
2021年第51回 天文・天体物理若手夏の学校
コンパクト天体分科会 集録集

■ 謝辞

2021年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究者会議(CRC)からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

コンパクト天体分科会

■ index

コン 1	榎木 大修	電波銀河のガンマ線 loudness と X 線スペクトルの関係
コン 2	芳岡 尚悟	大局的輻射流体計算による超臨界降着流からのアウトフローの構造解明
コン 3	今澤 遼	ブレイザー BL Lacertae 極大フレア期 (2020~2021 年) の可視近赤外線偏光撮像モニター観測
コン 4	大間々 知輝	GX 339 - 4 の X 線と可視光光度曲線のタイムラグ解析
コン 5	坂井 謙斗	MAXI と NICER による Swift J1858.6-0814 のスペクトル
コン 6	善本 真梨那	矮小銀河 IZw18 に存在する超高光度 X 線源の長期的光度変動
コン 7	鶴見 一輝	RXTE 衛星によるブラックホール候補天体 XTE J1550 - 564 の準周期振動の解析
コン 8	栗原 明稀	MAXI,Swift を用いたブラックホール X 線連星アウトバースト光度変動の相似性解析
コン 9	佐久間 昂太	すばる望遠鏡を用いた銀河系中心領域における恒星質量ブラックホールの探査
コン 10	高橋 幹弥	時間依存型一般相対論的輻射輸送コードの開発とその適用
コン 11	山本 凌也	円盤磁場分布の決定から磁気駆動アウトフローの起源に迫る:円盤磁束輸送の理論研究
コン 12	柳澤 馨	ダストトーラスを用いた原始ブラックホール存在量への制限
コン 13	池邊 蒼太	GPU を用いた Fast Radio Bursts の解析の展望
コン 14	—	キャンセル
コン 15	後藤 瞭太	ガンマ線バーストの非等方電子分布を考慮したシンクロトロン放射モデル
コン 16	岩崎 啓	TeV ガンマ線を放射する GRB の放射機構について
コン 17	佐藤 優理	TeV ガンマ線バースト GRB 190829A の残光の Off-axis ジェットモデルによる理論的解釈
コン 18	草深 陽	相対論的爆風の磁気流体シミュレーション
コン 19	西川 智隆	相対論的衝撃波による統計的粒子加速とその発展
コン 20	平松 裕貴	MAXI が観測した GRB の系統的解析
コン 21	田原 圭祐	ガンマ線バーストの観測の現状と電子飛跡検出型コンプトンカメラ
コン 22	野際 洸希	輻射輸送シミュレーションを用いた中性子星合体のパラメータ推定
コン 23	大澤 周平	中性子星でのアクシオン-光子変換の電波信号
コン 24	牧田 佳大	再帰型ニューラルネットワークを用いた高密度天体の X 線強度変動のパワースペクトル推定
コン 25	佐々木 俊輔	3次元対流効果を取り入れた球対称 1次元シミュレーション
コン 26	齋藤 晟	光度曲線の系統的調査に基づく重力崩壊型超新星の爆発機構への制限
コン 27	犬塚 慧子	早期光度曲線から探る IIn 型超新星の放射機構
コン 28	小川 真央	Ia 型超新星 2019ein のスペクトル合成計算
コン 29	宇野 孔起	Ia-CSM 型超新星 SN2020uem の測光・分光・偏光分光観測に基づく CSM 構造
コン 30	長谷川 樹	r プロセス元素を合成する特異な超新星爆発の観測的特徴
コン 31	大住 隼人	中性子連星合体残骸からの核ガンマ線放射スペクトルを用いた合成重元素核の診断
コン 32	土本 菜々恵	キロノバのスペクトルで探る r-process 元素合成の痕跡
コン 33	柴田 真晃	食を用いた IW And 型矮新星のアウトバースト機構の検証
コン 34	伊藤 潤平	異常に長い軌道周期を持つ矮新星 ASASSN-19rx のアウトバーストメカニズム
コン 35	関 亮輔	矮新星における降着円盤の位相変化による周期変動解析
コン 36	反保 雄介	V455 And 2007 Superoutburst の分光観測

コン poster1	植松 正揮	ラインフォース駆動型円盤風の輻射流体シミュレーション;超高速アウトフローの起源
コン poster2	松井 理輝	ブレーザーによる高エネルギーニュートリノ放射
コン poster3	人見 拓也	一般相対論的多波長輻射輸送コード (RAIKOU) を用いて探る活動銀河核中心ブラックホールの周辺描像
コン poster4	大野 翔大	最内縁安定円軌道半径内部の応力がブラックホールスピンの推定に与える影響
コン poster5	金 滉基	高速電波バースト ” Cosmic Comb ” モデルの概観
コン poster6	中間 洋子	「すざく」衛星による低質量 X 線連星 EXO 0748–676 の dips/bursts の解析
コン poster7	西浦 怜	ブラックホール・中性子星連星合体におけるキロノ ヴァ/マクロノヴァ放射モデル
コン poster8	原 良	Blandford-Znajek 機構によるブラックホールの回転エネルギーの抽出
コン poster9	鈴木 智也	初期宇宙の超巨大ブラックホール形成～hyper-Eddington 降着率の実現性～
コン poster10	藤村 大夢	種ブラックホールへの降着における輻射フィードバックの影響

[indexへ戻る](#)

コン1

電波銀河のガンマ線 loudness と X線スペクトルの関係

広島大学 先進理工系科学研究科先進理工系科学専攻

榎木 大修

電波銀河のガンマ線 loudness と X 線スペクトルの関係

榎木 大修 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

電波銀河は活動銀河核の 1 つであり、電波観測で中心コアとジェットが観測される天体である。Fermi 衛星では約 60 天体の電波銀河が検出されているが、それらは電波銀河の 10% 程度である。なぜガンマ線で明るいものと暗いものがあるのかを知るために X 線での性質に違いがないかを調べた。本研究では、フェルミ衛星で検出されていて X 線データのある 38 個の電波銀河に加えて、ガンマ線で検出されていない天体として B.Mingo et al. (2014) と F.Massaró et al. (2015) から電波銀河を 25 個選んだ。この 63 天体について XMM-Newton 衛星、Chandra 衛星、Nustar 衛星、Swift 衛星のデータを用いて、X 線スペクトル解析を行った。その結果、スペクトルのべき指数の分布は、Fermi で検出された天体 (以下、Fermi 天体) と検出されていない天体の間で明らかな違いはなかった。一方、吸収の水素柱密度 N_H の分布は、Fermi 天体でないものの約半数は、 N_H が 10^{22}cm^{-2} 以上であるが、Fermi 天体のほとんどが N_H が 10^{22}cm^{-2} 以下であり、Fermi 天体には吸収がほとんどないことがわかった。このことから、Fermi 天体はジェットを小さめの角度から見ていると考えられ、放射はトーラスに遮られないため吸収が小さいと理解できる。一方、一般の電波銀河はジェットを大きめの角度から見ているため、ジェットのビーミング効果が弱く、ガンマ線の放射が弱くて見えにくく、また放射がトーラス吸収されやすいと理解できる。本講演ではこれらの結果について議論を行う。

1 Introduction

銀河には望遠鏡で分解できないほど小さい中心領域が非常に明るく輝く天体が存在する。このような天体を活動銀河核 (Active Galactic Nucleus: AGN) と呼ぶ。電波銀河は AGN の一種であり、電波観測で中心コアとジェットが観測される天体である。

電波銀河はジェットのコア、降着円盤やコロナからの放射が観測されるため、降着円盤とジェットの関係性やジェットの構造解明において重要な天体である。

Fermi 衛星では約 60 天体の電波銀河が検出されているが、それらは電波銀河の 10% 程度である。これは、電波銀河はジェットが受けるビーミング効果の違いが関係していると考えられる。

電波銀河には電波光度による FR-I/FR-II という分類がある。FR-I は 178MHz の電波光度が 10^{26}W Hz^{-1} 以下であり、中心から外側に向かって暗くなる。FR-II は 178MHz の電波光度が 10^{26}W Hz^{-1} 以上であり、電波ジェットの末端に電波観測で明るく輝くホットスポットを持つ。また、FR-I は質量降着率が低く、FR-II は質量降着率が高いと考えられている。図 1 は FR-I と FR-II の電波画像の例で、図の

左が FR-I で図の右が FR-II である。([1] [2])

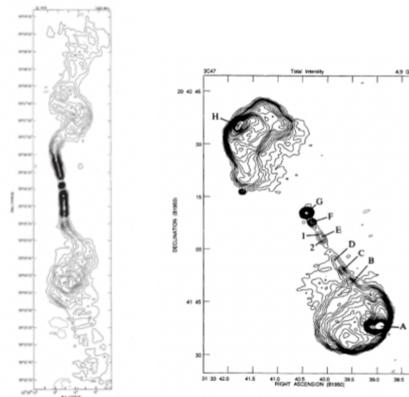


図 1: FR-I と FR-II の電波画像の例。図の左が FR-I で図の右が FR-II である。([1] [2])

本研究では、ガンマ線で検出されている電波銀河 (以下、フェルミ天体) と検出されていない電波銀河の X 線スペクトル解析を行い、性質に違いがないかを調べた。

本研究で用いた宇宙論パラメータ (H_0 , Ω_m , Ω_Λ) の値は $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ である。

2 Instruments and Analysis

本研究のサンプルは B.Mingo et al. (2014) と F.Massaro et al. (2015) で示されている電波銀河と Fermi で検出されている電波銀河 38 個の合計 63 天体である。63 天体のうち、FR-I が 30 天体、FR-II が 25 天体、コンパクトで電波のスペクトルに傾きがある電波源である CSS(compact steep spectrum) が 6 天体、数 GHz の振動数でのスペクトルの傾きが 0.5 よりも大きいクェーサーである SSRQ(steep spectrum radio-loud quasar) が 2 天体である。これらの天体について、*XMM-Newton* 衛星、*Chandra* 衛星、*Nustar* 衛星、*Swift* 衛星のデータを用いて解析を行った。

解析に用いたモデルは天体のスペクトルによって、べき関数と光電吸収、ガウス関数、apec モデルを組み合わせ、X 線スペクトル解析を行った。

以下にスペクトルの例を示した。図 2 は一つのべき関数、図 3 は一つのべき関数に加えて吸収を受けたべき関数を入れたもの、図 4 はべき関数一つとガウス関数、図 5 はべき関数一つと apec モデルを用いて表したものである。

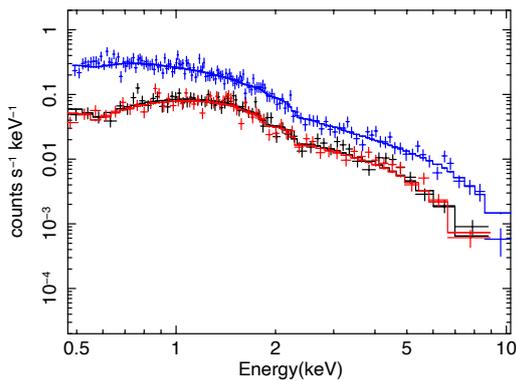


図 2: 一つのべき関数で表したスペクトル

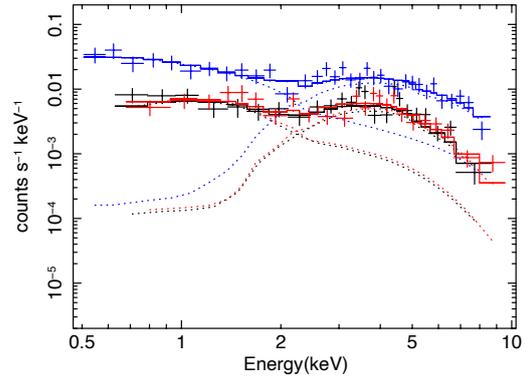


図 3: 一つのべき関数に加えて吸収を受けたべき関数を入れたスペクトル

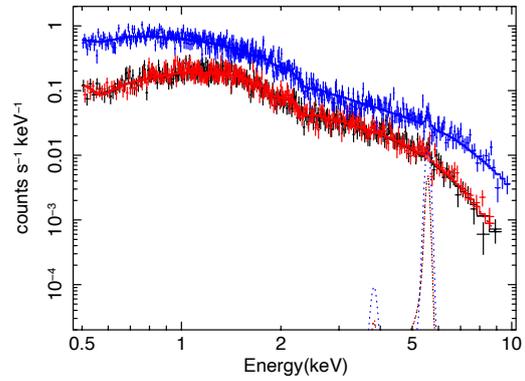


図 4: べき関数一つとガウス関数で表したスペクトル

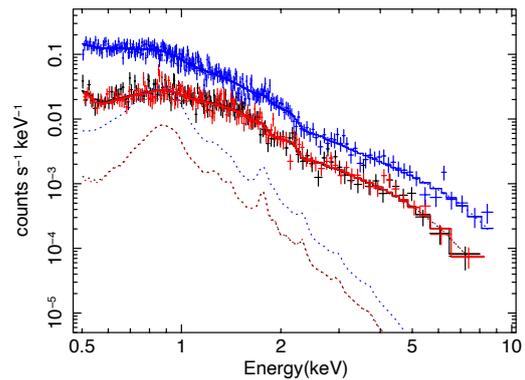


図 5: べき関数一つと apec モデルで表したスペクトル

3 Results

スペクトル解析は XSPEC を用いて行った。統計の良い天体については 1bin あたりに 20 光子が入るようにスペクトルを binning して、 χ^2 フィッティングを行い、統計の良い天体は χ^2 統計を用いてフィッティングを行なった。

スペクトル解析結果を図 6、図 7 および図 8 に散布図として示した。ここで、誤差は 1 パラメータに対する 90% 信頼区間である。

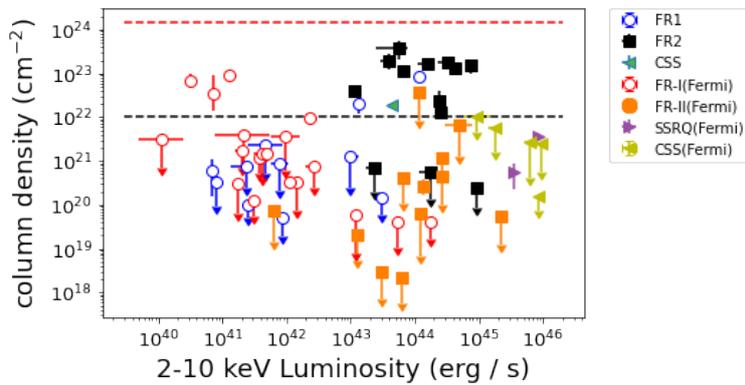


図 6: 天体の吸収量 N_H と 2-10 keV の X 線光度の散布図

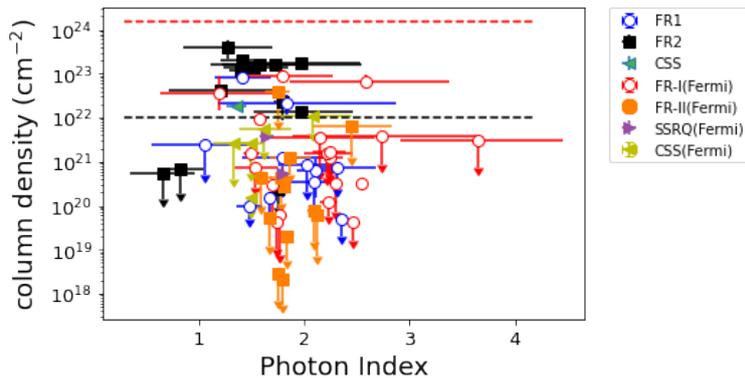


図 7: 天体の吸収量 N_H と高エネルギー側のべき関数のべきの散布図

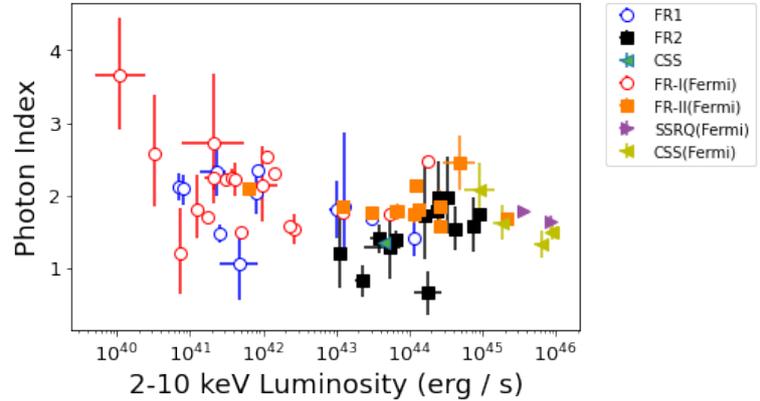


図 8: 高エネルギー側のべき関数のべき Γ と 2-10 keV の X 線光度の散布図

4 Discussion

スペクトル解析結果から、天体を吸収量 N_H の大きさによって分類分けを行った。表 1 はフェルミで検出されていない電波銀河について分類を行ったもので、表 2 はフェルミ天体について分類を行ったものである。

表 1: フェルミで検出されていない電波銀河の N_H の大きさによる分類

N_H	$\geq 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$< 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	天体数
FR-I	2	9	11
FR-II	10	3	13
CSS	1	0	1
天体数	13	12	25

表 2: フェルミ天体について N_H の大きさによる分類

N_H	$\geq 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$< 1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$	天体数
FR-I	3	16	19
FR-II	0	12	12
CSS	0	5	5
SSRQ	0	2	2
天体数	3	35	38

表 2 よりフェルミ天体には大きな吸収がほとんどないことがわかる。これは、フェルミ天体は、ジェッ

トを小さめの角度で正面に近い方向から見ていると考えると、ビーミング効果でジェットはガンマ線で明るくなり、降着円盤の放射はトーラスに遮られないため吸収されにくいことが理解できる。一方、フェルミで検出されていない電波銀河は、ジェットを大きな角度から見るため、ジェットのビーミング効果が弱くてガンマ線の放射が弱く、降着円盤の放射はトーラスの影響を受けやすく多くが吸収を示すと考えられる。

FR-I 天体は表 1 と表 2 より吸収を受けている天体が少ないことがわかる。また、図 8 から FR-I は、30 天体のうち 24 天体が 2–10 keV の X 線光度 L_{2-10} が 10^{43} erg/s 以下であった。よって、FR-I は質量降着が少ない描像と合う。

次に、FR-II 天体は表 1 と表 2 よりフェルミで検出されていないものは 13 天体のうち 10 天体が大きな吸収を受けていることがわかる。また、図 8 から FR-II は、25 天体のうち 24 天体が 2–10 keV の X 線光度 L_{2-10} が 10^{43} erg/s 以上であった。よって、FR-II は質量降着が多い描像と合う。

さらに図 6 から、高光度と低光度の天体は吸収を受けているものが少なく、中光度の天体の約半数が吸収を受けている。これはセイファート銀河で見られる X 線光度と吸収量の関係に似ている。

5 Conclusion

本研究では Fermi 衛星で検出されている電波銀河と検出されていない電波銀河の X 線スペクトルにどのような違いがあるかを調べた。

解析結果から Fermi 衛星で検出されていない電波銀河は高エネルギー側の吸収がほとんどないことがわかった。このことから、ガンマ線で明るい電波銀河はジェットを小さめの角度で正面に近い方向から見ていて、ガンマ線で検出されない電波銀河はジェットを大きな角度から見ていると考えることができる。

また、FR-I は多くが 2–10 keV の X 線光度が 10^{43} erg/s 以下であったことから、FR-I は質量降着が少ないという描像に合い、FR-II は多くが 2–10 keV の X 線光度が 10^{43} erg/s 以上であったことから FR-II は質量降着が多いという描像に合う。

さらに、電波銀河はセイファート銀河に見られるような X 線光度と吸収量 N_H の関係に似て、高光度と低光度の天体は吸収を受けているものが少なく、中光度の天体の約半数が吸収を受けている。

Reference

- [1]R.A.Perley et al., 1979, Nature, 281, 437
- [2]Bridle, A. H. et al., 1994, ApJS, 108, 766
- [3]B.Mingo et al., 2014, MNRAS, 440, 269
- [4]F.Massaró et al., 2015, ApJS, 220, 5

コン2

大局的輻射流体計算による超臨界降着流からのアウト
フローの構造解明

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室
芳岡 尚悟

大局的輻射流体計算による超臨界降着流からのアウトフローの構造解明

芳岡 尚悟 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Super-Eddington accretion is a phenomenon in which the mass accretion rate to the central object exceeds L_{Edd}/c^2 . It is considered to be a realistic model to explain the radiation from compact objects with high luminosity, such as Ultra Luminous X-ray sources (ULXs). Kitaki et al. (2021) performed Radiation HydroDynamic (RHD) simulations under more realistic initial and boundary conditions than before. As a result, they obtained disk structures and luminosities consistent with quasi-analytical solutions and observations. However, in this study, the calculation was performed for a single parameter set. In order to investigate the relationship between the outflow structures and physical quantities of the system and the change in mass accretion rate, we perform the same calculations, changing the accretion rate. In our calculation, the character of the outflow was investigated globally with a larger simulation box of $6000 r_{\text{S}}$. We find that, similar to previous study, the outflow consists of failed outflow which fall to the Accretion Disk in addition to pure outflow (the outflow reaching boundary region). When the mass accretion rate to the black hole is $380 L_{\text{Edd}}/c^2$, the outflow is found to blow from $40 < R/r < 830$. This suggests that the outflow region expands as the mass accretion rate increases, but the outflow is still not ejected significantly from the vicinity of the Black Hole. The conversion efficiency of the outflow was found to be 38% and increased with increasing mass accretion rate. The isotropic X-ray luminosity $L_{\text{X}}^{\text{ISO}}$ was $11 L_{\text{Edd}}$ (assuming the observer's viewing angle is 10°), and the total mechanical luminosity L_{mec} was found to be $0.61 L_{\text{Edd}}$. The power ratio of these values is 0.05, which is consistent with the ULX observations.

1 Introduction

X線で極めて明るい超高光度X線源 (Ultra Luminous X-ray Sources ; ULXs) やマイクロクエーサーなどの光度が高い天体では、光子が円盤表面に到達する前にブラックホールへ降着する光子捕捉効果や、強い輻射圧による外向きのガスの流れであるアウトフローが生じる。ULXは銀河中心から離れているにも関わらず、光度が他の系内X線連星に比べて2桁以上明るいことから、この電磁放射特性を説明するモデルとして、「恒星質量ブラックホール+超臨界降着流」もしくは「中間質量ブラックホール+亜臨界降着流」という2つの立場がとられている。ここで、超臨界降着とは、質量降着率 \dot{M} が $\dot{M} \gg L_{\text{Edd}}/c^2$ (L_{Edd} はエディントン光度、 c は光速) を満たす降着流であり、多くの重力エネルギーを解放できるため、エディントン光度以上の光度を持つコンパクトな天体現象

を説明する有力なモデルとなっている。また、マイクロクエーサーの一つである GRS 1915+105 という天体のスペクトルを説明するための考えの一つとして、脱出速度以下であるため、『噴出後、円盤に再び落ち込む「フェイルドアウトフロー」』の存在が示唆されている (Miller 2020)。ただし、いずれも決定的な結論は得られていない。これらを検証するには、膨大なガスと光の相互作用の正確な取り扱いの下、光度やアウトフローの構造 (アウトフローの噴出位置及びフェイルドアウトフローの噴出領域) について調べる必要があるため、輻射流体シミュレーションの実行が必要不可欠である。

これらの動機の下、輻射流体計算は多々なされてきたが、いずれも計算資源の制限から (1) 初期角運動量が小さく、(2) 比較的小さな計算ボックスの計算が主流であったため、(1) ガスがケプラー半径にたま

り、そこから多量のガスが噴出していた。また、(2) 初期トラスからのアウトフローや、フェイルドアウトフローが含まれていたことにより、アウトフロー率が過大評価されていた可能性がある。

共同研究者である北木孝明氏は上記問題に着目し、計算ボックスサイズ及び初期角運動量を大幅に増加させて、輻射流体ミュレーションを実行した (Kitaki et al. 2021)。円盤の構造は、従来見られていた「中心部が膨らんだ構造」ではなく、準解析解 (スリム円盤) と整合的な外側まで連続的に繋がった構造を持つことが初めて明らかになった。また、アウトフローを正しく見積もる計算の結果、噴出率が過去の計算に比べて大きく減少し、運動学的光度 L_{mec} と X 線光度 $L_{\text{X}}^{\text{ISO}}$ の比について ULX の観測結果と矛盾しない結果を得ることも初めて示された。

以上のように、先行研究である Kitaki et al. (2021) では画期的な成果が得られたが、一つのパラメータセットに限った計算であった。したがって、広い計算ボックスと高い初期角運動量の下、様々なパラメータで輻射流体計算を実行し、ブラックホールの質量や質量降着率といったパラメータの変化に対して、アウトフローの特性 (アウトフローの噴出領域や構造、噴出量など) がどう変化するのか、またその結果、アウトフローが周りにどのようなインパクトを与えるのかを定量的に明らかにすることが喫緊の課題であると言える。

2 Methods

本研究では、恒星質量ブラックホールが中心に存在すると考えられている ULX やマイクロクェーサーの天体現象の解明を目的としている。前述の通り、上記天体に対しては光子とガスの相互作用が本質的になるため、共同研究者の大須賀健氏 (筑波大学) と川島朋尚氏 (東京大学) が開発した軸対称 2 次元輻射流体計算コードを用いて計算を行なった。

本研究の新規性として、先行研究よりさらに広い範囲に渡ってアウトフロー構造を調べるために、 $6000 r_{\text{S}}$ という広大な計算領域を設定したことがあげられる。初期角運動量は先行研究と同じくケプラー半径で $2430 r_{\text{S}}$ に相当する値を用いている。また、これまで

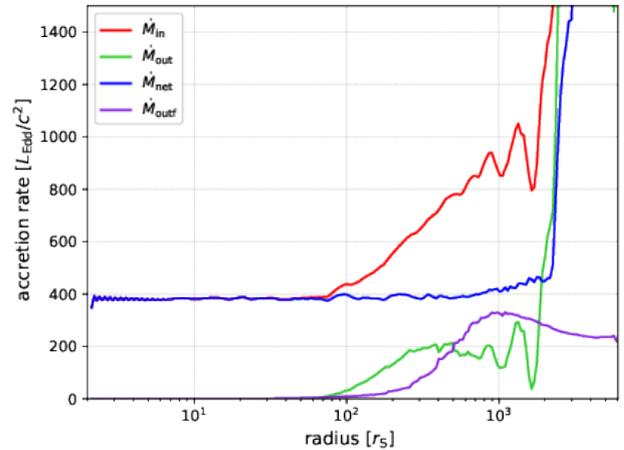


図 1: 質量降着率/噴出率の r 依存性。赤線はディスク内のインフロー、緑線はディスク内のアウトフロー、紫線はディスク外のアウトフローを表す。青線はインフローからアウトフローを引いた量を表す。紫線は $r = 1000 r_{\text{S}}$ で極大を迎えている。青線は $r = 1000 r_{\text{S}}$ まで円盤は準定常状態に達していることを意味する。

アウトフローの噴出領域や光度、円盤構造が質量降着率の変化に対してどのように振る舞うのかを定量的に評価した研究はない。物理量の質量降着率依存性を明らかにすることは、準解析解と比較が可能である点や観測によって得られる光度から質量降着率を推定可能になるという点で重要である。

パラメータであるブラックホールの質量及び α 粘性については先行研究と同じ $10 M_{\odot}$ と 0.1 を採用した。一方、計算領域外縁から注入する質量降着率は、先行研究の $700 L_{\text{Edd}}/c^2$ より増加させ、 $\sim 2 \times 10^3 L_{\text{Edd}}/c^2$ とした。流体計算では、擬ニュートンポテンシャルを用いて近似的に一般相対論的效果を、 α 粘性を通して間接的に磁場 (磁気乱流) による粘性の効果それぞれ取り入れている。輻射に関しては、FLD 近似を用いてモーメント式を解き、コンプトン効果についても考慮した上で、光子とガスのカップリングを厳密に計算している。

3 Results

図 1 には質量降着率の r (動径座標) 依存性を示している。赤い線はディスク内のインフロー (質量降着

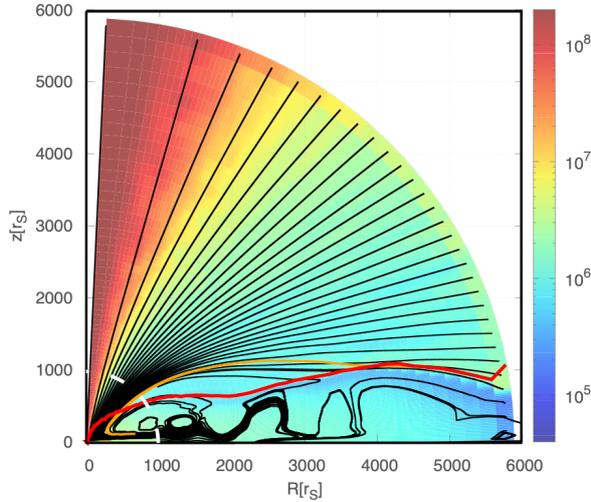


図 2: 時間平均した超臨界降着流の温度コントア。黒線は流線を表す。赤線は超臨界降着円盤の表面。黄色の流線より内側から噴出している流線は無限遠まで達している。

率) $\dot{M}_{\text{disk}}^{\text{in}}$ 、緑の線はディスク内のアウトフロー (質量噴出率)、紫の線はディスク外のアウトフロー $\dot{M}_{\text{outf}}^{\text{out}}$ を表している。青い線はインフローからアウトフローを引いたものとなっており、この線が一定である範囲では準定常状態が達成されていると言える。 $\dot{M}_{\text{outf}}^{\text{out}}$ に注目すると、1000 r_s で極大となっている。これは、 $r = 1000 r_s$ まではアウトフローが吹いており、それより外側ではアウトフローの一部はディスク表面に落ち込んでいることを意味する。すなわち、アウトフロー+フェイルドアウトフローという構造は普遍的に存在し得ることが示唆される。また、 $r = 80 r_s$ より内側では $\dot{M}_{\text{outf}}^{\text{out}}$ は無視できるほど小さい値を取ることが分かる。 $\dot{M}_{\text{disk}}^{\text{in}}$ を 2–30 r_s の範囲で平均した \dot{M}_{BH} は $\sim 380 L_{\text{Edd}}/c^2$ 、 $\dot{M}_{\text{outf}}^{\text{out}}$ を 5000–6000 r_s の範囲で平均した \dot{M}_{outflow} は $\sim 239 L_{\text{Edd}}/c^2$ となった。

次にアウトフローの噴出位置について考える。図 2 にはガス温度のカラーコントアの上に流線をプロットしている。図 2 は今回の計算ボックス全域でのプロットで、図 3 は $R = 3000, z = 1500$ の範囲を拡大したプロットである。赤線は輻射力の動径成分と重力の釣り合いから定義した円盤表面を表す。この円盤の形状は Watarai (2006) の準解析解とファクターの範囲で一致している。黄色の流線より内側から噴出された流線は計算ボックス外縁まで到達している。

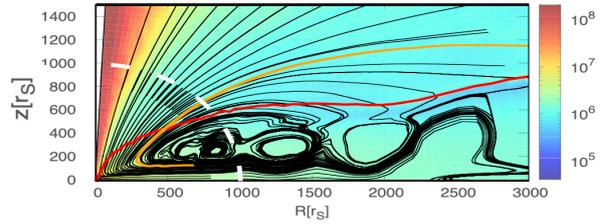


図 3: 図 2 の中心領域の拡大図。赤線と白線及び黄色線の交点からアウトフローの噴出位置を見積もることができ、アウトフローは $R/r_s < 480$ 、フェイルドアウトフローは $480 < R/r_s < 820$ から噴出していると言える。

白線は $r = 1000 r_s$ の位置を表す。アウトフローの噴出領域は $\sim 40 < R/r_s < 830$ であると言える。そのうち $488 < R/r_s < 830$ から噴出されるアウトフローは、噴出後に円盤に落ち込むこともわかった。 $\dot{M}_{\text{BH}} = 180 L_{\text{Edd}}/c^2$ の先行研究では、アウトフローの噴出領域は $40 < R/r_s < 280$ であったことから、以上をまとめると、質量降着率の増加に伴い、アウトフローの噴出領域が広がるが、依然ブラックホール近傍からはアウトフローはあまり噴出しないことを示唆する。

4 Discussion

アウトフローの転換効率 β_{out} を考える。 β_{out} は以下のように定義される。

$$\beta_{\text{out}} \equiv \frac{\dot{M}_{\text{outflow}}}{\dot{M}_{\text{BH}} + \dot{M}_{\text{outflow}}} \quad (1)$$

本研究では $\beta_{\text{out}} = 0.38$ となった。つまり、注入されるガスのうち 38% をアウトフローに転換している。先行研究では $\beta_{\text{out}} = 0.12$ であったため、質量降着率を増やすと、より多くのガスをアウトフローに転換し得ることを示唆する結果が得られた。また、観測結果とシミュレーション結果を比較する有効な方法として、X 線光度と運動学的光度の比較があげられる。図 4 には $r = 5000 r_s$ における X 線光度 $L_X^{\text{ISO}} \equiv 4\pi r^2 F_{\text{lab}}^r$ (F_{lab}^r は観測者系でのフラックスの動径成分) と運動学的光度 $L_{\text{mec}}^{\text{ISO}} \equiv 2\pi r^2 \rho v^2 v_r$ の角度依存性を示している。観測によって得られる運動学

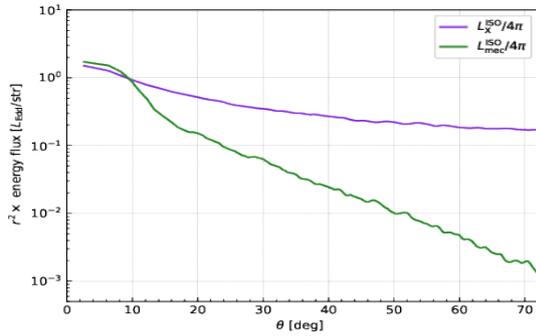


図 4: X 線光度と運動学的光度の角度依存性。

的光度は

$$L_{\text{mec}} \equiv 4\pi \int_0^{\theta_{\text{surf}}} \sin \theta d\theta r^2 \left(\frac{1}{2} \rho v^2 v_r \right) \quad (2)$$

であり、本計算では $0.62 L_{\text{Edd}}$ となった (θ_{surf} は円盤表面の仰角)。以上から $2.6 \text{ deg} < \theta < 51 \text{ deg}$ では、 $L_{\text{mec}}/L_{\text{X}}^{\text{ISO}} = 0.03 - 0.22$ と推定された。Holmberg II X-1 という ULX では、 $L_{\text{mec}}/L_{\text{X}}^{\text{ISO}} = 0.04 - 0.14$ と報告されている。観測事実と我々の計算結果が整合的であるため、ULX は超臨界降着流+恒星質量ブラックホールという系である可能性を支持する。

5 Conclusion

ケプラー半径を $2430 r_{\text{S}}$ 、計算ボックスを先行研究よりさらに広大な $6000 r_{\text{S}}$ と設定し、超臨界降着流に関する輻射流体計算を実行した。本研究ではブラックホールの質量を $10 M_{\odot}$ 、 $\alpha = 0.1$ 、そして質量降着率を先行研究の ~ 3 倍である $2 \times 10^3 L_{\text{Edd}}/c^2$ と設定し、質量降着率の増加に伴い、アウトフロー構造や物理量がどう変化するかを定量的に評価した。解析の結果、準定常状態は $\sim 1000 r_{\text{S}}$ に渡って達成され、従来よりも広い範囲で信頼出来る解を得られた。質量降着率を増加させたモデルにおいても、ケプラー半径を大きく取ることで準解析解と矛盾ない円盤が形成された。アウトフローは観測によって示唆されていたピュアアウトフロー+フェイルドアウトフローという構造をもち、噴出領域は $40 < R/r_{\text{S}} < 820$ となった。また、アウトフローの転換効率は 38% と見

積もられた。以上から質量降着率の増加に伴い、アウトフローの噴出領域やアウトフローの転換効率は拡大/増加することを初めて明らかにした。X 線光度と運動学的光度の比は 0.03-0.22 となり、これは ULX の観測事実と矛盾ない結果であった。つまり、ULX は恒星質量ブラックホール+超臨界降着流という系である可能性を支持する。

Acknowledgement

Numerical computations were in part carried out on XC50 at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan. Numerical analyses were in part carried out on analysis servers at Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan.

Reference

- J. M. Miller et. al., 2020, ApJ, 904, 30
 Ohsuga, K., Mori, M., Nakamoto, T., & Mineshige, S. 2005, ApJ, 628, 368
 Sadowski, A., et. al., 2016, MNRAS, 456, 3929
 Kitaki, T., Mineshige, S., Ohsuga, K., & Kawashima, T. 2021, ApJ, 73, 450
 Watarai, K., 2006, ApJ, 648, 523
 Kaaret et al., 2017, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 55:303-34

コン3

ブレーザー BL Lacertae 極大フレア期(2020-2021年)の
可視近赤外線偏光撮像モニター観測

広島大学 先進理工系科学研究科先進理工系科学専攻
今澤 遼

ブレーザー BL Lacertae 極大フレア期 (2020~2021 年) の可視近赤外線偏光撮像モニター観測

今澤 遼 (広島大学 高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室 M2)

Abstract

本研究では、2020 年 8 月から 1 年程度可視光・ガンマ線で歴史的なアウトバーストを示したブレーザー BL Lacertae(以下 BL Lac)について可視・近赤外線での偏光観測と解析を行った。顕著な結果として、長期の変動ではガンマ線に連動した可視・近赤外線のふるまいやフレア前後の偏光方位角の大きな変化が確認された。この結果は One-zone Synchrotron Self Compton モデルで説明ができるとともに、ジェット中の螺旋磁場構造を示唆する結果となる。また、主にフレア時に行った連続観測の結果からは、数十分スケールでの光度変動に加えて、可視光と近赤外線で偏光ベクトルの差が見られた。このような偏光特性の波長依存性は報告が少なく、同一のブレーザーを多期間に渡って長時間データを取得した初めての例となる。物理的な解釈としては、Marscher et al. 2014 で示された乱流磁場+Multi-zone の放射モデルを用いることで説明が可能と推測した。

1 Introduction

BL Lacertae (以下 BL Lac) はブレーザーで、明るい可視光連続成分と激しい光度変動、高い偏光度をもつ「BL Lac 型天体」の典型例である。また、多波長スペクトルは高エネルギー電子によるシンクロトロン放射 (電波～軟 X 線) および逆コンプトン散乱 (X 線～ガンマ線) で説明される。

2020 年 8 月、BL Lac は可視光・GeV ガンマ線で観測史上最大の光度に達した (Atel #13930, #13933)。静穏期の BL Lac はシンクロトロン放射のピークエネルギーが可視光以下にある Low-energy peaked BL Lac object; LBL に種別され (Uemura, M., et al. 2020)、Synchrotron-Self Compton 放射によるピークは GeV 帯域であることが知られているが、本フレア時には TeV ガンマ線での検出も報告された (Atel #13963)。このように、現在 BL Lac は歴史的にも明るく、高いエネルギーを放射している傾向にある。

BL Lac を含む AGN のジェットの未解決問題として、高エネルギー荷電粒子の加速過程や、磁場の構造がある。これらを調査する方法の中に、次のようなものがある。まず、上記の通り可視光観測ではシンクロトロン放射が観測されるが、これは磁場に対して垂直に偏光するため、その偏光観測を通じて磁

場の情報を得ることができる。また、可視光スペクトルの形状 (色) の観測からは、電子エネルギー分布の情報を得ることができる。増光期には激しい粒子加速が生じ、高エネルギー電子数の増加が期待されるため、上記の観測から偏光・色・時間変動の情報を得ることで、ジェット中の粒子加速機構の解明を目指す。BL Lac 型天体はジェットの外部光子による放射が弱く、ジェット内部での粒子加速の影響が顕著に現れるため、ジェット内粒子の加速機構を調査するために適した天体で、その典型例である BL Lac の歴史的増光期間は研究題材として最適である。

ブレーザーの光度変動には数ヶ月から数年に渡る長期変動に加えて、1 日以内、中には数分の時間変動が検出されているものがある。時間変動には放射領域のサイズやドップラー因子が反映される。そのため、短時間変動はジェット中の小さな領域での粒子加速を調査する上で興味深い現象である。これまでに jet-in-jet モデル (Giannios, A., et al. 2008) や、磁気リコネクションモデル (Giannios, A., et al. 2013) などが考えられているが、観測例の少なさから理論の確立には至っていない。本集録では、特に短期の変動に着目し、先行研究の理論的な内容と比較・議論する。

2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、東広島天文台に設置されている口径 1.5 m の「かなた望遠鏡」を用いて観測を行った。検出器には、カセグレン焦点に設置された「HONIR; Hiroshima Optical and Near infrared Camera」を用いた。HONIR の特徴として可視・近赤外線の時偏光撮像がある。本研究では、毎日、もしくは数日間隔のモニター（撮像+偏光撮像）に加えて、一日あたり数時間におよぶ連続偏光撮像観測を実施した。偏光観測では半波長板とウォラストンプリズムによる観測を行った。等級の評価は相対測光により行い、偏光情報は観測から得られる常光・異常光をもとにストークスパラメータを計算し、偏光度・偏光方位角を算出した。

3 Results

図 1 は、モニター観測期間のガンマ線・可視光の光度曲線及び可視偏光度・偏光方位角の推移である。偏光方位角については $0^\circ \sim 180^\circ$ で定義されるが、観測原理上 $\pm 180^\circ$ の不定性を持つ。そのため、前後の観測データと比較して変動量が極端に大きな場合には、この不定性を考慮して補正した。例えば MJD=59248 の偏光方位角は 1.61 ± 0.75 deg であるが、翌日は 173.73 ± 0.15 deg であった。このような場合には $173.13 \sim 180.00$ deg = -6.27 deg として補正後の値をプロットした。顕著な結果としては、全体的にガンマ線光度と可視光・近赤外線光度が相関していること、MJD=59250 以降に偏光方位角が 180 deg 以上の大きな変化をしていることがある。

次に図 2 の左は、2021 年 7 月 26 日の連続観測によって取得された光度曲線である。この日の観測時間はおよそ 2 時間で、その中で約 0.08 等の減光があると共に、観測開始から 80 分のあたりで 20 分間で 0.02 等程度の増光があったことがわかった。また、時間変動の定量化のため、variability parameter: C/Γ を計算した (Sasada et al. 2008)。 $C/\Gamma \geq 2.576$ の場

合、99% の信頼度で変動有りとして分類される。ここで C 、 Γ は以下のように定義される。

$$\Gamma^2 \equiv (I_1/I_{bl})^2 (I_1^2(I_{bl}+p) + I_{bl}^2(I_1+p)) / (I_2^2(I_{bl}+p) + I_{bl}^2(I_2+p)) \quad (1)$$

($p \equiv n(\text{sky} + \text{ron}^2)$ 、 n 、 sky 、 ron はそれぞれ開口測光に用いた aperture size のピクセル数、スカイの中央値、読み出しノイズ。 $I_{bl,1,2}$ はそれぞれ BL Lac と比較星 2 つのカウント。)

$$C \equiv \sigma_{bl} / \sigma \quad (2)$$

(σ_{bl} は $\log_{10} I_{bl} - \log_{10} I_2$ の標準偏差、 σ は $\log_{10} I_1 - \log_{10} I_2$ の標準偏差)

この分類に基づく、本研究で連続観測を行ったデータ 16 個の内、12 個で有意な変動が検出された。

偏光解析を行なった結果、 R バンドと J バンドで異なる偏光度を持つことが示唆された。可視光・近赤外線間での偏光度の差はそれぞれの放射が同一の領域から放射されていると考えた場合には 0 となるはずであり、この差が確かであれば放射領域の違いに言及することができる (Marscher, A., et al. 2014)。そこで、期間ごとの偏光度の違いを差分偏光度として計算し、その傾向を確かめた。差分偏光度 P_{diff} の定義は以下の通りである。

$$P_{diff} \equiv \sqrt{(q_R - q_J)^2 + (u_R - u_J)^2} \quad (3)$$

($q_{R,J}$ 、 $u_{R,J}$ はそれぞれ R バンド、 J バンドで取得した q 、 u の値)

ここで差分偏光度を導入した理由は、偏光度・偏光方位角は q 、 u 平面上でのベクトルを表すため、差や平均値を計算する場合には、ストークスパラメータ q 、 u から計算する必要があるからである。図 2 の右は同日 7 月 26 日の可視偏光度に対する各差分値である。この結果から差分偏光度が 2% 程度の値を持つことがわかった。

図 3 は、全連続観測の結果から取得された差分偏光ベクトルのヒストグラムである。この結果から、比較星の差分偏光度は 0.0~1.0% で、この値が器械偏光による影響を反映している。一方で BL Lac では 0.5~3.0% に分布している。日毎に偏光方位角の差も見られ、可視光と近赤外線での偏光ベクトルの間に有意な差があることがわかった。

¹ https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/ms1_1c/

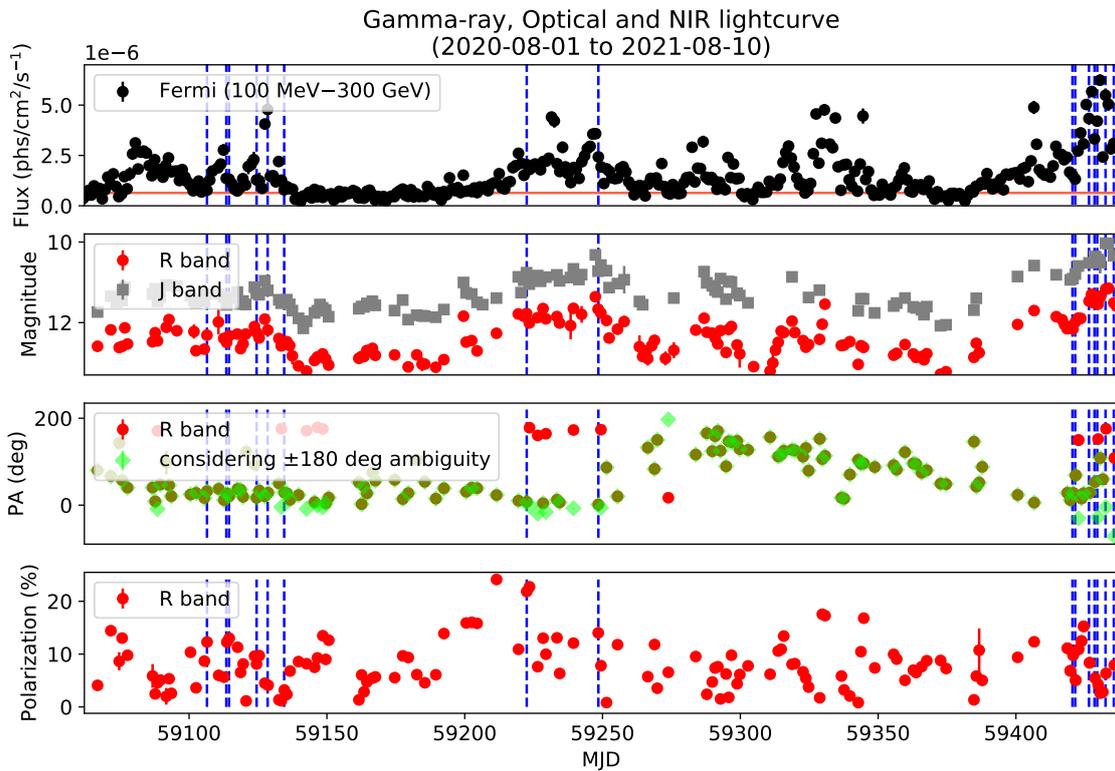


図 1: BL Lac の本研究期間のガンマ線光度曲線 (NASA/FSSC より取得¹⁾) および、可視撮像・偏光解析の結果。上段より Fermi/LAT(橙色の実線は 11 年間の平均フラックス)、かなた望遠鏡(可視光・近赤外線)、可視偏光度および偏光方位角である。偏光方位角について、赤は測定値で、緑は $\pm 180^\circ$ の不定性を補正した値。図中の青点線は連続観測の実施日。

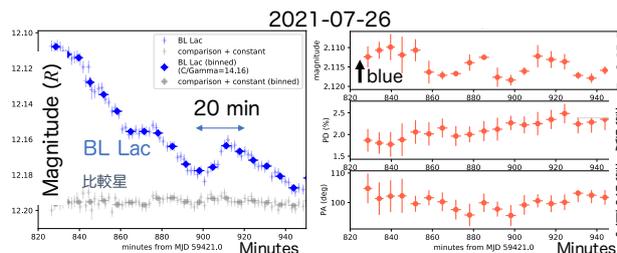


図 2: 左:2021 年 7 月 26 日の観測によって取得された光度曲線。青色は BL Lac、灰色は比較星の変動。右:2021 年 7 月 26 日の連続観測によって取得された R バンド・J バンド間での等級の差(色)・差分偏光度・差分偏光方位角の変化。

4 Discussion

本研究で取得された結果として、長期的変動としては可視光及び近赤外線とガンマ線の相関、フレア前

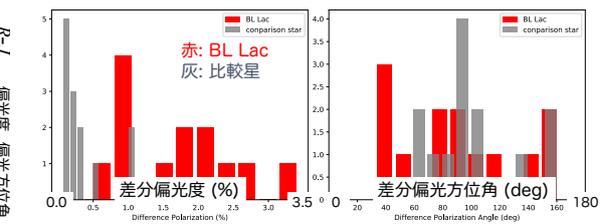


図 3: 各連続観測データから取得された(左) 差分偏光度(右) 差分偏光方位角(それぞれ中央値)のヒストグラム。赤色が BL Lac、灰色が比較星のもの。

後の偏光方位角の大きな変化がある。これらの結果から、可視光およびガンマ線が同一の領域から放射される One-zone SSC 放射が示唆される。MJD=59250 (2021-02-05) のあたりで偏光方位角が大きく変化し、30 日程度のスケールで 180 度以上の回転を示していることがわかった。これは Marscher et al. 2008 で確認された偏光方位角の回転と同様の現象である。よっ

て、我々の長期観測からは BL Lac ジェット中の螺旋磁場構造を支持するものと推測する。

次に短期の変動について、数十分スケールでの光度変動が検出された。これはジェット中の小さな放射源もしくは大きなドップラー因子を持つ領域を示唆している。

また可視光と近赤外線の間で偏光ベクトルに差があることがわかった。もし一様なエネルギー分布を持つ放射領域を仮定した場合、2バンド間に偏光度の差は生じないはずである。この結果を説明する理論として、Marscher et al. 2014 で提唱された Turbulence Extreme Multi Zone (TEMZ) モデルがある。このモデルでは、螺旋磁場が standing shock (定在衝撃波) で乱されて乱流磁場を生み、細かい放射領域 (cell) とそれぞれにランダムな磁場を持つというモデルである。定常な磁場を考えた場合よりも、ランダムな磁場で cell 同士の偏光ベクトルが打ち消し合う分、偏光度は小さくなる (螺旋+乱流磁場で、偏光度 ~20%; Marscher, A., et al. (2014))。cell はそれぞれに異なる電子エネルギー分布があると考える。すなわち、可視光放射が支配的な cell と近赤外線放射が支配的な cell の数が異なることがあり得る。一般的には、可視光放射が支配的な cell の方が数が少ないと期待される。なぜならば、大局的に見て電子のエネルギー分布は低エネルギー側ほど多くなる (冪乗則) はずだからである。そのような場合には、偏光度は可視光の方が高い傾向にあることが推測される (図 4)。

また観測された差分偏光方位角については、放射位置の違いが関係していると推測する。Angelakis, E., et al. (2016) では、衝撃波領域以降に乱流磁場に加えて螺旋磁場が存在している場合を考えている。その場合、衝撃波領域で加速された粒子が磁場に沿って冷却されつつ、徐々に低エネルギー放射を出すことを示している。この理論を本研究結果に当てはめる。上記の cell とは別に、衝撃波領域に近い場所で可視光を放射した電子が冷却され、異なる場所で近赤外線を放射した場合、螺旋磁場は異なる向きが考えられ、可視光-近赤外線間で偏光ベクトルに違いが生まれることが想定される。

以上のように、Marscher et al. 2014 の TEMZ モデルによる cell の数の違いと乱流磁場および、螺旋磁場による放射領域の磁場の向きの違いから、可視

光と近赤外線の偏光ベクトルの差を説明することができると結論付ける。

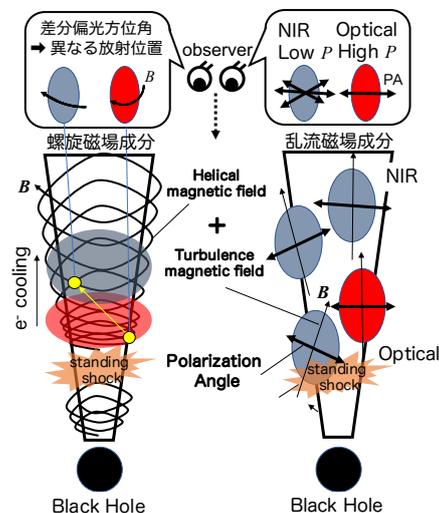


図 4: TEMZ モデルによる、本研究結果の可視・近赤外線偏光に関する理解。螺旋磁場成分 (左) と乱流磁場成分 (右) の概念図。観測結果には、両成分が重ね合わさっているものと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、2020 年 8 月から 2021 年 8 月現在までアウトバーストをしている BL Lac について、かなた望遠鏡を用いた連続偏光撮像観測を行った。その結果、以下の結果が得られた。

- ・ 20 分程度の短時間の光度変動が観測された。
- ・ 可視光と近赤外線の間で偏光ベクトルの差があることがわかった。

これらの結果は、(Marscher et al., 2014) で理論予測されている TEMZ モデルで説明できる可能性がある。

Reference

- Uemura M. 2020, PASJ, 72, 74
 Marscher A. 2008, Nature, 452, 966
 Sasada, M. 2008, PASJ, 60, 37
 Marscher A. 2014, ApJ, 780, 87
 Giannios D. 2008, MNRAS, 395, 29
 Giannios D. 2013, MNRAS, 431, 355
 Angelakis E. 2016, MNRAS, 463, 3365

コン4

GX 339 - 4のX線と可視光光度曲線のタイムラグ解析

総合研究大学院大学 物理科学研究科宇宙科学専攻
大間々 知輝

GX 339 – 4 の X 線と可視光光度曲線のタイムラグ解析

大間々 知輝 (宇宙科学研究所・総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

ブラックホール X 線連星がハード状態の時に X 線と可視光の同時観測を行うと光度曲線には複数の順相関と反相関の変動成分が含まれることが分かっている。ブラックホール X 線連星である GX 339 – 4 では、光度曲線の相互相関関数 (cross correlation function; CCF) による解析から、0.15 s だけ可視光が遅れる順相関、1 s だけ可視光が遅れる反相関、4 s だけ X 線が遅れる反相関が見ついている。このことは X 線と可視光の光度曲線に異なる遅れを伴った共通信号成分が含まれていることを示している。この研究では、GX339 – 4 のデータからそれらの信号成分を抜き出し、再構成を行った。その結果、CCF で見ついている 3 つの相関のうち、順相関と反相関で可視光が遅れる 2 つの共通成分を検出した。これらの光度曲線を再構成したところ、可視光が遅れる反相関成分は $\sim +1$ s だけ X 線が遅れる順相関と解釈できることが分かった。さらに、この信号成分の CCF では可視光が遅れる反相関だけでなく、X 線が遅れる反相関も示しており、これは観測データの 2 つの反相関の位置と一致している。この結果は、本研究の結果は 2 つの順相関成分 (0.15 s だけ X 線が先行する信号と、1 s だけ可視光が先行する信号) が、反相関信号なしに、観測された CCF を再現することを示唆している。可視光先行信号は磁場優勢降着流からのシンクロトロンからの放射の可能性があるが、その詳細は今後の議論対象である。

1 Introduction

ブラックホール X 線連星 (BHXR) はブラックホール (BH) と伴星との連星系である。BHXR は伴星からの質量供給を受け、降着円盤を形成していると考えられている。X 線スペクトルからソフトとハードの二つの状態が存在する (Remillard & McClintock 2006)。特にハード状態の X 線スペクトルは硬 X 線側にピークがあり、非熱放射が支配的である。この時、円盤内側に移流優勢降着流 (ADAF) が挿入されている描像が考えられているが、その詳細については議論が続いている (Narayan & Yi 1994)。

BHXR の多波長観測によって、異なる波長間でタイムラグを伴った様々な相関が見ついている。これを調べるのに多くの場合、相互相関関数 (cross-correlation function ; CCF) が用いられる。例えば X 線と可視光の光度曲線に正の相関を持ち 0.1-1.0 s オーダーで可視光が遅れる信号、負の相関を持ち数秒オーダーで可視光または X 線が遅れる信号などがみついている Kanbach et al. (2001)。このような相関の原因を探ることは BHXR の降着流やジェットを理解する上で非常に重要な手がかりとなる。

CCF を用いることで、タイムラグを伴って相関する信号が複数ある場合でも検出可能である。しかし、CCF だけでは各ラグ成分におけるタイムスケールやタイムラグ信号の活動性の時間変化など各信号の詳細を調べることは難しい。CCF が順 (反) 相関を示しているとき、各光度曲線には対応する共通した信号成分が存在するはずである。それらの信号成分を抜き出すことによって相関する変動源の詳しい情報が取得可能である。本研究では、時間周波数解析を元に、異なるタイムラグを持つ共通信号成分の光度曲線を抜き出す手法を BHXR に適用する。本手法はフーリエ基底に疎性を仮定するスパースモデリングを用いて共通信号成分に重要な成分を抜き出す。

この手法を適用する BHXR は GX 339 – 4 を選んだ。この天体の X 線と可視光の光度曲線は、上述した典型的な BHXR の CCF を示しており (Gandhi et al. 2008, ; 以降 G08)、 -10 s から $+10$ の間に、 $+0.15$ s のピーク、 $+1$ s と -4 s の凹みを持っている (図 3 の (a))。ただし正のタイムラグは可視光の X 線変動に対する遅れを示している。この研究では提案手法を G08 の Night 1 に適用した。

2 Methods

共通成分解析 (common signal analysis; CS) はフーリエ解析とスパースモデリングを組み合わせることで、観測された 2 つの光度曲線から共通成分信号の抽出、タイムラグの推定、光度曲線の再構成が可能な手法である。スパースモデリングを用いて、観測された光度曲線を周波数領域に変換する際に、周波数空間の係数に疎性を仮定することで目的の信号を抽出している。光度曲線を時間空間から周波数空間への変換式を導き、解の推定時に、通常の最小二乗項に罰則項を加えることで疎な解を求める。つまり、行列を用いた光度曲線のフーリエ変換を $\mathbf{y} = \mathbf{A}\mathbf{x}$ と行列形式で表す時、その係数 \mathbf{x} は次式で求めることができる。

$$\hat{\mathbf{x}} = \arg \min_{\mathbf{y}} \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\mathbf{x}\|_2^2 + \lambda \sum_j \sqrt{a_j^2 + b_j^2}, \quad (1)$$

ここで λ は解の疎性の度合いを決めている罰則項であり、 k 分割交差検証法を用いて選ぶ。この考えを 2 つの光度曲線の場合に拡張したのが次式である。

$$\hat{\mathbf{x}}_{\mathbf{x}_0} = \arg \min_{\mathbf{x}_{\mathbf{x}_0}} \|\mathbf{y}_{\mathbf{x}_0} - \mathbf{A}_{\mathbf{x}_0}\mathbf{x}_{\mathbf{x}_0}\|_2^2 + \lambda \sum_j \sqrt{a_j^2 + b_j^2 + c_j^2 + d_j^2}, \quad (2)$$

ここで $\mathbf{y}_{\mathbf{x}_0} = (\mathbf{y}_x^T, \mathbf{y}_o^T)^T$ 、 $\mathbf{x}_{\mathbf{x}_0} = (\mathbf{x}_x^T, \mathbf{x}_o^T)^T$ 、

$$\mathbf{A}_{\mathbf{x}_0} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_x & \mathbf{O} \\ \mathbf{O} & \mathbf{A}_o \end{pmatrix}. \quad (3)$$

であり、下付き文字は x が X 線、 o が可視光を示す。

位相における時間の情報の差分を取ることでタイムラグの推定を行う。位相 $\phi_{x,j}$ 、 $\phi_{o,j}$ は、X 線データには a_j と b_j 、可視光データには c_j と d_j を用いて求め、そこから位相の時間情報 $\Delta t_{x,j}$ 、 $\Delta t_{o,j}$ は次のように求める：

$$\begin{aligned} \phi_{x,j} &= 2\pi f_j \Delta t_{x,j} = \arctan(b_j/a_j), \\ \phi_{o,j} &= 2\pi f_j \Delta t_{o,j} = \arctan(d_j/c_j). \end{aligned} \quad (4)$$

この位相の時間成分から X 線の変動に対する可視光のタイムラグ τ_j は次のように求められる。

$$\tau_j = \begin{cases} \Delta t_{x,j} - \Delta t_{o,j} & (-T_j/2 \leq \Delta t_{x,j} - \Delta t_{o,j} < T_j/2) \\ T_j/2 - (\Delta t_{x,j} - \Delta t_{o,j}) & (\text{otherwise}), \end{cases} \quad (5)$$

ここで T_j は j 番目のフーリエ係数の周期 $T_j = 1/f_j$ である。反相関のタイムラグは τ_j から半周期ずらすことで求めることができる。

実際の解析では BHXRb のような非定常過程に適用するために細かい期間に分け、その期間は定常と妥協的に適用した短時間共通成分解析 (STCS) とそこから光度曲線を再構成する逆短時間共通成分を用いて解析を行った。その詳細は Omama et al. (2021) にある。

3 Results

図 1 は STCS によって得られた一時的なタイムラグの変動をタイムラグマップで示している。横軸は t 、縦軸は τ と τ^{anti} である。色は各ビン内のフーリエ成分の振幅の和を示している。パネル (a) と (c) はそれぞれ、 τ と τ^{anti} である。秒スケールのタイムラグを強調するために -0.8 から 0.8 s のタイムラグは隠している。パネル (c) では、マップ内に明らかな成分のまとまりは見えないが、 $\tau^{\text{anti}} \sim 0.5$ から 2.5 s には散発的な集まりが確認できる。この範囲は G08 で報告されている $+1$ 秒だけ X 線が先行する反相関と一致している。G08 で報告されている $\tau^{\text{anti}} \sim -4$ s には成分が集中していないことを強調しておく。パネル (b) と (d) はパネル (a) と (c) と同じであるが、サブ秒のタイムラグを表示している。パネル (b) では、 $\tau = 0.1$ s から 0.3 s の間に、 $\tau = -0.1$ から -0.3 s の間よりも多くの成分が集まっていることが確認できる。この非対称な形の分布は G08 で報告されている $\tau = 0.15$ s のタイムラグと一致している。

二つの共通信号成分のフーリエ成分を抽出、光度曲線の再構成を行った。 $\tau = +0.1$ s 周辺のフーリエ成分は有意度検定を用いて、 $\tau^{\text{anti}} \sim +1$ s のフーリエ成分は $\tau^{\text{anti}} = +0.5$ から $+2.5$ s に含まれる全ての成分を、それぞれ抽出し光度曲線を再構成した。光度曲線の一部を、それぞれ図 2 にオレンジ色と青色の曲線で示している。オレンジ色で示した光度曲線は、可視光の変動が $\sim +0.1$ s だけ X 線の変動に対して遅れていることが確認できる。一方、青色で示した光度曲線はもともと正の τ^{anti} で抽出したにも関わらず、X 線の変動が可視光に対して遅れて正に相

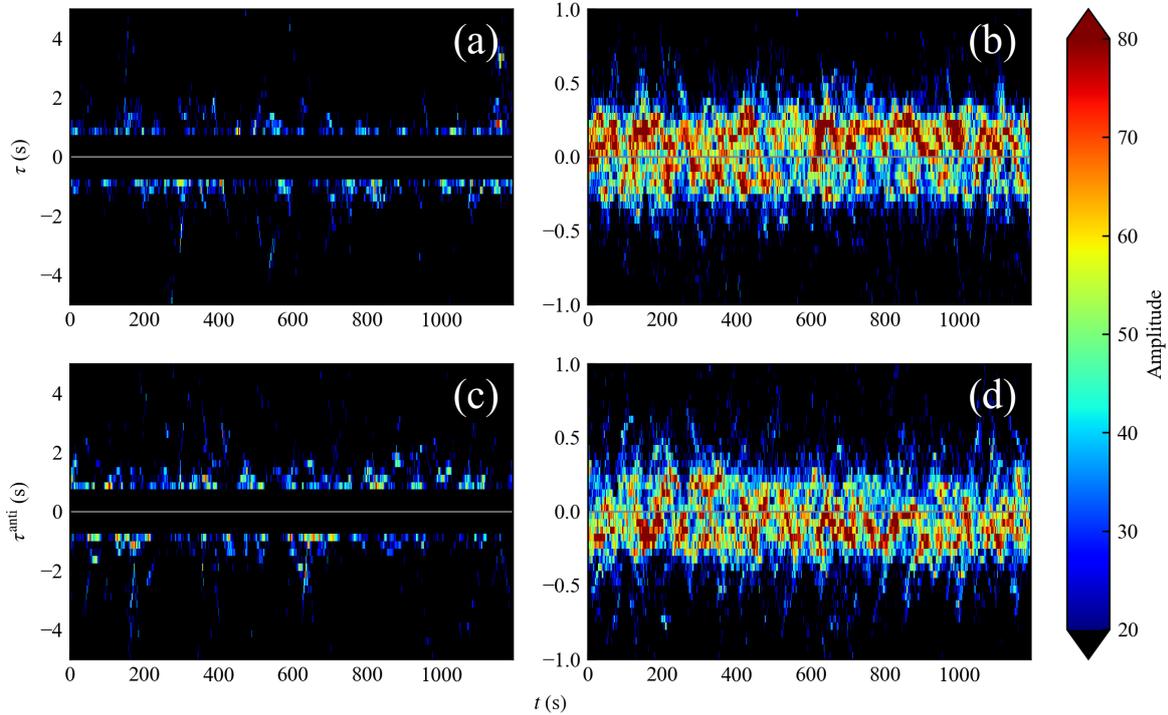


図 1: STCS で得られたタイムラグマップ。縦軸は、パネル (a), (b) では τ 、パネル (c), (d) では τ^{anti} をそれぞれ示している。色は各ビン内の振幅の和を表している。長いタイムラグの構造を強調するために -0.8 から 0.8 s の間の領域は隠している。

関する信号、つまり $\tau \sim -1$ s を持つ変動を示している。以降では、 $\tau = +0.1$ s の信号成分は X 線の変動が可視光の変動より先行することを意味しているので、XPS (X-ray preceding signal)。同様に、 $\tau = -1$ s の信号を OPS (optical preceding signal) と呼ぶ。

フィルター後の光度曲線の CCF を図 3 のパネル (a) に、XPS と OPS の CCF をパネル (b) に示す。タイムラグは X 線の変動に対する可視光変動の遅れとして定義している。XPS の CCF はラグが 0.1 s の位置にピーク、OPS の CCF はラグが -1 s にピーク、 1 s に凹みを確認できる。これらの XPS と OPS における CCF のパターンは図 2 にある再構成した光度曲線から予想されるものである。さらに、OPS の CCF はラグが -3 s の位置に小さな凹みがあることが確認でき、これは G08 で報告されていた反相関の位置と同じである。XPS の光度曲線を OPS の光度曲線に加えることで、結合した X 線と可視光の光

度曲線を作成した。結合した光度曲線の CCF を図 3 のパネル (c) に示す。 $+0.1$ s のピークや $+1$ s の凹みといったフィルター後の光度曲線の主な特徴、さらに元の CCF は -2 と 0 s の間に比較的高い相関係数を持ち、それが OPS によって再現できていることがパネル (c) より分かる。以上のことから、本研究では XPS と OPS といった 2 つの順相関信号が反相関のパターンを含めた元の CCF を作ると結論づける。

4 Discussion

ここでは物理描像を考えていく。まず初めに、ハード状態の典型的な状況、つまり可視光放射が標準円盤からの熱的放射であり、X 線放射が ADAF からの放射である状況を考察する。この場合 5 s のタイムスケールが標準円盤の力学的タイムスケールに対応するならば、可視光源と $M = 6M_{\odot}$ を持つ中心の

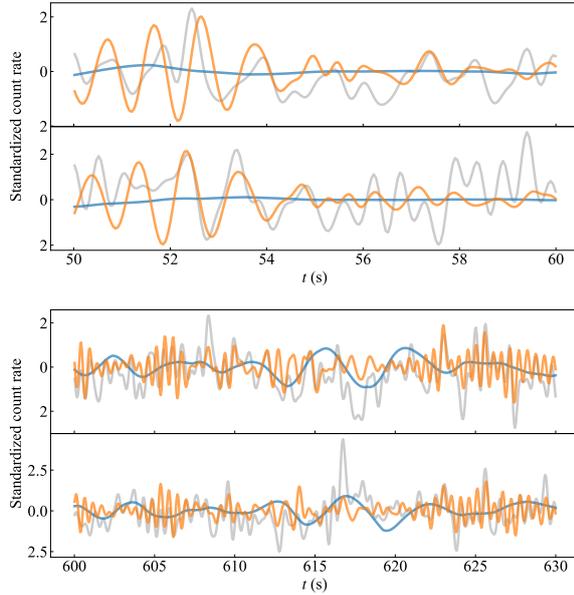


図 2: 再構成された光度曲線。オレンジ、青、グレーの曲線はそれぞれ、 $\tau = +0.1$ s、 $\tau^{\text{anti}} = +1$ s、フィルター後の光度曲線を示している。同じ期間における上下のパネルはそれぞれ、可視光と X 線の光度曲線を示している。

BH との距離は $r \sim 10^3 R_s$ (シュワルツシルト半径は $R_s = GM/c^2$) に対応する。この距離は ADAF の上限を与えることになる。この場合、1 s のタイムラグは ADAF の可視光源の自由落下時間で説明できそうである。しかし、可視光領域では円盤外側 ($\sim 10^5 R_s$) の熱的放射が支配的なので、このような内側で小さな放射源を観測することは難しいことが予想される。

次に、可視光が内側へ向かう降着流からのシンクロトロン放射である状況を考えていく。強いシンクロトロン放射は磁場優勢降着流 (MDAF) からの放射であることが予想され、磁気リコネクションによって電子が加速される。(Dal pino et al. 2010)。しかしこのシナリオでは X 線タイムラグの説明は難しい。X 線放射は、可視光源から遠くに位置するコロナで、シンクロトロン放射の逆コンプトンによって放射されるかもしれない。力学的タイムスケールから可視光源の位置は $\sim 10^3 R_s$ であり、1 s のタイムラグは、光子の移動時間で $\sim 10^4 R_s$ に対応する。しかし、それらは予想される MDAF と高温コロナのサイズよりかなり大きいものになってしまう ($\lesssim 10 R_s$)。

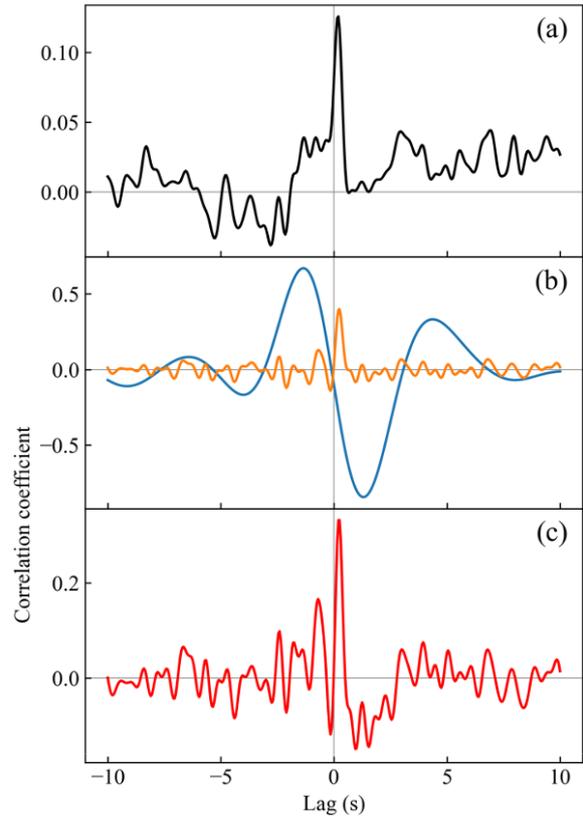


図 3: (a) フィルター後の光度曲線の CCF。(b) XPS(橙)と OPS(青)の再構成した光度曲線の CCF。(c) XPS と OPS を結合した光度曲線の CCF

Reference

- Ronald A Remillard & Jeffrey E McClintoc 2006, ARA&A, 44, 49.
- Ramesh Narayan & Insu Yi 1994, ApJ, 428, L13
- G Kanbach, C Straubmeier, HC Spruit, & T Bel-loni 2001, Nature, 414, 180
- P Gandhi, K Makishima, M Durant, AC Fabian, VS Dhillon, TR Marsh, JM Miller, T Shahbaz, & HC Spruit 2008, MNRAS, 390, L29
- Tomoki Omama, Makoto Uemura, Shiro Ikeda & Mikio Morii 2021, PASJ, 73, 716
- EM de Gouveia Dal Pino, PP Piovezan, & LHSKadowaki 2010, A&A, 518, A5

コン5

MAXIとNICERによるSwift J1858.6-0814のスペクトル

芝浦工業大学 理工学研究科システム理工学専攻
坂井 謙斗

MAXI と NICER による Swift J1858.6-0814 のスペクトル

坂井 謙斗 (芝浦工業大学大学院 理工学研究科)

Abstract

Swift J1858.6-0814 は、2018 年 10 月 25 日に発見された X 線連星である (H. A. Krimm et al. 2020)。アウトバーストは長く続き、明るくなった 2020 年 3 月に NuSTAR と NICER により I 型 X 線バーストが検出され、中性子星であると判明した (Buisson et al 2020)。同時に距離は 12.8 (9-18) kpc とされた。本研究では、MAXI のライトカーブで明るくなっていた、58880MJD から 58930MJD の期間の NICER のスペクトルを解析した。NICER のデータは 58913MJD から 7 日間のデータ (exposure time : 4333 s) を統計誤差を減らすために足し合わせて使用した。この期間の中では大きな変動は見られなかった。0.6-10 keV の flux は 9.9×10^{-10} erg/s/cm² で光度は 1.8×10^{37} erg/s であった。1.4M_⊙ の中性子星のエディントン限界の 9% である。スペクトルの概略は、powerlaw($\Gamma \sim 1.5$) で、LMXB のハード状態と考えられる。まず、中性子星表面を覆う、高温コロナによる逆コンプトン散乱と考え nthcomp モデル (Zdziarski et al. 1996) を適用したが、それだけでは $\chi^2_{\nu}(\text{dof})=1.60(441)$ とデータを再現しなかった。そこで、光学的に厚い降着円盤を加えた phabs*(nthcomp+diskbb) でフィットしたところ、 $\chi^2_{\nu}(\text{dof})=1.15(439)$ とデータを再現した。nthcomp のベストフィット値は種光子の黒体温度 $kT_{\text{bb}} = 0.44 \pm_{0.030}^{0.031}$ keV、コロナの電子温度 $kT_e = 3.26 \pm_{0.27}^{0.27}$ keV、 $\Gamma = 1.72 \pm 0.01$ であり、光学的厚み τ と y パラメータは $\tau = 6.3$, $y = 1.0$ と算出できる。また、逆コンプトン散乱では光子数が変化しないことを考慮すると、種となる黒体放射の半径は 8^{+3}_{-2} km と計算でき、距離の不定性を考慮すると中性子星全体をコロナが覆っていると考えて矛盾ない。また、diskbb は $kT_{\text{in}} = 0.27 \pm 0.02$ keV であり、境界条件補正 ($\xi = 0.41$; Kubota + 1998) と色温度補正 $\kappa = 1.7$ (Shimura et al 1995) を考慮すると、 $R_{\text{in}} \sqrt{\cos i} = 107^{+44}_{-32}$ km となり、降着円盤は中性子星の半径の 10 倍程度の位置に後退していると考えられる。この描像は中性子星 LMXB のソフト状態に近いハード状態と考えて矛盾ない。

1 Introduction

Swift J1858.6-0814 は、2018 年 10 月 25 日に Swift 衛星によって発見されたばかりの X 線連星である (H. A. Krimm et al. 2020)。地球からの距離は 6.5 万光年である。以降アウトバーストが長く続き、NICER や NuSTAR での観測がされている。2020 年に入ってから I 型 X 線バーストが検出されたことで、Swift J1858.6-0814 のコンパクト天体は中性子星であるとされている (Buisson et al 2020)。

本研究では、NICER の観測データを用いてスペクトル解析を行った。

2 MAXI による解析

NICER で解析する期間を決定するために、MAXI GSC のデータよりライトカーブを作成した。以下の図は 58800MJD(2019 年 11 月 13 日) から 59000MJD(2020 年 5 月 31 日) のライトカーブである。上から順に、全帯域 (2-20keV)、低帯域 (2-4keV)、中帯域 (4-10keV)、高帯域 (10-20keV) である。

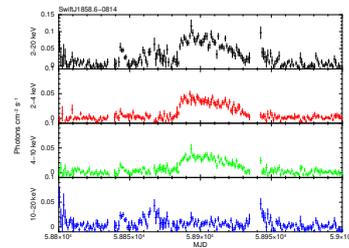


図 1: MAXI ライトカーブ

この期間において、58885MJD から 58945MJD において低帯域、中帯域が明るくなっていることがわかる。これは (Buisson et al 2020) で解析に用いられた期間と一致する。

この明るくなっている期間について、NICER のスペクトル解析を行った。

3 NICER による解析

今回の解析では、生データを姿勢の揺らぎ等を適切でないデータを削除し、かつ最新の較正情報に基づいて較正し、スペクトルとライトカーブを作成した。

まず、先の MAXI で明るくなっていると確認した期間において、NICER の観測データの中から正常なものを確認したところ、6 回の観測データが有効であった。このため、今回はこれを足し合わせて統計誤差を少なくしたものを使用する。この exposure time の合計は 4333 秒である。また、エネルギー帯域は 0.6-10.0keV を使用した。

obsid	3200400104	3200400105	3200400106	3200400107	3200400108	3200400110
date	2020-03-04	2020-03-05	2020-03-06	2020-03-07	2020-03-08	2020-03-10
exposure(sec)	297	1161	1920	701	5	555

表 1: NICER 観測データ

この 6 回のライトカーブを足し合わせたものは以下ようになる。

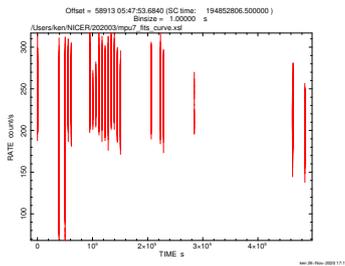


図 2: ライトカーブ

4 スペクトル解析

まず、powerlaw モデルでフィットした。この結果より、0.6-10 keV の flux は 9.9×10^{-10} erg/s/cm² で

光度は 1.8×10^{37} erg/s であった。これは $1.4M_{\odot}$ の中性子星のエディントン限界の 9% である。スペクトルの概略は、powerlaw ($\Gamma \sim 1.5$) で、LMXB のハード状態と考えられる。

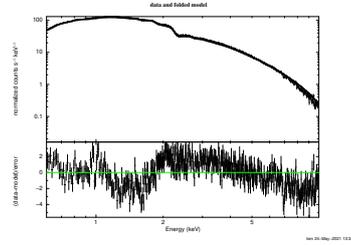


図 3: powerlaw モデル

phabs	nH	10^{22}	$0.28 \pm 1.3 \times 10^{-3}$
powerlaw	PhoIndex		$1.50 \pm 3.4 \times 10^{-3}$
	norm		$3.10 \pm 5.1 \times 10^{-4}$
chi			2.75(443)
flux		ergs/cm2/s	9.92×10^{-10}
luminosity		erg/s	1.84×10^{37}

表 2: powerlaw モデル

次に、中性子星表面を覆う、高温コロナによる逆コンプトン散乱と考え nthcomp モデル (Zdziarski + 1996) を適用した。この結果は以下の通りである。

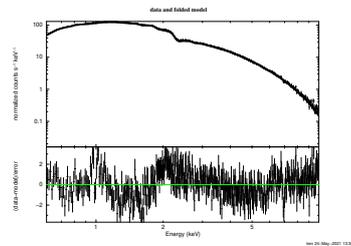


図 4: nthcomp モデル

phabs	nH	10^{22}	$0.28 \pm 1.4 \times 10^{-3}$
nthComp	Gamma		$1.60 \pm 2.3 \times 10^{-3}$
	kT_e	keV	$2.27 \pm 2.7 \times 10^{-2}$
	kT_bb	keV	$2.35 \times 10^{-2} \pm 2.2 \times 10^{-2}$
	norm		$0.15 \pm 5.8 \times 10^{-4}$
χ^2 (dof)			1.60(441)
flux		ergs/cm2/s	9.42×10^{-10}
luminosity		erg/s	1.75×10^{37}
Rbb		km	1.74 (1.22-2.44)
tau			6.16
y-parameter			0.675

表 3: nthcomp モデル

この結果より、nthcomp モデルだけでは $\chi^2_{\nu}(\text{dof})=1.60(441)$ とデータを再現しなかった。

そこで、光学的に厚い降着円盤を加えた phabs*(nthcomp+diskbb) でフィットした。その結果は以下の通りである。

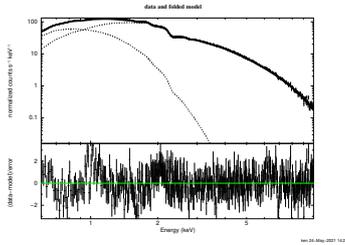


図 5: nthcomp+diskbb モデル

phabs	nH	10^{22}	$0.277 \pm 1.1 \times 10^{-2}$
nthComp	Gamma		$1.72 \pm 1.6 \times 10^{-2}$
	kT_e	keV	3.26
	kT_bb	keV	0.44
diskbb	norm		8.06×10^{-2}
	Tin	keV	0.27
	norm		2478
$\chi^2_{\nu}(\text{dof})$			1.15(439)
flux		ergs/cm2/s	9.52×10^{-10}
luminosity		erg/s	1.76×10^{37}
Rin		km	90.3 (63.5-127)
Rbb		km	7.55 (5.31-10.6)
tau			6.26
y-parameter			0.99

表 4: nthcomp+diskbb モデル

この結果より、nthcomp+diskbb モデルにおいて、 $\chi^2_{\nu}(\text{dof})=1.15(439)$ とデータを再現した。

nthcomp のベストフィット値は種光子の黒体温度 $kT_{\text{bb}} = 0.44 \pm_{0.030}^{0.031}$ keV、コロナの電子温度 $kT_e = 3.26 \pm_{0.27}^{0.27}$ keV、 $\Gamma = 1.72 \pm 0.01$ であり、光学的厚み τ と y パラメータは $\tau = 6.3$, $y = 1.0$ と算出できる。また、種光子の黒体放射の半径は 8^{+3}_2 km と計算でき、距離の不定性を考慮すると中性子星全体をコロナが覆っていると考えて矛盾ない。

4.1 足し合わせたデータの検証

今回の観測データは7日間のデータを足し合わせたものとなる。そこで、前半と後半に分けてスペクトル解析を行い、大きな変化がないか検証した。その結果、大きな変化は無いことがわかった。

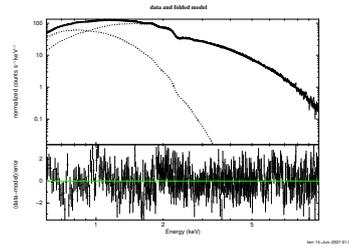


図 6: 前半 (nthcomp+diskbb モデル)

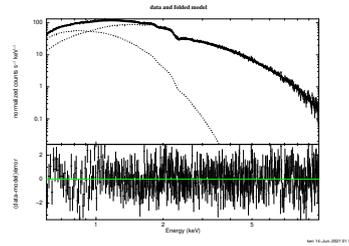


図 7: 後半 (nthcomp+diskbb モデル)

			前半	後半
phabs	nH	10^{22}	0.285	0.270
nthComp	Gamma		1.72	1.72
	kT_e	keV	3.01	3.39
	kT_bb	keV	0.431	0.446
diskbb	norm		8.46E-02	7.53E-02
	Tin	keV	0.257	0.284
	norm		3083	1713
χ^2_{ν}			1.10	0.96

表 5: 前半と後半

5 吸収線

今回の足し合わせたデータでは、6.95keV に吸収線の存在が示唆された。そこで、この前後 (5.0-9.0keV) について powerlaw で fit した。

