

# 平成 29 年度 卒業研究発表会

首都大学東京

都市教養学部 都市教養学科 理工学系 物理学コース

2月14日（水）

12号館 101室（ACグループ） 102室（BDグループ）

- ・プログラム
- ・発表要旨集

2017年度 卒業研究発表会 プログラム 日時：2018年2月14日(水)場所：12号館1階 ACグループ101号室 BDグループ102号室

発表時間：10分 質疑応答：5分

101室(AC)	開始 - 終了	研究室 (座長)	発表者	講演題目
1	9:00 - 9:15	宇宙理論 (政井)	佐藤裕太	曲がった空間における電磁場
2	9:15 - 9:30		堀悠平	インフレーションモデルと観測
3	9:30 - 9:45		安西信一郎	白色矮星-白色矮星連星の進化
4	9:50 - 10:05	高エネ実験 (角野)	粟田口唯人	次世代ニュートリノ実験E61用光検出器の高電圧電源の検討
5	10:05 - 10:20		西諒真	二重ベータ崩壊実験DCBAで使用するチェンバーガス中の電子増幅率
6	10:20 - 10:35		柳田大健	宇宙線飛跡の観測による二重ベータ崩壊実験DCBA検出器のテスト
7	10:40 - 10:55	高エネ理論 (ケトフ)	溝尾義輝	Hawking Radiation
8	10:55 - 11:10		石川遼太郎	Primordial black holes in early universe
9	11:15 - 11:30	ハドロン (慈道)	天野大樹	ハドロン質量スペクトルでのダイナミカルな超対称性
10	11:30 - 11:45		飯澤優太郎	K中間子原子のスペクトルとK中間子原子核相互作用
昼休み (11:45 - 13:00)				
11	13:00 - 13:15	素粒子 (安田)	泉英由美	Klein-Gordon方程式
12	13:15 - 13:30		川元宏朗	Ward identity
13	13:30 - 13:45		渡邊仁	QEDの繰り込み
14	13:50 - 14:05	原子物理 (田沼)	黒田慧	静電型イオン蓄積リング内の蓄積イオン種選別パルス電圧のタイミング制御
15	14:05 - 14:20		長田信人	等核二原子分子負イオン $^{12}\text{C}_2^-$ の振動準位分布測定
16	14:20 - 14:35		大那拓海	太陽風多価イオンと中性粒子の電荷交換反応による軟X線分光
17	14:35 - 14:50		山本当	低温ヘリウム気体中における $\text{CS}_2^+$ の移動度
18	14:55 - 15:10	宇宙実験 (大橋)	武尾舞	Pt/C多層膜ブラッグ反射による低エネルギーX線用分光器の開発
19	15:10 - 15:25		福島碧都	化学機械研磨によるMEMS X線光学系の鏡端面構造の除去に向けた研究
20	15:25 - 15:40		大坪亮太	Lobster Eye X線光学系の光線追跡プログラムの開発と光学系設計
21	15:40 - 15:55		糸山隆仁	超微細加工技術を用いたLobster Eye X線光学系の製作
22	15:55 - 16:10		須永夏帆	機械学習を用いた熱的プラズマ放射の自動パラメータ推定法の研究
23	16:10 - 16:25		久世健太郎	Ti/Au超伝導薄膜の転移温度予測モデルの実験的検証

2017年度 卒業研究発表会 プログラム 日時：2018年2月14日(水)場所：12号館1階 ACグループ101号室 BDグループ102号室

発表時間：10分 質疑応答：5分

102室(BD)	開始 - 終了	研究室 (座長)	発表者	講演題目
1	9:00 - 9:15	ナノ物性 (宮田)	尾島 克彦	パラフィン中におけるSWCNTの熱電特性
2	9:15 - 9:30		蓮沼 和也	圧力下ESR測定装置 作成と測定
3	9:30 - 9:45		日高 彰彦	$\mu\text{m}$ スケール試料のseebeck係数測定の確立へ向けて
4	9:45 - 10:00		清水 宏	半導体原子層を用いた電界効果型トランジスタの作製と評価
5	10:00 - 10:15		小島 佳奈	架橋した単層MoS <sub>2</sub> の作製と光学的性質
6	10:15 - 10:30		小倉 宏斗	押しつぶしたカーボンナノチューブに内包された水の研究
7	10:35 - 10:50	超伝導 (水口)	星和久	LaO <sub>0.6</sub> F <sub>0.4</sub> Bi(S,Se) <sub>2</sub> のSe同位体効果
8	10:50 - 11:05		曾我部 遼太	BiS <sub>2</sub> 系超伝導体の新しいキャリアドーピング手法の開発
9	11:10 - 11:25	強相関 (服部)	明石直人	ダイヤモンド構造におけるエネルギー分散と秩序変数の相関
10	11:25 - 11:40		清田景司	1次元ハバードモデルの電子状態の弱相関から強相関領域への移り変わり
11	11:40 - 11:55		古里晃	1次元ハバードモデルの強相関領域における有効模型
昼休み (11:55 - 13:00)				
12	13:00 - 13:15	表界面 (蓬田)	西留比呂幸	単層カーボンナノチューブにおけるTHz高次高調波発生
13	13:15 - 13:30		福原健吾	配列制御された単層カーボンナノチューブの熱電特性
14	13:35 - 13:50	凝縮系 (森)	桜井貴史	ボーズ・フェルミ混合系におけるモット状態の理論的解析
15	13:50 - 14:05		澤田寿希也	スピン軌道相互作用を持つフェルミ原子気体における2粒子束縛状態
16	14:05 - 14:20		長原由佳	浅いバンドによって引き起こされるBCS-BECクロスオーバーのGinzburg-Landau理論による解析
17	14:20 - 14:35		呉叢山	第四族元素原子シートの電子状態に関する第一原理計算
18	14:35 - 14:50		幸田 遼之介	行列積型波動関数によるHaldane現象の解析
19	14:55 - 15:10	非線形 (田中)	大山元春	弦楽器におけるハーモニックスの考察
20	15:10 - 15:25		古川涼太	馬蹄条件を満たす散乱写像について
21	15:25 - 15:40		福元翔輝	改札の力学系モデル
22	15:45 - 16:00	電子物性 (東中)	中村直貴	充填スクッテルダイト化合物LaFe <sub>4</sub> As <sub>12</sub> のdHvAシグナルの解析
23	16:00 - 16:15		大村瑠美	大きな単位胞を取る三元系超伝導化合物 R-Ir-Sn (R:希土類)の単結晶育成と構造解析
24	16:15 - 16:30		宮脇瑠美佳	四極子近藤格子系PrTr <sub>2</sub> Al <sub>20</sub> (Tr=Mo,W)の単結晶育成と低温物性測定
25	16:35 - 16:50	ソフトマター (栗田)	塚田剛	トリガー誘起相分離の3次元パターン
26	16:50 - 17:05		柳田健吾	水平加振における粉体ダイナミクス
27	17:05 - 17:20		山川竜太郎	楕円粒子による対流の可視化手法の開発
28	17:20 - 17:35		森智哉	コロイド粒子の落下における多体運動
29	17:35 - 17:50		松本栄	シリコンコーティングされた粉体の動力学

# 曲がった空間における電磁場

宇宙理論研究室

佐藤裕太 14163008

指導教官 政井邦昭 佐々木伸

ブラックホールに降着する星間ガス等の物質は、角運動量をもつために円盤を形成し、また摩擦熱により電離してプラズマ状態にあると考えられる。無毛定理によると、ブラックホールの持ち得るパラメータは質量と角運動量、電荷の3つのみであるが、このプラズマによってブラックホール近傍にも電磁場が持ち込まれる。

最も単純なブラックホールは角運動量と電荷を持たない Schwarzschild ホールである。しかし Bardeen によれば、円盤を介した質量降着を考えると Schwarzschild ホールは角運動量を得て回転してしまうため、実際のブラックホールを扱う際に背景時空として Schwarzschild 時空を用いる事は適当ではないと考えられる (K.S.Thorne(1974))。角運動量を持つブラックホールは Kerr ホール、さらに電荷も持つブラックホールは Kerr-Newman ホールと呼ばれるが、これらの近傍には、時空が引き摺られて遠方の観測者に対して空間的に静止できない領域 (ergo 領域) が存在する。したがって粒子の運動や電磁場を計算するにはこの引き摺りの効果も考慮する必要がある。

今回の発表では、まず Kerr ホールを例として時空の引き摺りについて説明する。そしてブラックホール近傍において、あるいはより一般に曲がった時空において基準となる観測者 (fiducial observer, FIDO) を導入し、FIDO の観測する電磁場と遠方での観測量との関係を見る。

## 参考文献

- [1] S.Thorne,1974,ApJ,191,507
- [2] S.Thorne&R.H.Price&D.A.Macdonald,Eds.,1986,"Black Holes: The Membrane Paradigm,"Yale University Press

# インフレーションモデルと観測

宇宙理論研究室

堀 悠平 (14163012)

指導教員 政井 邦昭 佐々木伸

初期宇宙を説明するビッグバン理論には主に、地平線、平坦性、モノポールの3つの問題点がある。そこで、これらの問題を解決するために、宇宙初期の加速的な膨張を定義したのがインフレーション理論である。

インフレーション理論には無数のモデルが考えられるが、スカラー場 (インフラトン場) が宇宙初期で宇宙項の役割を果たすための条件 (スローロール条件) から、スカラー場がゆっくり変化するとき起こるモデルをとる (スローロールインフレーション)。スローロールインフレーションでは、スローロールパラメータと呼ばれるものが定義され、スカラー場に対するポテンシャルの形によってその値も変わり、モデルの観測との比較がなされる。

スカラー場のゆらぎと、時空のゆらぎについてアインシュタイン方程式の摂動解を求めると、そのゆらぎのパワースペクトルが得られる。特に、時空のゆらぎについては、スカラー、ベクトル、テンソル成分に分類でき、スカラー成分、テンソル成分はそれぞれ曲率ゆらぎ、重力波に対応している。また、曲率ゆらぎのパワースペクトルは波数のべき乗で表され、そのスペクトル指数は観測量としてわかっている ( $n_s = 0.9603 \pm 0.0073$ )。一方、曲率ゆらぎと重力波のパワースペクトルの比をテンソルスカラー比と呼び、これは観測で上限が決まっている ( $r < 0.11$ )。これらの観測的制限をポテンシャルに当てはめることで、無数にあるインフレーションモデルに対して観測に整合性を持つモデルを考えることができる。

代表的なポテンシャルの例として、スカラー場のべき乗で表されるカオティックモデルや、exponential でかかれる  $R^2$  モデルなどがある。今回は、上記の観測量と代表的なモデルとの関係性を調べた。現状では  $R^2$  モデルが最も観測に合うモデルであるということが分かった (図1)。

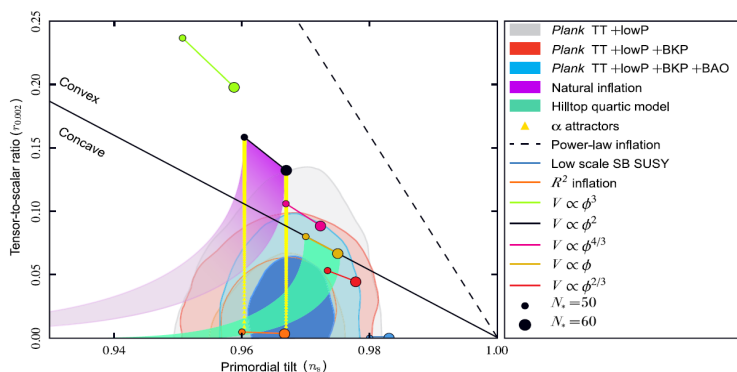


図1 各モデルにおける  $n_s, r$  の比較

引用 C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update.

# 白色矮星-白色矮星連星の進化

宇宙理論研究室

安西 信一郎 14163045  
指導教官 政井 邦昭 佐々木 伸

白色矮星（以下 WD）は、電子の縮退圧により支えられた星である。質量はおよそ太陽質量ほどであり、半径は地球ほどのコンパクト天体の一つである。物理的性質として、電子の縮退圧によって支えられる質量（チャンドラセカール質量）には上限がありこれは約 1.4 太陽質量ほどと計算される。この性質から質量上限を超えると重力に潰され爆縮を起こす為、1a 型超新星爆発の発生源となりうると考えられている。

本研究では、1a 型超新星爆発のモデルの 1 つである WD 同士の合体により質量上限を超える Double Degeneration model で考えられている WD-WD の連星系の進化について検討を行う。

ここで WD-WD 連星系のロッシュ・ポテンシャルから、それぞれの星回りのロッシュ・ローブ半径と WD 自身の半径の大きさについて着目した。

ロッシュ・ポテンシャルは連星系と一緒に回転する慣性座標系での有効ポテンシャルの事で、図 1 で示される形をとる。ロッシュ・ローブ半径は各々の星の周りでの有効ポテンシャルの半径の大きさであり、このロッシュ・ローブ半径内ではガス等の物質は図 1 で示されるポテンシャルの傾きに従い、各々の星に拘束されている。ここで重力波放射による軌道角運動量損失から連星系の時間発展を考える。これによって軌道角運動量を失い連星系の軌道が WD 半径の数倍まで近づいたとき、ロッシュ・ローブ半径を WD 半径を超える場合があり、この条件下では WD-WD 連星系の間で質量移動が起こりえる事がわかった。

よって、WD 半径とロッシュ・ローブ半径が常に等しくなる条件下で質量移動が起こると仮定し、重力波放射による連星系の時間発展について、連星系の質量変化及び軌道変化について計算を行った。時間変化を追うことにより、連星の質量比によっては異なる進化をする可能性を示した。

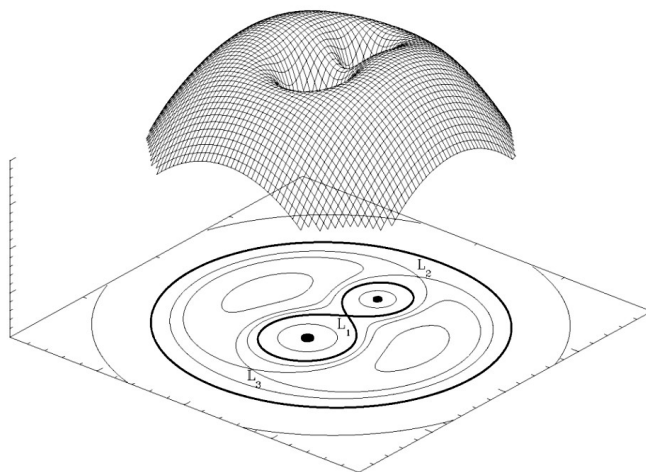


図 1 ロッシュ・ポテンシャル (出典 MV Sluijs : Formation and evolution of compact binaries)

# 次世代ニュートリノ実験 E61 用光検出器の高電圧電源の検討

高エネルギー実験研究室

粟田口唯人 16263001

角野秀一（指導教員）

E61 実験は水チェレンコフ検出器を用いたニュートリノ反応測定実験である。この実験のために新たに検出器が建設される計画であるが、現在はそれに向けた開発研究がされている段階である。

水チェレンコフ検出器は水槽に貯めた水と、飛来してきたニュートリノが反応したときに放出されるチェレンコフ光を検出することによってニュートリノの香りとエネルギーを測定する。光検出部には、図1のように光電子増倍管（PMT）が数十本入ったユニット（マルチ PMT）が取り付けられる予定である。

本研究では、PMT を動作させるための高電圧電源の検討を行なった。PMT は光が光電面に当たり、そこから飛び出した光電子を複数段の金属板（ダイノード）で増幅することにより、微弱な光を電気信号として検出する装置である。陰極、ダイノード、陽極の間には高電圧を印加する必要があるが、通常はそれぞれの間には1つずつ高電圧電源を接続するのではなく、1つの高電圧電源を分圧して用いる。PMT の分圧回路を図2に示す。極と各ダイノードの間を抵抗で分圧する回路であるが、図のように陽極側を接地するもの（-HV）と、図とは異なる陰極側を接地するもの（+HV）の2種類の回路がある。-HV では陰極側、つまり光電面側が高電圧となるので、その付近に接地された金属などがあると微弱な放電が起こり、雑音となってしまう。したがって、+HV のほうが雑音が少なく、実験に適した分圧回路であることが予想される。

-HV および+HV 回路において、以下の3つを検証した。

1. 1光子が検出できるかどうか
2. -HV と+HV ではどちらのほうが雑音が少ないか
3. 長期的に見て出力電圧が安定しているか

2. の検証は PMT を暗箱に入れて高電圧を印加したときの出力を見ることによって行なった。PMT の出力はナノ秒オーダーのパルス波となるが、光の当たっていない状態でパルス波がどれくらいの頻度で出力されるかを計測した。

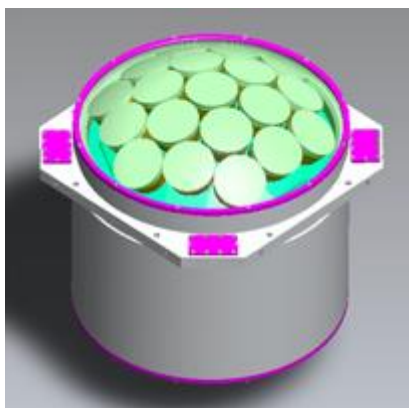


図1 マルチ PMT

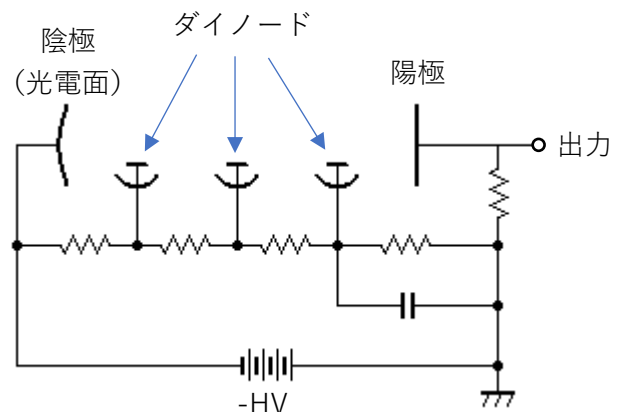


図2 PMT の分圧回路

# 二重ベータ崩壊実験 DCBA で使用する チェンバーガス中の電子増幅率の評価

高エネルギー実験研究室

西 諒真 14163002  
角野 秀一 (指導教員)

荷電レプトンとクォークは電荷を持っているのでディラック粒子である。一方、ニュートリノは電荷を持っていないため、その反粒子が自分自身である、いわゆるマヨラナ粒子である可能性が考えられている。このモデルでは質量の小さなニュートリノ( $M_\nu$ )と質量の大きなニュートリノ( $M_N$ )の存在が予想され、通常ディラック粒子の質量( $M_{q,l}$ )との関係は

$$M_\nu M_N \approx M_{q,l}^2$$

と考えられ、ニュートリノがほかの荷電フェルミ粒子よりも何桁も軽い理由が説明できる。さらに、レプトン数の非保存と重いマヨラナニュートリノの崩壊における CP の破れから物質優勢宇宙を自然に説明できると考えられている。

DCBA 実験はこのモデルを検証する唯一の方法である二重ベータ崩壊を用いてニュートリノのマヨラナ性とニュートリノの有効質量を探究している。二重ベータ崩壊によって生じる二つの電子の飛跡を再構成し、そのエネルギー和を求める。通常、発生する二つの反ニュートリノにそのエネルギーの一部を持ち去られるが(図 1 左)、もしニュートリノがマヨラナであるとする、反ニュートリノが発生しないモード(図 1 右)が存在し、その時、電子のエネルギー和は崩壊の Q 値にピークを示す。このピーク幅は飛跡検出器のエネルギー分解能で決まる。そのため DCBA 実験ではガス中でのベータ線のエネルギー損失の小さい He(85%)+CO2(15%)ガスを用いる。このピークを見つけること、すなわち反ニュートリノが発生しない二重ベータ崩壊を見つけることでマヨラナ性を確認することが DCBA 実験の目的である。

本研究では、この飛跡再構成に必要な信号を読み出すためのガス検出器用読み出しボードおよび He(85%)+CO2(15%)ガスによる信号の測定を行った。詳しい性質を調べるためによりシンプルな構成であるチューブチェンバー(図 2)を用いて、Fe55 線源から放出される 5.9keV のエックス線の信号を観測し、ガス中の電子増幅率を評価した。

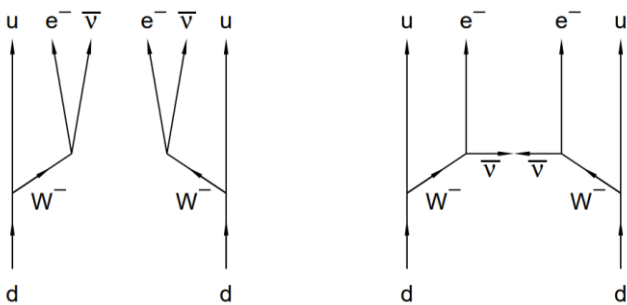


図 1:二重ベータ崩壊のファインマンダイアグラム



図 2:チューブチェンバー



# 宇宙線飛跡の観測による二重ベータ崩壊実験DCBAのテスト

高エネルギー実験研究室

柳田 大健 14163050

角野 秀一 (指導教員)

現在、ニュートリノは質量が非常に小さく相互作用をほとんど起こさない素粒子とされている。ニュートリノ以外の素粒子は全て電荷を持ち、粒子と反粒子の区別ができるディラック粒子として知られている。しかしニュートリノは電荷を持たないため、粒子・反粒子の区別のない「マヨラナ粒子」である可能性がある。

1つの原子核内で2個の中性子が同時にベータ崩壊する現象である二重ベータ崩壊は、通常2本のベータ線と2つの反ニュートリノを放出する( $2\nu 2\beta$ 崩壊)。しかしニュートリノがマヨラナ粒子ならば、粒子反粒子の区別がないため、ニュートリノを放出しないニュートリノレス二重ベータ崩壊( $0\nu 2\beta$ 崩壊)が起こり得る。

DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer)実験は $2\nu 2\beta$ 崩壊を観測する実験であり、将来的に $0\nu 2\beta$ 崩壊を探索することでニュートリノがマヨラナ粒子であることの証明を目指す。DCBA検出器は一様磁場中で螺旋軌道を描くベータ線の飛跡を3次元的に再構成し、その運動量を求める飛跡検出器である。飛跡を3次元的に検出することで2本のベータ線の角度相関、それぞれのベータ線のエネルギー分布を提供できる。

