

立教大学大学院理学研究科物理学専攻
2021年度博士課程前期課程最終試験
概要集

日時 : 2022年 2月 18日 (金) 10:00 ~ 17:30
19日 (土) 10:00 ~ 15:15

場所 : 8号館2階8201教室

発表時間 : 30分 (質疑時間10分含む)

プログラム

日付	開始	氏名	タイトル	Page	座長
2月18日 (金)	10:00	川田一聖	Ne固体での電子衝撃によるbi-exciton生成に伴う励起原子脱離の研究	1	小林
	10:30	紫藤真希	電子ビームを用いたAr クラスターの電子的励起過程の観測	3	
	11:00	河上 剛	合流ビーム実験に向けた中性原子ビームの生成と高品質化	5	
	11:30	俵 壮志	ファブリーペローイメージャーを用いた熱圏鉛直風速・温度観測システムの構築	7	
	13:15	吉田萌生	回転によるブラックホールの電荷獲得	9	栗田
	13:45	八木駿介	はくちょう座 X-1 の Dip 観測	11	
	14:15	佐藤琢磨	一般化された Sultana-Dyer 時空	13	
	14:45	松本 穰	Kaluza-Klein reduction による $d=4$ の dilaton 有効作用の導出	15	
	15:30	原田大雅	Swampland conjecture によるニュートリノへの制約	17	田口
	16:00	渡邊勇輝	強重力場における計量に付加項を伴う BH 近傍での光線の屈折角の計算について	19	
16:30	橘内昂介	はやぶさ 2 降下観測運用で確認された転石	21		
17:00	武重祥子	不安定原子核散乱の網羅的測定に向けた高周波デジタル波形処理システムの開発	23		
2月19日 (土)	10:00	村田知瞭	SU(N)-natural inflation モデルの初期条件	25	初田
	10:30	酒井大輔	Ar ⁸⁺ 多価イオン衝撃による Ne 固体表面からのイオン脱離過程の入射エネルギー依存性	27	
	11:00	土岡智也	超新星残骸 G350.1-0.3 と Cassiopeia A のX線観測で迫る爆発の非対称効果	29	
	11:30	荒神歩己	「すざく」によるはくちょう座 X-3 のエネルギースペクトルの解析	31	中野
	13:15	小林直一	マイクロメートルスケールにおける Newton-V を用いた重力の逆二乗測逸脱の検証	33	
	13:45	福一 誠	ひとみ衛星とすざく衛星を統合したペルセウス銀河団からの暗黒物質由来の輝線探索	34	
	14:15	菊地 武	ローレンツ不変性検証のための偏極 ⁸ Li 原子核寿命の周期性解析	36	
14:45	物部武瑠	一般の状態方程式における原始ブラックホール形成の初期データ	38		

Ne固体での電子衝撃によるbi-exciton生成に伴う励起原子脱離の研究

Desorption of excited atoms associated with bi-exciton formation by electron impact in Ne solids

川田一聖
指導教員 平山孝人

1. はじめに

希ガス固体に電子や光子を入射すると、内部の原子が電子的に励起し、そのエネルギーが脱離の運動エネルギーに変換されることによって励起原子やイオンが脱離する[1]。このような、電子的励起過程に伴う脱離を電子遷移誘起脱離 (DIET: Desorption Induced by Electronic Transitions) と呼び、電子的励起過程とその緩和過程を解明する重要な現象の1つである。DIETにおける励起原子の脱離では、主にCE機構 (Cavity Ejection) とED機構 (Excimer Dissociation) が知られる[1]。

私はNe固体を対象としてbi-exciton (励起分子: 1つの電子または光子によって同時励起された励起子の対) の生成に伴う脱離過程を解明する実験的研究を行なっている。bi-excitonの生成に伴う脱離の研究例として、Ar固体での電子衝撃によるイオン脱離実験では、bi-excitonの生成によってイオンが脱離することが報告されている[2]。また、Ne固体での光衝撃によるイオン脱離実験では、Ne固体におけるbi-exciton生成エネルギーが報告されている[3]。しかし、bi-excitonの生成によって励起原子が脱離することの報告はない。

脱離励起原子の観測では、詳細が明らかにされている脱離機構と比較することや脱離の運動エネルギーの情報が得られることで、bi-excitonのエネルギー状態やその後の崩壊過程がわかる。また、bi-excitonの生成による脱離粒子収率の変化は、電子衝撃での実験においても共鳴構造として現れるため、光衝撃での実験結果と比較することでNe固体表面のポテンシャルを実験的に特定できる。

本研究では、Ne固体を対象として、bi-excitonの生成エネルギー領域で脱離励起原子収率を測定して得られた、bi-excitonの生成によって励起原子が脱離したと考えられる結果を報告する。これは、bi-excitonの生成が励起原子の脱離過程に関与することを示唆する初めての報告である。

2. 脱離機構

CE機構は、固体表面の励起原子と格子間の反発相互作用に起因する脱離機構である[1]。固体中の原子を励起すると励起子が生成し、固体内を拡散する励起子が固体表面に現れた場合、電子親和力

が負の固体では固体表面の励起原子と格子間に反発相互作用が生じ、励起原子が脱離する。Ne固体では 0.2 eV程度の運動エネルギーで脱離する[1]。ED機構は、excimer (分子状励起子) の解離に起因する脱離機構である[1]。固体中に生成した励起子の一部は、隣接する基底状態の原子と結合してexcimerを形成する。excimerが振動緩和し、基底状態に脱励起すると、2つの原子は互いに反発して固体表面に近い原子が脱離する。これはexcimer内の平衡核間距離が基底状態のものより短いためである。高励起状態のexcimerが生成されると励起原子が脱離し、Ne固体では 1.4 eV程度の運動エネルギーである[1]。

電子衝撃によるイオン脱離実験では、脱離したbi-excitonが真空中でイオンに崩壊する過程が提案されている[2]。希ガス固体に電子を入射すると、2つの原子が同時に励起されることでbi-excitonが生成する (Fig.1a)。固体内を拡散するbi-excitonが固体表面に現れた場合 (Fig.1b)、CE機構で脱離する (Fig.1c)。脱離したbi-excitonは真空中で、一方の励起原子が基底状態に落ちるときに放出するエネルギーでもう一方の原子をイオン化させ、イオンやイオンダイマーを生成する (Fig.1d)。これに似た過程で、bi-excitonの生成によって励起原子も脱離すると考えられる (Fig.1d')。

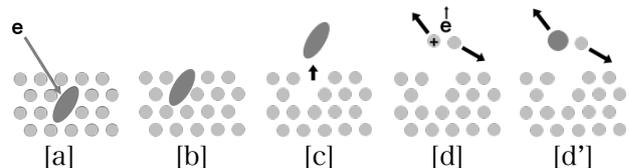


Fig.1 bi-excitonの生成に伴う脱離過程。

3. 実験装置

本実験は超高真空の真空槽内 (内部圧力は約 5.0×10^{-9} Pa) で行った。電子ビームを生成する電子銃は、光電陰極 (LaB₆単結晶) で光電効果により生じる光電子を静電レンズで収束させ、四重極ディフレクターで方向を90°変えた後、再び静電レンズで収束させて標的に当てる構造である[4]。標的となるNe固体は、真空槽内の銅基板を約 5 Kに冷却し、Neガスを真空槽内に導入することで生成する。脱離した準安定励起原子 (寿命は 3P_2 が 24.4 s, 3P_0 が 430 s) の検出にはMCPを用いる。

4. 結果

Ne固体での電子衝撃による脱離準安定励起原子の飛行時間 (TOF: Time of flight) スペクトルを Fig.2 に示す。電子ビームはパルス化しており、パルス周波数 500 Hz, パルス幅 10 μ s である。Ne 固体は 100 原子層, 入射電子エネルギーは 36.0 eV である。0 μ s 付近にあるピークは短寿命の励起原子が脱励起した際に放出する光子である。100 μ s 付近の小さなピークは ED 機構で脱離した励起原子であり, 160 μ s 付近から 500 μ s 付近にある大きなピークは CE 機構で脱離した励起原子である。

入射電子エネルギーを 33.5 eV ~ 38.0 eV の範囲で 0.1 eV ごとに変化させて TOF スペクトルを測定した。CE 機構によるピークの飛行時間の短い成分 (飛行時間 160~200 μ s) の脱離励起原子取率の入射電子エネルギー依存性を Fig.3 に示す。

5. 考察

Fig.3 では 34.5 eV 付近から 36.5 eV 付近に共鳴構造が確認できる。Ne 固体においては, 2p イオン化エネルギー 21.55 eV から 2snp 副殻励起エネルギー 47 eV までの間に励起状態は存在せず, また, Ne 原子の最も低い 2 電子励起エネルギーは 45.5 eV (2p⁴3s3p) である [3]。したがって, 共鳴構造のエネルギー領域は, Ne 固体中の原子の 1 電子の励起エネルギーにも, 多電子の励起エネルギーにも該当しない。

Ne 固体の励起子生成エネルギーが固体表面で 17.15 eV (2p⁵3s), 19.0 eV (2p⁵3p), 固体中で 17.5 eV (2p⁵3s) であることを考えると [1], 共鳴構造のエネルギー領域は励起子生成エネルギーの約 2 倍である。過去の光衝撃による研究では, このエネルギー領域で bi-exciton の生成が報告されている [3]。その際の bi-exciton 生成エネルギーは励起子生成エネルギーの 2 倍よりも小さく, その差は Ne 固体での相互作用エネルギー約 0.8 eV である [3]。この低エネルギー側へのシフトを加味すると, bi-exciton 生成エネルギーは固体表面で 33.5 eV (2p⁵3s \times 2), 35.6 eV (2p⁵3s+2p⁵3p), 固体中で 34.2 eV (2p⁵3s \times 2) である [3]。さらに, 電子は真空中から Ne 固体に入射する際, Ne 固体のポテンシャル (1.4 eV) の分だけエネルギーが低くなる [5]。正確なポテンシャルが明らかになっていない固体表面では, Ne 固体中と真空の半分 (0.7 eV) だけエネルギーが低くなると仮定する。よって, 本実験での bi-exciton 生成エネルギーは, 固体表面で 34.2 eV, 36.3 eV, 固体中で 35.6 eV と考えられる。

以上より, 共鳴構造のエネルギー領域に Ne 原子の励起状態が存在せず, 本実験での bi-exciton 生成エネルギーに一致していることから, Fig.3 の共鳴構造は bi-exciton の生成によって脱離した励起原子だと考えられる。

さらに, Fig.3 の共鳴構造は, 固体表面で bi-exciton が生成したことによる構造と, 固体内部で bi-exciton が生成したことによる構造に分解できる可能性がある。現在, 膜厚 100 原子層以下での実験とその解析を進めている。また, bi-exciton の生成による脱離励起原子取率の増加が確認できるエネルギー領域において, TOF スペクトルを運動エネルギースペクトルへ変換することにより, bi-exciton の生成によって脱離した励起原子の運動エネルギーを特定する解析も行なっている。

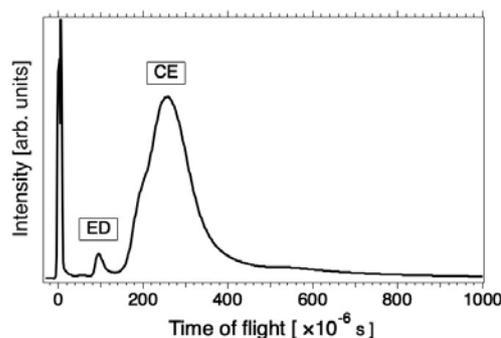


Fig.2 Ne 固体での電子衝撃による脱離準安定励起原子の飛行時間スペクトル。入射電子エネルギー 36.0 eV。膜厚 100 原子層。

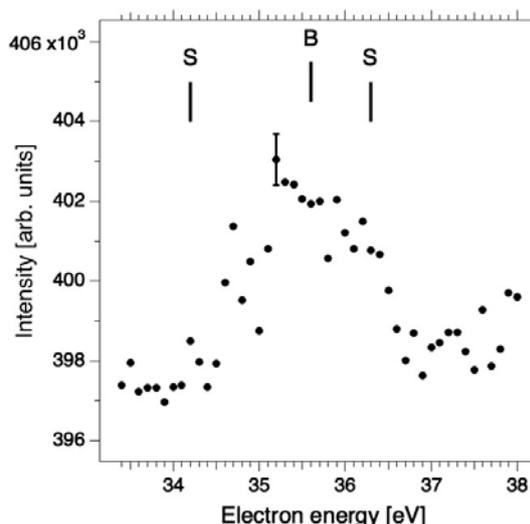


Fig.3 Ne 固体での脱離励起原子取率の入射電子エネルギー依存性。飛行時間は 160 μ s ~ 200 μ s。誤差棒は統計誤差。上部の印は固体表面 (S) と固体中 (B) それぞれの本実験での bi-exciton 生成エネルギーを表している。

参考文献

- [1] T. Hirayama and I. Arakawa, J. Phys. Cond. Mat. **18**, (2006) S1563.
- [2] Y. Baba, *et al.* Phys. Rev. Lett. **66**, (1991) 3269.
- [3] P. Wiethoff, *et al.* Low. Temp. Phys. **29**, (2003) 266.
- [4] H. Sawa, *et al.* J. Vac. Soc. Jpn. **60**, (2017) 467.
- [5] 菊地朝海, 修士論文 (2018), 立教大学。

電子ビームを用いた Ar クラスターの電子的励起過程の観測

Observation of electronic excitation processes of Ar clusters using electron beam

紫藤真希

指導教員 平山孝人

1. はじめに

クラスターとは、原子或いは分子が有限個結合した粒子を指す。クラスターはその結合方法や構成原子によりいくつかに分類される。そのうち、本研究の標的はファンデルワールス力により結合する希ガスクラスターの一種、Ar クラスターである。ファンデルワールス力による結合は非常に弱く、室温程度の環境ではすぐに結合が解けてしまう。そのため、本研究においては断熱膨張法を用いることで低温の環境を実現した上で Ar クラスターの生成を行う。

これまで平山研究室では純希ガスクラスターや希ガス混合クラスターを標的とした研究が行われてきている[1, 2]。電子エネルギー損失スペクトルより、純 Ar クラスターでは $N = 120$ 程度から固体的性質が確認され[2]、純 Kr クラスターでは $N = 200$ 程度でバルク励起子のピークが観測できることが明らかにされている[3]。さらに、今までの研究で生成された最大のクラスターは $N = 3500$ である[4]。

以上の先行研究をふまえ、私は今までの研究で生成されてきたクラスターよりもさらに大きなサイズの Ar クラスターを生成し、電子エネルギー損失スペクトルの測定結果を解析することを本研究の目的としている。

クラスターサイズはよどみ圧・ノズルの形状・ノズルの温度に依存することが知られている。この前提を踏まえ、O. F. Hagen らはこれらの値をパラメータとし、クラスターサイズと関係する量 Γ^* を理論的に提唱した[5]。

$$\Gamma^* = kP_s(d/\tan\theta)^{0.85}/T^{2.29} \quad (1)$$

ただし、 k はガスパラメータ、 P_s はよどみ圧、 d はノズル径、 θ はノズル開き角、 T はノズル温度である。 Γ^* の値が大きくなるほどクラスターサイズも大きくなる。(1)式より、よどみ圧を上げる、ノズル径を大きくする、ノズル温度を下げることでクラスターサイズを大きくすることができる。

2. 実験装置

本実験で用いた実験装置とガスノズルの概略図を図 1, 2 に示す[2]。実験ではクラスター生成槽において、ガスノズルから Ar ガスをパルス状に噴き出し速度の揃ったクラスタービームを生成しており、

図 2 に示す通り、ガスノズルはパルスバルブと増設ノズルで構成されている。本装置においては先ほど記述したクラスターサイズを決定づけるパラメータのうちの一つであるガスノズルの温度を変化させることが可能となっており、ノズル冷却を目的とした液体窒素タンクとノズルを無酸素銅線で接続した冷却機構が組み込まれている他、熱接触をよくするためパルスバルブと増設ノズルの周りは銅のテープで覆われている。さらに冷却の効率化のため、従来設置されていた無酸素銅線に加えて銅線をスズのメッキで覆った平編み銅線 4 本の追加を行った。ノズル冷却機構の概略図を図 3 に示す。

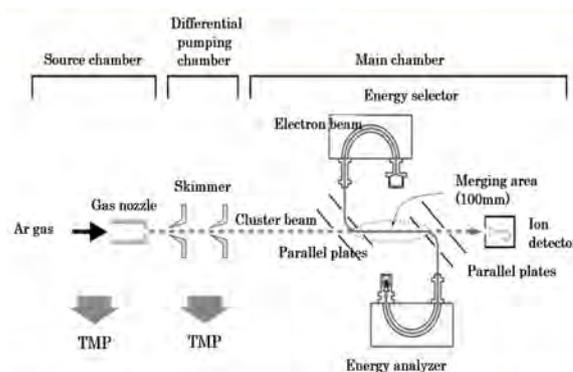


図 1 実験装置概略図[2]

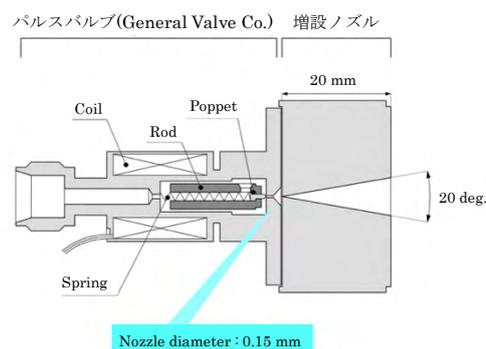


図 2 ガスノズル概略図[2]

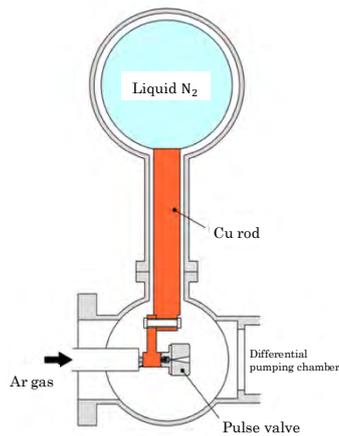


図3 ノズル冷却機構概略図 [2]

生成されたクラスタービームを主実験槽で電子銃により生成した電子ビームと合流させ、散乱角0度の電子をエネルギー分析することで、Ar クラスターの電子エネルギー損失スペクトルを測定した。

3. 電子エネルギー損失分光法

電子エネルギー損失分光法とは既知のエネルギー E_0 を持った電子を標的に衝突させて、散乱した電子のエネルギー E' を観測し、衝突によるエネルギー損失 $\Delta E = E_0 - E'$ を測定することにより、標的の電子的励起過程に関する情報を得る方法である。電子エネルギー損失分光法の概略図を図4に示す。

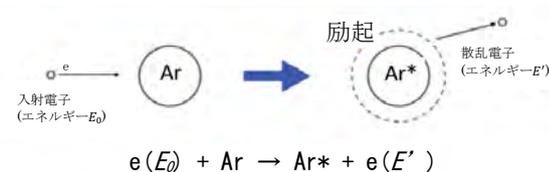


図4 電子エネルギー損失分光法概略図

4. 実験結果

Ar 原子を標的とした電子エネルギー損失スペクトルの測定結果を図5に示す。入射エネルギー100 eV、散乱角 0 deg. である。Ar 原子の最外殻電子(3p)の 4s, 4p, 3d 軌道への励起を示すピークが観測できた。4s ピークの半値幅は0.16 eV であり、設計分解能(0.16 eV)と同じ値となった。本論文においては、Ar クラスターの電子エネルギー損失スペクトルおよび解析の結果を報告する。

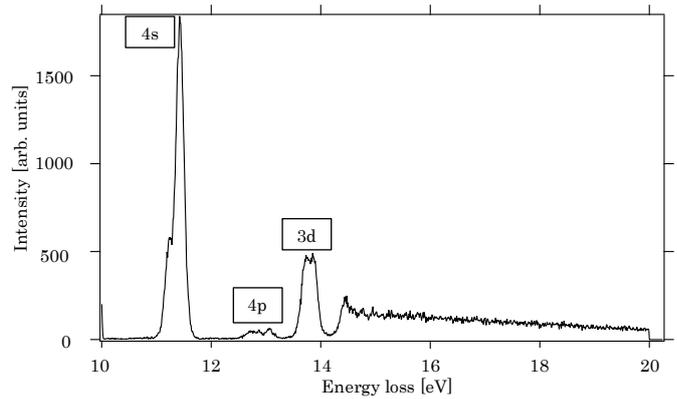


図5 Ar 原子の電子エネルギー損失スペクトル
散乱角0度、入射電子エネルギー100 eV

参考文献

- [1] 喜多一真, 立教大学 修士論文(2016).
- [2] 窪寺隼人, 立教大学 博士論文(2009).
- [3] 竹田駿, 立教大学 卒業論文(2016).
- [4] H. Kubotera, T. Sekitsuka, S. Jinno, T. Tachibana and T. Hirayama, J. Phys. Conf. Ser. **288**, (2011) 012012.
- [5] O. F. Hagen and W. Obert, J. Cham. Phys. **56**, 1793 (1972), O. F. Hagen, Phys. Fluids **17**, 894 (1974).

