

立教大学大学院理学研究科物理学専攻 2016 年度博士課程前期課程最終試験

概要集

日時：2017 年 2 月 20 日（月）

2017 年 2 月 21 日（火）

場所：8 号館 2 階 8201 教室

発表 20 分 質疑応答 10 分

2016年度博士課程前期課程最終試験

2月20日(月) 10:00-17:15 8201教室

時間	発表者	タイトル	ページ
座長 田口			
10:00-10:30	池田 拓馬	ChandraX線天文衛星を用いた 超新星残骸Cassiopeia Aの観測的研究	1
10:30-11:00	辻 直美	Chandra衛星とNuSTAR衛星による 超新星残骸RX J1713.7-3946の観測結果	3
11:00-11:30	足立 江介	SCRIT実験におけるルミノシティ向上のための イオン入射軌道の最適化	5
11:30-12:00	藤田 峻広	SCRIT法を用いた ¹³² Xe同位体標的及び ²⁰⁸ Pb同位体標的・ 電子散乱実験におけるルミノシティ測定精度の評価	7
12:00-13:30 昼休み			
座長 小林			
13:30-14:00	中島 秀	イオン照射装置性能評価のための ビームプロファイルモニターの開発	9
14:00-14:30	稲葉 尚輝	マイクロメートルスケールにおける次世代重力実験Newton-Vの開発	11
14:30-15:00	佐和 弘祥	希ガス固体表面への低速多価イオン衝撃における 反射イオン・脱離イオン同時観測装置の開発	13
15:00-15:30	安藤 寛晃	実用化に向けたミュオンg-2実験の為の微小電場測定法の開発	15
15:30-15:45 休憩			
座長 栗田			
15:45-16:15	長谷川 優也	C ₃ H ₇ O ⁺ 構造異性体のHe, Ne中における移動度	17
16:15-16:45	平野 進一	修正重力理論によるダークマターモデルの構築	19
16:45-17:15	野村 哲平	ArクラスターにおけるFeshbach共鳴状態の観測	21

2月21日(火) 10:00-15:00 8201教室

時間	発表者	タイトル	ページ
座長 原田			
10:00-10:30	喜多 一真	Ar/Kr 混合クラスターを標的とした電子的励起過程の研究	23
10:30-11:00	山田 耕平	SCRIT実験におけるイオンビームバンチャーの開発	25
11:00-11:30	清水 裕太	N相関項測定のための装置の開発及びTRIUMFにおける CDCを用いた時間反転対称性の破れの探索実験	27
11:30-12:00	岩崎 啓克	アクリル中でのチェレンコフ放射を用いた ミュオグラフィ検出器の開発	29
12:00-13:30 昼休み			
座長 村田			
13:30-14:00	高松 知広	はやぶさ2/ONC-TIによるRyuguの マルチバンド分光撮像に向けた反射分光実験	31
14:00-14:30	林 峰至	ダークマターに擬態する重力理論における 完全流体を含んだ静的球対称時空	33
14:30-15:00	堀越 寛己	紫外線望遠鏡による系外惑星の外圏酸素原子検出の検討	35

*Chandra*X 線天文衛星を用いた超新星残骸 Cassiopeia A の観測的研究 Study for X-ray Line Emission from Cassiopeia A with *Chandra*

池田 拓馬
指導教員 内山 泰伸

1 はじめに

太陽の約 8 倍以上もの重さを持つ星は内部の核燃料が尽きると自身の重力により収縮し、その反動で起こる重力崩壊型の超新星爆発を引き起こすが、この超新星爆発のメカニズムについては未解明な点も多い。そのためこれまで観測やシミュレーションなど多くの研究が行われてきたが、その中でも超新星爆発の際に生成されるチタン ^{44}Ti は超新星爆発の機構解明への手がかりとなると着目されている。

超新星爆発で生成される ^{44}Ti は半減期 60 年で電子捕獲によりスカンジウムに崩壊し、その後半減期 4 時間で陽電子放出により安定なカルシウムへと崩壊する。この ^{44}Ti は爆発時に星中心のいわゆる質量カット付近で生成され、その生成量や空間分布は爆発の様相を強く反映する。そのため ^{44}Ti の放射性崩壊に伴って放出される硬 X 線やガンマ線ラインの観測がこれまで数多く行われてきた。本研究では *Chandra* 衛星の観測データから、超新星残骸 Cassiopeia A のチタンを始めとする様々な重元素の空間分布や組成比などを解析により明らかにする事で、超新星爆発のメカニズムについて探る。

2 超新星残骸 Cassiopeia A

Cassiopeia A (Cas A) は距離 3.4kpc [1]、大きさ 2~3pc、年齢 330 年程度 [2] の銀河系内で 2 番目に若い超新星残骸である。この天体からは ^{44}Ti 崩壊に伴うガンマ線ラインが明確に捉えられ、さらに最近の *Nustar* 衛星の観測から ^{44}Ti 崩壊による 68/78keV の硬 X 線ライン放射の空間分布が明らかになった [3]。Fig1 の青マップが ^{44}Ti 68 keV の Ti ラインの分布であり、緑、赤マップが *Chandra* 衛星によって撮像された Si/Mg, Fe の分布である。チタンと鉄の分布が異なる事など非球対称の爆発を強く示唆している天体である。また北東方向と南西方向に伸びる jet 状の構造を持つ事から [4]、これまで超新星爆発に関する重要な研究対象であった。本研究では主にその北東 jet 領域の解析を行った。

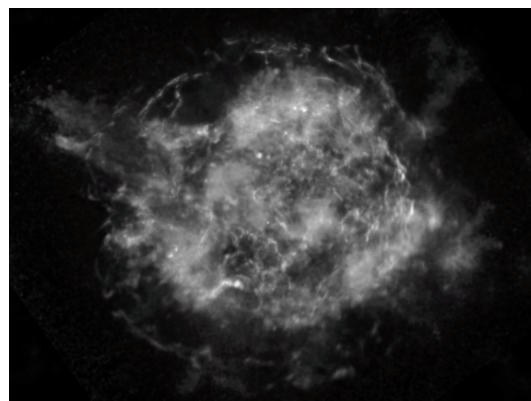


Fig1: Cassiopeia A の X 線イメージ (Si/Mg, Fe, Ti)
[NASA/JPL-Caltech/CXC/SAO]

3 Data Reduction

解析に用いたデータは *Chandra* 衛星による 2004 年に観測された 9 つのデータ識別番号 (ObsID) からなる総計 1 Msec の観測時間のデータ群であり、それらを CIAO 4.8, CALDB 4.7.0 を用いて reprocess を行った。スペクトル、イメージはそれぞれの観測から独立に作成した後、足し合わせたものを解析に用いている。スペクトル解析には Heasoft14.1.0 の XSPEC12.9.0、NEI モデルはバージョン 3.0.2 を用いており、使用したスペクトルは 1bin 最低 20counts になるように bin まとめた。

4 Jet 解析結果

jet に含まれる元素の量と分布を調べるために連続成分と元素の $K\alpha$ ラインの強度比イメージを作成した。その図が Fig2 であり、領域は Cas A 北東 jet の拡大である。Si, S, Ar, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe の解析を行ったが、その内の Si, S, Ca, Ti, Fe の分布と連続成分のイメージのみを示し、Si ライン比の等高線を重ねた。カラーバーは組成比の高さを表し、それぞれの元素のマップで jet の形状が確認できる。また Cas A の他の領域と比較して、jet にはライン成分が強く存在している事が明らかになり、その分布は局所的な範囲に集中している事がわかった。特に Ar, Ca ラインはとりわけ強く、Ti, Cr のラインはほぼ jet 部でのみ確認できた。しかしこの Ti-K ラインはこれまで他の超新星残骸を含めても検出例がない。そのためこの Ti ラインの有意度をスペクトル解析によって検定し、その結果およ

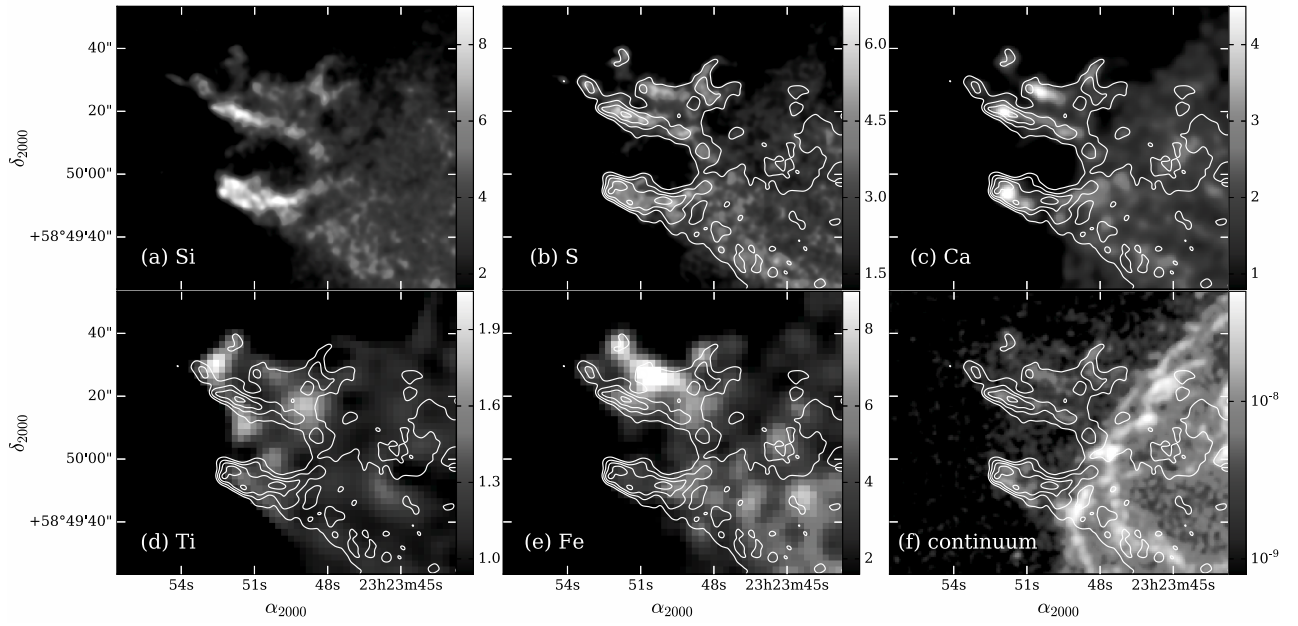


Fig2: Cas A Jet 領域の元素のライン比と連続成分のマップ 等高線は Si ライン比である。

そ 5σ 以上の有意度である事を確認した。この Ti ラインは jet 以外の領域において検出されず、jet の形成時の元素合成の過程が他の領域とは異なる可能性も考えられる。

5 議論

電離非平衡プラズマモデル (NEI) を用いて jet に存在するチタンの質量を推定した結果、およそ $0.64 \sim 3.3 \times 10^{-5} M_{\odot}$ であった。これは過去の *Nustar* の観測 [3] から推定される質量よりもおよそ 10 倍程度大きい。そのため我々は jet に存在するチタンは安定な同位体であると結論付けた。さらに元素合成の観点から検出したチタンは特に ^{48}Ti であると推測しており、爆発的元素合成モデルとの比較からこの推測を検証した。

^{48}Ti は爆発の際 Incomplete Si-burning の燃焼状態で生成量が大きくなり、この状況下では Ca や Ar などの元素も同様に多く生成される。これらの特徴は jet での観測と合致する事から、Incomplete Si-burning の燃焼状態で主に生成される ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{48}Cr (崩壊後 Ti), ^{52}Fe (崩壊後 Cr), $^{54,57}\text{Fe}$, ^{58}Ni の ^{40}Ca に対する生成量との比を比較した。Fig3 にその結果を示す。比較に用いたモデルは球対称の爆発モデル [5] であり、主系列星時の質量が $15M_{\odot}$, $20M_{\odot}$, $25M_{\odot}$ の 3 つのモデルを比較に用いた。jet のチタンの質量比はモデルとコンシステントであり、他の元素もモデルの組成比に近い値が得られた。つまりチタンの観測量が理論的に予想される範囲にあったと解釈でき、これは ^{48}Ti 検出を支持する結果が得られた。ただし比較に用いたモデルは球対称の爆発モデルであり、詳細な議論には jet 状の爆発での元素合成モデルとの比較が必要である。しかしこの結果から jet の形成状況やその起源などに迫る事ができると期待される。

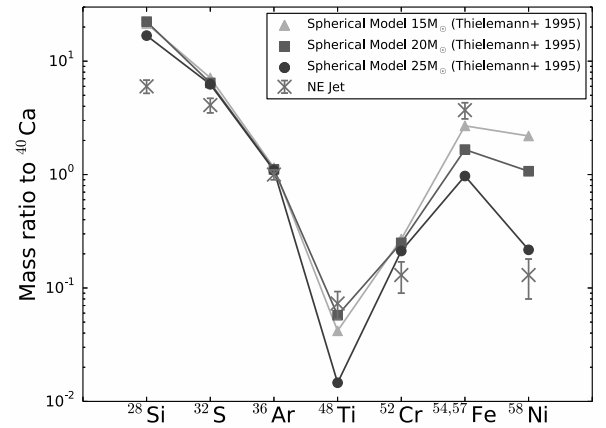


Fig3: Ca を基準とした jet 組成比と球対称の爆発的元素合成のモデルとの比較

[Reference]

- [1] Reed, J. E. et al. 1995, ApJ, 440, 706
- [2] Fesen, R. A., et al. 2006, ApJ, 645, 283

- [3] Grefenstette, B. W. et al. 2014, Nature, 506, 339
- [4] Hammell & Fesen 2008, ApJS, 179, 195
- [5] Thielemann, F. K., Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1996, Apj, 460, 408

END

Chandra 衛星と NuSTAR 衛星による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の観測結果 Observations of SNR RX J1713.7–3946 with Chandra and NuSTAR

辻 直美

指導教員 内山 泰伸

1 はじめに

宇宙線の起源は、未だ解明に至っていない高エネルギー天文学の課題の一つである。宇宙線スペクトルから 10^{15} eV 付近に折れ曲がり (“knee”) が確認され、knee 以下のエネルギーを持つ宇宙線の加速機構として、銀河系内の超新星残骸 (SNR) における衝撃波統計加速 (DSA; Diffusive shock acceleration) が最有力候補となっている。

本研究では、超新星残骸の粒子加速の研究において最重要とされる天体の一つである SNR RX J1713.7–3946[1, 2] の X 線観測データの詳細な解析をもとに、その粒子加速に関する研究を行ってきた。DSA でのエネルギーゲインは超新星残骸の衝撃波速度に依存するため、まず RX J1713.7–3946 の衝撃波速度を測定し、その値を用いて次の二点を検証した。一つ目に超新星残骸の流体力学的な性質を記述するモデルを用いて、RX J1713.7–3946 の基本的な物理量に制限を与え、二つ目にスペクトル解析を行い、衝撃波統計加速理論と観測を比較した。

2 Chandra 衛星による観測結果

■Proper motion の測定 2000 年から 2011 年の間に、Chandra 衛星によって 7 回撮像された X 線イメージをもとに、RX J1713.7–3946 の膨張測定を行った。Chandra 衛星による北西領域の 0.5–5 keV のフラックスイメージ (Figure 1) に見られるように、北西領域の 5 つの特徴的な構造 box (a)–box (e) において、見かけの移動速度を測定した。5 つの box において、それぞれの構造の位置の時間変化を定量化し、その速度を求めたところ、box (a) は他の box と比較して速い速度で運動しており、北西領域の明るいシェル構造の膨張を捉えることができた。表面 (box (a) に対応する) に存在すると考えられる衝撃波速度が約 3900 km/s であることが明らかになった [3]。

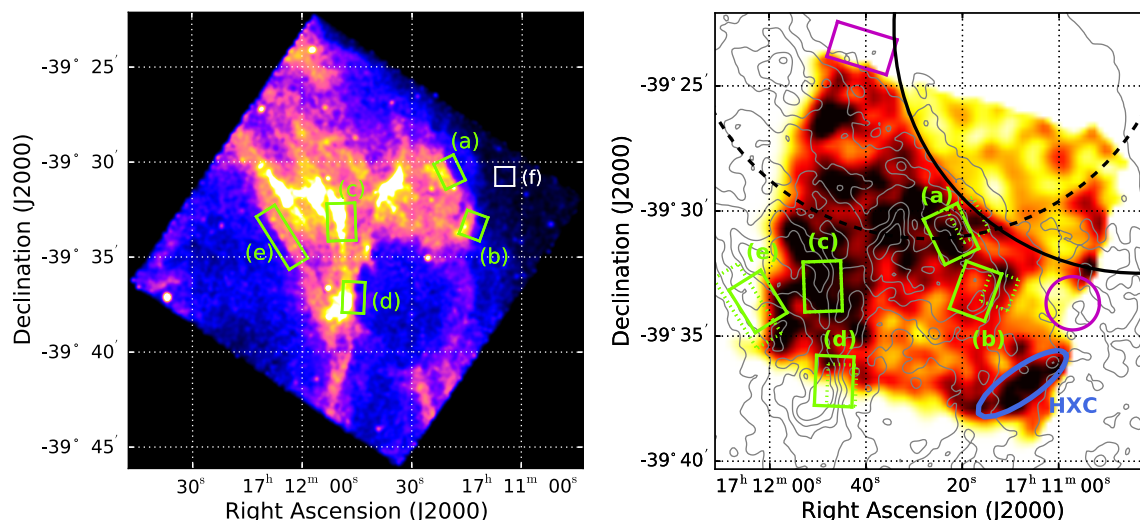


Figure 1 RX J1713.7–3946X 線イメージ —左: Chandra 衛星による北西領域図 (0.5–5 keV)、右: NuSTAR 衛星による北西領域図 (10–20 keV, 等高線は XMM-Newton による軟 X 線)

■SNR 進化モデルとの比較 衝撃波速度の結果と、超新星残骸の進化過程モデルを合わせることで、この天体の物理量に制限を加えることができる。超新星残骸の膨張を流体として捉えることで、表面に形成される衝撃波位置や衝撃波速度は、時間の関数として統一的に記述されることが提唱されている [4]。この解析解を用いて、RX J1713.7–3946 の表面 (box (a)) における観測をよく表現するモデルを考えることで、以下に挙げる結論に至った [3]。

1. 年齢が 1000 年から 2000 年である。⇒ 西暦 393 年に観測されている新星 (SN393) との関連を初めて X 線解析から支持する結果となった。
2. 進化期が自由膨張期にある可能性が高い。⇒ 被加速粒子の到達エネルギーが最大に達していないことを示唆する。
3. まわりの星間物質の密度が非常に希薄である。⇒ ガンマ線の放射機構として電子起源を支持する [5]。

3 *NuSTAR* 衛星による観測結果

NuSTAR 衛星は 3–79 keV という硬 X 線の観測に特化しており、特に 10 keV 以上の硬 X 線では、はじめての撮像観測を実現している。私たちのグループは、*NuSTAR* 衛星を用いて RX J1713.7–3946 の北西領域の観測を、2015 年 9 月 (P1) と 2016 年 3 月 (P2) にそれぞれ 50 ks、57 ks の露光時間で行った。

■Small boxes: box (a)–(e) 標準

的な衝撃波統計加速では、被加速電子がシンクロトロン X 線を放射することで冷却されるというスキームを仮定すれば、下式のように X 線スペクトルにおけるカットオフエネルギーは衝撃波速度の二乗に比例することが知られている [6]。

$$\varepsilon_0 = 0.93 \left(\frac{v_{\text{sh}}}{3900 \text{ km/s}} \right)^2 \eta^{-1} \text{ keV} \quad (1)$$

ここで $\eta \geq 1$ はジャイロ因子と呼ばれ、 $\eta = 1$ は Bohm 極限での拡散を意味している。Eq. (1) を検証するた

めに、Section 2 で得た proper motion 速度と、スペクトル解析から得たカットオフエネルギーの関係を Figure 2 に示した。ここで、*Chandra* 衛星の軟 X 線と *NuSTAR* 衛星の 20 keV までのデータを合わせた広帯域 X 線スペクトルを、DSA で加速された電子からのシンクロトロン放射モデル [6] でフィッティングし、 ε_0 を求めた。

Figure 2 から分かるように、box (a)–(e) において大きな速度差がある一方で、X 線放射スペクトルのカットオフエネルギーは空間的にほぼ一定であることが分かった。外側エッジの (a) と (d) では比較的良好に理論曲線と一致しているが、その他のシェル内部の領域では速度が低いにもかかわらず ε_0 の値は (a), (d) のものと 2 倍も変わらない。これは、標準的な衝撃波統計加速による電子のシンクロトロン放射では説明できない。内部のフィラメント構造などは加速場所ではなく、局所的に磁場が強いために X 線放射が強くなっていることを示唆する結果を得ている。

