2023年第53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

2023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 a01	阿部 裕人	ファラデートモグラフィを用いた AGN ジェットの偏波解析
コン a02	佐崎 凌佑	WZ Sge 型矮新星 TCP J23580961+5502508 の降着円盤構造の発展
コン a03	押切 翔	Tomo-e Gozen 高頻度サーベイデータに基づく銀河系外 Fast Optical Transient の発生率への制限
コン a04	上野 航介	機械学習を用いた輻射流体力学計算コードの高速化について
コン a05	佐伯 聖真	パルサー磁気圏のプラズマ粒子シミュレーション
コン a06	新居田 祐基	X 線連星パルサー A 0535 + 262 の中性子星への質量降着率と自転周期の変化率の関係の調査
コン a07	三浦 大貴	ULX パルサーの自転位相分解スペクトル解析による超臨界降着流の構造の解明
コン a08	松橋 裕洋	強磁場中性子星の広帯域スペクトル解析と硬 X 線の 起源
コン a09	堀尾 侑平	NICER を用いた Cyg X-1 の吸収線解析
コン a10	岡田 裕太	ブラックホール候補天体 Swift J1842.5 - 1124 の X 線データの系統的解析
コン a11	水川 竜希	RXTE 衛星によるブラックホール天体 XTE J1550-564 の準周期振動とエネルギー依存性の研究
コン a12	菅原 一希	広帯域 X 線観測で探るブラックホール連星 GRS 1915+105 の降着状態の変化
コン a13	松尾 優里佳	すざく衛星によるブラックホール X 線連星系 LMCX-3 のスペクトル解析
コン a14	二之湯 開登	IXPE 衛星による恒星質量ブラックホール Cyg X-1 の偏光 X 線の短時間変動の研究
コン a15	寺農 夏樹	ガンマ線連星 LS I+61° 303 の X 線時間変動解析
コン a16	関 あずみ	クェーサー 2201+315 の形状探査
コン a17	斉藤 裕次郎	近傍銀河 M101 で発生した II 型超新星 SN2023ixf の X 線観測
コン a18	村田 一晟	恒星進化コード MESA を用いた超新星爆発に影響を与える CSM の起源解明
コン a19	井上 裕介	光度曲線に基づく Ic 型超新星の CSM 構造の推定
コン a20	村井 結太	低輝度超新星の初期観測で探る大質量星の爆発と星周物質の性質
コン a21	敏蔭 星治	HSC transient survey における Rapid Transient 探査
コン a22	佐藤 大仁	電子捕獲型超新星と鉄コア崩壊型超新星の多色光度曲線・判別手法
コン a23	髙田 剣	アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星爆発の親星依存性
コン a24	本上 侑吾	HEX-P 衛星を用いた中性子星連星合体残骸の同定と r-process 核輝線検出の推定
コン a25	川口 健三郎	ガンマ線バーストの残光と超新星の間の相関
コン a26	村越 麻友	ガンマ線バーストの残光放射による相対論的ジェットの内部構造の探査
コン a27	桑田 明日香	ガンマ線バースト残光の流体スケール乱流磁場による多波長偏光
コン a28	平松 裕貴	MAXI が観測した GRB のスペクトル解析

コン c01	Liao Jinkun	ニュートリノ反応が原始中性子星外層の後期熱進化における影響の解析
コン c02	齋藤 瑞葉	ガンマ線バースト残光の多波長偏光
コン c03	伊藤 侃	超新星爆発におけるニュートリノ核子散乱の影響
コン c04	一ノ瀬 愉斗	磁場優勢な相対論的ジェットにおけるケルビン・ヘルムホルツ不安定性と粒子加速
コン c05	金 滉基	ブラックホール磁気圏強電場領域由来ガンマ線放射の理論的研究
コン c06	屈 楚舒	相対論効果がマグネターパルス波形における影響
コン c07	後藤 絵美	X 線天体 MAXI J0709-159 の可視対応天体 LY CMa の分光観測
コン c08	工藤 優乃	全天X線監視装置 MAXI のイメージフィット解析システムの改良と同システムを用いた全天X線データの再解析
コン c09	黒田 裕太郎	ラインフォース駆動型円盤風を伴うブラックホール降着円盤の研究に向けて
コン c10	篠田 兼伍	親星水素外層と超新星フォールバックの相関性
コン c11	森口 諒介	宇宙マイクロ波背景放射観測衛星 Planck の公開データを用いた突発電波天体の探索
コン c12	水谷 耕介	連星系における共通外層の時間発展と双極惑星状星雲の形成
コン c13	西田 海斗	３次元流体シミュレーションによる超巨大質量ブラックホール周囲の降着流に乱流が与える影響の調査
コン c14	川下 大響	対不安定型超新星の質量上限と 12C(α , γ)16O 応答性
コン c15	丹 海歩	X 線食連星 SS433 の質量推定モデル
コン c16	仲間 可南子	ニュートリノ冷却優勢降着円盤の性質
コン c17	鶴見 薫樹	高解像度数値流体計算で迫る Ia 型超新星爆発機構の He 質量依存性
コン c18	播田實　りょう太	超新星爆発における Sc,Ti,V の合成
コン c19	北村 文里	キロノバ光度曲線の多次元シミュレーション
コン c20	櫻井 大夕	コンパクト天体が関わる共通外層進化のレビューと今後の展望

————index へ戻る

コン a01

ファラデートモグラフィを用いたAGNジェットの偏波解析

阿部 裕人

ファラデートモグラフィを用いた AGN ジェットの偏波解析

阿部 裕人 (熊本大学大学院 自然科学教育部)

Abstract

磁場は我々の身近な範囲のみならず、惑星や恒星、銀河、銀河団といった宇宙の様々な天体に普遍的に存在している。宇宙において磁場はガスの運動などの現象と密接に関係しており、宇宙進化の過程を紐解く上で重要な手がかりとなる。天体から放射されるシンクロトロン放射と、磁場中で偏波面が回転するファラデー回転の寄与を利用して、それぞれ視線に垂直な磁場成分と平行な磁場成分を得ることができる。しかし、得られた磁場成分は偏波源までの積分値に過ぎない。そこで三次元的な構造を捉えるための方法としてファラデートモグラフィという手法が用いられている。これは、観測量である偏波強度を逆フーリエ変換して、ファラデー深度空間における偏波強度分布（FDF）を求めるものである。ファラデー深度とは、視線方向の磁場と熱的電子密度の積を視線方向に積分したものであるため、その関数である FDF は三次元的な情報を持っている。

本研究では、楕円銀河 IC4296 の AGN ジェットの偏波解析を行なった。この天体は非常に明るく、赤方偏移 z=0.01 に存在している。ジェットは天体に降着するガスの一部が細く絞られて噴出される現象であり磁場が密接に関係しているため、磁場構造を探ることがジェットの放射機構の解明につながると期待される。本研究では ASKAP の観測データ（800-1086MHz 帯）を使用した。ファラデートモグラフィの手法である RM CLEAN と QU-fit を用いて FDF を求め、ジェットの磁場構造に関する考察を行った。

1 Introduction

宇宙磁場は様々な天体に普遍的に存在するため、宇宙の現象を理解する上で重要な要素のひとつである。宇宙磁場を解析するためには、偏波の観測がよく用いられる。高エネルギー電子と磁場の相互作用によるシンクロトロン放射は、天球面でその磁場に垂直な方向に高い直線偏波率を持つ。そのため、シンクロトロン放射の観測から視線に垂直な方向の磁場の情報を得ることができる。また、磁化したプラズマ中での偏波のファラデー回転も重要である。プラズマを通過した後の偏波角 χ[rad] は

$$\chi = \chi_0 + \phi\lambda^2 \tag{1}$$

となる。ここで ϕ はファラデー深度 (Faraday depth) と呼ばれ、

$$\phi = k \int n_e B_\parallel dx \tag{2}$$

で与えられる。ここで n_e は熱的電子密度、$B_\parallel$ は視線に平行な磁場で、天体から観測者に向かう向きを正とする。k は、

$$k \equiv \frac{e^3}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^3} \tag{3}$$

で表される。つまり、ファラデー回転から視線に平行な磁場の情報を得ることができる。ここまでででは天球面の二次元的な情報しか得られないが、奥行き方向を加えて三次元的な情報を取り出そうという手段がファラデートモグラフィである (Brentjens & de Bruyn, 2005)。それによって得られるファラデー分散関数 (Faraday dispersion function, FDF) は

$$F(\phi) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2 \tag{4}$$

である。偏波スペクトル $P(\lambda^2)$ は観測量として得られ、FDF とフーリエ変換の関係にある。

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \tag{5}$$

また、偏波強度 P(λ^2) はストークスパラメータ Q,U を用いて以下のように表せる量である。

$$P(\lambda^2) = Q + iU \tag{6}$$

FDF は ϕ 空間上での偏波強度分布を表しているため、視線方向における偏波源の分布の情報を含んでいるといえる。

本研究のターゲット天体は電波銀河 IC4296 である。赤方偏移 z=0.01247±0.00003(Smith et al. 2000) に

位置し、銀河中心から双方向にジェットを噴出している。先行研究として、R.Grossová et al.(2019) では VLA とチャンドラのデータを用いて、電波及び X 線による解析が行われている。また、Condon et al.(2021) では、MeerKAT のデータを用いて偏波解析も行われており、ファラデー深度のマップなどが得られている。本研究ではさらにファラデートモグラフィを行うことによって、IC4296 の磁場構造の理解を目指す。本研究で用いたデータは ASKAP による pilot 観測のデータである。観測された時期は 2021 年 8 月である。帯域は 800 から 1087MHz、チャンネル数は 288 である。

2 Data Analysis

観測量で得られた偏波スペクトルから逆フーリエ変換をして得られた FDF を dirty FDF と呼ぶ。しかし dirty FDF は偏波スペクトルの観測帯域の有限性によって物理的な解釈が難しい。そこで FDF を再構築する際に何らかの工夫をする必要がある。以下に本研究で用いた手段を紹介する。

2.1 RM CLEAN

RM CLEAN は FDF がデルタ関数の集まりであるとみなしてその再構築を試みる手法である。デルタ関数型 FDF の dirty FDF は RMSF(Rotation Measure Spread Function) $R(\phi)$ と呼ばれる。つまり、dirty FDF が RMSF の組み合わせだと考えるのである。手順を以下に示す。

1. dirty FDF $\tilde{F}(\phi)$ のピークを探す。ピークの位置を ϕ=ϕ_0 とする。
2. ϕ=ϕ_0 におけるデルタ関数 $\gamma\tilde{F}(\phi_0)\delta(\phi-\phi_0)$ を CLEAN component に加える。ここで、CLEAN component とは dirty FDF を生み出すようなデルタ関数の集まりである。また、γ はゲインと呼ばれる係数である。
3. $\tilde{F}(\phi)$ から $\gamma\tilde{F}(\phi_0)R(\phi-\phi_0)$ を差し引く。
4. 残差からさらにピークを探して上記の 2 と 3 を繰り返し、残差が全ての ϕ についてある値 ϵ より小さくなったところで終了する。
5. CLEAN component にある個々のデルタ関数に RMSF と同じ幅を持つガウス関数をかけ、これに残差を加えたものを最終結果とする。これを cleaned FDF と呼ぶ。

図 3 にあるように RM CLEAN を行うとサイドローブなどの人工的な特徴が消え、物理的解釈がしやすくなっていることがわかる。

2.2 QU fit

QU fit は FDF のモデルを仮定し、そこから計算された偏波スペクトルを観測された偏波スペクトルにフィットさせることで、モデルに含まれるパラメータを推定する。今回使用したモデルは

- デルタ関数

$$F(\phi) = f_0 e^{2i\chi_0}\delta(\phi-\phi_0) \tag{7}$$

- ガウス関数

$$F(\phi) = \frac{f_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\phi-\phi_0)^2}{2\sigma^2}+2i\chi_0} \tag{8}$$

の二つを組み合わせたものである。フィットの良さを評価する際には次のカイ二乗、赤池情報量基準 (AIC) を用いた。

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(P_{\rm model}(\lambda_j^2) - P_{\rm obs}(\lambda_j^2))^2}{\sigma_j^2} \tag{9}$$

$$\mathrm{AIC} = -2\ln(e^{-\frac{\chi^2}{2}}) + 2k \tag{10}$$

ここで k はパラメータ数である。AIC の第一項はフィットするほど小さくなり、第二項はパラメータ数の多さの影響を受ける。パラメータが多くなればより良いフィットができることは明らかである。つまり AIC を用いる目的は、モデルのデータへの適合度とモデル自体のシンプルさの両方を加味したモデル選択を行うことにある。パラメータが多くなるほど、パラメータ空間を全てサーチすることは時間的に厳しくなる。本研究では、パラメータ空間を効率的にサーチする手段としてマルコフ連鎖モンテカルロ法を採用している。

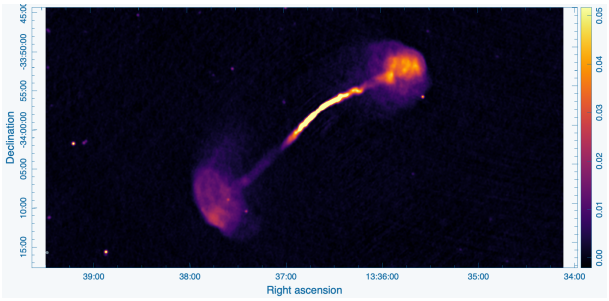


図 1: 800MHz でのストークス I のマップ。カラーバーは電波強度を表す。

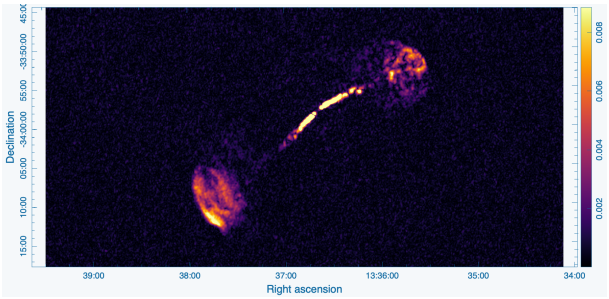


図 2: 800MHz での偏波強度のマップ。カラーバーは偏波強度を表す。

3 Results

ストークス I 及び偏波強度 P のマップは図 1、図 2 のようになった。

二つのマップ間で異なる場所が光っていることがわかる。例えば、銀河中心部分は偏波ではあまり光っていない。偏波強度に注目すると、ジェットの根元付近はローブの最も明るい部分と比較して 10 倍ほど明るい。

次に特定の 2 点におけるファラデートモグラフィの結果を示す。

図 3 は右側のジェットの付け根の部分のある点について、dirty FDF、cleanedFDF、QU fit で求めた FDF をそれぞれプロットしたものである。QU fit については、デルタ関数 5 つのモデルでフィットさせたものである。cleaned FDF からはシングルピークの構造をもつ FDF であることが見て取れる。対して QU fit では二つの偏波源があるように見える。このように QU fit では RM CLEAN では分解できないソースを分解できる場合がある。ジェット上の多くの点において同じような結果を得ることができた。

図 4 は AGN 中心のある点におけるファラデートモグラフィの結果である。QU fit については、デルタ関数 7 つのモデルをフィットさせたものであるが、いくつかのソースはかなり暗いため、図上では見えづらくなっている。また、偏波強度は図 3 の点よりかなり小さく、dirty FDF 及び cleaned FDF においてはピークが複数ある構造になっている。二つの図を QU fit で比較すると、ソースの位置が同じような場所にあることがわかる。

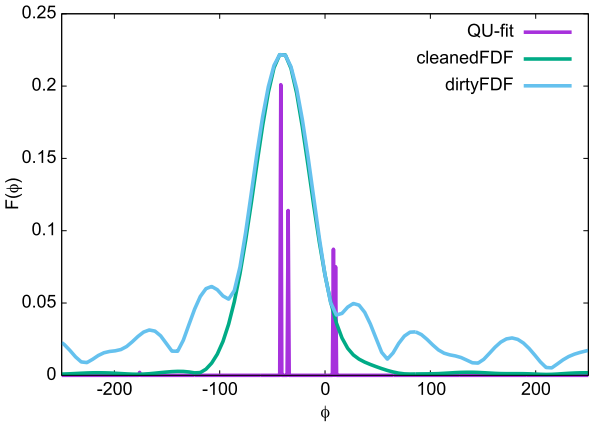


図 3: 右側ジェットの付け根の点における FDF

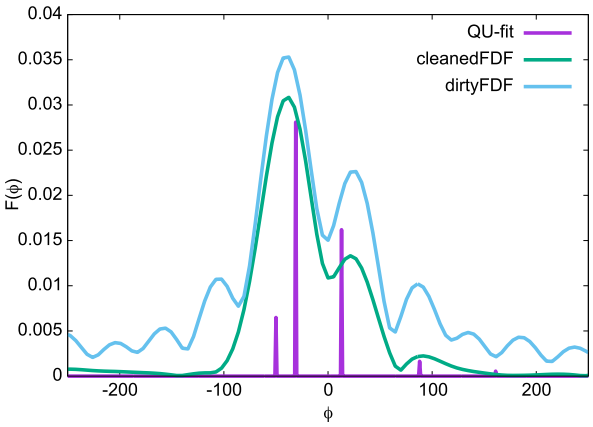


図 4: AGN 中心の点における FDF

右側のジェットの偏波強度マップを拡大したものが以下の図 5 である。大きな 1 本のジェットというより、いくつかに分かれているようにも見える。図 5 上の赤線に沿って FDF をプロットしたものが図 6 である。ここで偏波強度は、ジェット上の各点での FDF の最大偏波強度が 1 になるように規格化している。これを見ると AGN 中心であるグラフ左側の方では明るい部分の幅が広く、先ほどあげた複数のピークをもつ FDF に対応していることがわかる。このグ

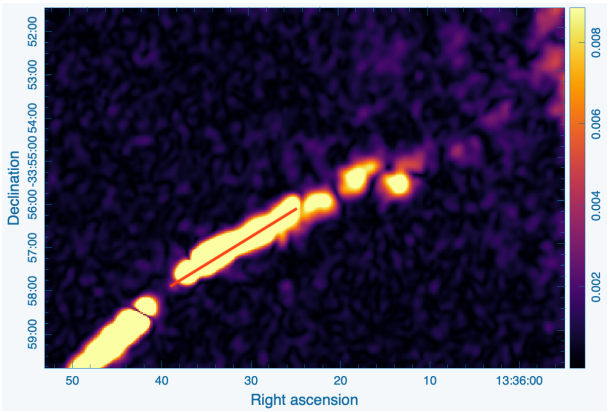


図 5: 右側のジェットの偏波強度マップ

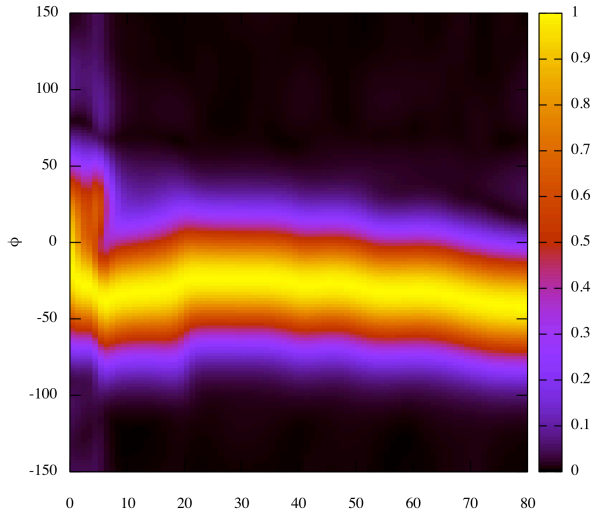


図 6: 図 5 の赤線に沿った FDF。縦軸はファラデー深度、横軸はジェットに沿った位置の座標、カラーバーは偏波強度を表している。

ラフから、FDF はジェットに沿って大きく変化していないといえるだろう。

4 Discussion

本研究で求めた FDF はジェットや AGN の何らかの磁場構造を反映している可能性がある。しかし物理的な解釈を行うためにはいくつか課題がある。例として、前景による影響を考慮する必要がある。今回のターゲット天体はかなり大きいため、ジェットの場所によって前景による異なる影響を受けている可能性がある。また、得られた FDF がどこまで正確なのか検討する必要がある。(Brentjens & de Bruyn, 2005) によると、ファラデー深度空間の分解能は

$$\mathrm{FWHM} = \frac{2\sqrt{3}}{\lambda^2_{\mathrm{max}} - \lambda^2_{\mathrm{min}}} \tag{11}$$

で表される。今回のデータの帯域では分解能は FWHM = 53.85 となり FDF の細かい構造を見ることはできていないため、観測帯域を広げることも重要となる。具体的に MWA や LOFAR といった ASKAP よりも低周波の望遠鏡を用いることが有用であるほか、将来的には SKA の完成にも期待がかかる。このように観測機器の進歩によってファラデートモグラフィの精度は向上しつつあるが、FDF の解釈が容易でないことに変わりはないため、最終的にはシミュレーションの計算結果などと比較をしながら、物理的な解釈を進めていく必要がある。

Reference

Brentjens, M.A.,& de Bruyn, A. G., 2005, A&A 441, 1217

Grossová R., et al., 2019, MNRAS, 488, 1917

J. J. Condon et al 2021, ApJ, 917, 18

Smith, R. J., Lucey, J. R., Hudson, M. J., Schlegel, D. J., & Davies, R. L. 2000, MNRAS, 313, 469

————index へ戻る

コン a02

WZ Sge 型矮新星 TCP J23580961+5502508 の降着円盤構造の発展

佐崎 凌佑

WZ Sge 型矮新星 TCP J23580961+5502508 の降着円盤構造の発展

佐崎 凌佑 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

矮新星は白色矮星を主星とする連星系で、準周期的なアウトバーストを示す。WZ Sge 型は矮新星の中でも最もアウトバーストの規模が大きく、アウトバースト頻度が低い。WZ Sge 型特有の現象として、アウトバースト初期に現れる周期的変動現象がある。この変動は降着円盤の幾何学的な構造を反映していると考えられているが、実際の構造や物理メカニズムには不明な点がある。我々は WZ Sge 型矮新星 TCP J23580961+5502508 のアウトバーストから 3 日間に渡って行った変動現象の観測をもとに、降着円盤構造を再構成した。その結果、アウトバーストから時間が経つにつれて副極大が発展し、腕状構造が減退していく様子が確認できた。

1 Introduction

矮新星は白色矮星を主星にもつ連星系で、ロッシュローブを満たす低質量星から流れ出たガスが白色矮星の周囲で降着円盤を形成する。降着円盤内に溜まったガスの密度が臨界点を迎えると、円盤温度が上昇し、ガスの粘性が大きくなり、角運動量を失う。それによって、ガスが中心の白色矮星に向かって一気に降着し、その重力エネルギーの解放により 3–5 等程度のアウトバーストを示す。矮新星アウトバーストは通常数ヶ月に一度程度起こり、数日程度継続する。

矮新星にはいくつかのサブクラスが存在する。SU UMa 型は通常のアウトバーストに加え、増光振幅が大きく、継続期間の長いスーパーアウトバーストを起こす。スーパーアウトバーストでは熱的な不安定性に加え、伴星からの潮汐効果が働き、規模の大きなアウトバーストを起こす。WZ Sge 型はその SU UMa 型のサブクラスで、スーパーアウトバーストのみを起こす天体である。

1.1 WZ Sge 型

WZ Sge 型は矮新星の中で連星質量比（伴星質量/主星質量）が最も小さい系であり、伴星からの質量輸送率が非常に小さい。WZ Sge 型は矮新星の中で最も振幅の大きなアウトバーストを示す（典型的に 7–9 等) が、アウトバースト頻度が数年〜数十年に一度程度と非常に低く、特にアウトバースト初期に未解明の部分が多い。

この WZ Sge 型のアウトバースト初期にのみ見られる現象が、早期スーパーハンプ (Early Superhumps: ESH) と呼ばれる明るさの変動現象である。ESH はダブルピークを持つ周期的な変動で、ESH 周期が連星軌道周期 (約 80 分）と一致すること、振幅が連星の軌道傾斜角に依存することから、幾何学的に薄い降着円盤の一部が縦方向に盛り上がることによって現れていると考えられている (Kato et al. 2015)。理論的には「連星軌道周期 : ガスが円盤内部を一周する周期 = 2 : 1」まで降着円盤が広がることにより共鳴現象が起こり、その潮汐効果により円盤の形状が変化すると予想されている (Osaki & Meyer 2002)。

WZ Sge 型のアウトバースト初期の降着円盤構造や ESH に関する研究はあまり進んでいない。なぜならアウトバーストが発見されて即座に、異なる波長帯で同時に、数時間観測を継続しなければならないからである。そのためには突発現象の観測に特化した望遠鏡と適切な観測を自動で行うシステムが必要である。本研究では広島大学が保有するかなた望遠鏡とそれに搭載された自動観測システムを用いて WZ Sge 型矮新星 TCP J23580961+5502508(以下 J2358) の観測を、アウトバーストから 3 夜に渡って行い、多波長で ESH を検出した。

本研究では、多波長光度曲線から降着円盤の構造を再構成する方法を利用する (Uemura et al. 2013)。ESH の位相は降着円盤の方位角方向の情報をもち、多波長観測で得られる色指数は降着円盤の動径方向の情報を持つ。そのため多波長光度曲線から降着円盤の各点における構造を再構成することができる。

2 Methods

2.1 観測

観測には広島大学が保有する 1.5m かなた望遠鏡とそれに搭載された観測装置 HONIR を使用した。かなた望遠鏡は高い駆動性を持ち、突発現象の観測に適した望遠鏡である。HONIR はかなた望遠鏡のカセグレン焦点に設置された観測装置で可視光と近赤外線の 2 バンドで同時撮像可能という、世界的にも珍しい機能を持つ。

激変星などの突発現象の追跡観測では天体発見時の状況によって適切な観測手法が異なる。その判断はこれまで専門家が行なっており、観測機会を逃すことも多かった。そのような観測機会の損失が起こらないよう、現在かなた望遠鏡チームで自動観測システム「Smart Kanata(SmartK)」を開発中である。SmartK は突発現象の観測に特化したシステムで、突発現象の発見情報の収集、天体の型判別、適切な追跡観測モードの決定・、それら判断に基づいた観測までを自動で行うシステムである。

現在 SmartK は試験運用中で、本研究天体の観測時にはトラブルのため自動観測はできなかった。そのため、手動で多色連続撮像を行った。観測期間は 9 月 30 日から 10 月 2 日までの 3 日間である。

2.2 降着円盤の再構成モデル

今回使用する降着円盤構造の再構成モデルは円盤を 2 次元極座標グリッドに分割し、各地点での高さ $h(r,\theta)$ の事後確率 $P(h)$ を推定するものである。ここで 2 次元曲座標の原点は円盤中心で、x 軸は伴星方向に取っている。伴星の x 座標を $a=1$ とし、高さ h は円盤が持ち上がった高さを連星間距離で割った値 $h=h/a$ とする。高さの事後確率は次の式で求められる。

$$P(h) = cL(f_{v,obs}, f_{v,model})\pi(h) \tag{1}$$

ここで L は尤度で、モデル光度曲線の周りにデータが正規分布する。π は円盤の構造に対する事前確率で、円盤の形状変化の滑らかさ π_{smooth} と標準降着円盤にどれだけ近い構造を取るか π_{disk} を定める。π_{smooth} は以下の形で与えられる。

$$\pi_{smooth} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega^2}} \prod_{l,m}\left\{\exp\left[-\frac{\{(h_{l+1,m}-2h_{l,m}-h_{l-1,m})\}^2}{2\omega^2}\right] \exp\left[-\frac{\{(h_{l,m+1}-h_{l,m})-(h_{l,m}-h_{l,m+1})\}^2}{2\omega^2}\right]\right\} \tag{2}$$

ここで l,m は動径方向と方位角方向のグリッドの番号である。この事前分布はローカルトレンドモデルと呼ばれるもので、隣り合うピクセル間の傾きの変化に対して制約を与える。重みパラメータ ω は推定される円盤構造の滑らかさを調節する。π_{disk} は標準降着円盤周りに正規分布する。

3 Results

3.1 1 日目の早期スーパーハンプマップ

図 1 は再構成に用いた光度曲線で、図 2 は再構成した降着円盤マップである。光度曲線の位相 0.5 付近で一度平坦になり、その後位相 0.7 付近の主極大に向かって明るくなっている様子が確認できる。特に V バンドではシングルピークに近い構造を取っている。

降着円盤は円盤下側が大きく盛り上がった構造をしており、最大で連星間距離の約 10% まで盛り上がっている。また、円盤下側から腕状の構造が伸びている。円盤全体の構造としては、右側（伴星側）が、左側に比べ大きく盛り上がっている。

3.2 2 日目の早期スーパーハンプマップ

図 3 が 2 日目の再構成に用いた光度曲線である。初日に比べ ESH の振幅が小さくなり、副極小は見えやすくなった。一方で V バンドのモデル光度曲線（青線）は 1 山の変動のままで光度曲線の再現度は高くない。J バンドはビン分割した光度曲線、モデル光度曲線共に位相 0.3 から位相 0.5 にかけて平坦な構造を示した。

図 4 に示す降着円盤マップは初日同様下側に盛り上がった構造が見られる。また、円盤右側が左側よりも高い構造を取っているのも初日と共通している。一方で腕状の構造は減退している。

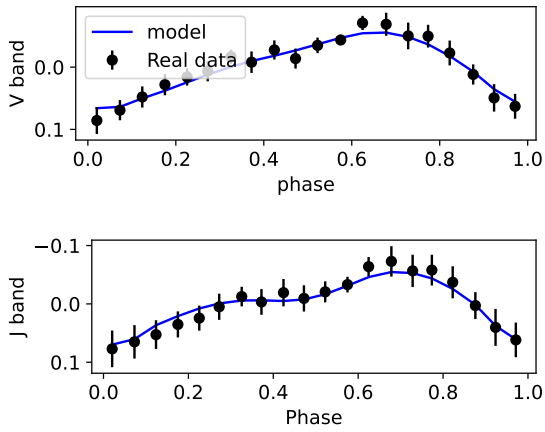


図 1: J2358 の初日の ESH の光度曲線。黒点が位相で折り返し 20 個に分割した光度曲線、青線がモデル光度曲線。

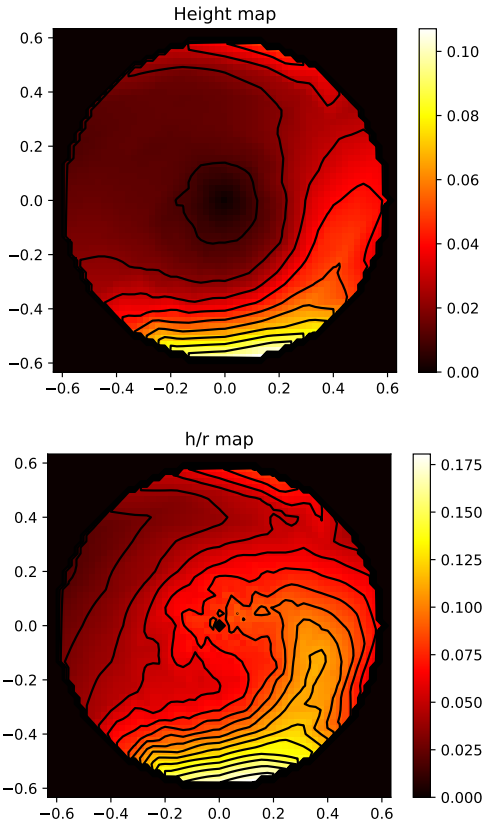


図 2: 再構成した降着円盤構造のマップ（上）と円盤のグリッド地点の半径で高さを割ったマップ。下図はより内部の構造が見やすくなっている。

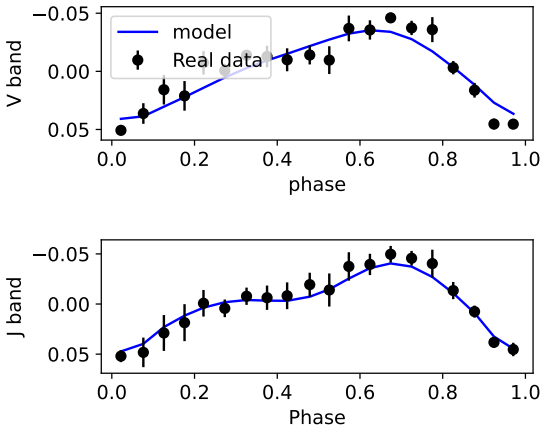


図 3: J2358 の 2 日目の ESH 光度曲線

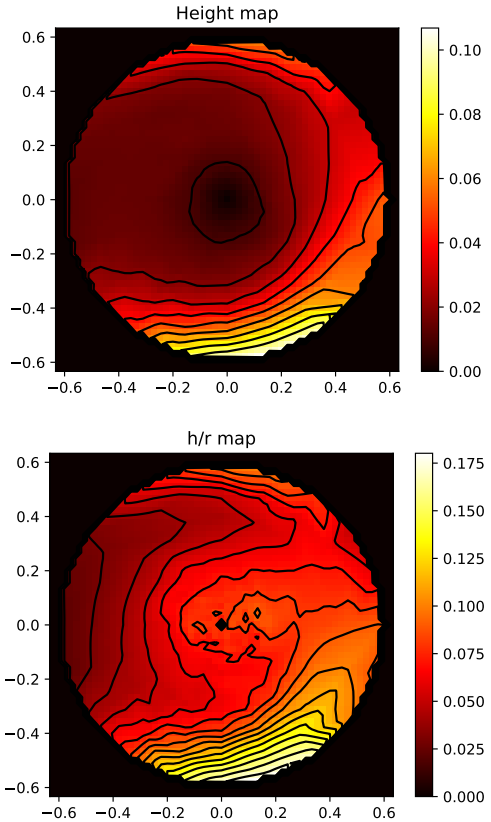


図 4: 図 2 と同様の円盤マップ。ただし 2 日目。

3.3 3 日目の早期スーパーハンプマップ

3 日目の ESH 光度曲線は図 5 である。3 日目では位相 0.5 付近で副極大が見えていて、ダブルピークを持つ変動がはっきりと確認できる。しかし、V バ

ンドのモデル光度曲線は副極小をほとんど再現していない。

降着円盤のマップは図 6 である。円盤上側に盛り上がった構造が発達してきている。一方で円盤下側の盛り上がった領域は小さくなっていて、初日、2 日目に比べてより急峻な構造を取っている。

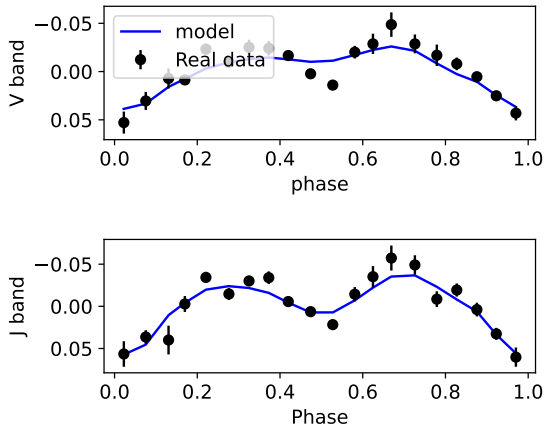


図 5: J2358 の 3 日目の ESH 光度曲線

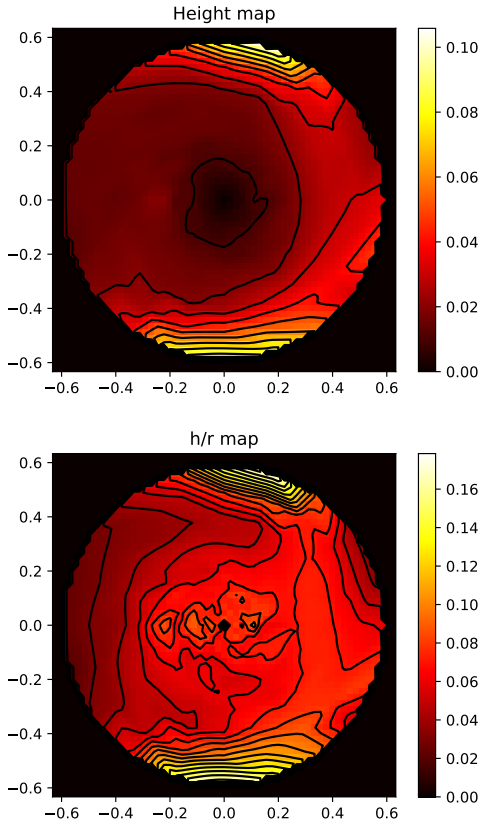


図 6: 図 2 と同様の円盤マップ。ただし 3 日目。

4 Discussion

3 日間を通し、円盤左側に比べて円盤右側の方が盛り上がった構造を取っている。これは初日、2 日目のモデル光度曲線がシングルピーク、あるいは副極小を持たない構造を取っていたことに起因すると考えられる。シングルピークの変動を降着円盤構造によって作るためには円盤の構造を極大付近で持ち上げ、極小付近で最も低くする必要があるためである。3 日目では V バンドのモデル光度曲線が副極小を再現できていない。そのため、円盤の片側が持ち上がっていると考えられる。

円盤の上側の構造が 3 日間を通じて発達している。この上側の盛り上がりは光度曲線では位相 0.3 付近の副極大に相当し、3 日目に副極小がはっきりと現れたことによって、位相 0.3 と 0.7 付近で円盤が持ち上がった構造が見え、それ以外の位相では円盤の持ち上がった構造が見えずらい構造を取っている。

また、3 日間を通して V バンドのモデル光度曲線による実際の光度曲線の再現度は高くない。特に副極小 (位相 0.5) 付近で実際の光度曲線よりもモデルが明るく見積もっている。位相 0.5 付近では観測者は左側にいるので、このとき主に明るい構造を作っているのは円盤下側から伸びる腕構造だと考えられる。このことから、本来円盤の腕状構造はよりシャープであることが示唆される。

5 Conclusion

本研究では J2358 の ESH を SmartK を用いて多色連続撮像した結果とそのデータから再構成した降着円盤構造を紹介した。その結果 3 日間を通して、ESH の副極大が成長し、円盤上側の構造が現れる様子が確認できた。

Reference

[Uemura et al. 2013] M. Uemura et al., 2012, PASJ

[Osaki & Meyer 2002] Y. Osaki & F. Meyer 2002, A&A

[Kato et al. 2015] T. Kato et al. 2015, PASJ

———index へ戻る

コン a03

Tomo-e Gozen 高頻度サーベイデータに基づく銀河系外 Fast Optical Transient の発生率への制限

押切 翔

Tomo-e Gozen 高頻度サーベイデータに基づく銀河系外 Fast Optical Transient の発生率への制限

押切 翔 (東北大学大学院 理学研究科天文学専攻)

Abstract

可視光突発天体のうち、明るさの変動が数日スケールである rapid transient と呼ばれる天体が近年、発見されるようになってきた。これは、広視野カメラにより高頻度での突発天体探査が可能になったことが大きな要因の一つである。しかし、変動の時間スケールが更に短い、数時間程度での変動を示す突発天体 (Fast Optical Transient, FOT) は観測難易度の高さもあり、ほとんど発見されていない。そこで、我々は東京大学木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡に搭載されている Tomo-e Gozen カメラを用いた可視光広視野高頻度サーベイのデータを利用し、銀河系外 FOT の探査を行った。このサーベイでは、約 3000 平方度の領域を一晩あたり 4 回程度、1 時間程の間隔で観測しており、数時間で変動する天体を検出することが可能である。約 3 年に及ぶ Tomo-e Gozen の観測データの中から、検出期間が 5 日以内の突発天体を探し出し、113 天体の FOT 候補を選出した。これらを Pan-STARRS1 や ZTF など他のサーベイデータも合わせて光度曲線の比較を行い分類した結果、多くが、銀河系内の矮新星と考えるのが妥当であることが分かった。そして、銀河系外 FOT に対して、タイムスケールごとに発生率の上限値を定めた結果、絶対等級 が -26 等級より明るい天体に対して、例えば、4 時間のタイムスケールで 3.0×10^{-9} Mpc^{-3} yr^{-1} という制限が得られ、数日以下のタイムスケールで、他のサーベイよりも厳しい制限を設けることができた。

1 Introduction

夜空に輝く天体のうち、急激な増光や減光を示す天体を突発天体と呼ぶ。突発天体のうち、超新星爆発や古典新星などは、数日から数週間、数ヶ月といった比較的、時間スケールが長いことで知られる。これらはイベントレートが高いこともあり、観測、研究の歴史は古い。

こうした長い時間スケールの突発天体に対し、数時間での変動を、特に可視光域で示す天体を Fast Optical Transient (FOT) と呼んでいる。FOT 発見のためには観測の時間間隔を短くする必要があるが、技術的制約により、広範囲の観測領域または感度を犠牲にしてしまうなどの欠点があったため、従来、集中的に行われてきたわけではない。

近年、広視野カメラの登場などにより、広視野を短い時間間隔で高頻度観測をすることが可能になり、世界各地で FOT 探査が行われるようになってきた。例えば、Berger et al. 2013 では、Pan-STARRS1 Medium Deep Survey (PS1/MDS) による 30 分程度の時間間隔での探査を、van Roestel et al. 2019 では、the Palomar Transient Factory (PTF) の Sky2Night プロジェクトによる約 2 時間間隔での探査の結果をまとめている。

最近では、AT 2018cow(e.g., Perley et al. 2019) といった数日スケールでの特異な突発天体が見つかるようになってきてはいるが、数時間スケールでの天体は、GRB の可視残光 (e.g., Cenko et al. 2015) を除いて発見されておらず、発生率も上限値が定められているだけである。

そこで、本研究では、Tomo-e Gozen の約 3 年に及ぶ観測データから、特に銀河系外の FOT に着目して探査を行った。

2 Observations and Data analyses

2.1 Tomo-e Gozen サーベイデータ

Tomo-e Gozen は、東京大学木曽観測所の 105 cm シュミット望遠鏡とモザイク CMOS カメラ (Tomo-e Gozen カメラ) を用いた可視光広視野動画サーベイのプロジェクトであり、2019 年 9 月より本格稼働している (Sako et al. 2018)。このサーベイは 84 枚の CMOS イメージセンサーを用いることで、高速（2

フレーム毎秒）かつ広視野（20 平方度）の動画観測を実現し、ある領域に対して 1 晩あたり 1 時間程度の間隔で 4 回程度観測する高頻度サーベイを、毎夜およそ 3000 平方度の領域に対して行っている。

Tomo-e Gozen では、Pan-STARRS1 (PS1; Chambers et al. 2016) の画像を用いた参照画像と撮影した画像から差分画像を作成し、この差分画像から天体を検出し、機械学習 (Convolutional Neural Network ,CNN) を用いて突発天体か否かを判別している。

2.2 FOT の選択基準

Tomo-e Gozen 突発天体サーベイのパイプラインによって突発天体として登録された天体は、2022 年 6 月時点でおよそ 310 万天体ほどある。しかし、この中には差分の失敗を機械学習が突発天体であると誤判定した天体が多く含まれるため、登録された天体全てが本物の突発天体というわけではない。そこで、本研究では図 1 に示した手順で FOT の候補を絞った。

（1）FOT の条件として、最初の検出から 5 日以内に、複数回検出されていることという条件を課した。検出期間を 5 日以内とすることで、超新星爆発などの時間スケールの長い突発天体を除くことが期待される。（2）銀河系内の星に付随した突発天体を除くため GaiaEDR3 (Gaia Collaboration et al. 2021) のカタログを用い、星と 10 秒角以内に位置するものを除去した。このとき Gaia のカタログで固有運動、または年周視差が 3σ より大きいものを保守的に星と見なした。これにより、約 20 等級より明るい星に付随した FOT 候補天体が除かれている。（3）性能が向上した突発天体を判定する機械学習 (Takahashi et al. 2022) を用い、数を絞った突発天体候補に対して再度分類し直した。（4）候補として残った天体の画像から、目視での判別によって誤検出や移動天体を除去した。（5）目視で選びだした候補のうち、TNS 上ですでに超新星爆発と分類された天体を除去した。ここではピーク付近で数日だけ検出されたような超新星爆発が除かれている。最終的に、113 の FOT 候補天体を選出した。

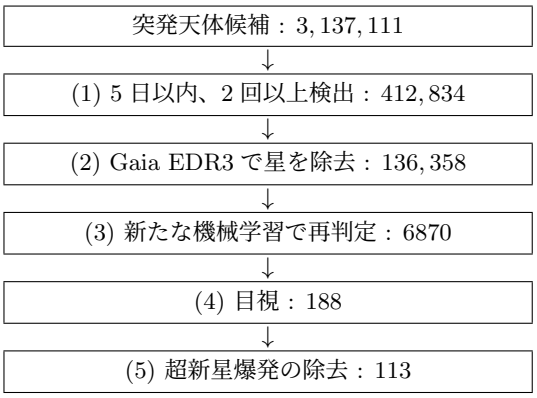


図 1: FOT 候補の選択フローチャート。右の数字は各手順で選出された天体数を表す。

3 Results

2.2 節で選出した 113 の FOT 候補天体の特定を、他のサーベイでの観測データを組み合わせることで試みる。

表 1: FOT 候補天体の分類

分類	天体数
PS1 の点源に付随した天体	81
銀河に付随した天体	10
対応天体が存在しない天体	22

表 1 のように、PS1 の画像で、点源に付随した天体、銀河に付随した天体、対応天体が存在しない天体の 3 つに分類した。

まず、PS1 の点源に付随する 81 天体について、全て PS1DR2 のカタログに 2 秒角以内にマッチするデータが存在した。そこで、PS1 の r バンドでの明るさを静穏期の明るさと仮定し、Tomo-e Gozen での検出のピークと比較し明るさの振幅を考えてみる。

図 2 より、振幅が 2 等級以下の天体が 9 天体、2-6 等級の振幅を持つ天体が 64 天体、6 等級を超える天体が 8 天体存在した。

大きな振幅を持つ天体として、可能性の高い天体は矮新星である。典型的には 2-6 等級程度の振幅を持つが、中にはスーパーアウトバーストと呼ばれる 9 等級を超えるような矮新星も存在する。実際、59 天体は VSX に矮新星として報告済みであった天体であり、2 等級以上の振幅をもつ天体は多くが矮新星であると考えられる。

低振幅で選出された天体はクエーサーとして知られた天体が多く存在した。これは、クエーサーの長

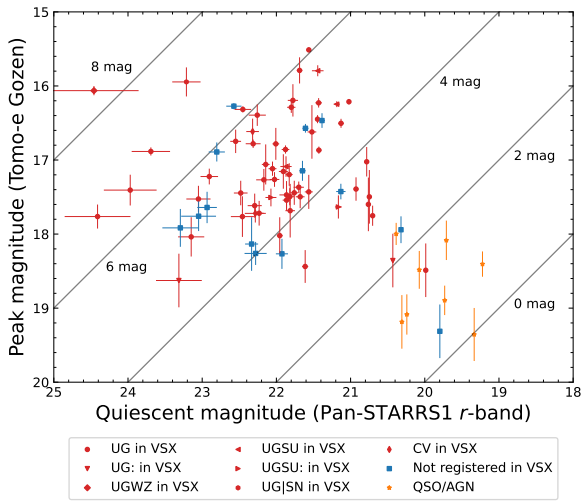


図 2: Tomo-e Gozen でのピークと PS1 での静穏期の比較。赤は VSX で矮新星及びその候補として登録された天体、黄色は NED に QSO と登録された天体または ZTF の LcClassifier で QSO に分類された天体、青は分類されていない天体を示す。灰色の線は振幅を表す。ここで振幅は PS1 の r バンドでの明るさと Tomo-e Gozen でのピーク時の明るさの差で定義した。

期変動の特に明るい期間の一部を Tomo-e Gozen で検出したことで FOT 候補として選出されたものと考えられる。

したがって、PS1 に対応天体を持つ FOT 候補は矮新星やクエーサーなど既知の天体の特に明るい瞬間を捉えたものであったと結論づける。

次に、銀河に付随した 10 天体については、Tomo-e Gozen と ZTF のデータを組み合わせて得た光度曲線と超新星爆発のモデル (Betoule et al. 2014) を比較した。いずれも超新星爆発の光度曲線と似たような進化を示していることがわかった。したがって、この 10 天体は、分光されていないため超新星爆発と分類されていない天体であると考えられる。

最後に、PS1 に対応天体の存在しない 22 天体について考える。PS1 の r バンドでの典型的な限界等級が 23.2 等級であることから、対応天体はそれよりも暗いことになる。もし、これらの天体が銀河系外の天体であった場合、母銀河と突発天体の等級差が 5 等級以上であることになるが、これは、超新星爆発や rapid transient であると考えると母銀河が暗すぎてしまう (e.g., Perley et al. 2020; Wiseman et al. 2020)。

しかし、銀河系内の天体、例えば振幅の大きな矮新星のうち、特にスーパーアウトバーストと呼ばれる 6 等級以上の振幅を持つ矮新星は、対応天体が見えずとも、アウトバースト中だけで検出されることが可能である。

そこで、大きな振幅をもつ矮新星スーパーアウトバーストと光度曲線を比較した。代表して 6 天体を図 3 に示す。FOT 候補の天体は矮新星とよく似た光度曲線を持つことが分かる。また、Rau et al. (2007) をもとにした、簡単な数勘定からも全て矮新星であったとしても矛盾しないことが分かった。

以上から、本研究で選出した FOT 候補天体に銀河系外の特異な天体が検出されたと考える積極的な証拠はなく、多くが矮新星、またはクエーサーなど既知の天体で説明されることが分かった。

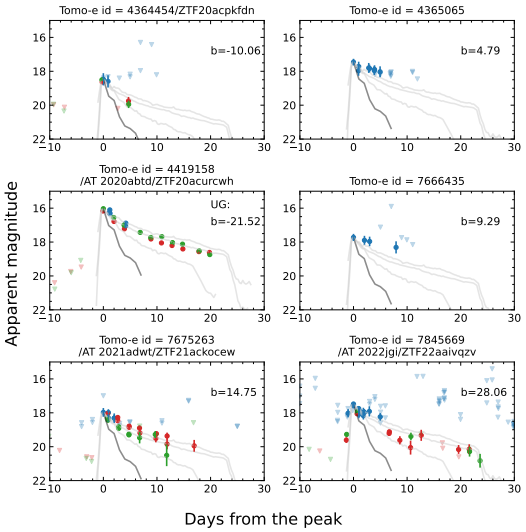


図 3: PS1 に対応天体の存在しない FOT 候補天体の光度曲線。青は Tomo-e Gozen、赤と緑は ZTF の r バンド、g バンドでの明るさを示す。灰色の線は WZ Sge-type の矮新星スーパーアウトバースト (Kato et al. 2009)、黒い線はキロノバ 2017gfo の光度曲線である。

4 Upper limits on the event rate of extragalactic FOTs

本章では、Tomo-e Gozen での観測から銀河系外 FOT の発生率への制限について議論する。3 章でみた通り、FOT 候補天体として選出した 113 天体は全て、矮新星や超新星爆発、クエーサーで十分説明さ

れることから、銀河系外 FOT は検出されなかったものと考える。

ここでは、突発天体の絶対等級とタイムスケールごとに体積率での上限値を算出した。得られた上限値を図 4 に示す。明るい天体ほど、遠くまで見ることができるため体積も大きくなり、より厳しい制限が付けられている。また、明るい天体に対して、限界等級の深い探査は宇宙論的な効果により体積が大きくなりにくいため、浅く広く探査している Tomo-e Gozen がより効果的な制限を課していることがわかる。

Tomo-e Gozen での制限を既知の天体と比較してみる。例えば、$M = -18$ 等級、$\tau \sim 0.1$ 時間の天体はローカルな超新星爆発よりも存在しないということがわかる。数日のタイムスケールの天体に対して、$M = -18$ 等級の天体は RET や FBOT と呼ばれる数日スケールでの変動を示す天体と同程度の体積率を示している。また、$M < -20$ 等級の天体は、特に明るい FBOT として知られる AT 2018cow のような天体の見積もられた発生率の範囲内であり、将来、Tomo-e Gozen での発見が大いに期待される。

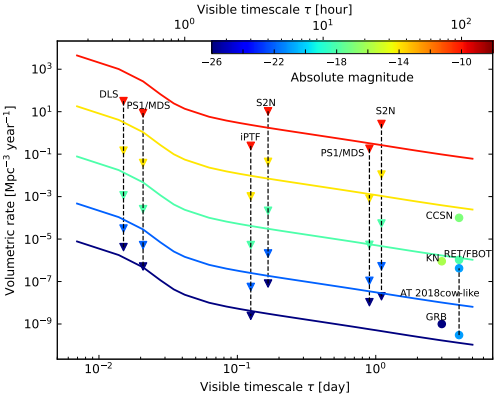


図 4: 銀河系外 FOT の体積率上限。曲線は Tomo-e Gozen での上限値、下三角の記号は各探査での上限値を示す。 DLS (Becker et al. 2004), PS1/MDS (Berger et al. 2013), iPTF (Ho et al. 2018), and S2N (van Roestel et al. 2019). 絶対等級が $-10, -14, -18, -22,$ and -26 等級での上限値を上から示している。また、右に示したのは各天体の体積率またはその上限値である。CCSNe ($M \sim -17$, 1.0×10^{-4}; e.g., Perley et al. 2020), RETs/FBOTs ($M \sim -18$, $< 1.05\times10^{-6}$; e.g., Li et al. 2023), KNe ($M \sim -16$, $< 9.0\times10^{-7}$; Andreoni et al. 2021), AT 2018cow-like luminous FBOTs ($M \sim -21$, 3.0×10^{-10} - 4.2×10^{-7}; Ho et al. 2023), and long GRBs ($M \sim -26$, 1.0×10^{-9}; Wanderman et al. 2010).

5 Summary

本研究では、Tomo-e Gozen による約 3 年の観測データをもとに銀河系外 Fast Optical Transient 探査を行った。113 天体の FOT 候補天体を選出したが、他サーベイでのデータと組み合わせた光度曲線の比較などから、多くの候補天体が、矮新星や超新星爆発などのピーク付近を検出したものであることが分かり、銀河系外 FOT は非検出であると結論づけた。そして、この結果から銀河系 FOT の発生率への制限を設けた。例えば、絶対等級が $M = -26$ mag の天体に対しては、4 時間の時間スケールで、3.0×10^{-9} Mpc^{-3} yr^{-1}、1 日の時間スケールで、5.0×10^{-10} Mpc^{-3} yr^{-1} の発生率の上限値であった。広視野を活かした Tomo-e Gozen の観測により、数時間から数日のタイムスケールの明るい FOT の発生率に対して厳しい制限を設けることが分かった。

Reference

Andreoni et al. 2021, ApJ, 918, 63

Becker et al. 2004, ApJ, 611, 418

Berger et al. 2013, ApJ, 779, 18

Betoule et al. 2014, A&A, 568, A22

Cenko et al. 2015, Apjl, 803, L24

Chambers et al. 2016, arXiv, 1612.05560

Gaia Collaboration et al. 2021, A&A, 649, A1

Ho et al. 2018, ApJ, 854, L13

Ho et al. 2023, ApJ, 949, 120

Kato et al. 2009, Pasj , 61,395

Li et al. 2023, arXive, 2305.12974

Perley et al. 2019, MNRAS, 484, 1031

Perley et al. 2020, ApJ , 904, 35

Rau et al. 2007, ApJ, 664, 474

Sako et al. 2018, SPIE, 10702, 107020J

Takahashi et al. 2022, PASJ, 4, 946

van Roestel et al. 2019, MNRAS, 484, 4507

Wanderman et al. 2010, MNRAS, 406, 1944

Wiseman et al. 2020, MNRAS, 498, 2575

————index へ戻る

コン a04

機械学習を用いた輻射流体力学計算コードの高速化について

上野 航介

未提出

————index へ戻る

コン a05

パルサー磁気圏のプラズマ粒子シミュレーション

佐伯 聖真

パルサー磁気圏のプラズマ粒子シミュレーション

佐伯 聖真 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

パルサーは安定的な周期の電磁波パルスが観測される天体で, その正体は強磁場を持ち高速自転する中性子星である. 強磁場天体が高速自転するとその磁気圏では荷電粒子の加速と電子陽電子対生成が起こり, 自転エネルギーが電磁場や粒子のエネルギーへ変換されると考えられる. しかしパルサー磁気圏でのエネルギー変換に深く関わる粒子加速・生成過程はよく理解されておらず, 様々なモデルに基づいた研究が行われている. 本研究では, パルサー磁気圏の光円柱半径の外側も含めた領域で粒子の運動と電磁場の時間発展を同時に解ける 2 次元軸対称粒子シミュレーションコード *PICsar2D*(Belyaev 2017) を用いて, パルサー磁気圏での対生成率と放出されるエネルギーの関係を調べた. その結果, 磁気圏での加速電場を遮蔽するのに必要な粒子数を供給できる対生成率以上でも放出されるエネルギーは対生成率に依存することが分かった.

1 Introduction

パルサーは安定的な周期の電磁波パルスが観測される天体で, その短い周期 ($P \sim 0.001 - 100\,[\mathrm{s}]$) と周期増加 ($\dot{P} \sim 10^{-22} - 10^{-10}\,[\mathrm{s \cdot s^{-1}}]$) から, 正体は強磁場 ($B \sim 10^{8} - 10^{15}\,[\mathrm{G}]$) を持ち高速に自転する中性子星だと考えられる. パルサーは電磁波パルスだけでなく, パルサー星雲にエネルギーを与える粒子 (パルサー風) も放出している. これらの電磁波と粒子のエネルギー源はパルサーの大部分 (回転駆動型パルサー) に対してはその自転周期の増加から自転エネルギーだと考えられる. 電磁波パルスや粒子の放出機構は未解明で, その解明にはパルサー磁気圏での自転エネルギーから電磁場や粒子のエネルギーへの変換過程の理解が重要である. この章ではパルサー磁気圏についてこれまでの研究と現状を簡単に説明する.

まず, 真空中で星自身が自転を減速させる機構として磁気双極子放射が考えられる. しかし, パルサーからは電波からガンマ線にわたる広い振動数帯の電磁波パルスが観測されており, 振動数が中性子星の自転周期の逆数となる磁気双極子放射のみでは説明できない. また, 以下の議論のように物理的にも周囲は真空ではないと考えられる. 中性子星のような強磁場を持つ導体が回転すると, 導体内の荷電粒子が電荷に依る向きのローレンツ力を受けることで電荷分布に偏りが生じ電場が誘起される。星外部が真空だと電場は遮蔽されず, このとき星表面の荷電粒子が電場から受ける力 (星の外向き) をパルサーの周期と磁場の典型値を用いて計算すると重力の約 10^{12} 倍となる. したがって, 星表面から荷電粒子が放出されパルサー磁気圏は真空でない描像が得られる.

磁気圏での荷電粒子の分布について考える. 磁気圏の荷電粒子は中性子星の磁場が強いため磁力線に沿って運動し, 磁力線に平行な電場成分 (加速電場) を打ち消そうとするように分布する. 荷電粒子が星と共回転し加速電場を打ち消すのに必要な電荷密度は式 (1) と導かれ, Goldreich-Julian(以下 GJ) 密度と呼ばれる.

$$\rho_{\mathrm{GJ}} = -\frac{\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{B}}{2\pi c} \tag{1}$$

ここで, $\boldsymbol{\Omega}$ は星の角速度, $\boldsymbol{B}$ は磁場, c は光速である. このとき荷電粒子が共回転できる最大半径は共回転速度が光速に達する半径の Light Cylinder(以下 LC) 半径である.

$$R_{\mathrm{lc}} = \frac{c}{\Omega} \tag{2}$$

星表面から磁気圏へ粒子が放出される場合に対応する, 星表面の加速電場に応じた符号の荷電粒子を星表面に注入し, 星表面の加速電場が遮蔽されると粒子の注入を止めるモデルでの粒子シミュレーション (Cerutti and Beloborodov 2017) の結果, 荷電粒子の分布は図 1 のようになる. このような定常で軸対称な荷電粒子の分布は粒子を LC より外側に放出しない。また Toroidal 電場 $E_\phi = 0$ と定常電場かつ Poloidal 電流が流れないため Toroidal 磁場 $B_\phi = 0$ より Poynting フラックスの動径成分 $S_r = 0$, すなわち電磁場エネルギーも LC より外側に放出しない.

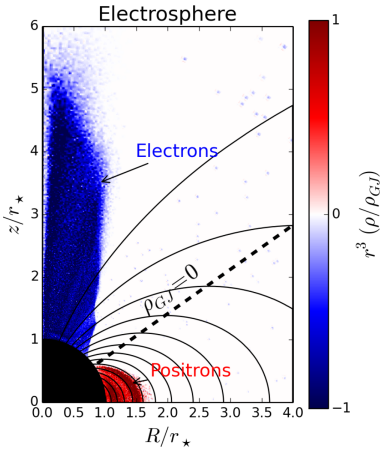


図 1: 星表面からのみの粒子供給での粒子分布 (Cerutti and Beloborodov 2017)

実際にはより微視的な過程を考える必要があり, 星表面以外からの磁気圏への粒子供給が起こる. 例えば星表面近くに加速電場があると, 加速された荷電粒子が曲がった磁力線に沿って運動すると曲率放射をする. 中性子星磁場は非常に強いため, 放射されたガンマ線と相互作用し電子陽電子対生成 ($\gamma + B \to e^- + e^+$) を起こす可能性がある. 対生成によって磁気圏に供給された荷電粒子は加速電場を打ち消そうとすると考えられる. ただし磁極付近[1]で荷電粒子は連続的に放出されるために粒子の供給も連続的に行われなければならず, 常に粒子加速が起こる (polar cap).

磁気圏の大局的構造を調べるために, 磁気圏が十分な数の粒子で満たされていて加速電場が遮蔽されていることと, 中性子星の磁場が強いため電磁場のエネルギーが粒子のエネルギーを無視できるほど十分大きいことを仮定する (Force Free 近似). Force Free 条件から導かれるパルサー方程式の現在見つかっている解析解は monopole 解のみである. Maxwell 方程式 $\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{B}=0$ と整合性をとるために北半球と南半球で磁場の向きを反転させた Splite monopole 解が考案されたが, これは Force Free 条件が破れている赤道面で境界条件を課していて任意性が残る. 双極子磁場の場合も数値解が得られているが, 赤道面に同じ問題がある. Force Free 近似では磁気圏の大まかな大局的構造や加速領域の手がかりを得ることができる一方, Force Free 条件が破れる領域やそこで何が起こるか分からないことや, 磁気圏を粒子で満たすために必要な粒子加速や対生成を考慮できないため別のアプローチが必要である.

粒子シミュレーション[2]は粒子加速のような微視的なプラズマ過程と大局的な磁気圏の構造を同時に考慮したモデルでの磁気圏を調べることができるため, パルサー磁気圏を理解するのに非常に強力な手法である. 粒子による放射や対生成に対して第一原理的な方法を使うことまではできないためこの部分はモデル化する必要があり, 様々なモデルでシミュレーションが行われている. ただし粒子シミュレーションを用いたこれまでの研究では, 対生成率は磁気圏に GJ 密度を供給できる値以上だと磁気圏の物理にどう影響するか分かっていない (Hakobyan et al. 2023). そのため本研究では対生成率が磁気圏に GJ 密度を供給できる値以上も含めて, 星表面付近で一様に対生成が起こるモデルの対生成率と放出されるエネルギーの関係をプラズマ粒子シミュレーションによって調べた.

2 Methods and Setup

LC 外を含めた計算領域の 2 次元軸対称 PIC(Particle In Cell) コード *PICsar2D*(Belyaev 2017)[3]を用いた. 2 次元コードより自転軸と磁軸が平行な中性子星を考える. *PICsar2D* の特徴とセットアップを表 1 にまとめた. ただし, r_* は星半径である. 運動方程式の解法には, 時間間隔がジャイロ運

表 1: *PICsar2D* の特徴とセットアップ

グリッド数	$N_r \times N_\theta = 513 \times 257$
動径グリッド	$\xi := r_* \ln(r/r_*)$
方位角グリッド	$\theta_A := -\cos\theta$
計算領域	$1 < r/r_* < 54.5$
計算時間 (自転数)	3.730
時間ステップ	$N_{\rm step} = 20000$
LC 半径	$R_{\rm lc} = 4r_*$
ジャイロ角速度 (LC) と自転角速度比	$\omega_g/\Omega \sim 10^5$
計算粒子	電子と陽電子のみ
初期状態	真空, 双極子磁場
粒子注入率	$f_{\rm inj} = 0.01 - 10$

[1] 赤道付近では閉じた磁力線によって荷電粒子がとどまり加速電場を遮蔽した状態の維持が可能である

[2] 近年計算技術の向上により使えるようになってきた

[3] URL https://github.com/astromb/PICsar2D.git

動を分解できる値よりある程度大きくても正確にドリフト速度を計算できる Vay 法 (Vay 2008) が用いられている．粒子の注入については，星表面に接するセルに一様に毎時間ステップ式 (3) のフラックスに対応する電子陽電子対を注入する (Cerutti et al. 2015).

$$F_{\rm inj} = v_{\rm pol} f_{\rm inj} n^*_{\rm GJ} \tag{3}$$

ここで，$F_{\rm inj}$ は注入粒子による粒子フラックス，$v_{\rm pol}$ は注入粒子の初速，$n^*_{\rm GJ}$ は星表面での GJ 数密度である．本研究では対生成率に対応する粒子注入率 $f_{\rm inj}$ を，磁気圏に GJ 密度を供給するのに最低限必要な値 $f_{\rm inj} = 1$ をまたぐように，$0.01 \leq f_{\rm inj} \leq 10$ で変化させて，その時に放出される電磁場と粒子のエネルギーフラックスを調べた．磁気圏から放出されるエネルギーを調べるため，LC 半径から十分離れた距離 $r = 4R_{\rm lc}$ での値を調べた．

3 Results and Discussions

シミュレーションの結果得られた，粒子注入率 $f_{\rm inj}$ と粒子の運動エネルギーフラックス，電磁場のエネルギーフラックスとの関係を図 2a に示す．$f_{\rm inj} < 1$ では電磁場と粒子のエネルギーフラックスともに $f_{\rm inj}$ に対して線形的に増加した．$f_{\rm inj} > 1$ では $f_{\rm inj}$ の増加に対して電磁場のエネルギーフラックスの増加は緩やかになり，粒子のエネルギーフラックスは減少に転じた．以上の関係が得られた原因を考察する．

まず粒子の運動エネルギーフラックスについて考察する．放出される粒子の運動エネルギーは放出される粒子数と各粒子の運動エネルギー (ローレンツ因子に対応) で決まる．そこで，$f_{\rm inj}$ と放出される粒子数 (図 2b)，1 粒子の平均ローレンツ因子 (図 2c) それぞれの関係を示す．図 2b より，$f_{\rm inj} \gtrsim 10^{-1}$ で $f_{\rm inj}$ の増加に対して粒子数密度が傾き約 1 で増加しており比例の関係にあることが分かる．$f_{\rm inj} \lesssim 10^{-1}$ では注入率が小さいため図 1 と似たような状況になり粒子がほとんど放出されず $f_{\rm inj}$ の増加に対して粒子数密度の傾きがフラットになった．次に図 2c より $f_{\rm inj}$ の増加に対して 1 粒子の平均ローレンツ因子は $f_{\rm inj} < 1$ でほぼ一定，$f_{\rm inj} > 1$ で急激に減少していることが分かる．磁気圏での粒子加速について考えるために，粒子の運動エネルギーと電磁場のエネルギーの比を表す磁化率パラメータ σ(図 3) を調べた．

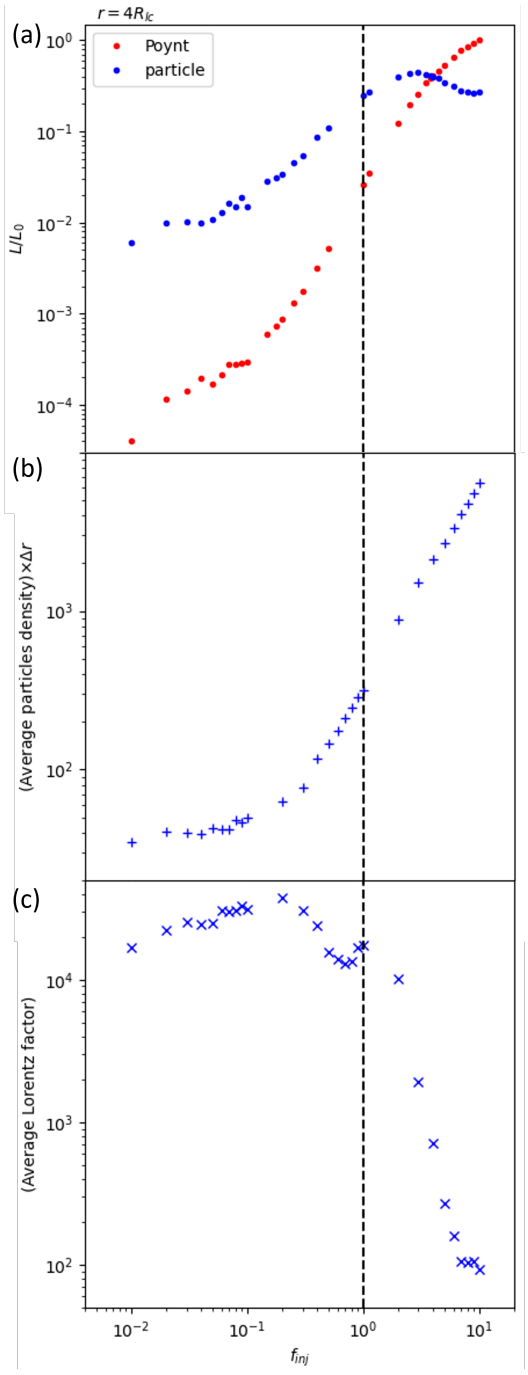


図 2: (a) 粒子注入率 $f_{\rm inj}$ と電磁場のエネルギーフラックス (赤)，粒子の運動エネルギーフラックス (青) との関係，(b)$f_{\rm inj}$ と平均粒子数密度との関係，(c)$f_{\rm inj}$ と平均ローレンツ因子との関係

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi(\gamma_+ n_+ + \gamma_- n_-)mc^2} \tag{4}$$

ここで, γ_+, γ_- は陽電子, 電子のローレンツ因子, n_+, n_- は陽電子, 電子の数密度, m は電子質量である. 図 3 より $f_{\rm inj} \lesssim 1$ では粒子が広い領域で最大速

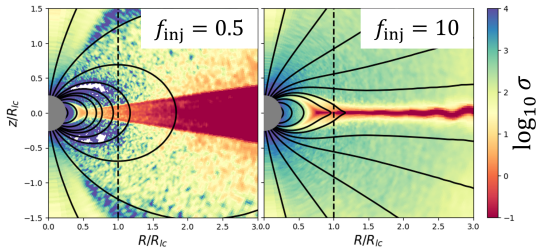


図 3: 異なる $f_{\rm inj}(= 0.5, 10)$ での σ の磁気圏での分布

度まで加速されたと考えられる. 一方, $f_{\rm inj} \gtrsim 1$ では磁気圏ほとんどが GJ 密度で満たされて加速領域が狭くなり粒子が加速されにくくなったと考えられる. 結果として, $f_{\rm inj} \sim 1$ で $f_{\rm inj}$ の変化に対するローレンツ因子の傾きが大きく変化したと考えられる.

次に放出される電磁場のエネルギーフラックスを考える. これは Maxwell 方程式 $\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{E} = 4\pi\rho$, $\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B} = \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}$ より電磁場の変化するスケールを L として電荷密度 ρ の 2 乗に比例する.

$$\begin{aligned} S_r &\simeq \frac{c}{4\pi} E_\theta B_\phi \\ &\sim \frac{c}{4\pi}(4\pi\rho L)\left(\frac{4\pi}{c}\rho c L\right) = 4\pi c L^2 \rho^2 \end{aligned} \quad (5)$$

ここで電荷密度と粒子数密度 $n(\propto f_{\rm inj})$ の関係を考えるために, 電子と陽電子の多重度 κ(図 4) を調べた.

$$\kappa = \frac{|n_+ + n_-|}{|n_+ - n_-|} \quad (6)$$

図 4 より, $f_{\rm inj} < 1$ ではほとんどの領域で加速電場が

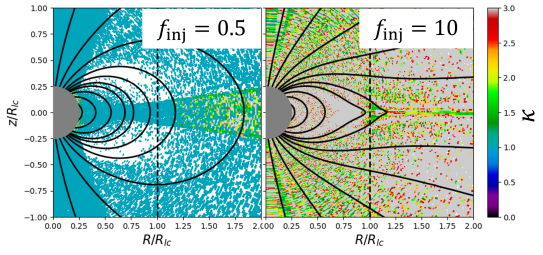


図 4: 異なる $f_{\rm inj}(= 0.5, 10)$ での κ の磁気圏での分布

打ち消されていないことで電子と陽電子が分離しており, 電荷密度 ρ と粒子数密度 n が $|\rho| \simeq en$(e: 素電荷) の関係にある. このことから, $S \sim \rho^2 \sim n^2 \sim f_{\rm inj}^2$ となり図 2a の電磁場エネルギーフラックスが傾きが約 2 で増加したと考えられる. $f_{\rm inj} > 1$ では電子と陽電子が共存しているため, 電荷が打ち消し合い $|\rho| < en$ となり図 2a の電磁場エネルギーフラックスの傾きが緩やかになったと考えられる.

4 Summary

本研究では自転軸と磁軸が一致するパルサーで星表面付近で対生成が起こるモデルで PIC シミュレーションを行い, 対生成率を変化させたときに放出される電磁場と粒子のエネルギーを計算した. その結果, 対生成率が磁気圏に GJ 密度を供給できる値以下 ($f_{\rm inj} < 1$) では対生成率に対して放出される電磁場と粒子のエネルギーは線形的に増加したが, 磁気圏に GJ 密度を供給できる値以上 ($f_{\rm inj} > 1$) では放出される電磁場のエネルギーの増加は鈍くなり, 粒子のエネルギーは減少に転じた. この結果は対生成率が磁気圏に GJ 密度を供給できる値以上でも放出エネルギーや磁気圏の状態を決める大きな要因の 1 つであることを示している.

Acknowledgement

まず, 夏の学校の運営に携わる皆様にこの場を借りて感謝申し上げます. また, 指導教員の木坂将大助教 (広島大学) には日頃から研究のみに限らず様々な面でサポートしていただいており, 感謝しています.

Reference

Belyaev, M. A. (2017). PICsar2D: Public Release. *arXiv e-prints*, page arXiv:1707.01598.

Cerutti, B. and Beloborodov, A. M. (2017). Electrodynamics of Pulsar Magnetospheres. Space Sci. Rev., 207(1-4):111–136.

Cerutti, B., Philippov, A., Parfrey, K., and Spitkovsky, A. (2015). Particle acceleration in axisymmetric pulsar current sheets. MNRAS, 448(1):606–619.

Hakobyan, H., Philippov, A., and Spitkovsky, A. (2023). Magnetic Energy Dissipation and γ-Ray Emission in Energetic Pulsars. ApJ, 943(2):105.

Vay, J. L. (2008). Simulation of beams or plasmas crossing at relativistic velocity. *Physics of Plasmas*, 15(5):056701.

