果を順次踏まえて、二電子励起過程の電子衝突ダイナミクス⁹⁻¹¹⁾を明らかにし、また分子軌道の運動量空間における3次元観測^{12,13)}等にも成功した。近年では、分子振動によるC₂H₄分子の電子波動関数の歪み¹⁴⁾やCF₄分子の電子運動量分布における原子軌道間の干渉効果の研究¹⁵⁾等、物質内電子運動の精密計測を行った。現在は、開拓的試みとして、連続CW型電子線の代わりに超短パルス電子線を励起源とする時間分解EMS¹⁶⁾の開発を進めている。これにより、化学反応において原子核位置の変化を先導して起こるフロンティア電子の運動の変化をスナップショット的に観察することが可能になりつつある。実際、アセトン分子の三体光解離反応を対象とした時間分解EMS実験¹⁷⁾では、反応始状態から終状態まで時々刻々変わっていく電子ダイナミクスの経路を反映した結果が得られている。著者らは、化学反応における“フロンティア電子の運動の可視化”という究極の目的に対する第一歩を踏み出した。

—Keywords—

フロンティア軌道理論:

化学反応の方向性が特定の分子軌道の形によって決まるとする理論。福井謙一らが1952年に提案した。最高被占分子軌道(HOMO)と最低空軌道(LUMO)を合わせてフロンティア軌道という。この理論は、反応する化合物のHOMOとLUMOの対称性と位相が合致するように反応は進むというHOMO-LUMO相互作用の理論へと発展した。

X線コンプトン散乱:

物質によって散乱されたX線のなかに、その波長が入射X線より長い方にずれたものが含まれる現象。アーサー・コンプトンが1923年に発見した。X線の波長変化は、光子と物質内電子との衝突の際のエネルギー保存則と運動量保存則を用いて説明できる。

同時計測法:

検出した二つの信号が一つの事象から生じたものか、あるいは二つの事象からそれぞれ独立に生じたものかを判別する計測法。一つの電子コンプトン散乱から生じた非弾性散乱電子と電離電子は検出時間に必ず相関を持つが、そうでない二電子は時間相関を持たずランダムになる性質を利用する。

時間分解分光法:

化学反応、分子エネルギー移動、電子移動などの動的過程において、対象とする系が時々刻々変化する様子を分光学的に調べる手法。ロナルド・ノーリッシュとジョージ・ポーターが1949年に開発したフラッシュ・フォトリシス法が嚆矢。

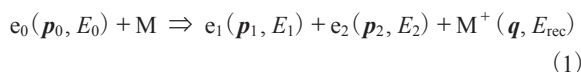
1. はじめに

コンプトン効果と光電効果は互いに異なる物理的性質を持ち、光子のみならず電子や多価イオンといった種々の projectile と物質との相互作用の理解に極めて重要な役割を担う。事実、高速電子を励起源とするコンプトン散乱¹⁾ 即ち電子コンプトン散乱の研究は1938年²⁾にまで遡ることができ、大角散乱での非弾性散乱電子のエネルギー拡がり、X線コンプトン散乱と同様に、物質内の全電子の運動量分布を直接的に与える。電子運動量分光 (Electron Momentum Spectroscopy; EMS) は、³⁻⁶⁾ そうした電子コンプトン散乱の運動学的完全実験である。この一文だけで、本稿の読者は以下の三つのことを思い浮かべられるかもしれない。一つは、従来のコンプトン散乱実験で測定の対象とした非弾性散乱電子のみでなく物質から電離した電子をも併せて測定するのでイオン化エネルギーが異なる物質内電子毎に分けた運動量分布、即ち電子軌道各々の形を運動量空間波動関数の二乗振幅強度として観測できること。二つめは、フーリエ変換の性質から、反応性など物質の物理化学的性質の多くを支配する、位置空間波動関数の原子核から遠く離れた部分を鋭敏に観測できること。これは、内殻電子などエネルギー的に深い原子核近傍の電子に重みをつける変分原理計算 (第一原理計算) の性質と相補的である。三つめは、低速電子の前方散乱と比較して桁違いに信号強度の弱い高速電子の大角散乱を実験の対象とするので、より進んだ実験はより進んだ計測技術を必要とする場合が多いこと。これらがまさしく、EMSが表裏一体に併せ持つユニークな特質と実験的困難である。

我々は、信号強度の桁違いの向上を図る一連のマルチチャンネルEMS装置の開発^{7,8)}の成果を踏まえて、二電子励起過程の電子衝突立体ダイナミクス^{9,10)} 電子衝突の二次の相互作用での巨大共鳴の発見¹¹⁾ 分子軌道の運動量空間における3次元観測^{12,13)} 分子振動による電子波動関数の歪みの測定¹⁴⁾等、本分光の分子科学への展開を目指してこれまで研究を進めてきた。⁴⁾ 本稿では、電子運動量分布における原子軌道間の干渉効果の研究¹⁵⁾ および時間分解EMSの開発による物質内電子移動の可視化の試み^{16,17)}を例にとって、EMS分野の最新の動向を紹介する。

2. 電子運動量分光

一般に大きいエネルギーを持つ電子を原子分子に衝突させると、次式で記述される電子衝突イオン化が起こる。



ここで、 p_j , E_j ($j=0, 1, 2$) はそれぞれ入射電子、非弾性散乱電子、電離電子の運動量とエネルギーで、 q と E_{rec} は生成イオン M^+ が持つ反跳運動量と反跳エネルギーである。 E_0, E_1, E_2 は十分大きいので原子分子系は静止しているとして取り扱え、さらに移行運動量 $|K| (=|p_0 - p_1|)$ とエネルギー

損失 $E (=E_0 - E_1)$ が共に十分大きい電子コンプトン散乱条件下では、運動量保存則とエネルギー保存則は次のように書ける。^{3,4)}

$$p_0 = p_1 + p_2 + q = p_1 + p_2 - p \quad (2)$$

$$E_0 = E_1 + E_2 + E_{\text{bind}} \quad (3)$$

ここで p と E_{bind} は、標的電子が電離前に物質内で持っていた運動量とイオン化エネルギーである。従って、 p_0 と E_0 が既知である性質を利用すれば、非弾性散乱電子と電離電子の同時計測により、EMS三重微分散断面積を p と E_{bind} の関数として計測できる。

気相分子を対象とするEMS断面積は一般に、平面波撃力近似を用いて、次式で書ける。^{3,4)}

$$\sigma_{\text{EMS}}(p) = (2\pi)^4 \frac{p_1 p_2}{p_0} f_{\text{ec}} S_{\alpha}^f \frac{1}{4\pi} \int |\psi_{\alpha}(p)|^2 d\Omega_p \quad (4)$$

ここで、 $\psi_{\alpha}(p)$ は規格化されたDyson軌道 (標的分子の中性始状態とイオン終状態波動関数の重なり積分によって定義できる一電子関数) の運動量空間表示で、 S_{α}^f はモノポール遷移強度の指標となる分光学因子である。なお、 $\psi_{\alpha}(p)$ は電離に主として与える一電子軌道に対応したHartree-Fock軌道やKohn-Sham軌道で近似されることが多い。また $(4\pi)^{-1} \int d\Omega_p$ は標的気相分子のランダム配向による空間平均を意味し、電子-電子衝突因子 f_{ec} はEMS実験条件下では一定とみなしてよい。

実験では、図1(a)に示す symmetric non-coplanar 配置が電子コンプトン散乱を選択観測する目的に理想的となる。即ち、散乱角が共に 45° でエネルギーが相等しい散乱二電子 ($\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ, E_1 = E_2$) を検出する。この時、標的電子の運動量 p の大きさは検出二電子間の方位角差 $\Delta\phi$ から求められる。

$$p = \sqrt{(p_0 - \sqrt{2} p_1)^2 + (\sqrt{2} p_1 \sin(\Delta\phi/2))^2} \quad (5)$$

以上の原理を最大限に活用し、従前と比較して検出効率の約50万倍の向上を果たした我々のマルチチャンネル電子運動量分光器^{8,16)}を模式的に図1(b)に示す。電子銃に

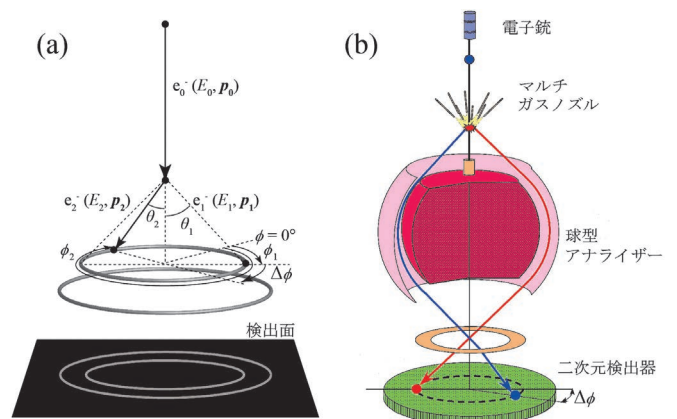


図1 電子運動量分光。(a) symmetric non-coplanar 配置。(b) マルチチャンネル電子運動量分光器の模式図。

よる高速電子ビームをガスノズルから噴出した標的分子ビームと交差させ、生成する散乱電子のうち散乱角が45°方向のもののみを球型アナライザーに入射させる。球型アナライザーは電子の方位角の情報を保存し、またそのエネルギー分散の性質から、電子のエネルギーは検出面上での動径距離と1対1に対応する。従って、球型アナライザーを大型二次元検出器と組み合わせることにより、幅広いイオン化エネルギー (E_{bind}) 領域と幅広い電子運動量 (p) 領域を一挙にカバーしながら、入射電子ビーム強度等の経時変化に影響されない極めて信頼性の高い実験データを得ることができる。

3. 電子運動量分布における干渉効果

分子軌道 (Molecular Orbital; MO) は、その直感的理解の容易さから位置空間で考えられることが多い。では、位置空間 MO とフーリエ変換でユニークに関係する運動量空間 MO はどのような波動関数の形と特徴を持つのであろうか。

原子軌道 (Atomic Orbital; AO) の線形一次結合を用いて MO を表現してみよう。この場合、運動量空間 MO では、分子を構成する各原子の位置座標 R_j はフーリエ変換により生ずる位相因子 $\exp(-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}_j)$ にのみ現れる。言い換えれば、運動量空間波動関数の二乗振幅強度である電子運動量分布では、分子構造に関する情報はすべて位相因子間の干渉項に含まれる。従って、電子運動量分布は、例えば距離 R_{jk} だけ離れて結合する二つの原子 j, k ではその結合軸方向に沿って周期 $2\pi/R_{jk}$ の正弦波の形で振幅変調することが予想される。この現象は bond oscillation と呼ばれ、理論的には古くより予言されていた¹⁸⁾が、その存在を実証する実験はこれまでなかった。その最大の理由は、bond oscillation の観測に必須の極めて統計のよい実験データを幅広い電子運動量領域にわたって得ることが我々のマルチチャンネル EMS 装置⁸⁾の開発以前は技術的に困難であったからである。

我々の研究成果を、CF₄ 分子を対象として $E_0 = 1.6$ keV の条件下で行った実験¹⁵⁾を例にとって示そう。CF₄ 分子は T_d の点群対称性を持ち、その最外殻の3つの MO ($1t_1, 4t_2, 1e$) は F 原子の $2p$ AO で構成される。それら MO を AO の線形一次結合で表すと、

$$\psi_\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^4 c_j \chi_{2p}(r_j) \left[\sum_{m=-1}^1 a_{j,m} Y_{1,m}(\bar{\mathbf{r}}_j) \right] \quad (6)$$

となる。 $\chi_{2p}(r_j)$ は j 番目の F 原子の $2p$ AO の動径成分であり、 c_j は展開係数である。 $Y_{1,m}$ は軌道角運動量子数が1で軌道磁気量子数が m ($= -1, 0, 1$) の球面調和関数である。それら $2p$ AO の空間的配向は次の関係式を満たす $a_{j,m}$ の組によって表現される。

$$|a_{j,-1}|^2 + |a_{j,0}|^2 + |a_{j,1}|^2 = 1 \quad (7)$$

式(6)の位置空間 MO のフーリエ変換から、運動量空間表示

$$\psi_\alpha(\mathbf{p}) = \chi_{2p}(p) \sum_{j=1}^4 c_j \exp(i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}_j) \left[\sum_{m=-1}^1 a_{j,m} Y_{1,m}(\bar{\mathbf{p}}) \right] \quad (8)$$

を得る。 $\chi_{2p}(p)$ は $\chi_{2p}(r_j)$ のハンケル積分で得られる、 $2p$ AO の運動量空間での動径成分である。式(4)と(8)から、次式の空間平均した EMS 断面積を得る。

$$\sigma_{\text{EMS}}(p) = \sigma_{2p}(p) S_\alpha^f \sum_{j,k} c_j c_k \int \exp(i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}_{jk}) \times \left[\sum_{m,m'} a_{j,m} a_{k,m'}^* Y_{1,m}(\bar{\mathbf{p}}) Y_{1,m'}^*(\bar{\mathbf{p}}) \right] d\Omega_p \quad (9)$$

ここで、 $\sigma_{2p}(p)$ は孤立 F 原子の $2p$ AO の空間平均した EMS 断面積である。

$$\sigma_{2p}(p) = (4\pi^3) \frac{P_1 P_2}{p_0} f_{\text{ec}} |\chi_{2p}(p)|^2 \quad (10)$$

さらに、球面調和関数の数学的性質を利用すると、最終的に

$$\sigma_{\text{EMS}}(p) = \sigma_{2p}(p) S_\alpha^f \left(\sum_j c_j^2 \right) [1 + C_0 j_0(pR_{\text{FF}}) + C_2 j_2(pR_{\text{FF}})] \quad (11)$$

を得る。 R_{FF} は異なる F 原子間の距離である。 C_0 と C_2 はそれぞれ次数0と2の球ベッセル関数 j_0, j_2 の係数で、

$$C_0 = 2 \sum_{j>k} c_j c_k \cos \theta_{jk} / \sum_j c_j^2 \quad (12)$$

$$C_2 = 2 \sum_{j>k} c_j c_k \left[\cos \theta_{jk} - 3 \left(\mathbf{e}_j \cdot \frac{\mathbf{R}_{jk}}{|\mathbf{R}_{jk}|} \right) \left(\mathbf{e}_k \cdot \frac{\mathbf{R}_{jk}}{|\mathbf{R}_{jk}|} \right) \right] / \sum_j c_j^2 \quad (13)$$

で与えられる。 θ_{jk} は j 番目と k 番目の F 原子の $2p$ AO 間の空間的配向に関する角度で、 \mathbf{e}_j と \mathbf{e}_k はそれら $2p$ AO の空間的配向方向の単位ベクトルである。ここで、 C_0 と C_2 は各々の MO 毎に固有の一定の値を取ることに注意されたい。

以上で理論的準備は整ったので、早速、CF₄ 分子の最外殻の3つの MO ($1t_1, 4t_2, 1e$) の実験データを図2に示そう。ここでは、式(11)中の干渉項 ($\sum_j c_j^2$) $[1 + C_0 j_0(pR_{\text{FF}}) + C_2 j_2(pR_{\text{FF}})]$ の寄与を露わにするため、孤立 F 原子の $2p$ AO に対する理論的断面積で CF₄ 分子の実験的断面積を割った $\sigma_{\text{EMS}}(p)/\sigma_{2p}(p)$ の形で電子運動量分布を示している。なお、外殻価電子軌道の場合、 S_α^f は1の値を持つと考えてよい。

図2から、実験データは、期待した通り、波打ち構造を示すことが一見して分かる。 R_{FF} , $\sum_j c_j^2$, C_0 , C_2 をパラメータとしてこれら波打ち構造のフィッティングを行えば電子線回折実験による 4.02 Bohr¹⁹⁾ の値と良い一致を示す R_{FF} を得るが、それよりも興味深いことは、実験で得た波打ち構造の位相が MO 毎に異なることである。例えば、 $4t_2$ 軌道は運動量原点で極大値を、 $1t_1$ 軌道と $1e$ 軌道は極小値を取る。これらの観測結果を、図2に実線で示した密度汎関数法による理論的 $\sigma_{\text{EMS}}(p)/\sigma_{2p}(p)$ 曲線が支持する。

上記の観測結果を理解する鍵は、式(11)中の係数 C_0 にある。それは、運動量原点では $j_0(0) = 1$, $j_2(0) = 0$ となって、 C_0 が強度を支配するからである。さらに、ここで考える AO は3つの MO ($1t_1, 4t_2, 1e$) で等価であるため式(6)中の

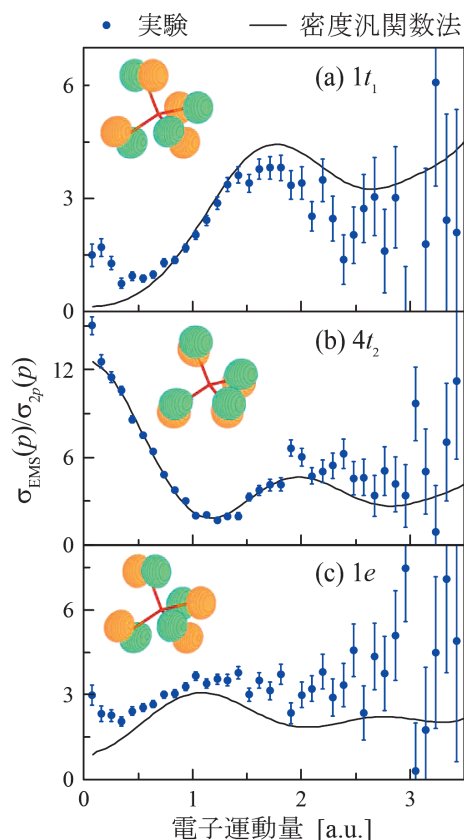


図2 CF₄分子の(a) 1*t*₁, (b) 4*t*₂, (c) 1*e*軌道におけるbond oscillation. 実線は密度汎関数法による理論的bond oscillationで、挿入図は位置空間における電子密度分布。

展開係数 c_j が互いに同じ値を持つことを考慮すれば、 C_0 を

$$C_0 = \frac{1}{2} \sum_{j>k} \cos \theta_{jk} \quad (14)$$

と書き直すことができる。従って、三重縮退した4*t*₂軌道の実験が示す運動量原点での12という強度は、MOを構成する4つの2*p*AOが位相も含めてすべて同方向に整列していることを意味することが分かる。一方、1*t*₁軌道と1*e*軌道では、干渉項が運動量原点で0の値を取るように4つの2*p*AOが互いに空間配向していることを教える。これらの解析の結果は、図2に挿入した密度汎関数法が予言する位置空間での理論的電子密度分布とも矛盾ない。

4. 時間分解電子運動量分光の開発による化学反応の研究

物質が光を吸収して起こす反応、光化学反応が時々刻々進行する様を分光学的に調べる時間分解分光研究は、超短パルスレーザー技術の進歩と共に急速な発展を遂げ、官能基の振動数や電子状態の変化など化学反応を実時間で観測したいという物理化学者全体の夢の一つが現実のものとなりつつある。例えば近年では、超短パルス電子線/X線をプローブとして反応途中での系の原子核位置を時間分解回折法で捉え、化学結合の生成や切断の瞬間まで見ることが可能となった。²⁰⁾ 一方で、分子内で原子核に働く力は電子雲と他の原子核からの静電力として扱えることを示した

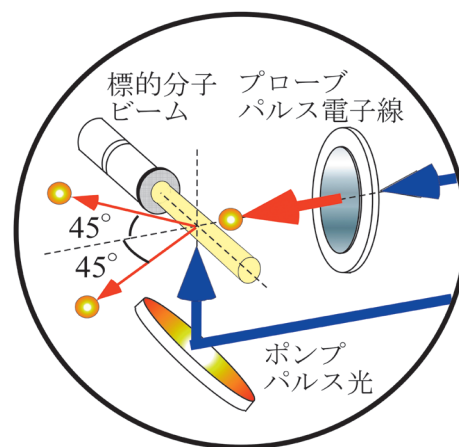


図3 時間分解電子運動量分光装置の概念図。

Hellmann-Feynman の定理²¹⁾ が代表するように、化学反応とは物質内電子の運動の変化が先導して起こる原子核位置の変化と定義づけることも可能である。この観点に立てば、電子の運動のスナップショット的観察法の開発が、化学反応の核心に直接的に迫る目的に必然となる。これを主たる動機として、我々は時間分解EMS (Time-Resolved EMS; TREMS) 装置¹⁶⁾ の開発に取り組んでいる。

図3にTREMS装置の概念図を示す。装置の詳細は文献16をご参照頂くこととして、ここではその概略を記す。5 kHz チタンサファイアレーザー (800 nm, <120 fs 幅, 0.8 mJ) の出力を90%強度のポンプパスと10%強度のプローブパスに分岐する。ポンプパス光は光パラメトリック増幅器を用いて波長可変の真空紫外光に変換し、さらにオプティカルチョッパーにより周波数を2.5 kHzに減じたものを時間分解実験のポンプパルス光とする。一方、プローブパス光は三倍波(267 nm)に変換した後、これをサファイア基板に40 nm厚の銀薄膜を蒸着した形のフォトカソードに背後から入射し、光電効果で生成する電子パケットを加速してプローブパルス電子線 ($E_0 = 1.2$ keV) とする。そして、本プロジェクトのために新規開発した平均軌道半径220 mmというこれまでに類を見ない超大型の球型アナライザーを有するEMS分光器を用いて、反応過渡種のEMSデータをポンプパルス光とプローブパルス電子線間の時間差の関数として測定する。

TREMS開発の技術的困難は、入射電子ビームの超短パルス化に起因する。そもそもパルス化は入射電子ビーム強度を劇的に低下させ、さらに空間電荷効果が単パルス内の電子の個数を制限する。そこで、装置立ち上げ初期の現在は信号強度を最優先して、標的分子ビームを大口径(直径2~3 mm)、空間電荷効果が支配する超短パルス電子線のエネルギー広がりや時間幅、強度を5 eV (fwhm), <1 ps, <50 pA, およびポンプ光とプローブ電子線間の速度差が支配する時間分解能を70 ps (fwhm) とする条件で実験を進めている。

得られた実験データの例として、アセトン重水素置換体

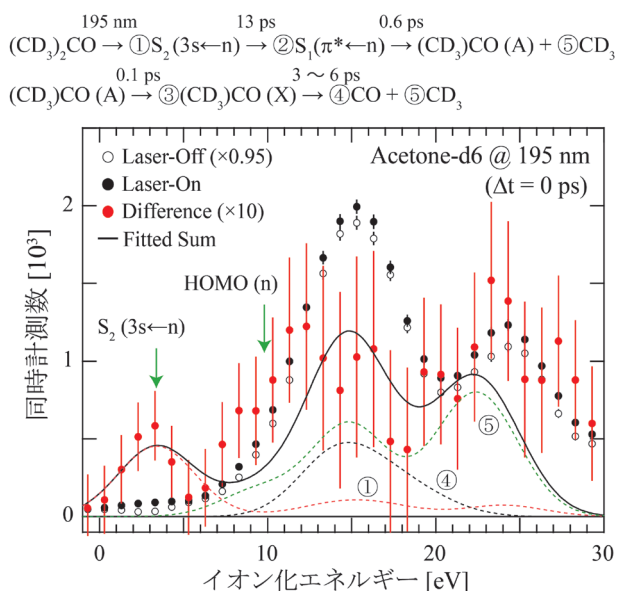


図4 時間分解電子運動量分光によるアセトン重水素置換体の195 nm光励起三体解離反応のイオン化エネルギースペクトル。

(アセトン-d6) に対する結果¹⁷⁾を紹介する。アセトン-d6分子に195 nmの深紫外光を照射すると $\text{S}_2(3s \text{ Rydberg} \leftarrow n)$ 電子状態に励起し、その後、 $\text{S}_1(\pi^* \leftarrow n)$ 電子状態への内部転換を経て逐次的に解離を起こし、最終的にはCO分子と二つのメチルラジカルを生成する。²²⁾ 図4は、ポンプパルス光とプローブパルス電子線間の時間差 $\Delta t = 0 \text{ ps}$ の条件下で得たTREMSイオン化エネルギースペクトルである。このスペクトルは、交互の繰り返し測定の結果で得た、ポンプ光が有る場合のEMSデータ(Laser-On)と無い場合のデータ(Laser-Off)の差スペクトルである。データの統計は劣悪ではあるが、基底状態のアセトン-d6の最高占有MO(HOMO)のイオン化エネルギー($E_{\text{bind}} = 9.7 \text{ eV}$)よりも低エネルギー側、約3.5 eV付近にバンドの存在を見て取れる。これは、エネルギー保存則から、寿命が約13 psの $\text{S}_2(3s \text{ Rydberg})$ 状態にあるフロンティア電子からのイオン化遷移に容易に帰属できる。さらに、本稿ではデータを示さないが、この遷移の実験的電子運動量分布はs型軌道に特有の形状を示し、また反応全体がおよそ20 psで完結²²⁾することと矛盾なく $\Delta t = 100 \text{ ps}$ の条件下ではこのバンドは消失する結果を得ている。以上の観測結果は、本実験の妥当性を確認する。