■Hard X-ray Component (HXC) Figure 1(右) は P1 の検出器 B で撮られた 10–20 keV のイメージである。シアン色の楕円が示すように、軟 X 線では暗い領域に非常に硬 X 線の強い成分 (HXC) が検出された [7]。HXC の *NuSTAR* 衛星によるスペクトル (3–20 keV) は、光子指数 $\Gamma = 0.7 \pm 0.7$ のべき関数で表され、シンクロトロン X 線放射以外の成分であることが示唆される。また、時間変動はなく、空間的に広がっていることを確認した。しかし HXC は視野の端で検出されており、視野中心に比べて X 線の検出効率が落ちるので、今後は追観測を行い、検討していく予定である。

4 Summary

Chandra 衛星による観測から、RX J1713.7–3946 の北西領域の特徴的な 5 つの構造 box (a)–(e) の移動速度を測定した。表面 box (a) の速度 (3900 km/s) が SNR 全体の順行衝撃波速度であるとして、その値をよく再現する進化モデルを議論したところ、RX J1713.7–3946 が初期の段階 (自由膨張期) にいる可能性が高いことが分かった。この場合、今後さらに加速が進み、被加速粒子の最大エネルギーは現在の数 10–100 TeV より高くなることが期待される。また、移動速度と *NuSTAR* による硬 X 線スペクトル解析結果を合わせた議論から、粒子の加速現場と局所的な強磁場領域が空間的に異なることが示唆された。今後は磁場の空間分布や確率分布を考慮したモデルを考えていく予定である。

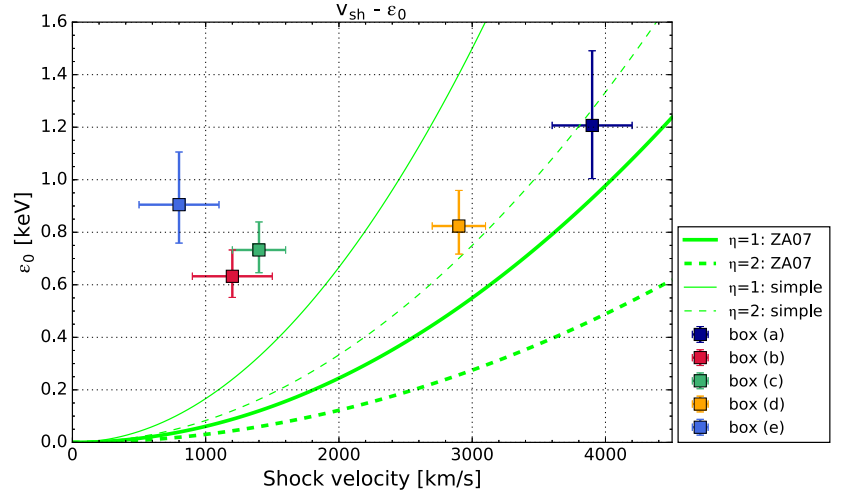


Figure 2 衝撃波速度とカットオフエネルギーの関係 —理論曲線として厳密解である Eq. (1) (太線) と簡単な解 (細線) を示している。

[Reference]

- [1] Tanaka, T. et al. 2008, ApJ, 685, 988
- [2] Aharonian, F. A. et al. 2004, Nature, 432, 75
- [3] Tsuji, N., & Uchiyama, Y. 2016, PASJ, 68, 108
- [4] Truelove, J.K. & McKee, C.F., 1999, ApJS, 120, 299
- [5] Abdo, A. A. et al. 2011, ApJ, 734, 28
- [6] Zirakashvili, V.N., & Aharonian, F. 2007, A&A, 465, 695
- [7] Tsuji, N., et al. AIP Conference Proceedings, in press

SCRIT 実験におけるルミノシティー向上のためのイオン入射軌道の最適化

15LA012X 足立江介

指導教員 栗田和好

1. 研究背景

原子核の内部構造を精密に理解する方法として電子散乱がある。電子散乱実験を行うには高いルミノシティー ($\cong 10^{27}/\text{cm}^2/\text{s}$) が必要であり、一般に実験の際は固定標的 (粒子数 $> 10^{21}$) を使用する。しかし短寿命不安定核において、この条件を満たす固定標的の生成は非常に困難である。我々のチームは不安定核電子散乱実験を実現する為に SCRIT(Self-Confining Radioactive isotope Ion Target)法と呼ばれる、電子蓄積リング内で生じるイオントラッピング現象を利用して内部標的を生成する方法を考案した。電子散乱実験ではイオンを捕獲する為、イオン捕獲領域 (=SCRIT 領域) におけるイオンビームと電子ビームの重なり効率の向上がルミノシティーの向上に不可欠である。重なり効率を向上させるためには SCRIT 領域へのイオン入射軌道や、高周波で蓄積リングを周回する電子ビームバンチによるイオンビームの束縛を詳細に見積もり、SCRIT 領域におけるイオンビームの拡がりを最小に抑えるための最適化が必要である。本研究ではイオン入射軌道を詳細にシミュレーションし、最適化することでルミノシティーの向上を目指す。

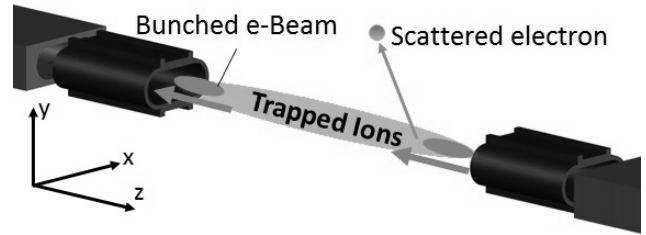


Figure 1 : SCRIT 法による電子散乱の様子

2. SCRIT 領域へのイオン入射

イオンビームがイオン源から輸送され電子蓄積リングに入ると、電子ビームに捕獲されながら SCRIT 領域に入射される。この電子ビームバンチは蓄積リングを 191.244MHz で周回している為、イオンビームは静

的な電場中での入射と比べて大きく異なる挙動をする可能性がある。この条件でルミノシティーを向上させる為に、電子ビームが作る電場を正確に再現し、その電場中のイオンビームの挙動を詳細にシミュレーションする必要がある。現在は電子ビームパルスを経時間平均して DC ビームと近似したイオン束縛の理解に留まっている。重なり効率を 2 倍にすることを目標としてパルス電子ビームの電場中のイオン軌道計算を行い軌道の最適化、及びその軌道を与える為のイオン輸送ラインにおけるビーム条件の探求を行う。

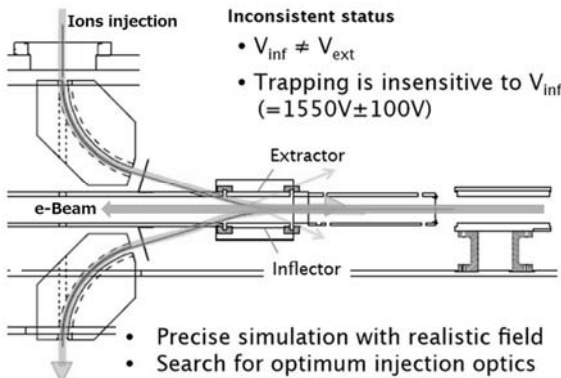


Fig.2 : SCRIT 領域へのイオン入射

3. イオン入射条件の現状

シミュレーションにおけるイオン入射条件と、実際に輸送しているイオン入射条件の比較をする為に、電子ビームの束縛を受けない静的な電場の中でのイオンビーム半径を測定した。測定位置は SCRIT 領域の 45mm 手前に位置するスクレーパーと呼ばれるイオンチャージ読み出し電極の位置である。測定結果を Fig.3

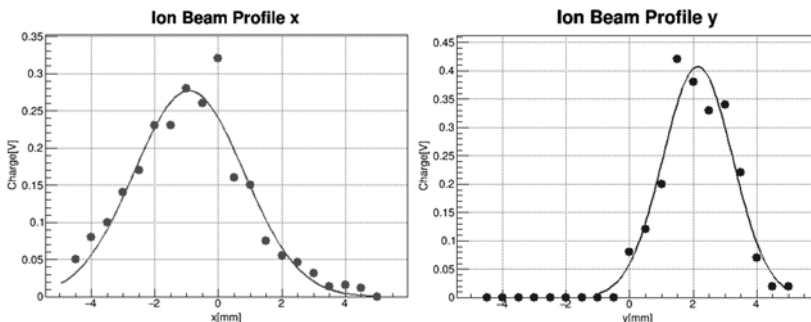


Fig.3 : SCRIT 領域手前 45mm におけるイオンビームの拡がり

に示す。チャージ分布をガウスフィットすると、x 方向のビーム半径は $\sigma_x = 1.73\text{mm}$ 、y 方向のビーム半径は $\sigma_y = 1.10\text{mm}$ であった。この値を考慮して、SIMION を使ったシミュレーションを行い、入射条件の最適化を行った。

4. SIMION によるイオン入射条件の最適化

イオン輸送ラインで最後にビームを観測できるファラデーカップ No.10 (FC10) におけるビーム半径 r が静的な電場においてスクレーパー位置のビームの拡がりについてどう影響しているかを SIMION で検証した。FC10 のビーム条件は、エミッタンス ϵ を $\epsilon = 30\pi\text{mm} \cdot \text{mrad}$ で保ちながら $r = 1.0\text{mm} \sim 3.0\text{mm}$ まで 0.2mm 間隔で変化させた。その結果を Fig.4 に示す。

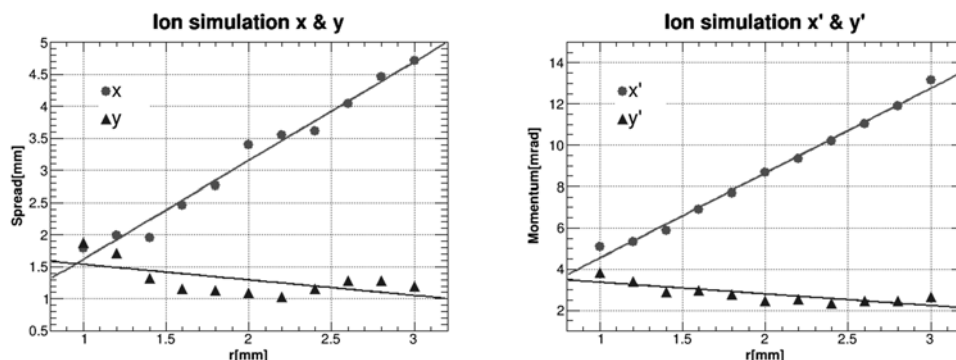


Fig.4 : FC10 におけるイオンビーム半径に対するスクレーパーにおける拡がり

x, y 方向の運動量は z 方向の運動量で規格化($\text{Arctan}(mv_x/mv_z) = \theta_x$)すると[rad]の次元で表すことができる。 x 方向は位置・運動量ともに r に比例して増大している為、 $r = 1.0\text{mm}$ にするのが最適であることが分かる。一方 y 方向は r に比例して減少している為、 $r = 3.0\text{mm}$ にするのが最適であることが分かる。エミッタンス ϵ が保存している為、 $r = 1.0\text{mm} \sim 3.0\text{mm}$ 程度がビーム半径として現実的に与えられる範囲であると考えられる。

5. 電子ビームによる束縛を受けたイオン入射の検証

電子ビームの束縛を考慮する為には、リアリスティックな電子の電荷分布を再現する必要がある為、C 言語プログラムで数値的に電子ビームポテンシャルを計算しイオン軌道計算に使う。電場分布を数値解として求め、ローレンツブーストすることで実験室系における電場を求めると、Fig.5 に示す構造になる。

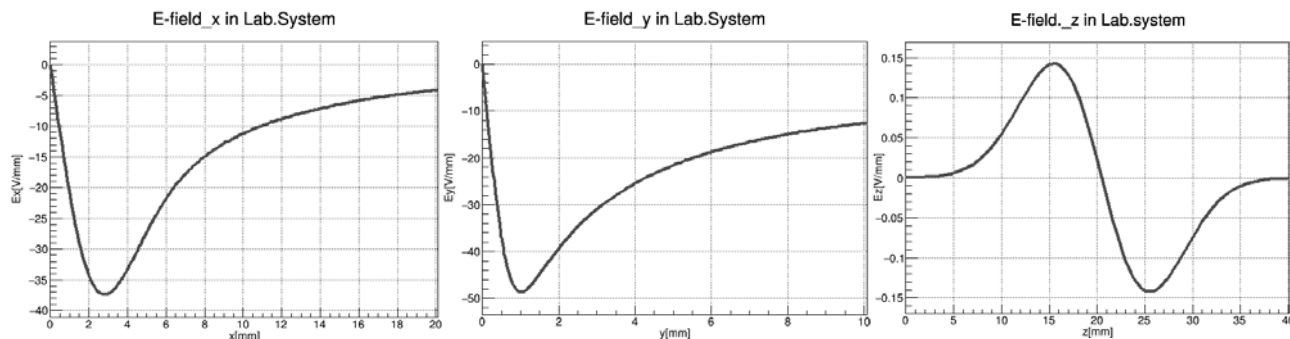


Fig.5 : 実験室系でイオンが電子ビームから受ける電場

電子ビームサイズは実験室系で $\sigma_x = 2.0\text{mm}$, $\sigma_y = 0.5\text{mm}$, $\sigma_z = 5.0\text{mm}$ として計算した。この電場を光速で z 方向に動かすことでイオントラップし、Runge-Kutta 法を用いたイオン軌道計算を行う。

FC10 から蓄積リングに入るまでは電場が静的であるため、その区間のイオンビームの位相空間の変化を行列変換で求めることができる。実際に SIMION シミュレーションによって変換行列を得た。FC10 から SCRIT 領域までの位相空間の推移は、行列変換と軌道計算を組み合わせで得る。

2017 年 1 月現在、目標に対しイオン 1 粒子が電子ビームの束縛を受けた時の軌道計算をするところまで達成している。発表会ではイオン軌道計算と最適化の詳細について報告する。

6. 参考文献

- [1] 小川原亮 2012 年度修士論文
- [2] 高エネルギー加速器セミナーOHO 2009 「ビーム輸送の基礎」
- [3] 石川順三 (2001) 荷電粒子ビーム工学 コロナ社

SCRIT 法を用いた ^{132}Xe 同位体標的及び ^{208}Pb 同位体標的・電子散乱実験における ルミノシティ測定精度の評価

Evaluation of the measuring Luminosity accuracy of electron scattering on the ^{132}Xe and ^{208}Pb isotope target at the SCRIT experiment

藤田 峻広

指導教員 栗田 和好

指導教員 榎園 昭智

1. はじめに

安定原子核の電荷密度分布や原子核を構成する核子の構造を理解するための実験は 1950 年代から R. Hofstadter をはじめとする研究者により、電子散乱実験で行われてきた。Self-Confining RI Ion Target (SCRIT) 実験では未だ世界で成功していない不安定核を標的とした電子散乱実験を行い、標的原子核の電荷分布を測定することを目的としている。本研究では標的原子核と電子の反応率を表す Luminosity を測定し、その測定精度を決めることを目的としている。

2. SCRIT 実験

SCRIT 実験では、電子が標的原子核との散乱により発生した制動輻射と散乱電子の角度分布を測定することで標的原子核の電荷分布を

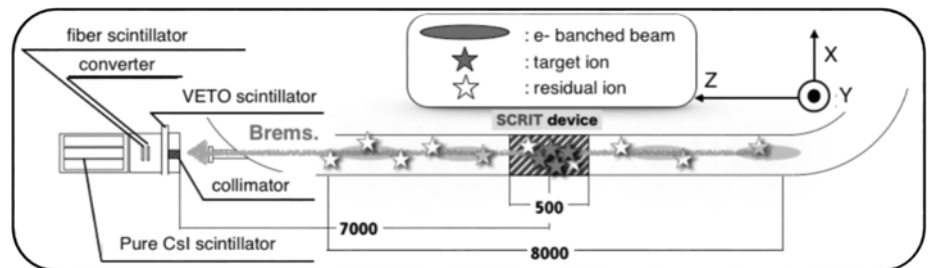


fig1 : Luminosity Monitor

device 横に設置してあるスペクトロメーターにより測定される。角度分布の決定精度は 5% であり、Luminosity を測定する制動輻射測定系はこの決定精度を満たさなければならないため Luminosity の決定精度の評価が必要となる。

3. 実験装置

Luminosity Monitor (LMon) は電子が原子核との衝突した際に放射する制動輻射の測定をするための装置である。制動輻射を用いた Luminosity 測定によりその測定精度が 5% 以下で決定されることが期待されている。LMon は制動輻射の空間分布を二次元的に測定する Fiber

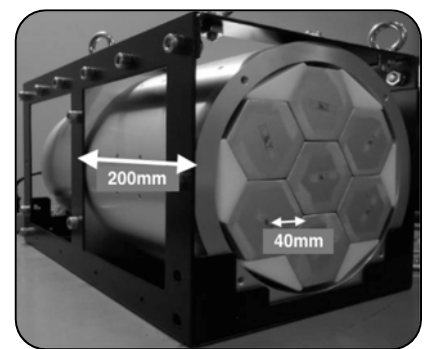


fig2 : 左図が Fiber Scintillator

右図が CsI Scintillator

Scintillator と制動輻射のエネルギーと発

生レートを測定するための Pure CsI Scintillator から成る (fig2)。fig1 に示すように制動輻射はチェンバー内の残留ガスが起因となり、SCRIT 領域外においても発生し、LMon ではこれらすべての制動輻射が観測される。

Fiber Scintillator は x, y 方向それぞれ 16 本 (3mm 幅/本) から構成され、7m 先の SCRIT 領域中央から

見て 3.6mrad を覆っている。CsI Scintillator は 1 辺が 40mm、z 方向の長さが 200mm (輻射長 10. 8 X_0) の正六角柱の形をしており、中心の 1 本とその周りの 6 本から構成され、制動輻射のエネルギー測定及び計数を行う。

4. Luminosity

Luminosity; L は eqa. (1) で表される物理量で、標的と電子の反応率を表す。Luminosity の導出には電子の散乱により生じた制動輻射の数、そのエネルギー、また制動輻射の発生数に対して検出器のアクセプタンスに応じて入射する制動輻射数を見積もるための透過率が必要となる。

$$\frac{d^2 N_{\text{Brems.}}}{d\Omega_{\text{Brems.}} dE_{\text{Brems.}}} = L \cdot \frac{d^2 \sigma_{\text{Brems.}}}{d\Omega_{\text{Brems.}} dE_{\text{Brems.}}} \quad (1)$$

$$L = \frac{N_{\text{brems.}}}{\sigma_{\text{brems.}}} \varepsilon \quad [\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}] \quad (2)$$

実験では、単位時間あたりに計数した制動輻射数 $N_{\text{brem.}}$ 、透過率 ε 、理論的に知られている制動輻射断面積 $\sigma_{\text{brems.}}$ を用いて eqa(2) により Luminosity を算出する。

5. 測定

SCRIT 法では標的が入っている時と入っていない時を周期的に繰り返して測定が行われる (fig3)。蓄積電子ビームが作る負の電場により標的イオンはビーム軸に引きつけられる。また、ビーム軸方向に対して静電ポテンシャルを形成することで、三次元的に標的イオンを閉じ込める。イオンの有無のイベント数の差が標的原子核による電子散乱イベントとなる。

5.1 制動輻射の空間分布測定

制動輻射の空間分布を Fiber Scintillator を用いて測定を行った。fig4 は電子のエネルギー (E_e) が 150MeV の制動輻射の空間分布を捉えたものである。プロットが実験値で、その形状をシミュレーション (棒グラフ) で再現し、発生した制動輻射の LMon への透過率を推定する。

5.2 制動輻射のエネルギー分布、計数測定

制動輻射のエネルギー、計数を測定するため、pure CsI scintillator を用いたエネルギー測定を行った。fig5 は $E_e=150\text{MeV}$ の時の制動輻射のエネルギー分布である。

6. まとめ

^{132}Xe 標的、 $E_e=300\text{MeV}$ では $(1.76 \pm 0.01) \times 10^{27} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ の Luminosity に到達した。また、Luminosity の測定精度は統計誤差で 1% 以下、系統誤差は統計精度より大きく、現在もその見積もりを行っている。発表では解析の最新結果について報告する。

参考文献

- [1]: 米山 俊平 2015 年度 東北大学理学研究科物理学専攻 修士論文
- [2]: 小川原 亮 2012 年度 立教大学理学研究科物理学専攻 修士論文

