

日本物理学会誌

- 陽子と中性子のスピン構造
- QCD による核力研究とその展開

BUTSURI

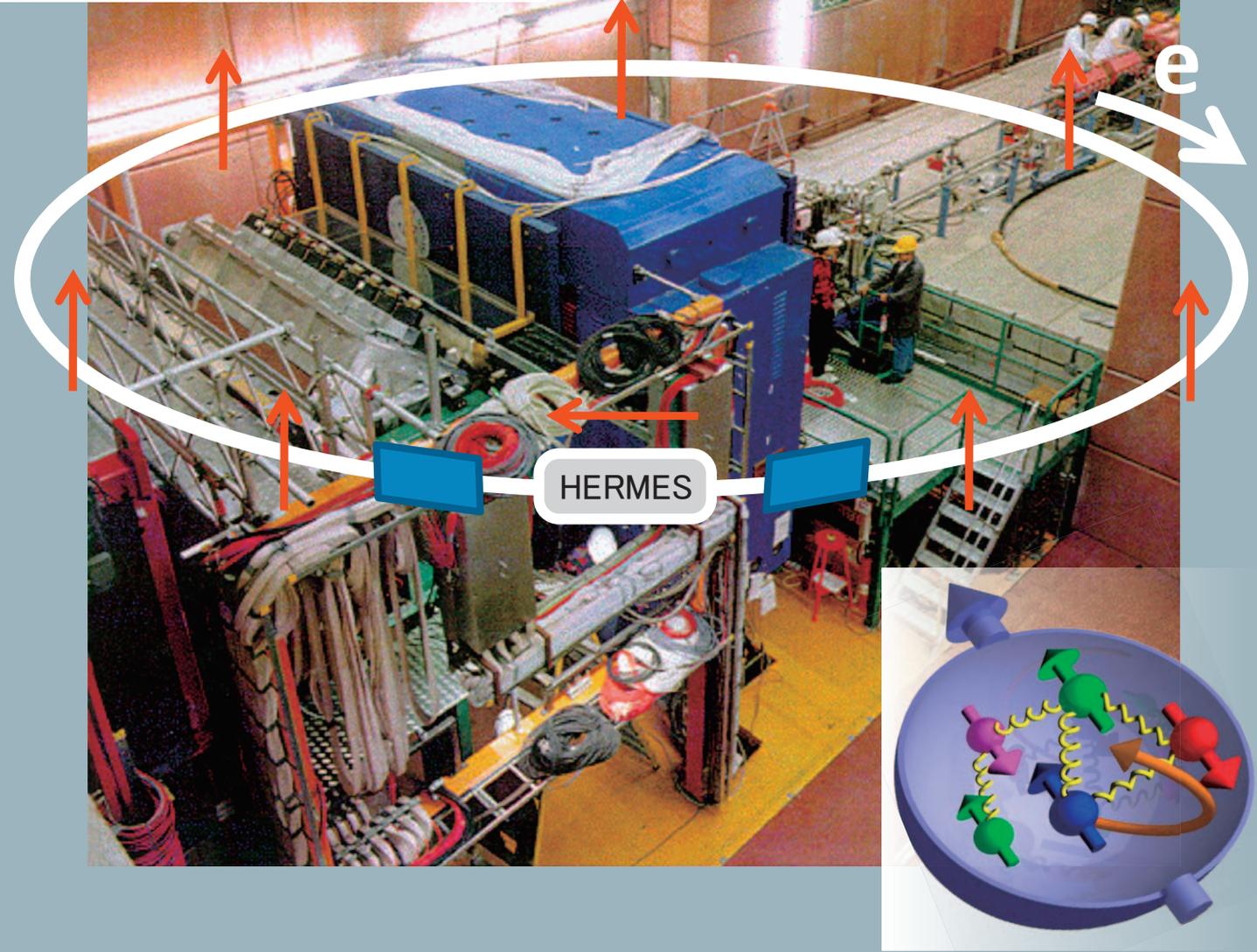
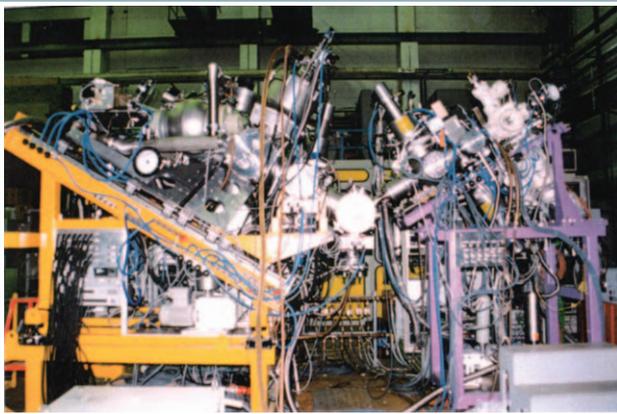
第67巻 第11号(通巻 754号) ISSN 0029-0181

昭和30年6月13日 第3種郵便物認可

平成24年11月5日発行 毎月5日発行

2012 VOL. 67 NO.

11

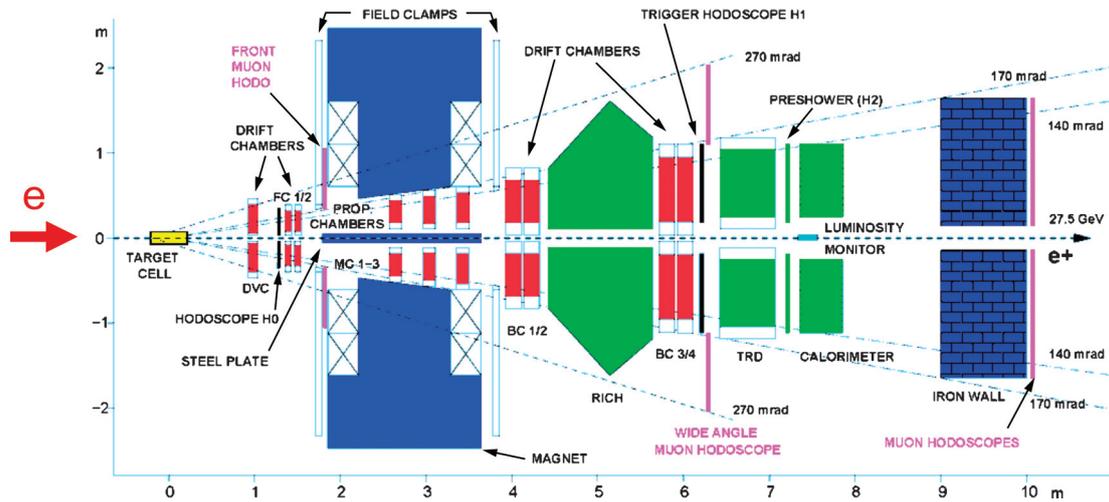


口絵：今月号の記事から		735
巻頭言	日本物理学会の会計担当理事として	播磨尚朝 737
解説	陽子と中性子のスピン構造 口絵 QCDによる核力研究とその展開	柴田利明 738
最近の研究から	流体力学的同期現象：鞭毛や繊毛の集団運動の理解に向けて ついにとらえたガンマ線バーストの偏光 口絵 幾何学的フラストレーションとスピン格子結合から生じる新しい スピングラス挙動 希ガス固体におけるイオン衝撃脱離	青木慎也, 初田哲男, 石井理修, 根村英克 745 内田就也 754 村上敏夫, 米徳大輔, 郡司修一, 三原建弘 758 品岡 寛, 富田裕介, 求 幸年 762 立花隆行, 平山孝人 767
JPSJの最近の注目論文から	7月の編集委員会より	安藤恒也 772
シリーズ「物理教育は今」	第7回全国物理コンテスト・第1チャレンジ2011 報告	江尻有郷 774
ラ・トッカータ	現代物理学の素晴らしい贈り物を学生そして市民に届ける活動を	八木浩輔 777
談話室	Asia Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP) の現状と今後	多田 司 779
新著紹介		781
掲示板	■人事公募 ■学術的会合 ■その他	783
行事予定		785
会 告	■2013年分(2013年1月~12月)会費自動振替の実施と会費納入のお願い ■2013年度雑誌の国外配布送料について ■賞および研究援助の候補者の募集について ■第9回 Jr. セッションの開催 ■第68回年次大会会場における託児室の設置について ■第68回年次大会の事前参加登録・事前講演概要集申込について ■第68回年次大会講演募集要項 ■2012年10月1日付新入会者 ■日本物理学会入会案内 ■日本物理学会入会申込書 ■2013年度 定期刊行物の購読案内 ■2013年度 JPSJ の購読案内 (機関会員向け)	788
本会関係欧文誌目次		809

表紙の説明 陽子と中性子のスピン構造を研究する手法の1つは、電子ビームと核子標的の偏極深非弾性散乱である。i) 中央の写真はハンブルクのドイツ電子シンクロトロン研究所 (DESY) の加速・貯蔵リング HERA の HERMES 実験。HERMES は HERa MEasurement of Spin の略である。27.6 GeV の電子ビームは右上から左下の方向へ進む。青く見えるのが電磁石、左下にあるのは荷電粒子の位置検出や粒子識別のための測定器。ii) 中央の環は、周長 6.3 km の DESY-HERA を周回する電子ビームのスピン方向を示している。iii) 左上の写真は、DESY-HERA の電子ビームリングに組み込む直前の HERMES 実験の偏極気体水素標的装置。偏極源には原子ビーム法を用いている。周回する電子ビームに対して内部標的として用い、この気体水素の陽子の深非弾性散乱が測定された。中央に電子ビーム用の真空ダクトが見える。気体標的を用いる利点は、純粋な水素や重水素の偏極標的が得られることである。iv) 右下の図は陽子の内部を示す模式図で、フェルミ粒子であるクォーク (矢印) とボース粒子であるグルーオン (らせん) の多体系として陽子のスピン構造が研究されている。茶色で示す軌道角運動量が陽子のスピンに寄与する可能性もある。詳細は本号に掲載されている柴田利明氏の「解説」記事を参照のこと。

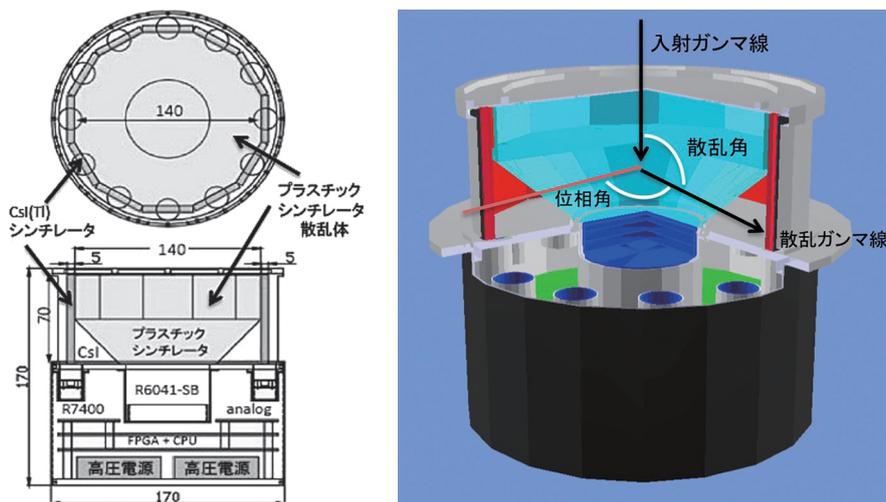
Graphic Page		735
Editorial		
<i>As Executive Secretary of Financial Affairs in JPS</i>	Hisatomo Harima	737
<hr/>		
Reviews		
<i>Spin Structure of the Proton and Neutron</i>	Toshi-Aki Shibata	738
<i>Research on Nuclear Force in QCD and Its Development</i>	Sinya Aoki, Tetsuo Hatsuda, Noriyoshi Ishii and Hidekatsu Nemura	745
Current Topics		
<i>Hydrodynamic Synchronization: Toward Understanding the Collective Motion of Flagella and Cilia</i>	Nariya Uchida	754
<i>Detections of Gamma-ray Burst Polarization with GAP onboard IKAROS</i>	Toshio Murakami, Daisuke Yonetoku, Shuichi Gunji and Tatehiro Mihara	758
<i>Unconventional Spin-Glass Behaviors Induced by Geometrical Frustration and Spin-Lattice Coupling</i>	Hiroshi Shinaoka, Yusuke Tomita and Yukitoshi Motome	762
<i>Desorption Induced by Ion Impact from Rare Gas Solid</i>	Takayuki Tachibana and Takato Hirayama	767
<hr/>		
JPSJ Selected Papers in the Latest Issue	Tsuneya Ando	772
Physics Education Today		
<i>Report of the 7th Physics Challenge: The First Stage 2011</i>	Arisato Ejiri	774
La Toccata		
<i>Deliver a Great Modern Physics Achievement to Students and Citizens</i>	Kohsuke Yagi	777
Forum		
<i>Current Status of Asia Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP) and Future Perspectives</i>	Tsukasa Tada	779
Book Reviews		781
<hr/>		
Notice Board		783
<hr/>		
JPS Announcements		788

解説 「陽子と中性子のスピン構造」 p.738

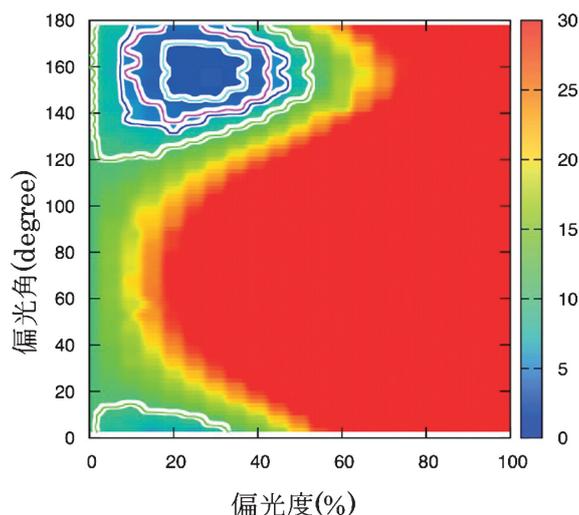


荷電レプトン（電子ないしミューオン）と核子の偏極深非弾性散乱では、散乱したレプトンと、反応によって発生した粒子とを粒子識別して測定する。図は HERMES 実験の測定器の側面図。上下対称に作られている。電子ビームは左から入射する。中央の緑色が粒子識別のための RICH（リング・イメージング・チェレンコフ検出器）を示している。エアロジェルをチェレンコフ発光体とする RICH が実際の実験に使われるのは初めてであった。エアロジェルは日本から送って RICH に組み込んだ。

ガンマ線バーストの偏光観測器が IKAROS 探査機に搭載された。ガンマ線の生成メカニズムを理解するには偏光の有無が鍵と考えられていた。比較的に高い偏光度が存在していたことから、ガンマ線バーストの放射メカニズムはほぼシンクロトン放射と考えられる。理論的に予言されていたが、実験的に確認されたと言える。



検出器の内部構造。Geant4 シミュレーター用の構造モデルである。中心のお椀状の塊がプラスチックシンチレータ散乱体、垂直に並んだ 12 枚の CsI (TI) シンチレータ (赤) がそれを取り囲む。中心散乱体の直下と 4 つの楕円 (濃青) は光電子増倍管の一部である。下部の黒い円筒内には CPU やコンデンサ処理回路が入る。



本文の図 1 で、Interval-1, 2 として示した時間帯の偏光角を強制的に Interval-1 に揃えて、偏光度だけを自由パラメータにした信頼度検定。偏光の有無だけを検定する。データのガンマ線光子数を増やして検定の精度を上げるのが目的である。この図では、無偏光が 3σ 信頼度の外にあることが分かる。偏光の存在は 3σ の高い信頼度で確認されたと言える。4 本の等高線は内側から 1σ , 90%, 2σ , 3σ の信頼度に相当する。

日本物理学会の会計担当理事として

播磨尚朝 〈会計担当理事〉

何の因果か、会計担当としての理事になって1年が過ぎようとしている。会誌の巻頭言としては不謹慎な書き方ではあるが、日本物理学会の財政状況を憂慮して大きな志を持って会計を担当している、わけでは決していない。もちろん、理事になる方がすべてそうだと思うてはいないが、私の場合は会計のことはおろか、理事の仕事が何であるかはほとんど知らずに仕事を始めている。その意味で、会計担当理事として学んだことはとても新鮮であり、それを会員諸氏に伝えることには何らかの意味があろう。

最初に学ぶことは、日本物理学会の会計年度は1月から12月ということである。現在の理事の任期は4月から3月なので、私の場合は2012年度の決算を終えて任期を終えるような仕組みになっている。2011年9月に一般社団法人に移行したことに伴い、会計の方法も大きく変わり、事務局では大変な苦労があったようであるが、私は新しい法人のことしか分からない。さらにこれを良い機会ととらえて、2012年度の予算編成から従来の方法を引き継がずに、大きく予算編成の方法を変える作業を行なった。

日本物理学会の収入は会員からの会費、年2回開催される大会の参加費や概要集販売、欧文誌の掲載料や購読料、会誌の広告料、さらに各種補助金などからなっている。この内、年2回の大会や欧文誌については、臨時的経費を除いては、年間の収支は大雑把にはほぼトントンであり、会員の会費の多くは会誌の発行と事務局の維持費、さらに、その他の事業に使われている。その他の事業の中身については後で触れるとして、国のように借金をしてまで多くの事業を行なう必要はなく、収入の範囲で事業を行なっているの、一

見すると財政的には問題はない。会員諸氏が会費の対価として日常的に受け取るものは毎月届けられるこの会誌であるが、会誌そのものにかかる費用は広告料収入を除けば会費の3割程度でしかない。会費のほぼ半分は事務局の維持費や特定の事業に分類されない人件費などに充てられている。したがって、残りの約2割をその他の事業に使っていることになる。

その他の事業は、各種受賞関係、社会への情報発信や啓蒙活動、男女共同参画などの各種活動、国際交流などがあげられる。これらは、日本物理学会の目的の1つである「内外の関連学会と連携協力を図ることにより、物理学の進歩普及を図り、もって学術の発展に寄与する」ための活動であり、言わば社会への投資のようなものである。会計担当として、それらの事業の詳細を把握しているわけではないし、それぞれの事業に対してどれくらいの経費が妥当なのかは、ますます分からない。財政的に許される範囲内で、これらの事業が実施可能なのであるが、では、収入が減るか支出が増えた場合はどのように対応するのだろうか。その他の事業を縮小すれば財政的な健全さは維持できるが、それが物理学会の活動として健全であることにならないであろう。

その他の事業というのは多岐にわたり、どれにどれだけの経費を充てるかということは、本来、極めて高度な判断が必要な問題である。しかしながら、実際は年度毎に可能な範囲内で負担することしかできていない。これら社会への投資のような活動を積極的に展開しようとする、財政の中長期的な展望が必要であり、そのためには大まかな事業分類の経費の経年変化を見て行く必要がある。そこで、新法人に移行

して会計基準が変わったのを機会に、予算編成の方針を変更して、各種の事業経費の変化を見やすくしようとしている。簡単に言えば、決算ベースの予算編成を行なうことにした。

2012年度の予算編成は2010年度の決算額を基準として行なった。申請された予算について、決算額からの増減の理由を各担当者に説明してもらうことで、ある程度の経年変化が把握できる。これに伴って、不測の事態を予め織り込んだ予算申請ではなく、実費を積み上げた予算申請が行なわれるようになった。誰も財布の中に余裕がないと不安であろうが、予算超過した場合の執行ルールを定めることで、できるだけ誤差の少ない金額で予算額を決定し、実際の経費の変化を把握しやすくした。さらに、各事業の経費の中に埋もれがちな、全体の人件費や減価償却表を別につけて、これらの経年変化も見られるようにした。この方法が定着して行けば、将来的には積極的な社会投資を計画することも可能になってくると思われる。

会計にかかる事務処理は、これ以外にもいくつか近代化への対応の遅れの問題を抱えている。その中で入会金を現金書留でしか納入できないという問題は、最近ようやく解消に向けた方策が固まった。ほかに、大会参加費の現地支払いが現金のみしか受け付けられないことに不自由を感じている会員が多かろうと思う。世の中全て、効率化がよい訳でもなからうが、会員の便宜を図り、経費の効率的な運用が行なえるような体制を整えて、限りある資源を日本物理学会の活動によりよく使われるように、今しばらくお手伝いをしに行きたいと思います。

(2012年8月2日原稿受付)

陽子と中性子のスピン構造

柴田利明 (東京工業大学 152-8551 東京都目黒区大岡山2-12-1)

陽子のスピン $1/2$ が、陽子を構成するクォークやグルーオンからどのようにつくられているか、は「陽子のスピンの問題」と呼ばれていて今日の物理学の基本的な問題の一つである。1980年代のEMC実験によって、陽子のスピン $1/2$ に対するクォーク・スピンの寄与がたいへん小さい、ということが発見されたのが発端である。その後、世界の様々な粒子加速器を用いて荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱と偏極陽子-陽子衝突型実験によって研究が行われてきた。その結果、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は約 $1/3$ であることが明らかになった。陽子スピンに対するグルーオン・スピンの寄与の測定も行われており、理論研究も進展している。現在の研究がどこまで進んでいるかを解説する。

1. はじめに

1.1 核子のスピン

陽子と中性子(まとめて核子と呼ぶ)は、電子とともに物質の基礎を成す粒子である。陽子がスピン $1/2$ を持つことは水素分子の比熱の測定から1927年に発見された。陽子のスピンは、いろいろなことに応用されている。磁場の測定に水素の核磁気共鳴(NMR)が用いられているが、医療診断の核磁気共鳴画像法(MRI)もその例である。水素原子の陽子と電子のスピンの平行な状態と反平行な状態のエネルギー差から生じる波長21センチの電波は、水素原子の存在を検出するために天文学で使われている。

核子が点状の粒子ではなく空間的な広がりを持つことは、電子-核子の弾性散乱によって測定された。1950年代からの電子-核子弾性散乱断面積の測定により形状因子が導出された。核子に励起状態があることも核子が内部構造を持つことを意味している。核子の磁気双極子モーメントが、点状のスピン $1/2$ の粒子に期待される値から大きくずれていることも、核子が内部構造を持つことを示している。現在では陽子は素粒子ではなく、クォークから構成されていることがわかっている。クォークも核子と同じく、スピン $1/2$ のフェルミ粒子である。宇宙のビッグバン直後にはクォークは自由に飛び回っていたが、 10^{-4} 秒くらいたったときにクォークから陽子や中性子が形成されたと考えられている。対称性の自発的破れの結果、大きな質量が得られた。どのようにしてスピン $1/2$ の陽子や中性子ができたかは興味深い問題である。

クォーク模型では、陽子は基本的に3個のクォークからなっていると考えるので、図1(左)のように、クォーク2つのスピンが平行で、1つが反平行だと全体としてスピン $1/2$ の陽子を作ることができる。1960年代にクォーク模型が提唱されて以来、このような像が信じられてきたが、1988-89年に発表されたEMC実験の結果¹⁾は、それを覆すものであった。

クォーク間の強い相互作用を媒介する粒子はグルーオンであり、そのスピンは1である。現在では図1(右)に示すように、陽子はスピンを持つフェルミおよびボース粒子の多体系として、その性質の研究が進められている。本稿では、「陽子のスピンの問題」の端緒となったEMC実験をまず紹介し、次いで荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱と構造関数、クォーク・パートン模型について説明した後に、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与の測定とグルーオン・スピンの寄与の測定について説明する。

1.2 EMCの実験

ジュネーブのCERNのEMC実験グループでは、高エネルギーのミュオンビームと陽子標的の偏極深非弾性散乱により陽子スピンの構造が研究された。偏極深非弾性散乱については後で詳しく述べるが、ビームも標的も縦偏極、すなわちビームの方向にスピンを偏極させて散乱が行われた。ミュオンは電子と同様、構造を持たない点状の粒子なので、陽子の構造を調べる探子として用いられる。100, 120, および200 GeVのミュオンビームが用いられた。

EMCは、1988-89年に陽子のスピンに対するクォークのスピンの寄与は $(12 \pm 9 \pm 14)\%$ であるという結果を発表した。¹⁾ 最初の誤差は統計誤差、2番目の誤差は系統誤差である。この結果は、予想に反して、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は小さい、ということを示していた。これは「陽子のスピンの問題」と呼ばれている。その後、世界中の多くの粒子加速器を用いて研究がなされるようになり、1つの研究分野となっている。

EMCよりも前に、1970年代にSLAC²⁾で偏極深非弾性散乱が初めて行われたが、その結果は誤差の範囲で陽子のスピンはクォークのスピンによるものであるという描像と矛盾しないものであった。EMCは、測定でカバーする運動学的な領域を広げたために「陽子のスピンの問題」を発見

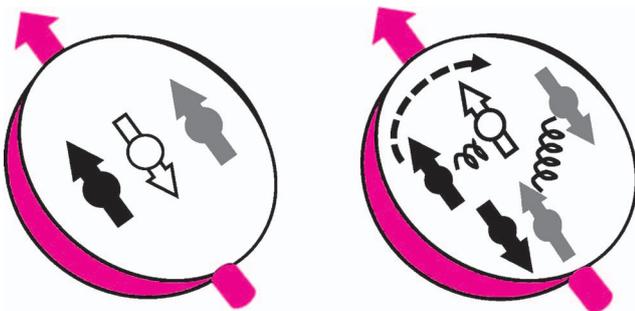


図1 (左)3つのクォークのスピンから成る陽子スピン、(右)クォーク(矢印)、グルーオン(らせん)の多体粒子から構成される陽子スピン。破線の矢印は軌道角運動量を示す。

した。

陽子のスピン 1/2 は

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g \quad (1)$$

と書くことができる。(1/2) $\Delta\Sigma$ はクォーク・スピン, ΔG はグルーオン・スピン, L_z^q はクォークの軌道角運動量, L_z^g はグルーオンの軌道角運動量のそれぞれ寄与である。クォークやグルーオンは陽子という狭い空間的領域に閉じ込められて運動しているので軌道角運動量を持ち得るため陽子のスピンに寄与する可能性がある。

EMC 実験後の優先課題は、クォーク・スピンの寄与の値を更に精度を上げて決定すること、および、グルーオン・スピンの寄与を研究することであった。並行して、クォークやグルーオンの軌道角運動量の寄与の研究手法が開発されてきた。

2. レプトン-陽子偏極深非弾性散乱と構造関数

荷電レプトン(電子ないしミューオン)ビームは固定標の実験のエネルギー領域では、核子標的と電磁相互作用、つまり仮想光子を交換することによって散乱をする。図2には陽子標的の場合を示すが、陽子の中の荷電粒子であるクォークと反応する。この仮想光子は空間的な領域の光子なので、その不変質量の自乗 q^2 は負の量である。 $Q^2 \equiv -q^2$ と定義して、以下では Q^2 を用いる。

$x \equiv Q^2/2M\nu$ をブヨルケン x と呼ぶ。 M は陽子の質量、 ν はレプトンからのエネルギー移行である。 x は非弾性の程度を表す量であり、0から1の間の値をとる。弾性散乱の場合には $x=1$ である。図2のように、標的が高速で動いている座標系で考えると、陽子全体の運動量に対し、反応するクォークが担っている運動量の割合が x である。終状態のハドロン全体の不変質量を W と書くと、核子の共鳴状態を超える W の値を選び $W > 4 \text{ GeV}$ 、 $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ を満たす運動学的領域の散乱を**深非弾性散乱**と呼んでいる。

荷電レプトンと核子の深非弾性散乱は図2に示した過程であるから、その断面積はレプトンの流れのテンソル $L_{\mu\nu}$ と核子の流れのテンソル $W^{\mu\nu}$ の積で表されるが、核子の流れには核子の構造を表す非摂動的な要素が含まれている。

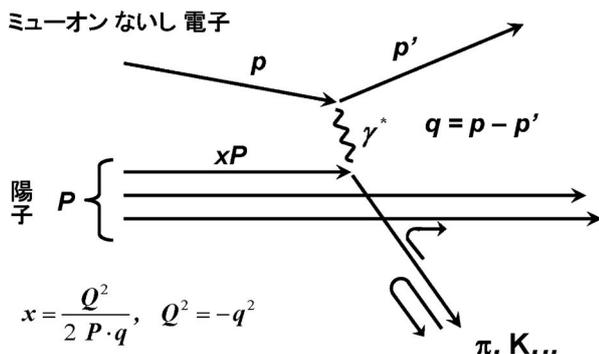


図2 荷電レプトン-陽子深非弾性散乱。レプトンと陽子の中のクォークが仮想光子を交換して相互作用する。

これを**構造関数**と呼ぶ量で表す。

実験では、標的ないしビームのスピンを反転させて散乱断面積を測り、それらの差と和からスピン非対称度 A を求める：

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad (2)$$

$\uparrow\downarrow$ と $\uparrow\uparrow$ は、ビームスピンと標的核子スピンが反平行および平行の場合をそれぞれ表す。

ビームから仮想光子への偏極の移行度などの補正をした後に、 A から構造関数の比 $g_1(x, Q^2)/F_1(x, Q^2)$ が得られる。この比は、偏極した核子による偏極した仮想光子の吸収断面積の非対称度を表している。分子の g_1 は縦偏極したスピンに依存する構造関数で、分母の F_1 は非偏極の構造関数である。 F_1, g_1 の値は主に x によって決まる。 Q^2 依存性は対数的で、わずかである。このことを**ブヨルケン・スケールリング**と呼んでいる。以下では、表記において Q^2 を省略する。

3. クォーク・パートン模型

核子など強い相互作用をする粒子をハドロンと呼ぶが、ハドロンの中にはパートンと呼ぶ点状の粒子があって高エネルギーのハドロン反応はパートンの独立な反応の足し合わせと考えることができる、というのがパートン模型である。それとクォーク模型とを組み合わせたのがクォーク・パートン模型である。現在では、クォークとグルーオンがパートンであることがわかっている。

クォーク・パートン模型によると陽子の構造関数 $g_1^p(x)$ はクォークの分布関数を用いて次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} g_1^p(x) &= \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^\uparrow(x) - q_i^\downarrow(x)) \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{4}{9} (u^\uparrow(x) - u^\downarrow(x)) + \frac{1}{9} (d^\uparrow(x) - d^\downarrow(x)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{9} (s^\uparrow(x) - s^\downarrow(x)) \right] \quad (3) \end{aligned}$$

e_i はフレーバー i のクォークの電荷である。 $u^\uparrow(x)$ はスピンが陽子スピンに平行な u クォークと反 u クォーク(\bar{u})の分布関数の和を表す。 $u^\downarrow(x)$, $d^\uparrow(x)$, $d^\downarrow(x)$, $s^\uparrow(x)$, $s^\downarrow(x)$ も同様である。強い相互作用の場の粒子はグルーオンであるが、陽子の中のグルーオンはクォーク・反クォーク対に乖離してまたグルーオンに戻ることを繰り返している。この過程によって生じるクォーク、反クォークを海(sea)クォークという。粒子が優勢な我々の世界の物質においても反粒子が存在するのはそのためである。クォークは6種類あるが、 c, b, t クォークは質量が大きいためそれらの海クォークの存在は無視できる。

式(3)の中の‘-’を‘+’に変えると、非偏極の陽子の構造関数 $F_1^p(x)$ の式になる。

構造関数およびパートンの分布関数から n 次モーメント $\int_0^1 x^{n-1} g_1(x) dx$ 等が得られる。本稿では1次モーメントを扱

う。陽子スピンに対する寄与は、この1次モーメントに基づいて議論される。xの全領域(0から1まで)での積分でモーメントが得られるのであるから、特定のxにおける構造関数ないしパートンの分布関数を測るだけでは陽子スピンに対する寄与を決定できないので注意を要する。

式(3)に基づいて、 $g_1^p(x)$ の1次モーメントは、次のように表される：

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (4)$$

Δu の定義は $\Delta u \equiv \int_0^1 (u^\uparrow(x) - u^\downarrow(x)) dx$ で、 Δd , Δs も同様である。アイソスピン対称性により中性子の中のdクォーク分布は陽子の中のuクォーク分布に等しいこと等を用いると、中性子についての $g_1^n(x)$ の1次モーメントは $1/2((4/9)\Delta d + (1/9)\Delta u + (1/9)\Delta s)$ になる。重陽子の構造関数 $g_1^d(x)$ の1次モーメントは陽子と中性子の平均で、 $1/4((5/9)\Delta u + (5/9)\Delta d + (2/9)\Delta s)$ である。

さて、式(4)は、

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{12} \left[(\Delta u - \Delta d) + \frac{1}{3} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) + \frac{4}{3} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) \right] \quad (5)$$

と書き直すことができる。 $a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s$, $a_3 = \Delta u - \Delta d$, $a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s$ と書くと、これらは軸性の流れの行列要素である。式(5)の各項がこれらに比例している。 a_0 はフレーバー1重項の軸性ベクトル電荷で、我々が導出しようとしている陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与 $(1/2)\Delta\Sigma = 1/2(\Delta u + \Delta d + \Delta s)$ に比例している。 a_3 はアイソベクトルの軸性ベクトル電荷であり、中性子の β 崩壊の寿命から得られる： $a_3 = |g_A/g_V|$ 。ここで g_A は弱い相互作用の軸性ベクトル結合定数、 g_V はベクトル結合定数である。 a_8 はフレーバー8重項の軸性ベクトル電荷で、フレーバーSU(3)対称性の仮定のもとでハイペロンの弱崩壊から得られる。同様に、中性子や重陽子の構造関数の1次モーメントも a_0 , a_3 , a_8 の組み合わせで表せる。

4. クォーク・スピンの寄与の測定

実験に目を転じると、EMCおよびそれ以降の荷電レプトンによる偏極深非弾性散乱は表1に示すような実験で行われてきた。関連した実験はJlabでも行われている。

図3には、陽子と重陽子の $g_1(x)$ にxを掛けたものを縦

表1 EMC以降の荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱実験

実験名	研究所	ビーム (GeV)
E142, 143	SLAC	電子 10-30
E154, 155	SLAC	電子 48.3
EMC	CERN	ミューオン 100, 120, 200
SMC	CERN	ミューオン 100, 190
COMPASS	CERN	ミューオン 160
HERMES	DESY	(陽) 電子 27.6

軸にとり、xを横軸にとって示してある。³⁾ 図4には、陽子、重陽子、およびその組み合わせから得られた中性子の $g_1(x)$ の1次モーメントがHERMES実験の電子の偏極深非弾性散乱の結果³⁾について示してある。この図は $\int_x^{0.9} g_1(x) dx$ の値を、積分の下限xを変えながらグラフに示したものである。重陽子については統計精度がたいへん高く、かつこの値がxが0.05以下ではほとんど変わらないので、その性質を用い、更にxが0.9から1までの領域の積分も考慮して1次モーメントが導出された。その結果とフレーバーSU(3)対称性を用いて $\Delta\Sigma = 0.330 \pm 0.039$ が得ら

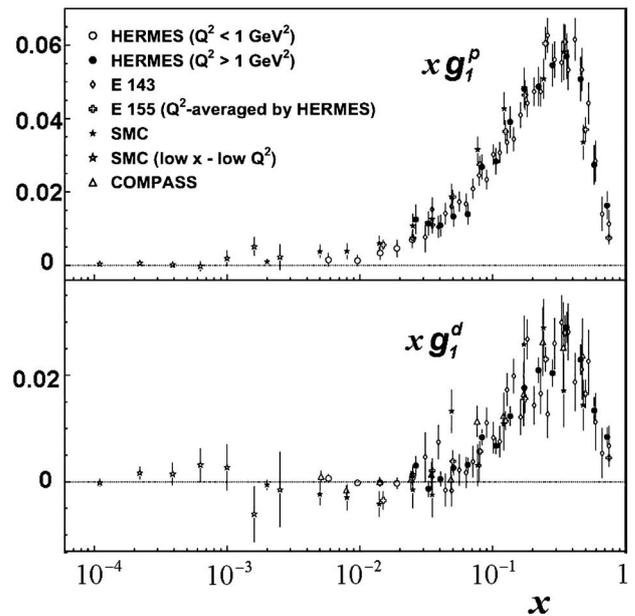


図3 (上) 陽子の構造関数 $g_1^p(x)$ にxを掛けたもの、(下) 重陽子の構造関数 $g_1^d(x)$ にxを掛けたもの。

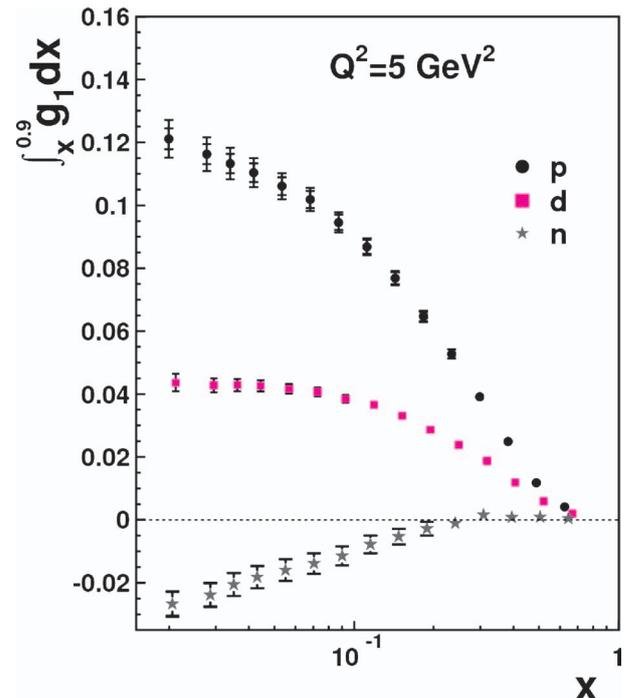


図4 陽子、重陽子、中性子の構造関数 $g_1(x)$ のxから0.9までの積分値。

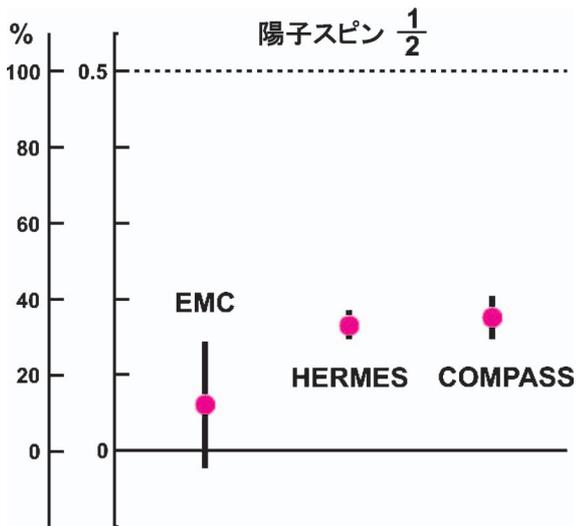


図5 陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与 $(1/2)\Delta\Sigma = 1/2(\Delta u + \Delta d + \Delta s)$.