————index へ戻る

コン a06

X 線連星パルサー A 0535 + 262 の中性子星への質量降着率と自転周期の変化率の関係の調査

新居田 祐基

X 線連星パルサー A 0535+262 の中性子星への質量降着率と自転周期の変化率の関係の調査

新居田 祐基 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

Abstract

中性子星の質量や半径といった基本パラメータを推定することは、超高圧高密度の核物質の振る舞いを規定する状態方程式を決定するために重要である。本研究では、X 線連星パルサー（中性子星と通常の恒星の連星系）A 0535+262 に着目し、全天 X 線監視装置 MAXI で得られた光度変動のデータと Fermi 衛星で得られたパルス周期のデータを用いて、自転周期の変化率と光度の相関を調査した。その結果、これらの間には負の相関が見られることが確かめられた。このデータと、Ghosh & Lamb (1979) で提案された周期変化率と光度の関係を説明する理論モデルを比較することで、A 0535+262 の中性子星の質量と半径は、典型的な中性子星の値（$\sim 1.4 M_{\odot}$、~ 10 km) に近い可能性があるとわかった。

1 序論

中性子星は大質量の星がおこす超新星爆発によって生成され、ほぼ中性子のみからなる天体である。自転周期はミリ秒から数百秒程度と短く、太陽程度の質量を持つ一方、半径がわずか 10 km 程度である。質量が大きいにもかかわらず半径が小さいため、内部は実験室で再現することの難しい超高圧高密度の状態となっており、極限状態の物質の振る舞いを探るのに適していると考えられている。物質の極限状態の振る舞いを表す式として状態方程式 (Equation of State, EoS) があるが、現時点では候補が複数提案されており、定まっていない。EoS から中性子星の質量と半径の関係が計算できるので、観測によって中性子星の質量や半径を測定し、EoS に制限をかけようとする研究が行われている。

X 線連星パルサーは中性子星と恒星の連星系で、恒星から中性子星にガスが降着し、ガスの重力エネルギーが解放されることで X 線で輝いている。ガスは中性子星の磁場による磁気圧とガス圧が釣り合うアルフベン半径でせきとめられ、これより内側では磁力線に沿って降着し、磁力線に沿って降着したガスは中性子星の磁極に流れ込む。磁極が中性子星の自転軸に対して傾いている場合、X 線の放射は中性子星の自転に対応したパルス波として観測される。多くの場合、ガスの降着量が変化するタイムスケールに対して中性子星の磁場強度が変化するタイムスケールが十分に長いため、アルフベン半径はガスの降着量に依存する。中性子星の磁力線は剛体回転、ガスはケプラー回転をしており、ガスの角運動量はアルフベン半径付近で中性子星に受け渡されると考えられているため、ガスの降着量の増減に伴い中性子星に受け渡される角運動量が変化する。従って、ガスの降着量、つまり、X 線光度と中性子星の自転周期の変化の間には関係があると考えられる。これまでの多くの X 線連星パルサーの観測において、X 線光度と中性子星の自転周期の変化の間には関係があることが示唆されている (Bildsten et al. 1997)。

X 線光度と中性子星の自転周期の変化の関係を説明する理論モデルがいくつか提案されており、代表的な 1 つに Ghosh & Lamb (1979) で示されている理論モデル (以下 GL79) がある。そのモデルでは、X 線連星パルサーの X 線光度と中性子星の自転周期の変化率 ($\dot{P}$) には下記の式で表される関係があると示されている。

$$\dot{P} = -5.0 \times 10^{-5}\ \mu_{30}^{\frac{2}{7}}\ n(\omega_{\rm s})\ R_6^{\frac{6}{7}}\ \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{3}{7}} \times I_{45}^{-1}\ P^2\ L_{37}^{\frac{6}{7}}\ {\rm s\ yr^{-1}}$$

ここで、μ_{30}、R_6、M、$M_{\odot}$、I_{45}、P、L_{37} はそれぞれ 10^{30} G cm^3 単位の中性子星の磁気双極子モーメント、10^6 cm 単位の中性子星の半径、中性子星の質量 (g)、太陽質量 (g)、10^{45} g cm^2 単位の中性子星の慣性モーメント、中性子星の自転周期 (s)、10^{37} erg s^{-1} 単位の X 線光度を表している。また、$n(\omega_{\rm s})$ は、中性子星と中性子星に降着するガスが形成する降着円

盤の角速度の比 ω_s の関数であり、降着円盤から中性子星に受け渡される角運動量の輸送効率の補正を表す。GL79 によると $\dot{P}$ は X 線光度だけでなく、中性子星の質量や半径、磁場強度に依存するされており、観測結果に GL79 の理論モデルを適用することで中性子星の質量や半径、磁場強度を推定し、EoS に制限を加えようとする研究も行われている (Takagi et al. 2016, Yatabe et al. 2018)。

A 0535+262 は、中性子星と Be 型星 (B 型星の中で一度でも水素の H_α 輝線が観測されたことのある星) からなる X 線連星パルサーである。天体までの距離は 1.8±0.6 kpc (Giangrande et al. 1980)、公転周期は 111.0 ± 0.4 日 (Priedhorsky & Terrell 1983)、中性子星の自転周期は 103.3 s (Rosenberg et al. 1975)、とそれぞれ求められている。A 0535+262 では、中性子星と Be 型星が一番近づく近星点付近を中性子星が通過するときに起こす Type-I 増光と Type-I 増光よりも 1 桁も明るく近星点に関わらず起こす Type-II 増光が観測されている。1975 年の発見以降、X 線での増光が何度も観測されており、特に、2020 年に観測された Type-II 増光は過去最大の光度となり、数桁にも及ぶ光度変動を示した。

本研究では、数桁にも及ぶ X 線光度の変動を示した A 0535+262 に着目し、全天 X 線監視装置 MAXI で得られた X 線光度と Fermi/GBM で得られた自転周期から X 線光度と自転周期の変化率の関係を調査した。また、観測データに対して GL79 の理論モデルを適用することを試みた。

2 観測装置

2.1 MAXI

全天 X 線監視装置 MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) は 2009 年 7 月 16 日に打ち上げられ、国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟「きぼう」の船外実験プラットホームに設置された全天の X 線天体を観測する装置である。約 92 分で ISS と共に地球を一周し、全天の観測を行なっているため、突発的に発生する現象や天体の長期的な変動の観測に適している。MAXI には、GSC (Gas Slit Camera) と SSC (Solid-state Slit Camera) の 2 つの検出器が搭載されており、それぞれの観測エネルギー帯域は 2−20 keV と 0.5−12 keV となっている。本研究では、X 線連星パルサーの X 線放射帯域をより広くカバーしている MAXI/GSC を使用した。

2.2 Fermi

Fermi 衛星は、アメリカ、日本、イタリア、フランス、スウェーデン、ドイツの 6ヵ国による国際協力の下に開発されたガンマ線観測衛星である。20 MeV−300 GeV のエネルギー帯を観測する Large Area Telescope (LAT) と、8 keV−40 MeV のエネルギー帯を観測する Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の 2 つの検出器が搭載されている。GBM は多くの X 線連星パルサーをモニター観測しており、その観測データをもとに自転周期の時間変化を公開している。本研究では、Fermi/GBM で観測されたデータをもとに求められた自転周期の時間変化の公開データを使用した。

3 観測結果と解析

3.1 X 線光度

MAXI/GSC を用いて MJD 55054 から MJD 59832 までの期間の 6−20 keV の光度曲線を取得した。しかし、一般的に観測されている X 線連星パルサーの X 線放射帯域はさらに幅広く、また、GL79 で考えられている帯域は X 線の全放射帯域である。そこで、MAXI/GSC で得られた 6−20 keV の X 線強度を X 線連星パルサーの全 X 線放射帯域での X 線光度に変換することを試みた。まず、MAXI/GSC で得ることのできる最大帯域 2−20 keV での MJD 55054 から MJD 59832 までの期間の X 線スペクトルを取得した。得られたスペクトルに対して一般的な X 線連星パルサーの X 線スペクトルをよく再現するモデル (カットオフ付きのべき関数) を適用し、観測データをよく再現するベストフィットモデルを求めた。使用したモデルを下記に示す。

$$I(E) = AE^{-\Gamma} \exp(-\frac{E}{kT})$$

ここで、A は Normalization、Γ は Photon index、kT は e-folding energy である。このベストフィットモデルを MAXI/GSC の観測期間における A 0535+262 の X 線スペクトルと仮定して、6−20 keV の X 線強度

から全 X 線放射帯域とみなすことのできる 0.1−200 keV の X 線強度への変換係数を求めた。MAXI/GSC の 6−20 keV の光度曲線に対して変換係数をかけることで、全 X 線放射帯域での X 線光度 (ボロメトリック光度) を求めた (図 1)。

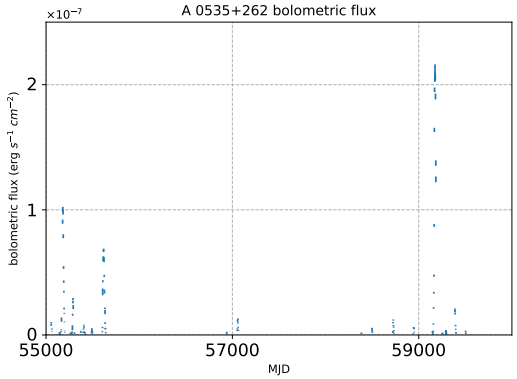


図 1: MAXI/GSC の 6−20 keV の観測データから求めた A 0535+262 のボロメトリック光度の光度曲線

3.2 自転周期の変化率

Fermi/GBM で観測されたデータから求められた A 0535+262 の自転周期の中から、MAXI/GSC の観測期間内のデータを選んで取得した (図 2)。自転周期の変化率は、観測された自転周期の隣り合う 2 点の差から計算した。得られた自転周期の変化率を図 3 に示す。

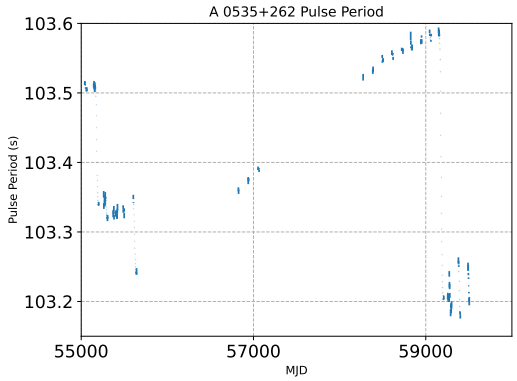


図 2: Fermi/GBM で観測された A 0535+262 の中性子星の自転周期の時間変化

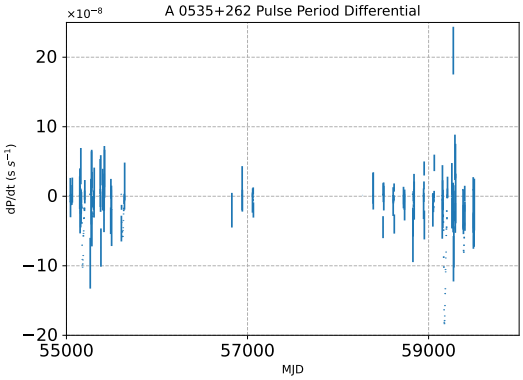


図 3: Fermi/GBM で観測された A 0535+262 の中性子星の自転周期の隣り合う 2 点の差から計算した自転周期の変化率の時間変化

3.3 ボロメトリック光度と自転周期の変化率

A 0535+262 の MAXI/GSC の観測データから求めたボロメトリック光度と Fermi/GBM の観測によって得られた自転周期から計算した自転周期の変化率の結果を図 4 に示す。

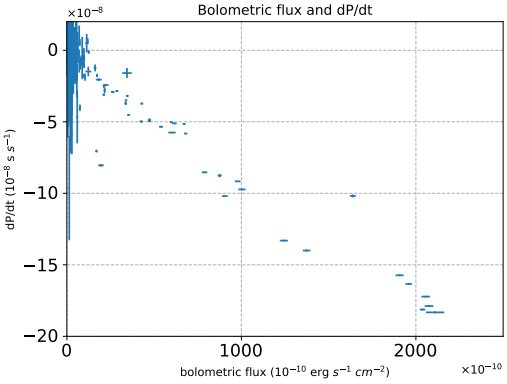


図 4: A 0535+262 の MAXI/GSC で求めたボロメトリック光度と Fermi/GBM の自転周期の観測から計算した自転周期の変化率

4 考察

図 1 と図 2 より MJD 55000 から MJD 56000 までの期間と MJD 59000 付近のデータでは、過去の X 線連星パルサーの観測でも得られているような X

線光度が変化した際には自転周期にも変化があることが確認できた。その関係は図 3 で示されるように、自転周期の変化率は X 線光度に対して負の相関があることがわかった。図 3 の結果より、本研究が対象とする期間のデータに対して GL79 の理論モデルが適用可能であることも確認できた。

GL79 の理論モデルを適用して中性子星の質量と半径を求める前段階として、典型的な中性子星の質量 ($1.4M_{\odot}$) と半径 (10 km)、A 0535+262 のパラメータを GL79 モデルに代入した際の理論曲線 (図 5 の青の実線) と質量のみを $2.0M_{\odot}$ に変化させた場合の理論曲線 (図 5 のオレンジの実線) を求め、観測データと比較した (図 5)。比較した結果は中性子星の質量が $1.4M_{\odot}$ と半径が 10 km の理論曲線の方が観測データに近くなり、A 0535+262 の中性子星は典型的な中性子星の質量と半径に近い可能性があるとわかった。

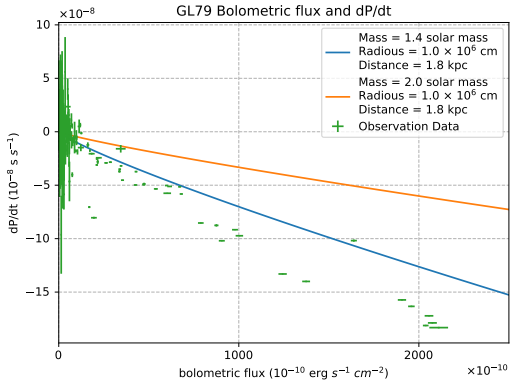


図 5: 緑の十字は MAXI/GSC と Fermi/GBM で得られた観測データ、青の実線は中性子星の質量 ($1.4M_{\odot}$) と半径 (10 km)、A 0535+262 のパラメータを GL79 モデルに代入した理論曲線、オレンジの実線は中性子星の質量を $2.0M_{\odot}$ に変化させた場合の理論曲線

5 まとめ

本研究では、MAXI/GSC と Fermi/GBM の観測データから X 線連星パルサー A 0535+262 のボロメトリック光度と中性子星の自転周期の変化率を求めた。得られたボロメトリック光度と自転周期の変化率の間には負の相関があることが確認でき、GL79 で提案されている理論モデルを適用することが可能であることがわかった。典型的な中性子星の質量と半径を GL79 モデルに代入した際の理論曲線と質量のみを $2.0M_{\odot}$ に変化させた場合の理論曲線を求め観測データと比較したところ、典型的な中性子星の質量と半径の理論曲線の方が観測データに近くなった。従って、A 0535+262 の中性子星は典型的な中性子星の質量と半径に近い可能性があるとわかった。

今後は、GL79 の理論モデルを観測データに適用することで A 0535+262 の中性子星の質量と半径の推定を行い、また、他の X 線連星パルサーについても同様の手法で質量と半径を推定し、サンプル数の増加を試みる。

6 参考文献

Bildsten L., et al. 1997, ApJS, 113, 367
Ghosh, P., &, Lamb, F. K. 1979, ApJ, 234, 296
Giangrande, et al. 1980, A&AS, 40, 289
Priedhorsky, W.C., & Terrell, J. 1983, Natur, 303, 681
Rosenberg, F.D., et al. 1975, Natur, 256, 628
Takagi, T., et al. 2016, PASJ, 68, 13
Yatabe, F., et al. 2018, PASJ, 70, 89

————index へ戻る

コン a07

ULX パルサーの自転位相分解スペクトル解析による超臨界降着流の構造の解明

三浦 大貴

ULX パルサーの自転位相分解解析を用いた超臨界降着流の構造の解明

三浦 大貴 (東京大学大学院 理学系研究科/JAXA 宇宙科学研究所)

Abstract

超高光度 X 線パルサー（ULX パルサー）は、典型的な恒星質量ブラックホール（$M_{\rm BH} \sim 10 M_\odot$）のエディントン光度を超えて明るく輝く中性子星である。すなわち、エディントン降着率を超えた超臨界降着流の存在が明らかな天体である。超臨界降着には、降着ガスの一部が降着流自身の放射圧により放出されるアウトフローが起こると考えられており（Shakura and Sunyaev 1973）、ULX パルサーにおいても吸収線による観測例が存在する（Kosec et al. 2018）。アウトフローによる周辺環境への物質やエネルギーのフィードバックは原始星や活動銀河核などあらゆるスケールの天体で普遍的に見られるもので、惑星形成や銀河進化などに関係する重要な現象である。超臨界降着流の構造を解明しその仕組みを明らかにすることで、そのようなアウトフロー現象の理解にもつながると考えられる。

本研究では、ULX パルサーの超臨界降着流の構造の理解を目的として、NGC 5907 ULX1 の XMM-Newton と NuSTAR による 2014 年の同時観測データを用い、広帯域スペクトルの自転位相分解解析を行なった。自転位相ごとに作成した各エネルギースペクトルは、円盤黒体放射とカットオフを伴うべき関数を組み合わせたモデルで再現できた。さらに、明るさのピーク前後のスペクトルの比較により、おそらく ULX パルサーとして初めて、降着流が非対称な構造をしていることが示唆された。

1 Introduction

近傍の銀河の非核領域には、典型的な恒星質量ブラックホールの質量（$M_{\rm BH} \sim 10 M_\odot$）のエディントン光度（球対称降着における理論的な限界光度で、対応する降着率を臨界降着率という）を超えて明るく輝く X 線連星が数多く発見されてきた（Kaaret et al. 2017）。これらはブラックホールや中性子星といったコンパクト天体である主星に、伴星から物質が降着することにより X 線で明るく輝いていると考えられており、超高光度 X 線源（Ultra-Luminous X-ray sources; ULX）と呼ばれている。

ULX はその光度の大きさから、その主星は臨界降着率を超えた超臨界降着を伴う恒星質量ブラックホールか、あるいは通常の降着（超臨界降着に対して、亜臨界降着と呼ぶ）を伴う中間質量ブラックホールであると考えられてきた。しかし 2014 年に、3.6 Mpc 離れた銀河 M82 内に存在する ULX である M82 X-2 から X 線パルスが検出されたことから、主星が中性子星である ULX が存在することが明らかとなった（Bachetti et al. 2014）。そしてこれまでに、NGC 7793 P13（Fürst et al. 2016, Israel et al. 2017b）、NGC 5907 ULX1（Israel et al. 2017a）など計 8 天体が ULX パルサーに分類されている。中性子星の質量は高々$2 M_\odot$ 程度であるから、ULX パルサーでは超臨界降着が起こっていることが分かる。超臨界降着流の構造についてはシミュレーションによる再現が試みられているが（例えば、Inoue et al. 2023）、観測的にはほとんど明らかになっていない。

NGC 5907 ULX1 は ULX パルサーの中で最も明るい天体であり、特に 2014 年に最も高い光度（$L \sim 10^{41}\,{\rm erg\,s^{-1}}$）で観測された（Fürst et al. 2023）。Israel et al. (2017a) は 2003 年と 2014 年の観測データを比較し、2014 年の方にのみパルスプロファイルが高エネルギーほど先行することを報告した（Israel et al. 2017a、Supplement Materials 図 S4）。しかし、位相に対するエネルギースペクトル変化の定量的な報告はされていない。

そこで本研究では、NGC5907 ULX1 を対象に、2014 年の XMM-Newton と NuSTAR による同時観測データを用い、パルサーの自転位相分解広帯域スペクトルを解析することで、中性子星への降着流の構造の解明を試みた。

本稿は次のような構成となっている。第 2 節では解析に用いたデータとその処理について述べる。第 3 節で解析の結果について述べ、最後に第 4 節で議論を行い結論を述べる。

2 Observations and data reduction

本研究では、広帯域のスペクトルを解析するために、0.3 – 10.0 keV に感度をもつ XMM-Newton 衛星と 3.0 – 80 keV に感度をもつ NuSTAR 衛星の同時観測データを使用した（表 1）。NGC 5907 ULX1 の自転周期は約 1 s と短く、これを自転位相で分割するには高い時間分解能を持った検出器が要求される。そこで XMM-Newton の方は、いくつか搭載されている検出器のうち、時間分解能に優れた EPIC-pn（Full Frame mode で 73.4 ms）で観測したデータを用いた。なお、NuSTAR の方は FPMA、FPMB ともに十分な時間分解能（2 µs）を持っているので、両検出器による観測データを使用した。

それぞれの衛星ごとのデータ処理について、次項と次々項で述べる。

Mission	ObsID	Exposure (ks)
XMM-Newton	0729561301	38
NuSTAR	80001042002	57

表 1: 本研究で使用した観測データの Observation ID（ObsID）とデータ処理後の露光時間（Exposure）。両観測とも、観測開始日時は 2014 年 7 月 9 日。

2.1 XMM-Newton

XMM-Newton の観測データを、XMM-Newton Science Analysis System（SAS）v20.0.0 を用いて次の手順で処理した。まず `epchain` により生データをフィルタリングし、`barycen` により時刻系を地球時から太陽系力学時に変換した（重心補正）。この操作は他の衛星による観測や他の時期における観測との比較をする際に必要な操作である。次に `evselect` を用いて、PATTERN ≤ 4 で 0.2 – 12 keV のイベントファイルを作成した。ライトカーブを確認したところフレアによる汚染はなかった。ここで、天体を中心に 30″ の円領域を source 領域、その周りの外径 90″ までの円環領域を background 領域とした。

2.2 NuSTAR

NuSTAR の観測データの処理には、HEASOFT V6.31.1 `nustardas` pipeline v2.1.2 を用い、CALDB 20230420 を適用した。手順は以下の通り。`nupipeline` により生データをフィルタリングし、`nuproducts` によりスペクトルと重心補正した 3 – 30 keV のイベントファイルを作成した。ここで、天体を中心に 49″ の円領域を source 領域とし、background 領域は source 領域と同じ検出器の象限上の 98″ の円領域とした。

3 Analysis and results

3.1 Timing analysis

NGC 5907 ULX1 の自転周波数 f とその変化率 $\dot{f}$ はすでに報告されているが（Israel et al. 2017a）、Newton（EPIC-pn）データと NuSTAR（FPMA、FPMB）データを同じ f、$\dot{f}$ でライトカーブを folding してよいかを確認するために、あらためて調べることにした。両衛星が感度をもつ 3 – 10 keV にイベントを絞り、HENDRICS の `HENzsearch` を用いてそれぞれの f、$\dot{f}$ を決定した。folding の response epoch を揃えたときにこれらは誤差の範囲で一致していたので（表 2）、NuSTAR の方の f、$\dot{f}$ を用いて両衛星データのライトカーブを folding することにした。

検出器	f (s^{-1})	$\dot{f}$ ($10^{-9}\,s^{-2}$)
EPIC-pn	$0.878\,985 \pm 0.000\,015$	$4.16^{+0.71}_{-0.79}$
FPMA	$0.878\,999 \pm 0.000\,007$	$4.00^{+0.13}_{-0.14}$
FPMB	$0.878\,997^{+0.000\,007}_{-0.000\,006}$	$4.02^{+0.12}_{-0.14}$

表 2: XMM-Newton(EPIC-pn)、NuSTAR(FPMA、FPMB) を用いて観測されたデータのライトカーブから求めた、NGC 5907 ULX1 の自転周波数 f とその変化率 $\dot{f}$。reference epoch は NuSTAR に合わせて 56847.4(MJD) とした。XMM-Newton の方はその reference epoch 56848.0(MJD) を用いて f と $\dot{f}$ を求めたのち、この $\dot{f}$ の値を用いて f を NuSTAR reference epoch における値に直した.

各イベントへの位相の割り当てには、式

$$A(n) \equiv \{t(n) - t_0\} \times f + \frac{1}{2}\{t(n) - t_0\}^2 \times \dot{f} \quad (1)$$

$$\phi(n) = A(n) - \lfloor A(n) \rfloor \quad (2)$$

を用いた。ここで、$t(n)$ は n 番目のイベントの時間、t_0 は NuSTAR の response epoch である。また、$\lfloor X \rfloor$ は X を超えない最大の整数を表す。

上式を用いて得られた XMM-Newton データのパルスプロファイル（0.2 – 12 keV）を図 1 に示す。

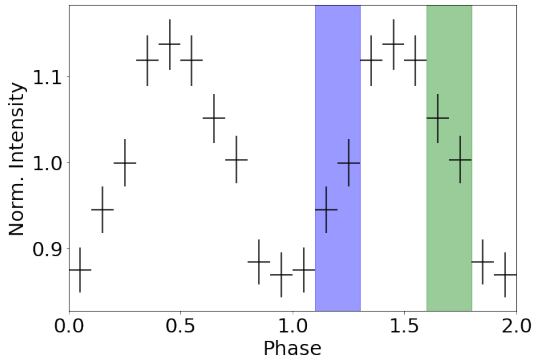


図 1: XMM-Newton のデータから得られたパルスプロファイル（0.2 – 12 keV）。周期性がわかりやすいように 2 周期分示している。青（位相 0.1 – 0.3）と緑（位相 0.6 – 0.8）の部分は、ピーク前後で明るさがほぼ同じ位相を表している。

3.2 Spectral analysis

得られたパルスプロファイルをもとにデータを位相によって分割し、それぞれについて 0.3 – 30 keV（XMM-Newton：0.3–10 keV、NuSTAR：3–30 keV）の範囲でエネルギースペクトルを作成した。ここで、今回の解析ではパルスの上りと下りにおけるエネルギースペクトルの変化に着目するため、統計を上げる目的で図 1 の青と緑の位相についてはビンを足し合わせて一つの位相として扱った。これらに対し、XSPEC version 12.13.0c を用い、PG 検定を採用してスペクトルフィッティングを行なった。用いたモデルは次の通り。

```
const*tbabs*(diskbb+cutoffpl)
```

`const` は pn-CCD と FPMA、FPMB の間の cross calibration の影響を考慮するための定数で、pn-CCD を $C_{\rm pn} = 1$ と固定した。`tbabs` は星間物質による吸収を考慮したもの、`diskbb` は降着円盤による黒体放射を再現するもので、これらは自転位相に依存した変化は無いとして全ての位相でパラメータが同じ値を取るものとした。`cutoffpl` は高エネルギーで指数関数的に減衰するべき関数モデルである。磁場に捕捉されて降着した物質によるパルス放射によりエネルギースペクトルの高エネルギー側が変動すると考え、この `cutoffpl` のパラメータを各位相で変化させた。

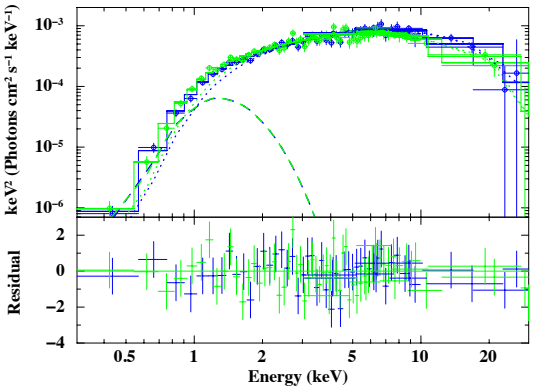


図 2: 位相 0.1 – 0.3（図 1 青）と位相 0.6 – 0.8（図 1 緑）におけるエネルギースペクトル。色は図 1 に対応している。下段はデータとモデルの残差を表す。

図 1 の青と緑の位相は、それぞれパルスプロファイルのピークに向かって上がる段階とピークから下る段階であるが、どちらも明るさは同程度である。これらの位相におけるエネルギースペクトルを図 2 に、ベストフィットモデルパラメータを表 3 に示す。photon index Γ と high energy cutoff $E_{\rm fold}$ は縮退しているので、それぞれの位相についてこの 2 つのパラメータの confidence contour を見てみると（図 3）、これらのパラメータの組は 2 つの位相の間で 90% の信頼度で異なることが分かった。

4 Discussion and Conclusions

本研究では、NGC 5907 ULX1 を対象天体として、XMM-Newton と NuSTAR による 2014 年の同時観測データを解析した。各自転位相におけるエネルギースペクトルは、円盤黒体放射とカットオフを伴うべき関数を組み合わせたモデルで再現できた。Israel et al.

Model	Parameter	Phase 0.1 – 0.3	Phase 0.6 – 0.8
`TBabs`	N_H (10^{22} cm^{-2})	$0.66^{+0.07}_{-0.06}$	
`diskbb`	$T_{\rm in}$ (keV)	$0.26^{+0.04}_{-0.03}$	
	norm	$9.44^{+15.9}_{-6.02}$	
`cutoffpl`	Γ	$0.72^{+0.13}_{-0.14}$	0.88 ± 0.14
	$E_{\rm fold}$	$5.06^{+0.69}_{-0.56}$	$4.74^{+0.68}_{-0.55}$
	norm	$(2.72^{+0.29}_{-0.28}) \times 10^{-4}$	$(3.50^{+0.36}_{-0.34}) \times 10^{-4}$
`const`	$C_{\rm FPMA}$	$1.13^{+0.04}_{-0.03}$	
`const`	$C_{\rm FPMB}$	$1.11^{+0.04}_{-0.03}$	
PG-statistic		7418.27 (d.o.f. = 9416)	

表 3: 位相 0.1 – 0.3 と位相 0.6 – 0.8 のベストフィットモデルパラメータ。フィッティングは作成した全てのエネルギースペクトルに対して行ったが、二つの位相の結果のみ示している。

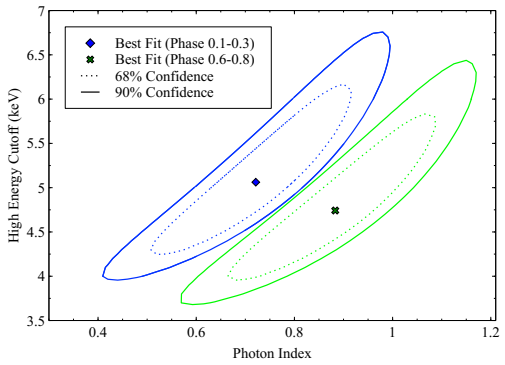


図 3: photon index と high energy cutoff の間の confidence contour。青と緑の位相は、それぞれパルスプロファイルのピークに向かって上がる段階とピークから下る段階である（図 1 に対応）。ダイヤとクロスはそれぞれのベストフィットの値を表し、点線は 1σ、実線は 90% の信頼度を表す。

(2017a) では定量的な報告こそなかったものの、単一成分モデルによる位相分解スペクトル解析が行われていた。しかし、上記のような不変成分とパルス放射成分を分けた二成分モデルによる解析は本研究が初めてである。この解析により、パルスプロファイルのピーク前後で明るさがほぼ等しい二つの位相の間で、パラメータの組 $(\Gamma, E_{\rm fold})$ が異なることが分かった。超臨界降着のように降着率が大きい場合、その降着流は光学的に厚くなる。この場合、カットオフを伴うべき関数モデルで再現されるエネルギースペクトルの高エネルギー側については、次の二つの可能性が考えられる。

A. 降着”カーテン”由来の多温度黒体放射（Mushtukov et al. 2017）

B. 円盤光子の逆コンプトン散乱（Inoue et al. 2023）

A の場合 $(\Gamma, E_{\rm eff})$ はそれぞれ降着流の温度勾配と最大温度に対応し、B の場合はそれぞれコンプトン散乱の平均散乱回数と電子温度に対応する。いずれの場合であっても、明るさのピーク前後でこれらのパラメータが変化するという結果となり、ULX パルサーとしておそらく初めてとなる、非対称な降着流の示唆を得た。自転位相に同期したパラメータの変化やスペクトルの形状の詳細な解析と、観測結果を説明し得る降着構造の解明は、今後の課題としたい。

Reference

M. Bachetti et al. *Nature*, 514(7521):202–204, 2014.

F. Fürst et al. *ApJ*, 831(2):L14, 2016.

F. Fürst et al. *A&A*, 672:A140, 2023. arXiv:2302.03425 [astro-ph].

Akihiro Inoue et al., 2023. arXiv:2305.12373 [astro-ph].

G. L. Israel et al. *Science*, 355(6327):817–819, 2017a. arXiv:1609.07375 [astro-ph].

G. L. Israel et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc: Lett.*, 466 (1):L48–L52, 2017b.

Philip Kaaret et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 55 (1):303–341, 2017. arXiv:1703.10728 [astro-ph].

P Kosec et al. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 479(3):3978–3986, 2018.

Alexander A. Mushtukov et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, page stx141, 2017.

N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337–355, 1973.

————index へ戻る

コン a08

強磁場中性子星の広帯域スペクトル解析と硬 X 線の起源

松橋 裕洋

強磁場中性子星の広帯域スペクトル解析と硬 X 線の起源

松橋 裕洋 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

中性子星は一般に太陽質量の 8 $M_\odot$ から 10 $M_\odot$ の質量の持つ恒星が超新星爆発を起こした後に生成される天体である。中性子星の中には磁場強度 4.4×10^{13} G を超える強磁場を持つ天体が知られておりマグネターと呼ばれている。この天体はその強磁場をエネルギー源として X 線を放射していると推測されている (Enoto 2012)。またマグネターは強磁場の天然実験場であり、強磁場中の物理現象を観測する最適な天体である。マグネターの X 線スペクトルは低エネルギー側 (<10 keV) を中性子星表面からの黒体放射が支配し、高エネルギー側 (>10 keV) をベキ型スペクトルで説明することが多い。ベキ型スペクトルを作る要因は、電子陽電子対消滅により生成したガンマ線がマグネターの磁場により分裂し、低エネルギー側まで落ちてくる光子分裂と推測されている (Baring & Harding 1998)(Enoto et al. 2010)。光子分裂の頻度は磁場強度に依存するため、自転に伴う光子分裂スペクトルの変動を知ることはマグネターの磁場構造の理解につながる。(Tamba et al. 2019) では自転に伴うスペクトルのベキ変動が見られたが更なるサンプル数が必要である。今回は、マグネター 4U0142+61 について光子分裂成分の自転に伴う変動解析を NICER と NuSTAR の同時観測で得られた広帯域 X 線スペクトルを用いて行った。(Tamba et al. 2019) の手法をもとに一回転一周期の位相を５つに分割し、それぞれの位相でスペクトル解析を行った。得られたスペクトル解析の結果から各位相でのベキを比較することよりベキ型スペクトルの起源と強磁場中の物理現象について議論を行う予定である。

1 Introduction

中性子星は 8-10$M\odot$ 程度の恒星が超新星爆発を起こした後に生成される天体である。半径は 10 km 程度で小さい星だが、密度としては太陽の密度より 10^{14} 倍もある超高密度な天体である。平均質量は $1.5M\odot$ 程度である。高密度ゆえに強力な重力であるが、中性子の縮退圧により支えられている。中性子星の中でも周期的に電磁波を放射する天体が存在し、パルサーという名で知られている。この天体は高速回転しており、回転をエネルギー源として電磁波を放射している。またこの天体は磁気双極子を成しており、10^{12} G と強力な磁場を持つことが知られている。表面付近のプラズマなど荷電粒子は磁場による粒子加速により磁極から強い電磁波を放射している。この磁極による放射と自転により、パルサーからの周期的な電磁波は自転周期に対応する。パルサー自体強力な磁場を有するが、とりわけ強磁場を持つパルサーが存在し、マグネターと呼ばれている。マグネターは 10^{14} G とパルサーと比較しても強磁場を有しており、この強磁場をエネルギー源として電磁波を放射していると考えられている。スペクトルでは、表面からの黒体放射と 10 keV 以上の硬 X 線成分が存在することが知られており、この硬 X 線成分はベキ関数で表現される。硬 X 線の起源については、逆コンプトン散乱やサイクロトロン放射など考えられているが未だに結論には至っていない。(Baring & Harding 1998)(Enoto et al. 2010) では、磁気圏に存在する電子対が対消滅を起こした後に、511 keV の光子がマグネターの強磁場により光子分裂をすることで硬 X 線における放射を説明した。光子分裂のしやすさは若齢であるほど強磁場であるために分裂し、スペクトル形状としてはべき関数のべきが増加することにより平たくなる。一方で老齢では弱磁場であるから、光子分裂は進まずに硬 X 線のスペクトル形状はべきが小さくなり急な坂の形状になる。またマグネターの磁極と自転により周期的な放射をしており、磁極部分では磁場が強く光子分裂が進むことから (Tamba et al. 2019) では、一回転一周期を 5 つの位相に分割し、各位相におけるフラックスと光子指数の変化をグラフにして光子分裂の存在を説明した。本研究では (Tamba et al. 2019) の手法に倣いマグネター 4U0142+61 の光子分裂とフラックスの関係を調べる。

2 Methods Instruments and Observations

本研究ではマグネター 4U0142+61 を調べた。先行研究により以下の内容が観測と推測がされている [表 1]。先行研究の SGR1900+14 は特性年齢 2.4 kyr で 4.3×10^{14}G なので今回のマグネターは比較をすると、老齢であり弱磁場なマグネターである。

表 1: マグネター 4U0142+61 の概要

年齢	68 kyr(O.A.Olausen,V.M.Kaspi 2014)
周期 P	8.6889 s(Tamba et al. 2019)
周期変化率 $\dot{P}$	0.2×10^{-11}s/s (O.A.Olausen+,2014)
磁場強度	1.3×10^{14}G

この天体を X 線天文衛星の NuSTAR と国際宇宙ステーションに設置されている X 線望遠鏡 NICER により観測した。NICER は 0.2-12 keV のエネルギー帯域を見るとこができ、NuSTAR は 3-79 keV の帯域を見ることができる。この二つの衛星により、広帯域で X 線スペクトル解析を行うことができる。

表 2: 観測機器と観測時間

観測衛星	NICER	NuSTAR
観測時期	2022 年 9 月 20 日	2022 年 9 月 20 日
観測時間	12 ks	40 ks
obs ID	5704010101	30801028002

手法としては (Tamba et al. 2019) を参考にし、周期をフーリエ変換により決定した。ライトカーブのフーリエ変換は *heasoft* を導入することで使用できるコマンド *powspec* により行うことができる。自転周期を決定後、自転周期でライトカーブを切り、重ねていく操作を行った。この操作により一周期の 0 から 1 までの位相ごとに分割して解析することができる [図 1]。この操作は同じく *heasoft* のコマンド *efold* を用いて行うことができる。

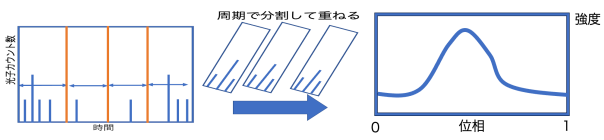


図 1: 位相とパルスの関係を示すグラフの作成手順

スペクトルファイルの作成方法は (すざくファーストステップガイド 2008) を参考にして、NuSTAR では *nupipeline* でスクリーニング後に *nuproducts* でファイルを作成した。NICER では (NICER Analysis 2019) を参考にして、XSELECT でライトカーブとスペクトルファイルを作成した。二つのデータのスペクトル解析は *XSPEC* を用いて行った。

3 Analysis and Results

上記の手法からスペクトルファイルを作成し、*XSPEC* で解析を行った [図 2]。

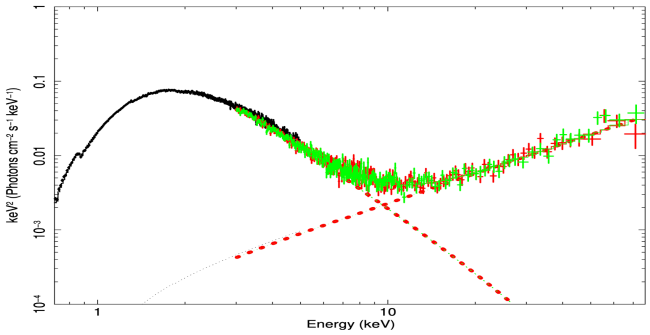


図 2: 4U0142+61 の X 線スペクトル

スペクトル解析ではモデルとして *nthcomp* と *power-law* を使用した。*nthcomp* は黒体放射とその逆コンプトン散乱を考慮したモデルで、中性子星の表面からの黒体放射とプラズマによる逆コンプトン散乱を表現できる。*power-law* はマグネターの 10 keV 以上の硬 X 線成分を表現することができる。

スペクトル解析の結果 [表 3] より、この天体は黒体放射 0.31 keV(約 360 万 °C) を放射していることやベキで表現される光子指数は 0.67 だった。黒体放射とベキのパラメータは [(Tendulkar et.al 2014)] に一致した。しかし今回の解析では、逆コンプトン散乱で光子を散乱させる電子の温度 kT_e を定めることができなかったために、下限値を記入している。自転周期は method の通りにコマンド *powspec* より [図 3] となり自転周期 P は P = 8.68949s だった。

フーリエ変換による自転周期の決定後は method の手法より自転周期でライトカーブを折りたたんだ [表 4]。NICER はパルスの山が小さいものの検出することができた。

表 3: スペクトル解析結果: 各モデルパラメータ

model	
const	0.917±0.01(FPMA)
const	0.913±0.01(FPMB)
tbabs(10^{22}cm^{-2})	0.607± 0.005
nthcomp Gamma	4.579 ± 0.162
nthcomp kT_e(keV)	>7.556
nthcomp kT_{bb}(keV)	0.314±0.003
nthcomp norm(10^{-2})	9.759±0.116
power-law Photon-index	0.668 ± 0.071
power-law norm (10^{-22}ergscm^{-2}s^{-1})	38.96 ±1.73
$\chi^2/d.o.f$	0.921

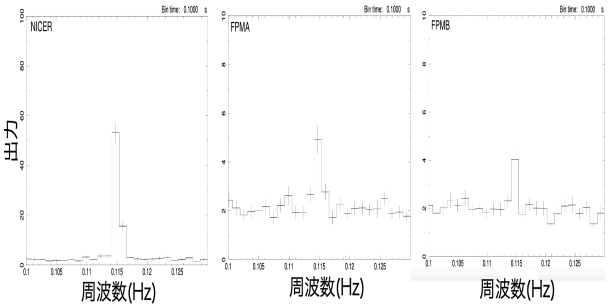


図 3: 各衛星の検出器でのフーリエ変換結果

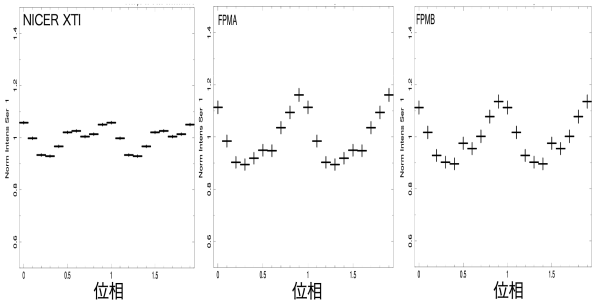


図 4: 各衛星の検出器における自転周期の折りたたみ結果

図 4 より自転によるパルスが見えた。この一回転一周期の位相 (0.0-1.0) を 5 つに分割する。分割する位相の区間は [図 5] の通りにした。5 つの位相に分割するために位相 ϕ は

$\phi = \phi_0 + (t - t_0)\frac{1}{P}$

から計算することができる。ライトカーブをこの計

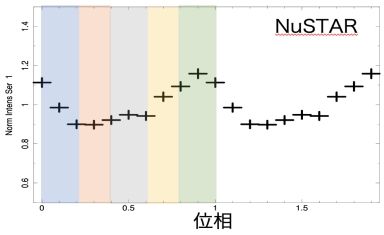


図 5: 位相の分割

算式から特定位相の時間を計算し、*gtifile* を作成することでスペクトルファイルを作成し解析を行った。スペクトルモデルは *nthcomp* と *power-law* モデルを使用した。*constant* と *tbabs* は平均位相スペクトルでのフィッティング [表 3] の値で固定している。それぞれの位相でのスペクトル解析結果は図 6 の通りである。また *power-law* の norm については 20-69 keV のフラックス (10^{-22}ergcm^{-2}s^{-1}) としている。

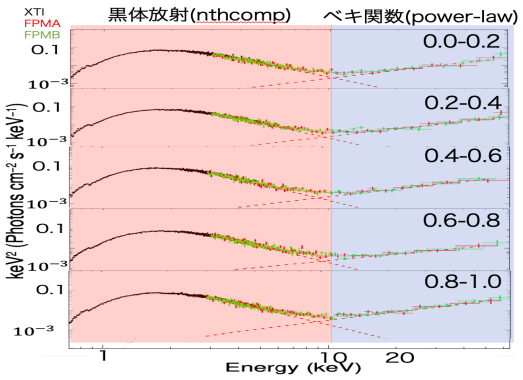


図 6: 各位相におけるスペクトル解析結果

表 4: 位相ごとのフィッティングパラメータ

phase	0.0-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6
nthcomp Gamma	$4.432^{+0.040}_{-0.170}$	$4.540^{+0.060}_{-0.229}$	$4/634^{+0.045}_{-0.160}$
nthcomp kT_e(keV)	> 8.220	> 4.473	> 7.050
nthcomp kT_{bb}(keV)	$0.309^{+0.002}_{-0.001}$	$0.308^{+0.002}_{-0.003}$	$0.309^{+0.002}_{-0.001}$
nthcomp norm($\times 10^{-2}$)	$9.320^{+0.004}_{-0.004}$	$8.830^{+0.004}_{-0.004}$	$9.710^{+0.031}_{-0.043}$
power-law Photon-index	$0.504^{+0.145}_{-0.980}$	$0.609^{+0.160}_{-0.010}$	$0.681^{+0.113}_{-0.094}$
norm (10^{-22}ergscm^{-2}s^{-1})	$42.72^{+4.11}_{-3.82}$	$40.26^{+4.00}_{-3.92}$	$34.80^{+3.48}_{-3.34}$
χ^2/d.o.f	650.36/662	673.61/655	633.09/ 653

表 5: 位相ごとのフィッティングパラメータ

phase	0.6-0.8	0.8-1.0
nthcomp Gamma	$4.644^{+0.039}_{-0.125}$	$4.493^{+0.037}_{-0.060}$
nthcomp kT_e (keV)	> 9.846	> 19.91
nthcomp kT_{bb}(keV)	$0.318^{+0.002}_{0.002}$	$0.314^{+0.001}_{-0.002}$
nthcomp norm($\times 10^{-2}$)	$9.306^{+0.004}_{-0.004}$	$9.690^{+0.002}_{-0.004}$
power-law Photon-index	$0.911^{+0.115}_{-0.109}$	$0.624^{+0.086}_{-0.080}$
norm (10^{-22}ergscm^{-2}s^{-1})	$27.11^{+3.00}_{-2.78}$	$51.42^{+4.41}_{-4.20}$
χ^2/d.o.f	641.44/653	695.94/675

結果としては *power-law* の norm が大きいほど、光子指数は小さくなる結果が得られた。グラフにすると [図 7] の通りになっており、誤差を考えずに相関係数を計算すると-0.80 と強い負の相関を得ることができた。

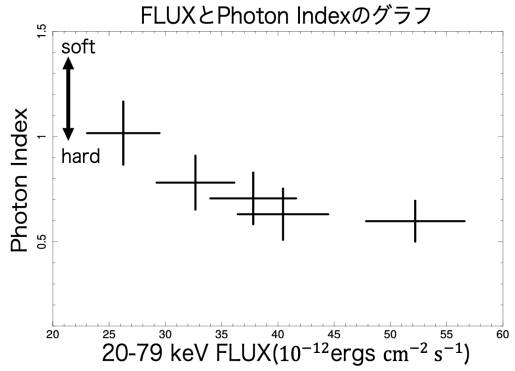


図 7: 20-79 keVFLUX と光子指数の関係

4 Discussion

今回のターゲット天体は特性年齢が 68 kyr(O.A.Olausen,V.M.Kaspi 2014) であり、先行研究が行われた SGR1900+14(Tamba et al. 2019) の 2.4 kyr と比較すると老齢のマグネターに分類される。また、4U0142+61 の磁場強度は 1.3×10^{14} G 程度であり、SGR1900+14 の 4.3×10^{14} G と比較すると弱磁場である。このことから、電子対消滅により 511 keV のガンマ線光子は低エネルギーまで光子分裂ができずに光子指数が小さいハードなスペクトルを形成していると考えられる。位相ごとのスペクトル解析では (Tamba et al. 2019) より SGR1900+14 は明るくなると光子指数が増加していく傾向があるが、今回の 4U0142+61 の場合では、明るいと光子指数が減少する逆の関係が現れた。この場合でも 4U0142+61 が弱磁場であるが故の結果だと考えることができる。そして、FLUX 領域は 20-79 keV と硬 X 線帯域であることも踏まえると、磁極付近では硬 X 戦帯域で明るくなっているものの SGR1900+14(Tamba et al. 2019) のようなフラックスが増加すると光子指数も増加するような磁極での光子分裂が進むモデルでは説明することができない結果となった。

5 Conclusion

マグネターは強磁場を持つ中性子星であり、X 線スペクトル成分についても硬 X 線成分が存在した。硬 X 成分は磁気圏に存在する電子陽電子対が対消滅を起こすことで 511keV の光子が放射され、強磁場により光子分裂することでマグネターの硬 X 線成分を構成していると推測することができた。自転による周期的な電磁波の放射をタイミング解析したところ、20-79 keV の FLUX と光子指数は負の相関関係があった。このことから、マグネター 4U0142+61 では弱磁場であることから光子分裂が進まずに光子指数が小さいハードなスペクトルを形成していると考えられる。したがって、SGR1900+14 のような磁極でより光子分裂が進むモデルでは説明が難しい結果となった。

Reference

Enoto Teruaki 2012, 天文月報 105,431

Baring, & Harding 1998, APJ

Enoto T, Nakazawa K,Makishima K, et al 2010, APJ

Tamba Tsubasa,Aya Bamba ,&Hirokazu Odaka et al. 2019,PASJ

すざくヘルプデスク, 2008

Shrihash P Tendulkar et.al 2014,APJ

NICER Data Analysis, 2019

O.A.Olausen &V.M.Kaspi,2014,APJ

————index へ戻る

コン a09

NICER を用いた Cyg X-1 の吸収線解析

堀尾 侑平

NICER を用いた Cyg X-1 の吸収線解析

堀尾 侑平 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール連星 (BHB) とはブラックホールを含む連星系ことである。BHB の代表的な天体の一つがはくちょう座 X-1(Cygnus X-1) であり、青色超巨星とブッラックホールが連星系を成している。BHB はこれまで様々な観測研究が行わ れており、降着円盤の存在やジェットと呼ばれるガスの噴出の 存在が確認されている。しかし、降着円盤の物質の降着過程や ジェットの発生機構、伴星の星風の流れなど未だ解明されてな い謎が多く残る。そんな BHB の代表的な天体である Cygnus X-1 の国際宇宙ステーション搭載の検出機「NICER」の観測 によるエネルギースペクトルに高階電離した鉄の吸収構造が発 見された。吸収は伴星の星風の影響で起きていると言われてい る。そこで星風などの BHB 周りの物質の動きの解明に近付 くために吸収線の解析を行っている。

BHB の X 線放射には LHS(low/hard state) と HSS(high/soft state) の 2 種類の状態があるため、「MAXI」 のデータを用いて吸収線らしきものが確認された時の状態を特 定した。更に、BHB の軌道周期によって検出機の視線方向の ガスの分布が異なるため吸収線が見えた時期の軌道位相の特定 も行なった。また、吸収線スペクトルの詳細解析も試みている。 本公演ではこれらについて紹介する。

1 Introduction

ブラックホール連星 (BHB) とはブラックホール (BH) を含む連星系の事である。BHB は様々な観測や研究が行われてきており、ブラックホールの周囲を取り巻く降着円盤やガスなどの物質を噴出するアウトフローがの存在が確認されている。降着円盤とはブラックホールが伴星からによって得たガスなどの物質がブラックホールの重力によって周囲を公転しながら落下することで形成される円盤の事である。現在、降着円盤の物質は伴星の星風によって獲得しているとも考えられてはいるが解明には至っていない。また、アウトフローの噴出機構などについても解明されていない。しかし、観測器「NICER」によるはくちょう座 X-1(Cygnus X-1) の観測で吸収線が確認された。吸収線は伴星の星風の影響によるものだと考えられている。そのため、今回確認された吸収線を解析することにより降着円盤の物質獲得過程の解明、もしくはその他の物質の流出であるアウトフローの解明に近付く。

今回の対象天体であるはくちょう座 X-1(Cygnus X-1) は BHB の代表的な天体の 1 つであり、観測がたくさん行われているためデータが大量にある事が特徴の一つである。また、「NICER」とは国際宇宙ステーションに搭載されている観測装置となっており、エネルギー分解能が高精度であることが特徴の一つとしてあげる事ができる。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 Cyg X-1 の状態の特定

Cyg X-1 には大きく分けて 2 つの状態が存在する。Low/Hard State(LHS) という状態と High/Soft State(HSS) という状態である。LHS は高エネルギー側での X 線放射が優勢となっている状態で、これはコロナと呼ばれる高温電子雲での逆コンプトン散乱によって起きていると考えられている。一方、HSS は低エネルギー側での X 線放射が優勢になっている状態で、降着円盤からの熱的な放射によって起きていると考えられてい。このように状態による違いが大きいため、吸収線が確認された観測時期ではどちらの状態にあったのかを確認する必要がある。そこで Hardness Ratio(HR) と呼ばれる高エネエルギー側の光子のカウント数を低エネルギー側の光子のカウント数で割ったものを使用した。具体的には HR¡0.43 の時に HSS、HR¿0.48 の時に LHS として状態を弁別した。また、弁別には MAXI のデータを使用した。

2.2 phase の特定

BHB は連星であるため観測者から見て BH とその伴星の位置関係が常に変化する。この位置関係によって、観測された X 線が伴星の近くを通っていたのか、または通っていなかったのかなどと言った違いが発生する。その違いによって議論の内容が異なるため、吸収線が見られた時の BHB の位置関係を特定する必要がある。位置関係を表す指標として phase を使用する。phase は観測者から見て BH の奥に伴星が位置している時を 0.0、BH の手前に伴星が位置している時を 0.5 として連星の位置関係を 0.0-1.0 で表したものである。phase の計算方法は phase が 0.0 となっていいる時期を 1 つ特定し、そこを基準に公転周期を使い計算することで導き出した。この特定には NICER のデータを使用した。

3 Results

3.1 Cyg X-1 の状態の特定

MAXI のデータにおける Cyg X-1 の Hardness Ratio を図 1 に示す。図 1 では横軸は MJD(修正ユリウス日) で表している。青で塗りつぶしを行っている期間が NICER での観測が行われている時期であり、赤の縦線が吸収線が見られた時期を表している。

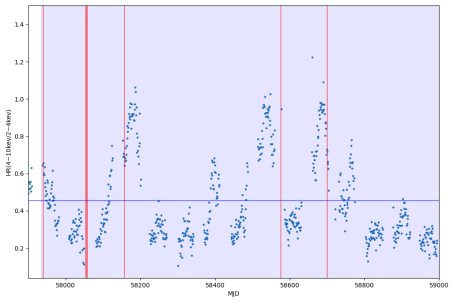


図 1: Cyg X-1 の Hardness Ratio

3.2 phase の特定

吸収線が見られた観測のデータ一つひとつに対し phase を求め HR と共にプロットしたものを図 2 に示す。

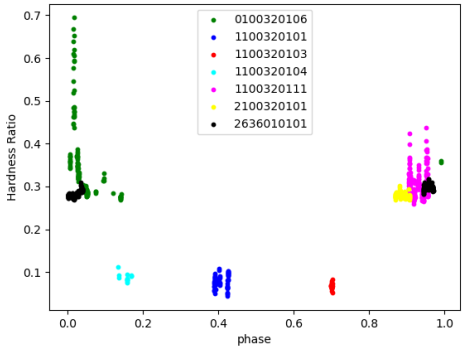


図 2: 吸収線観測時の phase と HR

4 Discussion

図 1 に示した結果から吸収線が見られた 7 つの観測について状態を特定した。 Cyg X-1 の状態は

OBSID	状態
0100320106	LHS
1100320101	HSS
1100320103	HSS
1100320104	HSS
1100320111	LHS
2100320101	LHS
2636010101	LHS

図 3: 吸収線観測時の状態

エネルギースペクトルから推定することも出来る。高エネルギー側に伸びているスペクトルの場合 LHS、低エネルギー側が優位で山形になっている場合 HSS と言ったように推定できる。今回の特定の結果とエネルギースペクトルからの推定は全く同じ結果になったため、今回の結果は正しいものだと考えることができる。

phase の特定では各観測の phase を特定することには成功した。その結果、phase0.0 付近に集中している様にも見る事ができる。しかし、この解析ではデータ数が少なく偏りが生じている可能性が大きい。また、Cyg X-1 の状態と絡めて考察すると LHS の時は phase0.0 付近に集中し、HSS の時は一様に分布

する様にも捉えることができる。しかし、この考察もデータ数の少なさによる偏りとも捉える事ができる。そのため、今後は今回選択したデータ以外の観測データも加え、データ数を増加させた解析に取り掛かる必要がある。

また、吸収線自体の詳細な解析 (吸収線の偏移など) は未だ未着手である。降着円盤やアウトフローの解明に近付く面ではとても重要な解析になってくるため今後着手していく必要がある。

5 Conclusion

今回、ブラックホール降着円盤やアウトフローの解明に近付くという目的で NICER によって観測された Cyg X-1 の吸収線の解析に取り掛かった。Cyg X-1 は状態の変化があることや連星を成していることからそれぞれ吸収線が観測された時期の状態と phase の特定を行った。状態の特定の結果はエネルギースペクトルからの推測とも一致したため成功していると考えている。phase の特定の結果は特定自体には成功したが状態との関連性を少し見ることはできたが比較したデータ数が少ないため、より多くのデータを用いて解析することによって正確な考察に繋げていく必要がある。また、吸収線自体の詳細な解析はまだ行う事ができていないため、今後着手していく予定である。

Reference

S.Yamada 2013, PASJ

J.Sugimoto 2017, PASJ

————index へ戻る

コン a10

ブラックホール候補天体 Swift J1842.5 - 1124 の X 線データの系統的解析

岡田 裕太

ブラックホール候補天体 Swift J1842.5 − 1124 の X 線データの系統的解析

岡田 裕太 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

X 線連星とは、ブラックホールまたは中性子星を主星とする連星系であり、伴星からの質量降着によって X 線で明るく輝く。その多くは突発天体であり、X 線新星として発見される。コンパクト星を同定することは、連星の起源や X 線放射機構を理解する上で重要である。ブラックホールと中性子星の違いの一つは質量であり、中性子星には太陽質量の 2.5 倍ほどの質量限界が存在する。

本研究では、2008 年に Swift 衛星によって発見された X 線新星 SwiftJ1842.5-1124 (Markwardt.C.B. et al) の X 線データを系統的に解析した結果を報告する。SwiftJ1842.5-1124 は 2020 年にもアウトバーストをおこし、Swift や NICER による観測が行なわれた。2008 年に RXTE 衛星によって観測された X 線スペクトルと時間変動の性質から、主星はブラックホールであると示唆されているが (Zhang, X. et al)、その質量やスピンについては制限がついていない。

ブラックホール X 線連星には、標準円盤からの黒体放射成分が支配的な「ソフト状態」と、コロナからのコンプトン散乱成分が支配的な「ハード状態」が存在する。本研究では、ソフト状態での円盤内縁半径がブラックホールの最内安定円軌道に一致するという仮定と、アウトバースト中のソフト状態からハード状態への状態遷移光度がブラックホール質量に比例するという経験則 (Vahdat Motlagh, A. et al) から、ブラックホールの質量を、距離の関数として推定した。その結果、主星の質量は太陽質量の 2.5 倍を越えており、ブラックホールである可能性が高いと分かった。

1 Introduction

X 線連星とは、主星、すなわちブラックホールや中性子星といったコンパクト星に、伴星からのガスが流れ込むことによって、X 線で明るく輝く降着円盤を形成する連星系のことで、単独では観測できない恒星質量ブラックホールを調べるのに有効である。中性子星には、太陽質量の 2.5 倍ほどの質量限界が存在するという特徴があるため、X 線連星が放出する X 線のスペクトルを解析することで主星の質量を推定出来れば、中性子星とブラックホールを区別することが可能となる。

降着円盤にはいくつかの状態が存在し、図 1 は、ソフト状態とハード状態の特徴を表している。ハード状態では、降着円盤が内側まで拡がっておらず、高温のガスであるコロナの影響が強くなっている。結果として、得られるスペクトルはべき関数になる。一方、ハード状態では降着円盤が内側まで拡がり、同時にコロナの影響が小さくなるため、得られるスペクトルは降着円盤の多色円盤モデル由来のもの、すなわち山型になる。

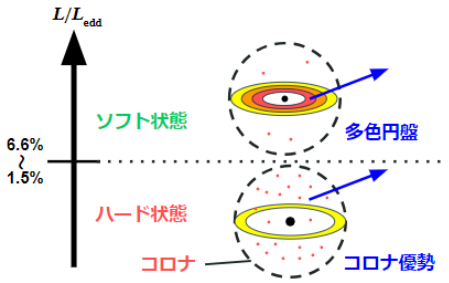


図 1: ソフト状態とハード状態

降着円盤の不安定性により主星への質量降着率が増加することで、大量の重力エネルギーを解放し増光する現象のことをアウトバーストという。アウトバーストが起こることで定常状態のハード状態から、通常より増光しているソフト状態へと遷移する。従って、X 線連星の降着円盤は、アウトバーストによって状態が変化する。

2 Observations

今回の研究対象である SwiftJ1842.5 − 1124 はブラックホール候補天体であり、地球との距離が 5kpc 以上離れていること (Zhang, X. et al)、過去の論文に食に関する記述が見られなかったことから軌道傾斜角がおよそ 70° 未満であることが分かっている。一方で、質量に関しては不明である。また、2008 年と 2020 年にアウトバーストを起こしており、Swift、Nicer による観測が行われている。このときの X 線のスペクトルを解析し、主星の質量を求めることで、主星がブラックホールであることを同定するのが今回の研究の目標である。

実際に観測されたアウトバースト時の光度曲線を図 2、図 3 に示す。縦軸が天体の光度、横軸が時間を表している。また、ピンクの矢印はアウトバースト開始の時期、オレンジの矢印は実際に解析を行った時期を表す。使用しているデータの波長帯はいずれも 2-10keV である。これらの図から、いずれの年もアウトバーストの影響で増光していることが分かる。

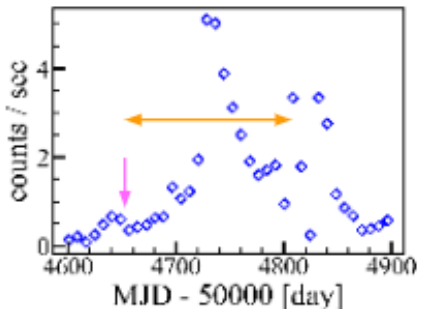


図 2: 2008 年 (RXTE)

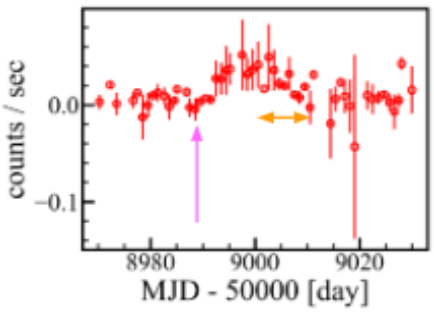


図 3: 2020 年 (MAXI)

3 Methods

まずはスペクトルの解析を行い、降着円盤の状態を把握する。具体的な方法としては、一つの観測データに対し、ソフト状態、ハード状態を再現したモデルを用意し、それぞれフィッティングを行う。それらの結果に Ftest を行うことで、どちらのモデルフィッティングが適切かを判断する。これを全ての観測データに対して行うことで状態を判別した。

次に、スペクトルの解析結果から降着円盤の最内縁半径、連星系の光度を求める。連星系の光度 $L_{\rm obs}$ については、スペクトルをエネルギーについて積分することで得られる。降着円盤の最内縁半径については、多色円盤モデルから、中心から距離 r にある降着円盤の温度 $T(r)$ が $r^{-3/4}$ に比例することを利用する。降着円盤の光度を $L_{\rm bol}$、降着円盤の最内縁半径、最外縁半径を $R_{\rm in}$、$R_{\rm out}$ とし、$R_{\rm out}$ が十分大きいとすると、

$$L_{\rm bol} = \int_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} \sigma T(r)^4 \times 2\pi r {\rm d}r \propto \int_{R_{\rm in}}^{R_{\rm out}} r^{-3} \times r {\rm d}r \propto R_{\rm in}^{-1} \propto T_{\rm in}^4 R_{\rm in}^2 \tag{1}$$

さらに、降着円盤は、円盤に垂直方向にのみ輝くことから観測されるフラックス $f_{\rm obs}$ は

$$f_{\rm obs} \propto L_{\rm bol} \times {\rm cos}i/D^2 \propto T_{\rm in}^4 R_{\rm in}^2 \times {\rm cos}i/D^2 \tag{2}$$

と表せる。また、$T_{\rm in}$ は山型のスペクトルが落ち込む場所で判断でき、$f_{\rm obs}$ はスペクトル全体の高さから求められる。従って、$R_{\rm in}$ は $D \cdot {\rm cos}i^{-1/2}$ に比例することになる。

最後に、二つの方法で主星の質量を推定する。一つ目の方法は状態遷移光度を用いるもので、この方法ではソフト状態からハード状態に遷移するときの光度が、エディントン光度の 1.5-6.6%になるという性質を利用する (Vahdat Motlagh, A. et al)。光度 $L_{\rm obs}$ が地球からの距離 D の二乗に比例すること、そして、その光度 $L_{\rm obs}$ がエディントン光度 $L_{\rm EDD}$ を用いて $L_{\rm obs} = L_{\rm EDD} \times (x[\%]/100)$ と表せることから、主星質量 $M_{\rm pr}$ には、次のような関係が成り立つ。

$$M_{\rm pr} \propto L_{\rm EDD} \propto L_{\rm obs}/x \propto D^2/x \tag{3}$$

二つ目の方法では、ソフト状態の最内縁半径 $R_{\rm in}$ が最内安定円軌道 (Innermost Stable Circular Orbit : ISCO) に一致するという性質を用いる。シュワルツシルト半径を $r_{\rm s}$ とすると、主星が無回転状態のとき、ISCO $= 3r_{\rm s}$ となる。実際には、主星の回転の影響によって ISCO は $3r_{\rm s}$ よりも小さくなり、その効果は ISCO $= 3\alpha r_{\rm s}$ と表せる。ただし、$1/6 \leq \alpha \leq 1$ である。シュワルツシルト半径は主星の質量に比例するので、先ほど示した $R_{\rm in} \propto D \cdot \cos i^{-1/2}$ と併せて次の関係式が得られる。

$$M_{\rm pr} \propto D \cdot \alpha^{-1} \cdot \cos i^{-1/2} \tag{4}$$

4 Results

まずはスペクトルの解析結果について解説する。2008 年に関しては、ハード状態からソフト状態に遷移し、その後中間状態 (ソフト状態とハード状態の中間) になった。中間状態よりも後のデータは存在しないが、おそらくそのままハード状態に遷移したと考えられる (図 4 参照)。また、しばらくソフト状態で安定している時期が存在した。そのため、最内縁半径による質量推定には 2008 年のデータを使用する。

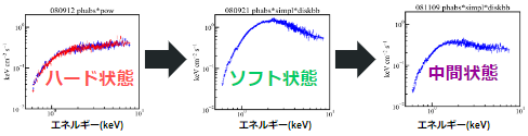


図 4: スペクトル解析 (2008 年)

一方、2020 年に関しては観測時期の始まりがアウトバースト直後でないことから、最初のデータの時点で既にソフト状態に遷移していた。その後、中間状態を経てハード状態に遷移した (図 5 参照)。2008 年

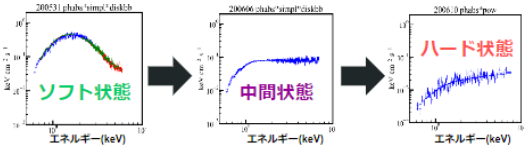


図 5: スペクトル解析 (2020 年)

のデータとの違いとして、こちらでは最終的にハード状態に遷移したデータが存在しており、ソフト状態からハード状態への遷移が顕著である。従って、状態遷移光度による質量推定には 2020 年のデータを使用する。

5 Discussion

ここからは、主星の質量推定の結果を扱う。まずは状態遷移光度による質量推定の結果を図 6 に示す。

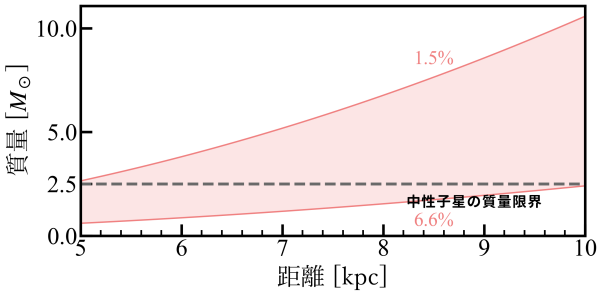


図 6: 状態遷移光度による質量推定

縦軸が主星の質量、横軸が天体と地球との距離を表し、赤い帯のどこかに主星の実際の質量が存在する。式 (3) にあるように、主星の質量が距離 D と、状態遷移光度がエディントン光度の何パーセントかを表す x の不定性を持って導かれている事が分かる。

次に、最内縁半径による質量推定の結果を図 7 に示す。

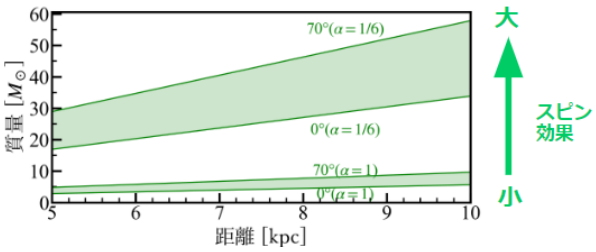


図 7: 最内縁半径による質量推定

先ほどと同様に縦軸が主星の質量、横軸が天体と地球の距離を表し、緑の帯のどこかに主星の実際の質量が存在する。先ほどと異なる点として、帯が複数存在するが、これは式 (4) にもあるように、主星の質量が距離 D、軌道傾斜角 i の他に、回転の効果 α の三つの不定性によって決まるためである。回転の効果が大きいほど α が小さくなるため、推定質量全体が増加することになる。また、大事な点として、無回転 ($\alpha = 1$) のときでも $D \geq 5$kpc の場合、中性子星の限界質量 ($2.5M_\odot$) を超えている。

二つの質量推定方法の結果をまとめると図 8 のようになる。ただし、最内縁半径による質量推定では、主星が無回転と仮定して計算している。

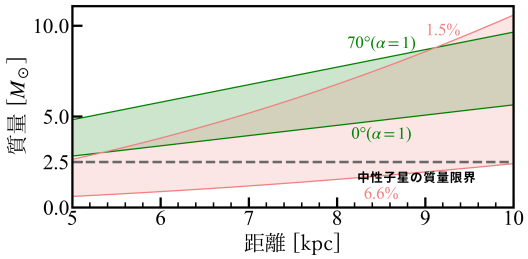


図 8: 質量推定まとめ

まず、先ほども述べたが、最内縁半径からの推定質量が常に中性子星の限界質量よりも大きいことから、主星はブラックホールである可能性が高いと言える。また、回転の効果を考えていない状態で、既に推定結果に重なりが生じていることから、主星が無回転ブラックホールであると考えても矛盾がないことが分かった。

6 Conclusion

今回、初めて Swift J1842.5 − 1124 の系統的な X 線スペクトル解析を行い、最内縁半径による手法と状態遷移光度による手法のそれぞれで主星質量を推定した。これらの結果から、主星がブラックホールである可能性が高いこと、また無回転ブラックホールと考えても矛盾がないことが明らかになった。今後、距離、軌道傾斜角に別の制限をつけることが出来れば、ブラックホール質量や回転により強い制限を掛けることが出来る。

7 Reference

C. B. Markwardt, J. P. Halpern, S. T. Holland, J. A. Kennea, H. A. Krimm, & J. H. Swank 2008, The Astronomer's Telegram, 1716, 1
X. Zhang, W. Yu, S. E. Motta, R. Fender, P. Woudt, J. C. A. Miller-Jones, & G. R. Sivakoff 2022 MNRAS, Vol 510, Issue 1, 1258-1263,
A. Vahdat Motlagh, E. Kalemci, & T. J. Maccarone 2019, MNRAS, Vol 485, Issue 2, 2744-2758

————index へ戻る

コン a11

RXTE衛星によるブラックホール天体XTE J1550-564の準周期振動とエネルギー依存性の研究

水川 竜希

RXTE 衛星によるブラックホール天体 XTE J1550-564 の準周期振動のエネルギー依存性の研究

水川 竜希 (埼玉大学大学院)

Abstract

ブラックホール連星では、周期が完全には一定ではない強度変動である準周期振動（Quasi-periodic oscilation、QPO）が X 線でしばしば観測される。これは光度曲線のフーリエスペクトルである Power Spectrum Density（PSD）で幅の広いピークとして特徴づけられる。QPO は硬 X 線が相対的に強い状態にある時に観測されることが多く、降着円盤の周りに存在する、温度が数 10keV の高温プラズマが QPO の起源であることが示唆される。本研究では、高温プラズマと QPO の関係を詳細に調べるために、ブラックホール天体である XTE J1550 − 564 の RXTE 衛星による 5 年半、415 回に及ぶ観測データを用いて PSD のエネルギー依存性について精査した。1 つの観測時期ごとのデータを 2keV-4keV、4keV-13keV、13keV-30keV、30keV-60keV の 4 つのエネルギー帯に分割して PSD を作成し、それぞれ観測された QPO のピーク周波数、QPO 強度（rms^2）を評価した。また、hardness ratio（HR）を 13keV 以上のカウントレートを 13keV 未満のカウントレートで割った数値と定義して観測データごとに計算した。結果として、まず HR が大きくハードな状態ほどピーク周波数が低くなるという関係を得た。逆に、ピーク周波数が高いほど、QPO の強度は小さく、その差はエネルギーの低い帯域に顕著に現れるという結果を得た。これらの結果は、高温プラズマの発達と QPO が相関していることを示しており、QPO が高温プラズマと関係していることを強く支持している。

1 Introduction

1.1 ブラックホール

ブラックホールとは、大質量の恒星が一生を終えて生まれ変わった、高密度の天体である。強い重力により、光すら天体から脱出できない領域が存在する。よって単独のブラックホールは観測できないが、連星をなす構成由来の物質が回転しながらブラックホールに落ち込んで降着円盤を形成すると、それが X 線によって観測できる。すなわち、その電磁的粘性摩擦により高温になった、降着円盤は X 線を放射、この X 線を捉えることで間接的にブラックホールを観測できるようになり、解析によってブラックホールの状態や性質を考察することができる。

1.2 ブラックホールのスペクトル状態

ブラックホールは X 線のエネルギーの偏り、明るさを特徴にもつさまざまなスペクトルを見せる。この特徴でいくつかの状態に分けられることが示されている。まず軟 X 線（数 keV）の割合が多く、明るいスペクトルが見られる状態のことを high/soft state という。この軟 X 線は幾何学的に薄く、光学的に厚い降着円盤からの黒体放射と考えられている。図 1 は soft 状態の模式図である。

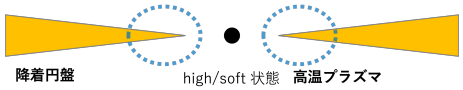


図 1: high/soft state の模式図

次に、硬 X 線（数 10keV）の割合が多く、暗いスペクトルが見られる状態のことを low/hard state という。この硬 X 線は、降着円盤の周りに存在する、温度が数 10keV の高温プラズマ由来と考えられている。このプラズマは幾何学的に厚く、光学的に薄いことから密度が小さく、プラズマにエネルギーが蓄えられることで高温になると考えられている。降着円盤からの放射が高温プラズマで逆コンプトン散乱を起こすことで硬 X 線を放出していると考えられている。図 2 は hard 状態の模式図である。

最後に、全体的に明るいスペクトルを持っている状態のことを Very High State（VHS）という。低

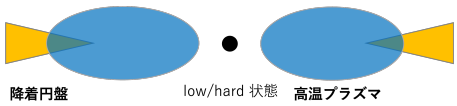


図 2: low/hard state の模式図

エネルギー側の放射は降着円盤の黒体放射の特徴を持っており、高エネルギー側の放射は高温プラズマの逆コンプトン散乱の放射の特徴を持っていることから、発達した円盤を高温プラズマが覆っている状態と考えられる。VHS のうち、軟 X 線の割合が大きい状態を soft intermediate state（SIMS）といい、硬 X 線の割合が大きい状態を high intermediate state（HIMS）という。以上の性質から、SIMS より HIMS の方が高温プラズマが発達していると考えられている。図 3 は VHS の模式図である。

図 3: VHS の模式図

1.3 準周期振動

準周期振動（Quasi-Perioric Oscillation、QPO）とは、周期が完全には一定でない時間変動のことである。光度曲線のフーリエスペクトルである Power Spectrum Density（PSD）では幅の広いピークとして現れる。ブラックホール周辺の降着円盤で見られる 4 つの主なスペクトル状態のうち、硬 X 線が比較的多い low/hard state や HIMS でよく見られるため (Ingram, & Motta 2019)、QPO は高温プラズマが起源と考えられている。また、QPO の中心周波数が高いほど高温プラズマが小さくなることが明らかにされている (Kubota et al. 2023)。

2 Instruments and Observations

Rossi X-ray Timing Explorer 衛星（以下 RXTE 衛星とする）は、1995 年 12 月 30 日に NASA によって打ち上げられた X 線天文衛星である。周回軌道の高度は 580km で、90 分で 1 周する。軌道傾斜角は 23 度となっていた。約 16 年後の 2012 年 1 月 5 日にその役目を終え、観測を終了している。RXTE 衛星は 2 つの検出器（PCA、HEXTE）と 1 つのカメラ（ASM）を持ち、それぞれの役目が異なる。Proportion Counter Array（以下 PCA とする）は、RXTE 衛星に取り付けられた検出器の一つである。観測できるエネルギー幅は 2keV から 60keV で、エネルギー分解能は 6keV で 18%である。時間分解能は 1μs である (Jahoda et al. 1996)。本研究では短時間変動を解析するため、光子数が多くなり統計的に有意な PCA のデータを使用する。

XTE J1550−564 は、RXTE 衛星により発見された X 線星の質量 9.10±0.61$M_{\odot}$、光学主星の質量 0.30±0.07$M_{\odot}$、距離 $4.38^{+0.58}_{-0.41}$kpc、軌道傾斜角 74,7°±3.8° の低質量 X 線連星である (Orosz et al. 2011)。ここで、$M_{\odot}$ は太陽質量 2×10^{30}kg である。国際天文基準座標系 (ICRS) で (15h 50m 58.6637920704s, -56° 28’ 35.258385000”) にある。本天体は RXTE 衛星によって、1998 年 9 月 7 日から 2003 年 5 月 22 日までに計 415 回観測されており、強い QPO が発見されている (Sobczak et al. 2000)。

3 Analysis

3.1 PSD 作成

PCA の各観測時期ごとのデータを ftools の saextrct、seextrct を使って 2-4keV、4-13keV、13-30keV、30-60keV の 4 つのエネルギー帯域にわけてライトカーブを作成する。4 つのライトカーブに対して、フーリエ変換をするソフトである powspec で PSD を作成する。それぞれの PSD にモデルフィット（後述）する。それぞれのエネルギー帯の PSD で、ピークの位置で中心周波数を評価し、ピークを表すモデルと横軸で囲まれる部分の面積（norm）を QPO の大きさ（power）として評価、さらに連続成分に対するピークの等価幅（Hz）を評価して QPO のエネルギー依存性を探る。

3.2 QPO type と PSD のモデルフィット

ブラックホール連星に見られる QPO は Q 値と呼ばれる、パワースペクトルにおいて中心周波数

を FWHM(半値全幅) で割った数値によって typeA、typeB、typeC に分類される (Remillard et al. 2002)。Q 値が大きいほどピークの幅が狭いことを意味する。表 1 は QPO の分類と特徴を表にしたものである。

表 1: ブラックホール連星で見られる QPO の分類

	typeA	typeB	typeC
Q 値	Q≤3	Q≥6	Q≥8
FWHM	大きい	少し小さい	小さい
power	小さい	少し大きい	大きい
周波数	∼8Hz	∼5-6Hz	∼0.1-10Hz
よく見られる状態	soft 状態	SIMS	HIMS hard 状態

xspec でフィットする時、PSD の連続成分は冪乗則である powerlaw モデルや指数関数的減衰を持つ冪乗則である cutoff powerlaw モデルでフィットする。また、type B のピークは、広がりを持つピークの評価に一般的に良く使われるガウス関数モデルでよくフィットできることが知られている。type C は強い平たいノイズが現れ、強制共鳴現象によく見られるローレンツ関数モデルでよくフィットできることが知られている。本研究では、不明瞭なピークを持つ typeA は解析しない。

まず、QPO の中心周波数が高温プラズマのサイズによく相関すると指摘されているので、高温プラズマ成分の相対強度の指標として、スペクトルの硬さを表すハードネスレシオ（HR）という値を導入し、中心周波数との関係を見る。HR は 13keV 以下のライトカーブの平均カウントレートを、13keV 以上の平均カウントレートで割った値とする。図 4 は横軸 HR、縦軸中心周波数 (Hz) の図である。プロットはそれぞれ一回の観測データごとに HR を求め、エネルギー帯域ごとの光度曲線に対して QPO 成分を評価したものである。

さらに、QPO と高温プラズマの関係を探るために、中心周波数と QPO のピーク power の関係（図 2）、同じく中心周波数と QPO のピークの等価幅（Hz）（図 3）を調べた。

4 Results and Discussion

図 4 から、HR が大きいほど中心周波数が低くなる関係が見える。硬 X 線の割合が多いことから高温

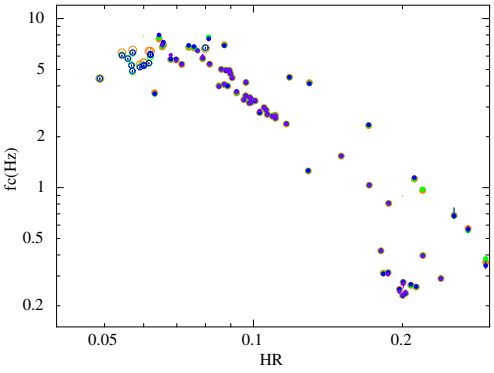


図 4: 横軸 HR、縦軸中心周波数の図。橙の点は 2-4keV の観測データ、緑の点は 4-13keV の観測データ、青の点は 13-30keV の観測データ、紫の点は 30-60keV の観測データとなっている。また、中央が塗りつぶされた点は HIMS、hard 状態で、中抜きの点は SIMS の点である。

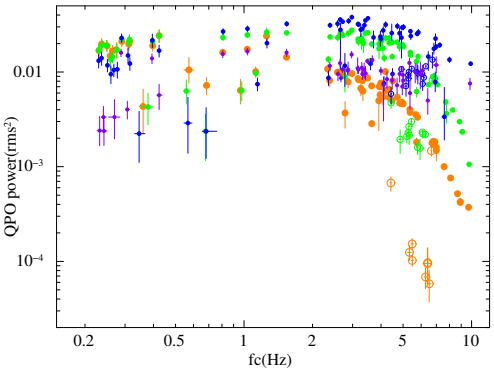


図 5: 横軸中心周波数、縦軸 power（rms^2/Hz）の図である。それぞれ点の意味は図 1 と同じである。

プラズマが発達していると考えられるので、外縁部に向かって発達した高温プラズマを起源とする QPO ほど、低い周波数の QPO を作るという予想と矛盾しない。

図 5 からは、周波数が高くなるにつれ、低エネルギーの QPO から power が小さくなっていくが、一方、周波数が低いうちは power の値があまり変わらないことがわかる。これは、降着円盤が発達し、高温プラズマが縮小している時 QPO が見られにくくなっていることを示す。逆に降着円盤が縮小とともに高

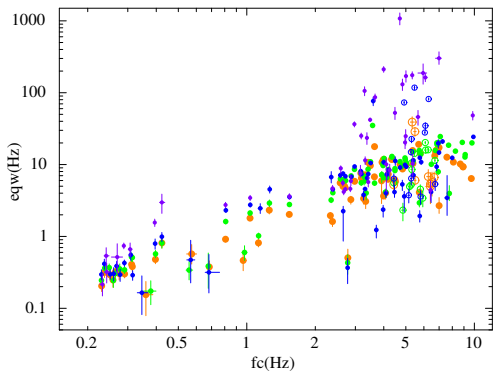


図 6: 横軸中心周波数、横軸等価幅の図である。それぞれ点の意味は図 1 と同じである。

温プラズマが発達し、高エネルギーの放射が支配的な時は QPO がしっかり見えていることを示す。よって、QPO の出現と高温プラズマの発達が結びついていると考えられる。また、30keV 以上の観測データにおいて、あまり power が変化しておらず、他のエネルギー帯と異なる振る舞いを示すことから、30keV 以上の放射は、それ以外の放射と起源が異なる可能性がある。

図 6 からは、30keV 未満では周波数が高くなると等価幅も大きくなることがわかる。しかし、30keV 以上の等価幅や SIMS の 13-30keV の等価幅は、この関係によらず、大きい等価幅を持っている。このことと図 2 で 30keV 以上の放射や SIMS の 13-30keV の放射について QPO の power があまり変化しないことから、高温プラズマを主な起源とするこの帯域の PSD の連続成分が円盤を起源とするより低いエネルギー帯の PSD より小さいと考えられ、PSD からも放射の性質が異なることがわかる。

30keV 以上の放射と SIMS の 13-30keV の放射について、図 2、3 から他の放射と QPO の振る舞いが異なることから、他の放射と起源が異なる可能性があり、スペクトルなど他の色々な面から他の放射と比較する必要があると考える。

5 Conclusion

ブラックホール天体 XTE J1550 − 564 について、RXTE 衛星の PCA のデータから 2-4keV、4-13keV、13-30keV、30-60keV の 4 つのエネルギー帯でライトカーブを作成し、フーリエ変換で PSD を作成した。PSD のモデルフィットによって QPO の中心周波数や power、QPO のピークを表すモデルの等価幅を評価した。結果、中心周波数がスペクトルの硬さ（HR）に関係していることがわかった。また、高温プラズマの発達が QPO の発生に関係している可能性があることがわかった。さらに、30keV 以上の放射や SIMS の 13-30keV の放射は、他の放射と起源が異なる可能性があり、さまざまな面から他の放射と比較する必要がある。

Reference

Adam R. Ingram, & Sara E. Motta 2019, NewAR, 85, 101524

Aya Kubota, Chris Done, Kazuki Tsurumi, & Ryuki Mizukawa 2023, 天文学会春季年会 2023

Keith Jahoda, Jean H. Swank, Alan B. Giles, Michael J. Stark, Tod Strohmayer, William W. Zhang, & Edward H. Morgan 1996, SPIE, 2808, 59

Jerome A. Orosz, James F. Steiner, Jeffrey E. McClintock, Manuel A. P. Torres, Ronald A. Remillard, Charles D. Bailyn, & Jon M. Miller 2011, ApJ, 730, 75

Gregory J. Sobczak, Jeffrey E. McClintock, Ronald A. Remillard, Wei Cui, Alan M. Levine, Edward H. Morgan, Jerome A. Orosz,& Charles D. Bailyn 2000, ApJ, 531, 537

Ronald A. Remillard, Gregory J. Sobczak, Michael P. Muno, & Jeffrey E. McClintock 2002, ApJ, 564, 962

————index へ戻る

コン a12

広帯域X線観測で探るブラックホール連星GRS 1915+105の降着状態の変化

菅原 一希

広帯域 X 線観測で探るブラックホール連星 GRS 1915+105 の降着状態の変化

菅原 一希 (東京理科大学大学院 理学研究科)

Abstract

GRS 1915+105 は 1992 年に発見された、K 型巨星と連星系をなす X 線トランジェント天体である。エディントン比はブラックホール X 線連星系の中でも極めて明るく 100%程度に迫り、発見以来光度の激しい時間変動が観測されていた。しかし、2018 年に突如減光してから現在に至るまで静穏状態が続いている。その原因としては、状態変化により暗くなった可能性 (Ratheesh et al., 2021) や視線方向に何らかの吸収体が現れた可能性 (Neilsen et al, 2023) が議論されている。本天体では、他のブラックホール X 線連星系で観測されている一般的な状態に当てはまらない、特殊なスペクトルが観測されることもある。本天体の降着状態を調べることは、ブラックホール X 線連星系における新たな降着状態を探ることにつながる可能性がある。解析には、軟 X 線帯域に有効面積を持つ *NICER* と、硬 X 線帯域に有効面積を持つ *NuSTAR* の同時観測を用いることで、広エネルギー帯域の観測を可能とした。本研究では減光後の 2019 年 5 月のデータを扱い、静穏期の降着描像を探る。X 線スペクトル解析の結果、複数の電離反射成分と高電離プラズマ成分で再現できることがわかった。

1 Introduction

恒星質量ブラックホールは近傍の恒星と連星系を成し、これをブラックホール連星と呼ぶ。このとき、恒星のガスはブラックホールの重力により剥ぎ取られる。剥ぎ取られた恒星のガスは角運動量を持つため、ブラックホールの周りを円運動し、円盤を形成する。これを降着円盤と呼ぶ。円盤内の粘性摩擦により失った力学的エネルギーは熱エネルギーとして円盤内のガスを加熱し、ガスは電磁波を放射することで冷却する。このガスの放射機構は黒体放射と呼ばれ、このときに放射されたエネルギーが光度 L で表される。ガスの降着量に比例して光度 L は大きくなっていくが、それと同時に輻射圧も大きくなるため、ガスが受ける輻射圧と重力が釣り合う点が存在する。この点が光度の上限値で、エディントン限界光度 $L_{\rm Edd}$ と表される。また、$L_{\rm Edd}$ で光度を規格化したものがエディントン比 $L/L_{\rm Edd}$ と呼ばれる。

しかし、円盤から放射された X 線光子の全てが、直接検出器まで届くとは限らない。すなわち、観測された X 線スペクトルから、X 線光子がどのような過程を経て検出器に到達したかを読み取ることが重要である。代表的な放射過程には、降着円盤からの多温度黒体放射や電子雲内での散乱、円盤での反射などが挙げられる。