現在のDCBA実験のフェイズとして飛跡検出手法の検証を目的としたDCBA-T2.5検出器の稼働が終了し、次世代テスト機DCBA-T3の開発が進行中である。

完成形のT3検出器ではドリフトチェンバー12枚搭載、封入ガスにはHe(85%)+CO<sub>2</sub>(15%)ガスを用いる予定だが、本実験では最初にドリフトチェンバー1枚のみ、封入ガスにはHe(85%)+CO<sub>2</sub>(15%)ガスよりも感度の高いAr(90%)+CH<sub>4</sub>(10%)ガスを用い、宇宙線信号を捉えることでチェンバーの動作確認を行った。その後、実際に使われるHe(85%)+CO<sub>2</sub>(15%)ガスを用いた宇宙線飛跡の観測を行った。

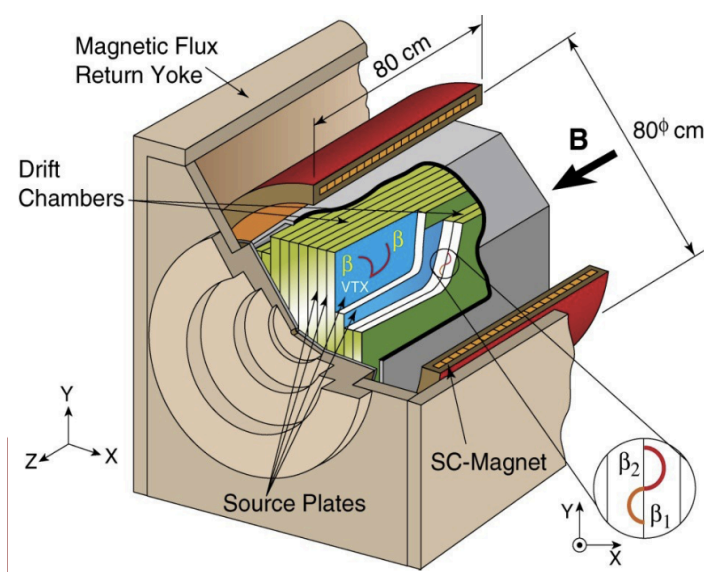


図1：DCBA-T3の外観

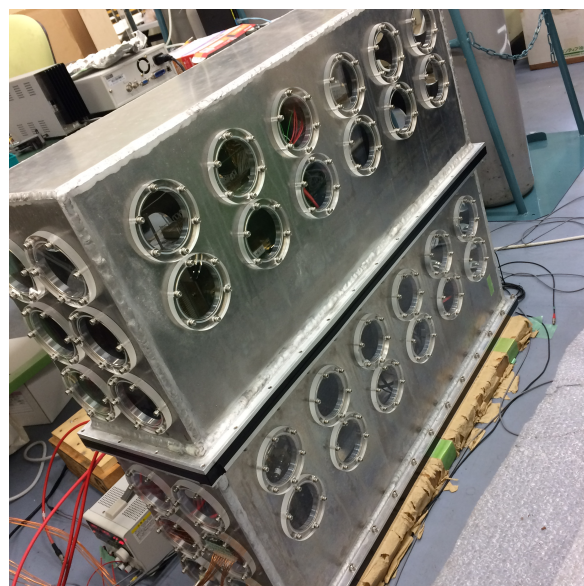


図2：首都大にあるチェンバー

# Hawking Radiation

高エネルギー理論研究室

溝尾 義輝 (14163060)

指導教官 Sergey V. Ketov

Einstein の創始した一般相対性理論によると、古典的にはいかなるものを脱出できない様な恒星，すなわちブラックホールの存在が示唆される。無毛定理によるとこのブラックホールは質量，電荷，角運動量の3つの量しか持たない。そこで，ブラックホールは電荷の有る無し，及び角運動量の有る無しによって4種類に分類できる。今回はもっとも単純なブラックホールである Schwarzschild 型のブラックホールを考える。

座標系として Eddington-Finckelstein(EF) 座標系を取ると先の定義がよくわかる。EF 座標系で時空図を描くと光円錐が倒れ  $r = 2M$  をよりも内側に入ると外部との因果律を持たなくなる。つまり，古典的には粒子は  $r = 2M$  の内部からは全く脱出することはなくそれよりも半径の小さな天体であるブラックホールには粒子が落ち込む一方である。

しかし，1975年に S.W.Hawking によってこれは完全には正しくないことがわかった。[1]によると，量子力学的にはブラックホールは黒体放射を行い，その温度は

$$T_H = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B G M} \quad (1)$$

であるという。

これは粒子の対生成の際に反粒子のみがブラックホールに落ち込み実粒子のみが残った場合その粒子が放射することによって起こる (図1)。今回は梅津 [2] に従いトンネリングメカニズムによってこの放射を解析しその温度  $T_H$  を求める。

## 参考文献

- [1] S. W. Hawking. Particle creation by black holes. *Comm. Math. Phys.*, Vol. 43, No. 3, pp. 199–220, 1975.
- [2] 光一郎梅津. 量子トンネル効果に基づくホーキング放射の導出と事象地平面近傍の次元縮約. 京都産業大学論集. 自然科学系列, Vol. 40, pp. 41–60, March 2011.

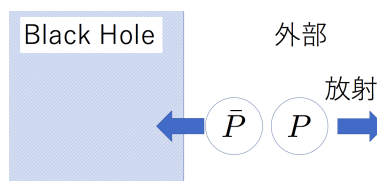


図1 Hawking Radiation のメカニズム

# 初期宇宙に形成された原始ブラックホール

高エネルギー理論研究室

石川 遼太郎 14163026

Sergei Ketov (指導教員)

原始ブラックホール (Primordial black holes) とは 1966 年に Zeldovich と Novikov、及び 1971 年に Hawking によって提唱されたブラックホールであり、初期宇宙に存在した密度揺らぎの重力崩壊によって形成されたと考えられている天体である。今回の発表ではブラックホールの一般的な特徴と宇宙論の方程式について説明をした後に、原始ブラックホールの形成とその存在範囲について解説する。

2015 年 9 月以降の LIGO 及び VIRGO によって検出された重力波イベントは連星ブラックホールの合体を示した。しかしながら、これらのイベントで観測されたブラックホールは一般的なブラックホールの形成過程である恒星の重力崩壊で予想されるよりも大きい質量を持っていたため、その由来が問題とされている。原始ブラックホールはこの連星ブラックホールの候補として関心が持たれている。

原始ブラックホールが存在する場合、その形成を考察することにより、新たなインフレーションのシナリオ (Double inflation scenario) が考えられる。このモデルではインフレーションが 2 段階で起こり、それぞれスケールの異なる密度揺らぎを作り出すことによって、CMB (cosmic microwave background) と原始ブラックホールが作られることとなっている。

原始ブラックホールの存在はダークマターの候補にもなりうる。この場合、ダークマターは新たな粒子の存在を必要としない。また、原始ブラックホールは存在しうる質量領域は様々な観測によって厳しい制限が設けられており、その領域は  $10^{20}g$  付近と  $10^{35}g$  付近の 2 つである事が判明している。

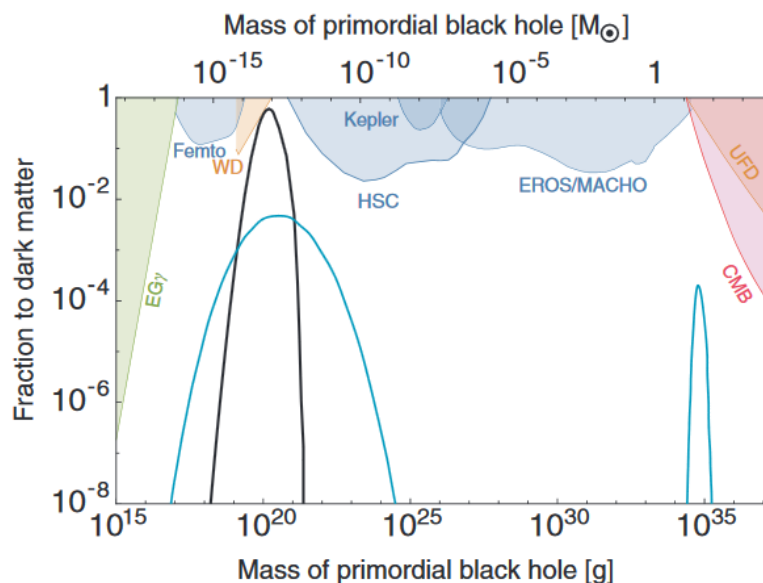


図 1: 原始ブラックホールの質量領域

# ハドロン質量スペクトルでのダイナミカルな超対称性

## 原子核ハドロン物理研究室

14163035 天野 大樹  
(指導教員) 慈道 大介

素粒子およびハドロン物理を記述することにおいて“対称性”が重要な役割をになっている。角運動量やスピン、アイソスピンなどは  $SU(2)$  対称性、フレーバー対称性は  $SU(3)$  対称性という Lie 群の数学的変換から得られる。角運動量やスピン対称性は厳密な対称性であり、内部のスピン自由度が縮退している。またアイソスピンでは  $u$  クォーク、 $d$  クォークの質量が非常に近いことから  $u, d$  を同一粒子として縮退していると“みなし”、近似的な  $SU(2)$  対称性を与える。フレーバー対称性はアイソスピンの拡張として  $u, d, s$  3 つのクォークが質量として縮退していると考えられるものである。角運動量、スピンの対称性は完全に保たれているが、アイソスピン、フレーバー対称性はクォークの質量が等しくないため実際には破れている。素粒子やハドロン物理では、Gell-Mann 西島の関係式などから分類されていたハドロン内部に、 $SU(2), SU(3)$  対称性を通してクォークという物理的な実体があることを見出した。

本研究では上述のような Lie 群から少し発展させて新たな代数を構築し、縮退する粒子として  $s$  クォークスピン上下、スピン 0  $ud$  ダイクォークの反粒子 3 成分でトリプレットを組む。 $s$  クォークはスピン  $\frac{1}{2}$  でフェルミオン、 $ud$  ダイクォークはスピン 0 でボソンであるためこの代数はボソンとフェルミオンが混ざる代数であることが分かる。本研究で扱う対称性は超対称性と呼ばれ、ボソンとフェルミオンを変換する数学的な操作のことをいう。場の交換関係はボソンが交換、フェルミオンが反交換関係に従うので超対称的な代数では交換関係と反交換関係が混ざる。しかしこれはいわゆる素粒子論で議論されているような粒子とそれに対応する超対称性パートナーを考えるようなものではなく、あくまで  $s$  クォークと  $ud$  ダイクォークとの間にのみダイナミカルな縮退を考え、それをこちらから与えるというものである。 $ud$  ダイクォークとはハドロン内にあると予想されている  $u$  クォークと  $d$  クォークの束縛状態である。この 3 成分は質量が約 500MeV で非常に近いと考えられていてカラーも同じということから対称性が見いだせる。ここから  $s$  クォークと  $ud$  ダイクォークを同一視する代数を構築し、トリプレットの質量の破れを求める。本研究では先程の歴史的背景とは逆に、このトリプレットの破れから、構成したメソン、バリオンにもこの破れが反映するとみて、ハドロンの質量スペクトルを計算し実験値と比較する。この結果からハドロン内に超対称性が実現しているのか、またダイクォークの存在、性質についても議論していく。

# $K$ 中間子原子のスペクトルと $K$ 中間子原子核相互作用

原子核ハドロン物理研究室

飯澤優太郎 14163028

慈道大介 (指導教員)

強い相互作用ををする粒子はハドロンと呼ばれ、よく知られているものとして陽子、中性子、 $\pi$  中間子がある。  $K$  中間子はストレンジネスクォーク  $s$  を持つ最も軽い中間子である。その質量は核子  $N$  の質量  $1\text{GeV}$  の約半分の約  $500\text{MeV}$  で、ストレンジネス  $s = \pm 1$  を持つ。その中でも  $K^-$  は負電荷を持つこと、 $K^-$ 、 $N$  とともにハドロンであることから、 $K^-A$ (原子核) 系では電磁相互作用と強い相互作用の 2 つの相互作用を考慮する必要がある。そのため電磁相互作用を主として原子核  $A$  のまわりに  $K^-$  が電子のように束縛し、原子のように振る舞う  $K$  中間子原子状態のエネルギースペクトルはクーロン力のみによる束縛エネルギーに比べ強い相互作用の影響でシフトしている。また、強い相互作用による吸収の効果により崩壊幅も得られる。このエネルギーシフトと崩壊幅を精密に測定することにより、 $K$  中間子と核子強い相互作用の性質を知ることができる。強い相互作用光学ポテンシャルは本質的に原子核密度  $\rho_N(r)$  に比例する形で

$$V_{\text{opt}} = V_0 \frac{\rho_N(r)}{\rho_0}$$

と表せられる。  $V_0$  はパラメータである。実験値を記述する  $V_{\text{opt}}$  には実部の深さが大きく異なる 2 つのモデルが存在する。そのうち深いものは Friedman, Gal らが求めた現象論的アプローチがサポートしており、浅いものはカイラルユニタリ模型による理論的アプローチがサポートしている。

本研究では、Friedman, Gal らが行ったような様々な原子核の  $K$  中間子原子実験の結果から統計的手法を用いてポテンシャルを決定するのではなく、一つの原子核での強い相互作用によるエネルギーシフトに着目する。そのため強い相互作用光学ポテンシャルの実部のみを考慮して、boson を記述する相対論的量子力学の運動方程式である Klein-Gordon 方程式を解き、ある 1 つの原子核での  $K$  中間子原子実験結果を説明するパラメータ  $V_0$  を浅いものと深いものそれぞれを決定する。また、そのパラメータ  $V_0$  が他の原子核での実験結果を説明できるかどうかを計算し、深さの異なる 2 つの  $V_0$  のうちどちらがより多くの実験結果を説明できるかについて議論する。

これらの議論から、 $K^-A$  間にはたらく強い相互作用の情報を引き出すことができる。

# クライン-ゴルドン方程式

泉英由美 13165092

素粒子論研究室 安田 修 (指導教員)

クライン-ゴルドン方程式は空間の 2 階微分を含む相対論的方程式で、スピン 0 のスカラー粒子を扱っている。この方程式はアインシュタインの関係式を変形し  $\hbar=c=1$  を適用することで得られる。

$$(\square + m^2)\phi = 0$$

しかし量子力学の観点からこの方程式について考察するといくつか問題点があられる。そのうちの 1 つが、負のエネルギー解を取りうるという点である。クライン-ゴルドン方程式は時間に関しても 2 階微分であるために、エネルギーが負にもなり得るのである。

クライン-ゴルドン方程式をクライン-ゴルドン場( $\phi$ 場)を記述する方程式として考えると、クライン-ゴルドン場は厳密には量子場であるが、上記の問題を解決するために古典場として扱う。それから  $\phi$  場を量子力学における交換関係を持つ演算子として扱うべきだと認識することによって、 $\phi$  が量子場だと結論づける方法を用いる。これを場の正準量子化といい、しばしば第二量子化とも呼ばれる。

本発表ではクライン-ゴルドン方程式の問題点の解決法として場の量子化について取り扱う。

まずクライン-ゴルドン方程式の導出をしてからこの方程式の問題点に触れる。その解決法である場の量子化をおこなうために、正準共役運動量  $\pi$  を導入する。それから  $\phi$  と  $\pi$  の間に同時交換関係(ETCR)が成り立つことを示し、さらに生成消滅演算子を導入することから粒子数演算子  $N$  を定義する。

これを用いて負のエネルギー問題を考察する。

なお、クライン-ゴルドン場の粒子がボーズ-アインシュタイン統計に従うことについては時間の関係上割愛する。

# Ward-Takahashi 恒等式の導出

素粒子理論研究室

氏名：川元 宏朗 12163020

指導教員名：安田 修

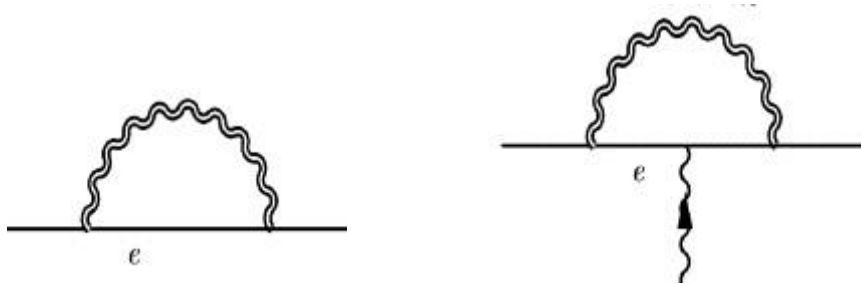
Ward-Takahashi 恒等式とは、電子—電子の二点相関関数(プロパゲーターの *inverse*)と電子—電子—光子の三点相関関数(*vertex*)の関係式である。これは摂動論のすべてのオーダーで厳密に成り立ち、量子電磁気学(QED)の繰り込み可能性の議論で重要な役割を果たす。

粒子の散乱や崩壊のようなプロセスに関わる計算は、そのプロセスが起こる振幅を計算することで行われる。この振幅は、生成汎関数と呼ばれる関数に特定の処理をすることで得られ、同様に、上記の二点相関関数の様な  $n$  点相関関数は、この生成汎関数から導かれる。

$$Z = N \int \mathcal{D}A_\mu \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi \exp(i \int \mathcal{L}_{eff} dx)$$

実際に起こる物理過程はゲージの選択に因らないので、QED や Yang-Mills 理論のようなゲージ理論では、生成汎関数のゲージ不変性が要請される。QED のゲージ変換が生成汎関数  $Z$  の形を変えないことから、生成汎関数とそのパラメーター(*source*, 粒子の生成・崩壊の振舞いを表す)に関する恒等式が得られる。この恒等式を、電子の場  $\psi$ 、 $\bar{\psi}$  と光子の場  $A_\mu$  をパラメーターに持つ、*vertex function*(頂点関数)を用いて表し、運動量空間で表現し直したものが Ward-Takahashi 恒等式である。

本研究では、この Ward-Takahashi 恒等式の導出に加えて、下図のダイアグラムで表されるプロパゲーターの *inverse* と *vertex* の間にこの恒等式が成り立っていることを確認する。



参考文献

[1]

Lewis H. Ryder, Quantum Field Theory Second Edition, Cambridge University Press (1996)

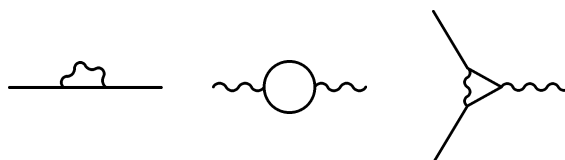
# QED の繰り込み

素粒子理論研究室

渡邊 仁 14163004

安田 修 (指導教員)

QED(Quantum ElectroDynamics; 量子電磁気学) は荷電粒子と光子の相互作用を量子論的に記述する理論であり、場の量子論と呼ばれる枠組みの中で最初に成功した例として知られる。QED はラムシフト (原子中の電子エネルギー準位のずれ) や異常磁気モーメント (電子磁気モーメントの Dirac 理論の予言値からのずれ) などを予言できることから、非常に実験との整合性の合った理論である。今回は荷電粒子として電子のみを扱う。QED では電子や光子の伝播、電子と光子の相互作用には量子論的な補正が入る。この量子補正を Feynman ルールで計算すると発散が現れる。1-ループで発散するダイアグラムは次の 3 つがある。



これらはそれぞれ、電子の自己エネルギーグラフ、光子の真空偏極グラフ、電子-光子相互作用のグラフである。他にも 1-ループで発散する可能性があるものとして、3-光子グラフや光子-光子散乱グラフなどもあるが、それらは QED のラグランジアン の荷電共役対称性や、ゲージ対称性などの理由により消えることが知られている。

発散するダイアグラムを Feynman ルールで計算する。例えば電子の自己エネルギーグラフは

$$\begin{aligned} \text{---} \text{---} &= \Sigma(p) = (-ie)^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \gamma^\mu \frac{i}{\not{p} - \not{k} - m} \frac{g_{\mu\nu}}{k^2} \gamma^\nu \\ &= \frac{e^2}{8\pi^2\epsilon} (-\not{p} + 4m) + \text{finite} \end{aligned}$$

と計算され、発散項と有限項を分けることができる。これを考えている全てのダイアグラムで実行する。

発散を取り除くために、あらかじめラグランジアンに counter-term という発散を消去する項を加えておく。それにより、波動関数、質量、電荷を再定義することで、発散を繰り込めることを確かめる。また、2-ループ以上も考慮した繰り込みでは、Ward 恒等式という拘束条件によって全ての発散が取り除け、QED が繰り込み可能であることについても言及する。

## 参考文献

- [1] Abers, E.S. & Lee, B.W. (1973), Physics Reports, **9C**, 1
- [2] Ryder, L.H. (1996), Quantum Field Theory Second edition, Cambridge University Press



# 静電型イオン蓄積リング内の 蓄積イオン種選別パルス電圧のタイミング制御

原子物理実験研究室

黒田 慧 (14163086)

古川 武、田沼 肇 (指導教員)

近年、イオンビームトラップや静電型イオン蓄積リングなどイオン蓄積技術が飛躍的に発展し、真空中に長時間イオンを存在させることが可能となった。それにより、高温状態で孤立した分子イオンの冷却過程の研究が精力的に行われている。首都大学東京 原子物理実験研究室でも、レーザーアブレーションイオン源などで生成された分子イオンを静電型イオン蓄積リング TMU E-ring に入射・蓄積することで孤立分子イオンの冷却過程研究を進めてきた。TMU E-ring (図 1) は  $10^{-9}$  Pa 台の高い真空度をもち、リング内にイオンを数秒程度蓄積することができる装置であり、蓄積中に電子脱離や解離によって生成された中性粒子がマイクロチャンネルプレート (MCP) で検出される。

蓄積実験では、イオン源で生成される様々な種類の分子イオンが E-ring 内に入射されるため、研究対象のイオン種以外を除去する必要がある。そこで、E-ring 内に設置された平行平板電極(キッカー電極)を用いて、蓄積したいイオンが電極部を通過した直後から、リングを 1 周した後再度通過する直前までの間、パルス的にキッカー電圧を印加することで不要なイオンを蓄積軌道から取り除く(図 2)。これまでの研究では、キッカー電圧の印加タイミング調整を手作業で行っていたため多くの時間を要し、特に収量の少ないイオンに対する調整は容易ではなかった。

本研究では、同じ運動エネルギー 15 keV を持つ炭素分子負イオン  $C_n^-$  ( $n=4-7$ ) を対象に周回周期とキッカー電圧の印加タイミングを詳細に調べた。具体的には、キッカー電圧の印加タイミングを変えながら電圧印加後 MCP に到達する中性粒子量および到達時間を調べることで、イオンが平行平板電極を通過するタイミングを詳細に求めた。その結果、周回周期とキッカー電圧タイミングの関係からこれまで蓄積実績のないイオン種に対してもキッカー電圧の印加タイミングが計算によって導出可能であることを実証した。