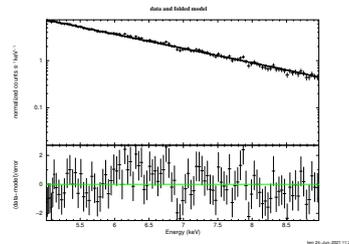


図 8: 5-9keV powerlaw モデル

powerlaw	PhoIndex	1.80 ± 0.06
	norm	0.26 ± 0.03
χ^2		1.10

表 6: 5-9keV powerlaw モデル

この結果より、6.95keV に吸収線の存在が確認できる。そこで、この期間において gabs パラメータの検討を行った。その結果、gabs Strength=5E-02 の結果が最良であった。

				Err 90%	Err 90%
gabs	LineE	6.95 fix		-0.04	+0.03
gabs	sigma	0.05 fix			
gabs	strength	0.005	0.22	-0.2	+2
		0.01	0.044	-0.02	+0.04
		0.05	0.032	-0.01	+0.01
		0.1	0.035	-0.01	+0.01
bbody	kT	2.14		-0.07	+0.08
bbody	orm	0.0089		-0.0002	+0.0002

表 7: gabs パラメータの検討

6 結果と考察

本研究では、発見されたばかりの天体である Swift J1858.6-0814 を MAXI と NICER のデータを用いて解析をすることで、この天体の正体に迫った。黒体放射で半径が 8km 程度で、中性子星全体を覆っていると考えると矛盾ない。スペクトルから中性子星のソフト状態であるとわかる。また、6.95keV に吸収線の存在が示唆された。吸収線が見られる中性子星は、まだ数えるほどしか確認されていない (Ueda et al. 2001)。

Reference

H. A. Krimm et al. 2020, ATel12151

Buisson et al 2020, MNRAS 499 793

Zdziarski et al. 1996

Shimura et al 1995, ApJ 445 780

Ueda et al. 2001, ApJ 556 L87

コン6

矮小銀河 IZw18 に存在する超高光度 X 線源の長期的光
度変動

大阪大学 理学研究科宇宙地球科学専攻
善本 真梨那

矮小銀河 IZw18 に存在する超高光度 X 線源の長期的光度変動

善本 真梨那 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

青色コンパクト矮小銀河 (Blue Compact Dwarf Galaxy; BCD) は、星形成が活発で重元素量が $1/50-1/10Z_{\odot}$ 程度の小規模な銀河であり、比較的若い進化段階にあることから銀河の形成・進化を理解する上で重要な天体である。BCD における超高光度 X 線源 (Ultra-Luminous X-ray source; ULX) の出現頻度は星形成率で規格化した場合、スターバースト銀河 M82 の 20-100 倍と異様に高い。一方で、BCD のような重元素量の低い環境下では、恒星質量ブラックホール (BH) の質量上限値が上昇するという理論的予測があり、BCD における ULX の起源を議論する上で重要な結果といえる。

本研究では、近傍の代表的な BCD である IZw18 に着目し、ROSAT 衛星, Chandra 衛星, XMM-Newton 衛星, Suzaku 衛星によって得られた 1992 年から 2014 年までの計 6 回に及ぶ X 線観測データについて、その X 線源スペクトルと長期変動を調査した。その結果、IZw18 には常に 10^{39} erg/s を超える ULX が存在し、X 線スペクトルを既知の系内連星系 BH のスペクトル遷移と比較すると、BH 周囲のコロナによる逆コンプトンモデルや降着円盤による黒体放射モデルで説明できることがわかった。本講演では、IZw18 に存在する ULX の起源を連星系 BH と仮定した上で、その状態遷移について詳しく報告する。

1 Introduction

重元素量の低い環境下にある初期宇宙を理解する上で重要なのは、星形成によって生成される天体からのフィードバックが周囲に与える影響とその重元素量依存性である。近年の観測的研究により、普遍的な低重元素銀河では星形成率に対して X 線で明るい大質量 X 線連星系 (High Mass X-Ray Binaries; HMXB) の数に増加傾向がみられ (Mapelli et al. 2010)、低重元素量環境下における X 線放射の増光が理論的にも示唆されている (e.g. Dray 2006)。さらに重元素量の極端に低い場合には恒星質量ブラックホール (BH) の質量上限値が上昇するという理論的予測 (Belczynski et al. 2010) も指摘され、これは超高光度 X 線源 (Ultra-Luminous X-ray source; ULX) が重元素量の低い環境下において出現しやすいという可能性を補強する (e.g. Pakull & Mirioni 2003)。

青色コンパクト矮小銀河 (Blue Compact Dwarf Galaxy; BCD) は、星形成が活発で重元素量が極端に低い ($1/50-1/10Z_{\odot}$ 程度の) 小規模な銀河であり、比較的若い進化段階にあるとされる。BCD における星形成率で規格化した ULX の出現頻度はスターバースト銀河 M82 の 20-100 倍と異様に大きく、BCD の

持つ特異な環境は銀河の形成・進化を理解する上で重要な役割を持つといえる。

2 Observations and Analysis

本研究では既知の BCD において最も金属量が低い上に X 線放射が顕著な IZw18 ($Z = 0.019Z_{\odot}$; (Izotov & Thuan 1999)) 内の ULX に着目し、研究を進めた。この ULX は先行研究によって HII 領域に存在することが確かめられている。今回は ROSAT 衛星, Chandra 衛星, XMM-Newton 衛星, Suzaku 衛星によって得られた 1992 年から 2014 年までの計 6 回に及ぶ ULX の X 線観測データについて、各々スペクトルにモデルフィッティングを施し長期変動の調査を実施した。観測諸元を表 1 に示す。

計 6 回全ての観測において、ソース領域は観測機器の Half Power Diameter; HPD よりも十分に広い円領域となるよう指定した。一方で、それを取り囲むような円 (環) でバックグラウンド領域を差し引いている。観測 Exposure は 2002 年の XMM-Newton 衛星の PN による観測が 16.2ks と最も短く、2014 年の Suzaku2 回目の XIS による観測で 82.1ks と最も

表 1: 観測諸元

観測機器	観測日時	Exposure [ks] (Instruments)
ROSAT	1992/05/11	16.2 (PSPCB)
Chandra	2000/02/08-09	40.8 (ACIS)
XMM-Newton	2002/04/10-11	21.7, 19.7 (MOS1,2), (PN)
XMM-Newton	2002/04/16-17	7.92, 3.00 (MOS1,2), (PN)
Suzaku	2014/05/15	17.3 (XIS0,3)
Suzaku	2014/10/04-05	82.1 (XIS0,3)

長かった。ROSAT, Suzaku の観測スペクトルは少なくとも 10count/bin で、Chandra, XMM-Newton は少なくとも 20count/bin になるようグループ化し、xspec を用いてそれぞれ数 100MeV-数 keV のエネルギー範囲でモデルフィッティングをおこなった。

ここで 2002 年の XMM-Newton の 2 観測は間の期間が 1 週間と短くモデルフィッティングのパラメータも誤差の範囲内で一致したことから、バックグラウンドフレアの影響を差し引いた上で 2 回の観測データを足し合わせている。また統計量を上げるために MOS1 と MOS2 のスペクトルは合算し、PN のスペクトルと同時にフィッティングを実施した。一方で、Suzaku は衛星姿勢精度と分解能が他衛星と比較して低いことから、2014 年の 2 観測について天球面上で近傍に見える AGN を基準として天体位置を補正し、さらに近傍にある QSO との漏れ込みを考慮した同時フィッティングをおこなった。

今回のモデルフィッティングでは ULX の起源を HMXB の中でも「連星系 BH」と仮定をした上で、高温電子雲 (コロナ) による逆コンプトン散乱の卓越した状態を想定する現象論的な乗乗即 (powerlaw) モデルと降着円盤からの黒体放射 (diskbb) モデルでフィッティングをおこない、 χ^2 検定でモデルの妥当性について検討した。各々のモデルには銀河系内における HI の柱密度 ($N_H = 0.025 \times 10^{22}$) と同密度の吸収成分 (TBabs) と、IZw18 内における可変密度の吸収成分 (TBvarabs) の計 2 つの吸収モデルを考慮している。ここで IZw18 の重元素量は HII 領域の観測によ

て得られた $Z = 0.019Z_\odot$ (Izotov & Thuan 1999) を使用し、赤方偏移は 0.00425 で固定している。powerlaw/diskbb モデルのフィッティング結果をそれぞれ表 2,3 に示し、得られたモデルスペクトルを図 1 に示す。モデルスペクトルの横軸は 0.2-10keV のエネルギー範囲、縦軸は $_E L_E$ [Photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$] で、実線は powerlaw モデル、点線は diskbb モデルを表す。(赤: ROSAT, 橙: Chandra, 緑: XMM-Newton, 桃: Suzaku1 回目, 青: Suzaku2 回目)

表 2: powerlaw モデルの結果

観測機器	N_H [cm^{-2}]	Γ	L_x [$\times 10^{39}\text{erg/s}$]
ROSAT	$1.4^{+2.2}_{-0.6}$	$1.4^{+2.2}_{-0.6}$	$4.5^{+1.2}_{-1.0}$
Chandra	$2.0^{+0.2}_{-0.2}$	$2.0^{+0.2}_{-0.2}$	$3.1^{+0.4}_{-0.4}$
XMM-Newton	$1.9^{+0.1}_{-0.1}$	$1.9^{+0.1}_{-0.1}$	$14.3^{+0.5}_{-0.5}$
Suzaku	$2.9^{+0.7}_{-0.5}$	$2.9^{+0.7}_{-0.5}$	$14.2^{+11.4}_{-4.6}$
Suzaku	$2.7^{+0.4}_{-0.3}$	$2.7^{+0.4}_{-0.3}$	$5.9^{+0.9}_{-1.4}$

表 3: diskbb モデルの結果

観測機器	N_H [cm^{-2}]	T_{in}	L_x [$\times 10^{39}\text{erg/s}$]
ROSAT	$8.1 \times 10^{-8+0.9}$	$0.66^{+0.84}_{-0.30}$	$3.7^{+1.3}_{-0.9}$
Chandra	$2.1 \times 10^{-8+0.1}$	$0.89^{+0.14}_{-0.12}$	$7.1^{+2.0}_{-1.6}$
XMM-Newton	$0.27^{+0.10}_{-0.09}$	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$	$10.6^{+0.5}_{-0.4}$
Suzaku	$0.05^{+3.9}_{-0.2}$	$0.87^{+0.2}_{-0.2}$	$6.6^{+2.6}_{-1.2}$
Suzaku	$0.0^{+0.5}_{-0.1}$	$0.65^{+0.1}_{-0.1}$	$3.7^{+0.4}_{-0.4}$

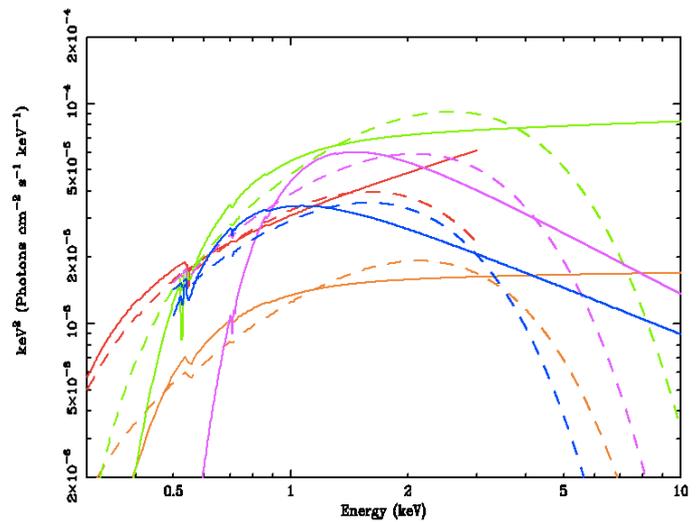


図 1: powerlaw/diskbb モデルスペクトル

ULX の X 線スペクトルは全ての観測期間で 10^{39}ergs^{-1} を超過し、powerlaw モデルと diskbb モ

デルによってほぼ再現できることが確かめられた。ROSAT, Suzaku のスペクトルは powerlaw モデルと diskbb モデルを統計的に区別することができなかった一方で、Chandra のスペクトルでは有意水準 5% で diskbb モデルが棄却された。また XMM-Newton のスペクトルは diskbb モデルを有意水準 5% では棄却しないものの、有意水準 10% では棄却できるという結果となった。

powerlaw のモデルパラメータについて、いずれの観測時期においても吸収成分と Γ は同程度であったが、diskbb モデルと比較すると吸収成分が多いという傾向が見られた。さらに Chandra と XMM-Newton の観測間に光度のギャップが見られ、2000 年から 2002 年にかけて増光していることがわかった。一方で、diskbb のモデルパラメータでは吸収成分と光度が powerlaw モデルに比べて低い傾向にあり、内縁温度に時間変化は殆ど見られなかった。統計量が少ないために全体的にパラメータ誤差が大きいが、powerlaw モデルと同様に光度の時間変化が見られた。

3 Discussion

2000 年の Chandra 観測から 2002 年の XMM-Newton 観測にかけて起こった X 線光度の増光について議論する。Chandra のスペクトルは有意水準 5% で diskbb モデルを棄却し、powerlaw で再現された。よって、ULX の正体を連星系 BH と仮定すると Chandra 観測時は hard state と推測される。一方で、XMM-Newton のスペクトルは diskbb モデルを有意水準 5% では棄却できず、10% で棄却した。XMM-Newton のスペクトルは Chandra に比べて powerlaw/diskbb を統計的に区別するのは難しい。そこで Chandra のスペクトルを powerlaw と仮定し、XMM-Newton を powerlaw/diskbb それぞれだった場合について考える。

仮説検定の観点からすれば有意水準 10 % では XMM-Newton スペクトルは diskbb を棄却し、powerlaw の可能性を支持する。よって Chandra と XMM-Newton のスペクトルが共に powerlaw すなわち hard state だった場合、この 2 年間に光度は $3.1^{+0.4}_{-0.4} \times$

10^{39}erg/s から $14.3^{+0.5}_{-0.5} \times 10^{39}\text{erg/s}$ と約 4 倍増光したことになる。これはまず一つに何かしらのトリガーが BH 周辺に働いたことで、降着円盤から放射された可視光/紫外線が BH 周囲の高温電子雲 (コロナ) による逆コンプトン散乱で X 線まで叩き上げられる過程が顕著になったといえる。しかし、この間に可視光/紫外線が増光したというような報告はこれまでされていない。

次に Chandra スペクトルが powerlaw で XMM-Newton スペクトルが diskbb だった場合、すなわち hard state から thermal state にスペクトル遷移した場合について考える。この間に光度は $3.1^{+0.4}_{-0.4} \times 10^{39}\text{erg/s}$ から $10.6^{+0.5}_{-0.4} \times 10^{39}\text{erg/s}$ と約 3 倍増光したことになる。スペクトルを既知の系内 BH 連星系のスペクトル遷移 (Kaaret et al. 2017) と比較し、BH 質量と光度が単純に線形関係であるとすれば 1Zw18 に存在する ULX の BH 質量は $3.8 \times 10^2 - 1.7 \times 10^3 M_{\odot}$ と概算された。一方で、diskbb モデルの内縁半径から推定される BH 質量は inclination が 45 の場合にシュバルツシルト BH で $15 - 55 M_{\odot}$ 、カー BH で $81 - 333 M_{\odot}$ であった (90%信頼区間)。しかし、これは inclination に大きく依存するためあくまで参考とする。

Reference

- Mapelli, M., Ripamonti, E., Zampieri, L., Colpi, M., & Bressan, A. 2010, MNRAS, 408, 234
- Dray, L. M. 2006, MNRAS, 370, 2079
- Belczynski, K., Bulik, T., Fryer, C. L., Ruiter, A., Valsecchi, F., Vink, J. S., & Hurley, J. R. 2010, ApJ, 714, 1217
- Pakull, M. W., & Mirioni, L. 2003, RMxAC, 15, 197
- Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1999, ApJ, 511, 639
- Kaaret, P., Feng, H., & Roberts, T. 2017, ARA&A, 55, 303

コン7

RXTE衛星によるブラックホール候補天体XTE
J1550 - 564の準周期振動の解析

芝浦工業大学 システム理工学専攻
鶴見 一輝

RXTE 衛星によるブラックホール候補天体 XTE J1550 – 564 の準周期振動の解析

鶴見 一輝 (芝浦工業大学大学院 システム理工学専攻)

Abstract

連星系ブラックホールは伴星からの質量降着により降着円盤を形成し、X 線などの電磁波を放射していることが知られている。降着円盤は降着率の変化ごとに観測されるスペクトルの様子が異なり、硬 X 線を多く含む強度の低い Low/Hard State(LHS) と軟 X 線を多く含む強度の高い High/Soft State(HSS) と、その中間状態である Intermediate State(IMS)、IMS の中でも Hard な成分の強い Hard Intermediate State(HIMS) と Soft な成分が強い Soft Intermediate State(SIMS) という状態に分類される。

高温コロナが発達していると考えられている LHS、HIMS、SIMS の観測データから得られるパワースペクトルには、幅のあるピークが現れることがある。これは準周期振動 (Quasi-Periodic Oscillation:QPO) と呼ばれ、その名の通り準周期的な X 線強度の時間変動である。QPO の原因は解明されていないが、レンズティリング歳差運動などが関係していると考えられている (Stella & Vietri 1998)。QPO を解析することで X 線星の降着円盤の状態の解明につながる事が期待できる。ブラックホール候補天体 XTE J1550 – 564 で発見された 0.1~10Hz の QPO(Low Frequency QPO:LFQPO) が存在するデータに対して時間変動解析を行った結果、観測全体と、数データほどで行った 100s 程度の時間スケールでの解析で、QPO のピーク周波数 [Hz] と Countrate [counts/s] との相関が確認できた。今回は他のデータにおける 100s 程度の時間スケールと、10s 程度の時間スケールでの解析においても同様の相関が存在するかの調査を行い結果を報告する。

1 Introduction

本研究で解析する XTE J1550 – 564 は RXTE 衛星により発見された質量 $9.10 \pm 0.61 M_{\odot}$ 、軌道周期 1.55 日、距離 $D = 14.29^{+1.89}_{-1.34}$ kc、軌道傾斜角 $i = 74^{\circ}.7 \pm 3^{\circ}.8$ の低質量 X 線連星 (Steiner, James F et al. 2011)。宇宙ジェットや準周期振動 (Quasi-Periodic Oscillation;QPO) が観測されている天体で、(Heil, L. M et al. 2010) によると、Type C QPO の中心周波数とエネルギースペクトルパラメータの間に、長時間のスケールで強い相関があることがわかっている。本研究ではこの天体のライトカーブを解析し、QPO の発生メカニズムと降着円盤の状態の関係を明らかにすることを旨とする。また、降着円盤の状態とスペクトルの間には図 3 のような関係がある事が知られている。このような関係をパワースペクトルの観点から確認することを目標とする。

低周波 QPO は Q 値 (QPO の中心周波数/ $FWHM$) によって 3 つのタイプ (A,B,C) に分類される事が知

られており (Casella et al. 2005)、B・C-Type QPO (Q 6) ではサブピークが観測される事があるため、サブピークについても同様に時間変動を追った。

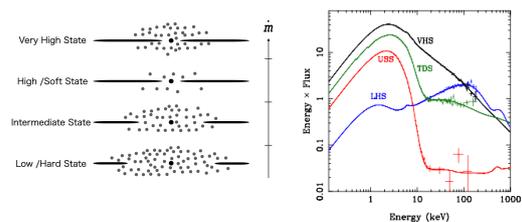


図 1: 左図は連星系ブラックホールで考えられている 4 つの円盤の形状 (Esin et al. 1997)。中心の黒い点がブラックホールを表し、左右に水平に伸びているのが標準円盤。小さな点の集合は高温コロナである。右図は GRO J1655 – 40 のそれぞれの状態毎のスペクトル (Done & Gierliński & Kubota 2007)。

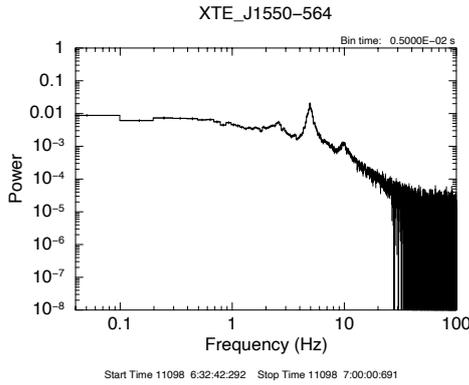


図 2: XTE J1550-564 の QPO が確認できたパワースペクトルの 1 例。

2 Methods

まず RXTE 衛星による全観測データ毎に対して、NASA の ftools の POWSPEC¹ を使用し FFT によりパワースペクトルを作成した。QPO の確認できた観測データに対し Python プログラムによる FFT を用いて 20s 毎の FFT100s 程度の時間スケール、R 言語による LASSO 法を用いて 10s 程度の時間スケールでそれぞれ再度解析を行った。FFT のプログラムは立教大学の山田真哉氏の作成したもの²を、LASSO 法のプログラムは京都大学の木邑氏と加藤氏からいただいたもの (Kato Taichi & Uemura Makoto 2012) を参考にし、それぞれ変更を加えて用いた。各 QPO の見られた PSD からピーク周波数などのパラメータを得るには、コーシー分布で知られるローレンツ関数式 (1) を PSD にフィットさせることで得た。

$$f(\nu) = \frac{a}{\pi} \frac{\gamma}{(\nu - \nu_c)^2 + \gamma^2} \quad (1)$$

3 Results

観測データ毎の FFT を用いて QPO を確認し、フィッティングの結果得られたパラメータの時間変化を図 2 に示す。ここで、ピークの積分値を示す $norm$

は $norm = \pi a \gamma$ で計算した。

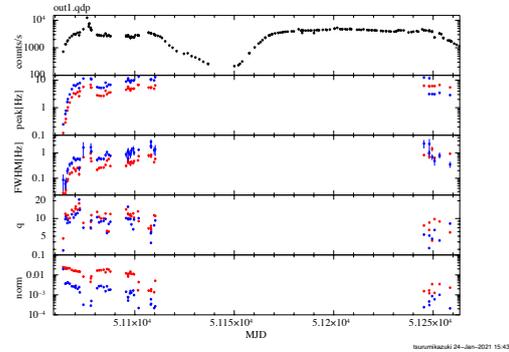


図 3: Count rate(上)とメインピーク(赤)とサブピーク(青)のパラメータの時間変化。上から順にピーク周波数、FWHM、Q 値、関数の積分値 ($norm$) を示す。

短時間間隔での解析は QPO が確認できたデータのうちの数データに対して行った。それぞれの 1 例を以下の図 3、4 に示す。また、複数データに対して同様の FFT を行い、QPO のピーク周波数 [Hz] と Count rate [counts/s] との相関をまとめた。結果を図 5 にまとめる。

4 Discussion

観測毎のフーリエ解析を行ったことで、QPO の中心周波数は FWHM や $norm$ と強い相関関係がある

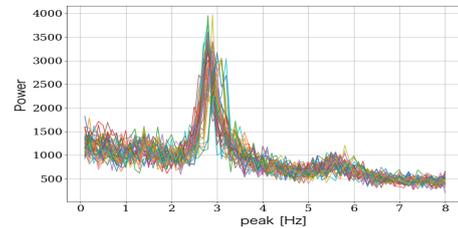


図 4: XTE J1550-564 の MJD 51081 における 100s 毎のパワースペクトル。10s ごとの結果を 10 回加算平均した。

¹<https://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/ftools/fhelp/powspec.txt>

²<https://qiita.com/yamadatasuzaku/items/0f25166ddda15d8067a3>

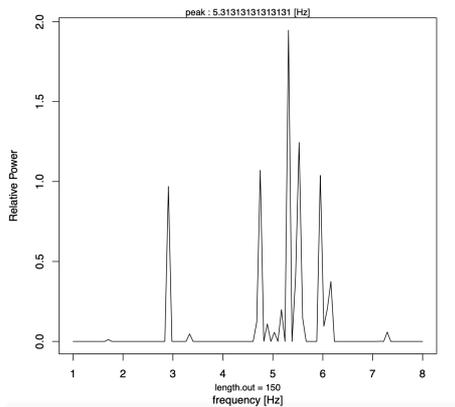


図 5: XTE_J1550-564 の MJD 51108 における 10s の時間スケールで行った LASSO の結果。

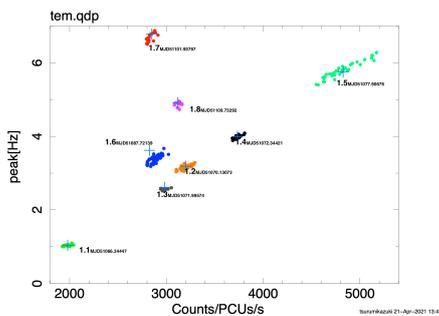


図 6: XTE_J1550-564 の QPO が確認できた 8 データに対して行った 100s 毎の時間スケールの FFT の結果のまとめ。

ことが判明した。また、Count rate と中心周波数の間に正の相関がある事実は、光度が高くなるにつれて光学的に厚い降着円盤がブラックホール近傍まで成長し、それに伴って高温プラズマのサイズが縮小することと矛盾しない。変動を 100s ごとに解析した結果、1 回の観測中も peak-to-peak で 0.2Hz 程度の中心周波数の変化が見られた。これは QPO 自体の幅に近いことから、QPO の幅がより短時間の変動に起因している可能性は高い。しかし、図に見るように 100s での PSD についても鋭いピークではなく広がりが見られており、QPO の周期の広がりを時間変動由来と断言はできない。今後さらに短時間の周期解析をする必要がある。データによっては 100s 毎の

FFT の結果において Count rate と中心周波数の間に正の相関が見られないものも存在し、BH の時間発展によるものであると考えられるが定かではないため今後さらに研究を進めていきたい。

5 Conclusion

今回紹介した LASSO による 10s の時間スケールでの時間変動解析は、まだ多くのデータに対して行う事ができていないため、今後はより多くのデータに対して同様の解析を行っていきたい。また、100s の時間スケールで行う FFT に関して、全てのデータに対しては実行できていないため、LASSO による解析も同様に最終的には全データに対して解析し短時間での変動の原因とその時の円盤の状態を探ることを続けていきたい。

Acknowledgement

本研究で用いた Python による FFT プログラムは立教大学の山田真哉氏に、R による LASSO プログラムは京都大学の木邑氏と加藤氏からいただいたものをもとに参考にさせていただきました。この場を借りて御礼申し上げます。

Reference

- Stella & Vietri 1998, ApJL, L59, 492
- Steiner, James F et al. 2011 MNRAS, 416 941S
- Heil, L. M. & Vaughan, S. & Uttley, P. 2010 MNRAS, 411
- Casella et al. 2005 ApJ, 629, 403
- Esin et al. 1997 ApJ, 489, 865
- Done & Gierliński & Kubota 2007 A&AR, 15, 1
- Kato Taichi & Uemura Makoto 2012 PASJ, 64, 122

コン8

MAXI,Swiftを用いたブラックホールX線連星アウト
バースト光度変動の相似性解析

東京大学 理学系研究科天文学専攻
栗原 明稀

MAXI/GSC, Swift/BAT を用いたブラックホール X 線連星 アウトバースト光度変動の相似性解析

栗原 明稀 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河系内のブラックホール (BH) 連星系は、恒星質量 BH と通常の恒星 (伴星) から成り、伴星から BH へ質量が降着する際に重力エネルギーが解放されて X 線が放出される。BH 連星系の多くは、質量降着率が急激に増加することで突発的な X 線増光 (アウトバースト) を示す。数十日から数百日の増光期間中に異なるスペクトル状態間を遷移し、それによって、異なるエネルギーバンド間の強度比は大きく変化する。2004 年からガンマ線バースト衛星 Swift/BAT によって、加えて 2009 年から全天 X 線観測装置 MAXI/GSC によって、それぞれ 15-150 keV、2-30 keV のエネルギー範囲で BH 連星系の X 線時間変動がモニターされており、多くのアウトバーストデータが蓄積されている。それらの時間変動・スペクトル変動のシステムティックな解析から、BH への降着現象の包括的な理解が得られることが期待される。

本研究では、様々なアウトバースト光度曲線の形状に着目し、データサイエンスの手法を用いてその類似度を評価した。まず 20 天体について MAXI と Swift の光度曲線データを取得し、長期変動のパターンを調べるのに適したアウトバーストを MAXI で 28 個、Swift で 28 個選定した。それらについて、アウトバースト光度曲線間の相似性を定量的に調べるために、「ダイナミックタイムワーピング法」を適用し、データ間距離を指標とした階層クラスタリングを行った。分類の結果、同じ天体のアウトバーストには明らかな再現性があることがわかった。加えて、異なる天体間のアウトバーストでも顕著な類似性を持つものが複数存在することが確認できた。

1 Introduction

恒星質量ブラックホール (BH) と通常の恒星からなる BH 連星系は、伴星からの質量降着により、X 線が明るく輝く。BH の周りには降着円盤が形成されており、質量降着率が急激に増加することで、突発的な増光 (アウトバースト) を示すことが知られている。およそ数十日から数百日の時間スケールで、Low/Hard 状態と High/Soft 状態という、二つの異なるスペクトル状態を遷移する (Remillard & McClintock 2006)。質量降着率の低い Low/Hard 状態では幾何学的に厚く光学的に薄い円盤から、円盤中の電子による熱的コンプトン散乱を受けた硬 X 線が観測される (Sunyaev & Titarchuk 1980; Titarchuk 1994)。一方、質量降着率が増えていくと High/Soft 状態へと遷移し、幾何学的に薄く光学的に厚い標準降着円盤からの黒体放射が観測される (Shakura & Sunyaev 1973)。

このような 2 つの状態を遷移する描像は BH 連

星で普遍的であるが、遷移過程の詳細に注目したときにはアウトバーストごとに差異が見られる。例えば、Low/Hard 状態から状態遷移の兆候を示すが、High/Soft 状態に達することなくアウトバーストを終える “Failed Transition” アウトバーストなどがある (e.g., Capitanio et al. 2009)。アウトバーストに伴う状態遷移の多様性を調べることは、降着現象の理解を深めるうえで重要な知見をもたらす。

今日、全天をそれぞれ軟 X 線 (2-30 keV)、硬 X 線 (15-150 keV) 領域でモニターしている MAXI/GSC と Swift/BAT (以下、単に MAXI, Swift) の活躍により、新天体の発見、およびアウトバーストの定常観測が可能になっている。本研究では、これらの装置によって公開されている BH 天体の長期 X 線光度曲線データを用いて、その形状に着目したアウトバーストの分類を目指した。光度曲線の形状の類似度を数値化し、階層クラスタリングによるグループ化を行った。

2 Methods

2.1 Light Curve Extraction

光度曲線の作成には、MAXI と Swift のアーカイブデータを利用した¹。それぞれの機器における観測エネルギー帯、データ抽出期間は表 1 のとおりである。MAXI では ondemand として web から公開している解析パイプラインから作成し、ビンサイズを一日にそろえた。解析対象は MAXI の観測開始以降にアウトバーストが検出され、非定常的な光度変動を示す 21 の天体を選んだ (表 2)。

表 1: 使用した観測データ

	MAXI/GSC	Swift/BAT
エネルギー帯	Soft: 2-6 keV Hard: 6-20 keV	15-50 keV
データ抽出期間	2009/08/15 - 2021/03/31	2005/02/14 - 2021/04/20

上記の期間の観測データから、アウトバーストの期間を次のようにして定めた：

1. 対象天体の、全観測期間における光度曲線の平均 μ_0 と標準偏差 σ_0 を算出する。
2. 任意の日付 i を始点に 10 日間の平均値 $\mu(i)$ を計算し、 $\mu(i) > \mu_0 + 3\sigma_0$ を満たしたとき、 $t = i - 50$ をアウトバーストの開始日とする。これを満たさない場合、始点を $i + 1$ として繰り返す。
3. アウトバースト開始後、 $\mu(j) < \mu_0 + \sigma_0$ となったとき、 $t = j + 50$ をアウトバーストの終了日とする。

上記のクライテリアで MAXI の soft band と Swift からアウトバーストを抽出した (表 2)。MAXI の hard band については soft band と同じ期間を抽出した。MAXI で抽出したアウトバーストの数は 28、Swift から 28 であった (両者の数の一致は偶然で、異なるアウトバースト期間が含まれている)。

¹それぞれ <http://maxi.riken.jp/mxondem/> と、<https://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/>。

表 2: 対象天体とアウトバースト数

	MAXI/GSC	Swift/BAT
MAXIJ0637-430	1	
MAXIJ1348-630	1	
MAXIJ1631-479	1	
MAXIJ1820p070	1	
MAXIJ1813-095	1	
MAXIJ1535-571	1	
IGRJ17454-2919	1	
GRS1716-249	1	1
V4641Sgr	3	1
XTEJ1752-223	1	1
MAXIJ1659-152	1	1
MAXIJ1836-194	1	1
MAXIJ1305-704	1	
MAXIJ1828-249	1	1
GX339-4	3	4
H1743-322	4	13
4U1630-472	1	3
XTEJ1856p053	1	
GS1354-64	2	1
MAXIJ1910-057	1	1

2.2 Data analysis

アウトバースト光度曲線の形状について、類似性を調べるために 2 つの光度曲線間の「距離」を計算した。最も単純なユークリッド距離は、一方の時系列の n 番目の点から他方の時系列の n 番目の点までの二乗距離の和で計算されるが、時間軸方向のシフトや伸縮も距離を伸ばしてしまう。そこで本研究では、ダイナミックタイムワーピング (Dynamic Time Warping: 以下 DTW) を用いた (Bernet & Clifford 1994)。DTW では距離を計算する 2 点を選ぶ際の条件が緩められ、シフトや伸縮に注目しない、より直感的な類似性判断の指標になる。この利点を生かして、音声認識といった分野でも利用されている (e.g., Rabiner & Juang 1993)。

2 つの時系列データ

$$X = x_1, x_2, \dots, x_n, \dots, x_N \quad (1)$$

$$Y = y_1, y_2, \dots, y_m, \dots, y_M \quad (2)$$

について、DTW における 2 点間の「ワープパス」と呼ばれる量 $p_l = (n_l, m_l)$ for $l \in [1 : L]$ は、次の 3 つの条件を満たしながら、その和が最小化されるように決定される。

1. 境界条件: $p_1 = (1, 1)$ かつ $p_L = (N, M)$
一方の時系列データ X の端点は他方のデータ Y の端点とワープパスを結ぶ。

2. 単調性条件:

$n_1 \leq n_2 \leq \dots \leq n_L$ かつ $m_1 \leq m_2 \leq \dots \leq m_L$
ワープパスを時刻順に結んでいった際、その時点より過去の点を結ぶことはできない。

3. ステップサイズ条件:

$p_{l+1} - p_l \in \{(1, 0), (0, 1), (1, 1)\}$ for $l \in [1 : L-1]$
ある点 x_n 、 y_m までワープパスが結ばれていたとする。次の時刻のデータに対する結び方は次の 3 通りである。

- (1) x_{n+1} と y_m 、(2) x_n と y_{m+1} 、(3) x_{n+1} と y_{m+1}

データ数 $\sim N$ の時系列に対する DTW の計算量は $O(N^2)$ であるため、大規模な時系列データを扱う際には計算量が増える。そのため、本研究では FastDTW という $O(N)$ まで高速化されたアルゴリズムを用いた。DTW の計算を行うにあたり、光度曲線は天体ごとに光度の最大値で規格化されている。装置毎に 28 のアウトバースト光度曲線に対して、総当たりで DTW を行い、距離を計算した。その後、データ数 (アウトバーストの継続時間) の違いによる算出距離の増加/減少を防ぐために、計算された距離をワープパスの数で割った値を非類似度とした。得られた指標を利用して、アウトバースト光度曲線の階層クラスタリングを行った。

3 Results and Discussion

図 1、2、3 に、それぞれ、MAXI の soft band(2-6 keV)、hard band(6-20 keV)、Swift (15-60 keV) に対するクラスタリング結果を示す。横軸が右にいくにつれてクラスター間の非類似度が大きくなる表示になっている。MAXI の soft band における GX339-4、H1743-322、V4641Sgr の結果から、同一天体の

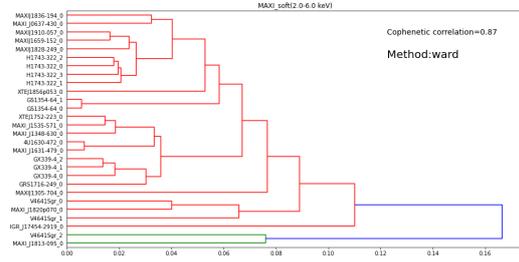


図 1: 樹形図 (MAXI/GSC Soft band)

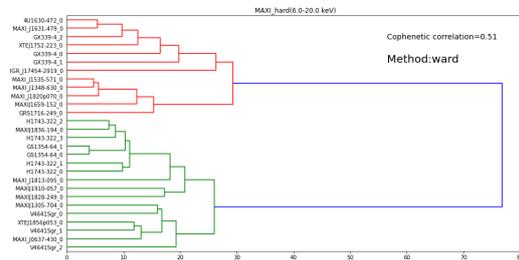


図 2: 樹形図 (MAXI/GSC Hard band)

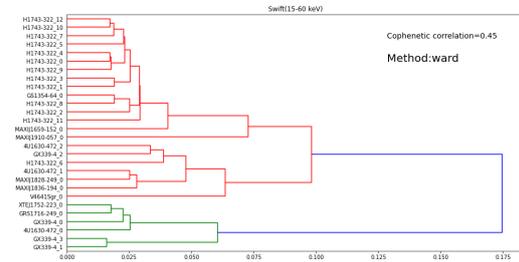


図 3: 樹形図 (Swift/BAT)

アウトバーストは近いグループに分類される傾向があるとわかる (GS1354-64 は再増光により、アウトバーストの光度曲線が二山になっており同一のアウトバーストを比較している)。図 4 にそれぞれの例を載せた。

MAXI の hard band について、同様に 5 つのクラスターに分類したとき、前述した「急峻な増光、指数的減衰」グループは 2 つにわかれ、それぞれ hard でも明るい/hard では暗いという性質を持っていた。今回は soft、hard の境界を 6 keV に置いているが、

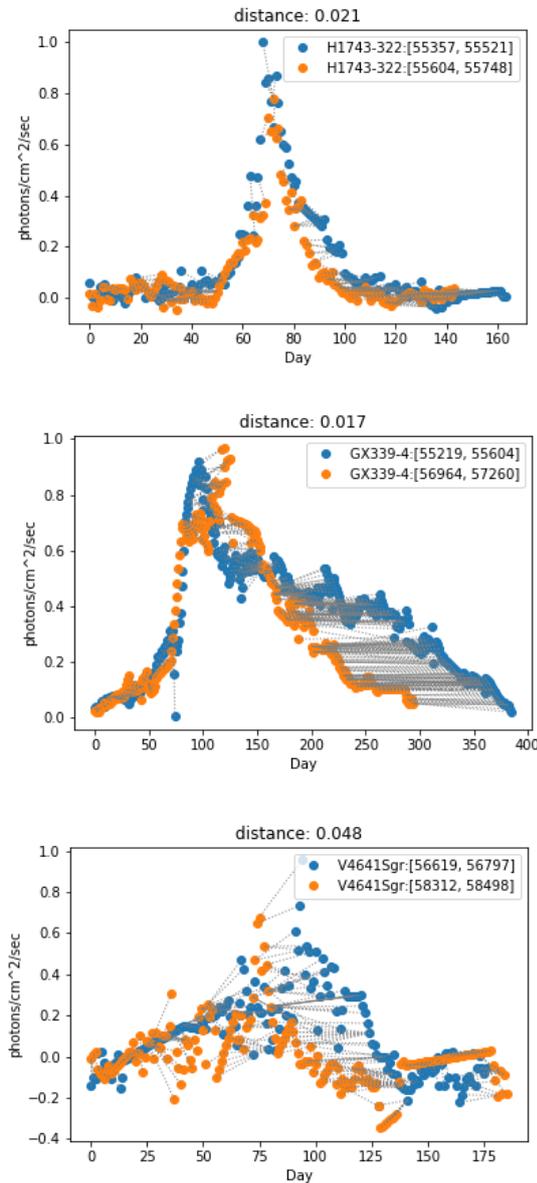


図 4: 同一天体間の再現性の例：上から H1743-322、GX339-4、V4641Sgr。点線がワーンプスを表す。横軸が抽出開始からの経過日、縦軸が単位面積、単位時間あたりに検出した光子数である。また、凡例部に天体名と抽出期間を修正ユリウス暦で示し、見出しに“distance: 0.021”として DTW により数値化した非類似度を示している。

異なるエネルギー境界を用いれば分類結果も異なることが予想される。

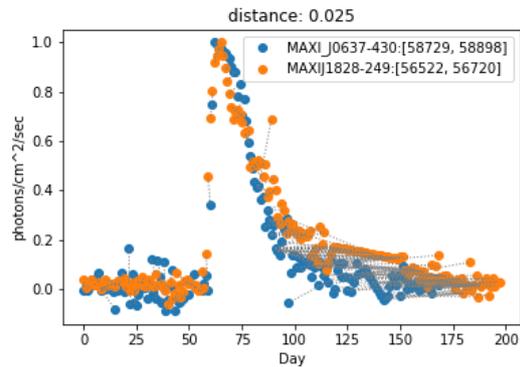


図 5: 異なる天体間での相似性の例 (MAXIJ0637-430 と MAXIJ1828-249)

樹形図から 5 つのクラスターにグループ化したとき、最も大きなクラスターは「急峻な増光ののち、指数関数的に減衰していく」共通の性質を持っていた。その中には、異なる天体でありながら光度曲線の類似性が高いアウトバーストが存在した (例：図 5)。天体ごとに最大光度で規格化されているが、増光の立ち上がりが酷似していることがわかる。一方、減衰側では系統的なずれがみられる。

Reference

- Remillard R. A., McClintock J. E., 2006, ARA&A, 44, 49
- Shakura N. I., & Sunyaev R. A., 1973, in Bradt H., Giacconi R., eds, IAU Symposium Vol. 55, X- and Gamma-Ray Astronomy. p. 155
- Sunyaev R. A., & Titarchuk L. G., 1980, A&A, 86, 121
- Titarchuk L., 1994, ApJ, 434, 570
- Capitanio F., Belloni T., Del Santo M., & Ubertini P., 2009, MNRAS, 398, 1194
- Rabiner L. R. & Juang B. H., Prentice Hall Signal Processing Series, 1993.
- Berndt D. J. & Clifford J., KDD workshop, 1994, 10, 16

コン9

すばる望遠鏡を用いた銀河系中心領域における恒星質量ブラックホールの探査

東北大学 理学研究科天文学専攻
佐久間 昂太

すばる望遠鏡を用いた銀河系中心領域における 恒星質量ブラックホールの探査

佐久間 昂太 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

恒星質量ブラックホールは、太陽質量の 100 倍以下の質量をもつブラックホールである。これまでに発見されている恒星質量ブラックホールはすべて連星系を成しており、その数は推定される数に比べてかなり少ない。そのため新しい恒星質量ブラックホールの発見は、ブラックホールの形成シナリオを解明する手がかりとなる可能性がある。連星系は、連星同士が互いを隠し合う「食現象」によって、変光星として観測される場合がある。そこで本研究では、銀河系中心領域に存在する天体の明るさの時間変動を調査した。測光の結果から、検出された 1310 天体中 8 天体が周囲 $\sim 1''$ の範囲にある天体よりも大きく変動していることが分かった。それらの変動が確認された天体の分類について議論する。

1 Introduction

主系列の段階で $10 M_{\odot}$ 以上の大質量星は、進化の最後に重力崩壊型超新星爆発を起こす。 $10 \sim 20 M_{\odot}$ なら中心部に中性子星が残るが、 $20 M_{\odot}$ 以上ならブラックホールになる。これを恒星質量ブラックホールと呼ぶ。ブラックホールが単独で存在する場合、原理的にそれらを発見することは不可能に近い。恒星質量ブラックホールを発見できるほぼ唯一の状況は、連星系を成すブラックホール（ブラックホール連星）から強い X 線放射が期待される場合である。そのような状況を観測することにより、現在では 20 前後の恒星質量ブラックホール候補天体が銀河系の中で発見されている (表 1)。また連星系では、系を構成する天体の食作用によって明るさに変動が見られることがある。発見されている恒星質量ブラックホールを含む連星系の周期は 1 日前後のものが多く、比較的短周期であることが分かる。

そこで本研究は、銀河系中心領域に存在する星の中から、食連星のような変動をしている天体を探すことにより、新たな恒星質量ブラックホール候補を発見することを目的とする。これにより、質量や公転周期といった恒星質量ブラックホールの統計的性質や、ブラックホールの形成シナリオへの手がかりにつながると考えられる。

表 1: 恒星質量ブラックホール候補天体のリスト (Casares 2006 より抜粋)

System	P_{orb} [days]	M [M_{\odot}]
GRS 1915+105	33.5	14 ± 4
V404 Cyg	6.471	12 ± 2
Cyg X-1	5.6	10 ± 3
LMC X-1	4.229	> 4
XTE J1819-254	2.816	7.1 ± 0.3
GRO J1655-40	2.62	6.3 ± 0.3
BW Cir	2.545	> 7.8
GX 339-4	1.754	
LMC X-3	1.704	7.6 ± 1.3
XTE J1550-564	1.542	9.6 ± 1.2
4U 1543-475	1.125	9.4 ± 1.0
H1705-250	0.52	6 ± 2
GS 1124-684	0.433	7.0 ± 0.6
XTE J1859+226	0.382	
GS2000+250	0.354	7.5 ± 0.3
A0620-003	0.325	11 ± 2
XTE J1650-500	0.321	
GRS 1009-45	0.283	5.2 ± 0.6
GRO J0422+32	0.212	4 ± 1
XTE J1118+480	0.171	6.8 ± 0.4

2 Observations and Methods

本研究では、Subaru/IRCS + AO188 で得られた撮像データを用いた。観測波長は K バンド ($\approx 2.2 \mu\text{m}$)、

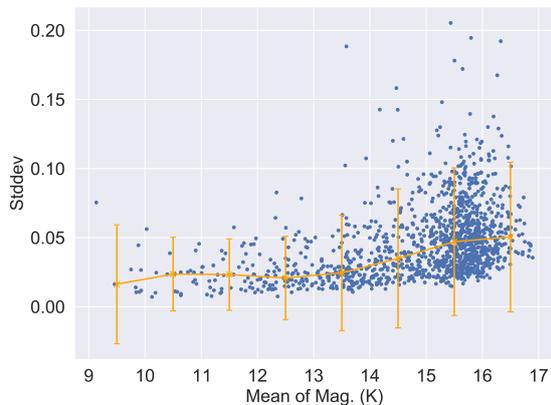


図 1: 24 セット分のデータを用いた検出天体の等級平均と標準偏差の関係. 青点でその関係をプロットしている. オレンジのグラフは, 1 等級きざみの範囲で標準偏差の中央値をとり, 直線で結んだものである. エラーバーは各等級幅における 2σ の範囲を示している.

観測した領域は, 銀河系中心部に存在するブラックホール Sgr A* 周辺の視野約 $20'' \times 20''$ の領域である. また, データは約 4 分間隔の時系列データであり, 計 24 セット (≈ 1.7 時間) 分のデータを取得している.

天体の測光には IRAF タスクの *daophot/phot* を用いた. そして, Schödel et al. (2020) で作成された銀河系中心領域の天体カタログをもとに等級較正を行った. また, 明るさの時間変化を調べるために各セットの天体でマッチングを行った. マッチングの際は, 画像の端に位置する天体や等級誤差が極端に大きい天体を除き, すべてのセットでマッチした天体をサンプルとして以降の解析に用いた.

3 Results

ここまでのプロセスで得られた天体における変動の有無を調べるため, 同じ天体に対する, 24 セット分の測光結果の等級平均とその標準偏差を求めた. それらの関係を図 1 に示す. 暗い天体ほど標準偏差が大きい, つまり, セット間の等級のばらつきが大きくなっていることが分かる. これは暗い星ほど, 測光誤差が大きいことを示す. 一方で, 明るい天体の中

にも標準偏差の大きい天体が存在する. そのような天体は, 明るさが変動する天体である可能性が高い.

そこで本研究では, 各等級範囲において 2σ よりも大きな変動を示している天体を変動候補天体とした. その結果, サンプルとして得られた 1310 天体中, 変動候補天体は 73 天体であった. 変動候補天体の位置を図 2 に示す.

次に, 変動候補天体がどのように変動しているのかを調べた. 変動の大きさを比較するために, その天体から $\sim 1''$ の範囲にある, 同じくらいの明るさの天体と変動を比較した. スカイの影響なども考慮すると, 23 番目に変動が大きい天体 (S2-277) が少なくとも周囲のスカイの変動よりも大きく変動していることが分かった. 図 3 に S2-277 の光度曲線を示す.

4 Discussion

Gautam et al. (2019) は, 10 年という観測タイムスケールと, 本研究の $1/4$ の視野範囲で銀河系中心領域の観測を行った. そして 1.11 \sim 1033.19 日の周期範囲で, 変動する天体を検出している. Gautam et al. (2019) で変動天体と分類された約 250 天体中, 11 天体が本研究でも検出されている.

Gautam et al. (2019) において, 光度変化まで具体的に示されている天体の中では, S2-58 という天体本研究でも変動候補天体として検出された. しかし本研究では, S2-58 が確実に変動しているという証拠は確認できなかった. その原因としては, 観測時間が挙げられる. Gautam et al. (2019) によれば, S2-58 は変動周期が 84 \sim 90 日, 変動の大きさが約 0.12 等 (K' バンド) の天体である. 変動周期が比較的長く, 変動も小さいことにより, 数時間の観測タイムスケールでは変動を確認できなかったのだと考えられる.

S2-277 については, 両端のデータ点を除けば, 毎時 0.3 等ほどのペースで増光していることが分かる. しかし, 本研究で得られた光度曲線のみでは周期性の有無も判断できず, これらの天体の分類は難しい. S2-277 は Gautam et al. (2019) でも変動が確認されているので, その結果も踏まえて議論する. 同研

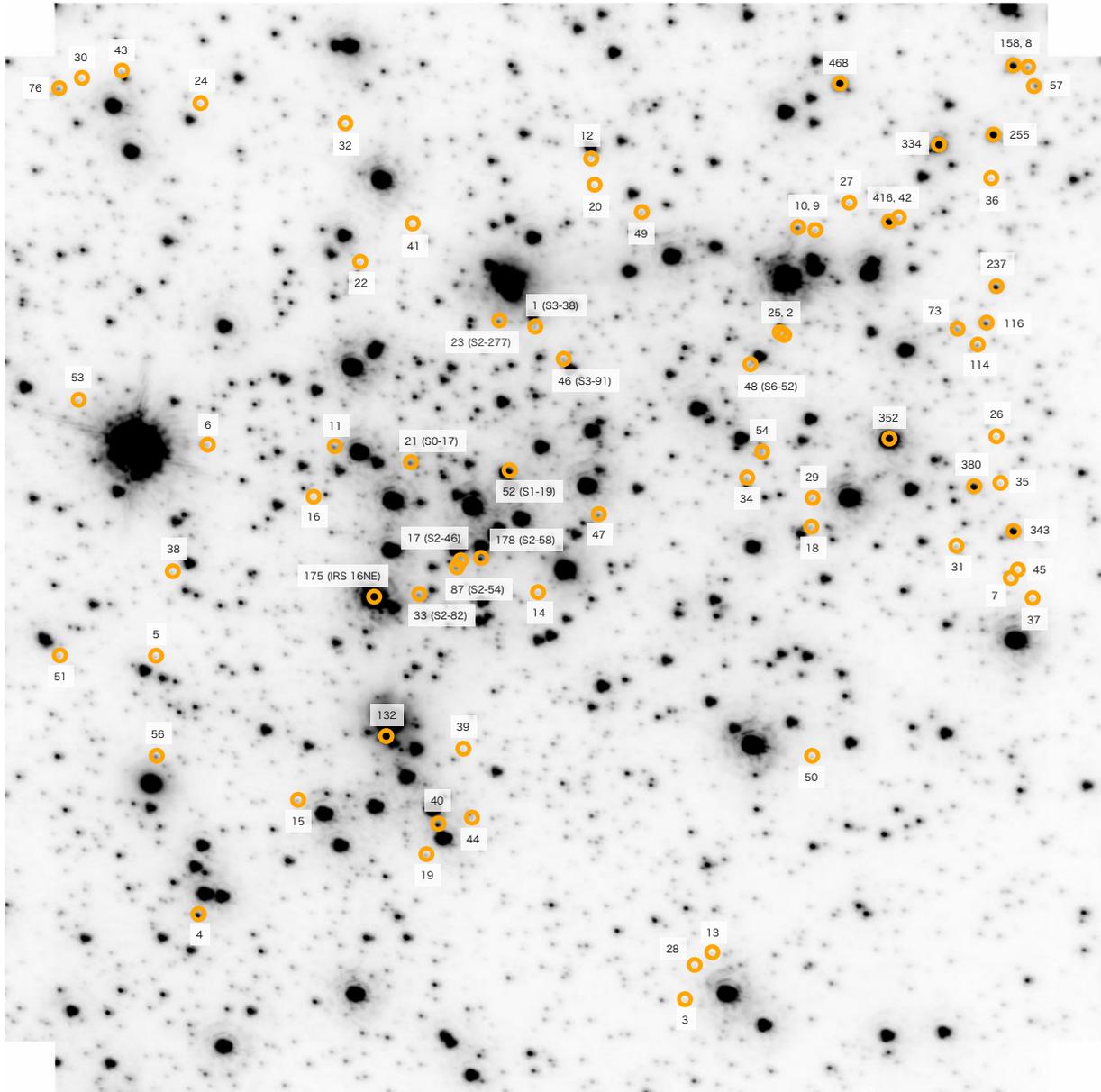


図 2: 変動しているとみなした天体の位置. 1310 天体で変動が大きい順に番号を振っている. Gautam et al. (2019) と Do et al. (2009) で天体の名前が分かっているものは, その名前を番号の横に記載した.

究において, S2-277 の周期的な変動は確認されていない. このことから, S2-277 は非周期で変動する天体, または短周期 (< 1.11 日) で変動する天体であることが考えられる. また, 2006 年から 2017 年の間で S2-277 の特異的な変動が確認されていないことから, 爆発型変光星や激変星である可能性も低いと考えられる.

以上を踏まえて S2-277 の分類を考えると, 回転変光星か食連星である可能性が高いことが分かった. ここから回転変光星か食連星かを区別するためには, さらに数日単位での観測が必要である. 図 3 より, S2-277 は数時間でも変動する天体であることが分かる. これが周期的な変動をしていた場合, 数日分の時系列データがあれば, 1 周期分の光度曲線を作成でき

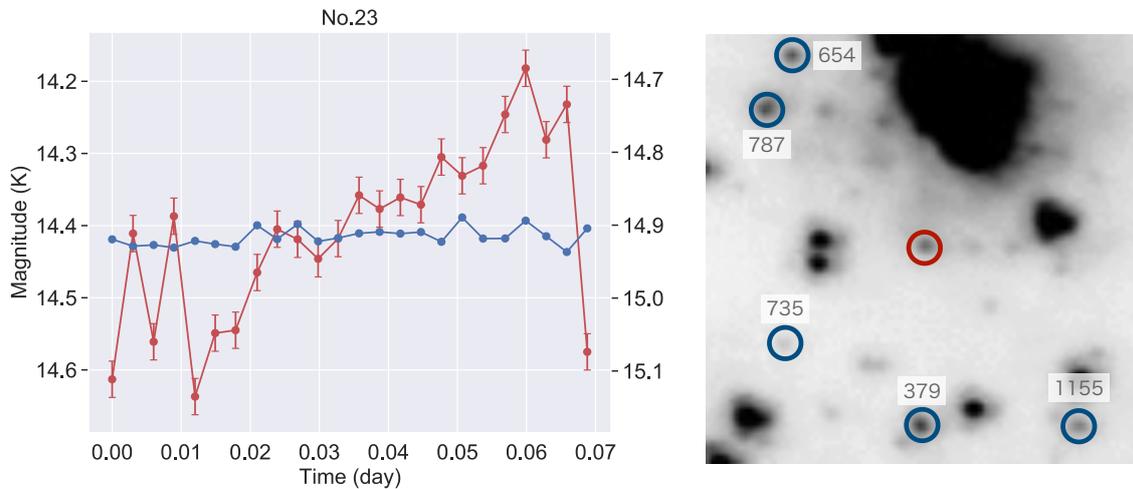


図 3: 変動候補天体の変動と、その周囲 5 天体から求めた変動の比較. 左のグラフは横軸が時間 (日), 縦軸左が変動候補天体の等級, 縦軸右が比較星の等級を示す. 右の図は天体の位置を表している. 左右ともに, 赤が変動候補天体, 青が比較星を表している.

るはずである. 1 周期分の光度曲線が得られれば, その特徴からさらに分類を絞り込める. そしてこれまでに観測されている, 連星系をなす恒星質量ブラックホールの公転周期は, 1 日未満から数日程度のものが多い. そのことから, ブラックホール連星を見つけるためには数日単位の観測が必要だと考えられる. また S2-277 が食連星であれば, 分光観測を行うことによりドップラーシフトにも周期的な変化が見られるはずである. さらに, 対象天体がブラックホール連星であることを確かめる場合は, X 線の波長域での観測が必要である. 本研究では, 変動する天体が連星であることまでしか確かめられない. ブラックホール連星の場合, 降着円盤からの放射により, X 線の波長域で明るく見える. 連星と思われる天体が X 線の波長域で明るく輝いていれば, ブラックホール連星であることをより強く裏付けられる.

5 Conclusion

本研究では, Subaru/IRCS + AO188 のデータを用いて, 銀河系中心領域に存在する天体の明るさの時間変動を調べた. PSF 測光時にはパラメータの検討を行い, 本研究のデータは測光結果から, 検出された 1310 天体中 8 天体が周囲の天体よりも大き

く変動していることが分かった. 中でも S2-277 という天体は, Gautam et al. (2019) においても変動が確認されており, 回転変光星か食連星である可能性が示唆された. ただし, 変動している天体がブラックホール連星であるという証拠は見つからなかった. これまでに発見されている, 連星系をなす恒星質量ブラックホールは, 公転周期が 1 日未満から数日程度のものが多い. そのため, 光度変化から連星を分類するには数日のタイムスケールで観測を行うことが有効だと考えられる. また食連星であれば, 分光観測でドップラーシフトを測定することにより, それにも周期的な変化がみられるはずである. いずれにせよ, 変動している天体がブラックホール連星であることを裏付けるためには, さらなる観測が必要である.

Reference

- Casares, J. 2006, IAU Symp., 238
- Do, T. et al. 2009, ApJ, 703, 1323-1337
- Gautam, A. K. et al. 2019, ApJ, 871, 103
- Schödel, R. et al. 2020, A&A, 641, A102

コン10

時間依存型一般相対論的輻射輸送コードの開発とその
適用

筑波大学 数理物質科学研究群物理学学位プログラム
高橋 幹弥

時間依存型一般相対論的輻射輸送コードの開発とその適用

高橋 幹弥 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

Abstract

我々は、先行研究 (Takahashi & Umemura 2017) で開発された ARTIST コードをベースとして、光子数の保存を確実に保証する一般相対論的輻射輸送コード : CARTOON (Calculation code of Authentic Radiative Transfer based On phOton Number conservation in curved spacetime) を開発した。CARTOON は、3次元空間において、時間依存する一般相対論的輻射輸送方程式を測地線に沿って直接解く。これにより、一般相対論的な効果を全て取り入れながら、少ない数値拡散で計算することが可能である。我々は CARTOON を用いて Kerr 時空を光の波面が伝播するテストを行った。その結果、真空中においても背景に流体場がある場合においても、光子数の保存を保証しながら正確に波面の伝播を追跡できることを示した。さらに CARTOON は、観測イメージ・光度曲線といった観測量の時間変動を輻射場の時間変動と無矛盾かつ同時に計算することも可能である。高精度な輻射場の時間変動と観測量の同時計算を実現する CARTOON の開発の成功は、理論計算と観測量の直接比較によるブラックホールのパラメータや周囲の流体場の詳細な構造の正確な推定における第一歩である。

1 Introduction

一般相対論的な効果はブラックホール周囲の環境に大きな影響を及ぼす。例えば、降着円盤の内縁半径は一般相対論で予言される物質の最内安定円軌道半径と考えられている。一般相対論的な効果で決まる降着円盤の内縁半径は降着円盤の温度にも関係するため、光度やスペクトルといった観測量にも影響を及ぼす。さらにブラックホールの近傍では、高温プラズマの存在やガスが高密度になることがあるため、輻射と流体の間の相互作用を無視することができない。そのため、ブラックホール近傍における降着流の構造の解明や、そこから放射される観測量の理論予測に際しては、光の湾曲や重力赤方偏移といった一般相対論的な効果を考慮して正確に輻射輸送方程式を解く必要がある。

輻射輸送方程式は、光子の 6 次元位相空間中での分布関数の発展方程式であるボルツマン方程式と数学的には同値である。そのため、一般的に輻射輸送方程式を数値的に直接解くことは難しいが、これまで多くの研究者が輻射輸送方程式を直接解く試みを行ってきた。特に近年では、6 次元ボルツマン方程式を差分化し直接解く計算がなされ始めている (Ogawa et al. 2021; Akaho et al. 2021)。しかしながら、こ

れらの研究は計算コストの観点から高解像度計算が困難であり、数値拡散が非常に大きくなってしまいうという問題を抱えている。

また、ブラックホール近傍ではしばしば輻射輸送方程式と流体方程式を同時に解く輻射流体力学計算を行わなければならない。流体方程式と同時に輻射輸送方程式を解く場合、計算コストの観点から輻射輸送方程式を直接解かず、モーメント式を解く近似解法が用いられることが一般的である (Ohsuga et al. 2005)。しかしながら、例えば M1 クロージャー法の場合、光線が交差するときに非物理的な振る舞いをするといった問題があることが知られており、正確な輻射流体計算とは言えない。

そこで我々は、Takahashi & Umemura (2017) における ARTIST コードの開発に着想を得て、これをベースとする新たな一般相対論的輻射輸送コード : CARTOON (Calculation code of Authentic Radiative Transfer based On phOton Number conservation in curved spacetime) の開発に成功した。CARTOON は、計算領域全体を大量の測地線で覆い、これに沿って直接輻射輸送方程式を解くという独自の手法を採用している。この独自手法により、少ない数値拡散で一般相対論的輻射輸送方程式を直接解く

ことに成功した。さらに、輻射場の計算と同時に観測量の計算も可能である。CARTOON の開発は、昨今重要性がさらに増してきている、理論計算と観測量の直接比較によるブラックホールのパラメータや周囲の降着流の構造の正確な推定における第一歩的である。

本集録は以下のような構成になっている。第 2 節では CARTOON のアルゴリズムの概要を説明する。第 3 節では、CARTOON を用いたテスト計算の結果を紹介し、最後の第 4 節ではまとめと今後の展望を述べる。本集録では、特に断りがない限り $c = G = 1$ の単位系を用い、計量の符号は $(-, +, +, +)$ とする。

2 Numerical method

CARTOON のアルゴリズムは、大きく分けて (i) 測地線の生成、(ii) 測地線の立体角の計算、(iii) 輻射輸送計算、(iv) 散乱・吸収の評価の 4 段階からなる。それぞれを簡単に説明する。(i) について、ブラックホール時空中の光の測地線は以下の測地線方程式を解くことで生成する。

$$\frac{dx^\mu}{d\lambda} = p^\mu, \quad \frac{dp_\mu}{d\lambda} = -\frac{1}{2} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^\mu} p_\alpha p_\beta \quad (1)$$

ここで $g_{\mu\nu}$ は時空の計量テンソルで、 x^μ, p^μ, λ はそれぞれ光子の位置、4 元運動量、アフィンパラメータを表す。CARTOON では、8 次のルンゲクッタ法で測地線方程式を数値的に解き、およそ 10^6 本の測地線で計算領域全体を満たすことで、少ない数値拡散で輻射輸送計算を行う。

(ii) について、あるメッシュを通過する 1 本の測地線がどれだけの立体角を持つかは、初期条件の設定や散乱光子の分配に必要である。1 本 1 本の測地線の立体角は、メッシュごとの局所的な 2 次元位相空間において離散ボロノイ分割を行うことで計算する。

(iii) について、測地線に沿った一般相対論的輻射輸送方程式は以下で与えられる。

$$\frac{d\mathcal{I}}{d\lambda} = (\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_s) - (\mathcal{A}_a + \mathcal{A}_s)\mathcal{I} \quad (2)$$

ここで \mathcal{I} は 6 次元位相空間中の光子の不変分布関数を表す。 $\mathcal{E}_e, \mathcal{E}_s$ は媒質の放射による不変放射係数と入射してくる散乱光子の不変放射係数を表し、 $\mathcal{A}_a, \mathcal{A}_s$

は媒質の吸収による不変吸収係数と散乱により外に出る光子による不変吸収係数である。一般相対論的輻射輸送方程式に従って計算した不変分布関数 \mathcal{I} を用いて、輻射テンソル $R^{\mu\nu}$ (輻射エネルギー、輻射の運動量フラックス、輻射応力をまとめたテンソル) は

$$R^{\mu\nu} = \int \mathcal{I} p^\mu p^\nu dP \quad (3)$$

と計算できる。ここで dP は位相空間における不変体積要素で、 $dP = \nu^2 d\nu d\Omega dV$ と表される (ν は光子の振動数)。CARTOON では、一般相対論的輻射輸送方程式を測地線に沿って直接積分する (Ray-tracing 法)。実際に差分化し計算している一般相対論的輻射輸送方程式は、(2) 式ではなく、両辺に不変体積要素をかけて積分した光子数の輸送方程式である。先行研究 (Takahashi & Umemura 2017) では、(2) 式をそのまま解いていた。しかしながら、(2) 式をそのまま解くと光子数が保存せず非物理的となる問題が本集録の著者らによって指摘された。この問題を解消するために、CARTOON では光子数の輸送方程式を解くアルゴリズムを採用した。

(iv) について、散乱光子の分配は計算した立体角を用いて計算する。なお、CARTOON では ZAMO 系・流体静止系での等方散乱のみが実装されている。

以上、(i)~(iv) の一連の流れにより、ブラックホール時空中での輻射場の時間発展を解くことができる。

3 Tests with CARTOON

3.1 Tests on two dimensional space

まず、空間 2 次元 (赤道面) におけるテスト計算の結果を示す。先行研究 (Takahashi & Umemura 2017) は空間 2 次元計算しか実装されていないため、ここでは CARTOON を用いて空間 2 次元計算を行い、その結果を Takahashi & Umemura (2017) と比較する。

ここで行う計算は、 $(r, \phi) = (6.0, 0.0)$ を中心とする半径 1.0 の領域内に等方輻射場を設定する。背景のメッシュは極座標で一様に生成し、 $(N_r, N_\phi) = (120, 128)$ とした。ブラックホールのスピンパラメータは $a = 0.5$ とした。このとき、空間 2 次元を波面が伝播していく様子を示したものが図 1 である。ブ

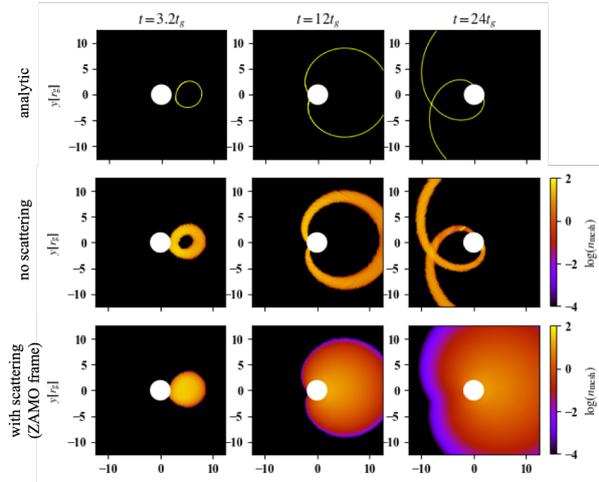


図 1: 空間 2 次元を波面が伝播していく様子。左列から右列は波面の時間発展を表し、それぞれ $t = 3.2, 12, 24t_g$ を表す ($t_g = GM/c^3$)。また、上段は解析的に生成した測地線の波面、中段は真空中での波面、下段は一樣な媒質中において ZAMO 系で等方散乱を起こすときの波面を表す。カラーは各メッシュの光子数密度を表す。

ラックホール時空中では光は湾曲するため、波面は完全な球状には広がっていかず、ブラックホール周辺ではその形状が歪む。光の湾曲により、波面はブラックホールの背後に回り込み、交差を繰り返しながら伝播していく。波面の先頭は解析的に生成した形状を再現しており、正しく波面が伝播していることがわかる。また、 $t = 24t_g$ の波面を見ると、モーメント法では正しく解けないことが知られている光の交差も正しく解くことができていることがわかる。散乱を考慮した計算では、波面の内部に散乱光子が充満する。これは、散乱によって光子が四方八方に伝播するためである。

計算領域内の光子数と輻射エネルギーの時間変化を示したものが以下の図 2 である。 $t = 3t_g$ にある縦点線は、波面の先頭がブラックホールに到達することで光子が減少し始める時刻を表す。すなわち、この時刻より前の区間では初期条件として与えた光子数は保存すべきである。図 2 を見ると、Takahashi & Umemura (2017) による計算では光子数が増減し保存していない一方で、CARTOON では散乱を考慮した場合でもしない場合でも光子数が保存しているこ

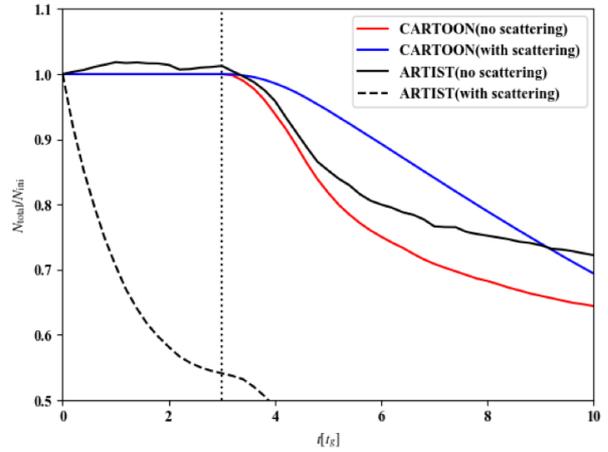


図 2: 初期値で規格化した計算領域全体の光子数の時間変化。それぞれ、赤: CARTOON での真空中、青: CARTOON で散乱を考慮、黒実線: Takahashi & Umemura (2017) での真空中、黒点線: Takahashi & Umemura (2017) で散乱を考慮した計算を表す。

とが見て取れる。

3.2 Tests on three dimensional space

Takahashi & Umemura (2017) では、空間 2 次元計算しか実装されていなかった。現実的な観測との比較には空間 3 次元計算が不可欠であるため、我々は CARTOON を空間 3 次元計算が行えるように拡張した。

空間 3 次元計算も、空間 2 次元計算と同様の位置に等方輻射場を設定し、 $(N_r, N_\theta, N_\phi) = (60, 32, 64)$ で計算を行なった。また、流体静止系での散乱を計算する際に設定した流体場は、Keplerian shell model(Falcke et al. 2000) とした。この場合の結果を図 3 に示す。赤道面に注目すると、図 1 に示した解析的な波面の形状を再現していることから空間 3 次元中でも正しく波面の伝播を計算できていることがわかる。また、Takahashi & Umemura (2017) では ZAMO 系での散乱のみが実装されていた。しかしながら、現実の散乱は流体静止系で生じるため、この座標系での散乱も新たに実装した。流体静止系では、ZAMO 系とは異なり反時計回りに回転する流体とともに光子が移流しながら伝播していく様子が見て取

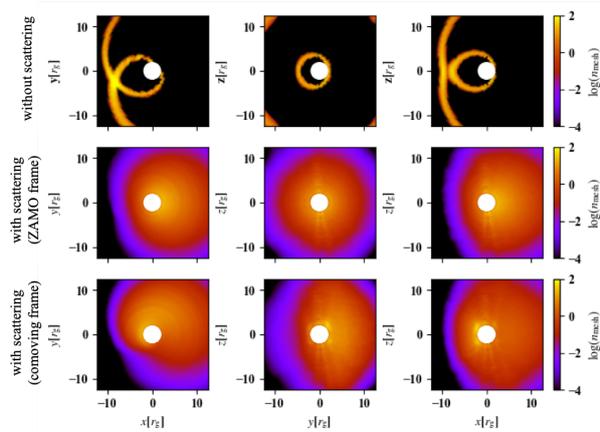


図 3: 空間 3 次元を波面が伝播していく様子。波面は $t = 24t_g$ のもので、左・中央・右列はそれぞれ $z = 0, x = 0, y = 0$ における断面を表す。また、上段は真空中での波面、中段は ZAMO 系での散乱を考慮した波面、下段は流体静止系での散乱を考慮した波面を表す。カラーは各メッシュの光子数密度を表す。

れる。

ここでは省略するが、各座標系での散乱は誤差の範囲で等方輻射場の解析解を再現すること、空間 3 次元計算においてもいかなる状況でも光子数が保存すべき区間では光子数を保存した輻射輸送計算が行えることを確認した。

3.3 Observed image

CARTOON の特長の一つとして、輻射場の時間発展と同時に振動数積分した観測量（観測イメージ・光度曲線）を計算できることが挙げられる。ここでは一例として、観測イメージを紹介する。

図 3 の下段で示した流体静止系での散乱を考慮した輻射場の時間変動をインプットデータとして、遠方の観測者が観測する観測イメージを計算したものが図 4 である。輻射場の時間発展と無矛盾に観測量の正確な時間発展を計算することができる点がこれまでの輻射輸送計算コードにはなかった長所である。これにより、より正確な観測量と理論計算との比較が可能になる。

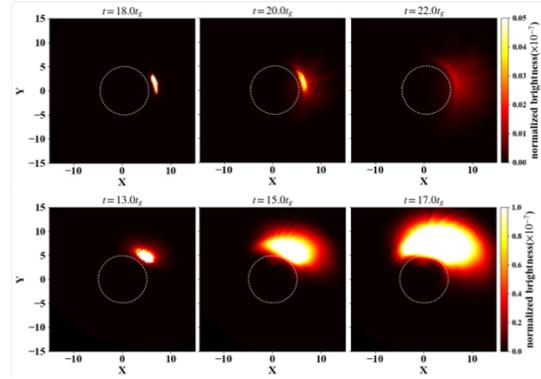


図 4: それぞれ、上段 : $(r, \theta, \phi) = (200r_g, 80^\circ, 225^\circ)$ 、下段 : $(r, \theta, \phi) = (200r_g, 10^\circ, 225^\circ)$ に位置する観測者が観測する観測イメージの時間発展。カラーは典型的な値で規格化した放射強度を表す。

4 Summary

本研究では、計算領域全体に引いた測地線に沿って直接輻射輸送方程式を解く新たな一般相対論的輻射輸送コード : CARTOON の開発を行い、波面の伝播のテスト計算の結果と模擬観測の結果を示した。CARTOON により、これまでの輻射輸送計算より正確に観測量と理論計算の比較を行えることが期待される。今後は一般相対論的輻射磁気流体計算で得られた正確な流体場を背景とした輻射輸送計算を行い、実観測データと比較可能な現実的な計算を行っていく予定である。これにより、観測イメージと光度曲線からブラックホールスピンの情報を抜き出すことができる新たな理論モデルの構築を目指す。

Reference

- R. Takahashi & M. Umemura, 2017, MNRAS, 464, 4567, 4585
- R. Akaho, A. Harada, H. Nagakura, K. Sumiyoshi, W. Iwakami, H. Okawa, S. Furusawa, H. Matsuhuru & S. Yamada, 2021, ApJ, 909, 2
- T. Ogawa, K. Ohsuga, Y. Makino & S. Mineshige, 2021, PASJ, 73, 3, 701, 715
- K. Ohsuga, M. Mori, T. Nakamoto & S. Mineshige, 2005, ApJ, 628, 1, 368, 381
- H. Falcke, F. Melia & E. Agol, ApJ, 528, 1, L13, L16

コン11

円盤磁場分布の決定から磁気駆動アウトフローの起源
に迫る:円盤磁束輸送の理論研究

大阪大学 理学研究科宇宙地球科学専攻
山本 凌也

円盤磁場分布の決定から磁気駆動アウトフローの起源に迫る： 円盤磁束輸送の理論研究

山本 凌也 (大阪大学大学院 理学研究科 宇宙進化グループ)

Abstract

ブラックホールや原始星周りの降着円盤における磁気駆動の円盤風やジェット (以下、まとめてアウトフロー) は、角運動量輸送を促進して円盤進化に影響を及ぼすだけでなく、周辺環境にエネルギー注入を行うなどのフィードバックを与える役目を持つ。磁気駆動アウトフローの駆動機構や質量・角運動量損失率は円盤磁場分布に依存するが、その磁場分布が円盤進化の過程でどのように決まるのかは謎に包まれており、磁場分布の決定機構の解明こそが磁場を含むシステムの長時間進化の理解に本質的に重要な課題である。我々は円盤外の大スケールから磁場が持ち込まれる場合に円盤ガスと磁場がどのように進化していくかという観点からこの問題に取り組んでいる。我々はこれまで過去の研究で提案された半径方向 1 次元磁束輸送モデルの数値計算結果の追試を終え、さらに 1 次元モデルが抱える問題を克服すべく、新しい軸対称 2 次元モデルを考案し、テスト計算も開始している。ここではそのテスト計算結果を示し、円盤磁場分布と磁気駆動アウトフローの起源の解明に向けた将来展望について議論する。

1 導入

ブラックホールや原始星などの周囲には、角運動量を持ったガスが降着円盤を形成する。降着円盤には普遍的にアウトフローが伴っており、その天体自身の進化や周囲の環境に大きな影響を及ぼす。活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) においては、中心の超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole; SMBH) 周りの円盤から強力なアウトフローが噴き出し、銀河内の星形成、SMBH の成長などに大きな影響 (AGN feedback) を与えていることが知られている (e.g., Fabian 2012)。また原始惑星系円盤においては、アウトフローが円盤ガスの角運動量を効率的に輸送し、星形成を促進することが知られている (e.g., Machida et al. 2008)。

磁場はアウトフローの駆動に重要な役割を担うことが知られている。これまで多くの磁気流体力学 (MHD) シミュレーションも行われており、磁気駆動アウトフローの存在は広く認められている (e.g., Uchida & Shibata 1985, Dihingia et al. 2021)。

アウトフローによる円盤の質量損失率は磁場強度に大きく依存するが、シミュレーションの多くは初期条件となる磁場分布に様々な仮定を置いたケース

スタディが主流になっている。したがって、いつどのようにしてアウトフローを駆動する磁場分布が生じるのかという根本的な課題が未解決なままである。

図 1 で示すように、円盤磁場分布は円盤内の降着流による移流と円盤内の乱流や非理想 MHD 効果などによる磁気拡散のバランスで決まる。ただし多くの円盤では、密度変化などに伴って円盤構造が半径方向に劇的に変わることがあるため、磁場の移流方向すらも半径ごとに変わることがある。したがって、幅広い空間スケールを包括的に考慮したうえで磁場分布の進化を考えなければならない。しかし、一つのシステムでも極めて大きなスケール差が存在することが理論構築において大きな妨げとなっている。

2 1 次元磁束輸送の概要と問題点

円盤磁場分布の長時間進化を数値的に扱えるよう、Lubow et al. (1994) は円盤高さ方向に積分した半径方向 1 次元の定常粘性円盤を例にとり、1 次元の磁束輸送を扱う計算手法を提案した。その後 Agapitou et al. (1996) や Takeuchi & Okuzumi (2014) などで、1 次元の粘性円盤と磁場の進化が同時に計算された。1 次元磁束輸送モデルは、3 次元 MHD シミュ

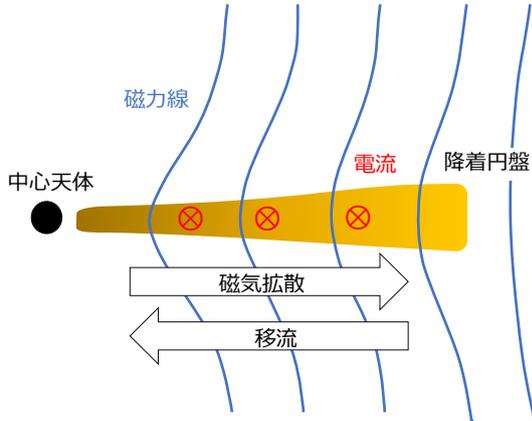


図 1: 円盤磁束輸送の概要を表した図。円盤磁場分布は、円盤内の降着流による移流と、円盤内の乱流や非理想 MHD 効果などによる磁気拡散のバランスで決まる。

レーションでは追うことはできないような幅広い時空間スケールでの計算を可能にする強力なツールである。

2.1 1次元磁束輸送モデルの基礎方程式

円筒座標系 (R, ϕ, z) において、円盤面密度は $\Sigma = \int_{-H}^H dz \rho$ であり、ここで H は半径 R における円盤の厚みで $H \ll R$ である。ケプラー回転する円盤における面密度進化の式は以下ようになる (Pringle et al. 1981):

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{1/2} \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu \Sigma R^{1/2} \right) \right]. \quad (1)$$

ここで ν は粘性係数である。また、円盤赤道面の移流速度の式は以下ようになる:

$$v_R = -\frac{3}{R^{1/2} \Sigma} \frac{\partial}{\partial R} \left(\nu \Sigma R^{1/2} \right). \quad (2)$$

続いて、磁場の発展方程式を考える。軸対称ポロイダル磁場は流れ関数 ψ を用いて表すことができる:

$$B_R = -\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (3)$$

$$B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R}. \quad (4)$$

この流れ関数を用いると、ポロイダル磁場 \mathbf{B}_p は

$$\mathbf{B}_p = \nabla \times \left(\frac{\psi}{R} \mathbf{e}_\phi \right) \quad (5)$$

と表すことができる。したがって、ポロイダル磁場の発展方程式は、誘導方程式から ψ に関する方程式を導出することで簡単に記述することができる:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -v_R \frac{\partial \psi}{\partial R} - R \eta J_\phi. \quad (6)$$

ここで v_R には式 (2) から得られた移流速度を用いる。以上の方程式系を解くことで、円盤と磁場の進化を同時に計算することができる。

2.2 粘性円盤における磁束輸送

Lubow et al. (1994) では一様な縦磁場 $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_z$ を初期条件とし、円盤面密度進化の式 (1) は解かず、 $\Sigma(R, t) = \text{const}$ として計算を行った。この時、移流速度は式 (2) より $v_R = -3\nu/2R$ となり、この移流速度を円盤内側半径で規格化した半径 \hat{R} として $1.5 \leq \hat{R} \leq 75$ の範囲で用いて式 (6) を解いた。また、Lubow らは移流のタイムスケール t_{adv} と磁気拡散による緩和のタイムスケール t_{relax} の比となるパラメータを $D \equiv H\eta/(R\nu) = t_{\text{adv}}/t_{\text{relax}}$ と定義してパラメータ調査を行い、3次元計算では扱えないような時空間スケールの円盤磁束輸送を扱えることを示した。その後 Agapitou et al. (1996) で、円盤面密度進化の式 (1), (2) も同時に解かれ、円盤ガス・磁場分布の長時間進化を扱う手法の有効性が示された。

図 2 は我々が Lubow らの追試をした結果である。横軸が円盤内側半径で規格化した半径、縦軸が初期状態の磁場強度で規格化した z 方向の磁場強度である。 D が小さくなるにつれて磁束の輸送が効率的に起きている。

2.3 1次元磁束輸送モデルの問題点

1次元磁束輸送モデルは円盤と磁場の同時進化を追うためのツールとして非常に強力ではあるが、いくつか問題点を抱えている。

まず、円盤高さ方向の降着流・磁場の構造が考慮できない点である。近年の MHD シミュレーションの結果より、一般的に円盤赤道面の移流速度よりも円盤表面の移流速度の方がはるかに大きくなること示されている (e.g., Matsumoto et al. 1996, Takasao

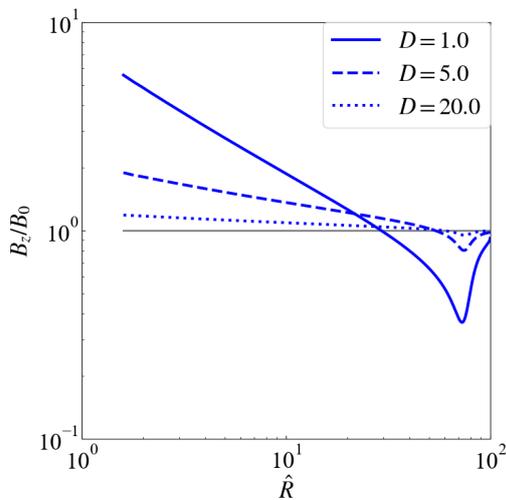


図 2: 横軸が円盤内側を 1 とした半径, 縦軸が初期状態の磁場の強さで規格化した z 方向の磁場強度である. 青線が各パラメータ D についての定常状態における円盤赤道面の磁場強度で, 灰色の線が初期状態の磁場強度である D が小さくなるにつれて磁束の輸送が効率的に起きている.

et al. 2018). そのため, 円盤高さ方向に積分して移流速度を求めただけでは, 特に円盤表面での磁束の移流を正確に追うことができない. また, 円盤表面からアウトフローとしてガス持ち上げる過程は磁場の角度に依存する (Blandford & Payne 1982). しかし, 1 次元モデルでは円盤表面付近での磁場の傾きを議論することはできない.

