

第9回6専攻合同シンポジウム

—ヤングブレインズの連携による新学術領域の創起—

発表要旨集

2016年2月19日(金) 9:10-

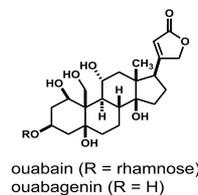
理学研究科合同C棟2階

生体内生理活性候補分子ウアバゲニンの標的探索および機能解析

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻¹、聖マリアンナ医科大²)

○大石 悠¹、田村 理¹、阿部 哲郎¹、岡田 麻衣子²、上田 実¹

ウアバインは古来より植物由来の天然物として知られ、強心作用を持つことから心不全などの治療に用いられてきたステロイド配糖体である。しかし、近年、動物体内からも内在性のウアバインが相次いで発見され^[1]、ウアバインがナトリウムポンプを標的とした血圧調節に参与する生理活性分子であることが提唱されている。さらに、ウアバインとナトリウムポンプの X 線結晶構造解析から、この結合には糖部が重要であることが明らかにされている^[2]。このようにウアバインについての研究は盛んに行われている一方で、ウアバインの糖が脱離した構造であるウアバゲニンについては、これまで研究例はほとんどなく、その標的分子や生理活性については全く知られていない。もし仮にウアバインとは異なる活性がウアバゲニンに見出された場合、それは単に新たな生理活性分子の発見にとどまらず、糖の脱着によって生理活性分子の活性が制御されている可能性を示唆するものと考えられる。そこで、私はウアバゲニンの生理活性を明らかにするべく、ウアバゲニンの標的タンパク質の探索に着手した。



ウアバゲニンはステロイド骨格を有することから、その標的は核内受容体であることが推察された。核内受容体はリガンド結合後に転写因子として働くことから、ルシフェラーゼレポーターアッセイを用いてウアバゲニンに応答を示す核内受容体のスクリーニングを行った。その結果、ウアバゲニンがある種の核内受容体 NR-X に対して既知リガンドと同程度の活性を示すことが明らかとなった。続いて、NR-X とウアバゲニンの親和性をドッキングスタディーによって評価したところ、ウアバゲニンは既知リガンドと同様の結合ポケットに収まることが見出され、結合による安定化エネルギーも同程度であることが示された。また、NR-X を定常発現している動物細胞に対してウアバゲニンを作用させたところ、あるタンパク質 A の発現量を減少させることが明らかとなった。このタンパク質 A は血圧上昇を促す機能を有することから、タンパク質 A の発現を抑制するウアバゲニンは血圧降下作用を持つことが推察された。前述した配糖体であるウアバインがナトリウムポンプを介して血圧上昇を促す内因性リガンドであることを考慮すると、ウアバインとウアバゲニンは糖の有無によって、その生理活性が逆転するユニークな生理活性分子である可能性が示唆された。

専門用語の説明

- ・レポーターアッセイ：転写因子の活性化を判定する目的で、転写因子結合領域の下流に検出しやすいタンパク（＝レポータータンパク。今回はルシフェラーゼ）をコードした遺伝子を組み込み、レポータータンパクの発現量によって転写因子の活性化度合いを評価する方法。
- ・ドッキングスタディー：コンピュータ上で受容体タンパク質に対してリガンドを配置し、エネルギー的に安定な配置や配座を計算して結合の可能性を推察する方法。

参考文献

[1] *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **1991**, *88*, 6259. [2] *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **2009**, *106*, 13742.

液晶に影響を受けた膜の物性変化

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻) 奥島駿・川勝年洋

液体を構成する分子が棒状などの異方的な形状をとっている場合、数十 nm から数百 μm にわたって棒の向きが揃っているマクロな構造を作ることがある。このような状態、あるいはその状態を示す物質は液晶と呼ばれ、結晶のような構造を持ちながらも液体的に振る舞う特異なものである。近年ではこのような液晶が何らかの構造中に閉じ込められた、つまり液晶が壁と接する（界面を持つ）ような系に注目が集まってきており、特に液晶が球面状の界面を持つような系では、液晶のバルクでは見られない球対称系特有の相構造が、理論[1]と実験[2]の両方で確認されており、このような系は分子センサーやドラッグデリバリーシステム（DDS）への応用が期待されている。液晶が界面から受ける力、またはそれに由来するエネルギーのことをアンカリングと呼び、それは単純には界面に対する液晶分子の配向を与えるため、閉じ込め系においては、界面の形状が液晶の相構造決定について重要な役割を果たす。近年の研究において、主に注目されているのは界面の形状とアンカリングの強さであるが、我々はこの界面が壁のような堅いものではなく、膜でできた柔らかいものである場合に注目し、膜と棒状液晶との間の相互作用、すなわちアンカリングが、双方に与える影響について研究を行っている。DDS においては、体内で薬品が界面活性剤などでできた膜で覆われ、それが患部へ運搬されていく。そこで本研究では、膜が界面活性剤でできている場合を考え、かつ簡単のために、膜は平面状であり、棒状液晶はそのような平らで柔らかい膜面に挟まれていて、さらにそのような層上の構造の外側が等方性の液体で満たされているとする。そのような簡単なモデル系を使って、モンテカルロ法によって分子シミュレーションを行い、膜の界面張力や曲げ弾性定数といった膜の物性値を評価することで、膜がアンカリングを介して液晶から受ける影響を調べた。本研究において、アンカリング (ξ) は、膜を構成する界面活性剤の疎水基と、液晶分子との間に働く相互作用を変化させるパラメータとして与えられ、 $\xi = 1$ では、その相互作用に液晶分子の疎水基に対する配向依存性がないが、 $\xi > 1$ では、液晶が棒の先端を疎水基に向けて配向しやすくする役割を持つ。

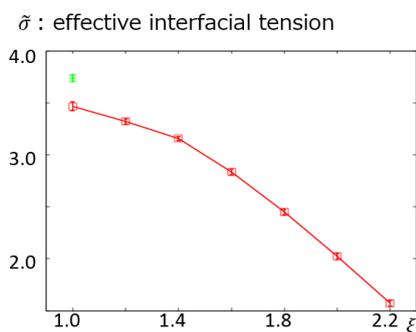


図 1: 縦軸が界面張力、横軸がアンカリング (ξ)。グラフの緑の点が等方液体、赤が液晶を膜で挟んだ場合。

図 1 に界面張力の測定結果を示す。挟まれた分子の形状による影響を比較するため、液晶を挟んだ場合（赤線）と、丸い粒子でできた等方液体を挟んだ場合（緑の点）の 2 通りの結果を示している。図を見ると、液晶を挟んだ場合の方が、等方液体を挟んだ場合よりわずかに界面張力が下がっているのが分かる。これは、液晶分子間の配向の相関が分子サイズに比べて長距離にわたるためであり、これが膜面の大きなスケールでの揺らぎを誘起し、膜が実効的に伸びやすくなることを意味している。また、 ξ を大きくしていくと、膜と液晶との間の相互作用の増大と、液晶の配向相関の増大の影響で、界面張力はより大きく減少する。

結局、液晶があることで、膜が伸びやすくなると言える。

参考文献

- [1] O. D. Lavrentovich, *Liq. Cryst.*, 24, (1998), 117-125
- [2] J.K.Gupta, *et al.*, *Langmuir*, 2009, 25(16), 9016-9024

A study on the contributing factors to the surface radiation budget

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 山田恭平

下向き放射フラックスは地表面における気候変化や熱収支、水循環に関わる重要な要素である。本研究は 12 の地上観測地点における地表面下向き放射に対する雲やその他の吸収散乱因子の変動を見積もるとともに、中緯度域と極域の 6 地点においてその長期変動を見積もった。

本研究で用いられる 12 の観測地点は地上観測ネットワーク Baseline Surface Radiation Network (BSRN) に所属する観測地点である。雲、水蒸気、二酸化炭素、エアロゾル、地表面アルベドの寄与は地表面下向き放射の観測値と計算値の差と比を用いて見積もる。放射に対する寄与は Removal method と Addition method のふたつの手法で見積もる。Removal method は観測値から特定の吸収散乱因子のみを取り除いたときの計算値を差し引いた値に対する観測値の比で求め、Addition method は特定の吸収散乱因子のみが存在するときの計算値の観測値に対する比で求められる。放射計算は平行平板大気における二流法を用いた放射計算モデルである mstrnX (Sekiguchi and Nakajima, 2008 [1]) を用いて快晴時と曇天時に行われる。気温と水蒸気量の鉛直分布はラジオゾンデ観測によって得られたデータを内挿する。気体濃度は米国標準大気を用い、二酸化炭素の濃度のみ地上観測による値で補正する。エアロゾルの鉛直分布は対流圏に関しては rural model (Hänel, 1976 [2])を用い、その光学的厚さは ECMWF MACC プロダクトによって補正する。放射計算モデルを用いた計算値は、快晴時においては長波でも短波でも良い相関を示したが、曇天時においては、短波に関しては過大評価となっていたため、曇天時の短波に対する寄与の評価は行わない。

快晴時において、Removal method によって求めた水蒸気の寄与は長波放射に対して 60-71%、短波放射に対しては 3-29%と、長波短波ともに対して大きな寄与を持っていた。長波に対する寄与は地表気温や水蒸気量、鉛直積算水蒸気量(可降水量)に対して強い相関を示した(図 1)。

曇天下においては、雲の Removal method による長波放射に対する寄与などは地上気温と雲底気温の差に強い相関を示していた。長波放射に対する雲の寄与は 100%を越えることがあったが、これは観測値やモデルパラメータの誤差のほかに、気温逆転層の影響が原因であった。

全天では雲の長波放射に対する寄与は-2~+28%であり、雲底高度に対して負の相関があったが、雲量や水蒸気量の影響のほうがより大きかった。雲量は短波

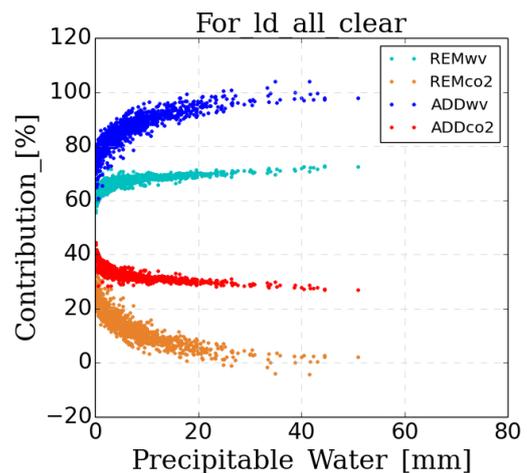


図 1. 快晴時における可降水量と長波放射に対する Removal method による水蒸気と二酸化炭素の寄与と Addition method による水蒸気と二酸化炭素の寄与の関係。

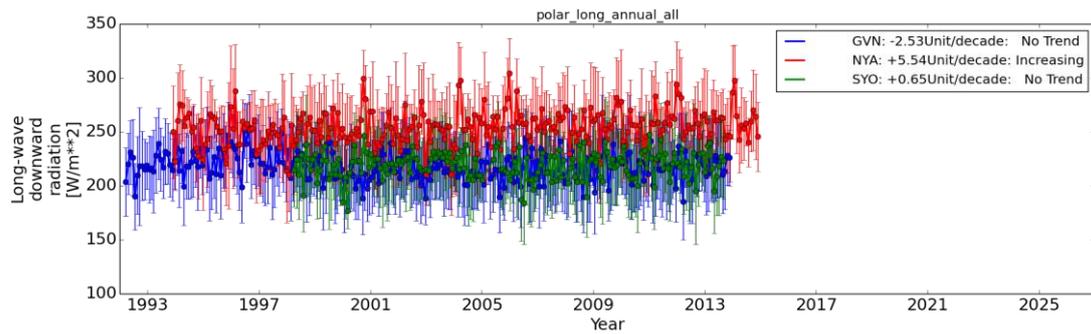


図2. 北極ニーオルスン(NYA)、南極ゲオルグフォンノイマイヤー基地(GVN)、南極昭和基地(SYO)における季節補正を行った下向き長波放射フラックスの変化。

放射に対しても主要な要素であり、短波放射に対する雲の寄与は-5~+85%とばらついていた。長波と短波の合計の雲に対する寄与は-71~+27%であり、亜熱帯域や中緯度域では雲によって地表面を冷やす効果のほうが強かったが、砂漠域や極域においては暖める効果が卓越していた。

放射や吸収散乱因子の長期変動を評価するために、10年以上の観測がある中緯度域と極域の観測地点での年々変動を調べた。中緯度域では気温や水蒸気量が増加していても、下向き長波放射は大きな増加を示していなかった。一方で短波放射はトレンドテストによって95%信頼水準を満たすような有意な増加傾向を示していた。この傾向は主に春季と秋季の低中層雲の減少に起因するものであった。

極域では北極域で地上気温と可降水量が95%信頼水準を満たすような強い増加傾向を示していると同時に、中緯度域と同様に低中層雲が減少傾向にあるにも関わらず下向き長波放射が非常に大きな増加傾向を示していた。一方で南極域では長波放射の大きな増加傾向は示されず、ゲオルグ・フォン・ノイマイヤー基地にいたっては僅かな減少傾向が見られた。これは冬季の低中層雲の減少に起因するものであった。雲量の増減はあったが、北極域南極域ともに短波放射に関しては大きな変動が見られなかった。これは極域における雲の変動が主に短波放射が少なく極夜のある冬季に生じているためであると考えられる。

専門用語の説明

- ・短波/長波放射：放射は電磁波の総称。短波放射は主に太陽から射出される0.2-4 μ m太陽放射の波長帯を指す。長波放射は大気や地表からの熱放射であり、主に3-100 μ mの波長帯を指す。
- ・光学的厚さ：散乱係数と吸収係数の和である消散係数を特定の区間で積分したもの。

参考文献

- [1] Sekiguchi, M. and Nakajima, T. (2008): "A k-distribution-based radiation code and its computational optimization for an atmospheric general circulation model", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **109**(17), 2779-2793.
- [2] Hänel, G. (1976): "The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air", *Adv. Geophys.*, **19**, 73-188.

陽電子アルカリ原子の弱結合状態の理論研究

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) 山下琢磨・木野康志

陽電子と陽電子原子 陽電子は電子の反粒子で、電子とは反対の電荷をもつ。原子は正電荷の原子核と、それを取り巻く負電荷の電子からなり、原子核と電子の結合を支配する力は電気的な力、クーロン力である。陽電子は通常の原子の構成要素ではないが、電気的な力によって原子と結合をつくることがあり、これを「陽電子原子」と呼ぶ。陽電子は電子と衝突して光子を放出し、消滅するが、原子分子のタイムスケールと比べると消滅寿命は格段に長く、ひとつの原子とみなすことができる。陽電子原子の結合状態には主に二つの形態があり(図1)、陽電子が原子のまわりに雲のように結合したものと、陽電子と価電子がクラスター(ポジトロニウム; Ps)を形成し結合するものに大別される。いずれも通常の原子の数倍という大きな空間に粒子が広がり、束縛エネルギーが極めて小さい弱結合状態をつくる。これは原子物理学・化学的にも珍しい分類(ハロー)に属する。陽電子原子は原子の新しい側面、新しい状態を開拓する上で格好の系である[1]。

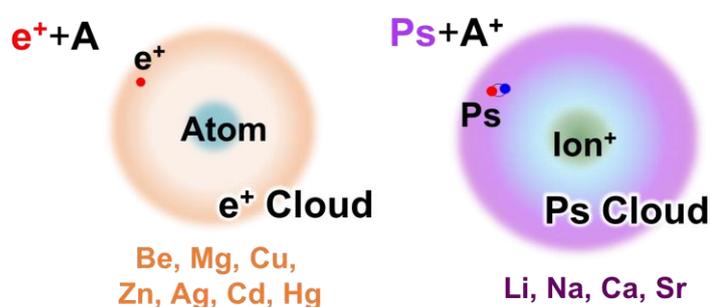


図1 陽電子原子の二つの結合形態。Psはポジトロニウムで、電子と陽電子からなる“原子”である。

陽電子原子研究の応用 反粒子で

ある陽電子と通常の物質・粒子との相互作用は、基礎物理学的にも興味深い。例えば Ps は量子電気力学を検証する上で最も紛れがない系の一つとなる。Ps の Bose-Einstein 凝縮は多くの関心を集めてきたが、これを実現するには Ps-Ps や Ps-原子の相互作用の解明が重要である。また、陽電子は古くから材料科学へ盛んに応用されてきた。陽電子を物質中に打ち込むことで、物質の内部状態を非破壊に調べることができ、通常の実験手法(電子線や X 線)とは異なる、独特の分析技術となっている。実験結果の解釈には多体系シミュレーションも有効であるが、陽電子と原子間の基礎的な相互作用に関する情報(散乱断面積、散乱長、結合状態のエネルギーや構造)が必要である。

陽電子原子研究を可能にする技術の進歩

近年、陽電子原子のみならず、陽電子と分子の結合系や、固体中の陽電子の振る舞いまで、多くの理論計算が行われている。この背景には、大きな関数空間を必要とする少数多体計算や、陽電子を含めた量子化学計算の技法が洗練されてきたこと、また、それらを現実的な時間で計算できるほど計算機の能力が向上したことがある。実験技術の発展もめざましい。低エネルギーの陽電子を大量にコントロールする技術は、多くの原子・分子と陽電子の散乱実験を可能にしている。レーザー誘起再結合や電荷移行反応を用いた陽電子原子合成が提案されており、陽電子原子研究は、理論・実験ともに高い精度が要求されるという点でも、陽電子科学のひとつの到達点となる。

目的と方法 本研究で計算する陽電子アルカリ原子は、理論・実験の両面で高精度な比較が可能な系であり、陽電子原子のモデルケースとなる。この系をアルカリ正イオン、価電子、陽電子の三粒子系として近似し、実際の原子の状態を反映させた高精度計算を行った。まず、これまで着目されていなかった近距離相互作用の検証を目的とし、最安定状態の新奇な性質を明らかにした。次に、陽電子原子合成実験への理論整備を目的とし、準安定状態の原子番号による系統性を明らかにした。

成果 I: 最安定状態に相対論効果が顕著に現れることを明らかにした

図 2 (上) に示した陽電子ナトリウム原子の構造を見てもわかるように、陽電子原子の各粒子は非常に離れているので、これまでは粒子間に働く長距離相互作用に注目が集まってきた。一方、相対論効果は、粒子の高速運動により、相対性理論を用いなければ説明できないほどエネルギーや構造が変化することをさす。荷電粒子同士が接近するとき重要となるので、陽電子原子における相対論効果はこれまで重要視されなかった。今回、陽電子アルカリ原子が、その特異な構造により、近距離相互作用である相対論効果にも敏感であることを明らかにした (図 2 下)。

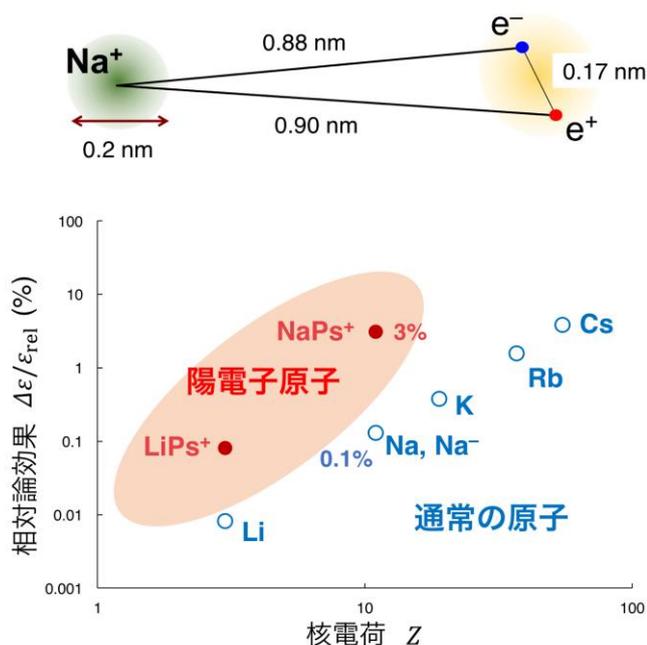


図 2 陽電子ナトリウム原子の構造のイメージ図 (上) と、陽電子原子では束縛エネルギーに相対論効果が顕著に現れることを示した図 (下)。

成果 II: 合成実験への指針となる陽電子アルカリ原子の共鳴メカニズムを明らかにした

陽電子原子は合成実験が難しく、陽電子ビームを精度よくコントロールする必要があるが、これには合成の中間に生成する準安定状態 (共鳴状態) の理論予測が鍵となる。共鳴は量子力学的な現象であり、陽電子原子においては最安定状態にもまして特異な量子状態が形成されうる。これまで陽電子アルカリ原子の中間状態に関する系統的な理解はほとんど得られていなかった。本研究では、陽電子アルカリ原子の中間状態を網羅的に計算し、そのメカニズムと系統性を明らかにした。

専門用語の説明

- ・ 反粒子：通常の物質を構成する粒子と対をなす粒子で、対応する粒子と衝突すると消滅する

参考文献

[1] C. M. Surko, F. A. Gianturco, "New Directions in Antimatter Chemistry and Physics," Kluwer Academic Publishers (2001).

P05

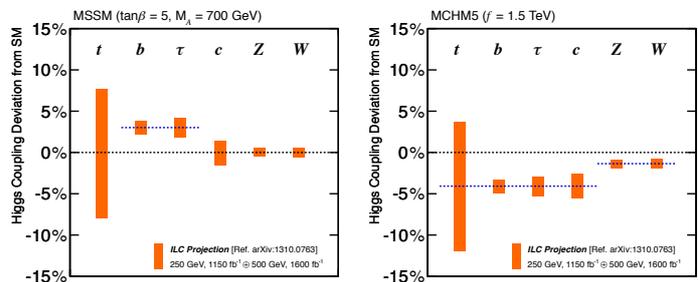
国際リニアコライダーを用いたヒッグスの精密測定について

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻) 綿貫峻、山本均、石川明正、藤井恵介

標準模型は素粒子物理学実験における現象をよく記述することのできる理論である。しかし宇宙における物質・反物質の非対称性など、この模型で説明のつかない事柄も存在する。これは標準模型が究極の理論ではなく、これを超える新物理が存在することを意味している。2012年7月に大型ハドロン加速器 LHC により発見されたヒッグス粒子は、標準模型で予言されつつも未発見であった最後の素粒子であり、他の素粒子と結合することで質量を作り出すという性質を持っている。またヒッグス粒子の精密測定は新物理を探る手がかりとしても非常に重要な役割も持つ。発見されたヒッグス粒子が、標準模型のそれと全く同一であるかは、未だ議論の余地を残すからである。

多くの新物理では標準理論におけるヒッグス模型を拡張している。例えば超対称性理論に代表される 2HDM という理論では、ヒッグス場は2重項ふたつで表され(標準模型は最も単純に2重項ひとつを仮定する理論)、これにより5種類のヒッグス粒子が存在することを主張する。これによると LHC で発見されたヒッグスは、標準模型のヒッグス h と、CP 固有値が奇であるヒッグス A との量子的混合状態にある可能性を示唆する。他にもヒッグス粒子は素粒子ではなく、複合粒子だとする理論も存在する。このようにヒッグス粒子を精密に測定することは、標準模型の検証と同時に、新物理探索において最重要課題の1つである。

中でもヒッグスとその他の素粒子がどの程度の強さで結合するかを表す結合定数の測定が重要である。右図は超対称性理論(左)と複合ヒッグス模型(右)の場合に、ヒッグスとの結合定数がどの程度標準模



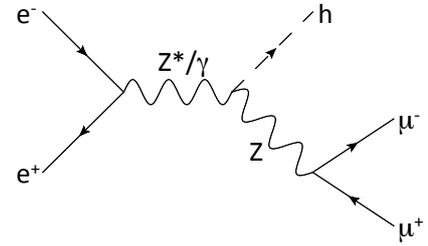
型の予言値からずれるかを示したシミュレーション結果である。結合定数を精密に調べることで、それぞれの新物理を区別して検証することが可能である。

しかし LHC でこの研究を精度よく行うことは不可能である。なぜなら LHC では「ヒッグスが生成される断面積(確率のようなもの) σ 」と「ヒッグスがある粒子 a に崩壊する確立 $BR(h \rightarrow aa)$ 」をかけたもの、すなわち相対値しか測定できないからである。結合定数 g^2 の計算には、生成断面積 σ の絶対値の測定が必要不可欠である。

この測定に最適な実験として、国際リニアコライダー (ILC) が計画されている。LHC が陽子・陽子を衝突させるハドロンコライダーであるのに対し、こちらは電子・陽電子を衝突させるレプトンコライダーである。ハドロン衝突ではエネルギーは高くできるが、複合粒子をぶつけているために、反応の始状態におけるエネルギーが不明となってしまう。一方、電子などのレプトンは素粒子であるため、衝突によりイベントが発生した場合、その始状態エネルギーは衝突エネルギーと等しい。

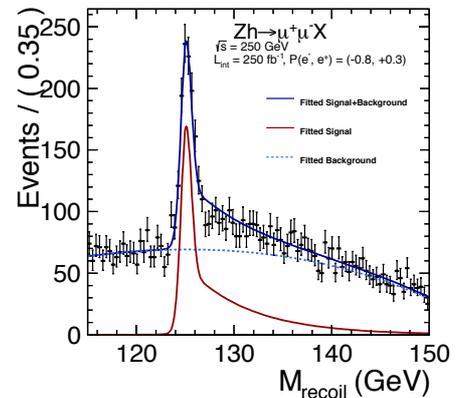
この性質を利用して、ILCは「反跳」と呼ばれる解析手法を用いたヒッグスの測定を可能とする。

右図に示すのはファインマン図と呼ばれ、素粒子の生成や崩壊を表したものである。この図は本研究における信号事象であり、電子・陽電子の衝突によってヒッグスとZボソンが生成され、さらにZボソンがレプトン対（図ではミューオン対）に崩壊したことを示している。反跳とは、ヒッグスの測定のために、ヒッグス自身ではなく同時に生成された粒子 Z ボソンを測定する解析手法



である。Z ボソンの崩壊は非常によく理解されており、特にレプトン対への崩壊は精度よく再構成することが可能である。そして前述のようにレプトンコライダーでは始状態のエネルギー運動量（4元運動量）が既知であるため、再構成したZボソンのそれと差を取ることで、ヒッグスの4元運動量を（ひいては質量を）計算することができる。これはヒッグスを直接再構成する場合と比べ、文字通り桁違いの精度での測定が可能であるだけでなく、ヒッグスが何に崩壊したかという情報に依存しない点が重要である。すなわち先に述べた、結合定数の測定に不可欠な、生成断面積 σ の絶対値を測定できるのである。

本研究では ILC での反跳を用いた $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow l^+l^-h$ 事象を用いた Zh の生成断面積、ヒッグスの質量、さらに Z ボソンの生成角度を用いたヒッグスの CP 混合 η の測定精度を、シミュレーションにより求めた。解析の主な流れは以下の通りである。まず様々な物理量を利用して背景事象（信号事象と同じくレプトン対を含むが、ヒッグスが生成されていない事象）の排除を行い、反跳手法により計算される質量（反跳質量）の分布を得る。次に信号事象と背景事象をよく表現できる関数を用意しフィッティングを行う。そしてこの関数を元に偽実験という手法を用い、統計誤差の見積もりを行う。また背景事象排除後のヒッグス崩壊モード別の分岐比の比較から、ヒッグス崩壊モデルへの依存性の見積もりも行った。結果として Z のミューオン対崩壊、電子対崩壊の2モードにより、 Zh の結合定数は 3%強、ヒッグス質量は 30MeV 程度の統計誤差で測定が可能であり、さらにヒッグス崩壊モードへの依存性は統計誤差よりも十分小さくできることが分かった。これは本解析手法のモデル非依存性が妥当であることを意味している。



参考文献

- [1] H. Li et al. HZ Recoil Mass and Cross Section Analysis in ILD. 2012.
- [2] Howard Baer, Tim Barklow, Keisuke Fujii, Yuanning Gao, Andre Hoang, et al. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2: Physics. 2013.

The Eigen-distribution for Multi-branching Trees

Weiguang Peng

Mathematical Institute, Tohoku University

Sendai-shi, Miyagi-ken, 980-8578, Japan

pwgmath@gmail.com

Abstract

Game tree is a simple computational model. An AND-OR tree (OR-AND tree, respectively) is a tree whose root is labeled AND (OR), and sequentially the internal nodes are level-by-level labeled by OR-node and AND-node (AND-node and OR-node) alternatively except for leaves. Each leaf is assigned with Boolean value 0 or 1, via an assignment. By evaluating a tree, we are trying to compute the Boolean value of the root. The cost of computation is the number of leaves that are queried during the computation, regardless of the remaining unqueried leaves. An algorithm tells how to proceed to evaluate a tree. The performance of algorithms makes a significant effect on the cost of computation. Among all these algorithms, alpha-beta pruning algorithm is known as one of the classical and effective algorithms [1].

To eliminate the reluctant assignments in computing the value of root, Liu and Tanaka [2] defined the concepts of i -set ($i = 0, 1$) and E^i -distribution, where a distribution d on i -set is called an E^i -distribution *w.r.t.* a set of alpha-beta pruning algorithms \mathcal{A} if there exists $c \in \mathbb{R}$ such that for any $\mathbb{A} \in \mathcal{A}$, we take the same cost of computation. They also characterized the eigen-distribution, the distribution achieving the equilibrium. They showed that for any uniform binary tree (all nodes except for leaves have two children), the E^1 -distribution is the unique eigen-distribution with respect to alpha-beta pruning algorithms. Suzuki and Nakamura [3] furthermore studied certain subsets of alpha-beta pruning algorithms on uniform binary trees and proved that the eigen-distribution with respect to a “closed” subset of alpha-beta pruning algorithms is unique, but for a set of directional algorithms, it is not unique.

By balanced multi-branching, we mean that all the nonterminal nodes at the same level have the same number of children and all paths from root to leaf are of the same length. In this talk, we will consider the equivalence of E^i -distribution and eigen-distribution for balanced multi-branching trees.

References

- [1] J. Pearl, “The solution for the branching factor of the alpha-beta pruning algorithm and its optimality,” *Communications of the ACM*, vol. 25, no. 8, pp. 559-564, 1982.
- [2] C. G. Liu and K. Tanaka, “Eigen-distribution on random assignments for game trees,” *Information Processing Letters*, vol. 104, no. 2, pp. 73-77, 2007.
- [3] T. Suzuki and R. Nakamura, “The eigen distribution of an AND-OR tree under directional algorithms,” *IAENG International Journal of Applied Mathematics*, vol. 42, no. 2, pp. 122-128, 2012.

Mass Distribution on High Redshift Galaxy Groups: I. Strong Lensing

Anton T. Jaelani¹ and Anupreeta More²

¹Astronomical Institute, Tohoku University

²Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (IPMU), Tokyo University

Background

The standard cosmological model suggests a hierarchical structure formation scenario, in which lower mass halos interact and merge to form more massive ones. Thus, halos at all mass-scales are predicted to be self-similar. Simulations support a universal NFW-density profile (Navarro et al. 1997) at all mass scales, with an inner slope of 1, later updated to 1.5 (Navarro et al. 2004). At cluster scales, indeed we find the density profile to be largely consistent with NFW, though with significant scatter in the inner slope (e.g., Sand et al. 2008, Newman et al. 2013). However, systematic studies at galaxy scales favor an isothermal (SIS) density profile, with a steeper inner slope 2 (e.g., Koopmans et al. 2009). Galaxy groups, which are intermediate to clusters and field galaxies, have not been well-studied due to lack of surveys targeting this intermediate population. However, a few surveys have increased the sample of galaxy groups (e.g., Yee et al. 2000, Cucciati et al. 2010) in the recent past. Some recent studies based on mass distributions of individual lensing groups favor either SIS (e.g., Limousin et al. 2010, Mckean et al. 2010) or similar to NFW profiles (e.g. Thanjavur et al. 2010, Verdugo et al. 2011, Newman et al. 2015).

We still do not have a consistent scenario for the mass distribution in group-scale halos*. The concentration parameter, a measure of inner halo-density, depends on the halo mass and is sensitive to cosmology. The concentration-mass (c-M) relation

has been studied, primarily for clusters, both observationally (e.g., Comerford et al. 2007, Oguri et al. 2012) and through simulations (e.g., Maccio et al. 2007). Also, there exist discrepancies in the relation given the use of varied techniques and definitions. A few studies have measured the relation at group-scales (e.g., Gastaldello et al. 2007, Mandelbaum et al. 2008) and some for strong lensing galaxy groups (e.g. Newman et al. 2015). But most of these studies are limited to low redshift systems.

Aims

Our main science goals are:

a) to study mass distribution in galaxy groups: does the universality of NFW profile of dark matter halos hold statistically for galaxy groups? When does the transition to isothermal profile, dominated by baryons, occur?

b) c-M relation: is the observed relation for galaxy groups consistent with predictions of standard cosmological model? does it evolve with redshift?

We need multiple mass probes to constrain the density profiles in group-scale halos e.g. strong lensing, kinematical mass of the lens galaxy via the stellar velocity dispersion, and dynamical mass through velocity dispersion of group members (over several tens of kpc). We expect statistical errors of a few percent in the virial masses and concentration indices at group scales (e.g. Thanjavur et al. 2010).

Previous studies have used strong and/or weak lensing to measure the c-M relation but mostly in

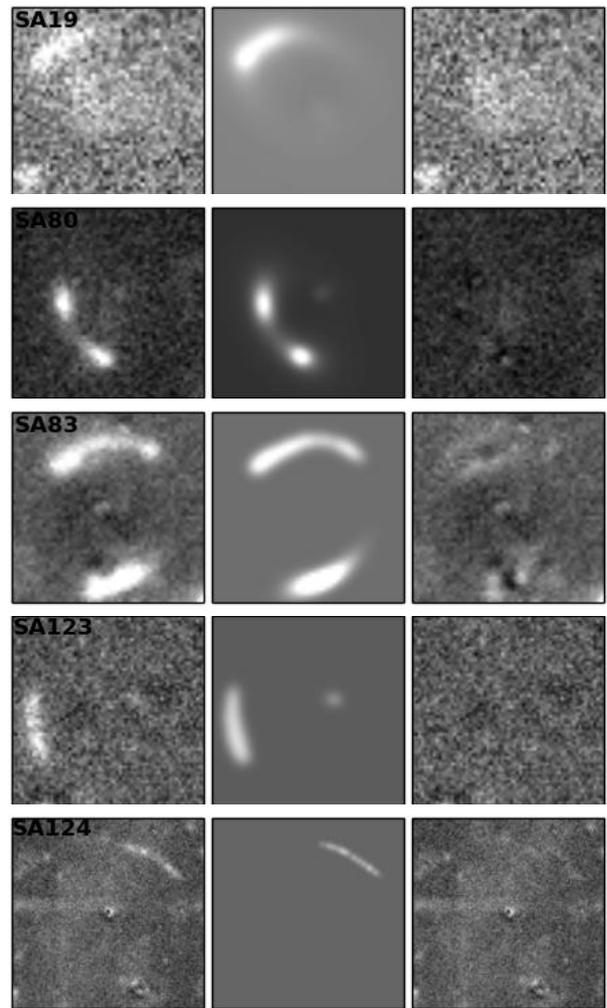
*halo in astronomy is a hypothetical component of massive object like galaxy, groups or clusters, that envelops the object and extends well beyond the edge of the visible component of that objects.

clusters and mainly at low redshifts. With our sample, we will be able to study much lower mass halos (poor-rich groups) and at much higher redshifts, for the first time, allowing us to probe the evolution in the c-M relation.

From the most promising sample, we have selected 5 group-scale lens candidates with photometric redshift $z > 0.8$. This is the highest redshift sample of group-scale lens candidates known currently. In this work, we have successfully reproduced agreeable model of arcs from strong lensing.