他方、本実験で用いた時間分解能70 psではアセトン-d6三体光解離反応における過渡状態の逐一の時間的分離が叶わず、従って、実験データは反応全体を俯瞰的に眺めた形の情報を与えていることになる。図4に実線で示した理論スペクトル(Fitted Sum)は、 S_2 および S_1 状態の $(\text{CD}_3)_2\text{CO}$ 、 CD_3CO 、 CO 、 CD_3 の計5つの分子各々に対して平衡核配置で理論計算して得たスペクトルを用いて実験データをフィッティングした際の結果である。実験と理論には、 $E_{\text{bind}} = 8 \sim 11 \text{ eV}$ の領域で有意な差異がある。この差異は、上記理論計算が取りこんでいない、反応始状態から終状態まで

時々刻々変わっていくフロンティア電子のダイナミクスの経路を反映したものと考えられる。事実、我々が行った定性的な理論計算、例えば CD_3CO の炭素原子間距離を解離方向へと徐々に長くして得た理論スペクトルの和は、実験を定性的に再現すべく、8~11 eVの領域でより大きな強度を与える。この予備的結果は、時間分解能が劣悪な現状においても反応ダイナミクスの寄与を高度に取りこんだ理論計算を行うことができれば、TREMS実験との比較から、反応の初期状態として S_2 状態にあったフロンティア電子が各フラグメントに分配移動していく様を探索可能であることを強く示唆する。

5. おわりに

以上、二つの研究成果を例にとって、通常とは異なる視点からの分子科学、いわば運動量空間分子科学の構築と展開を図るEMS研究の最新の動向を紹介した。

CF_4 分子を対象とした研究では、bond oscillationを実験的に初めて実証した。さらに、その後我々が行った H_2 分子を対象とした実験²³⁾から、AOの配向と位相および原子間距離に加え、MOにおける化学結合の効果に対してもbond oscillationは極めて鋭敏であることが分かっている。

一方、アセトン-d6を対象としたTREMS実験では、化学反応におけるフロンティア電子の運動を可視化するという目的に対して一定の成果を世界に先駆けて得た。しかしながら、TREMSデータの質的改善の必要性は言を俟たない。そこで現在、大強度の超音速分子線源を導入しつつあり、これにより標的分子数を桁違いに増やして、データの統計、さらには信号強度とtrade-offの関係にあるエネルギー分解能や時間分解能の向上を図る予定である。また、本装置の性能を相当程度向上させることができれば、光子場と分子との強い結合によって生じる「光の衣をまとった状態」の電子運動量分布²⁴⁾の測定や、回転コヒーレンスにより瞬時的に生成する配向分子のアンサンブルを対象としたMOの三次元観測などの新しい展開も可能になると期待している。

最後に、本稿で取り上げた二つの研究はそれぞれ、東北大多元研の渡辺昇博士と中国科学技術大学のXiang Jun Chen教授、および東北大多元研の山崎優一博士と学生諸君との共同研究であることを記す。

参考文献

- 1) B. Williams, Ed.: *Compton Scattering* (McGraw-Hill, New York, 1977).
- 2) A. L. Hughes and M. M. Mann, Jr.: *Phys. Rev.* **53** (1938) 50.
- 3) E. Weigold and I. E. McCarthy: *Electron Momentum Spectroscopy* (Kluwer/Plenum, New York, 1999).
- 4) M. Takahashi: *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **82** (2009) 751.
- 5) B. Lohmann and E. Weigold: *Phys. Lett.* **86A** (1981) 139.
- 6) 例えば、M. A. Coplan, et al.: *Z. Naturforsch.* **48a** (1993) 358.
- 7) M. Takahashi, et al.: *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2002) 2242.
- 8) M. Yamazaki, et al.: *Meas. Sci. Technol.* **22** (2011) 075602.
- 9) M. Takahashi, Y. Khajuria and Y. Udagawa: *Phys. Rev. A.* **68** (2003) 042710.

10) N. Watanabe, *et al.*: Phys. Rev. A **75** (2007) 052701.
 11) M. Takahashi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 013201.
 12) M. Takahashi, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 213202.
 13) 高橋正彦：日本物理学会誌 **61** (2006) 90.
 14) N. Watanabe, M. Yamazaki and M. Takahashi: J. Chem. Phys. **137** (2012) 114301.
 15) N. Watanabe, X. J. Chen and M. Takahashi: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 173201.
 16) M. Yamazaki, *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **84** (2013) 063105.
 17) M. Yamazaki, *et al.*: *Int. Conf. on Photonic, Electronic and Atomic Collisions XXVIII*, Lanzhou, China, 2013, Abstracts of Contributed Papers.
 18) C. A. Coulson: Proc. Cambridge Philos. Soc. **37** (1941) 55.
 19) M. Fink, *et al.*: J. Chem. Phys. **71** (1979) 5238.
 20) 例えば, A. H. Zewail: Annu. Rev. Phys. Chem. **57** (2006) 65.
 21) R. P. Feynmann: Phys. Rev. **56** (1939) 340.
 22) 例えば, J. C. Owrutsky and A. P. Baronavski: J. Chem. Phys. **110** (1999) 11206.

23) M. Yamazaki, *et al.*: in preparation.
 24) K. A. Kouzakov, Yu. V. Popov and M. Takahashi: Phys. Rev. A **82** (2010) 023410.

Electron Motion in Matter Studied by Compton Scattering and towards Real-Time Imaging of Frontier Electron during Chemical Reaction

Masahiko Takahashi

abstract: We present a study on bond oscillation in CF₄ by means of (e, 2e) electron momentum spectroscopy, a method developed based on electron Compton scattering. Furthermore, we propose time-resolved electron momentum spectroscopy to visualize the change of electron motion in transient species, which is the driving force behind any chemical reactions.

『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. 19-3 (11月15日発行) 目次

「美しい」実験を求めて……………種村雅子
講義室
 「発達の最近接領域」から見たピア・インストラクション
 ……………新田英雄, 森口真靖
 「再生可能エネルギー」の学習に活かしたい数値的データに
 ついて……………寺内 衛, 寺内かえで
 合成抵抗—平衡移動の法則を直流回路に適用する—
 ……………青野 修
実験室
 電気通信大学の物理学実験…………高田 亨, 中村 仁, 鈴木 勝
 医学部における物理学実験……………高須雄一
教育実践
 高大連携による高校生の探究活動—高校生への放射線課題研究
 指導の実践—……………中村 琢
 「基礎物理」の授業へのグループ学習の効果—金沢工業大学
 での教育実践—……………三嶋昭臣

教育報告
 宮崎県における高等学校と大学との物理教育に関する連絡会
 —高大連携・地域連携で考える物理教育—
 ……………森 浩二, 木村英二
 第4回物理教育シンポジウム「理工系学部における人材養成
 輩出の現状と展望」報告……………三沢和彦, 田中忠芳
海外の動向
 第44回国際物理オリンピックの報告と物理教育…………中屋敷 勉
 教育に関する一言……………鈴木増雄/松尾由賀利/長谷川修司
開催情報
寄贈書リスト
総目次
編集後記

スピンの1/2の三角格子反強磁性体の磁化過程と量子多体効果

田中秀数 〈東京工業大学大学院理工学研究科〉

栗田伸之 〈東京工業大学大学院理工学研究科〉

松尾晶 〈東京大学物性研究所国際超強磁場科学研究施設〉

金道浩一 〈東京大学物性研究所国際超強磁場科学研究施設〉

絶縁性磁性体は、磁性原子（或はラジカル）に局在したスピンの磁性を担うので、スピン系として記述される。スピン間には交換相互作用が働き、系の基底状態と励起状態を決める。通常の磁性体では、スピンを量子力学的交換関係を無視した古典的ベクトルのように考えても、磁性の多くを理解できる。これは古典的基底状態が一意的に決まり、量子揺らぎが古典的基底状態を覆すことが殆どないからである。これに対して、スピンの小さい三角格子反強磁性体では、多体効果である幾何学的フラストレーション（隣接するスピンを全て反平行に配置することができない状況）とスピンの小さい場合に顕著な量子効果によって、古典スピンモデルでは説明が難しい基底状態が生まれる。以下に述べるように、量子効果は特に磁場で顕著に現れる。

交換相互作用が等方的な Heisenberg 模型 ($\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{S}_j$) の場合に、三角格子反強磁性体のゼロ磁場の基底状態は、量子効果が最も顕著な $S=1/2$ の場合でも古典スピンモデルの結論と同じく、スピンの互いに 120° をなす三角構造であると考えられている。しかし、古典スピンモデルでは、磁場中の基底状態は一意的に決まらず、古典的基底状態には連続的な縮退が残る。この縮退は量子揺らぎによって解け、ある特定のスピン状態が安定化されることが理論的に知られている。象徴的な量子効果は、3つの部分格子スピンのうちの2つが磁場と平行になり、残る1つが反平行になる *up-up-down* 状態が有限の磁場範囲で安定化され、磁化曲線に飽和磁化の $1/3$ の位置にプラトーが現れることである。これは古典スピンモデルでは説

明できない巨視的量子効果である。しかし、この量子磁化プラトーを含む磁化過程全体の実験的検証は殆どなく、 $S=1/2$ の場合では、歪んだ三角格子をもつ Cs_2CuBr_4 で狭い磁化プラトーや逐次量子相転移が観測されたのみであって、理論の検証は定性的な範囲に限られていた。

$\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ は、有効スピン $1/2$ をもつ Co^{2+} が正規の三角格子を形成する反強磁性体である。最近、我々は $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ の粉末試料と単結晶試料の強磁場磁化測定を行い、量子磁化プラトーを含む磁化過程全体の実験的検証を初めて行った。実験で得られた磁化曲線は厳密対角化や結合クラスター法による高精度の計算結果と定量的に一致する。これらの実験を通して、 $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ では、 Co^{2+} 化合物としては例外的に交換相互作用が Heisenberg 模型に近いこと、また、2次元性が良いことが実証された。一方、磁化プラトー相の高磁場側に量子揺らぎが安定化する新しい高磁場相も観測された。この高磁場相の起源として、磁気異方性や三角格子面間の相互作用の効果が理論的に考えられている。

$S=1/2$ 三角格子反強磁性体の磁気励起では、励起エネルギーの負の量子再規格化などの新奇な量子効果が予言されている。中性子散乱でこれを検証するうえで、 $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ は格好のモデル物質となる。

—Keywords—

磁化過程と磁化プラトー：磁性体に磁場 (H) を印加したときの磁気分極を磁化 (M) といい、磁場掃引に対する磁化の応答 $M(H)$ を磁化過程という。磁化は強磁性体を除いて低磁場領域で $M \propto H$ が成り立ち、原点から直線的に立ち上がるが、物質固有の安定磁気相があるときなどに線形関係から外れ、磁化が磁場に対して平坦な領域が現れる。これを磁化プラトーといい、量子揺らぎの強い非自明磁気相の存在を示唆する有力な手がかりを与える。

古典スピンと量子スピン：スピンの各成分を可換な変数とみなせるスピンを古典スピンという。古典スピン系の各状態は矢印の配位によって記述される。一方、スピン成分の非可換性があらわとなるものを量子スピンという。

1. はじめに

磁性研究のスペクトルは基礎から応用まで大変広い。我々は主として絶縁性磁性体を対象にし、そこで現れる多体効果と量子効果に興味をもって研究を行っている。絶縁性磁性体では磁性原子に局在したスピンの磁性を担う。スピン間には強磁性的、或は反強磁性的の交換相互作用が働き、その多様なネットワークに磁気異方性と外部磁場による Zeeman 効果とが加わり、多種多様な磁気現象が現れる。しかし、通常の磁性体では、スピンを量子力学的交換関係を無視した古典的ベクトルのように考えても、磁性の多くを理解することができ、顕著な量子効果が見られることは少ない。これは古典的基底状態が一意的に決まり、量子揺らぎが古典的基底状態を覆すことが殆どないためである。

交換相互作用が等方的な Heisenberg 模型で表される三角格子反強磁性体では、幾何学的フラストレーションのために、スピンの互いに妥協し合う 120° 構造が古典的基底状態になる。これに対して、スピン S が $1/2$ の場合には、顕著な量子効果によって、古典的基底状態が覆され、singlet 対からなる Resonating-Valence-Bond (RVB) 状態が基底状態になることが Anderson によって指摘された。¹⁾ この RVB 理論に端を発して、 $S=1/2$ 三角格子反強磁性体の理論的研究が精力的に行われた。現在では、基底状態は RVB 状態のようなスピン液体ではなく、 120° 構造の秩序状態であることが理論的コンセンサスであると思われる。^{2,3)} このように、 $S=1/2$ 三角格子反強磁性体の零磁場の基底状態は定性的には古典スピン模型の基底状態と同じであるが、⁴⁾ 以下で述べるように、磁場中で顕著な量子効果が現れる。

2. 揺らぎによる秩序と磁場中量子相転移

三角格子 Heisenberg 反強磁性体では、スピンを古典的ベクトルのように考えると、磁場中の平衡状態は3つの部分格子スピン S_1, S_2, S_3 を用いて

$$S_1 + S_2 + S_3 = g\mu_B H / (3J) \quad (1)$$

のように表される。磁場のまわりの一様な回転で得られる自明な縮退を除いても、スピン配置を決定するには5つの変数が必要であるので、スピン配置は式(1)の平衡条件からは一意的に決まらない。従って、磁場中の古典的基底状態には連続的な縮退が残る。また、磁化曲線は磁場に比例して単調に増加し、飽和に至るだけである。しかし、連続縮退をした個々のスピン状態の量子揺らぎのエネルギーは異なっているので、この連続的縮退は量子揺らぎによって解け、ある特定のスピン状態が安定化される。⁵⁻⁸⁾ この秩序化の機構は“揺らぎによる秩序化”(order by disorder)とよばれている。理論によれば、図1の(a), (b), (c)の構造が磁場を増加するに連れて、順次安定化される。対称性の良い図1(d)の傘構造は、量子揺らぎエネルギーの利得が少なく、不安定になる。象徴的な量子現象は、図1(b)に示された *up-up-down* 状態が有限の磁場範囲で安定化され、

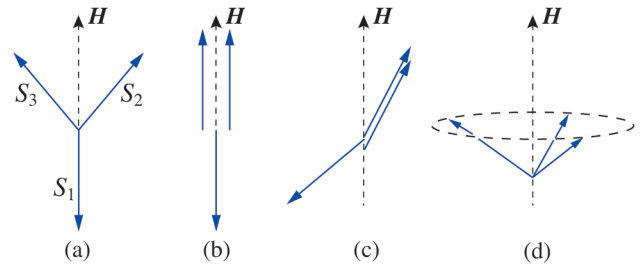


図1 磁場中での三角格子 Heisenberg 反強磁性体のスピン構造。

磁化曲線に飽和磁化の $1/3$ の位置に平坦領域 (プラトー) が現れることである。⁹⁾ このように $S=1/2$ 三角格子反強磁性体では、磁場中で巨視的量子現象を伴う量子相転移が起こる。この磁場中の量子効果は磁化過程に最も顕著に現れるので、種々の手法で磁化過程の計算が行われている。^{5,6,10-12)} 近年の計算方法の進歩により、磁化過程は高精度で求められている。¹⁰⁻¹²⁾

$S=1/2$ 三角格子反強磁性体の示す顕著な量子現象を実験的に検証することは磁性物理学の重要な課題の1つであるので、モデル物質の探索が精力的に行われてきた。しかし、量子磁化プラトーを示すモデル物質は少なく、歪んだ三角格子をもつ Cs_2CuBr_4 で磁場範囲の狭い磁化プラトー相が観測されているのみである。¹³⁾ また、正規の三角格子をもつ物質は見出されていなかった。 Cs_2CuBr_4 では磁化プラトー相の他に幾つかの量子相が観測されているが、¹⁴⁾ 三角格子が二等辺三角形に歪んでいるうに、反対称な Dzyaloshinsky-Moriya (DM) 相互作用 ($\mathbf{D}_{ij} \cdot [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j]$) が存在するために、磁気モデルは複雑で、定量的な解析が困難である。そのような訳で、正規の三角格子をもち、且つ量子効果の顕著なスピン $1/2$ の三角格子反強磁性体の開拓が必要である。本研究で我々は、有効スピン $1/2$ をもつ Co^{2+} が正規の三角格子を形成する反強磁性体 $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ の粉末試料と単結晶試料の強磁場磁化測定を行い、量子磁化プラトーを含む磁化過程全体の実験的検証を行った。^{15,16)}

3. なぜコバルト化合物なのか

$S=1/2$ 三角格子反強磁性体のモデル物質を探索する場合には、まず思いつくのはスピン $1/2$ をもつ Cu^{2+} からなる化合物である。八面体配位の Cu^{2+} で正規の三角格子をつくるには、 Cu^{2+} を中心とする八面体が低温でも局所的に三方対称を保つ必要がある。しかし、三方対称の八面体配位では、 Cu^{2+} の e_g 軌道の縮退が解けず、 $3,000\text{ K}$ 程度の大きな Jahn-Teller エネルギーが解放されないままになる。従って、室温以下では三方対称の八面体は不安定になり、必ず低対称に変形するので、正規の三角格子をつくることはできない。これに対して、八面体配位の Co^{2+} の場合、八面体が三方対称でも一般的に安定である。また、 Co^{2+} の磁気モーメントは有効スピン $1/2$ で記述できる。そのような訳で、我々は八面体配位の Co^{2+} からなる化合物で三角格子反強磁性体の探索を行った。

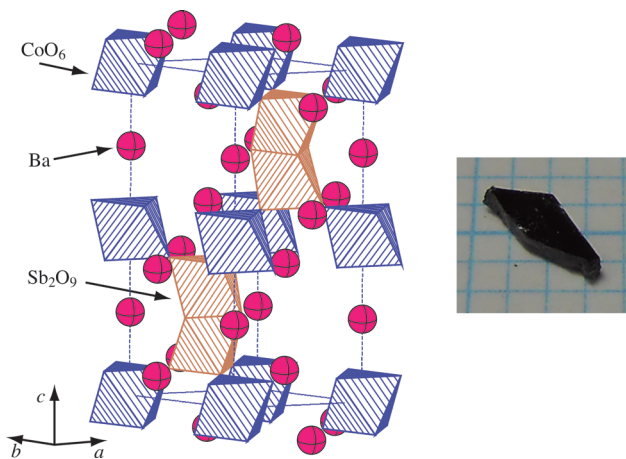


図2 Ba₃CoSb₂O₉の結晶構造。青い斜線の八面体がCoO₆、黄土色の2重八面体がSb₂O₉である。右は溶融法で育成した単結晶。紙面に平行な平坦な面が*c*面である。背景の1目盛りは1 mmである。

空間群 $P6_3/mmc$ の六方晶化合物 Ba₃CoSb₂O₉ は $S=1/2$ 三角格子反強磁性体の有力な候補物質である。¹⁷⁾ 図2は Ba₃CoSb₂O₉ の結晶構造を示したものである。青い斜線の八面体の中心に磁性イオン Co²⁺ が位置し、*c* 面に平行な面内で正規の三角格子を形成している。また、三角格子の間には非磁性の Ba²⁺ イオンや2重八面体 Sb₂O₉ があるので、三角格子面間の交換相互作用は小さいと考えられる。高対称の構造のために、DM相互作用は*c*面内では第3近接間まで存在しない。Ba₃CoSb₂O₉ は三角格子面間の弱い交換相互作用によって、 $T_N=3.8$ K で磁気相転移を起こすことが知られている。¹⁸⁾

八面体配位の Co²⁺ イオンの磁性を議論するときは、最低エネルギーの軌道3重項⁴T₁のみを考えれば良い。¹⁹⁾ この軌道3重項はスピン軌道相互作用と三方対称の結晶場によって6個のKramers doubletに分裂する。スピン軌道相互作用定数 $\lambda = -178$ cm⁻¹に比べて、温度が十分低い場合には、最低エネルギーのKramers doubletのみを考えれば良い。 $S=3/2$ の真のスピン間の交換相互作用 $\mathcal{H}_{\text{ex}} = \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ をこのKramers doubletに射影した有効交換相互作用は、有効スピン $s=1/2$ を用いて

$$\mathcal{H}_{\text{ex}}^{\text{eff}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \left[J_{ij}^{\perp} (s_i^x s_j^x + s_i^y s_j^y) + J_{ij}^{\parallel} s_i^z s_j^z \right]. \quad (2)$$

のように、XXZ模型で表される。また、擬スピン $s=1/2$ に対する g 値は通常の $g=2$ の2倍程度になる。式(2)の相互作用は、八面体が三方対称に縮んでいるときや伸びているときにはXY的、或はIsing的になるが、三方対称の変形がない場合にはHeisenberg模型になる。

4. Ba₃CoSb₂O₉の強磁場磁化過程

Ba₃CoSb₂O₉の強磁場磁化過程の測定は東京大学物性研究所国際超強磁場科学研究施設のパルスマグネットを用いて行った。まず最初に行った粉末試料の実験結果¹⁵⁾を述べる。図3(a)は1.3 Kで測定したBa₃CoSb₂O₉の粉末試料の磁化(M)と微分磁化率($\chi = dM/dH$)である。50 Tまでの

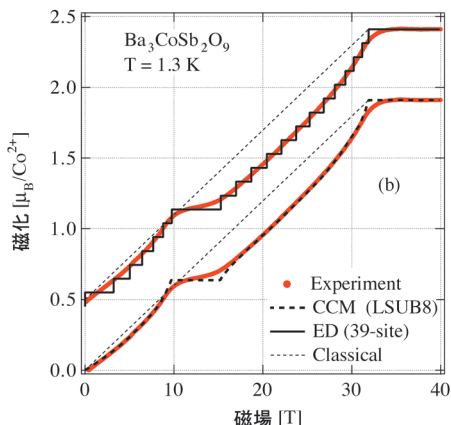
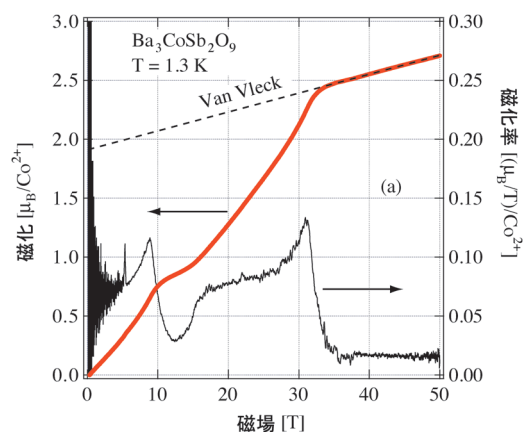


図3 Ba₃CoSb₂O₉の粉末試料の磁化過程。¹⁵⁾ (a)は磁化 M と微分磁化率 dM/dH の生データ。(b)はVan Vleck常磁性の補正後の磁化曲線。実線は39サイト厳密対角化の結果、¹⁰⁾ 破線は結合クラスター法¹¹⁾による計算結果である。細い点線は古典スピン模型の磁化曲線。

磁場範囲で全磁化過程が観測される。有効スピンの飽和は $H_s=31.9$ Tで起こる。飽和磁場 H_s 以上で磁化曲線が有限の傾きをもつのは八面体配位のCo²⁺に特徴的な温度に依存しない大きなVan Vleck常磁性のためである。飽和磁場以上の磁化曲線からVan Vleck常磁性磁化率は $\chi_{\text{VV}} = 1.60 \times 10^{-2} (\mu_B/T)/\text{Co}^{2+} = 8.96 \times 10^{-3}$ emu/molと求められる。飽和磁場以上の磁化をゼロ磁場に外挿した値が有効スピンによる飽和磁化である。このようにして、飽和磁化 M_s と g 値はそれぞれ $M_s = 1.91 \mu_B/\text{Co}^{2+}$, $g = 3.82$ のように求められる。また、交換相互作用と飽和磁場には $4.5J = g\mu_B H_s$ の関係があるので、交換相互作用の値は $J/k_B = 18.2$ Kと求められる。