合流ビーム実験に向けた中性原子ビームの生成と高品質化

河上剛

指導教員 中野祐司

1. はじめに

宇宙空間の星間雲には、星間ガスと星間塵で構成された惑星系形成領域が存在する。星間雲の主成分は水素であり、恒星からの紫外線放射により水素分子は水素原子に解離されるため、分子の生成が進みにくい環境である。しかし、星間雲には局所的に密度が高い分子雲 ($10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$) と呼ばれる領域が存在し、恒星からの光が内部まで届かないために水素が水素分子として存在する。そのため、分子雲では水素分子が主な反応の媒介であり、とりわけ反応障壁のないイオン-中性反応が重要な役割を果たしている。しかし、それらの反応について、分子雲と同等の環境を再現することが技術的に困難であったため、データが乏しい。その結果、分子雲の化学反応は漸近的なモデルであり精密ではない。そこで、有機分子系の化学反応ネットワークにおいて起点となる H_3^+ と C に着目し、新たな実験装置を用いてイオン-中性反応にアプローチする。

我々は、合流ビーム法を用いて星間領域での低エネルギー衝突を再現し、 H_3^+ と C の反応断面積を測定し反応速度係数を実験的に決定することを目的としている。そして、分子科学的観点から分子雲の化学反応ネットワークモデルをより強固なものにし、星形成メカニズムの理解を深める。そのため、本研究では合流ビーム実験に向けて中性 C ビームの開発を行った。

2. 合流ビーム実験

合流ビーム実験は、2つのビームをほぼ等速度で合流させることで数-数十 meV の衝突エネルギー反応を可能にする。これより星間分子雲内で起こる低エネルギー反応を再現することができる。ビームは中性 C ビームと H_3^+ ビームを用いる。図1は実験装置の概略図である。デュオプラズマトロン型イオン源より生成された C^- ビームに半導体レーザーを照射し中性 C ビームを生成する。一方でペニングイオン源から生成された H_3^+ ビームをディフレクターで偏向し、同一軸上に等速度で合流させることで低エネルギー衝突を起こす。そして、衝突によって生じた生成物を2次元検出器で検出し、 $\text{C} + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{CH}^+ + \text{H}_2$ の反応断面積を測定する。本研究では合流ビーム実験に向けて中性 C ビーム装置の開発を行った。

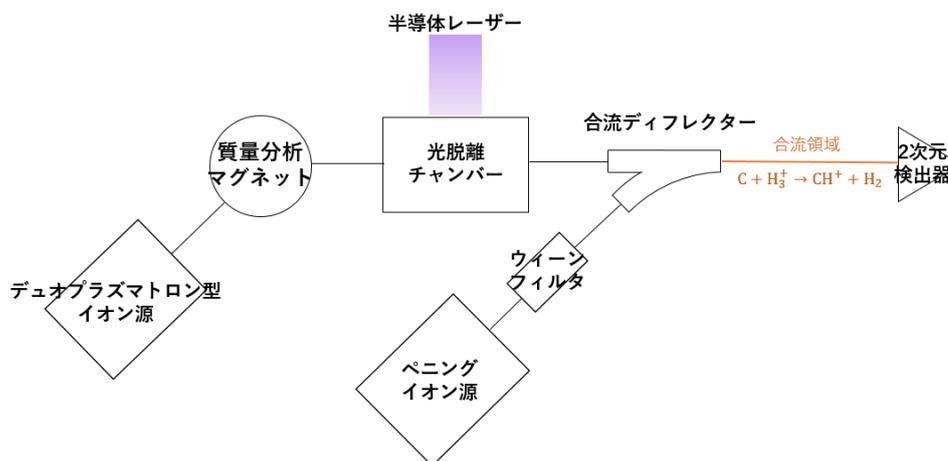


図1 合流ビーム実験の概略図

3. 半導体レーザーによる電子の光脱離

中性炭素ビームの生成方法としてレーザーによる光脱離を用いる。一般的に中性原子ビームの生成方法には、負イオンビームと不活性ガスの衝突による電荷交換と、負イオンビームに光を照射し電子を脱離させる光脱離が用いられる。ガス衝突の中性化は、衝突による運動量変化によりビームは運動量拡がりをもつ。そのため meV スケールでのビーム制御が求められる合流ビーム実験には適さない。したがって本研究では、中性化の際ビームに運動量拡がりを与えない光脱離による中性化を採用した。

レーザーには波長 808 nm、最大出力 5 kW の近赤外半導体レーザーを使用し、ビーム進行方向と垂直に照

射する。生成された中性 C ビームは H_3^+ ビームと合流する。中性化されず残留したイオンビームはディフレクターの電場で偏向され、ビームラインから取り除かれる。

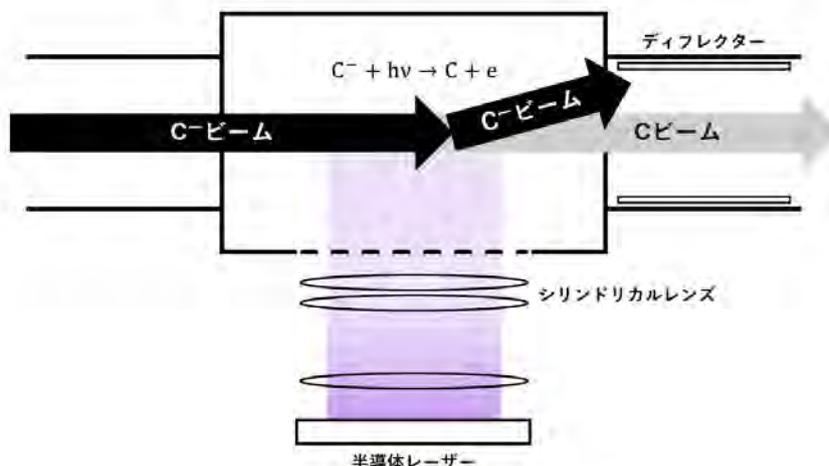


図 2 光電子脱離の概略図

4. 光増幅器とシミュレーションによる増幅率の見積り

中性炭素ビームの収量増加のため中性化効率の向上を目指す。衝突脱離による中性化効率はビームエネルギーが 10 keV で数十%であるのに対して、光脱離による中性化効率は 10^{-1} %ほどであり中性化効率が大きく劣る。そのため中性化効率の増加は必須である。そこでレーザーをミラーで複数回反射させ実効的な光子密度を増加させる光増幅器を開発し、中性化効率の向上を図った。

Zemax Optic Studio によって計算された、光増幅器を用いたときの光の強度分布を図 3 に示す。平均の光強度は、およそ 4-5 倍増加することが見込まれ、同様に中性 C ビームの生成量も 4-5 倍増加することが期待される。レーザーを光増幅器を介さず直接照射した場合、 C^- ビームの最大中性化効率 0.37 %が得られた。最終発表では、光増幅器の中性化効率、炭素の光脱離断面積についての測定結果を報告する。

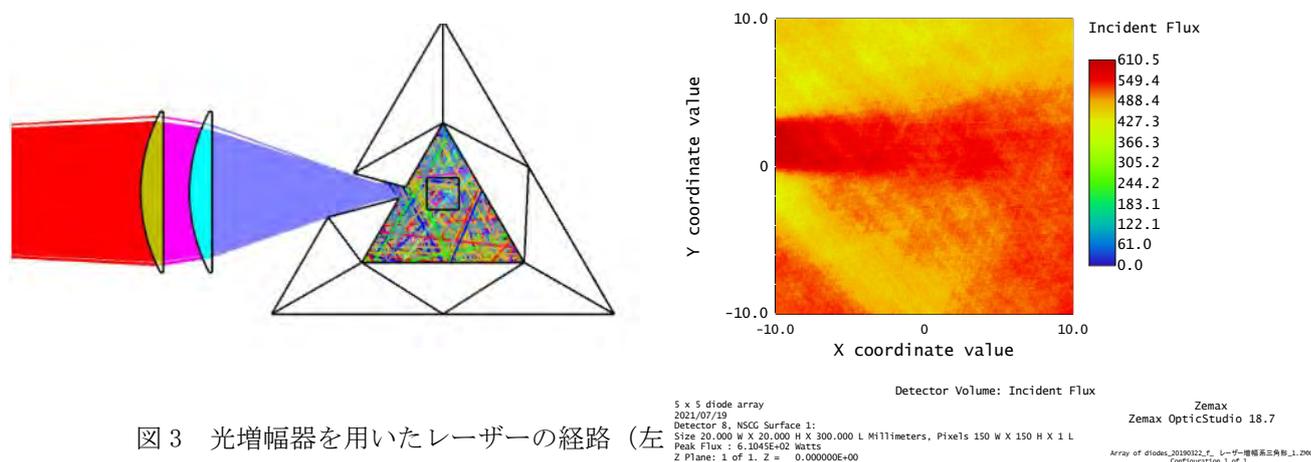


図 3 光増幅器を用いたレーザーの経路 (左

[参考文献]

- [1] A. P. O’Conner et al., Phys. Rev. Lett., 116, 113002, (2016).
- [2] S. Yamamoto, “Introduction to Astrochemistry,” Springer, (2017).

ファブリーペローイメジャーを用いた熱圏鉛直風速・温度観測システムの構築 Development of a thermospheric vertical wind and temperature observation system using a Fabry-Perot imager

依 壮志
指導教員 田口 真

1. はじめに

地球大気は高度 1000 km 程度まで広がっており、温度構造によって Fig. 1 に示すような高度領域に区分される。高度 50 km 以上の超高層大気の流れ・温度などのダイナミクスは大気波動、大気循環や放射による大気加熱・冷却、オーロラ粒子振込エネルギー、オーロラ現象に伴って電離圏を流れるオーロラジェット電流によるジュール加熱など様々な要因により刻々と変化している。

高度 100 km~800 km の熱圏領域の風速や温度は直接観測が難しい。1980 年代にファブリーペロー干渉計を用いてオーロラ発光スペクトルから極域熱圏の風速や温度が観測された。その後、極域での熱圏鉛直風の観測が活発となったが、中低緯度での熱圏鉛直風速は観測事例が少ない。中低緯度ではオーロラ発光ほど明るくはないが光化学反応によって励起された大気原子や分子の発光現象である大気光が観測される。

本研究では、中緯度での熱圏鉛直風速を明らかにするため、ファブリーペロー干渉計を用いて、大気光から熱圏風速・温度を自動で観測するシステムを構築することを目的としている。

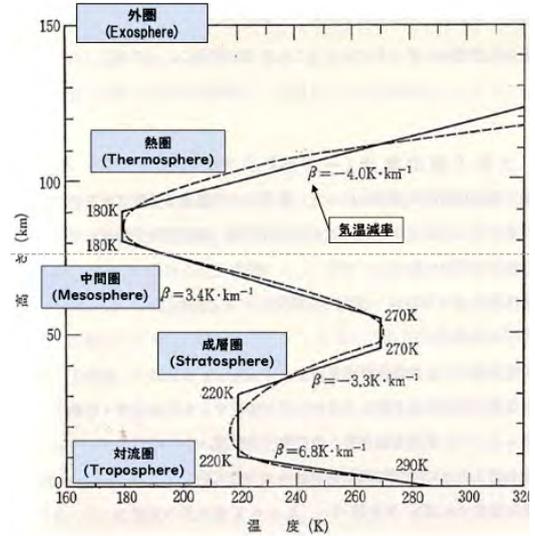


Fig. 1. 地球大気温度の鉛直構造。

2. ファブリーペローイメジャー(FPI)について

FPI はファブリーペロー干渉計を利用し、オーロラや大気光の単色光のドップラーシフト・ドップラー幅拡がりから、発光高度における視線方向風速と大気温度を導出することができる光学観測装置である。

FPI 本体は主にファブリーペロー干渉計を含む光学系と CCD カメラ、干渉計の空調システムから構成されている(Fig. 2)。それぞれの装置仕様を Table 1 に示す。FPI に入射した光はファブリーペロー干渉計を含む光学系を通り、干渉フィルターを通過した光束が最終的に CCD カメラに結像する。干渉計内の温度は空調システムによって制御されており、内部の温度変動を抑えている。またフィルターターレットによって、4 種類の干渉フィルターを観測したい光の波長に合わせて切り替えることができる。

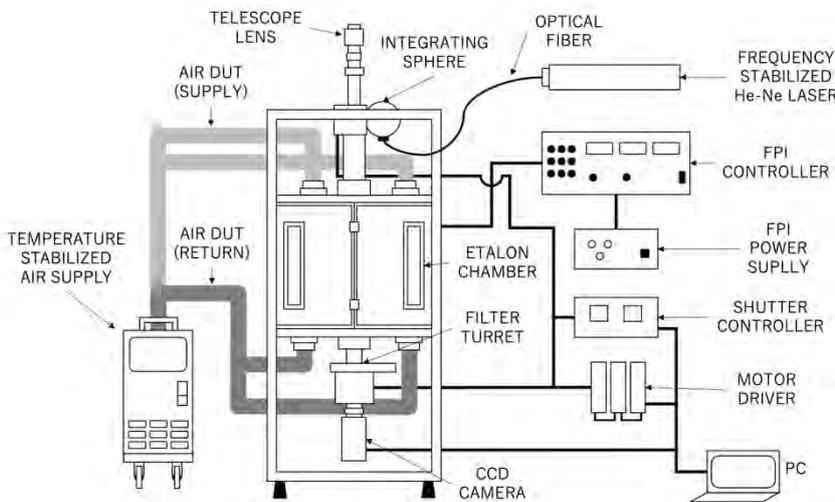


Fig. 2. FPI の構成。

Table 1. 装置仕様

ファブリーペローエタロン	
有効口径	150 mm
スペーシング	15.0 mm
反射率	85% ± 3% (λ: 550~850 nm)
面精度	λ/150 (λ: ~633 nm)
最大入射角	0.762°
カメラ	
受光面サイズ	36 mm × 24 mm
画素サイズ	3.76 μm × 3.76 μm
解像度	9576 × 6388
FPI	
空調システム	温度変動 ± 0.05°
視野角	6.36°

望遠レンズ後の光路中に入れた可動鏡によって、天空からの光と周波数安定化 He-Ne レーザーの光を切り替えてファブリーペロー干渉計に入射させることができる。ファブリーペロー干渉計は高い反射率を持つ平面鏡を平行に向かい合わせ、多重反射し干渉条件を満たした光のみが通過し焦点面に同心円状のフリンジを形成する。干渉計の物理的な鏡面間隔をキャパシタンスセンサーで測り、平面鏡間のピエゾ素子にフィードバックをかけることでギャップ長と干渉計の平行を制御している。Fig. 4 にレーザー光によるフリンジの例を示す。

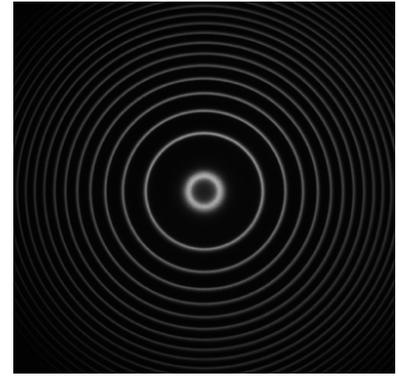


Fig. 4. 干渉フリンジ。

FPI 内には可動鏡、フィルターターレット、フォーカスレンズ、光の入射を制限するシャッターが搭載されており、観測する光に応じてそれらを制御する必要がある。本研究では Python での PC 制御にてそれらを制御し、自動的に観測を行うシステムを構築した。

3. 鉛直風速・温度の導出

結像レンズの焦点距離 f 、画素サイズ p 、結像した干渉フリンジの中心からの位置座標 x との関係性を計算すると、ファブリーペロー干渉計に入射した光束の干渉条件は

$$m\lambda = 2\mu d \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{px}{f} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 m は正の整数、 μ は干渉計内の空気の屈折率、 d は干渉計の鏡面間隔である。これらが増えないとすれば、入射光の波長 λ がドップラーシフトすると、ドップラーシフト量の変化が干渉縞半径の自乗 x^2 に比例することがわかる。よって x^2 からドップラーシフト量 $\Delta\lambda$ を求め、以下の式から静止波長 λ_0 及び光速 c より視線方向の風速 v を導出する。

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} c \quad (2)$$

また大気光輝線のドップラー幅 ($\Delta\lambda_D$) を求めることにより、

$$T = 1.95 \times 10^{12} M \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} \right)^2 \quad (3)$$

から温度 T を求めることができる。ここで M は原子量である。つまり、結像した干渉フリンジの半径から鉛直風速、干渉フリンジの幅から温度をそれぞれ導出することができる。

4. 3 波長観測による干渉次数、鏡面間隔の決定

①式から波長を求めるためには干渉計の鏡面間隔と干渉次数が正確にわかっている必要がある。しかし、それらを正確に決めることは困難なため、過去の FPI 観測では相対風速変化のみに着目したり、水平風速の発散を 0 と仮定したりしていた。それらは 3 つの異なる波長の光を観測することで一意に定めることができる。本研究では酸素原子の大気光 2 種 ($\lambda = 557.7345 \text{ nm}$, 630.0308 nm) と周波数安定化 He-Ne レーザー ($\lambda = 632.990963 \text{ nm}$) の計 3 種の光の干渉フリンジから以下の手順で鏡面間隔と干渉次数を求める。

- ① 3 種の光を観測して得られた干渉フリンジからそれぞれ位相(*)を求める。
- ② 風速の影響のないレーザー光の位相から、干渉次数の候補を割り出す。
- ③ その候補となる干渉次数に対応する鏡面間隔を全て計算する。
- ④ その鏡面間隔から 2 種類の大気光の干渉次数をそれぞれ求める。
- ⑤ その干渉次数に対応する大気光の位相を計算すると、干渉フリンジから求めた位相とほぼ一致する値が見つかり、その位相に対応する干渉次数と鏡面間隔が一意に定まる。

※位相：干渉フリンジの中心からの距離を x とし、縦軸輝度、横軸 x^2 をとったグラフのピーク間の大きさを 2π とした時の原点から最初のピークまでの大きさを位相と定義する (Fig. 5)。

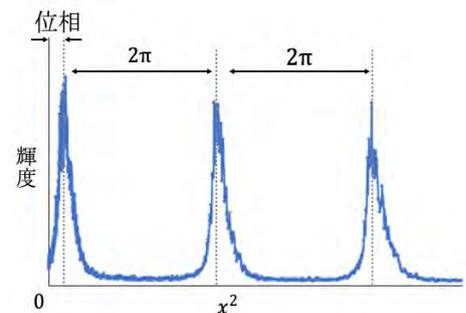


Fig. 5. 位相の定義。

回転によるブラックホールの電荷獲得

Acquisition of electric charge in a black hole by rotation

吉田 萌生
指導教員 原田 知広

1 はじめに

ブラックホール (BH) の帯電は現実的ではないと考えられることが多いが, Wald[1] は一様磁場中の BH が回転によって電荷を獲得する可能性を示した. [1] では, 回転軸上の電位差を打ち消す過程で質量 M 回転パラメータ a の BH が一様磁場 B 中で $Q_{\text{Wald}} = 2aMB$ を得るとしている. この過程をより詳しく理解するのが目的である. 本研究では, [1] と同様のセットアップで BH の周りの荷電粒子の軌道を数値的に解く.