れた。³⁾ 誤差 0.039 は統計誤差と解析の際の理論的な誤差を含めた値である。この結果は、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与が 33% であることを示している。 $\Delta\Sigma$ の値は Q^2 にわずかに依存するが、この 0.330 は $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ での値である。

ミューオンの偏極深非弾性散乱では、SMC 実験は $\Delta\Sigma$ は約 20% であるという結果を得ている。⁴⁾ COMPASS 実験は更に精度を上げた実験であり、重陽子標的での測定から $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ において $\Delta\Sigma = 0.35 \pm 0.03 \pm 0.05$ が得られている。⁵⁾ COMPASS の測定範囲は $0.004 < x < 0.7$ で、 $0.004 < x < 0.03$ の領域の $g_1^d(x)$ はほぼ 0 であった。

図5に示すように、HERMES、COMPASSの結果はEMCの12%より大きな値であるが、誤差がたいへん小さくなったので、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は小さい、ということが確定した。

以上をまとめると、陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は約 1/3 である、という結果が得られた。

5. 偏極クォーク分布関数の測定

クォークのフレーバーごとの偏極分布関数についての最近の進展を見てみよう。図2の深非弾性散乱で、散乱したレプトンのみならず生成された粒子(パイ中間子、K中間子等)も同時計測して粒子識別をすると、もともと反応して反跳したクォークのフレーバーと生成された粒子の相関を用いてクォークのフレーバーごとの分布関数を求めることができる。

そのためにリングイメージングチェレンコフ測定器による粒子識別を用いた測定がHERMES⁶⁾とCOMPASS⁷⁾で行われた。図6に示すのはその例⁶⁾で、各 x の値ごとにクォークのフレーバーに分解できることがこの手法の特徴である。uクォークの偏極分布関数は正の値をとり、dクォークの偏極分布関数は負の値を取っていることがわかる。つ

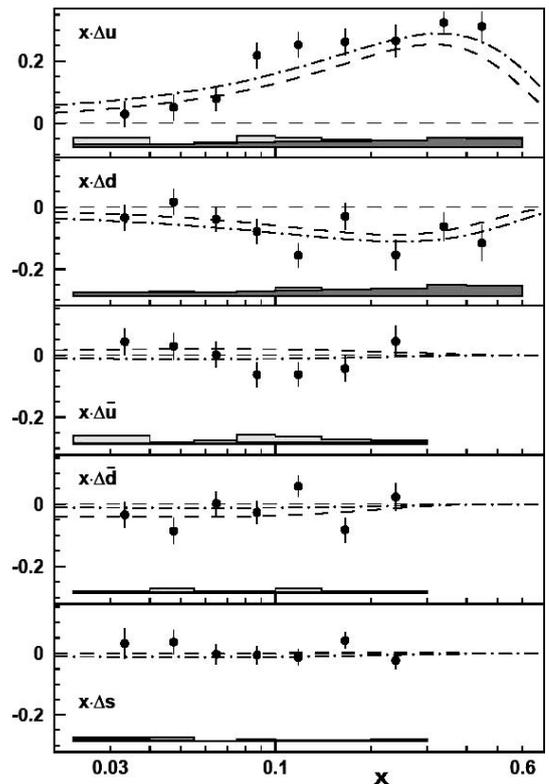


図6 クォークおよび反クォークのフレーバー毎の分布関数に x を掛けたものを縦軸にとって示している。この図では $\Delta u(x)$ は陽子スピンにスピンの平行な uクォークの分布関数と反平行な分布関数の差である。 $\Delta d(x)$, $\Delta \bar{u}(x)$, $\Delta \bar{d}(x)$, $\Delta s(x)$ も同様。鎖線⁸⁾ 一点鎖線⁹⁾ は構造関数 g_1 のデータに対するフィットから得られたパートン分布関数。図中の帯は系統誤差の大きさを示す。

まり陽子スピンの方向に対し uクォークのスピンは平均として平行、dクォークのスピンは反平行になっている。

比較のため、非相対論的クォークモデルによる陽子スピンを考察してみると、非相対論的クォークモデルでは陽子は uクォーク 2個と dクォーク 1個からなっていて、構成子クォークと呼ばれるこれらのクォークは質量が陽子質量の約 1/3 であると考えられる。陽子の波動関数は $\psi_p = \phi_{\text{空間}} \cdot \phi_{\text{香り}} \cdot \phi_{\text{スピン}} \cdot \phi_{\text{色}}$ と書くことができる。クォークはフェルミ粒子であるから、任意の2つのクォークの交換に対して波動関数は反対称でなければならない。クォークは3つの色を持っており、これを通常、赤、緑、青と呼んでいる。波動関数は色については完全反対称である。空間については、すべて同じ軌道角運動量 ($l=0$ の軌道) の状態にあるので対称である。したがって、フレーバー(香り)とスピンの波動関数の積も対称でなければならない。波動関数のフレーバーとスピンの部分は $u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow$ などの線型結合で表されるので、対称になるように波動関数を作り、それを用いてクォーク・スピンの期待値 $S_z^u = 1/2 \langle \sigma_z^u \rangle$, $S_z^d = 1/2 \langle \sigma_z^d \rangle$ を計算すると、

$$S_z^u = +\frac{2}{3}, \quad S_z^d = -\frac{1}{6} \quad (6)$$

となる。クォーク・スピンの期待値の和 $S_z^u + S_z^d$ が 1/2 となるのは、このモデルにおける定義どおりであって、これは当

然である。uクォークのスピンは平均として陽子スピンの同じ向きで寄与は+133%、dクォークのスピンは平均として陽子スピンの反対向きで寄与は-33%である。uクォークのスピンの期待値が1/2を超えているのは、陽子の中にuクォークが2個あるからである。

実験結果と比較してみると、非相対論的クォーク模型から予測されるu、dクォークのスピンのz成分の符号は実験から得られた偏極分布関数の符号と一致している。

\bar{u} 、 \bar{d} クォークは海クォークであるが、この測定範囲ではその偏極分布関数がゼロから有意にずれてはいない。同様にsクォークも、ゼロから有意なずれが見られない。1.2節で述べたEMCの解析では $S_2^u \equiv (1/2)\Delta u = 0.391$ 、 $S_2^d \equiv (1/2)\Delta d = -0.236$ 、 $S_2^s \equiv (1/2)\Delta s = -0.095$ であった。これらの誤差は共通で $\pm 0.016 \pm 0.023$ である。sクォークの寄与が負であるが図6とは一致していない。これについて今後の検討課題として次の点があげられる：偏極深非弾性散乱のデータから各フレーバーのクォークの偏極分布関数を決定するには破砕関数と呼ばれるクォークから中間子への変化(sクォークからK中間子への変化、等)を記述する関数を使うが、その精度を上げることが重要である。それにはKEK-Belleなどのデータの解析が役立つ。

後述の偏極陽子-陽子衝突型実験においても、弱い相互作用を媒介する粒子Wの生成を用いて、反クォークの偏極分布関数を求める測定が進められている。

6. グルーオン・スピンの寄与の測定

次に、グルーオン・スピンの陽子スピンの寄与について、現状を説明する。陽子の中で、クォークからグルーオンが放射されたり、グルーオンからグルーオンが放射される。その際に運動量が分割されるため、非偏極のグルーオンの分布関数はxの小さい領域で大きな値を持っている。したがって、偏極グルーオン分布関数 $\Delta g(x) = g^+(x) - g^-(x)$ はxの小さい領域で大きな正または負の値を持っている可能性がある。その結果、1次モーメント $\Delta G = \int_0^1 \{g^+(x) - g^-(x)\} dx$ にはxの小さい領域から正または負の大きな寄与がある可能性がある。 $g^+(x)$ と $g^-(x)$ はそれぞれ陽子スピンの平行(反平行)なスピンを持つグルーオンの分布関数である。

陽子スピンのグルーオン・スピンの寄与は、荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱と偏極陽子-陽子衝突型実験によって研究されている。以下ではそれらについて説明する。

6.1 荷電レプトンによる深非弾性散乱

荷電レプトンによる深非弾性散乱で偏極グルーオン分布関数を導出する方法としては、主に次の2つがある。(i) 荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱におけるハドロン生成。図7のように、核子内のグルーオンが乖離してチャーム・反チャーム対や軽いクォークとその反クォークの対になり、その片方に仮想光子が結合してレプトン散乱が起こること

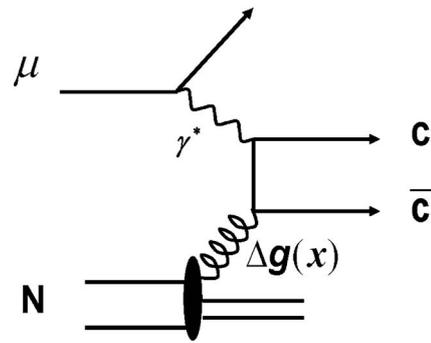


図7 グルーオンの乖離によるチャーム・反チャームクォーク対の生成。

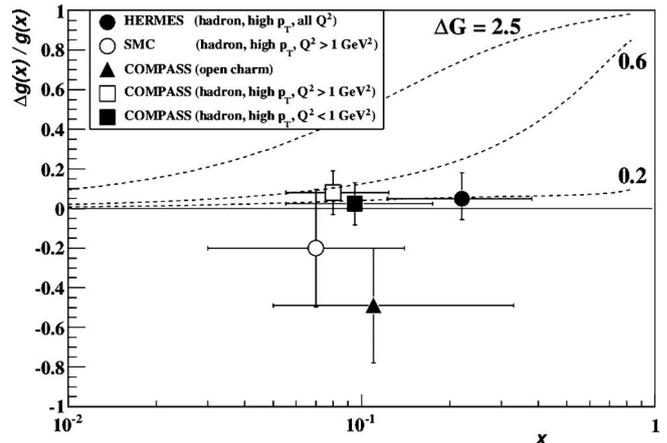


図8 グルーオンの偏極度 $\Delta g(x)/g(x)$ 。横軸はx。点線のうち $\Delta G = 0.6$ は、荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱の実験データに対するフィットにより2001年の時点で得られたグルーオンの偏極度⁸⁾を示す。パラメータの値を変化させて、比較のために $\Delta G = 2.5, 0.2$ のカブも図中にそれぞれ示してある。これらは $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ での値。

があるので、この過程を利用する。

(ii) 荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱から得られる構造関数 g_1 の Q^2 の依存性を利用する。荷電レプトン散乱で直接得られるのは、核子の中の荷電粒子、つまりクォークの分布関数であるが、クォークはグルーオンを放出・吸収するので、クォークとグルーオンの分布関数は、 Q^2 依存性に関して連立微積分方程式になっている(DGLAP方程式)ため、偏極グルーオン分布関数を導出することができる。

(i)の方法の精度が上がってきているので、本稿では(i)について説明する。COMPASSは、ミュオン-核子偏極深非弾性散乱におけるチャームクォークの生成を測定した。¹⁰⁾チャームクォークは、もともとの核子の中の分布関数は小さいと考えられるので、グルーオンが乖離してチャーム・反チャームクォーク対ができ、その片方に光子が結合した場合にチャームを含むハドロンが生成されると考えられる(図7)。この過程を用いてグルーオンの偏極分布関数を測定することができる。

D^0 中間子発生の測定から得られたグルーオンスピンの偏極度 $\Delta g(x)/g(x)$ をxの関数として示したものが図8である。COMPASSでは π^\pm などのハドロン対の生成からも $\Delta g(x)$ を求めていて、¹¹⁾ SMCの結果¹²⁾とともに図8に示

してある。HERMESは電子-核子偏極深非弾性散乱におけるハドロン生成の解析から、図8に示すような結果を得ている。¹³⁾ $x=0.1$ の前後では $\Delta g(x)/g(x)$ が大きくないことが実験結果から明らかになってきた。

6.2 陽子-陽子衝突型実験

縦偏極の陽子-陽子衝突型の実験はブルックヘブン国立研究所 (BNL) のRHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) のPHENIX実験とSTAR実験で行われている。衝突の重心系エネルギー \sqrt{s} は200, 500, 510および62.4 GeVである。高エネルギーの陽子ビームは、図9に示すようにクォークとグルーオンの束と見なすことができる。

強い相互作用によって、クォークとクォーク、クォークとグルーオン、グルーオンとグルーオンの衝突などが起こる。直接にグルーオンにアクセスできることに特徴がある。散乱されたクォークやグルーオンはそれぞれ多数のハドロンになるが、この粒子の集団をジェットと呼ぶ。クォークとグルーオンの衝突からクォークと光子になる過程($q+g \rightarrow q+\gamma$)もあり、この場合は光子が直接測定器に達する。

2つのパートンの衝突が起こるので断面積にはパートンの分布関数が2つ含まれており、それぞれが x の関数である。例えばジェット-ジェット同時計測をすることによって運動学的に完全になってこれら2つの x を決定すること

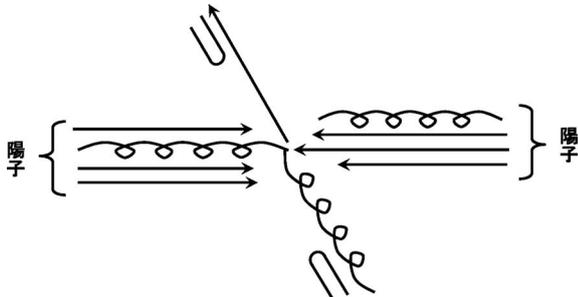


図9 高エネルギーの陽子-陽子衝突実験では、パートン-パートン衝突が起こる。直線はクォーク、らせんはグルーオンを表す。

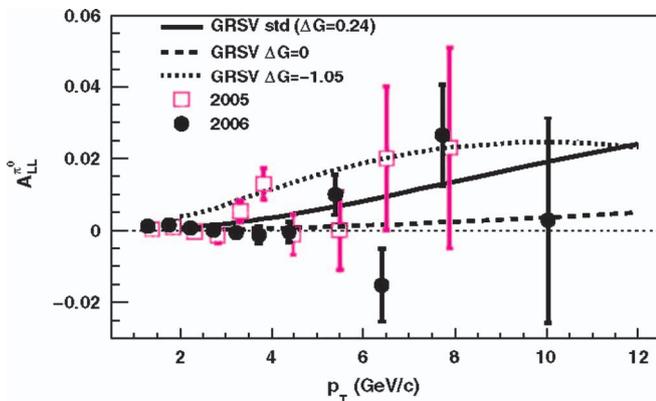


図10 PHENIXによる $\sqrt{s}=200$ GeVでの π^0 生成の非対称度 A_{LL} 。赤は2005年、黒は2006年のデータ。ラピディティが0の近傍での測定による。GRSV stdは、荷電レプトン-核子深非弾性散乱のデータに2001年の時点でフィットして得られたパートン分布関数⁸⁾を用いたシミュレーション結果を示す。1次モーメントは $Q^2=0.4$ GeV²での値。

ができるが、同時計測をしない場合でも偏極グルーオン分布関数のモデルを用いてシミュレーションをして実験値と比較することによって偏極グルーオン分布関数に制限を加えることができる。

図10は $\sqrt{s}=200$ GeV、即ち100 GeVの陽子同士の衝突における中性パイ中間子(π^0)生成の非対称度 A_{LL} の測定結果である。PHENIXによりラピディティが0の近傍で、つまりビームにほぼ垂直な方向で測定された。¹⁴⁾ 横軸の p_T は π^0 の運動量の横方向成分である。 p_T が約3 GeV/c以下ではグルーオン-グルーオン衝突が主な割合を占め、それ以上ではグルーオン-クォーク衝突が主な割合を占めることがシミュレーションでわかっている。

この測定結果によると $0.02 < x < 0.3$ の領域の積分値 $\int_{0.02}^{0.3} \Delta g(x) dx$ の最適値は0.2であり、¹⁴⁾ これは陽子のスピン1/2と比べるべきものであるから、この x の領域のグルーオン・スピンの陽子スピンに対する寄与は40%である。ただしデータに対してフィットする際に 3σ (フィットの χ^2 の増加が9.0)までを許すと、 $-0.7 < \int_{0.02}^{0.3} \Delta g(x) dx < 0.5$ 、つまり下限が-140%、上限が100%である。1次モーメントには、このほかに $x < 0.02$ の領域から、大きな正または負の寄与がある可能性がある。現時点ではこのように誤差がまだ大きい。が、 $\sqrt{s}=200$ GeVでのデータは現在更に蓄積されつつあり、 $\sqrt{s}=500$ GeVで進行中の測定はより小さな x の領域に対応すると期待される。 $\sqrt{s}=62.4$ GeVの測定結果も発表されていて、¹⁵⁾ x の大きな領域に対応している。

個々の粒子発生非対称度 A_{LL} の解析だけでなく、粒子の集団としてのジェットの測定によるグルーオン・スピンの寄与の研究もSTAR¹⁶⁾およびPHENIX¹⁷⁾で行われている。

6.3 包括的解析

荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱のデータと偏極陽子-陽子衝突のデータを一度にフィットして偏極パートン分布関数を得ようという試みがある。これを包括的解析と呼ぶ。de Florianら¹⁸⁾の包括的解析によると、偏極グルー

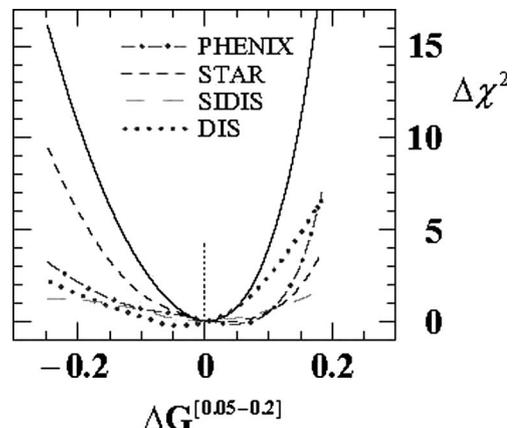


図11 de Florianらによるフィットでは、 $x=0.05-0.2$ の領域のグルーオン・スピンの寄与はほぼ0が最適値である。¹⁸⁾ 縦軸は χ^2 の増加を表す。DISは荷電レプトン-核子深非弾性散乱、SIDISはハドロン同時計測をした(セミインクルーシブ)DISを意味する。©アメリカ物理学会。

オン分布関数の $x=0.05-0.2$ の領域での積分値 $\int_{0.05}^{0.2} \Delta g(x) dx$ は、図 11 の一番上側の曲線が示すよう 0 に近い値で χ^2 が最小になり、最適値となる。つまり、この x の領域のグルーオンからの陽子スピンの寄与は 0 に近い。この解析では $\int_{0.05}^{0.2} \Delta g(x) dx$ の正の側は荷電レプトン-核子深非弾性散乱と RHIC-PHENIX のデータが、負の側は RHIC-STAR のデータが最適値の決定に強い影響を与えている。

このフィットではパートンの分布関数として、 $x\Delta g(x) = Nx^\alpha(1-x)^\beta(1+\gamma\sqrt{x}+\eta x)$ 等の関数形を用いているが、この関数形の選択に結果が依存するので注意を要する。これは今後の検討課題である。解析は平井らによっても行われている。¹⁹⁾

以上に述べたグルーオン・スピンの寄与の研究の現状をまとめると、偏極グルーオン分布関数の 1 次モーメントはまだ決定されていないが、実験手法が開発されてきている。COMPASS, SMC, HERMES の結果は $x=0.1$ の前後においては偏極グルーオン分布関数が大きくないことを示している。RHIC では $\sqrt{s}=200$ GeV の実験データは $0.02 < x < 0.3$ に対応していて、偏極グルーオン分布関数に制限を与え始めている。 $\sqrt{s}=62.4$ GeV のデータ¹⁵⁾ や $\sqrt{s}=500$ GeV のデータと組み合わせて、グルーオン・スピンの寄与の研究が進展すると期待されている。RHIC では前方の、つまりビーム軸に近い角度の検出器で測定することによっても、小さな x にアクセスすることが可能である。ジェット生成や直接光子生成 ($q+g \rightarrow q+\gamma$)、重いフレーバー (c, b) 生成を用いた研究も進められている。将来計画として検討されている EIC (電子-イオン衝突型実験) で電子-核子偏極深非弾性散乱が実現すれば、更に小さな x の領域の研究が可能になるだろう。

7. 理論の進展

式(1)のように、陽子のスピン 1/2 には、クォークのスピン、グルーオンのスピン、およびクォークとグルーオンの軌道角運動量が寄与し得るが、理論的にどのように分解できるかは実験値に対応づける意味でも重要である。EMC 実験のすぐ後に出た Jaffe-Manohar の理論²⁰⁾ では陽子スピン 1/2 は式(1)の 4 つに分解できるとされたが、それぞれがゲージ不変ではなく、実験値との対応が明確でなかった。Ji の理論²¹⁾ では、クォークのスピンの寄与、クォークの軌道角運動量の寄与、およびグルーオンの寄与の 3 つに分解されるが、グルーオンの寄与はスピンの寄与と軌道角運動量の寄与に分解することはできない、という結論であった。これに対し 2008 年に Chen ら²²⁾ はゲージ不変な形で式(1)に示す 4 つの項に分解できることを指摘した。その後の若松らの検討²³⁾ により、実験での観測量との対応が明確になってきた。この問題の理論的な研究は急速に進んでいる。²⁴⁾

一方、量子色力学 (QCD) の第 1 原理による計算は格子 QCD シミュレーションによって行われており、計算上の

技術的な制約はあるものの、核子のスピン構造の計算において進展をみせている。QCD の有効模型としては、カイラル・クォーク・ソリトン模型などの研究が進められている。

8. まとめと今後の展望

本稿では、これまでに実験、理論の両面で多くの進展がなされてきたことを説明した。EMC の実験を紹介した後に、その後の実験により更に精度の高いデータが得られたことを示した。

今後の展望としては、軌道角運動量の寄与 L_L^q, L_L^g の実験による探索が重要な研究課題である。クォークの軌道角運動量 L_L^q の測定方法は開発されつつある。荷電レプトン-核子深非弾性散乱においては、ビームの進行方向に対して横向きに偏極した標的を用いる。本稿では一部分でのみ触れたが、散乱するレプトンのみでなく、発生したハドロンを同時計測する方法を用いて角度相関を調べる。それによって、シバース非対称度²⁵⁾ という陽子のスピンとクォークの運動量の相関に起因する非対称度が分離抽出されている。^{26, 27)}

陽子-陽子反応では、片方の陽子が横偏極である場合、ハドロン発生 の断面積にスピンに依存する非対称度 A_N があることが知られており、²⁸⁻³¹⁾ RHIC でも同様な非対称度の測定がすでに行われている。³²⁻³⁴⁾ 理論研究も行われていて、³⁵⁾ 測定結果と L_L^q が定量的にどのように結び付くか、今後の発展が期待される。

比較のために原子核を考えてみると、原子核を構成する核子のスピンと軌道角運動量の結合が、原子核の魔法数を生み出す起源であった。核子においてもパートンのスピンと軌道角運動量の間新しい力学があるかも知れない。陽子のスピンの問題は、フェルミおよびボース粒子の多体系の量子色力学の基本的な問題であるといえる。

この分野の研究は多くの日本人研究者が寄与して進められており、その研究者からの多くの支援を得ました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1) J. Ashman, *et al.* [EMC]: Phys. Lett. B **206** (1988) 364; J. Ashman, *et al.*: Nucl. Phys. B **328** (1989) 1; 柴田利明: 日本物理学会誌 **47** (1992) 455.
- 2) G. Baum, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135; *ibid.* **45** (1980) 2000; M. J. Alguard, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 70; *ibid.* **37** (1976) 1261.
- 3) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev. D **75** (2007) 012007.
- 4) 堀川直顕: 日本物理学会誌 **54** (1999) 614.
- 5) V. Yu. Alexakhin, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **647** (2007) 8.
- 6) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev. D **71** (2005) 012003; Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 012005.
- 7) M. G. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **693** (2010) 227.
- 8) M. Glück, E. Reya, M. Stratmann and W. Vogelsang: Phys. Rev. D **63** (2001) 094005.
- 9) J. Blümlein and H. Böttcher: Nucl. Phys. B **636** (2002) 225.
- 10) M. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **676** (2009) 31.
- 11) E. S. Ageev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **633** (2006) 25; M. Stolarski [COMPASS]: Proc. the 16th Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, 2008, p. 209.
- 12) B. Adeva, *et al.* [SMC]: Phys. Rev. D **70** (2004) 012002.

13) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: JHEP **08** (2010) 130.
 14) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 012003.
 15) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. D **79** (2009) 012003.
 16) B. I. Abelev, *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 232003.
 17) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. D **84** (2011) 012006.
 18) D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 072001; <http://link.aps.org/abstract/PRL/v101/e072001>; Phys. Rev. D **80** (2009) 034030.
 19) M. Hirai, S. Kumano and N. Saito: Phys. Rev. D **74** (2006) 014015; M. Hirai and S. Kumano: Nucl. Phys. B **813** (2009) 106.
 20) R. L. Jaffe and A. Manohar: Nucl. Phys. B **337** (1990) 509.
 21) X. D. Ji: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610.
 22) X. S. Chen, X. F. Lü, W. M. Sun, F. Wang and T. Goldman: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 232002; X. S. Chen, W. M. Sun, X. F. Lü, F. Wang and T. Goldman: *ibid.* **103** (2009) 062001.
 23) M. Wakamatsu: Phys. Rev. D **81** (2010) 114010; *ibid.* **83** (2011) 014012; *ibid.* **84** (2011) 037501, およびその中の文献参照.
 24) Y. Hatta: Phys. Rev. D **84**(R) (2011) 041701; Phys. Lett. B **708** (2012) 186.
 25) D. Sivers: Phys. Rev. D **41** (1990) 83.
 26) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 012002; *ibid.* **103** (2009) 152002.
 27) M. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **673** (2009) 127; *ibid.* **692** (2010) 240.
 28) R. D. Klem, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 929.
 29) W. H. Dragoset, Jr., *et al.*: Phys. Rev. D **18** (1978) 3939.
 30) J. Antille, *et al.*: Phys. Lett. B **94** (1980) 523.
 31) D. L. Adams, *et al.* [E704]: Phys. Lett. B **261** (1991) 201; *ibid.* **264** (1991) 462.
 32) J. Adams, *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 171801.
 33) S. S. Adler, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 202001.

34) I. Arsene, *et al.* [BRAHMS]: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 042001.
 35) K. Kanazawa and Y. Koike: Phys. Rev. D **83** (2011) 114024.

著者紹介



柴田利明氏：専門は素粒子物理・ハドロン物理実験。特に、陽子のスピンに対するクォーク・グルーオンのスピンと軌道角運動量の寄与の研究。

(2008年8月29日原稿受付)

Spin Structure of the Proton and Neutron

Toshi-Aki Shibata

abstract: How the proton spin, which is 1/2, is composed of quarks and gluons is called 'proton spin problem'. It is one of the fundamental topics of physics today. EMC experiment in 1980's discovered that the quark spin contribution to the proton spin is small. It triggered a variety of experiments: charged lepton-nucleon polarized deep inelastic scattering and polarized proton-proton collision using many different accelerators in the world. The quark spin contribution to the proton spin was determined to be about 1/3 in these experiments. The gluon spin contribution to the proton spin is also being measured. There has been much progress in theory as well. The research on this topics up to now is reviewed.



QCDによる核力研究とその展開

- 青木 慎也 <筑波大学数理物質系 305-8571 つくば市天王台1-1-1 >
- 初田 哲男 <理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1 >
- 石井 理修 <筑波大学計算科学研究センター神戸分室 650-0047 神戸市中央区港島南町7-1-26 >
- 根村 英克 <筑波大学計算科学研究センター 305-8577 つくば市天王台1-1-1 >

最近提案され成功をおさめている格子QCDによる核力研究を紹介する。核力研究の科学的な重要性和その現状を述べた後で、なぜQCDを使って核力を研究するのが難しいか、そして我々はその困難をどのように解決していったか、などを紹介する。格子QCDによる核力ポテンシャルの世界初の結果を示し、その意義を議論する。また、この結果や我々の方法への様々な疑問や誤解についての理論的な考察も述べる。そして、核力ポテンシャルの計算法の拡張とそれを用いた最近の発展に関してでもできる限り紹介していく。

1. はじめに：核力について

原子核が陽子と中性子から構成されていることが分かった時点で、陽子や中性子を原子核に結びつけている力(核力)が何であるかが問題となった。もちろん、電磁気力は斥力(陽子間)であるし、重力は弱すぎる。ご存知のように、湯川秀樹はこの未知の力、核力、を新しい粒子を導入することによって説明しようとした。陽子や中性子はこの未知

の粒子を交換することで力を及ぼし合い、自己束縛すると考えたのだ。さらに、湯川は、核力の到達距離と量子力学の不確定性関係を用いて、未知の粒子の質量が陽子(約930 MeV, 1 MeV = 10⁶ eV)と電子(約0.5 MeV)の中間の100-200 MeV程度であることも予言した。そのため、核力を媒介とする粒子は中間子、湯川の核力の理論は中間子論と呼ばれた。現在では、湯川の中間子はπ中間子であるこ

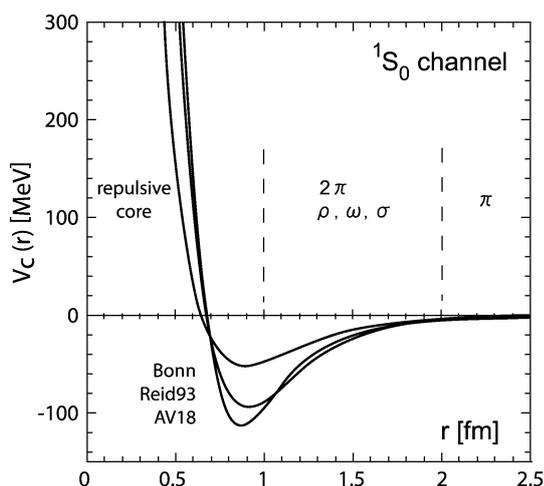


図1 核力ポテンシャルの例. 2核子がS波で全スピンの0 (全角運動量は0)の状態 (1S_0 と書く)の場合. 横軸は2核子間の距離 (fm), 縦軸はポテンシャル・エネルギー (MeV)で, 3つのグループの結果 (ポテンシャルの底で下からAV18, Reid93, Bonn)を載せている.

とが知られている. 紆余曲折はあったが, π 中間子が実際に観測されたことで中間子理論の正しさが実証され, 湯川はその功績でノーベル賞を受賞した.

その後, 核力の性質はいろいろな実験で詳細に調べられ, 図1にあるような核力ポテンシャルの形にまとめられた.¹⁾ 横軸は核子 (陽子や中性子の総称) 間の距離, 縦軸は核力に対応するポテンシャル・エネルギーである. ここでは, 2つの核子間の軌道角運動量がゼロ (S波) で全スピンのゼロ (互いに逆向き, 反対称) の状態間のポテンシャルを載せている. 注意して欲しいのは, 核力ポテンシャル自体は直接観測できる量ではない, という点である. ここに載せたような現代の核力ポテンシャルは, いろいろなエネルギーでの数千にも及ぶ核子散乱の実験データと重陽子 (陽子と中性子の束縛状態) の束縛エネルギーを再現するように再構成されたものである. いわば, 核子散乱の逆散乱問題を解いた結果である. 問題は得られるポテンシャルが1つに決まらないということだ. お互いに関係する2つの理由がその原因である. まず, そもそも現実の核子散乱の場合, “逆散乱問題” がユニークな解を持つことが保証されていない. 通常はポテンシャルの存在 (や性質) を仮定して逆散乱を考えるが, 核力の場合, そもそも核力がポテンシャルとして記述できるかどうかとも自明ではない. この点は後でも詳しく議論する. 仮にポテンシャルの存在を仮定したとしても, 実験データが低エネルギーに限られているために, ポテンシャルの決定に不定性が出てしまうのが2つ目の理由である. これは, 単に高エネルギーでの実験データを増やせば解消する, というものではなく, エネルギーを上げると, 2核子の弾性散乱だけでなく, 2核子が2核子と π 中間子の3粒子になるといった非弾性散乱が起こってしまうのが問題なのである.

図1には3つの核力ポテンシャルの例を挙げたが, これらは, パラメタ付きでポテンシャルの形を仮定し, 実験値

を再現するようにそのパラメタを決めたものである. ポテンシャルとしてどのような形を仮定するかで, 結果が若干違っているのが見て取れる. 確かに核力ポテンシャルは直接観測できる量そのものではないことが実感できる. しかしながら, 定性的な性質はどのポテンシャルも共通である. まず, 長距離 ($r > 2$ fm, $fm = 10^{-15}$ m) では, 核力は引力であり, この引力は π 中間子の交換で説明できる (湯川の中間子論). 確かに, コンプトン波長 (h/mc) を2 fmとすると, 媒介粒子の質量は約100 MeVになる. 中間領域 (0.8 fm $< r < 2$ fm) では, 引力はより強くなる. この性質は, 2個以上の π 中間子の同時交換や ρ や ω などのより重い中間子の交換として説明されている. この領域の理論的考察は, 武谷三男を始めとする日本の核力研究グループにより発展した. 近距離 ($0.8 < 1$ fm) では, 引力から斥力に変わり, その斥力は核子が近づくにつれてどんどん大きくなる. この近距離斥力は斥力芯と呼ばれ, 核子多体系の性質を説明するのに重要な役割を果たす. 原子核が安定に存在し, かつ, 核内の核子はほぼ一定の密度である飽和性と言われる現象には, 束縛するための引力だけでなく, 斥力芯も重要な役割を果たす. 斥力芯がないと, 原子核はより高密度になるか, 場合によっては潰れてしまう. したがって, 原子核 (物質) の安定性 (存在) には斥力芯は不可欠である. 一方, このような斥力芯の存在は天体現象とも関係している. 最近, 太陽の約2倍の質量を持つ中性子星が発見され話題となっているが, 核子間の斥力芯が無いとそのような重い中性子星を支えることができず, ブラックホールになってしまふことが理論的に予言されている. また, 大質量星が重力崩壊し, 超新星爆発を引き起こす際の爆発の最初の引き金になるのも, 核力の斥力芯であると考えられている.

現在では, 核子や中間子はクォークの束縛状態であることが分かっている. クォークはグルーオンと呼ばれるゲージ粒子を交換することで力を及ぼし合い, この力は強い相互作用と呼ばれている. クォークとグルーオンの力学は, 電子と光子の力学を模した, 量子色力学 (Quantum Chromodynamics; QCD) により記述される. 上に述べた核力の多様な性質をQCDにより説明できるか, というのが本解説の主要テーマであり, 以下, 我々の「答え」を紹介して行きたい.