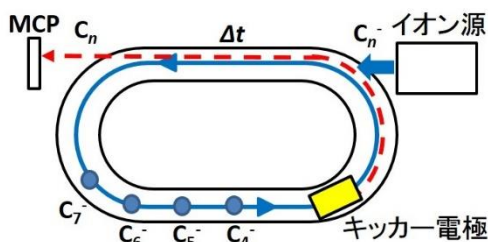


図 1. E-Ring の概略図。平行平板電極を通過したイオンが電子脱離、解離した後 MCP で検出される。

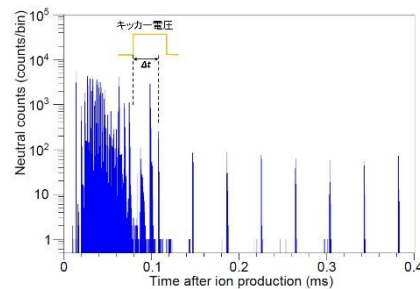


図 2. キッカー電極にパルス電圧をかけ、 $C_6^-$  イオンのみ蓄積させた結果。横軸は時間、縦軸は MCP で検出された中性粒子量の対数。

# 等核二原子分子負イオン $C_2^-$ の振動準位分布測定

原子物理実験研究室

長田信人 (14163087)

古川 武、田沼 肇 (指導教員)

宇宙空間のような孤立環境にある分子イオンにおける振動などの内部エネルギーの散逸過程、すなわち冷却過程は、原子分子の素過程のみならず、星間分子の合成進化にも影響する重要な過程である。本冷却過程の研究は様々なイオン蓄積装置の登場により、近年飛躍的な発展を遂げてきた。

しかし、これまでイオン源で生成された分子イオンの内部エネルギー分布がボルツマン分布に従うと仮定して研究が進められ、実際のエネルギー分布は確認されていない。本研究では、等核二原子分子  $C_2^-$  [1] を対象に振動準位分布の観測を行うことでイオン生成時の実際のエネルギー分布を得た。 $C_2^-$  は振動モードが1つしかなく単純な振動構造を持つ上、冷却が遅いためイオン源での分布を反映していると期待される。

測定装置は首都大学東京原子物理実験研究室に設置されている静電型イオン蓄積リング (TMU E-ring) を用いた。TMU E-ring は静電場を用いてイオンを周回蓄積させるレーストラック型のイオントラップ装置である。レーザーアブレーションイオン源にて高温のイオンを生成し、E-ring 内へ入射し・蓄積する。蓄積中のイオンに特定のタイミングで波長可変レーザーを合流させることで周回中のイオンを光励起させる。その後電子脱離によって生成された中性粒子をマイクロチャンネルプレート(MCP)で検出した。この時、MCP 上流の直線部分で生成した中性粒子のみが電場で曲げられることなく検出器に到達する(図1)。本実験では  $X^2\Sigma_g^+ \rightarrow B^2\Sigma_u^+$  遷移を経由する共鳴二光子吸収による光励起を行い、幾つかのレーザー波長において中性粒子収量の波数依存性を測定した(図2)。その結果、始状態と終状態の振動準位が(0,0),(1,1)の2つの遷移を確認し、強度比より  $C_2^-$  の各振動準位分布を求めた。得られた振動準位分布は温度約 2000K のボルツマン分布と一致した。

<参考文献>

[1] W. C. Lineberger, and T. A. Patterson, *Chem.Phys.Lett.* **13**, 40, (1972)

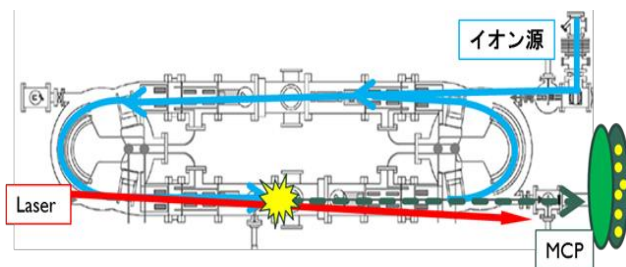


図1 E-Ring 全体の概略図。イオン源で生成されたイオンは矢印の軌道で周回する。レーザー合流による電子脱離で生じた中性粒子は点線に沿って MCP に到達する

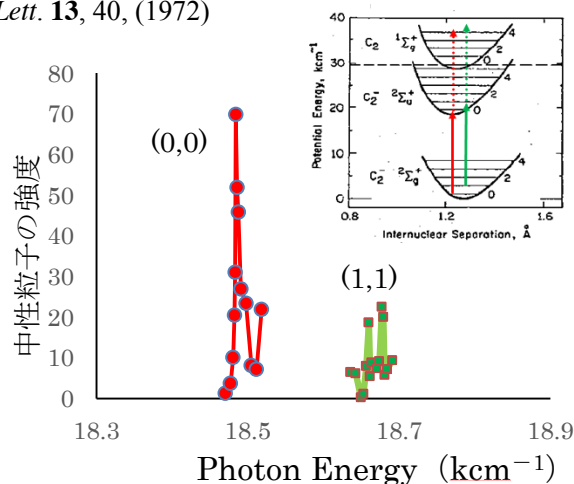


図2  $C_2^-$  (0,0),(1,1)の波数依存性

# 太陽風多価イオンと中性粒子の電荷交換反応による軟 X 線分光

原子物理実験研究室 大那 拓海 (14163069)

指導教員 田沼肇

## 1 はじめに

1994 年, X 線天文衛星 ROSAT によって軟 X 線放射に関する全天地図が作成され, その際に特定の天体がない領域から短期間で強度変化する軟 X 線が発見された [1]. 今日では, この現象は太陽風多価イオン ( $C^{9+}$ ,  $N^{9+}$ ,  $O^{9+}$  など) と地球近傍や太陽系内の中性粒子 (H, He など) との電荷交換反応に伴う発光であることが判明している [2]. 惑星大気のように中性粒子密度が高いところでは, He 様イオンの多重衝突によって  $1s2snp$  という内殻励起多価イオンが生成される. これらから放出される軟 X 線は中性粒子密度測定の新しいプローブになりうる.

## 2 軟 X 線分光

He 様イオンを 14.25 GHz ECRIS(電子サイクロトロン共鳴型イオン源)で生成し, 15 kV の電位差で引き出して, 磁場によって価数選別を行った. ECRIS で生成された He 様イオンには数%程度の準安定状態( $1s2s^3S$ )が含まれていることが知られている. その後, イオンを, 衝突チャンバー内の衝突セルに導入した中性粒子  $CO_2$  と衝突させた. ここで, 電荷交換衝突によって Li 様イオンの励起状態が生成されると, 基底状態へ遷移し, その際に発光する. この発光をシリンドリカルミラーで集光した後, 1200 本/mm の回折格子で分光し, 軟 X 線を CCD カメラで検出した. 本研

究では地球以外での惑星大気での電荷交換反応を再現するために,  $CO_2$  分子を標的ガスとして,  $C^{4+} - CO_2$  衝突系にて軟 X 線分光を行った.

## 3 結果

古典的オーバーバリア(COB) モデル [3]を用いて電子の捕獲準位を推定したところ, 主量子数  $n=3$  であることがわかった. また, 観測された発光遷移の同定は理論計算 [4]と比較することで行った. その結果スペクトルでは,  $1s2s3p$  および,  $1s2s2p$  からの遷移による発光が強く観測された.

## 4 今後の展望

統計が不十分なスペクトルの再測定や, 他のイオン, 標的粒子での測定を行い分光データの充実を目指す. また, 分光器の検出効率を求めて, 断面積の絶対値測定も行っていく.

## 参考文献

- [1] S. L. Snowden *et al.*, *Astrophys. J.* **424** (1994) 714.
- [2] T. E. Cravens, *Astrophys. J.* **532** (2000) L153.
- [3] A. Niehaus, *Phys. Rev. A* **19** (1986) 2925.
- [4] M. H. Chen *et al.*, *Phys. Rev. A* **27** (1983) 544.

## 低温ヘリウム気体中における $\text{CS}_2^+$ の移動度

原子物理実験研究室

山本 14163098

田沼肇(指導教員)

イオン衝突実験において最も一般的な方法は、イオンを運動エネルギーの揃ったビームにして中性分子標的と衝突させるビーム法であるが、低エネルギーではイオン同士のクーロン反発によってビームが発散してしまうため、10 eV 以下の実験は一般に非常に困難である。一方、移動管法では、希薄な気体を満たした容器の中で電場に沿ってイオンをドリフトさせるため、イオンの平均運動エネルギーは熱エネルギー程度になり、低エネルギーでのイオン衝突実験において非常に有効な手段である。移動管法では、移動度や拡散定数などの輸送特性を求めることができるほか、運動量移行断面積、回転・振動励起断面積、電子付着断面積、電荷移行断面積など、様々なイオン分子反応の断面積や反応速度定数を求めることもできる。

均一な電場をかけた移動管の内部では、イオンは電場に沿って加速されるが、すぐに気体分子との衝突によってエネルギーを失う。イオンはこの一連の動作を繰り返し、電場から受け取るエネルギーと気体分子との衝突によって失うエネルギーとが釣り合うことで、一定の速度で移動することになる。この平均移動速度  $v_d$  は電場の強さ  $E$  にほぼ比例するため、この比例定数  $K$  を移動度と呼ぶ。移動度は気体中のイオンの輸送現象を記述する上で重要な物理量であり、イオンと気体分子の相互作用を反映している。

本研究室では液体窒素および液体ヘリウムによって冷却したヘリウム気体中におけるイオン移動度を系統的に測定してきた。表面電離によって生成できるアルカリイオン以外では、気体試料から電子衝撃によって生成したイオンについて測定を行ってきたが、最近では蒸気圧の高い液体試料も用いている。本研究では二硫化炭素  $\text{CS}_2$  から生成した  $\text{CS}_2^+$  について実験を行ったので、その結果について報告する。

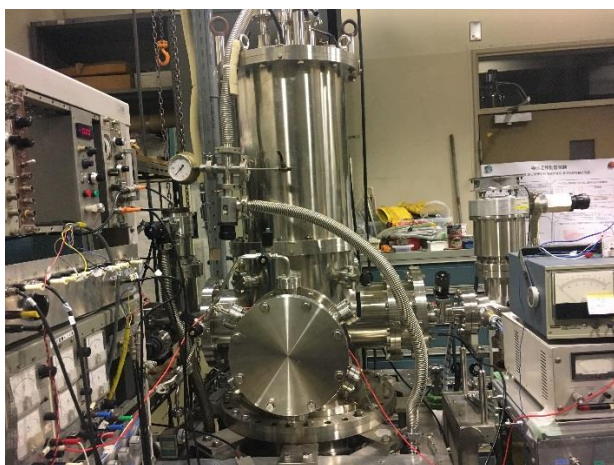


図1 極低温移動管質量分析器全体の写真

# Pt/C 多層膜ブラッグ反射による低エネルギー X 線用分光器の開発

宇宙物理実験研究室

指導教員 大橋 隆哉, 石田 學 14163046 武尾 舞

X 線ビームから利用したいエネルギーの X 線のみを取り出す場合、金属フィルタを通して吸収端で連続 X 線を取り除くか、より単色度を上げるために二結晶分光器 (DCM) の Bragg 反射を利用する。しかし DCM の光学素子として結晶を使う場合、格子間隔が数Å 以下に制限されるため、エネルギーの低い X 線の単色化が困難である。実際、宇宙科学研究所の先端宇宙科学実験棟 1 階の X 線ビームラインでは、Ge 結晶を用いた DCM による分光の下限が Ti-K の 4.51keV となっている。そこで新たに、ビームライン利用者からの要望が強い低エネルギーの Al-K (1.49 keV) や Cu-L (0.93 keV) でも分光可能な DCM の設計・製作を行うことにした。

光学素子としては、インハウスで Pt/C 多層膜を成膜した縦 30mm、横 70mm のガラス板を用いる。対象の X 線が低エネルギーであり波長が 10Å 程度と長いと、周期長が典型的な結晶の格子間隔よりも一桁程度長い約 40Å の多層膜を用いることにした。二回反射で良い反射率を出すためには、多層膜周期長の差がない二枚のガラス板を揃える必要がある。今回は用意した 5 枚のガラス板の角度反射率測定を行った。結果、多層膜周期長の差が 1% 以下のペアを見つけることができた (図 1)。

最後に、DCM から取り出される単色 X 線ビームのビーム幅を最大にするようなガラス板の配置を考える。Bragg 角の関係上、ビーム幅の最大値は Al-K が Cu-L の 60% ほどしかないので、Al-K のビーム幅を優先させて考えることにした。ガラス板間の水平距離を  $x$ 、垂直距離を  $y$  とし、横軸  $x$ 、縦軸  $y$ 、Cu-L のビーム幅を色で表したグラフに Al-K のビーム幅が最大値をとる直線を引いたものを図 2 に示す。グラフから、2 枚のガラス板を長手方向に 43.20mm ずらして 4.53mm 間隔で配置すると、Al-K と Cu-L のビーム幅がそれぞれ 7.301mm、8.930mm で最適化される。実際にその配置で設計した DCM の動作検証を行ったところ、Al-K のエネルギーを取り出せることが確認された。(Cu-L は今後確認予定)

本発表では、Al-K、Cu-L 特性 X 線用 DCM の具体的な製作方法および動作検証について述べる。

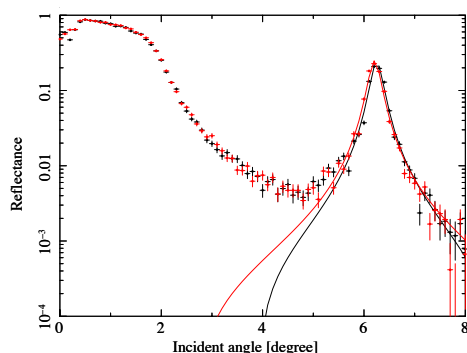


図 1: 採用したペアの反射率測定結果

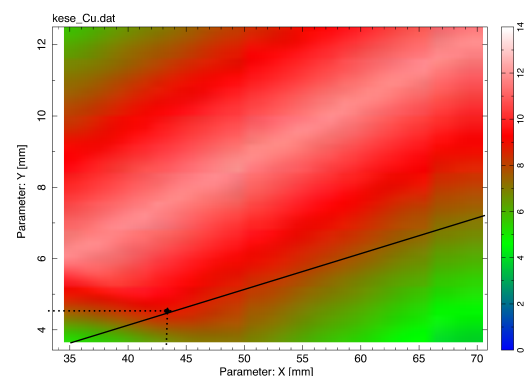


図 2: サンプル配置の最適化

# 化学機械研磨による MEMS X 線光学系の 鏡端面構造の除去に向けた研究

宇宙物理実験研究室

14163082 福島碧都

指導教官 江副祐一郎 准教授

X 線に対する物質の屈折率は 1 よりもわずかに小さいために、可視光のように直入射を用いたレンズで集光することは困難である。そこで X 線望遠鏡では X 線を反射鏡で全反射させる斜入射光学系が広く用いられている。天体からの X 線を集光、結像するためには大気外から観測を行う必要があり、将来の X 線天文学では軽量で優れた光学系が求められている。そこで我々は新しい MEMS X 線光学系を独自に考案し、開発を進めている (図 1)。これはシリコンドライエッチングによって幅  $20\ \mu\text{m}$ 、深さ  $300\ \mu\text{m}$  程度の高アスペクト比の曲面穴を持った光学系である。高温アニールにより反射面の平滑化を行い、高温塑性変形で構造体を球面に曲げ、2 段に重ねて Wolter I 型光学系が完成する。これまでの MEMS X 線光学系ではシリコンドライエッチング後に反射鏡面両端に突起構造 (バリ) が生じてしまい、低角度で入射してくる X 線を妨げるという問題があった。

そこで本研究では、反射鏡面の両端を化学機械研磨を用いて研削しバリの除去を試みた。本来より厚い  $400\ \mu\text{m}$  の Si 基板で製作を行い、破損防止のため曲面穴にレジストを充填した。化学機械研磨はバリを十分除去できると見込んだ削り量で行った (D-process 社)。研磨の結果、MEMS X 線光学系の反射鏡面の形状は改善した (図 2)。さらに低角度側の反射を確かめるため宇宙科学研究所特殊実験棟 4 階の X 線ビームラインを使って、この光学系の反射率測定を行った。本発表ではその概要と結果、化学機械研磨プロセス導入の検討を行う。

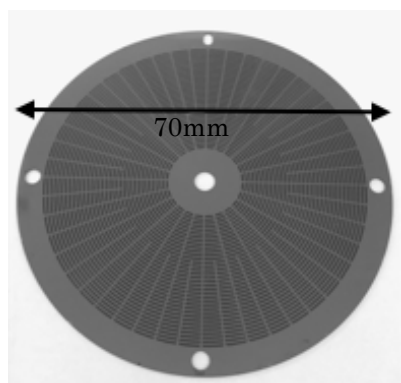


図 1 MEMS X 線光学系の試作品。

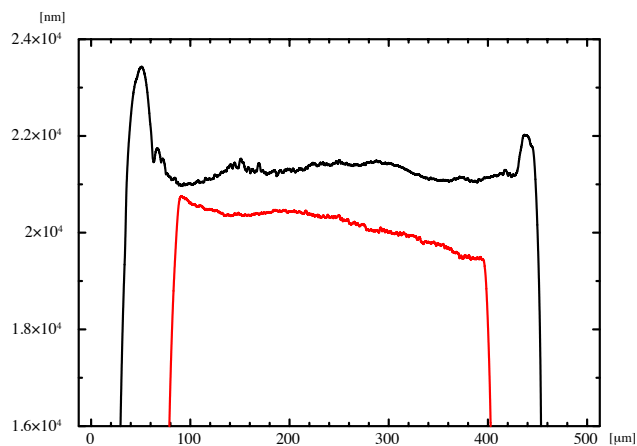


図 2 化学機械研磨前後での反射面プロファイル。  
黒と赤がそれぞれ前後を表す。

# Lobster eye X 線光学系の 光線追跡プログラムの開発と光学系設計

宇宙物理実験研究室

14163051 大坪 亮太

指導教官 江副 祐一郎 准教授

X 線天文学において、X 線を集光し結像するための X 線望遠鏡は必須である。X 線はほとんどの物質に対し屈折率が 1 よりも小さいため、可視光のように直入射を用いて集光することは困難である。よって X 線望遠鏡には、X 線を反射鏡上で全反射させて集光する斜入射光学系が用いられる。X 線望遠鏡でよく用いられるのは回転放物面と回転双曲面で 2 回反射で集光結像する Wolter I 型であるが、近年、甲殻類のロブスターの目の形状(図 1)を模擬した Lobster eye 光学系が注目されている。Lobster eye 光学系は集光像の形状は Wolter I 型より広がるものの、簡便に広い視野が実現可能である。そこで今回、私は我々のグループで開発してきた MEMS X 線光学系を応用した、新しい Lobster eye 光学系の開発を目指して、光線追跡プログラムの開発を行った(図 2)。X 線望遠鏡はその性能を測る指標として有効面積と視野が重要となる。私はシミュレーションを用いてその二つを算出し、Wolter I 型を用いた光学系との性能比較を行い、Lobster eye 光学系の有用性と課題を考察した。

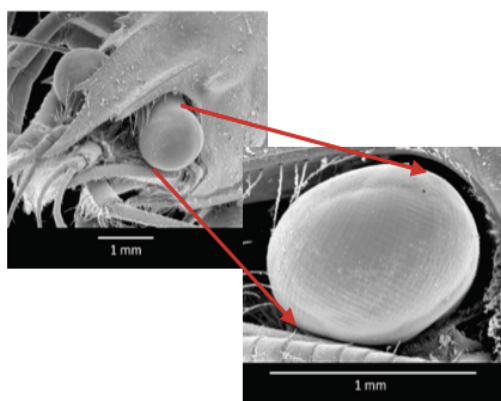


図 1 ロブスターの目の構造

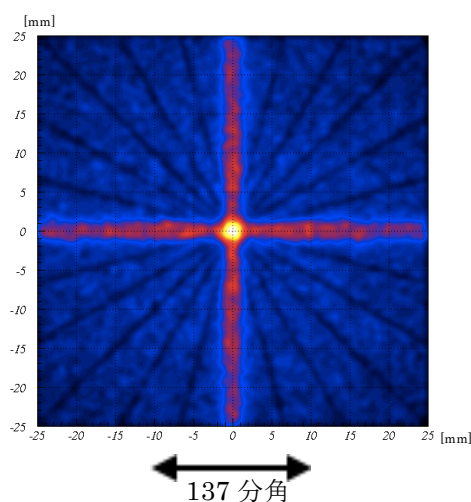


図 2 光線追跡計算による集光像予想

(NASA: Measuring Transmit X-rays with Lobster Eyes 参照)

# 超微細加工技術を用いた Lobster Eye X 線光学系の製作

宇宙物理実験研究室

14163020 糸山隆仁

指導教官 江副祐一郎 准教授

X 線天文学において、X 線を集光し結像するための X 線望遠鏡は必須である。物質の X 線に対する屈折率は 1 よりも小さいため、反射鏡上で全反射させて集光する斜入射光学系が用いられる。そこで使われてきたのが、回転放物面と回転双曲面に 2 枚の鏡を配置した Wolter I 型である。一方で、集光像の広がりには Wolter I 型に劣るものの、広視野に対応できる Lobster eye 方式(図 1)が注目されている。Lobster の目のように配置した四角穴の微細穴を球面状に変形して、内壁での 2 回全反射を用いて集光する。

我々は Micro Electro Mechanical Systems(MEMS) 技術を用いた、新しい X 線光学系、MEMS X 線光学系を開発している。これまでは Wolter I 型望遠鏡であったが、本研究では Lobster Eye X 線光学系を MEMS 技術を用いて製作した(図 2)。発表では、MEMS X 線光学系の製作プロセスを紹介するとともに、Lobster Eye X 線光学系の原理、製作の結果と展望を紹介する。