2 セットアップ

線素が

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right) dt^2 - \frac{4Mar}{\Sigma} \sin^2 \theta dt d\phi + \frac{A \sin^2 \theta}{\Sigma} d\phi^2 + \Sigma \left(\frac{dr^2}{\Delta} + d\theta^2 \right),$$

$$A := (r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \sin^2 \theta, \quad \Delta := r^2 + a^2 - 2Mr,$$

$$\Sigma := r^2 + a^2 \cos^2 \theta$$
(1)

で表される Kerr 時空を考える. この時空の Killing ベクトルは

$$\xi_{(t)}^\mu := \frac{\partial}{\partial t}, \quad \xi_{(\phi)}^\mu := \frac{\partial}{\partial \phi}$$
(2)

である. 電磁ポテンシャルは

$$U^\mu = \left(aB - \frac{Q}{2M} \right) \xi_{(t)}^\mu + \frac{B}{2} \xi_{(\phi)}^\mu .$$
(3)

(3) で B は漸近的に一様な磁場の強さ, Q は BH の電荷を表す. Lorentz ゲージ $U^\mu{}_{;\mu} = 0$ での Maxwell 方程式は

$$U^{\mu;\nu}{}_{;\nu} = 0$$
(4)

で, (3) は (4) の解である.

3 行う計算

質量 m , 電荷 e の荷電粒子の運動を考える. ラグランジアンは

$$L = \frac{m}{2} g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{d\tau} \frac{dx^\nu}{d\tau} + eU_\nu \frac{dx^\nu}{d\tau}$$
(5)

である. 一般化運動量 P_μ を

$$P_\mu := m \frac{dx_\mu}{d\tau} + eU_\mu$$
(6)

と定義すると,

$$\mathcal{E} := - \left[\xi_{(t)}^\mu P_\mu \right] / m,$$
(7)

$$\mathcal{L} := \left[\xi_{(\phi)}^\mu P_\mu \right] / m$$
(8)

は粒子の世界線に沿った保存量である. 粒子の運動が従う Euler-Lagrange 方程式は

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\mu} \right) = \frac{\partial L}{\partial x^\mu}$$
(9)

である。初期条件には中性粒子の ISCO (Innermost Stable Circular Orbit) をとる。中性粒子の ISCO の半径 r_o は有効ポテンシャル

$$r^3 \dot{r}^2 = V_{\text{effective}} \quad (10)$$

を使うと

$$V_{\text{effective}} = \frac{\partial V_{\text{effective}}}{\partial r} = \frac{\partial^2 V_{\text{effective}}}{\partial r^2} = 0 \quad (11)$$

の解として決まる。

4 おわりに

中性粒子の ISCO から荷電粒子が電荷を持った BH へ落下するかどうかを議論した。

[参考文献]

- [1] R. M. Wald, *Black hole in a uniform magnetic field*, *Physical Review D* **10** (Sep, 1974) 1680–1685.

はくちょう座 X-1 の Dip 観測

Dip observations of Cygnus X-1

八木駿介
指導教員 北本俊二

1. はじめに

ブラックホールなどのコンパクト星と恒星から成る連星系は、恒星からのガスがコンパクト星に降着することで形成される降着円盤によって X 線で明るく輝き、X 線連星とも呼ばれる。ブラックホール 候補天体である Cygnus X-1 (はくちょう座 X-1) は、X 線源であるブラックホールと O1ab 型超巨星 HDE226868 から構成されるブラックホール連星系である。X 線の観測によると、硬 X 線を多く放射する状態 (Low/Hard state) と軟 X 線を強く放射する状態 (High/Soft state) がある。これらの状態では、明るさやエネルギースペクトルが異なり、降着円盤の様子が変化していることが原因であると考えられている。

はくちょう座 X-1 は、「Dip (吸収 Dip)」と呼ばれる吸収現象を示す。この吸収は部分吸収であることが多く、吸収量や部分吸収の割合が Dip 中に変化していることが知られている。Dip 中の部分吸収の割合の時間変化等を調べ、吸収ガスとブラックホールの相対速度を仮定することで、吸収ガスの大きさや X 線放射領域の大きさを調べることができると期待される。本研究では、RXTE 衛星が観測した約 16 年分の豊富なデータを使用し、Dip の解析を行った。本研究の目的は、特徴的な Dip について、時間経過に伴うスペクトルの時間発展の解析を行い、モデルを仮定して X 線放射領域の大きさを推定することである。

2. はくちょう座 X-1

地球からの距離は $\sim 1.86\text{kpc}$ と推定され、ブラックホールの質量は $14.8 \pm 1.0 M_{\odot}$ 、伴星の O9.7Iab 型超巨星 HDE226868 の質量は $19.2 \pm 1.9 M_{\odot}$ と考えられている。また、公転周期は 5.6 日である。軌道傾斜角は $i \sim 27^{\circ}$ と見積もられているが、不確実性が大きい[1]。

はくちょう座 X-1 は 1970 年にアメリカが打ち上げた世界初の X 線天文衛星 UHURU によって発見されたブラックホール 候補天体である。1 秒より短いタイムスケールで X 線強度が非周期的に短時間変動していたことから、極めてコンパクトな天体であると考えられていた[2]。この観測結果は、実在の天体をブラックホールと関連づけたきっかけともなっており、はくちょう座 X-1 に関して多くの研究がされている。

3. Dip

公転位相においてブラックホールの外合付近で、特に低エネルギー側の X 線強度が減少する「Dip (吸収 Dip)」と呼ばれる現象が起きることが知られている。Dip 中のスペクトル変化から、Dip はほぼ中性のガスによる吸収現象と推定されており、超巨星の星風中の高密度な塊 (ブロッブ) が視線を横切る際に起きると考えられている。IUE 衛星で測定された星風の速度は $1600\text{-}2000\text{kms}^{-1}$ [3]、OB 型星の恒星風シミュレーションでは 1230kms^{-1} [4]と推定されている。Fig. 1 は、Sundqvist et al. (2018)による恒星風中の密度の時間変化を表しており、密度には濃淡ができていて[4]。高密度な部分 (図中の赤い部分) に遮蔽されることで吸収現象が起きていると考えられる。

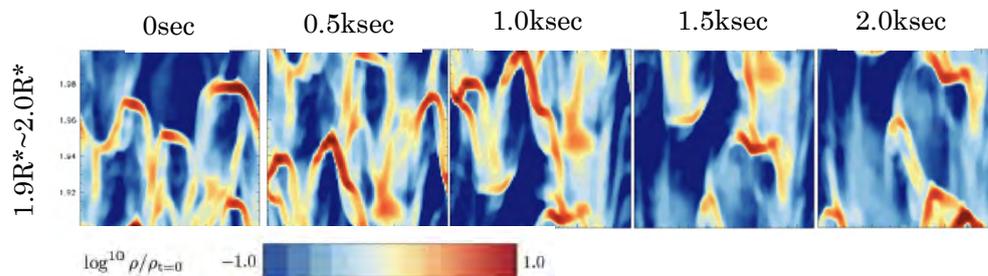


Fig. 1 OB 型星のシミュレーションによる恒星風中の密度の時間変化 (Sundqvist et al. 2018)

4. RXTE 衛星

RXTE 衛星は 1995 年 12 月に打ち上げられ、2012 年 1 月に運用を終了している X 線天文衛星である。大

きな有効面積を有しており、2-250keV の広範囲にわたるエネルギー帯に対して、高い時間分解能での X 線源の時間変動の観測を得意とする。Proportional Counter Array (PCA)、High-Energy X-ray Timing (HEXTE)、All-Sky Monitor (ASM) の 3 つの観測機器が搭載されており、観測するエネルギー帯に応じてデータを使い分ける。本研究では、低エネルギー帯での観測結果を調査するため、PCA のデータを用いて解析を行なった。

5. 解析・結果

観測期間 (1996.01-2011.12) の全 1735 データの内、外合側 (公転位相 0.75-0.25) の 886 データの解析を行なった。本解析では、初めに PCA データ内の Standard-2 mode (時間分解能 16 秒) データの時系列解析を行うことで、吸収現象が見られる Dip を探索し、Binned-data mode, Event-encoded mode (時間分解能 1 μ 秒) データの解析を行うことで、より詳細に Dip の時間変動を追跡した。Dip データのライトカーブ及び硬度比 (ライトカーブの比 [高エネルギー側 / 低エネルギー側]) をそれぞれ Fig.2, Fig.3 に示す。

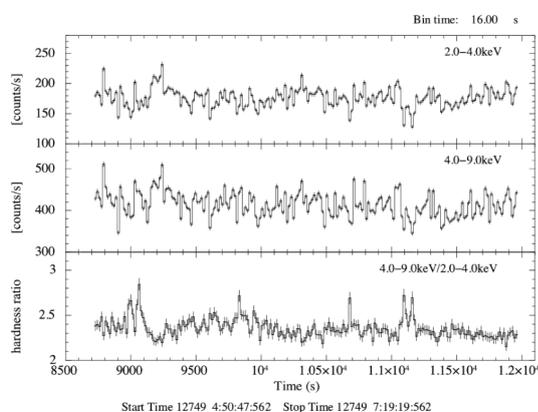


Fig. 2 Standard-2 mode (16 秒ビン) のライトカーブと、硬度比

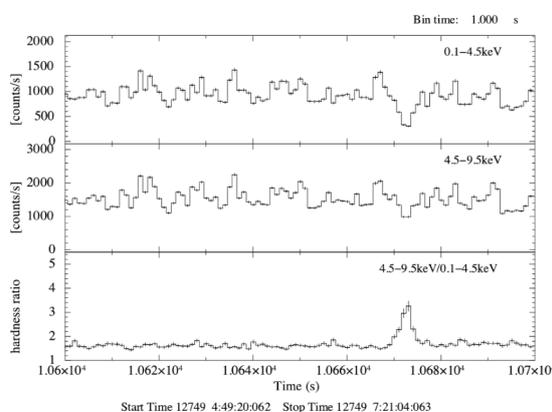


Fig. 3 Binned-data mode (1 秒ビン) のライトカーブと硬度比

Fig. 2 のライトカーブ(上段・中段)の 10600-10700[s], 11100-11200[s]の X 線強度の減少が顕著である部分が Dip と考えられる領域である。Fig. 2 において、10600-10700[s]部分の 1 秒ビンでの結果が Fig.3 であり、詳細な時系列での変化が確認できる。

Fig. 3 のように硬度比(下段)の立ち上がりからピークまでの時間とピークから立ち下がりまでの時間が同じような、硬度比の概形が三角形となる Dip データを抽出し、X 線放射領域の大きさを推定した。このような Dip データは、X 線放射領域と高密度な塊 (ブロッブ) が同じ大きさであることが期待でき、モデルを仮定して放射領域の大きさを推定しやすいと考える。

6. 議論・まとめ

X 線源 (ブラックホール) の質量を $15M_{\odot}$ と仮定すると、はくちょう座 X-1 の最内縁安定半径 R_{ISCO} (Innermost Stable Circular Orbit; ISCO) は ~ 135 km となる。シミュレーションと実際のデータの Dip の継続時間とを比較し、X 線放射領域とブロッブの相対速度 v_{rel} を 1400 km s^{-1} と仮定すると、X 線放射領域の大きさはおよそ差し渡し $10 \sim 20 R_{ISCO}$ と導出した。本発表では、X 線放射領域の大きさに加えて、Dip 中の covering fraction と柱密度 N_H の相関関係や、長い Dip、短い Dip でのブロッブの様相について議論する。

[参考文献]

- [1] Jerome A.Orosz., et al. 2011, APJ, 742, 84
- [2] M.Oda., et al. 1971, APJ, 166, L1
- [3] P.S.Conti, 1978, A&A, 63, 230
- [4] J.O.Sundqvist, S.P.Owoccki, & J.Puls, 2018, A&A, 611, A17

一般化された Sultana-Dyer 時空 Generalized Sultana-Dyer Spacetime

佐藤 琢磨
指導教員 原田 知広

1 はじめに

アインシュタイン方程式による一般相対性理論は目覚ましい発展を遂げてきたが、特にブラックホール (BH) は精力的に研究されており、多くの性質が分かっている。例えば、アインシュタイン方程式の厳密解として真空静的球対称解を表すシュバルツシルト解、真空定常軸対称解を表すカー解などが知られている。

一方でこれらの例に加え、多くの BH 解は、孤立した天体系の解として仮定されており、これは漸近的にミンコフスキー時空に近づく事を意味する。さらに計量は時間に依存せず、定常状態であると仮定されている。これらの仮定は重力崩壊からなる BH を記述するうえでよい近似であり、また BH のエッセンスを抽出するための数理的な要請として重要な役割を果たす。しかし例えば宇宙初期における BH では、宇宙膨張を表す宇宙論的半径に対して BH 半径が無視できず、このような場合には漸近的に平坦であるという仮定は一般的には成り立たないとされる。このように、漸近的に宇宙論解になる BH を宇宙論的 BH とよぶ。

本研究では、宇宙論的 BH を表す解のひとつとして知られる Sultana-Dyer(SD) 計量

$$ds^2 = a^2(\eta) \left[-d\eta^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2 + \frac{2M}{r} (d\eta + dr)^2 \right] \quad (1)$$

(ここで $a(\eta) = a_0\eta^2$) という計量がつくる時空について考える。SD 計量は漸近的アインシュタイン・ドジッター宇宙 (平坦な物質優勢期) となっている。本研究ではこの SD 時空を一般のスケール因子 $a(\eta)$ に拡張し、考察していく。

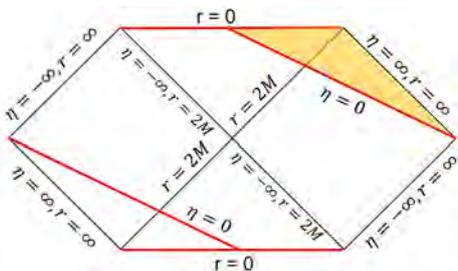


Fig.1 ペンローズ図. 本研究では黄色だけを考える

2 セットアップ

まず (1) 式は Kerr-Schild 座標であり、この座標系では時間一定面が常に spacelike なので考えている時空領域 (Fig.1 の黄色の領域) を正則に覆える。座標変換

$$\eta = t + 2M \ln \left(\frac{r}{2M} - 1 \right) \quad (2)$$

を通して

$$\begin{aligned} ds_{SD}^2 &= a(\eta(t, r))^2 [-f dt^2 + f^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2] \\ &= a(\eta(t, r))^2 ds_{Sch}^2 \end{aligned}$$

となる。ここで $f = 1 - \frac{2M}{r}$ である。これより SD 計量は共計的シュバルツシルトであり、BH 構造が期待される。

この一般のスケール因子 $a(\eta)$ に対してこの計量を構成する物質場を見つけ、解として適切かどうかやエネルギー条件などを考察する。さらに捕捉地平線を考え、Penrose 図上での振る舞いを考察する。

3 結果

この計量を構成する物質場としては少なくとも次の 2 通りある事が分かった。

1. 非一様完全流体 + 非一様 null dust

$$T^{\mu\nu} = (\rho_A + p_A)u^\mu u^\nu + p_A g^{\mu\nu} + \rho_B k^\mu k^\nu \quad (3)$$

ρ_A, p_A は非一様完全流体のエネルギー密度、圧力で、 ρ_B は非一様 null dust の輻射密度、 u^μ, k^μ はそれぞれ動径方向の 4 元速度ベクトル、null ベクトルである。この物質場についてアインシュタイン方程式と規格化条件から $\rho_A, p_A, \rho_B, u^\eta, u^r, k^\eta, k^r$ を求める事が出来た。ここで得られた式は $a = a_0\eta^\alpha$ として $\alpha = 2$ とすると [1] を再現する。しかし一方でこの物質場を構成する 4 元ベクトルや、null ベクトルが虚数になってしまう時空領域が存在してしまうため、最大拡張された時空全域を覆うことができないことが分かった。

2. 一様完全流体 + 非一様 null fluid

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} &= (\rho + p)u^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu} \\ &+ \Omega l^\mu l^\nu + (\mu + P)(l^\mu n^\nu + l^\nu n^\mu) + Pg^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (4)$$

Kaluza-Klein reductionによるd=4のdilaton有効作用の導出 Calculating d=4 dilaton effective action by Kaluza-Klein reduction

松本穰
指導教員 中山優

1. はじめに

Kaluza-Klein reductionは、高次元の作用に対し計量を $d = n + m$ のように低次元 n と余剰次元 m の2つに分割する方法である。例えば、 D 次元のEinstein-Hilbert作用に $D = N + 1$ とKaluza-Klein reductionを適用すると N 次元での理論はEinstein-Maxwell理論を記述している。今回は、 \tilde{d} 次元のLovelock作用を $\tilde{d} = 4 + N$ と分割し、 $N \rightarrow 0$ の極限をとることでdilatonの有効作用が再現されることをみる。

2. $2 + n$ 次元でのKaluza-Klein reduction

2-1. dilaton有効作用

dilatonとは、南部-Goldstone定理から理論の共形対称性が自発的に破れた際に現れるmassless scalar粒子のことを言う。dilatonの有効作用を考えることは、共形対称性の自発的な破れが起こる繰り込み群の流れの解析に有用である。[2][3]

今回はこのdilaton有効作用を求める方法としてKaluza-Klein reductionを用いることで、低次元の極限でdilatonが現れることを見る。

2-2. Kaluza-Klein reductionとdilaton有効作用

初めに、 $\tilde{d} = 2 + n$ 次元のEinstein-Hilbert作用を考えdilaton EFTの持つWeylアノマリーの性質を再現する。以下のように2次元、 n 次元空間の計量 $g_{\mu\nu}(x)$, δ_{ab} を用いて $2 + n$ 次元の計量を分割する。

$$d\hat{s}_{2+n}^2 = \hat{g}_{AB}(x)dx^A dx^B = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu + e^{2\tau(x)}\delta_{ab}dx^a dx^b \quad (1)$$

$2 + n$ 次元リッチスカラー \hat{R}_{2+n} によって作られるEinstein-Hilbert作用は以下のように書き下せる。

$$\begin{aligned} S &= \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \int d^{2+n}x \sqrt{-\hat{g}} \hat{R}_{2+n} \\ &= \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \int d^2x d^n y \sqrt{-g} e^{n\tau(x)} \left[R_2 - 4 \square \tau - n \left\{ 2 \square \tau + (\partial\tau)^2 \right\} + O(n^2) \right] \\ &= \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \left\{ \int d^2x d^n y \sqrt{-g} \left[R_2 - 4 \square \tau(x) \right] + n \int d^2x d^n y \sqrt{-g} \left[\tau R_2 - (\partial\tau)^2 - 2 \square \tau \right] + O(n^2) \right\} \\ &= \int d^2x \sqrt{-g} \left[\tau R_2 - (\partial\tau)^2 \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\therefore S = \int d^2x \sqrt{-g} \left(\tau R_2 - (\partial\tau)^2 \right) \quad (3)$$