References

- Cabanac, R. A., et al. 2007, A&A, 461, 813
Comerford, J. M., & Natarajan, P. 2007, MNRAS, 379, 190
Cucciati, O. et al. 2010, A&A, 520, A42
Gastaldello, F., et al. 2007, ApJ, 669, 158
Koopmans, L. V. E., et al. 2009, ApJL, 703, L51
Limousin, M., et al. 2010, A&A, 524, A95
Maccio, A. V., et al. 2007, MNRAS, 378, 55
Mandelbaum, R., Seljak, U., & Hirata, C. M. 2008, JCAP, 8, 6



Hypernuclei as relativistic baryon many-body systems

Hua Mei

Nuclear physics studies several properties of atomic nuclei, which consist of protons and neutrons. It has been well accepted that the mean-field theory provides a good approximation for a description of many atomic nuclei, in which protons and neutrons are assumed to move independently, feeling a common potential well inside a nucleus. The mean-field approach has achieved a great success in understanding the nucleonic shell structure and magic numbers. One advantage of this method is that it provides an intuitive view of nuclear deformation by spontaneously breaking several symmetries, such as the angular momentum and particle number conservations. But on the other hand, the pure mean-field method does not yield a spectrum in the laboratory frame, since the approach itself is formulated in the body-fixed frame. In order to compare with spectroscopic observables, one therefore has to transform the mean-field results to the laboratory frame. In recent years, with the development of computer power, the so called “beyond-mean-field approach” has been developed. In this approach, the symmetries broken in the mean-field approximation are restored by the projection technique, and in addition, a quantum fluctuation of the mean-field is also taken into account.

In this talk, we will apply this approach to single- Λ hypernuclei, in which one of the nucleons is replaced by a Λ particle, which is a baryon possessing a strangeness degree of freedom. Those hypernuclei have been intensively studied both theoretically and experimentally. In our approach, hypernuclear states are constructed by coupling the Λ -particle to low-lying states of the core nucleus which are obtained with the beyond-mean-field calculation. This method can be systematically applied from the light-mass region to the heavy-mass region, and is applicable also to dynamics such as collective motions of hypernuclei. We will apply this method to study the low-lying spectrum of ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{21}_{\Lambda}\text{Ne}$ and ${}^{155}_{\Lambda}\text{Sm}$ hypernuclei and will discuss the impurity effect in these hypernuclei. In addition, we will also discuss how the electromagnetic transition in the core nucleus is modified by adding a Λ particle.

ITO 基板上金ナノ粒子のプラズモン励起による 四角プレートへの成長メカニズム

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) 高橋友範・梶本真司・福村裕史

【序】 金属粒子はそのサイズがナノメートル程度になるとバルクとは大きく異なる光学特性を示し、サイズ、形状、周囲環境に応じて様々な色に呈色する(図 1)。この光学特性は局在表面プラズモン共鳴(Localized Surface Plasmon Resonance: LSPR)に由来し、金属ナノ粒子に共鳴する光を照射することにより金属内部の自由電子が集団的に振動し^[2]、金属ナノ粒子の表面近傍に増強電場が発生する。この増強電場を利用した研究は数多く行われおり、例えば、共鳴した光を用いることで金ナノ粒子周辺の色素分子からのラマン散乱光強度が $10^3 \sim 10^6$ 倍程度に増大することが知られている^[3]。これは表面増強ラマン散乱と呼ばれ、バイオセンサーなどに応用されている。このような金属ナノ粒子の特異な光学特性を制御するために様々な金ナノ粒子の作製方法が提案され、また構造制御のメカニズムについて研究が行われてきた。最近、岡本は金イオンを含む水/2-ブトキシエタノール(2BE)混合溶液中において、ITO 基板上の球状金ナノ粒子への光照射による球状粒子から金四角プレートへの成長を報告した^[4]。酸化チタン上金ナノ粒子への光照射により金ナノ粒子と酸化チタンの間で電荷分離することから^[5]、光照射による成長は金ナノ粒子と ITO 間での電荷分離によると考えられるが、四角プレートへの成長メカニズムはよく分かっていない。そこで、本研究では様々な有機溶媒と水の混合溶液を用いて、光照射による金ナノ粒子の成長過程の観測及びクエン酸還元法による金ナノ粒子の合成を行い、プラズモン励起による四角プレートへの成長メカニズムの解明を試みた。



図 1. 様々なサイズや形状の金ナノ粒子の溶液^[1]

【実験】 溶質としてテトラクロロ金酸カリウム(KAuCl_4 , $6.6 \mu\text{M}$)、溶媒として水と有機溶媒(2BE、エチレングリコール(EG)、エタノール(EtOH)等)の混合溶液(モル分率: 0.974/0.026)を用いて成長溶液とした。ITO 基板に球状金ナノ粒子(粒径 $78 \pm 6 \text{ nm}$)を滴下乾燥した後、成長溶液に浸漬し、可視光($480\text{-}800 \text{ nm}$, 36 mW/cm^2)を照射して、金ナノ粒子のプラズモン励起による形状変化を誘起した。また、同じ混合溶媒に $590 \mu\text{M}$ のクエン酸水溶液を加え、化学的還元法による金ナノ粒子作製も行った。反応時間は 72 時間とした。生成物はともに走査型電子顕微鏡(SEM)を用いて評価した。

【結果と考察】 水/2BE 混合溶液中の金ナノ粒子に白色光を 30 分照射すると、 30 nm 程度の比較的小さい四角プレートと 100 nm 程度の大きい四角プレートが観測された(図 2)。種粒子は 80 nm 程度であることから 100 nm の四角プレートは種粒子から形状変化を伴って成長したと考えられる。一方、 30 nm の四角プレートは新しく生成した新粒子であると考えられる。どちらのサイズの四角プレートも光照射に伴い、その形状を保ちながらサイズが成長した。この生成と成長は光照射による

金ナノ粒子と ITO 界面での電荷分離が要因と考えられるが、溶媒を水にした際には成長も生成も起こらなかった。これは電荷分離により生じた金ナノ粒子表面の正孔と 2BE の反応によって反応が進んでいることを示唆している。また、溶媒が水/EG 溶液の場合にも四角プレートが得られたが、水/EtOH 溶液中では球状粒子しか得られなかった。

クエン酸による還元法でも生成物の形状は溶媒によって変化し、溶媒が水や水/EtOH 溶液では球状粒子と三角プレートが、水/EG 溶液や水/2BE 溶液では四角プレートが得られた(図 3)。これらの結果から、四角プレートの形成には X-O-CH₂-CH₂-O-X (X = H, R)構造が寄与したと考えられる。また、クエン酸還元反応中の溶液の蛍光スペクトルを測定すると水/2BE 溶液では 440 nm、水では 550 nm にピークを有する発光が得られた (図 4)。これらの発光はそれぞれ Au₈, Au₁₃ ナノクラスター (NC)¹に帰属される^[6]。このことから四角プレートは Au₈ NC、三角プレートは Au₁₃ NC を中間体として生成したと考えられる。以上の結果より、Au NC 生成の段階から溶媒の分子構造が影響を及ぼし、生成する金ナノ構造体の形状が変化すると考えられる。

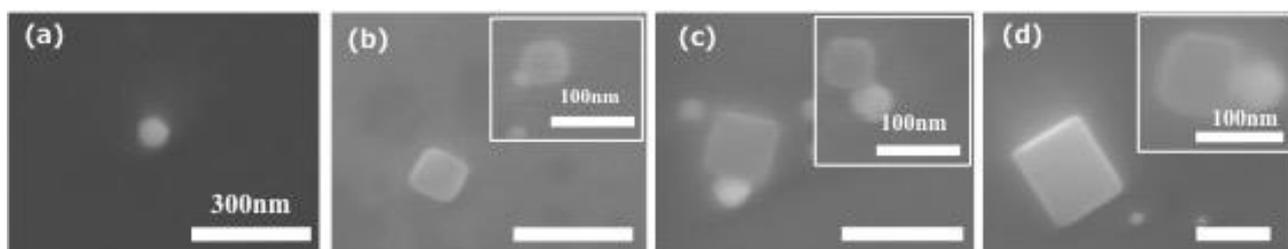


図 2. 各照射時間で光照射によって生成した水/2BE 混合溶液中 ITO 基板上金ナノ粒子の SEM 像

(a)光照射直後, (b)光照射 30 分, (c)光照射 60 分, (d)光照射 120 分

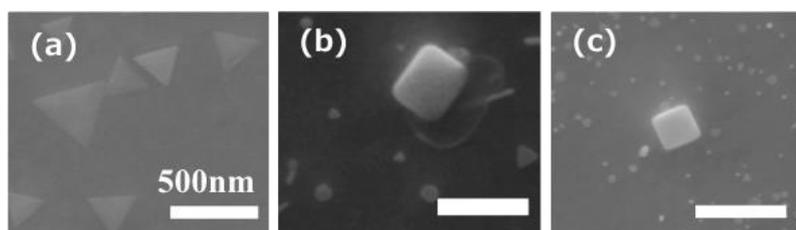


図 3. クエン酸還元法で合成した金ナノ構造体の SEM 像

(a)水/EtOH 混合溶液, (b)水/EG 混合溶液, (c)水/2BE 混合溶液

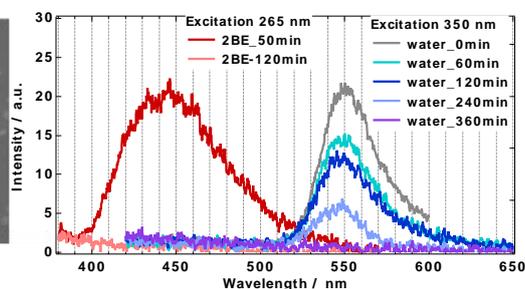


図 4. クエン酸還元法における

反応溶液の蛍光スペクトル

励起波長 265 nm(水/2BE), 350 nm(水)

専門用語の説明

1. 金ナノクラスター：金原子によって形成される 2 nm 以下のサイズのクラスター

参考文献

- [1] C. J. Murphy, et al., *J. Phys. Chem. B*, **2005**, 109, 13857-13870
- [2] K.A. Willets, et al., *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **2007**, 58, 267-297
- [3] P. C. Lee, D. Melsel, *J. Phys. Chem.*, **1982**, 86, 3391-3395
- [4] 岡本隆志, 修士論文, 2014
- [5] Y. Tian, T. Tatsuma, *J. Am. Chem. Soc.*, **2005**, 127, 7632-7637
- [6] R. Ohshima, et al., *Chem. Lett.*, **2009**, 38, 546-547

プチスポット火山研究の最前線：新種の海底火山から読み解く地球内部の構造

東北大学大学院理学研究科 地学専攻 佐藤勇輝

地球上において火山が分布する場所は、新たにプレートが生まれる海嶺や日本列島のようなプレートの沈み込み帯といったプレート同士の境界部や、ハワイのようなマントル深部からマグマが上昇していると考えられているホットスポットに限られていると長年考えられてきた。そんな中で、これらとは全く異なる場所に分布する小型火山群が発見されたのは今から10年前のことだ。

この「プチスポット^[1]」と呼ばれる小型火山群が最初に発見されたのは今まさに沈み込む直前の古い太平洋プレート上である。中央海嶺で形成したにしてはあまりにも若く、ホットスポットに特徴的な火山列も作らないこれらの火山群は、沈み込む直前の屈曲するプレートに生じた亀裂をつたってマントルからマグマが上昇して形成したものと解釈された。一つ一つのプチスポット火山は直径数 km 程度の小さな火山であるが、これらは大きな意義のある知見をいくつも我々に提供してくれている。

まず一つは、プチスポットの溶岩がホットスポットの存在しない古いプレートのマントル物質を捕獲岩として取り込んでいたことである^[2]。これまで物理的観測から推定するしかなかった沈み込む直前のマントル物質を直に手にすることができたことは地球科学における大きな進展である。また、一般の方々が抱くイメージとは裏腹に、マントルは固体である。その一方で物理的および実験的観測からプレート直下の固体のマントル中に液体の部分が存在し、マントルの物性に影響を与えているという主張も根強い。プチスポット火山のマグマはマントルから上昇したものと考えられ、マントル中の液体の存在を示唆する可能性がある^{[3][4]}。同時に均質と考えられていた太平洋プレート下に不均質な部分が存在し、それがマグマを生じせしめていることも示唆されている^[5]。さらに、プチスポット火山の大きな特徴はそのマグマ中に大量の二酸化炭素を含む点である^[6]。2006年以來、プチスポット火山は世界中で次々と見つかるようになり、プレートの屈曲部に普遍的な存在であることが示唆されるようになった。一つ一つのプチスポット火山は小さくても、世界中に普遍的に存在するとなればその二酸化炭素の総放出量は莫大なものとなる。プチスポットの存在は地球の炭素循環に影響を与えるのみならず、二酸化炭素がマントルの物性に影響を与えている可能性も示唆される。

今回は2014年に行われた海洋開発研究機構の潜水調査船「しんかい6500」を用いて北西太平洋で行われたYK14-05研究航海(首席研究者：平野直人准教授)の様子を紹介するとともに、そこで採取されたプチスポット溶岩から得られた新たな知見についても紹介する。

専門用語の説明

- ・ マントル：地球の核より外側、地殻よりも内側の部分。長い目で見れば流動してはいるが、あくまでも岩石からなる「固体」である。地殻はマントル上部が一部溶融してできたマグマが再び固まって出来たものであり、マントルと地殻では化学組成が異なる。

- ・ ホットスポット：地球の深部，核とマンツルの境界付近から発生した上昇流の一部が地表にまで達したもの。上昇流の根元はプレートの動きとは無関係に固定されているとされ，プレートの動きに伴いホットスポットで形成された火山が一行に並ぶ（ホットスポットトラック）のが特徴である。プチスポット火山は，このようなトラックを作らない点など，ホットスポットとは形成過程が異なる火山であると考えられている。

参考文献

- [1] Hirano, N. et al., 2006, *Science*, **313**, 1426-1428.
- [2] Yamamoto, J. et al., 2009, *Chemical Geology*, **268**, 313-323.
- [3] Yamamoto, J. et al., 2014, *Geology*, **42**, 967-970.
- [4] Machida, S. et al., 2015, *Earth and Planetary Science Letters*, **426**, 267-279.
- [5] Machida, S. et al., 2009, *Geochemica et Cosmochimica Acta*, **73**, 3028-3037.
- [6] Okumura, S., Hirano, N., 2013, *Geology*, **41**, 1167-1170.

太平洋スラブの地震波速度構造： 沈み込み帯における地震活動と水との関係

椎名高裕¹・中島淳一²・松澤暢¹・豊国源知¹・北佐枝子³

¹地球物理学専攻，地震・噴火予知研究観測センター，²東京工業大学，³広島大学

東北日本は北アメリカプレートの下に太平洋プレートが沈み込む典型的な沈み込み帯であり，世界的にも地震・火成活動に対する理解が進んでいる地域の一つである．例えば，微細な構造推定により，マントル対流や島弧マグマの生成・上昇過程など，多くのことが検討されている．一方，これらの現象や不均質構造の形成，沈み込むプレート（スラブ）内地震の発生には，スラブとともに沈み込む水の存在が重要であることが明らかになりつつある．特に海洋性地殻^{*1}に含水鉱物として取り込まれた水は，沈み込みに伴う温度と圧力の上昇により，東北日本下では深さ 100 km 程度で，脱水を伴う相転移を生じ周囲へ水を解放すると考えられている(e.g., Hacker et al., 2003)．加えて，この深さ付近では顕著な地震波速度の低下(e.g., Kawakatsu and Watada, 2007)や地殻内の活発な地震活動が報告されている(Kita et al., 2006)．このため，海洋性地殻の詳細な構造を明らかにすることは，地殻内部の水の分布を明らかにし，スラブ内地震の発生メカニズムや沈み込み帯における水循環を理解する上で非常に重要である．

そこで，本研究では東北地方と北海道東部で観測されるスラブ内地震の後続波^{*2}を解析に適用することで，東北日本下に沈み込む海洋性地殻の詳細な地震波速度構造の推定を試みた．なお，東北地方では PS 変換波(Matsuzawa et al., 1986)，北海道東部ではガイド波(Shiina et al., 2014)をそれぞれ使用した．これらの波群は海洋性地殻を長い距離伝播するため，地殻の不均質構造に敏感であり，既往の研究より高い空間分解能で地殻の速度構造の推定が可能となる．

図 1 には，本研究で推定した海洋性地殻の P 波速度の深さ変化を示す．なお，緑と赤のシンボルがそれぞれ東北地方と北海道東部における地殻の P 波速度を表す．また，点線および実線で岩石学的に期待される地殻の P 波速度を示す．特に，黒と青の実線はそれぞれ含みうる最大の水を取り込んだ含水鉱物を仮定した場合の予測値である．本研究の結果は，東北地方では深さ 100 km 以浅，北海道東部では深さ 80 km 以浅において顕著な地震波速度の低下が観測された．この低速度域は含水鉱物からきたされる速度より最大で 15 %程度遅いことを示しており，これは地殻内

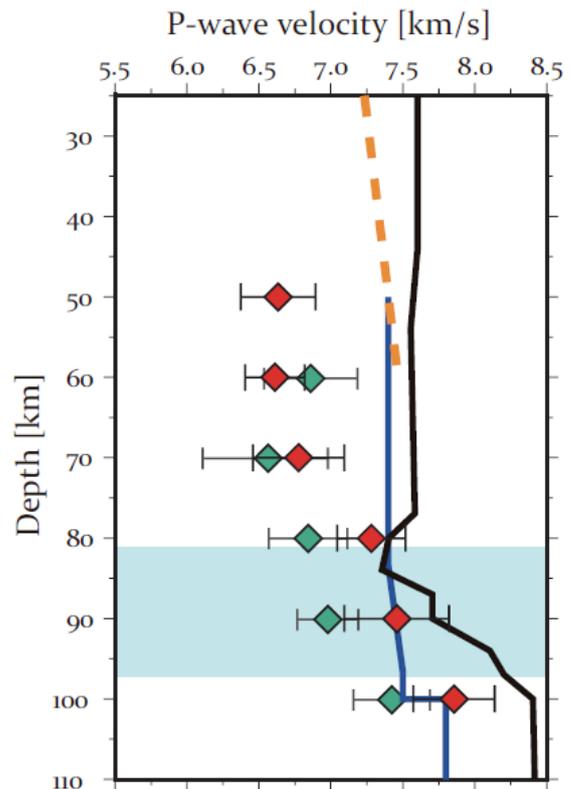


図 1 東北地方下(緑)と北海道東部下(赤)における海洋性地殻の P 波速度．ここでは深さ 10 km ごとの平均値を示す．点線が岩石実験 (Fujimoto et al., 2010) で，黒と青の実線はそれぞれ Kimura and Nakajima (2014)と Hacker et al. (2003)で見積もられた含水鉱物の P 波速度．水色は含水鉱物の脱水が期待される深さ範囲(Abers et al., 20013)を表す．

部に 1 vol%程度の流体の水が存在することを示唆している。加えて、低速度域の分布は地殻内部の活発な地震活動域(深さ 70-90 km; Kita et al., 2006)の分布と非常によく対応する。これらの結果は、地殻内部での地震発生に、含水鉱物の脱水により生じた水が密接に関係していることを示唆する重要な観測事実である。

本研究で得られた海洋性地殻の地震波速度構造は、太平洋スラブ内の水の分布や地震発生メカニズムの理解を進める上で重要な情報となることが期待される。加えて、本研究では北海道東部では東北地方に比べて、深さ 80-100 km の海洋性地殻の P 波速度が大きくなることを明らかにした。この地域性は、北海道東部が斜め沈み込み帯であることなど、両地域のテクトニクスの違いを反映している可能性がある。加えて、マントルウェッジ中の温度の違いなども指摘されており(e.g., Wada et al., 2015), 本研究の結果は沈み込み帯のテクトニクスや水循環過程などの理解の進展につながることを期待される。

【専門用語の解説】

海洋性地殻^{*1}: 沈み込む海洋プレート最上部に存在する厚さ 7 km 程度の層。主に中央海嶺玄武岩により構成され、沈み込みに伴い多量の水を地球内部へ運び込むと考えられている。

後続波^{*2}: 初動 P 波や初動 S 波以外の波群のこと。太平洋スラブ上部境界などでの変換波などが該当する。本研究では特にスラブ上部境界での PS 変換波や海洋性地殻内部にトラップされた波群などを指す。

【参考文献】

- Hacker et al. (2003), Subduction factory 1. Theoretical mineralogy, densities, seismic wave speeds, and H₂O contents, *J. Geophys. Res.*, **108**, 2029.
- Kawakatsu and Watada (2007), Seismic evidence for deep-water transportation in the mantle, *Science*, **316**, 1468-1471, doi:10.1126/science.1140855.
- Kita et al. (2006), Existence of a seismic belt in the upper plane of the double seismic zone extending in the along-arc direction at the depths of 70-100 km beneath NE Japan, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L24310, doi:10.1029/2006GL028239.
- Matsuzawa et al. (1986), Upper mantle velocity structure estimated from PS-converted wave beneath the north-eastern Japan arc, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **86**, 767-787.
- Shiina et al. (2014), Guided wave observations and evidence for the low-velocity subducting crust beneath Hokkaido, northern Japan, *Earth, Planets and Space*, **66**, 69, doi:10.1186/1880-5981-66-69.
- Wada et al. (2015), Mantle wedge flow pattern and thermal structure in Northeast Japan: Effects of oblique subduction and 3-D slab geometry, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **426**, 76-88, doi:10.1016/j.epsl.2015.06.021.

表面修飾を施した高分子錯体ナノ結晶の作製と光学特性評価

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻)

○鈴木龍樹、小野寺恒信、笠井均、及川英俊

高分子錯体結晶の表面は配位不飽和な中心金属や配位子分子が露出しており、結晶面に明確な反応活性点がない有機結晶に比べて、化学修飾に基づいた極めて精緻な表面修飾による新たな物性制御・探索が可能となる。さらに、ナノ結晶化すれば、比表面積の増大により更なる表面効果の向上も期待できる。しかし、高分子錯体を含め有機金属錯体は、難溶性によりナノ結晶化が困難であることが多く、表面の活用を含めて錯体ナノ結晶に関する研究自体、有機・高分子系に比べて圧倒的に立ち遅れている。本研究では、高分子錯体の新規ナノ結晶作製手法を開発・確立したうえで、化学修飾に基づく表面修飾を施し、表面効果によるナノサイズ領域での新たな物性制御・探索を目指した。

錯体の合成とナノ結晶化を同時に達成する手法を開発し(ナノ固相反応法: 図1)¹⁾、それぞれ発光波長が異なる高分子錯体群(図2(a, b))のナノ結晶化に成功した。ナノ結晶の形状もビピリジン誘導体(L)に応じて変化するが、特に、ビピリジン(bpy)錯体²⁾において菱形の平板結晶が得られ、TEM観察および電子線回折像の解析から、得られたナノ結晶は{010}面がファセットとして発達していることがわかった。これは高分子鎖末端であるビピリジンがナノ結晶表面にダングリングボンドとして露出していることを示唆しており、表面修飾分子による化学修飾が期待できる。実際、プルシアンブルー(PB)ナノ粒子を高分子錯体ナノ結晶分散液に添加したところ、PBナノ粒子表面の鉄イオンと高分子末端のビピリジンが配位することで高分子錯体ナノ結晶の{010}面に選択的に吸着した。

すなわち、表面修飾分子を用いることで、ダングリングボンドとして高分子錯体の鎖末端が露出している結晶面の「可視化」に成功した(図2(c))。以上より、ナノ結晶表面を適当な機能性分子で化学修飾することで、表面効果による更なる新規機能の付与が期待できる。

専門用語の説明

- ・ **ダングリングボンド**: 原子上における末端結合手のこと。ダングリングボンド上の電子は不安定なため化学的に活性となり、特に結晶表面の物性には重要な役割を果たす。
- ・ **プルシアンブルー**: 化学式が $\text{Fe}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]_3 \cdot 15\text{H}_2\text{O}$ で示される濃青色の錯体。混合原子価化合物であり、フレームワーク構造を持つ。本研究では 10 nm 程度の粒子を合成し用いた。

参考文献

[1] R. Suzuki *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **53**, 06JH03 (2014). [2] H. Araki *et al.*, *Inorg. Chem.*, **44**, 9667 (2005)..

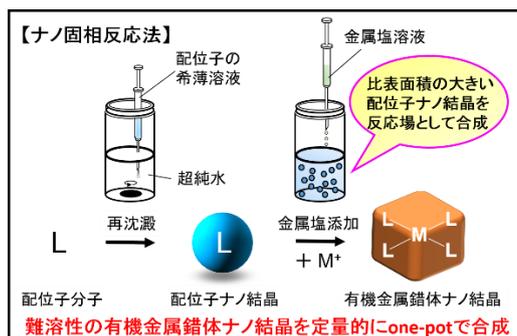


図1 ナノ固相反応法によるナノ結晶作製

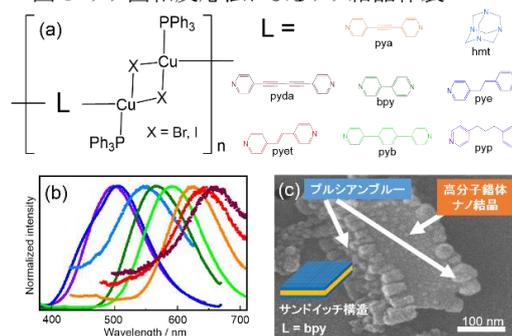


図2 高分子錯体群の化学構造(a)、得られた高分子錯体ナノ結晶の発光スペクトル(b)およびPB修飾-高分子錯体ナノ結晶のSEM像(c)

Exotic な微分構造と shadow から構成するコルク

直江 央寛 (東北大学大学院理学研究科 数学専攻)

本研究は幾何学における微分トポロジーと呼ばれる分野に位置する。我々の分野では異なる空間の違いを、あるいは同じであることを如何に述べるかが1つの大きなテーマとなっている。トポロジーとは大雑把に言えば、考える対象の長さや大きさに捉われず“つながり具合”に着目した幾何学である。とくに、多様体と呼ばれる性質のよい対象をしばしば考える。多様体とは、局所的に座標が描けるような空間である。そのような座標を用いて、多様体上で関数や微分などを考えることができる。このような“微分構造”と呼ばれる性質を付加した多様体を可微分多様体と呼ぶ。この可微分多様体を研究するトポロジーの分野が微分トポロジーである。

多様体には次元という概念がある。我々が直接目で見える空間は高々3次元だが、4次元より高い次元では非常に不可思議な現象が起こる。たとえば、多様体上で考える微分構造が1つとは限らないという現象が知られている。つまり、トポロジー的には同じ多様体でも、微分トポロジーで考える可微分多様体としては区別されてしまうものがある。このような異なる微分構造は exotic な微分構造と呼ばれる (または、それら可微分多様体が exotic であるという)。実は、3次元以下の多様体では exotic な微分構造は存在せず、exotic は4次元以上の不可思議な現象である。Exotic な微分構造の研究は1956年のMilnorによる発見が始まりである [3]。後に、物理学におけるゲージ理論を応用して4次元ユークリッド空間^{*1}には(非可算)無限個の exotic な微分構造が存在することが示されている。しかし、4次元以外の次元のユークリッド空間には exotic な微分構造が存在しない。また、基本的な多様体の一種である球面については多くの次元で明らかになっている中、4次元では、exotic な微分構造が存在するか否かさえ未解決である。この exotic に関する研究は4次元の微分トポロジーにおいて中心的な研究対象となっている。

Exotic な可微分多様体の間には次のような事実が知られている。Exotic な2つの(単連結閉)4次元可微分多様体について、一方に存在する可縮な部分多様体を切除・再接着をすることで、もう一方の4次元多様体を得ることができる [1,2]。この部分多様体はコルクと呼ばれ、4次元の exotic 微分構造を解明するための重要な対象と考えられている。

4次元多様体を記述する方法として、Kirby 図式と呼ばれる特別な表示が知られている。コルクについても Kirby 図式を用いた研究が主流になっている。一方、他に shadow と呼ばれる4次元多様体の表示方法も知られている。Shadow を用いたコルクの研究は少ないが、shadow は多くの応用が研究されており、shadow を用いたコルクの研究には意義がある。

今回得られた結果は、shadow からのアプローチで無限個の異なるコルクの構成したというものである。さらに、shadow を用いて定義される4次元多様体のある種の複雑性によって、構成したコルクの特徴づけができています。今後統括的にコルクを研究するために、今回の結果は先駆的な役割を果たす。

参考文献

- [1] C. Curtis, M. Freedman, W. C. Hsiang and R. Stong, *A decomposition theorem for h-cobordant smooth simply-connected compact 4-manifolds*, *Invent. Math.* **123** (1996), 343-348.
- [2] R. Matveyev, *A decomposition of smooth simply-connected h-cobordant 4-manifolds*, *J. Diff. Geom.* **44** (1996), 571-582.
- [3] J. Milnor, *On manifolds homeomorphic to the 7-sphere*, *Ann. of Math. (2)* **64** (1956), 399-405.

^{*1} n 次元ユークリッド空間とは、 $\{(x_1, \dots, x_n) \mid x_i \in \mathbb{R}\}$ という集合で表される最も典型的な多様体である。

SELENE 観測データに基づく月表層進化の研究

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 石山謙・熊本篤志

(東北大学大学院理学研究科 地学専攻) 中村教博

人間にとって身近な天体である月は、約 45~46 億年前に形成されたことが、月の最古の岩石サンプルの形成年代から推定されている[1]。月の誕生後、月は冷却していき、月の地殻とマントルが形成させたと考えられている[e.g., 2]。その後、月には巨大隕石が衝突したことで、大きなクレーターが形成されており、その内部で溶岩噴出し、堆積している [e.g., 3]。このような領域は、標高が低い盆地となっており、その場所を海領域と呼ぶ。1960~1970 年代に実施されたアポロ計画では、月の表層数 m 程度までのサンプルを採取したり、月面に設置した地震計により月地下数百 m 程度までの地震波速度を調査したりすることで、月表層の地質が調査された[e.g., 4, 5]。月表層には、隕石衝突由来のクラックが多く含まれていると考えられており[5]、そのような多孔質な表層は熱伝導率[cf. 専門用語]が低く月の冷却を阻害する断熱材として振る舞い、月の内部の冷却を遅らせることに寄与する[6]。したがって、月表層の地質は、月の冷却過程を調べる上で非常に重要な情報となる。しかし、月表層の地質は、アポロ計画で月面上に着陸した地点でのみの探査に限られており、他の場所ではどのような地質になっているかはよくわかっていない。

本研究では、日本の月周回衛星かぐやに搭載された月レーダーサウンダー (LRS) [cf. 専門用語]によって得られた月地下構造データを使用し、月表層の地質を調査した。レーダー探査からは、月表層の誘電率を推定することができ[7]、誘電率は密度や空隙率に依存するパラメータであるため、月表層の地質を議論することができる。結果として、我々は、湿りの海と呼ばれる海領域において、その表層数百 m の地下層には 19~51%の空隙があることがわかった [7]。この値は、アポロで採取された岩石サンプルの平均的な空隙率 (~7% [8]) よりも高い。アポロサンプルの直径は約 10cm 以下であるため、隕石衝突由来のマクロなクラックは含まれておらず、空隙率で 12%以上の差があると考えられる。この高い空隙率を含む地下層の熱伝導率は、月の日中と夜間で、それぞれ、0.34~0.57 W/m/K と 0.05~0.08W/m/K である。したがって、日中ではより月の冷却が進み、夜間では月の冷却が阻害されやすい状況になる。以上のように、月の表層の地質は、月の冷却過程に多く寄与するだろう。

専門用語の説明

- ・熱伝導率：媒質中における熱の伝わりやすさを表す物理量。
- ・月レーダーサウンダー：かぐや衛星から電磁波を放射し、月面からと地下境界面からの反射波を観測することで、月の地下構造を探査した装置。

参考文献

- [1] Terada, K., M. Anand, A. K. Sokol, A. Bischoff and Y. Sano (2007), Cryptomare magmatism 4.35 Gyr ago recorded in lunar meteorite Kalahari 009, *Nature*, 450, 849-852, doi:10.1038/nature06356.
- [2] Shearer, C. K. et al. (2006), Thermal and Magnetic Evolution of the Moon (*in New view of the Moon*), *Reviews in Mineralogy & Geochemistry*, 60, 365-518, Mineralogical Society of America.
- [3] Solomon, S. C., and J. W. Head (1980), Lunar mascon basins: Lava filling, tectonics, and evolution of the lithosphere, *Reviews of Geophysics.*, 18, 1, 107-141.
- [4] Carrier, W. D. III, G. R. Olhoeft, and W. Mendell (1991), Physical Property of The Lunar Surface (*in Lunar Source Book: A user's guide to the moon*), 475–594, Cambridge Univ. Press, New York.
- [5] Cooper, M. R., R. L. Kovach, and J. S. Watkins (1974), Lunar near-surface structure, *Rev. Geophys.*, 12(3), 291–308, doi:10.1029/RG012i003p00291.
- [6] Ziethe, R., K. Seiferlin, and H. Hiesinger (2009), Duration and extent of lunar volcanism: Comparison of 3D convection models to mare basalt ages, *Planetary and Space Science*, 57, 784-796, doi:10.1016/j.pss.2009.02.002.
- [7] Ishiyama, K., A. Kumamoto, T. Ono, Y. Yamaguchi, J. Haruyama, M. Ohtake, Y. Katoh, N. Terada, and S. Oshigami (2013), Estimation of the permittivity and porosity of the lunar uppermost basalt layer based on observations of impact craters by SELENE, *J. Geophys. Res. Planets*, 118, 1453–1467, doi:10.1002/jgre.20102.
- [8] Kiefer, W. S., R. J. Macke, D. T. Britt, A. J. Irving, and G. J. Consolmagno (2012), The density and porosity of lunar rocks, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L07201, doi:10.1029/2012GL051319.

岩手県産鍾乳石記録を用いた古降水量復元と飢饉記録

(東北大学大学院理学研究科 地学専攻) 加藤大和・山田 努

異常気象や気候変動への関心が高まりを見せる中、その理解の手がかりとなる完新世*の古気候研究が世界各地で盛んに行われている。近年では、陸域の古気候プロキシとして、鍾乳石の一種である石筍が活用されている。石筍は人類の生活圏に近接した場所にも多く発達しており、人類活動に直接関わった過去の気候変動を記録している点でも重要である。

筆者らは、岩手県久慈市の内間木洞から、過去 2000 年間の記録を持つ石筍 UT-A を採取し、その安定酸素同位体比から過去の気候変動を解明する研究を行っている。石筍の酸素同位体比は、地域や気候により、降水量や気温をはじめとした様々な要因によって変動することが知られる (例えば; McDermott, 2004)。そのため、石筍古気候研究では、試料とする石筍が、どのような気候要素の変動を記録したのかを理解することが不可欠である。そこで、筆者らは、試料先端の過去数十年間に成長した部分に関して、詳細な同位体比分析を行い、気象庁や IAEA の気象観測記録との比較を行った。その結果、UT-A の酸素同位体比は、夏季と冬季の降水量比を反映し、特に夏季の降水量変動に最も強い影響を受けていることが判明した。本研究の研究地域である東北地方太平洋側では、夏季に太平洋側から酸素同位体比の“重い”降水がもたらされ、冬季に遠い日本海側や、本邦太平洋岸を通過する南岸低気圧から“軽い”降水(降雪)がもたらされる。夏季の降水量は、冬季に比べて年変動が大きいので、夏季の降水量が増加すると、降水酸素同位体比の年平均値や、それを反映する石筍の酸素同位体比が正にシフトするためである。この事実から、石筍 UT-A 全体の酸素同位体比記録は過去 2000 年間の夏季降水量変動記録として解釈された。復元された過去の降水量は、南部藩や津軽藩の藩史に残された、霖雨や洪水、旱魃といった、降水の寡多に起因する飢饉や災害の歴史記録とよく一致した。

また、過去 2000 年間の変動データについて周期解析を行った結果、2000 年を通して概ね安定的にみられる 3 つの周期の存在が明らかになった。特に過去 800 年間については 235 年、570 年、1020 年の変動周期が非常に安定して推移しており、これらの重ね合わせによって、UT-A 酸素同位体組成変動を非常によく再現できる。ここで明らかになった周期の延長により、近未来の降水量変動を予測することができる。

専門用語の説明

- ・ 完新世：約 1 万年前から現在までを含む地質時代。

参考文献

- [1] McDermott, F. (2004) Palaeo-climate reconstruction from stable isotope variations in speleothems: a review. *Quaternary Science Reviews*, **23**, 901–918.

