

低密度領域を含むレーザーアブレーションプラズマの ハイブリッドシミュレーション

大西 和夫 (東北大学大学院 工学研究科)

Abstract

宇宙空間で見られる衝撃波の多くは無衝突衝撃波であり、粒子間衝突でなく磁場を介した散逸によって衝撃波が維持される。無衝突衝撃波では、フェルミ加速などにより高エネルギー粒子が生成されると考えられており、そのような加速現象は地上で観測される高エネルギー宇宙線の起源を知る上でも重要である。近年、高強度レーザーを用いて地上で無衝突衝撃波の実験を行う試みがなされている。現在提案されている実験では、高強度レーザーを真空中に配置した 2 枚の平行平板ターゲットに照射することで高速の対向流プラズマを生成し、これらの干渉によって無衝突衝撃波を発生させようとしているが、実験で用いるパラメータを定めたり、実験結果の解析を行う上では数値シミュレーションが必要不可欠である。無衝突プラズマでは流体近似が成り立たないため、本来は粒子計算を用いてプラズマの流れを予測するべきであるが、膨大な計算コストが必要となるため、現実的に不可能である。したがって、現在は流体近似による実験デザインを余儀なくされている。我々はこれらの問題を解決すべく、粒子計算と流体計算をハイブリッド化したシミュレーションコードを開発し、無衝突衝撃波の地上実験をデザインすることを目指した研究を行っている。低密度領域ではモンテカルロ直接法を用いた粒子計算、高密度領域では有限体積法を用いた流体計算を試みる。ハイブリッド化は領域分割によって行い、粒子計算へとマクロな物理量を引き渡すための緩衝領域を設ける。この緩衝領域において流束を介して物理量を交換する手法を検討し、高エネルギー粒子発生メカニズムの解明を念頭に置いた実験提案を目指す。

1 緒言

無衝突衝撃波とは、粒子間の衝突が殆ど起きない流れ場に生じる衝撃波であり、その散逸過程は電場や磁場を介して行われる。無衝突衝撃波は宇宙における高エネルギー現象であるガンマ線バーストなどにも深い関係があり、発生メカニズムを知ることができれば宇宙線の起源を知ることにもつながる。無衝突衝撃波の研究は、観測や理論解析によるものだけでなく、数値シミュレーションを用いた研究も盛んに行われている。最近では地上での模擬実験も試みられており、レーザーアブレーション (1) という現象を用いた研究手法が提案されている。レーザーアブレーションとは、固体試料に高強度レーザーを照射することにより、固体表面から分子、中性原子、プラズマなどが飛散する現象である。

提案されている実験は以下の手順で行われる。真空チャンバー内で固体試料にレーザーを照射し、プ

ラズマを発生させる。その固体試料と向かい合うように置いた別の固体試料も、輻射熱でアブレーションを起こしプラズマが発生する。それぞれの固体試料から発生したプラズマ同士が高速衝突することで無衝突衝撃波が形成される。しかし、無衝突衝撃波が形成されるには十分に対向流の相対速度が大きく、密度が低い必要があり、これを満たす条件を探るために数値シミュレーションを行う必要がある。

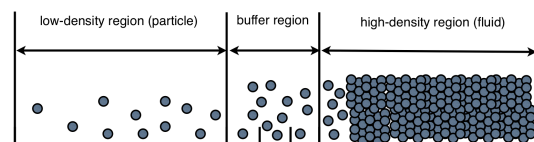


図 1: 各領域の区別。

このとき、アブレーションプラズマには高密度領域と低密度領域が存在する。高密度領域を解析できる

流体計算コードを用いて全領域を計算する場合、低密度領域では速度分布関数がマクスウェル分布に従わないため、その領域においては非物理的な解を生む。一方で、希薄流に対して構成粒子について運動方程式を解く DSMC(Direct Simulation Monte Carlo) 法と呼ばれる粒子シミュレーション手法がよく用いられる。

そこで本研究では、図 1 に示すように、低密度領域、緩衝領域、高密度領域の 3 つの領域を異なる手法で扱うハイブリッドシミュレーションの実現を目指す (2)(3)。そのために、低密度及び高密度の計算手法の特性を調べ、緩衝領域において流束を評価しそれを介して低密度領域と高密度領域を結合する手法を検討する。

2 レーザープラズマの流体計算

比較的高密度な流れを対象とした流体コード (4) の 1 次元テスト計算を行った。数値流束には AUSM-DV スキームを用い、高次精度化は 2 次精度の MUSCL 法を用いて行った。

計算領域は x 方向 7 mm を 600 セルの計算格子で解像する。図 2 のようにプラスチック (CH) の平板を 2 枚配置した。厚さ $20 \mu\text{m}$ の CH を左、厚さ $5 \mu\text{m}$ の CH を右に 5 mm の間隔をあけて配置した。その他の空間は密度 $4.7 \times 10^{-5} \text{g/cm}^3$ の窒素原子で満たされているものとする。

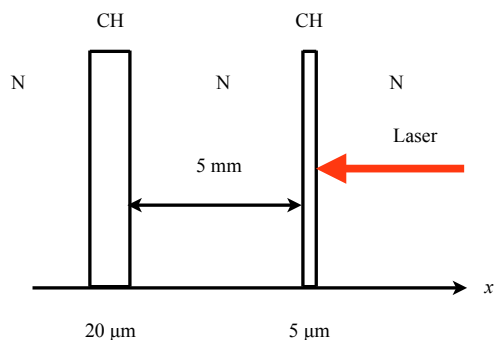


図 2: 2 平板による対向流プラズマの計算。

右方向から厚さ $5 \mu\text{m}$ の CH に、パルス持続時間

1 ns の矩形ロングパルスレーザーを垂直に入射する。レーザー強度は $1.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、波長は $0.52 \mu\text{m}$ とした。なお、本計算では輻射計算を行っていない。代わりに、厚さ $20 \mu\text{m}$ の CH はレーザーによる輻射熱で温められることを想定し、予めターゲット表面 $10 \mu\text{m}$ に初期温度 5 eV を与える。これによりターゲットを電離させ、プラズマを発生させる。

図 3、図 4 は $t = 25 \text{ ns}$ における密度分布、電子温度分布のシミュレーション結果である。それぞれ不連続の箇所を分かりやすく見るために対数表示している。図 3 では、 $x = 0.2$ と $x = 0.3$ で密度分布に不連続が見られる。左の平板は与えた初期温度によって表面付近から膨張している。また、右からレーザーを照射された厚さ $5 \mu\text{m}$ の平板は急速に膨張し、プラズマが $x = 0.3$ まで広範囲に広がっている。図 4 の温度分布も図 3 と対応していることが見て分かる。左側の平板では、初期温度を与えた表面から内部に熱が伝わっていく様子が分かる。また、右の平板はレーザー照射により高温状態を保ちながら、もう一方のターゲットに迫ってきている。

連続流と希薄流を区別するとき指標となるクヌッセン数 Kn を調べたところ、窒素原子で満たされているとすると $x = 0.3$ 付近では $Kn = 1.29 \times 10^{-5}$ となった。 $Kn = 0.01$ 以下では連続流と見なせるので、この条件は無衝突衝撃波の形成に適當でないが、レーザープラズマにより衝撃波を生成可能なが分かる。

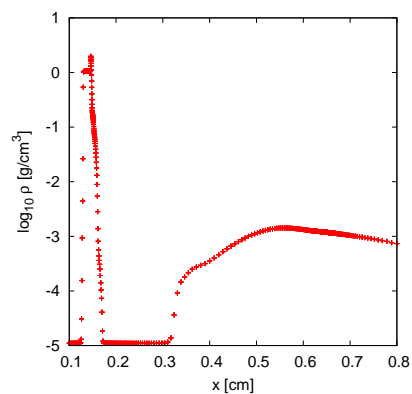


図 3: $t = 25 \text{ ns}$ における密度分布。

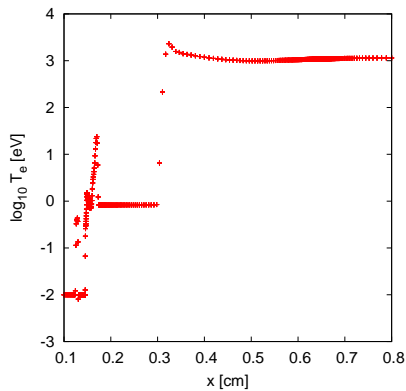


図 4: $t = 25$ ns における電子温度分布.

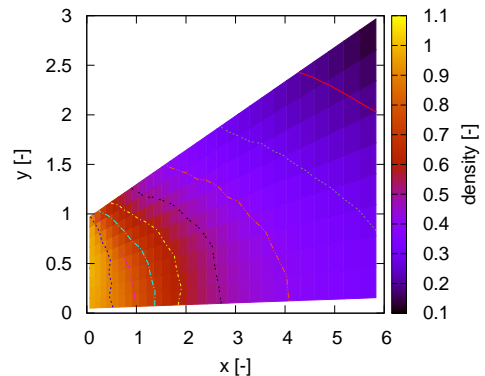


図 5: 2次元ノズルの密度分布.

3 DSMC による低密度流の計算

次に希薄流を対象とした粒子コードのテスト計算を行った。低密度流のテスト計算として、DSMC 法 (5) を用いた 2次元ノズルの定常流のシミュレーションを行った。支配方程式は加速度項を除いたボルツマン方程式である。

計算領域は、 y 方向に無次元距離 1 の大きさを持つノズルスロート部から x 方向に無次元距離 6 までとり、壁面は広がり角 20° でスロート部から広がっていく。この計算領域を y 方向に 10 セル、 x 方向に 30 セルの計算格子で解像する。はじめに、スロート部にマッハ数 1 の分子を配置して流入させる。境界条件は $x = 6$ において流出境界、壁面は拡散反射境界、 $y = 0$ では鏡面反射とした。ただし、分子は剛体球とした。

図 5、図 6 は 2次元ノズルの計算をした結果で、それぞれ密度分布とマッハ数分布となる。図 5 の密度分布では、スロート部の密度で無次元化して表している。左は密で、右にいくにつれ疎となっている。 $x = 6$ より右は計算領域外の真空槽を想定しており、スロート部から粒子が真空槽へ流れていく様子が分かる。また、図 6 のマッハ数分布から、 $x = 0$ から $x = 6$ まで徐々に加速していく様子が得られた。

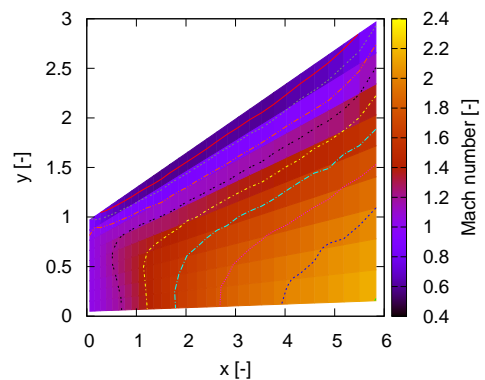


図 6: 2次元ノズルのマッハ数分布.

4 結言

本研究では、無衝突衝撃波を地上で再現できる実験の提案を目指している。プラスチック固体ターゲットのレーザーアブレーションの数値シミュレーションを行った結果、対向流による衝撃波が生成されることを確認することができた。また、DSMC 法を用いた 2次元の数値シミュレーションを行い、超音速ノズルのテスト計算を行った。今後は緩衝層で評価した流束を介して高密度領域と低密度領域を結合するモデルを考案し、低密度から高密度まで広範囲にわたってシミュレーションできる手法を構築する。それをもとにハイブリッドコードを開発した上で、無衝突衝撃波を再現する実験を提案する。

Reference

- [1] T. Okada and K. Sugioka. 2003. J. Plasma Fusion Res. Vol. 79, pp. 1278–1286.
- [2] 杉本和弥. 2012. DBD プラズマアクチュエータにおける放電過程の数値解析, 東北大学修士学位論文.
- [3] T. E. Schwartzentruber and I. D. Boyd. 2006. J. Comp. Phys. Vol. 215, pp. 402–416.
- [4] N. Ohnishi et al. 2006. J. Phys. IV Vol.133, pp. 1193–1195.
- [5] 南部健一. 1992. 第 13 章 ボルツマン方程式の確率解法 数値流体力学—基礎と応用—, 保原充 大宮司久明編, 東京大学出版. pp. 237–324.

明るいショックブレイクアウトが見られた IIb 型超新星 SN 2013df の測光分光観測

川端 美穂 (広島大学 理学研究科)

Abstract

広島大学かなた望遠鏡と大阪教育大学 51cm 反射望遠鏡を用いて、発見直後から SN 2013df の可視光測光分光観測を行った。初期には、SN 1993J にも見られたショックブレイクアウトからの減光を明瞭に捕らえることができ、極めて稀な例となった。SN 2013df はハッブル宇宙望遠鏡の過去画像から親星が同定されており、ショックブレイクアウトの光度は親星半径に強く依存するというモデル (Rabinak&Waxman 2011) と比較することが可能となった。その結果、このモデルだけでは光度曲線を再現することは難しいことが判った。後期観測では外層が十分に希薄となり、コアを直接見ることが可能となり、親星についての情報が得ることができる。極大から約 180 日後にすばる望遠鏡によって得られたスペクトルでは、酸素輝線が弱く、カルシウム輝線が強いという特徴を示した。これは爆発した星が低質量星であったことを示唆しており、低質量星から水素外層を剥ぎ取るためには、連星系による相互作用が必要であると考えられる。本講演では、初期観測及び後期観測から、SN 2013df の親星の形態について議論する。

1 Introduction

重力崩壊型超新星とは、初期質量が $8\sim 10M_{\odot}$ 以上の恒星の進化最終段階において引き起こされる宇宙最大規模の爆発現象である。初期のスペクトルで水素とヘリウムの吸収線が見られるものを IIb 型超新星、ヘリウムの吸収線しか見られないものを Ib 型超新星、水素、ヘリウムの吸収線のどちらも見られないものを Ic 型超新星と分類される。これらの超新星のスペクトルの違いは、爆発前の星の外層がいくらか剥ぎ取られていることを反映していると考えられており、外層剥ぎ取り型超新星と呼ばれる。剥ぎ取られつつある外層は親星の質量や、形態及び進化段階に関係すると考えられているが、不明瞭な点も多い。

2 Observations

SN 2013df は 2013 年 6 月 7.8 日に近傍銀河 NGC 4414 (16.6Mpc) で発見された。6 月 10.8 日には分光観測が行われ、IIb 型超新星であると同定された。SN 2013df は 1999 年に 4 月にハッブル宇宙望遠鏡によって得られた画像で、親星の同定が行われ、親星の半

径 R_{eff} は $545 \pm 65R_{\odot}$ であることが報告されている (Van Dyk et al. 2013)。

今回、SN 2013df の観測には広島大学かなた望遠鏡に取り付けられている一露出型可視広視野偏光撮像器 (Hiroshima One-shot Wide-field Polarimeter、通称 HOWPol) で測光分光観測を行った。また、大阪教育大学 51cm 反射望遠鏡に取り付けられている Andor 社の CCD カメラでも可視撮像観測を行った。測光観測には B 、 V 、 R_c 、 I_c バンドで観測を行い、2 つの装置間の Color term 補正を行った。分光観測は観測波長帯は $4500\sim 9200\text{\AA}$ 、波長分解能は $R\sim 400$ で行った。また、12 月 21 日にはすばる望遠鏡の FOCAS でも観測が行われた。

3 Results

3.1 Light curves

SN 2013df の光度曲線を図 1 に示す。観測開始直後は急減光を見せ、その後、緩やかに増光し極大を迎えた。この極大は V バンドで 6 月 26.6 日 ($t=0d$ とする) に 14.29 等になった。極大後は減光を続け、 $\sim 30d$ あたりからさらにゆっくり減光していった。光

度曲線の初期に見られた急減光は、ショックブレイクアウト後に光球が膨張し、温度が急激に下がることによって引き起こされたものである。SN 2013df では -10d ごろまでショックブレイクアウトからの減光が見られ、このような減光が顕著に見られた例は数少ない。

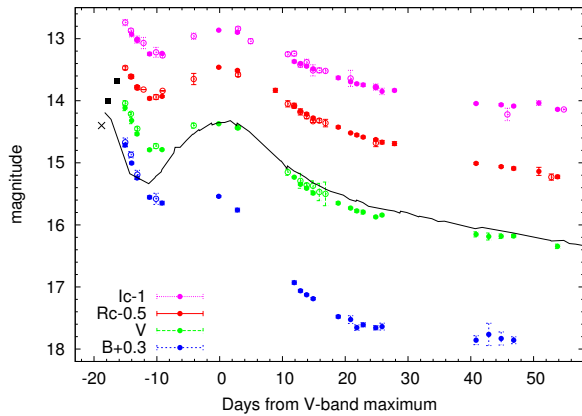


図 1: SN 2013df の光度曲線。塗りつぶされたマークはかなた望遠鏡、白抜きのマークは 51cm 望遠鏡で得られた結果である。比較しやすいように Ic バンドで -1 等、Rc バンドで -0.5 等、B バンドで +0.3 等だけシフトさせている。× は発見等級で、黒印はアマチュア天文家によって測光された結果である。黒線は SN 1993J の V バンドの光度曲線で、ピークを SN 2013df に合わせている。

3.2 Spectra

かなたで得られた SN 2013df のスペクトルを図 2 に示す。初期から水素とヘリウムの吸収線が見られる。次第に Fe II $\lambda 5169$ や Ca II IR triplet が見られるようになった。12d では、He I $\lambda 5876$ の吸収線の形が変化している。また、46d になると He I $\lambda 6678$ が見られるようになった。

すばるで得られた SN 2013df のスペクトルを図 3 に示す。~179d にもなると、初期のスペクトルと異なり、輝線が目立つようになる。このころになると、時間が経つにつれて外層が希薄になっているため、コアを直接見ることが可能となる。[O I] $\lambda\lambda 6300, 6363$ や [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$ 、Ca II IR triplet が見えて

いる。わずかに Na I や O I 7774 が見られるが、Mg I] $\lambda 4571$ は見られない。比較として他の IIb 型超新星 SN 1993J、SN 2008ax、SN 2011dh のスペクトルも示す。他の超新星と異なり、SN 2013df は [O I] $\lambda\lambda 6300, 6363$ がとても弱く、[Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$ が強い。

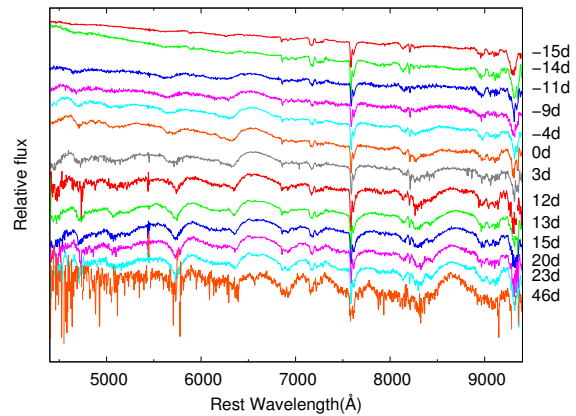


図 2: SN 2013df のスペクトル。

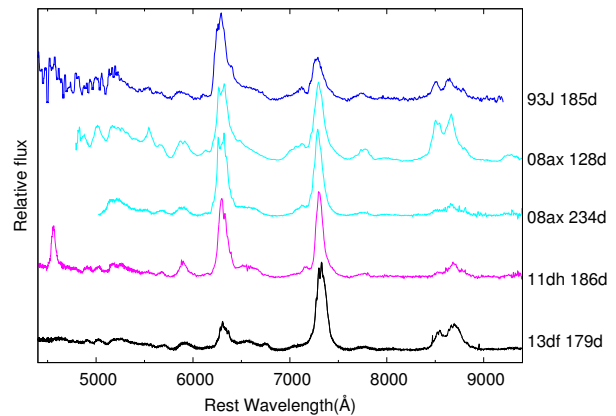


図 3: 後期スペクトルの比較。他の超新星のスペクトルのデータは SUSPECT¹ 及び WISeREP² から引用した。

¹<http://suspect.nhn.ou.edu/suspect/>

²<http://www.weizmann.ac.il/astrophysics/wiserep/>

4 Discussion

4.1 Progenitor radius

SN 2013df の初期の観測では、ショックブレイクアウトからの減光がとらえられている。ショックブレイクアウトからの減光による光度や温度変化は親星半径に依存していることが理論的に研究されているが (Rabinak & Waxman 2011)、そもそもショックブレイクアウトの減光をとらえた観測例は少なく、不明瞭な点も多い。SN 2013df は親星の直接同定がされていることから、理論モデルとの比較が可能である。その理論モデルにおいて、初期の温度変化は他の超新星と一致しているという報告がある (Valenti et al. 2014; IIP 型超新星 SN 2013ej)。SN 201df のスペクトル (-15d, -11d, -9d) を用いて温度を推定をした。その温度変化を図 4 に示す。SN 1993J の温度は Lewis et al. 1994 を引用した。しかし、SN 1993J や SN 2013df の温度変化は理論モデルよりも速く温度が下がってしまい、一致しない。また、SN 1993J と SN 2013df のショックブレイクアウトの減光による光度を比較し、SN 2013df の親星半径を推定して見たところ、 $530 \sim 1200 R_{\odot}$ となり、この中央値 $860 R_{\odot}$ は、爆発前の画像から求められた半径 $545 R_{\odot}$ よりもやや大きく一致しない。

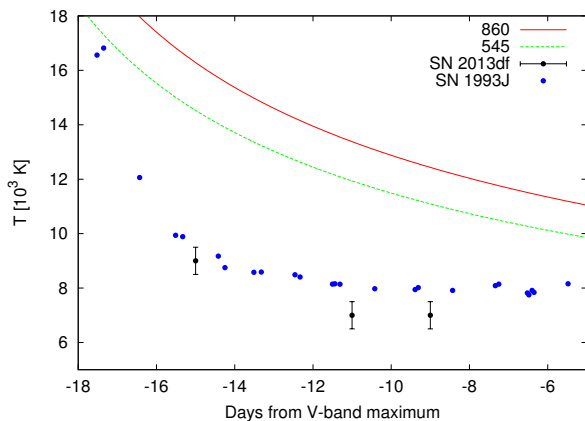


図 4: SN 2013df と SN 1993J の温度変化。SN 2013df の爆発日は Van Dyk et al. 2014 を引用した (6 月 4.3 日)。緑と赤の曲線がそれぞれ赤色超巨星の半径が $545 R_{\odot}$ と $860 R_{\odot}$ の時の理論計算による温度変化。

4.2 Main sequence mass of progenitor

酸素は親星の不燃物質であり、その質量がコアの質量に大きく依存する。一方で、カルシウムは比較的、コアの質量の依存性は小さい。これより、 $[Ca II] \lambda\lambda 7291, 7324$ と $[O I] \lambda\lambda 6300, 6363$ の強度比は親星の質量を推測することができる (Fransson & Chevalier 1989)。SN 2013df の 179d での $[Ca II]/[O I]$ の強度比は ~ 0.48 であった。Valenti et al. 2013 の図 13 によると、SN 2013df は $[Ca II]/[O I]$ の強度比はほぼ SN 20005cz と同じになる。SN 2005cz の初期質量は $10 \sim 12 M_{\odot}$ であると見積もられており (Kawabata et al. 2010)、SN 2013df の初期質量も同程度であると考えられる。 $10 \sim 12 M_{\odot}$ の単独星では水素外層を剥ぎ取るためには軽すぎるため、SN 2013df は連星系を成してあり、その相互作用によって外層を剥ぎ取られたのではないかと考えられる。

5 Conclusion

SN 2013df の初期からの観測によって、ショックブレイクアウトからの減光を捕らえることができた。このフェーズにおいて理論的なモデルが提案されているが、光度曲線や温度変化を説明することは難しい。これは親星の外層の密度構造の違いを反映している可能性もあり、今後、詳細な研究が必要となる。後期スペクトルにおいて $[Ca II]/[O I]$ の強度比から親星の初期質量を推定したところ、 $10 \sim 12 M_{\odot}$ となり、初期質量が軽いために水素外層を剥ぎ取るためには SN 2013df は連星系を成しているものだと考えられる。

Reference

- Arcavi, I., Gal-Yam, A., Yaron, O., et al. 2011, ApJ, 742, 18
- Benson, P. J., Herbst, W., Salzer, J. J., et al. 1994, AJ, 107, 1453
- Barbon, R., Benetti, S., Cappellaro, E., et al. 1995, A&A, 110, 513

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

- Bersten, M. C., Benvenuto, O. G., Nomoto, K., et al. 2012, *ApJ*, 757, 31
- Ciabattari, F., Mazzoni, E., Donati, S., et al. 2013, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3557, 1
- Elmhamdi, A., 2011, *AcA*, 61, 179
- Ergon, M., Sollerman, J., Fraser, M., et al. 2014, *A&A*, 562, 17
- Fukugita, M., Shimasaku, K., Ichikawa, T., et al. 1995, *PASP*, 107, 945
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Hamuy, M., Deng, J., Mazzali, P. A., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1612
- Iwamoto, K., Young, T. R., Nakasato, N., et al. 1997, 477, 865
- Kawabata, K. S., Nagae, O., Chiyonobu, S., et al. 2008, *Proc. SPIE*, 7014, 70144L
- Kawabata, K. S., Maeda, K., Nomoto, K., et al. 2010, *Natur*, 465, 326
- Lewis, J. R., Walton, N. A., Meikle, W. P. S., et al. 1994, *MNRAS*, 266, 27
- Malesani, D., Fynbo, J. P. U., Hjorth, J., et al. 2009, *AIPC*, 1111, 627
- Marion, G. H., Vinko, J., Kirshner, R. P., et al. 2014, *ApJ*, 781, 69
- Modjaz, M., Li, W., Butler, N., et al. 2009, *ApJ*, 702, 226
- Modjaz, M., Blondin, S., Kirshner, R. P., et al. 2014, 147, 99
- Moskvitin, A. S., Sonbas, E., Sokolov, V. V., Fatkhullin, T. A., Castro-Tirado, A. J., 2010, *Astrophysical Bulletin*, 65, 132
- Pastorello, A., Kasliwal, M. M., Crockett, R. M., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 955
- Nomoto, K., Tominaga, N., Umeda, H., Kobayashi, C., Maeda, K., 2006, *NuPhA*, 777, 424
- Rabink, I., & Waxman, E., 2011, *ApJ*, 728, 63
- Richmond, M. W., Treffers, R. R., Filippenko, A. V., et al. 1994, *AJ*, 107, 1022
- Sahu, D. K., Anupama, G. C., Chakradhari, N. K., 2013, *MNRAS*, 433, 2
- Shivvers, I., Mazzali, P., Silverman, J. M., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 3614
- Taubenberger, S., Navasardyan, H., Maurer, J. I., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2140
- Tsvetkov, D. Y., Volkov, I. M., Baklanov, P., Blinnikov, S., Tuchin, O., 2009, *PZ*, 29, 2
- Valenti, S., Fraser, M., Benetti, S., et al. 2011, 416, 3138
- Valenti, S., Yuan, F., Taubenberger, S., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 1519
- Valenti, S., Sand, D., Pastorello, A., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 101
- Van Dyk, S. D., Li, W., Cenko, S. B., et al. 2011, *ApJ*, 741, 28
- Van Dyk, S. D., Cenko, S. B., Foley, R. J., et al. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 5139, 1
- Van Dyk, S. D., Zheng, W., Fox, O. D., et al. 2014, *AJ*, 147, 37
- Woosley, S. E., Eastman, R. G., Weaver, T. A., Pinto, P. A., 1994, *ApJ*, 429, 300
- Yaron, O., & Gal-Yam, A., 2012, *PASP*, 124, 668

超新星爆発からの赤外線放射

長尾 崇史 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M1)

Abstract

超新星爆発がどのようにして起るかについて、その物理機構には未だ不明な点が多い。例えば、超新星爆発を起こす星が、爆発直前にどのような進化を経て爆発するのかということは未だ良くわかっていない。この事を知る上で、超新星爆発を起こした星の星周物質を理解することは大切である。星周物質は超新星爆発を起こす前の親星の質量放出の情報を持っているからである。本発表では Tanaka et al. 2012 の紹介を行う。この論文では、超新星爆発における赤外線放射機構を詳細に考え、観測と比較することで、これまでほとんど調べられていなかった超新星爆発の中期段階 (爆発後 10 年 ~ 100 年) の観測から超新星の親星に関する情報を引き出した。具体的には、星間物質、星周物質、衝撃波、新しく作られたダストからの赤外線放射の機構のモデルを仮定し、観測結果との比較を行った。その結果、赤外線で見つかった超新星 1978K の爆発前の親星の質量放出率が $10^{-4}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ であったことがわかった。

1 イントロダクション

重力崩壊型超新星爆発は重い星 ($10M_{\odot}$ 以上の星) の中心コアが進化の最後に重力崩壊を起こすことによって生じると考えられている。しかし、超新星を起こす星がどのような進化を経て爆発を起こすかということは未だ謎である (eg. Maeda, K. et al. 2014)。そこで Tanaka et al. 2012 では、超新星爆発における赤外線放射機構を詳細に考え、観測と比較することで、これまでほとんど調べられていなかった超新星爆発の中期段階の観測から超新星の親星に関する情報を引き出すことを考えている。具体的には、星間物質、星周物質、衝撃波、新しく作られたダストからの赤外線放射の機構のモデルを仮定し、観測結果との比較することで、星周物質の情報を引き出した。星周物質は親星の爆発前の質量放出で作られているので、さらに星周物質の情報から親星時代の質量放出率を推定した。

2 観測

6 つの重力崩壊型超新星爆発 (SNe 1909A, 1917A, 1951H, 1962M, 1968D, 1978K) について AKARI (別名 IRIS, InfraRed Imaging Surveyor) (Murakami et al. 2007) の IRC(N3($3.2\mu\text{m}$), N4($4.1\mu\text{m}$),

S7($7.0\mu\text{m}$), S11($11.0\mu\text{m}$), L15($15.0\mu\text{m}$), L24($24.0\mu\text{m}$)) と Spitzer Space Telescope の MIPS($24\mu\text{m}$) のアーカイブ撮像データを使った。この 6 つの超新星のうち赤外線放射が受かっていた SN1978K についてのみ以後考える。電波の SED (Smith et al. 2007) から推定されるシンクロトロン放射の分を差し引いて、ダストからの赤外線光度を見積もってやると $1.5 \times 10^{39} \text{ ergs}^{-1}$ であった。この観測されたダストからの赤外線の起源を次章で考える。

3 赤外線放射の起源

中期段階の超新星のダストからの赤外線放射は 4 つの起源が考えられる。星周物質のダストからの赤外線放射、星間物質のダストからの赤外線放射、新しく作られたダストからの赤外線放射、衝撃波内のダストの赤外線放射。爆発から 30 年経った SN1978K に関して、Dwek (1983) の理論モデルに基づいて、以下それぞれについて考える。

3.1 星周物質のダスト

星周物質は超新星爆発からの光で温められて光っていると考えられている。星周物質の分布の違いに

より出てくる赤外線光度も変わってくる。それを利用して星周物質の情報を引き出すことを考える。星周物質は超新星の親星時代に質量放出によって超新星の周りに掃きためられたガスとダストで作られている。星周物質からの赤外線放射を見積もるために、親星の質量放出を単純化して考える。爆発直前のある一定の期間、一定の速度で、一定の放出率で質量放出を起こすとする。この3つのパラメータを決めてやると超新星の周りの星周物質の密度分布が分かる。例えば、このパラメータを変えると図1のように星周物質の質量分布が決まる。このような分布の星周物質からの赤外線の光度は、超新星から受け取ったエネルギーをすべて、輻射平衡の温度の黒体放射で放出するとして見積もれる。そのようにして計算した結果、爆発後30年では、パラメータをいじっても、今回観測されているSN1978Kの赤外線光度を説明できるほど光らないことが分かった。パラメータの違う2つの場合の赤外線光度の計算結果を図2に示す。

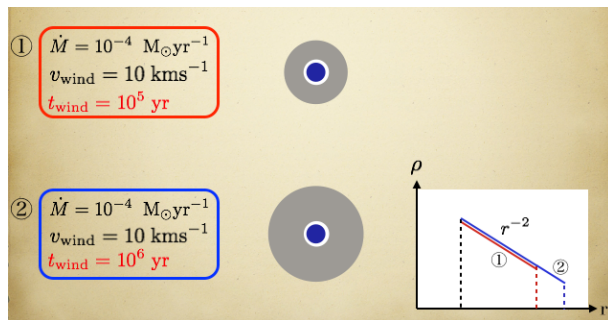


図 1: 星周物質の密度分布。質量放出率 ($10^{-4}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) と質量放出時のダストの速度 (10 km s^{-1}) を同じにし、質量放出の期間を① 10^5 yr と② 10^6 yr の2つの場合の密度分布を表している。

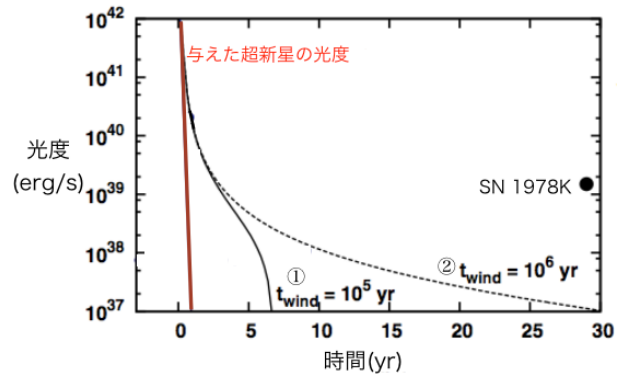


図 2: 星周物質からの赤外線光度。図1と同じパラメータの値を使っている。質量放出率 ($10^{-4}M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) と質量放出時のダストの速度 (10 km s^{-1}) を同じにし、質量放出の期間を① 10^5 yr と② 10^6 yr の2つの場合の星周物質からの赤外線光度。

3.2 星間物質のダスト

星周物質と同じように星間物質は超新星の光で温められて光っている。星間物質の分布は一樣だと仮定し、同様にどのくらいの赤外線光度になるかを計算した。星間物質の密度を 0.1 cm^{-3} と 1.0 cm^{-3} の場合の計算結果を図3に示す。星間物質の密度を変えても、今回の赤外線光度をすべて説明することはできなかった。

3.3 新しく作られたダスト

新しく作られたダストは、超新星爆発で作られた放射性元素が出すエネルギーをもらって光ると考えられる。SN1978Kは爆発から30年経っており、新しく作られたダストが光る主なエネルギー源は ^{44}Ti である。典型的な重力崩壊型の超新星爆発で、爆発後30年の ^{44}Ti から得られるエネルギーは $10^{36} - 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ である。 ^{44}Ti の出すエネルギーをすべてもらい、赤

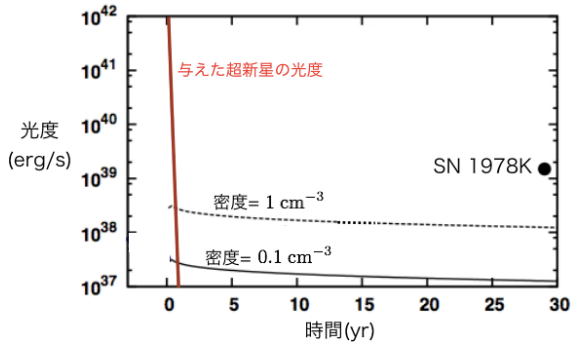


図 3: 星間物質からの赤外線光度。密度が 0.1cm^{-3} と 1.0cm^{-3} の場合の星間物質からの赤外線光度。

外線で光ったとしても今回観測された SN1978K の赤外線光度 ($1.5 \times 10^{39}\text{erg s}^{-1}$) を説明することはできない。

3.4 衝撃波内のダスト

衝撃波は星周物質を掃き集めて、ダストの量を増やしていく。そのダストが衝撃波内で加熱され赤外線放射を出す。なので星周物質の質量分布、衝撃波の進む距離によって衝撃波内のダストからの赤外線の光度は変わる。星周物質の密度分布は親星時代の質量放出率が $10^{-4}M_{\odot}\text{ yr}^{-1}$ とし、その速度を 10km s^{-1} とした。衝撃波の進む速度は 5000km s^{-1} とし、超新星爆発からの経過時間は 30 年である。これらとダスト破壊を考慮して、衝撃波内のダストの量を見積もり、ダスト温度を 230K と仮定して、ダストからの赤外線光度を計算した。計算した赤外線光度は $4 \times 10^{39}\text{erg s}^{-1}$ となった。これは今回観測した赤外線光度を十分説明でき、逆に一番合うパラメータとして親星時代の質量放出率が $10^{-4}M_{\odot}\text{ yr}^{-1}$ と推定された。

4 結果

今回観測した超新星 SN1987K からの赤外線放射の起源としては、前節の議論より衝撃波内のダストからの赤外線放射であると推定された。また観測された赤外線の放射を説明する為には超新星の親星時代の質量降着率が $10^{-4}M_{\odot}\text{ yr}^{-1}$ でなければならないこともわかった。今後このような情報が多くの超新星で分かるようになれば、超新星爆発を起こす直前の星の進化について一般的な事が言えるようになると思われる。

5 自身の研究としての今後の展望

Tanaka et al. 2012 で用いたモデルでは、輻射輸送の取り扱い、星周物質の初期構造などの単純化を行っている。これらは、超新星爆発からの赤外線放射に大きく影響を与え、星周物質の性質の見積もりに影響してくると思われる。例えば、今回は親星の質量放出率を一定と仮定したので星周物質の密度分布を r^{-2} で減るような分布として扱った。しかし突発的な質量放出が予想されるような高密度シェルがあるような系を示唆する観測 (eg. Fox et al 2010) もあり、それぞれの系に合った密度分布で考える必要がある。我々はこれらの効果を新たに組み込むことを考えている。また、これまでは星周物質のダストの研究は赤外域での理論・観測研究に限られてきたが、星周物質の構造やダストの組成により可視域にも大事な情報が含まれると考えられる。さらに偏光により新たな情報が得られると考えられる。今後は、多波長・多モード観測を念頭に置いた輻射輸送モデルを構築し、観測との包括的な比較から星周物質の性質を解明することを目標にしたいと考えている。

Reference

- Tanaka, M., Nozawa, T., Sakon, I., et al. 2012, ApJ, 749, 173
 Dwek, E. 1983, ApJ, 274, 175
 Murakami, H., Baba, H., Barthel, P., et al. et al. 2007, PASJ, 59, 369

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

Maeda, K., Katsuda, S., Bamba, A., et al. 2014, ApJ, 785, 95

Smith, I. A., Ryder, S. D., Böttcher, M., et al. 2007, ApJ, 669, 1130

Fox, D. O., Chevalier, A. R., Dwek, E., et al. 2010, ApJ, 725, 1768

極超新星爆発と非球対称性

松尾 直人 (京都大学 大学院理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

超新星爆発は重い星の最後の姿であり、星の進化過程や爆発時の高熱によって合成された重元素を宇宙空間に放出し宇宙を化学進化させる。このように超新星爆発は元素の起源を理解する上で重要な役割を担う。しかし長年研究されているが、その爆発機構は分かっていない。本発表は Maeda et al. 2002, 2003 のレビューである。近年の精密な数値計算により球対称な爆発モデルでは爆発を再現できない事が分かってきている。また超新星の観測からも爆発が非球対称であることが示唆されている。今回紹介する論文では親星が比較的軽く、爆発のエネルギーが大きい超新星爆発 (極超新星爆発) について、双極的な爆発モデルと球対称な爆発モデルでの計算結果を、観測データを用いて比較した。具体的には、計算で得られた元素の存在比と宇宙初期に形成された金属欠乏星の表面元素の存在比との比較を行った。また計算で得られたスペクトルと実際の極超新星で観測されたスペクトルとの比較を行った。以上により双極モデルであれば観測を再現できる事が分かった。また本発表では最近の進展についても述べる。上記の論文では非球対称性を、計算が簡単な双極型にすることで実現させた。しかし比較的軽い星での超新星爆発や、重い星でも爆発エネルギーが小さい超新星爆発が双極的になるかは自明ではない。また、実際には磁場や対流、自転などの要素が絡み合い、より複雑な形状を持つ爆発を生じる可能性が指摘されている。そこで私は将来、提案されている爆発機構をより詳細に反映した初期条件や、親星の質量や進化過程の違いを反映するような計算を行い、その結果と観測との比較を行おうと思っている。この比較から超新星爆発で合成される元素の量や物質の混合の様子などを調べ、爆発の理論に制限をつけたいと思っている。本発表では論文のレビューと、私がこれから行おうと思っている研究の内容について述べる。

1 Introduction

星の一生は星が形成された時の質量で決まっており、太陽よりも 10 倍以上重い星は進化の最後に重力崩壊型超新星爆発を起こすと考えられている。この爆発時に星の進化過程や爆発の過程で合成された重元素が宇宙空間に放出され、宇宙を化学進化させる。また爆発時に生じた衝撃波は星間ガスを圧縮し、星形成を誘発すると考えられている。この様に超新星爆発は宇宙の進化や元素の起源を探る上で重要な役割を担うため長年研究されてきているが、どのようなメカニズムで重力崩壊型超新星爆発が起きるのかは分かっていない。近年の研究の成果として、どんなに精密な数値計算を行っても、球対称つまり一次元で計算を行う限り、爆発が生じないことが分かっている (Sumiyoshi et al. 2005)。また、超新星爆発の観測からも超新星爆発の形状が球対称からずれていることが分かってきている (Maeda et al. 2008)。

この様に理論、観測の両方から超新星爆発は球対称状で爆発していないことが示唆されている。しかし、爆発の形状が非球対称になる理由は明確には分かっていない。

また、超新星爆発で放出されるエネルギーは典型的に $\sim 10^{51}$ erg であるが、近年爆発のエネルギーが $\sim 10^{52}$ erg と大きな極超新星爆発というものが見つかっている。極超新星爆発はガンマ線バーストに付随して見つかるため、ガンマ線バーストを理解するためにも重要な天体現象である。そこで今回紹介する論文では、この極超新星爆発について球対称状と双極型に爆発すると仮定してモデル計算を行った結果を、実際に観測されるスペクトルと爆発時に合成される元素を用いて比較を行った。

2 Models and Methods

2.1 98bw モデル

極超新星爆発 SN 1998bw について観測されたスペクトルと計算したスペクトルとを比較を行う。SN 1998bw はガンマ線バースト 980425 に付随して見つかった最初の極超新星爆発であり、推定さてる運動エネルギーは $E_K \sim 4 \times 10^{52}$ erg である。SN 1998bw には観測的に 2 つの特徴がある。(1) 観測される光度曲線の減衰が球対称状爆発で計算した場合より遅い。(2) Fe よりも O の方が輝線幅が広い (Patat et al. 2001)。輝線幅は速度の分散に対応しており、これは O よりも速い Fe が多いことを示している。(2) の特徴は球対称な爆発では再現できない。なぜなら爆発直前の星は重い元素ほど内側にある構造 (たまねぎ構造) をしており、外側にある軽い元素の方が速くなくてはいけないからである。SN 1998bw のこれらの特徴を双極型爆発で説明する。