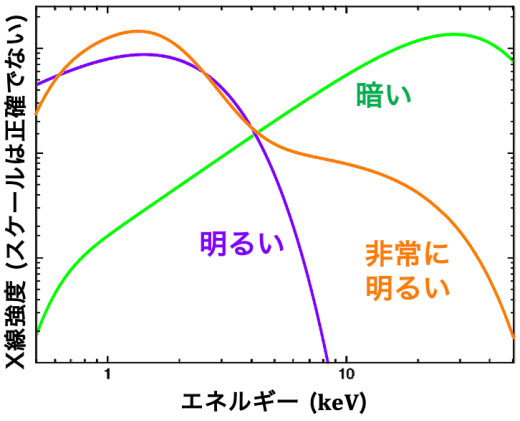


図 1: ブラックホール連星の 3 つの状態とスペクトル。ただし、縦軸のスケールは正確でない。

これらの放射過程に見られる特徴は、時期によって異なる。このことからブラックホール連星のスペクトル状態は、low/hard state(暗い状態) と、high/soft state(明るい状態)、Very High State(非常に明るい状態) という、大きく分けて 3 つの状態に分類できる。(図 1) は 3 つの状態それぞれのスペクトルの概形を示している。low/hard state ではべき状の連続成分が優位なスペクトルであるのに対し、high/soft

state では降着円盤からの多温度黒体放射成分が優位なスペクトルになる。Very High State は中間状態とも呼ばれ、low/hard state と high/soft state の状態遷移間に見られることから、両者の特徴を併せ持ったスペクトルになる。

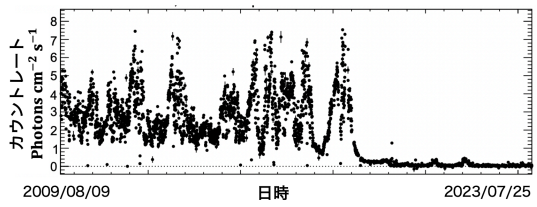


図 2: 全天観測モニター MAXI による直近およそ 14 年間の GRS 1915+105 のライトカーブ

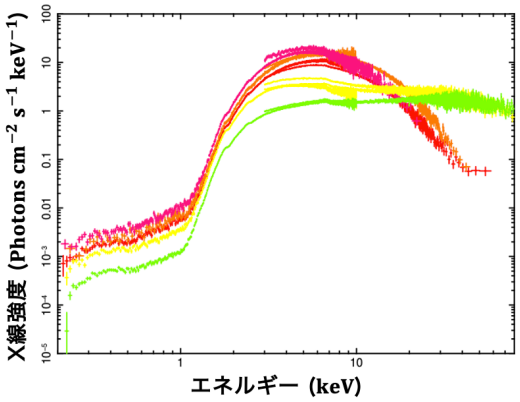


図 3: 2017 年 8 月から 2018 年 6 月にかけての活動期のスペクトル

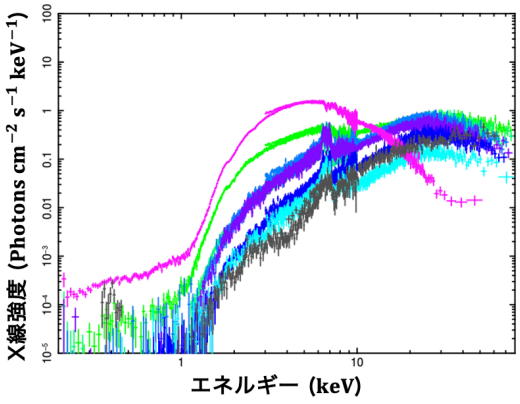


図 4: 2019 年 5 月から 2021 年 11 月にかけての静穏期のスペクトル。ただしマゼンタ色のスペクトルは一瞬明るくなった時期のもの。

GRS 1915+105 は K 型巨星と連星系をなす X 線トランジェント天体 (Castro-Tirado et al. 1992) であり、エディントン比はブラックホール X 線連星系の中でも極めて明るく 100%程度に迫る。ブラックホール連星までの距離は $D = 12.5\,\mathrm{kpc}$(Fender et al. 1999) ほどで、推定されているブラックホール質量は $12.5\mathrm{M}_{\odot}$(Reid et al. 2014) である。(図 2) は全天観測モニター MAXI が、2009 年 8 月 9 日から 2023 年 7 月 25 日までのおよそ 14 年間にわたって記録した、GRS 1915+105 のカウントレートの時間変動を示している。この図から、2018 年までは激しい時間変動を見せていたのに対し、それ以降は何らかの原因で暗い状態が続いていることがわかる。その原因としては、状態変化により暗くなった可能性 (Ratheesh et al. 2021) や視線方向に何らかの吸収体が現れた可能性 (Fender et al. 1999) が議論されているものの、謎はいまだに解かれていない。(図 3) と (図 4) のスペクトルの形状を比較すると、時間変動の激しかった活動期は山なりの連続成分が支配的なスペクトルであるのに対し、暗くなった後の静穏期は輝線が特徴的で激しい吸収を受けているスペクトルであることがわかる。また、活動期のスペクトルのピークは 5 keV 付近であり、本天体が他のブラックホールとは似つかない特異な特徴を示すことがわかる。

2 Methods/Instruments and Observations

解析には、軟 X 線帯域に有効面積を持つ *NICER* と、硬 X 線帯域に有効面積を持つ *NuSTAR* の同時観測を用いることで、広エネルギー帯域の観測を可能とした。このとき、衛星間の時間のずれを考慮するために barycentric 補正を行い、光子の観測時刻を衛星の時刻から太陽系重心の時刻に変換することで、時間のずれが生じないようにした。本研究では静穏期のスペクトルに着目し、2019 年 5 月 19 日に観測されたデータを扱った。

表 1: 解析に用いたデータ

衛星	obsid	time	exposure
NuSTAR	90702303007	23:46:09	23416 [s]
NICER	3558010903	00:20:20	10998 [s]

3 Results

NuSTAR と *NICER* の検出器で観測されたエネルギー範囲のうち、*NuSTAR* の FPMA/FPMB の 10 – 61 keV、*NICER* の XTI の 1.2 – 10 keV を使用した。得られたスペクトルを (図 5) に示す。

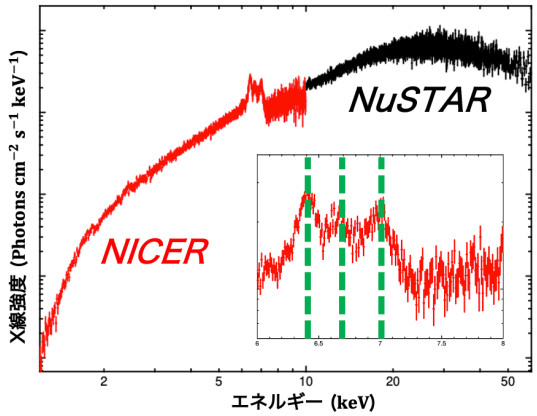


図 5: 2019 年 5 月 19 日に観測された GRS 1915+105 のスペクトル

ただし、バックグラウンドは除去済みであり、検出器応答は解かれていない。また、本データは鉄輝線の強さが特徴的であるため、スペクトル全体から 6 – 8 keV のみを抜き出したものも同時に示す。このことから、6.4 keV で中性鉄による kα 線、6.7 keV で Helium-like 鉄による Heα 線、7.0 keV で Hydrogen-like 鉄による Lyα 線が確認できた。これを再現するために、電離反射モデル (XSPEC/xillver) のパラメータのうち、電離度を変化させたときのモデル線の変化を (図 6) に示す。

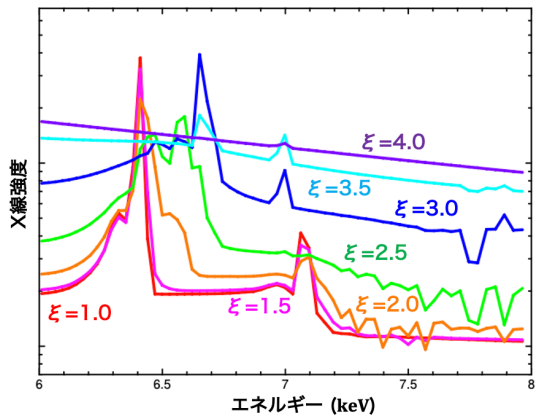


図 6: 電離度ごとの電離反射モデルの概形

両者の比較から、電離反射モデルで再現するためには、電離度がおよそ $\xi = 1.5$ とおよそ $\xi = 3.5$ のモデルが必要とわかる。

以上から、降着円盤による多温度黒体放射モデル (XSPEC/diskbb)、電子雲内での散乱によるべき成分モデル (XSPEC/cutoffpl)、電離反射モデルを用いてスペクトルフィットを行った結果が (図 7) である。

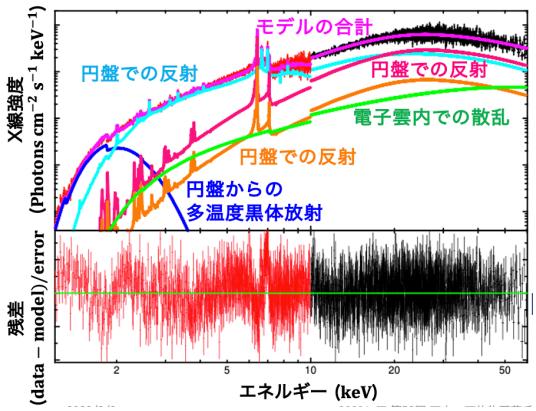


図 7: 電離反射モデルを用いたフィット結果

連続成分はおおよそフィットできているのに対し、7.0 keV の鉄輝線を再現することができていない。連続成分はこれ以上不要であることから、電離反射モデルではなく高電離プラズマモデル (XSPEC/apec) を用いた結果、(図 8) のようになった。

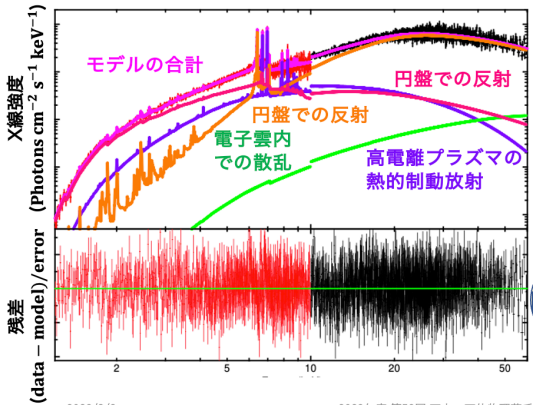


図 8: 高電離プラズマモデルを用いたフィット結果

4 Discussion

スペクトルフィット結果から考えられるブラックホール近傍の描像は (図 9) のようになる。電離度は遠方で $\xi = 2.1$、近傍で $\xi = 4.3$ ほどであり、ブラックホールに近づくほど電離が進んでいることが確認できた。また電子雲温度は遠方で 35 ± 1 度、近傍で 99 ± 9 どであり、ブラックホールに近づくほど温度が高くなっていることが確認できた。以上のパラメータは物理的に妥当なモデルだと考えられる。鉄アバンダンスは太陽の 0.9 倍程度と確認された。また、視線方向に存在する何らかの吸収体によって放射のおよそ 85% 程度が吸収され、残りの 15% 程度は透過して直接検出器に届いたとしている。高電離プラズマモデルでフィットできたものの、どのような過程で恒星質量ブラックホール周辺に高電離プラズマが形成されたかは不明であり、妥当性については今後も検討する必要がある。

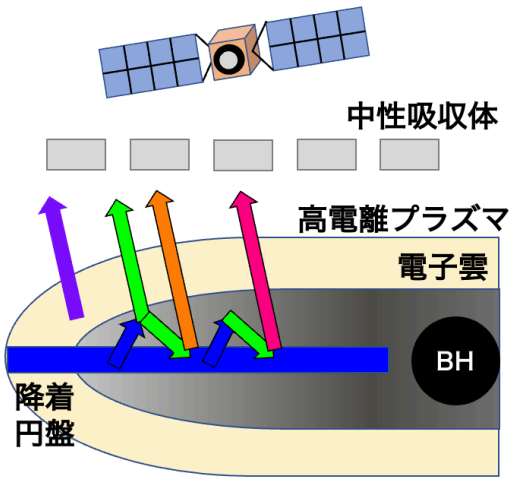


図 9: スペクトルフィットから得られたブラックホール近傍の物理現象の概念図

5 Conclusion

ブラックホール連星 GRS 1915+105 の静穏期のデータをスペクトルフィットした結果、べき成分モデルと電離反射モデル、高電離プラズマモデルを用いてフィットすることができた。今後は静穏期の他のデータや活動期のスペクトルを解析し、モデルの妥当性を評価しすることで、本天体が急激に暗くなった原因について調べたい。

Reference

Castro-Tirado, A. J., et al. 1992, IAU Circ, 5590

Ratheesh, A., et al. 2021, A&A, 655A, 96R

Neilsen, J., et al. 2023, AAS, 24141908N

Fender, R. P., et al. 1999, MNRAS, 304, 865F

Reid, M. J., et al. 2014, APJ, 796, 2

————index へ戻る

コン a13

すざく衛星によるブラックホールX線連星系LMCX-3のスペクトル解析

松尾 優里佳

未提出

————index へ戻る

コン a14

IXPE衛星による恒星質量ブラックホール Cyg X-1 の偏光X線の短時間変動の研究

二之湯 開登

IXPE 衛星による恒星質量ブラックホール Cyg X-1 の偏光 X 線の短時間変動の研究

二之湯 開登 (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

ブラックホール連星 (BHBs) は伴星からのガスがブラックホールに降着する過程で、ブラックホール (BH) の周囲には X 線を放射する数 keV の降着円盤と数百 keV のコロナが形成されると考えられている。しかし、その詳細な物理過程や幾何学的構造は明らかになっていない。BHBs からの X 線は、降着円盤やコロナにおいてコンプトン散乱を受け偏光していると考えられており、その偏光をプローブとして、BH 近傍の物理状態の解明が期待されている。また、BHBs からの X 線強度は非周期的に短時間の激しい変動を示すことが知られている。この変動をとらえる解析手法として、「ショット解析」が考案された (Negoro et al. 1994)。「ショット解析」は、光度曲線から数秒以下の増光現象 (ショット) を複数識別し、足し込んで生成されたプロファイルにより、その特徴を捉えることができる方法である。

本研究では、短時間の強度変動と偏光状態の変動の相関から、短時間の強度変動の起源を探ることを目的に、IXPE の Cyg X-1 観測データにショット解析を適用し偏光 X 線の短時間変動の解析を行った。IXPE から得られる 2-8 keV の光度曲線を用いてショット解析を行い、ショットがピークの ∼1 s 前から明るくなりはじめ、ピーク後 ∼1 s で暗くなることが確認できた。さらに、短時間の X 線増光に伴うストークスパラメータ (Q, U) およびモジュレーションカーブの詳細解析を行い、偏光 X 線の変動量の評価を行なった。偏光 X 線の短時間変動へのアプローチとその起源の考察について述べる。

1 Introduction

本研究で対象となる天体は恒星質量ブラックホール Cygnus X-1(以下 Cyg X-1) は質量 $21.2 \pm 2.2 M_{\odot}$ のブラックホールと軌道周期 5.6 日の質量 $40.6^{+7.7}_{-7.1} M_{\odot}$ の伴星からなる大質量 X 線連星である。連星系は軌道傾斜角 $i = 27°.5 \pm 0°.8$ で距離 $2.22^{+0.18}_{-0.17}$ kpc に位置している (Miller-Jones et al. 2022)。Cyg X-1 では、伴星からの星風起源のガス降着によりブラックホール周辺に降着円盤を形成している。Suzaku 衛星などの観測により、降着率の変化に伴う降着流の幾何学的構造の変化よって異なるスペクトル状態をとることが知られている。high/soft state では降着円盤からの放射が支配的となっている。一方、low/hard state では降着円盤から放射された光子のコロナと呼ばれる $k_{\rm B}T_{\rm e} \sim 100$ keV の高温の電子雲によるンプトン散乱が支配的となる。また、low/hard state では数秒スケールの明るさの変動があることが知られている。(Miyamoto et al. 1992)。この変動を捉えるために Negoro et al. (1994) で「ショット解析」が考案された。さらに、Yamada et al. (2013) では、この「ショット解析」をもちいて Suzaku 衛星による Cyg X-1 の low/hard state の観測について、数秒スケールの増光現象とスペクトル状態の関係を見出した。しかし、low/hard state における降着円盤とコロナの幾何学的構造や物理過程や、数秒スケールの変動の起源の詳細はさまざまな議論がなされている。

そこで、それらの物理を解明する鍵と期待されるのが X 線偏光である。ブラックホール連星からの X 線は降着円盤内やコロナによるコンプトン散乱、降着円盤による反射によって、偏光が生じていると考えられている。偏光度や偏光角から、降着円盤とコロナの幾何学的構造を制約できることが示唆されている。(Jeremy D. Schnittman and Julian H. Krolik 2015)。Krawczynski et al. (2022) では、IXPE 衛星の観測から Cyg X-1 の偏光度 · 偏光角を見積もり、コロナの分布について、降着円盤に沿った wedge-shaped geometry(楔型) であるという制約を加えた。

本研究では、短時間の強度変動と偏光状態の変動の相関から、短時間の強度変動の起源を探ることを目標とする。

2 Observation and Method

2.1 Observation

IXPE(Imaging X-ray Polarimetry Explorer) 衛星は 2021 年 9 月に打ち上げられた小型衛星で、望遠鏡の焦点面には光電吸収型の偏光検出器が搭載されている。本研究では IXPE によって、2022 年 5 月 15 日より、露光時間 ∼ 241 ks の観測 (obsid:01002901)、2022 年 6 月 18 日より、露光時間 ∼ 86 ks の観測 (obsid:01250101) に注目した。これらの観測では観測全体を通して low/hard state に分類されるスペクトル状態であった (図 1)。

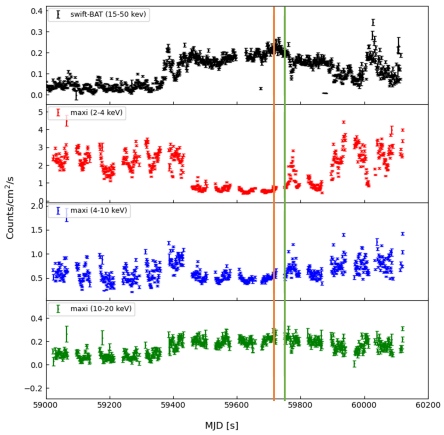


図 1: MAXI、Swift-BAT の観測。オレンジ、緑の線が IXPE の観測のスタート時間である。

2.2 Method

本研究では IXPE 衛星の観測に「ショット解析」を適用した。ショット解析では、まず、ライトカーブからショットと呼ばれる数秒スケールの強度変動を判定する (2)。一つずつのショットではその特徴を考えるための光子統計が足りない。そのため、複数のショットをピークを合わせ重ね合わせる必要がある。これにより統計が増え、ショットの平均的な特徴を捉えることができるようになる。

本研究では `ixpeobssim` を用いて、IXPE 衛星による観測データを解析した。偏光の評価の方法として、モジュレーションカーブを用いた。モジュレーションカーブとは、検出器内で入射X線により光電

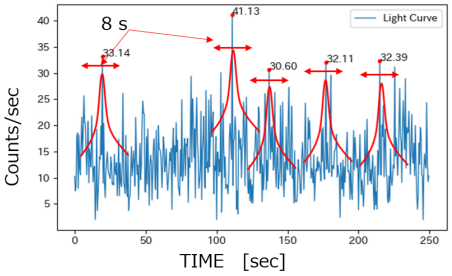


図 2: IXPE DU1 のライトカーブからショットのピークと判定された時間

効果で飛ばされた光電子の方位角分布である。モジュレーションカーブは

$$f(\phi) = N\{1 + A\cos(2(\phi - \phi_0))\} \tag{1}$$

で表すことができる。ここで、N は規格化定数、A が振幅、ϕ_0 が cos 関数の山の位置にあたり偏光角に対応する。100%偏光の光を入射したときのモジュレーションカーブの振幅を A_{100} として、これはモジュレーションファクターと呼ばれ、検出器の能力を示す指標の一つである。モジュレーションファクターをもちいて、偏光度は

$$\text{polarization degree} = \frac{A}{A_{100}} \tag{2}$$

で表される。

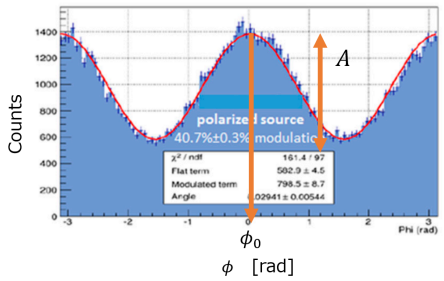


図 3: 3.7 keV の偏光度 99%の点状 X 線に対するモジュレーションカーブ

ショット解析により、ショットを捉え、モジュレーションカーブなどを用いてショットにおける偏光を評価した。

3 Results

本集録ではスペクトルの変化がより顕著であった 01250101 の観測についての結果を示す。

まず、観測の全時間の偏光を評価した。`xspec`、`ixpeobssim/xpbin`、モジュレーションカーブの 3 通りの方法で偏光を評価し、クロスチェックを行った。図 4 に全時間のモジュレーションカーブを示す。この観測の平均的な偏光度は ~ 3.5 %、偏光角 $\sim 20-25$ deg であることが確認できた。

表 1: 全時間の偏光度の見積もり結果

	xspec	xpbin	modulation curve
pd [%]	$3.4^{+0.4}_{-0.4}$	3.8 ± 0.3	$3.5^{+0.4}_{-0.4}$
pa [deg]	-19^{+4}_{-4}	-25 ± 2	-25^{+9}_{-1}

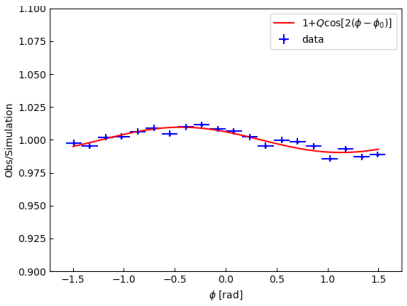


図 4: 観測 01250101 の全時間のモジュレーションカーブ

つぎに、IXPE 衛星による観測データに「ショット解析」を適用した。ショットのピークの判定基準として、ピークが周りよりも際立ってたっているかを表すプロミネンスを採用した。ピークの前後 4 s をショットとして、畳み込んだ結果を図 5 に示す。

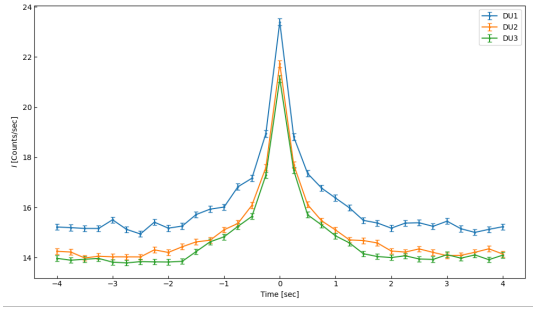


図 5: ショットプロファイル

ピークの ~ 1 s 前から増光が始まり、~ 1 s かけて暗くなることが確認できる。

ショットの特徴を詳しく見ていくために、ピークの時間を $t = 0$ s としたときに、PhaseA:$-4 \leq t \leq -2$、PhaseB:$-1 \leq t \leq +1$、PhaseC:$+2 \leq t \leq +4$ と 3 分割した。それぞれの Phase ごとのスペクトルを `tbabs×(diskbb+nthcomp)` でフィットした結果を図 6 に示す。ピークを含む区間ではスペクトルがソフト

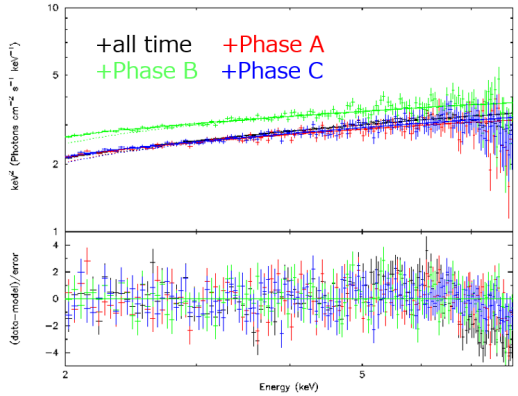


図 6: Phase ごとのスペクトルフィットの結果

になっていることが確認できた。

つぎに各 Phase のモジュレーションカーブを図 7 示す。モジュレーションカーブの形が少しだけ変形していることから、偏光度の変動の兆候は見られた。

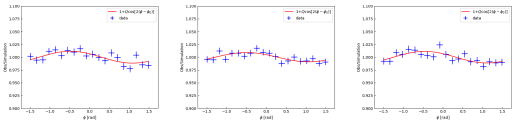


図 7: Phase ごとのモジュレーションカーブ。左から PhaseA、PhaseB、PhaseC

4 Discussion and Conclusion

IXPE 衛星による観測では主に `ixpeobssim` による解析が主流である。偏光を直感的に理解するうえでモジュレーションカーブはとても有効である。本研究では偏光の変動を直感的に確かめるために、モジュレーションカーブをもちいて偏光の評価を行った。さらに、数秒スケールの強度変動である「ショット」と偏光の関係を調べるために、IXPE 衛星の観測に注目し、ショット解析を適用した。ショットの前後のスペクトルの変化から、ブラックホール近傍で降着流の流れが変化していることが示唆されている。とくに、降着円盤の内縁温度がショットのピークを含

む区間で上昇したことが確認できた。Yamada et al. (2013) では、ガスがブラックホールに落ちこんだことで、その瞬間に明るくなるという描像が述べられている。本観測でも、ブラックホールに落ち込む降着円盤からの光がスペクトルに変化をもたらしていると考えられる。ブラックホール近傍のガス降着の様子がショットに反映されているとすれば、偏光状態がショットによって変化することは十分に考えられる。図 7 に示してように、大きな変動はまだ見られていないが、他の観測などを含めればなにか X 線偏光の変動が見られると考えている。

Reference

Negoro et al. 1994, ApJL, **423**, L127

Miller-Jones et al. 2022, Science, **371**, 1046-1049

Miyamoto et al. 1992, ApJL, **391**, L21

Yamada et al. 2013, ApJL, **767**, L34

Jeremy D. Schnittman, Julian H. Krolik, Astrophys. J

Krawczynski et al. 2022, Science, **378**, 650-654

————index へ戻る

コン a15

ガンマ線連星 LS I+61° 303 の X 線時間変動解析

寺農 夏樹

ガンマ線連星 LS I+61° 303 の X 線時間変動解析

寺農 夏樹 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

X 線連星とは、恒星とコンパクト天体 (ブラックホール or 中性子星) からなる連星系である。その X 線連星の中から X 線よりもエネルギーの高いガンマ線が検出された。そのような X 線連星を特にガンマ線連星という。コンパクト天体は周期的なパルスの有無で判別できる。パルスがあれば中性子星であり、無ければブラックホールである。本研究ではある軌道位相でのみ周期 〜0.27 s の電波パルスが検出されたガンマ線連星 LS I+61° 303 を X 線でもパルスが見られるかを、XMM-Newton と NICER のデータからライトカーブを作成し、光度曲線をフーリエ変換することで得られるパワースペクトルと、χ^2 検定することで得られる efsearch を用いて調査することで、コンパクト天体の判別を目指した。

1 Introduction

恒星とコンパクト天体 (ブラックホール or 中性子星) からなる連星系でX線を放射するものを X 線連星と呼ばれる。X 線連星の中でもガンマ線を放出する天体をガンマ線連星という。ガンマ線連星からの放射の起源は、ブラックホールに大質量星から質量が輸送されて降着円盤付近から噴き出るジェットと星風による衝撃波で粒子加速が起きるマイクロクエーサー説と、パルサー風と星風による衝撃波で粒子加速が起きるパルサー説が提唱されている。

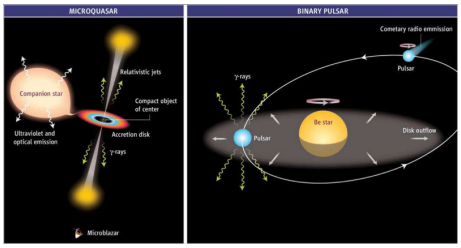


図 1. ガンマ線放射のシナリオ
マイクロクェーサーモデル (左) とパルサーモデル (右)[1]

恒星は O 型星か B 型星、つまり大質量星である。コンパクト天体が中性子星かブラックホールかを判別する方法は主に 2 つ考えられる。1 つは放射描像が異なることによる放射スペクトルの違いである。もう 1 つは周期的なパルスで、それが検出できれば中性子星であると判別できる。ガンマ線連星である LS I+61° 303 は GeV ガンマ線と TeV ガンマ線のフラックスが反相関している興味深い天体で、ある軌道位相でのみ、周期 〜0.27 s の電波パルスが検出されたという報告 [2] があり、コンパクト天体が中性子星であると示唆されている。本研究では LS I+61° 303 が X 線でも同様にパルスが見られるかを調査し、コンパクト天体の判別ができるかを確認する。

2 Instruments

2.1 XMM-Newton

XMM-Newton 衛星は 1999 年 12 月 10 日に欧州宇宙機関 (ESA) が打ち上げた X 線天文衛星である。3 台の X 線望遠鏡を搭載し、焦点面に PN と呼ばれる背面照射の CCD を 1 台、MOS と呼ばれる透過型の分散器を備えた表面照射の CCD を 2 台設置しており、0.15–15 keV に感度をもつ。それに加えて、可視光・紫外線と X 線を同時に観測することのできる OM(Optical Monitor) を搭載している。今回は短いパルスの天体なので表 1 より、時間分解能の良い PN 検出機を用いて解析を行う。

表 1. 観測モードごとの時間分解能

	mode	Time resolution
MOS	Full frame	2.6 s
	Large window	0.9 s
	Small window	0.3 s
PN	Full frame	73.4 ms
	Large window	199.1 ms
	Small window	5.7 ms
OM		0.5 s

2.2 NICER

NICER は国際宇宙ステーション (ISS) に搭載され、2017 年 6 月 3 日に打ち上げられた NASA の X 線望遠鏡である。56 個もの XTI(X-ray Timing Instrument) と呼ばれる X 線検出器、GPS 受信機を搭載することで集光したエネルギーと検出器への到達時刻・位置を高精度に記録し、時間分解能は 300 ns である。軟 X 線 (0.2–12 keV) と呼ばれる X 線に高い感度を持ち、中性子星から放出される熱放射・非熱的放射による X 線を検出するのに適している。

3 Ovservations and Methods

3.1 LS I+61° 303

LS I+61° 303 は 1959 年に発光天体として認識され、OB 星としてカタログに掲載された [3]。その後、MAGIC、VERITAS、Fermi 望遠鏡によりガンマ線が検出するとともにフラックスが時間変動することを示した [4][5][6]。大質量星が Be 星 [7] でコンパクト天体とのガンマ線連星であり、軌道周期 26.496 日で周回している [4]。Be 星の質量 $M_{\rm Be}=14\pm4\,M_{\odot}$、コンパクト天体の質量 $M_{\rm com}=1$–$4\,M_{\odot}$[8] ある。

3.2 Event Selection

本研究は電波パルスが検出された軌道位相にあたる XMM-Newton と NICER のデータを HEASARC に公開されているものから用いた。観測データの情報は表 2 に示す。

表 2. 解析に用いた LS I+61° 303 の観測データ

	obs ID	time	exposure [s]
XMM-Newton	0207260101	2005/01/27 17:40:46	53397
NICER	4030030104	2021/10/31 17:48:36	59518

4 Timing Analysis

XMM-Newton は撮像できるので、天体のまわり半径 14 秒角の緑丸で囲まれた領域から、天体放射が卓越する 0.2–10 keV の帯域のデータを抽出した。

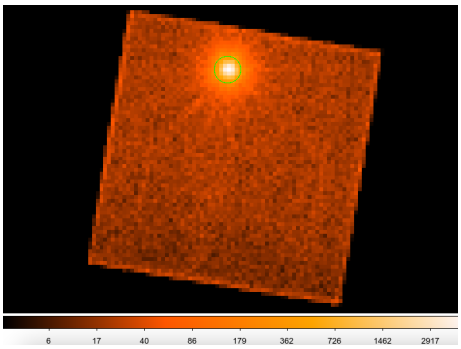


図 2. 解析に使用するイメージの範囲

NICER は撮像できないので、XSPEC を用いてスペクトルをプロットした。スペクトルから赤棒で挟まれた 0.7–5 keV の天体放射が卓越した帯域のデータを抽出した。

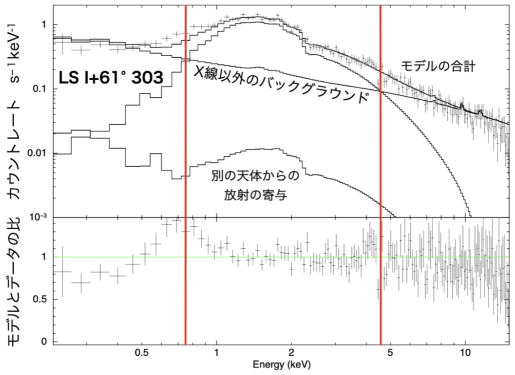


図 3. 解析に使用するスペクトルの範囲

抽出したデータからライトカーブを作成した。ここでは 2 通りの方法でパルスサーチをしていく。1 つはライトカーブをフーリエ変換することでパワースペクトルを描き、パルスサーチを行う方法、もう 1 つは efsearch というコマンドを使ってある周期でライトカーブを折り畳み、周期変動が強調されたライトカーブを得て次に、この折り畳みライトカーブが周期変動しないという帰無仮説のもとで χ^2 検定を行う方法である。畳み込んだ周期で変動していないなら、χ^2 の期待値は自由度となる。天体の周期と折りたたんだ周期が一致していれば、χ^2 の値は自由度を大きく上回る。これを探査したい範囲の多数の周期について行えば、各周期に対して χ^2 をプロットできる。結果として、図 4 のパワースペクトルと図 5 の efsearch からは電波観測で示唆された周期 0.27 s での有意なピークが見られなかった。

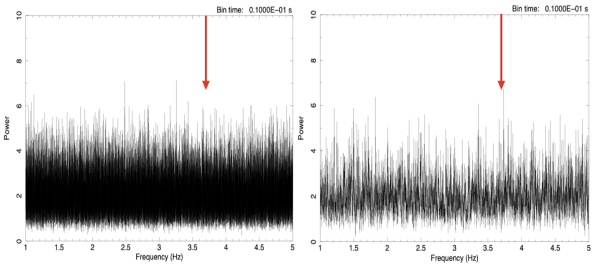


図 4. 左図は XMM-Newton のパワースペクトル
右図は NICER のパワースペクトル

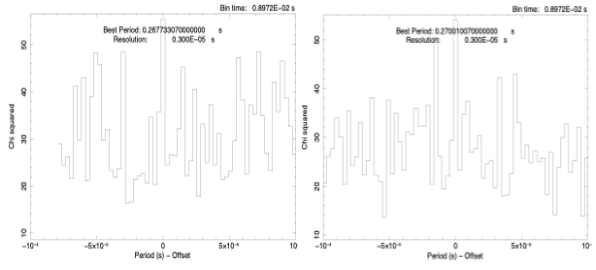


図 5. 左図は XMM-Newton の χ^2 検定
右図は NICER の χ^2 検定

5 Discussion And Conclusion

電波パルスが既知のガンマ線連星 LS I+61° 303 からX線のスペクトルとパワースペクトルと χ^2 を得ることが出来たが、Weng et al.(2022) で検出された電波パルスのような周期性は見られなかった。〜26.5 日の軌道周期からわずかな時間の観測データをパルスサーチするのではやや不十分。LS I+61° 303 はフラックスの変動周期が軌道周期よりも長い超軌道周期 (1667 ± 8 日) が X 線で発見されている [9]。これは軌道 1 周ごとに X 線フラックスが変動しており、コンパクト天体のジオメトリが変わるので、軌道ごとにパルスが見えたり見えなかったりする可能性がある。つまり長期的な観測による解析をすることがパルスサーチには必要になる。また、長時間の観測になると、連星間の公転運動によりパルスの到達時間が変動してしまうのでそこも考慮しなければならない。連星系は大質量星・コンパクト天体の質量と公転半径、軌道傾斜角などから到達時間のズレを考えられるが、コンパクト天体の質量を同定出来ないので、精密な計測を行うことも課題となる。さらに興味深いことにフラックスが軌道 1 周ごとに異なる可能性があるので、1 周分のデータ解析もしていく必要がある。

6 Appendix

電波パルスの検出された位相以外も解析してパルスサーチを行った。結果は、こちらでもパルスは見つからなかった。観測データは表 3 にまとめておく。

表 3. パルス検出された位相以外の LS I+61° 303 の観測データ

	time	exposure [s]	orbital phase ϕ
XMM-Newton	2002/02/05 17:40:46	7498	0.55
XMM-Newton	2002/02/10 11:04:13	14000	0.74
XMM-Newton	2002/02/17 04:18:50	6403	0.00
XMM-Newton	2002/02/21 15:21:12	7498	0.15
XMM-Newton	2017/07/06 15:35:34	2164	0.97
NICER	2017/07/06 15:35:34	2662	0.03
NICER	2017/07/07 00:48:37	4058	0.07
NICER	2017/07/08 03:25:00	772	0.11
NICER	2017/07/09 05:40:00	795	0.15
NICER	2017/07/10 01:44:00	856	0.19
NICER	2017/10/02 20:59:00	2073	0.36
NICER	2018/03/30 22:48:00	1045	0.11
NICER	2018/03/31 00:14:00	18867	0.15
NICER	2018/04/01 00:58:40	16456	0.19
NICER	2018/04/02 01:48:00	18085	0.23
NICER	2018/04/03 00:50:40	13876	0.26
NICER	2018/04/04 00:02:40	15115	0.30
NICER	2018/04/05 02:20:20	10286	0.34
NICER	2021/01/02 00:31:20	9804	0.19
NICER	2021/01/03 13:31:42	7710	0.23
NICER	2021/01/04 03:28:22	2733	0.26
NICER	2021/01/05 01:09:52	6480	0.30
NICER	2021/01/07 16:50:40	3615	0.38
NICER	2021/10/25 16:27:20	1425	0.36
NICER	2021/10/27 18:11:59	993	0.44
NICER	2021/10/29 18:05:40	1405	0.51
NICER	2021/11/02 16:13:00	5169	0.66
NICER	2021/11/03 17:03:40	2620	0.70
NICER	2021/11/04 16:28:40	2426	0.74
NICER	2021/11/05 17:05:28	1214	0.78
NICER	2021/11/06 16:27:20	2089	0.82
NICER	2021/11/07 17:08:05	1209	0.86
NICER	2021/11/10 16:24:39	1015	0.97
NICER	2021/11/13 17:14:38	1239	0.08
NICER	2021/11/16 16:31:20	2209	0.19
NICER	2021/11/19 16:12:20	898	0.31
NICER	2021/11/27 14:21:00	2471	0.61
NICER	2021/11/28 15:08:23	1693	0.65
NICER	2021/11/29 14:23:02	2431	0.69
NICER	2021/12/25 14:06:26	226	0.67
NICER	2023/04/10 01:02:00	2310	0.44
NICER	2023/04/12 05:41:24	560	0.52

Reference

1. Mirabel,I.F., Science, 312, 1759, 2006
2. Shan-ShanWeng. et al, Nature, 6, 698-702, 2022
3. Hardorp,J. et al, Hamburger Sternw., 1,1959
4. Albert,J. et al, Science, 312, 1771-1773, 2006
5. Acciari,V. A. et al, ApJ, 679, 1427-1432, 2008
6. Abdo,A.A. et al, ApJ, 701, L123-L128, 2009
7. Paredes,J.M. et al, ApJ, 664, L39-L42, 2007
8. Casares,J et al, MNRAS, 360, 1105-1109, 2005
9. Li,J et al, ApJ, 744, L13, 2012

————index へ戻る

コン a16

クェーサー 2201+315 の形状探査

関 あずみ

クェーサー 2201+315 のジェット形状探査

関 あずみ (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

活動銀河核ジェットはどのように生成され、収束、加速されるのか多くが未だ解明されていない。近年、いくつかの電波銀河とブレーザーのジェットは、ブラックホール近傍で放物線状に絞られ、一定の距離で形状遷移を伴い円錐状に広がっていく様子が見つかった。一方でクェーサーについても形状探査が始まっているが (Okino et al. 2022, Burd et al. 2022)、ジェットの形状が複雑で調べにくいという問題があった。
本研究では、クェーサーにおいても普遍的にジェットの形状遷移が見られるかどうか、そしてジェットの収束機構を調べるために、ジェットの形状を解析した。目標天体にはジェットの形状が比較的単純なクェーサー 2201+315 を選び、米国超長基線電波干渉計による多波長アーカイブデータの解析を行った。本講演では結果と今後の展望について議論する。

1 Introduction

銀河全体の 1% 程度は、中心部の非常に狭い領域から銀河全体を凌駕するような強い電磁波を放射している。このような中心部領域を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGNs) という。中心には超大質量ブラックホールが存在し、周囲にはガスが重力によって降り積もってできた円盤である降着円盤が形成される。また細く絞られたプラズマガスが噴出する現象であるジェットを伴う天体も存在する。AGN ジェットに関する 3 大未解決問題として、どのようにジェットを細く絞りながら遠方まで運ぶかの収束問題、ジェットをどのように光速の 99.99% まで加速させるかの加速問題、ジェットがどのような物質から生成されるかの形成問題が挙げられる。本研究では特に収束問題に着目する。

活動銀河核の種類では、活動銀河核統一モデルという活動銀河核をどの方向から見るかによって分類するモデルがある。このモデルでは可視光に比べて電波が 10 倍以上明るい活動銀河核を Radio Loud、そうではないものを Radio Quiet と大きく二つに分けられる。特にジェットの放射が強いとされる Radio Loud の天体を中心にジェットの形状探査が行われてきた。観測のしやすさから電波銀河 M87 がよく調べられてきた。Asada & Nakamura (2012) は、超長基線電波干渉計 (Very Long Baseline Interferometry:VLBI) の観測データを用いて M87 のジェットの形状を調べ形状遷移を発見した。ジェットの半径を d、コアからの距離を r としてジェットの形状をべき乗則 $d \propto r^k$ で予測すると、放物線状では $k \sim 0.5$、円錐状では $k \sim 1$ となる (図 1)。ブラックホールの根元付近のジェットの形状は細く絞られた放物線状 ($k \sim 0.5$) であり、その後コアから $10^5 r_{\rm g}$ で円錐状 ($k \sim 1$) の広がったジェットに遷移した。形状遷移はブラックホールの重力によって支配された外部ガスによるジェットの閉じ込めが終了するところで起きると考えられた。

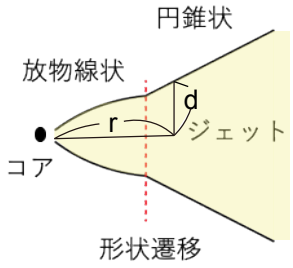


図 1: ジェット形状遷移の模式図

最近の研究では、Kovalev et al. (2020) が 367 天体のジェットの形状を調べ、ブレーザー 5 天体と電波銀河 5 天体の合計 10 天体でジェットの形状遷移を発見した。形状遷移を示した 10 天体では、放物線状 ($k \sim 0.5$) から $10^5 r_{\rm g} - 10^6 r_{\rm g}$ で円錐状 ($k \sim 1$) のジェットに遷移した。このとき形状遷移を示した天体は赤方偏移が比較的小さな天体であり、クェーサーを含む他の天体は形状遷移が起きるジェットの根元の部分まで分解できていない可能性が考えられた。その後、Burd et al. (2022) はクェーサー 5 天体とブレーザー 3 天体、電波銀河 1 天体の合計 9 天体で形

状遷移の兆候を発見した。クェーサーは曲がっているジェットを持つものが多く、中心核に対してジェットが暗く解析しづらいことから、他のブレーザーや電波銀河に比べて形状遷移が見えにくい。一方で、Okino et al. (2022) はジェットを持つクェーサーの中で最も近傍に位置し、明るい代表的な天体である 3C273 のジェットの形状を調べ、明確な形状遷移を見つけた。クェーサーのジェットの形状を調べるためには、測定しやすい天体を選定する必要がある。

本研究の目的は、収束問題解決につながるジェットの形状を探るため、ジェットが比較的まっすぐ伸びていて形状を調べやすい 2201+315 というクェーサーを目標天体とした。セクション 2 では観測と解析方法を説明する。セクション 3 では解析結果を説明し、セクション 4 で考察とまとめを行う。

2 Observations and Methods

2.1 解析データ

電波干渉計は複数の電波望遠鏡を組み合わせ、検出した信号間の干渉を利用することで一台の仮想的な巨大望遠鏡を構成する。望遠鏡間の距離を離すことで、一台の望遠鏡では実現できない高い解像度を実現することができる。本研究ではアメリカの超長基線電波干渉計である VLBA による観測データを使用した。NRAO Data Archive のサイトから、43 GHz、22 GHz、 5 GHz の観測データを取得し、データ解析から画像化までの一連の処理を行った。15 GHz、12 GHz、 8.4 GHz、 8.1 GHz、 1.7 GHz に関しては MOJAVE (Monitoring Of Jets in Active galactic nuclei with VLBA Experiment) の website にある画像解析済データを用いた。分解能は天体の構造を見分ける力のことで、mas (milli arcsecond) という単位が用いられる。分解能を θ, 波長 λ, 周波数を f, アンテナ間の距離である基線長を D とすると以下のように定義される。

$$\theta = \frac{\lambda}{D} = \frac{c}{fD} \tag{1}$$

分解能の値は小さいほど構造を細かく見ることができ、高い周波数と長い基線長で観測するほど分解能は向上する。今回用いたデータの最高分解能は 43GHz の 0.17 mas である。表 1 は使用したデータの周波数、観測年月日、分解能をまとめた。

表 1: 使用したデータ

観測周波数	観測した 年/月/日	分解能
43 GHz	1999/1/12	0.17 mas
22 GHz	2020/12/27	0.33 mas
15 GHz	2006/12/6	0.48 mas
12 GHz	2006/12/6	0.59 mas
8.4 GHz	2006/12/6	0.86 mas
8.1 GHz	20016/12/6	0.89 mas
5 GHz	2019/2/10	1.44 mas
1.7 GHz	2010/5/21	4.23 mas

2.2 目標天体

本研究の目標天体として比較的ジェットが真っ直ぐ伸びていて幅を測定しやすいクェーサー 2201+315 (4C+31.63) を選択した。赤方偏移は 0.2947 (Marziani et al. 1996) であり、光度距離に直すと 1520 Mpc に位置する天体である。Total Flux は $\sim$3.5 Jy$-$4.4 Jy (VLBA 15 GHz) で、ジェットを見込む角度は 8.5° (Hovatta et al. 2009)、ブラックホール質量は $6 \times 10^8 M_\odot$ (Torrealba et al. 2012) である。

2.3 解析方法

本研究の解析は 1 次処理を AIPS、画像化を DIFMAP のソフトウェアを使用して画像解析を行った。その後ジェットの形状を知るためにジェットの幅とコアからの距離を測定した。

2.3.1 観測データの処理

干渉計で得られるデータはビジビリティと呼ばれる観測量である。観測されたビジビリティを $\hat{V}(u,v)$、干渉計観測で得られたボジビリティの台を $U(u,v)$、真のビジビリティを $V(u,v)$ とすると以下のように書ける。

$$\hat{V}(u,v) = V(u,v)U(u,v) \tag{2}$$

(u,v) は基線ベクトルの天球面座標系における波長単位の成分である。サンプルされたビジビリティの逆フーリエ変換をダーティマップと呼び、以下のよう

に書き換えることができる。

$$FT[\hat{V}(u,v)] = FT[V(u,v)] * *FT[U(u,v)] \\ = I(l,m) * *B(l,m) \quad (3)$$

(l,m) は天球面座標、$I(l,m)$ は真の強度分布、$B(l,m)$ は合成ビームである。上の式から分かる通り、真の強度分布 $I(l,m)$ に合成ビーム $B(l,m)$ を畳み込んだものが得られる。ダーティマップから合成ビームの影響を取り除いて真の強度分布を推定するために、畳み込みをほどく作業 (デコンボリューション) を行う必要がある。今回はデコンボリューションの手法の一つである CLEAN を行なった。ダーティマップの中で強度が最大値をとる場所を探し、その最大値を成分として記録する。成分を合成ビームに畳み込み、差し引く。この作業を繰り返すことでデータに合う強度分布のモデルを構築する。

2.3.2 ジェットの幅の測定方法

解析済みデータのビジビリティ分布にガウシアンモデルをフィッティングをした。ガウシアンの半値幅をジェットの直径とした。一番上流にある成分をコアとし、ジェットの直径に対してコアからの距離を測定した。

d（ジェット半径）の誤差 Δd は以下の式で求めることができる。

$$\Delta d = \frac{2d}{S/N} \quad (4)$$

この時の S/N（signal to noise ratio）は noise は画像の rms noise の値を用い、signal は map peak の値を用いた (Fomalont 1999)。S/N の値が大きすぎるとき誤差が小さくなり評価できなくなるので、複数のデータを使った経験則（Orient et al. 2011, Tseng et al. 2016）から、

$$\Delta d = beamsize \times 0.1 \quad (5)$$

を代わりに用いて評価を行った。

2.3.3 コアシフトの評価

シンクロトロン放射は光速に近い速度の荷電粒子が磁力線の周りを円運動しながら進む時に放出される電磁波である。コンパクトで高密度なコアからのシンクロトロン放射は、放射した同じ集団の電子に吸収されるシンクロトロン自己吸収が起こる。自己吸収は高周波で大きく、低周波で小さくなるので、高周波で観測するほどコアの位置が上流（ブラックホール側）にずれる。このことをコアシフトと呼ぶ。コアからの距離を r_c、観測周波数を ν とすると以下のように書ける。

$$r_c = \frac{a}{\nu} \quad (6)$$

2201+315 の場合 $a = 3.22 \pm 0.15$ mas GHz の値を用いた (Sokolovsky et al. 2011)。ブラックホールを周波数無限大とした時をコアシフトの収束点として、そこからの距離を導出した。

3 Results

画像解析の結果を図 2、3 に示した。南西方向に伸びるジェットを確認した。

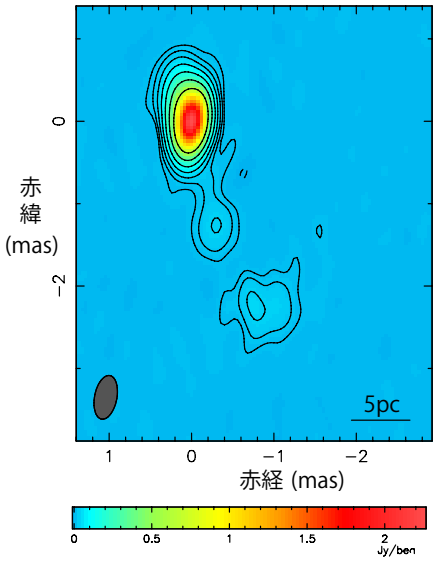


図 2: 22 GHz の観測データの画像解析結果。$1\sigma = 3.884$ mJy/beam として $3\sigma \times (1, 2, 4, ...)$ で等高線を引いた。

ジェットの半径を d、コアからの距離を r として以下のような区間関数でフィッティングを行なった。結果を図 4 に示した。

$$d \propto \begin{cases} r^{k_1} (r \leq r_{\rm b}) \\ r^{k_2} (r > r_{\rm b}) \end{cases} \quad r_{\rm b}^{k_1} = r_{\rm b}^{k_2} \quad (7)$$

フィッティング結果は $k_1 = 0.49 \pm 2.24$、$k_2 = 1.10 \pm 0.14$ となった。またカイ 2 乗値を用いてデータフィッ

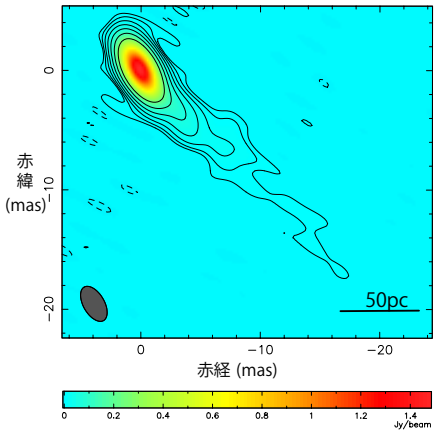


図 3: 5 GHz 観測データの画像解析結果。$1\sigma = 2.982\,\mathrm{mJy/beam}$ として $3\sigma \times (1, 2, 4, ...)$ で等高線を引いた。

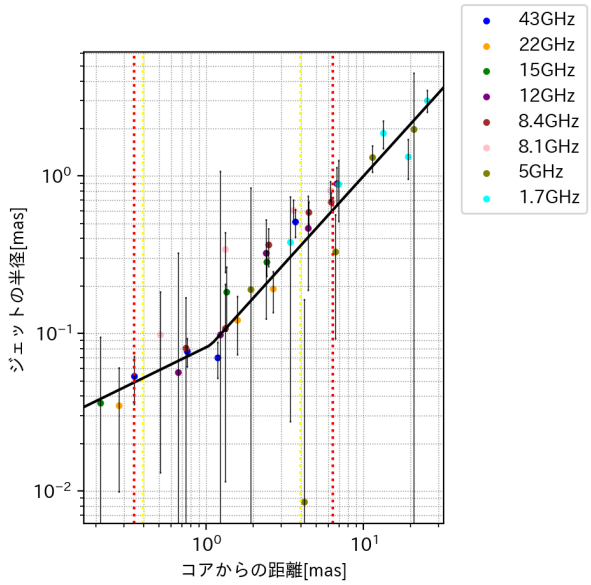


図 4: 区間関数でのフィッティング結果。赤い破線をボンディ半径の下限と上限、黄色い破線を $10^5 r_\mathrm{g}$ と $10^6 r_\mathrm{g}$ とした。(r_g は重力半径)

ティングの適合性を調べた。カイ 2 乗値は $\chi^2 = 1.67$ という結果を得た。ブラックホールの質量を M、ガスの温度を T としてボンディ半径 r_b は以下のように書けることが知られている (Bondi 1952; Russell et al. 2015)。

$$\frac{r_\mathrm{b}}{\mathrm{pc}} = 31 \times \left(\frac{k_\mathrm{b} T}{\mathrm{keV}}\right)^{-1} \times \left(\frac{M}{10^9 M_\odot}\right) \qquad (8)$$

ブラックホール周辺のガスの温度は $0.4 \lesssim E/\mathrm{keV} \lesssim 7$ (Yaji et al. 2010; Gaspari et al. 2013) の値を用いてボンディ半径の値の範囲を求めた。

直線関数でフィッティングした場合は $k = 1.09 \pm 0.14, \chi^2 = 1.75$ という結果が得られた。

表 2: フィッテング結果

	グラフの傾き	χ^2
区間関数	$k_1 = 0.49 \pm 2.24$	1.67
	$k_2 = 1.10 \pm 0.14$	
直線関数	$k = 1.09 \pm 0.14$	1.75

カイ 2 乗値は区間関数でのフィッティングの方が 1 に近いため、区間関数のほうがわずかに良い結果が得られた。区間関数のフィッティングの結果から、放物線状から円錐状へ $10^5 r_\mathrm{g} - 10^6 r_\mathrm{g}$ の範囲で形状遷移の兆候が見られた。

4 Summary

収束問題解決につながるジェットの形状の普遍的性質を調べるため、クェーサー 2201+315 のジェットの形状を調べた。2201+315 のジェットの幅とコアからの距離を測定した。$10^5 r_\mathrm{g} - 10^6 r_\mathrm{g}$ の範囲で形状遷移の兆候が見られた。一方で、幅の測定誤差が大きかった。今後はジェットの幅を等間隔で抜きだし密に測定することや、なるべく同時に観測された noise の少ないデータを使用することでより良い結果が得られると考える。

Reference

[1] Okino et al., 2022, ApJ, 940, 65
[2] Burd et al., 2022, A&A, 660, A1
[3] Asada & Nakamura, 2012, ApJ, 745, L28
[4] Kovalev et al., 2020, MNRAS, 495, 3576
[5] Marziani et al., 1996, ApJ, 104, 37
[6] Hovatta et al., 2009, A&A, 494, 527
[7] Fomalont, 1999, ASP, 180, 301
[8] Sokolovsky et al., 2011, A&A, 532, A38
[9] Yaji et al., 2010, ApJ, 714, 37
[10] Gaspari et al., 2013, MNRAS, 432, 3401

————index へ戻る

コン a17

近傍銀河 M101 で発生した II 型超新星 SN2023ixf の X 線観測

斉藤 裕次郎

近傍銀河 M101 で発生した II 型超新星 SN2023ixf の X 線観測

斉藤 裕次郎 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

10 太陽質量以上の大質量星は、進化の最終段階で重力崩壊型超新星爆発を起こす。これは、コアが重力崩壊を起こし、コアが原子核程度の密度まで潰れた際の核力により生まれた反跳衝撃波がニュートリノ加熱によってエネルギーを獲得すること等による爆発である。超新星爆発により恒星内部で合成された重元素が星間空間へと放出されるため、この現象は元素の重要な供給源である。爆発の際に生じる衝撃波は、前駆星が放出した星風などの星周物質と相互作用を起こし、熱的、非熱的な X 線を放射する。爆発直前の星風による質量損失の履歴には未解明な点が多いため、その情報を含む X 線の検出は重要である。しかし、X 線が観測された超新星は多くない。2023 年 5 月 19 日、板垣公一氏により、距離 6.8 Mpc の近傍銀河 M101 に II 型超新星 SN 2023ixf が発見された。10 Mpc 以内での超新星の発見は稀であり、爆発以前のデータを用いた可視光、中間赤外線、X 線での前駆天体の探索、uGMRT(メートル波) や IceCube(ニュートリノ) での不検出による爆発機構の制限など、短期間に多くの解析結果が報告されている。本研究では、NuSTAR(5/22, 5/29, 6/8) と Swift/XRT(5/20–) の観測の解析を行なった。

1 Introduction

大質量星は、その進化の最終段階に重力崩壊型の超新星爆発を引き起こす。超新星爆発後には、親星の噴出物と星周物質の衝撃波加熱により高温プラズマが生まれ、熱的 X 線が放射される。大質量星の典型的な質量放出率は $10^{-5}M_{\odot}$/yr 程度であるが、近年、多くの超新星の紫外や可視光での初期放射の観測が可能になっていくにつれて、大質量星が爆発直前の数十年間に 10^{-4} 太陽質量以上の大きい質量放出率を持つ証拠が増えている (Forster et al. 2018)。しかし、コアの変化によって起こる超新星爆発と表面の星風との連動のメカニズムは、未だに解明されていない。X 線放射に関しても星周物質の密度に依存するため、X 線での超新星の初期観測も質量放出の解明には重要である。しかし、爆発初期から X 線が検出された超新星は限られている。2023 年 5 月 19 日、板垣公一氏により、距離 6.8 Mpc の近傍銀河 M101 に II 型超新星 SN 2023ixf が発見された。10 Mpc 以内の近傍での超新星は稀であり、SN 2023ixf は 5 番目の硬 X 線が検出された超新星である (Grefenstette et al. 2023)。本研究では、この超新星 SN 2023ixf の X 線スペクトルから、爆発直前の星風の放射を探った。スペクトルの時間変動から、質量損失率を爆発の 3-9 年前では 5×10^{-4} $M_{\odot}$/yr、9-17 年前では 2×10^{-4} $M_{\odot}$/yr と推定した。

2 Observations and Methods

本研究では、NuSTAR と Swift/XRT による SN 2023ixf の観測を解析に用いた。NuSTAR 衛星は NASA が 2012 年に打ち上げた X 線天文衛星であり、3 - 79 keV という硬 X 線までのエネルギー帯域で撮像が可能な検出器 (FPMA/FMPB) を搭載している。SN 2023ixf の観測データは、5/22, 5/29, 6/8 の 3 観測が公開されている。その詳細を表 1 に示す。

表 1: NuSTAR 衛星による SN 2023ixf の観測

Obs ID	Start Date	End Date	exposure(ks)
90302004002	5/22 18 時	5/23 16 時	42
90302004004	5/29 9 時	5/30 7 時	42
90302004006	6/08 13 時	6/10 0 時	63

Swift 衛星は、2004 年に NASA によって打ち上げられた衛星であり、観測機器として、ガンマ線バーストの検出に用いるバーストアラート望遠鏡 (BAT)、反射 X 線望遠鏡 (XRT)、極端紫外反射望遠鏡 (UVOT) を搭載しており、非常に広い帯域の検出ができることが特徴である。本研究では 0.1 - 10 keV のエネルギー帯域を持つ XRT を用いた。SN 2023ixf 爆発以降はおよそ 50 観測がされており、爆発以前も同領域を 250 回程度観測している。

NuSTAR、Swift によるイメージ (図 1) から、両検出器で超新星の検出ができていることが確認できる。

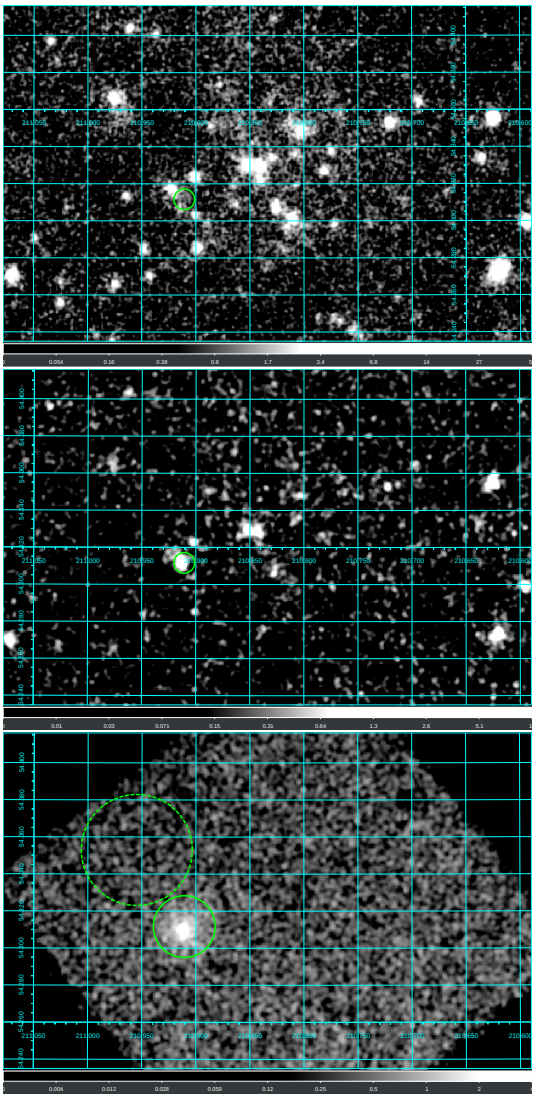


図 1: 上段: Swift/XRT による超新星爆発以前の観測のイメージの足し合わせ、中段: Swift/XRT による超新星爆発後のイメージの足し合わせ、下段: NuSTAR による観測 (90902520002, FPMA) のイメージ。3 枚の画像で表示領域を合わせ、それぞれ検出器の全バンド (Swift/XRT では 0.2-10.0 keV、NuSTAR では 3-79keV) を用いた。実線の緑円はスペクトル抽出領域であり、半径を XRT では 20”、NuSTAR では 60” にとっている。下段破線の楕円は NuSTAR のバックグラウンド抽出領域。

複数のエネルギーバンドにおけるライトカーブを図 2 に示す。ライトカーブからは、硬 X 線が軟 X 線と比べて速く減光する傾向が確認でき、これは SN 2013ej のような他の II 型超新星のライトカーブの傾向と一致している (Morozova & Stone 2018)。また、同一の 3-6 keV のバンドでは、両検出器で同様の変動をしていることが確かめられる。

3 Results

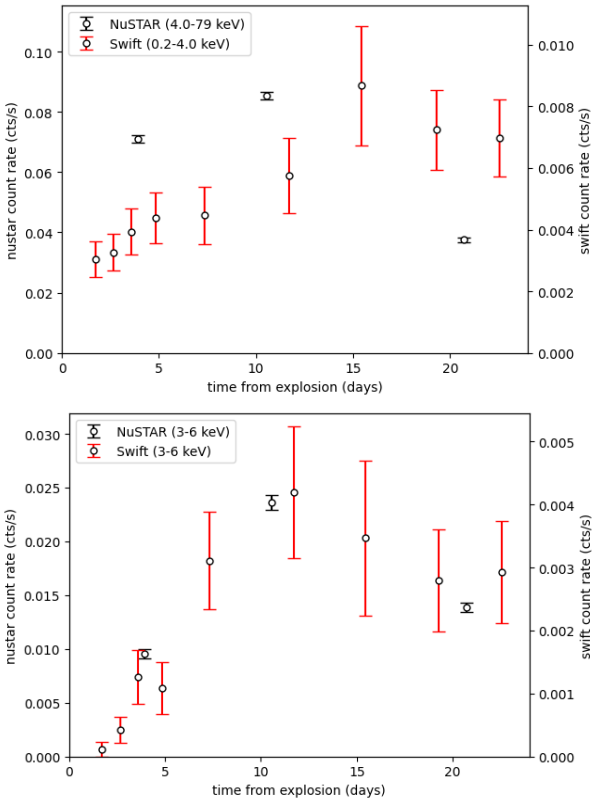


図 2: NuSTAR および Swift/XRT による観測のライトカーブ。Swift/XRT はカウント数が限られるため、5 観測ごとにまとめた。

Swift/XRT のデータを NuSTAR の 3 観測と合わせて、5/20 – 5/25、5/26 – 6/3、 6/4 – 6/13 (Epoch I、Epoch II、Epoch III とする) の 3 つの時期で足し合わせ、スペクトルを作成した。また、バックグラウンドとしては、Swift/XRT では超新星爆発以前の同一の領域を用い、NuSTAR では、図 1 下段に示した点線の領域を用いた。モデルには星間吸収× (冪函数+ガウシアン) を採用し、1bin あたりのカウントが少ないため、ポアソン統計を用いてフィッティングし

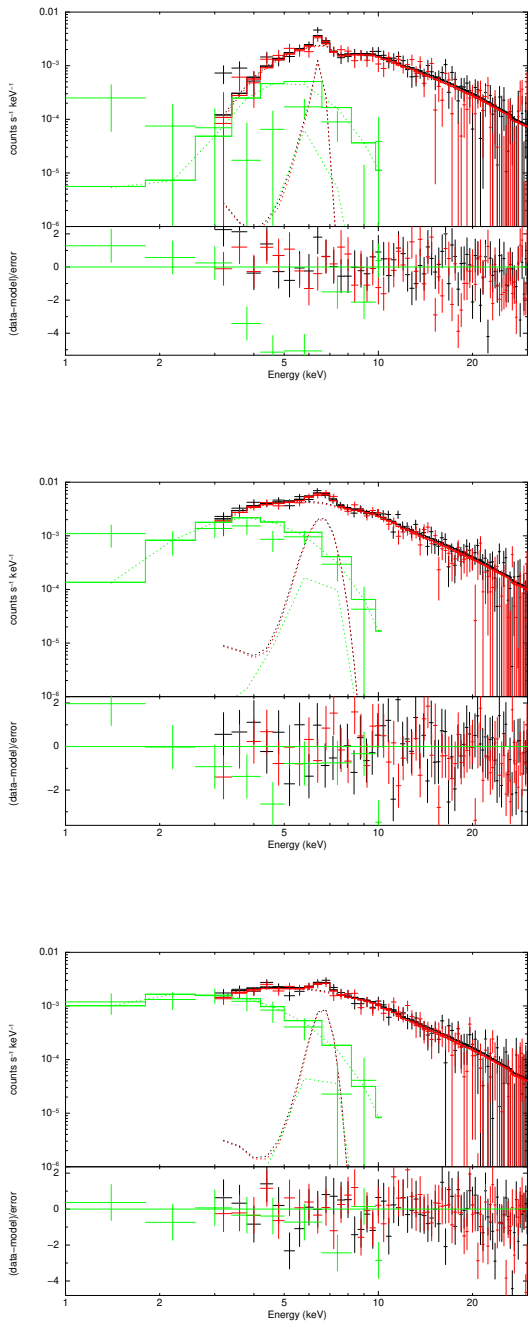


図 3: 上段から順に Epoch I, Epoch II, Epoch III のスペクトル。黒/赤はそれぞれ NuSTAR FPMA/FMPB、緑は Swift/XRT。星間吸収× (冪函数+ガウシアン) をモデルに用いた。

た。スペクトルを図 3、ベストフィット結果を表 2 に示す。

表 2: フィッティング結果

パラメータ	Epoch I	Epoch II	Epoch III
N_H ($10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$)	35.4 ± 5.5	6.84 ± 1.25	2.37 ± 0.54
photon index	1.80 ± 0.16	1.630 ± 0.077	1.686 ± 0.065
norm ($10^{-4}\,\mathrm{keV\,cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$)	5.6 ± 2.5	4.36 ± 0.85	2.05 ± 0.30
line (keV)	6.452 ± 0.062	6.604 ± 0.095	6.652 ± 0.097
sigma (keV)	5×10^{-3} ± 0.48	0.46 ± 0.11	0.28 ± 0.11
norm ($10^{-6}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$)	5.8 ± 1.5	14.0 ± 2.8	3.9 ± 1.0

4 Discussion

フィッティングの結果から、吸収量の大幅な減少が確認できる。これは、初期は放射領域が高密度な星周物質の内側にあったために強い吸収を受けていたが、衝撃波が星周物質を通り抜けることにより吸収柱が減少したことが要因であると考えられる。この結果をもとに、爆発直前の星風による質量損失率を以下のように見積もった。星風の速度を v_{wind}、星風による質量損失率を $\dot{M}$ とすると、原子の損失率は $\dot{N} = \dot{M}/$水素原子の質量、親星の中心から半径 r における数密度は $\dot{N}/4\pi r^2 v_{wind}$ であるため、半径 r_0 から r_1 までの柱密度は、

$$\Delta N_H = \int_{r_0}^{r_1} \frac{\dot{N}}{4\pi r^2 v_{wind}} = \frac{\dot{N}}{4\pi v_{wind}}\left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1}\right)$$

赤色超巨星の典型的な値として、親星の半径 10^9 km、星風の速度 50 km/s、超新星爆発の衝撃波の速度 15000 km/s を仮定すると、質量損失率を爆発の 3-9 年前では 5×10^{-4} $M_\odot$/yr、9-17 年前では 2×10^{-4} $M_\odot$/yr と推定できる。これは、Forster et al.(2018) で推定された超新星爆発の前の赤色超巨星の質量損失率の典型的な値と一致している。

5 Conclusion

NuSTAR、Swift/XRT による SN 2023ixf の X 線スペクトルの時間変動を解析した。その結果として、高密度な星周物質中を衝撃波が広がることによる吸収の減少や鉄の電離度の変化を明らかにした。
SN 2023ixf の観測はしばらくの間行われていくと思われる。また、2023 年 8 月 26 日打ち上げ予定の XRISM 衛星はエネルギー分解能の高い X 線検出器 xtend を

搭載しており、XRISM での観測が可能であれば、鉄輝線などに関してより細かい解析ができる可能性が高い。今後は、それらを含めてより詳しく解析、議論を行なっていきたい。

Reference

B. W. Grefenstette 2023, arXiv:2306.04827

V. Morozova and J. M. Stone 2018, ApJ, 867, 4

F. Förster et al., 2018. Nature Astron., 2, 808

————index へ戻る

コン a18

恒星進化コード MESA を用いた超新星爆発に影響を与える CSM の起源解明

村田 一晟

恒星進化計算コード MESA を用いた 超新星爆発に影響を与える CSM の起源解明

村田 一晟 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

大質量星が最期に起こす超新星爆発には、爆発の原理、観測スペクトル、光度などによって多くの分類がなされている。また、最近の観測によって超新星爆発した星の多くは circumsteller material(CSM) を持っていた可能性が高いことがわかっており、注目を集めている。特に観測スペクトルによる超新星爆発の多様性の一因がこの CSM にあると考えられている。例えば幅の狭い (narrow) 水素輝線が見られるものは IIn 型超新星に分類されている。このような輝線は、水素に富む高密度な CSM が超新星爆発のエネルギーを得て光るときの爆発自体よりも弱い Doppler broadening に由来するものと考えられている。CSM の形成過程は jet の噴出によるものという説や、binary interaction によるものという説などがあるがまだ十分に調査されていない。そこで CSM の形成過程の検証のため恒星進化計算を行った。本研究では 1 次元恒星進化計算コード MESA を用いる。まず、2 つの先行研究 [Ouchi & Maeda(2017)], [Ouchi & Maeda(2019)] の再現を行った。先行研究では CSM が単一の恒星の爆発直前の mass loss によって形成されたとして、恒星に時間的に一様なエネルギーを注入して mass loss を起こし CSM を形成している。ここでは mass loss の原因が明らかでないため、人工的にエネルギーを与えている。結論として、単一の星での mass loss による CSM の形成は現実的ではないとしている。先行研究 [Ouchi & Maeda(2017)] では連星進化のモデルに対して mass loss を考えて、公転周期や連星の質量比などのパラメータを変えた 66 個のモデルを計算している。結論としてどのモデルで IIn 型超新星爆発を起こすような濃い CSM ができるのかを明らかにしている。これらの研究をさらに発展させた内容として、先行研究に対しては瞬間的にエネルギーを与えた場合や間欠的にエネルギーを与えた場合の計算を行い、CSM の形成の可否について考察する。

1 Introduction

超新星爆発とは星が進化の最期に起こす爆発現象である。特に重力崩壊型と呼ばれる超新星爆発ではおよそ $8M_{\odot}$ 以上の恒星が内部の核融合反応の燃料が尽きると自身の重さに耐えられず重力崩壊を起こし爆発する。核融合によって作られた重元素は爆発によって宇宙に飛び散るため次の世代の恒星の進化に影響を及ぼす。これは宇宙の歴史とも言える重要な出来事である。しかし、超新星の形成過程には未解明な部分があり、スペクトルの多様性もその 1 つである。

通常、超新星爆発のスペクトルは幅の広い輝線を持つ。これは爆発時の高速なガスの Doppler broadening 由来である。しかし一部の超新星爆発では比較的幅の狭い輝線を持つ。このような輝線の形成には circumsteller material(CSM) が関わっていると考えられている。

近年の観測によって爆発直前の星が mass loss を起こしている証拠が見つかってきており超新星爆発と CSM の相互作用が注目されるようになった。特に幅の狭い輝線は爆発時のガスよりも速度の遅い CSM からの輝線であると考えられている。

CSM の形成過程は様々なものが考えられている。その 1 つとして連星系モデルがある。連星系において主星から伴星への質量輸送が起こると、それに伴って角運動量も輸送され伴星の自転速度が上昇する。その結果、輸送された質量が降着せずに系の周りに放出されるというものである。また、別のモデルとして単独星を考え外層にエネルギーが供給されることで wind が卓越し質量放出が起きるというものがある。エネルギー供給源の候補としては gravity wave などが挙げられている。

[Ouchi & Maeda(2017)] では連星系のモデルに対して進化計算を行い、質量放出が起こるタイミングが特に連星系の公転周期に依存するため、爆発数年

前の CSM 形成を行うには適切な公転周期を持つことが重要であるとしている。しかし、進化の最期の数年間の計算は行われておらず詳細な密度分布はわかっていなかった。

[Ouchi & Maeda(2019)] では単独星のモデルに対して爆発の数年前に持続的なエネルギー注入を行い最期の爆発時まで計算を行った。十分なエネルギー注入に対して CSM 形成と考えられる密度分布と質量放出の様子が得られた。しかし HR 図上での進化の様子が観測と一致しない結果となっていた。一方で与えるエネルギーが小さい場合には HR 図上で一致するが CSM 形成が行われず、単独星での CSM 形成は現実的ではないとしていた。

本研究ではこれらの結果を踏まえて、単独星での CSM 形成を再検討した。[Ouchi & Maeda(2019)] で行った持続的なエネルギー注入の問題点として外層の質量放出が起き低密度になったときにエネルギー注入が行われない可能性があるということがある。今回はエネルギー注入過程として新たに瞬間的なエネルギー注入と間欠的なエネルギー注入を考える。

2 Methods

1 次元の恒星進化計算コード (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) を用いて単独星の進化を計算する。まず $15M_{\odot}$ の星の主系列星から進化させ爆発の 3 年前まで計算を行う。その後、恒星の外層下部 $0.1M_{\odot}$ にエネルギーを与えて進化計算を行う。総エネルギー量としては $E = 5 \times 10^{47}$erg とした。これは単独星に関する先行研究 [Ouchi & Maeda(2019)] で与えた総エネルギー量と等しい量であり、$15M_{\odot}$ の星のエディントン光度に相当する。エネルギー注入過程として瞬間的な場合には最初の 4 カ月間にエネルギーを注入した。これは外層の dynamical timescale ほどの値である。間欠的な場合には 4 カ月間でのエネルギー注入を 1 年の間隔を空けて 2 回行った。より詳しい計算設定については Appendix に記載する。

3 Results

実際の計算結果として星の半径に対する密度分布が図 3 のようになっている。持続的なエネルギー注入の結果は先行研究 [Ouchi & Maeda(2019)] のとおり、高エネルギー (10^{48}erg) では CSM と考えられる密度ピークが形成され、低エネルギー (5×10^{47}erg) では十分な密度ピークは形成されなかった。一方、瞬間的エネルギー注入と間欠的エネルギー注入では 5×10^{47}erg で十分な密度ピークが形成された。これらの結果から、瞬間的/間欠的なエネルギー注入は持続的なエネルギー注入に比べて小さなエネルギーで密度ピークが形成されると考えられる。

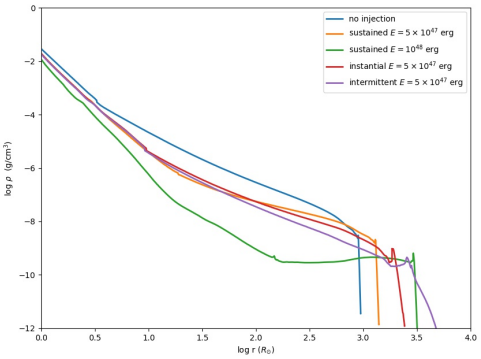


図 1: 密度分布
恒星半径に対する密度分布のプロット。

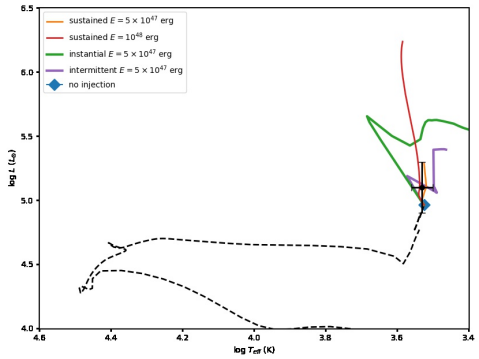


図 2: HR 図
破線は主系列からの進化経路を示している。黒丸は超新星の親星の候補天体の観測結果を示している。観測データは [Smartt (2015)] から引用している。

進化計算の様子を図 3 の HR 図に示した。持続的なエネルギー注入の結果はこちらも先行研究 [Ouchi & Maeda(2019)] のとおり、低エネルギーの場合は進化経路の終端が観測結果のエラーバーに含まれているが、高エネルギーの場合は大きく外れている。瞬

間的エネルギー注入の結果は、こちらも観測結果とは大きく外れていた。間欠的なエネルギー注入の結果はこちらも観測結果から外れているものの、他の 2 つのエネルギー注入の結果に比べて観測に近づいた。この結果から、より小さなエネルギーでの CSM 形成を行えば、HR 図上で観測と整合性のとれた結果が得られるのではないかと考えられる。

以上の結果から、瞬間的/間欠的なエネルギー注入では持続的なエネルギー注入に比べてより小さなエネルギーで密度ピークが形成されるため、5×10^{47}erg よりさらに小さなエネルギー注入を行うことで、HR 図上で観測結果と一致したうえで密度ピークを形成する結果が得られるのではないかと考えている。

4 Conclusion

単独星による CSM 形成で観測的な結果と一致するシナリオがないため外層へのエネルギー注入過程に着目し、観測と整合性のとれた CSM 形成を目指した。新たなエネルギー注入過程として瞬間的エネルギー注入と間欠的エネルギー注入を行い、結果として特に間欠的エネルギー注入では CSM と考えられる密度ピークを形成し、観測により近い結果が得られた。また、さらに小さなエネルギー量で間欠的な注入を行うことで CSM 形成を行ったまま、観測に一致する結果が得られるのではないかと考えられる。

今後の展望としてエネルギー注入量や注入エネルギーの分布、注入時間などをパラメータとしてさらに計算を行い、今回の結果の定量的な説明を目指す。また、今回得られたデータをもとにスペクトル計算を行い実際に密度ピークによって狭い輝線が作られるのかを検証する。

Appendix

主系列段階までの進化計算に用いた核融合反応式、状態方程式、opacity、wind、恒星大気、対流などパラメータを示す。

```
change_initial_net = .true.
new_net_name = 'approx21_cr60_plus_co56.net'
dump_missing_metals_into_heaviest = .false.
change_initial_v_flag = .true.
new_v_flag = .false.

!eos
  use_Skye = .true.

!opacity
  kap_file_prefix = 'a09'
  kap_CO_prefix = 'a09_co'
  kap_lowT_prefix = 'lowT_fa05_a09p'
  use_Type2_opacities = .true.

! wind
  hot_wind_scheme = 'Dutch'
  Dutch_wind_lowT_scheme = 'de Jager'
  max_T_center_for_any_mass_loss = 1.1d9
  cool_wind_full_on_T = 0d0
  hot_wind_full_on_T = 1d0

! atmosphere
  Pextra_factor = 1
  atm_option = 'T_tau'
  atm_T_tau_relation = 'Eddington'
  atm_T_tau_opacity = 'fixed'

! mlt
  mixing_length_alpha = 1.9
  MLT_option = 'Henyey'
  use_Ledoux_criterion = .true.
  semiconvection_option = 'Langer_85 mixing; gradT = gradr'
  thermohaline_option = 'Kippenhahn'
  mlt_make_surface_no_mixing = .true.
  okay_to_reduce_gradT_excess = .false.

! mixing
  D_omega_mixing_rate = 1d0
  D_omega_mixing_across_convection_boundary = .false.
  overshoot_scheme(1) = 'exponential'
  overshoot_zone_type(1) = 'any'
  overshoot_zone_loc(1) = 'any'
  overshoot_bdy_loc(1) = 'any'
  overshoot_f(1) = 0.010d0
  overshoot_f0(1) = 0.004d0
```