O16

Ia 型超新星の明るさの分散を用いたニュートリノ質量の制限

(東北大学大学院理学研究科 天文学専攻) ○羽田龍一郎・二間瀬敏史

2015 年のノーベル物理学賞としても話題になったが、ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことが明らかになった。これは、ニュートリノ質量の合計の下限が得られたことを意味するが、個々のニュートリノの絶対的な質量はまだ分かっておらず、その解明に向けて質量の合計の上限を抑えることが必要となってくる。また、宇宙論の文脈では、重く冷たい暗黒物質に比べ、比較的軽いニュートリノは自由に動き回ることによって揺らぎを均してしまうため、恒星や銀河といった天体の形成に大きく影響する。そのため、ニュートリノ振動を始めとした素粒子実験と同様に、観測的宇宙論もその質量の制限にあたって重要な役割を果たすことが期待されている。

本研究では、標準光源として知られる Ia 型超新星の明るさに注目する。図 1 に示したように、一般的には近くの超新星ほどより明るく、遠いものはより暗く観測される。しかし、超新星からの光は、観測者に到達するまでの道すがら質量分布の凸凹の中を通過してくるため、重力レンズの効果により明るさが増光されたり減光されたりすることになる。そのため、同じ距離にある超新星であっても明るさはある程度のばらつきを持つ (図 1 の下図を参照)。結果的に、この重力レンズによる“明るさのばらつき具合 (分散)” から、宇宙の凸凹具合、及びそれに影響を与えるニュートリノの情報を引き出せるわけである。

我々は次世代の大規模な観測プロジェクト (WFIRST・LSST) から、ニュートリノの質量の合計 (Σm) にたいしてどの程度の制限をかけられるか予想し、 $\Sigma m < 1.4 [\text{eV}]$ (95% CL) という結果を得た。さらに、現在得られている最も厳しい制限 $\Sigma m < 0.2 [\text{eV}]$ を超えるためには、どれくらい遠くまで超新星を観測すれば良いのか、また、重力レンズ以外に起因するばらつきをどの程度まで小さくすれば良いのか議論した。

専門用語の説明

- ・ 標準光源：絶対的な明るさが推定できる天体。観測される明るさからその天体までの距離を見積もることができる。
- ・ 重力レンズ：遠くの天体からの光の経路が途中の天体の重力によって曲げられ、明るくなったり、像が複数見えたりする現象。

参考文献

[1] Campbell, H., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 763, 88

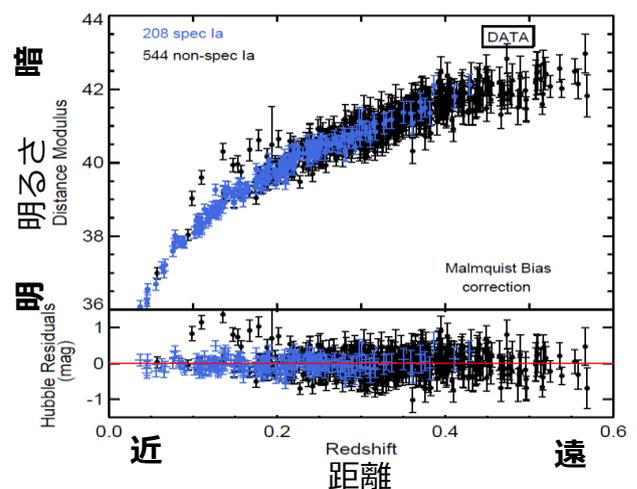


図 1: Ia 型超新星の明るさと距離の関係 [1]

P01

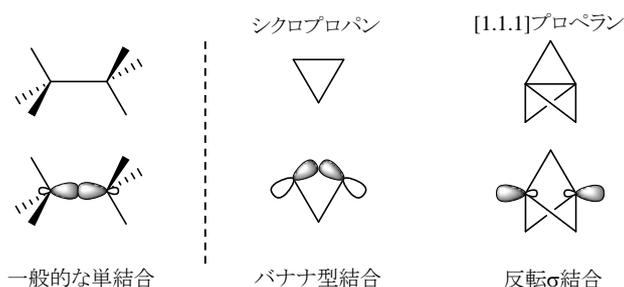
単結合の形を変える～特異な Si-Si 結合に及ぼす立体効果

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) 小林聖史・石田真太郎・岩本武明

[序]

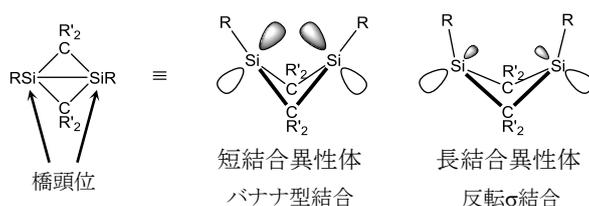
単結合は有機化合物を構成する最も基本的な結合である。一般的な炭素-炭素間の単結合は sp^3 混成軌道の大きなローブ同士の重なりにより形成され、理想的な結合角は 109.5° である(Chart 1)。直鎖状に炭素が繋がった化合物の様に、柔軟な構造をもつ分子においては理想的な結合角を保ったまま結合が形成される。しかし、分子の形によっては、 sp^3 混成軌道の大きなローブ以外を用いて単結合を形成する場合がある。Chart 1 に示したシクロプロパンのように、炭素原子同士が 109.5° よりも小さい角度で結合する場合、主に p 軌道同士の重なりによって炭素-炭素間に単結合を形成する。これをバナナ型結合と呼ぶ。また、[1.1.1]プロペラン¹のように、橋頭位の炭素原子が反転した四面体型の構造に固定された場合、橋頭位の炭素原子は sp^3 混成軌道の小さなローブ同士で単結合を形成する。これは反転 σ 結合²と呼ばれる。このように、単結合として分類される結合であっても、その電子状態は顕著に異なることがある。

Chart 1. 様々な単結合とそれを形成する軌道



炭素と同じ 14 族元素であるケイ素においても、形の異なる単結合が形成されることがある。Chart 2 に示す 1,3-ジシラビシクロ[1.1.0]ブタンという化学種には、橋頭位ケイ素-ケイ素間にバナナ型結合を形成する短結合異性体と、反転 σ 結合を形成する長結合異性体が存在すると理論計算から予測されている³。この二つの異性体の相対的な安定性は、橋頭位ケイ素上の置換基の大きさに依存すると予測されており⁴、それを調節することで橋頭位ケイ素-ケイ素間単結合の形を制御出来ると期待される。今回我々は 1,3-ジシラビシクロ[1.1.0]ブタンの橋頭位の置換基を変換することで、実験的にケイ素-ケイ素単結合の形を変えることに成功した。

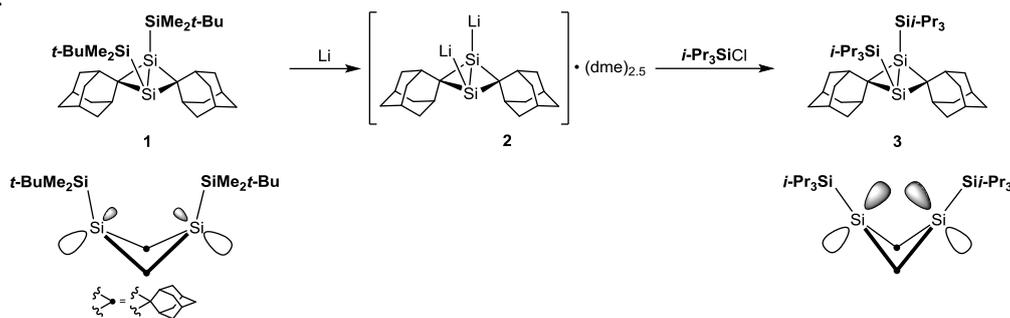
Chart 2. 1,3-ジシラビシクロ[1.1.0]ブタンの二つの異性体



[結果・考察]

長結合異性体の特徴を示す1,3-ジシラビシクロ[1.1.0]ブタン **1**⁵を還元すると、ケイ素上がリチウムで置換された **2** が生成することを見出した。この **2** に新たなシリル基を導入することで、新規ジシラビシクロブタン **3** を合成した(Scheme)。分子構造や電子状態において、**3** が短結合異性体の特徴を示すことを明らかにした。このように、橋頭位置換基を変換することで橋頭位ケイ素-ケイ素間単結合の形を制御することが出来た。

Scheme.



専門用語の説明

- ・ 異性体：同じ組成式で表されるが異なる構造を有する化合物。
- ・ 橋頭位：二つの環が共有している原子の位置。

参考文献

- [1] a) Wiberg, K. B.; Walker, F. H. *J. Am. Chem. Soc.* **1982**, *104*, 5239. b) Wiberg, K. B. *Chem. Rev.* **1989**, *89*, 975.
- [2] a) Wiberg, K. B. *Acc. Chem. Res.* **1984**, *17*, 379. b) Rohmer, M. -M.; Bénard, M. *Chem. Soc. Rev.* **2001**, *30*, 340. c) Wiberg, K. B. *Coord. Chem. Rev.* **2007**, *251*, 1007. d) Iwamoto, T.; Ishida, S. *Chem. Lett.* **2014**, *43*, 164.
- [3] a) Schleyer, P. v. R.; Sax, A. F.; Kalcher, J.; Janoschek, R. *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* **1987**, *26*, 364. b) Nagase, S.; Kudo, T. *J. Chem. Soc., Chem. Commun.* **1988**, 54. c) Boatz, J. A.; Gordon, M. S. *J. Phys. Chem.* **1989**, *93*, 2888. d) Kitchen, D.; Jackson, J. E.; Allen, L. C. *J. Am. Chem. Soc.* **1990**, *112*, 3408. e) Nagase, S. *Acc. Chem. Res.* **1995**, *28*, 469. f) Müller, T. In *Organosilicon Chemistry IV From Molecules to Materials*; Auner, N., Weis, J., Eds.; WILEY-VCH: Weinheim, 2000; p.110. g) Kohn, R.; Bruhn, T.; Weidenbruch, M. *THEOCHEMI* **2004**, *680*, 91.
- [4] Boatz, J. A.; Gordon, M. S. *Organometallics* **1996**, *15*, 2118.
- [5] Iwamoto, T.; Yin, D.; Kabuto, C.; Kira, M. *J. Am. Chem. Soc.* **2001**, *123*, 12730.

P02

Navier wall law for nonstationary viscous incompressible flows

檜垣 充朗 (理学研究科数学専攻)

表面の粗い固体壁付近の流れの数理構造を調べることは流体力学において重要な問題である。以下、粗い境界を持つ2次元非有界領域 $\Omega^\varepsilon = \{(x_1, x_2) \in \mathbb{R}^2; \varepsilon\omega(x_1/\varepsilon) < x_2 < \infty\}$ において次の Navier-Stokes 方程式の初期値境界値問題を考察する。

$$\begin{cases} \partial_t u^\varepsilon - \Delta u^\varepsilon + u^\varepsilon \cdot \nabla u^\varepsilon + \nabla p^\varepsilon = 0, & t > 0, \quad x \in \Omega^\varepsilon, \\ \nabla \cdot u^\varepsilon = 0, & t \geq 0, \quad x \in \Omega^\varepsilon, \\ u^\varepsilon(x_1, x_2) \text{ is } 2\pi\text{-periodic in } x_1, & t \geq 0, \\ u^\varepsilon|_{t=0} = u_0, & x \in \Omega^\varepsilon. \end{cases} \quad (\text{NS}^\varepsilon)$$

粗い境界 $\partial\Omega^\varepsilon$ においては次の no-slip 境界条件 (Dirichlet 境界条件) を課す。

$$u^\varepsilon = 0 \quad \text{on } \partial\Omega^\varepsilon. \quad (\text{Di}^\varepsilon)$$

ここで未知関数 $u^\varepsilon = (u_1^\varepsilon, u_2^\varepsilon)$ 及び p^ε は流体の速度場および圧力場である。初期速度場 u_0 は半空間 $\mathbb{R}_+^2 = \{x \in \mathbb{R}^2; x_2 > 0\}$ 上の速度場 a のゼロ拡張 $u_0 = ea$ で与えられるとし、境界関数 $\omega: \mathbb{R} \rightarrow (-1, -1/2)$ は滑らかな周期 2π の関数であると仮定する。正数 $\varepsilon = 1/N$, $N \in \mathbb{N}$ は境界 $\partial\Omega^\varepsilon$ の振幅とパルス幅を特徴づけるパラメータである。

本研究では、壁法則という極限 $\varepsilon \rightarrow 0$ における (NS^ε) - (Di^ε) の解 u^ε の良い漸近形を得る手法として流体力学で用いられる手法を考察する。集合 $\Omega^\varepsilon \cup \partial\Omega^\varepsilon$ の ε を 0 にした極限集合は $\mathbb{R}_+^2 \cup \{x_2 = 0\}$ であることに注意する。方程式 (NS^ε) において形式的に ε を 0 とすれば、半空間 \mathbb{R}_+^2 における初期速度場を a とした Navier-Stokes 方程式 (NS^0) が得られる。ここで重要となるのが $\partial\mathbb{R}_+^2$ における境界条件 (BC) の設定であり、実際、粗い境界 $\partial\Omega^\varepsilon$ が流体に与える影響を境界条件 (BC) に上手く反映させると、 (NS^0) - (BC) の解が (NS^ε) - (Di^ε) の解のより精密な漸近形を与えることが知られている。これを壁法則という。壁法則の単純な例としては、次の $\partial\mathbb{R}_+^2$ における no-slip 境界条件が挙げられる。

$$u = 0 \quad \text{on } \partial\mathbb{R}_+^2. \quad (\text{Di}^0)$$

流体力学における壁法則の議論は形式的なものであるため、その数学的正当化は重要な問題である。Jäger・Mikelić による結果 [1] を先駆とする一連の壁法則の数学的正当化は、主に粗い境界で no-slip 境界条件を満たす定常非圧縮性粘性流れに対して議論されてきた。近年、外力項付きの非定常 Navier-Stokes 方程式に対する壁法則が Mikelić・Nečasová・Neuss-Radu [2] で考察された。文献 [2] においては、 (NS^0) - (Di^0) の解 u^0 を第 0 次近似とする、粗い境界付近の境界層の構造を組み込んだ u^ε の形式的な高次展開を考えることで、次の Navier 壁法則 (Navier-slip 境界条件) が導出された。

$$u_1 = \varepsilon\alpha\partial_2 u_1, \quad u_2 = 0 \quad \text{on } \partial\mathbb{R}_+^2. \quad (\text{Na}^\varepsilon)$$

ここで α は境界関数 ω のみに依存するある正定数である。さらに同文献では、 (NS^0) - (Na^ε) の解 u_ε^N が L^2 空間において u^ε の $O(\varepsilon^{3/2})$ の近似を与えることが証明された。

しかし [2] においては u^ε の高次展開に意味を持たせるため、初期時刻 $t = 0$ を込めて滑らかな (NS^0) - (Di^0) の解 u^0 の存在を仮定している。一方、Rautmann [3] 等で指摘さ

れているように、そのような解の存在には外力および初期速度場に対して非局所かつ非線形な極めて強い整合条件が要請される。したがって、より一般の初期速度場を持つ (NS $^\varepsilon$)-(Di $^\varepsilon$) に対して [2] の結果を直接適用することは困難である。

本研究においては、初期値境界値問題 (NS $^\varepsilon$)-(Di $^\varepsilon$) に対する Navier 壁法則の数学的正当化を扱い、壁法則成立のための初期速度場に対する精緻な十分条件の獲得を目的とする。主結果に用いる記号を導入する。テスト関数の空間 $C_{0,\sigma}^\infty(\Omega_p^0)$ を次で定義する。

$$C_{0,\sigma}^\infty(\Omega_p^0) = \{v \in C^\infty(\mathbb{R}_+^2)^2; v(x_1, x_2) \text{ is } 2\pi\text{-periodic in } x_1, \nabla \cdot v = 0 \text{ in } \mathbb{R}_+^2, \\ v = 0 \text{ in a neighborhood of } \partial\mathbb{R}_+^2 \text{ and } x_2 > R, \text{ for some } R > 0\}.$$

関数空間 $H_{0,\sigma}^1(\Omega_p^0)$ をノルム $\|v\|_{H^1(\Omega_p^0)} = (\int_0^{2\pi} \int_0^\infty (|v|^2 + |\nabla v|^2) dx_2 dx_1)^{\frac{1}{2}}$ による $C_{0,\sigma}^\infty(\Omega_p^0)$ の完備化とし、ノルム $\|\cdot\|_{L^2(\Omega_p^0)}$ を $\|v\|_{L^2(\Omega_p^0)} = (\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |v|^2 dx_2 dx_1)^{\frac{1}{2}}$ で定める。さらに、 \mathbb{R}_+^2 上で m 階連続微分可能かつ m 階までの導関数が有界な関数全体のなす空間を $BC^m(\mathbb{R}_+^2)$ で表す。本研究における主結果は次の通りである。

定理 1. 初期値 $a \in H_{0,\sigma}^1(\Omega_p^0) \cap BC^1(\mathbb{R}_+^2)^2$ に対して、 $\varepsilon \in (0, e^{-1}]$ に依らない正数 T_0 が存在し、次が成り立つ。

$$\|u^\varepsilon(t) - u_\varepsilon^N(t)\|_{L^2(\Omega_p^0)} \leq C\varepsilon^{\frac{3}{2}} |\log \varepsilon|^{\frac{1}{2}}, \quad 0 \leq t \leq T_0.$$

ここで u_ε^N は初期値 a の (NS 0)-(Na $^\varepsilon$) の解であり、 C は t 及び ε に依存しない定数である。

定理 1 を示すためには、 u^ε の高次展開を行う上で u^0 にどの程度の正則性が要求されるかを精密に見積もる必要があり、実際以下の正則性をもてばよいことを明らかにした。

$$\sum_{j=0}^3 t^{\frac{j}{2}} \|\partial_1^j u^0\|_{BC^1(\mathbb{R}_+^2)} + \sum_{k,l=0,1} t^{\frac{k+l+1}{2}} \|\partial_1^k \nabla^l \partial_t u^0\|_{L^\infty(\mathbb{R}_+^2)} \leq C_{T_0}, \quad 0 < t \leq T_0.$$

また、定理 1 の初期速度場に関する仮定の下この評価を満たす解 u^0 の存在を証明するため、半空間における Stokes 半群 $\{e^{-t\mathbb{A}}\}_{t \geq 0}$ の斉次型微分 L^∞ 評価 $\|\nabla e^{-t\mathbb{A}} a\|_{L^\infty(\mathbb{R}_+^2)} + t^{\frac{1}{2}} \|\partial_t e^{-t\mathbb{A}} a\|_{L^\infty(\mathbb{R}_+^2)} \leq C \|\nabla a\|_{L^\infty(\mathbb{R}_+^2)}$ を導出した。

参考文献

- [1] W. Jäger, A. Mikelić, On the roughness-induced effective boundary conditions for an incompressible viscous flow, *J. Differential Equations* 170 (1) (2001) 96-122.
- [2] A. Mikelić, S. Nečasová, M. Neuss-Radu, Effective slip law for general viscous flows over an oscillating surface, *Math. Models Methods Appl. Sci.* 36 (15) (2013) 2086-2100.
- [3] R. Rautmann, On optimum regularity of Navier-Stokes solutions at time $t = 0$, *Math. Z.* 184 (1983) 141-149.

P03

加熱脱水を経験した炭素質隕石の分光学・物質科学的研究

東北大学大学院理学研究科 地学専攻 松岡萌

[研究背景]

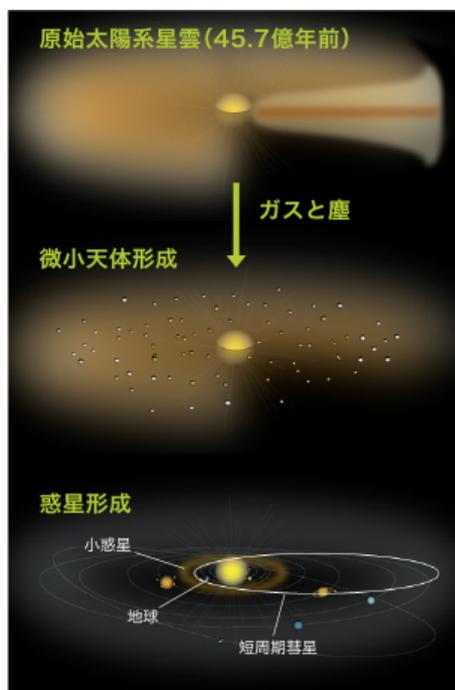


図1 太陽系形成進化過程標準シナリオ

小惑星帯に属する小惑星は、分光学的特徴に基づき7割以上がC型小惑星というタイプに分類されている。C型小惑星は、多くが水や有機物を含むと考えられることから、太陽系初期の情報を保存している天体として注目されている。C型小惑星から地球へは炭素質隕石が飛来すると考えられている[1]。隕石試料の分光学・物質科学的分析を行った上で、反射スペクトルが隕石試料と一致するような小惑星(=隕石母天体)を推定し、その小惑星の形成進化過程を解明することによって、太陽系形成過程(図1)における水や有機物のふるまいが明らかになり、太陽系と生命の起源の解明への手がかりがもたらされることが期待される。

近年の観測において、加熱を経験して脱水した炭素質隕石と一部のC型小惑星との反射スペクトルは類似した形状を示すことが報告され[2]、加熱脱水を経験したC型小惑星は多数存在することが分かってきている[3]。一方地球上では、南極で回収された隕石中で、母天体で250-900°Cの加熱を受けて脱水したと考えられる炭素質隕石が20個以上発見され、加熱ステージに基づいた分類が

行われている[4, 5]。このように、始原的と捉えられてきたC型小惑星の一部は熱変成を受けた可能性があることが明らかになったが、熱変成の具体的プロセスは未だ明らかでない。そこで本研究では様々な加熱ステージに分類されている炭素質隕石を用いた分光学・物質科学的分析を行い、反射スペクトルを用いた小惑星の加熱脱水プロセスの評価を目指す。本発表では加熱脱水炭素質隕石を用いた分光学的研究の最新成果を報告する。

[結果・考察]

加熱脱水炭素質隕石試料を用いて0.4-25 μm の波長範囲で拡散反射スペクトルを測定した。このとき真空中での測定を行い、地球大気に由来する H_2O や CO_2 を除去した隕石本来のスペクトルの取得が可能となった。取得したスペクトルにおいては、含水鉱物の結晶構造中に含まれるOHの吸収が3 μm 付近に現れ、加熱ステージに応じた特徴的な形状を示した。3- μm 帯吸収の深さは強い加熱を受けた隕石ほど減少する傾向を示した。また含水鉱物の脱水後に形成する無水鉱物のピークが10 μm 付近に現れ、強い加熱を受けた隕石ほどピーク強度が増加する傾向を示した。小惑星においても反射スペクトルを用いることによって小惑星表面の加熱脱水程度の推定が可能であると考えられる。

[参考文献]

[1] Burbine, T.H., 1998. Could G-class asteroids be the parent bodies of the CM chondrites? Meteorit.

Planet. Sci. 33, 253–258.

[2] Hiroi, T. et al., 1996. Thermal metamorphism of the C, G, B, and F asteroids seen from the 0.7- μm , 3- μm , and UV absorption strengths in comparison with carbonaceous chondrites. Meteorit. Planet. Sci. 31, 321–327.

[3] Nakato A. et al., 2009. Mineralogical and Chemical Variations Recorded in Dehydrated Carbonaceous Chondrites. 72nd Met. Soc., #5336.

[4] Akai J. 1992. T-T-T diagram of serpentine and cronstedtite, and estimation of metamorphic heating degree of Antarctic carbonaceous chondrites. Proceedings of the NIPR Symposium on Antarctic Meteorites 5:120–135.

[5] Nakamura T. and Nakamura Y. 1996. X-ray study of PCP from the Murchison CM carbonaceous chondrite. Proceedings of the NIPR Symposium on Antarctic Meteorites no. 9. pp. 37–50.

P04

Fermi bubbles & magnetic diffusion

(Tohoku University, Graduate School of Science Astronomical Institute)

Sabrina COUDRY – Makoto HATTORI

The Fermi Bubbles (FB) are two giant gamma-ray structures extending to 50° in the Galactic attitude, above and below the Galactic center (GC), with a width of 40° in the Galactic longitude.

These ones are spatially correlated with the 23 GHz microwave emission measured by WMAP & Planck satellite, share edges with X-rays emission at 1.5 keV measured by the ROSAT telescope, and are also associated with two giant radio polarized lobes 2.3 GHz discovered by S-PASS survey.

The cosmic rays (CRs - protons or electrons) probably produced these gamma rays (different theories still under debate on how) and are also invoked to explain the microwave emission.

(Yang et al, 2012) shown that the magnetic field B field is a key element to explain the sharp edges of the FB.

I'm investigating then the effect of the magnetic field diffusion (so far has not been taken into account) of those features.

For this purpose, in 2015, I developed a 3D MHD simulation code, implementing self consistently the CRs as a 2nd fluid, dynamically coupled with the thermal gas in a static gravitational potential.

The MHD equations are solved using a 2nd order MUSCL reconstruction & HLL Riemann solvers method, and a 2nd order Runge Kutta time integration. The divergence free condition is ensured with a divergence cleaning method. And the magnetic field has been defined with a large-scale ordered component and a small-scale random component. The CRs advection source terms are updated explicitly and the CRs anisotropic diffusion source terms are updated using a centered asymmetric difference scheme.

As initial condition, I defined the gaseous halo in an hydrostatic equilibrium in a fixed Galactic potential.

CRs events (jet or wind to define) are then add at the GC.

This code validated the principal required tests for 3D MHD code such as, the Sod tubeshock test, the CRs advection & CRs diffusion tests, the B field peak test, the OrszagTang test and so on, which then demonstrates its stability.

Results will be presented!!

低次元強相関係における光誘起現象

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻) 小野淳・橋本博志・石原純夫

固体は原子の規則的な配列によって構成されるが、その性質は主に電子によって支配される。固体中には多数の電子が存在しており、その電子系の状態には電子間の相互作用が大きな影響を及ぼしている。電子間相互作用が強く働く物質群は強相関電子系と呼ばれ、1980年代の銅酸化物高温超伝導体の発見以後、盛んに研究が行われてきた。このような強相関電子系では、電子の持つ電荷やスピン、軌道の内部自由度が絡み合うことで多彩な電子相が現れる。これらの自由度は光によって観測・操作することが可能であり、特に光照射によって引き起こされる相転移(光誘起相転移)は、次世代の高速スイッチングデバイス等の開発へ向けた応用的観点からも期待されており、これまで急速な発展を遂げてきた。近年、高速時間分解測定技術の発展や高強度テラヘルツ光源の開発を背景として、従来の光誘起相転移等とは異なる新奇な非平衡現象が関心を集めている。特に動的局在と呼ばれる現象は30年程前に理論的に予測され[1]、実験技術と理論的解析手法の発展に伴って近年再注目されている。動的局在とは、相互作用のない電子系において周期振動電場(連続光)を照射すると、原子間の有効的な電子遷移積分 t_{eff} が $t_{\text{eff}}/t = J_0(A_0/\omega)$ に従って抑制されるという現象である。ここで t は平衡系の電子遷移積分、 J_0 はゼロ次のベッセル関数、 A_0 は光の電場振幅、 ω は振動数を表す。この関係式は自由電子系において厳密に成り立つものであるが、電子間相互作用がある場合にこれがどのように変更を受けるかについての十分な理解は得られていない。

動的局在現象における電子相関効果を明らかにするため、本研究では電子間相互作用を取り入れた最も基本的な理論モデルとしてハバードモデルを対象とし、連続光照射によって誘起されるダイナミクスを解析した。一次元格子を考え、実時間発展の計算には infinite time-evolving block decimation 法 [2] を用いた。この手法では熱力学極限において多体効果や量子効果を数値計算の精度内で厳密に評価することが可能である。金属相を初期状態として連続光を照射した場合、運動エネルギーの長時間平均値 K がパラメータ c を用いて $K/K_0 = J_0(cA_0/\omega)$ と表されることを見出した。ここで K_0 は基底状態における運動エネルギーである。相互作用がない場合には $c = 1$ となることが知られている。パラメータ c が $c > 1$ ならば動的局在の傾向は促進され、逆に $c < 1$ ならば抑制されると解釈することができる。パラメータ c の電子密度 n 依存性を調べた結果、低密度領域 $n < 0.8$ では $c > 1$ 、ハーフフィリング近傍 $0.8 < n < 1$ では $c < 1$ となることが明らかになった。また、フロケ理論による少数有限系の解析と併せて、低密度領域においては相互作用強度 U が弱い極限で $c \sim U^2$ 、強い極限で $c \sim U^{-1}$ という冪の相互作用強度依存性を持つことを見出した。以上の数値的解析に加え、電場振幅に関する摂動展開を行うことでパラメータ c の解析的表式を得た。

参考文献

- [1] D. Dunlap and V. Kenkre, Phys. Rev. B **34**, 3625 (1986).
- [2] G. Vidal, Phys. Rev. Lett. **98**, 070201 (2007).

P06

2011年東北沖地震の余効すべりに伴うプレート境界地震群の出現

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 畠山範重

東北日本下には、大陸プレートの下に海洋プレートが沈み込んでいるが、その境界では地震が繰り返し発生することが知られる(プレート境界地震)。プレート境界には強く固着する領域(アスペリティ)と固着が弱い領域(非アスペリティ)があり、アスペリティが固着と急激なすべりを繰り返すことによって地震が発生すると考えられている。アスペリティを非アスペリティが取り囲んでいる場合、非アスペリティの定常的なすべりによって固着したアスペリティに応力が集中し、それが限界に達したときに地震が発生する^[1]。

同じ場所で繰り返し発生する地震でも、その繰り返し間隔や規模(マグニチュード: M)は必ずしも一定ではない。そのような「ゆらぎ」がどのように生じるかを明らかにすることは、今後発生し得る地震の規模や時期の不確定性を評価する上で重要である。本研究では、発生数が多く法則性を検討する上で有利な、規模が比較的小さい地震(概ね $M6$ 以下)を研究対象とする。

繰り返し間隔の変化の要因の1つとして、アスペリティを取り囲む非アスペリティのすべり速度(載荷速度)の変化が考えられる。載荷速度が変化すると、アスペリティへの応力集中の速度が変化するため、応力が限界に達するまでの時間も変化する。さらに最近では、載荷速度の変化によって地震の規模が変化する場合もあることがわかってきた^[2,3]。しかし、載荷速度の変化が地震発生過程にどのような影響を及ぼすかについては、観測事例が少ないこともあり、未解明な部分が多く残っている。

載荷速度の変化の原因としては、大地震後にその周りで生じる余効すべり¹が挙げられる。2011年3月11日に発生した東北地方太平洋沖地震(東北沖地震)後には、岩手県沖のプレート境界で顕著な余効すべりが生じたことが知られている。それにより、載荷速度は東北沖地震後に急激に大きくなり、その後徐々に減少していったと考えられる。本研究では、東北沖地震の余効すべりによる載荷速度の変化によって、岩手県沖のプレート境界地震の発生パターンがどのように変化したかを調べた。

岩手県沖のある領域の地震活動の時空間変化を図に示す。東北沖地震前は、南側の領域で地震が繰り返し発生していた(group A; 図 a, e)。東北沖地震後には、その繰り返し間隔が急激に短くなっただけではなく、規模が系統的に大きくなった(図 b, e)。さらに東北沖地震後は、group Aの北側で新たに地震が発生するようになった(group B, C; 図 b-d)。Group A, B, Cいずれの地震の規模も、東北沖地震後に最も大きく、その後次第に減少している(図 f)。さらに、group Cは2012年1月の地震($M2.2$)以降は発生しなくなった(図 d, f)。以上より、この領域では、東北沖地震後の載荷速度の増加によって地震を起こせる領域が広がり、その後は載荷速度の減少に伴って地震を起こせる領域が再び縮小したと考えられる。

¹余効すべり：大地震後にそのすべり域の周りで見られる地震波を生じないゆっくりとしたすべり現象。地震時の急激な応力変化によって普段よりすべり速度が大きくなり、その後は徐々に速度が減少していく。

本研究より、载荷速度の変化によって、もともと発生していた地震の繰り返し間隔や規模が変化するだけでなく、普段は地震を起こさずゆっくりとすべっていた領域で地震が発生する場合もあることがわかった。アスペリティと非アスペリティの違いは明確ではなく、地震を起こし得る領域にも様々なタイプがあるようだ。このような現象は岩手県沖では広く見られたが、今後は他の領域についても同様の検討を行うことで、どの程度普遍的な現象かを確認していく必要がある。

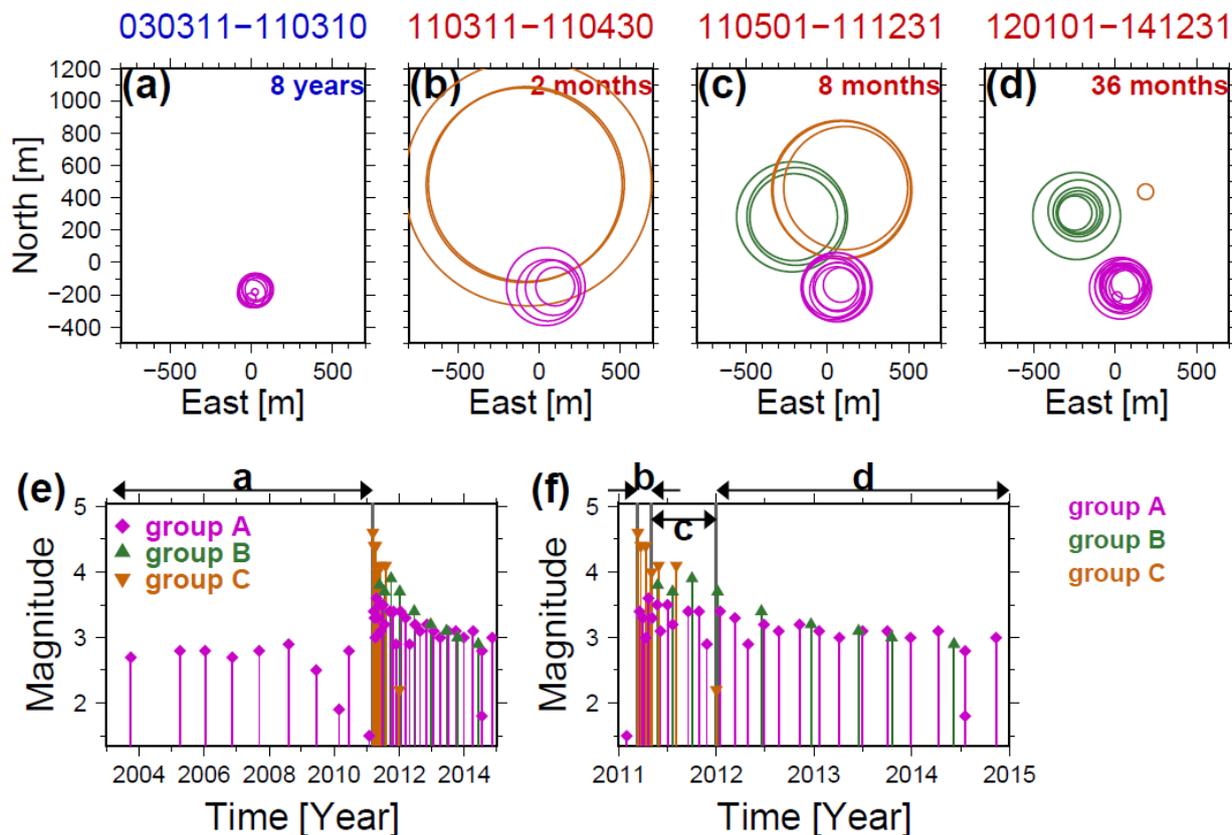


図. (a-d)震源分布の時間変化. (a)2003年3月11日から2011年東北沖地震. (b)東北沖地震から2011年4月30日. (c)2011年5月から2011年12月. (d)2012年1月から2014年12月. 円の大きさは地震の規模に対応する. 震源位置によって group A, B, C に分類した. (e, f)地震の発生時と規模の関係. (e)2003-2015年. (f)2011-2015年. 矢印 a-d は図 a-d に示す期間を示す.

参考文献

- [1] 松澤暢 (2009), プレート境界地震とアスペリティ・モデル, *地震*, **61**, S347-S355.
- [2] Chen, K. H., R. Bürgmann, R. M. Nadeau, T. Chen, and N. Lapusta (2010), Postseismic variations in seismic moment and recurrence interval of repeating earthquakes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **299**, 118-125.
- [3] Uchida, N., K. Shimamura, T. Matsuzawa, and T. Okada (2015), Postseismic response of repeating earthquakes around the 2011 Tohoku-oki earthquake: Moment increases due to the fast loading rate, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, **120**, 259-274.