2. QCDによる核力ポテンシャルの定義

QCDによりクォーク・レベルで核力の性質を示すことは, 以下の南部陽一郎の文章にもあるように簡単ではない. 『現在でも核力の詳細を基本方程式から導くことは出来ない. 核子自体がもう素粒子と見なされないから, いわば複雑な高分子の性質をシュレディンガー方程式から出発して決定せよというようなもので, むしろこれは無理な話である.』(南部陽一郎著「クォーク」から)

そもそもQCDは, 相対論的な場の量子論の1つであり, 通常の量子力学とは異なり, 粒子間のポテンシャルという

概念は存在しない。場の理論では、粒子の生成・消滅が起こるので、一般には粒子数は保存しないからである。したがって、QCDにおいてどのようにポテンシャルを定義するのがまず大問題である。

仮に、ポテンシャルが定義できたとしても、それをQCDにより計算するのが次の大きな問題となる。強い相互作用という名前からも分かるように、QCDの“結合定数”が低エネルギーで大きくなるため、通常の計算では威力を発揮する摂動展開が使えない。したがって、摂動展開に代わる新しい計算法が必要である。QCDの非摂動的計算を行うために提案されたのが格子QCDである。これは、連続な時空間を離散的な格子空間で近似して、その格子空間で場の量子論を定式化するものである。この理論は、有限体積では有限自由度の量子力学と等価であり、摂動展開に依らない場の理論の定義になっている。そのおかげで、強結合展開などの解析的計算法やモンテカルロ・シミュレーションなどの数値計算が可能になり、最近では、スーパーコンピュータの発達と理論的発展が相まって、ハドロン(核子や中間子の総称)の質量等が高精度で計算できるようになってきた。もちろん、実際の時空間は格子構造を持っていないので、計算の最後に格子間隔(a と書く)をゼロに外挿する連続極限を取る必要があるが、ハドロン質量に関しては連続極限が取られており、その結果は実験値を再現している。このことは、QCDが強い相互作用の正しい理論であることを示すとともに、格子QCDの有用性をも示している。本解説では格子QCDの詳細は割愛するが、興味のある方は教科書²⁾を見て欲しい。

2番目の問題(QCDによる計算)は格子QCDにより何とかなりそうなので、1番目の問題(QCDにおける核力ポテンシャルの定義)に集中しよう。ここでは、理論的に整理された形ではなく、我々が経験した時間的な流れに沿って解説していく。

格子QCDによるハドロン散乱の研究法としては、ルッシャー(M. Lüscher)による有限体積の方法が知られていた。2粒子を有限体積の箱に入れると相互作用のために相互作用の無い場合と比べてエネルギー固有値がずれるが、そのエネルギーのずれと散乱位相差の関係を付けたものである。この方法は、体積が充分大きく、かつ、2粒子が充分離れると相互作用が切れて自由粒子として振る舞う、ということ仮定している。著者の1人(青木)が参加していたCP-PACS Collaborationでは石塚成人らが中心となり、この仮定が正しいかを $\pi\pi$ 散乱の場合に格子QCDシミュレーションでチェックし、2つの π が離れると自由粒子として振る舞うことを示した。³⁾一方、近距離を見ると、自由粒子からのずれが見え、確かに相互作用をしているのが分かる。

この結果を日本物理学会の一般講演で知った初田が、「この論文の方法を拡張すれば、核力ポテンシャルが格子QCDで計算できるのではないか?」と青木に連絡を取って

きたのが、我々の研究のスタートであった。初田は、当時、核力についてほとんど何も知らなかった青木に第1節にあるような内容を説明し、核力研究の重要性を強調した。この研究には、当時、東大の初田研究室の研究員に着任したばかりで、理論考察と数値シミュレーションの両方を得意とする石井も参加し、3人の共同研究が始まった。

相互作用の有無を調べるのに使われたのが、(同時刻)南部・バーテ・サルピーター(NBS)波動関数である。2核子の場合、重心系では、

$$\varphi_E(\mathbf{r}, t) = \langle 0 | N(\mathbf{x}, t) N(\mathbf{y}, t) | 2N, E \rangle, \quad \mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $|0\rangle$ はQCDの真空状態、 $|2N, E\rangle$ は、QCDにおける相対論的エネルギー E を持つ2核子(6クォーク)の散乱状態(QCDの相互作用の寄与はすべて含まれていることに注意)、 $N(\mathbf{x}, t)$ は核子と同じ量子数を持つ演算子であり、QCDのクォーク場 $q(\mathbf{x}, t)$ を使って模式的に $q(\mathbf{x}, t)^3$ と書ける。 $E = 2\sqrt{k^2 + m_N^2}$ とすると、 m_N が核子の質量、 k が相対運動量の大きさである。場の理論の性質を使うと、 $E < E_{\text{th}} = 2m_N + m_\pi$ (ここで、 m_π は π 中間子の質量)、つまり、 $N + N \rightarrow N + N + \pi$ という非弾性散乱が起こらない低エネルギーでは、 $|\mathbf{r}|$ が充分大きければ、 $\varphi_E(\mathbf{r}, t)$ は、自由粒子のシュレディンガー型の方程式 $H_0 \varphi_E(\mathbf{r}, t) = e_k \varphi_E(\mathbf{r}, t)$ を満たすことが示せる。ここで、 $H_0 = -\nabla^2/m_N$ は自由粒子のハミルトニアン、 $e_k = k^2/m_N$ は自由粒子の非相対論的エネルギーである。また、自由粒子として振る舞う領域では、 $\varphi_E(\mathbf{r}, t)$ の位相のずれが、QCDでの核子核子散乱のS行列の位相になることを示すことができる。つまり、 $\varphi_E(\mathbf{r}, t)$ は、あたかも2核子系の量子力学の波動関数のように振る舞うのである。

通常は、2粒子を \mathbf{r} だけ離れた時のエネルギーからポテンシャル $V(\mathbf{r})$ を定義するが、(場の)量子論では、不確定性関係から(無限に重い粒子以外の)粒子は動き回ってしまうので、2粒子を固定しておくことはできない。そこで、我々は、 $\varphi_E(\mathbf{r}, t)$ を量子力学的な波動関数と考え、そこからポテンシャルの情報を引き出すことにした。言わば、結果(波動関数)から原因(ポテンシャル)を求めようとしたのである。逆散乱法と違うのは、相互作用をしている近距離の情報を使うことができる点である。具体的には

$$[e_k - H_0] \varphi_E(\mathbf{r}, t) = \int d^3s U(\mathbf{r}, \mathbf{s}) \varphi_E(\mathbf{s}, t), \quad (2)$$

と相互作用が無い場合との違いを用いて非局所ポテンシャル $U(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ を定義した。ここで定義されたポテンシャルは非局所的であるが、波動関数のエネルギー E が $E < E_{\text{th}}$ である限り、 E には依存しないことを示すことができる。⁴⁾したがって、もし $U(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ が求めれば、 E_{th} 以下のすべてのエネルギーで使うことが可能である。

実際には非局所ポテンシャルを求めることは容易ではない。単純にやるとすべての $E (< E_{\text{th}})$ での波動関数が必要になってしまう。そこで、 $U(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = V(\mathbf{r}, \nabla) \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{s})$ と微分

(相対速度)による展開を導入する. 次数の低い部分を具体的に書く

$$V(\mathbf{r}, \nabla) = \underbrace{V_0(r) + V_\sigma(r)\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_T(r)S_{12}}_{\text{LO}} + \underbrace{V_{\text{LS}}(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}}_{\text{NLO}} + O(\nabla^2) \quad (3)$$

となる. ここで, $r = |\mathbf{r}|$ であり, σ_i は i 番目の核子のスピンの作用するパウリ行列, 全スピン $\mathbf{S} = (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)/2$, 軌道角運動量 $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ である. また, S_{12} はテンソル演算子と呼ばれ, $S_{12} = 3(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1)(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)/r^2 - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ と定義される. LO は微分展開の最低次 (Leading Order), NLO はその次の次数 (Next-to-Leading Order), を意味している. LO までの近似で, かつ全スピンのゼロ ($S=0$) の場合を考えると, $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 = -3$, $S_{12} = 0$ なので, 中心ポテンシャルは

$$V_c(r, S=0) \equiv V_0(r) - 3V_\sigma(r) = \frac{[e_k - H_0]\varphi_E(\mathbf{r}, t)}{\varphi_E(\mathbf{r}, t)} \quad (4)$$

と波動関数が与えられれば計算できる. 展開を最低次で打ち切っているので, 近似的な答えであることに注意して欲しい. 近似がどの程度良いか (悪い) は後で議論する.

3. 最初の結果と考察

詳細は割愛するが, 格子QCDの数値シミュレーションで, $\varphi_E(\mathbf{r}, t)$ を計算することができるので, 式(4)に代入すれば, 核力ポテンシャルを得ることができる. 石井, 青木, 初田の3人は2007年に, この方法を用いて核力ポテンシャルをQCDで計算することに初めて成功した.⁵⁾ 図2にその結果の例を載せる. QCDの計算としては, 力学的クォークの寄与 (クォーク反クォーク対の生成消滅) を無視したクエンチ近似と呼ばれる計算であること, 格子間隔 $a = 0.137$ fm 1つでの計算で連続極限への外挿をしていないこと, π 中間子の質量 m_π (これはクォーク質量 m_q の目安を与えるもので $m_\pi^2 \propto m_q$ という関係がある) が実験値である135 MeVに比べて530 MeVと重いこと, などいろいろ不十分な点はあるが, 図1に載せた核力ポテンシャルと比較

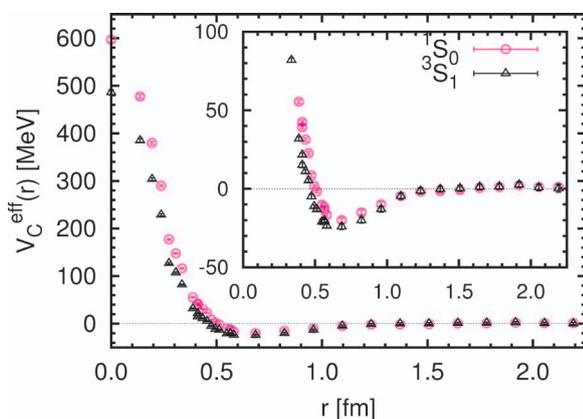


図2 格子QCDで初めて計算された核力ポテンシャルとその拡大図. 丸は, 2核子の全スピンが0の状態の結果, 三角は全スピンの1の状態. この計算での格子間隔は $a = 0.137$ fm, 空間体積は $(4.4 \text{ fm})^3$, π 中間子の質量は約530 MeVである. また, 波動関数は $e_k = 0$ MeVのものを使った.

すると, その定性的な特徴 (遠距離での引力, 中間距離でのより強い引力, 近距離での斥力芯) が再現されている. もちろん, 実験との定量的な比較には, 力学的なクォークを導入し, $m_\pi = 135$ MeVでの計算を行い, 連続極限への外挿をする必要があるが, 核力ポテンシャルのような重要な物理量がQCDという複雑な理論 (南部の言葉を思い出して欲しい) で計算できたことには, たいへん勇気づけられた. 名誉かつ驚いたことに, この論文は全自然科学分野から選ばれるネイチャー誌の2007年リサーチ・ハイライト論文21件の1つになった. (日本からはもう1件, 山中伸也氏らのiPS細胞の論文が選ばれている.)

この最初の結果に対して, 様々な意見, 疑問, 誤解などが出たが, ここでは, その中で, 我々の方法を理解する上で有用なものを取り上げて, 考察していきたい.

前にも述べたように核力ポテンシャル自体は観測量ではなく, どのように定義されたかに依存する. したがって, (格子)QCDにより計算されたポテンシャルと, 図1に載せたような現象論的な核力ポテンシャルを直接比較して, 「合っている」とか, 「違っている」とか言うことにはあまり意味が無い. しかし, 観測量ではないからといって, 無意味な訳ではない. その良い例がQCDにおけるスケールに依存する結合定数 $\alpha_s(\mu)$ である. この結合定数は繰り込みを行うスケール μ に依存する. 観測量はそのような人為的に導入したスケールには依らないので, $\alpha_s(\mu)$ 自体は観測量ではない. しかし, μ を大きくすると $\alpha_s(\mu)$ が小さくなるという漸近的自由性は, 核子と電子の深非弾性散乱の振る舞いを説明する. 逆に, μ が小さくなると $\alpha_s(\mu)$ (相互作用) が大きくなり, そのことがクォークの閉じ込め (クォークはハドロン内に閉じ込められ単独では観測されないこと) を引き起こすと考えられている. QCDなどの非可換ゲージ理論の $\alpha_s(\mu)$ が漸近的自由性を持つことを示したグロス (D. Gross)・ポリツァー (D. Politzer)・ウィルチェック (F. Wilczek) の3博士が2004年にノーベル賞を受賞したことからも, $\alpha_s(\mu)$ の重要性は理解できよう.

$\alpha_s(\mu)$ に対応するのが, 核力ポテンシャルであり, 核力ポテンシャルに焼き直すことで, 2核子散乱の定性的な性質が直感的に理解できるようになる. 特に, 斥力芯の存在は, 高エネルギーの散乱データを良く説明するだけでなく, 近距離での核子間の相互作用の様子を目に見えるようにしている. つまり, 我々の方法により, QCDによる核力ポテンシャルの1つの定義が与えられたことになる. もちろん, 別の定義も可能であり, 我々はその違いを, $\alpha_s(\mu)$ の場合にならって, 「スキームの違い」と呼んでいる. どのようなスキームを使っても, 正しく計算すれば観測量は変わらないが, 実際は近似を使うため, スキームによる違いが存在する. $\alpha_s(\mu)$ の場合は, 摂動展開の高次の補正が小さくなるものが良く, 核力ポテンシャルの場合は, 微分展開の高次項が小さくなるものが良いスキームであろう. 高次項に関しては後で考察する. 重要なことは, スキームを

決めたらそれを使い続けることである。いろいろなスキームを混ぜたり、現象論ポテンシャルのようにスキームが何か分からない、というのでは困るので、我々の定義は1つの整合するスキームを与えた、という点でも大きな進歩である。

さて、非局所ポテンシャルの微分展開である式(3)で無視した高次項の寄与について考えよう。もし、高次項が無視できれば、エネルギー $e_k=0$ の波動関数を使っても、 $e_k>0$ の波動関数を使っても、同じ核力ポテンシャルが得られるはずである。逆にその違いから高次項が評価でき、また、その違いを使って高次項の一部を決めることができる。そのような計算は、村野らによって行われた。⁶⁾ 図3では、 $e_k=0$ MeV の波動関数から求められた $S=0$ の状態の核力ポテンシャルを $e_k=45$ MeV で求めたものと比較している。図から分かるように、その差はほとんどなく、高次項の寄与が小さいことが分かる。また、この結果から、 $e_k=0$ MeV で求めた核力ポテンシャルを使って散乱位相差を計算した場合でも、少なくとも $0 \leq e_k \leq 45$ MeV の範囲では正しい、ということが示されたことになる。我々の核力ポテンシャルの定義は良いスキームだったようである。

さらに、幾つかの疑問に対してコメントしよう。前に述べたように、我々は核子に対応する演算子として、 $N(\mathbf{x}, t) = q(\mathbf{x}, t)^3$ と3つのクォーク場を同じ場所に置いたものを使っている。(クォークはフェルミオンだが、カラーと呼ばれる自由度を持つので、3つ掛けてもゼロにはならない。) この定義を変えて、「拡がった」核子の演算子 $\tilde{N}(\mathbf{x}, t)$ を考えることもできる。拡がったとは、3つの q を \mathbf{x} の周りの違った点に置くことである。この違いは単なるスキームの違いであり、得られるポテンシャルは異なるが、それを使って計算される位相差などの観測量は(近似による違いを考えなければ)同じである。この性質は、拡がった演算子で定義されたNBS波動関数も同じ位相差を持つことから保証される。すべてを同じ点に置いた N の方が場の理論における因果律、局所性などの観点から取り扱いが簡単なので、無理に拡がった演算子を使う必要は無い。「核子

は拡がっているから拡がった核子(演算子)を使った方が良いのでは？」という疑問を時々耳にするが、それは誤解なのである。核子が拡がっているという情報は(量子)状態 $|2N, E\rangle$ にすべて含まれているので、 N を拡げなくても必要な情報は引き出せる。

式(2)がシュレディンガー方程式の形をしているので良く誤解されるが、我々の核力ポテンシャルの定義で非相対論的な近似をしているわけではない。また、同時刻のNBS波動関数を使っていることも制限にはなっていない。これらは、2核子散乱で得られる情報を考えれば容易に理解できる。核子はスピン1/2を持つので、入射状態、散乱状態ともに4つの自由度を持つ。NBS波動関数は、 $|2N, E\rangle$ のヘリシティが4種類、さらに2つの核子演算子 N の上2成分(ディラック表示の場合)の組み合わせで4種類ある。得られた核力ポテンシャルを使ってシュレディンガー方程式を解けば、任意の散乱運動量での位相差が求まる。したがって、散乱を特定するのに必要なスピン自由度の数、散乱運動量の種類、のどちらも、我々の核力ポテンシャルの情報から決定できるので、これ以上の情報は必要がない。演算子 N の下成分や、非同時刻の波動関数には散乱に関する未知の情報は含まれておらず、理論の相対論的不変性からすでに得られた情報と関係が付いてしまう。

4. 一般のハドロンへの拡張：ハイペロン・ポテンシャル

我々の方法は、2核子散乱だけに限定されるものではなく、すべてのハドロン(クォークの束縛状態、3つのクォークの束縛状態であるバリオン、クォーク反クォークの束縛状態であるメソンなどがある)同士の散乱に適用できる。その中でストレンジ・クォークを含むバリオンであるハイペロンの散乱(ハイペロン-核子、ハイペロン-ハイペロン)を決めることは特に重要である。ハイペロンは弱い相互作用により直ぐに他の粒子に崩壊してしまうため、散乱実験でその相互作用を決めることが難しい。散乱実験だけでなく、 π 中間子ビーム、K中間子ビーム、あるいは電子ビームを用いてハイパー核を生成し、そのエネルギー準位を測定することによってハイペロン相互作用を決めようとしているが、その不定性はまだ大きい。東海村で行われるJ-PARC実験では、組織的なハイパー核の実験によりハイペロン・ポテンシャルの精密決定を目指している。一方、我々の方法を使えば、実験結果を使わずにハイペロン・ポテンシャルを決定することが原理的に可能である。特に、核子間ポテンシャル、核子ハイペロン・ポテンシャル、ハイペロン間ポテンシャルを同じスキームで決定できることが我々の方法の利点である。我々の結果とJ-PARCのハイパー核実験の結果を組み合わせれば、信頼できるハイペロン相互作用を決めることができる。ハイパー核自体も新しい物質の存在形態として興味深いのが、精密なハイペロン相互作用が分かれば、中性子星の内部での状態方程式の決定

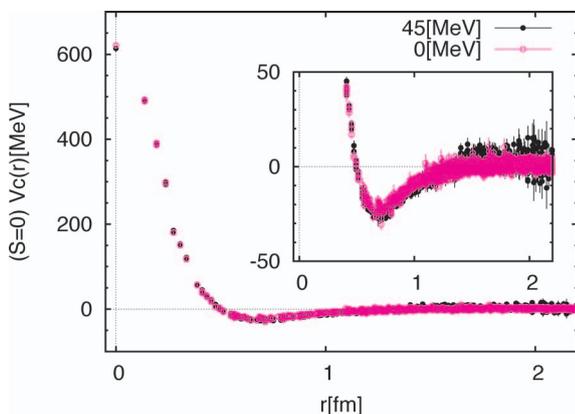


図3 異なるエネルギーの波動関数から求められた $S=0$ の状態の核力ポテンシャルの比較。 $e_k=0$ MeV (黒)、 $e_k=45$ MeV (赤) である。計算の他の条件は図2と同じ。

に利用できる。一般に、密度が上がり（新しい自由度である）ハイペロンが弱い相互作用のために中性子星内部に現れると、状態方程式が柔らかくなり、重い中性子星を支えることが難しくなる。それを救うにはハイペロン相互作用にも斥力芯が必要になるが、今のところ、そのような斥力芯の存在を実験だけで確立するには至っていない。

青木、初田、石井は、少数多体系の精密計算によるハイパー核の研究を専門としていた根村を共同研究者に迎え、我々のスキームを使ったハイペロン・ポテンシャルの研究を開始した。根村は格子QCD計算の経験は無かったが、石井から格子QCD計算の基礎を学び、最初に ΞN ポテンシャルの計算に挑戦した。⁷⁾ここで Ξ 粒子はストレンジ・クォークを2つ含む粒子で、クォーク場を使って、 $\Xi^0 = uss$, $\Xi^- = dss$ と書ける。肩の添字は粒子の電荷を表している。また、 N は核子であり、この書き方では、陽子 $p = uud$ 、中性子 $n = udd$ となる。ここで、 u はアップクォーク（電荷 $+2e/3$ ）、 d はダウンクォーク（電荷 $-e/3$ ）、 s はストレンジクォーク（電荷 $-e/3$ ）を表す。 ΞN 相互作用に関する実験は少なく、低エネルギーで引力的なのか、斥力的なのか、すらよく分かっていない。J-PARCで永江知文らが提案しているE05実験の目的の1つがこの ΞN 相互作用であり、したがって、我々はQCDからその性質を調べていくことをハイペロン相互作用に関する最初の研究テーマにしたので

ある。

図4に微分展開のLOである中心力 $\Xi^0 p$ ポテンシャルの結果を載せる。格子間隔や体積などはクエンチの NN ポテンシャルの場合と同じである。上は全スピンのゼロ、下は全スピンが1の場合である。丸が $(m_\pi, m_N, m_\Xi) = (510, 1300, 1420)$ MeVでの結果であり、三角が $(370, 1,170, 1,380)$ MeVのものである。 NN の場合と同様に、遠方での引力、中間距離でのより強い引力、近距離での斥力芯、という構造が見えている。また、 π 中間子の質量を軽くすると、斥力部分が大きくなり引力部分が広がっていくことも見て取れる。今回の結果は、どちらのスピンの場合でも、また、どちらの π 中間子の質量でも、低エネルギーでは、総体として引力になっている。実線は、1つの π 中間子を交換した場合のポテンシャル（One-Pion-Exchange-Potential; OPEP）であるが、格子QCDのデータとは合っていない。クエンチ近似でかつ π 中間子が重いためにOPEPの寄与が見えていない可能性もあるので、相互作用が引力的か斥力的かの決定を含めて、最終的な結論を出すには、力学的クォークを含んだ格子QCDで $m_\pi = 135$ MeVを実現した上で、 ΞN ポテンシャルを計算する必要がある。とはいえ、核力だけでなくハイペロン相互作用も計算可能であることを実証できたので、重要な結果である。

5. さらなる展開

NBS波動関数からポテンシャルを計算し相互作用を研究するという方法が有望であることが分かったので、我々はより大規模に研究を押し進めるために、HAL QCD (Hadron to Atomic nuclei from Lattice QCD) Collaborationを結成した。現時点（2012年春）でのメンバーは、著者4人に加えて、土井琢身（理研）、池田陽一（東工大）、井上貴史（日大）、村野啓子（理研）、佐々木健志（筑波大）であり、これに2名の大学院生が加わっている。ここでは、最近の研究の発展の一部を紹介しよう。文献は載せないが、興味のある方は著者の1人である青木のレビュー⁸⁾か、日本物理学会が発行する新しい学術誌 Progress of Theoretical and Experimental Physicsの創刊特集号に掲載されているHAL QCD Collaborationのレビュー⁹⁾を見て欲しい。

5.1 フレーバーSU(3)とHダイバリオン

ハイペロン相互作用は重要であると述べたが、個々のハイペロン相互作用を調べるだけであると、その全体像を掴むのが難しい。また、後でも述べるが、ハイペロンの質量は少しずつ異なっており、 $A+B \rightarrow A+B$ という弾性散乱だけでなく、 $A+B \rightarrow C+D$ という非弾性散乱も容易に起こるので、今までの方法はそのままでは使えない。（ $\Xi^0 p$ を初めに計算したのは、この問題が起きないように設定ができるからである。）核子やハイペロンは近似的なSU(3)対称性のバリオン8重項に属していて、すべてを挙げると、 $p, n, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Lambda$ となる。我々はハイペロン相互作用の全体像を見るという目的で、人為的に $m_u = m_d = m_s$ と

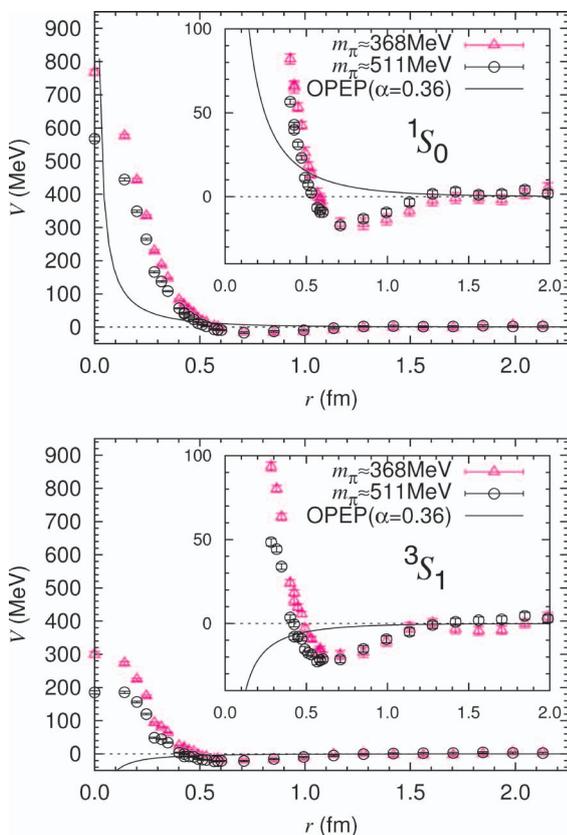


図4 $\Xi^0 p$ ポテンシャル。微分展開の最低次の結果。丸が $m_\pi = 510$ MeV、三角が $m_\pi = 370$ MeVのデータ。計算の他の条件は図2と同じ。実線は1つのパイオンを交換した場合のポテンシャル(OPEP)である。(上)全スピンのゼロの場合。(下)全スピンが1の場合。

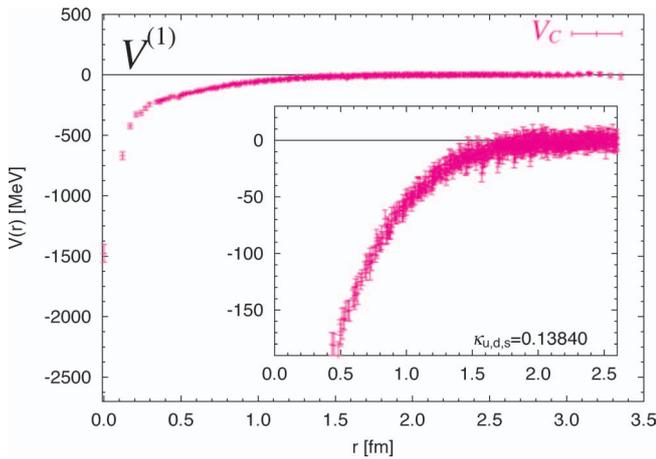


図5 フレーバー SU(3) 対称性を持つ格子QCDで計算されたフレーバー1重項ポテンシャル. 格子間隔 $a=0.12$ fm, 格子の一边の長さ $L=4$ fm, π 中間子の質量 $m_\pi=470$ MeVでの結果である. 挿入図は拡大図である.

3種類(フレーバーと呼ぶ)のクォークの質量を等しくして、バリオン8重項間のポテンシャルを計算した. この場合はフレーバーを入れ替えても理論が変わらないので、フレーバー SU(3) 対称性が厳密に成り立ち、バリオン8重項の質量がすべて等しくなるので、心配しているような非弾性散乱の問題は起こらない. (この場合は、8重項のすべての粒子を区別せず同一粒子と考える.) また、SU(3) 対称性のおかげで、相互作用の性質が簡単になり、その特徴がより明らかになる. 特に、フレーバー依存性を見ることで、斥力芯の物理的起源に迫ることもできる. このように自然界とは違う状況を調べることができるのも、格子QCD計算の利点である. 2つの8重項の粒子に働くポテンシャルは、群論の表現から $8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \bar{10} \oplus 10 \oplus 8_a$ と6つの既約表現に分かれる. このうち、初めの3つが $S=0$ 、残りが $S=1$ に対応し、 27 と $\bar{10}$ が NN を含む表現である.

井上が中心となり、格子間隔 $a=0.12$ fm, 3フレーバーの力学的クォークを含む格子QCDの計算で、6つの既約表現に対応するポテンシャルを計算したところ、表現ごとにかなり性質の違うポテンシャルが得られた. 27 と $\bar{10}$ は NN の場合とほぼ同じであるが、 8_s と 10 は斥力が強く、特に 8_s は斥力だけで引力部分がまったくない. 一方、 8_a は斥力芯が弱く、引力が強い. 1 (フレーバー1重項) の場合は他とまったく違ったポテンシャルが得られたので、その結果を図5に載せる. 図から明らかなように、引力のみで、斥力芯はなく、逆に、引力芯になっている. この結果は、クォークレベルでのパウリの排他原理がフレーバー1重項には最も働きにくいという事実と整合している.

このような引力ポテンシャルは束縛状態を作る可能性がある. 得られた1重項ポテンシャルを使ってシュレディンガー方程式を解くと、束縛状態がただ1つ存在することが分かった. この状態は、 $uuddss$ の6つのクォークの束縛状態であり、フレーバー SU(3) 対称性が近似的にしか成立しない自然界ではHダイバリオンに対応する. $m_\pi=470-1,170$ MeVの範囲で、その束縛エネルギーは、 $B_H=26-49$

MeVである. このHダイバリオンのJ-PARCでの探索実験が、今井憲一らによって提案されている.

5.2 技術的改良: 時間依存法

ここまでは微分展開のLOのうち、中心ポテンシャルの結果を見せてきたが、 $S=1$ の場合は、テンソルポテンシャルもこの次数で存在する. 我々は中心力とテンソル力の両方のポテンシャルを同時に決める方法を提案し、実際にテンソルポテンシャルの計算を行った. 興味のある方は、文献4の結果を見て頂きたい.

ここでは、最近の技術的な発展について述べたい. 今まで述べていなかったが、格子QCDで直接計算できるのは、NBS波動関数そのものではなく、以下の量である.

$$F(\mathbf{r}, t) = \sum_n A_n \phi_{E_n}(\mathbf{r}, t) = \sum_n A_n e^{-E_n t} \phi_{E_n}(\mathbf{r}, 0) \quad (5)$$

ここで、 $E_n = 2\sqrt{k_n^2 + m_N^2}$, A_n は未知の比例係数である. もし t が充分大きければ、一番低いエネルギー(E_0 とする)状態の寄与だけになり、 $\lim_{t \rightarrow \infty} F(\mathbf{r}, t) \rightarrow A_0 e^{-E_0 t} \phi_{E_0}(\mathbf{r}, 0)$ とNBS波動関数が求まる. しかしながら、 $F(\mathbf{r}, t)$ は t を大きくすると相対誤差が指数関数的にどんどん大きくなるという性質があるため、あまり t を大きくすることができない. 式(2)では決まったエネルギーのNBS波動関数を使っているので、 t が大きすぎないと $E_n > E_0$ の寄与が混ざり、それらの寄与がポテンシャルの決定に系統誤差を与えてしまう.

我々は、あまり大きくない t を使ってポテンシャルを求めるために新しい計算法を提案した. まず $R(\mathbf{r}, t) = F(\mathbf{r}, t)/e^{-2m_N t}$ という量を定義する. t をある程度大きな値に取り、式(5)の中で $E \geq E_{th}$ の寄与が無視できるとしよう. この時、 R は以下の方程式を満たすことが式(2)を使うと簡単に示せる.

$$\left(\frac{1}{4m_N} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial t} - H_0 \right) R(\mathbf{r}, t) = \int d^3s U(\mathbf{r}, \mathbf{s}) R(\mathbf{s}, t)$$

左辺の第1項を無視すると、(ユークリッド空間の)時間依存シュレディンガー方程式の形をしており、第1項は相対論的補正である. この方法は時間依存法と呼ぶ. (実は、フレーバー SU(3) の計算ではこの方法を使っている.) 格子QCDでは時間も離散的なので、微分ではなく差分になるが、工夫をすることで、離散化の誤差を小さくすることは可能である.

我々は、2+1フレーバーの力学的クォークの寄与を含んだ格子QCDで、時間依存法を用いて核力ポテンシャルを計算した. 2+1フレーバーというのは、 $m_u = m_d \neq m_s$ というクォーク質量を意味している. 図6(上)に $S=0$ の場合の結果を載せる. 実線は、格子データをフィットして得られたものであり、そのポテンシャルを用いて計算された散乱位相差を図6(下)に載せる. 実線は実験で得られた散乱位相差である. 低エネルギーでの立ち上がりがまだ実験値より小さいが、格子QCDの結果のエネルギー依存性は実験値を定性的に再現している. π 中間子の質量が135

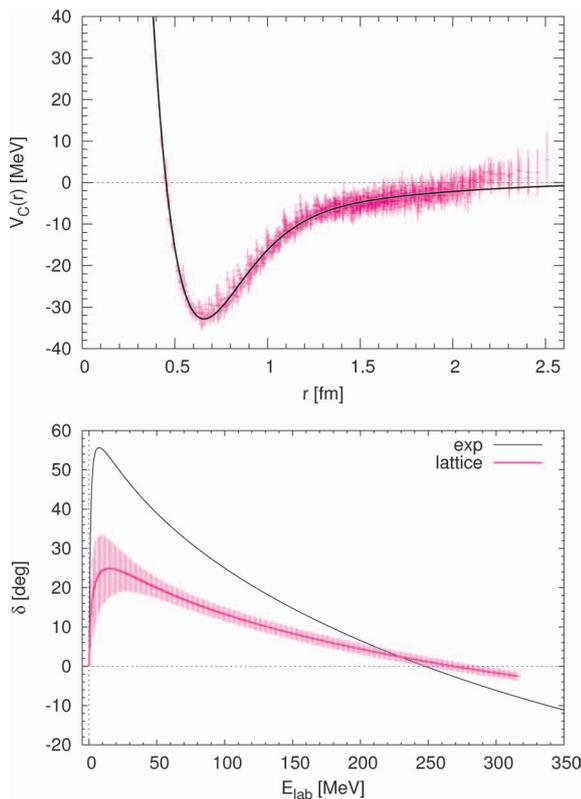


図6 (上) 2+1フレーバーの格子QCDで得られたスピン0の核力ポテンシャル。格子間隔 $a=0.09$ fm, 格子の一边の長さ $L=2.9$ fm, π 中間子の質量 $m_\pi=700$ MeVでの計算。実線はデータのフィットである。(下) フィットして得られたポテンシャルから計算されたS波の散乱位相差。横軸は重心系での散乱のエネルギーである。実線は実験値。

MeVでの計算を行えば、実験値を再現できると期待している。

5.3 理論的發展：非弾性散乱への応用

最後に、我々の方法の制限である $E < E_{th}$ を乗り越える方法を紹介しよう。ハイペロン散乱のように、 $A+B \rightarrow A+B, C+D$ と終状態が2つ(複数)あり、かつ、 $m_A+m_B < m_C+m_D < E$ である場合を考えよう。この時は、 $\varphi_{E_i}^{AB}(\mathbf{r}, t)$, $\varphi_{E_i}^{CD}(\mathbf{r}, t)$ と2種類のNBS波動関数を、2つのエネルギー E_i ($i=1, 2$)で計算すれば良い。詳細は省くが、この4つの波動関数を用いて、結合チャンネルのシュレディンガー方程式を用いて、 2×2 の行列ポテンシャル $U_{X,Y}(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ を求めることができる。ここで、 $X, Y=AB$ あるいは CD である。佐々木を中心に、この方法を用いて $\Lambda\Lambda, N\Xi, \Sigma\Sigma$ の行列ポテンシャルを求める研究が進行中である。この系はフレーバーSU(3)対称な場合の1重項に対応したHダイバリオンが存在したが、その対称性が破れた2+1フレーバーの現実世界で、Hダイバリオンが束縛状態として存在するのか、それとも共鳴状態になるのか、などの解明を進めている。

$A+B \rightarrow A+B, A+B+C$ などのように粒子数が変わる場合も、 $X, Y=AB$ あるいは ABC として、結合チャンネルの方法を使えば良い。エネルギー E が新たな粒子生成のしきい値を超えるごとにチャンネルを増やしていき、対応する行列ポテンシャルを求めれば、どのエネルギーでも我々の方法が適用できる。つまり、エネルギー E を決めてやれば、場

の量子論は、複数チャンネルの行列ポテンシャルを持つ量子力学系と等価だ、ということである。

6. 最後に

この解説で取り上げた話題以外にも、村野らを中心としたLS力やパリティが負の状態に対するポテンシャルの計算、土井を中心とした核子3体力の計算、池田を中心としたバリオンとメソンのポテンシャルの計算など、いろいろな新しい研究が現在進行中である。著者の人数制限のためにこの記事は4人で執筆したが、紹介した内容の多くはHAL QCD Collaborationにより実現されたものであり、共同研究に関して他のメンバーに感謝したい。また、HAL QCDではないが、青木、バロック(J. Balog)、ワイス(P. Weisz)は、NBS波動関数によるポテンシャルの定義を使うと、演算子積展開と摂動論的QCDにより、バリオン間ポテンシャルの近距離での性質が決定できることを示した。核力ポテンシャルでの斥力芯の振る舞いの予言、3フレーバーの1重項は引力芯になること、3体核力は必ず斥力芯を持つこと、などが示された。

我々の研究に必要な計算は、高エネルギー加速器研究機構のBlueGene/Lや筑波大学計算科学研究センターのT2K-Tsukubaなどのスーパーコンピュータなどを用いて行われた。無償で計算時間を配分して頂いたことに感謝したいと思う。ポテンシャルによるハドロン相互作用の研究法は、我々でも未だにその真価、可能性の大きさを理解しきれていない。思いもよらない新たな応用が出てくるかもしれない。当面の課題は、 π 中間子の質量が実験値と同じになる物理点での格子QCD計算で、種々のポテンシャルを計算することである。核子2体系に関しては実験値を再現すること、ハイペロン系に関しては実験に先行する形で予言を行うこと、が大目標である。特に、Hダイバリオンの性質を正確に予言し、実験による発見に繋げていきたい。そのような計算には、今秋に正式稼働を始めた京コンピュータが必要不可欠になるであろう。¹⁰⁾

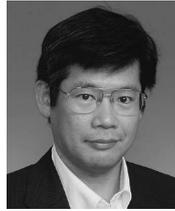
参考文献

- 1) 中村誠太郎編：『大学院 原子核物理』(講談社, 1996)第4章(玉垣良三：「核力の多面性」)。
- 2) 青木慎也：『格子場の理論(シュプリンガー現代物理学シリーズ3)』(シュプリンガー・フェアラーク東京, 2005)。2012年4月からは丸善出版株式会社より出版。
- 3) S. Aoki, *et al.* [CP-PACS Collab.]: Phys. Rev. D **71** (2005) 094504.
- 4) S. Aoki, T. Hatsuda and N. Ishii: Prog. Theor. Phys. **123** (2010) 89.
- 5) N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 022001.
- 6) K. Murano, N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda: Prog. Theor. Phys. **125** (2011) 1225.
- 7) H. Nemura, N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda: Phys. Lett. B **673** (2009) 136.
- 8) S. Aoki for HAL QCD Collaboration: Prog. Part. Nucl. Phys. **66** (2011) 687.
- 9) S. Aoki, *et al.* [HAL QCD Collaboration]: Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 2012(1): 01A105.
- 10) 青木慎也：日本物理学会誌 **66** (2011) 547.