図3(b)はVan Vleck常磁性の補正をした磁化曲線である。飽和磁場の1/3に明瞭な磁化プラトーが観測される。図の太い実線は39サイト厳密対角化による計算結果¹⁰⁾を、太い破線は高次の結合クラスター法による計算結果¹¹⁾を示している。ここでは飽和磁場と飽和磁化の値を実験結果に合わせてある。粉末試料のために臨界磁場近傍での磁化の異常に少し鈍りが見られるが、全磁場範囲にわたって実験結果と理論は定量的に一致している。量子揺らぎがスピンの $up-up-down$ 状態を安定化させることによって生ずる1/3磁化プラトーが広い磁場範囲($0.30 < H/H_s < 0.48$)にわたって

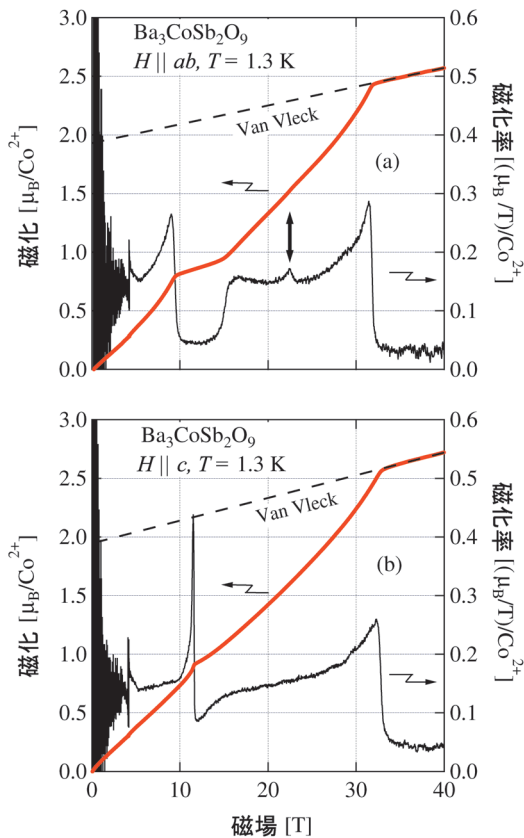


図4 Ba₃CoSb₂O₉単結晶の磁化過程.¹⁶⁾ (a)は磁場がc軸に垂直な場合、(b)は磁場がc軸に平行な場合である。(a)の両端矢印は単結晶で観測された相転移である。

て現れることが実証された。粉末試料での実験であるが、もし磁場方向に依存して磁化曲線が大きく異方的であると、1/3磁化プラトーはこれほど明瞭には観測されない。これはBa₃CoSb₂O₉が理想的な $S=1/2$ 三角格子Heisenberg反強磁性体に近いことを示している。しかし、磁気異方性の有無や磁化過程を精密に測定するためには単結晶での実験が必要である。

図4は1.3 Kで測定したBa₃CoSb₂O₉の単結晶試料の磁化過程である。磁化の絶対値は常磁性共鳴で求めた g 値で補正した。4 T付近の dM/dH の異常は、装置上の問題で起こるもので、試料に固有の異常ではない。図を見て分かるように、相転移磁場での磁化の異常は粉末試料の場合に比べて鋭くなっている。磁化の飽和は $H \perp c$ の場合には、 $H_s^\perp = 31.9$ Tで、 $H \parallel c$ の場合には $H_s^\parallel = 32.8$ Tで起こる。飽和磁場以上の磁化の線形な増加はVan Vleck常磁性によるものであるので、これをゼロ磁場に外挿した値が有効スピンの飽和磁化である。磁化の絶対値は、有効スピンの飽和磁化 M_s が常磁性共鳴で求めた g 値を用いて、 $M_s = g\mu_B/2$ となるように較正した。 $H \perp c$ と $H \parallel c$ における g 値はそれぞれ $g_\perp = 3.84$ 、 $g_\parallel = 3.87$ と求められた。¹⁶⁾ g 値で較正した飽和磁化の値は、それぞれ $M_s^\perp = 1.93$ 、 $M_s^\parallel = 1.94 \mu_B/\text{Co}^{2+}$ である。両磁場方向の g 値が殆ど等しいことから、Ba₃CoSb₂O₉において g 値や交換相互作用の異方性の原因となる三方対称の結晶場が極めて小さいことが分かる。

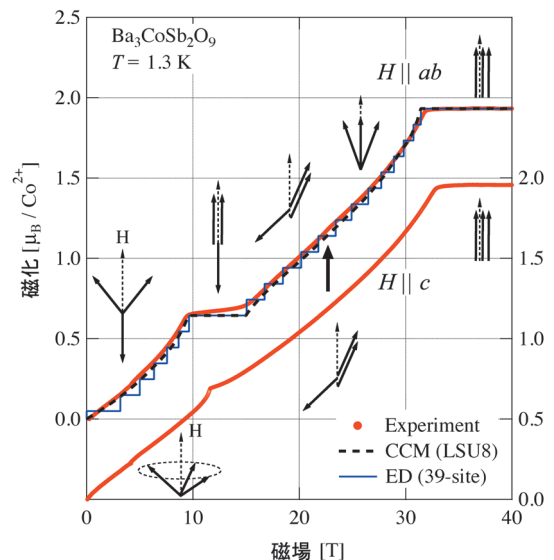


図5 Van Vleck常磁性の補正後のBa₃CoSb₂O₉単結晶の磁化過程.¹⁶⁾ 実線と破線はそれぞれ、厳密対角化¹⁰⁾と結合クラスター法¹¹⁾による磁化過程の計算結果である。また、各相でのスピン構造を図示してある。

図4及び図5に示したVan Vleck常磁性の補正をした磁化曲線から分かるように、 $H \perp c$ では飽和磁化の1/3に明瞭な磁化プラトーが見られる。また、 dM/dH に $H_c = 22$ Tに相転移による小さなカスプが見られる。この相転移は粉末試料では観測されなかったもので、単結晶の実験で新たに観測されたものである。一方、図4(b)に示されたように、 $H \parallel c$ では磁化プラトーは見られず、代わってカスプ状の異常が $M \sim M_s/3$ に観測される。この磁化過程は、Ba₃CoSb₂O₉のもつ磁気異方性が容易面型であることを示している。

$H \parallel c$ のスピン状態については、低磁場では容易面型異方性エネルギーを得る傘構造(図1(a))が安定であり、磁場を増加すると、傘構造から $up-up-down$ 構造をスキップして高磁場の2:1 coplanar (共面的)構造(図1(c))へ直接転移すると考えられる。⁶⁾ この容易面型異方性の存在は T_N 以下で観測されたESRの集団励起モードからも確認した。¹⁶⁾ また、その解析から、容易面型異方性 ΔJ と三角格子面間の反強磁性交換相互作用 J' は $\Delta J/k_B = 1.02$ K、 $J'/k_B = 0.48$ Kと求められた。異方性の大きさは三角格子面内の交換相互作用 $J/k_B = 18.5$ Kの5.5%であり、面間の交換相互作用は J の2.6%であって、いずれも J に比べて非常に小さい。

図4(a)の dM/dH から分かるように、 $H \perp c$ の場合に、 $H_c = 22$ Tに新しい相転移が見られる。この相転移は容易面型異方性が原因で起こるもので、2:1 coplanar構造から図5に図示した対称なcoplanar構造への相転移であると推測される。^{20,21)} これに対して、 H_c 以下では隣接する三角格子面間で同じ向きを向いていた2:1 coplanar構造が、 H_c 以上で磁場に関して左右逆向きの構造をとるという理論^{22,23)}もある。NMRなどの実験で H_c 以上の高磁場のスピン構造を決定する必要がある。

5. おわりに

スピン系の磁場中での量子効果は磁化過程に顕著に現れる。我々は、 $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ の強磁場磁化過程の測定から、 $S=1/2$ 三角格子Heisenberg反強磁性体が磁場中で示す巨視的量子効果を検証すると共に、この物質が理想的な $S=1/2$ 三角格子Heisenberg反強磁性体に近いことを示した。これは三方対称の結晶場がスピン軌道相互作用に比べて極めて小さく、八面体配位の Co^{2+} では例外的に有効交換相互作用がHeisenberg模型に近くなったためと考えられる。磁場中の量子効果の中で、特に磁化プラトーは格子の完全性に敏感で、欠陥などのdisorderがあると、急速に鈍ってしまう。 $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ で明瞭な磁化プラトーが観測されたことは、格子にdisorderが極めて少ないことを示している。

量子揺らぎは基底状態だけではなく、励起状態にも大きな効果をもたらす。 $S=1/2$ 三角格子Heisenberg反強磁性体の磁気励起について幾つか理論が出されている。²⁴⁻²⁶各理論で共通している新奇な予言は、励起エネルギーが量子多体効果によって大きな負の再規格化を受けることである。すなわち、励起エネルギーが線形スピン波理論で求めた値に比べて相当小さくなる。これは、1次元反強磁性体で知られている正の量子再規格化²⁷⁾とは逆の現象である。また、分散関係にヘリウムの格子振動に現れるロトンのような構造も予言されている。中性子非弾性散乱で $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ の磁気励起を詳細に調べることは今後の重要な課題である。

本研究は白田雄高氏、薄拓哉氏、田中卓也氏、野尻浩之教授との共同研究である。坂井徹博士、中野博生博士、Damian Farnell博士、Johannes Richter教授には磁化過程の計算結果をご提供頂いた。また、山本大輔博士とOleg Starykh教授には磁場中のスピン状態に関する有意義な議論とコメントを頂いた。これらの方々に感謝申し上げます。

参考文献

- 1) P. W. Anderson: Mater. Res. Bull. **8** (1973) 153.
- 2) D. A. Huse and V. Elser: Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2531.
- 3) Th. Jolicoeur and J. C. Le Guillou: Phys. Rev. B **40** (1989) 2727.
- 4) 格子点上のスピン期待値は、量子揺らぎによって古典スピン模型の1/2に比べて著しく小さくなる。

- 5) A. V. Chubukov and D. I. Golosov: J. Phys.: Condens. Matter **3** (1991) 69.
- 6) T. Nikuni and H. Shiba: J. Phys. Soc. Jpn. **62** (1993) 3268.
- 7) 二國徹郎: 固体物理 **30** (1995) 575.
- 8) 斯波弘行: 固体物理 **40** (2005) 845.
- 9) up spin と down spin の期待値 $\langle S \rangle_u$ と $\langle S \rangle_d$ の間に $2\langle S \rangle_u + \langle S \rangle_d = 1/2$, $|\langle S \rangle_d| < |\langle S \rangle_u| < 1/2$ の関係がある。
- 10) T. Sakai and H. Nakano: Phys. Rev. B **83** (2011) 100405(R).
- 11) D. J. J. Farnell, *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **21** (2009) 406002.
- 12) C. Hotta, *et al.*: Phys. Rev. B **87** (2013) 115128.
- 13) T. Ono, *et al.*: Phys. Rev. B **67** (2003) 104431.
- 14) N. A. Fortune, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 257201.
- 15) Y. Shirata, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 057205.
- 16) T. Susuki, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 267201.
- 17) U. Treiber and S. Kemmler-Sack: Z. Anorg. Allg. Chem. **487** (1982) 161.
- 18) Y. Doi, *et al.*: J. Phys.: Condens. Matter **16** (2004) 8923.
- 19) M. E. Lines: Phys. Rev. **131** (1963) 546.
- 20) Ch. Griset, *et al.*: Phys. Rev. B **84** (2011) 245108.
- 21) D. Yamamoto, *et al.*: arXiv: 1309.0086.
- 22) R. S. Gekht and I. N. Bondarenko: Sov. Phys. JETP **84** (1997) 345.
- 23) G. Koutroulakis, *et al.*: arXiv: 1308.6331.
- 24) O. A. Starykh, *et al.*: Phys. Rev. B **74** (2006) 180403(R).
- 25) W. H. Zheng, *et al.*: Phys. Rev. B **74** (2006) 224420.
- 26) A. L. Chernyshev and M. E. Zhitomirsky: Phys. Rev. B **79** (2009) 144416.
- 27) J. des Cloizeaux and J. J. Pearson: Phys. Rev. **128** (1962) 2131.

(2013年9月17日原稿受付)

Magnetization Process and Quantum Many-Body Effects in Spin-1/2 Triangular-Lattice Antiferromagnet Hidekazu Tanaka, Nobuyuki Kurita, Akira Matsuo and Koichi Kindo

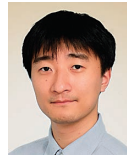
abstract: Hexagonal compound $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ approximates the two-dimensional $S=1/2$ triangular-lattice Heisenberg antiferromagnet, in which a magnetic Co^{2+} ion has an effective spin-1/2. We have performed high-field magnetization measurements on $\text{Ba}_3\text{CoSb}_2\text{O}_9$ using powdered sample and single crystals. For powdered sample, we found that the entire magnetization curve including the one-third quantum magnetization plateau is in excellent quantitative agreement with the results of theoretical calculations. However, for single crystals, we observed anisotropy in magnetization process. A one-third quantum plateau is clearly observed for $H\parallel ab$, whereas for $H\parallel c$, the magnetization curve exhibits a cusp near one-third of the saturation field. The suppression of the one-third plateau for $H\parallel c$ is ascribed to the easy-plane anisotropy. For $H\parallel ab$, we found an small magnetization step above the plateau range indicative of a new high-field quantum phase.

デュアルコム分光～FT-IRにかわる高速広帯域精密分光～



久世直也

東京大学物性研究所極限
コヒーレント光科学研究
センター



小澤 陽

東京大学物性研究所極限
コヒーレント光科学研究
センター



小林洋平

東京大学物性研究所極限
コヒーレント光科学研究
センター

分光器は大きく2つのタイプに区別される。グレーティングを用いて光を波長ごとに空間的に分割するもの(分散型)と、マイケルソン型干渉計を用いて光の位相情報を利用する方法(フーリエ分光,あるいはFT-IR)である。フーリエ分光は分散型に比べ単一の検出器で多波長を同時に分光できるという長所を持ち、分子の吸収線が多い赤外領域でよく用いられている。フーリエ分光は1970年頃から開発され、今では製品化も進み、広く普及している。

フーリエ分光の周波数分解能とデータ取得スピードはそれぞれ遅延ステージを動かす距離(相対位相変化量に対応)と遅延ステージを動かすスピードで決定する。したがってより高い分解能、速いデータ取得を行いたいならば、遅延ステージを高速に、かつ長い距離動かせばよい。ただし、機械的にステージを動かしている限り、現在のフーリエ分光の性能を桁オーダーで改善することは困難であろう。

2つの光の相対位相変化を自動的に、かつ広い範囲にわたって測定することは可能であろうか? 答えはパルス間隔が異なる2台の超短パルスレーザー(以下、光周波数コムと呼ぶ)を用意すればよい。2台の光周波数コムの出力を重ね合わせるとき、それぞれのレーザーからのパルスが完全に時間的に重なるとする。このとき、1つ後のパルス対は時間的に少しずれる。なぜなら光源としてパルス間隔が異なるレーザーを用いているからである。さらに1つ後のパルス対はさらに時間的に少しずれる。このようにパルス間隔が異なる2台の光周波数コムを用いれば、遅延ステージを機械的に動かす必要なく、2つの光の相対位相に変化をつけることが可能となる。これによ

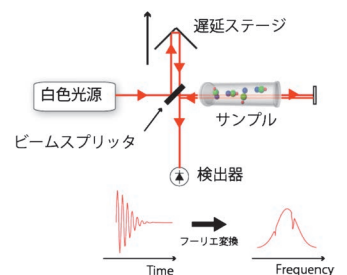
りフーリエ分光に比べデータ取得時間は桁オーダーで短縮される。この方法は2台の光周波数コムを用いるのでデュアルコム分光と呼ばれる。ここまではデータ取得時間の高速化に関する話だが、光源として光周波数コムを用いることで相対位相変化量も非常に大きくすることができ、周波数分解能も非常に高くできる。これはパルス間隔、キャリア位相を高精度に制御した光周波数コムの位相のコヒーレンス時間が非常に長いことに由来する。

デュアルコム分光は非常に素晴らしい分光法であると評価されているが、まだまだ広く普及しているとは言えない。その最大の理由は2台の光周波数コムを高精度に位相同期する必要があり、それが技術的に非常に難しいからである。筆者らは、最近提案された従来の位相同期法に代わる簡便な位相同期法で2台の光周波数コムを位相同期させ、実際にデュアルコム分光を行い、データ取得時間400 μ sで、周波数分解能が200 MHz、あるいはデータ取得時間が150 msで、原理的な周波数分解能が10 Hz程度の分光が可能である分光システムを完成させた。さらにデュアルコム分光をFBG歪センサーに応用した実験についても推し進めている。

—Keywords—

フーリエ分光 (FT-IR) :
片側の光路に機械的な遅延ステージをつけたマイケルソン型干渉計を用いる。光路にサンプルを挿入し、遅延ステージを連続的に動かすことで、2つの光の相対位相を連続的に変化させ、干渉波形を元にサンプル応答を測定する分光手法(下図参照)。一般的なフーリエ分光器の性能はデータ取得時間は1秒程度で、周波数分解能は10 GHz程度である。

光周波数コム :
パルス間隔が100 ns以下、パルス幅が100 fs以下の超短パルスレーザー。パルス間隔、キャリア位相を高精度に制御することが可能であり、19桁の周波数測定を可能にするほど高い精度を持つレーザーである。次世代時間標準として期待される光原子時計の遷移周波数測定などに用いられる。



フーリエ分光 (FT-IR) の概念図。

1. 光周波数コム

パルス間隔、キャリア位相を高精度に制御された超短パルスレーザーは周波数領域では超高精度な光のものさしと考えられ、光周波数コム¹⁻³⁾と呼ばれる。光周波数コムは光周波数領域の絶対周波数測定を容易にし、光周波数領域の精密分光の分野で非常に大きな役割を果たしている。その代表的な応用例は次世代時間標準として期待される高精度光原子時計の評価である。光周波数コムは光原子時計の遷移周波数の測定に用いられる。⁴⁾ 光周波数コムの誕生により、光原子時計の遷移周波数測定のシステムは非常に簡便になり、各国で光原子時計の開発が盛んに行われるようになった。光周波数コムは超精密分光の分野への寄与が評価され、2005年にノーベル賞が与えられた。それ以降も紫外領域^{5,6)}や中赤外領域^{7,8)}の光周波数コムの開発が進み、量子電磁力学の検証や、分子の指紋領域の高感度精密分光による医療への応用などが考えられている。さらにはアストロコムと呼ばれる宇宙から届く光の周波数の長期間精密周波数測定による新規惑星探索といった天文分野への展開も進められている。⁹⁾

光周波数コムはレーザー媒質を含む共振器の縦モードを同期することで発生する。共振器の縦モードは $mc/2nL$ (m は整数、 c は光速、 n は屈折率、 L は共振器長)で表される。一般的に屈折率は波長依存性を持つため縦モード間隔は不等になるが、これらの縦モードの位相を同期させると等間隔(T)のパルス列が発生する。この時、縦モードの波長依存性はなくなり、パルス列の間隔の逆数(f_{rep})を間隔とするモードの集合となる。 f_{rep} は繰り返し周波数と呼ばれる。

このことより光周波数コムのモードは

$$f_n = f_0 + n f_{\text{rep}} \quad (1)$$

となる。ここで、 n は整数、 f_n は n 番目の光周波数コムのモードの周波数を表す。また、 f_0 はオフセット周波数と呼ばれ、光周波数コムのモードをゼロ周波数まで仮想的に延長したときのオフセットである。 f_n は光周波数であるのに対し、 f_0 は10-50 MHz、 f_{rep} は100-200 MHz程度である。光周波数コムのモード数は数10万から数100万である。式(1)から分かるように繰り返し周波数とオフセット周波数の2つのパラメータを安定化することで光周波数コムの全てのモードが安定化される。安定化された光周波数コムの精度は19桁まで可能であり、¹⁰⁾これが光周波数コムが精密分光の分野へ大きく貢献した最大の理由である。

2. デュアルコム分光

デュアルコム分光は繰り返し周波数が少し異なる2台の光周波数コムを用いる分光法であるが、まずは周波数領域で考えることで測定帯域、周波数分解能について説明する(図2)。繰り返し周波数が少し異なることはそれぞれの光周波数コムのモード間隔が少し異なることに対応するので、それぞれのモードは少しずつずれていく。図2(b)ではあ

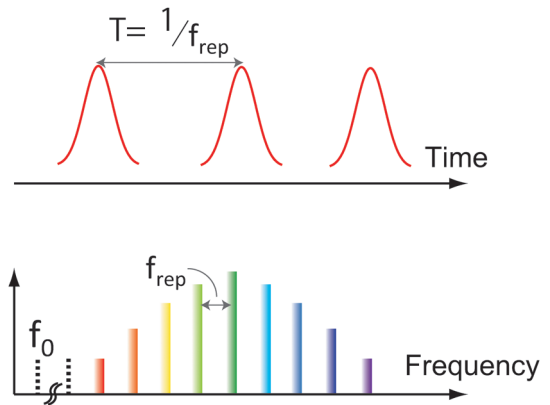


図1 光周波数コムの時間領域と周波数領域の関係。

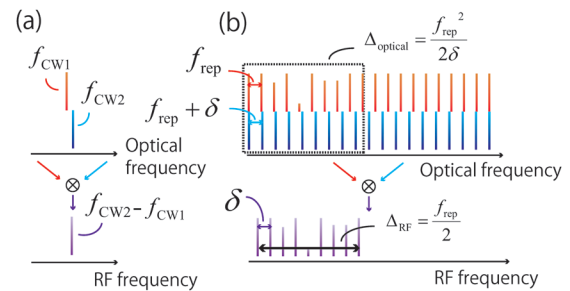


図2 (a) 周波数領域の2台のCWレーザーのビート。(b) デュアルコム分光の周波数領域での記述。点枠は測定帯域を表し、コム構造の凹みはサンプルの応答を示す。

る周波数(左端)で1対のコムのモードが一致し、周波数が大きくなるにつれ、コムのモード対が少しずつずれていく様子を示している。このような2台の光周波数コムを重ね合わせると何が起こるのであろうか? それを考えるために1つ簡単な例として周波数が異なる2つの単一縦モード Continuous Wave (CW) レーザーを重ね合わせたときを考えてみる。このとき、2つの光波の干渉の結果、2つの光波の光周波数の差の周波数成分が生じる(図2(a))。次に、図2(b)に示された2つの光周波数コムの場合について考えてみる。隣接するモードに注目すると、それらの差分成分が観測されるため、全てのコムのモードペアで考えると、光周波数領域のコム構造がラジオ波周波数(以下RF周波数: kHzから100 MHz程度)領域に下方変換することになる。光周波数領域で直接分光を行うと分光器の周波数分解能がGHzである一方で、デュアルコム分光では周波数分解能は十分に長い測定時間を確保できればコムのモードを掃引することで原理的にはコムのモード線幅まで可能となる。実験的には音響光学素子(AOM)などを用いることでコムのモードの掃引が可能である。ただし、コムのモードを掃引しない場合にはコムのモード間隔である繰り返し周波数で分解能は制限される。次に測定周波数帯域について考える。デュアルコム分光では光周波数領域の情報をRF周波数領域に下方変換するが、RF周波数領域で観測されるコムのモードが光周波数領域ではどのコムのモードに対応するのかを明らかにするためには、RF周波数領域のコ

ムのモードと光周波数領域のコムモードを1対1に対応させることが必要となる。ここで改めて図2(b)のように2台の光周波数コムのコムのモードが2つの周波数領域で一致している(図では左端と右端のコムのモード)状況を考えてみる。この場合右端から n 番目と左端から n 番目の2つの光周波数モードペアが同じRFモードに対応することになる。このため、このような状況では光周波数とRF周波数を1対1に対応できない(エリアシング)。通常デュアルコム分光においては、このようなことが起きないように、バンドパスフィルタにより分光に用いる光周波数の帯域を制限する必要がある。これが測定可能光周波数帯域となる(図2(b)の点枠)。測定可能光周波数帯域は、光周波数コムの繰り返し周波数(f_{rep})と、繰り返し周波数差(δ)を用いてRF周波数領域、光周波数領域でそれぞれ

$$\Delta_{\text{RF}} = \frac{f_{\text{rep}}}{2} \quad (2)$$

$$\Delta_{\text{optical}} = \frac{f_{\text{rep}}^2}{2\delta} \quad (3)$$

と表される。RF周波数に f_{rep}/δ を乗算することで光周波数に較正される。例えば繰り返し周波数を100 MHz、繰り返し周波数差を1 kHzとすると、光周波数領域での測定帯域は5 THzとなる。繰り返し周波数差を小さくすれば測定帯域を大きくすることが可能だが、後で説明するようにその分測定時間が長くなる。また2台の光周波数コムの位相同期に広い周波数にわたって高い精度が要求されるようになり、実験的には難易度が高くなる。デュアルコム分光法の重要な特長の1つとして、先ほど述べたように光周波数コムのモード1本1本を分離してRF領域で観測できるという点があげられる。光周波数コムのモード間隔である繰り返し周波数は一般的に10~200 MHz程度であり、一般的な分光器の周波数分解能(GHz程度)ではコムモードを1本1本分離して観測することはできない。最先端の光周波数コムと分光器とを組み合わせるとコム分解した報告例もあるが¹¹⁾非常に困難である。デュアルコム分光では特殊な光周波数コム、分光器を用いることなく、コムモード1本1本を分離することを可能とし、広帯域精密分光へとつながる。実際に分光を行う際には2台の光周波数コムを重ね合わせる前に片側の光周波数コムの光路にサンプルを挿入する(例えば図4(b))。するとサンプルの応答による光周波数領域のコム構造の変化がRF周波数に現れる。