また、爆発直前の計算では dynamical な計算が必要になるため、以下のようにパラメータを変更した。

```
change_initial_v_flag = .true.
new_v_flag = .true.
```

```
3
4   fe_core_infall_limit = 3d7
5   fe_core_infall_mass = 0.1d0
```

エネルギー注入を行うときには以下のようにパラメータを設定した。

```
1   max_age_in_days = 120
2   inject_uniform_extra_heat = 2.30428d8
        ! 1d40 / (0.1 * solar mass) * 3
        yrs / 120 day /2 回
       分
3   min_q_for_uniform_extra_heat =
       3.8197477081819631E-001
4   max_q_for_uniform_extra_heat =
       3.9055108324068277E-001
5   max_timestep = 1200
```

References

[Smith, N.(2014)] Smith, N., 2014, ARA&A, 52, 487

[Ouchi & Maeda(2017)] Ouchi, R.,& Maeda, K., 2017, ApJ, 840, 90

[Ouchi & Maeda(2019)] Ouchi, R.,& Maeda, K., 2019, ApJ, 877, 92

[Smartt, S, J.(2015)] Smartt, S. J. 2015 PASA, 32, e016

————index へ戻る

コン a19

光度曲線に基づく Ic 型超新星の CSM 構造の推定

井上 裕介

光度曲線に基づく Ic 型超新星の CSM 構造の推定

井上 裕介 (京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学教室 M1)

Abstract

超新星は典型的に、超新星爆発の放出物 (ejecta) の速度の数万 km/s に対応する幅の広い輝線を持つが、数百 km/s の幅の狭い輝線を示すものもある。この幅の狭い輝線は、ejecta と大量の星周物質 (CSM) の相互作用による特徴と考えられている。CSM の起源として、親星の最期の質量放出による単独星シナリオと、親星の伴星に外層を剥ぎ取られる連星シナリオの二つの有力なシナリオがあるが、CSM 構造との対応やシナリオ自体の詳細は未解明である。IIn 型超新星は幅の狭い輝線を持つ。この超新星は典型的に、親星の近くに濃い CSM を持ち、単一の冪乗則 $\rho \propto r^{-s}(s \geq 2)$ で表せる (Takashi J. Moriya et al. 2014)。一方で、CSM に由来すると思われる、ピークを二つ持つ光度曲線を示す超新星が見つかっている。この超新星は、CSM を持つ Ic 型超新星 (水素とヘリウムが欠乏した典型的な超新星) と考えられている (H. Kuncarayakti et al. 2023(arxiv))。ダブルピークの光度曲線は、親星の遠くに濃い CSM が存在することを示唆するが、その詳細な構造は不明である。このような特異な光度曲線を示す CSM 構造を明らかにすることは、未だ認知されていない質量放出現象に迫れる可能性があり、CSM の起源、ひいては恒星進化論の完成に迫る上で重要である。そこで本研究では、CSM の構造を数値計算により決定することを試みる。まず、爆発直後の CSM の構造を初期条件として与える、数値流体計算コード SNEC を用いた一次元球対称系の流体シミュレーションを行なう。次に、その結果をもとに光度曲線の計算を行い、観測結果と比較して CSM 構造の解明を目指す。本公演では、最新の研究成果を紹介するとともに、現在得られている計算結果について議論する。

1 Introduction

超新星は典型的に、超新星爆発の放出物 (ejecta) の速度の数万 km/s に対応する幅の広い輝線を持つが、数百 km/s の幅の狭い輝線を示すものもある。この幅の狭い輝線は、ejecta と大量の星周物質 (Circum-Stellar Matter、CSM) の相互作用による特徴と考えられている。CSM の起源として、親星の最期の質量放出による単独星シナリオと、親星の伴星に外層を剥ぎ取られる連星シナリオの二つの有力なシナリオがあるが、CSM 構造との対応やシナリオ自体の詳細は未解明である。そのため、CSM 構造を推定することは、CSM の起源、大質量星の質量放出現象の解明、ひいては恒星進化論の完成に迫る上で重要である。

幅の狭い輝線を示し、CSM と相互作用していると考えられている超新星の代表例として、IIn 型超新星がある。IIn 型超新星に対して、定量的に CSM 構造を決定する研究が行われている。その手法としては、CSM 構造を仮定して光度曲線を計算し、観測された光度曲線にフィッティングを行うというものが多い。Takashi J. Moriya et al. 2014 によると、IIn 型超新星の光度曲線は CSM 構造が $\rho \propto r^{-n}(n \geq 2)$ で上手く説明できる。ここで、$n = 2$ は定常的な質量放出、$n > 2$ は爆発に近づくにつれて放出される質量が増大していることを示していると考えられている。IIn 型超新星は、爆発後すぐに CSM との相互作用が始まるので光度曲線のピークは一つであり、II 型超新星の光度曲線の振る舞いと大きな違いはない。

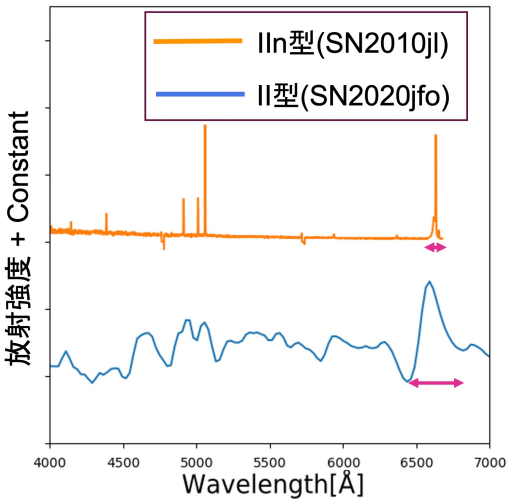


図 1: II、IIn 型超新星のスペクトル

一方で、初期に Ic 型超新星 (水素とヘリウムが欠乏した典型的な超新星) の様な幅の太い輝線が見られ、徐々に幅の狭い輝線が見える SN2022xxf が観測された (H. Kuncarayakti et al. 2023(arxiv))。また、この超新星はピークを二つ持つ特異な光度曲線を示す。Ic-BL 型 (爆発エネルギーが大きい Ic 型) と比較すると、一つ目のピーク付近の光度曲線の振る舞いが良く一致するため、最初のピークは超新星爆発そのものが見えていると考えられる。このスペクトルと光度曲線を両方説明する描像として、何らかの理由で親星の遠くに集中した CSM との相互作用で、二つめの光度曲線のピークを説明するモデルが提起された。しかし、CSM 構造を定量的に決定するような計算は行われておらず、その詳細な CSM 構造は不明である。このような、特異な光度曲線を示す超新星の CSM 構造の詳細に迫ることで、未だ認知されていない質量放出現象に迫れる可能性がある。そのため、本研究では SN2022xxf の光度曲線を数値計算で再現し、CSM 構造を決定することを目指す。

今回は、その手法と現状到達したテスト計算までを紹介する。CSM 構造を仮定し、一次元球対称の数値流体計算コード SNEC を用いて爆発直後からの流体シミュレーションを行い、その結果をもとに光度曲線の計算を行った。

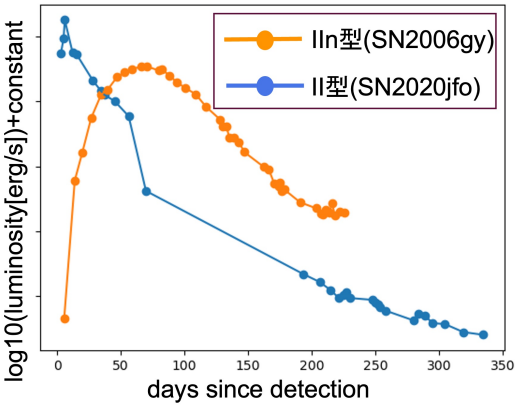


図 2: II 型、IIn 型超新星の光度曲線
(SN2006gy:bolometric,SN2020jfo:optical)

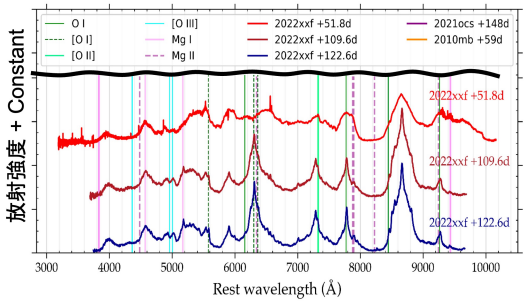


図 3: SN2022xxf のスペクトル
(H. Kuncarayakti et al. 2023(arxiv) を改変)

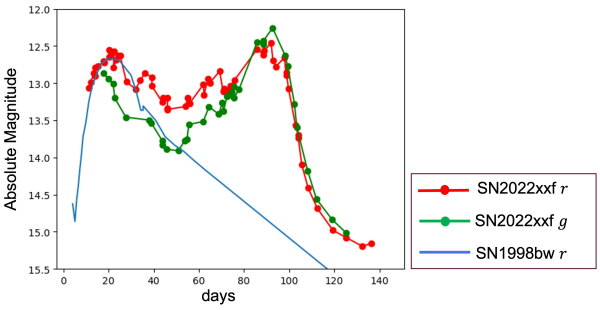


図 4: SN2022xxf と Ic-BL 型 (SN1998bw) の光度曲線
(SN1998bw は Absolute Magnitude+const)
(H. Kuncarayakti et al. 2023(arxiv))

2 Methods

2.1 流体計算

本研究では CSM 構造を仮定し、1 次元球対称の数値流体計算コード SNEC(Morozova et al.2015) を用いて、爆発直後から計算を行った。爆発エネルギーは 10^{51}erg、ejecta の先端速度は 10^4km/s とし、単原子分子理想気体 EOS を使用した。ejecta は二層構造を仮定し、内側は定数、外側の構造は $\rho_{ejecta} \propto r^{-7}$ とした。CSM 密度構造は、断熱膨張期の衝撃波伝播の自己相似解が存在する密度構造、$\rho_{CSM} \propto r^{-2}$ を与えてテスト計算を行い、数値計算の結果が自己相似解と同じ時間依存性に漸近していくことを確かめた。

2.2 輻射計算

SNEC で流体計算を行った後、その結果を元にしてポストプロセス的に輻射冷却の影響を計算し、輻射

冷却計算後の温度を用いて光度曲線の計算を行った。衝撃波背面の典型的な温度は、CSM を渡る衝撃波 (Forward Shock:FS) で 10^9K、ejecta を渡る衝撃波 (Reverse Shock:RS) で 10^7K であり、free-free 放射と line 放射によって X 線が放射される。そこで、X 線放射を元に可視光の放射が計算できる、Maeda&Moriya 2022 の放射モデルを用いて可視光の計算を行う。このモデルは、shock を受けた領域から内側に放出された X 線が散乱、吸収を受けて、より低エネルギーの放射に寄与するというモデルである。X 線の放射計算には Chevalier&Fransson 2017 の cooling function を使用し、free-free 放射と line 放射を計算した。また X 線の吸収、散乱過程としてコンプトン散乱、光電吸収を考慮した。光学的深さが τ の時、吸収計算前後の luminosity を L_0、L_{abs} とすると、$L_{abs} = L_0 \exp(-\tau)$ で吸収を計算した。

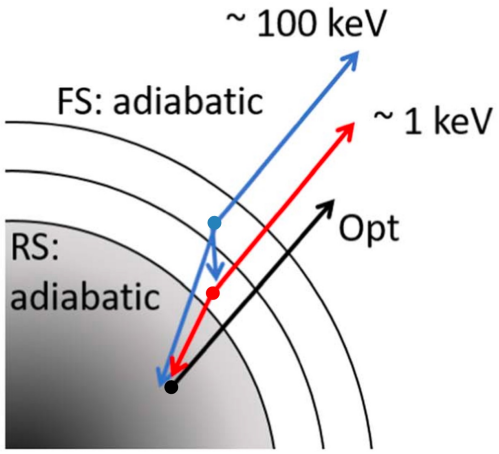


図 5: 放射モデルのイメージ図
(maeda&moriya 2022 を改変)

3 Results

今回は、流体計算と X 線放射のテスト計算を行なった。

3.1 流体テスト計算

密度と温度の分布を見れば衝撃波が伝播しているのが見える。さらに、FS が伝播する速度の数値計算の値が、解析解の時間依存性 $t^{-\frac{1}{5}}$ に漸近しているため、オープンコード SNEC での流体計算が上手くいっていることが確認できた。

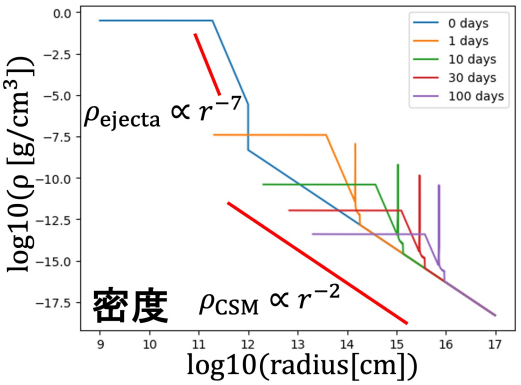


図 6: 密度構造時間変化

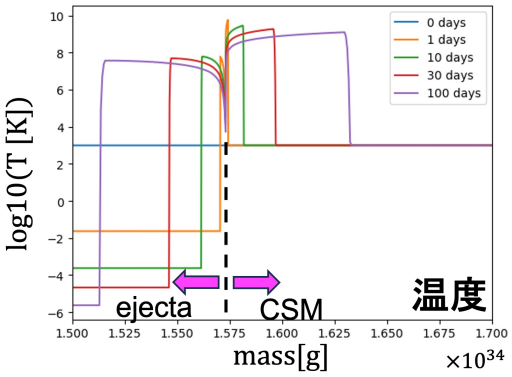


図 7: 温度構造時間変化

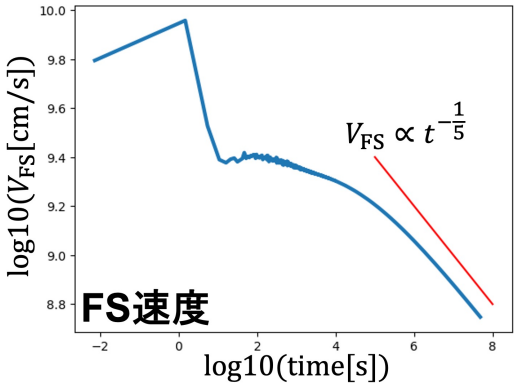


図 8: FS 速度の時間依存性

3.2 輻射テスト計算

数値流体計算が上手くいっていることが確認できたので、その結果を用いて輻射冷却と吸収散乱の効果を入れた X 線の光度曲線計算を行なった。吸収、散乱の計算前後の X 線光度曲線と比べると、初期の頃は光学的に厚く、強い吸収を受けている。その後、時間が経過するほど光学的に薄くなって吸収の効果が弱まる。これは、吸収を加味した光度曲線の妥当な形状である。以上が、今回行った計算である。

今後、今回の X 線計算を元に、紹介した Maeda&Moriya 2022 の放射モデルを用いて可視光を計算し、SN2022xxf の光度曲線とのフィッティングを行う予定である。

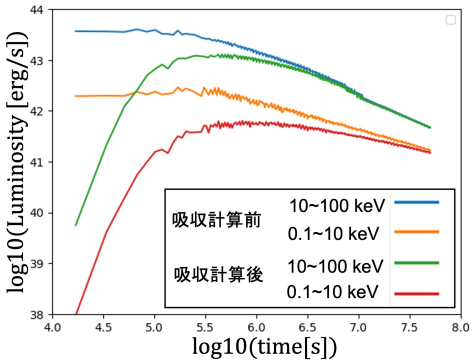


図 9: 吸収計算前後の X 線光度曲線

4 Summary&futureworks

4.1 背景

CSM の起源として、超新星爆発前の親星の質量放出現象が有力なシナリオの一つである。しかし、親星の質量放出現象と CSM 構造の対応関係が未解明であり、恒星進化論の完成に向けてその探究が不可欠である。

4.2 問題

特異な観測結果を示す SN2022xxf の CSM 構造の詳細を明らかにすることで、認知されていない質量放出現象に迫れる可能性がある。しかし、CSM 密度構造を定量的に決定するような計算は行われていない。

4.3 研究内容

本研究では、SN2022xxf の CSM 構造を明らかにするために光度曲線再現を目指す。現在は数値流体計算と X 線のテスト計算までを行った。

4.4 今後の展望

今後の展望としては、Maeda&Moriya 2022 の放射モデルを用いて可視光の計算を行い、今回紹介した SN2022xxf の光度曲線フィッティングや、他天体への応用を行う。

Reference

Takashi J. Moriya et al. 2014, MNRAS
Chevalier, & Fransson 2017, arxiv
H. Kuncarayakti et al. 2023, arxiv
Morozova et al.2015, ApJ
Maeda, & Moriya 2022, ApJ

————index へ戻る

コン a20

低輝度超新星の初期観測で探る大質量星の爆発と星周物質の性質

村井 結太

低輝度超新星の初期観測で探る大質量星の爆発と星周物質の性質

村井 結太 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

超新星爆発は、宇宙の進化において重要な役割を担っている。超新星爆発の中でも重力崩壊型超新星と分類されるものは、星の進化の最後に大質量星のコアが重力崩壊することで起こる爆発だと考えられている。超新星爆発の爆発後数日の明るさは、主に爆発直前の星の大規模な質量放出で作られる星周物質（CSM）などの性質で決まるが、放射のタイムスケールが短いため観測データを得ることが難しい。そのため、爆発直前の星の進化や星周物質の性質、そして爆発のメカニズムは未だ理解されていないことが多い。近年は高頻度突発天体サーベイによって爆発直後のデータが取られるようになりつつあることで、爆発直前の星に高密度星周物質が存在するなどといった、爆発直前の星や爆発のメカニズムについての理解が進められている。しかし、重力崩壊型超新星の中でも特に低輝度な超新星爆発は観測することが難しいため観測例が少なく、爆発直前の星の進化や星周物質の性質、爆発のメカニズムなどが未だに理解されていない。本研究では、東京大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡をはじめとする複数の望遠鏡を用いることで、低輝度な超新星爆発 SN 2021gmj の爆発初期の撮像及び分光データを取得することができた。そこで、この SN 2021gmj の撮像データを、超新星噴出物と星周物質の相互作用の光度曲線モデル (Moriya et al. 2023) と比較することで、爆発直前の星の質量放出率を推定した。その結果、質量放出率が 10^{-3} $M_\odot$/yr のモデルが初期の観測を再現することを確認した。この値が通常の大質量星の質量放出率（$\sim 10^{-5}$ $M_\odot$/yr）より大きいことから、この結果は爆発直前の星に高密度星周物質が存在することを示唆している。さらに、極初期の分光データからも高密度星周物質による輝線が発見されたことで、低輝度な超新星爆発も他の一般的な重力崩壊型超新星と同様に、爆発直前の星に高密度星周物質が存在することを確認した。

1 Introduction

重力崩壊型超新星は、星の進化の最後に大質量星のコアが重力崩壊することで起こると考えられている。超新星爆発の初期放射は主に爆発直前の星の大規模な質量放出で形成される星周物質（CSM）などの性質で決まるが、初期放射は数日という短いタイムスケールで起こるため、観測することが難しい。そのため、爆発直前の星の進化や星周物質の性質、そして爆発のメカニズムの大部分が理解されていない。

近年は高頻度サーベイによって爆発直後のデータが取られるようになりつつあることで、爆発直前の星や爆発のメカニズムについての理解が進められている。例えば初期の撮像観測によって、大質量星の多くは爆発の数年前に大規模な質量放出を起こし、星の周りに高密度星周物質を形成することが示唆されている（e.g., Förster et al. 2018; Morozova et al. 2018）。

また、初期の分光観測で見られる、星周物質が光電離されることで生まれる輝線から、星周物質の存在を確かめる研究も行われている。このような研究は低輝度な超新星爆発でもいくつか行われており、爆発直前の星について議論がなされている（e.g., SN 2018lab; Pearson et al. 2023）。しかし、重力崩壊型超新星の中でも低輝度な超新星爆発は観測することが難しいため観測例が少なく、爆発直前の星の進化や星周物質の性質などが理解されていない。

そこで本研究では、爆発初期の撮像及び分光データを取得することができた低輝度な超新星爆発 SN 2021gmj について、理論モデルや他天体との比較を通して爆発直前の星の性質を推定する。

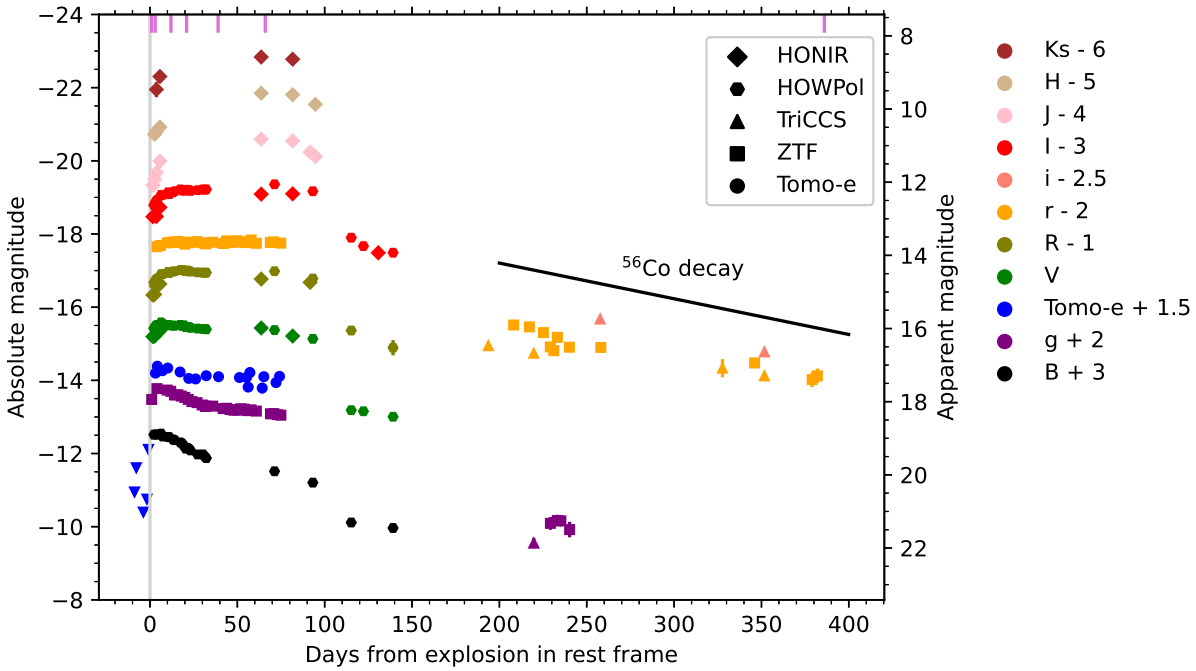


図 1: SN 2021gmj の光度曲線。2 で述べたカメラと、ZTF によって取られたデータをプロットしている。上端から出ているピンクの線は、スペクトルがとられた時期を表す。

2 Methods/Instruments and Observations

本研究で解析した低輝度な超新星爆発 SN 2021gmj は、銀河系から約 19.2 Mpc 離れた銀河 NGC 3310 に位置する近傍の超新星爆発である。

この SN 2021gmj について、東京大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡の Tomo-e Gozen、京都大学 3.8m せいめい望遠鏡の TriCCS と KOOLS、広島大学 1.5m かなた望遠鏡の HONIR と HOWPol、ラ・パルマ天文台 2.56m Nordic Optical Telescope の ALFOSC を用いて観測を行った。その結果、爆発後 2 日から 386 日の期間の可視光と近赤外における撮像及び分光データを得ることができた。

3 Results

図 1 は、SN 2021gmj の光度曲線である。ピークの絶対等級は、V バンドで −15.5 等を示しており、これは典型的なピークの明るさである −16.7 等と比べると、暗い等級となっている。

図 2 は、SN 2021gmj のスペクトルである。図に示した輝線は他の超新星爆発でもよく観測される輝線であり、これらは少ないながらも今までに観測された低輝度な超新星爆発でも確認されている。このことから、SN 2021gmj も他の低輝度な超新星爆発と同様のスペクトル進化をすることが確認された。また、ドップラーシフトによる輝線の幅が狭いことから、SN 2021gmj の爆発による膨張速度が典型的な明るさの超新星爆発より遅いことがわかった。

4 Discussion

光度曲線初期の立ち上がりの部分は、星周物質の存在と爆発のエネルギーに大きく依ることがわかっている（e.g., Moriya et al. 2018）。爆発や星周物質の性質を推定するために、SN 2021gmj の初期の光度曲線と光度曲線のモデル (Moriya et al. 2023) をモ

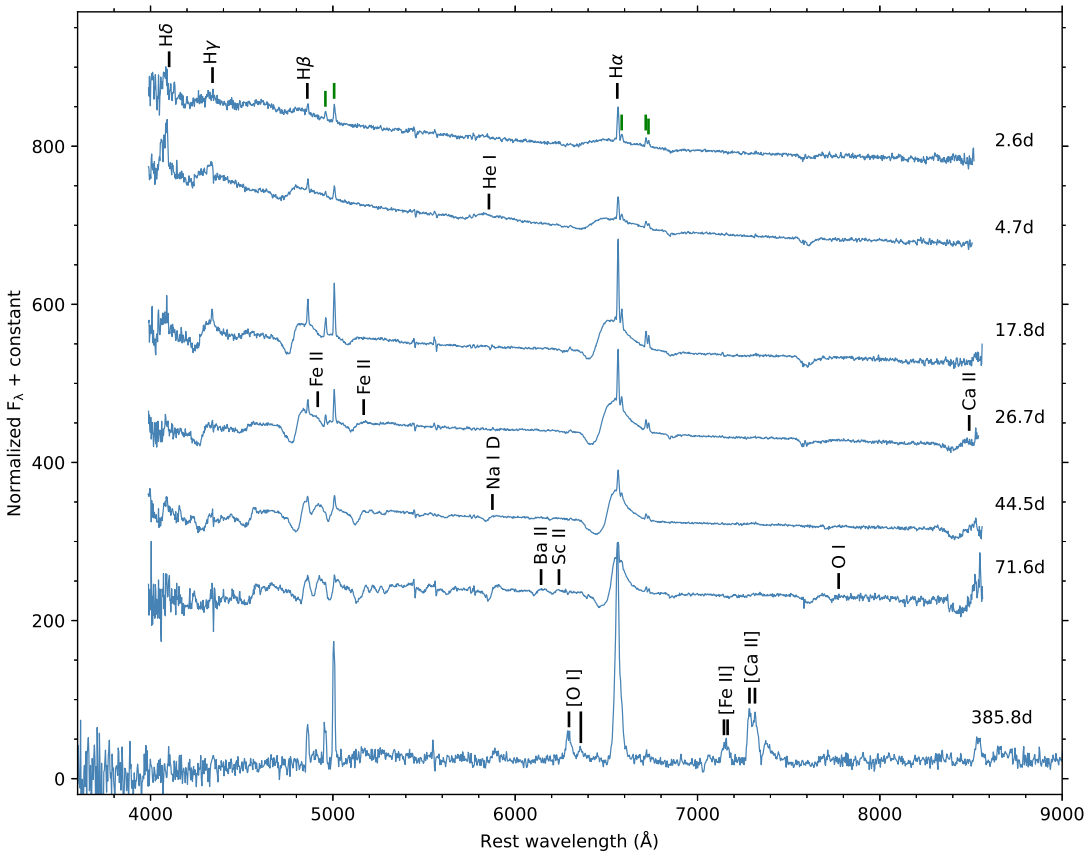


図 2: SN 2021gmj のスペクトル。図内の数字は超新星爆発からの日数を示す。緑線は超新星爆発の近傍にある H II 領域からの輝線を表している。

デルのパラメータを変えながら比較し、最も観測を再現するモデルを探した。

モデルのパラメータは、爆発した星の初期質量 M、^{56}Ni の質量 $M_{\rm Ni}$、恒星風の加速を決める β、星周物質の半径 $R_{\rm CSM}$、爆発のエネルギー E、爆発直前の星の質量放出率 $\dot{M}$ である。今回は初期の光度曲線に着目するため、$E, \dot{M}$ 以外は固定（$M = 12$ M$_\odot$、$M_{\rm Ni} = 0.02$ M$_\odot$、$\beta = 2$、$R_{\rm CSM} = 8\times10^{14}$ cm）し、$E, \dot{M}$ はそれぞれ $E = 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 1.5 \times 10^{51}$ erg、$\dot{M} = 10^{-5.0}, 10^{-4.5}, 10^{-4.0}, 10^{-3.5}, 10^{-3.0}, 10^{-2.5}, 10^{-2.0}$ M$_\odot$/yr と値を変えた。また上記に加え、爆発時刻 $t_{\rm exp}$ も変えながら、発見日から 20 日までの SN 2021gmj の光度曲線と比較した。

立ち上がり後の明るさは主に爆発のエネルギーで決まるため（e.g., Kasen and Woosley et al. 2009）、最初に爆発のエネルギーを求めたところ、$E = 3 \times 10^{50}$ erg のモデルが観測を最も再現することがわかった。続いて、爆発エネルギーが 3×10^{50} erg のときに、最も SN 2021gmj の光度曲線を再現する質量放出率 $\dot{M}$ を探した。その結果、$\dot{M} = 10^{-3.0}$ M$_\odot$/yr のモデルが最も観測を再現することがわかった（図 3）。一般的な大質量星の質量放出率である、$\dot{M} = 10^{-5.0}$ M$_\odot$/yr のモデルと比べると、質量放出率が大きいモデルの方が光度曲線の立ち上がりを再現できている。したがって、この結果は、爆発直前の星の周りに高密度星周物質が存在していた可能性を示唆している。

実際に超新星爆発から 2.6 日後にとられたスペクトルに、星周物質による輝線の集まりが現れていた（図 4）。この輝線は、2.6 日後のスペクトルの 4,600 Å 周辺に見られた一方で、4.7 日後のスペクトルには見ら

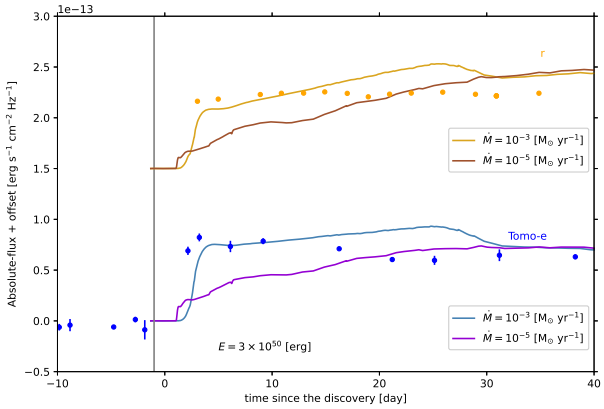


図 3: 理論モデルと光度曲線の比較

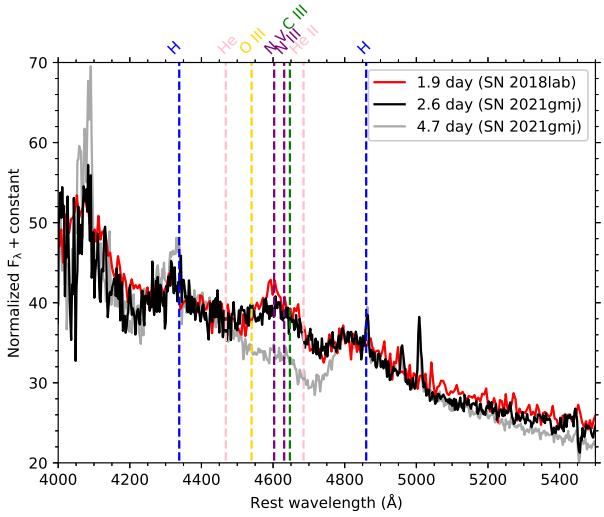


図 4: 極初期のスペクトルの SN 2018lab との比較

れなかった。同様の特徴が、同じく低輝度な超新星爆発の SN 2018lab でも見つかっている（Pearson et al. 2023）。この先行研究では、極初期にのみ現れるこの輝線は、星周物質が超新星爆発からの光によって電離されたことで生じたと考えられている。SN 2021gmj でも極初期にのみ同様の輝線が現れたことから、今回の輝線も星周物質によるものだと考えられる。

よって、光度曲線のモデルとの比較と、スペクトルの他天体との比較から、SN 2021gmj の爆発直前の星には高密度星周物質が存在していたと考えられる。

5 Conclusion

今回の研究では、低輝度な超新星爆発 SN 2021gmj について解析を行い、爆発直前の星や星周物質について考察を行った。

初期の光度曲線と理論モデルを比較することで、爆発直前の星の質量放出率を推定した。その結果、一般的な大質量星の質量放出率よりも大きい、$\dot{M} = 10^{-3.0}$ $M_\odot$/yr のモデルが観測を最も再現することがわかった。また、他の低輝度な超新星爆発の極初期のスペクトルと、SN 2021gmj の極初期のスペクトルを比較することで、星周物質由来の輝線が現れていることも判明した。

以上より、低輝度な超新星爆発も他の一般的な超新星爆発と同様に、爆発直前の星に大規模な質量放出によって生まれた星周物質があると考えられる。このことから、低輝度な超新星爆発と一般的な超新星爆発は同様の恒星進化を辿っている可能性があると言える。

Reference

Moriya et al., *PASJ*, 75(3):634–645.

Förster et al., *Nature Astronomy*, 2:808.

Morozova et al., *ApJ*, 858(1):15.

Pearson et al., *ApJ*, 945(2):107.

Moriya et al., *MNRAS*, 476(2):2840–2851.

Kasen and Woosley et al., *ApJ*, 703(2):2205–2216.

———index へ戻る

コン a21

HSC transient survey における Rapid Transient 探査

敏蔭 星治

Subaru HSC-SSP transient survey における 機械学習を用いた Rapid Transient 探査

敏蔭 星治 (東北大学大学院 理学研究科天文学専攻)

Abstract

近年, 観測間隔の短い突発天体サーベイが進んだことで, 一般的な超新星に比べて光度進化のタイムスケールが短い Rapid Transient の発見数が増加し, 統計的な議論が可能となってきた. その結果, Rapid Transient はその一部に星周物質との相互作用で光る超新星 (Ibn 型超新星) の種族を含むことが示唆されており, 恒星進化最終段階における劇的な質量放出メカニズムを探る鍵となる.

本研究では, Subaru HSC-SSP transient survey[1, 2] において COSMOS・SXDS フィールドで発見された超新星 3381 天体の測光データに対し, 機械学習分類器を適用することで超新星タイプ分類を行い Rapid Transient を選び出し, その性質や発生頻度を調査した. 機械学習による分類では, シミュレーションで得られた Ia, Ibc, II 型超新星, そして Rapid Transient の光度曲線をもとに学習し, 観測で得られた超新星を 4 つのタイプに分類する教師あり学習モデルを開発した. このモデルを用いることで, シミュレーションデータにおいて平均 94 %という高い分類精度を得た. 実際の観測データにこのモデルを適用し, 候補天体を抽出した後に過去の類似天体と比較することで, Subaru HSC-SSP transient survey における Rapid Transient が 15 天体同定された. これらの天体について, 先行研究 [3] に基づき光度進化のタイムスケール・最大光度を比較することで, Ibn 型超新星の候補を選び出し, その発生率を求めると Ibc 型超新星の約 1.2 %と算出された.

1 Introduction

近年, 突発天体の大規模なサーベイ観測が数多く行われ, 超新星発見数は劇的に増加している. これによって, Super Luminous Supernovae (SLSNe) や Rapid Transient と呼ばれる特異な超新星の存在が明らかになってきた. Rapid Transient は, 一般的な超新星に比べて増減光のタイムスケールが短い突発天体であり, 光度がピークの半分よりも明るい時間 (Time above half max, $t_{1/2}$) を用いて, $t_{1/2} \leq 10$ days などで特徴づけられる. こうした天体は 2010 年頃から報告されてきた [3, 5, 6] が, 近年 Zwicky Transient Facility など観測間隔の短いサーベイの進行に伴い発見数が増加し, 統計的な議論が可能となってきた. その結果, これまで Rapid Transient と大別されてきた天体は, 1.AT2018cow-like, 2.Ibn 型超新星, 3.IIb 型超新星 という 3 つのサブグループによって構成されることが phase diagram(図 1) から示唆された [4]. しかしながら, こうした天体の急激な光度変化を説明する親星や動力源は未解明であり, 爆発直前に質量放出を起こす超新星爆発との関連も示唆されていることから, 大質量星の最終進化経路を考える上で大変重要である. こうした観点から, より多くの観測データを用いた統計的な解析に基づき, これまでの大局的な Rapid Transient という枠組みではなく, 前述のサブグループごとに着目した詳細な議論が必要となる.

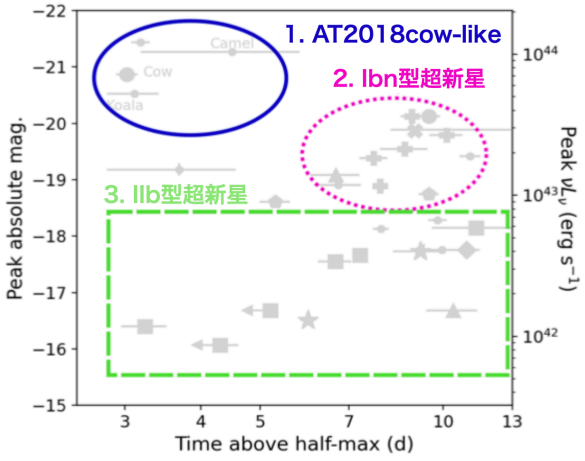


図 1: 超新星の Time above half max, $t_{1/2}$ とピーク時の絶対等級を用いて描かれた phase diagram.Ho et al. 2023 [4] より引用, 一部日本語に修正.

表 1: Subaru HSC-SSP transient survey の概要

領域	期間	layer	面積 [deg^2]	観測回数 [各バンド]	超新星数
COSMOS	2016 年 11 月-2017 年 4 月	Ultra-Deep	1.8	∼12	879
		Deep	7.2	∼6	945
SXDS	2019 年 11 月-2020 年 3 月	Ultra-Deep	1.8	∼10	746
		Deep	5.3	∼6	811

2 Methods

本研究では, こうした背景を踏まえ Subaru Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program transient survey(HSC-SSP transient survey[1, 2]) で発見された超新星の観測データに基づき, 機械学習を用いて Rapid Transient の探査を行った.

2.1 HSC-SSP transient survey

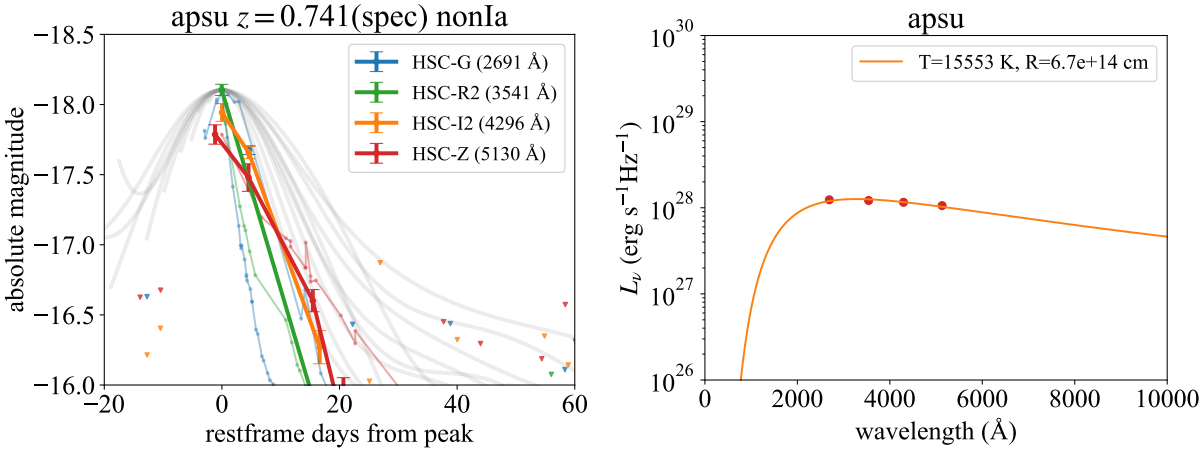
本研究は, Subaru HSC-SSP transient survey[1, 2] により観測された超新星データを用いた. HSC の広視野かつ深い撮像性能を活かして, COSMOS/SXDS フィールドにおいて約半年間かけて 7-10 日ほどの間隔で観測を行い, 超新星 3381(COSMOS：1824/SXDS：1557) 天体が発見された (表 1)[2]. 現時点で, 3176 天体の赤方偏移が同定されており, そのうち 1291 天体は分光観測によるものである. 観測は g, r, i, z, y の 5 バンドで行われたが, 今回の解析では y バンドにおける迷光の影響 [1] を避けるため, g, r, i, z の 4 バンドによる観測結果のみを解析に利用した.

過去に Tampo et al. 2020 [3] で, COSMOS フィールドの Rapid Transient が探査された. この研究では観測データをガウス関数でフィッティングし, その FWHM から各超新星のタイムスケールを推定し, 赤方偏移を考慮した基準を設けて Rapid Transient 5 天体を選び出した. ただし, この手法では最大値に関して左右対称なガウス関数を用いたことに伴い, タイムスケールの推定が正確ではない場合があった. また, 当時はスペクトル分類された Rapid Transient の観測数が十分でなく, 前述のサブグループに関する議論は行われていなかった.

そこで本研究では, ガウス過程回帰と機械学習を用いた新たな手法で Rapid Transient を抽出することによってこれらの点を改善した. ガウス過程回帰は非対称な光度曲線に対しても柔軟にフィッティング可能な回帰手法である. また, 光度曲線から抽出した特徴量に基づく機械学習分類器によって, 実際は phase diagram 上で連続的に分布している一般的な超新星と Rapid Transient を赤方偏移ごとに閾値を定めることなく分類できる. 次章でこの分類手法について解説する.

2.2 機械学習による候補天体の抽出

次に, 教師あり機械学習を用いた Rapid Transient の分類手法について述べる. まず, 分類における訓練データとして用いる超新星の模擬観測データを SNCosmo [7] によるシミュレーションで作成した. シミュレーションにおいて, Ia, Ibc, II 型超新星に対しては既存のテンプレートを, Rapid Transient に対しては数値計算 [8] により作成したテンプレートを用いて, 各サーベイ領域・layer に合った観測間隔・深さで模擬観測データを得た. さらに, 疎らな模擬観測データから機械学習に入力する特徴量を得るため, ガウス過程回帰を用いて連続な曲線で補間した. このようにして得られた光度曲線から, 最大光度や光度曲線のタイムスケールなどの特徴量を測定し, 各超新星タイプ (Ia, Ibc, II 型超新星, Rapid Transient) の訓練データとした. この訓練データを教師あり機械学習分類器 (random forest) に入力して学習させることで, 光度曲線の特徴量から超新星を上述の 4 タイプに分類する分類器をサーベイ領域・layer ごとに開発した. 次に, 実観測データに対して同様にガウス過程回帰による補間・特徴量の抽出を行い, 分類器に入力することで観測された超新星を分類し, Rapid Transient 候補天体を得た. これらを観測データに対して設けた判断基準と目視によって精選することで, 最終的な Rapid Transient が同定された.



(a) (b)

図 2: (a) 新たな Rapid Transient の光度曲線. 半透明の実線が過去に報告された Rapid Transient([9, 10, 11, 12, 13, 14]), 灰色で描かれた曲線が一般的な超新星 (Ib 型 [15]) の光度曲線をそれぞれ表している.(b) 同天体の黒体輻射フィッティング結果. ピークにおける 4 バンドの観測を黒体輻射によってフィッティングした.

3 Results

第 2 章による抽出の結果, 最終的な HSC Rapid Transient サンプルとして, COSMOS フィールド において 10 天体, SXDS フィールドにおいて 5 天体が同定された. 今回新たに得られた Rapid Transient のひとつを例にとり, 光度曲線と SED を図 2 に示した. Rapid Transient として同定された天体のうち, 3 天体は分光観測から, 12 天体は測光観測から母銀河の赤方偏移が推定されている天体であった. 得られた Rapid Transient の最大光度とタイムスケールからなる phase diagram が図 3 である.

4 Discussion

本章では, Subaru HSC-SSP transient survey で同定された Rapid Transient からその発生率を議論する. 今回は各天体の出現率を Tampo et al. 2020 [3] と同様の手法で近似的に求めた後, 天体の絶対等級ごとに区切り Rapid Transient の光度関数を考えることで発生率を推定した. 各 Rapid Transient の発生率は, 観測期間：T, 検出効率：ϵ, 赤方偏移：z を用いて以下の式で表される.

$$R = \frac{(1+z)}{\epsilon T V_{\rm max}}$$

ここで $V_{\rm max}$ は各天体と同等の明るさの天体が発生したときに検出可能な領域の共動体積を限界等級から見積もったものである. 今回の見積もりでは検出効率を 1 と仮定した. この手法により, Rapid Transient 全体としての発生率は 2.6×10^3 yr^{-1} Gpc^{-3} と算出され, 重力崩壊型超新星 ($z = 0.7$)[16] の約 0.7% と見積もられた. 観測は 1 週間ほどの間隔で新月期にのみ行われたため, 実際の検出率は $\epsilon < 1$ であると考えられるので, この値は下限とみなせる.

次に, Ho et al. 2023[4] で報告された 3 つのサブグループ (1.AT2018cow-like, 2.Ibn 型超新星, 3.IIb 型超新星) に着目し, サブグループごとの発生率を考える. 今回は分光観測データがないため厳密に区別することはできないが, phase-diagram 上での分布 [4] を参考に大まかな分類が可能である. これにより, Ibn 型超新星と考えられる天体の発生率を求めると, 6.3×10^2 yr^{-1} Gpc^{-3} となった. これは重力崩壊型超新星の約 0.2%にあたる. また, 重力崩壊型超新星における Ib 型超新星の割合 [17] を用いると, Ibn 型超新星は Ib 型超新星の約 1.2%と見積もられる. Ibn 型超新星は He 由来の狭輝線をスペクトルに示すことから, 爆発直前に He 層を劇的に放出した天体であると考えられる. こうした天体がどのように質量放出をおこなっているのか, そのメカニズムは未だ解明されていない. 今回得られた Ibn 型超新星の発生率は, 質量放出メカニズムに対して制限を与えることができる.

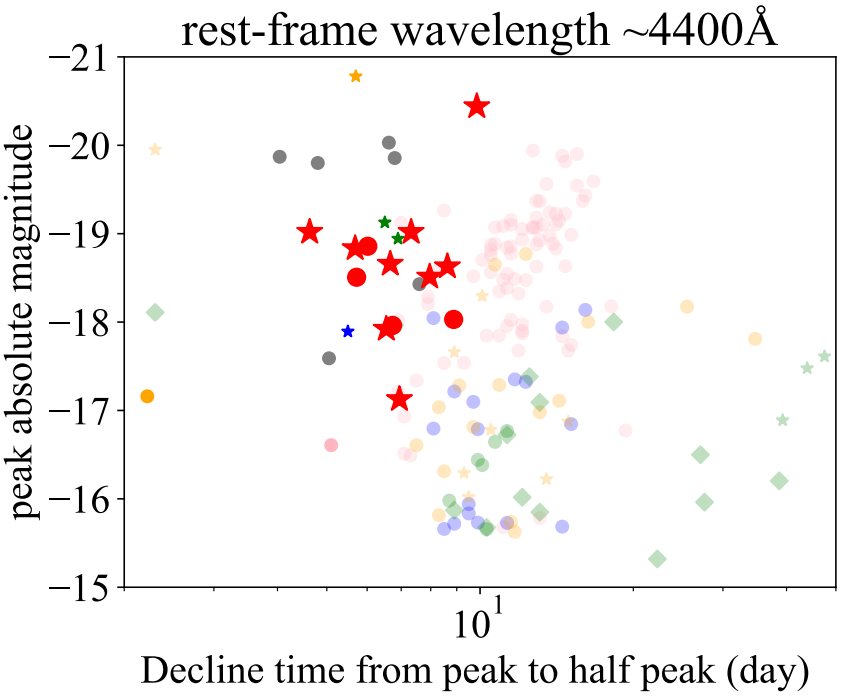


図 3: HSC transient survey で発見された天体をプロットした phase diagram. 横軸は最大光度から半分まで減光するまでにかかった時間, 縦軸に最大光度をとっている. 背景には, open supernova catalog [15] からダウンロードした超新星の観測結果から同じ物理量を測定したものをプロットした.

5 Conclusion

今回の研究では, Subaru HSC-SSP transient survey のデータを基に, 機械学習を用いて Rapid Transient を探査した. 教師あり機械学習を用いて Ia, Ibc, II 型超新星と Rapid Transient を分類できることを示し, COSMOS/SXDS フィールドにおける Rapid Transient を同定した. 同定された Rapid Transient からその発生率を求めるとともに, phase diagram 上のサブグループ分布に基づき, Ibn 型超新星の発生率が 6.3×10^2 yr^{-1} Gpc^{-3} と算出された. また, その値を Ib 型超新星の発生率と比較することで死に際に劇的な質量放出を起こす割合を約 1.2%と推定した.

Reference

[1] H. Aihara et al., *PASJ*, 70:S4, 2018.

[2] N. Yasuda et al., *PASJ*, 71(4):74, 2019.

[3] Y. Tampo et al., *ApJ*, 894(1):27, 2020.

[4] A. Y. Q. Ho et al., *ApJ*, 949(2):120, 2023.

[5] M. R. Drout et al., *ApJ*, 794(1):23, 2014.

[6] M. Pursiainen et al., *MNRAS*, 481(1):894–917, 2018.

[7] K. Barbary et al. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1611.017, 2016.

[8] W. D. Arnett, *ApJ*, 253:785–797, 1982.

[9] D. A. Perley et al., *MNRAS*, 484(1):1031–1049, 2019.

[10] E. O. Ofek et al., *ApJ*, 724(2):1396–1401, 2010.

[11] L. Whitesides et al., *ApJ*, 851(2):107, 2017.

[12] A. Pastorello et al., *MNRAS*, 449(2):1954–1966, 2015.

[13] O. R. McBrien et al., *ApJ, Letter*, 885(1):L23, 2019.

[14] P. Chen et al., *ApJ, Letter*, 889(1):L6, 2020.

[15] J. Guillochon et al., *ApJ*, 835(1):64, 2017.

[16] L. Strolger et al., *ApJ*, 813(2):93, 2015.

[17] I. Shivvers et al., *PASP*, 129(975):054201, 2017.

————index へ戻る

コン a22

電子捕獲型超新星と鉄コア崩壊型超新星の多色光度曲線・判別手法

佐藤 大仁

電子捕獲型超新星と鉄コア崩壊型超新星の多色光度曲線・判別手法

佐藤 大仁 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 天文科学専攻)

Abstract

重力崩壊型超新星には、約 10 太陽質量 ($M_\odot$) を超える星が鉄コアを形成し起こす鉄コア崩壊型超新星と、約 $8-10M_\odot$ の星が酸素・ネオン・マグネシウムから成る縮退コアを形成し起こす電子捕獲型超新星がある。この 2 つの超新星を起こす星の質量の境界はまだ明らかになっていない。また、電子捕獲型超新星については、まだ確実とされる観測がない。近年、電子捕獲型超新星の候補天体として SN 2018zd が観測された (Hiramatsu et al. 2021) が、鉄コア崩壊型とも提案されている (Callis et al. 2021)。このように電子捕獲型超新星の発見、同定が困難となっているのは、その観測的特徴が十分に明らかにされておらず、同定方法が確立されていないことに一因がある。そこで今回、様々な物理量に基づく、軽い鉄コア崩壊型、電子捕獲型超新星の多色光度曲線を、多波長輻射流体計算コード STELLA(Blinnikov & Bartunov 1993) を用いて計算した。その結果、両者で放射絶対等級の光度曲線が類似することがあると分かった。これは、放射絶対等級の光度曲線だけでは、電子捕獲型超新星の同定が困難であることを意味する。また、多色光度曲線から、電子捕獲型ではプラトーが青いことが分かった。更に、これらの観測的特徴を用いて、電子捕獲型の判別手法を検討した。電子捕獲型超新星や軽い鉄コア崩壊型超新星を理解することは、恒星進化理論だけでなく、超新星の爆発機構や元素合成、銀河の化学進化など、様々な点で重要である。本講演では、親星モデル、多色光度曲線、電子捕獲型の判別手法、及び判別手法の SN 2018zd への適用結果を報告する。

1 Introduction

重力崩壊型超新星 (core collapse supernova: CCSN) は、大質量星が進化の最期に起こす爆発現象である。重力崩壊型超新星は、星の中心に形成されたコアが自己重力により崩壊することにより起こるが、そのコアの種類によって二分される。一つ目は、約 $10M_\odot$ 以上の星が進化の最期に鉄コアを形成し起こす、鉄コア崩壊型超新星 (iron core collapse supernova: FeCCSN) である (Woosley et al. 2002)。もう一方は、約 $8-10M_\odot$ の星が進化の最期に酸素・ネオン・マグネシウムから成る ONeMg 縮退コアを形成し起こす、電子捕獲型超新星 (electron capture supernova: ECSN) である (Miyaji et al. 1980; Nomoto et al. 1982)。しかしながら、これらの爆発の境界となる星の質量はまだ明らかになっていない。

親星が水素外層を失わずに持っていた場合には、赤色超巨星 (red super giant: RSG) が鉄コア崩壊型超新星を起こし、超漸近巨星分枝 (super asymptotic giant branch: SAGB) 星が電子捕獲型超新星を起こす。この場合、これらの爆発は、プラトーを持つ II(IIP) 型超新星として観測される。プラトーフェーズは、最初のフラッシュであるショックブレイクアウトの後に観測される、おおよそ 100 日程度明るさが変わらないフェーズであり、水素外層の衝撃波加熱により形成される。プラトーフェーズの後には、^{56}Co の崩壊によって光るテイルフェーズが観測される。^{56}Co は、超新星爆発の爆発的元素合成で形成された ^{56}Ni の崩壊により作られるため、テイルフェーズの明るさから超新星爆発で放出された ^{56}Ni の量を見積もることができる。観測的には、II 型超新星は、爆発エネルギーや ^{56}Ni の放出量などについて多様性があることが示されている (Martínez et al. 2022)。更に、最近の観測からは、爆発前の親星が大規模な質量放出を起こし濃い星周物質に囲まれていたことを示すものも見つかっており、その質量放出率についても多様性が示されている (Förster et al. 2018)。

鉄コア崩壊型超新星の爆発メカニズムは数値シミュレーションで広く調べられており、球対称の仮定の下では爆発が成功せず (Sumiyoshi et al. 2005)、多次元計算により、対流などの多次元効果が爆発の成功に重要であることが近年わかってきた (Takiwaki et al. 2012)。しかし、爆発エネルギーと ^{56}Ni の量については、完全には観測を再現出来ていない (Burrows et al. 2019; Sieverding et al. 2020)。

鉄コア崩壊型とは対照的に、電子捕獲型超新星は球対称の仮定の下で爆発に成功し、爆発エネルギーが 1.5×10^{50}erg と通常 ($\sim 10^{51}$erg) より低いことが示されている (Kitaura et al. 2006)。この結果に基づき、電子捕獲型超新星は、^{56}Ni の量が少ないこと (Wanajo et al. 2009) や、光度曲線が IIP 型であり、通常の超新星と同程度の明るさのプラトーから、通常に比べて暗いテイルに向けて大きく暗くなることが示された (Tominaga et al. 2013; Moriya et al. 2014)。

実は、電子捕獲型超新星は第一原理計算に成功しているにもかかわらず、いまだ確実とされた観測例がない。最近、SN 2018zd がその観測的特徴から電子捕獲型超新星であると Hiramatsu et al. (2021) により提案されたが、同時に軽い鉄コア崩壊型超新星であるとも提案されている (Callis et al. 2021)。解釈が分かれる主な原因は、推定された距離が異なり、その結果、^{56}Ni の推定量が異なることである。そのため、電子捕獲型超新星を確実に同定するためには、距離に寄らない方法が必要である。

電子捕獲型超新星と軽い鉄コア崩壊型超新星の光度曲線については、Kozyreva et al. (2021) が計算・比較を行っている。その結果、電子捕獲型超新星はプラトーの中盤まで青い色を示すことが分かった。しかしながら、この計算では星周物質 (circumstellar material: CSM) との相互作用が考慮されていない。SAGB 星、RSG ともに、質量放出を行っていると考えられており (Poelarends et al. 2008; Goldman et al. 2016)、また、濃い CSM 中で超新星爆発が起こる場合には、shockbreakout が遅れ (delayed shockbreakout)、プラトーの進化も大きく変わる (Chevalier & Irwin 2011; Moriya et al. 2018)。更に、その質量放出率 (mass loss rate $\dot{M}$) は、上述の通り多様性があることが分かっている。加えて、上述の通り、爆発エネルギーにも多様性がある。

そこで今回、我々は、これらの II 型超新星の多様性に対して揺るがない、電子捕獲型超新星と軽い鉄コア崩壊型超新星の観測的特徴を明らかにするために、様々な CSM 構造、様々な爆発エネルギーに基づく両者の多色光度曲線を計算・調査した。

本集録の残りの構成は以下のとおりである。Section 2 で、多色光度曲線の計算手法・採用したモデルを紹介する。Section 3 で、計算された全光度曲線を紹介する。Section 5 で、今回の内容をまとめる。本研究は、未発表であるため、計算された多色光度曲線を用いた特徴の調査や、これに基づく電子捕獲型超新星の判別手法の提案については、本集録には掲載せず、発表内にて紹介する。

2 Models and Methods

電子捕獲型超新星の親星である SAGB 星については、Tominaga et al. (2013) のモデルを、軽い鉄コア崩壊型超新星の親星である RSG については、Sukhbold et al. (2016) のモデルを用いた。これらの親星モデルに、Moriya et al. (2018) と同じ手法で CSM をつけた。こうしてできたモデルを入力として、多波長輻射流体計算コード STELLA(Blinnikov & Bartunov 1993) を用いて、電子捕獲型超新星、軽い鉄コア崩壊型超新星の多色光度曲線を計算した。詳細は以降の記載及び表 1, 2 の通りである。

電子捕獲型超新星の親星である SAGB 星については、質量放出や三次汲み上げ効果などの影響により、外層の状態の推定が困難である。そこで、今回の計算では、Tominaga et al. (2013) により導入された、様々な外層質量 $M_{\rm env}$、外層の H 組成 $X({\rm H})_{\rm env}$ を用いることとした。また、STELLA では元素合成が計算されないため、Tominaga et al. (2013) と同様に、Wanajo et al. (2009) の結果を親星に反映させた。

軽い鉄コア崩壊型超新星の親星である RSG については、Sukhbold et al. (2016) から、零歳主系列 (zero age main sequence: ZAMS) 質量 $M_{\rm ZAMS}$ が $9.0-12.0M_\odot$ である s9.0–s12.0 を用いた。また、Sukhbold et al. (2016) の計算で得られた ^{56}Ni の放出量をイジェクタの内側に反映させた。

SAGB 星、RSG の一部のモデルの密度構造を図 1 に示す。SAGB 星の外層は、RSG の外層に比べて極めて低密度で広がっている。また、親星モデルに取り付けた CSM の密度構造の例を図 2 に示す。質量放出率 $\dot{M}$ が大きいほど、CSM の密度が高く、CSM 半径 (CSM radius) が大きいほど CSM が広がっている。その他、CSM の構造を決定するパラメータは、wind の初速度 v_0、wind の終着速度 v_∞、wind の加速パラメータ β である (詳細は、Moriya et al. (2018) を参照)。

表 1: 電子捕獲型超新星の光度曲線計算に用いたパラメーターセット

M_{env} [$M_\odot$]	$X(H)_{env}$	E_{exp} [10^{50}erg]	$\dot{M}$ [$M_\odot$]	CSM radius [cm]	v_0 [km/s]	v_∞ [km/s]	β
2.0	0.5	0.6-4.4	-	-	-	-	-
2.0	0.7	0.5-8.6	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
3.0	0.2	0.5-9.0	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
3.0	0.5	0.6-4.8	-	-	-	-	-
3.0	0.7	0.2-8.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
4.7	0.2	0.3-9.1	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
4.7	0.5	0.6-9.1	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
4.7	0.7	0.6-9.1	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5

表 2: 軽い鉄コア崩壊型超新星の光度曲線計算に用いたパラメーターセット

Progenitor model	E_{exp} [10^{50}erg]	$\dot{M}$ [$M_\odot$]	CSM radius [cm]	v_0 [km/s]	v_∞ [km/s]	β
s9.0	0.6-18.4	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s9.25	0.6-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s9.5	1.0-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s9.75	0.4-17.3	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s10.0	0.7-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s10.25	1.6-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s10.5	1.7-19.7	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s10.75	1.4-19.8	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s11.0	1.3-19.7	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s11.25	1.8-19.6	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s11.5	1.6-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s11.75	1.7-19.9	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5
s12.0	1.2-19.4	10^{-6}-10^{-2}	10^{14}-10^{16}	1-5	10	1-5

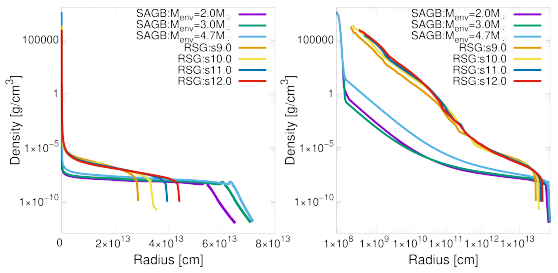


図 1: SAGB 星、RSG の親星モデルの密度構造の例。

3 Results

表 1, 2 で示したパラメータに基づき計算された電子捕獲型超新星、軽い鉄コア崩壊型超新星の bolometric 光度曲線を図 3 に示す。電子捕獲型超新星、軽い鉄コア崩壊型超新星ともに、多様性が見られる。より詳細な光度曲線の調査結果は発表にて報告する。

4 Discussion

本内容は未発表の内容であるため、計算された光度曲線を用いた電子捕獲型超新星の判別手法等は口頭発表にて行う。

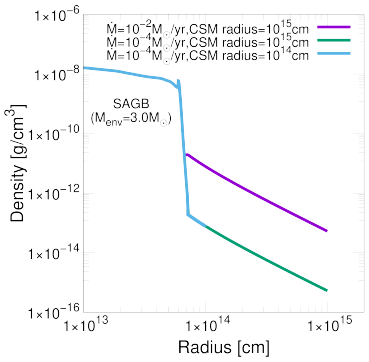


図 2: SAGB の親星モデルに取り付けられた CSM の密度構造の例。$\dot{M} = 10^{-4}$, $10^{-2} M_{\odot}$ yr^{-1}, CSM radius = 10^{14}, 10^{15}cm のモデルを表示。他のパラメータは、3 モデルともに、v_0=5 km/s, v_{∞}=10 km/s, β=1。

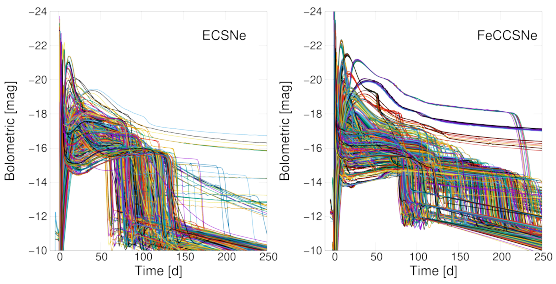


図 3: 計算された電子捕獲型超新星 (左)、軽い鉄コア崩壊型超新星 (右) の全 bolometric 光度曲線。

5 Conclusion

今回、幅広い物理量 (爆発エネルギー、質量放出率など) に基づき、電子捕獲型超新星、軽い鉄コア崩壊型超新星の多色光度曲線を計算した。本内容は未発表であるため、その結果得られた電子捕獲型超新星、軽い鉄コア崩壊型超新星の観測的特徴や、これに基づく電子捕獲型超新星の判別手法については、口頭発表で詳述する。

Reference

Blinnikov, S. I., & Bartunov, O. S. 1993, , Vol. 273, NO. 1/JUNI, P. 106, 1993

Burrows, A., et al. 2019, Mon. Not. R. Astron. Soc., 491, 2715

Callis, E., et al. 2021. https://arxiv.org/abs/2109.12943https://arxiv.org/abs/2109.129

Chevalier, R. A., & Irwin, C. M. 2011, ApJL, 729, L6

Förster, F., et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 808

Goldman, S. R., et al. 2016, Mon. Not. R. Astron. Soc., 465, 403

Hiramatsu, D., et al. 2021, Nature Astronomy, 5, 903

Kitaura, F. S., Janka, H.-T., & Hillebrandt, W. 2006, Astron. Astrophys., 450, 345

Kozyreva, A., et al. 2021, Mon. Not. R. Astron. Soc., 503, 797

Martínez, L., et al. 2022, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 660, A41

Miyaji, S., et al. 1980, Publications of the Astronomical Society of Japan, 32, 303

Moriya, T. J., et al. 2018, Mon. Not. R. Astron. Soc., 476, 2840

—. 2014, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 569, A57

Nomoto, K., et al. 1982, Nature, 299, 803

Poelarends, A. J. T., et al. 2008, ApJ, 675, 614

Sieverding, A., Müller, B., & Qian, Y.-Z. 2020, ApJ, 904, 163

Sukhbold, T., et al. 2016, ApJ, 821, 38

Sumiyoshi, K., et al. 2005, ApJ, 629, 922

Takiwaki, T., Kotake, K., & Suwa, Y. 2012, Astrophys. J., 749, 98

Tominaga, N., Blinnikov, S. I., & Nomoto, K. 2013, ApJL, 771, L12

Wanajo, S., et al. 2009, ApJ, 695, 208

Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, Rev. Mod. Phys., 74, 1015

————index へ戻る

コン a23

アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星爆発の親星依存性

髙田 剣

アクシオンを考慮した重力崩壊型超新星爆発の親星依存性

高田 剣 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力崩壊型超新星爆発は大質量星が進化の最終段階に爆発を起こす高エネルギー天体現象の一つである。しかし、その爆発メカニズムの詳細は未だ完全には解明されていない。先行研究 [1] では、超新星内でダークマターの候補である未発見の素粒子アクシオン (Axion-like Particles; ALPs) が生成された場合の効果が調査されている。その結果、質量 100 MeV 程度の ALPs が超新星内部で生成され、衝撃波の復活を引き起こす可能性があることが明らかになった。一方、[1] では親星を $20M_{\odot}$ に固定して ALPs の効果が調べられた。しかし、中性子星の質量分布のような多様な観測可能量を予言するためには、多くの親星モデルに対して同様の調査を実施する必要がある。そこで本研究では、質量の異なる 3 つの親星に対して、ALPs を考慮した球対称一次元の重力崩壊型超新星シミュレーションを実行した。その結果、ALPs のパラメータである ALP 質量と ALPs-光子間の結合定数の 2 つについて、超新星衝撃波と次のような関係があることを明らかにした。ALP 質量が大きく、また光子との結合定数が高いほど衝撃波は膨張に転じやすい。しかし、ALP 質量がある一定の質量を超えると有限の温度環境下での ALP 生成率が下がり、衝撃波は膨張に転じにくくなる。また、親星の質量が異なると、中心で達成される最高温度に違いが生じ、軽い親星に対しては衝撃波が膨張に転じなかった比較的大きい ALP 質量であっても、より重い親星では ALPs を十分に生成することができる高温環境が実現されるため、衝撃波が復活する可能性があるということを明らかにした。本講演では ALPs を考慮した超新星爆発の親星依存性の原因についてより詳細に議論する。

1 研究の背景と目的

アクシオン様粒子 (Axion-like Particles: ALPs) は光子と相互作用する未発見の擬スカラー粒子である。ALP 生成率は温度に敏感に依存するため、ALPs は高温環境が実現される超新星内部で大量に生成される可能性がある。天体内部で発生した ALPs はエネルギー伝搬に影響を及ぼしうるため、天体モデルと実際の観測結果の比較により ALPs の性質を制限することが可能である。例えば、恒星内部で生成された ALPs によって恒星からエネルギーが奪われるため、水平分枝星の寿命が短くなることから、球状星団の観測との比較によって ALPs の性質に制限が得られた [2]。また、ALPs によるエネルギー損失が漸近巨星分枝星の構造を変化させ、白色矮星の質量を変化させる可能性もある [3]。一方、重力崩壊型超新星爆発においても莫大な ALPs が生成されうることから、SN 1987A のニュートリノバーストや爆発エネルギーを天体モデルと比較することにより ALPs の制限が得られた [4-7]。さらに、超新星から放出された ALPs の一部が放射崩壊で光子に変化すると、γ 線として観測される可能性がある [8]。

ALPs の効果を組み込んだ大質量星の重力崩壊シミュレーションを実施した先行研究では、$20M_{\odot}$ の親星を用いて、衝撃波の時間発展や爆発エネルギーの ALPs パラメータ依存性が調べられた [1]。しかし、ALPs による影響の親星依存性についてはこれまで調査されていない。そこで本研究では、ALPs を考慮した $11.2M_{\odot}$ と $20M_{\odot}$ の親星の重力崩壊型超新星シミュレーションを行い、異なる構造を持つ親星の爆発における ALPs の影響を調査した。

2 研究の方法

重力崩壊型超新星爆発モデルの作成にあたっては、滝脇知也氏（国立天文台）らが開発し、指導教官の固武慶氏、中村航氏（福岡大）がアップデートした 3DnSNe コード [9-11] を基に、森寛治氏 (国立天文台) の論文 [1] で ALPs の効果を考慮するよう拡張された数値コードを使用した。状態方程式は、文献 [12] で提案されたもの (K=220 MeV) を使用した。親星モデルは [13] から $11.2M_{\odot}$、[14] から 20, $25M_{\odot}$ の 3 モデルを選択した。

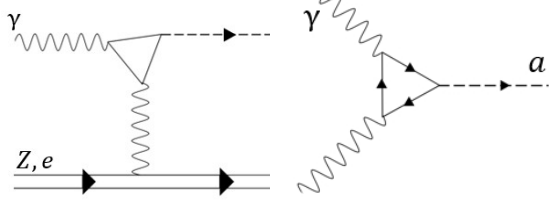


図 1: プリマコフ過程

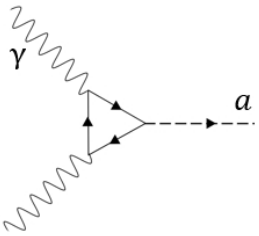


図 2: 光子合体

ALPs はプリマコフ過程 (図 1)、および光子合体 (図 2) によって生成される。プリマコフ過程による ALPs の生成率は

$$\Gamma_{\gamma\to a} = g_{a\gamma}^2 \frac{T\kappa^2}{32\pi}\frac{p}{E}\left(\frac{((k+p)^2+\kappa^2)((k-p)^2+\kappa^2)}{4kp\kappa^2}\times \ln\left(\frac{(k+p)^2+\kappa^2}{(k-p)^2+\kappa^2}\right) - \frac{(k^2-p^2)^2}{4kp\kappa^2}\ln\left(\frac{(k+p)^2}{(k-p)^2}\right) - 1\right), \quad (1)$$

で与えられる [13]。T は温度、E は ALP エネルギー、p は ALP 運動量、k はプラズマ中の光子の振動数、ω は光子エネルギー、ω_{pl} はプラズマ振動数、Y_e は電子モル分率、κ はデバイ-ヒュッケル定数である。また、光子合体による ALP 生成率は次の式で与えられる。

$$\frac{d^2 n_a}{dtdE} = g_{a\gamma}^2 \frac{m_a^4}{128\pi^3} p\left(1-\frac{4\omega_{\rm pl}^2}{m_a^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{T}}. \quad (2)$$

一方、ALPs は上記の反応の逆過程、すなわち逆プリマコフ過程と放射崩壊によって光子に崩壊する。特に今回考える状況では、放射崩壊が主要な崩壊過程であり、その崩壊率は

$$\Gamma_{a\to\gamma\gamma} = g_{a\gamma}^2 \frac{m_a^3}{64\pi}\left(1-\frac{4\omega_{\rm pl}^2}{m_a^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3)$$

で与えられる。

3 結果

本研究では、ALP 質量 $m_a = 100 - 800$ MeV, ALPs-光子結合定数 $g_{a\gamma} = (4-10)\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ の ALPs の効果を考慮した重力崩壊型超新星シミュレーションを行った。

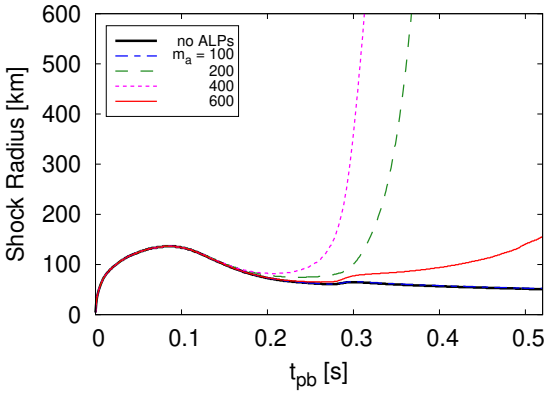


図 3: $m_a = 200$ MeV の場合の衝撃波半径の時間発展。ただし、$g_{10} = g_{a\gamma}/10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ である。

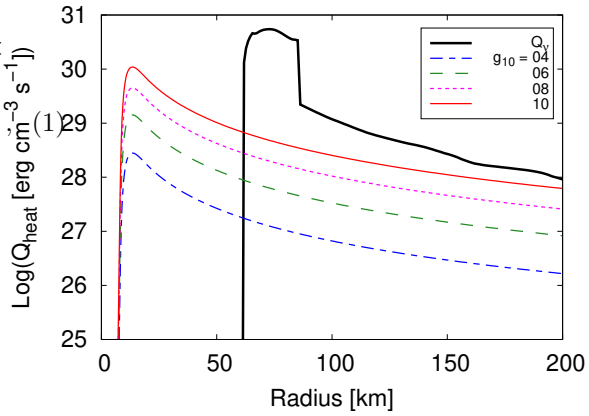


図 4: コア反跳後 200ms 時点の ALPs による加熱率のプロファイル。

3.1 親星質量 $20M_\odot$ のモデルの様子

図 3 は親星質量が $20M_\odot$ で、$m_a = 200$ MeV のモデルの反跳衝撃波の半径の時間発展を示している。この図を見ると、$g_{a\gamma} = 4\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ のモデルは、衝撃波は停滞し徐々に後退していく一方で、$g_{a\gamma} \gtrsim 6\times 10^{-10}\mathrm{GeV}^{-1}$ のモデルでは衝撃波が膨張に転じていることがわかる。このように、ALP 質量を固定した場合、結合定数が大きいほど衝撃波が復活するのに必要な時間は短くなる。この原因は ALP 加熱率と結合定数の関係によって説明される。

図 4 はコア反跳後 170ms 時点の場合の ALP 吸収による加熱率 $Q_{\rm heat}$ の Radial Profile を表している。ただし、ALP 質量 $m_a = 200$ MeV である。この図を見ると $g_{a\gamma}$ が大きいほど、ALPs が物質をより効

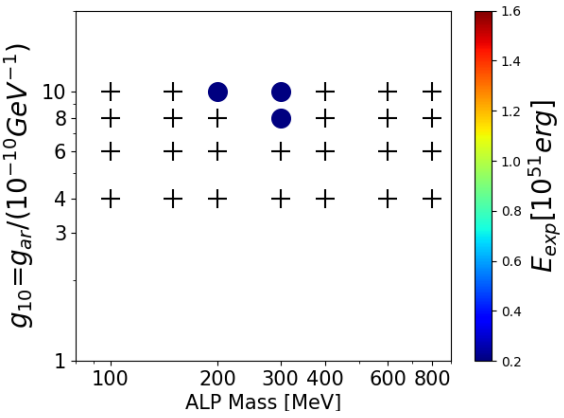


図 5: 親星 $11.2M_\odot$ モデルの場合の ALP 質量と結合定数からなるパラメータ平面。ただし、十字は衝撃波が復活しなかったモデルを表し、三角は $t_{pb} = 0.52$ s 時点で衝撃波半径が $r = 200 - 500$ km に到達したモデルを表す。丸印は衝撃波が復活し、$t_{pb} = 0.52$ s 時点で衝撃波が $r = 500$ km に到達したモデルを表す。その色は衝撃波が 500km に到達時の爆発エネルギーを表している。

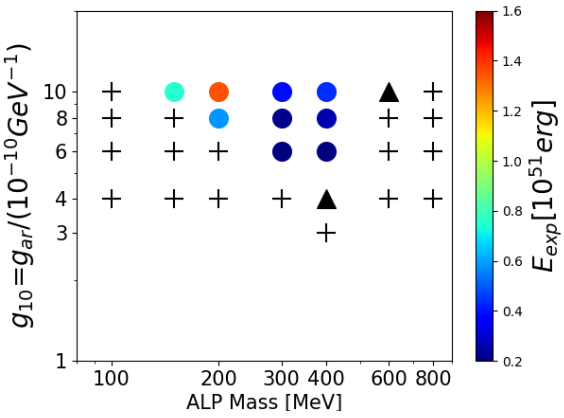


図 6: 図 5 と同様、親星 $20M_\odot$ モデルの場合。

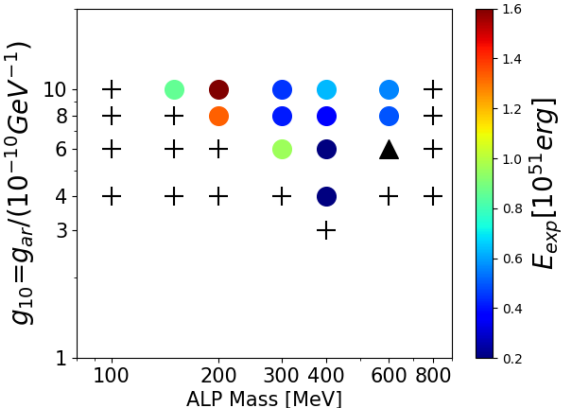


図 7: 図 5 と同様、親星 $25M_\odot$ モデルの場合。

果的に加熱することがわかる。実際、式 (1),(2) より ALP 生成率は $g_{a\gamma}^2$ に比例し、式 (3) より ALP 崩壊率は $g_{a\gamma}^2$ に比例するため、$Q_{\rm heat}$ は $g_{a\gamma}^4$ に比例している。結合定数が高いほど衝撃波が復活しやすいという傾向は、ALP 加熱率が高いことが原因である。

3.2 親星依存性

ここでは、$11.2M_\odot$ と $20M_\odot$ と $25M_\odot$ 親星モデルの比較について議論する。

図 5,6,7 は、ALP 質量と結合定数からなる平面上において、衝撃波が復活したモデルと失速したモデルを示している。この図を見ると、親星の質量が重い ($25M_\odot$、$20M_\odot$、$11.2M_\odot$) モデルの順番で衝撃波が復活するパラメータ領域が広範囲であることがわかる。また、同じ ALP パラメータの場合では、親星質量が大きいほど爆発エネルギーが高いということがわかる。さらに、$m_a = 100 - 400$ MeV の範囲では ALP 質量が大きいほど、衝撃波が復活する結合定数の範囲が広いことがわかる。これは、ALP 質量が大きいほど加熱率が高いため、効果的に物質を加熱することが原因である。しかし、$m_a = 600$ MeV を超えると、親星質量によらず ALP 質量が大きすぎるため生成率が減少し、衝撃波は復活しにくくなる可能性があるという結果となった。

図 8 は 3 つの親星モデルの $r = 10$ km 地点の SN 物質の温度時間発展を示している。この図から、より重い親星モデルほど、より高温の環境が達成されることがわかる。したがって、軽い親星の場合では ALP 質量が重すぎることから十分に ALPs が生成されず、衝撃波が復活しなかった ALP パラメータであっても、重い親星の場合では、同様のパラメータを持つ ALP が十分な生成可能である高温の環境が実現されるため、衝撃波が復活する可能性がある。

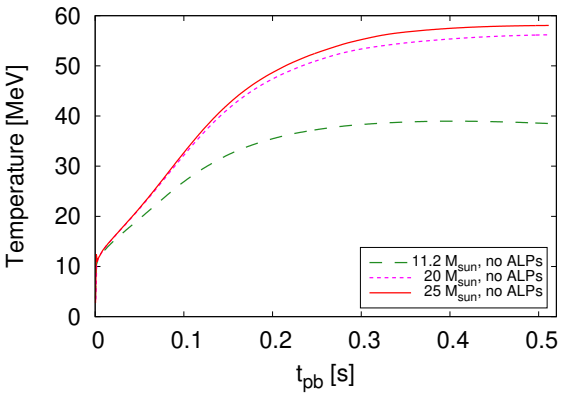


図 8: 重力崩壊モデルの $r = 10$ km 地点の温度。ただし、No ALP モデルである。

4 まとめと展望

本研究では、3 つの親星に対して ALPs の放出・吸収による冷却・加熱効果を考慮した 1 次元重力崩壊シミュレーションを実施した。その結果、ALPs が超新星に与える影響として次のような ALP パラメータ依存性と親星依存性があることが確認できた。結合定数が大きいほど、また ALP 質量が大きいほど、衝撃波が早く復活する傾向にあったが、ALP 質量がある一定値を超えると ALPs が生成されにくくなり復活しないことが明らかになった。以上のパラメータ依存性は今回使用した質量の異なる 3 通りの親星モデルで共通である。また、比較的軽い親星モデルでは衝撃波が復活しなかった ALP パラメータセットであっても、より重い親星モデルの場合では衝撃波が復活する可能性があることを発見した。今後は、ALPs の多次元超新星モデルへの影響や強磁場がもたらす ALPs を考慮した超新星への影響を調査し、中性子星の質量や元素合成などの多様な観測量の予言を目指す。

5 参考文献

[1]Mori et al. 2022, PRD, 105, 063009
[2]Carenza et al. 2020 Physics Letters, B 809
[3]Dolan et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2102.00379
[4]Lee 2018, arXiv e-prints, arXiv:1808.10136
[5]Lucente et al. 2020, Astropart. Phys. 2020, 008
[6]Sung et al. 2019 Phys. Rev. D 99, 121305
[7]Caputo et al 2020, arXiv e-prints, arXiv:2201.09890
[8]Jaeckel et al 2018, Phys. Rev. D98, 055032
[9]Takiwaki, Kotake & Suwa 2016, MNRAS Letters, 461, L112
[10]Nakamura et al. 2016, MNRAS, 461, 3296
[11]Takiwaki & Kotake 2018, MNRAS Letters, 475, L91
[12]Lattimer & Swesty 1991, Nuc. Phys. A. 535, 331
[13]Woosely, Heger & Weaver 2002 Rev. Mod. Phys. 74, 1015
[14]Woosely & Heger 2007 Phys. Rep., 442, 269