爆発は 2 次元の流体計算を行う。メッシュは 120×120 で座標は円筒座標 (r, φ, z) で軸対称を仮定することによって φ の依存性をおとし (r, z) とする。核反応の計算は ^{71}Ge までの 222 種のアイソトープを含む計算コードを入れる (Thielemann et al. 1996)。爆発の親星のモデルには Nomoto & Hashimoto (1988) の $16M_\odot$ の He star モデル (主系列星の段階の質量は $40M_\odot$ 、化学組成は太陽と同じ) を用いる。即時爆発で計算を行い、与えるエネルギーの大きさは $E_K \sim 10^{52}$ erg とする。また半分は運動エネルギーに半分は熱エネルギーになるとし、爆発の双極性は r, z 方向で異なる初速を与えて実現させる。具体的にはジェット方向は $v_z = \alpha z$ で赤道方向には $v_r = \beta r$ で与え (α, β は定数)、 α/β をパラメーターとして用いる。

以上のように爆発させたモデルを用いてスペクトルの計算を行う。スペクトルの計算には 1 次元 non-LTE nebular コード Mazzali et al. (2001) を用いる。比較するスペクトルは 1998 年 11 月 26 日に観測された [OI]6300、6363Å を用い、 $\alpha/\beta = 1$ (球対称状爆発)、 $\alpha/\beta = 8$ (双極型爆発) の場合で計算した [OI]6300、6363Å との比較を行った。

2.2 ジェットモデル

球対称状爆発と双極型爆発では高温領域が異なるために、爆発時に合成される元素の量に違いが見られる。このことを用いて極超新星爆発の非球対称性を見てみる。以下では計算のモデルを述べる。

SN 1998bw のモデルと同様、2 次元の流体計算を行う。メッシュは 100×30 で座標は (r, z) の円筒座標で行う。親星のモデルは Nomoto & Hashimoto (1988) の $16M_\odot$ 、 $8M_\odot$ の He star モデル (各々のモデルの主系列星の段階の質量は $40M_\odot$ 、 $25M_\odot$ 、化学組成は太陽と同じ) を用いる。核反応の計算は ^{71}Ge までの 222 種のアイソトープを含む計算コードで行う (Thielemann et al. 1996, 1999)。双極型の爆発は z 軸から測った角度を θ_{jet} としジェットは密度、運動量、内部エネルギーの全エネルギーに対する比で評価する。今回の発表では $\theta_{\text{jet}} = 15^\circ$ とする。ジェットのエネルギーフラックス \dot{E}_{jet} と質量フラックス \dot{M}_{jet} は、中心天体への降着率 \dot{M}_{acc} に比例するととして、以下のように定義する。

$$\dot{M}_{\text{jet}} = \mu \dot{M}_{\text{acc}} = \rho_{\text{jet}} v_{\text{jet}} A_{\text{jet}} \quad (1)$$

$$\dot{E}_{\text{jet}} = \alpha \dot{M}_{\text{acc}} c^2 = (e_{\text{th}} + \frac{1}{2} \rho_{\text{jet}} v_{\text{jet}}^2) v_{\text{jet}} A_{\text{jet}} \quad (2)$$

$$f = \frac{\dot{E}_{\text{th}}}{\dot{E}_{\text{jet}}} = 0.01 \quad (3)$$

ここで $A = 4\pi R_0^2 [1 - \cos(\theta_{\text{jet}})]$ であり、 R_0 は内側の境界の半径である (典型的に $\sim 10^8$ cm)、また e_{th} は単位体積あたりの熱エネルギーを表し、 $f = 0.01$ と仮定した。ジェットの性質が見やすくなるように変形して

$$\rho_{\text{jet}} = \frac{\mu \dot{M}_{\text{acc}}}{v_{\text{jet}} A_{\text{jet}}} \quad (4)$$

$$e_{\text{jet}} = e_{\text{th}} + \frac{1}{2} \rho_{\text{jet}} v_{\text{jet}}^2 = \frac{\mu \dot{M}_{\text{acc}} c^2}{v_{\text{jet}} A_{\text{jet}}} \quad (5)$$

$$v_{\text{jet}} = \left[\frac{2\alpha(1-f)}{\mu} \right]^{1/2} c \sim \left(\frac{2\alpha}{\mu} \right)^{1/2} c \quad (6)$$

f は無視した。一般に μ, α は \dot{M}_{acc} の関数であるが、ここでは

$$\mu, \alpha = \begin{cases} \text{const} & (\dot{M}_{\text{acc}} \geq \dot{M}_{\text{critical}}) \\ 0 & (\dot{M}_{\text{acc}} < \dot{M}_{\text{critical}}) \end{cases}$$

とする。 $\dot{M}_{\text{critical}}$ は中心天体への降着が止まる降着率である。今回のモデルでは $\dot{M}_{\text{critical}} = 0.2M_{\odot}/\text{s}$ 、 $\mu = 10\alpha$ 、 $\alpha = 0.05$ とする。また球対称状爆発では即時爆発を仮定する。

球対称状、双極型の極超新星爆発での爆発的元素合成での合成量の比較には金属欠乏星の表面化学組成を用いる。合成量の比較に金属欠乏星を用いるのは以下の理由による。超新星爆発により宇宙空間に重元素がばらまかれ、宇宙の組成が変化する。すると時間の経過と共に宇宙の重元素量が増加していく。つまり、まだ重元素が少なかった宇宙初期で形成されたような金属量の少ない星は 1 回、または 2 回の少数の超新星爆発での元素合成の情報を残していると考えられる。このため比較に金属欠乏星を用いる。また Nomoto & Hashimoto (1988) の親星モデルは太陽組成で行われた計算であるため、金属欠乏星の表面化学組成との比較には親星モデルの化学組成にあまり依存しない元素、つまり主に爆発で合成される、かつ、合成量がそんなに多くない Co、Cr、Mn、Zn を用いた。

3 Results

計算した [OI]6300、6363Å スペクトルと SN 1998bw で観測された [OI]6300、6363Å スペクトルとの比較を行う。比較するスペクトルは爆発後 216 日後の 1998 年 11 月 26 日に観測されたスペクトルを用いる。結果は双極型の軸方向から 15 度の角度から見た結果である (図 1)。横軸が波長 (Å)、縦軸が規格化されたスペクトルを表す。左が双極型爆発、右が球対称状爆発である。図 1 から双極型での爆発の方が観測されたスペクトルをよく再現することが分かる。つまり SN 1998bw は双極型の爆発であったと考えられる。また双極型爆発では赤道方向に密度が大きく、球対称状爆発に比べ γ 線のトラップが有効であると考えられるため、光度曲線の変化も双極型爆発を考えると説明できる。このことから極超新星爆発 SN 1998bw は双極型爆発が優位であることが分かる。次に球対称状と双極型での爆発的元素合成での合成量の違いを見てみる。計算したモデルを表 1 にまとめる。計算を実行して得られた元素の量

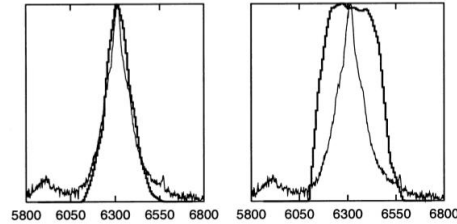


図 1: 軸方向から 15 度の角度から見た [OI]6300、6363Å のスペクトル。横軸が波長 (Å)、縦軸が規格化されたスペクトルを表す。左が双極型爆発、右が球対称状爆発である。図の太線がモデル計算によって得られたスペクトルで細い線は観測されたスペクトルを表す。

表 1: 計算した極超新星のモデル

Model	質量 (M_{\odot})	形状
40A	40	双極
25A	25	双極
40SLb	40	球対称
25Sb	25	球対称

と観測された金属欠乏星の表面組成を図 2 に載せる。図 2 の縦軸は Co の量、横軸は Fe の量を示しており [Fe/H] が大きいほど重元素量が多く、宇宙の化学進化が進んでいる。白抜きの大きな丸と四角は双極型爆発での合成量を示し、黒塗りの大きな丸と四角は球対称状爆発での合成量を示している。小さい黒丸などは観測された金属欠乏星の表面組成を表す。Co 以外にも Cr、Mn、Zn も同様に双極型爆発が優位であることを示していた。以上から極超新星爆発は双極型が優位であることが示された。

4 Discussion and Conclusion

以上では爆発のエネルギーが通常の超新星爆発より一桁大きな極超新星爆発が双極的に起こることを見た。しかし、実際のところなぜ双極型になるのかは分かっていない。またガンマ線バーストに付随して見つまっているという点でも非常に興味深かつ重要な研究対象である。

今回紹介した論文は 2002 年、2003 年のものであ

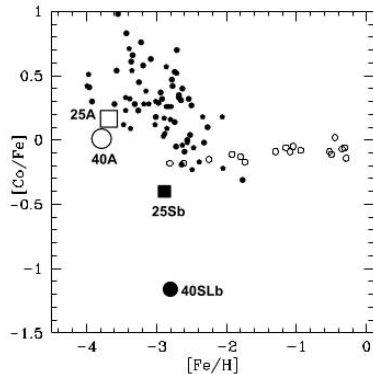


図 2: 縦軸は Co の量、横軸は Fe の量を示している。白抜きの大丸と四角は双極型爆発での合成量を示し、黒塗りの大きな丸と四角は球対称状爆発での合成量を示している。小さい黒丸などは観測された金属欠乏星の表面組成を表し、色などの違いは参照した観測データの違いを表す (McWilliam et al. 1995、Ryan et al. 1996、Primas et al. 2000、Blake et al. 2001)。

り、本講演では 2003 年から現在まで今回紹介したトピックに関する進展を述べる。観測では大型望遠鏡の登場や観測装置などの発展によって超新星爆発の詳細な偏光観測が可能となり、偏光から超新星爆発が非球対称であることが分かった (Tanaka et al. 2012)。また爆発初期には放出物質が濃くて爆発の比較的外側の様子しか見えないが、爆発後半年ほど経過すると中心付近も観測が可能となる。つまり、爆発中心付近の放出物質の運動の非等方性を知ることが可能となった (Maeda et al. 2008)。爆発後半年ほど経つと超新星爆発は暗くなり観測自体が難しくなるが、これも大型望遠鏡の登場により可能となった。Ib/c 型の超新星については爆発の形状の球対称からのズレの程度は爆発エネルギーに応じて大きくなるのが明かになった。

シミュレーションの分野でも爆発後に中性子星を残すような超新星爆発では次元ではどんなに精密な計算を行っても爆発しないことが分かった (Sumiyoshi et al. 2005)。また今回紹介した論文では太陽組成のモデルで元素合成の計算を行ったが、厳密には金属欠乏星との比較を行うには重元素量が 0 の親星モデルを用いて元素合成を計算しなければならない。そ

こで重元素量が 0 の親星モデルを用いて元素合成の計算が行われた。さらに今回紹介した論文では主系列星の段階の質量は $40M_{\odot}$ 、 $25M_{\odot}$ であったが、もっと様々な質量について元素合成の計算を行い金属欠乏星との比較が行われた (Tominaga et al. 2007)。

この様に超新星爆発や極超新星爆発は非球対称であることが分かってきているが、何の効果効いて爆発が非球対称になるのかは分かっていない。今のところ磁場や対流、自転など本質的に非等方性を持つ要素が絡み合い、より複雑な形状を持つ爆発を生じる可能性が指摘されている。そこで私は将来、提案されている爆発機構をより詳細に反映した初期条件や、親星の質量や進化過程の違いを反映するような計算を行い、その結果と観測との比較を行おうと思っている。この比較から超新星爆発で合成される元素の量や物質の混合の様子などを調べ、爆発の理論に制限をつけたいと思っている。

Reference

- Blake, L. A. J., et al. 2001, Nucl. Phys. A., 688, 502
- Mazzali, P.A. et al. 2001, ApJ, 559, 1047
- Maeda, K., et al. 2002, ApJ, 565, 405
- Maeda et al. 2008, Science, 690, 1745
- McWilliam, A., et al. 1995, AJ, 109, 2757
- Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1988, Phys. Rep. 256, 173
- Patat et al. 2001, ApJ, 555, 900
- Primas, F., et al. 2000, in The First Stars, ed. A. Weiss et al. (Berlin: Springer), 51
- Ryan, S. G., et al. 1996, ApJ, 471, 254
- Sumiyoshi, K., et al. 2005, ApJ, 629, 922
- Tanaka et al. 2012, ApJ, 754, 63
- Thielemann, F.-K., et al. 1996, ApJ, 460, 408
- Tominaga, N., 2007, ApJ, 660, 516

大質量連星系における超新星爆発とその伴星への影響

平井 遼介 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) は、 M_{\odot} 以上の質量を持つような大質量星がその進化の最後に起こす現象ということは広く知られている。一方、そのような大質量星の大半 (約 69%) が、2 つ以上の星が互いの重心周りを公転する「連星系」という系を組んでいることが観測事実として知られてきた。以上より、CCSN の大半が連星系内で起きているということが予想される。実際にここ数年の観測技術の発達により連星系内で CCSN が起きているような候補天体がいくつも見つかってきており、特に昨年見つかった iPTF 13bvn という Ib 型超新星に関しては親星が連星であることが裏付けられ、約 3 年後には残骸の中で伴星の存在が直接確認されると予測されている。このようなことから、連星系の進化が超新星爆発に与える影響が注目を浴びてきている。連星系内での CCSN が注目されてきているもう一つの理由として、コンパクト連星の存在がある。コンパクト連星とは、中性子星 (NS) やブラックホール (BH) などの高密度な星同士の連星系であるが、近年、日本の KAGRA などに代表される重力波検出器の筆頭観測ターゲットとしてコンパクト連星の合体が挙げられており、コンパクト連星がどのように形成されるかを探ることが急務となっている。コンパクト連星を形成するためには、大質量星同士の連星系内で両方の星が CCSN を起こし、NS を残すという過程を経る必要がある。その第一歩として、連星系内で一度目の SN が起きた場合にどのような系が残されるかについて数値シミュレーションを用いた研究を行った。今回はその結果及びパラメータ依存性について議論する。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発 (CCSN: Core-Collapse Supernova) は、太陽の約 10 倍以上の質量を持つような大質量星がその進化の最後に起こす現象ということは広く知られている。一方、そのような大質量星の大半 (約 69%) が、2 つ以上の星が互いの重心周りを公転する「連星系」という系を組んでいることが観測事実として知られてきた。以上より、CCSN の大半が連星系内で起きているということが予想される。実際にここ数年の観測技術の発達により連星系内で CCSN が起きているような候補天体がいくつも見つかってきており、特に昨年見つかった iPTF 13bvn という Ib 型超新星に関しては親星が連星であることが裏付けられ、約 3 年後には残骸の中で伴星の存在が直接確認されると予測されている ([1])。このようなことから、連星系の進化が超新星爆発に与える影響が注目を浴びてきている。

連星系内での CCSN が注目されてきているもう一つの理由として、コンパクト連星の存在がある。コ

ンパクト連星とは、中性子星 (NS: Neutron Star) やブラックホール (BH) などの高密度な星同士の連星系であるが、近年、日本の KAGRA などに代表される重力波検出器の筆頭観測ターゲットとしてコンパクト連星の合体が挙げられている。また、コンパクト連星合体の際にはガンマ線バースト (GRB: Gamma-ray Burst)、重元素の合成など数多くの興味深い現象が起きると期待されており、それらの研究を進めるためにもコンパクト連星がどのように形成されるかを探ることが急務となっている。

コンパクト連星を形成するためには、大質量星同士の連星系内で両方の星が CCSN を起こし、NS を残すという過程を経る必要があるが、SN を起こす際には大量の質量が放出され、連星系が系として生き残れなくなる可能性がある。一般に系全体の質量の 50% 以上が失われると系が壊れるということが簡単な計算から知られているため、コンパクト連星を形成するのは困難であるとされてきた。しかし SN の際には爆発時に NS へ運動量が与えられるほか、爆

風と伴星の相互作用など単純な力学では説明ができない効果もあり、質量の 50 % が失われても系が生き残る可能性がある。これらの効果も含めた統一的理解が、コンパクト連星形成シナリオを構築する上で必要である。今回はこの中でも爆風と伴星の相互作用に注目し、爆風によって伴星から剥ぎ取れる質量と、そのパラメータ依存性を調べる研究を行った。

2 Method

同様の研究として、小さい質量をもつ連星系内で起こる Ia 型超新星爆発の爆風が伴星へ与える影響を流体シミュレーションによって計算した例が数多くある。数多くのグループが 2 次元や 3 次元の大規模数値計算、解析を行い、観測結果と照らし合わせることで Ia 型超新星の親星や爆発シナリオに制限をつけることに成功している。本研究では、これらの Ia 型超新星の場合に行われてきた計算を踏襲しつつ、大質量連星系の場合に対応させた計算を行った。

具体的には、主星の爆発と、その爆風が伴星に当たって物質を剥ぎ取っていく一連のプロセスを 2 段階に分けてシミュレーションを行った。これには、Ia 型超新星と違って CCSN では爆風の様子が主星の構造や爆発エネルギーによって変わるため爆発を解く必要があるという理由と、パラメータサーチを容易にする狙いがある。CCSN を扱う場合、従来と比べ扱っている系のパラメータ領域が広く、より多くのモデルについて解析する必要がある。本研究において工夫した点は、束縛判定条件の変更である。従来は、局所的な速度がその地点での脱出速度より小さかったら星に束縛されているというような判定条件が用いられてきた。今回はベルヌーイの定理を用いた新たな判定条件を用いることで、剥ぎ取れた質量を半分程度の計算時間で見積もることを可能にした。

このことは、計算コストの削減と高解像度の実現につながり、たくさんのモデルを解くことが容易になった。実際に、本計算でも公転半径を変えた複数のモデルをシミュレーションし、その依存性を詳細に調べた。

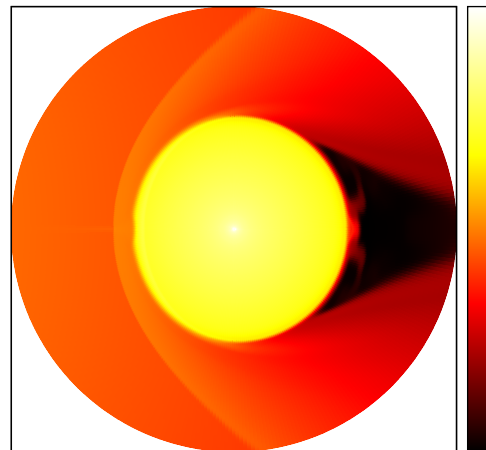


図 1: ある時間における伴星の周囲の密度分布

3 Results & Discussions

図 1 は、シミュレーションの結果得られた密度分布の一例を表している。図の左側から超新星爆風が吹き込み、中央にある伴星に当たって複数の衝撃波が形成されている様子が見える。この計算から、爆風の運動量によって直接質量が剥ぎ取れる分は少なく、大部分は爆風が当たって形成される衝撃波が星の物質を熱したことで、星が膨張しながら外層が蒸発して取れるということが分かった。公転半径を変えた複数のモデルをシミュレーションしたことで、剥ぎ取れる質量の距離依存性が単純なべき乗の関係で表されることも示した。また、人工的に爆風の密度や速度を変更した実験的なモデルを解き、それらの依存性も調べた。その結果、剥ぎ取られる質量を決めているのは星の立体角に注入される全エネルギーではなく、表面に当たった瞬間の物理量であることがわかった(図 2)。これらのシミュレーションの結果は、注入される全エネルギーが大事とされてきた過去の解析的なモデルでは説明できない。

そこで、我々は図 2 のべき乗則を説明できるような新たな解析的モデルを構築することを試みた。このモデルでは、爆風が伴星表面に当たる瞬間に星表面でリーマン問題が発生すると考える。このリーマン問題によって発生した衝撃波が伴星内部を伝わり、星の一部を熱するとする。この衝撃波によって伴星に与えられた熱が剥ぎ取れる質量に直接比例してい

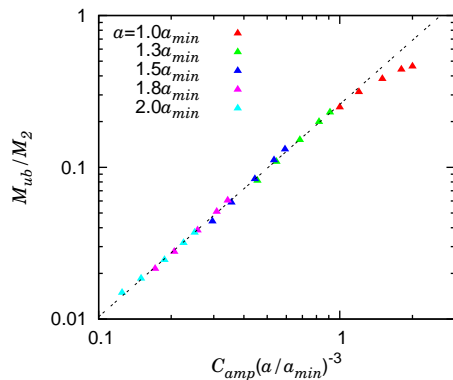


図 2: 爆風密度に対する剥ぎ取れた質量

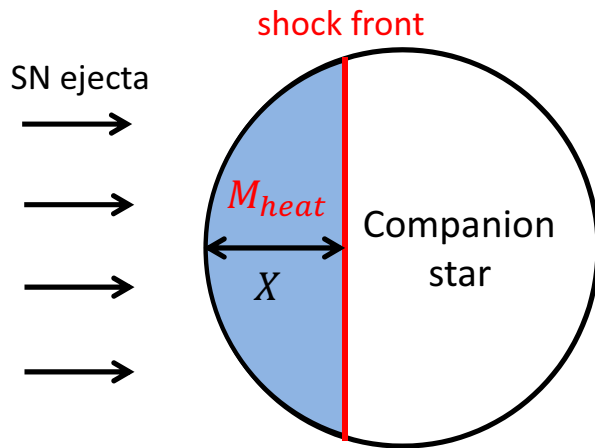


図 3: 星に与えられる熱の解析的モデル

ると考える。熱される時間は爆風が星を通り抜けるタイムスケールで決まっており、距離に応じてさほど変わらない。熱される時間を固定すると、熱される質量は衝撃波の伝搬速度のみで決まる。衝撃波の伝搬速度は衝突初期のリーマン問題で決まる。よって、爆風が伴星表面に当たった瞬間のリーマン問題によってその後の伴星に与えられる熱が決定されるということになる。このモデルを模式的に示したのが、図 3 である。星と爆風の典型的な物理量を使ってリーマン問題を解いた結果、本研究におけるシミュレーションから得られたべき乗則と、この解析的モデルによって導かれたべき乗則が非常によく一致することがわかった。

4 Conclusion

大質量連星系内の超新星爆発において、爆風によって最大約 25% の質量が伴星から剥ぎ取れることが分かった。これは、その後の連星の生存や進化に大きな影響を与える可能性がある。また、剥ぎ取れる質量は連星の公転半径についてべき乗で落ちていく。そのべきは簡単な解析的モデルによって説明することができ、爆風が伴星表面に当たった瞬間の物理量で剥ぎ取れる質量が決まるということが分かった。

Reference

R.Hirai, S.Sawai & S.Yamada 2014. ApJ in press

超大質量星の重力崩壊に伴う爆発現象

松本 達矢 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

超大質量星 (Supermassive star:SMS) は初期宇宙における超大質量ブラックホール (Supermassive black hole:SMBH) の種 BH を提供する天体として、その進化・形成が盛んに議論されている天体である。最近の研究によって、SMS の進化過程は急速に理解が進んだと言える。しかし、SMS は初期宇宙に存在する天体であるため、観測が非常に難しく、これらの理論は観測的検証がほとんど行われていない。本研究では、SMS の観測可能性として、SMS の重力崩壊に伴う爆発現象に着目する。爆発現象としてはガンマ線バースト (Gamma ray burst:GRB) のような jet を伴った爆発を考察する。現在までに、SMS の進化計算から得られている SMS の密度分布を用いて、SMS 中での jet propagation を数値計算した結果、jet breakout することが分かった。この結果をもとにして、SMS burst の prompt emission や afterglow などの観測可能性・特徴などを議論することが可能である。

1 Introduction

銀河は、恒星に次ぐ重要な天体の基本単位である。銀河の特徴として、ほとんどの銀河中心には質量 $10^{6-9} M_{\odot}$ もの SMBH が存在することが挙げられる。SMBH の起源は、初期宇宙に恒星の重力崩壊で形成された恒星質量 BH がガス降着により質量を獲得したものだと考えられている。しかし、近年、 $z \simeq 7$ の初期宇宙においても質量 $10^9 M_{\odot}$ の SMBH が観測された。初期宇宙ではガス降着によって BH が成長するには時間が足りず、この SMBH の起源は謎に包まれている。現在、初期宇宙の SMBH の形成シナリオとして有力視されているのが、SMS の重力崩壊による形成シナリオである。SMS とは、宇宙初期に形成される質量 $10^5 M_{\odot}$ をもつ巨大な恒星である。SMS の重力崩壊による SMBH 形成シナリオとは、この SMS の重力崩壊によって形成される大質量の種 BH がガス降着によって成長していくというもので、観測されている SMBH の存在を無理なく説明できる。こうした背景から、SMS の進化過程が注目を集め、盛んに議論されてきた。現在までに、SMS の進化計算 (Hosokawa et al. 2013) や個数密度の計算 (Dijkstra et al. 2014) などが行われている。

このように、SMS の進化過程の理論研究は大きく進展した。しかし、これらの理論の観測的検証はほとんど行われていない。SMS は $z \simeq 10$ の初期宇宙に

おいて形成される考えられており、観測されるためには十分大きな光度をもたなくてはならない。恒星が生涯で最も明るく輝くのは恒星の重力崩壊に伴う爆発現象である。よって、遠方の恒星の観測手段として、その爆発現象に着目することは非常に有効である。このような例として GRB が挙げられる。GRB は恒星が一生を終え、重力崩壊する際に起こると考えられている爆発現象で、宇宙で最も明るい爆発として知られている。GRB は非常に大きな光度をもつため、遠方でも観測することが可能であり、すでに GRB を利用した初期宇宙探査などが議論されている (Bromm & Loeb 2002)。同様に、SMS の観測的検証にも SMS の重力崩壊に伴う爆発現象を考察することが重要であると考えられる。SMS を progenitor とする GRB はほとんど議論されておらず、その観測的特徴は不明である。

本研究では、SMS の重力崩壊時に GRB のような jet を伴った爆発現象が起こると考え、その観測的特徴・性質を预言する。

2 Supermassive star burst

SMS が重力崩壊したときに生じる爆発現象を GRB の collapsar シナリオをもとに考察する (Suwa & Ioka 2011; Nakauchi et al. 2012)。重力崩壊時に、SMS

中心部には BH が形成される。さらに、この BH 近傍で jet が形成され、SMS の表面へ伝播する。Jet luminosity は、この BH に落下していく物質のもつエネルギーの一部が jet のエネルギーに変換されると考え、BH への質量降着率から見積もることができる。Jet へ供給されるエネルギーが分かると、jet の先端部分 (jet head) の速度を求めることができ、jet head の運動が分かることになる。

2.1 Collpase

重力崩壊を次のようなモデルで考える。SMS の各 mass shell はその半径で与えられる free fall time $t_{ff} \simeq \sqrt{\frac{r^3}{GM_r}}$ で中心の BH に落下する。ゆえに、質量降着率は半径 r までの including mass $M_r = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho dr'$ を用いて、

$$\dot{M}(t) = \frac{dM_r}{dt_{ff}} \quad (1)$$

と与えられる。本計算では、SMS の密度分布として (Hosokawa et al. 2013) に与えられているものを fitting して用いた (図 1)。

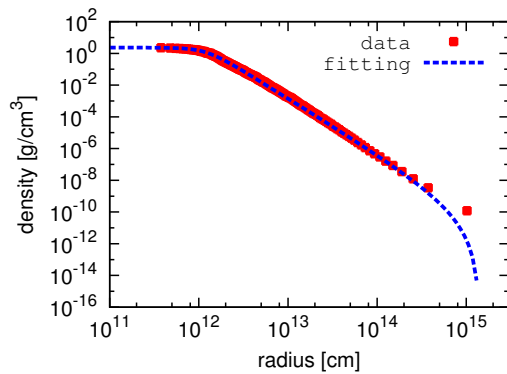


図 1: SMS の密度分布。データ点は (Hosokawa et al. 2013) に与えられている SMS の密度分布 (質量座標の関数) を半径の関数として計算し直したもの。Fitting 関数は中心部分と外層部分を別々に fitting し、適当な半径でつなぎ合わせた。

2.2 Jet propagation

Jet の伝播の考察は、主に (Bromberg et al. 2011) に従う。GRB のように、SMS が重力崩壊すると相対

論的 jet が中心の BH 近傍に形成され、表面に向かって伝播する。Jet の形成メカニズムは理論的に未解明であるが、ここでは Blandford-Znajek 機構を念頭にし、jet luminosity は中心 BH への質量降着率から

$$L_j(t) = \eta_j \dot{M}(t) c^2 \quad (2)$$

と与える (Suwa & Ioka 2011)。ここに、 $\eta_j = 6.2 \times 10^{-4}$ は BH に落下する物質のエネルギーから jet へのエネルギーへの変換効率を与えるパラメータであり、同様の解析を Wolf-Rayet 星に適用したとき、jet の全エネルギーが標準的な GRB の jet のエネルギー $E_j = 10^{52} \text{erg}$ となるように与えてある。なお本計算では、SMS のコア ($r_{core} \simeq 2 \times 10^{12} \text{cm}$) まだが重力崩壊した時刻を初期時刻として、コア付近から jet の運動を計算した。

Jet は相対論的流体からなり、SMS を構成している物質 (ambient matter) と衝突することで衝撃波を生じ、jet head を形成する。Jet head で圧縮された流体は sideways expansion によって jet head から側方に流出し、cocoon を形成する。Jet の伝播は jet head での運動量の釣り合いから、次のように与えられる (Matzner 2003)。

$$\beta_h = \frac{\beta_j}{1 + \tilde{L}^{-\frac{1}{2}}} \quad (3)$$

$$\tilde{L} \simeq \frac{L_j/c}{\Sigma_j \rho_a c^2} \quad (4)$$

ここで、 $\beta_h, \beta_j, L_j, \Sigma_j, \rho_a$ はそれぞれ jet および jet head の速度、jet luminosity、jet cross section、ambient matter (ここでは SMS のコアより外を構成する物質) の密度である。Jet cross section は conical jet の伝播を考える場合、jet head の位置 r_h と jet の opening angle θ を用いて $\Sigma_j = \pi(r_h \theta)^2$ となる。Cocoon の伝播も運動量の釣り合いから、

$$\beta_c = \sqrt{\frac{P_c}{\rho_a c^2}} \quad (5)$$

と与えられる (Begelman & Cioffi 1989)。ここで、 P_c は cocoon 内の平均的な圧力であり、jet head から流入する輻射優勢な流体が担っているとして計算する。よって、jet luminosity L_j と SMS の密度分布 $\rho_a(r)$ が分かれば jet head と cocoon の位置の時間発展が

計算できる。GRB のような jet を伴う爆発現象が起こる条件は、

1. collapse 中に jet breakout が起こる
2. jet が cocoon に飲み込まれない

である (Matzner 2003)。以下の計算結果では、この 2 条件が成立していることを確かめなければならない。

3 Results

Jet propagation を計算した結果を図 2、3、4 に示す。図 2 から、collapse 中に jet が SMS の表面に到達し、jet breakout していることが分かる (条件 1)。また図 3 からは、jet の速度は常に cocoon の速度よりも大きく、jet は cocoon に飲み込まれることなく SMS 中を伝播していることがわかる (条件 2)。よって、爆発のための条件は満たされており、SMS 中を jet が伝播し GRB のような爆発現象が起こることが分かる。さらに、図 4 からこの burst は jet breakout 後も非常に長時間 ($\approx 2 \times 10^7 \text{ sec}$) 継続する prompt emission を放射することが分かる。

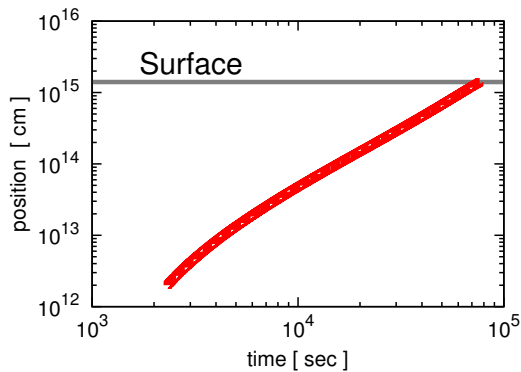


図 2: SMS 中を伝播する jet head の位置の時間変化。SMS の全質量が中心の BH に落下する時間 ($t_{ff} \approx 2 \times 10^7 \text{ sec}$) よりも早く jet head が SMS 表面に到達し、jet breakout していることがわかる。

4 Conclusion

本研究では、SMS の重力崩壊に伴う爆発現象について、その観測可能性・性質を議論する最初のステップとして SMS 中での jet propagation を計算した。

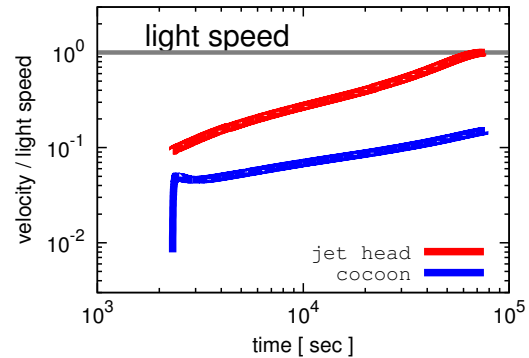


図 3: SMS 中を伝播する jet head と cocoon の速度の時間変化。jet head の速度は常に cocoon の速度よりも大きいことがわかる。

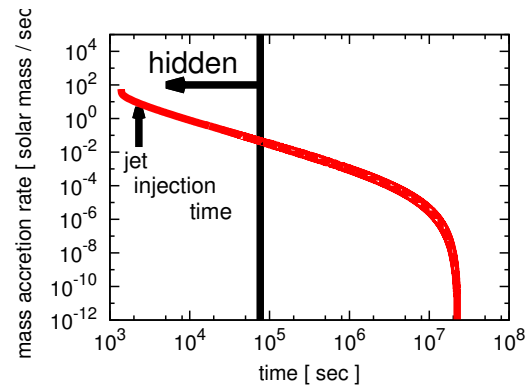


図 4: SMS の中心に形成される BH への質量降着率の時間変化。図中の矢印の時刻から jet propagation を計算した。中央の縦線は jet breakout の時刻を表しており、この時刻以降、prompt emission が観測できる。

計算の結果、jet は collapse 中に表面に到達し、GRB のような爆発現象を起こすことが確認できた。さらに、breakout 後の prompt emission は通常の GRB に比べてかなり長い時間継続することがわかった。今後、この結果をもとに SMS burst の cocoon emission や afterglow を計算し、その観測可能性・性質を考察していく。

5 Acknowledgement

本計算を進めるにあたり、適切かつ丁寧な指導・議論をして頂いた KEK の井岡邦仁准教授、京都大学の仲内大翼さんに感謝申し上げます。また、日頃からお世話になっている京都大学天体核研究室、基礎

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

物理学研究所宇宙グループの皆様にも感謝いたします。
ありがとうございました。

Reference

- Bromberg, O., et al. 2011, ApJ, 740: 100
Bromm, V., & Loeb, A. 2002, ApJ, 575: 111
Begelman, M. C., & Ciolfi, D. F. 1989, ApJ, 345, L21
Dijkstra, M., et al. 2014, MNRAS, 442, 2036
Hosokawa, T., et al. 2013, ApJ, 778: 178
Matzner, C. D. 2003, MNRAS, 345, 575
Nakauchi, D., et al. 2012, ApJ, 759: 128
Suwa, Y., & Ioka, K. 2011, ApJ, 726: 107

角度依存性を考慮した超新星ニュートリノの観測予測

谷貝 麻純 (東京理科大学大学院 理工学研究科 物理学専攻)

Abstract

質量が $8M_{\odot}$ より重い星はその一生の最期に重力崩壊型超新星爆発を起こすことが知られている。大まかな爆発メカニズムは分かっているが、詳細な物理を考慮した数値計算では観測に合うような爆発は再現できていない。爆発はコア内部で生じた衝撃波が星の外層に向かって伝播し、星を吹き飛ばすことで引き起こされる。しかし、原子核の光分解や電子捕獲により生じたニュートリノがエネルギーを持ち出してしまうため、衝撃波の勢いは一度弱まってしまふと考えられている。弱まってしまった衝撃波を復活させる要因としていくつかの効果が考えられており、それぞれ衝撃波が復活するまでのタイムスケールに違いがみられると思われる。そこで私の研究では、様々な親星が爆発した時のニュートリノのイベント数の観測予測をし、衝撃波復活の前後でイベントがどのように変化するかを議論した。その際、親星モデルは K.Nakazato et al が作成したものを、超新星爆発は銀河中心で起こったと仮定した。検出器はスーパーカミオカンデを想定した。

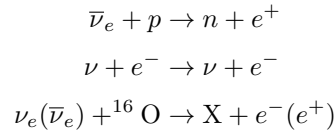
1 導入

質量が太陽より約 8 倍以上重い星は恒星進化の終わりに重力崩壊型超新星爆発をすることが知られている。爆発は鉄コアの内部で発生した衝撃波が外層に向かって伝播し、外層を吹き飛ばすことで起きる。超新星爆発が起こる際にはニュートリノが放出される。その過程として、中心に降着した物質が解放する重力エネルギーによるものと原子中性子星が冷却してゆく過程で生成するものがあげられる。しかし、大まかなメカニズムは分かっているが詳細な物理を考慮したシミュレーションでは観測に合うような結果がまだ得られていない。その問題の一つに、衝撃波が鉄コアを抜ける前に原子核の分解などにエネルギーを使い弱まってしまふことが知られている。一度弱まってしまった衝撃波をどのように復活させるのかについて様々な研究がされている。そのメカニズムとして、星の回転、磁場、ニュートリノ加熱、対流、衝撃波の不安定性などが考えられており、それぞれ衝撃波が復活するのにかかる固有のタイムスケールに違いが出るのが予想されている。そこで、本発表では衝撃波の復活前後でニュートリノイベントがどのように変化するかを議論し、将来の衝撃波復活時間の評価に向けた展望を述べる。

2 計算設定

超新星ニュートリノフラックスを用い、地球でのイベントを予測した。

超新星ニュートリノフラックスは K.Nakazato et al. が作成したものを、(1) これは、様々な親星モデルに対し超新星から放出されるニュートリノ数とルミノシティを与えているデータベースである。親星は質量 $M = 13M_{\odot}$ 、 $20M_{\odot}$ 、 $30M_{\odot}$ 、 $50M_{\odot}$ 、金属量 $Z = 0.02$ 、 0.004 、衝撃波復活時間 $t_{rev} = 100$ 、 200 、 300 ms の場合について考慮されている。超新星は銀河中心 (10 kpc) で起こったと仮定した。また、質量階層が Inverted hierarchy、Normal hierarchy の場合についてニュートリノ振動を考慮した。イベント数の算出において、検出器はスーパーカミオカンデ (SK) を想定した。SK 内の反応は

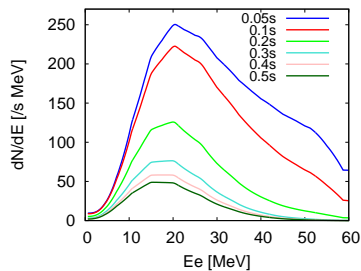


を考慮した。(2)、(3)、(4) 今回は $M = 13M_{\odot}$ 、 $Z = 0.02$ 、 $t_{rev} = 100$ ms Inverted hierarchy の場合について結果を述べる。

3 結果

3.1 エネルギー分布

エネルギー分布は以下ようになった。これは衝撃波が発生した瞬間を $t = 0$ s として、各エネルギーごとのイベント数の時間変化を表したものである。

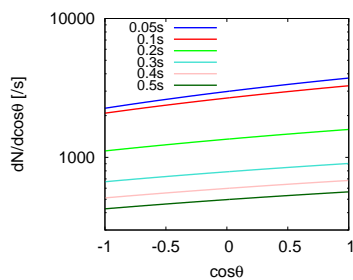


1: イベントのエネルギー分布の時間変化

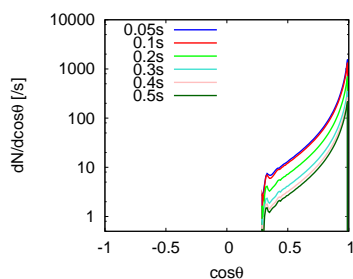
$t = 0.1 \sim t = 0.2$ s にかけて大きくイベントが減っているのが分かる。これは衝撃波が復活したことにより中心部分への質量降着が治まることで解放される重力エネルギーが減少したため、放出されるニュートリノが減少したことによるものだと考えられる。

3.2 角度分布

次にイベントの角度分布を示す。角度 θ は入射粒子に対する散乱粒子の散乱角度である。SK 内のそれぞれの反応毎の角度分布は以下ようになった。

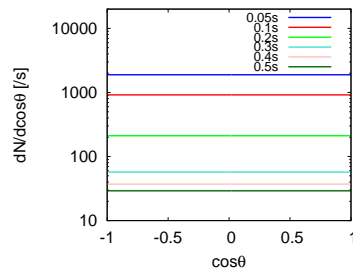


2: inverse beta decay



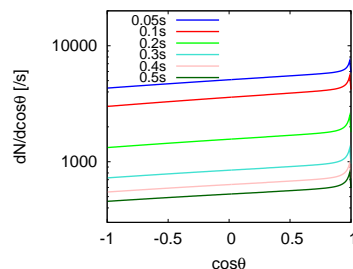
3: electron scattering

図(2~4)を見ると、inverse beta decay と oxygen は等方的であるのに対し electron scattering 図(3)は前方にイベントが集中していることが分かる。ここで、それぞれの反応毎に期待されるイベント数は inverse beta decay : 約 4000、electron scattering : 約 60、oxygen : 約 400 である。electron scattering はイベ



4: oxygen

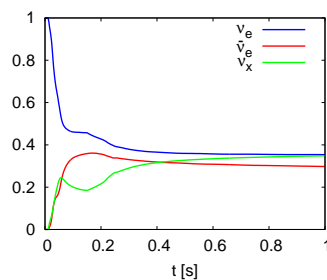
ント数は少ないが、角度分布には electron scattering によるイベントがの前方集中した成分を見ることが出来る。全反応のイベントを重ねたものが図(5)である。グラフの等方成分は、inverse beta decay、oxygen に



5: all reaction

よるものである。また、electron scattering による前方散乱が見えているのが分かる。

一方で $t = 0.1 \sim t = 0.2$ s にかけて大きくイベントが減っているのが見られる。これはエネルギー分布で述べたのと同様に、衝撃波が復活したことにより中心部分への物質降着が治まったことによるものである。また、時間経過と共に前方散乱が見えにくくなっているが、これは全体のイベントに対し inverse beta decay のイベントの割合が増加するためである。



6: SN neutrino

図6は超新星から放出される各種のニュートリノが全ニュートリノに占める割合を表したものである。ここで、 ν_x は ν_μ 、 ν_τ を平均化したものである。これを見ると、 $t \sim 0.1$ s 以降で ν_x の割合が増加していることが分かる。これは、衝撃波復活前では ν_e 、 $\bar{\nu}_e$