次に時間領域でデュアルコム分光について考えてみる。繰り返し周波数が少し異なるということは2台の光周波数コムのパルス列の到着するタイミングが少しずつずれていくことに対応する(図3)。このような状況で干渉を測定すると、時間領域のパルス間の干渉縞(インターフェログラム)が得られる。パルスの重なりが大きい部分ではインターフェログラムの強度は大きくなりその近辺にバースト構造を持つ。次にパルス列のずれ(Δt)とパルス対の関係が元に戻るまでの時間(ΔT)について考えてみる。パルス列

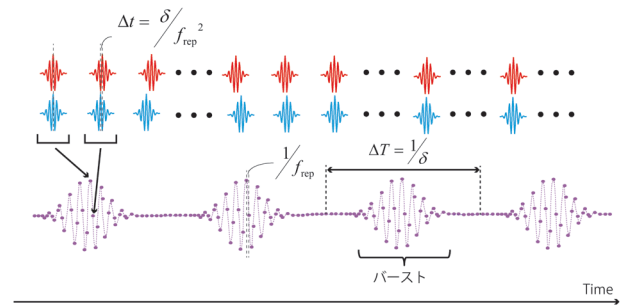


図3 デュアルコム分光の時間領域での記述。

のずれについては周期の差で表されるので

$$\Delta t = \frac{1}{f_{\text{rep}}} - \frac{1}{f_{\text{rep}} + \delta} = \frac{\delta}{f_{\text{rep}}^2} \quad (4)$$

となる。これは先ほど周波数領域で考えたときの測定帯域の逆数に対応する。ここで、パルス対は光周波数コムの周期毎にやってくるので、実際の測定ではデータ1点1点の測定間隔はパルスの周期($1/f_{\text{rep}}$)になることに注意が必要である。次にパルス対の関係が元に戻るまでの時間(ΔT)について考えてみよう。 ΔT の間に2台の光周波数コムからのパルスがそれぞれ n 個、 $n+1$ 個あるとすると

$$\Delta T = n \frac{1}{f_{\text{rep}}} = (n+1) \frac{1}{f_{\text{rep}} + \delta} \quad (5)$$

が成り立ち、この式より

$$n = \frac{f_{\text{rep}}}{\delta} \quad (6)$$

が得られ、

$$\Delta T = \frac{1}{\delta} \quad (7)$$

となる。この間にパルス対は最大 $\pm 1/2 f_{\text{rep}}$ の時間遅延が生じ、その中には1つのバースト構造を持つ。フーリエ変換して周波数領域で考えたときの周波数分解能は f_{rep} となる。ここまで時間領域インターフェログラムの1周期、つまり1つのバースト構造が現れる範囲についてのみ考えたが、より長時間測定を行い、複数のバースト構造をまとめてフーリエ変換したときについて考えてみる。1つのバースト構造をフーリエ変換することは、周波数領域では包絡線を得ることになるが、コヒーレントなバースト構造をまとめてフーリエ変換すると図2(b)のようなコム構造が得られる。コム線幅は原理的には2台の光周波数コムの位相同期の良し悪しで決定する。2台の光周波数コムは高精度に位相同期すればmHzレベルの相対線幅を実現できるので、測定時間を十分確保できればRFコムのコム線幅はmHzまで到達可能である。ただし、現実的には測定時間は測定器のメモリで数秒程度に制限されるので、コム線幅はHz程度になる。

次に表題にあるフーリエ分光¹²⁾との比較について説明する(図4)。フーリエ分光は1970年頃に開発され、今では製品化も進み、広く実験室に普及している。光源には白色光が用いられることが多いが、近年では光周波数コムを光

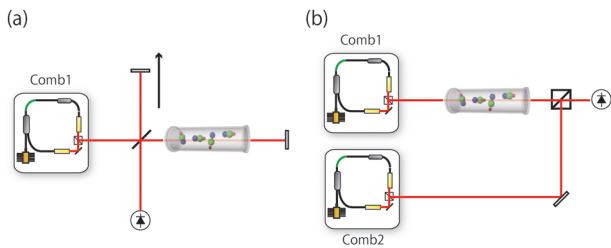


図4 マイケルソン型フーリエ分光とデュアルコム分光の比較。(a) マイケルソン型フーリエ分光のセットアップ。(b) デュアルコム分光のセットアップ。

源としたフーリエ分光も報告されている。¹³⁾ フーリエ分光の基本構成は1つの光源があり、サンプルを通した後、ビームスプリッターにより光を2つに分け、遅延ステージ付きのマイケルソン干渉計を経て、光の干渉を測定する。一見するとデュアルコム分光とは全く別物に感じるかもしれないが、2つに分けた光を少しずつ時間遅延をつけつつ時間領域インターフェログラムを測定し、フーリエ変換して周波数領域でサンプルの応答を測定するという点でデュアルコム分光と同様の原理である。大きな違いとしては、マイケルソン型のフーリエ分光では遅延ステージを用いて機械的に時間遅延をつけなければならないが、デュアルコム分光では可動部分なしに時間遅延をつけられるということである。遅延ステージを用いる場合には光の進行方向と平行にステージを動かす必要があるが、ステージの掃引範囲が大きくなると要求される平行度が高くなる問題がある。一方、デュアルコム分光では遅延ステージを用いることなく、自動的にパルス間の遅延が生じるので全く問題とならない。さらにデュアルコム分光とフーリエ分光ではデータ取得時間に非常に大きな差が出る。そのことを明確にするために繰り返し周波数が100 MHz、100 MHz+1 kHzの2台の光周波数コムを用いたデュアルコム分光をフーリエ分光と比較してみる。前段落で説明したようにこの場合、デュアルコム分光では周波数分解能100 MHzを測定時間がわずか1 msで測定可能である。これをフーリエ分光に置き換えて考えてみると、遅延ステージの掃引範囲が $3\text{ m} (=c/f_{\text{rep}})$ で、掃引速度として3,000 m/sになる。このような高速掃引可能なステージは実在せず、現実的なステージの掃引速度が10 cm/sだとするとデュアルコム分光はフーリエ分光と比較して4桁もの高速化を実現することになる。また、フーリエ分光で3 m掃引することは困難であり、周波数分解能100 MHzを実現することは非常に困難であることにも注意していただきたい。

ここまでデュアルコム分光の原理と長所について説明してきたが、少しデュアルコム分光の歴史と現状について振り返る。デュアルコム分光のアイデアは2002年に初めて登場した。¹⁴⁾ その後赤外領域で簡単な原理実証実験がなされた後、¹⁵⁾ しばらくこの波長領域での研究の進展は見られなくなる。その間THz領域で機械的時間ステージを用いる時間領域分光法 (Time Domain Spectroscopy) に変わる方

法として研究された。¹⁶⁾ 近赤外領域のデュアルコム分光の研究はしばらく鳴りを潜めることになるが、2008年にアメリカ国立標準技術研究所 (NIST) のCoddingtonらによって初めてデュアルコム分光により原理通りコム分解できることが示された後、¹⁷⁾ 同一グループが立て続けに分子分光、¹⁷⁾ 距離測定、¹⁸⁾ CWレーザーの高速精密波長較正¹⁹⁾ などに応用可能であることを提案し、実験的にも示していった。このようにデュアルコムを様々な応用へ展開するには、2台の光周波数コムを高精度に位相同期することが不可欠となるが、その技術的難しさについては次節で説明する。

3. 2台の光周波数コムの位相同期

ここまで繰り返し周波数、オフセット周波数は揺らぎなく安定なものとして議論を進めてきたが、実際にはこれらのパラメータは外乱により常に揺らいでおり、図2(b)のような原理通りのデュアルコム分光を行うためには2台の光周波数コムの位相同期が必要となる。光周波数コムはオフセット周波数と繰り返し周波数の2つの自由度を持つので、2台の場合には合計4つのパラメータを制御する必要がある。要求される制御度合は測定時間にもよるが周波数領域では相対線幅1 Hz、時間領域ではサブfs程度の高精度な位相同期が目安となる。まずはNISTで用いられた位相同期の方法を説明する。²⁰⁾ アイデアはごくシンプルで、波長の異なる非常に安定なCWレーザーを2台用意し、そのCWレーザーに対してそれぞれの光周波数コムのモード2つずつを安定化する。ここでは繰り返し周波数、オフセット周波数を直接安定化したわけではないが、2つのコムのモードを安定化することは2つの自由度を制御したことになるので繰り返し周波数、オフセット周波数を安定化したことと等価である。この方法の肝は安定なCWレーザーを用意することであるが、先ほどあげたような高精度な位相同期、相対線幅を実現するためにはスペクトル線幅がサブkHzを持つCWレーザーが必要となる。また、将来的にデュアルコム分光で超精密分光を行うことを視野に入れると、数秒程度の時間スケールのドリフトはkHz程度であることが望ましい。このような要求を満たすCWレーザーは今のところ超安定外部共振器にロックされたCWレーザーしか存在しない。²¹⁾ このようなCWレーザーは大型で扱いも難しくデュアルコム分光を困難にする最大の要因となっている。

そこで近年超安定なCWレーザーを用いることなく2台の光周波数コムを高精度に位相同期する方法の研究がなされた。²²⁻²⁴⁾ その方法のアイデアを図5に示す。この方法では1つの光周波数コムを、他方の光周波数コムに追従するように安定化する。2台の光周波数コムの相対的安定化のためには波長の異なるコムのモードを2台の光周波数コムで安定化すればよい。つまり、コムのモード間ビート (以下Comb-Comb間ビートと呼ぶ。) を2つの波長領域で取り出し安定化するということである。しかし、Comb-Comb

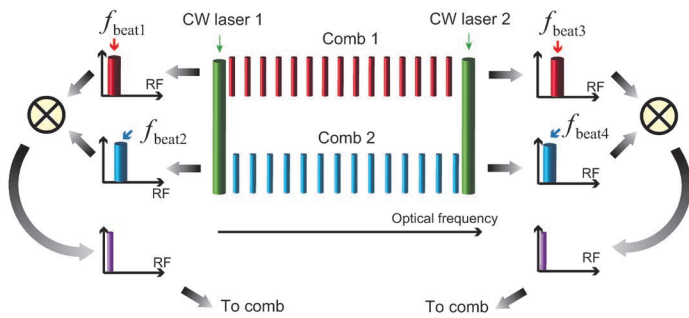


図5 2台の光周波数コム1の位相同期法に関する概念図。 $f_{\text{beat1 (or 2)}}$ はCWレーザー1と光周波数コム1 (or 2) の最近接のモードのビート、 $f_{\text{beat3 (or 4)}}$ はCWレーザー2と光周波数コム1 (or 2) の最近接のモードのビートを表す。 $f_{\text{beat1 (or 3)}}$ と $f_{\text{beat2 (or 4)}}$ をミキサーで差分をとることにより Comb-Comb 間ビートを抽出できる。

間ビートを直接取り出すことは以下の2つの理由により難しい。1つ目はコムのモード1本あたりのパワーが μW 以下と非常に小さいということ、2つ目は光周波数コムの繰り返し周波数程度の狭帯域バンドパスフィルタの入手が難しいことである。この問題を解決するために重要となるのがシングルモードCWレーザーである。CWレーザーは Comb-Comb 間ビートを取り出すための仲介役を果たす。具体的にはある波長のシングルモードCWレーザーと2台の光周波数コムのビートを測定する (例えば図5では $f_{\text{beat1 (or 2, 3, 4)}}$ 。以下 Comb-CW 間ビートと呼ぶ)。NISTの方法と違い高安定なCWレーザーを使うわけではないので、ここで観測されるビートはCWレーザーのノイズを反映したものととなる。しかしながら、観測される2つのビートをRFミキサーで差分を取ると、CWレーザー由来のノイズは非常に広帯域にキャンセルできると考えられ、間接的に2台の光周波数コムの Comb-Comb 間ビートを抽出できる。これは Comb-Comb 間ビート ($f_{\text{comb-comb}}$) が以下のように表されるからである。

$$f_{\text{comb-comb}} = f_{\text{beat1}} - f_{\text{beat2}} \quad (8)$$

$$= f_{2,m'} - f_{\text{CW1}} - (f_{1,m} - f_{\text{CW1}}) \quad (9)$$

$$= f_{2,m'} - f_{1,m} \quad (10)$$

ここで f_{CW1} 、 $f_{1,m}$ 、 $f_{2,m'}$ はそれぞれCWレーザー1の周波数、CWレーザー1に最近接の光周波数コム1のモードの周波数、CWレーザー1に最近接の光周波数コム2のモードの周波数を表す。次に波長の異なるCWレーザーをもう1台用意し、同様のことを行うことで、2つの異なる波長領域で光周波数コムの Comb-Comb 間ビートを取り出せる。あとは取り出したビートをRF周波数標準に対して安定化するように光周波数コムにフィードバックすればよい。この方法ではCWレーザーのノイズを広帯域に相殺するので、CWレーザーに要求される性能は非常に緩くなり、測定時間内のドリフトがコム間隔である繰り返し周波数程度 (例えば100 MHz) が満たされればよく、スペクトル線幅は不問となる。

このような方法で Comb-Comb 間ビートを取り出し、そ

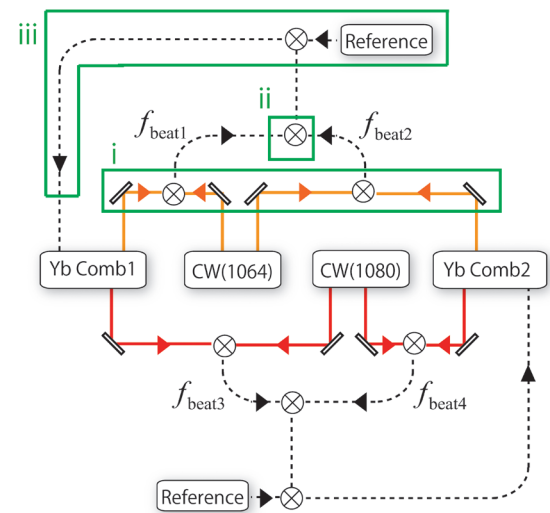


図6 2台の光周波数コムの位相同期のための実験セットアップ概要図。橙は1,064 nmの光学系、赤は1,080 nmの光学系を表す。i部は光の干渉測定部分。ii部はi部で観測される Comb-CW 間ビートをRFミキサーで差分を取り、Comb-Comb 間ビートを取り出す部分。iii部はRF参照周波数源に対して位相同期する部分。 $f_{\text{beat1 (or 2, 3, 4)}}$ は図5と対応。

れらをうまく扱うことでコム分解デュアルコム分光を行った報告例は3つある。1つは、Comb-Comb 間ビートの情報を元に、データ取得のクロック周波数やインターフェログラムに変調を加える仮想的な位相同期法である。²²⁾ 2つ目は取得したインターフェログラムをFPGA上で Comb-Comb 間ビートの位相情報を使い補正する方法である。²³⁾ 最後が我々の Comb-Comb 間ビートを安定なRF周波数源に実際に位相同期する方法である。²⁴⁾ ただ、仮想的な位相同期ではコム分解デュアルコム分光ができたといっても、実際に2台の光周波数コムの周波数が安定しているわけではないので、フリーラン光周波数コムの周波数ドリフト (例えば1秒間に1 MHz程度) より精密な分光を行うことは難しい。

以下と次節では、我々の実験結果を元にCWレーザーのノイズキャンセルの様子、コム分解デュアルコム分光の結果について紹介する。位相同期のための実験セットアップの概要を図6に示す。光周波数コムとして繰り返し周波数200 MHzのYbファイバーモード同期レーザーを用いる。²⁵⁾ 繰り返し周波数差は2.5 kHz程度である。繰り返し周波数差の微調整はレーザー共振器内のミラーに取り付けたPZT素子により行う。上記の仲介CWレーザーとして波長1,064 nm、1,080 nmの縦シングルモードレーザーを使う (QPhotonics社のQFBGLD-1064-10とQFBGLD-1080-2)。CWレーザーの線幅は1 MHz程度と比較的小さいものを使用しているが、本来はもっと大きくてもよい。Ybファイバー光周波数コムと2台のCWレーザーをそれぞれ重ね合わせ干渉を測定することで Comb-CW 間のビートを測定する。図6の橙と赤はそれぞれ1,064 nm、1,080 nmの波長成分を表し、それぞれの波長成分でCWレーザーと干渉させている。ビート測定は2台の光周波数コムと2台のCWレ

ーザーなので合計4つ行う必要がある。その後、得られた Comb1-CW 間と Comb2-CW 間のビートを RF ミキサーで差分を取ることで Comb-Comb 間ビートを得る。その後、シグナルジェネレータを RF 参照周波数源として Comb-Comb 間ビート信号と比較し、フィードバック用エラー信号を生成する。本実験では、光周波数コムへのフィードバックとして、光周波数コムの励起電流の変調及び PZT 素子による共振器長の変調を用いた。励起電流のフィードバック帯域は約 100 kHz で、PZT 素子による共振器長変化の帯域は数 kHz である。以下で示すようにこのフィードバック帯域は2台の光周波数コムの相対線幅を Hz 程度にするには十分である。

図7(a)の青線内の信号は Comb-CW 間のビートを表す。本実験では比較的狭線幅の CW レーザーを用いたので少し分かりづらいが、観測されるビートの裾が広がっており、高周波数の位相ノイズが大きい様子が見られる。この高周

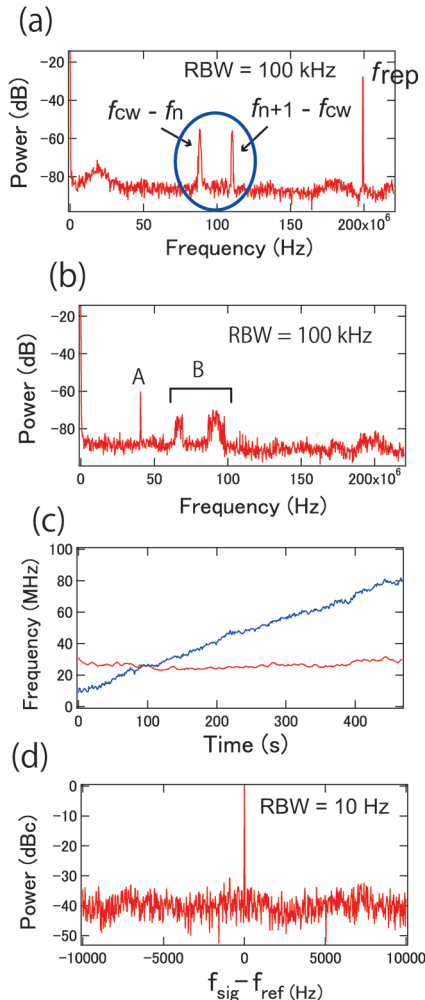


図7 (a) Comb-CW 間ビートの RF スペクトル。青線内が Comb-CW 間ビートを表す。 f_{cw} , f_n , f_{n+1} はそれぞれ CW レーザーの周波数、 n 番目のコムのモードの周波数、 $n+1$ 番目のコムのモードの周波数を表す。(b) RF スペクトルアナライザによる2台の光周波数コムと1台の CW レーザーとのビートを RF ミキサーで差分をとり測定した。A が Comb-Comb 間ビートで B は残留する Comb-CW 間ビートに由来する信号。(c) 青線は Comb-CW 間ビートのドリフト、赤線は Comb-Comb 間ビートのドリフト。(d) 1,080 nm 付近の Comb-Comb 間ビートを位相同期したときの RF スペクトル。

波のノイズは CW レーザー由来と考えられる。実際、図7(b)のAの信号は Comb-Comb 間ビートに対応するが、この信号を見てみると高周波数のノイズは綺麗にキャンセルしていることが分かる。また図7(b)のBは図7(a)とは異なる瞬間の Comb-CW 間のビートに由来する成分であり、このとき、CW レーザーの高周波数ノイズが大きくなり、線幅が大きくなっているが、このようにノイズが大きいつきでも Comb-Comb 間ビートには何ら影響を及ぼしていないことが分かる。図7(c)ではゆっくりしたドリフト成分もキャンセルされる様子を示している。Comb-CW 間のビートは10分弱で100 MHz ドリフトするのに対して、Comb-Comb 間ビートは10 MHz 程度しか動いていない。最後に得られた Comb-Comb 間ビートを安定化したときの RF スペクトルを図7(d)に示す。図7(d)は1,080 nm の Comb-Comb 間ビートを安定化したときの様子であり、Hz 程度の相対線幅を実現できていることが分かる。また、1,064 nm の Comb-Comb 間ビートも同程度に安定化できており、2台の光周波数コムの高精度な位相同期ができています。

4. デュアルコム分光例

本節では実際のデュアルコム分光の測定結果について説明する。実験セットアップの概要を図8に示す。本実験では繰り返し周波数が200 MHz、繰り返し周波数差が2.5 kHz であるので、エリアシングの起きないスペクトル帯域は式(3)より8 THz になり、その範囲が1,058 nm から1,089 nm になるように位相同期した。Yb ファイバー光周波数コムのスペクトル幅は1,000 nm から1,100 nm に及ぶので余計なスペクトル成分を除去するために、1,064 nm 中心、バンド幅3 nm のバンドパスフィルタを入れる。片方のレーザーの光路にバンドパスフィルタを入れればエリアシングを防げるが、興味のないスペクトル成分がディテクタに入ると、ディテクタの飽和が起きやすくなるので、両方のレーザーの光路にバンドパスフィルタを挿入する。光周波数コムの重ね合わせにはファイバーカップラーを用い、2つに分岐される出力のバランス検出を行い DC 成分を除去する。データ取得は14 bit の高速 A/D 変換ボードで繰り返し周波数とほぼ等しい200 MHz のクロックで行う。

図9(a)は実際に2台の光周波数コムの干渉から得られ

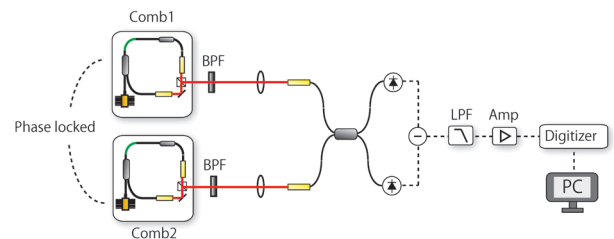


図8 デュアルコム分光のための実験セットアップ。BPF: バンドパスフィルタ。LPF: ローパスフィルタ。ローパスフィルタはパルス列とクロックのタイミングを合わせやすくするため、アンプは高速 A/D 変換ボードのダイナミックレンジ全体をうまく活用するために挿入してある。

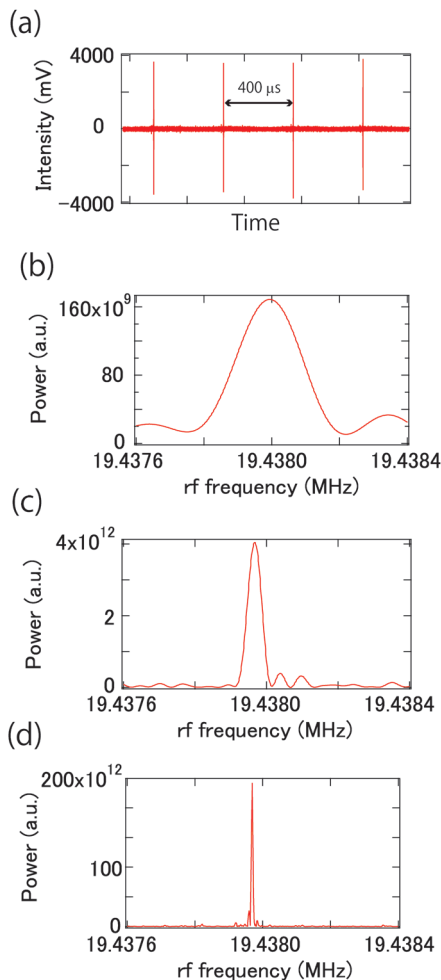


図9 (a) 時間領域のインターフェログラム. (b), (c), (d) はそれぞれ4 ms, 20 ms, 150 ms間の時間領域のインターフェログラムをフーリエ変換したときのある1つのRFコムのモード.