またWeyl変換 $g_{\mu\nu} \rightarrow e^{2\sigma} g_{\mu\nu}$, $\tau \rightarrow \tau + \sigma$ よりアノマリーとして

$$\delta S = \int d^2x \sqrt{-g} \sigma R_2 \quad (4)$$

を得る。

3. 4 + N次元のLovelock作用のKaluza-Klein reduction

計量を $ds_{D+N}^2 = g_{\alpha\beta}(x^\mu)dx^\alpha dx^\beta + e^{\pi(x^\mu)}\gamma_{ab}(x^i)dx^a dx^b$ と分割し、任意の次元でのLovelock作用をKaluza-Klein reductionした結果は以下のようになる。[1]

$$L_{(d)}^{D+N} = \sum_r e^{-r\pi} L_{(r)}^N \sum_n \tilde{\mathcal{E}}^n (\mathcal{K}^n + \mathcal{L}^n) \quad (5)$$

$$\mathcal{K}^n = \sum_p \mathcal{D}_p^n \mathcal{A}_{(2n)} \mathcal{S}(q+1) (\pi_\nu \pi^\nu)^{d-n-r} \mathcal{R}(p), \quad \mathcal{L}^n = \sum_p \mathcal{E}_p^n \mathcal{A}_{(2n)} \pi_1 \pi_2 \mathcal{S}(q) (\pi_\nu \pi^\nu)^{d-n-r} \mathcal{R}(p)$$

$$\mathcal{E}_p^n = \frac{n-2p}{2} \mathcal{D}_p^n = \frac{(-2)^{-3p}}{p!(d-n+p-r)!(n-2p-1)!}, \quad \tilde{\mathcal{E}}^n = \frac{(-2)^{2n+r-d} d!}{2} \frac{(N-2r)!}{r! (N+n-2d)!}$$

$$\mathcal{S}(q) = \prod_{i=a}^{q+a-1} \pi_{\nu 2i-1} \mu_{2i}, \quad \mathcal{R}(p) = (\pi_\nu \pi^\nu)^p \prod_{k=b}^{p+b-1} R_{\mu_4 k-3 \mu_4 k-1 \mu_4 k-2 \mu_4 k}, \quad \mathcal{A}_{(2n)} = \delta_{[\nu 2 \mu 4 \dots \nu 2n]}^{\mu 1 \mu 3 \dots \mu 2n-1} g^{\nu 2 \mu 2} g^{\nu 4 \mu 4} \dots g^{\nu 2n \mu 2n}$$

$$\mathcal{K}_{(d)}^n; \quad 0 \leq n \leq \min(2(d-r), D), \quad \max(0, n - (d-r)) \leq p \leq \frac{n}{2}$$

$$\mathcal{L}_{(d)}^n; \quad 1 \leq n \leq \min(2(d-r) - 1, D), \quad \max(0, n - (d-r)) \leq p \leq \frac{n-1}{2}$$

Lovelock作用のKaluza-Klein reductionの式を用いて $D = 2d = 4$ の作用を求めると以下のようになる。

$$\begin{aligned} S &= \lim_{N \rightarrow 0} \frac{1}{N} \int d^{4+N} x \sqrt{-g} e^{\frac{N}{2}\pi} L_{(2)}^{4+N} \\ &= \lim_{N \rightarrow 0} \frac{1}{N} \int d^{4+N} x \sqrt{-g} \sum_r e^{-r\pi} L_{(r)}^N \left[4\mathcal{E} + N \left\{ 2R(\partial\pi)^2 - (\partial\pi)^4 - 2(\partial\pi)^2 \square \pi + 8\pi_\mu \pi_\nu G^{\mu\nu} + 2\pi \mathcal{E} \right\} + O(N^2) \right] \\ &\left(\mathcal{E} = R^2 - 4R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma} \right) \\ S &= \lim_{N \rightarrow 0} \frac{1}{N} \int d^{4+N} x \sqrt{-g} \left[4\mathcal{E} + N \left\{ 2R(\partial\pi)^2 - (\partial\pi)^4 - 2(\partial\pi)^2 \square \pi + 8\pi_\mu \pi_\nu G^{\mu\nu} + 2\pi \mathcal{E} \right\} \right] \\ \therefore S &= \int d^4 x \sqrt{-g} \left\{ 2R(\partial\pi)^2 - (\partial\pi)^4 - 2(\partial\pi)^2 \square \pi + 8\pi_\mu \pi_\nu G^{\mu\nu} + 2\pi \mathcal{E} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

これは4次元でのKomargodski-Schwimmerによるdilaton有効作用[2]に一致している。

さらに、Weyl変換 $g_{\mu\nu} \rightarrow e^{2\sigma} g_{\mu\nu}$, $\pi \rightarrow \pi + \sigma$ を行くと、アノマリーとして

$$\delta S = \int d^4 x \sqrt{-g} 2\sigma \mathcal{E} \quad (7)$$

が導かれる。

4. まとめ

4 + N次元のKaluza-Klein reductionを行うことで、Komargodski-Schwimmerの有効作用を再現することができた。Kaluza-Klein reductionを用いることで今まで述べてきたように機械的に作用を求めることができ、アノマリーを考えるのに有用であることがわかる。より発展した内容として、6 + N次元でのreductionもおこなった。

5. 参考文献

[1] K. Van Acoleyen and J. Van Doorselaere, [arXiv:1102.0487 [gr-qc]].

[2] Komargodski and A. Schwimmer, [arXiv:1107.3987 [hep-th]]

[3] H. Elvang, D. Z. Freedman, L. Y. Hung, M. Kiermaier, R. C. Myers and S. Theisen, [arXiv:1205.3994 [hep-th]]

Swampland conjecture によるニュートリノへの制約

Constraints on neutrino by swampland conjecture

原田大雅
指導教員 中山優

1. はじめに

弦理論は量子重力理論を記述する理論として期待されている。そこで、弦理論から求められる真空が満たすべき性質を予想として一般化したもの(swampland conjecture)が多く挙げられている。この swampland conjecture を満たしているか否かを調べることで低エネルギー有効理論とされるものの中から、量子重力理論で記述されるものを知ることができる。

本研究では swampland conjecture として挙げられている non-SUSY AdS conjecture[1]と AdS Distance conjecture[2]を我々の住む宇宙を 1 次元コンパクト化した時空が満たすために必要とされる制約を調べた。

2. non-SUSY AdS conjecture と AdS distance conjecture

本研究で用いる conjecture は以下の 2 つである。

- non-SUSY AdS conjecture

AdS 時空において非超対称性真空は安定な状態を持たない。

- AdS distance conjecture

D 次元での宇宙定数 $\Lambda_D < 0$ に対して $\Lambda_D \rightarrow 0$ を考えると

$$m \sim n |\Lambda_D|^{\alpha_D} n \in \mathbb{Z}, \alpha_D > 0 \quad (1)$$

を満たす無限の質量 m の状態が存在する。

3. 次元のコンパクト化

4 次元時空、Einstein 重力と結合した標準模型において Kaluza-Klein コンパクト化を 1 次元方向に行う。4 次元時空での作用は以下のように書ける。

$$S = \int d^4 x \sqrt{-g_{(4)}} \left(\frac{1}{2} M_P^2 R_{(4)} - \Lambda_4 - V_{1L} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \dots \right) \quad (2)$$

コンパクト化を行うことで計量は

$$ds_{(4)}^2 = \frac{r^2}{R^2} ds_{(3)}^2 + R^2 d\phi^2 \quad (3)$$

となる。 R はコンパクト化した次元の半径、 r は計量を無次元化するために導入したパラメータであり、 $\phi \in [0, 2\pi)$ である。

作用をコンパクト化した軸方向に積分を行うと

$$S = \int d^3 x \sqrt{-g_{(3)}} r \left(\frac{1}{2} M_P^2 R_{(3)} - M_P^2 \left(\frac{\partial R}{R} \right)^2 - \frac{2\pi r^2 \Lambda_4}{R^2} - \frac{2\pi r^2 V_{1L}}{R^2} + \dots \right) \quad (4)$$

となる。ここから有効ポテンシャルは

$$V = \frac{2\pi r^3 \Lambda_4}{R^2} + \frac{2\pi r^3 V_{1L}}{R^2} \quad (5)$$

と読み取れる。このうち、1 ループからの寄与 V_{1L} はコンパクト化において境界条件 $\psi(x + 2\pi R) = e^{i\theta} \psi(x)$ では

$$V_{1L} = (-1)^{2s_p+1} \frac{n_p}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi R} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \log \left(k_0^2 + k_1^2 + k_2^2 + m^2 + \frac{(n + \theta)^2}{R^2} \right) \quad (6)$$

$$= -\frac{m^4}{32\pi^2} (-1)^{2s_p} n_p \Gamma(-2) - (-1)^{2s_p} n_p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m^2}{8\pi R^2} \frac{K_2(2\pi n m R)}{n^2} \cos(2\pi n \theta) \quad (7)$$

となる。 s_p は粒子のスピンの、 n_p は自由度を表す。また、 $K_2(x)$ は第 2 種変形ベッセル関数である。第 1 項の発散は宇宙定数の項からの counter term により相殺される。質量が 0 の粒子からの寄与は $m \rightarrow 0$ の極限を取ることで計算ができる。

4. conjecture の適用

2 つの conjecture をコンパクト化した時空に適用させる。

最終的なポテンシャルを改めて書き直すと、今回のモデルでは質量を持たない粒子は光子と重力子の 2 つが存在することから以下のようになる。

$$V = \frac{2\pi r^3 \Lambda_4}{R^2} - \frac{4r^3}{720\pi R^6} + \sum_p n_p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^3 m^2}{4\pi^3 R^4} \frac{K_2(2\pi n m R)}{n^2} \cos(2\pi n \theta) \quad (8)$$

第2項はボソンからの寄与であり、第3項における p についての和はフェルミオンの粒子に対して行う。

第1項、第2項のだけを考えて、 $R = (120\pi^2 \Lambda_4)^{-\frac{1}{4}}$ で極大値を持ち、 $R \rightarrow 0$ で負に発散し、 $R \rightarrow \infty$ で0に収束する。第3項を見ると、 $2\pi n m R \ll 1$ つまり $m \ll (2\pi n R)^{-1}$ の時 $K_2(2\pi n m R) \sim \frac{2}{R^2}$ であるため、 $R \sim \Lambda_4^{-\frac{1}{4}}$ において $m \ll (2\pi n R)^{-1}$ を満たす粒子、つまり $m \lesssim \Lambda_4^{\frac{1}{4}}$ を満たすフェルミオンがいくつか存在することで第2項からの寄与を打ち消すことができることになる。

現在、我々の世界でのニュートリノの質量はそれぞれの質量差は分かっているが、質量自体は知られていない。また、ディラック粒子であるか、マヨラナ粒子であるかも分かっていない。そこで、ニュートリノの質量を変化させたり、ディラック粒子であるかマヨラナ粒子であるかを変えたりすることでポテンシャルの概形にどのような影響を及ぼすかを調べた。

まず、non-SUSY AdS conjecture について調べると、 $\theta = 0$ の境界条件の時 conjecture に違反しないためにはニュートリノはディラック粒子でなければならず、最も軽いニュートリノの質量が $m_1 \lesssim 8.3$ (meV) を満たす必要がある (Fig. 1)。

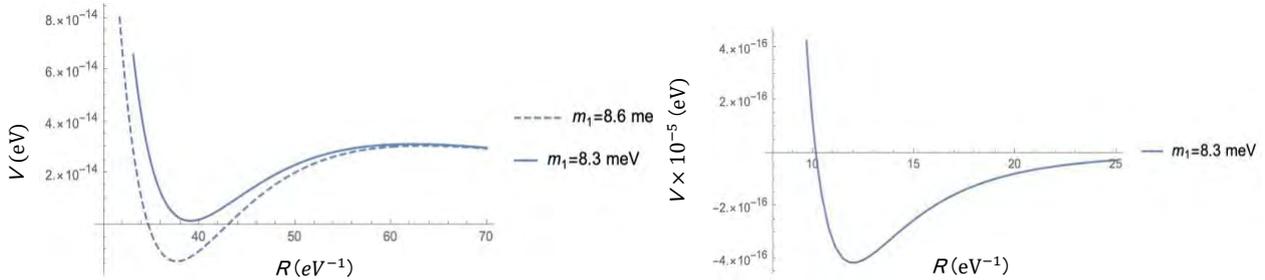


Fig. 1 左図はニュートリノがマヨラナ粒子とした時、右図はディラック粒子とした時のポテンシャル

次に、AdS distance conjecture について調べるが、コンパクト化された時空において $\Lambda_3 \rightarrow 0$ を考えるために、粒子の質量には自由度があり、conjecture に反しない限り変更することができると仮定をする。例えば $\theta = 0$ の境界条件でニュートリノの質量差を Δm_{21} 、 Δm_{32} として質量がそれぞれ

$$m_1(\lambda) = \lambda m_1^{exp}, m_2(\lambda) = \lambda \sqrt{(m_1^{exp})^2 + \Delta m_{21}^2}, m_3(\lambda) = \lambda \sqrt{(m_1^{exp})^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2} \quad (9)$$

と λ 依存性がある場合を考え、 λ を0から1まで変化させる[3]。 λ が大きければ質量は大きくなり $m \lesssim \Lambda_4^{\frac{1}{4}}$ を満たす粒子数が減り、 $R \sim \Lambda_4^{-\frac{1}{4}}$ におけるポテンシャルへ寄与が小さくなっていく。有限の R において $\Lambda_3 \rightarrow 0$ が実現してしまうとAdS distance conjecture を破ることになるため、任意の λ でニュートリノからの寄与がある程度大きい必要がある。実際に調べたところ、non-SUSY AdS conjecture と同じようにニュートリノはディラック粒子であり、かつ $m_1 \lesssim 8.3$ (meV) を満たす必要があることになる (Fig. 2)。

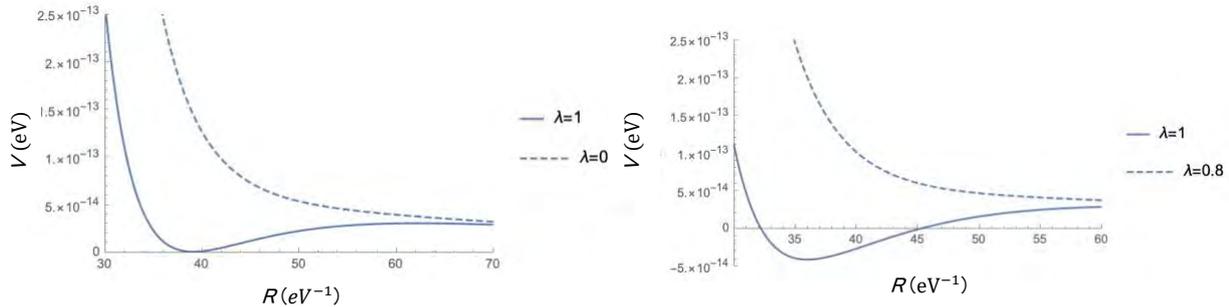


Fig. 2 左図は $m_1 = 8.3$ (meV) の時、右図は $m_1 = 9.0$ (meV) の時のポテンシャル

5. まとめ

特定の境界条件においては2つの conjecture からニュートリノに対する制約として、ディラック粒子であること、質量の上限が課せられることが示された。他の境界条件の結果については修士論文に記した。

[参考文献]

- [1] Hiroshi Oguri, Cumrun Vafa, “Non-supersymmetric AdS and the Swampland”, arXiv:1610.01533v3[hep-th]
- [2] Dieter Lust, Eran Palti, Cumrun Vafa, “AdS and the Swampland”, arXiv:1906.05225v2[hep-th]

強重力場における計量に付加項を伴う BH 近傍での光線の屈折角の計算について

Calculating deflection angle of light near BH with additional term in the Strong field limit

渡邊 勇輝

指導教員 原田 知広

1 はじめに

Strong Field Limit による光の屈折角の解析はレンズ天体の近傍を通る光線がどのように photon 屈折角を持つかの研究であり、1956 年に Darwin ら [?] によって行われて以来様々な研究者によってなされてきた。今後 BH の撮像技術が向上するに伴い観測された像の解析が重要となると考えられるが、その場合 Strong field limit による強重力場での屈折角の解析が重要になる。ここでは代表的な手法をレビューするとともに計量に付加項がある球対称 BH の屈折角の計算を Strong field limit を用いて行った。

2 セットアップとレビュー

球対称な時空において、一般性を失わずに $\theta = \pi/2$ とし、

$$ds^2 = -A(r)dt^2 + B(r)dr^2 + C(r)d\phi^2 \quad (1)$$

となる時空について考える。これらの成分は漸近的平坦性から

$$\lim_{r \rightarrow \infty} A(r) = 1 \quad \lim_{r \rightarrow \infty} B(r) = 1 \quad \lim_{r \rightarrow \infty} C(r) = r^2 \quad (2)$$

を満たす成分であるとする。この時、屈折角 α は

$$\alpha = I(r_0) - \pi \quad (3)$$

と書ける。ただし r_0 レンズ天体の中心と光線の最近接点との距離である。保存量や運動量の条件などから、積分 $I(r_0)$ は、

$$I(r_0) = \int_{r_0}^{\infty} \frac{\sqrt{B(r)}dr}{\sqrt{C(r)}\sqrt{\frac{A_0 C}{A C_0} - 1}} \quad (4)$$

である。ただし (??) 式以下 $A(r_0) = A_0$ のように表記することがある。この積分は r の全域で regular な部分 R と $r \rightarrow r_0$ で発散する f の 2 つの部分の積で書くことができ、

$$I(r_0) = \int_{r_0}^{\infty} R(r, r_0)f(r, r_0)dr \quad (5)$$

のように書ける。さらにこの積分を divergence part と Regular part に分け、

$$I(r_0) = I_D(r_0) + I_R(r_0) \quad (6)$$

とする。ここで $r_0 \rightarrow r_m$ とすると photon sphere 近傍の曲がり角の振る舞いを計算できる。この積分を評価する主な手法をレビューする。

2.1 Bozza の方法 [?]

Bozza は

$$z = \frac{A(r) - A_0}{1 - A_0} \quad (7)$$

の変数変換を通して屈折角を計算した。一見して利点が見えづらいが、divergence part の評価を単純な表式で得ることができる。Schwartzschild BH については厳密に屈折角を計算でき、Reissner-Nordstrom BH でも帯びた電荷が小さいとして電荷について展開して計算できる。数値的な計算では厳密な結果も得ることができる。

2.2 Tsukamoto の方法 [?]

Tsukamoto は

$$z = 1 - \frac{r_0}{r} \quad (8)$$

の変数変換を用いた。これは前節の変換で Schwartzschild BH の計量を代入した場合のものと同じである。計算過程は概ね Bozza の方法と共通するが、この方法では Reissner-Nordstrom BH も Strong field limit の下で厳密かつ解析的に屈折角を記述できる点が異なる。

2.3 Gao et al. の方法 [?]

Gao et al. は (??) 式を解くにあたって、Regular part の値の算出では $x = r_0/r$ の変換を用い、それ以外に変数変換を用いなかった。これによっても I_D などの表式を得ることができる。この場合後の章の独自研究の部分で取り上げる r^{-n} の付加項を伴う計量についてかなり簡便に Regular part の計算が可能である。

3 付加項を伴う球対称 BH まわりでの光線の屈折角

$$A(r) = 1 - \frac{1}{r} - \frac{Q}{r^n}, \quad B(r) = A^{-1}(r), \quad C(r) = r^2 \quad (9)$$

のような計量について考える。Gao et al. の研究 [?] では $n = 3, 5$ についての計算がなされていたが、今回は n を 3 以上の整数として考える。パラメータ Q を小さいとみて展開することで Photon sphere を計算し、発散部と Regular part を計算する。

4 おわりに

この研究では光線の屈折角を Strong field limit で計算する手法をレビューしたのち、Gao et al. らの行った r^{-n} の付加項のある計量についての計算を特定の n の値ではなく一般の n に対して計算することを試みた。初めの章でも言及したが今後 BH の撮像技術の向上に伴い、より鮮明な画像が得られればこの章の計算が有用であると考えられる。結論などは修論そのもので検討する。

[参考文献]

- [1] C. Darwin, Proc. R. Soc. London **249**, 180 (1959).
- [2] V. Bozza, Phys. Rev. D **66**, 103001 (2002).
- [3] N. Tsukamoto, Phys. Rev. D **95**, 064035 (2017).
- [4] X. J. Gao, J. M. Chen, H. Zhang, Y. Yin, and Y. P. Hu, Phys. Lett. B **822**, 136683 (2021).