トリアゾール連結部を導入した RNA キメラによる RNA 干渉

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○古樫加奈子・藤野智子・岡田滉大・
Martin Mattarella・鈴木建・安元研一・十川和博・磯部寛之

核酸のリン酸ジエステル連結部を非天然型構造に改変した人工核酸が注目されている。なかでも生体内で様々な機能を担う短鎖 RNA の連結部改変人工核酸はその潜在的な機能性に期待が高いが、2'-OH 基を持つために DNA に比べ合成的要請が高く合成例が極めて限られている。我々はクリック化学を活用しトリアゾール環を連結部としてもつ人工核酸の開発を行っており、最近 RNA 型人工核酸 (¹⁴RNA) の合成を実現した。本研究では ¹⁴RNA と天然 RNA を組み合わせた構造をもつキメラ型人工 RNA の合成法を開発した。さらにキメラ型 RNA を用いて siRNA を形成し、RNA 干渉における構活性相関研究を行った。

天然 RNA と ¹⁴RNA の連結を可能とする連結用単量体 **1**, **2** をそれぞれ 4 種の核酸塩基で設計し、付加環化反応により連結してトリアゾール連結部を持つ二量体 **3** を合成した (スキーム 1)。二量体 **3** はホスホアミダイト法の伸長単位として活用可能であり、自動合成機を用いた簡便・迅速なキメラ型 RNA 合成を実現した。キメラ型 RNA は、その RNA 干渉反応を検討すべく 13 種を合成し、二重鎖の形成により siRNA とした。培養細胞中での遺伝子発現抑制効果を評価したところ天然 RNA と同等の抑制効果を持つ配列を見だし、改変部導入位置の許容性について明らかにした (図 1)。

Scheme 1. Synthesis of chimeric RNA

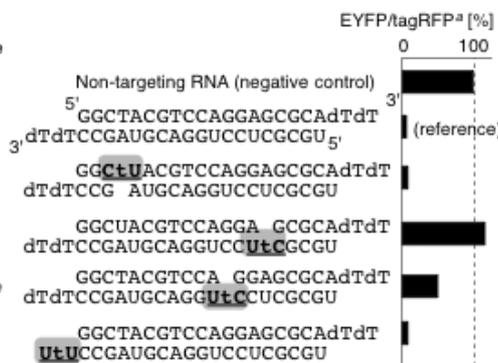
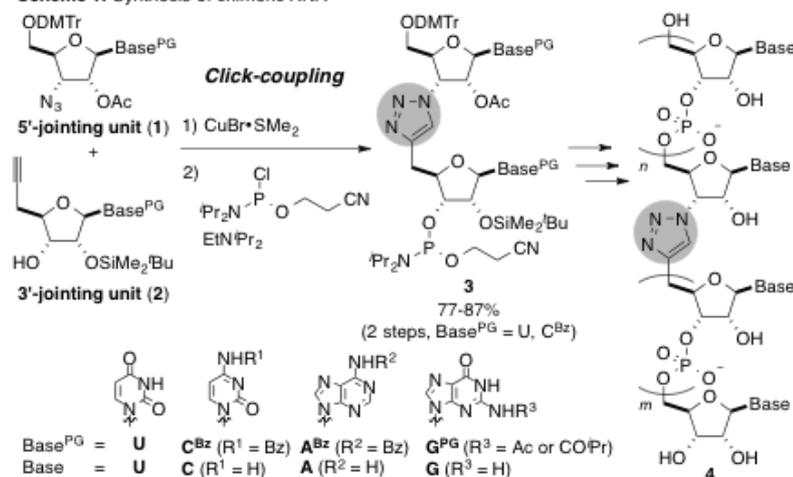


Figure 1. The sequence and RNAi activity of chimeric siRNA. ¹⁴RNA is represented as underlined part. "t" represent triazole-linkages. ^amRNA level was normalized by negative control.

専門用語の説明

- ・ クリック化学: 簡便な操作で高効率・高選択的に結合をつくることのできる化学反応の総称。アジドとアルキンの銅触媒付加環化反応に代表される。
- ・ ホスホアミダイト法: 天然核酸を有機化学的に合成するための汎用される手法の一つ。
- ・ RNA 干渉: siRNA と呼ばれる短い二重鎖 RNA を用い特定の遺伝子の発現を抑制する技術。

参考文献

- [1] Isobe, H.; Fujino, T. *Chem. Rec.* **2014**, *14*, 41-51. [2] Fujino, T.; Kogashi, K.; Okada, K.; Mattarella, M.; Suzuki, T.; Yasumoto, K.; Sogawa, K.; Isobe, H. *Chem. -Asian J.* **2015**, *10*, 2683-2688.

原子と光で磁場を測る ルビジウム磁力計の研究

東北大学 理学研究科 物理学専攻 / サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター^A,

東北大学 国際高等研究教育院^B

東北大学 学際フロンティア研究所^C

内山愛子^{A, B}, 井上壮志^{A, C}, 青木隆宏^A, 伊藤沙希^A, Umakanth Dammalapati^A, 加藤浩^A,
川村広和^{A, C}, 坂本幸祐^A, 早水友洋^A, 原田健一^A, 酒見泰寛^A

はじめに

光と原子の相互作用を用いて磁場を測定する光学磁力計は、精密に磁場を測定できる磁力計の一つである。光学磁力計は、地磁気や核磁気共鳴の測定や、脳磁気の測定に利用されているが、同時に、スピンの依存する未発見の相互作用を、原子を用いて探索する実験においても非常に有用である。素粒子物理学における標準模型を超えた理論の中には、スピンに付随して生じる未発見の相互作用を示唆するものがある。例えば、スピンの沿って生じる素粒子の永久電気双極子能率(EDM) と電場の相互作用や、スピンと重力の相互作用などである。

これらの未知の相互作用を探索するためには、電場や重力場による原子や分子のエネルギーシフトを精密に測定する。このとき、電場や重力場と同時に、系を方向づけるための静磁場を印加する必要がある。ただし、未知の相互作用によるエネルギーシフトに比べて、磁場を印加したことで生じるゼーマン効果によるエネルギーシフトはとても大きいため、このような実験においては、安定した磁場環境を作り出すことと磁場を精密に測定することが非常に重要となる。

このために本研究では、ルビジウム(Rb) 原子を用いた光学磁力計の研究を行った。Rb 磁力計とは、光学磁力計の中でも特に、Rb 原子と Rb 原子の共鳴周波数の光を用いて磁場を測定する磁力計を指す。

ルビジウム磁力計の原理 - 変調光を用いた非線形磁気光学回転効果

光が磁場中で原子と相互作用することで、光の偏光面が回転する現象を磁気光学回転と呼ぶ。通常の磁気光学回転は、原子の自然幅(約数 MHz) で決まる広がりを持つが、スピンの緩和レートが小さい(数 Hz ~ kHz) 状況では、スピン緩和レートで決まる狭い幅を持った非線形磁気光学回転(NMOR) が起こる[1]。通常の NMOR では幅が極めて狭い(~nT)ため、磁場感度が高い一方で EDM 探索などに用いる~ μ T 程度の磁場の測定には不向きであるが、周波数変調(FM) 光を用いた場合には、変調周波数がラーモア周波数の 2 倍に一致する磁場の周りでも偏光面が回転するため有限磁場の測定でも高い感度を実現する。このように、FM 光を用いた NMOR を特に FM-NMOR と呼ぶ。

共鳴周波数の光を直線偏光として原子に入射すると、アラインメント状態と呼ばれる光を吸収しないエネルギー固有状態が生まれる。アラインメント状態の向きはレーザー光の

偏光の向きで決まるが、磁場中ではこれが時間発展する。時間発展したアラインメント状態の原子は、その方向の偏光成分を吸収しないため、直交した方向の偏光成分のみがセル中で吸収され、結果として光の偏光面が回転する。この偏光面の回転角度が磁場の大きさに依存するため、回転角度から磁場を測定することができる。

FM-NMOR 型ルビジウム磁力計の研究

本研究では、スピン緩和防止コーティングを施した Rb セルを用いた FM-NMOR 型 Rb 磁力計の研究を行った。スピン緩和コーティングを施した Rb セルを環境磁場の影響を抑制するため 4 層円筒形の磁気シールドの中に常温で置いた。⁸⁵Rb の D1 線 $F=3 \rightarrow F'$ に共鳴なレーザー光を用い、レーザー光周波数を 5 kHz で変調した(図 1)。この変調により、ゼロ磁場周りと ± 536 nT の磁場の周りに FM-NMOR スペクトルが見られた(図 2)。

磁力計の感度を高めるためには、アラインメントの大きさが大きいこと、緩和レートが小さいことが重要となるが、この二つは磁場感度のレーザー光周波数や強度によって変化する。この依存性について調べた結果、例えばレーザー強度の依存性については、ある強度までは強度が強いことがアラインメントを大きくするのに有利である一方、それ以上の場合には Rb 原子を他の状態に光ポンピングしてしまうためにアラインメントがかえって小さくなることがわかった。また、緩和レートはレーザー強度に比例して大きくなり、これらのことを考慮して、レーザーパワーの最適値は室温(約 23°C)でビーム径が 2 mm のときに 150 μ W であると結論付けられた。

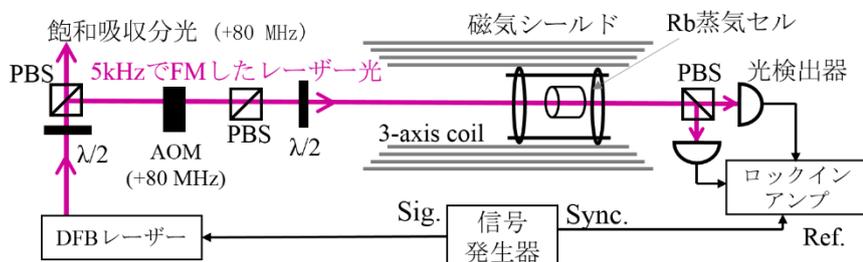


図 1. Rb 磁力計開発のための実験セットアップ

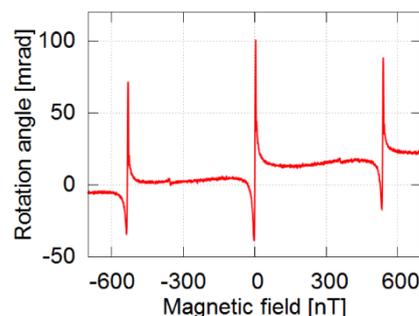


図 2. 変調周波数 5 kHz の場合の ⁸⁵Rb の FM-NMOR スペクトル

専門用語の説明

- ・ **偏光**：電磁波の電場の方向を偏光と呼ぶ。特に、直線偏光とは、この電場が一定の方向を向いて振動している場合を指す。
- ・ **スピン緩和**：ガラスセルに封入された原子は、磁場の大きさで決まるラーモア歳差周波数でスピン歳差運動をする。スピンの状態を揃えてから一斉に歳差運動されると初めは揃って歳差運動をするが、セルの内壁との衝突や磁場勾配によりスピンの歳差運動が揃わなくなる。本発表ではこのような原子の磁気副準位間の横緩和をスピン緩和と呼ぶ。

参考文献

- [1] D. Budker, *et al.* Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153–1201 (2002).

固有代数多様体上のベクトル束に伴う淡中双対理論と その基本群に関する研究

(東北大学大学院理学研究科 数学専攻) 小田部 秀介

リーマン面 X とその点 $x \in X$ に関する基本群 $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ とは、 x を通る X 内のループの成す群として定義される。ただし、ここで、二つのループは連続的な (X 内での) 変形で一方が他方にうつるとき、同じループであるとみなしている。このとき、 x は基点と呼ばれる。基本群 $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ は、空間の穴の数を捉えている位相的不変量の一つである。例えば、 X としてリーマン球面 $\mathbb{P}^1(\mathbb{C})$ をとるとき、リーマン球面には穴がひとつもないので、リーマン球面 $\mathbb{P}^1(\mathbb{C})$ 内の全てのループは基点 x にたぐり寄せることができる。つまり、 $\pi_1^{\text{top}}(\mathbb{P}^1(\mathbb{C}), x) = \{x\}$ ということになる (ただし、基点 x を X 内のループとみなしている。これを自明なループと呼ぶ)。リーマン球面のように $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ が自明なループのみからなるとき、その空間は単連結であると言われる。ところで、リーマン面 X は、それと局所双正則なリーマン面で取り替えることで単連結にできることが知られている。リーマン面 X に対して、それと局所双正則なリーマン面 $Y \rightarrow X$ は X の被覆と呼ばれている。特に X の被覆で単連結なものは X の普遍被覆と呼ばれている。実際、 X の普遍被覆を \tilde{X}_x と書くとき、自然な群の同型 $\pi_1^{\text{top}}(X, x) \simeq \text{Aut}(\tilde{X}_x/X)^{\text{op}}$ があり、こちらを基本群の定義として採用しても差し支えない。ただし、 $\text{Aut}(\tilde{X}_x/X)$ は、 X を動かさない \tilde{X}_x の自己同型全体のなす群を意味する。今、普遍被覆 \tilde{X}_x を X の被覆で単連結なものと定義してしまったが、(単連結という言葉を持ち出さずに) もっと抽象的に定義することができる。 $\mathcal{C}(X)$ を X の被覆全体の成す圏とする。 $\mathcal{C}(X)$ から集合の圏 Set への関手 ω_x を各被覆 $f: Y \rightarrow X$ に対して x 上のファイバー $f^{-1}(x)$ をとるという仕方 で定める。このとき、 X の普遍被覆 \tilde{X}_x とは、 X の被覆で、関手 ω_x を実現するものに他ならない。つまり、関手間の同型 $\omega_x \simeq \text{Hom}_{\mathcal{C}(X)}(\tilde{X}_x, \quad)$ がある。これは、各被覆 $f: Y \rightarrow X$ に対して、そのファイバー $\omega_x(Y) = f^{-1}(x)$ と $\text{Hom}_{\mathcal{C}(X)}(\tilde{X}_x, Y)$ が一対一に対応していることを意味する。さらに、このとき、自然な群の同型 $\pi_1^{\text{top}}(X, x) \simeq \text{Aut}(\omega_x)$ があることが知られている。ここで、 $\text{Aut}(\omega_x)$ は関手 ω_x の自己同型群のことである。特に、ループを持ち出さずに基本群が実現できていることが重要である。欲張ってもう少し話を続けることにする。 X の各被覆 $f: Y \rightarrow X$ に対して、

$$\pi_1^{\text{top}}(X, x) = \text{Aut}(\omega_x) \rightarrow \text{Aut}(\omega_x(Y)) = \text{Aut}(f^{-1}(x))$$

という自然な群準同型があるので、基本群 $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ はファイバー $f^{-1}(x)$ に自然に作用している。実は、この作用を見れば、もとの被覆 $f: Y \rightarrow X$ を復元できるという具合になっている。すなわち、次の圏同値がある:

$$\omega_x: \mathcal{C}(X) \xrightarrow{\cong} \pi_1^{\text{top}}(X, x)\text{-Set}.$$

ただし、右辺は、基本群 $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ の作用付きの集合全体の成す圏である。これがいわゆる位相空間の被覆のガロア理論である。基本群 $\pi_1^{\text{top}}(X, x)$ は、位相空間のガロア理論を統制する役割を担っている。

さて、1970 年代に Grothendieck は代数多様体に対して、基本群を定義した [1]。代数多様体の場合、ループが無い場合、ループを用いた定義を採用することはできない。しかし、代数多様体の場合においても、被覆は十分たくさんあるため、基本群を定義することができる。実際、次のようにする。 X を代数多様体、 $\bar{x} \rightarrow X$ をその幾何的点とする。 $\mathcal{C}(X)$ を有限エタール被覆全体の成す圏とする。 $\mathcal{C}(X)$ から集合の圏 Set への関手 $\omega_{\bar{x}}$ を $\omega_{\bar{x}}(Y \xrightarrow{f} X) := f^{-1}(\bar{x})$ で定義する。このとき、 X の \bar{x} に関する代数的基本群 $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})$ を関手 $\omega_{\bar{x}}$ の自己同型群として定義する:

$$\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x}) := \text{Aut}(\omega_{\bar{x}}).$$

この場合も $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x}) = 1$ となるとき、代数多様体 X は単連結であるということにする。実は、代数多様体の場合も、有限エタール被覆で取り替えることを何度も繰り返すことで、いつか単連結にできることが知られている。 X のエタール被覆で単連結なものを X の普遍被覆と呼ぶことにし (ただし、代数多様体として普遍被覆を実現することは一般にはできない)、 $\tilde{X}_{\bar{x}}$ と書くことにする。この場合もやはり、 $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x}) \simeq \text{Aut}(\tilde{X}_{\bar{x}}/X)$ となる。さらに、 $\omega_{\bar{x}}$ は次

の圏同値を誘導する：

$$\omega_{\bar{x}} : \mathcal{C}(X) \xrightarrow{\sim} \pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})\text{-Set}_{\text{cts}}^f.$$

ただし右辺は、連続的な $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})$ の作用を持つ有限集合全体の成す圏である。これは、代数多様体の被覆のガロア理論と呼ばれるものである。代数的基本群 $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})$ は代数多様体のガロア理論を統制する。

1970年代後半、Nori は表現論的な観点から Grothendieck の基本群の理論を発展させ、固有代数多様体に対して、代数的基本群の類似物を構成した [2]。この類似物も、ある種の基本群とみることができ、Nori によって導入された基本群ということで、今日では、Nori の基本群と呼ばれることが多い。ここでもそのように呼ぶことにする。体 k 上の固有代数多様体 X とその有理点 $x \in X(k)$ に対して、 $\mathcal{C}^N(X)$ を本質的有限ベクトル束のなす圏とする。 $\mathcal{C}^N(X)$ から k 上有限次元ベクトル空間全体のなす圏 Vec_k^f への関手 ω_x を各ベクトル束 E に対して、 $\omega_x(E) := E_x$ (x 上の E のファイバー) とおいて定義する。このとき、Nori の基本群 $\pi_1^N(X, x)$ は関手 ω_x の自己同型群として定義される：

$$\pi_1^N(X, x) := \text{Aut}(\omega_x).$$

このとき、 ω_x は次の圏同値を誘導する：

$$\omega_x : \mathcal{C}^N(X) \xrightarrow{\sim} \text{Rep}_k^f(\pi_1^N(X, x)).$$

ただし、右辺は群 $\pi_1^N(X, x)$ の k 上有限次元線形表現全体の成す圏である。これは、 X 上の本質的有限ベクトル束に伴う淡中双対理論である。つまり、Nori の基本群 $\pi_1^N(X, x)$ は本質的有限ベクトル束の淡中双対理論を統制する。ちなみに、標数が 0 の体 k の場合、 $\pi_1^N(X, x)$ は Grothendieck の代数的基本群 $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})$ の再構成を与えている。

私は、修士論文で、Nori のアイデアを利用して、Grothendieck の代数的基本群 $\pi_1^{\text{alg}}(X, \bar{x})$ よりも少し大きい（より多くの情報をもった）基本群を構成した。そして、固有代数多様体、特に種数が大きい固有代数曲線に対して、その基本群を研究した。本ポスター発表では、得られた結果について紹介する。基本群はこれまで見てきたように、本来、幾何学的なものであるが、1980年代及び1990年代の伊原康隆、Deligne, Grothendieck のそれぞれ独立の仕事が契機として、数論の研究にも応用されるようになり、今日では、数論幾何学において欠かすことのできない、非常に重要な研究対象となっている。本ポスター発表では、（私の今回の結果とは多少無関係にはなるが、）余裕があれば基本群の数論への応用等についても触れたいと思っている。

専門用語の説明

- 圏: 対象とその間の射からなる体系のこと。
- 代数多様体: 代数方程式で定義される図形のこと。代数多様体の各点はその代数方程式の根に対応している。
- 有限エタール被覆: リーマン面の被覆の代数的な対応物。「有限」は、各ファイバーが有限集合であることを意味する。
- ベクトル束: 被覆を一般化したような概念。各ファイバーが有限次元ベクトル空間であるのが特徴的。
- 本質的有限ベクトル束: 標数 0 の場合は、有限エタール被覆で自明化されるベクトル束のこと。

参考文献

[1] Grothendieck, Alexander, *Revêtements étales et groupe fondamental*, SGA1, Lecture Notes in Mathematics, Vol. 224, Springer-Verlag, Berlin-New York, 1971.

[2] Nori, Madhav Vithal, *On the representations of the fundamental group*, Compositio Math., vol. 33, 1976, p. 29-41.

P10

磁鉄鉱組成から探る噴火の準備過程

新谷直己・中村美千彦・奥村聡（東北大学大学院理学研究科地学専攻）

要旨

火山噴火はマagma溜まりで起きる様々なプロセスを経て発生すると考えられているが、この噴火の準備過程を明らかにすることは、噴火現象を理解する上で重要である。例えば、噴火に向かうにつれてマagmaの物理化学条件（温度、圧力、化学組成など）がどのように変化していったかを制約できれば、噴火の開始条件を制約できる可能性がある。本研究では磁鉄鉱の化学組成から噴火の準備過程を明らかにすることを試みた。磁鉄鉱の組成には温度依存性があり、また、磁鉄鉱内の元素拡散は他の鉱物に比べて高速である。そのため、磁鉄鉱斑晶は噴火に先行した熱的変化を伴うイベントを高い時間分解能で記録している。加えて、磁鉄鉱が他の斑晶に包有されてメルトから隔離された場合（包有物磁鉄鉱と呼ぶ）には、メルトとの元素のやりとりは事実上無視できるほど遅くなる。従って、包有物磁鉄鉱は、噴火直前ではなく、他の斑晶に包有された時点、すなわち過去のマagmaの物理化学条件を凍結記録している。

本研究は桜島火山の歴史時代噴火（1914年、1779年、1471年）を例として磁鉄鉱の化学組成分析を行い、噴火に先立つ短い時間スケールでのマagma溜まりの情報を得るとともに、磁鉄鉱斑晶と包有物磁鉄鉱の組成幅の違いからマagma溜まりの進化を解明できる可能性があることを示した。

専門用語の解説

マagma溜まり

地下においてマagmaが蓄積されている領域のこと。深部から上昇してきたマagmaと周囲の岩石の密度が釣り合う深さに形成される。マagma溜まりで起きる物理過程が噴火を引き起こすと考えられている。

磁鉄鉱

鉄の酸化鉱物。純粋な化学組成は Fe_3O_4 であるが、ウルボスピネル（ Fe_2TiO_4 ）と固溶体を形成しているため、チタンを含んでいる。固溶体組成（～チタンの割合）は温度依存性があるので、この組成からマagmaの温度を推定できる。

斑晶、メルト

マagmaは液体のみで構成されているのではなく、固体と液体（と気体）の混合物である。固体が結晶で、液体がメルトである。火山噴出物には大きな結晶が見られるが、この結晶を斑晶と呼び、マagma溜まりで形成されたと考えられている。

P11

分子回転のレーザーパルスによる最適化とX線回折イメージングのシミュレーション

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○吉田 将隆, 大槻 幸義, 河野 裕彦

【序】通常、気相中の分子はランダムに配向しており、角度分布は等方的である。非共鳴なレーザーパルスを照射すると、パルス電場は分子に分極を誘起し、偏光ベクトルと分子軸のなす角に依存したトルクを加える。量子力学的な描像でいえば、回転準位の重ね合わせ状態(回転波束)が生成され、角度分布の異方性が誘起される。これを利用して、分子軸を空間系に対して平行に揃えることを分子整列とよぶ。直線分子の整列制御法はよく発達しており、分子軌道の測定[1]などへの応用実験が報告されている。一方、非直線分子の最適な制御機構は明らかにされていない。本研究では、対称コマ分子でモデル化したポルフィンを例に、高い整列度合いを実現するためのレーザーパルスを最適化シミュレーション法[2]により数値設計する。さらに分子整列のイメージング法の一つとして時間分解X線回折イメージングに着目し、回折パターンと分子整列制御の関係をシミュレーションする。

【理論】剛体でモデル化したポルフィンに対して、直線偏光したレーザーパルスを照射することを考える。分子平面に垂直な慣性主軸(z軸)とレーザーパルスの偏光方向のなす角(Z軸)を θ とし、整列度合いを $\cos^2 \theta$ の期待値で評価する(図1)。整列度合いを最大にする最適なレーザーパルスは、変分法により導出されるパルス設計方程式から求められる。本シミュレーションでは、最適パルスを設計しながら系の時間発展を計算する。また(1)式によりX線微分散乱断面積 $\partial\sigma/\partial\Omega$ を求めることで、最適化レーザーパルスにより整列制御されたポルフィンの回折パターンをシミュレーションする。

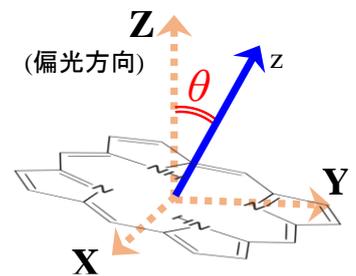


図1: 慣性主軸z軸と偏光方向Z軸のなす角 θ

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \propto \int_0^\infty dt \sum_{m,n} F_m(\mathbf{Q})F_n(\mathbf{Q}) \times \text{Tr}[\cos\{\mathbf{Q}(\mathbf{R}_m - \mathbf{R}_n)\}\rho(t)] \quad (1)$$

\mathbf{Q} , $F_m(\mathbf{Q})$, \mathbf{R}_m , $\rho(t)$ はそれぞれ散乱ベクトル、原子形状因子、核座標、回転波束の密度演算子である。また、検出面はX,Y面(図1)とした。

【結果】目的時刻 t_f は、 $J=1 \leftarrow J=0$ の遷移振動数の逆数として定義される回転周期 $T_{\text{rot}}=19.58$ psを用いて、 $2T_{\text{rot}}$ とした。このとき、最適化したレーザーパルスの包絡線 $\epsilon(t)$ を図2に示す。なお試料の冷却に超流動ヘリウムを用いることを想定し、系の温度を0.15 Kとした。最適パルスは $1T_{\text{rot}}$ 間隔に現れる2本の特に強いパルスを含む、主に4つのパルスからなり、整列度合いを0.61まで高めることができる。また図3に、整列制御の前後でのX線回折強度の差を示す。X線の光子エネルギー $|\mathbf{k}_{\text{in}}|$ は20 keV (0.63 Å)とした。制御の前後において回折パターンに明瞭な違いが現れることから、最適化した整列制御パルスによる分子の角度分布の異方性を鋭敏に捉えられる。

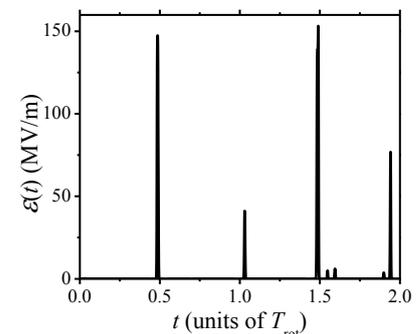


図2: 最適化したレーザーパルスの包絡線 $\epsilon(t)$

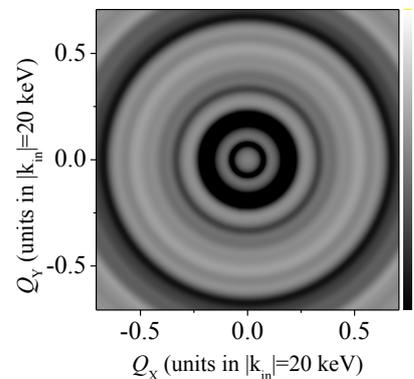


図3: 整列制御の前後でのX線回折像の変化

【参考文献】

[1] J. Itatani et al., *Nature* **432**, 867 (2004).

[2] M. Yoshida and Y. Ohtsuki, *Phys. Rev. A* **90** 013415 (2014).

The observed and intrinsic UV spectral slope β of

luminous Lyman Break Galaxies at redshift 4

(東北大学大学院理学研究科 天文学専攻) 山中郷史・山田亨

天文学において、遠方に存在する銀河を観測することは宇宙の過去の姿を捉えることであり、宇宙の構造形成の歴史を知る上で重要な役割をもつ。また、銀河を観測する際の光の波長帯も重要な意味を持っており、我々は銀河の様々な側面を様々な波長の光を通して垣間見ることが可能である。中でも銀河の紫外・可視（波長が約 90nm~800nm）の光を観測することは、銀河を構成する恒星成分を直接的に観測することを意味しており『銀河の性質』を評価する上で重要な波長帯である。銀河の性質とは、恒星を形成する能率（＝星形成率）・恒星の量（＝銀河の恒星質量）・銀河の年齢・恒星に含まれる He より重い元素の量（＝金属量）・星間ダストの量、などを指し、紫外・可視の光度、水素の再結合線や様々な金属の輝線・吸収線を指標とすることで調べることが可能となる。上記性質が、銀河の形成・進化の枠組みの中で宇宙の歴史と共にどのように変化を遂げてきたのか、活発に議論がなされている。

本研究ではライマンブレイク法で選び出した赤方偏移 4 に存在する銀河の性質を詳細に調べ上げ『静止系紫外線波長域のスペクトルスロープ β 』との関連付けを目的とした。スペクトルスロープ β とは、銀河の紫外線（125nm~250nm）光度の波長依存性を表したパラメータで、高赤方偏移にある銀河に対しても比較的正確かつ効率よく調べることが可能なパラメータである。今後、次世代の望遠鏡によって初期宇宙（＝高赤方偏移）に存在する銀河の研究は活発化するとされ、高赤方偏移の銀河の性質を調べる指標の一つとして β は期待されている。しかし一方で、先行研究では狭い天域に存在する非常に光度の低い銀河が主に調べられており、 β の振る舞いを様々な性質の銀河に対して広く正しく理解しているのか疑問が残る。そこで我々は、非常に広い天域を観測した SXDS と呼ばれる領域の最新の撮像データを用いて銀河の探査を行い、銀河の性質を詳細に調べ上げ β との関係調べた。 β に関しては新しく intrinsic UV spectral slope と呼ばれる量を定義し、本来の値と実際に観測された値を比較することで銀河の性質に別の観点から迫った。以上の結果、爆発的星形成の兆候を示す珍しい種族の候補天体を、これまで見過ごされてきた β ・光度を持つ銀河の中から発見した。このような銀河は β の分布に大きな影響を及ぼす可能性をもつ。また、赤方偏移 4 に存在する銀河の性質は現在に近い銀河と比べて変化をしており、宇宙年齢に対して銀河の平均的な性質は進化していることを示唆する。本ポスターでは上記結果について解釈を交えて発表をする。

- ・ライマンブレイク法：撮像観測のデータのみを用いて、特定の距離にいる銀河の候補を絞り込む手法。
- ・赤方偏移 (Redshift)：宇宙膨張の影響で観測する光が本来の波長から伸びる現象。波長の伸びの程度を銀河の距離の指標としても用いる。赤方偏移 4 は宇宙が約 15 億歳の頃を見ている。

参考文献

- [1] Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2014, ApJ, 793, 115

有機伝導体における単一周期サイクル瞬時強電場効果

東北大院理¹, 岡理大理², 東北大金研³, 中央大理工⁴

内藤陽太¹, 石川貴悠¹, 川上洋平¹, 伊藤弘毅¹

山本薫², 佐々木孝彦³, 石原純夫¹, 田中康寛⁴, 米満賢治⁴, 岩井伸一郎¹

光誘起相転移[1,2]は、光の照射によって物質の伝導性、誘電性、磁性などを瞬時に変化させるハイブリットな超高速光スイッチとして注目されてきた(図 1)。既に共役高分子、金属錯体、遷移金属酸化物、電荷移動錯体など様々な物質系を舞台にした研究が広範に展開している。その中でも、強い電子間相互作用によって多彩な物性や相転移が発現する強相関電子系では、光誘起絶縁体 - 金属転移、スピントロニクスオーバー、超伝導などの劇的な物性変化が超高速時間領域で駆動される。しかし、その多くは、光照射に伴う電子温度の上昇により、モット絶縁体や電荷秩序などの強固で well-define な電子的秩序が融解するものであった。

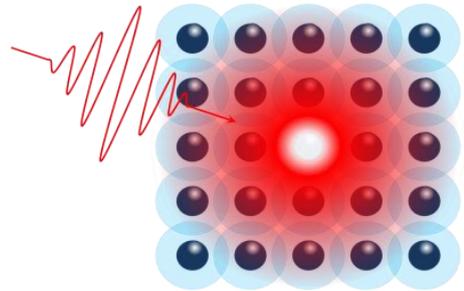


図 1: 固体への光照射

一方、近年の数サイクル光、テラヘルツ波の光源技術の発展により、MV/cm を超える瞬時超強電場を物質表面に印加することが可能になった。こうした強電(磁)場下における極端非平衡の物理は少なくとも実験的には未踏領域であり今後の飛躍的な展開が期待されている。そのような状況のなか、我々は、光強電場による秩序形成の可能性を探索している[3,4]。強い光を用いた極端非平衡状態の研究は、理論的には 30 年以上前から行われており、“フロケ状態(光をまとった電子)”として注目されてきた*1[5]。近年では強相関電子系において、負温度状態や相互作用の反転など、基底状態の近傍では起

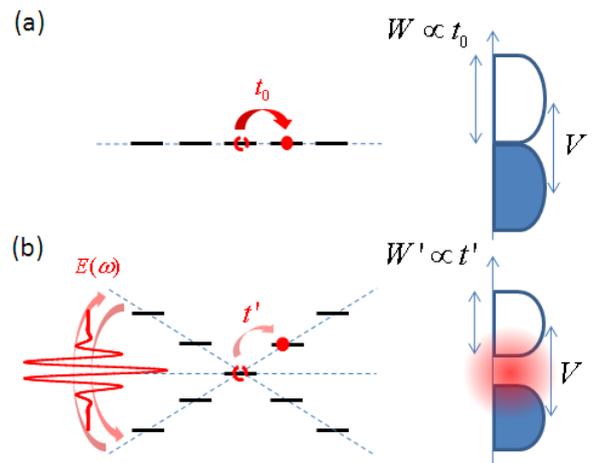


図 2: 高周波強電場による電子の移動積分の減少

こりえない新奇な現象が予測されている。そのようなフロケ状態の概念の中で、最も基本的なものの一つに、動的局在がある。動的局在とは、強い高周波の電場によって電子のサイト間の移動積分が減少する現象であり、ある特定の電場強度下では、電荷が完全に局在化する*2(図 2)。

強相関電子系では、クーロン反発(サイト内; U 、サイト間; V)の効果が、サイト間の電子の運動エネルギー (\propto 移動積分; t) の寄与に比べて十分に大きいときに、電荷の秩序が形成される。従って、動的局在によって t を減少させることによって、 U 、 V と t のバランスを変化させ、原理的には秩序を形成する

*1 フロケ理論は、パルスではなく連続光に対する概念である。しかし、ここでは広義に捉え、1 サイクル以上のパルス下における強電場効果も含めてこう呼ぶことにする。

*2 正しくはこの完全に局在した状況のみが”動的局在”である。しかしここでは、もう少し広く、高周波強電場効果として移動積分が減少する効果全体を表すことにする。

ことが可能になる。しかし、こうした極端非平衡状態の実現には、MV/cmにおよぶ極めて強い電場の印加が必要となるが、こうした極端な強励起は、物質の格子温度が上昇したり、表面が損傷してしまうために困難であった。この問題に対し、我々は7フェムト秒（1.3 サイクル）という極めて短い赤外パルス光を用いることで、格子温度が上昇する以前の一瞬の時間にだけ、強電場による極端非平衡状態を実現させることを可能にした。

i) α -(BEDT-TTF)₂I₃ は、 $T_{CO}=135$ K 以下で強誘電性の電荷秩序を示す有機金属である。図 3(a)に T_{CO} 以上の金属相(138 K)において励起した後の過渡反射率変化($\Delta R/R$)スペクトルの時間発展を二次元プロットで示す。励起後 50 fs 以内に見られる $\Delta R/R$ の形状は、金属から電荷秩序への変化(低温側への変化)を示す。0.64 eV における $\Delta R/R$ の時間発展を図 3(b)に示す。周期 20 fs の時間軸振動は、電荷秩序ギャップのエネルギーに一致することから、この振動は、金属中に電荷秩序ギャップが生じたことを示す(矢印)[3]。

ii) (TMTTF)₂AsF₆ における有効質量の増大

高エネルギー側の反射スペクトルが、ドルーデモデルによって説明できる物質(TMTTF)₂AsF₆ を用い、光励起による有効質量($m^* \propto 1/t$)の変化を実験的に示した。図 4(a)は反射率変化のスペクトログラム（スペクトル-時間の二次元プロット）を示す。赤矢印のように反射率減少のスペクトルの重心が低エネルギー側へシフトしている。これはプラズマ周波数($\omega_p \propto \sqrt{n/m^*}$, n はキャリア数)の減少（高エネルギー側のスペクトル変化）が散乱周波数 γ の増加（低エネルギー側の変化）に先立って起こることを示す。図 4(b)にフィッティングから求めた ω_p と γ の時間発展を示す。 ω_p が、20 fs 以内に数%減少することがわかった。励起、プローブエネルギーは、電荷ギャップに比べて十分大きいことから、 n は変化しない。したがって、この変化は、 t の減少(動的局在)によるものと考えられる。また、励起後~80 fs の間、周期 20 fs の時間軸振動が観測される。この振動周期は分子間の電荷移動バンドのエネルギーに対応する。すなわち、 ω_p の時間発展に、より低エネルギーの電荷ダイナミクスが振動として観測されることが分かった[4]。

参考文献

- [1] K. Nasu., “Photoinduced Phase Transition” (World Scientific, 2004).
- [2] D. N. Basov et al., Rev. Mod. Phys. 83,471 (2011).
- [3] T. Ishikawa, Y. Naitoh et al., Nature. Commun. 5 5528 (2014).
- [4] Y. Naitoh et al., Phys. Rev. B submitted.
- [5] D. H. Dunlap and V. M. Kenkre: Phys. Rev. B 34, 3625 (1986).