る時間領域インターフェログラムである. バースト構造間の時間は繰り返し周波数差の逆数なので本実験ではわずか400 μ sである. このような時間領域インターフェログラムをフーリエ変換することで周波数領域の情報を得る. 今回は繰り返し周波数が200 MHzであるので, 400 μ sの測定時間で周波数分解能200 MHzが可能になる. 次に長時間デュアルコム分光を行うと原理通りにRF周波数に下方変換されたコム構造が見られる様子を図9(b), (c), (d)に示す. 図9(b), (c), (d)はそれぞれ4 ms, 20 ms, 150 msの測定時間でデュアルコム分光を行ったときのコムのモード一本を拡大したものである. 測定時間が長くなるにつれて, S/Nが良くなり, またコム線幅も細くなっていくことが分かる. 150 msの場合には線幅はRF周波数領域で6 Hz程度と非常に小さくなる. 今回は, 2台の光周波数コムが相対線幅1 Hz以下に位相同期できていると考えられるので, 図9(d)の線幅は光周波数コムのコヒーレンスで制限されるのではなく, 測定時間の逆数で決定する. 本実験では使用した高速A/D変換ボードの蓄積可能データ量により最長の測定時間が制限されているが, よりメモリ量の多いA/D変換ボードを用いることで解決できる. 今度は, も

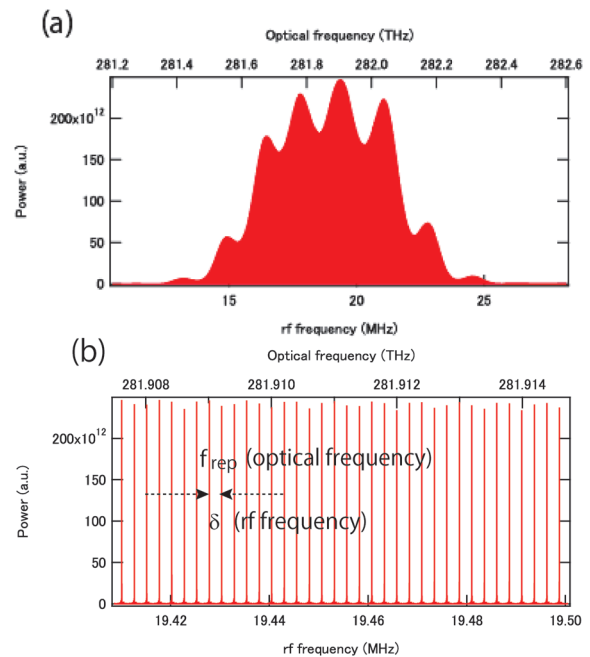


図10 (a) 150 ms間の時間領域のインターフェログラムをフーリエ変換したときの1.5 THz スパンのスペクトル. (b) (a)の一部を拡大したもの. 上軸は光周波数, 下軸はRF周波数を表す. f_{rep} は繰り返し周波数, δ は繰り返し周波数差を表す.

う少し広い周波数範囲について見てみよう. 図10(a)は光周波数で1.5 THz スパンで見たとときの結果である. 得られたスペクトルの包絡線はバンドパスフィルタの透過スペクトル形状を反映し, その中に見られる変調は途中の光学素子で生じた多重反射によるものであると思われる. ここで測定したものはバンドパスフィルタ透過後の2台の光周波数コムのスペクトルの畳み込みなので, 実際にサンプルの応答を抽出する場合にはサンプルの有無の両方の場合でデュアルコム分光を行い規格化する必要がある. 図10(b)は図10(a)の一部を拡大したものである. RF周波数領域で繰り返し周波数差を間隔とするコムのモードに綺麗に分離できていることが分かる.

5. デュアルコム分光の応用例

ここまでデュアルコムの基本原理と測定例について見てきたので, 本節では我々の研究室で行ったデュアルコム分光のFBG歪センサーへの応用²⁶⁾について少し紹介する.

FBG (ファイバーブラッググレーティング) 歪センサーはFBGに加わったひずみによりファイバー内の屈折率変調が施された構造 (以下グレーティング構造) がわずかに変化し, それに伴う透過スペクトルの変化を検出する. 高感度なFBG歪センサーを実現するにはレーザー光源には低位相ノイズ光源が必要であり, 今まで, 外部共振器や光周波数コムに安定化したCWレーザーを光源とすることが多かった.^{27, 28)} しかし, この方法ではCWレーザーの波長が固定されてしまうのでダイナミックレンジに不満が残る. その問題を解決する新しい方法としてデュアルコム分光と組み合わせることを提案した. 図2(b)のようにデュアル

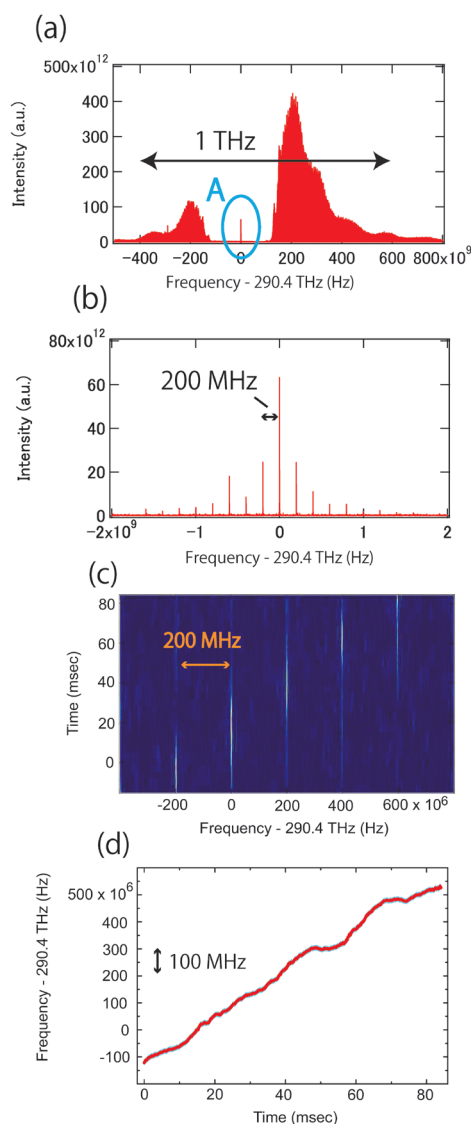


図11 (a) デュアルコムにより測定されたFBGのスペクトル. (b) (a)のA部の拡大図. (c) FBGに歪を加えたときのFBGの透過スペクトルの時間依存変化. コムのモードが7本程度のスパン. (d) (c)を用いて解析したFBGの透過中心スペクトルの時間変化.

コム分光は光周波数コムに対して何万本ものCWレーザーを安定化したと考えることができるので、高感度、広ダイナミックレンジを両立できる可能性がある。一般にダイナミックレンジは測定可能な最小値と最大値の比で表されることが多いが、FBG歪センサーでは測定可能な歪の最大値を指すことが多いので、以下ではその使い方を踏襲する。広いダイナミックレンジは単一のFBG歪センサーの場合には不必要なことが多いが、波長分割方式による複数のFBG歪センサーによる多点計測の際に非常に役立つ。この方式では透過スペクトルの異なるFBGを直列に並べる。波長可変範囲の広いレーザーあるいはスペクトルの広いレーザー光源が必要となるが、高感度も要求するとデュアルコム分光が相性が良い。図11(a)にFBGを固定しているときにデュアルコム分光で測定したFBGの透過スペクトルを示す。FBGのストップバンドの中にFBGの透過スペクトルが見られる。図11(b)に(a)のA部の拡大図を示した。

今、コムのモード間隔が200 MHzであるので、FBGの半値全幅の設計値500 MHzとほぼ一致する。FBGに実際に歪を印加したときの透過スペクトル時間依存変化を図11(c)に示す。今回の測定ではFBGに歪を印加しながら時間領域のインターフェログラムを150 ms間測定した後、フーリエ変換する領域を10 ms程度にし、フーリエ変換する領域を少しずつずらしていくことで図11(c)のような時々刻々変化する透過スペクトルを得る。印加した歪に応じて時間経過と共に透過してくるコムのモードが少しずつ変化していく様子を観測できた。この結果を用いてFBGの透過中心スペクトルを導出したものが図11(d)である。解析方法と感度評価に関しては文献23を参照していただきたいが、結果だけ記すと今回の測定ではFBGの透過スペクトル中心を10 MHz程度の精度で測定できた。これは歪感度になるとFBGのグレーティング構造の 10^{-8} 程度の相対長さ変化を捉えたことになる。この感度は世界最高のFBG歪センサーと比べると劣るが、ダイナミックレンジとしてはバンドパスフィルタでリミットされる1 THz程度となり、今回実現できた歪感度においては非常に広いと言える。本実験はデュアルコム分光を歪センサーに応用する新手法の提案、デモンストレーション的位置づけであるが、繰り返し周波数差を小さくしたり、適切なFBGの選択、長時間測定などにより、帯域、歪感度の向上が期待される。また、本実験では長時間の位相同期が難しかったため、100 ms程度内に起こる歪変化の測定であったが、将来的にはもっとゆっくりとした歪変化を長時間測定することが望ましい。

6. 今後の展望

我々の提案したFBG歪センサーへの応用はデュアルコム分光の高速性を活かすというよりは、広帯域、精密という点を推し進めるものであった。今まで、広帯域と精密は相容れないものであったが、デュアルコム分光により広帯域と精密が結ばれるので、今後、広帯域精密分光の分野の研究が発展することを大いに期待したい。また、マックス・プランク研究所(MPQ)のHanschのグループが主に進めているデュアルコム分光の高速性を利用した応用例にも注目したい。MPQではデュアルコム分光をラマン分光に応用しており、デュアルコム分光による生体分子の高速イメージングなどの研究が行われている。^{29,30)}

デュアルコム分光は2台の光周波数コムの位相同期の研究を行うフェーズから、新しい応用領域を模索するフェーズに入った。そこでは線形分光だけではなく、飽和吸収分光やラマン分光といった非線形な分光も含まれる。また、波長変換を行い、分子の指紋領域である中赤外領域のデュアルコム分光も行われている。³¹⁾ とはいえ、デュアルコム分光の研究の歴史は浅く、デュアルコム分光には多くの未知の可能性があり、今後新たな分野でデュアルコム分光の利用法が開拓されていくことと思われる。

参考文献

- 1) S. A. Diddams, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5102.
- 2) R. Holzwarth, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2264.
- 3) D. J. Jones, *et al.*: Science **288** (2000) 635.
- 4) S. A. Diddams, *et al.*: Science **306** (2004) 1318.
- 5) A. Cingöz, *et al.*: Nature **482** (2012) 68.
- 6) A. Ozawa, *et al.*: Phys. Rev. A **87** (2013) 022507.
- 7) F. Adler, *et al.*: Opt. Lett. **34** (2009) 1330.
- 8) K. F. Lee, *et al.*: Opt. Lett. **38** (2013) 1191.
- 9) T. Wilken, *et al.*: Nature **485** (2012) 611.
- 10) L-S. Ma, *et al.*: Science **303** (2004) 1843.
- 11) S. A. Diddams, *et al.*: Nature **445** (2007) 627.
- 12) P. R. Griffiths, *et al.*: *Fourier Transform Infrared Spectroscopy* (Wiley, Hoboken, NJ, 2007) 2nd ed.
- 13) J. Mandon, *et al.*: Nature Photon. **3** (2009) 99.
- 14) S. Schiller: Opt. Lett. **27** (2002) 766.
- 15) F. Keilmann, *et al.*: Opt. Lett. **29** (2004) 1542.
- 16) T. Yasui, *et al.*: Appl. Phys. Lett. **88** (2006) 241104.
- 17) I. Coddington, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 013902.
- 18) I. Coddington, *et al.*: Nature Photon. **3** (2009) 351.
- 19) F. R. Giorgetta, *et al.*: Nature Photon. **4** (2010) 853.
- 20) I. Coddington, *et al.*: Phys. Rev. A **82** (2010) 043817.
- 21) A. D. Ludlow, *et al.*: Opt. Lett. **32** (2007) 641.
- 22) T. Ideguchi, *et al.*: arXiv: 1201.4177.
- 23) J. Roy, *et al.*: Opt. Express **20** (2012) 21932.
- 24) N. Kuse, *et al.*: Appl. Phys. Express **5** (2012) 112402.
- 25) N. Kuse, *et al.*: Opt. Lett. **35** (2010) 3868.
- 26) N. Kuse, *et al.*: Opt. Express **21** (2013) 11141.
- 27) J. H. Chow, *et al.*: Opt. Lett. **30** (2005) 1923.
- 28) G. Gagliardi, *et al.*: Science **330** (2010) 1081.
- 29) T. Ideguchi, *et al.*: Opt. Lett. **37** (2012) 4498.

30) T. Ideguchi, *et al.*: arXiv: 1302.2414.

31) E. Baumann, *et al.*: Phys. Rev. A **84** (2011) 062513.

非会員著者の紹介

久世直也氏： 光周波数コムの実用領域拡大に興味がある。特にデュアルコム分光は光周波数コムをより身近な応用に用いる手段であり興味深い。

小林洋平氏： レーザー開発を伴う新規分光法の開拓を行っている。最近では光周波数コムの波長領域の拡大やコム間隔の拡大で拓ける様々な応用に興味がある。

(2013年5月18日原稿受付)

Dual-Comb Spectroscopy for Fast, Broadband and Precise Spectroscopy

Naoya Kuse, Akira Ozawa and Yohei Kobayashi

abstract: Dual-comb spectroscopy using two frequency combs with slightly different repetition frequencies has been attracting attention as a new spectroscopic tool. Dual-comb spectroscopy can be considered as a Fourier transform spectroscopy without the mechanical delay-stage. Dual-comb spectroscopy has much higher data acquisition rate and frequency resolution, compared with conventional Michelson interferometer-based Fourier transform spectroscopy. In this paper, we introduce the principle of dual-comb spectroscopy and novel way for phase locking between two frequency combs for simple dual-comb system. In addition, the application of dual-comb spectroscopy to FBG strain sensor is described.

日本物理学会誌 第69巻 第2号 (2014年2月号) 予定目次

巻頭言

物理学会支部活動の支援……………兵頭俊夫

現代物理のキーワード

AdS/CFT対応?—超弦理論と量子凝縮系物理のモダンな交流—
……………高柳 匡

解説

反応理論から探るバリオン励起状態
……………鎌野寛之, 中村 聡, 松山晶彦, 佐藤 透
LHC実験 質量126 GeVを持つヒッグス粒子の発見
……………田中純一

最近の研究から

屋久杉に刻まれた宇宙現象：西暦774-775年, 993-994年の
宇宙線強度異常……………三宅美沙, 増田公明

細胞膜の異常拡散—細胞内物性の理解へ向けて—……………秋元琢磨
話題

クリエイティブ・コモンズとは何か—オープンアクセス時代の
著作権と科学者—……………林 和弘, 桑原真人
JPSJの最近の注目論文から 10月の編集委員会より

……………安藤恒也

学会報告

2013年秋季大会 シンポジウムの報告……………領域委員会
追悼

中村傳先生を偲ぶ……………長柄一誠
新著紹介

第4回物理教育シンポジウム： 理工系学部における人材輩出の現状と展望 —理工系での物理教育に求められる役割とその課題—

三沢和彦* (東京農工大学大学院)

1. はじめに

日本物理学会では、2010年春から物理教育シンポジウムを毎年開催している。¹⁻³⁾ このシンポジウムでは、その都度ひとつのテーマを決めて、関連したいくつかの講演を拝聴し、その講演をもとに総合討論の時間を設けて深く議論していく。シンポジウム参加者は物理学会員に限ることなく広く迎え入れている。それにより、高校・中学の教員や企業の技術者等にも討論に加わっていただき、物理学者からの視点だけでなく広い視野から議論を深めることができる。

第1回は「新時代の物理教育を探る」と題して、国内外での物理教育改革の例、物理教育のコース設計と質の保証など、21世紀の物理教育のあり方全般について議論した。¹⁾ 第2回は「高校の物理、大学の物理」と題して、高校・大学間の接続を意識しながら、物理カリキュラムの全体像を俯瞰した。²⁾ 第3回は、「大学の理数系教育と社会との接続」と題して、産業界で理数系学生を受け入れる側の視点から、理数系教育のあるべき姿を模索した。³⁾

2013年3月31日に開催した第4回では、理工学系学部における人材養成を主題とした。高校で物理を履修した学生の大半は、物理学科・応用物理学科だけでなく、電気電子や機械などの理工学系学部・学科に進学している。そこで、広く理工系全般における学部での人材養成の現状を俯瞰しながら、物理教育に求められる役割とその課題を再認識したいと考えた。

本稿では、今回のシンポジウムにおいて、「物理教育が理工学系学部でどのような役割を求められているのか、また、その役割を果たすに当たっての課題は何か」という問題提起にいたった背景について説明していくこととする。

2. 近年の高校生はどのくらいの人数が物理を学んでいるか

学校基本調査によれば、過去5年間において全日制の1学年あたりの高校生数は110万人弱、大学進学者数は60万人程度でほぼ横ばいになっている。⁴⁾ また、大学入試センター試験の受験者は55万人程度である。⁵⁾ ここで、110万人弱の高校生のうち、どのくらいの割合で物理を履修しているかを推計してみる。履修者何名という直接的な数字

が見当たらないため、過去の文献で報告されている方法を参考にした。⁶⁾ 表1は、2012年度における高等学校用教科書の需要数を文部科学省の公開資料から抜粋した一覧である。⁷⁾ 現代文、保健体育、英語Iの需要が120万冊強と、全科目の中で最大数となっている。これらの科目は、すべての高校生が必要としているものと考えられ、これら3科目の平均値を母数としよう。

2012年度は一部新学習指導要領に移行しているが、旧課程の物理I・IIで考えてみる。これらの科目の需要数はそれぞれ30万余冊、18万余冊となっており、先ほどの母数との比率をとると、24%および14%となる。したがって、普通科の全高校生のうち、物理Iは全体の24%、物理IIは全体の14%しか履修していないものと解釈しよう。なお、平成15年度のいわゆる「ゆとり」の前の学習指導要領での統計を見ても、現代文と英語IIがそれぞれ120万冊程度に対して、物理IBが29万冊、物理IIが17万冊と大差ない。⁸⁾

平成24年度における物理I・IIはいわゆる「ゆとり」教育であり、物理Iは(少なくとも教科書上は)「生活と電気」から学習を始めることになっている。物理学の一つの特徴とも言える定式化や定量的な扱いは、物理IIまで学習してようやく現れると言ってもよいと筆者は感じている。したがって、物理Iの履修者は $110万 \times 0.24 = 26$ 万人程度であるが、物理という科目本来の特性に触れるのは、 $110万 \times 0.14 = 15$ 万人程度ということになる。なお、大学入試セン

表1 2012年度における高等学校用教科書の需要数。

	教科書需要数	需要数割合 (%)	1学年生徒数 × 需要数割合
現代文	1,231,529	平均を100とする	1,049,300 第3学年5年平均
保健体育	1,288,454		
英語I	1,273,263		
物理I	302,734	23.9	251,230
物理II	182,445	14.4	151,406
化学I	381,739	30.2	316,794
化学II	265,185	21.0	220,069
生物I	634,482	50.2	526,537
生物II	186,481	14.7	154,755
地学I	85,501	6.8	70,955
地学II	7,647	0.6	6,346

* 日本物理学会物理教育委員長

ター試験における物理Iの受験者数は16万人であり、上記の推計と大きく矛盾していない。「物理」といえば、大部分の高校生が履修しているものと思いがちであるが、まずは、物理IIの14%という数が必ずしも多くないということの頭の片隅に置く必要がある。

3. 高校での物理選択者はどの学部学科に入学しているか

筆者らは、物理IおよびIIを履修した生徒がどの学部・学科に入学しているのかを調査した。その目的は、高校物理履修者が理工系学部のいかに多様な分野に進んでいるかを実証することである。具体的には、2012年度の大学入試について、全国国公私立大学の理系学部で物理IおよびIIを受験科目に指定している学科の入学定員を積算してみた。⁹⁾ なるべく網羅的に積算していった結果、計427校の2,943学科が対象となった。2,943学科の全定員数は127,479名と集計された。この数字は、物理Iの履修者として最初に推計した26万人の半数程度になっている。

まず初めに、127,479名の定員の中で、物理Iと物理IIを必須の受験科目とするか、あるいは受験科目として選択できるか、という観点で分類してみる(表2)。ここでは排他的に分類してある。すなわち、「センターで物理I選択可」または「センターで物理I必須」というのは、個別試験で物理がない場合のみを指している。個別試験で物理が課されている場合は、センターで物理Iを指定していたとしても、「個別で物理I選択可」「個別で物理II選択可」「個別で物理II必須」のどこかに含むことにしている。

この集計より、物理Iまたは物理IIが必須なのは、5,602 + 19,526 = 25,128名であることがわかる。一方、物理IIを個別試験で課しているのは、55,565 + 19,526 = 75,091名である。この7万5千人という数字も、物理IIの履修者として推計した15万人の半数になっている。ただし、個別試験で物理II選択可としている5万5千名の定員は、物理以

外の科目で受験する生徒と競うことになる。化学あるいは生物を選択しても入学できるので、物理で実際に受験して入学するのは5万5千名よりも少ないであろう。

ここからは個別試験で物理II選択可としている学科定員に注目してみよう。なお、調査は学科単位で行っているが、表3以降の集計は学部ごとでまとめている。

物理II選択可の55,565名のうち、理学部は4,274名の8%にすぎない。一方、工学系として工学部13,484名と理工学部8,900名をあわせると、40%を占める。この他に注目したいのは、医歯薬系でも20%近くの定員を有する点である。もちろん、物理選択者にも門戸を開いているというだけで、実際に何名が物理で受験し入学しているかは、筆者には確認できていない。

物理II必須となるとさらに事情は明白となる。

工学部11,919名と理工学部5,362名をあわせると、総数19,526名の88%を占める。理学部の多くは物理を必須とせず、物理以外の科目でも受験を認めているので、物理IIを必須としている理学部の入学定員が5%しかないのも妥当といえよう。

この調査でわかることは、高校のうちから物理を学ぶ母集団として、理学部に進む生徒は、ごく僅かにすぎないということである。まして、研究者を志す人数はさらに少ない。物理を履修した高校生の大部分は工学系の学部に進学し、技術者を志していくことになる。筆者の所属も工学部の物理(システム)工学科であるが、自分のところの学生に尋ねてみると、理学部で基礎研究を夢見たが、理学部からどこに就職できるかわからず、最終的に工学部を選んだという声を聞く。あるいは、物理という科目は好きだが、それを活かして今すぐ役立つものを造りたいという声もある。

次に、高校での物理履修者が理工系学部のいかに多様な分野に進むのかを実証するという観点から、工学系の学科としてまとめた工学部と理工学部のうち、主な学科名を列挙してみよう。

この表5は必ずしもすべての学科名を網羅しているわけではない。それでも実に多様で、かつ一見すると世間の人々が物理とは関係ないと思ってしまうような学科名も並んでいる。

物理学会およびその会員が、物理を学ぶ意義を社会にアピールするには、これらの工学系学科に対しても、物理を学ぶことでいかに有能な人材を輩出できるかを説得していく必要がある。しかし、大学で履修した物理学が、大学卒

表2 物理I, 物理IIの課し方による分類。

センターで物理I選択可	37,620名	29.5%
センターで物理I必須	5,602名	4.4%
個別で物理I選択可	9,166名	7.2%
個別で物理II選択可	55,565名	43.6%
個別で物理II必須	19,526名	15.3%
入学定員総数	127,479名	100%

表3 個別試験で物理II選択可としている入学定員の学部別内訳。

理工学部	8,900名	16.0%
理学部	4,274名	7.7%
工学部	13,484名	24.3%
医歯薬	10,427名	18.8%
農学部・獣医学部	4,307名	7.8%
情報学部	2,254名	4.1%
教育学部	1,700名	3.1%
科学部・教養学部	7,496名	13.5%
総合	2,723名	4.9%
物理II選択可 総定員数	55,565名	100%

表4 個別試験で物理II必須としている入学定員の学部別内訳。

理工学部	5,362名	27.5%
理学部	1,016名	5.2%
工学部	11,919名	61.0%
医歯薬	770名	3.9%
科学部・教養学部	459名	2.4%
物理II必須 総定員数	19,526名	100%

表5 今回の調査で現れた工学部の諸学科.