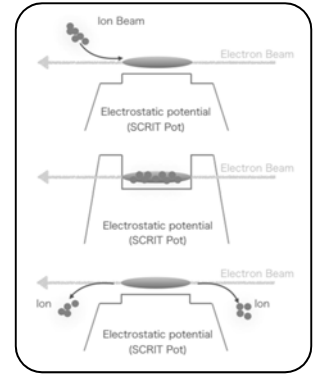


fig3: イオン入射のサイクル

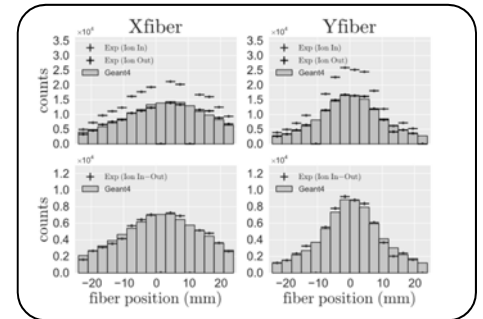


fig4: 制動輻射の空間分布

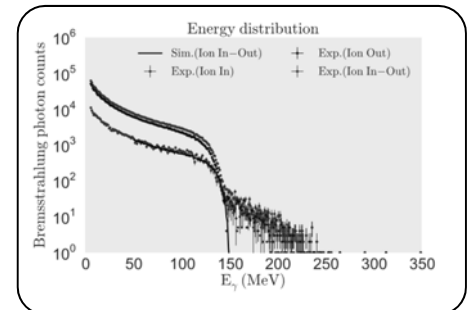


fig5: 制動輻射のエネルギー分布

イオン照射装置性能評価のためのビームプロファイルモニターの開発 Development of a beam profile monitor for ion irradiation apparatus performance evaluation

15LA011T 中島 秀
指導教員 栗田 和好

1. はじめに

2014年4月から栗田研究室において検出器開発を主目的としたイオン照射装置の開発が行なわれている。開発したイオン照射装置は幾つかの電極を直線上に並べ、電場によりイオンを加速・分析・輸送し、散乱槽内に置かれた標的に照射する装置である。

本実験では、設計開発したイオン照射装置のビーム性能評価を行うために、ビームプロファイルモニターの開発を行う。過去、栗田研究室ではイオン数 10^{10} 個/s、測定時間 5 分でビームの分布をモニターするのに成功した[1]。予備実験で、加速前 FC では $10^7 \sim 10^8$ 個/s のイオンが到達しており、散乱槽にはそのイオンの凡そ 10% 以下のイオンが到達することが分かった。よって本実験ではイオン数 10^6 個/s、測定時間 1 分以内でのビームの分布を目標とする。これは、現在イオン照射装置が散乱槽内に到達しているイオン数が $10^6 \sim 10^7$ 個/s でありイオン数が最小の時でもモニターできる値である。また、精度はビーム幅、ビーム位置をそれぞれ $\pm 1\text{mm}$ 以内を目標とした。

2. ビームプロファイルモニターと CCD カメラクーリング装置

実際に開発したビームプロファイルモニターの概略図を Fig.1 に示す。測定手順として、まず、散乱槽にイオンビームが到達する ($10^6 \sim 7$ 個/s)。到達したイオンビームは MCP により増幅され (10^{12} 個/s 以上)、増幅されて出てきた電子を、CsI シンチレータにより可視化する。MCP と CsI シンチレータはビームエネルギーによって位置を変える事ができる様に予めアルミ板に穴を開けビームと平行方向に可動出来る様に設計した。その後、直角プリズムによりシンチレーション光を水平方向に 90 度曲げ、真空外に設置してある CCD カメラで読み出しイオンビームをプロファイルする。

また、先行研究により CCD カメラの起動時間が長くなると CCD カメラ自体が熱を持ち、撮影したデータの輝度が全体的に上がりビームプロファイル測定の際、ノイズになることが分かった[2]。そのため、本実験ではビームプロファイルモニターの開発と並行して CCD カメラのクーリング装置を開発し、CCD カメラ全体の輝度の安定性を上げると同時に、CCD カメラ全体の輝度を下げることによりバックグラウンドの除去を行った。クーリング装置の材質は銅を用い、四角柱の中心に水を通すため $\phi 5\text{mm}$ の穴が空いている。CCD カメラの蓋を同じ材質のもので作り直し熱伝導率を上げ、クーリング装置を両サイドに密着させ固定する事でより効率良く CCD カメラの温度を下げる。

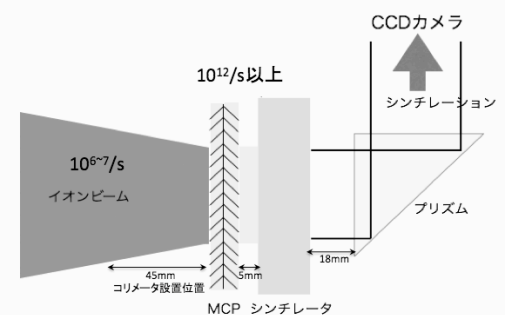


Fig.1 : 測定方法の概略図

3. 画像処理

本実験で使う CCD カメラは BASLER 社製 scA640-74gm である。CCD カメラで測定される画像の明るさを定量化するために 0 から 255 の 8bit で表す。過去の栗田研究室での実験と比較すると本実験での CsI シンチレータからの光量は微量であり CCD カメラで撮影される輝度は最大 5 ～20 と予想される[1]。ビームプロファイルを取得する際、CCD カメラの露光時間を 0.8sec に設定し積算 10 枚を一回の測定とした。露光時間が長いと輝度の情報(ビーム強度の情報)は上がるが、その分ビームがふらついていた場合、幅や位置の誤差が大きくなると考え、1 秒に 1 枚(露光時間 : 0.8sec)の画像取得を考えた。積算枚数は少ない程ビームプロファイルを取得する時間が短くなるが、ノイズと撮影される輝度の差が微小だと考え最低でも 10 枚の重ね合わせを考えた。得られた画像の輝度を X 軸 Y 軸それぞれに射影しガウスフィッティングすることでビーム幅、位置を求める。

4-1. 実験結果(ビームプロファイル)

従来のセットアップでの測定結果を Fig.2、本実験での測定結果を Fig.3 に示す。従来の MCP 無しでのセットアップでは 10^7 個/s

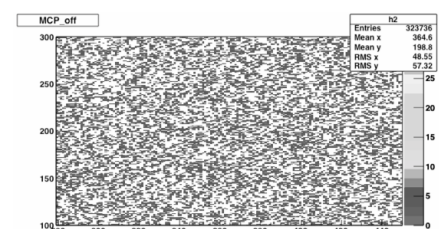


Fig.2 : 従来のセットアップ

のイオンビームはノイズに埋もれて確認できなかったが、本実験におけるセットアップではイオンビームを確認することが可能になった。

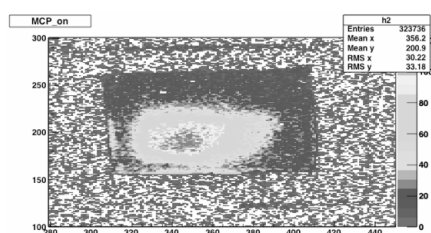


Fig.3: 本実験のセットアップ

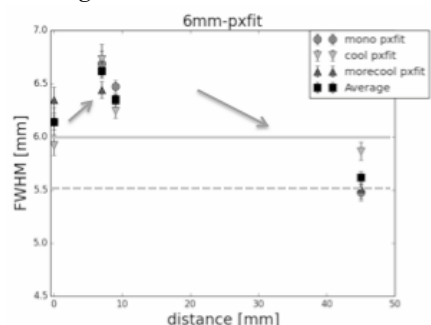


Fig.4: ビーム X 幅の変化

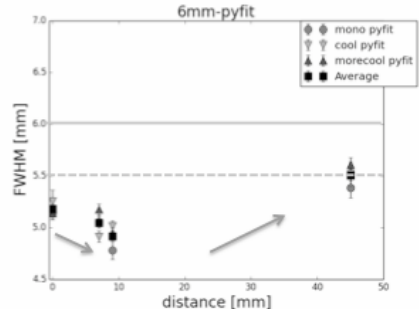


Fig.5: ビーム Y 幅の変化

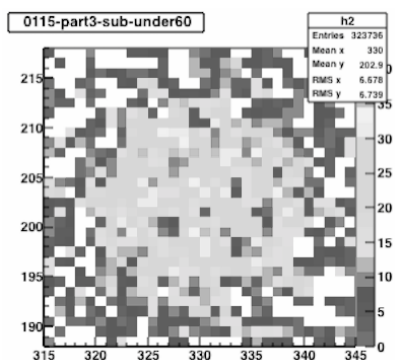


Fig.6: 10^5 個/s のイオンビーム

Fig.4、Fig.5 にエミッタンスの影響よりもビームのふらつきの影響が大きく寄与さればらつきが見えたと考えられる。 $\Phi 6\text{mm}$ のコリメータ通過後のビーム幅が 10%程小さく見えたが、現在 $\Phi 4.5\text{mm}$ 、 3mm で実験を行っていて結果は発表会で紹介する。 10^5 個/s のビームプロファイルに成功したが、10 枚の積算画像からは幅、位置を決定することが出来ず 50 から 60 枚の積算画像が必要である事がわかった。また、幅や位置の精度は上記の精度には及ばなく、今後改善する必要がある。

4-2. 実験結果(モニターの精度)

本実験のセットアップで 10^7 個/s でのビームプロファイルが可能であることが分かった(4-1.実験結果)。そのため射影時のフィッティングにより求まるビーム幅、位置の精度を決めるため $\Phi 6\text{mm}$ のコリメータ (材質: 銅) を MCP の手前に設置し、通過させたイオンビームを測定することでフィッティングの精度を求めた。Fig.4 ではコリメータ通過後のビームの輝度を X 軸に射影、ガウスフィットして FWHM を求めた結果、Fig.5 では同様に Y 軸に射影、ガウスフィットして FWHM を求めた結果である。距離は MCP とコリメータの距離を示し、 45mm の時コリメータと MCP の距離が最も近く、 0mm の時コリメータと MCP の距離が最も遠い時の結果である。実戦は幅 6mm 、点線は幅 5.5mm の位置を示し、プロット点はそれぞれ CCD カメラの温度の違いを表し丸がカメラ温度 30 度、逆三角がカメラ温度 21 度、三角がカメラ温度 17 度の時の測定結果である。

測定結果から、 $\Phi 6\text{mm}$ のビームでは FWHM で約 5.5mm の幅を持つことがわかった。また、ビームのエミッタンスよりコリメータの距離を MCP に近づけるほど幅が狭くなると予想していたが、異なる結果となった。誤差の大きさから考えるとフィッティングの誤差、あるいはビームのふらつきによりエミッタンスの効果が見られなくなったと考えられる。

4-3. 実験結果(イオン数とビームプロファイル)

10^7 個/s のイオンビームをプロファイルすることに成功したため、本実験でのセットアップでのビームプロファイル可能な最小値を調べるために、磁場の調節とモニター前にメッシュを取り付け散乱槽に到達するイオン数を下げて実験を行った。結果、同様の測定条件でも 10^5 個/s のイオン数でもビームを確認することに成功した(Fig.6)。

5. 考察・まとめ

本実験セットアップでイオン数 10^5 個/s、測定時間 10 秒でのビームプロファイルに成功した。 $\Phi 6\text{mm}$ のコリメータ通過後のイオンビーム(4-2. 実験結果)では、ビームのエミッタンスによりビーム幅がコリメータの距離に対応して狭くなると予想したが、予想とは異なる結果になった。コリメータを 45mm 移動させた時、最大 1mm ビームの広がりを変化したと考えるとエミッタンスは約 $0.02\text{mm} \cdot \text{mrad}$ だと考えられ、Y 軸方向ではそれ以下だと言える。6000 枚のデータからフィッティング範囲の拡大や統計数を上げて幅や位置の値は全データの標準誤差内に収まる為、ビーム幅は $0.08 \pm 0.03\text{mm}$ 、ビーム位置は $0.04 \pm 0.02\text{mm}$ の精度で求めることが可能であると結論付けた。しかし、標準偏差(1 シグマ)を見てみるとビーム幅は $0.25 \pm 0.10\text{mm}$ 、ビーム位置は $0.13 \pm 0.06\text{mm}$ と大きな値となった。この結果はおそらくビームのふらつきによるものと考え

6. 参考文献

- [1] 戸ヶ崎 衛, 立教大学修士論文, 2010 年 3 月。
- [2] V. Tzoganis et al. (2015), Proceedings of HIAT 2015, Yokohama, Japan, 250-252

マイクロメートルスケールにおける次世代重力実験 Newton-V の開発 Development of the next generation gravity experiment Newton-V at micrometer scale

15LA002W 稲葉尚輝
指導教員 村田次郎

1. 研究背景

ニュートンの万有引力の法則は、最も有名な理論の一つとされている。しかしながら、近年まで近距離での精密な実験的検証は行われてこなかった。これは自然界に存在する 4 つの力の中で、重力だけが桁違いに小さく、近距離での測定が技術的に困難であるためである。重力だけが極端に小さいことは階層性問題と呼ばれており、この問題を解決し 4 つの力の統一を試みる多くのモデルが提唱されている。その中でもいくつかのモデルでは余剰次元（三次元より大きな空間次元）の存在を要求している[1]。超弦理論に基づくブレーン理論などでは、重力のみ余剰次元に伝搬するため、極端に弱くなっていると考えられている。しかし、想定される余剰次元の広がり（プランクスケールであるため、その実験での検証は困難であるとされてきた。このような中、1998 年に提唱された ADD モデル（大きな余剰次元モデル）[2]において、余剰次元の広がり

は 1mm 程度まで拡大しようと指摘された。それゆえに、これまでに実験的に未検証であった近距離領域において、万有引力の法則からの逸脱が観測される可能性が考えられるようになった。

重力の逆二乗則の検証実験において、以下の湯川型ポテンシャルが比較のために用いられている。

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \left[1 + \alpha \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right] \dots (1)$$

ここで G は万有引力定数、 α は結合定数、 λ は有限の到達距離を表している。式(1)は $r \sim \lambda$ において ADD モデルを近似的に表現できる。近年数々の研究チームが α と λ の値に制限をかけてきた (Fig.1)。本研究は、近距離重力の精密検証を行うことで標準理論を超える物理の発見をすることが目的である。

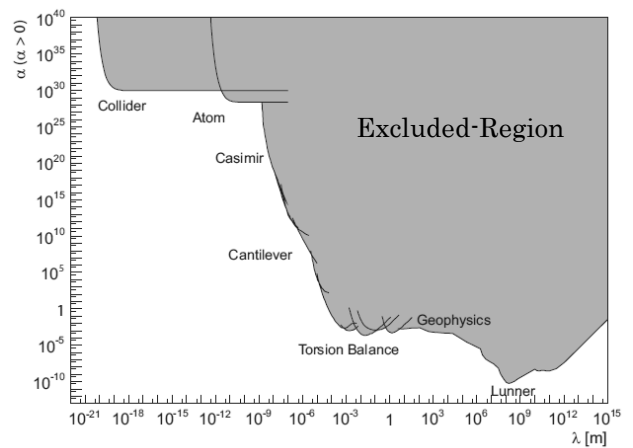


Fig. 1 $\alpha - \lambda$ プロット [3]

2. Newton-V の開発

村田研究室では 2003 年より近距離重力の精密検証のための装置を開発してきた。これまでセンチメートル、ミリメートルスケールでの測定をそれぞれ行い、重力の観測および逆二乗則の検証に成功してきた[4,5]。これらの測定ではねじれ秤の原理を利用した装置を用いており、ワイヤーのねじれ復元力を応用することできわめて微弱な力を検出することを可能とした。2014 年度よりマイクロメートルスケールでの重力の観測を目指し Newton-V の開発が始まった。

マイクロメートルスケールでの測定はねじれ秤を用いた従来の装置では困難であるので、Newton-V ではワイヤーカンチレバーを用いて重力の逆二乗則の検証を目指す。これはワイヤーのたわみ変位がフックの法則に従うことを利用している。つまりカンチレバーの変位の測定を行うことで重力を算出することが可能となる。本実験ではターゲットであるカンチレバーには太さ 50 ミクロン、アトラクターには太さ 40 ミクロンのワイヤーをそれぞれ用いることでターゲット（カンチレバー）－アトラクター間距離数 100 ミクロンスケールでの検証が可能となった。

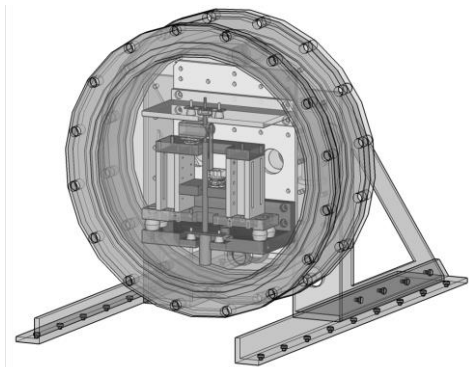


Fig. 2 Newton-V 全体図

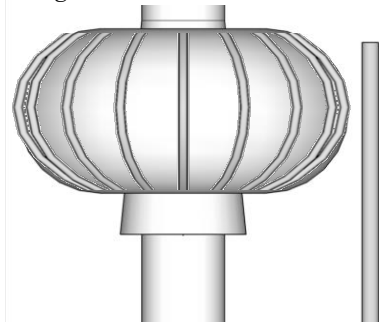


Fig. 3 観測部分

3. 画像処理型変位計

本実験ではデジタル顕微鏡と画像処理技術を組み合わせた画像処理型変位計を用いる。これは、ターゲットアトラクター間で生じる重力に対してワイヤーカンチレバーの変位の予測値が 1nm 以下と極めて小さいためである。デジタル顕微鏡と画像処理技術を組み合わせたことによって、数秒の測定で 1nm 以下の精度を達成することが可能となった[6]。またこのような非常に小さい変位を測定するにあたって、熱雑音や地面振動等のノイズの抑制が重要となる。画像処理型変位計ではワイヤーの広範囲を光学的に測定し、その重心の位置をカンチレバーの変位として得る。そのため、レーザー変位計等の狭範囲の観測と比べると高次の振動を見かけ上抑制することが可能となる。

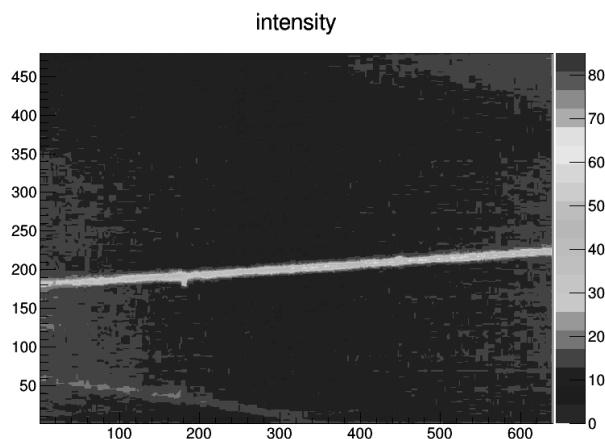


Fig. 4 輝度分布

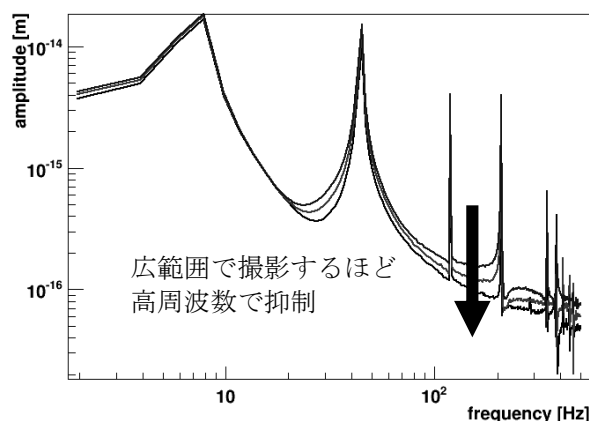


Fig. 5 倍率の違いによる振動スペクトルの比較[7]

4. 測定、結果

アトラクターには等間隔に 17 本のワイヤーが巻いてあり、1 回転ごとに 17 周期の重力シグナルを生じさせる。測定の周波数解析結果を Fig.6 に示す。モーター周期が 50Hz 程度なので 800Hz 付近に重力シグナルがみられるはずである。しかしながら、現時点で重力による予想シグナルに対し測定精度が低いため、ピークは確認されていない。改善策としてターゲットアトラクター間距離を近づけることがあげられる。