はやぶさ 2 降下観測運用で確認された転石

Rolling boulders confirmed during Hayabusa2 descent observation operations

橋内昂介

指導教員 亀田真吾

1. はじめに

「はやぶさ 2」は、C 型小惑星「リュウグウ」からのサンプルリターンを行うミッションである。C 型小惑星は始原的な天体であるため、太陽系が生まれた頃の水や有機物が今でも残されていると考えられている。C 型小惑星の探査、サンプルリターンによって地球に存在する水や生命を構成する有機物の起源・進化を解明することが「はやぶさ 2」の目的である。小惑星探査機「はやぶさ 2」は 2014 年 12 月 3 日に打ち上げられ、2018 年 6 月 27 日にリュウグウに到着し、2019 年 2 月に一回目のタッチダウンを行なった。また、2019 年 3 月 6 日~8 日の間に、二回目のタッチダウン候補地点である S01 領域 (Fig. 1) を詳しく調べるために、降下観測運用 (DO-S01 運用) を行なった。この運用によって得られた画像ではリュウグウ表面の岩が転がる様子が確認できた。Fig. 2 は転がった岩に番号をつけ、移動した方向を矢印で表した図である。

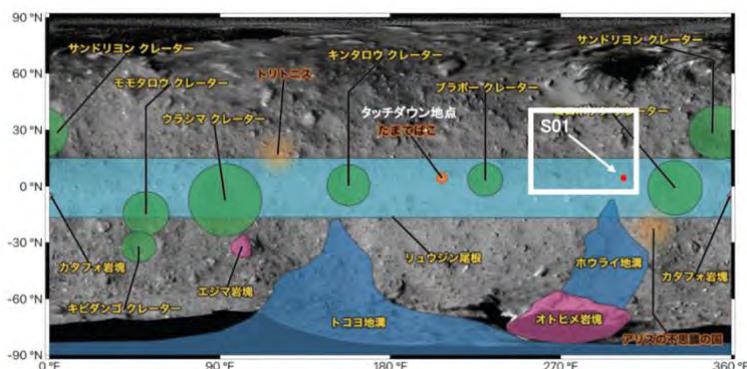


Fig. 1. リュウグウの地名地図©JAXA

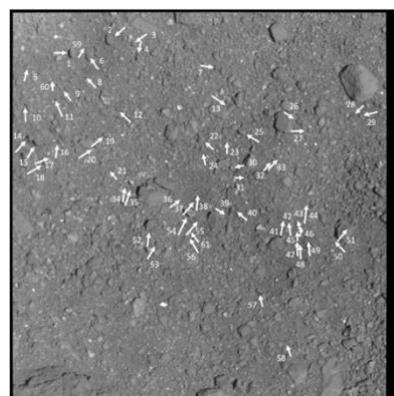


Fig. 2. 運動した岩の番号と移動した方向

2. 研究背景

小惑星リュウグウでは特に赤道領域周辺で斜面に沿って物質が移動した証拠が豊富に見つかっている。これらの岩やレゴリスは赤道から高緯度の方向に向かって重なっている (Fig. 3) [1]。この方向は現在のリュウグウ表面の重力加速度分布 (Fig. 4) と一致する方向である。このような結果から小惑星リュウグウの赤道領域が自転速度が早い時期に形成された可能性があり、固まっていない物質でできていると考えられている [2]。リュウグウは過去に自転速度が早い時期があり、減速して今の自転速度 (7.35h) になったと考えられている。

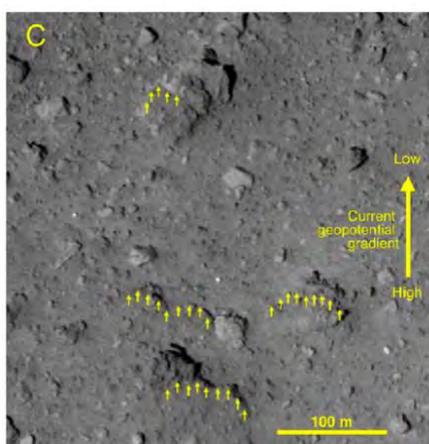


Fig. 3. 赤道からの物質の移動[1]

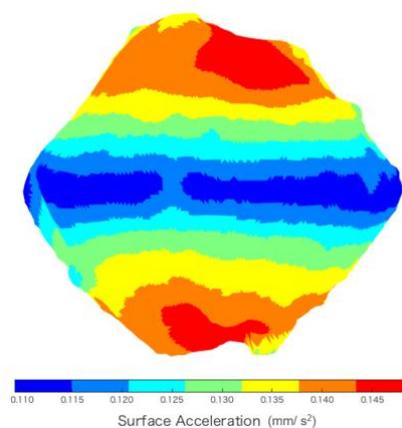


Fig. 4. リュウグウ表面の加速度分布©JAXA

これまで過去に物質が移動したことを示唆するような地形は見つかっているが、さらに実際に岩石が高緯度方向に移動した様子が降下観測運用にて初めて観測に成功している。

3. 目的

本研究では降下観測運用 (D0-S01 運用) で確認された多数の転石に着目し、運動している岩の位置座標を求める。その岩の位置座標を元に実際に岩が赤道領域から高緯度領域の方向に転がったことを検証する。

4. 岩の位置座標推定

今回運動した岩の位置座標を求めるのに用いた画像は、はやぶさ2に取り付けられた光学航法カメラ (ONC) のうち、望遠カメラ (ONC-T) によって撮影された 24 枚の画像である。撮影された時刻は 2019 年 3 月 8 日 3 時 26 分 04 秒~3 時 37 分 53 秒の間である。D0-S01 運用で得られた画像から運動している岩のみかけの重心の座標を小惑星固定座標系で求めた。小惑星固定座標系とは、小惑星リュウグウの 3 次元モデルでの中心を原点、緯度、経度 0 度を x 軸の正の方向、自転軸を z 軸の正の方向と定義された座標系である。岩のみかけの重心の座標は画像から岩の形を目視で縁取り、その形状から求めた (Fig. 5)。運動している岩は合計 72 個確認でき、それぞれの岩について各時刻での位置座標を求めた。

また、重力ポテンシャルが低い方向に岩が運動していることを検証しやすくするために、小惑星表面上に新たなデカルト座標系 ($S'(x', y', z')$ 座標) を定義した。この座標系は y' 軸を北極の方向、 x' 軸

y' 平面を着目している領域の平均的な面、 z' 軸をその平面の法線ベクトルと定義した座標系である。小惑星固定座標系で求めた位置座標を $S'(x', y', z')$ 座標系の値に変換した。また、岩の形状から長軸、短軸の長さや方向を求めた。

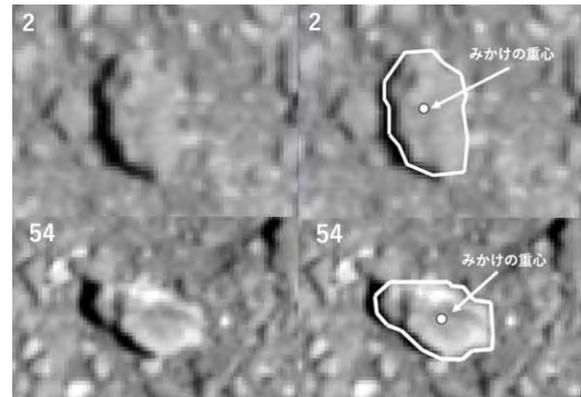


Fig. 5. 岩の形と重心

5. 結果

運動している岩の位置座標から岩が移動した方向を求める。岩が移動した方向と y' 軸との間の角度を求め、その角度から岩がどれくらい北向きに移動しているかを求めた。移動方向の角度は y' 軸から反時計回りに正、時計回りに負の値 ($-180^\circ \sim 180^\circ$) となるように定義した。72 個の岩の移動方向の角度のヒストグラムを作成した (Fig. 6)。この角度から $-90^\circ \sim 90^\circ$ の間である岩を北向きに移動した岩としてカウントすると、72 個のうち 58 個 (80%以上) の岩が北向き (高緯度方向) に移動しているということが実際に検証できた。また、移動方向の角度と岩の形状から求めた短軸の方向との間の角度を求めたが、岩が必ずしも短軸の方向に転がっているとはいえなかった。本研究発表

では解析方法や岩が移動したきっかけについてより詳細に議論する。

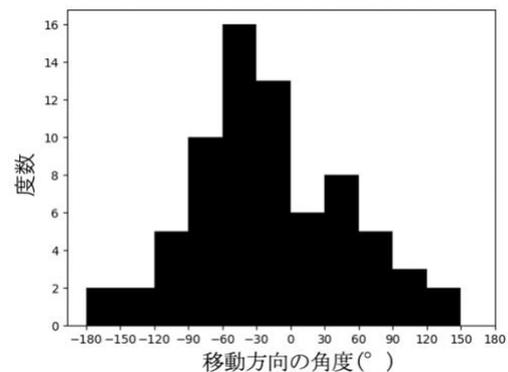


Fig. 6. 移動方向のヒストグラム

[参考文献]

- [1] S. Sugita et al., 2019 The geomorphology, color, and thermal properties of Ryugu: Implications for parent-body processes
- [2] S. Watanabe et al., 2019 Hayabusa2 arrives at the carbonaceous asteroid 162173 Ryugu-A spinning top-shaped rubble pile

不安定原子核散乱の網羅的測定に向けた高周波デジタル波形処理システムの開発

Development of radio frequency digital waveform processing system for comprehensive measurement of unstable-nuclear scattering

武重祥子

指導教員 栗田和好 梶野泰宏 馬場秀忠

1 背景・目的

原子核物理学では加速器を用いて原子核の反応を調べることでその性質を解明する。原子核反応を記述するモデルとして光学模型がある。これは1950年代にFeshbachらによって提唱され[1]、現在広く用いられている重要なモデルである。

理化学研究所RIビームファクトリー(理研RIBF)に代表されるように、加速器技術の発展により不安定核を用いた核反応実験が盛んに行われるようになった。不安定核の性質の理解のために光学模型を用いて原子核の変形度や大きさなどが議論されているが、この光学模型は過去の安定核ビームでの弾性散乱のデータで構築されたパラメータを用いており、不安定核についても成立するかはほとんど検証されていない。よって不安定原子核散乱(弾性散乱)を網羅的に測定することが必要不可欠である。

これまで不安定核領域で光学模型があまり検証されてこなかったのは、実験装置とデータ収集システムの制約によるものである。不安定核実験ではビーム毎に粒子識別を行う必要がある。しかし今まではデッドタイムの問題から、例えば γ 線が放出されるような特定のイベントに限定してデータ収集を行っていた。ここで、もし粒子識別に必要なデータをデッドタイムなく常に取得できるようなシステムを構築できれば、複数の測定、つまり γ 線放出のような非弾性散乱の測定と光学模型検証のための弾性散乱の測定を同時に行うことが可能となる。

このシステム実現のために候補となった装置が、Xilinx社の開発したRFSoC[2]である。これは第5世代通信向けに開発されたデバイスで、4GHzのADC・FPGA・CPUが一体となっており、高周波成分でもデジタル波形処理が可能かつデータ収集システムに必要な機能がすべて搭載されている。現在はこのデバイスを用いて開発を行っている。

2 研究開発状況

この研究開発はデジタル波形処理を用いて進めている。デジタル波形処理は1990年頃から用いられてきた手法である[3]。これまでデジタル波形処理は、ゲルマニウムやシリコン検出器といった比較的低周波の信号向けに100MHz程度のADCを用いた測定で利用されてきた。しかしプラスチックシンチレータのような高周波の信号にはADCの性能が不足しており、デジタル波形処理で時間分解能の測定に適用できるとは考えられていなかった。ここで我々が使用しているADCは4GHzという非常に高いサンプリング周波数であるので、デジタル波形処理でも粒子識別に必要な分解能が得られるのではないかと期待している。

開発中のシステムにおいて、特に重要なのが、

1. 十分な時間分解能が得られるか
2. 電荷と時間両方の情報が得られるか
3. FPGAでデジタル波形処理を行い、デッドタイムレスにデータ収集ができるか

である。1と2については、これまで行ってきたデバイスの有用性の検証により、RFSoc デバイスが粒子識別に十分な分解能を持つこと、波形から電荷・時間情報の両方を取得できることが確認できている。

現在は3の波形処理について、FPGA に実装する波形解析のアルゴリズム開発を行っている。タイミング決定のための波形解析において、これまでは波形の立ち上がりや一階微分した波形のゼロクロス点付近を直線近似することにより決定できると考えていた。しかしこの方法で得られるタイミング情報は、取得波形の形状、特に立ち上がりの形状に大きく依存する。これより、直線近似によるタイミング決定は不適切な結果となる可能性があることが分かった。タイミング決定に最適な波形解析方法を検討した結果、波形の立ち上がりに依存しない方法である、波形のピーク部分の重心を求める方法を実装するアルゴリズムとして決定した。

発表では、RFSoc デバイスの性能及び重心計算による時間分解能と FPGA へ実装するアルゴリズムについて報告する。

参考文献

- [1] Feshbach, et al., Phys. Rev. 96, 448 (1954)
- [2] <https://japan.xilinx.com/products/silicon-devices/soc/rfsoc.html>
- [3] V.T. Jordanov, G.F. Knoll, Nucl. Instr. and Meth. A, 345 (1994), p. 337

SU(N)-natural inflation モデルの初期条件

Initial conditions for SU(N)-natural inflation model

村田知瞭
指導教員 小林努

1 はじめに

インフレーションとは、ビッグバンの前にあったとされる急激な加速膨張のことである。この機構により、宇宙が一様等方かつ平坦という状況を自然に作り出すことができ、標準ビッグバン理論の初期条件に関する問題を解決することができる。これまでの観測結果からインフレーションがあったことはほぼ確実視されているが、具体的なモデルの特定には至っておらず、現在も様々なインフレーションモデルが研究されている。本研究ではベクトル場を含むモデルとして SU(N)-natural inflation モデル [1] の初期条件に関する問題を扱った。特に、このモデルの $N = 2$ の場合である axion-SU(2) モデルの初期条件に関する問題を研究した [2, 3]。更に、SU(3) において非等方性を考慮して計算も行った [4]。

2 SU(N)-natural inflation モデル

SU(N)-natural inflation モデル [1] の作用は、

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{2} R - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^2 - \mu^4 \left(1 + \cos \frac{\phi}{f} \right) - \frac{\lambda}{4f} \phi \tilde{F}_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} \right], \quad (1)$$

で与えられる¹。 ϕ はスカラー場、 f はスカラー場の崩壊定数、 μ, λ は結合定数である。 $F_{\mu\nu}^a$ は SU(N) ゲージ場 A_μ^a を用いて、

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_A f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2)$$

で与えられる。 g_A はゲージ場の結合定数、 f^{abc} は SU(N) の構造定数であり、生成子 T^a の交換関係は $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$ である。また、 $\tilde{F}_{\mu\nu}^a$ は $F_{\mu\nu}^a$ のホッジ双対である。なお、今回の研究では一貫して temporal gauge ($A_0^a = 0$) を採用する。

3 非等方時空における SU(N)-natural inflation

ここでは、軸対称時空における SU(N) ゲージ場の配位について議論する。非等方時空の計量は x 軸に関して軸対称な Bianchi type-I 時空

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[e^{-4\sigma(t)} dx^2 + e^{2\sigma(t)} (dy^2 + dz^2) \right], \quad (3)$$

を用いる。 $a(t)$ はスケールファクターで、 $\sigma(t)$ は等方からの偏位を表す。

¹ $c = \hbar = 1$ の単位系を用いる。

²数値計算中は、 $M_{\text{Pl}} = 1$ とする。また、 $\beta \simeq 0$ 付近では計算が上手くいかない事が示されている [2] ので数値計算は (ψ_1, ψ_2) で行った。

SU(2): この部分は [2] をもとにまとめた。SU(2) の場合は $f^{abc} \rightarrow \epsilon^{abc}$ である。この時ゲージ場の配位は

$$A_i^a = \text{diag.} (ae^{-2\sigma} \psi_1, ae^\sigma \psi_2, ae^\sigma \psi_2), \quad (4)$$

と書ける。さらに $\psi_1 = \psi/\beta^2, \psi_2 = \psi\beta$ のように分ける。 $\psi(t)$ はゲージ場の等方成分で、 $\beta(t)$ は等方成分からの偏位を表す。この配位の下で $(\beta, \dot{\beta})$ の相空間上の各点を初期条件として、等方化されるまでにかかった e-folding 数を Fig. 1 に示した。この時、スカラー場の初期条件として $(\phi_0, \dot{\phi}_0) = (10^{-2}\pi f, 0)$ を与えた。パラメータは $(f, \mu, \lambda) = (10^{-2}M_{\text{Pl}}, 10^{-3}M_{\text{Pl}}, 2 \times 10^2)$ とした²。ここから、軸対称時空では考えている全ての初期条件範囲で等方化することが確認できた。

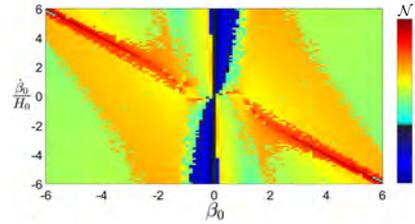


Figure 1: $(\beta, \dot{\beta})$ の相空間で、カラーバーは等方化するまでにかかった e-folding 数である。e-folding 数がマイナスになっているところは β の符号が入れ替わった点を表す。

SU(3): この部分は現在投稿論文の原稿準備中である [4]。SU(2) の場合は自由度の数が空間の次元の数と一致していたため、配位を簡単に選ぶことができたが、SU(3) の自由度は 8 個あるため配位を選ぶのには注意が必要である。ここでは x 軸について対称なゲージ場の配位を考える。ゲージ場が軸対称であるためには軸周りの回転変換に対して不変となっていれば良い。一方で、今は大域的なゲージ変換が出来るので、任意の回転に対してそれをキャンセル出来るようなゲージ変換が存在すれば、そのゲージ場は軸対称であると言える。この方針を元に、まずは無限小回転と無限小ゲージ変換を求める。 x 軸周りの回転変換は Killing vector $\xi = -z\partial_y + y\partial_z$ に沿ったリー微分で与えられるので、

$$\mathcal{L}_\xi A^a = -A_y^a dz + A_z^a dy, \quad (5)$$

と書ける。SU(3) ゲージ場に対する大域的な無限小ゲージ変換は

$$\delta_g A^a = -f^{abc} u^b A^c, \quad (6)$$

のように書ける。これらが等しければゲージ場は軸対称であると言えるので、

$$f^{abc} u^b A_x^c = 0, \quad f^{abc} u^b A_y^c = -A_z^a, \quad f^{abc} u^b A_z^c = A_y^a, \quad (7)$$

が成り立っていれば軸対称な配位となる。この式で A_x^a は独立に決まるが、 A_y^a, A_z^a は片方を決めればもう片方

が自動的に決まるようになっている。そこで、 A_y^a を決めるとすると、

$$A_y^a = -f^{abc} f^{cde} u^b u^d A_y^e, \quad (8)$$

という式、すなわち行列 $-f^{abc} f^{cde} u^b u^d$ が固有値 1 を持つ、という式が得られる。この方程式を具体的な u^a を用いて解くことで配位を決定できる。

例えば、 $a = 1, \dots, 7$ から 1 つだけ選んだ場合を考えると、(8) の 0 でない固有値は $(u^a)^2$ と $(u^a/2)^2$ の 2 つでありそれぞれ 2 重と 4 重に縮退している。 $u^a = \pm 1$ の時の配位は

$$\begin{aligned} A_x &= A_x^1 T^1 + A_x^8 T^8, & A_y &= A_y^2 T^2 + A_y^3 T^3, \\ A_z &= -A_y^3 T^2 + A_y^2 T^3, \end{aligned} \quad (9)$$

のようになり、 A_x^8 以外は SU(2) と同じ配位になっている。しかし、 A_x^8 の部分はスカラー場との相互作用がないため膨張とともに減衰することがわかり、結局は SU(2) が再現される事が分かった。一方 $u^a = \pm 2$ の時は

$$\begin{aligned} A_x &= A_x^1 T^1 + A_x^8 T^8 \\ A_y &= A_y^4 T^4 + A_y^5 T^5 + A_y^6 T^6 + A_y^7 T^7 \\ A_z &= -A_y^7 T^4 + A_y^6 T^5 - A_y^5 T^6 + A_y^4 T^7 \end{aligned} \quad (10)$$