<ul style="list-style-type: none"> ・エネルギー・環境工学科 ・マテリアル工学科 ・化学・物質工学科 ・化学バイオ工学科 ・環境応用化学科 ・環境生命工学科 ・機械システム工学科 ・機械工学科 ・建設工学科 ・建築学科 ・材料工学科 ・社会環境工学科 	<ul style="list-style-type: none"> ・情報メディア工学科 ・情報工学科 ・数理工学科 ・電気電子工学科 ・電子システム工学科 ・電子応用工学科 ・電子情報工学科 ・都市システム工学科 ・都市社会工学科 ・土木工学科 ・土木環境工学科 ・物理工学科
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

業後に多くの学生が就職する産業分野とどのように関連しているかわかりにくいと言われる。私自身も本務先の大学進学説明会などで、多くの受験生とその保護者、あるいは進路指導の高校教員の方々から、「物理を学んでどんなところに就職できるのですか」と問われることがしばしばある。しかし現実には、高校で物理を履修した26万人の多くは企業等に就職して産業界を支えている。したがって、大学で物理に関わる科目を学んだことが、産業界でどのように活かされているかを検証していく必要がある。

ここで、英国物理学会がまとめている「学科や専攻が物理の学士を輩出する上で必要な要件」¹⁰⁾が参考になるであろう。内容をみると、物理学の能力として、(1) 物理の問題に取り組みその解を示す能力、(2) 物理学の記述に数学を使用する能力、(3) 実験・観察・解析・研究の企画・運営・報告をする能力、(4) 実験観察の結果を批判的に比較検討する能力の4つが掲げられている。個別の要件としては、問題解決能力、調査研究能力、コミュニケーション能力、分析能力、ITに関する能力、社会人基礎能力、論理的思考能力などを重視するというもので、力学や電磁気学といった履修項目を列挙するような大学版学習指導要領ではないことがわかる。

4. 本シンポジウムのねらいと講演の概要

これまで述べてきたことから、物理が広く産業界の技術者育成にも役立つには、物理の内容だけでなく物理の方法を学ぶことが必要となることがわかるだろう。そこで本シンポジウムでは、産業界の技術者育成という観点から、冒頭に掲げた「物理教育が理工系学部でどのような役割を求められているのか、また、その役割を果たすに当たっての課題は何か」という問題提起に対応して、

- ①学生の自学自習をどのように促すか
- ②基礎教育から専門教育への接続の改善
- ③社会人に必要な能力を養成する専門教育における理科の必要性

の3点を特に論点として設定した。これらの視点から、すでに工学部における理数教育で工夫している事例として、

- 1) 香川大学・中西俊介先生「香川大学工学部の教育目標とカリキュラム—理科教育を中心として—」

2) 金沢工業大学・青木克比古先生「金沢工業大学の数理基礎教育—数理工教育研究センターの実践—」

の報告をお願いした。それぞれの講演内容については、本稿に続く講演者自身による記事をご覧いただくこととして、ここではシンポジウムのねらいに即して各講演の概要を紹介するにとどめる。

中西先生の講演では、香川大学における技術者・職業人養成の現状について、特に物理教育の観点から紹介があった。2000年以降、まずは学士授与方針（ディプロマポリシー）を定め、そのポリシーに整合する教育カリキュラムの改革を実施した。教育の到達目標として、(1) 基礎的能力の充実、(2) 実践的な問題解決能力の涵養、(3) 学際的な視野の育成、(4) 国際性対応能力、の4項目を設定し、それぞれの課題を達成するために学士課程4年間で一貫した教育プログラムを組み立てた。カリキュラムは全学共通科目と学部開設科目からなり、さらに学部開設科目は工学基礎科目と専門科目に大別される。特に、上記4つの到達目標を達成するために、工学基礎科目に数理的基礎科目や多角的思考能力を育成する科目、コミュニケーション能力を育成する科目を配置するといった工夫をしている。また、入学者の数学や物理に対する理解度のばらつきを平準化するための初年次教育も実施している。

青木先生の講演では、専門教育の基礎として数理学力の向上を目指した教理基礎教育の紹介があった。金沢工大の教育の特長は、工学設計教育を主軸として自ら考えて行動する技術者を育成することにあるという。教理基礎教育は、各学部の特性を考慮して、専門科目と数理的な基礎学力とを統合した教育体系である。特に、学生の数学への学習意欲を高め、数学を物理学や化学、情報学、工学といった専門科目に応用する力をつけることを狙いとする。その実施母体として、2000年には数理工教育研究センターを設立した。センターでは、講義と自学自習を効果的に組み合わせたカリキュラムと学習方法を設計し、実施を主導している。さらには、課外学習を支援するための相談室を設けるなど、自己学習力を涵養するための様々な工夫を実践している。この努力の結果、学習に対して能動的になった学生が著しく増加したとの報告があった。

これらの講演に続く総合討論では、先に挙げた3つの論点に沿って、質疑応答がなされた。

①学生の自学自習をどのように促すか

まずこの点については、聴衆から発題があった。それは、「学生に課外の課題を課して提出させコメントや評価をつけて返却することで、課外学習時間が確保される傾向にある。担当教員が課題に対してそのつどていねいに評価していくのが大切である」とのことである。この指摘に対して、香川大でも、毎週課題を課して次週提出させ、提出された課題の評価を成績に加味する仕組みを取り入れているとのことであった。また、金沢工大では、科目担当全教員に教育補助員として学生アシスタントをつけ、課題チェックなど

の業務を分担してもらうとのことである。その結果、全教員はかなりの頻度で課題を出すことが可能になったという。

注目すべきは、金沢工大における学生の課外学習時間は、予習と復習それぞれ授業1コマあたり30分~1時間という報告である。学生間でも互いに教え合ったりしていて、それでもわからなかったことを数理工教育研究センターに質問にくるといふ。センターの利用時間は1回あたり平均1時間程度で、利用している学生ほど成績が向上する傾向にあることがわかったとのことである。

②基礎教育から専門教育への接続の改善

この点については、香川大、金沢工大どちらも強く意識しているのがうかがわれた。金沢工大では、基礎科目としての数学と、その応用として機械、電気・情報、環境・建築の各系における具体的な問題とを統合教育と称して扱っている。全16コマの後半4コマ程度を統合課題に充て、各系の統合課題はそれぞれ専門の担当教員が作成した。

香川大でも基礎教育と専門教育の接続に留意しているという。専門知識は就職に直結し、社会で活躍する際に必要だと認識である。一方、教養教育は、実社会に出た後しばらくしてからその効果が現れるもので、学士課程一貫プログラムでは重要な教育目標である。

聴衆からは、小規模校だと専門科目と基礎教育を同じ教員が教えることがあり、基礎科目を教えるときに専門への導入をするのも効果的である、との提言があった。

③社会人に必要な能力を養成する専門教育における理科の必要性

この点は、特に筆者が近年問題意識として強く抱いていることである。実社会では課題発見・解決能力が必要であるとよく言われる。確かに、学生の多くは必ずしも自分の専門科目と関連する分野に就職するわけではない。そこで、物理(理科)の専門科目と離れたところで、一般論としての課題解決講座なるものを科目として設定する事例も、しばしば見受けられる。しかし本来は、専門課程の中で専門知識の習得に加えて、その専門知識の運用力としての問題発見・解決能力をつけるべきである、というのが筆者の考えである。

筆者によるこのような発題に対しては、聴衆からは、「社会で多様な能力が求められているが、それらは専門科目を

通じて得られるのではないか。専門科目の中で多様な能力を養成できるのが好ましい。企業関係者から、大卒生の判断力やコミュニケーション力の不足を指摘されるが、真に社会から求められているのは基礎学力であろう。専門科目教育を弱体化させてはいけない。」との指摘があった。特に、どこで考える力を育てるかについては、卒業研究が大きな鍵を握っているという意見もあった。卒業研究は段階的に専門性が高まる構造になっていて、実社会に通ずるところがある。その卒業研究を効果的に進めるためには、卒業研究における教育の質を保障する仕組みも検討すべきではないかという意見も出た。

5. 日本物理学会誌に記事を掲載するにあたって

過去3回の物理教育シンポジウムの報告は、「大学の物理教育」誌に掲載してきた。今回は、物理教育委員長である筆者が会誌編集委員会に特別お願いして、日本物理学会誌の「物理教育は今」で報告させていただくことになった。それは、今回取り上げた「理工系での物理教育」というテーマが、物理学というものに対する理解を一般社会に広く求めていくための、よいヒントになりうると考えたからである。本シンポジウムでの問題意識を一人でも多くの物理学会員と共有でき、そこから新たな議論が始められたら幸いである。

参考文献

- 1) 大学の物理教育 **16** (2010) 76.
- 2) 大学の物理教育 **17** (2011) 56.
- 3) 大学の物理教育 **18** (2012) 64.
- 4) 学校基本調査, e-stat, 独立行政法人統計センター
<http://www.e-stat.go.jp/SG1/estat/NewList.do?tid=000001011528>
- 5) 過去のセンター試験データ, 大学入試センター
http://www.dnc.ac.jp/modules/center_exam/content0092.html
- 6) 大学の物理教育 **11** (2005) 133.
- 7) 教科書の種類数・点数・需要数(平成24年度用), 文部科学省
http://www.mext.go.jp/a_menu/shotou/kyoukasho/gaiyou/04060901/017.htm
- 8) 教科書の種類数・点数・需要冊数(平成15年度用), 文部科学省
http://www.mext.go.jp/a_menu/shotou/kyoukasho/gaiyou/03062701/018.htm
- 9) 庄司雅彦助教(東京農工大学大学院工学府)の協力による、「2013年度用大学受験案内」(学研).
- 10) The Physics Degree—Graduate Skills Base and the Core of Physics—(Institute of Physics, 2011)
http://www.iop.org/education/higher_education/accreditation/file_43311.pdf

(2013年9月20日原稿受付)

香川大学工学部の教育目標とカリキュラム —理科教育を中心として—

中西 俊介 (香川大学工学部)

1. はじめに

科学・技術教育の重要性が言われはじめてから久しくなり、初等中等教育や高等教育の現場で様々な教育改革の取り組みが行われてきている。それにも拘わらず、物理離れ¹⁾や科学・技術教育の問題状況の解消はまだまだ道半ばであると思われる。「科学技術創造立国」を標榜している政府の方針に照らしても、また市民生活の基盤としての科学・技術を普及する観点から見ても、これは多くの課題を抱えた状況であるといえるのではないかと考えられる。

この報告は日本物理学会の物理教育委員会主催の物理教育シンポジウムで行った私の講演を基に加筆修正したもので、²⁾香川大学工学部の現場で行っている技術者・職業人養成教育の現状を主に理科教育、特に物理教育の観点から紹介し、高等教育における理科教育(物理教育)の課題について検討することを目的としている。ここで紹介するのは、私が所属する香川大学工学部での教育実践における課題ではあるが、その多くは他の大学の理工系学部の物理教育においても解決すべき課題になっているのもであると思っている。

2. 香川大学工学部の沿革と概要

香川大学工学部は1997年に創設された、まだ歴史の浅い工学部³⁾である。それ以前から学内外において理工系学部設立構想が模索されたが、様々な事情で構想が実現しない状況が続いていた。しかし、1990年代半ばからの文部省の理工系学部拡充政策のもとで、香川大学の工学部設立が一挙に実現に至ることになった。その後、工学研究科博士前期課程(2002年)、博士後期課程(2004年)も順次設置され、現在に至っている。学部・大学院の設立にあたっては地元からの熱い期待と多くの支援をいただき、設立後も産業界や地域社会からの多くの支援を受けてきた。

学科の構成は、「安全システム建設工学科」、「信頼性情報システム工学科」、「知能機械システム工学科」、「材料創造工学科」の4学科体制である。これらの学科名称は、近隣大学のすでにある工学部との違いや新規性を出すために考えられたものであるが、設立当初から教育研究内容を推測しにくいとの意見が多く寄せられた。そのため、教育研究内容をより適切に表す学科名称への変更を申請していたが、2012年度に「信頼性情報システム工学科」から「電子・情報工学科」への変更のみが認可された。大学院の専攻名は学部の学科名と同じものになっている。

3. 香川大学工学部の教育目標とカリキュラム

香川大学工学部は、「人間と自然が調和共生できる科学技術を創造するとともに、工学を多角的視点(文理融合)から正しく理解し、新しい科学技術を自ら創造していく工学技術者を養成する」を創設理念としている。この創設理念のもとに教育研究を行ってきたが、2008年に出された中央教育審議会答申「学士課程教育の構築に向けて」⁴⁾を契機に、大学全体として学部教育を学士課程教育として再検討しようという方針になった。その答申では学士課程教育の目標として、知識・理解、汎用的技能(基礎的スキル)、態度・志向性、統合的な学習経験と創造的思考力などから成る学士力の養成が謳われている。香川大学としても学士力育成の観点から各学部の学士課程教育の改革を行うとともに、ディプロマポリシー(DP)、カリキュラムポリシー(CP)、アドミッションポリシー(AP)を順次策定して、教育目標の明確化を図ることになった。

工学部でもDPを策定するとともに、それまでのカリキュラムをDPに整合するように改革することに着手した。工学部創設後10年以上が経過し、入学生の質や高校での履修状況が大きく変わったことがこのカリキュラム改革を推進する背景となっている。工学部で策定したDPのうち、理科教育に関連する部分を抜粋して以下に示す。⁵⁾

香川大学工学部のDP(抜粋)

(言語運用能力)

- ・工学的な課題について、基礎的な数理法則を用いて分析することができる。

(知識・理解)

- ・自然科学の基礎知識を持ち、その基本原理を理解している。
- ・工学的課題を解決するために必要な工学的基礎知識を修得している。

(問題解決・課題探求能力)

- ・専門分野において課題を認識し、その解決に向けて企画、立案し、遂行することができる。

DPの宿命として少し抽象的な教育達成目標になっているが、この目標に向けてカリキュラム改革後の具体的なカリキュラムによって達成を目指すわけである。このDPからも推察していただけたと思うが、このカリキュラム改革で重視した観点は次のようなものである。

- ・基礎的能力の充実(数学、自然科学など)
- ・実践的な問題解決・課題探求能力の涵養(実験・演習)

科目の増強, 卒業研究単位の増加)

- ・学際的な広い視野の育成 (初年時教育, 工学基礎科目の強化)
- ・国際性への対応能力の充実 (工学部で英語科目を開講し, 必修化)

4. 香川大学工学部の具体的なカリキュラム構造

香川大学の学士課程教育の授業科目は, 全学共通科目と学部開設科目から成る. 全学共通科目はいわゆる一般教育に対応する科目群である. 工学部学生には全学共通科目の「学問基礎科目」というサブカテゴリーのなかで数学, 物理学, 化学, 生物学, 地学など理系基礎科目を履修することを推奨している.

学部開設科目は工学基礎科目と専門科目に大別されている. 工学基礎科目は4つの学科共通に学ぶべき数理的基礎的科目, 多角的思考能力を育成する科目およびコミュニケーション能力を育成する科目から構成されている (表1).

専門科目で開講される科目は当然のことながら学科ごとに大きく違っている. また, 4つの学科ごとの専門分野の特色により, 自然科学系の学問, 特に物理学の必要度が大きく異なる. 安全システム建設工学科は土木・建設・環境系の学科であるため, 物理系の専門科目としては「流れの科学」, 「土質力学」, 「構造力学」, 「振動学」などを開講している. 電子・情報工学科が開講している物理系の科目としては「電磁気学」, 「電気回路」, 「電子回路」, 「電波・光応用工学」, 「電気電子計測」, 「光デバイス」などがあげられる. 知能機械システム工学科はいわゆる機械系の学科であり, 必要とする物理学系の科目は「電気・電子回路」, 「光学」, 「電磁気学」, 「材料力学」, 「弾性力学」, 「工業力学」, 「機械力学」, 「流体力学」, 「固体物理学」など力学に重点を置いた開講科目の構成になっている. 最も物理学系の開講科目が多いのは私が所属する材料創造工学科である. 香

表1 工学基礎科目の開講科目.

(多角的思考能力)
環境政策, 工学倫理, 人間科学, 技術・特許戦略論, 科学・技術史, 資源・エネルギー論, 経済産業政策, 産学協創工学, 工学実務, 海外工学実務I, II, 現代工学入門
(コミュニケーション能力)
国際コミュニケーションI, II, 技術英語, コミュニケーション英語, テクニカル・プレゼンテーション
(数理的基礎能力)
プログラミング, 線形代数, 微分・積分, ベクトル解析, 確率・統計, 数理演習I, II

表2 材料創造工学科の専門科目 (抜粋).

基礎数学演習, 基礎物理学演習, 無機化学I, II, 有機化学I, II, 物理化学, 力学, 電磁気学I, II, 材料力学, 熱力学, 統計力学, 固体力学入門, 量子力学I, II, 固体物理学I, II, 固体電子論, 流体力学入門, 生物工学入門, 光学, 半導体工学, 光材料物性, 電子材料物性, 量子化学, 電子回路I

川大学工学部の材料創造工学科は物理系材料についての教育研究が過半を占める学科になっている. 材料創造工学科は3つの教育研究分野として, 機械材料科学, 環境材料化学, 光・電子材料科学を掲げており, 多くのスタッフが物理系の材料開発や機能評価の研究を行っている. そのため, 表2に示すように専門科目に多くの物理学系の開講科目が並んでいる.⁶⁾

5. 香川大学工学部における物理教育の現状と課題

香川大学工学部入試の前期日程では大学入試センター試験5教科7科目 (数学2科目, 理科2科目 (物理I必須)) と個別学力試験1科目 (数学, 物理, 化学から選択) を課している. 一方, 後期日程では大学入試センター試験5教科7科目 (物理I必須を外す) と小論文を課している. これらに加えて, 推薦入試 (センター試験を課すものと課さないものの2種類) による入学者もいる. そのため, 専門教育の基礎となる数学や物理についての入学時点での学生の理解度に大きなばらつきがあり, 物理系の科目を講義する際の障害になっている. 高校で物理を履修したことの無い学生も一定数いるのが現状である.

この入学時の理解度のばらつきを平準化する試みとして, 数年前から数学と物理の高校レベルの内容を復習するアシストクラスを開講し, 学生に履修を勧めてきた. アシストクラスの講師として, 物理については退職された高校教師に, 数学については学科教員に依頼している. アシストクラスを履修しても単位を出さないという制度で出発したため, 理解度の高い学生からは出席を半ば強制されることに異論が出たが, 「理解度がさらに深まるよ」との説明で出席をほぼ義務化していた. これは補習授業と見なされるものであるが, 「補習授業」という負のイメージや高校の内容の繰り返し感を抱かせず, 大学教育への展開が見えるような講義内容になるよう講師にお願いしている. たとえば, 物理では実験や演示を多く取り入れた講義をやってもらっている. このアシストクラスは学生の理解度の平準化に効果があると判断しており, 材料創造工学科では2012年度から実施している新カリキュラムで表2に示した「基礎数学演習」, 「基礎物理学演習」として単位化して講義科目に位置づけている. しかし, ほかの学科では, 現在, アシストクラスは実施されていない. これは, 数学や物理の基礎的資質への必要度が材料創造工学科と比べて少ないこと, アシストクラスの内容を初年次教育の科目に入れ込んで実施することに変更したためである.

工学部学生が入学後初めて受講する物理系の科目として, 全学共通科目の中で開講されている「物理学A」があり, 力学的内容で実施されている. 授業担当者は主に工学部と教育学部の教員である. 「物理学A」では, 速度・加速度の定義からはじめて, 運動の法則によるいろいろな運動の理解, エネルギー, 角運動量までの領域を講義している.

高校で履修した内容の延長上にあるため学生にとって馴染みやすい内容であり、理解度も悪くないと思われる。しかし、力学の講義の基本的目標である「アリストテレス的(日常体験学的)運動学からの脱却」や「運動の数理的・合理的説明能力」が達成できているかについては疑問が残っている。例えば、前者に関連する質問「水平な道路上を一定速度で走っている車に働いている合力はいくらか?」を学生にすると、走っている方向に力が働いていると答える学生が少なくない。後者については、数学的記述と実際の運動の関連付けが難しいようである。

工学の基礎となる物理学系の科目として複数の学科で開講しているものに電磁気学がある。材料創造工学科では、先端材料の電氣的、磁氣的性質を理解するための重要な科目と考えて「電磁気学I」を必修科目として開講している。「電磁気学I」は、Coulombの法則から出発してGaussの法則、電位と電場、電流とキルヒホッフの法則までを講義している。私はこの「電磁気学I」を担当しているのであるが、学生は電気現象が自分の身の回りにあるものであるとの感覚があまりないようで、興味を喚起するのに苦労している。最近の電気・電子機器がブラックボックス化していることも影響していると思われる。さらに、現象の記述に用いるベクトル解析などの数学が難しいことも理解の障害になっているようである。このような状況下で、興味と理解を促進するために演示実験をなるべく取り入れたりして奮闘しているが、なかなか決定的なノウハウを確立できていない。

材料創造工学科の教育研究分野として光・電子材料科学や環境材料化学を設定しており、半導体(ナノ構造)、量子ドット、薄膜、光材料などを研究しているスタッフも多いため、「量子力学I」を必修科目として開講している。しかし、学生にとって量子力学は最も理解しにくい科目になっているようである。事情は他大学の学生にとっても同様のようである。量子力学の対象がミクロな世界のため日常経験からの類推が全く通用しない、波動性と粒子性など発想方法が古典物理学と非常に違う、使用する数学の難度もあがること、などが学生の理解の妨げになっていると考え

られる。上記の材料・物質の基本的理解のために量子力学は不可欠であるので、感覚的にはあっても理解させたいと思っている。そのためには、認知科学を基礎にした授業構成を考える必要があるのかもしれない。⁷⁾ 他大学の授業実践例を知ることができればおおいに参考になると考えている。

6. おわりに

香川大学工学部の教育目標とカリキュラムを説明し、ここでの物理教育の現状と課題を紹介した。課題の解決に向けて努力しているが、明確な指針を模索している状況である。

このような状況を改善するため、物理学会が次のような物理教育活動により深くコミットしていただくことを期待している。

- (a) 高等教育機関における物理教育プログラムの研究・開発
- (b) 物理教育ネットワークの構築
- (c) 初等・中等教育における物理教育への積極的関与
- (d) 物理リテラシーを啓蒙するイベントの実施

このような教育活動はすぐには物理の研究促進には直結しないが、長期的に見れば優れた物理研究者の養成につながり、研究の活性化が期待できる。その意味で、これらの活動は物理学会に課せられた使命であるといえるのではないだろうか。

参考文献

- 1) 林 俊夫, 中西俊介, 伊藤 寛, 福岡 登: 大学の物理教育 I (1996) 38.
- 2) http://www.jps.or.jp/information/2013/2013_4rd_phy_edu_sympo.pdf
- 3) http://www.kagawa-u.ac.jp/kagawa-u_eng/
- 4) http://www.mext.go.jp/b_menu/shingi/chukyo/chukyo0/toushin/1217067.htm
- 5) http://www.kagawa-u.ac.jp/kagawa-u_eng/about/
- 6) http://www.kagawa-u.ac.jp/files/5513/6626/3870/eng_2013curriculum_ams.pdf
- 7) E. F. レディッシュ著, 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, 2012).