著者紹介



青木慎也氏： 専門は素粒子論、格子QCDや格子上のフェルミオンなどを研究してきたが、最近では格子QCDを使ったバリオン間相互作用の研究を中心テーマとしている。



初田哲男氏： 専門はハドロン物理学、原子核・素粒子・物性・天体物理における強相関量子多体問題とその統一的理解に興味を持って研究している。



石井理修氏： 専門はハドロン物理、相対論的三体問題の方法による核子の研究などを経て、現在では格子QCDによるバリオン間相互作用の研究を中心テーマとしている。



根村英克氏： 専門は原子核理論、エキゾチックな量子少数多体問題の精密解に基づく普遍的な理解に興味があり、最近では格子QCD計算を中心に研究している。

(2012年5月1日原稿受付)

Research on Nuclear Force in QCD and Its Development

Sinya Aoki, Tetsuo Hatsuda, Noriyoshi Ishii and Hidekatsu Nemura

abstract: We review the successful method recently proposed by us to calculate nuclear forces in lattice QCD. After reviewing scientific importances and current status of nuclear forces, we explain difficulties to study nuclear forces in QCD and show how we have solved such problems. We present nuclear potentials calculated in lattice QCD for the first time in the world and discuss its relevances. We also clarify the questions and confusions on our results and method. We finally present recent developments of our method as much as possible.

日本物理学会誌 第67巻 第12号 (2012年12月号) 予定目次

口絵：今月号の記事から

巻頭言

物理学を学ぶと何が身につくか……………三沢和彦
特集「宇宙線100周年にあたって」
 我が国における宇宙線研究の始まり……………西村 純
 宇宙線を直接捉える……………鳥居祥二
 大気は絶妙な厚さの検出器—宇宙線エネルギーの限界を求めて
 ……………永野元彦, 福島正己
 宇宙線の源と加速・伝播の理論
 ……………大平 豊, 山崎 了, 寺澤敏夫
 ニュートリノというプローブで何がわかるか
 ……………中畑雅行, 吉田 滋
 重力波検出：一般相対論の直接検証なるか……………藤本眞克
 素粒子・宇宙論に挑む宇宙線反粒子観測…吉村浩司, 山本 明
 一瞬の閃光をより精密に……………手嶋政廣
 今年で宇宙X線も発見50年……………牧島一夫, 高橋忠幸
 宇宙線研究所の果たしてきた役割……………荒船次郎, 梶田隆章

JPSJの最近の注目論文から 8月の編集委員会より

……………安藤恒也

科学研究費

平成24年度科学研究費補助金(基盤研究等) 審査結果報告

……………青木健一, 杉立 徹

学界ニュース

第12回素粒子メダル：小谷恒之氏, 高杉英一氏, 土井 勝氏,
 西浦宏幸氏……………百武慶文

歴史の小径

マティアスの法則の成立過程と超伝導体MgB₂の発見

……………溝畑典宏

追悼

新著紹介

会員の声

第67巻(2012) 総目次

総目次・主題別索引・著者索引・新著紹介原著者索引

流体力学的同期現象：鞭毛や繊毛の集団運動の理解に向けて

内田 就也 (東北大学大学院理学研究科 980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3)

水中に棲息する単細胞生物の多くは鞭毛や繊毛の集団運動を利用して泳動を制御している。これらの運動には流体力学相互作用が重要な役割を果たしていると考えられるが、その具体的な機構はまだよく理解されていない。われわれはそのミニマルモデルとして、鞭毛や繊毛の重心運動に着目した回転子モデルを提案し、同期が起きるための一般的条件や、多様な集団運動パターンを見出した。

1. 鞭毛や繊毛の集団運動

大腸菌やゾウリムシなど、水中に棲息する単細胞生物の泳ぎ方を理解することは、流体力学における興味深い問題の一つである。これら微生物の遊泳が魚や人間など大型生物の遊泳と大きく異なる点は、流体の慣性がほとんど効かない、低レイノルズ数領域での流れを利用することである。慣性が無視できるため、(外流がない場合の)流体の速度場は、同時刻における遊泳体の各部分の運動速度の線形関数となる。その帰結として、平面翼の開閉のような単純往復運動によっては遊泳体は(長時間平均の意味において)推進しないという、いわゆる帆立貝定理¹⁾が導かれる。したがって微生物の遊泳様式は、回転的な(相平面においてループを描く)運動を利用することになる。

大腸菌などのバクテリアはらせん状鞭毛を船のスクリューのように回転させることによって推進力を生み出している。大腸菌は数本の鞭毛を持ち、それらは鞭毛基部のモーターにより回転の向きを切り替えることができる。反時計回りの時は鞭毛は自発的に束を形成して一方向に強い推進力を生み出す(泳動モード)が、時計回りの時は離散してばらばらの方向を向くことにより推進力がバランスし、菌体は同じ場所に留まる(タンプリングモード)²⁾ほどけた鞭毛が再び束を形成する過程では流体を介した相互作用が働いていると考えられるが、具体的な機構は理解されていない。

バクテリア鞭毛の集団運動をマイクロ流動デバイスに応用する試みもなされている。Darntonら³⁾はエラストマー基盤に多数のバクテリアを接着して単層膜(バクテリアカーペット)を形成したところ、鞭毛が自ら作り出す水流により自発的に方向のそろったドメイン構造を作ることを見出した。バクテリアが作る表面流により、狭い流路内での輸送や混合が大幅に促進されるものと期待されている。

繊毛および真核生物の鞭毛はバクテリア鞭毛とは異なり、内包する分子モーター(ダイニン)の作用によりフィラメント自体が能動的に屈曲する。一本の繊毛の運動は、速く水をかく有効打と細胞表面近くをゆっくり戻る回復打の繰り返しからなる。ゾウリムシの細胞表面は数千本の繊毛で覆われており、これらが協同的に波打つこと(メタクロナル波)によって細胞表面に沿った流れを作り出して泳ぐ²⁾ Polinら⁴⁾はクラミドモナスの2本の鞭毛の水かき運動を解析し、位相が同期した状態と、速い固有振動数を持つ片

方の鞭毛が他方を追い越す位相スリップの2つの状態が繰り返すことを見出した。

2. 理論的アプローチ

低レイノルズ数環境下での流体力学相互作用が同期を引き起こす可能性は、早く1951年にG. I. Taylor⁵⁾により指摘されている。Taylorは2次元流体中に平行に置かれた2本の鞭毛の波打ちパターンが一定の振幅、位相速度を持つ正弦波で与えられると仮定して、それらが作る流れを解析した。その結果、2本の進行波が同位相(反位相)のときエネルギー散逸率が最小(最大)になることを示した。近年になって鞭毛や繊毛の弾性変形を取り入れた種々のモデルが提案され、大規模な数値計算によって多体系の同期現象や集団運動が調べられている。例えばGueron-Levit-Gurevich⁶⁾は繊毛のモデルとして、内部駆動力により屈曲する弾性フィラメントの1次元的な配列を考え、繊毛の波打ちが自発的に進行波パターンを形成することを示した。またYangら⁷⁾は精子鞭毛の離散化モデルのシミュレーションにより、2次元流体中において遊泳する精子が自発的に集合し、それによって鞭毛の波打ちが同期することを示した。しかしこれらのモデルは複雑かつ個別的であり、流体力学相互作用による同期を引き起こす一般的な条件は何かという問いには十分に答えられていない。

そこでもう一つのアプローチとして注目されるのが、最小限の力学的要素を取り入れたミニマルモデルによる理論解析である。考えうる最も簡単なモデルは、鞭毛や繊毛を一定のトルクで駆動される剛体回転子で置き換えたモデルであるが、これらは同期を示さないことが示されている^{8,9)}。そこで次に検討されたのが、これらの剛体回転子にバネを取り付けて柔軟性を与えたモデル^{10,11)}である。この回転子は同期することが示されたため、鞭毛および繊毛の柔軟性が同期を引き起こすために必須であるという説が浮上してきた。しかし柔軟性以外にも鞭毛や繊毛の特徴的な性質はいくつもある。その一つが、繊毛の有効打と回復打に代表されるような駆動トルクの周期的変動である。もう一つが、らせん状鞭毛が作り出す軸方向の水流に見られるような、回転子自体のポンプとしての作用である。我々はこれらの要素を剛体球回転子に付加して得られる2種類のミニマルモデルを考察し、それらが同期および多様な集団運動を示すことを見出した¹²⁻¹⁴⁾ すなわち柔軟性が

必須であるとする従来の説は覆されたことになる。以下ではこれらのモデルについて紹介する。(なお従来の理論的アプローチについて詳しいことはレビュー¹⁵⁾を参照されたい。)

3. 駆動力の周期的変動¹⁴⁾

繊毛のミニマルモデルとして、平面基盤から伸びる細い可動腕で支持された剛体球を考える(図1(a))。剛体球は支持腕から駆動力を受けて一定の閉軌道上を運動すると仮定する。その位置を軌道上に定義された位相 ϕ の関数 $\mathbf{R}(\phi)$ で表すと、速度は $\mathbf{V} = (d\phi/dt)\mathbf{R}'(\phi)$ ($' = d/d\phi$)となる。速い有効打と遅い回復打からなる繊毛の運動パターンを一般化し、駆動力の軌道接線成分 $F(\phi)$ は周期 2π を持つ任意の周期関数であると仮定する(拘束系なので接線成分のみを与えれば十分である)。剛体球の抵抗係数を ζ_0 、流速場を $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ とすると、駆動力と抵抗力 $\mathbf{g} = \zeta_0[\mathbf{v}(\mathbf{R}(\phi)) - \mathbf{V}]$ のつりあいから、外流 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ がない場合の位相速度は $\omega(\phi) = F(\phi)/\zeta_0|\mathbf{R}'(\phi)|$ となる。なお抵抗係数は剛体球の半径を a 、流体のシア粘性率を η としてStokesの式 $\zeta_0 = 6\pi\eta a$ で与えられる。

いま2個の回転子を間隔 d を隔てて x 軸上に平行に置いた系を考え、第 i 番目の回転子の位相を ϕ_i 、剛体球の位置を $\mathbf{r}_i = id\mathbf{e}_x + \mathbf{R}(\phi_i)$ とする(ただし基盤に沿って xy 平面を取る。また \mathbf{e}_x は x 軸の正の向きの単位ベクトルである)。流体が剛体球から受ける力は抵抗力の反作用 $-\mathbf{g}_i$ のみであるから、流速場は $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \sum_i \mathbf{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \cdot (-\mathbf{g}_i)$ の形に与えられる。ここで $\mathbf{G}(\mathbf{r})$ は平面基盤近傍でのStokes方程式のGreen関数(Oseen-Blakeテンソル)であり、基盤に平行な平面内では距離の3乗に反比例して減衰する。これを無次元化した相互作用テンソル $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}) = \zeta_0\mathbf{G}(\mathbf{r})$ の典型的な大きさは、剛体球の基盤からの高さを h として $\gamma = ah^2/d^3$ で与えら

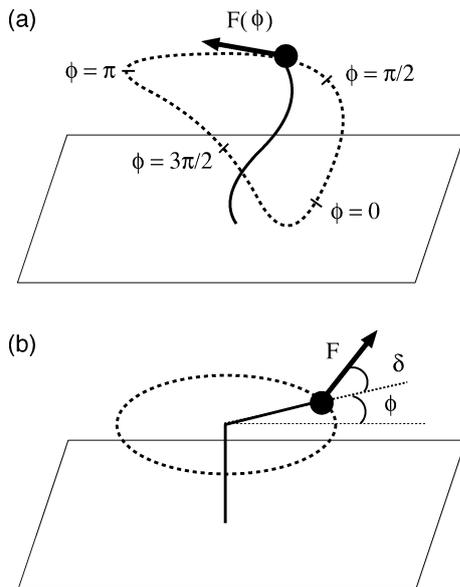


図1 (a) 駆動力の周期的変動モデル。剛体球に対して軌道接線方向に駆動力 $F(\phi)$ が働く。(b) ポンプ駆動モデル。剛体球が流体に及ぼす力 F は平面基盤に平行で径方向に対して角度 δ をなす。

る。再び駆動力と抵抗力のつりあいから、位相の時間発展方程式を γ の1次までの近似において

$$\frac{d\phi_1}{dt} = \omega(\phi_1) + \frac{\mathbf{R}'(\phi_1)}{|\mathbf{R}'(\phi_1)|^2} \cdot \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \cdot \mathbf{R}'(\phi_2)\omega(\phi_2) \quad (1)$$

(および上式で添え字1, 2を入れ替えたもの)の形に得る。我々はこの方程式を用いて、同期状態の安定性解析を行った。位相差 $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ の線形成長率(周期平均)は

$$\Gamma = \int_0^{2\pi} d\phi [\ln F(\phi)] \mathbf{t}(\phi) \cdot \hat{\mathbf{G}}(d\mathbf{e}_x) \cdot \mathbf{t}(\phi) \quad (2)$$

となる。ただし $\mathbf{t}(\phi) = \mathbf{R}'(\phi)/|\mathbf{R}'(\phi)|$ は軌道の単位接ベクトルである。 $\Gamma < 0$ であれば同期状態($\Delta\phi = 0$)が線形安定となるが、そのためには駆動力の変動が必要であることが上式から分かる(もし駆動力が一定ならば $F'(\phi) = 0$ より $\Gamma = 0$ になってしまう)。また与えられた軌道形状に対して、どのような駆動力プロファイルが同期をもたらすかも分かる。円軌道 $\mathbf{R}(\phi) = (R_0 \cos \phi, R_0 \sin \phi, z_0)$ に対しては $\ln F(\phi)$ のFourier展開において $\sin 2\phi$ が負の係数を持つことが必要十分である。例えば駆動力プロファイル

$$F(\phi) = 1 - A \sin 2\phi, \quad |A| < 1 \quad (3)$$

において $A > 0$ の場合(図2(a)参照)は同期状態が安定であり、 $A < 0$ の場合は不安定となる。また直線状の軌道に対してはどのような駆動力を選んでも同期状態は中立安定となる。これは軌道の単位接ベクトルが一定の方向を向いており積分(式(2))に寄与しないことによる。

さらに我々は、遅い変数の分離によって位相差の非線形時間発展を記述する方程式を導いた。具体的には、式(1)が位相変数 ϕ の取り方によらないこと(ゲージ不変性)を用い、右辺第1項の固有位相速度が定数となるような新しい位相変数 Φ (定速ゲージ)を採用する。これは元の位相変数 ϕ と関係式 $d\Phi/d\phi = 2\pi/T\omega(\phi)$ (T は固有周期)によって結び付けられる。位相差 $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ の時間変化は式(1)右辺第2項の相互作用項によってのみ生じるため、 $\Delta\Phi$ を遅い変数とみなせる。それに対して位相和 $\Phi_1 + \Phi_2$ は速い変数であり、周期平均を取ることによって断熱的に消去することができる。その結果、位相差の時間発展は、ある有効ポテンシャル $V(\Delta\Phi)$ を用いて $(d/dt)\Delta\Phi = -V'(\Delta\Phi)$ の形に表される。例として、円軌道と駆動力(3)の組み合わせに対する有効ポテンシャルを図2(b)に示す。 $A > 0$ の場合は同

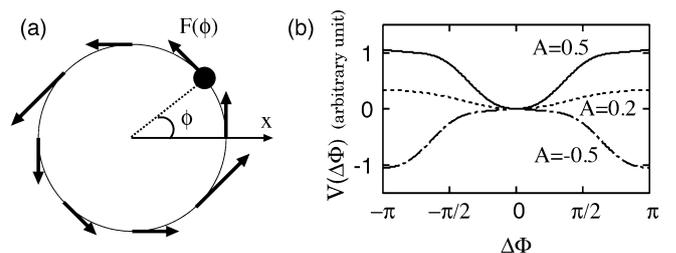


図2 円軌道上の駆動力プロファイル(式(3))の(a)概念図($A > 0$ の場合)、および(b)それに対応する定速ゲージにおける有効ポテンシャル $V(\Delta\Phi)$ 。 $A > 0$ の場合は同相同期、 $A < 0$ の場合は逆相同期が安定となる。

同同期 ($\Delta\Phi=0$), $A<0$ の場合は逆同期 ($\Delta\Phi=\pi$) が安定状態となることが分かる. また, より複雑な軌道形状, 駆動力プロファイルに対しては双安定状態 $\Delta\Phi=\pm\alpha$ ($0<\alpha<\pi$) が生じ得ることを見出した. この場合, 一つの安定状態において $\Delta\Phi$ は一定だが, 元のゲージで見た位相差 $\Delta\phi$ は時間的に周期変動することになる.

以上のように駆動力の周期的変動だけで同期状態をコントロールすることができる. 実験的には, 光トラップによって駆動されるコロイド粒子を用いて上述のモデル系を実現する試みが進行中であり,¹⁶⁾ 理論の直接的検証が期待される.

4. ポンプ駆動モデル¹²⁾

第1節で紹介したバクテリアカーペットにおいては, 個々の鞭毛が軸方向に水流を作り出すポンプの役割を果たしている. いま着目する鞭毛の方向変化のダイナミクスに比べると, 鞭毛らせんの回転は十分速いため, これを時間平均して軸方向に一定の力を生み出すポンプで置き換えることができる. また実験系では鞭毛が基盤に対してなす角度はさまざまであるが, 以下では簡単のため鞭毛は基盤に平行な平面内にあるものとしよう. 鞭毛の重心を剛体球で置き換えて, 平面基盤に平行な円軌道上を運動する剛体球にポンプを取り付けたモデルを考える (図1(b)). ポンプは流体に対して一定の力 F_{\parallel} を動径方向に及ぼすとす. またモデルの一般化のため, 剛体球は支持腕から一定の駆動力 F_{\perp} を接線方向に受けるとす. 軌道半径を R_0 とすると外流 $v(r)$ がない場合の位相速度は $\omega_0 = F_{\perp}/\zeta_0 R_0$ となる. 我々はこの回転子を正方形格子上に並べた系のダイナミクスを数値的に解析した. この系の挙動を支配する無次元パラメータは, 剛体球が流体に及ぼす合力の角度 $\delta = \arctan(F_{\parallel}/F_{\perp})$ および流体力学相互作用の大きさを表す結合定数 $\gamma = ah^2/d^3$ (a は剛体球の半径, h は基盤からの高さ, d は格子間隔) である.

- ・ $\delta=0$ (ポンプ駆動型) の場合, ポンプが作り出す動径方向の流れは近傍の回転子を整理させようとする. そのダイナミクスは強磁性 XY スピン系とのアナロジーで記述でき, 位相欠陥の対消滅を経て系は一様整列状態に達する.
 - ・ $\delta=\pi/2$ (トルク駆動型) の場合, トルクが作り出す軌道接線方向の流れは近傍の回転子の配向秩序を壊し, 系は空間的にランダムな配向を取る.
 - ・ $0<\delta<\pi/2$ (ポンプ・トルク混合型) の場合, 回転子が作り出す流れは位相欠陥の周囲に位相らせん波を形成する. 動的定常状態においては複数のらせん波が衝突しながら消滅, 生成を繰り返すらせん波乱流 (図3) となる. 角度 δ が大きいほどらせんの巻きはきつく, 定常状態におけるパターンの特徴的サイズ (位相の相関距離) は小さくなる.
- なお結合が弱く $\delta \gg \gamma$ が成立するとき, 流体力学相互作用

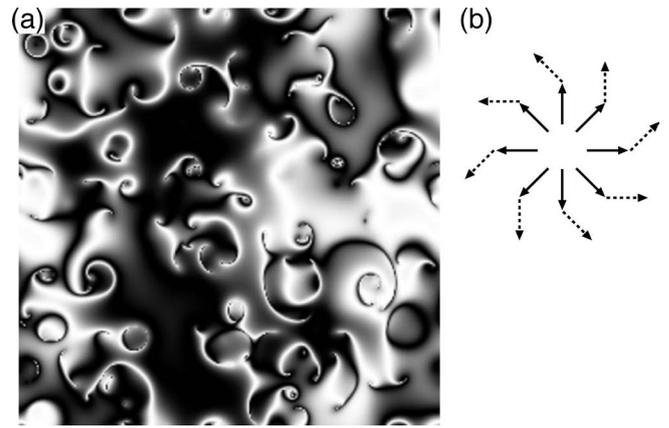


図3 (a) ポンプ駆動モデルにおけるらせん波乱流のスナップショット ($\delta=\pi/4$, 格子サイズは 256×256). グレースケールは $\cos \phi_i$ に比例する. (b) らせん波の生成原因の概念図. 位相欠陥の中心部に回転子の腕 (実線) が放射状に配列しているとき, それが周囲の流体に及ぼす力 (点線) は渦を巻く流れを生み出す.

用による位相シフト $\Phi_i = \phi_i - \omega_0 t$ は遅い変数とみなせて

$$\frac{d\Phi_i}{dt} = -\frac{\gamma\omega_0}{2 \sin \delta} \sum_{j \neq i} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} \sin(\Phi_i - \Phi_j - \delta) \quad (4)$$

が近似的に成り立つ. 駆動力の角度 δ は位相遅れに対応することが分かる.

バクテリアカーペットにおいては, 菌体の基盤への接着点が重心からずれていたり, 鞭毛が折れ曲がっていたりするため, 鞭毛が作り出す水流は動径方向 (回転中心と鞭毛の重心を結ぶ方向) からずれていることが考えられる. このような状況を模擬するため, 駆動力の角度 δ をランダムに分布させたモデルを考える. 第 i 番目の回転子の角度 δ_i は平均0, 標準偏差 σ_δ のガウス分布に従うとして, σ_δ を変えながら動的定常状態における配向の変化を調べた. 配向秩序変数 $\psi = (1/N) \sum_{i=1}^N |e^{i\phi_i}|$ を σ_δ に対してプロットしたところ, σ_δ の増大とともに ψ は緩やかに0に近づくことが分かった.¹³⁾ なお実際のバクテリアカーペットにおいては鞭毛の配向は完全に自由ではなく, 初期配向の影響が残存すると考えられる. このような効果をランダム場として取り入れたモデルを用いて実験との比較を現在進めているところである.

5. 長距離結合振動子系としての特徴

上記の結果は, 長距離相互作用を持つ結合振動子系の一例として見たとき, いくつかの興味深い性質を持っている. 例えば位相遅れを持つ2次元結合振動子系でらせん波が生じることは, 結合が短距離の場合には既に知られている. 島-蔵本¹⁷⁾ は, 相互作用が距離 r の関数として $\sim e^{-kr}/\sqrt{r}$ のように減衰する系において, らせん波のコア部分で位相がランダムになる状態 (キメラ状態) を見出した. これに対して, 我々のモデルが示すらせん波では, 位相の乱れが局在せず, パターン全体に広がってらせん波の自己崩壊を導いている. これは結合が特徴的な距離を持たないことの一つの帰結と考えられる.

また、バクテリアカーベットのモデルが示す集団配向現象においても長距離相互作用系の特徴が現れている。このことを見るため、べき乗型相互作用 $g(\mathbf{r}) = g_0/r^\alpha$ を持つ位相結合振動子系

$$\frac{d\Phi_i}{dt} = \omega_i - \sum_{j \neq i} g(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \sin(\Phi_i - \Phi_j) \quad (5)$$

を考えよう。ここで ω_i は平均 0、標準偏差 σ_ω を持つランダム変数であり、バクテリアカーベットのモデルにおける δ_i にほぼ対応する。結合定数 g_0 は、適当な時間のスケールを取ることにより規格化条件 $\sum_{\mathbf{r} \neq 0} g(\mathbf{r}) = 1$ を満たすように選ぶ。また振動子は格子長 1 の d 次元立方格子に配列されているとする。このモデルはべき指数 $\alpha = 0$ の場合は大域結合振動子系 (蔵本モデル) となり、 $\alpha \rightarrow \infty$ では最近接結合系となる。その中間となる有限の α の値については最近、Chowdhury-Cross¹⁸⁾ によって次の結果が示された：(i) $\alpha > (5/2)d$ の場合、この系は振動数の集団同期を示さない。(ii) $(3/2)d < \alpha < (5/2)d$ の場合、位相の集団同期も示さない。すなわち秩序変数 $\psi \equiv (1/N) \sum_{i=1}^N |e^{i\Phi_i}|$ の値は任意の小さな σ_ω に対して 0 となる。さらに筆者は、蔵本モデルを拡張した自己無撞着場理論¹⁹⁾ により、次のことを示した：(iii) $d < \alpha < (3/2)d$ の場合、秩序変数 ψ は σ_ω の関数として緩やかに減衰する。(iv) $0 \leq \alpha \leq d$ の場合、 ψ は蔵本モデルと同じ二次相転移的な挙動 (同期・非同期転移) を示す。

以上のように長距離結合振動子系の集団的な挙動は、相互作用の指数 α と振動子配列の次元 d の関係によって定性的に異なる。流体力学相互作用のべき指数は、バルク中では $\alpha = 1$ 、平面基盤近傍では $\alpha = 3$ である。バクテリアカーベットのモデルは $\alpha = 3$ 、 $d = 2$ の場合であり、上記のケース (ii) と (iii) の境界にあることが分かる。また複数翼を持つプロペラは力の双極子として作用するが、双極子間の相互作用はバルク中では $\alpha = 3$ 、平面基盤近傍では $\alpha = 5$ となる。このように境界条件や回転子の構成を調節することで、流体中の振動子系は、本稿で述べたものよりさらに多様な集団挙動を示すと期待される。

6. おわりに

本稿では簡単な回転子モデルを用いて流体力学相互作用による集団運動を記述した。1 自由度の回転子でも同期を示すことから、鞭毛や繊毛の柔軟性はそれらの同期現象において必ずしも重要ではないことが示された。またバクテリアカーベットのモデルは多様な集団運動を示す。これら

のモデルを拡張することで、現実の鞭毛や繊毛のダイナミクスの理解が深まることを期待する。

なお本稿の内容は Ramin Golestanian 氏 (Oxford 大学) との共同研究によっている。また日本学術振興会科学研究費補助金「アクティブ流動系における同期現象と協動的ダイナミクスの理論」、および同先端研究拠点事業「ソフトマターの非平衡ダイナミクスに関する国際研究ネットワーク」による援助を受けている。ここに記して感謝する。

参考文献

- 1) E. M. Purcell: Am. J. Phys. **45** (1977) 3.
- 2) D. Bray: *Cell Movements: From Molecules to Motility*, 2nd Ed. (Garland Pub., New York, 2000).
- 3) N. Darnton, L. Turner, K. Breuer and H. C. Berg: Biophys. J. **86** (2004) 1863.
- 4) M. Polin, et al.: Science **325** (2009) 487; R. E. Goldstein, M. Polin and I. Tuval: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 168103.
- 5) G. I. Taylor: Proc. R. Soc. A **209** (1951) 447; G. J. Elfring and E. Lauga: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 088101.
- 6) S. Gueron and K. Levit-Gurevich: Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **96** (1999) 12240.
- 7) Y. Yang, J. Elgeti and G. Gompper: Phys. Rev. E **78** (2008) 061903.
- 8) M. Kim and T. R. Powers: Phys. Rev. E **69** (2004) 061910.
- 9) A. Ryskin and P. Lenz: Phys. Biol. **3** (2006) 285.
- 10) M. Reichert and H. Stark: Eur. Phys. J. E **17** (2005) 493.
- 11) T. Niedermayer, B. Eckhardt and P. Lenz: Chaos **18** (2008) 037128.
- 12) N. Uchida and R. Golestanian: Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 178103.
- 13) N. Uchida and R. Golestanian: Europhys. Lett. **89** (2010) 50011.
- 14) N. Uchida and R. Golestanian: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 058104.
- 15) R. Golestanian, J. M. Yeomans and N. Uchida: Soft Matter **7** (2011) 3074.
- 16) N. Bruot: private communication.
- 17) S. Shima and Y. Kuramoto: Phys. Rev. E **69** (2004) 036213.
- 18) D. Chowdhury and M. C. Cross: Phys. Rev. E **82** (2010) 016205.
- 19) N. Uchida: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 064101.

(2012年5月30日原稿受付)

Hydrodynamic Synchronization: Toward Understanding the Collective Motion of Flagella and Cilia

Nariya Uchida

abstract: Many of the unicellular organisms living in water utilize collective motion of flagella and cilia to control their swimming. Although it is conceived that long-range hydrodynamic interactions play crucial roles in their dynamics, the precise mechanism is not yet well understood. We have proposed simple rotor models representing the center-of-mass motion of flagella and cilia, and found generic conditions for synchronization as well as various patterns of collective dynamics.

ついにとらえたガンマ線バーストの偏光

村上敏夫 〈金沢大学理工研究域 920-1192 金沢市角間町〉

米徳大輔 〈金沢大学理工研究域 920-1192 金沢市角間町〉

郡司修一 〈山形大学理学部 990-0807 山形市小白川1-4-12〉

三原建弘 〈理化学研究所 351-0198 和光市広沢2-1〉

ガンマ線バーストはビッグバン以降の宇宙では最大の爆発として知られる。重い星の重力崩壊や中性子星同士の合体が引き金と考えられ、ローレンツ因子で300を超えるような相対論的な速度を持ったプラズマがジェットとして飛び出す。かくも高速なジェットが短時間にどのように作られ、なぜガンマ線を強く放射するのか？ 興味は尽きない。それらを理解しようと多くの人工衛星が打ち上げられ、原因追及に挑んでいる。一昨年には米国のガンマ線観測衛星Fermiが新しい結果を公表した。昨年にはガンマ線バーストの偏光観測が日本の探査機IKAROSで成功し、ガンマ線バーストから高い偏光度を検出した。本稿では偏光観測データとその意義について紹介する。

1. ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、keVからGeVにわたる広いエネルギー範囲のX線やガンマ線が短時間だけ降り注いで来る現象である。図1に、50-350 keVのエネルギー範囲での観測例を示す。ガンマ線バーストは1967年頃には知られていたが、突発的に発生し10秒程度の短時間で消滅することが災いして、長らく原因が分からなかった。1997年になって、イタリアのBeppoSAX衛星が観測したガンマ線バーストの発生方向に、遠方の銀河があることが同定された。¹⁻³⁾ 発生源までの距離は非常に遠く、その後確認された多数のガンマ線バーストの平均的な赤方偏移は約1に相当し(距離にして80億光年)、宇宙の遠方で起きている。距離の分かったものについては、源での発生エネルギーも推定され、わずか10秒程度の中に 10^{52} ergにも達するエネルギーを放出する。ビッグバン以降の宇宙では最も激しい爆発現象となっている。この放出エネルギーは良く知られた超新星の爆発の10倍を超える。星の進化の最後にブラ

ックホールが作られ、その際にガンマ線バーストが発生すると考えられている。ところで、ガンマ線バーストには2種類が知られている。観測的な違いはその継続時間であり、継続時間が0.2秒程度の短いグループと20秒程度の長いグループに確かに分かれる。原因も2種類が指摘されていて、継続時間の長いグループは単独の重い星が重力崩壊を起こしてブラックホールを作る場合に相当し、短いグループは中性子星と中性子星の連星の合体でブラックホールを作る場合が想定されている。^{4,5)} しかし詳細は良く分かっていない。中性子星の合体の場合は強い重力波源になると予想されるので、ガンマ線バーストと重力波との同時検出が期待されている。⁶⁾ ガンマ線バーストは明るいので、遠くで発生しても観測できる。ガンマ線バースト源までの光度距離と赤方偏移の関係を使って加速膨張宇宙(暗黒エネルギー)に代表されるような宇宙の構造を検証する手段にも使えるし、宇宙で最初に生まれた星のタイプや宇宙の再電離を研究する手段にも使える。^{7,8)} このように、ガンマ線バーストは宇宙物理学の最前線に登場し、物理学会誌でも何度も取り上げられている。特に、中村卓史氏の記事は2005年までの状況を良く解説している。⁵⁾ それらも参考にしたい。

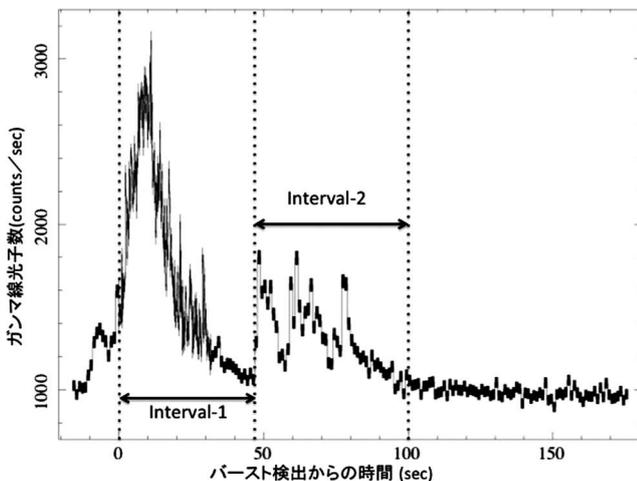


図1 ガンマ線バーストGRB 100826A。このガンマ線バーストはIKAROS-GAP偏光検出器で検出された。観測エネルギー帯は50-350 keV。時間発展を見ると、50秒前後を境に2つのグループ(Interval-1と2)に区別できる。0-32秒間だけは高い時間分解能(0.125 s)で観測されている。

2. ガンマ線バーストの標準モデルと問題点

ガンマ線バーストでは星の合体や重力崩壊に伴い、ローレンツ因子で300を超えるジェットが外に飛び出すと述べた。重力崩壊する星の中心近くで発生したジェットは星の厚い大気層を突き破り、大気層の外に出る。この時点(break-out)で見え始めるガンマ線バーストをプロンプト(prompt)放射と呼び、主にガンマ線となる。ジェットは更に進んで星間空間のガスと衝突して減速し、残光(afterglow)放射と呼ばれるX線から電波までをしばらく出し続ける。この記事では、ガンマ線バーストのプロンプト放射の放射メカニズムを確かめる観測を紹介する。

ガンマ線バーストでは、図1のように、ミリ秒に達する

速い強度変動が観測される。単純に考えれば発生源は小さいことになる。しかし、小さく狭い領域に 10^{52} erg のエネルギーをガンマ線で詰め込めば、ガンマ線同士が衝突して電子と陽電子の対を生成し光子は失われてしまう（コンパクトネス問題と呼ばれた）。この困難な問題を回避するには、我々が観測するガンマ線の高いエネルギーも速い時間変動も見かけであり、放射源が我々に向かって大きな相対論的な速度で近づいていると考えればよい。そうであれば、実際には放射源の静止系における平均的なエネルギーは低く、継続時間も静止系では長くて良いことになる。この相対論的なブースト効果を考えると、源での大きさやエネルギーの制限が大幅に緩和され、コンパクトネス問題は回避できる。⁵⁾ 放射源のこのような相対論的な運動は電波観測で確認された。⁹⁾ そうなると、ガンマ線バーストは我々がジェットの正面にいる時だけに見える現象となる。

次なる問題は、我々に向かって来るジェットの内部で、どのようにガンマ線（静止系では硬X線）を作っているのかということになる。これに対して、標準火の玉（fireball）と呼ぶモデルでは、ジェットの中にわずかな速度の違いを持ち込み、速度差により発生する衝撃波内で作られた強い磁場や加速された相対論的電子を利用する。この磁場や電子によりシンクロトロン放射で硬X線を作る。ブースト効果でガンマ線として観測されると解釈するのである。⁵⁾ しかし、最近になって米国のガンマ線観測衛星Fermiの結果が事態を複雑にした。観測者の系でGeVのエネルギー領域のガンマ線光子がkeV-MeV領域のガンマ線光子に比べて数秒も遅れて出ると発表したのである。keV-MeV領域のスペクトル成分に対して、GeV領域にもう一つの成分があるとも主張したのである。¹⁰⁾ これらを標準火の玉モデルではうまく説明することができない。この時間の遅れに対して、速いジェットと遅いジェットを用意したり、ジェットはまだ熱エネルギーを残したまま飛び散っていると考えたり、加速に時間のかかる陽子などのハドロンを導入して説明しようとする試みが出た。^{11,12)} 相対論的な速度で外に向かって走る衝撃波内で加速された電子だけを考えていた標準火の玉モデルから、熱放射やハドロンの影響を考える時代になり、論争になっている。

しかし、標準モデルでも、誰もが認める部分がある。ジェットはガンマ線を出した後、いずれ宇宙空間に出て星間物質と相互作用して外部衝撃波を作り減速する。事実、ガンマ線バーストでは、約100秒以降から外部衝撃波が強度変化の少ない残光として見えている。残光から受かるX線から電波までのスペクトルの形も、滑らかな強度の減衰の様子も、シンクロトロン放射によるものとして全く矛盾がないのである。残光は間違いなくシンクロトロン放射なのである。^{4,5)} このことからすると、残光に比べてプロンプト放射は複雑な挙動を示すとしても、プロンプト放射もシンクロトロン放射であると考えたくなる。ただ、外に向かって高速で走るジェットの内部でのわずかな速度差だけ