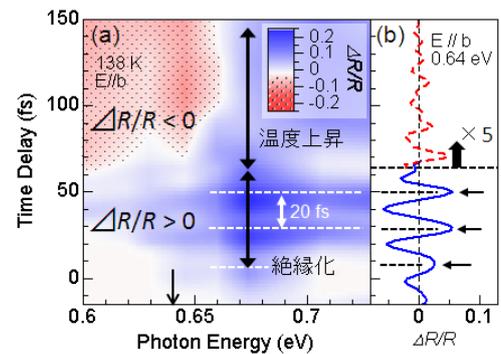


図 3: (a)過渡反射スペクトルの時間発展、(b)電荷秩序ギャップ反映する時間軸振動。

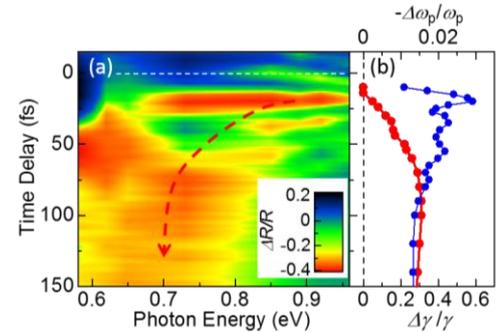


図 4: (a) 過渡反射スペクトログラム、(b) フィッティング(緑実線)によって得られた $-\Delta\omega_p/\omega_p$ (●)、 $\Delta\gamma/\gamma$ (●)の時間発展。

伊豆・小笠原諸島下のスラブ構造と

2015 年小笠原諸島西方沖の深発地震に関する研究

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 藤澤萌人・趙大鵬・豊国源知

沈み込み帯では沈み込むプレートがマントルと相互に影響を及ぼし合っており、火山活動や地震活動が非常に活発な地域である。プレートの沈み込みが及ぼす影響は沈み込み帯周辺だけではなく、地球全体のプレート運動やマントル対流など広範囲に及んでいるため、その構造を解明することはマントルダイナミクスの解明においてとても重要である。

日本列島の南東に存在する伊豆-小笠原海溝は、太平洋プレートがフィリピン海プレートの下に沈み込んでいる場所である。そんな小笠原諸島西方沖で 2015 年 5 月 30 日に Mj8.2、深さ 682 km の地震が発生した。これほどに大きく深い地震は世界的にも珍しく、日本で発生した最も深い地震である。この深発地震の震源は、小笠原地域で発生した他の深発地震と比べ 100 km 以上も深く、これまで全く地震が発生していない場所に位置している。そのためこの深発地震の発生要因を調査することで、伊豆-小笠原海溝下のスラブ形状や深発地震の発生メカニズムを解明する上で新たな知見を得ることができると期待される。

地球内部の構造を推定する手法としては地震波トモグラフィーが非常に有効であるが、詳細な構造を推定するためには多くの地震と観測点が必要である。しかし伊豆-小笠原海溝周辺は非常に観測点が少なく、その配置も偏っている。そのため本研究では後続波も使用できるグローバルトモグラフィー法 (Zhao 2004, 2009) を改良し、観測点の少ない地域でも詳細な 3 次元構造を推定できるマルチスケール全球トモグラフィー法を開発した。そしてこの手法を用いて伊豆-小笠原海溝に沈み込む太平洋スラブと 2015 年小笠原諸島西方沖深発地震の震源域の詳細な 3 次元 P 波構造を推定した。

トモグラフィーにより得られた結果から、沈み込むスラブの傾斜が北部に比べ南部では急になっている様子が見られた。また太平洋スラブがマントル遷移層で停滞する場所と下部マントルへ沈み込む場所の境界はおよそ北緯 28 度であることがわかった。これらの構造には伊豆-小笠原海溝の移動速度が北部と南部で違っていることが大きく影響していると考えられる。移動速度の異なる原因には、沈み込むスラブの年代の違いや太平洋プレート上に存在する小笠原海台の衝突が考えられる。

また小笠原諸島西方沖深発地震の震源は、下部マントルへ侵入するスラブ内部で、上部マントルと下部マントルの境界よりも上に位置していることが明らかとなった。そのため、この深発地震の発生には、スラブの沈み込みや密度差から生じる上部マントルと下部マントルの境界面から受ける力、スラブ内の岩石相転移の影響など、スラブとマントルの複雑な相互作用が大きく関与したことが示唆される。

専門用語の説明

- ・地震波トモグラフィー:地震波の走時データ(震源から観測点まで地震波が到達する時間)を用いて、地球内部の3次元構造を推定する方法.

参考文献

- Zhao, D. (2004) Global tomographic images of mantle plumes and subducting slabs: insight into deep Earth dynamics, *Phys. Earth Planet. Int.*, 146 (1–2), 3–34.
- Zhao, D. (2009) Multiscale seismic tomography and mantle dynamics, *Gondwana Res.*, 15 (3–4), 297–323.

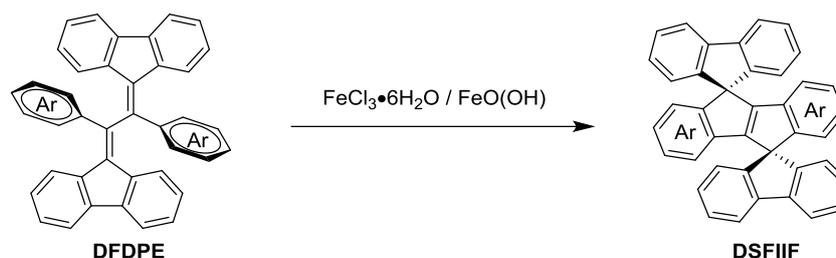
P15

FeCl₃-Mediated Oxidative Spirocyclization of Difluorenylidene Diarylethanes

(WPI-AIMR, Tohoku University) Zhanqiang Xu, Jian Zhao, Kazuaki Oniwa, Naoki, Asao, Yoshinori Yamamoto, Tienan Jin

The introduction of the fluorene-based spiro configuration into the π -conjugated systems has become an efficient molecular design tendency for modern optoelectronic materials owing to the highly rigid structure, which can minimize the electronic interactions between π -systems while preserving the properties of the π -conjugated systems.^[1] In this context, various spiro-linked π -systems such as spirobifluorene-based oligomers and polymers, and dispirofluorene-indenofluorene derivatives have been applied in high performance organic electronics as fluorescence materials and hole transporting materials.^[2]

Very recently, we have developed an interesting synthetic approach for constructing 9,9-bifluorenylidene (9,9'BF) and 1,2-di(9*H*-fluoren-9-ylidene)-1,2-diphenylethanes (DFDPE) units from the corresponding bis-biaryl alkynes or biaryl alkynes through a novel Pd-catalyzed dual C(sp²)-H bond activation.^[3] The facile synthetic method and the structurally intriguing DFDPE having all sp²-hybridized carbons led us to explore a new C-H oxidation reaction for constructing new π -conjugated fused systems. In this presentation, a novel FeCl₃-mediated oxidative spirocyclization of DFDPE for construction of a new class of dispiro-linked π -conjugated molecules, dispirofluorene-indeno[2,1-*a*]indene-fluorenes (DSFIIF), has been reported.^[4] The combination of FeCl₃·6H₂O with FeO(OH) afforded the corresponding dispirocycles in high yields and the highest fluorescence quantum yield was up to 0.94 in solution. This protocol is also applicable to the synthesis of the non-spiro-linked dihydroindenoidenes.



Scheme 1. FeCl₃-mediated spirocyclization.

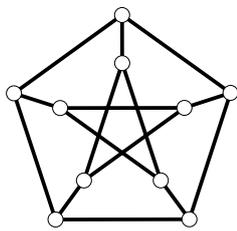
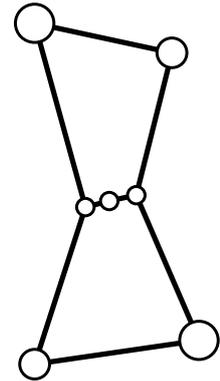
References

- [1] T. P. I. Saragi, T. Spehr, A. Siebert, T. F. Lieker, J. Salbeck, *Chem. Rev.* **2007**, *107*, 1011-1065.
- [2] W. H. Nguyen, C. D. Bailie, E. L. Unger, M. D. McGehee, *J. Am. Chem. Soc.* **2014**, *136*, 10996-11001.
- [3] J. Zhao, N. Asao, Y. Yamamoto, T. Jin, *J. Am. Chem. Soc.* **2014**, *136*, 9540-9543.
- [4] J. Zhao, Z. Xu, K. Oniwa, N. Asao, Y. Yamamoto, T. Jin, *Angew. Chem. Int. Ed.* **2016**, *55*, 259-263.

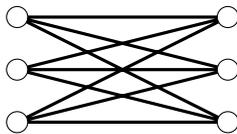
Ramanujan グラフから導かれるグラフの 2-リフトについて

東北大学大学院理学研究科数学専攻 B4SM1012 齋藤 隼

グラフ理論とは頂点の集合と辺の集合で構成されるグラフに関する理論である。例えば右図のオリオン座はグラフ理論におけるグラフの 1 つといえる。グラフ理論はそれ自身で数学的理論体系としての体裁を整えているが、応用の現場で育った理論であることも確かである。このグラフ理論において近年重要なのは、電話やコンピュータなどの通信ネットワークへの応用である。そこではグラフの頂点をコンピュータの端末とみなし、辺をそれらを結ぶケーブルと考えるのである。これらをどのように接続すれば最も効率よく通信できるかが考えられてきた。本稿で紹介する Ramanujan グラフもまさにそのような試みの 1 つである。



3-正則グラフ



グラフ $2-K_3$

X を k -正則グラフと呼ばれる、任意の頂点が k 個の隣接する頂点をもつグラフとする。例えば左図は 3-正則グラフの例であるが、オリオン座は正則グラフでない。この X の固有値とは、頂点集合 $V(X) = \{v_1, v_2, \dots, v_n\}$ に対して

$$a_{ij} = \begin{cases} 1 & v_i \text{ と } v_j \text{ が隣接しているとき} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

として定義される隣接行列 $A = (a_{ij})$ の固有値である。その集合を $\text{Spec}(X)$ と書く。また、グラフ $X = (V, E)$ が正則な完全 2 部グラフ $2-K_n$ とは、左図 $2-K_3$ のように V を 2 個の部分集合 V_1, V_2 ($|V_1| = |V_2| = n$) に分割して、 V_1 の頂点同士、 V_2 の頂点同士は隣接しないが、 V_1 と V_2 の任意の 2 点間は隣接するグラフのことをいう。グラフ X が k -正則グラフのとき、その隣接行列 A は自明な固有値 k をもち、その他 $\lambda \neq \pm k$ なる X の、全ての非自明な固有値 λ の絶対値が小さければ小さいほど、そのグラフはネットワーク構造への良い応用をもつ。Ramanujan グラフは 1988 年に A. Lubotzky, R. Phillips, P. Sarnak らによって定義され、同じ論文内でその最初の具体的構成がなされた [2]。

定義 1. X を連結な k -正則グラフ、 A をその隣接行列とし、 $\lambda(X)$ を

$$\lambda(X) = \max_{\substack{Av = \lambda v \\ \lambda \neq \pm k}} |\lambda|$$

とする。このとき、

$$\lambda(X) \leq 2\sqrt{k-1}$$

が成り立つならば、 X を Ramanujan グラフと呼ぶ。

私は、次の2-リフトを用いて Ramanujan グラフを構成した。

グラフ $X = (V, E)$ の符号 $s: E(X) \rightarrow \{\pm 1\}$ による 2-リフト X_s とは、頂点集合に V の2つのコピー V_1, V_2 をとり、辺集合を任意の $x, y \in V(X)$ とそれぞれのコピー $x_1, y_1 \in V_1, x_2, y_2 \in V_2$ に対して

$$E(X_s) = \{(x_1, y_1), (x_2, y_2) \mid (x, y) \in E, s(x, y) = 1\} \cup \{(x_1, y_2), (x_2, y_1) \mid (x, y) \in E, s(x, y) = -1\}$$

とするグラフである。

命題 2. グラフ X の符号 s による符号化された隣接行列 A_s は

$$(A_s)_{xy} = \begin{cases} s(x, y) & (x, y) \in E(X) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

として定義される行列である。この行列 A_s とグラフ X の隣接行列 A について次の等式

$$\text{Spec}(X_s) = \text{Spec}(A) \cup \text{Spec}(A_s)$$

が成り立つ。

命題 2 より、 k -正則グラフ X が Ramanujan グラフで、ある符号 s と、その符号化された隣接行列 A_s について、 $\text{Spec}(A_s) \subset [-2\sqrt{k-1}, 2\sqrt{k-1}]$ となる時、 X_s もまた、Ramanujan グラフになる。そのような符号 s を Ramanujan 2-リフトと呼ぶ。例えば、 $2-K_n$ は自明な Ramanujan グラフであり、全ての n で、その Ramanujan 2-リフトが存在することは、論文 [1] によって知られている。このことから、全ての次数で非自明な Ramanujan グラフは存在することがわかる。しかし、その具体的な構成法は一般にはまだ分かっていない。そこで、私の修士論文では、この2-リフトを次のように具体的に構成することができた。

定義 3. q を奇素数の冪で $q \equiv 1 \pmod{4}$ とする。この q に対し2部化された Paley グラフ $2-P_q$ とは頂点集合に $\mathbb{F}_q \times \{\pm 1\}$ をとり、辺集合を

$$E(2-P_q) = \left\{ ((x, \delta), (y, -\delta)) \mid \exists c \in (\mathbb{F}_q^\times)^2 \ x + c = y, \ x, y \in \mathbb{F}_q, \ \delta \in \{\pm 1\} \right\}$$

とするグラフである。

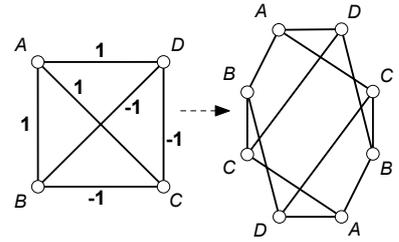
定理 4. 全ての自然数 $n \geq 2$ に対し、ある $q \equiv 1 \pmod{4}$ かつ $q \geq n$ なる奇素数のべき q が存在し、 $s: E(2-K_q) \rightarrow \{\pm 1\}$ を

$$s(x, y) = \begin{cases} 1 & (x, y) \in E(2-P_q) \\ -1 & \text{otherwise} \end{cases}$$

とする。このとき、 $s: E(2-K_q) \rightarrow \{\pm 1\}$ の $E(2-K_n)$ への制限 $s^* = s|_{E(2-K_n)}$ は、 $2-K_n$ の Ramanujan 2-リフトになる。

参考文献

- [1] A. Marcus, D. A. Spielman, and N. Srivastava, *Interlacing families I: Bipartite Ramanujan graphs of all degrees*, Annals of Mathematics, 182 (2015), 307–325.
- [2] A. Lubotzky, R. Phillips and P. Sarnak, *Ramanujan graphs*, Combinatorica, 8 (1988), 261–277.



P17

津軽錦石の組織と成因

石川志緒利・長瀬敏郎・栗林貴弘（東北大学大学院理学研究科地学専攻）

「にしき石」というのは、青森県内各地から産する石英質または珪質の美しい石を総称する名称である。にしき石は広義では瑪瑙、蛋白石、赤鉄鉱・白鉄鉱および碧玉を指し、にしき石の呼称は色彩や模様、産地によって様々で、学問的に定義されたものではない。狭義のにしき石は碧玉系統のものを指し、五彩の錦模様を有するにしき石は、古くは江戸時代からその美しさと硬さと、産出が稀少であることで珍重されてきた。本研究で取り扱うにしき石は碧玉系統のものを議論する。鮮やかな色彩は含まれる鉄鉱物の種類により、赤は赤鉄鉱、黄色は針鉄鉱、緑色はセラドン石であると報告されている(山岡,1965)。にしき石の有名な産地は青森県の海岸沿いに点々としているが、露頭の発見がされていないため、にしき石の成因考察の報告は少なく、にしき石の賦存状態も明らかになっていない。そのため、にしき石における石英組織の詳細な記載と、鉄酸化鉱物の組成分析によって、青岩海岸で採取されるにしき石の形成過程を推定することを目的とする。

顕微鏡下で石英の組織を観察すると、初生組織・再結晶組織・置換組織など多様な組織を示す。そのため、にしき石の組織観察および含まれる鉄鉱物の組成分析を行った結果から、青岩海岸から採取されるにしき石の成因は、原岩が菱鉄鉱を含む炭酸塩岩となり、これが酸化環境で珪化を受けると炭酸塩岩が SiO_2 に置き換えられ、mosaic 組織や flamboyant 組織を呈する。この時、菱鉄鉱が酸化すると赤鉄鉱に、水の存在下で酸化すると針鉄鉱となる。この珪質岩が角礫化を受け再び珪化すると石英脈が形成し、chalcedony が沈殿する。この時、白鉄鉱が黒色を呈し、セラドン石が緑色を呈する。



専門用語の解説

Jasper(ジャスパー/碧玉)

チャート的一种で、鉄酸化物を含む不透明な珪質岩。含まれる鉄酸化物の種類によって、赤、黄、緑、灰青、褐色、黒などの色を呈するチャートのことを碧玉と呼ぶ。

Chalcedony(カルセドニー/玉髓)

化学組成が SiO_2 である微晶質石英。顕微鏡下で繊維状の組織を呈する。繊維の伸長方向が c 軸に垂直な場合、負の伸長性を持ち、length-fast と表現される。Length-fast の繊維状組織を chalcedony と呼ぶ。

参考文献

- [1] 山岡一雄、広島正五、三上文雄(1996)「青森県北津軽郡小泊村のにしき石」『東北の工業用鉱物資源』第6輯 pp92-98. 東北地方工業用鉱物資源開発調査委員会
- [2] 山岡一雄、中川功、三上文雄(1965)「青森県岩崎村並びに深浦町のにしき石」『東北の工業用鉱物資源』第5輯 pp115-123. 東北地方工業用鉱物資源開発調査委員会

P18

大質量星はどのように死んでいくのか

(東北大学大学院理学研究科 天文学専攻) 小野里宏樹

1. 背景 | 従来の大質量星の進化モデル ~Conti Scenario~

質量が太陽の 8 倍以上の恒星は大質量星、それ以下の恒星は中小質量星と呼ばれると呼ばれる。太陽は中小質量星の代表で、寿命は約百億年と長く、その最後は白色矮星として静かに終わると考えられている。一方、大質量星は寿命が数百万年と短命であるが、その一生の最期に起こす超新星爆発は宇宙空間に大量の重元素を放出して宇宙の元素組成を変えていく。このため、大質量星の進化は宇宙の進化の観点からも強い関心を抱かれている。

1960 年代に紫外線での観測の発展により、大質量星からは強い放射圧によって多量のガスが吹き出していることが明らかになった。Conti (1975) [1] は観測された質量放出をもとに、大質量星の進化モデルを提唱した。このモデルは主系列星から進化後の Wolf-Rayet (WR) 星まで広い範囲の大質量星の特徴を上手く説明できることから Conti Scenario と名付けられ、大質量星の進化を理解する標的枠組みとなった (図 1)。

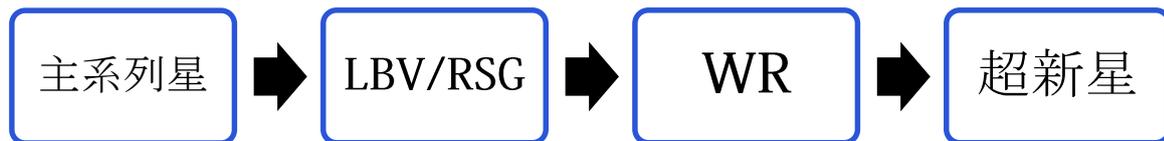


図 1. 従来考えられてきた大質量星の進化のシナリオ (Conti Scenario)。近年のモデル計算、および観測から放射圧では強い質量放出を生み出せず、WR 星が形成できないことが問題となっている。

2. 問題点 | 不足している質量放出率

ところが、最近のモデル計算、および観測から放射圧ではそれほど強い質量放出を生み出せないことがわかってきた (Fullerton et al. 2006 [2], Bouret et al. 2005 [3])。特に深刻なのは、放射圧駆動型の恒星風モデルでは、外層を十分に吹き飛ばすことができず、WR 星が形成されないという問題である。しかしながら、WR 星が多数観測されているために強い質量放出は必要不可欠である。

3. 解決方法 | 近接連星? LBV や RSG?

上記の不足している質量放出率を補う方法として現在二つのメカニズムが考えられている。一つは、近接連星系の中の重力相互作用による質量のはぎ取りである。もう一つは、大質量星が主系列星の段階を終えた後の LBV や RSG の段階での多量の質量放出である。LBV の段階は非常に明るいために放射圧が強く、自身を支えられなくなり、大きな爆発を起こすことがあり、それにより多量の質量が放出される。これら二つのメカニズムには現在、観測による決定的な証拠が得られていないため、決着が付いていない。

4. 研究方法 | 大質量星進化における近接連星の影響の統計的評価

本研究では、二つのメカニズムのうち近接連星系の重力相互作用による質量のはぎ取りに注目した。近接連星系の場合、一方の恒星が他方の恒星を隠す現象が見られることがあり、食と呼ばれる。このとき、連星系が暗く見えるので、恒星が一つに見える場合でも連星であることがわかる。本研究では、南アフリカの IRSF 望遠鏡を用いて多数の WR 星の明るさを長期間にわたり観測し、その明るさの変化から食の検出を試みた。多数の WR 星を観測することにより、一般に連星率が高いと考えられているが、統計的な研究がまだ不十分である WR 星の連星について、統計的な議論ができるデータを提供することができる。

本講演では南アフリカの IRSF 望遠鏡およびそこに搭載されている SIRIUS カメラを用いて 3 ヶ月間にわたって行った観測の結果を報告する。

専門用語の説明

- 主系列星：中心部で水素の核融合反応を起こすことにより発生したエネルギーが重力とつりあっている天体。安定した段階で、宇宙の大部分の恒星がこの段階にある。太陽も主系列星の一つである。
- LBV : Luminous Blue Variable という天体。大質量星が主系列星の段階を終えた後に到達すると考えられている。宇宙で最も明るい恒星の種類の一つである。非常に明るいため放射圧が重力よりも強くなり不安定になり、大きな爆発が見られることもある。
- RSG : Red Supergiant。赤色超巨星。大質量星の中でも軽い方の天体が主系列の段階を終えた後に到達すると考えられている。外層が非常に大きく膨らみ、半径が太陽の数百倍にもなっていると考えられている。
- WR : Wolf-Rayet 星。大質量星の進化が進み、自身の水素外層を吹き飛ばして中心核がむき出しになった天体であると考えられている。Wolf と Rayet は発見者の名前である。

参考文献

- [1] Conti, P. S. 1975, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 9, 193
- [2] Fullerton A. W., Massa D. L. & Prinja R. K., 2006, ApJ, 637, 1025
- [3] Bouret J. C., Lanz T., & Hillier D. J., 2005, A&A, 438, 301

ジエチルエーテル正イオンの赤外分光：強い水素結合を作る CH 結合

○¹ 遠藤寛也・¹ 松田欣之・¹ 藤井朱鳥・² 高橋開人

(1.東北大学大学院理学研究科化学専攻 2.台湾中央研究院原子分子科学研究所)

水素結合は様々な液体の構造や物性および、有機化合物または生体分子の構造、機能、反応性などを決める重要な要因の一つであることが知られており、これまで多くの研究がなされてきた。水素結合は水素原子(H)が介在する分子間の引力であり、電子を引き付ける力である電気陰性度の高い原子 X と結合した H と電気陰性度の高い原子 Y との間で、X-H---Y の相互作用を形成する。電気陰性度の大きい酸素原子(O)や窒素原子(N)と水素原子が結合した OH 結合や NH 結合は強い水素結合を作ることが良く知られている。一方で電気陰性度の低い炭素原子(C)と水素原子が結合した CH 結合は水素結合を作る能力(水素結合性)が弱いとされている。

正の電荷を帯びた状態である正イオンの OH や NH は、中性状態よりもさらに強い水素結合を作ることが知られている。このような正イオン状態における OH や NH の水素結合性の増大は、レーザー分光研究によって詳細に調べられている。したがって中性状態では水素結合性の弱い CH 結合も、OH や NH と同様に、正イオン状態でより強い水素結合を形成することが予想される。しかしながら、OH 結合や NH 結合が形成する水素結合については広く研究が行われてきたにもかかわらず、正イオン状態の CH の水素結合性についてはこれまであまり注目されてこなかった。

CH 結合の水素結合性の強さは CH 結合間の電荷の偏りや、CH 結合の強さに反映される。赤外分光は結合の強さおよび結合間の電荷の偏りの変化の情報を、吸収する赤外光の振動数や吸収強度の変化として得ることができる分光法である。本研究では、電荷を帯びた CH の水素結合性を明らかにすること、およびその原因を理解することを目的として、気相中に生成したジエチルエーテル(DEE)正イオンの赤外分光研究を行なった。それらの赤外分光の結果および、量子化学計算の比較により、DEE 正イオンの CH 結合が、酸素原子との相互作用により、非常に高い水素結合性を持つことを明らかにした。また DEE 正イオンの構造変化により、この CH の水素結合性が大きく変化することを見出した。

あらゆる有機化合物は炭素骨格を有しているため、我々の環境、生体内に存在する有機化合物中には多くの CH 結合が存在する。生体内などの高分子やバルクの凝集系内には、部分的な正イオンの状態または局所的に正電荷を帯びた部位が存在する。よって有機化合物の CH もそのような部分的に存在する正電荷の影響を受けていると考えられる。また有機化学反応においても、反応中間体において、部分的な正電荷を帯びたものが数多く存在する。それゆえ電荷を帯びた CH の水素結合性の理解は、有機、生体分子の幾何構造や溶媒和構造、さらにそれらの反応機構や機能を分子レベルで理解するのに必要不可欠な情報である。

M 理論の膜に現れる非可換構造

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 素粒子宇宙理論研究室)

金子幸雄

素粒子物理学は、自然界を構成するもっとも基本的な物質と、その相互作用について研究する分野である。素粒子の相互作用として、重力、電磁気力、弱い力、強い力が知られており、重力を除く 3 つの力については統一的に理解できる枠組みがすでに知られている。さらに重力相互作用をも含む統一理論として、粒子ではなく弦をもっとも基本的な物質と考える超弦理論が有力だと考えられている。

ところが、超弦理論は弦の相互作用が小さい限られた場合にしか十分な解析がされておらず、統一理論として理解できたとは言い難い。これに対し、弦の強結合における振る舞いを記述する理論として M 理論が提唱されている。本研究の目的は、M 理論における基本的な構成要素である膜(ブレーン)の運動を、非可換な構造から理解することである。

[背景：超弦理論と M 理論]

超弦理論は、10 次元時空を弦が運動することによって描く 2 次元面についての理論として定式化される。また超弦理論は弦だけの理論でなく、弦がくっつく膜(D ブレーン)を含んでおり、p 次元に広がった膜は D_p ブレーンと呼ばれる。

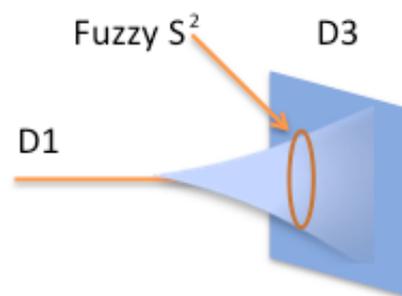
M 理論は弦理論よりも一つ余分な空間の次元を持つ 11 次元時空を持つ理論であり、この余分な空間を小さく丸め込むことで超弦理論が現れると考えられている。M 理論はそれぞれ 2、5 次元的に広がった M2、M5 ブレーンと呼ばれる膜を含んでおり、M 理論を丸め込んだ時にこれらのブレーンが弦や D ブレーンになると考えられている。

[研究動機・内容：非可換構造の出現と M 理論のブレーン]

量子力学でよく知られている不確定性関係は、座標と運動量の交換関係が消えないことから導かれる。すなわち、座標と運動量が張る空間における非可換性がより基本的な概念と考えることもできるだろう。超弦理論では、弦やブレーンなどの広がった物体があることによって、時空に非可換性が現れているように見える。

例えば 2 種類の D ブレーンがくっついた系(図 1)では、非可換構造を持つ球面 Fuzzy S^2 が現れる。

超弦理論との関係から、M 理論のブレーンの系にも一種の非可換構造を持つ空間が現れると期待出来る。実際、Fuzzy S^2 は標準的なポアソン構造 ω を持つ \mathbb{R}^4 の中に描かれた S^3 から得ることができ、このことは M 理論のブレーンに起こる変形といった定性的な性質と整合している。さらに、 \mathbb{R}^4 の標準的なポアソン構造から、 S^3 上に一種の非可換

図 1: D ブレーン系と Fuzzy S^2

構造であるヤコビ構造²⁾が誘導されるので、M 理論についてはヤコビ構造によって自然に非可換性を記述すると予想できる。(図 2)

これらを踏まえ、M 理論のブレーンの運動を非可換場の理論によって記述する試みとして、私はヤコビ構造に基づいたゲージ理論³⁾の構成を行った。ポアソン構造によって定義される代数(例えば[1])をヤコビ構造に応用してゲージ理論の対称性を構成した点が本研究の特徴であり、これによって非可換性の大きさを表すスカラー場が自然に導入されることを示した。さらに、M 理論の次元を丸め込んだ場合に、超弦理論における非可換空間上の理論に関する関係[2]を読み取ることができるので、本研究で構成した理論が M 理論のブレーンの運動を記述していると期待できる。

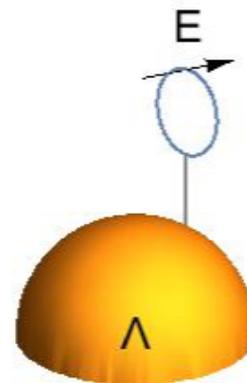


図 2: S^3 のヤコビ構造。オレンジの球面が Fuzzy S^2 であり、E が M 理論の 11 次元目の方向を表す。

専門用語の説明

- 1) ポアソン構造：ポアソン構造は、古典力学でも現れる代数構造で、ポアソン括弧 $\{ , \}$ で表される。「標準的なポアソン構造」という場合、ここでは座標のペア (q,p) に対し $\{q,p\}=1$ となるものを指すこととする。
- 2) ヤコビ構造：ポアソン構造が座標のペアによって特徴づけられるのに対して、ヤコビ構造は座標のペアともう一つ余分なベクトルによって定義される代数構造である。
- 3) ゲージ理論：超弦理論における変形が小さい場合の D ブレーンの運動はゲージ理論により良く記述される。弦の相互作用が大きくなる極限での理論が M 理論なので、M 理論のブレーンの運動は相互作用の強いゲージ理論となると考えられている。

参考文献

- [1] T. Asakawa, H. Muraki and S. Watamura, *Int.J.Mod.Phys.* **A29** (2014) 1450089.
 [2] N. Seiberg and E. Witten, *JHEP* **9909:032**,1999.

北太平洋における季節密度躍層の形成と時空間変動

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 山口凌平

2000年以降、北太平洋中緯度における大気海洋相互作用研究の進展によって、“冬季”の海洋表層構造が大気場に影響を与えることが明らかになり、その理解は飛躍的に進んでいる。一方で、北太平洋中緯度における“夏季”の海洋表層構造は、大気からの強い加熱を受けるため、大気から一方的に影響を受ける存在であるとみなされている。それゆえに、これまで、夏季の海洋表層構造が大気場に与える影響については、冬季に比べ相対的に重要視されてこなかった。

北太平洋中緯度における夏季の海洋表層構造は、密度が一様な非常に薄い混合層と、混合層の底から深さとともに密度が急激に増加する季節密度躍層で特徴付けられる(図1)。一般に、その鉛直構造は、冬季の冷却によって形成された深い混合層が夏季に大気からの加熱を受けることによって形成されることが認識されている。しかし、夏季の海洋表層は鉛直方向に細かい構造をもつため、その形成過程や変動を正確に捉えるには、連続的な高鉛直分解能データが広範囲にわたって存在しなければならぬことから、広範囲にわたる夏季海洋表層構造の詳細な形成過程やその時空間変動については未だに明らかにされていない。

一方、大気と海洋の境界である海面水温が夏季の大気場へ与える影響についての研究は多くなされ、その重要性が指摘されている。従来、海面水温の決定機構に関連する大気海洋間の熱交換は混合層内に限られていると考えられていたが、最近の研究によって、夏季には薄い混合層よりも下層への熱の浸透が北太平洋の広範囲で存在することが観測事実として示され、その浸透によって海面水温の上昇が緩和されていることが指摘された[1]。すなわち、薄い混合層とその下層の季節密度躍層からなる夏季海洋表層構造の詳細な理解は、大気場に対して影響を与えうる海面水温の決定機構を解明する上での重要な課題となっている。

また、夏季の海洋表層構造が、翌年の冬季混合層の発達に影響を与えることも近年の研究により指摘されている[2]。特に、北太平洋北西部において特に深く発達する冬季混合層では、気候変動や物質循環の担い手として重要とされている、モード水と呼ばれる水温・塩分の一様性で特徴づけられる水塊が形成されるため、その形成量を決定づける冬季混合層深度と夏季海洋表層構造との関係

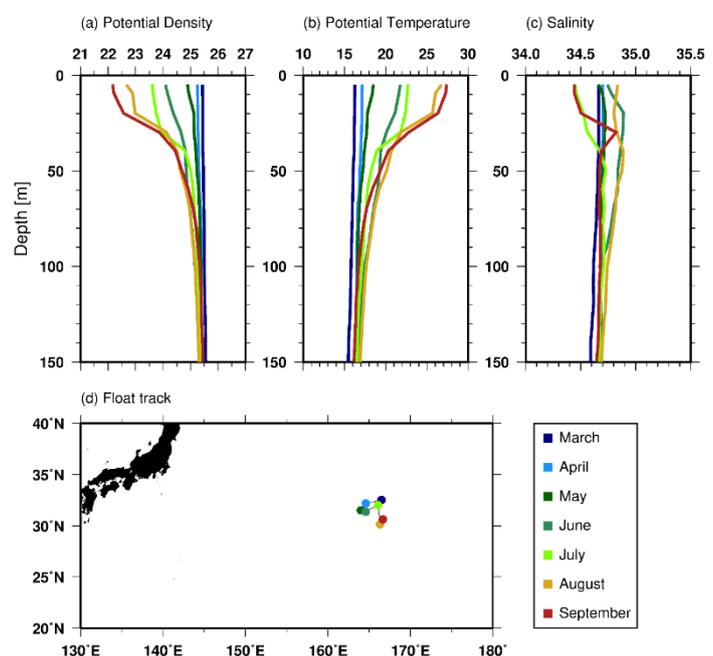


図1 Argo フロート¹による2014年3月～9月の(a)密度 [kg/m^3]、(b)水温 [$^{\circ}\text{C}$]、(c)塩分の観測例。(d)フロートの軌

の理解は重要な研究課題である。

そこで本研究では、2005年から2014年までにArgoフロート¹および船舶によって観測された高鉛直分解能の水温・塩分プロファイルを用いて、夏季北太平洋の海洋表層構造の実態を明らかにするために、季節密度躍層の強度と鉛直構造について、形成過程と空間分布を詳細に記述し、その要因を明らかにすることを目指した。また、季節密度躍層強度が翌年の冬季混合層深度に与える影響についての定量的な評価を行った。

本ポスター発表では、本研究において明らかとなった北太平洋における季節密度躍層の鉛直構造およびその形成要因と空間分布について紹介し、季節密度躍層強度が翌年の冬季混合層深度に与える影響についての鉛直1次元モデルを用いた解析結果を報告する。

専門用語の説明

1. Argoフロート：国際的な協力のもと、全球海洋に約4000台投入されている水温・塩分自動観測機器。10日に1回の頻度で水深2000mまでの水温・塩分を観測し、人工衛星を介してデータを送信する。

参考文献

- [1] Hosoda et al., 2015, *J. Oceanogr.*, **71**, 541-556.
- [2] Kako and Kubota, 2007, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L11612.