修士論文発表会ではこれらの解析結果や制限をかけられた領域などについて報告する。

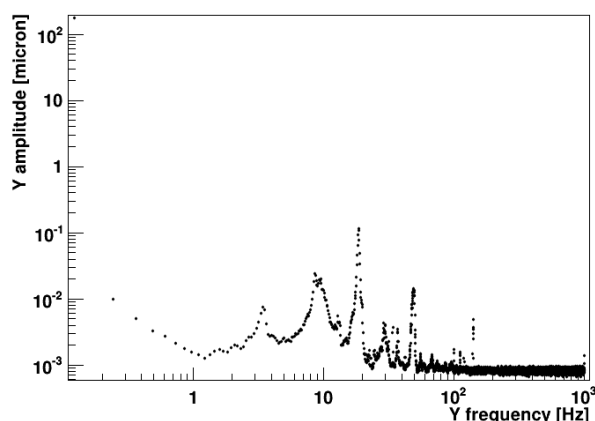


Fig. 6 高周波測定の周波数解析結果

【参考文献】

- [1]橋本幸士「D ブレーン超弦理論の高次元物体が描く世界」東京大学出版 ISBN978-4-13-064101-2
- [2]N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, "The hierarchy problem and new dimensions at millimeter", Phys. Lett. B429 (1998) 263-271
- [3]J. Murata and S. Tanaka CQG. 32(2015)033001
- [4]二宮一史, "オンライン画像処理型変位計を用いた近距離重力測定実験", 立教大学理学研究科修士論文 (2010)
- [5]村上遥菜, "Newton-IVh を用いたミリメートルスケールでの重力の観測と高精度検証", 立教大学理学研究科修士論文 (2013)
- [6]齋場俊太郎, "デジタル顕微鏡を用いた次世代近距離重力実験 Newton-V の開発", 立教大学理学研究科修士論文 (2014)
- [7]羽取美令, "マイクロメートルスケールにおける逆二乗則検証のための Newton-V の開発", 立教大学理学研究科修士論文 (2015)

希ガス固体表面への低速多価イオン衝撃における反射イオン・脱離イオン同時観測装置の開発

Apparatus for coincidence measurements of scattered and desorbed ions in grazing impact of slow highly-charged ions on rare gas solids

15LA019C 佐和弘祥

指導教員 平山孝人

1. はじめに

q 個($q \geq 2$)の電子が電離したイオンを q 価の多価イオンといい、多価イオンの持つポテンシャルエネルギーはその価数までのイオン化ポテンシャルの和で表される。このポテンシャルエネルギーは、Arを例にとると、 Ar^{1+} では15.7 eVであるのに対して、 Ar^{3+} では84.1 eV、 Ar^{6+} では310 eV、すべての電子が電離した Ar^{18+} では14.4 keVにも達する。このような多価イオンを固体表面に入射すると、運動エネルギーに比して無視できない大きさのポテンシャルエネルギーが固体表面に散逸する。これにより、特定の原子の選択的な脱離[1]や、表面構造に依存した多量の電子放出[2]などの、運動エネルギーの移行が主体となる1価イオン入射では見られないような現象を起こすことが明らかになっており、新たな固体表面の分析手法・改質手法としての応用が期待されている。

希ガス固体は、希ガス原子同士がVan der Waals力で結合した絶縁物である。希ガス固体の電子構造は孤立原子のそれと類似した構造を持つことから、光子・電子・イオン等と固体表面の相互作用機構を単純化して考察できる試料として、数々の実験的研究が行われてきた。これまでに本研究室では、Ne固体表面への多価イオン衝撃によって固体から脱離する粒子の観測を行い、希ガス固体へのイオン衝撃によって幅広いサイズの希ガスクラスターが脱離すること[3]、クラスターサイズの分布に入射イオンの価数依存性が現れること[4]を明らかにした。

本研究では、低速多価イオンの持つ静電的内部エネルギーが、希ガス固体表面へ散逸する詳細な過程を解明するために、新たに観測装置を開発した。この装置では、希ガス固体表面へ多価イオンを 5° 以下の浅い角度で衝突させ、固体表面への運動量移行を抑制した状況下で、固体表面から脱離したイオンと表面で反射したイオンの同時計測を行う。装置の動作検証として、金属表面への Ar^{6+} 衝撃実験における反射イオンの価数分布測定と、固体Ne表面への Ar^{q+} ($q=1, 3, 6$)衝撃実験における脱離

イオンの質量電荷比測定を行い、先行研究との比較を行なった。いずれの測定においても先行研究と矛盾しない結果が得られ、開発した装置を用いた各種測定が可能であることが示された。

2. 実験装置

新たに開発した、反射イオン・脱離イオン同時観測装置主実験槽の概略図をFigure 1に示す。電子サイクロトロン共鳴(Electron Cyclotron Resonance)型イオン源(1)で生成された多価イオンは、イオンビーム輸送系(2)によって主実験槽まで輸送され、入射イオン偏向器(3)によって希ガス固体標的(4)への入射角を 5° 以下に調整される。希ガス固体標的は、6Kに冷却した銅基板上に希ガス試料を凝縮することで生成する。希ガス固体表面で反射したイオンは反射イオン価数選別器(5)を通過する際にその価数ごとに異なる方向へ偏向され、位置有感型反射イオン検出器(6)で二次元像として検出される。反射イオンの検出位置の分布から、相互作用後の価数を決定する。また、希ガス固体表面から脱離したイオンは、固体標的(4)に与えた電場によって一定の運動エネルギーに加速され、脱離イオン検出器(7)で標的からの飛行時間を測定することでその質量電荷比を決定する。

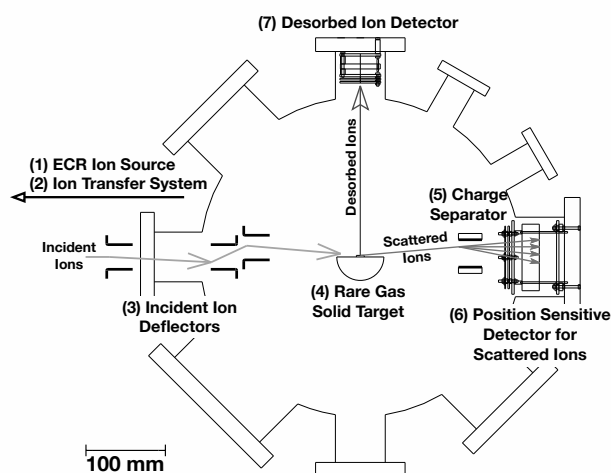


Figure 1. 同時観測装置主実験槽概略図

3. 測定結果

3.1. 脱離イオン飛行時間分布

Ne固体(膜厚600 ML)を標的として1keV Ar⁺, 3 keV Ar³⁺, 6 keV Ar⁶⁺を入射した際の、脱離イオン飛行時間分布をFigure 2に示す。6 keV Ar⁶⁺, 3 keV Ar³⁺入射においては、 $n=1\sim14$ のNeクラスターイオン脱離が観測された。クラスターサイズ $n=1$ に対する $n=2, 3, 4$ の強度比は、Ar³⁺, Ar⁶⁺入射時で異なった値を取る。この傾向は、1 keV Ar^{q+}($q=1\sim6$)によるNe固体衝撃実験(入射角30°)[3-4]で報告されている結果と一致する。

一方、1 keV Ar⁺入射ではNeクラスターイオンの信号は観測されず、先行研究[3]とは大きく異なる結果となった。希ガス固体へのイオン衝撃によってクラスターイオンが脱離する機構として、弾性衝突で固体中に形成されたガス状領域が真空中に噴出する過程で、希ガスイオンと中性原子が三体衝突を繰り返すことによりクラスターイオンが形成される機構が提唱されている[3]。この機構が実現するためには、イオンの弾性衝突によってある程度の大きさのガス状領域が形成される必要があるが、本装置における浅い入射角でのイオン衝撃ではクラスターイオンが形成されるのに十分な規模のガス状領域が形成できないために、1 keV Ar⁺衝撃ではクラスターイオンの脱離が観測できないと考えられる。

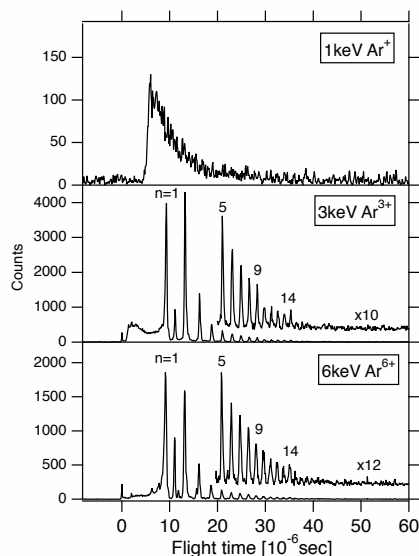


Figure 2. Ne固体(600 ML)へのAr多価イオン衝撃における脱離イオン飛行時間分布

4. 参考文献

- [1] F. Aumayr, P. Varga and HP. Winter, Int. J. Mass Spectrom. **192**, 415 (1999).
- [2] X. Luo, B. Hu, C. Zhang, J. Wang, and C. Chen, Phys. Rev. A **81**, 052902 (2010).
- [3] T. Tachibana, K. Fukai, T. Koizumi and T. Hirayama, J. Phys. Cond. Matt. **22**, 475002 (2010).
- [4] K. Fukai, S. Fujita, T. Tachibana, T. Koizumi and T. Hirayama, J. Phys. Cond. Matt. **22**, 084007 (2010).

3.2. 反射イオン価数分布

銅基板(温度6 K)を標的とした6 keV Ar⁶⁺衝撃実験において、価数選別器電圧 V_{CS} を0~350 Vで変化させた際に測定された反射イオン像をFigure 3に示す。価数選別器によるイオン検出位置の変位は像のy軸方向に現れるため、得られた像のy軸への射影をとるとFigure 4に示す結果が得られる。この結果に表れている主要な成分である $y=-5$ mmを中心とするピークは、 V_{CS} の増加に対してほとんど変化していないことから、銅基板での反射粒子の主な成分は中性粒子であることが分かる。一方、 $y=-3\sim0$ mmの部分の肩は V_{CS} の増加に応じてy軸正の方向に移動しており、その移動幅は6keV Ar⁺が価数選別器を通過した際の変位の設計値と一致することから、この信号はAr⁺に起因するものと考えられる。この結果は、Al表面に対する120 keV Ar¹⁷⁺衝撃(入射角 0.8°)のシミュレーションにおいて、反射粒子の大部分をAr⁰, Ar⁺が占めるという報告[2]と一致する。

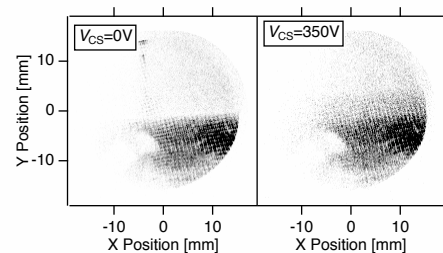


Figure 3. 銅基板への6 keV Ar⁶⁺衝撃における反射イオン像の価数選別器電圧 V_{CS} による変化

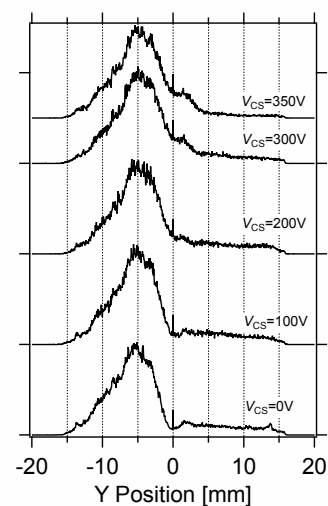


Figure 4. 銅基板への6 keV Ar⁶⁺衝撃における反射イオン像のy軸方向への射影

実用化に向けたミュオン g-2 実験の為に微小電場測定法の開発 Development of the electric field monitor for the muon g-2 experiment

15LA004A 安藤寛晃
指導教員 村田次郎

1. 研究背景

素粒子の標準模型を超える物理を探索するための実験の一つとして、ミュオンの異常磁気モーメントの精密測定が非常に注目されている[1]。2004 年に発表された Brookhaven 国立研究所 (BNL) での精密な測定結果により、超対称性粒子からの寄与など、標準理論を超えた物理が影響している可能性があるからである。ミュオンの磁気モーメントに含まれる g 因子の理論値は、Dirac 方程式の最低次では 2 と求められ、 $g-2=0$ となる。しかし、一般には高次の QED、ハドロンループ、電弱理論の量子補正効果があるため、 $g-2$ はゼロにならない。素粒子の標準模型では量子補正項を極めて高精度で予測することができる。この時、g 因子の値は $g=2+(\pi/\alpha)+\dots$ となり (α :微細構造定数)、量子補正前の結果からわずかにずれることが分かる。このわずかなずれは異常磁気モーメントと呼ばれている。米国 Brookhaven 国立研究所 (BNL) では、ミュオン異常磁気モーメントの精密測定がこれまで行われてきた。ミュオンのスピン歳差運動の角速度は以下の式で表すことが出来る。

$$\vec{\omega} = -\frac{e}{m_\mu} \left[\frac{g_\mu - 2}{2} \vec{B} - \left(\frac{g_\mu - 2}{2} - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \frac{\vec{\beta} \times \vec{E}}{c} + \frac{\eta_{EDM}}{2} \left(\vec{\beta} \times \vec{B} + \frac{\vec{E}}{c} \right) \right] \dots (1)$$

BNL での実験では、スピン歳差運動の角運動量は magic momentum と呼ばれる値を用いて求めた。magic momentum は、(1) 式の第 2 項をゼロにするため算出された $\gamma=29.3$ 、 $p=3.094\text{GeV}/c$ という値である。また、EDM の現在の上限值は $g-2$ 実験において無視出来る値であるため第 3 項もゼロとみなして、(1) 式の左辺を測定することで異常磁気モーメント a の値を求めた。BNL での実験では標準模型内での異常磁気モーメントの値からさらにずれる結果となり、独立な検証が望まれている。そこで現在、J-PARC では BNL の測定値を異なる方法で検証する計画が進められている (E34 実験)。(1)式で電場 E を 0 とすることで第 2 項を消すことができるので、第 1 項から $g-2$ の値を求めることができる。しかし現実には電場を厳密にゼロにすることはできないため、上限値を評価する微小電場測定の予備実験を行う必要がある。E34 実験で求められる測定感度は $1\text{mV}/\text{cm}$ であり、この要請感度を満たす微小電場観測装置の開発が必要となっている。

2. 微小電場測定装置の開発

本研究室では E34 実験で必要となる微小電場測定の検証を行ってきており、そのための装置を開発してきた。2011 年度に初めて開発された微小電場測定装置[2]では、村田研究室の主要テーマの一つである余剰次元探索の為に近距離重力実験でかつて使用されていたねじれ秤を応用した装置を用いて微小電場を測定した。2012 年度[3]、2013 年度[4]の実験装置では、箔検電器となるアルミ箔と金属板を用いて水平方向に感度を持つ実験装置を開発し微小電場を測定した。前者では従来と同じく、アルミ箔の変位測定には民製品のレーザー変位計を用い、後者ではレーザーポインターを用いることで、測定物との距離に依存しないレーザー変位計を開発し微小電場を測定した。この結果を踏まえ、昨年度より実際の $g-2/\text{EDM}$ 実験での微小電場測定領域の環境に合わせた専用の微小電場測定装置を新たに開発した。

実際の測定は真空中で行われるので、その環境下を再現すべく微小電場測定専用の真空チェンバーを製作した。また、実際の測定環境に合わせるため装置の小型化を実施、及び微小電場におけるアルミ箔の変位を観測するためのシグナルの周期化、水平電場の交流化を実施するための回転型シールドの箔検電器装置も新たに開発した。実際に箔検電器が置かれる場所に発生している直流電場は微小であり、この電場が起こすアルミ箔の変位も微小になる。この水平電場を交流化し周期的な変位シグナルを発生させることで微小なたわみでも周波数スペクトル内におけるピークとして観測しやすくすることが可能である。

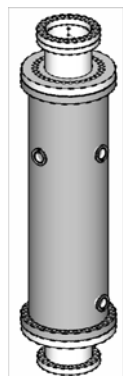


Fig. 1. 新型箔検電器装置 全体図

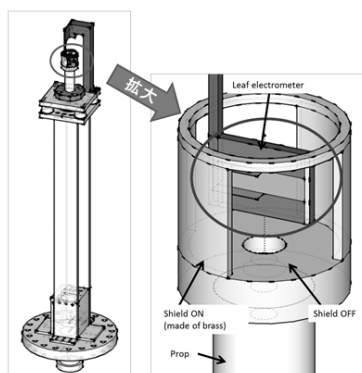


Fig. 2. 新型箔検電器装置 観測部分周辺拡大図

3. 電場と変位の相関関係、及び感度計算

装置が持つ感度を計算するため、まず電場とアルミ箔の変位の関係を調べた。アルミ箔が設置されたシールドに対して一定の大きさの電場をかけ、その電場での変位を装置上部に設置したカメラで直接観察する。この測定を複数種の電場で行い、電場と変位の関係を、クーロン力を考慮し2次フィッティングして求めた。フィッティングして得られた曲線の分解能に対応する電場が装置の持つ感度になる (Fig. 3.)。

実際の電場によるアルミ箔の変位予測は 100nm 程度と非常に小さい。この微小な変位を観測するために村田研究室の重力実験チームが使用している高精度画像処理型変位計を導入した。この方法では箔検電器のアルミ箔を広範囲で観測してその輝度重心で変位を計測するため、以前の実験で使用されていたレーザー変位計のような狭い範囲での観測と比べて熱雑音による高次の振動を抑制することが出来る。

また、今回の測定では交流電場を生成するためシールド回転のシステムが導入されており、そのため回転シールドによる振動等も生じている (Fig. 4.)。こうした振動の特徴や電場ごとのノイズやシグナルの変化をフィッティングや画像処理型変位計を用いて検証することで、画像処理型変位計を用いて算出できるアルミ箔型の微小電場測定装置の限界感度を求める。これらの調査結果と考察に関して、詳細を修論発表会にて報告する。

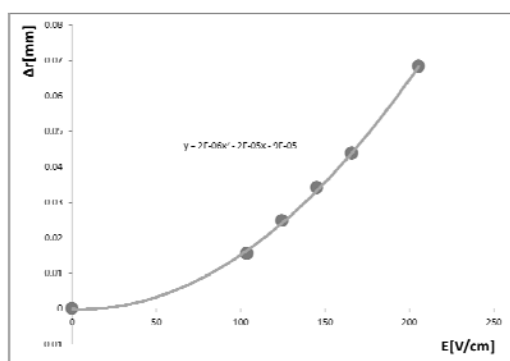


Fig. 3. 電場と変位の相関関係 (一例)

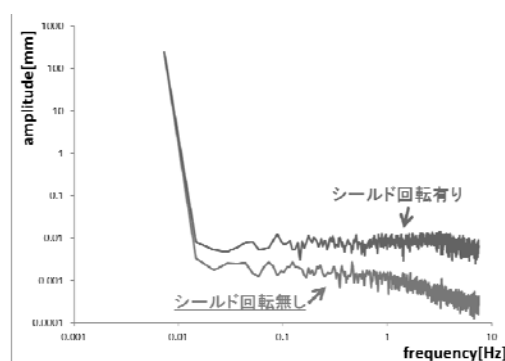


Fig. 4. シールド回転有無におけるノイズの違い

[参考文献]

- [1] 三部勉、石田勝彦、佐々木憲一 “ミューオン g-2/EDM 実験”，高エネルギーニュース 第31巻3号 (2012) 209-218
- [2] 村上遥菜 “ミューオン g-2 実験の為に振れ秤を用いた微小電場測定法の開発”，立教大学理学部卒業論文 (2011)
- [3] 尾崎早智、作田友美 “ミューオン g-2 実験の為に新しい微小電場測定法の開発”，立教大学理学部卒業論文 (2012)
- [4] 久保裕之、羽取美令 “画像解析によるミューオン g-2 実験の為に微小電場測定法の開発”，立教大学理学部卒業論文 (2013)

C₃H₇O⁺構造異性体の He, Ne 中における移動度 Mobilities of C₃H₇O⁺ isomer ions in He and Ne

15LA018A 長谷川優也

指導教員 小泉哲夫

はじめに

質量数が同じ構造異性体でも移動度の違いで分離することが可能で、Ion Mobility-Spectrometry(IMS)は物質同定の有力手段として各方面で使用されている。我々は IMS の基礎過程として構造異性体のイオン移動度の研究を行っている。その一環として He, Ne 気体中における C₃H₇O⁺(mass=59)の二つの構造異性体の移動度を測定した。同一緩衝気体において構造異性体の移動度を比較することで、分子イオンの構造が移動度にどのように影響するかを知ることができる。また緩衝気体として He(分極率 0.205Å), Ne(分極率 0.396Å) の 2 つを用いることで、緩衝気体の分極率の違いが移動度にどのように影響するかを知ることができる。本発表ではこの 2 つの観点でイオン移動度について研究発表を行う。