が多く放出されるのに対し、衝撃波復活後では原子中性子星の冷却により全種類のニュートリノが放出されるためである。

また、今は質量階層が Inverted hierarchy の場合のニュートリノ振動を考えているので、超新星から出てきた ν_x はニュートリノ振動を起こし ν_e になって地球に届く。 ν_e は inverse beta decay の反応を主に起こすので、全イベント数に対する inverse beta decay のイベント数は増加していくことになる。inverse beta decay の角度分布は等方的であるので、全体に対する等方成分が増加するため電子散乱による前方集中の成分は埋もれて見えにくくなる。

また、 $t = 0.05 \sim 0.1$ s にかけて等方成分も前方に傾いているが、これはエネルギーの高いニュートリノがでてくることで inverse beta decay のイベントが前方に傾くためである。

4 まとめ

衝撃波の復活前後でイベントのエネルギー分布、角度分布について変化を見ることができた。これらを基に、衝撃波の復活時間を評価できる可能性があると思われる。今回は一つの親星モデルに対して結果を報告したが、他のモデルに対しても同様な結果が得られた。今後の展望としては、統計的誤差も含めて衝撃波の復活時間の評価ができるかについて研究を進めていきたいと考えている。

Reference

- [1] K.Nakazato et al. APJS 205 2 (2013)
- [2] P.Vogel and J.F.Beacom Phys. Rev. D 60, 053003 (1999)
- [3] S.Ando and K.Sato Progress of Theoretical Physics 107. 5 (2002)
- [4] E.Kolbe and K.Langanke and P.Vogel Phys. Rev. D 66, 013007 (2002)

超新星背景ニュートリノと宇宙の化学進化

持田 恵里 (東京理科大学大学院 理工学研究科)

Abstract

初期質量が約 $10M_{\odot}$ 以上の大質量星は恒星の進化の最後に重力崩壊型の超新星爆発を引き起こす。これにより超新星ニュートリノが放出され、宇宙が誕生してから現在までの間に起こった超新星爆発によって放出された超新星ニュートリノは背景放射として現在の宇宙を満たしていると考えられている。これを超新星背景ニュートリノと言い、ニュートリノ検出器ではバックグラウンドとして検出されることが期待されている。超新星背景ニュートリノは様々な親星を起源とする超新星ニュートリノの重ね合わせであるため、本研究では親星モデルの多様性も考慮し、Super-Kamiokande での超新星背景ニュートリノの検出数を計算した。重力崩壊する星の数は宇宙全体で生まれる星の質量に依存する。そして、重力崩壊した星が超新星爆発をするかブラックホールになるかは星の含む金属量によって決まり、宇宙全体の金属量は宇宙の進化に伴って増加する。そのため、採用する宇宙の星形成史や化学進化のモデルの違いによる影響についても調べた。また、超新星爆発のメカニズムは未だ解明されていないため、コア内部で衝撃波が復活するタイミング (衝撃波復活時間) の不定性についても調べた。その結果、現在観測可能な $18 \sim 26$ MeV のエネルギーレンジでは、採用する星形成史のモデルによる違いや衝撃波復活時間の不定性が大きく影響し、それよりも低いエネルギーレンジでは採用する星形成史のモデルによる違いが大きく影響することがわかった。こうした低いエネルギーのニュートリノは、一般に、検出器にガドリニウムを入れることで観測可能になると考えられている。

1 Introduction

初期質量が約 $10M_{\odot}$ 以上の大質量星は恒星の進化の最後に重力崩壊型の超新星爆発 (SN) を引き起こし、超新星ニュートリノを放出する。爆発が近傍の銀河で起こった場合、ニュートリノは検出器によって検出される。超新星爆発の頻度は一つの銀河では数十年に一度であるが、宇宙全体において宇宙が誕生してから現在までの間には多数の爆発が起きていると考えられる。その上、ニュートリノはほとんど物質と反応しないことから、過去の超新星爆発によって放出されたニュートリノは重ね合わさり、背景放射として現在の宇宙を満たしていると考えられている。これを超新星背景ニュートリノと言う。この超新星背景ニュートリノは検出器ではバックグラウンドとして検出できると期待されており、本研究では銀河の金属量進化などの不定性を考慮して Super-Kamiokande (1 年) での超新星背景ニュートリノの検出数を計算した。

2 Set up

2.1 親星モデル

超新星背景ニュートリノは様々な親星を起源とする超新星ニュートリノの重ね合わせであるため、Nakazato et al. (2013) より、親星モデルとして表 1 の 8 つを考える。 $(M_{\text{inti}}, Z) = (30M_{\odot}, 0.004)$ はコアの質量が中性子星になる最大質量を超えるためブラックホール (BH) になるとする。また、未解明である爆発メカニズムに対応するパラメータとして、衝撃波が途中で失速してから復活するまでにかかる時間 (衝撃波復活時間) t_{revive} の不定性を考慮する。 $t_{\text{revive}} = 100, 200, 300$ ms とする。(Nakazato et al. 2013)

表 1: 親星モデル

	$Z=0.02 (Z_{\odot})$	$Z=0.004 (Z_{\odot}/5)$
$M_{\text{inti}} = 13M_{\odot}$	SN	SN
$20M_{\odot}$	SN	SN
$30M_{\odot}$	SN	BH
$50M_{\odot}$	SN	SN

2.2 計算式

超新星背景ニュートリノフラックスは、

$$\frac{dF(E_\nu)}{dE_\nu} = c \int_0^{z_{\max}} dz \frac{dt}{dz} \frac{dN}{dE'_\nu} \frac{dE'_\nu}{dE_\nu} R_{\text{CC}}(z) \quad (1)$$

を用いて計算する。ここで、宇宙論パラメータは $H_0 = 70 \text{ km/s/Mpc}$ 、 $\Omega_m = 0.3$ 、 $\Omega_\Lambda = 0.7$ とする。Neutrino number spectrum $\frac{dN}{dE'_\nu}$ は Supernova Neutrino Database (Nakazato et al. 2013) より用いた。また、本研究では各親星モデルからのフラックスを Initial Mass Function (IMF)、金属量進化で重みづけして足しあげることで親星モデルの多様性や金属量進化を考慮する。IMF は Salpeter IMF を用いる。Total core-collapse rate R_{CC} は $R_{\text{CC}}(z) = \zeta_{\text{CC}} \dot{\rho}_*(z)$ で表され、 $\zeta_{\text{CC}} = \frac{\int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \psi(M) dM}{\int_{0.1 M_\odot}^{100 M_\odot} M \psi(M) dM}$ は conversion coefficient、 $\dot{\rho}_*(z)$ は Star Formation Rate (SFR) を表す。検出器における陽電子のスペクトルは、

$$\frac{dN_{e^+}(E_{e^+})}{dE_{e^+}} = N_t \sigma(E_{\bar{\nu}_e}) \frac{dF(E_{\bar{\nu}_e})}{dE_{\bar{\nu}_e}} \quad (2)$$

を用いて計算する。Super-Kamiokande (22.5kton) の陽子ターゲット数は $N_t = 1.5 \times 10^{33}$ で、 $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ は逆 β 崩壊の反応断面積である。陽電子のエネルギーは $E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - 1.293 \text{ MeV}$ で与えられる。ニュートリノ振動の質量階層は Normal hierarchy と Inverted hierarchy を計算する。

SFR は Hopkins & Beacom (2006), Drory & Alvarez (2008), Kobayashi et al. (2013) を用いる。また、本研究では各 redshift ごとに金属量が進化していくことを考慮するため、Langer & Norman (2006), Drory & Alvarez (2008) + Maiolino et al. (2008) の金属量進化をもとに $Z = 0.02, 0.004$ の 2 モデルで分けた。SFR、金属量進化の redshift 依存性はそれぞれ 図 1、図 2 となる。

3 Results and Discussion

3.1 各親星モデルからの寄与

各親星モデルからのスペクトルへの寄与を、 $Z = 0.02, 0.004$ で金属量が進化しないそれぞれの場合について 図 3 に表した。初期質量の大きい星は星 1 個あ

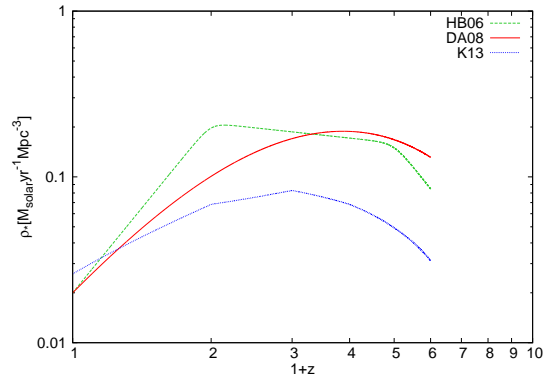


図 1: SFR の redshift 依存性。dashed, solid, dotted lines はそれぞれ Hopkins & Beacom (2006), Drory & Alvarez (2008), Kobayashi et al. (2013) を表す。

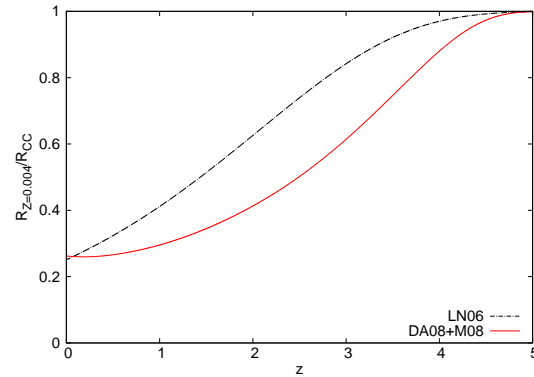


図 2: 金属量進化の redshift 依存性。 $Z = 0.02, 0.004$ の 2 モデルで分けたときの $Z = 0.004$ の割合を表す。dot-dashed, solid lines はそれぞれ Langer & Norman (2006), Drory & Alvarez (2008) + Maiolino et al. (2008) を表す。

たりのニュートリノ放出量が多いが星の数が少なく、初期質量の小さい星は星 1 個あたりのニュートリノ放出量は少ないが星の数が多いため、初期質量が小さい方が足し合わせたときのスペクトルへの寄与は大きくなっている。また、BH になる場合は SN になる場合と比べて潰れるまでに放出するニュートリノの量が多いため、BH になる $(M_{\text{inti}}, Z) = (30 M_\odot, 0.004)$ の検出数が $(30 M_\odot, 0.02)$ の検出数に比べて大きくなっている。本研究ではこれを各 redshift ごとに 図 2 で表した割合で足し合わせ、金属量進化の依存性と他の要素の依存性とを比較する。

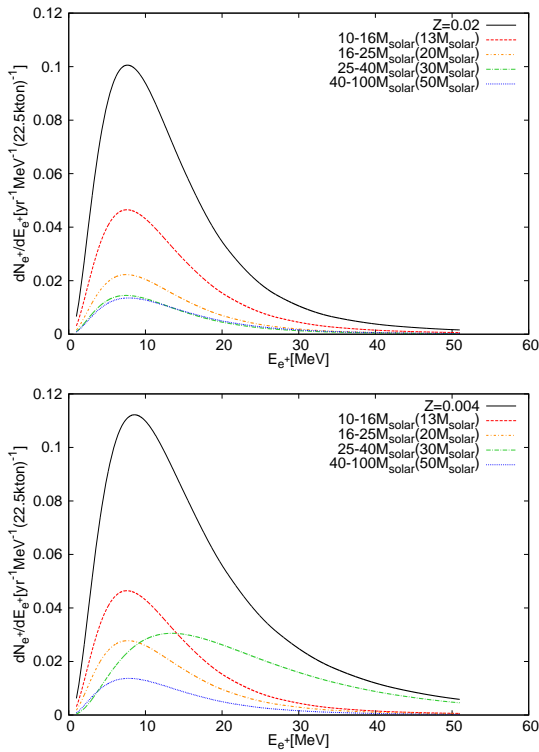


図 3: 各親星モデルからのスペクトルへの寄与。金属量 $Z = 0.02$ (上), 0.004 (下)。solid, dashed, short-dot-dashed, long-dot-dashed, dotted line はそれぞれ Total, $13M_{\odot}$, $20M_{\odot}$, $30M_{\odot}$, $50M_{\odot}$ を表す。SFR は Drory & Alvarez (2008)、 $t_{\text{revive}} = 200\text{ms}$ 、Normal を用いた。

3.2 金属量進化の依存性

図 4 では、金属量進化の依存性と SFR 依存性を比較している。金属量進化については、図 2 で示したモデルを用い、SFR については、図 1 で示したモデルを用いている。モデルの違いによる検出数の差は SFR の方が大きい、金属量が進化しない場合 ($Z = 0.004, 0.02$ のみの場合) を考えると金属量進化の不定性も大きくなる。また、現在 Super-Kamiokande で背景ニュートリノを検出できるのは $18 \sim 26 \text{ MeV}$ であり、このエネルギーレンジでは SFR の不定性と金属量が進化しない場合の不定性は同程度になることがわかる。一方、検出器にガドリニウムを入れることでより低いエネルギーレンジも検出できるようになると考えられており、低いエネルギーレンジで

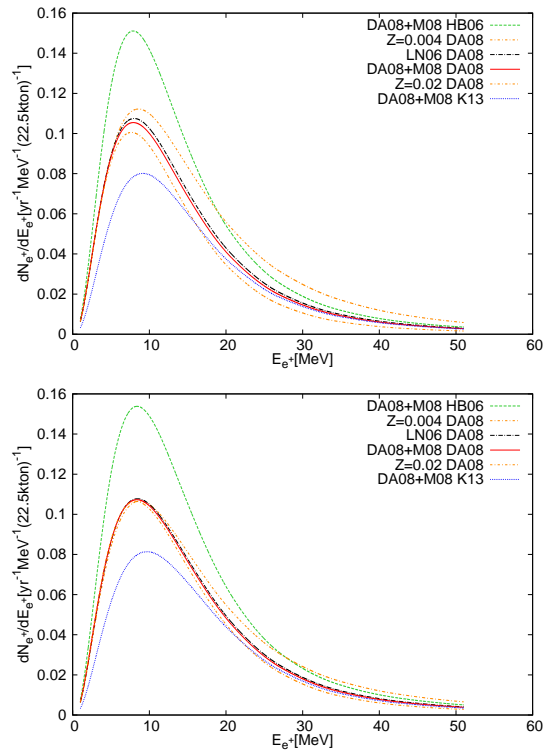


図 4: 金属量進化の依存性と SFR 依存性との比較。Normal(上), Inverted(下)。dashed, solid, dotted line は SFR のモデルの違いを表し、それぞれ Hopkins & Beacom (2006), Drory & Alvarez (2008), Kobayashi et al. (2013) に対応する。long-dot-dashed, solid line は金属量進化のモデルの違いを表し、それぞれ Langer & Norman (2006), Drory & Alvarez (2008) + Maiolino et al. (2008) に対応する。short-dot-dashed line は金属量が進化しない場合 ($Z = 0.004, 0.02$ のみの場合) を表している。

は SFR の不定性の方が大きいことがわかる。

図 5 では、金属量進化の依存性と t_{revive} 依存性を比較している。金属量進化の依存性については図 4 と同様である。 t_{revive} 依存性については、衝撃波が復活するまでに降着する物質の解放する重力ポテンシャルがニュートリノのエネルギーに変わることから、 t_{revive} が大きいほど平均エネルギーは大きくなり、検出数も増える傾向がある。(Nakazato 2013) SFR 依存性との比較と同様に金属量が進化しない場合も考えると、 $18 \sim 26 \text{ MeV}$ では不定性は同程度であり、より低いエネルギーレンジにおいても Normal では不定

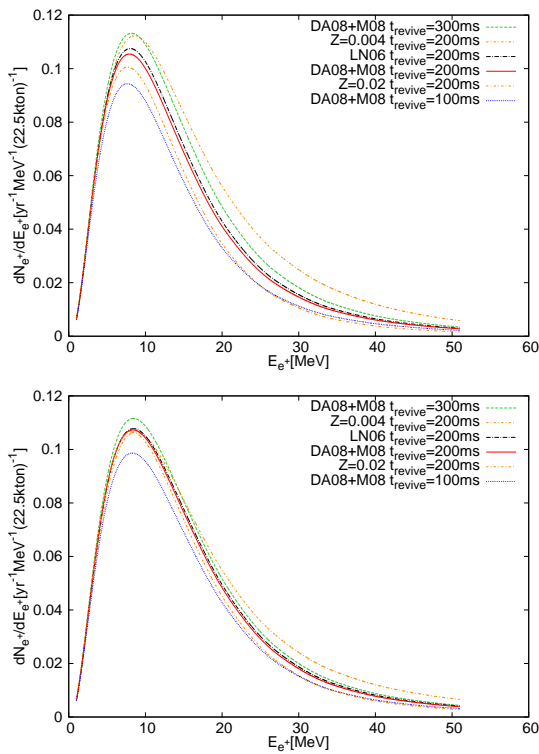


図 5: 金属量進化の依存性と t_{revive} 依存性との比較。Normal(上), Inverted(下)。dashed, solid, dotted line は t_{revive} のモデルの違いを表し、それぞれ $t_{\text{revive}} = 300\text{ms}, 200\text{ms}, 100\text{ms}$ に対応する。long-dot-dashed, solid line は金属量進化のモデルの違いを表し、それぞれ Langer & Norman (2006), Drory & Alvarez (2008) + Maiolino et al. (2008) に対応する。short-dot-dashed line は金属量が進化しない場合 ($Z=0.004, 0.02$ のみの場合) を表している。

性は同程度であることがわかる。Inverted では少し t_{revive} の不定性の方が大きいことがわかる。

4 Conclusion

現在 Super-Kamiokande で検出可能なエネルギーレンジでは、金属量が進化しない場合の不定性、SFR の不定性、 t_{revive} の不定性は同程度であることが分かった。一方、ガドリニウムを入れることで検出可能になると考えられているより低いエネルギーレンジでは SFR の不定性に比べて他の不定性が小さく、背景ニュートリノから星生成史を探る上で有利であ

ることが分かった。また、金属量進化を考える場合、その不定性はかなり小さくなることが分かった。

Reference

- A.M.Hopkins. and J.F.Beacom. 2006. *Astrophys.J.* 651:142-154
- K.Nakazato. 2013. *Phys.Rev.* D88 083012
- K.Nakazato. K.Sumiyoshi. H.Suzuki. T.Totani. H.Umeda. and S.Yamada. 2013. *Astrophys.J.Suppl.Ser.* 205:2
- M.A.R.Kobayashi. Y.Inoue. and A.K.Inoue. 2013. *Astrophys.J.* 763:3
- N.Drory. and M.Alvarez. 2008. *Astrophys.J.* 680:41-53
- N.Langer. and C.A.Norman. 2006. *Astrophys.J.* 638:L63-L66
- R.Maiolino. T.Nagao. A.Grazian. F.Cocchia. A.Marconi. F.Mannucci. A.Cimatti. A.Pipino. S.Ballero. F.Calura. C.Chiappini. A.Fontana. G.L.Granato. F.Matteucci. G.Pastorini. L.Pentericci. G.Risaliti. M.Salvati. and L.Silva. 2008. *A&A* 488,463-479

collapsar モデルにおける磁気粘性アウトフローと r -process

福田 遼平 (九州大学大学院 理学府物理学専攻)

Abstract

鉄より重い原子核の合成過程として、速い中性子捕獲過程 r -process がある。しかしそれが宇宙のどこで起きているかは現在でも議論が続いている。本研究では、特に銀河初期の r -process 起源として、collapsar を提案する。collapsar は本来ガンマ線バーストのメカニズムとして考案されたものであり、collapsar から発せられるジェットにおける r -process はいくつか研究がなされてきた。今回はジェットではなく、降着円盤からの粘性アウトフローに着目し、 r -process が起きうる指標である電子フラクション Y_e を調べた。結果として、 $Y_e > 0.25$ の物質が $0.1M_\odot$ 程度放出されていることが分かった。

1 Introduction

金や白金、ウランのような鉄より重い元素の起源の一つとして r -process がある。これは速い (rapid) 中性子捕獲過程のことで、種となる原子核がベータ崩壊する間もなく中性子をいくつも捕獲し重い原子核を形成していくものである。 r -process が提唱されてから半世紀以上が経つが、その起源となる天体は未だ完全には解明されていない。長年、超新星爆発時のニュートリノ駆動風がその起源と考えられていた。原始中性子性星から放出されるニュートリノによって飛ばされる物質は、高エントロピーで中性子過剰であるとされていたため、 r -process で重元素を合成するのに有利であると考えられていたのである。しかし、近年行われるようになった現実的ニュートリノ輸送を含めた相対論的な爆発シミュレーションにより、期待されていたような高エントロピーや中性子過剰性が実現しないことが分かった。したがって、ニュートリノ駆動風は r -process の起源として不適切であるという見方が強まっている。

超新星爆発のニュートリノ風のほかに r -process の起源とされているのが、中性子性の合体である。その極端な中性子過剰性により、非常に重い r -process 元素を合成し、観測されている r -process 元素の組成比を再現している (e.g. Korobkin et al. 2012)。これは中性子性合体が robust な r -process サイトになりうることを示している。中性子性合体の持つ問題の一つとして発生率の不定性が大きいという点が挙げられるが、さらに重大な点として金属欠乏星に

r -process 元素が存在していることを説明できないという問題があり、現状では少なくとも銀河初期における r -process 元素の起源は中性子星ともニュートリノ駆動風とも言い難い。

銀河初期の r -process サイトとして (Winteler et al. 2012) では、強磁場・高速回転の星の爆発を挙げている。爆発前の星がそのようなプロファイルを持っていると、中心付近の中性子過剰な物質をくみ上げることができるため、非常に重い r -process の組成まで再現している。問題点としては、強磁場と高速回転が物理的に共存できるか不明であり、星の存在そのものに疑問が残ることである。

以上のような現状を考慮し、本研究では r -process サイトとして collapsar を提案する。collapsar はガンマ線バーストの中心エンジンとして考案された爆発メカニズムである (Woosley 1993)。 $25M_\odot$ を超えるような重い星が高速で回転していると、重力崩壊時にブラックホールと降着円盤の系をつくる。そして細く絞られたジェットを放出すると、ガンマ線バーストとなる。今回は降着円盤からの粘性アウトフローに着目した。降着円盤は高密度になるため、電子捕獲が進み中性子過剰になりうる。したがって降着円盤からのアウトフローでは r -process が起きる可能性がある。

2 Methods

流体シミュレーションには ZEUS-2D コード (Stone & Norman 1992) を使い、progenitor には (Hashimoto 1995) の $8M_{\odot}$ を使用する。回転は差動回転を仮定し、

$$\Omega = \Omega_0 \frac{r_0^2}{r^2 + r_0^2} \quad (1)$$

で与える。 Ω_0 はパラメータで、 $r_0 = 1000\text{km}$ はおよそ鉄コアの半径。粘性の起源は磁気回転不安定性 (Magneto-Rotational Instability ; MRI) であると考えられるが、慣習的に用いられている α 粘性 ($\nu = \alpha c_s H$) を採用する。これにより円盤内のせん断粘性を再現する。また、中心から 50km の地点に到達して物質はすべてブラックホールに落ち込むという境界条件を課す。ブラックホールの重力は厳密には一般相対論的にあらわされるべきであるが、近似的な重力として Pseudo-Newtonian 重力 (Paczynski & Witt 1980)

$$\Phi = -G \frac{1}{r - r_g} \quad (2)$$

を用いる。ただし $r_g = 2GM/c^2$ はシュバルツシルト半径。降着円盤内では電子陽電子対消滅やベータ崩壊でニュートリノが生成される。本来ニュートリノの振る舞いはボルツマン方程式を解いて決める必要がある。しかしこれを解くのは非常に難しいため、(Di Matteo et al. 2002) の手法を用いて冷却の効果のみを取り入れる。以上の手法で重力崩壊から円盤形成とアウトフロー放出までを追う。

3 Results

いくつかのパラメータでシミュレーションを行ったが、粘性パラメータ $\alpha = 0.1$ では加熱が十分に働かずアウトフローが起こらなかった。図 1 は、流体シミュレーションの結果を Lagrange 的な流体粒子に焼き直したもので、 $\alpha = 0.1$ 、 $\Omega = 5s^{-1}$ のモデルのアウトフロー放出の様子を示している。 α 粘性により中心付近から物質が放出されているのがわかる。円盤内の密度は最大で 10^9gcm^{-3} 、温度は 10^{10}K 程度まで上がっていた。

図 2 は同じモデルでのさまざまな電子フラクシオン

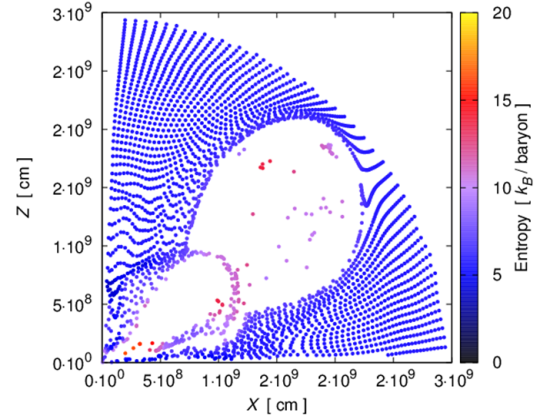


図 1: $t \simeq 8.4\text{s}$ のアウトフロー放出の様子。各点は流体シミュレーションの結果を Lagrange 描像に直した時の流体粒子をあらわしており、色はエントロピーに対応する。

Y_e を持つ粒子の放出量をあらわしたヒストグラムである。 Y_e が低い物質が多いほど重い r -process 元素が多く合成されやすくなる。放出された物質は最小で $Y_e \sim 0.27$ であり、全体では $10^{-3}M_{\odot}$ オーダーの質量が放出されていることがわかる。

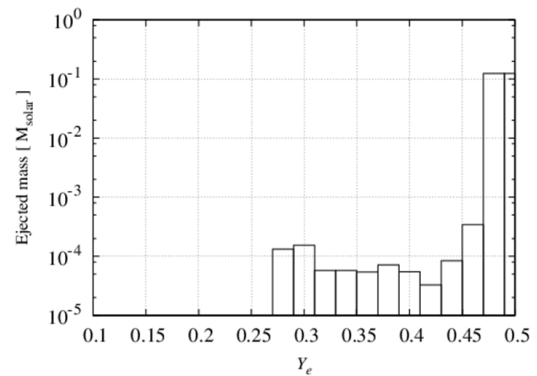


図 2: Y_e ごとの放出された質量。

4 Discussion & Conclusion

銀河は星形成と超新星爆発を繰り返して元素組成を変化させていく。 r -process 元素に関しても同様にして、現在の太陽系組成は作られたと考えられる。ところが、 r -process 元素の起源となる天体は、一つ

ではない。 r -process には、すべての r -process 元素を作る main r -process と、質量数 $A=130$ 以下の r -process 元素を作る weak r -process がある。それぞれの r -process を起こす天体を考慮することで初めて、銀河の化学進化を説明できるといえる。

今回のシミュレーションにより、collapsar の降着円盤からのアウトフローで中性子過剰な物質が放出されることが分かり、collapsar でもどちらかの r -process が起きると思われる。実際の Y_e は 0.27 程度まで下がり、 r -process は十分起こりうることが分かった。この Y_e の値で main r -process を起こすには、核子あたりのエントロピーが $100k_B$ は必要であるが、本シミュレーションではそのような高いエントロピーは得られず、せいぜい数十 k_B であった。したがって、collapsar は少なくとも weak r -process の起源となり銀河進化を議論するうえで重要な r -process サイトとなる可能性があり、今後さらなる元素合成計算並びにパラメータサーチを行う必要がある。

Reference

- [Winteler et al. 2012] Winteler C., Kappeli R., Perego A., Arcones A., Vasset N., Nishimura N., Liebendorfer M., Thielemann F.-K., 2012, ApJ, 750, L22.
- [Paczynski & Witta 1980] Paczynski, B., and Witta, P. J. 1980, A&A, 88, 23.
- [Hashimoto 1995] M.Hashimoto, 1995 Progress of Theoretical Physics, vol. 94, no. 5, pp. 663-736.
- [Stone & Norman 1992] J. M. Stone and M. L. Norman, ApJ, 616, 1086.
- [Korobkin et al. 2012] Korobkin O., Rosswog S., Arcones A., Winteler C., 2012, MNRAS, 426, 1940.
- [Woosley 1993] Woosley, S. E. 1993, ApJ, 405, 273.
- [Di Matteo et al. 2002] Di Matteo .T, Perna .R, Narayan .R, 2002, ApJ 579, 706.

重力波源としての短時間ガンマ線バーストの発生率

鳥屋子 あすか (金沢大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

継続時間が短いガンマ線バーストは重力波と同じ起源で発生すると考えられている。SGRB のガンマ線スペクトルと光度の間に $E_{peak}-L_{peak}$ が成立することが分かっている (Tsutsui et al. 2013)。これを利用し、コンプトン衛星の BATSE 検出器で観測された SGRB の赤方偏移 (z 、距離) と光度 (L) を推定した。ここで得られた赤方偏移分布から SGRB の発生率を求めたところ、近傍における SGRB の発生率は 6.3×10^{-10} events Mpc $^{-3}$ yr $^{-1}$ と予想した。さらに、ジェットの幾何学補正を行った場合、重力波観測施設がターゲットとしている 200 Mpc 以内においては少なくとも年間 ~ 3.8 events 以上の重力波が検出されると予想している (Yonetoku et al. 2014)。もし、中性子星とブラックホールの合体によるものならば観測範囲は大きくなり、年間 ~ 146 events 程度と考えられる。現在、フェルミ衛星の GBM 検出器の観測データに対しても同様の解析を進めており、先の結果と合わせてより精度の高い推定を行う予定である。

1 はじめに

重力波の観測は、宇宙論、相対論など物理の発展にとって重要である。実際に重力波を観測した例はまだないが、重力波観測の実現のため 2018 年頃からの重力波観測装置の稼働に向けて KAGRA、Advanced-LIGO、Advanced-VIRGO などの建設が進んでいる。これらの重力波観測装置が始動する前に、重力波の理論モデルや現在観測されている天体の情報などから重力波の発生頻度を見積もることが必要である。

2 研究背景

2.1 ガンマ線バースト (GRB)

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) は短時間 (数 msec \sim 数 100sec) に激しい時間変動を伴い 10^{52} erg ものエネルギーをガンマ線放射として解放し遠方宇宙から飛来する宇宙最大の爆発現象である。また GRB は発生方向に偏りが無く、全天で 1日に 1回程度ランダムに発生している天体現象である。GRB は非常に明るい現象であるため、現在観測できる現象の中でも最も遠方、初期の宇宙の状態を観測することが可能となる。GRB のライトカーブ (フラックスの時間変動) を描くと様々な形状があるが、一般的には急激に増光し、緩やかに減光している。また、エ

ネルギーとフラックス (F) のスペクトルを対数をとって描くと図 1 (M.S. Briggs et al. 1999) のように低エネルギー側と、高エネルギー側で傾きが異なり、折れ曲がりが存在する (D. Band et al. 1993)。このとき得られたパラメータを利用し、縦軸をエネルギーフラックスにすることで解放効率の最も良いエネルギーの大きさが一つの GRB について得られる。このエネルギーを E_{peak} という。またこの E_{peak} は最大光度 L_{peak} と相関関係 (Yonetoku et al. 2004) があることが分かっている。 L_{peak} は、図 2 のようなライトカーブを描いたとき最も光子を受光している時間の平均の光度のことである。

GRB は大きく 2 種類に分類される。GRB として輝いている時間が観測者の系で 2 sec 以上である場合は Long GRB (LGRB) といい、2 sec に満たないものは Short GRB (SGRB) という。LGRB は大質量星が崩壊しブラックホールが形成されるとき、ジェットが形成され物質流同士の衝突により内部衝撃波が生成され、加速された電子が磁場に巻き付きシンクロトロン放射で輝くと考えられている。SGRB は中性子星連星の衝突・合体によりブラックホールが形成されるときジェットが生成され LGRB と同様な過程で放射しているのではないかと考えられている。さらに中性子星連星の衝突・合体により形成されるブラックホールに中性子星が衝突・合体するような

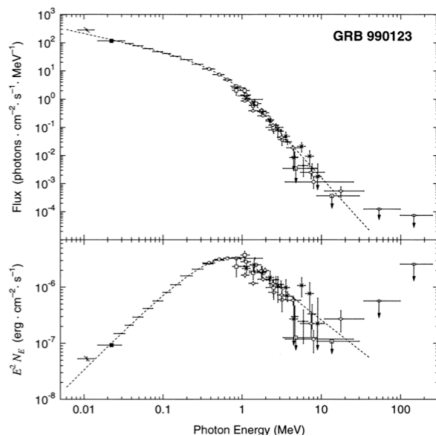


図 1: E_{peak} と L_{peak} の関係
(M.S.Briggs et al. 1999)

イベントに関しても SGRB の発生源になるのではないかとされている。どちらのライトカーブも始めに、急激な増光の後緩やかに減光していくプロンプト放射というのが見える。この部分が GRB の本体である。LGRB はプロンプト放射の後に残光 (アフターグロー) が見えるものがある。また SGRB については最近プロンプト放射の後に数 100 sec もたらだらとぼんやり光るエクステンデッドエミッション (Extended Emission:E.E.) が見えるイベントがあることが報告されている (Nakamura et al. 2014) が起源は分かっていない。

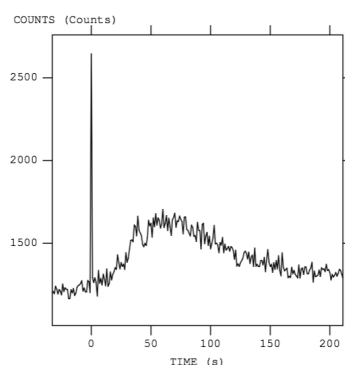


図 2: SGRB のライトカーブ

2.2 重力波と SGRB

重力波は光速で伝播する時空のゆがみのことである。また、中性子星連星の衝突・合体が起きたとき強い重力波が放出すると考えられている。これは SGRB と同じ起源であり、重力波と SGRB は同時に発生していると考えられる。重力波を実際に観測することはまだ実現されていないが既に電磁波で観測されている SGRB の観測データと、将来重力波観測装置で得られる重力波の観測データを組み合わせることで、重力波源の物理情報を引き出すことができる。これを念頭に置き、重力波観測を支えるためすでに観測されている SGRB の観測データを用いることで重力波の発生頻度を見積もることが必要である。

3 解析方法

コンプトンガンマ線観測衛星である、CGRO 衛星 (1991–2000) の BATSE 検出器の観測データを用いて解析を行った。

GRB の継続時間を評価する方法として T_{90} がよく使われる。一般に T_{90} というのは、バックグラウンドを引いてプロンプト放射の部分の光子数が 90 % となる時間のことである。 T_{90} が 2 sec 未満のもので、光度の大きなものを順番に選んで解析を行う。今回は統計上解析ができるぎりぎりの明るさ ($> 4 \times 10^{-6}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$) で制限をかけたところ、BATSE 検出器が観測した GRB は 2704 events から 53 events となった。

SGRB の発生頻度を見積もるために、 E_{peak} をまず求める。図 1 のような GRB の光子微分フラックスは規格化定数 A 、低エネルギー側のべき α 、高エネルギー側のべき β 、スペクトルがブレイクするエネルギー E_0 を用いて

低エネルギー側 $E \leq (\alpha - \beta)E_0$

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (1)$$

高エネルギー側 $E \geq (\alpha - \beta)E_0$

$$N(E) = A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \left(\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right)^{\alpha - \beta} e^{(\alpha - \beta) \frac{E - (\alpha - \beta)E_0}{E_0}} \quad (2)$$

式 (1),(2)(D.Band et al. 1993) の形をしている。近年 E_{peak} は SGRB の最大フラックス F_{peak} と以下の関係式を満たすことが報告されている (Tsutsui et al. 2013)。

$$\frac{d_L^2}{(1+z)^{1.6}} = \frac{10^{51}}{4\pi F_{peak}} \left(\frac{E_{peak}}{100 \text{ keV}} \right)^{1.6} \quad (3)$$

SGRB の E_{peak} を式 (1)、(2) からフィッティングし求め、 E_{peak} と L_{peak} の式 (3) より、観測位置から SGRB が発生した位置までの光度距離 d_L として、観測量 (F_{peak}, E_{peak}) から式 (3) の左辺、すなわち距離に関する値を得られる。この式は赤方偏移の値が分かっているイベントに関しては、光度距離が得られるということを意味している。また宇宙論から赤方偏移と天体までの距離の関係から式 (3) が、 z 、 d_L が独立に得られ、 L_{peak} が得られる。

ここから、暗いために観測されなかった SGRB の数などを L_{peak} の累積頻度分布を描き見積もり、SGRB の発生頻度を予想する。このとき得られる SGRB の発生頻度はジェットが細く絞られているために観測されなかった SGRB を考慮していないため、ジェットの幾何学補正と重力波観測施設がターゲットとしている 200 Mpc より近傍という条件を考慮することにより、重力波の観測される数を見積もる。

4 CGRO 衛星 BATSE 検出器の解析結果

以上の解析方法を用いてまず観測データから得た E_{peak} と F_{peak} を式 (3) に適用することで得られた赤方偏移 z に対する最大光度 L_{peak} の分布は図 3(Yonetoku et al. 2014) の様になった。図 3 に引かれている直線はイベントの取捨選択をしたさいにした明るさの制限を表しており、黒色で四角の点は z が確実に分かっているもので、点が無くエラーバーがついているものが (3) 式を用いて得られたものである。エラーバーはフィットパラメータの 1σ 誤差である。検出器で観測できなかった暗い SGRB について図 3 の z と L_{peak} の分布の様子から、右下部分にある空白部分に対して見積もりを行う。その結果、 L_{peak} の値に対してどれだけのイベントが存在するか累積頻度分布を

描いたのが図 4(Yonetoku et al. 2014) である。赤いラインが L_{peak} の累積頻度分布のベストフィットとなる部分であり、グレーの部分はフィットパラメータの誤差の範囲でモンテカルロを 100 回振ったものであり、赤いラインの誤差の指標である。 L_{peak} の累積頻度分布の見積もりを利用することにより、図 3 の空白部分の分布が埋め、 z の値に対する SGRB の発生率の分布を図 5(Yonetoku et al. 2014) の様に得た。

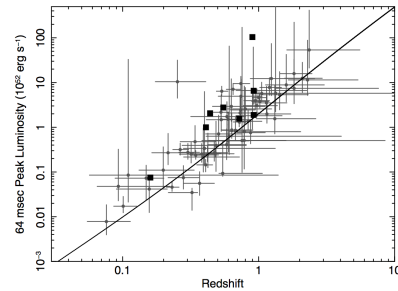


図 3: z と L_{peak} の分布 (Yonetoku et al. 2014)

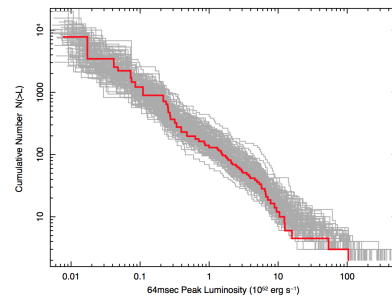


図 4: L_{peak} の累積頻度分布の見積もり (Yonetoku et al. 2014)

近傍における SGRB の発生率を図 5 の $z = 0$ を見て 6.3×10^{-10} events $\text{Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ とわかる。観測データから示唆されているジェットの開き角が $\sim 6^\circ$ として幾何学的補正を行い、重力波観測施設がターゲットとしている 200 Mpc という条件を加えて、少なくとも年間 ~ 3.8 events の観測ができると予想した (Yonetoku et al. 2014)。

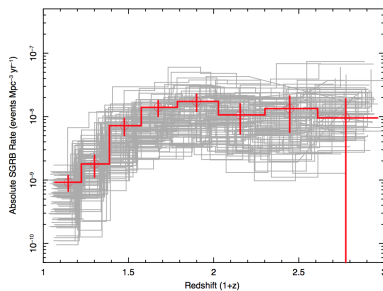


図 5: SGRB の発生頻度の見積もり
(Yonetoku et al. 2014)

5 まとめ

SGRB は中性子星連星が衝突・合体したときに重力波と同時に発生すると考えられている。このことから、既に観測されている SGRB を用いてまだ観測が実現されていない重力波の発生頻度を見積もることができる。

SGRB においても $E_{peak}-L_{peak}$ の相関関係があることが分かり、SGRB の観測データから z や L_{peak} を求めることができる。

BATSE 検出器の解析結果から近傍における SGRB の発生率は 6.3×10^{-10} events $\text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ であり、そこから重力波観測施設が 1 年間に少なくとも 3.8 events は観測できると予想した。また、ブラックホールと中性子星との合体によるものならば、ブラックホールが極めて重いため観測範囲が大きくなり 1 年に ~ 146 events 程度観測されると予想できる。

6 今後

E.E. はジェットのように絞られていないため E.E. が発生したときは、SGRB のプロンプト放射が観測されなくても重力波と同時に E.E. の観測ができると考えられる。しかし、E.E. は SGRB のプロンプト放射と比較すると暗いイベントである。そこで、BATSE 検出器は ~ 25 keV から読み出せるのに対し、Fermi 衛星の GBM 検出器は ~ 8 keV から読み出しができるため E.E. の解明が期待できる。

見積もりの精度を上げることを目標に、現在 Fermi 衛星 GBM 検出器でも同様に解析を進めている。

E_{peak} の解析結果を GCN の速報で E_{peak} が得られているものと比較し解析方法が正しいことが確認できた。また明るいものから順に解析を行い 15 events について E_{peak} を得られている。これを元に Fermi 衛星の GBM 検出器のデータを用いた SGRB の発生頻度を求め、BATSE 検出器の発生頻度の結果と比較、検証を行いたい。

Reference

- Tsutsui et al., MNRAS, 431, 1398 (2013)
- Yonetoku et al., Apj, accepted (2014)
- M.S.Briggs et al., Apj, 524: 82-91 (1999)
- D.Band et al., Apj, 413: 281-292 (1993)
- Yonetoku et al., Apj, 609, 935 (2004)
- Nakamura et al., arXiv: 1312. 0297v2 (2014)

バイナリーブラックホール降着円盤の重力レンズ撮像

伊地知 翔真 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河は合体しながら成長すると考えられているが、その際に中心部分のブラックホール同士はバイナリーブラックホールと呼ばれる連星系を形成するはずである。しかし、サブパーセクスケールのバイナリーブラックホールは未だに同定されていない。そこで本研究では、サブパーセクスケールのバイナリーブラックホールにおける各ブラックホール周囲の降着円盤が実際に撮像された時にどのような性質が得られるのかを重力レンズ撮像シミュレーションによって調べた。本研究は二段階で行った。まずはじめに、シュバルツシルト時空の測地線方程式を解いて単一のブラックホール近傍の光子の軌道を計算し降着円盤の撮像計算を行った。その結果、撮像フラックスや降着円盤スペクトルは先行研究と一致することを確認した。次に、この手法をサブパーセクスケールのバイナリーブラックホールへと拡張する。各ブラックホール周囲に降着円盤があると仮定すると、重力レンズ効果により降着円盤の像を歪め合うはずである。数値計算の結果、重力レンズによる歪みに加えて、像の位置変化と光度変化が得られた。像の位置の変化については重力レンズによる像の屈折が原因であり、これは近似計算をすることで計算の妥当性を確認した。光度の変化は単一のブラックホールの場合には見られない増光機構であり、最大で 10 倍もの光度変化が生じることが分かった。