P22

Controlling Physical Properties of MX-Chain Complexes upon Addition of Hydroxy Groups

(Dept. Chem., Tohoku University) Mohammad Rasel Mian, Hiroaki Iguchi, Masahiro Yamashita

Quasi-one-dimensional halogen bridged metal complexes (MX chains) are promising materials because of their optical and electronic properties, and they have potential utility in devices such as optical switching and computing. So far, most Ni-based MX chains are in a trivalent averaged valence (AV) state, whereas Pd and Pt-based MX chains are generally in M^{2+}/M^{4+} mixed valence (MV) states. Pd and Pt-based MX chains in AV states are promising for new strongly-correlated electron systems with small band gaps. Although Pd-based MX chains in AV state have been prepared by introducing counteranions with long alkyl chains,^[1] their low crystallinities have prevented their use in optical applications.

We recently synthesized a bromo-bridged Pd-based MX chain, $[\text{Pd}(\text{dabdOH})_2\text{Br}]\text{Br}_2$ (dabdOH = 2,3-diaminobutane-1,2-diol) (Figure 1), which is in AV state, confirmed by which was using X-ray crystal analysis, polarized Raman spectroscopy and scanning tunneling microscopy. In polarized optical conductivity spectrum of $[\text{Pd}(\text{dabdOH})_2\text{Br}]\text{Br}_2$ (Figure 2), an intense absorption band at 0.44 eV, was observed and this is the smallest band gap so far reported for Pd-based MX chains.

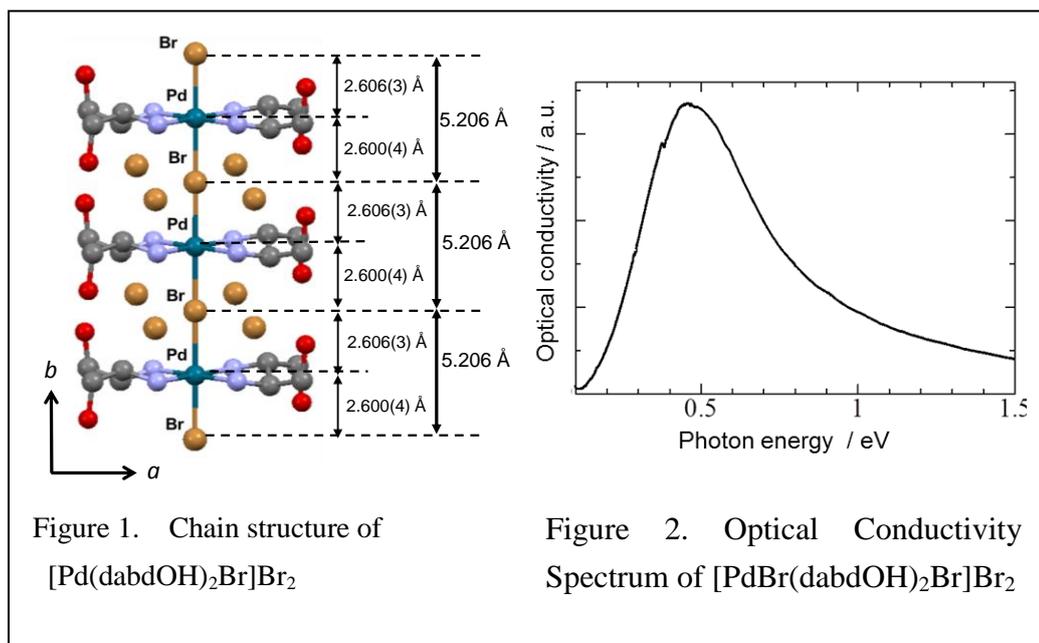


Figure 1. Chain structure of $[\text{Pd}(\text{dabdOH})_2\text{Br}]\text{Br}_2$

Figure 2. Optical Conductivity Spectrum of $[\text{PdBr}(\text{dabdOH})_2\text{Br}]\text{Br}_2$

Moreover, no phase transition to an MV state was observed up to 363 K. The complex shows semiconducting behavior with a high conductivity (0.36 Scm^{-1} at 298 K) and small activation energy (81 meV).

[1] S. Takaishi et al., *J. Am. Chem. Soc.* **2008**, *130*, 12080–12084.

直積グラフ上の percolation(要旨)

B4SM1028 山本航平

グラフ上の percolation とは、与えられた基点付きグラフとパラメータ $p \in [0, 1]$ に対して、グラフの各辺がそれぞれ確率 p で残り、確率 $1-p$ で消えるという現象を考えるものである。この現象のうえで、元のグラフの頂点集合と残された辺で構成される部分グラフを考えることができる。この部分グラフがどのような構造、性質を有しているかを考察することが目的である。本修士論文では元のグラフとして直積グラフをおき、性質としては、部分グラフのうち基点を含む連結成分の大きさ、具体的には頂点の位数に着目して定義される臨界確率について考察した。

定義 1 グラフ $G = (V, E, \rho)$ に対して、percolation に必要な確率空間 $(\Omega, \mathcal{F}, \mathbb{P}_p)$ を次で定める。

- (1) $\Omega = \{0, 1\}^E$.
- (2) G の全ての有限部分グラフから生成される σ -algebra を \mathcal{F} とする。
- (3) 確率測度 \mathbb{P}_p は、任意の $\omega \in \Omega$ と有限部分集合 $F \subset E$ に対して、 $\mathbb{P}_p(\omega|_F) = p^{n_1}(1-p)^{n_0}$ を満たすものとする。ここで n_i は $n_i = |\{e \in F : \omega(e) = i\}|$ で定められる整数である。

特に $F = \{e\}$ と置けば、確率 p で $\omega(e) = 1$ 、確率 $1-p$ で $\omega(e) = 0$ となる。すなわち $\omega(e) = 1$ は辺 e が残ったことを意味し、 $\omega(e) = 0$ は e が消えたことを意味する。このような確率空間の上で基点を含む連結成分の大きさが有限か無限かについて考察する。

定義 2 確率空間 $(\Omega, \mathcal{F}, \mathbb{P}_p)$ 上で $\omega \in \Omega$ が固定されているとする。今 percolation によって構成された部分グラフ ω のうち、基点を含む連結成分を \mathcal{C} と表記する。さらに $|\mathcal{C}|$ をその連結成分の頂点集合の位数とする。この表記のもとグラフ G の臨界確率 p_c を次で定める。

$$p_c = p_c(G) = \sup\{0 \leq p \leq 1 : \mathbb{P}_p(|\mathcal{C}| = \infty) = 0\}.$$

percolation に続きもう 1 つの重要な対象である直積グラフを次で定める。

定義 3 2 つのグラフ $G_i = (V_i, E_i, \rho_i), i = 1, 2$ に対して、直積グラフ $G_1 \square G_2$ を次で定義する。

$$\begin{aligned} V(G_1 \square G_2) &= V_1 \times V_2. \\ E(G_1 \square G_2) &= \{(x_1, y_1), (x_2, y_2)\} : x_1 = x_2, \{y_1, y_2\} \in E_2\} \\ &\quad \cup \{(x_1, y_1), (x_2, y_2)\} : y_1 = y_2, \{x_1, x_2\} \in E_1\}. \end{aligned}$$

基点は $\rho(G_1 \square G_2) = (\rho_1, \rho_2)$ と定める.

とりわけ本研究では正則木どうしの直積に注目している. percolation の基本的な定理 [1] を利用すると, 臨界確率は次の範囲に絞られる.

命題 1 $d \geq 3, T_d$ を d -正則木としたとき次の不等式が成り立つ.

$$\frac{1}{d+1} \leq p_c(T_d \square \mathbb{Z}) \leq \frac{1}{d-1},$$
$$\frac{1}{d+2} \leq p_c(T_d \square T_3) \leq \frac{1}{d-1}.$$

本研究ではまず次の結果を得た.

定理 A T_d を d -正則木とし直積グラフ $T_d \square \mathbb{Z}$ に対して次の不等式が成り立つ.

$$p_c(T_d \square \mathbb{Z}) \leq \frac{d - \sqrt{d^2 - 4}}{2} \sim \frac{1}{d} \quad (d \geq 3)$$

しかしながら [2] において同様の結果が得られていて, さらに下からの評価も与えられていた.

定理 1 (R. Lyons, Y. Peres, [2] 参照)

$$p_c(T_d \square \mathbb{Z}) \geq \frac{\sqrt{d^2 + 4d - 4} - d}{2(d-1)} \sim \frac{1}{d} \quad (d \geq 4)$$

好意的に考えれば私の手法が非常に良い近似値を導き出すことが分かったので, $T_d \square T_3$ への拡張を考え次の結果を得た.

定理 B 直積グラフ $T_d \square T_3$ に対して次の不等式が成り立つ.

$$p_c(T_d \square T_3) \leq \frac{(d^3 + 2d^2 - d - 2) - \sqrt{(d^3 + 2d^2 - d - 2)^2 - 4(2d^2 + 3d - 3)(d^2 + d - 2)}}{2(2d^2 + 3d - 3)}$$

命題 1 の下からの評価と組み合わせて, 次の漸近的な値を得る.

定理 C

$$p_c(T_d \square T_3) \sim \frac{1}{d+2}.$$

この結果の意味するところは, 直積グラフというサイクルが非常に多いグラフの臨界確率が, 同じ次数をもつ正則木と非常に近いということである.

参考文献

- [1] G. R. Grimmett. *Percolation, 2nd edition*. Springer-Berlin, 1999.
- [2] Russell Lyons. with Yuval Peres. *Probability on trees and networks*. 2016.

高温高压変形試験機を用いた差応力測定精度の向上

(東北大学大学院 理学研究科 地学専攻) ○木戸正紀・武藤潤・長濱裕幸

東北地方太平洋沖地震については多くの論文が発表されているが、いまだ多くの謎に包まれている。その原因は、我々が地球内部の基本的なレオロジー特性を把握していなかったためである。これまで不明だった地殻応力の絶対値や日本列島の変形場に関する統一的なイメージを得るため、地殻やマンツルの粘性係数等の媒質特性を定量的に明らかにする必要がある。

岩石や鉱物の力学的性質は温度や圧力によって大きく変化することが知られている[e.g., 1, 2]. そのため地球内部のレオロジー特性を調べるには相応の高温高压環境下で変形実験を行う必要がある。国内外で主に使用されている高温高压変形試験機には固体圧変形試験機(図1)、ガス圧変形試験機があり、それぞれ固体(塩化ナトリウムなど)とガス(アルゴンガスなど)を圧媒体としている。ガス圧試験機は固体圧試験機と比べて高い差応力測定精度を有するが、発生させることのできる封圧は低封圧(~0.4 GPa)に限られる。一方、固体圧試験機は高い封圧(2.0 GPa)を発生させることができるが、固体の圧媒体を用いていることにより精度はあまり良くない。本研究は固体圧変形試験機の差応力測定精度を向上させることを目的とした。

本研究では、温度時間換算則および高温粘弾性挙動の構成則[3]に基づいて求められた固体圧試験機とガス圧試験機の力学データのマスターカーブを比較することで、差応力測定値の較正を試みた。導出された較正則を、固体圧試験機を用いた金属の差応力測定値に適用したところ、広範な変形領域にわたって測定値を改善することができた。本研究の成果によって下部地殻から上部マンツルに匹敵する高圧力条件下で高精度の変形実験を行うことが可能となった。

<専門用語の説明>

レオロジー (rheology) : 物体の流動や変形に関する性質。広義には破壊特性も含まれる。

温度時間換算則 (time-temperature superposition principle) : 物質の応力緩和試験やクリープ試験において、緩和時間や弾性率の時間変化が温度に依存することから時間と温度の関係を定めた経験則。熱レオロジー的に単純な物質に関して、高温(低温)における変形挙動は、長い(短い)タイムスケールの変形挙動に対応する。

マスターカーブ (master curve) : 温度時間換算則に従って、異なる温度条件の力学データを時間軸に沿って平行移動させると一本の曲線が得られる。この曲線をマスターカーブ(合成曲線)という。



図1: Griggs 型固体圧変形試験機.

参考文献

- [1] Paterson, M. S., 1958. *Geological Society of America Bulletin*, **69**, 465–476.
- [2] Griggs, D. T. et al., 1960. *Geological Society of America Memoirs*, **79**, 39–104.
- [3] Shimamoto, T., 1987. *Proceedings of the 7th Japan Symposium on Rock Mechanics*, 467–472.

P25

チアゾールオレンジを利用する HCV RNA 結合リガンドの蛍光スクリーニング

(東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○山田直樹・伊東良子・佐藤雄介・西澤精一

The internal ribosome entry site (IRES) in the hepatitis C virus (HCV) RNA genome, located at the 5' untranslated region of the viral RNA genome, is essential for initiating of translation of viral proteins. IRES domains are therefore attractive targets for developing new antivirals. In this work, we report on promising binding and signaling functions of thiazole orange (TO) to recognize IRES domains. We found that TO does bind to IRES subdomain IIa with micromolar affinity and selectivity. By using TO as a fluorescent indicator, we are now undertaking the high-throughput screening assay to identify new class of scaffolds of HCV inhibitors.

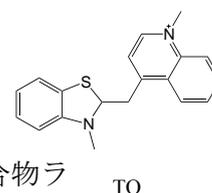
HCV (C 型肝炎ウイルス) RNA の 5'末端に存在する多数の domain からなるヘアピン構造は IRES (Internal ribosome entry site) と呼ばれ、IRES とリボソームの 40 S サブユニットとの複合体形成によって HCV の翻訳が開始される。IRES の中でも特に domain II はよく保存された領域であり、約 90 度に屈曲した構造をとることが報告されている。複合体を形成する際、domain II の末端ループ部位がリボソームと相互作用することから、domain II は HCV の翻訳阻害剤開発における標的として注目されている。これまでに、ベンズイミダゾール誘導体 (Isis-11) が IRES domain II のバルジ部位に結合すること、また、実際にヒト Huh-7.5 細胞内におけるレポーターの発現が抑制される^{2) 3)}ことが報告されている。しかし、その報告例は、Isis-11 に代表される Isis シリーズに限定されており、より効果的な阻害剤の開発には、阻害剤開発を支援する迅速、簡便かつ安価なスクリーニング法の開発が重要となる。

本研究では、核酸染色剤であるチアゾールオレンジ (TO) が Isis シリーズと類似のベンゾチアゾール骨格を有していることに着目し、HCV RNA IRES domain II (以下、HCV IRES) との相互作用を評価した。その結果、TO が HCV IRES に対して優れた結合力を発現することを見出すとともに、TO を蛍光指示薬として用いることで、HCV IRES 結合分子探索のためのハイスループットスクリーニングを行った。これらの結果について報告する。

専門用語の説明

・チアゾールオレンジ (TO) : ベンゾチアゾール骨格とキノリン骨格をメチレンで連結した構造を持つ小分子。単体では無蛍光だが、核酸二重鎖にインターカレーションすることで蛍光を発する。

・ハイスループットスクリーニング : 大量の (数千~数十万) の候補化合物 (化合物ライブラリー) を対象とし、薬効・活性を示すものを簡便かつ短時間で探し出す手法。



TO

参考文献

- [1] Punit P. Seth *et al.* *J. Med. Chem.* **2005**, *48*, 7099-7102.
- [2] Ryan B. Paulsen *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci, USA.* **2010**, *107*, 7263-7268.
- [3] Sergey M. Dibrov *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci, USA.* **2012**, *109*, 5223-5228.

Quantum Energy Teleportation

(Particle Theory and Cosmology Group, Tohoku University) Jose Trevison, Masahiro Hotta

In this presentation the basic concepts of Quantum Energy Teleportation (QET) [1] will be introduced, together with the latest theoretical results regarding this quantum information protocol.

QET is a quantum task in which energy is transported in an operational meaning, without the transfer of energy carriers. In the case of many-body quantum systems, interactions among subsystems generate quantum correlations in the ground state¹. Because of this correlations there are fluctuations of the zero point energy densities in the system. With a shift of the zero level of energy such as the average energy density of the system is fixed to zero, the energy density fluctuates around the zero value. Thus we have negative energy density in quantum theory. This zero-point energy density fluctuations of two separate subsystems A and B are quantum mechanically correlated. Hence, if we measure A and obtain a measurement result α , this includes some information about energy density around B. During this measurement, a positive amount of energy E_A is injected into A, because the post-measurement state is not the ground state but an excited state. This property is called the passivity of the ground state. By performing an appropriate local operation on B, dependent on the measurement result α , the quantum fluctuation can be suppressed and negative energy density appears around B. Because of energy conservation, a positive amount of energy E_B is extracted by the operation device on B. Note that B is in a zero-energy state before the measurement, thus extraction of E_B looks like an energy extraction from nothing. This is QET.

For each quantum information protocol it is of importance to understand which correlation is the informational resource. For the case of QET at the ground state, it is known that quantum entanglement² is the resource; meaning no entanglement between components A and B of a system implies no energy teleportation is possible. However, the finite-temperature case is nontrivial. In a simple toy model with a two spins (qubits) the quantum discord³ is seen to act as a resource for QET at high temperatures. However, so far other quantum systems have not been explored. In addition, the two-spin model imposes a severe limitation on QET. Only measurements which do not disturb the potential term between the two spins are available. This is a severe restriction. To avoid the limitation of available measurements, we considered QET between edge spins in a three-spin open chain model [2], a chain in which there is no interaction between the edge spins. Besides the interaction between the elements of the chain, there is a coupling to a transverse magnetic field for all the spins; with a special control parameter λ in the middle qubit such as it is possible to control the correlations between elements in the chain. A schematic picture of the system, together with a short description of the QET protocol steps can be found on figure (1). QET in the three-spin chain can be compared with a field-effect transistor: a charge carrier device with three terminals, source, control gate and drain. In this analogy, instead of a current entering (leaving) the source (drain) terminal we have the input (teleported) energy for QET. The

voltage of the control gate corresponds to the coupling spin-magnetic field of the control qubit.

- I) Alice⁴ injects energy E_A into the source-spin by performing a measurement.
- II) Alice sends Bob⁴ the information about the measurement result (α).
- III) Bob performs an operation on the drain-spin that depends on Alice's measurement result, extracting energy E_B in the process

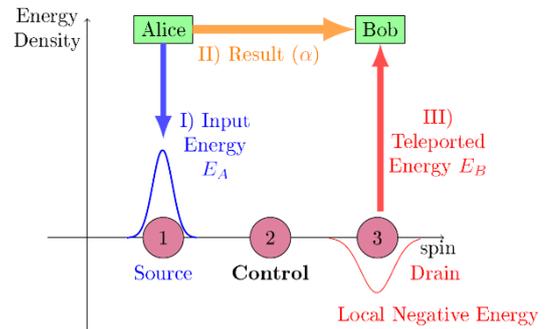


Figure 1. Schematic picture of QET in a three spin open chain

By changing the coupling of the control-spin with the transverse magnetic field, we found that in contrast with the two qubit chain, quantum discord is not a perfect resource of QET. As can be seen on figure (2), for some couplings, even though there is quantum discord between the source- and drain-spin, QET is not possible; an unexpected result that can help to understand one of the most fundamental issues of quantum information such as the relation between information and energy.

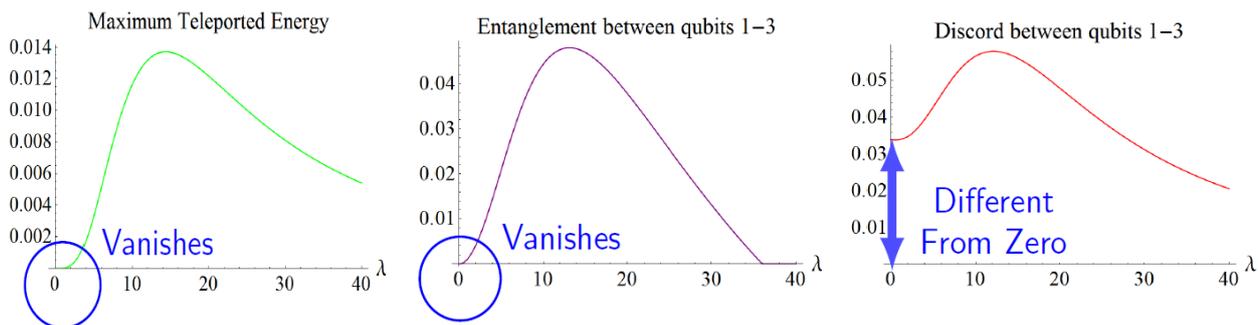


Figure 2. Finite Temperature Results ($T=1$) for: (from left to right) teleported energy, entanglement and quantum discord between spins 1-3

Brief explanations of technical words

¹ Ground State: lowest energy state of a quantum system, with energy called zero point energy.

² Entanglement: is a kind of quantum correlation that occurs when two or more particles interact in such a way that after the interaction the state of each particle cannot be described independently; meaning that it is required to describe the system as a whole

³ Quantum Discord: measure of all the quantum correlations, including entanglement, between two components of a quantum system.

⁴ Alice and Bob: two commonly used names of observers/experimenters in quantum information theory, Alice usually represents the sender, while Bob the receiver.

References

- [1] Masahiro Hotta, "Quantum Energy Teleportation: An Introductory Review", arxiv: 1101.3954
- [2] J. Trevison and M. Hotta, "Quantum energy teleportation across a three-spin Ising chain in a Gibbs state", J. Phys. A: Math. Theor, 48 (2015) 175302

陸面過程モデルによる葉面湿潤度の推定と検証

ーイネいもち病の予測を目指してー

流体地球物理学講座博士課程前期2年 成田 裕幸

いもち病は主にイネ科の植物に感染し、発病する植物の病気である。特にイネの場合にはイネいもち病と呼ばれる。イネいもち病は比較的涼しい天候のときにイネの植物体が10時間程度以上濡れ続けた場合に発生する可能性が高い。こうして、イネいもち病は長年イネの不作の原因として農家に多大なる被害を与え続けて来た。

イネいもち病の発生が予測できるのなら被害は最小限で済む可能性がある。現在広く使われている予測モデルはBLASTAM(ブラスタム)と呼ばれるモデルである。BLASTAMは経験則に基づきAMeDASの観測値を使用してイネいもち病を予測するが、BLASTAMには二つの弱点が存在する。第一に経験則に基づいているので気候変動によって経験したことの無い気候になってしまうと予測ができなくなる可能性が高いという点である。第二にAMeDASではイネの葉の濡れに利く相対湿度と長波放射(赤外線)の強さが観測されていないという点である。この弱点を克服できるモデルが、物理法則を使用し、数値予報モデルが算出する相対湿度と長波放射をも利用する2LM(2 Layer Model)である。2LMは大気と地表面および植生との間の水収支・熱収支を計算する鉛直一次元のモデルである。2LMに風速、気温、相対湿度、降水量、下向き短波放射(太陽光線の強さ)、下向き長波放射(以下、6個の気象要素と記述する)を入力して葉面湿潤度(葉の濡れ)の1時間ごとの予測を算出し、連続10時間以上の濡れを予測したときにイネいもち病の発生を予報するという仕組みである。

これまでに、2LMを利用した葉面湿潤度、および、いもち病被害面積の将来予測の研究が行われているが、2LMを使用してイネいもち病の発生予測が精度良く行われるか否かの検証は不十分なままである。そこで、本研究の目的を、2LMに6個の気象要素の観測値を入力して算出された葉面湿潤度の推定値を、葉面濡れセンサーによって検知したイネの葉の濡れと比較するという方法で検証し、その結果をもとにしてモデルの改善点を指摘することとした。

観測地はいずれも宮城県大崎市の鳴子温泉(山間部)、古川(内陸部)、鹿島台(沿岸部)の水田内とした。この三地点を選定した理由は気候条件に左右されない一般性を持った検証結果を得るためである。その三地点で6個の気象要素、および、葉面濡れセンサーを使用してイネの葉の濡れを観測した。6月上旬(鹿島台では6月中旬)から稲刈りが行われた9月下旬(鹿島台では10月上旬)まで観測し、得られた6個の気象要素の観測値を2LMに入力して葉面湿潤度の推定値を得た。イネいもち病に寄与するイネの葉の濡れは専ら植生層の上層の濡れなので、上層の葉面湿潤度の推定値を算出した。そしてその推定値と葉面濡れセンサーによるイネの葉の濡れとの対応関係を調べ、的中率(「葉面湿潤度の推定値が正、かつ、イネの葉が濡れていた」または「葉面湿潤度の推定値が0、かつ、イネの葉が乾いていた」である割合)を算出したところ、70%台前半から80%強の的中率であった。ただし、鳴子温泉ではデータロガーの不具合により、7月1日の夕方から8月7日の午後までの観測値を取得できなかった。それに伴い、全観測地点において7月1日までの前半と8月7日からの後半に分けて的中率を求めた。すると、全観測地点にお

いて的中率が少雨傾向の前半と比較して、多雨傾向の後半で高くなった。このことはモデルの系統的な不具合であると考えられるので、この点がモデルの改善点であると結論付けた。

また、実際には葉が濡れているのにモデルでは乾きと判定してしまう「見逃し」は 8%から 30%であったが、見逃し率は川渡と古川では前半の方が高く、鹿島台では後半の方が高かったので、的中率のような雨の量によるはっきりとした傾向の違いは見られなかった。しかしどのような傾向であれ、「見逃し」は予報の信用に関わるのでできる限り少なくしなければならない。

観測手法に関しても改善の余地があると考えた。古川では 3 枚の葉面濡れセンサー（地表面から 20 cm, 40 cm, 60 cm の高さに設置）を使用してイネの葉の濡れを観測し、イネの生長に応じて採用するセンサーを選択した。この場合の的中率に関しては、前半と後半との差が大きかった。一方、同水田での高さ 40 cm の葉面濡れセンサーの出力のみを採用した場合には、その差が縮小した。この傾向が他の二地点でも存在するかどうかを知るためには、他の二地点でも複数枚の葉面濡れセンサーを使用する必要がある。そうすれば系統的な誤差の程度をある程度の一般性をもって見積もることができると考えられる。また、少雨傾向の時季に確実に観測を行うためには、5 月中旬あたりから観測を開始する必要があると考えられる。

本観測前の 4 月下旬から 1 ヶ月余りに渡って、東北大学理学部物理系研究棟の屋上において本観測で使用する観測機器の動作確認と器差補正を行う目的での観測を行った。そのときに古川で使用する葉面濡れセンサーと鳴子温泉で使用する葉面濡れセンサーを 1 ヶ所に並べて観測を行ったところ、濡れのタイミングはほぼ一致したが、乾きのタイミングが古川のものが 6 時間から 8 時間ほど遅くなるのが三回あった。そのデータを解析したところ器差補正は難しかったので、来季の観測でイネの葉の濡れと葉面濡れセンサーの濡れとの対応を調査する必要があると結論付けた。なお、鳴子温泉でを使用した葉面濡れセンサーに関しては、2014 年夏季に調査済みで、対応関係がほぼ認められた。

2014 年夏季の鳴子温泉での調査において、イネの葉面の濡れ方は大きく分けて、全層で濡れ、下層のみで濡れ、全層乾きの 3 種類であることを発見した。このことはこの研究にとって重要な発見であり、実際に現場に行かなければ気付かなかったことである。現場で調査する重要さを悟った。

2D electronic nature with strong spin-orbit coupling in unusual Bi^{2-} square net of layered $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ thin film

(Dept. Chem., Univ. Tokyo¹, Dept. Chem., Tohoku Univ.²)

Ryosuke Sei^{1,2}, Daichi Oka², Tomoteru Fukumura², Tetsuya Hasegawa¹

Layered compounds with Bi square net structure show fascinating electronic properties such as the mass-less electron carriers in SrMnBi_2 [1], and the superconductivity in $\text{CeNi}_{0.8}\text{Bi}_2$ [2]. Recently, a series of layered compounds $R_2\text{O}_2\text{Bi}$ (R = rare earth or Y) with unusual Bi^{2-} square net were synthesized in polycrystalline powder form [3]. In order to investigate the intrinsic properties of $R_2\text{O}_2\text{Bi}$, single crystalline samples are desired but fabrication of them has not been reported due to the strong reductive state of Bi.

In this study, we succeeded in fabrication of $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ single crystalline thin films by a newly developed synthesis method utilizing multilayered film [4,5]. Figure 1 shows the schematic image of the method. The multilayered precursor film composed of nanometer scale Bi, Y, and Y_2O_3 layers were deposited on CaF_2 (001) single crystalline substrate at room temperature by sputtering, followed by *in situ* heating in order to promote the solid state reaction.

Figure 2(a) shows the x-ray diffraction pattern of the fabricated film. The sharp $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ 00 l diffraction peaks were observed along the CaF_2 00 n peaks without any impurities, indicating the successful fabrication of $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ single crystalline thin film with c -axis orientation. The full width at half-maximum of $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ 006 rocking curve was 0.53° in the inset of Figure 2(a), confirming the good crystalline quality of the film.

The electronic transport properties of the $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ single crystalline film were evaluated in the range of $T = 2\text{--}300$ K with and without applying magnetic field. The electric resistivity (ρ) showed monotonic decreasing with decreasing temperature, i.e., a metallic behavior. The value of ρ was one-order smaller than that of polycrystalline powder due to the good crystallinity of the film. Figure 2(b) shows the magnetic field (H) dependence of the electric conductance (G) at 2 K in out-of-plane magnetic field, where $\Delta G(H) = G(H) - G(0)$. Cusp-shaped ΔG was observed and well fitted by the Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) model¹, indicating the two dimensional (2D) electronic transport with strong spin-orbit coupling in the Bi^{2-} square net, similar with

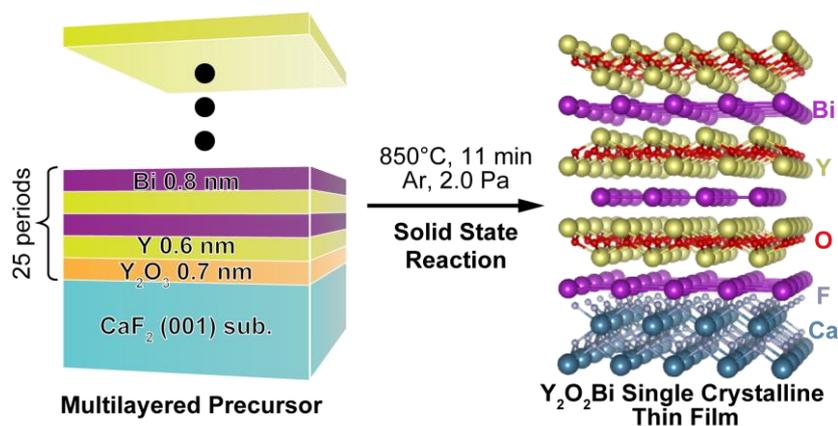


Figure 1. A schematic image of the synthesis method. Right panel shows the crystal structure of layered $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ [5].

topological insulators² which are the candidate of innovative spintronic materials. The 2D electronic transport was also observed in angular dependent ρ measured at $T = 2$ K and $\mu_0 H = 9$ T as shown in Figure 2(c). The ρ showed $|\cos \theta|$ dependence where I is the in-plane current and θ is the angle between film normal and H , demonstrating the 2D electron conduction varied by only the vertical component of H to the conductive path, that is Bi^{2-} square net. In the presentation, we will present the details of our fabrication technique and the electronic transport properties of the $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ films.

Brief explanations of technical words

¹The HLN model is widely applied for the analysis of spin-orbit coupled compounds in order to investigate the mechanism of the cusp-shaped field dependent conductance.

²A Topological insulator is an exotic quantum material possessing spin polarized mass-less electron conductive path without dissipation at the surface, which is expected for the application of novel electronic device and quantum supercomputer.

References

- [1] J. Park *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 107, 126402.
- [2] H. Mizoguchi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **2011**, 106, 057002.
- [3] H. Mizoguchi *et al.*, *J. Am. Chem. Soc.* **2011**, 133, 2394.
- [4] R. Sei *et al.*, *Cryst. Growth Des.* **2014**, 14, 4227.
- [5] R Sei *et al.*, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **2015**, 7, 24998.

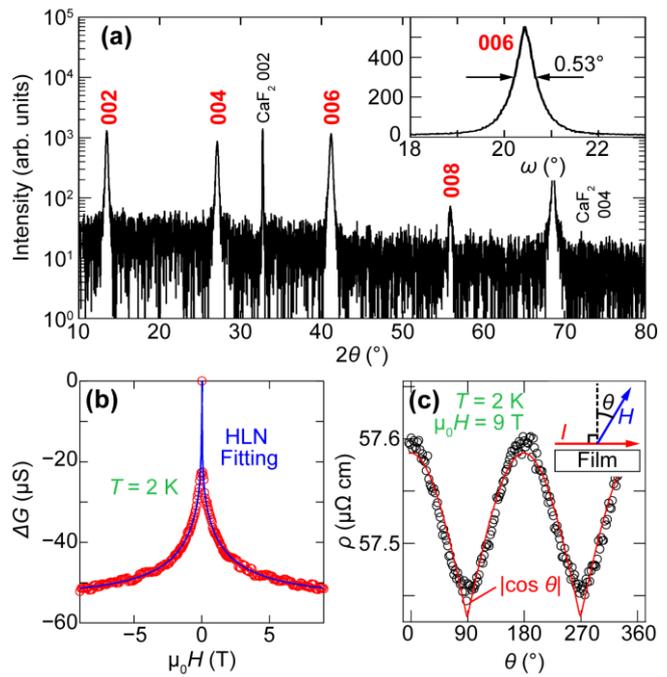


Figure 2. Properties of $\text{Y}_2\text{O}_2\text{Bi}$ single crystalline film [5]. (a) X-ray diffraction pattern, (b) field dependence of conductance at 2 K with the fitting by HLN model, and (c) angular dependent resistivity at 2 K and 9 T.

Ramsey の定理と逆数学

(東北大学大学院理学研究科 数学専攻) 小俣 安彦・Florian Pelulessy

\mathbb{N} は非負整数全体の集合 $\{0, 1, \dots\}$ を表す. 以下では自然数 $n \in \mathbb{N}$ と集合 $\{0, 1, \dots, n-1\} \subseteq \mathbb{N}$ を同一視する. 集合 $X \subseteq \mathbb{N}$ と $e \in \mathbb{N}$ に対し, $[X]^e$ で X の e 元集合全体 $\{S \subseteq X : |S| = e\}$ を表すこととする. **Ramsey の定理**は, [5] で 1930 年に Ramsey によって証明された次の 2 つの定理である:

定理 1 (有限 Ramsey の定理). 任意の $e, c, a \in \mathbb{N}$ に対し次を満たす $R \in \mathbb{N}$ が存在する:

(1) 任意の $C: [R]^e \rightarrow c$ に対しある $H \subseteq R$ が存在し, $|H| \geq a$ かつ $C|_{[H]^e}$ は定数.

$m, n \in \mathbb{N}$ に対し, $[m, n]$ で集合 $\{m, m+1, \dots, n\}$ を, $[m, n]^e$ で $\{[m, m+1, \dots, n]^e\}$ を表す. 1977 年, Paris と Harrington は [3] で, 有限 Ramsey の定理の拡張である次の **Paris–Harrington 原理**と呼ばれる次の命題:

(PH) 任意の $e, c, a \in \mathbb{N}$ に対し次を満たす $R \in \mathbb{N}$ が存在する:

任意の $C: [a, R]^e \rightarrow c$ に対しある $H \subseteq [a, R]$ が存在し, $|H| > \min H$ かつ $C|_{[H]^e}$ は定数

は, 真である (普通の意味で数学的に成り立つ) が **Peano 算術 PA** では証明できないことを示した.