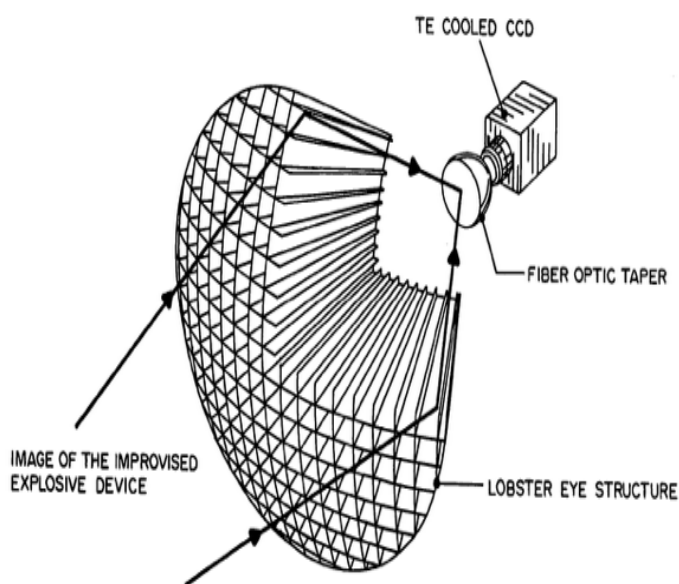


図 1 Lobster Eye の原理図。

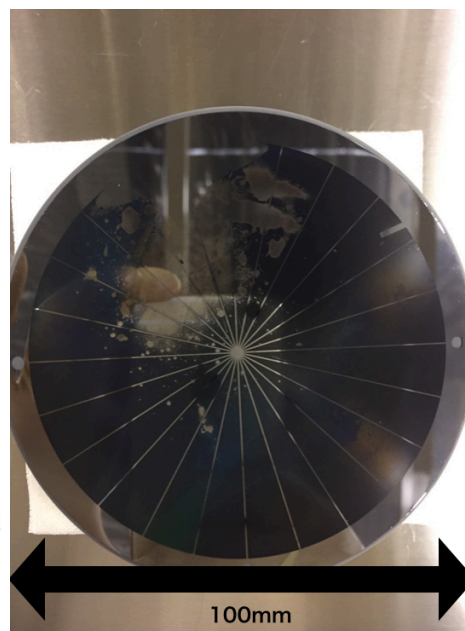


図 2 試作した Lobster Eye。

参考文献 : Lobster eye X-ray imaging system and method of fabrication thereof

<http://www.google.com/patents/US7231017>



# 機械学習を用いた熱的プラズマ放射の 自動パラメータ推定法の研究

宇宙物理実験研究室

須永夏帆 (14163083)

指導教員：大橋隆哉 山田真也

今日、高度に開発された人工知能 (AI) が登場し、非常に多くの注目を集めている。人工知能とは人間が行う学習や推測といった知能処理を機械で人工的に再現しようというものである。この人工知能を実現するためのひとつの手段として機械学習が挙げられる。機械学習とは、大量のデータから規則性、関連性を見つけ出し、画像認識や物事の判別、分類を行うことができる技術である。機械学習の分野の中でも特に発展著しいものが深層学習だ。これは神経回路を模したニューラルネットワーク計算により大量のデータからその背景知識を自動的に抽出していく手法である。

この手法は天文分野でも広く応用されているが、そのひとつとして X 線のスペクトルフィットの作業効率化への応用が挙げられる。従来の X 線のデータ解析では、得たデータと既存モデルを比較し、事前知識や経験をもとに最適解を探したため、解析に多くの時間を要していた。しかし今後、X 線精密分光が発展し、多数のスペクトルが得られるようになると、さらに解析時間や計算コストが大きくなる可能性がある。そこで、スペクトルフィットの前処理に機械学習を導入することでフィッティングの初期値を探す手間を省く方法が提唱され、現在、熱的一温度プラズマのスペクトルフィットにおけるパラメータ推定には数%の精度で成功することが実証されている。(Ichinohe et al. 2018)

本研究では、深層学習のフレームワークの一つである chainer を用いてニューラルネットワークを構成した。初めにアヤメの分類問題を通して chainer によるニューラルネットワークの実装と効果を確認し、次に機械学習を用いた熱的プラズマ解析のパラメータ推定を行った。プラズマのパラメータ推定では、スペクトルから温度、アバダンス、redshift、ノーマリゼーションの 4 つのパラメータを推定させる。そのため、まず 10000 個のプラズマのスペクトルと、それに対する 4 つのパラメータのデータを作成した。このうち 9000 個を教師データとして構築したネットワークで学習を行い、残り 1000 個をテストデータとして使い、そのネットワークでのパラメータ推測精度を確認することにした。精度の良い推定ができるネットワーク構造の仕組みを理解するため、ネットワークのパラメータを変更し推定精度の変動を調査した。

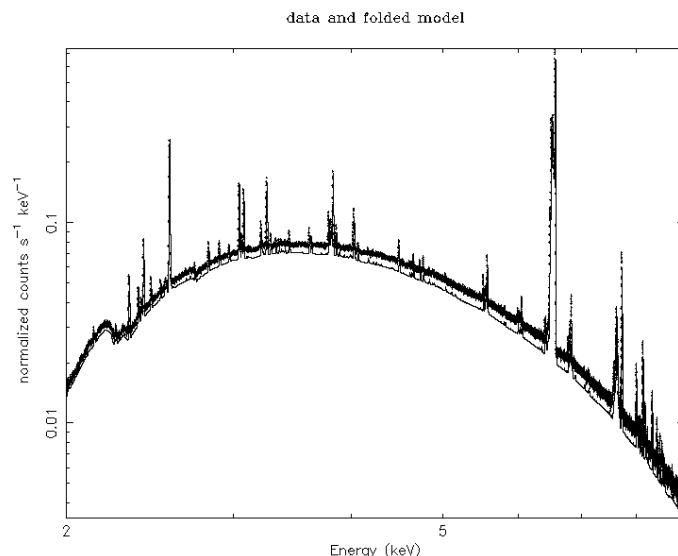


図 1: X 線スペクトルフィットの一例。

# Ti/Au 超伝導 2 層薄膜の転移温度予測モデルの実験的検証

宇宙物理実験研究室

14163011 久世健太郎

指導教官：大橋隆哉，山田真也

宇宙の物質のうち，我々が観測可能な物質であるバリオンの比率はわずか 4 % ほどであり，大部分はダークエネルギーやダークマターで占められている。しかし，そのバリオンの殆どが未だ観測されておらず，これらミッシングバリオンは WHIM(中高温銀河間物質) であると考えられている。我々のグループでは，WHIM の観測を目的とした小型 X 線天文衛星 DIOS(Diffuse Intergalactic Oxygen Surveyor) への搭載を目指して，超伝導遷移端温度計 (TES: Transition Edge Sensor) 型 X 線マイクロカロリメータの開発を行っている。TES 型マイクロカロリメータは，超伝導遷移端での急激な抵抗変化を利用して，入射 X 線による素子の僅かな温度変化を捉える検出器で，優れたエネルギー分解能を持ち，我々のグループでは，超伝導体に Ti，常伝導体に Au を用いた Ti/Au 超伝導 2 層薄膜を素子として用いている。

素子の転移温度は，近接効果によりそれぞれの膜厚で変化するため，膜厚条件の決定は極めて重要である。近接効果による転移温度の変化を理論的に計算する手法として，Usadel 理論があげられ，それによると転移温度は以下のよう

$$T_c = T_{c0} \left[ \frac{d_s}{d_0} \frac{1}{1.13(1 + 1/\alpha)} \frac{1}{t} \right]^\alpha$$

ここで， $\lambda_f$  はフェルミ波長として， $\alpha = d_n n_n / d_s n_s$ ， $1/d_0 = \pi / 2k_B T_{c0} \lambda_f^2 n_s$ 。  $d_s$ ， $d_n$  はそれぞれ超伝導金属と常伝導金属の薄膜膜厚， $n_s$ ， $n_n$  は超伝導/常伝導金属の電子状態密度である。 $t$  は可変な変数であり，超伝導/常伝導界面の状態に依存し，通常クリーンな金属の界面では  $t \sim 10^0$  オーダーである。

本研究では，この Usadel 方程式と我々の素子の実際の測定結果との整合性を検証を行い，Usadel 方程式中に含まれるフリーパラメータ  $t$  の決定を行い， $t \sim 0.05$  で整合性が取れることを確認した。

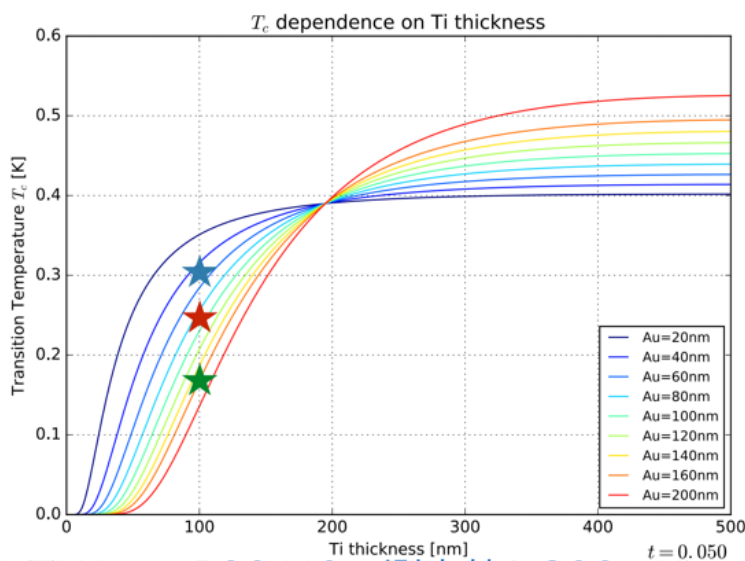


図 1 Usadel 方程式をもとに  $t = 0.05$  としたときの予想転移温度。星印は上から Au 膜厚 40nm，80nm，160nm の測定結果。

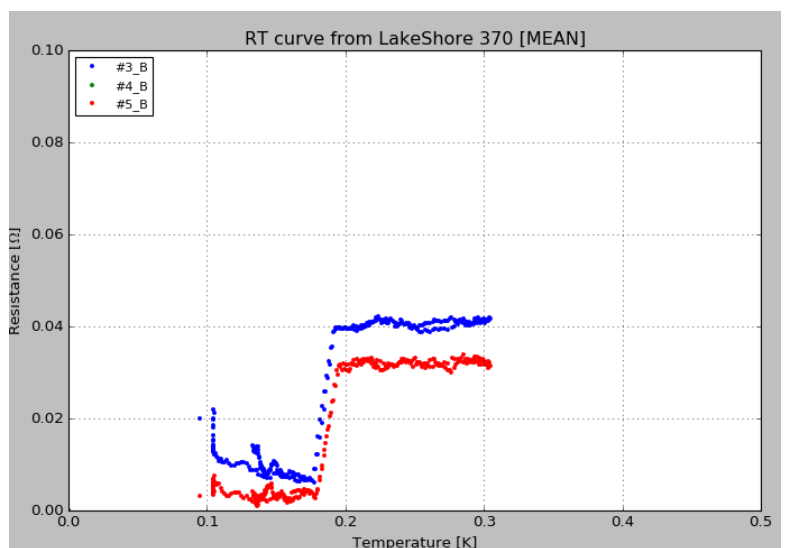


図 2 Ti/Au = 100nm/160nm の測定結果。それぞれ同じ基板の違う箇所での測定結果。

# パラフィン中における SWCNT の熱電特性

ナノ物性研究室 尾嶋 克彦 11163046  
真庭 豊(指導教員)

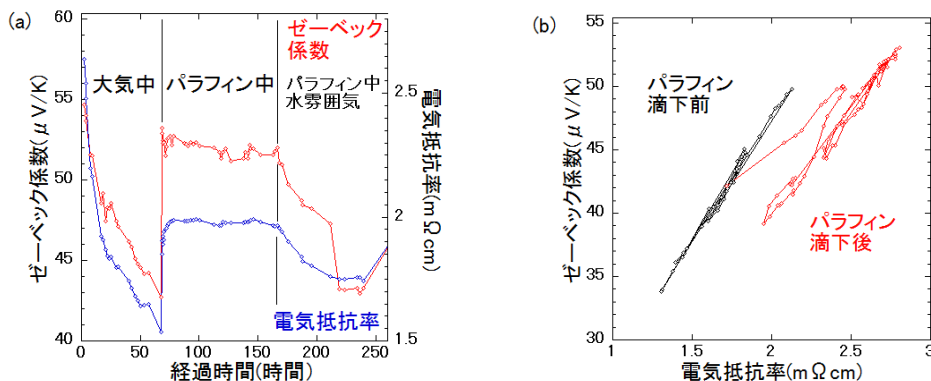
熱電変換とは、物質内で温度差がある2点間に電位差が生じるゼーベック効果によって、熱から発電する仕組みである。SWCNT(単層カーボンナノチューブ)のゼーベック係数(熱電能)は高く、フレキシブル熱電材料としての活躍が期待されている。

しかし、SWCNTは大気に対して敏感であり、熱電特性は安定しない。さらに、先行研究では水雰囲気(高湿度下)においてSWCNTのゼーベック係数が著しく減少する実験結果<sup>[1]</sup>もあり、実用化には対策が必要である。具体的には、SWCNTを被膜や液体で覆うことで外気を遮断するパッシベーション(表面安定化)が挙げられるが、熱電特性との関係はほとんど調べられていない。

そこで、本研究ではパッシベーション材料として適する物質を考察し、その材料中におけるSWCNTの熱電特性を検証することを目的とする。パッシベーション材料候補として、水や大気を遮断できること、そしてSWCNTのフレキシブル素材としての長所を殺さないことを念頭に、高分子の炭化水素である流動パラフィン中におけるSWCNTの熱電特性を検証することとした。

実験結果の例を図(a)、(b)に示す。パラフィン中のSWCNTは、通常の大気雰囲気ではゼーベック係数 $S$ と電気抵抗率 $\rho$ が一定の値で維持された。しかし、水雰囲気にはおいてはゼーベック係数と電気抵抗率がともに減少し、パッシベーション素材としては不完全であると解った。

また、本研究では(1)パラフィン中においては、空気中に比べて電気抵抗率が増加すること、(2)パラフィン中では非常に高いゼーベック係数を示す場合があること、など新規現象が見出された。この原因として、測定法の問題、SWCNTフィルムの厚さの効果などについて考察したが、詳細は明らかになっていない。今後、これらの起源解明は、SWCNTフィルムの熱電物性の特性改善につながる可能性があるかと期待している。



(a)大気中、パラフィン中、水雰囲気での  $S$  と  $\rho$  の経過時間依存性 (b)パラフィン中、空気中での  $S$  と  $\rho$  の相関

[1] 上田智大 単層カーボンナノチューブの熱電物性の研究：直径依存性 (2016).

# 圧力下 ESR 測定装置 作成と測定

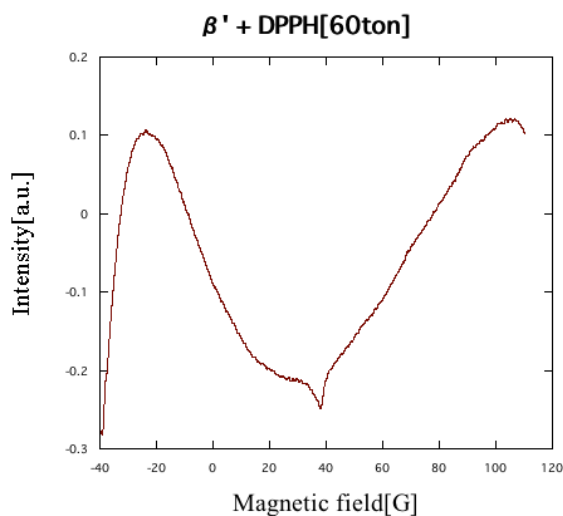
ナノ物性研究室

14163093 蓮沼 和也

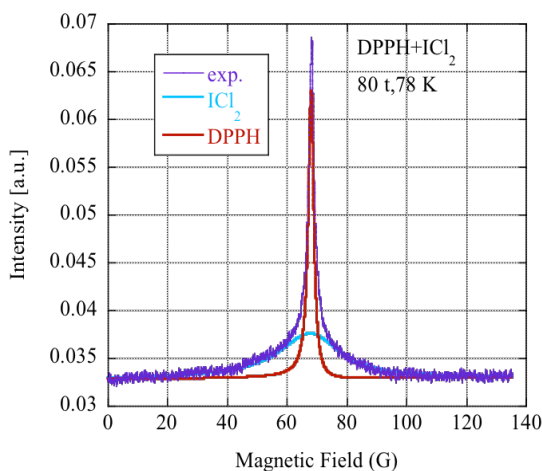
指導教員 真庭 豊 坂本 浩一

超低温、超高压という極限の環境下では通常では見られない物性が多く確認される。しかしそのような環境下で測定を行うことは困難であり、まだ測定されていない物性が多く存在する。物質の磁気的な性質を調べる手段として ESR 測定がある。本研究では、高压下で温度を変化させながら ESR 測定を行う手法の確立し 8.2 GPa の高压力で超伝導に転移する  $\beta'$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>ICl<sub>2</sub> の測定を目的としている。

温度変化させながら安定して大きな圧力を加える手段として、本研究ではキュービックアンビル加圧装置を用いる。この装置は 6 方向から試料へ等方的に力を加え、約 10 GPa まで加圧することができる。加圧して測定を行った際、今までの測定ではデータに大きな歪みやノイズが生じていたが (図(a))、装置全体のアースをとることで歪みやノイズが少ないデータが得られるようになった。油圧装置の表示で 80 t (約 8 GPa に相当) の力が加わった状態での窒素温度における標準試料 DPPH と  $\beta'$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>ICl<sub>2</sub> の結果を図(b)に示す。図からわかるように DPPH の信号と  $\beta'$ -(BEDT-TTF)<sub>2</sub>ICl<sub>2</sub> の信号を分離することができた。



(a) 先行研究の測定結果 60 t, 室温



(b) 今回測定した信号 80 t, 78 K

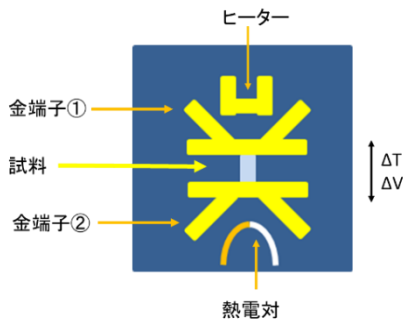
# μmスケールでのゼーベック係数の測定

ナノ物性研究室 14163036 日高 彰彦  
指導教員: 中井 祐介、 真庭 豊

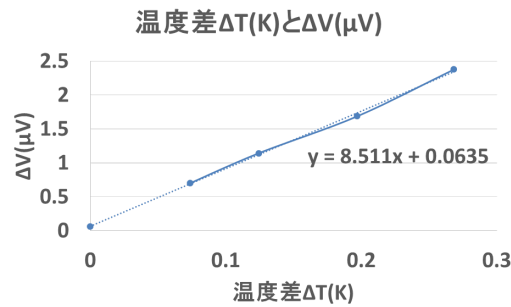
熱電発電とは、物質に温度差を与えて電気を取り出すことである。現代社会では、火力発電や原子力発電、太陽光発電などの発電でエネルギーの損失があり、このエネルギーの損失を防ぐことに熱電発電が有効で、より効率的にエネルギーを集められると考えられている。この熱電発電の性能を決める指標の一つがゼーベック係数である。物質に温度差 $\Delta T$ を加えたときに生まれる熱起電力 $\Delta V$ を用いて、ゼーベック係数は $\Delta V$ を $\Delta T$ で割ったものである。

今回、大きなゼーベック係数を持つものとして遷移金属の4~14族とカルコゲンから成るμmスケールの層状物質である遷移金属ダイカルコゲナイド (TMDC) に注目した [1]。異なるTMDCを組み合わせることによりヘテロ構造をとる事が報告されている。TMDCのゼーベック係数が高いことからヘテロ構造を取ったときにもゼーベック係数が高い可能性が考えられる。そこで本研究では、μmスケールの大きさを持つ試料のゼーベック係数測定方法の確立を目的とした。

まず、100μmスケールのNiを試料としてSi基板上に蒸着し両端に金を蒸着した。[Fig1] ヒーターに電流を流し、金端子の電気抵抗からNiの両端の温度差 $\Delta T$ を求める。次に、両端の金端子間の電圧差 $\Delta V$ を求める。この2つの値( $\Delta T, \Delta V$ )からゼーベック係数が求まる。金端子の作成を、メタルマスクとマスクレスフォトリソグラフィーを用いて行い、今回の端子でゼーベック係数が測定できるかどうかを調べた。その結果メタルマスクの場合、Niのゼーベック係数は $S = -5.52 (\mu\text{V}/\text{K})$ と期待される値より小さかった。[Fig2] メタルマスクでの問題点を踏まえ、マスクレスフォトリソグラフィーでの結果と考察を発表で紹介する。



[Fig.1]端子のモデル図



[Fig.2]メタルマスクでのNiのゼーベック係数の測定結果

[1] Hippalgaonkar *et al.*, Phys. Rev. B **95**, 1154072017

## 半導体原子層を用いた電界効果型トランジスタの作製と評価

ナノ物性研究室 14163068 清水 宏

指導教員： 宮田 耕充、 真庭 豊

特異な二次元構造と光・電子物性より、遷移金属ダイカルコゲナイド(TMDC)原子層の研究が近年盛んに行われている。初期の研究では、主にバルク試料からの剥離によって原子層試料が作製されていたが、得られる試料は通常  $10\mu\text{m}$  程度のサイズと小さなフレークであった。一方で、最近では化学気相成長(CVD)により  $100\mu\text{m}$  以上のサイズの単結晶試料の合成が可能になってきた。このような試料の基礎的な電気伝導特性と結晶の品質を評価し、エレクトロニクス応用の可能性を検証することは重要な課題となっている。われわれのグループでは、CVD 合成した大面積  $\text{MoS}_2$  単結晶の電界効果型トランジスタ(FET)を作製し、その電気伝導特性の評価を行ってきた[1]。本研究では、CVD 単層  $\text{MoS}_2$ -FET の作製と電気特性の評価について報告する。

単層  $\text{MoS}_2$  試料は、シリコン基板上にハライドアシスト CVD 法[2]を利用して  $760^\circ\text{C}$  で成長させた。原料として酸化モリブデン( $\text{MoO}_3$ )粉末と硫黄フレークを利用した。 $\text{MoS}_2$  の FET を作製するために、マスクレスフォトリソグラフィを使用して、三角形の単層試料上に Ni/Au(または Cr/Au)電極を蒸着した(図 1a)。シリコンをバックゲートとして用いた FET において、室温、大気中で  $I_d$ - $V_{gs}$  特性と  $I_d$ - $V_{ds}$  特性を測定したところ、一般的な n 型半導体のカーブが観測された(図 1b、c)。また、本研究で作製されたデバイスのキャリア移動度は  $10\sim 40\text{cm}^2/\text{Vs}$ 、オンオフ電流比は  $10^4\sim 10^5$  であった。これらの結果は、はく離法や CVD 法で作製された単層  $\text{MoS}_2$  の移動度の最高値[3]と近い値であり、CVD 成長した 単層  $\text{MoS}_2$  の高い結晶性を示唆している。

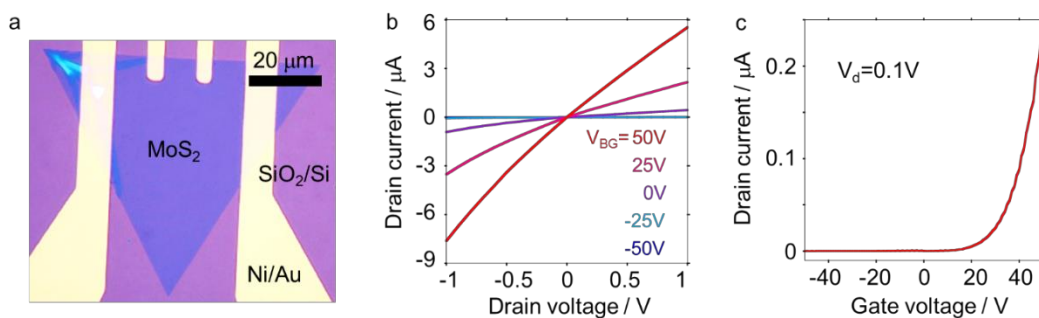


図 1 (a)  $\text{MoS}_2$  デバイスの光学顕微鏡像。(b) 単層  $\text{MoS}_2$ FET における  $I_d$ - $V_{ds}$  と (c)  $I_d$ - $V_{gs}$  カーブ。

[1] T. Uchida *et al.*, The 53<sup>rd</sup> FNTG symposium (2017).