————index へ戻る

コン a24

HEX-P 衛星を用いた中性子星連星合体残骸の同定と r-process 核輝線検出の推定

本上 侑吾

HEX-P 衛星を用いた中性子星連星合体残骸の同定と r-process 核輝線検出の推定

本上 侑吾 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

宇宙の元素合成における重元素、特に最も重い元素を合成する過程である、r-process の進行現場の特定は非常に重大な課題の 1 つである。r-process を進行させる中性子過剰な環境として、最も有力な現場が中性子星連星合体 (NSM) である。中性子星連星合体からの r-process 合成核の崩壊による核ガンマ線を観測することができれば、r-process 合成の直接的な証拠となる。しかし、その放射は極めて微弱で、メガパーセクの距離にある合体直後の天体のフォローアップ観測や、銀河系内の残骸探査は、2030 年代の MeV ガンマ線ミッションでも感度が不足する (Terada et al., 2022, ApJ, 933(1), 111)。

本研究では、r-process 合成核の娘核からの特性 X 線に着目し、新たに硬 X 線帯域での他天体との識別と輝線の検出可能性を検討する。具体的には、2-80 keV の硬 X 線を含む帯域で 4400 cm^2 の有効面積を持つよう米国で提案されている、HEX-P 衛星計画での検出可能性を探った。中性子星連星合体における r-process 核からの X 線ガンマ線の放射データは、Terada et al., 2022 の核ガンマ線の推定データに、崩壊後の娘核からの特性 X 線の推定データを加えたものを使用した。中性子星連星合体は、他の硬 X 線天体に比べて特殊なスペクトル形状を持つと予想されており、2-80 keV 帯域のエネルギースペクトルのスロープを調べることで他の天体と区別できる。そこで、観測時間 1 Msec の観測シミュレーションを実施し、(10-30 keV)/(2-10 keV) と (30-80 keV)/(10-30 keV) におけるエネルギー帯域ごとの輻射量の比を見た。その結果、距離 100 pc 以内において、残骸年齢 10^5 year まで、中性子星連星合体とその他の天体現象を、少なくとも 3 σ の有意度で区別できるという結果を得た。加えて、本発表では、各残骸年齢において、HEX-P のエネルギー帯域で最も強い輝線に着目し、その検出可能性についても議論する。

1 Introduction

1.1 r-process とその進行現場候補

宇宙の元素合成において、^{56}Fe までの元素は恒星内部の熱核融合反応で合成されることがわかっている。^{56}Fe より重い元素については、s-,r-process によって合成される。特に ^{209}Bi 以上の最も重い元素は、r-process のみで合成可能であるが、その合成現場はいまだに特定されていない。r-process は β^- 崩壊よりも中性子捕獲が優位に進むことで質量数が増加し、重い元素を合成できる過程である。この過程は中性子が過剰な環境ほど進行しやすい。

宇宙における r-process 進行現場、つまり中性子過剰環境の候補としては、中性子星連星合体、重力崩壊型超新星爆発が挙げられるが、中性子連星合体が最も中性子過剰環境であり、最有力候補と考えられている (Lattimer Schramm, 1974)。本研究では、この中性子星連星合体における r-process 合成核に着目し、議論を進めていく。

1.2 先行研究 核ガンマ線

Terada et al.(2022) では中性子連星合体における r-process 核由来の核ガンマ線に着目し将来衛星における観測推定が示されている。中性子星連星合体からの放射は非常に微弱であるため、発生直後ではなく銀河系内にある合体後 100 年以上の残骸に着目した。残骸の場合、観測時間を長く投入することで感度を向上させることができると考えられるからである。核ガンマ線は核準位の遷移による放射であるため、主に MeV 帯域で観測される。図 1 の MeV 帯域を見ると、2030 年代の MeV 観測ミッションである e-ASTROGAM,AMEGO,GRAMS は、約 10^{-13} – 10^{-10} erg cm^{-2} s^{-1} の感度を達成するよう設計されているため、爆発後 100 – 1000 year の NSM 残骸なら 10 kpc の距離まで観測可能となる。このように核

ガンマ線の観測は高い感度を必要とするものの、光電吸収よりもコンプトン散乱が卓越する帯域のため原理的に感度が上げにくい。一方硬 X 線帯域は MeV 帯域に比べ、検出器の感度が高く、より微弱な放射まで観測することができる。そこで、本研究では硬 X 線帯域で、中性子星合体における r-process 核由来の放射に着目し、その観測可能性について議論する。

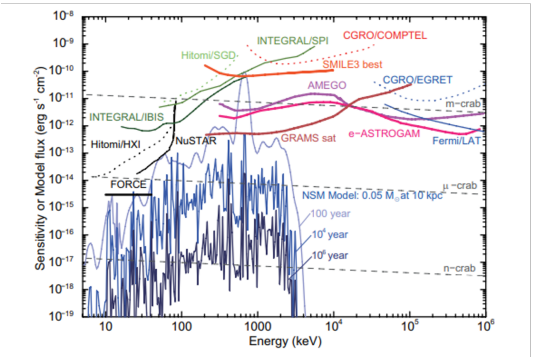


図 1: 衛星の感度曲線とモデル flux (Terada et al., 2022 figure 14)

1.3 硬 X 線帯域における放射

MeV 帯域での放射が主となる核ガンマ線輝線に加え、硬 X 線帯域では、軌道電子捕獲に伴う特性 X 線の寄与もある。電子捕獲は、ほとんどの場合、K 殻の電子が原子核に捕獲されることで軌道に空席ができる。これにより生じた空席を、外側の軌道電子が埋め、その時に電子の結合エネルギーの差が X 線として放射される。この放射された X 線を特性 X 線という。本研究では、r-process 核の娘核からの特性 X 線も考慮し推定を行った。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 次世代硬 X 線衛星 HEX-P

本研究では、2030 年代の打ち上げを目指し米国主導で計画されている次世代硬 X 線衛星 HEX-P(The High Energy X-ray Probe) を想定し、観測可能性を探った。HEX-P は長い焦点距離と、多層膜のスーパーミラーによって、2-80 keV の硬 X 線帯域において 4400 cm^2 の広い有効面積を誇り、高い感度を実現することができる。HEX-P の主な性能を以下の表 1 に示す。

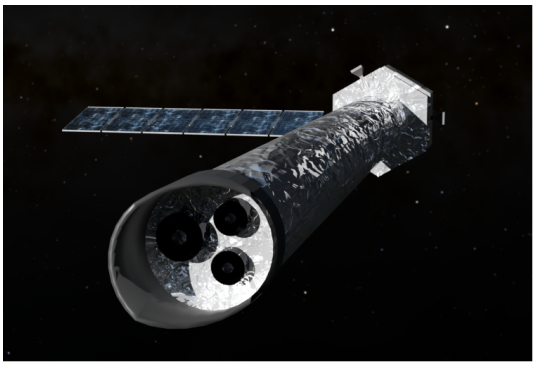


図 2: HEX-P 衛星の想像図 (HEX-P ホームページ https://hexp.org)

項目	値
エネルギー帯域	2-80 keV
有効面積 (@ 6 keV)	4400 cm^2 or 940 cm^2
角度分解能 (FWHM)	2.5-4”
エネルギー分解能 (FWHM)	200 eV @ 6 keV 0.8 keV @ 60 keV
視野	$13.4' \times 13.4'$

表 1: HEXP の性能 (HEX-P white paper, HEX-P slack)

2.2 NSM 天体の同定

中性子星合体のエネルギースペクトルは硬 X 線から MeV ガンマ線帯域において特徴的な形状となる (Terada et al 2022)。そこで硬 X 線帯域だけでも他天体を区別できるかを検討する。そのために、HEX-P 衛星を用いた露光時間 1 Msec の観測を想定し、シミュレーションを行うことで観測可能性を定量化する。具体的には、観測シミュレーションにより得られたデータの 2-80 keV の硬 X 線帯域における、(10-30 keV)/(2-10 keV) と (30-80 keV)/(10-30 keV) のエネルギー帯域ごとの輻射量の比を調べることで、他の高エネルギー天体と区別できるか確認した。観測シ

ミュレーションは NSM における r-process 核からの X 線強度モデル (Terada et al., 2022) と HEX-P のエネルギー応答関数を使用した。ejecta 質量は 0.05 $M_{\odot}$、残骸年齢は 100 year-100 kyear を仮定し、天体までの距離は銀河中心である 8 kpc に届く 10 kpc と、非常に近い距離である 100 pc を仮定した。

2.3 輝線検出可能性の検討

前セクションの検討では、輝線幅よりも広いエネルギー帯域を積分したものの比を調べることによって NSM の同定を狙ったものである。ここで、NSM 残骸は、核ガンマ線の輝線放射が優勢な天体である。そのため、特徴的な輝線エネルギーを把握していれば、探査するエネルギー範囲をより狭い帯域に絞ることで、感度良く NSM 残骸を検出できると予想できる。硬 X 線帯域では、1.3 節の通り、軌道電子捕獲による特性 X 線も利用できるため、本研究では核ガンマ線輝線に加え、これも考慮する。着目する輝線は NSM における r-process 核の娘核からの X 線強度モデルから、各残骸年齢において最も強い輝線を抽出した。選んだ輝線の残骸年齢に対する flux の変化をドップラーブロードニング効果を考慮し計算し、プロットした。この際、熱運動によるドップラーブロードニング効果は、ejecta の膨張速度によるドップラーブロードニング効果に比べて十分小さく、無視できる。そのため、本研究では ejecta の膨張速度によるドップラーブロードニング効果のみ考慮した。ここでも ejecta 質量は 0.05 $M_{\odot}$ を仮定し、天体までの距離は銀河中心まで届く 10 kpc と、一桁近い 1 kpc を仮定した。

3 Results

3.1 HEX-P 衛星を用いた他 NSM 天体の同定

距離 10 kpc における結果を図 3 に示す。白黒の図形がその他それぞれの天体、紫の線が今回使用した NSM のモデル線、赤の線がシミュレーション結果のエラーバー付きのデータ点である。中性子星合体はそのエネルギースペクトルの形の特徴から、図中で他の天体から少し離れた位置にモデル線が位置している。故に 80 keV までの硬 X 線帯域でも、NSM 残骸を同定することは可能である。

中性子星合体からの放射は残骸年齢の増加に伴って減少していく。図 3 赤データに示す通り、距離 10 kpc においては残骸年齢 100 yr の時点で既に放射が非常に微弱なため、統計的誤差が大きくなり、他天体と識別ができない。

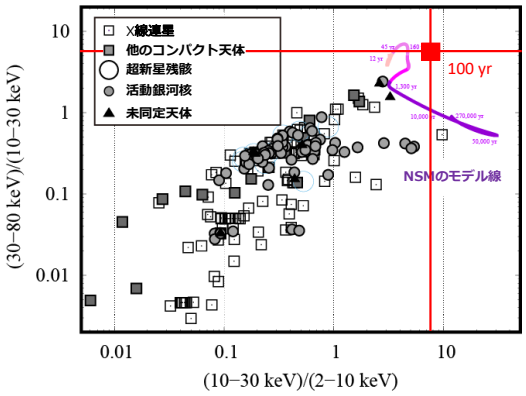


図 3: HEX-P 衛星による NSM の同定 10 kpc

天体からの放射は天体までの距離の二乗に反比例する。そのため、仮定する天体までの距離を近くしていくと、観測できる輻射量が増加していき、エラーバーが小さくなっていくことで他天体と識別できるようになる。図 4 に距離 100 pc においての結果を示す。距離 100 pc まで近くなるとエラーバーが非常に小さくなり、残骸年齢 100-10k yr で完全に中性子星合体と他の天体を識別できる。

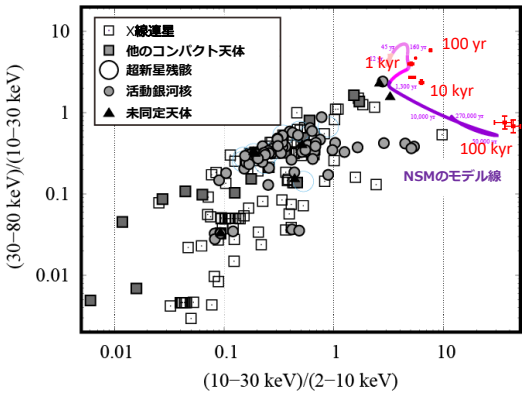


図 4: HEX-P 衛星による NSM の同定 100 pc

3.2 特性 X 線に着目した輝線検出推定

エネルギー帯域ごとの輻射量の比に着目した他天体との識別では、銀河中心まで届く 10 kpc では同定が難しいという結果になった。そこで、注目するエネルギー幅をさらに細かくし、各輝線の検出推定を行う。10 kpc における各輝線 Flux の時間変化を図 5 に示す。今回選んだ輝線は結果的に 10-30 keV 程度のエネルギー帯域であった。このエネルギー帯域における HEX-P の 1 Msec/1 sigma 感度は約 10^{-16} erg/cm^2/s^1 である。それぞれの輝線 flux と比較すると、今回の条件では ^{125}Sb,^{227}Th が残骸年齢約 100 year まで観測可能という結果になった。

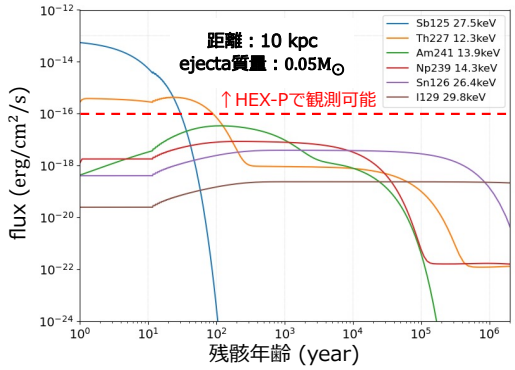


図 5: 距離 10 kpc における各輝線 flux と HEX-P の 1 Msec/1 sigma 感度比較

仮定する天体までの距離を一桁近くし 1 kpc とすると、flux が二桁上がり新たに ^{241}Am,^{239}Np,^{126}Sn がそれぞれ残骸年齢 $1, 10, 100$ kyr まで観測可能となる。

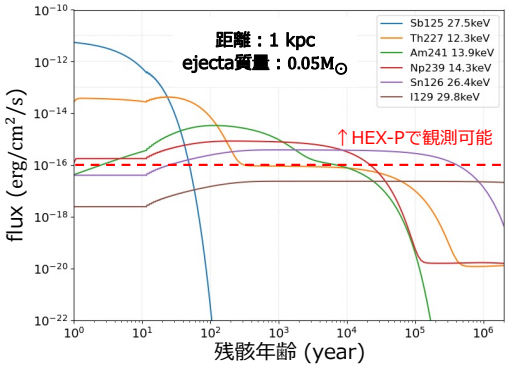


図 6: 距離 1 kpc における各輝線 flux と HEX-P の 1 Msec/1 sigma 感度比較

4 Discussion/Conclusion

本研究では、r-process 核の娘核からの特性 X 線も考慮した、次世代硬 X 線衛星 HEX-P での観測推定を行った。銀河中心である 8 kpc まで届く 10 kpc を基準に考えると、他天体との識別については 10 kpc では全く同定ができず、100 pc まで近づけば同定可能となる。しかし、100 pc は非常に近く銀河系内の中性子星合体残骸の位置と年齢の確率密度分布 (Meng-Ru Wu et al. 2019) を考えると現実的な距離ではない。より細かな各輝線に着目した輝線検出推定においては距離 10 kpc では ^{125}Sb,^{227}Th を残骸年齢約 100 year まで観測可能であり、距離 1 kpc まで近くなれば、^{241}Am,^{239}Np,^{126}Sn がそれぞれ残骸年齢 $1, 10, 100$ kyr まで観測可能となる。中性子星合体は銀河中心付近に多く分布しており、1 kpc にもわずかながら存在すると考えられる。よって特性 X 線を用いた場合、エネルギー帯域ごとの輻射量の比を見る方法での中性子星合体の同定は厳しいが、輝線観測は距離 1 kpc での残骸発見や、検出器の感度が一桁、二桁上がることにより大きな可能性があると考えられる。

Reference

[1] Terada et al., 2022, ApJ, 933(1), 111

[2] Lattimer and Schramm, 1974, ApJL, 192, L145

[3] 三輪祐也, 2020, 埼玉大学修士論文

[4] Meng-Ru Wu et al., 2019, ApJ, 870(1), 23

[5] HEX-P white paper

[6] HEX-P slack

[7] HEX-P ホームページ https://hexp.org

————index へ戻る

コン a25

ガンマ線バーストの残光と超新星の間の相関

川口 健三郎

ガンマ線バーストの残光と超新星の間の相関

川口　健三郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

ガンマ線バースト（GRB）は数十ミリ秒から数百秒という短時間，ガンマ線が爆発的に放射される現象である。発光時間の長い Long-GRB は通常、Ib/c 型超新星（SN）と関連付けられ、これらを GRB-SNe と呼ぶ。与えられた GRB に関連付けられた SN は、低赤方偏移でのみ観測されるため、高赤方偏移では観測できない暗い GRB を考慮する際には、選択バイアスが存在する可能性がある。したがって、観測バイアスと、赤方偏移による補正を施した後に、GRB と SN のパラメータ間の関係を探ることが重要である。
これまで、GRB の即時放射のみが SN Ib/c と比較され、残光は考慮されていなかった。本研究では、GRB の即時放射と残光、および関連する SN の特性間の関係の存在を調べた。選択バイアスと赤方偏移の補正前後の SN と GRB の観測可能量の 2 次元相関を 91 個調査したことで新たな相関のヒントが得られた。
この相関は、GRB の可視光残光のプラトーフェイズ終了時の輝度と、SN のレストフレームにおけるピーク時間との間のものである。この関係によれば、最も明るい可視光プラトーは、最大のピーク時間と共に現れるということになる。この相関は選択バイアスと赤方偏移進化に対して補正されており、GRB-SNe の関連に関連する天体物理学モデルに新たな制約を提供する可能性がある。

1 Introduction

ガンマ線バースト（GRB）は短期間に強力なガンマ線を放出する宇宙で最大規模の現象である。GRB は即時放射の継続時間によって分類され、ショート GRB（SGRB）（$T_{90} < 2$s）とロング GRB（LGRB）（$T_{90} > 2$s）に分けられる。ここで、T_{90} は 90%のエネルギーを放出するまでの時間である。LGRB は大質量星の核の崩壊により生じるとされており、Ib/c 型超新星 (SN) に付随すると考えられている。この関連を GRB-SNe と呼ぶ。これまでの GRB-SNe の研究は GRB の即時放射の観測量と SN の観測量の相関を調べたもののみで合った。この研究では、GRB のプラトーフェイズの量と SN の量との間にある相関に注目した。

GRB-SNe の相関をより多く知ることは、GRB の放射機構の理解に繋がる。放射機構が理解されれば、明るさの情報を含まない量を、相関関係を利用することで標準光源として使うことができるようになるだろう。

2 Notaion

GRB-SNe の赤方偏移とともに、文献から 9 つの GRB パラメータと 10 の SN パラメータの値を収集した。それぞれの説明は以下の通りである。

- z: GRB-SN の赤方偏移
- T_{90}: GRB がそのエネルギーの 90% を放射する静止系での時間。T_{90} は GRB の 5% から 95% までの時間範囲を表し、単位は s。
- $E_{\gamma,\mathrm{iso}}$、$L_{\gamma,\mathrm{iso}}$: GRB の等方性エネルギーと光度。それぞれエネルギーは erg、光度は erg/s で表される
- E_{p}: GRB のピークスペクトルエネルギー。E_{p} は静止系で keV 単位で報告され、$E^{*}_{\mathrm{p}} = E_{\mathrm{p}}(1+z)$ の関係にある
- $L_{\mathrm{a,opt}}$: GRB のプラトーフェイズ終了時の可視光光度。単位は erg/s
- $T_{\mathrm{a,opt}}$: 可視光波長で観測される、静止系での GRB のプラトーフェイズ終了時の時間。単位は s
- $L_{\mathrm{a,X}}$: X 線で観測される、静止系での GRB のプラトーフェイズ終了時の光度。単位は erg/s

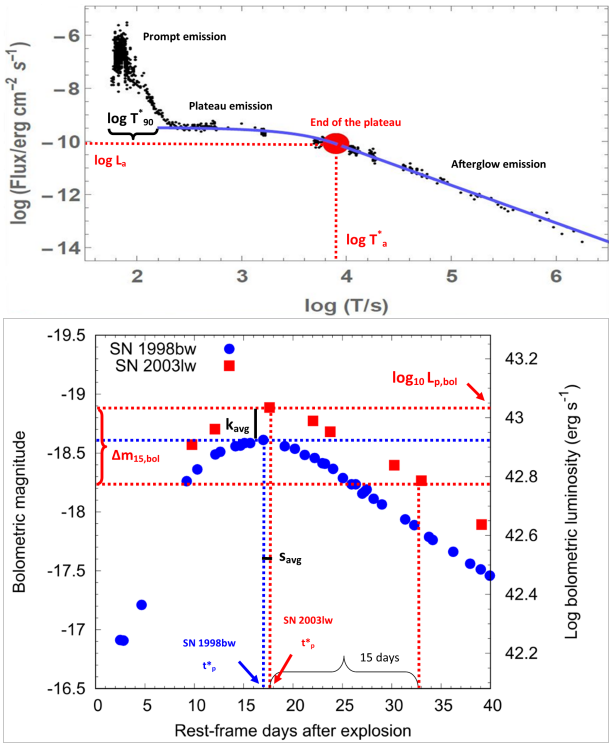


図 1: **上** 主要な特徴が示された、GRB のレストフレームにおける光度曲線。 **下** GRB と関連した場合の超新星の光度曲線の特性が強調された図: テンプレートの光度曲線は SN 1998bw のもの（青丸）で、例として SN 2003lw を赤い四角で示している。

- $T_{\mathrm{a,X}}$: X 線で観測される、静止系での GRB のプラトーフェイズ終了時の時間。単位は s
- θ_{jet}: GRB のジェット開口角。ジェットブレーク時刻から推定され、単位は（$C°$）
- T_{jet}: GRB の静止系でのジェットブレーク時刻。単位は days
- $L_{\mathrm{p,bol}}$: SN の可視光領域でのピーク光度。単位は erg/s
- $\Delta m_{15,\mathrm{bol}}$: SN の可視光の光度曲線のピークから 15 日後の光度減少量。単位は mag で表され、静止系で定義される
- t_{p}: GRB 発生後の SN の光度曲線のピークの静止系での時間。単位は days
- E_{K}: SN の運動エネルギー。単位は erg
- M_{ej}: SN の放出物の質量。太陽質量を単位として $\mathrm{M}_{\odot}$ で表される
- M_{Ni}: SN 爆発で生成されたニッケル 56（^{56}Ni）の質量。単位は $M_{\odot}$
- v_{ph}: SN の光球の速度。単位は km/s
- k_{avg}: 異なるバンド間で平均化された SN の光度因子。テンプレートである 1998bw SN の光度曲線と比較される
- s_{avg}: 異なるバンド間で平均化された SN のストレッチ因子。テンプレートである 1998bw SN の光度曲線と比較される

ただし、x^* は共動座標で表した x で、時間であれば $t^* = t/(1+z)$、エネルギーであれば $E^* = (1+z)E$ となる。

3 Methods

3.1 The Data Sample Selection

多くの LGRBs は SNe を伴うと考えられているが、観測されているうちの数%しか分光学的、もしくは光度測定から SNe と関連づけられていない。これまで 40 個の GRB-SNe が LC の膨らみから見つかっており、28 個の GRB-SNe が分光学的に見つかっている。

主要な参照文献として Cano et al. (2017) を用い、他の文献からもデータを集め、1991 年から 2021 年までの 30 年間に発生した 106 個の GRB-SNe を集めた。そのうち 35 個はデータが不足していること、もしくは II 型や Ia 型 SN と関連づけられることから除いた。さらに 2 つのショックブレイクアウトと考えられるものも除いた。

このデータは Hjorth & Bloom (2012) の分類に従う 58 個の GRB-SNe ををを含んでいる。この分類法は A から E まで、GRB と SN の関連性の確かさで分けられル。クラス A は、SNe に対して信頼性のある分光学的証拠がある。クラス B は、確かな LC の膨らみがあり、GRB-SN に似た分光学的証拠が一部見られる。クラス C は、明確で他の GRB-SN と一致する LC の膨らみが GRB の分光学的赤方偏移位置で見られる。クラス D は、LC の膨らみは存在す

るが、SN の特性が他の GRB-SN と完全に一致しないか、膨らみが十分にサンプリングされていないか、または GRB の分光学的赤方偏移がない。クラス E は、膨らみが十分でないか、他の GRB-SN と矛盾している。

今回のサンプルには、A が 9、AB が 4、B が 1、C が 11、CD が 1、D が 8、DE が 2、E が 8 個含まれ、残りの 13 個はどこにも該当しなかった。これまでの研究では A、B に分類される GRB-SNe のみ使われていたが、今研究では他のクラスに分類される GRB-SNe についても調査を行った。

3.2 EP Method

地球に届くまでに、光は宇宙膨張の影響を受ける。この影響を除くために Efron & Petrosian (1992) の方法を利用した。この補正により、相関関係がセレクションバイアスと赤方偏移の影響によって生じたものかどうかを調べられる。この方法では、変数 x について赤方偏移の影響を補正した量 x' を $x' = \frac{x}{(1+z)^k}$ で定める。ここで k は進化係数である。

3.3 評価方法

GRB と SN の量の間に相関がるかを調べるために、ピアソンの相関係数 r と p 値 P_P およびスピアマンの順位相関係数 ρ と p 値 P_ρ を用いる。p 値 P_P, P_ρ はそれぞれ相関が偶然に得られる確率を表す。ピアソンの相関係数は線形な相関があるかを評価する量であり、スピアマンの順位相関係数は単調関係があるかを評価する量である。どちらも -1 から 1 の間の値を取る。今回は $P_r < 0.05, |r| > 0.5, P_\rho < 0.05, |\rho| > 0.5$ となる組み合わせを探した。相関が得られた組について、2 変数ともに誤差を含んでいるため、それらを考慮し最小距離 2 乗法を用いて線形回帰を行った。

4 Results

EP 法で補正する前後でともに $P_r < 0.05, |r| > 0.5, P_\rho < 0.05, |\rho| > 0.5$ を満たす組は、$\log L_{a,opt}$ と t_p^* のみであった。(Fig. 2)

EP 補正前の全サンプル、AB サブサンプルのフィッティング方程式はそれぞれ次のようになる:

$$\begin{aligned}\mathrm{Full}: \log_{10} L'_{\mathrm{a,opt}} &= (14.36 \pm 5.60) \log_{10} t^{*'} \\ &\quad - (42.55 \pm 33.90), \\ \mathrm{AB}: \log_{10} L'_{\mathrm{a,opt}} &= (21.50 \pm 8.82) \log_{10} t^{*'} \\ &\quad - (85.36 \pm 53.14).\end{aligned}$$

このときの Pearson 相関係数、p 値は全サンプルでは $r = 0.70, P_P = 0.04$、AB サブサンプルについては $r = 0.70, P_P = 0.05$ である。

EP 補正された場合のフィッティング方程式は次のようになる:

$$\begin{aligned}\mathrm{Full}: \log_{10} L'\mathrm{a,opt} &= (9.43 \pm 1.97) \log 10 t_{\mathrm{p}}^{*'} \\ &\quad - (13.60 \pm 11.89), \\ \mathrm{AB}: \log_{10} L'\mathrm{a,opt} &= (10.80 \pm 1.98) \log 10 t_{\mathrm{p}}^{*'} \\ &\quad - (21.74 \pm 11.93).\end{aligned}$$

全サンプルの場合、EP 補正された場合の Pearson 相関係数は $r = 0.71$ であり、p 値は $P_P = 0.03$、一方、AB サブサンプルの場合、Pearson 相関係数は $r = 0.75$ であり、p 値は $P_P = 0.03$ である。

この相関の傾きは、EP 法適用後について、全サンプルで 5.4σ で、AB サブサンプルで 4.8σ で 0 ではない。

5 Discussion

SN のピーク時間は Arnett モデルによって拡散時間と関連付けられる。

$$\begin{aligned}L(t) = M_{\mathrm{Ni}} e^{-x^2} \Bigg(&(\epsilon_{\mathrm{Ni}} - \epsilon_{\mathrm{Co}}) \int_0^x 2k e^{-2ky+k^2} dk \\ &+ \int_0^x 2k e^{-2ky+2ks+k^2} dk \Bigg) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、$x \equiv t/\tau_m$、$y \equiv \tau_m/(2\tau_{\mathrm{Ni}})$、$s = (\tau_m(\tau_{\mathrm{Co}} - \tau_{\mathrm{Ni}})/(2\tau_{\mathrm{Co}}\tau_{\mathrm{Ni}}))$、$\tau_m = (k/\beta c)^{1/2}(M^3\mathrm{ej}/E\mathrm{K})^{1/4}$。Arnett モデルでは、係数は温度と不透明度に依存するものの、拡散時間 τ_m はピーク時間 t_{p} に比例する関係にある。今回 $\log 10 L_{\mathrm{a,opt}}$ と $\log_{10} t_{\mathrm{p}}$ の間の見つかった相関性により、最も明るいプラトーを持つ GRB は、より長い拡散時間をもつ SN を伴うと予想できる。

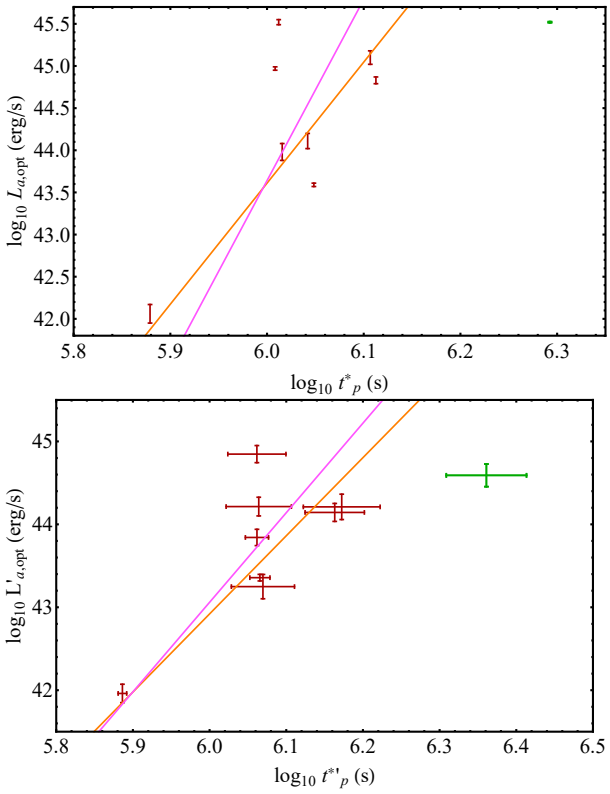


図 2: 上 The $\log_{10} L_{\rm a,opt}$-$\log_{10} t_p^*$ correlation without the EP correction. 下 The $\log_{10} L_{\rm a,opt}$-$\log_{10} t_p^*$ correlation with the EP correction.

6 Conclusion

この研究は、GRB-SNe の関連を、過去に文献に報告されたさまざまな量を用いて調査することを目的に行った。そのために、さまざまな文献から GRB-SNe の広範なデータを集め、相関を調べた。具体的には、SN と GRB の性質のうち 9 つと 10 つの変数を分析し、選択バイアスの補正あり、なしの場合において、GRB と SN の性質の 91 個の二次元相関を検証した。我々の手法の新しさは、信頼性のある統計的手法である EP 法を適用し、計器の閾値や赤方偏移に起因する選択バイアスを除いた点である。また、EP 法を適用する前後で、相関の有無を判断する 2 つの指標を適用した。そしてこの指標の内の一つ（$P_P >< 0.05$, $|r| > 0.50$）を満たす相関が 1 つ見つかった。その相関は GRB のプラトーフェイズの終了時の光度と SN のピーク時間である。ピーク時間と SN の拡散時間は比例するため、より明るいプラトーを持つ GRB は、より長い拡散時間をもつ SN に付随すると考えられ、SN の光度曲線のスケールと関連づけられる。しかしサンプルサイズが 9 と小さいため、より正確な結論のためにはサンプルサイズの拡大が必要である。将来的に観測される GRB-SNe が増えれば、GRB-SNe の相関関係や GRB-SNe を引き起こす天体のモデルについてより詳しくわかるだろう。

その他のパラメーターについての結果や詳細なプロットは Dainotti et al. (2022) を参照されたし。

Acknowledgments

この研究は 2022 年度に参加した総研大のサマースチューデントにて参加したプロジェクトを、サマースチューデント終了後も継続し行った。受け入れてくださった Dinotti 氏および、ともに研究を行い、指導してくださった Simone 氏、Khadir 氏に深く感謝を申し上げる。

Reference

Cano, Z., Izzo, L., de Ugarte Postigo, A., et al. 2017, Astronomy & Astrophysics, 605, A107

Dainotti, M., De Simone, B., Islam, K., et al. 2022, The Astrophysical Journal, 938, 41

Efron, B., & Petrosian, V. 1992, Astrophysical Journal, 399, doi:10.1086/171931

Hjorth, J., & Bloom, J. S. 2012, The GRB–supernova connection

————index へ戻る

コン a26

ガンマ線バーストの残光放射による相対論的ジェットの内部構造の探査

村越 麻友

ガンマ線バーストの残光放射による相対論的ジェットの内部構造の探査

村越 麻友 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト（Gamma-Ray Burst: GRB）とは 1 日に数回の頻度で天球面上のある一点から、0.1 秒から数 100 秒間に渡り 1 MeV 程度のガンマ線が観測される、宇宙で最大光度の電磁波放射天体現象である。GRB 発生後には、数日から数か月程度かけて X 線や可視光など多波長に渡り残光放射が観測されている。GRB はローレンツ因子が 100 以上の相対論的ジェットから放射されていると考えられているが、ジェットの起源天体や生成機構などは未解明である。

本研究では、ジェットの内部構造（運動エネルギーのジェット中心軸からの角度依存性）をモデリングし残光放射を計算するための公開コードである afterglowpy を用いて、ジェットの内部構造の有無が残光放射の光度曲線にどのように反映されるのかを調べ、観測される残光放射の光度曲線からジェットの内部構造をどこまで決定できるのかを考察した。その結果、ジェットを真正面から観測した場合では Top-hat 型と Gaussian 型の区別はつかないが、視線方向がジェットの開き角から外れた場合では光度曲線の立ち上がり具合を見れば、ジェットが Top-hat 型か否かを判断できることが分かった。

1 Introduction

典型的な GRB の残光放射は、ジェットと星間物質が衝突することによって生じる衝撃波面で加速された電子によるシンクロトロン放射で説明することができる。しかしジェットの生成機構は未解明である。ジェットの内部構造にはジェットの生成機構が反映されていると考えられるため、観測される残光放射と無矛盾なジェットの内部構造を決定することは、ジェットの生成機構に迫る手段となる。

2 Methods

本研究では、GRB 残光の光度曲線を計算するため、公開コードである afterglowpy (Ryan et al. 2020) を用いた。ジェットの内部構造には、運動エネルギーがジェット中心軸からの角度に対して一様なジェットである Top-hat 型と、運動エネルギーが角度に対して Gauss 分布するジェットである Gaussian 型の 2 種類を採用し、X 線・可視光 (R-band) において、内部構造の有無が残光の光度曲線にどのように反映されるのかを考察した。

Top-hat 型と Gaussian 型の θ 依存性を持つジェットの運動エネルギー分布 $E(\theta)$ は次の通りである。

Top-hat 型

$$E(\theta) = \begin{cases} E_{max} & (\theta \leqq \theta_{core}) \\ 0 & (\theta > \theta_{core}) \end{cases} \tag{1}$$

Gaussian 型

$$E(\theta) = E_{max} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_{core}^2}\right) \tag{2}$$

ここで、θ はジェット中心軸からの角度、E_{max} はジェットの最大エネルギー、θ_{core} はジェットの開き角である。

afterglowpy では、GRB は点源瞬間爆発とし、放射領域は無限に薄いとした thin shell 近似を用いて計算され、Gaussian 型においてジェットの極角方向への相互作用はないことを仮定している。そのため、Gaussian 型ではジェットの開き角の特定の範囲のみからの放射を計算することができる。つまり、ジェットの特定の角度範囲に分割した場合の光度曲線を書くことで、ジェットのどの角度からの放射が残光の光度曲線にどのように影響しているのかを見ることができる (図 1)。この際、どの角度まで gauss 分布を持たせるかを決めるパラメータ θ_{wing} を設定する。本研究では、$4\theta_{core} < \theta$ の運動エネルギーは十分小さく無視できるとして、$\theta_{wing} = 4\theta_{core}$ と設定することで、$\theta_{wing} < \theta$ で $E(\theta) = 0$ とする。また、GRB はバースト発生後、10^{2-3} s まで自由膨張によってジェットが

星間空間を進み、星間物質が十分掃き集められることでジェットは減速を受け、約 10^5 s まで断熱減速膨張をし、非相対論的速度まで減速することでジェットの開き角が大きくなり、急激に暗くなるジェットブレイクをすると考えられている。しかし afterglowpy の計算において自由膨張は考慮されていないため、本研究ではバースト発生から 10^3 s 以降を良い近似と考え、10^3-10^6 s の範囲に限定して考察をする。

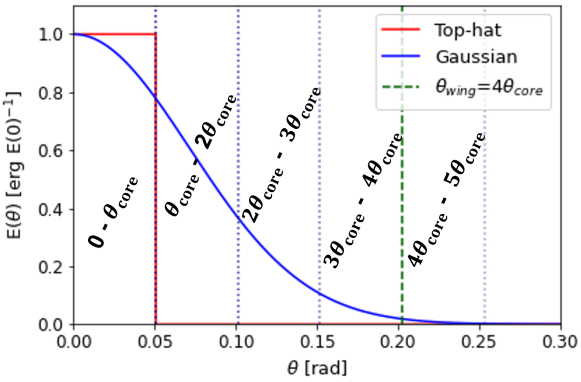


図 1: Top-hat 型と Gaussian 型の運動エネルギー分布と、特定の角度範囲に分割した際の範囲の定義。
横軸はジェットの中心軸からの開き角、縦軸は運動エネルギーを表す。本研究では、Gaussian 型においても緑破線の角度 θ_{wing} 以降は $E(\theta) = 0$ とする。

計算チェックのため、Granot et al. (2005) で採用されたパラメータを用い、電子のエネルギー分布はべき乗分布を示すという仮定の下べき指数を $p = 2.36$、光度距離を $d_L = 1.56 \times 10^{28}$ cm、赤方偏移を $z = 0.8$、球対称爆発を仮定した全エネルギーを $E_0 = 8 \times 10^{52}$ erg、星間物質の個数密度を $n_0 = 4.5$ cm^{-3} で一定、電子へのエネルギー効率を $\epsilon_e = 0.13$、磁場へのエネルギー効率を $\epsilon_B = 0.012$、加速された電子の割合を $\xi_N = 0.01$、ジェットの開き角を $\theta_{core} = 0.0506145$ rad として計算を行った。

3 Results

3.1 視野角の違いによる光度曲線の比較

視野角による光度曲線の違いを調べるため、視野角 θ_{obs} を $0 \leqq \theta_{obs} \leqq 5\theta_{core}$ の範囲で θ_{core} ずつ変え、X 線と可視光 (R-band) における Top-hat 型と Gaussian 型の残光の光度曲線をそれぞれ計算した。それらの結果を図 2・図 3 に示す。

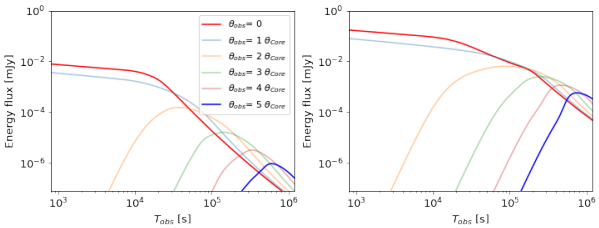


図 2: 左図は X 線、右図は可視光 (R-band) における Top-hat 型の視野角別の光度曲線。赤実線が $\theta_{obs} = 0$、水色・黄色・黄緑・ピンクの各点線が $\theta_{obs} = \theta_{core}, 2\theta_{core}, 3\theta_{core}, 4\theta_{core}$、青実線が $\theta_{obs} = 5\theta_{core}$ から観測した場合を示す。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。

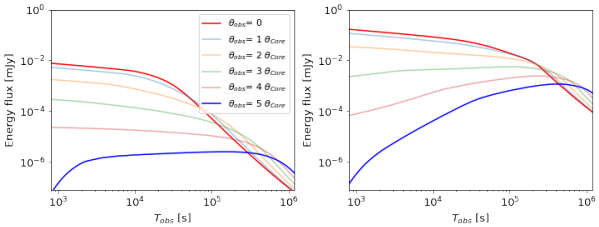


図 3: 左図は X 線、右図は可視光 (R-band) における Gaussian 型の視野角別の光度曲線。赤実線が $\theta_{obs} = 0$、水色・黄色・黄緑・ピンクの各点線が $\theta_{obs} = \theta_{core}, 2\theta_{core}, 3\theta_{core}, 4\theta_{core}$、青実線が $\theta_{obs} = 5\theta_{core}$ から観測した場合を示す。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。

図 2 より、Top-hat 型ジェットからの残光は、X 線でも可視光 (R-band) でも、視野角 θ_{obs} が大きくなるほど放射が観測者に届く時間は遅くなり、かつ暗くなることが見て取れる。これは、相対論的ジェットの断熱減速膨張期を見ているため、ジェットが減速することで相対論的ビーミング効果が弱まり、ジェット中心軸から、より外側の角度まで放射が届くようになる様子が表れていると考えられる。つまり、Top-hat 型の残光の光度曲線には、相対論的ビーミング効果によるピークが表れると言える。

また図 3 より、Gaussian 型ジェットからの残光は、X 線でも可視光 (R-band) でも、$\theta_{obs} \leqq \theta_{core}$ では光度曲線に大きな違いは見られず、$\theta_{core} < \theta_{obs}$ では視野角 θ_{obs} が大きくなるほど暗くなることが見て取れる。これは、Gaussian 型ジェットの運動エネルギーは $\theta \leqq \theta_{core}$ に集中しているものの、$\theta \leqq \theta_{wing} (= 4\theta_{core})$ の範囲まで運動エネルギー分布を持つと仮定しているため、θ_{obs} が大きくなるほど視野角上の運動エネルギー $E(\theta)$ は小さくなり、観測者に先に届く放射も暗くなることが表れていると言える。

3.2 内部構造の違いによる光度曲線の比較

ジェットの内部構造の有無による光度曲線の違いを調べるため、X 線と可視光 (R-band) における、$\theta_{obs} = 0$ と $\theta_{obs} = 5\theta_{core}$ から観測した場合の残光の光度曲線をそれぞれ計算した。また、ジェットのどの角度からの放射が残光の光度曲線に影響しているのかを調べるため、Gaussian 型に限り、$0 \leqq \theta_{wing} \leqq \theta_{core}$ から $3\theta_{core} \leqq \theta_{wing} \leqq 4\theta_{core}$ まで θ_{wing} の範囲を θ_{core} ずつ分割し、各角度範囲に限定した光度曲線も計算した。それらの結果を図 4・図 5 に示す。

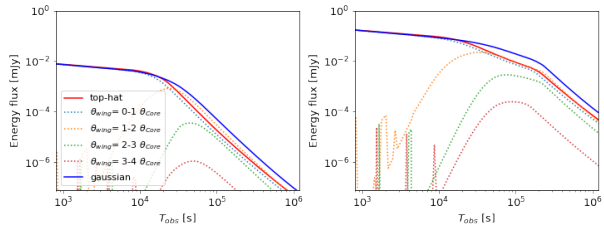


図 4: 左図は X 線、右図は可視光 (R-band) で、$\theta_{obs} = 0$ から観測した場合の GRB ジェットの内部構造別の光度曲線。赤実線が Top-hat 型、青実線が Gaussian 型、水色・黄色・黄緑・ピンクの各点線が Gaussian 型で $\theta_{wing} = 0\text{-}\theta_{core}, 1\text{-}2\theta_{core}, 2\text{-}3\theta_{core}, 3\text{-}4\theta_{core}$ として各角度範囲に限定した光度曲線を示す。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。

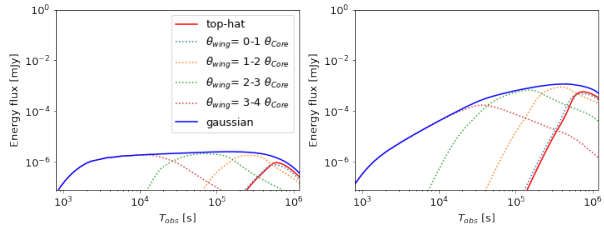


図 5: 左図は X 線、右図は可視光 (R-band) で、$\theta_{obs} = 5\theta_{core}$ から観測した場合の GRB ジェットの内部構造別の光度曲線。赤実線が Top-hat 型、青実線が Gaussian 型、水色・黄色・黄緑・ピンクの各点線が Gaussian 型で $\theta_{wing} = 0\text{-}\theta_{core}, 1\text{-}2\theta_{core}, 2\text{-}3\theta_{core}, 3\text{-}4\theta_{core}$ として各角度範囲に限定した光度曲線を示す。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。

図 4 と図 5 で点線で示すジェットの特定の角度範囲に分割した場合の光度曲線より、放射が観測者に届く順番は、$\theta_{obs} = 0$ の場合はジェット軸中心から、$\theta_{wing} \leqq \theta_{obs}$ の場合は外側からであることが見て取れる。

また図 4 より、$\theta_{obs} = 0$ から観測した場合の残光の光度曲線は、X 線でも可視光 (R-band) でも、$0 \leqq \theta_{wing} \leqq \theta_{core}$ の範囲で Top-hat 型と Gaussian 型はおおよそ一致していることが見て取れる。これは、Gaussian 型でも Top-hat 型でも $\theta \leqq \theta_{core}$ のエネルギー分布はおおよそ一致していることが反映されていると考えられる。そのため、Top-hat 型の残光の光度曲線は、Gaussian 型の光度曲線を $\theta_{wing} = \theta_{core}$ で近似したものと捉えることができる。さらに $\theta_{core} < \theta$ では、Gaussian 型のみ $\theta \leqq \theta_{wing} (= 4\theta_{core})$ までエネルギー分布がある分、Gaussian 型の方が Top-hat 型と比べて明るくなる。以上より、$\theta_{obs} = 0$ から観測した場合、内部構造の有無による残光の光度曲線の違いは顕著には表れないことが分かった。

図 5 より、$\theta_{core} < \theta_{obs}$ から観測した場合の残光の光度曲線には、X 線でも可視光 (R-band) でも、内部構造の違いによる立ち上がり部分の違いが顕著に表れていることが分かる。これは、Gaussian 型の場合、$\theta_{core} < \theta$ にも運動エネルギー分布を持つため徐々に明るくなるが、Top-hat 型の場合、ジェットの開き角 θ_{core} からの放射が届くということは、ジェットが一様に持つ最大のエネルギー分の放射が届くことを意味するため、急激に明るくなることが表れている。つまり、$\theta_{core} < \theta_{obs}$ から観測した場合、残光の光度曲線の立ち上がり部分に違いが生じることが分かった。

3.3 Gaussian 型の再現可能性

以上の結果より、パラメータを固定すると、ジェットを真正面から観測した場合 ($\theta_{obs} = 0$)、内部構造の有無による残光の光度曲線の違いは顕著には表れず、視線方向がジェットの開き角から外れた場合 ($\theta_{core} < \theta_{obs}$)、残光の光度曲線の立ち上がり部分に違いが生じることが分かった。そこで、パラメータを変化させても同様の結果が得られるのか、つまり、Top-hat 型で Gaussian 型を再現することが可能かを考察した。

その結果、図 6 より、$\theta_{obs} = 0$ から観測した場合では、パラメータを変えることで Top-hat 型と Gaussian 型で似た光度曲線を作ることが可能であることが分かった。つまり、観測されたイベントのパラメータによっては、Top-hat 型か Gaussian 型かを区別することはできないと言える。

一方図 7 より、$\theta_{core} < \theta_{obs}$ から観測した場合では、パラメータを変えても光度曲線の立ち上がり具合は一致せず、Top-hat 型と Gaussian 型を区別することが可能であることが分かった。

したがって、$\theta_{core} < \theta_{obs}$ で立ち上がり部分が緩やかな残光の光度曲線が観測されれば、Top-hat 型を否定できると言える。

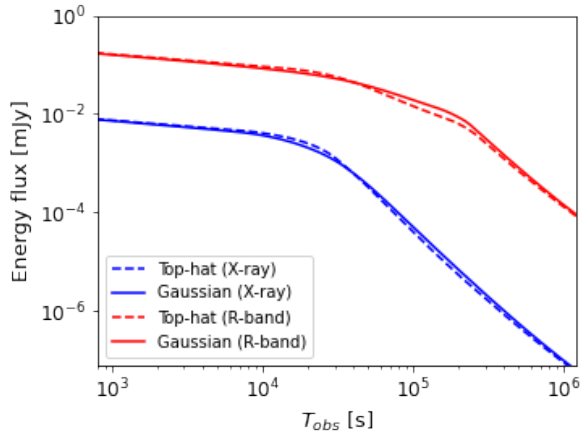


図 6: 青色が X 線、赤色が可視光 (R-band)、破線が Top-hat 型、実線が Gaussian 型の、$\theta_{obs} = 0$ から観測した場合の光度曲線。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。ここで、Gaussian 型の時 $\theta_{core} = 0.0506145$、Top-hat 型の時 $\theta_{core} = 0.0607374$ (Gaussian 型の θ_{core} の 1.2 倍) とした。

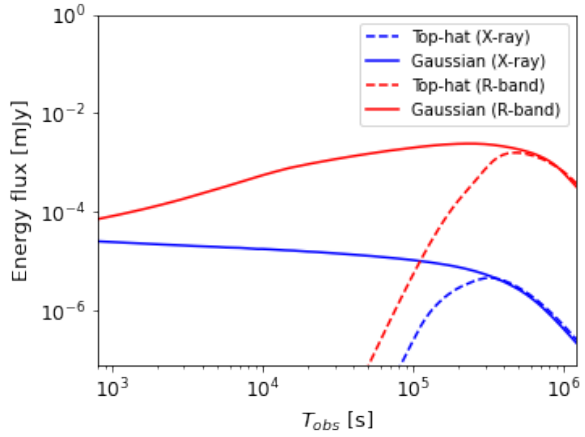


図 7: 青色が X 線、赤色が可視光 (R-band)、破線が Top-hat 型、実線が Gaussian 型の、$\theta_{obs} = 0.202458$ (Gaussian 型の θ_{core} の 4 倍) から観測した場合の光度曲線。横軸はバースト発生からの時間、縦軸はエネルギーフラックスを表す。ここで、Gaussian 型の時 $\theta_{core} = 0.0506145$、Top-hat 型の時 $\theta_{core} = 0.0607374$ (Gaussian 型の θ_{core} の 1.2 倍) とした。

4 Conclusion

観測される残光放射の光度曲線からジェットの内部構造をどこまで決定できるのかを知るために、ジェットの内部構造の有無が残光放射の光度曲線にどのように反映されるのかを考察した。

その結果、ジェットを真正面から観測した場合 ($\theta_{obs} = 0$)、観測される残光放射の光度曲線からジェットの内部構造が Top-hat 型か Gaussian 型かを区別することはできないが、視線方向がジェットの開き角から外れた場合 ($\theta_{core} < \theta_{obs}$)、観測される残光放射の立ち上がり部分が緩やかな光度曲線を示していたら、Top-hat 型を否定できることが分かった。

ただし、本研究では内部構造を持つジェットとして Gaussian 型のみを考えたが、他の構造も考え得るため、残光放射の光度曲線の立ち上がり部分が緩やかなら Gaussian 型と決定することはできない。その一方で、内部構造を持つジェットであれば θ_{core} より外側からの放射が無視できないため、立ち上がり部分は緩やかになり、立ち上がり部分が急な光度曲線は Top-hat 型と考えることができると言える。

Reference

Geoffrey Ryan, et al., 2020, The Astrophysical Journal, 896, 166 (23pp)

Jonathan Granot, Enrico Ramirez-Ruiz, & Rosalba Perna, 2005, The Astrophysical Journal, 630, 1003-1014

———index へ戻る

コン a27

ガンマ線バースト残光の流体スケール乱流磁場による多波長偏光

桑田 明日香

ガンマ線バースト残光の流体スケール乱流磁場による多波長偏光

桑田 明日香 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) の残光は、相対論的な衝撃波で加速された電子からのシンクロトロン放射だと考えられている。この衝撃波では星間空間の磁場の増幅が起こっているが、光度曲線と放射モデルの比較から、衝撃波圧縮のみによる増幅よりも 100 倍以上強い磁場が存在することが期待されている。これほど強い磁場の増幅メカニズムは残光の放射機構の大きな謎の一つである。これまで、磁場の増幅メカニズムはプラズマ不安定と磁気流体不安定の二つが考えられてきた。これら二つのメカニズムで生じる乱流磁場のスケールは大きく異なり、シンクロトロン偏光の観測から区別できると予想される。前者の機構で生じるプラズマ慣性長程度のスケールの乱流磁場による偏光はモデル化され、観測と比較されている。本研究では、もう一つの増幅機構である磁気流体不安定で生じる流体スケールの乱流磁場に着目し、偏光の準解析的モデルを構築し、数値計算を行った。その結果、等方乱流磁場の場合には、流体共動系での乱流磁場のスケールが衝撃波下流の厚み程度のときに、可視偏光度が観測の典型値 ($\sim 1-3\%$) を再現できることがわかった。また偏光度や偏光角の時間的振る舞いがプラズマスケール乱流モデルとは異なることも示された。一方、非等方乱流磁場かつジェット見込み角が 0 度でない場合は、プラズマスケール乱流モデルによる偏光と同じ振る舞いを示すことがわかった。以上の結果から、流体スケール乱流磁場モデルは既存の全ての偏光観測と無矛盾であることが示唆される。

1　イントロダクション

ガンマ線バースト (Gamma-ray bursts; GRB) とは、ガンマ線で数秒間程度明るく輝く天体現象のことで、全天で最も明るい電磁波放射源である。GRB の正体は大質量星の重力崩壊もしくは連星中性子星の合体に伴って作られたブラックホールにより駆動される相対論的なジェットからの放射だと考えられている。GRB のガンマ線放射の後、数秒から数日のタイムスケールにわたって電波からガンマ線の幅広い波長域の放射が起こる。これを残光 (afterglow) と呼び、GRB を放射したジェットと星間媒質が相互作用して形成される衝撃波起源の放射だと考えられている。

残光放射の標準シナリオでは、残光は衝撃波下流で磁場によって散乱された非熱的電子からのシンクロトロン放射だと考えられているが、いかにして衝撃波のエネルギーを散逸させるかというプロセスの詳細は未だ謎に包まれている。残光衝撃波では、星間空間の磁場の増幅が起こっているが、光度曲線と放射モデルの比較から、衝撃波圧縮のみによる増幅よりも 100 倍以上強い磁場が存在することが期待されている。これほど強い磁場の増幅メカニズムは残光の放射機構の大きな謎の一つであり、この解明は衝撃波での高エネルギー宇宙線の加速機構や GRB の全エネルギーの制限につながる。これまで、磁場の増幅メカニズムとしてプラズマ不安定と磁気流体不安定の二つが考えられてきた。これら二つのメカニズムで生じる乱流磁場のスケールは 7 – 10 桁ほど異なり、シンクロトロン偏光の観測から区別できると予想される。前者の機構で生じるプラズマ慣性長程度のスケールの乱流磁場による偏光はモデル化され、観測と比較されている (Sari 1999; Shimoda & Toma 2021)。このモデルでは可視偏光角 (PA) はジェットブレイク時刻付近で 90° 変化するという振る舞いが予言されているが、PA の 90° 変化が観測されたのは GRB 121024A と GRB 091018 の 2 例のみであり、他の多くの残光偏光観測とは非整合である。

プラズマスケールモデルとは異なり、磁気流体不安定で生じる流体スケールの乱流磁場による偏光のモデル化はこれまで行われてこなかった。そこで本研究では、流体スケールの乱流磁場に注目し、偏光の準解析的モデルの構築と数値計算を行った。

2 流体スケール乱流磁場からの偏光

本計算では、残光を断熱膨張する相対論的衝撃波下流からのシンクロトロン放射だと考える。衝撃波の力学と放射フラックスは Granot et al. (1999) に thin-shell 近似を適用して求める。以下では上付きプライムは衝撃波下流の流体静止系での量を表す。

2.1 衝撃波とシンクロトロン放射

まず、観測者に同時に到達する光子が放たれた領域を求める。断熱膨張の場合、衝撃波面の半径を $R = R(t)$ とするとそのローレンツファクター Γ は $R^{-3/2}$ に従って減速する。衝撃波は球面とし、球の中心を原点とした極座標をとる。観測者の視線方向 (LOS) を z 軸とする。lab 系 (上流静止系) で時刻 t に座標 (r, μ) から放たれた光子が、観測者に到達する時刻 T は、

$$\frac{T}{1+z} = t - \frac{r\mu}{c}, \tag{1}$$

である。ここで $\mu \equiv \cos\theta$、z は赤方偏移、c は光速である。衝撃波の半径 $R(t)$ を T を用いて表すために、$dR/cdt = \sqrt{1-1/\Gamma^2}$ を、$\Gamma \propto R^{-3/2}$ を用いて $\Gamma \gg 1$ の下で積分する。その結果が以下の式である。

$$R \simeq \frac{cT/(1+z)}{1-\mu+1/(8\Gamma^2)}. \tag{2}$$

thinshell 近似では衝撃波下流の構造を考えないため、上式の R で表される領域が観測者に同時刻に到達する光子が放たれた領域である。この領域を”the equal arrival time surface (EATS)”と呼ぶ。

次に、シンクロトロン放射のフラックスの計算式を求める。Granot et al. (1999) によると、球対称膨張する系からの放射フラックスは、光学的に薄く流体共動系で等方放射する場合、

$$F(\nu, T) = \frac{1+z}{4\pi d_L^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{1} d\mu \int_0^{\infty} r^2 dr \frac{P'(\nu', \boldsymbol{r}, t)}{\gamma^2(1-\beta\mu)^2}, \tag{3}$$

と表される。ここで、d_L は光度距離、γ は流体のローレンツファクター、$\beta = \sqrt{1-1/\gamma^2}$、$\nu' = \gamma\nu(1-\beta\mu)$ であり、t は式 (1) で与えられる。放射強度 P' は、ジェットの開口角を θ_j としたとき $\cos\theta < \cos\theta_j$ ではゼロとする。thinshell 近似における P' の具体形については Kuwata et al. (2023) 参照。

2.2 乱流磁場モデル

シンクロトロン偏光の振る舞いは放射領域内での磁場の構造に依存する。本研究では、Richtmyer-Meshkov 不安定のような磁気流体不安定で増幅された磁場が下流に存在する状況を考えて、磁場の波長が流体スケール程度の乱流磁場について偏光のモデル化を行う。乱流磁場は Giacalone & Jokipii (1999) とそれを超新星残骸の偏光へ応用した Bykov et al. (2020) に基づいてモデル化した。

衝撃波の法線方向が z 軸を向いている 2 次元平面上の乱流磁場は lab 系において以下の式で与えられる。

$$\delta\boldsymbol{B}(x, y) = \sum_{\mathrm{n}=1}^{N_m} \boldsymbol{b}_n \exp\left(i\boldsymbol{k}_n \cdot \boldsymbol{r} + i\beta_n\right), \tag{4}$$

ここで、

$$\boldsymbol{b}_n = \sigma_\perp \cos\alpha_n \tilde{\boldsymbol{e}}_{y,n} + i\ \sigma_\parallel \sin\alpha_n \tilde{\boldsymbol{e}}_{z,n}, \tag{5}$$

である。$\boldsymbol{r} = x\boldsymbol{e}_x + y\boldsymbol{e}_y + z\boldsymbol{e}_z$ から $\boldsymbol{r} = \tilde{x}_n\tilde{\boldsymbol{e}}_{x,n} + \tilde{y}_n\tilde{\boldsymbol{e}}_{y,n} + z\boldsymbol{e}_z$ への変換は、

$$\begin{pmatrix} \tilde{x}_n \\ \tilde{y}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\phi_n & \sin\phi_n \\ -\sin\phi_n & \cos\phi_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \tag{6}$$

と記述される。ここで $\phi_n, \alpha_n, \beta_n$ は乱数である。lab 形で $\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0$ が満たされるように $\boldsymbol{k}_n \| \tilde{\boldsymbol{e}}_{x,n}$ とし、$\tilde{\boldsymbol{e}}_{x,n}, \tilde{\boldsymbol{e}}_{y,n}, \boldsymbol{e}_z$ で右手系を作る座標系とする。

本モデルでは、磁場構造は 2 つのパラメータで指定される。1 つ目は、流体共動系における磁場の非等方性：

$$\xi^2 = \frac{2{\sigma'_\parallel}^2}{{\sigma'_\perp}^2}, \tag{7}$$

である。lab 系での振幅で表すと、$\xi^2 = 2\Gamma^2\sigma_\parallel^2/\sigma_\perp^2$ となる。また簡単のため、$|\boldsymbol{k}_n| = k_0 = \text{const.}$ とする。2 つ目のパラメータは、磁場の波長と衝撃波下流の厚み $\Delta R' \simeq R/16\gamma_f$ の比 f_B である。

$$\lambda'_B = f_B \frac{R}{16\gamma_f}. \tag{8}$$

衝撃波の膨張方向の磁場構造は離散的に変化すると仮定し、磁場構造を一定とみなすスケールを δR_B とすると、以下のように表せる (Kuwata et al. 2023)：

$$\delta R_B \simeq \frac{1}{4} f_B R. \tag{9}$$

2.3　シンクロトロン偏光

残光は点源として観測されるため、観測されるストークスパラメータを求めるには、EATS 内の各点 (y, ϕ) における local なストークスパラメータを放射領域で積分する必要がある。こうして求めたストークス I_ν, Q_ν, U_ν は以下のように表せる。

$$I_\nu = \int \frac{dF}{dyd\phi} \sin^\epsilon \theta'_B dyd\phi, \tag{10}$$

$$Q_\nu = \int \Pi_0 \cos(2\phi_p) \frac{dF}{dyd\phi} \sin^\epsilon \theta'_B dyd\phi, \tag{11}$$

$$U_\nu = \int \Pi_0 \sin(2\phi_p) \frac{dF}{dyd\phi} \sin^\epsilon \theta'_B dyd\phi, \tag{12}$$

ここで ϕ_p は、comoving 系に変換した式 (4) を用いて求めた電場から導出できる。また、Π_0 は一様な磁場があるときのシンクロトロン放射の偏光度であり、シンクロトロン放射のピーク周波数 ν_m を境に以下のような周波数依存性を持つ。

$$\Pi_0 = \begin{cases} 0.5 & (\nu < \nu_m) \\ \frac{p+1}{p+7/3} & (\nu \geq \nu_m) \end{cases}. \tag{13}$$

ここで p は加速電子の冪である。本計算ではシンクロトロン自己吸収や冷却が効かない周波数域を考慮している。I_ν, Q_ν, U_ν を使うことで、正味の偏光度 Π_ν と偏光角 $\Phi_{p,\nu}$ が求められる：

$$\Pi_\nu = \frac{\sqrt{Q_\nu^2 + U_\nu^2}}{I_\nu}, \tag{14}$$

$$\Phi_{p,\nu} = \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{U_\nu}{Q_\nu}\right). \tag{15}$$

3　偏光の計算結果

本節では、偏光の数値計算の結果を述べる。ここでは $f_B = 1$ かつ観測者のジェット見込み角 $\theta_v = 2°$、$\theta_j = 4°$ の場合の結果を示す。

3.1　等方乱流の場合

偏光の時間進化

等方乱流 ($\xi^2 = 1$) の場合の偏光度と偏光角の時間進化を図 1 に示す。偏光度と偏光角はともにランダムかつ連続的に変化することがわかる。また、可視偏光度は電波偏光度と同程度であり、時間帯によっては電波偏光度が可視偏光度より高くなる。

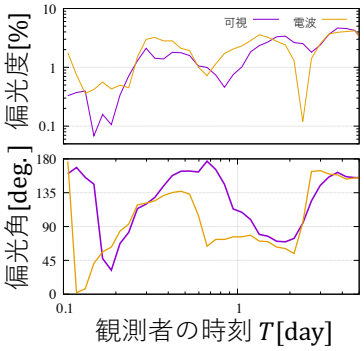


図 1: 等方乱流の場合の偏光の時間進化。$T = 0.1 - 4.0$days における可視 (紫色) と電波 (オレンジ色) の偏光度と偏光角の時間進化を示した。

乱流の統計平均

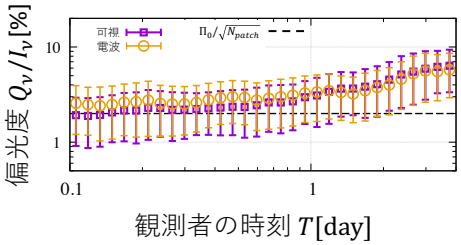


図 2: 等方乱流の場合の realization 平均した偏光の時間進化。

図 2 は、100realization で統計平均をとった偏光度の時間進化である。ジェットブレイクタイム ($T_{\rm jb} \sim 1$ day) より前の時刻では、偏光度は解析的見積もり $\Pi_0/\sqrt{N_{\rm patch}}$ と整合的な一定値をとる。ここで $N_{\rm patch}$ は放射領域内における磁場がコヒーレントだとみなせるパッチの数である。一方、$T > T_{\rm jb}$ では偏光度は時間と共に増加する。これはジェットブレイクにより放射領域のパッチの数が減るためだと考えられる。

3.2　非等方乱流の場合

偏光の時間進化

非等方乱流 ($\xi^2 = 0$) の場合の偏光度と偏光角の時間進化を図 3 に示す。電波偏光度は等方乱流の場合と似たようなランダムな振る舞いを示し、可視偏光度は $T \sim T_{\rm jb}$ でピークを示す。また偏光角は $T \sim T_{\rm jb}$

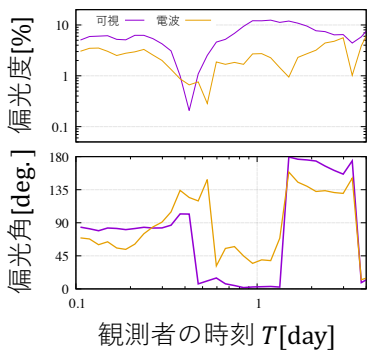


図 3: 図 1 と同様だが、非等方乱流の場合の偏光の時間進化。

で 90° フリップを示すというプラズマスケール乱流的振る舞いが見られる。

乱流の統計平均

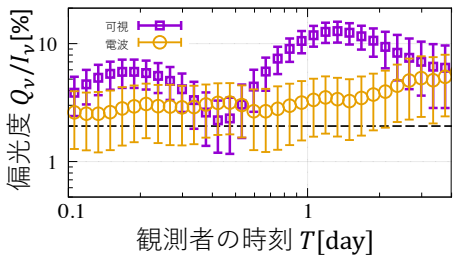


図 4: 図 2 と同じだが、等方乱流の場合の偏光の時間進化。

図 4 は、100realization で統計平均をとった非等方乱流磁場の場合の偏光度の時間進化である。電波偏光度は等方乱流の場合と似たような振る舞いを示し、可視偏光度はプラズマスケールモデルのような $T \sim T_{\rm jb}$ でのピークと 90° フリップが見られる。非等方乱流では、観測者に見える領域 $1/\Gamma$ の視野端では local な偏光の方向が放射状 (ϕ 方向) に一意に定まるが、視野中心付近では偏光の方向はランダムとなる。このため、視野端が明るい可視光はプラズマスケール的振る舞いを示すが、視野中心が明るい電波は等方乱流のときと似たような振る舞いを示すと考えられる。

4 まとめと議論

本研究では、流体スケールの乱流磁場について偏光の準解析的モデルを構築し、数値計算を行った。その結果、等方乱流磁場の場合には、流体共動系での乱流磁場のスケールが衝撃波下流の厚み程度のときに、可視偏光度が観測の典型値 ($\sim 1-3\%$) を再現できることがわかった。また偏光度や偏光角の時間的振る舞いがプラズマスケール乱流モデルとは異なり、ランダムかつ連続的に変化することも示された。一方、非等方乱流磁場かつジェット見込み角が 0 度でない場合は、プラズマスケール乱流モデルによる偏光と類似した振る舞いを示すことがわかった。以上の結果から、流体スケール乱流磁場モデルは既存の全ての偏光観測と無矛盾であることが示唆される。

Reference

Bykov, A. M., Uvarov, Y. A., Slane, P., & Ellison, D. C. 2020, ApJ, 899, 142, doi: 10.3847/1538-4357/aba960

Giacalone, J., & Jokipii, J. R. 1999, ApJ, 520, 204, doi: 10.1086/307452

Granot, J., Piran, T., & Sari, R. 1999, ApJ, 513, 679, doi: 10.1086/306884

Kuwata, A., Toma, K., Kimura, S. S., Tomita, S., & Shimoda, J. 2023, ApJ, 943, 118, doi: 10.3847/1538-4357/acac88

Sari, R. 1999, ApJL, 524, L43, doi: 10.1086/312294

Shimoda, J., & Toma, K. 2021, ApJ, 913, 58, doi: 10.3847/1538-4357/abf2c2

————index へ戻る

コン a28

MAXIが観測したGRBのスペクトル解析

平松 裕貴

MAXI が観測した GRB のスペクトル解析

平松 裕貴 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

Gamma-Ray Burst (GRB) は短時間に高エネルギーのガンマ線を解放する爆発現象である。Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) は国際宇宙ステーション (ISS) に搭載されている全天 X 線監視装置であり、現在 152 個の GRB を観測している。MAXI に搭載されている Gas Slit Camera (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 線に感度を持つため、他の観測機器とは異なる帯域の GRB スペクトルを得ることができる。先行研究では MAXI が観測した GRB は他の観測機器で観測された GRB より flux が低くスペクトルが柔らかいのもが多いと報告されている。本研究では MAXI が観測した 152 個の GRB のうち 80 個の GRB のスペクトル解析を行い、flux とスペクトルパラメータの系統的調査を行った。解析結果より、flux が低くスペクトルが硬い GRB が一定数存在した。GRB 即時放射の光度と E_{peak} に相関があることを仮定すると、これらは遠く明るい GRB か近傍の光度の暗い GRB を観測している可能性が示唆される。更に logN-logS 分布から他の観測機器よりも flux が低いところまで傾きが-3/2 に沿っていることが示唆された。従って GSC は近く暗い GRB を観測している可能性がある。より詳細にスペクトルパラメータを調べるために Fermi に搭載されている Gamma-ray Burst Monitor (GBM) を用いて joint-fit スペクトル解析を行った。その結果広いエネルギー範囲でスペクトルが上手くつながっていることが確認されたが、ベキで合わない構造が見られるイベントも存在した。本集録では MAXI が観測した GRB のスペクトル解析の結果を報告する。

1 Introduction

Gamma-Ray Burst (GRB) は短時間に 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規模の爆発現象である。GRB は継続時間で long GRB と short GRB のように大きく 2 つに分類される。GRB の分布は全天でほぼ一様であり、発生頻度は 1 日に数回程度であることがわかっている。さらにガンマ線放射後、X 線から電波までの残光が観測される。今日までに様々な検出器で多くの GRB が観測されており、観測 · 解析により様々な明るさやスペクトルパラメータが各イベントに対して求められている。基本的には明るい GRB はハードなスペクトル、暗い GRB はソフトなスペクトルになる傾向がある。例外の一つとして low luminosity GRB と言われている暗くてハードなスペクトルも観測されているが、そのイベント数は少ないため詳しいことはわかっていない。

Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) は約 10 keV 以下のエネルギー帯域の X 線 (軟 X 線領域) に感度を持っている検出器であり、GRB を観測する検出器の中では低いエネルギー帯域に感度を持っている検出器であるため、異なる帯域の GRB スペクトルを得ることができる。先行研究 (Serino at al., 2014) より、MAXI のみが観測した GRB は他の検出器で観測した GRB より暗く、hardness ratio が低い GRB を多く観測している可能性がある、ということが報告されている。従って他の衛星では観測していないような GRB を観測している可能性があり、従来の GRB と同様の性質かどうか本研究では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た。

2 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。MAXI には観測エネルギー帯の異なる 2 種類のカメラ (Gas Slit Camera; GSC, Solid-state Slit Camera; SSC) が搭載されており幅広いエネルギー帯を観測することができ、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。そのため他の検出器とは異なり、イベント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。GSC のエネルギー帯域は 2 - 30 keV と GRB を観測する観測装置の中では低いエネルギー帯域に高い感度を持っている。GSC は SSC よりも視野が大きく突発天体の観測に適しているため、本研究では GSC のみを使って解析を行った。

3 Methods

3.1 Analysis of MAXI

解析方法はライトカーブから $T_{90}^{[GSC]}$ を算出し、補正項 (3.2 節) の算出、XSEPC を用いて GRB のスペクトルとモデルをフィッティング (3.3 節) する。T_{90} を計算する際に注意しなければならないことがあり、それは MAXI は常に視野が動いているため GRB が継続中でも視野外になってしまう場合があるということである。そのため実際の T_{90} より値が小さくなる可能性があるため [GSC] をつけている。図 1 が GSC によるライトカーブと $T_{90}^{[GSC]}$ の一例である。

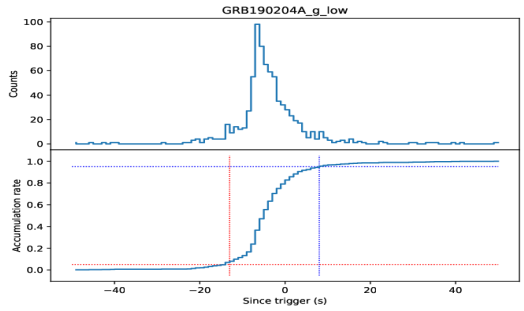


図 1: GRB190204A による $T_{90}^{[GSC]}$

3.2 Correction term

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て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。その補正項が式 1 である。c(t) はライトカーブのカウント数、a(t) は観測エリア、l(t) は GRB のフラックス、T は継続時間である。

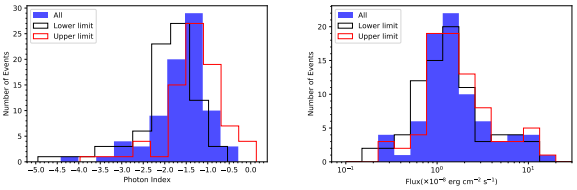


図 2: Photon index(左) と flux(右) のヒストグラム

$$K = \frac{\sum[\frac{c(t)}{a(t)}] \times \sum[a(t)]}{T \times \sum[c(t)]} \tag{1}$$

3.3 Data analysis

GRB のスペクトルは典型的には異なるべきが E_{peak} でなめらかに繋がった形をしている。GRB の E_{peak} は約 200 keV であり GSC のエネルギー帯域が 2 - 30 keV なので、GSC スペクトルデータとのエネルギー帯と光子統計を考慮し、星間吸収モデルとベキ型関数モデルをかけ合わせたものでフィッティングを行った。χ^2 検定と統計が悪いイベントのみ C-stat (最尤法) を用いた。GRB をスペクトル解析するにはある程度は統計が良くないといけない。従ってある一定の明るさ ($> 0.3\times10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1}) が必要になる。MAXI が観測したすべてのイベントのうち 87 イベントを解析した。

4 Results

4.1 Photon index and flux histgram

MAXI が観測した GRB を解析した際のエネルギー帯域は 2 - 20 keV、エラーは 90% の信頼区間である。図 2 が解析した全イベントの Photon index と flux のヒストグラムである。図 2(左) より、Photon index は-2.0 - -1.5 あたりにピークがあり、他の検出器の解析結果と同様の解析結果になることが確認できた。図 2(右) より flux は 10^{-8} erg cm^{-2} s^{-1} あたりにピークがあることがわかり、他検出器より小さい値となった。

4.2 Photon index-flux distribution

図 3 は photon index と flux の分布である。図 3 より、暗く ($< 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1})、photon index が

-0.5 程度のハードな GRB や、比較的明るく ($> 10^{-8}$ erg cm^{-2} s^{-1})、photon index が -3.0 程度のソフトな GRB が存在することが分かった。MAXI のみで観測した GRB はソフトなイベントが多い傾向があることが見て分かる。MAXI Unidentified Short Soft Transient(MUSST) は MAXI が観測した時には非常に明るいが、数時間後に追観測を始めるまでに消えてしまったような天体である。MUSST は解析結果よりソフトなイベントやハードなイベントどちらも存在することが分かった。また矢印の先にある MUSST は 2021 年の 9 月に science に投稿された (Dong et al., Science 373, 1125-1129)merger-triggered core collapse supernova と同じ位置で起きた GRB である。これは z = 0.03、luminosity が 10^{46} erg s^{-1} のイベントである。MAXI はこのような他の観測装置では観測していないような GRB を観測していることが確認された。

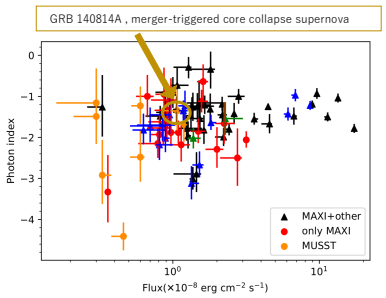


図 3: Photon index と Flux 分布。(緑:MAXI が他衛星より早く trigger したイベント。青:MAXI が他衛星より遅く trigger したイベント)

5 Discussion

5.1 E_{peak}-L_{iso} と距離を仮定した場合の相関関係

これまでの GRB と比較をするために、Nava et al., 2012 で知られている E_{peak} と L_{iso} の相関 (図 4(左), 式 2) を仮定し GRB スペクトルのシミュレーションを行った。シミュレーション方法はまず E_{peak}-L_{iso} に従うパラメータ (E_{peak}, L_{iso}, z, α, β) を決め、XSPEC 上で MAXI の応答関数を用いてそのパラメータの GRB を MAXI が観測したとする fake スペクトルを作成する。fake スペクトルを星間吸収とベキ型関数でフィッティングし、flux と photon index を求める。N=$10^{-22.98}$、$slope$=0.49、α=-1.2、β=-2.3 で求めている。得られた E_{peak} により MAXI/GSC の観測帯域の photon index が変わるということである。

$$E_{pk} = NL_{iso}^{(slope)} \tag{2}$$

その結果が図 4 である。図内の ABCD がそれぞれ対応しており、例えば左図の A は E_{pk}=575keV, L_{iso}=10^{53}erg s^{-1}, z=10 というイベントで、もし GSC で観測されたとすると右図の A の位置になる。結果より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になることが分かった。また GSC のみで観測された GRB の場合、近く暗い GRB を観測している可能性があることがわかった。また図 5 は明るさと距離についての詳細な図である。

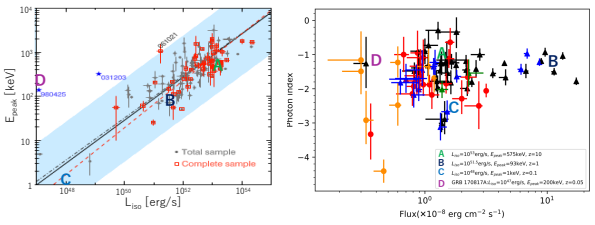


図 4: (左): Nava et al.,2012 で報告された E_{pk} と L_{iso} の相関関係。(右): 今回解析した Photon index と flux の分布。

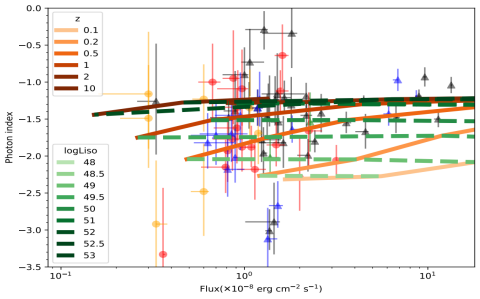


図 5: L_{iso} と z の関係。緑の点線: L_{iso}、橙の実線: z

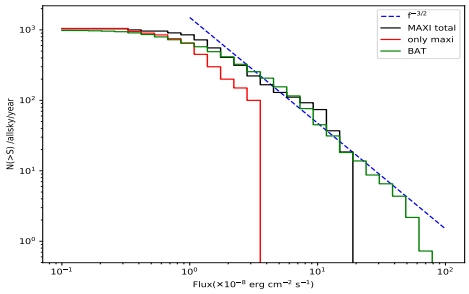


図 6: logN-logS 分布。(青: 傾き-3/2。緑: BAT。黒: MAXI total。赤: only MAXI)

5.2 logN-logS distribution

logN-logS 分布とは、ある平均 flux(S) より明るい天体の個数 (> S) を調べ、その flux ごとに両対数グラフにプロットしたものである。この分布を作成する際に MAXI は必ずしも視野内でピークが見えているわけではないため他の検出器と比較をするために MAXI の視野内にピークがあるイベントのみで解析を行った。MAXI の観測 flux の累積度数分布を、全天 ·1 年間あたりの観測数に規格化した分布を図 6 に示す。比較のため Swift/BAT の 3rd catalog からの flux 累積度数を規格化した分布も示している。図 6 の MAXI の観測を見てみると BAT より暗いところまで傾きが -3/2 に沿っている傾向が見られた。従って MAXI は他の観測装置より軟 X 線に感度を持つため、他の観測装置では検出できないような軟 X 線放射がメインの暗い GRB を観測している可能性がある。暗い GRB のサンプルが増えたことにより -3/2 に近づいたとすると、宇宙論的効果が有意でない比較的近傍の GRB を観測している可能性がある。従って他の観測装置では観測できないような GRB (Low Luminosity GRB) を MAXI は観測している可能性があるということが考えられる。

5.3 Joint fit

joint-fit とは 1 つの検出器では観測することのできない帯域を異なる複数の検出器で観測したものを 1 つの物理モデルで合わせることである。今回 joint-fit をする際に用いた検出器は Fermi に搭載されている Gamma-ray Burst Monitor (GBM) である。GBM との同時観測は 33 イベントありそのうち 22 イベントを解析した。解析をする際に MAXI の Trigger Time に合わせて解析をしている。図 7 より広いエネルギー範囲でスペクトルがベキで上手く繋がっているのが確認でき、GBM との解析は無矛盾であることが確認できた。他のスペクトルも同じような結果が見られた。しかし図 8 のようなベキだけで合わないイベントも見られた。左は power-law のみ、右は power-law+bbody の結果である。左右を見比べると右のほうが合っているのが確認できる。従って power-law+bbody のような 2 成分必要、もしくはこのイベントは銀緯が低いので吸収の可能性がある。