本研究では, $e = 2$ に対する PH の弱いバージョンである命題 **WPH** と, **Dickson の補題**に由来する命題 **MDL** が同値であることを, 逆数学の体系 RCA_0^* 上で示した. 以下, **WPH** および **MDL** を定義するために用語の準備をする.

まず **WPH** を導入する. $f: \mathbb{N} \rightarrow \mathbb{N}$ に対し, 写像 $C: [a, R]^2 \rightarrow c$ が **f -good** であるとは, ある $H = \{h_0 < h_1 < \dots < h_l\} \subseteq [a, R]$ と $k < c$ が存在して, $|H| > f(\min H)$ かつ, 任意の $i < l$ に対し $C(h_i, h_{i+1}) = k$ が成り立つことである. そうでないとき C は **f -bad** であると言う.

WPH_c^f は次の命題である:

(WPH_c^f) 任意の $a \in \mathbb{N}$ に対しある $R \in \mathbb{N}$ が存在し, 任意の $C: [a, R]^2 \rightarrow c$ は f -good である.

WPH_c^f は PH において, $e = 2, \min H$ を $f(\min H)$ にし, $C|_{[H]^2}$ が定数であるという条件を弱めたものである.

次に **MDL** を導入する. $\bar{m} = (m_0, \dots, m_{c-1}), \bar{n} = (n_0, \dots, n_{c-1}) \in \mathbb{N}^c$ に対し, 半順序 \leq を $\bar{m} \leq \bar{n} \Leftrightarrow \forall k < c (m_k \leq n_k)$ で定義し, また $|\bar{m}|_\infty = \max_{k < c} m_k$ と定める. 列 $\bar{m}_0, \dots, \bar{m}_D \in \mathbb{N}^c$ が **(a, f) -good** であるとは, $\forall i \leq D (|\bar{m}_i|_\infty < f(a+i))$ でないか, またはある $i < j \leq D$ が存在して $\bar{m}_i \leq \bar{m}_j$ となることである. そうでないとき列 $\bar{m}_0, \dots, \bar{m}_D$ は **(a, f) -bad** であると言う.

MDL_c^f は次の主張である:

(MDL_c^f) 任意の $a \in \mathbb{N}$ に対しある $D \in \mathbb{N}$ が存在し, 任意の列 $\bar{m}_0, \dots, \bar{m}_D \in \mathbb{N}^c$ は (a, f) -good である.

我々は次の結果を得た:

補題 2 (O. and Pelulessy [2]). RCA_0^* で次のことが証明できる: $f: \mathbb{N} \rightarrow \mathbb{N}$ を非減少, $c \in \mathbb{N}$ としたとき,

1. f -bad な写像 $C: [a, R]^2 \rightarrow c$ が存在すれば, (a, f) -bad な列 $\bar{m}_0, \dots, \bar{m}_{R-a} \in \mathbb{N}^c$ が存在する.
2. (a, f) -bad な列 $\bar{m}_0, \dots, \bar{m}_D \in \mathbb{N}^c$ が存在すれば, f -bad な写像 $C: [a, a+D]^2 \rightarrow c$ が存在する.

このことからまず次のことが従う:

定理 3. RCA_0^* 上, 任意の非減少な $f: \mathbb{N} \rightarrow \mathbb{N}$ と $c \in \mathbb{N}$ に対して WPH_c^f と MDL_c^f は同値.

さらに, 補題 2 は **Ramsey 数**に関する次の結果を与える.

定理 4. 任意の非減少な (通常の意味での) 関数 f と自然数 a, c に対し, $R_c^f(a) = D_c^f(a) + a$ が成立する. ここで, $R_c^f(a), D_c^f(a)$ は, 自然数 a に対しそれぞれ WPH_c^f, MDL_c^f が成立するような最小の自然数 R および D である.

系 5. 任意の自然数 a, c に対し $wr_c(a) = a^c$ が成立する. ここで, $wr_c(a)$ は**弱有限 Ramsey の定理**が成り立つような最小の自然数である.

Ramsey 数の計算は一般に非常に困難である. 例えば, $e = c = 2$ と与えられた $a \in \mathbb{N}$ に対して (1) を満たす最小の R を $r(a)$ と書くことにすると, $r(5)$ の値でさえ 2014 年現在確定していない*1.

一方で, D_c^f の値は最大の bad な列の長さから計算することができるので, 先行研究 [1] により知られている D_c^f の値から (4) によって R_c^f の値をを求めることができる.

専門用語の説明

Peano 算術 自然数に関する公理系 (形式体系). 四則演算や大小関係, 0 と 1 の性質など基本的な算術に関する公理と, 数学的帰納法の公理からなる. この体系では自然数の集合を扱うことはできない. 特に, 「任意の集合 X について...」「ある集合 Y について...」といった命題を扱うことはできない.

逆数学 通常の数学の定理 (を 2 階算術の言語で形式化したもの) を, それらを証明するために必要な 2 階算術の公理の強さによって分類することを目的とした, ロジックの分野における研究プログラム. 解析学や代数学の定理を中心に通常の数学のほとんどの定理は 2 階算術の言語で形式化することができ, 多くの定理が, 次の **Big Five** と呼ばれる 5 つの 2 階算術の部分体系 (右のものほど強い) $RCA_0, WKL_0, ACA_0, ATR_0, \Pi_1^1-CA_0$ のいずれかと同値になることが分かっている (**逆数学現象**).

RCA_0^* RCA_0 よりも弱い逆数学の形式体系. 自然数の算術に関する基本公理と, Σ_0^0 論理式に関する帰納法, Δ_1^0 内包公理, そして指数関数 (の全域性) からなる.

Ramsey 数 有限 Ramsey の定理 (やその拡張・バリエーション) は「任意の a に対し R が存在して...」という形をしている. このとき与えられた a にして条件を満たすような最小の R を (まとめて) Ramsey 数と呼ぶ. 組み合わせ論において研究されている.

参考文献

- [1] D. Figueira, S. Figueira, S. Schmitz, and P. Schnoebelen, *Ackermannian and Primitive-Recursive Bounds with Dickson's Lemma*, Logic in Computer Science, 2011 26th Annual IEEE Symposium on, 2011, pp. 269–278.
- [2] Y. Omata and F. Pelupessy, *Dickson's lemma and weak Ramsey theory*, ArXiv e-prints (2015), available at 1512.02954.
- [3] J. Paris and L. Harrington, *A mathematical incompleteness in Peano arithmetic*, in Handbook of mathematical logic **90** (1977), no. 1, 1133–1142.
- [4] S. P. Radziszowski, *Small Ramsey Numbers*, Dynamic Surveys, <http://www.combinatorics.org/issue/view/Surveys> (2014).
- [5] F. P. Ramsey, *On a Problem of Formal Logic*, Proceedings of the London Mathematical Society **s2-30** (1930), no. 1, 264–286.

*1 $43 \leq r(5) \leq 49$ が分かっている [4].

P30

斜面崩壊の空間分布における地形地質的特徴 (東北大学大学院理学研究科地学専攻) 今村匡貴

1. はじめに

日本の山地斜面では、地震や豪雨に伴い瞬間的に大量の土砂を放出する山崩れや斜面崩壊が毎年のように発生している。斜面崩壊は、山地の解体過程における主要な営力であると指摘されており、これまで様々な分野で数多くの研究がなされてきた。特に崩壊地の分布傾向が、ある程度地形地質条件に規定されるということが指摘される^{[1][2]}。近年では、山地域における居住空間の拡大により斜面崩壊が人的物的被害をもたらす災害に発展するケースが増加しており、崩壊の分布傾向および発生の予知を考察する研究は、山地の解体過程の解明の一助として地形学的に、土砂災害の防災、減災の一助として社会的にそれぞれ望まれている。本研究では2004年新潟県中越地震(以下、中越地震)(Mw6.6)と2008年岩手・宮城内陸地震(以下、内陸地震)(Mw6.9)を対象事例とし、それぞれの地震によって発生した斜面崩壊の分布傾向について、地形、地質、誘因の3つの要素から考察し、崩壊地の地形地質的特徴を見出すことを目的とする。さらに、事例ごとの比較を行い、両者の共通性、特異性を見出し、その要因を議論する。

2. 対象地域と主要な地質

中越地震:新潟県中越地方に位置する魚沼丘陵と東山丘陵。更新-中新世堆積岩類で構成される^[3]。

内陸地震:宮城県北部に位置する奥羽脊梁山脈に属する栗駒山南東麓。更新-中新世火山岩類で構成される^[4]。

3. 研究手法

地震発生直後から数日間に撮影された1:10000カラー空中写真を用いて、斜面崩壊が発生した位置、崩壊によって裸地化した範囲を抽出し、斜面崩壊分布図を作成した。崩壊地は崩壊地面積(m²)に応じて、小規模なものから表層崩壊、大規模表層崩壊、地すべり性崩壊、巨大崩壊と分類した。さらに、基盤地図情報作成5×5m DEMを用いて対象地域内の地形要素(傾斜、斜面方位、縦断曲率、横断曲率)を計算した。地質は前述の先行研究の成果を用いた。縦断曲率と横断曲率の値を基に、9つの斜面形状に分類される。誘因は断層からの距離とモーメントマグニチュードを変数とした最大地震加速度の距離減衰式^[5]から推定最大地震加速度分布を算出した。GISを用いて崩壊地と各要素を重ね合わせ、崩壊地ごとに抽出した。

4. 結果

a) 中越地震

総崩壊地数は4588ヶ所、うち65%が表層崩壊で占められた。全体として急な斜面ほど崩壊数は増加し、35~45°付近でピークが見られるものの、地すべり性崩壊では比較的緩傾斜地で多く発生した。小規模な崩壊ほど南~南東向きの斜面に多く発生する傾向が見られ、規模が増加すると西向き斜面に多発する傾向が見られる。また、全体的に北向き斜面での崩壊数が少ない。縦断曲率、横断曲率から導き出せる斜面形による分類から崩壊規模によらず凹形谷型斜面に最も多く発生した。特定の地質帯に集中する傾向にあり、特に前期鮮新世フリッシュ型砂泥互層で特徴付けられる川口層に多く発生した。地震加速度については、地すべり性崩壊で340~360 cm/s²に、小規模な崩壊では280~300 cm/s²にそれぞれピークが見られた。

b) 内陸地震

総崩壊地数は 3115 ヶ所，うち 63%が表層崩壊で占められた．全体的に中越地震よりも大規模な崩壊が多く分布する．傾斜および斜面形については中越地震とほぼ同様の傾向が見られた．斜面方位は表層崩壊では顕著な分布の偏りは見られないものの，大規模な崩壊ほど北向き斜面の発生数が減少している．特定の地質帯に集中する傾向にあり，小規模な崩壊は中期中新世火山岩類で構成される洞万橋安山岩，大規模な崩壊は更新世北川溶結凝灰岩や後期中新世凝灰岩類で構成される小野松沢層で発生が顕著であった．地震加速度については，崩壊の規模によらず $200 \sim 240 \text{ cm/s}^2$ でピークが見られたものの，両者に比例関係が見られなかった．

5. 考察

中越地震と内陸地震それぞれの崩壊地群の分布傾向を地形，地質，地震加速度といった要素と比較すると以下のようにまとめられる．

- ①傾斜と縦断曲率，横断曲率についてはどちらの地震においても同様の特徴を得られた．特に，凹形谷型斜面は一般的に降雨の場合に崩壊が多発する傾向があるといわれ，傾斜と縦断曲率，横断曲率は誘因や地域差によらず崩壊危険斜面の特徴として表現できると期待される．
- ②斜面方位，地震加速度に応じた崩壊地分布の偏りは事例によって異なる．斜面方位については地質構造や地震の規模や特性（初動方位など）が反映されていると推測される．また，地震加速度と崩壊数の関係は事例によって異なることから，崩壊に弱い地質帯の影響が色濃く出たものと考えられる．
- ③特定の地質帯に集中する傾向がある．両事例においても地質に対する依存性が高く，地震を誘因とする崩壊群の特徴の一つと言える．降雨誘因の場合との比較，および地質が崩壊に寄与する具体的なメカニズムの考察が必要である．

専門用語の説明

GIS (Global Information System): 位置や空間に関する様々な情報を重ね合わせ，情報の分析や解析，情報の視角的に表示させるシステム．

DEM (Digital Elevation Model): 任意のメッシュ内の標高値を格納した点群データセット．地表面の地形形状のデジタル表現が可能．

参考文献

- [1] 八木浩司・山崎孝成・守岩勉・渥美賢拓 (2005) : 2004 年新潟県中越地震にともなう地すべり・崩壊分布—その特徴と詳細判読事例—. 応用地質, 46-3, 145-152.
- [2] 西山賢一・千木良雅弘 (2002) : 1982 年長崎豪雨災害で発生した斜面崩壊の地質的特徴. 京都大学防災研究所年報, 45(B), 47-59.
- [3] 竹内圭史・柳沢幸夫・宮崎純一・尾崎正紀 (2004) : 中越魚沼地域の 5 万分の 1 数値地質図 (Ver.1) 地質調査総合センター研究資料集, no.412.
- [4] 北村信・大槻憲四郎 (1986) : 1/50000 地質図および説明書. 北村信編新生代東北本州弧地質資料集第 2 巻-その 8- 島弧横断ルート No.20 (鬼首-細倉-花泉), 宝文堂, 1-2.
- [5] 福島美光 (2002) : 断層近傍まで適用可能な最大加速度の距離減衰式の導入と改訂. 清水建設研究報告, 63.

P31

モンテカルロシミュレーションを用いたストカスティック加熱による 銀河系内ダストの温度計算

○梨本 真志[1], 下西 隆[1], 服部 誠[1], 土井 靖生[2], 大坪 貴文[2]

[1] 東北大学大学院理学研究科天文学専攻 [2] 東京大学大学院総合文化研究科

1. 研究目的

我々の住む銀河系（天の川銀河）は光り輝く数多の星々のみで構成されているのではなく、ダストと呼ばれる固体微粒子がいたるところに散在している。このダストは主に星々が放射した紫外線を吸収し、赤外線を再放射する。銀河系の外、つまり遠方の宇宙を観測する際にはダスト由来の光と観測対象の光を分離しなければならない。そのため、ダストがどの場所にどのくらい存在するのかを知ることは遠方宇宙観測において非常に重要なことだ。

本研究ではこれらの情報を得るために、2006年に打ち上げられた日本の遠赤外線天文衛星「AKARI」のデータを用いる。世界的にも21年ぶりに刷新される遠赤外線での全天観測画像（図1参照）は、旧来に比べ10倍近くの高い解像度を誇り、また今まで観測されなかった波長帯でも観測されたことで、より詳細にダストの情報が得られるようになった。AKARIのこの詳細な遠赤外線データを用いて、全天でのダスト柱密度マップを作成を目指す。

我々が観測できるのは、何色の光がどのくらい強く光っているかということだけである。しかしダストは自身の温度に応じた光を放射（黒体放射）するため、観測データからダストの温度が決められる。構成種やサイズなど、種々様々に混ざり合ったダストがそれぞれ何度になり、全体としてどのようなスペクトルとなるかというモデルが作れば、そのモデルと観測量を比較してダストの存在量がわかる。よって本研究ではまずこのモデル作りに着手している。

2. 研究手法

ダストは星々からの放射される光子が衝突することで光子の持つエネルギーが吸収され加熱され、赤外線を放射することでエネルギーを放出し冷却する。この吸収、加熱、冷却のサイクルを繰り返すことによってダストの温度は決まる。

粒子サイズの大きいダストに関しては、断面積が大きいため頻りに光子が衝突されるので、吸収と放射が釣り合った平衡状態に達する。一方粒子サイズの小さいダストは、光子との衝突頻度が著しく低く、長時間エネルギーの低い低温状態で過ごすが、稀に光子を吸収すると、加熱された高温ダストとして観測されるため、ストカスティックに加熱過程を扱う必要がある。

このような、小さいダストでのストカスティックな加熱を考慮するために、モンテカルロシミュレーションを行い、大きいダスト、小さいダストという線引きをなくし、一様な方法でダスト温度の時間発展を計算した。

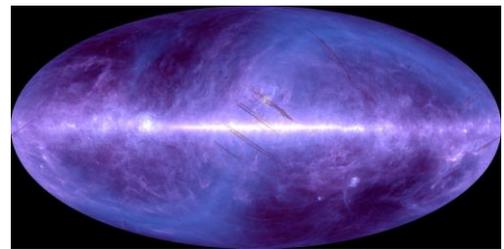


図1：AKARIの全天遠赤外線画像
(©JAXA)

Ce₂Pt₂Pb の圧力下磁気相転移

理学研究科物理学専攻 極低温量子物理研究グループ 渡邊 裕介

希土類元素 Ce (セリウム) を含むセリウム金属化合物は、「電気伝導を担う伝導電子」と「磁性を担う Ce イオン内の 4f 電子」が結びつくような奇妙な振舞い(以下、混成)を示す。一般的に混成の強さは物質に圧力を加えることでコントロールされ、混成が強くなるに伴い磁氣的性質が消失する事が知られている。興味深いことに、この磁気秩序が消失する領域では、超伝導や物理量の新奇な振舞い(量子臨界現象)等が発現することが、いくつかの物質において発見されており、その超伝導発現機構や量子臨界現象に注目した研究が活発に行われている。

本発表で対象とした物質は、希土類化合物 Ce₂Pt₂Pb である。Ce₂Pt₂Pb は、大気圧(0 GPa)で図 1 に示す様に I・II の 2 種類の磁気秩序相を持つ[1]。この様に複数の磁気秩序相を持つことは珍しく、混成を強くした際にこれらの磁気相がどのように変化するかという点が興味深く、また超伝導や量子臨界現象が発現することも期待できる。従って、本研究では圧力を印加して電気抵抗測定を行い、これらの現象の探索を試みた。

図 2 は各圧力におけるゼロ磁場 (磁場を印加していない状態) の電気抵抗の温度依存性の結果である。T_{N1} や T_{N2} で示される温度において磁気転移が確認されており、特に 0.46 GPa(4600 気圧)以上の圧力では赤い矢印で示した超伝導の振舞いを確認する事ができた。さらに、併せて磁場中の測定も行い「圧力」、「温度」、「磁場」の 3 つのパラメーターからなる 3 次元相図を作成した。

発表では本研究で作成した 3 次元相図を基に、量子臨界現象や Ce₂Pt₂Pb の磁気構造の議論を中心に講演する予定である。

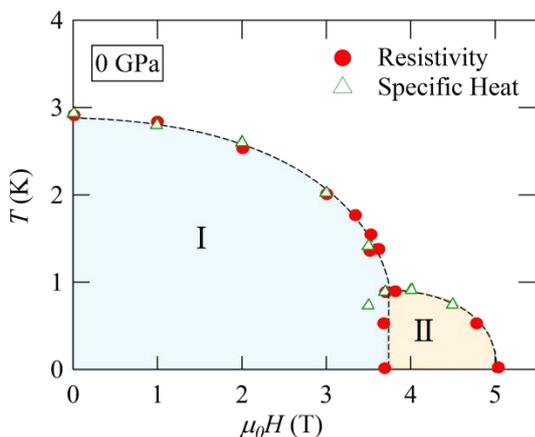


図 1: 大気圧における磁気相図[1]。

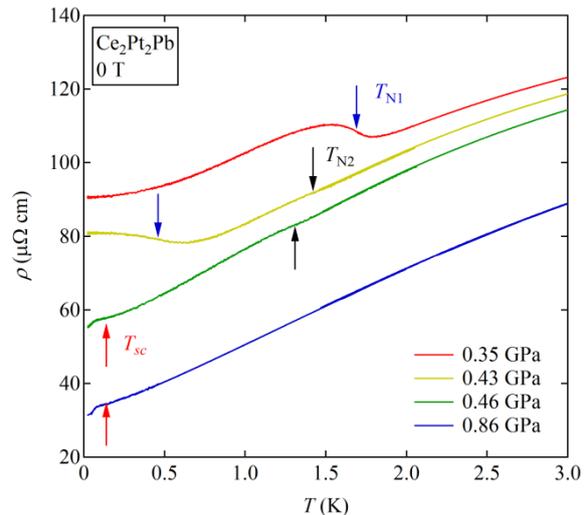


図 2: 各圧力の電気抵抗率の振舞い

参考文献

- [1] 佐藤 直樹 他 : 日本物理学会 2014 年年次大会 30aBE-11

火星電離圏界面における昼夜間密度勾配を考慮した
ケルビン-ヘルムホルツ不安定の MHD シミュレーション

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻)相澤紗絵[1]

寺田直樹[1], 笠羽康正[1], 八木学[1], 松本洋介[2]

[1]東北大学大学院理学研究科, [2]千葉大学大学院理学研究科

ケルビン-ヘルムホルツ(KH)不安定は、2種類の流体が相対速度を持って接している時に、その接触面で成長する流体的不安定であり、十分に成長した結果ケルビン-ヘルムホルツ(KH)渦と呼ばれる渦を形成することが知られている。大気中の雲層にできる渦や、河川などで流速の異なる流れが合流する地点などでも起きる波や渦などがこの KH 不安定の例である。惑星周辺では、惑星電離圏界面が太陽風との速度シア境界となるため、この電離圏界面において、KH 不安定の成長が期待される。地球磁気圏界面においては、Hasegawa et al. [2004]をはじめとしてこれまでに多くの KH 波の観測例が報告されており、また、シミュレーション研究によって太陽風と磁気圏プラズマの間での運動量やエネルギーの輸送の役割を KH 渦が担うことが指摘されてきた。一方、全球的な固有磁場を持たない非磁化惑星である火星や金星では、電離圏が太陽風と直接相互作用をする環境にある。観測機器の不足から電離圏界面において KH 波を同定するにはいたっていないが、その役割は長く議論されてきた。Brace et al. [1982]などで KH 不安定は大気を宇宙空間へ散逸させる過程の一つとなり得ることが示唆され、火星の大気進化において重要なプロセスとして注目されてきた。

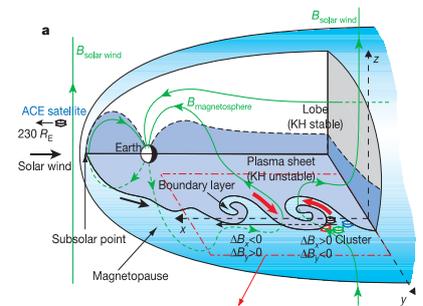


図 2. 地球磁気圏界面における KH 渦[Hasegawa et al., 2004]

KH 不安定の線形理論から、KH 不安定の線形成長は2つの接触領域の速度シアと密度比に依存することがわかっている。しかし、この線形理論は有限の境界層の厚みを無視しているため、現実的ではない。境界層の厚みを考慮した KH 不安定の成長を考えるには、シミュレーション研究が不可欠であると言える。地球の磁気圏プラズマと太陽風では、その密度比は数倍程度であるが、火星の電離圏プラズマと太陽風では、密度比が1000倍程度に達することが観測的にわかっている[Duru et al., 2008]。過去の研究において、この高い密度比を考慮した周期境界系の MHD (電子とイオンを1流体とみなす)シミュレーションが行われ、KH 不安定の最大成長波長は密度比によって変化し、密度比が高くなればなるほど、最大成長波長が長くなるといった報告がなされた。

これまでに KH 不安定の成長を調べるために行われてきたローカルシミュレーションのほとんどは周期境界系である。周期境界系を用いると、計算領域内に1波長しか存在することができず、他の波との相互作用や、合体といった描像を確認することができないという欠点がある。実際の系は、ただ一つの波長だけが存在するのではなく、様々な波長が存在するなかで KH 不安定が成長していくため、周期境界は現実的ではない。また、観測によって、火星電離圏には昼夜間密度勾配があることがわかっている[Duru et al., 2008]。昼夜間に密度勾配があると、昼側領域と夜側領域において、電離圏プラズマと太陽風プラズマの密度比が変わることが予測される。密度比は KH 不安定の成長に直結するパラメータであるため、この昼夜間密度勾配も考慮にいれるべきである。我々は非周期境界系のノンローカルモデルを作り、これらの2点について解決をし、非周期境界を使用した場合(非周期モデル)と昼夜間密度勾配も考慮した場合(密

度勾配モデル)の KH 不安定の発展を調べた。

非周期モデルと密度勾配モデルによって、我々は異なる波長が存在する場合の KH 不安定の発展を確認することができた。周期境界系の結果と比較したところ、渦の前後で非対称的な構造を確認し、この非対称的な構造によって電離圏領域が深く抉られるような描像や、太陽風側領域に細長く腕 (Elongated filaments) が伸びるような描像を見ることができた。この電離圏領域が深く抉られるような描像は、電離圏の深いところに存在する重たいイオンを持ち上げる役割を担う可能性があり、大気散逸に大きく寄与する可能性を示唆している。また細長く腕が伸びるような描像は、密度勾配モデルでより顕著に見られた。さらに、これまでの KH 不安定は、上流から下流に向かって KH 不安定が成長し、渦を形成し、非線形発展していくという一方向の伝搬の描像であると考えられてきたが、密度勾配がある場合には、密度比の低い下流側が先に成長することによって、波の伝搬は前方からと後方からの2方向の伝搬が存在することを新たに発見した。この後方からの波の伝搬は前方からの伝搬とぶつかることで、より大きな振幅を生む可能性がある。

これまでの周期境界系では、様々な仮定を用いて大気散逸率を見積もってきた。今回我々の用いたモデルでは、電離圏イオンがどの程度太陽風領域へ移動したかを直接的に求めることが可能であるが、今回の計算領域が火星電離界面半球の長さと比べて小さいため、密度勾配の有無における散逸率の増減を検討した。密度勾配がある場合は、ない場合と比べて60–70%程度の散逸率となることが判明した。

参考文献

[1] Hasegawa, H., M.Fujimoto, T.D.Phan, H.Réme, A.Balogh, M.W.Dunlop, C.Hashimoto, R.TanDokoro, Transport of solar wind into Earth's magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices, *Nature.*, 430, 755–758, 2004, doi:10.1038/nature02799

[2] Brace, L.H., R.F.Theis and W.R.Horgey, Plasma clouds above the ionopause of Venus and their implications, *Planet.Space.Sci.*, 30(1), 29–37, 1982, doi:10.1016/0032-0633(82)90069-1

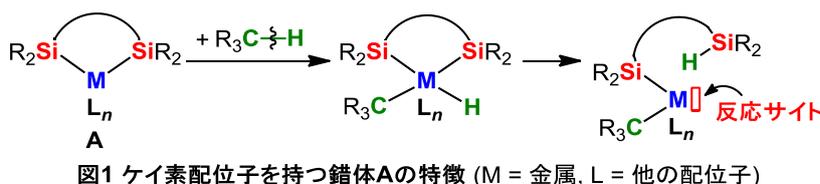
[3] Duru, F., D.A.Gurnett, D.D.Morgan, R.Modolo, A.F.Nagy, and D.Najib, Electron densities in the upper ionosphere of Mars from the excitation of electron plasma oscillations, *J. Geophys. Res.*, 113 (A7), A07,302, 2008, doi:10.1029/2008JA013073.

ケイ素配位子により活性化されたルテニウム触媒の開発： アリールアルキンの新規シリル化反応

(東北大学大学院理学研究科化学専攻) ○北野健夫・小室貴士・飛田博実

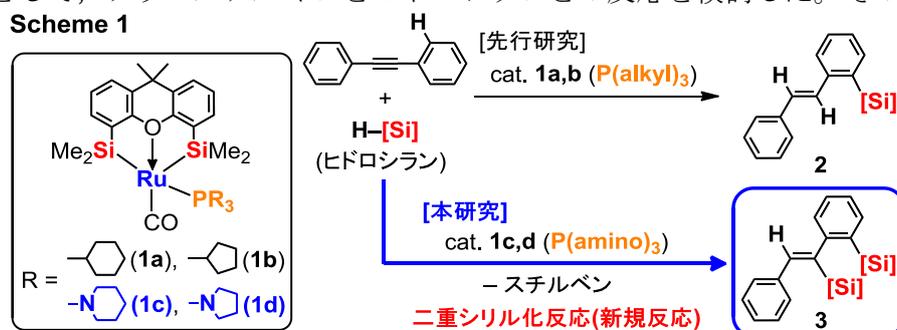
金属錯体はしばしば、有機化合物の特定の結合を切断し新たな結合を形成する反応を促進する触媒となる。例えば、鈴木・宮浦クロスカップリング反応は、パラジウム錯体によって炭素-ホウ素結合および炭素-ハロゲン結合を切断し、新たに炭素-炭素結合を形成する反応である。この様な金属錯体触媒による分子変換反応は、複雑な構造を持つ医薬品の原薬やそれらの中間体などの製造において有用であることから、盛んに研究がなされている。

当研究室では以前、強固な炭素-水素(C-H)結合の切断を経る有機分子変換反応の触媒となる錯体の開発を目指し、ケイ素配位子を2つ持つ金属錯体 **A** を合成した^[1]。錯体 **A** は、ケイ素配位子の持つ次の2つの特徴(図1)により、C-H結合変換反応の良好な触媒となることが期待される。第一に、ケイ素配位子の強い電子供与性によって金属中心が電子豊富となるため、金属の酸化数の増加を伴うC-H結合の切断(酸化的付加)を進行しやすくする。第二に、ケイ素配位子が金属上の水素配位子と容易に結合を形成して脱離(還元的脱離)できるため、新たな基質が接近・反応するためのスペース(反応サイト)を金属上に生み出すことができる。



以前、我々はトリアルキルホスフィン配位子を有するルテニウム錯体 **1a** を触媒とした、アリールアルキンの特異なシリル化反応による **2** の生成を報告した(Scheme 1 上)^[2]。この反応は、芳香環C-H結合およびヒドロシランのSi-H結合がルテニウム上で切断され、新たにC-Si結合が形成されると同時に、C≡C三重結合が水素化されてC=C二重結合となるという高度な変換反応である。

今回我々は、錯体 **1** のホスフィン配位子の置換基を変更し、金属中心の電子豊富さおよび立体的環境を変化させることで、上記反応に対する触媒性能がどのように変化するかを調べた。すなわち、**1a** よりも嵩の小さなホスフィン配位子を有する錯体 **1b** や、より電子供与性の低いホスフィン配位子を有する錯体 **1c,d** を触媒として、アリールアルキンとヒドロシランとの反応を検討した。その結果、錯体 **1c,d** を触媒として用いると、芳香環C-H結合のシリル化およびC≡C三重結合のヒドロシリル化を経る二重シリル化反応が起こり、**3** が生成することを見出した(Scheme 1 下)。



[1] J. J. G. Minglana, M. Okazaki, K. Hasegawa, L.-S. Luh, N. Yamahira, T. Komuro, H. Ogino, H. Tobita, *Organometallics* **2007**, 26, 5859. [2] H. Tobita, N. Yamahira, K. Ohta, T. Komuro, M. Okazaki, *Pure Appl. Chem.* **2008**, 80, 1155.