で内部衝撃波を作ることは効率が悪く、シンクロトロン放射を支持しない人も多い。また、シンクロトロン放射に必要な強い磁場（数テスラが必要）の起源も、衝撃波内で作られたのか星から持ち出されたのかを答えられない。それでも取ってプロンプト放射もシンクロトロン放射と主張するなら、強い磁場に伴うガンマ線の高い偏光の存在が鍵になる。これは偏光の存在を測って確かめるより方法が無いだろう。

3. 偏光観測装置；IKAROS-GAP

世界中で、ガンマ線バーストの偏光を観測する試みが始まった。2002年には、太陽のガンマ線を観測していた衛星が偶然に受けたガンマ線バーストの偏光を初めて報告した。しかし、一度は偏光があったと報告したが、共同研究者の再解析によって否定された。^{13,14)} 宇宙のガンマ線源を観測していたINTEGRAL衛星は、2009年に1台の検出器でガンマ線バーストから偏光を検出したと報告をした。しかし、同じ衛星の別の検出器は偏光が無いと否定したのである。¹⁵⁾ このように、ガンマ線の偏光観測は非常に難しくなかなか確立しなかったのである。偏光観測の結果は信用できないとする雰囲気すら生まれたのである。

我々は過去の観測の欠点を調べ、検出器を完全な軸対称に設計することと、入射ガンマ線と散乱ガンマ線との同時計数を実現する装置を目指した。その装置GAP (GAMMA-ray burst Polarimeter) を図2に示す。この検出器は2010年に、金星方向に向かうIKAROS探査機に搭載された。IKAROSの詳細は、物理学会誌6月号の「実験技術」欄で紹介されたので、その記事を参照されたい。「はやぶさ」の川口淳一郎氏や森治氏（宇宙研）がしかけたユニークな宇宙ヨットである。¹⁶⁾ 探査機の加速や減速に太陽の輻射圧を使うので、惑星空間を長期間飛行する場合には、大幅に燃料の節約ができる。このために、対角が20 mにも達す

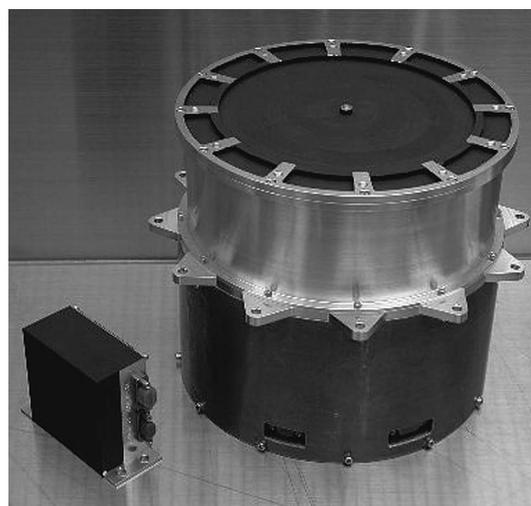


図2 IKAROS-GAP 検出器の外観写真。直径と高さは17 cm、重さは3.7 kgの小さな検出器である。内部には中心にプラスチックシンチレータの散乱体があり周囲に12個のCsI (TI) シンチレータが並ぶ。形は軸対称である。四角い箱は衛星のバス電源からGAPに必要な電圧を作る電源回路である。

る大きな帆が必要となる。IKAROSは予定通り金星近傍を通過し、今は太陽の反対側に回り込んでいる。この探査機に搭載された偏光検出器がGAPである。

検出器は中心に置いた対辺14 cmのプラスチックシンチレータ散乱体を12個のガンマ線検出用CsI(Tl)シンチレータで囲んだものである。図3に内部構造を示す。中央の散乱体でコンプトン散乱されたガンマ線が、偏光面に直交する方向へより散乱されやすいことを使う。この散乱傾向をコンプトン散乱の異方性と呼び、散乱断面積はおおよそ $d\sigma/d\Omega \propto 1 - \sin^2\theta \cos^2\phi$ となる。ここで、 θ は散乱光子の散乱角で ϕ は散乱位相角である。検出器を完全に軸対称に設計し、散乱体とCsI(Tl)の間で完全なコインシデンスを取ることで、コンプトン散乱事象だけを検出する。検出器の内部にはエネルギー較正用の弱い放射性同位元素(^{241}Am 60 keV)を持ち、数%の精度でエネルギースケールを決めている。複数のシンチレーター間での同時計数を取ることで、バックグラウンドは高い精度で除去できる。衛星は検出器の中心軸まわりに約1分間に1回転をする。太陽を使って衛星の回転を検出することで、検出器に固有な系での散乱位相角は検出器の中心軸まわりの外部空間での位相角に変換されて積算される。GAPは偏光の検出に特化して設計されたので、打ち上げ前にはKEK-PFのエネルギー80 keVで偏光度82%の硬X線偏光光源を使って、徹底的に性能がキャリブレーションされた¹⁷⁾。ちなみに、GAPは比較的長い時間で積算された位相角分布しか測っていないので直線偏光しか検出できない。図1のガンマ線バーストは2010年8月26日にGAPが受けたガンマ線バーストである

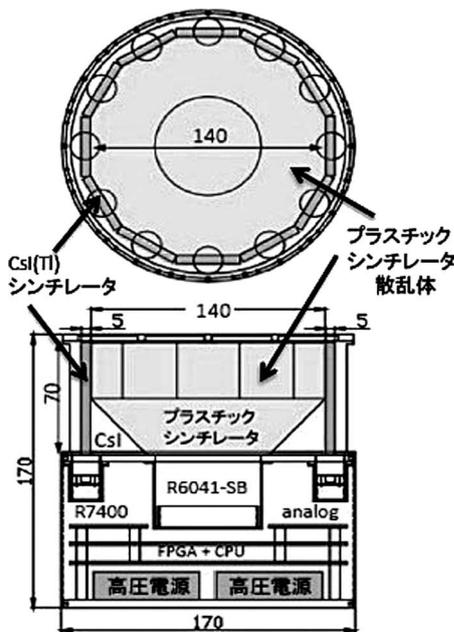


図3 上面と側面から見た検出器の内部構造。Geant4シミュレーター開発用の構造モデルである。中心の対辺14 cmの塊がプラスチックシンチレータ散乱体。垂直に並んだ12枚の四角柱のCsI(Tl)シンチレータがそれを取り囲む。中心散乱体の直下の円柱と12枚のシンチレータ下の小円柱は光電子増倍管(R6041とR7400)である。下部には高圧電源やCPUやコインシデンス処理回路が入る。寸法の単位はmm。(フルカラー口絵参照)

が、ガンマ線バーストに典型的な速くて複雑な強度変動が見られる。打ち上げから、IKAROSが余りにも遠くに行ってしまうと運用を中断した2011年9月までに、30例のガンマ線バーストを検出している。この中から強かったガンマ線バーストを解析した。

4. 観測データと結果

図4に、2010年8月26日のガンマ線バーストについて、衛星回転の補正後に積算した散乱ガンマ線の位相角分布を示す。このガンマ線バーストは検出器の正面方向(回転軸)から20°の方向から入った。12個のCsI(Tl)検出器で受けた散乱光子の強度分布には2山の構造が見られる。回転軸から20°斜めから入射した場合の面積効果では数%程度の浅い1山しか作らない。従って、この振幅の深い構造は偏光が原因と考えられる。入射光が偏光している場合のコンプトン散乱は $\cos^2\phi$ の異方性を持つので2山になる。このデータは2山を示し、偏光の存在の証拠となる。図4には上下に2種類のデータが示されているが、図1のガンマ線バーストを時間で前後に2分割して、それぞれをInterval-1と2とした時の散乱ガンマ線の位相角強度分布を示している。明らかに山のピークの位置が異なる。つまり、Interval-1と2では位相角の方向が異なることを示している。偏光は偏光度と偏光角で定義されるが、偏光度は散乱強度の位相角分布の振幅と平均の比で定義され、宇宙物理では、偏光角は位相角を北極星と観測装置の中心を通る子午線からの角度として再定義して表現される。図5では、偏光度と偏光角を自由パラメーターにした時の検出の有意度を示している。図6は、Interval-1と2で偏光角を強制的に一致させた上で固定して、偏光度だけを自由パラメーターとした時の検定の結果である。データを重ねて光子の数を増やして、偏光度の存在の検定の統計を上げるためである。偏光角や偏光度の解析には地上のキャリブレーションデータと

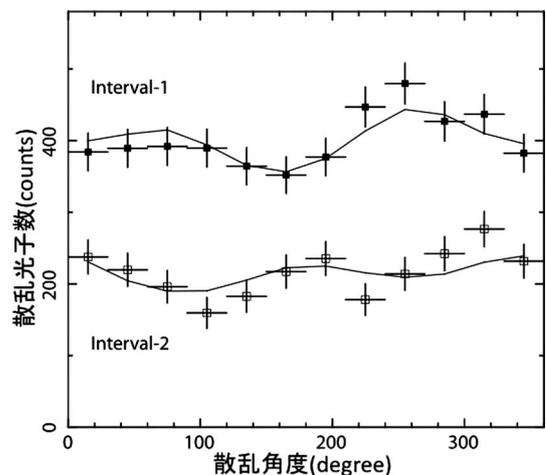


図4 2010年8月26日に受けたガンマ線バーストの散乱ガンマ線強度の位相角分布(太陽を使って補正されている)。明らかに2山の形が確認できる。上の分布は図1のInterval-1の範囲を示し、下の分布はInterval-2の範囲である。両方で分布の山の位置が異なる。

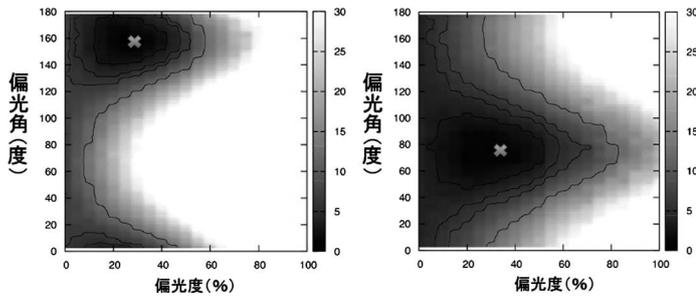


図5 Interval-1 (左図)と2 (右図)の各データ区間に対する偏光度と偏光角(北極から定義)の信頼度の検定。この検定では、偏光度と偏光角を自由パラメータにして検定が行われている。図中の×印が最も最適なパラメータの組み合わせの位置を示す。Intervalの1と2では、偏光度の値は良く似ているが偏光角が大きく異なる。4本の等高線は内側から1 σ , 90%, 2 σ , 3 σ の信頼度に相当する。

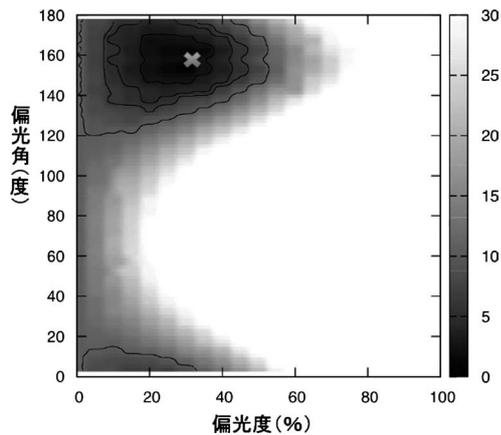


図6 Interval-1,2で異なっていた偏光角を強制的にInterval-1に揃えて、偏光度だけを自由パラメータにした信頼度検定。偏光の有無に的を絞るために、データのガンマ線光子数を増やして検定の精度を上げるのが目的である。×印が最適な偏光度の値を表す。この図では、偏光度ゼロが3 σ 信頼度の外にあることが分かる。偏光の存在は3 σ の精度で検定されたと言える。等高線は図5と同じである。(フルカラー口絵参照。)

Geant4シミュレーションソフトなどで作った検出器モデルを使うが、作り上げたモデルの物質分布や形状は複雑な現実の検出器を完全に再現できない。そこで打ち上げ前の地上実験データから推定された「系統誤差」が導入されるのが一般的である。系統誤差を導入した後の偏光度は $27 \pm 11\%$ (1 σ 誤差)となる。図6の×印は信頼度が一番高い場所を示し、同じ図の信頼度を示す等高線から3 σ の信頼度で、無偏光が排除されていることが分かる。¹⁸⁾ 紙数の関係で詳細を示せないが、2012年春の物理学年次大会では、更に2例(GRB 110721Aと110301A)でも偏光が検出されたことを公表した(宇宙線・宇宙物理領域 米徳講演)。最も高い偏光度は $84^{+16}_{-28}\%$ (1 σ 誤差)に達した。処理した30例中の3例で偏光が確認されたが、残りのガンマ線バーストは統計精度が悪く、偏光の有無については結論できなかった。このように、ガンマ線バーストは確かに偏光していたのである。しかも偏光度は高く、また偏光角が変化する例があることも分かった。

5. 何がわかったか

最近になって、ガンマ線バーストの可視光残光からも偏光が確認された。広島大の「かなた望遠鏡」では、バースト発生から150-700秒後のデータ(この時間帯は残光でプロンプト放射ではない)に10%の偏光度を検出している。間違いなく残光はシンクロトロン放射と言える。¹⁹⁾ 我々の結果から、GAPはプロンプト放射から偏光を観測した。しかも、高い偏光度を示す。1例では偏光角が短時間に大きく動いたことも確認した。シンクロトロン放射の理論では、放射に寄与する電子をベキ指数-2のエネルギーに対するベキ関数分布だとすると、75%程度の偏光度が実現可能と言われる。^{11,20)} 我々の観測した高い偏光度とは矛盾が無い。ガンマ線バーストのプロンプト放射は強磁場中でのシンクロトロン放射であると結論して間違いないと思われる。少なくとも、ガンマ線バーストのkeVからMeV領域でのプロンプト放射の主成分はシンクロトロン放射だろう。短時間での偏光角の移動は磁場の方向が異なる放射領域やジェットが複数あると考えるのが妥当だろう。図1のガンマ線バーストを良く見ると、Interval-1は一つのパルスで構成されるが、Interval-2では複数の小さなパルスで構成され、両者には明らかな性質の違いがある。一つのジェット内の現象と考えるのでは無く、複数のジェットが存在すると考えるのが自然だろう。¹⁸⁾ シンクロトロン放射と異なる考えとしては、黒体放射のような無偏光の熱放射を、どこかで散乱させて偏光を作る説もある。¹⁹⁾ しかし、散乱には広い領域を必要とし、ガンマ線バーストの特徴である速い時間変動や偏光角の急激な移動を説明するのは難しくなる。散乱では、今回のような高い偏光度の説明も難しいだろう。しかし、残念だが我々の偏光観測結果をもとに、Fermi衛星が報告したGeV光子の10秒にも達する大きな時間の遅れについては何とも説明がつかない。GAPはプロンプト放射をシンクロトロン放射と結論するが、磁場の起源まで説明できた訳ではない。磁場は衝撃波内で作られたのか星から運び出されたのか分からない。今後、GeV領域でも偏光を測定することができれば、Fermiが観測しているGeV領域の放射の起源に迫れるだろう。中心に巨大なブラックホールを持ち、ブレイザー(Blazar)と呼ばれる一部の活動銀河では、ガンマ線バーストと似たプロセスが働いている。ローレンツ因子こそ小さいが相対論的な運動やジェットも観測されている。このような天体のkeVからGeVでの偏光観測も重要だろう。

本稿を書くにあたって、大阪大学の當真賢二氏とKEKの井岡邦仁氏と議論させていただいた。図は金沢大学大学院生の森原良行と高橋拓哉が用意した。

参考文献

- 1) E. Costa, *et al.*: Nature **387** (1997) 783.
- 2) J. V. Paradijs, *et al.*: Nature **386** (1997) 686.
- 3) 村上敏夫: 日本物理学会誌 **54** (1999) 11.
- 4) 小林史歩: 日本物理学会誌 **55** (2000) 530.

5) 中村卓史, 山崎 了: 日本物理学会誌 **60** (2005) 271.
 6) 川村静児: 日本物理学会誌 **66** (2011) 841.
 7) 戸谷有則: 日本物理学会誌 **62** (2007) 23.
 8) Y. Kodama, D. Yonetoku, T. Murakami, S. Tanabe, R. Tsutsui and T. Nakamura: Mon. Not. R. Astron. Soc. **391** (2008) L1.
 9) D. A. Frail, *et al.*: Nature **389** (1997) 261.
 10) 大野雅功, 他: 天文月報 **103** (2010) 315.
 11) K. Toma, *et al.*: Astrophys. J. **707** (2009) 1404.
 12) K. Ioka, *et al.*: PThP **126-3** (2011) 555.
 13) W. Coburn and S. E. Boggs: Nature **423** (2002) 415.
 14) R. E. Rutledge and D. B. Fox: Mon. Not. R. Astron. Soc. **350** (2004) 1288.
 15) D. Gotz, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **695** (2009) 208.
 16) 森 治: 日本物理学会誌 **67** (2012) 378.
 17) D. Yonetoku, T. Murakami, S. Gunji and T. Mihara, *et al.*: Publ. Astron. Soc. Jpn. **63** (2011) 625.
 18) D. Yonetoku, T. Murakami, S. Gunji and T. Mihara, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **743** (2011) 30.
 19) T. Uehara, K. Toma and K. S. Kawabata, *et al.*: Astrophys. J. Lett. **752** (2012) 6.

20) G. B. Rybichi and A. P. Lightman: *Radiation Processes in Astrophysics* (Wiley, New York, 1979).

(2012年3月1日原稿受付)

Detections of Gamma-ray Burst Polarization with GAP onboard IKAROS

Toshio Murakami, Daisuke Yonetoku, Shuichi Gunji and Tatehiro Mihara

abstract: Polarization of Gamma-ray bursts (GRBs) is detected with GAP onboard IKAROS. Within the standard fireball framework, prompt emission of GRBs is understood as the result of synchrotron radiation of the internal shocks. If this is true, the radiation could be highly polarized. We confirmed the high polarization degree of GRB100826A. The origin of magnetic fields is interesting.

最近の研究から

幾何学的フラストレーションとスピン格子結合から生じる新しいスピングラス挙動

品岡 寛
 富田裕介
 求 幸年

〈産業技術総合研究所ナノシステム研究部門 305-8568 つくば市梅園 1-1-1 〉

〈芝浦工業大学工学部 337-8570 さいたま市見沼区深作 307 〉

〈東京大学大学院工学系研究科 113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1 〉

磁性体における相互作用の乱れは、スピランダムに凍結するスピングラスを引き起こす。しかし近年、従来のスピングラス描像では説明の難しい奇妙なスピングラス挙動が多くの磁性体で見出されている。本稿では、こうした系に共通してみられる幾何学的フラストレーションに着目した理論研究を紹介する。フラストレーション系に本質的に潜む乱れに対する敏感さと、スピン格子結合によるエネルギー縮退構造の準離散化の協調効果として、こうした奇妙な振る舞いの多くが理解できることを示す。

1. はじめに：磁性体における乱れと幾何学的フラストレーション

磁性体が示す多彩な磁性現象は、物性物理学だけでなく、素粒子・宇宙物理学、情報学、経済学、社会学など多くの分野で関心が持たれている。多彩な磁性現象は、切り口を変えることで様々な面を見せてくれるが、ここでは乱れと幾何学的フラストレーションの2つの軸で切ってみよう(図1の表)。¹⁾ 表の左上は、強磁性や反強磁性など、局所的に決められる磁気配置の繰り返しによって表すことのできる磁気秩序状態である。ここに磁性原子の配置乱れなどに起因した磁気相互作用の不均一性(図中の縦軸)を入れていくと、均一な系で見られた周期的な磁気構造は不安定となり、代わりにスピラン雑な向きに凍結したスピングラスが現れる。²⁾ 一方、横軸の幾何学的フラストレーションとは、スピン間の磁気相互作用が形成する幾何学的形状から生じる競合のことをいう。³⁾ 最も簡単な例のひとつに、

三角格子上のイジングスピン系で最近接ペアにのみ反強磁性相互作用が働いている場合がある。この場合、全ての相互作用を満足するスピン配置は存在しないため、最低エネルギーを持つ異なるスピン配置が無数に現れる。この例のように幾何学的フラストレーションを持つ磁性体では、一般に多数の低エネルギー状態が存在するため、低温までスピラン強く揺らいだ状態が現れうる。ここでは、乱れを伴わないフラストレーションによって秩序化が強く抑えられた結果現れる様々な非自明な現象を、幾何学的フラストレーション磁性として表の右上に分類している。

乱れと幾何学的フラストレーションの個々の効果は、それぞれ長い研究の歴史を持ち、その中で様々な興味深い現象が明らかにされてきた。では、両者が共存した場合にはどのような現象が起きるのだろうか？これが本稿で取りあげる状況であり、図1の残る右下のマスに対応する。実験的には、多くの幾何学的フラストレーション磁性体において

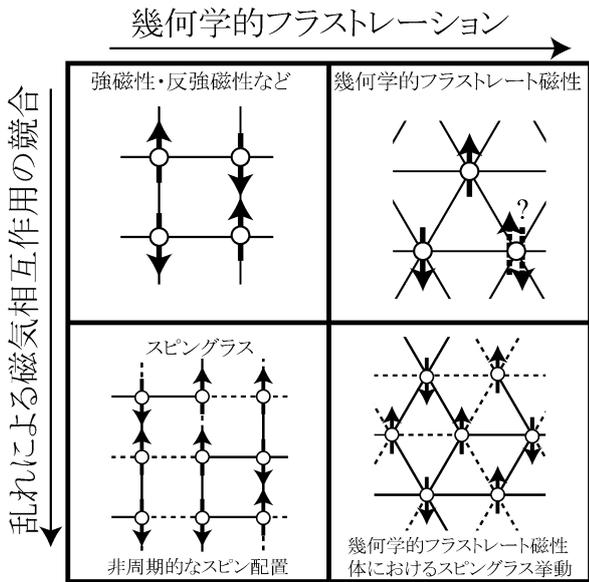


図1 磁性現象を分類した表。左上がよく知られている強磁性や反強磁性など通常の磁気秩序に対応する。磁気秩序を壊し、非自明な現象を起こす効果として、乱れによる磁気相互作用の競合（縦軸）と幾何学的フラストレーション（横軸）を考えている。本稿で取り扱うのは、その2つの効果が共存する右下のマスの対応する状況である。

スピングラス転移が普遍的に観測されている。一方、理論的には、幾何学的フラストレーションのみからスピングラスが生じることは難しいと考えられている。そのため、幾何学的フラストレート磁性体に対する乱れの効果に注目が集まっている。実際、近年の理論研究から、幾何学的フラストレート磁性体は乱れの影響に本質的に敏感であり、スピングラスが普遍的に現れうることが分かってきた。ところが、実験結果を眺めると、乱れの効果だけでは理解しがたい興味深い性質が散見される。これらの問題を解決するため、我々は、スピン格子結合が及ぼす影響に着目した研究を行った。以下では、これらの研究成果を簡潔に紹介し、幾何学的フラストレート磁性体に現れるユニークなスピングラス現象の多くが説明されることを示す。

2. パイロクロア反強磁性体における乱れの効果

ここでは、強い幾何学的フラストレーションを持つ系として、図2に示すような正四面体が頂点共有したネットワークからなるパイロクロア格子と呼ばれる構造に注目する。これは、パイロクロア化合物やスピネル化合物など、広範な物質系に見られる基本的な格子構造である。例として、最近接スピ間に反強磁性相互作用が働く古典ハイゼンベルグスピン模型を考えてみよう。ハミルトニアンは、

$$\mathcal{H} = J \sum_{\langle i, j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{S}_i はサイト*i*上の古典ハイゼンベルグスピンを表す3次元単位ベクトルである ($|\mathbf{S}_i| = 1$)。一方、 $J (> 0)$ は最近接交換相互作用の大きさを表す。式(1)は、

$$\mathcal{H} = \frac{J}{2} \sum_i |\mathbf{M}_i|^2 + \text{const.} \quad (2)$$

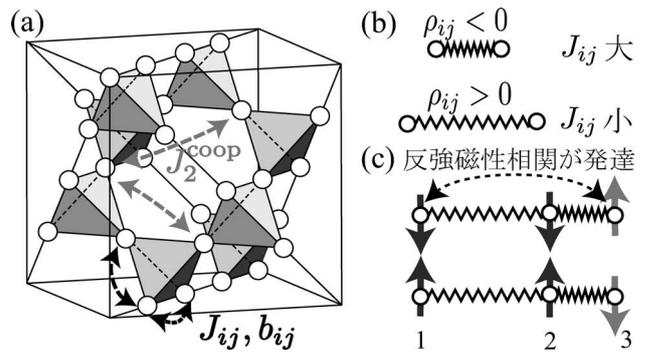


図2 (a) 本稿で扱う模型(式(3)-(5))の模式図。 J_{ij}, b_{ij} は、それぞれ反強磁性交換相互作用、スピンと局所的な格子歪みから生じる有効な双二次相互作用、 J_{ij}^{coop} は局所歪みの協調効果に起因した有効な次近接交換相互作用である。(b) 式(3)において、反強磁性交換相互作用 J_{ij} がボンド長の変化 ρ_{ij} に依存する様子。(c) 隣接するボンド歪みの協調効果により次近接スピ間の反強磁性相関が強まる様子を示す模式図。

と変形できる。ここで、 \mathbf{M}_i は正四面体*i*上の4つのスピンの和である。このことから直ちに、全ての正四面体でスピンの和がゼロとなる状態が基底状態を与えることが分かる。正四面体同士が頂点のみを共有するパイロクロア構造では、こうした状態は無数に存在している。そのため、この系の基底状態は無限に縮退しており、絶対零度まで磁気秩序は存在しない。基底状態は、 $\mathbf{M}_i = 0$ という局所拘束条件を反映して、スピン相関がベキ減衰を示す“臨界的”な状態となる。^{*1}

近年、式(1)のパイロクロア反強磁性模型に対して、交換相互作用 J の乱れ(ボンド乱れ)の影響が調べられた。^{4,5)} その結果、ボンド乱れが基底状態の縮退を解いてスピングラス転移を引き起こし、その転移温度 T_f は乱れの大きさ Δ に比例して現れることが示された。この乱れに対する敏感な応答は、乱れない時の基底状態が示す“臨界性”に起因している。この結果は、幾何学的フラストレート磁性体は乱れにとっても敏感で、わずかな乱れに対してスピングラス挙動を示すことを示唆している。

3. 幾何学的フラストレート磁性体を示すスピングラス転移の奇妙な振る舞い

では、現実の幾何学的フラストレート磁性体で普遍的に現れるスピングラス現象は、試料に必ず存在する乱れの影響として理解できるのだろうか？ 実験データを眺めると、先行研究で考えられたボンド乱れだけから説明するのは難しい点が多く見られることが分かる。

その典型例としてパイロクロア酸化物 $\text{Y}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ が示すスピングラス挙動を見てみよう。この系では、Yイオン、Moイオンともにパイロクロア格子を組んでいるが、前者は非磁性で、後者が磁性を担っている。 $\text{Y}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ では、純良な試料においても典型的なスピングラス転移が見られるため、幾何学的フラストレーションとスピングラスの関係

*1 ここで言う“臨界的”とは、2次転移の臨界点に現れる臨界性とは異なる。

が長らく議論されてきた。この系が非常に奇妙なのは、通常は乱れの大きさに比例するスピングラス転移温度 T_f が、非磁性サイト置換 ($Y \rightarrow La$) によって乱れを導入してもほとんど変化しないことである。⁶⁾ 一方、磁化率から見積もったキュリー・ワイス温度は置換によって大きく変化する。これらの結果は、乱れによって Mo イオン間の実効的な交換相互作用が変化しているにも関わらず、 T_f がほとんど変化しないことを示唆しており、先の理論研究の結果とは相容れない。また、ボンド乱れだけでは $T_f \sim 20$ K という高い転移温度を説明することも難しい (交換相互作用の 10% 程度のボンド乱れを仮定しても、 T_f は 0.5 K 程度にしかない)。

このような T_f の奇妙な振る舞いは、多くのモリブデンパイロクロア酸化物 $R_2Mo_2O_7$ ⁷⁻⁹⁾ や、クロムスピネル酸化物 ACr_2O_4 において普遍的に観測されている。後者の例である $ZnCr_2O_4$ では、同様の非磁性サイト置換 ($Zn \rightarrow Cd$) によって乱れを導入すると、一様な格子歪みを伴う反強磁性相 (スピン格子秩序相) が速やかに消失し、 Cd 置換量に対してほぼ一定の転移温度を持つスピングラス相が現れる。¹⁰⁾

4. 隠れた自由度? : 局所的な格子歪み

では、既存の理論に何が欠けているのだろうか? 我々は、これらの奇妙なスピングラス挙動を理解する鍵は、スピンと局所的な格子歪みとの結合にあると考えている。クロムスピネル酸化物の場合には、置換していない系でスピン格子秩序が見られることから、乱れに誘起されたスピングラス相においてもスピン格子結合が重要な役割を担っていることが予想される。また、構造相転移が見られず格子自由度が重要ではないように見えるモリブデンパイロクロア酸化物においても、NMR^{11,12)} や μSR ¹³⁾ といった実験から局所的な格子歪みが低温で増大することが示唆されている。

ここでは、スピン格子結合の効果を調べるために、以下のハミルトニアンで与えられるモデルから考えてみよう。^{14,15)}

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i,j \rangle} \left[J_{ij}(1 - \alpha\rho_{ij}) \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + \frac{K}{2} \rho_{ij}^2 \right]. \quad (3)$$

ここで、 ρ_{ij} はボンド長の相対変化量で、第 1 項は最近接反強磁性交換相互作用、第 2 項は格子の弾性エネルギーの寄与を表している ($\alpha, K > 0$)。ボンド乱れの効果は、 J_{ij} が $J (> 0)$ を中心に $\pm \Delta$ の幅で一様に分布することで導入した。一方、第 1 項の因子 $1 - \alpha\rho_{ij}$ は、ボンド長の変化によって交換相互作用の大きさが変化する効果を表している (図 2(b))。以降、温度 T およびエネルギーは J で規格化して議論する ($J = 1$)。

最初に、ボンドの伸び縮み ρ_{ij} が互いに独立だと仮定し、 ρ_{ij} の自由度を積分すると、次の有効スピンモデルが得られる。

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle i,j \rangle} [J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - b_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j)^2]. \quad (4)$$

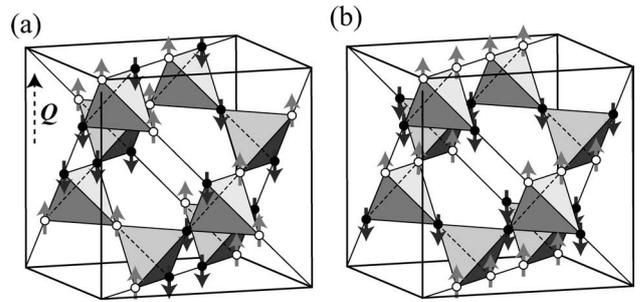


図3 (a) 式(4)において $\Delta = 0$ 、 $b > 0$ とした場合の基底状態の模式図。全てのスピンが共通の軸 \mathbf{Q} の方向を選び、各四面体において 2 つのスピンが \mathbf{Q} に平行、残りの 2 つが反平行に並んだアイスルールを満たした状態が縮退している。(b) $J_2^{\text{coop}} > 0$ として式(5)を加えた場合に現れる反強磁性秩序相 (スピン格子秩序相) の模式図。

ここで、第 2 項はスピン格子結合に起因した双二次相互作用を表し、 $b_{ij} \equiv (\alpha^2/2K) J_{ij}^2 (> 0)$ である。以後 α や K の代わりに、 $b \equiv \alpha^2/2K$ をスピンと局所格子歪みとの結合の大きさを表すパラメータとして扱う。なお、式(4)で $b = 0$ と置くと、上で紹介した先行研究で用いられたモデルに一致する。^{4,5)}

一方、格子歪みの協調の効果 (ρ_{ij} 間の相関) を考慮すると、一般に長距離で多スピンにわたる有効なスピン相互作用が現れる。¹⁶⁾ これらは、クロムスピネル酸化物で見られるようなスピン格子秩序とスピングラス相の競合を理解する上で重要となる。ここでは式(4)に加えて、最も単純で重要な寄与として、以下に示す次近接交換相互作用を取り込むことにする (図 2(a) および (c) 参照)。

$$\mathcal{H}_{\text{coop}} \equiv J_2^{\text{coop}} \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j. \quad (5)$$

ここで、 $J_2^{\text{coop}} (> 0)$ が局所格子歪みの協調の効果の強さを表すパラメータである。

ボンド乱れが無い場合 ($\Delta = 0$) における本モデルの性質を述べておこう。 $J_2^{\text{coop}} = 0$ の場合には、 b_{ij} の効果によりスピンコリニアリティ^{*2}が発達し、磁気秩序は伴わないものの、全てのスピンの向きが自発的に選ばれたある軸 \mathbf{Q} にそろそろネマチック転移^{*3}が $T_c \approx b$ 程度の温度で起こる。¹⁷⁾ 絶対零度では、 \mathbf{Q} の方向の自由度を除くと、各スピンが \mathbf{Q} に対して平行か反平行かという離散的自由度のみが残る。この場合、反強磁性相互作用エネルギーを最小化する条件 $\mathbf{M}_i = 0$ は、各四面体上で 2 つのスピンが \mathbf{Q} に平行、残りの 2 つが反平行に向くことに対応する。この条件はいわゆるアイスルールと等価であり、¹⁸⁾ これを満たす状態は無数に存在する (図 3(a) 参照)。つまり、 $b > 0$ の場合にも基底状態は無数に縮退しているが、その構造は $b = 0$ における連続的構造から (準) 離散的構造へと変化する。一方、 $J_2^{\text{coop}} > 0$ では縮退が解け、図 3(b) に示すコリニアなスピン配置を

*2 スピンコリニアリティ (spin collinearity) とは、スピンがある軸に沿って並ぶ (平行、反平行を問わず) 共線性を指す。

*3 磁気秩序はスピン二重極 (dipole)、ネマチック秩序はスピン四重極 (quadrupole) の秩序にあたる。

持つ反強磁性秩序が基底状態になる。

5. 局所的な格子歪みを伴ったスピングラス挙動

スピン格子結合とボンド乱れが共存した時の振る舞いを、モデル (4), (5) に対する古典モンテカルロシミュレーションを使って調べてみよう。 $b=0.2$ に固定し、 $J_2^{\text{coop}}=0, 0.075$ の2通りの場合に得られた相図を図4に示した。^{*4} まず、 $J_2^{\text{coop}}=0$ の結果から見ていこう (図4(a))。ネマチック転移温度 T_c は、 Δ の値によらずほぼ一定である ($T_c \approx b$) が、スピングラス転移温度 T_f は、ボンド乱れが弱い領域では Δ にほぼ比例する。この比例関係は、ボンド乱れのみを考慮した先行研究の結果と同様だが、ボンド乱れのみを考慮した場合 T_f/Δ が $0.2 \sim 0.32$ 程度であるのに対し、スピン格子結合を考慮した場合には T_f/Δ は1程度にまで大きくなっている。この違いは、ネマチック転移温度以下でスピンの軸が揃ってエネルギー縮退構造が(準)離散化していくことにより、熱揺らぎの影響が抑えられるためと考えられる。実際、 T_f の上昇はネマチック転移温度で頭打ちとなり、 $\Delta \geq b$ の領域では T_f が Δ にほとんど依らない振る舞いが現れる。^{*5} 一方、図4(b)に示す $J_2^{\text{coop}}=0.075$ の場合には、 Δ が小さな領域はスピン格子秩序相に覆われるが、 Δ が大きくなりスピン格子秩序が不安定化する領域では、図4(a)と同様に Δ の値に依らないほぼ一定の T_f を持つスピングラス相が現れる。

スピン格子結合を考慮した理論相図と実験で得られている相図を比較してみよう。現実の物質では、純良なサンプルにも乱れは必ず存在する。そこで仮に、純良な $\text{Y}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ においてもスピングラス温度がほぼ一定となる領域(プラトー領域)に位置するほどの不均一性 (Δ) が避けられないと仮定すると、非磁性の Y を La で置換しても転移温度が変化しない振る舞いを自然に説明することができる。またボンド乱れだけを考えた先行研究では、乱れの強さとスピングラス転移温度の間に大きな乖離があったが、スピン格子結合の効果を考えることで、その問題も大幅に改善される。さらに、 $J_2^{\text{coop}}=0.075$ として得られた相図においても、スピン格子秩序相とスピングラス相が競合するクロムスピネル酸化物の相図を定性的に良く再現している。

より詳しく実験と理論を比較するために、プラトー領域における熱力学量の振る舞いを見ていこう。図5(a)に、プラトー領域における逆帯磁率の温度依存性を示した。低温での逆帯磁率は Δ が大きくなるにつれ減少し、帯磁率の発散傾向が強まってくる。そのため、図の高温領域でキュリー・ワイス温度 θ_{CW} を見積もると、 Δ の増加と共に正の方向へ変化する振る舞いが得られる。この結果は、 $\text{Y}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ において Y を La で置換した際の振る舞いを定性

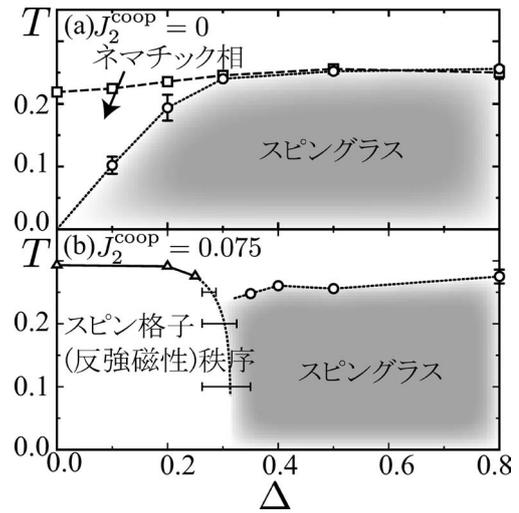


図4 モンテカルロ計算によって得られた相図。(a) $J_2^{\text{coop}}=0$ 、(b) $J_2^{\text{coop}}=0.075$ 。いずれの場合も、 $\Delta \geq b$ の領域で $T_f \approx b$ となるプラトー的な振る舞いが見られる。

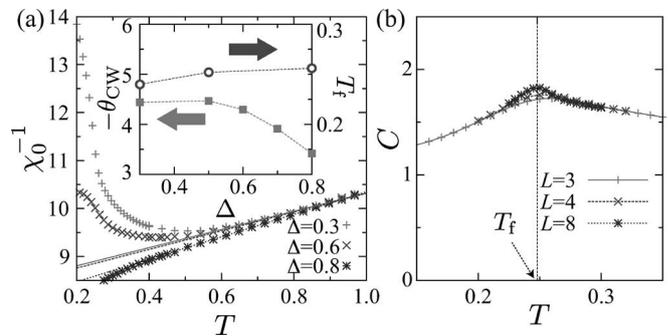


図5 プラトー領域 $\Delta \geq b (=0.2)$ における熱力学量の振る舞い ($J_2^{\text{coop}}=0$)。 (a) 逆帯磁率 χ_0^{-1} の温度依存性。挿入図は、スピングラス転移温度 T_f と、高温部分から見積もったキュリー・ワイス温度 θ_{CW} の Δ 依存性。(b) $\Delta=0.8$ における比熱の温度依存性。 L はシミュレーションに用いた系のサイズを表す(全スピンの数は $16L^3$)。

的によく再現している。

最後に、比熱の振る舞いを議論する。スピン格子結合を考慮しないスピングラス転移の場合、比熱は T_f の20%程度高い温度で弱いカusp構造を示し、 T_f では明瞭な異常を示さない。²¹⁾ 一方、スピン格子結合を考慮すると、スピンコリニアリティの発達に伴うエントロピーの解放に関連した緩やかなピーク構造が T_f に現れる (図5(b))。実際、 $\text{Y}_2\text{Mo}_2\text{O}_7$ の比熱に、類似した構造が $T_f (\approx 20 \text{ K})$ 付近で観測されている。²²⁾

6. まとめと今後の展望

本稿では、乱れと幾何学的フラストレーションという2つの軸で磁性現象を分類し、この分類のなかで、未解決の問題を多く残している幾何学的フラストレート磁性体におけるスピングラス現象を論じた。この問題の代表としてパイロクロア反強磁性体を例にとり、謎とされてきた多くの現象が、スピンと格子歪みの結合を考慮することで説明されることを示した。この謎解きは次の2つの鍵から構成されている。まず第一に、基底状態に縮退構造を持つフラ

^{*4} 計算には、アイスルールに従う縮退した状態を効率よくサンプリングできるループアルゴリズムを用いた。^{19,20)}

^{*5} Δ が b に比べて十分大きい場合には、スピングラス転移温度 T_f は再び Δ に依存して上昇に転じると考えられる。

トレート磁性体は相互作用の乱れに敏感で、わずかな不均一性の導入によりスピングラス相が現れること。第二に、双二次相互作用によりパイロクロア反強磁性体における連続的自由度を持つ縮退が離散的自由度に狭められ、熱揺らぎが抑制されること。この2つの鍵により、これまで謎とされてきたパイロクロア磁性体におけるスピングラス現象の多くが理解できることを示した。

ここ数年、結晶成長や、X線・中性子散乱などの実験技術のめざましい向上により、パイロクロア酸化物やスピネル酸化物のより詳細な物性が明らかになりつつある。例えば、最近 $Y_2Mo_2O_7$ の単結晶試料が作成されるようになり、中性子散乱を用いて、静的・動的なスピン相関が波数・運動量空間で詳細に調べ始められている。こうした研究によって、幾何学的フラストレート磁性体において普遍的に見られる奇妙なスピングラス挙動の解明がより一層進むことが期待される。今回の我々の研究から示唆されることは、モリブデンパイロクロア酸化物のように格子自由度が重要ではないと考えられてきた系の磁性現象においても、スピン格子結合が影の主角を担っている可能性があるということである。本稿では、モデル計算に基づく研究結果を紹介してきたが、局所的格子歪みの微視的な機構に立ち入った理解を得るには、第一原理計算に基づいた研究が必要と思われる。幾何学的フラストレート磁性体が普遍的に示すスピングラス現象の包括的な理解へ向けて、実験・理論両面にわたる今後の研究の進展を期待したい。

参考文献

- 1) 類似の分類が A. P. Ramirez: *Annu. Rev. Mater. Sci.* **24** (1994) 453 に示されている。
- 2) 高山 一: パリティ物理学コース「スピングラス」(丸善, 1991)。
- 3) パリティの連載記事(丸善, 2010年3~6月号) — フラストレーションがつくる新しい物性。
- 4) T. E. Saunders and J. T. Chalker: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 157201.
- 5) A. Andreanov, *et al.*: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 014406.