[2] S. Li *et al.*, Appl. Mater. Today, **1**, 60 (2015).

[3] Z. Yu *et al.*, Adv. Funct. Mater., **27**, 1 (2017).

## 架橋した単層 MoS<sub>2</sub> の作製と光学的特性

ナノ物性研究室 14163085 小島 佳奈  
指導教員： 宮田 耕充、 真庭 豊

遷移金属ダイカルコゲナイド(TMDC) 原子層の光学特性は、電子の持つスピン・バレー自由度の活用やユニークな励起子応答などの観点より大きな注目を集めている。従来の研究では主に基板上的 TMDC を対象としていたが、近年では架橋構造を利用することで基板による格子歪みやドーピングの影響をさけ、物質本来の性質を調べる研究が報告されている[1,2]。しかしながら、従来の架橋試料の作製プロセスでは、プロセスの複雑さや、使用するポリマーの残留が課題となっている。この課題を解決するため、本研究では、水のみを利用した簡便な TMDC の転写プロセスを開発し、架橋 TMDC の光学的性質を調べた。

単層の MoS<sub>2</sub> は、シリコン基板上に化学気相成長 (CVD) 法により合成した。合成した試料は、基板上に水を滴下することでシリコン基板から分離し、穴を持つ別の基板上に転写した。基板上的試料と比較し、架橋試料は 10 倍程度の発光強度の増加を示した (Fig.1a)。PL ピークの位置は、支持基板による引っ張り歪み緩和され、架橋状態では高エネルギー側にシフトしている。さらに、発光寿命は架橋により 10ps 未満から 50ps 程度まで増加した (Fig.1b)。これらの結果よりシリコン基板による非輻射再結合レートは 0.08/ps と見積もられた。この値はシリコン基板上の再結合レートの総和の約 8 割を占め、TMDC の励起子緩和における基板の影響の重要性を示している。

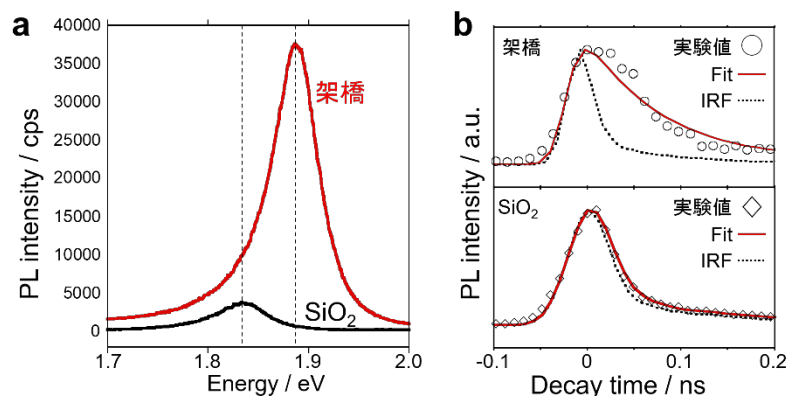


Fig.1シリコン基板上および架橋させた単層MoS<sub>2</sub>の(a) PLスペクトルと(b) PL減衰プロファイル。また、実線および点線は、それぞれ減衰関数および機器応答関数(IRF)によるフィッティング結果

[1] T. Kato, *et al*, *ACS Nano*, **10**, 9687 (2016).

[2] W. Jin, *et al*, *Phys. Rev. B*, **91**, 121409 (2015).

# 押しつぶしたカーボンナノチューブに内包された水の研究

ナノ物性研究室

14163021 小倉宏斗

指導教員：真庭豊、客野遥

単層カーボンナノチューブ (SWCNT) はナノメートルからサブナノメートルの円筒空洞を有し、その中に内包された水はバルクとは異なる性質を示す。例として、直径 1.4nm 以下の SWCNT 内の水は、低温でアイスナノチューブ (Ice-NT) と呼ばれる筒状の氷を形成すること[1]、直径 1.6nm 以上では、ある温度以下で内包水の一部が外へ排出される wet-dry 転移が起こること[2]などが知られている。

本研究では古典分子動力学 (MD) 計算を用いて、直径 1.24nm の SWCNT に外力を加えて押しつぶし (図 1)、その中に内包された水の構造とダイナミクスを調べた。計算の結果、内包水の低温構造は、押しつぶした割合 ( $\gamma$ ) が  $0\% < \gamma < \sim 22\%$  では六員環のつぶれた Ice-NT、 $\gamma > \sim 27\%$  ではリボン状の氷となった。リボン状氷は、水分子のプロトンの配向が秩序化しており、SWCNT の長さ方向に並んだ水分子鎖の本数が奇数 (偶数) では (反) 強誘電的になることが示唆された。また、 $\gamma \sim 24\%$  では、内包水は低温まで液体 (もしくはアモルファス) 様の構造であった。

図 2 に、内包水の液体-固体相転移温度の  $\gamma$  依存性を示す。転移温度は、 $0\% < \gamma < \sim 22\%$  の範囲で徐々に低下し、 $\gamma > \sim 27\%$  で再び上昇する。このような振る舞いには、内包水の内部エネルギーが大きく寄与していると考えている。

図 3 に、内包水分子における回転運動の相関時間の温度依存性を示す。 $0\% < \gamma < \sim 22\%$  および  $\gamma > \sim 27\%$  では、液体-固体相転移温度の近傍で回転運動は急激に遅くなる。これに対し  $\gamma \sim 24\%$  では、内包水は低温まで速い回転運動をしている (すなわち液体的である) ことが分かった。

以上のように本研究では、SWCNT のつぶれ具合を制御することにより、新規なリボン状氷の作製や結晶化の抑制が可能であることが示唆された。今後、これらの内容を X 線回折などの実験的手法により検証する予定である。

[1] Y. Maniwa, *et al. Chem. Phys. Lett.* **401**, 534-538 (2005).

[2] H. Kyakuno, *et al. J. Chem. Phys.* **145**, 064514 (2016).

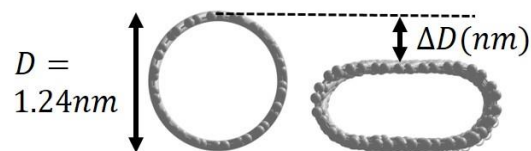


図 1. 押しつぶした SWCNT の模式図。つぶした割合  $\gamma$  (%) は、 $\gamma = \Delta D/D \times 100$  と定義した。

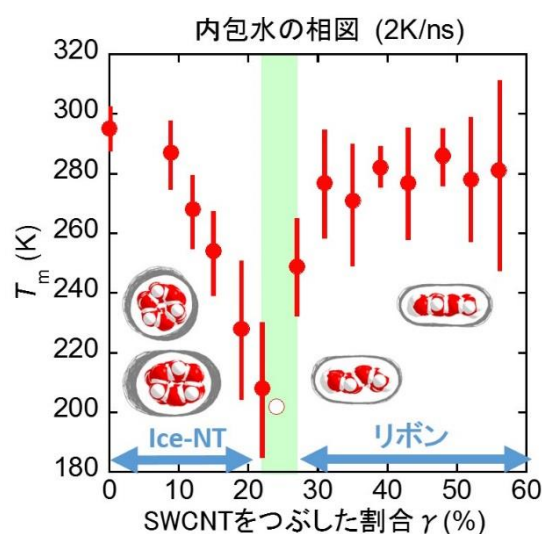


図 2. 液体-固体相転移温度の  $\gamma$  依存性。網掛けの領域では、内包水は低温まで液体様の構造である。

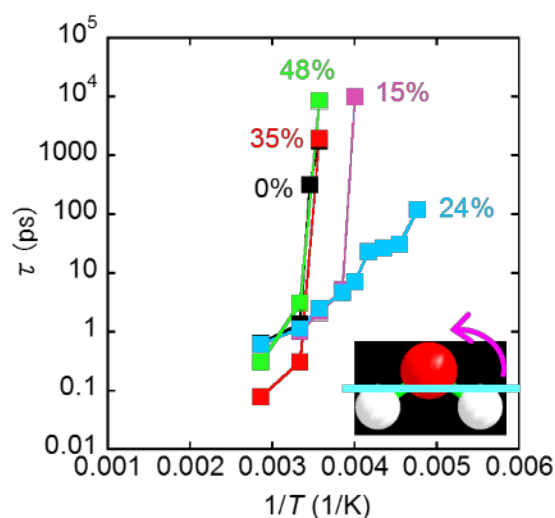


図 3. 内包水分子の回転相関時間  $\tau$  の温度依存性。挿入図に示す分子軸の運動を反映している。



# BiCh<sub>2</sub>系超伝導における Se 同位体効果

超伝導物質研究室

14163023 星和久

水口佳一(担当教員)

2012年に発見された BiCh<sub>2</sub>系超伝導体は、BiCh<sub>2</sub>伝導層とブロック層の積層構造を持ち、高温超伝導体と類似の結晶構造を有するため、物質探索がさかんに行われてきた[1]。一方で、超伝導機構の完全な理解には至っておらず、非従来型超伝導機構を示唆する結果も報じられている[2]。本研究では、転移温度 ( $T_c$ ) の同位体効果により BiCh<sub>2</sub>系超伝導の機構解明を目指した。BiCh<sub>2</sub>系超伝導体の  $T_c$  同位体効果の研究報告はされておらず、初めての試みであるといえる。

LaO<sub>0.6</sub>F<sub>0.4</sub>Bi(S, Se)<sub>2</sub> 超伝導体の多結晶試料を Se-76 および Se-80 の安定同位体粉末試薬を用いて合成した。焼成条件は、700°C-20 時間とし、2 度焼結した結果、単相に近い純良な多結晶試料の合成に成功した。粉末 X 線回折・リートベルト解析により、結晶構造パラメータの精密化を行った。磁化と電気抵抗の温度依存性から  $T_c$  を比較した結果、Se-76 と Se-80 の間で転移温度の変化は観測されなかった。図 2 は Se-76 と Se-80(それぞれ 2 つずつ合成した)の磁化の温度依存性である。

本公演では、Se-76 と Se-80 の  $T_c$  の比較について、結晶構造パラメータとあわせて議論する。

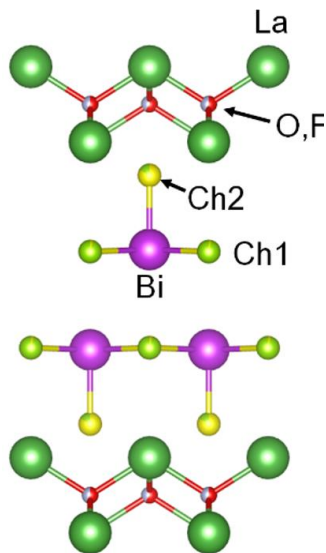


図 1. LaO<sub>0.6</sub>F<sub>0.4</sub>Bi(S,Se)<sub>2</sub> の結晶構造

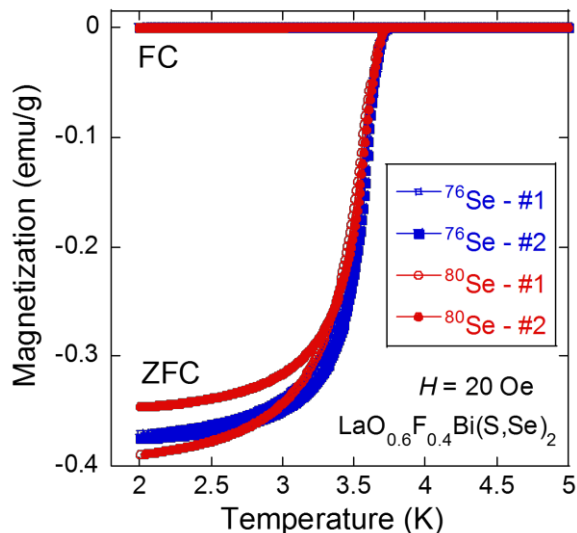


図 2. 磁化の温度依存性

引用文献

[1] Y. Mizuguchi, J. Phys. Chem. Solids, 84, 34 (2015).

[2] Y. Ota et al., Phys. Rev. Lett. 118, 167002 (2017).

# BiS<sub>2</sub>系超伝導体の新しいキャリアドーピングの手法の開発

超伝導物質研究室

14163065 曾我部 遼太  
(指導教員) 水口佳一 後藤陽介

2012年に発見されたBiS<sub>2</sub>系超伝導体はBiS<sub>2</sub>伝導層とブロック層の積層構造を持ち、高温超伝導体と類似の結晶構造を有するため物質探索および機構解明に向けた研究が行われている [1]。LaOBiSSeはBiS<sub>2</sub>系化合物の一つで、OサイトのF部分置換で超伝導が発現する。本研究では、新規のキャリアドーピング手法を開発するため、LaOBiSSeのLaサイトを異なる価数のイオンで部分置換する効果を研究した。過去の報告で、LaOBiS<sub>2</sub>のLaサイトをTi<sup>4+</sup>などで置換した報告があるが[2]、本研究ではLaOBiSSeへのTi<sup>4+</sup>置換では超伝導が確認されなかった。一方、LaサイトをCeで置換することにより、電子キャリアをドーピングできることを見出した。Ceは3価と4価の混合価数状態をとりうるため、BiSSe層へのキャリアドーピングが行なわれたと考えられる。

La<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>OBiSSe (x = 0.1 ~ 0.9)の多結晶試料を合成し、粉末X線回折・リートベルト解析により、結晶構造パラメータの精密化を行った。磁化率および電気抵抗率測定から超伝導特性を評価した。La<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>OBiSSe (x = 0.1 ~ 0.7)ではバルクの超伝導転移が観測された。本講演では、La<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>OBiSSeの超伝導相図を示し、超伝導特性と相関する結晶構造パラメータについて議論する。

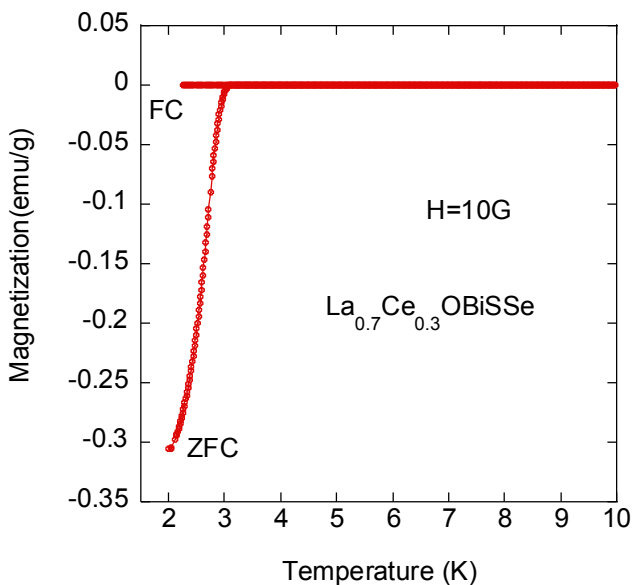


図1 磁化率の温度依存性

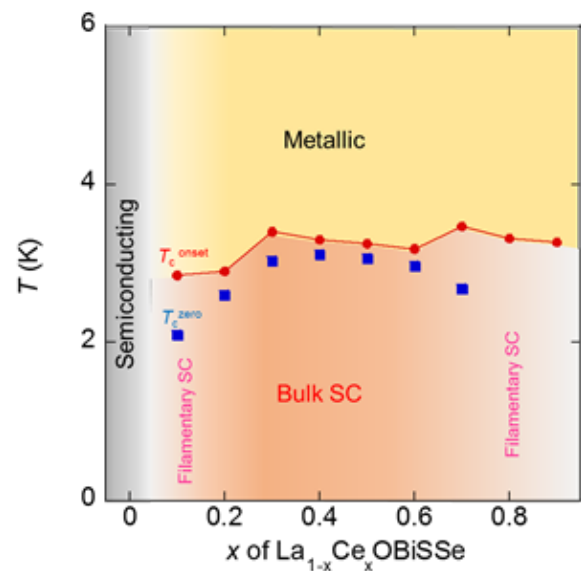


図2 La<sub>1-x</sub>Ce<sub>x</sub>OBiSSeの超伝導相図

引用文献

[1] Y. Mizuguchi J. Phys. Chem. Solids, 84, 34 (2015).

[2] D. Yazici et al., Phys. Rev. B 87, 174512 (2013)

# ダイヤモンド構造における エネルギー分散と秩序変数の相関

強相関電子論研究室

明石直人 1416304

指導教員 服部一匡

秩序、対称性の有無は固体の性質を決める1つの指標となる。秩序変数とは相を特徴付ける量であり、それに応じて様々な物性が敏感に変化する。例えばダイヤモンド構造において反強磁性秩序が生じると反転対称性が破れ、電気磁気効果など興味深い現象が期待でき、近年盛んに研究が行われている。[1]

本研究ではダイヤモンド構造上のスピン軌道相互作用を含む  $p$  電子のタイトバインディングモデルを考え、種々の秩序とバンド構造の関係を調べた。全角運動量  $J = \frac{3}{2}$  の  $p$  電子のハミルトニアンは以下のように書ける。

$$H = \sum_k \begin{pmatrix} \bar{a}^\dagger(k) \\ \bar{b}^\dagger(k) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon(k)\sigma^0\tau^0 + \bar{D}(k) \cdot \bar{\tau} + \bar{\eta}(k) \cdot \bar{\sigma}\tau^y & \Delta(k)\sigma^0\tau^0 + \bar{\eta}'(k) \cdot \bar{\sigma}\tau^y \\ \Delta^*(k)\sigma^0\tau^0 + \bar{\eta}^*(k) \cdot \bar{\sigma}\tau^y & \varepsilon(k)\sigma^0\tau^0 + \bar{D}(k) \cdot \bar{\tau} + \bar{\eta}(k) \cdot \bar{\sigma}\tau^y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{a}(k) \\ \bar{b}(k) \end{pmatrix} + V$$

$\bar{a}(\bar{b})$  は副格子A(B)の消滅演算子で、 $\bar{a} = (a_{-\frac{3}{2}}, a_{\frac{1}{2}}, a_{-\frac{1}{2}}, a_{\frac{3}{2}})$  等である。 $\bar{\sigma}$  は擬スピン ( $+: j_z = -\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -: j_z = \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$ ) を表し、 $\bar{\tau}$  は軌道 ( $|j_z| = \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$ ) を表すパウリ行列である。

また、 $\varepsilon(k), \eta(k), \eta'(k), \Delta(k)$  はパラメータ、 $V$  は秩序を表すポテンシャル項である。様々な秩序に対応する  $V$  を考えることにより、空間反転や時間反転対称性などが破れた系が実現され、 $p$  電子のエネルギー分散の変化をもたらす。図1は反強磁性秩序を考慮した際の上記モデルのエネルギー分散である。反強磁性秩序の影響で空間反転対称性が破れ、 $k, -k$  のバンドの縮退が解けている。ただし、スピンの縮退は残るのでそれぞれのバンドは二重縮退している。発表では図1示した反強磁性秩序のほか、反強電荷秩序、反強軌道秩序、その他いくつかの秩序変数を考慮した時にエネルギー分散がどのように変化するかを対称性の破れと関連付けて議論する。

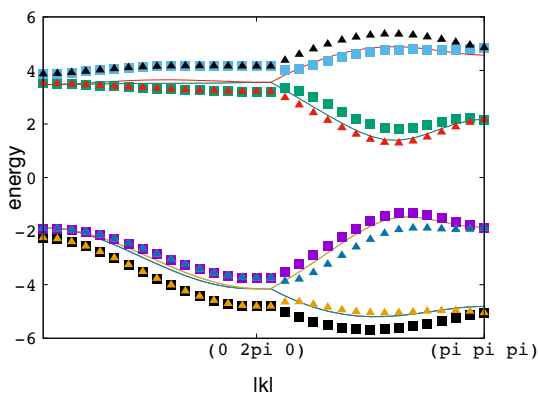


図1:反強磁性秩序を考慮したエネルギー分散。  
■は  $k$  ▲は  $-k$  の波数のエネルギー、実線は反強磁性秩序がない時のエネルギーであり、 $(k, -k)$  及びスピンの縮退がある。

参考文献 : [1] 有馬孝尚 「マルチフェロニクス」 共立出版 (2014)

相互作用をする多体電子系の性質をハバードモデルに基づいて考察する。ハバードモデルは、原子によって形成される格子上的電子模型であるが、ここでは縮退していない1種類の電子軌道をもつ  $N$  原子の1次元鎖を考える。電子は隣接する原子軌道間を跳び移り、同じサイト上に2個の電子があるときに相互作用がはたらくとする。ハミルトニアンは、

$$H = -t \sum_{i=1}^N \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} (c_{i,\sigma}^\dagger c_{i+1,\sigma} + c_{i+1,\sigma}^\dagger c_{i,\sigma}) + U \sum_{i=1}^N n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow}$$

となる。ここで、 $c_{i,\sigma}^\dagger$  は格子点  $i$  の電子軌道上におけるスピン  $\sigma (= \uparrow, \downarrow)$  の電子の生成演算子、 $t$  は電子の跳び移り積分、 $n_{i\sigma} = c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma}$ 、 $U$  はクーロン相互作用である。第一項は電子の遍歴性を、第二項は電子の局在性を表している。以降の計算では  $t=1$  とする。

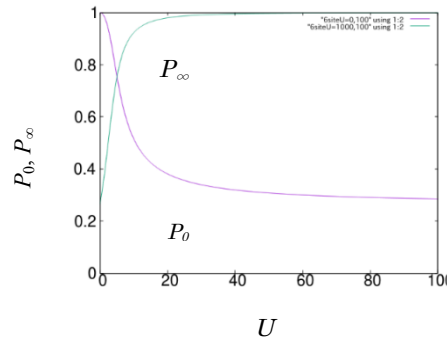
本研究では、 $U$  がゼロから次第に大きくなっていくとき、1次元ハバードモデルの基底状態がどのように変化するかを少数サイトの場合に調べる。そのために、次の固有値方程式を数値的に解いて、基底状態と基底エネルギーを求める。

$$H|\Psi(U)\rangle = E(U)|\Psi(U)\rangle$$

ここで、 $|\Psi(U)\rangle$  と  $E(U)$  はそれぞれ、相互作用が  $U$  のときのハバードモデルの基底状態と基底エネルギーである。まず、 $U=0$  と  $U=\infty$  の場合の基底状態を求めるが、無限に大きな  $U$  は取れないので、ここでは十分大きな値として  $U=1000$  とする。そして、 $U$  を変えながら基底状態を求めて、次の2種類の重なり積分を計算して  $U$  の関数としてプロットする。

$$P_0 = \langle \Psi(U) | \Psi(0) \rangle, \quad P_\infty = \langle \Psi(U) | \Psi(1000) \rangle$$