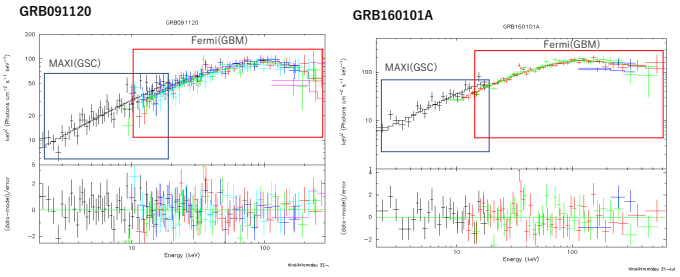


図 7: GRB 091120 と GRB 160101A の joint-fit

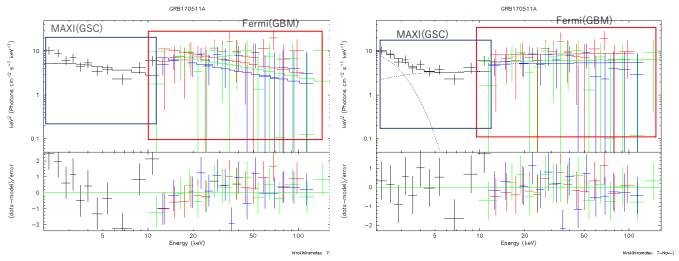


図 8: GRB170511A の joint-fit

Reference

Dong et al. Science 373, 1125-1129(2021)

Lien et al. 2014, ApJ, 783, 24

Nava et al. 2012, MNRAS, 421, 1256

Serino et al. 2014, PASJ, 66, 87

————index へ戻る

コン c01

ニュートリノ反応が原始中性子星外層の後期熱進化における影響の解析

Liao Jinkun

ニュートリノ反応が原始中性子星外層の後期熱進化における影響の解析

Liao Jinkun (東京理科大学大学院 創域理工学研究科)

Abstract

超新星爆発後、中心に原始中性子星 (proto-neutron star, PNS) と呼ばれるコンパクト天体が残される。この天体がニュートリノの放出により、温度が下がっていき、中性子星に進化する過程は原始中性子星冷却 (PNS cooling, PNSC) である (Roberts L. F. 2012)。

ニュートリノは物質との相互作用が弱くて、電磁波よりも高い透過性を持つので、天体の高密度領域を見ることができ、ニュートリノ観測を通じて、高温、高密度物理の解明に繋がると期待されている。1987 年に大マゼラン星雲で起こった超新星爆発 (SN1987A) の際に、検出器カミオカンデによって 12 秒間に 11 個のニュートリノイベントが観測されている (Hirata K. et al. 1987)。近年ニュートリノ検出器の感度の向上により、長時間の観測が期待されている (Nakazato, K. et al. 2022)。また、先行研究が長時間計算を用いて、PNS 外層の異なる重い原子核分布によるニュートリノ反応や進化計算への影響を議論されていた (Nakazato, K. et al. 2018)。

そこで本研究では、特に PNS 外層の後期熱的進化に注目し、包括的詳細な解析を行った。球対称一般相対論的な準静的 PNSC 計算コードを用いて、PNS の ∼50 秒の進化を計算した。この計算を通じて、PNS の冷却に寄与する各反応を議論する。

1 Introduction

太陽質量の約 8 倍以上の質量をもつ大質量星は進化の末に超新星爆発 (SN) という爆発現象を起こし、中心に残される原始中性子星 (PNS) の半径は 10 km 程度で、密度は $\geq 10^{14}$ g/cm^3 である。PNS はニュートリノを放射しつつ冷えていき、この過程は原始中性子星冷却 (PNSC) と呼ばれる。超新星爆発が生じたエネルギーの 99%がニュートリノによって放出され、星の爆発に使われる運動エネルギーは $\sim 1\%$ と示唆されている。したがって、ニュートリノの放射源である PNS の進化過程を研究し、PNSC におけるニュートリノの精密な理論予想が求められている。

観測の面において、1987 年に大マゼラン星雲で起こった超新星爆発 (SN1987A) の際に、検出器カミオカンデによって 12 秒間に 11 個のニュートリノイベントが観測されている (Hirata K. et al. 1987)。近年の観測技術の発展より、今後スーパーカミオカンデ (SK) から 10 キロパーセク離れた所で SN が起きれば、40 ∼ 170 秒程度の間に数千イベントが検出できると示唆されている (Nakazato, K. et al. 2022)。

先行研究が長時間計算を用いて、PNS 外層の異なる重い原子核分布によるニュートリノ反応や進化計算への影響を議論されていた (Nakazato, K. et al. 2018)。本研究では、PNS の長時間進化計算結果を基づいて、特に PNS 進化後期の外層に注目して、詳細な解析をした。

2 Methods

2.1 Code

本研究では、超新星爆発後に生成した 1.62 倍太陽質量 ($1.62 M_\odot$) の PNS を初期モデルとし、球対称一般相対論的な準静的 PNSC 計算コードを使用し、50 秒間の PNS の進化計算を行っていた。ただし、PNS が静水圧平衡になるタイムスケールはニュートリノの拡散タイムスケールより十分大きいので、ここの「準静的」は静水圧平衡と仮定することを指している。

$$\frac{R^2}{\lambda_\nu c} \gg \frac{1}{\sqrt{G\rho_B}} \sim \text{msec}$$

$$\frac{R^2}{\lambda_\nu c} \gtrsim 10 \text{ sec}$$

ρ_B : バリオン密度

λ_ν : ニュートリノの平均自由行程

また、ニュートリノの輻射輸送はマルチエネルギー流束制限拡散法 (MGFLD) を用いている。

2.2 Setup

ニュートリノ反応としては電子型の (反) ニュートリノの荷電カレント吸収放出反応、全てのニュートリノに関する核子や原子核との中性カレント散乱、電子散乱、電子陽電子のペア反応、核子制動放射などが含まれている。また、ラグランジュ表記を使い、エネルギーメッシュ16 個、空間メッシュ252 として進化計算をした。特に、表面から 1 km 付近の空間メッシュを 200 個程度としている。そして、MGFLD には Mayle&Wilson の流束制限関数 (R. Mayle et al. 1987) を用いて、6 種類のニュートリノを電子型、反電子型、非電子型の 3 つのグループにまとめて計算を行った。尚、核物質の状態方程式テーブルは Shen EOS および Togashi EOS を用いていた。

3 Results

3.1 Shen EOS による結果

3.1.1 温度

シミュレーション結果から、PNS は半径が縮み、全体的に温度が下がりつづけて冷却するが、PNS の外層では進化後期に 13.5km~14km 温度の極大値が存在していることを確認できた。

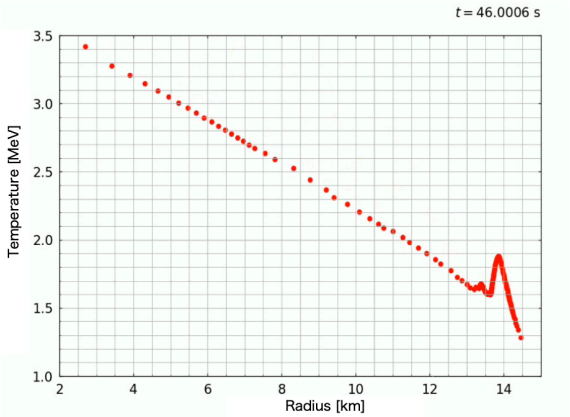
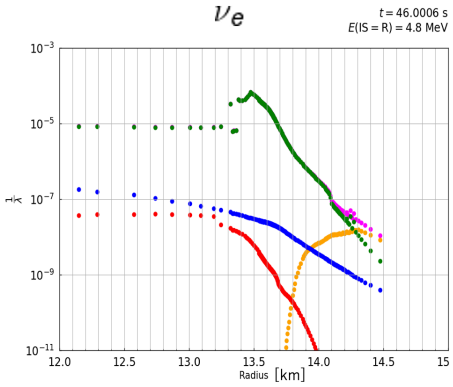


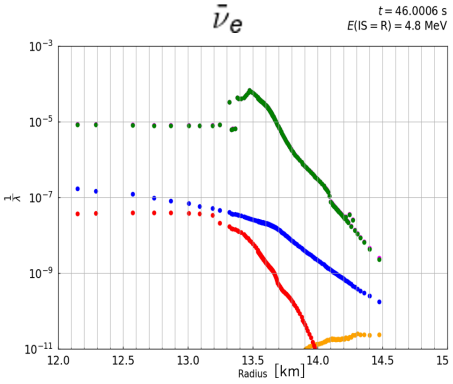
図 1: 46 秒のときの Shen EOS による半径に対する温度分布

3.1.2 平均自由行程の逆数

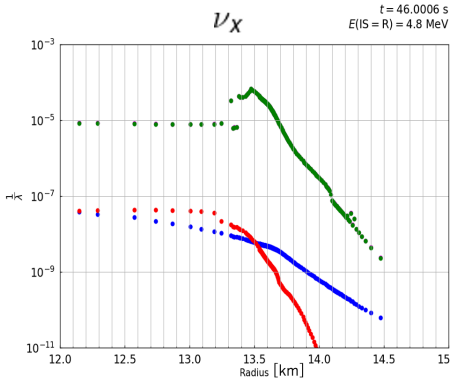
媒質中を伝搬しているニュートリノが物質と衝突するまでに進む平均の距離 λ をニュートリノの平均自由行程とし、その逆数は反応のしやすさを評価でき、$\frac{1}{\lambda}$ が大きいほうが反応しやすい。反応ごとの平均自由行程への寄与を計算し、図 2 をプロットした。



(a) 各場所 ν_e の $\frac{1}{\lambda}$



(b) 各場所 $\bar{\nu}_e$ の $\frac{1}{\lambda}$



(c) 各場所 ν_x の $\frac{1}{\lambda}$

図 2: 電子型、反電子型、非電子型のニュートリノの平均自由行程の逆数オレンジは吸収放出反応、青色は電子散乱反応、赤色は対生成・消滅反応緑は ν と核子の弾性散乱反応、ピンクは合計の値である。

PNS の表面に近い外層において、エネルギーを交換する反応の中で、一番反応率が高いのは ν_e の吸収

放出反応である。

3.2 Togashi EOS による結果

3.2.1 温度

PNS は半径が縮み、全体的に温度が下がりつづけて冷却して、PNS の外層では進化後期に 11.25 km∼11.5 km 温度の極大値も確認できたが、Shen EOS によるモデルより、温度が全体的に高くて、内側の温度は 10 MeV 以上である。

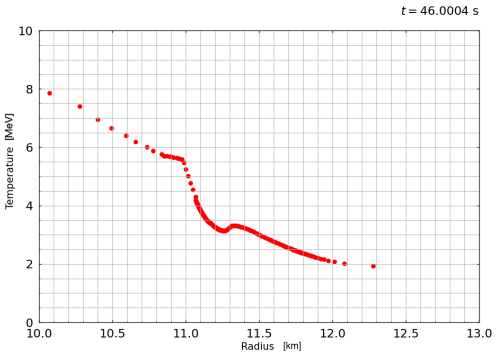


図 3: 46 秒のときの Togashi EOS による半径に対する温度分布

4 Discussion

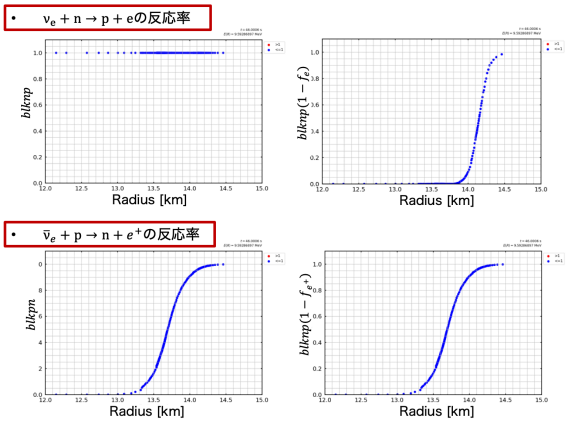


図 4: 46 秒のときの Shen EOS によるモデルの Pauli blocking factor の評価

進化後期に PNS 外層の外層にある温度ピークの形成原因を解析するために、ν_e と $\bar{\nu}_e$ の吸収放出反応

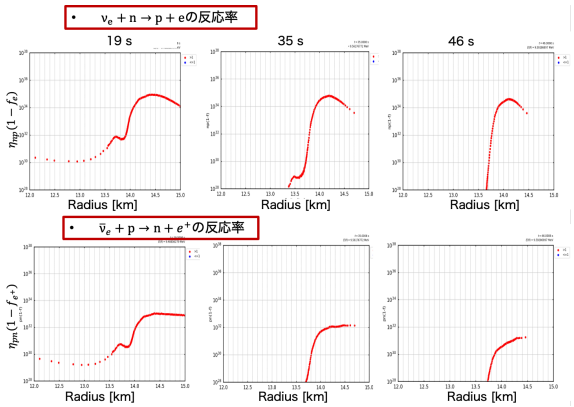


図 5: 46 秒のときの Shen EOS によるモデルの吸収反応の反応率の評価

(Bruenn S. W. 1985) を考察する。

$$\nu_e + n \rightleftarrows e + p:$$
$$\frac{1}{\lambda}(\omega) \propto \eta_{np}[1 - F_e(\omega + Q)] \tag{1}$$
$$\bar{\nu}_e + p \rightleftarrows e^+ + n:$$
$$\frac{1}{\lambda}(\omega) \propto \eta_{pn}[1 - F_{e^+}(\omega - Q)] \tag{2}$$
$$\eta_{ij} = \int \frac{2d^3p}{(2\pi)^3} F_i(E)[1 - F_j(E)] \tag{3}$$

η は核子の Pauli blocking factor に関連する量である。$[1 - F_{e^\mp}(\omega \pm Q)]$ は電子陽電子の Pauli blocking factor である。以下の量を定義し、ニュートリノの吸収反応を評価する。ただし、$n_i(i = n, p)$ は核子の数密度である。

$$blkpn = \frac{\eta_{pn}}{n_p} \tag{4}$$
$$blkpn = \frac{\eta_{np}}{n_n} \tag{5}$$

10 MeV のニュートリノに対して、$blkpn, blknp, blkpn(1 - F_{e^+}), blknp(1 - F_e)$ をプロットした。図 4 の左側と右側の図を比較し、ν_e の吸収反応では電子の Pauli blocking がかかっている。13.8 km 付近から blocking が緩み、内側より吸収反応が起こりやすくなる。$\bar{\nu}_e$ の吸収反応では中性子の Pauli blocking がかかっている。傾きを見ると、13 km 付近から、blocking がより早く緩んでいる。この空間は温度ピークの上がりの部分に対応して、内側より吸収反応が起こる確率が上がる。図 5 から 35 秒までに 14 km 付近に反応率の極大値が存在する。この場所より外側では、バリオン密度が激

減しているので、反応率が低い。温度ピークの形成原因となる。

5 Conclusion

原始中性子星の外層における進化後期の温度ピークはニュートリノ吸収放出反応が影響している。吸収反応の観点から、内側では電子と中性子の Pauli blocking が強くて、それぞれ ν_e と $\bar{\nu}_e$ の吸収を妨げる。中心から温度ピークが生成する場所へ向かってブロッキングが緩むことで、温度極大値の場所の吸熱プロセスが周りより強い。また、温度極大値の場所より外側では、空間的にバリオン密度が下がり、十数秒にわたって吸収率とニュートリノの数も温度ピークが生成する場所より小さいので、温度ピークの右側が形成する。PNS 全体的に温度が下がるが、温度ピークの場所は周りより冷却しにくい。今後の展望として、PNS の温度は時間発展で冷却しつづけているので、冷却に寄与する反応も調べて温度分布の時間発展を説明することを目指す。また、Togashi EOS のモデルの結果から、状態方程式による影響を調べる必要がある。

Reference

Roberts L. F. 2012, ApJ, 755, 126

Hirata K., et al. 1987, Phys. Rev. Lett., 58, 1490

Nakazato, K., et al. 2022, ApJ, 925, 98

Nakazato, K., et al. 2018, Phys. Rec. C, 97, 035804

R. Mayle et al. 1987, Astrophys. J., 318, 288

Bruenn S. W. 1985, ApJ, 58,771

————index へ戻る

コン c02

ガンマ線バースト残光の多波長偏光

齋藤 瑞葉

ガンマ線バースト残光の多波長偏光

齋藤 瑞葉 (東北大学大学院　理学研究科)

Abstract

ガンマ線バーストは、数秒から数十秒の間に数百 keV ほどのガンマ線を放出する宇宙で最大規模の明るさのプロンプト放射と、その後徐々に減光しながら数日から数ヶ月続く電波から可視に渡る残光の段階に分けられる。残光は、中心エンジンからの相対論的なプラズマ流が星間物質と相互作用して形成された衝撃波により加速された電子からのシンクロトロン放射と考えられていて、磁場構造が重要である。無衝突衝撃波下流での磁場の増幅は GRB 以外にも超新星残骸や活動銀河核などの衝撃波の観測からも示唆されており重要な問題である。

本講演でレビューする Shimoda&Toma(2021) では、衝撃波の下流に非等方なプラズマスケールの乱流磁場を仮定し、電波から可視の多波長帯において偏光を計算した。その結果、電波の偏光は可視と似たような時間発展を示すが、ピークの値は著しく小さいことが分かった。また、ピーク周波数あたりで低い偏光度から高い偏光度への遷移が見られ、偏光度が低い領域と高い領域の偏光角の違いは 0° または 90° であることを示す。したがって、残光の偏光の多波長観測は、プラズマスケールの乱流磁場モデルの検証に使える。

1　背景

ガンマ線バースト (GRB) は電磁波で最も明るい突発天体現象である。継続時間の長い GRB(long GRB) の起源は大質量星の重力崩壊、短い GRB(short GRB) の起源は中性子星連星合体とされている。何らかの中心エンジンにより生成された相対論的速度の高音プラズマ流 (ジェット) が周囲の星間物質と相互作用して順行衝撃波と逆行衝撃波が発生し、電波からガンマ線までの波長帯で観測される残光が放出される。特に、順行衝撃波によって生成される非熱的電子によるシンクロトロン放射は多くの後期残光の観測結果を説明できる。

強い磁場の起源や非熱的電子の生成機構など、この標準シナリオはいくつか問題点がある (Shironi et al. 2015)。相対論的な無衝突衝撃波でのワイベル不安定性によるプラズマスケールの磁場の増幅が起こるが、磁場が衝撃波下流でも強さを保てるかは不明である (Gruzinov&Waxman 1999)。PIC シュミレーションによる非熱的電子の生成が確認されているが (Shironi et al. 2013)、電子分布のスペクトル指数と電子の最大エネルギーは未解明の磁場の性質に依存するため、電子の加速機構は明らかでない。 無衝突衝撃波に関するこれらの問題を解明する上で、偏光の観測はライトカーブやスペクトルの観測とともに有力である (Lazzati 2006)。ここ 10 年ほどで偏光観測により多くの発見と示唆が得られた。ガンマ線と可視のプロンプト放射、可視と電波の残光で偏光が観測されている。また可視の残光では円偏光が観測された。

おそらくシンクロトロン自己吸収の影響で光学的に厚いために (Granot&Taylor 2005) 電波の偏光は長く検出されてこなかった。最近になって ALMA が 97.5GHz の光学的に薄いより高周波帯で電波の偏光を観測した。これにより、電波の偏光度 (PD) は $\Pi \sim 0.27\% \pm 0.04\%$ で、典型的な可視の後期残光の $\Pi \sim 1\% \pm 3\%$ より大幅に小さいことが分かった。

本論文では非等方なプラズマスケールの乱流磁場モデルを用いて、GRB 残光の PD の時間変化を多波長帯で計算した。観測者の視野内おける残光の表面輝度分布と点源として観測した GRB の正味の PD を比較することで PD の波長依存性の物理的解釈を述べる。

2　方法

2.1　衝撃波の物理と放射フラックス

GRB 残光を相対論的速度で球対称に膨張する衝撃波からのシンクロトロン放射として Granot et al.(1999a) の式、shock 下流の物理量の自己相似解

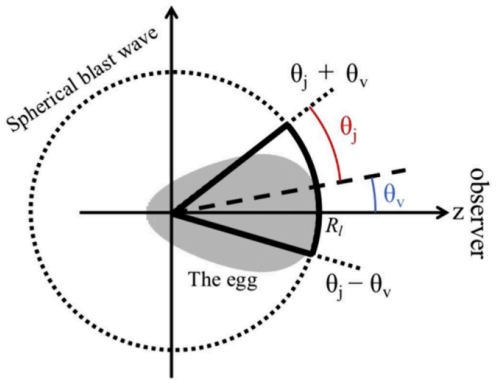


図 1: 衝撃波とジェットの位置関係

として Blandford&McKee(1976) の式を使う。自己相似解の無次元変数 χ は以下の式で定義される。

$$\chi = 1 + 16\gamma_f^2\left(\frac{R-r}{R}\right)$$

R は衝撃波面の半径、γ_f は衝撃波面下流 (の真後ろ) のローレンツファクターである。衝撃波の中心を原点に持つ球座標系を用いて、z 軸は観測者の視線方向にとる。(図 1)

観測者の同時刻に届く光子が発射された shock 面上の点を表す式は

$$R \sim \frac{cT_z}{1-\mu+1/(8\Gamma^2)}$$

図 1 の the egg(EATS) に対応する。T_z は観測者に光子が届く時刻 (赤方偏移を考慮)、$\mu \equiv \cos\theta$、Γ は衝撃波面のローレンツファクターである。さらに別の無次元変数 $y = R/R_l$ を導入する。R_l は EATS の長軸半径である。

観測フラックスは EATS 内からの全放射を積分して計算され、

$$F(\nu,T) = \frac{1+z}{4\pi {d_L}^2}\int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{1} d\mu \int_0^{\infty} r^2 dr \times \frac{P'(\nu', \boldsymbol{r}, T_z + r\mu/c)}{\gamma^2(1-\beta\mu)^2}$$

d_L は GRB の光度距離、P' は電子のシンクロトロン放射力 (Granot et al. 1999a) である。
本収録を通してダッシュは衝撃波下流静止系の物理量である。

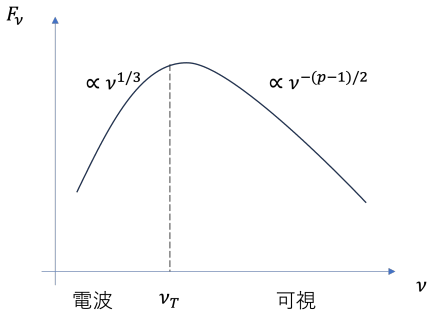


図 2: 観測フラックス

2.2 シンクロトロン偏光

EATS 内の各点で内部エネルギーに占める電子と磁場のエネルギーが占める割合は一定とする。電子は衝撃波加熱によりべき分布を持つとする。

$$N(\gamma_e) = K^{-p}\gamma_e \qquad \text{for } \gamma_e > \gamma_{\rm m}$$

簡単のために今回は $p=3$ とする。$\nu'_{\rm m}$ を $\gamma'_{\rm m}$ の電子のシンクロトロンピーク周波数とすると、P' は $\nu'_{\rm m}$ でピークを持つ冪分布であることから、図 2 のように F_ν は ν_T あたりでピークを持つ冪分布となる。

$$\nu_T = \nu_{\rm m}(\chi = y = 1)$$

ν_T は $\nu_T \propto \gamma_l\gamma_{\rm m}B' \propto \gamma_l(\epsilon_{\rm e}e'/n')^2\sqrt{\epsilon_{\rm B}e'} \propto \gamma_l^4 \propto T^{-3/2}$ で時間発展する。

磁場の分布で重み付けしたストークスパラメーター $\langle i'\rangle, \langle q'\rangle, \langle u'\rangle$ は以下のように計算される。右手系の座標系 x', y', z' を定義し、z' は波数ベクトルの方向にとる。磁場 B' の方向は球座標 $(\theta'_{\rm B}, \phi'_{\rm B})$ で表す。シンクロトロン放射は $\theta'_{\rm B}$ に依存し、$i' \propto \sin^\varepsilon\theta'_{\rm B}$ となる。$\varepsilon = (p+1)/2$ である。偏光の方向は k' と B' のどちらにも直行するので、

$$q' = -i'f\cos 2\phi'_{\rm B}, \qquad u' = -i'f\sin 2\phi'_{\rm B}$$

と表せる。$f = \frac{p+1}{p+7/3}$ である。次に磁場の非等方性を記述するもう一つの座標系 $1'2'3'$ を導入する。$3'$ は衝撃波面の法線方向で、$x'z'$ 面内にとる。B' の方向は球座標系で (α', η') で表す。ローカルな偏光度は $1'2'$ 面における対称性から $\langle u'\rangle = 0$ を考慮して

$$\langle f\rangle = \frac{|\langle q'\rangle|}{\langle i'\rangle} = \frac{|\int(-f\cos 2\phi'_{\rm B})[[B'(\alpha')\sin\theta'_{\rm B}]^\varepsilon F_{\rm B}(\alpha')\sin\alpha' d\alpha' d\eta'|}{\int[B'(\alpha')\sin\theta'_{\rm B}]^\varepsilon F_{\rm B}(\alpha')\sin\alpha' d\alpha' d\eta'}$$

$p = 3(\nu > \nu'_{\rm m})$ の場合は、$F_{\rm B}(\alpha')$ と $B'(\alpha')$ の形を決めずに $\langle f \rangle$ を得ることができて、

$$\langle f \rangle = \frac{|\xi^2 - 1| \sin^2 \theta'}{2 + (\xi^2 - 1) \sin^2 \theta'}$$

$\nu' < \nu'_{\rm m}$ の場合は次のモデルを使う (Sari, R. 1999)。

$$B'(\alpha') \propto (\xi^2 \sin^2 \alpha' + \cos^2 \alpha')^{-1/2}, \qquad F_{\rm B} \propto B'^3(\alpha'))$$

$\xi^2 < 1$ の場合は、偏光の方向は k' と shock 法線方向の面内にある x' 方向になる。ローレンツ変換はこの関係性を変化させないので、ローカルな偏光角 (PA) は ϕ となる。S_I, S_Q, S_U は次の式で得られる。

$$S_I = \int \frac{dF}{dS_\perp dy} \langle \sin^\varepsilon \theta'_{\rm B} \rangle dy$$

$$S_Q = \int \langle f \rangle \frac{dF}{dS_\perp dy} \langle \sin^\varepsilon \theta'_{\rm B} \rangle dy \cos 2\phi$$

$$S_U = \int \langle f \rangle \frac{dF}{dS_\perp dy} \langle \sin^\varepsilon \theta'_{\rm B} \rangle dy \sin 2\phi$$

上記の式をパラメーター $E_{\rm iso} = 10^{52}$ erg, $n_0 = 1\ {\rm cm}^{-3}, \epsilon_{\rm e} = 0.1, \epsilon_{\rm B} = 0.01, \theta_{\rm j} = 6°$ を固定して、PD の時間変化と PD のスペクトルを計算する。これらは long GRB の典型的な値である。$z \sim 0$ のイベントを想定している。ジェット進行方向に垂直方向の膨張は無視できるのでジェットの大きさは時間変化しないとして $\theta_{\rm j} = {\rm const}$ とする。上記のパラメータ設定では今回の計算範囲である $10^{11} - 10^{15}$ GHz の範囲においてシンクロトロン冷却とシンクロトロン自己吸収は重要でないので無視する。

3 結果と考察

図 3 は多波長帯における PD の時間変化である。PD は次の式で計算される。

$$\frac{Q}{I} = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^1 S_Q \chi d\chi}{\int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^1 S_I \chi d\chi} \qquad (1)$$

可視と電波の PD の時間変化はピークが 2 つある点では同じだが、可視の PD は電波の PD よりかなり高く、初めのピークは 5 倍ほどある。さらに、電波の PD は $\nu/\nu_T \gtrsim 1$ となった時点で可視の PD に漸近していく。

まず可視の PD の振る舞いの理由について述べる。可視の PD はピークが 2 つあり、2 つのピークの間で

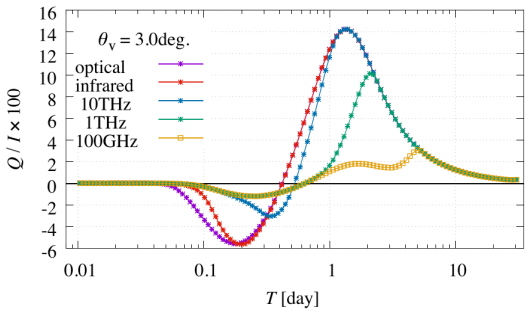


図 3: PD の時間変化

PA が 90 度回転する。これは、初期はローカルな PD が打ち消しあって正味の PD は無視できるが、時間が経つにつれて観測者の視野はジェットから外れた部分を持つようになり、PD の値が大きくなっていくためである。1.3 節で説明した通り、ローカルな PA は ϕ である。ジェット進行方向に垂直方向の膨張は無視できるとして観測者の視野内のジェットの大きさは時間変化しないとする一方、観測者の視野 ($\sim 1/\gamma$) は時間と共に大きくなる。

次に可視と電波の PD の振る舞いの違いについて説明する。図 6 を見ると、電波の S_I は可視のようにリング状ではない。一方、$\sqrt{S_Q^2 + S_U^2}$ は可視のようにリング上になっている。PD は式 (1)(ローカルな S_I と $\sqrt{S_Q^2 + S_U^2}$ を観測者視野内で積分したものの比) のように定義されるため、電波の PD は可視の PD より低くなる。可視の S_I だけがリング状になるのはシンクロトロン放射光の時間発展を考えると可視は電波より減光の度合いが大きいためである。図 4 において中心部は外縁部より後の時刻の放射光である。

図 5 は $T = 0.1, 0.5, 1.0, 4.0$ days における PD のスペクトルである。$\nu < \nu_T$ の波長帯の PD は常に可視 ($\nu >> \nu_T$) の PD より低い。$T = 0.1, 1.0$ days に見られるように 100GHz の PA は可視の PA とほとんどの時間帯で同じであるが、$T = 0.5$ days に見られるようにある短時間の間は 90° 異なる。これはプラズマスケールの磁場モデルに特徴的な振る舞いであるため、可視と電波の同時偏光観測はこのモデルの検証に使える。つまり、$\nu < \nu_T$ である電波の PD が可視の PD よりも高い、もしくは $\nu < \nu_T$ である電波と可視の PA の違いが 0° または 90° でない場合は、プラズマスケール磁場モデルは正しくないと結論づけることができる。

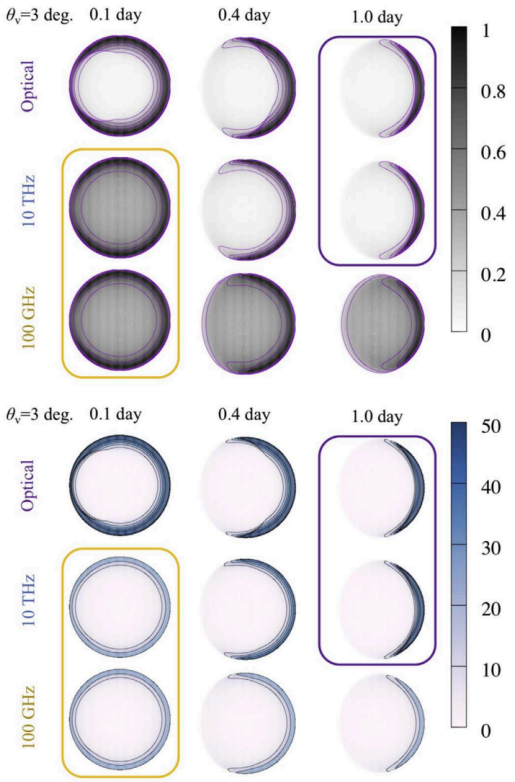


図 4: 観測者の視野内における S_I(上) と $\sqrt{S_Q^2 + S_U^2}$(下) の分布

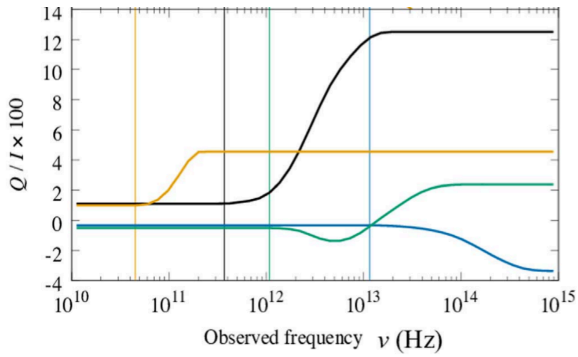


図 5: PD スペクトル

4 まとめと今後の展望

GRB の後期残光の多波長帯のおける偏光を、相対論的な衝撃波とシンクロトロン放射の標準的な式を用いて、非等方なプラズマスケールの乱流磁場と光学的に薄い極限を仮定の元で計算した。GRB は点源として観測されることから、正味の PD は観測者の視野内の表面輝度分布で決定され、それは波長と分布の対称性に依存する。数値計算の結果、$\nu < \nu_T$ では表面輝度分布において PD が低い領域が大きな面積を占めているために、$\nu < \nu_T$ の PD は可視の PD より常に低いと分かった。また、PD が高い周波数と低い周波数における PA の違いは 0° または 90° であることが分かった。したがって、GRB 残光の可視と電波における偏光観測はプラズマスケールの乱流磁場モデルの検証に使える。

今後の自身の研究では、プラズマスケールの乱流磁場モデルを仮定して、ジェット内部のエネルギー分布をランダムにした時に偏光にどう影響するかを調べる。

5 参考文献

Reference

Shimoda&Toma 2021, ApJ, 913, 58

Granot, J., Piran, T., & Sari, R. 1999a, ApJ, 513, 679

Blandford, R. D., & McKee, C. F. 1976, PhFl, 19, 1130

Sari, R. 1999, ApJL, 524, L43

Sironi, L., Keshet, U., & Lemoine, M. 2015, SSRv, 191, 519 Shimoda&Toma 2021, ApJ, 913, 58

Gruzinov, A., & Waxman, E. 1999, ApJ, 511, 852

Sironi, L., Spitkovsky, A., & Arons, J. 2013, ApJ, 771, 54

Lazzati, D. 2006, NJPh, 8, 131

Granot, J., & Taylor, G. B. 2005, ApJ, 625, 263

————index へ戻る

コン c03

超新星爆発におけるニュートリノ核子散乱の影響

伊藤 侃

超新星爆発におけるニュートリノ核子散乱の影響

伊藤 侃 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

超新星爆発は、$8M_{\odot}$ 以上の大質量の星が、その進化の最終段階で起こると考えられている爆発現象である。この現象のメカニズムは徐々に明らかになっているが、メカニズムの中で重要な役割を担っているものの一つとして、ニュートリノがある。本研究では、サブグリッドを用いて、ニュートリノ核子散乱を超新星爆発シミュレーションに組み込んでいく方法について調べた。本ポスターでは、実際に組み込む方法を記載し、特定の場所において、ニュートリノ核子散乱によってエネルギースペクトルがどのように変化するを発表する。

1 Introduction

超新星爆発は、$8M_{\odot}$ 以上の大質量の星が、その進化の最終段階で起こると考えられている爆発現象である。この現象は一天体現象でありながら、様々な天体現象の謎を解き明かす可能性を秘めている。例えば、中性子星・ブラックホールといった高密度天体がどのように形成されるのか、また、その現象を通して、どのような元素が生成されるのか、など、様々な点で重要になる現象である。

超新星爆発は、重力崩壊によりコア付近から衝撃波が生成され、表面に到達することで爆発に達する。しかし、表面に到達するまでの過程で、衝撃波が超新星内で停滞するフェーズが存在する。それが再び復活し表面に達する為に必要な存在がニュートリノである。ニュートリノは、天体内部から輸送される 99%ものエネルギーを輸送しており、その輸送されるエネルギーの一部を物質に渡すことにより加熱され、衝撃波が復活することがわかっている。そのため、超新星爆発というマクロな物理現象を詳細にメカニズムを説明するためには、ニュートリノの反応過程というミクロな現象を詳細に説明する必要がある。ニュートリノの反応や超新星内部での移動を記述する方程式としてボルツマン方程式がある。

本研究では、ボルツマン方程式の中でニュートリノと物質との相互作用を表す項である衝突項に、シミュレーションを使って計算できる形で組み込むための研究を行う。ニュートリノと物質との相互作用の中でも、ニュートリノ核子散乱を取り扱う。これまでの先行研究においては、この散乱はシミュレーションで扱うエネルギー解像度の粗さから、等エネルギー散乱として扱っており、物質との相互作用によるエネルギー輸送を無視してきた。超新星内部では核子の数が多く、微小なエネルギー変化しかしないニュートリノ核子散乱の影響を組み込む必要があると考えられている。そのため、超新星爆発のシミュレーションコードのエネルギー解像度を上げることなく、エネルギー変化の効果を組み込む方法について調べた。

2 Methods

2.1 Implement

ニュートリノ輻射輸送を解く方程式はボルツマン方程式であり、その中の衝突項を基に計算する。

$$\frac{1}{c}\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\partial f}{\partial s}=\left[\frac{1}{c}\frac{\delta f}{\delta t}\right]_{collision} \tag{1}$$

ここで、$f=f(r,\theta,\phi,\epsilon,\theta_{\nu},\phi_{\nu})$ はニュートリノの分布関数を表しており、左辺第二項は移流項、右辺を衝突項と呼ぶ。

本研究では、簡単のために、移流項を除いて、ニュートリノの運動量空間における微分方程式を、サブグリッドを使った手法を用いて数値的に解く。ニュートリノと物質との反応過程は大きく分けて三つある。その三つとは、吸収放出反応、散乱反応、ペアプロセスであり、その中でも、ニュートリノ核子散乱は散乱反応に分類される反応である。散乱反応を表す

衝突項は、

$$\begin{aligned}\left[\frac{\delta f(\epsilon,\Omega)}{\delta t}\right]_{scattering} &= -\int \frac{\epsilon'^2 d\epsilon'}{(2\pi)^3}\int d\Omega' R(\epsilon,\Omega;\epsilon',\Omega') \\ &\quad \times f(\epsilon,\Omega)(1-f(\epsilon',\Omega')) \\ &+ \int \frac{\epsilon'^2 d\epsilon'}{(2\pi)^3}\int d\Omega' R(\epsilon',\Omega';\epsilon,\Omega) \\ &\quad \times f(\epsilon',\Omega')(1-f(\epsilon,\Omega))\end{aligned} \tag{2}$$

と書き表される。この反応率 R を、

$$\begin{aligned}&R_{reconst}(\epsilon;\epsilon') \\ &= \frac{\int d\epsilon \int d\epsilon' R(\epsilon;\epsilon') f(\epsilon)(1-f(\epsilon'))}{\int d\epsilon \int d\epsilon' f(\epsilon)(1-f(\epsilon'))}\end{aligned} \tag{3}$$

に置き換え、サブグリッドを用いたエネルギー解像度の高いエネルギー積分を事前に行うことで数値的に取り扱う。

この反応率の置き換えを行い、場所を固定することで移流項を無視した OneZone 計算を行うことで、その効果の影響を評価する。ここでは、密度 $\rho \simeq 10^{10} g/cc$, 温度 $T \simeq 2.698 MeV$, 電子の割合 $Ye \simeq 0.2447$ として計算する。

2.2 Initial condition

OneZone 計算するにあたり、分布の形状は軸対称性を課して運動量三次元で計算する。

$$f(\epsilon,\cos\theta_\nu,\phi_\nu) = 10^{-1} \times \frac{1-\frac{1}{2}\cos\theta_\nu}{1+\exp\left(\frac{\epsilon-\nu}{T}\right)} \tag{4}$$

ただし、$\epsilon = \epsilon_9$ の時、

$$f(\epsilon,\cos\theta_\nu,\phi_\nu) = \frac{1-\frac{1}{2}\cos\theta_\nu}{1+\exp\left(\frac{\epsilon-\nu}{T}\right)} \tag{5}$$

として、大量にニュートリノを入れておく。

3 Results

再構築する反応率を、サブグリッドを用いた方法で計算するにあたり、エネルギー積分の範囲を被積分関数である反応率を使って評価する。その上で、OneZone 計算した結果であるニュートリノのエネルギースペクトルを評価する。

3.1 反応率の変化

図 1 は、散乱エネルギーを固定し、入射エネルギーと散乱角を固定した時の反応率を比較した図である。ここでは、散乱によりニュートリノのエネルギーが低くなる方のみを表した。また、反応率が、等エネルギーを仮定した時の反応率に対して 0.1% 以上になった場合のみプロットしてある。超新星シミュレーションをする際のエネルギーグリッドの境界値は、表 1 で表す。図 1 と表 1 から、エネルギーグリッドの境界を飛び越えて、あるエネルギーグリッドに入ってくるニュートリノがある。また、散乱角によってエネルギーグリッド二個分飛び越えて入ってくる反応率がある。これは、バックグラウンドの値によって、よりたくさんのエネルギーグリッドを飛び越えて反応することが分かっている。

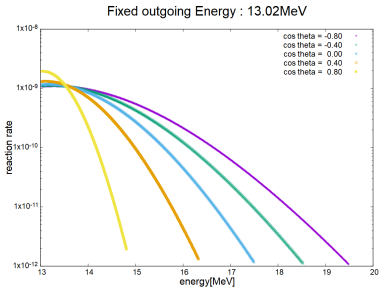


図 1: 反応率の入射エネルギー依存性と散乱角の依存性

表 1: 超新星シミュレーションにおけるエネルギーグリッドの境界

グリッド境界 i	エネルギー境界 ϵ_i
9	13.02
10	17.32
11	23.04

3.2 OneZone 計算の結果

図 2 は、再構築した反応率を使って OneZone 計算した結果であるニュートリノエネルギースペクトルの時間遷移を表している。

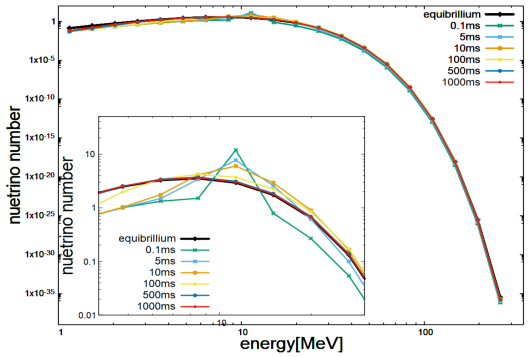


図 2: OneZone 計算した後にニュートリノエネルギースペクトル

図 3 と 4 は、ニュートリノ分布の角度依存性について表している。

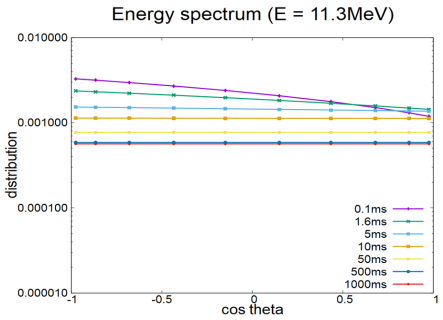


図 3: ニュートリノ分布の角度依存性 ($\epsilon = 11.3$MeV)

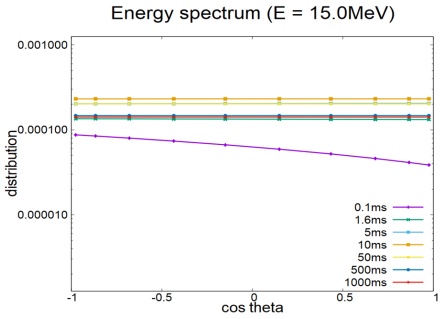


図 4: ニュートリノ分布の角度依存性 ($\epsilon = 15.0$MeV)

4 Discussion

図 3,4 が示しているのは、ニュートリノ核子散乱による等方化である。エネルギーに依存するが、数 MeV 数十 MeV におけるニュートリノ核子散乱の平均自由行程を用いて計算される等方化のタイムスケールは、数 ms 数十 ms 程度であり、図 3,4 における等方化のタイムスケールは数 ms 程度であることを示している。

また、ニュートリノ核子散乱に関して、先行研究より、一回の散乱について、エネルギー変化 $\Delta\epsilon \simeq 0.1 \sim 0.2\epsilon$ 程度変化するので、熱化のタイムスケールは、等方化のタイムスケールに対して、十倍程度大きくなることがわかっている。図 2 から、平衡状態に変化しているタイムスケールは数百 ms のタイムスケールであることを示しており、サブグリッドを用いた方法で計算するもので、小さいエネルギー変化の効果を取り込むことができている。

5 Conclusion

以上より、サブグリッドを用いて、エネルギー変化の少ない反応過程を取り込む計算方法が実際の計算として、効果を取り込むことができることを示している。このため、これらの手法を用いて、実際の超新星爆発シミュレーションコードに組み込み、また、核子の構造による反応率の違いによるエネルギー輸送のやり取りを今後評価していく。

Acknowledgement

指導教官である山田章一教授、反応率計算のコードの使い方を教えていただいた東京理科大学の加藤ちなみ助教、研究室の皆様には多くのアドバイスをいただきましたこと、心より感謝申し上げます。

Reference

K.Sumiyoshi and S.Yamada, ApJS, 199, 17, 2012

Chinami Kato et al, ApJ, 897, 43, 2020

Bruenn S. W., ApJ, 58, 771B, 1985

K.Sugiura et al, PTEP, 2022, 113E01, 2022

C. J. Horowitz, Phys. Rev. D, 65, 043001, 2002

————index へ戻る

コン c04

磁場優勢な相対論的ジェットにおけるケルビン・ヘルムホルツ不安定性と粒子加速

一ノ瀬 愉斗

磁場優勢な相対論的ジェットにおける KH 不安定性と粒子加速

一ノ瀬 愉斗 (東京大学大学院 理学研究科)

Abstract

相対論的な速度で噴出するジェットは、超高エネルギー宇宙線の加速源の 1 つとして考えられている。加速過程として、乱流による粒子加速が提案されており、乱流を起こす候補としてケルビン・ヘルムホルツ（KH）不安定性が挙げられる。KH 不安定性とは、相対運動する 2 つの流体の境界で発生する流体力学的不安定性で、ジェットとその周辺媒質（ここでは円盤風）の境界面で起こり得る。本研究では、ジェットと円盤風の境界面における KH 不安定の線形解析を調べた論文 (Anthony Chow et al. 2023) のレビューを行った。KH 不安定の成長条件と成長率について、解析結果をまとめた。

1 Introduction

相対論的な速度で噴出するジェットの縁では、電波で光っている様子が観測されており、乱流による粒子加速機構が働いていると考えられる。そこで私は、磁場の強いジェットと円盤風の境界における乱流駆動機構として、KH 不安定性に着目した。KH 不安定が成長する条件や励起された乱流による粒子加速過程について、シミュレーションを用いながら研究している。

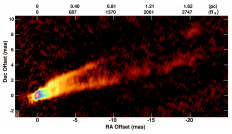


図 1: M87 のジェットの内部構造 (R.Craig Walker)

本研究では、磁場の強い相対論的ジェットにおける KH 不安定性の線形解析と、KH 不安定となるときのパラメータ条件の導出を主な目的として、レビューを行った。

2 Methods

ジェットと円盤風の境界での Kh 不安定性を調べるために、以下のセットアップで解析を行った。ジェットは cold であるとし、磁場はジェット側のみかかる状況を考える。さらに、円盤風がジェットに対して、x 軸方向に速度 v で動くとする。

解析は相対論的な電磁流体力学の基礎方程式

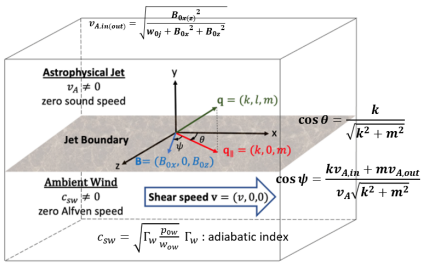


図 2: KH 解析のセットアップ (レビュー論文より引用)

（SRMHD）から始める。

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \nabla\cdot(\rho\gamma\boldsymbol{v}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(w\gamma^2\boldsymbol{v})}{\partial t} + \nabla\cdot(w\gamma^2\boldsymbol{v}\boldsymbol{v}) + \nabla p = \rho_e\boldsymbol{E} + \boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B} \tag{2}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t} + \nabla\times\boldsymbol{E} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t} - \nabla\times\boldsymbol{B} = -\boldsymbol{J} \tag{4}$$

$$\frac{\partial(w\gamma^2 - p)}{\partial t} + \nabla\cdot(w\gamma^2\boldsymbol{v}) = \boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{E} \tag{5}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \tag{6}$$

合わせて以下の状態方程式を用いた。

$$w = \rho + \frac{\Gamma}{\Gamma-1}p \tag{7}$$

ここで、Γ は断熱指数である。

ジェットと円盤風の波動の分散関係式をそれぞれ導出した後、境界条件によって 2 つの流体を関連付ける。ここでは、それぞれの項の摂動を 1 次の項（$\varphi_1 \propto$

$\exp i(\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}-\omega t)$）まで考えて式に適用した。摂動の波数ベクトルの $x-z$ 平面への写像と x 軸、磁場とのなす角をそれぞれ θ、ψ とする。

このとき、磁場優勢なジェットと円盤風の間の KH 不安定性の分散関係式は以下のように表される。

$$\frac{\gamma^2(\omega-kv)^2-{c_{sw}}^2(m^2+\gamma^2(k-\omega v)^2)}{\omega^2-(k^2+m^2){v_A}^2} = \frac{{v_A}^2\gamma^4(\omega-kv)^4{\Gamma_w}^2}{4[\omega^2-(kv_{A,in}+mv_{A,out})^2]^2{c_{sw}}^2} \tag{8}$$

ここで、v_A はアルベーン速度、c_{sw} は音速を表す。

この分散関係式は 6 次の方程式で、解析的近似により不安定性を示す条件を求めると、

$$\cos\psi < M_e(=\frac{v\cos\theta}{v_A}) < 1 \tag{9}$$

$$\sqrt{\frac{v_1-v_2}{2+2{v_A}^2{\Gamma_w}^2}} < M_e < \sqrt{\frac{v_1+v_2}{2+2{v_A}^2{\Gamma_w}^2}} \tag{10}$$

となる。ここで、v_1 と v_2 は、

$$v_1 = 2\cos\psi^2+(1+{v_A}^2){\Gamma_w}^2 \tag{11}$$

$$v_2 = \sqrt{(1-{v_A}^2)^2{\Gamma_w}^4-4(1-\cos\psi^2)(1-{v_A}^2\cos\psi^2){\Gamma_w}^2} \tag{12}$$

を表す。

また、$\cos\psi=1$ のとき、磁場と摂動の波数ベクトルが平行となり、磁気張力が最も強く働く。このときの KH 不安定の条件は、

$$1 < M_e < \sqrt{\frac{1+{\Gamma_w}^2}{1+{v_A}^2{\Gamma_w}^2}} \tag{13}$$

と導かれる。

3 Results

線形解析に基づき、数値解と解析解のシミュレーションした結果を以下に示す。

相対論的速度で噴出するジェットと円盤風の境界での KH 解析では、磁力線と摂動の波数ベクトルが平行のとき、磁気張力によって安定化するが、導出した条件 (6) 式で不安定となることが分かった。また、これらが垂直に近づくにつれて不安定条件のパラメータ範囲は大きくなった。

得られた結果に対して、M_e の下限は磁気張力による安定化で与えられる。上限は圧縮性による安定化であると考えられる。

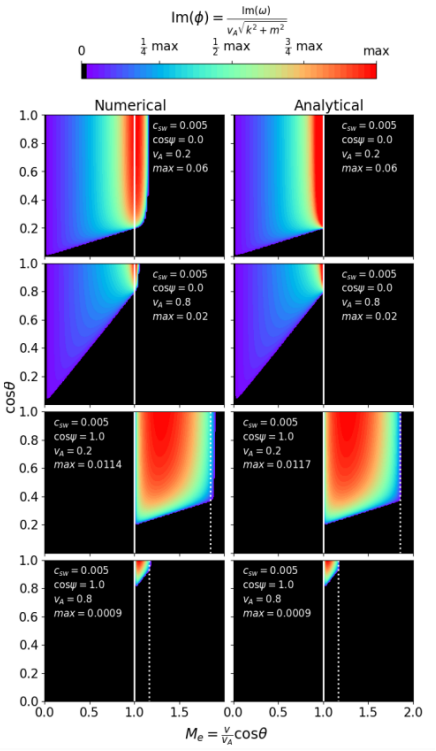


図 3: シミュレーション結果（レビュー論文より引用）

4 Conclusion

相対論的な速度で噴出するジェットと周囲の円盤風の境界における KH 不安定性について線形解析を行い、不安定となる条件を導いた。この線形解析結果に基づき、相対論的な速度で噴出するジェットの縁の KH 不安定性による乱流加速機構について、今後の研究に役立てたい。

Reference

Anthony Chow, Jordy Davelaar,Michael.E Rowan, Lorenzo Sioni 2023, ApJ, 951, L23

————index へ戻る

コン c05

ブラックホール磁気圏強電場領域由来ガンマ線放射の理論的研究

金 滉基

ブラックホール磁気圏強電場領域由来ガンマ線放射の理論的研究

金 滉基 (東北大学 理学研究科天文学専攻博士課程 1 年)

Abstract

ブラックホール付近からの相対論的ジェット駆動機構の解明には、磁気圏と呼ばれるブラックホール近傍電磁場優勢領域でのプラズマ現象の理解が重要である。本研究ではその観測的検証に繋がる磁気圏プラズマ由来ガンマ線放射の可能性について、1 次元一般相対論的プラズマ粒子シミュレーションを用いて調べた。恒星質量ブラックホール磁気圏において磁気圏プラズマのダイナミクスを解析した結果、非定常的に強電場領域が発達し、生成された非熱的粒子による GeV-TeV 帯域ガンマ線放射が卓越することがわかった。比較的高密度なガス雲中に恒星質量ブラックホールが存在する状況では、シミュレーションが予想するような明るい磁気圏由来ガンマ線放射がみられ、Fermi 望遠鏡などの現行のガンマ線望遠鏡で kpc 程度の遠方からでも検出可能となる。数 10 天体程度の検出が期待され、銀河系内ガンマ線未同定天体の起源の候補の一つとなるものである。

1 Introduction

宇宙における高エネルギー電磁波放射現象や宇宙線の生成には、しばしばブラックホール (BH) 付近からの相対論的速度の噴出流 (ジェット) が関与する。その駆動機構の有力なモデルの一つは、ガス降着に伴う磁束輸送により BH 上空に磁気圏と呼ばれる電磁場エネルギー優勢領域 (図 1) が形成され、そこで磁場が関与した BH 回転エネルギーの引き抜きが行われるというものである (Blandford & Znajek 1977[1])。しかし、磁気圏内部からの電磁波放射が未検出であるため、この理論モデルの観測的検証は進んでいない。

近年の研究により、銀河中心に存在する超大質量 BH (supermassive black hole, SMBH) の磁気圏において、プラズマ密度が希薄な状況下では強電場による突発的な粒子加速が起き、非熱的粒子による明るいガンマ線放射が生じる可能性が示された (Chen & Yuan 2020[2]; Kisaka et al. 2020[3]; 2022[4])。このプラズマ現象は、近傍の電波銀河においてしばしば観測される数時間 ∼ 数日程度という短い変動タイムスケールの高エネルギーガンマ線フレアとの関連が指摘されており (e.g. Aleksic et al. 2014[5])、さらなる観測的検証により BH 磁気圏プラズマ現象の解明に繋がる期待がある。

一方で、同様の現象は星間ガスが降着する恒星質量程度の BH においても起きうる。Ioka et al. 2017[6] では、典型的には非常に小さい磁化率である星間ガスの降着においても、効率的な磁束輸送により恒星質量 BH 近傍で $\sim 10^7$ G にも及ぶ強磁場が実現される可能性を議論した。このような状況では BH 上空に磁気圏が形成され、局所強電場領域からの明るいガンマ線放射が見られる可能性がある。

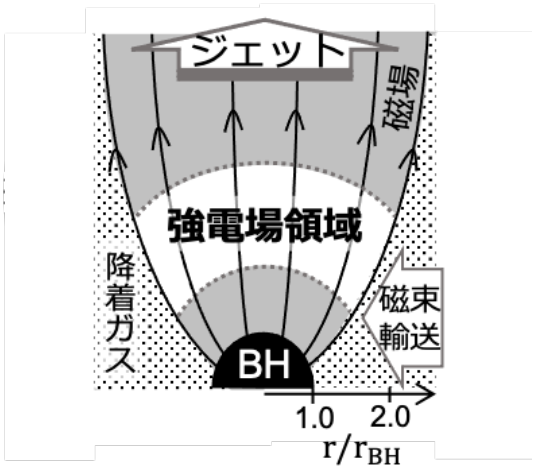


図 1: BH 磁気圏における強電場領域形成の概念図 ($r_{\rm BH}$: BH 半径)。

2 Methods

BH 磁気圏ではプラズマは希薄に広がり、そのダイナミクスは電磁場の時間進化と密接に関連する。このような状況での非定常なプラズマ現象、および電磁波放射特性を調べるには、多数荷電粒子の運動と電磁場の時間進化を自己無撞着に解くプラズマ粒子シ

ミュレーションの手法が適する。そこで本研究では、Levinson & Cerutti 2018[7], Kisaka et al. 2020[3]; 2022[4] で使用したものと同様の BH 磁気圏 1 次元一般相対論的プラズマ粒子シミュレーションコードを、10 太陽質量、スピン $a = 0.9$ の恒星質量 BH に適用し、磁気圏プラズマのダイナミクスを調べた。このコードでは、定常軸対称な分割単極型の磁場構造を仮定し、その中のある磁力線方向 (r 方向) に沿った粒子の運動を解く。BH ホライズンでの磁場強度は $B_{\rm H} = 2\pi \times 10^7$ G とした。

シミュレーションで運動を解く粒子種は、電子、陽電子、それらが降着ガス由来の低エネルギー光子を散乱 (逆コンプトン散乱、以下 IC 散乱) することにより生じる高エネルギー光子の 3 種類である。IC 散乱、および付随する電子陽電子対生成についても、反応確率を適切に考慮した Monte-Carlo 法により導入している。反応確率の計算に用いる降着ガス由来背景光子場のスペクトルは一様・定常・等方を仮定し、$I_{\rm s}(\epsilon) = I_0(\epsilon/\epsilon_{\rm min})^{-p}\,(\epsilon_{\rm min} \le \epsilon \le \epsilon_{\rm max}$, 基準値は $\epsilon_{\rm min} = 10^{-6}$, $\epsilon_{\rm max} = 10^{-4}$, $p = 2.0)$ とした。

3 Results

図 2 は、シミュレーションにおける粒子数密度分布 (1 行目)、電場強度分布 (2 行目)、r 正方向に進む粒子エネルギー分布 (3 列目) の時間進化を示したものである。このように、局所的なプラズマ空乏状態の発生に伴い強電場領域が準周期的に発達・減衰を繰り返す様子がみられた。r 負方向電場の発達に伴い電子は外向きに効率的に加速され、電場ピーク時刻 ($t = 58.3 r_{\rm g}/c$) には典型的に $\gamma_{\rm e,max} \sim 10^7$ に鋭いピークを持つ非熱的粒子分布が実現された。このような非熱的粒子は主に曲率放射[1]や IC 散乱によってガンマ線を放出し、そのピークエネルギーは GeV-TeV エネルギー帯域となった。

強電場領域では、加速された粒子が散乱する光子と別の低エネルギー光子によるカスケード的な電子陽電子対生成が起きる。反応効率は降着ガス由来放射の強度 I_s に依存し、Thomson 散乱 optical depth

$$\tau_0 \approx n_{\rm s}(\epsilon_{\rm min})\sigma_{\rm T} r_{\rm g} = 4\pi\sigma_{\rm T} r_{\rm g} \frac{I_0}{hc} \qquad (1)$$

[1]磁場の曲率による制動放射。

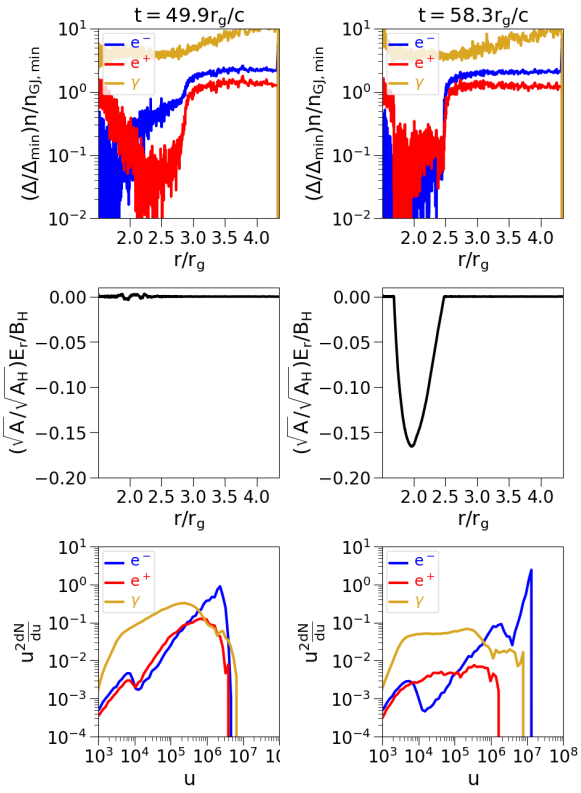


図 2: シミュレーションにおける、$t = 49.9\, r_{\rm g}/c$ (左)、$t = 58.3\, r_{\rm g}/c$ (右) での粒子数密度分布 (1 行目)、電場強度分布 (2 行目)、r 正方向に進む粒子エネルギー分布 (3 列目) のスナップショット。半径は重力半径 $r_{\rm g} = GM/c^2 \simeq 1.5 \times 10^6 (M/10 M_\odot)$ cm で規格化している。$u(\sim \gamma)$ は r 方向比 4 元運動量。

と関連づけられる。シミュレーションでは、強電場領域の規模がこの粒子生成反応の効率に敏感に依存する様子がみられた。これは、粒子生成が非効率であると完全な電場遮蔽が実現されるまでに時間を要するためである。これに伴い粒子加速効率も変化するため、計算領域外側での曲率放射のピーク光度 $L_{\rm cur,pk}$ にも τ_0 に対する依存性が見られた。加速効率が最大となる $\tau_0 \sim 30$ では、ガンマ線放射効率は単位時間あたり引き抜かれる BH 回転エネルギー ('Blandford-Znajek luminosity', $L_{\rm BZ} \equiv (\kappa\pi/4) a^2 B_{\rm H}^2 r_{\rm g}^2 c \simeq 2.3 \times 10^{35} (\kappa/0.053)(a/0.9)^2 (B_{\rm H}/10^7{\rm G})^2\, {\rm erg\, s^{-1}}$) の数%程度に達し、より大きい τ_0 に対しては $L_{\rm cur,pk}/L_{\rm BZ} \sim 10^{-2}(\tau_0/30)^{-\alpha}$ ($\alpha \sim 3.8$) でおよそスケーリングされることがわかった。

本研究ではさらに、シミュレーション結果をもとにして、強電場領域における粒子の運動・散乱光子の伝

搬・粒子生成についての準解析的モデルを構築した。これを Kimura et al. 2021[8] で議論された恒星質量 BH 周りの強磁場状態降着円盤由来放射 one-zone モデルと組み合わせ、星間ガス降着時の恒星質量 BH 磁気圏由来ガンマ線放射の観測的特徴を調べた。

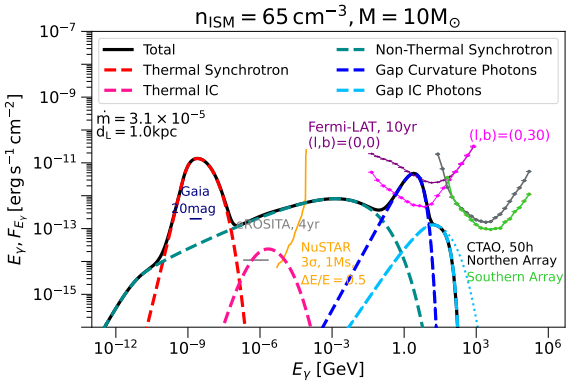


図 3: 準解析的モデルに基づき、$M = 10M_\odot$ の恒星質量 BH への数密度 $n_{\rm ISM} = 65.0\,{\rm cm}^{-3}$ の星間ガス降着の際の多波長放射スペクトルを計算した結果。$d_{\rm L}$ は光度距離、$\dot{m} \equiv \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd}$ は質量降着率の Eddington 降着率に対する比率。図中青、水色鎖線が磁気圏強電場領域に由来するガンマ線放射の成分である (それぞれ曲率放射、IC 散乱)。同時に、Kimura et al. 2021[8] の議論に基づく強磁場状態降着円盤由来放射スペクトルを示している (図中赤・ピンク・緑鎖線)。

その結果、近傍の高密度ガス雲中に恒星質量 BH が存在する状況であれば、ガンマ線放射強度は Fermi 望遠鏡などの現行の GeV-TeV 帯域ガンマ線観測機器で検出可能なものとなることがわかった (図 3)。これらは銀河系内における未同定ガンマ線源の起源天体となり得るものである。

銀河系内において期待されるこうした BH 天体の検出数は、星間ガスの空間分布や BH 質量分布関数を仮定することにより見積もることができる;

$$N_{\rm det} \sim M \frac{dN}{dMdV} \min\left(\frac{4\pi}{3} d_{\rm det}^3,\, 2\pi H_{\rm ISM} d_{\rm det}^2\right). \tag{2}$$

ここでは、BH 空間分布を一様と仮定した。また、放射光度 $L_{\rm GeV}$、検出器の感度 $F_{\rm sen}$ に対する検出可能な限界距離を $d_{\rm det} = \sqrt{L_{\rm GeV}/4\pi F_{\rm sen}} \simeq 3(L_{\rm GeV}/10^{33}{\rm erg\,s^{-1}})^{1/2}({\rm F_{sen}}/10^{-11}{\rm erg\,s^{-1}cm^{-2}})^{-1/2}$ kpc と求めた。$dN/dMdV \sim n_0 M^{-2.6}$ ($3.2M_\odot \leq M \leq 50M_\odot$、Abbott et al. 2021[9]) を用いると、分子雲ガスの銀河系内スケールハイト $H_{\rm ISM} \simeq 75\,{\rm pc}$ (Bland-Hawthorn & Reynolds 2000[10]) に対し $N_{\rm det} \simeq 0.1 n_0 (M/10M_\odot)^{-1.6}$ 個となる。BH 連星合体イベントレート ($\mathcal{R}_{\rm BBH} \simeq 23.9\,{\rm Gpc^{-3}yr^{-1}}$, Abbott et al. 2021[9]) から見積もられる銀河系内 BH 数密度 $n_0 \simeq 10^2\,{\rm kpc^{-3}}$ を用いれば、数 10 天体程度の恒星質量 BH が銀河系内の分子雲中に見つかることになる。

想定されるガンマ線放射の特徴としては、mono-energetic な粒子エネルギー分布による非常にハードなスペクトル、Fermi 望遠鏡が感度を持つエネルギー帯域にピークを持つ点が挙げられる。天体を同定する上では、可視光-X 線帯域における降着円盤由来放射との対応が重要である。また、ガンマ線光度が降着円盤由来放射の強度に敏感に依存することから、降着率の変動に起因するガンマ線光度変動を捉えることができる可能性もある。

Acknowledgement

本研究においてご指導いただきました木坂将大助教 (広島大学)、木村成生助教、當真賢二准教授 (東北大学)、実りある議論をさせていただいた Amir Levinson 教授 (Tel Aviv 大学) に深く感謝いたします。また、本研究における数値シミュレーションでは京都大学基礎物理学研究所、および国立天文台の共同利用計算機 (Cray XC40, Yukawa-21/Cray XC50, cfca) を利用させていただきました。ここに感謝の意を表します。

Reference

1. Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433
2. Chen, A. Y., & Yuan, Y. 2020, ApJ, 895, 121
3. Kisaka, S., Levinson, A., & Toma, K. 2020, ApJ, 902, 80
4. Kisaka, S., Levinson, A., Toma, K., & Niv, I. 2022, ApJ, 924, 28
5. Aleksic, J., Antonelli, L. A., Antoranz, P., et al. 2014, A&A, 563, A91
6. Ioka, K., Matsumoto, T., Teraki, Y., Kashiyama, K., & Murase, K. 2017, MNRAS, 470, 3332
7. Levinson, A., & Cerutti, B. 2018, A&A, 616, A184

8. Kimura, S. S., Kashiyama, K., & Hotokezaka, K. 2021, ApJL, 922, L15
9. Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., et al. 2021,ApJL, 913, L7
10. Bland-Hawthorn, J., & Reynolds, R. 2000, in Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, ed. P. Murdin, 2636

————index へ戻る

コン c06

相対論効果がマグネターパルス波形における影響

屈 楚舒

未提出

————index へ戻る

コン c07

X線天体MAXI J0709-159 の可視対応天体 LY CMa の分光観測

後藤 絵美

未提出

————index へ戻る

コン c08

全天X線監視装置MAXIのイメージフィット解析システムの改良と同システムを用いた全天X線データの再解析

工藤 優乃

全天Ｘ線監視装置 MAXI のイメージフィット解析システムの改良と同システムを用いた全天Ｘ線データの再解析

工藤 優乃 (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

全天X線監視装置 MAXI は全天で 300 を越えるX線天体の 1 日から数カ月にわたるX線の強度変化を約 92 分に 1 回の間隔で観測している。MAXI はX線新星等の突発天体の発見を最大目標の一つとし、これまでに 34 のX線新星を発見した。 しかし、銀河中心付近などの混雑した領域では近傍天体と重なり、十分な調査がなされていない。そこで、指定した天球領域で等距離間隔にある各点での光度曲線を作成できるようにした。今後、銀河中心付近で約 0.1 度間隔で光度曲線を作成し、X線新星等の突発天体の発見を試みる。また、調べたい天球座標の光度曲線と、同時に強度評価が行われた周辺天体の光度曲線も作成し、それらを一度に表示させるスクリプトを作成することにより、検出された増光が、その天体領域そのものの増光なのか、周辺天体の増光に影響されたものなのかが容易にわかるようになった。

1 導入

1.1 目的

ブラックホール自体は全くX線を放射しない。そこで、それらが他の恒星との連星系を成すブラックホールX線連星 (BHXB) を観測対象とする。BHXB は一時的にX線で輝くブラックホール新星として発見されることが多い。これまで、MAXI のデータを用いて 34 の新たなX線新星が発見されてきたが運用当初はバックグラウンドの処理や、突発天体の閾値などが最適化されておらず、 明るい天体しか発見できていなかった可能性がある 。また、銀河中心付近などの混雑した領域では近傍天体と重なり、十分な調査がなされていない 。

そこで現在、MAXI の運用当初からのデータを利用して 1 orbit (1 時間半) ビン、6 hour ビン、1 day ビンのタイムスケールで銀河中心付近を満遍なく光度曲線を作成し、X線新星等の突発天体の発見をすることを試みている。

1.2 全天Ｘ線監視装置MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image)

MAXI は国際宇宙ステーション (ISS: International Space Station) に搭載されたX線観測装置である。約 14 年にわたり、全天で 300 個を越えるX線天体のX線の強度変化を約 92 分に 1 回の間隔で監視している。12 台の比例計数管から構成される GSC (Gas Slit Camera) と、X 線 CCD を搭載した SSC (Solid-state Slit Camera) の 2 種類のカメラが搭載されている。MAXI のデータを解析する際には、観測している視野の広さと帯域から一般的に GSC のデータが用いられる。

図 1: MAXI の外観 (NASA より転載)

2 解析方法

2.1 光度曲線の作成

光度曲線の生成には、森井幹雄によるイメージフィットプログラム [1] を鈴木和彦 (2014 年度修了) と

増満隆洋 (2016 年度修了) によってスクリプト化されたものを利用する。スクリプトに座標・時間等の必要なデータを入力すると、光度曲線が作成できる。光度曲線は周辺天体からの光子の混入を考慮したものとなっている。

2.2 統計的な評価

調べたい日のX線強度の前日から 10 日前の強度分布の標準偏差の値を σ_s とする。この期間を選ぶのは、より長いタイムスケールでの強度変化の影響を受けないようにするためである。1 orbit (1 時間半) ビンはポアソン分布、6 hour ビン、1 day ビンはガウス分布にほぼ従うことが確かめられている。ガウス分布では平均値 $\pm 3\sigma_s$ の範囲内に全体の約 99.7% が存在する。よって $3\sigma_s$ レベル以上で検出される統計的揺らぎによるイベントの確率は約 0.15% 未満といえる。そこで、$3\sigma_s$ レベル以上検出されるイベントを探す。

また、データ自身が持つ負のエラーの大きさを σ_- として、$3\sigma_-$ レベル以上で検出されるイベントも探す。これはエラーが大きく、統計的に優位ではないイベントを排除するためである。σ_s と σ_- の両方が 3 σ 以上で検出されたイベントを採用する。

3 スクリプトの改良

光度曲線を作成するためのスクリプトの改良を行った。

MAXI J1803–298

MAXI/GSC によって、2021 年 5 月 1 日 19 時 50 分 (UT) に検出されたブラックホール候補天体。5 月 1 日 12 時 (UT) 以降急激に増光し、その後 5ヶ月にわたって徐々に暗くなった [4][5]。増光により、周囲の天体とX線強度の変動の比較がしやすいため、以下のスクリプトでは本天体を使用した。

3.1 指定した範囲・間隔で光度曲線を作成

まず初めに、指定した天球領域で等距離間隔にある各点での光度曲線を作成できるようにした。なお、赤道座標系か銀経座標系かを指定することもできる。この時、球面上におけるデータ解析用のソフトウェア、HEALPix (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelation of a sphere)[2] とデータ解析用パッケージ HEASoft[3] を利用した。HEALPix には 3 つの特性がある。

1. 球は、曲線的な四角形に分割される。各画素を 4 つの画素に分割することで、解像度が向上する。
2. 各画素の立体角はすべて同じ。
3. 画素は同じ緯度の線上に分布している。

HEALPix の画素にはそれぞれ番号が振られており、その番号ごとに対応する赤道座標が存在する。これらの特性を利用して図 2 の手順のプログラムを作成した。また、各画素を何回分割するかを指定することで、間隔の指定ができるようになった。

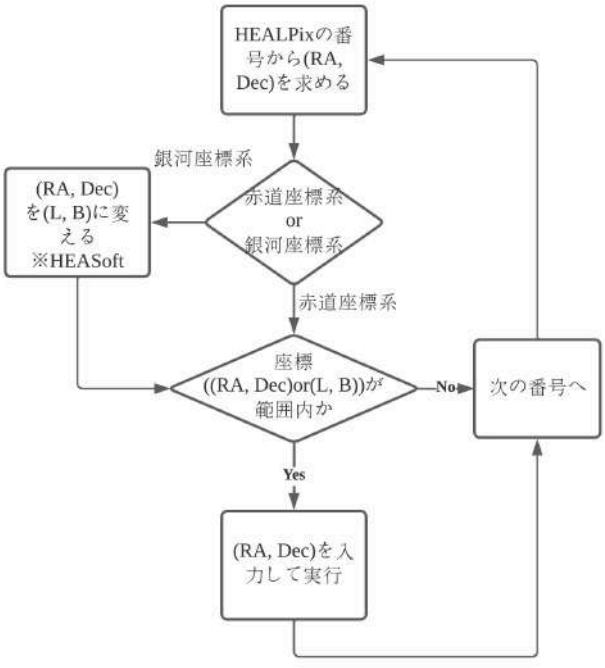


図 2: 改良した内容のフローチャート

図 3 は MAXI J1803–298 の増光を確認した期間で、赤経赤緯 ±0.5 度の範囲内で 0.24 度間隔で光度

曲線を作成し、そのうち中央の 15 個をほぼ座標の通りに並べたものである。

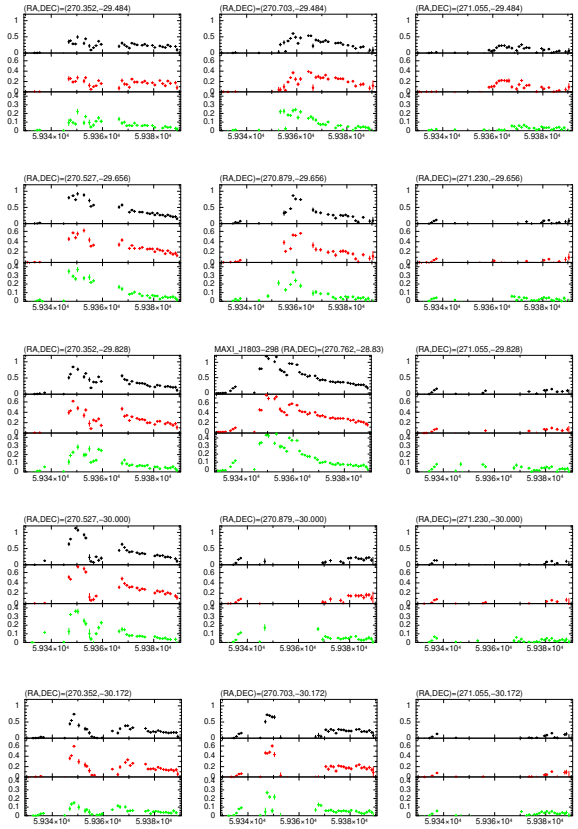


図 3: 光度曲線を並べたもの (黒がエネルギーバンド 2–10 keV、赤が 2–4 keV、緑が 4–10 keV での X 線強度)

中央に MAXI J1803–298 の光度曲線が配置された。図 3 より、MAXI J1803–298 より右側はあまり増光の影響を受けておらず、左側は約 0.5 度にわたって増光の影響を十分に分離できていることがわかる。

3.2 周辺天体の光度曲線の表示

未発見の増光を見つけた際、それが周辺天体の増光に影響されたものか調べる必要がある。そこで、調べたい天球座標の光度曲線とその周辺天体の光度曲線を同時に表示させることができるようにした。

光度曲線を作る際、周辺天体のフィッテングも同時に行なっている。観測した周辺天体の名前、それを観測したカメラの番号、カメラ・スキャンごとのフィッティングの結果がファイルに書き出されている。そのファイルの内容を読み取り、周辺天体の光度曲線を作成した。図 4 は MAXI J1803–298 とその周辺天体の位置関係を示した。

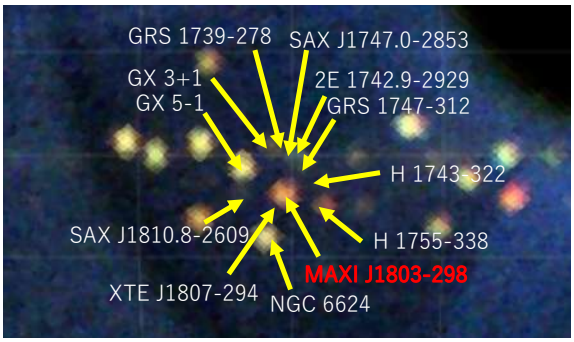


図 4: MAXI J1803–298 とその周辺天体の位置関係 (UT 2021 年 5 月 16 日 MJD 59359)

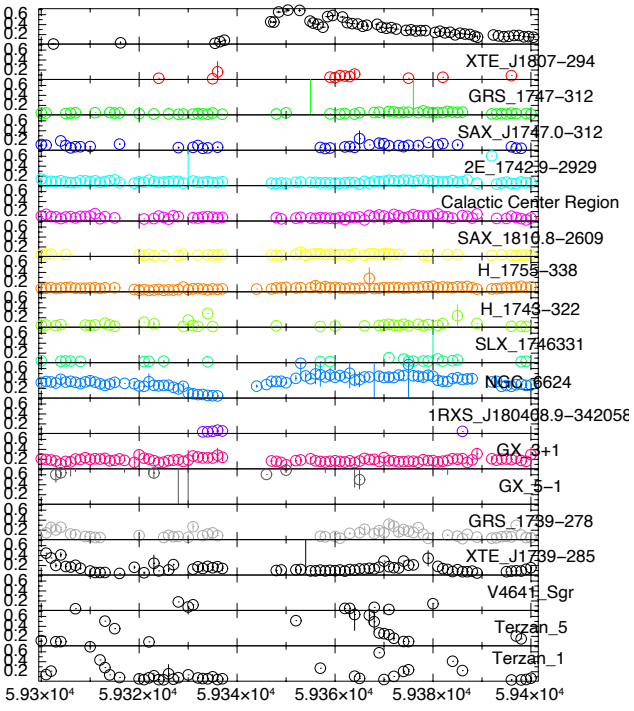


図 5: MAXI J1803–298 (一番上) とその周辺天体の 2–4 keV での光度曲線 (1day ビン)

図 5 は MAXI J1803–298 ((RA, Dec)=(270.762, −29.83)) の増光を確認した時間に、MAXI J1803–

298 と一部の周囲の天体の光度曲線を同時に表示させたものである。

MAXI J1803–298 の増光があった期間で (MJD 59359 (UT 2021 年 5 月 16 日) あたり) 、周囲の天体では増光が起こっている様子は見られないので、MAXI J1803–298 の強度が正しく評価されていることが確認できた。

4 今後の課題

今回改良を行ったスクリプトを利用して、銀河座標内で等間隔に隔てた各点での光度曲線を作成し、X 線強度の増光を検出をすることが目標である

謝辞

終始適切な助言を賜り、また丁寧に指導してくださった根來均先生に感謝を申し上げます。

Reference

[1] Morii, M., et al., 2016, PASJ, 68, S11

[2] HEALPix, `https://healpix.sourceforge.io/index.php`

[3] HEASoft, `https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/heasoft/`

[4] M, Serino et al. Atel #14587

[5] M, Shidatsu et al., 2022, ApJ, 927, 151

————index へ戻る

コン c09

ラインフォース駆動型円盤風を伴うブラックホール降着円盤の研究に向けて

黒田 裕太郎

ラインフォース駆動型円盤風を伴う ブラックホール降着円盤の研究に向けて

黒田裕太郎 筑波大学宇宙物理理論研究室

Abstract

いくつかのセイファート銀河において、光速の約 1 割で青方偏移した吸収線が検出された。これは、降着円盤由来のガス噴出流 (円盤風) が発生することを示唆している。Nomura et al. (2016) では、この円盤風がラインフォースによって説明可能であることが示された。ここで、ラインフォースとは金属元素による束縛-束縛遷移吸収によりガスを加速させる力のことである。しかしながら Nomura et al. (2016) では、定常的な降着円盤を境界条件として仮定しており、現実的な降着円盤・円盤風構造の解明には至っていない。なぜなら、降着円盤は熱的不安定によって、円盤構造が時間発展するためである。

そこで我々は、降着円盤の構造進化とラインフォース駆動型円盤風を同時に解く数値計算コードの開発を目指す。本講演では、熱的不安定による降着円盤の時間発展を計算した先行研究である Watarai et al. (2003) を紹介する。Watarai et al. (2003) の計算手法をもとに、ラインフォース駆動型円盤風を伴うブラックホール降着円盤の数値計算の将来計画についても議論する。

1 Introduction

いくつかのセイファート銀河の中心から、ultra fast outflow(UFOs) が発生している。その UFOs から光速の約 1 割で青方偏移した吸収線が検出されている。具体的に、Tombeshi et al. (2011) によって、BH 候補天体 PG1211+143 の輻射スペクトル中に速度 $0.15c$(c は光速) で青方偏移する鉄の吸収線の存在が報告された。それらの吸収線は、円盤風が発生することを示唆している。