- 6) M. Sato and J. E. Greedan: *J. Solid State Chem.* **67** (1987) 248.
- 7) T. Katsufuji, H. Y. Hwang and S-W. Cheong: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 1998.
- 8) S. Iguchi, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 136407.
- 9) パイロクロア酸化物の物性に関するレビューとして、J. S. Gardner, *et al.*: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 53 がある。
- 10) W. Ratcliff II, *et al.*: *Phys. Rev. B* **65** (2002) 220406.
- 11) A. Keren and J. S. Gardner: *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 177201.
- 12) O. Ofer, *et al.*: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 092403.
- 13) E. Sagi, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 237202.
- 14) H. Shinaoka, Y. Tomita and Y. Motome: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 047204.
- 15) H. Shinaoka, Y. Tomita and Y. Motome: arXiv: 1107.4144.
- 16) D. L. Bergman, *et al.*: *Phys. Rev. B* **74** (2006) 134409.
- 17) N. Shannon, K. Penc and Y. Motome: *Phys. Rev. B* **81** (2010) 184409.
- 18) J. D. Bernal and R. H. Fowlers: *J. Chem. Phys.* **1** (1933) 515; L. Pauling: *J. Am. Chem. Soc.* **57** (1935) 2680.
- 19) H. Shinaoka and Y. Motome: *Phys. Rev. B* **82** (2010) 134420.
- 20) H. Shinaoka, Y. Tomita and Y. Motome: *J. Phys.: Conf. Ser.* **320** (2011) 012009.
- 21) 例えば、K. Binder and A. P. Young: *Rev. Mod. Phys.* **58** (1986) 801 の II.B.3 章を参照せよ。
- 22) N. P. Raju, E. Gmelin and R. K. Kremer: *Phys. Rev. B* **46** (1992) 5405.

(2012年4月30日原稿受付)

Unconventional Spin-Glass Behaviors Induced by Geometrical Frustration and Spin-Lattice Coupling

Hiroshi Shinaoka, Yusuke Tomita and Yukitoshi Motome

abstract: Spin glass, in which spins are frozen in random directions, appears as a result of randomness in magnetic interactions. Recently, it has been pointed out that a certain group of magnets exhibit spin-glass behaviors that are hard to explain by the conventional spin-glass theory. Focusing on geometrical frustration which is common to these magnets, we recently investigated the effects of spin-lattice coupling on spin-glass transitions. We found that many aspects of the puzzling spin-glass behaviors can be explained by a cooperative effect of the sensitivity to randomness inherent in geometrically frustrated magnets and the modification of degenerate manifold into a semidiscrete form by spin-lattice coupling.

希ガス固体におけるイオン衝撃脱離

立花 隆行 〈立教大学理学部物理学科 171-8501 東京都豊島区西池袋3-34-1 〉
 平山 孝人 〈立教大学理学部物理学科 171-8501 東京都豊島区西池袋3-34-1 〉

イオンの入射によって引き起こされる固体表面上からの粒子の脱離は、イオンと固体との相互作用におけるエネルギー散逸の動的過程に関連した現象として注目され、様々なイオン種と固体との組み合わせについて脱離機構の解明が進められてきた。本稿では、ガス凝縮固体の中でも最も単純な構造を持つ希ガス固体からの脱離を観察した結果について紹介し、希ガス固体からの脱離の特徴や、凝縮系において初めて観測されたイオンの持つ静電的内部エネルギーの散逸に誘起されるポテンシャルスパッタリングの現象について述べる。

1. はじめに

加速したイオンが固体に入射すると、イオンの散乱や固体への付着堆積、固体を構成する原子・分子あるいはイオンの脱離、電子や光子の放出といった現象に伴い、固体の組成、構造、結合状態などが変化し、物性の改質が引き起こされることがある。このようなイオンの入射効果は、固体の微視的構造の制御や機能性薄膜の創製などを可能とすることから、基礎物理学的な興味だけではなく、応用的利用の観点からも精力的に研究が進められてきた。^{1,2)}

固体内に侵入した入射イオンは、固体を構成する原子と衝突を繰り返しながら、徐々に自身の運動エネルギーを失っていく。このエネルギーが固体中で散逸する結果として種々の現象が引き起こされることになるが、その様相はイオンの入射エネルギーの大きさによって随分と異なる。特に、数keV程度のイオン入射では力学的な相互作用が顕著となり、イオンとの弾性衝突によって運動量を貰い受けた原子が格子位置から弾き出されたり、その運動エネルギーが十分大きければ、玉突き衝突の要領で原子同士の連鎖的な衝突(衝突カスケード)が生じたりする。イオンの運動エネルギー散逸の過程は古くから研究がなされており、^{3,4)}それを計算機上で模擬するためのシミュレーションコードも開発されている。⁵⁾

試料となる固体は研究の目的によって多種多様であるが、入射イオンには1価のイオンを用いることが多い。その一方で、近年のイオン源に関する技術的な発達や計測技術の進歩により、多価イオンの入射効果に着目した研究も行われるようになってきた。多価イオンとは中性原子から複数個の電子を剥ぎ取った2価以上のイオンのことであり、1価イオンよりも大きな静電的内部エネルギーを保有している特徴を持つ。ここでの静電的内部エネルギーとは、中性原子からイオンを生成するのに必要なイオン化エネルギーの総和を意味し、例えば Ar^+ の場合15.8 eVであるが、 Ar^{7+} では434 eV、 Ar^{18+} まで電離が進めば14.4 keVにもなる。すなわち、多価イオン入射では静電的内部エネルギーの付与による効果が際立つようになる。

入射多価イオンが固体表面にある程度接近すると、固体表面の電子を次々と捕獲したり、電子系の励起を引き起こすことで静電的内部エネルギーを消費しはじめ、中性化を

進行させた後に固体表面と衝突すると考えられている。表面から見れば、局所的な部分の電子が短時間のうちに複数個失われることになるが、その状態が緩和する過程のなかで、表面の幾何学的構造や電子構造に劇的な変化が生じる可能性がある。実際に、多価イオン入射後の半導体や絶縁物の表面分析では、結晶構造の変態やナノスケールサイズの照射痕や突起物の形成が観測されている。^{6,7)}

1価イオン入射の場合とは本質的に異なる多価イオンの表面改質効果は、物質微細加工の新しい手法として関心が持たれており、ナノテクノロジーの分野に應用を試みる研究も展開されている。その反面、多価イオンの入射効果がどのような物理機構によって生じるのか良く分かっていない。そればかりか、引き起こされる現象自体、全てを把握しきれていない。多価イオンの特質を有効に利用するためには、固体表面上に付与された静電的内部エネルギーの散逸過程の詳細を理解する必要がある。

イオン入射による固体表面上からの粒子脱離は、イオンと固体との相互作用におけるエネルギー散逸の動的過程に関連した現象として注目され、その機構の解明が進められてきた。イオンと試料原子との運動量授受による脱離(KS; Kinetic Sputtering)の機構の概要は概ね理解されており、固体中に形成された衝突カスケードが表面まで発達したときに、表面を構成する粒子が真空中に弾き出される現象として説明される。これに対して、イオンの静電的内部エネルギーの消費に起因する脱離は、ポテンシャルスパッタリング(PS; Potential Sputtering)と呼ばれ、KSと区別される。イオンと固体との間の電荷交換に起因するPSは、励起エネルギーが脱離粒子の運動エネルギーへ転換する過程などについて、電子線や光子の照射によって起こる電子遷移誘起脱離(DIET; Desorption Induced by Electronic Transitions)⁹⁾と同一視できる部分がある。しかしながら、表面微小領域内での高密度な励起・イオン化状態の形成や、それに伴う表面構造の劇的な変化は多価イオン入射に特有の現象である。さらには、多価イオンが固体内に侵入した際に形成される格子欠陥がPSの過程に関与することもある。⁸⁾ PSの機構は、金属や半導体、酸化物、表面吸着分子など、多くの種類の試料に対して解明が進められているが、様々な複雑な現象が絡んでいる脱離機構の全容を明らかにすること

は容易ではない。

本稿では、希ガス固体 (Ne 固体) に数 keV の Ar^{q+} ($q \leq 7$) イオンを入射した際に脱離する粒子の観測を行い、ガス凝縮固体からの脱離の特徴について調べた結果を紹介する。希ガス固体は、化学的に不活性であること、電子構造が孤立原子のそれと似ていることから、イオンと固体との相互作用の機構を単純化して考察することが可能となる。事実、我々はこの利点により、気体凝縮系において初めてとなる、希ガス固体における PS の観測に成功している。¹⁰⁾ 希ガス固体における粒子の脱離機構の理解は、より複雑なガス凝縮固体からの脱離を把握していく上での基礎的知見として重要である。

なお、希ガス固体は 4.9 K まで冷却した銅基板上に凝縮させて生成した。希ガス固体のような低温凝縮固体を用いる場合、試料の清浄を保つために超高真空領域での測定が要求される。本実験に用いた電子サイクロトロン共鳴型イオン源は多価イオン源として広く普及しているものだが、運転時の内部真空度は 10^{-3} Pa 程度にもなる。この問題を解決するために、イオン源と測定用の真空容器の間に設けたイオンビーム輸送ラインに多段の差動真空排気系を設置し、 $\sim 1 \times 10^{-8}$ Pa の環境下での測定を実現させた。

2. 絶対脱離収率測定

PS の機構を調べるための常套の手法の 1 つは、絶対脱離収率 (スパッタリング収率) の測定である。絶対脱離収率とは、入射粒子 1 個あたりの平均脱離粒子数のことを指す。試料の特性を示すものとして広く扱われているが、脱離の現象を定量的に把握する上でも重要な意味を持つ。特に多価イオン入射による測定では、イオンの入射エネルギーが同じでも、イオンの価数、すなわち静電的内部エネルギーの大きさに応じて、絶対脱離収率が異なってくる様子が観測される。¹⁵⁾ この価数依存性には PS の機構が反映されることから、様々な多価イオン種と試料固体の組み合わせにおいて測定が進められてきた。これまでに幾つかの PS 機構のモデルや、それが引き起こされるために必要な静電的内部エネルギーの閾値、あるいは PS 機構自体の存在の有無などが実験結果から議論されている。

希ガス固体のような手付かずの試料を対象とした測定からでも、多様な系での網羅的観測の結果と照らし合わせれば、PS 機構を調べるための足掛かりが得られる。そこで著者らは、平均膜厚 500 原子層の Ne 固体に Ar^{q+} ($q=1, 4, 6$) を入射し、実験容器内の Ne ガスの分圧変化と排気系の実効排気速度から絶対脱離収率を算出した。¹¹⁾ しかしその結果は、我々の常識から大きく外れたものになった。図 1 に示したグラフから、例えば Ar^+ の入射エネルギーが 1.0 keV の場合、1 イオン入射あたりに約 3,000 もの粒子が脱離することが見て取れる。同様な条件で単元素固体を試料とした場合の絶対脱離収率はたかだか数原子程度であることから、いかに驚異的な値であるか分かるであろう。

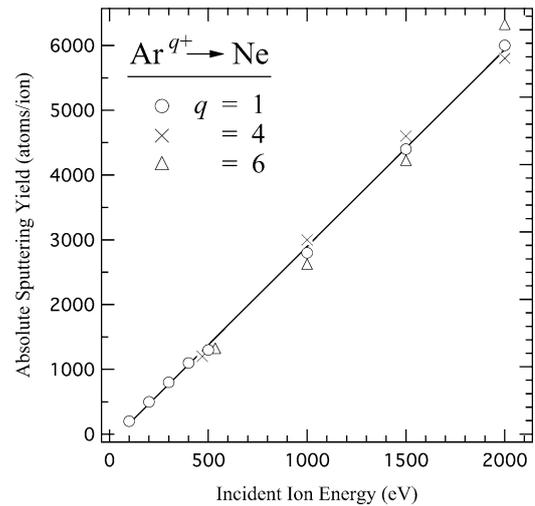


図 1 Ar^{q+} ($q=1, 4, 6$) 入射による Ne 固体 (500 ML) からの絶対脱離収率。¹¹⁾ 各測定点での誤差の見積もりは、 $\pm 40\%$ である。

また、入射イオンの価数の違いに対しては、結果に有意な差は認められない。この点については、入射イオンの運動エネルギー消費に起因する KS 機構からの収量が余りにも大きく、そもそも PS 機構からの寄与を観察すること自体が困難であることを考慮する必要がある。入射 Ar^{6+} の静電的内部エネルギーの全てが Ne 原子の脱離に消費されると仮定して PS の収率を最大限に見積もっても、測定誤差内に埋もれてしまう程度にしかない。¹¹⁾

3. 希ガス固体上からのクラスターイオンの脱離

絶対脱離収率の測定からは PS の現象を捉えることは難しい。言い換えれば、希ガス固体に特有の KS 機構が存在するとの解釈を与えなければ、実験結果を説明することができない。PS の観測を目指す前に、まずは脱離現象の基本的過程である KS 機構について押さえる必要がある。この観点から、1 価イオン入射による脱離現象を様々な側面から観察することにした。

イオン入射によって固体から脱離する粒子のほとんどは中性粒子だが、わずかにイオンも含まれている。そこで、Ne 固体表面上に 1.0 keV の Ar^+ を入射した際に脱離するイオンを測定してみたところ、面白い結果が得られた。脱離イオンの質量スペクトル (図 2) に、等間隔に連続した多数のピークが出現した。これらのピークに対して質量の同定を行うと、 Ne^+ とクラスターイオン、 Ne_n^+ ($n \geq 2$)、の信号であることが分かった。さらに、観測されたクラスターサイズ n (クラスターの構成原子数) の最大値は 100 以上にも達した。¹⁰⁾ 非常に脆い希ガス固体から巨大なクラスターイオンが、しかも 1.0 keV の低速イオン入射で脱離することは大変興味深い現象である。勿論、希ガス固体ゆえの KS 機構がクラスターの形成過程に深く関与していることは間違いない。

もしクラスターイオンが、イオン衝撃によって Ne 固体の一部分がそのまま塊として真空中に放出するものならば、

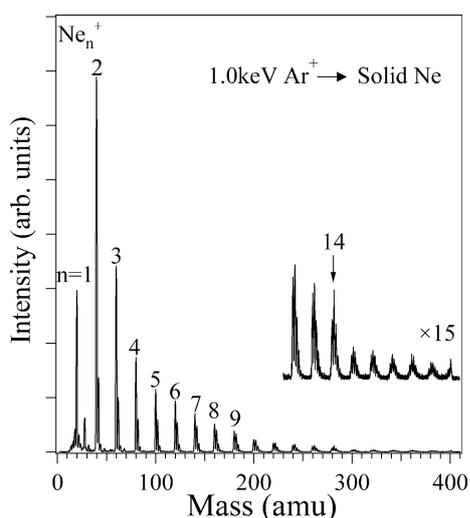


図2 Ne固体 (500 ML) から1.0 keVのAr⁺入射によって脱離するイオンの質量スペクトル.¹²⁾

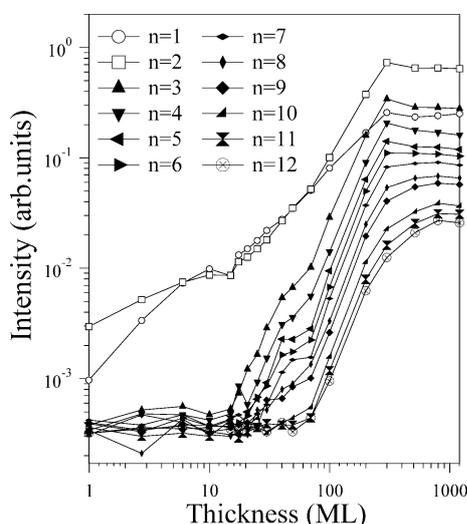


図3 Ne_n⁺脱離収率の膜厚依存性.¹²⁾

同時に中性のクラスターも脱離しているはずである。しかしながら、脱離中性粒子を電子衝撃でイオン化する手法を用いて観測してみたところ、検出された主な粒子はNeモノマーであり、それに比べて著しく強度の小さいNe₂ダイマー以外にクラスターの信号を確認することができなかった。¹²⁾つまり、クラスターの脱離はイオンでのみ観測されることから、Ne固体から直接的に脱離するのではなく、イオンが脱離してくる最中にクラスターへと成長していく過程が存在すると考えられる。絶対脱離収率の結果を再度見れば、脱離イオンの周辺にはクラスターを形成するのに十分な量のNe原子が存在していることが読み取れる。

図3に示したグラフは、Ne固体の厚みを変化させたときのNe_n⁺ ($n=1-12$)の脱離収量をプロットしたものである。¹²⁾ Ne_n⁺ ($n=1, 2$)の信号は平均膜厚5 ML以下でも観測されたのに対して、Ne_n⁺ ($n \geq 3$)については30 ML程度の膜厚からわずかに検出されはじめた。さらに膜厚を増加させると、収率の急激な増加とともに観測されるクラスターの

最大サイズが徐々に増え、100 ML付近で $n=12$ までの脱離が確認できるようになった。最終的には、800 ML程度の膜厚で収量とサイズ分布はほぼ一定となった。この結果は、Ne固体内部奥深くでの入射イオンからの作用が、クラスターイオンの生成と脱離を引き起こす要因であると結論できる。

希ガス固体内部での衝突反応が粒子の脱離に繋がることは、Urbassekらの分子動力学法によるシミュレーションを用いた研究によって予測されている。¹³⁾ そのなかでは、凝集エネルギーが非常に小さい希ガス固体 (Neの場合、0.02 eV/atom) に1.0 keVの粒子を入射すると、固体内部に形成される高密度の衝突カスケード領域が高温・高圧のガス状となる結果、試料内部からの表面破壊が起こり、同時に固体内部を構成する希ガス原子が真空中へ噴流する様子が描写されている。

気相中でのクラスター形成過程は、三体衝突を初期反応とした粒子間の衝突による結合反応として知られている。¹⁴⁾ このシミュレーションの結果と我々の実験結果を踏まえれば、イオン入射によってNe固体内部から大量に噴流する粒子流のなかで、核となるイオンが周辺の原子と衝突を繰り返して巨大なクラスターイオンを形成すると考えられる。膜厚増加に伴い脱離収率とクラスターサイズの最大値が増加するのは、試料固体中の衝突カスケード領域が拡大して、噴流する気体密度が高くなった結果であり、膜厚800 ML以上で観られる脱離収率の飽和は、希ガス固体中の衝突カスケード領域のよりも試料体積の方が十分大きくなったためだと解釈できる。

その他にも、クラスターのサイズ分布と脱離イオン収量が希ガス固体 (Ar, Kr, Xe) の種類、入射イオン種、入射イオンエネルギーなどに強く依存することが分かってきた。これらの結果は、測定条件による入射イオンと希ガス固体との相互作用の差異が、クラスターイオンの脱離現象のなかに敏感に反映されることを意味している。種々の条件下でのクラスターイオンの脱離現象を詳細に観測しそれらを比較すれば、希ガス固体中におけるエネルギー散逸過程をより具体的に理解できるようになるであろう。

4. 希ガス固体上でのポテンシャルスパッタリング

希ガス固体上でのKS機構の概要が見えてきたところで、PSによる脱離現象の観測を再び試みることにした。すると、絶対脱離収率の実験では確認できなかった入射イオンの価数依存性が、脱離イオンの測定には明確に現れることが分かった。図4に示したのは、Ne固体に1.0 keVのAr^{q+} ($q=1, 3, 4, 6$)を入射した際に測定した脱離イオンの質量スペクトルである。それぞれのスペクトル強度は入射イオン数で規格化をしている。入射Ar^{q+}の価数 q に応じて、Ne_n⁺のピーク強度分布が著しく変化している様子が分かる。Ne_n⁺ ($n=1-10$)の脱離収率をサイズ n ごとにプロットした

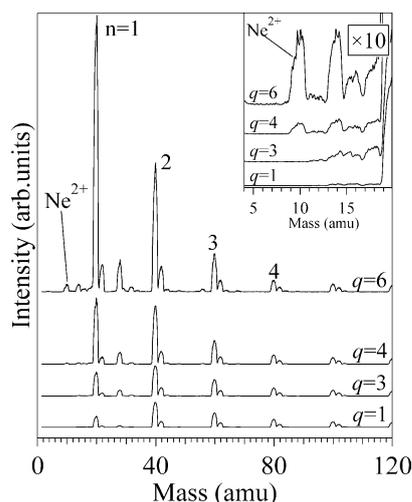


図4 Ne 固体に 1.0 keV の Ar^{q+} ($q=1, 3, 4, 6$) を入射したときに脱離するイオンの質量スペクトル。

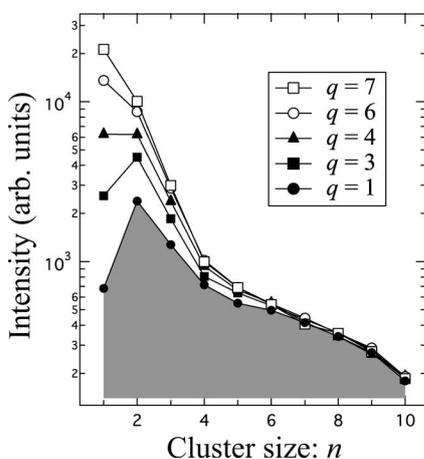


図5 クラスタサイズ n に対する Ne_n^+ ($n=1-10$) の脱離イオン収率の価数依存性。¹⁰⁾

ものが図5である。 Ne_n^+ ($n=1-6$) については、入射イオンの価数を高くするにつれて、収率が増加している。まさしくこれは、PSからの寄与によるものである。それに対して、 Ne_n^+ ($n \geq 7$) の収率に価数依存性が見られない。つまりこの結果は、サイズの大きいクラスタイオンの脱離はKS機構からのみ生じることを示唆している。

PSにおける脱離収率 (PSY; Potential Sputtering Yield) を評価するためには、KSからの寄与を取り除く必要がある。ここで Ar^+ 入射の場合について考えてみる。 Ar^+ の静電的内部エネルギーは 15.8 eV であり、Ne 固体中に励起子 (17.1 eV) や Ne^+ (21.6 eV) を生成するのに必要なエネルギーより低い。つまり、 Ar^+ 入射ではPSによる脱離は生じないと考えられる。この仮定に基づけば、図4の Ar^{q+} ($q \geq 2$) 入射の結果から Ar^+ 入射の結果 (図5中の shaded area) を差し引くことで、脱離イオンに対する相対的なPSYが得られることになる。

実際に、0.5 keV と 1.0 keV の Ar^{q+} 入射による Ne_n^+ の測定からPSYを求めた結果を図6に示す。¹⁰⁾ グラフの横軸は Ar^{q+} の静電的内部エネルギーであり、Ne 固体表面上で消

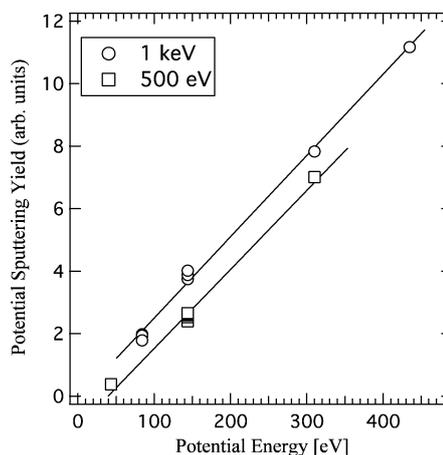


図6 1.0 keV の Ar^{q+} 入射によってNe 固体表面から脱離するイオンのポテンシャルスパッタリング収率。¹⁰⁾

費される静電的内部エネルギーの大きさとPSYの関係を見ることができる。入射エネルギーによってPSYの相対値に若干の違いが見られるのは、KSからの寄与を完全に引き切れていないことが原因だと考えられる。それでも、PSYの比例的な依存性とその増加の割合は入射エネルギーによらないことから、この結果はNe 固体上でのPS機構の特徴を反映したものだと言える。

静電的内部エネルギーの大きさに対するPSYの依存性が明らかになったことから、PSの機構について幾つか推測や、他の試料あるいはDIETの実験結果との比較が可能になった。例えば、同様の依存性はLiFに Ar^{q+} ($q \leq 9$) を入射した際の絶対脱離収率の測定でも報告がされている。¹⁵⁾ その脱離機構については、多価イオン入射によって固体中に生成される励起子や正孔が崩壊する過程において試料原子の脱離が生じると結論されている。つまり、PSYは励起子および正孔の生成数に比例すると解釈されている。希ガス固体を対象としたDIETの研究でも、励起子の生成が中性原子の脱離に繋がることは知られている。しかし、イオンの脱離についてはこれまでに確認がされておらず、励起子生成と希ガス固体におけるPSとの関連性についてはさらなる検証が必要である。

また、図6のPSYと横軸との交点に着目すれば、この値がPSを引き起こす静電的内部エネルギーの閾値に相当することになる。0.5 keV 入射の場合で約 40 eV であるが、これはNe 固体のバンドギャップエネルギーの約2倍に相当する。あるいは、Ne 固体表面での2電子励起状態生成から自動電離過程を経由したイオンのDIETを引き起こす励起エネルギー閾値にも近い。¹⁶⁾ ただし、0.5 keV 入射におけるPSYの測定にもKSからの寄与がまだ残っている可能性があるため、より正確な閾値を求めるには多価イオンの入射エネルギーを極力抑えた上で測定を行う必要がある。

2価イオンの脱離からもPS機構を考察することができる。図4の質量スペクトルから分かるように、 Ar^{q+} ($q \geq 4$) の入射でのみ Ne^{2+} の脱離が観測された。DIETの場合、希

ガス固体から1価イオンの脱離が起こる初期励起状態は複数存在するが、2価イオンの脱離が生じるのは試料固体中に3価イオンを生成することが唯一の条件である。¹⁷⁾つまり、入射多価イオンの持つ静電的内部エネルギーの大きさによっては、試料Ne原子内に多重電離を引き起こし、その緩和過程においてNe²⁺の脱離が起こることを示唆している。Ar^{q+} ($q \geq 4$) とNe原子との電荷交換によってNe³⁺以上の高価数イオンが生成することは、入射イオンの静電的内部エネルギーの大きさとNe³⁺を生成するのに必要なイオン化エネルギーの総和のみで単純に比較すれば可能ではある。

5. おわりに

ガス凝縮固体を対象としたイオン入射による粒子の脱離現象は、単純な構造を持つ希ガス固体の場合に限っても複雑かつ多様である。それでも、KS機構の概要については少しづつ明らかになってきた。一方、PSの機構を解明しようという研究はようやく緒に就いたばかりである。

現在、脱離イオンのPSYに対して絶対収率測定を試みている。定量的な観点からの議論が可能になれば、PS機構に対する理解を大きく進展させることができる。また、PS機構を議論する上でDIETの機構との比較は重要である。この点については、レーザープラズマを光源とした単色パルス光照射による光励起脱離実験の装置を開発している最中であり、いずれはDIETの研究も平行して進めていく予定である。

本研究を遂行するなかで装置開発と実験を一緒に行ってきた、立教大学の小泉哲夫氏、古橋治氏、藤田慎也氏、深井健太郎氏に深く感謝する。

参考文献

- 1) R. Behrisch and K. Wittmaack, ed.: *Sputtering by Particle Bombardment III: Characteristics of Sputtered Particles, Technical Applications* (Springer,

- Berlin, 1991).
- 2) M. Nastasi, J. K. Hirvonen and J. W. Mayer: *Ion-Solid Interactions: Fundamentals and Applications* (Cambridge Univ. Press, Great Britain, 1996).
- 3) P. Sigmund: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **27** (1987) 1.
- 4) M. Thompson: Philos. R. Soc. London A **362** (2004) 5.
- 5) J. Ziegler: Nucl. Instr. Meth. B **219** (2004) 1027.
- 6) T. Meguro, A. Hida, M. Suzuki, Y. Koguchi, H. Takai, Y. Yamamoto, K. Maeda and Y. Aoyagi: Appl. Phys. Lett. **79** (2001) 3866.
- 7) M. Tona, H. Watanabe, S. Takahashi, N. Nakamura, N. Yoshiyasu, M. Sakurai, T. Terui, S. Mashiko, C. Yamada and S. Ohtani: Surf. Sci. **601** (2007) 723.
- 8) G. Hayderer, S. Cernusca, M. Schmid, P. Varga, H. P. Winter, F. Aumayr, D. Niemann, V. Hoffmann, N. Stolterfoht, C. Lemell, L. Wirtz and J. Burgdörfer: Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3530.
- 9) T. E. Madey: Surf. Sci. **299/300** (1994) 824.
- 10) K. Fukai, S. Fujita, T. Tachibana, T. Koizumi and T. Hirayama: J. Phys. Cond. Matt. **22** (2010) 084007.
- 11) S. Fujita, K. Fukai, T. Tachibana, T. Koizumi and T. Hirayama: J. Phys. Conf. Ser. **163** (2009) 012083.
- 12) T. Tachibana, K. Fukai, T. Koizumi and T. Hirayama: J. Phys. Cond. Matt. **22** (2010) 475002.
- 13) H. Urbassek and W. Hofer: Det kongelige Danske Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. **43** (1993) 97.
- 14) K. Wegner, P. Piseri, H. V. Tafreshi and P. Milani: J. Phys. D **39** (2006) R439.
- 15) F. Aumayr and H. Winter: Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **362** (2004) 77.
- 16) P. Wiethoff, H. Ehrke, D. Menzel and P. Feulner: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3792.
- 17) G. Dujardin, L. Philippe, M. Rose, T. Hirayama, M. J. Ramage, G. Comtet and L. Hellner: Appl. Phys. A **66** (1998) 527.

(2011年6月20日原稿受付)

Desorption Induced by Ion Impact from Rare Gas Solid Takayuki Tachibana and Takato Hirayama

abstract: Ion-solid interactions are the foundation that underlies the numerous applications in the science and engineering fields. Rare gas solids are interesting materials for investigating the mechanism of the interactions because of their simplicity and because their electronic structures resemble those of isolated atoms. In this article, we introduce the results for the observation of the desorbed species from solid Ne by low energy Ar^{q+} ion ($q = 1-7$) impact.