下に6サイトの場合の計算結果を示す。 $U$  が大きくなっていくと、 $P_0$  は1から次第に小さくなるが、 $P_\infty$  は次第に大きくなり、1に漸近する。 $U$  が小さい弱相関領域の基底状態は、 $U=0$  の基底状態（フェルミ球）でよく近似されるが、 $U$  とともに近似は悪くなり、 $U=20$  程度になると、 $U=\infty$  と殆ど変わらない基底状態になる。 $U$  が大きくなるとともに、波数表示がよい遍歴描像から、サイト表示がよい局在描像に移り変わっていくと考えられる。



図：6サイトにおける重なり積分の  $U$  依存性

# 一次元ハバードモデルの強相関領域における有効模型

強相関電子論研究室

古里 晃 14163057  
堀田 貴嗣 (指導教員)

相互作用する多体電子系の振る舞いを理解するために、しばしばハバードモデルが用いられる。ハバードモデルは、原子によって形成された格子上的電子模型であるが、ここでは、1つの原子に1種類の軌道がある場合を考える。ハバードモデルは、電子の跳び移り運動を表す項と、1つのサイトに2つの電子が存在するときのクーロン相互作用を示す項から成る。

さて、電子の跳び移り積分を  $t$ 、クーロン相互作用を  $U$  とする。電子数がサイト数と等しい場合、 $U$  が  $t$  よりも十分に大きい強相関領域における電子状態に興味がある。 $U \gg t$  の強相関領域では、 $U$  の影響を避けるために、電子は各サイトに1個ずつ局在すると考えられる。しかし、スピンの自由度が残るため、それに関する有効模型を考察する必要がある。

そこで、ハバードモデルにおいて、 $t$  に関する2次摂動を実行する。このようにして得られた有効模型は、ハイゼンベルグモデルと呼ばれる。そのハミルトニアンは、 $J=2t^2/U$  で定義される  $J$  を用いて、次のように表される。

$$H = 2J \sum_{\langle i,j \rangle} \left( S_i \cdot S_j - \frac{1}{4} \right)$$

ここで、 $\langle i,j \rangle$  は最近接サイトについて和をとることを意味し、 $S$  はスピン演算子である。

本研究では、1次元の場合に、ハイゼンベルグモデルのスピン状態とハバードモデルの強相関領域の電子状態の比較を行った。まず、4サイトと6サイトのハバードモデルの1サイト当たりの基底エネルギーを計算し、それらの  $U$  依存性をハイゼンベルグモデルのそれと比較した。その結果、 $U$  が大きい領域で、両者のエネルギーはよく一致することが確かめられた。

次に、ハバードモデルとハイゼンベルグモデルの基底状態を比較した。ここでは、4サイトの結果について述べる。4サイトハイゼンベルグモデルの基底状態は次のように表される。

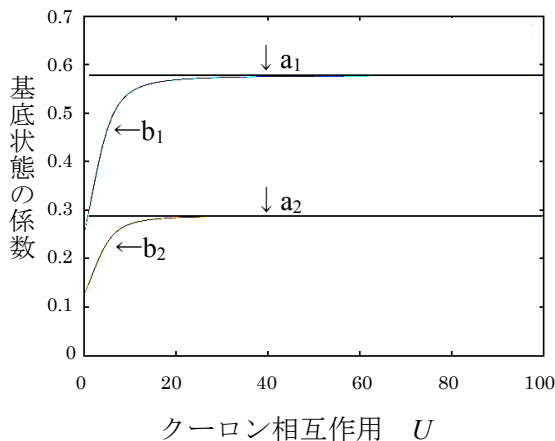
$$|\psi\rangle = a_1|a_1\rangle + a_2|a_2\rangle$$

ここで、 $a_1 = \sqrt{3/3}$ ,  $a_2 = \sqrt{3/6}$ ,  $|a_1\rangle = |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$ ,  $|a_2\rangle = |\uparrow\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$  であり、 $\uparrow$  は上向き、 $\downarrow$  は下向きスピンを表す。 $|\sigma_1\sigma_2\sigma_3\sigma_4\rangle$  は4サイトのスピン状態を表し、 $\sigma_i$  は  $i$  サイトのスピン状態である。一方、ハバードモデルにおいて、スピン基底  $|a_1\rangle$  と  $|a_2\rangle$  に対応する電子基底をそれぞれ  $|b_1\rangle$  と  $|b_2\rangle$  とすると、ハバードモデルの基底状態は次のように表される。

$$|\varphi\rangle = b_1|b_1\rangle + b_2|b_2\rangle + \dots$$

ハバードモデルでは、 $|b_1\rangle$ ,  $|b_2\rangle$  以外の状態もあることに注意する。下に、 $b_1, b_2$  の  $U$  依存性を  $a_1, a_2$  と比較したものを示す。ハバードモデルにおいて相互作用を大きくしていくと、基底エネルギーだけでなく基底状態もハイゼンベルグモデルでよく近似されていることがわかる。

発表では、ハバードモデルからハイゼンベルグモデルの導出を行い、1サイト当たりのエネルギーの比較の結果、基底状態の波動関数の結果を詳しく示す。



図：4サイトの基底状態を表す係数の  $U$  依存性。 $a_1, a_2$  はハイゼンベルグモデルの基底状態の係数、 $b_1, b_2$  はハバードモデルの基底状態の係数である。

# 単層カーボンナノチューブにおける THz 高次高調波発生

表界面光物性研究室

西留 比呂幸 14163031

指導教員：蓬田 陽平、柳 和宏

近年、レーザー技術の向上により、周波数がテラヘルツ(THz)オーダーの高出力レーザーが実現された。これを用いることで、固体中において、非線形光学現象の一つである高次高調波発生(HHG)の観測が可能になり、発展している<sup>1</sup>。

一般に、振動数  $\omega$  の光を物質に照射すると、物質を透過した光も振動数  $\omega$  の光になる。だが、入射光の強度が非常に強いとき、透過光が  $\omega$  の整数倍の振動数  $n\omega$  ( $n$  は整数)を持つ事がある。この振動数  $n\omega$  の光が発生する現象を  $n$  次高調波発生 ( $n$  次 HG) とい、 $n$  が大きい場合を特に HHG と言う。以前より、原子気体系における HHG の物理的背景はある程度知られている。しかし、固体系では多くのパラメータが影響するため、正確な理解はされていない。

この背景の理解を深めるため、単層カーボンナノチューブ(SWCNT)に注目して HHG 測定を行った。SWCNT は、高強度の THz 光に対して安定な物質である。その上、巻き方によって異なるバンドギャップを持つことが知られ、分離精製技術により系統的に電子構造の異なる SWCNT を用意することが可能だ。よって、SWCNT は、HHG と電子構造との関係を実験的に検証する非常によいモデル材料である。

そこで今回は、金属型、半導体型の直径 1.4nm、直径 1.0nm、単一カイラリティ(6,5) (直径 0.76 nm)の 4 種類の SWCNT 薄膜を用意し、ここに 60 THz の高強度 THz レーザーを照射し、HHG の測定を行った。

結果を図 1 に示す。バンドギャップが最大の(6,5)と、次に大きい直径 1nm の半導体型からは、明確な HHG が見られた。しかし、直径 1.4nm の半導体型からは、5 次 HG がわずかに観測されるだけであり、金属型においては、HHG の検出を現時点ではできなかった。この結果はバンドギャップが HHG に顕著な寄与を与えていることを窺わせる。

この結果を踏まえて、(6,5)と直径 1nm の半導体型における 5 次、7 次 HG のレーザーパワーと HHG の強度の関係(パワー依存性)を調べた。結果は、図 2 の様になり、これは、パワーの 5 乗、7 乗から外れており、極端非線形現象と呼ばれる振る舞いを示唆している。

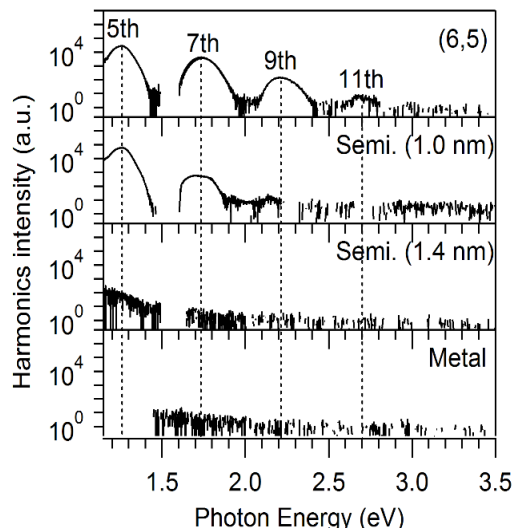


図.1 SWCNT ごとの、HHG スペクトル

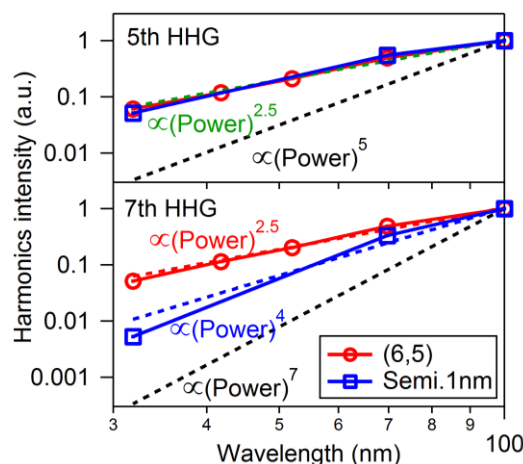


図.2 5 次、7 次の HHG のパワー依存性

# 配列制御された単層カーボンナノチューブの熱電特性

表界面光物性研究室

福原健吾 14163081

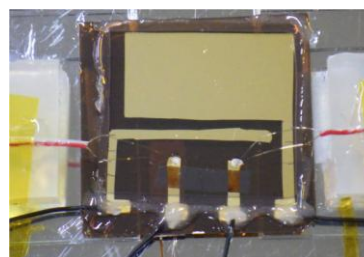
指導教員：蓬田 陽平、柳 和宏

単層カーボンナノチューブ(SWCNT)は、金属型、半導体型の性質を持ち、特に半導体型は高いゼーベック係数をもつことから、熱電変換材料として研究が行われている。SWCNTの熱電特性は、電子構造、フェルミレベル、そしてチューブ間の接合構造が大きく影響を及ぼすが、それら全てを精密に制御し、SWCNT 本来の熱電特性を解き明かした例はない。特に、従来では、SWCNT が複雑に入り組んだランダムネットワーク構造であるため、ナノチューブ間の接合構造が全く制御されていない。その問題を解決する為、本研究では、SWCNT 間の接合構造を制御した状況といえる SWCNT が一方向に配列した配列薄膜における熱電特性を調べることを目的に研究を行った。

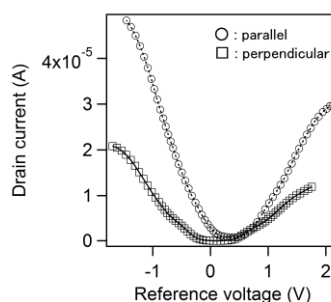
まず、臨界ミセル濃度以下で分散された CNT 分散液を低速で濾過することで、フィルター上に配列された CNT 薄膜を作製する。次に金を蒸着したパリレン基板上に CNT 薄膜を転写し、デバイスを作製した(a)。そして、イオン液体を滴下し、ゲート電圧を変化させることで電気二重層トランジスタ(EDLT)を作製しキャリア注入を行い薄膜の輸送特性を、キャリア注入を行いながら薄膜の片側をヒーターで加熱することでゼーベック係数を、それぞれ軸に対してナノチューブが水平方向、垂直方向に配列された場合について測定した。

実験から、CNT が軸に対して水平方向に配列している場合が垂直時に比べて電気伝導度は高く(b)、ゼーベック係数はいずれの場合でもほぼ同じになるという結果になった(c)。これより、配列方向に関して電気伝導度は異方性を持ち、ゼーベック係数は異方性をもたないといえる。

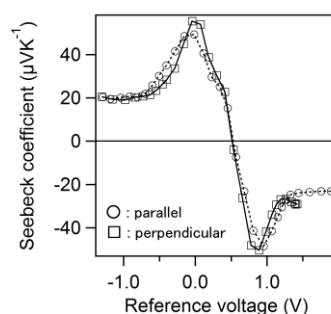
今後は、半導体型および金属型、あるいは単一カイラリティ SWCNT で薄膜を作製し、その熱電特性について研究を進めていく予定である。



a. デバイス図



b. 電気伝導度のフェルミレベル依存性



c. ゼーベック係数のフェルミレベル依存性

# ボーズ・フェルミ混合系における モット状態の理論的解析

量子凝縮系理論研究室

14163032 桜井 貴史

指導教員 森 弘之

電子間のクーロン相互作用によって引き起こされる絶縁状態をモット絶縁体という。バンド理論によれば、絶縁体の価電子帯バンドは全て埋められ導電子バンドとの間にギャップがあるとされる。それに対し、モット絶縁体のバンドは途中までしか埋められておらず、電子間のクーロン斥力により絶縁状態となっている。このモット状態を解析するには、圧縮率を調べるのが有効である。圧縮率とは物体の圧縮されやすさを表しており、値が大きいほど物体は圧縮されやすい。モット絶縁体は、電子間の相互作用により身動きが取りにくくなっているため、圧縮することは困難である。すなわち、圧縮率が非常に小さい時、モット状態を取っていると考えることができる。

本実験では、一次元のモンテカルロシミュレーションを用いて、外部ポテンシャル、相互作用、粒子数などを変化させることで、ボーズ・フェルミ混合系の理論的解析を行う。まず、ボソンについてのみの場合において、粒子間の相互作用を変化させることで、モット状態への転移を解析する。そしてそこにフェルミオンを混ぜ、ボソン-フェルミオン間の相互作用を考慮し、混合モット状態の解析を行う。発表当日は解析の詳細、結果の考察を行い、ボーズ・フェルミ混合系の解析について発表する。

左図について、紫の線がボーズ・フェルミ混合系を、緑の線がその圧縮率を表している。紫の線のフラットな部分がモット状態を表しており、その時、圧縮率は非常に小さくなっていることが分かる。

各パラメータ

- ・格子数:  $L = 30$
- ・ボソン:  $K_b = 8$
- ・フェルミオン:  $K_f = 7$
- ・外部ポテンシャル:  $V = 0.1$
- ・ボソン-ボソン間の相互作用:  $U_{bb} = 10$
- ・ボソン-フェルミオン間の相互作用:  $U_{bf} = 10$

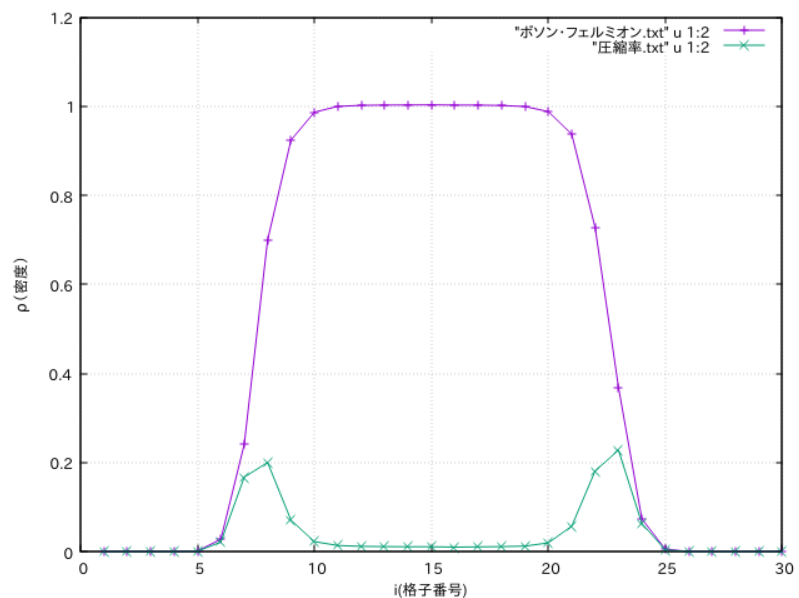


図: 各格子点におけるボソン・フェルミオン混合系の密度



# スピン軌道相互作用を持つフェルミ原子気体における 2粒子束縛状態

量子凝縮系理論研究室

14163074 澤田寿希也  
指導教員 荒畑恵美子

冷却原子気体とはレーザー冷却等により原子気体を数 nK まで冷却したものである。1995 年にボーズ=アインシュタイン凝縮 (BEC) が実現した。一方、フェルミ原子超流動は 2004 年に  $^{40}\text{K}$  で実現した [1]。この超流動は金属超伝導での電子のクーパー対形成と凝縮と同様の機構で実現している。冷却原子気体ではフェッシュバッハ共鳴を使ってクーパー対の生成に必要な引力相互作用を自在に制御することができる。これにより粒子間の引力相互作用が強くなるにつれて超流動の性質が金属超伝導と同様の BCS 状態から分子ボソンの BEC に連続的に移行する BCS-BEC クロスオーバーが実現した。

また、スピン軌道相互作用 (SOC) も実験で実現している。冷却原子の実験では原子に 2 本の Raman レーザーを当て人工的な磁場を作り SOC をもつ原子気体を作る [2]。SOC により新奇な量子現象が多々報告されている。

本研究では spherical SOC と Rashba SOC をもつ縮退したスピン 1/2 のフェルミ 2 粒子系の束縛状態について解析を行った。spherical SOC とは等方的な SOC で Rashba SOC とは 2 次元系に垂直に電場をかけたときの SOC である。この系に 2 体間の引力相互作用と外部磁場によるゼーマン効果がある時の束縛状態を調べた。図 1 は spherical SOC の時の束縛エネルギーの運動量依存性である。ここで  $q_z, E_q$  は束縛状態の運動量とエネルギー、 $k_r, E_r$  は Raman レーザーの運動量とエネルギーである。グラフは上から下に向かって磁場がない状態から強くしていったものである。ゼーマン効果があると束縛エネルギーが最小値をとる運動量の重心は有限の運動量を持っていることがわかる。発表では Rashba SOC の場合についても詳しく議論する予定である。

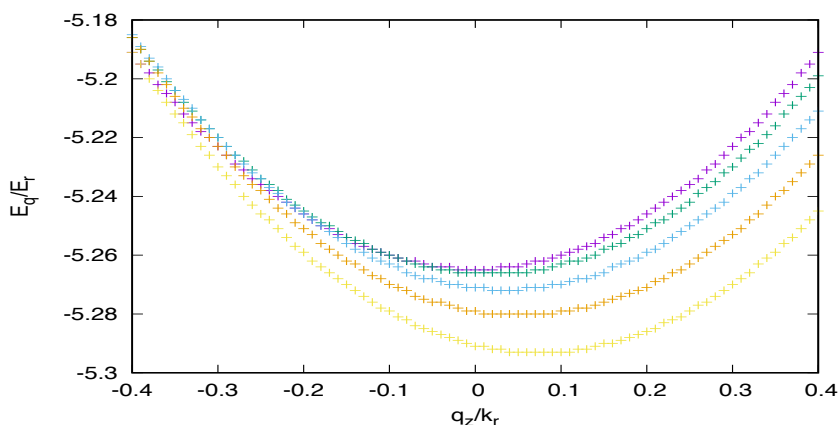


図 1 束縛状態のエネルギーの運動量依存性

## 参考文献

- [1] C. A. Regal, M. Greiner and D. S. Jin, Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004)
- [2] L. Huang, Z. Meng, P. Wang, P. Peng, S.-L. Zhang, L. Chen, D. Li, Q. Zhou and J. Zhang, Nat. Phys. **12**, 540544 (2016)

# 浅いバンドによって引き起こされる

## BCS-BEC クロスオーバーのGinzburg-Landau 理論による解析

量子凝縮系理論研究室 14163010 長原 由佳

指導教員 荒畑恵美子

一般的な金属超伝導は電子のクーパー対形成とその凝縮によって起こるが、それを証明した Bardeen-Cooper-Schiff (BCS)理論から BCS 超伝導とも呼ばれる。

近年、レーザー冷却等により原子気体を数 nK まで冷却した冷却原子気体でフェルミ超流動が実現され、金属超伝導と同様にフェルミ原子が対をつくり凝縮する BCS 状態から2つのフェルミ原子が分子ボソンとなり Bose-Einstein 凝縮 (BEC) 起こす状態に連続的に移行する BCS-BEC クロスオーバーが実現した。最近、この BCS-BEC クロスオーバーが鉄系超伝導 FeSe などで行っているのではないかと議論になっている。実験的にこの超伝導は深いバンドと浅いバンドの2バンド超伝導であることが示唆され、浅いバンドの寄与によって BCS-BEC クロスオーバーが引き起こされるのではないかと議論になっている [1] が、確証には至っていない。

本研究ではこの深いバンドと浅いバンドの2バンド超伝導を Ginzburg-Landau (GL)理論を用いて解析した。Ginzburg-Landau 理論とは秩序(オーダー)パラメータと呼ばれる超伝導の秩序を表すパラメータを用いて超伝導を説明する現象論である。秩序パラメータと磁場の汎関数で表された自由エネルギーを偏微分することにより、秩序パラメータや超伝導流を求める。先行研究ではこの GL 理論を2バンドに拡張させた2バンド GL 理論 [2] を用いて、浅いバンドが BCS-BEC クロスオーバーを引き起こすと第一種超伝導と第二種超伝導の中間状態になることが示されている [3] が、本来 BCS-BEC クロスオーバーを記述する重要なパラメータの一つであるフェルミ速度を無視している。

本研究では2バンド GL 理論を用いて、フェルミ速度を考慮した解析を行い、先行研究では記述されなかった中間状態があることを明らかにした。

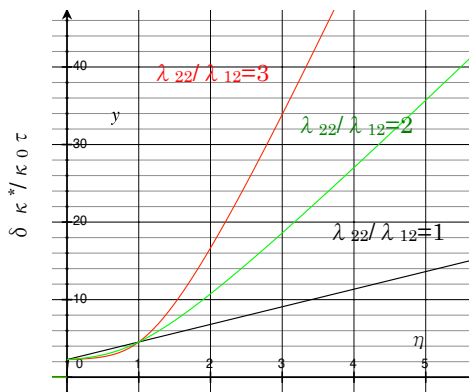


図1  $v_T/v_F=0, \lambda_{11}=\lambda_{22}=0.3$

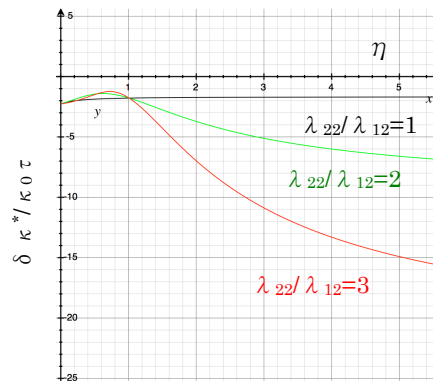


図2  $v_T/v_F=1, \lambda_{11}=\lambda_{22}=0.3$

i

[1] M. Iskin and C. A. R. Sa de Melo, Phys. Rev. A 83, 045602 (2011).