円盤風の加速の原因として、ガス圧、磁場、電子散乱、ラインフォースなどが挙げられる。その中で、Nomura et al. (2016) は 2 次元軸対称輻射流体力学計算により、ラインフォースによって円盤風を説明可能であることを示した。ブラックホール質量 M とエディントン比 ϵ(円盤の光度をエディントン光度で割った値) の広い範囲を調べ、円盤風の発生条件を調べた。結果として、$M = 10^6$〜10^9 太陽質量、$\epsilon = 0.1$〜0.7 の場合、円盤風は発生し、その中の高密度の物質が開き角 70〜80 度の開き角で光速の約 1 割で加速された。円盤風の向かう方向に沿って観測をすると、速度、面密度、電離状態は観測された UFOs と一致した。

しかしながら、Nomura et al. (2016) では定常的な降着円盤の境界条件として仮定して計算しており、現実的な降着円盤・円盤風構造の解明に至っていない。なぜなら、降着円盤内部で発生する熱的不安定によって、降着円盤から発生する光度や降着円盤内の密度は時間発展し得るからである。このような円盤構造の時間変化が生じた場合、円盤風も時間進化し、やはり降着円盤自体の構造も変化すると予想される。したがって、降着円盤と円盤風を自己矛盾なく取り扱う計算が必要となる。

そこで我々は、降着円盤の構造進化とラインフォース駆動型円盤風を同時に解くことを目指す。本講演では、熱的不安定による降着円盤の時間発展を計算した先行研究である Watarai et al. (2003) を紹介する。Watarai et al. (2003) では、数十秒ごとに光度変動しているマイクロクエーサー GRS1915+105 の観測結果を 1 次元流体計算を実施することで再現している。

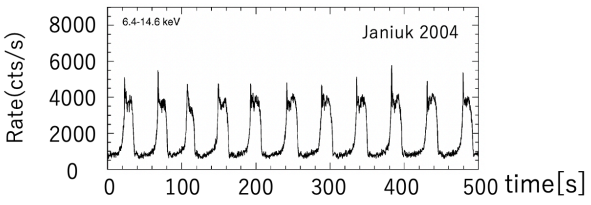


図 1: マイクロクエーサー GRS1915+105 の準周期的な光度変動

2 Methods

2.1 Basic equations

基礎方程式は円筒座標 (r, ψ, z) を使う。計算では、z 方向に対するワンゾーン近似、軸対称、擬ニュートンポテンシャル $\phi = -GM/(\sqrt{r^2+z^2} - r_{\rm g})$ を想定している (G は万有引力定数、$r_{\rm g} = 2GM/c^2$)。z 方向に積分した赤道面上の密度 ρ、圧力 p は、以下のように定義される。

$$\Sigma = \int_{-H}^{H} \rho dz = 2I_{\rm N}\rho H \tag{1}$$

$$\Pi = \int_{-H}^{H} p dz = 2I_{\rm N+1} p H \tag{2}$$

このとき、Σ は面密度、Π は z 方向に積分された圧力、H はスケールハイト (円盤の厚さ) である。また、$I_{\rm N}, I_{\rm N+1}$ は Hōshi et al. (1994) で定義された z 方向の積分時に出てくる定数で、Watarai et al. (2003) では $N = 3$ としており、$I_3 = 16/35, I_4 = 128/315$ である。$I_{\rm N}$ の N はポリトロピック関係式 $p \propto \rho^{1+1/{\rm N}}$ 由来である。p に関してはガス圧 $p_{\rm gas}$、輻射圧 $p_{\rm rad}$ の和で書くことができる。

$$p = p_{\rm gas} + p_{\rm rad} = a\frac{T_{\rm c}^4}{3} + \frac{k_{\rm B}}{\bar{\mu} m_{\rm H}}\rho T_{\rm c} \tag{3}$$

静水圧平衡は以下のようになる。

$$(2N+3)\frac{\Pi}{\Sigma} = H^2\Omega_{\rm K} \equiv H^2 \frac{GM}{r(r-r_{\rm g})^2} \tag{4}$$

この時、$\Omega_{\rm k}$ は擬ポテンシャルから導かれたケプラー回転の角速度である。
質量保存則、運動量保存則、角運動量保存則は以下のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\Sigma) + \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r) = 0 \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\Sigma v_r) + \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r^2 + r\Pi) = (1 - \frac{d{\rm ln}\Omega_{\rm k}}{d{\rm lnr}})\Pi + \Sigma(v_\psi^2 - (r\Omega_{\rm K})^2) \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(r^2\Sigma v_\psi) + \frac{\partial}{\partial r}(r\Sigma v_r v_\psi + r^2 T_{r\psi}) = 0 \tag{7}$$

この時、v_r は r 方向の速度、v_ψ は ψ 方向の速度である。式 (7) 内の $r-\psi$ 成分の粘性の角運動量テンソル $T_{r\psi}$ は以下のようになる。

$$T_{r\psi} \equiv \int_{-H}^{H} t_{r\psi} dz = -\alpha\beta^\mu \Pi \tag{8}$$

$\mu (0 \leq \mu \leq 1), \alpha (\alpha \leq 1)$ はアルファー粘性モデルのパラメータ、β は $\beta = p_{\rm gas}/p$ である。
エネルギー方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\Sigma\epsilon_{\rm tot}) + \frac{\partial}{\partial r}[r(\Sigma\epsilon_{\rm tot} + \Pi)v_r + rT_{r\psi}v_\psi] = -2rF^- \tag{8}$$

全体のエネルギー $\epsilon_{\rm tot}$ は以下のようになる。

$$\epsilon_{\rm tot} = \Big[3(1-\beta) + \frac{\beta}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\Big]\frac{\Pi}{\Sigma} + \frac{1}{2}(v_r^2 + v_\psi^2) + \psi_0(r) \tag{10}$$

この時、比熱比 $\gamma = 5/3$、$\psi_0(r) \equiv -GM/(r - r_{\rm g})$ と仮定した。光学的に厚い単位面積あたりの輻射冷却フラックス F^- は以下のようになる。

$$F^- = \frac{8acT_{\rm c}^4}{3\tau} \tag{11}$$

$$\tau = \bar{\kappa}\Sigma = (\kappa_{\rm es} + \kappa_{\rm ff})\Sigma \tag{12}$$

この時、$\kappa_{\rm es} = 0.4[{\rm g/cm^2}]$ は電子散乱の不透明度、$\kappa_{\rm ff} = 0.64 \times 10^{23}(16\rho/25)(2T_{\rm c}/3)^{-7/2}$ は自由自由吸収の不透明度である。

式 (5),(6),(7),(8) を人工粘性付きの Lax Wendroff 法で計算している。

2.2 Numerical setup

ブラックホールの質量は $M = 10$ 太陽質量、アルファー粘性モデルのパラメータ $\alpha = 0.1$ と設定する。計算領域は $r = [2.4r_{\rm g}, 2000r_{\rm g}]$、合計のグリッド数は 400〜500 として計算する。この時、$r > 3.2r_{\rm g}$ では対数目盛、$r < 3.2r_{\rm g}$ では線形目盛 $(0.01r_{\rm g})$ である。$r = 2000r_{\rm g}$(外側境界) から入れる質量降着率は $3L_{\rm Edd}/c^2$($L_{\rm Edd}$ はエディントン光度、c は光速) で、ケプラー回転、角運動量保存、輻射冷却＝粘性加熱の熱平衡状態のもと物理量を定めている。内側境界は外挿補間している。初期条件は定常的な遷音速解 (Matsumoto et al. (1984)) としている。

本論文のパラメータはアルファー粘性モデルのパラメータ μ である。$\mu = 0.1, 0.2$ の 2 パターン計算し、観測結果と比較している。

3 Results

シュミレーションの結果を図 2 に示す。$\mu = 0.1, 0.2$ ともに準周期的な光度変動が見られた。計算結果か

らμが小さいほどバーストする時間間隔は長くなり、バースト時の光度も高くなる。

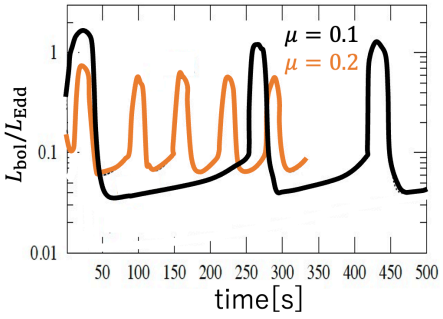


図 2: パラメータ $\mu = 0.1, 0.2$ とした時のボロメトリックルミノシティ($L_{\rm bol}$)。$L_{\rm bol} = \int 2\pi r F^{-} dr$ と定義している。また、ボロメトリックルミノシティをエディントン光度で規格化している。

実際、動径方向の面密度、有効温度は図 3 からわかるように、$t = 426s$(バースト時) では $4r_{\rm s}$〜$20r_{\rm s}$ で面密度が減少、有効温度が増加しており、$t = 448s$(静穏時) では $4r_{\rm s}$〜$20r_{\rm s}$ で面密度が増加、有効温度が減少している。このような面密度、有効温度の増減によって準周期的な光度変動が発生する。

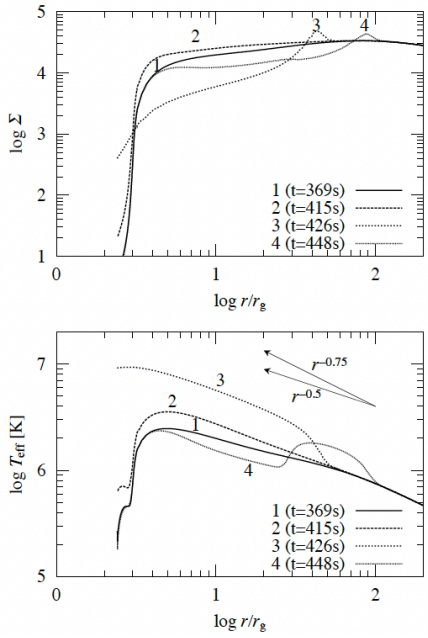


図 3: 図 2 の $\mu = 0.1$ の 3 回目のバーストの面密度 (上) と有効温度 (下) の動径分布の時間発展

準周期的な光度変動を理解するために図 5 のような熱平衡曲線を考える。この熱平衡曲線は降着円盤の内縁の熱平衡曲線で、地点 AC の線上に外部から入る一定の質量降着率 $\dot{M}_{\rm input}$ があるときに準周期的な光度変動が発生する。図 5 のような S 字の熱平衡曲線は加熱と冷却の釣り合いから求めることができ、S 字の右側は加熱が優勢となる領域で、左側は冷却が優勢になる領域である。S 字の地点 BC の線はスリム円盤領域、地点 CA の線は標準円盤の輻射圧優勢領域、地点 AD は標準円盤のガス圧優勢領域となっていて、標準円盤の輻射優勢領域は熱的不安定な領域である。

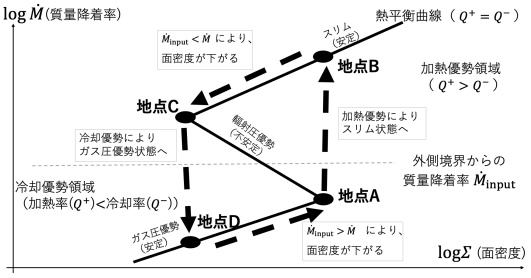


図 4: 熱平衡曲線とリミットサイクル

図 4 を見たらわかるように、地点 A、B、C、D、A、... の順番にリミットサイクルが起きる。リミットサイクルが起きることで、準周期的な光度変動が起きている。バースト時は地点 BC 間で起きていて、静穏時では地点 DA 間である。バースト時のタイムスケールは粘性時間で決まっていて、静穏時のタイムスケールは降着円盤内にガスが溜まるまでの時間によって決まる。

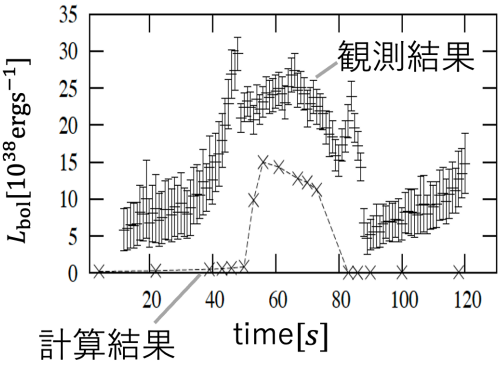


図 5: $\mu = 0.1$ の時の計算結果と観測結果との比較。計算結果がバツ付き、観測結果がエラーバー付き。

$\mu = 0.1$ の計算結果を観測結果と比較したのが図 5 である。図 5 からわかるように、$\mu = 0.1$ の計算結果は、観測結果のバーストの継続時間を再現している。

バースト時の光度は再現できていないが、これは、降着円盤のジェット、円盤風、コンプトン散乱などの効果を計算に入れていないためであると考えられている。

4 Conclusion

Watarai et al. (2003) の計算結果から $\mu = 0.1$ の時、輻射圧優勢領域でおこる熱的不安定でマイクロクエーサー GRS1915+105 で発生する準周期的な光度変動のバーストの継続時間を再現されることが確認できた。

Watarai et al. (2003) ではマイクロクエーサーを考えたが、輻射圧優勢領域でおこる熱的不安定はクエーサーでも発生すると想定できる。今後の方針として、我々は輻射圧優勢領域で起こる熱的不安定の準周期的な光度変動する円盤を境界条件とした輻射流体シミレーションを実施し、ラインフォース駆動型円盤風の構造と時間発展、生成される吸収線構造を解明する予定である。アルファー粘性モデルのパラメータ α, μ や、外部境界から入れる質量降着率を変えて、バーストする時間間隔やバースト時の最大光度を変えた計算結果と観測結果を比較することで、アルファー粘性モデルの妥当性や鉄の吸収線の起源の解明につなげることができる。

Reference

Tombesi, F., Cappi, M., & Reeves, J. N., 2013, ApJ, 742, 44

Nomura, M., Ohsuga, K., Takahashi, H. R., Wada K.,& Yoshida, T., 2016, PASJ, 68, 16

Watarai, K., & Mineshige, S., 2003, ApJ, 596, 421

Hōshi, 1977, R., Prog. Theor. Phys., 58, 1191

Matsumoto, R., Kato, S., Fukue, J.,& Okazaki, A., 1984, PASJ, 36, 71

————index へ戻る

コン c10

親星水素外層と超新星フォールバックの相関性

篠田 兼伍

未提出

————index へ戻る

コン c11

宇宙マイクロ波背景放射観測衛星 Planck の公開データを用いた突発電波天体の探索

森口 諒介

宇宙マイクロ波背景放射観測衛星 Planck の公開データを用いた突発電波天体の探索

森口 諒介 (関西学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

突発天体現象はその突発性ゆえ狭い視野による指向観測では発見が難しい。その発見のために最適な手法は高頻度の全天サーベイ観測であり、X 線領域では MAXI などによって活発に実施されているが、電波帯域での探索は未開拓である。また突発天体現象の例として、潮汐破壊現象（Tidal Disruption Event; TDE）などがある。宇宙マイクロ波背景放射（Cosmic Microwave Background; CMB）を観測するための Planck 衛星は 2009 年 8 月より 100-857 GHz で 2 年半にわたって 5 回、30-70 GHz では 4 年間にわたって 9 回の全天サーベイ観測を行った。このデータを電波領域における突発天体探索に利用できると考えた。本研究では Planck 衛星の公開全天サーベイデータを用いて、突発天体を探索する網羅的な解析を TDE に着目して試みた。既存の TDE カタログに記載がある天体に限定し、Planck 衛星が観測した期間内に光度変動があった天体を網羅的に探索した結果、突発天体の候補を 6 つ検出することに成功した。検出した天体はいずれも Planck 衛星が測定した 7 つの高周波数帯のうち、1 つの周波数帯でのみ増光が確認された。

1 Introduction

宇宙では多くの突発天体現象が観測されている。その一例として星がブラックホールに近づくことで受ける潮汐力によって破壊される潮汐破壊現象（Tidal Disruption Event; TDE）などがある。しかしながら、これらの天体は突発性ゆえ発見が難しく、特に電波帯域での探査は未開拓の分野である。Planck 衛星は 2009 年に欧州宇宙機構によって打ち上げられた、CMB の観測を目的とした人工衛星である。また Planck 衛星は広い周波数帯域を観測することができ、100-857 GHz で 2 年半にわたって 5 回、30-70 GHz では 4 年間にわたって 9 回の全天サーベイ観測を行った。Yuan et al. (2016) はこれまで注目されていなかった Planck の公開データを用いて、NGC4845 銀河で TDE が検出されていることを発見した。
そこで我々は、Planck 衛星の全天サーベイ観測データを用いて、TDE カタログをもとに網羅的に突発天体の探索を行うことを試みた。

2 Methods

本研究での解析は Python で行い、特に `HEALPix`（Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelisation）を用いた。`HEALPix` は全天マップを均等に分割するためのツールである。また `HEALPix` を Python で用いるためのライブラリとして、`Healpy` を使用した。`HEALPix` を用いて分割した領域の通し番号を NPIX と呼称し、NPIX の値で Planck 衛星が測定した方向を指定した。また分割する個数は NSIDE によって決められる。NPIX と NSIDE の関係は、NPIX の最大値$=12 \times \mathrm{NSIDE}^2$ となる。

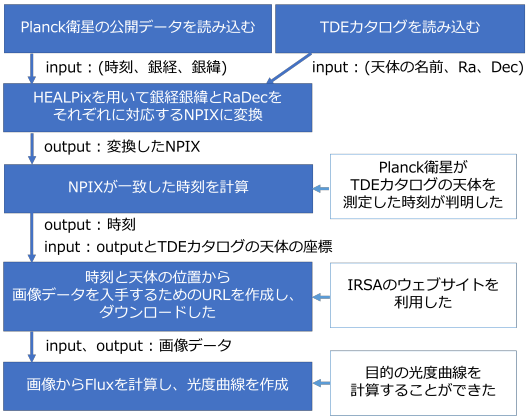


図 1: 解析手法の概要図

表 1: 周波数と有効ビーム半径の関係、及び解析で使用した NSIDE の値

	LFI			HFI					
Frequency [GHz]	30	44	70	100	143	217	353	545	857
FWHM [arcmin]	32.29	27.00	13.21	9.68	7.30	5.02	4.94	4.83	4.64
NSIDE				350	350	512	512	512	512

表 1 に Planck 衛星が観測する周波数ごとの Effective beam FWHM と、解析に使用した NSIDE の値をまとめた。NSIDE が 350 の場合、1 つのピクセルの大きさはおおよそ 10 arcmin で、NSIDE が 512 の場合はおおよそ 7 arcmin である。LFI（Low Frequency Instrument）に NSIDE の記載が無いのは、本研究では HFI（Hight Frequency Instrument）のみで解析を行なったからである。また本研究で使用した Planck 衛星の公開データは PLA (Planck Legacy Archive）から、画像データは IRSA (NASA/IPAC Infrared Science Archive) から入手した。Planck 衛星のデータは TOI（Time Order Information）や全天マップなど複数の形態で公開されている。本研究では TOI を用いた。TOI とは Planck 衛星が測定した方向と、測定した時刻が対応づけられたデータである。また測定した方向は銀経銀緯で公開されている。

TDE カタログはこれまでに TDE と報告されている天体のリストであり、天体の名前や天体の座標が赤経赤緯で記録されている。本研究の解析手法を以下に示す。

初めに Planck 衛星の TOI を読み込み、`HEALPix` を用いて銀経銀緯を NPIX へ変換した。同様に TDE カタログを読み込み、`HEALPix` を用いて赤経赤緯を NPIX へ変換した。次に TDE カタログに記載がある天体一つに対して、変換した NPIX が一致する時刻を計算した。IRSA のアーカイブでは観測時刻を指定し、その時刻に対応する画像をダウンロードできる仕組みとなっている。そのため画像データを IRSA から自動的にダウンロードするための URL を作成し、wget コマンドを用いてダウンロードを実行した。これによって Planck 衛星が TDE カタログに記載がある天体を観測した瞬間の画像データを入手できた。次に画像データに対して 2 次元ガウシアンフィッティングを行い、フラックスを計算した。算出したフラックスと NPIX が一致した時刻から光度曲線を計算した。上記の解析をカタログに記載がある天体の数だけ行った。また本研究で行った解析の流れを図 1 にまとめた。

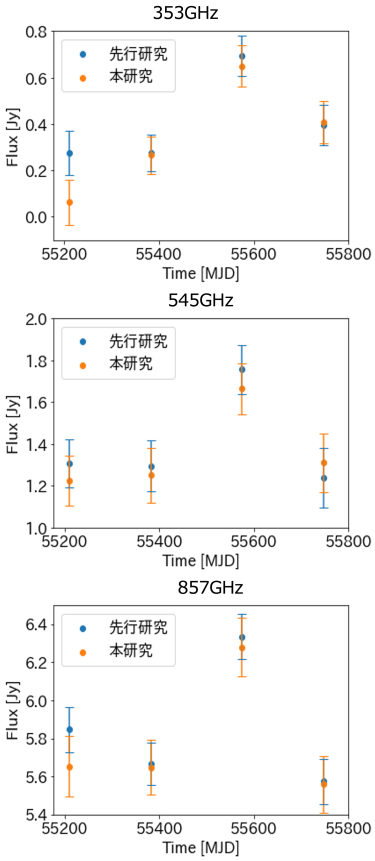


図 2: NGC4845 での先行研究と本研究の光度曲線

3 Results

初めに手法の検証を行った。そのために Yuan et al. (2016) より Planck 衛星の観測期間中に突発現象が発生したと判明している NGC4845 銀河に対して、既に示した手法を用いて解析を行い、先行研究の光度曲線と一致するかを比較した。また図 2 に先行研究の光度曲線と、本研究の手法を用いて計算した光度曲線を示した。横軸の MJD は修正ユリウス日で

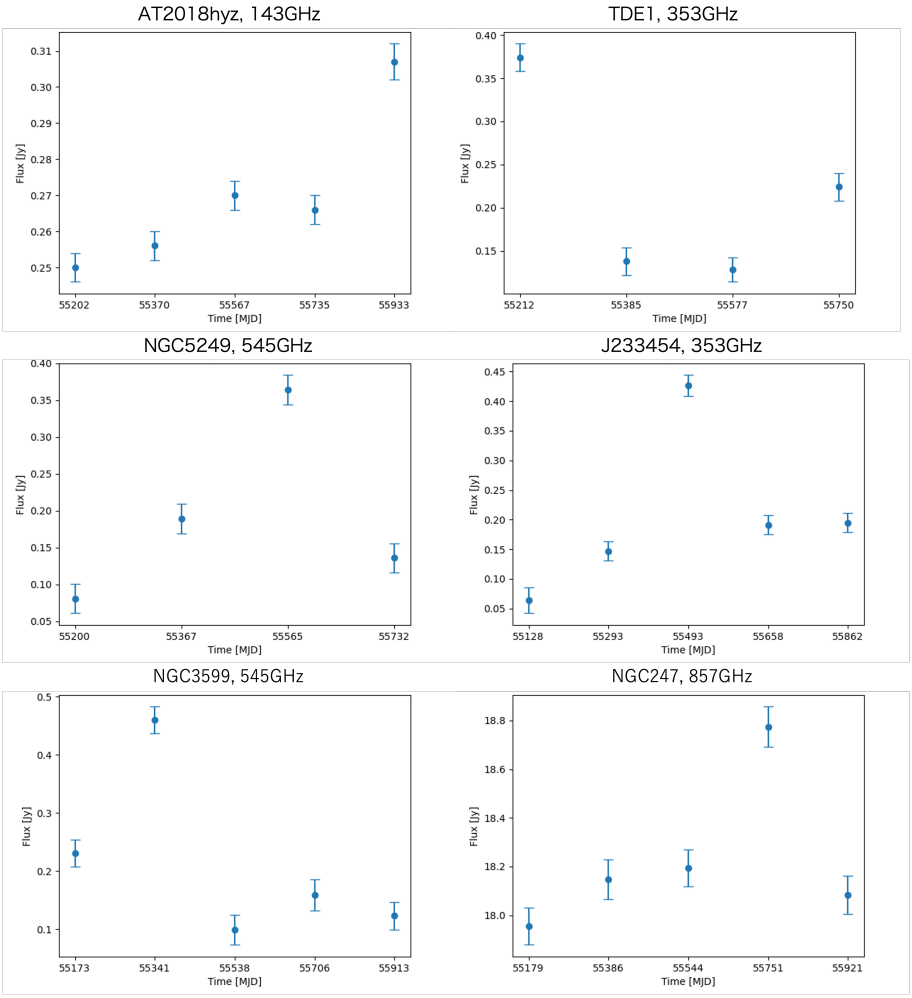


図 3: 突発現象を起こした天体の光度曲線

ある。図 2 より NGC4845 銀河内の既知の突発天体が誤差の範囲で検出できたことから、手法の検証ができた。

次に作成した光度曲線のピークの値と、ピーク以外の点の平均値を比較した。本研究では、ピークの値と平均値の差が誤差の 3 倍以上となれば突発天体であると定義した。これはピーク以外の点が平均値を中心に正規分布していると考えたからである。この定義に従い TDE カタログに記載されている 83 個の天体に対して、解析を行うと突発天体と思われる天体が 6 個確認された。突発現象候補が発見された天体は、AT2018hyz、TDE1、NGC5249、J233454、NGC3599、NGC247 である。先行研究で突発天体であると示された NGC4845 銀河では、複数の周波数で増光が確認された。しかしながら、今回新しく増光が確認された 6 天体全てに共通している特徴として、Planck 衛星が測定した単一の周波数でのみ増光が確認できた。図 3 に各天体で増光が確認できた周波数でのグラフを示した。また TDE カタログに記載がある増光が発生したタイミングと、今回増光が確認できたタイミングは全ての天体で一致しなかった。

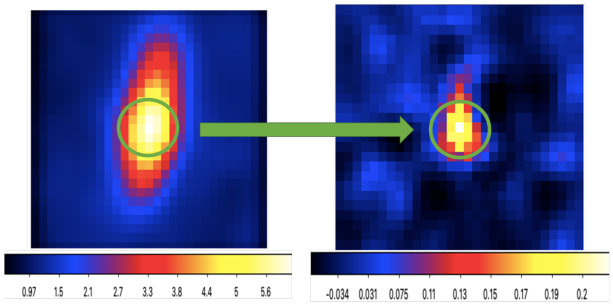


図 4: NGC247 が増光する様子

4 Discussion

ここでは NGC247 銀河について考える。Feng et al. (2018) より増光が確認できた 6 天体の中で、NGC247 銀河で TDE の存在が示唆されている。図 3 より NGC247 銀河での増光は Planck 衛星が 4 回目に測定したタイミングだとわかる。ここで NGC247 銀河内のどの位置で増光が発生したのかを調べる。そのために、4 回目の画像データから、4 回目以外の画像データの平均を差し引いた。差し引いた後の画像データを図 4 に示した。

図 4 より NGC247 銀河の中心で増光が発生していることが確認できた。このことから NGC247 銀河の中心に存在するブラックホールに起因する現象によって増光が発生したと考えられる。一例として TDE や活動銀河核（Active Galactic Nucleus; AGN）が挙げられる。AGN とは、銀河全体を越えるような強い電磁波を放射する銀河中心部の領域をさす。しかしながら、NGC247 の中心からは AGN のような強い放射は観測されていない。いっぽう、Feng et al. (2015) より NGC247 銀河の中心で X 線のフレアが検出されている。このことから TDE が起こり得る環境が NGC247 銀河には揃っていることからも、今回発見した増光は TDE による可能性が高いと考えた。

5 Conclusion

Planck 衛星の公開データを用いて、電波突発天体を探索する研究を初めて実施した。また既知の突発天体を用いて、手法の確立に成功した。TDE カタログをもとに突発天体を探査したところ、TDE と思われる天体を 6 つ見つけ出すことに成功した。このうち NGC247 銀河で発見された突発現象は銀河の中心付近で発生していた。また、NGC247 銀河は AGN ではないことから TDE を起こしたと考えた。
突発現象を発生させる天体として、TDE 以外にもガンマ線バーストやマグネターなど様々な現象が考えられる。これらのカタログを用いて同様の検証を行うことにより、新しく突発天体を探索することを今後の展望とした。また今回の検証では HFI のみで検証を行った。同様の手法で LFI でも検証を行うことができることから、 HFI より低い周波数帯でも突発天体を探し出すことができるのではないかと考えた。

6 Acknowledgement

本研究の遂行にあたり指導教官として終始多大なご指導を賜った、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所准教授 辻本先生、および関西学院大学理工学部物理学科教授 松浦先生に深謝致します。また宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所海老沢研究室の富永様には、本研究の遂行にあたり多大なご助言、ご協力頂きました。ここに感謝の意を表します。

Reference

[1] Qiang Yuan, Q. Daniel Wang, Wei-Hua Lei, He Gao, & Bing Zhang, Mon. Not. R. Astron. Soc. Volume 461, Issue 3, Sep 21 2016, Pages 3375–3384

[2] The Open TDE Catalog. 2022-03-07. https://tde.space, (参照 2023-07-26)

[3] Planck Legacy Archive. 2021-06-22. https://pla.esac.esa.int/home, (参照 2023-07-27)

[4] NASA/IPAC Infrared Science Archive. 2021-10-13. https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/planck/, (参照 2023-07-27)

[5] Hua Feng, Luis C. Ho, Philip Kaaret, Lian Tao, Kazutaka Yamoka, Shuo Zhang, & Fabien Gris, The Astrophysical Journal. Volume 807, Issue 2, Jul 10 2015

————index へ戻る

コン c12

連星系における共通外層の時間発展と双極惑星状星雲の形成

水谷 耕介

連星系における共通外層の時間発展と双極惑星状星雲の形成

水谷 耕介 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

コンパクト天体の生成過程として共通外層（Common Envelope; CE）が注目されている．CE とは連星系において主星が伴星を飲み込むことによって, 主星のコアと伴星が共通の外層の中で公転するものである．コンパクト連星のスケール（$\sim 10^6$cm）と主系列星の連星系の連星間距離のスケール（$\sim 10^{15}$cm）には大きな隔たりがあり, 効率的な軌道エネルギーの損失メカニズムが必要とされる．このメカニズムとして, CE の形成が重要な役割を果たすと考えられている．CE 期はコンパクト天体の連星系の初期条件を決める重要な段階であり, 主星の進化から重力相互作用までの流体物理の非線形効果を含んだシミュレーションが必要とされる．磁場の効果を考慮した近年のシミュレーションから, 磁気回転不安定性により磁場が増幅されることが確認されている．さらに, 観測結果に近い双極惑星状星雲様の構造が形成されることが確認されており, 磁場の効果を取り入れることが重要であることがわかっている．今回は 3 次元磁気流体シミュレーションの結果をレビューし, CE 段階での磁場の影響を理解することを目指す．シミュレーション結果から, 磁場の効果を考慮した場合, 伴星の運動によって収束された高速のガスのアウトフローが生成され, 双極惑星状星雲の形成に寄与していることが確認された．今後は磁場の効果を考慮したシミュレーションにより, 恒星の連星系からコンパクト連星系の初期状態を決定することを目指す．

1 共通外層

共通外層（Common Envelope; CE）とは連星系において一方の星が膨張しもう一方の星を飲み込んだ際に, 2 つの星のコアが共通の外層の中を公転する系のことである．我々の宇宙に存在する恒星のうち半数以上は連星系をなしているという研究がある (Sana et al. 2012)．こういった連星系が時間発展することにより, X 線連星を形成したり Ia 型超新星を引き起こしたりすると考えられている．しかし主系列星の連星系の典型的な連星間距離 $\left(\sim 10^{15}\mathrm{cm}\right)$ とコンパクト天体の連星系での連星間距離 $\left(\sim 10^{6}\mathrm{cm}\right)$ には大きな隔たりがあり, 効率的に軌道エネルギーを失うメカニズムが必要である．現在考えられている主なシナリオは次の通りである (Roepke et al. 2023).

1. 連星をなす主系列星が形成される．
（一方を主星, もう一方を伴星と呼ぶ）
2. 主星が進化によって赤色漸近巨星（Asymptotic Giant Branch; AGB）まで成長し, 膨張する．
3. 主星がロッシュローブ（Roche lobe）を満たし, 伴星を取り込む．
4. 伴星が主星の外層を通過し, 主星のコアと共通の外層を持つようになる（CE 期）．
5. 伴星と主星のコアが高密度ガス領域を公転することで軌道エネルギーを失い, 軌道が縮まる．
6. エネルギーを受け取った外層は吹き飛ばされ, 伴星と主星のコアが近接連星系を形成する．

以上の流れからわかるように, CE 期はコンパクト天体の連星系の初期条件を決めるうえで非常に重要であるが, その詳細な物理は未だよくわかっていない．これは次節で述べる通り CE 期の解析的な取り扱いは困難であり, 非線形効果が無視できないことが原因である．CE 期にて弾き飛ばされた外層は双極惑星状星雲（Bipolar Planetary Nebula）を形成すると考えられている．

2 シミュレーションを行う必要性

CE 期の物理を理解するために数値シミュレーションを行う必要があることを示すため, まず基礎方程式について整理する．CE 期の物理を支配してい

る基礎方程式として次の磁気流体（Magneto-Hydro-Dynamics; MHD）方程式がある．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0, \tag{1}$$

$$\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) p = -\gamma p (\nabla \cdot \boldsymbol{v}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{4}$$

ここで ρ は密度, $\boldsymbol{v}$ は速度, p は圧力, $\boldsymbol{B}$ は磁場, γ は比熱比であり, 簡単のためエネルギー損失の効果などは省略している．この方程式系は非線形であるが, 特定の問題においては微小な変動などを仮定することにより解析的に解くことができる．しかし CE 期においては物理量分布に大きな変動が生じるため非線形効果を無視できず, 解析的な取り扱いは不可能である．また, CE 期には明確な対称性を仮定できないため, 3 次元の方程式を解く必要がある．加えて CE 期は自己重力系であるため, 重力相互作用も考慮する必要がある．ここまでの要因から, CE 期の物理を理解するためには 3 次元流体シミュレーションが必要であるといえる．

3　磁場の効果の重要性

CE 期に関する流体シミュレーションはこれまでにも行われているが, 近年磁場の効果の重要性が議論されている (Ohlmann et al. 2016)．磁気回転不安定性（Magneto-Rotational Instability; MRI）により磁場が増幅されることが確認されており, 磁場の効果を考慮することの重要性が示唆されている．
図 1 は磁場の効果を考慮したシミュレーションの結果であり, 初期状態では恒星表面で 10^{-6}G であった磁場が, CE 期の終わりには 10^{4}G 程度まで増幅されていることがわかる．

4　3 次元磁気流体シミュレーション

ここでは 3 次元磁気流体シミュレーションの結果として (Ondratschek et al. 2022) を挙げる．行われたシミュレーションの手順は以下の通りである．

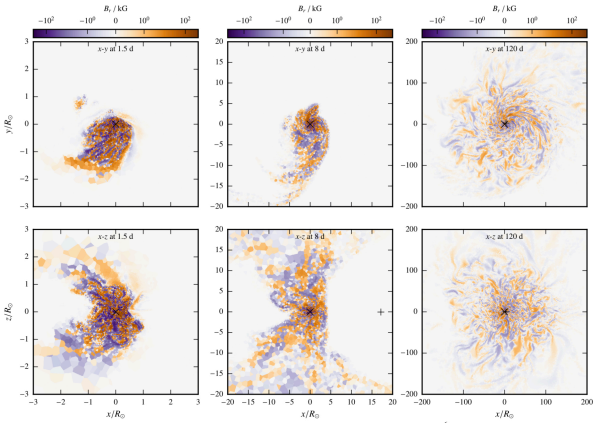


図 1: CE 期における磁場分布．軌道面に対して鉛直方向から見た場合（上）と平行方向から見た場合（左）の磁場分布を示す．(Ohlmann et al. 2016)

1. 主星の準備として星の進化計算コードを用いて主系列星の進化を計算する．
2. AGB まで成長した主星を 3 次元シミュレーション内に配置し, 構造が安定するまで緩和計算を行う．
3. 伴星を主星の外縁部に配置した後, MHD 方程式に則って時間発展を計算し CE の進化を追う．

シミュレーション結果として, 図 2 にあるような密度分布の時間変化が示されている．伴星が主星の内部へと落ちていくと同時に, 主星の外層がはぎとられていく様子がわかる．同時に連星間距離も縮まっていることがわかり, 具体的な値として $207R_{\odot}$ から $20R_{\odot}$ 程度まで縮まっている．また軌道面に対して鉛直方向に低密度の領域が形成されている．
次に動径方向の速度分布を磁場ありと磁場なしで比較したものが図 3 である．磁場の効果を考慮することによって, 軌道面に対して鉛直方向にアウトフローが生まれていることがわかる．アウトフローの速度は $\sim 100\mathrm{km\ s^{-1}}$ 程度まで達している．シミュレーションにおいてこのアウトフローは CE 後期に現れ, アウトフローの出現までに約 70%の外層がはじき出されていることも指摘されている．
最後に密度分布と動径方向の速度分布をレンダリングしたものと観測されている双極惑星状星雲の画像を比較したものが図 4 である．衝撃波面の形成を含めて特徴的な構造がよく似ていることがわかる．

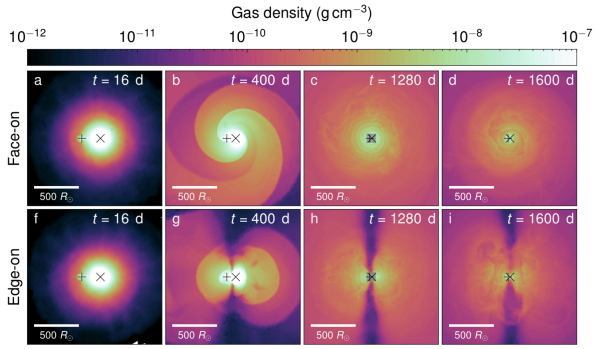


図 2: CE 期の密度分布の時間発展. 軌道面に対して鉛直方向から見た場合（上）と平行方向から見た場合（左）の密度分布を示す. (Ondratschek et al. 2022)

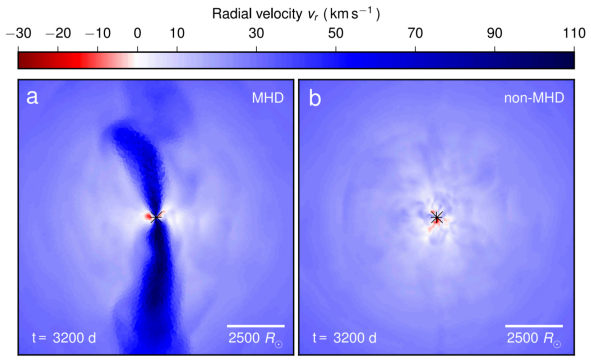


図 3: CE 期の動径方向の速度分布. 磁場ありの場合（左）と磁場なしの場合（右）の速度分布を示す. (Ondratschek et al. 2022)

5 まとめ

コンパクト連星系の形成メカニズムとして CE に注目し, いくつかのシミュレーション結果のレビューを行った. これらシミュレーションの結果から, 磁気を考慮することが重要であることがわかる. 磁場の効果を含めることによって伴星の軌道面に対して鉛直方向にアウトフローが生まれ, 磁場が双極惑星状星雲の形成に寄与していることが示唆されている.
今後は磁場の効果を考慮した 3 次元流体シミュレーションを行うため, 以下の事項を検討する必要がある.

- 磁場の初期条件: 磁場の初期条件は重要なパラメータであるため, 適切な初期条件を設定する必要がある.
- 軌道の進化: CE 期は自己重力系であるため, 重力相互作用も考慮する必要がある. 磁場と重力相互作用をどのように同時に扱うかを検討する必要がある.
- 磁場の強さと構造: 磁場の強さと構造がどのように CE の進化に影響を与えるかを詳細に調査する必要がある.

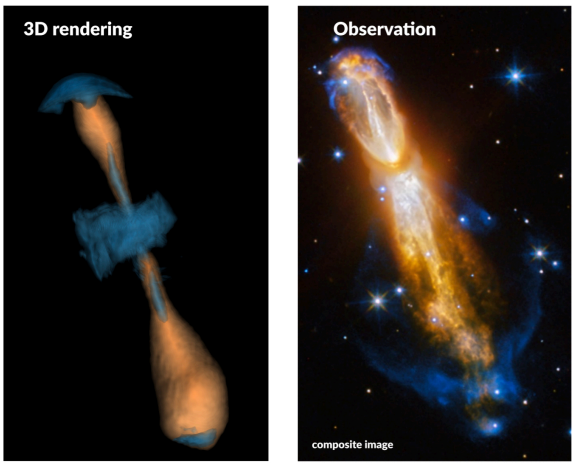


図 4: シミュレーション結果と双極惑星状星雲の画像の比較. シミュレーション結果の密度分布と速度分布をレンダリングした画像（左）と Hubble 望遠鏡により撮像された双極惑星状星雲の画像（右）. (Ondratschek et al. 2022)

これらの課題に取り組むことで, 磁場の効果がコンパクト連星系の形成に与える影響を理解することができると期待される.

Reference

Sana, H., de Mink, S.E., de Koter, A., et al., 2012, Science, 337, 444

Ohlmann, S.T., Röpke, F.K., Pakmor, R., et al., 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 462, L121-L125

Ondratschek, P.A., Röpke, F.K., Schneider, F.R., et al. 2022, Astron. Astrophys. Suppl. Ser, 660, L8

Röpke, F.K., & De Marco, O., 2023, Living Rev. Comput. Astrophys, 9, 2

————index へ戻る

コン c13

３次元流体シミュレーションによる超巨大質量ブラックホール周囲の降着流に乱流が与える影響の調査

西田 海斗

３次元流体シミュレーションによる超巨大質量ブラックホール周囲の降着流に乱流が及ぼす影響の調査

西田 海斗 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の中心に存在する超巨大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole; SMBH) の周囲には、ジェットやアウトフロー・降着流などの様々な温度を持つ複雑なガス構造が存在する。また、中心から 1-100pc の領域に、低温分子ガスで構成される核周円盤（Circumnuclear Disk; CND）の存在している。これらの構造は、ガス降着に起因するため、降着構造の理解は重要である。また、ガス降着には、ガスの角運動量の引き抜きが必要であり、これに乱流が重要と考えられている。乱流の駆動源としては、超新星爆発や重力、磁気回転不安定性（MRI）などが示唆されているさらに近年、Wolf-Rayet 星の恒星風と CND の相互作用による乱流が降着円盤形成に寄与する可能性など、SMBH 周囲の降着流について新描像が次々に発見されている。しかし、乱流が与える影響に関して、物理的な理解や乱流のサイズ・スペクトルによる違いについての体系的な調査は未だ十分ではない。本研究では、様々なスケール・スペクトルの乱流を持つ降着流について調査する。また、歴史的に星形成分野では、多様な物理過程が複雑に絡み合い、数値計算が活きる対象としてこれを解くための技術が発展してきた。我々は、これらの知見を SMBH 降着の研究に応用した計算を行う。我々は、SMBH 周りの降着構造に乱流が与える影響を体系的に理解するために、銀河スケールの入り口（中心から $\sim 100pc$）からの降着と円盤形成を解く 3 次元流体シミュレーションを行う。本計算では、計算領域中心に SMBH を模擬するために、点源重力とガスを吸い込むシンク粒子を仮定する。初期条件には、密度・温度・エネルギーが一様なガス分布と一様な乱流を仮定する。我々は、乱流のスペクトルやサイズ、圧縮成分とソレノイダル成分の比をフリーパラメータとし、降着構造や円盤形成について調査する。本講演では、これらの検証結果をまとめ、報告する。

1 Introduction

銀河中心には $10^5 - 10^10 M_\odot$ の質量を持つ超巨大質量ブラックホール（Supermassive Black Hole; SMBH）が普遍的に存在する。SMBH はその強大な重力によって周囲のガスを降着させる。SMBH は、ガス降着による大きな重力エネルギーを解放することによりジェットやアウトフローを放出する。SMBH からのジェットやアウトフローは銀河にフィードバックをもたらし銀河スケールに大きな影響を与えると考えられている (Fabian et al. 2012)。また、SMBH 周囲の構造として、降着円盤-CND ¬銀河とスケール間にギャップのある構造が存在する。このギャップがどのような物理現象によって引き起こされるのかはいまだに謎だが、SMBH へのガス降着構造を調査する際には銀河スケールからの降着を考えることは本質的に重要である。中でも CND は SMBH に対してガスの供給・蓄積の場所として重要だと考えられている。このスケールを直接観測することは現状困難なためシミュレーションを用いたアプローチの重要度は高い。シミュレーションにより観測が困難な AGN の観測的特徴を予測することも重要だ。次のようなことが予測に用いられると考えられる。1. 角運動量の起源と輸送に関する物理過程 2. 円盤形成やそのサイズ 3. 磁場の分布 4. ジェット・アウトフローの特徴 4 に関して、近年 CND からの分子アウトフローと思われる構造が発見されてきた (Aalto et al. 2016)。このアウトフローは磁気駆動の可能性が指摘されており、将来的に磁場を含めた計算の重要性は高い。1 の角運動量の起源や円盤形成に乱流の重要だという結果が多くの流体シミュレーションにより示唆されている。(Solanki et al. 2023) しかし、乱流のサイズ・圧縮/回転成分の比・エネルギー・スペクトルなどの違いが降着流に与える影響に関して、体系的な理解は十分ではない。そこで、我々は乱流を様々なパラメータで調査し、体系的な理解を目指す。

2 Methods/Instruments

銀河スケールからの降着を解くために、計算領域を半径 100 pc のスケールを直交座標系で解くシミュレーションを設定した。初期条件として、密度・温度・エネルギー的に一様な等温ガスを仮定した。さらに、一様にランダムな乱流を計算の 1 ステップ目に一度だけ発生させた。計算領域中心には BH を模擬したシンク粒子を仮定した。円盤の構造を十分分解するために、SMR を設定した。今回の計算では、E_{turb} と f_{shear} にフォーカスしたパラメータ調査を行った。

3 Results

今回、$E_{turb}/U = 0.01, 1\%$ の二パターン（U は内部エネルギー）と $f_{shear} = 1(fullysolenoidal), 0(fullycompressive)$ の二パターンのパラメータを計算した。ここではこれらに対する定性的な結果を述べる。

3.1 $E_{turb}/U = 0.01\%$

$f_{shear} = 0$(fully compressive) の時、円盤は形成されずほとんど球対称降着のような構造をとる。$f_{shear} = 1$(fully solenoidal) の時、円盤が安定的に存在する。乱流が弱いため、円盤上空からのガスも円盤の回転方向に捻られ落下する図 1。

3.2 $E_{turb}/U = 1\%$

$f_{shear} = 0$(fully compressive) の時、円盤は形成される。円盤形成は起こるものの、安定性は低い。円盤は潰れたり、向きを変えながら存在する。$f_{shear} = 1$(fully solenoidal) の時、円盤形成される。しかし、円盤の降着半径よりも数倍大きく、大きな運動量を持った乱流に円盤のガスが一時的に剥ぎ取られる。

4 Discussion & future work

盤が潰れる構造が見られた。CND は SMBH へのガスの供給源・溜まり場になっていることから、円盤の安定性がどのように SMBH へのガス降着に影響するのかを調査することは重要である。その観点から、M_{dot} の時間発展の調査を行う必要がある。特にボンディ半径以内のダイナミクスのタイムスケールと関連して変化している可能性があり将来的に調査を行う。

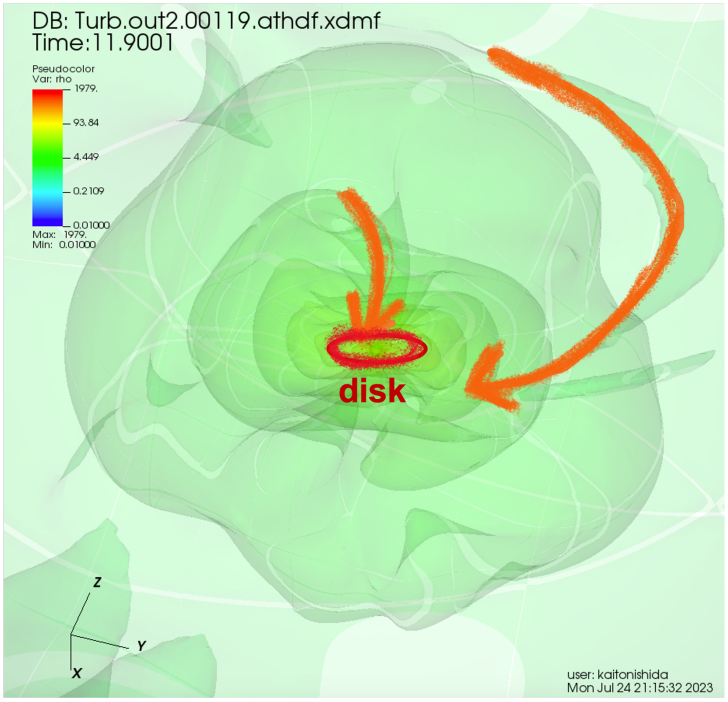


図 1: $E_{turb}/U = 0.01, f_{shear} = 1$

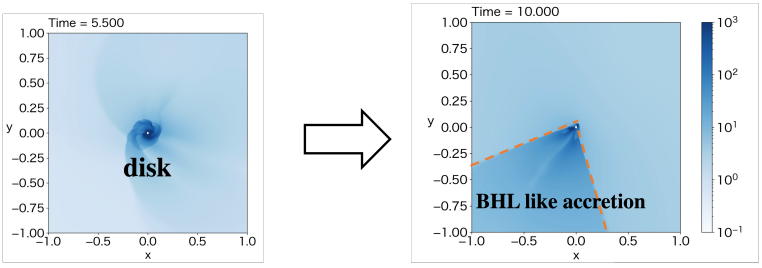


図 2: $E_{turb}/U = 1, f_{shear} = 0$

今回の計算では乱流の影響をパラメータ調査するために非常にシンプルな設定を採用した。しかし、銀河全体の回転を考慮した計算領域全体の角運動量を導入することでより現実に即した計算になると考えられる。この場合、円盤の形成や安定は用意になると考えられるが、その場合の乱流が降着に与える影響にどれほど関係するのかを調べる必要がある。

磁場は銀河内に普遍的に存在し、銀河中心でガス降着とともに集積・増強されるため重要になる。そのため、磁場を考慮した計算は重要である。一般的

に磁場は、磁気張力によってガスの密度揺らぎを弱める働きをするため乱流を弱める可能性がある。結果的に、円盤サイズは小さくなると予想される。また近年、CND からの分子アウトフローを示唆する発見がなされている。これは MHD シミュレーションによりサポートもされており、円盤の回転によりギリギリ巻きになった磁場が、強い磁気圧によりガスを放出する可能性がある (Takasao et al. 2022)。この時、磁場が増幅するまでに円盤の長時間進化が重要なことから、円盤が安定的に存在することが必要である。したがって、今回の結果と比較すると、$E_{turb}/U = 0.01\%, f_{shear} = 1$ のパターンが分子アウトフローに最も適しているかもしれない。また、全体の角運動量がアウトフロー形成をサポートする可能性がある。

Reference

Fabian 2012, AA Vol. 50:455-489

Aalto et al. 2016, AA 590 A73

Solanki et al. 2023 (arXiv:2301.07735)

Takasao et al.2022 ApJ 926 1 50

———index へ戻る

コン c14

対不安定型超新星の質量上限と 12C(α , γ)16O 応答性

川下 大響

対不安定型超新星の質量上限と $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 応答性

川下 大響 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

対不安定型超新星（Pair-instability supernova: PISN）とは Very massive star と呼ばれる質量レンジ（$200M_\odot$ 前後）の一部の恒星の最期の姿である。PISN は Ia 型超新星と同じ熱核反応型超新星で、残骸を残さないため、ブラックホールの mass function には $50-130M_\odot$ に Pair-instability mass gap (PI mass gap) と呼ばれる間隙をもたらすことが予言されている。しかし、GW190521 をはじめ、近年の重力波観測によってこの mass gap 範囲内に存在している可能性があるブラックホールの存在が続々と確認されている。

PISN を起こす下限質量に $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率が応答することが明らかになったため、下限質量まわりについての研究は盛んにおこなわれ、よく理解が進んでいる。しかし、上限質量側の応答性については、PISN そのものの上限質量についての理解が不足しており、検討が十分にされているとはいえない。

本研究では、PISN を起こす質量上限の応答性について検討した。その結果、反応率に依存する炭素燃焼プロセスの多寡に星の implosion の最大進行度が応答していることが明らかになった。また、PISN の質量上限付近では ^{4}He の光分解の進行に伴って爆発の成否が切り替わっている可能性が示唆された。

1 Introduction

Very massive star (VMS) と呼ばれる質量レンジの恒星は、最期に対不安定型超新星 (Pair-instability supernova: PISN) という爆発現象を起こす (e.g., Barkat et al. 1967; Fryer et al. 2001; Heger et al. 2003)。金属欠乏星であれば初期質量 $140-260M_\odot$ の恒星が PISN に至ると考えられているが、金属量の増加に伴い質量損失の影響が大きくなると最終的な質量が不足して PISN に至らない可能性がある (c.f. Farmer et al. (2019)) ため、特に初代星・初代銀河との関係で重要な現象である。また、PISN は Ia 型超新星と同じく原子核反応の暴走によって生じるため、超新星の最大光度を決定する ^{56}Ni の合成が極めて盛んに起き、通常の超新星の 100 倍程度明るく輝く可能性があると考えられている。そのため、PISN は超高輝度超新星 (Superluminous supernova: SLSN) を説明するモデルの 1 つとしても考えられている。これまで PISN と確定した観測例はなかったが (c.f. Gal-Yam et al. (2009))、銀河や星の元素組成から PISN の痕跡を見出したとする報告 (e.g. Yoshii et al. (2022), Xing et al. (2023)) をはじめ、近年は PISN の直接観測に成功したとする有力な報告 (Schulze et al. 2023) もされており、注目を集めている。

先述した爆発機構から、PISN は熱核反応型超新星爆発 (thermonuclear supernova) にカテゴリーされ、通常の恒星進化の終着点である重力崩壊型超新星爆発 (core-collapse supernova) と異なりその跡地にはブラックホールなどのコンパクト天体を遺さず、完全に星を破壊する。これにより、ブラックホールの質量分布には PISN を起こす親星の質量レンジに対応する間隙 (PI mass gap) があると予言されている (e.g. Heger & Woosley (2002))。しかし最近、GW190521(Abbott et al. 2020a,b, 2021; Estellés et al. 2022) を筆頭にこの範囲内にブラックホールが存在することを示唆する重力波イベントが多数検出されており ((Abbott et al. 2021; The LIGO Scientific Collaboration et al. 2021a,b); c.f. Moreno Méndez et al. (2023))、PI mass gap の範囲に強く影響を与えうる $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率 (Takahashi (2018); Farmer et al. (2019, 2020); Costa et al. (2021); c.f. deBoer et al. (2017)) に注目が集まっている。

筆者は、PISN において特徴的である ^{56}Ni の生成と、同様に観測情報に影響する爆発エネルギーに対して $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率がどのように影響するか、また実際の光度曲線がどのように応答するかについて研究し、昨年の第 52 回天文・天体物理夏の学校において発表した。本研究を通じ $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ 反応率が PI mass gap のみならずこれらの情報にも影響することが明らかになったが、その原因は明らかでない。また、爆発エネルギーが質量上限付近で示す急激な減少は、PISN の爆発の質量上限についての理解が不

足していることもあり、説明に至っていない。

そこで本研究では、質量分解能を上げ多数の恒星進化計算を行い、変化の様子を連続的に観察することで、これらの問題を解決することを試みた。なお、本研究成果についての論文はすでに公開しており Kawashimo et al. (2023)、本集録中の図もそれからの引用であるので留意されたい。

2 Methods

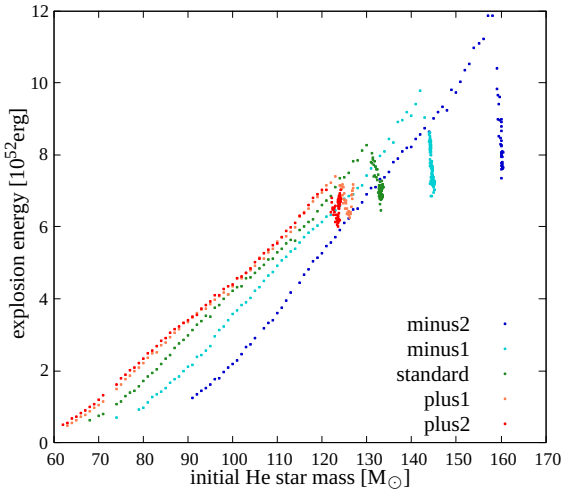
本研究では昨年の第 52 回天文・天体物理夏の学校で発表した研究で用いたのと同様の方法で恒星進化計算を行った。恒星進化コード `MESA`(Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018, 2019; Jermyn et al. 2023) において Marchant et al. (2019) のセットアップを用い、$Z = 10^{-5}$ のもと He 星の恒星進化計算を行った。原子核反応ネットワークは `approx21_plus_co56.net` を用いているが、$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応は `STARLIB`(Sallaska et al. 2013) をもとに作成した反応テーブルを用いている。

3 Results and Discussions

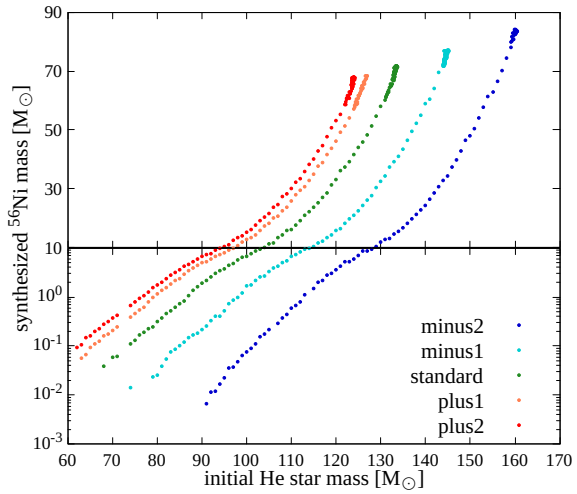
3.1 $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ に対する応答について

図 1 は、親星質量に対する爆発エネルギーと合成 ^{56}Ni 量の関係を異なる $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応率で観察した図である。基本的な feature は昨年の夏の学校で示した図と変わらない。

$^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応率が PI mass gap の下限に影響するのは、PISN の爆発メインソースである酸素燃焼に先立つ炭素燃焼が低 $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 環境においては激しく、高 $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 環境においてはゆるやかに起きることにある (Takahashi 2018; Farmer et al. 2019, 2020) が、それは本研究がターゲットとする爆発エネルギーと ^{56}Ni 合成に対しても同様である。図 2 は炭素燃焼に着火するタイミングからでの残存炭素量と爆発エネルギーの時間発展を異なる $^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O}$ 反応率で観察した図である。反応率が低い場合は多くの炭素が残存するので早い段階からエネルギーが増加し始め、特に青の線で示された -2σ 環境においては酸素燃焼開始時点ですでに全エネルギーが正に転じるほどのエネルギーを蓄えていることがわかる。



(a) 爆発エネルギー



(b) 合成 ^{56}Ni 量

図 1: 初期 He 星質量に対する爆発エネルギーと ^{56}Ni 合成量。

3.2 上限質量における爆発エネルギー現象について

PISN は爆発の発展に伴いどこかの瞬間で星が膨張に転じる。そのため、星が経験する最大の圧縮の瞬間を観念することができる。図 3 は爆発に成功したケースについてその、最も星が圧縮された瞬間の位置を $\rho - T$ 平面上に示したものである。上側限界付近を見ると、$^4\mathrm{He} \rightarrow 2\mathrm{n} + 2\mathrm{p}$ の光分解の進行に伴って、特に $Y_{\mathrm{He}} = 0.96$ の線を超えるか否かによって爆発の成否が切り替わっていることが読み取れる。

図 4 を見ると、実際ある質量について着目すれば

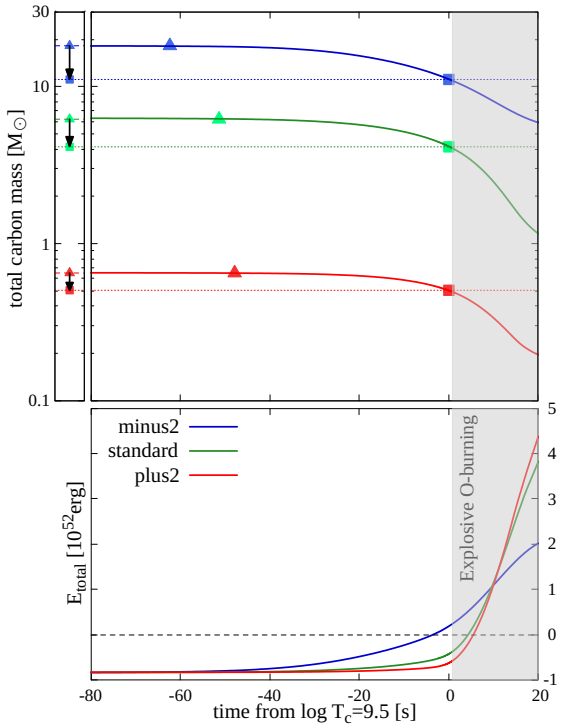
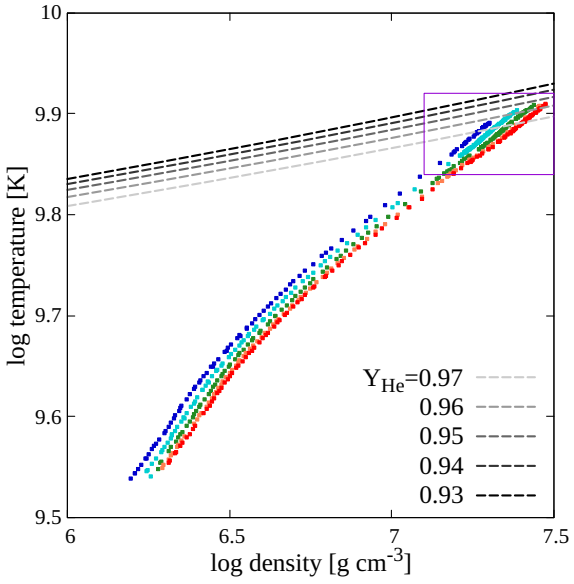


図 2: He 星質量 $M_{\rm He} = 100 M_\odot$ に対する炭素質量 (上図) と爆発エネルギー (下図) の時間発展を $^{12}{\rm C}(\alpha,\gamma)^{16}{\rm O}$ の変化について注目した図。時間原点は酸素燃焼が始まる $T_c = 10^{9.5}$K。図中の三角は炭素燃焼が始まる $T_c = 10^{9.3}$K に到達した瞬間。

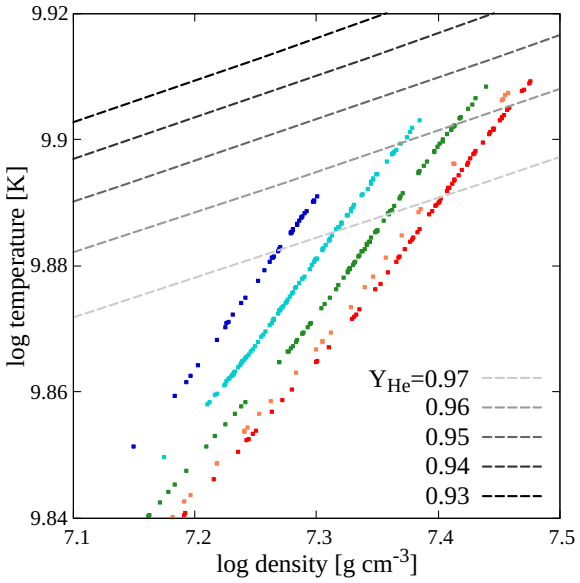
反応率が低いほど圧縮が弱く、質量が増え圧縮が進み灰色の点線を超えたとたんに爆発に失敗することが読み取れる。

4 Conclusion

$^{12}{\rm C}(\alpha,\gamma)^{16}{\rm O}$ 反応率が PISN における元素合成、ならびにエネルギー獲得にどのように影響するかについて、質量高分解能の恒星進化計算を行った。同じ質量に対しては高い反応率のほうが ^{56}Ni 獲得、爆発エネルギー獲得を多く行うことが観察されたが、これは酸素燃焼に先立つ炭素燃焼の多寡による影響であることがわかった。また、上側の爆発エネルギー急落については、PISN の爆発の成否が上側境界では $^4{\rm He} \rightarrow 2{\rm n} + 2{\rm p}$ の光分解によって決まっており、それによる吸熱反応によってみられた可能性が示唆された。。



(a) 全体



(b) 高 $\rho - T$ 領域

図 3: それぞれのモデルが経験する最高の $\rho - T$ をプロットした図。(a) は全体、(b) は (a) で紫色の線で囲った高 $\rho - T$ 領域を切り出したもの。灰色の点線は $^4{\rm He} \rightarrow 2{\rm n} + 2{\rm p}$ の光分解を示す。

Reference

Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., et al. 2020a, PRL, 125, 101102

—. 2020b, ApJL, 900, L13

—. 2021, PRX, 11, 021053

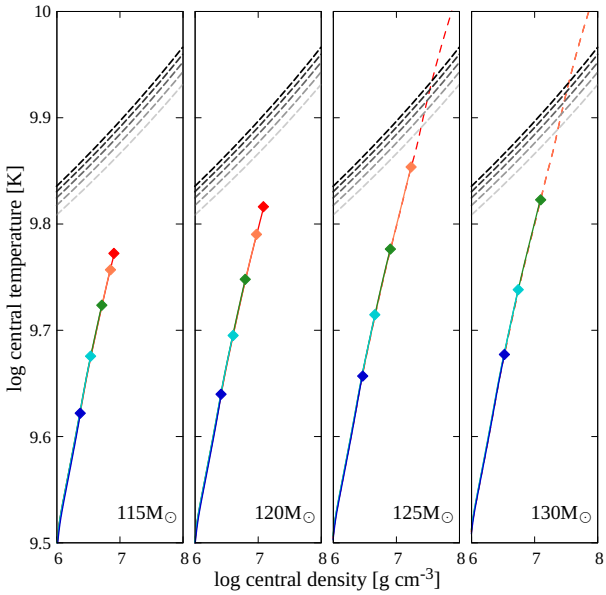


図 4: $115M_\odot$ (左)、 $120M_\odot$ (左中) 、$125M_\odot$ (右中) 、$130M_\odot$ (右) の各モデルの $\rho_c - T_c$ 発展。

Barkat, Z., Rakavy, G., & Sack, N. 1967, PRL, 18, 379

Costa, G., Bressan, A., Mapelli, M., et al. 2021, MNRAS, 501, 4514

deBoer, R. J., Görres, J., Wiescher, M., et al. 2017, Reviews of Modern Physics, 89, 035007

Estellés, H., Husa, S., Colleoni, M., et al. 2022, ApJ, 924, 79

Farmer, R., Renzo, M., de Mink, S. E., Fishbach, M., & Justham, S. 2020, ApJL, 902, L36

Farmer, R., Renzo, M., de Mink, S. E., Marchant, P., & Justham, S. 2019, ApJ, 887, 53

Fryer, C. L., Woosley, S. E., & Heger, A. 2001, ApJ, 550, 372

Gal-Yam, A., Mazzali, P., Ofek, E. O., et al. 2009, Nature, 462, 624

Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, ApJ, 591, 288

Heger, A., & Woosley, S. E. 2002, ApJ, 567, 532

Jermyn, A. S., Bauer, E. B., Schwab, J., et al. 2023, ApJS, 265, 15

Kawashimo, H., Sawada, R., Suwa, Y., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2306.01682

Marchant, P., Renzo, M., Farmer, R., et al. 2019, ApJ, 882, 36

Moreno Méndez, E., De Colle, F., López-Cámara, D., & Vigna-Gómez, A. 2023, MNRAS, 522, 1686

Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, ApJS, 192, 3

Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, ApJS, 208, 4

Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, ApJS, 220, 15

Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, ApJS, 234, 34

Paxton, B., Smolec, R., Schwab, J., et al. 2019, ApJS, 243, 10

Sallaska, A. L., Iliadis, C., Champange, A. E., et al. 2013, ApJS, 207, 18

Schulze, S., Fransson, C., Kozyreva, A., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.05796

Takahashi, K. 2018, ApJ, 863, 153

The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, Abbott, R., et al. 2021a, arXiv e-prints, arXiv:2108.01045

The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, the KAGRA Collaboration, et al. 2021b, arXiv e-prints, arXiv:2111.03606

Xing, Q.-F., Zhao, G., Liu, Z.-W., et al. 2023, Nature, 618, 712

Yoshii, Y., Sameshima, H., Tsujimoto, T., et al. 2022, ApJ, 937, 61

————index へ戻る

コン c15

X線食連星SS433の質量推定モデル

丹 海歩

X 線連星 SS433 の質量推定モデル

丹 海歩 (総合研究大学院大学/国立天文台)

Abstract

SS433 は超臨界降着円盤を持つコンパクト星と大質量星からなる X 線食連星であり、天の川銀河で見つかったマイクロクェーサーの最初の例である (Stephenson& Sanduleak, 1977)。SS433 の大きな特徴としては、水素とヘリウムで構成される輝線に加えてドップラーシフトした Hα 線が 162.3 日の周期で変動することが知られており、その動きは〜1000 Å (速度にして数万 km/s) に及ぶ (Margon et al. 1979)。この奇妙な輝線の振る舞いは SS433 の中心天体から噴き出すジェットの歳差運動によるものだと考えられている。
SS433 の質量比は今まで様々な手法で推定されており、今回は先行研究として食を分光観測から視線速度を求めた論文 Kubota et al. (2010) を紹介する。測光観測から恒星の質量を見積もることができるため、質量比を導出することでコンパクト星が中性子星かブラックホールかを決定することができる。Cherepashchuk et al. (2021) では、モスクワ大のシュテルンベルク天文研究所のコーカサス天文台における BVRcIc 測光観測により、軌道周期の増加を発見することに成功した。このことにより、コンパクト星と恒星の質量比 $q = M_x/M_v > 0.8$(M_x:コンパクト星、M_v:恒星) が得られた。この見積もりからコンパクト星の質量が $M_x > 8M_\odot$ とわかり、コンパクト星の正体はブラックホールであるとわかった。また、導出された質量比からはなぜ SS433 が一般的なエンベロープモデルではなく半分離型連星として進化したか理解できる。今回は Cherepashchuk et al. (2021) を中心にレビューを行い、SS433 の質量推定について考える。

1 Introduction

SS433 はコンパクト星と恒星からなる近接連星系であり、コンパクト星の周りには恒星から流れ込んだガスによる降着円盤が形成されている。SS433 の大きな特徴はコークスクリュー型のジェットであり、VLBA の観測からジェットの噴出方向が変化している様子が捉えられている。また、2018 年に SS433 の radio ear から TeV ガンマ線が観測されたことも SS433 が注目される理由の一つである (E. P. J. van den Heuvel et al. 2017)。これまで、10^{15}eV までの宇宙線の加速源は超新星、10^{18}eV 以上のエネルギーの宇宙線の加速源は AGN だと考えられていた。TeV ガンマ線の観測から SS433 のジェットが宇宙線を 10^{18}eV 近くまで加速することがわかったことで、SS433 のジェットが 10^{15}〜10^{18}eV の間のエネルギーの宇宙線の加速源の可能性を持つことがわかった。1979 年に発見が報告されて以来 SS433 は長年に渡り可視光、電波、赤外、X 線、γ 線など多波長で観測されている一方、連星を構成するコンパクト星の正体やジェットの噴出方向が変わるメカニズム、ジェットのコリメーション機構、降着円盤の章動の仕組みなど基本的な物理はいまだに不明な点が多い。これらの基本的な未解決問題を解決する上では連星の質量比 $q = M_x/M_v$ を知ることが非常に重要である。
連星の質量比の導出方法としては、基本的に「分光観測から恒星とコンパクト星の視線速度曲線を求め、それぞれの振幅の比をとる方法」と「測光観測から光度曲線を求めて、その形状から軌道周期などを決定して導出する方法」の二種類である。先行研究として Kubota et al. (2010) では、すばる望遠鏡と Gemini 望遠鏡を用いて SS433 の分光観測を行い、恒星とコンパクト星それぞれの視線速度から恒星とコンパクト星それぞれの質量を導出した。分光観測は、測光観測と異なり恒星とコンパクト星両方の質量を求められる一方、SS433 においては超臨界降着円盤からの強い放射が混ざってしまうことで正確な観測が難しいという難点がある。Kubota et al. (2010) では、コンパクト星による恒星表面の加熱効果が吸収線の視線速度振幅を増加させることを加味してコンパクト星と恒星それぞれの視線速度を $K_x = 168 \pm 10$km/s、$K_v = 40 \pm 5$km/s と求め、そこからコンパクト星と恒星それぞれの質量 $2.5^{+0.7}_{-0.6}M_\odot$、$10.4^{+2.3}_{-1.9}M_\odot$ が導出され、コンパクト星の正体として中性子星が棄却できない結果となった。

2 Methods: mass flow

連星をなす恒星の半径がロッシュローブを超えると、恒星からもう一方の星のロッシュローブ内への質量輸送が生じる。これをロッシュローブオーバーフローと呼ぶ。コンパクト星のローブに流入したガスの多くは、ロッシュローブから噴出する。本論文では、SS433 の周りにある超臨界降着流から等方に質量放出する場合と、ラグランジュ点 L_2 を通過して放出する場合を仮定する。この時、角運動量保存則は

$$\begin{aligned}\frac{\dot{a}}{a} =& -2\left(1-\frac{1}{2}\frac{M_v}{M}\right)\frac{\dot{M}_v}{M_v} \\ &+2\beta\frac{M_v}{M_x}\frac{\dot{M}_v}{M}+2\left(1-\beta\right)\frac{dJ/dt}{J}\end{aligned} \tag{1}$$

と書かれる。ここで、$M = M_v + M_x$、J は軌道角運動量、a は連星間の距離、β はそれぞれの質量放出モードによる質量放出の比であり、つまりコンパクト天体の周りの超臨界降着円盤からの等方的なウィンドによる質量放出は $\beta\dot{M}_v$、ラグランジュ点 L_2 からの質量放出は $(1-\beta)\dot{M}_v$ とかける。それぞれの質量放出モードに伴う軌道角運動量変化と軌道角運動量の比を J_1、J_2 とおくと

$$\begin{aligned}J &= \frac{M_x M_v}{M}\sqrt{GMa} \\ \frac{dJ_1/dt}{J_1} &= \frac{\dot{M}_v}{M}\frac{M_v}{M_x} \\ \frac{dJ_2/dt}{J_2} &= \frac{\dot{M}_v}{M_v}\frac{M}{M_x}\frac{v_\phi(R_{\rm out})R_{\rm out}\omega^{1/3}}{(GM)^{2/3}}\end{aligned} \tag{2}$$

と書かれる。ここで、J_1 は等方的なウィンドモードによる軌道角運動量、J_2 は L_2 点からの質量放出モードによる軌道角運動量、ω は角速度、$v_\phi(R_{out})$ は星周円盤半径 $R_{\rm out}$ における接線方向のアウトフローの速度を表している。ここから、ケプラーの第三法則 $a^3/P^2 = GM/4\pi^2$ を微分した式

$$2\frac{\dot{P}}{P} = 3\frac{\dot{a}}{a} - \frac{\dot{M}}{M} \tag{3}$$

を用いて角運動量保存の式を変形すると

$$\frac{\dot{P}}{P} = -\frac{\dot{M}_v}{M_v}\frac{3q^2+2q-3\beta-3K(1-\beta)(1+q^{5/3})}{q(1+q)} \tag{4}$$

とかけ、質量比 q の式に整理することで

$$\begin{aligned}&(3-A)q^2+(2-A)q-3\beta-3K(1-\beta)(1+q)^{5/3} \\ &=0\end{aligned} \tag{5}$$

と表される。ここで、

$$\begin{aligned}A &\equiv \left(\frac{\dot{P}}{P}\right)\left(\frac{M_v}{\dot{M}_v}\right) \\ K &\equiv \frac{v_\phi(R_{\rm out})R_{\rm out}}{(GM_v)^{2/3}}\left(\frac{2\pi}{P}\right)^{1/3}\end{aligned} \tag{6}$$

であり、無次元パラメータ K は $K = 4.7$ と見積もられる。こうして β と q の関係式が導かれた。

3 Observation data

軌道周期の変化を知るために、Cherepashchuk et al. (2021) では 1978 年〜2012 年の異なる著者による V-filter 測光観測データに加えて、2019 年〜2020 年の間に Caucasian Mountain Observatory において RC600 望遠鏡で行われた BVRcIc 測光観測のデータを用いて解析を行なった (Berdnikov et al. 2020)。

4 Results: light curve

歳差周期 $P_{\rm prec}$ のほぼ同じ位相の測光データを用いて求められた 909 個の光度曲線を平均し、ガウシアンでたたみ込みすることで図 1 のような平均軌道光度曲線が求められた。
観測の全時間間隔を 5 年ごとに 8 分割し、各観測時間区間内の軌道の位相の遅れは二つの方法で行われた。

- 方法 1：平均軌道光度曲線 $\bar{V}(\phi)$ を用いて $-0.2 < \phi < 1.2$ の区間内の軌道光度曲線 $V(\phi)$ を $V(\phi) = a\bar{V}(\phi-\Delta\phi)+c$ とフィッティングする。ここで a、$\Delta\phi$、c は自由パラメータである。
- 方法 2：第一極小付近 $(-0.25 < \phi 0.25)$ の軌道光度曲線を、平均軌道光度曲線 $\bar{V}(\phi)$ を用いる代わりに 4 つの自由パラメータでガウシアンフィッティングする。

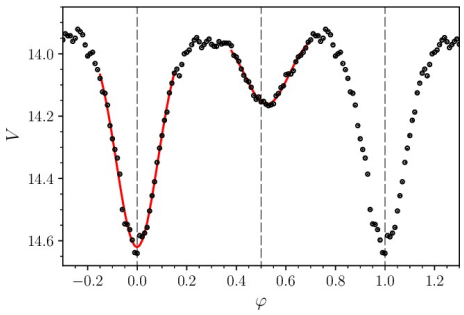


図 1: 1978 年から 2012 年にかけて観測された 909 個の光度曲線から得られた SS433 の平均軌道光度曲線

5 Analysis

5.1 O-C diagram: period change

SS433 の新たな測光データを Goranskii が 1978 年から 2012 年のデータから導出した軌道光度曲線 V. P. Goranskij (2011) と比較すると一次極小値の出現が遅れていることがわかった。そこから、SS433 の軌道周期が変化している可能性が示唆された。ここから正確な軌道周期の変化を求めるために、筆者らは O-C ダイアグラムと呼ばれる手法を用いて計算を行った。

O-C ダイアグラムとは、軌道周期の観測値と理論値の差を取り観測値の特性を明らかにする手法のことであり、この論文では先ほど求めた光度曲線から求められた第一極小時間からコンスタントな軌道周期 ($P = 13.08223d$) を用いて与えた第一極小時間を引いている。

位相が同じある観測時間 $T_{\rm obs}$ と T_0 の差を取るとおおよそ軌道周期の整数倍 $T_{\rm obs} - T_0 = E \times P$ とかける。ここから、

$$T_{\rm obs} = T_0 + PE \tag{7}$$

と書かれる。また、理論値として仮定する観測時間 $T_{\rm calc}$ を $T_{\rm calc} = T_0 + P_0 E$ とおく（$P_0 = 13.08223d_\circ$）ここで、軌道周期が時間変化しない場合、$P = \text{const.}$ となるため、

$$T_{\rm obs} - T_{\rm calc} = (P - P_0)E \tag{8}$$

とかかれ、観測値と理論値の差は E の線形関数となる。一方、軌道周期が時間変化する時、定数 a、b を用いて $P = a + bt$ とかけると仮定する。時間 t の間の軌道周期の平均、$\bar{P}$ は

$$\bar{P} = \frac{1}{t}\int_0^t P(t')dt' = a + \frac{1}{2}bt \tag{9}$$

となるため、これを用いて時間 t は $t = \bar{P}E$ とかける。$a = P_0$、$b = \dot{P}$ と書き換えることで

$$T_{\rm obs} - T_{\rm calc} = \frac{1}{2}\dot{P}E^2 \tag{10}$$

とかかれ、観測値と理論値の差は E の二次関数となる。よって、観測された時間から E の線形成分で書かれた理論値を引いたものが線形になるか放物線になるかを見ることで軌道周期が一定か変化するかを判別することができる。図 2 に SS433 の第一極小時間

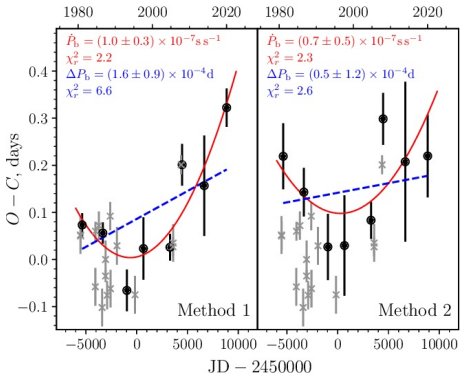


図 2: 観測された時間から P=13.08223d の定常軌道周期を用いて計算された時間を引いた O-C 残差

における O-C 残差を示す。赤い実線が放物線フィット、青い点線が線形フィットであり、左の図が方法 1、右の図が方法 2 でそれぞれ求めた軌道光度曲線を用いた O-C 残差である。グレーの点は V. P. Goranskij (2011) で計算された第一極小における O-C である。V. P. Goranskij (2011) とのより良い一致から、筆者は方法 1 で計算した軌道光度曲線を用いた第一極小時間を観測値として用いた左図を採用した。O-C 残差は線形フィットより放物フィットの方が良いフィッティングであり、このことから軌道周期が変化していることがわかり、軌道周期が変化する場合の O-C 残差の式 $T_{\rm obs} - T_{\rm calc} = \frac{1}{2}\dot{P}E^2$ から軌道周期の変化率 $\dot{P} = (1.0 \pm 0.3) \times 10^{-7}$ が計算された。

5.2 Estimation of mass ratio

ここで Section3 で求めた β と q の関係に立ちかえる。恒星の質量は、V. P. Goranskij (2011) におい

て測光観測から $M_v = 11.7M_\odot$ と見積られたが、本論文では近似的に $M_v = 10M_\odot$ と仮定している。式 (5)、(6) から q の二次方程式は $A \geq 3$ で実数解を持たないことは明白であり、$(\dot{P}/P)$ を固定することで $\dot{M}_v \gtrsim 7\times10^{-6}M_\odot/\mathrm{yr}$ と見積もられる。よって、以降 $\dot{M}_v = 10^{-4}M_\odot/\mathrm{yr}$ と固定して計算する。$q(\beta)$ の解をプロットしたものを図 3 に示す。ここで、斜線は軌道周期の変化率 $\dot{P}$ の $\pm1\sigma$ 分の誤差を表し、青、緑、茶、マゼンタの実線は、それぞれパラメータ $A = 2$、2.5、2.7、2.9 の場合の $q(\beta)$ の解を示す。周期の変化率とAは比例関係にあるので、周期P及び伴星の質量変化率を一定と仮定すると、Aが大きい場合は、周期の変化率が大きい事に対応している。

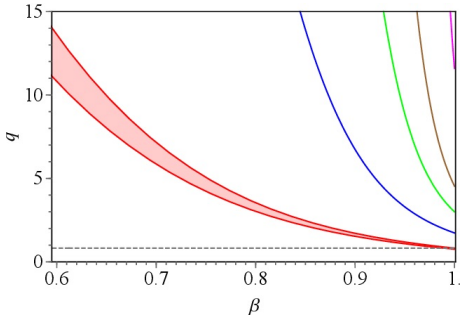


図 3: 質量 $M_v = 10M_\odot$、無次元パラメータ $K = 4.7$ の恒星からの質量放出速度 $M_v = 10^{-4}M_\odot/\mathrm{yr}$ に対する SS433 の質量比の制約

図 3 より、$q(\beta)$ は $\beta \to 1$（恒星からの質量放出全てが超臨界降着円盤からの等方的なウィンド）で下限値を取ることがわかり、点線は $\dot{P} = 1.0 \times 10^{-7}$、$\beta = 1$ における $q(\beta) \simeq 0.82$ を表す。この結果から、連星の質量比の制約 $q(\beta) \gtrsim 0.8$ が与えられる。

6 Discussion

連星は、構成する星がロッシュ・ローブに収まっているかどうかで分離型、半分離型、接触型の三つに分類される。そのうち、連星を構成する恒星がロッシュ・ローブを満たしており、コンパクト星は満たしていないものを半分離型連星と呼ぶ。恒星がロッシュローブを満たすかあるいは上回り、コンパクト星に質量が流れる時、質量比が $M_x/M_v \gtrsim 0.29$ であれば半分離型連星として進化できるとする説から、筆者は SS433 が半分離型連星として進化したと推測している (E. P. J. van den Heuvel et al. 2017)。E. P. J. van den Heuvel et al. (2017) によれば、$M_x/M_v \gtrsim 0.29$ を満たすとき恒星による安定したロッシュローブオーバーフローとコンパクト星上での恒星物質の安定した流れ、超臨界降着円盤からの強力な恒星風のアウトフローにより共通エンベロープの形成を避けると考えられる。この研究と先ほど求めた質量比の制限 $q(\beta) \gtrsim 0.8$ から、SS433 が半分離型連星として進化したことが説明される。

7 Conclusion

今回主にレビューを行った論文 (Cherepashchuk et al. 2021) では、測光観測で得られた光度曲線を解析することで、軌道周期の変化率を精度よく求めた。その結果と角運動量保存則を用いて SS433 連星系の質量比を見積もった。得られた質量比の下限値と恒星の質量の見積もり $M_v = 10M_\odot$ から、コンパクト星の質量は $M_x > 8M_\odot$ と与えられ、コンパクト星はブラックホールと考えられた。

Reference

Stephenson, C.B.,Sanduleak, N.,1977, Astrophys. J. Suppl. Ser. 1977, 33, 459-469.