(2013年7月25日原稿受付)

応用物理 第83巻 第1号(2014年1月号) 予定目次

特集: 計測・センサ

今月のトピックス: 山崎直子宇宙飛行士に聞く; 宇宙の香り
地球の香り……………藤木信穂
巻頭言: 嗅覚センサの難しさと可能性……………都甲 潔
解説
嗅覚センサシステムの研究……………中本高道
嗅覚神経地図形成の分子機構……………坂野 仁
最近の展望
匂い成分の光バイオモニタリングと可視化計測……………三林浩二
呼吸診断技術の現状と課題, 今後の展望……………下内章人
研究紹介
昆虫に学ぶ匂いセンサの開発……………神崎亮平, 光野秀文

匂い情報処理アルゴリズム……………佐藤孝明, 他
半導体によるにおい識別センサ……………喜多純一
ナノファイバメッシュ; がんの温熱/化学療法……………荻原充宏
基礎講座: レーザー走査型顕微鏡……………藤田克昌
コラム
犬の嗅覚はなぜ超高性能なのか……………林 良博
加齢臭をやっつけろ!!; その正体と対策……………土師信一郎
人間の心と身体に与える香りの効果……………高柳深雪

金沢工業大学の数理基礎教育 — 数理工教育研究センターの実践 —

青木克比古 (金沢工業大学数理工教育研究センター)

1. はじめに

金沢工業大学(以下本学)は、1965年開学の4学部の理工系総合大学であり、学生数が2012年度では学部生6,702名、大学院生495名の大学である。建学の綱領は「人間形成」、「技術革新」、「産学協同」で、大学のビジョンは、教育の卓越性、研究の卓越性、サービスの卓越性である。特に、教育目標として、「教育付加価値日本一」を目指し、高度職業人としての「自ら考え行動する技術者」の育成を掲げている。

本学の教育システムの特長は、プロジェクトデザイン教育、言い換えれば工学設計教育を支柱に、つくる(Plan)―行動する(Do)―気付き(Check)―変える(Action)のサイクルで、正課と課外を通じて、自ら考え行動する技術者を育成していることである。2012年度から、工科・文理融合系総合大学として、新4学部(工学部、情報フロンティア学部、環境・建築学部、バイオ・化学部)体制で、1995年の第1次から数えて、第5次の教育改革がスタートした。具体的には、(1)教育の質の更なる改善と向上、(2)総合力・ラーニング(アクティブラーニングなど)の推進、(3)科学力教育による「考える力」の充実などを掲げている。

本学の基礎教育には、数理基礎教育、修学基礎教育、英語教育、基礎実技教育があり、数理基礎教育は、学部別数理統合教育を中心とし、数学、物理、化学、生物を教育している。この教育は、専門の基礎としての数理学力の向上とその定着化および自己学習力などの人間力の涵養を目標としており、数理工教育研究センター(以下センター)が担当している。ここでは、センターの最近の活動とその成果を、第5次教育改革に焦点を当てて報告する。

2. 数理工教育研究センターの活動

数理工教育研究センターは、2000年4月に、多様化する学生や授業の理解が不十分な学生の支援のために設立された。¹⁾ 設立の狙いは、学力低下への対応と数理教育の質の向上に向けて、組織的に数理基礎教育を実践することにある。現在、センターでは、専任教員32名(内訳は物理系5名、数学系11名、化学・生物系4名、工学系12名)が教育・研究活動を展開している。

本センターの機能は、①学部別数理統合教育を中心とする数理教育(授業)と個別・グループ指導、数理リテラシー特別講座²⁾など課外講座による学習支援、②教科書や問題集(補助教材)の作成、教材のデジタル化によるe-ラー

ニング、インターネットを利用した学習などの学習開発、③教育情報のオープン化・共有化、数理教育研究による教育内容・手法の改善やカリキュラム開発、シラバスによる授業や成績評価の標準化などの教育調整である。

学部別数理統合教育とは、学生の数学の学習動機・意欲をより高め、数学の専門科目への応用を容易にするということを狙いとし、学部の特性を考慮しつつ、数学を中心に、物理学を含め工学、情報学、化学などに関連づけた数理教育である。このカリキュラムは本学独自のものである。具体的なカリキュラムの例として、表1に、第5教育次改革以後の4学部の必修科目を示す。例えば、工学部の場合、1年次前学期には、工学のための数理工(関数・微分)と線形代数Iを、後学期には、工学のための数理工(積分・微分方程式)と線形代数IIを学ぶ。特徴は、統合科目の冠

表1 4学部の数理必修科目(2012年度から)。

学部名	1年次前学期	1年次後学期
工学部(E)	・工学のための数理工(関数・微分) ・線形代数I(ベクトル, 行列)	・工学のための数理工(積分・微分方程式) ・線形代数II(行列式, 固有値)
情報フロンティア学部(F)	・情報のための数学 ・線形代数I(ベクトル, 行列)	
環境・建築学部(V)	・環境・建築のための数理工(関数・微積分基礎) ・線形代数I(ベクトル, 行列)	・環境・建築系数理
バイオ・化学部(B)	・バイオ・化学のための数理工(関数・微積分基礎) ・線形代数I(ベクトル, 行列)	・バイオ・化学のための統計

数理教育の基本スキーム

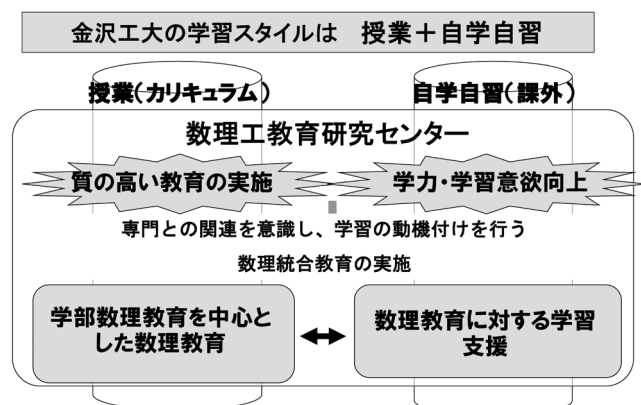


図1 数理教育の基本スキーム。

に、学生への学びのメッセージとして、学部名を付与している点である。

本学の数理教育の基本スキームを図1に示す。学習スタイルは、授業(カリキュラム)と自学自習(課外)の2本立になっている。すなわち、授業における、質の高い教育の実施を目指した学部別を中心とした数理教育と、自学自習(課外)における、学力・学習意欲向上を目指した学習支援とから構成されている。

第5次教育改革以後の新しい数理教育について述べる。図2はその全体像である。初等中等教育をゆとり教育で学んだ生徒が入学してきた状況を踏まえ、これまでの「きたえる教育」³⁾を、「考える教育」に転換し、専門への接続性をより強めた「工学系の数理」、「情報フロンティア系の数理」、「環境・建築系の数理」、「バイオ・化学系の数理」をその主柱としている。この「考える教育」に、従来の「ほめる教育」と「引き出す教育」³⁾を連携させ、数理教育の全体像としている。

「考える教育」の方策は、(1)学部の特性を考慮したきめ細かい数理統合教育の導入、(2)授業の総合力・ラーニング化、(3)専門教員との連携授業の実施などである。

具体的には、きめ細かい数理統合教育として、①従来設定していた履修条件の撤廃、②文理融合型学部を含む4学部のそれぞれに対応した統合教育とし、必修科目および必修単位数を学部別に設定、③習熟度を配慮したクラス運営や課外での授業支援講座の開講、があげられる。また、総合力・ラーニングとして、①講義・演習・発表などのアクティブラーニングの導入、②わかりやすい授業の実施、③予習の定着化(シラバスに記述)を行っている。さらに、専門教員との連携では、①「環境・建築系数理」での連携授業の実施、②専門基礎科目として機械数学、電気数学、情報数学の設定、があげられる。

学部別の必修科目と単位数は、工学部(E)では、微分・積分関係の2科目8単位、線形代数関係の2科目4単位の計12単位、情報フロンティア学部(F)では、情報のための数学4単位と線形代数2単位の計6単位、環境・建築学部(V)では、微分・積分関係の2科目6単位、線形代数関係の2科目4単位の計10単位、バイオ・化学部(B)では、微分・積分関係1科目4単位、線形代数2単位、統計2単位の計8単位である。これらの必修科目はいずれも1年次に配当されている。

なお、卒業に必要な単位数は全学部とも16単位で、必修との差分を埋めるため、多くの選択科目が用意されている。

3. 数理工教育研究センターの活動の成果

2012年度の成果として、新しく始めた数理統合教育の授業効果や学習支援に関するセンター利用の状況を報告する。なお、データ整理時期の関係で、前学期の成果を中心に示す。

数理教育の全体像

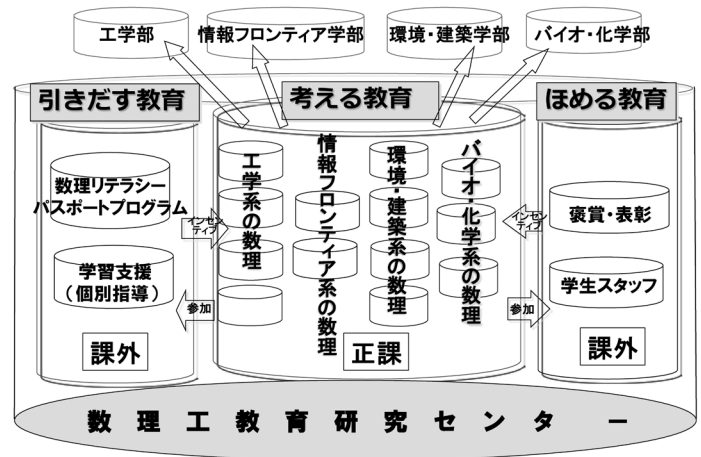


図2 数理教育の全体像(2012年度から)。

2012年 前学期 授業効果 (1663名)

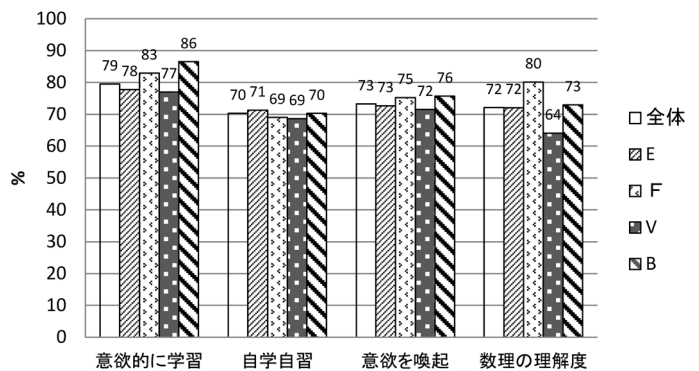


図3 2012年度前学期の数理統合教育の授業効果。

授業効果の経年変化(前学期) F,B系 対応

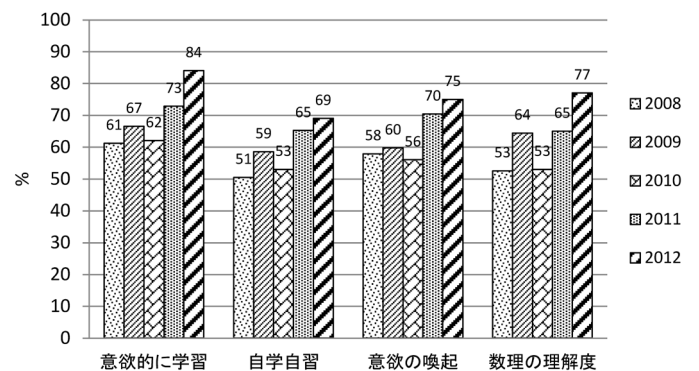


図4 数理統合教育(F,B系)の授業効果(5年間の変化)。

3.1 数理統合教育の授業効果

授業効果の調査のため、「意欲的に学習したか」「自学自習の状況はどうか」「数理の学習意欲が喚起されたか」「数理の理解度はどうか」の各項目について、4段階(強く思う、思う、あまり思わない、思わない)のアンケートを行った。

上記の各項目について、全学平均と4学部のそれぞれで、肯定的な回答の比率(「強く思う」、「思う」を選んだ割合)を図3にまとめた。学部間での大きな差異は無く、いずれ

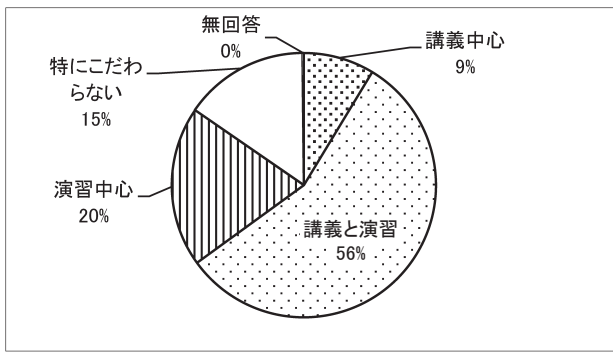


図5 授業形態に関する調査結果.

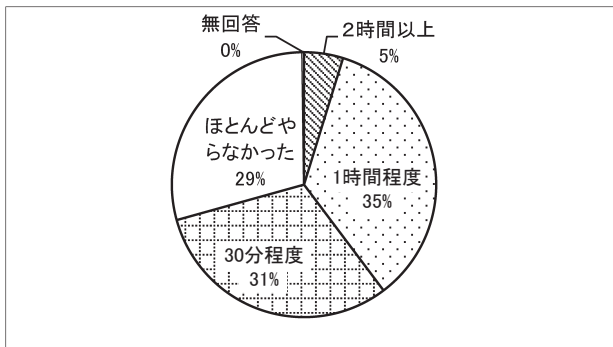


図6 予習時間に関する調査結果.

の項目もほぼ70%以上の学生が肯定的な回答をしている。

さらに図4には、従来授業効果があまりよくなかった情報フロンティア学部 (F) やバイオ・化学部 (B) の授業についてのアンケート結果を、2008年度からの推移を含めて示す。図4より、これらの学部の授業効果が従来に比べ大幅に改善されたことが分かる。これは、学部別のきめ細かい数理統合教育に転換した成果である。これまでは学部により統合教育の授業効果がばらついてきたが、2012年度でようやく、4学部でいずれの項目に対しても肯定的な回答が概ね70%台となった。

授業効果についてのアンケート以外のアンケートの結果として、「数学の応用(統合課題)について興味・関心をもって取り組めたか」という設問に関しては、肯定的な回答は4学部平均で65%に留まっている(図は割愛)。さらに「授業の形態(進め方)」に関する設問では、図5に示すように演習を含めた授業を希望するという回答が70%程度であり、概ね現在の授業形態が受け入れられている。また「予習時間」に関する調査では、図6に示すように、1コマ90分の授業に対し、予習1時間以上の回答が全学平均で40%程度であり、比較的予習しているといえる。

3.2 学習支援に関するセンター利用の状況

本学では、個別もしくはグループでの質問、授業の補習、各種課外講座の受講などで多くの学生がセンターを利用している。図7は設立当初からの延べ利用者数の経年変化である。2012年度には、前年度まで(20,000名以下)の傾向から劇的に変わった(28,000名)。これは、ゆとり世代の

延べ利用人数

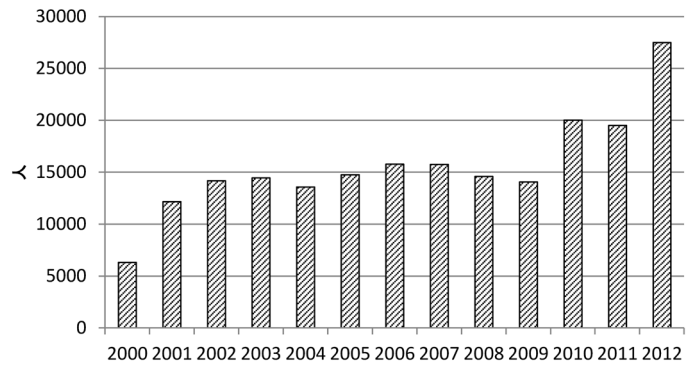


図7 センターの延べ利用者数(2000年度から).

学生の学習行動パターンが従来のそれから大きく変化したこと起因していると思われる。学習に対し能動的になった学生が増えたという印象が強い。なお、センターを利用する理由は「先生に相談しやすい」が最も多く、次いで「分からないときにいつでも質問できる」「先生が丁寧に指導してくれる」となっている。

4. おわりに

2012年度の数理教育の成果として、4学部の特性を考慮した数理統合教育を導入した結果、従来評価が低かった情報フロンティア学部やバイオ・化学部の授業の改善が確認でき、全学にわたり概ね70%台の肯定的な評価を得た。また、習熟度を配慮したクラス運営や課外の授業支援講座を開講した結果、多くの学生がセンターを利用し、自学自習に努めた(ここでは示していないが学力下位層の成績向上が顕著であった)。また、数理リテラシー特別講座を通じて、学力上位層の課外学習が活性化した。

総合力・ラーニングとして、講義一辺倒でなく双方向型の講義+演習の授業が好評であり、考える教育の指標である予習時間についてもある程度定着しつつあることが分かった。また、環境・建築系の分野で初めて専門教員との連携授業を実施し、所期の成果を得た。

今後の課題として、2012年度の活動の定着化と、各種データの分析に基づく教育改善(特に、統合課題への取り組みや予習の更なる充実など)があげられる。

参考文献

- 1) 水澤丕雄: KIT Progress 工学教育研究 12 (2006) 163—工学基礎教育センターの開設とその活動の展開.
- 2) 谷口進一: 工学教育 59(2) (2011) 3—数理リテラシーパスポートを利用した大学全入時代における『個』に対応する数理教育.
- 3) 青木克比古: リメディアル教育研究 4(2) (2009) 5—金沢工業大学の「みとめる教育・きたえる教育・ほめる教育」.

非会員著者の紹介

青木克比古氏: 金沢工業大学・理工学教育研究センター・所長・教授。博士(情報学)。専門は、工学教育。特に、大学全入時代での数理基礎教育の組織的な取り組みとその成果に興味がある。

(2013年8月7日原稿受付)

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 2013 年 8 月に掲載可となった中から 2013 年 9 月の編集委員会を選んだ “Papers of Editors' Choice” (JPSJ 注目論文) を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

この紹介記事は国内の新聞社の科学部、科学雑誌の編集部で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ので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。

原子の非調和振動により強められる超伝導

単純金属や合金などに見られる従来型超伝導は、格子振動を媒介とした電子間引力に基づく BCS 理論によって良く説明される。通常の物質中の原子は、周りの原子とバネで強く繋がれているとみなされ、低温で調和振動子として近似される。それに対しカゴ状構造をもつ超伝導体では、その構造的特徴から、調和振動から大きく逸れた非調和な原子振動が存在し、その特殊な格子振動が超伝導状態に与える影響について精力的に研究がなされている。

カゴ状物質の一つである β 型パイロクロア酸化物 AOs_2O_6 ($A=K, Rb, Cs$) では、サイズの小さいアルカリイオンがオスmium原子と酸素原子とからなる大きなカゴの中に存在し、アルカリイオンとカゴとのサイズのミスマッチにより非調和振動をしている (図 1)。この系の超伝導転移温度は、それぞれ $T_c=9.6$ K ($A=K$), 6.3 K (Rb), 3.3 K (Cs) である。

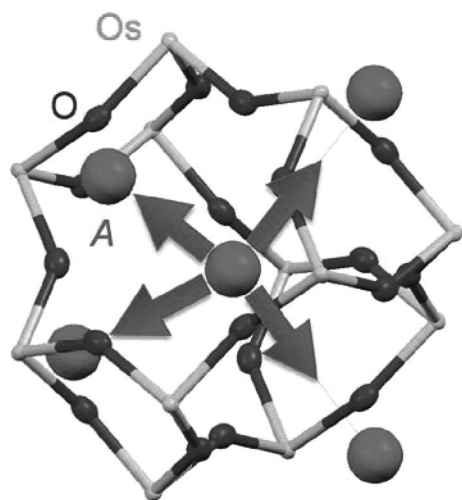


図 1 β 型パイロクロア酸化物 AOs_2O_6 のカゴ状構造。O 原子と Os 原子とが作る大きな原子カゴの中に、サイズの小さな A 原子が孤立した状態で内包されている。A 原子は、この特徴的な構造に由来する底が平らな非調和ポテンシャル中で大きな振幅を保ったまま振動する。

この T_c の大小関係は電子の状態密度の大小関係と明らかに逆であり、むしろこの系に特徴的な結晶構造に由来した非調和性の大きさに関係しているように見える。また、非調和性の最も大きい KOs_2O_6 では、転移温度 T_c だけでなく上部臨界磁場 H_{c2} が $RbOs_2O_6$ ($H_{c2}\sim 5$ T) や $CsOs_2O_6$ ($H_{c2}\sim 1$ T) と比べて異常に高い値 ($H_{c2}\sim 33$ T) をもつことが分かっている。このように、この系の超伝導では弱結合 BCS 理論では単純には説明できない現象が見られる。最近、いくつかの実験および理論研究により、このような特殊な超伝導状態が非調和振動により生じている可能性が指摘されたが、転移温度や上部臨界磁場などの基本的な超伝導特性における異常性が、非調和性の変化を通してどのようにもたらされるのかについてはあまり良く分かっていなかった。実際、3つある AOs_2O_6 の超伝導圧力相図 (T_c - P 相図) には一見系統性がなく、非調和性との関係も含め、その統一的理解はなされていなかった。

東京工業大学大学院理工学研究科のメンバーを中心とする研究グループは、圧力による結晶構造の変化を通して非調和性を間接的に変化させるというアイデアのもと、 β 型パイロクロア酸化物に対する高圧下磁場中比熱測定を行い、超伝導に対する非調和振動の役割を突き止めた。まず、 KOs_2O_6 および $RbOs_2O_6$ の常圧における T_c ($P=0$) が、 $CsOs_2O_6$ の圧力下での $T_c(P)$ に一致するよう印加圧力 P にオフセット P_0 を加えた圧力 $P_S (=P+P_0)$ を横軸にとることで、一見系統性が見られなかった AOs_2O_6 の T_c の圧力依存性がスケールされることを示した (図 2(a))。このことは、 AOs_2O_6 の電子状態が P_S によって統一的理解できる可能性を示唆している。そこで、上部臨界磁場の傾き $dH_{c2}/dT|_{T=T_c}$ および McMillan 方程式から T_c を決める二つの因子「電子-格子相互作用 λ 」および「フォノン周波数 ω_{log} 」をそれぞれ見積り、 T_c と同様に系統性が見られなかった λ および ω_{log} もそれぞれ P_S に対して単一の曲線に乗ること

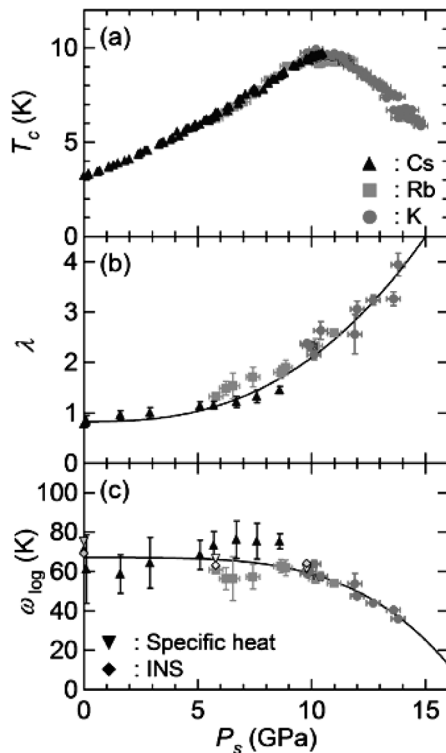


図2 非調和性に関係するパラメータ P_s の変化に対する (a) 転移温度 T_c , (b) 電子-格子相互作用 λ , および (c) フォノン周波数 ω_{\log} の変化。

が明らかとなった。さらにその結果から P_s の増加とともに λ が単調に増強する一方で、 ω_{\log} は減少傾向を示すことが判明した(図2(b), (c))。一般的に、非調和性が增大するとフォノン周波数が減少することを考えると、 AOs_2O_6 では加圧(P_s の増加)により非調和性が增大するといえる。つまり、 P_s は非調和性の大きさに密接に関係した量で、オ

フセット P_0 は3つある AOs_2O_6 の常圧における非調和性の大きさがそれぞれ異なることに対応していると考えられる。以上のことから AOs_2O_6 の T_c は非調和性が大きいほど高くなるわけではなく、非調和性の増大に伴い T_c を上げる効果である λ の増加と T_c を下げる効果である ω_{\log} の減少との相反する二つの効果の競合により、ある値で極大値を取ると考えられる。このように AOs_2O_6 における超伝導相図が非調和性で統一的に理解できることを明らかにした。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2013年11月号に掲載された。

本研究成果は、格子振動の非調和性が超伝導に与える役割を明らかにし、パイロクロア酸化物における特異な超伝導相図の統一的な理解に成功したという学術的側面からの重要性だけでなく、転移温度の向上には非調和性の大きさを最適にすることが重要であることを明らかにし、より高い転移温度をもつ超伝導体の実現に向けた新たな開発指針を与えたことは、応用的側面からも意義がある。

原論文

Understanding of the Temperature-Pressure Phase Diagram of β -Pyrochlore Oxides: A Role of Anharmonicity on Superconductivity

T. Isono, D. Iguchi, T. Matsubara, Y. Machida, B. Salce, J. Flouquet, H. Ogusu, J. Yamaura, Z. Hiroi and K. Izawa: J. Phys. Soc. Jpn. **82** (2013) 114708.