[2] A. A. Shanenko, et al., Phys. Rev. Lett. 106, 047005 (2011).

[3] S. Wolf, et al., Phys. Rev. B 95, 094521 (2011).

# 第四族元素原子シートの電子状態に関する第一原理計算

量子凝縮系理論研究室 14163058 呉叢山  
指導教員 大塚博巳

炭素原子 C は sp<sup>2</sup> 結合により一原子程度の厚さの二次元物質を構成することが知られている。その結晶構造は炭素原子を頂点、その結合をボンドとする蜂の巣状の六角形格子である。この原子シート状の物質はグラフェンと呼ばれるが、それに関する先駆的実験により 2010 年に A. Geim と K. Novoselov はノーベル物理学賞を受賞している。

中でも特に電子状態に起因した物性に注目が集まっている。グラフェンの価電子帯と伝導帯は通常の半導体とは異なりディラックポイントと呼ばれる点で接触し、その近傍で滑らかな円錐型の分散を持つ。これは準粒子が質量のない電子所謂ディラック電子のように振る舞う事を意味している。この準粒子は一定速度で小さいが注目に値する光速割合で弾道的に移動する。その結果、グラフェンの電流を導く能力は、通常の半導体の 10 倍 ~ 100 倍以上となる為、将来のエレクトロニクス応用に対する有望な候補と目されている。

本研究では密度汎関数論 (DFT) を用いて第四族元素 C, Si, Ge それぞれから成る三種類の原子シートの電子状態を系統的に調べた。原子シートのハミルトニアンは以下である：

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_i \nabla_i^2 - \sum_{i,I} \frac{Z_I e^2}{|r_i - R_I|} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{r_i - r_j} - \sum_I \frac{\hbar^2}{2M_I} \nabla_I^2 + \frac{1}{2} \sum_{I \neq J} \frac{Z_I Z_J e^2}{R_I - R_J}$$

第一原理計算では Kohn-Sham の処方箋に従い、この多体問題を補助的な独立粒子問題として定式化した所謂 Kohn-Sham 方程式を数値的に解くことになる。その際、交換相関項に関しては局所密度近似 (LDA) を使い、更に内殻電子からの寄与を擬ポテンシャルを導入することで考慮し、効率的に計算する為のスキームが与えられている。我々は、近年第一原理計算の研究分野で注目を集めている Quantum Espresso と呼ばれるコードを用いて数値計算を行った。Si シート (シリセン)、Ge シート (ゲルマネン) のエネルギーバンドの計算結果を下図に示す。共に K 点にディラックポイントがあることが確認できる。

発表当日はこの第一原理計算の手法と計算結果ついて詳しい説明を行う。

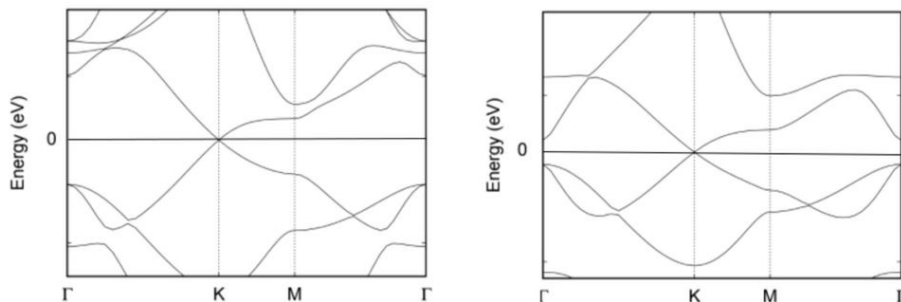


図 1 対称性の高い逆格子点間のバンド構造: 左図シリセン、右図ゲルマネン

# 行列積型波動関数を用いた Haldane 現象の解析

量子凝縮系理論研究室

14163025

幸田遼之介

指導教員

大塚博巳

強磁性の場合と異なり反強磁性量子スピン鎖の基底状態は一般に自明ではない。一方、半整数スピン鎖の場合は、例えば  $S = \frac{1}{2}$  の場合の厳密解や Lieb-Schultz-Mattis の定理から励起にギャップが無いことが知られており従って整数スピン鎖の場合もギャップレスであると考えられていた。これに対して Haldane は反強磁性量子スピン鎖において整数スピンの場合 (ex.  $S = 1$ ) は半整数スピンの場合とは異なり励起ギャップが存在していることを予想し、その研究により 2016 年にノーベル物理学賞を受賞した。

本研究では Affleck-Kennedy-Lieb-Tasaki (AKLT) により提案された模型を用いて、この Haldane 予想を解析した。AKLT 模型は以下のハミルトニアンで定義される：

$$H = J \sum_i \left[ \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + \frac{1}{3} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1})^2 \right] \quad (1)$$

$J$  は磁気間相互作用、 $\mathbf{S}_i$  は各サイトの SU(2) スピン演算子を表す。この模型を用いることにより基底状態を厳密に書き下すことができる。AKLT 模型の基底状態は Valence-Bond-Solid (VBS) 状態と呼ばれているが、VBS のスピン相関を調べることによって Haldane ギャップを計算することができる。また  $S = 1$  の開放端をもつ VBS は四重縮退している。これは両端に現れるシングレットを組んでいないスピン  $S = \frac{1}{2}$  の自由度に対応しているが、Kennedy-Tasaki-Oshikawa 変換を用いることで、AKLT 模型の持つ隠れた  $Z_2 \times Z_2$  対称性 (およびその完全な破れ) と関連づけられる。この変換後のハミルトニアンの基底状態はある局所的状態の直積で与えられるが、この事実は VBS を行列積型波動関数 [Matrix Product State (MPS)] で書くことが自然なことを示している。更に最近の研究より、 $S$  が奇数と偶数の場合でも基底状態の性質が異なっており、特に奇数の場合 (ex.  $S = 1$ ) はトポロジカルに非自明な相であることが示されている [1]。ここでは射影表現を用いた MPS の変換則が重要である。射影表現は通常の変換に位相因子をかけたものであり、この位相因子によってトポロジカルに自明な相と非自明な相の区別ができる。

発表当日は主に AKLT 模型の VBS 状態に対する MPS を用いた、これら Haldane 現象に対する解析の実際について解説する。

参考文献 [1] F. Pollmann *et al.* Phys. Rev. B **85** (2012) 075125.

# 弦楽器におけるハーモニクスの考察

非線形物理研究室

14163003 大山 元春

田中 篤司(指導教員)

ギターやバイオリンなどの弦楽器が鳴らす音には、一般的に基本振動とその整数倍の振動数の音が含まれている。これらの成分の分布が楽器の音色を特徴づけるのだが、このうち特定の倍音を抽出する演奏法に、ハーモニクス(フラジオレット)と呼ばれるものがある。例えば基本振動に対して3倍(とその整数倍)の振動数の音を抽出したい場合は、その波の節の位置を指で軽く触れることで実現できる[Fig.1]。

単純な弦の振動の様子は、固定端の条件を課した波動方程式を解くことで記述できるが、ハーモニクスを起こす場合には、さらに弦に触れている指の効果を考える必要がある。この指の効果については様々な解釈があるが、ここでは A.Bamberger, J.Rauch, M.Taylor らのモデル[1]にならい、指と弦の間に摩擦が発生すると考えた。

$$u_{tt} + \alpha\delta(x - x_0)u_t = u_{xx}$$
$$x_0 \text{ (指が触れる位置)} \quad 0 \leq x \leq 1, \quad t \geq 0, \quad u(0, t) = u(1, t) = 0$$

本研究ではこのモデルについて数値シミュレーションを行い、さまざまな初期条件に対する解の時間発展やエネルギーの観察および考察を行った。この結果から、十分な時間が経過したのちに残る波は、初期条件 $u(x, 0)$ をフーリエ展開した時に位置 $x_0$ を節とする波と一致することが分かった。つまり残したい倍音成分が初期条件に含まれていなければ、ハーモニクスの音を鳴らすことはできないのである。

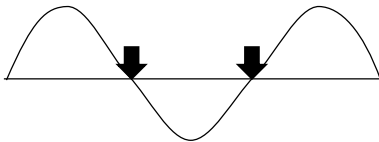


Fig.1 取り出したい倍音のいずれかの節の位置を指で軽く触れることでハーモニクスを起こす。

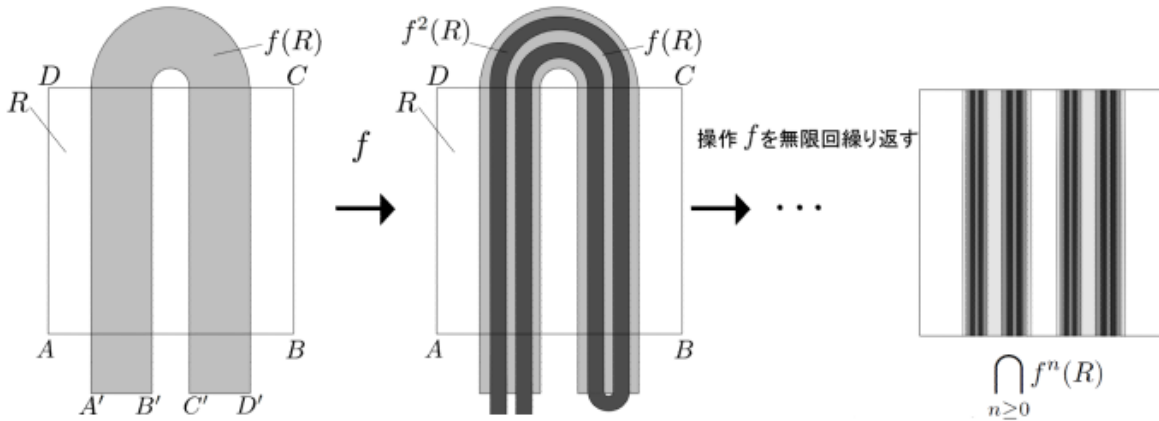
[1] A.Bamberger, J.Rauch, M.Taylor, *A Model for Harmonics on Stringed Instruments*, Archive for Rational Mechanics and Analysis, vol 79, 1982, pp.267-268

# 馬蹄条件を満たす散乱写像について

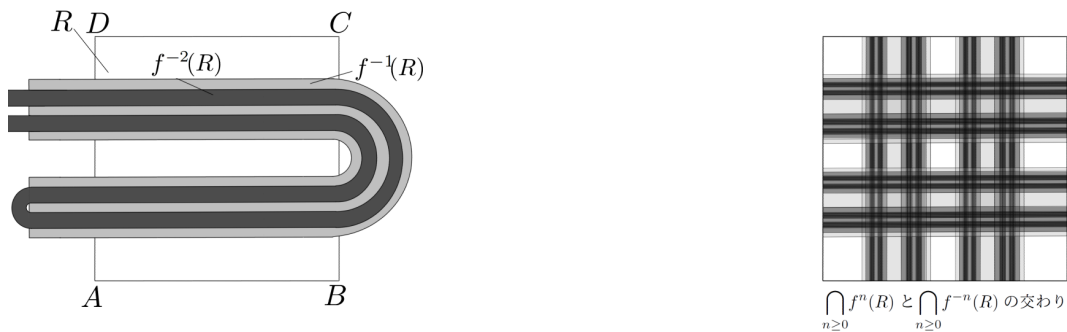
非線形物理研究室

14163022 古川 涼太  
指導教員 首藤 啓

下図のような写像  $f$  を考える.  $f: \mathbb{R}^2 \mapsto \mathbb{R}^2$  は同相写像であり, 正方形  $ABCD(=R)$  を辺  $AB$  の方向に縮め,  $AD$  の方向に引き伸ばした後にそれを折り曲げて馬蹄形  $A'B'C'D'(=f(R))$  に写す. 正方形の外に出てしまった領域はそれ以降考えないものとする.  $f(R) \cap R$  は二つに並んだ帯領域であるが, これに  $R_0, R_1$  と名前をつけると,  $f$  の操作を更に  $n$  回繰り返した  $f^n(R)$  と  $R$  の共通部分  $f^n(R) \cap R$  は  $R_0$  又は  $R_1$  内に並ぶ  $2^n$  本の縦に長い帯領域になる.



ここで帯の  $f$  による  $AB$  方向の縮小率が  $R$  上でほぼ一定値  $\lambda(\lambda < 1)$  であれば,  $n \rightarrow \infty$  としたときに帯の横幅は 0 に収束する. よって集合  $f^\infty(R) \cap R$  はカントール集合と線分の直積空間と同相である. この帯一本一本は操作の過程  $f(R), f^2(R), \dots, f^n(R), \dots$  で常に  $R_0$  または  $R_1$  上のいずれかに存在し, その履歴を記号 0, 1 の列で表すことにより, 全ての帯が一意に特徴付けられる. また同様のことが下図のように  $f$  の逆写像  $f^{-1}$  に関しても言え,  $R$  上の写像  $f$  及び  $f^{-1}$  に対して不変な集合  $A((\text{カントール集合}) \times (\text{カントール集合}))$  の直積空間と同相) 上の全ての点が 0, 1 の記号列によって一意に表されることになる.



このような性質を持つ写像  $f$  を馬蹄力学系と呼び, この性質は力学系  $f$  の周期性といった情報を, 記号力学系と結び付けて記述できるなどの点で非常に有用である.

1978 年, Devaney-Nitecki は,  $H(x, y) = (1 + y - Ax^2, Bx)$  なる写像  $H: \mathbb{R}^2 \mapsto \mathbb{R}^2$  に従うエノン写像について, ある条件下で馬蹄力学系が現れることを証明した.

そしてごく最近, Mertig-Shudo により, 物理的に自然な散乱過程を記述する新たな以下の写像系  $U: (q_n, p_n) \mapsto (q_{n+1}, p_{n+1})$ ,

$$q_{n+1} = q_n + p_n - \frac{1}{2}V'(q_n), \quad p_{n+1} = p_n - \frac{1}{2}V'(q_n) - \frac{1}{2}V'(q_{n+1}),$$

$$V(q) = -\frac{\kappa}{16} \exp(-8q^2) - \epsilon [\operatorname{erf}(\sqrt{8}[q - x_b]) - \operatorname{erf}(\sqrt{8}[q + x_b])]$$

(但し  $\kappa$ :定数,  $x_b, x_f: 16x_b x_f > 1$  を満たす定数,  $\epsilon: \kappa, x_b, x_f$  に依存する定数) が提案され, その写像が馬蹄力学系になっている数値的傍証が示された. 本卒業研究では, エノン写像に対する Devaney-Nitecki の証明と同様の手法を用いて, この写像が馬蹄力学系になっていることの厳密な証明を与えた. また, 馬蹄力学系の条件とともに重要な性質である, 写像の双曲性に関しても, Devaney-Nitecki の手法を用いて証明できるかを検討している.

# 改札の力学系モデル

非線形物理学研究室

14163055 福元翔輝

指導教員 田中篤司

力学系とは一定の規則に従って時間の経過とともに状態が変化するシステム・またシステムを記述するための数学的なモデルのことである。例えばニュートンの運動方程式のように、力学系の中で時間  $t$  が実数全体で定義されるもの連続力学系と呼ばれ、微分方程式で定義される。

ここで取り上げるのは連続力学系とは異なり、時間  $t$  が整数全体でのみ定義される離散力学系と呼ばれるものである。離散力学系は

$$x(t) = f(x(t-1)) \quad t = 0, 1, 2, \dots$$

となるような写像  $f$  の反復繰り返しによって定義される。ここでの時間変化とは写像の繰り返し回数である。本研究では離散力学系を用いて、駅の改札における乗客・台数の変動を調べてみた。ここでは次のようなモデルを導入した。

$$n(t) = n(t-1) - \varepsilon + \frac{\mu}{m(t-1)}$$

$$m(t) = \min\left(1 + \left\lfloor \frac{m(t-1) * n(t-1)}{F} \right\rfloor, m_{max}\right)$$

$m_{max}$  は台数の上限 [ ] はガウス記号

1列あたりに並んでいる人数を  $n(t)$  とし、 $t-1$  の人数と台数及び、単位時間に改札を通過する人数  $\varepsilon$  と単位時間に増加する合計人数  $\mu$  を考えることで求められる。改札の台数は  $m(t)$  とし、 $t-1$  の人数と台数及び、列を増やす基準となる人数  $F$  を考えることで求められる。

この式の導出の詳細・実行結果について発表を行う。



図 1：吉祥寺駅改札

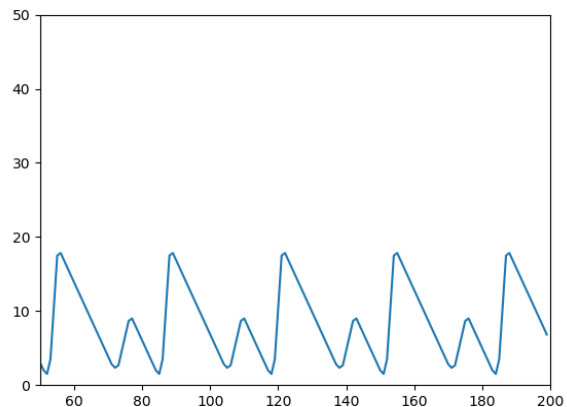


図 2：時間経過による乗客数の変化（縦軸  $n$  横軸  $t$ ）

# 充填スクッテルダイト化合物 $\text{LaFe}_4\text{As}_{12}$ の dHvA シグナルの解析

電子物性研究室

中村直貴

14163005

東中隆二, 松田達磨(指導教員), 青木勇二

強相関電子系希土類化合物として知られる典型物質群の一つに、充填スクッテルダイト化合物  $\text{RT}_4\text{X}_{12}$  ( $R$ : 希土類,  $T$ : Fe, Ru, Os,  $X$ : P, As, Sb) がある。この系の結晶構造では、希土類元素  $R$  が 12 個のプニクトゲン  $X$  が形成する対称性の高いカゴに内包される構造を持つ、いわゆるカゴ状構造をとる (図 1)。このカゴ状構造から、希土類のものつ  $f$  電子と近接元素の持つ電子との高い混成効果や、小さな結晶場分裂、アインシュタインフォノンの寄与といったことが期待され、強相関電子物性を発現する舞台を提供する。実際に  $\text{SmOs}_4\text{Sb}_{12}$  の磁場に鈍感な重い電子状態や  $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$  の非従来型超伝導、 $\text{PrRu}_4\text{P}_{12}$  の金属-絶縁体転移など、多彩な物性を示すことから積極的に研究がなされてきた。 $f$  電子を持たない La 系の化合物においては  $\text{LaFe}_4\text{P}_{12}$  を始めとして多くの化合物で超伝導が確認されている。しかし、 $\text{LaFe}_4\text{SAs}_{12}$ ,  $\text{LaFe}_4\text{Sb}_{12}$  は超伝導が発現しない。これは Fe の持つ  $d$  電子による影響だと考えられているが未だ十分な理解は得られていない。そこで詳細な電子状態を理解することが重要だと考えられる。伝導電子の状態を理解する手段としてフェルミ面の研究は重要であり、実験的にフェルミ面をとらえる一つの手法 dHvA 効果測定が有効な手段である。また、dHvA 効果はフェルミ面の形状を明らかにするだけでなく、サイクロトロン有効質量や、平均自由行程の逆数に比例するディンクル温度など重要なパラメータを求めることができる。

本研究では  $\text{LaFe}_4\text{As}_{12}$  における dHvA 効果測定の実験を詳細に解析した。dHvA 効果の観測は 17 T の超伝導マグネットを有する  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  希釈冷凍機を使用し、極低温 60 mK の元、カンチレバー法で行われたものである。図 3 が dHvA シグナルの角度依存性である。解析によって以下のことが分かった。

- ・弱強磁性由来のフェルミ面の分裂
- ・観測されたフェルミ面とバンド計算によるものとの不一致
- ・サイクロトロン有効質量がバンド計算によるものの約 2 倍

$\text{LaFe}_4\text{As}_{12}$  の dHvA 効果の解析によって、フェルミ面を推定することに成功した。これらの結果と合わせ、充填スクッテルダイト化合物の系統的なフェルミ面の研究から、遷移金属サイト  $T$  が Fe の系においては、特徴的な極地断面積の角度依存性を示していることを明らかにし、Fe の  $d$  バンドがフェルミ面のトポロジーに深く関わっており、有効質量の増強や物性の特異性に関連する可能性を実験的に見出した。

[1] S, Tatsuoka et. al.: J. Phys. Soc. Jpn. 77 033701 (2008)

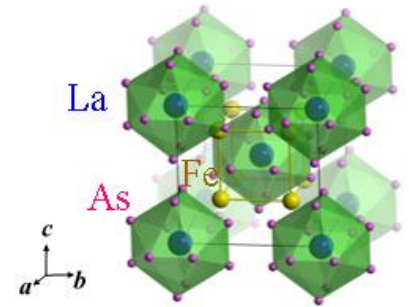


図 1. 充填スクッテルダイト  $\text{RT}_4\text{X}_{12}$  の結晶構造 ( $R$ : 希土類,  $T$ : 遷移金属,  $X$ : プニクトゲン)