1 Introduction

宇宙にある大半の銀河の中心には太陽質量の数十万～数百億倍もの超大質量ブラックホールが存在すると考えられているが、その形成や成長過程はよく分かっていない。銀河は銀河同士の衝突合体によって成長するのは良く知られている。同様にそれぞれの銀河の中心のブラックホール同士も合体し成長する ($M-\sigma$ 関係, Haring et al. (2004)) とすれば、合体銀河の中心でブラックホール同士のバイナリー (バイナリーブラックホール) が必然的に形成されるはずである。そして周囲のガスによる粘性や重力波の放出によって角運動量を失い、最終的に衝突してひとつの大きなブラックホールが作られると考えられる (Hayasaki et al. 2007)。しかし、サブパーセクスケールのバイナリーブラックホールはいくつかの候補天体が指摘されているものの未だに同定されていない (Yokosawa and Inoue 1985; Sudou, et al. 2003; Sillanpaa et al. 1988)。一方、近年の観測技術の向上によって、近い将来には直接ブラックホール近傍の撮像も期待されているため、ブラックホールの撮像シミュレーションは急務の課題となっている。そこで本研究では、サブパーセクスケールのバイナリー

ブラックホールにおける各ブラックホール周囲の降着円盤が実際に撮像された時に、どのような性質が得られるのかを重力レンズ撮像シミュレーションによって調べた。

2 Methods

本研究ではまず単独のシュバルツシルト・ブラックホールとその周りにある標準降着円盤を仮定し、レイ・トレーシングを行った (Luminet 1979; Fukue and Yokoyama 1988)。降着円盤から出た光が遠方の観測者に届くまでの経路は一般相対性理論における測地線方程式 (1) に従う。

$$\frac{d^2}{d\phi^2} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{1}{r} = \frac{3GM}{c^2} \frac{1}{r^2} \quad (1)$$

ここで G は重力定数、 M は中心天体 (ブラックホール) の質量、 c は光速、 r と ϕ は二次元極座標を表す。この式を逆方向へ解くことによって降着円盤のどの位置から出た光なのかを求める手法がレイ・トレーシング (光線追跡法) である。一般相対論的な標準降着円盤の温度分布は Page and Thorne (1974) における計算結果を用いており、それにより円盤表面

からの放射フラックス (式 (2)) は降着率と放射位置の円盤半径によって一意に決まる。

$$F(R) = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r_s^3} \frac{1}{(R-1.5)\sqrt{R^5}} \times \left[\sqrt{R} - \sqrt{3} + \frac{\sqrt{1.5}}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{R} + \sqrt{1.5}}{\sqrt{R} - \sqrt{1.5}} \frac{\sqrt{3} - \sqrt{1.5}}{\sqrt{3} + \sqrt{1.5}} \right) \right] \quad (2)$$

ここで \dot{M} は降着率、 $r_s \equiv 2GM/c^2$ はシュバルツシルト半径、そして半径 R は r_s 単位で書かれており、 $F(R)$ が半径 R からの放射フラックス (次元: [erg/s/cm²]) を表している。さらにこれに円盤回転によるビーミング効果と重力赤方偏移効果を加味し、観測者のスクリーン上へ到達するフラックスとして計算・描画した。降着円盤と観測者の位置関係を図 1 に示す。

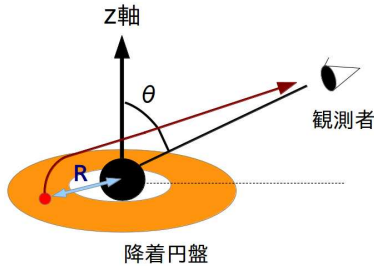


図 1: ブラックホール、降着円盤と観測者の位置関係

次に、二つの大質量シュバルツシルト・ブラックホールがサブパーセクスケールで回転しているバイナリーブラックホールモデル (図 2) を考えた。ブラックホール同士は十分に離れているとし、それぞれ独立な重力場を持つとしてレイ・トレーシングを行う。それぞれが降着円盤を持っていると仮定し、公転することで降着円盤の画像は時間によって変化すると予測される。また、手前のブラックホールの重力によって像は曲げられ、edge-on に近いほど曲りは大きくなるだろうとも予測される。

3 Results

単独シュバルツシルト・ブラックホールでのレイ・トレーシング撮像結果を図 3, 図 4 に示す。ブラックホールの質量は $10M_\odot$ とし、降着円盤内縁は $3r_s$ 、外縁は $1000r_s$ 、降着率は $\dot{M} = \dot{M}_{\text{crit}} \equiv L_{\text{Edd}}/c^2$ とした。観測者は $10^6 r_s$ 離れているとし、スクリーンは

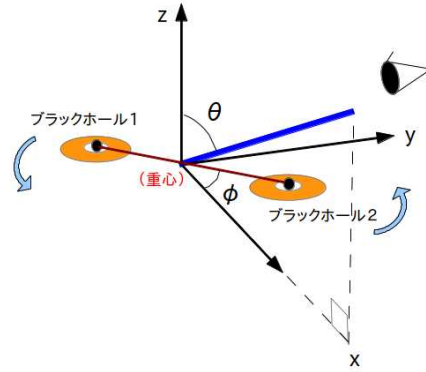


図 2: バイナリーブラックホールと観測者の位置関係

$30r_s \times 30r_s$ 、解像度は $0.05r_s$ としている。図 3 は inclination angle が $\theta = 0$ [deg] つまり face-on から見た図で、内縁から離れたところではほぼ R^{-3} でフラックスが落ちていく (cf. 式 (2))。中央の黒い穴はブラックホールを示している。図 4 は $\theta = 80$ [deg] のほぼ edge-on から見た図であり、上下左右に非対称な円盤画像が見て取れる。上下方向に非対称なのは強い重力によって光が曲げられ、ブラックホール後ろ側の円盤が浮き上がって見えているからである。左右方向の非対称性は円盤回転によるビーミング効果が原因であり、視線方向に対して反時計回りに回転しているために円盤左側のフラックスが強められているのが分かる。円盤内縁よりも内側には、ブラックホールの側を複数回回転して円盤に到達する光 (multiple images と呼ばれる) も見られたが、光度は極端に少ないので観測には適さないだろう。なお、これらの画像は全波長帯で積分した Bolometric フラックスを示している。また、X 線領域や可視光領域の各領域で積分したフラックス画像も計算した。X 線領域の場合ではフラックスはほとんど変わらなかったが可視光域では緩やかなコントラストを描いていた。

最後に、バイナリーブラックホールモデルでの計算結果を示す。各ブラックホールの質量は $5 \times 10^7 M_\odot$ 、ブラックホール間距離は 0.01 [pc] $\simeq 2 \times 10^3 r_s$ 、降着率は $\dot{M} = 0.05$ [M_\odot/yr]、公転周期は $P_{\text{orb}} \simeq 9.4$ [yr] とした。降着円盤の前にもうひとつのブラックホールがあるとき、 θ を変化させると図 5 のように θ が大きくなるほど像が歪められている様子が見られた。図 6 は $\theta = 90$ [deg] の edge-on から見た場合に、公

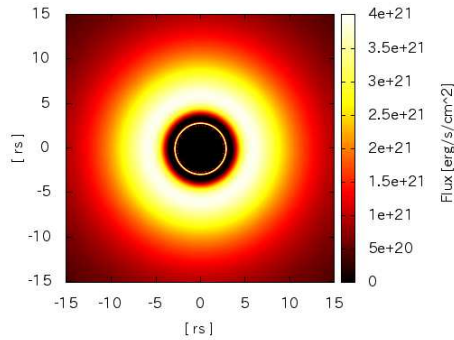


図 3: $\theta = 0$ [deg] より見た降着円盤の Bolometric フラックス画像。横軸、縦軸は r_s 単位でのスクリーンの大きさを示す。中央の黒い穴はブラックホールを表す。式 (2) より、フラックスの強さは外縁へ向けて R^{-3} で落ちていく。

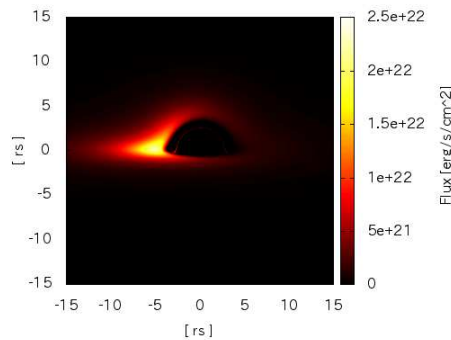


図 4: $\theta = 80$ [deg] より見た降着円盤の Bolometric フラックス画像。ブラックホールの強い重力と円盤回転のビーミング効果により上下左右非対称な像となっている。

転運動により手前のブラックホールが奥側のブラックホールの前を通り過ぎるときにアインシュタインリングをつくる様子を表している。また、スクリーン上で積分した光度の変化を表しているのが図 7 である。縦軸は最大値で規格化した光度 (次元:[erg/s])、横軸は公転の回転角 ϕ [deg] にとっている。それを異なる inclination angle θ [deg] ごとにプロットしている。図 7 を見ると inclination angle が $\theta = 88$ [deg] 以上の場合に、アインシュタインリングができるときに光度が増加しているのが分かる。 $\theta = 90$ [deg] ではおよそ 10 倍もの光度増加を引き起こしている。

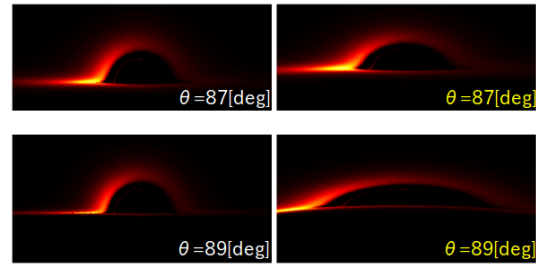


図 5: 左側二つは降着円盤画像 (図 4) における θ の値を変えた画像。右側二つはそれらが、手前にあるもうひとつのブラックホールによって像が歪みを受けている様子を表している。

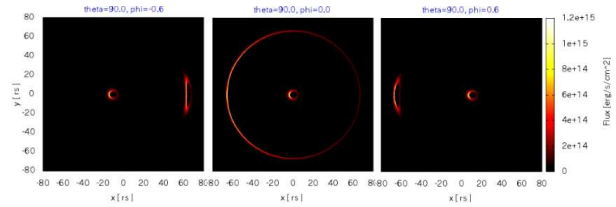


図 6: バイナリーブラックホールが公転運動することによりアインシュタインリングができる様子。inclination angle は $\theta = 90$ [deg] (edge-on) に固定している。左から順に、公転の回転角 $\phi = -0.6, 0, 0.6$ [deg] ごとに撮像したもの。

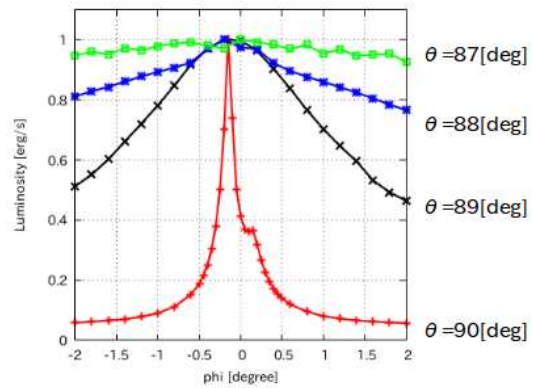


図 7: バイナリーブラックホールの公転運動により光度変化が起こる様子。縦軸は最大値で規格化した光度 (次元:[erg/s])、横軸は公転の回転角 ϕ [deg] にとっている。それを異なる inclination angle θ [deg] ごとに色別でプロットしている。

4 Discussion & Conclusion

本研究ではシュバルツシルト・ブラックホールまわりの相対論的降着円盤の撮像計算を行った。強い重力場と円盤回転によるビーミング効果による非対称性を持つ特徴的な円盤画像が得られた (図 3, 図 4)。この撮像結果と降着円盤スペクトルは先行研究の結果と一致させることができた (Luminet 1979; Takahashi and Watarai 2007; Takahashi and Harada 2010)。また、X 線領域ではフラックスはあまり変わらないが可視光域では緩やかなコントラストを描いた。この理由としては、 10^7 [K] の黒体放射は 2.4 [keV] にピークがあるため、X 線が支配的である。そのため、X 線の画像と Bolometric 画像はあまり変わらず、円盤の外側へ向けてフラックスは R^{-3} で急激に落ちる (cf. 式 (2))。一方、可視光のスペクトルは降着円盤スペクトルの Rayleigh-Jeans slope にあたり、フラックスは R^{-4} に依存するため Bolometric に比べコントラストは緩やかになっていると考えられる (Fukue and Yokoyama 1988)。

そして、バイナリーブラックホールでの撮像計算も行った。降着円盤の前にもうひとつのブラックホールがあるとき、その重力場によって像が歪むことが確認された (図 5)。なお、像の歪みに加えて像の位置変化も観察されたが、これについては近似測地線方程式を解くことにより位置変化の大きさを計算することができ、レイ・トレーシングの計算結果が妥当であることを示せた。バイナリーブラックホールが公転運動する際はアインシュタインリングが見られる場合があり (図 6)、このリングも前述のように近似測地線方程式によって位置が予測でき妥当な計算結果であることを示せた。特に、edge-on に近いほど光度が 10 倍も変化していることが分かった (図 7)。この増光は、降着円盤がビーミング効果によりフラックスを強めている部分 (図 4 左側) から出た光が、手前側のブラックホールによって進路を曲げられスクリーンへ集中的に当たっているためである。これは Hayasaki et al. (2008); Yan et al. (2014) に挙げられているような増光とは異なる増光機構であり、バイナリーブラックホールの新しい観測的手段を提供できるかもしれない。

Acknowledgement

共同研究者の方々や本研究について有益な議論をして下さった皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Fukue, J. and Yokoyama, T. 1988, PASJ, 40, 15
- Haring, N. and Rix, H. -W. 2004, ApJ, 604, L89
- Hayasaki, K., Mineshige, S., and Sudou, H. 2007, PASJ, 59, 427
- Hayasaki, K., Mineshige, S., and Ho, L., C. 2008, ApJ, 682, 1134
- Luminet, J. -P. 1979, A&A, 75, 228
- Page, D. N. and Thorne, K. S. 1974, ApJ, 191, 499
- Sillanpaa, A., Haarala, S., Valtonen, M. J., Sundelius, B., and Byrd, G. G. 1988, ApJ, 325, 628
- Sudou, H., Iguchi, S., Murata, Y., and Taniguchi, Y. 2003, Science, 300, 1263
- Takahashi, R. and Watarai, K. 2007, MNRAS, 374, 1515
- Takahashi, R. and Harada, T. 2010, CQG, 27, 075003
- Yan, C. -S., Lu, Y., Yu, Q., Mao, S., and Wanbganss, J. 2014, ApJ, 784, 100
- Yokosawa, M. and Inoue, M. 1985. PASJ, 37, 655

「すぎく」を用いたソフト状態とハード状態における LMXB の統一的な研究

小野 光、櫻井壮希、ZhangZhongli、中澤知洋(東大 理)、牧島一夫(東大 理/理研)

Abstract

LMXB (Low-Mass X-ray binary) は中性子星と低質量星 ($\lesssim 1M_{\odot}$) の連星系で、光度が高い ($L \gtrsim 10^{37}$ erg/s) ときにはスペクトルは柔らかくなり、ソフト状態と呼ばれ、一方光度が低いと ($L \lesssim 10^{36}$ erg/s)、スペクトルは ~ 100 keV まで伸び、ハード状態と呼ばれる。櫻井らにより、Aql X-1 は 2つの状態ともに、コロナに逆コンプトン散乱された黒体放射と標準降着円盤で説明される事が分かった。そこで我々は、LMXB の熱的コンプトン過程をより統一的に考えるために、「すぎく」による複数の観測結果を同様に解析した。LMXB である GS1826-238 と、4U1608-52 のソフト状態とハード状態を解析した結果、これらのスペクトルはスペクトル状態によらず、櫻井らと同等のモデルで再現された。ソフト状態とハード状態には、電子温度などに系統的な違いが見られた。さらに、ハード状態の間でも、Aql X-1 のハード状態に比べて、コロナの電子温度が低く、光学的に厚いなど、異なるパラメータが得られた。コロナ電子の、イオンによる加熱と、ソフトな黒体放射 (温度 kT_{bb}) の散乱による冷却のバランスを表すために、無次元量として、パラメータ $Q \equiv T_e/T_{bb}$ を導入し、これとコンプトン散乱の強さを定量化する y パラメータで、コンプトン過程の記述を試みた。様々な LMXB のデータを (Q, y) 平面上にプロットしたところ、これらはソフト状態、ハード状態ともに同一の曲線上に分布し、同一の天体はこの曲線上を動く事が分かった。さらに、ソフト状態は $Q = 1 \sim 7$ 、ハード状態は $Q = 10 \sim 1000$ に分布し、これらは連続かつ滑らかにつながる事が分かった。

1 はじめに

LMXB (Low-Mass X-ray binary) は弱磁場 ($B \lesssim 10^8$ G) 中性子星 (NS) と低質量星 ($\lesssim 1M_{\odot}$) の連星系で、中性子星に降着するガスが重力エネルギーを解放することにより、X線で輝く。光度が高い ($L \gtrsim 10^{37}$ erg/s) ときにはスペクトルは柔らかくなり、ソフト状態と呼ばれ、標準降着円盤による多温度黒体放射と、NS 表面からの黒体放射で説明される^[1]。黒体放射成分の高エネルギー側には、より高温のコロナによる、逆コンプトン散乱の兆候も見られる^[1]。

1990 年代には *RXTE* や *BeppoSAX* が登場し、LMXB の光度が低いとき ($L \lesssim 10^{36}$ erg/s) に実現されるハード状態の研究が進んだ。この状態ではスペクトルが硬くなり、ベキ ~ 2 で ~ 100 keV まで伸びる。ソフト状態ではわずかな兆候しか見られなかった逆コンプトン散乱過程が、スペクトルの全体を支配する結果と解釈された。^[2,3]

2005 年、広帯域 ($\lesssim 1$ keV から $\lesssim 100$ keV) で高

い感度を誇る「すぎく」が打ち上げられた。これによる Aql X-1 の観測から櫻井ら^[4,5] は、ハード状態では降着円盤が半径 ~ 50 km で途切れ、高温のコロナ流として NS にほぼ自由落下し、NS 表面で熱化して黒体放射され、その光子が後続のコロナにより強くコンプトン散乱を受けている事を明らかにした。

そこで我々は、LMXB をより統一的に理解することを目的に、GS 1826-238 と 4U 1608-52 を同様に解析した。GS 1826-238 は「ぎんが」衛星により発見された LMXB で、ほぼ周期的に I 型バーストが起きる以外には X 線輝度に大きな変動はなく、常にハード状態にある。また、光度が高く、距離が $4 - 9$ kpc^[6] 程度であるため、硬 X 線帯域で質のよいスペクトルを得る事ができ、2009 年に「すぎく」が観測した公開データを用いた。4U 1608-52 は、Aql X-1 と並んで大きな強度変化を示す事で知られる LMXB で、「すぎく」により 2010 年に複数回観測されて、データは公開されており、異なる時期のデータから、同じ天体の 2つの状態を統一的に調べる事が出来る。

2 結果

2.1 GS 1826-238

2009 年 10 月 21 日に「すざく」と *RXTE* により同時に観測された exposure 13.9 ks のデータを使った。図 2a のように、「すざく」の XIS0、HXD-PIN、HXD-GSO、*RXTE* の PCA から同時平均スペクトルを作った。このように明らかにハード状態であった。図 1 のように、スペクトルを、降着円盤からの多温度黒体放射 (diskbb) と、NS 表面からのコンプトン化された黒体放射 (nthcomp) の和でフィットした。フィッティングで使った自由パラメータは、吸収、円盤の内縁温度 (kT_{in})、内縁半径 (R_{in})、黒体温度 (T_{bb})、黒体半径 (R_{bb})、電子温度 (T_e)、光学的厚み (τ) で、 $\chi^2_\nu(\nu) = 1.6(157)$ となった。電子温度はハード状態の Aql X-1 ($kT_e \sim 50$ keV) に比べて、表 1 のように、 $kT_e = 18.3$ keV と低く、光学的厚みはハード状態における Aql X-1 の $\tau = 2 \sim 2.5$ に比べて $\tau = 4.2$ と高くなった。

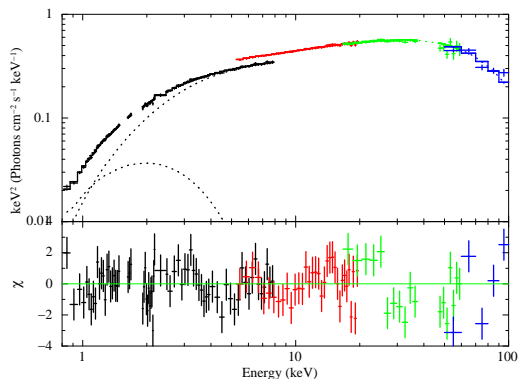


図 1: GS 1826-238 の νF_ν プロットと、モデルからの残差。黒は XIS0、緑は HXD-PIN、青は HXD-GSO、赤は PCA のスペクトル。

2.2 4U 1608-52

データは、2010 年 3 月 11 日、3 月 15 日、3 月 18 日に「すざく」で取得され、それぞれ exposure は 26 ks, 6.5 ks, および 26 ks であった。図 1(b,c,d) に示すように、はじめの 2 つデータはソフト状態、第 3 データはハード状態であった。11 日と 15 日の

データは XIS3、HXD-PIN を使い、18 日はさらに HXD-GSO も含めてスペクトルを作った。モデルは前節 2.1 と同様で、3/11 のデータは Fe-K 輝線としてガウシアンを加えた。表 2 のように、電子温度は $kT_e = 5 \sim 15$ keV と全観測でハード状態の Aql X-1 ($kT_e \sim 50$ keV) よりも低く、光学的厚みは $\tau \sim 3$ と高くなった。

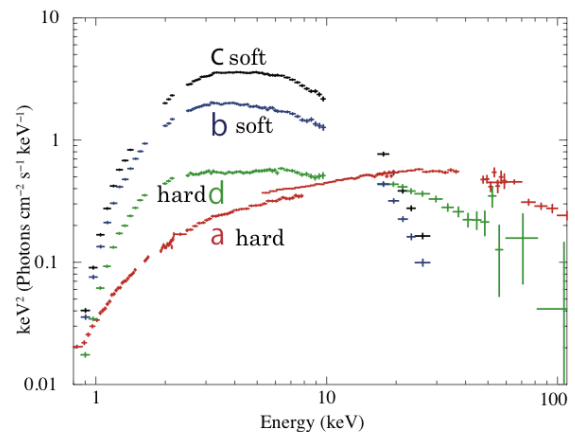


図 2: νF_ν スペクトル。a: GS 1826-238; 「すざく」、*RXTE* の観測データを使った。b, c, d: 4U 1608-52、3/15、3/11、3/18 の「すざく」による観測データを使った。

表 1: GS 1826-238 とハード状態における 4U 1608-52 のフィッティングパラメータ

天体	GS 1826	4U1608-52
観測日	10/21	3/18
L (10^{36} erg/s)	1.5	0.91
kT_e (keV)	18.3 ± 0.6	$15.5 \pm_{2.6}^{3.4}$
τ	4.2 ± 0.1	$3.1 \pm_{0.5}^{0.4}$
kT_{bb} km	0.81 ± 0.16	$0.63 \pm_{0.03}^{0.5}$
R_{bb} km	3.3-7.5	$8.6 \pm_{0.8}^{0.9}$
R_{in} km	3.5-9.5	53(> 25)
T_{in} keV	0.7 ± 0.2	$0.50 \pm_{0.16}^{0.03}$

表 2: ソフト状態における 4U 1608-52 のフィッティングパラメータ

観測日	3/11	3/15
L (10^{36} erg/s)	5.8	2.8
kT_e (keV)	$3.5(> 2.3)$	$5.4(> 2.3)$
τ	$2.9(< 4.1)$	$3.1(< 4.3)$
kT_{bb} km	$1.32 \pm_{0.23}^{0.13}$	$1.58 \pm_{0.32}^{0.18}$
R_{bb} km	3.1 ± 0.3	2.6 ± 0.2
R_{in} km	$821 \pm_{304}^{530}$	$301 \pm_{173}^{227}$
T_{in} keV	0.21 ± 0.02	$0.24 \pm_{0.03}^{0.05}$

3 考察

GS 1826-238 と 4U 1608-52 は、ソフト状態、ハード状態ともに、逆コンプトン散乱された黒体放射と降着円盤という一つのモデルによって統一的に記述できる事が分かった。異なる天体の 2 つの状態を通して成り立つ、一般的なモデルと言える。一方でソフト状態は $kT_{bb} \gtrsim 1$ keV、 $kT_e \sim 5$ keV、ハード状態では $kT_{bb} \lesssim 1$ keV、 $kT_e \gtrsim 10$ keV などと、すべての天体を通して系統的な違いが見られた。

さらにハード状態の中でも、いくつかの異なる点があった。GS 1826-238 と 4U 1608-52 はハード状態の Aql X-1 に比べて、コロナの光学的厚み τ が高く、特に電子温度 kT_e が低い点が大きく異なった。これは、これら 2 観測における光度が $L \sim 10^{37}$ erg/s と、Aql X-1 の光度 $L \sim 10^{36}$ erg/s に比べて高く、質量降着率が高かったためコロナが光学的に厚くなり、低温の黒体放射の光子を逆コンプトン散乱することによる冷却の効果が高まったためと考えられる。このような違いを表すため、熱的コンプトン過程におけるコロナ電子の加熱と冷却のバランスを表す新しいパラメータ、 $Q \equiv T_e/T_{bb}$ を導入する。

まず、LMXB の基本的なパラメータである光度 L に対する Q の依存性を見るために、今回の解析結果と [4,5] のパラメータを図 3 上の、 (Q, L) 平面にまとめた。 $L/L_{Edd} = 10^{-3} \sim 10^{-2}$ と光度が低い部分にハード状態が分布しており、 $Q \sim 10^3$ と大きな値をとる。光度が上がるとソフト状態が出現し、このとき黒体温度が上がりコロナの冷却が効き始め、電子温度は下がるため、 $Q = 1 \sim 7$ となる。 $L/L_{Edd} \sim 10^{-1}$ で

は、おもに状態遷移に伴うヒステリシスを反映して、同じ光度でもソフト状態とハード状態が混在しているが、 Q を独立変数に選ぶと、ハード状態 ($Q > 10$) とソフト状態 ($Q < 7$) が一意的に分離する事が分かった。さらに L と異なり、 Q は無次元量なので、距離の不定性を取り除いて議論できることも、もう一つのメリットである。

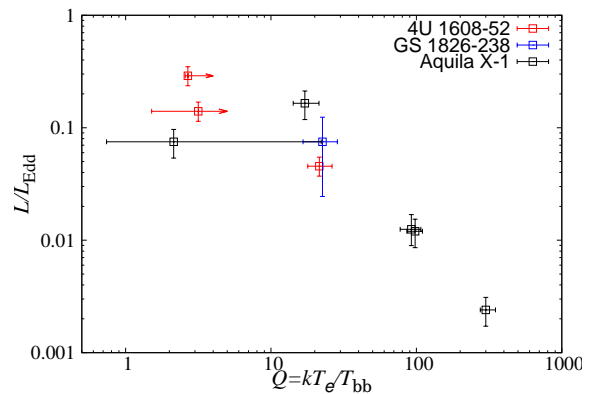


図 3: Q パラメータと光度 L の相関図

次にコンプトン過程をより包括的に完全に表すために、コンプトン化の強さを表す y パラメータも考え、今回の解析結果を Aql X-1 の結果 [4,5] とともに $Q-y$ ダイアグラムとしてまとめた。

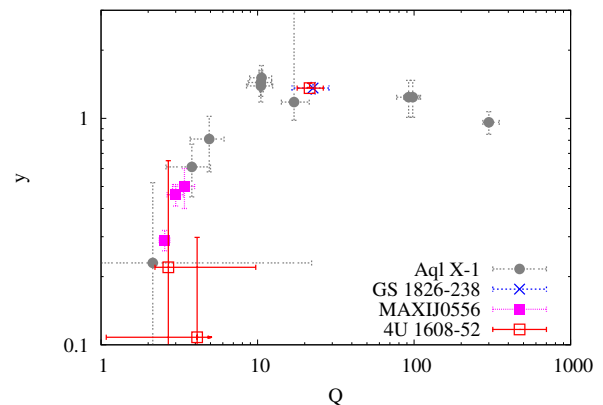


図 4: $Q-y$ ダイアグラム。

図 3 で見るように、ソフト状態は $Q = 1 \sim 7$ に、ハード状態は $Q = 10 \sim 10^3$ に分布し、これらは 1 つの共通の曲線を共有している。このことから、

1. 異なる LMXB は Q - y ダイアグラム上でほぼ共通の軌跡を描く
2. この軌跡上での位置は、 Q で一意的に指定できる
3. ハード状態とソフト状態は、 Q - y ダイアグラム上で連続につながる

事が分かった。

4 結論

GS 1826-238 と 4U 1608-52 のスペクトルはすべて、光学的に厚くソフトな円盤の放射と、逆コンプトン散乱を受けた黒体放射のモデルで説明する事が出来た。また、これらは Aql X-1 とともに、 (Q, y) ダイアグラム上で一つの曲線を形成し、ソフト状態は $Q = 1 \sim 7$ 、ハード状態は $Q = 10 \sim 10^3$ に連続かつ滑らかに分布した。また、1 天体の光度が変わる時、同じ曲線上を移動する事が分かった。以上からこれらの天体は、熱的コンプトン過程が連続かつ滑らかに異なるものとして、統一的に理解できる事が分かった。

Reference

- [1] Mitsuda et al. 1984
- [2] Lin et al. 2007
- [3] Cocci et al. 2011
- [4] Sakurai et al. 2007
- [5] Sakurai et al. 2014
- [6] Barret et al. 2000
- [7] Galloway et al. 2008

「すぎく」による大質量星と中性子星との連星系 4U 1700–37 の解析

室田 優紀、笹野 理、中澤 知洋、牧島 一夫 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

「すぎく」を用いて大質量星と中性子星 (NS) との連星系 4U 1700–37 を解析し、NS の磁場強度/NS 近傍での降着物質の分布を調べた。「すぎく」はこの天体を 2006 年 9 月 13-14 日に 80 ks 観測し、1 ~ 150 keV での平均フラックスが $9.0 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ と極めて高く、統計の良いデータが得られた。解析の結果、~ 56 keV にサイクロトロン吸収構造の兆候があり、そこから推定される磁場の値は $\sim 5 \times 10^{12} \text{ G}$ である。さらに時間変動を用いて、鉄輝線の等価幅 (EW) と吸収の水素柱密度 (N_{H}) との相関をみることで、周辺ガスが非等方的に分布し、典型的な大質量星 NS 連星である Vela X-1 と類似していることがわかった。これらの結果は 4U 1700–37 が $\sim 5 \times 10^{12} \text{ G}$ をもつ大質量星と強磁場 NS との連星系であることを示唆する。

1 Introduction

大質量星 ($> 10M_{\odot}$) と NS との連星系は、大質量星からの星風が降着物質の起源であることから、その非一様性を反映して、短時間での激しい変動を示すものが多い。このとき、NS の軟 X 線スペクトルは、星風で強い光電吸収を受け、あわせて 6.4 keV に鉄輝線を放射する。また、大質量星と連星をなす NS の多くは強い磁場 ($\sim 10^{12} \text{ G}$) を持ち、磁極に絞られて物質が降着する。降着物質は磁極付近で重力エネルギーを解放して高温となり、強い X 線を放射するため、NS の自転に伴い X 線パルスが観測される。この X 線光子は、強磁場中の電子によるサイクロトロン共鳴散乱を受け、磁場強度に対応したエネルギーのスペクトル帯域 ($E_{\text{cyclotron}} = 11.6 \times \frac{B}{10^{12} \text{ G}}$) にも吸収構造が現れる (Makishima et al. (1999))。

4U 1700–37 は、主星である超大質量星 HD 153919 からの星風捕獲によって X 線で明るく光っている。さらにスペクトルは非常に硬く、べき関数型の連続成分と強い鉄輝線、吸収で理解され、その X 線強度は短時間で激しくランダムに変動することが知られており、NS 連星系の性質を持つことが知られている (Reynolds et al. (1999))。しかし長年の探査にも関わらず未だにパルス周期が検出されておらず、はっきりとした磁場強度も報告されていない。

そこで今回は硬 X 線帯域でのサイクロトロン共鳴吸収構造を探ることで磁場強度を測定し、強く見られる鉄輝線と吸収の相関を調べることで NS 近傍での

物質分布を調べることを試みた。そのためにはひじょうに広い帯域での観測および軟 X 線帯域での高エネルギー分解能をもつ、「すぎく」が最適である。

2 Observation and Data reduction

「すぎく」衛星は XIS(X-ray Imaging Spectrometer)、HXD(Hard X-ray Detector) という検出器を搭載しており、これによって 0.5-150 keV までの広帯域同時観測を行うことができる。今回 4U 1700-37 の公開データを解析した。2006 年 9 月に 80 ks 観測したデータで、XIS は 1/4 ウィンドウ、1 秒バーストモードで運用され、HXD は通常と同じ条件で観測された。本解析では、XIS-0,2,3 の三台、HXD-PING と HXD-GSO を使って解析を行った。また HXD のバックグラウンドには公開されている「tuned」バックグラウンドを用いた。

3 Results

3.1 ライトカーブ

図 1 のように XIS、HXD PIN、HXD GSO すべての検出器で激しい時間変動が観測された。その変動の概形は似ているが、強度の変動率は図 1 の Hardness から、PIN や GSO では XIS と異なる変動をしてい

ることがわかる。このことから強度だけでなく、吸収の寄与する 10 keV 以下 (XIS) で、スペクトルの形が変動している証拠である。今回得られたライトカーブの特徴は、典型的な大質量星と中性子星連星に似たものである。

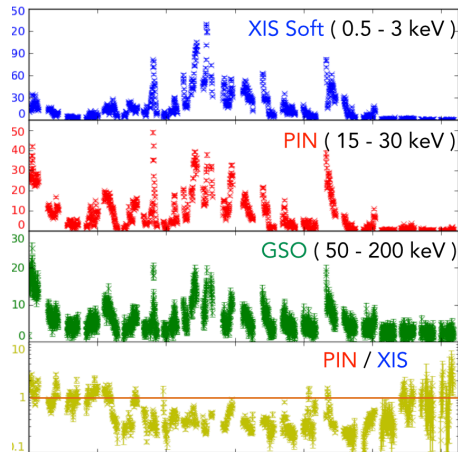


図 1: ライトカーブ

3.2 スペクトル

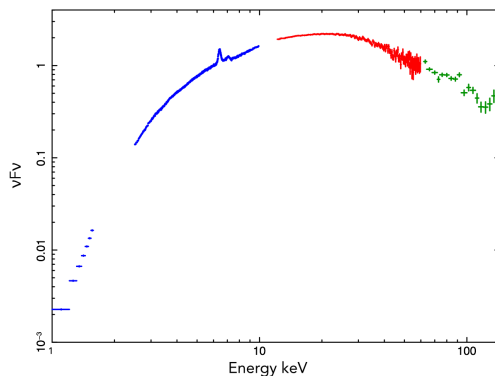


図 2: 「すぎく」による全時間平均スペクトル

図 2 に今回の解析で得られた 1-150 keV のベキ 2 とのモデルと比をとった X 線スペクトルを示した。3 keV 以下で強く吸収されており、6.4 keV に Fe K α 、7.05 keV に K β 輝線がはっきりと検出された。さらに低エネルギーではひじょうに硬いベキを示している。

4 Discussion

4.1 サイクロトン共鳴吸収構造

上記の硬 X 線帯域での構造を調べるため、モデルフィッティングを行った。多くの大質量星 X 線連星で実績のある、NPEX (Negative Positive EXponential cutoff) 成分に、星間物質による吸収と鉄輝線を加え、さらに黒体放射を加えたものを採用した。フィットの結果、 $\text{Red.}\chi^2 = 3.25(628)$ となり、50keV を超えたところにある構造が再現できなかった。この残差がサイクロトン吸収線の影響である可能性を探るために、50 keV 付近に吸収構造を入れてフィットした結果、図 3 のようになり $\text{Red.}\chi^2 = 1.57(621)$ と大幅にフィットを改善させることができた。このとき得られたモデルのパラメータを、表 1 に示す。吸収構造がサイクロトン吸収線だとすると、NS の磁場は $\sim 5 \times 10^{12}$ G であることになる。ただし、他のモデルでも説明できる可能性があり、今後、注意深くこの可能性を検証してゆく。

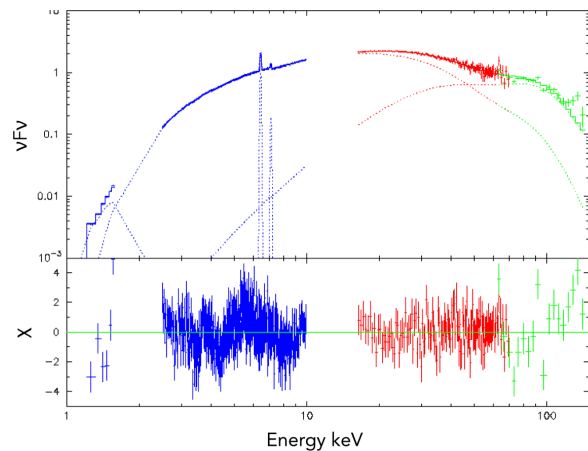


図 3: 「すぎく」スペクトルを、NPEX+サイクロトン吸収+鉄ライン+星間吸収モデルでフィットしたもの。

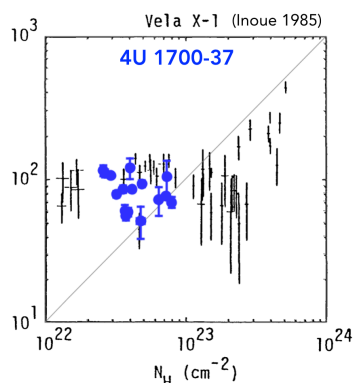
4.2 EW と N_H の相関

鉄輝線と吸収を定量的に評価するため、X 線スペクトルから得られる情報として鉄輝線の Equivalent Width (EW) (=ライン強度 / 連続成分) と、吸収の

表 1: フィッティング結果

各パラメータ	値
$N_{\text{H}}(\times 10^{22} \text{ cm}^{-2})$	4.31 ± 0.05
Cutoff Energy (keV)	13.9 ± 0.8
photon index (soft comp.)	0.54 ± 0.02
photon index (hard comp.)	2 (fixed)
吸収構造の Line Energy (keV)	55.96 ± 0.96

柱密度 N_{H} (=物質の視線方向の積分) がある。観測時間を細かく区切って解析し、それぞれの時間変化を調べた。中性鉄輝線の EW は $55 - 110 \text{ eV}$ 、 N_{H} は $2.7 - 7.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ の範囲で変動し、さらに N_{H} に対する EW の変化はほぼ独立であるという結果を得た。図 4 に代表的な強磁場 NS、Vela X-1 の EW と N_{H} の相関 (Inoue, (1985)) に、解析結果を重ねたものを示す。Vela X-1 のデータから、中性子星近傍のガスが等方的に分布する場合には、等価幅は吸収に比例するはずであるが、視線方向の吸収体が減少したとき、吸収の変動に対して EW が 10^2 で分布する様子が見られ、4U 1700-37 はそのフェーズでの変動に近い分布を示している。

図 4: EW と N_{H} の相関

が他の強磁場 NS に共通している。③ $\sim 56 \text{ keV}$ にサイクロトロン共鳴吸収構造の兆候が見られる。④EW と N_{H} の相関が代表的な強磁場 NS Vela X-1 と似ている。」という結果を得た。これらの結果から、4U 1700-37 は Vela X-1 に類似の、 $\sim 5 \times 10^{12} \text{ G}$ という磁場を持つ、大質量星と強磁場 NS との連星系であることが示唆される。

Reference

- Inoue, H. 1985. *Space Sci. Rev.*, **40**, 317
- Makishima, K., Mihara, T., Nagase, F., & Tanaka, Y. 1999, *ApJ*, **525**, 978
- Reynolds, A. P., Owens, A., Kaper, L., Parmar, A. N., & Segreto, A. 1999. *A&A*, **349**, 873

5 Conclusion

「すぎく」の公開データを用いて、大質量星と中性子星の連星系 4U 1700-37 を解析し、「①X 線強度に激しい時間変動が見られる。②X 線スペクトルの形

全天 X 線監視装置 MAXI による Cygnus X-1 の hard 状態、soft 状態のパワースペクトル解析

杉本 樹梨 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール連星 Cygnus X-1 は、ミリ秒から 10 年まで様々なタイムスケールでの激しい変動をする天体として知られている。本研究では、hard 状態、soft 状態での変動性をパワースペクトル (PSD) を用いて調査した。Cygnus X-1 は、MAXI 観測以前はほぼ hard 状態にあったため、soft 状態における長期間の PSD 解析は MAXI により初めて可能となる。解析には全天 X 線監視装置 MAXI の 2009 年 8 月 15 日から 2013 年 6 月 12 日までの観測データを用いた。エネルギー帯は、MAXI/GSC の 2-4 keV、4-10 keV、10-20 keV を使用した。まず X 線硬度比から hard 状態と soft 状態 (各 4 期間) に分けた。観測開始 (55058MJD) から hard 状態が約 10ヶ月続いた後状態遷移し、約 10ヶ月 soft 状態が継続した。その後は各状態を約 1-3ヶ月で繰り返し、56107MJD 以降は soft 状態が継続している。各状態の PSD を作成した後、各状態の期間の平均強度の二乗で割って「規格化した PSD (NPSD)」を求め、エネルギー帯ごとに比較を行った。その結果、soft 状態、hard 状態において、変動のエネルギー依存性に明らかな違いが見られた。さらに、各状態でスペクトル解析を行った結果、soft 状態においては、降着円盤からの熱的放射による soft 成分よりも、コンプトン放射による hard 成分の方が変動が大きいということがわかった。

1 Introduction

X 線天体の時間変動の探査は、放射エネルギースペクトルを調べる事と並んで、天体現象の起源に迫るための重要な手段である。様々な時間領域で変動する X 線天体において、 $10^{-4} \sim 10^3$ Hz の周波数域、つまりミリ秒から数時間の短い時間変動の調査は、X 線望遠鏡を搭載した観測装置による 1 回の詳細観測で十分な情報が得られる。しかし、それより長い変動の特徴は、長期間の質の良いデータが必要であるため制限されている。そのような低い周波数の研究は、降着円盤のモデルにおいてとても重要であり、変化が粘性タイムスケールで起こると期待されるディスクの最外部の情報を与える。この問題は、2009 年 8 月から国際宇宙ステーション (ISS) 「きぼう」船外実験プラットフォームで稼働している全天 X 線監視装置 (MAXI) の観測データを用いることで解決可能となる。MAXI は 1 日に全天の 95% の領域を観測でき、X 線帯域で過去の装置より 1 桁高い感度を持つ全天モニターである。MAXI を用いることで、1 秒未満から 1 スキャン (スキャン時間 ~1 分間) まで、

ISS 周回に伴う 92 分から年以上にわたる連続的な天体強度のサンプルデータが得られる。1 日あたり数十 mCrab という検出感度による全天観測を用いた長時間変動の調査は、それ自体に新規性がある。

本研究では、MAXI データを用いて銀河系内のブラックホール連星 Cygnus X-1 のフーリエパワースペクトル (PSD) 解析を行った。Cygnus X-1 の時間変動の先行研究は、数時間以下での周期的なシグナルの調査に注目されたものがほとんどであった (1)。一方、ブラックホール候補天体からの X 線放射の性質は、10 ミリ秒より長い時間スケールでの強く「非周期的な」変動である。異なるスペクトル状態間では PSD も変化することから、変動性とスペクトル状態はかなり関連しているということが示唆され、PSD の形と降着円盤の半径を対応させる先行研究がある (2)。また、Cygnus X-1 の low/hard スペクトル状態でのディスクとコロナの相対的な位置関係はいくつかのモデルが提唱されているが、まだ明らかになっていない。この問題へのアプローチとして、長期 PSD 解析によってエネルギー帯と変動の関係を明らかにすることが重要であると考えた。Reig et al.