ブタノール分子を電子衝撃した時に生じるフラグメントイオン C₃H₇O⁺には 2 つの構造異性体が存在する。親分子を選ぶことでこの構造を選択的に生成することができる。s-BuOH からは直鎖上の C₃H₇O⁺(s)しか生成されない[1]。t-BuOH からは中央の C 原子に OH 基が結合した C₃H₇O⁺(t)のみが生成される(Fig.1)。これを利用して、C₃H₇O⁺(s)と C₃H₇O⁺(t)の移動度を測定した。

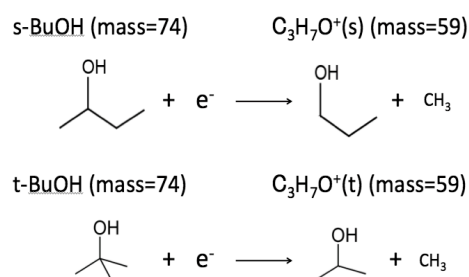


Fig. 1 C₃H₇O⁺ 構造異性体

移動管法

移動管法とは、緩衝気体を満たした管の内部に一樣な電場を形成し、その内部に流動させたイオン群の挙動を観察することで衝突過程を調べる実験手法である。気体中を移動するイオン群は、電場による加速と気体粒子との衝突による減速を多数繰り返し、拡散しながら一定の平均移動速度で電位勾配に沿って移動していく。イオン群の平均移動速度 v_d と電場の強さ E との関係を、

$$v_d = KE \quad \dots (1)$$

と表した時の係数 K を移動度と定義する。移動度は、気体密度 N を 0°C, 1 気圧の標準状態の数密度に換算することで他の温度 T や圧力 P の測定結果と比較することができる。この移動度は換算移動度 K_0 と呼ばれ、

$$K_0 = \frac{P}{1013 \times 10^2} \frac{273.15}{T} K = \frac{N}{N_0} K \quad \dots (2)$$

と表される。換算移動度 K_0 は換算電場 E/N の関数となる。 E/N の単位は Td ($1\text{Td} = 10^{-17} \text{Vcm}^2$) が用いられる。イオンと気体粒子の平均衝突エネルギー $\bar{\epsilon}$ は実効温度 T_{eff} を用いて

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{2} k_B T_{\text{eff}} = \frac{3}{2} k_B T + \frac{1}{2} M v_d^2 \quad \dots (3)$$

と表される[2]。 M は緩衝気体の質量である。換算移動度 K_0 と衝突積分 Ω (速度分布で平均した衝突断面積) の間には

$$K_0 = \frac{3e}{16N_0} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu k_B T_{\text{eff}}}} \frac{1}{\Omega(T_{\text{eff}})} \quad \dots (4)$$

の関係がある[3]。低エネルギー領域では、分子イオンと緩衝気体間に働く相互作用は分極相互作用が支配的である。分極相互作用のみが働くとすると移動度はエネルギーによらず一定値を取り、

$$K_{\text{pol}} = \frac{13.853}{\sqrt{\alpha\mu}} \quad [\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}] \quad \dots (5)$$

となる[3]。 α は気体粒子の分極率[Å³]、 μ はイオンと気体粒子の換算質量[a.u.]である。

実験装置

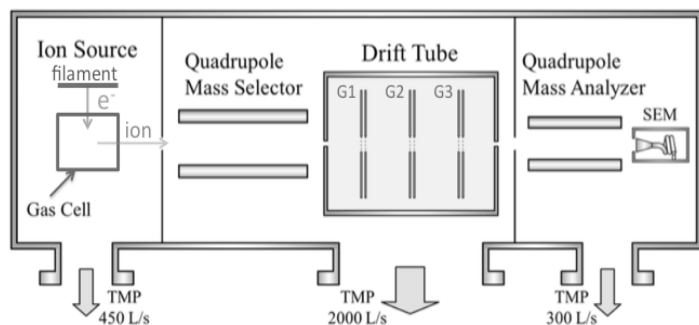


Fig. 2. 実験装置の概略図

Fig. 2 は実験装置の概略図である。イオン源は電子衝撃型で、120eV の衝撃エネルギーでブタノール分子を解離イオン化している。移動管の長さは約 10cm であり、50～80Pa の緩衝気体で満たされている。また移動管には液体窒素タンクが設置されており、常温と液体窒素温度での測定が可能となっている。移動管内には3つのゲート電極があり、それらからイオンが検出されるまでの飛行時間を測定することができる。

結果・考察

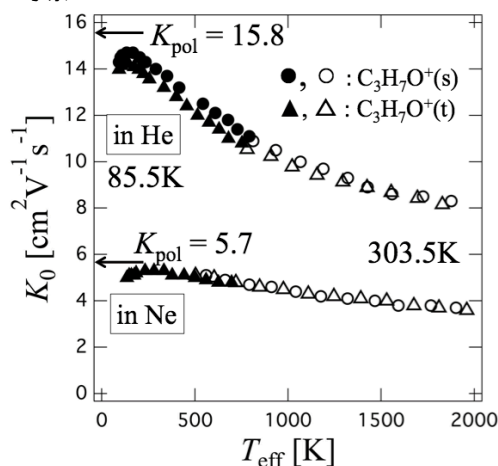


Fig. 3 移動度の T_{eff} 依存性

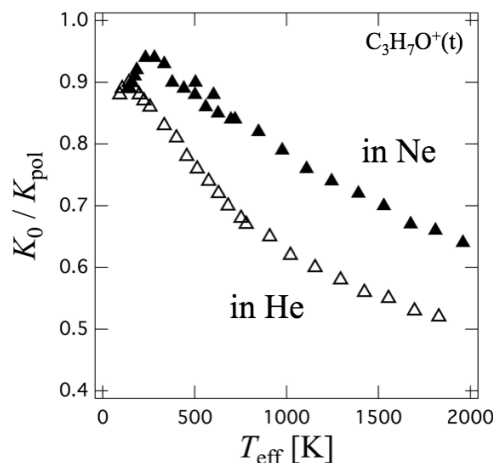


Fig. 4 規格化移動度の T_{eff} 依存性

Fig.3 に He, Ne 中における移動度の T_{eff} 依存性を示す。Fig. 4 に分極極限で規格化した $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}^+(\text{t})$ の移動度の T_{eff} 依存性を示す。測定値は全て K_{pol} より低い値をとり、更にピークを持った。移動度のこのような振る舞いは、イオンの幾何学的大きさとイオン-原子相互作用ポテンシャルの中の分散相互作用の寄与が考えられ[3]、もはやイオンを大きさを持たない点電荷とする近似が成り立たないことを示している。Fig. 3 から He 中において、 $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}^+$ の2つの構造異性体の移動度に明確な差があることが分かる。この移動度の差の原因としては、やはりイオンの幾何学的大きさと分散相互作用の寄与が考えられる。Gaussian による構造計算では、幾何学的大きさは s 型の方が大きく、永久双極子モーメントは t 型の方が大きい。移動度の測定値が s 型の方が大きいことから、 $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}^+$ の移動度に働く異性体効果は分散相互作用による効果が大きいと考えられる。Fig. 4 で He 中の移動度が $T_{\text{eff}} = 140\text{K}$ 付近で極大値を持ったのに対し、Ne 中の移動度は $T_{\text{eff}} = 300\text{K}$ 付近で極大値を持った。これは Ne 中の方が分極相互作用によりポテンシャル極小が深いためと考えられる。

今後の展望

液体窒素温度の Ne 中における $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}^+(\text{s})$ の移動度を測定し、構造異性体効果について更に研究する。

参考文献

- [1] J. L. Beauchamp and Marjorie C. Caserio, J. Am. Chem. Soc., **94**, 8. (1972)
- [2] G. H. Wannier, Bell Syst. Tech. J. **32**, 170. (1953)
- [3] McDaniel & Mason, "TRANSPORT PROPERTIES OF IONS IN GASES", John Wiley & Sons (1988)

修正重力理論によるダークマターモデルの構築

Construction of healthy dark matter models in modified gravity

平野 進一
指導教員 小林 努

1 はじめに

一般相対論 (GR) は、重力を記述する理論として、低エネルギー領域・太陽系スケールでは、様々な実験・観測事実と整合的であり、完全な理論のように思われる。その一方で、宇宙論的な長距離スケールでは、現在の宇宙の加速膨張の起源を説明できない、といった問題を抱えている。この問題に対して、GR にスカラー場の自由度を加え、重力理論を修正することで、その起源を説明することが試みられている (スカラー・テンソル理論)。この理論は、宇宙論の様々な文脈で使われ、例えばインフレーションやダークマター (DM) にも適用することができる。DM モデルへの応用として、ミメティックダークマター (MDM)[1] というモデルが知られている。本研究では、摂動に対する安定性について議論し、最小拡張モデルの構築する。

2 DM としての MDM

宇宙の大規模構造の形成には、インフレーションによる初期揺らぎの生成と「コールドダークマター (CDM)」と呼ばれる重力相互作用しかない非相対論的な未知の物質を必要とすることが、観測的にも理論的にも求められる。MDM は、重力理論のみの作用から非相対論的物質と同じ振る舞いをする成分を出すことができる。更に、有効場理論の観点から、作用に高階微分項を入れて拡張することで、CDM でも未解決な missing satellites problem を解決することができると考えられている [2, 3]。

3 拡張された MDM の宇宙論解の安定性

このような重力理論の修正は、安定であるべき宇宙論解に対してそこからの摂動を考えた場合に、不安定性を抱えてはならない。実は、拡張された MDM の宇宙論解は不安定になる。この理論の作用は、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \frac{M_{\text{pl}}^2}{2} R + \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\lambda (g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi + 1) + \frac{\gamma}{2} (\Box \phi)^2 \right] \quad (1)$$

である。一項目が GR の項、2項目が拡張された MDM の寄与である。 λ はラグランジュ未定乗数、 γ は定数である。 λ について変分を行うことで、MDM 特有のスカラー場に対する拘束条件 $g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi = -1$ が生じる。上記の作用の2項目から有効的にエネルギー運動量テンソルを定義すると、その成分は重力相互作用のみの非相対論的物質として振る舞い、一様等方時空に適用すれば DM の役割を担える。

一様等方時空からの線形摂動を考え、作用 (1) を摂動の2次まで展開し、ハミルトニアン拘束条件と運動量拘束条件を求め、作用に代入することで作用から安定性の条件を読み取る。最終的に得られる空間的曲率揺らぎ ζ の2次の作用は、

$$S_\zeta^{(2)} = \int d^4x a^3 \left[-\frac{2-3\gamma}{\gamma} \dot{\zeta}^2 + \frac{1}{a^2} (\partial \zeta)^2 \right] \quad (2)$$

となる [4]。したがって、 γ を適切に選ぶことで、ゴースト不安定性は取り除くことが可能であるが、勾配不安定性を必ずもつことになる。

4 健全な拡張モデルの構築

γ を適切に選ぶことで、ゴースト不安定性は避けられることがわかった (なお、文献 [2] で現象論的に DM として扱われた γ の値では、ゴーストは除去できない)。しかし、勾配不安定性は必ずもつことになる。理論の宇宙論解の安定化の1つの方法は、元の作用 (1) を $\phi = t$ のユニタリーゲージを用いて時間と空間方向に分解し (ADM 分解)、空間3次元の対称性の下、許される幾何学量 ${}^{(3)}R_{ij}$, ${}^{(3)}R$, K_{ij} , K , a_i の組み合わせを作用に加えることである。この指導原理の下、理論の拡張を試みた一般的なスカラー・テンソル理論である XG3 理論 [5] に MDM の拘束条件を加えたものを考え、モデルを広い範囲で一般化し、宇宙論的に安定な理論を構築する。加えて、MDM の拘束条件の存在

により、ある項がいくらかでも追加できるような状況が実現しうる (例えば、運動項)。したがって、拡張された MDM からの最小拡張モデルを特定することが必要となる。

5 一般的で安定な MDM モデル

ユニタリーゲージの下、XG3 の一般的な作用に MDM の拘束条件を加えた系、

$$S_{\zeta}^{(2)} = \int d^4x \mathcal{L}_{\text{XG3}} + \int d^4x a^3 N \left[-\lambda \left(-\frac{1}{N^2} + 1 \right) \right] \quad (3)$$

を考える。XG3 の作用には、幾何学量の組み合わせの係数として、時間とラプスの任意関数が 28 個含まれている。一様等方時空からの摂動を考え、安定性を評価するが、リーマンテンソルのようなあらわに重力成分を含んだ項とスカラー場の相互作用も含むようになるので、テンソル型摂動も考える必要がある。解析の結果から、得られるテンソル型摂動とスカラー型摂動の作用は、

$$S_T^{(2)} = \frac{1}{8} \int dt d^3x a^3 \left[\mathcal{G}_T \dot{h}_{ij} - \frac{\mathcal{F}_T}{a^2} (\partial h)^2 - \frac{\mathcal{W}_T}{a^4} (\partial^2 h)^2 \right] \quad (4)$$

$$S_{\zeta}^{(2)} = \int dt d^3x a^3 \left[\mathcal{G}_S \dot{\zeta}^2 - \frac{\mathcal{F}_S}{a^2} (\partial \zeta)^2 - \frac{\mathcal{W}_S}{a^4} (\partial^2 \zeta)^2 \right] \quad (5)$$

となる。 $\mathcal{G}_T, \mathcal{F}_T, \mathcal{W}_T, \mathcal{G}_S, \mathcal{F}_S, \mathcal{W}_S$ は任意関数の組で書かれている。これらが正となることが安定性の条件となる。また、XG3 まで拡張することで波数の 4 乗の寄与が新たに加わる。

6 最小モデルと Chamseddine, Mukhanov model

前章の結果から、得られた最小拡張モデルは ADM 分解した形式で、

$$S = S_{\text{GR}} + S_{\text{MDM}} + \int d^4x a^3 N (a_1^{(3)} R K + d_1^{(3)} R^2) \quad (6)$$

となる [6]。3 項目が新たに加えられた寄与である。このモデルは、BG の方程式は拡張された MDM と同じである一方で、スカラー型摂動が安定になるように新たな項が加えられた形である。また、Chamseddine, Mukhanov は、MDM の拡張によって、宇宙の初期特異点を回避するモデルを提案していた [7]。このモデルは、拡張された MDM モデルの高階微分項を 2 乗から任意関数に変更している。BG の方程式は別として、摂動の安定性の条件は、XG3 のサブクラスに入っているため前章の議論から評価ができ、上記の作用のような項が加えられていないため、このモデルが宇宙論解が不安定であることも証明した。

7 展望

この最小モデルには、今のところ宇宙論解に不安定性を含まないということ以外に何も課せていない。例えば、DM のモデルとしての進化がうまく記述できるのか、修正重力理論でよく議論される太陽系スケールの実験を再現できるか、銀河の回転曲線を実際に DM を仮定せずに説明することができかなど調べなければならない事項はたくさんある。また、MDM は、ローレンツ対称性を破る。この理論と関連を持つ HL 重力理論は、摂動論的に繰り込み可能になるために注目を集めている [8]。したがって、この理論の精査から多くの有用な情報を引き出せると期待している。

[参考文献]

- [1] A. H. Chamseddine and V. Mukhanov, JHEP **1311** (2013) 135, [arXiv:1308.5410 [astro-ph.CO]].
- [2] F. Capela and S. Ramazanov, JCAP **1504**, (2015) 051, [arXiv:1412.2051 [astro-ph.CO]].
- [3] L. Mirzaghali and A. Vikman, JCAP **1506** (2015) 028, [arXiv:1412.7136 [gr-qc]].
- [4] A. Ijjas, J. Ripley and P. J. Steinhardt, Phys. Lett. B **760** (2016) 132, arXiv:1604.08586 [gr-qc].
- [5] X. Gao, Phys. Rev. D **90**, 081501 (2014), [arXiv:1406.0822 [gr-qc]].
- [6] S. Hirano, S. Nishi, T. Kobayashi, in preperation
- [7] A. H. Chamseddine and V. Mukhanov, arXiv:1612.05860 [gr-qc].
- [8] P. Horava, Phys. Rev. D **79** (2009) 084008 [arXiv:0901.3775 [hep-th]].

Ar クラスターにおける Feshbach 共鳴状態の観測 Feshbach resonances in Ar clusters

15LA017Y 野村哲平
指導教員 平山孝人

1. はじめに

クラスターとは、原子または分子が2～有限個集まったもののことである。我々は、原子と固体の中間の存在であるクラスターを標的とした電子衝突実験を行い、物質の性質がどのように原子から固体に変化するのかを目的として、クラスターの励起過程を観測している。

我々が今実験に用いているのは希ガスクラスターである。希ガスの結合に寄与しているファンデルワールス力は非常に弱く、室温程度でただちに解離してしまうため、クラスターを生成することはできない。そこで我々は、希ガスクラスターの生成に必要な低温条件を実現するため、断熱膨張法を用いて希ガスクラスターを生成している。

Fig. 1 にその概略図を示す。断熱膨張法とは、数

気圧程度の気体をその平均自由行程よりも十分大きな径のノズルを通して真空中に噴出して冷却をする手法である。冷却された膨張気体が三体衝突を起こした結果ファンデルワールス力により結合し、希ガスクラスターが生成される[1]。

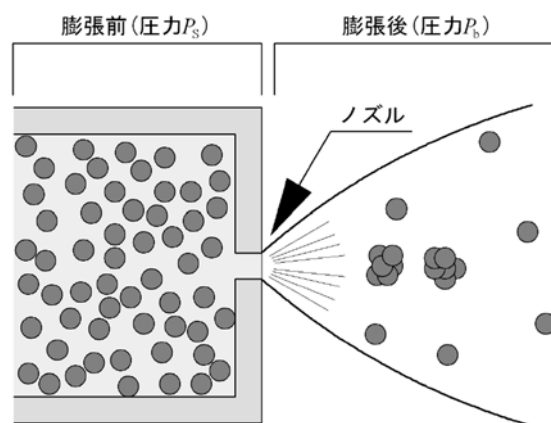
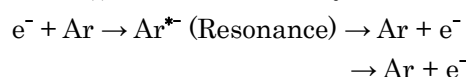


Fig.1:断熱膨張法の概略図。

2. Feshbach 共鳴

入射電子のエネルギーが全て標的の励起に使用された時、入射電子自身が標的原子に束縛され、全体として負イオン励起状態が生成されることがある。



この現象は Feshbach 共鳴現象と呼ばれており、現在までに原子・分子を標的とした研究成果が多く報告されており[2]、固体を標的とした測定例もある[3]。

このような負イオン共鳴状態を経て放出された電子は、弾性散乱した電子と干渉を起こす。その結果、入射電子エネルギーを横軸に取った電子エネルギー損失スペクトルにおいて Fig. 2[4]で示すような鋭い構造を示す。

Feshbach 共鳴は[2][3][4]のように原子・分子や固体での研究が進められているが、原子と固体の中間の存在であるクラスターでの報告例はまだ無い。

本研究では Ar クラスターを標的とした、電子エネルギー損失分光法[1]における Feshbach 共鳴励起状態の測定を目的としている。

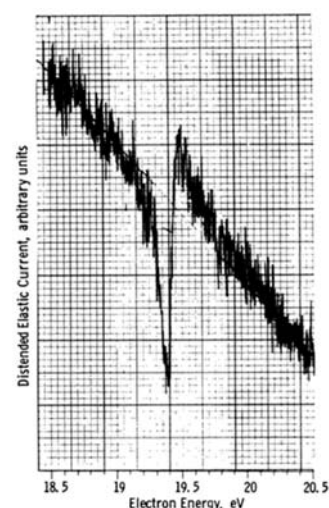


Fig.2:He 原子による Feshbach 共鳴[4]

3. 装置・実験方法

今回使用した電子エネルギー損失分光器の概略図[1]を Fig. 3 に示す。希ガスクラスターの励起過程を観測する手段として、我々は電子エネルギー損失分光法を用いている。電子エネルギー損失分光法とは、既知のエネルギーを持った電子を標的に衝突させ、エネルギー損失した散乱電子を観測することで、標的の電子的励起過程に関する情報を得る方法である。