安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

日本物理学会が発行している Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ) の論文で2012年6月に掲載可となったものの中から2012年7月の編集委員会を選んだ“Papers of Editors' Choice”(JPSJ注目論文)を以下に紹介します。なお、編集委員会での選考では読者等の論文に対する評価を重要な要素としております。

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

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

双連結ジャイロイド相の安定性の分子論的起源

液晶・高分子・ガラスなどに代表されるソフトマターが物性科学の対象として注目を集めている。ソフトマターの示す特徴の一つに、構成粒子よりもはるかに大きなスケールの構造形成がある。なかでも、双連結構造あるいは共連結構造と呼ばれる構造群は、複雑かつ美しい構造として有名である。最も広範に見られるジャイロイド相の基本構造を図1に示す。ジャイロイドは三重周期極小曲面の名前であり、ジャイロイド相は、ジャイロイド面で空間が二分され、それぞれに3分岐ジャンクルジムを配した構造をとっている。ジャイロイド相はフォトリック結晶としての性質を持つことが理論的に予想されており、光学的応用への期待ももたれている。

このような極小曲面を含む複雑な構造の安定性は、構成粒子の大きさなどの個性を無視してしまう連続体理論により予想されており、また濃厚石鹸水のようなリオトロピッ

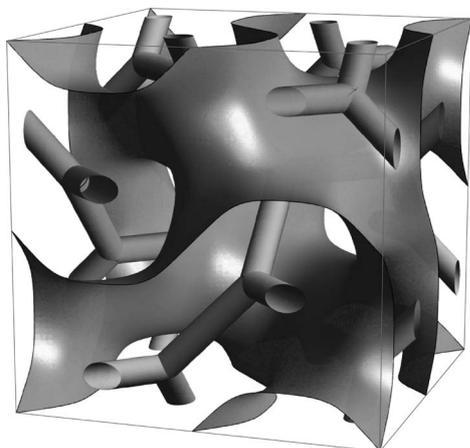


図1 ジャイロイド相の基本構造。

ク(濃度変化型)液晶においては、界面張力の自然な帰結として理解されている。スケールの大きい高分子の場合には、電子顕微鏡で「見る」こともできるが、高分子を構成するモノマーの大きさ(1 nm程度)と単位格子の大きさ(ミクロンのオーダー)には何桁も違いがあるので、モノマーがどのように詰まっているかを明らかにするのは現実的でない。一方、ジャイロイド相は低分子液晶でもその存在が知られており、単位格子に 10^3 個程度の分子が存在するとは、分子の長さと同程度の大きさの比は2から3程度に過ぎない。このため、ジャイロイド相の安定性のミクロな起源の解明のために、分子配列の解明が強く望まれてきた。ところが、実験的に得られる回折ピークの数ばかりで少ないことや、分子運動が激しい等の理由により、分子の重心が平均として図1のジャイロイド面に位置するのか、ジャンクルジムに位置するのかを決めるのがやっとなかった。

最近、筑波大学と岐阜大学のメンバーからなる共同研究グループは、分子内部の電子密度分布の詳細に注目すると単位格子内の密度分布から分子配列を復元できる可能性に着目し、BABH(n)と呼ばれる低分子液晶物質群の実験データを系統的かつ詳細に解析することによりジャイロイド相における分子配列を初めて明らかにした。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2012年9月号に掲載された。

BABH(n)分子を含め、ジャイロイド相を示す多くの低分子液晶は、図2に模式的に示すように、剛直なコアの両端に柔軟なアルキル鎖がついた分子構造をもつ。これまでの構造研究では、アルキル鎖とコアの異なる電子密度が作るX線の散乱能のコントラストに注目して解析が行われていた。本研究では、BABH(n)分子のコアの中心に特に

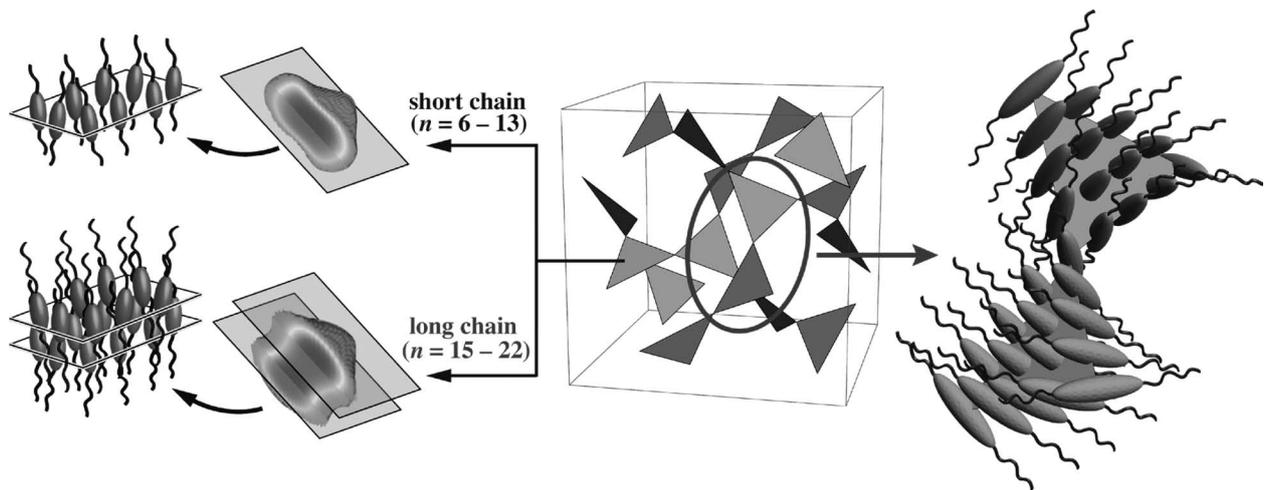


図2 理想化された分子配列 (右) とそのアルキル鎖長による違い (左).

電子密度の高い領域があることが利用された。情報理論に基づく最大エントロピー法によって実験データを解析し電子密度を復元したところ、アルキル鎖の長いBABH(n)ではジャングルジムの周囲にコア長よりも短い間隔で分裂した電子密度の極大が見出され、この極大はジャングルジムの一辺に沿って一定の角度だけ回転した。このことから、図2のように分子配列が決定された。さらに、アルキル鎖の短い化合物では電子密度の極大に分裂が見られなかったことから、リエントラント挙動前後のジャイロイド相の凝集構造に差があることが結論された。連続体理論によれば、ジャイロイド相の安定性には2成分の割合について強い制限が予想されるため、長鎖化合物のジャイロイド相の安定

性の起源は謎となっていた。本研究成果は、長鎖化合物における有効コア分率が2層構造(図2左下)によって回復することを示しており、分子配列の情報が、ジャイロイド相のマイクロな安定性の起源の解明にとって有効であることを示すものとなっている。今後の研究の展開が期待される。

原論文

Molecular Mechanism Responsible for Reentrance to *Ia3d* Gyroid Phase in Cubic Mesogen BABH(n)

Y. Nakazawa, Y. Yamamura, S. Kutsumizu and K. Saito: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 094601.

〈情報提供：齋藤一弥(筑波大学数理物質系) 杵水祥一(岐阜大学工学部)〉

応用物理 第81巻 第11号(2012年11月号) 予定目次

特集：放射線と健康

巻頭言：医療を支える応用物理への期待……………遠藤真広
解説
画像診断を支える Computed Tomography (CT) 技術 ……中西 知
ポジトロン断層法 (PET) および単一光子断層法 (SPECT) が
切り拓く分子イメージングと病態評価……………飯田秀博
進化し続ける MRI：原理とその特徴 ……………山本 徹
切らずに治す放射線がん治療……………尾木靖夫

陽子線治療の歴史とその発展……………高田義久
重粒子線がん治療技術の最前線……………金井達明
ホウ素中性子捕捉療法の原理とその特徴……………櫻井良憲
放射線測定の基本……………山田崇裕
放射線被ばくを考える……………赤羽恵一
基礎講座：デジタル時代の画像入力；イメージセンサと信号
処理の基礎知識……………江川佳孝

第7回全国物理コンテスト・第1チャレンジ2011報告

江尻有郷* <@>

1. はじめに

本誌2011年11月号に、2010年国際物理オリンピック日本代表団派遣の報告をした。¹⁾ 国際物理オリンピック日本代表団は、国内予選にあたる前年の第1チャレンジで選抜された生徒が参加する第2チャレンジ、第2チャレンジで選抜された代表候補者、そして約7か月間の訓練を受けた代表候補者から選抜された代表5名からなる。²⁾ 今回は、国際物理オリンピック・エストニア大会(2012年)日本代表団の基盤となっている2011年の第1チャレンジについて報告する。

2011年度の第1チャレンジの応募者は、1,201名であった(図1参照)。応募者が1,000名を超えたのは今回が初めてである(2010年度は999名)。³⁾

国際物理オリンピックにつながる全国物理コンテスト・物理チャレンジは、日本の「物理教育」のカラバゴス化を防ぎ、教育関係者や高校生がグローバル化の世界に対応できるように、国際的視野を持った物理教育の環境をつくりだすことを目指している。そのためにも、参加者の裾野を拡げることは、NPO物理オリンピック日本委員会(以後、日本委員会と略称)⁴⁾の大きな目標の1つである。図1にみられる参加者の着実な増加は、この目標どおりになっていることを示している。高等学校の理科学科「物理I」の履修状態は、「生物I」や「化学I」に比べて低い。「物理I」の発展科目である「物理II」の履修者においては、大きな格差が生じている。従って、化学オリンピックや生物オリンピックの応募者に比べて、参加者数は見劣りがするが、この状態を改善し、高校生が諸科学の基本である「物理」に興味を持ち、物理チャレンジに関心を持って挑戦する環境をつくることによって、物理教育が理論と実験の両面で発展することを目指し、第1チャレンジ参加者の増加につながる魅力的な問題の出題が期待されるとこ

ろである。

また各都道府県別参加者数を2005年度よりグラフにより表示すると、上位18都道府県は図2のようになっている。⁵⁾ 隔年に第2チャレンジの会場提供に協力している岡山県がトップを切っている。それに東京、大阪、神奈川県が続いている。

日本委員会は、チャレンジ実行委員会とオリンピック派遣委員会とを、委員の重複はあるものの、基本的に各々を独立の委員会としている。チャレンジ実行委員会には、第1チャレンジ部会、第2チャレンジ理論部会、第2チャレンジ実験部会、それに現地実行部会がある。第1チャレンジにおいて参加者に課される実験課題と理論問題コンテストの問題作成は、第1チャレンジ部会が担当する。2011年度第1チャレンジ部会の委員メンバーは、江尻有郷(部会長、元琉球大院教育)、近藤一史(副部会長、埼玉大教育)、呉屋博(長崎大院教育)、田中忠芳(松本歯科大)、鈴木亨(筑波大附高)、増子寛(麻布高)であった。

委員会を2010年11月にスタートさせた。最初の任務は、翌年5月締め切りの実験課題の決定である。実験課題は、年頭にHPに掲載した。その後、全国の高校・高専等5,050校に発送したポスターと募集要項に掲載した。実験課題は「大気圧を測ってみよう」⁶⁾

とした。実験レポートの締め切り日は5月末日であったが、その後、東日本大震災の影響を考え、実験レポート締め切りは6月15日まで延期した。募集要項に掲載の際、実験に関するヒントや注意、レポートの書き方など、丁寧な解説をつけた。ヒントは、吸盤が平板に吸着するのは大気圧が押しているためであること、閉じ込められた気体の体積と圧力の間にはボイルの法則が成り立つこと、などを記した。

2. 実験レポート⁶⁾

第1チャレンジの実験レポート提出者数は971名であった。レポートの内容は、多彩で、次に記す実験優秀賞レポートのような、採点者をうならせ、研究論文のような素晴らしいレポートから、レポートの体裁をなしていないものまで、さまざまなレベルのレポートが集まった。水銀ではなく水を使っ

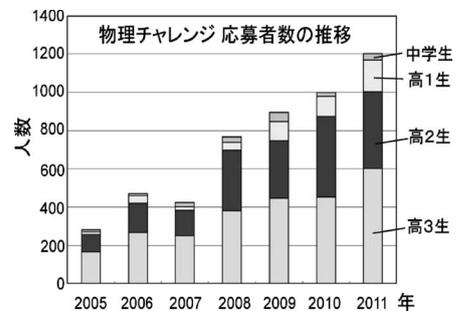


図1 物理チャレンジ応募者数。

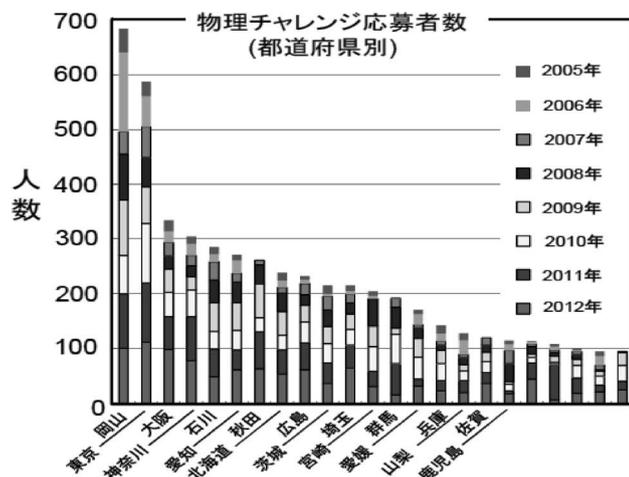


図2 都道府県別応募者数の推移。

* 元琉球大学大学院教育学研究科教授、現NPO物理オリンピック日本委員会理事

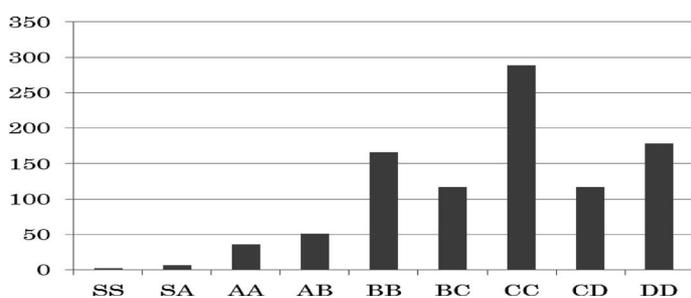


図3 実験レポート成績分布図.

たトリチェリの実験を行った生徒が多数いた。ここでは、長さ10mほどの潰れないホースを校舎3階(ないし4階)まで引き上げて実験している写真が載せられ、仲間と実験を楽しんでいる様子がうかがえた。授業での時間制限の厳しいなかで行う実験との違いであろうと感じた。注射器を使った体積と圧力の測定、大きさの異なる吸盤を用いて吸着力の差の測定など、エネルギーに溢れ、見応えのあるレポートが多かった。多くのレポートでは、2つ以上の実験法を試みて、それぞれの方法で得られた結果を比較しており、その違いの原因も考察していた。試行錯誤、追加実験、あるいはコンピュータによるデータ解析などを丹念に行った力作も多数あった。

レポート採点は、茨城県教育委員会から派遣された高校の先生6名の応援を得て、委員、OBと合わせて20名で6月18日と19日の2日間すべてを使って行った。ダブルチェック体制で採点を行い、配点を次のSS, SA, AA, AB, BB, BC, CC, CD, DDの9段階評価とした。各段階の人数分布を図3に示す。

SS, SA: 何かオリジナルなこと、飛びぬけたことが見られる特に優れたレポート。

AA, AB: 実験条件を適切に制御して系統的に測定を行っている、あるいは焦点の絞られた実験と考察を行っている、優れたレポート。

BB, BC: 標準的・定量的な測定、解析に有効な意味のあるグラフ表示をしている標準的なレポート。

CC, CD: 実験、解析、考察が系統的でない、または焦点が絞られていない、あるいは実験方法やデータの記述はあるが要領が悪いなど、やや努力を要するレポート。

DD: 実験方法やデータの記述が不十分な、たいへん努力を要するレポート。

実験や解析に工夫が見られ、特に優れたレポートを物理チャレンジ2011第1チャレンジ実験優秀賞⁷⁾とした。実験優秀賞受賞者は、次の6名である。

工藤耕司くん(明法高等学校3年生): 水を使ったトリチェリの実験や注射器を使ったボイル法則を用いた実験を含めた4種類の実験を行って大気圧を測定した。特に、水トリチェリの実験では、蒸発する水蒸気の飽和蒸気圧の補正を行い、注射器を用いた実験ではピストンの摩擦の補正を行っている。また、データ処理において、グラフ上で直線フィッティングを行うなど、随所に工夫がみられた。

伊知地直樹くん(東京都立小石川中等教育学校4年生): 注射器を利用したボイルの法則によって大気圧を測定した。その際、①注射器の空気漏れの検討、②ピストンの巻き上げ装置の自作、③注射器の断面積測定法の工夫、④ピストンの摩擦力の直接測定、⑤注射器内の残留空気の影響の検討、などを行い、高精度の測定を行った。特に、⑤では、残留空気の量を仮定して理論曲線を描いて実験データと比較している。これはすでに実験研究のスタイルと言える。

森 泉くん(東京都立小石川中等教育学校4年生): 注射器を利用したボイルの法則によって大気圧を測定した。そのための装置を自作し、ピストンの摩擦を相殺する方法を考案して注意深い測定を行った。また、注射器の中の残留空気の効果を考慮して独自の補正法を考案し、それによって測定精度を上げ、気象庁発表の気圧の日変化を再現することに成功した。

奥野将人くん(石川県立小松高等学校3年生)と宮浦浩美さん(石川県立小松高等学校3年生): 水を使ったトリチェリの実験とシリンダ内でのピストンの微小振動の2種類の実験を行って大気圧を求めている。特に、後者の実験では、シリンダ内に閉じ込められた空気と外側の大気との間の不均衡によって生じるピストンの単振動を観測し、その周期と閉じ込めた気柱の長さの関係から大気圧を求めている。非常にユニークな手法であり、思考の柔軟さと深さを感じさせた。なお、奥野君と宮浦さんは他の生徒と共同で実験を行ったが、この2人のレポートが特に整理されていてわかりやすく書かれていた。

川畑幸平くん(灘高等学校2年生): 注射器を利用したボイルの法則の実験など4種類の実験を行い、それぞれのデータを、読み取り誤差や誤差の伝搬まで考慮した緻密な処理をして定量的な結果を出している。特に、高いビル(御影タワーレジデンス)に登って、高度による大気圧の変化を正確に測定していることは見事である。また彼は、高度が1m上がるごとに、大気圧が約13 Pa減少することも見出している。

多くの実験レポート採点作業から、レポート作成には、高校教師の助言・協力が随所に見て取れた。レポート提出者の増加と共に教師の関与もかなり進んできたようである。また、今回の課題で、トリチェリの実験で、生徒たちはトリチェリの真空における水の沸騰を体験した。水の沸点と気圧の関係に理解を深めたと想像できた。高校の物理授業における演習実験や生徒実験にいささかでも影響があれば、主催者としては、このうえない喜びである。

3. 理論問題⁸⁾

理論問題案作成会議において、第1チャレンジ部会の最初の全体会で、物理分野を「力学」、「電気・磁気」、「熱学」、「波」、それに「現代物理」の5分野に分け、部会員を各分野の担当と副担当を決めて、問題作成を容易とした。問題案の提案は、担当にかかわらず自由で、暗号付きネットワークセキュリティシステム(SSL)にアップし、各

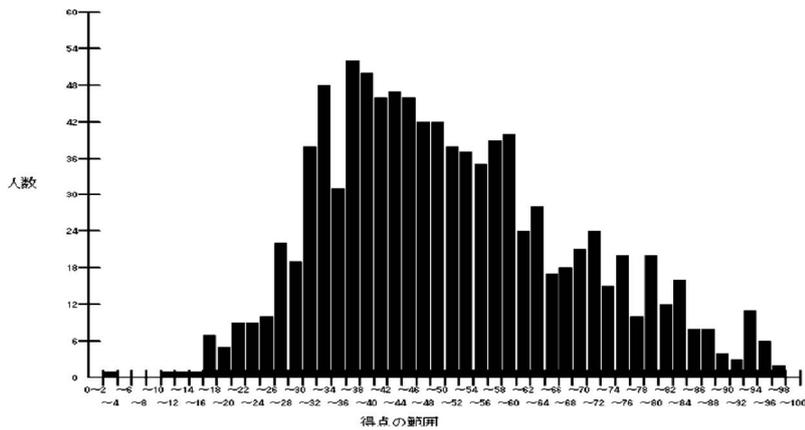


図4 理論問題得点分布.

担当は分野ごとの纏めを任務とした。毎月1回程度の全体会を数回開催して成案が作成された。問題の構成は第1問から第5問とした。

第1問は「力学」とし、A, B, C, Dの4つの中間からなる。Aは「振り子の運動」、Bは5個の剛体球が並ぶ遊具であるバランスボール（衝突球）で、左の2個を離して衝突させると右の何個が跳ね返されるかを問うた。Cは1端におもりを付けたばねを吊るした場合の小問、Dは偶力のモーメント、斜方投射、ばねに支えられた物体の運動、赤道上空を周回する人工衛星の速度に関する問いからなる5つの小問である。第1問の設問数は11である。

第2問は「電気・磁気」の問題で、A（問1, 2）、B（問3, 4）、C（問5, 6）、D（問7, 8）、E（問9, 10）、F（問11, 12）で構成した（設問数12）。Aは電池の配列と豆球の点灯に関する問い、Bは真空中の金属球に電荷が帯電している場合の球内外での電位の様子をグラフから判断する問いである。Cは導体内での電気抵抗を自由電子の運動で考察する問い。Dは直列接続抵抗の電圧降下と抵抗を流れる電流の大きさを問うた。Eはホイートストンブリッジ回路で抵抗値を測定する問い。FはP型半導体とN型半導体のPN接合デバイスに関する文章題である。

第3問は、「熱学」の問題で、A（問1, 2）、B（問3, 4）、C（問5, 6）で構成した（設問数6）。Aは液体の沸点、Bは金属の比熱と温度、Cは気体の温度、圧力、体積の問題である。

第4問は、「波」の問題で、問1から

問5までの設問数5で構成した。問1は閉管内の音の振動、問2はプリズムによる可視光の分散現象の物理的意味、問3は全反射、問4は主虹と副虹のできるしくみ、問5は回折格子によるレーザー光の回折現象よりレーザー光の波長を求めさせる問題であった。

第5問は、A（問1~3）、B（問4）、C（問5, 6）で構成した（設問数6）。Aは小惑星イトカワからサンプルを採取して地球に帰還した小惑星探査機「はやぶさ」の運行に使われたイオンエンジンに関する問い。Bは波長500 nmの光子のエネルギーを電子ボルト単位（eV）で求めさせる問い。Cは金属棒でつくられた格子におけるマイクロ波のブラッグ反射の問いである。

以上、各分野を基礎・基本問題と応用問題で構成し、問いかけ文も参加生徒が物理に対して興味が湧くように配慮した。また、物理は概念的理解だけではなく、保存法則を使った計算が重要なので、簡単な計算が必要な設問を多くした。例えば、第1問Aでは、力学的エネルギー保存則と完全非弾性衝突における運動量保存則を使った簡単な計算が要求される。全設問数40、解答は4択ないし5択方式のマークシート方式である。

理論コンテストは90分、参考図書持ちこみ1冊可で、コンテスト会場は全国71か所において6月19日に実施された。昨年参加の多かった都道府県には、参加しやすいようにコンテスト会場を複数設けた。会場は、JSTを通して、各県教委に依頼してお引き受けいただいた高校中心の会場と日本委員

会から直接依頼した大学関係など62会場、同一校で10名以上の参加者がいる特設会場及び今年は東日本大震災で被災した県では、1名の参加者でも、特設会場が認められるなどして、最終的には全国71か所の会場で、第1チャレンジ理論コンテストが実施された。理論コンテスト参加者は983名であった。いずれの場合も、高校や大学の先生方に薄謝で、コンテスト問題の配付・集計、コンテストの監督等をお願いしている。採点はマークシート方式なので業者に委ね、100点満点とした。得点分布を図4に示す。

4. 第2チャレンジ進出者の決定

第2チャレンジ進出者数は、この年は予算の都合で70名が目安になった。実験成績と理論成績を勘案すると同時に、オリンピック代表資格のある高2以下の人数、女子生徒の人数等も議論の対象となった。実験レポートがSS・SAの者は全員で9名、実験レポートAAの中では理論点が70点以上の15名、ABの中では75点以上18名、BBは80点以上19名、そして、BC, CC, CDから85点以上18名を選び、合計79名を第2チャレンジ⁹⁾進出者とした。実験レポート提出者と理論コンテスト参加者を960名とすると第2チャレンジ進出は12倍以上の競争率となる。

5. おわりに

2011年第2チャレンジ参加者の中から、高2以下の成績優秀者11名がオリンピック代表候補者として選ばれた。候補者等は2012年国際物理オリンピック・エストニア大会¹⁰⁾に向けて特別訓練を受けた。訓練において、毎月1回のwebによる理論問題と実験問題の添削問題への取り組みは、12月の冬季強化研修合宿を経て、3月に実施される春季強化合宿まで続く。冬季強化研修合宿の3泊4日は実験研修を中心に、春季強化合宿では理論、実験の最終テストが行われ、5名の物理オリンピック日本代表が選出された。¹⁰⁾7月13日には結団式が東京で挙行され、そのままエストニアに出発した。結団式の前日には、実験スキルの定着を意図した直前研修が実施された。国際物

理オリンピック・エストニア大会の成果¹⁰⁾の報告は別の機会に譲る。

第2チャレンジ参加者中の高3生は大学進学のため次年度の国際物理オリンピック代表の選抜から外れるが、第2チャレンジ合宿自体、日本中の物理愛好高校生の集まりで、進行自体は国際オリンピックに準じたやり方で、各5時間の理論コンテスト、実験コンテストの他に、研究所の見学や、研究者による物理実験ライブなど、物理学研究の最前線に触れる内容の濃い合宿に成るように企画されて、国際オリンピックの予選とは独立した国内コンテ

トとしての形態をとり、成績優秀者には、金、銀、銅のメダルが贈られる。⁹⁾

参考文献および注

- 1) 江尻有郷：日本物理学会誌 **66** (2011) 857—2010年国際物理五輪への日本代表団派遣。
- 2) 毛塚博史, 江尻有郷, 長谷川修司：応用物理 **76** (2007) 71—物理オリンピックへの道—物理チャレンジ2005から第37回国際物理オリンピックへの派遣まで—；江尻有郷：大学の物理教育 **12** (2006) 161—初参加の国際物理オリンピック：如何に戦ったか；江尻有郷：物理教育 **57** (2009) 175—2008年物理チャレンジ理論問題。
- 3) 物理チャレンジHP (<http://www.jpoh.jp/>)、第1チャレンジ応募者数参照。
- 4) 物理チャレンジ・オリンピック日本委員会は、2011年3月に特定非営利活動法人物理

- オリンピック日本委員会に組織替えした。
- 5) 物理チャレンジHP、第1チャレンジ項目、都道府県別応募者数欄参照。
- 6) 同HP、同項目の実験問題参照。
- 7) 同HP、同項目の実験優秀賞欄参照。
- 8) 同HP、同項目の理論問題参照。
- 9) 2011年第2チャレンジは、筑波地区で茨城県、つくば市、筑波大学及びKEKなどの支援のもと、7月31日～8月3日に開催された。第2チャレンジ合宿では、国際物理オリンピックに準じ、理論コンテスト5時間、実験コンテスト5時間が実施される。同HP、第2チャレンジ項目参照。
- 10) 国際物理オリンピック：物理チャレンジHPより国際大会を選び、国際オリンピックの項目参照。

(2012年2月9日原稿受付)

ラ・トッカータ

現代物理学の素晴らしい贈り物を学生そして市民に届ける活動を

八木浩輔* ◇

1. 贈り物とは何か、何故その活動が必要か

私たちはビッグバン膨張宇宙に住み、その中のすべての“もの”—エネルギーを含む—は、137億年(誤差2億年)前に、極小超高温火の玉1点から誕生した、と現代の宇宙物理学、クォーク物質物理学は説きます。これはアインシュタインの一般相対性理論に始まりますが、幾多の観測・実験事実に基づいています。¹⁻³⁾ 従って、全人類はもとより、犬も馬も、アメーバ、大腸菌、さらに空気、地層などの無機物質も、すべてその源の誕生日は同じです。137億年前に、同一の“胎内”から生まれた同胞(はらから)なのです。即ちこの宇宙に存在するすべての“もの”は、「やあ兄弟、元気でやっているかい」と声をかける間柄なのです。この発見は、現代科学の全人類に向けての素晴らしい贈り物です。そしてこの発想こそ、世界平和や全人類協調の基盤となるべきものでしょう。

* 日本物理学会代議員、筑波大学名誉教授、浦和大学名誉教授・前学長

この発想に立てば、兄弟同士の国家間の戦争や内戦は考えられません。しかし残念ながら現実には、地球上の各所で内戦、民族や宗教間の熾烈な争いが起こっています。シリア等中近東、アフリカ、アフガニスタン、ロシア、中国と周辺諸国、朝鮮半島等々。

また地球温暖化対策という全人類に課せられた大問題があります。われわれ人類が文明の名の下に炭酸ガスを排出し続け、それが地球のまわりを布団のように包んで、地球大気の温度がじわじわと上昇。そのために、異常気象が起こっています。干ばつが長期にわたり発生、大規模集中豪雨が襲う、南極の氷山が解けて海面の上昇により島々が海中に没する等々。全世界が地球温暖化防止に協力しなければ、全人類は滅亡の方向に向かいます。ところが御存じのように、各国のエゴイズムがぶつかり合い、協調の歯車は全くかみ合いません。

これ等の問題解決への第一歩には、上述の現代物理学の贈り物に根付く発想が不可欠。では如何にして十分な

理解のもとに、贈り物を届けることができましょうか。以下の2つの節で、実践結果に基づき具体的に説明します。

2. いかに贈り物を届けるか、学生達へ

一般の大学生、主に非理科系(文科系)の大学生を考えます。現代は大学全入学時代と言われています。少子化が顕在化し18歳人口は1992年にピークを迎えた後、現在はその約60%に減り、さらに減少の一途をたどっています。一方大学進学率は、1970年代に20%程度だったものが現在は50%を超えている。そして4年制私立大学の40%が定員割れを起こし、定員確保のため、ほとんど無試験で高校生を入学させる大学が多いのです。その結果、大学生の基礎学力の低下が大問題です。それが一因となって、高校時代の「物理ぎらい」がさらに助長され、「何で難しい物理を選択するの」、「物理は就職、日常生活に関係なし」等々で、物理学は一般教養科目から敬遠されがちです。この嘆かわしい現象は、本会誌等でも度々取り上げられ、議論されています。⁴⁻⁶⁾

上記の現象を検討分析した末に、浦和大学は、総合福祉学部400名の学生(非理科系)に対して、新しい教養科目『宇宙と生命—ビッグバンから生命

の誕生へ』90分15回2単位を、人間総合科目として創設しました。在学4年間の都合の良い半年で修得できます。アインシュタイン重力場方程式、フリードマン解、宇宙での相転移、宇宙マイクロ波背景放射等を、難しい数学無しで学べます。最終目的は、学生達が現代宇宙論を身近に感じて、第1節への理解を感動と共に獲得することです。その為に、学生達の質問による積極的参加を狙って、「何にでも応用可能な具体的質問法」の指導をしました。⁷⁾ いわく「その箇所を、全く異なる視点からもう一度説明して下さい」、「そこを目に見えるように図に描いてください」等、質問する学生達を育てる→現代物理学の贈り物を理解→世界平和と全人類協調への道を開く。

3. いかに贈り物を届けるか、一般市民へ

3.1 大学の講義を社会人に同時公開する

教養科目『物理学』90分15回を、浦和大学・同学短期大学部オープンカレッジ構想のもとに、社会人に同時公開しました。地域住民の生涯教育のニーズに応えるためです。社会人受講者として29名の応募があり(男性11名、女性18名)、31歳の主婦から78歳の電気技術職男性まで分布。一方学生受講者は25名で合計54名、半年間のクラスです。

詳細は報告⁸⁾に譲るとして、以下の2点を強調します。まず学生と社会人の間の刺激と協調です。「宇宙と生命」の回で、ワトソン・クリックによるDNAの2重らせん構造の発見が分子生物学を生み、それにはX線回折という物理的手法が決定的役割を果たしたと説明し、R. フランクリンによる見事な2重らせん回折写真を見せました。彼女の不幸な夭折のエピソードにも触れる。1960年代以降、生物学の教科書は新しく塗り替えられたと話すと、年配の社会人が「私の高校時代の生物

学教科書には、全くその記載はなかった」と発言。それを受けて学生が「私たちの高校生物学教科書は、DNAの2重らせん構造からスタートした」と応酬。図らずも、分子生物科学の急速な発展を、実感することになりました。

授業最後に提出された感想文のうち、以下の49歳の女性の声に、大学人は真摯に耳を傾けたい「オープンカレッジ参加者の年齢層の多彩さにまず感動。日本では社会人に向けての知的好奇心を満足させる機能が本当に少ない。大学は率先して専門家達を募って、蓄積された貴重な知識を人々に惜しみなく与える場になって欲しい。余りにももったいない人的資源が埋もれている」。鋭いしかし好意的なこの指摘に、応えましょう。

3.2 市民教養講座の講師を引き受ける

つくば市が仲介、民間企業がスポンサー⁹⁾となり、半年間の市民教養講座が今秋から始まります。その一つが「I 宇宙と私たち、II 原子力、放射能の疑問に答える(次回講座への準備)」。Iが本題、IIは付録です。一般市民の多くは、相対性理論、ビッグバン膨張宇宙、ヒッグス粒子等は、人間の日常生活や考え方とは無関係で、自分達とは無縁だとしているでしょう。実はそうではなく、これ等現代物理学最先端成果が、世界平和や全人類協調の出発点になり得ることを、驚きと感激をもって理解されるよう説きましよう。

4. おわりに

東日本大震災、東京電力福島原子力発電所事故、放射能問題、エネルギー問題に関しての国民の強い批判の目が、物理研究者・科学者に向けられています。これは、2012年版科学技術白書も指摘しています。この大問題は、会誌本欄の字数制限のためここで議論できませんが(但し3.2節参照)、現在ほど、生活のための物理学の教養が、大学生・若者達・一般市民に求められてい

る時代は無いでしょう。私たち物理研究者は、これに応える責任があるのではないのでしょうか。

賢明なる物理学会会員諸氏が、本文記述内容を御参照下さって、非理系大学生群や一般市民達に積極的に対応して下さいを期待して、最後に以下のコメントを贈らせて頂きます。

それは、フランスの哲学者・科学者デカルトの『方法序説』¹⁰⁾の冒頭の一文です、多くの方が既に御存知かもしれませんが、私事で恐縮ですが、これを高校生の時読んで感銘を受け、以来私の研究・教育活動の原点になっています。Le bon sens est la chose du monde la mieux partagée。「良識は、この世のもので最も公平に分配されている」の一文から始まります。良識=理性 *raison* であり、真実と虚偽を見分けて正しく判断する力であると言います。「理性は全ての人間に平等に備わっており、正しく用いれば、人は誰でも自己の精神を最高の点まで高め得る」とデカルトは主張します。会員諸氏は、この言葉を御参考に、今まで物理学とは無縁であった若者達や一般市民に対して、彼等の天性備わった理解力・判断力を信頼して、極めて楽観的かつ積極的に接して頂ければと思います。

参考文献および注

- 1) 最近の成果まで基礎から説明したテキスト K. Yagi, T. Hatsuda and Y. Miake: *Quark-Gluon Plasma; from Big Bang to Little Bang* (Cambridge Univ. Press, 2005 and paperback version 2008, 464 pp). 会誌での「新著紹介」は文献2. この書評へのコメントは文献3; BNL-RHIC, CERN-LHCの新データと超弦理論ゲージ/重力対応による解析が改訂第2版に予定.
- 2) 浅川正之: 日本物理学会誌 **65** (2010) 899.
- 3) 八木浩輔: 日本物理学会誌 **66** (2011) 391.
- 4) 巨海玄道、野田常雄: 大学の物理教育 **17** (2011) 133.
- 5) 本林 透: 日本物理学会誌 **67** (2012) 375.
- 6) 国府田隆夫: 日本物理学会誌 **67** (2012) 409.
- 7) 八木浩輔: 「学長入学式式辞」浦和大学春秋 **13** (2009) 1; **15** (2010) 1.
- 8) 八木浩輔: 大学の物理教育 **1** (2000) 45.
- 9) 財団法人 常陽芸文センターつくば.
- 10) René Descartes: *Discours de la Méthode* (1637).