(2002)(4) では、RXTE/ASM の X 線データを用いて非周期的な変動の時間解析に着目し、Cygnus X-1 の長期間変動を解析している。この RXTE 運用期間はほぼ low/hard 状態にあったため、high/soft 状態での長期観測は含んでいなかった。だが 2009 年から全天 X 線監視装置 MAXI が観測を始めた後、2012 年 6 月に状態遷移し、現在までずっと high/soft 状態が継続している。本研究では、この MAXI の観測データを用いて、hard 状態と soft 状態両状態でのエネルギー帯ごとの非周期的長期変動に着目した。PSD 解析やエネルギースペクトルを用いた時間変動解析を行い、変動成分の起源を調査した。

2 Observation

2.1 MAXI

全天 X 線監視装置 MAXI は 2009 年 7 月 16 日に打ち上げられ、国際宇宙ステーション (International Space Station ; ISS) の日本実験棟きぼう船外実験プラットフォームに設置された。地球を一周約 92 分で周回する ISS に搭載することにより、92 分ごとに絶えず全天を見張る観測が可能となった。MAXI はこれまでの約 2 年 5 ヶ月の観測で 100 件以上の突発天体の変動現象を報告しており、その結果はインターネットを通じて全世界の人々に即座に公開され、世界中の望遠鏡での迅速な詳しい追跡観測を促進している。MAXI/GSC は 2-30 keV までの広い波長領域で観測し、X 線によるカラー撮影を行うことができる。解析には、MAXI のガススリットカメラ (GSC) による観測データを使用した。MAXI による 2-20 keV、2-4 keV、4-10 keV、10-20 keV の 4 つのエネルギー帯での時系列データが公開されている。
(<http://maxi.riken.jp/top/>)

2.2 Light curves

解析には、Cygnus X-1 の MAXI/GSC による 2-4 keV、4-10 keV、10-20 keV バンドの光度曲線を使用した (図 1)。観測期間は 2009 年 8 月 15 日 (MJD55058) から 2014 年 6 月 17 日 (MJD56825) である。

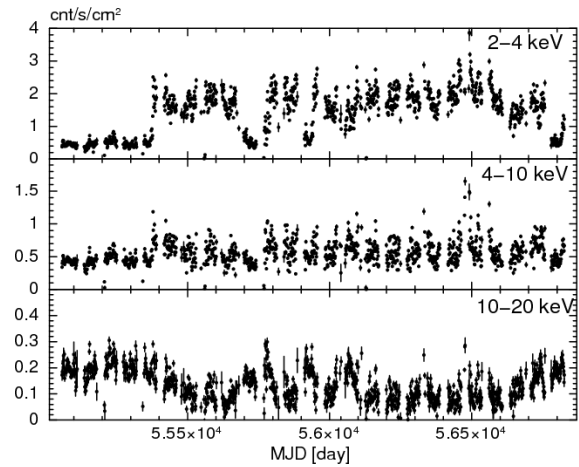


図 1: Cyg X-1 の 1 日ピンの光度曲線。1 段目: 2-4 keV バンド、2 段目: 4-10 keV バンド、3 段目: 10-20 keV バンド

これより、縦軸に 2-10 keV バンドの X 線強度、横軸に 2-4 keV バンド/4-10 keV バンドの硬度比 (Hardness ratio) をとった Intensity-Color 図を作成した (図 2)。これを横軸に投影すると 2 つのグループに分かれる。これらを hard 状態、soft 状態に分類した。

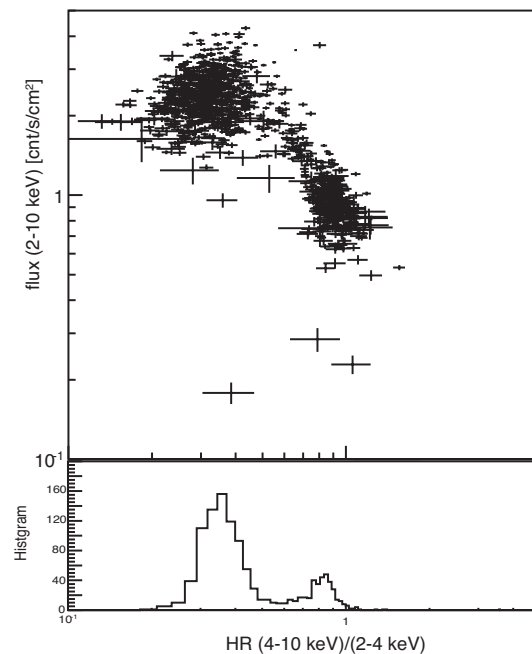


図 2: (上段) Cyg X-1 の 1 日ピンの Intensity-color 図。(下段) 硬度比に対するヒストグラム。

3 Results

3.1 PSD analysis

PSD は、hard 状態と soft 状態それぞれについて計算した。解析には、状態が最も長く安定している期間として、hard 状態：55058MJD–55376MJD、soft 状態：56077MJD–56734MJD を用いた。2–4 keV、4–10 keV、10–20 keV の 3 バンドの光度曲線にをフーリエ変換して、各状態につき 3 つの PSD を計算した。さらに、hard 状態と soft 状態では強度が異なるため、PSD を比較する際には規格化を行う必要がある。そこで、各々の光度曲線の (強度平均値)² で割って規格化し、NPSD として比較した。結果を図 3 に示した。NPSD の値が大きいほど、強度変動が大きいということを表している。

解析の結果、soft 状態では、10–20 keV バンドの最も高いエネルギー帯において変動が大きいということがわかった。対して、hard 状態では、soft 状態ほどエネルギー帯によって変動の大きさに違いはないことがわかった。また、各状態で NPSD を比較すると、2–4 keV バンドのパワーは、hard 状態と soft 状態で同じくらいである。

3.2 Energy spectrum

hard 状態、soft 状態において、エネルギー帯によってどの成分が変動しているのかを調べるため、エネルギースペクトル解析を行った。解析には、MAXI/GSC、および MAXI/SSC による観測データを用いた。解析した期間は、PSD を計算する際に用いたものと同じ、hard 状態：55058MJD–55376MJD、soft 状態：56077MJD–56734MJD である。ここで、hard、soft 状態をさらに明るい時期、暗い時期に分割し、それぞれのスペクトルを抽出して比較した。平均強度の値は、解析した PSD の周波数範囲の中央あたり ($\sim 10^{-6}$ Hz) の変動を見るために、移動平均平均法を用い 15 日ピンごとに計算を行った。MAXI/GSC による 2–20 keV バンドの光度曲線について移動平均強度を計算し、計算した平均強度よりも明るい (= 強度が高い時期) と暗い (= 強度が低い時期) に分割した。このとき、平均強度とちょうど同じ強度にな

る点は使用していない。これら 4 つのスペクトルに対して、モデルフィッティングを行った。モデルは、Compton 成分、disk 成分、鉄輝線による 6.7 keV 付近の構造を考慮した *powerlaw + diskbb + gaussian* を使用した。結果を図 4、ベストフィットパラメーターを表 1 に示した。

4 Discussion & Conclusion

PSD 解析結果から、「hard 状態と soft 状態では、変動のエネルギー依存性が異なる」ということが明らかになった。エネルギースペクトルの 15 日間での時間変化を調べた結果、hard 状態では全エネルギー帯域で変化は小さく、soft 状態では高エネルギー帯域で変動が大きいことがわかった。この結果は、PSD 解析の結果と矛盾しない。また、フィッティングを行って詳細に調べた結果、hard 状態では disk 成分、powerlaw 成分ともに変動していることがわかった。これは、disk の内縁半径が 15 日スケール以内で変化し、それに追従してコンプトン領域からの高エネルギー放射も変化することによると考えられる。一方、soft 状態では、powerlaw 成分が顕著に変動していることから、disk は安定しており、高エネルギー成分のみが変動するということが明らかになった。この変動成分の正体についてはまだ明らかではないが、hard 状態とは異なる起源を持つ放射であると考えられる。

Reference

- [1] Kitamoto S. et al., ApJ, 531, 546 (2000)
- [2] Churazov E. et al., MNRAS, 321, 759 (2001)
- [3] Scargle J. et al., ApJ, 263, 835 (1982)
- [4] Reig P. et al., A&A, 383, 202 (2002)
- [5] Yamada S. et al., PASJ, 65, 80 (2013)
- [6] Makishima K. et al., PASJ, 60, 585 (2008)

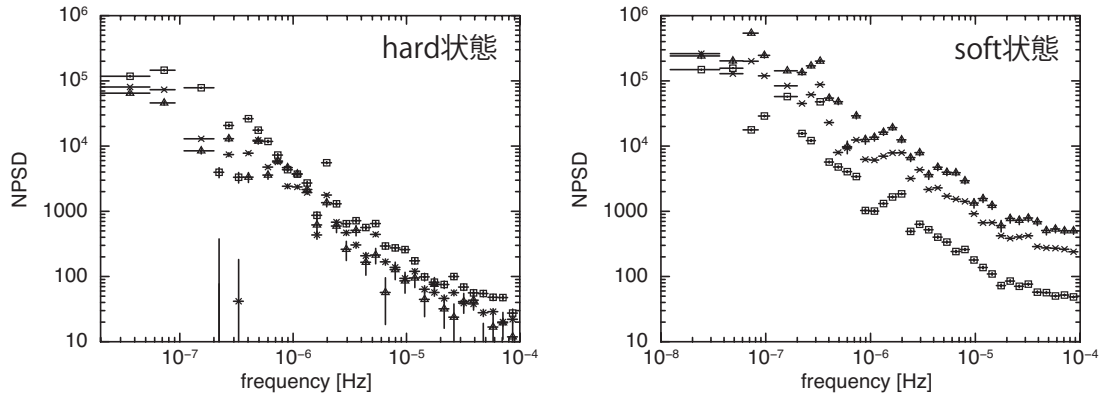


図 3: Cygnus X-1 の NPSD。左が hard 状態、右が soft 状態であり、四角が 2-4 keV バンド、クロスが 4-10 keV バンド、三角が 10-20 keV バンドの観測データを用いている。

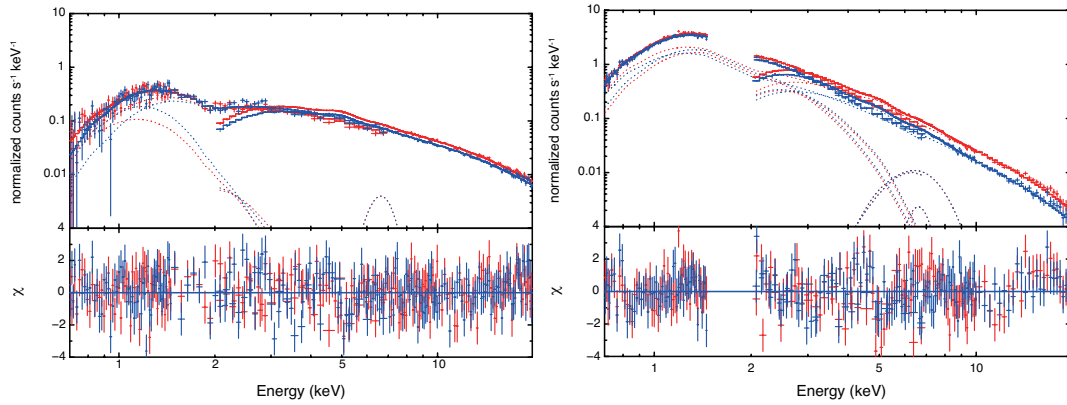


図 4: (上段)Cygnus X-1 のエネルギースペクトルと (下段) モデルとの残差。上が hard 状態、下が soft 状態である。それぞれ、赤が平均強度に対して明るい時期、青が暗い時期のスペクトルである。モデルは $powerlaw + diskbb + gaussian$ を使用した (点線がモデルを示す)。

Component	Parameter	hard state		soft state	
		hard/bright	hard/dim	soft/bright	soft/dim
phabs	nH ($\times 10^{21}$)	$4.57^{+0.86}_{-0.91}$	$7.45^{+0.83}_{-0.81}$	4.95 ± 0.15	4.56 ± 0.18
powerlaw	Index	1.64 ± 0.01	1.64 ± 0.01	2.85 ± 0.03	2.91 ± 0.04
	Norm	2.02 ± 0.05	1.71 ± 0.04	$19.31^{+1.14}_{-1.11}$	$14.24^{+1.22}_{-1.16}$
diskbb	T_{in} (keV)	$0.25^{+0.03}_{-0.02}$	0.21 ± 0.01	0.50 ± 0.01	0.51 ± 0.01
	R_{in} (km)	$55.8^{+27.6}_{-24.0}$	$136.6^{+41.9}_{-34.1}$	$33.6^{+1.1}_{-1.8}$	$34.1^{+1.1}_{-1.2}$
fit goodness	χ^2_ν	1.31 (422)		1.35 (355)	

表 1: hard 状態、soft 状態のエネルギースペクトルのベストフィットパラメータ。

Model = constant*phabs*(powerlaw+diskbb+gaussian)

降着駆動型 X 線パルサーの連続 X 線放射機構の新モデル

近藤 恵介 (宇宙科学研究所、総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

降着駆動型の X 線連星パルサーは、強磁場中性子星と通常の恒星からなる近接連星系で、周期的に強度変動する X 線が中性子星 (パルサー) から放射される天体である。この系では、恒星からのガスが中性子星の磁極に向かって流れ込んでおり、定在衝撃波面以降に形成される柱状の高温プラズマ (降着柱) から X 線が放射されている。一般に中性子星の磁軸と回転軸は一致しておらず、観測者からは回転に合わせて降着柱が見え隠れするので、X 線は中性子星の自転周期に合わせて規則的に変化する X 線パルスとして観測される。パルサーからの X 線は降着柱からの放射が支配的であり、そのスペクトルは、ベキ関数に指数関数的なカットオフを掛けた連続成分モデル (ECUT model) (N. E. White, et al., 1983, ApJ., 270, 711) や、正負の二種類のベキ関数を用いたモデル (NPEX model) (K. Makishima, et al., 1999, ApJ., 525, 978) で表現されてきた。しかし、これらのモデルは、形が合うというだけの理由で使われ続けてきた経験的なものであって、物理的な説明が伴っていないという問題点を持つ。本研究では、X 線連星パルサーの降着柱からの連続 X 線成分を、多温度黒体放射モデルを応用した新モデルで説明することを試みた。初めに、代表的な降着型 X 線連星パルサー Hercules X-1 の、「すざく」衛星による 1.5-70 keV の観測データを使い、予備的な解析を行った。結果、パルス平均のスペクトルを再現できる可能性を示した。

1 Introduction

1.1 降着駆動型 X 線パルサー

パルサーとは、短時間の強度変化を周期的に繰り返す天体のことである。その正体は高速回転する中性子星であると考えられており、放射のエネルギー源によって、主に回転駆動型と降着駆動型の二種類に分類される¹。回転駆動型のパルサーは、磁気を帯びた中性子星が回転する事による磁気双極子放射をしている。この場合、放射光のエネルギーは主に電波領域であるため、電波パルサーとして観測される。回転駆動型のパルサーは、単独の中性子星でもパルサーとして機能する。一方の降着駆動型のパルサーは、強磁場の中性子星と通常の恒星の連星系で、X 線パルサーである。このような系では、中性子星の磁場が強く、伴星から何らかの形で中性子星に向けて質量降着がある場合にパルサーとなる。強磁場の

中性子星に向けて流れ込む物質は、まっすぐに中性子星へ落ちる事はできない。あるところで降着流のガス圧と磁気圧がつりあうため、それ以上内側へは侵入出来なくなるためである。進行を妨げられた降着流は、磁力線に沿って移動し、やがては中性子星の磁極に向けて降着する。磁極付近の降着流は、あるところで衝撃波を作る。この衝撃波面以降で、降着流は光学的に厚い高温プラズマを形成すると考えられている。その形状が磁極の上方にのびる柱状であることから、これを「降着柱」と呼ぶ。高温の降着柱からは、X 線が放射される。一般に、中性子星の回転軸と磁軸は一致していないので、観測者からはこの降着柱が回転に伴い見え隠れすることになり、これが X 線パルスとして観測される。

降着駆動型 X 線パルサーの放射スペクトルの特徴について述べる。図 1 は、代表的な降着駆動型 X 線パルサー Hercules X-1 (Her X-1²) の X 線スペクトルである。Her X-1 の詳細については、§1.3 で触れる事とし、ここでは降着駆動型 X 線パルサー一般について述べる。降着駆動型 X 線パルサーの放射は降着

¹Anomalous X-ray Pulsar (AXP) や、Soft Gamma-ray Repeater (SGR) と呼ばれる天体は、この二種類のどれにも該当せず、中性子星の磁場のエネルギーそのものを原動力としていと考えられている。これらは、超強磁場の中性子星、すなわちマグネターであると考えられている。

²HZ Hercules, HZ Her と表記する

柱からの放射が支配的であり、スペクトル形はベキ関数に指数関数的なカットオフをかけた連続成分モデル (ECUT model) で表せることが良く知られている (White et al. 1983)。連続成分のカットオフ構造の中に、サイクロトロン共鳴散乱構造 (Cyclotron Resonance Scattering Feature, CRSF) を持つ X 線パルサーも存在する。サイクロトロン共鳴散乱とは、磁束密度が大きい環境下で、荷電粒子のラーマー運動の準位が量子化することで生じる現象である。サイクロトロン共鳴散乱は、観測的には、スペクトルの中に吸収構造として現れる。量子化されたラーマー運動の、プラズマ周波数の整数倍に相当する特定のエネルギー付近の光子が散乱を受けるためである。6.5 keV 付近には鉄原子に由来すると思われる輝線成分が存在している。約 1.5 keV 以下の低エネルギー側では、スペクトル形はベキ関数を超過している場合があり、このような構造を軟 X 線超過成分 (Soft Excess) と呼ぶ。Soft Excess は、X 線パルスの主成分、すなわちベキ関数成分からずれた位相で変動していることが知られており、降着柱とは起源を別にする成分ではないかと考えられている (Hickox et al. 2004)。このように、降着駆動型 X 線パルサーからの放射は、ベキ関数形の連続成分に様々な構造が加わり、複雑なスペクトルとなっている。しかしながら、全体を通して支配的な連続成分を説明する ECUT モデルは、観測結果を説明するために便宜的に持ち出されたもので、ベキ関数成分の由来やカットオフの原因は考察されていない。後に、正負の二種類のベキ関数を用いたモデル (NPEX model) が、正のベキ関数項に明確な意味を持たせたモデルとして提案された (Makishima et al. 1999)。しかし、これも、負のベキ関数成分については曖昧な説明にとどまっており、やはり経験的な部分を含んでいる。放射スペクトルの個々の特徴を調べる上で、基盤となっている連続成分に物理的な説明が伴っていないということは大きな問題である。

1.2 多温度黒体放射モデル

降着円盤からの多温度黒体放射モデルについて述べる。X 線天文では、多温度黒体放射は、ブラックホールの降着円盤からの放射を表すモデルに用いら

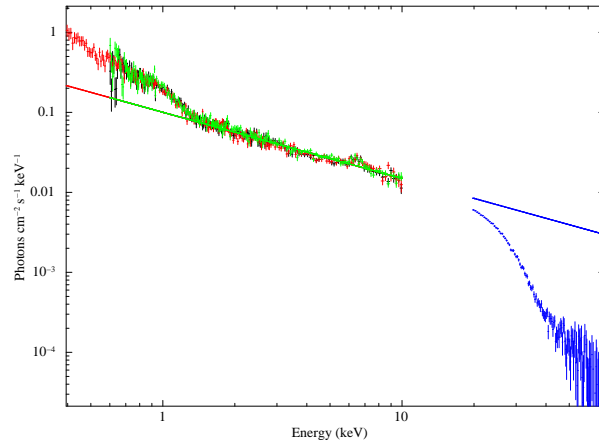


図 1: 降着駆動型 X 線パルサー Her X-1 のスペクトル。縦軸は 単位面積・時間・エネルギーあたりの光子数、横軸はエネルギー。主成分はベキ関数形をしており、高エネルギー側でカットオフがかかっている。30-40 keV 付近にはサイクロトロン共鳴散乱構造 (CRSF) がみられ、6.5 keV 付近には鉄元素に由来すると考えられる輝線構造がある。1.5 keV より低エネルギー側は、ベキ関数成分を超過している (Soft Excess)。

れる。ブラックホールの降着円盤では、物質はブラックホールの周りを回転しながら、時間をかけて徐々に落下して行く。落下のタイムスケールが大きいため、局所的に見ればエネルギーの収支がバランスしており、黒体放射をしていると考えられる。単位距離あたりに解放される重力エネルギーは重力源に近い程大きいので、降着円盤は内に向かう程高温になる。したがって、降着円盤は、温度が内から外に向かって勾配をもって連続的に分布するような黒体とみなすことができる。単一温度の黒体からの放射を、降着円盤の内縁温度 T_{in} から外縁温度 T_{out} まで積分する事で、多温度黒体放射のスペクトル形が得られる。

降着円盤からの多温度黒体放射を表す具体的なモデルについて述べる。降着円盤からの放射モデルとしては、X 線天文の分野では diskbb モデルが知られている (Mitsuda et al. 1984)。diskbb モデルは、光学的に厚く幾何学的に薄い、標準降着円盤を仮定している。モデルの中では、中心のブラックホールからの距離 r と降着円盤の温度 T が $T \propto r^{-p}$ ($p = 0.75$) という関係にあることを使っているが、実際はその

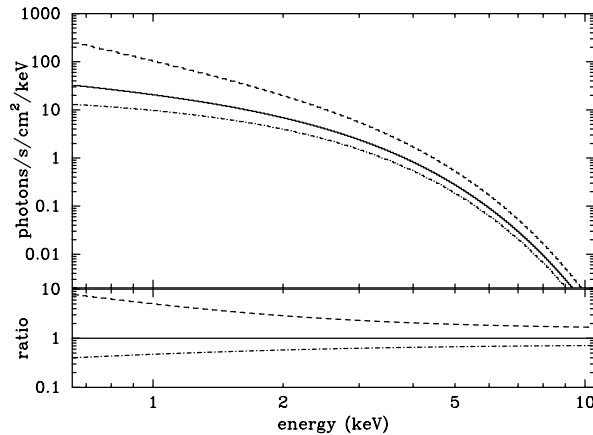


図 2: 多温度黒体放射モデルのスペクトル (Kubota et al. 2004)。中央の実線は $p=0.75$ 、すなわち diskbb モデル。その上の破線は $p=0.5$ のとき、下の一点鎖線は $p=1.0$ のときのもの。降着円盤内縁温度の T_{in} は、全て $T_{in}=0.8$ keV としている。

通りではないと考えられる。そこで、この温度勾配を表す定数 p を free parameter として、diskbb モデルよりも自由度を上げた diskpbb モデル (Kubota et al. 2004) が提案された。温度勾配を自由な変数とすることで、降着円盤の厚みが変化したりするような場合にも対応することができる。本研究で用いたのは、この diskpbb モデルである。図 2 は、diskbb および diskpbb モデルのスペクトルである。

1.3 Hercules X-1

新モデルの適用を試みるための試験的な解析対象には、代表的な降着駆動型 X 線パルサーである Hercules X-1 (Her X-1) を選んだ。ここでは、Her X-1 について述べる。Her X-1 は、強磁場中性子星と晩期型星との連星系で、構成からのガスが、Roche lobe を超えて中性子星に流れ込み、降着駆動型の X 線パルサーとなっている。Her X-1 は、パルス周期 (自転周期) 約 1.24 秒、連星系の公転周期約 1.7 日、このほか、降着円盤の歳差運動によると思われる 35 日の周期で、放射強度が変動する。35 日周期の中には main-on、short-on、low の三つの state がある事が知られている。Her X-1 は、明るい X 線パルサーで、過去に様々な研究がされ、よく調べられた天体である。

2 Methods and Observations

2.1 多温度黒体放射モデルの、降着柱への適用

中性子星の降着柱では、衝撃波面以降では落下のタイムスケールが大きいという点がブラックホールの降着円盤と共通しているため、降着円盤と同様の議論ができると考えられる。従って、降着柱は、中性子星に近い程高温になるような温度勾配を持つ多温度黒体をしているといえる。円盤と柱状という点では扱う物の形状は違うが、最終的に得られるスペクトル形は類似すると考えられる。実際に、図 2 に示すように、diskbb や diskpbb モデルはべき関数的な部分に高エネルギー側でカットオフがかかるような特徴を持っており、図 1 のような実際の観測データと共通している。多温度黒体放射を連続成分として用い、そこに輝線成分や吸収構造を加える事で、物理的にもっともらしい解釈を伴ったモデルを構築出来ると考えられる。

モデルおよび fitting 作業は、NASA が提供する X 線天文衛星のデータ解析ソフト、“XSPEC v12” の機能を使用した³。XSPEC 上のモデル構成は、cyclabs* (gaussian + diskpbb) とした。cycleabs は、CRSF の吸収構造を表すモデルで、gaussian は、6.5 keV 付近の鉄輝線構造を表す。初期値の参考には、過去の研究例 (Asami et al. 2014)、(Enoto et al. 2008) を参考にした。fitting に使用したエネルギー範囲は、1.5-70 keV とした。Soft Excess 構造は、降着柱とは別起源の放射である可能性があるため、今回の fitting 範囲からは外した。

2.2 「すざく」による Her X-1 の観測

今回解析したデータについて述べる。観測対象は、降着駆動型 X 線パルサー Hercules X-1 である。観測には、日本の X 線天文衛星「すざく」を用いた。「すざく」は、複数の検出器を組み合わせる事で、幅広いエネルギー帯域を同時に観測する事が出来るのが大きな特徴である。降着駆動型 X 線パルサーの連続成分

³ソフトとモデルの詳細は <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/> を参照

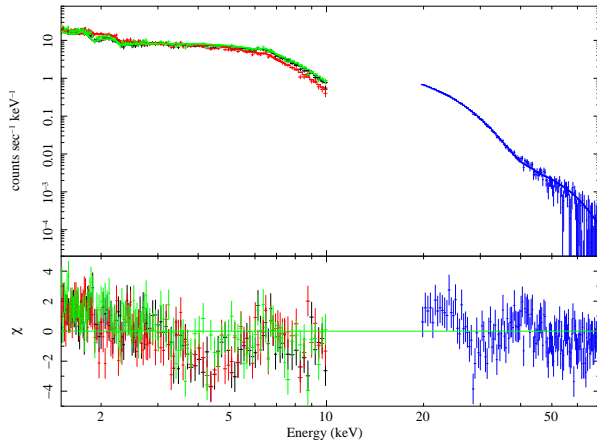


図 3: 連続成分に diskpbb を Her X-1 の観測データに適用した結果。縦軸は、単位時間・エネルギーあたりの検出器のカウント数、横軸はエネルギー。黒、赤、緑のデータ点はそれぞれ、XIS0、1、3 を表しており、青のデータ点は HXD PIN を表している。下段は、モデルとデータ点との残差を χ^2 のずれで表したものの。

は、1 keV 以下から 100 keV 付近にわたる広いエネルギー範囲で観測されるため、「すざく」を用いるのが適している。主に 0.4-10 keV の範囲を観測するのは、CCD 検出器 XIS (X-ray Imaging Spectrometer)、およそ 10-700 keV を観測するのは HXD (Hard X-ray Detector) である。XIS は、XIS0、XIS1、XIS2、XIS3 の、全部で 4 つの CCD カメラで構成されている。今回使用したのは、XIS0、XIS1、XIS3 の三つのデータである。HXD は、PIN 型半導体検出器と、GSO シンチレーターを組み合わせた構造になっており、今回は PIN 型半導体検出器 (HXD PIN) の X 線のデータを使用した。観測時刻および時間は 2008 年 2 月 21 日から 22 日にかけての 64 ksec で、観測時期は、Her X-1 の 35 日周期の変動のなかで最も明るい main-on state を狙った。

3 Results

図 3 は、「すざく」による Her X-1 の観測データに、連続成分を diskpbb としたモデルで fitting をした結果である。表 1 に、fit 結果のパラメータを示す。

表 1: Her X-1 のパルス平均スペクトルの fit 結果

成分	パラメータ	数値	備考
cyclabs	Depth0	1.74	
	E0	38.0 keV	
	Width0	11.0 keV	固定
	Depth2	1.7	固定
	width2	17.0 keV	固定
gaussian	LineE	6.5 keV	固定
	Sigma	0.23 keV	固定
	norm	2.08E-03	
diskpbb	Tin	11.9	
	p	0.76	
	norm	2.37E-02	

Reduced $\chi^2 = 1.9134$ for 477 degrees of freedom

4 Discussion

fit 結果は、Reduced $\chi^2 \simeq 1.9$ という、良く合っているとは言えない物であった。まだ初期値設定や固定パラメータの選び方などの調整が必要であると考えられる。また、fit 結果がうまく合っていないのは、連続成分として使った多温度黒体放射モデルの diskpbb は、あくまで円盤状の物体からの放射を仮定したモデルなので、降着柱からの放射に適用するためにはモデル自体に修正を加える必要があるためだと考えられる。しかし、既存のモデルを組み合わせただけで得られた結果としては、調整次第ではモデルとデータを十分に近づける事ができる可能性を示していると言える。

Reference

- N. E. White, et al., 1983, ApJ., 270, 711
- K. Makishima, et al., 1999, ApJ., 525, 978
- K. Mitsuda et al., 1984, PASJ, 36, 741, 759
- R. C. Hickox et al., 2004, ApJ, 614, 881, 896
- A. Kubota et al., 2005, ApJ, 631, 1062, 1071
- F. Asami et al., 2014, PASJ, 66, 44
- T. Enoto et al., 2008, PASJ, 60, 57, 68

マグネターのバースト現象とレーザー実験に実現する強い電磁場の非一様性に関する基礎的研究

矢田部 彰宏 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

マグネターは中性子星の中でも特に強い磁場を持つ天体である。マグネターは大規模なバースト現象を起こすことが観測されているが、バーストの理論的な説明はされていない。本研究の目的は強い磁場における量子電気力学的な過程を踏まえた視点からバーストを説明することである。量子電気力学の観点からバースト現象を扱った先行研究では、強い電磁場の非一様性がバーストにとって重要であると考えられている。

しかし、非一様な強い電磁場を扱った研究はほとんどされていない。そのため、マグネター周辺における電磁場の非一様性を扱うための準備として、本発表では地上の実験で実現するレーザー実験を扱って、電磁場の非一様性を議論する。具体的には、強い平面電磁波中を進行する摂動の電磁波がどのような振る舞いをするか、ということ扱う。

1 マグネターと強い電磁場の物理

マグネターは恒星の進化の最終形態のひとつである中性子星のうちで特に磁場が強いものをいう。中性子星の一般的な磁場の強さは 10^{12}G ほどであるが、マグネターは 10^{15}G ほどの磁場を伴うものも観測されている。観測では、マグネターは軟ガンマ線リピーター (soft gamma-ray repeater; SGR) または異常 X 線パルサー (anomalous x-ray pulsar; AXP) として観測される。SGR は軟ガンマ線や X 線を大規模に放出するバースト現象を起こすことが観測によって知られている。このバースト現象によって放出されるエネルギーは最大で 10^{44-46}erg とされており、この規模はガンマ線バースト ($\sim 10^{54}\text{erg}$) や超新星爆発 ($\sim 10^{53}\text{erg}$) に次ぐ、宇宙でも非常に大きな規模の爆発現象である。バースト現象の原因は、SGR 自体に伴う強い磁場であると考えられている。また、AXP はそれだけで X 線を放出するパルサーである。X 線を放出するパルサーは、通常を連星系をなしており、伴星からの質量の降着により、X 線を放出するが、AXP には伴星が観測されないという点で”異常”である。マグネターは、普通の中性子星と同じように磁気双極子放射によって自転のエネルギーが散逸されると仮定し、周期 P と周期の変化率 \dot{P} を使って双極子磁場を見積もる。

マグネターほどの磁場の強さでは、電子のサイクロトロン運動エネルギーが、電子の静止質量エネルギーを超える。電子のサイクロトロン運動エネルギーが電子の静止質量エネルギーと等しくなる磁場の大きさを critical field (量子臨界磁場とも) とい、大きさは $B_c = 4.4 \times 10^{13}\text{G}$ である。critical field を超えるような磁場では強磁場中で特有な電子や光子に関する素過程が起こると理論的に考えられている。例えば、磁場により真空の屈折率が変化する真空偏極や 1 個の光子がよりエネルギーの低い 2 個の光子に分裂する光子分裂とよばれる物理過程が重要になる。強い磁場中の素過程自体は 40 年以上研究されているが、現在に至ってもそれぞれの過程の新しい表式が出るなど、強い磁場中の物理は古くて新しい分野である。

強い磁場の物理過程を扱うための研究方法は、理論的に求めることしかされていない。というのも強い定常的な磁場を実験装置では作ることができないためである。したがって、強い磁場における物理過程を理論によって考察し、どのような観測結果を与えるかを予言し、マグネターの観測によって確かめる、ということが強い磁場中の物理学を研究する方法のひとつである。

このように強い磁場中では、特有の物理過程が起こると考えられていて、マグネター周辺では、その物

理過程が起こると考えられるが、強い電場がある場合でもやはり特有の物理過程が起こると考えられる。それは例えば、対生成といって、真空から電子と陽電子の対が生成する。これは不確定性関係 $\Delta t \Delta E \sim \hbar$ により、非常に短い時間のスケールで発生した仮想の電子と陽電子の対が、強い電場によって反対方向に引き離されることによって生じると考えられている。電場における critical field は $E_c = 1.6 \times 10^{19}$ V/cm である。

強い電磁場中では、このように特有の物理過程が起こると考えられているので、マグネターが起こす現象を研究するためには、強い磁場中の物理を研究することは重要である。本研究では、マグネターが引き起こすバースト現象を解明することを目標としている。マグネターのバースト現象がどのようにして起こるかはいまだに解決されていない問題であるが、解決すべき事柄は大まかに二つある。それは、バーストのエネルギーをどのように生み出すか、というエネルギーの生成過程と発生したエネルギーをどのようにして輻射に変換するか、というエネルギーの変換過程である。前者のエネルギー生成過程の例としては磁力線のつなぎ替えが起こる磁気リコネクションや、マグネターの変形のエネルギーが放出される星振はエネルギーの生成過程である。

本研究では、後者のエネルギーの変換過程を扱う。強い電磁場の量子電気力学を用いて、エネルギーの変換過程を議論した先行研究に (Heyl and Hernquist 1998), (Heyl and Hernquist 2005) がある。この先行研究では、エネルギーの変換過程によって生じた電磁波が一様な強い磁場中を伝播し、その電磁波が衝撃波生じること (図 1) を考える。その後、電磁波の衝撃波のエネルギーが散逸することによって生成した電子と陽電子の火の玉からの輻射によってエネルギーの変換過程を説明しようとしたモデルである。

2 方法:Proper Time Method

通常量子電気力学を扱うときには、電磁場が弱いとして結合定数 e に関する摂動展開によって、問題に取り組むことが一般的である。しかし、強い電磁場が存在する場合の量子電気力学の場合は電磁場が強

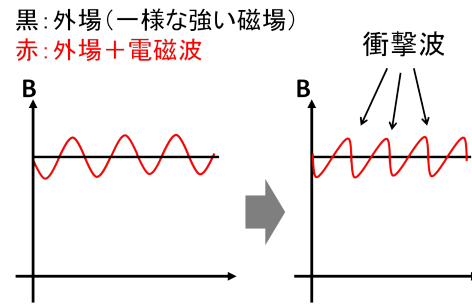


図 1: 磁場中の電磁波が衝撃波を生じる模式図

いために摂動展開によって問題を取り扱うことができない。そのため、電磁場を厳密に含める方法が必要である。強い電磁場中の量子電気力学を扱うときに使われる方法に Proper Time Method (J. Schwinger 1951) がある。Proper Time Method は電磁場中のフェルミオンのプロパゲータを求めるときに電磁場に関する摂動展開を行わずに、厳密に電磁場を含めて解くための方法である。フェルミオンとは例えば電子のことであり、本研究では電子のみを考える。また、プロパゲータとは散乱反応の素過程を考えるとときに現れる、素過程における電子の伝播を示す関数のことである。

電荷 e の電子のプロパゲータを Proper Time Method を用いて求める。電子が x'' から x' に伝播することを表すプロパゲータ $G(x', x'')$ が満たす式は、

$$[\gamma^\mu (i\partial_\mu - eA_\mu(x)) - m\mathbf{1}]G(x', x'') = \delta(x' - x'') \quad (1)$$

である。 $G(x', x'')$ を演算子 G の行列要素と考えると、

$$(\gamma \hat{\Pi} - m\mathbf{1})G = \mathbf{1} \quad (2)$$

ただし、 $\hat{\Pi}_\mu = \hat{p}_\mu - eA_\mu$ である。プロパゲータを解くために、 G を形式的に分数で表したのちに積分表示する。

$$\begin{aligned} G &= \frac{1}{\gamma \hat{\Pi} - m\mathbf{1}} \\ &= (-\gamma \hat{\Pi} - m\mathbf{1}) \\ &\quad \times i \int_0^\infty ds \exp[-i(m^2\mathbf{1} - (\gamma \hat{\Pi})^2)s] \quad (3) \end{aligned}$$

このとき、 s を Proper Time といい、指数の部分量子力学における時間発展演算子とみなす。

Proper Time Method を使うとラグランジアンは

$$\mathcal{L}^{(1)} = \frac{i}{2} \int_0^\infty ds \frac{1}{s} e^{-im^2 s} \text{tr} \langle x(s)|x(0) \rangle \quad (4)$$

と表される。このとき表式の中の確率振幅は

$$\langle x(s)|x(0) \rangle = \langle x(s)|e^{-i\{\hat{H}(s)\}s}|x(0) \rangle \quad (5)$$

と表される。これを解くためには $\hat{\Pi}(s)$ を $\hat{x}(s)$ と $\hat{x}(0)$ で表す必要がある。 $\hat{x}(s)$ と $\hat{\Pi}(s)$ はハミルトニアン $\mathcal{H} = -(\gamma\hat{\Pi})^2$ によって proper time s が発展するので、 \hat{x} と $\hat{\Pi}$ は運動方程式

$$\frac{d\hat{x}^\mu(s)}{ds} = 2\hat{\Pi}^\mu(s) \quad (6)$$

$$\frac{d\hat{\Pi}^\mu(s)}{ds} = 2eF^\mu{}_\nu(s)\hat{\Pi}^\nu(s) + ie\frac{\partial F^\mu{}_\nu(s)}{\partial x_\nu} + \frac{1}{2}e\sigma^{\rho\sigma}(s)\frac{\partial F_{\rho\sigma}(s)}{\partial x_\mu} \quad (7)$$

を満たす。 $\sigma^{\rho\sigma}$ はガンマ行列の交換関係である。この σ 行列は縮約をとる電磁場によって形が変わる。また、 $\sigma^{\rho\sigma}(s)$ と引数の s が書かれているのは、 Proper Time の時間発展によるもので

$$\sigma^{\rho\sigma}(s) = e^{i\frac{1}{2}s\sigma F} \sigma^{\rho\sigma} e^{-i\frac{1}{2}s\sigma F} \quad (8)$$

と表される。その後、演算子 \hat{x} と $\hat{\Pi}$ の時間発展を解けば確率振幅 $\langle x(s)|x(0) \rangle$ を求めることができ、ラグランジアンを求めることができる。このように Proper Time Method は場の量子論の問題を量子力学の時間発展の問題に落とし込むことによって解く方法である。

演算子の運動方程式が解ければ有効作用を求めることができるが、(7) の右辺の中に $\hat{\Pi}$ 以外にも s に依存する F や \hat{x} があるので任意の電磁場に対して解けるわけではない。厳密に解けているのは、電磁場が一様で時間変化しない場合か、平面波で表される場合だけである。

しかし、一定な磁場中に摂動の電磁波が存在する場合に関しては解かれている (S. L. Adler 1971)。本研究では、強い平面電磁波中に摂動の電磁波が存在する場合に関して解く。

3 平面電磁波のみ場合

平面波での Proper Time Method を考える。ここでの平面波というのは、電磁波の単色平面波のこと

で電場と磁場の振幅が等しいものを考える。電磁場のテンソルは

$$F_{\mu\nu} = f_{\mu\nu}F(\xi), \quad \xi = n_\mu x^\mu \quad (9)$$

で表されるとする。このとき、波数ベクトル n_μ はヌルベクトル

$$n_\mu n^\mu = 0 \quad (10)$$

である。この場合は運動方程式 (7) が、保存量

$$C^\mu = f^\mu{}_\nu \hat{\Pi}^\nu(s) - e f^2 n^\mu A(\xi(s)) \quad (11)$$

$$(12)$$

によって書き換えられることができ、

$$\frac{d\hat{\Pi}^\mu(s)}{ds} = \frac{d}{d\xi} \left[2eA(\xi(s))C^\mu + e^2 f^2 n^\mu A^2(\xi(s)) + \frac{1}{2}e\sigma^{\nu\lambda} f_{\nu\lambda} n^\mu F(\xi(s)) \right] \quad (13)$$