次に, トロイダル磁場が無視されてしまっている点である. アウトフローのダイナミクスはポロイダル磁場の形状や強度に大きく左右される. しかし, ポロイダル磁場が弱い環境では, 円盤の回転でねじられて増幅されたトロイダル磁場が主要な磁場成分となりやすい. したがって, トロイダル磁場を考慮することは磁場構造を決定するうえで本質的に重要である.

3 2次元球座標モデルへの拡張

2.3 節で述べたような 1 次元磁束輸送計算の問題点を克服すべく, 我々は新しい磁束輸送計算法を提案する. 円盤の高さ方向の構造を考慮するためには, 多次元のシミュレーションが必要になる. 我々は公開コード Athena++ (Stone et al. 2020) の枠組みを使い, 円盤断面を切り取った 2 次元の磁束輸送シミュ

レーションを行うことを考えている. この時, 円盤と磁場の進化を単に MHD の方程式系を用いて一般的な MHD シミュレーションを行うと, 膨大な計算コストが必要となり, やはり粘性のタイムスケール程度の長時間計算を行うことは難しい. そこで我々は, 円盤面密度進化は 2.1 節で紹介したように 1 次元の計算を行い, 誘導方程式を 2 次元計算して磁場の進化を決定する手法を提案する. また, 円盤の厚みは中心から離れるほど増大することが多いことを考慮し, 我々の 2 次元計算では球座標系を用いる.

図 3 は円盤面密度進化の式 (1) は解かず定常円盤を仮定した 2 次元磁束輸送のテスト計算の結果である. ここで, 移流速度は円盤赤道面ではケプラー回転の 10% の大きさとし, 円盤表面に行くにつれて音速程度になるようにした. 円盤表面付近で磁束が輸送され, 磁力線が湾曲している様子が見られる.

また, 我々は Athena++ に用意されている HLLD 法による 2 次元 MHD シミュレーションを実行し, 我々のテスト計算とシングルコアでの計算性能の比較を行った. MHD 計算の場合 7×10^5 [cells/sec/core] の性能であったが, 我々のテスト計算では 2×10^7 [cells/sec/core] の性能であった. 現時点で, 我々の計算は通常の MHD 計算の 30 倍近い性能で計算できている. 加えて, 一般的に粘性と磁気拡散のタイムスケールは非常に長く, その分通常の MHD シミュレーションよりもタイムステップを大きくとることができるため, 長時間進化を追うことが可能になる.

4 まとめとモデル発展への展望

我々は降着円盤における磁気駆動アウトフローの起源解明に向けて, 3 次元シミュレーションでは追うことが難しいような円盤と磁場の長時間進化を追うモデルの進展を目指している.

我々は将来的に半径方向に多様な構造を持った円盤における磁束輸送計算を行うことを考えている. 例えば, ブラックホール降着円盤においては, ブラックホール近傍では幾何学的に厚い移流優勢降着流 (ADAF) が存在し, その外側にケプラー回転に従うような幾何学的に薄い円盤が存在するという描像がある (Kumar & Yuan 2021). 我々が提案する計算法

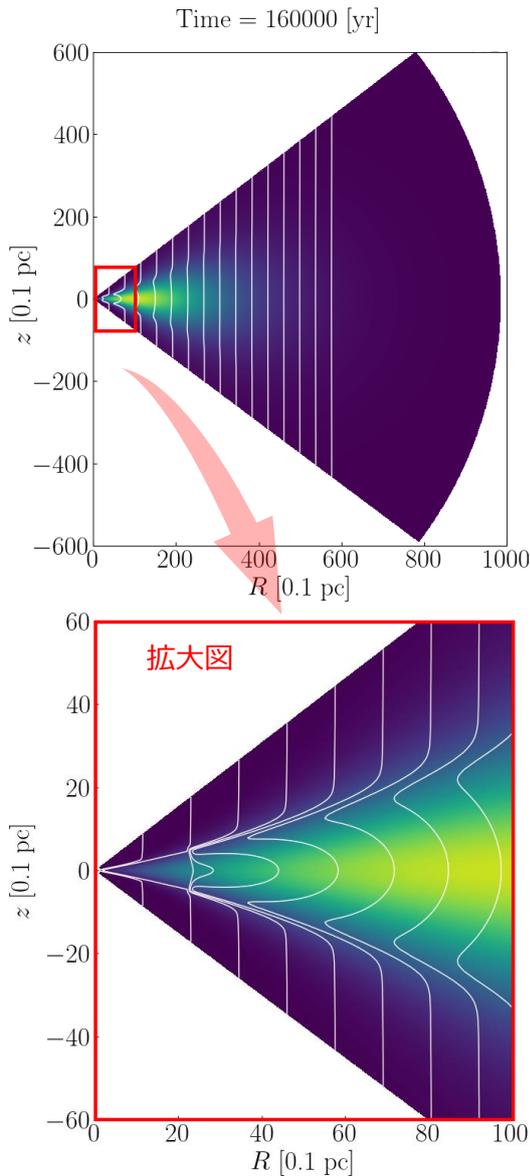


図 3: 二次元磁束輸送のテスト計算の結果. カラーマップは円盤密度分布, 白線は磁力線を表している. 円盤表面付近で磁束が主に輸送され, 磁束が湾曲している様子がわかる.

を用いれば, 動径方向に様々な構造を持った円盤における磁束輸送計算を行うことが可能になることが期待される.

また我々は, 円盤上空の磁場分布を決定する際に, 新たなアプローチを考えている. 円盤上空では, 希薄なプラズマ大気中に磁場が存在するため, 磁場が支配的な環境になっている. このような環境はまさしく太陽コロナと同様である. そこで, 我々は太陽

コロナの磁場分布を決めるために考えられた数値計算法 (e.g., Cheung & DeRosa 2012) を我々の 2 次元円盤磁束輸送計算に組み込むことで, 円盤内だけでなく円盤上空の磁場分布も詳細に決定することを目指している.

そして, 我々は最終的に 2 次元磁束輸送計算によって得られた磁場分布を初期条件とした 3 次元 MHD シミュレーションを行い, 磁場分布の決定からアウトフローの発生機構までを統一的に説明するモデルを構築を目指す.

謝辞

夏の学校への参加にあたって, 多くの助言を下された共同研究者の大阪大学宇宙進化グループ高村助教に心からお礼を申し上げる.

Reference

- [1] Agapitou, V., & Papaloizou, J. C. B. 1996, *Astrophysical Letters and Communications*, 34, 363
- [2] Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- [3] Cheung, M. C. M., & DeRosa, M. L. 2012, *ApJ*, 757, 147
- [4] Dihingia, I. K., Vaidya, B., & Fendt, C. 2021, *MNRAS*, 505, 3596
- [5] Fabian, A. C. 2012, *ARA&A*, 50, 455
- [6] Kumar, R., & Yuan Y.-F. 2021, *ApJ*, 910, 9
- [7] Lubow, S. H., Papaloizou, J. C. B., & Pringle, J. E. 1994, *MNRAS*, 267, 235,
- [8] Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2008, *ApJ*, 676, 1088
- [9] Matsumoto, R., Uchida, Y., Hirose, S., et al. 1996, *ApJ*, 461, 115
- [10] Pringle, J. E. 1981, *ARA&A*, 19, 137
- [11] Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. 2020, *ApJS*, 249, 4
- [12] Takasao, S., Tomida, K., Iwasaki, K., & Suzuki, T. K. 2018, *ApJ*, 857, 4,
- [13] Takeuchi, T., & Okuzumi, S. 2014, *ApJ*, 797, 132
- [14] Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, *PASJ*, 37, 515

コン12

ダストトールスを用いた原始ブラックホール存在量への制限

大阪大学 宇宙地球科学専攻
柳澤 馨

ダストトールスを用いた原始ブラックホール存在量への制限

柳澤 馨 (大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻)

Abstract

原始ブラックホール (Primordial Black Hole; PBH) とは、初期宇宙において形成されたとされるブラックホールであり、 10^{15} g 以上の様々な質量をとると考えられている (Sasaki et al. 2018)。また、PBH は暗黒物質の候補であり、さらには 2015 年 LIGO によって初検出された重力波 (Abbott et al. 2016) の起源としても候補の一つとされている。そのため、PBH の存在量に対する制限は重要な課題として注目されている。PBH の存在量に制限をかけるためには、多様な質量帯を網羅する様々な検証が必要である。これまでの制限方法として、PBH が存在する場合に宇宙マイクロ波背景放射のスペクトルに与える影響が検出されないこと (Ali-Haïmoud & Kamionkowski 2017) や、マイクロレンズ効果により増光した光の観測 (Tisserand et al. 2007) を用いた方法がとられている。いずれの制限も PBH の存在量に対して厳しい制限を与えているものの、不確定性を孕んでいるため、さらなる検証が必要である。

我々は PBH の存在量に対する制限として、活動銀河核中心のダストトールスを用いた方法について研究を進めている。ダストトールスに PBH が存在すると仮定すると、PBH は周囲のガスを捕捉し降着円盤を形成する。その際、ガスは重力エネルギーを熱的放射として解放し、ダストトールスを構成するガスとダストを加熱する。ガスとダストの加熱および冷却からエネルギー収支を考えることで、PBH の存在量に制限を与える。ガスのエネルギー収支を考慮した結果では、PBH の質量 $10^1 M_{\odot}$ において $f_{\text{PBH}} = 10^{-5}$ となった。本講演では我々の研究における、ガスのエネルギー収支を用いた制限の概要と結果について議論を進める。

1 Introduction

原始ブラックホール (Primordial Black Hole; PBH) とは、放射優勢の初期宇宙において形成されたとされるブラックホールである。PBH は、星の重力崩壊により形成されるブラックホールとは異なり様々な質量をとりうるものの、 10^{15} g 以下の PBH はホーキング放射により現在までに蒸発している。

PBH は暗黒物質の候補としても考えられており、様々な質量帯においてその存在量に上限値が与えられている。一般に、PBH 存在量への制限とは、暗黒物質の構成要素として PBH が許容される存在割合 $f_{\text{PBH}} = \Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$ の範囲を定めることであり、PBH の存在が観測に与える影響と実際の観測結果の整合性が保たれることを要請することで得られるものである。

本集録では、PBH に対する星間ガスの降着過程とそれに伴う輻射フィードバックについて議論し、これを用いた PBH 存在量の制限方法および結果についてまとめている。

2 Methods

2.1 Model

宇宙において、星間ガスに満たされた体積 V_A のある領域 A を考える。領域 A における暗黒物質の密度を ρ_{DM} とすると、領域内の PBH の数密度は、

$$n_{\text{PBH}} = \frac{f_{\text{PBH}}}{M_{\text{PBH}} V_A} \int_{V_A} \rho_{\text{DM}} dV_A \quad (1)$$

と表される。ここで、 M_{PBH} は PBH の質量である。領域 A 内で星間ガスが PBH に降着すると、星間ガスは重力エネルギーを熱的放射として解放する。この時の PBH の光度を L_{PBH} とする。領域 A における星間ガスの光学的厚さが十分に大きく、PBH からの熱的放射の全てが星間ガスに吸収されると仮定すると、領域 A 内の星間ガスが単位時間、単位体積あたりに得るエネルギーは

$$\dot{Q}_{\text{heating}} = L_{\text{PBH}} n_{\text{PBH}} \quad (2)$$

$$= \frac{f_{\text{PBH}} L_{\text{PBH}}}{M_{\text{PBH}} V_A} \int_{V_A} \rho_{\text{DM}} dV_A \quad (3)$$

と表される。放射の効果により領域 A 内の星間ガスが単位時間、単位体積あたりに失うエネルギーを \dot{Q}_{cooling} とする。星間ガスのエネルギー収支が正、すなわち $\dot{Q}_{\text{heating}} > \dot{Q}_{\text{cooling}}$ が成立するとき、星間ガスは加熱により温度上昇を始める。ここで領域 A における星間ガスの温度上昇を一切認めないという条件を課すと、PBH の暗黒物質に対する存在量 $f_{\text{PBH}} = \Omega_{\text{PBH}}/\Omega_{\text{DM}}$ の範囲を以下のように定めることができる。

$$\dot{Q}_{\text{heating}} < \dot{Q}_{\text{cooling}} \quad (4)$$

$$f_{\text{PBH}} < f_{\text{ul}} = \frac{M_{\text{PBH}} V_A}{L_{\text{PBH}}} \left(\int_{V_A} \rho_{\text{DM}} dV_A \right)^{-1} \dot{Q}_{\text{cooling}} \quad (5)$$

この制限は、ガス温度の上昇が観測的に認められないすべての領域において適用することができるため、有用である。PBH の存在量に厳しい制限をかけるに適した領域を調べたい。そのために PBH の光度 L_{PBH} や暗黒物質の密度 ρ_{DM} について詳しく見ていく。

2.2 PBH の光度 L_{PBH}

まず、PBH に対するガスの降着過程をみることで、これによる輻射フィードバックの光度 L_{PBH} を考える。星間物質中を運動するコンパクト天体に対する、星間物質の降着過程は、Bondi-Hoyle-Lyttleton 降着により記述される。速度 v で運動する質量 M_{BH} のブラックホールが、数密度 n_{gas} 、平均分子量 μ 、音速 c_s の星間ガス中を通過する系を考える。この時、ブラックホールに対する星間ガスの質量降着率は、以下のように表される。

$$\dot{M} = \frac{4\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 n_{\text{gas}} \mu m_p}{\sqrt{v^2 + c_s^2}^3} \propto M_{\text{BH}}^2 v_{\text{rel}}^{-3} n_{\text{gas}} \quad (6)$$

ここで G は重力定数、 m_p は陽子質量、 $v_{\text{rel}} \equiv \sqrt{v^2 + c_s^2}$ はブラックホールと星間ガスの相対速度である。(6) 式により質量降着率が与えられると、ブラックホールの光度は放射効率 $\epsilon(\dot{M}) (\approx 0.1)$ を用いて、(7) 式のように表される。

$$L_{\text{BH}} = \epsilon(\dot{M}) \dot{M} c^2 \quad (7)$$

$$\epsilon(\dot{M}) = \frac{0.1}{1 + \left(\frac{\dot{M}}{0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}} \right)^{-1}} \quad (8)$$

ここで $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/0.1 \cdot c^2$ はエディントン光度に対応する質量降着率である。

(5) 式により、 $f_{\text{ul}} \propto L_{\text{PBH}}^{-1} \propto \dot{M}^{-1} \propto v_{\text{rel}}^3$ が成立する。これにより、PBH 存在量の上限值 f_{ul} を低く抑えるためには、暗黒物質の速度が小さい領域が適している。

2.3 暗黒物質の密度 ρ_{DM}

次に、暗黒物質の密度 ρ_{DM} について、銀河における暗黒物質の密度プロファイルから考える。ここでは、銀河における暗黒物質の密度プロファイルとして一般的に広く用いられている NFW プロファイル (Navarro et al. 1996) と、銀河中心に存在するとされる第質量ブラックホールを考慮する際に用いられる spike プロファイル (Gondolo & Silk 1999) を示す。NFW プロファイルとは、J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M. White により 1996 年に提唱された暗黒物質の密度プロファイルであり、以下のように表される。

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{h} \left(1 + \frac{r}{h}\right)^2} \quad (9)$$

ここで、 ρ_0 、 h はそれぞれスケール密度、スケール半径と呼ばれる定数であり、天の川銀河においてはそれぞれ $\rho_0 = 7.18 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ 、 $h = 15.3 \text{kpc}$ という値をとる。一方で spike プロファイルは以下のように表される。

$$\rho_{\text{spike}}(r) = \rho_R \left(1 - \frac{4R_s}{r}\right)^3 \left(\frac{R_{\text{sp}}}{r}\right)^{\gamma_{\text{sp}}} \quad (10)$$

ただし、 R_{sp} 、 ρ_R 、 R_s 、 γ_{sp} はそれぞれ以下のように表される。

$$R_{\text{sp}}(\gamma, M_{\text{SMBH}}) = \alpha_{\gamma} h \left(\frac{M_{\text{SMBH}}}{\rho_0 h^3}\right)^{\frac{1}{3-\gamma}} \quad (11)$$

$$\rho_R = \rho_0 \left(\frac{R_{\text{sp}}}{h}\right)^{-\gamma} \quad (12)$$

$$R_s = \frac{2GM_{\text{SMBH}}}{c^2} \quad (13)$$

$$\gamma_{\text{sp}} = \frac{9 - 2\gamma}{4 - \gamma} \quad (14)$$

ただし、 γ は銀河中心領域の暗黒物質密度プロファイル $\rho = \rho_0(h/r)^\gamma$ における指数であり、NFW プロファイルによれば 1 である。

それぞれの密度プロファイルを以下に示す。

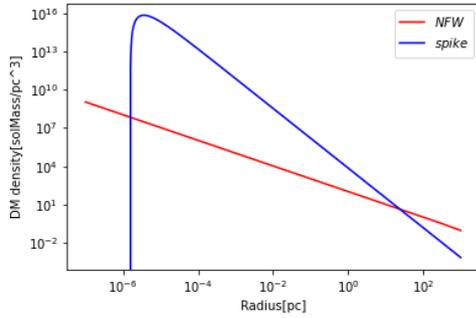


図 1: 天の川銀河のパラメータを用いた NFW、spike プロファイル

いずれの密度プロファイルも、銀河の外部領域に対して銀河の中心領域が大きな値を取っていることがわかる。(5) 式を見ると、PBH 存在量の上限值 f_{ul} は暗黒物質密度の領域内体積分 $\int_{V_A} \rho_{DM} dV_A$ に反比例していることがわかる。これにより、銀河中心の暗黒物質密度が大きな領域を考えると、PBH 存在量の上限値は低く抑えることができる。すなわち、PBH 存在量への厳しい制限が得られる。

2.4 星間ガスのエネルギー損失率 $\dot{Q}_{cooling}$

最後に星間ガスが放射冷却により単位時間、単位体積あたりに失うエネルギー $\dot{Q}_{cooling}$ は以下のように表される。

$$\dot{Q}_{cooling} = n_{gas}^2 10^{[F_e/H]} \Lambda(T) \quad (15)$$

ここで n_{gas} は星間ガスの数密度、 $[F_e/H]$ はメタリシティである。また、 $\Lambda(T) = 2.51 \times 10^{-28} T^{0.6} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$ は放射冷却における冷却関数である。PBH からの輻射フィードバックにより星間ガスが単位時間、単位体積あたりに得るエネルギー $\dot{Q}_{heating}$ は、暗黒物質の密度プロファイルといった多くの不確定性を含んでいた。対して、星間ガスが放射冷却により単位時間、単位体積あたりに失う

エネルギー $\dot{Q}_{cooling}$ は星間ガスの温度や数密度により確定する。

3 Results

2.2 節、2.3 節の議論により PBH 存在量への制限を考える領域としては、銀河中心領域の暗黒物質の密度が大きく、速度が小さい領域が適していると考えられる。そこで我々は活動銀河核の構成要素である、ダストトラスに着目した。尚、結果を得る上では NGC1068 銀河のダストトラスにおけるパラメータを用いた。図 2 には PBH 存在量への制限を示す。

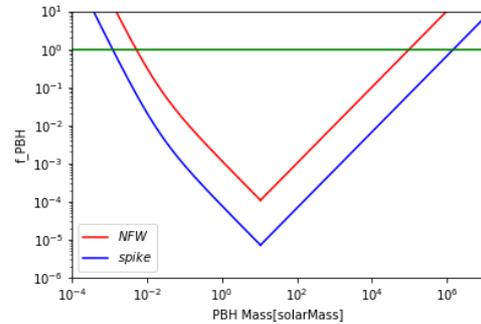


図 2: 本研究で得られた PBH 存在量の上限

4 Discussion

PBH 存在量の上限值 f_{ul} は (5) 式により、星間ガスとブラックホールの相対速度 $v_{rel} = \sqrt{v^2 + c_s^2}$ の 3 乗に比例する。本集録では PBH の速度 v を 0 としたが、より保守的な制限を得るためには、正しく評価する必要がある。銀河中心において暗黒物質がピリアル平衡にあると考え、暗黒物質の密度プロファイルを用いて以下のピリアル定理を解く必要がある。

$$2 \langle K \rangle = - \langle U \rangle \quad (16)$$

ここで $\langle K \rangle$ は暗黒物質の運動エネルギー、 $\langle U \rangle$ は暗黒物質の重力エネルギーであり、それぞれ以下のように表される。

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} M(r) \sigma^2 \quad (17)$$

$$\langle U \rangle = - \int_0^r G \frac{4\pi r'^2 \rho_{\text{DM}}(r') M(r')}{r'} dr' \quad (18)$$

ただし、 $M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr'$ は銀河中心から半径 r 以内における暗黒物質の質量である。

5 Conclusion

- PBH は暗黒物質の候補とされているため、様々な方法を用いて存在量に制限をかけることは重要である。
- 本研究で取り上げた制限方法は、星間ガスの質量がわかっているすべての領域に適用することができる。様々な領域において検証する必要がある。
- PBH 存在量の上限值は PBH と星間ガスの相対速度の 3 乗に比例する。そのため、PBH の運動速度はビリアル定理を用いて導入し、保守的な結果を導く必要がある。

Reference

- Sasaki et al. 2018, CQG, 35, 063001
Abbott et al. 2014, PRL, 116, 061102
Ali-Haimoud & Kamionkowski 2017, PRD, 95, 043534
Tisserand et al. 2007, A&A, 469, 387-404
Julio F. Navarro, Carlos S. Frenk, and Simon D. M. White. 1996, Vol. 462, p. 563

コン13

GPUを用いたFast Radio Burstsの解析の展望

東京大学 理学系研究科天文学専攻
池邊 蒼太

GPU を用いた Fast Radio Bursts の解析の展望

池邊 蒼太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Fast Radio Bursts (一般にその頭文字をとり FRB と略されることが多い。以下 FRB と呼ぶ。) は 2007 年に初めて検出された、典型的な持続時間が数 ms という非常に短いパルスを放射する天体現象である。発見されてから現在に至るまで多くの研究がなされてきたが、その光度関数、母銀河の特性、population が持つ性質、発生機構など多くが謎に包まれている。さらなる統計的な研究を行うにはより多くの FRB の検出、多波長観測、FRB が検出された後の追観測が重要である。

FRB の検出には、電波望遠鏡による観測によって得られる膨大なデータ量进行处理する必要があるため、CPU を用いたプログラムではその解析に多大な時間がかかり FRB 検出直後に追観測を行うということができない。本講演ではこの状況を改善するために必要不可欠であると考えられる、GPU を用いたデータのリアルタイム処理についての見込み、そして今後の国内での FRB 観測の展望について述べる。

1 Introduction

Fast Radio Bursts(以下頭文字を取り FRB と呼ぶ。) は持続時間が典型的に数 ms という非常に短いパルスが放射される現象であり、FRB の特徴的な性質として銀河系内電波パルサーでよく知られる、周波数に依存して電波の到着時間が異なるという様子が見られる。この異なる周波数間での到着時間差は観測者から FRB の放射源までの自由電子柱密度に比例し、天体の距離の指標として用いられることがある。FRB はパルサーよりはるかに大きな時間差を示し、このことは FRB が銀河系外に起源を持っていることを示唆している。

最初の FRB は 2007 年に初めて発見され、銀河系の自由電子で説明できる量よりはるかに大きな時間差を示した (D. R. Lorimer et al. 2007)。しかし、発見当初はパルサーを含んだ銀河系内の天体が周期を見せず断続的に発生した例もあったこと、銀河系内のモデル化されていない HII 領域からの寄与の可能性があることからその正体が天体現象なのか怪しまれていたが、新しい FRB 候補が次々と観測される (e.g., Keane et al. 2012; Thornton et al. 2013) ことで、天体現象として議論されるようになった (James M. Cordes & Shami Chatterjee 2019)。FRB の最初の発見からしばらく、同じ場所から FRB が一度しか観測されない non repeating FRB ばかりが観測され

ていたが、2016 年に同じ場所から複数回 FRB が発見される repeating FRB が初めて発見された (Spitler, L. G. et al. 2016)。この発見によって放射モデルとして繰り返し FRB を放射できるようなモデルが重視されるようになった。

今日に至るまで、600 個以上の FRB が検出され、そのうち少なくとも 24 個は repeating FRB であることが確認されている。また、母銀河が同定されている FRB は 15 個存在し、その母銀河は星質量・星形成率・金属量などの側面において多様な環境を持っている (E. Petroff & J. W. T. Hessels & D. R. Lorimer 2021)。FRB のさらなる研究には、多波長観測、follow-up の観測、母銀河の同定が重要である。

FRB の短い継続時間のパルスを検出、さらに細かい時間構造を捉えるためには、高時間分解能かつ高感度の望遠鏡が必要である。この要求により扱うデータサイズは非常に大きくなり、1 秒あたりおよそ ~ メガバイト、仮に数時間の観測をしたとすると数テラバイトにまでなる。このデータに対し CPU を用いてフーリエ変換などの解析処理を行うと、計算量が膨大となり非常に時間がかかる。この状況を打開する方法として、以下で GPU を用いた解析の所要時間や効率による展望を述べる。

2 Methods

この章では望遠鏡から得たデータを処理する方法、流れについて述べる。大まかな流れは図 1 のようになっている。

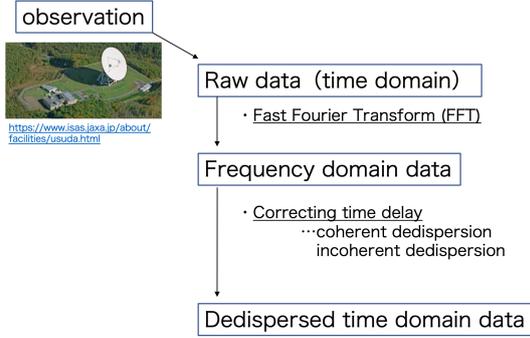


図 1: 生データの処理の流れ

単一電波望遠鏡で得られるデータは、アンテナが受信したアナログなデータを離散化 (=デジタル化) したものである。この時間空間での電圧のデータをフーリエ変換することで周波数空間での電圧のデータを得ることができる。得られた時間空間での電圧のデータを $\hat{P}(t)$ 、フーリエ変換によって得られる周波数空間での電圧データを $\hat{p}(f)$ とすると、

$$\hat{p}(f) = \int \hat{P}(t) \exp(-i2\pi ft) dt \quad (1)$$

$$\hat{P}(t) = \int \hat{p}(f) \exp(i2\pi ft) df \quad (2)$$

と書ける。

FRB は宇宙空間に存在する自由電子の影響によって、周波数ごとに到着時間が異なるという特徴が見られる。この時間差 Δt は、

$$\Delta t \propto DM(\nu_{lo}^{-2} - \nu_{hi}^{-2}) \quad (3)$$

で与えられる。ここで ν_{lo}, ν_{hi} はそれぞれ観測する最低周波数・最高周波数、そして DM は”Dispersion Measure”の頭文字を取ったものであり、

$$DM = \int_0^d n_e(l) dl \quad (4)$$

で表される。 $n_e(l)$ は自由電子の柱密度、 d は観測者から FRB の母天体までの距離であり、 DM とは即

ち FRB の放射から観測者までの自由電子の量を表す指標となっている。この周波数に依存する時間差を表したものをダイナミックスペクトルと言う (図 2)。一般に、FRB の検出にはこの DM 依存性を補正す

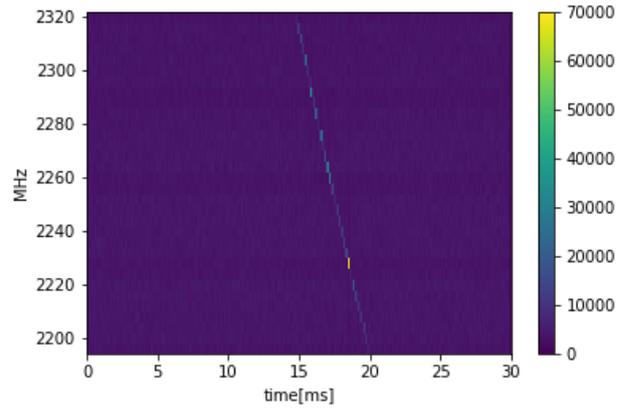


図 2: ダイナミックスペクトル

ることが必要となる。この操作を”dedispersion”と呼ぶ。Dedispersion には大きく分けて coherent dedispersion と incoherent dedispersion という 2 種類の方法が存在する。以下この 2 つの方法について説明する。

2.1 Coherent dedispersion

距離 D 離れた電波源におけるパルスは生データをフーリエ変換することで得られたデータに、電波が観測者まで到達するのにかかる時間、そして宇宙空間に存在する自由電子による屈折率の違いから振動数ごとの波数の違いを考慮した項を式 (2) に補正することで、

$$\hat{P}_0(t) = \int \hat{p}(f) \exp \left\{ i2\pi f \left(t + \frac{D}{c} \right) - i2\pi \alpha \frac{DM}{f} \right\} df \quad (5)$$

として得られる ($\alpha = e^2/2\pi m_e c = 4.148808 \times 10^9 \text{MHzpc}^{-1} \text{cm}^3$ は物理定数)。電波源における時刻を $\tilde{t} = t - \frac{D}{c}$ と書き、 \hat{P}_0 を \tilde{t} の関数として定義し直

して、

$$\hat{P}_0(\tilde{t}) = \int \hat{p}(f) \exp \left\{ i2\pi f(t) - i2\pi\alpha \frac{DM}{f} \right\} df \quad (6)$$

となる。即ち、生データをフーリエ変換したものに、 $\exp(-i2\pi\alpha DM/f)$ の位相をかけて逆フーリエ変換すると、dedispersion したものが得られる。この方法を coherent dedispersion と言う。この処理の特徴として、精度が良いこと・計算量が多くなることが挙げられる。

2.2 Incoherent dedispersion

生データを Δt ごとのユニットに分け、それぞれのユニット毎にフーリエ変換をかける。これによって時刻 t 、周波数 f でのフーリエ変換したデータを $F(t, f)$ が得られることになる。基準とする周波数 f_{ref} と周波数 f との到着時間の差は

$$\Delta t(f) \simeq 4.15 \times 10^6 \text{ms} \times (f_{ref}^{-2} - f^{-2}) \times DM \quad (7)$$

となる (D. R. Lorimer & M. Kramer 2005)。補正後のデータを $F'(t, f)$ とすると、各 f に対し上式の時間差を考慮することで、

$$F'(t, f) = F(t + \Delta t(f), f) \quad (8)$$

として得ることができる。この方法で時間差を補正する方法を”incoherent dedispersion”と呼ぶ。この処理は coherent dedispersion と比較して精度は良くないものの、計算量は少なくなる。また、周波数分解能 Δf は

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t} \quad (9)$$

で決定されるため、 Δf と Δt を同時に小さくすることはできないという制限が課される。

3 Results

前章で述べたように、coherent dedispersion と incoherent dedispersion の両方でフーリエ変換を行う必要がある。フーリエ変換するデータ点数を具体的に把握するために、例として 1 秒あたり 1024×10^6 個の頻度でサンプリングされたデータのうち 30 ms

間のデータを dedispersion することを考える。Coherent dedispersion では 30 ms 間のデータ点数、 $1024 \times 10^6 \times 0.03 = 3072 \times 10^4$ 点をフーリエ変換する必要がある。その後時間差を補正する項をかけて同数の点を逆フーリエ変換するので、合計で 3072×10^4 点 \times 2 回のフーリエ変換を行うことになる。Incoherent dedispersion では 2.2 章で述べた Δt を $20 \mu\text{s}$ とすると、この Δt の中にはデータ点が $1024 \times 10^6 \times 20 \times 10^{-6} = 20480$ 個含まれている。これを 30 ms 間に渡って繰り返す、即ち $30\text{ms}/\Delta t = 1500$ 回行う。まとめると incoherent dedispersion では 20480 点 \times 1500 回のフーリエ変換を行うことになる。以上で挙げたように dedispersion には多大な量のフーリエ変換が必要となり、この処理速度が dedispersion の処理に要する時間を決定する。

この章では現在 CPU で行っている処理を、GPU で行った際にどれだけ効率化できるかについて定量的に調べた。ここではその効率の議論として、1024 点のフーリエ変換を 1 万回行った計算時間を CPU を用いた場合と GPU を用いた場合で比較した。これによって dedispersion における GPU のおおよその効率性を見積もることができると考えられる。また CPU を用いたプログラムでは python、GPU を用いたプログラムでは CUDA で計算した。結果は表 1 のようになった。この結果から GPU は CPU のおおよそ 10^5 倍ほどの効率を有していることがわかった。

表 1: 1024 点のフーリエ変換を 1 万回行った計算時間

	CPU(python)	GPU(CUDA)
calculation time	~2 s	~10 μs

4 Discussion

次に日本の電波望遠鏡を用いた場合に検出できる FRB の fluence を概算した。電波望遠鏡の検出感度は

$$\sigma = \frac{SEFD}{\sqrt{2Bt}} = \frac{2kT_{sys}}{A_e \sqrt{2Bt}} \quad (10)$$

で計算できる。ここで B はバンド幅、 t は積分時間、 T_{sys} はシステム雑音温度、 A_e は有効開口面積であ

る。この式を用いて、水沢・VERA・白田望遠鏡、そして比較に FAST について計算したものを表 2 にまとめた。なお簡単のため全ての望遠鏡で $t = 1\text{ms}$ 、 $B = 100\text{MHz}$ 、 $T_{\text{sys}} = 200\text{K}$ 、そして望遠鏡の半径を r とした時 $A_e = \pi r^2 \times 0.5$ であると仮定した。結果は表 2 になる。

表 2: 水沢・VERA・白田望遠鏡・FAST の感度

望遠鏡	口径 (m)	$\sigma(\text{Jyms})$	$10\sigma(\text{Jyms})$
水沢	10	31.4	314
VERA	20	7.86	78.6
白田	64	0.767	7.67
FAST	500	0.0126	0.126

この感度で FRB が検出できるかを考えるために、CHIME で検出された FRB のカタログと比較する。その様子が図 3 であり、横軸が fluence、縦軸が FRB の個数であり、青のヒストグラムが CHIME で検出された non repeating FRB、橙色のヒストグラムが repeating FRB を表している (The CHIME/FRB Collaboration 2021)。点線が各望遠鏡の 10σ を表しており、FRB の検出として S/N 比が 10σ 以上が必要であるとすると、点線の右側に存在する FRB がそれぞれの望遠鏡で検出できる FRB の個数である。水沢・VERA と比べて、白田望遠鏡では十分 FRB が検出できることが確認できた。

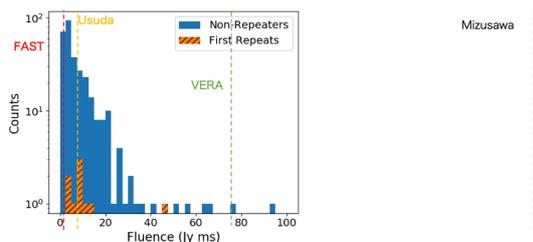


図 3: 軸が fluence、縦軸が FRB の個数であり、青のヒストグラムが CHIME で検出された non repeating FRB、橙色のヒストグラムが repeating FRB を表している (The CHIME/FRB Collaboration 2021)。点線が各望遠鏡の 10σ を表しており、FRB の検出として S/N 比が 10σ 以上が必要であるとすると、点線の右側に存在する FRB がそれぞれの望遠鏡で検出できる FRB の個数である。

5 Conclusion

電波望遠鏡を用いて得られた生データから周波数によって到着時間が異なる効果を補正するまでの、FRB の解析の流れを示した。また、実際にフーリエ変換に要した時間を比較することで CPU に対する GPU の効率性、そして日本の望遠鏡の感度について議論した。これらの結果から日本の電波望遠鏡を用いて FRB が検出できること、そして FRB の解析処理の時間短縮には GPU によるプログラムを実装することが必要不可欠であることを示した。これにより FRB を検出した直後に追観測を行うことが可能になり、さらなる FRB の研究を進めることができると考えられる。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である本間希樹先生をはじめ研究室の皆様方からは多大なる助言をいただき、大変お世話になりました。この場を借りて御礼申し上げます。

Reference

- [1] Akshay Suresh et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2107.09687
- [2] D. R. Lorimer & M. Kramer, 2005, Cambridge University Press
- [3] D. R. Lorimer et al. 2007, Science, 318, 5851
- [4] E. Petroff & J. W. T. Hessels & D. R. Lorimer, 2021, arXiv e-prints, arXiv:2107.10113
- [5] James M. Cordes & Shami Chatterjee, 2019, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 57, 417-465
- [6] Keane, E. F., Stappers, B. W., Kramer, M., & Lyne, A. G. 2012, MNRAS, 425, L71
- [7] Spitler L. G. et al. 2016, Nature, 531, 202-205
- [8] The CHIME/FRB Collaboration 2021, arXiv e-prints, arXiv:2106.04352
- [9] Thornton, D. et al. 2013, Science, 341, 53

コン15

ガンマ線バーストの非等方電子分布を考慮したシンク
ロトロン放射モデル

東京大学 理学系研究科物理学専攻
後藤 瞭太

ガンマ線バーストの非等方電子分布を考慮したシンクロトロン放射モデル

後藤 瞭太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst; GRB) は相対論的なジェットからの放射現象である。今回の講演では、GRB の電子分布の非等方性を考慮に入れた放射モデルを発表する。非等方性を考慮に入れる動機は、GRB のシンクロトロン放射モデルにおける速い冷却問題の解決にある。速い冷却問題とは、次のようである。GRB の観測から、シンクロトロン放射を行う電子の冷却時間は、力学的な時間スケールよりもはるかに短い。シンクロトロン冷却により直ちにエネルギーを失った電子からの放射は、観測される GRB のスペクトルの冪を再現しない。我々はこの問題の解決策として、電子が磁場に対して平行方向に主に加速されていればシンクロトロン冷却の影響が抑えられるということに注目した。磁場に対して平行方向への非等方な電子加速は、衝撃波に代わる加速メカニズムの候補である磁気リコネクションで起きることがプラズマシミュレーションで示されている。今回の我々の研究では、加速電子の非等方な分布を初期条件として与え、シンクロトロン冷却、ジェットの膨張に伴う磁場の減少、断熱冷却を取り入れた電子分布の時間発展と放射スペクトルの計算を数値シミュレーションによって行った。その結果、電子分布の非等方性により冷却が抑えられ、GRB のスペクトルを説明するパラメータ (非等方分布を特徴づけるパラメータ、相対論的ジェットのローレンツ因子、冪乗分布の電子の最低ローレンツ因子など) 領域が、これまでの観測から許される領域内にあることが明らかになった。今回の講演では、我々の非等方電子分布を考慮したシンクロトロン放射モデルによる GRB スペクトルの説明可能性について議論を行う。

1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst; GRB) で観測される光子のエネルギースペクトルはしばしば折れた冪乗の関数で fit される。このスペクトルは低エネルギーにカットオフをもつ冪乗のエネルギー分布をした電子からのシンクロトロン放射により作られるとする解釈が考えられてきた。ところが、低エネルギーの電子が力学的時間内にシンクロトロン放射により冷えることで低エネルギー光子が観測より過剰に作られてしまうという速い冷却問題が存在する (Ghisellini et al. 2000)。

一様磁場を含む磁気リコネクションでの粒子加速を計算した PIC シミュレーションで、低エネルギーの電子がリコネクション電場により磁場に沿った方向に加速されることが示されている (Comisso & Sironi 2019)。磁場に沿った方向に加速された電子はシンクロトロン放射の冷却が遅いため、速い冷却問題が解決される可能性がある。

本研究では、磁場に沿った方向の加速により作られ

た非等方な電子分布を初期条件にして、電子分布の時間発展とシンクロトロン放射スペクトルの計算を行い、GRB の観測からパラメータ (非等方分布を特徴づけるパラメータ、相対論的ジェットのローレンツ因子 Γ 、冪乗分布の電子の最低ローレンツ因子 γ_{\min} など) の制限を行う。これにより、電子分布の非等方性を考慮することによる GRB スペクトルの説明可能性についての議論を行う。

2 Methods

2.1 電子分布の時間発展

電子分布の時間発展はシンクロトロン放射と断熱冷却を考慮に入れた以下の連続の方程式に従うと仮定する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{dN}{d\gamma d\mu} \right) + \frac{\partial}{\partial \gamma} \{ (\dot{\gamma}_{\text{syn}} + \dot{\gamma}_{\text{adi}}) \frac{dN}{d\gamma d\mu} \} + \frac{\partial}{\partial \mu} \{ (\dot{\mu}_{\text{syn}} + \dot{\mu}_{\text{adi}}) \frac{dN}{d\gamma d\mu} \} = 0 \quad (1)$$

ここで、 ψ を電子の速度と磁場のなす角（ピッチ角）とし、 $\mu = \cos \psi$ 。

シンクロトロン放射による単位時間あたりの冷却率とピッチ角の変化は以下で与えられる (Rybicki & Lightman 1979; Petrosian 1985)。

$$\dot{\gamma}_{\text{syn}} = -\frac{2q^4 B^2 (\gamma^2 - 1)(1 - \mu^2)}{3m_e^3 c^5} \quad (2)$$

$$\dot{\mu}_{\text{syn}} = \frac{2q^4 B^2 \mu (1 - \mu^2)}{3m_e^3 c^5 \gamma} \quad (3)$$

加速電子の分布における最低エネルギーの電子のシンクロトロン冷却の時間スケールとして等方的な電子分布で仮定される $\langle \sin^2 \psi \rangle = \frac{2}{3}$ の電子の冷却時間 $t_c = \frac{\gamma_{\text{min}}}{\dot{\gamma}_{\text{syn}}} = \frac{9m_e^3 c^5}{4q^4 B_0^2 \gamma_{\text{min}}}$ を用いることとする。

磁場は、放射領域が中心エンジンから十分離れていてトロイダル磁場優勢であるとし、

$$B = B_0 \left(\frac{R_0}{r} \right) = B_0 \left(\frac{R_0}{R_0 + \Gamma \beta c t} \right) \quad (4)$$

のように $B \propto r^{-1}$ に従ってジェットのパラメータとともに減少すると仮定する。磁場が初期値 B_0 から著しく減少する時間スケールである系の力学的時間を $t_d = \frac{R_0}{\Gamma c}$ と定義する。

断熱冷却による単位時間あたりの冷却率とピッチ角の変化は以下で与えられる (Northrop 1963)。

$$\dot{\gamma}_{\text{adi}} = -\frac{(\gamma^2 - 1)(1 - \mu^2)}{2\gamma} \frac{\Gamma \beta c}{R_0 + \Gamma \beta c t} \quad (5)$$

$$\dot{\mu}_{\text{adi}} = \frac{\mu(1 - \mu^2)}{2} \frac{\Gamma \beta c}{R_0 + \Gamma \beta c t} \quad (6)$$

図 1 から電子は初期にシンクロトロン放射により冷却を受け、磁場が $t \simeq t_d$ で減衰した後、断熱冷却によりピッチ角を変化させながらエネルギーを失っていくことが分かる。

2.2 電子分布の初期条件

等方的な加速電子分布として

$$\left. \frac{dN}{d\gamma d\mu} \right|_{t=0} = C \gamma^{-p} \quad (\gamma_{\text{min}} < \gamma < \gamma_{\text{max}}) \quad (7)$$

のような冪乗のエネルギー分布を仮定する。高エネルギー光子スペクトルの観測を再現するように $p = 2.5$ を採用する。

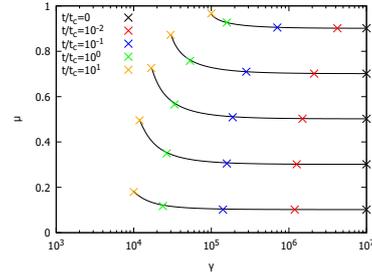


図 1: シンクロトロン冷却と断熱冷却の影響を受けた電子の $\gamma - \mu$ 空間での軌道。 $\gamma_{\text{min}} = 10^4, t_d/t_c = 1$

磁気リコネクションで加速された非等方な電子分布をガウス型のピッチ角分布を用いてモデル化する。

$$\left. \frac{dN}{d\gamma d\mu} \right|_{t=0} = C \gamma^{-p} \exp \left(-\frac{(\mu - \bar{\mu})^2}{2\Delta\mu^2} \right) \quad (\gamma_{\text{min}} < \gamma < \gamma_{\text{max}}) \quad (8)$$

低エネルギー領域で磁場に沿った加速を受け、高エネルギー領域では乱流により等方化した電子の分布を表すために

$$\bar{\mu} = 1 \quad (9)$$

$$\Delta\mu = \Delta\mu_{\text{min}} \left(\frac{\gamma}{\gamma_{\text{min}}} \right)^k \quad (10)$$

のようなパラメータのエネルギー依存性を仮定する。

図 2 から非等方な電子分布の方が等方的な電子分布の場合より冷却が抑えられていることが分かる。

2.3 シンクロトロンスペクトル

時間積分したシンクロトロンスペクトルは

$$\nu F_\nu = \int_0^{10t_d} dt \int_1^{\gamma_{\text{max}}} d\gamma \int_{-1}^1 d\mu \frac{dN}{d\gamma d\mu} \times \frac{\sqrt{3}\nu q^3 B \sin \psi}{m_e c^2} F \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{syn}}} \right) \quad (11)$$

で与えられる (Rybicki & Lightman 1979)。

加速電子に与えられたエネルギーで規格化したスペクトル

$$\langle \nu F_\nu \rangle = \frac{\nu F_\nu}{\int_{\gamma_{\text{min}}}^{\gamma_{\text{max}}} d\gamma \int_{-1}^1 d\mu \left. \frac{dN}{d\gamma d\mu} \right|_{t=0}} \quad (12)$$

を以後用いることにする。

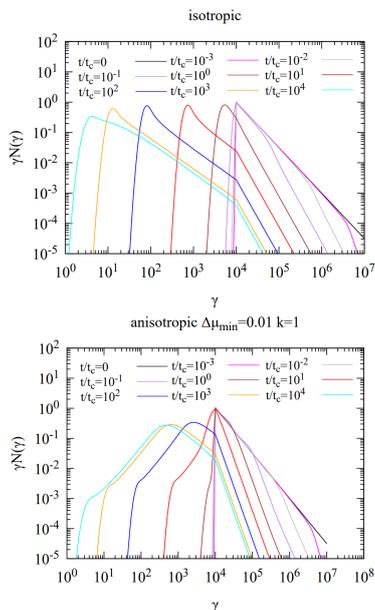


図 2: 電子分布の時間発展。 $t_d/t_c = 10^3, \gamma_{\min} = 10^4$

2.4 観測によるモデルパラメータの制限

(1)GRB の α 分布は $\alpha \sim -1$ にピークを持つ。我々のモデルでは $\alpha = -1.25$ を典型的な GRB の α の値の下限值とする。 α の値は、冷却のレジームを決める t_d/t_c によって決定される。スペクトルの計算結果により $\alpha > -1.25$ から t_d/t_c の値の範囲が制限される。

(2) νF_ν スペクトルのピークに対応するシンクロトロン光子のエネルギー

$$E_p \simeq 2\Gamma \frac{3h\gamma_{\min}^2 qB_0}{4\pi m_e c} \quad (13)$$

と各 t_d/t_c で計算されたスペクトルのピークエネルギーを比較することで、磁場 B_0 の値の範囲が GRB の観測 $100\text{keV} < E_p < 1000\text{keV}$ から制限される。

(3) 磁気リコネクションにより放射を行う電子が加速されることを仮定した。よって、磁場光度 L_B が観測される γ 線光度 $L_{\gamma, \text{iso}}$ と同程度であることが要求される。磁場光度は

$$L_B = 4\pi c R_0^2 \Gamma^2 \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (14)$$

で表される。我々は、(1),(2) で制限されたパラメータ領域を通る磁場光度 L_B の値を GRB の観測 $10^{51}\text{erg/s} < L_{\gamma, \text{iso}} < 10^{54}\text{erg/s}$ と比較する。

3 Results

図 3 から $t_d/t_c = 45$ の場合に低エネルギー光子の冪指数が最大値 $\alpha = -1.2$ となることが分かる。 $t_d/t_c = 45$ より大きい値で fast cooling, 小さい値で slow cooling となり、スペクトルはソフトになる。

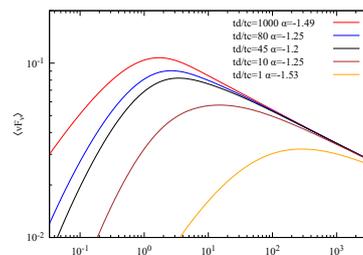


図 3: 非等方な電子分布 ($\Delta\mu_{\min} = 0.01, k = 1$) を初期条件として t_d/t_c の値を変えて計算したスペクトル

図 4 から 2.4 節の観測による制限を満たすパラメータ領域があることが分かる。

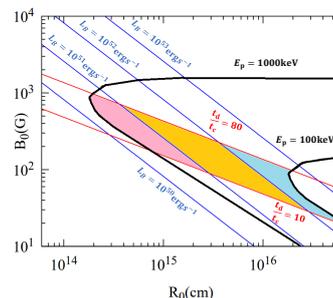


図 4: $\Delta\mu_{\min} = 0.01, k = 1$ の非等方な電子分布の場合に、観測から制限されたパラメータ領域。 $\Gamma = 1000, \gamma_{\min} = 10^4$

表 1 から非等方性が強い $\Delta\mu_{\min} = 0.01$ の電子分布の場合、冷却時間は等方的な電子分布の場合に比べて数十倍長くなることが分かる。

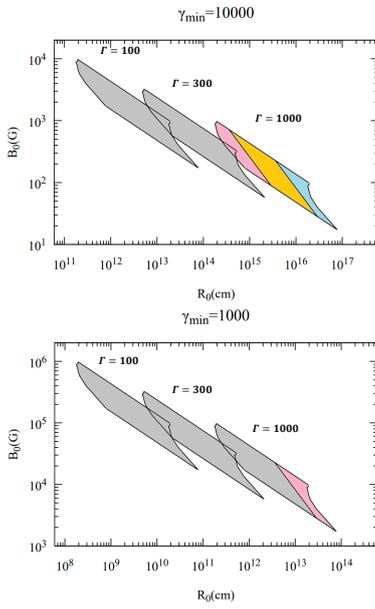
図 5 から非等方な電子分布を考慮に入れた場合、要求されるパラメータは $\Gamma = 1000, \gamma_{\min} = 10^4$ である。

4 Discussion

電子が放射を行っている間に乱流によるピッチ角散乱で電子分布が等方化しない条件は

表 1: 初期条件のピッチ角分布を変えた場合の $\alpha > -1.25$ を満たす t_d/t_c の値の下限値と上限値

初期条件の電子分布	t_d/t_c の 下限値	t_d/t_c の 上限値
等方的な分布	0.35	1.8
$k = 1, \Delta\mu_{\min} = 0.01$	10	80
$k = 1.5, \Delta\mu_{\min} = 0.01$	12	50
$k = 1, \Delta\mu_{\min} = 0.1$	1.7	6
$k = 1.5, \Delta\mu_{\min} = 0.1$	3	3.5


 図 5: $\Delta\mu_{\min} = 0.01, k = 1$ の非等方な電子分布の場合に、観測から制限されるパラメータ領域の γ_{\min}, Γ 依存性。グレーの領域は GRB の観測を満たさない低い磁場光度 $L_B < 10^{50}$ erg/s の領域である。

$$\frac{1}{\nu_{\text{sca}}} > t_d \quad (15)$$

のように書ける。ここで、

$$\nu_{\text{sca}} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{kE(k)}{B_0^2/8\pi} \right) \Omega \text{ at } k = \frac{\Omega}{v\mu} = \frac{eB_0/\gamma m_e c}{v\mu}, \quad (16)$$

はアルフベン乱流中の単位時間あたりのピッチ角の散乱割合である (Blanford & Eichler 1987)。我々は Kolmogorov 乱流のパワースペクトル

$$kE(k) \equiv \frac{\delta B_k^2}{8\pi} = \frac{\delta B^2}{8\pi} \left(\frac{k}{k_{inj}} \right)^{-\frac{2}{3}}, \quad (17)$$

を採用する。ここで、乱流の注入スケールをジェット of シェル幅とする、 $k_{inj} = \Delta R^{-1} = (R/\Gamma)^{-1}$ 。(15) 式の条件は乱流の注入スケールでの乱流強度に対する条件として

$$\frac{\delta B}{B_0} < \left(\frac{4}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\Gamma \gamma m_e c^2}{e B_0 R_0} \right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{1}{\mu} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (18)$$

のように書き直すことができる。観測により制限されたパラメータである $\Gamma = 1000, \gamma = \gamma_{\min} = 10^4, L_B = 10^{52}$ erg/s, $\mu = 1$ を用いて (18) 式の乱流強度に対する条件を求めると $\frac{\delta B}{B_0} < 0.06$ となる。

5 Conclusion

(1) 磁気リコネクションで加速された非等方な電子分布を仮定した場合に、GRB の観測から $\Gamma = 1000, \gamma_{\min} = 10^4$ が要求されることがわかった。この結果は残光の可視光の開始時刻から示唆される $\Gamma \sim 300$ より大きい値である (Liang et al. 2010)。

(2) ジェットの膨張とともに減少する弱い磁場 ($B \propto r^{-1}$) による放射が遅い時期に現れ、スペクトル指数の最大値は $\alpha \simeq -1.2$ であった。GRB の観測 $\alpha \simeq -1$ からシンクロトン放射モデルでは磁場の散逸などによる速い磁場の減衰が要求されるのかもしれない。

(3) 乱流によるピッチ角の散乱により比較的弱い乱流 $\frac{\delta B}{B_0} < 0.06$ でないと電子分布は等方化し速い冷却問題は解決されないという見積もりが得られた。

Reference

- Ghisellini, G. Celotti, A. & Lazzati, D. 2000, Mon. Not. R. Astron. Soc. 313, L1-L5
- Comisso, L. & Sironi, L. 2019, The Astrophysical Journal, 886:122 (29pp)
- Rybicki, G.B. & Lightman, A.P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (John Wiley & Sons, Inc.)
- Petrosian, V. 1985, The Astrophysical Journal, 299:987-993,
- Northrop, T.G. 1963, Adiabatic Motion of Charged Particles Wiley, New York
- Liang et al. 2010, The Astrophysical Journal, 725:2209-2224
- Blandford, R. & Eichler, D. 1987, Phys. Rep., 154, 1

コン16

TeVガンマ線を放射するGRBの放射機構について

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
岩崎 啓

TeV ガンマ線を放射するガンマ線バーストの放射機構

岩崎 啓 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙最大の爆発天体であるガンマ線バースト (GRB) は、相対論的ジェットをエネルギー源として、数秒から数十秒の間数 keV から数 MeV のガンマ線とそれに続き X 線や可視光で減光していく残光が観測される。この残光放射は、外部衝撃波によって加速された電子によるシンクロトロン放射で説明されてきた。Fermi 衛星の観測で残光のエネルギーが GeV 帯域に達することが分かり、シンクロトロン放射だけでは GRB の残光を説明できないことが示唆された。2018 年 7 月、初めて H.E.S.S. 望遠鏡で数百 GeV のガンマ線を放射する GRB 180720B が観測された。2019 年 1 月には MAGIC 望遠鏡で GRB 190114C から TeV に及ぶガンマ線が観測された。これはシンクロトロン放射では説明できず、シンクロトロン自己コンプトン放射 (SSC) を考えると説明できることが分かった。しかし、H.E.S.S. 望遠鏡で検出された GRB 190829A では SSC 放射では説明できないことが示唆された。TeV ガンマ線を放射する GRB の放射機構は、観測数が少ないことから系統的な議論に至っていない。本講演では、これまでに MAGIC と H.E.S.S. で観測された TeV ガンマ線を放射する GRB の観測結果を紹介し、高エネルギーガンマ線の放射機構について議論する。

1 Introduction

GRB は宇宙論的遠方で起こる宇宙最大の爆発現象である。放射が等方的であると仮定すると、超新星の典型的な爆発エネルギー (10^{51} erg) や太陽が一生をかけて放出するエネルギーを凌駕する 10^{52} から 10^{54} erg のエネルギーを数秒から数十秒の間に開放する。この発生直後のガンマ線放射は即時放射と呼ばれ、激しい時間変動を示し、GRB 毎に異なったエネルギー、スペクトルを示す。この即時放射の継続時間によって短い種族と長い種族の 2 つに分けられる。一般に放射時間が 2 秒以下のものを short GRB, それ以上のものを long GRB と呼ぶ。その起源は異なり、short GRB は中性子連星が合体したときに生じるジェットからと考えられている。long GRB はコラプサーシナリオと呼ばれるモデルで、大質量星が重力崩壊によってブラックホールを形成し、その周りを回転するガス円盤がブラックホールに落ち込んでいき、落ち込んだガスの重力エネルギーの一部をジェットとして放出することによって考えられている。この即時放射について、残光と呼ばれる様々な波長帯の電磁放射が観測される。残光は数日から数ヶ月にわたって徐々に減光していく。残光放射は即時放射の爆発に伴う放出物が、周囲の星間物質と衝突して生じ

る相対論的な外部衝撃波を形成し、これの衝撃波によって加速された電子のシンクロトロン放射によるものだと考えられている。残光が観測されたことで GRB が宇宙論的な距離で起きていることがわかり、放射源が相対論的な速度を動いていることが判明した。これらの放射過程はさまざまなモデルが存在するものの、GRB が観測されて 60 年が経つ現在もお解明に至っていない。これまでに Swift 衛星に搭載された BAT や Fermi 衛星に搭載された GBM をはじめとした検出器によって数 keV から数 GeV までの光子が観測されてきたが近年地上にある MAGIC 望遠鏡や、H.E.S.S. 望遠鏡によって数百 GeV から数 TeV のガンマ線が観測されるようになった。これらのガンマ線のスペクトルは電子によるシンクロトロン放射では説明できない。この高エネルギーのガンマ線の放射には別の放射モデルが必要である [1]。

2 観測結果

2.1 GRB160821B

GRB160821B は Swift 衛星によって即時放射が観測された。GRB160821B は T_{90} (光子の 90 % が観測

される時間) が 0.48 s で short GRB に分類される。Swift の検出後 24 秒後から約 4 時間 MAGIC によって観測された [6]。赤方偏移は $z=0.16$ であった。観測条件が悪く、エネルギー閾値が高かったが (0.5 TeV 以上) TeV に及ぶガンマ線が 3.1σ の有意度で観測された。

2.2 GRB180720B

GRB180720B は Fermi 衛星によって即時放射が観測され、GRB180720B は T_{90} が 48.9 s で long GRB に分類される。赤方偏移は $z=0.4245 \pm 0.0005$ 、即時放射の最大エネルギーは 5 GeV であった。この観測の 10.1 時間後の残光期に H.E.S.S. によって 2 時間観測が行われ、 5.3σ の有意度で数 100 GeV のガンマ線放射が観測された [2]。図 1 は H.E.S.S. や Fermi および swift 衛星、可視光の観測結果を合わせた多波長の光度曲線である。

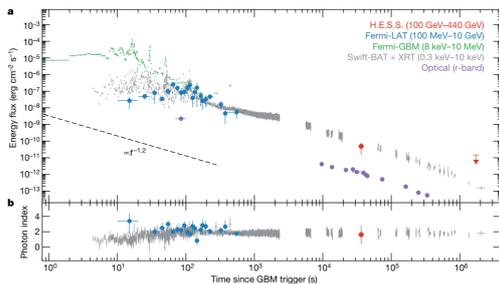


図 1: GRB180720B の多波長の光度曲線

2.3 GRB190114C

GRB190114C は Swift 衛星と Fermi 衛星によって即時放射が観測された。 T_{90} は Fermi 衛星で 116 s、Swift 衛星で 362 s で long GRB に分類される。Swift 衛星で GRB190114C が検出されて 57 秒後に MAGIC 望遠鏡でも観測が行われ、約 4 時間観測された [3]。観測されてから 20 分の間に最大 0.2 TeV のガンマ線が観測され、 50σ を超える有意度であった。図 2 に多波長の光度曲線を示す。0.3–1 TeV の範囲の光度曲線は $F(t) = t^\beta$ ($\beta = -1.60 \pm 0.07$) の冪関数で表され、即時放射に見られる不規則な時間変動はないため、こ

の高エネルギーのガンマ線の放射は残光期のものと考えられる。図 3 は Swift、Fermi 衛星、MAGIC の観測結果を合わせたエネルギースペクトルである。

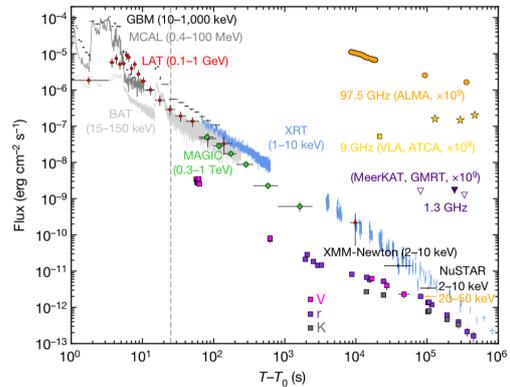


図 2: GRB190114C の多波長の光度曲線

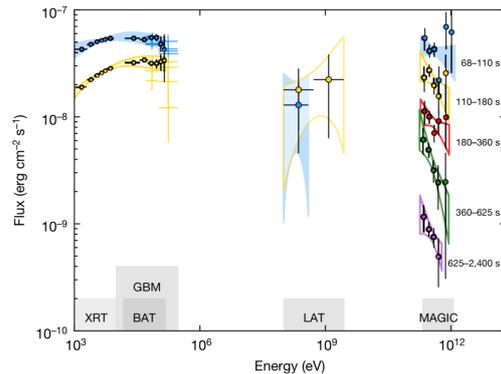


図 3: GRB190114C のエネルギースペクトル

2.4 GRB190829A

GRB190829A は Fermi 衛星によって即時放射が観測され、その 51 秒後に Swift 衛星でも観測された。このあと、電波、赤外、可視などさまざまな波長帯で観測された。H.E.S.S. の観測は Fermi 衛星の観測後 3 晩連続で行われ、1 夜目が 0.1–3.3 TeV の間のエネルギー帯で観測され、2 日目は 0.1–1.4 TeV で観測されそれぞれ 21.7σ 、 5.5σ の有意度であった [5]。3 日目夜は信号が弱く、スペクトル解析は行われなかった。図 4 は光度曲線である。

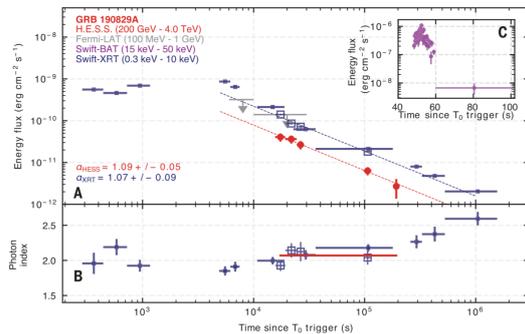


図 4: GRB190829A の光度曲線

3 議論

得られたスペクトルをもとに TeV ガンマ線の放射機構について議論する。

3.1 シンクロトロン放射モデル

シンクロトロン放射とは荷電粒子が磁場中でローレンツ力によって曲げられるときに電磁波を放射する現象である。数 GeV までの残光の放射は電子シンクロトロンで説明することができる。しかし、TeV ガンマ線になると電子によるシンクロトロン放射では説明できなくなる。シンクロトロン放射では光子のエネルギーに制限が付き、シンクロトロン放射による最大光子エネルギーは

$$\epsilon_{\max} \approx 100(\Gamma/1,000)\text{GeV} \quad (1)$$

と近似される。式 (1) からわかるように、シンクロトロン放射による光子のエネルギーを決定づける重要なファクターとして、ジェットのローレンツ因子 Γ がある。またシンクロトロン放射のエネルギースペクトルの特徴として、冪乗で減衰することがあげられる。本講演では、すべて電子のシンクロトロン放射を考える。陽子などのハドロンによるシンクロトロン放射も考えることができるが、放射効率が低く、GRB のスペクトルを再現するには超高エネルギーのハドロンが必要になり現実的に考えにくい。

3.2 SSC

SSC とはシンクロトロン放射によって生成された光子がジェット中の電子と逆コンプトン散乱を起こすことで、高エネルギー光子になる過程である。SSC モデルのスペクトルの特徴として、シンクロトロン放射のピークと SSC のピークの二つの成分が現れる。また SSC の特徴として、クライン-仁科効果によって高エネルギー側でコンプトン散乱の反応断面積が小さくなっていくこと、ジェット内部の光子-光子吸収により高エネルギー側ではソフトなスペクトルが予想される。

3.3 モデルとの比較

GRB180720B では数 100GeV のガンマ線が即時放射から 10 時間後の残光期に観測されている。これをシンクロトロン放射のみで実現するためには、ジェットのローレンツ因子 Γ が 1000 を越えなければならないが即時放射から 10 時間後にジェットのローレンツ因子が 1000 を超えることは難しい。また、GRB180720 のバルクローレンツ因子は観測結果から 20 程度と考えられており高エネルギーのガンマ線の放射がシンクロトロン放射によるものと考えすることはできない。GRB190114C でも同様にシンクロトロン放射のみの放射機構は考えにくい。観測結果はシンクロトロン放射のみ仮定したときの予想上限より大きいエネルギーが観測されている (図 5)。そこで SSC モデルを

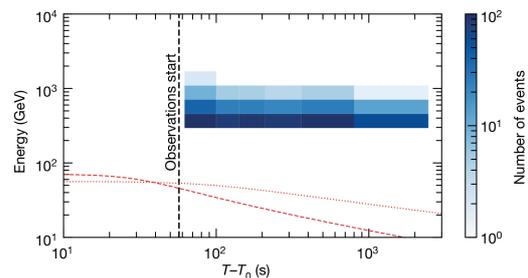


図 5: GRB 190114C における TeV γ 線の数の時間・エネルギー分布

仮定すると説明できる [4]。図 6 は SSC を仮定してフィットしたものである。

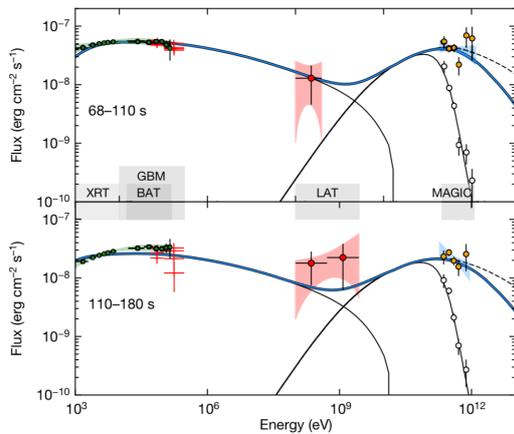


図 6: GRB 190114C の 68~110 秒および 110~180 秒の時間でのスペクトルのモデリング

しかし、GRB160821B や GRB190829A では SSC では説明できない。GRB190829A の高エネルギー側でのスペクトルは予想されるものよりハードなスペクトルが得られている。図 7 はシンクロトン放射のみを仮定してフィットしたスペクトルである。シンクロトン放射のみを仮定した場合、SSC より観測結果を再現する。しかし上述のように、シンクロトン放射によるガンマ線のエネルギーには限界があり、GRB190829A は図 6 によると限界のエネルギーよりも 3 桁以上大きくなっている。そのためには数 PeV の電子が必要であり、未知の加速プロセスが要求される。式 (1) を考えると、ジェットのパラメータを大きくするとシンクロトン放射による最大エネルギーが大きくなると考えることができるが、今回の場合ジェットのローレンツ因子が即時放射開始 4 時間後に 102 であることが要求される。しかし、この値は爆発の規模を考えると現実的には難しい。このように GRB190829A ではシンクロトン放射でも SSC でも説明することができない。そのため、他の放射機構としてジェット外部から内部に入ってきた光子を、相対論的電子が逆コンプトン散乱する EIC(External Inverse Compton) が示唆されている。

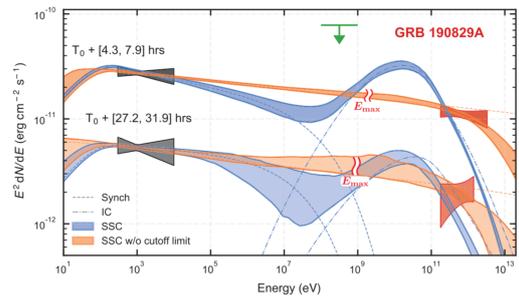


図 7: GRB190829A の 4.3~7.9 および 27.2~31.9 時間の時間でのスペクトルのモデリング

4 Conclusion

本講演では TeV ガンマ線を放射する 3 つの GRB を紹介し、その放射機構について議論した。TeV ガンマ線を放射する GRB の観測数が少ないために系統的な結論に至ることができない。よりたくさんの GRB を高エネルギーガンマ線が検出できる地上の望遠鏡で検出する必要がある。また、即時放射はより爆発に近い情報を持つため、より早い時間で TeV ガンマ線が検出されれば、GRB の即時放射の発生機構が明らかになることが期待される。現在、CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画が進んでおり、これは 20 GeV から 300 TeV と従来の検出器より 1 桁大きいエネルギー帯に感度を持ち、更なる GRB の観測が期待される。

Reference

- [1] P Meszaros , Rep. Prog. Phys., 69,2259 , 2006
- [2] H.E.S.S. collaboration, et al., Nature, 575, 464-467, 2019
- [3] MAGIC collaboration, Nature, 575,4 55-458, 2019
- [4] MAGIC collaboration, et al., Nature, 575, 459-463, 2019
- [5] H.E.S.S. collaboration, Science, 372, 1081-1085, 2021
- [6] MAGIC collaboration, The Astrophysical Journal, 908, 2021

コン17

TeV ガンマ線バースト GRB 190829A の残光の Off-axis
ジェットモデルによる理論的解釈

青山学院大学 理工学研究科理工学専攻
佐藤 優理

TeV ガンマ線バースト GRB 190829A の残光の Off-axis ジェット モデルによる理論的解釈

佐藤 優理 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

近年になり、大気チェレンコフ望遠鏡 MAGIC, H.E.S.S. 等によって、超高エネルギーガンマ線の残光が検出された。3 番目に検出された GRB 190829A については、発生後およそ 2 万秒後に H.E.S.S. によって 20σ レベルで超高エネルギーガンマ線が検出されたが、通常の GRB よりもガンマ線即時放射の全放射エネルギーが一桁以上小さく、さらに、X 線残光と可視残光のピークの時刻がほとんど一致するという 2 つの珍しい特徴を持つ。そこで、相対論的ジェットを真正面からではなく斜め方向から見たとした場合に、GRB 190829A の上述の特異な観測結果を説明できるかどうか調べた。その結果、GRB 190829A は開き角が異なる 2 つのジェットからなる二成分ジェットモデルを用いて、ジェットを斜めから見ると説明できることがわかった。即時放射と初期 X 線残光、可視残光はジェットのローレンツ因子が 350 でジェットの開口角が 0.015 rad と狭いジェットを斜め方向から見たと解釈できることがわかった。さらに、後期 X 線残光と電波残光を説明するために、ジェットの開口角が 0.1 rad と広いジェットが必要なことがわかった。

1 Introduction

ガンマ線バースト (GRB) は、ローレンツ因子が 100 以上の相対論的なジェットが観測者に向かってまっすぐ進んでいると考えられている。しかし、その起源天体や放射機構の詳細は未解明である。大気チェレンコフ望遠鏡 MAGIC, H.E.S.S. 等によって、超高エネルギーガンマ線の残光 (TeV ガンマ線残光) が 2018 年に初検出され、これまでに 4 イベント (GRB 180720B, 190114C, 190829A, 201216C) 検出された。その中で、GRB 190829A については、発生後およそ 2 万秒後に H.E.S.S. によって 20σ レベルで超高エネルギーガンマ線が検出された。しかし、このイベントはこれまでの TeV イベントとは異なる振る舞いを示す。まず、即時放射にエピソードが 2 つあるとされている。さらに、2 つのエピソードとも通常の GRB よりもガンマ線即時放射の全放射エネルギーが一桁以上小さく、Episode 1 は $E_{\text{iso},\gamma} = 3.2 \times 10^{49}$ erg, $E_p = 120.0$ keV であり、Episode 2 が $E_{\text{iso},\gamma} = 1.9 \times 10^{50}$ erg, $E_p = 10.9$ keV である (Chand et al. 2020)。また、また、赤方偏移が $z=0.0785$ と比較的地球の近傍で発生した。さらに、X 線残光と可視残光で rising part があり、そのピークの時刻がほとんど一致する (Chand et al. 2021)。電波

の残光も典型的なイベントより一桁以上暗い (Rhodes et al. 2020)。そこで、相対論的ジェットを真正面からではなく斜め方向から見たとした場合に、即時放射のエネルギーと X 線・可視残光の波長に依存しないピークを説明できるかどうか調べた。この Off-axis jet モデルによれば、相対論的ビーミング効果により、真正面から見た場合の即時放射のエネルギーよりも低い値が観測される。同時に、このモデルでは残光の明るさがピークになる時刻は波長に依存しないためどれも同じになると期待される。

2 Model

この章では、Huang et al. 2000 に従って X 線、可視光 (V-band)、電波 (1.3 GHz, 15.5 GHz) のシクロトロン放射の残光の計算を行う。中心エンジン静止系での時間座標を t_b とし、中心エンジンが原点 ($r = 0$) にある動径座標を r 、ジェットの中心軸を $\theta = 0$ とする極座標を用いる。以下では、ジェットは uniform jet とし、ジェット放射は半径 R での無限に薄い shell emission を仮定する。ジェットの速度は

$$\beta = \frac{dR}{c dt_b}, \quad (1)$$

であり、バルクなローレンツ因子 $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。中心エンジン静止系で $t_b = 0$ で jet が中心エンジンから放出される。ジェットは、はじめに opening half-angle は θ_0 、全エネルギー $E_{\text{iso,K}}$ (isotropic equivalent)、バルク・ローレンツ因子 Γ_0 をもつ。周囲の星間ガスの密度 n_0 は一様。ジェットは ISM をはきあつめることで減速しつつ外部衝撃波を形成する。sept-up mass m と jet の bulk Lorentz 因子の間の関係は以下で与える (Huang et al. 2000),

$$\frac{d\Gamma}{dm} = -\frac{\Gamma^2 - 1}{M_{\text{ej}} + \epsilon m + 2(1 - \epsilon)\Gamma m} . \quad (2)$$

ここで $M_{\text{ej}} = E_{\text{iso,K}}/\Gamma_0 c^2$ は jet の ejecta mass、 ϵ は放射効率である。ジェットは横方向には (ジェットの comoving 系で測定した) 音速 c_s で広がり、その開き角 θ_j の時間発展も Huang et al. (2000) のものを採用する、

$$\frac{d\theta_j}{dt_b} = \frac{c_s}{\Gamma R} . \quad (3)$$

最後に幾何学的関係より、

$$\frac{dm}{dR} = 2\pi R^2 (1 - \cos \theta_j) n m_p . \quad (4)$$

以上の (1)–(4) 式を解けばジェットのダイナミクスを求めることができる。これらの物理量の時間発展は、on-axis ($\theta = 0$) observer time t の関数として表示する。 t_b と t の間の関係は以下で与えられる。

$$\frac{dt}{dt_b} = 1 - \beta . \quad (5)$$

シンクトロン放射を計算するにあたり、microphysics parameters ϵ_e と ϵ_B は一定とする。Thin shell 内で注入される電子のエネルギー分布は冪乗である ($N_e \propto \gamma_e^{-p}$)。

観測者の視線方向は $\theta = \theta_v$ であるとする。観測者の時間 T に届く残光放射の flux density F_ν は、jet の各点での emissivity を equal arrival time surface で積分してもとめる

$$\int \frac{1 - \beta \cos \Theta}{\beta c} dR = T . \quad (6)$$

ここで Θ は emitting amaterial の速度方向 (radial 方向) と視線方向とのなす角である。

以上で述べた残光モデルのパラメータは、isotropic equivalent kinetic energy $E_{\text{iso,K}}$, initial Lorentz factor Γ_0 , initial jet opening half-angle θ_0 , ambient density n_0 (一様), microphysics parameters ϵ_e, ϵ_B , electron power-law index p , ジェットの viewing angle θ_v である。次の § 3 では、ジェットが 1 つのときと 2 つのときを考える。後者の場合は、2 つのジェットの中心軸は一致しているとする。

3 Results

この章では、我々のモデルに基づき計算した電波、可視光、X 線残光の結果をしめし、GRB 190829A の観測データを比較する。X 線のデータは *Swift* チームのウェブサイト¹ からダウンロードした。公開されているデータは 0.3–10 keV での積分エネルギーフラックスである。また、photon index はどの時間でも 2.2 程度である。一方で我々は理論的な X 線残光として $\nu = 10^{18}$ Hz でのエネルギーフラックス F_ν を数値計算する。観測データを積分エネルギーフラックスを $F_{\nu=10^{18} \text{ Hz}}$ に換算する際、全ての時間帯で photon index を 2.2 と仮定した。可視光の観測データ (吸収補正前) は Chand et al. 2020 から取得した。我々は数値計算をする際には、可視光の減光量は $A_V = 1.5$ mag とした。電波のデータは Rhodes et al. 2020 から取得した。

3.1 Single Jet Model

まず、ジェットが 1 つの場合を考える。このときのパラメータは、 $\theta_v = 0.0305$ rad, $\theta_0 = 0.015$ rad, $E_{\text{iso,K}} = 4.0 \times 10^{53}$ erg, $\Gamma_0 = 350$, $n_0 = 0.01 \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_e = 0.2$, $\epsilon_B = 5.0 \times 10^{-5}$, $p = 2.44$ 。このジェットを narrow jet と呼ぶ。図 1 左の実線に結果を示す。およそ 8×10^2 s から 2×10^4 s くらいまでの X 線と可視光残光の観測結果を off-axis afterglow model で説明出来た。ジェットを Off-axis でみたとき $1/\Gamma \sim \theta_v - \theta_0$ になるまでジェットが減速して初めてジェット放射が明るく観測される。これ以降は観測されるフラックスは on-axis ($\theta_v = 0$) の場合とほぼか

¹ https://www.swift.ac.uk/xrt_curves/00922968/

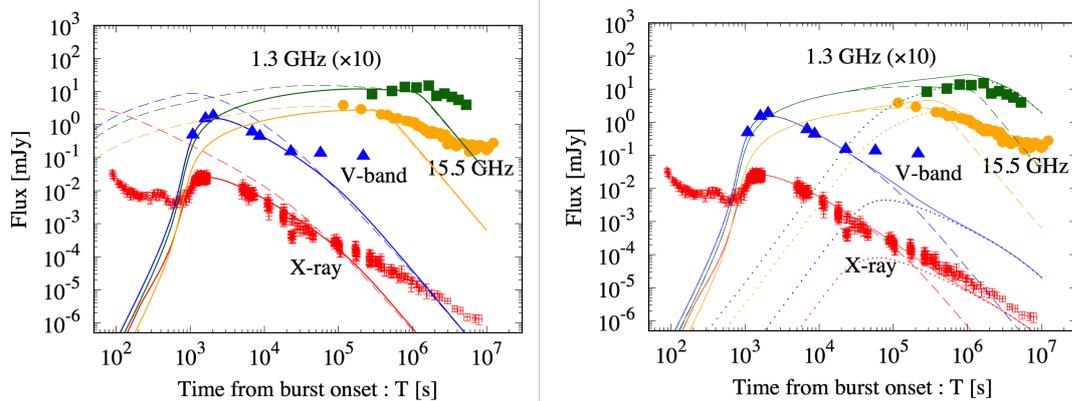


図 1: 左図が 1 成分の場合の図である。実線が off-axis の場合で破線が on-axis の場合である。右図が 2 成分ジェットの場合である。破線が narrow jet、点線が wide jet、実線が二つのジェットの足し合わせた場合である。両図とも赤が X 線 (3-10keV)、青の三角形が可視光 (V-band)、緑の四角形が電波 (1.3GHz)、オレンジの丸が電波 (15.5GHz) の観測値である。赤色の線が X 線 (3-10keV)、青色の線が可視光 (V-band)、緑色の線が電波 (1.3GHz)、オレンジ色の線が電波 (15.5GHz) の理論線である。

わらない。Off-axis afterglow では、X 線と可視光で波長に依存しない rising part とピークを持つ。ここで、フラックスがピークになる観測者時間は

$$T_{pk} \sim (1+z) \left(\frac{3E_{iso,K}}{4\pi n_0 m_p c^5} \right)^{\frac{1}{3}} (\theta_v - \theta_0)^{\frac{8}{3}}, \quad (7)$$

で与えられる。上式に narrow jet の我々のパラメータを代入すると $T_{pk} \sim 2.4 \times 10^3$ s となり、2 倍以内で数値計算の結果と一致する。比較のため、on-axis ($\theta_v = 0$) の場合の結果を図 1 左の破線で示す。

次に、数万秒以降の X 線残光を見てみると、narrow jet では X 線の観測結果とずれる。また、電波も説明出来ない。従って、次の § 3.2 ではもう 1 成分追加して、2 成分のジェット放射により、X 線後期と電波後期の観測結果を説明することを考える。

3.2 Two-component Jet Model

続いて、ジェットの開口角が小さい narrow jet と開口角が大きい wide jet の 2 成分ジェットモデルを考える。観測されるフラックスはそれぞれのジェット放射の単純な足し合わせだと仮定する。narrow jet のパラメータは § 3.1 で与えたものと同じである。一方、wide jet のパラメータは $\theta_0 = 0.1$ rad, $E_{iso,K} = 2.0 \times 10^{53}$ erg, $\Gamma_0 = 20$, $\epsilon_e = 0.4$, $\epsilon_B = 1.0 \times 10^{-5}$,

$p = 2.2$ であり、 θ_v と n_0 は narrow jet と同じである。2 つのジェットの中心軸は同じ ($\theta = 0$) である (図 2 参照)。

図 1 右に示すように、X 線と可視光のピークを narrow jet でフィッティングすることが出来、X 線の後期残光と電波の残光をほぼ wide jet からの放射で説明することが出来た。

4 Discussion

GRB 190829A についてジェットを斜め方向から見た場合の残光の観測結果を 2 成分ジェットモデルで調べた。初期の X 線と可視光の残光は narrow jet の off-axis 残光で、後期の X 線と電波残光は wide jet からの残光放射で説明が出来るとわかった (図 2)。

今回の残光のモデルでは、説明できない成分がいくつかある。それらは別成分の寄与であると思われる。たとえば、数 100 sec の X 線放射は即時放射の名残りだと考えられる。可視光の観測値がおよそ 2 万秒からフラットになっているが、これは超新星の成分である (Hu et al. 2020)。電波 15.5 GHz の 10^7 s 以降にもエクセスがあるが、これは radio supernova 成分かもしれない。

電波 1.3 GHz は我々の 2 成分ジェットモデルの理論の計算結果が実際の観測値よりも 2 倍くらいオー

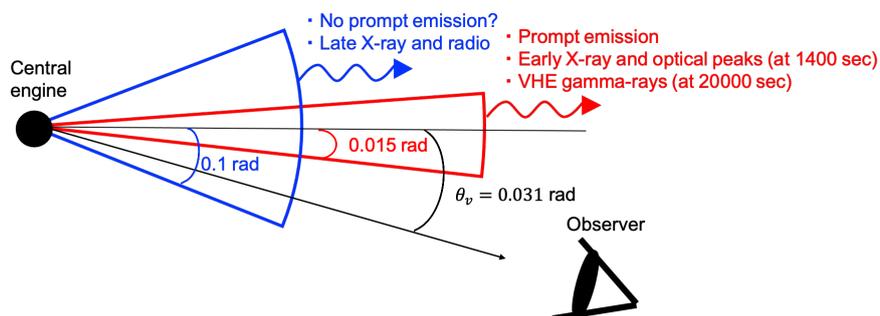


図 2: GRB190829A の理論的解釈のイメージ図。赤色のジェットが narrow jet、青色のジェットが wide jet。黒の矢印が観測者の視線方向。

バーしている時間帯があるが、これはシンプルなモデルを採用しているために生じる誤差の範囲内であろう。

残光で決まったパラメータを用いて、20000 s での TeV ガンマ線のフラックスを Sari & Esin 2001 に従い計算したところ、narrow jet が観測されたフラックスを説明できそうだとわかった。