のようになる。この時は SU(2) の時よりもゲージ場の amplitude が 2 倍される事がわかり、SU(3) 特有の影響が見られる事が分かった。また、どちらの u^a を選んでも SU(2) と似た配位が形成されるため、非等方性が減衰し空間が等方化される事が分かった。

4 閉じた宇宙における axion-SU(2) モデル

ここは話が変わって閉じた宇宙における axion-SU(2) モデルを考える。この部分は [3] をもとにまとめた。この時計量は

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) [dr^2 + S^2(r)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)], \quad (11)$$

で与えられる。ここで、閉じた宇宙 ($\mathcal{K} > 0$) では

$$S(r) = \frac{\sin(\sqrt{\mathcal{K}}r)}{\sqrt{\mathcal{K}}}, \quad (12)$$

であり、 \mathcal{K} は空間曲率を表す。ここでは、[5] で考案された ansatz、

$$g_A A_0^a = 0, \quad g_A A_1^a = a\psi L_1^a, \quad (13)$$

$$g_A A_2^a = a\psi S L_2^a - \left(1 - \sqrt{1 - \mathcal{K}S^2}\right) L_3^a, \quad (14)$$

$$g_A A_3^a = \left[\left(1 - \sqrt{1 - \mathcal{K}S^2}\right) L_2^a + a\psi S L_3^a\right] \sin \theta, \quad (15)$$

を用いる。ここで、 $\psi(t)$ は t のみの関数で、 L_i^a は、

$$L_1^a = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta), \quad (16)$$

$$L_2^a = \partial_\theta L_1^a, \quad L_3^a = (\sin \theta)^{-1} \partial_\varphi L_1^a, \quad (17)$$

で定義される。この ansatz を用いることで閉じた宇宙と整合的となる。ここからフリードマン方程式は、

$$\begin{aligned} 3M_{\text{Pl}}^2 \left(H^2 + \frac{\mathcal{K}}{a^2}\right) &= \frac{\dot{\phi}^2}{2} + \mu^4 \left(1 + \cos \frac{\phi}{f}\right) \\ &+ \frac{3}{2g_A^2} \left[(\dot{\psi} + H\psi)^2 + \left(\psi^2 - \frac{\mathcal{K}}{a^2}\right)^2 \right], \end{aligned} \quad (18)$$

となる。今回は空間曲率の影響に注目するために、スカラー場とゲージ場の運動エネルギーよりも空間曲率が十分大きい ($\dot{\phi}, \dot{\psi} \ll \mathcal{K}$) とする。この時 (18) は

$$3M_{\text{Pl}}^2 H^2 \simeq \frac{3}{2g_A^2} \frac{\mathcal{K}^2}{a^4} - 3M_{\text{Pl}}^2 \frac{\mathcal{K}}{a^2} + 2H_*^2, \quad (19)$$

の形になる。ここで、今後の簡単のためにスカラー場のポテンシャルのスケールを $H_* := \mu^2/M_{\text{Pl}}$ と書いた。この式を無次元化すると、

$$1 \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{H}{g_A M_{\text{Pl}}}\right)^2 \left(\frac{\mathcal{K}}{a^2 H^2}\right)^2 - \frac{\mathcal{K}}{a^2 H^2} + \frac{2}{3} \left(\frac{H_*}{H}\right)^2, \quad (20)$$

となる。ここで、 $H \sim H_*$ と $\mathcal{K}/a^2 H_*^2 \sim 1$ の場合を考える。初期にスカラー場のポテンシャルと同程度の空間曲率が存在する場合でも、右辺第 1 項のおかげで第 2 項の影響を薄めることができるため、宇宙が潰れるのを回避しやすくなるということが分かる。そして第 1 項の影響を決めるのは g_A であり、 $g_A < H_*$ の場合はこの効果が顕著で潰れにくくなり、逆に $g_A > H_*$ の場合は第 1 項の影響が小さく単一場の場合と同じく潰れやすくなると思われる。このことを数値的に示したのが、Fig. 2 である。縦軸に空間曲率 \mathcal{K}/H_*^2 、横軸に g_A/H_* をとり、先程の見積り通りの通り g_A が小さいほど潰れにくいことが分かる。

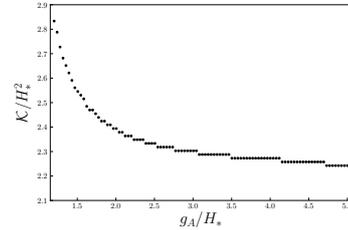


Figure 2: 黒ドットは宇宙が潰れるか膨張を続けるかの境界を表しており、上の領域が潰れた領域である。ゲージ場の初期条件は $\psi_0 = 10^{-7} M_{\text{Pl}}$ で、 $H_0 = 10^{-6} M_{\text{Pl}}$ として、 $\dot{\psi}_0$ は (18) から決めた。

5 まとめと今後の展望

本研究では SU(N) ゲージ場を含んだモデルで初期条件の影響を調べた。特に $N = 2$ の場合には非等方性が等方化されることと、閉じた宇宙ではゲージ場の結合定数とハッブルパラメータの比 g_A/H が小さい時は宇宙が潰れにくくなることが分かった。 $N = 3$ の場合には非等方性が等方化され、ほとんどの場合は SU(2) に帰着されることを見た。また、SU(3) らしさのある配位でも結局は等方化される事が分かった。

今回は SU(3) の計算のみに止まったが、今後の展望としては一般の N に対しても等方化されるのかを考えて行きたい。

References

- [1] T. Fujita, H. Nakatsuka, K. Mukaida and K. Murai, [arXiv:2110.03228 [hep-ph]].
- [2] I. Wolfson, A. Maleknejad, T. Murata, E. Komatsu and T. Kobayashi, *JCAP* **09**, 031 (2021)
- [3] T. Murata and T. Kobayashi, *Phys. Rev. D* **104**, no.8, 083514 (2021)
- [4] T. Murata T. Fujita, and T. Kobayashi, in preparation.
- [5] D. V. Galtsov and M. S. Volkov, *Phys. Lett. B* **256**, 17-21 (1991)

1. はじめに

平山研究室では、希ガス固体を標的として多価イオンを衝突させた際に生じる固体表面からの粒子脱離機構の解明を行っている。多価イオンとは2つ以上の電子が電離したイオンであり、その価数分のイオン化エネルギーの総和に相当するポテンシャルエネルギーを持っている。このポテンシャルエネルギーは、Arを例にとると、Ar¹⁺では、15.7 eVであるのに対し、Ar³⁺では84.1 eV, Ar⁸⁺では578 eV, Ar¹⁰⁺では1.4 keVにも達する。固体表面へ多価イオンが衝突すると多価イオンの持つポテンシャルエネルギーが固体表面へ移行し、多数のイオン・励起原子が固体表面に生成され脱離する。このような脱離過程では、運動エネルギーの移行が主体となる1価入射では見られないような、標的へのナノスケールサイズの細孔生成[1]や特定の原子の選択的な脱離[2], 原子間クーロン崩壊による高速脱離起[3]など様々な現象が引き起こされる。

本研究では、多価イオンの持つポテンシャルエネルギーによる粒子の脱離メカニズムを定量的に明らかにすることを目的としている。標的への運動量移行を抑えるため、固体表面に低速(≦ボーア速度 2.19×10^6 m/s)かつ浅い角度(5度以下)で多価イオンを入射させ、固体表面からの脱離イオンと反射イオンを同時計測する装置[4]を用いて実験を行っている。この実験では、価数・運動エネルギー・反射角度を指定した反射イオンに対して、反射イオンの検出時刻を基準とした脱離イオンの飛行時間スペクトルの測定を行う。このように反射イオンと脱離イオンの同時計測を行うことで、低速多価イオンのポテンシャルエネルギーが希ガス固体表面へ散逸し引き起こされる脱離の過程を定量的に分析することが可能である。

今回私は、入射エネルギーを2 keV~16 keVの範囲で変化させたAr⁸⁺をNe固体へ衝突させ同時計測の実験を行い、Ne固体表面からのイオン脱離の入射エネルギー依存性について考察を行った。

2. 実験装置

衝突実験槽内部の概略図を FIG. 1 に示す[4]。衝突実験槽に到達したイオンビームは、入射ステアラーでイオンビームを偏向、目的の角度で標的へ入射させる。特定の角度で反射したイオンのみが可動式スリットを通過し、平行平板電極2枚からなる価数分析器で偏向され反射イオン検出器に入射する。反射イオン検出器はMicrochannel Plate(MCP)とディレイラインアノードから構成され、粒子の到達位置を分析することが可能である。そして反射イオンの到達位置から、反射イオンの価数、運動エネルギー、反射角度の算出を行う。標的から脱離したイオンは標的基板に印加されたバイアス電圧により加速され、脱離イオン検出器に入射する。脱離イオンは反射イオンの検出時刻を基準とした飛行時間を測定し、飛行時間法で質量分析を行っている。

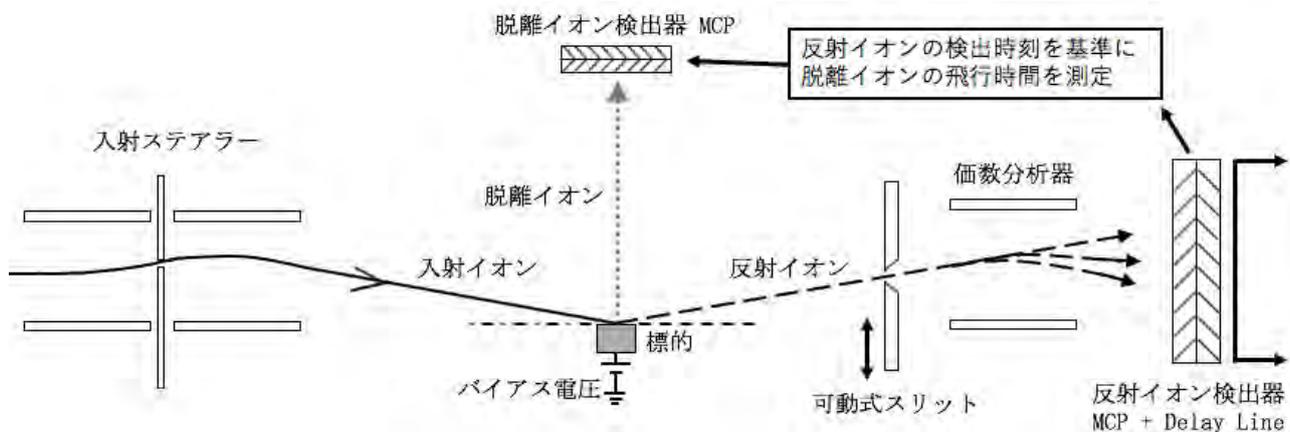


FIG. 1. 衝突実験槽概略図

3. 実験結果

入射エネルギーが 12 keV の Ar^{8+} を Ne 固体表面へ入射した際の、反射粒子の検出器での到達位置の測定結果を FIG. 2 に示す。x 座標方向は反射角、y 座標方向は価数に対応する。FIG. 2 には 2 つの縞状の構造が確認でき、これらは下から中性 Ar, Ar^+ である。

FIG. 3 に反射イオンが Ar, Ar^+ それぞれに対応する脱離イオンの同時計測スペクトルを示す。Ne 固体表面から Ne^{2+} ($T_f = 5.8 \mu\text{s}$), Ne^+ ($T_f = 9.2 \mu\text{s}$), Ne_2^+ ($T_f = 13.8 \mu\text{s}$), Ne_3^+ ($T_f = 17.2 \mu\text{s}$) および Ne 固体表面に吸着した残留ガスに起因する CO^+ ($T_f = 11.6 \mu\text{s}$) が脱離していることが確認できる。

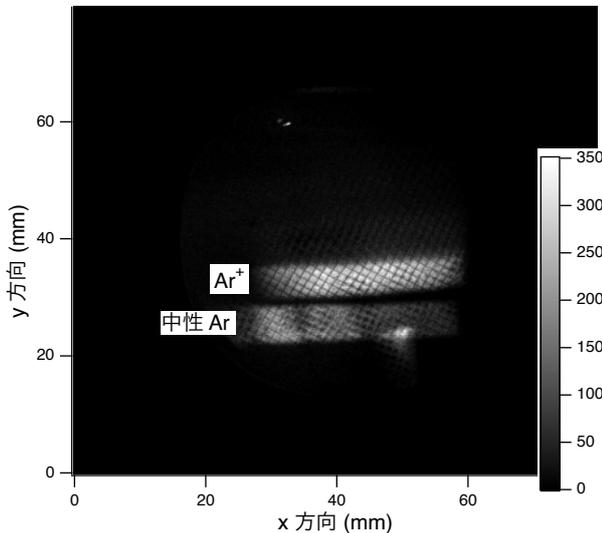


FIG. 2. 入射エネルギー12 keV の Ar^{8+} を Ne 固体 (200 原子層) 表面に入射して得られた反射イオンの 2 次元像。q は反射イオンの価数である。x 座標方向は反射角、y 座標方向は価数に対応する。

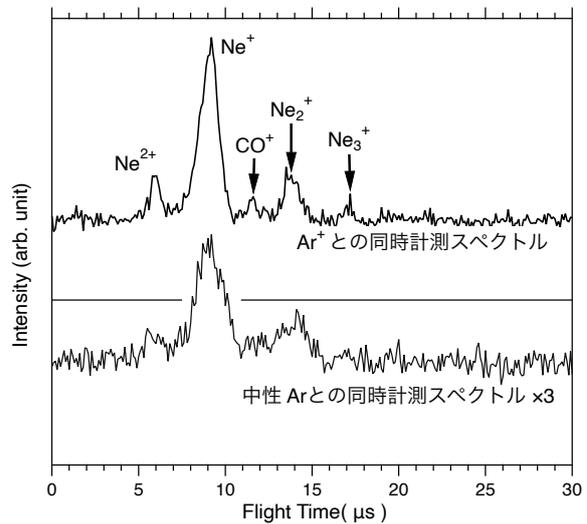


FIG. 3. 入射エネルギー12 keV の Ar^{8+} 入射による Ne 固体 (200 原子層) での反射 Ar, Ar^+ との脱離イオンの同時計測スペクトル。

入射エネルギー 2 keV ~ 16 keV で Ar^{8+} を Ne 固体へ衝突させ同時計測を行った。 Ne^{2+} , Ne_2^+ のピークについて Ne^+ に対する面積比を計算した結果を FIG. 4 に示す。FIG. 4 より Ne_2^+ の脱離は、入射エネルギーの上昇に伴い増加している。先行研究 [5] より Ne_2^+ の脱離は、Ne 固体表面から直接脱離したのではなく Ne^+ が脱離していくなかで中性 Ne との 3 体衝突を通して形成されると明らかになっている。今回の実験結果は、入射エネルギーの上昇に伴い多数の中性 Ne が脱離し、 Ne^+ と 3 体衝突をしたことに起因すると考えられる。

一方で、 Ne^{2+} の脱離については、入射エネルギーの上昇に伴い、減少する傾向が確認された。理由については現在解析中である。修論発表会ではより詳細な解析結果について報告を行う。

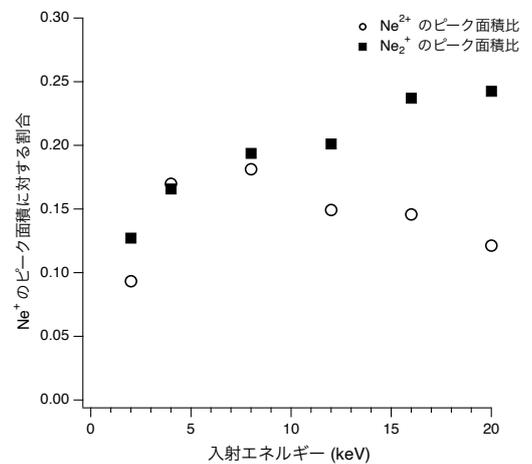


FIG. 4. 入射エネルギー 2 ~ 20 keV の Ar^{8+} 入射による Ne 固体 (200 原子層) からの脱離イオンの Ne^+ に対するピーク面積比。

参考文献

- [1] R.A. Wilhelm, et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 153201 (2014).
- [2] F. Aumayr, et al., Int. J. Mass Spectrom. **192**, 415 (1999).
- [3] R.A. Wilhelm, et al., Phys. Rev. Lett. **119**, 103401 (2017)
- [4] H. Sawa, et al., X-Ray Spectrom. **49**, (2020) 91-94.
- [5] T. Tachibana, et al., J. Phys. Cond. Matt. **22**, (2010) 475002.

超新星残骸 G350.1-0.3 と Cassiopeia A の X 線観測で迫る爆発の非対称効果

Asymmetric Effects of Supernova Explosions Revealed by X-ray Observations of G350.1-0.3 and Cassiopeia A

土岡智也
指導教員 山田真也

1 はじめに

太陽の8倍以上の質量を持つ星は寿命の最期に超新星爆発と呼ばれる爆発現象を起こす。しかし、超新星爆発のメカニズムは未だ解明されておらず、現代の天体物理学における未解決問題の1つである。そこで近年注目されているのが超新星爆発の「非対称性」であり、爆発の駆動に重要な役割を果たすと考えられている [1]。超新星は我々からは点源としてしか観測できないため、構造を持った超新星残骸の運動学や元素組成を X 線で調査することが超新星爆発の非対称を理解する上で有効である。

本研究では超新星の非対称な構造を保ったまま膨張進化を遂げた可能性がある若い超新星残骸 G350.1-0.3 と Cassiopeia A において、爆発噴出物の運動学と元素合成の特性を推定することで爆発のメカニズムに迫ることを目的としている。

2 研究対象：超新星残骸 G350.1-0.3、Cassiopeia A

G350.1-0.3 と Cassiopeia A (Cas A) はともに若く、天の川銀河内に存在する超新星残骸 (SNR) である。G350.1-0.3 は年齢は 600-1200 歳、距離は我々から 4.5 kpc 離れたところに位置すると推定されている [2]。その X 線のイメージは他の一般的な SNR に比べて Fig 1 (a) に示すように非対称性が強く、非常に特異な構造を持つことが知られている。本天体の研究結果はここでは割愛し、修士論文および [3] に譲る。

Cassiopeia A (Cas A) の年齢は約 340 歳、距離は 3.4 kpc と見積もられている [4, 5]。この残骸の X 線イメージを Fig 1 (b) に示す。画像の南東 (左下) 領域では、爆発中心で合成されるはずの Fe が、その外側で合成されるはずの軽元素 (O、Si など) よりも外側に位置する反転構造が報告されており [6]、本研究では X 線観測を用いてその構造の形成過程に迫った。

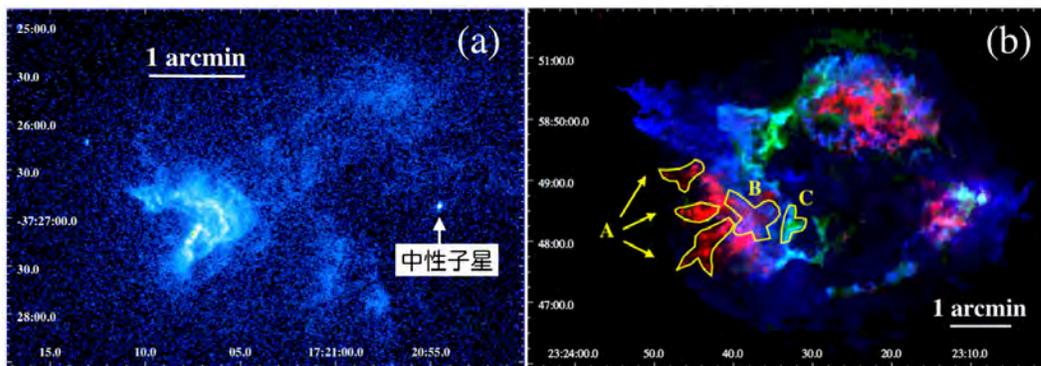


Fig 1: *Chandra* による X 線イメージ。(a) : G350.1-0.3 (0.5-7.0 keV)。(b) : Cas A (赤 : Fe、青 : Si/Mg、緑 : O に対応した三色図)。