Ar クラスター標的での本実験の予備実験として、Ar 原子における Feshbach 共鳴観測実験を行なった。

入射電子エネルギーを 10eV～15eV まで変化させ、Ar 原子の弾性散乱電子強度の入射電子エネルギー依存性のスペクトルを測定した。

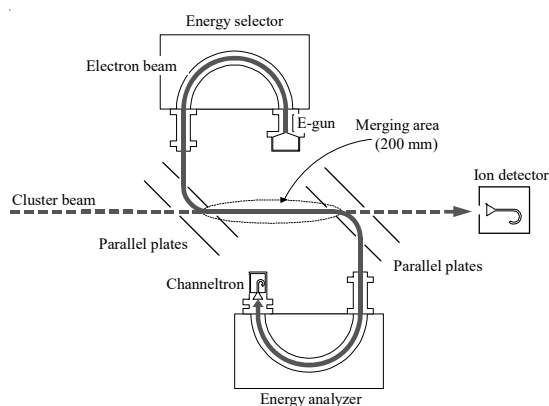


Fig.3:電子エネルギー損失分光器の概略図。

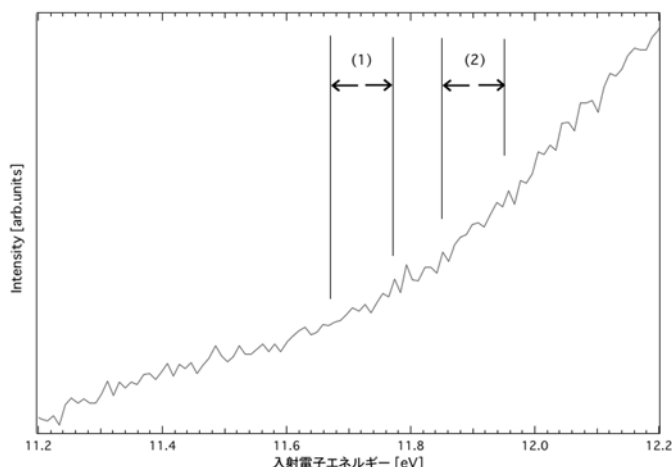


Fig.4:Ar 原子の弾性散乱電子強度の入射電子エネルギー依存性。

3. 実験結果

実験結果を Fig. 4 に示す。図中(1): 11.62eV～11.77eV (2): 11.85eV～11.95eV は文献[5]から予想される変化が見られる範囲であるが、この結果では Feshbach 共鳴による構造は観測されなかった。

この理由の一つとして、電子ビームの調整が不十分であったことがあげられる。数ヶ月前から、電子ビームが突然不安定になる現象が頻発していた中での実験であったため、本来の装置の分解能(120meV)で測定できていなかったのでは無いかということが考えられる。Feshbach 共鳴のエネルギー幅は約 100meV であるので分解能の低下は本来なら見えるはずの変化が見られなくなる要因の一つになる。

4. 今後の予定

現在電子ビームの不調の原因が解消したので、再度 Ar 原子での入射エネルギー依存性を測定し確認が取れた上で本実験である Ar クラスターを標的とした実験に移行する予定である。

参考文献

- [1] 窪寺 隼人, 博士論文, 立教大学(2009)
- [2] G. J. Schulz, Rev. Mod. Phys. **45**, 378(1973)
- [3] M. Michaud, P. Cloutier, and L. Sanche, Phys. Rev. **B47**, 4131(1993)
- [4] G. J. Schulz, Phys. Rev. Lett. **10**, 104(1963)
- [5] L. Sanche, and G. J. Schulz, Phys. Rev. A **5**, 1672 (1972)

Ar/Kr 混合クラスターを標的とした電子的励起過程の研究 Electronic excitation processes in Ar/Kr mixed clusters

喜多一真
指導教員 平山孝人

1. はじめに

クラスターとは、原子または分子が2～有限個集まったもののことである。我々は、原子と固体の中間の存在であるクラスターを標的とした電子衝突実験を行い、物質の性質がどのように原子から固体に変化するのかを目的として、クラスターの励起過程を観測している。

我々が今実験に用いているのは希ガスクラスターである。希ガスの結合に寄与しているファンデルワールス力は非常に弱く、室温程度でただちに解離してしまうため、クラスターを生成することはできない。そこで我々は、希ガスクラスターの生成に必要な低温条件を実現するため、断熱膨張法を用いて希ガスクラスターを生成している。Fig.1 にその概略図を示す。混合クラスターの場合も同様に、2種類の希ガスを混ぜて断熱膨張法によりクラスターを生成している。

以前平山研では、電子エネルギー損失分光法を用いて Ar クラスターにおける電子的励起過程のクラスターサイズ依存性の測定が行われているが[1,2]、私は Ar/Kr 混合クラスターを標的として電子的励起過程の観測を行っている。

混合希ガスクラスターの光入射実験は数多く行われてきたが、電子衝突実験の報告はほとんどない。光を用いた Ar/Ne 混合クラスター実験の場合、Ar を核として Ne が表面を覆ったクラスターが生成されるという報告がある。その時のガスの割合は Ar1%, Ne99%～Ar10%, Ne90%であり、Ar の割合が 13%を超えると純粋な Ar クラスターしか生成されなくなるという結果が報告された[3]。混合クラスターの核と層を決めるのは凝集エネルギーであるので、Ar/Kr 混合クラスターの場合、Kr を核とした Ar 表面層を持つクラスターが生成されると予想した。

2. 装置

電子エネルギー損失分光器の概略図[1]を Fig.2 に示す。希ガスクラスターの励起過程を観測する手段として、我々は電子エネルギー損失分光法を用いている。電子エネルギー損失分光法とは、既知のエネルギーを持った電子を標的に衝突させ、エネルギー損失した散乱電子を観測することで、標的の電子的励起過程に関する情報を得る方法である。6 ホウ化ランタン(LaB₆)単結晶から引き出した熱電子をエネルギー選別器に通し、平行平板で曲げクラスタービームと平行に合流、衝突させる。散乱電子をエネルギー分析器に通し、様々なエネルギーを持つ散乱電子の個数を調べることで電子エネルギー損失スペクトルを得ている。電子エネルギー損失分光器の幾何学的エネルギー分解能は 0.16 eV である。

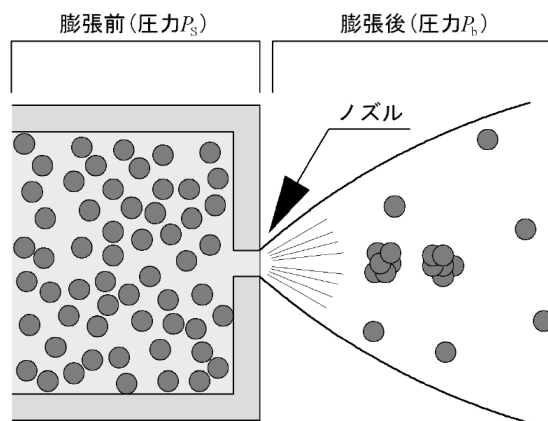


Fig.1: 断熱膨張法の概略図。

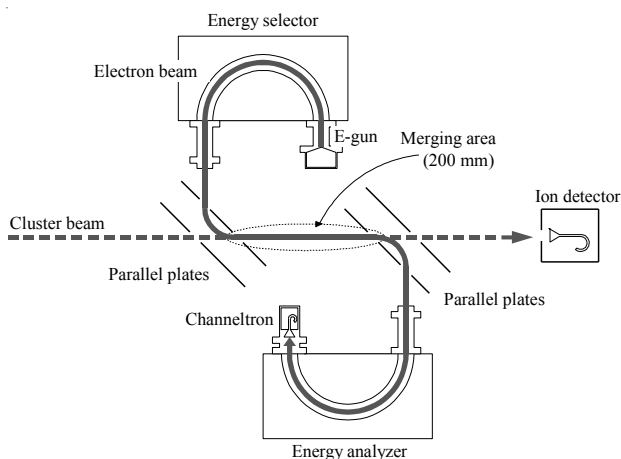


Fig.2: 電子エネルギー損失分光器の概略図。

3. 実験結果、考察

最初に、クラスターを生成せずに測定した Ar/Kr 混合ガスの電子エネルギー損失スペクトルを Fig. 3 に示す。入射電子エネルギー100 eV、散乱角 0° 、エネルギー分解能 170 meV、ガス混合比率は Ar86%, Kr14%である。スペクトルの横軸はエネルギー損失、縦軸は励起状態の生成確率を表す。例えば Kr 原子は 9.98 eV の $4p^55s$ 励起状態を、Ar 原子は 11.83 eV の $3p^54s$ 励起状態を生成しやすいことが判る。

次に、クラスターを標的として測定した電子エネルギー損失スペクトルを Fig. 4 に示す。本実験では、Ar/Kr 混合クラスターの電子エネルギー損失スペクトルを、「クラスター+残留ガス」のスペクトルから「残留ガスのみ」のスペクトルを差し引くことで得ている。Fig. 4 は差し引いて得られたクラスターの電子エネルギー損失スペクトルである。ガスの混合比率は(a)が Ar81%, Kr19%、(b)が Ar86%, Kr14%である。クラスター生成条件は、よどみ圧 0.2 MPa、ノズル温度 180 K で、測定時間は約 5 時間である。図中の縦線は Ar, Kr 固体の表面、バルク励起子生成エネルギーを示している。

Fig. 3 と Fig. 4(b) のスペクトルを比較すると、Ar 4s 励起状態のピークの裾が広がっている。クラスターが生成されると、12.1 eV 付近の Ar 固体のバルク励起子生成に対応するピークの相対的な強度が増加していることが判る。Kr の割合を増やして測定を行なった Fig. 4(a) では(b)と比べて、12.1 eV 付近の Ar 固体のバルク励起子生成に対応するピークの強度が減少している。クラスター内部の Ar 原子数が減少した事と Kr クラスターのピークの相対強度が増加したことから、Kr を核とし Ar 表面層を持つクラスターが生成されたと考えられる。

参考文献

- [1] 窪寺 隼人, 博士論文, 立教大学(2009)。
- [2] H. Kubotera, T. Sekitsuka, S. Jinno, T. Tachibana and T. Hirayama, J. Phys. Conf. Ser. **288**, (2011)012012, H. Kubotera, T. Sekitsuka, S. Sakai, T. Tachibana and T. Hirayama, Appl. Surf. Sci. **256**, (2009) 1046-9.
- [3] M. Lundwall et al., J. Chem. Phys. **126**, 214706 (2007)

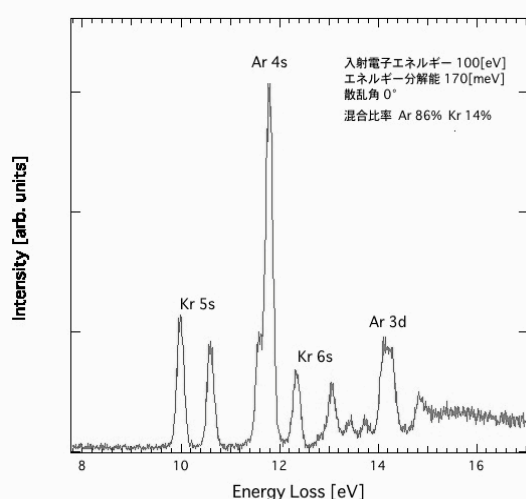


Fig. 3: Ar/Kr 混合ガスの電子エネルギー損失スペクトル。入射電子エネルギー100 eV、散乱角 0° 。

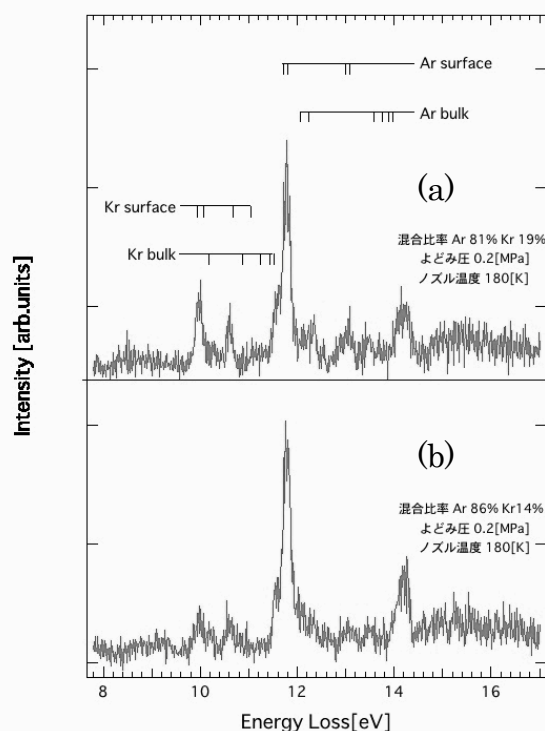


Fig. 4: Ar/Kr 混合クラスターの電子エネルギー損失スペクトル。入射電子エネルギー100 eV、散乱角 0° 。(a):Ar81% Kr19% (b):Ar86% Kr14%。

SCRIT 実験におけるイオンビームバンチャーの開発 Development of Ion Beam Buncher for SCRIT experiments

山田耕平

指導教員 栗田和好

1. はじめに

電子散乱とは、電子を標的核に衝突させて電荷密度分布を測定する手法である。しかし、これまで不安定核を標的とした電子散乱は実現出来ずにいた。世界初の不安定核電子散乱実験を実現するために開発されたのが SCRIT (Self- Confining Radioactive isotope Ion Target)^{[1], [2]} 法である。

Figure 1 に SCRIT 装置の概略図を示す。SCRIT 法

とは、電子蓄積リング内で起こるイオントラッピ

ング現象を積極的に利用することで 3 次元的に不安定核イオンを捕獲し、標的とする手法である。ただし

SCRIT 装置にイオンを入射するためには、ERIS(electron-beam-driven RI separator for SCRIT)^[3]から供給される不安定核イオンの連続ビームをパルスビームに変換する必要がある。そのために効率的にパルスビームに変換する（バンチ化する）バンチャーが必要不可欠である。

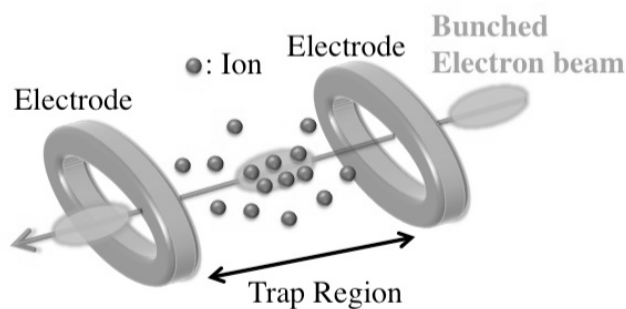


Figure 1: the system of SCRIT

2. バッファガスフリーバンチャー

イオンビームをバンチ化するにはイオンを減速する事が必要である。しかし SCRIT 実験では超高真空 ($\leq 10^{-7}$ Pa)が必要とされるため、イオンの減速に従来用いられるバッファガスは使用出来ない。このため我々は全く新しい考えに基づき、バッファガスを用いずにイオンをバンチ化するバンチャー^[4]を開発した。Figure 2 にバンチャーの測定時のセットアップを示す。本装置は RFQ リニアイオントラップの原理に基づいている。ただし、Fig. 2 に示してある RFQ 電極とその両端の電極（以下バリア電極 1、2）によって形成される静電場に加え、RFQ 電極とバリア電極間に発生する縦方向高周波フリンジ電場によって連続イオンビームをバンチ化するという特徴を有する。この特徴を活用することで真空中に悪化させることなくバンチ化を行うことが出来る。

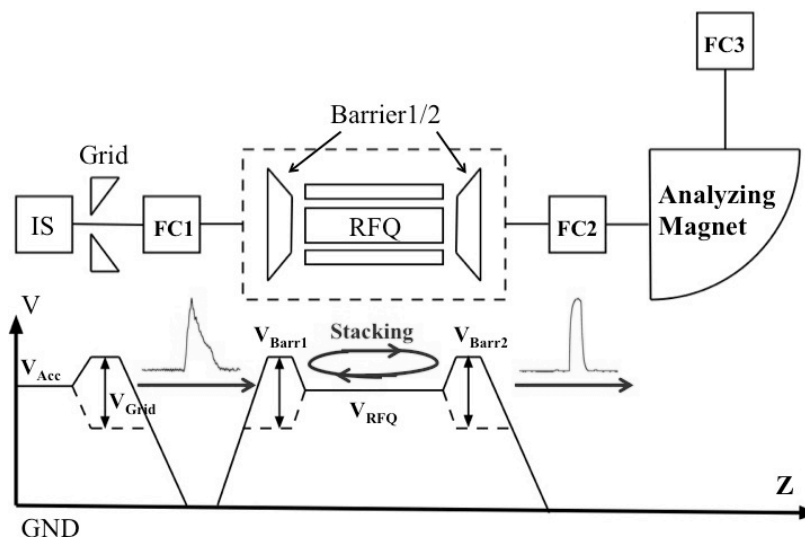


Figure 2: Experimental setup of the Ion Beam Buncher System together with the longitudinal DC potential

3. テストベンチ測定結果

バンチャーの性能評価のためテストベンチで測定を行った。Fig. 2 で IS、FC はそれぞれイオン源、ファラデーカップを示している。この測定では表面電離型のアルカリ金属イオン源 ($^{133}\text{Cs}^+$, $^{39}\text{K}^+$, $^{23}\text{Na}^+$) を使用し、加速電圧 $V_{\text{Acc}} = 6.0 \text{ kV}$ のビームを供給した。測定結果の評価として、変換効率 ϵ を用いた。 ϵ はバンチャーへの入射イオン数(以下、 N_{inj})とバンチとして取り出されるイオン数(以下、 N_{ext})の比である。バンチャー前後のファラデーカップ(FC1, 2)で得られた波形情報から入射(N_{inj})、取り出し(N_{ext})のイオン数を概算した。ただし、この測定では偏向電磁石がバンチャーより下流にあるため FC1, 2 で概算したイオン数に FC3 で求めた存在比をかけることで補正を行っている。この測定では、連続ビームをバンチャーでバンチ化する方法 (DC 入射) とイオン源においてグリッド動作を用いて生成されたパルスビームをさらにバンチャーでバンチ化する方法 (パルス入射) の 2 通りを試験した。 $^{133}\text{Cs}^+$ ビームの入射時間(バリア 1 を開けている時間)と各入射法での変換効率 ϵ の関係を Figure 3 に示す。入射時間 100ms で比較すると、DC 入射で $\epsilon=22\%$ 、パルス入射で $\epsilon=35\%$ となった。この結果より、パルスビームをバンチャーに入射することで変換効率 ϵ が倍近く向上することが判明した。

4. 不安定核イオンビームラインにおける測定結果

バンチャーを SCRIT 装置に繋がるビームラインに移設し、先程と同様の測定を行った。この測定では ERIS から質量分析した後に供給される加速電圧 $V_{\text{Acc}} = 6.0 \text{ kV}$ の $^{132}\text{Xe}^+$ ビーム ($\sim 10^{10}/\text{s}$) を用いて測定を行った。測定結果を Figure 4 に示す。入射時間 100ms で比較すると、パルス入射を利用する事で、DC 入射で $\epsilon=1.6\%$ 、パルス入射で $\epsilon=5.1\%$ となった。テストベンチ測定結果の傾向と一致し、DC 入射の時に比べて変換効率 ϵ を数倍引き上げる事に成功した。発表では、DC 入射とパルス入射での測定結果の詳細を報告する。

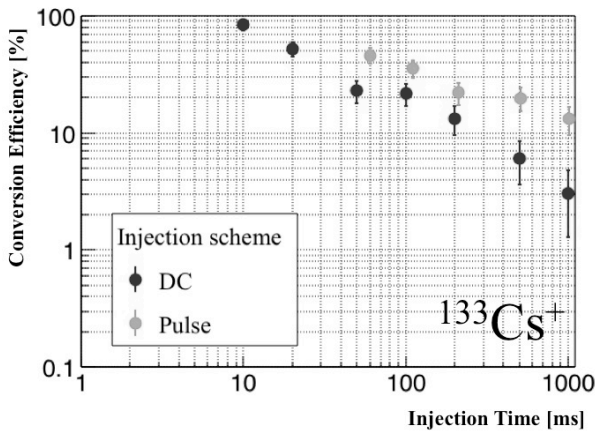


Figure 3 :Injection Time dependence of stacking efficiency for each injection scheme.