また、ジェットを真正面 ($\theta_v \approx 0$) からみたときの narrow jet の即時放射はどのように観測されたかを残光で決まったパラメータを用いて Donaghy 2006 に基づき計算した。もし narrow jet が 即時放射の Episode 1 を放射するとし、このジェットを on-axis から見たら ($\theta_v = 0$)、明るい典型的な Long GRB のもつ値に近いことが分かった (Zhao et al. 2020)。一方で、narrow jet が Episode 2 を放射する場合も同様に計算すると、この場合も典型的な Long GRB のもつ値に近いことが分かった (Zhao et al. 2020)。

Reference

- Chand V., et al., 2020, ApJ, 898, 42
 Donaghy T. Q., 2006, ApJ, 645, 436.
 Hu Y.-D., et al. 2020, arXiv, arXiv:2009.04021
 Huang Y. F., et al., 2000, ApJ, 543, 90.
 Rhodes L., et al., 2020, MNRAS, 496, 3326.
 Sari R., & Esin A. A., 2001, ApJ, 548, 787.
 Sato Y., 2021, MNRAS, 504, 5647
 Zhao W., et al., 2020, ApJ, 900, 112

コン18

相対論的爆風の磁気流体シミュレーション

東京大学 理学系研究科物理学専攻
草深 陽

相対論的爆風の磁気流体シミュレーション

草深 陽 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

我々は次元相対論的磁気流体数値計算コードを開発し、相対論的爆風のシミュレーションを行なっている。本研究ではガンマ線バースト (GRB) に代表される相対論的衝撃波の発展を追う。相対論的流体力学に於ける、点源爆発の自己相似解である Blandford Mckee 解 (Blandford & Mckee 1976, 以下 BM 解) との比較も行う。

GRB はエネルギーにして約 10^{53} erg のガンマ線を、数秒間で放出する宇宙最大の爆発現象である。ガンマ線の放射機構は、衝撃波で加速した高エネルギー電子によるシンクロトロン放射であると考えられている。エネルギー源は相対論的ジェットであり、星間物質 (ISM) を掃き集めるにつれ減速していく (この状態を爆風という)。この時 ISM を先進衝撃波が、ジェット内部を逆行衝撃波が伝播する。この 2 つの衝撃波から、数日間放射され続ける X 線から電波領域までの放射のことを GRB 残光と呼ぶ。

本研究では GRB 残光を想定したパラメータ設定のもと、先進衝撃波と逆行衝撃波の発展を次元球対称シミュレーションにより明らかにする。ISM 領域は磁場が弱いので、先進衝撃波は BM 解に類似している。一方ジェット領域は磁場が強いため、磁気圧などが逆行衝撃波の発展に影響を及ぼす。本公演では磁場がない場合の計算結果について議論し、磁場がある場合については計算の進捗を報告する。

1 Introduction

ガンマ線バースト (GRB) は宇宙最大の爆発現象である。GRB には即時放射と残光という 2 種類の特徴的な電磁波放出過程がある。即時放射では爆発により解放される約 10^{53} erg の莫大なエネルギーを、わずか数秒の間にガンマ線として放射する。爆発による物質の放出は断続的であり、各放出物はシェル状に広がっていく。

シェルのエネルギー源は相対論的ジェットであり、星間物質 (ISM) を掃き集めていくにつれて減速していく。この状態を爆風と呼び、掃き集めた ISM の静止エネルギーよりもシェルのエネルギーが大きいと相対論的衝撃波となる。爆風に付随する衝撃波は ISM 中を伝播する先進衝撃波と、ジェット内部を伝播する逆行衝撃波の 2 つから構成される。これらの衝撃波で加速された粒子が synchrotron 放射をして放つ電波から X 線までの放射は GRB 残光として数日間観測される (Sari et.al 1998)。

先進衝撃波の減速開始時に於ける逆行衝撃波の振る舞いが、初期残光に少なからず影響を与えている (Zhang & Meszaros 2004)。磁場の影響が無視でき

る場合、ISM を伝播する先進衝撃波は、Blandford Mckee 解として知られる自己相似解に従う。一方ジェット領域に強磁場が存在している場合、磁気圧により逆行衝撃波の発展に影響を及ぼすことが考えられる。磁場の影響がある場合の解析解は知られておらず、磁気流体シミュレーションを行う必要がある。

衝撃波のエネルギー源である相対論的ジェットの形成機構については未解決であり、様々なモデルが提案されている。例えばニュートリノ対消滅により生じるファイアボール (Rees & Meszaros 1994) によって加速される場合は、ジェットは粒子優勢となる。一方で Blandford Znajek 機構 (Brandford & Znajek 1977) など磁気力により加速されている場合、ジェットは磁場優勢となる。磁場優勢か粒子優勢かを判断する指標として $\sigma \equiv (\text{磁場のエネルギーフラックス}) / (\text{粒子のエネルギーフラックス})$ なる σ がよく用いられる。

本研究では独自に開発した次元相対論的磁気流体数値計算コード (1DSRMHD) を用いて、相対論的爆風のシミュレーションを行う。 $\sigma = 0$ の場合に於ける先進衝撃波の発展の様子を Blandford Mckee 解と比較し議論する。また逆行衝撃波の生成・発展につ

いても考察する。磁場がある場合のシミュレーションについてはコード開発の進捗について報告する。

2 Methods

2.1 Equations of relativistic MHD

光速 c は 1 とする。Heaviside 単位系を用いた時、エネルギー運動量テンソルが次式で与えられるような理想電磁流体を考える。

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p_g + 2p_m)u^\mu u^\nu + (p_g + p_m)\eta^{\mu\nu} - b^\mu b^\nu \quad (1)$$

但し ϵ は流体の固有系での内部エネルギー密度、 p_g はガス圧力、 p_m は磁場の圧力であり、 b^μ 、 u^μ はそれぞれ 4 元磁場と 4 元速度である。

$$b^\mu = (\gamma(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}), \mathbf{B}/\gamma + \gamma(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})\mathbf{v}) \quad (2)$$

$$u^\mu = (\gamma, \gamma\mathbf{v}) \quad (3)$$

ここで p_m と b^μ との間には

$$2p_m = b^\mu b_\mu = |\mathbf{B}|^2 - |\mathbf{v} \times \mathbf{B}|^2 \quad (4)$$

という関係式が、また ϵ と p_g の間には

$$\epsilon = \frac{p_g}{\gamma_c - 1} + \rho \quad (5)$$

という関係が成り立つ。但し、 ρ は流体の固有系での質量密度であり、 γ_c は比熱比であり次の近似式で表される (Mignone & Mackeeny 2007)。

$$\gamma_c = 1 + \frac{\epsilon + \rho}{3\epsilon} \quad (6)$$

特に非相対論極限 ($\epsilon/\rho \rightarrow 1$) では $\gamma_c = 5/3$ に、相対論極限 ($\epsilon/\rho \rightarrow \infty$) では $\gamma_c = 4/3$ になる。

解くべき方程式系は連続の式、エネルギー運動量保存則、誘導方程式である。

$$\partial_\mu(\rho u^\mu) = 0 \quad (7)$$

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad (8)$$

$$\partial_\mu(b^\mu u^\nu - b^\nu u^\mu) = 0 \quad (9)$$

これを一次元球座標を用いて

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \mathbf{F}}{\partial r} = \mathbf{S} \quad (10)$$

の形に書き直すと、保存系で書かれた 7 つの方程式が得られる。但し U は保存量、 \mathbf{F} はフラックスであり、次式で与えられる (Giacomazzo & Rezzolla 2006)。

$$U \equiv \begin{pmatrix} D \\ \tau - b^0 b^0 \\ S^x - b^0 b^x \\ S^y - b^0 b^y \\ S^z - b^0 b^z \\ B^y/r \\ B^z/r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} \equiv \begin{pmatrix} Dv^x \\ S^x - b^0 b^x - Dv^x \\ S^x v^x + p - b^x b^x \\ S^y v^x - b^x b^y \\ S^z v^x - b^x b^z \\ (B^z v^x - B^x v^z)/r \\ (B^y v^x - B^x v^y)/r \end{pmatrix} \quad (11)$$

ソース項 \mathbf{S} は次の通りである。

$$\mathbf{S} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ T^{\theta\theta} + T^{\phi\phi} \\ T^{\theta r} - T^{\phi\phi} \cot \theta \\ T^{\phi r} + T^{\phi\theta} \cot \theta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

ここで次の定義を用いた。

$$\tau \equiv w\gamma^2 - p - D \quad (13)$$

$$D \equiv \rho\gamma \quad (14)$$

$$S^j \equiv w\gamma^2 v^j \quad (15)$$

$$p \equiv p_g + p_m \quad (16)$$

$$w \equiv \epsilon + p_g + 2p_m \quad (17)$$

2.2 Numerical calculation scheme

開発した計算コードは 1DSRMHD コードであり、Fortran を使用している。時間発展は 1 次精度 Euler 法によって行い、数値フラックスの評価は近似 Riemann 解法の 1 種である 1 次精度 local Lax-Friedrichs scheme を用いた (Rusanov 1962)。相対論的流体の場合、保存変数から基本変数を導出することは容易ではない。保存変数から基本変数を計算する方法を primitive recovery と言い、2D Newton's method (Koide et.al 1999) を用いて反復的に計算した。

2.3 Set up for blast wave simulation

今回の計算では初期値として $v^y = v^z = 0, b^x = b^z = 0$ を仮定した。よって式 (10) よりこれらの値は時間発展しない。その他の初期物理量については表 1 に示す初期パラメータと $\rho_{\text{jet}} \propto r^{-2}$ で与えられる密度プロファイルから計算した。

表 1: 各領域に於ける初期パラメータの値。jet の ρ については端点での値である (式 20 参照)。

region	ISM	jet	Wind
n [個/cc]	1	-	10^{-2}
ρc^2 [erg/cc]	1.5×10^{-3}	4.1	1.5×10^{-5}
γ	1	10	1.1
σ	0	0	0
T [eV]	10^6	10^6	10^6
E [erg]	-	10^{50}	-

磁場については σ の定義から計算できる。

$$\sigma \equiv \frac{(B^y)^2}{(\epsilon + p_g)c^2\gamma^2} \rightarrow B^y = \sqrt{\sigma(\epsilon + p_g)c^2\gamma^2} \quad (18)$$

密度プロファイルを用いると、シェルエネルギーは

$$E = \int_{R_0}^{R_0 + \Delta R_{\text{jet}}} 4\pi r^2 dr (1 + \sigma) \rho_{\text{jet}} c^2 \gamma^2 \quad (19)$$

と計算される。但し ΔR_{jet} はシェルの厚みであり、後述する減速半径から計算される。これより端点 R_0 で

$$\rho_{\text{jet}}(r = R_0) = \frac{E}{4\pi(1 + \sigma)c^2\gamma^2\Delta R_{\text{jet}}} \quad (20)$$

となる。圧力は陽子質量 $m_p = 938$ MeV を用いて

$$p_g = nT = \frac{\rho}{m_p} T \quad (21)$$

と計算できる。また減速半径 R_{dec} を次式で定義する。

$$\frac{4\pi}{3} R_{\text{dec}}^3 \rho_{\text{ISM}} c^2 \gamma^2 = E \quad (22)$$

これは掃き集めた ISM に与えたエネルギーが爆発のエネルギーと等しくなる半径を表している。Jet の厚みは減速半径の $1/\gamma^2$ とした。

$$\Delta R_{\text{jet}} = R_{\text{dec}}/\gamma^2 = R_{\text{dec}}/100 \quad (23)$$

計算領域の左端は $R_{\text{dec}}/10$ とし、右端は $3R_{\text{dec}}$ とした。計算領域の grid 数は 100000 とし、Courant 数は 0.1 以下とした。本計算ではシェルの後ろ側が真空状態となるので、密度と圧力に対して下限値 ($10^{-4}\rho_{\text{ISM}}(r/0.1)^{-2}, 10^{-4}p_{\text{ISM}}(r/0.1)^{-2}$) を与えた。境界条件として outer boundary は open boundary、inner boundary は injection boundary として一定の弱い風 (Wind) を注入するようにした。シミュレーションの初期状態と時間発展の様子を図 1 に示した。

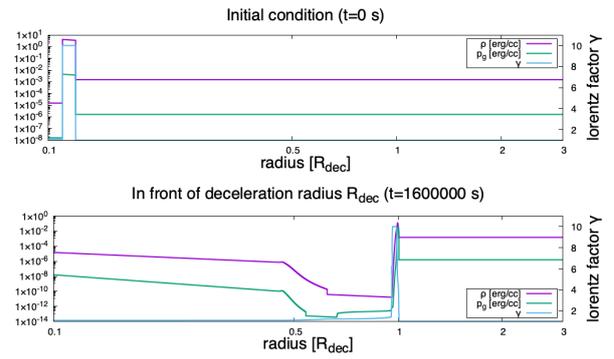


図 1: 上側: シミュレーションの初期状態。紫線は密度、緑線は圧力を表し、左軸の値に対応する。青線はローレンツファクターを表し、右軸の値に対応する。下側: シェルが減速半径に差し掛かった瞬間のスナップショット。

3 Results

シェルが相対論的爆風になる前の停滞期の様子を図 2 左側に、相対論的爆風となり逆行衝撃波が生じている様子を図 2 右側に示した。減速半径に差し掛かるまでは、図 2 左側に示したような停滞期が進行した。これはシェルのエネルギーが掃き集めた ISM のエネルギーよりも十分大きいので、自由膨張していることを表している。減速半径通過後、図 2 右側のようにシェルの前方は $\gamma = 10 \rightarrow 4$ まで減速し、 $1.33R_{\text{dec}}$ に先進衝撃波が、 $1.31R_{\text{dec}}$ に逆行衝撃波が生じた。 $1.32R_{\text{dec}}$ 付近に見られる密度の増加している部分は、逆行衝撃波によって加熱された jet である。その前方にある圧力と密度がほぼ等しい部分は先進衝撃波によって加熱された ISM である。

先進衝撃波に於けるローレンツファクターの時間発展の様子を図 3 上側に示した。減速半径を通過後 ($t = 1.6 \times 10^6$ s)、先進衝撃波が生じ Blandford Mckee 解に従って発展していくことが判明した。図 3 下側は衝撃波により散逸され熱化したエネルギーの時間発展を表している。このエネルギーがシェル全体のエネルギーと等しくなるということは、シェル全体を衝撃波が通過して加熱されたということを意味している。

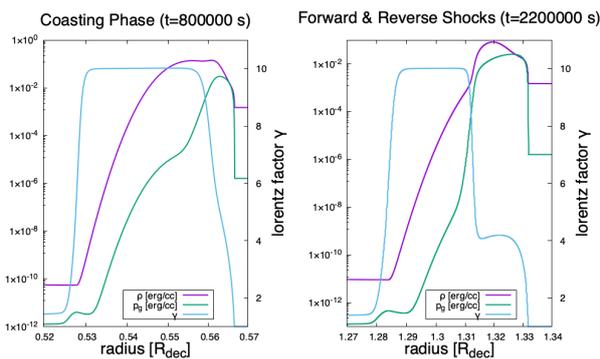


図 2: 左側: 停滞期の様子。シェル前方に ISM を掃き集めるものの減速はあまり起きていない状態。右側: 相対論的爆風の様子。1.33 R_{dec} の前方に先進衝撃波があり、後方には逆行衝撃波が生じている。

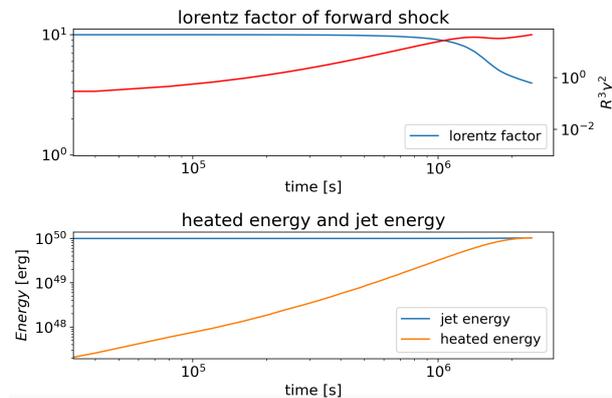


図 3: 上側: シェル前方のローレンツファクターの時間発展。赤線は $\gamma^2 R^3$ を表しており、 $\gamma^2 R^3 = \text{const}$ が Blandford Mckee 解の示唆するところである。下側: 衝撃波により加熱されたエネルギーの時間発展。2 $\times 10^6$ s 程度でシェル全体が衝撃波加熱されたことを表している。加熱されているかの判断は比熱比の値が 5/3 を下回っているか否かで評価した。

4 Discussion & Conclusion

本研究では独自に開発した 1DSRMHD コードを用いて磁場がない場合の相対論的爆風のシミュレーションを行なった。減速半径に達するまでは停滞期が進行し、減速半径に差し掛かると先進衝撃波が生じた。先進衝撃波は Blandford Mckee 解に漸近し、逆行衝撃波の発生も確認できた。逆行衝撃波がシェルを通過することで、シェル全体が衝撃波加熱されることが確認できた。

理論的には衝撃波が通過した ISM と jet の境界線が接触不連続面として存在するはずである。図 2 右側に於いて境界線は 1.32 R_{dec} 付近に存在すると考えられるが、はっきりとした不連続面は確認できなかった。これは計算 scheme が 1 次精度であるために、接触不連続面が鈍っているからだと考えられる。より高精度の計算 scheme の実装が課題である。

磁場がある場合の相対論的爆風シミュレーションについては現在開発中である。定性的には磁気圧が効いてくるので逆行衝撃波が発展しづらくなることが予想される。一方 ISM は磁場の影響が無視できるので、先進衝撃波は Blandford Mckee 解に漸近すると考えられる。詳細な計算結果については発表当日に報告する予定である。

Reference

R.D. Blandford, & C.F. Mckee 1976, Physics of Fluids, 19, 1130-1138

R. Sari, T. Piran & R. Narayan 1998, ApJ 497L

M. J. Rees & P. Meszaros 1994, ApJ 430L

R.D. Blandford, & R.L. Znajek 1977, MNRAS 179

B. Zhang & P. Meszaros 2004, Int. J. Mod. Phys. A. 19, 2385-2472

A. Mignone, & J.C. Mackeeny 2007, MNRAS 378:1118-1130

B. Giacomazzo, & L. Rezzolla 2006, J. Fluid Mech. 562, 223-259

S. Koide, K. Shibata & T. Kudoh 1999, ApJ, 522, 727

V.V. Rusanov 1962, U.S.S.R. Comput. Math. Math. Phys. 1:2, 304-320

コン19

相対論的衝撃波による統計的粒子加速とその発展

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻
西川 智隆

相対論的衝撃波による統計的粒子加速とその発展

西川 智隆 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙線は、地球に降り注ぐ陽子や原子核などの荷電粒子である。観測によって、宇宙線のエネルギーは 10^{12} eV を超える広い領域で観測され、そのスペクトルは、エネルギーの冪乗の形を示すことが分かった。このような宇宙線の起源や、高エネルギーにまで加速される機構についての最も有力な理論の一つに、衝撃波における統計的粒子加速 (Fermi 加速) というものがある。これは、衝撃波付近において、熱的平衡状態から外れた運動量の大きな粒子と散乱体 (主に Alfvén 波) とを仮定し、注目した粒子が衝撃波の上流及び下流の散乱体によって粒子が何度も衝撃波面をを横切り散乱される過程を考えたモデルである。

今回はこの考察によってエネルギーのスペクトルが冪乗となること、また、高エネルギーを持つ粒子程、銀河系外に逃げ出す効果を考慮すると 10^8 eV から $10^{15.5}$ eV の範囲の冪指数が説明できることを示す。さらに、この加速機構を超新星残骸の衝撃波に適用し、荷電粒子が得られる最大エネルギーが、大きく見積もって 4.6×10^{14} eV となることを示す。さらに、この最大エネルギーが、スペクトルの冪指数が変化する点でのエネルギー (knee energy) $10^{15.5}$ eV には到達出来ない問題について議論する。

1 Introduction, 宇宙線の観測

宇宙線は、地球に降り注ぐ陽子や原子核などの荷電粒子であり、1912 年に V.F. Hess による気球実験によって発見された。それまで、地上で観測される放射線は、地球内部から来るものだと考えられていたが、この気球実験によって地表からの高度が大きくなると宇宙線の数が増加することが判明し、放射線が宇宙から飛来して来ることが示された。

図 1 に示すように、観測される宇宙線のエネルギーは、 10^8 eV から 10^{20} eV を超える領域で観測され、そのエネルギースペクトルは、エネルギーの冪乗を示している。冪指数は粒子のエネルギーが $10^{15.5}$ eV の前後で変化し、低エネルギー側では -2.7 乗、高エネルギー側では -3 乗を示している。このような宇宙線の起源や高エネルギーにまで加速される機構については長い歴史があるが、 $10^{15.5}$ eV 以下における最も有力な理論の一つに、衝撃波における統計的粒子加速 (Fermi 加速) というものがある。今回は、この加速機構について解説する。

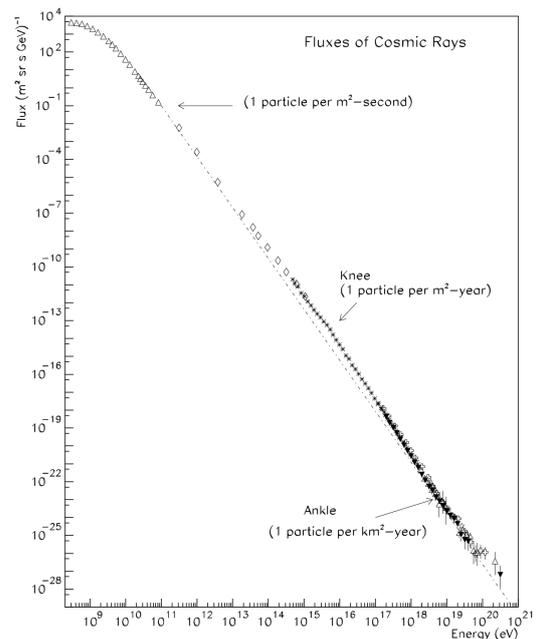


図 1: 宇宙線のエネルギースペクトル

2 Methods, Fermi 加速

ここでは、衝撃波における統計的粒子加速 (Fermi 加速) について解説する。Fermi 加速は、熱的平衡

状態から外れた運動量の大きな粒子と散乱体 (主に Alfvén 波) を仮定する. そこで, 注目した粒子が衝撃波の上流及び下流の散乱体 (主に Alfvén 波) によって粒子が何度も衝撃波面を横切り散乱される過程を考える (図 2 参照).

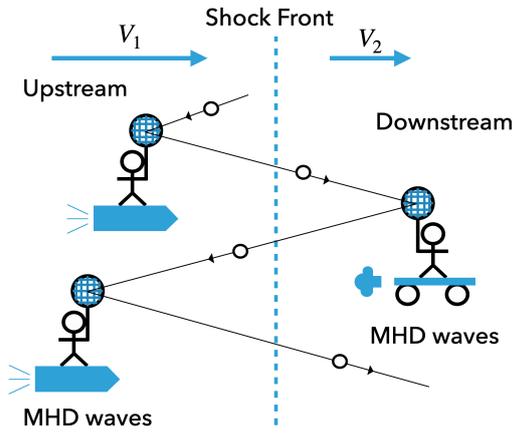


図 2: Fermi 加速の概念図

図 2 では, 加速される粒子がボールに, 散乱体がラケットに, 上流の流体粒子はロケットに, 下流の流体粒子は台車に例えられている. 散乱体は, 上流及び下流のプラズマに流されていると仮定できるので, 流体とともに運動する上流と下流の散乱体には, 速度差がある. また, 電気伝導率大きいとき, この散乱は弾性散乱だと仮定できる. これらのことから, 粒子が上流と下流で散乱されながら衝撃波を往復することで, エネルギーを得ていく. この過程で増加するエネルギーと, 散乱される粒子数の割合を考えることで, 冪乗のエネルギースペクトルを説明する.

以下では, 粒子加速がどの様に起こるのか, より具体的に考える. 衝撃波面静止系から見て, 運動量の大きさ p , エネルギー E , 速度の大きさ $v = pc^2/E$ の粒子について考える. また, 上流の速度を V_1 , 下流の速度を V_2 とする. 下流から上流へ戻るには, 粒子の速度は流体の速度より大きくなければならない. 流体の速度は光速比小さいとして, V/c の 1 次の範囲で考える.

まず, 加速過程について考える. 一往復での粒子のエネルギーの変化の期待値は, 上流と下流における散乱が等方的であると仮定し, 粒子のエネルギーの変化

を Lorentz 変換を用いて評価すると,

$$\left\langle \frac{E'^u}{E^u} \right\rangle = 1 + \frac{4(V_1 - V_2)v}{3c^2} \quad (1)$$

となり, $V_1 > V_2$ であったことからエネルギーは増加することが分かる. ここから, 運動量の増加量 Δp は,

$$\Delta p = \frac{4(V_1 - V_2)v}{3c^2} \quad (2)$$

となる.

粒子が非相対論的なエネルギーを持つ場合, n 回往復した後の運動量の大きさ p_n は, 初期の運動量の大きさを p_0 とすると,

$$p_n = p_0 + nmc \left\{ \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \quad (3)$$

である. また, 相対論的なエネルギーを持つ場合,

$$p_n = p_0 \left\{ 1 + \frac{4(V_1 - V_2)}{3c} \right\}^n \\ \approx p_0 \exp \left\{ \frac{4n(V_1 - V_2)}{3c} \right\} \quad (4)$$

となる.

続いて粒子が往復する割合を考える. まず, 一往復当たりに逃げていく粒子の割合を求める. 上流へ向かった粒子は, いずれ必ず衝撃波面へ戻ってくる. 下流へ向かった粒子は, そのまま流され衝撃波面に戻れないものがある. その割合 P_{esc} は, 粒子の数密度を N_0 と置くと,

$$P_{\text{esc}} = \frac{\text{下流で流れて行く粒子数の割合}}{\text{上流から下流へ横切る粒子の割合}} \\ = \frac{NV_2}{Nv/4} \quad (5)$$

となる. ここから, 下流から再び, 上流へ戻る割合 $1 - P_{\text{esc}}$ が, 求まる. すると, n 回往復する割合 $P(n)$ は, 粒子が非相対論的な場合には,

$$P(n) = \left(1 - \frac{4mV_2}{p_0} \right) \left(1 - \frac{4mV_2}{p_1} \right) \dots \left(1 - \frac{4mV_2}{p_n} \right) \\ \approx \left(\frac{p_n}{p_0} \right)^{-\frac{4mV_2}{\Delta p}} \left(\Delta p := \frac{4}{3}m(V_1 - V_2) \right) \quad (6)$$

従って、運動量の大きさが p より大きい粒子の数密度 $N(p)$ は、

$$N(p) \propto P(n) \propto p^{-\mu+1} \quad (7)$$

$$\mu := 1 + \frac{4mV_2}{\Delta p} = \frac{3V_2}{V_1 - V_2} + 1 \quad (8)$$

となって、冪乗のスペクトルが得られる。ここで、衝撃波の圧縮比 $r := V_1/V_2$ を用いると、

$$\mu = \frac{r+2}{r-1} \quad (9)$$

とスペクトルの指数は圧縮比のみで表すことができる。粒子が相対論的な場合は、

$$P(n) = \left(1 - \frac{4V_2}{c}\right)^n \approx \exp\left(-4n \frac{V_2}{c}\right) \quad (10)$$

$$N(p) \propto P(n) \propto p^{-\mu+1}$$

となり、非相対論的な場合と同じ運動量スペクトルが得られる。マッハ数が無限大の時、圧縮比は比熱比 γ を用いて $r \rightarrow (\gamma+1)/(\gamma-1)$ と書ける。また、単原子理想気体 $\gamma = 5/3$ を仮定すると $\mu = 2$ となる。よって $N(p)$ の微分は、

$$\frac{dN(p)}{dp} \propto p^{-2} \quad (11)$$

と求まる。また、高エネルギー領域では粒子のエネルギーは $\epsilon \approx pc$ と近似できることから、 $\epsilon \propto p$ となる。よって、エネルギーのスペクトルの微分は、

$$\frac{dN(\epsilon)}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-2} \quad (12)$$

となる。以上より、冪乗のエネルギースペクトルが得られる。さらに、高エネルギーを持つ粒子程、銀河系外に逃げ出す効果を考慮すると、 $\epsilon^{-0.6} \sim \epsilon^{-0.7}$ の因子が考えられることから、

$$\frac{dN(\epsilon)}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-2.6} \sim \epsilon^{-2.7} \quad (13)$$

と求まる。これは、図 1 で示したの $10^{10} \sim 10^{15}$ eV の範囲のエネルギースペクトルの冪指数の値を説明できる。

続いて、実際の衝撃波によって得られる最大エネルギーについて概算を行う。加速に必要な時間 t_{acc} は衝撃波面を一往復する時間を Δt とすると、

$$t_{\text{acc}} = \Delta t \frac{p}{\Delta p} \quad (14)$$

と書ける。ここで、 Δt について考える。これは、上流及び下流における滞在時間 (それぞれ t_1, t_2) の和で書ける。これらは、拡散係数 κ を用いて、

$$t_1 = \frac{4\kappa_1}{V_1 v} \quad (15)$$

$$t_2 = \frac{4\kappa_2}{V_2 v} \quad (16)$$

と求まる。従って加速時間は、

$$t_{\text{acc}} = (t_1 + t_2) \frac{3}{4} \frac{v}{V_1 - V_2} \quad (17)$$

$$= \frac{3}{V_1 - V_2} \left(\frac{\kappa_1}{V_1} + \frac{\kappa_2}{V_2} \right) \quad (18)$$

と求まる。ここで、磁場中での高エネルギー粒子は、磁場の乱れについての拡散係数は、

$$\kappa = \frac{v r_L}{3} \left(\frac{B}{\delta B} \right)^2 = \frac{v r_L}{3} \xi \quad (19)$$

と表される。ここで、 δB は磁場の乱れの大きさ、 $r_L = p/(ZeB)$ はジャイロ半径 (Ze は粒子の電荷)、

$$\xi := \left(\frac{B}{\delta B} \right)^2 \quad (20)$$

とした。ここでは ξ の値はボーム極限 (磁場の乱れの大きさが元の磁場の大きさと同程度) での値 1 から、太陽の衝撃波付近での磁場の乱れでの値 10 の間をとると考える。加速時間は超新星残骸の年齢 t_{ev} であるとし、その大きさを R とする。さらに、 $\kappa_1 = \kappa_2$, $t_{\text{ev}} = R/V_s$, $V_s = V_1 = 4V_2$ とすると、

$$E_{\text{max}} = \frac{3}{20} \frac{1}{\xi} V_s Z e B R \quad (21)$$

$$\approx 4.6 \times 10^{14} \frac{Z}{\xi} \frac{V_s}{10^4 \text{ kms}^{-1}} \frac{B}{10 \mu \text{ G}} \frac{R}{10 \text{ pc}} \text{ eV} \quad (22)$$

と求まる。

3 Results, エネルギースペクトルと最大エネルギー

衝撃波における統計的粒子加速 (Fermi 加速) によって, エネルギースペクトルは,

$$\frac{dN(\epsilon)}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-2}$$

と冪乗となり, 高エネルギーを持つ粒子程, 銀河系外に逃げ出す効果を考慮すると, $\epsilon^{-0.6} \sim \epsilon^{-0.7}$ の因子が考えられことから,

$$\frac{dN(\epsilon)}{d\epsilon} \propto \epsilon^{-2.6} \sim \epsilon^{-2.7}$$

と求めた。これは, 図 1 にあった $10^{10} \sim 10^{15}$ eV の範囲のエネルギースペクトルの冪指数の値を説明できる。また, この加速機構によって得られるエネルギーの最大値は, 超新星残骸による衝撃波を想定すると,

$$\begin{aligned} E_{\max} &= \frac{3}{20} \frac{1}{\xi} V_s Z e B R \\ &\approx 4.6 \times 10^{14} \frac{Z}{\xi} \frac{V_s}{10^4 \text{ kms}^{-1}} \frac{B}{10 \mu \text{ G}} \frac{R}{10 \text{ pc}} \text{ eV} \end{aligned}$$

と求めた。

4 Discussion, 最大エネルギーについて

超新星残骸による衝撃波を想定した衝撃波における統計的粒子加速 (Fermi 加速) によって得られるエネルギーの最大値は, 式 (21) のように求めた。ここで, E_{\max} が Ze, B, R の積となっていることについて注目する。磁場を持った流体が運動すると, 静止系から見て $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ の電場が生じる。このとき, この電場中を電荷 Ze 粒子が \mathbf{R} だけ移動するとエネルギーは $Ze(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{R}$ となり, これに磁場の乱れの効果を加えたものが, 最大エネルギーとなっていると見做せる。

また, 超新星による衝撃波の速度が減衰することが無いことを仮定し, 残骸の大きさは比較的大いものを用いても, スペクトルの冪指数が変化する点でのエネルギー (knee energy) $10^{15.5}$ eV には到達出来な

い。単純に考えると, 今回評価した超新星残骸のより大きな値のパラメータを持つ天体について同様に評価すればよい。すると, 磁場が強く, 天体のサイズが大きくなり, また衝撃波の速さが大きい場合, 最大エネルギーも大きくなる。この例として, 衝撃波の速度の速さが大きい場合を考える。例として, ガンマ線バーストや活動銀河ジェットなどの天体が挙げられる。この場合には粒子の速度及び, 衝撃波の速度が共に光速に近くなる。このため, 今回の議論では V/c の 1 次まで考慮し, Lorentz factor を 1 としていた近似が成り立たず, また, 相対論的ビームングといった効果を考慮する必要があるため, 上流や下流での粒子の散乱を等方的であるとしていた近似が成り立たなくなる。このため, この場合の粒子のスペクトルや最大エネルギーについてはさらに議論が必要となってくる。

Acknowledgement

本研究にあたり, 指導教員である井上剛志准教授をはじめ研究室の皆様からは研究面だけでなく精神面や身体面共に支えて頂き, 大変お世話になりました。心より感謝申し上げます。

Reference

- S.P. Swordy., 2001, Space Science Reviews
 高原文郎, 『天体高エネルギー現象』, 岩波書店, 2002
 小山勝二, 嶺重慎, 『ブラックホールと天体高エネルギー現象 シリーズ現代の天文学 第 8 巻』, 日本評論社, 2015

コン20

MAXIが観測したGRBの系統的解析

青山学院大学 理工学研究科基礎科学コース
平松 裕貴

MAXI が観測した GRB の系統的解析

平松 裕貴 (青山学院大学大学院 理工学研究科 基礎科学コース)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) とは、数ミリ秒から数 100 秒の短時間に 10^{54} erg ものエネルギーをガンマ線として解放する宇宙最大の爆発現象である。MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) に搭載されているガススリットカメラ (GSC) は GRB を観測する装置の中では、約 10 keV 以下のエネルギー帯域の X 線 (軟 X 線領域) に感度をもつため、他衛星とは異なる帯域の GRB スペクトルを得ることができる。Serino et al., 2014 では、MAXI が観測した GRB は他衛星で観測された GRB より光度が暗く、スペクトルがソフトなものが多いと報告されている。これらの GRB が従来のもと同様の性質なのか、スペクトルフィッティングによってパラメータの比較を試みる。本研究では MAXI で観測された 136 個の GRB のうち 76 個の GRB のデータをスペクトル解析した。スペクトルモデルには、GSC の観測エネルギー帯域と統計を考慮して、星間吸収モデルとベキ型関数モデルを掛け合わせたものを使用した。本発表では、フラックスと Photon index、距離の相関関係を中心に、MAXI が観測した GRB のスペクトル解析からわかったことを報告する。

1 Introduction

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst; GRB) とは、数ミリ秒から数 100 秒の短時間に 10^{54} erg ものエネルギーをガンマ線として解放する宇宙最大の爆発現象の一つである。GRB の発生頻度は 1 日に数回であり、GRB はガンマ線放射の後、X 線や可視光の残光が見えることもある。中には数十ミリ秒しか継続しないものや 1000 秒を越える長い GRB もあり、その性質は継続時間の観点から見ても極めて多様で発散的である。GRB の継続時間については T_{90} (全光子数の 90%) という量で評価される。GRB は主に、(i) 継続時間が 2 秒より短い (Short GRB) (ii) 継続時間が 2 秒より長い (Long GRB) に分類される。光子数スペクトルを単位時間・単位面積・単位エネルギーあたりの光子数として定義した場合、GRB の典型的なスペクトルは途中で折れ曲がる光子エネルギーのベキ乗関数で近似できる (Fenimore, Yoshida et al. 1988; Band et al. 1993)。観測される GRB の光子数スペクトルはバンド関数と呼ばれる 2 つのベキ関数を指数関数で滑らかに繋ぐような関数で表現できる。

MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) は現在まで 136 個の GRB を観測している。MAXI に搭載されているガススリットカメラ (GSC) は GRB を観

測する装置の中では約 10 keV 以下のエネルギー帯域の X 線 (軟 X 線領域) に感度を持つため、他衛星と異なる帯域の GRB スペクトルを得ることができる。Serino et al. 2014 では、MAXI が観測した GRB は他衛星で観測された GRB より光度が暗く、スペクトルがソフトなものが多いと報告されている。これらの GRB が従来のもと同様の性質なのか、スペクトルフィッティングによってパラメータの比較を試みる。本研究では MAXI で観測された 136 個の GRB のうち 76 個の GRB のデータをスペクトル解析した。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 MAXI

MAXI は国際宇宙ステーション (ISS) に据え付けられた全天 X 線監視装置である。ISS の軌道を利用して約 90 分周期で全天をスキャンするように観測している。イベント発生の通知を受けてから観測を始めるわけではないため、突発的な変化を伴う天体の観測に適している。MAXI には観測エネルギー帯の異なる 2 種類のカメラ (GSC, SSC) が搭載されており、幅広いエネルギー帯が観測可能である。GSC

はエネルギー帯域が 2 – 30 keV の X 線を 5350cm² という広い入射面積を持つ検出器である。検出器面積が大きいほどより暗い天体まで観測することが可能である。今回の研究では GSC で観測されたデータを解析した。

2.2 Date analyses

GRB の解析手順は、ライトカーブを作成し天体の明るさの時間変動を見る。その後、T₉₀ と補正項を算出し、XSPEC という解析ツールを用いて GRB のスペクトルとモデルのフィッティングを行う。今回解析した GRB のデータは MAXI の GRB リストの情報を使用した。ライトカーブとは、天体の明るさと時間で X 線カウントをヒストグラムにしたものである。T₉₀ とは、バックグラウンドを引いた後の初期放射のカウント数をトリガーした時間から累積したものからはじめと終わりを除いた 5 % から 95 % までの放射が行われた時間である。だが、GSC は常に同じ方向を見続けていないため、GRB の全体を観測していない可能性がある。そのため通常の T₉₀ ではなく、継続時間の下限を意味する (図 1)。

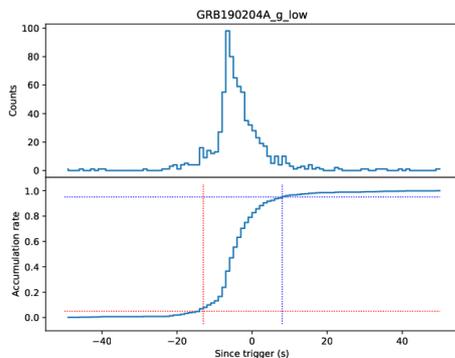


図 1: GRB 190204A による T₉₀^[GSC]

2.3 Correction factor

MAXI ではないガンマ線を観測するための検出器は GRB を観測している時、常に同じ向きで観測しているため検出器の有効面積が時間変動しない。だが、

MAXI は常に回転しながら観測しているため検出器の有効面積が時間変動することを考慮しなければならない。MAXI の標準解析ツールでは天体の明るさが変動しないことを仮定し、有効面積を算出しているが天体の明るさが変動している場合、このズレを計算に入れなければならない。そのため、その補正項を算出し、解析ツールに対応させることで GSC における短時間変動天体の解析が可能になる。

今回使用する解析ツール XSPEC は有効面積が時間変動することを考慮にいていないため、フォトンのカウント数を全て足したものを、有効面積を足したもので割ることでフラックスを求めている (式 1)。

$$\begin{aligned} \sum c(t) &= \sum [l(t) \times a(t)] \\ L &= \frac{\sum c(t)}{\sum a(t)} \end{aligned} \quad (1)$$

GSC の場合、カウント数に対応した時間の有効面積で割ることで求めたフラックスを足し合わせたものを用いてフラックスの合計を求めなければならない (式 2)。

$$\bar{L} = \frac{\sum [c(t)]}{T} \quad (2)$$

$c(t)$ (ph) はライトカーブのカウント数、 $a(t)$ (cm²/s) は観測エリア、 $l(t)$ (ph/cm²/s) は GRB のフラックス、 T (s) は使用した範囲の時間 ($T_{90}^{[GSC]}$) である。

式 (3) がこれらのズレを補正した補正項である。

$$K = \frac{\bar{L}}{L} = \frac{\sum [c(t)] \times \sum [a(t)]}{T \times \sum [c(t)]} \quad (3)$$

2.4 Models

XSPEC を用いてモデルフィッティングを行う。GRB のスペクトルは典型的には異なるべきが E_{peak} で滑らかに繋がった形をしているが、GSC スペクトルのエネルギー帯と光子統計を考慮して、星間吸収モデルとべき型関数モデルを掛け合わせたもので χ^2 検定でフィッティングを行った。星間吸収とは、星間空間を電磁波が伝播してくる時に天体と地球の間に存在する星間物質によって吸収されることであり、その光

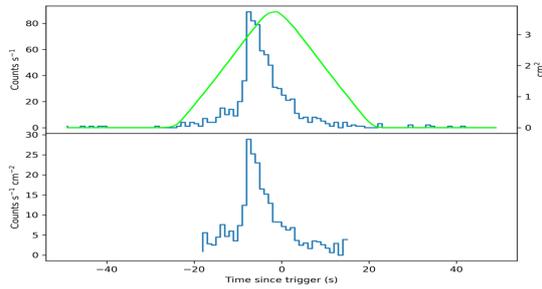


図 2: 有効面積が時間変動することを考慮した GRB 190204A

電吸収をモデル化したものが星間吸収モデルである (式 4)。

$$M(E) = \exp(-N_H \sigma(E)) \quad (4)$$

N_H は水素柱密度 (文献値)、 σ は断面積である。

また、スペクトルの折れ曲がるエネルギー E_0 が十分低い領域では、cut-off を考慮しなくても良いため、べき型関数で近似的に表現できる (式 5)。

$$M(E) = AE^{-\alpha} \quad (5)$$

α は Photon Index、 A は規格化定数である。

3 Results

フラックスを計算する際のエネルギー帯域はすべて $2-20\text{keV}$ で、error は 90% 信頼区間で計算を行った。解析した GRB のフラックスと Photon index の値を図 5 に示す。図 3 より、Photon index は -1.5 から -2.0 程度にピークを持つことがわかった。図 4 より、フラックスの分布のピークは $10^{-8}\text{erg/cm}^2/\text{s}$ となり他衛星の観測より小さい値となった。図 5 より、暗くて Photon index が -0.5 程度のハードな GRB やそれより明るい Photon index が -3.0 程度とソフトな GRB などが存在することがわかった。MUSST (MAXI Unidentified Short Soft Transient) とは MAXI の発見から 3 から 24 時間後という短時間で X 線望遠鏡を向けたにもかかわらず対応する天体を検出できなかったものであり、MAXI が観測した

時には非常に明るい、数時間後に追跡観測を始めるまでに消えてしまったような天体である。図 5 より、GRB が連続的に分布していることから、MUSST は GRB の可能性がある。しかし、Photon index が -4 あたりの MUSST は他の GRB とは違う可能性があるため、詳しく調べる必要がある。

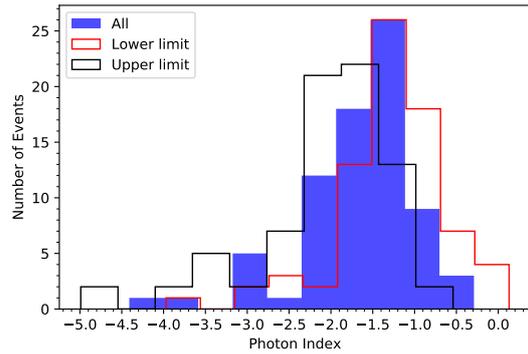


図 3: Photon index のヒストグラム

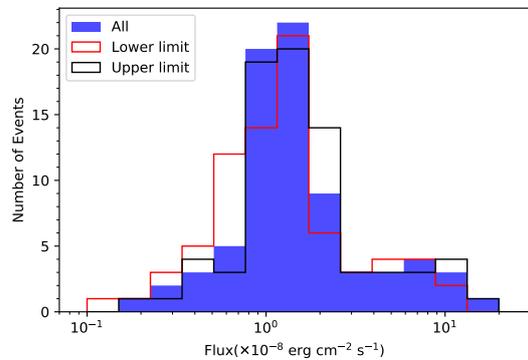


図 4: flux のヒストグラム

4 Discussion

解析結果より、低エネルギー帯での GRB の振る舞いを確認された。図 3 より、Photon index は -1.5 から -2.0 程度にピークを持つことから 10keV 付近に E_{peak} を持つソフトな GRB (X-Ray Flashe; XRF) が観測されている可能性を示唆している。図 6 では、GRB スペクトルを仮定して GSC の観測結果

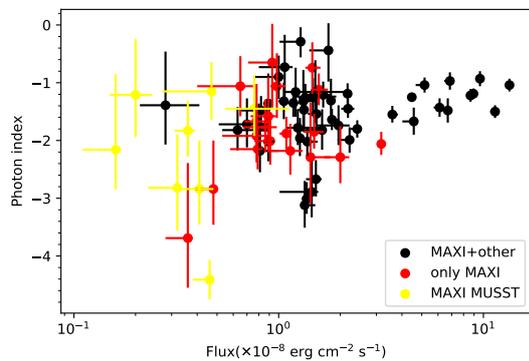


図 5: flux と photon index の分布

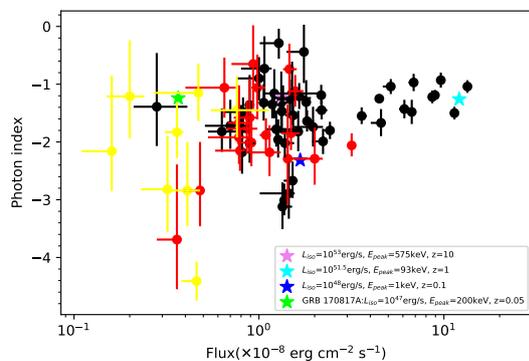


図 6: 特徴的な GRB のスペクトルを GSC で観測した場合のシミュレーション結果

をシミュレーションしたものをプロットした。Nava et al, 2012 より、GRB のスペクトル E_{peak} , L_{iso} が $E_{\text{peak}} = N L_{\text{iso}}^{(slope)}$ という相関に従うとして、 E_{peak} , L_{iso} , z を変えて XSPEC 上でシミュレーションした。その結果、高赤方偏移の明るい GRB が GSC で観測した場合では暗く、ハードなスペクトルとなることが推定された。また、GSC のみで観測された GRB の場合、 $z = 0.1$ と近くて暗い GRB を観測していることが示唆された。また、重力波イベント起源の GRB 170817A はこの相関関係とは異なる特徴を持っているが、今回解析した GRB の中にはより遠い距離で GRB 170817A が発生した場合と同様の特徴を持つものが見られた。図 6 より、MAXI が観測した GRB のフラックスと Photon index の分布は、 E_{peak} , L_{iso} の相関に矛盾しない結果となった。

5 Conclusion

フラックスの分布のピークは $10^{-8} \text{erg/cm}^2/\text{s}$ となり、他衛星の観測より小さい値となった。Photon index は -1.5 から -2.0 程度にピークを持ち、10 keV 付近に E_{peak} を持つソフトな GRB (XRF) が観測されている可能性を示唆している。一方でフラックスと Photon index の相関を見てみると、暗くて Photon index が -0.5 程度のハードな GRB やそれより明るい Photon index が -3.0 程度とソフトな GRB などが存在することがわかった。GRB 即時放射の光度と E_{peak} に相関があることが知られており、Nava et al., 2012 での相関を仮定して、GSC で観測されるフラックスと Photon index の関係をシミュレーションすると、高赤方偏移の明るい GRB が GSC で観測した場合では暗くてハードなスペクトルとなることが推定された。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である吉田先生、助教である杉田先生をはじめ研究室の皆様からは様々な助言をいただき、深く感謝しています。

Reference

- Serino et al. 2014, PASJ, 66, 87
- Fenimore, Yoshida et al. 1988, ApJ, 335, 71
- Nava et al. 2012, RAS, 425, 506-513

コン21

ガンマ線バーストの観測の現状と電子飛跡検出型
コンプトンカメラ

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
田原 圭祐

ガンマ線バーストの観測の現状と電子飛跡検出型コンプトンカメラ

田原 圭祐 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst : GRB) は半世紀前に *Vela* 衛星によって最初に発見された宇宙最大の爆発現象であり、放射の継続時間が比較的長い Long GRB と継続時間が短い Short GRB に分類される。Long GRB である GRB030329 の観測で得られたライトカーブと Ic 型超新星 SN1998bw のスペクトルとの類似性から、Long GRB の起源は Ic 型超新星であると考えられている。Short GRB に関しては、GBR170817 が重力波 GW170817 と同時に検出された例から、中性子星連星の合体が起源として有力視されているが、光度の点などで謎が残されている。また、GRB の放射機構は研究が進められているが完全な理解は得られていない。解明のためには放射領域や磁場の構造を理解するために、偏光観測が期待される。GRB はエネルギーフラックスのピークを MeV 領域にもつので、このエネルギーに感度を持つ検出器が望まれる。それを実現する検出器が我々が開発している電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera : ETCC) である。ETCC は、MeV ガンマ線の到来方向を一意に再構成する検出器であり、MeV 領域の高い感度、優れたバックグラウンド除去能力、大きな field of view (FoV) を持ち、電子飛跡を取得することから偏光検出能力も有する。実際に、SPring-8 における実験から偏光検出能力も示された。

1 ガンマ線バースト観測の経緯と諸課題

GRB を最初に発見したのは、1967 年に打ち上げられた核実験探査衛星 *Vela* である [1]。1969 年から 1972 年に *Vela* が発見した GRB の数は 16 であり、CsI シンチレータを搭載した 4 機の衛星 (5A,5B,6A,6B) によって検出され、その到来時間の差から方向を求めたところ、その起源は地球でも太陽でもないことが判明した。

1991 年に打ち上げられたガンマ線観測衛星 *CGRO* に搭載された BATSE では全天観測が行われた [2]。BATSE は 8 組の検出器からなり 10 keV から 20 MeV 程度のエネルギー帯に感度を持つ。正八面体の各面に平行な向きに配置された 8 つの大型 NaI(Tl) シンチレータが受けた光子数の比からその到来方向を決定していた [2]。BATSE が約 3000 日のオペレーションで発見した GRB の数は 2704 天体であり、つまり、1 日 1 個程度の頻度で検出されている。その全天マップを図 1 に示す。この図から、GRB が等方的な分布を持つことが窺える。また T_{90} と呼ばれる、全光子数の 5% から 95% を占める時間の分布を図 2 に示した。

この図より GRB は T_{90} が 2 秒より長い Long GRB と 2 秒より短い Short GRB に分類される。GRB のスペクトルは折れ曲がりをもつとして 2 つのべき関数をつないだ、以下の Band 関数でフィットできることが経験的に知られている [4]。

$$\frac{dN(E)}{dE} = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \times \exp \left(- \frac{(2+\alpha)E}{E_{\text{peak}}} \right) & \left(E < \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{peak}}}{2+\alpha} \right) \\ A \left(\frac{(\alpha-\beta)E_{\text{peak}}}{(2+\alpha)(100 \text{ keV})} \right)^{\alpha-\beta} \times \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \exp(\beta-\alpha) & \left(E \geq \frac{(\alpha-\beta)E_{\text{peak}}}{2+\alpha} \right) \end{cases} \quad (1)$$

図 3 には GRB990123 のスペクトルを示した。GRB のエネルギーフラックスは MeV 領域にピークを持つことが経験的に分かっている。

1997 年には X 線天文衛星 *BeppoSAX* による GRB970228 の観測で残光が発見された [6]。残光は X 線、可視光等でバーストから数日にわたって観測されるため、情報量が増加した。2003 年、*HETE-II* 衛星は GRB030329 を発見した [7]。この天体の追観測により得られたライトカーブを図 4 に示す。バーストから 3 週間後のスペクトルが Ic 型超新星 SN1998bw と似ており [7]、このような例から、Long GRB の起源は大質量星の Ic 型超新星爆発であると考えられている。

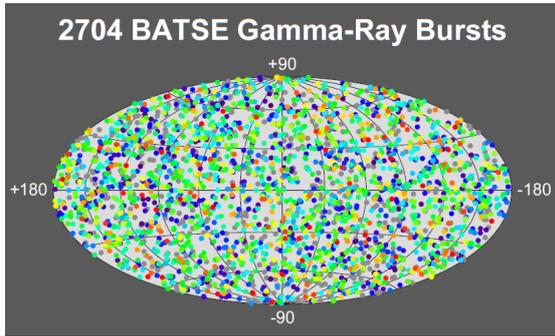


図 1: BATSE により発見された GRB の全天マップ [3]

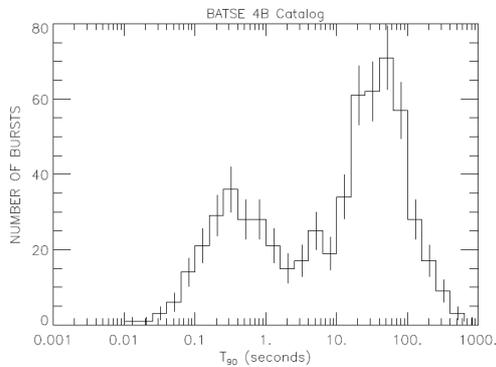


図 2: BATSE により発見された GRB の T_{90} の分布 [3]

2004 年には衛星 *Swift* が打ち上げられた。*Swift* は、15 – 150 keV に感度があり数分角の位置決定精度を持つ BAT、X 線 CCD カメラを搭載した XRT、紫外・可視望遠鏡である UVOT という 3 つの検出器から成り、バーストの位置特定から残光観測を自動的に行う。*Swift* の主な成果の 1 つとして、 $z = 6$ を超えるような高赤方偏移の GRB をいくつも検出している [8] という事実がある。宇宙初期の星である種族 III 星の爆発による放射が BAT によって検出されうるといことも示唆されており [9]、GRB と種族 III 星の関連性も疑われている。そのほかにも、従来のモデルでは説明できない初期残光の発見 [10] など、さまざまな成果を残している。

2017 年 8 月 17 日、Advanced LIGO と Virgo による観測で重力波 GW170817 が検出され [11]、同時に *Fermi* による観測により Short GRB である

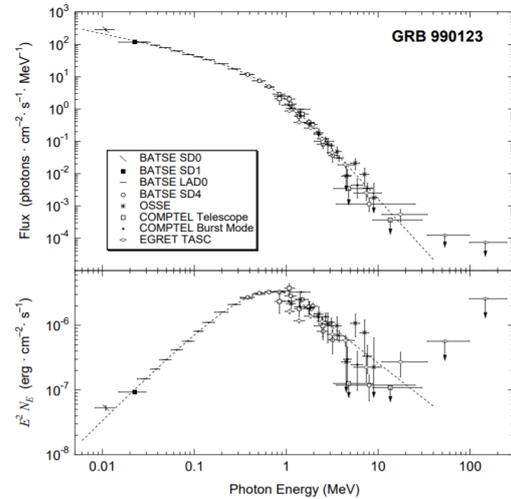


図 3: GRB990123 の光子フラックス (上) とエネルギーフラックス (下) [5]

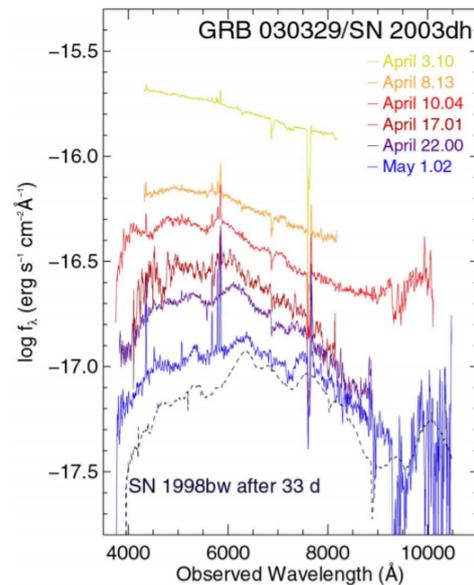


図 4: 測定された GBB030329 のライトカーブ [7]

GRB170817 が独立に検出された [11]。この発見により Short GRB の発生源は中性子星連星の合体であることが立証された。しかし、検出された GRB は既知のものより 2 桁から 6 桁暗かったことが問題となっている。図 5 に *Fermi* GBM (Gamma-ray Burst Monitor) が検出した GRB の光度と赤方偏移の対応関係を示した。ジェットを見る方向によって明るさが

異なるのか別の理由があるのか判明していない。さらなる解明に向けて、検出数の増加が待ち望まれる。

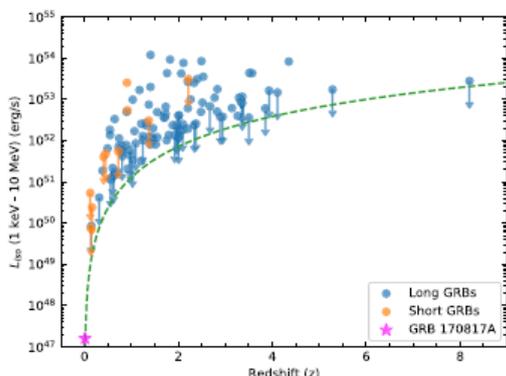


図 5: GBM が発見した GRB の光度 [11]。緑の曲線は赤方偏移に対する GBM の検出スレッシュホールドの変化を表す。

バーストの放射機構について一般的な理解は得られていないが、現在では、火の玉モデル [12] が考えられている。このモデルの概要は、星が開放する重力エネルギーがジェットに変換され、遅いブロップと速いブロップが生成する。後者が前者に追いつくことで衝撃波が発生し、そこで加速された電子が磁場に巻き付いた運動によりシンクロトロン放射する、というものである。実際、GRB100826A では偏光が検出されており [13]、さらなるモデル理解のためにも偏光観測は必須である。

2 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

GRB を捉える手法として、電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera : ETCC) (図 6) を紹介する。ETCC はガスをを用いた TPC(Time Projection Chamber) と GSO($Gd_2SiO_5(Ce)$) pixel scintillator arrays(PSA) から成る。入射ガンマ線がガス中でコンプトン散乱を起こし、TPC で反跳電子の飛跡とエネルギーを、PSA で散乱ガンマ線の吸収位置とエネルギーを得ることで、運動量の足し算という単純な方法で入射光子の到来方向及びエネルギーを求めている。

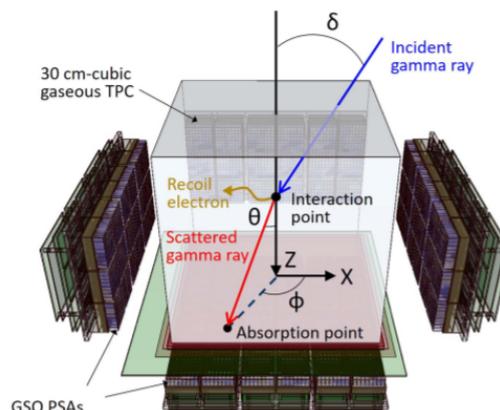


図 6: ETCC の概念図

コンプトン散乱は MeV ガンマ線の主要な反応であるため、この事象を捉える ETCC は GRB の初期放射に対して感度を持つ。従来のコンプトンカメラと異なる点は電子飛跡を取得できる点にある。COMPTEL は液体シンチレータを散乱体、NaI シンチレータを吸収体に用いたコンプトンカメラであったが [14]、電子の飛跡が分からなかったために光子の到来方向を円環状にしか特定できなかった。さらに、バックグラウンドを time of flight(TOF) でしか落とすことができず、その除去能力は低い。一方 ETCC は、コンプトン散乱におけるすべてのパラメータを取得しており、光子の到来方向が一意に決まる。反跳電子と散乱ガンマ線のなす角が運動学的、幾何学的に独立に求まるため、この値によりコンプトン散乱事象のみを取り出すことが可能となる。また、性質上コリメーター等を必要としないため、大きな FoV を実現することができる。

Klein-Nishina の式によると、偏光したガンマ線によるコンプトン散乱の微分散乱断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta \right) \quad (2)$$

である。ここで、 r_0 は古典電子半径、 E_0, E はそれぞれ入射ガンマ線、散乱ガンマ線のエネルギー、 θ は散乱角、 η は偏光方向に対する反跳電子の方位角である。この性質から、電子飛跡を取得する ETCC が従来型コンプトンカメラが持ち得なかった偏光検出能力を有していることがわかる。ETCC の偏光検出能力の実証実験が 2015 年に行われた [15]。その

セットアップを図 7 に示す。偏光した 182keV の X 線を厚さ 10 mm の Al 板に照射し、垂直方向に散乱した 123 keV から 148 keV の X 線 (偏光度 ~ 96%) を ETCC に入射させ、ETCC を方位角方向に回転させて測定した。図 7 右のように偏光方向を変えて測定し得られたモジュレーションカーブを図 8 に示す。ETCC が測定した偏光角は誤差の範囲で一致し、偏光検出能力を示すモジュレーションファクターは 0.57-0.59 という大きな値が得られ、シミュレーション (0.60-0.63) と矛盾しない結果が得られた [15]。

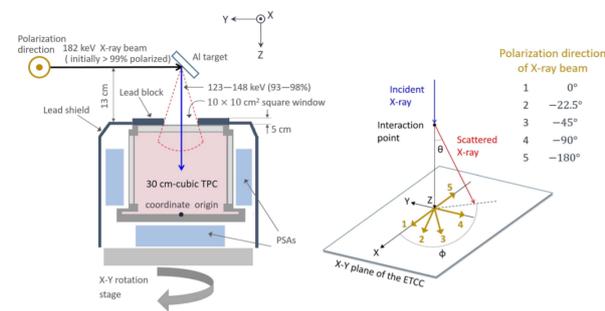


図 7: SPring-8 における実験のセットアップ [15]

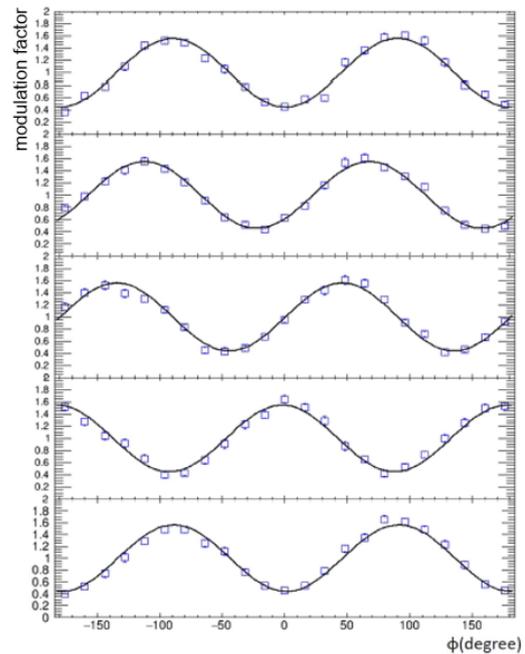


図 8: 実験で得られたモジュレーションカーブとそのフィット [15]。偏光方向は上の曲線から、 $0^\circ, -22.5^\circ, -45^\circ, -90^\circ, -180^\circ$ 。無偏光な光子を照射したときの分布で割ることでシンチレータの配置による効果を補正している。

3 結論

GRB は宇宙最大の爆発現象であり、発見から半世紀以上経つが、放射機構等今なお謎多き天体である。我々が開発している ETCC は観測困難な MeV 領域で優れた感度を持ち、SPring-8 における実験から偏光検出能力も立証された。ETCC の次期気球実験 (200 keV での有効面積 44 cm^2) では、GRB の偏光度を 30%以上と仮定すると 1 カ月のフライトで 2, 3 個の GRB が観測可能であると予想されている [15]。ETCC による観測が GRB に関する研究を進展させる事が期待される。

Reference

[1] R.W.Klebesadel et al, 1973, ApJ, 182:L85-L88
 [2] W.S.Paciesas et al., 1999, ApJS, 122 (1999) 465-495
 [3] Gamma-Ray Astrophysics NSSTC, <https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/>

[4] D.Band et al., 1993, ApJ, 413:281-292
 [5] M.S.Briggs et al., 1999, arXiv:astro-ph/990324
 [6] E.Costa et al., 1997, arXiv:astro-ph/9706065
 [7] J.Hjorth et al., 2003, arXiv:astro-ph/030647
 [8] Salvaterra R., 2015, arXiv:1504.02096
 [9] R.S.de Souza et al, 2011, arXiv:1105.2395
 [10] J.A.Nousek et al., 2006, ApJ, 642:389-400
 [11] B.P.Abbott et al., 2017, ApJL, 848:L13 (27pp)
 [12] P.Mészáros, 2001, arXiv:astro-ph/0102255
 [13] D.Yonetoku et al., 2011, arXiv:1111.1779
 [14] V.Schönfelder et al., 1993, ApJS, 86:657-692
 [15] S.Komura et al., 2017, ApJ, 839:41 (13pp)

コン22

輻射輸送シミュレーションを用いた中性子星合体のパ
ラメータ推定

東北大学大学院 理学研究科天文学専攻
野際 洸希

輻射輸送シミュレーションを用いた中性子星合体のパラメータ推定

野際 洗希 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

金やプラチナなどの重元素の起源として、連星中性子星合体が注目されている。中性子星合体時には強い重力波が放射され、ショートガンマ線バースト (SGRB) と放射性崩壊による熱的放射 (kilonova) が起こると考えられている。kilonova の観測量からは、中性子星合体から放出される物質の質量や速度、electron fraction など、重元素の起源を考える上で重要な物理量を推定することができる。しかし、kilonova の輻射輸送シミュレーションにおいて、パラメータの組み合わせは限られたグリッドでしか与えることができない。そのため、観測データと輻射輸送シミュレーションを直接比較して、中性子星合体のパラメータを推定することは難しい。本研究では、機械学習の手法を用いて輻射輸送シミュレーションの結果からデータを補間し、パラメータ推定する方法を考えた。まず、放出物質の質量、速度、electron fraction を変えて波長依存性を考慮した輻射輸送シミュレーションを行った。その結果をガウス過程によりパラメータの多次元空間で補間する手法を開発した。本発表では、本手法の概要と GW170817 の bolometric light curve に対してパラメータ推定を適用した結果を紹介する。

1 Introduction

宇宙における金やプラチナなどの重元素の起源は未だに解明されていない。これらの重元素は速い中性子捕獲反応 (r-process) で作られ、多くの中性子が存在する環境で作られる。従来、r-process 元素は超新星爆発で作られたと考えられていたが、近年では超新星爆発では中性子の量が足りないことが判明してきた (Wanajo 2013)。そこで、中性子が豊富な環境である連星中性子星合体が有力な候補の一つになっている。

中性子星合体では強い重力波が放射される。加えて相対論的ジェットが形成され、中性子を豊富に含んだ物質放出が起こる。ジェットからはショートガンマ線バースト (SGRB) が引き起こされ、放出物質からは r-process 元素の放射性崩壊による熱的放射 (kilonova) が起こると考えられている。実際に 2017 年には初めて中性子星合体からの重力波 (GW170817) が観測され、それに伴う SGRB と kilonova も観測された。kilonova が観測されたことにより、GW170817 では実際に r-process 元素が合成されていたことが確認された。

r-process 元素が中性子星合体のみで作られたと仮定すると、銀河系に存在する r-process 元素量を説明

するためには、一回の中性子星合体で放出される物質の質量が $0.01M_{\odot}$ 程度必要であると考えられている (Rosswog et al. 2017)。実際に GW170817 では、放出された物質の質量はおよそ $0.05M_{\odot}$ と見積もられた。しかし、中性子星合体とそれに伴う kilonova が観測されたのは、今のところ GW170817 のみである。他の中性子星合体ではどれだけの物質が放出されているのか、そして銀河系の r-process 元素量を説明できるだけの質量が放出されているのかはまだ明らかになっていない。重元素の起源を解明するためには、各々の連星中性子星合体でどれほどの質量が放出されているかを知ることが重要である。

先行研究では、様々な手法を用いて中性子星合体からどれだけの質量が放出されているのかが観測データから見積もられている (Villar et al. 2017; Smartt et al. 2017 など)。これらの論文では one-zone 近似や黒体輻射近似がされていたり、opacity が一定であるという仮定がされていたりしていることから、質量の推定において不定性が残る。

そこで我々は、kilonova の詳細な輻射輸送シミュレーションを用いて、放出物質の質量を求めることを考えた。kilonova の輻射輸送シミュレーションでは、放出物質の質量や速度、元素組成の空間分布を仮定

して光度曲線を計算することができる。しかし、輻射輸送シミュレーションにおいて放出物質の質量や速度などのパラメータの組み合わせは限られたグリッドでしか与えることができない。そのため、kilonova の観測データと輻射輸送シミュレーションを直接比較して、中性子星合体のパラメータを推定することは難しい。加えて、輻射輸送シミュレーションは一つのモデルを計算するのに 32 コアで 2~3 時間程度かかり、広い範囲でのパラメータ推定を行うのは現実的ではない。そこで本研究では、この問題を解決するためにガウス過程を用いて輻射輸送シミュレーションの結果からデータを補間し、シミュレーションしていないパラメータでの光度曲線を予測する方法を開発した。

2 Methods

輻射輸送シミュレーションでは、opacity に関して r-process 元素の原子構造計算に基づいた波長依存性及び時間発展を考慮した (Tanaka & Hotokezaka 2013)。パラメータは放出物質の質量、速度、元素組成の三つである。

シミュレーションでは、放出物質の密度構造として $\rho \propto r^{-3}$ となる構造を採用した。ここで、 r は放出物質の半径 $r = vt$, v は放出物質の膨張速度、 t は合体後の経過時間である。今回の計算では、内側の膨張速度を $0.05c$ に固定し、外側の速度について $v_{\text{out}} = 0.2c, 0.3c, 0.4c$ の範囲で計算を行った。また、放出物質の質量 (M_{ej}) は $\log \frac{M_{\text{ej}}}{M_{\odot}} = -3.0, -2.5, \dots, -1.0$ の範囲を採用した。

元素組成は主に electron fraction (Y_e) で決定される ($Y_e = \frac{n_p}{n_p + n_n} = \frac{n_e}{n_e + n_n}$)。ここで、 n_p , n_e , n_n はそれぞれ陽子、電子、中性子の個数密度であり、 $n_p = n_e$ となることを用いた。 Y_e が小さいほど r-process 元素合成が進んでランタノイドなどの重元素が豊富となる。一方、 Y_e が大きいほど軽い元素が豊富となる。今回のシミュレーションでは、各モデルにおいて electron fraction のばらつきを考慮しており、 $Y_e = 0.10 - 0.20, 0.15 - 0.25, \dots, 0.35 - 0.45$ の場合の計算を行った。

輻射輸送シミュレーションを行っていない任意のパラメータでの光度曲線の予測をすぐに得られるよ

うにするために、ガウス過程回帰を利用した。ガウス過程では入力 x が似ていれば出力 y も似ているという性質がある。ガウス過程回帰とは、入力された変数 x から出力されたなめらかな関数形 $y = f(x)$ を推定するモデルであり、非線形な関数形でもフィッティングができる。光度曲線の予測を行うために輻射輸送シミュレーションで得られた 90 の光度曲線をトレーニングデータとしてインプットし、各時間での bolometric luminosity をパラメータの 3 次元空間で補間した。カーネルは RBF (Radial basis function) カーネルを採用した。カーネルとは二つの入力サンプル x, x' 間の類似度を表すものである。

3 Results

図 1、図 2 は輻射輸送シミュレーションで得られた光度曲線とガウス過程を用いて同じパラメータで予測した光度曲線の例である。紫色の曲線があるパラメータの組み合わせでの輻射輸送シミュレーション結果であり、緑色の曲線が同じパラメータの組み合わせでのガウス過程回帰による予測である。シミュレーション結果を精度良く再現できていることが分かる。

図 3 は、いくつかのパラメータにおける輻射輸送シミュレーション結果の光度曲線とガウス過程回帰による予測の定量的な精度を示したものである。シミュレーション結果と予測とのずれはおよそ $\pm 20\%$ 程度に収まっていることが分かる。等級に換算すると 0.2 等級程度に対応し、観測データからパラメータ推定するのに十分な精度が得られている。

4 Summary

今回我々は、ガウス過程を用いて輻射輸送シミュレーションの結果からパラメータの多次元空間でデータを補間する手法を開発した。計算時間について、輻射輸送シミュレーションでは 1 モデルの計算に 32 コアで 2 ~ 3 時間程度かかるのに対して、ガウス過程を用いた光度曲線の推定では 1 コアでおよそ 0.3 秒程度であり、大幅な計算時間の短縮に成功した。今

後は各 SGRB のデータに対して本手法を適用し、パラメータ推定したい。

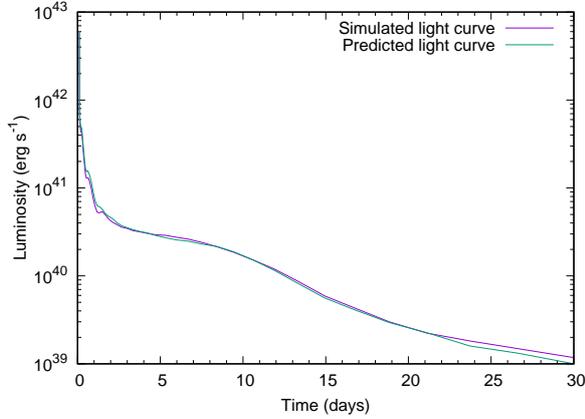


図 1: 輻射輸送シミュレーションで得られた光度曲線とガウス過程で予測した光度曲線。パラメータは $(\log \frac{M_{ej}}{M_{\odot}}, v_{out}, Y_{e,mid}) = (-1.9, 0.2, 0.17)$

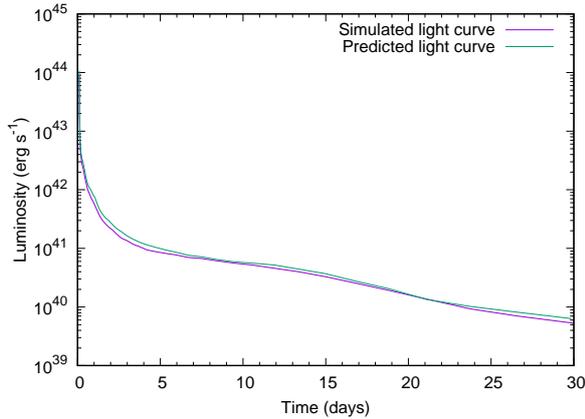


図 2: 輻射輸送シミュレーションで得られた光度曲線とガウス過程で予測した光度曲線。パラメータは $(\log \frac{M_{ej}}{M_{\odot}}, v_{out}, Y_{e,mid}) = (-1.3, 0.4, 0.37)$

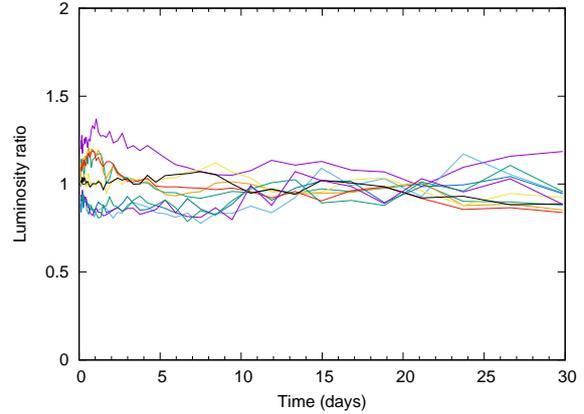


図 3: いくつかのパラメータの組み合わせでの輻射輸送シミュレーションで得られた光度曲線とガウス過程で予測した光度曲線の精度

Reference

- Villar, V. A., Guillochon, J., & Berger, E. et al. 2017, ApJ, 852, L21
- Smartt, S. J., Chen, T. -W., & Jerkstrand, A. et al. 2017, Nature, 551, 75
- Hotokezaka, K., Beniamini, P., Piran T., 2018, Int.J.Mod.Phys.D, 27, 1842005
- Tanaka, M. & Hotokezaka, K. 2013, ApJ, 773, 113
- Rosswog, S., Feindt, U., & Korobkin, O. et al. 2017, CQGra, 34, 104001
- Wanajo, S. 2013, ApJL, 770, L22

コン23

中性子星でのアクシオン-光子変換の電波信号

富山大学 理工学教育部物理学専攻科
大澤 周平

中性子星でのアクシオン-光子変換の電波信号

大澤 周平 (富山大学 理工学教育部)

Abstract

物理学の未解決問題の一つに暗黒物質というものがある。これは質量を持つ光らない物質で、宇宙の質量の 27% を占めている。その存在を示唆する観測事実はいくつも報告されているが、未だその正体は明らかになっておらず、その解明が急務である。本講演では、中性子星を使ったアクシオン探索についての評価を行なった (Leroy et al. 2020) のレビューを行う。QCD (量子色力学) アクシオンとは 1977 年に Peccei と Quinn によって、QCD における強い CP 問題を解決するために初めて導入された。この QCD アクシオンは素粒子物理学の標準模型では説明できない暗黒物質の良い候補となる。中性子星の磁気圏では効率的に QCD アクシオンが光子へ変換するため、中性子星からの電波信号を観測することで QCD アクシオンの質量を高い感度で探ることができる。QCD アクシオンが銀河の静止系で等方的に分布することと中性子星の磁気圏の構造が Goldreich-Julian モデルであることを仮定し、初めて光線追跡法を用いた光子フラックスの計算を行なった。最後に、将来実験の SKA で、アクシオン探索がどれくらいの感度で探索可能かを議論する。

1 Introduction

物理学の未解決問題の一つに暗黒物質がある。これは、宇宙全体の質量の内 27% を占める安定で質量を持つ光ることのない物質であり、銀河の回転運動などの天体現象の観測事実からその存在が示唆されている。しかし、その正体は依然不明であり、暗黒物質の解明は非常に重要である。

QCD (量子色力学) アクシオンは 1997 年に Peccei と Quinn によって、QCD セクターの強い CP 問題を解決するために導入された。QCD アクシオンは、近年、冷たい暗黒物質の候補として盛んに研究が行われている粒子である。電磁相互作用 $\mathcal{L} = -(1/4)g_{a\gamma\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}a = g_{a\gamma\gamma}\vec{E}\cdot\vec{B}a$ による磁場中のアクシオン-光子変換を利用して、現在アクシオンの地上実験が行われている。例えば、アクシオンの電磁相互作用を用いて地上で探索を行う ADMX 実験や太陽からのアクシオンを探る CAST 実験などがある。QCD アクシオンはアクシオン質量とアクシオン光子結合定数の間に比例関係が存在し、 $m_a \propto g_{a\gamma\gamma}$ となる。一方、アクシオン質量とアクシオン-光子結合定数の間に比例関係が存在しないアクシオンのような粒子 (ALP) というものもある。

様々な天体現象の観測からアクシオン暗黒物質の探索する、間接探索も存在する。中性子星はアクシ

オン光子変換を効率的に起こすため、中性子星の観測によってアクシオン暗黒物質を探索することが可能である。本講演では、光線追跡法を用いて中性子星によるアクシオン探索の感度を評価した (Leroy et al. 2020) のレビューを行う。以前にもこのような探索は考えられており、そこではアクシオンが中性子星に降ってくる場合、 $0.2 \lesssim m_a \lesssim 40\mu\text{eV}$ の質量を持つ QCD アクシオンを探索可能であることを示した (Hook et al. 2018)。今回のレビューでは、アクシオンが等方的に分布すると仮定することでより一般的な評価をすることが可能になった。光線追跡法は、検出された電波信号の逆に伝搬させ光源がどのようになっているかをシュミレーションする手法であり、中性子星の磁気圏でどのようにアクシオン-光子変換が起きているのかを解析できる。

2 電波信号の計算

ここでは、光線追跡法の説明とその定式化を行う。また、光線追跡法において重要な量であるアクシオン-光子変換確率、暗黒物質の分布、中性子星の磁気圏、地球から観測した光子フラックスについても議論する。

2.1 アクシオン-光子変換確率

プラズマ中の光子は、自由荷電粒子との相互作用により有効質量 (プラズマ質量) を持ち、

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\alpha n_c}{m_c}} \quad (1)$$

となる。ただし、 n_c は荷電粒子の数密度、 m_c は荷電粒子の質量、 α は微細構造定数である。アクシオン-光子変換は、 $m_a \simeq \omega_p$ となる位置で発生し、それを満たす領域をアクシオン-光子変換領域とよぶ。アクシオン-光子変換確率は、

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \frac{\pi}{2} (g_{a\gamma\gamma} B_\perp)^2 \frac{1}{v_c |\omega'_p|} \quad (2)$$

と得られる。ここで、 $g_{a\gamma\gamma}$ はアクシオン光子結合定数、 B_\perp はアクシオンの軌道に垂直な中性子星の磁場の大きさである。また、 $|\omega'_p|$ はアクシオン-光子変換の起こる点をアクシオンの軌道に沿って微分したものである。

2.2 中性子星の表面における暗黒物質の位相空間分布

位相空間分布 (PSD) $f(\vec{r}, \vec{v})$ で暗黒物質が等方的に分布すると仮定する。また、PSD が時間変化しないと仮定すると、リュービルの定理より、これは保存する。したがって、中性子星の表面での PSD と無限遠方での PSD が等しいことがわかる。ゆえに、

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = f_\infty(\vec{r}_\infty, \vec{v}_\infty) \quad (3)$$

ここで、 \vec{r}_∞ と \vec{v}_∞ は中性子星から無限遠離れた場合の位置と速度である。標準ハローモデルと呼ばれる天の川銀河の暗黒物質分布モデルでは、暗黒物質は中性子星から十分遠方で、等方的なマックスウェル分布に従うとされている。したがって、

$$f_\infty(\vec{r}_\infty, \vec{v}_\infty) = \frac{\rho_\infty^{\text{DM}}}{(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{v_\infty^2}{v_0^2}\right) \quad (4)$$

が得られる。ただし、 ρ_∞^{DM} は暗黒物質の数密度、 v_0 は速度分散である。エネルギー保存則から、中性子星の中心から半径 r にいる観測者から見た速度と無

限遠での速度の関係式が得られる。暗黒物質の PSD は、第二宇宙速度による項も加わり、

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{\rho_\infty^{\text{DM}}}{(\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{2GM_{\text{NS}}}{rv_0^2}\right) \exp\left(-\frac{v_\infty^2}{v_0^2}\right) \quad (5)$$

となる。ただし、 G は万有引力定数、 M_{NS} は中性子星の質量である。アクシオンが中性子星に向かう速度は、

$$v(r) \simeq \sqrt{\frac{2GM_{\text{NS}}}{r}} \quad (6)$$

となる。電波信号の帯域幅は、遠方にある暗黒物質の固有の速度分布により発生する。これは、マックスウェル-ボルツマン分布から帯域幅 $B \sim (v_0/c)^2 (m_a/2\pi)$ で与えられる。

2.3 中性子星の磁気圏

中性子星の磁気圏のモデルとして Goldreich and Julian (GJ) モデルを採用する。GJ モデルは中性子星と共回転する磁気圏のモデルで、荷電粒子の数密度 n_{GJ} が

$$n_{\text{GJ}}(\vec{r}) = \frac{2\vec{\omega} \cdot \vec{B}}{e} \frac{1}{1 - \omega^2 r^2 \sin^2 \theta} \quad (7)$$

となる。ただし、中性子星の角速度ベクトル $\vec{\omega}$ は一定であり、 $\vec{\omega} = (2\pi/P)\vec{e}_z$ である。また、その自転周期を P 、極角を θ 、表面磁場を \vec{B} とする。磁軸は \vec{e}_m に沿った双極子の方向を向き、プラズマ中には電子と陽電子のみが存在すると仮定する。非相対論的極限で式 (7) の $1/(1 - \omega^2 r^2 \sin^2 \theta)$ を無視し、

$$\omega_p(r, \theta, \phi; t) \simeq 69.2 \mu\text{eV} \times |3\cos\theta \vec{e}_m \cdot \vec{e}_r - \cos\theta_m|^{\frac{1}{2}} \times \left[\frac{B_0}{10^{14}\text{G}} \frac{1\text{s}}{P} \left(\frac{r_{\text{NS}}}{r}\right)^3 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

が得られる。ただし、時間依存性は $\vec{e}_m \cdot \vec{e}_r$ に現れている。ここで、 θ_m は z 軸と磁軸の成す角、磁軸の回転 ψ は $\psi(t) = \phi - \omega t$ 、 B_0 は中性子星の極における磁場の強さ、 r_{NS} はその半径である。

2.4 光子フラックスの計算

位置 \vec{r}_c でアクシオンが光子へ変換されると仮定する。アクシオン-光子変換確率 $P_{a \rightarrow \gamma}(\vec{r}, \vec{u})$ は、中性子

星近傍のアクシオン-光子変換の起こる位置における磁場の大きさと、 \vec{r}_c における半径方向の軌道に対しての \vec{v} で与えられ、その位置でのアクシオンの方向に依存する。

全光子フラックス F は、その強度 $I(\Omega)$ で用いて、

$$F = \int_{\Delta\Omega} d\Omega I(\Omega) \quad (9)$$

と記述することができる。ただし、立体角積分は中性子星の変換領域 $\Delta\Omega$ で実行される。まず、地球からの距離が D で、中性子星への視線に対して垂直な平面のアクシオン-光子変換領域で変換されると仮定する。この変換領域の微少量は、 $dA = D^2 d\Omega$ である。アクシオン-光子変換領域が数密度 n_a 、速さ v_a を持つアクシオンの PSD 中にあると仮定する。観測される変換領域を横切るアクシオンのカレントは、 $d^2 J(\Omega') = \cos(\alpha) dA (d\Omega'/4\pi) n_a v_a$ で与えられる。ただし、 α は、視線方向とアクシオンの軌道の成す角度である。電波信号の強度 $I(\Omega)$ は、 $\cos(\alpha) \simeq 1$ として、

$$I(\Omega) \equiv \frac{d^2 J}{d\Omega dA'} = \frac{d^2 J}{d\Omega' dA} = \frac{n_a v_a}{4\pi} \quad (10)$$

となる。したがって、視線方向に対して垂直なアクシオン-光子変換領域での光子フラックス F は、

$$F = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \frac{n_a v_a}{4\pi} P_{a \rightarrow \gamma} \simeq \frac{(\Delta b)^2}{D^2} \sum_i \left(\frac{n_a v_a}{4\pi} P_{a \rightarrow \gamma} \right) (\Omega_i) \quad (11)$$

と書ける。 $P_{a \rightarrow \gamma}$ は、とりうる全ての視線方向について足し上げたアクシオン-光子変換確率である。

2.5 光線追跡法

全光子フラックスを光線追跡法を用いて計算する。

1. 地球からの距離が D 、中性子星の中心からの距離を d であるような、視線方向に対して垂直な平面を視野とする。典型的に、 $d \simeq \mathcal{O}(100\text{km})$ である。視野を一辺の大きさ Δb の正方形のピクセルに分割し、そこから出てくる光子を中心からラベルする。

2. 出てきた光子の初速度を視野に対して垂直とし観測地点から任意のピクセル中心への測地線を計算することで、観測した光子を逆伝搬させる。
3. 中性子星の自転周期を δt で分割する。アクシオン-光子変換の起きる条件 $\omega_p = m_a$ から、アクシオン-光子変換領域の位置 $\vec{r}_{c,i}$ を計算する。
4. あるピクセル i での実行輻射電力は、

$$\frac{dP_i}{d\Omega} = \begin{cases} 2 \times \Delta b^2 \frac{P_{a \rightarrow \gamma} m_a n_a v_a}{4\pi} |_{\vec{r}_{c,i}} & (r_{c,i} \geq r_{\text{NS}}) \\ 0 & (r_{c,i} < r_{\text{NS}}) \end{cases} \quad (12)$$

となり、全ピクセルで和をとった総実行輻射電力は、

$$\frac{dP}{d\Omega} = \sum_i \frac{dP_i}{d\Omega} \quad (13)$$

である。したがって、全光子フラックスは、 $F = (1/D^2)(dP/d\Omega)$ で、これは式 (9) に m_a を掛けたものに一致する。

光子を地球から中性子星という方向で逆伝搬させるときに中性子星近傍ではシュバルツシルト計量、それ以外ではミンコフスキー計量を用いた。

3 Results

中性子星の磁気圏が GJ モデルだと仮定したこと以外、シンプルなセットアップを光線追跡法で評価した。電波信号は観測する系に強く依存するため、光線追跡法による計算方法を提案し、中性子星 J0806.4-4123 の観測結果からその妥当性を見ていく。

3.1 光子フラックスの理論値

図 1 は、3つの異なるアクシオン質量に対する総実行輻射パワーの自転依存性を表したものである。今回の計算結果が水色で、(Hook et al. 2018) の計算結果が黒色の線に対応する。図 1 を見ると、黒色の実行輻射パワーより一桁小さな平均正規化実行輻射パワーを与え、重いアクシオン質量でカットオフが見られない。加えて、全ての水色の線は黒色の線に比

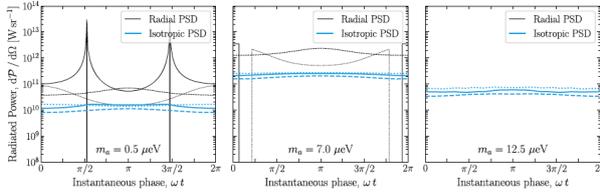


図 1: 中性子星の自転に対する実行輻射パワー

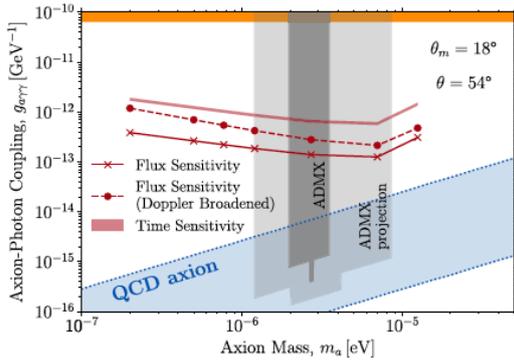


図 2: 電波信号の観測によるアクシオン光子結合定数

べ起伏が少ない。等方的な暗黒物質の分布と光線追跡法を用いると、より大きなアクシオン質量の電波信号も考えられる。また、電波信号は時間依存性をほとんど持たないこともわかる。

3.2 電波信号とアクシオン-光子結合定数

電波信号の感度は電波望遠鏡のノイズ除去力によって決まるため、ノイズを含んでいる電波信号から欲しい電波信号のみを取り出せるような電波望遠鏡が必要になる。ノイズ除去能力が高い望遠鏡として将来実験の SKA を採用し、100 時間観測した場合を想定する。図 2 は、アクシオン-光子変換による電波信号から得られるアクシオン-光子結合定数を 2σ の精度で表したものである。QCD アクシオンは理論的に青色で予言されており、現在の ADMX からの制限は濃い灰色であり将来的に薄い灰色まで広がる。CAST による制限はオレンジ色である。

4 Conclusion

本講演では、中性子星の磁気圏におけるアクシオン-光子変換から予測される電波信号についてのレビューを行なった。中性子星の表面における暗黒物質の等方的な位相空間分布を正確に扱うために、光線追跡法を用いて光子を地球からアクシオン-光子変換領域にまで逆伝播させて、観測される全光子フラックスを求めた。(Leroy et al. 2020) の主な成果は、予測される光子フラックスは、 $g_{a\gamma\gamma} \sim 10^{12} \text{GeV}^{-1}$ までのアクシオンを検出するのに十分な量であり、重いアクシオンも探索可能であることである。図 2 は、中性子星からの電波信号を SKA で観測した場合、アクシオン-光子変換に起因した電波信号の検出可能性を示している。また、CAST では検出不可能な結合定数を検出できるという強みもある。

アクシオン暗黒物質の地上実験と間接探索が密接な関係にある。間接探索によってアクシオン暗黒物質を検出できればアクシオン暗黒物質の質量が特定され、ADMX などの地上実験からアクシオン暗黒物質の解明が飛躍的に進むため、どちらも重要である。

Acknowledgement

議論にお付き合いいただきました富山大学理論物理学研究室の皆様にご感謝申し上げます。また、このような場を設けていただいた運営などに携わった全ての皆様にお礼申し上げます。

Reference

- Mikaël Leroy, Marco Chianese, Thomas D. P. Edwards, & Christoph Weniger 2020, *Phys. Rev. D* **101**, 123003
- Anson Hook, Yonatan Kahn, Benjamin R. Safdi, & Zhiqun Sun 2018, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 241102

コン24

再帰型ニューラルネットワークを用いた高密度天体の
X線強度変動のパワー スペクトル推定

立教大学 理学研究科物理学専攻
牧田 佳大

再帰型ニューラルネットワークを用いた高密度天体の X 線強度変動のパワースペクトル推定

牧田 佳大 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、将来的に特徴量の自動抽出を目指し、まずはデータ欠損のある時系列データかつ、時間的に等間隔ではない場合でも活用できるように、時系列データから周波数空間のパワースペクトルの特徴量を予測することができる再帰型ニューラルネットワークを構築した。機械学習において、実際の観測量を教師データとするには、X 線観測の時系列データは均質なものが少ないため、まずは、教師データとして、周波数空間で、べき関数型スペクトルかつ周波数ごとに位相はランダムを仮定した時系列データを作成し、作成した時系列データにガウスノイズとデータ欠損を付与することで、任意の数の擬似的な X 線の強度変動の時系列データを生成することにした。ネットワークは、時間と強度のペアを入力として、出力は周波数空間でのパワースペクトルの傾きと、規格化因子、カットオフ周波数を目標とするパラメータに設定した。

訓練の結果、擬似的なデータに対して、約 30% の精度で目標とするパラメータを推定することができた。擬似的なデータでの実証を踏まえて、実際の NICER の観測した白色矮星 SS Cygni のデータに適用した。本論文では、ネットワークの概要と学習結果、実データへ適用した結果や今後の課題について紹介する。

1 Introduction

宇宙 X 線の観測データは、統計的なノイズや系統誤差、サンプリング時間の非一様性、データギャップなどが生じやすい。それゆえ、解析結果にエイリアス(偽物の特徴量)が現れやすい。近年、観測量は増え、人力でデータを一つ一つ見るのが困難になりつつあるが、一方で、単純な変動パターンだけではなく、非周期的な変動やエネルギー依存性、フレア現象なども様々な天体で見られている。天体近傍の強い重力や、磁場や非定常な降着流の理解に繋がる観測量が眠っている可能性もある。

そこで、本研究では、将来的に特徴量の自動抽出を目指し、まずはデータ欠損のある時系列データかつ、時間的に等間隔ではない場合でも活用できるように、時系列データから周波数空間のパワースペクトルの特徴量を予測する再帰型ニューラルネットワークを構築した。再帰型ニューラルネットワークとは、層間を一方方向にしか流れない通常の順伝播型ニューラルネットワークとは異なり、時間の概念を取り込む事で、前の時刻の中間層の出力が次の時刻の中間層の入力へ再帰するような構造を持つ、系列データの

扱いに特化したニューラルネットワークである。

機械学習において、実際の観測量を教師データとするには、X 線観測の時系列データは均質なものが少ないため、まずは、教師データとして、周波数空間で、べき関数型スペクトルかつ周波数ごとに位相はランダムを仮定した時系列データを作成し、作成した時系列データにガウスノイズとデータ欠損を付与することで、任意の数の擬似的な X 線の強度変動の時系列データを生成することにした。ネットワークの構成を第 2 章に示す。ネットワークは、時間と強度のペアを入力として、出力は周波数空間でのパワースペクトルの傾きと、規格化因子、カットオフ周波数を目標とするパラメータに設定した。トレーニングの結果、擬似的なデータに対して、約 30% の精度で目標とするパラメータを推定することができた。更に、擬似的なデータでの実証を踏まえて、アメリカの大面積 X 線望遠鏡 Neutronstar Interior Composition Explorer (NICER) で観測された白色矮星 SS Cygni の実データに学習したモデルを適用した。これらの結果を第 3 章に示す。第 4 章では、まとめと今後の課題について述べる。

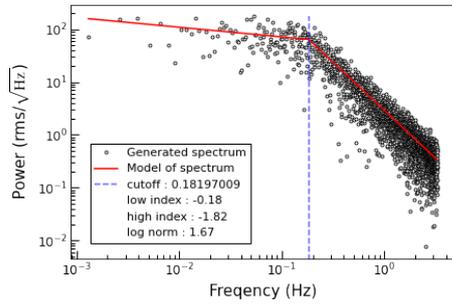


図 1: 仮定したべき関数型スペクトルの 1 例. 赤線が仮定したスペクトルのモデル, 黒点がガウス乱数に従って赤線から生成した真のスペクトル, 青点線が仮定したカットオフ.