となる。ただし、 $F = \frac{dA}{d\xi}$ と表せる。これと運動方程式 (6) によって、 $\hat{\Pi}$ を $\hat{x}(0)$ と $\hat{x}(s)$ で表すことができる。結果は、

$$\langle x(s)|x(0) \rangle = \frac{1}{i(4\pi)^2 s^2} \times \exp \left[-\frac{i}{2}e\sigma_{\rho\lambda} f^{\rho\lambda} \exp(-i\omega\xi)s \right] \quad (14)$$

となる。さらに $F_{\mu\nu} = 0$ のとき $\mathcal{L}^{(1)} = 0$ となるので、指数の部分が変化し、ラグランジアン量子補正は

$$\mathcal{L}^{(1)} = \frac{i}{32\pi^2} \times \int_0^\infty ds \frac{1}{s^3} e^{-im^2 s} \text{tr} \left[-\frac{ie}{2} s \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right] \quad (15)$$

となる。

4 平面電磁波に摂動を加えた場合

先程と同様に演算子の運動方程式を考える。強い電磁波 $F^\mu{}_\nu = f^\mu{}_\nu F(\xi(s))$ ($\xi = n^\mu \hat{x}_\mu$) と弱い電磁

波 $G^\mu{}_\nu = g^\mu{}_\nu G(\eta(s))$ ($\eta = k^\mu \hat{x}_\mu$) が存在する系を考
える。

$$\frac{d\hat{x}^\mu(s)}{ds} = 2\hat{\Pi}^\mu(s) \quad (16)$$

$$\frac{d\hat{\Pi}^\mu(s)}{ds} = 2ef^\mu{}_\nu F(\xi(s))\hat{\Pi}^\nu(s) + \frac{1}{2}e\sigma^{\nu\lambda}F'(\xi(s))f_{\nu\lambda}n^\mu + \Phi^\mu(s) \quad (17)$$

$$\Phi^\mu(s) = 2eg^\mu{}_\nu G(\eta(s))\hat{\Pi}^\nu(s) + ieg^\mu{}_\nu k^\nu G'(\eta(s)) + \frac{1}{2}e\sigma^{\nu\lambda}G'(\eta(s))g_{\nu\lambda}k^\mu \quad (18)$$

ただし、 $\Phi^\mu(s)$ は弱い電磁波による Proper Time の
時間発展を表す項である。これを解くと先ほどの保
存量 C^μ は Proper Time に依存して変化し

$$C^\mu(s) = C^\mu(0) + \int_0^s f^\mu{}_\nu \Phi^\nu(t) dt \quad (19)$$

のようになる。これにより $\hat{\Pi}$ の表式が変化する。

今、我々がほしいものは、 $\Gamma^{(1)}$ を電磁場の作用の
量子補正、 a を強い平面電磁波の場、 b を摂動の電磁
波の場とすると、

$$\left. \frac{\delta\Gamma^{(1)}[A]}{\delta A} \right|_{A=a+b} = ie\text{Tr}(\gamma^\mu G(x, x)) = \int d^3x \langle 0|j^\mu(x)|0 \rangle \quad (20)$$

のように表されるものである。最後の式は、今回求
めるものがカレントであることを表して、実際
オイラー・ラグランジュ方程式を書き下してみると、

$$0 = \left. \frac{\delta\Gamma[A]}{\delta A} \right|_{A=a+b} = \square A_\mu + \left. \frac{\delta\Gamma^{(1)}[A]}{\delta A^\mu} \right|_{A=a+b} \quad (21)$$

のように表されるので、カレントであることがわか
る。

プロパゲータ G の Proper Time による積分表示に
よってこのカレントの期待値を表すと、

$$\begin{aligned} & \langle 0|j^\mu(x)|0 \rangle \\ &= \frac{e}{2} \int_0^\infty ds e^{-im^2 s} \\ & \times \text{tr} [\langle x(s)|\Pi^\mu(s) + \Pi^\mu(0)|x(0) \rangle \\ & - i\sigma^{\mu\nu} \langle x(s)|\Pi_\nu(s) - \Pi_\nu(0)|x(0) \rangle] \quad (22) \end{aligned}$$

である。この式の中の $\hat{\Pi}$ を強い平面電磁波による
Proper Time 時間発展を解き、さらに、摂動の電磁

波に関しても強い平面電磁波による Proper Time 時
間発展を解くことが本研究において重要である。

この方法で解く場合、 $\hat{\Pi}(s)$ などの Proper Time で
それ以前の Proper Time ($0 \leq t \leq s$ となるような t)
による影響を無視できず、それに関する交換関係な
どが多数出てきて、摂動の平面電磁波の振動数が、考
えている系に対して無視できるような場合でしか求
められないことがわかった。これは強いレーザーと
振動数の低い可視光や電波などを衝突させることに
対応している。

5 将来の研究

現在の研究のカレントの期待値が求まれば、レー
ザー実験における結果の予想をすることができる。
今回の計算で求められるのは、レーザーによってで
きた強い平面電磁波の外場中を振動数の低い光が伝
播することによって、その光がどれほど真空偏極に
よって曲がるか、とか、外場との相互作用によってど
れほどの電子陽電子対が生成されるか、ということ
である。この問題自体は宇宙の問題ではなくて、む
しろ物理の問題であるが、これをマグネター周辺の
光がどのように伝播して、マグネターの像が歪むか、
という問題や、マグネターからの放射が強い磁場中
特有の物理過程で、どのように影響がでるか、とか、
その結果としての観測はどのようなものになるかを
研究したいと思っている。

Reference

- J. S. Heyl and L. Hernquist. 1998. Physical Review D 58, 043005
- J. S. Heyl and L. Hernquist. 2005. The Astrophysical Journal 618, 463
- J. Schwinger. 1951. Physical Review 82, 664
- S. L. Adler. 1971. Annals of Physics 67, 599
- K. Hattori and K. Itakura. 2013. Annals of Physics 334, 58

「すぎく」衛星による MAXI J1659-152 の広帯域 X 線スペクトル解析

宮崎 直人 (首都大学東京大学院 理工学研究科)

Abstract

ブラックホール (BH) 連星では伴星からの物質供給が起こり、降着物質が獲得した重力エネルギーが X 線として解放される。その放射は主に降着円盤からの熱的な成分と、BH 周辺のコロナからのコンプトン放射による連続成分から構成される。前者が優勢のときをソフト状態、後者が優勢のときをハード状態と呼ぶ。MAXI J1659-152 は国際宇宙ステーションに設置された全天 X 線監視装置 (MAXI) によって 2010 年 9 月 25 日に発見された BH 候補天体である。その後数日間の内に次々に追観測が行われた。「すぎく」衛星でも 9 月 29 日から 10 月 1 日の間に 3 回観測が行われた。MAXI による長期間の変動の観測により、発見当初この天体はハード状態であり、「すぎく」衛星での観測時はハード状態からややソフトな状態に向かいつつある過渡期であると考えられる。我々はこの「すぎく」衛星のデータの解析を行った。姿勢の補正、パイルアップの処理、テレメトリ欠損と統計を考慮したデータ選別の最適化を行い、 ~ 0.7 keV から ~ 200 keV までのエネルギースペクトル、ライトカーブ、パワースペクトルを得た。広帯域のエネルギースペクトルは、どの観測においても概ねハード状態の典型的なモデル (円盤モデル+熱的コンプトン) で再現できた。また、3 日間のパワースペクトルから QPO 周波数の変化と天体のハードネスの変化の関係を見つけることができた。

1 Introduction

銀河系内に存在する恒星質量 BH はこれまでに銀河系内に 50 個程度発見されている。BH そのものを光で観測することはできないが、恒星や白色矮星等と連星を成している Black hole X-ray binaries (BHXB) では伴星から物質の供給が起こり、回転しながら薄い円盤状になって落ち込んでいく。この降着円盤は標準モデルでは光学的に厚く、幾何的に薄いとされ、そこからの放射のスペクトルは温度に依存した黒体放射で表される。一方 BH の内縁部周辺にはコロナと呼ばれる、 ~ 100 keV 程度の高温で密度の低い電子雲が広がっており、降着円盤から出た光子はこのコロナで散乱、加速されて数百 keV という硬 X 線領域まで到達する。この逆コンプトン散乱によるスペクトルはべき 1.4-2 程度の冪関数で表される。BHXB ではアウトバーストと呼ばれる突発的な増光現象や数日のうちにハードネスが大きく変化する現象がみられる。円盤からの放射が支配的な軟 X 線優勢で明るい状態をソフト状態、コロナからの放射が支配的な硬 X 線優勢で暗い状態をハード状態と呼ぶ。

MAXI J1659-152 は MAXI が発見した恒星質量 BHXB の候補天体である。2010 年 9 月 25 日に発見

された後、RXTE、*Swift*、*XMM-Newton*、「すぎく」で次々と追跡観測が行われた。観測は X 線だけでなく、*Swift*/UV Optical Telescope (UVOT) や ESO/Very Large Telescope (VLT) で UV や可視光での観測も行われた。MAXI J1659-152 の時間変動の解析から以下のことが示唆されている。(E.Kuulkers et.al. 2013) 軌道周期は発見されている BHXB 中最短の ~ 2.4 時間であり、これは連星が銀河面から 2.4 ± 1.0 kpc と比較的離れた所に位置していることと関係していると考えられている。ディップの様子から降着円盤の傾斜角 (円盤の法線と視線のなす角) は $65-80^\circ$ である。伴星は $0.15-0.25 M_\odot$ 、 $0.2-0.25 R_\odot$ の M5 型矮星である。

本研究では MAXI J1659-152 の「すぎく」衛星のデータについて主にエネルギースペクトルの解析を行った。「すぎく」での観測時、この天体はハードからソフトへと移行する中間である、Intermediate と呼ばれる状態であった。

2 Data Processing

2010 年 9 月 29 日から 10 月 1 日の 3 日間にわたって「すぎく」衛星で取得されたデータを解析した。「すぎく」衛星搭載の検出器は XIS、HXD-PIN、HXD-GSO の 3 つでそれぞれのエネルギー帯域は 0.4-12 keV、10-70 keV、40-700 keV である。XIS は 0.8-10 keV、HXD は X 線バックグラウンド (NXB) に対して天体からの信号が 1% 以上となる 200 keV 以下を使用した。ただし、検出器や望遠鏡の応答が合わない 1.7-1.9 keV、2.1-2.3 keV、42-50 keV は除いた。また、XIS では半径 4 分角の円から中心の 1-1.5 分角取り除いた領域を使用した。これは天体が明るい場合 CCD が検出限界を超えてしまい正しく光子をカウントできない、パイルアップと呼ばれる現象の影響を軽減するためである。なお、XIS の観測モードは、1,2 日目が 1/4 window normal mode、3 日目が 1/4 window burst mode である。そのため、3 日目の観測の統計が他 2 日間に比べて良い。また、衛星の姿勢のずれとみられる変動があったためこれをツールで補正した。解析には HEADAS version 6.15 を使用した。

3 Results

3.1 Power Spectrum

図 1 は 3 日間の 10-20 keV のパワースペクトル、図 2 は 3 日間のスペクトルを適当なモデルでフィットし、モデルとの比をとったものである。図 1 から 1 日目の準周期的振動 (QPO) のピーク周波数が他 2 日間と比べて小さいことがわかる。また、図 2 を見ると 1 日目 (黒線) のスペクトルが 5-30 keV あたりにかけて 10% 程度卓越している。ハードネスと QPO の周波数の関係はこれまでも示唆されてきたが、その物理的要因はまだ解明されていない。

3.2 Spectrum Analysis

3 日間のデータのうち最も統計の良い 3 日目のデータを中心にフィッティングを行った。スペクトルはハード状態の BHBX の代表的な 黒体放射 + 熱的コ

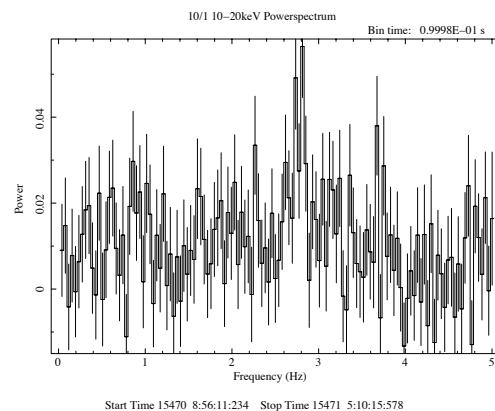
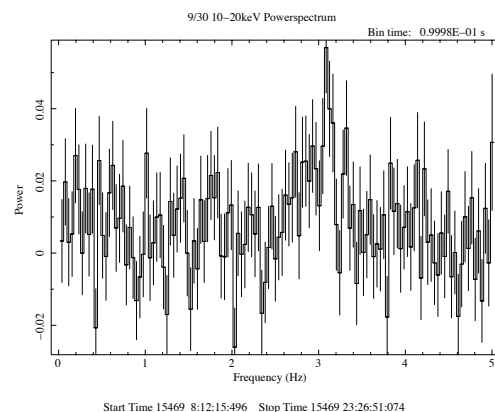
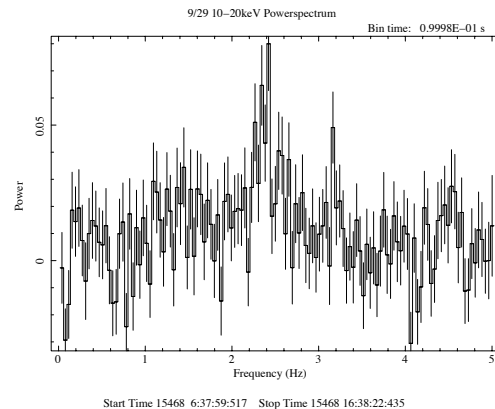


図 1. 10-20 keV のパワースペクトル. 左上が 1 日目, 右上が 2 日目, 下が 3 日目である. ピークの位置はそれぞれ 2.4, 3.1, 2.9 Hz である.

ンプトンのモデルでフィットを行った。このような状態を再現する diskbb + cutoffpl、これに星間吸収をかけた TBabs * (diskbb+cutoffpl) というモデル

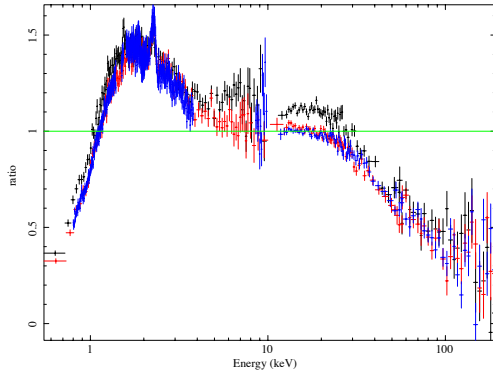


図 2. 3 日間のスペクトルの比. 黒線が 1 日目, 赤線が 2 日目, 青線が 3 日目.

を使用した. フィットの結果を図 3、パラメータを表 1 に示す.

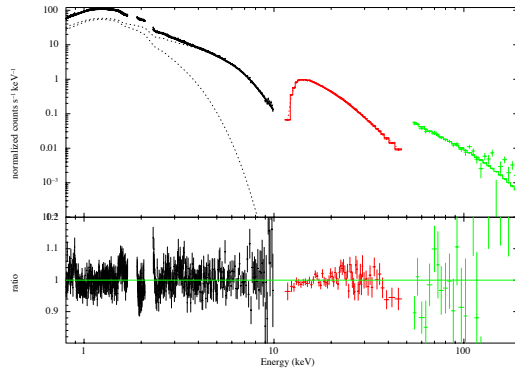


図 3. 関数モデルによるフィットの結果. 上段はデータ, 下段はモデルとの比である.

表 1. 図 3 のフィットで得られたパラメータ. nH, T_{in}, Γ はそれぞれ星間吸収, 最内縁温度, 及びべきである.

nH (10^{22})	T_{in} (keV)	Γ	Cutoff (keV)
$0.29^{+0.006}_{-0.005}$	$0.51^{+0.007}_{-0.006}$	$1.99^{+0.01}_{-0.01}$	$67^{+3.7}_{-3.5}$

このような簡単なモデルでも 100 keV あたりまでよくフィットできた. χ^2/dof は 879.8/578 であった.

続いて, より複雑なモデルを使ってフィットを行った. ここでは円盤温度, コロナの電子温度と光学的

深さ, 反射成分を考慮した compPS モデルを使用した. 上記のモデルとの違いは, こちらは物理的描像を取り入れているという点である. 実際にフィットに用いたモデルは compPS にもう一つ円盤 (直見え円盤) を加えた, TBabs * (diskbb + compPS) である. 2つの円盤の温度は一致するようにし, 傾斜角は E.Kuulkers et.al. (2013) に従って $65-80^\circ$ に固定した. χ^2/dof は 1% の systematic error を含めて 782/575 であった. フィットの結果を図 4、パラメータを表 2 に示す.

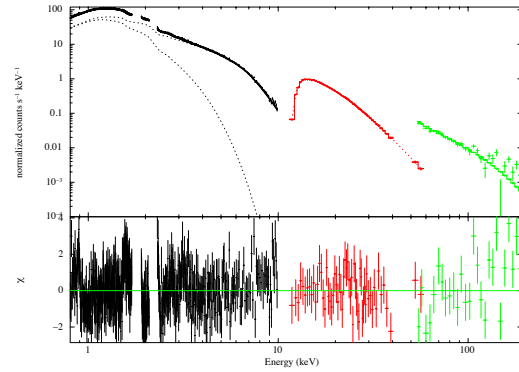


図 4. 物理モデルによるフィットの結果. 上段がデータ, 下段がモデルの残差である.

4 Discussion

それぞれのモデルの norm から BH の内縁半径 R_{in} を求めることができる. norm と R_{in} [km] の関係は,

$$\text{norm} = \left(\frac{R_{in}}{D} \right)^2 \cos\theta \quad (1)$$

で与えられる. ここで D は天体までの距離 [単位: 10kpc] である. E.Kuulkers et.al. (2013) に従い, $D \sim 8.6$ kpc とする. diskbb, compPS の norm からそれぞれ R_{in} を求めると, 132km, 127km となる. これは恒星質量 BH には大きすぎる値である. パラメータをより精密に定めていく必要がある.

前節では 3 日目の解析結果のみを述べたが, フィットの結果, 3 日間で電子温度の継続的な減少がみられ

表 2. 図 4 のフィットで得られたパラメータ. 左から, 吸収, 内縁温度, diskbb の norm, 電子温度, 光学的深さ, 傾斜角, 反射成分の大きさ, compPS の norm を表す.

nH (10^{22})	T_{in} (keV)	norm1	kTe (keV)	τ	cosInc(deg)	rel-refl	norm2
$0.25^{+0.007}_{-0.007}$	$0.47^{+0.009}_{-0.009}$	4745^{+539}_{-610}	$38.9^{+7.23}_{-6.33}$	$1.5^{+0.18}_{-0.39}$	0.200	0.577	4352^{+875}_{-764}

た。これは天体のハードネスの変化に関係していると考えられる。

表 3. 3 日間の電子温度の変化.

	kT_e (keV)
1 日目	$52.1^{+10.0}_{-8.9}$
2 日目	$48.5^{+6.2}_{-12.5}$
3 日目	$38.9^{+7.23}_{-6.33}$

5 Conclusion

「すぎく」衛星の取得した MAXI J1659-152 のデータの解析を行い、ライトカーブ、パワースペクトル、広帯域の X 線スペクトルを得ることができた。3 日間のパワースペクトルの比較から、ハードネスと QPO 周波数の関係を発見することができた。200 keV までのスペクトルは関数モデルと物理的モデルの両方でよくフィットできたが、個々のパラメータについてはもう少し精査する必要がある。

Reference

E.Kuulkers et.al. 2013, arXiv:1204.5840

ブラックホール連星の短時間での X 線スペクトル変動

水本 岬希 (宇宙科学研究所 / 東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

1971 年に Cyg X-1 から 1 秒以内の X 線の光度変化が検出されて以来、ブラックホール連星は X 線で短時間変動を示す天体として特徴付けられてきた。また、エネルギー分解能の向上により複数のブラックホール連星から青方遷移した吸収線が検出され、ブラックホール周辺から吸収体の放出 (アウトフロー) が起きていることが明らかになった。しかし、装置的な制約ゆえに、吸収線を検出できる高エネルギー分解能で X 線スペクトルの短時間変動を追った例は乏しい。

すざく衛星搭載の X 線 CCD カメラ XIS は、観測対象の明るさや時間変動に応じて観測モードを使い分けて観測を行っている。そのうちのひとつである Parallel-sum clocking (P-sum) モードでは、通常の観測モードでは 8 秒ごとにイベント付けされる場所、7.8 ミリ秒刻みでイベントを得ることができる。P-sum モードは通常モードとは異なる独自の較正が必要であったため、我々はまず P-sum モードの較正用観測データを網羅的に解析し、打ち上げ以来のエネルギースケールと分解能を決定した。この較正結果を踏まえて P-sum モードで取得されていたブラックホール連星 GRS 1915+105 のアーカイブデータを解析したところ、0.5–10 秒の時間スケールでは X 線スペクトル全体が変動しており、時間ビンが短いほど変動が激しいことが明らかになった。この結果は天体からの一次成分が 0.5 秒以下の変動をしていることを示している。一方で、X 線スペクトルは部分吸収により説明できるが、この部分吸収体は 0.5 秒より短い時間スケールで変動している可能性がある。

1 Introduction

ブラックホール連星は、世界初の X 線天文衛星「ウフル」によって Cyg X-1 から 1 秒以下の X 線変動が検出され、その後連星運動から質量に制限がつけられたことで、その存在が確実なものになった (e.g. Oda et al. 1971; Bolton 1975)。その後、X 線観測装置のエネルギー分解能の向上により吸収線の青方偏移が検出されたことで、ブラックホール連星からアウトフローが起きていることが明らかになった (e.g. Ueda et al. 1998, 2009)。だが、これらの検出器は時間分解能が低く、ブラックホール連星に特徴的な 1 秒以下の X 線変動を高エネルギー分解能で観測するのは装置の制約上非常に困難であった。

一方、活動銀河核 (Active galactic nucleus; AGN) 中心には $10^6\text{--}10^9 M_{\odot}$ 程度の超巨大ブラックホール (SMBH; super-massive black hole) があると考えられている。AGN の X 線スペクトルおよび光度変化を説明するモデルは複数あり、完全に決着がつかない問題であるが、SMBH 周囲での吸収体による部分吸収でスペクトル変動を説明することが出来る

ことが示されている (Miyakawa et al. 2012)。ここで、AGN の変動の時間スケールをブラックホール質量で規格化すると、ブラックホール連星における吸収体の変動の時間スケールはミリ秒程度となる。ゆえに、吸収線を検出できるだけの高いエネルギー分解能とミリ秒程度の変動を捉えられるだけの高い時間分解能を両立した X 線観測を行うことで、ブラックホール連星の変動における吸収体の影響を調べることが出来ると考えられる。

すざく衛星搭載の X 線 CCD カメラ X-ray Imaging Spectrometer (XIS) は、通常モードでは 1 フレームの電荷情報の読み出しに 8 秒かかるため、それより短い時間変動を捉えることが出来ない。しかし、XIS の観測モードの一つである Parallel-sum clocking (P-sum) モードでは、撮像領域において縦方向に複数列のイベントを加算して読み出すことで、縦方向の位置情報は失うかわりに、 $8/1024 = 7.8$ ミリ秒刻みでイベントの読み出しをすることが出来る。この観測モードを用いることで、CCD カメラの高いエネルギー分解能で秒スケール以下の短い時間変動を捉えることが可能となる。一方で、P-sum モードは

Spaced-row Charge Injection (SCI) 機能を用いることが出来ないため、宇宙線が CCD ヘダメージを与えることによる電荷転送効率の低下を軽減することが出来ず、通常モードと比べて経年劣化が著しく速い。そのため、P-sum モードは独自のゲインスケールや分解能の調査が必要であった。しかし、セグメント毎の経年劣化の様子が大きく異なるため較正線源情報を利用することが出来ないなどの理由により、P-sum モードの較正はあまり行われておらず、キャリブレーションデータベース (CALDB) はこれまで予備的なデータしか公開されていなかった。ゆえに、これまでに P-sum モードの時間分解能に着目したブラックホール連星の解析はあったものの、スペクトルの議論はされてこなかった (Yamada et al. 2013)。

そこで我々は、これまで P-sum モードで観測された較正用データを網羅的に解析し、打ち上げ以来のエネルギースケールと分解能を新たに決め直した。その後、この較正結果を用いて、ブラックホール連星 GRS 1915+105 のスペクトル変動の解析を行った。以下、これらの結果について報告する。

2 Instruments and Observations

解析を行うにあたり、まず P-sum モードのデータ較正を行った。較正には、P-sum モードで較正用観測が行われている超新星残骸 E0102-72 および Perseus 銀河団のスペクトルデータを用い、観測データが複数存在する XIS 0, 3 の Segment B, C のみを対象にした。本較正の結果は、2014 年 7 月 1 日付け以降の CALDB に反映されている¹。

作成した CALDB ファイルを用いて、すぎく衛星で取得されたブラックホール連星 GRS 1915+105 のアーカイブデータの解析を行った。使用したデータ (ID=402071010) は 2007 年 5 月に取得され、観測時間は 124 キロ秒、露光時間は 66 キロ秒である。XIS 0, 3 は P-sum モード、XIS 1 は通常モード (1/4 window + 0.1 sec burst) で観測された。P-sum モードのリプロセスは “Recipe for reducing XIS data

taken with the P-sum/timing mode”² に従って行い、両 XIS とも較正が行われている Segment B, C のデータのみを用いた。較正が不完全であるため、スペクトルフィットの際は `xspec` 上 `gain fit` コマンドを用いて補正を行った。P-sum モード、通常モードともにパイルアップの影響を防ぐために必要に応じて領域をくり抜いた。また、天体からの信号が十分強いためバックグラウンドの差し引きは行っていない。リプロセスの後に P-sum モードでのライトカーブを描いたところ、カウントが不自然に 0 に張り付いている箇所があることが明らかになった。これはテレメトリの飽和が原因であると考えられるため、GTI ファイルを作成し、カウントが不自然に 0 に張り付いている箇所を取り除いた。

3 Results

図 1 にライトカーブの一部を示す。P-sum モード観測が短い時間変動を捉えていることが見て取れる。図 2 に、XIS 1 で取得されたスペクトルを示す。単純なべき関数と吸収でスペクトル全体をフィッティングしたところ、7 keV 付近に残差が生じていることが分かる。以後、この構造に着目するため、4-10 keV のスペクトルのみを用いて解析を行う。

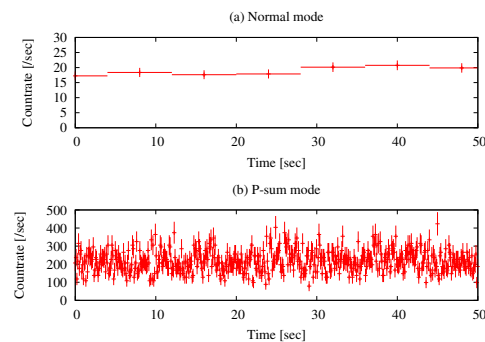


図 1: (a) 通常モード (XIS 1) と (b) P-sum モード (XIS 0 + XIS 3) で取得された GRS 1915+105 のライトカーブ。

時間変動に着目するため、difference variation function (DVF) 法 (Inoue et al. 2011) を用いてスペクトルの変動を調べた。具体的には、ある時間ビン Δt を設定し、 $2n\Delta t \leq t < (2n+1)\Delta t$ のカウン

¹リリースノートは以下のページに公開されている。
http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/caldb/doc/xis/caldb_update_20140624_README.pdf

²http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/analysis/xis/psum_recipe/Psum-recipe-20100724.pdf

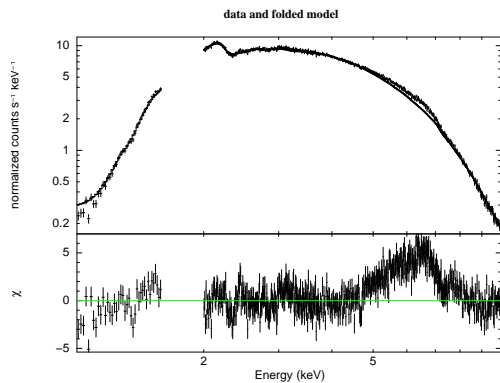


図 2: GRS 1915+105 の時間平均スペクトル (XIS 1)。モデルフィットは xspec 上で phabs * powerlaw を用いて、スペクトルの構造が見受けられる 5-8 keV は外してフィッティングを行った。

ト数と $(2n + 1)\Delta t \leq t < (2n + 2)\Delta t$ のカウント数を比較し、明るいフェーズと暗いフェーズを決定した (図 3)。次に、明るいフェーズを足上げたスペクトルと暗いフェーズを足上げたスペクトルを作成した。図 4 に、 $\Delta t = 1.02$ 秒とした時のスペクトルの比較、図 5, 6 に複数の Δt における明るいスペクトルと暗いスペクトルの比を示した。

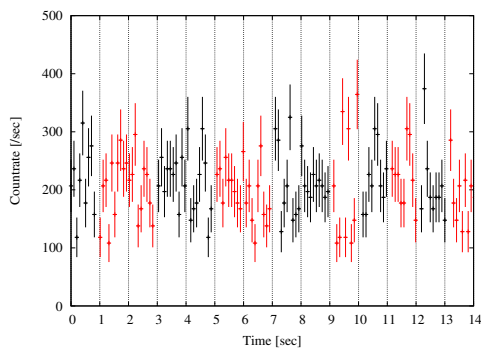


図 3: $\Delta t = 1.02$ 秒で DVF 法を用いた際のライトカーブの一部。黒が明るいフェーズ、赤が暗いフェーズを示している。

4 Discussion

4.1 スペクトルフィット

図 2 で示した通り、時間平均スペクトルにおいて 7 keV 付近にべき関数からの残差がある。このよう

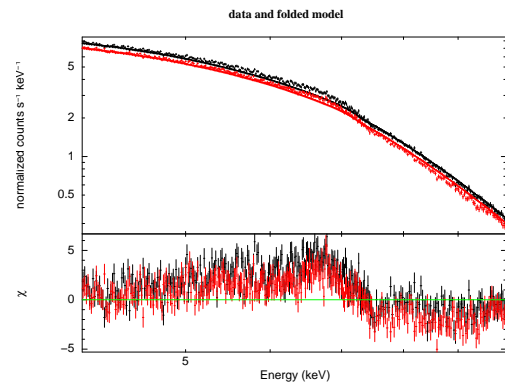


図 4: $\Delta t = 1.02$ 秒で DVF 法を用いた際のスペクトルの比較。黒が明るいフェーズ、赤が暗いフェーズを示している。モデルフィットは xspec 上で phabs * powerlaw * const を用いて行った。phabs は図 1 の値に固定した。

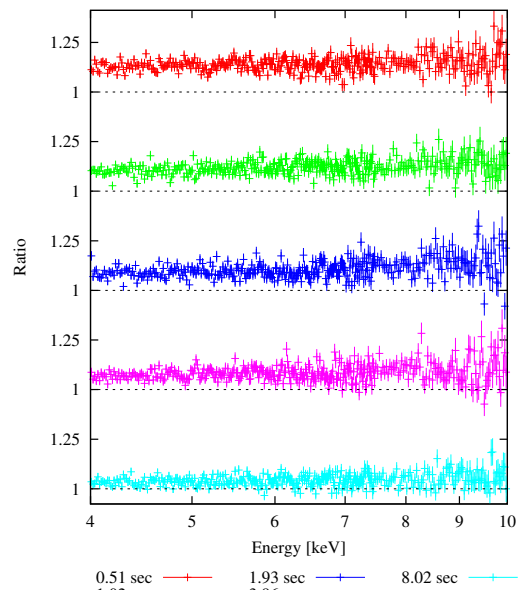


図 5: $\Delta t = 0.51, 1.02, 1.93, 3.96, 8.02$ 秒で DVF 法を用いた際の、明るいスペクトルと暗いスペクトルの比。

な「広がった鉄輝線のように見える構造」はブラックホール連星や AGN のいくつかに見えるものであるが (e.g. Blum et al. (2009))、部分吸収による鉄の吸収エッジによって作られているというモデルでスペクトルを説明可能であることを示した (図 7)。

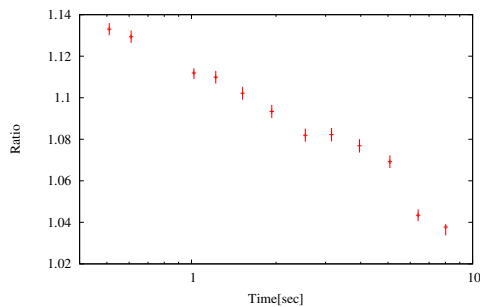


図 6: 光度変化の Δt 依存性。横軸に Δt 、縦軸に暗いスペクトルに対する明るいスペクトルの比を示している。縦軸のエラーバーは 90% 信頼区間。

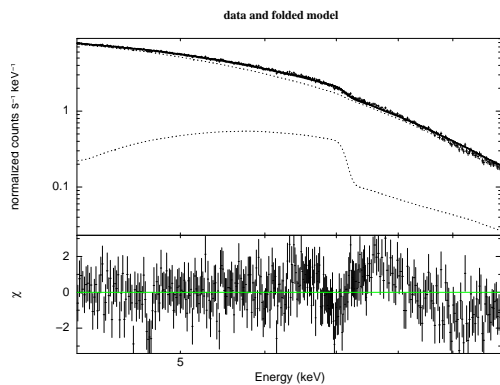


図 7: 部分吸収を入れた時のスペクトルフィット。柱密度 $N_H = 1.2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ の低電離吸収体が X 線源の 30% を覆い隠している。

4.2 時間変動

DVF 法を用いたスペクトル変動解析から、0.5–10 秒の時間スケールでは時間ビンが短くなればなるほど明るいスペクトルと暗いスペクトルの比が大きくなっていることが明らかになった (図 6)。これは、0.5–10 秒の間では短い時間スケールでの変動が激しいことを示している。一方で、スペクトル変動の要因が吸収体によるものであるとすると変動の振る舞いにエネルギー依存性が生じるはずであるが、変動のエネルギー依存性は小さく、鉄のエッジ構造は表れていない (図 5)。このことから、0.5–10 秒の間での時間変動は一次放射成分の変動、即ち X 線放射領域の固有の変動であると解釈することが出来る。

以上の議論により、鉄のエッジ構造を形成してい

るものは、変動をしていない、あるいは 0.5 秒以下もしくは 10 秒以上で変動をしているものであることが明らかになった。GRS1915+105 のスペクトル変動がセイファート銀河 MCG-6-30-15 のように吸収体の変動によるものとするならば (Miyakawa et al. 2012)、ブラックホール質量で規格化すると変動の時間スケールは 10 ミリ秒程度となり、今回調べた 0.5 秒より短い。今後の課題として、今回の解析よりもさらに短い時間スケールでの変動を調べていくことを考えている。

5 Conclusion

すぎく衛星 XIS 検出器の P-sum モードの打ち上げ以来のエネルギースケールと分解能を決定した。その較正結果を踏まえて、ブラックホール連星 GRS 1915+105 の P-sum モードでのアーカイブデータを解析した結果、以下の結論を得た。

1. スペクトルの形状は部分吸収による鉄エッジによって説明できる。
2. 0.5–10 秒の時間スケールでは、時間幅が短くなるほど変動が大きくなる。
3. 0.5–10 秒の間の変動は天体からの一次成分の変動であると考えられる。
4. 吸収体の変動の時間スケールは 0.5 秒より短いと予想される。

Reference

- Blum, J. L., Miller, J. M., Fabian, A. C., et al. 2009, ApJ, 706, 60
- Bolton, C. T. 1975, ApJ, 200, 269
- Inoue, H., Miyakawa, T., & Ebisawa, K. 2011, PASJ, 63, 669
- Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., et al. 1971, ApJ, 166, L1
- Miyakawa, T., Ebisawa, K., & Inoue, H. 2012, PASJ, 64, 140
- Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y., et al. 1998, ApJ, 492, 782
- Ueda, Y., Yamaoka, K., & Remillard, R. 2009, ApJ, 695, 888
- Yamada, S., Negoro, H., Torii, S., et al. 2013, ApJ, 767, L34

ブラックホール候補天体における熱伝導を考慮した明るいハードステート円盤のモデル

谷田部 紘希 (千葉大学大学院 理学研究科)

Abstract

ブラックホール候補天体には、高温かつ光度が低く光学的に薄いハードステート、低温かつ光度が高く光学的に厚いソフトステートという二つの状態が存在することが知られている。さらに、X 線観測から、ソフトステートとハードステートの間で相互に状態遷移が起きていることも知られており、明るいハードステートと呼ばれる、光度の高いハードステートが存在することが観測されている。この明るいハードステートの光度はエディントン光度の 10%程度であることも観測から知られている。熱平衡な定常解としてのこの明るいハードステートの存在を、理論モデルにより説明する、ということがモチベーションとなり本研究を行った。Abramowicz et al.(1995) による降着円盤の定常モデルでは、明るいハードステートに対応する熱平衡解が得られていなかった。これは、この領域では輻射冷却が粘性加熱を凌駕するためである。しかし、この定常解は、エネルギー方程式において熱伝導項を考慮せずに導かれたものである。高温の円盤コロナからの熱伝導が輻射冷却とつり合えば定常解が存在し得る。熱伝導を考慮した鉛直方向 1 次元定常解を求めた結果、ハードステートからソフトステートへ伸びる、新たな熱平衡解の存在を確認することができた。この新たな熱平衡解の光度がエディントン光度の 10%程度まで大きくなる可能性を示し、明るいハードステートを説明することができることを報告する。

1 Introduction

ブラックホールの周りにできる降着円盤には、ソフトステートとハードステートという二つの状態が存在することが一般的に知られている。ソフトステートは、光学的に厚く、幾何学的に薄い、光度の高い状態であるのに対して、ハードステートは、光学的に薄く、幾何学的に厚い、光度の低い状態であることも知られている。さらに、ブラックホールの周りの降着円盤の X 線観測から、この二つの状態の間で相互に状態遷移を行っていることが知られている。そして、光度がエディントン光度の 10%程度であるソフトステート (明るいハードステート) が存在することも知られている。

Abramowicz et al.(1995) による降着円盤の定常的な理論モデルでは、ソフトステートとハードステートの二つの解が存在することが示されている。しかし、この理論モデルでは熱伝導による効果を見逃している。本研究では、光学的に薄く幾何学的に厚い、ハードステートに対してこの熱伝導を考慮すること

により、明るいハードステートに相当する解の存在を示唆する結果を得ることができた。

2 Models

2.1 Assumption

円筒座標系 (r, ϕ, z) で定常軸対称を仮定する。動径方向は $r = 10r_s$ (r_s はシュバルツシルト半径) で固定し、鉛直方向の変化についてのみ考える。降着円盤は、光学的に薄く幾何学的に厚い、ハードステートを考える。輻射過程については、ハードステート円盤で優勢な制動放射のみを考える。さらに、 α 粘性を仮定し、粘性応力テンソルの $r\phi$ 成分がトータル圧力 p に比例すると仮定する。動径方向では、重力と遠心力が釣り合っていると仮定し、方位角方向についてガスがケプラー回転していると仮定する。さらに、Abramowicz et al.(1995) では考慮されていない熱伝導を本研究では考慮するが、鉛直方向の熱伝導のみを考慮する。

2.2 Basic Equations

質量保存方程式は

$$\dot{M} = -2\pi r v_r \Sigma \quad (1)$$

となり、 r, ϕ, z の各成分の運動方程式は、 ϕ 方向の運動についてケプラー回転を仮定すると

$$v_K = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (2)$$

$$v_r = -\frac{\alpha p}{\rho v_K} \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \Omega_K^2 z \quad (4)$$

となる。ここで、 α 粘性を仮定し、

$$t_{r\phi} = -\alpha p \quad (5)$$

とした。 $t_{r\phi}$ は粘性応力テンソルの $r\phi$ 成分である。エネルギー保存の方程式は、

$$\rho T \frac{DS}{St} = Q_{vis} - Q_{rad} - Q_{cond} \quad (6)$$

で、 Q_{vis} は粘性による加熱、 Q_{rad} は輻射による冷却、 Q_{cond} は熱伝導による加熱である。左辺の項は、移流による冷却であり Q_{adv} と表すと、

$$Q_{adv} + Q_{rad} + Q_{cond} - Q_{vis} \quad (7)$$

となる。各項はそれぞれ、

$$Q_{adv} = -\xi \frac{p}{r} v_r \quad (8)$$

$$Q_{vis} = \frac{3}{2} \alpha p \Omega_K \quad (9)$$

$$Q_{rad} = \kappa_{ff} \rho^2 T^{1/2} \quad (10)$$

$$Q_{cond} = -\frac{\partial F}{\partial z} \quad (11)$$

と表すことができる。 ξ は、 r 方向の微分を近似的に扱うために生じる 1 のオーダーのファクターである。今、光学的に薄い降着円盤を考えているので、輻射過程の中で光学的に薄い円盤において優勢な制動放射のみを扱い、上のように Q_{rad} と書いた。 Q_{cond} で現れる F は熱伝導フラックスで、

$$F = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dz} \quad (12)$$

として計算される。 κ_0 は 7.0×10^{-7} 、 κ_{ff} は 6.2×10^{20} である。状態方程式は、理想気体を仮定し

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T \quad (13)$$

とする。 μ は平均分子量で $1/2$ 、 R はガス定数で 8.31×10^7 である。

2.3 Initial Condition

前の節の基礎方程式を整理すると、

$$\frac{dF}{dz} = 3\alpha \Omega_K R \rho T - \xi \frac{4\alpha R^2 \rho T^2}{v_K r} - \kappa_{ff} \rho^2 T^{1/2} \quad (14)$$

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{F}{\kappa_0 T^{5/2}} \quad (15)$$

$$\frac{d\rho}{dz} = -\frac{\rho \Omega_K^2 z}{2RT} + \frac{\rho F}{\kappa_0 T^{7/2}} \quad (16)$$

となる。 $z = 0$ での F と T と ρ の値を決定する。対称性から、 $z = 0$ で $F = 0$ とする。

T と ρ の二つの初期値をパラメータとして、様々な場合について 4 次のルンゲクッタ法で積分し計算する。温度は、ハードステートからハードステート ($T > 10^9$) とソフトステート ($T \sim 10^7$) の間の状態についてを調べたいので、 $10^8 \sim 10^{11}$ で変化させる。密度についても同様に考えると、調べたい状態の密度が $10^{-2} \sim 10^{-6}$ に相当するので、この範囲内で変化させる。

3 Results

このモデルの数値計算において、ブラックホールの質量は $10M_\odot$ で固定し、エディントン降着率は $\dot{M}_{Edd} = 1.4 \times 10^{19} \text{gs}^{-1}$ である。粘性パラメータの α は 0.1 で固定する。

温度と密度の初期値をパラメータとして様々な場合を計算したが、その様々な場合の一例として、 $T = 1.0 \times 10^8$ 、 $\rho = 1.0 \times 10^{-4}$ を初期値としたときの密度と温度の変化を図 1 と図 2 に示す。この密度と温度での、 Q_{adv} 、 Q_{vis} 、 Q_{rad} 、 Q_{cond} それぞれの鉛直方向についての変化の図を示す。