〈情報提供：井澤公一(東京工業大学大学院理工学研究科)
磯野貴之(現 物質・材料研究機構)
廣井善二(東京大学物性研究所)〉

物理系学術誌刊行センターだより

本刊行センターは、Institute of Pure and Applied Physics (IPAP)を継承し、日本物理学会、および応用物理学会の論文誌刊行事業の発展のために、2008年4月1日に設立されました。英語名はPublication Center for Pure and Applied Physics、略称はPCPAPです。

15年ほど前から始まった学術誌の電子化に対応するために、IPAP、PCPAPは、オンラインプラットフォーム、査読システムの開発を行い、両学会会員の皆様のご協力のもとに、職員の献身的な働きでこれらをDMA社とともに支えて参りました。一方、日々発展するオンラインジャーナルシステムを独自に維持することはますます困難になり、また効率面からも望ましくないことが両学会の刊行委員会等で指摘されました。そこで会員の皆様のご意見を聞きながら、2014年1月より、Journal of the Physical Society of Japanは、オンラインプラットフォームを海外サーバで運用することといたしました。

これに先立ち、2013年1月から、Progress of Theoretical PhysicsはProgress of Theoretical and Experimental Physicsとして新しいスタートを切り、Oxford University Pressからオープンアクセスジャーナルとしてすでに刊行されております。また、2014年1月より、応用物理学会が刊行するJapanese Journal of Applied Physics、およびApplied Physics Expressは、英国物理学会出版局(IOP Publishing)のオンラインプラットフォームを利用し、機関購読はIOP Publishingがその業務を行います。こちらの点にもご留意下さい。

オンラインプラットフォームの移行に伴い、URLの変更など、多少のお手数をおかけしますが、電子ジャーナルの最新のサービスを迅速に行ってまいりますので、会員の皆様のご理解とご協力のほど、どうかよろしくお願い致します。

大槻東巳(物理系学術誌刊行センター長)

夏梅 誠

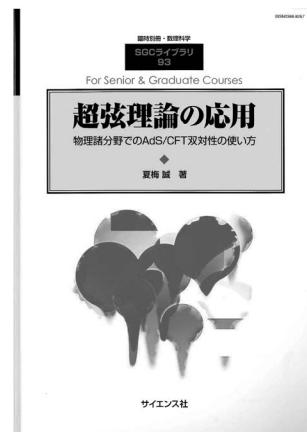
超弦理論の応用；物理諸分野でのAdS/CFT 双対性の使い方

サイエンス社，東京，2012，v+203p，26×18 cm，本体2,495円（SGC ライブラリ-93）

[専門・大学院向]

ISSN 4910054700923

酒井 忠勝 〈名大院理〉



本書の特徴を一言で述べると、超弦理論から生まれたAdS/CFT対応が、量子色力学や物性物理など、物理の諸分野にいかに応用されるかを平易に解説したもの、に尽きます。AdS/CFT対応は、ゲージ理論と弦理論というまったく相異なる2つの理論が、実は等価であると主張します。そして何より特筆すべきは、道具としてのAdS/CFT対応の便利さです。ゲージ理論の強結合現象が古典重力理論により理解できることが分かり、AdS/CFT対応を様々な物理系に応用する試みが、90年代後半から現在に至るまで盛んに行われてきました。最近では弦理論とは無関係と思われていた物性物理にも応用されています。このような発展を、200ページ程度の分量にできるだけself-containedにまとめたのが本書です。

AdS/CFT対応を学ぶ上で壁となるのは、それまで馴染みのない道具が登場することではないでしょうか。例えば素粒子論の研究者にとっては、ブラックホールなどに関する古典重力の基礎、また統計物理における線形応答理論などがあげられます。ハドロン物理や物性物理の研究者にとっては、そも

そも弦理論についてご存じない方も多いと思われます。それらのポイントが手際よく1冊にまとめられているのが、本書の特徴と言えます。

また、式の計算過程が詳しく説明されている点も、初学者にとっては理解の助けとなるでしょう。例をあげると、AdS/CFT対応において最も基本的な役割を果たすGKP-Witten関係式の実用例、またホログラフィック繰り込みとも呼ばれる、有限な計算結果を与える処方箋などに関して、これほど懇切丁寧な記述を見たことがありません。そして、これらの道具立てがクォーク・グルーオンプラズマや超伝導の相転移現象の問題などに適用され、比較的最近の進展まで話題が及んでいます。

以上述べたように、AdS/CFT対応がいかに応用されるかを概観するには、本書は有用と思われる。一方、全体を通じて気になった点として、いくつかの重要な概念について、数式を使わず直感的な説明を行っている箇所が見られます。例えば、第5章においては弦理論やDブレーン、またAdS/CFT対応に至るまでのアイデア、あるいは第8章ではウィルソンループと呼ばれる

物理量を重力理論からどのように計算するか、述べられています。本書のまえがきによると、この本はいくつかの大学で行った講義ノートがもとになっているようです。その著者の経験から、このような直感的な説明が初学者にとっては分かりやすいと判断されたのでしょうか。しかしながら、逆に読者の理解を妨げる結果につながる可能性もあるので、読者には注意が必要です。AdS/CFT対応をより厳密に理解するには、巻末に引用されている原論文、あるいは本格的な教科書を参照しなければなりません。

いずれにせよ、本書がAdS/CFT対応の側面を知る上で貴重な資料となることは間違いのないでしょう。私自身、今後学生さんとAdS/CFT対応のゼミを行う機会があれば、テキストの1つとして検討したいと思います。

(2013年5月29日原稿受付)

佐川真人監修

ネオジム磁石のすべて；レアアースで地球（アース）を守ろう

アグネ技術センター，東京，2011，vii+204p，21×15 cm，本体2,800円 [専門～学部向]

ISBN 978-4-901496-58-2

溝畑 典宏 〈和歌山市〉

本書は発見者佐川真人監修、各分野の第一人者11名による著作である。佐川氏は2012年の日本国際賞受賞者であり、受賞講演は賞のWebのビデオのサイト(YouTube)で見られる。ネオジム磁石Nd₂Fe₁₄Bはハイブリッド車・携帯電話・MRIに使われている。

最初に勧めたいのは、1章ネオジム磁石はどのようにして生まれ、育ったのか(浜野)、11章ネオジム磁石発明者の述懐(佐川)である。発見のきっかけは1978年の浜野氏の学会発表(希土類-Fe磁石に関する)にあるという。発表を聞いて佐川氏は、Fe-Fe距離を

ホウ素で伸ばせばキュリー温度を上げられると考え、実験開始後2-3カ月でNdFeB系を突き止めた。この発見から磁石に適した合金組織に仕上げるまで4年かかるわけだが、発見の早さは羨ましい。

発見当初の最大磁気エネルギー積は(BH)_{max}=272 kJ/m³であり、その後も440 kJ/m³まで向上した。添加物もあるが、T_cが1Kも上がらない超伝導体MgB₂と比べると面白い特性である。(評者の関心は超伝導である)KS鋼の1917年発見から2000年にかけて



$(BH)_{\max}$ が上昇する推移 (本書の p. 7) も超伝導とよく似ているので, 超伝導研究者にも示唆に富む内容と思われる。

よって, 1章, 11章からは, 化合物を発見することと磁石化 (製品化) の違い, 磁石化の困難さ, そして発見の喜びが分かる。

2章ネオジウム磁石はなぜ強いのか, やさしい物理 (小林) は, 金森順次郎の

解説を利用したもので, 初学者に分かりやすい。Fe 及び Fe-Co 合金, 希土類-遷移金属の電子構造や強磁性の起源を, フント則, 結合性準位, 磁気モーメントなどの用語を交えてわかりやすく説明し, 最後に元素 B の役割を述べている。役割は全く異なるが, $Nd_2Fe_{14}B$ と MgB_2 とで B は大活躍である。

Fe と Nd は, それぞれ鉄族遷移金属と希土類元素の中で, 最も存在比が大きい元素であるから, この磁石は究極とも思えるが, まだキュリー温度が低い弱点も抱えていることから, 9章ネオジウム磁石を超える新磁石の研究 (広沢) も興味深い。2節低希土類組成ハード磁性では, $LaFeSi$ のキュリー温度を水素化により高めようとした徒労や, $SmFeN$ 等の窒化物や炭素化による研究が紹介される。

副題の“地球を守ろう”に関しては, 6章ハイブリッド車用ネオジウム磁石の

進歩 (近田) ではネオジウム磁石を活用しモーターを小型化したカーメーカーの苦勞が読み取れる。

最後, 11章で佐川氏は吐露する。結局 Fe-Fe 間を伸ばすことは正しくなかった。しかし回りの反対を押切って粘ったことが良かった。そういった彼の信条は自己顕示欲, 自意識と表現される。本書からはこの信条の薫陶を受けられる。

MRI の構造など詳細は同氏監修『永久磁石』(同社, 2007) を参照するといいたいだろう。

(2013年3月10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

J. Baggott 著, 小林富雄訳: ヒッグス粒子; 神の粒子発見まで

東京化学同人, 東京, 2013, xx+239+34p, 19×13 cm, 本体2,300円

ISBN 978-4-8079-0826-4

R. A. Serway, J. W. Jewett, Jr. 著, 鹿見島誠一, 和田純夫訳: サウエイ基礎物理学;

II. 電磁気学

東京化学同人, 東京, 2013, xxi+231p, 26×18 cm, 本体2,500円

ISBN 978-4-8079-0831-8

A. コンス, S. マジッド, R. ベンローズ, J. ポーキングホーン, A. テイラー著, 伊藤雄二監訳: 時間とは何か, 空間とは何か; 数学者・物理学者・哲学者が語る

岩波書店, 東京, 2013, xviii+229p, 21×15 cm, 本体3,700円

ISBN 978-4-00-005468-3

青木晴善, 小野寺秀也: 強相関電子物理学 朝倉書店, 東京, 2013, v+246p, 21×

15 cm, 本体3,900円 (現代物理学 [展開シリーズ] 第4巻)

ISBN 978-4-254-13784-2

阿原一志: 計算で身につくトポロジー 共立出版, 東京, 2013, ix+213p, 21×15 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-320-11039-7

上村 洸, 山本貴博: 基礎からの量子力学 裳華房, 東京, 2013, xi+374p, 21×15 cm, 本体3,800円

ISBN 978-4-7853-2242-7

北川米喜: 光ってなに? ; 光の場と光量子との物理

大阪大学出版会, 大阪, 2013, ix+264p, 21×15 cm, 本体2,800円

ISBN 978-4-87259-463-8

北 孝文: 統計力学から理解する超伝導理論

サイエンス社, 東京, 2013, v+191p, 26×18 cm, 本体2,476円 (SGC ライブラリ-101)

ISSN 4910054700930

平尾雅彦: 音と波の力学

岩波書店, 東京, 2013, xi+201p, 21×15 cm, 本体2,300円

ISBN 978-4-00-005129-3

伏見康治著, 江沢 洋解説: 伏見康治コレクション1; 紋様の科学

日本評論社, 東京, 2013, vi+366p, 22×16 cm, 本体5,400円

ISBN 978-4-535-60346-2

伏見康治著, 江沢 洋解説: 伏見康治コレクション2; ふりこの振動を追って

日本評論社, 東京, 2013, vi+304p, 22×16 cm, 本体4,500円

ISBN 978-4-535-60347-9

伏見康治著, 江沢 洋解説: 伏見康治コレクション3; 物理学者の描く世界像

日本評論社, 東京, 2013, vi+248p, 22×16 cm, 本体4,500円

ISBN 978-4-535-60348-6

伏見康治著, 江沢 洋解説: 伏見康治コレクション4; 物理つみくさ集

日本評論社, 東京, 2013, v+284p, 22×16 cm, 本体4,500円

ISBN 978-4-535-60349-3

掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/books/keijiban.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)

■理化学研究所発生・再生科学総合研究センター研究員

1. 研究員若干名
2. フィジカルバイオロジー研究ユニット
3. 細胞や多細胞に現れる秩序形成の原理を物理学や数理学の考え方を使って様々な角度から研究する。
4. 応相談
5. 年度契約の任期制職員(評価により最長5年迄更新可)
6. 博士号取得者又は取得見込で、非線形・非平衡系、ソフトマター等の物理学、統計学、情報理論、計算論的神経科学等の応用数学、発生生物学、細胞生物学、分子生物学等の生物学の何れかの分野の研究経験があり、細胞や発生の現象に関心のある方が望ましい。
7. HP参照

8. ポストが埋まり次第
9. ① 650-0047 神戸市中央区港島南町2-2-3 理化学研究所神戸事業所研究支援部人事課 星屋
- ② フィジカルバイオロジー研究ユニット 柴田達夫 tatsuoshibata@cdb.riken.jp
10. 詳細はhttp://www.cdb.riken.jp/jp/06_jobs/0601_search46_rsp_131031.html参照。

■横浜国立大学大学院工学研究院教授

1. 教授1名
2. 知的構造の創生部門・物理情報工学専攻物理学コース
3. 原子・分子の超高分解能分光の分野の先端的な実験研究、及び理工学部数物・電子情報系学科物理学教育プログラムと大学院工学府物理情報工学専攻物理学コースの教育を行う。
4. 2014年7月1日
5. 5年。研究業績や教育能力等の評価によりテニユアの資格を獲得することが可能。
6. 博士号取得者
7. ○履歴書 ○業績リスト ○主要論文5編以内 ○研究業績概要(A4,2枚) ○研究計画(A4,2枚) ○教育に関する抱負(A4,1枚) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○以上の文書を印刷した書類1部と一つのpdfとして記録したCD又はDVD一枚。
8. 2014年1月17日(金)必着
9. 240-8501 横浜市保土ヶ谷区常盤台79-5 横浜国立大学工学府物理情報工学専攻物理学コース 梅原出 電話045-339-4184 izuru@ynu.ac.jp
10. 封筒に「教授応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

学術的会合

学術的会合の標準様式(1件500字以内)

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

■「生命ダイナミックスの数理とその応用」—数理学と生物医学の融合

主催 文部科学省委託事業「数学・数理学と諸科学・産業との協働によるイノベーション創出のための研究促進プログラム(数学協働プログラム)」

日時 2014年1月20日(月)~22日(水)

場所 東京大学大学院数理学研究科大講義室(153-8914 東京都目黒区駒場3-8-1 電話03-5465-7001)

内容 生命科学の細分化された領域を俯瞰し、生命科学の理論家、実験家、数理、物理の人が集い、数理、物理を通して生命のダイナミクスに対する既存の方法の新しい応用を探索しつつ数理研究者が生命科学研究者や産業が抱える問題を共有し、新しいアプローチを模索する。

定員 200名

参加費 無料(懇親会費別)

参加申込締切 2014年1月15日(水)

連絡先 数学協働プログラム「生命ダイナミックスの数理とその応用」事務局 井原茂男(東大)

coop.math.office@ibmath.jp

その他 詳細及び参加申込は

<http://coop-math.ism.ac.jp/event/2013W07>

参照。1月21日のプログラム終了後、懇親会(有料)を予定。

■第41回ニューセラミックスセミナー「3D積層造形技術の現状と将来—セラミックス材料への応用—」

主催 ニューセラミックス懇話会、大阪府技術協会

日時 2014年2月28日(金)

場所 大阪産業創造館4階イベントホール(541-0053 大阪市中央区本町1-4-5 電話06-6264-9800)

内容 「積層造形の基礎」「粉末焼結・溶融型3Dプリンターの技術動向」「光造形法を用いた機能性セラミックス3Dプリンティング」「レーザー溶融3D積層造形したTi金属の性質とその医療応用」「インクジェットデジタルものづくり革命—液晶部品から3D造形まで—」「エアロゾルデポジション法実用化への取り組みと3D造形への応用展開」

定員 60名

参加費 15,000円

参加申込締切 定員になり次第

連絡先 594-1157 和泉市あゆみ野2-7-1

大阪府立産業技術総合研究所内ニューセラミックス懇話会事務局 山口良子
電話0725-53-1919 Fax 0725-53-2332

newceramicsf dantai.tri-osaka.jp
http://tri-osaka.jp/dantai/ncf/

■スプリング・サイエンスキャンプ2014

主催 科学技術振興機構
日時 2014年3月21日(金)～29日(土)の
期間中の2泊3日
場所 大学、公的研究機関、民間企業等
12会場。詳細はWeb参照。
内容 先進的な研究テーマに取り組んでいる
日本各地の大学、公的研究機関、民間
企業等を会場として、第一線で活躍する
研究者・技術者から本格的な講義・実
験・実習を受けることができる、高校生
のための科学技術体験宿泊プログラム。
定員 会場毎8～20名(計164名)
参加費 2,000円(食費の一部に充当。交
通費は自己負担)
申込 [http://www.jst.go.jp/cpse/sciencecamp/
camp/](http://www.jst.go.jp/cpse/sciencecamp/camp/)より募集要項・参加申込書入手。
必要事項を記入の上、事務局宛郵送。
参加応募締切 2014年1月24日(金)必着
連絡先 102-0091東京都千代田区北の丸公
園2-1 日本科学技術振興財団法人財育成
部内 サイエンスキャンプ本部事務局
電話03-3212-2454 Fax 03-3212-0014
camp-boshu25 jsf.or.jp
その他 応募資格は高等学校、中等教育学
校後期課程(4～6学年)又は高等専門学
校(1～3学年)等に在籍する生徒。

その他

助成公募の標準様式(1件500字以内)

○名称 ○対象(1行18字で7行以内)

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

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■第9回ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞募集

対象 生命科学、物質科学の分野において
博士後期課程に在籍又は進学予定の40歳
未満の女性で交付後1年間、国内で教育・
研究に従事できる方。留学生は対象外。
助成内容 世界規模で展開するロレアル-
ユネスコの女性科学者を支援する共同プ
ロジェクトの理念を継承し、将来を担う
日本の若手女性研究者が研究を継続でき
るよう奨励。生命科学、物質科学の分野
から原則1年各2件(2名)、計4件(4名)
を選考し、受賞者に賞状と奨学金100万
円を贈呈。
応募締切 2014年2月28日(金)消印有効
書類送付先 163-1071東京都新宿区西新宿
3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレ
アル株式会社コーポレート・コミュニケー
ション本部「ロレアル-ユネスコ女性科
学者 日本奨励賞」事務局
問合せ先 [fwis-japanfellowships_jp.loreal.
com](mailto:fwis-japanfellowships_jp.loreal.com)
その他 封筒に「ロレアル-ユネスコ女性
科学者 日本奨励賞」応募書類と明記し
必要書類を郵送。e-mail不可。応募書類
不返却。2014年に東京で開催予定の授
賞式にて発表。

■2014年度ロレアル-ユネスコ女性科学者 日本奨励賞一特別賞募集

対象 科学の分野で実績のある個人又は、
次世代育成等において積極的な活動を推
進している個人又は企業・団体・学校。
内容 選考委員会により1件選考し、賞状
を贈呈。
応募締切 2014年2月28日(金)消印有効
書類送付先 163-1071東京都新宿区西新宿
3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレ
アル株式会社コーポレート・コミュニケー
ション本部「ロレアル-ユネスコ女性科
学者 日本奨励賞一特別賞」事務局
問合せ先 [fwis-japanfellowships_jp.loreal.
com](mailto:fwis-japanfellowships_jp.loreal.com)
その他 封筒に「ロレアル-ユネスコ女性
科学者 日本奨励賞一特別賞」応募書類
と明記し必要書類を郵送。自薦・他薦可
(他薦の場合は推薦先の上記が必要)。
e-mail不可。応募書類不返却。2014年に
東京で開催予定の授賞式にて発表。

■会員専用ページ：ユーザ名とパスワード

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

1月ユーザ名 : 14Jan
パスワード : Hendrik431
2月ユーザ名 : 14Feb
パスワード : William603

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
2014年 1/10	日本磁気学会第194回研究会/第19回日本磁気学会光機能磁性デバイス・材料専門研究会	東京	68-12
1/16～17	第40回冬期講習会～光ファイバ技術の最前線～	東京	68-10
1/20～22	「生命ダイナミックスの数理とその応用」—数理学と生物医学の融合	東京	69-1
1/23	表面科学技術研究会2014「太陽電池/太陽光発電の最先端情報—コア再生可能エネルギーにおける位置付と役割—」	神戸市	68-12
1/27～30	FIRST Int. Symp. on "Topological Quantum Technology"	東京	68-11

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2014年 1/28	新学術領域研究「融合マテリアル：分子制御による材料創成と機能開拓」第8回公開シンポジウム（新学術領域研究「元素ブロック高分子材料の創出」第3回公開シンポジウム合同開催）	広島市	68-12
1/29～31	Trends in Nanotechnology Japan 2014	東京	68-12
1/30	第80回表面科学研究会「窒化ホウ素：電子デバイス材料としての課題と展望」	横浜市	68-12
2/28	第41回ニューセラミックスセミナー「3D積層造形技術の現状と将来—セラミックス材料への応用—」	大阪市	69-1
3/3～5	第46回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	68-11
3/5～7	MANA Int. Symp. 2014	つくば市（茨城）	68-11
3/21～29	スプリング・サイエンスキャンプ2014	日本各地	69-1
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
4/4～7	The 10th Int. Conf. of Computational Methods in Sciences and Engineering 2014	Athens (Greece)	68-11
5/22～23	第31回希土類討論会	東京	68-12
9/7～10	日本物理学会2014年秋季大会（中部大学）（物性）	春日井市（愛知）	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
10/8～11	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
2015年			
3/21～24	日本物理学会第70回年次大会（早稲田大学）	東京	日本物理学会
9/16～19	日本物理学会2015年秋季大会（関西大学）（物性）	吹田市（大阪）	日本物理学会
9/25～28	日本物理学会2015年秋季大会（大阪市立大学）（素粒子，核物理，宇宙線，宇宙物理）	大阪市	日本物理学会

編集後記

皆さまは物理学会誌にどのようなイメージを抱いておられるでしょうか？ 私が大学院の学生だった頃に抱いていた物理学会誌のイメージは、「会費を払うとおまけでついてくる雑誌」でした。会誌が無くても良いから会費を安くして欲しいなあと思っておりましたが、博士課程3年生の頃、物理学会誌に助けられる出来事がありました。

大学院博士課程に進学した私は、高エネルギー加速器研究機構の加速器を用いた大型実験に参加していました。研究所の床に寝袋を敷いて寝泊まりする生活を繰り返し、数百人の共同研究者と共に「B中間子系におけるCP対称性の破れ」の発見に向けて研究を行っていました。博士課程3年の夏にCP対称性の破れが発見され、私も多少それに貢献できたことを喜んでおりました。しかしながら博士論文を書くための自分の研究テーマには手がついておらず、同時に焦りを感じ始めていました。私の研究テーマには、当時2つの解析手法が知られており、一つは大量のデータを必要とするが実験的にも理論的にもクリーンな手法、もう

一つは少ない統計量で結果を得ることができるが理論的不定性が大きな手法でした。当時蓄積されていたデータ量は、前者の手法に対しては足りず、また後者の手法に対しては逆に充分すぎて理論的不定性が精度を制限してしまう、中途半端な量でした。私は、最適な解析手法が見つけれずに、博士課程3年の秋の時点で完全に行き詰まっていました。ある日、（恐らく何か用事があって）久しぶりに研究所から大学に行きました。私の席は、研究所に常駐してあまり大学に来ない学生専用の席であり、棚には卒業した先輩が残っていた物理学会誌が埃を被って並んでいました。自分が大学に入学した頃にはどのような研究が行われていたのだろうか？ ふと興味が出て、昔の学会誌をパラパラめくってみました。すると、大学に入学した年の5月号の中の小特集「生命の設計図に迫る！」という、自分の研究とは全く関係のない分野の特集記事のあるページに目が止まり、それを読んでいるうちに目が釘付けになりました。そこには、アミノ酸に対応する文字を並べ替えて組み合わせの最適化を行うアルゴリズムが紹介されていました。アミノ酸の組

み合わせを、素粒子実験で観測される粒子の組み合わせに置き換えてみると、自分の研究の解析手法に応用できそうに見えます。結局そこから着想を得て研究を進めることができ、一年遅れではありましたが博士論文を完成させることができました。

今月号から会誌の紙面が刷新されます。私が編集委員になる以前から「学会誌紙面向上ワーキンググループ」が中心となって編集委員会で取り組まれてきたプロジェクトです。より親しみやすい会誌を目指して多くの変更がなされ、新たに「現代物理のキーワード」や各記事にリードページが加わりました。これらのページは、たとえば分野外の大学院生の方にも「この部分だけは是非読んで頂きたい」との思いで作られています。もしも研究に行き詰まっておられましたら、気分転換のつもりで会誌を手にとり、異分野の記事のリードページをパラパラとめくってみてください。もしかすると、研究の突破口になるヒントを、その中に見つけることができるかもしれません。

角野秀一（）

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)
石井 史之, 奥西 巧一, 岸田 英夫,
小山 晋之, 酒井 彰, 杉立 徹,
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

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

(参照: 本誌 47 (1992) 4 号会告)

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

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

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

アメリカ合衆国における複製については, 下記 CCC
に連絡して下さい。

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

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

日 本 物 理 学 会 誌 第 69 卷 第 1 号 (平成 26 年 1 月 5 日発行) 通巻 770 号

©日本物理学会 2014

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。