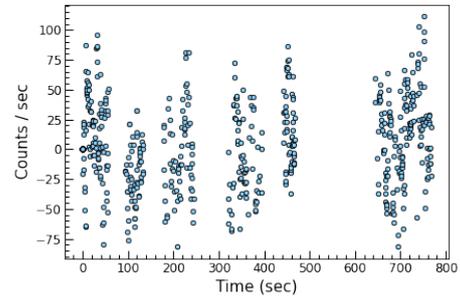


図 2: 周波数空間から生成した光度曲線の 1 例

2 The Neural Network

2.1 Data set

位相と振幅の両方のランダム性を反映した時系列の生成法を初めて提案した, (Timmerl & König, 1995) の手法を参考に, べき関数型スペクトルを持つ時系列データを擬似的に生成した. 時系列を擬似的に生成するアルゴリズムを以下に示す.

1. べき乗型スペクトル $S(\omega) \sim (1/\omega)^\beta$ を選択する.
 2. 各周波数 ω_i について, 実部と虚部で 2 つ分のガウス乱数 $\mathcal{N}(0, 1)$ を発生させ, それぞれに $\sqrt{\frac{1}{2}S(\omega)} \sim (1/\omega)^{\beta/2}$ をかけることで, 式 (1) に従う複素ランダム変数 $f(\omega)$ を得る.
- $$f(\omega) = \mathcal{N}(0, \frac{1}{2}S(\omega)) + i\mathcal{N}(0, \frac{1}{2}S(\omega)) \quad (1)$$
3. 実数値の時系列を得るには, 負の周波数成分を $f(\omega_i) = f^*(\omega_i)$ に従って選択する (*は複素共役).
 4. 複素ランダム変数 $f(\omega)$ を, 周波数領域から時間領域に逆フーリエ変換することで時系列を得る.
 5. 生成した時系列データにランダムなギャップと, ガウスノイズを加える.

このアルゴリズムを用いて時系列を生成するにあたり, 時系列の長さ (観測時間と間隔) とパワースペクトルの概形を決める 4 つのパラメータ (カット

オフ, 低周波側のべき, 高周波側のべき, 規格化因子) を, 適当な値になるように制約付きでランダムに指定した. 仮定したべき関数型スペクトルの 1 例を図 1 に示す. また, 図 1 の黒点を元に生成した擬似的な X 線の強度変動の時系列データを図 2 に示す.

2.2 Network design

シンプルな再帰型ニューラルネットワーク (Recurrent Neural Network; RNN) の順伝搬の式は, 隠れ層と出力層がそれぞれ

$$\mathbf{h}^{(t)} = f(U\mathbf{x}^{(t)} + W\mathbf{h}^{(t-1)} + \mathbf{b}) \quad (2)$$

$$\mathbf{o}^{(t)} = g(V\mathbf{h}^{(t)} + \mathbf{c}) \quad (3)$$

と表される. ここで, $\mathbf{x}^{(t)}$ は時刻 t における入力, $\mathbf{h}^{(t-1)}$ は 1 刻前の時刻 $t-1$ における隠れ層の出力, $\mathbf{o}^{(t)}$ は時刻 t における出力, U, W, V は重み行列, \mathbf{b}, \mathbf{c} はバイアスペクトル, $f(\cdot), g(\cdot)$ は活性化関数である.

過去から未来だけでなく, 未来から過去の双方向の時系列の依存関係を考慮する RNN を, 双方向リカレントニューラルネットワーク (Bidirectional Recurrent Neural Network; BRNN) と呼ぶ [2]. また, ステップ毎に複数の RNN 層を持つような構造を Deep Recurrent Neural Network (DRNN) と呼び, 1 層の場合に比べ, より複雑な時間依存性を学習する事ができることが示されている [3]. 通常の RNN では, 逆伝搬の際に共有された同じ重みを使用するため, 勾配が偏りやすくなり, 数十ステップの短期の時間依存性は学習できるが, 長期の時間依存性は勾配消失によって学習が行うことができないという問題が発生する. こ

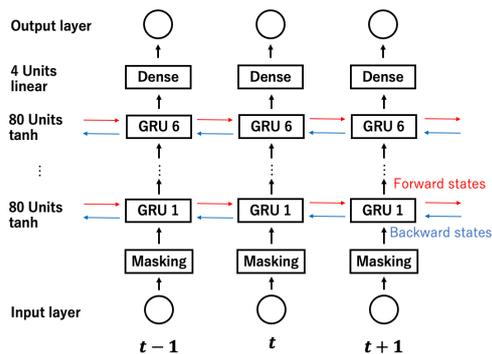


図 3: 再帰型ニューラルネットワークの概念図. Masking 層 + Bidirectional GRU 6 層 + Dense 層. GRU 層の各ノード数は 80 (Bidirectional で 160), 活性化関数は tanh で統一されている. Dense 層は 4 つのパラメータを予測するため, ノード数は 4, 活性化関数は liner としている.

の問題を克服しかつ, 計算コストを抑える事のできる仕組みとして, Gated Recurrent Unit (GRU) が存在する [4]. 本研究では, BRNN と DRNN, GRU を組み合わせた, Deep Bidirectional Gated Recurrent Unit (DBGRU) を用いた.

図 3 に再帰型ニューラルネットワークの概念図を示す. 縦方向は時刻 t における層の深さを表しており, 横方向は各層の時間展開を表している. 図 2 の様な, 擬似的に生成したノイズとギャップ有りの時系列を訓練データ, パワースペクトルの概形を決める 4 つのパラメータ (カットオフ, 低周波側のべき, 高周波側のべき, 規格化因子) を教師データとして入力し, 4 つのパラメータの値を予測した. また, データを 3 次元配列として纏めて入力するためには, 時系列長が揃っていないと入れなければならない. その為, データギャップを作る際に削除ではなく, 全特微量 (時間, カウント) が 0 のデータに置き換えた. しかし, このまま学習を行うと, 0 という観測値を持ったデータになってしまう. そこで, 処理中に全特微量が 0 の時のタイムステップを無視する事ができる, Masking 層を入力層と隠れ層間に導入した.

ネットワークの学習には, 70,000 個の訓練データを使用し, 検証データとして 30,000 個のデータを用意した. 損失関数は出力値と教師データ間の平均二乗誤差とした. 最適化関数には Adaptive Moment Es-

timization を用いた [5]. バッチサイズは 100 で, 学習率の初期値は 0.01 とし, 評価値の改善が止まった時に学習率を減らす keras の ReduceLROnPlateau と, 評価値の改善が停滞したら学習を止める EarlyStopping を用い, 34 エポックで学習を停止した [6]. 使用した GPU は GeForce GTX 1080 Ti で, CUDA (Compute Unified Device Architecture) コア数は 3,584 基である. ネットワークのパラメータの自由度は 621,764 であり, 学習時間は約 3 日であった.

3 Results

3.1 Parameter estimation

予測パラメータがどの程度の再現性を持つかを定量的に示す. まず, パラメータの真の値を x_{true} , 機械学習による予測値を x_{pred} とし, $\Delta x \equiv (x_{\text{pred}} - x_{\text{true}})/x_{\text{true}}$ と定義する. パラメータの再現性は, Δx_p を Δx の $p\%$ 点とし, $\Delta x_{68} \equiv (\Delta x_{84} - \Delta x_{16})/2$ で表す事にする. 図 3 のモデルでの 4 つのパラメータについての Δx を図 4 に示す. 図の凡例は上から標準偏差 (σ), 平均値 (μ), Δx_{68} (68%) である. 外れ値に対してロバストなため, パラメータの再現性の指標として標準偏差ではなく, Δx_{68} を選んだ. 4 つのパラメータ (log カットオフ, 低周波側のべき, 高周波側のべき, log norm) の再現性は, 22.7, 40.1, 19.7, 27.5% であり, これらの平均値は 27.5% であった.

3.2 NICER data

NICER で得られた SS Cyg の X 線光度曲線 obsid:3201600103 へ, 学習済みモデルを適用した場合と, 高速フーリエ変換 (FFT) を行った場合でのスペクトルの比較を図 5 に示す. 両スペクトル共, 全体的なスケールは一致しており, 視覚的には大きな差は見られない. しかし, 細かく見ると, 高周波数側で FFT の方がフラットな形状となっており, 完全には一致しなかった.

そこで, 真のスペクトルを知っている, 擬似的に生成したノイズとギャップ有りの光度曲線を, 線形補完して FFT したものと, 真のスペクトルで比較してみた. その結果, ノイズやギャップが存在すると,

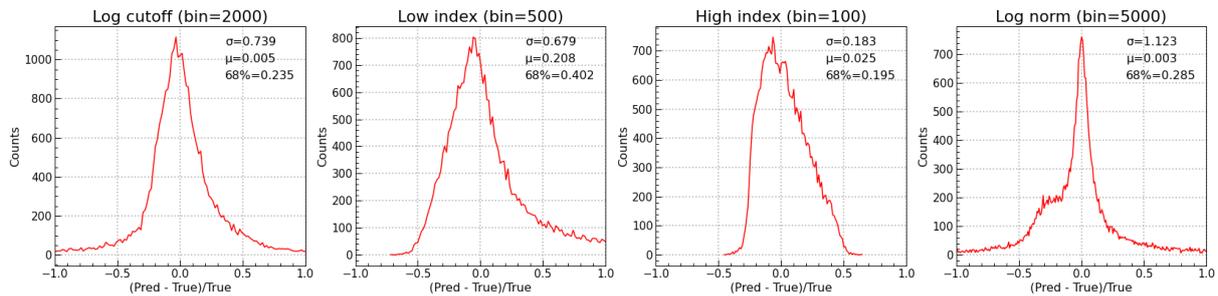


図 4: 予測値と入力パラメータ間の相対誤差.

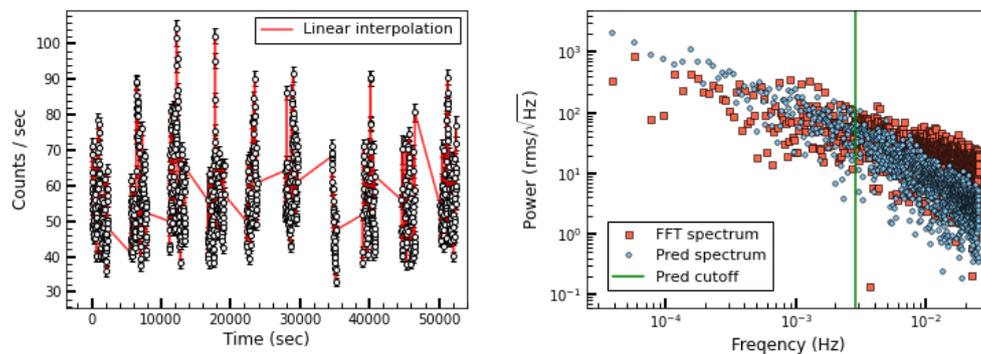


図 5: 左: NIER の光度曲線 (黒点) とその線形補間 (赤線). 右: 機械学習で予測したスペクトル (青丸) と左図の光度曲線を線形補完したものを FFT したスペクトル (赤四角) の比較.

FFT でスペクトルを描いても、パワーが $1/f$ で落ちず、エイリアスによって、高周波側がフラットになる傾向が見られた。このため、機械学習と FFT の比較結果で、高周波側が一致しなかったと考えられる。

4 Discussion and summary

本研究では、擬似的に X 線の光度曲線を作成し、パワースペクトルの概形を決める 4 つのパラメータを予測する再帰型ニューラルネットワークを構築した。訓練の結果、擬似的なデータに対して、約 30% の精度で目標とするパラメータを推定することができた。これを踏まえて、NICER のデータに適用し、機械学習と FFT でのスペクトルを比較した。その結果、視覚的には大きな差は見られなかったが、細かく見ると高周波数側で FFT の方がフラットな形状となっていた。これは FFT の方でエイリアスが発生しているためであると考えられる。

また、本研究で行ったのは、位相ランダムなべき関

数型スペクトルを仮定した時系列の教師あり学習なので、適用できるデータ範囲は限られており、QPO (準周期的な変動) を仮定した時系列等は学習していない。そのため、QPO を持つ時系列データに適用しても QPO を反映したスペクトルを描けない、事前にべき関数型スペクトルを持つ事が分かっているデータにしか適用できないといった制約がある。

Reference

- [1] J. Timmer, & M. König, 1995, *Astron. Astrophys.* 300, 707-710.
- [2] M. Schuster, & K.K. Paliwal, 1997, *IEEE Trans. Signal Process.* 45(11), pp.2673 - 2681.
- [3] Ilya Sutskever et al. 2014, arXiv:1409.3215v3
- [4] Kyunghyun Cho et al. 2014, arXiv:1406.1078v3
- [5] D. P. Kingma, J. Ba, 2015, ICLR
- [6] Chollet F. et al., 2015, Keras. Available at: <https://github.com/fchollet/keras>

コン25

3次元対流効果を取り入れた球対称1次元シミュレーション

総研大/国立天文台 物理科学研究科天文科学専攻
佐々木 俊輔

3次元対流効果を導入した球対称1次元シミュレーション

佐々木 俊輔 (総研大 物理科学科天文科学専攻)

Abstract

超新星爆発の爆発メカニズムとして有力なニュートリノ加熱機構では加熱により対流が起こることが知られている。近年この対流の爆発メカニズムにおける重要性が注目されているが、複雑な乱流現象であるため解析は困難であり、理解は進んでいない。本研究では3Dの結果を再現できる最新の球対称1次元シミュレーションを用いて、現象論的に乱流の爆発メカニズムに与える影響を調べ、乱流のシステムティックな理解を試みた。その結果、このモデルでは、ゲイン領域における乱流圧が爆発に重要な役割を果たしていることが明らかになり、重要視されていなかった拡散パラメータが爆発に影響を与える重要なパラメータであることを発見した。本研究の成果は超新星爆発における乱流をシステムティックに理解するための第一段階となる重要なものである。ここでは爆発の詳細には触れず、全体的な結果について紹介する。

1 Introduction

超新星爆発の理論研究には二つの重要な目標がある。一つは観測される典型的な爆発エネルギー量と生成される ^{56}Ni の再現すること。もう一つは爆発前の親星の特性量と超新星爆発の特性量を結びつけることである。この二つの目標を達成するためには超新星爆発をシステムティックに理解する必要がある。近年計算機能力が向上し、セルフコンシステントな3次元シミュレーションによって、爆発可能なモデルが開発されている。その結果重力崩壊型超新星爆発では非球対称なニュートリノ対流が爆発に重要な役割を果たすことがわかった。爆発に成功した研究結果が多く報告されているが、典型的な爆発エネルギーの再現や生成される ^{56}Ni の再現は達成できていないものが多い。目標を達成するためには分解能を上げたより精度の高いシミュレーションを行うだけでなく、非球対称なニュートリノのシステムティックな理解をしていくことが重要になる。

システムティックな理解は観測量を再現するためだけでなく、星のexplodabilityを決定するためにも重要になる。landscape of explodabilityの決定には計算コストの低い現象論的な爆発モデルを用いたシミュレーション研究が行われてきた。様々な現象論的なアプローチが行われ、landscape of explodabilityが推定されている。爆発を支配するいくつかのパラメータが提案されシステムティックな理解を行なってい

る。しかし、セルフコンシステントなシミュレーションと対応する結果を得ることは難しく、現象論的アプローチにおける爆発メカニズムのシステムティックな理解は不十分である。

爆発における重要な効果の一つが多次元なニュートリノによる対流である。多次元な対流の効果が爆発を可能にすることが示唆されている。対流の効果の重要性は[6]で提案された。対流も非対称な多次元な効果が爆発に重要な役割を持つ。球対称な1次元のセルフコンシステントなシミュレーションは爆発に成功しない。1Dと2D,3Dでは対流の効果が異なるためである。多次元な対流の効果をシステムティックに理解する必要がある。先行研究では多次元な対流効果をパラメトリックに導入し爆発に成功することを示したが、このモデルにおける多次元な対流効果のシステムティックな理解は行われていない。そこで本研究ではこのモデルで多次元な対流効果として導入されたパラメータのシステムティックな理解を行い多次元効果が爆発メカニズムにどのような影響を与えているのか解析を行なった

2 Methods

本研究では指導教員である国立天文台の滝脇助教が開発した実績のあるニュートリノ輻射流体コードの3DnSNe-IDSAを用いて、現象論的な多次元流体効

果を球対称一次元シミュレーションに導入した。(以下これを 1D+シミュレーションと呼称する) 導入には Reynolds 分解を用い、次の流体方程式を得た。

$$\partial_t \hat{\rho} + \nabla_r (\hat{\rho} \hat{v} + \langle \rho' v' \rangle) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t \hat{\rho} \hat{v} + \nabla_r (\hat{\rho} \hat{v} \hat{v} + (\hat{P} + P_{\text{turb}})) = \hat{\rho} g + S_\nu, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{e}_{\text{tot}} + \nabla_r [(\hat{e}_{\text{tot}} + \hat{P} + P_{\text{turb}}) \hat{v} + F_\epsilon + F_K] \\ = (\hat{\rho} \hat{v} + \langle \rho' v' \rangle) g + Q_\nu, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \partial_t e_{\text{turb}} + \nabla_r [e_{\text{turb}} \hat{v} + F_K] + P_{\text{turb}} \nabla \hat{v} \\ = \langle \rho' v' \rangle g - \epsilon_{\text{dis}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\partial_t \hat{\rho} \hat{Y}_e + \nabla_r (\hat{\rho} \hat{Y}_e \hat{v} + F_{Y_e}) = \Gamma_\nu, \quad (5)$$

ここで、 $\hat{\rho}$, \hat{v} , \hat{e}_{tot} , e_{turb} , \hat{P} , \hat{Y}_e , g はそれぞれ密度、 r 方向の速度、全エネルギー、乱流エネルギー、圧力、電子数密度比、そして重力加速度である。数式は [3] の表記に則り、 \hat{A} や $\langle A \rangle$ は物理量 A の立体角平均を表す。 A' は平均量からのずれであり、 $A' = A - \hat{A}$ の関係がある。このモデルでは多次元的な乱流効果を乱流として導入している。乱流圧は $P_{\text{turb}} = e_{\text{turb}}$ とした。 $\nabla_r = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2$ である。 S_ν と Q_ν , Γ_ν はニュートリノ輻射との相互作用を表している。

私たちは多次元効果を以下に示す混合長理論 (mixing length theory:MLT) を用いて推定した。初めに、mixing length Λ は

$$\Lambda = \alpha_\Lambda H_P = \alpha_\Lambda \frac{\hat{P}}{\hat{\rho} g}, \quad (6)$$

であり、ここで H_P は圧力のスケールハイトである。 α_Λ は無次元のパラメーターである ([1],[3])。得られた流体方程式には多次元効果による内部エネルギー、乱流エネルギー、電子数密度比 Y_e の乱流フラックス F_u , $u = \epsilon, Y_e, K$ が含まれている。本研究ではこれらのフラックスを勾配拡散近似と仮定して導入している。MLT では拡散係数は mixing length Λ と乱流速度 $v_{\text{turb}} = \sqrt{e_{\text{turb}}/\hat{\rho}}$ を用いて、

$$D_u = \alpha_u v_{\text{turb}} \Lambda \quad (u = \epsilon, Y_e, K), \quad (7)$$

とかける。ここで α_u はそれぞれの拡散係数の無次元パラメーターである。拡散係数を用いてフラックスは

以下のように書ける

$$F_\epsilon = -\hat{\rho} D_\epsilon \left(\frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial r} + \hat{P} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\hat{\rho}} \right) \right), \quad (8)$$

$$F_K = -\hat{\rho} D_K \partial_r v_{\text{turb}}^2, \quad (9)$$

$$F_{Y_e} = -\hat{\rho} D_{Y_e} \partial_r Y_e. \quad (10)$$

式 4 の乱流エネルギーの生成項は

$$\langle \rho' v' \rangle \cdot g = \hat{\rho} v_{\text{turb}} \omega_{\text{BV}}^2 \Lambda, \quad (11)$$

ここで ω_{BV} は Brunt – Väisälä frequency である。次に本研究で使用した計算モデルについて説明する。私たちは合計 320 のモデルを計算した。それぞれ親星モデル、mixing length パラメータ α_Λ 、拡散パラメータ $\alpha_u : u = \epsilon, K, Y_e$ によって分類される。親星モデルは [5] の 12 – 40M. の 24 個のモデルに zero-metal の [2] の 9.6M. のモデルを加えた計 25 この親星モデルを用いた。

親星モデルそれぞれについてパラメータ $\alpha_\Lambda, \alpha_\epsilon, \alpha_K, \alpha_{Y_e}$ を変化させ他モデルを設定し、それぞれのパラメータの爆発における役割を

3 Results

3.1 MLT のパラメータ: α_Λ

まず現象論的対流モデルでも重要なパラメータである α_Λ の結果について紹介する。

全ての親星モデルについて 衝撃波の伝搬、爆発エネルギー・ニッケル生成量の進化は α_Λ に依存する。 α_Λ は乱流の大きさに対応するため α_Λ が大きくなるほど乱流圧が大きくなり、衝撃波が伝搬しやすくなる。また、爆発エネルギーニッケル生成量ともに増加する。これは先行研究の結果とコンシステントである。図 1 は衝撃波の伝搬をまとめた。縦軸半径、横軸半径であり、色は s12 の α_Λ を変えたそれぞれのモデルの結果を表している。 α_Λ が大きいモデルほど衝撃波が 500km に達する時刻が早い。これは α_Λ が大きいほど強い爆発が起きていることを表している。図 2 は α_Λ について全ての親星モデルの結果をまとめたものである。縦軸は α_Λ 、横軸は ZAMS mass [M.] である。爆発に成功したモデルをオレンジ、失敗したモデルを黒で色分けした。衝撃波が半

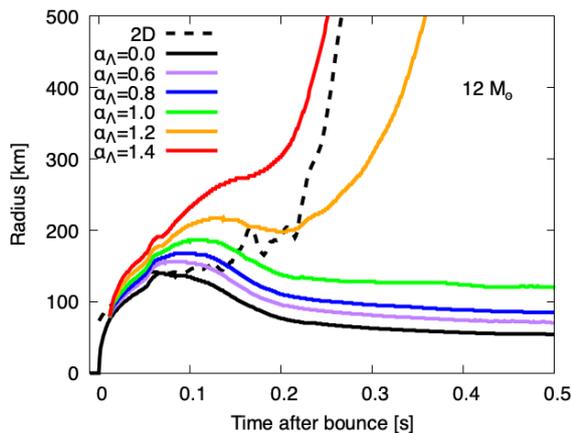


図 1: 衝撃波の伝搬: α_Λ

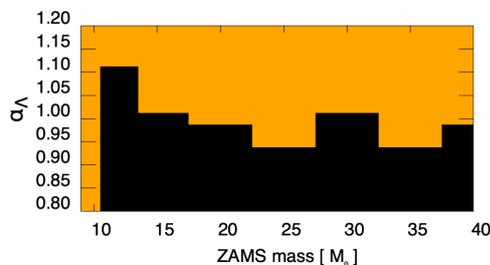


図 2: Landscape of explodability: α_Λ

径 800km 以上に伝搬したモデルを爆発に成功したモデルとした。この図から α_Λ を一意に決定すれば、どの星が爆発するのか推測できる。

α_Λ が大きくなるとどの親星も爆発に成功するようになる。ZAMS mass に着目すると、 $12M_\odot$ は爆発しにくい。一方 $25M_\odot$ はオレンジが多く、爆発しやすいことがわかる。 $12M_\odot$ の結果は 2D,3D の研究結果 ([4,]) とコンシステントである。 $25M_\odot$ については 2D,3D のモデルでは結果が異なっているが、先行研究とはコンシステントな結果を得られた。

3.2 拡散パラメータ

今回の研究でこれまで重要視されていなかった拡散のパラメータが爆発に重要な役割を果たすことがわかった。

図??は拡散パラメータ $\alpha_u : u = \epsilon, K, Y_e$ について衝撃波の伝搬の結果をまとめたものである。縦軸半径、

横軸時間である。緑線が標準モデルであり、赤線と青線がパラメータをそれぞれ変化させたときのモデルである。この図から拡散パラメータ α_ϵ と α_K には衝撃波の伝搬を変化させる働きがあることがわかる。どちらのモデルもパラメータの値が小さい方が衝撃波が 500km 以上に到達する時刻が早まり、強い爆発が起きていることがわかる。これは α_ϵ の結果について全ての親星モデルの結果をまとめた図である。オレンジが爆発に成功したモデル、黒が爆発に失敗したモデルである。拡散が強い $\alpha_\epsilon = 1/3$ のモデルの中には爆発に失敗しているモデルがあり、 α_ϵ が爆発に得に重要な役割を持つパラメータであることを示している。

4 議論とまとめ

今回の研究で示した結果は我々のモデルにおける先行研究で示されたパラメータ α_Λ の効果の確認と、これまで誰も予想していなかった拡散の効果を示すものである。 α_Λ の結果は、先行研究は 12 太陽質量の親星モデルで $\alpha_\Lambda = 1.2$ 以上で爆発が可能になったが、我々のモデルでは $\alpha_\Lambda = 1.1$ 以上であり重要かはわからないが明らかな違いが現れている。これは、図 2 の landscape of explodability の傾向が先行研究と同じであるから、親星モデルの違いとニュートリノのスキーム (IDSA) の違いによるものではないかと考えている。

本研究で拡散係数を変化させると爆発可能性が変化することが示されたが、1D+シミュレーションは 3D の結果を正確に再現できていない。この問題を達成するには次の三つを調査する必要があると考えている。一つ目は拡散係数の実際の大きさについてである。本研究では拡散のパラメータを $1/12, 1/6, 1/3$ に変化させたが、実際に起きる拡散の値がこの値の範囲内にあるのか定かではない。二つ目は多次元的対流を導入する時刻である。図 1 のように 2D のモデルと初期の段階から違いが見られる。図 3 でも初期の段階から変化が見られ、これは乱流生成が変化したためである。つまり 2D との違いは乱流生成が異なることが原因であると推察できる。多次元的な乱流効果をオンにするタイミングを調整することで、2D との違いを解決できる可能性がある。三つ目は乱流生成である。私たちのモデルでは式 11 で示すようにエントロピー勾配に由来する乱流生成を仮定した。生成される乱流の大きさが何に依存するのか 3D の詳細な解析をし調査する必要がある。超新星爆発のシステムティックな理解のために、3D の結果を正確に再現できる現象論的な理論モデルを構築する必要がある。本研究のシミュレーションは多次元シミュレーションの結果を完全に再現できていない。しかし、これまで注目されていなかった拡散の効果を生

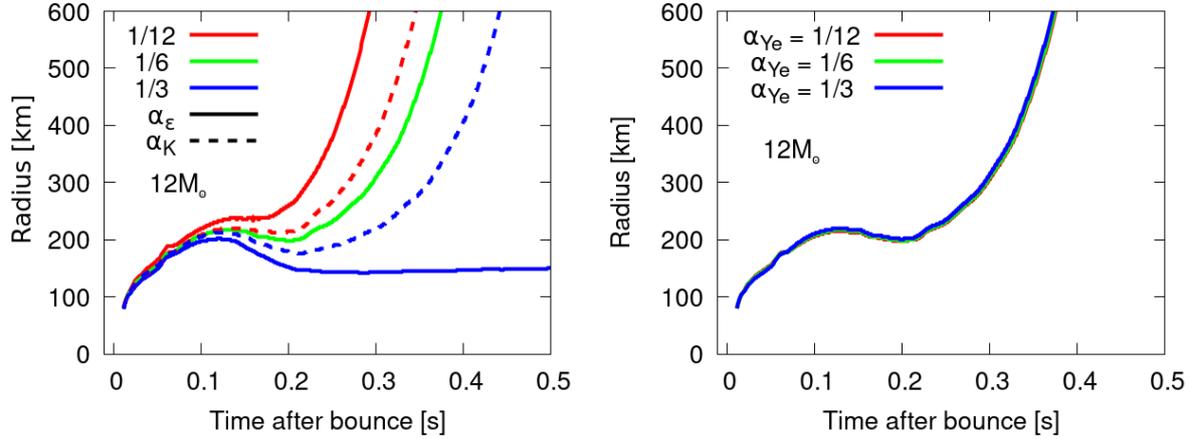


図 3: 衝撃波の伝搬: 拡散パラメータ

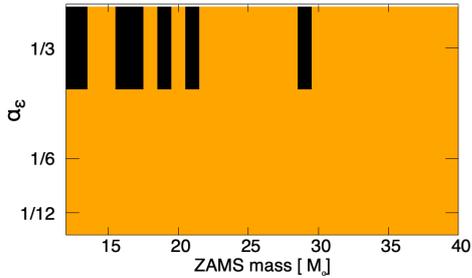


図 4: the landscape of explodability : α_ϵ

見し、その効果がローカルな物理に影響することを明らかにできた。ローカルな物理現象と多次元効果の関係は多次元シミュレーションの解析でもわかっていないことが多い。システムティックな理解をするためには、多次元シミュレーションのローカルな物理現象を解析し、多次元効果がどのようにローカルな物理現象に影響を与えるのか解明する必要がある。その上で、より現実的な 1D + シミュレーションを開発する必要があると考える。

Reference

- [1] Sean M. Couch, MacKenzie L. Warren, and Evan P. O'Connor. Simulating Turbulence-aided Neutrino-driven Core-collapse Supernova Explosions in One Dimension. , 890(2):127, February 2020.
- [2] Alexander Heger and S. E. Woosley. Nucleosynthesis and Evolution of Massive Metal-free Stars. , 724(1):341–373, November 2010.

- [3] Bernhard Müller. A critical assessment of turbulence models for 1D core-collapse supernova simulations. , 487(4):5304–5323, August 2019.
- [4] David Vartanyan, Adam Burrows, David Radice, M. Aaron Skinner, and Joshua Dolence. Revival of the fittest: exploding core-collapse supernovae from 12 to 25 M_\odot . , 477(3):3091–3108, July 2018.
- [5] S. E. Woosley and A. Heger. Nucleosynthesis and remnants in massive stars of solar metallicity. , 442(1-6):269–283, April 2007.
- [6] Tatsuya Yamasaki and Shoichi Yamada. Standing accretion shocks in the supernova core: Effects of convection and realistic equations of state. *The Astrophysical Journal*, 650(1):291–298, oct 2006.

コン26

光度曲線の系統的調査に基づく重力崩壊型超新星の爆
発機構への制限

東北大学 理学研究科天文学専攻
齋藤 晟

光度曲線の系統的調査に基づく重力崩壊型超新星の爆発機構への制限

齋藤 晟 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

我々は、恒星進化の段階で外層が失われた超新星 (stripped-envelope 超新星) N 天体の系統的な解析を行い、それらの総輻射光度曲線を求めた。その光度曲線から減光のタイムスケール $\Delta t_{1\text{mag}}$ とピークでの絶対等級を調べたところ、それらの物理量には強い相関関係は見られなかった。また、爆発時に放出される物質 (エジェクタ) の質量は $\sim 1M_{\odot} - \sim 4M_{\odot}$ に集中しており、このことは stripped-envelope 超新星は連星系起源であることを示唆している。さらに、観測から見積もった ^{56}Ni の質量がどのような爆発によって生み出されるかを調査するために、流体計算・元素合成計算を行った。この計算の結果と観測の結果を比較したところ、重力崩壊型超新星の爆発のタイムスケールは $t_{\text{grow}} \lesssim 0.3 \text{ s}$ であることがわかった。

1 Introduction

初期質量が太陽の約 8 倍以上の恒星はその一生の終わりに重力崩壊型超新星と呼ばれる大爆発を起こし、放射性元素 ^{56}Ni を合成する。重力崩壊型超新星はそのスペクトルの性質から、水素が豊富な II 型超新星と水素が少ない stripped-envelope 超新星に分けられる。Stripped-envelope 超新星は、超新星爆発前に僅かに水素を持つ IIb 型、水素をもたないがヘリウムをもつ Ib 型、水素もヘリウムをもたない Ic 型から成る。さらに Ic 型超新星の中でも膨張速度が高く輝線がドップラーシフトによって広がったものを Ic BL (broad line) と区別する場合もある。

これまで重力崩壊型超新星に関する様々な理論的・観測的研究がなされてきたが、その爆発のメカニズムは未だ詳しくは解明されていない。近年の第一原理計算では爆発の再現に成功している例が増えつつあるが、運動エネルギーが $E_k \sim 10^{50} \text{ erg}$ 程度にしか達しておらず、観測から得られている典型値 $E_k \sim 10^{51} \text{ erg}$ を再現することができていない。さらに、第一原理計算の結果は爆発のタイムスケールが約 1 秒以上という遅い爆発を示唆している。しかしこのような遅い爆発では、超新星爆発時に合成される典型的な ^{56}Ni の質量 ($\sim 0.07M_{\odot}$) を説明することができないことが先行研究 (Sawada & Maeda 2019) によって示唆されている。

2 Data analysis

まず初めに、我々は超新星のデータベース (Open Supernova Catalog) から stripped-envelope 超新星の測光データを選定した。II 型超新星 (IIb 型以外) は ^{56}Ni の放射性崩壊に加えて親星のもつ内部エネルギーによっても放射しており ^{56}Ni の質量の推定に適さないため、本研究では II 型超新星をサンプルから除外した。また次の手順でデータ点を繋ぐ際に滑らかなようになるように、観測点が各バンドに対して 5 点以上あるもののみを選んでいる。

観測の際にはインターバルがあり観測のデータ点は離散的になっているため、欠損部分を補うためにはデータ点を滑らかな曲線で繋ぐ必要がある。そのために我々はガウス過程回帰を用いた。フィッティングに使用したカーネルは、定数 \times 動系基底関数である。このようにして、各バンドに対する光度曲線を求めた。そして我々は 1 天体に対して 3 バンド以上の光度曲線がある場合に、その SED に対して黒体放射フィッティングを行うことで総輻射光度曲線を求めた。

そしてこのようにして求めた総輻射光度曲線から、ピークでの等級 M_{peak} と減光のタイムスケール $\Delta t_{1\text{mag}}$ を測った。そしてそれぞれの観測量から ^{56}Ni の合成量 M_{Ni} と、超新星爆発時に放出されるエジェクタの質量 M_{ej} を見積もった。 ^{56}Ni の合成量は超新星の光度を決めるためピークでの等級から見積もることができ、エジェクタの質量は超新星エジェ

クタ内での光子の拡散タイムスケールに関連しているため減光のタイムスケールから見積もることができる。我々は、これらの解析を全ての超新星のサンプルに対して行った。

3 Results

3.1 $\Delta t_{1\text{mag}}$ vs M_{peak}

図 1 に、減光のタイムスケールと $\Delta t_{1\text{mag}}$ とピークでの絶対等級 M_{peak} の関係を示した。減光のタイムスケールは約 15 日から 40 日に集中しており、ピークでの絶対等級は約 -14 等から -21 等まで幅広く分布している。ただし、この絶対等級の分布は真の超新星の明るさの分布ではないことに注意しなければならない。なぜなら、明るい天体ほどより観測されやすいというバイアスがあるからである。

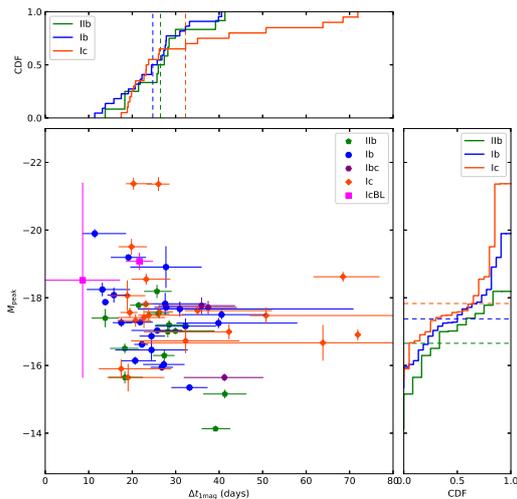


図 1: $\Delta t_{1\text{mag}}$ と M_{peak} の関係。点の色・形は超新星の種類の違いを表す。

3.2 M_{ej} vs M_{Ni}

超新星の爆発機構と観測量に関連づけるためには、親星（超新星爆発前の星）の質量を知る必要がある。なぜなら、 ^{56}Ni の合成量は親星の構造に依存するからである。超新星爆発前の親星の質量 M_{preSN} は、超

新星爆発時に放出されるエジェクタの質量 M_{ej} と爆発後に残る中性子星の質量 M_{NS} を足すことで求められる ($M_{\text{preSN}} = M_{\text{ej}} + M_{\text{NS}}$)。

我々は準解析的モデル (Arnett 1982) を用いることで、減光のタイムスケール $\Delta t_{1\text{mag}}$ とピーク時の絶対等級 M_{peak} からそれぞれ、エジェクタの質量 M_{ej} と ^{56}Ni の合成量 M_{Ni} を求めた。超新星の光度曲線の特徴的なタイムスケール t_{ch} は $t_{\text{ch}} \propto (\kappa M_{\text{ej}}/v_{\text{ej}})^{1/2}$ と表すことができるので、 M_{ej} を求めるにはエジェクタ内の不透明度 κ とエジェクタの膨張速度 v_{ej} を決めなければならない。先行研究 (e.g., Cano 13) によって、 $\kappa = 0.07 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ が超新星の光度曲線をよく再現できることが示されているため、我々はこの不透明度の値を用いた。また、エジェクタの速度は一定と仮定し、典型的な速度 $v_{\text{ej}} = 10,000 \text{ km s}^{-1} (\pm 2,000 \text{ km s}^{-1})$ (e.g., Lyman et al. 2016) を採用している。

以上の方法から見積もったエジェクタの質量 M_{ej} と ^{56}Ni の合成量 M_{Ni} の関係を図 2 に示した。エジェクタの質量の分布は $\sim 1M_{\odot}$ から $\sim 4M_{\odot}$ に集中している。このことは、超新星爆発前の親星の質量は $\sim 2.5M_{\odot}$ から $\sim 5.5M_{\odot}$ に集まっていることを表す。単独星はその寿命の間に恒星風だけによって十分に外層を失うことができない (e.g., Eldridge et al. 2008) ことを考慮すると、ほぼ全ての stripped-envelope 超新星は連星系起源であると言える。これは先行研究 (e.g., Taddia et al. 2018) の結果と無矛盾であった。

多くの超新星の ^{56}Ni の合成量はエジェクタの質量の 10% 以下であるのに対し、一部の超新星はエジェクタの質量の約 20% という高い割合の ^{56}Ni の質量を要求する。4 章で、どのような爆発機構がこの ^{56}Ni の質量を再現するのかを議論する。

4 Discussion & Conclusion

4.1 流体・元素合成計算

本節では流体・元素合成計算を用いて、どのような条件の超新星爆発が観測から得られたエジェクタの質量と ^{56}Ni の合成量の関係を再現するかを調べる。 ^{56}Ni の合成量は爆発のタイムスケールと親星の構造に依存するので、それらを考慮して爆発のタイムス

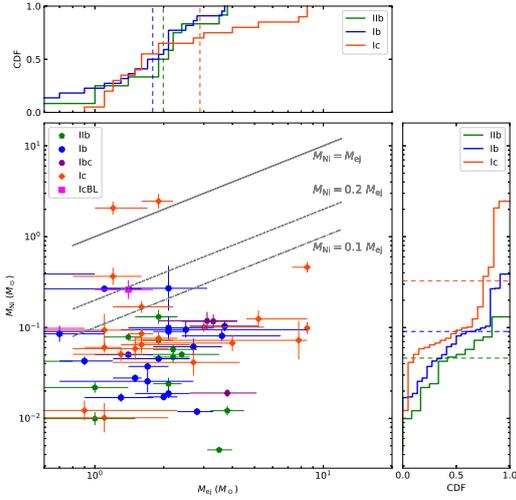


図 2: M_{ej} と M_{Ni} の関係。点の色・形は超新星の種類の違いを表す。灰色の線はエジェクタの質量に対する ^{56}Ni の質量の比率が一定となる線である。質量が $M_{Ni} = 0.1, 0.2, 1.0 M_{ej}$ の 3 種類を示した。

ケールと ^{56}Ni の合成量の関係を議論する。最後に、それらの結果を観測の結果を比較を行う。

4.1.1 計算手法

我々は、1 次元流体計算コード blcode (Morozova et al. 2015) と 21 核種の元素合成 (Timmes) を用いた。解くべき基本方程式は

$$\frac{\partial r}{\partial m} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{Gm}{r^2} - 4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} \quad (2)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \dot{\epsilon}_{in} \quad (3)$$

である。 $\dot{\epsilon}_{in}$ は単位質量あたりのエネルギー注入率を表している。エネルギー注入率は、

$$\dot{\epsilon}_{in} = \frac{E_k - (E_{bind} + E_{int})}{t_{grow}} \frac{1}{\Delta M} \quad (4)$$

と表されるため、超新星のエジェクタは最終的に運動エネルギー E_k をもって膨張する。ここで、 E_{bind} は親星の束縛エネルギー、 E_{int} は親星の内部エネルギー、 ΔM は各メッシュ毎の質量、 t_{grow} は爆発のタイムスケールを表す。

4.1.2 親星モデル

我々は、Sukhbold et al. 2016 で計算された親星モデルを用いた。我々は、エジェクタの質量 M_{ej} と爆発後に残る中性子星の質量 M_{NS} を足すことによって ($M_{preSN} = M_{core} = M_{ej} + M_{NS}$)、爆発前の星の質量 M_{preSN} (コアの質量 M_{core}) を定めた。ここでは、中性子星の質量として典型的な値 $1.4 M_{\odot}$ を使用している。エジェクタの質量は観測から見積もられた値をカバーするために、 $1 M_{\odot}$ 刻みで $1 M_{\odot} - 10 M_{\odot}$ とした。

エネルギー注入の際の運動エネルギーは $E_k = (3/10) M_{ej} v_{ej}^2$ によって決めている。ここで、エジェクタの速度は観測の結果と同様、典型的な速度 $v_{ej} = 10,000 \text{ km s}^{-1}$ を用いた。爆発のタイムスケールは、 $t_{grow} = [0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 1.0]$ 秒の 5 種類で計算した。この下限値は鉄コアの自由落下時間に対応しており、爆発が弾性的に起こった場合を表す。また、 $t_{grow} > 1$ 秒ではほとんど ^{56}Ni が合成されないため、上限値は 1 秒とした。

4.1.3 ^{56}Ni の合成量

図 3 は爆発のタイムスケールと ^{56}Ni の合成量を示している。 ^{56}Ni の質量の振る舞いは以下のことから説明することができる。 ^{56}Ni は、親星のコアが跳ね返って衝撃波が伝達した後、温度が $T \geq 5 \times 10^9 \text{ K}$ になるコア周辺で合成される。衝撃波上流の領域では運動エネルギー E_k は内部エネルギー E_{int} と同等になり、また、その領域では十分高温であるため輻射優勢である。故に、 ^{56}Ni が合成される温度に達する半径は

$$E_k \simeq E_{int} \simeq E_{rad} = aT^4 \frac{4\pi}{3} R^3 \quad (5)$$

$$R \sim 4 \times 10^8 \text{ cm} \left(\frac{E_k}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left(\frac{T}{5 \times 10^9 \text{ K}} \right)^{-4/3} \quad (6)$$

となる。ここで、 E_{rad} は輻射のエネルギーである。よって、合成される ^{56}Ni の質量はこの半径内にある質量によって決まる。

ただし、この半径は超新星が一瞬で爆発する場合 ($t_{grow} \ll 1$ 秒) を表していることに注意したい。遅

い爆発の場合、最初の方に得たエネルギーによって超新星の断熱膨張を始める。これによって内部エネルギーが失われ、上記の半径が小さくなる。結果として、爆発のタイムスケール t_{grow} の増加に伴って、 ^{56}Ni の合成量も小さくなる。

エジェクタの質量と ^{56}Ni の質量の関係は、コアの質量の中心集中度 (Sukhbold +16 の図 1) と運動エネルギーの大きさ ($E_k \propto M_{\text{ej}}$) の兼ね合いによって決まっている。 ^{56}Ni が合成される $\sim 4 \times 10^8$ cm 内にある質量はエジェクタの質量が $5 M_{\odot}$ で最大になるため、エジェクタの質量が $5 M_{\odot}$ の親星モデルは多くの ^{56}Ni を合成する。また運動エネルギーが高い場合、 ^{56}Ni が合成される領域が大きくなるため、 $10 M_{\odot}$ のエジェクタをもつ親星の ^{56}Ni の合成量も大きくなっている。

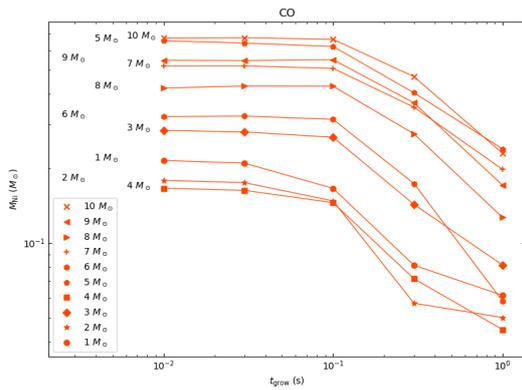


図 3: t_{grow} と M_{Ni} の関係。点の形はエジェクタの質量の違いを表す。

4.2 爆発機構への制限

図 4 上図は、観測と計算から得られたエジェクタの質量と ^{56}Ni の質量の比較である。 ^{56}Ni の質量は $t_{\text{grow}} \leq 0.1$ 秒でほぼ一定であるため、 $t_{\text{grow}} = 0.1, 0.3, 1.0$ 秒の結果のみ図に示した。ほぼ全ての観測された超新星の ^{56}Ni の質量は、 $t_{\text{grow}} = 0.1$ 秒で説明することができる一方で、 $t_{\text{grow}} = 0.1$ では半数以上の超新星の ^{56}Ni の質量を再現することができない。

ただしこれらのサンプルは明るい天体が観測されやすいというバイアスがかかっている。このバイア

スを取り除くために、以下では 100 Mpc 以内に存在する天体のみを議論する。図 4 下図は距離で区切ったサンプルの結果を表している。明るいものが観測されやすいというバイアスを取り除いたサンプルの場合でさえ、大半の超新星を説明するには爆発のタイムスケールが 0.3 秒より十分短くなくてはならない。よって我々は、重力崩壊型超新星の爆発のタイムスケールは 0.3 秒より十分短いと結論づけた。

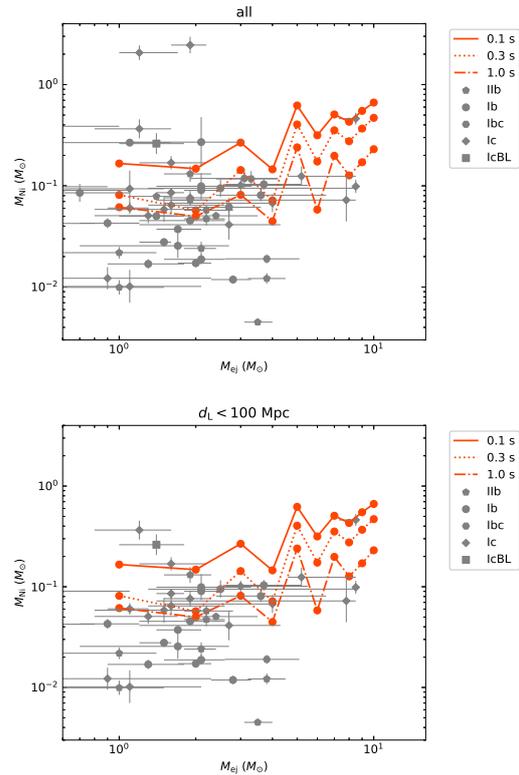


図 4: M_{ej} と M_{Ni} の関係。灰色の点は観測の結果、赤線は爆発のタイムスケールが 0.1, 0.3, 1.0 秒での計算の結果を表す。上図: 全サンプル。下図: 100 Mpc 以内に存在する天体のみを選んだサンプル。

Reference

Sawada & Maeda 2019, ApJ, 886, 47
 Arnett 1982, ApJ, 253, 785
 Cano 2013, MNRAS, 434, 1098
 Lyman et al. 2016, MNRAS, 457, 328
 Eldridge et al. 2008, MNRAS, 384, 1109
 Taddia et al. 2018, A & A, 609, 136
 Morozova et al. 2015, ApJ, 814, 63
 Sukhbold et al. 2016, ApJ, 821, 38

コン27

早期光度曲線から探る II_n 型超新星の放射機構

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
犬塚 慧子

早期光度曲線から探る II_n 型超新星の放射機構

犬塚 慧子 (京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻)

Abstract

質量が $8M_{\odot}$ を超える大質量星は、その最期に重力崩壊して超新星爆発を起こすことが知られている。重力崩壊型超新星の一種である II_n 型超新星は、超新星放出物と大量の星周物質 (CSM) の相互作用によって特徴づけられる。II_n 型超新星を説明する上で必要な CSM の密度は、通常の恒星進化理論で考えられるより高く、起源が未解明である。また、最大光度も様々な値を持つことも知られており、天体によって放出物の質量やエネルギー、CSM の密度が異なることを示している。この事実より、II_n 型超新星の構造を解明することは、恒星進化論の完成においても重要な役割を果たすと期待される。先行研究である Moriya&Maeda(2014) では、超新星の放出物の密度構造を仮定して、観測量 (増光時間とピーク光度) から物理量 (CSM 密度、超新星放出物のエネルギー・質量) を決定するモデルが提唱された。本研究では、仮定していた密度構造も含めた放出物・CSM の構造をより詳細に決定することを目指して、観測量として色温度の情報を付加することを試みた。我々の新たなモデルで、超新星放出物の密度勾配と、最大光度や増光時間に関係があることが示された。密度勾配が小さいと光度が大きいほど温度も高くなるが、勾配が大きいと光度が大きいものほど温度が低い結果となった。これは密度勾配が大きい時、光球が拡大する効果が無視できず、効率的に冷却されるためである。また、最大光度-光球温度間の関係を用いることで、典型的でない II_n 型超新星についてはさらにその性質を制限することが可能である。

1 Introduction

質量が $8M_{\odot}$ を超える恒星は、その最期に重力崩壊を起こし、超新星爆発をすることが知られている。その中で、II_n 型超新星は爆発する星の周辺に濃い星周物質 (CircumStellar Matter, CSM) があることが特徴である。II_n 型超新星の CSM は非常に濃い。これはすなわち、爆発前の星からの質量放出が非常に多量であることを意味する。実際、親星からの質量放出率は $\dot{M} > 10^{-4} \sim 10^{-1} M_{\odot}/yr$ に及び、その起源は通常の恒星進化では説明できない。それゆえに、観測から CSM の性質や爆発前の星の性質を推定することは、恒星進化理論の更なる理解の一助となることが期待される。

爆発天体の周囲に多量の CSM があると、高速で放出される超新星の放出物と CSM が衝突し、放出物の運動エネルギーが光度に変換されることで明るく輝く。また、多量の物質の中を光子が進むので、最大光度を取る時刻が通常の超新星と比べ遅くなる。これは、早期光度曲線の最大光度と、最大光度をとる時刻に影響すると言い換えることができる。

近年突発天体の観測技術が向上してきたことにより、より多くの II_n 型超新星が観測され、中には爆発初期を捉えたデータも増えてきた。本研究、並びに本研究の先行研究ではそのようなデータを用いて II_n 型超新星の性質を探ることが動機となっている。

先行研究では、観測量として最大光度と爆発からの時間の二つをパラメータとして、超新星のエネルギー・質量、爆発前の星からの質量放出率の 3 つの物理量を制限している。本研究では、最大光度を取るときの光球温度を加えることで、より物理量の制限を強めることを試みた。

2 Methods

2.1 先行研究 Moriya&Maeda(2014)

本研究では、先行研究として Moriya&Maeda(2014) の手法を採用している。CSM は爆発前の星から恒星風として質量放出が行われていると仮定しており、密度分布は

$\rho_w = Dr^{-2}$ (ただし D は爆発前の質量放出率 \dot{M} を用いて $D = \dot{M}/4\pi v_w$) とした。また、超新星放出物の密度構造は二層になっていると考えている。内側・外側共に半径の冪乗で表されると考え、内側は定数と考える。

今回の状況設定では十分に濃い CSM を仮定しており、CSM の範囲内で shock breakout が起こると考えて良い(これを wind shock breakout という)。この場合、最大光度 L_p 、その時の時間(拡散時間) t_d は、以下のように表される。ここで、放出物の性質を決める要素として、放出物のエネルギー E_{ej} 、質量 M_{ej} 、放出物の密度勾配がある。ただし、 $C_1 \sim C_4$ は n に依存する定数。詳細は Moriya & Maeda (2014) の Appendix を参照のこと。

$$t_d \simeq C_2 \kappa^{\frac{n-1}{n-2}} D^{\frac{n}{n-2}} M_{ej}^{\frac{n-5}{2(n-2)}} E_{ej}^{-\frac{n-3}{2(n-2)}} \quad (1)$$

$$L_p \simeq C_3 \epsilon \kappa^{-\frac{(n-5)(n-1)}{n(n-2)}} t_d^{\frac{n^2-10n+10}{n(n-2)}} \times M_{ej}^{-\frac{(4n-5)(n-5)}{2n(n-2)}} E_{ej}^{\frac{(4n-5)(n-3)}{2n(n-2)}} \quad (2)$$

2.2 状況設定、光球温度について

今回典型的な恒常風として、計算において恒星風速度を $v_w = 100\text{km/s}$ とした。放出物の密度勾配について、内側はある一定の密度になっており、外側は密度が $\rho \propto r^{-n}$ の冪乗に従うとする。本研究の計算では $n=7$ と $n=10$ の二通りについて計算を行った。

また、本研究で新たに最大光度を取るときの光球温度を計算している。従来のモデルで最大光度 L_p は式(2)のように表されている。また、光球の半径 R_{sh} を求める。不透明度を κ 、密度を ρ とすると、optical depth τ は

$$\tau = \int \kappa \rho dr \quad (3)$$

と求められる。今回の設定では簡単のため $\kappa = 0.34(\text{const.})$ とした。密度については CSM の密度分布 $\rho_w = Dr^{-2}$ を用いた。光球を取るのは $\tau \sim 1$ となる位置であり、光球半径が定まる。

光球面で黒体放射を仮定して、

$$L_p = 4\pi R_{ph}^2 \sigma T^4 \quad (4)$$

より光球温度を求めた。(σ は Stefan-Boltzmann 係数)

3 Results

$n=7$ 、 $n=10$ それぞれについて、図 1-4 に最大光度 L_p と光球温度 T 、親星の質量放出率 \dot{M} と光球温度のグラフを示した。それぞれの設定で、超新星の物理量は図 1、2 については $E_{ej} = 10^{51}[\text{erg}]$ 、 $M_{ej} = 7M_\odot$ 、 $n=7$ とした。また図 3、4 について、 $E_{ej} = 10^{51}[\text{erg}]$ 、 $M_{ej} = 7M_\odot$ 、 $n=10$ とした。

図 1 からは、最大光度をとる時の光球温度が高いものほど、最大光度も明るくなるのがわかる。しかし、図 3 の場合、最大光度をとる時の光球温度が低いものほど最大光度が明るくなる。このように、密度勾配の違いで最大光度とそこでの光球温度の関係に差異があることがわかった。

また \dot{M} と光球温度の関係については、密度勾配に関わらず CSM が濃いものほど温度が下がる結果となった。

4 Discussion&Conclusion

初めに超新星放出物の密度勾配の違いと、最大光度-光球温度間の関係について考察する。密度勾配が緩やかな星、つまり広がりのある星については、最大光度をとる時の光球温度が高いものほど最大光度も明るくなる結果となった。これは明るく光るものほど衝突によって解放されるエネルギーが多く、温度の上昇にも繋がっていると直感的に理解される。密度勾配が急でコンパクトな星に関しては逆の傾向が見られる。最大光度の増加に伴い解放されるエネルギーは増大するが、衝撃波が伝わる速度が速く、光球が拡大する寄与が大きく効くので、結果的に光球面での温度が下がると説明できる。

また、親星の質量放出率と光球温度に関しては、密度勾配にかかわらず質量放出率の大きい星ほど超新星の光球温度が高いことが言える。

ここで、光球温度 T と最大光度 L_p について、別の観点から議論する。図 5 は、放出物の質量 $M_{ej} = 10M_\odot$ を仮定し、密度構造とエネルギー E_{ej} に対する $T-L_p$ グラフの変化を示す。図から、 $n=7$ 、 $n=10$ でとりうる範囲には共通部分があることがわかる。この範囲で観測されるような超新星は、物理量が縮退しているため制限をかけることができない。反対に、

縮退していない部分にあるような超新星については、物理量に特徴が見られて制限をかけることが可能になると言える。この結果は、実際の観測量と比較することで、特に変わった物理量を持つような超新星に関してその親星の性質を推定することに応用できると期待される。

今後の展望として、実際に観測された II_n 型超新星の早期光度曲線を用いて、親星の性質に迫ることを目指している。しかしながら、本研究では光球温度を計算する際に不透明度を一様に設定している。これは実際の状況下では考えにくいいため、半径に依存する不透明度の計算を厳密に行う必要がある。そのため現在、オープンコード SNEC(Morozova et al. (2015)) を用いて輻射流体計算を行い、観測されている II_n 型超新星をシミュレーションで再現することを試みている。シミュレーションと本研究でのモデルを組み合わせることにより、II_n 型超新星の物理量をより正確に決定することが期待される。

Reference

- Moriya, T. J., & Maeda, K. 2014, ApJL.
 Morozova, V. et al. 2015, ApJ.

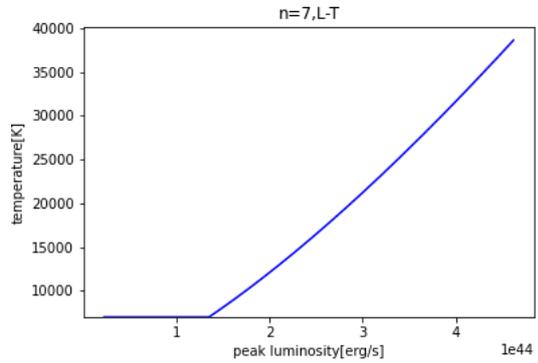


図 1: $n=7$, peak luminosity vs. temperature

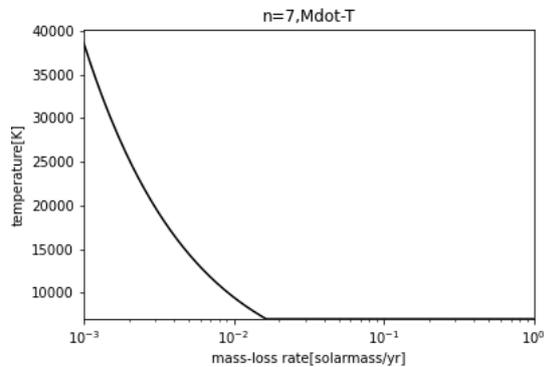


図 2: $n=7$, mass-loss rate vs. temperature

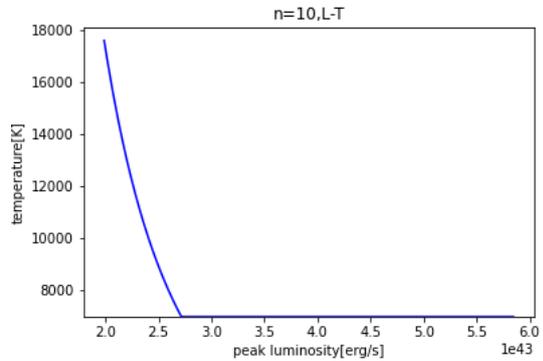


図 3: $n=10$, peak luminosity vs. temperature

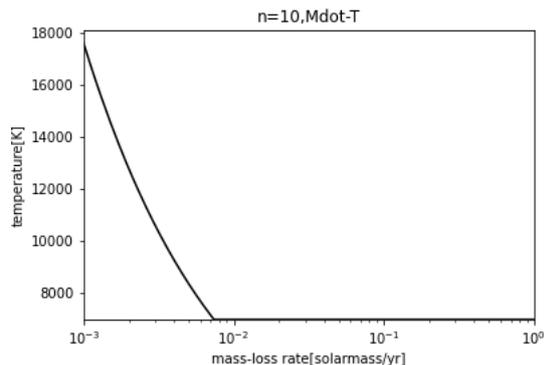


図 4: $n=10$, mass-loss rate vs. temperature

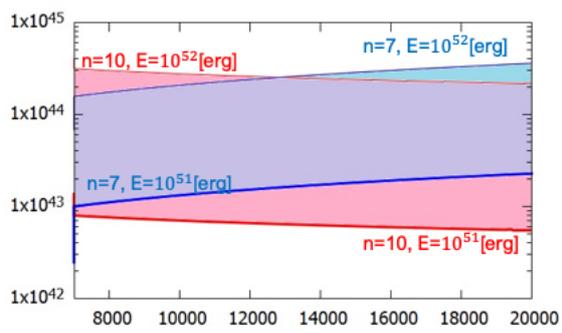


図 5: $M_{ej} = 10m_{\odot}$, E_{ej} の変化と密度勾配の違いによる $T - L_p$ グラフの変化

コン28

Ia型超新星2019einのスペクトル合成計算

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻

小川 真央

Ia 型超新星 SN 2019ein のスペクトル合成計算

Mao Ogawa (Department of Astronomy, Kyoto University)

Abstract

It is widely accepted that Type Ia supernovae are thermonuclear explosions of a CO white dwarf in a binary system, but it is still unknown how the explosive nucleosynthesis proceeds after the explosion. In order to constrain the explosion model of SN 2019ein, we studied very early phase spectrum of SN 2019ein, ~ 2.2 days since the explosion. By using one-dimensional Monte Carlo radiation transfer code, TARDIS, we estimated the density and the abundance structure of the ejecta in SN 2019ein. We find that, in order to reproduce the HVFs, the density gradient has to be gentler in the outside than in the inner region. We also show that little unburnt carbon was contained in the ejecta, only in the layer at > 30000 km/s. This is largely consistent with the delayed detonation model, except that unburnt C+O layer contains much unexpected metal, such as Si and Ca. This unexpected abundance of the heavy elements in the outermost layer could be explained by the strong convection triggered by the deflagration wave in the early phase of the explosion. This scenario is consistent with the gentle slope of the density structure of the ejecta in the outer region.

1 Introduction

It is widely known that Type Ia supernovae (SNe Ia) are thermonuclear explosions of a CO white dwarf (WD) in a binary system. When the mass of the WD reaches close to Chandrasekhar-limiting mass, thermonuclear runaway occurs. However, many things are still unknown. One of the big problems is how the explosive nucleosynthesis proceeds after the explosion.

There are mainly two explosion models for SNe Ia related to the flame speed; one is the deflagration model, whose flame speed is subsonic, and the other is the delayed-detonation model, whose flame speed changes from subsonic to supersonic. Iwamoto et al. (1999) has developed the models for the nucleosynthesis in these two models. W7 model, which is one of the deflagration models, has a lot of unburnt carbon in the outer layer because its flame velocity is not so fast that the burning front cannot reach the outside and new fuel is not ignited. On the other hand, DD2 model, which is a kind of delayed-detonation models, has little unburned

carbon because its flame speed is so fast.

Spectroscopic observation is one of the powerful methods to understand the nature of SNe Ia. Spectra of SN Ia varies over time. In the early or late phase during the expansion of the ejecta, absorption lines or emission lines are observed respectively, which show what elements there are on the outside the photosphere of the SNe Ia. In addition, line width shows an expansion velocity of the element. So, it is important to observe spectra.

Owing to the recent technological development of the transient observations, many supernovae have been detected as soon as possible after the explosion. In the early time since the explosion, spectra show outermost layer of the progenitor. One of the big differences in flame velocity is whether carbon in the outer layer burns, and thus it is important to research spectra as in the early phase as possible for constraining the explosion mechanism of SNe Ia. In addition, spectral synthesis codes, which assume the composition after explosive nucleosynthesis and calculate the radiation transfer to find the spectra

expected to observe, have been improved today.

Kawabata et al. (2020) studied detailed structure of SN 2019ein. They performed spectra synthesis calculation on spectra of ~ 3.7 and ~ 5.7 days since the explosion and determined the density and the composition structure of ≤ 30000 km/s. However, there are more early spectrum, which is only ~ 2.2 days since the explosion. In this study, we calculate this spectrum and constrain its explosion model.

2 Methods

2.1 Early phase spectra of SN 2019ein

SN 2019ein was discovered in NGC5353 on 2019 May 1.5 UT. The spectrum in the earliest phase was obtained on MJD 58605.2875 by LCO Global SN project and estimated that it is only ~ 2.2 days after the explosion. This is characterized by the very fast absorption lines, called high velocity feature (HVF), with Si II 6355 Å at ~ 23000 km/s and Ca II at ~ 45000 km/s. On the other hand, the absorption line of C II at 20000 km/s was also observed. In this study, we performed spectra synthesis calculation to fit this spectrum.

2.2 Spectra synthesis calculation: *TARDIS*

To find out the structure of the progenitor of SN 2019ein, we used one-dimensional spectral radiation transfer code, *TARDIS* (Kerzendorf & Sim 2014). It assumes a homogeneous expansion and undergoes a radiative transport calculation by using Monte Carlo method. Its input parameters are as follows; (1) luminosity, (2) photosphere velocity, (3) outermost layer velocity, (4) density structure, (5) abundance structure, after the explosive nucleosynthesis, and (6) the time since the explosion. Then, the structure of the temperature is constructed so

as to satisfy these input states, followed by the determination of the ionization or excitation state of the elements. Finally, the spectrum expected to be observed is calculated.

We searched the combination of the input parameters to fit the observed spectrum of SN 2019ein, and constrained the density and the composition distribution of the progenitor. To simplify the problem, we adopted a power-law density structure. In our model, we consider three characteristic layers: an outer unburnt C+O layer, intermediate O-Ne-C burning layer, and inner Si+S layer.

3 Results

We first show the result of the spectra synthesis calculation for SN 2019ein. The synthesized spectrum is shown in Figure 1. In this calculation, it is important whether the deepest position and depth of the synthesized absorption lines match the observed spectrum. This is because the normalization of the spectrum is highly uncertainty due to interstellar extinction, while the absorption line is considered to strongly reflect the supernova itself. This spectrum matched Si II 6355 Å, ‘w’ mark of S II 5606 & 5640 Å, and Ca II & O I near-infrared composition.

4 Discussion

4.1 Density structure

As mentioned in section 2.1, this spectrum has HVF, such as Si II 23000 km/s and Ca II 45000 km/s. To reproduce this features, we have assumed that the density gradient on the outside is more gentle than on the inside; the density at < 26000 km/s is proportional to v^{-14} , while the density at ≥ 26000 km/s is proportional to v^{-4} .

Figure 2 shows the density structure of the ejecta employed in our model for SN 2019ein and comparing with the model previously used in Kawabata et

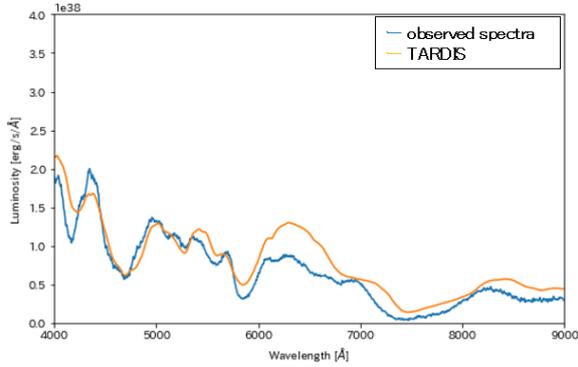


Figure 1: Comparison of SN 2019ein observed spectrum to the synthesized spectrum calculated with TARDIS. Blue line is the observed spectrum and red line is the model spectrum.

al (2020). They performed spectra synthesis calculation on spectra of ~ 3.7 and ~ 5.7 days since the explosion and determined the structure at ≤ 30000 km/s. On the other hand, we used more early phase spectra, ~ 2.2 days since the explosion, and determined the structure of up to ~ 45000 km/s. In outer region that is not seen in their study, it seems that HVF is observed because the density gradient becomes gentle and absorptions easily occur on the outside.

4.2 Composition structure

As noted in section 2.2, the composition structure in our model is divided into three layers. Figure 3 shows the composition distribution of our model for SN 2019ein; innermost layer ($v < 20000$ km/s) consisting of Si + S layer, intermediate consisting of O-Ne-C burning layer, and outermost layer ($v > 30000$ km/s) consisting of unburnt C+O layer. The most remarkable property is that almost all the carbon was burned. This consistent with the delayed detonation model (Iwamoto et al. 1999).

In the outermost layer, it has to be added Si (0.03) and Ca (0.004) in order to reproduce the HVFs. Normally, such heavy elements are produced

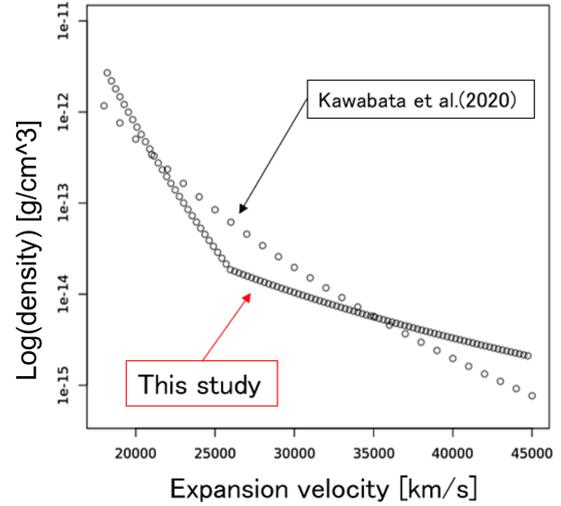


Figure 2: The density structure of the ejecta in SN 2019ein at 2.2 days since the explosion, comparing with that adopted in Kawabata et al. (2020). It is scaled 2.2 days after the explosion.

in the inner layer, $v < 20000$ km/s. This unusual distribution would be interpreted as a result of the convection from the inner region. However, it is said that the detonation wave propagating in the late phase of the explosion tend to smooth the mixing layer out (Kromer, M et al. 2013), while the deflagration wave propagating in the early phase of the explosion tend to occur convection (Seitenzahl, R et al. 2013). Thus, in order to obtain such an effect of convection on the outside, deflagration wave propagated in the early phase of explosion has to cause quite strong convection. If so, it is because the component in the outside was carried from the inside by convection that the density gradient on the outside was gentle.

5 Conclusion

In order to constrain the explosion model of SN 2019ein, we studied very early phase spectrum of SN 2019ein, ~ 2.2 days since the explosion. By us-

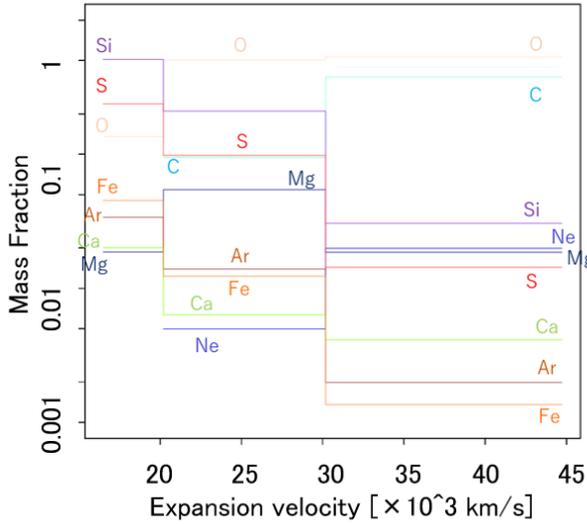


Figure 3: The composition distribution of the ejecta in SN 2019ein employed in our model

ing one-dimensional Monte Carlo radiation transfer code, TARDIS, we constructed the density and the abundance structure of the ejecta in SN 2019ein. We revealed that, in order to reproduce HVFs, density gradient has to be gentler in the outside than in the inner region. We also show that unburnt carbon was little contained in the ejecta, only in the layer at > 30000 km/s This favors the delayed detonation model, except that unburnt C+O layer contains much unexpected metal, such as Si and Ca. This anomalous abundance of the heavy elements in the outermost layer could be explained by the strong convection triggered by the deflagration wave in the early phase of the explosion. This scenario is consistent with the gentle slope of the density structure of the ejecta in the outer region.

Acknowledgements

I would like to thank my co-researcher, Keiichi Maeda, for helpful discussion. I would also like to thank the members in Department of Astronomy in Kyoto University for useful comments.