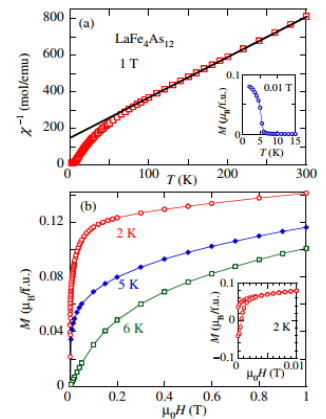


図 2.  $\text{LaFe}_4\text{As}_{12}$  の磁化率

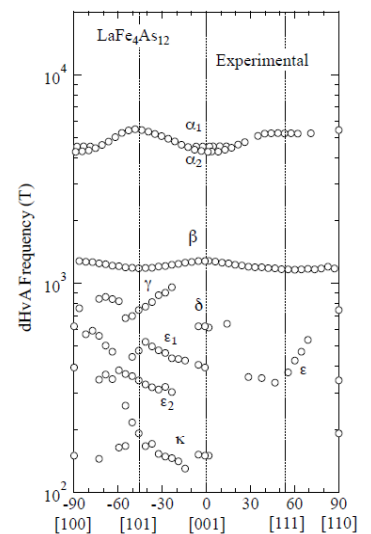


図 3. dHvA シグナルの角度依存



# 大きな単位胞を取る三元化合物 $R\text{-Ir-Sn}$ ( $R$ :希土類)の 単結晶育成と構造解析

電子物性研究室

大村瑠美 14163044

(指導教員) 松田達磨 東中隆二 青木勇二

$R\text{-T-Sn}$ 系 ( $R$ :希土類、 $T$ :遷移金属)の三元化合物は、1980年代に Bell 研において行われた詳細な研究から、比較的単位胞の大きな構造を取り、複雑で多彩な相が存在することが報告されている[1, 2, 3]。その中の一つには、比較的超伝導状態が発現しやすい化合物として知られた  $R_3T_4Sn_{13}$ 系などがある。複数の構造が知られているが、代表的な結晶構造は、図1に示した  $Yb_3Rh_4Sn_{13}$ -type の立方晶構造である[4]。これらの化合物系は、格子欠陥やサイト置換が起きやすいことがよく知られており、純良な単結晶育成が難しい系である。近年これらの化合物において、複雑な構造相転移やそれに伴う興味深い電子物性があらわれることがわかってきている。そこで、我々はこの  $R\text{-T-Sn}$ 系の高純度単結晶育成の可能性とともに、興味深い電子物性の探索と電子状態を明らかにすることを目的として、研究を行っている。

我々は、まず  $R\text{-Ir-Sn}$ 系に注目し、いくつかの希土類元素について系統的に結晶育成を試みた。その結果、初期の研究報告からも示唆されるように、局所構造として極めて類似した複数の結晶構造の化合物が存在することが徐々に明らかになってきた。例えば、図1の構造と基本的には相対的な原子位置はほぼ同じ構造を持ちつつも、正方晶や、また単位胞体積が有理数倍となるような構造である。これらの相は、結晶育成の初期組成や温度条件によって複雑に入り込むことがわかってきた。これらの試行錯誤を元に、最近 Sn の自己フラックス法により、図2に示すような  $La_3Ir_4Sn_{13}$  と  $Lu_5Ir_6Sn_{18}$  の単結晶を育成することに成功した。それぞれ格子定数は  $a = 19.54 \text{ \AA}$  の立方晶、 $a = 13.73 \text{ \AA}$ ,  $c = 27.43 \text{ \AA}$  の正方晶として詳細な構造パラメータを決定することに成功し、後者については、新物質であることがわかった。また、 $La_3Ir_4Sn_{13}$ については、過去に報告されていた構造とはことなり、最近、 $La_3Rh_4Sn_{13}$ において報告されているものと同様の空間群  $I4_13_2$  を取るカイラル対称性を破った結晶構造であることがわかった。更に、 $La_3Ir_4Sn_{13}$ は 2.5 K、 $Lu_5Ir_6Sn_{18}$ は 2.8 K でそれぞれ超伝導転移が見られた。今回は特に  $La_3Ir_4Sn_{13}$  の構造と物性について詳細を報告する。

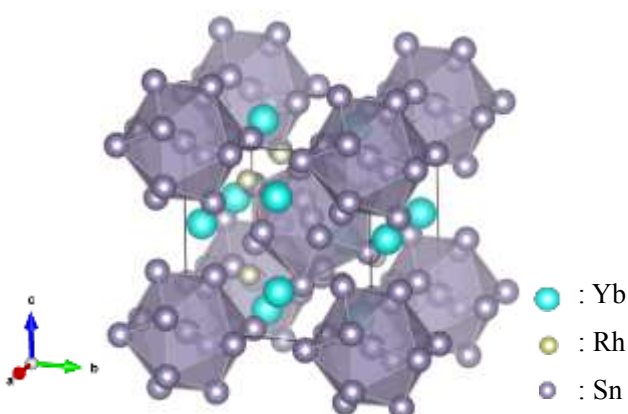


図1  $Yb_3Rh_4Sn_{13}$  の結晶構造[4]

Sn1 が Sn2 を取り囲むカゴ状構造を取る

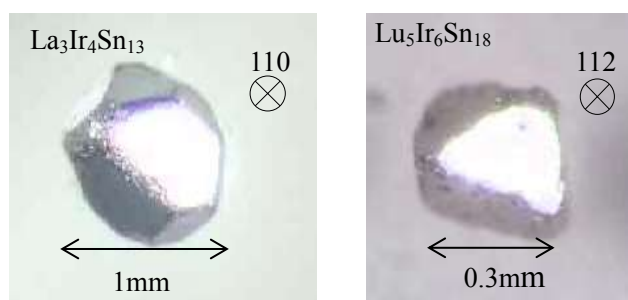


図2  $La_3Ir_4Sn_{13}$ (左)と  $Lu_5Ir_6Sn_{13}$ (右)の単結晶

- [1] A. S. Cooper *et al.*, Mat. Res. Bull 15 (1980) 791.
- [2] A. S. Cooper *et al.*, Mat. Res. Bull 15 (1980) 799.
- [3] J. M. Vandenberg *et al.*, Mat. Res. Bull 15 (1980) 835.
- [4] A. Jayaraman *et al.*, Solid State Commun. 39 (1981) 1049.

# 四極子近藤格子系 $\text{PrTr}_2\text{Al}_{20}$ ( $\text{Tr} = \text{Mo}, \text{W}$ ) の 単結晶育成と低温物性測定

電子物性研究室

宮脇瑠美佳 14163041

(指導教員) 東中隆二 松田達磨 青木勇二

希土類化合物  $R\text{Tr}_2\text{Al}_{20}$  ( $R$ :希土類,  $\text{Tr}$ :遷移金属) は希土類イオンが 16 個の Al に囲まれたカゴ状構造を持つ(図 1)。この特徴的な構造と希土類元素の持つ  $f$  電子の自由度に起因した様々な強相関電子物性が観測されている。近年では、 $\text{PrTr}_2\text{Al}_{20}$  ( $\text{Tr} = \text{Ti}, \text{V}$ ) において四極子自由度に起因した近藤効果、超伝導が見出され[1]、精力的に研究が行われている。これまで、本研究室では  $\text{PrTr}_2\text{Al}_{20}$  ( $\text{Tr} = \text{Nb}, \text{Ta}$ ) 単結晶の物性測定が行われており、これらの系においても四極子近藤格子系が実現している可能性を指摘した[2]。さらに Pr の 1-2-20 系の電子状態を系統的に理解するため、本研究では新たに  $\text{PrTr}_2\text{Al}_{20}$  ( $\text{Tr} = \text{Mo}, \text{W}$ ) の単結晶の純良化を進め、単結晶構造解析、組成分析、低温物性測定を行った。

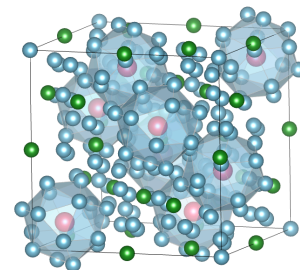


図 1.  $R\text{Tr}_2\text{Al}_{20}$  の構造  
(赤:R 緑:Tr 青:Al)

一般にこの 1-2-20 系の高純度結晶育成は難しいことが知られており、特に  $\text{PrTr}_2\text{Al}_{20}$  ( $\text{Tr} = \text{Mo}, \text{W}$ ) では、これまで十分純良な単結晶が得られていない。 $\text{PrMo}_2\text{Al}_{20}$  の単結晶 X 線構造解析の結果を表 1 に示す。この結果は Mo サイトに欠損があるモデルでうまく説明できる。このことから、遷移金属サイトの充填率を高めることが、高純度結晶育成に不可欠である可能性が高い。さらに、0.4 K まで物性測定を行い、Pr の  $4f$  電子に起因する成分を見積もり、本系の基底状態を調べた。 $\text{PrW}_2\text{Al}_{20}$  の比熱  $C/T$  と磁気エントロピー  $S_{4f}$  の温度依存性を図 2 に示す。 $C/T$  は  $T \leq 30$  K から  $4f$  電子の自由度による比熱の上昇が見られる。 $\gamma \sim 0.7 \text{ J/molK}^2$  の重い準粒子の形成の可能性がある。 $S_{4f}$  では、 $R\ln 2$  で飽和するような傾向は見られず、 $R\ln 5$  まで単調に増加しているように見られる。これにより、 $\text{PrW}_2\text{Al}_2$  の基底状態は、W 欠損による Pr サイトの基底状態の分裂の可能性も示唆されるが、他の可能性として他の Pr1-2-20 系よりも  $c-f$  混成が強く、局在モデルを仮定した  $\Gamma_3$  二重項では説明できない可能性が考えられる。

[1] A.Sakai *et al.* : JPSJ **80** (2011) 063701, JPSJ **81** (2012) 083702.

[2] R.Higashinaka *et al.* : JPSJ **86** (2017) 103703.

元素	サイト	$x$	$y$	$z$	$B_{\text{eq}}(\text{\AA}^2)$	占有率
Pr	8a	1/8	1/8	1/8	0.727(12)	1
Mo	16d	1/2	1/2	1/2	0.489(14)	0.888
Al(1)	96g	0.059	0.059	0.324	0.864(14)	1
Al(2)	48f	0.486	1/8	1/8	0.868(18)	1
Al(3)	16c	0	0	0	1.54(3)	1

表 1.  $\text{PrMo}_2\text{Al}_{20}$  の単結晶構造解析の結果

$R_1 = 1.19\%$ ,  $wR_2 = 2.63\%$

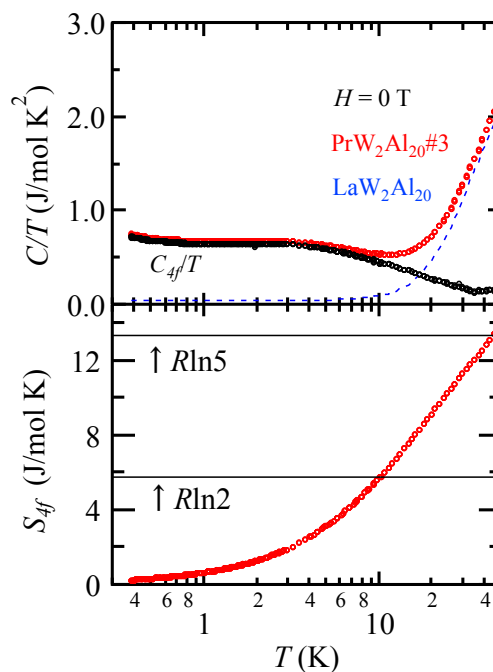


図 2.  $\text{PrW}_2\text{Al}_{20}$  の  $C/T$  と  $S_{4f}$  の温度依存性

# トリガー誘起相分離の3次元パターン

ソフトマター研究室

塚田 剛 13163028  
(指導教員) 栗田 玲, 及川 典子

2つの成分が混合した系における相分離は、混合比に応じてパターンを形成することが知られている。材料科学においてマクロな物理的特性はパターンに大きく関係しているため、パターンの制御は重要な課題である。最近我々は、相分離を誘起するトリガーが伝播していくモデルの2次元数値シミュレーションを行った。トリガーが伝播した内部の領域において相分離が起こり、伝播していないところでは一様なままである。このトリガーの伝播は温度制御に対応している。このトリガーの移動速度  $V_{\text{tri}}$  に依存して、様々なパターンが形成されることがわかった[1]。中心から広がっていくトリガーを用いた研究において、 $V_{\text{tri}}$  が速いときにはランダムドロップレットパターン、相分離の速度と同程度のときには同心円状パターン、相分離の速度よりも遅い場合には樹枝状パターンが見られた。

実際の実験を意識した場合、3次元的に温度制御することは難しく、底面のような2次元面の温度コントロールが一般的である。そこで、我々は、3次元系において、底面だけにトリガーを伝播させた時の3次元相分離パターンに着目し、底面のトリガーの影響について調べた。

3次元系において下面の中心から放射状に広がるトリガーを用いてシミュレーションを行った。下面のみトリガーによって相分離領域の制御を行い、それ以外の場所では温度拡散方程式にしたがって、温度が伝搬していく。また、側面のみに周期境界条件を適応した。相分離の動力学を記述する方程式としてよく知られるカーン-ヒリヤード方程式を用いた。簡単のため、流体力学的相互作用は入れていない。

下面のトリガーの伝搬速度  $V_{\text{tri}}$  と系の高さ  $h$  を変えてシミュレーションを行った。同じ  $V_{\text{tri}}$  でも系の高さ  $h$  によってパターンが変化することがわかった。また、ある条件ではトリガー面に平行な層状構造を作る。これは2次元系では見られない準安定構造である。

今回の発表では、 $V_{\text{tri}}$  と系の高さ  $h$  を変化させて見られる3次元相分離の特徴的パターンと、その形成過程について報告する。

[1]R.Kurita, *Scientific Reports*,7,6912(2017).

# 水平加振における粉体ダイナミクス

ソフトマター研究室

柳田 健吾 14163077  
栗田 玲 及川 典子 (指導教員)

粉体は日常生活と密接に関わっており、砂時計の中の砂や料理に使う小麦粉、コンクリートの材料となるセメントなどの粉や粒の集合体のことをいう。粉体では、それを構成するひとつの粒子のふるまいとは異なる、あるいは独特な挙動を示すことがある。これは集合体の中にさまざまなサイズの粒子が多数含まれていることなどに依り、この性質が粉体の複雑なふるまいの理解を難しくしている。粉体の物理学には未だ解明されていない謎が多く存在している。

その1つとしてブラジルナッツ効果 (BNE) が挙げられる。この効果により、重く大きな粒子と軽く小さな粒子を同じ容器に入れ振動させると、重く大きな粒子が表面に浮上する。この現象にはいくつかの説明が考えられているが、BNE と逆に、振動を与えると重く大きな粒子が底へ沈んでゆく逆ブラジルナッツ効果 (RBNE) が発見されている。考えられていた説明のみでは矛盾が生じ、この発見からもサイズの異なる粉体を振動させた時の運動を記述することは困難であるとされている。また、これまでの鉛直方向の振動とは違い、水平方向の振動による BNE も存在する。サイズ分離のメカニズムが異なると考えられ、この水平加振におけるサイズの異なる粉体のダイナミクスに注目した研究は多くなされていない。

その中で理解されつつあるのは、BNE とその逆の効果には粒子のサイズ比、密度比 (質量比) が関係していること、また与える振動の振幅、振動数によって運動の様子に変化が生じることである。それを踏まえて本研究では、水平加振したときの水平面での BNE に着目する。同じ材質の大小の粒子に見立てた球を用いて、振動させた時の容器内の運動の様子を撮影し(図 1)、粒子の運動方向や系全体の相互作用、粒子サイズや振幅、充填率などの違いによる現象の速度変化などを観測、解析することで、水平 BNE のメカニズムの理解、特に容器内の大球のペアのふるまいの性質の理解を目的としている。

今回の実験では加振器を利用し、作成した容器に粒子サイズの異なるアルミナ球を使用した。実験を行い、解析プログラムを用いて特に大球の位置座標を求め、それをもとに二球間の距離や座標の変化に着目した。データの解析を行い、この運動の性質や特徴についてわかったことに関して報告する。



図 1. 容器内の球の運動の様子

# 楕円粒子による対流の可視化手法の開発

ソフトマター研究室  
栗田 玲 (指導教員)

山川 竜太郎 14163007

流体の流れの典型的な可視化手法のひとつに、微粒子を添加する方法(トレーサー法)が挙げられる。液体の流れを可視化するのに用いられる代表的なトレーサーに、アルミニウム粉末とポリスチレン粒子がある。アルミニウム粉末は粒子の形状が異方性をもつため流れに配向し、金属光沢により鮮明に流れ場を可視化できるが、比重が2.7と大きく粒子の沈降速度が速いため、粘性が高い液体中で用いるなどして沈降を抑える必要がある。一方でポリスチレン粒子は比重1.02で密度が水などに近いが、異方性がない粒子なので、粒子の位置そのものを追跡しにくい三次元系では利用するのが難しい。

本研究では、三次元系における低粘性流体の流れ場の可視化を目指し、異方性があるポリスチレン粒子によるトレーサー法を開発する。水溶性プラスチックであるポリビニルアルコールの水溶液に粒子径 $1\mu\text{m}$ のポリスチレン球を分散させた後、乾燥させてフィルムを作る。このフィルムをガラス転移温度付近まで加熱しつつ機械的に引き伸ばす。伸ばしたフィルムを再び水に溶解し、遠心分離してポリビニルアルコールを除去する。これらの手順で楕円体に変形したポリスチレン粒子を得る(図1)。

今回の発表では、シャーレ内の水に楕円ポリスチレン粒子を分散させ、下面を熱し、クロスニコルで粒子だけが明るく見えるようにして観察した結果を述べる(図2)。加熱された下部の水が上昇し、上部で冷却された水が下降することでロール状のbenard対流が形成される。楕円の長軸方向が流れと並行に配向するため、鉛直方向の流れは暗く、水平方向の流れは明るく見える。配向性による明暗によって対流がどのようなパターンで形成され、どう時間発展していくかを観察することができる。また、アルミニウム粒子よりも沈降が遅いため、低い粘性の流体の観察や、長時間の観察を行うことができる。

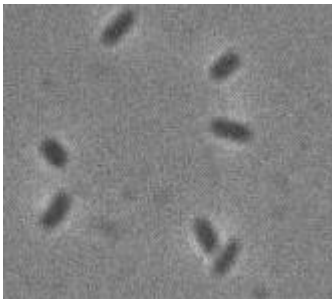


図1



図2

# コロイド粒子の落下における多体運動

ソフトマター研究室

15163022 森 智哉

指導教員 栗田 玲

数マイクロのコロイド粒子が単体で液体中を沈降するとき、粒子はブラウン運動をしながら沈降していく。熱揺動と重力の比が重要なパラメータになり、沈降速度が決定される。一方、多体コロイド粒子の落下運動では、コロイド粒子のサイズと流体の特徴的な長さの比が重要になる。流体の特徴的な長さの方が長い場合には、落下運動のマクロスコピックな流体場が支配的になり、粒子性は失われ、コロイド分散系は重い液体のように扱うことができる。コロイド粒子の方が大きい場合には孤立系のように扱われている。

しかしながら、コロイド粒子が複数ある場合、希薄系であっても孤立系とは異なる挙動が知られている。コロイド粒子のブラウン運動するとき、速度場が発生する。速度場は距離の $-1$ 乗に比例して減衰するため、長距離まで影響を及ぼす。すなわち、あるコロイド粒子の運動は流体場を通して、別のコロイド粒子の運動に影響を与え、協同的な運動が観察されている。

我々は希薄系の落下運動においても同様な協同的な運動が見られると考えた。これまでの研究では、落下運動はマクロスコピックな流れ場を中心に研究がおこなれており、ミクロスコピックな協同的な運動については注目されてこなかった。今回、落下におけるコロイド粒子の多体運動をミクロスコピックに観察し、解析を行った。その結果について、発表する。

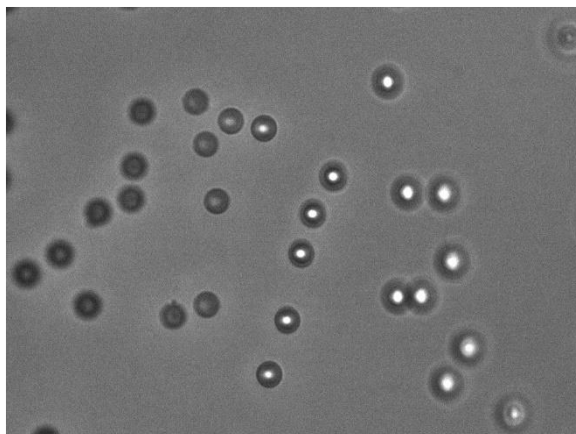


図1：コロイド粒子（ラテックス球）の沈降の様子。位相差顕微鏡を用いて撮影。

# シリコンコーティングされた粉体の動力学

ソフトマター研究室

松本 栄 14163096

及川 典子 栗田 玲 (指導教員)

粉体とは粒子径に分布を持った統計的な集団のことであり、その粒子径の範囲は数ミリメートルから数マイクロメートルである。押し固めれば固体のように形を保つことができるが、地震による液状化や土砂崩れなど流体のように振舞うこともある。粒子の充填密度や外部からのエネルギーの注入条件によって、固体や液体、気体のように振舞う性質をもっているのが粉体の最大の特徴である。粉体のこのような特徴を生かして、化学工業をはじめ、医薬品、セラミックス、電子部品、機械部品、化粧品、食品、廃棄物処理など、多くの産業分野で利用されている。しかし、これほど産業を支えているにもかかわらず、未だに解明されていない粉体に関する現象や原理が数多く存在している。その中の1つが濡れた粉体の動力学である。

粉体に関する多くの研究は粒子間に液体のない乾燥粒状媒体に焦点を当てている。しかしながら、地質学および先ほど例に挙げたような現実世界の多くの用途において粒子間に液体が存在する。濡れた粉体の力学的特徴は乾いた粉体と大きく異なり、粒子間液架橋による付着力や粉体間摩擦の減少などの影響で複雑な相互作用が働いている。我々はこのような濡れた粉体の特殊な性質に注目して研究を行った。

濡れた粉体を取り扱う際、単純に砂を水で濡らすのみであると重力や蒸発の影響により内部の水の分布が不均一になり粒子間の付着力も各粒子で変わってきてしまうという問題点がある。濡れた粉体の物性は重要であるにもかかわらずその実験は困難になってしまうため、我々はその問題点を解決しようと試み試料として「キネティックサンド」という子供用玩具の砂粘土を用いた(図1)。この玩具は砂粒子(珪素を含んでいる自然の砂)の表面にシリコンコーティングが施されており、粒子同士が離れていく過程で糸を引き(図2)これによって粒子間に付着力が生まれる。この付着力を濡れた粉体の液架橋力に見立てて実験を行った。



図1 キネティックサンド

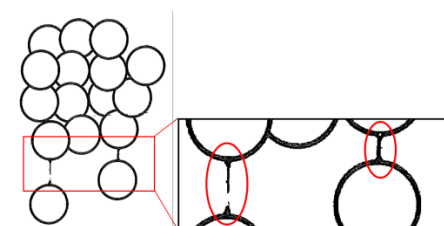


図2 キネティックサンド模式図

今回の実験ではキネティックサンドに同粒子径の珪砂を混ぜることで試料の付着力の強度を変化させた。この2つの粒子の割合が異なる試料をいくつか用意し、それぞれの試料のホッパーから落下する幅と時間を計測(図3)、また容器から取出し崩壊していくパターンを観測し(図4)、試料の割合との関係性について解析を行った。本発表ではその成果について述べる。

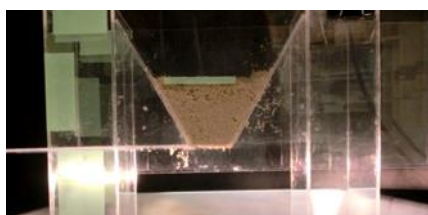


図3 落下実験



図4 崩壊実験