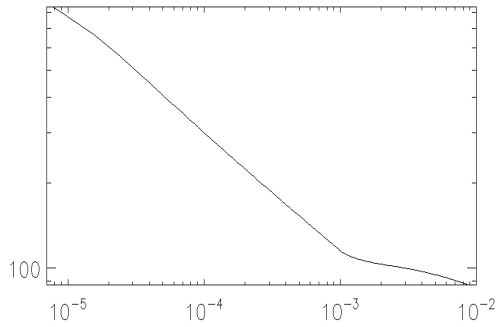


図 1: 鉛直方向の密度の変化 (縦軸: $\log \rho/10^{-7}$ 、横軸: $\log z/z_0$)

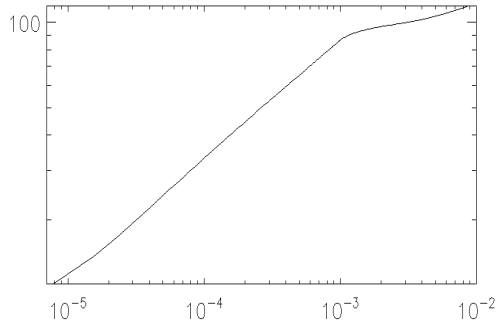


図 2: 鉛直方向の温度の変化 (縦軸: $\log T/10^7$ 、横軸: $\log z/z_0$)

密度と温度をパラメータとして計算したすべての場合について、

$$\dot{M} = -2\pi r v_r \Sigma \quad (17)$$

$$\Sigma = \int \rho dz \quad (18)$$

より、質量降着率と表面密度を計算し、 $\Sigma - \dot{M}$ 平面にプロットする。これをプロットした図を示す。

4 Discussion

図 1、図 2、の図から、高密度領域において

$$P \sim const. \quad (19)$$

$$Q_{cond} \sim Q_{rad} \quad (20)$$

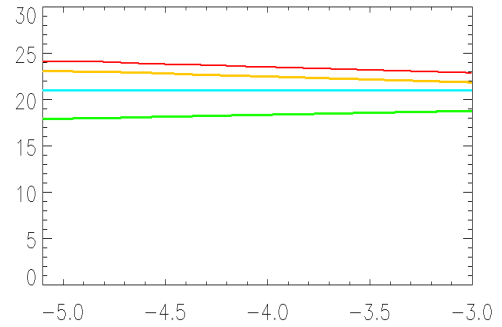


図 3: 鉛直方向についての加熱と冷却の変化 (縦軸: $\log Q$ 、横軸: $\log z/z_0$) : 赤: Q_{cond} 、橙: Q_{rad} 、青: Q_{vis} 、緑: Q_{adv}

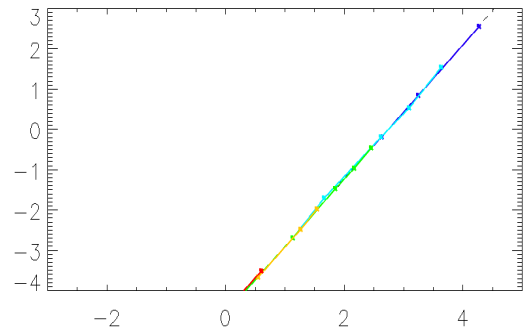


図 4: $\Sigma - \dot{M}$ (縦軸: $\log \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ 、横軸: $\log \Sigma$) : 直線の色は密度の違い、各点はその密度での温度の違いである。

となっていることがわかる。この二つの条件から数式を変形すると、

$$\log \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} = \frac{5}{3} \log \Sigma - 4.36 \quad (21)$$

という Σ と \dot{M} の間の関係式を得ることができる。この理論線を含めた $\Sigma - \dot{M}$ の図を示す。

計算結果と理論線が一致していることから、この部分に明るいハードステートが存在していることを示唆している。様々なパラメータで計算したが、この中にエディントン光度の 10% の光度に相当する部分が存在すれば、明るいハードステートの存在をこ

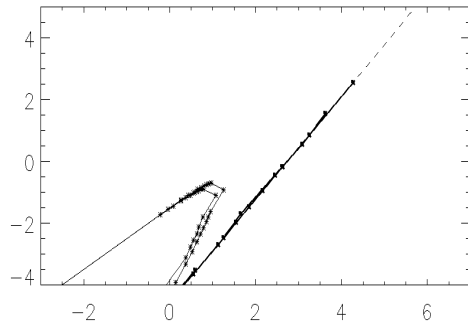


図 5: $\Sigma - \dot{M}$ (縦軸: $\log \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ 、横軸: $\log \Sigma$) : 直線の左側の図は Abramowicz et al.(1995) でも示されているハードステートである。点線は理論線を示している。

のモデルから示すことができたことになる。光度は

$$F_{rad} = \int \kappa_{ff} \rho^2 T^{1/2} \quad (22)$$

$$L = \int 2\pi r F_{rad} dr \quad (23)$$

として、計算することができる。光度を計算した結果、エディントン光度の 10%程度になる部分は、 $(\log \Sigma, \log \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}}) = (3.31, 0.94)$ の部分で、初期値は $\rho_0 = 5.0 \times 10^{-3.5}$, $T_0 = 5.0 \times 10^{9.5}$ の場合であった。

5 Conclusion

以上の結果から、このモデルから観測では発見されていたが、Abramowicz et al. (1995) では示されていないが、明るいハードステートの存在を示すことができる。しかし、このモデルでは時間発展を追っていないので安定か不安定かの議論は、現段階ではできない。さらに鉛直方向一次元での計算なので、動径方向も含めた二次元の時間発展を考慮したシミュレーションを行う必要がある。

Reference

Abramowicz et al. 1995. ApJ

超臨界降着の数値シミュレーション

小川 拓未 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M1)

Abstract

ブラックホールの降着円盤については様々なモデルで数々の数値シミュレーションがなされてきた。中でも最近注目されているのが超臨界降着流である。ブラックホールへの超臨界降着は ULX などエディントン光度よりも明るく輝く天体現象などのモデルの一つである。また大質量ブラックホールの形成モデルとしても注目されており、シミュレーションの重要性は更に上がってきている。

また、超臨界ブラックホールからの噴出流の特性は逆コンプトン散乱など様々な過程により観測量として我々の目に届くため、観測へのアプローチも期待されている。

そこで今回は国立天文台の大須賀氏のシミュレーションで確認された超臨界降着流の特異な性質、特に最近見つかった clumpy outflow について Takeuchi et al (2013) のレビューとして述べる。

1 Introduction

ブラックホールへの降着流は宇宙の多くの高エネルギー現象のモデルとなっている。宇宙の高エネルギー現象の解明にはブラックホールまわりのガスの運動の性質の解明が必須事項であると言える。

ブラックホール降着流の中でも近年注目されつつあるのは、エディントン降着量を超えた降着量を持つ超臨界降着流である。これは超大光度 X 線源 (Ultra-Luminous X-ray source, ULX) やマイクロクエーサー、潮汐破壊による突発的増光現象 (Tidal Disruption Event, TDE) など、エディントン光度より明るく光っている天体現象を説明する有力なモデルとして注目されている。また、超臨界降着流は超巨大ブラックホール形成において重要な役割を担うと考えられている。特に恒星質量ブラックホールから超巨大ブラックホールへの成長シナリオに置いては避けられないという指摘もある。

超臨界降着流および噴出流は本質的に 3 次元で非定常なプロセスであり、輻射と物質が複雑に相互作用をするため、そのダイナミクスの解明には数値シミュレーションによる研究が不可欠であり、日本のグループ (大須賀氏ら) を中心にそのような研究がされ始めている。

超臨界降着においては光度がエディントン光度に匹敵するほどまでに輻射が強くなるので大量のガスが輻射によって噴出流として吹き飛ばされる。円盤

から出た低エネルギーの光子が噴出流のガスとの逆コンプトン散乱により叩き上げられスペクトルを硬くするという報告もあり、噴出流の性質それ自体が非常に重要な役割を担っている。

今回レビューする論文 Takeuchi et al (2013) では超臨界ブラックホールの特に遠方の噴出流をターゲットにして広範囲高解像度の輻射流体シミュレーションが行われた。それにより噴出流の新たなタイプの構造が見えてきた。

2 Numerical Model

今回行われた数値シミュレーションは彼らの以前の研究 (Ohsuga et al (2009); Ohsuga & Mineshige (2011)) と同様、2 次元の輻射磁気流体シミュレーションである。

Ohsuga et al (2009) や Ohsuga & Mineshige (2011) とほぼ同じモデルでの計算であるが、唯一にして最大の違いはシミュレーション領域の広さである。以前の研究 (Ohsuga et al (2009); Ohsuga & Mineshige (2011)) では $2r_S \leq R \leq 105r_S, 0 \leq z \leq 103r_S$ であったが、今回は $2r_S \leq R \leq 514r_S, 2r_S \leq z \leq 514r_S$ の広域のシミュレーションである。グリッドの幅はそれぞれ、 $\Delta R = \Delta z = 0.4r_S$ となっている。これにより噴出流の構造を見ることが今回の狙いである。

3 Results

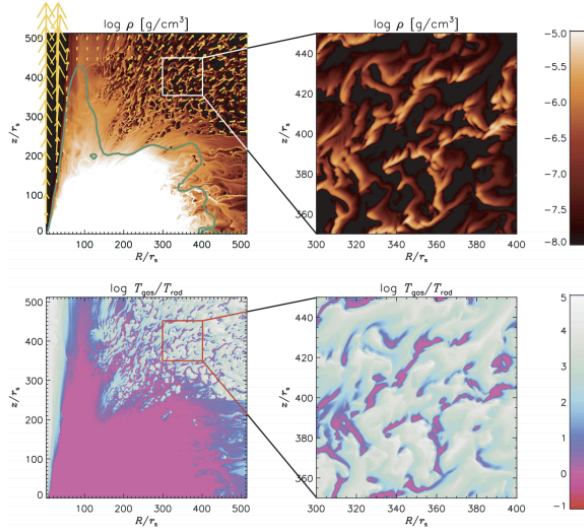


図 1: $t = 9s$ でのスナップショット。上段は $\log \rho$ のマップ、下段は $\log(T_{\text{gas}}/T_{\text{rad}})$ のマップ。

3.1 Overview

図 1 は時刻 $t=9s$ の時のスナップショットである。左上が密度 ρ のマップ、左下が $T_{\text{gas}}/T_{\text{rad}}$ のマップ、右側がそれぞれの拡大図である。緑の線は外向きの輻射の力が内向きの重力と釣り合う境界でその外側では外向きの輻射の力が卓越している。黄色のベクトルはその点での脱出速度を超えた点の速度場である

図 1 を見ると、今までの超臨界降着流のシミュレーションで見えたような幾何学的・光学的に厚い円盤や輻射で加速され螺旋状の磁場によるローレンツ力で収束されたジェット、非常に広い角度への噴出流などが見えている。それに加えて、 $z \sim 250r_s$ より上空の噴出流につぶつぶ (clump) 状の構造 (今後 clumpy outflow) が今回新たに見つかった。

今後は特にこの clumpy outflow について見ていく。

3.2 Characteristics of Clumpy Outflow

シミュレーションデータを解析することによって clumpy outflow について次のような性質が見つかった。

1. 重力 < 輻射となるところ ($z \sim 250r_s$ より上空) で clump 構造が現れている。
2. 一つの clump の典型的な大きさは $10r_s$ 程度。これはちょうど光学的厚さ $\tau \sim 1$ となる大きさ
3. clump 付近では輻射力と密度の逆相関が見られた。
4. 速度は光速の 1 割程度 (cf. jet は光速の半分程度)
5. 速度方向にのびた細長い形をしている
6. clump の中では物質と輻射は良くカップリングしている。 ($T_{\text{rad}} \sim T_{\text{gas}}$)
7. clump の密度は $\rho_{\text{cl}} \sim 10^{-6} \text{ g cm}^{-3}$, 周囲の薄いガスの密度は $\rho_{\text{amb}} \sim 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$

特に特徴 1~3 から、clump の形成には輻射が非常に密接に関わっていると予想できる。

4 Discussion

4.1 Mechanism of Creating Clumpy Outflow

前節で見たように clumpy outflow には幾つの特徴があり、特に特徴 1~3 が形成過程に密接に関わっていると予想できる。

まず、特徴 1 については Rayleigh-Taylor 不安定性のようなものが効いていると予想される。通常、Rayleigh-Taylor 不安定性と言えば重力場中の密度逆転層の間で起こるものであるが、今回は重力に打ち勝った輻射の力が Rayleigh-Taylor 不安定性を駆動させると考えられる。実際、Takeuchi et al (2014) で行われた超臨界降着流における輻射流体不安定性のシミュレーションでも Rayleigh-Taylor 不安定性が確認された。

次に、特徴 2 については Shaviv (2001) や Takeuchi et al (2014) で報告されている輻射流体不安定性であると予想される。単位体積当たりの輻射力 f_{rad} について、大雑把に $f_{\text{rad}} \propto \tau^{-1}$ が成り立っており、これにより先ほどの Rayleigh-Taylor 不安定性で生じた密度のムラが更に成長するというメカニズムの不安定性である。これは簡単に言うと、密度が高いところを避けるように輻射が流れ、それにより密度の薄いところが押し広げられて密度ムラが成長すると言い換えることができる。この不安定性で成長しやすいモードはだいたい $\tau \sim 1$ となる大きさと一致しており、特徴 2 を良く説明できる。

最後に、特徴 3 については Shaviv (2001) の輻射流体不安定性解析で報告された輻射エネルギーとガス密度の逆相関は見られず、代わりに単位質量当たりの輻射力とガス密度の逆相関が見られた。これは今後明らかにしていく必要がある案件である。

補足事項として、上の議論から clump の形成は純粋に輻射流体的な現象からきているため磁場は無関係である。実際、7s において磁場を 0 にしてもその後 clumpy outflow が見えることが確認された。

4.2 Comparison with the Observational Fact

ブラックホール天体からの噴出流の X 線観測はいくつも報告されているが、中でも今回注目すべきは ULX や AGN の噴出流において clump 状の構造が観測から予想されているということである。これは clump の構造形成がブラックホール質量に依らないという観測的証拠である。

そこで実際に $M = 10^8 M_{\odot}$ でも同様のシミュレーションをしてみると $M = 10 M_{\odot}$ と同様に clump の形成を確認できた。大きさも $10 r_g (\tau \sim 1)$ であり、やはり clump の形成はブラックホール質量に依らないことが確認できた。

Middleton et al (2011) で行われた NGC5408X-1 という ULX の観測では超臨界降着が起こっているとされ、更に clump 状の構造を示唆する数十秒のスペクトルの時間変化が確認された。また、Tombesi et al (2010) ではエディントン光度に近い光度を持つ数例の AGN から Fe K 線の青方偏移が検出され、

Ultra-Fast Outflow(UFO) と呼ばれる $0.04c \sim 0.15c$ の速度を持つ噴出流の存在が予想された。観測によると UFO のスペクトルの典型的な時間変化は 1 日ほどで clump 状の構造を持っていると予想されている (Tombesi et al (2012))。

今回のシミュレーションで確認された clump は光学的に厚いので観測者の視線を横切る時に光の吸収が起こると予想される。そこで観測との比較のために次の 3 つの量を計算した。

clump をブラックホールを中心とする球面に投影したときにどれだけ clump が球面を覆い尽くしているかを表す spatial covering factor \mathcal{C} ,

$$\mathcal{C} = 2 \int_{r_{\text{ph}}}^{\infty} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_0^{2\pi} n_{\text{cl}} \left(\frac{\pi \ell_{\text{cl}}^2}{16\pi r^2} \right) r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi \quad (1)$$

どれだけ電離されているかを表す photoionization factor ξ

$$\xi = \frac{L_X}{n_{\text{cl}} r^2} \quad (2)$$

clump がどれだけの頻度で観測者の視線方向を覆い隠すかを表す variability time scale t_{cl}

$$t_{\text{cl}} = \frac{\ell_{\text{cl}}}{v_{\varphi}} \quad (3)$$

ただし、 n_{cl} は clump の数密度、 ℓ_{cl} は clump の直径、 r_{ph} は photosphere の r 座標、 L_X は X 線バンドでの光度である。これらを計算した値を用いて観測と比較した。

ULX を恒星質量ブラックホールとした時、ULX の数十秒の長い時間変化を説明することはできなかった。もしもこのメカニズムで時間変化をしているのだとしたら ULX は超大質量ブラックホールでないとならない。

また一方で、X 線観測で確認された AGN の UFO の特徴とは良い一致を示した。しかし、今回のシミュレーションは gray 近似を用いたものであり、より詳しい比較のためにはスペクトルの効果を入れたシミュレーションが不可欠であり、今後の課題となるだろう。

4.3 The Origin of Broad-Line Cloud?

AGN には標準的に広輝線領域 (Broad-Line Region; BLD) と呼ばれる領域があるとされている。

BLD は中心のブラックホールと周りの分子雲トラスとの間にあるとされる高い速度分散を持つ領域であり、ブラックホール周りを回転している clump 状のガスを見ているものと予想されている。

観測と比較するために、clump が領域を体積にしてどれくらい占有しているかを表す volume filling factor \mathcal{F} ,

$$\mathcal{F} = \frac{N_{\text{cl}} (\pi \ell_{\text{cl}}^3 / 6)}{4\pi r_{\text{BLR}}^3 / 3} = \frac{N_{\text{cl}} \ell_{\text{cl}}^3}{8r_{\text{BLR}}^3} \quad (4)$$

を計算した。ただし、 N_{cl} は clump の個数、 r_{BLR} は BLR の大きさである。

この \mathcal{F} の値は BLR の観測から求めた \mathcal{F} (Peterson (1997)) と良い一致を見た。この \mathcal{F} の評価では clump が BLR の存在する遠方の ($r_{\text{BLR}} = 10^5 r_{\text{S}} \sim 1\text{pc}$) 領域まで保たれると仮定しているが、これは熱伝導などのタイムスケールを考えると十分あり得る仮定と言える。しかし、clump の安定性について議論するにはより広い領域のシミュレーションをする必要があるだろう。

5 Conclusion

超臨界降着ブラックホールの噴出流の構造を見るために広域の 2 次元輻射磁気流体シミュレーションを行った。そして噴出流に関して次の新たな発見が得られた。

- clumpy outflow を発見した。clump は $z \sim 250r_{\text{S}}$ より上空で見られ、大きさは $10r_{\text{S}}$ ($\tau \sim 1$) 程度である。単位質量当たりの輻射力と密度は逆相関している。
- clump の形成メカニズムは輻射を重力に見立てた Rayleigh-Taylor 不安定性が密度ムラを作り、それに加えてある種の輻射流体不安定性によって $\tau \sim 1$ くらいの大きさの clump に成長するというものであると思われる。磁場は clump 形成には効いていないようである。
- spatial covering factor の見積もりから clumpy outflow が中心からの光を周期的に隠す効果は十分に期待できる。また、超大質量ブラックホー

ルからの clumpy outflow を仮定すると ξ と t_{cl} の値は観測と良く一致する。

- clump がパーセクスケールで保たれているとすれば、volume filling factor は BLR の観測と良い一致をし、加えて clumpy outflow 自体の性質も BLR と良い一致をしている。

今回のシミュレーションではかなり効くと思われるコンプトン散乱の効果が考慮されていなかった。より詳しい解析には熱的コンプトン散乱の効果を入れた特殊相対論的輻射磁気流体シミュレーションが必要である。コンプトン散乱を入れると輻射がより強くなるので超臨界降着でなくても clumpy outflow のような輻射優勢円盤特有の現象が見られるかもしれない。これからぜひとも携わりたい課題の一つである。

また、今回はスペクトルを考慮しない輻射シミュレーションであったが、それを考慮することによってどのような構造が見えてくるのかも興味深い。

Reference

- Takeuchi, S., Ohsuga, K., & Mineshige, S. 2013, PASJ, 65, 88
- Ohsuga, K., Mineshige, S., Mori, M., & Kato, Y. 2009, PASJ, 61, L7
- Ohsuga, K., & Mineshige, S. 2011, Apj, 736, 2
- Takeuchi, S., Ohsuga, K., & Mineshige, S. 2014, PASJ, 66, 48T
- Shaviv, N. J. 2001, Apj, 549, 1093
- Middleton, M. J., Robert, T. P., Done, C., & Jackson, F. E. 2011, MNRAS, 411, 644
- Tombesi, F., Sambruna, R. M., Reeves, J. N., Braitto, V., Ballo, L., Gofford, J., Cappi, M., & Mushotzky, R. F. 2010, ApJ, 719, 700
- Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., & Braitto, V. 2012, MNRAS, 422, L1
- Peterson, B. M. 1997, An Introduction to Active Galactic Nuclei (Cambridge: Cambridge University Press)

全天 X 線監視装置 MAXI が観測した X 線バーストの探査

大槻 光 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

Abstract

Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) は 2009 年 8 月に国際宇宙ステーション日本実験棟きぼうの船外実験プラットフォームに搭載された全天 X 線監視装置である。MAXI に搭載されている X 線検出器、Gas Slit Camera (GSC) は 2-30keV の X 線領域に感度を持っており、約 90 分毎にほぼ全天を走査することができる。長年人類が憧れてきた静かに見える宇宙も、X 線で見ると活発に活動をしている。例えば、中性子星やブラックホールに代表される高密度天体はその活動の起源の一部である。このうち、中性子星と恒星の連星系が起こす活動の一種に X 線バーストという突発的な爆発現象がある。この連星系において、恒星の一部が降着ガスとなって中性子星表面に落下し堆積する。強い重力によって閉じ込められたプラズマは、臨界状態に到達し、熱核融合反応を起こす。この熱核融合反応の暴走をきっかけに表面層は一気に加熱され、黒体放射で X 線を放射して、X 線バーストの起源となる。一般に人工衛星に搭載された X 線望遠鏡による観測では、ある一つの天体に対して感度の良い観測を長い時間行なうことができるが、視野が狭いため、観測対象でない天体の活動性を監視することはできない。これに対し MAXI は 1 日に約 16 回の全天観測を毎日行なっているため、いつ起こるか分からない X 線バーストのような突発的に明るさが変動する現象を検出することに関しても有用な一面を持つ観測装置である。本研究は MAXI/GSC が観測した約 4 年分のデータの中から、X 線バーストを起こす天体のバーストごとの情報をまとめ、カタログにすることを目標としている。そこでカタログ作成に向けて、H1636-536 という低質量 X 線連星をサンプルに MAXI/GSC の観測データから X 線バーストの情報を抜き出す手法を確立した。その結果得られた 39 個のバーストについて、バーストの発生時刻、継続時間、光子フルエンス、ピーク時の光子数を求めた。

1 Introduction

中性子星や白色矮星、ブラックホールなどの高密度天体は、単体で明るく輝くメカニズムを持っていない。これらの天体は、核融合反応のようなエネルギー源になるものを持っていないため、形成されてからはただ冷えていくのみなのである。高密度天体を観測することができる場合として、これらが連星系を成す場合がある。高密度天体と比較的低質量な恒星の連星系として低質量 X 線連星系がある。X 線バーストの起源はこの低質量 X 線連星系であることが知られている。この連星系において、恒星の一部はガスになり中性子星の周囲に降着円盤を形成する。降着ガスは重力エネルギーの一部を熱エネルギーとして開放しながら中性子星表面へと落下していく。この熱による黒体放射が円盤から放出される。中性

子星表面にガスが到達するころには、初めに持っていた半分のエネギーを放出している。こうして中性子星表面に堆積した恒星からのガスは、非常に強い重力と次々に堆積していく物質によって圧縮される。圧縮が進むと密度は上昇し、ある臨界点に達した瞬間、熱核融合反応が暴走する。熱核融合反応によって加熱された表面層は、黒体放射によって一気に X 線を放出し、これが X 線バーストとして観測される。典型的な X 線バーストは、継続時間が約 1 秒から数 10 秒であり、エネルギー帯域は数 keV から数 10keV で観測される。放射起源となる黒体温度は約 2keV で、中性子星表面付近の爆発なので黒体半径は約 10km のものが多い。

本研究の最終目標は、MAXI が観測した X 線バーストのカタログを作成することである。X 線での全天走査観測を行う MAXI は、比較的多くの X 線バースト

ストなどの突発現象を検出することに成功している。しかし、現段階では、MAXI が観測した X 線バーストの総括的な研究は存在しない。MAXI の X 線バーストカタログを作ることは、観測装置としての功績の一部を明かにするだけでなく、X 線バーストおよび中性子星のさらなる理解にも役立つかもしれない。例えば、X 線バーストで輝く黒体は中性子星表面の堆積物からの放射であると考えられている。そのためこの黒体の大きさを調べることは、中性子星の大きさを知る一つの指標になる。また、この黒体の温度や半径の分布は、理論的にもいくつかの予想がある。観測例を増やすことでこの理論に制限をつけることも期待される。

X 線バーストやガンマ線バーストに代表される継続時間の短い突発天体現象を発見して即座に世界中の研究者に速報することについて、MAXI は大成功しているとはまだ言えない。MAXI が観測している X 線バーストを良い精度で効率よく検出する方法を確立することができれば、MAXI の突発天体発見アラートシステムの向上にもつながるのではないかと考えている。そのため、MAXI のデータから X 線バーストのデータを効率よく抜き出すことを目指した。

2 Monitor of All-sky X-ray Image

MAXI は、2009 年 7 月 16 日にスペースシャトル エンデバー号により打ち上げられ、同年 7 月 24 日に若田宇宙飛行士が操作するロボットアームにより、国際宇宙ステーション日本実験棟「きぼう」の船外実験プラットフォームに取り付けられた。開発・協力機関としては、宇宙航空研究開発機構 (JAXA)、理化学研究所、京都大学、東京工業大学、大阪大学、宮崎大学、日本大学、中央大学、青山学院大学が参加している。MAXI は、これまでのどの X 線領域での ASM (All-Sky Monitor: 全天監視装置) をも上回る最高の 1mCrab という感度での全天観測を実現した。X 線検出器としては、ガス比例計数管カメラ (Gas Slit Camera) と X 線 CCD カメラ (Solid-State Slit Camera) が搭載されている。本研究は Gas Slit Camera (以下 GSC) のデータを用いて解析を行った。

GSC の最大有効面積は 5340cm^2 であり、観測可能なエネルギー範囲は 2-30keV になる。また、典型的な天体の位置分解能は、0.1 度となっている。この能力を活かした全天の X 線強度マップ (全天マップ) を描くことが可能となっており、X 線領域で輝く約 200 個の天体を常時監視することができる。また、MAXI は ISS に搭載されているため、ある一つの天体に対して停止しての定点観測はできない。点源に等しい光源 (天体) が、GSC の視野に入って観測している合間にも、光源の検出器座標は刻々と変化していく。GSC のデータを解析する場合、光子の取得率は有効面積に依存するので、有効面積による補正が重要になる。

3 解析方法

解析の手法として、解析済みのデータで X 線バーストの候補になるイベントを見つけ、その後スクリーニング済みのイベントデータを用いて詳細な解析を行った。本研究の対象に H1636-536 を選んだ理由として、地球方向から見ても他の天体と重なっていないことと、X 線バーストを起こす頻度が高いことがある。

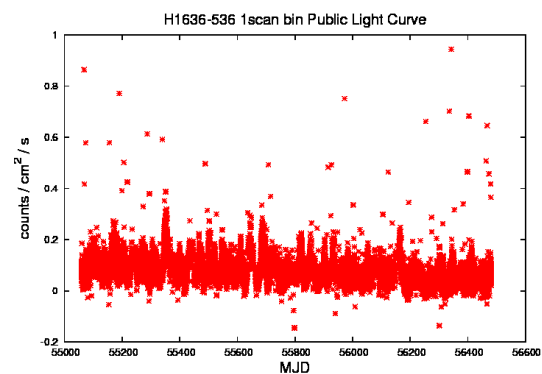


図 1: 理研 MAXI チームが公開する H1636-536 の 1 スキャンビンライトカーブ。(4-10keV)

3.1 X線バースト候補の選出

理研 MAXI チームが解析、公開しているページから H1636-536 の 4-10keV の 1 スキャン (1 スキャン 90 分) ビンのライトカーブデータを取得した。図 1 にそれを示すが、いくつかのピンはカウント数が大きいところであり、これらが X 線バーストの候補になると考えられる。一方でカウント数が小さく比較的安定しているところが定常成分と思われる。この天体は定常成分も変動をしていることが分かる。数ピンに渡ってゆっくりと増光している部分はスーパーバーストであるが、今回の研究では調査対象外としている。

この第一段階の解析では、ゆるい条件で X 線バーストを含むピンと定常成分のみのピンも一部含む状態で X 線バーストの候補を抜き取ることを目標とした。

X 線バースト候補選出の方法としては、先ほどの 1 スキャンピンのライトカーブにおいて、センターピン (見たいピン) を中心に左右 3 ピンずつ (計 6 ピン) のカウント数の中心値の平均を取り、センターピンのカウント数の中心値との差を計算する。ここで左右 3 ピンずつの平均を取ったのは、この天体は定常成分に変動があるため、この変動に X 線バーストによる増光が埋もれることをさけるためである。センターピンが定常成分の放射のみであれば、平均ピンのカウント数との差はほぼゼロになる。しかし、X 線バーストのような増光があった場合は、ゼロから離れた値になると考えられる。そこでセンターピンと平均値とのカウント数の差を 0.05 ずつにビンニングすることで頻度分布を作成した。

この頻度分布に着目すると、差がゼロより大きく 0.1 以下にあるものが多いが、拡大すると 0.1 以上の差をもつピンがあることが分かる (図 2)。

この第一段階の選出では、X 線バーストが含まれていない定常成分のみを含むピンの大部分を切り捨てるのが目的なので、差が 0.1 より大きいピン 118 個を第一段階での X 線バーストの候補とした (図 3)。

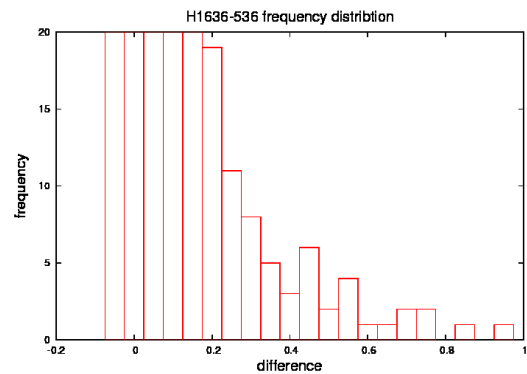


図 2: H1636-536 の頻度分布。センターピンと平均ピンとの差は 0.05 ずつにまとめて頻度を取った。difference が 0.1 以上の部分にもピンがあることが分かる。

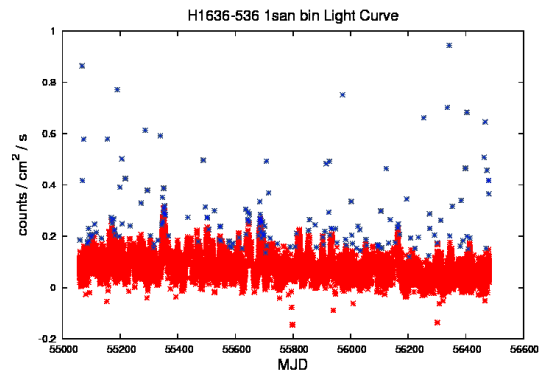


図 3: H1636-536 の 1 スキャンピンライトカーブ。赤い点は元の公開ライトカーブを表し、青い点は差が 0.1 よりも大きかった 118 スキャンに対応している。

3.2 1秒ピンライトカーブの作成

次に、得られた X 線バースト候補の 118 スキャンに対して、event data から 1 秒ピンのライトカーブを作成した。先に述べた有効面積で補正を行い、宇宙 X 線背景放射や GSC の内在バックグラウンドを引いた。作成したライトカーブの光子数 (photons/cm²/s) に対し、定数とバーストの関数 (線形で増加し、一度定数になり、指数関数で減少するモデル) でモデルフィッティングを行い、バーストの継続時間や光子フルエンスを求めた。今回、継続時間としては、フィッティングしたモデルの T90 の値を採用した。T90 とは、ガンマ線バーストなど突発天体の継続時間を見

積もる一つの指標であり、バースト全体の光子のうち最初と最後の 5% を除いた残りの 90% の光子が到来していた継続時間である。光子フルエンスの値は、T90 の時間間隔の間に検出された光子数に対応している。またバーストの発生時刻は、ライトカーブの各ビンの光子数をエラーで割り、シグナルノイズ比を計算し、このシグナルノイズ比が閾値 3 以上になる時刻とした。MAXI が観測した X 線バーストのデータには、線形で増加し、少しの間定数でフラットになった後に指数関数的に減少するものが多く見られた。

4 解析結果

118 個の X 線バースト候補に対して 1 秒ビンライトカーブを作成した結果、図 4 や図 5 のように 39 個のライトカーブに X 線バーストと思われる増光を確認することができた。図 4 に示したバーストは、いわゆるよく知られている線形で増光し、指数関数で減光するタイプのバーストであった。これに対し図 5 に示したバーストは、MAXI が観測したこの天体のバーストに多い増光した後に一度フラットになるタイプのバーストであった。

カタログに掲載する情報として、バーストの発生時刻、継続時間、光子フルエンス、ピーク時の光子数をライトカーブから得た。

その結果、H1636-536 の起こすバーストには、継続時間が約 10~25 (s) のものがあり、光子フルエンスも約 30~60 (photons/cm²) のものが見つかった。これらの解析結果やライトカーブはカタログとして web 上に公開する予定である。

5 まとめ

理研 MAXI チームが公開するアーカイブデータを出発点に MAXI/GSC が観測した X 線バーストのデータを抜き出す方法を確立した。H1636-536 について解析した結果、39 個の X 線バーストが観測されていることが分かった。それらのバーストについて、発生時刻や継続時間、光子フルエンス、ピーク時の光子数を求めた。これらの解析結果は今後 web 上に公開される。また、MAXI で X 線バーストが観測さ

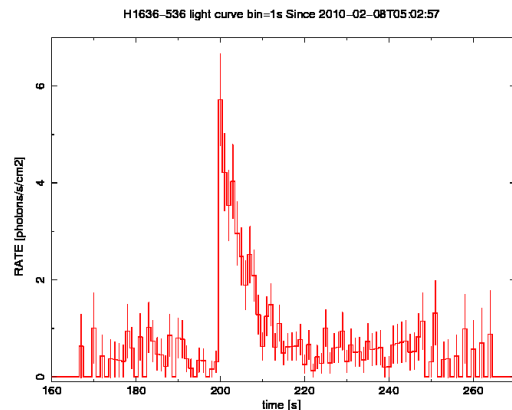


図 4: MJD=55235 付近で H1636-536 が起こした X 線バーストのライトカーブ。

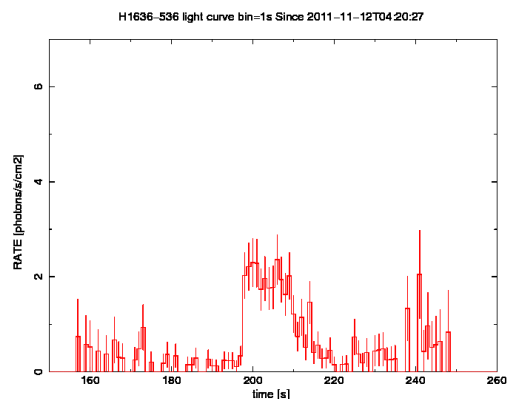


図 5: MJD=55877 付近で H1636-536 が起こした X 線バーストのライトカーブ。

れている他の天体についても解析を進めていく。今回解析を行った H1636-536 は他の天体と重なっていないが、銀河中心方向の密集した領域については 2 次元解析を行っていく。

6 参考文献

Reference

- [1] 理化学研究所 MAXI 解説サイト : <http://www.isas.jaxa.jp/j/forefront/2011/kawai/02.shtml>
- [2] 吉田研究室 山崎 修 2009 年度 修士論文

セイファート I 型活動銀河核 IC4329A の新たな硬 X 線成分とスペクトル 描像

三宅 克馬 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

セイファート I 型活動銀河核、IC4329A は「すぎく」により 2007 年 8 月に 5 回、2012 年に 1 回観測されており、2–10 keV のフラックスはおよそ $7.0 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。これらの観測間や一観測内で、差分スペクトル法と Noda et al. (2013) の成分分解手法を適用したところ、変動成分は形を変えずに強度のみ変動し、その光子指数は $\Gamma \sim 2.1$ であることが明らかになった。しかし、時間平均スペクトルは $\Gamma \sim 2.1$ の PL 成分とその反射成分だけでは再現できず、 $\Gamma \sim 1.5$ のよりハードな一次成分を必要とすることがわかった。この成分は、 $\Gamma \sim 2.1$ の PL に比べて変動のタイムスケールが長く、強い吸収を受けており、それに伴う鉄 K エッジ ($\sim 7.2 \text{ keV}$) も見られる。IC4329A において、この描像は数百 msec から数年という異なるタイムスケールでも成り立っている。以上のように、IC4329A の一次 X 線放射は、実は 2 つの異なる連続成分から成ることがわかった。これは他のセイファート銀河でも成り立つと考えられる。

1 Introduction

活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) の X 線スペクトルは、降着円盤からの紫外線光子がコロナで逆コンプトン散乱を受けて生成される光子指数 $\Gamma \sim 2$ の Power-Law (PL) 型の一次放射成分、その反射によって生じる鉄輝線や硬 X 線ハンプなどの二次成分から成ると考えられている (Fabian and Miniutti, 2005)。しかし、観測されるスペクトルは連続成分が主体で構造に乏しいため、様々な理論モデルによって同一のスペクトルを説明できてしまい、その解釈は一意に定まっていない (Cerruti et al. 2011)。特に「一次放射は単一の成分である」という仮定は、観測的には確かめられていない。

Noda et al. (2011, 2013) は、MCG-6-30-15 や NGC 3516 などの、複数の AGN の X 線スペクトルにおいて、二つの異なる一次放射成分が存在することを見出した。これが他の AGN でも同様に成り立つのか否か、二つの手法によって検証する。

セイファート I 型 AGN、IC4329A は時間変動が大きく (Perola et al. 1999)、赤方偏移 $z = 0.016$ (Willmer et al. 1991) で、質量は $1.3 \times 10^7 M_{\odot}$ (Markowitz et al. 2009) である。この天体は「すぎく」によって 2007 年 8 月に 5 回、2012 年 8 月に 1

回観測されている。図 1 に示したように、軟 X 線帯域で大きな時間変動が受かっており、2–10 keV のフラックスは、およそ $7.0 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。

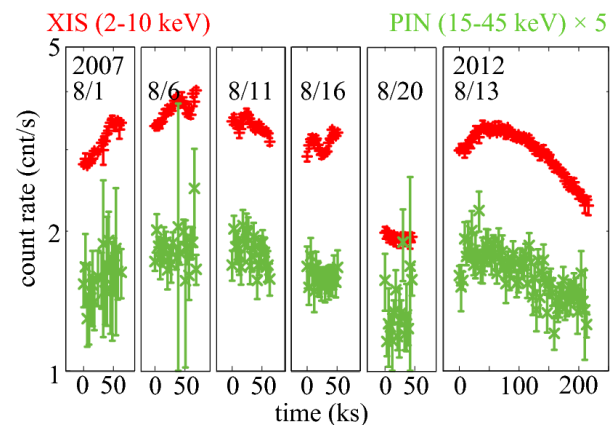


図 1: IC4329A の「すぎく」ライトカーブ。XIS-FI (赤、2–10 keV)、HXD-PIN (緑、15–45 keV)。HXD-PIN のカウントレートは 5 倍にしてある。

2 Observations and Data Reduction

我々は X 線衛星「すざく」による IC4329A の公開データを用いてスペクトル解析を行った。各観測の基本的なデータは表 1 に記してある。

用いた検出器は、XIS 0、XIS 3、HXD-PIN の三つで、XIS 0 と 3 のデータは合計して XIS FI として扱う。XIS FI のソースイベントは半径 $3'$ の円形領域から、バックグラウンドイベントは $4.8' - 7.8'$ の円環領域から取得した。HXD-PIN の Non X-ray Background と Cosmic X-ray Background は、それぞれ Fukazawa et al. (2009)、Boldt et al. (1987) の手法によって推定した。

表 1: 「すざく」による IC4329A の観測。

観測日	露光時間	XIS カウント数
2007/08/01	24 ks	1C
2007/08/06	25 ks	1C
2007/08/11	27 ks	1C
2007/08/16	24 ks	1C
2007/08/20	30 ks	1C
2012/08/13	118 ks	1C

3 Data Analysis

3.1 Light Curves and Spectra

図 1 にバックグラウンド差し引き後の XIS FI と HXD-PIN のライトカーブを記した。2 – 10 keV のカウントレートは、2007 年の 5 観測の間でおよそ 2 倍、2012 年の一観測内でおおよそ 1.5 倍の変動を示した。2012 年の観測のうち、36 – 72 ks を ‘high phase’、180 – 216 ks を ‘low phase’ と定義する。

図 2 にバックグラウンド差し引き後の時間平均スペクトルを、 $\Gamma = 2$ の PL モデルとの比として示した。静止系で 6.4 keV と 7.2 keV の位置に、それぞれ Fe $K\alpha$ 線と Fe K エッジが見られる。鉄輝線や硬 X 線ハンプの強度は各観測の間で大きくは変動していない。

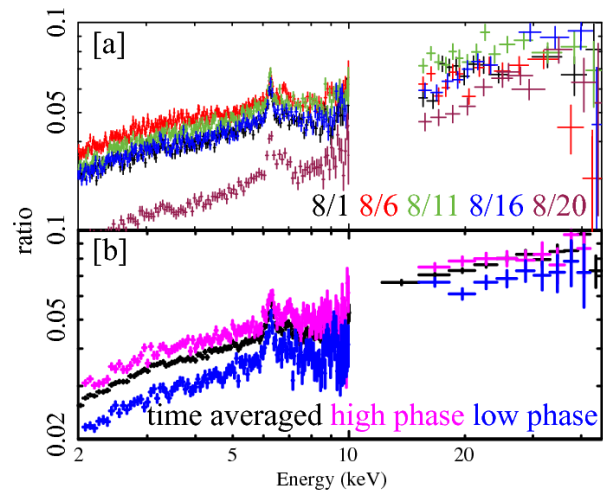


図 2: IC4329A の「すざく」スペクトル。[a] 2007 年の各観測の時間平均スペクトル。[b] 2012 年の時間平均スペクトル (黒) と、high (マゼンタ) / low (青) phase のスペクトル。

3.2 Difference Spectra

変動を担う成分を抽出するため、2007 年の各観測の間と、2012 年の観測内の high phase と low phase の間で、差分スペクトルを作成した。得られた差分スペクトルは、吸収を受けた PL モデル $wabs * powerlaw$ でよく表された。2007 年の様々な観測の差分から、光子指数 $\Gamma = 2.1 \pm 0.1$ を得た。2012 年の high phase と low phase の差分からは、 $\Gamma = 2.0 \pm 0.1$ が得られた。