Reference

- Iwamoto, K et al., 1999, ApJS, 125, 439
- Kawabata, M et al., 2020, ApJ, 893, 143
- Kerzendorf, WE & Sim, SA, 2014, MNRAS, 440, 387
- Kromer, M et al., 2013, MNRAS, 429, 2287
- Seitenzahl, R et al., 2013, MNRAS, 429,1156

コン 29

Ia-CSM 型超新星 SN2020uem の測光・分光・偏光分光
観測に基づく CSM 構造

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室
宇野 孔起

測光・分光・偏光観測で探る Ia-CSM 型超新星 SN 2020uem の CSM 構造

Kohki Uno (Department of Astronomy, Kyoto University)

Abstract

A rare subclass of Type Ia supernovae (SNe) show evidence of strong interaction with their hydrogen-rich circumstellar matter (CSM); we refer to them as Type Ia-CSM SNe. We present optical and near-infrared photometry, spectroscopy, and spectropolarimetry of a Type Ia-CSM SN, SN 2020uem. The light curve of SN 2020uem evolves slowly with the color constant, while the spectra show strong hydrogen emission features produced from the interaction between SN ejecta and dense CSM. Besides, the polarization degree is 1.0 – 1.5 % with no wavelength dependence at ~ 100 days after the discovery. These results suggest that the SN exploded inside a dense disk-like circumstellar environment.

1 Introduction

Type Ia supernovae (SNe) are thermonuclear explosions of a white dwarf. The observational properties of Ia SNe are highly homogeneous. Ia SNe are generally characterized by the absence of hydrogen and the presence of intermediate-mass elements in their spectra. Besides, ~ 20 days after the explosion, the peak magnitude reaches ~ 19 mag. Because of such uniformity, Ia SNe have traditionally been used as precise cosmological standard candles.

In recent years, the number of SNe discovered has increased significantly thanks to new generation surveys represented by ZTF. With the increase in the number of discoveries, it is becoming clear that Ia SNe, which were previously believed to be homogeneous, have actually a lot of diversity.

Type Ia-CSM SN is one new type of the peculiar Ia SNe. Ia-CSM SNe show some characteristics similar to some high-temperature Ia SNe, such as SN 1991T. However, the most obvious difference between typical Ia SNe is the fact that Ia-CSM SNe show prominent narrow hydrogen emission lines. These features indicate a strong interaction between Ia SNe ejecta and hydrogen-rich dense circumstellar matter (CSM). The massive and dense CSM has not been expected in the previous Ia SNe scenarios. The origin of the CSM still remains unclear.

We observed Ia-CSM candidate; SN 2020uem for about 200 days after the discovery. We obtained detailed observational data, including optical/near-infrared (NIR) photometry, spectroscopy, and polarimetry. Such detailed observations for Ia-CSM SNe have never been performed before. In this talk, I will report some of the results we obtained.

2 Discovery and Observations

SN 2020uem was discovered by the ATLAS project. The survey reported the first detection of this transient with an apparent magnitude of 16.493 mag on 2020-09-22 (MJD 59114.602). From the redshift of narrow $H\alpha$ component, The SN is located at $z = 0.041$, which corresponds to a distance of 173.3 ± 5.7 Mpc and a distance modulus of 36.19 ± 0.07 mag. The coordinates of the SN are $RA(J2000) = 08^h24^m23^s.85$, $Dec(J2000) = -03^\circ29'19''.1$. Figure 1 is a finding chart of the SN.

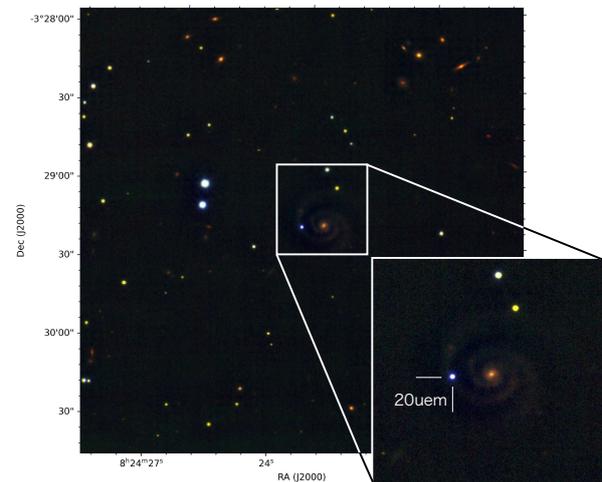


Figure 1: Finding chart of SN 2020uem, from a combination of RJKs-band images obtained with the Subaru telescope.

We performed multi-band imaging observations with the HOWPol and HONIR mounted on the

1.5m Kanata telescope. We also performed photometry with the SWIMS on the 8.2m Subaru telescope. Spectroscopic observations were performed with the 3.8m Seimei telescope, equipped with the KOOLS-IFU and the Subaru telescope equipped with FOCAS, HDS, and SWIMS. Besides, we also performed spectropolarimetry with FOCAS.

3 Results

3.1 Photometry

Figure 2 shows the multi-band light curves (LC) of SN 2020uem. Our optical to NIR photometry has a total of 7 filters (B, V, R, I, J, H, Ks) and public ZTF photometry has 2 filters (g, r). All of those magnitudes are based on the Vega system. This light curve covers the period from ~ 11 days to ~ 211 days after the discovery.

Figure 2 shows that the color of the SN evolves roughly constant and without NIR excess. This result suggests that there is little or no dust around the SN, which is the source of the NIR radiation.

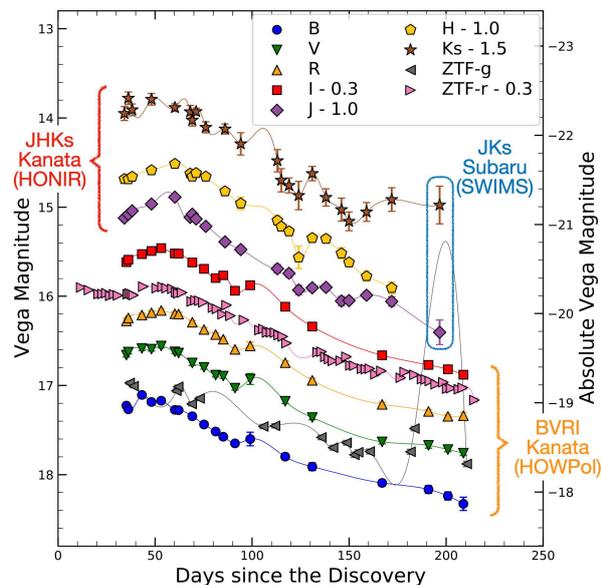


Figure 2: Optical (BgVrRI-band) and NIR (JHKs-band) light curve of SN 2020uem. Some light curves were sifted by the amounts shown in the legend.

The V-band absolute magnitude of SN 2020uem is up to $M_V > -19$ mag and $L_{\text{opt}} > 10^{43}$ erg/s. The luminosity is comparable to the peaks of some of the brightest Ia SNe, such as super-Chandra Ia and 1991T-like Ia SNe (see also Figure 3).

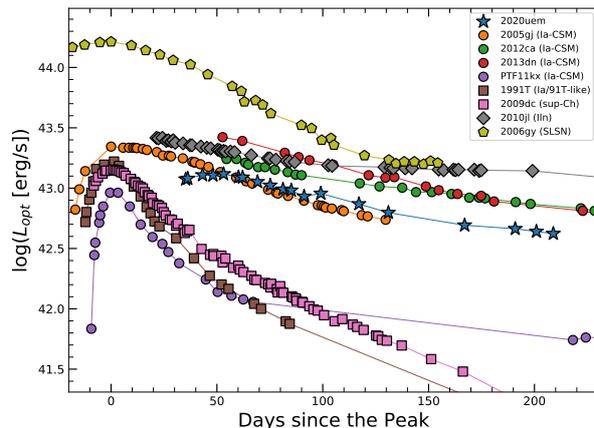


Figure 3: Optical bolometric light curves of SN 2020uem and other SNe, including Type Ia-CSM, 91T-like/Super-Chandrasekhar Ia, and IIn.

Assuming that the energy source for the bolometric luminosity is the energy release from the collision between the SN ejecta and the CSM, we can estimate mass-loss rate (\dot{M}) from the progenitor system and the CSM mass. Using a relationship in Moriya et al. (2013), the mass-loss rate is given as follows:

$$\dot{M} \approx 0.09 M_{\odot}/\text{yr} \left(\frac{\varepsilon}{0.3}\right)^{-1} \left(\frac{L}{10^{43} \text{ erg/s}}\right) \times \left(\frac{v_{\text{shock}}}{5000 \text{ km/s}}\right)^{-3} \left(\frac{v_{\text{CSM}}}{100 \text{ km/s}}\right), \quad (1)$$

where ε is the energy efficiency, v_{shock} is the shock velocity, and v_{wind} is the CSM velocity. The shock and CSM velocities are estimated from the $\text{H}\alpha$ profile (see Figure 4). The rate is consistent with other Ia-CSM/IIn one (c.f., Type IIn SNe; interaction SNe between core-collapse SNe and CSM). Integrating the mass-loss rate, the CSM mass is a few M_{\odot} .

3.2 Spectroscopy

Figure 4 plots optical spectra of SN 2020uem extending from +22 days to +110 days, relative to the first detection. All wavelength were corrected to rest wavelength with the redshift $z = 0.041$.

All optical spectra show narrow $\text{H}\alpha$ emission. In some spectra with high signal-to-noise ratios, other Balmer series and HeI are also presence. These spectra suggest IIn-like strong interaction with dense CSM. Besides, Ia components are more apparent with time. These indicate that SN 2020uem are dominated by strong continuum due to the interaction and inner Ia components are weakened.

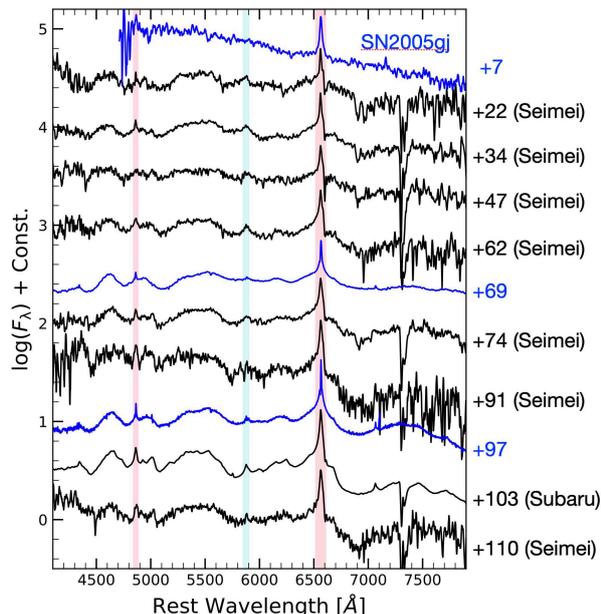


Figure 4: Optical spectroscopic time-series of SN 2020uem (black lines). For comparison, we plot the spectra of SN 2005gj (blue lines). The pink-shaded region is the Balmer series and light-blue one is HeI.

Figure 4 shows that flux ratios between $H\alpha$ and $H\beta$. The ratios of Ia-CSM SNe are larger than those of IIn SNe. Typically, IIn SNe have $H\alpha/H\beta \sim 3$, while Ia-CSM SNe have $H\alpha/H\beta > 3$.

The ratio tells us important information for the CSM density. In dense CSM, i.e., optically thick matter, the self-absorption processes of the Balmer series cannot be neglected. In $H\alpha$, the absorbed line is emitted as $H\alpha$. On the other hand, the energy of the absorbed $H\beta$ is redistributed to $P\alpha\alpha$ and $H\alpha$. As a result, $H\beta$ is suppressed and the ratio becomes larger. The ratio of Ia-CSM suggests a more confined and dense CSM than IIn.

3.3 Polarimetry

The spectropolarimetry of SN 2020uem with FOCAS on the Subaru telescope was performed on 2021-01-03 (MJD 59218.35). FOCAS has a Wollaston prism and a rotating half-wave plate (HWP). The Wollaston prism split the incident ray into two beams with orthogonal polarization directions; the ordinary and extraordinary beams. Our spectropolarimetric observation data with FOCAS is one set of four frames, which correspond to the HWP rotation angles: 0° , 22.5° , 45° , and 67.5° . We define the Stokes parameters Q , U and P and position

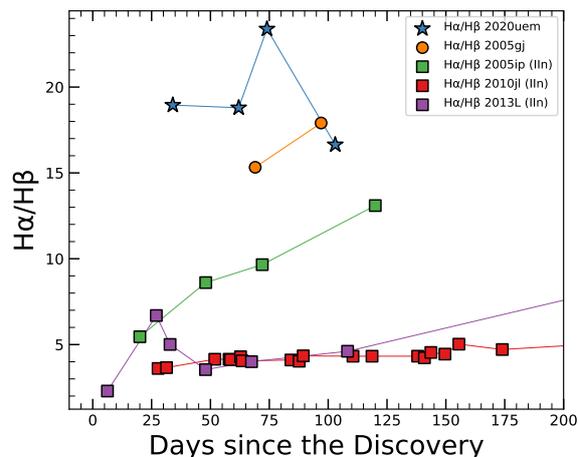


Figure 5: $H\alpha/H\beta$ flux ratio as a function of time for SN 2020uem and other SNe (including Type Ia-CSM and IIn SNe).

angle θ as follows: $Q = (I_0 - I_{90})/I = P \cos 2\theta$, $U = (I_{45} - I_{135})/I = P \cos 2\theta$, $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$, and $\theta = 1/2 \arctan(U/Q)$, where I is the total flux and its subscript is correspond to the HWP angle.

To estimate the wavelength dependence of interstellar polarization (ISP), we use the Serkowski function (Serkowski et al. 1975): $P_{\text{ISP}}(\lambda) = P_{\text{max}} \exp(-K \ln^2(\lambda_{\text{max}}/\lambda))$, where λ_{max} is the wavelength at which the ISP reaches the maximum polarization degree P_{max} , and K is given as follows: $K = 0.01 + 1.66\lambda_{\text{max}} (\mu\text{m})$ (Whittet et al. 1992). For the ISP estimation, we use some prominent narrow emission lines whose position angles are between 60 and 80 degrees.

Figure 6 shows the polarization spectra of SN 2020uem. The estimated ISP is $P_{\text{ISP}} \approx 0.7\%$. The ISP-subtracted polarization degree of the SN (P_{SN}) is $P_{\text{SN}} \approx 1.0 - 1.5\%$. The polarization degree is characterized by no wavelength dependence. The result indicates that the electron scattering is dominant and that the SN has little or no dust. No or little dust is also consistent with the LC evolution without NIR excess. Considering the high polarization degree, SN 2020uem has an asymmetric localized dense CSM (like disk, jet, or clump).

4 Discussion

The polarization degree is a few times larger than that of previously observed Ia and Ia-CSM SNe. For example, the polarization of the same Ia-CSM SNe,

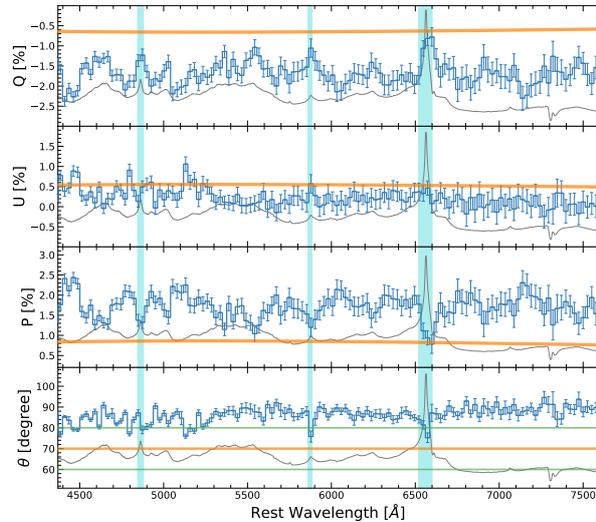


Figure 6: Polarization spectra of SN 2020uem. From top to bottom, Q , U , P , and θ are plotted. The blue lines are binning data at 20 pixels. We adopt the light-blue shaded data to estimate the ISP. The green lines represent the adopted maximum and minimum position angle to estimate the ISP. The orange lines show the estimated ISP.

SN 2002ic, is about 0.8 % (Wang et al. 2004).

To investigate the relation between polarization and asymmetry, we assume an elliptical CSM. We evaluate the polarization degree of ellipsoids by using a result of Monte Carlo simulations by Hoflich (1991). In Figure 7, we show the contours of the viewing angle and the axis ratio which give the same polarization degree for the oblate ellipsoids. Besides, assuming an elliptical CSM, we also plot the direction of the sight with $\tau = 1 - 4$. To achieve $P \approx 1\%$, the ratio needs to be less than 0.2 and the viewing angle is $30-40^\circ$. The extremely flat CSM suggests a disk-like CSM rather than ellipsoids.

The disk-like CSM geometry is also consistent with other observational results. Assuming a spherically symmetric CSM with $\dot{M} \sim 0.1 M_\odot/\text{yr}$, the optical depth is $\tau \gg 1$ at photospheric radii estimated from some SED fits in the early phases. We cannot explain the fact that the Ia components are observable in the early spectrum. The problem can be overcome by considering an aspherical CSM. In addition, The disk-like CSM can increase the local CSM density. The high Balmer line ratio ($H\alpha/H\beta > 10$) indicates confined CSM. The disk-like geometry is also consistent with the line flux ratio. Moreover, disk-like CSM also suggests local-

ized dust geometry. Considering that the dust may be formed in the extension of the CSM disk, it is also consistent with the absence of NIR excess.

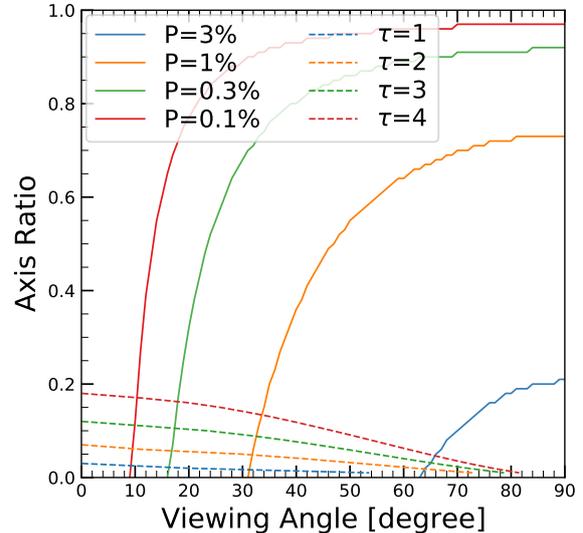


Figure 7: Contours of the viewing angle and the axis ratio of oblate ellipsoids. The dashed line shows the viewing angle at the each optical depth in the elliptical CSM.

5 Conclusion

We reported the results of the photometric, spectroscopic, and polarimetric follow-up observations of the Type Ia-CSM SN, SN 2020uem. The quasi-bolometric luminosity is up to $\sim 10^{43}$ erg/s and the mass-loss rate is $\dot{M} \sim 0.1 M_\odot/\text{yr}$. The mass-loss rate is consistent with that of IIc SNe. On the other hand, the Balmer line ratio is several times larger than that of IIc. These results suggest a more confined CSM than IIc. In addition, the polarization degree is 1.0–1.5 % without wavelength dependence. The polarization indicates that the SN has an aspherical dense CSM. Based on these results, it is suggested that SN 2020uem has a disk-like CSM that is more confined than IIc.

Reference

Hoflich P., 1991, A&A, 246, 481
 Moriya, T. J. et al. 2013, MNRAS, 435, 1520
 Serkowski, K. et al. 1975, ApJ, 196, 261
 Wang, L. et al. 2004, ApJL, 604, L53
 Whittet, D. C. B. et al. 1992, ApJ, 386, 562,

コン30

rプロセス元素を合成する特異な超新星爆発の観測的 特徴

東北大学 理学研究科天文学専攻
長谷川 樹

r プロセス元素を合成する特異な超新星爆発の観測的特徴

長谷川 樹 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年中性子星合体からの重力波 (GW170817) に付随し、電磁波対応天体 (キロノバ) が観測され、宇宙における r プロセス元素の起源として中性子星合体が有力となっている。しかし、中性子星合体は銀河の化学進化を説明できない可能性も指摘されており、唯一の起源とは限らない。そこで別の候補として考えられるのが、通常の超新星とは異なる爆発メカニズムをもつ重力崩壊型超新星である。特に注目されているシナリオは、高速で自転する強磁場をもった親星による、磁気駆動型の爆発である。

我々は、特殊な重力崩壊型超新星において r プロセス元素が合成された場合の電磁波放射に対する影響を調べた。まず 1 次元流体計算で超新星爆発の流体環境を計算し、その結果を用いて r プロセス元素を加味した輻射輸送計算を行った。この輻射輸送計算では、通常の超新星でも生成される ^{56}Ni の質量と、r プロセス元素全体の質量を様々な値に設定し、組成の違いが光度曲線に与える影響を調べた。その結果、 ^{56}Ni の放射性崩壊で光る超新星において十分な r プロセス元素が合成された場合、高い吸収係数の効果によって、特に g バンドや r バンドなど可視光の短い波長の放射が暗くなり、カラーが赤くなることがわかった。この結果を観測されている超新星のカラーと比較することで、超新星の r プロセス元素合成量が約 0.1 太陽質量以下であるという制限を得た。

1 Introduction

r プロセスは速い中性子捕獲により重元素を生成する過程であり、この過程で生成された元素は r プロセス元素と呼ばれる。この r プロセスは中性子過剰な環境で発生するため、r プロセス元素の起源は、中性子星が関係した天体現象であると考えられている。有力な候補として重力崩壊型超新星と中性子星合体が挙げられる。

典型的な超新星は、すでに多くの天体が観測されており、r プロセス元素の起源としての可能性について長年議論されてきた。しかし、典型的な超新星の爆発メカニズムであるニュートリノ加熱メカニズムでは、中性子のニュートリノ吸収により中性子数が減少してしまい、中性子過剰な領域を作るのが困難なため、r プロセスが発生しづらいと考えられている。

一方、2017 年に重力波 (GW170817) が検出され、この重力波に付随して r プロセス元素の放射性崩壊による電磁波放射 (キロノバ) が観測されたことで、中性子星合体についての研究が近年急速に進んでいる。この観測結果から、中性子星合体で r プロセスが確

かに起きており、さらに銀河系に存在する r プロセス元素の質量を十分に説明できることも明らかとなった。そのため現在、r プロセス元素の起源として中性子星合体が有力視されている。しかし、低金属星に存在する r プロセス元素の量を説明できない可能性などが指摘されており、中性子星合体だけが起源天体とは限らない。

中性子星合体の代替案として考えられているのが、特殊な超新星による r プロセス元素合成である。特殊な超新星の候補として、磁気駆動型の超新星が挙げられる。このようなニュートリノ加熱以外の爆発メカニズムで爆発する超新星では r プロセス元素が合成される可能性がある。

そこで本研究では、磁気駆動型のような特殊な超新星が r プロセス元素を合成していたときに、超新星の観測的な特徴がどのように変化するかを調べた。また現在観測されている超新星のデータと比較し、r プロセス元素が実際に合成されていると考えた時の、r プロセス元素の質量の上限値について議論する。

2 Methods

本研究では、r プロセス元素を合成する超新星の観測的特徴を調べるために、2 種類の計算を行った。

まず、超新星の運動を記述する 1 次元流体力学計算と元素合成計算を行い、超新星の力学的運動と原子番号が鉄以下の組成を推定した。この時、親星のモデルとしては、GRB の付随するような Ic 型超新星を仮定し、ZAMS での質量を $45M_{\odot}$ 、爆発直前の質量を $13M_{\odot}$ としている (s45 : Sukhbold et al 2016)。このモデルに 10^{52} erg のエネルギーを注入し爆発させ、爆発して放出された流体の時間発展を追った。ここでの超新星からの放出物質は、元素番号が 28 以下の元素のみであり、これらに対して組成の時間発展を計算している。爆発による放出物質に含まれる ^{56}Ni の質量は GRB が付随する超新星の観測結果と一致するように設定した ($=0.36M_{\odot}$)。

この計算の結果を用いて、1 次元輻射輸送計算を行い、超新星から放出される可視光・赤外線放射の時間発展を求めた。r プロセス元素は太陽組成で一様に分布していると仮定した。こうした仮定のもとで、r プロセス元素の質量を 6 パターンの場合 ($0M_{\odot}$, $0.1M_{\odot}$, $0.3M_{\odot}$, $0.6M_{\odot}$, $0.9M_{\odot}$, $1.2M_{\odot}$) で計算を実行した。

3 Results

6 パターンのモデルでの一次元輻射輸送計算から得られた Bolometric luminosity の結果を図 1 に示す。縦軸が光度 (erg s^{-1})、横軸が爆発からの経過日数 (day) を表している。またそれぞれのカラーがモデルの違いを示している。黒線が r プロセス元素を合成しない超新星を表している。r プロセス元素が多く合成されるにつれて光度曲線の peak luminosity が下がると同時に、peak に達するまでの経過日数が長くなっているのがわかる。図 2 は 3 種のバンド (g, r, i) における光度曲線である。図 2 (a) が r プロセス元素を合成しない超新星の光度曲線、図 2 (b) が r プロセス元素を $0.3M_{\odot}$ 合成する超新星の光度曲線を示している。図 2 の (a)(b) を比較すると、短い波長 (g バンド) が顕著に暗くなっている。光度曲線が変化したのは、r プロセス元素の中に吸収係数が極め

て大きい元素が複数存在し、photon が放出物質から抜け出すのを妨げるからである。この吸収係数は波長依存性があり、短い波長で吸収係数が大きい傾向がある (Tanaka et al. 2018)。そのため、g バンドの光度曲線が顕著に暗くなったと考えられる。

この結果をカラーに直し、観測データと比較したものが図 3 である。グレーのゾーンが現在観測されている超新星の典型的なカラーの領域を示している。この図から $0.3M_{\odot}$ 以上の r プロセス元素を合成する超新星は、観測されている超新星のデータから逸脱しているため、このような超新星が今まで観測されることがないということがわかる。この結果から、観測されている超新星と矛盾しない超新星の r プロセス元素の合成量は、約 $0.1M_{\odot}$ 以下であることがわかる。

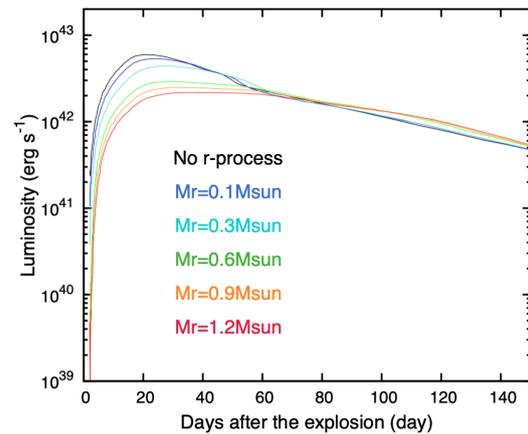
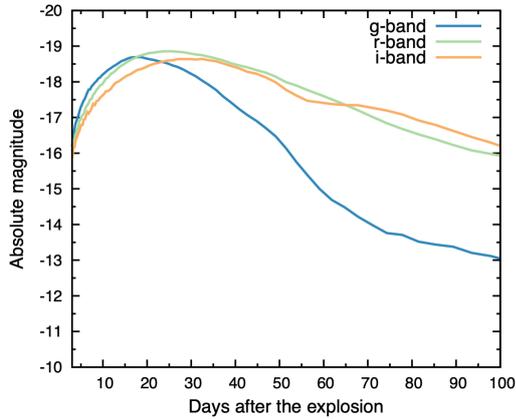


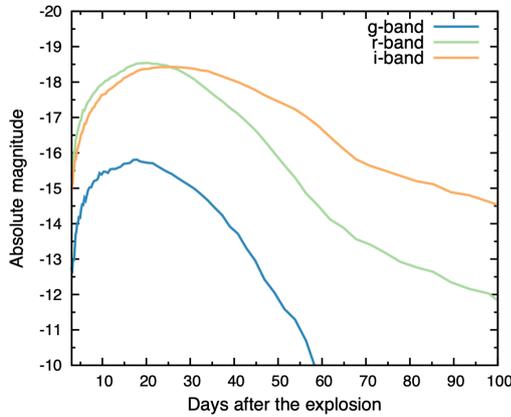
図 1: Bolometric luminosity に対する r プロセス元素の影響

4 Discussion & Summary

以上の計算を踏まえ、ここでは r プロセス元素の起源としての、磁気駆動型爆発のような特殊な超新星の可能性について議論する。図 4 は、銀河系に存在する r プロセス元素の質量を説明するのに必要とされる質量



(a) r プロセス元素なしの場合の光度曲線



(b) r プロセス元素が 0.3Msun の場合の光度曲線

図 2: g, r, i バンドにおける光度曲線

を、event rate の関数として記述したものである (Hotkezaka et al. 2018)。1 銀河で 1 年に発生しうる、GRB を伴う超新星の数は、約 $10^{-5} \text{Gal}^{-1} \text{yr}^{-1}$ であると見積もられている (Wanderman & Piran 2010)。そこで、図 4 のグラフ上で event rate = $10^{-5} \text{Gal}^{-1} \text{yr}^{-1}$ あたりに注目すると、現存の質量を説明するのに必要とされる合成量は $10^{-2} M_{\odot}$ 程度であると考えられる。本研究の結果から、観測されている超新星の特徴と矛盾しない、特殊な超新星が合成しうる r プロセス元素の質量の上限は約 $0.1 M_{\odot}$ であった。そのため、現在の超新星観測からは、特殊な超新星の r プロセス元素の起源としての可能性は否定できないと言える。

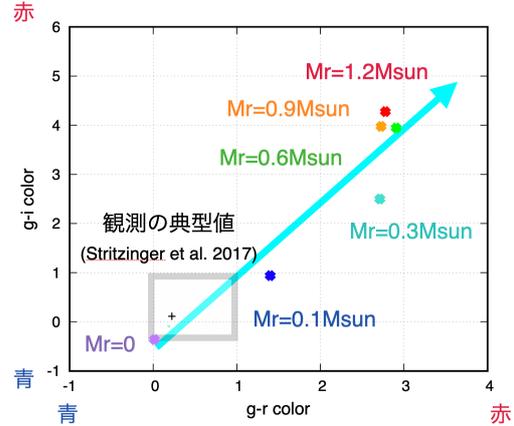


図 3: 異なるバンドを利用した色指数 (横軸: g バンドと i バンド、縦軸: g バンドと r バンド)

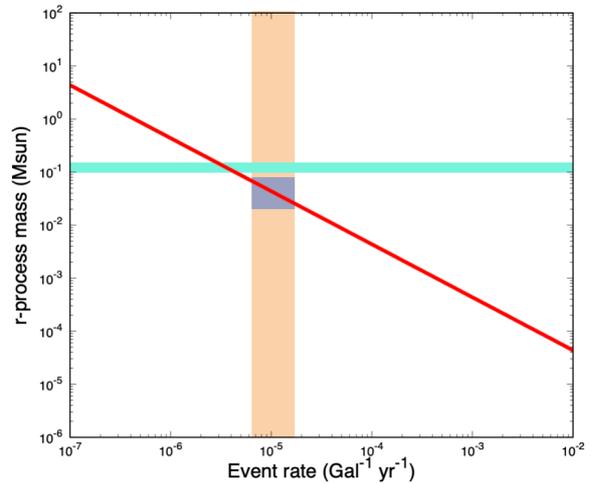


図 4: 1 回の超新星爆発での r プロセス元素の合成量と event rate の関係。赤線が銀河系中の総量を説明できる、1 event あたりに合成されるべき r プロセス元素の質量 (Hotkezaka et al. 2018)。緑線が 1 回の超新星で合成された r プロセス元素の質量の上限値。橙の帯が 1 銀河で 1 年あたりに発生しうる GRB を伴う超新星の数 (Wanderman & Piran 2010)。

Reference

- Mezzacappa, A. & Bruen, S. W., 1993, ApJ, 405, 669
 Sukhbold, T., Ertl, T. & Woosley, S. E., et al. 2016, ApJ, 821, 38

2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

Stritzinger, M. D., Taddia, F. & Burns, C. R., et al. 2015, AA, 609, A135

Tanaka, M., Kato, D. & Gaigalas, G., et al. 2018, ApJ, 852, 109

Nishimura, N., Sawai, H. & Takiwaki, T., et al. 2015, ApJ, 836, L21

Siegel, D. M., Barnes J. & Metzger, B. D., 2020, Nature, 569, 7755

Hotokezaka, K., Beniamini, P. & Piran, T., 2018, International Journal of Modern Physics D, 27, 1842005

Wanderman, D. & Piran, T., 2010, MNRAS, 406, 1944

コン31

中性子連星合体残骸からの核ガンマ線放射スペクトルを用いた合成重元素核の診断

埼玉大学 理工学研究科
大住 隼人

中性子連星合体残骸からの核ガンマ線放射スペクトルを用いた合成重元素核の診断

大住 隼人 (埼玉大学大学院理工学研究科)

Abstract

宇宙に存在する元素のうち ^{56}Fe より重い中性子捕獲元素の合成過程は主に s-process と r-process の 2 つがあり、特に後者は唯一 ^{209}Bi 以上の質量数の元素を合成できるとされている。この過程では、中性子過剰環境において中性子捕獲が β 崩壊よりも短いタイムスケールで起こることで急速に合成が進む。r-process の進行度は環境の中性子の割合によって変化し、電子分率が低い環境 ($Y_e < 0.25$) でより重い元素が合成される。その有力候補は、重力崩壊型超新星爆発 (SN) と中性子星合体 (NSM) の 2 つがあるが、前者は Y_e が低い環境が実現されにくいという理論予測もあり [1]、後者が有力視されている。しかし観測的には、NSM 重力波天体からの赤外線観測等の証拠はあるものの、未だ直接的な核合成の証拠はつかみきれていない。NSM で合成された元素が崩壊し放射された核ガンマ線は、NSM 残骸が爆発直後の光学的に厚い時期は観測されにくい、薄い時期に入ると観測が可能になる。先行研究 [3] では r-process 元素崩壊シミュレーションが開発され、NSM や SN の残骸からの核ガンマ線放射が計算された。r-process で合成された重元素の総質量は $0.01M_\odot$ または $0.05M_\odot$ を仮定し、断熱膨張モデル [2] を使用している。崩壊には JENDLE/DDF-2015 の核データベースを用い、元素崩壊と核ガンマ線放射量を計算している。本研究では、前述したシミュレーションで推定された核ガンマ線放射をもとに、その flux 比から残骸年齢・環境の診断の方法を模索した。結果、 Y_e の不明な残骸において各年齢ごとに Y_e 推定の基準となる flux と、NSM 環境で年齢推定ができる flux を提示した。また、推定された年齢・ Y_e が現在の観測器で観測できるかどうかの判定を行った。

1 Introduction

^{56}Fe よりも重い中性子捕獲元素には主に s-process, r-process の 2 つの合成過程がある。特に r-process は ^{209}Bi 以上を合成できる唯一の仮定である。この r-process では中性子捕獲が β 崩壊よりも短いタイムスケールで起こることで、合成が急速に進む。

r-process は中性子過剰環境でより合成が進む。ここで電子分率を以下で定義する。

$$Y_e = \frac{n_n}{n_p + n_n}$$

ただし、 n_n, n_p をそれぞれ中性子、陽子の数密度とする。このように定義すると、合成が進むのは Y_e がより小さい場合である。

r-process の進行の場の候補として主に重力崩壊型超新星爆発 (SN) と中性子連星合体 (NSM) 残骸が挙げられるが、理論的予測によると合体後の噴出物

(ejecta) の主な成分の Y_e は、SN では 0.45 程度、NSM では 0.25 以下となり、後者が有力視されている [1]。

r-process で合成された元素は不安定な状態にあり、崩壊して核ガンマ線を放出する。NSM 後、ejecta は光学的に厚い状態となっているため、核ガンマ線は吸収され観測することはできない。吸収された ejecta は核ガンマ線のエネルギーによって加熱されキロノヴァと呼ばれる赤外線帯の熱光子の爆発現象が生じる。2017 年に観測された重力波イベント GW170817 では、重力波と共にキロノヴァが観測された。このイベントにより、r-process によって重元素合成の証拠がみつかった。しかしランタノイド以上、特に $A > 195$ の元素の合成の証拠には至っていない [4]。時間が経ち ejecta が光学的に薄い状態になると、核ガンマ線を観測をすることが可能になる。核ガンマ線はランタノイドより重い元素まで検出できるという点が特徴であり、観測できれば r-process の直接的な証拠と

なるが、未だに見つかっていない。

核ガンマ線の観測が難しい理由として、輝線が不明瞭であることと、検出器の感度が不足していることが挙げられる。前者は、そもそも核ガンマ線の flux が少ないことと、異なる核種からの輝線が重なってしまうこと、そして ejecta 膨張のドップラーブロードニング効果による輝線太りが原因とされる。後者は、Compton 散乱が卓越する MeV 帯域では原理的に検出器の感度が上がりにくいことが原因である。

本研究では、地球-残骸距離を 10000 pc、ejecta の質量を $0.01M_{\odot}$ を仮定した先行研究の数値シミュレーションを元にして、核ガンマ線 flux の flux 比から、未知の残骸の年齢・爆発当時の Y_e を診断する手法を提案し、観測が可能かの判定を行った。

2 Methods/Instruments

2.1 r-process 元素崩壊シミュレーション

先行研究の元素崩壊シミュレーションではまず、断熱膨張モデルによる元素合成計算の結果 [2] と、NSM における Y_e ごとの質量比 [1] から、NSM の元素合成量を計算している。次に JENDLE DDF-2015 核崩壊データベースに従って崩壊の計算を行った。核ガンマ線 flux の計算は以下の式で計算した。

$$F_{\gamma,i} = \frac{N_A M_i I_{\gamma,i}}{4\pi d^2 A_i T_{1/2}} \left(\frac{1}{2}\right)^{-dt/T_{1/2}}$$

$F_{\gamma,i}$ は元素 i の核ガンマ線 flux、 N_A はアボガドロ数、 d は地球-残骸距離、 M_i は元素 i の質量、 A_i は元素 i の質量数、 $I_{\gamma,i}$ は元素 i の崩壊による放出核ガンマ線の absolute intensity (1 元素崩壊あたりの特定のエネルギーの放出光子割合)、 $T_{1/2}$ は半減期、 dt は微小時間としている。

崩壊計算の際には α 崩壊、 β^- 崩壊および β^+ 崩壊、電子捕獲、核異性体転移を考慮した。また、ドップラーブロードニング効果は ejecta の膨張速度によるものと放射核の熱運動によるものが考えられるが、後者は残骸が星間ガスと区別できなくなるまでのタイムスケールでは十分に影響が無視できるため、前者のみ考慮した。

表 1: 想定する観測器の輝線感度 [5][6][7][8]。公表されている値の単位を揃えたもの。

観測器	Energy(keV)	輝線感度感度 (erg/cm ² /s)
INTEGRAL/SPI	50	5.60E-12
	100	7.04E-12
	500	2.48E-11
	1000	5.12E-11
	5000	1.20E-10
NuSTAR	6-10	2.00E-15
	10-30	1.00E-14
e-ASTROGAM	511	4.32E-12
	847	6.78E-12
AMEGO	1000	3.20E-12

2.2 観測器

核ガンマ線観測の可否の基準にした観測器を述べる。本研究では 2002 年打ち上げの INTEGRAL 衛星に搭載されたガンマ線望遠鏡の SPI, 2012 年に打ち上げの NuSTAR 衛星、2029 年打ち上げ予定の e-ASTROGAM, 2029 年打ち上げ予定の AMEGO の 4 つを想定している。

対象とするエネルギー帯域の、それぞれの輝線感度を表 1 に示す。

以下、この章で示した 4 つの観測器を『現在の観測器』とし、それ以降に開発されるであろう観測器を『将来の観測器』とする。

3 Results/Discussion

3.1 NSM 残骸の Y_e 診断

この章では二種類の輝線の強度比から爆発当時の Y_e を推定する手法を模索する。

年齢 $t=10, 100, 1000, 10000$ 年のそれぞれで、各 Y_e で最大になる輝線 flux を表 2 に示す。ここに示された輝線 flux の Y_e の依存性を調べた。例として $t=10$ 年の場合を示す。

輝線の flux 比が 1 となる点を残骸の年齢推定の基準とすることができる。たとえば、 ^{125}Sb の 427.874

表 2: NSM 環境で調べる輝線 flux

Ye	10		15	
	元素	輝線 keV	元素	輝線 keV
t=10	^{137m}Ba	661.657	$^{137}\text{Ba}_m$	661.657
t=100	^{137m}Ba	661.657	$^{137}\text{Ba}_m$	661.657
t=1000	^{241}Am	59.54	^{243}Am	74.66
t=10000	^{225}Ra	40	^{243}Ra	74.66
Ye	20		25	
	元素	輝線 keV	元素	輝線 keV
t=10	^{137m}Ba	661.657	^{125}Sb	427.874
t=100	^{137m}Ba	661.657	$^{137}\text{Ba}_m$	661.657
t=1000	^{243}Am	74.66	^{126}Sn	87.567
t=10000	^{243}Ra	74.66	^{126}Sn	87.567
Ye	30		35	
	元素	輝線 keV	元素	輝線 keV
t=10	^{125}Sb	427.874	^{85}Kr	513.997
t=100	^{85}Kr	513.997	^{85}Kr	513.997
t=1000	^{126}Sn	87.567	$^{60}\text{Co}_m$	58.603
t=10000	^{126}Sn	87.567	$^{60}\text{Co}_m$	58.603
Ye	40		45	
	元素	輝線 keV	元素	輝線 keV
t=10	^{137m}Ba	661.657	^{60}Co	1332.49
t=100	^{85}Kr	513.997	^{44}Sc	1157.02
t=1000	^{60m}Co	58.603	^{94}Nb	871.091
t=10000	^{60m}Co	58.603	^{94}Nb	871.091

	輝線	flux 比が 1 になる Ye
t=10	$^{125}\text{Sb}, ^{137}\text{Ba}$	0.23
	$^{85}\text{Kr}, ^{125}\text{Sb}$	0.32
	$^{125}\text{Sb}, ^{194}\text{Ir}$	0.15
t=100	$^{126}\text{Sn}, ^{241}\text{Am}$	0.25
	$^{126}\text{Sn}, ^{137}\text{Ba}_m$	0.32
t=1000	1 桁以上不足	
t=10000	1 桁以上不足	

表 3: 各年齢ごとで輝線 flux 比が 1 となる Y_e 。赤背景は稼働中の観測器で観測できるものを示す。

なら爆発当時の Y_e は 23 以下、1 より小さいなら 23 以上というように診断できる。

表 3 に各年齢で、輝線の flux 比が入れ替わる Y_e のうち、観測可能性のあるものを示す。赤くなっている輝線は現在の観測器で観測・診断できるものを示し、感度が一桁程度上がれば観測できるものは無地で示した。

全範囲を通してみると、flux 比=1 となるのは t=10 年の残骸で $^{125}\text{Sb}, ^{137}\text{Ba}$ で Y_e 0.23、t=100 年の残骸で $^{126}\text{Sn}, ^{241}\text{Am}$ で $Y_e \approx 0.25$ となっている。また、将来観測の可能性のある t=10 年の $^{125}\text{Sb}, ^{194}\text{Ir}$ では $Y_e \approx 0.15$ と比較的 low、この輝線が r-process 進行の目印となり得る。

3.2 NSM 残骸の年齢診断

シミュレーションで計算された核ガンマ線 flux を 1-4000 keV の範囲で考える。1-5, 5-10, 50-100, 100-500, 500-1000, 1000-2000, 2000-3000, 3000-4000 keV のように分け、各帯域の高強度輝線 flux の時間変化を調べる。

図 2 に例として 50-100 keV の輝線 flux の時間変化を示す。

表 3.2 に全範囲を通して観測可能性のある、輝線 flux 比が入れ替わる年齢を示す。このうち、現在の観測器で観測できるものを赤で示し、現在のものから一桁程度感度が上がれば観測できるものを無地で示した。

全範囲を通してみても、現在の感度で観測・診断できるのは $^{241}\text{Am}, ^{225}\text{Ra}$ の flux 比によるものしかない

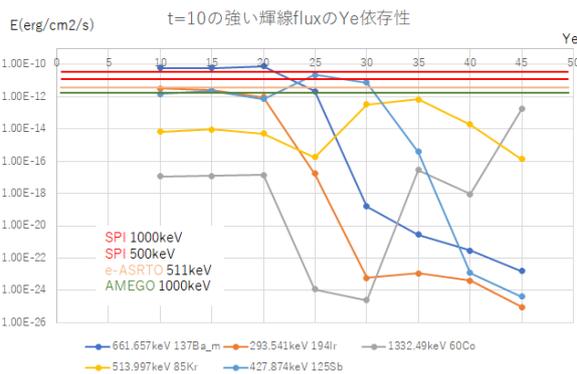


図 1: t=10 年における輝線 flux の Y_e 依存性

keV と ^{137m}Ba の 661.657 keV は $Y_e \approx 23$ で flux 強度は入れ替わる。flux 比 $\frac{661.657\text{keV}}{427.874\text{keV}}$ が 1 より大きい

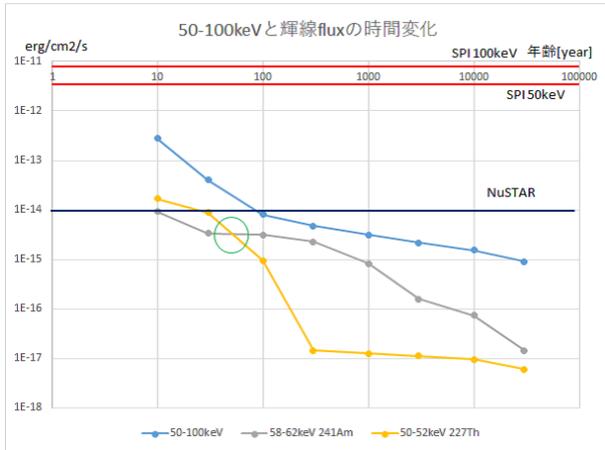


図 2: 観測・診断可能性のある flux

	輝線	flux 比=1 となる年齢
10-50keV	241Am,225Ra	10
	210Pb,225Ra	10
	210Pb,194Os+243Am	50
50-100keV	227Th,241Am	50

表 4: 各帯域ごとに輝線 flux 比が 1 となる残骸年齢。赤背景は稼働中の観測器で観測できるものを示す。

く、感度が一桁上がったとしても 50 年までしか診断することができない。

4 Conclusion

本研究では、シミュレーションによって計算された r-process 崩壊核による核ガンマ線から、未知の残骸の年齢と爆発当時の Y_e を推定するために注目すべき輝線を示し、診断の手法を述べた。

結果、 Y_e については $^{125}\text{Sb}, ^{137}\text{Ba}$ で $t=10$ 年の残骸に対して Y_e が 0.23 以上か否か、 $^{126}\text{Sn}, ^{241}\text{Am}$ で $t=100$ 年の残骸に対して Y_e が 0.25 以上か否かを推定できることがわかった。また、将来観測の可能性がある $t=10$ 年の $^{125}\text{Sb}, ^{194}\text{Ir}$ は r-process 進行の目印となり得ることがわかった。

年齢については $^{241}\text{Am}, ^{225}\text{Ra}$ の輝線により年齢が 10 年以上か否かを推定できることがわかった。

全体的に核ガンマ線の flux は弱く、エネルギー範囲は 100 keV 以下、年齢は $t=10, 100$ 年と限られた条件のみでしか診断ができず、充分であるとは言い難い。将来の観測器で感度が向上することが求められる。

Reference

- [1] Wanajo et al.(2014)
- [2] Freiburghaus et al.(1999)
- [3] 三輪祐也 (2020), 埼玉大学理工学研究科・2019 年度修士論文
- [4] Tanaka et al.(2017)
- [5] INTEGRAL Science Operations Centre Announcement of Opportunity for Observing Proposals
- [6] Fiona A. Harrison et al.(2013)
- [7] A. De Angelis et al.(2018)
- [8] Julie E. McEnery et al.(2019)

コン32

キロノバのスペクトルで探る r-process 元素合成の痕跡

東北大学 理学研究科天文学専攻
土本 菜々恵

キロノバのスペクトルで探る r -process 元素合成の痕跡

土本 菜々恵 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

2017 年に連星中性子星合体からの重力波 (GW170817) とそれに伴う電磁波放射 (キロノバ) が観測され、中性子星合体で r -process が起こっていることが確認された。しかし、実際にどの元素がどれほど合成されたかは明らかになっていない。本研究ではキロノバのスペクトルを用いた元素の同定に向け、中性子星合体の放出物質における現実的な元素組成を考慮した輻射輸送計算を行った。その結果、軽い元素が支配的な元素組成モデルにおいて、GW170817 のスペクトルで報告されているストロンチウムの吸収線が確かに現れることを確認した。またこのモデルでは、同時に強いカルシウムの吸収線も現れた。これはカルシウムとストロンチウムが共に比較的電子割合の高い物質でよく合成され、それらの原子構造もよく似ているためである。これにより、ストロンチウムとカルシウムの吸収線を放出物質の物理状態のトレーサーとして使えることがわかった。結果を GW170817 のスペクトルと比較することで、これらの元素の質量割合比やエントロピーに制限をかけられる。一方、ラインの強さは放出物質内の元素組成分布と温度に強く依存している。重元素が支配的な元素組成モデルでは、ランタノイド元素が主に寄与する吸収線が現れた。これは将来の観測で、中性子星合体で r -process 元素合成が起こった証拠を直接得られる可能性を示唆している。

1 Introduction

速い中性子捕獲元素合成 (r -process) 元素の起源は未だ未解明だが、その候補として注目されているのが連星中性子星合体である。連星中性子星合体が起こると中性子星の一部が放出され、 r -process で合成された原子核の放射性崩壊によって電磁波放射 (キロノバ) が引き起こされる。2017 年に連星中性子星合体からの重力波 (GW170817) とそれに伴うキロノバが観測され、確かに中性子星合体で r -process が起こっていることが確認された。

中性子星合体で合成された元素組成を明らかにすることは、元素の起源の理解だけでなく、放出物質の質量や電子割合 (= 核子数に対する電子数の比) といった物理条件を理解するためにも重要である。しかし、GW170817 でどの元素がどれほど合成されたのかということは、現在 Sr ($Z=38$) を除いて明らかになっていない (Watson et al. 2019)。中性子星合体の放出物質の膨張速度は光速の 20%ほどと非常に速く、キロノバのスペクトルにおける吸収線が混ざってしまうため、個々の元素を直接同定することは難しい。そこで本研究では、キロノバのスペクトルを用いた元素の同定に向け、中性子星合体の放出物質

における現実的な元素組成を考慮した輻射輸送計算を行った。吸収線を作りうる元素を系統的に調べることで、元素組成がスペクトルに与える影響と同定の可能性を考察する。なお、本発表は Domoto et al. (2021) の内容に基づいている。

2 Methods

中性子星合体における放出物質は密度構造を持ち、様々な密度と温度の組み合わせから成る。元素組成がスペクトルの形に与える影響について調べるために、輻射輸送計算 (Tanaka & Hotokezaka 2013) を行った。ここでは 1 次元球対称 ($\rho \propto r^{-3}$) の密度構造を仮定し、放出物質の質量 $M_{\text{ej}} = 0.03 M_{\odot}$ 、速度 $v = 0.05\text{--}0.3c$ とした。キロノバにおける主な吸収源はイオンの束縛-束縛遷移である。束縛遷移による opacity の計算には expansion opacity を採用し、以下の式で計算した。

$$\kappa_{\text{exp}}(\lambda) = \frac{1}{c\tau\rho} \sum_l \frac{\lambda_l}{\Delta\lambda} (1 - e^{-\tau_l}) \quad (1)$$

ここで τ_l は Sobolev 近似を適用した光学的厚さであり、以下の式で表される。

$$\tau_l = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_l n_{i,j} t \lambda_l \quad (2)$$

$n_{i,j}$ は i 番目の元素で j 階電離したイオンの数密度、 f_l は振動子強度、 λ_l は遷移波長、 t は合体後の日数である。LTE を仮定し、イオン化状態は Saha の式、励起状態は Boltzman 分布 ($g_l/g_0 \propto \exp(-E_l/kT)$; g_l , E_l はそれぞれ遷移の下の準位の統計的重みとエネルギー) を解くことで求めた。計算に必要な各遷移の性質 (λ_l , f_l , g_l , E_l) は、重元素の束縛遷移をまとめたデータベース (the Vienna Atomic Line Database, VALD) から最新のラインリストを構築して用いた。VALD のデータは原子実験が基になっているため、遷移波長が正確である点で同定に適している。

元素組成については、Wanajo (2018) の multi-component free-expansion model を使用した。このモデルは速度、エントロピー、電子割合をパラメータとしたアウトフローの組み合わせによって、太陽系の r -process 組成パターン (Prantzos et al. 2020) に合うように構築される。ここでは中性子星合体の放出物質で実現される元素組成として、軽い元素が支配的なモデルと、ランタノイドなどの重元素が十分に存在するモデルを考える (図 1)。以下それぞれを Light (L)、Solar (S) model とする。

これより各組成について得られたスペクトルと各ラインの光学的厚さを比較して、スペクトルに影響を与える元素について考察した。

3 Results

図 2 に合体後 1.5 日目におけるキロノバのスペクトルとラインの強さ (Sobolev optical depth) の結果を示す。Sobolev optical depth は $v = 0.2c$ における値を blueshift させてプロットした。この速度におけるラインの強さはスペクトルの吸収線の特徴を広く捕えていることから、これらの放出物質における線形成領域は $v = 0.2c$ 周辺であることがわかる。

軽い元素が支配的な L model の場合 (図 2 上図)、Sr II (赤線) と Ca II (青線) のラインが非常に強く、それぞれ $\lambda \sim 8000 \text{ \AA}$, $\sim 6500 \text{ \AA}$ に吸収線が現れた。

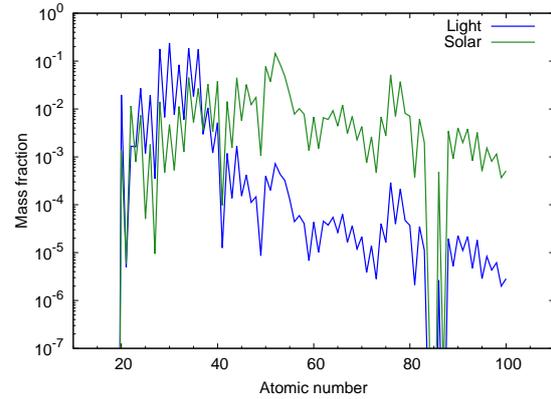


図 1: 合体後 1.5 日目における放出物質内の元素組成モデル

これは Sr と Ca が似た原子構造を持つためである。両者は周期表の第 2 族に属しており、1 階電離したイオンは基底状態で s 軌道に 1 つ電子を持つ。この s 電子の持つ励起準位の数是比较的少ないため、許容される各遷移の遷移確率は高くなる。よって両者が同時に強い遷移を示すことは自然であると言える。GW170817 におけるスペクトル (図 2 灰色線) との比較から、Watson et al. (2019) で同定された吸収線が確かに Sr II と一致することが確認できた。

一方重元素が多い S model (図 2 下図) では Sr や Ca の吸収線は現れず、代わりに主に Ce III ($Z=58$), Tb III ($Z=65$), Th III ($Z=90$) が寄与する広い吸収線が現れた。

4 Discussion

4.1 Identification of elements

L model では Sr II の強い吸収線が現れたが、S model では現れず、代わりに重元素の 2 階電離イオンの吸収線が現れた。これはラインの強さが元素組成と温度に強く依存しているためである。 $v = 0.2c$ における放出物質の温度は、L model で $T \sim 5200 \text{ K}$ 、S model で $T \sim 7200 \text{ K}$ であった。重元素が多い方が放射性崩壊による加熱率が高いことに加え、opacity も大きく光が抜け出しにくいことで、同じ速度における温度は S model の方が高い。温度が高いと元素

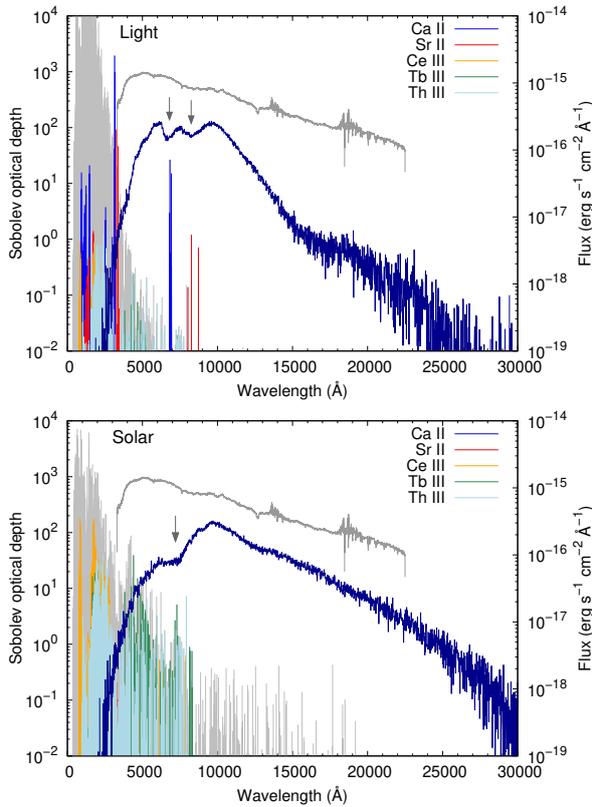


図 2: 合体後 1.5 日目におけるフラックス (濃青色) と Sobolev optical depth (垂直線: $v = 0.2c$ で blueshift させた)。灰色線は GW170817 の 1.5 日目におけるスペクトル。上図: L model, 下図: S model

はよりイオン化するため、S model では Sr II のラインが弱くなったと考えられる。一方 L model における温度 $T \sim 5000$ K でも多くの元素は 2 階電離しているため、Sr II だけでなく Ce III や Tb III, Th III のラインも同程度強くなりうる。しかし L model では重元素の割合が非常に少ない (図 1) ため、Sr II が非常に強くなったと言える。

このようにラインの強さは元素組成と温度に依存するため、将来観測されるキロノバでは、放出物質の質量や組成分布によって様々な吸収線を持つスペクトルが観測されると考えられる。S model のような吸収線が観測されれば、中性子星合体における放出物質で r -process 元素が合成された証拠をスペクトルから直接得られる可能性がある。

4.2 Tracer of high- Y_e ejecta

L model では、合体後 1.5 日目のスペクトルに Ca II による吸収線が現れた。しかし GW170817 のキロノバのスペクトルには Ca II の吸収線は見られない。これは GW170817 において Ca が合成されていたとしても、線形成領域における存在量は L model より少なかったことを示唆している。L model において Ca の質量割合を減らして再度輻射輸送計算を行った結果、GW170817 のスペクトルに合う Ca の質量割合は、Sr の質量割合に対して $X(\text{Ca})/X(\text{Sr}) \lesssim 0.002$ であることがわかった。

この制限から関連する物理的性質を推測するために、図 3 に各物理量 (速度、エントロピー、電子割合) で合成されうる Ca と Sr の質量割合比を示す。各線は固定した異なる速度とエントロピーを用いて計算した結果で、色線は $v = 0.2c$ の場合を表す。放出物質は電子割合が低い (中性子量が多い) ほど重い元素を合成するが、L model は軽い元素が支配的であり、電子割合では $Y_e = 0.3-0.5$ の物質が支配的である。L model と整合するこの範囲 $Y_e = 0.3-0.5$ において、GW170817 の線形性領域と一致する $v = 0.2c$ に注目すると、比較的高いエントロピー $s \geq 25 k_B/\text{nucleon}$ で $X(\text{Ca})/X(\text{Sr}) \lesssim 0.002$ を達成できることがわかる。よって GW170817 における比較的电子割合の高い放出物質では、比較的速度が速く、エントロピーが高かった可能性が考えられる。

5 Conclusion & Future work

本研究ではキロノバのスペクトルにおける元素の同定に向け、中性子星合体の放出物質における現実的な元素組成を考慮した輻射輸送計算を行った。その結果、重元素が少ない元素組成モデル (L model) ではスペクトルに Sr II と Ca II の吸収線が現れた。両者の原子的性質が似ていること、また両者が比較的电子割合の高い物質でよく合成されうることから、この 2 種類のラインを比較的电子割合が高い放出物質の物理条件を推測するのに用いることができる。GW170817 では Ca II の吸収線が見られないことから、質量割合比 $X(\text{Ca})/X(\text{Sr})$ は $\lesssim 0.002$ であり、速度 $v = 0.2c$ においては比較的高いエントロピー $s \geq 25 k_B/\text{nucleon}$

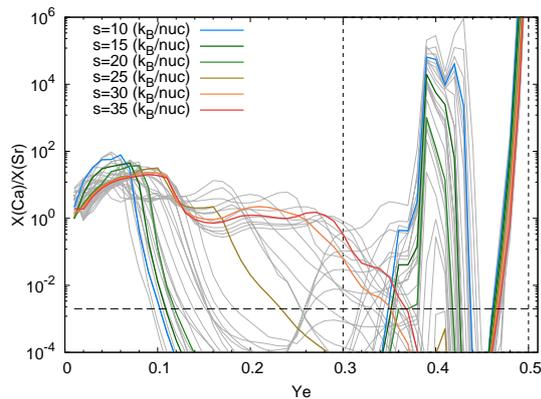


図 3: 速度, エントロピーを固定して計算した Ca, Sr の質量割合 (灰色線)。色付きの線は $v = 0.2c$ かつ凡例の 6 つのエントロピーで計算したもの。水平破線は $X(\text{Ca})/X(\text{Sr}) = 0.002$ を示す。

であったと考えられる。また重元素が多い元素組成モデル (S model) では、主に Ce III, Tb III, Th III が寄与する広い吸収線が現れた。ラインの強さは元素組成分布と放出物質の温度に強く依存するため、将来このような吸収線が観測されれば、*r*-process によって重元素が合成された証拠を直接得られる可能性がある。

ただし、今回用いた元素の同定に適した原子データ (VALD) は、キロノバにおいて重要な赤外線域における重元素の原子データが欠けているという問題がある。これでは赤外線域における opacity やフラックスを過小評価するため、スペクトル全体の形状の再現はできない。よって本研究では合体後 1.5 日目のスペクトルにおける $\lambda \leq 10000 \text{ \AA}$ の吸収線のみを議論した。

原子データの不完全性を補うために、Tanaka et al. (2020) では原子構造計算によるデータを用いて光度曲線を計算している。この理論的な原子データは各遷移の波長が正しいとは限らないが、その完全性により統計的な opacity の評価には優れている。そこで、スペクトルにおいても全体の形と吸収線を同時に議論するために、現在実験に基づいた正確な原子データ (VALD) と完全性の高い理論的な原子データを組み合わせた輻射輸送計算を行っている。また、理論的な原子データから線形領域で強いラインを作

りうる遷移を取り出し、実験に基づくデータと照合して遷移波長を較正することで、赤外線域における正確な重元素のデータを増やしている。今後は放出物質全体の opacity を正しく評価しながら、元素組成がスペクトルに与える影響をさらに調査していく。

Reference

- Domoto, N. et al. 2021, ApJ, 913, 26
- Prantzos, N. et al. 2020, MNRAS, 491, 1832
- Tanaka, M. & Hotokezaka, K. 2013, ApJ, 773, 113
- Tanaka, M. et al. 2020, MNRAS, 496, 1369
- Wanajo, S. 2018, ApJ, 868, 65
- Watson, D. et al. 2019, Nature, 574, 497

コン33

食を用いたIW And型矮新星のアウトバースト機構の
検証

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室
柴田 真晃

食を用いた IW And 型矮新星のアウトバースト機構の検証

柴田 真晃 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年, 中間的な明るさの状態 (standstill) の後に減光せず outburst を起こす, 矮新星としては特異な変動を示す天体が見つかっており, IW And 型矮新星と呼ばれているが, 未だ理論的な解釈はなされていない。そこで, 我々は食を持つ IW And 型矮新星 AC Cancri の解析を行った。本天体は *Kepler* 衛星の K2 mission により集中した観測がなされており, その期間の食の時間変化を調べた。食のモデリングの結果, standstill 期間中に高温領域が広がっていく, 円盤外側に低温領域が存在するという 2 つの結果が得られた。また, tidal truncation radius に達することで誘発される新たな outburst 機構の存在が示唆された。

1 Introduction

矮新星 (DNe) は白色矮星 (主星) と低質量星 (伴星) からなる近接連星系であり, ロッシュローブを満たした伴星から輸送されたガスが主星の周囲に降着円盤を形成する。矮新星では降着円盤の熱的不安定性により準周期的に 2-5 等級程度の増光 (outburst) が観測される。降着円盤が高温状態と低温状態の 2 つのブランチを持ち, その間を行き来することで outburst として観測される。伴星からの質量輸送率が臨界値を超えると円盤は上下を行き来するサイクルをとらず, 常に高温状態で安定する。このような天体を新星状天体 (NLs) と呼ぶ。

矮新星には outburst からの減光途中で数週間から数ヶ月間, 中間的な明るさ (standstill) を示しその後減光する天体が存在し, これらは Z Cam 型矮新星と呼ばれる。これまで矮新星の描像は円盤内の熱的不安定性による disk instability model (以下, DI モデル) で説明されてきた。DI モデルは様々な矮新星の光度変動を説明するのに成功している。しかし近年, standstill 後に減光せず outburst を起こす天体が見つかっており (Simonsen 2011; Kato 2019), これは Z Cam 型矮新星のサブクラスとして IW And 型矮新星と呼ばれている。IW And 型矮新星の特異な振る舞いは未だ DI モデルでは再現できておらず, DI モデルに対して Challenging な課題となっている。

Hameury & Lasota (2014) では, 伴星からの質量輸送率を周期的に増加させることである程度の光度曲線の再現に成功した。しかし, IW And 型矮新星の

standstill は準周期的に繰り返されており, 著者自身も伴星からの周期的な質量輸送率の増大は困難であると認めている。一方で, standstill 後に superoutburst を起こす天体 NY Ser が発見され, standstill 中にも円盤半径は増大することが観測的に明らかになった。しかし, これは既知の降着円盤の定式化では説明できず, DI モデルの降着円盤の定式化に何らかの不十分な点があることが示唆された。Kato (2019) は standstill 期間中にも円盤半径は大きくなり得ることを踏まえ, 「IW And 型矮新星の standstill 期間中には円盤の内側のみが高温状態を維持している」という仮説を提案した。Kimura et al. (2020a) では, IW And 型矮新星の一部で negative superhumps が観測されることから, 傾いた円盤では円盤内側に降着流が到達することに着目し, そのような円盤における DI モデルで IW And 型矮新星の光度曲線の再現ができるかどうかを調べた。Kimura et al. (2020a) の扱いは Kato (2019) の提案を模する一つの方法である。

2 Methods

AC Cnc は, *Kepler* の K2 mission により, 約 70 日間集中した観測がなされており, 我々はそのデータを用いた。本天体は伴星の温度が比較的高いため, 伴星が降着円盤によって隠される secondary eclipse も観測され, 我々は primary eclipse と secondary eclipse の両者を解析した。secondary eclipse の解析により算出された半径は円盤外縁半径に対応し, その値を固定

して primary eclipse の解析をすることで円盤内の高温領域の大きさを見積もることが可能となった。AC Cnc は, Thoroughgood et al. (2004) により分光観測がなされており, その結果から軌道傾斜角 $i = 75.6^\circ$, 質量比 $q = 1.02$, 伴星温度 $T_2 = 5000K$ と決定した。

secondary eclipse では, 観測者の視線方向から見たときの伴星の面積のうち, 円盤によって隠された面積の割合で食の深さを評価した。伴星は全ての面が等しく輻射することを想定している。食の深さは隠される面積のみで評価するため, 円盤の明るさは考慮する必要がない。また, 本解析では円盤の鉛直方向の厚みも考慮していない。パラメータは円盤半径 1 つのみである。本天体は時折, 位相 0.25 付近に異常に明るい成分が卓越しているため, 我々はその部分は除外して fitting を行った。

primary eclipse の解析では, まず, 円盤成分のみを取り出すため, 伴星・主星成分を PHOEBE¹ (PHysics Of Eclipsing BinariEs, Prsa & Zwitter (2005)) によって作成し差し引いた。円盤からの輻射は黒体輻射であると想定し, *Kepler* band で波長方向に積分したモデルを作成した。元々, 矮新星では outburst 期間中に円盤からの輻射が円盤半径の $3/4$ 乗に比例することが知られている。我々は, 様々なモデルを試した結果一番うまく fitting ができた, 円盤外側に cool region を置いた power-law disk を採用した。高温領域と低温領域の境界温度を $T = 6300K$, 低温領域の温度を $T = 3000K$ に固定し, secondary eclipse で算出した半径を円盤の外縁半径として固定した。高温領域と低温領域の境界半径と power-law の 2 つを free parameter とし, Markov Chain Monte Carlo(MCMC) を用いて推定した。

3 Results

図 1 に, AC Cnc の光度曲線の一例を示す。これは, the All-Sky Automated Survey for Supernovae (ASAS-SN; Shappee et al. (2014)), the Zwicky Transient Facility (ZTF; Bellm et al. (2019)) のデータを使用した。本天体は元々, NLs とされていたが, 近年のサーベイデータより IW And-type な変動が見

られた (図 1)。よって, 我々は本天体を IW And 型矮新星と同定した。既に Schlegel et al. (2019) により, 本天体の軌道周期解析が行われていたが, 我々は改めて MCMC を用いた精密な周期解析を行った。その結果, 先行研究の誤差範囲内におさまり, 2 桁正確な周期を求めることができた。新しく求めた軌道周期を以下の式 (1) で表す。

$$BJD = 2457139.92291(1) + 0.300477440(5)E \quad (1)$$

secondary eclipse のモデリング結果を図 2 に示す。上図が実際のモデリング結果, 下図はモデリングを行った後の残差を表す。緑線は, PHOEBE で作成した伴星のみの光度曲線に, hot spot を含む他の成分をプラスしたモデル曲線である。赤線は, 緑線の伴星成分と円盤によって隠される伴星の割合を掛け算したものである。算出された半径は optically thick な領域の半径に相当している。一般的に, 降着円盤の低温領域は optically thin であるが, 本解析では低温領域でも optically thick であると考え, この値を円盤外縁半径とした。次に, primary eclipse の解析を行った。primary eclipse のモデリング結果を図 3 に示す。上図が実際のモデリング結果, 下図はモデリングを行った後の残差を表す。赤線がモデル曲線を表す。

図 4 は, モデリングの結果をまとめた図である。上図は AC Cnc の光度曲線を示す。緑線は全体のトレンドを引いたものである。下図は円盤半径の時間変化を示す。水色の点が secondary eclipse の解析結果であり, これは円盤の外縁半径に対応している。赤点は primary eclipse の解析結果であり, これは円盤の高温領域の半径を表す。それぞれエラーバーは 95%信頼区間を採用している。どちらの結果も 5 つの食を畳んでモデリングを行っており, 作図する点は 5 つの食の真ん中の食の中央時刻を採用した。青線, 緑線, 橙線はそれぞれ circularization radius, tidal truncation radius, Roche lobe radius を表す。この図より, 以下の 3 点が読み取れる。

- (1) standstill 期間中に hot region が広がっていく
- (2) standstill 期間中に cool region が存在する
- (3) tidal truncation radius に達することで角運動量を引き抜く機構が働く

次の章でこれらの結果について, 考察を行う。

¹<http://phoebe-project.org/>

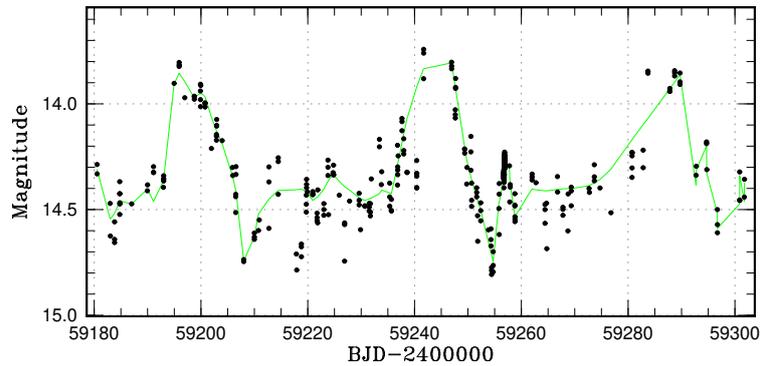


図 1: AC Cnc の光度曲線の一例。食は表示するデータから省いている。緑線は光度変動のトレンドを表す。

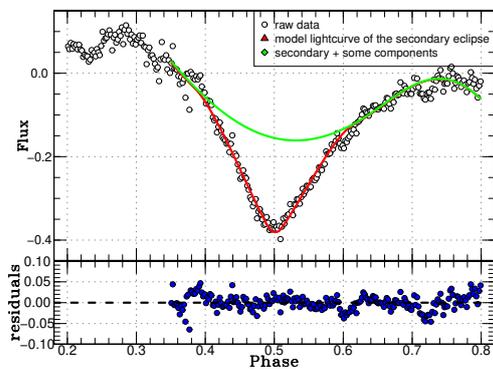


図 2: secondary eclipse のモデリング結果。上図: 緑線は伴星成分, 赤線は円盤による食を受けた伴星の光度曲線を表す。下図: 青点がデータとモデル曲線との残差, 点線が残差=0 の直線を表す。

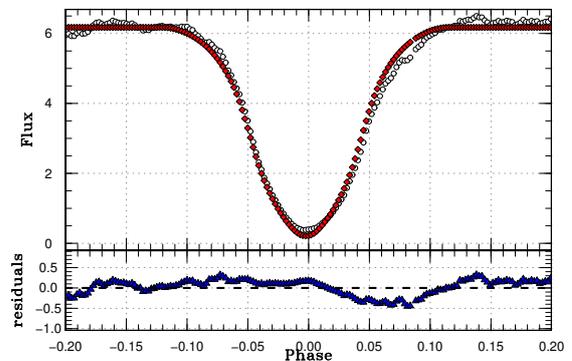


図 3: primary eclipse のモデリング結果の一例。上図: 赤線は伴星による食を受けた円盤の光度曲線 (モデル曲線) を表す。下図: 青点がデータとモデル曲線との残差, 点線が残差=0 の直線を表す。

4 Discussion

まず, standstill 期間中について考察を行う。本研究より, standstill 中に円盤の高温領域が増大していくという結果が得られた。これは初めて得られた知見であり, standstill 中に円盤半径が増大していく系であれば, IW And 型矮新星として観測されるのかもしれない。また, standstill 中に円盤外縁が低温領域になるという結果も得られたが, こうした状態はこれまで考えられてこなかった。Z Cam 型矮新星の standstill でも円盤外縁が低温領域になっている可能性があり, 実際に Nogami et al. (1999) では, Z Cam 型矮新星 AT Cnc の standstill 中の分光観測により,

Na D line の存在が確認されている。もし, standstill 中に低温領域が存在するのであれば, Z Cam 型矮新星の取り扱いも既存の DI モデルとは異なるモデルで考える必要がある。

次に, outburst 期間中について考察する。outburst の開始時には高温領域が tidal truncation radius に達しており, この結果から tidal truncation radius に達することで誘発される, 新しい outburst 機構の可能性が示唆された。同様の光度変動は NLs でも観測されており, Honeycutt et al. (1998) では小規模な増光を stunted outburst として, 通常の outburst とは別の機構で説明している。これまで両者は別々の現象と考えられてきたが, 「一定の明るさから 1 等級程

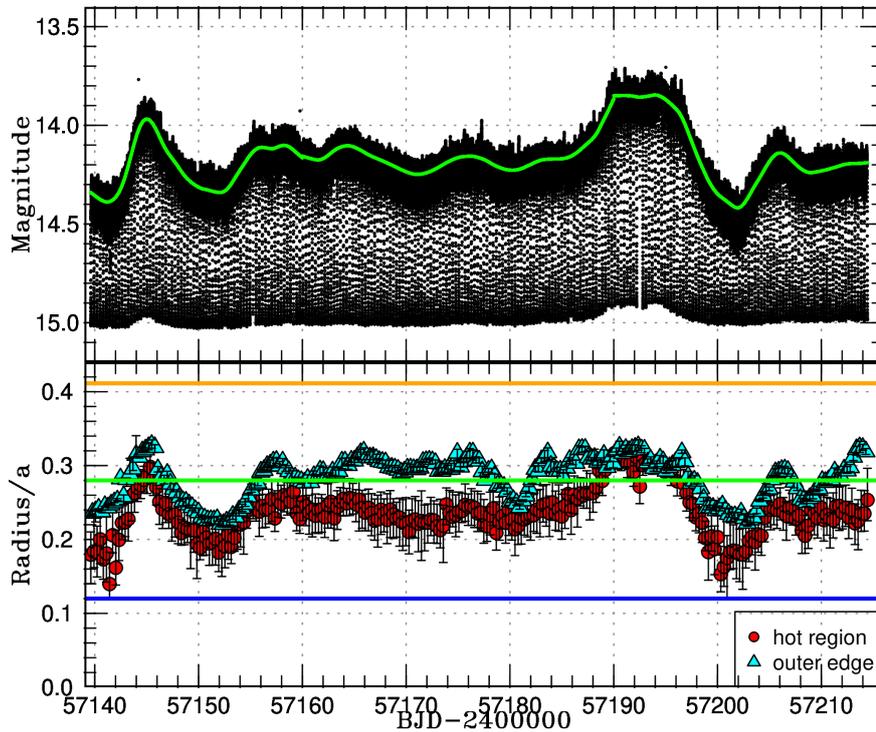


図 4: 上図: AC Cnc の光度曲線。緑線はそのトレンドを表す。下図: 円盤半径の時間変化。赤点は primary eclipse の結果で、高温領域の半径、青点は secondary eclipse の結果で、円盤の外縁半径を表す。橙線はロッシュローブ半径、緑線は tidal truncation radius, 青線は circularization radius を表す。エラーバーは全て事後確率の 95 %信頼区間から算出した。

度の増光」という同様の光度変動を示しており、両者は同様の機構で説明することができるかもしれない。

5 Conclusion

IW And 型矮新星 AC Cnc の食のモデリングより、standstill 中に高温領域が広がっていく、円盤外縁に低温領域が存在するという結果が得られた。standstill 中に cool region が存在することは初めて得られた知見であり、これまで考えられていた standstill の円盤状態の取り扱いに間違いがある可能性がある。また、tidal truncation radius に達することで誘発される新たな outburst 機構の存在も示唆された。

Reference

Bellm, E. C., et al. 2019, PASP, 131, 018002

Hameury, J. -M., & Lasota, J. -P. 2014, A&A, 569, A48

Honeycutt, R. K., Robertson, J. W., & Turner, G. W. 1998, AJ, 115, 2527

Kato, T. 2019, PASJ, 71, 20

Kato, T., et al. 2019, PASJ, 71, L1

Kimura, M., Osaki, Y., Kato, T., & Mineshige, S. 2020a, PASJ, 72, 22

Nogami, D., Masuda, S., Kato, T., & Hirata, R. 1999, PASJ, 51, 115

Prša, A., & Zwitter, T. 2005, ApJ, 628, 4

Schlegel, E. M., & Honeycutt, R. K. 2019, ApJ, 876, 152

Shappee, B. J., et al. 2014, ApJ, 788, 48

Simonsen, M. 2011, J. American Assoc. Variable Star Obs., 39, 66

Thoroughgood, T. D., et al. 2004, MNRAS, 353, 1135

コン34

異常に長い軌道周期を持つ矮新星 ASASSN-19rx のア
ウトバーストメカニズム

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
伊藤 潤平

異常に長い軌道周期を持つ矮新星 ASASSN-19rx のアウトバーストメカニズム

伊藤 潤平 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

矮新星は、白色矮星と低質量星による近接連星系で、アウトバーストと呼ばれる準周期的な増光が観測される。一般にアウトバーストは降着円盤の熱的不安定より説明できるとされる。一般的な矮新星の軌道周期より長い軌道周期を持つ矮新星ではアウトバーストのプロファイルが一般の矮新星と大きく異なる。Kimura et al. (2018) では、このような長軌道周期矮新星のアウトバーストの特徴は、降着円盤の大きさ等に由来するものであり、メカニズム自体は一般の矮新星同様であると述べられている。ASASSN-19rx は長軌道周期矮新星であるが、似た軌道周期の矮新星に比べ減光速度が遅いという特徴がある。我々は本天体でなぜ減光速度の遅れが起こるか調べるため、食のモデリングを行い減光中の降着円盤の状態やその変化を捉えようと考えている。

1 Introduction

激変星とは、白色矮星を主星、低質量星を伴星に持つ近接連星系で、Roche lobe を満たす伴星からガスが流れ出し、白色矮星の周りに降着円盤を形成する天体である。特にそのサブグループである矮新星ではアウトバーストという準周期的な増光が観測される (図 1)。これは円盤不安定モデルから説明される。

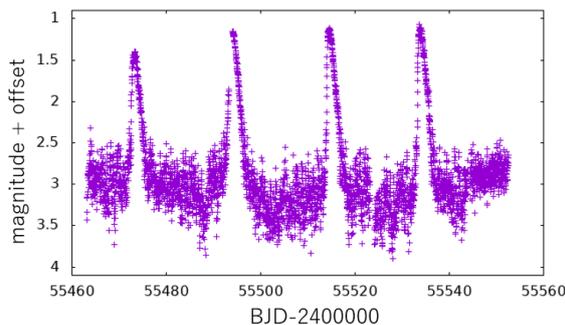


図 1: 矮新星 V516 Lyr のアウトバースト ©Kepler

円盤不安定モデルでは、円盤がその面密度の変化によって、静穏期に相当する低温の中性水素状態と、アウトバースト期に相当する高温の電離水素状態を行き来しアウトバーストが起こるとされる (Osaki 1974)。この状態変化は円盤全体で同時に起こるわけではなく、最初に臨界面密度に達したある半径より始まり

全体に広がるものである。

図 2 は矮新星のアウトバーストに関して、その時間間隔と増光幅の関係を示したものである。黒の点は Warner (1995) で示されたもので、一般にアウトバーストの間隔が長い天体ほど、増光幅が大きいことが分かる。しかし、近年の観測により、この関係から外れる矮新星の存在が明らかになった。図 2 の赤の四角はそのいくつかをプロットしたものである。

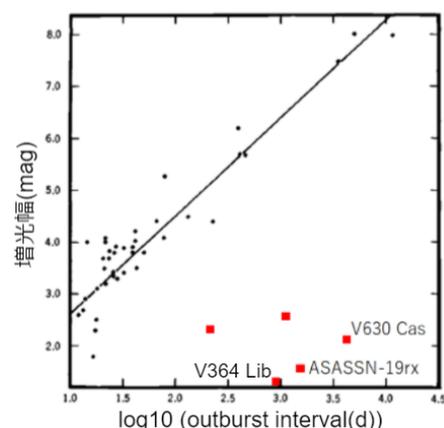


図 2: アウトバーストの間隔と増光幅の関係 (黒点は Warner (1995) で示されたもの、赤四角は筆者加筆)。

このような天体を調べたところ、軌道周期の長いものが多く存在することが分かった。一般に矮新星

の軌道周期は 1.5~10 時間程度のものが多い。対して、特に軌道周期が 10 時間を超える矮新星は、伴星が(準)巨星に進化した場合でしか得られないものである (Kalomeni et al. 2017)。加え、このような長軌道周期の矮新星ではアウトバーストに特徴が見られる。加えて、長軌道周期矮新星のアウトバーストは、通常の矮新星のそれとは異なった特徴を見せる。図 3 は約 2.5 日の長い軌道周期を持つ矮新星 V630 Cas の光度曲線を一般的な矮新星 AR And と比較したものである。

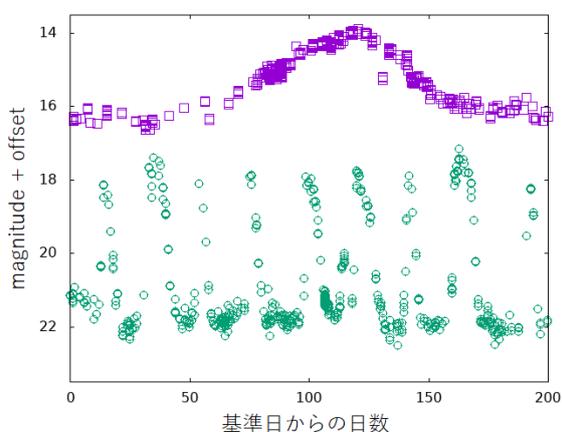


図 3: 軌道周期約 2.5 日の長軌道周期矮新星 V630 Cas の光度曲線(紫四角)と軌道周期約 0.16 日の一般的な矮新星 AR And の光度曲線(緑丸)。データは vsnet, vsolj, ASAS, ASASSN, ZTF より。

長軌道周期矮新星のアウトバーストでは、1) 増光幅が小さい、2) 増光の速度が遅い、3) 継続時間が長い、4) アウトバースト同士の間隔が長いといった特徴が見られる。このような長軌道周期矮新星のアウトバーストも通常の矮新星と同様に円盤不安定モデルで説明される可能性が議論されていた (e.g. Kim et al. (1992))。