有機半導体レーザーの実現に向けた電気二重層トランジスタの研究

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻) 白井拓磨

【背景】

有機半導体レーザーの実現には、高い電流密度が必要なため、半導体内に高濃度の*キャリアを蓄積できる*MISFET 構造 (図 1) を持つ発光デバイスの研究が現在盛んに行われている。^[1]MISFET の簡単な発光原理は以下。

ゲート電極に電圧(V_G)をかけることで、キャパシタ (コンデンサ) の原理により半導体層内に電子・正孔を蓄積する。蓄積された電子・正孔はソース電極、ドレイン電極に印加される電圧(V_S, V_D)により中央へ輸送される。両者が再結合をすることで発光が起こる。

しかしながら、現段階での発光は弱く、レーザー発振には至っていない。レーザー発振には電流密度を上げる必要がある。

そこで、電流密度を上げることを目的として、MISFET 構造に代わる新たな構造を持つ*イオン液体を用いた*EDLT 構造 (図 2) に着目している。両者の主な違いは、絶縁層の厚さにある。MISFET 構造では、絶縁層の厚さは一般に数百~数十 nm であるのに対し、EDLT 構造では、絶縁層の厚さは分子ほどの大きさで、1nm ほどしかない。この非常に小さな絶縁層の厚さが非常に大きな*静電容量をもたらす(MISFET の約 1000 倍)^[2]ため、電流密度の増大が期待できる。

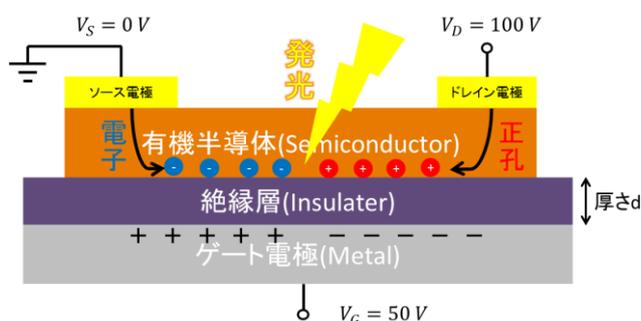


図 1 MISFET の構造

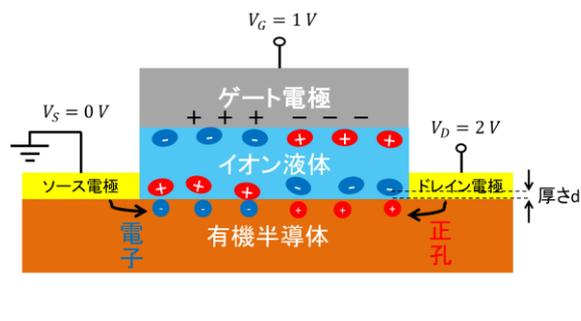


図 2 EDLT の構造

【目的】

MISFET 構造と EDLT 構造の両方を持つデバイスから、双方の伝達特性を測定・比較し、有機半導体レーザーの実現に向けて EDLT 構造を持つ新たな発光デバイスの実現を目指す。

【実験】

本研究では、図 3 の様に、ルブレン (図 4) 単結晶を有機半導体に、金薄膜を電極に用いた。

はじめに、最下層の高濃度に p ドープされたシリコンをゲート電極に用いることで MISFET 構造のデバイスの伝達特性を得た。

その後、イオン液体である N,N-Diethyl-N-methyl-N-(2-methoxyethyl)ammonium

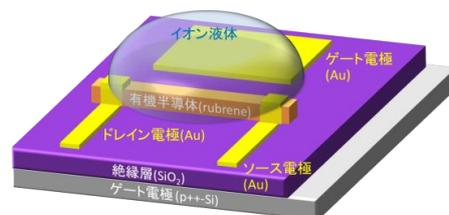


図 3 本研究に用いたデバイスの構造

Bis(trifluoromethanesulfonyl)imide (図 5) を基板上に少量
 たらし、最上層の金薄膜をゲート電極に用いることで
 EDLT 構造のデバイスの伝達特性を得た。

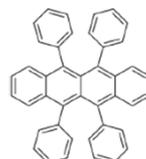


図 4 ルブレンの分子構造

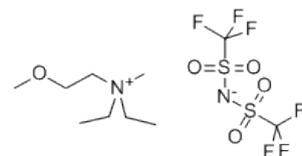


図 5 イオン液体の分子構造

【結果・考察】

双方の測定において FET に特徴的な、半導体内に流れる電流(I_D)がゲート電圧(V_G)の二次に比例する伝達特性が得られた。ここで I_D を半導体にかけた電圧(V_D)で割って規格化すると、図 6 の様になった。

図 6 から MISFET 構造と比較して、EDLT 構造は、低いゲート電圧で動作し、最大の伝導度が高いことが分かる。これは、EDLT 構造が MISFET 構造よりも高い静電容量を持ち、低いゲート電圧でも非常に多くのキャリアを蓄積することができ、高いキャリア密度を実現できるからであると考えられる。

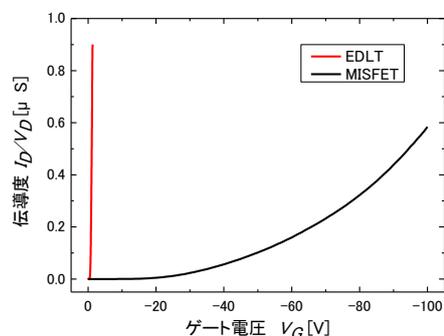


図 6 MISFET、EDLT 構造での伝導度の比較

【結論】

EDLT 構造は、MISFET 構造に比べて静電容量が非常に高いという特性から、MISFET よりも低いゲート電圧で動作可能で、最大の電気伝導度も高いことが分かった。このことから、本研究では半導体内に正孔しか注入していないが、同時に電子も注入することができれば、MISFET で実現されていない電流駆動有機半導体レーザーの実現が期待できる。この EDLT への電子注入が今後の課題であり、現在研究を進めている。

【専門用語の説明】

*キャリア：電流を担う電荷を帯びた粒子のこと。電子と正孔の 2 つのことを指す。両者が出会い、再結合することで発光を生じる。

*MISFET：Metal Insulator Semiconductor Field Effect Transistor の略。M-I-S の 3 層構造を持つ電界効果トランジスタという意味。

*イオン液体：陽イオンと陰イオンのみで構成される液体。

*EDLT：Electric Double Layer Transistor の略。MISFET で、絶縁層の代わりに、イオン液体を用いた構造を持つ。

*静電容量：どれだけキャリアを蓄積できるかを表す量。 $C = \frac{\epsilon}{d}$ で表され、厚さ d に反比例する。

【参考文献】

[1] T.Takenobu *et al.*, Phys. Rev. Lett 100, 066601 (2008)

[2] 森健彦, 長谷川達生 監修, 有機トランジスタ材料の評価と応用 II 第 4 編 第 2 章, シーエムシー出版

東京都における認可保育所の新規園開設理由と立地展開

Newly development of licensed nursery in the Tokyo metropolitan area

甲斐 智大（東北大・院）

Tomohiro KAI (Graduate Student, Tohoku University)

キーワード：認可保育所，株式会社法人，社会福祉法人，市場化，東京都

Keywords: licensed nursery, Incorporated, social welfare corporation, commercialization, Tokyo metropolitan area

1. はじめに

2000年に認可保育所の設置主体制限が撤廃されて以降、これまで地域内に認可保育所を展開してきた社会福祉法人に加えて、新たに株式会社法人の認可保育所の経営が可能となった。とくに2000年代後半以降、社会福祉法人に加えて、株式会社の経営する認可保育所の数は急増している。ところが、認可保育所の整備が進む現在においても、首都圏では多数の待機児童が発生しており、保育施設の拡充が重要な政策課題となっている。そうしたなか、久木元他(2013)では、認可外保育所の供給の格差に地域差が見られることが明らかにされている。しかし、保育サービスの質を維持する点から、最も認可基準が厳しい認可保育所によって、地域内の保育ニーズが満たされることが理想的とされており、認可保育所の立地展開に関する研究が求められている。そこで、本報告では認可保育所のさらなる整備が求められている東京都を事例に、各経営体の新規園の開設プロセスと、それに規定される認可保育所の立地展開を明らかにする。

2. 保育施設の新規園開設理由

社会福祉法人に対する聞き取り調査の結果、社会福祉法人は五つの理由から、新規園を開設していることがわかった。一つ目に、新規参入が可能となった株式会社法人の参入への対抗を理由としている法人が見られた。二つ目に、年功序列型賃金制を維持している社会福祉法人においては、運営費に占める人件費比率が高騰する傾向があり、それに対する対応策として、若手職員を採用することで人件費を抑制するために新規園を開設している法人が見られた。三つめに、地域内で住民や自治体と信頼関係を築いてきた社会福祉法人は地域内からの要望によって新規園を開設している法人もみられた。四つめに、認可の獲得や、入所対象年齢を拡大させることを目的に新規園を開設している事例

も見られた。また、5つ目に、他県から参入した法人や規模の大きな法人においては、自法人の保育を広めることを目的に新規園を開設していた。

他方、株式会社法人では、1施設から得られる収益は限られているため、新規園を開設することによって法人の経営基盤の安定化をはかる事例が見られた。また、保育施設から得られる収益は限られているため、教材開発や人材派遣、セントラルキッチン運営企業など、保育に関する関連企業を立ち上げている事例もみられ、そうした関連企業の収益の拡大のために新規園を開設している事例もみられた。

3. 認可保育所の立地展開

上記のような理由で、各経営体は新規園の開設を行っている。そこで、各園の新規園の開設場所の特徴をみると、社会福祉法人では保育士を転勤させることを前提に施設を開設している。また地域内の要望の影響も大きいため、元々立地していた施設の周辺地域に新規園を開設させている。他方、株式会社法人は、全国から人材を集めており、不動産業や鉄道事業から保育業界に新規参入した法人が多い。そのため、保育士の配置に制約が少なく、本業との兼ね合いの中で利便性の高い地域での立地を目的として自治体間での補助金の違いを考慮しながら、保育ニーズが拡大している、都心中心地域で多くの新規園を開設している。

ところが、株式会社では保育士の確保が社会福祉法人と比較して困難な状況となっており、現在の保育サービス供給体制では、将来的に保育ニーズに合わせた認可保育所の整備が行われなくなるリスクを抱えていると考えられた。

Structures of gas phase copper oxide cluster cations studied by ion mobility mass spectrometry

M. A. Latif, Ryoichi Moriyama, Jenna W. J. Wu, Motoyoshi Nakano, Keijiro Ohshimo, Fuminori Misaizu

Department of Chemistry, Graduate School of Science, Tohoku University, 6-3 Aoba, Aramaki, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

Copper oxide clusters¹ have been a subject of intense investigation in recent years due to their important roles in catalytic reactions both oxidation [1] and reduction [2] reactions. Physical and chemical properties of a specific catalyst largely depend on its size and structures. Therefore, it is important to know the geometrical structures and the stability for evaluating catalytic activity of clusters in gas phase. In this study we investigated the stable stoichiometric compositions and size dependent structures by ion mobility mass spectrometry (IM-MS), a powerful technique for identification and separation of cluster ions based on their mobility in carrier gas inside an ion drift cell, which can be measured as their arrival time, as shown in Figure 1. The structural isomers, cluster of the same mass but different structures, can be identified by comparison of their collision cross sections (CCSs)¹ measured experimentally with those predicted by quantum chemical calculations [3].

The experiment was performed by using a home built IM-MS vacuum apparatus, and copper oxide cluster cations (Cu_mO_n^+) were generated by a combination of laser vaporization and supersonic expansion. The time-of-flight (TOF) mass spectrum and the 2D plot of arrival time (time that ion takes to pass through the ion drift cell) were obtained experimentally. Ions of different sizes were measured at two ion injection energies of 50 eV and 250 eV, which is the energy generated by a pulse electric field to inject cluster ions into the ion drift cell.

It was found that all Cu_mO_n^+ were either oxygen equivalent or oxygen deficient ($m \geq n$). From the arrival time distribution (ATD) plots, which is taken from the 2D plot of arrival time vs. ion mass, experimental CCSs were estimated by kinetic theory of ion transport [4]. From the experimental CCSs, it was observed that Cu_3O_3^+ was more compact than $\text{Cu}_3\text{O}_{1-2}^+$; Cu_4O_3^+ and Cu_4O_4^+ were more compact than Cu_4O_2^+ . In addition, Cu_5O_4^+ , Cu_6O_4^+ , and Cu_7O_5^+ showed structural isomers, an obvious separation in ATD plots was observed.

Brief explanations of technical words

¹Cluster: Cluster is a bonded atoms or molecules in an intermediate phase between molecules and bulk phase.

²Collision Cross Section: an averaged area of collision of cluster cations with He buffer gas.

References

[1] I. A. Fisher and A. T. Bell, *J. Catal.* **178**, 153 (1998).

[2] Y. Chi and S. S. C. Chuang, *J. Catal.* **190**, 75 (2000).

[3] M. F. Jarrold et al., *J. Phys. Chem.* **100**, 16082, (1996).

[4] E. A. Mason and E.W. McDaniel, "Transport Properties of Ions in Gases" *John Wiley*, New York, 1988.

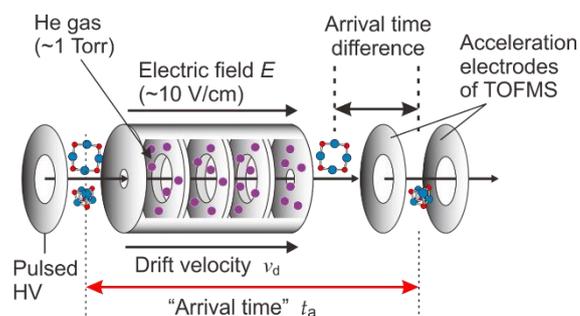


Figure 1. Ion Mobility Mass Spectrometry.

fast v_d , and short t_a → small Ω 
 slow v_d , and long t_a → large Ω 

NbSe₂ 薄膜の角度分解光電子分光

(東北大学大学院理学研究科 物理学専攻)

○中田優樹¹, 菅原克明², 佐藤宇史¹, 田中祐輔¹, 相馬清吾²,
清水亮太², 一杉太郎², 上野啓司³, 高橋 隆^{1,2},
東北大院理¹, 東北大WPI², 埼玉大理工³

近年、グラファイトをはじめとした様々な層状物質の原子層化によって、バルクとは異なる特異物性が誘起されることから、原子層物質に対する研究が盛んに行われている。例えば、グラファイトから一層のみを抜き出したグラフェンは、ディラックコーンと呼ばれる線形的な電子バンド構造を形成する。グラフェンは、この特異な電子状態に起因した異常ホール効果[1]やバレー流などの特有の物性を示すことが知られており、2004年にはノーベル物理学賞受賞のきっかけとなった。

その一方で、グラファイトと同様に層状構造を形成する遷移金属ダイカルコゲナイド(TMDs)は、電荷密度波(CDW)や超伝導といった様々な特異物性を示す物質群として知られている[2]。TMDsは、グラファイトと同様に層間がファンデルワールス力で結合した積層物質であり、比較的容易に原子層化することができるため、原子層化によりバルクが示す様々な特異物性がどのように変化するか注目が集まっている。ポストグラフェンとして、既にいくつかの遷移金属ダイカルコゲナイドでは単層化による空間反転対称性の破れに起因した特異物性が次々と報告されている[3]。以上を背景として、我々はこれまでTMDsを単層化した際の物性の変化を電子状態の立場から明らかにする目的で、角度分解光電子分光を用いた研究を行ってきた[4]。

角度分解光電子分光とは、物質中の電子を光電効果により外部に叩き出して、その電子のエネルギーと運動量を測定する実験手法である。この手法により、物質の性質に密接に関わる電子バンド構造を直接的に測定することが可能となる。角度分解光電子分光は原理的に高い表面感性をもつため、原子層薄膜のような二次元物質の電子状態を決定するのに適した実験手法である。

今回報告を行うのは、注目を集めてきた遷移金属ダイカルコゲナイドの一つである2H-NbSe₂である(図1 a)。バルク2H-NbSe₂はCDWと超伝導が共存する興味深い

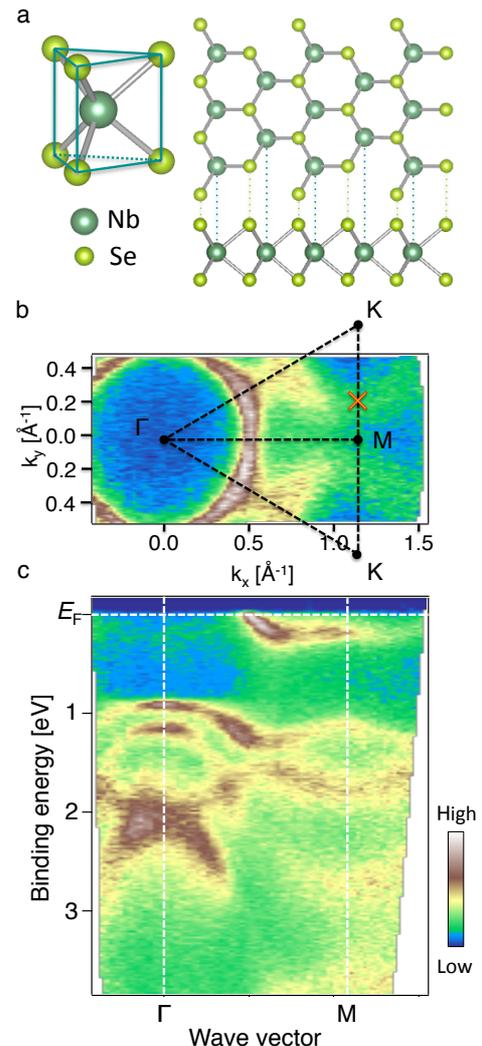


図1 (a) 単層 NbSe₂ の結晶構造。(b,c) 単層 NbSe₂ の角度分解光電子スペクトルを(a)フェルミエネルギーにおいて二次元的な波数空間で強度プロットしたもの。(b)波数と結合エネルギーの関係で強度プロットしたもの。b,cにおいて強度の強い部分はそれぞれフェルミ面、電子バンド構造に対応する。

系としてこれまで盛んに研究が行われてきたが、単層化した場合の物性の変化については未解明である[5]。そこで今回我々は、SiC 基板上に作成した 2 層グラフェンの上に、分子線エピタキシー法によって高品質な単層 NbSe₂ を作成し、その電子状態を角度分解光電子分光によって決定した。

図 1 に、角度分解光電子分光により測定した単層 NbSe₂ 薄膜におけるフェルミ面(b)とブリルアンゾーン Γ -M 方向における電子バンド構造(c)を示す。一見して明らかのように、 Γ 点および K 点中心のフェルミ面、さらには波数に依存して大きく分散を示すバンドが明確に観測された。これらのフェルミ面形状と電子バンド構造は、バルクの

2H-NbSe₂ のものに非常に類似しており、高配向な単層薄膜が作製されたと結論した。さらに、CDW 相に由来する電子状態の変化を明らかにするために、図 1 b 中の×印で示される位置において測定した、フェルミ準位近傍における光電子スペクトルの温度依存性を図 2 に示す。得られた光電子スペクトルは、相転移のない通常の温度変化はフェルミディラック分布関数に従う温度変化を示すとともに、フェルミ準位近傍において温度低下に伴い光電子強度がわずかに減少する振る舞いを見出した。バルクの 2H-NbSe₂ では、温度低下に伴いフェルミ準位近傍の光電子強度が減少することが報告されており[6]、今回の結果と類似していることを考慮すると、単層 NbSe₂ はバルク 2H-NbSe₂ と同様に、低温において CDW 相へと転移していることが示唆される。

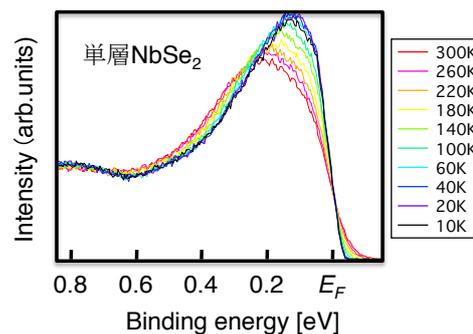


図 2 図 1 b において x で示される位置で測定した光電子スペクトルの温度変化。

専門用語の説明

1. 電荷密度波：

電子のもつ電荷が、結晶とは異なる周期性をもって規則的に分布する現象。半導体や金属、超伝導など様々な特異物性の発現に重要な役目を果たすことが知られており、特に低次元性を有する物質において見られる現象である。

2. 電子バンド構造：

結晶中の電子のエネルギーと運動量の関係を表したものであり、物質固有の構造を形成する。電気や熱の伝導性、光学的性質、磁氣的性質など、その物質の性質を特徴づける。

3. 分子線エピタキシー法：

高配向の単結晶薄膜を作製することができる手法のひとつ。超高真空槽内に設置したいくつかの蒸着源(材料)を加熱等によって蒸発させ、対向した単結晶基板上に堆積させる。蒸着量を原子レベルで制御することによって単結晶薄膜が作製される。

参考文献

- [1] K. S. Novoselov *et al.*, Nature **438**, 197 (2005).
- [2] M. Chhowalla *et al.*, Nature Chem. **5**, 263 (2013).
- [3] H. Zeng *et al.*, Nature Nanotech. **7**, 490 (2012).
- [4] K. Sugawara *et al.*, ACS Nano **10**, 1341 (2016).
- [5] J. A. Wilson *et al.*, Adv. Phys. **24**, 117 (1975).
- [6] T. Kiss *et al.*, Nature Phys. **3**, 720 (2007).

P39

Study of the magnetic storm phase dependence of the inner boundary of the plasma sheet electrons based on THEMIS satellites observations (THEMIS 衛星の観測に基づくプラズマシート電子地球側境界の磁気嵐フェイズ依存性に関する研究)

(東北大学大学院理学研究科 地球物理学専攻) 大木研人・熊本篤志・加藤雄人

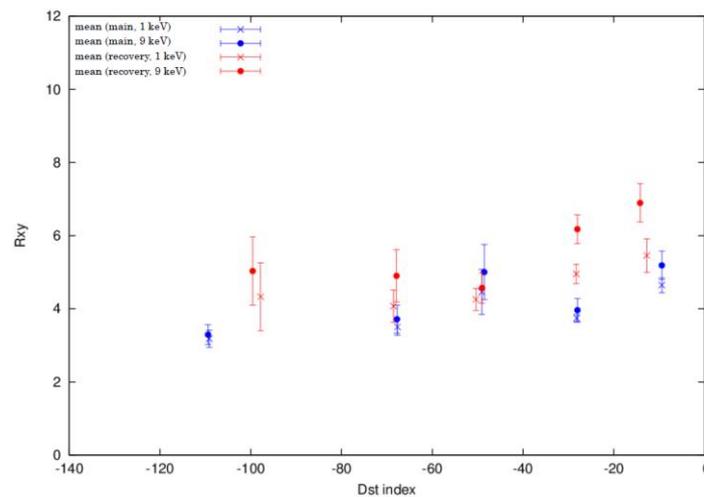
地球の内部磁気圏にはプラズマシートと呼ばれる数 keV 程度のエネルギーを持つ粒子で構成されている領域がある。プラズマシートはホットプラズマの密度が高く、磁場強度が比較的弱い領域となっており、特にこのプラズマシートを構成している数 keV 帯の電子は、地球の極域電離圏でのオーロラを発生させたり、数 MeV に達する相対論的高エネルギー粒子で形成されている放射線帯粒子の起源であると考えられている。また、プラズマシート中には磁気圏対流が生じており、プラズマシートを構成している数 keV 帯粒子は磁気圏対流によって磁気圏尾部領域から地球方向に輸送される。プラズマシート中では磁気圏対流中の対流電場に起因する電場ドリフトによって地球方向へと輸送されるが、地球近傍に近づくにつれて磁場が強まり、磁場勾配ドリフトをするようになる。磁場勾配ドリフトは荷電粒子の運動エネルギーと電荷に依存しているため、電子は朝側、イオンは夕方側へとドリフトすることとなり、一定の距離よりも内側には侵入することができない。この動径方向の距離をプラズマシート地球側境界 (inner edge) と呼んでおり、inner edge は地球を周回する粒子の閉じた軌道 (close path) と開いた軌道 (open path) の境界であると考えられている。

Inner edge に関する研究成果はいくつか報告されている。エネルギーの低い電子プラズマシート inner edge の方が、エネルギーの高いものよりも地球に近い所に位置する [Frank et al., 1970]。また電子プラズマシート inner edge が MLT (磁気地方時)、磁気擾乱の度合いを示す Kp 指数の関数で表される時、Kp 指数が増加すると inner edge が地球に近づく [Korth et al., 1999]。さらにオーロラ活動度を表す AE 指数が増加すると inner edge が地球に近づく [Jiang et al., 2011]。それだけではなく、AE 指数が高い場合を除いて、Volland-Stern 対流電場モデルは電子プラズマシート inner edge の平均的な位置を表現できる [Jiang et al., 2011]。

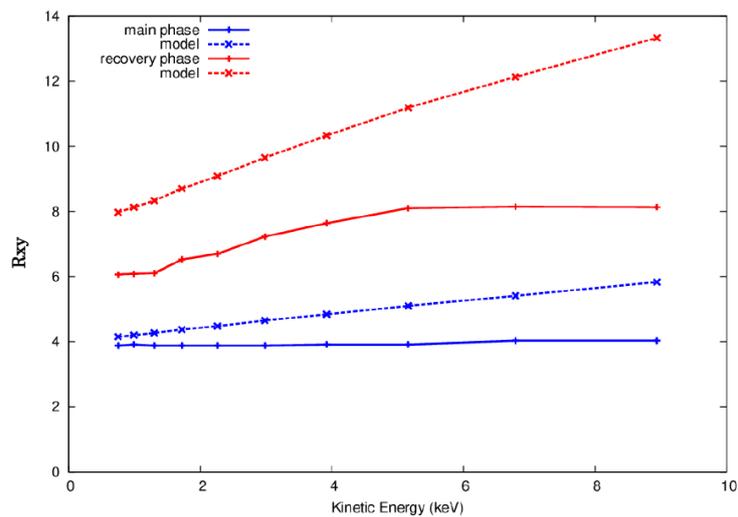
Kp 指数や AE 指数については先行研究が行われてきたが、磁気嵐との関係についてはまだ十分に議論されていない。磁気嵐は、磁気擾乱が発達する主相と擾乱から静穏時へと戻っていく回復相から成り、その度合いは Dst 指数という地磁気指数で表現される。磁気嵐時には、磁気圏対流が発達することによってプラズマシート電子のドリフト軌道が大きな影響を受け、電子プラズマシート inner edge の位置が大きく変化することが予測される。また磁気嵐時には、これまでに提案されていた電場モデルとは異なる非常に強い電場が存在することが観測結果から示されている [Nishimura et al., 2006]。このような背景から、磁気嵐時における電子プラズマシート inner edge と磁気圏対流のダイナミクスを明らかにすることは重要である。本研究では、inner edge の Dst 指数依存性及び磁気嵐フェイズ依存性について人工衛星のデータを用いて調べた。

その結果、以下のことが明らかになった。(1) inner edge は磁気嵐主相時においてより地球近くに形成され、主相時には inner edge のエネルギー依存性が見られにくい。(2) 擾乱の度合いを示す Dst 指数が同程度であっても、磁気嵐のフェイズの違いによって inner edge の形成のされ方が異なる。(3) 磁気嵐のピーク (Dst 指数の極小) 付近において、inner edge の極小からの時間依存性が見られた。

以上の結果から、磁気嵐主相時には地磁気指数では説明の出来ない強い電場が地球近傍に発生していると考えられる(電場ドリフト速度は粒子のエネルギーに依存しないため)。主相及び回復相での違いを確かめるため、観測から得られた inner edge の位置を、対流電場モデルを用いた電子の準静的 open/close ドリフト境界モデルから得られた値と比較した。その結果、これらのモデルでは観測値を十分に説明することが出来なかった。そこで、時間変化を考慮した open/close ドリフト境界をテスト粒子計算とイベントの観測値から導出し、回復相における観測値と比較した。比較した結果、 $4.7R_E$ の地球近くで得られた観測値は粒子計算で得られた境界よりも $1.9R_E$ 程度内側に存在し、地球から離れた $6.8R_E$ の位置での観測値では $0.5R_E$ 程度内側に存在していた。これより、磁気嵐時にはモデルだけでは説明できない電場が $6.8R_E$ 以内の領域に存在していることが示唆される。



Inner edge と Dst 指数のフェイズごとの対応



モデルと観測値の比較

P40

量子・古典ハイブリッドのシミュレーションにおける交換反発ポテンシャルの構築 (東北大学大学院理学研究科 化学専攻) ○海野悟・高橋英明・森田明弘

【研究背景】 溶液や生体分子のような実在系において、化学反応の経路を理論・計算化学に基づいて決定することは重要なテーマである。化学反応を記述するには量子力学に基づいた計算が必須だが、そのコストは系の電子数の3-4乗に比例するため、数万の原子から成る実在系の系全体を量子力学的に扱うのは計算コスト的に難しい。そこで、注目する化学反応に参与する領域を量子力学的に扱い、それ以外の領域を古典力学的な計算で扱う、2つの手法をハイブリッドした方法がとられる。この方法によって、計算コストを抑えることができ、溶媒が作る電場のような環境部位の影響を考慮して量子計算をすることが可能になるため、実在系の化学過程のシミュレーションにおいては、量子/古典(Quantum Mechanical/Molecular Mechanical)ハイブリッドのシミュレーション手法・QM/MM法は極めて有効な手段である。この手法における系の全エネルギーは次の式の3項からなる。

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{QM}} + E_{\text{QM/MM}} + E_{\text{MM}}$$

E_{QM} はQM系の分子の電子状態エネルギー、 E_{MM} はMM系の分子間の相互作用エネルギー、 $E_{\text{QM/MM}}$ はQM系とMM系の間の相互作用エネルギーである。特に $E_{\text{QM/MM}}$ は異なる領域の間の相関を表す項でありQM/MM法においては重要な部分である。一般的に、QM-MM間の相互作用は次の式で表される。

$$E_{\text{QM/MM}} = E_{\text{es}} + E_{\text{x}} + E_{\text{vdW}}$$

E_{es} はQM分子の電子密度とMM分子の点電荷との間のクーロン相互作用、 E_{x} 、 E_{vdW} はQM分子とMM分子との間の交換反発、分散相互作用である。分子間の距離 R に対してポテンシャルを書くと図1のようになる。交換反発は分子間の距離が小さい領域で急激に大きくなる特徴があり、分子同士がどの程度接近できるかを定める要因になる。通常のQM/MM計算ではQM-MM間の交換反発ポテンシャルは、Lennard-Jones potentialやBuckingham potentialのような古典力場によって記述される。この方法は、中性のQM分子については比較的うまく機能するが、イオンや励起状態、遷移状態に対してはうまく機能しない場合が多い。これは古典力場にイオンなどに当てはめられるパラメータがないため、該当する中性分子のパラメータが取られるためである。

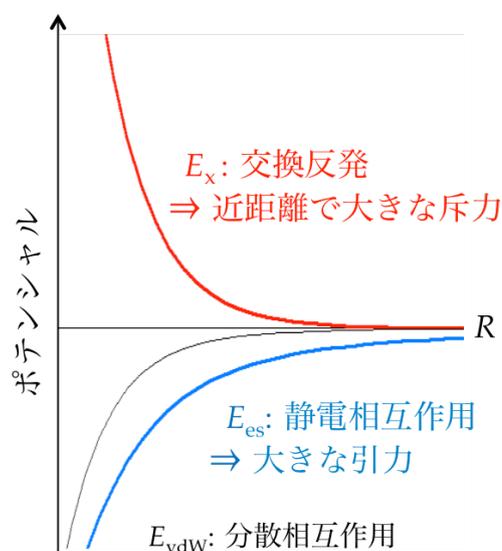


図1 QM-MM間の相互作用

【研究目的】 本研究では、交換反発ポテンシャルの古典力場への依存を解消し、QM 系の電子状態を反映するような交換反発を構築することを目的とした。発表では、QM 系の波動関数から QM-MM 間の交換反発エネルギーを計算する新規な方法 [1]と、この手法の実在系のシミュレーションへの拡張として、溶媒和自由エネルギーの計算[2]へ応用について説明する。

【結果】 従来の方法では QM/MM 法での計算がうまくいかなかった H_3O^+ を QM 分子とし、 $\text{H}_3\text{O}^+(\text{QM})\text{-H}_2\text{O}(\text{MM})$ 系の水素結合ポテンシャル曲線を本方法で計算し、従来の計算と比較した。また、参照として、系全体を QM 系として扱い、MP2 法で扱う分子軌道計算も実施した。結果を図 2 に示す。本研究の結果は従来法に比べ、MP2 計算の結果を良好に再現することが分かった。

本研究で計算された自由エネルギーを表 1 にまとめた。交換反発ポテンシャルが改善することによる寄与は $\delta\mu$ に含まれ、本方法で計算された値 $\Delta\mu$ は -96.4 kcal/mol となった。実験値 $\Delta\mu_{\text{exp}}$ と比較して従来法での結果 $\Delta\mu_{\text{conv}}$ を大きく改善することが分かった。

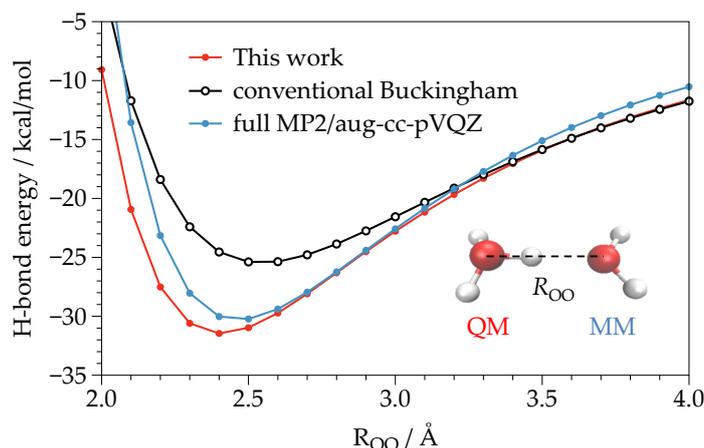


図 2 $\text{H}_3\text{O}^+\text{-H}_2\text{O}$ 系の水素結合ポテンシャル曲線

| | $\Delta\bar{\mu}$ | $\delta\mu$ | $\Delta\mu$ | $\Delta\mu_{\text{conv}}$ | $\Delta\mu_{\text{exp}}$ |
|------------------------|-------------------|-------------|-------------|---------------------------|--------------------------|
| H_3O^+ | -78.1 | -18.3 | -96.4 | -79.2 | -103.5 |

表 1 H_3O^+ の溶媒和自由エネルギーの計算結果 (単位: kcal/mol)

専門用語の説明

- ・ 交換反発：分子同士が接近し軌道の重なりを持つときに、Pauli の排他原理によって系が不安定化することによって生じる斥力。
- ・ 古典力場：系のポテンシャルを与える関数の式とパラメータのセット。パラメータは該当する分子の実験や量子計算から得られる性質を再現するように決められる。

参考文献

- [1] H. Takahashi, S. Umino, et al. *J. Chem. Phys.* **143**, 084104 (2015).
 [2] H. Takahashi and N. Matubayasi, et al. *J. Chem. Phys.* **121**, 39890 (2004).

Can we find less massive Black Holes hosted in the center of galaxies in the Early Universe?

(東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻) 木村 勇貴

(宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 宇宙物理学研究系) 山田 亨

あらゆる銀河の中心には超大質量ブラックホール(*1)が存在することが知られている。近傍銀河の観測から、現在の銀河のスフェロイド成分(*2)の星質量と中心ブラックホールの質量には非常に良い線形関係を持っている(図 1)ことが明らかとなり、これにより銀河はこの中心ブラックホールと共に成長してきた(銀河と超大質量ブラックホールの共進化)と考えられるようになった。

では、銀河の成長を考える上でこの中心ブラックホールはどのような影響を及ぼしているのであろうか。両者との間に働く物理的な相互作用は何であるのだろうか。これらは未だに解明されておらず、非常に興味深い分野として活発に議論が繰り広げられている。

そのような物理的背景を理解するにはまず過去の情報を知ることが重要である。つまり高赤方偏移宇宙において銀河と中心ブラックホールの関係がどうなっていたかを調べることで、両者に働く物理的な関係を知る上での直接的な情報であり解明の鍵となる。特に成長過程にある小質量側のサンプルを調べることで、中心ブラックホールの形成に制限を与えることが可能であることも期待されている[2]。そこで本研究では、過去の銀河と中心ブラックホールの関係(特に小質量側)を知り銀河形成における中心ブラックホールの役割・関係性を解明することが究極的な目標となっている。

これらを解明するにあたって、高赤方偏移にある小質量のブラックホールを探す必要がある。遠方にある中心ブラックホールの質量を得るには活動銀河核(*3)と呼ばれる非常に明るい核を持った銀河を観測する必要があり、この核は X 線でも非常に明るく輝くため、従来の研究では X 線で同定されたサンプルに対して分光観測を実施していた。しかし、このようなサンプルは非常に明るい、つまり大質量のブラックホールを選択的に選び出してしまうことが知られており、小質量側のサンプル(特に質量が $10^8 M_{\odot}$ (*4)以下)はほとんど獲得することができない。さらに X 線のデータはサーベイ領域が限られており、非常に限定的なサンプルでしか得ることが出来ない。そこで X 線に頼らないような活動銀河核候補天体を見つける方法が必要となる。

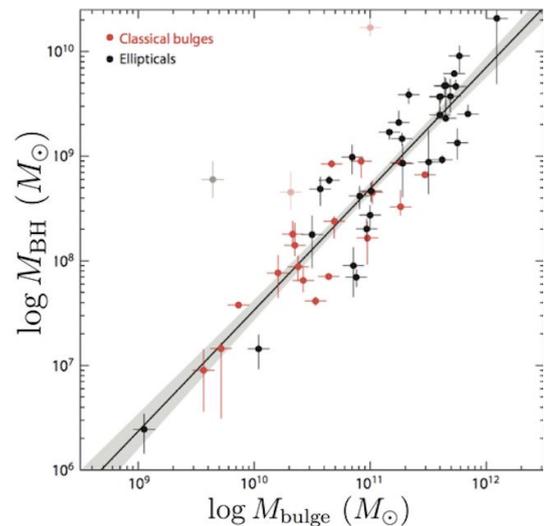


図 1. 現在の宇宙における銀河のスフェロイド成分の星質量と中心ブラックホール質量の関係.[1]

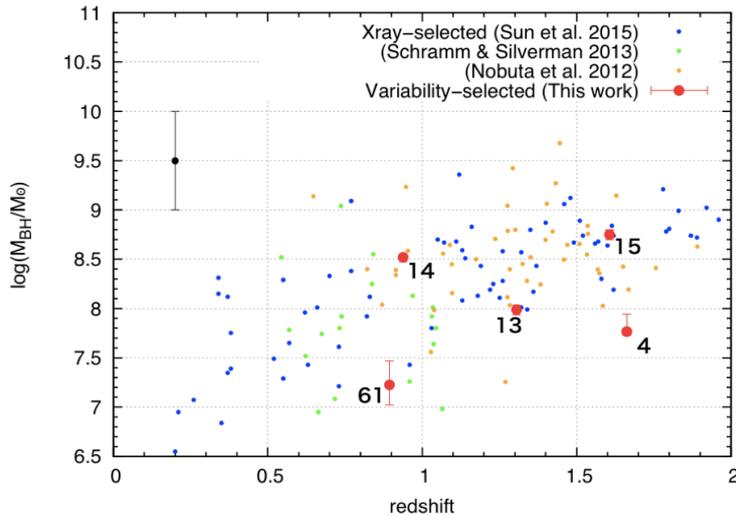


図 2. 赤方偏移と中心ブラックホール質量の関係. 今回得られたデータは赤点で表示されている. その他は従来得られた X 線で同定されたサンプル[3]となっている. 今回得られたサンプルは X 線で得られたサンプルに比べて比較的小質量のサンプルであることがわかる.

その方法の 1 つとして、活動銀河核の光度変動の性質を用いることが挙げられる。この光度変動は活動銀河核としての特徴的な性質であり、低光度の天体ほど変光強度が大きいことが知られている。つまり、より変光強度の強いサンプルを見つけることで小質量のブラックホールを獲得することができる可能性がある。そこで我々は SXDS 領域と呼ばれる天域で変光調査を行い、得られた候補天体の一部を分光観測することで小質量のブラックホール質量を獲得できるかを調査した。その結果、 $10^8 M_{\odot}$ 以下の質量のブラックホールを持つ銀河を 3 天体検出することができた(図 2)。

ポスター発表では、この変光の性質を用いて得られた小質量ブラックホールを持つ銀河の観測結果について紹介する。

専門用語の説明

- *1 超大質量ブラックホール：我々が属している天の川銀河にも存在しており、周辺天体の力学的な運動からその質量は太陽質量の 400 万倍程にも及ぶことが知られている。
- *2 スフェロイド成分：円盤銀河ではバルジ、楕円銀河では銀河全体を指す。
- *3 活動銀河核：銀河中心で非常に明るく輝く核のこと。中心ブラックホールに質量が降り積もるときに解放されるポテンシャルエネルギーの一部を放射エネルギーに用いられるため中心が非常に明るく輝いている。
- *4 M_{\odot} ：太陽質量を表し、およそ 2×10^{30} kg 程度である。

参考文献

- [1] Kormendy & Ho 2013, ARA, 51, 511 (Annual Review)
- [2] Volonteri and Natarajan. 2009
- [3] Sun et al. 2015, Schramm & Silverman 2013, Nobuta et al. 2008