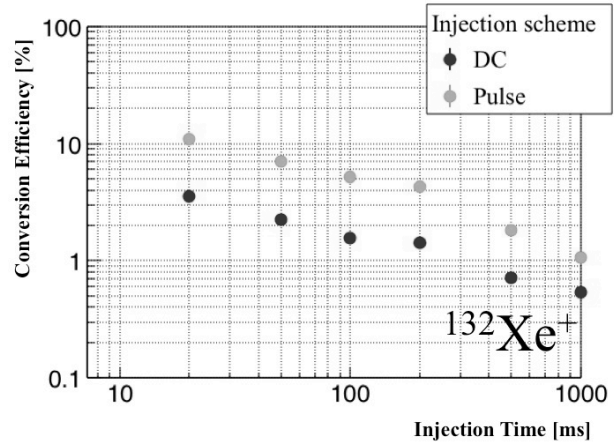


Figure 4 :Injection Time dependence of stacking efficiency for each injection scheme.

[参考文献]

- [1] M. Wakasugi et al, Phys. Rev. Lett. 100, 164801 (2008)
- [2] T. Suda et al, Phys. Rev. Lett. 102, 102501 (2009)
- [3] M. Wakasugi et al, Nucl. Instr. Meth. B317, 668 (2013).
- [4] M. Togasaki et al, HIAT proceedings. 253 (2015)

N 相関項測定のための装置の開発及び
TRIUMF における CDC を用いた時間反転対称性の破れの探索実験
Development of Equipment for N-Correlation Measurement and
T-Violation Experiment using Cylindrical Drift Chamber at TRIUMF

15LA009B 清水裕太

指導教員 村田次郎

1. 研究背景

ビッグバンによって宇宙が誕生した際、大量の物質と反物質が等量生成された。しかし、「何らか」の対称性が破れたことにより、現在では物質が圧倒的に多く存在する物質優勢の宇宙となっている。物質優勢の宇宙を説明するための条件の一つとして CP 対称性の破れが挙げられる。CP 対称性の破れについて、これまで実験的に観測されているが、その破れの度合いが小さいことから物質優勢の宇宙のすべてを説明することはできていない。本研究では、標準理論を超える新しい物理の発見を目指し、CP 対称性と等価である、時間反転対称性の破れの探索実験を行っている。大きな時間反転対称性の破れを発見することができれば、物質優勢の宇宙を説明できると共に、標準理論を超える物理の発見につながる。

我々は時間反転対称性を破る β 崩壊率の式の中の R 相関項に着目している。

R 相関項は、親核の偏極度、放出電子の偏極度、放出電子の運動量という 3 つのベクトルから構成される三重相関となっており、それらの成分に時間反転を行うと、放出電子が横偏極成分を持つ時に R 相関項の符号が変わり、変換の前後で物理法則が変化することが分かる。横偏極成分の有無を調べるため、電子の横偏極度成分に感度のある Mott 散乱を用いて、後方散乱した電子の左右非対称度 (Asymmetry) を測定している。

2. 研究経過

本研究は 2008 年に KEK-TRIAC でスタートし、2010 年にカナダの TRIUMF 研究所に場所を移して初の物理測定となった Run-II を行い、世界一の統計制度を達成した[1]。2011 年には系統誤差を抑える目的で円筒型のドリフトチェンバー (CDC) を導入し、2014 年度には Sr 線源を用いた系統調査を行い、その原因を突き止めた。2015 年度は、実験を行う際に避けることのできない spin-frip による系統性の評価を行うことを目的とした実験を行った。

本研究の測定量である、R 相関項の寄与、つまり物理に

よる Asymmetry(R-Asym.)は、CDC 軸周りの放出角度 β と ^8Li の偏極方向の角度 α に依存し、 β 方向でみると $\sin$ 関数として観測される。

パリティ対称性の破れによる電子の放出方向異方性によって生じる Asymmetry (A-Asym.) も、 $\sin$ 関数として観測されるため、我々が観測する時間反転対称性の破れによる R-Asym の系統誤差となる。A-Asym 評価のため、ロボットを用いて CDC を水平方向に周期的に移動させることで、ビーム軸に対する検出器の位置を変化させ、ビームの spin-frip に同期する系統性を別周期で擬似的に再現した(fig1)。

また、wire delay と Coincidence window の値を最適化することで、accidental hit による系統性を抑制する実験も行われた。非偏極ビームを用いた測定の結果から、accidental hit による系統性がある場合、 $-\sin$ の形をとる Asymmetry の電子の放出角度分布が $+\sin$ の形となった。このことは、検出器内の電場に偏りによって生じる空間電荷効果 (space charge effect) による系統性であると解釈した。

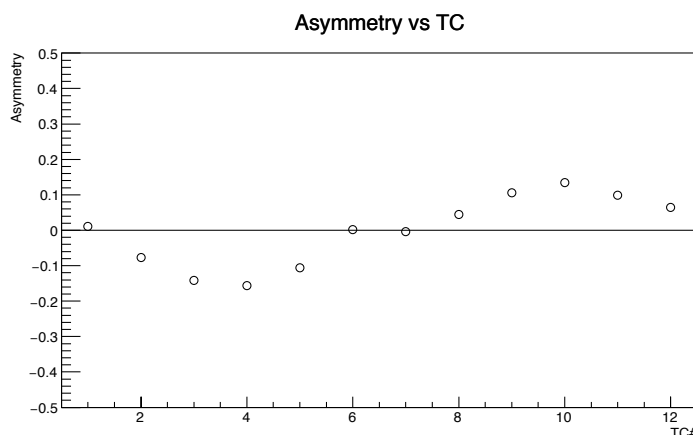


fig. 1. ロボットによる擬似的な A-Asymmetry

3. Run-2016

β 崩壊率の式の中に放出電子のスピンと、親核原子核のスピンからなる N 相関項がある(1)。

$$N\vec{\sigma} \cdot \frac{\langle \vec{j} \rangle}{J} \cdots (1)$$

sin 関数として観測される R-Asym に対して N 相関項の寄与は、 β 方向に関しては offset として観測されるため、測定で得られる Asymmetry はこの 2 つの和になっていると考えられる(2)。

$$Asym.(\beta) \propto (R \sin \beta \sin \alpha + N \cos \alpha) \langle \epsilon \rangle \frac{\langle j \rangle}{J} \cdots (2)$$

N 相関項は親核原子核の偏極方向が水平面からずれることで生じるため、Beam 軸に対して検出器自身を平行な位置から角度をつけて設置する装置(fig.2)を開発し、初の 0 でない N 相関項の測定を行った。

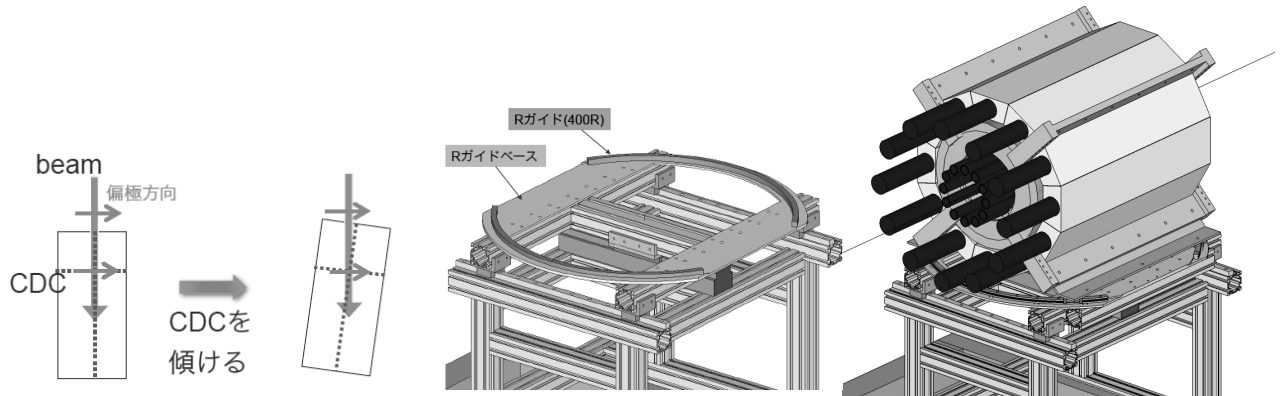


fig.2 N 相関項測定のためのセットアップ

偏極 ^8Li を用いた測定に向けて、2015 年度の結果を踏まえてロボットを用いた空間電化効果による系統性の抑制を目的とした系統性調査を行った。その結果空間電化効果による Asymmetry の Coincidence Window 依存性を発見したように思えたが、偏極 ^8Li を用いた測定で、ロボットによって評価していた fake Asymmetry は空間電荷効果によるものではなく、線源の位置移動に伴う幾何学の変更によるものであることが判明した。

修論発表会では、検出器の系統性調査、偏極 ^8Li を用いた物理測定の結果について報告する。

[参考文献]

- [1] J. Murata et al, "Test of Time Reversal Symmetry using polarized ^8Li at TRIUMF-ISAC", J. Phys. : Conf. Ser. 312 (2011) 102011 ; J Onishi et al. "Electron Transverse Polarimeter for the MTV experiment at TRIUMF", J Conf. Ser. 312 (2011) 102012
- [2] 戸塚祐実, "TRIUMF における時間反転対称性の破れの探索・MTV 実験 Run-II の物理解析、および CDC セットアップの最終性能評価 (Run-IV)", 立教大学理学研究科修士論文 (2012)
- [3] 尾崎早智,"CDC を用いた MTV/MTV-G の系統性調査", 立教大学理学研究科修士論文 (2014)
- [4] 田沼良介,"時間反転対称性の破れの探索実験 MTV Run-II の物理解析および CDC を用いた次世代 MTV 実験の為に Trigger/DAQ システムの開発", 立教大学理学研究科修士論文 (2014)
- [5] 坂元祐子,"TRIUMF-MTV 実験の為にスピンプリップに同期する系統性抑制法の開発", 立教大学理学研究科修士論文 (2015)

アクリル中でのチェレンコフ放射を用いたミュオグラフィ検出器の開発

15LA003Y 岩崎啓克

指導教員 内山泰伸

1. 背景

火山やピラミッドのような大きな物体を光子や電子は透過できないが、物質との相互作用が比較的小さなミュオンは透過することが可能である。ミュオンは物質の密度と飛距離に応じてエネルギーを失い、一部は物質中で止まるが、残りは物体を通り抜けて外部へと出てくる。この性質を利用して物体の内部構造を透視する技術はミュオグラフィと呼ばれる。この技術は、ミュオン強度の計測値と大気中で期待される強度の差から透過した物質の量を求め、構造物の幾何学的な距離で換算することで物体の密度分布を求めている。エネルギーが高いほど透過できる距離が長くなるので、火山などの大きさでは数 100 GeV 以上のエネルギーを持ったミュオンが用いられる。これまでにミュオグラフィによって、スパークチェンバーやシンチレータ、原子核乾板などを用いて、ピラミッドや火山、活断層、原子炉等の透視が行われている [1]。

ミュオグラフィでは大気のある方向から自然に降り注いでくるミュオンを用いて物体を透視する。大気中で発生するミュオンを用いるため、人工的な粒子加速が不要で、ミュオン検出器のみで観測できるという利点がある。一方で、宇宙線ミュオンの強度は天頂方向で最大となり、水平に近づくとき小さくなり、水平方向付近から飛来する 100 GeV 以上の粒子数は $1.8 \text{ 粒子} / \text{m}^2 / \text{day} / \text{deg}^2$ [2] と少ない。透視する物体の内部に検出器を設置すれば天頂に近い方向からのミュオンを用いることも可能で、より大きな強度が期待できるが、火山などを外側から観測する場合は透視に利用できる単位時間あたりに飛来する粒子は少ない。そのため、十分な統計を得るには長時間の観測が必要である。

ミュオグラフィの時間分解能と空間分解能はトレードオフの関係にある。ミュオグラフィ画像の各ピクセルに十分な入射ミュオンがあることで内部構造を画像化できる。そのため、ミュオグラフィの時間分解能は、検出器の時間分解能ではなく、十分なミュオンを検出するまでにかかる時間によって決まる。また一方で、ミュオグラフィの空間分解能は、検出器が持つミュオンの到来方向の決定精度（角度分解能）と検出器と対象物との距離によって決まる。角度分解能が同じであれば、対象物に近いほど、より細かな構造まで撮像することが可能である。角度分解能が高いと、各ピクセルが見込む立体角が小さくなり、必要な統計を得るのにかかる時間が増え、時間分解能が低下する。これらを両立させるためには、検出器の有効面積を大きくする必要がある。検出器の面積が大きくなると単位時間あたりに検出できるミュオンの数が増え、角度分解能が高くても時間分解能が低下しない。

本研究では、これまでに行われていない新たなミュオグラフィの手法として、水やアクリル中でミュオンが放射するチェレンコフ光を用いた観測装置を開発する。ミュオンが進行方向に円錐状に放射したチェレンコフ光を撮像すれば、その像からミュオンの到来方向を推定できる。これは、電子などの放射によるバックグラウンドの除去や、複数の粒子が同時に入射したときの粒子の区別を可能とする。バックグラウンドや複数のミュオンが同時に入射してもそれぞれを区別できるなら、パイルアップを回避することが可能であり、また、シンチレータなどに比べて大きな検出器を製作しやすいため、大型化の点でも他の手法よりも有利である。

2. 実験概要

宇宙線ミュオンを利用して火山や建造物等を透視するために、ミュオンのチェレンコフ放射を利用した検出器の開発を研究の目的としている。火山などの構造物を透過してきたミュオンを、水またはアクリルを媒質としてチェレンコフ放射を生じさせて検出する。チェレンコフ光を検出し、ミュオンの到来方向を推定する方法について 2 通り検討した。どちらの手法でも、チェレンコフ光の信号はアンプで増幅・整形した後に、フラッシュ ADC でデジタル化し、FPGA を用いた論理回路で処理され、コンピュータに保存される。得られたデータを解析し、イベントごとにミュオンの到来方向を再構成する。それらを立体角ごとのミュオンの強度分布としてまとめ、透視対象の密度分布を求める。物質中でのミュオン強度の減少を計算して透過してきた物質の量を推定し、構造物の幾何学的な距離で割って平均密度を求められる。

3. チェレンコフ光の撮像検出器の検討

ミューオンが放射するチェレンコフ光を撮像して到来方向を決定するための方法を検討した。直方体のアクリルの1つの面に多数の光電子増倍管を配置した検出器について考えた。ミューオンが放射するチェレンコフ光は円錐状に広がり、光電子増倍管を並べた面に楕円のような像を成す。アクリル壁面でのチェレンコフ光分布の頂点は、ミューオンが壁面を通過した位置とほぼ一致する。したがって、光子分布の頂点を用いればミューオンの通過位置がわかり、この検出器を複数並べれば到来方向を決定できる。

ミューオンの入射角を少しずつ変えてシミュレーションを行い、あらゆる入射角、入射位置の光子分布をモデルとして用意し、検出したチェレンコフ光の像に最も近い分布を探すことでミューオンの到来方向を推定する方法を検討した。1 m×1 m×20 cmのアクリルに直径4 cmの光電子増倍管を4.5 cm間隔で21×21本並べて設置したとき、～1 cmの精度でミューオンの通過位置を推定できることがわかった。この検出器を1 m離して2台配置したとき、ミューオンの到来方向を約1.1°の角度分解能で推定可能である。

チェレンコフ光の撮像検出は、明らかな像が得られるため、光電子増倍管等のノイズや、観測方向以外から入射するバックグラウンドのミューオンや電子などのイベントを除去し、観測方向から到来したミューオンのイベントのみを得ることが可能だと考えられる。電子や低エネルギーミューオンのバックグラウンドは、シンチレータを用いたミューオグラフィにおいて分解能を低下させる要因となっていたため、大がかりなシールド等を用いずに、検出原理によってバックグラウンドを除去できるというのは利点である。

4. 読出し2系統で角度分解可能なアクリルチェレンコフ検出器

チェレンコフ光の撮像を行うには、検出器の読出し系が多くなる。少ない読出し系の検出器を前提に、空間分解能の向上に特化して考え、試みとして一方向から到来したミューオンを選択的に検出する検出器を検討し、その実証を行った。

チェレンコフ光の光子数は、 $\beta \sim 1$ のとき、荷電粒子の飛距離に比例し、運動量に依らない。細長い棒状のアクリルでは、棒の長辺方向に通ら抜けた場合が最も光子数が多く、入射角が大きくなると通過距離が短くなって光子数が少なくなる。

この性質を利用してアクリル棒を向けた方向から到来したミューオンのみを選択的に検出するFig. 1のような検出器を製作した。長さ50 cm、5 mm角のアクリルの角柱を7本×7本の格子状に合計49本並べた。これらの角柱は10 cm角のアクリル立方体に光学グリスで接着されている。角柱の周りには空洞になっており、角柱内で放射されたチェレンコフ光は、全反射条件を満たした光子は角柱内を全反射して伝わり、それ以外は屈折して空気中を進む。立方体のアクリルに入った光子は立方体を覆う反射材で散乱され、光電子増倍管によって検出される。2本の光電子増倍管の出力信号の中から同時計測イベントを足し合わせることで、検出されたチェレンコフ光の総量を求める。

ミューオグラフィを行うときには、検出器を透視対象に向けて、検出器の方向を少しずつ動かしてスキャンし、画像化する予定である。検出器の面積が小さく、角度分解能が高いため、必要な統計を得るのには長い観測時間が必要となる。火山などの大きな構造物では透過して外部に出てくるミューオンの数が少ないため、この検出器の利用は現実的ではない。一方で、建築物などの小さな構造物では低いエネルギーのミューオンでも透過することができ、透視に利用できるミューオンの強度が大きいため、ミューオグラフィが可能であると期待される。

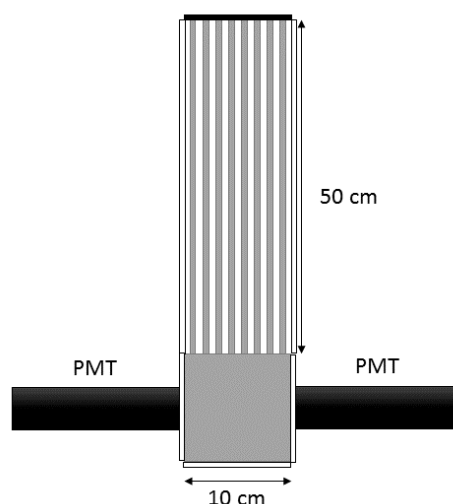


Fig. 1 アクリルを組み合わせたチェレンコフ検出器 灰色部分はアクリル。アクリル棒の周りには空洞でスチロール板で囲われている。図の上方向が検出器の観測方向である。

[参考文献]

- [1] H. K. M. Tanaka et al. 2016, Geosci. Instrum. Method. Data Syst. Discuss.
- [2] S. Matsuno et al. 1984, Phys. Rev. D, 29, 1–23

はやぶさ 2 /ONC-T による Ryugu のマルチバンド分光撮像に向けた反射分光実験 Laboratory studies on multi-band imaging of Ryugu by Hayabusa2/ONC-T

15LA016W 高松知広

指導教員 亀田真吾

1. はじめに

2014 年、C 型小惑星「Ryugu」を目標天体とした小惑星探査機「はやぶさ 2」が打ち上げられた。はやぶさ 2 におけるミッション目標の一つは、熱変成の進んでいない始原的な物質を地球へと持ち帰ることであり、Ryugu には、地上からの可視での観測結果[1]から含水鉱物の存在を示す 700nm 吸収帯が確認されている。はやぶさ 2 では、3 つの可視カメラから成る光学航法カメラ (ONC) のうち 7 枚のバンドパスフィルタの備わった望遠カメラ「ONC-T」を用いてマルチバンド分光撮像をおこなう。そしてその撮像結果を用いて 700nm 吸収帯や不溶性有機物による紫外での吸収などの指標から小惑星表面物質の推定をおこない、含水鉱物の存在する地点を特定し、着陸地点を決定する。したがってマルチバンド分光撮像から 700nm 吸収帯の検出が可能であることを事前に確認しておくことが重要であり、太陽-Ryugu-はやぶさ 2 の位相角が 30° のときに 700nm 吸収帯が検出可能であることを、含水鉱物を含む炭素質コンドライトを用いた地上実験より確認した[2]。しかし、はやぶさ 2 が Ryugu へと到着し、出発するまでの 2018 年 6 月から 2019 年 12 月の期間において位相角は 0° から 40° の範囲で変化する。吸収の深さや反射スペクトルの形状が、鉱物への入射角や位相角などにより影響を受けた結果が確認されており[3, 4]、700nm 吸収帯の深さや Ryugu の反射スペクトルも同様に観測時期や Ryugu 表面の傾斜による入射角、位相角変化から影響を受ける可能性がある。

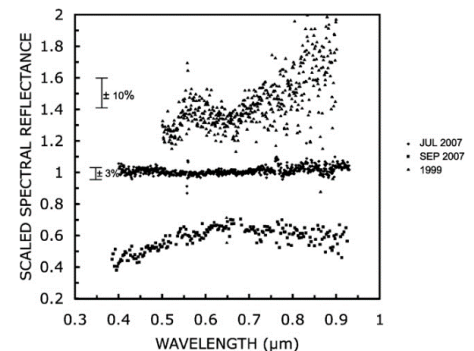


Fig. 1. Relative reflectance spectra of Ryugu. [1]

2. 目的

本研究では、位相角 0° から 40° の範囲で含水鉱物を含む炭素質コンドライトに対するマルチバンド分光測定を ONC-T を模擬したカメラを用いておこない、紫外及び 700nm 吸収帯の深さと反射スペクトルの位相角依存性の有無を確認することを目的とした。

3. 実験

マルチバンド分光測定をおこなうにあたり本研究では、ONC-T に搭載されているバンドパスフィルタと同じ透過中心波長をもつ 7 枚のフィルターをカメラに装着して使用した。また試料には、700nm 吸収帯をもつ Nogoya 隕石と Murchison 隕石を用いた。

3. 1. 位相角依存性測定実験

位相角が 0° から 40° の範囲での反射スペクトルを得るために、出射角を 0° に固定し、各位相角において試料の反射スペクトルと 700nm 吸収帯の深さを測定した。各位相角での Murchison 隕石の測定結果を Fig. 2 に示す。本研究において測定された 700nm 吸収帯の深さの最大の変化量は Fig. 2(b) より $1.43 \pm 0.49\%$ である。また Fig. 2(c) より位相角が増加するに伴い、紫外での吸収量の増加も確認された。

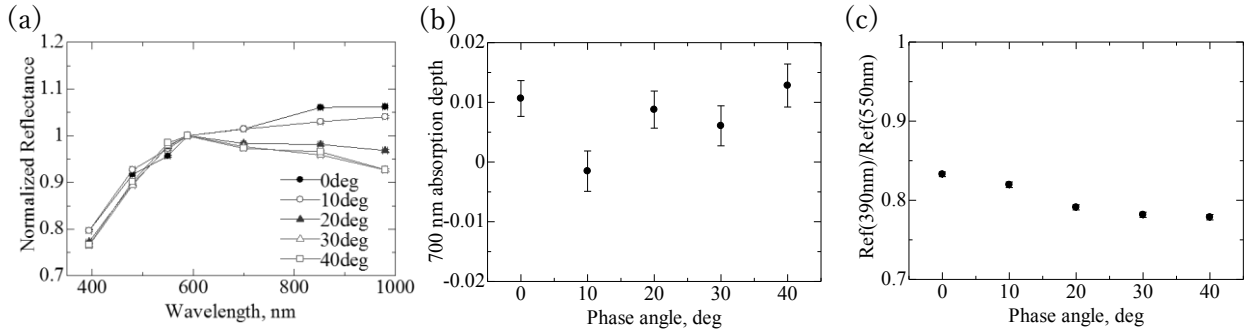


Fig.2. (a) The multi-band spectra of Murchison in the phase angle range of 0° - 40° . Spectra are scaled to 1.0 at 589nm. (b) The 700 nm absorption depth of Murchison in the phase angle range of 0° - 40° . (c) Reflectance ratio of Murchison in the phase angle range of 0° - 40° .