2 長軌道周期矮新星のアウトバーストメカニズム

Qian et al. (2017) は 1SWASP J162117+441254 (以後 1SWASP J1621) の増光機構が円盤不安定モデルとは全く異なる機構で起こっている可能性を述べ

たものである。1SWASP J1621 は長軌道周期矮新星ではないが、アウトバーストの頻度の低さに対し増光幅が小さい矮新星という点で長軌道周期矮新星に類似した天体である。その増光機構として、1SWASP J1621 では伴星上の黒点により、静穏期に主星への質量輸送が止まっており、アウトバースト時はそれが急激に上昇するためとされた。また、静穏期に降着円盤は形成されていないと主張している。

対し、Kimura et al. (2018) ではアウトバーストの頻度の低さに対し増光幅が小さい矮新星として、1SWASP J1621、BD Pav、V364 Lib を取り上げ、これらの連星パラメータ等を調べている。特に V364 Lib は軌道周期が約 17 時間の長軌道周期矮新星である。アウトバースト時の光度曲線のモデリングの結果、いずれの天体にも降着円盤が存在し、その半径は Qian et al. (2017) が主張するモデルで想定される円盤半径に比べはるかに大きいことが分かった。また、静穏期に降着円盤が存在しないという仮定では食(後述)の幅の広さを説明できない、という点などからも Qian et al. (2017) のモデルが棄却されている。

加え、Kimura et al. (2018) ではこのような矮新星のアウトバーストの特徴も、円盤不安定モデルの下で、連星パラメータから説明できると述べられている。長軌道周期矮新星の V364 Lib の場合、伴星が準巨星に進化するため増光幅が小さいこと、円盤の内側から外側へ熱不安定が広がるため増光速度が小さいこと、円盤が大きく、熱不安定が伝わるのに時間がかかるため継続時間が長く、さらに熱不安定を起こすために必要な質量も多いためアウトバースト頻度も低くなるとされた。

3 減光速度の異常に遅い矮新星 ASASSN-19rx

ASASSN-19rx は軌道周期が約 2.5 日の長軌道周期矮新星である。本天体は 2019 年 8 月のアウトバースト時に連続測光・分光観測 (Isogai et al. 2019) が行われた。その光度曲線を軌道周期と静穏での絶対等級が近い矮新星である V630 Cas と比較したものを図 4 に示す。

軌道周期や静穏での絶対等級に近いことは、両天

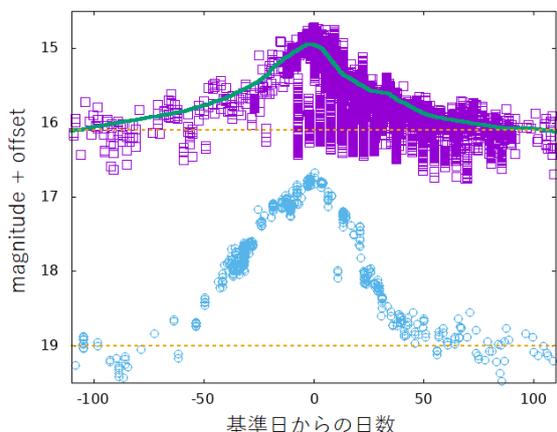


図 4: ASASSN-19rx(紫四角、緑線はアウトバーストのトレンド)と、軌道周期・静穏期の絶対等級が類似する V630 Cas(水色の丸)のアウトバースト時の光度曲線。橙の点線は両天体の静穏等級(データは vsnet, vsolj, ASAS, ASASSN, ZTF より)。

体の連星パラメータが近い値になっていることを示す。しかし、ASASSN-19rx ではアウトバーストの極大から静穏等級に戻るまでに V630 Cas の 2 倍程度の時間を要することが分かる。矮新星の白色矮星の質量は似通っているため、軌道周期と減光速度に相関があるとされ、実際に多くの矮新星でその相関が確かめられているが (Kato et al. 2002)、ASASSN-19rx はその関係から大きく外れている。

減光速度の遅れは伴星が明るい他に、主星の質量が重いためである可能性や、軌道傾斜角が大きいためである可能性もある。そこで、本研究は、ASASSN-19rx の減光速度がなぜ遅れるかを調べ、本天体でも一般の矮新星同様のメカニズムでアウトバーストが起こることを確かめることを目的とする。

4 Method: 食のモデリング

軌道傾斜角の大きい連星系では、一方の天体が他方の天体を隠すことで食と呼ばれる一時的な減光が起こる。特に矮新星では食の形状は円盤の状態を反映する。図 5 は ASASSN-19rx の静穏期とアウトバースト時の光度曲線の位相平均である。位相 0 付近の、伴星により主星と円盤が隠される時の食の深さがア

ウトバースト時に深くなるのは、アウトバーストで円盤が明るくなるためである。

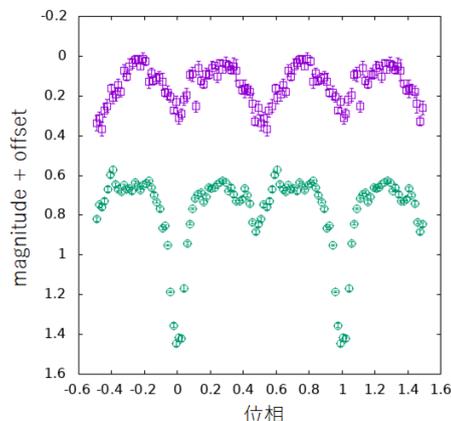


図 5: ASASSN-19rx の光度曲線の位相平均 (紫四角: 静穏期、緑丸: アウトバースト時)

ASASSN-19rx は食が特に深く、伴星により円盤の大部分が隠されていると考えられる。深い食の起こる天体では、ノイズで食の情報が消されにくく、かつ食のモデリングが行いやすい。そこで、円盤の半径や温度分布がアウトバーストを通じどう変化するか調べることで、アウトバーストのメカニズムに迫ろうと考えている。しかし、円盤進化を捉えられるような高精度のモデリングを行う為には、事前に連星パラメータを求める必要がある。

現時点では Gaia による天体までの距離と各種測光データによる SED へのフィッティングの結果から、伴星の温度と半径を推定している。特に伴星半径を $4.3R_{\odot}$ と推定しており、これは長期同周期矮新星で伴星は(準)巨星に進化している、という現状の理解に沿う結果である。しかし、SED には降着円盤等の寄与が含まれるため、より高精度なパラメータ推定のため分光観測の結果を用いる。

連星の視線速度やその比から、系の軌道傾斜角や質量比を見積もることが出来る。また、伴星のスペクトル型からは伴星の温度を見積もることが出来る。現時点では、2019 年 8 月のアウトバーストの分光観測から主星の視線速度を得ることができる。さらに静穏期のスペクトルを得るために、今年 8 月から 10 月にせいめい望遠鏡で再度分光観測を行う。これらの結果から推測した連星パラメータを食のモデリン

グに用いることで円盤半径や温度分布の変化をとらえ、ASASSN-19rx のアウトバーストのメカニズムに迫りたいと考えている。

Reference

- Isogai, K. et al. 2019, ATel
- Kalomeni, B. et al. 2017, ApJ
- Kato, T., Ishioka, R., & Uemura, M. 2002, PASJ
- Kim, S.-W., Wheeler, J. C., & Mineshige, S. 1992, ApJ
- Kimura, M. et al. 2018, PASJ
- Osaki, Y. 1974, PASJ
- Qian, S.-B. et al. 2017, ApJ
- Warner, B. 1995, Cambridge University Press

コン35

矮新星における降着円盤の位相変化による周期変動 解析

芝浦工業大学 システム理工学専攻
関 亮輔

未提出

コン36

V455 And 2007 Superoutburst の分光観測

京都大学 宇宙物理学教室
反保 雄介

V455 And 2007 Superoutburst の分光観測

反保 雄介 (京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学教室)

Abstract

本講演では、2007 年に観測された V455 And の superoutburst の分光観測結果を報告する。本天体は、アウトバースト初期から終了後までにわたる密な分光観測が行われた。アウトバースト中のスペクトル進化と、測光観測から得られるアウトバーストの進行ステージを比較したところ、early superhump が消失するにつれ、各輝線の等価幅が減少し、また、バルマー輝線が single peak から double peak へと変化したことを確認した。これは、アウトバーストの進行とともに、降着円盤構造が変化したこと由来すると考えられる。

1 Introduction

矮新星は、白色矮星 (主星) と低質量星 (伴星)、伴星から主星へと輸送されたガスによる降着円盤からなる近接連星系である。この系では、アウトバーストと呼ばれる増光現象が観測される。特に、質量比 (= 伴星質量 / 主星質量) の最も小さな矮新星は、WZ Sge 型矮新星と分類される (Kato 2015)。WZ Sge 型矮新星アウトバーストの初期 10 日程度には、軌道周期とほぼ同一の周期を持つ光度変動 (early superhump) が観測される。これは、降着円盤内に二本腕構造が形成されることによると理解されている (Lin & Papaloizou 1979)。また、その後アウトバースト終了までは、ordinary superhump と呼ばれる、軌道周期よりも数パーセント長い周期を持った光度変動が観測される。Ordinary superhump は、降着円盤が楕円変形し、その差動回転によるものであると考えられている (Whitehurst 1988; Osaki & Meyer 2002)。このように、WZ Sge 型矮新星のアウトバースト中には円盤構造が大きく時間変化し、それらに対応した光度変動が観測される。これに対し、可視光分光観測によって得られるアウトバースト中のスペクトルも、アウトバーストの経過によって時間進化することが知られている e.g., Nogami & Iijima (2004); Hiroi et al. (2009)。しかし、スペクトルにみられる時間進化と、測光観測から得られる superhump の光度変動の進化の間の関係性については明らかになっていない。

本集録では、2007 年に観測された V455 And のアウトバースト時の分光観測結果を報告する。V455 And は、アウトバースト前の静穏状態が Araujo-Betancor

et al. (2005) によって観測されており、得られた軌道周期などの連星パラメーターから軌道傾斜角の大きい WZ Sge 型矮新星であることが予想された。2007 年のアウトバースト時の測光観測は、Kato et al. (2009); Matsui et al. (2009) 等によって報告されている。これらによると、アウトバーストピーク時刻を $T = 0$ として、 $T = 0-6$ (day): Period I では early superhump が、 $T = 7-8$ (day): Period II では early superhump と ordinary superhump の重ね合わせが、また、 $T = 9-20$ (day): Period III では ordinary superhump がそれぞれ観測された。

2 Observations and Results

本集録で報告する分光観測結果は、全て美星天文台にて観測されたものである。観測日は $T = 0.2, 1.1, 7.1, 14.1$ (day)、スペクトルは、101cm カセグレン望遠鏡に搭載された ANDOR DU-440BV によって得られており、波長分解能 $R \sim 1,000$ である。図 1 には、Kato et al. (2009) から得られたアウトバーストの光度曲線と、分光観測が行われた時刻を示している。 $T = 0.2, 1.1$ の観測は Period I、 $T = 7.1$ の観測は Period II、 $T = 14.1$ の観測は Period III に対応している。また、図 2 には、それぞれの観測で得られたスペクトルを示す。バルマー線、He I、He II、Bowen blend、C IV / N IV に対応する波長を縦線で示している。

Period I で得られたスペクトルでは、single peak なバルマー輝線、double peak な He II 輝線が顕著

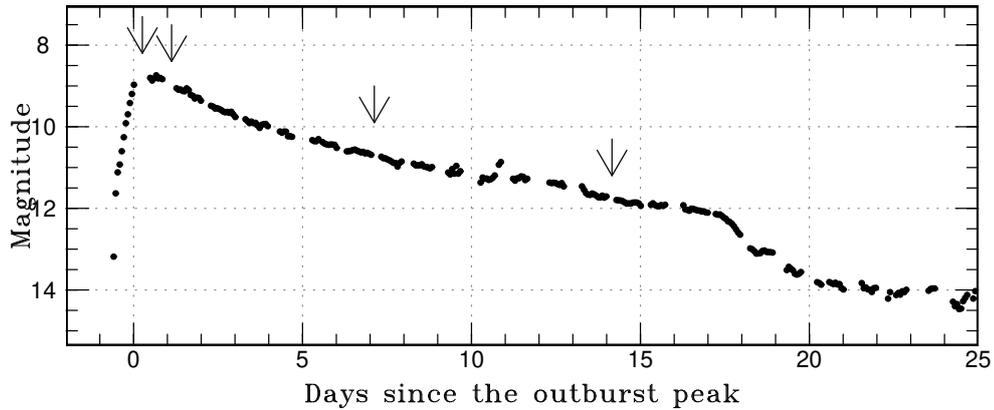


図 1: 2007 年に観測された V455 And のアウトバーストの光度曲線 (Kato et al. 2009)。横軸の $T = 0$ はアウトバーストのピーク時刻に対応している。矢印は、図 2 に示す分光観測が行われた時刻を表している。

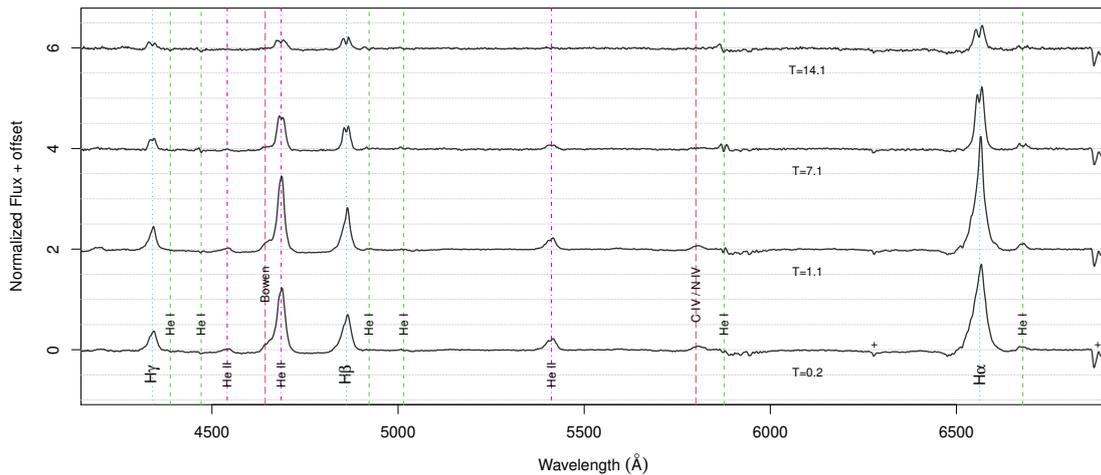


図 2: V455 And のアウトバースト中に得られたスペクトル。下から、 $T = 0.2, 1.1, 7.1, 14.1$ に行われた観測で得られたスペクトルに対応している。また、バルマー線、He I、He II、Bowen blend、C IV / N IV に対応する波長を縦線で示している。

である。He II 4686\AA 輝線は $H\beta$ よりも強い。He II 5412\AA の peak separation は 700 km/s 程度であった。V455 And は食を見せるほど軌道傾斜角の大きい天体であることから、single peak の輝線がみられることは予想されていない。また、He I 6678\AA は peak separation が 350 km/s 程度の double peak 輝線であるのに対し、他の He I は吸収線となっている。He II 5412\AA に比べて He I 6678\AA の peak separation が小

さいが、これは He II 輝線の方が高階電離でより円盤内側から放射されているためである。加えて、Bowen blend、C IV / N IV も観測されており、これらは WZ Sge の early superhump phase での分光観測でも確認されている (Nogami & Iijima 2004)。

一方、Period II で得られたスペクトルでは、全体的に輝線強度が減少している。特に、バルマー線が double peak へと変化していることが大きな変化で

あり, double-peak の separation は ~ 600 km/s である。He I はそのほとんどが double peak な輝線となっている。

Period III では, double peak なバルマー線, He II が観測された一方, Period I で見られた C IV / N IV の blend は観測されなかった。He II 4686Å 輝線の強度は H β よりも弱くなっている。また, double-peak の separation はバルマー線で 700 km/s 以上, He II 4686Å で 1100 km/s 以上となっている。これらの値は, Period II よりも増大しており, 輝線を放つ領域の半径が減少していることに対応している。

3 Discussion and Conclusion

V455 And のアウトバースト中に見られたスペクトル進化を, 同じ WZ Sge 型矮新星である WZ Sge (Baba et al. 2002; Nogami & Iijima 2004) と GW Lib (Hiroi et al. 2009) と比較・議論する。V455 And は本研究で得られた通り, early superhump phase に対応する Period I では, double peak の He II 輝線と single peak のバルマー輝線が観測された。これに対し, WZ Sge の early superhump phase では double peak の He II と H α 輝線, その他バルマー系列の吸収線が観測された (Baba et al. 2002; Nogami & Iijima 2004)。これらの輝線強度は V455 And のそれらと比較して等価幅が約 10 分の 1 ととても弱い。V455 And と WZ Sge はともに食を示し軌道周期も近い値を持つことから, よく似た連星系パラメータを持つと考えられているが, アウトバースト初期の early superhump phase における円盤や系の構造は大きく異なっていると考えられる。一方, GW Lib では, He II 4686Å と H α は single peak 輝線, 他のバルマー系列は弱い輝線成分を伴った吸収線として観測された (Hiroi et al. 2009)。輝線成分が single peak であることは GW Lib が軌道傾斜角が小さいことと整合しているものの, 一般には軌道傾斜角が小さい天体のアウトバーストピーク付近では吸収成分が強いとされている。それ故 GW Lib と V455 And で共通して見られたバルマー系列の輝線成分は, early superhump phase に伴った降着率の増加や系の構造変化に由来していると考えられる。本集録では深く取

り上げないが, V455 And の early superhump phase をより詳細に解析した結果 (Tampo et al., in prep.) からは, Wind 成分の存在を示唆する結果が得られており, この輝線成分は Wind に起因している可能性もある。

これに対して, ordinary superhump phase での V455 And と WZ Sge のスペクトルは, バルマー系列や He II, He I 輝線がほぼ同じプロファイルと強度で観測されている (Nogami & Iijima 2004)。この事実は, ordinary superhump phase では, これら 2 天体の系の構造状態が比較的近いことを意味していると考えられる。また, いずれの天体でも, early superhump phase で見られた C IV / N IV blend 輝線は見られなくなっている。GW Lib では, バルマー系列と He I の吸収線が観測されており, GW Lib の軌道傾斜角が小さいことと一致している (Hiroi et al. 2009)。これらのことから, ordinary superhump phase のスペクトルは, early superhump phase のスペクトルよりも天体間の個性が小さく, より系統的に理解できうると示唆される。

上記のように, V455 And, WZ Sge, GW Lib の 3 天体全てで early superhump phase と ordinary superhump phase での劇的なスペクトル進化が観測されており, phase 間での降着円盤構造の変化を示唆する結果が得られた。また, アウトバーストの進行に伴う輝線強度の現象と peak separation の増加は, Nogami & Iijima (2004); Hiroi et al. (2009) などで述べられている通り, 主星への降着率が減少することにつれ電離光子が減少すること, 降着円盤の半径が小さくなることに対応していることが確認された。一方, ほぼ似た連星パラメータも持つとされる WZ Sge と V455 And では全く異なったスペクトルが観測されており, この差の由来は不明である。アウトバースト初期のスペクトルは, 突発天体分類の文脈でも観測されるが (e.g., Tampo et al. (2021)), 今後他天体の ordinary superhump phase での分光観測が行われることで天体毎の early superhump phase と ordinary superhump phase のスペクトルの差を定性定量的に理解できると期待される。

Reference

- Araujo-Betancor, S., et al., 2005, *A&A*, 430, 629-642
- Baba H., et al., 2002, *PASJ*, 54, L7.
- Kato, T., et al. 2009, *PASJ*, 61, S395.
- Kato, T., 2015, *PASJ*, 67, 108
- Hiroi, K., et al. 2009, *PASJ*, 61, 697.
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1979, *MNRAS*, 186, 799.
- Matsui, R., et al. 2009, *PASJ*, 61, 1081.
- Nogami, D. & Iijima, T. 2004, *PASJ*, 56, S163.
- Osaki, Y. & Meyer, F. 2002, *ApJ*, 383, 574.
- Tampo, Y., et al. 2021, *PASJ*, 73, 753.
- Whitehurst, R. 1988, *MNRAS*, 232, 35.

コン poster1

ラインフォース駆動型円盤風の輻射流体シミュレーション；超高速アウトフローの起源

筑波大学 理工情報生命学術院数理物質科学研究群物理
理学学位プログラム
植松 正揮

ラインフォース駆動型円盤風の輻射流体シミュレーション; 超高速アウトフローの起源

植松正揮 (筑波大学大学院数理物質科学研究群)

Abstract

一部の活動銀河核で観測される青方遷移した鉄の吸収線は、光速の 10% 程度の速度を持つ超高速アウトフロー (Ultra Fast Outflow; UFO) の存在を示唆する。UFO はおよそ半分のセイファート銀河で検出されることが報告されているが、その駆動機構は未だ不明である。UFO の起源として有力と考えられているのがラインフォースによって駆動される円盤風である。ラインフォースとは中間電離状態もしくは低電離状態にある金属元素に紫外線が照射される状況で効果的になり、円盤表面からのガスの噴出流である円盤風を生成する。これまでのラインフォース駆動型円盤風のシミュレーション研究では、典型的なブラックホール質量 (10^8 太陽質量) や放射効率 (0.5) でのみ実施された (Proga et al. 2000, Proga & Kallman 2004)。

しかし、本講演でレビューする Nomura et al. (2016) では、幅広いパラメータにおけるシミュレーションを行い、アウトフローの速度や電離度、柱密度を求めることで、ラインフォース駆動型円盤風の発生条件、さらには青方遷移した鉄の吸収線の検出確率を系統的に評価した。その結果、放射効率が 0.1-0.7、ブラックホール質量が $10^6 - 10^9$ 太陽質量の場合、UFO が検出されることが明らかになった。その際、UFO が検出される立体角 (観測確率) は 13 ~ 28% であると見積もられた。これは X 線観測から示唆されている約 40% (Tombesi et al. 2011) とおおよそ一致する。質量流出率と運動エネルギー流出率も Tombesi et al. (2012) の観測結果と矛盾しないことが分かった。

1 Introduction

活動銀河核とは、狭い領域から強い電磁波を放射している銀河の中心部のことを言い、エネルギー源は、中心部にある超巨大ブラックホール周囲の降着円盤であると考えられている。近年の観測により発見された青方遷移をした鉄の吸収線は、光速の 10% 程度の速度を持つアウトフローの存在を示唆する。このアウトフローは超高速アウトフロー (Ultra Fast Outflow; UFO) と呼ばれ、およそ半分のセイファート銀河で検出されることが報告されているが、UFO の駆動機構は未解明である。駆動機構として様々な理論モデルが提唱されてきたが、ガス圧駆動や輻射 (電子散乱) 駆動では加速力が不十分で、観測から示唆される速度の説明が不可能である。また、磁場駆動で金属元素の吸収線を説明するには X 線強度とガス密度の間の微調整が必要になるが、そのメカニズムは解決されていない。一方ラインフォースによって駆動される円盤風であれば、金属元素の吸収線と

速度の両方を説明できると考えられている。そのため、ラインフォース駆動型円盤風が UFO の駆動機構の有力モデルだと考えられている。

ラインフォースとは、中間電離状態、低電離状態にある金属元素に紫外線を照射される状況で効果的になる輻射力の一つであり、円盤からガスの噴出流である円盤風を生成する可能性がある。

これまで、ラインフォース駆動型円盤風のシミュレーション研究の先行研究がなされてきた。

Proga et al. (2000)、Proga & Kallman (2004) では、典型的なブラックホール質量 $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ 、放射効率 ($\epsilon = 0.5$) の下で輻射流体シミュレーションを行った。ここで、 M_{\odot} は太陽質量を表し、 ϵ は放射効率を表す。その結果、ブラックホールからの距離が $200 \sim 300 R_s$ の降着円盤表面から、 $\theta \sim 70^\circ$ の方向へラインフォース駆動型円盤風が発生したことが分かった。ここで θ は、円盤の回転軸から測った角度を表し、 R_s はシュバルツシルト半径を表す。だが、これ

らの先行研究では典型的なブラックホール質量と放射効率のパラメーターでのみ輻射流体シミュレーションを行い、幅広いパラメータを用いてラインフォース駆動型円盤風の輻射流体シミュレーションは行っていない。そのため、本研究 (Nomura et al. 2016) では幅広いブラックホール質量 ($M_{\text{BH}}=10^6 - 10^9 M_{\odot}$) と放射効率 ($\epsilon=0.1 - 0.7$) のパラメータで輻射流体シミュレーションを行い、ラインフォース駆動型円盤風の発生条件、性質を調べた。さらに、UFO の検出確率について見積もった。

2 Method

2.1 基礎方程式とセットアップ

計算方法は、先行研究である Proga et al.(2000), Proga & Kallman (2004) とほとんど同様である。また、座標系は球座標 (r, θ, ϕ) を用いて降着円盤の回転軸に対して対称であると仮定をした。ここで r, θ, ϕ はそれぞれ、座標の原点からの距離、天頂角、方位角を表している。基礎方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho v_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r \mathbf{v}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho \left[\frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\phi^2}{r} + g_r + f_{\text{rad},r} \right] \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\theta \mathbf{v}) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \\ &+ \rho \left[-\frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta + g_\theta + f_{\text{rad},\theta} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) = -\rho \left[\frac{v_\phi v_r}{r} + \frac{v_\phi v_\theta}{r} \cot \theta \right] \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + e \right) \right] + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{1}{2} v^2 + e + \frac{p}{\rho} \right) \right] = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} + \rho \mathcal{L} \quad (5)$$

で表される。ここで、 ρ は質量係数、 \mathbf{v} は速度、 p はガス圧、 e は単位質量あたりの内部エネルギー、 \mathbf{g} は重力加速度を表す。 \mathcal{L} は、net cooling rate を表している。基礎方程式中の $f_{\text{rad},r}, f_{\text{rad},\theta}$ は輻射力を示しており、

$$\mathbf{f}_{\text{rad}} = \frac{\sigma_e \mathbf{F}_D}{c} + \frac{\sigma_e \mathbf{F}_D}{c} M \quad (6)$$

で輻射力はあらわされる。ここで、 σ_e は自由電子の質量散乱係数、 \mathbf{F}_D は降着円盤のフラックス、 M はフォースマルチプライアを表す。式 (??) 第 1 項目は電子散乱による輻射力を表しており、第 2 項目はラインフォースによる輻射力を表している。

フォースマルチプライア M は、optical parameter t 、電離パラメータ ξ の関数で与えられる。 ξ は

$$\xi = \frac{4\pi F_X}{n} \quad (7)$$

で与えられ、 t は

$$t = \sigma_e \rho v_{\text{th}} \left| \frac{dv}{ds} \right|^{-1} \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 F_X は X 線のフラックスを表し、 v_{th} は媒質の熱速度を表し、 $\left| \frac{dv}{ds} \right|$ は媒質の速度勾配を表している。

2.2 初期条件と境界条件

まず初期条件だが、初期条件として先行研究の Proga et al.(1998), Proga et al.(2000) を基本として設定した。具体的には、鉛直方向に静水圧平衡であることを仮定をし、初期密度分布を

$$\rho(r, \theta) = \rho_0 \exp\left(-\frac{GM_{\text{BH}}}{2c_s^2 r \tan^2 \theta}\right) \quad (9)$$

とした。ここで、 ρ_0 は一定の密度、 c_s は円盤表面での音速、 M_{BH} はブラックホール質量、 r は座標の原点からの距離を表す。円盤風の速度については、ケプラー回転を仮定をした。

次に、境界条件だが、境界条件は $\theta = 0^\circ$ において降着円盤の回転軸で軸対称境界を仮定した。この時、圧力や速度などは ρ, p, v_r は対称だが v_θ, v_ϕ は非対称としている。さらに、 $\theta = 90^\circ$ では ρ, p, v_r, v_ϕ は対称にし、 v_θ は非対称としている。

2.3 フォースマルチプライア

ラインフォースを評価するため、フォースマルチプライアを用いた。フォースマルチプライアは、電子散乱による輻射力とラインフォースによる輻射力の割合を表し、

$$M(t, \xi) = kt^{-0.6} \left[\frac{(1 + t\eta_{\text{max}})^{0.4} - 1}{(t\eta_{\text{max}})^{0.4}} \right] \quad (10)$$

で表される。ここで、 k 、 η は

$$k = 0.03 + 0.385\exp(-1.4\xi^{0.6}) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \log_{10} \eta_{\max} &= 6.9\exp(0.16\xi^{0.4})(\log \xi \leq 0.5) \quad (12) \\ &= 9.1\exp(-7.96 \times 10^{-3}\xi)(\log \xi > 0.5) \end{aligned}$$

で表される。フォースマルチプライアは、 t, ξ の関数であるので t, ξ が小さいときにフォースマルチプライアが大きくなりラインフォースが効果的に働く。一方、 t, ξ がそれぞれ大きい場合にはフォースマルチプライアが小さくなりラインフォースが効果的には働かない。

3 Result

本研究 (Nomura et al. 2016) で得た結果を載せる。

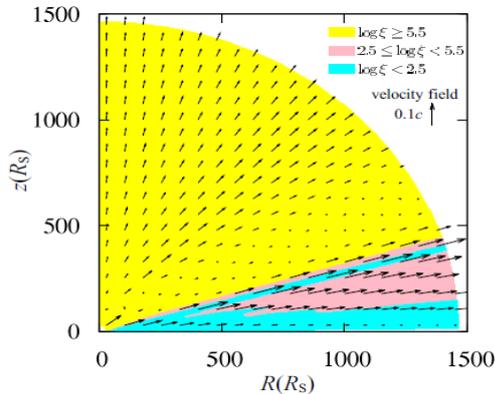


図 1: $M_{\text{BH}} = 1.0 \times 10^6$, $\epsilon = 0.5$ の場合の電離パラメータの分布 (カラー) と速度分布 (矢印)。横軸は円盤面の沿った方向のブラックホールからの距離を表し、縦軸は円盤の回転軸に沿ったブラックホールからの距離を表している。

図 1 は時間平均をとった電離パラメータ分布と速度分布を表している。図 1 の黄色い部分は、密度が低く光学的に薄いため高電離状態になっている。ピンクの部分は、中間電離状態、青の部分は密度が高く光学的に厚いため低電離状態となっている。図 1

より、ピンクの部分からラインフォース駆動型円盤風が発生しているのがわかる。

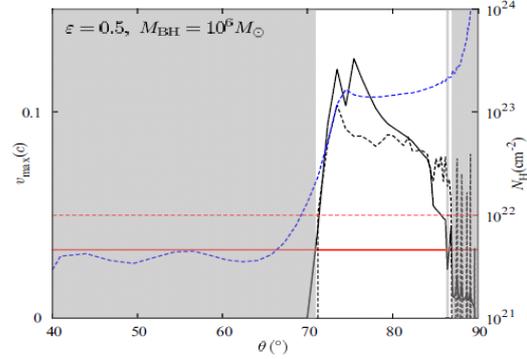


図 2: A (黒実線)、B (黒破線)、C (青破線) の θ 分布を示す。ここで、速度分布は $r = 200R_g$ での値である。赤線と赤破線は D と E である。白の領域 ($\theta = 75^\circ \sim 86^\circ$) で UFO が検出されることになる。

円盤風が青方偏移した金属の吸収線を作り出し、UFO として検出される。これが発生する条件は、 $2.5 \leq \log \xi < 5.5$ を満たすガスが 10^4 km/s 以上の速度を持つことと 10^{22} cm^{-2} 以上の柱密度をもつことの 2つの条件を両方満たす必要がある。図 2において、この 2つの条件を両方満たしているときは $\theta = 75^\circ \sim 86^\circ$ の時である。立体角の計算から、UFO が検出される条件は 28%であることが分かった。幅広いパラメータ ($M_{\text{BH}} = 10^6 - 10^9 M_\odot$, $\epsilon = 0.1 - 0.7$) で同様の計算を行った結果、UFO が検出される確率は 13%~28%であることが分かった。

4 Conclusions and Discussion

本研究では活動銀河核のラインフォース駆動型円盤風の 2次元輻射流体シミュレーションを行った。その結果、 $M_{\text{BH}} = 10^6 - 10^9 M_\odot$, $\epsilon = 0.1 - 0.7$ で超高速アウトフローが検出されるであろうことが分かった。また、その検出確率は 13% ~ 28%であることが見積もられた。これは、Tombesi et al. (2011) で報告されている UFO の検出確率とおおまかに無矛盾であることも分かった。さらに、質量流束率と運動エネルギー流出率も先行研究である Tombesi et al.

(2012) と無矛盾であることが分かった。Tombesi et al. (2011) では、セイファート銀河の UFO の検出確率が ~ 40% と報告されているため、本研究で分かったラインフォース駆動型円盤風の検出確率 13% ~ 28% は先行研究 (Tombesi et al. 2011) と矛盾しない。Hopkins & Elvis(2010) によると周囲環境にかなりのフィードバックを与えるためには、エネルギーアウトフロー率が放射光度の 0.5% 以上になることが要請される。本研究ではエネルギーアウトフロー率が放射光度の 0.5% 以上になったことからラインフォース駆動型円盤風が母銀河にフィードバックとして貢献しているかもしれないということを示している。

Reference

- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, ApJ, 543, 686
- Proga, D., & Kallman, T. R. 2004, ApJ, 616, 688
- Proga, D., Stone, J. M., & Drew, J. E. 1998, MNRAS, 295, 595
- Nomura M., Ohsuga K., Takahashi H. R., Wada K., Yoshida T. 2016 PASJ 68, 16
- Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., et al 2011, ApJ, 742, 44
- Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., & Braito, V. 2012a, MNRAS, 422, L1
- Hopkins, P. F., & Elvis, M. 2010, MNRAS, 401, 7

[indexへ戻る](#)

コン poster2

レーザーによる高エネルギーニュートリノ放射

東北大学 理学研究科天文学専攻
松井 理輝

ブレーザーによる高エネルギーニュートリノ放射

松井 理輝 (東北大学 理学研究科)

Abstract

最高エネルギー宇宙線の起源の解明は、宇宙物理学における重要な課題の 1 つである。高エネルギーの宇宙線陽子は他の粒子との相互作用で高エネルギーのニュートリノを生成することが知られており、ニュートリノ観測がこの問題を解く手がかりである。南極の大型検出器 IceCube によって、天体起源とされる sub-PeV エネルギーのニュートリノが、全天に渡って等方的に検出されている。しかし、主要な起源天体を同定するには至っていない。起源天体の候補にブレーザーがある。ブレーザーは、宇宙における主要な γ 線源であり、ジェットによる宇宙線加速の現場でもあったと考えられている。これらの高エネルギー光子および陽子が反応してニュートリノが生成される。本セッションでは、そのようなプロセスを系統的に調べた論文 Murase et al. (2014) についてレビューを行う。この論文はニュートリノの放射スペクトルを計算することで、主に次のことを示した。(1) 簡単なブレーザーモデルでは、IceCube 観測の sub-PeV の強度を説明することは難しい。(2) ブレーザーから EeV 付近のニュートリノが放射され、その帯域の宇宙ニュートリノ背景放射が次世代の検出器で観測可能である。

1 導入

地球には宇宙空間から荷電粒子が降り注いでいることが確認されており、それらは宇宙線と呼ばれる。宇宙線は広いエネルギー帯域で観測され、 10^9 eV から 10^{21} eV に渡るが、起源が明らかでない。特に、 10^{18} eV 以上の宇宙線は最高エネルギー宇宙線 (Ultra High Energy Cosmic Ray, UHECR) と呼ばれ、わかっていないことが多い。この帯域は事象頻度が極めて低く、観測数が少ないことが主な原因である。また、宇宙線は荷電粒子であることから、銀河磁場によって軌道が大きく曲げられる。そのことで観測方向と起源方向が異なるという点も研究を難しくしている。

宇宙線の理解に重要なのがニュートリノ観測である。宇宙線には多くの陽子を含むが、高エネルギー陽子は他の粒子と相互作用してニュートリノを生成する。この過程で生成されるニュートリノのエネルギーは宇宙線に匹敵する。 10^{15} eV 以上のニュートリノを生成する機構は他に知られておらず、この帯域のニュートリノを観測すれば宇宙線生成の証拠を掴むことになる。ニュートリノは磁場や他の粒子とほとんど相互作用しないことから起源の特定に有利であり、多くの観測計画が進んでいる。

現在稼働しているニュートリノ観測装置に IceCube と呼ばれるものがある。IceCube は、南極に建設された巨大装置であり、 10^{15} eV (PeV) 程度の天体起源ニュートリノを観測できる。2012 年から観測を開始し、既に 100 を超える天体起源ニュートリノを観測している。しかし、その主要な起源の同定には至っておらず、様々な天体が検討されている。最も有力な候補の 1 つにブレーザーと呼ばれる天体がある。ブレーザーとは、電波で明るい活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) の一種で、相対論的ジェットが視線方向を向いた天体である。ジェットは衝撃波により電子や陽子を加速する。電子は逆コンプトン散乱などにより γ 線を生成し、加速された陽子は宇宙線になる。これらの高エネルギー光子および陽子が光中間子生成と呼ばれる反応をすることで高エネルギーのニュートリノを生成する。

本セッションで紹介する Murase et al. (2014) は、この過程を系統的に考えている。この論文は、1 ブレーザーごとのニュートリノ放射およびブレーザーによるニュートリノ背景放射のスペクトルを計算している。計算結果を IceCube の観測と比較し、ブレーザーが観測事象の主要な成分になりうるかを議論している。

2 手法

この論文では、ブレイザーにおける光子および陽子のスペクトルを仮定し、以下の式で表される光中間子生成およびパイオン崩壊によって生成されるニュートリノのスペクトルを計算した。

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1)$$

次に仮定したスペクトルについて述べる。

2.1 光子のスペクトル

ブレイザーのスペクトルはいくつかの要素からなっているが、この論文では、図 1 の模式図で示されるような 4 つの要素について考慮した。

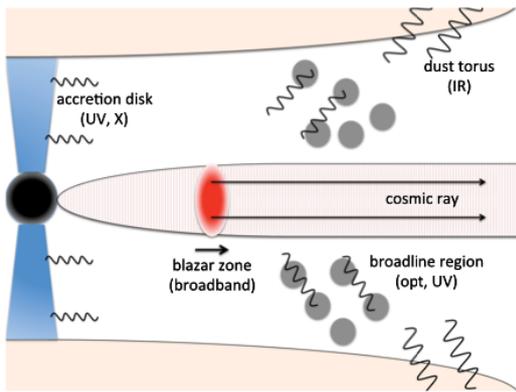


図 1: ブレイザーおよび放射される光子の模式図。Murase et al. (2014) から引用。

1 つ目はジェット放射である。電子の衝撃波加速で生成されるシンクロトロン放射およびコンプトン散乱を考慮したモデルでスペクトルの形を決定する。2 つ目は AGN 降着流の光子である。熱放射および周囲のプラズマによる逆コンプトン散乱を経たスペクトルを仮定する。3 つ目は、広輝線領域 (Broad Line Region, BLR) の光子である。水素およびヘリウム Ly α 輝線を考慮する。4 つ目はダストトーラスによる熱放射である。各スペクトルの絶対値については、ブレイザーシーケンスモデルを用い、1 つのパラメータで全ての値を決定できるようにした。以上の議論から図 2 のようなスペクトルが書ける。ジェット以外で生成される光子は従来考えられていなかった

たが、AGN の構造からジェットの放射領域に侵入すること、相対論的効果で増強されることを考えると、宇宙線と相互作用に十分寄与する成分である。実際、これらの光子が PeV 以上のニュートリノ生成に重要な役割を果たすことがわかる。

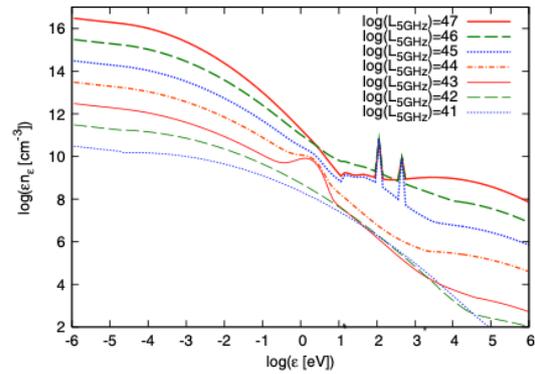


図 2: 用いた光子のエネルギースペクトル。Murase et al. (2014) から引用。パラメータ L_{5GHz} の値ごとに描かれている。これはジェット共働系での図であり、別の慣性系では形や値が異なる。

2.2 宇宙線のスペクトル

宇宙線のスペクトルは冪分布を仮定した。衝撃波統計加速を考えて、個数スペクトルにおける冪指数は $s \sim 2.3$ とした。分布の最小エネルギー $E'_{p,min}$ は衝撃波加速の性質から決定し、最大エネルギー $E'_{p,max}$ は冷却と加速のバランスにより決定する。その詳細はここでは省略する。分布の絶対値は、宇宙線光度が全輻射光度 L_{rad} の ξ_{CR} 倍になるようにした。ブレイザーのみで UHECR を説明するには $\xi_{CR} \simeq 100$ であることが知られている。以上を考慮すると次の式でスペクトルを表すことができる。

$$E'_p L'_{E'_p} = \frac{\xi_{CR} L_{rad} (s-2)}{1 - \left(\frac{E'_{p,min}}{E'_{p,max}}\right)^{s-2}} \left(\frac{E'_p}{E'_{p,min}}\right)^{2-s} \quad (2)$$

(for $E'_{p,min} \leq E'_p \leq E'_{p,max}$)

ただし、 E'_p はブラックホール (BH) 静止系での陽子のエネルギー、 $L'_{E'_p}$ は同じ系での単位エネルギーあたりの宇宙線光度である。

2.3 ニュートリノスペクトルの計算

宇宙線のエネルギーの一部がニュートリノに注入されることから、各天体ごとのニュートリノのスペクトルは近似的に次のように書ける。

$$E'_\nu L'_{E'_\nu} = \frac{3}{8} \min[f_{p\gamma}, 1] E'_p L'_{E'_p} \quad (3)$$

係数 $\frac{3}{8}$ は生成されたパイオンが得るエネルギーとそこからニュートリノが得るエネルギーの比であり、 $f_{p\gamma}$ はパイオン生成効率である。ジェットが断熱冷却される前であれば反応すると考え、光中間子生成反応タイムスケール $t_{p\gamma}$ 、ジェットの断熱膨張タイムスケール t_{exp} の比 $f_{p\gamma} = t_{exp}/t_{p\gamma}$ で表せられる。断熱膨張タイムスケール t_{exp} は、放射領域を音速が伝わる時間であり、放射領域のサイズ l_b を用いて $t_{exp} = l_b/c$ で書ける。反応タイムスケール $t_{p\gamma}$ は陽子が反応によってエネルギーを失うタイムスケールであり、次の式で書ける。

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{c}{2\gamma_p^2} \int_{\epsilon_{th}}^{\infty} d\bar{\epsilon} \sigma_{p\gamma}(\bar{\epsilon}) \kappa_{p\gamma}(\bar{\epsilon}) \bar{\epsilon} \int_{\bar{\epsilon}/2\gamma_p}^{\infty} d\epsilon \epsilon^{-2} n_\epsilon \quad (4)$$

ただし、 $\bar{\epsilon}$ は陽子静止系での光子のエネルギー、 γ_p は陽子のローレンツ因子、 $\sigma_{p\gamma}$ は反応断面積、 $\kappa_{p\gamma}$ は反応の非弾性度、 n_ϵ は光子の個数スペクトル (図 2) である。

さらに、ここから宇宙ニュートリノ背景放射のスペクトルを求める。ブレイザーの明るさごとの存在数を表す光度関数を用い、その関数で重み付けをしてスペクトルを積分することで得られる。

3 結果

計算により得られた各天体ごとのニュートリノスペクトルが図 3、宇宙ニュートリノ背景放射スペクトルが図 4 である。

ニュートリノスペクトルは、 $f_{p\gamma}$ および $E'_p L'_{E'_p}$ に比例する。前者についてはおおよそ、 $f_{p\gamma} \propto t_{p\gamma}^{-1} \propto \epsilon n_\epsilon$ である。前者も後者も L_{rad} に比例することから、ニュートリノの強度は天体の光度の 2 乗に比例する。確かに図 3 は明るいブレイザーほど多くのニュートリノを放出することを示している。

また、近似的に反応断面積が最大の時のみ反応すると考えると、光子のエネルギー ϵ と陽子のエネルギー

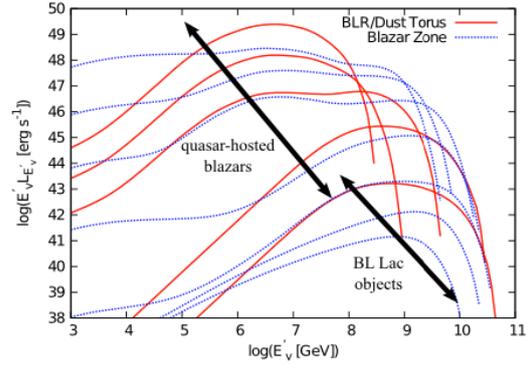


図 3: 得られた天体ごとのニュートリノスペクトル。Murase et al. (2014) から引用。青い線が本文で説明している内容。ここでは赤い線については触れないことにする。

ギー E'_p は、 $\epsilon \times E'_p = \text{const}$ で対応する。光子と陽子のエネルギーは反比例し、陽子とニュートリノのエネルギーは比例することから、横軸をニュートリノエネルギー、縦軸を $f_{p\gamma}$ にとったグラフの形状は、図 2 を左右反転したグラフの形状に近いだろう。一方で宇宙線スペクトル $E'_p L'_{E'_p}$ は横軸をニュートリノエネルギーにとっても形状は変わらず、 $s \sim 2.3$ を考えるとほぼフラットである。以上から、 $f_{p\gamma}$ および $E'_p L'_{E'_p}$ に比例するニュートリノのスペクトル図 3 の形状は、部分的に図 2 を左右反転したもので近似できると考えられる。

図 3 において上 3 本と下 3 本の線では PeV 領域での振る舞いが大きく異なる。図 2 と比べると、この差は BLR 光子によるスパイク形状が存在するかしないかの違いであると考えられる。実際、反応エネルギーを与えると BH 静止系で 10eV 程度の BLR 光子が PeV 程度のニュートリノに対応ことがわかる。加えて BH 静止系で 10^{-2} eV 程度のダストトラス光子が EeV のニュートリノに寄与することからも、これらの外部光子を考慮することは重要であることがわかる。

図 4 の背景放射のスペクトルは、近似的には最も支配的な光度のブレイザーのみが寄与するとして解釈することができる。ブレイザーの光度関数 $\frac{d\rho}{dL_X}$ (L_X は X 線の光度) およびその先行研究に基づく関数形

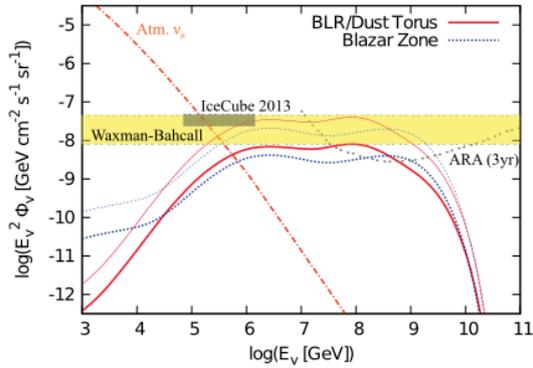


図 4: 宇宙ニュートリノ背景放射スペクトル。Murase et al. (2014) から引用。灰色の網掛けが IceCube で観測される帯域である。ここでも青い線に注目し、赤い線については触れないことにする。

を用いると、背景放射スペクトル $E_\nu^2 \Phi_\nu$ は、

$$\begin{aligned}
 E_\nu^2 \Phi_\nu &\propto \int dL_X \frac{d\rho}{dL_X} E'_\nu L'_{E'_\nu} \sim L_X \frac{d\rho}{dL_X} f_{p\gamma} E'_p L'_{E'_p} \\
 &\propto L_X \frac{d\rho}{dL_X} L_{rad} L_{CR} \\
 &\propto L_X^3 \frac{d\rho}{dL_X} \\
 &\propto L_X^2 \left[\left(\frac{L_X}{L_X^*} \right)^{0.43} + \left(\frac{L_X}{L_X^*} \right)^{2.23} \right]^{-1}
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

と表せ、これは $L_X \simeq L_X^* \simeq 10^{44}$ erg/s でピークをとる。ブレーザーシークエンスモデルでこの光度に対応するパラメータは $L_{5GHz} \simeq 10^{45}$ erg/s (図 3 の上から 3 番目の線) である。つまり、背景放射のスペクトルはこの光度のスペクトルにおおよそ比例すると考えることができ、実際図 3 および図 4 を比べるとそのようになっている。

4 議論

得られたスペクトル図 4 から、PeV および EeV 帯域について次のことがわかる。

4.1 IceCube 観測との比較

図 4 の最も目立つ線は典型的なパラメータを用いて描かれている。特に縦軸は宇宙線光度の全輻射光

度に対する比 ξ_{CR} に比例している。これを数倍すれば、UHECR の量が若干大きくなるという問題があるものの、PeV (10^6 GeV) での観測を説明できる。しかし、1 桁下の sub-PeV 領域では、計算された強度が観測より小さく、説明できない。この領域は、計算で得られたスペクトルが観測に比べてかなりハードである。最新の観測はよりソフトなスペクトルであるため、その違いはより大きくなっている。このことから、ブレーザーは観測されている高エネルギーニュートリノの主要な成分ではないと考えられる。

4.2 EeV ニュートリノの将来観測可能性

計算で得られたニュートリノスペクトルは、PeV から EeV (10^9 GeV) までおおよそフラットである。図 4 中の灰色の点線は、次世代の検出技術 ARA で 3 年間観測した時に検出可能であると期待される曲線である。得られたスペクトルが EeV でこの線より上にかかっていることから、この帯域での検出が期待できる。つまり、EeV ニュートリノが観測されるか否かで、以上で述べたブレーザーモデルの正否がわかる。

5 結論

ブレーザーは IceCube 観測の主成分ではなさそうであることを述べてきた。一方で、2017 年の観測 (IceCube Collaboration et al. (2018a) および (2018b)) では、ブレーザー TXS 056+056 を天体ニュートリノ源として同定している。このことから、ブレーザーが高エネルギーニュートリノを出していないとは言い難い。以上から、ブレーザーは全天の主要な成分ではないものの観測されるニュートリノの一部を占める可能性があり、将来計画されている EeV 帯域の観測によってそれを確かめられると期待される。

Reference

- K. Murase et al. 2014, Phys. Rev. D
- IceCube Collaboration et al., 2018a, Science
- IceCube Collaboration et al., 2018b, Science

コン poster3

一般相対論的多波長輻射輸送コード (RAIKOU) を用いて探る活動銀河核中心ブラックホールの周辺描像

筑波大学 数理物質科学研究群物理学学位プログラム
人見 拓也

一般相対論的多波長輻射輸送コード (RAIKOU) を用いて探る活動銀河核中心ブラックホールの周辺描像

人見拓也 (筑波大学 数理物質科学研究群 物理学学位プログラム M1)

Abstract

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus; AGN) のブラックホール降着円盤は電波から γ 線まで幅広い放射をする。X 線は円盤最内縁付近の高温領域から発せられており、また電波では Event Horizon Telescope (EHT) によりブラックホールの事象の地平面スケールの撮像分解観測がされるようになってきた。一般相対論的多波長輻射輸送コード RAIKOU はブラックホール近傍において電波から X 線までの多波長を高精度に取り扱うことができる数値計算コードである。本講演では RAIKOU を解説した Kawashima et al. in prep. のレビューをする。

光子が輻射輸送過程で受ける効果は、放射・吸収・散乱の 3 つである。ブラックホール近傍での主要な効果は制動放射/吸収、シンクロトロン放射/吸収、そしてコンプトン/逆コンプトン散乱である。RAIKOU は熱的/非熱的電子両方におけるこれらの素過程すべてを扱うことができる。また、光子の軌道を高精度に解くことで、擬似撮像観測が可能である。散乱の影響が無視できる電波帯の擬似観測イメージの作成にはレイトレーシング法を、無視できない X 線などの計算にはモンテカルロ法を用いる。

本発表では、RAIKOU の信頼性を確かめるために Kawashima et al. in prep. で行われたテスト計算の結果を 2 つ紹介する。一つ目は、低温の熱的放射源で生成された光子が、周囲の高温プラズマによって逆コンプトン散乱されるテストである。その結果、Dolence et al. (2009) と同様の輻射スペクトルを得ることに成功した。二つ目は、放射非効率降着流 (RIAF) の電波帯の撮像イメージの計算である。その結果、EHT と同様のイメージが得られた。このコードを用いて、降着円盤とブラックホールスピンの回転軸が一致していない場合に Lense-thirring 効果で歳差運動する降着円盤のスペクトルを計算することで、ブラックホール天体の準周期的光度変化や非定常ジェットの起源を解明できる可能性がある。

1 研究背景

AGN(活動銀河核) のブラックホール降着円盤は、電波から γ 線まで幅広い放射をしている。電波では、EHT(Event Horizon Telescope) により M87 の中心ブラックホール (BH) の撮像観測がされている。X 線は円盤の内縁付近の高温領域から発せられる。BH の質量やスピン、BH 降着円盤の構造や変動を解明するには、電波から γ 線までを取り扱える輻射輸送計算が必要である。そこで Kawashima et al. in prep. では多波長を取り扱える計算コード (RAIKOU) を作りあげ、その信頼性を確かめた。

2 手法

今回の数値計算では大きく分けて 2 つの式を解く。BH 時空での光の進行方向と運動量を計算するために測地線方程式を解き、輸送される光の強度を計算するために輻射輸送方程式を解いている。まず、測地線方程式は

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= -\frac{p_r}{p_t + \omega p_\phi} \frac{\alpha^2 \Delta}{\rho^2} \\ \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{p_\theta}{p_t + \omega p_\phi} \frac{\alpha^2}{\rho^2} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \omega - \frac{p_\varphi}{p_t + \omega p_\phi} \frac{\alpha^2}{\varpi^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_r}{dt} &= -\frac{\partial\omega}{\partial r}p_\varphi + \frac{p_t + \omega p_\varphi}{\alpha} \frac{\partial\alpha}{\partial r} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{p_t + \omega p_\varphi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Delta}{\rho^2} p_r^2 + \frac{1}{\rho^2} p_\theta^2 + \frac{1}{\varpi^2} p_\varphi^2 \right) \\ \frac{dp_\theta}{dt} &= -\frac{\partial\omega}{\partial\theta}p_\varphi + \frac{p_t + \omega p_\varphi}{\alpha} \frac{\partial\alpha}{\partial\theta} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{p_t + \omega p_\varphi} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{\Delta}{\rho^2} p_r^2 + \frac{1}{\rho^2} p_\theta^2 + \frac{1}{\varpi^2} p_\varphi^2 \right) \end{aligned}$$

で表せ、位置 r, θ, φ と運動量 p_r, p_θ の時間発展方程式となっている。ここで、軸対称時空を考えているため $p_\varphi = \text{一定}$ である。次に、光子が輻射輸送過程で受ける効果は放射・吸収・散乱の 3 つである。そのため輻射輸送方程式は

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\kappa_\nu^a + \kappa_\nu^s)I_\nu + (\eta_\nu^e + \eta_\nu^s)$$

で表せる。 I_ν はある周波数での放射強度、 s は距離である。 κ は吸収と散乱を含めた吸収係数、 η は放射と散乱を含めた放射係数である。

さて、地球の観測者が観測する光が電波のように低エネルギー帯だった場合を考える。すると逆コンプトン散乱の効果により、散乱を経て観測者に届く光が低エネルギーのままであることは無いため、 $\eta_{\text{radio}}^s = 0$ となる。したがって、測地線に沿って放射による増光と吸収・散乱による減光を計算する。

次に観測する光が電波以外の場合 (X 線など) を考える。このとき、 $\eta_X^s \neq 0$ となり、全空間での散乱を計算することになる。手順としては、光子がある距離進んだ時の散乱確率を $P = 1 - \exp(-\Delta\tau)$ で求め、ランダムに散乱するかを決める。散乱する場合、 p_r, p_θ を変えて測地線方程式を解き直し、またある距離進んだ時散乱確率を求め、この流れを繰り返す。そうして空間の全領域での散乱を解かなければならないため計算コストが膨大になるが、電波以外の場合はこの方法で計算するしかない。

3 測地線方程式のテスト計算と観測イメージ

まず、測地線方程式を使った計算コードをテストする。観測者スクリーンから時間逆転して光子を放

出し、それらがブラックホールに捕らえられた範囲 (黒い領域) と解析解が一致するかを確かめた。

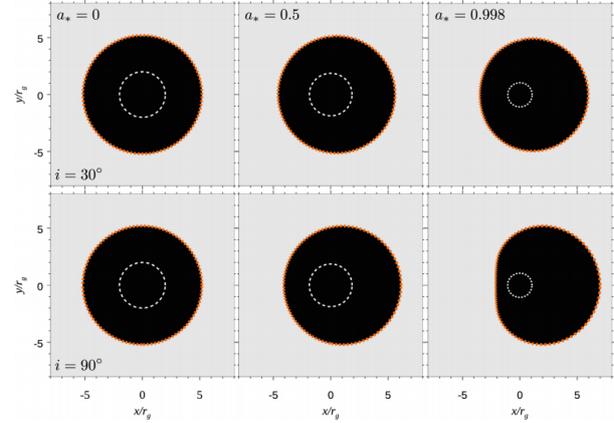


図 1: 観測者スクリーン上のイメージ。横軸は観測者スクリーン上の距離、縦軸も同じ。上の段が視線角度 30° 、下の段が 90° 。右の図ほどブラックホールスピンのパラメーター $a_* = a/M$ が大きくなる。また、黒の領域は光子がブラックホールに捕らえられた範囲、グレーの領域は光子がブラックホールから逃れた範囲を示す。オレンジの点線はその境界を示す解析解、白の破線は事象の地平線を示す解析解である。

オレンジの点線は光子が捕らえられるかどうかの境界を示す解析解なので、このテスト計算では解析解を良く再現できていることが確認できた。

次に、RAIKOU で M87 の観測イメージを作成してみる。図 2 で表されるジェットや円盤風の構造を、遠方観測者が電波で観測した場合のイメージが図 3 である。

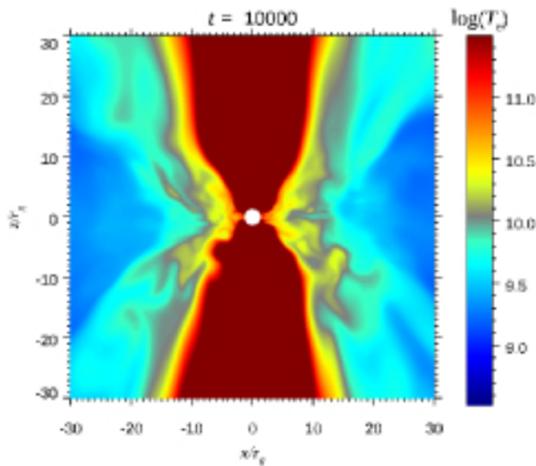


図 2: 電子温度の 2 次元平面図。ブラックホール降着円盤を edge-on で見たときの、横軸距離・縦軸高さを表す。カラーバーは電子温度のべきを表す。

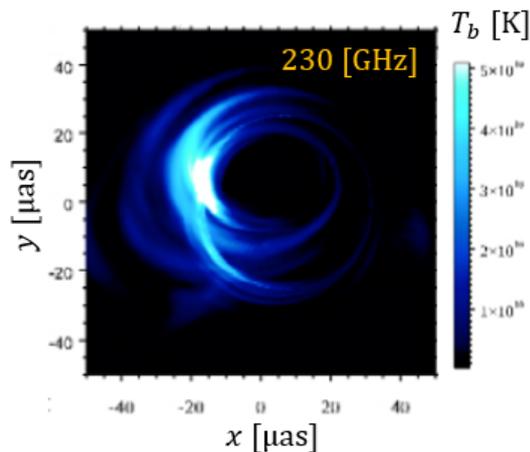


図 3: 観測者スクリーンでのイメージ図。図 2 で表される構造を遠方観測者が視野角度 45° 、 230GHz の電波帯で観測したときのイメージを表す。縦軸横軸は観測者スクリーン上の距離。

図 2 の中央の赤い領域は降着円盤から噴出するジェットを表している。また、図 3 で白く最も明るい領域は光子円軌道を何周も回ってきた光が輝度を稼いだ部分である。このイメージ図を観測と比べることで、スピン推定も可能となる。現在の EHT の観測周波数は 230GHz だが、今後、高周波数帯で観測したときに対応できる (345GHz)。

4 逆コンプトン散乱のテスト計算

観測する光が電波以外の場合に全空間での散乱を計算する必要があるため、ここで逆コンプトン散乱のテスト計算をする。

状況設定として、電子温度 $T_e = 2.4 \times 10^{10}[\text{K}]$ の球状プラズマを用意する。外縁半径は 10^5cm 。その中心の半径 1cm のほぼ点とみなせる球から $T_{\text{rad}} = 5.9 \times 10^1[\text{K}]$ の光子を放出する。散乱を受けた末に外縁で測定されるエネルギー分布を示したのが図 4 である。

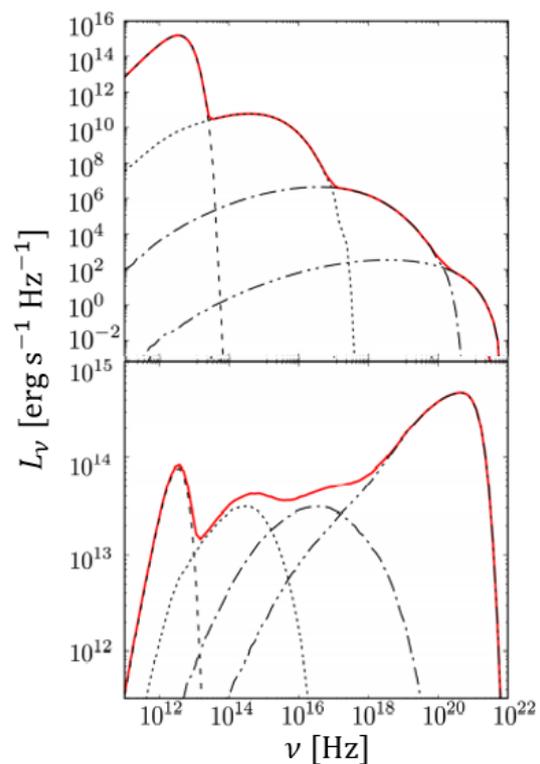


図 4: 熱電子により散乱された末に外縁で測定される光子のエネルギー分布 (SED)。横軸は ν 、縦軸は L_ν 。上の段が光学的に薄い ($\tau = 10^{-4}$) とき、下の段は光学的に厚い ($\tau = 3$) とき。赤の線が全体の SED、黒の点線は理解のために分解された SED。

図 4 上段 (光学的に薄いとき) において $\nu = 10^{13}\text{Hz}$ 程度にピークを持つ分布は散乱しなかった光子のエネルギー分布であり、ほぼ初期分布とみなせる。そこからピーク周波数が大きくなるにつれて、散乱 1 回のエネルギー分布、散乱 2 回の分布、3 回以上、と

なっている。

この図から、逆コンプトン散乱によって一部の光子が高エネルギーとなって球外部に抜け出しているのがわかる。また、光学的に薄いときに高エネルギー側ほど L_ν が小さくなっており、これは散乱確率 $P \sim \tau$ ($\because \tau \leq 1$) によるためである。光学的に厚いとき（下段）は散乱確率がそこそこ高いため 3 回以上散乱される光子が多くなり、また、ピーク周波数が温度に比例するというウィーンの変位則に従っていることも確認できた。

以上から、光学的に薄い/厚い両方の場合で Dolence et al. (2009) と同様の結果を得ることに成功し、コードの信頼性が確かめられた。

5 まとめと展望

BH 降着円盤の構造や変動を解明するためには一般相対論的多波長輻射輸送計算が必要であり、RAIKOU は測地線方程式と輻射輸送方程式を解くことで観測イメージや輻射スペクトルを計算することが可能である。計算方法としては大きく分けて 2 つあり、観測する光が電波帯だった場合は測地線に沿って放射による増光と吸収・散乱による減光を計算し、電波帯以外の場合は追加で空間の全領域での散乱も計算する。そのテスト計算として、M87 の中心 BH 周りの観測イメージの作成と、逆コンプトン散乱のテスト計算をし、共に成功した。このコードは RIAF 円盤以外の、例えば super-Eddington 降着流などにも適用できる。

このコードを用いて、降着円盤とブラックホールスピンの回転軸が一致していない場合に Lense-thirring 効果で歳差運動する降着円盤のスペクトルを計算することで、ブラックホール天体の準周期的光度変化や非定常ジェットの起源を解明できる可能性がある。

6 参考文献

radiative processes in astrophysics, George B. Rybicki, & Alan P. Lightman

Armitage, Philip J.; Natarajan, Priyamvada, 1999, 525, 909A

コン poster4

最内縁安定円軌道半径内部の応力がブラックホールス
ピンの推定に与える影響

筑波大学 理工情報生命学術院数理物質科学研究群物
理学学位プログラム
大野 翔大

最内安定円軌道半径内部の応力が ブラックホールスピンの推定に与える影響

大野 翔大 (筑波大学大学院 理工情報生命学術院数理物質科学研究群物理学学位プログラム)

Abstract

ブラックホールに降着するガスは円軌道を描きながらブラックホールに近づき、最内安定円軌道 (innermost stable circular orbit; ISCO) に到達する。ISCO より内側のガスは安定した円軌道を維持できず、ブラックホールに向かって落下する。従来考えられてきた標準円盤モデル (Novikov & Thorne 1973) では、ISCO 半径以下の領域で応力をゼロとしてきた。しかし、近年数多くの一般相対論的磁気流体 (general relativistic magnetohydrodynamic; GRMHD) シミュレーションが実施され、ISCO 近傍やその内部に磁気応力が存在することが明らかになってきた。Beckwith et al. (2008) では、ISCO 以内の応力の存在がブラックホールスピンの推定にどのような影響を与えるのかを調べた。本講演ではこの論文のレビューを行う。なお、この研究では、比較的降着率の小さいブラックホールを対象としているが、高光度降着円盤を対象とする場合は輻射による効果を無視できないため、一般相対論的輻射磁気流体シミュレーションが必要となる。

1 研究背景

ブラックホール (black hole; BH) 降着円盤では、BH の極近傍から X 線が放射されると考えられている。X 線スペクトルから放射温度を推定し、円盤モデルと結びつけることで BH の質量とスピンの見積もられている。降着円盤内を落下し最内安定円軌道 (innermost stable circular orbit; ISCO) より内側に到達したガスは、安定した円軌道を維持できず、BH に向かって落下する。従来考えられてきた標準降着円盤モデル (Novikov & Thorne 1973[1]) では、ISCO 半径以下の領域で応力をゼロとしてきた。しかし、近年多くの一般相対論的磁気流体 (general relativistic magnetohydrodynamic; GRMHD) シミュレーションが実施され、ISCO 近傍やその内部に磁気応力が存在することが明らかになってきた。そのため、今まで考えられてきた降着円盤モデルに修正を加える必要があり、降着円盤の内縁半径や BH スピンの推定に影響を与える可能性が出てきた。Agol & Krolik (2000)[2] は、ISCO 上にノンゼロの応力を認めるモデルを提唱した。Beckwith et al. (2008)[3] ではこのモデルと標準円盤モデルで比較を行い、ISCO 以内の応力の存在が BH スピンの推定にどのような影響

を与えるのか調べた。最後には、先行研究をもとに私の今後の展望を述べる。以下では、特に断りが無い限り $c = G = 1$ の単位系を用いる。

2 研究手法

本論文で取り上げた降着円盤モデルは、標準降着円盤モデル (以下、ゼロモデル)、ISCO 上に応力を認めたモデル (以下、ノンゼロモデル)、ISCO 以内に応力がありエネルギー散逸率を局所的に求めるモデル (以下、局所散逸モデル) の 3 つである。ノンゼロモデルと局所散逸モデルでは、BH 降着円盤の 3 次元 GRMHD シミュレーションを参照する。このシミュレーションでは、ボイヤーリンクスト座標を用いた。内縁が $r = 15M$ 、圧力が $r \approx 25M$ で最大となる準ケプラー回転トーラスを初期条件として置いた。 r は BH 中心からの距離、 M は BH の質量である。また初期磁場として、双極子磁場、四重極磁場、トロイダル磁場をトーラス内に設定し、磁気回転不安定性で発展していく様子を計算した。さらに、この結果をもとに一般相対論的輻射輸送計算を行い、放射温度を算出し、BH スピンとの関係を調べた。

表 1 に実施したシミュレーションのパラメーター

表 1: シミュレーションパラメーター

Name	a/M	r_+/M	r_{in}/M	r_{ms}/M	Field	$T_{\text{avg}} \times 10^3 M$	Originally presented in
KD0b	0.0	2.00	2.104	6.00	Dipole	6–8	De Villiers et al. (2003)
KD0c	0.0	2.00	2.104	6.00	Dipole	8–10	Hawley & Krolik (2006)
QD0d	0.0	2.00	2.104	6.00	Quadrupole	8–10	This paper
KDIa	0.5	1.86	1.904	4.23	Dipole	6–8	De Villiers et al. (2003)
KDIb	0.5	1.86	1.904	4.23	Dipole	8–10	Hawley & Krolik (2006)
KDPd	0.9	1.44	1.503	2.32	Dipole	6–10	De Villiers et al. (2003)
KDPg	0.9	1.44	1.503	2.32	Dipole	8–10	Hawley & Krolik (2006)
QDPa	0.9	1.44	1.503	2.32	Quadrupole	8–10	Beckwith et al. (2008)
TDPa	0.9	1.44	1.503	2.32	Toroidal	20–22	Beckwith et al. (2008)
KDG	0.93	1.37	1.458	2.10	Dipole	8–10	Hawley & Krolik (2006)
KDH	0.95	1.31	1.403	1.94	Dipole	8–10	Hawley & Krolik (2006)
KDJd	0.99	1.14	1.203	1.45	Dipole	8–10	This paper
KDEa	0.998	1.084	1.175	1.235	Dipole	6–8	De Villiers et al. (2003)
KDEb	0.998	1.084	1.175	1.235	Dipole	8–10	This paper
QDEb	0.998	1.084	1.175	1.235	Quadrupole	8–10	This paper

を示す。 a/M は BH スピン、 r_+ はホライズン、 r_{in} はシミュレーションの内部境界、 r_{ms} は ISCO 半径、 T_{avg} はシミュレーションの時間平均するステップ数、 M は BH の質量となっている。一番右の列は同じパラメーターでシミュレーションが行われた先行研究である。

3 結果

3.1 エネルギー散逸率の比較

まず、各モデルのエネルギー散逸率を比較する。ゼロモデルにおける降着円盤の単位面積あたりのエネルギー散逸率は

$$Q_{NT} = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} R_R(r). \quad (1)$$

ここで、 G は万有引力定数、 \dot{M} は質量降着率、 $R_R(r)$ は相対論的効果を考慮した関数で、ISCO でゼロになる。ISCO 上に応力を認めたノンゼロモデルのエネルギー散逸率は

$$Q_{AK} = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} \times \left[\frac{r_{\text{ms}}^{3/2} C^{1/2}(r_{\text{ms}}) \Delta\epsilon}{C(r) r^{1/2}} + R_R(r) \right]. \quad (2)$$

ここで、 $C(r)$ は相対論的補正係数、 $\Delta\epsilon$ はシミュレーションから決まる量で、ISCO 上の応力による放射効率の増加を表している。ゼロモデルと比較すると、右辺括弧内第一項が加わったことにより ISCO 上でもエネルギー散逸率がゼロにならないことがわかる。また、局所散逸モデルのエネルギー散逸率はエネルギー平衡式より

$$Q_{MW} = -\frac{\sqrt{g_{\theta\theta}}}{\alpha\sqrt{\gamma}} \int_{\text{disc}} [S^{tr} \partial_r(\alpha\sqrt{\gamma}u_t) + S^{rr} \partial_r(\alpha\sqrt{\gamma}u_r) + S^{\phi r} \partial_r(\alpha\sqrt{\gamma}u_\phi)] d\theta. \quad (3)$$

ここで $g_{\mu\nu}$ は計量テンソルで、 $\alpha = (-g^{tt})^{-1/2}$ 、 γ は計量テンソルの空間成分の行列式である。また、 $S^{\mu\nu}$ は電磁場テンソル、 u_μ は 4 元速度でこの 2 つの量はシミュレーションから得る。各モデルにおけるエネルギー散逸率の半径依存性を比較するため、散逸エッジ半径をその半径より外側で総エネルギーのうち 95% が散逸された半径と定義する。この散逸エッジ半径を BH スピン・初期磁場を変えて 3 つのモデルで比較を行う。

図 1 が各モデルの散逸エッジ半径をプロットした結果である。ゼロモデルの散逸エッジ半径は $1.2-1.8r_{\text{ms}}$ にある。それに対し、ノンゼロモデルは $1.0-1.5r_{\text{ms}}$ にあり、ゼロモデルに比べ散逸エッジ半径が小さくなる。局所散逸モデルの散逸エッジ半

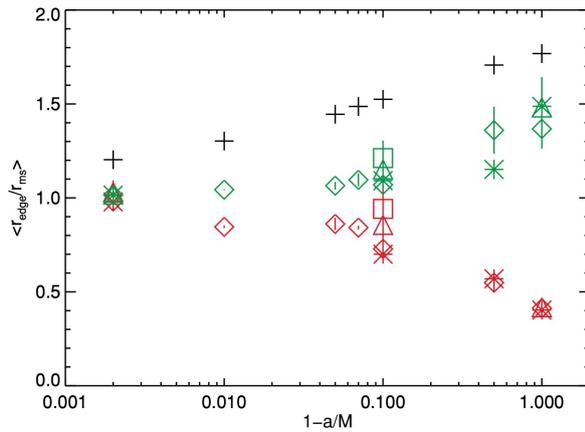


図 1: 散逸エッジ半径の比較。 黒：ゼロモデル、緑：ノンゼロモデル、赤：局所散逸モデルに対応している。シンボルは初期磁場の違いを表している。□：四重極磁場、×：トロイダル磁場、*・◇・△：双極子磁場 (*、◇はそれぞれ、De Villiers et al. (2003)、Hawley and Krolik (2006) で用いられたパラメーターでの結果、△は本研究で新たに行われたシミュレーションに対応している。)

径は、スピンの増加するにつれ減少するという他のモデルと異なった振る舞いを示し、スピンの場合は $0.4r_{\text{ms}}$ となる。散逸エッジ半径の違いは、BH スピンが大きくなるにつれ小さくなっている。これは、スピンの増加すると ISCO が BH のホライズンに近づくため、ISCO 近傍やその内部で放射されたエネルギーは BH に吸い込まれてしまうためである。

3.2 BH スピン推定での影響

散逸エッジ半径の違いが、観測でどのように現れるのか調べるため一般相対論的輻射輸送計算を行う。比較を行うため、放射エッジ半径をその半径より外側で観測者に届く光の 95% が放射された半径と定義する。BH スピン・初期磁場・観測角度を変え、各モデルの放射エッジ半径を求めた。図 2、図 3 が各モデルの放射エッジ半径の結果である。観測角度・BH スピンに依らず、ノンゼロモデルの放射エッジ半径はゼロモデルの半径のおよそ 0.8 倍になっている。これは、ISCO でも散逸があるため、より内側で放射

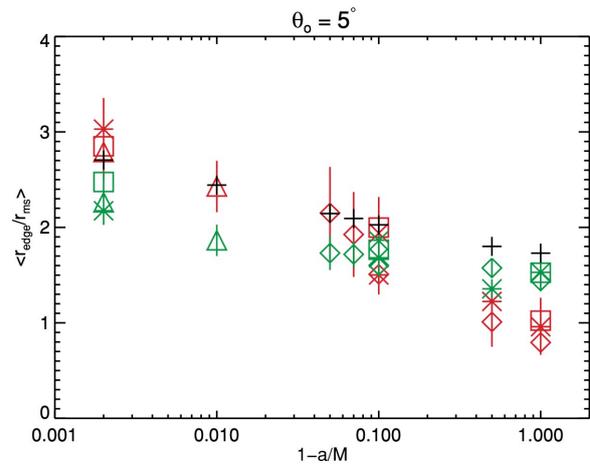


図 2: $\theta_0 = 5^\circ$ での放射エッジ半径。 図中のシンボルは図 1 と同じになっている。

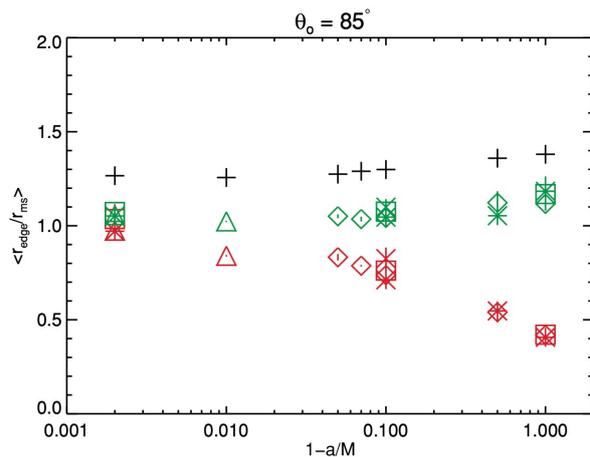


図 3: $\theta_0 = 85^\circ$ での放射エッジ半径。 図中のシンボルは図 1 と同じになっている。

するからである。観測角度が小さい $\theta_0 = 5^\circ$ では、BH スピンが大きい場合 ISCO 半径と散逸エッジ半径は小さくなるが、ホライズンに近い位置になる。ホライズン近傍では重力赤方偏移により観測される放射エネルギーが小さくなるため、ISCO 半径に対する放射エッジ半径は大きくなる。観測角度が大きい $\theta_0 = 85^\circ$ の場合、ケプラー回転による青方偏移を放射が受け振動数が増加する。この増加が重力赤方偏移の効果を打ち消すため、無限遠方の観測者が見る

円盤内側の明るさが増加する。したがってこの場合、ISCO 近傍やその内部の影響が観測に反映されるようになり、散逸エッジ半径と類似の分布が現れた。以上の結果を用いて各モデルで観測される温度を推定し、BH スピンの推定を行う。

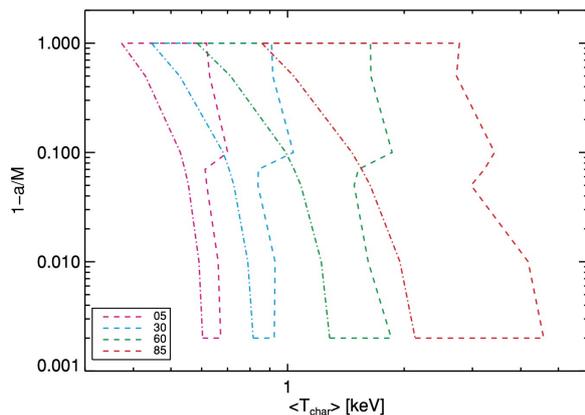


図 4: 温度と BH スピンの関係。点破線はゼロモデル、点線は ISCO 以内に応力があるモデルにおける温度とスピンの関係を表している。色は観測角度に対応している。

図 4 は BH のスピンの観測温度の関係を示している。観測温度が求められた場合、この図からスピンの取り得る範囲を制限できる。スピンの推定値は観測角度が一意に決まった場合、ISCO 以内に応力があるモデルの方が小さくなることわかる。これは、応力がないモデルの放射エッジ半径が ISCO 半径程度になるのに対し、応力があるモデルでは放射エッジ半径が ISCO 半径より内側になり、放射温度が約 2 倍と高温になるためである。この結果は観測角度を変えても変わらない。

4 まとめと今後の展望

本講演では Beckwith et al. (2008) のレビューを行い、ISCO 以内の応力の有無で BH スピンの推定にどのような影響を与えるのか調べた。その結果、ISCO 以内に応力があるモデルの方が放射エッジ半径が内側になることがわかった。また、スピンの推定値は観測角度が一意に決まった場合、ISCO 以内に応力が

あるモデルの方が小さくなることが明らかになった。

この論文では比較的降着率の小さい低光度 BH 降着円盤を対象とした。しかし、高光度降着円盤を対象とする場合は、輻射による加熱・冷却および輻射による力を無視できない。そのため、一般相対論的輻射磁気流体シミュレーションを行う必要がある。

Reference

- [1] I. D. Novikov and K. S. Thorne. Astrophysics of black holes. In *Black Holes (Les Astres Occlus)*, pp. 343–450, jan 1973.
- [2] Eric Agol and Julian H. Krolik. Magnetic stress at the marginally stable orbit: Altered disk structure, radiation, and black hole spin evolution. *The Astrophysical Journal*, Vol. 528, No. 1, pp. 161–170, jan 2000.
- [3] Kris Beckwith, et al. Where is the radiation edge in magnetized black hole accretion discs? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 390, No. 1, pp. 21–38, oct 2008.

[indexへ戻る](#)

コン poster5

高速電波バースト ” Cosmic Comb ” モデルの概観

東北大学 理学研究科天文学専攻
金 滉基

高速電波バースト ”Cosmic Comb” モデルの概観

金 滉基 (東北大学 理学研究科)

Abstract

高速電波バースト (Fast Radio Burst, FRB) は、継続時間が数ミリ秒程度の電波帯域での高エネルギー放射現象である。2006 年の初発見以降多数の観測がある一方、その発生機構や起源は未解明である。

今回紹介する Zhang et al. 2017 では、中心エンジン天体が出すアウトフローとその近傍にあるパルサーの磁気圏との相互作用による ”Cosmic Comb” 構造を想定し、現象論的にその実現可能性や観測との整合性を議論している。その結果、FRB の比較的高い発生頻度を説明できた。推定される母銀河の環境とも矛盾しない。また、パルサー磁気圏での磁気リコネクションによる粒子加速と、曲率放射による放射機構を考えて、電波放射が生じうることを示した。

近年、FRB の発生環境に統計的に迫ることができるようになってきた。またこれまでは難しかった他波長カウンターパートの観測も、実現すれば FRB 発生機構の研究が大きく進展する。FRB 研究は、今後大きな発展を遂げる可能性のある非常に興味深いテーマの一つであるといえるだろう。

1 イントロダクション

高速電波バースト (Fast Radio Burst, FRB) は、2006 年に初めて発見された高エネルギー放射現象である。現在までに 500 を超えるイベントが報告されており、推定される観測頻度は約 10^3day^{-1} に及ぶ (Keane et al. 2015)。また、星間プラズマによるパルスの到達時間の遅れを示す量である分散量度 (Dispersion Measure, DM) の空間分布は全天に広がり、一様に $10^{2-3} \text{pc cm}^{-3}$ の強度を持つ (Cordes & Chatterjee et al. 2019)。このことは FRB が系外起源であることを示しており、DM 強度から見積もった典型的な FRB までの距離は数 Gpc とされる。

FRB の大きな特徴は、短い継続時間、膨大なエネルギー、高い発生頻度である。FRB の継続時間はおよそ数ミリ秒で、この間に電波帯域で $E \sim 10^{38-40} \text{erg}$ にも及ぶ非常に大きなエネルギーを放出する。これより推定される輝度温度は $T_b \sim 10^{32-37} \text{K}$ という非現実的な温度になるため、非熱的なコヒーレント放射であることが強く示唆される。一方で、観測頻度から推定される発生率は $\sim 10^3 \text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ に達し、これはブラックホール (BH)、中性子星 (NS) の合体イベントやガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) のものと比べ高い値である (Zhang et al. 2016a)。これまでに提唱されたモデルはこうしたコンパクト天

体を中心エンジン候補とするものが多く、この高い観測頻度をうまく説明できない。

今回レビューした Zhang et al. 2017 では、中心エンジン天体が出すアウトフローとその近傍にあるパルサーの磁気圏との衝突により磁気圏とプラズマが後方に吹き流された ”Cosmic Comb” 構造 (図 1) を想定し、その磁気圏内で FRB 放射が起きる状況を考えることで、発生頻度の問題を解決しようとしている。

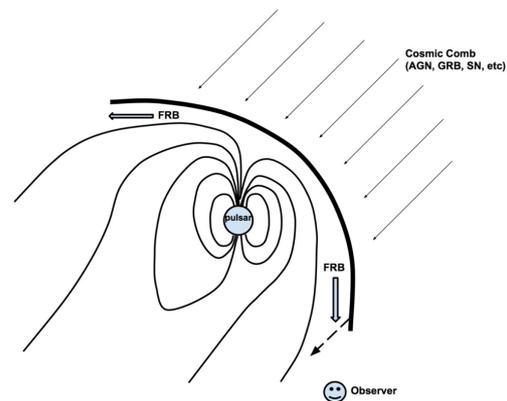


図 1: ”Cosmic Comb” の概観図 (Zhang et al. 2017).