3 *Chandra* X 線観測衛星と今回使用したデータ

Chandra は米国 NASA の “*Great Observatories*” の 1 つであり、1999 年 7 月 23 日に打ち上げられた大型 X 線観測衛星である。搭載されている主な観測装置として、X 線反射鏡 (HRMA)、X 線 CCD カメラ (ACIS)、高分解能カメラ (HRC)、低エネルギー用、高エネルギー用それぞれ 2 つの透過型回折格子 (LETG、HETG) が挙げられる。本解析では ACIS によって検出された X 線データを使用していて、イメージ解析には 2000 年と 2019 年、スペクトル解析には 2004 年の ~1 Ms の長い観測時間を持つデータを用いた。

4 解析

本研究では、Cas A の南東領域の反転構造の形成過程に迫るため、イメージ解析とスペクトル解析から、その運動学的性質と爆発時に合成された元素の情報を得ることを試みた。

4.1 イメージ解析

ここでは最尤法と呼ばれる手法を用いて2つのイメージの比較から視線垂直方向の速度 (proper motion) を推定した。2000年と2019年のイメージから、Fig 2 に示すような12領域に関してそれぞれの速度ベクトルが求められた。ここで天体までの距離は3.4 kpc と仮定した [5]。速度の絶対値としては、Fe-rich な噴出物 (Blob 1-6)、Fe/Si-rich な噴出物 (Blob 7-9)、Si/O-rich な噴出物 (Blob 10-12) のそれぞれで $\sim 4,000\text{--}7,000\text{ km s}^{-1}$ 、 $\sim 2,000\text{--}3,000\text{ km s}^{-1}$ 、 $\sim 1,500\text{--}2,500\text{ km s}^{-1}$ であった。

4.2 スペクトル解析

Fe-rich な region A、Fe/Si-rich な region B についてスペクトル解析を行った。Cr や Fe などの輝線が見られる 3.7–7.1 keV のエネルギーバンドについて、星間吸収モデルの tbabs と非熱平衡プラズマモデルの vvpshock、そしてドップラー幅やプラズマ速度の広がり を考慮して gsmooth のモデルを用いてフィッティングを行った。region A のフィッティング結果を Fig 3 で示す。region A、region B とともに $\sim 5.7\text{ keV}$ の Cr の輝線を 7.9σ 、 7.4σ で検出した。

5 議論

● 噴出物の運動学

先行研究 [7] で求められた視線方向の速度と組み合わせることで、Fe-rich、Si/O-rich な噴出物それぞれで $> 4,500\text{ km s}^{-1}$ 、 $\sim 2,000\text{--}3,000\text{ km s}^{-1}$ の三次元的な速度が求まった。さらに測定値から噴出物が等速運動をした場合の速度を見積もると Fe-rich、Si/O-rich な噴出物それぞれで $3,000\text{--}4500\text{ km/s}^{-1}$ 、 $5,500\text{--}8,000\text{ km/s}^{-1}$ と求められた。よって SNR の進化過程の初期段階から運動学的な反転が起きていることが示唆される。

● 元素合成の観点から探る噴出物反転層

爆発時に中心コア付近で生成された鉄族の元素の相対的な存在比を調査することが爆発機構を理解につながる。元素合成の理論モデルから、Cr/Fe の質量比は完全 Si 燃焼層 (最高到達温度 $T_{\text{peak}} > 5.5\text{ GK}$) より不完全 Si 燃焼層 ($4.5\text{ GK} < T_{\text{peak}} < 5.5\text{ GK}$) の方が大きいことが知られている。region A、region B のスペクトル解析の Cr/Fe の質量比率を計算した結果、それぞれ $0.51^{+0.11}_{-0.10}\%$ 、 $1.24^{+0.19}_{-0.20}\%$ であった。この値を理論モデルと比較すると、region A は完全 Si 燃焼層での生成噴出物である一方、region B は完全 Si 燃焼層での生成噴出物として説明不可能であることがわかった。

6 まとめ

本解析では Cas A の南東領域の噴出物反転層について検証を行った。2つの解析により分布だけでなく運動学や爆発時の元素合成の観点から Cas A では Fe-rich な層が爆発直後に Si/O-rich な層の外側にはみ出した逆転層のシナリオを支持する証拠が得られた。今後爆発モデルに制限をかけることができると期待される。

[参考文献]

[1] Janka, H.-Th. et al., 2016, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 66, 341
[2] Lovchinsky, I et al., 2011, ApJ, 731, 70

[3] Tsuchioka, T et al., 2021, ApJ, 912, 131
[4] Thorstensen, J et al., 2001, ApJ, 122, 297
[5] Reed, J. E. et al., 1995, ApJ, 440, 705
[6] Hughes, J. P. et al. 2000, ApJL, 528, L109
[7] Rutherford, J., et al. 2013, ApJ, 769, 64

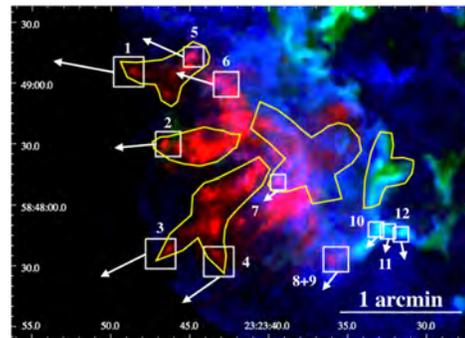


Fig 2: Cas A 南東領域の拡大図、および最尤法を用いた各領域の視線垂直方向の速度ベクトル。

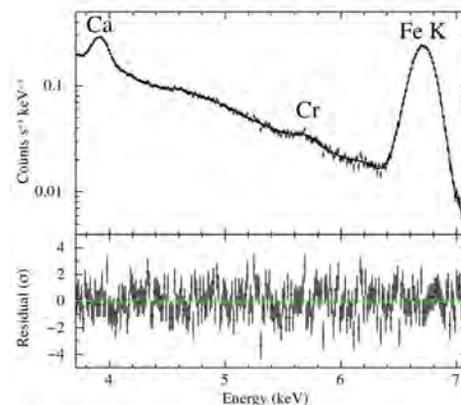


Fig 3: region A から抽出したスペクトルのフィッティング結果。

「すざく」によるはくちょう座 X-3 のエネルギースペクトルの解析

荒神歩己

指導教員 北本俊二

1. はじめに

X 線連星系は、恒星とブラックホールや中性子星、白色矮星などのコンパクト星から成る天体である。恒星からのガスはコンパクト星の重力に引き寄せられ、降着円盤を形成し、強い X 線が放射される。本研究では、その中でも珍しい特徴を持つはくちょう座 X-3 に焦点を当てた。

はくちょう座 X-3 は、GeV ガンマ線が検出されていたり、巨大電波バーストや光速の 0.1 倍から 0.9 倍にのぼるジェットが観測されていたり、マイクロエーサーの代表としても知られている。WR 星からの大量の星風の中を、強い X 線を放射しているコンパクト星が、4.8 時間周期で公転しているという特殊な状況が実現しており、X 線により星風が光電離されていることで、多くの輝線とともに放射性再結合連続放射 (RRC) が検出されていることも特徴である (Fig.1)。

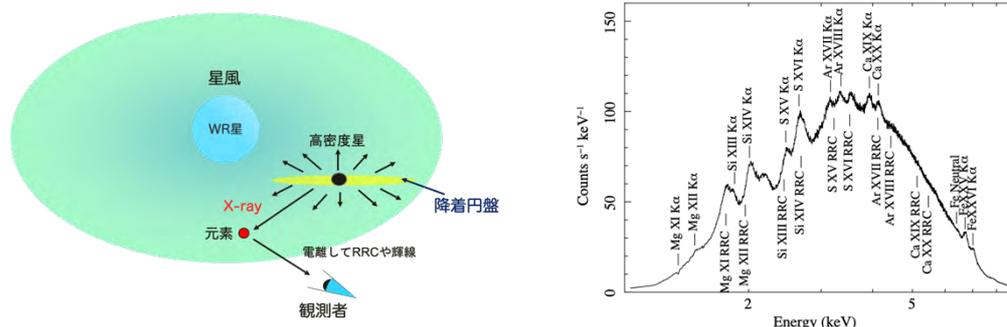


Fig. 1 Cyg X-3 の概念図と輝線

はくちょう座 X-3 のコンパクト星は、発見以来、長い間研究され続けているが、未だにブラックホールか中性子星か決定できていない。コンパクト星の速度が測定できれば、大きな情報となるため多くの試みがなされている。例えば、X 線で観測できる多くの輝線は、星風が放射しており、星風の速度が反映されている。一方、高階電離した鉄からの輝線は、コンパクト星の近傍で放射されており、コンパクト星と同じように公転していると仮定し、コンパクト星の速度を反映しているとして質量関数を推定した結果などが報告されている。しかし、どこで輝線や RRC が放射されているのかは、単純ではない。たとえば Chandra 衛星の HETGS による観測結果ではもっと複雑な様子が報告されている [1]。

2. 目的

本研究の目的は、WR 星とコンパクト星から成る天体「はくちょう座 X-3」の輝線や RRC の放射領域を明らかにすることである。そのため、Chandra 衛星の HETGS よりもエネルギー分解能が劣るが、大きな有効面積をもち統計精度の高い、X 線天文衛星「すざく」により取得したスペクトルを再解析した。すざくのエネルギースペクトルを最大限有効に活かす工夫として、較正線源の解析と SCF 効果の補正 [2] を行っている。

3. X 線天文衛星「すざく」

すざくは 2005 年に日本で打ち上げた五番目の X 線天文衛星である。軌道周期は 96 分、5 台の X 線望遠鏡を搭載し、そのうち、4 台には CCD カメラである XIS (X-ray Imaging Spectrometer)、1 台にはマイクロカロリメーターである XRS (X-ray Spectrometer) が搭載されている。また、硬 X 線検出器 HXD (Hard X-ray Detector) も搭載されており、0.2-600 keV という広波長域を同時に観測することができる。4 台の CCD カメラのうち、3 台 (XIS0,2,3) には表面照射型、1 台は裏面照射型の CCD が用いられている [3]。本研究では、XIS で得られたデータを用いて解析を行なった。

4. 解析

すざくがはくちょう座 X-3 を観測している時、SCI (Spaced-row Charge Injection) が働いていなかった。SCI とは、XIS の放射線損傷を人工的に注入した電荷で埋め、エネルギー分解能を改善する技術である。そ

のため、天体起源の豊富な電荷で損傷を埋める SCF(Self Charge Filling)効果が現れ、エネルギー分解能の更なる低下が認められた。本研究では SCF 効果を補正しエネルギー分解能を改善させた。SCF 効果の補正については、発表の際に説明する

4.1 エネルギースペクトル解析

公転位相による輝線や RRC の強度、等価幅や中心エネルギーの変動などを調べるため、5 つの公転位相間隔に統合したエネルギースペクトルを作成し、冪函数と黒体放射を合わせた連続成分に輝線を表すガウス関数 13 本と RRC(Si XIV と S XVI)を加えたモデルでフィッティングを行った。

等価幅の変動を Fig.2 に示す。同じ元素の $K\alpha$ 輝線と RRC の変動の仕方は同じではなく、むしろ RRC は連続成分と似た変動を示した。

また、輝線の中心エネルギーを調べた結果、鉄輝線は位相 0.3-0.5 で最大、0.9-0.1 で最小となる変動を示した(Fig.3)。

また、Chandra HETGS の結果から 6.5 keV 付近に notch が確認されている[1]。これは、中間程度の電離状態の鉄イオンによる吸収と予想されており、詳細は不明である。「すざく」で得られたデータで notch が確認できているため、notch を考慮したフィッティングを行い、位相による変化を見た(Fig.4)。その結果、位相 0.1-0.3 が最も強く、位相 0.9-0.1 では最も弱くなっていた。

他にも、位相による H-like S の RRC の温度の変動や H,He-like Fe の $K\alpha$ 線と $K\beta$ 線の強度比の変動を調べた。詳細は発表の際に説明する。

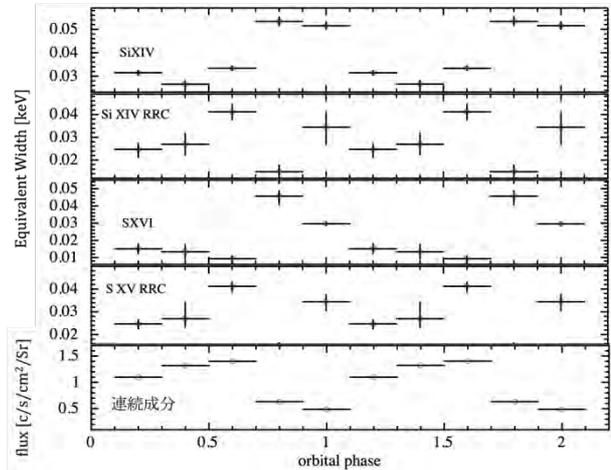


Fig. 2 等価幅の変動

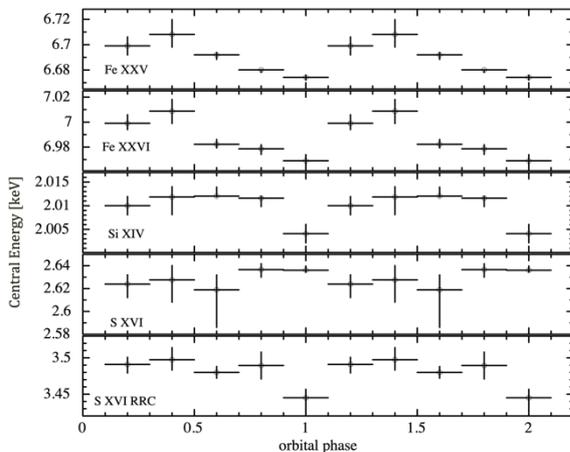


Fig. 3 中心エネルギーの変動

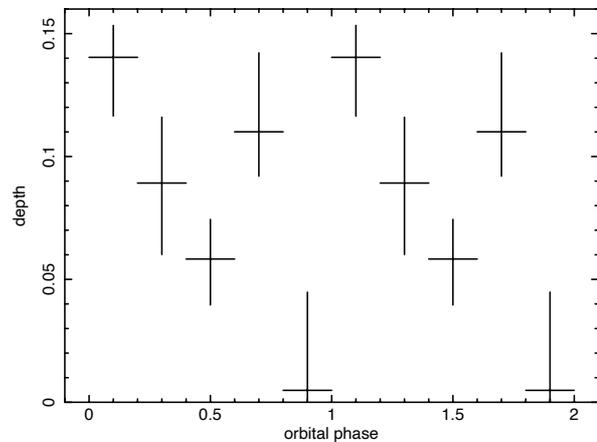


Fig. 4 notch の変動

5. 議論

中心エネルギーの変動から、高階電離した鉄からの輝線はコンパクト星の近傍で放射しているとは言い難く、むしろ星風由来のものだといえる。一方、Si や S などの軽い元素は、先行研究と同様に星風由来のものだと考えることができることが確認できた。

また、同じ元素の $K\alpha$ 輝線と RRC の変動から、RRC と輝線は同じ放射領域ではない可能性がある。

[参考文献]

- [1] T. Kallman, The Astrophysical Journal, Volume 874, Issue 1, article id. 51, 24 pp. (2019)
- [2] Todoroki, S., Kitamoto, S., Murakami, H. 2012 PASJ, 64, 101
- [3] 「すざく」ファーストステップガイド

マイクロメートルスケールにおける Newton-V を用いた重力の逆二乗測逸脱の検証

Test of the violation of the Gravitational Inverse-Square Law at micrometer scale using Newton-V

小林直一

指導教員 村田次郎

1. 研究背景

1998 年、大きな余剰次元モデルである ADD モデル[1]理論が発表された。この理論では余剰次元が 1mm 以下のスケールに丸まりコンパクト化され、このスケール以下では重力のべき乗則が逆二乗測から逸脱する可能性があることを示唆している。余剰次元とは 4 次元以上の空間次元のことを指し、重力が桁違いに弱い階層性問題を解決するために導入された。余剰次元が存在する場合、空間次元の次数に起因する重力のべき乗則が逆二乗測から変更され、重力が強まることで階層性問題を解決できる。ADD モデル発表以前、余剰次元のコンパクト化のスケールはプランク長程度であると考えられており、重力の逆二乗測の逸脱を実験的に確認することは困難だとされていた。しかし、ADD モデルでは 1mm 以下の実験可能なスケールでの逸脱を予想しており、この理論の発表以降多くの実験が行われてきている。

近距離における未知の力は媒介粒子が質量を持つ場合、湯川型ポテンシャルで記述される。逆二乗測の変更を予想する ADD モデルでは $r \sim \lambda$ において近似的に表現される。

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

G は万有引力定数、 α は結合定数、 λ は到達距離である。近年行われている数々の実験により、 α と λ のパラメータ空間に制限をかけることで近距離における重力の検証が進められている。

2. 村田研究室での近距離重力実験

本研究室での近距離重力実験は Newton プロジェクトと称され、近距離重力の精密検証のための装置を開発してきた。これまでに開発された実験装置 Newton-I から Newton-IVh はねじれ秤の原理に基づいており、Newton-IVh ではミリメートルスケールにおける重力の観測と逆二乗測の検証に成功している[2]。この結果を踏まえ、マイクロメートルスケールにおける重力の検証を目指し、Newton-V の開発が行われた[3]。

Newton-V はワイヤー型カンチレバーを用いる方法を採用している。カンチレバーが重力源から受ける周期的な重力によって生じるたわみ変形の変位を測定することで、その変位から重力を推定する原理である。2018 年以前はカメラで取得した画像データを画像処理することで変位を算出していたが、2019 年度からは検出器として新たにレーザー干渉型変位計を用いることで検証精度の向上を実現した[4]。

3. 研究成果と今後の方針

本研究で予想されるカンチレバーのたわみは約 10^{-15} m と非常に小さく、観測することは困難であるため、重力の逆二乗測の逸脱を検証することが目的となる。そのため、検証精度自体が逸脱の上限を決めることになる。検証精度を向上させるために、Newton-V を 2020 年まで使用してきた立教大学 13 号館地下の実験室から 4 号館 1 階のクッククロフト加速器室(2021 年現在)への移動を実現した。移動の目的はノイズ低減のための静環境と実験装置の懸架である。測定の結果、カンチレバーの振動ノイズを約 3 桁向上することに成功した。

重力信号の増大のために、重力源を銅からタングステンに変更、測定距離を 1/2 以下に近接させることに成功し、合計で約 30 倍に向上させた。また、重力源のコンピュータ制御により取得できていなかった重力信号の位相情報を取得することが可能となり、重力信号の振幅の推定精度を向上させることにも成功した。発表ではアップデート後の新しいセットアップにおける測定結果について報告する。

参考文献

- [1] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali, Phys. Lett. B, 429 (1998) 263-272
- [2] 村上遥菜、立教大学理学研究科修士論文(2014)
- [3] 羽取美令、立教大学理学研究科修士論文(2015)
- [4] 芝口拓之、立教大学理学研究科修士論文(2020)

ひとみ衛星とすざく衛星を統合したペルセウス銀河団からの暗黒物質由来の輝線探索 Dark Matter search in the Perseus cluster with Simultaneous Analysis of Hitomi and Suzaku archival data

福一誠

指導教員 北本俊二

1. 概要

ダークマターの候補であるステライルニュートリノは、その質量が X 線帯域にある場合、崩壊して X 線を出すと考えられている。ペルセウス銀河団から 3.5keV の未同定の輝線の検出報告があり、ダークマター起源の可能性が議論されている。(Bulbul et al. 2014)。一方、「すざく」や「ひとみ」によるペルセウス銀河団の観測から、輝線は有意に検出できず、強度の上限値だけの報告もある。(Tamura et al. 2015, Hitomi collaboration 2017, Tamura et al. 2019)。「ひとみ」の SXS はエネルギー分解能が高く、幅が狭ければ弱い輝線にも感度が高い。しかし統計精度が悪いため、輝線の上限値の制限は緩い。そこで、今回の研究では、統計精度の良い「すざく」XIS と、エネルギー分解能の高い「ひとみ」SXS と同時に取得できる「ひとみ」SXI のペルセウス銀河団のデータを同時解析を行うことで、輝線強度の上限値を先行研究のおよそ半分に制限することができた。