3.2. 入射角依存性測定実験

Ryugu 表面の傾斜による地域ごとの太陽光入射角の違いの影響を確認するために、位相角一定での反射スペクトルの入射角依存性の測定をおこなった。各入射角での Murchison 隕石の測定結果を Fig.3 に示す。Fig.3(b), (c) より、位相角一定のとき、入射角変化に伴う紫外及び 700nm 吸収帯の深さの変動が検出された。

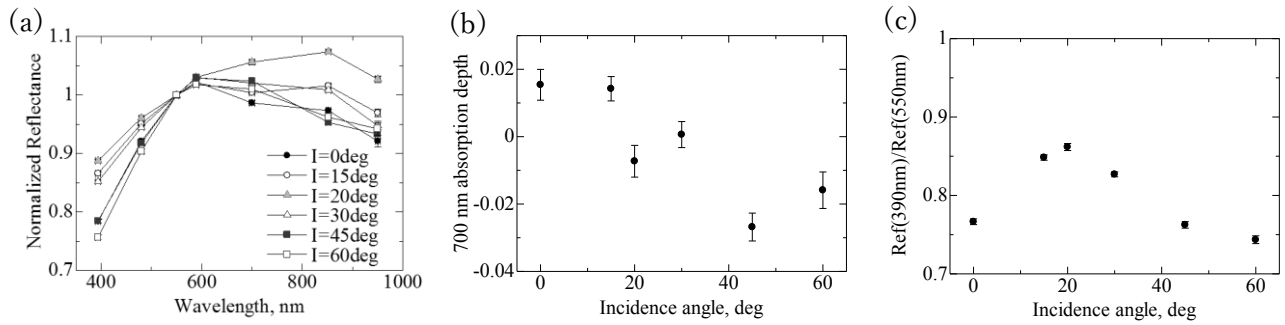


Fig.3. (a) The multi-band spectra of Murchison at the phase angle range of 40° . Spectra are scaled to 1.0 at 589nm. (b) The 700 nm absorption depth of Murchison at the phase angle of 40° . (c) Reflectance ratio of Murchison at the phase angle of 40° .

4. まとめ

紫外及び 700nm 吸収帯の深さへの観測ジオメトリによる影響が確認された。位相角変化に伴い 700nm 吸収帯の深さはわずかに変動したが、ONC-T の測定精度は 1%であり、位相角変化が ONC-T による 700nm 吸収帯の測定に影響を及ぼさないと断定はできず、今後議論が必要だと考えられる。また紫外及び 700nm 吸収帯の深さが入射角変化に伴い変動したことから、ONC-T の視野内でこれらの値が同様であったとしても、表面物質が様に分布していない可能性が示唆された。よって着陸地点の選定には、分光情報に加えて入射角を求めるための地形情報が必要だと考えられる。

[参考文献]

- [1] Vilas, F, 2008, AJ. 135, 1101.
- [2] S, Kameda et al., 2015, ASR. 56, 1519.
- [3] P, Beck et al., 2012, Icarus 218, 364.
- [4] S, E, Schröder et al., 2014, Icarus 239, 201.

ダークマターに擬態する重力理論における完全流体を含んだ静的球対称時空 Static spherically symmetric spacetime with perfect fluid in gravitational theory mimicking dark matter

林 峰至

指導教員 原田 知広

1 はじめに

宇宙論的観測から、我々の宇宙は現在加速的に膨張していることが知られている。一般相対論の枠組みでこの加速膨張を説明するには、我々の住む宇宙の組成の約7割を、ダークエネルギーという謎のエネルギーが占めていなければならない。正体不明のエネルギーの他にも、正体不明の物質というのもあり、電磁波による観測ができないためにダークマターと呼ばれているものである。しかしながらもう一つの考え方として、現実の重力が一般相対論ではない別の重力理論に従っているという可能性がある。そこで、一般相対論に変わる新しい重力理論として、mimetic gravity という重力理論について注目した [1]。

この理論では、スカラー場と補助的な計量を用いて共形変換することで作られる物理的計量を考える。すると、mimetic gravity のスカラー場は速度ポテンシャルの役割を果たし、mimetic dark matter と呼ばれる、非相対論的流体のような振る舞いをするコールドダークマターを重力から記述することができる。ダークマターを記述するこの重力モデルによって構築される球対称解は、銀河の回転曲線を説明できるかもしれない [2]。宇宙論の文脈では不安定性が示された [3] が、星や銀河のスケールの物理においても同じ作用を持つとは限らない。本研究では mimetic gravity が完全流体を含んだ球対称時空において解の振る舞いがどのようになっているのかを調べた。

2 ポテンシャルを持った mimetic gravity の general formalism

mimetic field のポテンシャルと物質を加えた mimetic gravity を考える。[4] によって導入された作用は

$$S = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{M}} d^4x \sqrt{-g} [R + \lambda(g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - 1) - V(\phi) + \mathcal{L}_m] \quad (1)$$

ここで、 R はリッチスカラーで、 g は physical metric $g_{\mu\nu}$ の determinant で、 $8\pi G = 1$ とした。また、 $\mathcal{L}_m$ は物質のラグランジアンである。ここで、 $\mathcal{M}$ は space-time manifold で、 λ はラグランジュの未定乗数である。スカラー場 ϕ は mimetic field と呼ばれ、拘束条件

$$g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi = 1 \quad (2)$$

を満たす。この拘束条件を mimetic constraint と呼ぶ。[4] で示されたように、ポテンシャル $V(\phi)$ の適切な選択によって、多様な宇宙のシナリオを作ることができる。すると、重力場の方程式は

$$G_{\mu\nu} = -\lambda \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} V(\phi) + T_{\mu\nu} \quad (3)$$

となる。ここで、 $T^{\mu\nu}$ は物質の stress-energy tensor で、 $R_{\mu\nu}$ は Ricci tensor である。作用を mimetic field について変分すれば

$$-\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\nu (\sqrt{-g} \lambda \partial^\nu \phi) = \frac{1}{2} \frac{\partial V}{\partial \phi} \quad (4)$$

したがって、方程式 (7)(8) は系の dynamics を支配する方程式を表している。一方で、式 (2) を利用することによって、式 (8) は自動的に満たされることがわかる。ここで、後のために式 (3) のトレースを求めておく。

$$R = \lambda + 2V(\phi) + T \quad (5)$$

T は $T_{\mu\nu}$ のトレースである。

3 完全流体を含んだ球対称時空

以下の形の静的球対称時空を考える;

$$ds^2 = -a(r)^2 b(r) dt^2 + \frac{dr^2}{b(r)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (6)$$

ここで、 $a(r), b(r)$ は動径座標 r の関数である。また、完全流体を含んだ場合には、式 (3) は

$$G_{\mu\nu} = -\lambda \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} V(\phi) + (\rho + p) u_\mu u_\nu + p g_{\mu\nu} \quad (7)$$

となる。ここで、 ρ, p はエネルギー密度と圧力、 u^μ は物質の 4 元速度である。mimetic field の形によって、解がどのような振る舞いをするのかを調べた。

[参考文献]

- [1] Ali H. Chamseddine, Viatcheslav Mukhanov, JHEP 1311(2013), 135, [arXiv:1308.5410[astro-ph.CO]]
- [2] R. Myrzakulov, L. Sebastiani, S. Vagnozzi and S. Zerbini, Class. Quant. Grav. 33 (2016) no.12, 125005 [arXiv:1510.02284 [gr-qc]].
- [3] A. Ijjasa, J. Ripley and P.J. Steinhardt [arXiv:1604.08586[gr-qc]]
- [4] A.H. Chamseddine, V. Mukhanov and A. Vikman, JCAP 1406(2014)017 [arXiv:1308.5410[astro-ph.CO]]

紫外線望遠鏡による系外惑星の外圏酸素原子検出の検討

Feasibility studies for the detection of exoplanetary atomic oxygen exospheres with a UV space telescope

15LA007X 堀越寛己

指導教員 亀田真吾

1. はじめに

1995 年に系外惑星が発見されてから数多くの観測が行われ、検出された惑星の数は 3000 を超えており、地球と同程度の大きさの惑星が多数検出されている[1]。しかし、系外惑星の観測手法として主流であるトランジット観測やドップラー観測からは惑星の大きさや質量に関する情報しか得られないので、検出された惑星が地球のように海や生命を持つ惑星なのか、あるいは金星や火星のように海や生命を持たない惑星なのかを判別することは困難である。一部の惑星では地球から見て主星の前を惑星が通過することによるトランジット現象を利用して、大気組成に関する情報が得られている。大気を持たない惑星のトランジット時の主星光の減光率は波長に依存しないが、大気を持つ惑星の場合、大気中に含まれる原子・分子が特定の波長の光を吸収・散乱するため、分光観測によって大気組成に関する情報が得られる。本研究では OI 輝線（波長 130 nm）のトランジット観測から地球のような惑星と金星や火星のような惑星を判別する観測手法について検討を行った。

2. Proxima Centauri と Proxima b における EUV 強度

本研究では、OI 輝線が観測されている恒星 Proxima Centauri を参照して検討を行った。Proxima Centauri は太陽から最も近い恒星であり、スペクトル型が M5.5V、有効温度が 3050 K、OI 輝線強度が $0.000408 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ @1AU である[2],[3]。Fig.1 に Proxima Centauri の OI 輝線付近のスペクトルを示す。2016 年 8 月に、Proxima Centauri 周りに Proxima b という質量が地球の 1.27 倍、軌道長半径が 0.0485 AU の惑星が検出された[2]。

恒星の紫外線は惑星大気中の分子を解離・電離させ、特に EUV 放射（波長 10 nm~117 nm）は大気の加熱源となる。Proxima Centauri は EUVE によって、波長 10 nm~40 nm の EUV 強度が測定されている[5]。波長 40 nm~91.2 nm の恒星からの EUV 放射は星間空間中の水素原子によって吸収・散乱されてしまうので観測はできていないが、Proxima b における Proxima Centauri からの EUV 強度（波長 10 nm~40 nm）を見積もると、地球における太陽からの EUV 強度（波長 10 nm~117 nm）の 14 倍以上になることが示された。

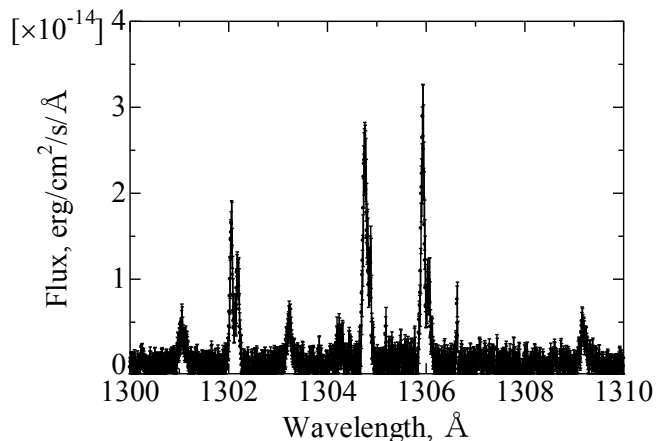


Fig. 1. Hubble Space Telescope (HST)による Proxima Centauri の OI 輝線付近のスペクトル[4]

3. 酸素原子数密度分布

Kulikov et al. (2007)と Tian et al. (2008)は太陽からの EUV 強度を変化させて、地球、金星、火星の大気温度と酸素原子数密度分布を模擬計算している。そこで EUV 強度が現在の 10 倍とした場合（10EUV）の結果を用いて地球、金星、火星の酸素原子柱密度を計算した。Kulikov et al. (2007)と Tian et al. (2008)で計算されていない高高度の酸素原子数密度は静水圧平衡を仮定して外挿した。また、酸素原子は球対照に分布していると仮定した。酸素原子柱密度の計算結果を Fig. 2 に示す。Kulikov et al. (2007)によると、10EUV の時の地球の外圏温度は約 10000 K である。この時、酸素原子の散乱断面積は $\sim 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ である。従って、地球の場合、光学的に厚い酸素原子が地球半径の約 8 倍まで広がることが示された。もし Proxima b が地球と同程度の酸素原子分布を持つ惑星の場合、本研究における計算結果と同様に光学的に厚い酸素原子が高高度まで広がると考えられる。

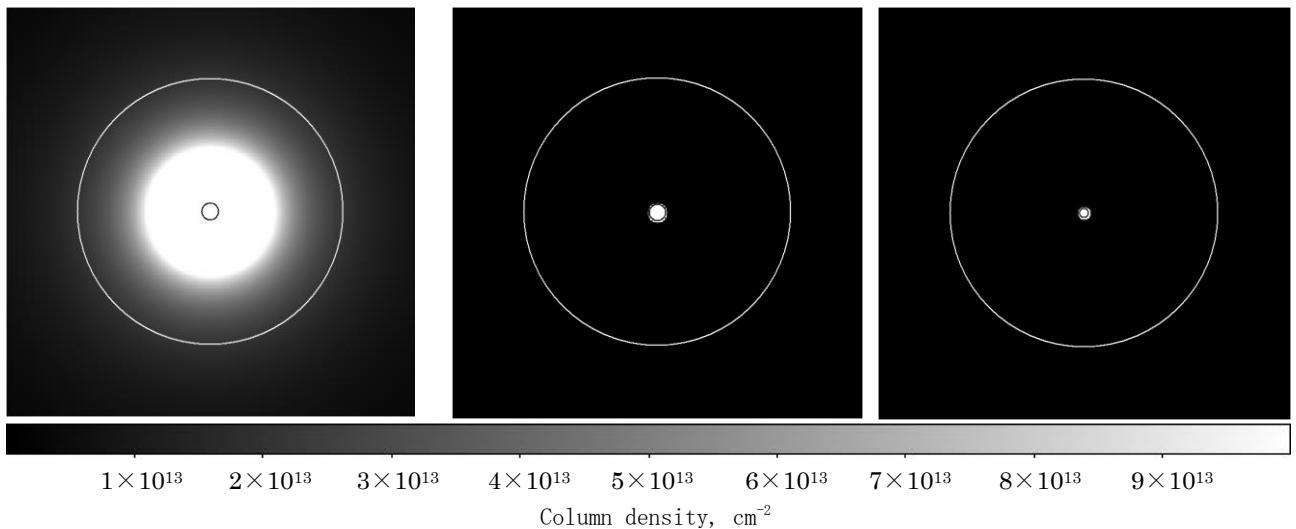


Fig. 2. 10EUV の時の地球（左）、金星（中心）、火星（右）の酸素原子柱密度。黒い円は惑星の大きさを示し、白い円は Proxima Centauri の大きさを示している。輝線中心で光学的厚みが 1 となる柱密度は $\sim 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ である（白色の部分）。

4. トランジット時のスペクトル

Proxima b が 10EUV の時の地球、金星または火星と同程度の酸素原子分布を持つと仮定し、Proxima Centauri の前をトランジットした時のスペクトルを模擬計算した。結果を Fig. 3 に示す。トランジット中のスペクトルの計算結果から、Proxima b が地球のような惑星である場合と金星や火星のような惑星の場合と比べてスペクトルの形状が大きく異なることが示された。従って、OI 輝線のトランジット観測から地球のような惑星と金星や火星のような惑星を判別することが可能であると考えられる。

HST による観測検討を行ったところ、Proxima b が地球のような惑星である場合、トランジット観測 1 回で検出可能であることが示された。

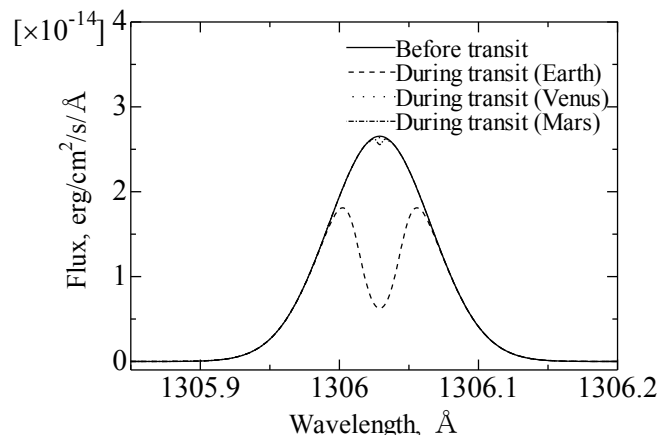


Fig. 3. 模擬計算によって得られた Proxima Centauri の前を地球、金星、火星がトランジットした時のスペクトル。

5. まとめ

Proxima b が 10EUV の時の地球と同程度の酸素原子分布を持つ場合、HST で検出可能であることが示された。しかし、Proxima b はまだトランジットが確認されていない。また、HST は軌道高度が 550 km のため、地球の酸素コロナからの混入光により、遠くの暗い惑星系の観測は困難である。ロシアは 2021 年に口径 1.7 m の紫外線宇宙望遠鏡 WSO-UV を打ち上げる予定である。WSO-UV は地球同期軌道であり、この高度において地球酸素コロナ発光は無視できる。そこで我々は WSO-UV に装置を搭載し、観測を行うことを検討している。

[参考文献]

- [1] Morton et al., 2016, *Astrophys. J.*, 822, 86 (15pp)
- [2] Anglada-Escuda et al., 2016, *nature*, 536: 437-440
- [3] Linsky et al., 2013, *Astrophys. J.*, 766, 69 (10pp)
- [4] Ayres et al., 2010, *Astrophys. J. Suppl.*, 187: 149-171
- [5] Linsky et al., 2014, *Astrophys. J.*, 780: 61 (11pp)
- [6] Kulikov et al., 2007, *Space Sci. Rev.*, 129, 207-243
- [7] Tian et al., 2008, *J. Geophys. Res.*, 113, E07005