2 ”Cosmic Comb”モデル

2.1 パルサー磁気圏

パルサーの磁場構造は図2のようになっており、NS近傍では双極子磁場 ($B \propto R^{-3}$) でよく近似できる。また磁場強度が星表面で $B_s \sim 10^{12} \text{G}$ にもおよぶこ

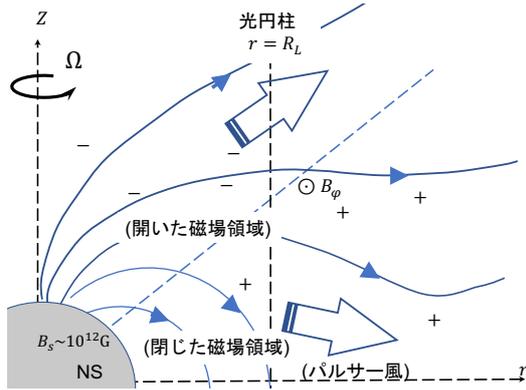


図 2: パルサー磁気圏概観図。簡単のために磁極と回転軸を一致させて描いている。

とから、電磁気力により星表面からプラズマ (主に e^- , e^+) が引き剥がされ、星周空間に満ちている。この磁場とプラズマは、NS 近傍では星と共回転しているが、外側ではある半径でプラズマ粒子の回転速度が光速に達し、粒子を磁場で押さえ込むことができなくなる。するとプラズマは相対論的速度で赤道方向へ放出され (パルサー風)、磁場構造も変化して開いた磁場を持つようになる。この限界半径を光円柱半径 R_L と呼び、その大きさは

$$R_L \equiv \frac{c}{\Omega} = \frac{cP}{2\pi} \sim 4.8 \times 10^9 \text{ cm} \left(\frac{P}{1\text{s}} \right) \quad (1)$$

となる。また、この付近での磁場強度は、

$$B_L = B_s \left(\frac{R_{NS}}{R_L} \right)^3 \sim 10 \text{ G} \left(\frac{R_{NS}}{10^6 \text{ cm}} \right)^3 \quad (2)$$

$(R_{NS}: \text{NS 半径})$

となる。

2.2 ”Comb”形成条件

速度 v で動くアウトフローの共動系での静止質量密度を ρ_0 、内部エネルギー密度 e 、圧力 p とすると、

外部慣性系での完全流体のエネルギー-運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = (\rho_0 c^2 + e + p)u^\mu u^\nu + \rho_0 g^{\mu\nu} \quad (3)$$

$(u^\mu = \gamma(1, \vec{\beta}): 4 \text{元速度})$

これより、アウトフローの運動エネルギー密度は

$$T^{00} - \rho_0 c^2 = (\gamma^2 - 1)\rho_0 c^2 + (\gamma^2 \hat{\gamma} - \hat{\gamma} + 1)e \quad (4)$$

$(p = (\hat{\gamma} - 1)e \text{ (}\hat{\gamma}: \text{断熱指数)})$

とかける。

これが光円柱近傍での開いた磁場領域のエネルギー密度より大きければ、磁場を吹き流せる。パルサー磁気圏エネルギー密度

$$\frac{B_L^2}{8\pi} \sim 3.4 \text{ erg cm}^{-3} \quad (5)$$

に対し、

(i) 相対論的速度のアウトフローの場合

$$(4) \approx \frac{16}{3} \gamma^4 n_{\text{ISM}} m_p c^2 \sim 80 \text{ erg cm}^{-3} \left(\frac{\gamma}{10} \right)^3 \left(\frac{n_{\text{ISM}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (6)$$

ここで $\gamma \sim 10$ としたが、これは中心エンジン天体とパルサーの距離 r に依存する。ジェット的全エネルギーを E_{jet} として見積もると

$$r = \left(\frac{3E_{\text{jet}}}{4\pi n_{\text{ISM}} m_p c^2 \gamma^2} \right)^{\frac{1}{3}} \sim 2.5 \times 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{E_{\text{jet}}}{10^{52} \text{ erg}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{n_{\text{ISM}}}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\gamma}{10} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (7)$$

すなわち、典型的な磁場強度、自転周期のパルサーでは、ある程度近傍 ($\lesssim 0.1 \text{ pc}$) であれば相対論的アウトフローの衝突により comb 構造が形成される。

(ii) 非相対論的速度の場合

球対称な点源爆発を考えるとシェル厚 ΔL 、シェルの全質量 ΔM 、天体間距離 $r \sim 0.1 \text{ pc}$ として

$$(4) = \frac{\Delta M}{4\pi r^2 \Delta L} v^2 \sim 14.2 \text{ erg cm}^{-3} \left(\frac{\Delta M}{M_\odot} \right) \left(\frac{v}{0.1c} \right)^2 \quad (8)$$

$\left(\frac{r}{10^{17} \text{ cm}} \right)^{-2} \left(\frac{\Delta L}{10^{16} \text{ cm}} \right)^{-1}$

である。これより、非相対論的アウトフローに対しても $r \lesssim 0.1 \text{ pc}$ で comb を形成しうる。

2.3 粒子加速, 放射機構

本論文では, FRB の放射過程として曲率放射を仮定している. 曲率放射は制動放射の一種で, 磁場に沿った方向に粒子が曲げられる際に光を出すものである. その放射スペクトルはシンクロトロン放射と類似し, 1 粒子スペクトルのピーク周波数 ν_{peak} は

$$\nu_{peak} = \frac{3}{4\pi} \frac{c}{R_c} \gamma_e^3 \sim 7.2 \times 10^8 \text{ Hz} \left(\frac{R_c}{10^{10} \text{ cm}} \right)^{-1} \left(\frac{\gamma_e}{10^3} \right)^3 \quad (9)$$

(曲率半径 R_c , 粒子のローレンツ因子 γ_e)

である. これより, $\gamma_e \sim 10^3$ まで粒子を加速できれば電波帯域の放射が出ることになる.

そこで comb で起きうる粒子加速機構を考えると, comb 形成時に磁気圏が押し潰され磁気リコネクションを起こすことによる加速が想定できる. リコネクション領域内では磁力線の繋ぎ換えの際, 磁場に垂直な方向に電場 E_{rec} が生じる. リコネクション領域内のプラズマ粒子がこの電場を受けると軌道が変わり, その際エネルギーを獲得することができる. これが磁気リコネクションによる加速である. このときの加速時間スケール t_{acc} は, 電子の加速を想定して

$$t_{acc} = \frac{E_e}{\frac{dE_e}{dt}} = \eta \frac{\gamma_e m_e c}{e B_L} \quad (10)$$

$$\sim 6.3 \times 10^{-6} \text{ s} \left(\frac{\gamma_e}{10^3} \right)$$

(E_e : 電子のエネルギー, $B_L = \eta E_{rec}$ ($\eta = 10^{1-2}$))

一方, comb の継続時間 t_{comb} は,

$$t_{comb} \sim \frac{R_L}{v} \sim 3 \text{ s} \left(\frac{v}{0.1c} \right)^{-1} \quad (11)$$

となり, $t_{acc} \ll t_{comb}$ となることから, $\gamma_e > 10^3$ は十分達成可能である.

3 議論と展望

3.1 発生頻度, 発生環境

前節で述べたように, FRB 発生源として comb 構造を考えると, 中心エンジン天体の候補を超新星爆発 (SN) のような非相対論的なアウトフローを出す天体にも広げることができる. 例えば SN の発生頻度が $\dot{\rho}_{SN} \sim 10^4 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ であるように, こうした

天体はコンパクト星合体や GRB に比べ頻度が 1 ~ 2 ケタほど高く, より有利である. また, GRB とほぼ同時刻, 同方向から到来する FRB がいくつか見つかる (Delaunay et al. 2016, Gourdjji et al. 2020) ことも, GRB ジェットを中心エンジンとする comb を考えることで説明できるかもしれない. 中心エンジンとパルサーとの距離が $\lesssim 0.1 \text{ pc}$ と近いことが問題として挙げられるが, 星形成領域や球状星団など, 中心エンジン天体の存在する領域では恒星数密度が $n_* \sim 10^{2-3} \text{ pc}^{-3}$ と高密度であることから, 実現されうる.

さらに, 近年 FRB 観測の空間分解能が高まり到来方向の数秒角での同定が可能となった結果, FRB 母銀河の特徴について議論できるようになった. 例えば Heintz et al. 2020 では, 13 天体の母銀河についてその星形成率や恒星総質量, 重元素量を調べ, FRB 母銀河が核崩壊型超新星や継続時間の短い GRB の母銀河に近い特徴を持つこと, また銀河中心と FRB 到来方向のずれが比較的大きいことから FRB が AGN を起源とする可能性は低いことなどを示した. これは前述の中心エンジン候補天体と整合的である.

今後さらに多くのサンプルについてこうした統計的な探索を行うことで, FRB 周囲の環境から起源天体に迫ることが期待できる.

3.2 リピーター

間欠的に放射を繰り返す FRB ソース天体を, リピーターと呼ぶ. これまでに 18 天体が報告されている. Ioka&Zhang et al. 2020 では, FRB 180916 というリピーターについて, 連星パルサーがその伴星からの定常的な wind により comb を形成する "binary comb" を考えている.

図 3 で r_{ph} が星風プラズマによる光球半径である. この内側からの電波帯域の光は散乱を受け観測されない. 従って, FRB が観測されるのは comb の開口角 θ_c の範囲のみになる. それが観測者に向く期間のみ FRB 放射が我々に届くことで, 光度曲線に周期性が生じるとしている.

FRB 180916 は約 16 日周期で活発な期間を繰り返していることから, 連星系の合計質量 $\sim 10 M_\odot$ に対し連星間距離 $a \sim 10^{12} \text{ cm}$ となり, このようなパル

サー・大質量星連星, あるいは NS 連星が形成される頻度は $\sim 10^{1-2} \text{Gpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ と低くなる. これは, FRB サンプルのリピーター・単発比が $< 10^{-2}$ とかなり低い (CHIME/FRB Collaboration 2021) ことと対応しているかもしれない.

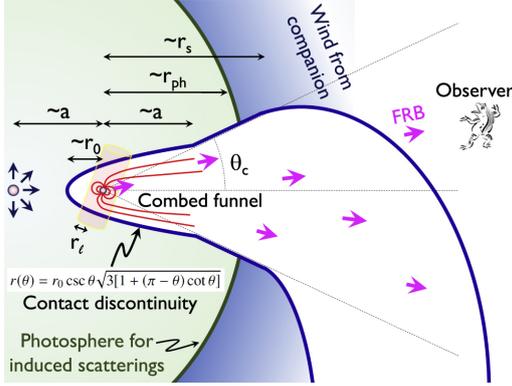


図 3: binary comb 概観図 (Ioka & Zhang et al. 2020).

3.3 高エネルギーカウンターパート

加速された粒子は放射によるエネルギー損失を受けるため, あるエネルギー γ_e の粒子が生成されるには放射冷却の時間スケール t_c に対し $t_{acc}(\gamma_e) < t_c(\gamma_e)$ である必要がある. このことから, 磁気リコネクション加速の効率を見積もることができる.

1 粒子の放射強度 P を用いて $t_c \sim \frac{E_e}{|P|}$ とかけるから, 曲率放射とシンクロトロン放射について

$$t_{c,syn} \sim 6\pi \frac{m_e c}{\sigma_T B^2} \gamma_e^{-1} \sim 7.7 \times 10^6 \gamma_e^{-1} \left(\frac{B}{10 \text{ G}} \right)^{-2}$$

$$t_{c,curv} \sim \frac{3}{2} \frac{m_e c R_c^2}{e^2} \gamma_e^{-3} \sim 1.8 \times 10^{22} \gamma_e^{-3} \left(\frac{R_c}{10^{10} \text{ cm}} \right)^2$$

(σ_T : Thomson 散乱断面積)

(12)

となり, t_{acc}, t_{comb} と比較すると図 4 のようになる.

これより $\gamma_e \sim 10^7$ の非常に高エネルギーな粒子が生成される可能性があることがわかり, 曲率放射の放射帯域は GeV \sim TeV γ 線にまで及ぶことになる. すなわち, 本論文で考える状況が正しければ, FRB

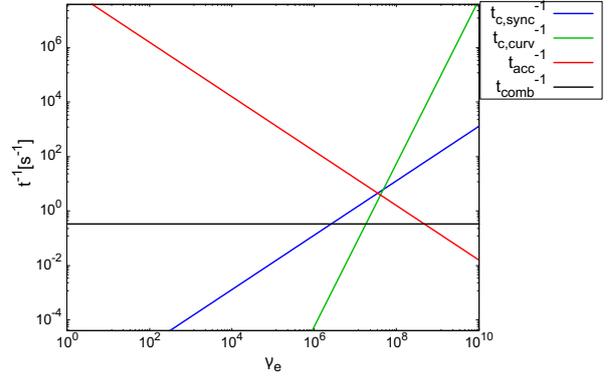


図 4: t_{acc}, t_{comb} と t_c の比較. 縦軸は時間の逆数.

放射と同時に γ 線などの他波長でカウンターパートが観測されるはずである.

これまで FRB の他波長フォローアップが行われた例は少なく, また現状では顕著な他波長カウンターパートの観測はない. これは, FRB の突発性や継続時間の短さにその一因がある. 今後他波長観測が進み放射スペクトルなどの詳細な情報が得られるようになれば, FRB 放射機構の特定に向け大きく前進するだろう.

4 まとめ

”Cosmic Comb”モデルでは, 比較的低エネルギーな天体を中心エンジンとしても FRB を説明することができる. また様々な天体に適用できることから, リピーターを含む多様な観測の特徴を説明できる.

Reference

- Cordes, J. M. & Chatterjee, S. 2019, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 57:417
- CHIME/FRB Collaboration 2021, arXiv:2106.04352
- DeLaunay, J. J. 2016, *ApJL*, 832, L1
- Gourdji, K. 2020, *MNRAS*, 497, 3131
- Ioka, K & Zhang, B. 2020, *ApJL*, 893, L26
- Keane, E. F. & Petroff, E. 2015, *MNRAS*, 447, 2852
- Zhang, B. 2016, *ApJL*, 827, L31
- Zhang, B. 2017, *ApJL*, 836, L32

コン poster6

「すざく」衛星による低質量X線連星 EXO 0748–676
の dips/bursts の解析

東京工業大学 理学院物理学科物理学コース
中間 洋子

「すざく」衛星による低質量 X 線連星 EXO 0748-676 の dips/bursts の解析

中間 洋子 (東京工業大学理院 物理学コース)

Abstract

本発表では X 線天文衛星「すざく」のアーカイブデータを利用した、低質量 X 線連星系 EXO 0748-676 のスペクトル解析結果について報告する。EXO 0748-676 は空間吸収が小さく、1keV 以下も含めたスペクトル解析が可能な事、適度な明るさを持つことなどから選んだ。X 線連星系では伴星からの降着物質が中性子星周りに降着円盤を形成し、時折 dip や X 線バーストという現象を引き起こす。Dip は降着円盤の外縁の分厚い部分により中性子星近傍からの X 線放射が、短時間のあいだ遮蔽・吸収される現象であり、降着円盤外側の構造や X 線放射領域の広がりに関する情報を含んでいる (White and Swank 1982)。一方、X 線バーストは磁場が弱い中性子星表面に降り積もったガス中で突発的に引き起こされる熱核反応の暴走現象であり、X 線で光度が桁違いに増加し、数十秒のタイムスケールで減少していく (Woosley and Taam 2016)。X 線バーストに伴い、鉄などの重元素が生成されるため、それらの元素による吸収線の形成により求まる中性子星の質量半径比、引いては状態方程式に制限が加えられると期待されている。「すざく」による観測データの、定常放射に関する解析は、すでに出版されているため (Zhang et al. 2016)、本研究では X 線バーストと dip を解析対象とした。「すざく」による EXO 0748-676 の観測は 2007 年 12 月 25 日から約 1 日間行われ、有効観測時間は 46 ksec、光度はやや暗い a few 10^{36} erg/sec であった。このライトカーブに現れる dip 中のスペクトル解析及び 4 回観測された X 線バースト中の吸収線探索を行った。スペクトル解析の結果、X 線バースト中に吸収線は見つからなかった。一方、dip 中のスペクトルには soft excess が見られ、吸収体の高電離による影響が考えられる。

1 Introduction

中性子星は 1967 年に Bell などによって電波パルサーとして発見された。その後、中性子星は大質量星が超新星爆発を引き起こした後に形成されることが分かった。中性子星は主に中性子の縮退圧により、支えられた星である。この中性子星の構造を決めるのに重要なのが核物質の状態方程式であるが、未だによくわかっていない。

これを調査するために注目されているのが低質量 X 線連星に属している中性子星である。低質量 X 線連星系では晩期型星が磁場をほとんど持たない中性子星と近接連星系をなしており、ロッシュローブを満たしている伴星からあふれ出たガスが中性子星の周りに降着円盤を形成し、徐々に中性子星へと落下していく。この降着円盤や中性子星の弱い磁場が引き金となり、低質量 X 線連星では dip や X 線バースト

という現象が起きる。Dip は降着円盤の外縁が厚くなり、中性子星近傍から放出された X 線が吸収されるために起きる現象で、ライトカーブでは一時的な X 線 flux の減少として現れる。X 線バーストは、中性子星表面での熱核反応の暴走現象で、中性子星に降着したガスの温度・圧力が臨界値を超えた時に突発的に発生する。X 線ライトカーブ上は、X 線光度が突然 1 桁以上上昇し、数十秒のタイムスケールで指数関数的に減光していく現象として観測される。X 線バーストのエネルギー・スペクトル解析からは吸収線や吸収端が見つかることが期待されており、それから重力赤方偏移を計算することで中性子星の状態方程式に制限を加えることが可能だ。したがって、我々は X 線バーストから吸収線・吸収端を探す努力を継続している。2007 年に「すざく」によって観測された EXO 0748-676 は低質量 X 線連星に属しており、dip と X 線バーストが観測されている (Zhang et al.

2016)。低質量 X 線連星は、もっぱら銀河系のバルジ領域に存在し、大きな星間吸収を受ける天体が多いが、EXO 0748-676 は星間吸収が小さく、1 keV 以下の軟 X 線帯も容易に検出できる。また、適度な明るさを持ち、X 線バーストもよく観測されることから、解析対象として選んだ。

2 Archive Data

「すざく」は、EXO 0748-676 を 2007 年 12 月 25 日 5 時 41 分から 12 月 26 日 7 日まで約一日間観測されている。X 線衛星「すざく」は 2005 年から 2015 年に渡って様々な X 線天体を観測してきた。「すざく」には 4 つの X 線 CCD カメラが搭載されており、それらは 0.2 keV から 12 keV の範囲を観測し、特に低エネルギー側の感度が良いことで知られている。「すざく」衛星には HXD もあり、10 keV から 500 keV の広範囲をカバーしている。

XIS0、1、2、3 の 4 つのカメラのうち XIS2 は、打ち上げ後 1 年ほどで micro-meteoroid の衝突により、使用不能になった。XIS1 は裏面照射型であり電極の反対側から入ってくるため低エネルギー側の検出効率が良い。表面照射型は低エネルギー側の検出効率は裏面照射型に比べて少々劣るが、高エネルギー側の検出効率に優れている。XIS には、5x5 と 3x3 という 2 つの観測モードがあるが、解析上は区別せず扱った。

解析には XSPEC version 12.12.0 を用いた。NASA の HEASARC が提供している X 線データ解析のひとつである。このソフトウェアには様々な X 線放射モデルが装備されており、世界中の X 線天文学者も利用しているため X 線解析の基本ソフトとなっている。この研究では天体が発する黒体放射を扱う `bbbodyrad`、べき関数を表す `powerlaw`、幾何学的に薄く光学的に暑い標準降着円盤からの多温度黒体放射を表現した `diskbb` と光電吸収を表す `phabs` を採用した。Dip の解析では部分吸収モデル `pcfabs` を用いた。

3 Analysis and Results

まず、ライトカーブを図 2 で示した。

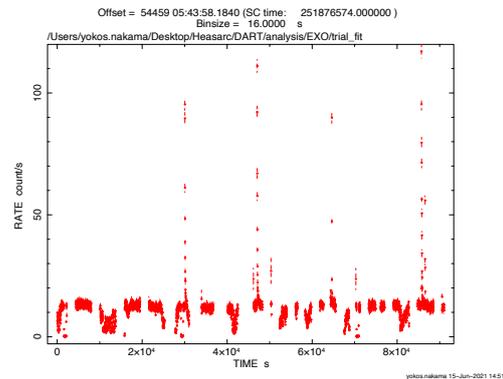


図 1: XIS0 による全観測機関の light curve (0-15 keV、16 秒ビン)。X 線バースト、dip、および eclipse が検出されている。

このライトカーブからは明らかな dip が 3 つとバーストが 5 つ、また eclipse が観測されていることが見て取れる。観測されたバーストのうち、代表的な 2 番目と 3 番目のバーストについて、黒体放射モデルを当てはめた結果を図 3 と図 4 に表示し、得られたパラメータを表 1 と表 2 にそれぞれ記す。ここで、 kT (keV) は中性子星表面の温度であり、 $norm$ は X 線放射領域の面積に比例する量である。光電吸収のパラメータである水素柱密度 N_H は有意な値が得られなかったため、0 に固定した。

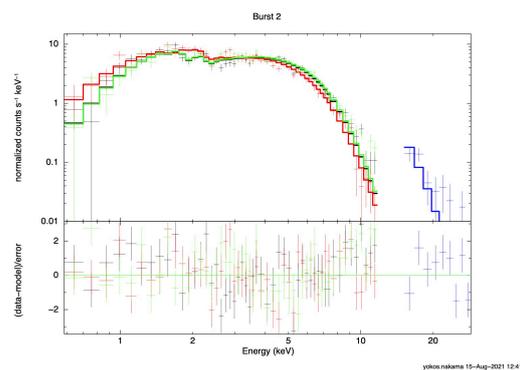


図 2: 図 1 の light curve で 2 番目のバーストの energy spectra と best-fit models

次に、3x3 モードで観測された一番目の dip のデータを 3-5 counts/sec と 5-8 counts/sec に分類し、ス

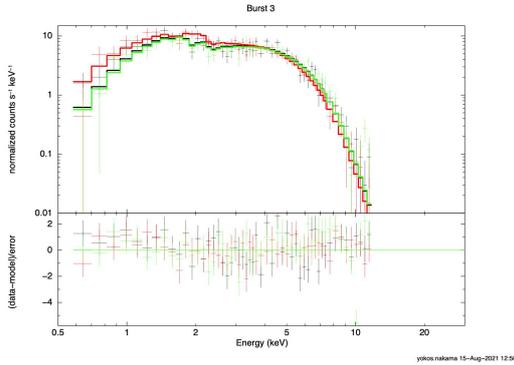


図 3: 図 1 の light curve で 3 番目のバーストの energy spectra と best-fit models

表 1: 2 番目のバーストのパラメータ

モデル	パラメータ	値
bbodyrad	kT(keV)	1.51±0.02
bbodyrad	norm	20.3±0.7
red- χ^2 /dof		1.57/160

表 2: 3 番目のバーストのパラメータ

モデル	パラメータ	値
bbodyrad	kT(keV)	1.28±0.02
bbodyrad	norm	36.1±1.9
red- χ^2 /dof		1.17/156

ベクトル解析した結果を図 5 と図 6 に表示した。

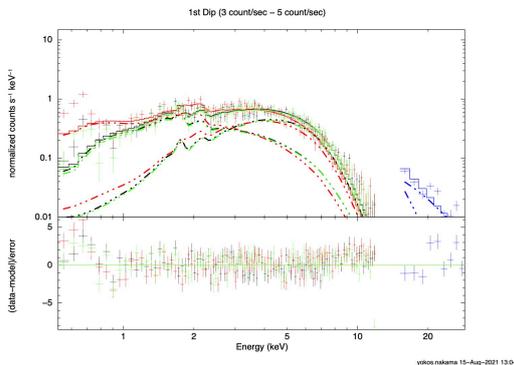


図 4: 5x5 モード観測された 1 つ目のディップ、3 count/sec から 5 count/sec。

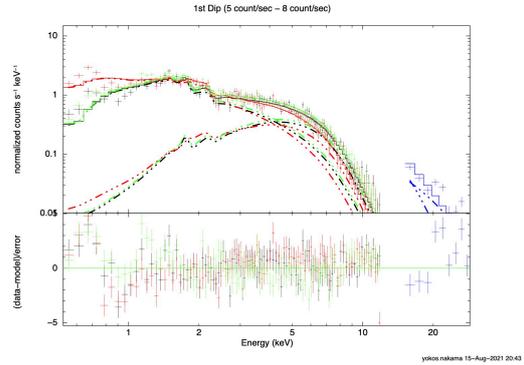


図 5: 5x5 モード観測された 1 つ目のディップ、5 count/sec から 8 count/sec。

Dip のスペクトル解析に使うモデルとしては、中性子星表面からの黒体放射 (bbodyrad) に加えて、中性子星を取り巻く高温プラズマによる逆コンプトン散乱成分に対応するべき関数 (powerlaw) を導入した。また、過去の解析結果に習い、降着円盤外縁による吸収を表すのに部分吸収モデル (pcfabs) を用いた。pcfabs にはパラメータが 2 つあり、吸収体の水素柱密度とその遮蔽率 (4π 覆っていれば 1.0) である。べき関数 (powerlaw) のパラメータは、photon index と normalization である。Dip の深さによる energy spectrum の変化を調べるため、count rate によってデータを 3-5 count/sec と 5-8 counts/sec に分類した。

表 3: 1 番目の dip の 3-5 cts/sec のデータに対する best-fit model

モデル	パラメータ	値
pcfabs	nH (10^{22})	2.54±0.19
pcfabs	CvrFract	0.93±0.01
bbodyrad	kT(keV)	1.69±0.04
bbodyrad	norm	1.34±0.16
powerlaw	photons/keV/cm ² /s	2.30±0.11
red- χ^2 /dof		2.03/318

4 Discussion

EXO 0748-676 で観測された dip とバーストのエネルギースペクトル解析結果について議論し、モデル

表 4: 1 番目の dip の 5-8 cts/sec のデータに対する best-fit model

モデル	パラメータ	値
pcfabs	nH (10^{22})	1.95 ± 0.09
pcfabs	CvrFract	0.87 ± 0.01
bbodyrad	kT(keV)	1.92 ± 0.07
bbodyrad	norm	0.71 ± 0.13
powerlaw	photons/keV/cm ² /s	2.7 ± 0.1
red- χ^2 /dof		1.93/318

の妥当性を確かめる。黒体放射モデルから得られる norm は、放射領域の半径を含むパラメータであり、半径は式 (1) で表される。式 (1) の R が半径 (km)、 k が norm、 D が地球から天体までの距離 (10kpc 単位) である。距離については Wolff et al. (2005) で求められた 7.1 kpc を採用する。

$$R = \sqrt{kD^2} \quad (1)$$

2 番目と 3 番目のバーストでは黒体放射の半径が 3.2 ± 0.6 km と 4.3 ± 0.9 km であった一般的に、X 線バースト大気のような高温プラズマでは、電子散乱のために黒体放射の色温度と有効温度が異なることが知られている。スペクトル解析から求められる温度は色温度であり、これは有効温度より数十%ほど高くなるとされている。これを考慮すると、見かけの半径は実際の半径より factor 2-3 小さくなくても不思議ではない。したがって、中性子星の半径 10 km とは必ずしも矛盾しない。一方、dip では半径が 0.6 ± 0.3 km (5-8 count/sec)、 0.82 ± 0.3 km (3-5 count/sec) であった。定常状態では標準降着円盤が中性子星近傍まで延びていると考えられ、降着物質はもっぱら中性子星の赤道付近に降着する。したがって、中性子星の表面のうち、X 線を放射するのは赤道付近に限られ、その放射領域の面積は中性子星全体の面積より顕著に小さくなったと想定できる。別の可能性として、dip 中に部分吸収のみならず、完全遮蔽体が存在した可能性がある。Dip が降着円盤外縁による部分吸収のみで起きているとすると、dip の深さにより放射領域のパラメータは変化しないはずである。ところが、実際は bbodyrad の放射領域の半径が変化している。これは、部分吸収モデルでは

表せない遮蔽体が存在することを意味し、この遮蔽体により X 線が遮られ放射領域の面積が小さく見えている可能性がある。

モデルフィットからは dip のスペクトル解析にて顕著なソフトエクセスが 1 keV 以下に観測された。EXO 0748-676 のソフトエクセスは以前の研究でも発見されており (Thomas et al. 2009)、その結果と一致している。ソフトエクセスが起きる物理的なメカニズムはまだ明確ではないため、今後の解析においても注目していきたい。

最後に、一度 Cottam et al.(2002) らが X 線バースト中のスペクトルから吸収線の検出を報告したが、今回のスペクトル解析では検出されなかった。

5 Conclusion

「すざく」X 線衛星のアーカイブデータを使い、低質量 X 線連星系 EXO 0748-676 の解析を行なった。ライトカーブからは 3 つのディップと合計 5 回のバーストが観測された。この 2 番と 3 番目のバーストと 1 つ目の dip を解析した。Dip 中のスペクトルを再現するのに、従来同様に部分吸収モデルが必要で、これは降着円盤外縁が blob 状の構造をしていることを意味している。また、部分吸収体とは別に、遮蔽体の存在が示唆された。これに加え、顕著なソフトエクセスが検出されており、その起源については今後も研究を継続していきたい。X 線バーストからは吸収線・吸収端は見つけられなかった。

Acknowledgement

本研究では東京工業大学の堂谷忠靖教授と研究室の皆様にご多くのアドバイスをいただき、感謝を申し上げます。

Reference

- Zhang et al. 2016m ApJ, 823, 131
 White, N.E. and Swank, J.H.(1982), ApJ, 253, L61
 Woosley, SE and Taam, R.E. (1976), Nature, 263, 101
 Wolff et al. (2005), APS, 632,2, 1099

コン poster7

ブラックホール・中性子星連星合体におけるキロノ
ヴァ/マクロノヴァ放射モデル

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
西浦 怜

ブラックホール・中性子星連星合体における キロノヴァ/マクロノヴァ放射モデル

西浦 怜 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール・中性子星連星 (BH-NS 連星) の合体は地上重力波検出器で観測できる重力波源の 1 つである [1]。さらに、BH-NS 連星の合体はショート γ 線バーストやキロノヴァ/マクロノヴァなどの電磁波対応天体を伴うことが期待される。中でもキロノヴァ/マクロノヴァは数値相対論の結果を用いた輻射輸送シミュレーションなどにより研究されている [3]。このような理論的に導出された結果と観測結果を結びつけることにより、ブラックホールのスピンや BH-NS 連星の質量比などのパラメータに制限をつけることができる。しかし、輻射シミュレーションには多くの計算機資源が必要であるという問題がある。

本講演では、輻射輸送シミュレーションの結果を再現する準解析的モデルを作る [3] のレビューを行う。まず BH-NS 連星合体の放出物の質量、速度に対するフィッティング公式 [4] を改良する。さらに、放出物に異方性がある場合にキロノヴァ/マクロノヴァの光度曲線を求める準解析的なモデルを作り、フィッティング公式と組み合わせることにより、輻射輸送シミュレーションの結果を再現した。BH-NS 連星の質量比など、様々なパラメータごとに準解析的モデルと輻射輸送シミュレーションを比較した結果、各バンド帯において、放射光度 ~ 1 mag の誤差に収まった。このように、本研究で導出した準解析的モデルは輻射輸送シミュレーションの結果と良く一致し、観測の解釈に有用である。

1 Introduction

コンパクト連星系において、互いの重力の引き合いにより、星が合体する現象が知られており、重力波などの様々な物理現象が発生する。特に、連星系に中性子星を含んでいると、ショート γ 線バーストやキロノヴァ/マクロノヴァなど様々な電磁波対応天体が期待される。キロノヴァ/マクロノヴァは、連星合体によって吹き飛ばされた中性子過剰核が放射性崩壊することによって起こる電磁波のことであり、輻射輸送シミュレーションによって研究されている。しかし、ブラックホール (BH) スピンやブラックホール-中性子星 (BH-NS) 質量比など様々なパラメータに対して光度曲線を調べるには多くの計算資源が必要である。そこで、キロノヴァ/マクロノヴァ放射の準解析的モデルを作成することで、少ない計算資源でキロノヴァ/マクロノヴァの振る舞いを見ることができる。

2 準解析的モデル

まず、連星合体によって吹き飛ばされた物体 (ejecta) の質量公式を [4] のモデルを元に以下のように改良した。

$$M_{\text{ej}} = M_{\text{NS}} \times \max \left(a_1 Q^{n_1} (1 - 2\mathcal{C}) \mathcal{C}^{-1} - a_2 Q^{n_2} \tilde{r}_{\text{ISCO}}(\chi_{\text{eff}}) + a_3 \left(1 - \frac{M_{\text{NS}}}{M_{\text{NS},*}} \right) + a_4, 0 \right) \quad (1)$$

ここで、輻射輸送シミュレーションとの比較により決定するフィッティングパラメーターは $a_1, a_2, a_3, a_4, n_1, n_2$ の 5 つであり、NS の質量 M_{NS} 、BH/NS 質量比 Q 、BH の無次元スピン χ は与えるパラメーター、BH のコンパクトネス \mathcal{C} 、NS のバリオン静止質量 $M_{\text{NS},*}$ は [5] の数値相対論シミュレーションにより M_{NS} と核物質の状態方程式から決まる。

また、ejecta が放出する平均速度 v_{ave} の fitting 公式

$$v_{\text{ave}} = (0.01533Q + 0.1907)c \quad (2)$$

は、[6] の数値相対論シミュレーションと合うように求めた。

次に、ejecta がどのように放出されるかを考えて ejecta からの放射光度を求める。図 1 が今回考える

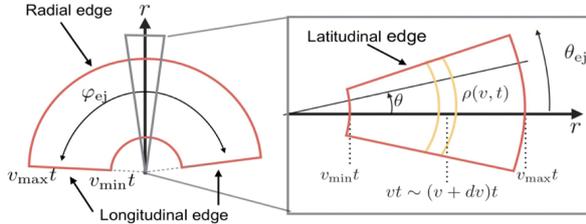


図 1: ejecta の放射モデル [3]

放射モデルになっている。[7] によると、BH-NS 連星合体の ejecta は三日月状に広がるということが示されている。ここで、 $\varphi_{ej} \simeq \pi$ は ejecta の広がり、 $\theta_{ej} \simeq 1/5$ は ejecta の薄さを表している。本モデルにおいて、ejecta は、外側ほど放出速度が大きくなるというモデルになっている。最初 ejecta の密度は大きく光学的に厚いので、外部にいる観測者にとって ejecta からの電磁波が届かない部分が存在する。その後、光学的に薄くなるタイムスケール t_c を過ぎると、すべての ejecta からの電磁波が届くようになる。この、光学的に薄くなるタイムスケールは解析的な計算で

$$t_c = \left[\frac{\theta_{ej} \kappa M_{ej}}{2\varphi_{ej} (v_{max} - v_{min}) c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

となることが分かる。ただし、 κ は ejecta の opacity、 v_{min} 、 v_{max} はそれぞれ ejecta の最小速度、最大速度である。この光学的に薄くなるタイムスケールを用いて、ejecta の放射性崩壊による放射が外部へ届く部分の質量は

$$M_{obs}(t) = \begin{cases} M_{ej} \frac{t}{t_c} & (t \leq t_c) \\ M_{ej} & (t > t_c) \end{cases} \quad (4)$$

と計算できる。また、Korobkin et al.[8] によると、系の特徴的な単位質量当たりの加熱率は

$$\dot{\epsilon}(t) \simeq \dot{\epsilon}_0 \left(\frac{t}{\text{day}} \right)^{-\alpha} \quad (5)$$

と書けるので、本モデルでの光度の表式は

$$L(t) = \dot{\epsilon}(t) M_{obs}(t) \rightarrow \begin{cases} (1 + \theta_{ej}) \epsilon_{th} \dot{\epsilon}_0 M_{ej} \times \frac{t}{t_c} \left(\frac{t}{\text{day}} \right)^{-\alpha} & (t \leq t_c) \\ (1 + \theta_{ej}) \epsilon_{th} \dot{\epsilon}_0 M_{ej} \times \left(\frac{t}{\text{day}} \right)^{-\alpha} & (t > t_c) \end{cases} \quad (6)$$

となる。ただし、式 (6) の 2 行目の変形において、Metzger et al.[9] により熱効率 $\epsilon_{th} \sim 0.5$ 、ejecta における側面からの放射の寄与を有効的に加えた factor $(1 + \theta_{ej})$ を導入している。

3 光度曲線

3.1 全波長帯の光度曲線

式 (4) を具体的な連星系のパラメータとして、 $Q = 3$ 、 $\chi_{eff} = 0.75$ 、 $\epsilon_{th} = 0.5$ 、 $\dot{\epsilon}_0 = 1.58 \times 10^{10}$ erg/s、 $\alpha = 1.2$ の場合の光度曲線をプロットした結果が図 2 である。曲線の振る舞いとして、光学的に薄くな

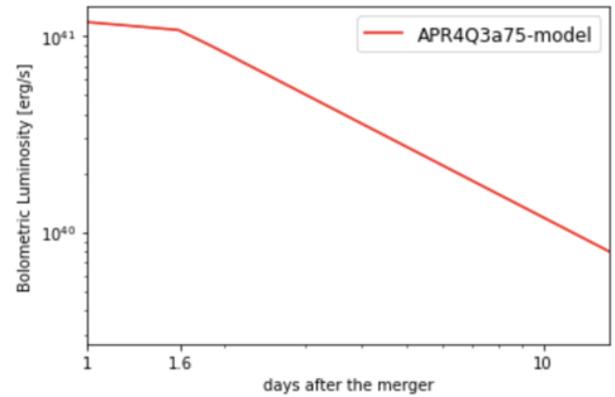


図 2: 光度曲線のプロット

るタイムスケール ($t_c \simeq 1.6$ days) までは減光は緩やかで、一旦光学的に薄くなると急激に減光する。最初光学的に厚い場合、ejecta からの放射の一部は外部に届かない。時間経過とともに光学的に薄くなっていくので、徐々に多くの ejecta からの放射が見えてくるという効果により減光は緩やかになっている。一方、系が光学的に薄くなり全ての ejecta からの放射が見えるようになると、より急激に減光する。

3.2 Bolometric Correction

前節では全波長帯における光度曲線を示したが、今節では各バンド帯ごとの光度曲線を求める。先ほど示した光度の絶対等級を $M_{\text{bol}}(L(t))$ 、[2] の輻射シミュレーションによって求めた各バンド帯ごとの絶対等級を $M_X(t)$ とすると、bolometric correction は

$$\Delta M_X(t) \equiv M_{\text{bol}}(L(t)) - M_X(t) \quad (7)$$

で定義される。ただし、 $X=u, g, r, i, z, J, H, K$ -band とし、u-band は紫外領域、g, r-band は可視光領域、i, z, J, H, K-band は近赤外領域である。bolometric correction は黒体放射の色温度によって決まり、 $L(t) \propto T^4$ と仮定して有効温度を求めると、

$$T \propto \left(t/M_{\text{ej}}^{\frac{1}{2+\alpha}} \right)^{-\frac{2+\alpha}{4}} \quad (8)$$

と書ける。有効温度の表式より、bolometric correction には $\left(t/M_{\text{ej}}^{\frac{1}{2+\alpha}} \right)$ の依存性があることが示唆される。従って bolometric correction の時間発展を他の連星パラメータに適用するためには、時間を $\left(t/M_{\text{ej}}^{\frac{1}{2+\alpha}} \right)$ でリスケールすればよい。実際に bolometric correction を加えた相対等級のプロットは図 3 のようになる。ただし、BH-NS 合体までの距

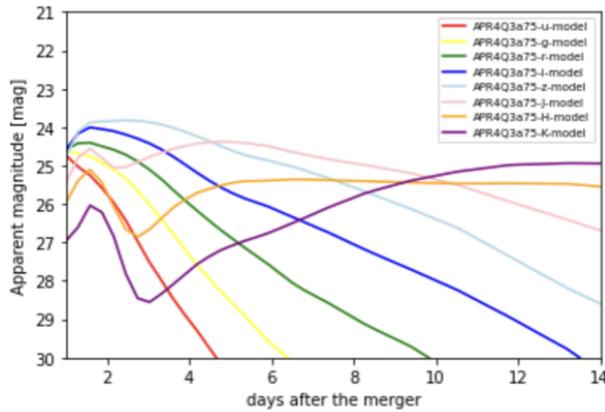


図 3: 各バンド帯ごとの光度曲線

離は典型的な値 ~ 400 Mpc とした。また、各バンド帯で輻射輸送シミュレーションとの誤差は ~ 1 mag に収まった。図 3 より、長波長帯ほど緩やかに減光していることが分かる。物理的解釈としては (6) 式よ

り色温度は時間とともに減少するので、時間経過とともにピーク波長が長波長帯に移っていると解釈できる。次に、BH のスピンパラメータを変化させたときに光度曲線がどのように変化するかを示した図が図 4 である。図 4 より BH スピンが小さいほどピー

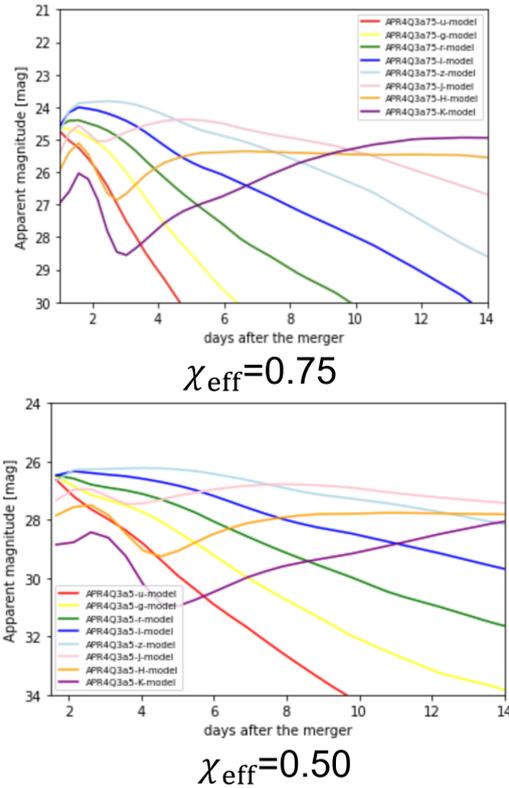


図 4: スピン 0.75, 0.50 の場合の光度曲線

ク光度が小さくなることが分かる。物理的解釈として、BH スピンが小さいほど ejecta が少なく、放射性崩壊の放射が小さくなるからだと考えられる。

3.3 GW200115 イベントのパラメータを適用

2020 年 1 月、LIGO により 2 つの BH-NS 連星合体の重力波が検出された。今節ではそのうち GW200115 のイベントと近い質量比のパラメータを解析モデルに適用して、BH のスピンがどれだけ大きければ近赤外望遠鏡でイベントを観測できたかを推定する。すばるなどの 8 m クラスの望遠鏡で電磁波対応天体を

検出できる限界光度は 26 mag 程度なので、キロノヴァ/マウロノヴァのピーク光度が 26 mag 以上になる条件を考える。適用するパラメータとして、質量比 $Q = 5$ 、合体イベントまでの距離 ~ 300 Mpc とする。各スピンパラメータで計算した光度曲線は図 5 のようになった。BH スピンが 0.50 の時ピーク光

かる程度の明るさである。昨年観測された BH-NS 連星合体イベントと同じ質量比で電磁波対応天体が観測できる条件は BH スピンが 0.75 程度以上であることが分かった。今後の展望としては、別の ejecta として Disk wind の寄与も含めたモデルを考えるなどがある。

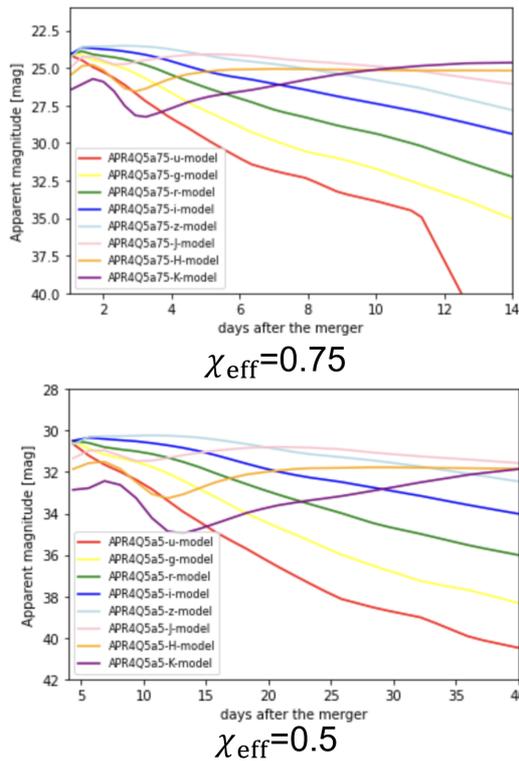


図 5: $Q = 5$ 、スピン 0.75, 0.50 の場合の光度曲線

度は 30 mag 程度で、0.75 の時 24 mag 程度なので、BH スピンが 0.75 程度以上であればキロノヴァ/マウロノヴァは観測できると推定される。

4 Conclusion

本講演では、BH-NS 連星合体のキロノヴァ/マウロノヴァ放射の準解析的なモデルを作成した。光度曲線を求めた結果、BH スピンが大きいほど明るくなり、長波長帯程ゆるやかに減光することが分かった。この結果は [2] の輻射輸送シミュレーションの結果とよく一致している。BH スピンが十分に大きいとき、相対等級は 24 mag 程度で、8m クラスの望遠鏡で受

Reference

- [1] Abbott, R., et al. 2021, ApJ, 915, L5
- [2] Tanaka, M., et al. 2014, ApJ, 780, 31
- [3] Kawaguchi, K., et al. 2016, ApJ, 825, 52
- [4] Foucart, F. 2012, Phys. Rev. D, 86, 124007
- [5] Read, J. S., Lackey, B. D., Owen, B. J., Friedman, J. L. 2009, Phys. Rev. D, 79, 124032
- [6] Kyutoku, K., Ioka, K., Okawa, H., Shibata, M., Taniguchi, K. 2015, Phys. Rev. D, 92, 044028
- [7] Rosswog, S., Piran, T., Nakar, E. 2013, MNRAS, 430, 2585
- [8] Korobkin, O., Rosswog, S., Arcones, A., Winteler, C. 2012, MNRAS, 426, 1940
- [9] Metzger, B. D., Berger, E. 2012, ApJ, 746, 48

コン poster8

Blandford-Znajek 機構によるブラックホールの回転エネルギーの抽出

新潟大学 自然科学研究科数理物質科学専攻
原 良

Blandford-Znajek 機構による AGN ジェットの駆動原理

原 良 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

活動銀河核には、ジェットと呼ばれる相対論的アウトフローが観測されるものがある。ジェットの駆動原理の候補の一つとして、Blandford-Znajek (BZ) 機構が知られている。これは、磁場が定常的に回転しているブラックホールを貫いている時に、外向きの Poynting flux が発生する可能性を示したものである。この磁場は、ブラックホールの周囲に形成される降着円盤を流れる電流により供給されると考えられている。この機構により、ブラックホールの回転エネルギーを電磁場を用いて外に取り出せると解釈されている。この発表では、観測結果からも有力と考えられている BZ 機構について紹介する。

1 Introduction

活動銀河核 (Active Galactic Nucleus) とは、銀河中心付近のコンパクトな領域から銀河全体に匹敵する高エネルギーの放射が観測されている活動的な天体である。AGN の中心には、超巨大ブラックホールが存在していると考えられており、このブラックホールが AGN のエネルギー源であると考えられている。AGN の中には、ジェットと呼ばれる相対論的アウトフローが観測されるものがあり、光速近くまで加速されている、Mpc スケールに渡って絞られた構造が維持されている、などといった特徴が知られている。しかし、そのようなジェットの加速・収束機構を始め、AGN の多くのメカニズムについて現在でも未解決な問題が残されている。ジェットの駆動原理の候補の 1 つに、Blandford と Znajek により提唱された Blandford-Znajek 機構がある。これは近年のジェット構造に関する研究からも有力な駆動モデルであるため (3 章)、以下ではこの BZ 機構について紹介する。

2 Blandford-Znajek 機構

BZ 機構では、中心天体として定常的に回転している Kerr ブラックホールを考え、Kerr ブラックホールのエルゴ領域を磁場が貫いている状態を考える。エルゴ領域を貫く磁場は、その周囲に形成される降着円盤を流れる電流により供給されていると考えられ

ている。また、ブラックホールの周囲に存在するプラズマには Force-Free 条件というものが適用されている。この Force-Free 条件の下、Blandford と Znajek により、中心の重力源から外向きの Poynting flux が発生する可能性が示された。

まず、回転するブラックホールを表す Kerr BH について 2.1 章で述べる。次に、ブラックホールの周辺のプラズマに適応される Force-Free 条件について 2.2 章で説明する。それらを踏まえて、2.3 章にて Blandford-Znajek 機構について紹介する。

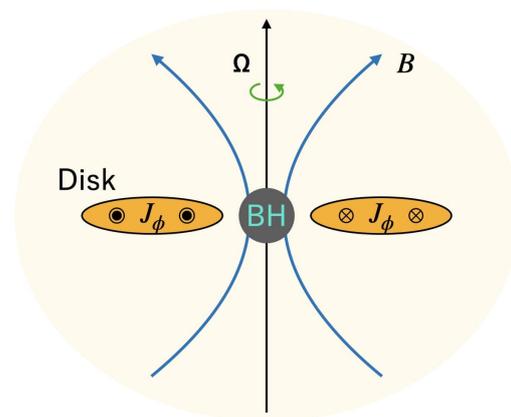


図 1: ブラックホール磁気圏の様子

Kerr 時空のエルゴ領域 (2.1 章) を貫く磁場 B は、降着円盤 (Disk) を流れる電流 J により供給される。ブラックホールの周辺には、プラズマが存在している。 Ω はブラックホールの回転角速度を表す。

2.1 定常回転するブラックホールの時空

回転しているブラックホールは、アインシュタイン方程式の厳密解として、定常的に回転する Kerr ブラックホールが知られている。Kerr 時空は、Boyer-Lindquist 座標を用いて以下のように表される。($c = G = 1$ 。 c は光速、 G は万有引力定数)

$$ds^2 = - \left\{ 1 - \frac{2mr}{\rho^2} \right\} (dt)^2 + \rho^2 \left\{ \frac{dr^2}{\Delta} + d\theta^2 \right\} + \left\{ r^2 + a^2 + \frac{2ma^2r \sin^2 \theta}{\rho^2} \right\} \sin^2 \theta d\phi^2 - \frac{4mar \sin^2 \theta}{\rho^2} dt d\phi \quad (1)$$

ここで、ブラックホールの質量と角運動量をそれぞれ M, J として、

$$m = \frac{GM}{c^2}, \quad a = \frac{J}{cM}$$

$$\Delta = r^2 - 2mr + a^2, \quad \rho = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$$

と定義している。Kerr 時空の事象の地平面は、

$$g_{11} = \infty \rightarrow \Delta = 0 \quad (\because) \quad r_+ = m + \sqrt{m^2 - a^2}$$

と表される。また、地平面の外側で

$$g_{00} > 0 \rightarrow r_e = m \pm \sqrt{m^2 - a^2 \cos^2 \theta} \geq r \geq r_+$$

となる領域は、エルゴ領域と呼ばれる。この領域では、ブラックホールの回転に伴う時空の引きずりという効果が強くなり、ブラックホールの自転の方向への回転効果が避けられなくなることが知られている。

時空の引きずりの角速度は、

$$\Omega_H \equiv -\frac{g_{03}}{g_{33}}$$

と定義され、特に地平面 (赤道面) での角速度は

$$\Omega_H = \frac{a}{r_+^2 + a^2} \quad (r = r_+, \theta = \pi/2) \quad (2)$$

と計算される。

2.2 Force-Free 条件

BZ 機構では、周囲に存在するプラズマに関して、Force-Free 条件が適用される。以下で、この近似について説明する。

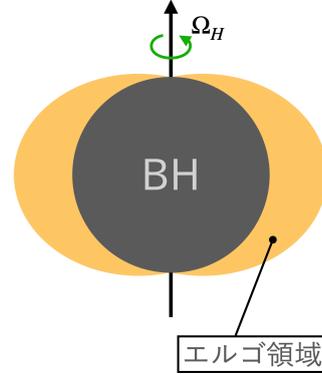


図 2: Kerr 時空の概略図

共変形式の Maxwell 方程式

$$\nabla_a F^{ba} = 4\pi \quad , \quad \nabla_a F_{bc} + \nabla_b F_{ca} + \nabla_c F_{ab} = 0$$

から

$$\nabla_a T^{ba} = -j^a F_a^b \quad (3)$$

を得られる。ここで $F_{ab} = \nabla_b A_a - \nabla_a A_b$ は電磁場テンソル、 A_a は電磁場のポテンシャル、 J^a は 4 元電流である。また、

$$T^{ab} = \frac{1}{4\pi} (F_c^b F^{ac} - \frac{1}{4} \eta^{ab} F^{de} F_{de}) = T^{ba} \quad (4)$$

は、電磁場のエネルギー運動量テンソルと呼ばれる。

Force-Free 条件は、磁場が優勢で、電磁場に比べて周囲のプラズマの慣性力や圧力の項が無視できるという近似であり、式では、 $J^a F_a^b = 0$ と表される。平坦な時空では、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = 0$, $\rho \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$ と表される。またこの時、電磁場のエネルギー運動量テンソルに関して、(3) より

$$\nabla_a T^{ba} = 0 \quad (5)$$

という保存則が成り立つ。

2.3 外向きのエネルギーの発生

以上のようなブラックホール磁気圏において、Blandford-Znajek(1977) では、外向きの Poynting flux が

$$\varepsilon^r = \left\{ \frac{A_{\phi,\theta}(r_+, \theta)}{r_+^2 + a^2 \cos^2 \theta} \right\}^2 \omega \{a - \omega(r_+^2 + a^2)\} \quad (6)$$

$$\propto \omega(\Omega_H - \omega)$$

と計算される。 Ω_H は (2) で計算された Kerr 時空における地平面の角速度、 ω はブラックホールの回転に伴って引きずられる磁場の回転角速度と考えられている。

Kerr 時空のエルゴ領域内では、ブラックホールの回転に伴う回転効果が無視できない。したがって、中心の重力源に非常に近い領域を貫く磁場は中心天体の自転に引きずられ、 $\omega \neq 0$ にあると考えられる。ここから、 $0 < \omega < \Omega_H$ の範囲で、 $\varepsilon^r > 0$ となり、中心から外向きの Poynting flux が発生する可能性が示される。

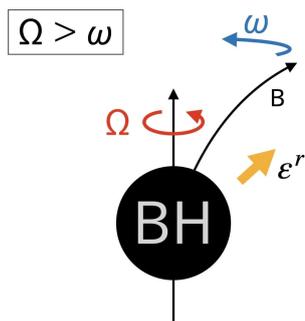


図 3: Blandford-Znajek 機構の概略図

3 AGN ジェットの観測例

AGN のジェットの観測をもとに、ジェットの駆動原理の可能性を考える。

図 4 は、M87 のジェットに関して、縦軸にジェットの半径、横軸に中心コアからの距離を取ったものである。各軸の値はシュバルツシルト半径 r_s を単位として書かれている。灰色と黒色の領域は、M87 の質量に基づくエルゴ領域と地平面に相当する半径を表す。また、ISCO はブラックホールに最も近い安定円軌道 (Innermost Stable Circular Orbit) である。

実線と破線は、中心からの距離 z に対して測定したジェットの半径 r を、 $z \propto r^a$ という関数でフィッティングしたものである。ジェットは $2 \times 10^5 r_g$ 付近を境として 2 つのプロファイルに分けられるが、特に実線部分を中心部に外挿すると、ジェットの半径は安定円軌道の半径より小さく、エルゴ領域に相当する領域から駆動されている可能性が考えられる。したがって、ジェットのエネルギー源は降着円盤よりも内側にあり、中心の重力源に非常に近い領域から駆動されている可能性がある。BZ 機構では中心のブラックホール近傍を考えており、M87 のジェットの駆動が中心近傍の領域にある可能性から、BZ 機構による駆動モデルが有力であると考えられる。

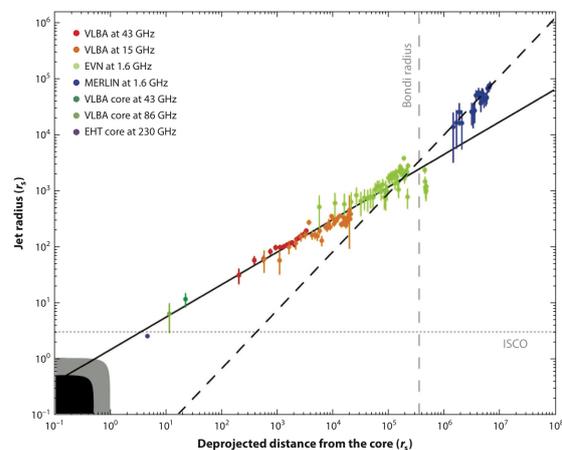


図 4: M87 のジェットに関して、ジェットの幅と中心コアからの距離の関係を示した図。データは、Nalamura & Asada (2012) を元に、3 つの VLBI 観測データ (43GHz , 86GHz , EHT 230GHz) を加えたもの。

(R Blandford. et al.2019.APAA ,Figure 3 より引用)

4 まとめと今後の展望

ジェットの駆動原理を明確にするために、中心のブラックホール近傍のジェットの観測が必要である。しかし、2017 年の Event Horizon Telescope (EHT) の観測では、ISCO に近い領域までは観測が進んで

いるものの、中心の重力源近傍のジェットの本質の姿を捉えるまでには至っていない。(図 4)

中心ブラックホールに迫る将来の観測計画として、ngEHT (next generation EHT) と呼ばれる観測計画がある。これは、望遠鏡の数を現在の EHT 観測の数から約 10 台増やし、また現在観測を行っている波長 (1.3mm=230GHz) からさらに短い波長 (0.87mm) での観測を目指すものである。これにより、望遠鏡の解像度の向上が期待され、中心のブラックホールやその近傍のジェットの詳細に関するより鮮明な画像を捉え、ジェットの詳細の解明に迫ることができると期待されている。

Acknowledgement

本発表の準備にあたり、ご指導を頂いた新潟大学宇宙物理学研究室の皆様へ深く感謝を申し上げます。

Reference

- R.Blandford et al., 2019 ,ARAA , 57:467-509
- R.D.Blandford&R.L.Znajek(1977), MNRAS 179,433-456
- Asada K. & Nakamura M., 2012, ApJ, 745:L28(5pp)

コン poster9

初期宇宙の超巨大ブラックホール形成～
hyper-Eddington 降着率の実現性～

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
鈴木 智也

初期宇宙における超大質量ブラックホール形成 ～hyper-Eddington 降着の実現性～

鈴木 智也 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本講演では Inayoshi et al. 2016 のレビューを行う。初期宇宙 ($z \geq 6$) には質量 $10^9 M_\odot$ 以上の超大質量ブラックホール (SMBH) の存在が数十例確認されている。その形成過程には様々な説があり、有力な説の一つとして $10^2 M_\odot - 10^4 M_\odot$ の Pop III (金属を含まない星) にガスを急速に降着させ、成長させるというシナリオが提案されている。しかし、通常の球対称降着では、輻射の効果により降着率には上限が存在する (Eddington 降着率 $= \dot{M}_{\text{Edd}}$) ため、降着率を大きくするのは簡単ではない。非球対称の場合も同様で、例えば、Park & Ricotti 2011 では中心星からの輻射の効果を入れた 2D シミュレーションを行い、平均質量降着率が \dot{M}_{Edd} 程度に抑えられることを示している。Inayoshi et al. 2016 では Begelman 1978 に従い、電子散乱によって輻射がガスに捉えられる効果 (photon trapping) を加えて 1D 球対称シミュレーションを行うことで、降着率が $5000\dot{M}_{\text{Edd}}$ を超えるような安定な解 (hyper-Eddington 降着) を発見している。このとき、中心コアでは photon trapping によって輻射が中心星に落下しているため、外側エンベロープで輻射フィードバックの効果が弱くなり、高い質量降着率が実現できる。その降着率は輻射加熱によるガス圧と重力の比較によって決まり、この解が実現する条件は、ガス圧の効果を無視して降着できる領域の半径 (Bondi 半径) が、ガス圧の効果が重要になる電離水素領域のサイズよりも大きくなることとして説明されている。Inayoshi et al. 2016 では更に、この解を初期宇宙の SMBH 形成に適用し、種 BH は初期質量に依らず最大 $10^5 M_\odot$ 程度まで成長させられることが示されている。これ以降は \dot{M}_{Edd} を下回る降着であっても $10^9 M_\odot$ 程度の SMBH を $z \geq 6$ に作ることができ、観測された SMBH の形成過程を説明するのに有力なシナリオとなる。

1 Introduction

観測により、 $z > 6$ に質量 $10^9 M_\odot$ という超大質量ブラックホール (SMBH) が存在することがわかっているが、その形成過程についての定説はない。有力な説の一つとして、質量 $10^2 M_\odot - 10^4 M_\odot$ 程度の Pop III を高い質量降着率で成長させるというシナリオが提案されている。しかし、球対称な質量降着を考えた場合、輻射フィードバックの影響により降着率は Eddington 降着率 $\dot{M}_{\text{Edd}} = 4\pi GM_{\text{BH}}/\kappa_{\text{es}}c^2$ を超えることができず (M_{BH} は中心 BH の質量、 κ_{es} は電子散乱の opacity)、これは、例えば 2D シミュレーションのような非球対称な解析をおこなったときでも同様である (Park & Ricotti 2011)。

では、Eddington 降着率を超えるような質量降着を実現することは可能なのだろうか。ここで重要に

なるのが photon trapping と呼ばれる現象である。これは、trapping 半径

$$R_{\text{tr}} := \frac{\kappa_{\text{es}}\dot{M}}{4\pi c} \quad (1)$$

内で、光子が電子散乱によってガスに引き摺られて運動するようになるという現象である。ここで、 \dot{M} は BH への質量降着率を表す。この現象が中心 BH に近い半径で起こるとき、光子はガスに捕らえられて trapping 半径から外部に出てくる量が制限されるため、輻射フィードバックによる影響を抑えることができる。Inayoshi et al. 2016 では、photon trapping の効果を取り入れた球対称な 1D 流体シミュレーションを行うことで、 $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} \geq 5000$ のとき、Eddington 降着率を超えた hyper-Eddington 降着を起こす定常な解を発見している。以下では、Inayoshi et al. 2016 のレビューを行う。

2 Methods

2.1 strategy

Inayoshi et al. 2016 では、多波長輻射輸送、光電離と加熱、始原的な化学反応を含んだ流体シミュレーションコード ZEUS を用いて、球対称な降着について考えている。降着を考える際の特徴的なスケールとして Bondi 半径

$$R_B = \frac{GM_{\text{BH}}}{c_\infty^2} \simeq 1.96 \times 10^{18} M_{\text{BH},4} T_{\infty,4}^{-1} \text{cm} \quad (2)$$

を導入する。ここで、 T_∞ はガスの温度であり、 $T_{\infty,4} = T_\infty/10^4 \text{K}$ 、 $M_{\text{BH},4} = M_{\text{BH}}/10^4 M_\odot$ を表す。この半径より内側ではガス圧の影響を受けずに崩壊することができる。シミュレーション領域は、 $10^{-3} \leq r \leq 10 R_B$ とする。Inayoshi et al. 2016 ではこれより内側領域でのシミュレーションも行なっているが、本発表では本質的に重要な外側領域でのシミュレーションに絞って議論を行う。

2.2 基礎方程式

解くべき流体力学の基礎方程式は、以下の連続の式、運動方程式、エネルギー方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0 \quad (3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial r} + f_{\text{rad}} \quad (4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial e}{\partial t} + v \frac{\partial e}{\partial r} \right) = -p \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) - \Lambda + \Gamma \quad (5)$$

ここで、 Φ は重力ポテンシャル、 f_{rad} は輻射圧による力、 Λ は冷却率、 Γ は加熱率を表す。また、状態方程式は $p = (\gamma - 1)\rho e$ である (γ は比熱比)。

化学種は 7 種類 (H , H^+ , e^- , H^- , He , He^+ , He^{++}) を考え、非平衡化学反応を解く。

2.3 輻射輸送

輻射による加熱率や電離率、輻射圧を決定するためには輻射輸送方程式を解かなければならない。ここでは、定常な輻射輸送方程式を仮定する。ガスは $h\nu < 13.6\text{eV}$ の光子に対して光学的に薄いので、 $h\nu_{\text{min}} =$

$13.6\text{eV} \leq h\nu \leq h\nu_{\text{max}} = 5\text{keV}$ で考える。また、電離領域でガスは電離光子に対しても光学的に薄いので、輻射輸送方程式は以下ようになる。

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 F_\nu) = 4\pi\eta_\nu - \rho\kappa_\nu F_\nu \quad (6)$$

ここで、 F_ν はフラックス、 η_ν は emissivity を表す。この方程式の解を用いることで電離率、加熱率、輻射圧を決定することができる。

内部領域からの輻射は境界条件与え、光度が冪乗分布になると仮定する。 $\nu > \nu_{\text{min}}$ に対して、

$$L_\nu = L_0 \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{min}}} \right)^{-1.5} \quad (7)$$

であり、それ以外ではゼロとする。ここで、 $L_0 = \eta \dot{M} c^2$ であり、輻射効率 η については 2 つのモデルを考える。1 つは標準モデルで、 $\eta = \text{const.}$ ($0.01 \geq \eta \geq 0.3$)、もう 1 つは photon trapping を考慮したモデルで、

$$\eta = \frac{3}{10 + 3\dot{m}} \quad (8)$$

とする。

3 Results

3.1 $100M_\odot$ の BH

まず、質量 $M_{\text{BH}} = 100M_\odot$ なる BH への質量降着を調べている。ガス密度、温度の初期条件は $n_\infty = 10^5 \text{cm}^{-3}$ 、 $T_\infty = 10^4 \text{K}$ とする。図 1 は前節で述べた

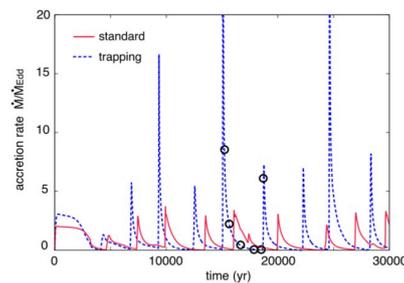


図 1: $M_{\text{BH}} = 100M_\odot$ の BH に対する降着率の時間進化。

η に対する 2 つのモデルについて質量降着率の時間進化をプロットしたものである。これを見ると、降

着率が極端に高い時期と、全く降着しない時期が交互に訪れており、降着率のピークは Eddington 降着率を超えるものの、平均的にはどちらも Eddington 降着率程度の降着が起こっていることがわかる。ま

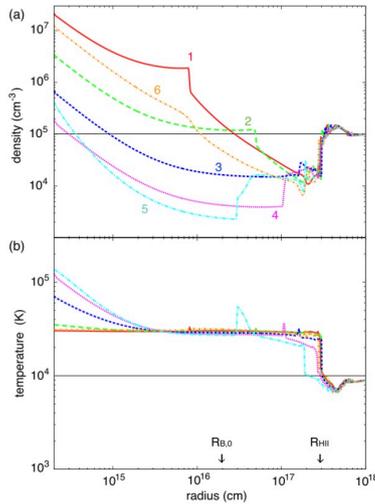


図 2: 中心からの半径に対する (a) 密度、(b) 温度のプロファイル。図 1 の丸印が時間の早い順に 1-6 の番号に対応している。

た、このときの密度と温度をプロットしたのが図 2 である。ここでのポイントは、電離水素領域のサイズが Bondi 半径よりも大きくなるために、加熱によってガス圧が大きくなって降着が抑えられ、Eddington 降着率を超えることができないということである。

3.2 より重い BH

次に、BH の質量をより大きくしたとき ($10^3 < M_{\text{BH}}/M_{\odot} \leq 2 \times 10^4$) の質量降着について調べている。 η については trapping モデルを採用している。図 3 は降着率の時間進化を BH の質量ごとに表したものである。これを見ると、 $M_{\text{BH}} = 10^4 M_{\odot}$ のとき、質量降着率が大幅にジャンプしていることがわかる。最初の段階では図 1 と同様の様子が見られるが、この場合は電離水素領域のサイズが Bondi 半径よりも小さく、電離水素領域の端で発達した高密度のシェルにより電離ガスが内側に押される。これをガス圧によって止めることができないため、電離水素領域が内側へと落ちていき、ガス圧による降着の抑制が

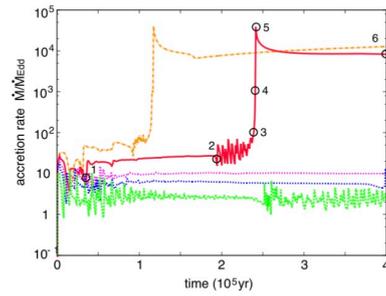


図 3: BH の質量を変えたときの降着率の時間進化。緑、青、マゼンタ、赤、オレンジの順に、 $10^3 M_{\odot}$ 、 $3 \times 10^3 M_{\odot}$ 、 $5 \times 10^3 M_{\odot}$ 、 $10^4 M_{\odot}$ 、 $2 \times 10^4 M_{\odot}$ 。

小さくなるために高い降着率を実現できているのである。図 4 はこのときの密度、温度、降着率の半径

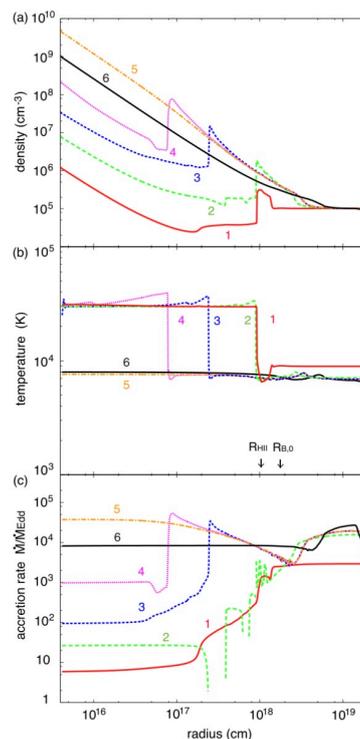


図 4: 中心からの半径に対する (a) 密度、(b) 温度、(c) 降着率のプロファイル。図の番号は図 3 の番号と対応している。

に対するプロファイルを表しており、密度・温度プロファイルを見ると電離水素領域（温度が $2 \times 10^4 \text{K}$ となっている領域）が内側に落ちていく様子が見ら

れる。

3.3 解析的な議論

前節で述べたとおり、hyper-Eddington 降着が実現するための条件は、Bondi 半径 R_B が電離水素領域の半径 R_{HII} よりも大きいことである。電離水素領域の半径は、Stromgren 半径

$$R_{\text{HII}} = \left(\frac{3Q_{\text{ion}}}{4\pi\alpha_{\text{rec}}n_{\infty}^2} \right)^{1/3} \quad (9)$$

で与えられるとする。ここで、 Q_{ion} は電離光子の数フラックス、 α_{rec} は H 原子の再結合係数である。trapping モデルにおける R_{HII} の最大値は、光度の最大値が Eddington 光度となることから、

$$R_{\text{HII,max}} = 1.8 \times 10^{18} M_{\text{BH,4}}^{1/3} n_{\infty,5}^{-2/3} T_{\text{HII,4}}^{0.28} \text{cm} \quad (10)$$

と書ける。 T_{HII} は電離水素領域の温度である。よって、hyper-Eddington 降着が実現するための条件は、

$$M_{\text{BH,4}} n_{\infty,5} \geq 0.64 T_{\infty,4}^{3/2} T_{\text{HII,4}}^{0.42} \quad (11)$$

または

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}_B}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \geq 4.6 \times 10^3 T_{\text{HII,4}}^{0.42} \quad (12)$$

と書ける。

4 Discussion

ここでは、シミュレーションにより得られた結果を $z = 6$ の SMBH 形成に対して適用してみる。SMBH はダークマターハローに埋め込まれているとする。ガスの密度プロファイルは、簡単のため truncated isothermal sphere model (Shapiro et al. 1999) を用いると、

$$n(r) \simeq 10^3 T_{\text{vir,4}} \left(\frac{r}{10\text{pc}} \right)^{-2} \left(\frac{f_n}{4} \right) \quad (13)$$

と書ける (T_{vir} はビリアル温度)。ここで、 f_n は数値であり、宇宙論シミュレーションに合うように $f_n = 4$

とする。これを Bondi 半径に対して用いると、Bondi 降着率は

$$\frac{\dot{M}_B}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = 6.9 \times 10^4 M_{\text{BH,4}}^{-1} T_{\infty,4}^{1/2} T_{\text{vir,4}} \quad (14)$$

と書くことができ、hyper-Eddington 降着が起こるための必要条件 $\dot{m} > 5000$ より、

$$M_{\text{BH}} \leq 1.4 \times 10^5 T_{\infty,4}^{1/2} T_{\text{vir,4}} M_{\odot} \quad (15)$$

が得られる。すなわち、BH は初期質量にかかわらず、hyper-Eddington 降着によって少なくとも $10^5 M_{\odot}$ 程度には成長することができるのである。そして、この後の成長は Eddington 降着率程度でも十分であり、以上の過程が $10^9 M_{\odot}$ 程度の SMBH が形成を説明する有力なシナリオになり得る。

5 Conclusion

Inayoshi et al. 2016 では、定常な hyper-Eddington 降着を実現する条件として、(11)、または (12) を得た。これは、電離水素領域のサイズが Bondi 半径よりも小さくなる条件として理解される。この条件を満たさないとき、輻射フィードバックの影響により降着率の平均値は Eddington 降着率程度に抑えられる。また、hyper-Eddington 降着解を適用すると、 $z = 6$ の SMBH 形成が説明が可能である。

Acknowledgement

京都大学の木村和貴さん、喜友名正樹さん、和田知己さん、林航大さんには議論の中で有益な助言を多数いただきました。ここに感謝を表します。

Reference

- Inayoshi K., Haiman Z., and Ostriker J. P., MNRAS, 459, 3738, 2016
 Park K. and Ricotti M., ApJ, 739, 2, 2011
 Begelman M. C., MNRAS, 187, 237, 1978
 Shapiro P. R., Iliev I. T., and Rega A. C., MNRAS, 307, 203, 1999

[indexへ戻る](#)

コン poster10

種ブラックホールへの降着における輻射フィードバックの影響

東北大学 理学研究科天文学専攻
藤村 大夢

種 BH への降着における輻射フィードバックの影響

藤村 大夢 (東北大学大学院 天文学専攻 M1)

Abstract

銀河の中心には、質量が約 $10^6 \sim 10^9 M_\odot$ ほどのブラックホールがあることが知られている。このような巨大なブラックホールのことを超大質量ブラックホール (SMBH) と呼ぶ。SMBH は赤方偏移 $z \sim 6$ の初期宇宙に $10^9 M_\odot$ の質量を持つものも存在していることが観測から知られている。SMBH の形成シナリオとして質量が $10^2 M_\odot$ ほどの種 BH が質量降着して成長したというものがある。その場合、種 BH を観測と一致するように $z \sim 6$ までに $10^9 M_\odot$ まで成長させる必要がある。これらを満たすためには、重力と輻射力のつり合いから求まるエディントン降着率を保って成長させなければならない。しかしながら、エディントン降着率で常に成長するのは現実的な環境では困難である可能性があり、さらに輻射による加熱などの影響でエディントン降着率よりもっと低い降着率まで抑制される可能性もある。Milosavljević et al.(2009) では、BH の周りにある円盤からの輻射フィードバックの影響で降着率がどのように変化するかを調べた。その結果、輻射による加熱によりエディントン降着率より低い降着率になることが分かった。ここでは、Milosavljevic et al.(2009) のレビューを行い、種ブラックホールへの降着における輻射フィードバックの影響を議論する。

1 Introduction

EHT の観測により、M87 の中心に $6.5 \times 10^9 M_\odot$ ほどの質量を持つ超大質量ブラックホール (SMBH) が観測された。また、赤方偏移 $z \sim 6$ の初期宇宙にも質量が約 $10^6 \sim 10^9 M_\odot$ ほどの SMBH が存在していることが観測から分かっている。このような大質量の BH を観測と合うような短時間で形成する標準的なシナリオはいまだに確立されていない。SMBH を形成するシナリオの一つに質量が (数 $10 \sim 10^2 M_\odot$) の星が BH になり、その BH が成長して SMBH になるというシナリオがある。このような、SMBH の起源として考えられている BH を種 BH と呼ぶ。このシナリオの場合、種 BH が観測と合うように成長するためには、エディントン降着率を最大の降着率と仮定した場合には、エディントン降着率を維持して成長しなければならないことが分かっている。エディントン光度は重力と輻射力がつり合いから求めることが出来、エディントン光度は $L_{Edd} = 4\pi GM_{BH} m_p c / \sigma_T$ となる。また、無限遠にある物質が BH へ降着するときに重力エネルギーを解放して、輻射を出す。この時、放出されるエネルギーは $L = \epsilon \dot{M} c^2$ と表される。 \dot{M} は降着率、 c は光速、 ϵ は解放された重力エネルギーのうち輻射として放出されるエネルギーの

割合を表す ($\epsilon \sim 0.1$)。そして、エディントン光度になっている時の降着率をエディントン降着率と呼ぶ。しかし、BH の周りにある円盤からの輻射による加熱の影響でエディントン降着率で成長できない可能性が示唆されている。輻射の影響でどのぐらい降着率が変化を調べた Milosavljević et al(2009) を紹介する。

2 BH へのガス降着

初めに BH への降着について簡単に説明する。BH へのガス降着過程は大きく 2 つに分けることができる。1 つは、降着円盤から BH への降着である。2 つ目は星間物質が降着円盤に降着するというものである。今回は後者の星間物質の降着について考える。星間物質の降着円盤への降着を理解するためにボンディ降着と呼ばれる、無限に広がった一様ガス中に静止する BH へ球対称に降着する場合を考える。降着するガスが亜音速から超音速流になるソニック半径 r_s は、等温ガスの場合

$$r_s = \frac{GM_{BH}}{2c_s^2} \quad (1)$$

と与えられる。 M_{BH} はブラックホールの質量、 c_s は音速である。ブラックホールの質量を $M_{BH} = 100M_2M_\odot$ とし、ソニック半径での温度 $T_s = 10^5\text{K}$ とすると、 r_s は

$$r_s \sim 3 \times 10^{14} \frac{M_2}{T_{s,5}} \text{cm} \quad (2)$$

となる。等温を仮定した時のボンディ降着率は無限遠での密度を n_∞ とすると、

$$\dot{M} = \frac{4.5\pi G^2 M_{BH}^2 m_p \mu n_\infty}{c_{s,\infty}^3} \quad (3)$$

m_p は陽子の質量、 μ は平均分子量である。音速 c_s は温度 T の $1/2$ 乗に比例しているため、降着率は温度に依存しており、高温になるほど降着率が下がることが分かる。

3 電離領域の広がり

BH 周囲の円盤からの輻射によって光電離が起こり、BH 周辺に電離領域が形成される。ここでは、輻射の影響で電離領域がどのくらい広がるかを求める。 H_{II} 領域と $H\text{I}$ 領域で圧力平衡が成り立っていると仮定し、 H_{II} 領域でのガス密度を

$$n_{HI}T_{HI} = n_{HII}T_{HII} \quad (4)$$

と求める。 n_{HI} は水素原子の数密度、 n_{HII} は電離領域内の電子と陽子の密度、 T_{HI} 、 T_{HII} はそれぞれの領域での温度を表す。今回は $T_{HI} = 5 \times 10^3\text{K}$ 、 $T_{HII} = 5 \times 10^4\text{K}$ として考える。電離領域の大きさは電離光子放出率 \dot{N}_{ion} と電子と陽子の再結合率 \dot{N}_{rec} が釣り合いから求めることができ、これらがつり合った位置までが電離領域となる。

電離光子放出率は

$$\dot{N}_{ion} = \frac{f_{ion}L}{E_H} \quad (5)$$

となる。 f_{ion} は光子が持つエネルギーのうち電離に用いられたエネルギーの割合、 E_H は水素が電離するために必要なエネルギーで 13.6eV となり、 L は $L = 10^{40}L_{40}\text{ergs}^{-1}$ となり、電離するのに最低限必要なエネルギー E_H を出す光度に対応する。

電子と陽子の再結合率は

$$\dot{N}_{rec} = \frac{4\pi r_{ion}^3 \alpha_B (T_{HII}) n_{H+} n_{e-}}{3} \quad (6)$$

α_B は基底状態への再結合率を除いた再結合率係数で $\alpha_B \sim 2.6 \times 10^{-13} T_4^{-1} \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ となる。 $T = 10^4 T_4\text{K}$ である。 r_{ion} が電離領域の半径を表す。 $\dot{N}_{ion} = \dot{N}_{rec}$ として電離領域の半径を求めると、

$$r_{ion} \sim 4.4 \times 10^{18} \frac{f_{ion}^{1/3} L_{40}^{1/3} T_{HII,4.7}}{n_5^{2/3} T_{HI,3.7}} \text{cm} \quad (7)$$

となる。ここで、 $T_{HII} = 5 \times 10^4 T_{HII,4.7}\text{K}$ 、 $T_{HI} = 5 \times 10^3 T_{HI,3.7}\text{K}$ 、 $n_{HI} = 10^5 n_5 \text{cm}^{-3}$ とする。

光度をエディントン光度 L_{Edd} で規格化した無次元パラメータ $\ell \equiv L/(4\pi GM_{BH}m_p c/\sigma_T)$ を用いて電離領域の半径を求めると

$$r_{ion} \sim 4.7 \times 10^{18} \frac{f_{ion}^{1/3} \ell^{1/3} M_2^{1/3} T_{HII,4.7}}{n_5^{2/3} T_{HI,3.7}^{2/3}} \text{cm} \quad (8)$$

ソニック半径と電離領域の比をとると

$$\frac{r_{ion}}{r_s} \sim 2 \times 10^4 \frac{f_{ion}^{1/3} \ell^{1/3} T_{HII,4.7} T_{s,5}}{n_5^{2/3} T_{HI,3.7}^{2/3} M_2^{2/3}} \quad (9)$$

となる。(9) 式より、ここで考えているようなパラメータの範囲では電離領域の半径はソニック半径に比べて大きいということが分かった。次に、高温の H_{II} 領域が広がることで降着率がどのくらい変化するかを見積もる。

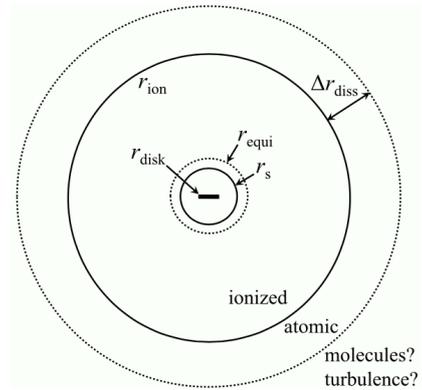


図 1: 電離領域の広がり

4 輻射フィードバックによる降着率の変化

高温の HII 領域が広がることで降着率がどのくらい変化するかを見積もる。輻射フィードバックを考慮していない場合の降着率は (3) 式の降着率から求めると光度は

$$\ell_{bondi} \sim 5.2 \frac{\epsilon_{-1} M_2 n_5}{T_{HI,3.7}^{3/2}} \quad (10)$$

となる。そして、光度と降着率の関係式から光度が降着率について分かる。次に、輻射フィードバックによって電離領域が形成された時の降着率を求める。Bondi 解から r_s から非常に離れた位置での速度を求めると

$$v = 4.5 \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-2} c_s(r_s) \quad (11)$$

これらより、輻射フィードバックを考慮した時の ℓ は

$$\ell \sim 0.001 \frac{\epsilon_{-1} f_{ion}^{1/3} M_2 n_5 T_{HI,3.7}}{T_{HII,4.7} T_{s,5}^{3/2}} \quad (12)$$

となる。(9) 式と (12) 式より BH 周辺にある円盤からの輻射フィードバックを考慮した時の方が ℓ が低下しているため降着率も輻射フィードバックを考慮した時の方が低下していることが分かる。また、(12) 式より光度がエディントン光度より低くなっているため輻射フィードバックを考慮すると、エディントン降着率より小さな降着率になることが分かる。

5 結論

Milosavljević et al.(2009) では、輻射力以外の輻射フィードバックによって降着率がどのように変化するかを調べた。その結果、BH 周辺にある円盤からの輻射によってボンディ半径より外側まで高温の電離領域を形成し、エディントン降着率よりずっと小さい値にまで降着率が減少することが分かった。