Margon, B, Ford, H. C, Grandi, S. A, & Stone, R. P. S. 1979, Astrophysical Universe, vol. 233, p. L63-L68

Cherepashchuk, A.M., Belinski, A.A., Dodin, A.V., & Postnov, K.A., 2021, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters, Volume 507, Issue 1

Hillwig, T.C., Gies, D.R.; Huang, W., McSwain, M.V., Stark, M.A., van der Meer, A., & Kaper, L. , 2004, The Astrophysical Journal, vol. 615, p.422-431

K. Kubota et al. ApJ, 709,1374

HAWC Collaboration, 2018,Nature 562, 82-85

Berdnikov L. N., Belinskii A. A., Shatskii N. I., Burlak M. A., Ikonnikova N. P., Mishin E. O., Cheryasov D. V., Zhuiko S. V. , 2020,Astron. Rep., 64, 310

V. P. Goranski, 2011, Peremennye Zvezdy (Variable Stars) 31, No.5

E. P. J. van den Heuvel and others,2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 471, Issue 4 Pages 4256-4264,

Cherepashchuk, A.M., Postnov, K.A.;Belinski, 2018,A.A.Mon. Not. R. Astron. Soc. 2018, 479, 4844-4848.

————index へ戻る

コン c16

ニュートリノ冷却優勢降着円盤の性質

仲間 可南子

ニュートリノ冷却優勢降着円盤の性質

仲間 可南子 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

回転ブラックホールの周りに降着円盤が形成されるという構造は，多様な連星系や大質量星のコア崩壊で起こると考えられている．降着円盤の性質は降着率や温度などに依存する．太陽質量を一秒で落とすほどの降着率が実現されるとき，内部は，超高密度，超高温となる．このため，円盤は光学的に厚くなるため放射冷却が効かず，高エネルギーのニュートリノ脱出による冷却が卓越する．冷却過程がニュートリノの脱出による円盤なので，Neutrino Dominated Accretion Flow (NDAF) と呼ばれる．

NDAF は，宇宙一明るい爆発現象のガンマ線バースト (GRB) の中心エンジンとして有力である．GRB のエネルギー源は，降着円盤で解放された重力エネルギーだと考えられている．GRB の典型的な光度 に相当する重力エネルギーを短時間に供給するため，高い降着率が必要である．その降着円盤は NDAF になっていると考えられている．

今回紹介する Kohri & Mineshige 2002 は，NDAF の構造を円盤の定常解においてニュートリノ冷却と電子の縮退圧を考慮し，解析的に調べたものである．その結果，(1) ニュートリノ冷却が支配的になる降着率の範囲，(2)NDAF は熱的にも粘性不安定に対しても安定であること，(3) 磁場が臨界値に達するため量子電磁力学的効果を今後考慮する必要があること，が明らかになった．

1 導入

ガンマ線バースト (Gammma Ray Burst; GRBs) は宇宙一明るい天体現象である．爆発の起源は光速に近い速度のジェットであると考えられている．これを駆動するエンジンは明らかになっていない．エンジンとなる機構が満たすべき条件として，GRB の観測結果から、ミリ秒の変動を実現できるコンパクトな天体であること、数十秒で $10^{51}-10^{53}$erg のエネルギーを解放できること、が挙げられる．中心エンジンの候補として様々な可能性が調べられた．連星系の合体や大質量星のコア崩壊などが有力なモデルだったが、どれも最終的には似たような構造をとり、中心に数太陽質量のブラックホール (BH) が形成され，周りに 0.01 ∼ 1.0 太陽質量の降着円盤が形成される。この降着円盤は短時間に重力エネルギーを解放することが調べられている。(Meszaros, Rees & Wijers 1999)

よって様々な中心天体のモデルで共通して実現される，コンパクトで高降着率な降着円盤の理解が重要となる．先行研究 (e.g. (Narayan, Piran& Kumar 2001 以後 NPK) により，超高降着率の降着円盤では輻射冷却、移流冷却よりも熱的なニュートリノ放射による冷却が卓越することがわかっている。このような降着円、盤は Neutrino Dominated Accretion Flow (NDAF) と呼ばれる。Kohri & Mineshige 2002 (以後、KM02) では NDAF の構造を、特に熱的な構造に注目して調べた。

2 NDAF の構造

2.1 $\Sigma - T$ 図

降着円盤の性質を理解するためには、加熱、冷却過程が重要である。KM02 ではニュートン力学に基づいて、定常状態を記述している。ニュートリノ冷却率を見積もるときに重要な電子の化学ポテンシャルは、核子が β 平衡を実現しているとして求めている。これらの結果、中心天体の質量 $M_{\rm BH}$ を $3M_{\odot}$ とし、中心からの距離 $r = 4r_{\rm g}(r_{\rm g} = \frac{2GM}{c^2})$ における $\Sigma - T$ 平面上 (図 1) で以下のようになる。(Σ は円盤面密度)

2.2 加熱、冷却率

BH 降着円盤の加熱源は主に粘性散逸である。標準的な α 粘性モデルから、降着円盤の単位面積あたり

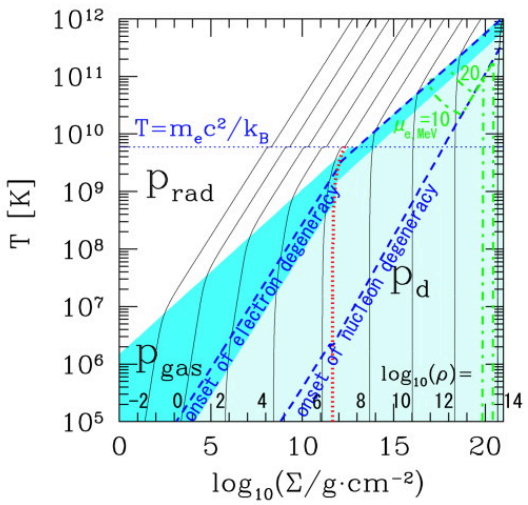


図 1: $\Sigma - T$ 図 上での等密度の線 ($M_{\rm BH} = 3M_\odot$、中心からの距離 $r = 4r_{\rm g}$) (Kohri, & Mineshige 2002)
黒線は密度の等高線を表す。左から順に $log(\rho/{\rm gcm}^{-3}) = -2, 0, 2, ...14$ 濃い (薄い) 青の領域は理想気体のガス圧 (縮退圧) が支配的であることを表し、白の領域は輻射圧が支配的である。青の点線は低密 (高密) 度側の方が電子 (核子) の縮退を考慮すべき境界を示す。核子の方が重いため、核子の方が高密度側で縮退する。一点鎖線は電子の化学ポテンシャルを表すが、低密側から 10MeV、20MeV を表す。赤線より高密側では、電子は熱運動では非相対論的だが、量子統計の効果により相対論的になる。

(鉛直方向に赤道面から積分した) の加熱率 Q^+ は、

$$Q^+ = Q^+_{\rm vis} = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega^2$$

ここで運動学的粘性係数 ν は、粘性パラメータ α と $\nu = \frac{2}{3}\alpha c_s H$ で結びつく。ただし Ω はケプラー角速度、H は円盤スケールハイトである。また、角運動量の保存を仮定すると、

$$\nu\Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi}\left(1 - \sqrt{\frac{r_{\rm in}}{r}}\right)$$

となる。$r_{\rm in}$ は円盤内縁半径である。
冷却率は、輻射冷却、移流冷却、ニュートリノ放射による冷却の合計である。輻射冷却は拡散近似、移流冷却は非縮退の物質と光子のエントロピーの移流を考えた。ニュートリノが絡む過程の反応率は、相互作用ポテンシャルの摂動の一次までで求めている。ニュートリノを発生させる過程として考慮したのは、電子陽電子捕獲「$p + e^- \to n + \nu_e$」「$n + e^+ \to p + \bar{\nu}_e$」、電子陽電子対消滅「$e^+ + e^- \to \nu + \bar{\nu}$」等である。また NPK ではこの計算を物質が非縮退として求めたが、Kohri &Mineshige2002 では電子のみ縮退しているとして求めている。全ての冷却過程の効率を比べることで $\Sigma - T$ 図 上での冷却過程の支配項がわかる。(図 2)

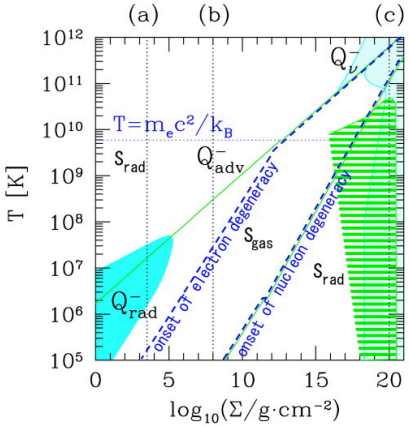


図 2: $\Sigma - T$ 図 上での冷却過程 (Kohri, & Mineshige 2002)
粘性パラメータ $\alpha = 0.1$,$M_{BH} = 3M_\odot$,$r = 4r_g$ のパラメータで描いている。濃い (薄い) 青の部分は、輻射 (ニュートリノ) 冷却の優勢領域を表す。白い部分は、移流冷却の優勢領域を表す。図からわかるようにニュートリノ放射による冷却が効くのは $\rho > 10^{11}{\rm gcm}^{-3}$ かつ $T > 10^{11}$K の領域である。

2.3 様々な時間スケールの比較

時間スケールの大小を検討して、ニュートリノ冷却円盤の実現を確かめる。特に、流体が降着していく時間に比べて、ニュートリノが発生するのにかかる時間、β 平衡が成立する時間とニュートリノが脱出する時間が短いことが必要である。

ガスが降着するタイムスケール $\tau_{\rm acc}$ は以下のように粘性で決まる。

$$\tau_{\rm acc} \equiv \frac{1}{\alpha}\sqrt{\frac{r^3}{GM_{\rm BH}}}\left(\frac{r}{H}\right)^2$$
$$\simeq 1.3 \times 10^{-2} s \left(\frac{\alpha}{0.1}\right)\left(\frac{r}{4r_{\rm g}}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{M_{\rm BH}}{3M_\odot}\right)$$

核子が電子、陽電子の背景場で弱い相互作用をす

る時間スケール τ_β は、以下で求められる。

$$\tau_\beta \equiv (\sigma_{\rm Ne} n_e c)^{(-1)}$$
$$\simeq 1.0\times10^{-4}{\rm s}\left(\frac{\rm T}{10^{11}{\rm K}}\right)^{-5}$$

ただし、$\sigma_{\rm Ne}\sim G_{\rm F}^2(k_BT)^2$ とした。条件 $\tau_\beta \le \tau_{\rm acc}$ は以下となる。

$$T \ge 3.8\times10^{10}{\rm K}\left(\frac{\alpha}{0.1}\right)^{1/5}\left(\frac{\rm r}{4r_{\rm g}}\right)^{-3/10}\left(\frac{\rm M_{BH}}{3M_\odot}\right)^{-1/5}$$

ニュートリノの核子背景場中での反応率 $\Gamma_{N\nu}$ は、

$$\Gamma_{\rm N\nu}\sim G_{\rm F}^2(k_BT)^2 n_{\rm N} c$$

ただし $n_{\rm N}$ は中性子の数密度である。相互作用にかかる時間は、$1/\Gamma_{N\nu}$ であるが、$n_{\rm N}/n_{\rm e} \sim o(10)(\rho/10^{13}{\rm gcm^{-3}})/({\rm T}/10^{11}{\rm K})^{-3}$ より、時間 $\le \tau_{\rm acc}$ で、β 平衡が成立している (電子の化学ポテンシャルを求める際に仮定していた) と考えてよい。またこれを用いて、ニュートリノが鉛直方向に拡散していく時間 $\tau_{\rm diff}$ を見積もることができる。

$$\tau_{\rm diff} \equiv \frac{(H/c)^2}{\Gamma_{N\nu}^{-1}}$$
$$\simeq 2.6\times10^{-3}{\rm s}\left(\frac{\rm T}{10^{11}{\rm K}}\right)^2\left(\frac{\rho}{10^{13}{\rm gcm^{-3}}}\right)$$
$$\times\left(\frac{r}{4r_{\rm g}}\right)^2\left(\frac{M_{\rm BH}}{3M_\odot}\right)^2$$

これより、降着していくときにニュートリノ放射で冷却できるための条件 $\tau_{\rm diff}\le\tau_{\rm acc}$ は、

$$T \le 2.3\times10^{11}{\rm K}\left(\frac{\alpha}{0.1}\right)^{-1/2}\left(\frac{\rho}{10^{13}{\rm gcm^{-3}}}\right)^{-1/2}$$
$$\times\left(\frac{r}{4r_{\rm g}}\right)^{-1/4}\left(\frac{M_{\rm BH}}{3M_\odot}\right)^{-1/2}$$

以上から、ニュートリノ冷却過程が効果的かつ現実的に起こる熱平衡解は降着円盤が高温 $T\sim10^{11}$K かつ高密度 $\rho\sim10^{13}{\rm gcm^{-3}}$ である。

2.4 熱平衡解

加熱過程と冷却過程が釣り合う解は $\Sigma-T$ 図において図 3 のようにプロットされる。ニュートリノ冷却が支配的となるパラメータ領域で最も効く過程は電子捕獲「$p+e^-\to n+\nu_e$」である。

加熱と降着率の関係から、熱平衡曲線を $\Sigma-\dot{M}$ でかくと以下のようになる。

ニュートリノ冷却が効く解の安定性について考え

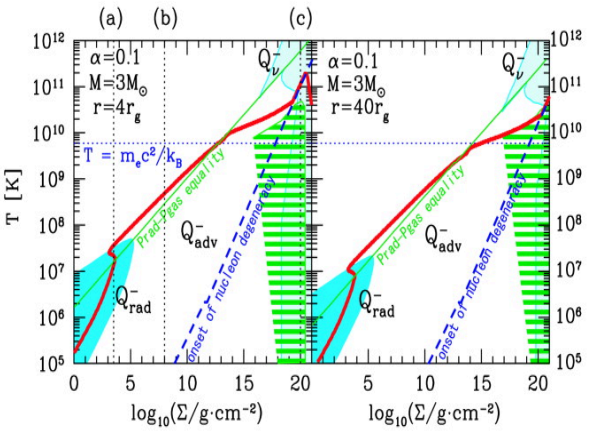


図 3: $\Sigma-T$ 図上の熱平衡曲線 (Kohri, & Mineshige 2002)
赤が実現される熱平衡解である。左が $r=4r_{\rm g}$, 右が $r=40r_{\rm g}$ においての解である。

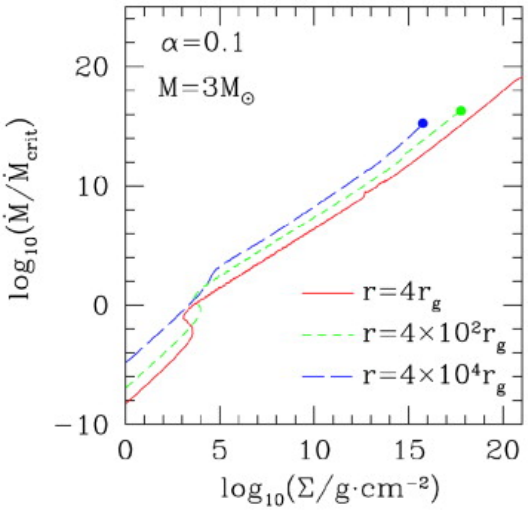


図 4: $\Sigma-\dot{M}$図上の熱平衡曲線 (Kohri, & Mineshige 2002)
ただし、質量降着率はエディントン質量降着率 $\dot{M}_{\rm crit}=16L_{\rm Edd}/c^2, L_{\rm Edd}/c^2 \simeq 7.3\times10^{-17}M_\odot{\rm s}^{-1}(\sigma/\sigma_{\rm T})^{-1}({\rm M_{BH}/M_\odot})$ である。ここで σ は電磁場の衝突断面積、$\sigma_{\rm T}$ はトムソン散乱断面積である。

る。熱的不安定であるとき、

$$\left(\frac{dQ^+}{dT}\right)_\Sigma > \left(\frac{dQ^-}{dT}\right)_\Sigma$$

が成り立つ。粘性不安定性であるとき

$$\left(\frac{d\dot{M}}{d\Sigma}\right)_{Q^+=Q^-} < 0$$

が成り立つ。

ニュートリノ冷却が卓越する領域において、2 つの安定性の条件は満たされる。また、ニュートリノ冷却が卓越する領域において冷却率の計算は、電子のみが縮退していて核子は非縮退で解いている。これは核子が縮退した場合フェルミブロッキングが働いて、冷却率が急激に下がるからである。よってこの領域の熱平衡は、核子の縮退条件と一致する。

2.5 ニュートリノ冷却円盤の特徴

熱平衡解から、面密度 Σ が与えられた時、円盤の物理量について以下のように導かれる。

$$T = 1.1\times10^{11}\mathrm{K} \times\left(\frac{\Sigma}{10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}}\right)^{7/4}\left(\frac{r}{4r_{\mathrm{g}}}\right)^{-6/7}\left(\frac{M_{\mathrm{BH}}}{3M_\odot}\right)^{2/7}$$

$$\rho = 2.3\times10^{13}\mathrm{gcm}^{-3} \times\left(\frac{\Sigma}{10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}}\right)^{6/7}\left(\frac{r}{4r_{\mathrm{g}}}\right)^{-9/7}\left(\frac{M_{\mathrm{BH}}}{3M_\odot}\right)^{3/7}$$

$$\dot{M} = 1.0\times10^{17}\dot{M}_{\mathrm{crit}} \times\left(\frac{\alpha}{0.1}\right)\left(\frac{\Sigma}{10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}}\right)^{9/7}\left(\frac{r}{4r_{\mathrm{g}}}\right)^{15/14}\left(\frac{M_{\mathrm{BH}}}{3M_\odot}\right)^{-5/14}$$

円盤の面密度の粗い見積もりは、円盤質量 M_{disk} と初期のトーラスの大きさ R_{out} を用いて以下でできる。

$$\Sigma \approx \frac{2M_{\mathrm{disk}}}{\pi b R_{\mathrm{out}}^2} \sim \frac{10^{20}}{b}\mathrm{gcm}^{-2}\left(\frac{\mathrm{M_{disk}}}{\mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{\mathrm{R_{out}}}{5\times10^6\mathrm{cm}}\right)^{-2}$$

ここで b は初期トーラスの形に関わる、オーダー 1 のファクターである。一様密度であることを仮定した。このことから、ニュートリノ冷却が卓越するのは太陽質量が $\sim 5\times10^6$cm 以内に存在するときであることがわかる。もし円盤の質量がこれより軽い、または円盤が大きいとニュートリノ冷却が支配的にはならない。また図 3 の左右の比較から、例え面密度が $\Sigma\sim10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}$ に達していても円盤の外側 (i.e. $r\geq40r_{\mathrm{g}}$) ではニュートリノ冷却が支配的ではないことがわかる。よって NDAF は中心近くの小さい領域にしか存在しない。

円盤の磁場の大きさについて、磁場のエネルギーが等分配されていると仮定すると、

$$B_{\mathrm{eq}} = \left(\frac{8\pi k_{\mathrm{B}}T}{m_{\mathrm{p}}}\right)^{1/2} \simeq 7.3\times10^{16}\mathrm{G} \times\left(\frac{\alpha}{0.1}\right)^{1/12}\left(\frac{\Sigma}{10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}}\right)^{5/7}\left(\frac{r}{4r_{\mathrm{g}}}\right)^{-15/14}\left(\frac{M_{\mathrm{BH}}}{3M_\odot}\right)^{5/14}$$

これは臨界磁場 $B_{\mathrm{crit}}\equiv\frac{m_{\mathrm{e}}^2c^3}{e\hbar}\simeq4.4\times10^{13}$G を超えている。よって今後は種々の QED 効果を考慮していく必要がある。

3 まとめ

KM02 では超高降着率で面密度が $10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}$ を超える降着円盤の性質を調べた。その結果以下のような特徴がわかった。

1. 面密度が $10^{20}\mathrm{gcm}^{-2}$ を超えていても、ニュートリノ冷却が実現されるのは内側だけ ($r\sim4r_{\mathrm{g}}$) であり、ここでは移流冷却よりもニュートリノ冷却が効く。
2. ニュートリノ冷却が実現される円盤は熱的にも粘性不安定性に対しても安定である。
3. 磁場の強さが、エネルギー等分配の 0.1% であっても臨界値を超える。このような量子電磁気学の効果の議論はこれからの課題である。

Reference

Kohri, & Mineshige 2002, Astrophys. J., 577, 311,
Meszaros, Rees & WIjers 1999, NewA, 4, 303
Narayan, Piran& Kumar 2001, ApJ, 557, 949

————index へ戻る

コン c17

高解像度数値流体計算で迫る Ia 型超新星爆発機構の He 質量依存性

鶴見 薫樹

高解像度数値流体計算で迫る Ia 型超新星爆発機構の He 質量依存性

鶴見 薫樹 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

0.5-8 太陽質量 ($M_\odot$) の中小質量星は最終的に C/O を主成分とする白色矮星になり、その一部は核融合反応により Ia 型超新星爆発を起こして一生を終える。Ia 型超新星の詳細な爆発メカニズムは未解明であり、有力なモデルの一つに Double Detonation model がある。本モデルでは、白色矮星表面に降着した僅かな He 外層が点火し、超音速の燃焼波である detonation が発生する。発生した衝撃波が内側へ伝搬することで、C/O コアにも detonation を発生させ最終的な爆発に至ると考えられている。Double Detonation model で Ia 型超新星の観測的性質を満たすためには少量の He 外層 ($M_{\rm He} \lesssim 0.02\ M_\odot$) で爆発が実現されることが要求される。このような小質量 He 外層の場合に He detonation が発生する条件が調査される一方で、C/O コアの点火条件に関しては見過ごされている。我々は、C/O コア点火条件として、He 質量 ($M_{\rm He}$)$\sim 0.01\ M_\odot$ が重要な境界値になると概算した。そこで本研究では、$0.4 \sim 1.35 M_\odot$ の C/O コアに対して $M_{\rm He}$ を $0.01 M_\odot$ 近傍で連続的に変化させ、親星モデルを作成した。我々は、数値流体計算コード FLASH を用いて、各親星モデルに対し He 外層に点火し、衝撃波の進行を解き、detonation の成否を判定した。計算条件としては一次元球対称や 13 核種の核反応ネットワーク (Aprox13)、適合格子細分化法 (AMR) などを採用した。計算の結果、He 外層質量と Double Detonation の成否との間に、小質量 ($< 0.60 M_\odot$)・中質量 ($0.60 \sim 1.10 M_\odot$)・大質量 ($> 1.10 M_\odot$) の親星モデルに大別される相関関係が見られた。特に、大質量親星モデルでは観測的制限 ($M_{\rm He} \lesssim 0.02\ M_\odot$) を満たしての detonation に成功した。本講演では、これらの結果から、Ia 型超新星の爆発モデルとしての Double Detonation model の妥当性を評価し、報告する。

1 Introduction

Ia 型超新星 (SNe Ia) は宇宙全体の鉄族元素 (IGEs) の主要な起源であるとともに、宇宙の標準光源としても非常に重要な天体である。しかしながら、親星モデルや爆発メカニズムの詳細は未解明である。SNe Ia は炭素 (C) と酸素 (O) で構成される白色矮星 (WD) の熱核暴走反応による爆発であると言う点は広く合意を得られているが、どのような物理条件下で爆発が起き、どのようにエネルギーが伝搬するのかが明らかになっていない。

爆発メカニズムについては特に様々なモデルが存在している。Chandrasekhar 質量程度の WD を考えた時、WD は質量が大きいほど半径は小さく、密度は大きくなる。超音速の燃焼波である detonation がこのような高密度の天体で起きた場合、IGEs が過剰生成されるが、これは SNe Ia の観測結果と一致しない。従って、IGEs の合成量を抑えるような爆発メカニズムが必要となる。Chandrasekhar 質量程度の WD では Delayed Detonation model が有力であり、より小質量の Sub-Ch WD と呼ばれる天体では、Double Detonation model が有力とされる。本研究では Double Detonation model に着目する。

Double Detonation model では伴星からの質量降着もしくは合体により主星表層に He 層が形成される場合を考える。降着した He 外層で高温の領域が形成されることで、一度目の detonation が発生し、コアに向けて衝撃波が進行する。この衝撃波が C/O コアで収束し、二度目の detonation が発生し、最終的に爆発に至る。SNe Ia が起きるまでに二度の detonation を要するモデルである。

我々は Double Detonation model の理論的検証において、先行研究を精査し、以下の点に到達した。He 外層の質量が重要な役割を果たしており、外層の質量と外層の組成によって、爆発開始の条件となる He 外層の閾値が存在する可能性が高い。そもそも爆発時の He 量には観測的な限界がある (Boos et al. 2021)。この条件から、WD の主星の重力エネルギーと外層で発生しうる核反応エネルギーの関係を以下の推定値に従って比較した。$M_{\rm He} \sim 0.01 - 0.1 M_\odot$ の場合、核反応エネルギーは $1{\rm MeV} \times \frac{M_{\rm He}}{4 m_p} \sim 10^{49} - 10^{50}[{\rm erg}]$

となる。一方、$M_{\rm WD} \sim 0.5-1.0{\rm M}_\odot$ の場合、WD の重力エネルギーは、$\frac{GM_{\rm WD}^2}{R_{\rm WD}} \sim 10^{49}-10^{50}$[erg] となる。結果として、He 外層が $0.01-0.1{\rm M}_\odot$ 付近に閾値が存在すると推定したため、本研究では、この推定値付近で質量を連続的に変化させた複数の親星モデルの計算を行うことで、Double Detonation 成否の条件を決定する。

2 Models & Methods

2.1 Models

我々は白色矮星の質量と He 外層の質量の組合せごとに、静水圧平衡 (1) と質量保存 (2)、He 外層での断熱変化 (3) を仮定したコードを用いて親星モデルを作成した。数値流体計算を行うプログラム (後述) との整合性をとるため、ヘルムホルツ状態方程式 (Timmes & Swesty 2000) を採用した。

$$\frac{dP}{d\rho} = -\rho\frac{GM_r}{r^2} \tag{1}$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2\rho \tag{2}$$

$$P\rho^\gamma = const. \tag{3}$$

最終的に、初期条件として、コアの組成を 0.5/0.5 ^{12}C/^{16}O 、He 外層は ^{4}He のみ、コア温度を 3.0×10^7(K)、He 外層の温度を 2.0×10^8(K) とした上で、WD の質量を $0.40{\rm M}_\odot$ から $1.35{\rm M}_\odot$ まで連続的に変化させ、各質量毎に He 外層質量を適宜変化させて今回使用した全ての親星モデルを作成した。

2.2 Methods

本研究では数値流体計算コードの FLASH(Fryxell et al. 2000) を使用した。計算条件としては、ヘルムホルツ状態方程式、13 核種の核反応ネットワーク (Timmes et al. 2000)、自己重力系を採用した上で、一次元球対称計算を行なった。He 外層底部に高温部を手で入れて一度目の detonation を点火した後、shock wave の進行を計算し、Double Detonation の成否を直接的に検証する。

He 外層に点火する温度を決定する際、手で入れることが可能な最高温度について以下の推定を行った。温度上昇の主なエネルギー源が重力エネルギーの放出であることを考慮すると、以下の式によって最高温度を決定することができる。

$$\frac{GM_{\rm WD}\rho_{\rm bottom}}{r_{\rm bottom}} \sim \frac{\rho_{\rm bottom}kT}{m_{\rm He}} + aT^4 \tag{4}$$

$\rho_{\rm bottom}$ は外層底部の密度で、$r_{\rm bottom}$ は同様に外層底部の半径で、$m_{\rm He}$ は He 原子の質量。

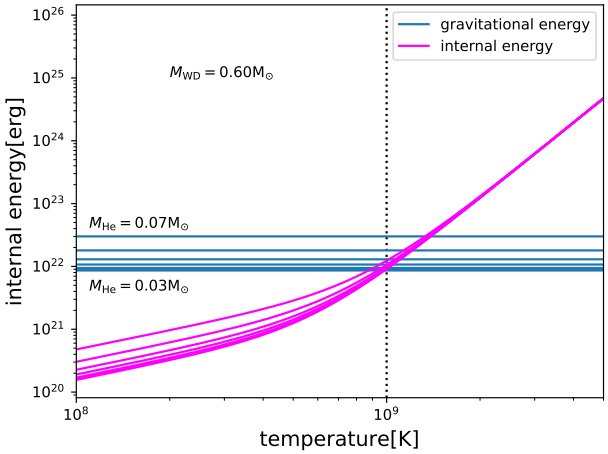


図 1: 重力エネルギーと内部エネルギーが釣り合う交点の推定図。x 軸は温度、y 軸はエネルギー。点線は典型的な値である 10^9(K) を示す。

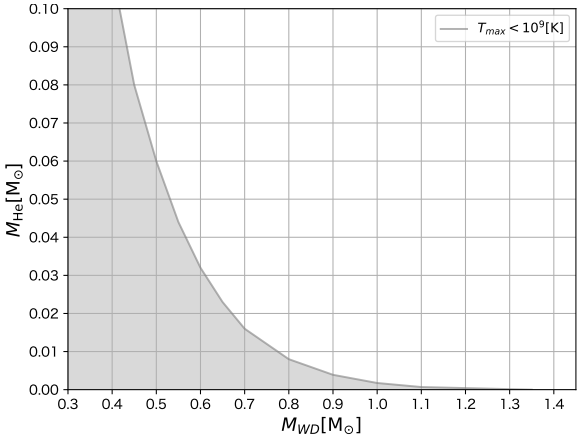


図 2: 最高温度が典型温度を下回る境界。x 軸は白色矮星の質量、y 軸は He 外層の質量。灰色の領域は、点火温度を適宜変更する必要がある領域を示す。

先行研究 (Shen & Bildsten 2014) より、He 外層で detonation を起こすための典型的な温度として、

1.0×10^9(K) を採用している。図 1 のように各質量に対して最高温度を推定したところ、典型的な温度を代入不可能な質量帯が存在したため、図 2 のように今回検討する質量帯に関して精査した。

また、AMR を適用して WD 全体の大域的な計算を行いながら、detonation の発生を第一原理的に解くために必要な高分解能を達成する方法を考案した。まず、AMR の refinement レベルを低くして計算を行い、デトネーションの発生を確認した後、直前のチェックポイントファイルから AMR の refinement レベルを高くして計算を再始動する方式である。この方法によって、比較的短時間で多数の親星モデルで detonation の発生を確認することに成功した。

3 Results

3.1 Individual results

複数のモデルで図 1.2 のような C/O コアでの detonation に成功した。成功例として、$M_{\rm WD} = 0.50{\rm M}_\odot$、$M_{\rm He} = 0.045{\rm M}_\odot$ の場合を記載した。

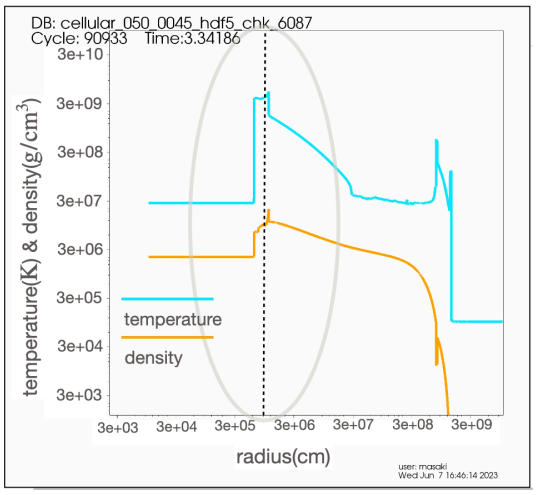


図 3: Double Detonation 成功例。x 軸が半径で、y 軸が温度及び密度。

図 3 では温度と密度、図 4 では各主要元素の質量分率を示している。中心部で爆発的な核融合反応がおき、反応が Ni まで進んでいる様子と、核融合反応が起きている位置で温度・密度が急激に上昇している様子が確認できる。一方で、detonation に失敗する場合は、中心部で shock wave が十分に収束せず、中心で爆発的な核融合反応が起きなかった。

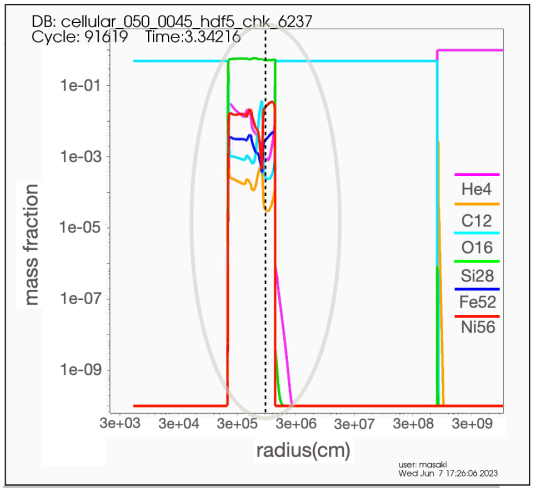


図 4: Double Detonation 成功例。x 軸が半径で、y 軸が主要元素の質量分率。

3.2 Statistical results

前節で成功例の物理量を個別に示した。この節では、今回計算した全親星モデルについての統計的な解析を紹介する。図 5 で見られるように、Double Detonation が成功する He 質量の閾値は、WD 質量の目安

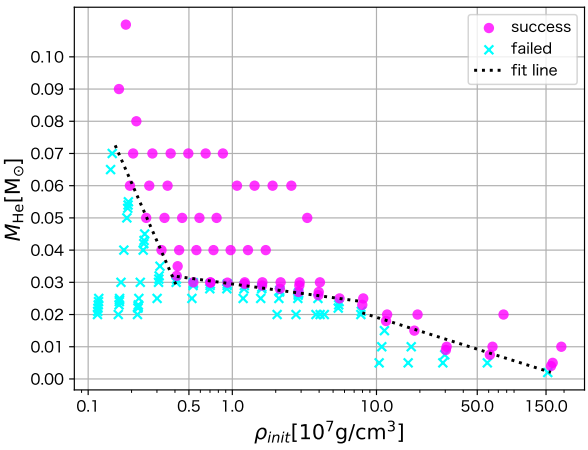


図 5: 各親星モデルにおける Double Detonation の成否。X 軸はコアの初期密度、Y 軸は He 外層の質量。点線は各質量帯の近似直線。

である密度に応じて 3 種類の規則性に大別される。図左の近似直線で示すように、低密度領域 (He 外層質量 $0.55M_\odot$ 以下に相当) では急峻な線が得られる。この図の中央領域（He 外層質量 $0.55M_\odot \sim 1.10M_\odot$ に対応）では、成功と失敗の境界は概ね $M_{\rm He} \sim 0.03M_\odot$ に存在する。最後に、右の領域（He 外層質量が $1.10M_\odot$ より大きい領域に対応）では、近似直線の角度が再び急になり、爆発に必要な He 外層質量は減少する。上記のように、Ia 型超新星の観測的特徴を説明するには、$M_{\rm He} \lesssim 0.02M_\odot$ が適している。白色矮星の質量の観点から、Double Detonation model は Chandrasekhar 質量以下の領域で起こると考えられていたが、今回の計算により、Double Detonation model は Chandrasekhar 質量付近の Ia 型超新星を説明できる可能性が示された。

4 Discussion & future works

今回、上記の結果に加えて、He 外層が点火する際の温度が Double Detonation の成否を決定づける重要なパラメータである示唆が得られた。

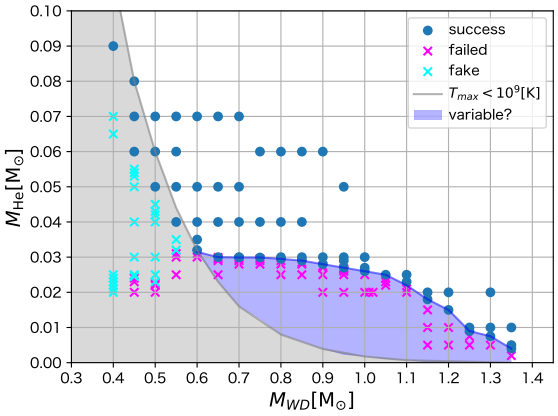


図 6: 各親星モデルの Double Detonation の成否。X 軸はコアの質量、Y 軸は He 外層の質量。灰色の領域は着火温度を変更する必要がある部分を示す。

図 5 の灰色の領域にないモデルについては、典型温度 $(1.0 \times 10^9(\rm K))$ を代入している。それに加えて、本来典型温度まで到達しない灰色の領域においても同様の温度を入れて計算を行なった。その結果、シアンの例については、典型温度を入れた場合には成功、本来の代入可能な最高温度を代入した場合は失敗という結果になった。この結果から、着火温度が Double Detonation の成否に影響を与えると考察できる。多次元計算を考えれば、今回到達不可能だった高温を形成できる可能性もあるため、今後検討していく。

また、上記の議論から、青で示した領域で温度を上げれば、He 外層の質量がより低いモデルでも成功する可能性があることが示唆された。到達可能な温度が典型温度を上回っているため、着火時により高い温度を代入することが可能である。低質量親星モデルのように、低温で失敗するモデルが、温度を上げると成功することは高確率で発生すると予想されるため、今後は温度との相関関係も精査する。加えて、WD や外層の質量だけでなく、組成についても今回は一つの例のみ取り扱ったため、組成を変更した際も He 質量に同様の相関関係・閾値が得られるのかという点を検討していく。

Reference

S. Boos, D. Townsley, K. Shen et al., 2021, ApJ

F. Timmes, F. Swesty, 2000, ApJ

B. Fryxell et al., 2000, ApJ

.Timmes et al.,2000,ApJ

K.Shen, L.Bildsten, 2014, ApJ

————index へ戻る

コン c18

超新星爆発における Sc,Ti,V の合成

播田實 りょう太

超新星爆発における Sc, Ti, V の合成

播田實 りょう太 (総合研究大学院大学 先端学術院)

Abstract

太陽質量の 8 倍以上の恒星はその一生の最期に超新星爆発を起こすと考えられていて, 現在まで多数のシミュレーション, 観測が行われてきた. しかし, 超新星爆発の爆発メカニズムは明らかとなっておらず, 爆発シミュレーションによる爆発エネルギーや元素合成は観測の完全な再現とはなっていない. 超新星爆発の元素合成は爆発の結果として生じるため, 元素合成の結果から爆発メカニズムの痕跡を探ることができると考えられる. 元素合成を観測的に調べる一つの手法として, 金属欠乏星の観測が行われている. 近年, 金属欠乏星における [Sc/Fe], [Ti/Fe], [V/Fe] の間の正の相関が報告されているものの, シミュレーションによってこの結果は再現されていない. そこで, 爆発メカニズムへの制約を目指し, 本研究では超新星爆発の元素合成に着目して, 温度, 密度, Y_e, 元素合成の計算時間, ニュートリノフラックスをパラメータとして元素合成の計算を行った結果, (i) 中心に近い場所で, (ii) 比較的低い温度が実現することが観測を再現する物理条件であると示唆された.

1 Introduction

恒星進化の最終段階は, その恒星の初期質量で決まっている. 特に, $8M_\odot$ よりも重い恒星はその一生の最期に重力崩壊型超新星爆発を起こすとされていて, さまざまな観測やシミュレーションが行われている. しかし, 超新星爆発の爆発メカニズムは未解明であり, 爆発シミュレーションによる爆発エネルギー (Burrows et al. 2019) や ^{56}Ni の合成量 (Wanajo et al. 2018) は, 観測の結果を完全には再現することができていない.

このように, 明らかとなっていない爆発メカニズムと, その結果としての元素合成を観測的に調べる手段の一つとして, 金属欠乏星と呼ばれる, 低質量・低金属量の恒星の観測が行われている. 金属量は宇宙における時間の指標の一つであり, 金属欠乏星は, 宇宙初期に起きた超新星爆発の元素合成の結果を反映していると考えられているためである.

近年, 金属欠乏星の詳細な観測により, 図 1 のような [Sc/Fe], [Ti/Fe], [V/Fe] [1] の間の相関関係の存在が明らかとなった (Sneden et al. 2016).

その一方で, 観測されているこれらの元素の存在量や相関関係は, 2D の爆発シミュレーションにおける流体計算に基づいた元素合成計算では説明できないことが報告されている (Leung et al. 2023).

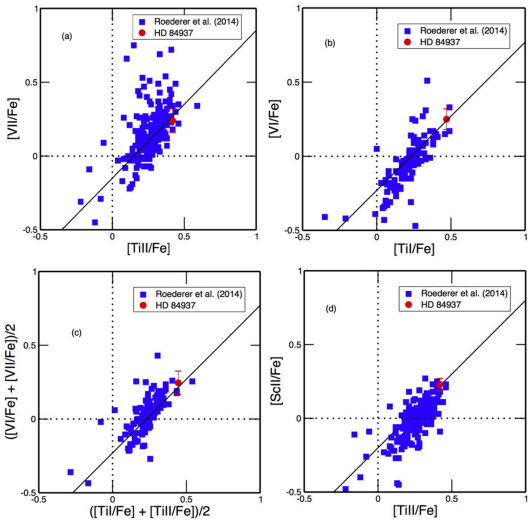


図 1: 金属欠乏星における Sc, Ti, V の Fe に対する存在量. (Sneden et al. 2016 Fig.8 より)

Sc, Ti, V は超新星爆発の際に爆発的に合成されるので (Woosely & Weaver 1995), 金属欠乏星において観測されている存在量および相関関係を再現する元素合成が起こるような物理条件の特定により, 爆発メカニズムへ制約を与えられると期待される.

そこで, 本研究では, 金属欠乏星における Sc, Ti, V の存在量を説明するような元素合成が起きるための物理条件に焦点を当て, 温度, 密度, Y_e, 元素合成の計算時間, ニュートリノフラックスをパラメータとして

[1] $[\mathrm{A/B}] := \log(N_A/N_B) - \log(N_A/N_B)_\odot$. ここで N_A, N_B は元素 A,B の存在量である.

元素合成の計算を行った.

2 Methods

図 2 のような化学組成をもつ $13M_\odot, Z = 0$ の親星を初期組成として用いた.

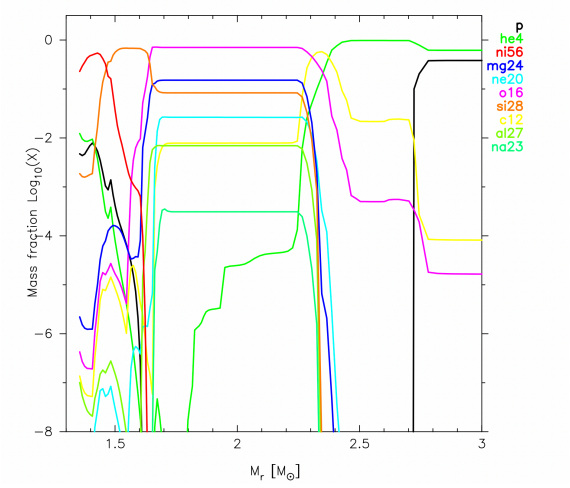


図 2: 用いた親星の組成

温度, 密度, 計算時間, ニュートリノフラックスを次の表 1 のような範囲で変化させて元素合成計算を行った. ここでニュートリノフラックスは中心からの距離を変化させることで変えていて, 距離は光速で 1 秒間進む距離を 1 単位としている. そのため, フラックスとしてはこの距離の-2 乗が 1 単位となる. ニュートリノのエネルギーおよびニュートリノ光度の減衰時間は典型的な値をそれぞれ用い, 3×10^{53} erg, 3 s とした.

表 1: パラメータ設定

	範囲
温度 (T_9)	1-7 (0.1 刻み)
密度 (g/cm^3)	$10^7, 10^8, 10^9$
計算時間 (s)	0.01,0.1,1,10
ν フラックス	$1, 10^2, 10^4, 10^6$

3 Results

図 3 に, 元素合成の計算時間を 10^{-2} s, ニュートリノフラックスを 10^6 とした場合の結果と, 同様の計算時間でニュートリノの寄与がない場合の結果を示す. 図 3 をみると, ニュートリノを入れた場合, [Sc/Ti], [V/Ti] はほぼ密度に依存せず, 低温側, $T_9 = 2.0 \sim 3.0$ でグレーの点に被っている, つまり観測を再現することがわかる. ニュートリノの寄与によって Sc の存在量が改善したことを意味しており, これは先行研究において示されていて (Yoshida et al. 2008), ここでも確認された.

ニュートリノフラックスは半径に対応しているため, ニュートリノフラックスが大きいほど中心に近いことを意味する. 物理的には, 超新星爆発の際に, 中心からの距離が $c \times 1\,\mathrm{s} \times 10^{-3}$ で, 10^{-2} s の間, $2.0 \lesssim T_9 \lesssim 3.0$ の範囲の温度が実現すれば, 観測を説明するような元素合成が起きるということである.

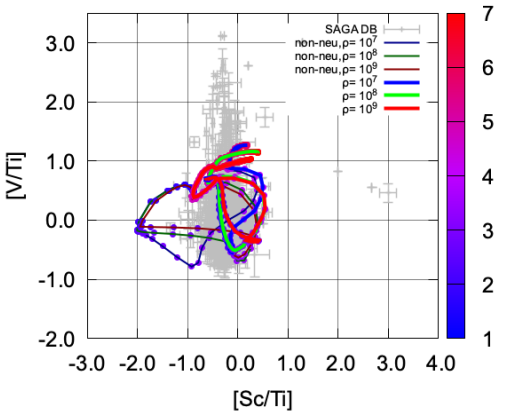


図 3: 計算時間 10^{-2} s, ニュートリノフラックス 10^6 の場合の結果. 縦軸は [V/Ti], 横軸は [Sc/Ti] を表していて, 線の太さはニュートリノの寄与の有無を表している (細: 無, 太: 有). 線の色は密度を, 点の色は温度を表している. グレーの点は観測点.

4 Discussion & Conclusion

観測を再現するパラメータの存在を確認したため, まだ特定には至っていないが, 具体的にどのような反応によってこれらの元素が合成されているのか調べた. 図 4 は, 図 3 における $T_9 = 2.5, \rho = 10^8$ g/cm^3 の場合の, ある mass shell における核種の時間発展を表している.

ある時刻で mass fraction が急激に変化しているが, これは考えている mass shell の位置にニュートリ

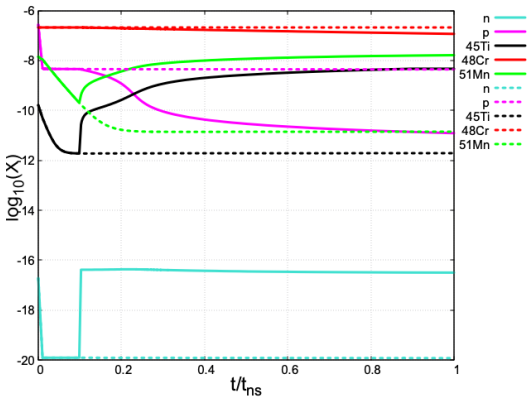


図 4: $T_9 = 2.5, \rho = 10^8\,\mathrm{g/cm^3}$, 計算時間 $10^{-2}\,\mathrm{s}$, ニュートリノフラックス 10^6 の場合の, ある mass shell での核種の時間発展. 縦軸は mass fraction で, 横軸は計算時間で規格化した時間である. 破線は同じパラメータでニュートリノの寄与がない場合の結果.

ノが到達した時刻であり, ニュートリノが到達するとすぐにニュートリノと反応することを意味している. 図 4 においては, どの mass shell も同じ位置 (10^{-3}) にあるとしている.

ニュートリノ到達後, 陽子が減り, それに伴って Sc, V が増加し, ある値で平衡となっている. この値は陽子の初期存在量で決まっていると推測できる. これは Y_e を変える際に, 陽子の量を増加させ, Sc, V の存在量の変化を調べることで確認できると考えられる.

今回の計算結果から, 中心に近い場所で, $2.0 \lesssim T_9 \lesssim 3.0$ という, 超新星爆発においては比較的低温の環境が $10^{-2}\,\mathrm{s}$ 程度実現すれば観測を再現する元素合成が起こることが示唆された. しかし, このように中心に近い領域では高温環境が実現すると予想される. そのため, 今後は今回得られた観測を再現する物理条件が実現するかどうか, 3D の爆発シミュレーション結果などとの比較により爆発メカニズムに対する制約を与えることを目指し, 本稿で述べたような元素合成の実現可能性を調べていく. 加えて, 今回特定に至らなかった具体的な核反応についても引き続き調査を続ける.

Reference

Burrows A., Radice D., Vartanyan D. 2019, MNRAS, 485, 3153.

Wanajo, S., et al. 2018, ApJ, 852, 40.

Sneden, C., et al. 2016, ApJ, 817, 53.

Leung, S.-C., Nomoto, K., Suzuki, T. 2023, arXiv, 2304.14935.

Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, ApJ, 101, 181.

Yoshida, T., Umeda, H., & Nomoto, K. 2008, ApJ, 672, 1043.

————index へ戻る

コン c19

キロノバ光度曲線の多次元シミュレーション

北村 文里

キロノバ光度曲線の多次元シミュレーション

北村 文里 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

鉄より重い重元素の合成には、r プロセス（速い中性子捕獲反応）が必要であると考えられている。しかし、それがどのような天体で起こるのかは明らかになっていない。現在最も有力な候補天体の一つが中性子星合体である。中性子星合体では、合体時に合成された r プロセス元素の放射性崩壊によって電磁波放射（キロノバ）が生じると考えられており、中性子星合体における重元素合成を検証するためには、キロノバの観測が非常に重要である。キロノバの光度曲線は ejecta の質量や速度、重元素の吸収による opacity といった特徴に依存する。よって、キロノバの光度曲線を調べることで、中性子星合体の質量放出メカニズムや r プロセス元素合成の情報を引き出すことができる。近年、現実的なモデルに基づくキロノバの詳細な多次元シミュレーションが発展し、今回紹介する Kawaguchi et al. (2023) のように、長時間の流体力学シミュレーションによって得られた ejecta の構造を用いて詳細な輻射輸送シミュレーションを行うことが可能になった。このようなシミュレーションは現実的なモデルに基づく正確な光度曲線を提供する一方、その複雑さから、観測の解釈に用いるには効率的でない。実際、観測された光度曲線の解析には適当な吸収係数を仮定したシンプルなモデルが用いられる。重力波検出と連携して即時的にデータの解釈ができるようにするためには、詳細なシミュレーションによる現実的な解釈と、シンプルなモデルによる解釈の橋渡しが必要だと考えられる。

1 Introduction

中性子星合体は鉄より重い元素合成の重要なサイトであると考えられている。中性子過剰な環境で r プロセスによって合成された元素は放射性崩壊によって電磁波を放射すると考えられており、その現象をキロノバを呼ぶ。強力な重力波源でもある中性子星合体のマルチメッセンジャー観測は、元素の起源の理解に不可欠である。

中性子星合体に伴う電磁波放射は、GW170817/AT2017gfo (Abbott et al. 2017) の観測で初めて検証された。観測を正しく解釈するためには、合体のメカニズムの定量的な予測が必要である。

中性子星合体についての大きな疑問として、合体後に残った中性子星 (a remnant massive neutron star (MNS)) は重力崩壊しブラックホールになるのか、そしてそれはどのようなタイムスケールで起こるのか、という問題がある。電磁波対応天体としてのキロノバの光度曲線は質量放出のパラメータに依存することが知られており、この問題を解く鍵であると考えられている。しかし、GW170817 の観測に対する矛盾ない説明にはまだ至っておらず、光度曲線の特徴と MNS の進化経路の関係についても未解明な点が多い。

この 10 年で発展してきた手法が、キロノバ光度曲線のモデリングである。数値相対論シミュレーションによって得られた ejecta の構造を用いて、正確な原子データに基づく詳細な輻射輸送シミュレーションを行うというものである。今回紹介する論文 (Kawaguchi et al. 2023) では、MNS が即座に (∼ 20 ms) ブラックホールに崩壊する場合 (short-lived と呼ぶ) についてキロノバ光度曲線を計算している。

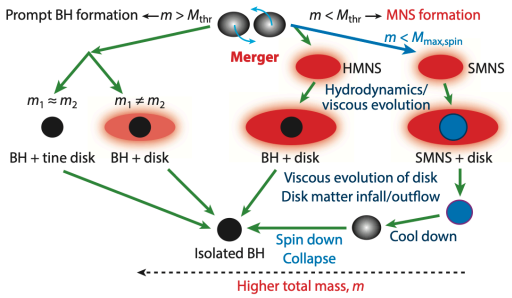


図 1: 中性子星合体後の進化経路
(Shibata & Hotokezaka (2020))

表 1: 各モデルのパラメータ

Model	EoS	$(m_1\,[M_\odot], m_2\,[M_\odot])$	MNS evolution	$M_{\rm eje}^{\rm NR}\,(M_{\rm dyn}^{\rm NR}, M_{\rm post}^{\rm NR})\,[10^{-2}M_\odot]$	$M_{\rm eje}^{\rm HD}\,[10^{-2}M_\odot]$
SFHo-135135	SFHo	(1.35, 1.35)	short-lived	1.0 (0.73, 0.25)	1.0
SFHo-130140	SFHo	(1.30, 1.40)	short-lived	1.0 (0.48, 0.50)	0.9
SFHo-125145	SFHo	(1.25, 1.45)	short-lived	1.2 (0.64, 0.60)	1.1
SFHo-120150	SFHo	(1.20, 1.50)	short-lived	1.6 (0.45, 1.1)	1.5
SFHo-125155	SFHo	(1.25, 1.55)	short-lived	1.5 (0.95, 0.55)	1.4
DD2-135135	DD2	(1.35, 1.35)	long-lived	7.6 (0.15, 7.5)	6.5
MNS75a	DD2	(1.35, 1.35)	long-lived with strong dynamo	9.4 (0.15, 9.3)	8.4

2 Methods

まず ejecta の構造を得るために、Kawaguchi et al.(2021, 2022) と同様の方法で流体力学シミュレーションを行った。最深部の境界条件として Fujibayashi et al.(2023) の数値相対論シミュレーションの結果を用いた。光度曲線は、波長ごとに適用できる輻射輸送シミュレーションコード (Tanaka & Hotokezaka 2013; Tanaka et al. 2017, 2018; Kawaguchi et al. 2020; Kawaguchi et al. 2021) を用いて計算した。

3 Model

各モデルの主要なパラメータ表 1 に示した。この論文では、MNS の重力崩壊が ≈ 20 ms で起こると仮定した short-lived のモデルについて計算を行った (EOS: SFHo)。中性子星質量の異なる 5 つのモデルについて試した。表 1 の下段に示されている 2 つは、比較として用いたモデルである。1 つは MNS が 1 s より長く生き残る long-lived モデル (DD2-135135, Fujibayashi et al. (2020c); Kawaguchi et al. (2022)) である。short-lived と long-lived のモデルでは、流体力学シミュレーションで用いる粘性パラメータとして $\alpha = 0.04$(Fujibayashi et al. 2020c, 2023) を用いている。また、MNS75a(Shibata et al. 2021b; Kawaguchi et al. 2022) は強いダイナモ効果を考慮に入れた long-lived のモデルとなっている。

4 Results

4.1 キロノバ光度曲線

図 2 は、short-lived のモデルについて輻射輸送シミュレーションの結果得られた全波長の光度曲線である。いずれの光度曲線も、GW170817(AT2017gfo) の観測の明るさに届いていない。これは、このモデルで得られる ejecta の質量が小さく、観測を説明するのに十分な量の放射性崩壊のエネルギーが生じないことによる。この結果から、MNS が短時間 ($\lesssim 20$ ms) でブラックホールに崩壊するモデルで GW170817 を説明できる可能性は低いと言える。

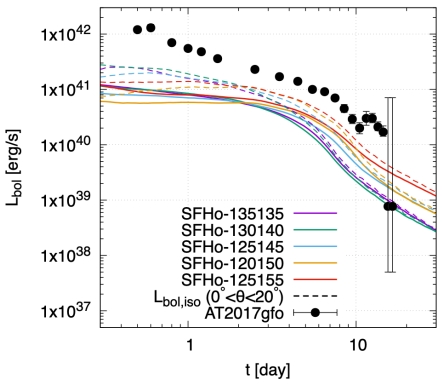


図 2: 中性子星質量の異なる short-lived モデルの全波長光度曲線（実線）と極方向の放射に相当する光度曲線（波線）。黒点は AT2017gfo の観測 (Waxman et al. (2018))。

4.2 他のモデルとの比較

図 3 では、zgK バンドの光度曲線を short-lived のモデル (SFHo-125145) と long-lived のモデル (DD2-135135)、そして long-lived にダイナモ効果を考慮したモデル (MNS75a) について比較した。short-lived のモデルはピークの明るさも小さく、暗くなるまでの時間も短いことがわかる。これは、見積もられる ejecta mass が他のモデルに比べて 5 分の 1 から 10 分の 1 程度しかないことから説明できる（表 1)。一

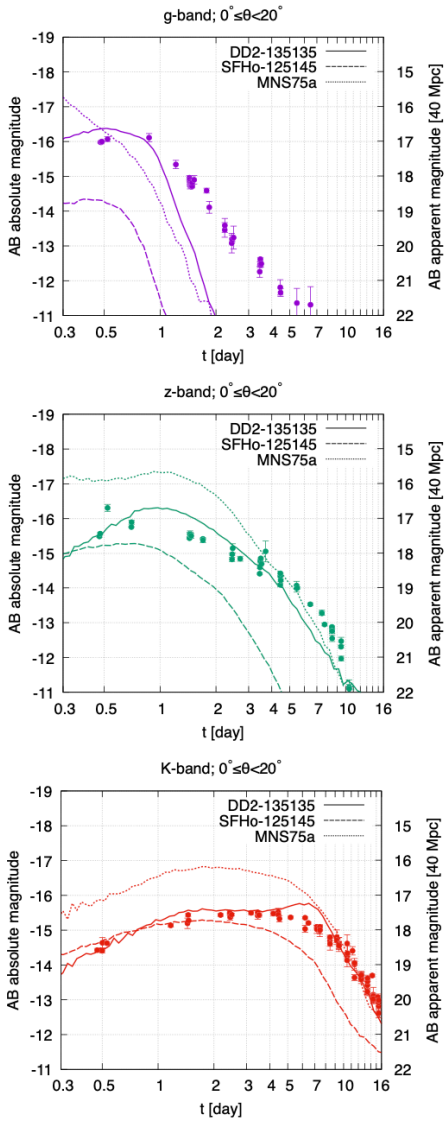


図 3: 各モデルにおける gzK バンド光度曲線の比較

方、long-lived のモデル (DD2-135135) は g バンドの $t > 2$ d の部分を除けば、ピークの明るさと持続時間ともに観測とよく合っていることがわかる。この結果から、やはり short-lived のモデルが GW170817 に当てはまる可能性は低く、GW170817 は少なくとも 0.1 s より長いタイムスケールで重力崩壊すると考えられる。また、強いダイナモ効果を考慮した long-lived のモデル (MNS75a) の光度曲線は、観測よりも全体的に明るい。このことから、t>1.0 s の post-merger phase でダイナモ効果が顕著になると仮定すると、GW170817 の MNS はそれほど長くは生き残らないと考えることができる。

5 Discussion

上で述べたように、キロノバ光度曲線からは long-lived MNS が GW170817 に当てはまる可能性が高いという結果を得た。具体例としては、強いダイナモ効果を受ける MNS が $\mathcal{O}(0.1)$ s でブラックホールに崩壊するというシナリオが考えられる。

ところが、各モデルの元素合成量の計算結果（図 4）からは long-lived モデルが r プロセス元素量の 2 つのピークの間 ($A \sim 80 - 130$) の核種を過剰に合成していることがわかる。よって、GW170817 は典型的な中性子星合体のケースではないかもしれない。

long-lived モデルでこのような過剰合成が見られるのは、ブラックホールの降着円盤が質量放出に寄与するからだと考えられている (図 5 ; Fujibayashi et al. 2020c)。

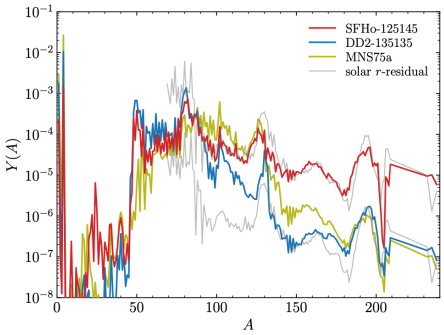


図 4: 各モデルにおける元素合成量の比較
太陽系の r プロセス元素量を示す 2 本の灰色の線は、SFHo-125145 と DD2-135135 のそれぞれと ^{153}Eu の存在量が一致するようにスケールを調整したもの。

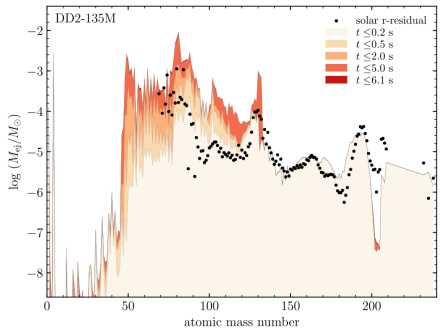


図 5: long-lived モデル (DD2-135135) で放出される元素合成量の時間変化 (Fujibayashi et al. 2020c)
色が濃いほど、遅い質量放出の寄与を表している。

6 Conclusion

この論文では、MNS が短時間 ($\sim$ 20 ms) で崩壊する short-lived モデルについて数値相対論シミュレーションに基づく流体力学シミュレーションを行い、ejecta の構造を求めた。そして、輻射輸送シミュレーションによってキロノバ光度曲線を描き、short-lived モデルが当てはまるような中性子星合体が起きた場合にどのような特徴の光度曲線が見られるかを調べた。AT2017gfo の観測との比較から、short-lived モデルでは中性子星合体 GW17018 を説明できないことがわかった。しかし、MNS が長く (> 1.0 s) 生き残る long-lived モデルとの比較により、崩壊のタイムスケールとして $\mathcal{O}(0.1)$ s が有力であることを示した。

キロノバ光度曲線の詳細な多次元シミュレーションが可能になったことで、より正確な光度曲線が得られるようになった。しかし、観測に合うモデルを見つけるためには、今回の論文のように様々なモデルに対して計算を行い、制限をつけていく必要があり時間がかかる。つまり、光度曲線を様々なケースに対して予測できる点でシミュレーションは有用だが、観測の解釈を効率的に行うという観点では不向きであるとも言える。観測を解釈する方法としては、opacity を適当な値に設定してシンプルなモデルでフィッティングする方法があるが (Villar et al.2017)、かなり単純化しているため正確に解釈できるとは限らない。したがって、詳細なシミュレーションによる現実的な解釈とシンプルなモデルを用いたフィッティングによる解釈との橋渡しが必要であると考えられる。

Reference

Abbott B., et al., 2017a, Phys. Rev. Lett., 119, 161101

Fujibayashi S., Kiuchi K., Wanajo S., Kyutoku K., Sekiguchi Y., Shibata M., 2023, Astrophys. J., 942, 39

Fujibayashi S., Wanajo S., Kiuchi K., Kyutoku K., Sekiguchi Y., Shibata M., 2020c, Astrophys. J., 901, 122

Kawaguchi K., Fujibayashi S., Shibata M., Tanaka M., Wanajo S., 2021, Astrophys. J., 913, 100

Kawaguchi K., Fujibayashi S., Hotokezaka K., Shibata M., Wanajo S., 2022, Astrophys. J., 933, 22

Kawaguchi et al. 2023, MNRAS, submitted

Shibata et al., 2021b, Phys. Rev. D, 104, 063026

Shibata M., Fujibayashi S., Sekiguchi Y., 2021b, Phys. Rev. D, 104, 063026

Villar V. A., et al., 2017, Astrophys. J., 851, L21

————index へ戻る

コン c20

コンパクト天体が関わる共通外層進化のレビューと今後の展望

櫻井 大夕

コンパクト天体が関わる共通外層進化のレビューと今後の展望

櫻井 大夕 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

レビューする論文 (Cruz & Rezzolla 2021) の目的は，赤色超巨星の恒星外層をブラックホール (BH) や中性子星が運動する共通外層進化における質量降着率と運動量降着率の時間変化をより正確かつ現実的に見積もることである。見積もられた降着率によって，コンパクト天体が関わる共通外層のスパイラルインにおける運動がより正確に計算できることが期待される。BH が静止した座標系において，外部から密度勾配のある外層物質が超音速で流入する降着流について初めて一般相対論数値計算を行なった。その結果，降着流は急速に定常状態に達し，下流部ではショックコーンが発生した。密度勾配を強くするほど降着率も高くなり，ショックコーンは徐々に運動方向からその垂直方向に引きずられるようになった。さらに，BH への質量と運動量の降着率も定量的に明らかにし, 今後の共通外層進化の計算に使うことのできる降着率の近似式を与えた。また，ニュートン重力下での先行研究結果との比較も行い，一般相対論的な速度では密度勾配に対して降着率はほぼ指数関数的に増加するが，ニュートン的な速度ではその逆となることが確認された。最後に，密度勾配の存在下でエディントン降着率を大きく超える質量降着率になりえることが分かり，恒星質量のブラックホールの連星系でもこの過程が観測される可能性が高くなった。

1 Introduction

近年，LIGO や Virgo Collaboration による重力波の検出により BH 連星系の存在が観測された。さらに，中性子星連星の合体や中性子星と BH 合体による重力波放射が検出された。これらのコンパクト連星系の形成過程は，共通外層進化という段階によって特徴づけられており，かつてから多くの注目が集まっている（レビューとして (Ivanova et al. 2013) 参照)。しかし，共通外層進化は幅広いスケールの物理過程が複雑に絡み合っているため，共通外層進化の多くの研究がなされたにもかかわらず，いつ外層が放出されるかやいつ合体にいたるかなどの定量的な側面は明確にはなっていない。

共通外層進化とは，連星において 2 つの星が 1 つの共通外層の中を公転する段階のことである。その寿命は 300 年以下と短く，その間に連星系の間隔は約 100 分の 1 にまで減少する。この定性的な理由は，連星系の質量と角運動量の損失により，連星の公転エネルギーが外層物質の運動エネルギーに変換され，外層物質に角運動量を与えることで連星の公転周期が短くなるためである (Ivanova et al. 2013)。 共通外層進化によって連星間隔が減少し，外層が放出されると現在観測されているような近接連星系やコンパクト連星系が取り残されることになる。また，低質量 X 線連星系や Ia 型超新星が生じる経路のいくつかについても共通外層進化によって説明することができる。

また，今まで様々な連星系シミュレーションが行われてきたがそれらの多くはニュートン重力を使っており，多くの先行研究で用いている質量降着率は Bondi–Hoyle 降着率であるため，衝撃波や一般相対論的重力の効果，外層の密度勾配の存在を無視している (Ivanova et al. 2013)。中性子星や BH などのコンパクト天体の共通外層進化ではそれらの影響があるため，Bondi–Hoyle 降着は不適切である。そこで，BH が静止した座標系において，外部から密度勾配のある外層物質が超音速で流入させることで，BH と赤色超巨星の共通外層における BH への降着の初めての一般相対論的シミュレーションを行い，質量降着率や運動量降着率を見積もる。

2 Methods

初めに数値計算で解いた一般相対論的流体方程式を紹介し，次に数値計算に用いたコードや BH を中心とした共通外層のモデリングを述べ，最後に初期条件や境界条件を説明する。また，以下では $G = c = 1$ である幾何学単位系を用いる。

2.1 一般相対論的流体力学

まず，以下のような線素

$$ds^2 = -(\alpha^2 - \beta_i\beta^i)dt^2 + 2\beta_i dx^i dt + \gamma_{ij}dx^i dx^j \quad (1)$$

で表される 3+1 分解された Horizon-penetrating Eddington–Finkelstein 座標で連続の式

$$\nabla_\mu(\rho u^\mu) = 0 \quad (2)$$

とエネルギー運動量保存の式

$$\nabla_\mu(T^{\mu\nu}) = 0 \quad (3)$$

を解く。ただし，α はラプス関数，β^i はシフトベクトル，γ_{ij} は 3 次元計量，$T^{\mu\nu}$ はエネルギー運動量テンソルであり，以下のように与えられている。

$$\alpha = \left(1 + \frac{2M}{r}\right)^{-1/2} \quad (4)$$

$$\beta = \left(\frac{2M}{r(1+2M/r}, 0, 0\right) \quad (5)$$

$$\gamma_{ij} = \begin{pmatrix} 1+2M/r & 0 & 0 \\ 0 & r^2 & 0 \\ 0 & 0 & r^2\sin^2\theta \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$T^{\mu\nu} = \rho h u^\mu u^\nu + p g^{\mu\nu} \quad (7)$$

ここで，M は BH の質量，ρ は静止質量密度，u^μ は四元速度，h は比エンタルピー，$g^{\mu\nu}$ は 4 次元計量である。また，完全流体の状態方程式

$$p = \rho\epsilon(\Gamma - 1) \quad (8)$$

を用いる。ただし，ϵ は内部エネルギーである。また，Γ は断熱指数であり，4/3 と 5/3 の 2 つの値でそれぞれの場合を計算する。

2.2 数値計算方法，共通外層モデル

連続の式 (3) とエネルギー運動量保存の式 (4) を Valencia 保存形式化した上で CAFE コードを用いて計算する。ただし，CAFE コードとは高解像衝撃波捕獲法，HLLE 法を用いた 2 次元軸対称の一般相対論的流体方程式を解くために開発されたものである (詳細は (Cruz & Rezzolla 2021) 参照)。

計算領域の中心に BH を配置し，計算領域は $r_{exc} = 1.5M(\sim 8.9\text{km}) \leq r \leq r_{max} = 10r_{acc} \sim (1190\text{km})$, $\phi \in [0, 2\pi]$ の赤道面とする。そして，r 方向に 2000 メッシュ，ϕ 方向に 256 メッシュを取る。

2.3 初期条件および境界条件

質量 $M = 4M_\odot$ の BH がケプラー速度 v で質量 $M_{star} = 16M_\odot$ の赤色超巨星の周りを回っていることを考える。BH が静止した座標系で見るため，外部境界 r_{max} から $v_\infty = v$ で外層物質が降ってくることを考える。さらに規格化のための値として，Bondi-Hoyle 降着半径

$$r_{acc} = \frac{M}{c_{s,\infty}^2 + v_\infty^2} \quad (9)$$

を採用して，無次元降着半径 ϵ_ρ を以下のように定義する。

$$\epsilon_\rho = -r_{acc}\frac{d\rho/dr}{\rho} \quad (10)$$

この研究では無次元降着半径 ϵ_ρ を $0, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ まで変化させてることによって赤色超巨星の様々な位置における降着を再現している。また，x 軸正の向きに外層物質を流し，y 軸正の向きに密度が小さくなるような密度勾配を

$$\rho_{in} = \rho(y) = \rho_0 \exp[-\epsilon_\rho y/r_{acc}] \quad (11)$$

のように定義する。ここで ρ_0 は赤色超巨星内におけるブラックホールの位置 $r = r_0$ での静止質量密度である。$\epsilon_\rho = 0, 0.5, 1$ に対応する計算領域全体の密度分布をカラーマップで，流線を白線で図 1 に示した。

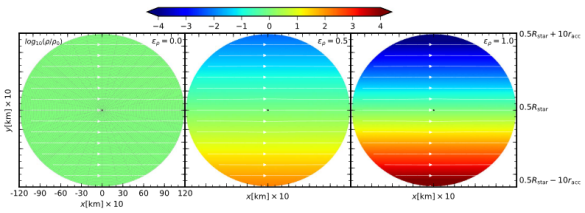


図 1: $\epsilon_\rho = 0, 0.5, 1$ に対応する計算領域全体の密度分布と流線 (Cruz & Rezzolla 2021)

最後に境界条件として，内部境界 $r = r_{exc}$ ではブラックホールを考えているため自由流入条件を課す。外部境界 $r = r_{max}$ では，上流 $(x < 0)$ の場合に流入条件，下流 $(x \geq 0)$ のとき流出条件を課す。

3 Results

図 2 に $\Gamma = 4/3$, $\epsilon_\rho = 0$ (上段), 0.5 (中段), 1 (下段) における密度分布 (左列), 温度分布 (中列), Mach 数分布 (右列) を示した。図 3 に $\Gamma = 4/3$, $\epsilon_\rho = 0, 0.3, 0.5, 1$ における質量降着率の時間変化を示した。図 4 に定常状態における質量降着率の ϵ_ρ 依存性を示した。運動量降着率から抗力を計算することによって (詳細は (Cruz & Rezzolla 2021) 参照), 図 5 に $\Gamma = 4/3$, 様々な位置 r における x 方向に受ける抗力の時間変化を示した。図 6 に定常状態における様々な ϵ_ρ での抗力の r 依存性を示した。

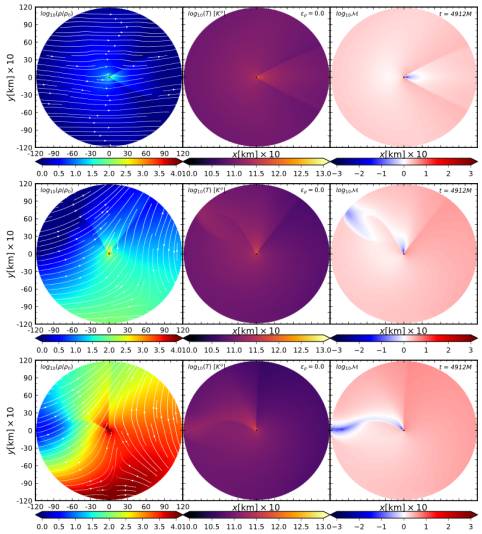


図 2: $\Gamma = 4/3$, $\epsilon_\rho = 0$ (上段), 0.5 (中段), 1 (下段) における密度分布 (左列), 温度分布 (中列), Mach 数分布 (右列) (Cruz & Rezzolla 2021)

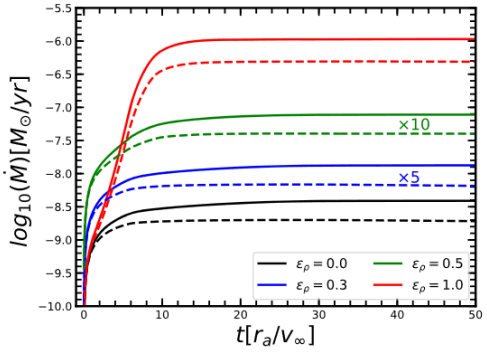


図 3: $\Gamma = 4/3$, $\epsilon_\rho = 0, 0.3, 0.5, 1$ における質量降着率の時間変化 (Cruz & Rezzolla 2021)

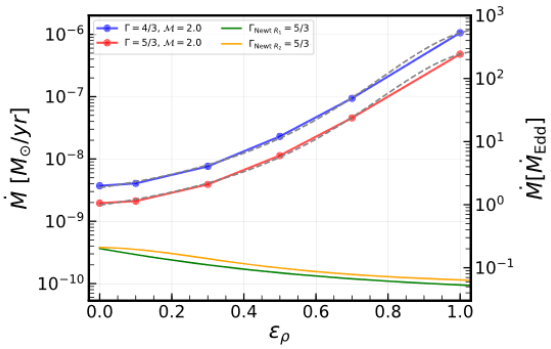


図 4: 定常状態における質量降着率の ϵ_ρ 依存 (Cruz & Rezzolla 2021)

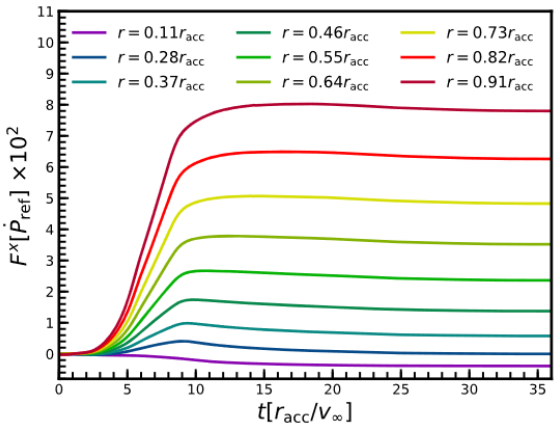


図 5: $\Gamma = 4/3$, 様々な位置 r における x 方向に受ける抗力の時間変化 (Cruz & Rezzolla 2021)

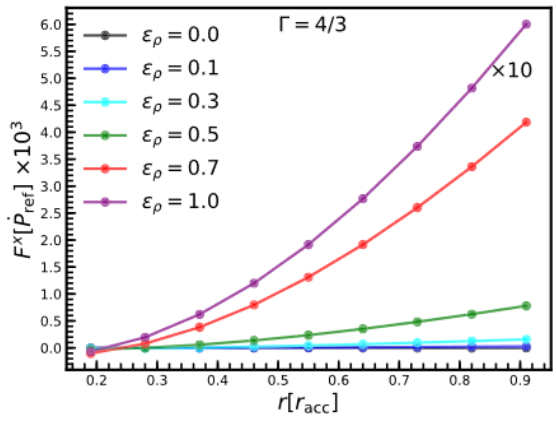


図 6: 定常状態における様々な ϵ_ρ での抗力の r 依存性 (Cruz & Rezzolla 2021)

4 Discussion

図 2 において上段 ($\epsilon_\rho = 0$) のときにショックコーンが下流に向かって生じていることが分かり，Bondi–Hoyle 降着を再現していることが分かる。しかし，中段 ($\epsilon_\rho = 0.5$) や下段 ($\epsilon_\rho = 1$) では，ショックコーンが密度勾配の方向に引きずられていることが分かる。そのため，質量降着率や x 軸方向の抗力が密度勾配の大きさによって変わることが分かり，実際に図 3-6 から，どの密度勾配においても定常状態には達するが，その値は無次元化された密度勾配の大きさに指数関数的に増えることが分かる。特にこの結果は図 4 において，緑色や黄色で示されたニュートン重力の場合の密度勾配の大きさが大きくなるほど降着率が小さくなることに対して正反対の結果となっており，コンパクト天体の一般相対論的効果は無視できないものとなっている。この原因として筆者らは一般相対論的重力の方がニュートン重力よりも基本的に重力が強くなるため，降着率の上昇が見られたと考察している。また，図 4 において右軸のエディントン降着率が単位となっている値から，基本的に超エディントン降着が起きていることが分かる。

5 Conclusion

赤色超巨星の恒星外層をブラックホール (BH) や中性子星が運動する共通外層進化における質量降着率と運動量降着率の時間変化をより正確かつ現実的に見積もるために，一般相対論数値計算を行なった研究 (Cruz & Rezzolla 2021) を紹介した。その結果，ニュートン重力の場合とは異なり，密度勾配を強くするほど降着率も高くなり，ショックコーンは徐々に運動方向からその垂直方向に引きずられるようになった。さらに，BH への質量と運動量の降着率も定量的に明らかにし, 今後の共通外層進化の計算に使うことのできる降着率の近似式を与えた。最後に，密度勾配の存在下でエディントン降着率を大きく超える質量降着率になりえることが分かった。今後の展望として，BH ではなく中性子星の場合や，磁場の効果や BH のスピンの効果などを考慮していくことが挙げられる。実際に私が現在取り組んでいるテーマが大質量星内における中性子星への降着の一般相対論的シミュレーションであり，本研究を先行研究として BH と中性子星の比較を行いたいと考えている。

Reference

Cruz & Rezzolla 2013, The Astrophysical Journal, 894, 147, doi: 10.3847/1538-4357/ab89aa

Ivanova, N., Justham, S., Chen, X., et al. 2013, The Astronomy and Astrophysics Review, 21, 59, doi: 10.1007/s00159-013-0059-2