(2012年6月25日原稿受付)

Asia Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP) の現状と今後

多田 司 (理研仁科加速器研セ)

「Asia Pacific Center for Theoretical Physics について」と題された一文が学会誌に掲載されたのは1995年のことでした。¹⁾ そこではアジア太平洋地域の国と地域による国際的な理論物理学研究のセンター設立に向けての取り組みが紹介されています。翌1996年に Asia Pacific Center for Theoretical Physics (APCTP) は韓国において正式に設立されました。それから十数年を経た APCTP の現状を、この場をお借りして会員の皆様にご紹介したいと思えます。

まず APCTP の所在地ですが、立ち上げ時には初代所長にノーベル物理学賞受賞者の C. N. Yang 教授を迎えてソウル市内の KIAS (韓国高等科学院) と同じキャンパスでスタートしました。研究所の立ち上げに实际的な役割を果たされたのが当時ソウル大学の教授であった Y. M. Cho 先生でした。日本では当時 KEK の教授をされていた小林誠先生が科研費等を工面され、特に研究面で支援されました。その後 APCTP の本部はソウルを離れ、浦項市 (ポハン) にあるポハン工科大学 (Postech) のキャンパスに移り現在に至っています。現在 APCTP の Executive Director を務める Seunghwan Kim 教授は Postech の教授でもあり、優秀な Postech 教授陣を人的資源として活用できる環境にあると言えます。

次に APCTP の活動の規模を予算面から見てみますと、総額が米ドルに換算して300万ドルとなる35億ウォン程でここ数年推移してきました。APCTP の予算はその大部分を韓国政府が負担していますが、2012年度は韓国政府からの予算が増額され、約40億ウォン (~350万ドル) となるこのことです。韓国政府以外からの主な資金としては、浦項市およびポハン工科大学が支出しているほか、ドイツのマックスプランク協会が後述の Junior Research Group (JRG) の運用費相当額

(年間30万ユーロ) を5年間の期限付きで負担しています。アジア全体の理論物理学を視野に入れた国際的研究所の運営経費の大半を韓国政府が支出しているというのは注目すべきことと思われれます。

アジア太平洋地域の国際的な理論物理学研究のセンターを、との理念の下で研究所が設立されたわけですが、現在 APCTP のメンバーとなっている国、地域は14にのぼります (Australia, Beijing, Japan, Korea, Lao PDR, Malaysia, Mongolia, Philippines, Singapore, Taipei, Thailand, Vietnam, India, Uzbekistan)。アジアの研究所の横のつながりを図るという点では当初の理念通り、あるいはそれを越えた広がりを見せていると言って良いかと思えます。なお、メンバー国は原則としてその国の研究機関がメンバーシップフィーとして年額1万ドルを APCTP に支出することになっており、日本ではこれまで KEK, 理研, 東大物性研がその支出または分担の実績があり、近年は理研仁科加速器研究センターが支払いにあたっています。

次に APCTP の研究所としての活動についてご紹介します。現在 APCTP の研究活動の柱の一つとなっているのが、先に触れた Junior Research Group (JRG) です。これは気鋭の若手研究者にリーダーとして自身が主宰する研究グループを立ち上げさせ、そこで研究とグループの運営に専念させる試みです。JRG のリーダーは、自ら選んだポストドク研究者たちを APCTP に呼び寄せて研究グループを作り上げ、成果を出して行かなくてはなりません。APCTP にとっても、選ばれてリーダーとなる若手研究者にとっても挑戦的な試みであると言えます。幸いなことに JRG による研究はそれぞれの分野で高く評価されており、昨年一年間でも3名の JRG グループリーダー (国籍はそれぞれ中国, ドイツ, 韓国) が他

の研究機関からの誘いを得て、キャリアを次に進めています。

このように成功している JRG プログラムは、若手研究者の育成と APCTP の研究活動の活性化を目指して現所長の Peter Fulde 氏によって導入されました。Peter Fulde 氏は長らくシュツットガルトのマックスプランク研究所 (MPI-FKF) の所長を務められた後、複雑系に関するマックスプランク研究所 (MPI-PKS) の初代所長をされた方で、その関係で JRG プログラムは、その運営費相当額をマックスプランク協会が負担してのスタートとなりました。

JRG の研究テーマは、ソフトマターや複雑系、凝縮系から弦理論、ループ量子重力、宇宙物理まで多岐にわたっています。このうち2つの JRG グループは現在日本からの若手研究者が主宰しています (Cooperative Phenomena in Correlated Electron Systems の瀧本哲也氏, Ultracold Atom Gases の渡辺元太郎氏)。その他 JRG のポストドクとして日本出身の研究者が1名 JRG に所属して研究しています。

JRG に属するポストドク研究員の他に研究分野を特定せずにポストドクレベルの若手研究者に研究の場を与える Young Scientist Training Program (YST) もあり、現在9名が在籍しています。その国籍内訳は韓国3名, 日本2名, タイ, マレーシア, フィリピン, 中国が各1名となっています。これら YST のポストドクに JRG のグループリーダー, ポストドクを加えた約30名の若手研究者 (うち日本国籍5名) が APCTP で活躍していることとなります。

APCTP での研究の状況は以上の通りですが、一方で研究センターとしての側面が、研究会, スクールの開催とビジターの受け入れです。昨年度は Topical Research Program と言われる研究会が13, 期間が長めの Focus Program と言われる研究会が4, スクールが4, その他の会議, ワークショップが12開催されています。これらへの参加者を含めた APCTP へのビジターは2011年にはのべ2,628人で、そのうち韓国以外からのビジターが約3割の765人を占めています。また日本から永長直人東大教授が初代の Benjamin

Lee Distinguished Professor として短期招聘され、行われた特別講義には他大学からも聴講者が訪れるなど大変好評だったとのこと。

ここでさらに詳しく日本の研究者と APCTP の関わりについてご紹介したいと思います。まず APCTP 設立にあたっては国内の諸先生方が大変尽力されました。APCTP の設立準備委員会を KEK で開催される等のアジア全体を視野に入れた交流の促進に尽力された元 KEK 機構長の菅原寛孝先生、APCTP の理事長を務められ APCTP の Pohang への移行等に尽力された元文部大臣の有馬朗人先生、理事をされた元日本物理学会会長および元 IUPAP 会長の山口嘉夫先生、APCTP の規約の草稿の段階から議論に参加され最近では理事を務められた藤川和男先生、アジア太平洋物理学会連合 (AAPPS) の関係でご助力頂いた小沼通二先生ら、誌面の都合で一部の先生方のお名前しか挙げられませんが、多くの方が関わってこられました。

これら APCTP の創立や、運営に外部から携わった方々および国際協力に関心をお持ちの有志でボランティアベースの APCTP 日本委員会²⁾が組織されています。委員長は先述の菅原先生が務めておられます。APCTP の組織図には理事会、General Council、Science Council と言った運営のための委員会がありますが、APCTP 日本委員会は APCTP とは組織的な意味の関係はなく、あくまで APCTP の運営に日本の研究者が協力する際の調整をはかるための委員会です。ただし、現在の

APCTP 日本委員会メンバーから理事会に藤川和男東大名誉教授、Science Council (APCTP 所長の指名) に上田和夫東大教授、General Council に河本昇北大教授、古崎昭理研主任研究員および私が参加しており、理事、監事、General Council メンバーの任期満了に際して APCTP 側が後任の推薦を日本に求めてくる際には APCTP 日本委員会が慣例として対応しています。

その APCTP 日本委員会も、現在体制を刷新しようとしています。APCTP が安定した発展を見せている現在、より広い研究者の方々、とりわけ若い世代の研究者も含めてこのような国際的な協力に関わって頂き、APCTP への関与をより研究者コミュニティおよび主要研究機関との連携に根ざした実りあるものにしていくべく、各コミュニティおよび各研究機関からの日本委員会への参加をお願いしているところです。

また APCTP で現在 5 名の日本人研究者が活躍していることは先にも述べましたが、これまでも APCTP でポストドクをしたのち、現在は国内を含む他の研究場所で引き続き活躍されている日本人研究者も多数にのぼります。研究機関レベルでも、京大基研、東大物性研、KEK 素核研、理研仁科センターが研究交流協定を結んでおり、ジョイント・ワークショップの開催などを通じた具体的な交流が進んでいます。このような日本人研究者の関わりに応分の財政的寄与を日本からも、というのが APCTP からの要望でもあり、関係者の願いですが、残念ながらまだ実現しておらず、今後の課題と言えます。

このように APCTP の現状および日本との関わりをご紹介してきましたが、冒頭紹介した一文が学会誌に掲載された APCTP 設立前年の 1995 年当時を振り返って筆を擱きたいと思います。日本では阪神淡路大震災、地下鉄サリン事件が起こった年になりますが、経済的な面から見てみますと、購買力平価での一人当たりの GDP は、現在では日本より多い台湾、ほぼ並んでいる韓国は、1995 年当時にはそれぞれ日本の 6 割強、5 割強でした。現在日本を上回っている中国の名目 GDP にいたっては、17 年前は日本の八分の一でしかありませんでした。

その当時からアジア太平洋地域の経済的發展を見据え、APCTP の創立に力を尽くされた諸先生方、また日本で支援にあられた方々には敬意を覚えます。目を将来に転じますと、さらなる経済發展につれて今後アジア太平洋地域でも物理学研究の重要性が一層認識されていくことは間違いありません。従いまして APCTP が果たす役割に、より大きな期待が寄せられる状況と言えます。今後とも APCTP およびそれを支援する努力に対して、物理学会会員の皆様の一層のご理解とご支持をお願いいたします。

参考文献

- 1) 藤川和男：日本物理学会誌 **50** (1995) 826—Asia Pacific Center for Theoretical Physics について。
- 2) APCTP 日本委員会の詳細については <http://apctpjapan.info>

(2012 年 6 月 18 日原稿受付)

土居 守, 松原隆彦

宇宙のダークエネルギー；「未知なる力」の謎を解く

光文社, 東京, 2011, 253p, 18×11 cm, 本体760円 [一般向]

ISBN 978-4-334-03642-3

辻川 信二 (東理大理)

本書は、現在の宇宙を支配するダークエネルギーについて、一般向けに執筆された啓蒙書である。ダークエネルギーとは、宇宙の加速膨張の源となる未知のエネルギーであり、1998年に超新星の観測からその存在が指摘された。本書の構成は2部に分かれており、第1部と第2部がそれぞれ、ダークエネルギーの理論的、観測的側面について解説されており、勝手な想像であるが、第1部が松原氏、第2部が土居氏によって主に執筆されたと推測される。

第1部ではまず、ビッグバン宇宙論と宇宙進化に関する基礎から出発して、ダークエネルギーの性質に関する解説へと話を進めている。数式をほとんど用いておらず、一般向けにも分かりやすく書かれている。ダークエネルギーの候補として理論的に考えられているものは、宇宙項、スカラー場、修正重力理論、宇宙の非一様性に基づくものなどであり、本書ではこれらの全てについて触れられている。量子論で現れる真空のエネルギーが、ダークエネルギーのスケールと桁違いに異なるとい

う宇宙項問題は、ダークエネルギーの有効な理論模型の構築の困難さと切り離せない根本的な問題点であり、本書では宇宙項問題に関して多くのページ数を割いて解説を行っている。一般の読者にとって、理論模型の解説の章はやや難しいかもしれないが、それぞれの模型が何を意味しているかは、専門外の読者にも雰囲気伝わると思う。

第2部ではまず、天体望遠鏡とCCDカメラを用いた天体観測の手法と赤方偏移に関する解説から始めて、超新星を用いたダークエネルギーの測定へと話を進めている。Ia型超新星が、なぜ標準光源として宇宙膨張の測定に適しているかに関する詳しい説明があり、超新星を効率的に見つける手法に関しても触れられている。この辺りは、私のような理論寄りの研究者が読んでも勉強になる。Perlmutter氏らが1997年に公表した超新星観測の新しい手法は、Riess氏、Schmidt氏らのグループにも用いられ、2つのグループは独立に、1998年に宇宙の加速膨張を発見した。後に2011年度のノーベル物理学賞の



受賞へとつながるこれらの研究の過程が、本書に詳細に書かれており、非常に興味深い。

また、超新星だけでなく、宇宙背景輻射、バリオン音響振動、銀河団の数、重力レンズなどの様々な独立な観測からもダークエネルギーの存在が検証されているが、そのそれぞれに関して、第2部の第3章で分かりやすく解説されている。さらに最後の章では、ダークエネルギーの観測の現状と将来の展望について述べられている。本書は一般向けであるが、研究の現場を肌で感じ取ることができるような良書であり、宇宙論を専門とする研究者にも勧めたい一冊である。

(2012年7月1日原稿受付)

F. マンドル, G. ショー著, 樺沢宇紀訳

「場の量子論」第1巻；量子電磁力学

丸善プラネット, 東京, 2011, viii+266p, 21×15 cm, 本体5,800円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-86345-081-3

F. マンドル, G. ショー著, 樺沢宇紀訳

「場の量子論」第2巻；素粒子の相互作用

丸善プラネット, 東京, 2011, vi+287p, 21×15 cm, 本体6,000円 [大学院・学部向]

ISBN 978-4-86345-082-0

菅原 祐二 (立命館大理工)

本書の紹介記事の依頼があったとき、学生の頃に初版の原書を読んだことがあったため気楽に引き受けたのであるが、今回第2版になって内容が大幅に増えていることに気づき驚いた。

一言で述べると、本書は初学者向けの相対論的な場の量子論の教科書であ

る。まず初版から変わらない内容を簡単に紹介すると、特殊相対論の復習から始まり、自由なクラインゴルドン場・ディラック場の正準量子化、更には電磁場の共変的量子化を経てQEDのファインマン図の導出へと至る。具体的なQEDの振幅の計算について初学

者にも親切に解説されており、「輻射補正」の章では、内容は若干不足気味ながら繰り込み理論の考え方も解説されている。後半では、対称性の自発的破れからワインバーグ・サラム理論(電弱標準理論)までが半ばダイジェスト的に紹介されている。おそらく初版の際の著者の意図は、「technical detailに深入りせずに場の量子論や素粒子論のエッセンスをわかりやすく解説する。」といった点にあったかと考える。

さて第2版であるが、主に経路積分とQCDに関する基本的な解説が大幅に加筆された。実を言うと、初版ではQCDについて書かれていない点が少ないが、この改訂によって、初版の精神は生かされ



本書の特色として、場の理論の枠組みを systematic に解説した専門書と言うよりは、「現実の素粒子物理にバランスよく題材を求めた初学者向けの教科書である。」と言うことができよう。決して「オールインワン」のテキストではないが、大学院初年級または学部4年程度の素粒子論を志す学生、または手っ取り早く素粒子の標準模型について理解したいとお考えの非専門家の諸兄にお薦めできる良書であるとお考える。(2012年7月12日原稿受付)

つつ、単なる入門書を越えた、より「標準的」な場の理論のテキストに近づいたと言えよう。QCDの量子化についての解説は経路積分とファデーフ・ポポフの方法に基づくオーソドックスなものであり、「漸近的自由性」の章では必要最小限ながら繰り込み群につい

ても解説されている。電弱理論に関しても内容が厚みを増しており、ニュートリノ振動やヒッグス粒子に関する記述が update された点も有難い。(丁度この紹介記事を準備している頃、「ヒッグス粒子らしい粒子の発見」という大ニュースが飛び込んで来ました！)

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

- P. R. Berman and V. S. Malinovsky: Principles of Laser Spectroscopy and Quantum Optics
Princeton Univ. Press, New Jersey, 2011, xvi + 519p, 26 × 18 cm, \$95.00
ISBN 978-0-691-14056-8
- E. G. Lewars: Computational Chemistry; Introduction to the Theory and Applications of Molecular and Quantum Mechanics 2nd edition
Springer-Verlag, Berlin, 2011, xvi + 664p, 24 × 16 cm, 159.95€
ISBN 978-90-481-3860-9
- P. West: Introduction to Strings and Branes
Cambridge Univ. Press, New York, 2011, ix + 709p, 26 × 18 cm, \$120.00
ISBN 978-0-521-81747-9
- M. Mansuripur 著, 辻内順平訳: シミュレーションで見る光学現象 第2版
アドコム・メディア, 東京, 2012, xvi + 466p, 26 × 18 cm, 本体6,000円
ISBN 978-4-915851-44-5
- E. F. Redish 著, 日本物理教育学会監訳: 科学をどう教えるか; アメリカにおける新しい物理教育の実践
丸善, 東京, 2012, xiii + 327p, 21 × 15 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-621-08550-9
- D. J. Tannor 著, 山下晃一他訳: 入門量子

- ダイナミクス(上); 時間依存の量子力学を中心に
化学同人, 京都, 2011, xxxi + 454p, 22 × 16 cm, 本体7,500円
ISBN 978-4-7598-1459-0
- D. J. Tannor 著, 山下晃一他訳: 入門量子ダイナミクス(下); 時間依存の量子力学を中心に
化学同人, 京都, 2012, vii + 382p, 22 × 16 cm, 本体6,800円
ISBN 978-4-7598-1460-6
- P. Würfel 著, 宇佐美徳隆, 石原照也, 中嶋一雄監訳: 太陽電池の物理
丸善, 東京, 2010, v + 283p, 21 × 15 cm, 本体5,400円
ISBN 978-4-621-08253-9
- 市村宗武, 狩野 覚: 物理学入門; I. 力学(第2版)
東京化学同人, 東京, 2012, viii + 282p, 21 × 15 cm, 本体2,200円(大学生のための基礎シリーズ4)
ISBN 978-4-8079-0787-8
- 大島隆義: 自然は方程式で語る; 力学読本
名古屋大学出版会, 愛知, 2012, xvi + 541p, 21 × 15 cm, 本体3,800円
ISBN 978-4-8158-0708-5
- 小方 厚, 菅 晃一, 楊 金峰: レーザーとプラズマと粒子ビーム
大阪大学出版会, 大阪, 2011, viii + 308p, 21 × 15 cm, 本体3,300円

- ISBN 978-4-87259-406-5
押山 淳, 天能精一郎, 杉野 修, 大野かおる, 今田正俊, 高田康民: 計算科学3; 計算と物質
岩波書店, 東京, 2012, vii + 292p, 22 × 16 cm, 本体3,800円(岩波講座)
ISBN 978-4-00-011303-8
杉原正顕, 高安美佐子, 和泉 潔, 佐々木 顕, 杉山雄規: 計算科学6; 計算と社会
岩波書店, 東京, 2012, vi + 233p, 22 × 16 cm, 本体3,500円(岩波講座)
ISBN 978-4-00-011306-9
高安美佐子編著: ソーシャルメディアの経済物理学; ウェブから読み解く人間行動
日本評論社, 東京, 2012, iv + 183p, 21 × 15 cm, 本体2,800円
ISBN 978-4-535-55678-2
筒井 泉: 量子力学の反常識と素粒子の自由意思
岩波書店, 東京, 2011, ix + 100p, 18 × 13 cm, 本体1,200円(岩波科学ライブラリ-179)
ISBN 978-4-00-029579-6
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)
ISSN 4910054700923

掲示板

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

人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

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

■理化学研究所播磨研究所放射光科学総合研究センター特別研究員

1. 特別研究員2名
2. 利用技術開拓研究部門パロン物質ダイナミクス研究室
3. 1~100 meVのエネルギー分解能をもつX線非弾性散乱を用いた物質ダイナミクス研究。世界トップクラスのIXSスペクトロメータ(BL35XU)を利用した原子ダイナミクスの研究、世界を牽引する新たなスペクトロメータ(BL43LXU、試運転中)を利用した原子・電子ダイナミクスの研究が可能。オフラインの実験室では、試料の作製や評価も可能。放射光(SPring-8)の他にX線自由電子レーザー(SACLA)の利用も開かれている。研究領域は、強相関系物質、強誘電体物質とその関連

物質、極限環境下の物質、様々な条件下における液体等。

4. 応相談
6. 原則博士課程修了後5年以内で優秀かつ実験研究分野の方、特にIXS、INS、Raman、IR等の分光法に精通している方の応募を歓迎。X線測定手法の発展、装置開発への興味はプラス評価。
7. ○研究計画書 ○履歴書 ○研究業績一覧 ○主要論文2~3編 ○推薦者(推薦書を提出することに同意済)2名の連絡先
8. ポジションが埋まり次第
9. baron spring8.or.jp
10. 書類はe-mailで送付。詳細はhttp://www.riken.jp/r-world/info/recruit/k120903_s_rsc_2.html参照。

■東京大学物性研究所所員

[I]

1. 助教1名
2. 附属物質設計評価施設川島研究室
3. 物質設計評価施設所員と協力し大規模数値計算手法を用いて物性科学研究を推進する。具体的にはモンテカルロ法、テンソルネットワーク、厳密対角化等に関連した新計算手法開発、及びそれを用いた量子多体系、フラストレート系等の研究。共同利用スパコン運用や文科省HPCI戦略プロジェクト推進機関である計算物質科学研究センターの運営にも積極的に関与できる方希望。
4. 決定後早期
5. 5年、1回を限度に再任可
6. 修士課程修了又は同等以上の能力者
7. ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(重要論文に○印) ○主要論文別刷約3編(コピー可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字) ○推薦の場合は推薦書、応募の場合は指導教員等の意見書(作成者から直送)
8. 2012年11月22日(木)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係
②川島直輝 電話04-7136-3260
kawashima issp.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「物質設計評価施設(川島研究室)助教応募書類在中」又は「意見書在中」と朱書き書留送付。応募書類不返却。履歴書は本応募の用途のみに使用。個人情報とは正当な理由なく第三者へ開示、譲渡及び貸与しない。

[II]

1. 特任研究員A、B若干名
2. 各研究部門

3. 物性科学における実験的又は理論的研究
4. 2013年4月1日以降
5. 原則2年間(年度更新)、その後再応募可(但し1年間)
6. 博士号取得後10年程度以内(着任時迄に確実な取得見込含む)。着任予定時に主たる職又は大学院生及び研究生等の身分を有しないこと。(応募の際、関連する物性研究所所員(教授又は准教授)と連絡をとり研究計画等を調整すること。複数の研究室に跨る研究テーマに取り組む方も歓迎)
7. ○履歴書 ○発表論文リスト ○主要論文別刷3編以内 ○今迄の主な業績(2,000字以内) ○研究計画(2,000字以内) ○指導教員又は推薦者による意見書
8. 2012年11月26日(月)
9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係
②電話04-7136-3501 issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp
10. A、Bとも週5日、1週38時間45分勤務。A: 年額約480万円、B: 年額約380万円。A、Bについては書類選考時に決定し事前に連絡。

[II]

1. 以下の通り(客員所員)
2. 以下のテーマによる
3. テーマ限定型(各1名): a: 強相関電子系の構造物性、b: 強相関電子系の第一原理計算手法による研究、c: 表面科学(触媒反応)、d: 超高分解能光電子分光や時間分解光電子分光を用いた分子性導体の研究、e: 高輝度軟X線を利用した電池触媒材料の分光研究、f: ナノ凝縮系化学の中性子散乱。テーマ限定型(教授か准教授2~3名): 応募者がテーマを提案。
4. abdef: 2013年4月1日、c: 2013年10月1日
5. bcf: 半年、ade: 1年
7. <http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>参照。
8. 2012年12月21日(金)
9. ①は[I]に同じ。
9. ②電話 04-7136-3207 issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp
10. 封筒に「客員教授(准教授)応募書類在中」と朱書き書留送付。応募時は該当所員に要連絡。

■神戸大学大学院理学研究科教授

1. 教授1名

- 物理学専攻理論物理学講座
- 素粒子論. 大学院・学部の教育と研究指導及び全学共通教育を担当.
- 2013年10月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者
- 履歴書 ○業績リスト(査読誌, 総説・解説, 著書, プロシーディング, その他に分類. 過去5年間の各種研究費の獲得状況・招待講演等, 今迄の学界における各種委員等の活動状況等) ○主要論文別刷又はコピー5編以内 ○今迄の研究業績概要(約2,000字) ○研究・教育に関する着任後の計画と抱負(約2,000字) ○推薦書2通, 又は照会可能者2名の氏名, 連絡先(e-mail)
- 2012年11月30日(金)
- 657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1 神戸大学大学院理学研究科物理学専攻長 藏重久弥 電話078-803-5638 kurasige kobe-u.ac.jp
- 封筒に「人事公募関係書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却. 男女共同参画基本法の趣旨に則り女性の積極的な応募を歓迎.

■島根大学大学院総合理工学研究科教員

- 教授又は准教授又は講師1名
- 物理・材料科学領域
- 広い意味での素粒子理論
- 2013年4月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者. 物質科学科(物理分野)の学部教育に理解の有る方. 計算機環境のメンテナンスに協力して頂ける方.
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文, プロシーディングス, 総説, 学会発表を区別, 外部資金獲得状況含) ○主要論文別刷3編以内(コピー可) ○研究概要と着任後の研究計画(合計約2,000字) ○教育に関する実績と今後の教育に関する抱負(合計約2,000字) ○推薦書1通(自薦不可)と(推薦者と異なる)照会可能者1名の氏名, 連絡先 ○希望する職種(教授/准教授/講師)
- 2012年12月7日(金)必着
- ①690-8504 松江市西川津町1060 島根大学大学院総合理工学研究科 服部泰直
②同研究科物理・材料科学領域 藤原賢二 電話0852-32-6393 fujiwara riko.shimane-u.ac.jp
- 2012年8月20日締切の素粒子分野教員の再公募. 封筒には「物理・材料科

学領域素粒子教員応募書類在中」と朱書き簡易書留で送付. 応募書類原則不返却.

■熊本大学衝撃・極限環境研究センター准教授

- 准教授1名
- 衝撃プロセス工学分野(衝撃エネルギー物質工学)
- 専門分野: 衝撃圧縮や高重力場を用いた超高压物性, 物質合成の研究. 担当科目: 学部及び大学院における力学, 材料力学, 物理関連科目及び全学共通教育に関する科目.
- 2013年4月1日以降早期
- なし
- 博士号取得者. 当該専門分野において活発な研究活動を行っており, 国際レベルの業績を上げていること. 大学院及び学部学生の教育に積極的に取り組み, 的確な研究指導を行う能力を有すると認められること.
- 履歴書(写真貼付. 取得学位, 資格, 所属学会, e-mailを記入) ○業績目録(自由書式. 査読付論文, 国際会議プロシーディングス, その他の論文, 著書, 総説・解説・資料, 特許, 学会・研究会・シンポジウム講演, その他, 外部資金の獲得状況をこの順に分類して記載) ○最近10年間の代表的業績資料又はコピー(10件以内, 業績目録と対応する番号等明記) ○今迄の研究成果, 教育・社会活動概要(自由書式. 約2,000字) ○着任後の抱負(自由書式. 約1,000字) ○照会可能者2名の氏名, 連絡先(所属・役職, 住所, 電話, Fax, e-mail)及び応募者との関係(自由書式) ○A4縦, 自由書式は10.5p以上のフォントで作成
- 2012年12月10日(月)必着
- ①860-8555 熊本市中央区黒髪2-39-1 熊本大学教育研究推進部自然科学系事務ユニット研究センター支援担当 電話096-342-3143 Fax 096-342-3010 szk-center jimmu.kumamoto-u.ac.jp
②衝撃・極限環境研究センター 赤井一郎 電話096-342-3296 iakai kumamoto-u.ac.jp
- 封筒表面に「衝撃センター教員公募応募書類」と朱書き送付. 選考では, 総説, 著書, 外部資金の取得状況等も参考資料として考慮. 詳細はhttp://www.kumamoto-u.ac.jp/daigakujuhou/saiyou参照.

■ウィズウィグ社テクニカルアドバイザー

- テクニカルアドバイザー1名
- 学術情報部門
- 航空宇宙研究開発に関連したデータベースの作成と自然科学の広い分野にわたる適切な助言ができる方. 材料化学, 物性科学, 生物化学, 工業化学及び関連分野の何れかの分野の学術内容を理解し, 幅広い技術分野に対応でき, 総合的な判断ができる方, 英文作成力のある方歓迎.
- なるべく早期
- 査読付主著英語論文を發表されており, 技術ドイツ語の読解力を持っていただかなお好適.
- 履歴書・経歴書 ○もしあれば査読付主著英語論文1編のコピー
- 2012年12月31日(月)
- 104-0032 東京都中央区八丁堀2-13-4 第三長岡ビル8F (株)ウィズウィグ 学術情報部 堀江 修 電話 03-5566-1669 Fax 03-5566-4808 horieo wysiwyg.co.jp http://www.wysiwyg.co.jp

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)

■Workshop of Quantum Dynamics and Quantum Walks

日時 2012年11月24日(土)~26日(月)
場所 自然科学研究機構岡崎コンファレンスセンター(444-0864 岡崎市明大寺町字伝馬8-1)
内容 The Nature is always changed dynamically even in quantum mechanics. A quantum walk, which is a quantum mechanical analogue of the random walk, is a promising toy model to understand the quantum dynamics. Surprisingly, these models can be experimentally demonstrated in some physical models. This workshop

opens interdisciplinary researchers from the theoretical and experimental sides on the discrete-time and continuous-time quantum walks, for examples, mathematics, quantum information, and quantum chemistry. The organizers strongly encourage young researcher to actively join us to this workshop.

参加費 無料

連絡先 444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38 分子科学研究所 鹿野 豊 電話 0564-55-7419 Fax 0564-55-7391
yshikano ims.ac.jp http://qm.ims.ac.jp/qdqw/

その他 学生, PD向けの滞在費補助制度有.

■東京工業大学原子炉工学研究所研究成果発表・交流会

主催 東京工業大学原子炉工学研究所
日時 2012年12月18日(火)~19日(水)
場所 東京工業大学大岡山キャンパス百年記念館3F フェライト会議室 (152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1)
内容 東京工業大学原子炉工学研究所では第2期中期計画に基づき, 四つの重点研究分野とそれらを支える基盤研究分野の研究を推進している. 各研究室責任者が専門外の方にも分かり易く研究成果を発表することにより, 当研究所の研究活動を広く知って頂き, 新たな研究交流の場となることを目的として, 本研究成果発表・交流会を開催する.

定員 150名

参加費 無料

申込 http://www.nr.titech.ac.jp/atom2012/ より

参加申込締切 2012年12月10日(月)17:00
連絡先 152-8550 東京都目黒区大岡山2-12-1 東京工業大学原子炉工学研究所

研究成果発表・交流会実行委員会 尾上順 電話03-5734-3073 atom2012 nr.titech.ac.jp

■国際シンポジウム: Self-organization and Emergent Dynamics in Active Soft Matter

主催 京都大学基礎物理学研究所
共催 京大物理GCOE, 京都大学教育研究振興財団, 日本学術振興会先端研究拠点事業「ソフトマターの非平衡ダイナミクスに関する国際研究ネットワーク」
日時 2013年2月18日(月)~20日(水)
場所 京都大学基礎物理学研究所パナソニック国際交流ホール (606-8502京都市左京区北白川追分町)
内容 アクティブソフトマターをメインテーマとして, 関連する研究成果と課題について理論及び実験の両面から活発な議論を行う.
定員 約120名
参加費 なし(バンケット代別途)
口頭, ポスター発表申込締切 2012年11月20日(火)
参加登録申込締切 2012年12月20日(木)
連絡先 立命館大学理工学部 和田浩史 soft2013 yukawa.kyoto-u.ac.jp 電話077-561-5017
その他 詳細は, http://softmatt-net.xsrv.jp/20130218/index.html 参照.

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

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

担当者名, 電話, Fax, e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■ドイツ・イノベーション・アワード「ゴットフリート・ワグネル賞2013」

対象 環境・エネルギー, 健康・医療, 安心・安全の何れかの分野における応用志向型の研究. 応募資格: 日本の大学・研究機関に所属する45歳以下(締切時)の若手研究者.
賞金 最優秀賞: 400万円 (1件), 優秀賞: 200万円 (1件), 奨励賞: 100万円 (3件), 副賞: ドイツの大学・研究機関に最長2カ月間研究滞在するための助成金
応募方法 電子申請システムで受付
応募締切 2012年12月9日(日)必着
問合せ先 102-0075 東京都千代田区三番町2-4三番町KSビル5F ドイツ・イノベーション・アワード事務局 電話03-5276-8827 info_german-innovation-award.jp
その他 詳細は, http://www.german-innovation-award.jp 参照.

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード

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

11月ユーザ名 : 12Nov
パスワード: Bardeen568
12月ユーザ名 : 12Dec
パスワード: Bragg664

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
2012年			
11/7~9	日本希土類学会第30回講演会・30周年記念国際シンポジウム	那覇市	67-8
11/9~11	第42回結晶成長国内会議 (NCCG-42)	春日市 (福岡)	67-9
11/12	応用物理学会有機分子・バイオエレクトロニクス分科会講習会~有機半導体分析技術の基礎~	大阪市	67-10
11/12~13	第3回真空・表面科学若手勉強会	神戸市	67-9
11/12~14	京大基研研究会「量子スピン系の物理」	京都市	67-10
11/12~16	Int. Momiji School for Young Scientists "High Field Science—Kyoto 2012" JAEA-ISTC Joint Meetings	木津川市 (京都)	67-9

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2012年			
11/14	第23回プラズマエレクトロニクス講習会	東京	67-9
11/15	平成24年度応用物理学会関西支部シンポジウム「最先端の脳科学とその将来」	大阪市	67-10
11/20~22	第32回表面科学学術講演会	仙台市	67-9
11/24~26	Workshop of Quantum Dynamics and Quantum Walks	岡崎市(愛知)	67-11
11/26~28	第26回分子シミュレーション討論会	福岡市	67-9
11/27~28	第27回量子情報技術研究会	横浜市	67-8
11/27~28	第6回物性科学領域横断研究会	東京	67-10
12/1	日本物理学会北陸支部定例学術講演会	金沢市	67-10
12/3	第二回文部科学省「量子ビーム基盤技術開発プログラム」シンポジウム	東京	67-10
12/3~5	第25回国際超電導シンポジウム(ISS2012)	東京	67-6
12/3~8	The 4th Int. Symp. on Slow Dynamics in Complex Systems—頑張ろう東北—	仙台市	67-5
12/5	第31回法政大学イオンビーム工学研究所シンポジウム	小金井市(東京)	67-9
12/11~13	基研研究会(国際): Resonances and non-Hermitian systems in quantum mechanics	京都市	67-10
12/12~14	The 16th Asia Pacific Symp. on Intelligent and Evolutionary Systems	京都市	67-8
12/17~19	The 20th Int. Colloquium on Scanning Probe Microscopy「走査型プローブ顕微鏡(26)」	那覇市	67-10
12/18~19	東京工業大学原子炉工学研究所研究成果発表・交流会	東京	67-11
12/20~22	太陽電池と量子エレクトロニクス—発光デバイス・光物性の研究実績をどう生かすか—	軽井沢町(長野)	67-9
2013年			
2/18~20	国際シンポジウム: Self-organization and Emergent Dynamics in Active Soft Matter	京都市	67-11
3/26~29	日本物理学会第68回年次大会(広島大)	東広島市(広島)	日本物理学会
4/15~19	第11回国際フェライト会議(ICF11)	宜野湾市(沖縄)	67-10
9/20~23	日本物理学会2013年秋季大会(高知大)(素粒子, 核物理, 宇宙線, 宇宙物理)	高知市	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2013年秋季大会(徳島大)(主として物性)	徳島市	日本物理学会

編集後記

大学に勤めておりますと、講義やその準備、その他様々な仕事ははいつてくるため、学期中はなかなかまとまった研究時間をとることができません。そこで、研究に集中する期間として、夏休みに研究出張(まわりではこれを「リサーチ・バケーション」と半ば冗談交じりで呼んでおります)をさせていただいております。このリサーチ・バケーションで、今回アメリカのテキサスに行つてまいりました。

以前からテキサスの夏は強い日差しと高い湿度のため屋内で過ごすことが多いと聞いておりましたが、テキサスの強い日差しの中では申し訳ないながら「節電」という文字はどこかに飛び去り、毎日を冷房のよくきいた研究室で過ごし研究をさせていただくという、すっかり墮落した生活を送つておりました。ちなみに、テキサス出身者に話を聞きますと、夏は冷房のきいた部屋で暮らす毎日のため、学生時代は非常に勉強がはかどつたということだそうです。

さて、少々長く滞在をするようになってきますと、何かと日用品や食料品が必要になってきます。周りの人に聞いたところ、

検索サイトを利用するとよいといわれ、さっそく使つてみました。驚いたことに、スーパーの場所、現在地からそこへの道筋や交通手段が、時刻表も合わせてすぐに表示されます。その便利さに驚くとともに少々恐ろしいような気がした次第です。

検索といえば、研究出張中の資料集めでも大活躍でした。少々長いといっても滞在期間は夏休みの間だけで時間も限られておりますので、手早くいろいろな資料を集める必要があります。これまた検索サイトが助けになりました。昨今の検索サイトの威力は驚くものがあり、pdfファイルまで対象にして検索をしてくれますので、非常に強力な味方となってくれます。ところが、英語はともかく日本語で検索したときに、物理学会誌がひっかかることがあまりないように感じております。どうやら、物理学会誌は検索にひっかかるような形式のpdfになっていないためらしく、実際にそのような形式でpdf化をされている雑誌は検索にかかってきます。もちろん物理学会のサイトから入れれば検索システムが設けられておりますが、他の資料との横断検索のようなものができないため、少々、寂しい気がいたします。

私個人では、紙媒体は大変重要だと思つております。物理学会誌が手元に届いたときに今月にはどんな記事があるのかとめくることができ、いろいろなトピックを知ることができ、この感覚は電子媒体では味わえないのではないかと考えています。しかし、一方で、例えばあるトピックについて物理学会誌で解説があったのかどうかを調べるときに、電子媒体のほうが遥かに強い威力を発揮するとも思っています。つまり、紙媒体は現在に強く、電子媒体は(もちろん現在進行のものに対しても十分に役立つものではありませんが)過去のものに強い力を発揮するのではないのでしょうか。

編集委員の任につかせていただきまして、まだまだ日が浅いですが、編集会議に出席するたびに編集委員の皆様がいかにも多くの人々に読んでいただこうかと気を配つておられる様子を見ますと、せっかくの学会誌をもっと活用できるようにしなければもったいないような気がしてきます。紙媒体と電子媒体、贅沢かもしれませんが、いつの日かこの2本立てでより物理学会誌を広めることができたら素敵なのではないかと、そんなことをふと思つた次第であります。

鈴木陽子 <

編集委員

旭 耕一郎 (委員長), 宮下 精二,
有田亮太郎, 板橋 健太, 伊藤 克司,
遠藤 仁, 小川 了, 片沼伊佐夫,
北島 昌史, 小島智恵子, 佐藤 丈,
佐藤 実, 島野 亮, 鈴木 陽子,
竹内 幸子, 田中 秋広, 谷本 久典,
田村 忠久, 樽家 篤史, 西野 晃徳,

長谷川太郎, 平山 博之, 藤谷 洋平,
藤山 茂樹, 古川はづき, 宮本 良之,
加藤 岳生
(支部委員)
朝日 孝尚, 石井 史之, 奥西 巧一,
岸田 英夫, 酒井 彰, 仲野 英司,
野村 清英, 松井 広志, 水野 義之,
山崎 祐司

新著紹介小委員会委員

加藤 岳生 (委員長), 雨宮 高久,
木村 元, 榊田 創, 柴田 絢也,
竹延 大志, 多田 司, 多田 朋史,
中川 賢一, 村山 能宏, 森川 雅博,
矢向謙太郎, 吉越 貴紀, 渡邊 紳一

第 68 期 (2012 年 3 月 24 日~2013 年 3 月 31 日) 理事・監事

会 長	家 泰弘	副会長 (次期会長)	斯波 弘行
庶 務 理 事	伊藤好孝・嘉規香織・高野 宏・田村裕和・千葉順成・松川 宏・三沢和彦 本林 透		
会 計 理 事	千葉順成(兼任)・野崎光昭・播磨尚朝・松川 宏(兼任)		
会誌編集委員長	旭 耕一郎	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
監 事	鹿兒島誠一・渡邊靖志		刊行委員長 瀧川 仁

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 67 卷 第 11 号 (平成 24 年 11 月 5 日発行) 通巻 754 号

©日本物理学会 2012

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.