2. 輝線探索

輝線探索は次のようにして行なった。まず、取得したデータを既知のモデルによるスペクトルフィッティングを行い最適モデルを求める。その最適モデルにガウス関数を加えて再度フィッティングを行った時、ガウス関数の等価幅 (EW) の許される範囲を求める。フィッティングする時は、ガウス関数と連続成分の normalization 以外は既知のモデルの最適パラメータに固定した。

また、周りの連続成分の系統誤差からの影響を小さくするために、フィッティングする範囲を次のように狭めた。ガウス関数の中心エネルギーを E_{line} 、幅を σ_{line} とする時フィットする範囲を $E_{\text{line}} \pm \Delta E_{\text{narrow}}$ とした。 ΔE_{narrow} は SXS の場合は $\Delta E_{\text{narrow}}=10 \times (\sigma_{\text{line}}^2 + \sigma_{\text{ins}}^2)^{1/2}$ 、XIS と SXI の場合は、 $\Delta E_{\text{narrow}}=3 \times (\sigma_{\text{line}}^2 + \sigma_{\text{ins}}^2)^{1/2}$ とした。 σ_{ins} は検出器のエネルギー分解能による幅であり、SXS は $\sigma_{\text{ins}}=2.1$ eV、XIS、SXI は $\sigma_{\text{ins}}=67$ eV である。輝線の幅を σ_{line} は銀河団ガスの速度分散 180 km/s と、銀河の速度分散 1300 km/s の場合を考える。 E_{line} は 2.4-5.8 keV の範囲で、SXS のみの場合は 5 eV ステップで、XIS のみと同時フィットの場合は 10 eV ステップで掃引した。

なお、同時フィットではモデルに constant を乗算し、SXS のデータは 1 に固定、XIS と SXI のデータではフリーパラメータとした。フィッティングは XSPEC (version 12.10.1f; Arnaud 1996) で行い、C statistic (Cash 1979) を使用した。エネルギー Bin サイズは XIS、SXS、SXI はそれぞれ 14.6 eV、2 eV、12 eV にした。

3. かに星雲の解析

検出器の系統誤差を見積もるために、輝線がなく統計精度の高い、かに星雲の輝線探索を行った。モデルは tbabs*powerlaw で 2.2-6.0 keV をフィッティングした。その後その最適モデルを使用して、2.4-5.8 keV の範囲にガウス関数を加えることで、輝線探索を行った。柱密度は $N_{\text{H}}=3 \times 10^{21}$ cm⁻² で固定した。同時フィットしたかに星雲の輝線探索の結果を図 1 に示す。速度分散が 180km/s を仮定した場合は、 3σ の上限値でおおよそ ± 1 eV、1300km/s を仮定した場合は一部に絶対値が 2 eV を超えるが、おおよそ ± 1.5 eV であった。この範囲を系統誤差と考えることとする。

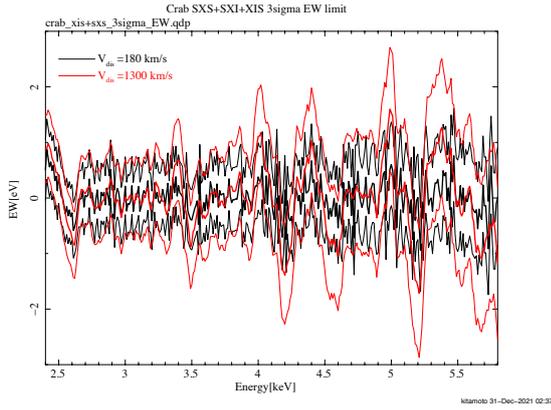


図1. 同時フィットしたかに星雲の輝線探索の結果。等価幅のベストフィットと 3σ の誤差を表す。黒と赤の線は速度分散を180 km/sと1300 km/sとした場合の結果。

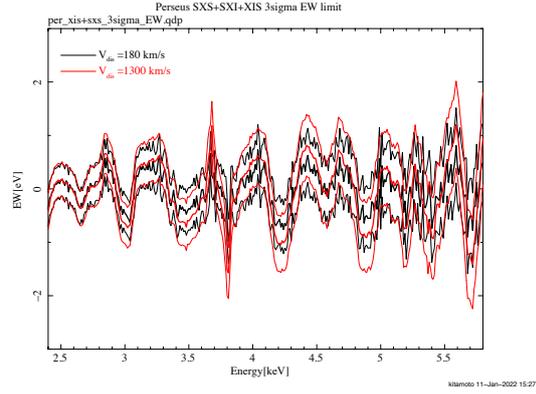


図2. 同時フィットしたペルセウス銀河団の輝線探索の結果。等価幅のベストフィットと 3σ の誤差を表す。黒と赤の線は速度分散を180 km/sと1300 km/sとした場合の結果。

4. ペルセウス銀河団の解析

ペルセウス銀河団のモデルは $tbabs*(bvappec+bvappec)$ とした。bvappec とは重元素のアバダンスと速度分散による輝線の広がりをパラメータとして扱える希薄で高温な衝突電離平衡プラズマモデルである。柱密度は $N_H=1.38 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$ で固定した。他はかに星雲と同じようにフィットした。同時フィットしたペルセウス銀河団の輝線探索の結果を図2に示す。速度分散が180 km/sを仮定した場合は、 3σ の上限値で、一部に絶対値が1 eVを超えるがおよそ $\pm 1 \text{eV}$ 以内、1300 km/sを仮定した場合も一部を除きほぼ $\pm 1.5 \text{eV}$ 以内であった。

5. 結果と考察

かに星雲の等価幅の上限とペルセウス銀河団の等価幅の上限を比べて、大きい方を系統誤差を含めた上限とする。XIS、SXS 単独と、同時フィットした場合の上限を図3に示す。同時フィットをすることで、2.4–5.8 keVの範囲での上限を「ひとみ」の先行研究のおよそ半分に抑えることができた。この結果により、ダークマターの候補であるステライルニュートリノの崩壊率の上限値も「ひとみ」の先行研究のおよそ半分となる。また、統計の良いXISの系統誤差が上限値を決める大きな要因となることがわかった。SXSのような高いエネルギー分解能を持つ検出器で高い統計制度を持つデータが待ち望まれる。

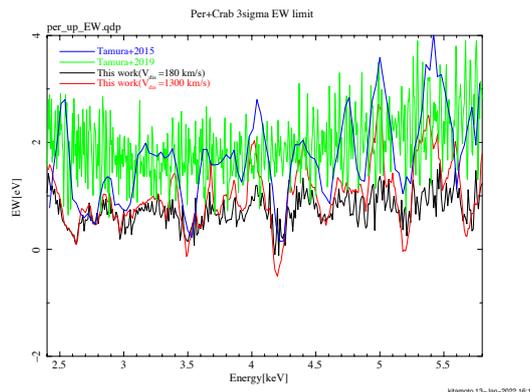


図3. 系統誤差を含めた等価幅の 3σ の上限。黒と赤の線は速度分散を180 km/sと1300 km/sとした場合の結果。青と緑の線はXIS、SXS 単独の結果。

参考文献

- Aharonian, F. A., et al. 2017, ApJ, 837, L15
 Arnaud, K. A. 1996, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, 101, 17
 Bulbul, E., Markevitch, M., Foster, A., et al. 2014, ApJ, 789, 13
 Cash, W. 1979, ApJ, 228, 939
 Tamura, T, Iizuka, R., Maeda, Y., Mitsuda, K., & Yamasaki, N. Y. 2015, PASJ, 67, 23
 Tamura, T, Fabian, A. C., Gandhi, P., et al. 2019, PASJ, 71, 501

ローレンツ不変性検証のための偏極 ${}^8\text{Li}$ 原子核寿命の周期性解析

Lifetime periodicity of polarized ${}^8\text{Li}$ nucleus for test of Lorentz invariance

菊地武
指導教員 村田次郎

1. はじめに

1887年に Michelson と Morley によってエーテルの存在を否定する、いわゆるマイケルソン・モーリーの実験が発表された[1]。これは光速度の異方性検証であり、ローレンツ不変性の検証である。この実験を契機に Einstein は特殊相対性理論を発表した[2]。特殊相対性理論はもちろん、一般相対性理論や素粒子の標準模型でもローレンツ不変性は保持されている。

高エネルギー物理学の大きな目標の一つにこれら相対性理論と標準模型の統一がある。量子重力理論などの統一を試みる理論のいくつかはローレンツ不変性の破れを示している。そこでローレンツ不変性の検証が求められており、現在まで様々なアプローチで検証が行われているが、破れの兆候は見つかっていない。相互作用や粒子ごとに領域に分けられて検証が行われているが、特に弱い相互作用の領域では検証精度が低く、さらなる検証が求められている[3]。

2. 弱い相互作用におけるローレンツ不変性の破れ

多くのローレンツ不変性の検証は、あり得る全ての LIV 演算子を含む理論である拡張標準模型(SME)のもとで議論されている[3]。弱い相互作用における拡張標準模型の理論では、W ボソンの propagator にローレンツ不変性を破る項が導入される[4]。この propagator から弱い相互作用による原子核の崩壊率が

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \vec{\beta} \cdot \left[A \frac{\langle \vec{l} \rangle}{l} + \xi_1 \hat{n}_1 \right] + \xi_2 \frac{\langle \vec{l} \rangle}{l} \hat{n}_2 \quad (1)$$

と計算できる[5]。ここで Γ, Γ_0 はそれぞれ標準模型、拡張標準模型の β 線崩壊率、 A は非対称パラメタ、 $\vec{\beta}, \langle \vec{l} \rangle / l$ は β 線の速度と親核の核偏極、 ξ_i, \hat{n}_i は LIV の大きさと宇宙に固定されたある方向ベクトルである。 ξ_i が計数の項に感度を持つ様に設計した実験を行うことで拡張標準模型フレームワークの下で LIV の検証を行うことができる。

3. 実験

本研究は偏極 ${}^8\text{Li}$ 原子核の寿命の絶対方向依存性を検証した。これは(1)式第3項目の検証を意味し、依存性を確認できた場合、LIV の検出となる。地球上にて原子核をある方向に偏極させ続けることを考える。この時地球の自転により、原子核の偏極方向と宇宙に固定されたある方向 \hat{n} の内積は自転周期で周期性を持つ。したがって、原子核寿命の測定結果に対し周波数解析を行い、自転周期に信号が見えた場合、その振幅が LIV の大きさに相当する。

実験は2017年の12月に TRIUMF 研究所のサイクロトロンを用いて行われた。ビームをAl製のビームストッパーに照射し、残留 ${}^8\text{Li}$ の β 崩壊時に発生する電子をプローブとして寿命を測定した。測定はプラスチックシンチレーターと光電子増倍管を用いて、約7日間行われた。

4. 解析

LIV がある場合には、原子核の寿命は

$$\tau^\pm = \tau^0 (1 + A_{\text{LIV}} P_{\text{eff}} \sin(\Omega t + \varphi)) \quad (2)$$

と表される。この時 τ は原子核の寿命、 $A_{\text{LIV}}, P_{\text{eff}}$ はそれぞれ LIV 信号の大きさと実効偏極度、 Ω, φ は地球の自転周期と初期位相である。また上付き符号については \pm がそれぞれ逆偏極を意味し、0 が無偏極を意味する。これを用いて以下のように $\Delta_{\text{LIV}}(t)$ という量を定義する

$$\Delta_{\text{LIV}}(t) \equiv \frac{\tau^- - \tau^+}{\tau^- + \tau^+} \frac{1}{P_{\text{eff}}} = -A_{\text{LIV}} \sin(\Omega t + \varphi) \quad (3)$$

つまり、LIV が影響しないと考えられる程度の短い間に反対方向に偏極させた原子核の寿命を測定することで、系統的なノイズを回避して LIV 信号を観測することができる。

5. まとめ

標準模型と一般相対性理論の統一のために、ローレンツ不変性の検証が求められている。しかし弱い相互作用の領域においては検証の余地が大きく残されている。本研究は偏極 ${}^8\text{Li}$ 原子核の寿命の時間変動を解析することでローレンツ不変性の破れの検出またはより厳しい制限をかけることを目的として行なった。中間報告会ではこの検証の解析の現状について報告する。

参考文献

- [1] John Collins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 191301 (2004)
- [2] V. Alan Kostelecky *et al.*, Reviews of Modern Physics 83, 11 (2021)
- [3] D. Colladay and V. Alan Kostelecky, Phys. Rev. D 58, 116002 (1998)
- [4] J. P. Noordmans *et al.*, Phys. Rev. C 87, 055502 (2013)
- [5] S. E. Müller *et al.*, Phys. Rev. D 88, 071901(R) (2013)

一般の状態方程式における原始ブラックホール形成の初期データ

Initial condition of the primordial black hole formation with general equation of state

物部 武瑠

指導教員 原田 知広

1 はじめに

原始ブラックホール(Primordial Black Hole, PBH)は宇宙初期に形成されるブラックホール (Black Hole, BH) のことを指し、50 年ほど前に Zeldovich や Novikov、Hawking らによって提唱された。主な形成過程として密度ゆらぎの重力崩壊が考えられている。

PBH の大きな特徴としてはその質量を例に取ることができる。天体物理学由来 (星の崩壊や終状態として) の BH 質量が太陽質量ほどであるのに対し、PBH の質量は、プランク質量ほどに軽いものから超大質量 BH ほどに重いものまで、幅広い質量を持つことができる。そのことがいくつかの事象に影響を与える。例として比較的軽い PBH は Hawking radiation による蒸発にその痕跡を残し、重いものは重力源として dark matter の候補になりうる。近年では、2015 年に LIGO によって観測された重力波が PBH 連星によるものと考えられることなど、初期宇宙を読み解くためのツールとして PBH の形成過程や形成後の放射の観測可能性が注目されている。[1, 2]

本研究では PBH の形成過程として密度揺らぎの重力崩壊を考える。その際に状態方程式 $p = w\rho$ の w が相転移中に一定値を取らないことに注目し、 $p = f(\rho)$ として形成過程への影響を調べる。[4]

2 セットアップ

球対称な Einstein equation の解を考える。計量は一般に

$$ds^2 = -A^2(r, t)dt^2 + B^2(r, t)dr^2 + R^2(r, t)(d\theta^2 + \sin^2\theta\phi^2)$$

とかける。

comoving gauge を取った Einstein equation を Misner-Sharp-Hernandez equations と呼ぶ。この方程式の準一様解 (quasi homogeneous solution) を導出する。式中の物理量をパラメータ $\epsilon = 1/Har_k$ で展開して摂動解を求める。ここで H はハッブルパラメータ、 a はスケールファクタ、 r_k は摂動のスケールである。

パラメータ ϵ で展開した物理量

$$\begin{aligned} A &= 1 + \epsilon^2 \tilde{A} \\ B &= \frac{R'}{\sqrt{1 - K(r)r^2}} (1 + \epsilon^2 \tilde{B}) \\ R &= a(t)r(1 + \epsilon^2 \tilde{R}) \\ U &= H(t)R(1 + \epsilon^2 \tilde{U}) \\ \rho &= \rho_b(t)(1 + \epsilon^2 \tilde{\rho}) \\ M &= \frac{4}{3}\pi\rho_b(t)R^3(1 + \epsilon^2 \tilde{M}) \end{aligned}$$

を MSH equations へ代入して摂動量を導出する。[3] ここで背景時空はフリードマン時空とし、 ρ_b は $H^2 = 8\pi\rho_b/3$ を満たす。

以上を、状態方程式が $p = w\rho$ の場合と $p = f(\rho)$ の場合において計算し、差異について議論する。ここで $w = w(t)$ とし、 $f(\rho)$ は ϵ^2 の二次まで展開した

$$f(\rho) \sim f(\rho_b) + \left(\frac{df}{d\rho}\right)_{\rho=\rho_b} \rho_b \epsilon^2 \tilde{\rho}$$

を用いる。

3 結果

(i. $p = w\rho$ の場合

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} &= \Phi(\xi) \frac{1}{3r^2} [r^3 K(r)]' r_k^2 \\ \tilde{A} &= -\frac{w}{1+w} \Phi(\xi) \frac{1}{3r^2} [r^3 K(r)]' r_k^2 \\ \tilde{U} &= \frac{1}{2} [\Phi(\xi) - 1] K(r) r_k^2 \\ \tilde{R} &= -I_1(\xi) \frac{1}{3r^2} [r^3 K(r)]' r_k^2 + I_2(\xi) \frac{1}{2} K(r) r_k^2 \\ \tilde{B} &= I_1(\xi) r \left[\frac{1}{3r^2} (r^3 K(r))' \right]' r_k^2 \\ \Phi &= 1 + \frac{H}{a} D_1 e^{D_2} - \frac{H}{a} \int_0^a \frac{da}{H} \\ I_1 &= H^2 a^2 \int_0^a \frac{w}{1+w} \Phi \frac{1}{H^2 a^2} \frac{da}{a} \\ I_2 &= H^2 a^2 \int_0^a (\Phi - 1) \frac{1}{H^2 a^2} \frac{da}{a} \end{aligned}$$

ここで式中の D_i は積分定数。

(ii. $p = f(\rho)$ の場合

($p = w\rho$ の場合と異なる摂動量のみ表記)

$$\begin{aligned}\tilde{A} &= - \left(\frac{df}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_b} \frac{1}{1 + \frac{f(\rho_b)}{\rho_b}} \Phi(\xi) \frac{1}{3r^2} [r^3 K(r)]' r_k^2 \\ \tilde{R} &= -I_1(\xi) \frac{1}{3r^2} [r^3 K(r)]' r_k^2 + I_2(\xi) \frac{1}{2} K(r) r_k^2 \\ \tilde{B} &= I_1(\xi) r \left[\frac{1}{3r^2} (r^3 K(r)) \right]' r_k^2 \\ I_1 &= H^2 a^2 \int_0^a \left(\frac{df}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_b} \frac{1}{1 + \frac{f(\rho_b)}{\rho_b}} \Phi \frac{1}{H^2 a^2} \frac{da}{a}\end{aligned}$$

ここで式中の D_i は積分定数。

状態方程式の違いによる差異は、MSH equation において p の r 偏微分項がある式を通じて、 $\tilde{A}, \tilde{B}, \tilde{R}$ に現れた。この結果を比べると $w \leftrightarrow \frac{f(\rho_b)}{\rho_b}$ の対応は $w\rho \leftrightarrow f(\rho)$ から明らかだが、一部 $w \leftrightarrow \left(\frac{df}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_b}$ と対応している項がある。

これらの結果のうち、 \tilde{A}, \tilde{B} が $w \leftrightarrow \left(\frac{df}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_b}$ と対応していることから、状態方程式の変更が計量に影響を与えていることがわかる。

4 おわりに

状態方程式 $p = w\rho$ の変化が、PBH 形成の初期データに与える影響を考えた。Einstein equation から計算された準一様解から、状態方程式 $p = w\rho \leftrightarrow$ の対応が $w \leftrightarrow \frac{f(\rho_b)}{\rho_b}$ や $w\rho \leftrightarrow f(\rho)$ へ対応することが見られた。特に \tilde{A} への変更が見られたことから、これらの対応により時空構造への寄与が期待される。今後の議論として、今回の初期データを用いた PBH 形成が考えられる。

[参考文献]

- [1] B. Carr [arXiv:astro-ph/0511743 [astro-ph]].
- [2] M. Sasaki, T. Suyama, T. Tanaka, and S. Yokoyama, 2018, *Class. Quant. Grav.* **35**, 063001
- [3] A. Polnarev, I. Musco, 2007, *Class. Quant. Grav.* **24**, 1405 – 1431
- [4] C. Byrnes, M. Hindmarsh, S. Young, and M. Hawkins, 2018, *JCAP* **08**, 041