変動成分として $\Gamma = 2.1$ の PL を、不変成分としてその反射 (Abundance は 1 に固定) を考慮したモデル、 $wabs[0] * (powerlaw[0] + pexmon[0])$ を使用したところ、2007 年の各観測の時間平均スペクトルを再現することはできなかった ($\chi^2/d.o.f. \geq 2.6$)。そこで図 3 のように、 $wabs[1] * powerlaw[1]$ という成分を新たに加えた結果、フィットは $\chi^2/d.o.f. \leq 1.4$ と大きく改善された。この新たな PL は $\Gamma = 1.3 \pm 0.1$ とよりハードで、水素柱密度 $N_H = (5 \pm 1) \times 10^{23} \text{ atoms cm}^{-2}$ と強い吸収を受けている。またこの成分は 7.2 keV に Fe $K\alpha$ edge が見えているが、その他の放射構造は見られない。

同様に、2012 年の時間平均スペクトルも、新たな PL を入れることで、 $\chi^2/d.o.f.$ は 7.2 から 1.7 に改

善された。このときのパラメータは $\Gamma = 1.3 \pm 0.2$ 、 $N_H = (5 \pm 1) \times 10^{23} \text{ atoms cm}^{-2}$ であった。

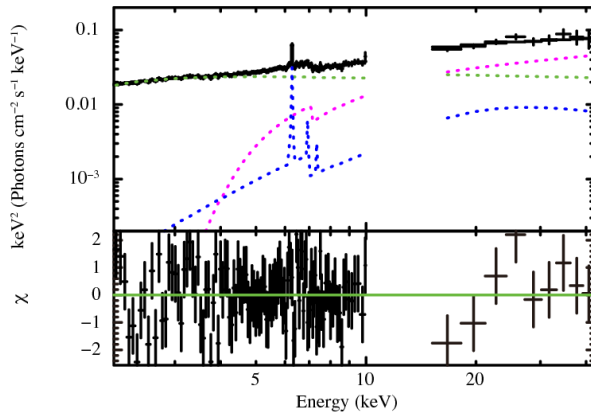


図 3: 2007/08/20 の時間平均スペクトル。 $\Gamma = 2.1$ に固定した PL (緑)、その反射成分 (青)、新たに加えた PL 成分 (マゼンタ、 $\Gamma = 1.3 \pm 0.1$)。

3.3 Count-Count Correlation with Positive Offset method

図#に横軸 2-3 keV、縦軸 3-10 keV として、IC4329A の全観測の Count-Count Plot (CCP) を示した。データ点はよい線形性を示しているため、我々は Count-Count Correlation with Positive Offset 法 (C3PO 法; Noda et al. 2011, 2013) を適用した。

縦軸にエネルギー帯域 E を取った CCP 上の点は、

$$y(E; t) = A(E)x(t) + B(E), \quad (1)$$

で表される。ここで、 x は固定された reference band のカウントレート、 y はエネルギー (E) でのカウントレートである。それぞれの CCP に対するフィット結果から、 $y(E)$ は変動部分 $A(E)\bar{x}$ と不変部分 $B(E)$ に分解される。 \bar{x} は reference band での平均カウントレートである。

今回の解析では、reference band として 2-3 keV を採用した。2007 年の 5 観測の合計に対して、3-45 keV を 35 に分割して C3PO 法を適用したところ、図#に示すように変動スペクトルと不変スペクトルを得た。wabs[0]*powerlaw[0] を変動スペクトルに、wabs[0]*pexmon[0] を不変スペクトルに、これらの

合計を時間平均スペクトルに対して同時にフィットしたところ、これらのモデルは 3 つのスペクトルを同時に再現することはできなかった ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 759.3/194$)。そこで、差分スペクトル法と同様、不変成分として wabs[1]*powerlaw[1] を加えた結果、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 242.8/191$ となり、変動スペクトル、不変スペクトル、時間平均スペクトルの 3 つを同時によく表すことができた (図 4)。2012 年のデータに対しても同様に C3PO 法を適用し、変動スペクトルと不変スペクトルを得た。これらと時間平均スペクトルに対する同時フィットは、新たな PL によって $\chi^2/\text{d.o.f.}$ は#から 265.9/173 に改善された。

同時フィットによって得られた 2 種の PL (soft/hard PL) のパラメータを表 2 に示した。

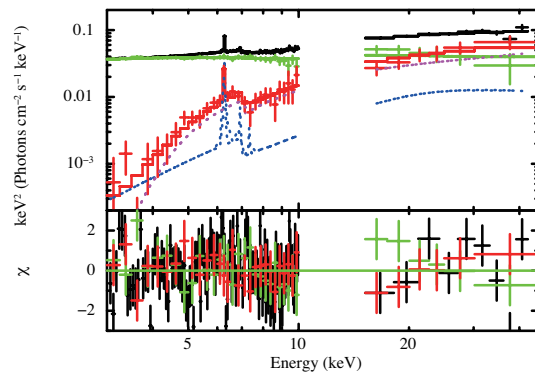


図 4: 2007/08/20 の時間平均スペクトル。 $\Gamma = 2.1$ に固定した PL (緑)、その反射成分 (青)、新たに加えた PL 成分 (マゼンタ、 $\Gamma = 1.3 \pm 0.1$)。

4 Discussion and Conclusion

Hard PL wabs[1]*powerlaw[1] の代わりに、soft PL の部分吸収 wabs[1]*powerlaw[0] や、相対論的反射 kdblur*pexmon[1] を用いて、2007 年の変動、不変、時間平均スペクトルに対して同時フィットを行ったところ、 $\chi^2/\text{d.o.f.}$ はそれぞれ 1.63、2.25 となり、hard PL モデルの 1.27 よりも大きくなった。soft PL の部分吸収は、放射源が同じであるため、変動性も soft PL のそれに追従するため、変動スペクトルに現れると考えられる。また相対論的反射は、BH ごく近傍 (\sim 数 R_S) の小さい領域から放射されるた

表 2: C3PO 法で得たスペクトルへのフィット結果。
ラベルは、[0] が soft PL、[1] が hardPL。

パラメータ	2007 年	2012 年
$\Gamma[0]$	2.07 ± 0.04	2.15 ± 0.06
$N_{\text{H}}[0] \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(0.9 \pm 0.3) \times 10^{22}$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{22}$
$\Gamma[1]$	1.51 ± 0.09	1.3 ± 0.1
$N_{\text{H}}[1] \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$(4.6 \pm 0.6) \times 10^{23}$	$(4 \pm 2) \times 10^{23}$

め、変動のタイムスケールは $\sim \text{ks}$ であるから、これも変動スペクトル中に現れると考えられる。以上のように、スペクトルの形と時間変動の両方の観点から、これらの 2 つの放射は、IC4329A においては支配的ではない。

以上の議論から、hard PL は二次成分ではなく、soft PL とは別の一次放射であると考えられる。したがって、NGC 3516 (Noda et al. 2013) のように、IC4329A も soft ($\Gamma \sim 2.1$) と hard ($\Gamma = 1.5 - 1.8$) の、二つの異なる一次放射成分を持つことが、差分スペクトル法と C3PO 法の二つの手法によって確かめられた。これは、他のセイファート銀河でも同様に成り立っていると考えられる。

Reference

- Fabian and Miniutti. 2005. arXiv: astro-ph/0507409
- Cerruti et al. 2011. A&A, 535, A113
- Noda et al. 2011. PASJ, 63, 449
- Noda et al. 2013. ApJ, 698, 1740
- Perola et al. 1999. A&A, 351, 937
- Willmer et al. 1991. AJ, 101, 57
- Markowitz et al. 2009. ApJ, 698, 1740
- Fukazawa et al. 2009. PASJ, 61, S17
- Boldt et al. 1987. IAUS, 124, 611B

狭輝線 1 型セイファート銀河 PG1244+026 の X 線変動解析

桑原啓介、山田真也、大橋隆哉 (首都大学東京大学院 理工学研究科)、野田博文 (理研)

Abstract

AGN の中でも、Narrow-Line Seyfert 1 型 (NLSy1) は非常に高い質量降着率と狭い輝線を持つ。NLSy1 についてはスペクトル成分の個数や形状、時間変動の特徴などわかっていないことが多く、過去のエネルギースペクトルに着目した解析では、特徴的な構造が少ないため複数のモデルや解釈が縮退しやすく、一意的な解を得るのが困難であった。

この現状を打開するためには、エネルギースペクトルと時間変動の情報を融合させてデータを解釈することが重要である。先行研究には、周波数空間での変動のパワーとそのエネルギー依存性を調べた研究 (Jin et al. 2013) があるが、時間空間でのアプローチの方が、時々刻々の変動を追跡できる点で優位性があると考えられている。そこで、我々は XMM-Newton 衛星が長時間 (約 120 ks) 観測した NLSy1 PG1244+026 のデータの解析を行った。

本研究ではライトカーブの明暗を長いタイムスケール ($\gtrsim 10$ ks) と短いタイムスケール ($\lesssim 10$ ks) で判定し、それぞれの時間帯で集積したエネルギースペクトルを比較した。その結果、いずれのスケールでも、明るくなるとエネルギースペクトルがわずかに軟 X 線側に傾くことがわかった。また、明暗それぞれの時間帯でエネルギーの低い X 線 (0.3~1 keV) と高い X 線 (2~10 keV) のカウント比をとると、長期のタイムスケールの変動のほうで明るい時の $(5.99 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ から 暗い時の $(6.41 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ へと有意な変化が確認できた。

より明確な変化を確認するため、カウントカウントプロットを一定のカウントレートで区切り、平均値をとることでデータ点の分布をまとめた図を作成し、低エネルギー X 線と高エネルギー X 線の光度変動の様子を検証した。

1 Introduction

この宇宙に存在する銀河の多くはその中心部に活動銀河核 (AGN) と呼ばれる大質量ブラックホールを持つ。AGN は単体で銀河そのものに匹敵する明るさで輝き、恒星の進化の果てに生まれるブラックホールより質量が 6 桁以上も大きい。X 線スペクトルは様々な形に分解され、ブラックホール本体近傍のコロナの逆コンプトン散乱が起源とされるベキ乗成分、低エネルギー側での軟 X 線超過等が考えられている。

AGN は主にクエーサーとセイファート銀河の二つに分類され、中でも狭輝線 1 型セイファート銀河 (NLSy1) は非常に高い質量降着率と狭い輝線を持つ。軟 X 線帯域では、円盤からの成分とベキ乗成分だけでは説明できない超過成分が非常に強く存在し、未

だにその起源ははっきりとはわかっていない。また、他のセイファート銀河と比べて激しい時間変動を持つことも知られており、その起源も不明である。

エネルギースペクトル成分の個数や形状についてもわかっていないことが多く、従来のような時間平均したエネルギースペクトルに着目した解析では、特徴的な構造の少なさから複数のモデルや解釈が縮退してしまい、一意的な解を得ることが困難だった。先行研究には、周波数空間での変動のパワーとそのエネルギー依存性を調べた研究 (Jin et al. 2013) があるが、我々はライトカーブ等の時間空間でのアプローチを行うことで時々刻々の変動を追跡し、エネルギースペクトルと時間変動の情報を融合させてデータを解釈した。

今回、XMM-Newton 衛星による 2011 年 12 月 25

日の約 120 ks の観測データを用いて NLSy1 である PG1244+026 の X 線解析を行った。

2 Method

AGN は一般的にトーラス、降着円盤、大質量ブラックホール、コロナで構成されていると考えられている。NLSy1 の大質量ブラックホール近傍の構造を知る上で、エネルギースペクトル成分を正確に分解することが非常に重要となる。

円盤成分とコロナ成分はそれぞれ支配的なエネルギー帯域が異なるため、各成分の時間変動に違いがあることを仮定するとタイムスケールの違いからエネルギースペクトル成分を分割できると考えられている。

2.1 狭輝線 1 型セイファート銀河

中心部に大質量ブラックホール ($M \sim 10^{6\sim9} M_{\odot}$) を持つ銀河中心核を活動銀河核 (AGN) と呼ぶ。恒星質量ブラックホールと大質量ブラックホールはその質量の違いから異なると考えられているが、大質量ブラックホールの形成過程は未だはっきりとはわかっていない。

セイファート銀河はその分類上、比較的低い光度の AGN とされているが、中心核はその銀河に含まれる全ての星の光度に匹敵する光度で輝いている。1 型と 2 型に分類され、1 型は幅の広い輝線と幅の狭い輝線の両方が見えるが、2 型は狭輝線しか見えない。統一モデルではトーラスが中心部を隠す向きに位置している場合は 2 型、隠していない場合は 1 型となる。NLSy1 は禁制線より少し広い程度の幅しかない非常に狭い輝線を持つセイファートで、エディントン光度に近い大光度で光っている。

NLSy1 の軟 X 線帯域におけるエネルギースペクトルは主に以下の成分からなる。

- 円盤成分

降着物が形成する円盤のガスの粘性によって摩擦熱が生じ、ブラックホール近傍で温められた円盤から黒体放射が起き、X 線が放射される。

軟 X 線帯域において、 ~ 1 keV で最も卓越する成分である。

- ベキ乗成分

円盤からの放射がブラックホール近傍のコロナでコンプトン散乱されたもの。どの AGN にもみられ、ベキ乗のモデルで再現できることが知られている。軟 X 線帯域において 4~10keV で支配的となる。

- 軟超過成分

円盤成分、ベキ乗成分だけでは再現できない軟 X 線帯域 (~ 1 keV 付近) に存在する超過成分。その起源は未だはっきりとわかっていない。

3 Conventional Analysis

ライトカーブの平均値と 10 ks の running average をとり、それぞれを閾値として上下の時間帯をとることでタイムスケールの長い変動、短い変動を定義した。それぞれのタイムスケールでの明るい時間帯、暗い時間帯のエネルギースペクトルを描いてハードネスを比べた。エネルギー範囲をソフト (0.3 ~ 1.0 keV)、ミディアム (1.0 ~ 2.0 keV)、ハード (1.0 ~ 10.0 keV) で分けたライトカーブを示す (図 1)。

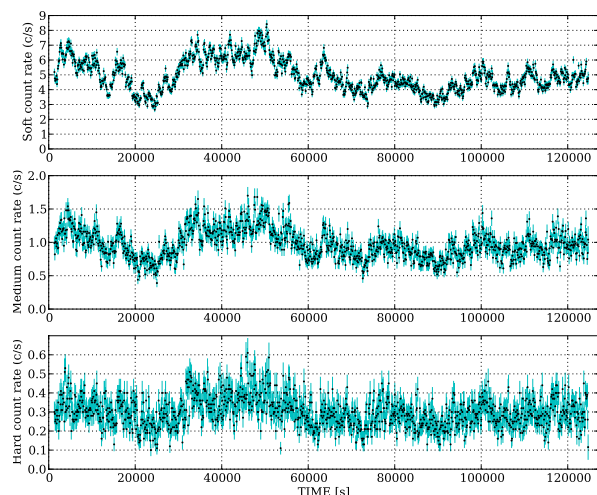


図 1: PG1244+026 のライトカーブ 上からソフト、ミディアム、ハード 横軸は観測開始からの経過時間

3.1 スペクトルフィット

今回、 $\text{const} * \text{wabs} * (\text{diskbb} + \text{powerlaw})$ をスペクトルフィットに使用した。powerlaw モデルの Photon Index をハードネスとして明暗で比較したがエラーの範囲に収まる程度の変化 (Photon Index の 1% 以下) しか確認できなかった。図 2、図 3 に各エネルギー・スペクトルを示す。

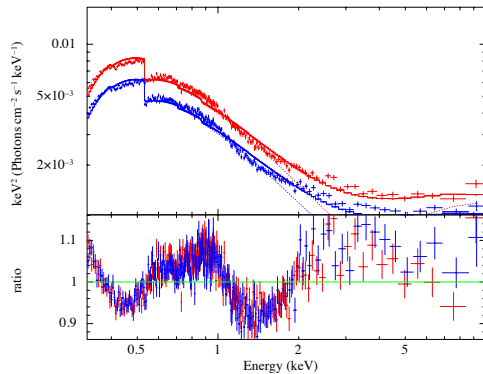


図 2: 長いタイムスケールの変動のエネルギー・スペクトル。上が $\mu F \mu$ プロットで下がモデルとの比。red: 明るい時間帯 blue: 暗い時間帯

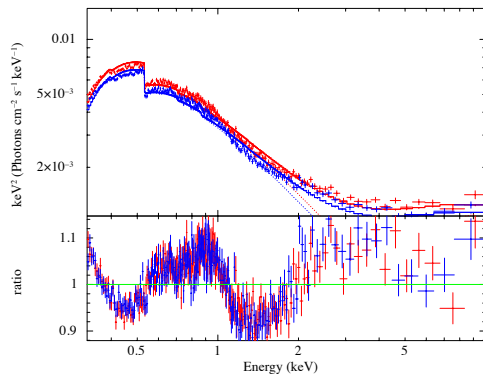


図 3: 短いタイムスケールの変動のエネルギー・スペクトル。上が $\mu F \mu$ プロットで下がモデルとの比。red: 明るい時間帯 blue: 暗い時間帯

3.2 ハードネス

実際にハードネスの変化は無いのかを確かめるためにソフトとハードのカウントレートからハードネス ($2.0 \sim 10.0 \text{ keV} / 0.3 \sim 1.0 \text{ keV}$) を計算した結果、エラーに埋もれない有意な変化が確認できた。また、タイムスケールの長い変動のほうが短い変動よりも明暗のハードネスの変化が多くなった。

表 1: カウントレートから計算したハードネス ($\times 10^{-2}$)

タイムスケール		hard/soft	error
短い変動 ($\geq 10 \text{ ks}$)	明	6.13	0.05
	暗	6.27	0.05
長い変動 ($\leq 10 \text{ ks}$)	明	5.99	0.05
	暗	6.41	0.05

4 New Approach Analysis

ハードネスの変化は有意に確認できたが、それがスペクトルフィットで確認できないのは時間帯の取り方やエネルギー範囲の取り方が最適でないことが考えられる。この問題を解決するため、特異な変動を検出するための適切な時間帯を決める新たな手法を考案した。

4.1 count-count プロットの平均化

count-count プロットを描き、エラーバーに埋もれてしまう情報を明確にするため、縦軸横軸のカウントレートを一定値毎に区切り、その格子状に区切られた各範囲に含まれるデータ点の平均値をとることで分布をまとめることに成功した (図 4)。

この手法を用いることで、エネルギー・スペクトルフィットのように特定のモデルに依存すること無しに、データから普遍的な情報を抽出することができる。

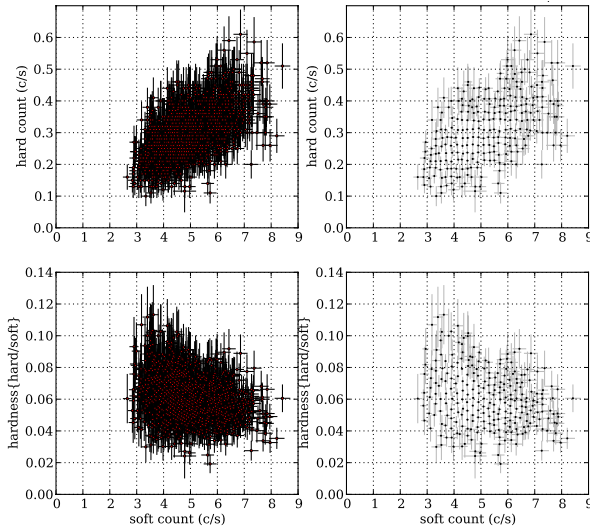


図 4: count-count プロット (左) と平均化後の図 (右)
横軸はソフトのカウントレート 上段: 縦軸にハードのカウントレートをプロットした 下段: 縦軸にハードネスの値をプロットした

平均化した図を見ると、ソフトのカウントレート 5.6 を閾値として分布が二つに分かれているように見える (図 5)。そこで、soft count rate = 5.6 を閾値としてソフトの明暗の時間帯を定義した (図 6)。

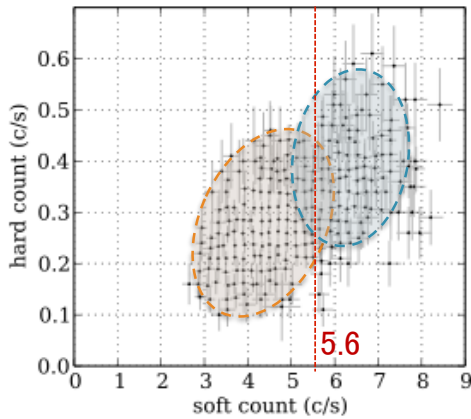


図 5: 平均化によって見えるようになった二つの分布

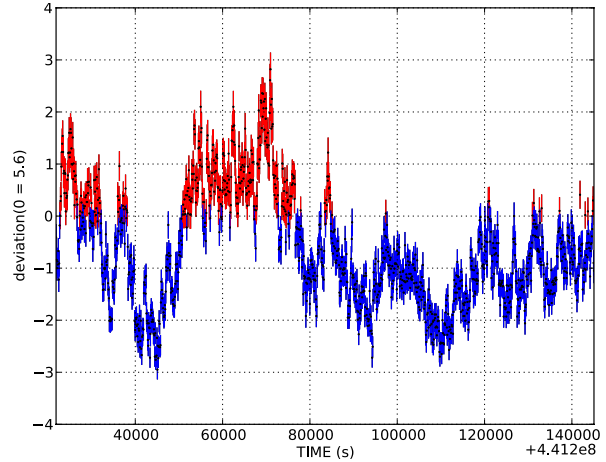


図 6: カウントレート 5.6 を境にして明暗を分けたソフト (0.3 ~ 1.0 keV) のライトカーブ 縦軸は 5.6 との差 横軸は観測開始からの時間 red:明るい時間帯 blue:暗い時間帯

観測開始から 7000 s 以降ではほとんど赤い時間帯がないことから、観測の前半後半で全く異なる変動が起きている可能性が考えられる。

今後は、この二つの時間帯についてエネルギースペクトルの解析を進め、PG1244+026 の変動についての情報を抽出する。また、今回考案した新手法を更に発展させることで AGN の持つ様々な問題の解明に迫りたいと考えている。

Reference

Chichuan Jin, Chris Done, Matthew Middleton and Martin Ward. 2013. MNRAS 436, 3173-3185

Noda et al. (2013), ApJ, 771, 100

Noda et al. (2014), ApJ in press

VLBI モニター観測による電波銀河 3C 84 の長期変動

千田 華 (東海大学大学院 理学研究科 / 国立天文台)

Abstract

3C 84 は近傍の電波銀河の典型例である。本天体では 2007 年頃の VLBI 観測によりブラックホール近傍から新たに出現する成分 (C3) が発見されている。一般的に電波銀河の若い電波源の年齢は 1000–10000 年であるために、このように出現して 10 年に満たない電波源は非常に珍しく、生まれたばかりの成分の進化過程を研究するのに適している。我々は、ブラックホール近傍から生まれたばかりの電波源の進化過程を明らかにするために、電波銀河 3C 84 を VLBI モニター観測した。2007 年に出現した成分 C3 が 7 年間に渡り増光している様子から、C3 は濃い星間物質を進むジェットの先端に形成された電波ローブであると考えた。C3 のサイズを、出現した 2007 年から調査すると、1 年ほど膨張しその後は一定のサイズを保っている様子が見られた。これは電波ローブの先端の断面積の時間変化のシナリオと類似する。よって C3 は電波ローブの先端部の断面を観測しているという事が明らかとなった。

1 Introduction

我々の住んでいる天の川銀河の外にある銀河の、活動性の高い中心領域の事を活動銀河核 (AGN) という。中心には超巨大質量ブラックホールが存在していると考えられており、ブラックホール周辺では様々な高エネルギー現象がおこり、噴出するジェットからの放射は電波から X 線までの電磁波帯に及ぶ。

本研究の目的は、ブラックホール近傍から生まれたばかりの電波源の進化過程を明らかにする事である。一般的に言われる若い電波源の典型的な年齢は 1000–10000 年であるため (e.g., Polatodus et al. 1999, Conway et al. 2002)、生まれたばかりの成分を観測できた例はない。また、ブラックホールの根元に迫るためには、近傍で明るい天体に対して高空間分解能な観測を行う必要がある。

それらの条件を満たしている天体として、電波銀河 3C 84 が挙げられる。電波銀河 3C 84 は、巨大楕円銀河 NGC 1275 に付随する電波源である。非常に近傍なことから ($z = 0.0176$)、VLBI 観測を用いて中心の数 pc 領域の研究を行うのに非常に適している。3C 84 は近年の電波での活動が非常に活発である。2006 年頃からの国立天文台 VERA を用いた観測では、2007 年頃から新成分の出現による電波増光が見られており (Nagai et al. 2010)、ブラックホール付近のコア成分から新たな成分が生まれる様子を

捉えた。この新成分 (以下 C3 と記載) は、出現後増光をし続けており (Nagai et al. 2012, Suzuki et al. 2012)、

電波強度のモニター観測に関してはよく研究がされてきたが、新たに生まれた電波源のサイズ進化についてはこれまで研究が成されていない。ブラックホール近傍から噴出したジェットは時間と共に膨張していくと予想されるが、実際にモニターした例がないため、明らかではない。そのため、本研究では、3C 84 の C3 のサイズをモニターすることにより、生まれたばかりの電波源の進化過程を明らかにする。

2 Observations: GENJI Programme

我々は、GENJI プログラム (Gamma-ray Emitting Notable AGN Monitoring by Japanese VLBI) の一環として 3C 84 のモニター観測を行った。GENJI プログラムでは、2010 年 11 月から VERA を用いて、3C 84 を含む γ 線が検出されている AGN を 22 GHz 帯でモニター観測している (Nagai et al. 2012) モニター天体は VERA の位置天文観測のフリンジファインダーとして、80 分に 1 回程度 (5-6 スキャン) 観測されるため、1-2 週間に 1 度程度の頻度で観測され

る。我々は 2011 年から 2013 年までの観測結果について解析を行った。

3 Results

3.1 VERA 22 GHz における長期トレンド (2011-2013 年)

図 1 には VERA 22 GHz のイメージを示した。二つの明るい成分 C1 と C3 は南北の方向におよそ 2 milli-arcsec(mas) 離れている。

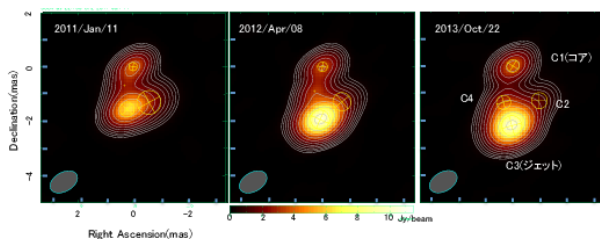


図 1: VERA 22 GHz でのイメージとモデルフィットイメージ。restoring beam の大きさは (1.1×0.7) mas, position angle は -60° である。

また、図 2 には GENJI による観測結果の光度曲線を示した。図 2 より、C3 光度はこの 3 年間で増光しており、全光度はそれと同様な増光の傾向が見られる。また、C3 の速度は $0.21c$ であり、Nagai et al. (2010) の結果とほぼ変わらないことから、ジェット成分 C3 は 2009 年以降も sub-relativistic な速度で南下していることがわかる。

3.2 C3 のサイズ変化

次に、C3 にモデルフィットした円ガウシアンサイズの变化を調査した。2011-2012 年では、大きな変化が見られなかった。そのため、GENJI プロジェクトが開始される前に観測した VERA データを用いて、C3 が出現した 2007 年からのサイズの変化を追った (図 3)。図 3 より、約 7 年間に於いてサイズ変化に 2 つの段階が見られる。一つ目は 2007-2008 年にかけて膨張する段階で、二つ目は 2008 年以降の一定の段階である。

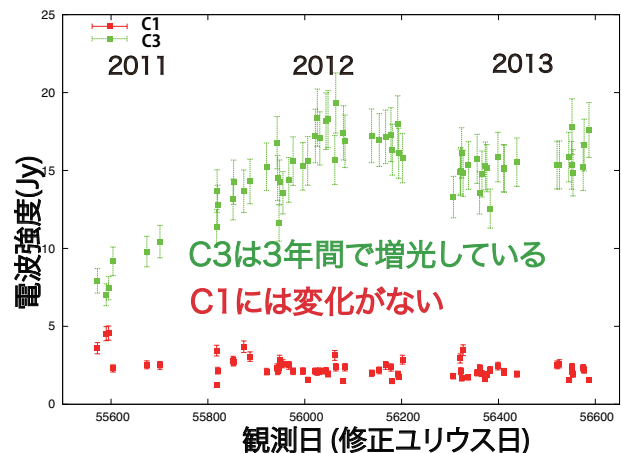


図 2: VERA 22 GHz 光度曲線 (2011-2013 年)。縦軸は Flux(Jy), 横軸は時間であり、C1 はコア成分 (赤)、C3 は 2007 年頃から出現した成分 (緑) を示している。

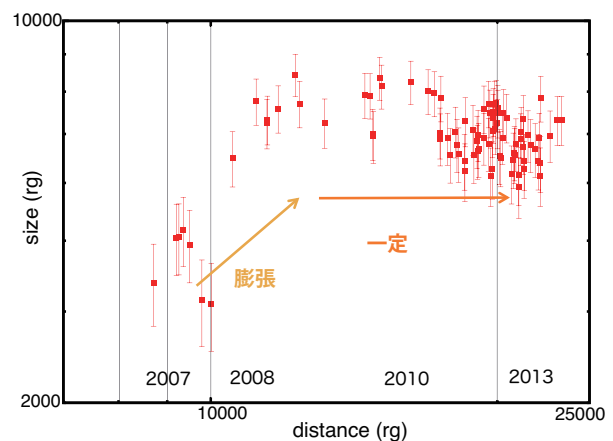


図 3: C3 のサイズ変化。横軸は C1 からの距離、縦軸は C3 にフィットした円ガウシアンサイズを示している。 r_g はシュバルツシルト半径 ($1r_g = 9.5 \times 10^{-5}$ mas)

4 Discussion

4.1 C3 の光度変動

ジェットの光度の時間変化には大きく分けて二通りの変化の仕方がある (図 4)。

一つは単純にブラックホールのそばで加速された粒子が、断熱膨張や放射冷却で冷えて暗くなっていく

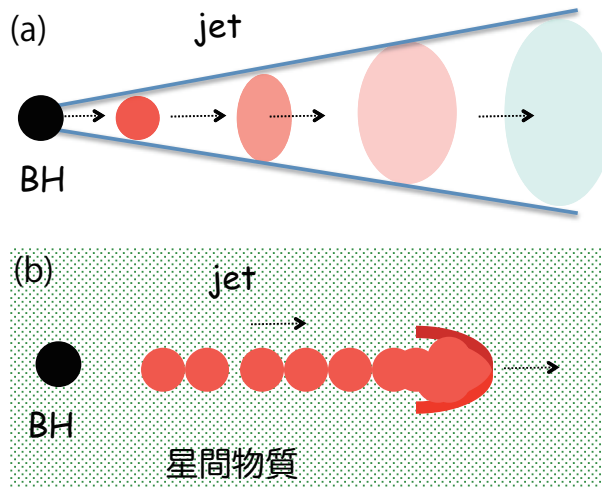


図 4: ジェット強度の時間変化:(a) 一般的な AGN ジェット、(b) 濃い星間物質内を進むジェット

という描像である (図 4(a))。一方で濃い星間物質の中をジェットが進んでいるときには (図 4(b))、ジェットと星間物質の境界面にプラズマが吹き溜ったり、衝撃波面で粒子加速が起こることにより時間とともにジェット成分が明るくなる事が考えられる。放射冷却シナリオでは、0.3 - 3.3 年で減光が起こるが、実際には、2007 年以降約 7 年間で増光している。また、C3 の速度が sub-relativistic であることを考慮すると、ジェット中で粒子加速が起きていると考えたと説明がつく。しばしば電波銀河ではジェットと濃い星間物質の衝突面ではプラズマが吹き溜ることで電波ローブが形成される。そのため、C3 は電波ローブと深く関係していることが示唆される。

4.2 C3 のサイズ進化

C3 のサイズについて、出現した 2007 年から調査すると、1 年ほど膨張しその後は一定のサイズを保っている様子が見られた。これは電波ローブの先端の断面積の時間変化のシナリオ (図 5: e.g., Scheck et al. 2002) と類似する。C3 の出現直後 1 年の膨張については、シュミレーションされていないが、2008 年以後の振る舞いは Scheck et al. 2002 の 1D phase が当てはまる。C3 では数千年後に膨張する描像が期待される。よって C3 は電波ローブの先端部の断面を

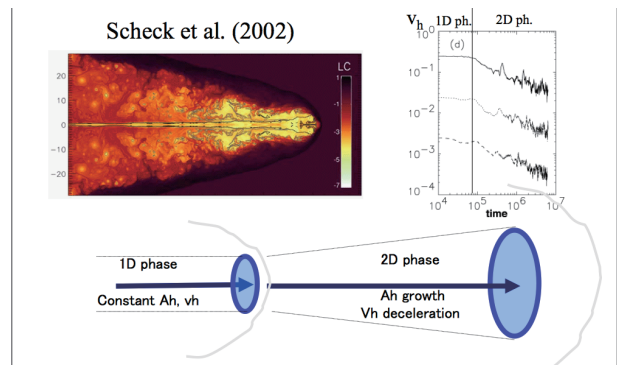


図 5: 電波ローブ先端の断面のシュミレーション (Scheck et al. 2002)。初期 (1D phase) には一定のサイズで進むが、押しのけた周辺物質の重さ等によって膨張する (2D phase)。

観測していると予測できる。電波ローブの進化を捉えたのは初の例である。

5 Conclusion

我々は、ブラックホール近傍から生まれたばかりの成分の進化過程を明らかにするために、非常に近傍で明るく、出現してから 10 年以内という成分をもつ電波銀河 3C 84 を VLBI モニター観測した。2007 年に出現した成分 C3 が 7 年間に渡り増光している様子から、C3 は濃い星間物質を進むジェットの先端に形成された電波ローブであると考えた。C3 のサイズを、出現した 2007 年から調査すると、1 年ほど膨張しその後は一定のサイズを保っている様子が見られた。これは電波ローブの先端の断面積の時間変化のシナリオと類似する。よって、C3 は電波ローブの先端部の断面を観測しているという事が明らかとなった。

Reference

- Conway, J. E., 2002, New A Rev., 46, 263
- Nagai, H., Inoue, M., Asada, K., Kameno, S., and Doi, A., 2006, APJ, 648, 148
- Nagai, H., Suzuki, K., Asada, K., Kino, M., Kameno, S., Doi, A., Inoue, M., Kataoka, J., Bach, U., Hirota,

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

- T., Matsumoto, N., Honma, M., Kobayashi, H., and Fujisawa, K., 2010, PASJ, 62, L11
- Nagai, H., Orienti, M., Kino, M., Suzuki, K., Giovannini, G., Doi, A., Asada, K., Giroletti, M., Kataoka, J., D'Ammando, F., Inoue, M., Lahteenmaki, A., Tornikoski, M., Leon-Tavares, J., Kamenno, S., and Bach, U., 2012, MNRAS, 423, L122-L126
- Nagai, H., Kino, M., Niinuma, K., Akiyama, K., Hada, K., Koyama, S., Orienti, M., Hiura, K., Sawada-Satoh, S., Honma, M., Giovannini, G., Giroletti, M., Shibata, K., and Sorai, K., 2013, PASJ, 65, 14
- Polatidis, A., Wilkinson, P. N., Xu, W., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., Taylor, G. B., and Vermeulen, R. C., 1999, New A Rev., 43, 657
- Scheck, L., et al., 2002, MNRAS., 331, 615
- Suzuki, K., Nagai, H., Kino, M., Kataoka, J., Asada, K., Doi, A., Inoue, M., Orienti, M., Giovannini, G., Giroletti, M., Lahteenmaki, A., Tornikoski, M., Leon-Tavares, J., Bach, U., Kamenno, S., and Kobayashi, H., 2012, ApJ, 746, 140

楕円銀河におけるブラックホールへの Bondi 降着率と ジェットパワーの相関

国沢 佑介 (大阪大学大学院 理学研究科 宇宙地球科学専攻 宇宙進化グループ M1)

Abstract

銀河の中心には巨大ブラックホールがあるとされるが、この巨大なブラックホールへ周辺のガスが降着することにより、強力なジェットが噴出すると考えられている。この相関に関するメカニズムは今も活発に議論されている。このメカニズムを確かめるためには、ガスの降着率と噴出するジェットのパワーの間に相関があることを調べればよく、そのような考えに基づき、ごく近傍の楕円銀河について、X 線観測データを解析したところ、Bondi 降着率とジェットのパワーに相関があったという報告がなされている (S.W.Allen et al. (2006))。

しかしながらこの観測では、Bondi 半径を分解できていない。そのため Bondi 降着率を見積もるのに必要な、Bondi 半径でのガスの温度と密度を推定するのに、単純なべき則での外挿を行っており、不定性が大きいと考えられる。実際、いくつかの研究では、その相関関係から外れているものがあり、他のメカニズムの存在も議論されている (B.R.McNamara et al. (2011))。本研究では、単純なべき則での外挿ではなく、ガスの静水圧平衡を仮定して Bondi 半径でのガスの温度と密度を推定し、その結果から Bondi 降着率を見積もり、ジェットのパワーと比較する。この方法は、近傍の楕円銀河以外についても適用可能なので、S.W.Allen et al. (2006) よりもより大きなサンプルで、Bondi 降着率とジェットのパワーとの相関について議論できる。

1 Introduction

宇宙に存在する銀河のいくつかは活動銀河核 (AGN) と呼ばれるものを持つ。これはその中心に大質量のブラックホール ($\sim 10^8 - 10^9 M_{\odot}$) を持っており、それゆえに、周辺の星間ガスはこのブラックホールへ降着する。一方、この銀河核からは相対論的ジェットが噴出されていることが確認されており、そのメカニズムは今も議論されている。今回は、噴出される相対論的ジェットのパワーと質量降着率の静止エネルギーによるパワーとに相関があるかどうかという点に着目した。ただし、アブストラクトでも述べたように、質量降着率を求める際に必要な、Bondi 半径での星間ガスの温度と密度を、べき則の外挿ではなく、銀河中心に行くときーリング等の効果より温度は下がる、というのと、Bondi 半径外では星間ガスは静水圧平衡の状態にある、という 2 つの仮定を用いて推定した。また、今回参照した銀河は 21 個であり、すべて B.Balmaverde et al. (2013)

の中から引用したものである。

2 Methods

ブラックホールへの質量降着は球対称におこるとし、測定した銀河は楕円銀河でもあるため、ガスの角運動量は非常に小さく、無視できるものとする。Bondi 降着率は、流体の運動方程式、連続の式等より、

$$\dot{M}_B = 4\pi\lambda(GM_{BH})^2 c_s^{-3} \rho_B = \pi\lambda c_s \rho_B r_B^3 \quad (1)$$

と表される。ここで、 \dot{M}_B は Bondi 降着率、 G は万有引力定数、 M_{BH} はガスが降着するブラックホールの質量、 r_B は Bondi 半径、 c_s は Bondi 半径での音速、 ρ_B は Bondi 半径でのガスの密度で、Bondi 半径は、ブラックホールによる重力が効き始める距離で $r_B = 2GM_{BH}/c_s^2$ と表される。また音速 c_s は温度に依存し、 $c_s = \sqrt{\gamma k_B T(r)/(\mu m_P)}$ である。 $\mu = 0.6$ は平均分子量で、降着するガスは断熱的であると仮定すると $\gamma = 5/3, \lambda = 0.25$ をとる。

Bondi 半径における温度の推定は銀河核で、ビリアル平衡による平衡温度に近づくという仮定から

$$T(r) = T_0 + (T_{obs} - T_0) \frac{\tanh(\frac{r}{Re})}{\tanh(\frac{r_{obs}}{Re})} \quad (2)$$

という温度モデルを用いる。(Fujita et al. (2014))
ここで r_{obs} は観測限界半径、 T_{obs} は r_{obs} での温度、 T_0 は銀河核周辺の温度で、銀河の速度分散 σ を用いると $T_0 = \mu m_P \sigma^2 / k_B$ と表すことができる。また Re は全光度の半分が収まる領域の半径を表す。ブラックホールの質量は速度分散から観測的に求まるため、 $T(r)$ が求まると、数値解析から Bondi 半径が求まる。なおブラックホールの質量は B.Balmaverde et al. (2013) から引用した。

次に Bondi 半径より外では、星間ガスは静水圧平衡であるという仮定から、流体の運動方程式は、

$$\frac{dP}{dr} = \rho g \quad (3)$$

となる。状態方程式を考慮すると上式は密度 ρ の 1 階微分方程式、

$$\frac{d\rho}{dr} = -\frac{\rho}{T} \left(\frac{\mu m_P}{k_B} g + \frac{dT}{dr} \right) \quad (4)$$

となる。 $T(r)$ は既に求まっているので、数値計算から Bondi 半径での密度が求まる。ここで $g(r)$ はブラックホールによる加速度、

$$g_{BH} = \frac{GM_{BH}}{r^2} \quad (5)$$

と、その銀河自体の質量による重力加速度、

$$g_{gal} = \frac{GM_{gal}}{(r + r_h)^2} \quad (6)$$

から

$$g(r) = g_{BH} + g_{gal} \quad (7)$$

と求まる。 M_{BH} は銀河の質量であり、スケール長 r_h は数値計算より $r_h \approx Re/1.853$ である。(Lars (1990))
つまり、 M_{BH} , M_{gal} , Re , σ , と境界条件として r_{obs} と r_{obs} での温度と密度、 $T(r_{obs})$, ρ_B から Bondi 半径 r_B と Bondi 降着率 \dot{M}_B が求まる。Bondi 降着率によるパワー P_B は、 $P_B = \eta \dot{M}_B c^2$ から求まる。一般的に η は 0.1 をとるが、今研究では相関を見たいだけなので、単純に $\eta = 1$ をとることとする。

また、相対論的ジェットによるパワー P_{jet} は、B.Balmaverde et al. (2013) から引用した。

3 Results/Discussion

図 1 に求まった P_B と P_{jet} のグラフを示す。

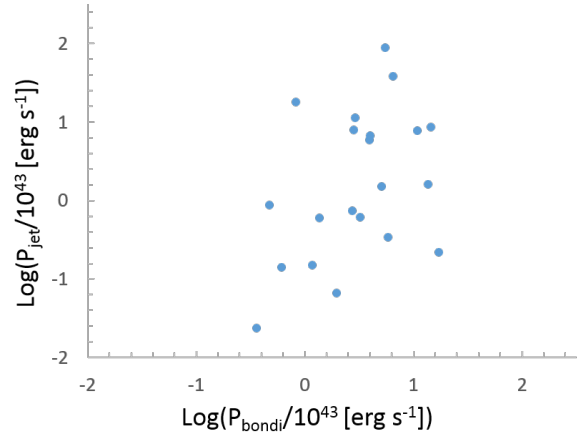


図 1: P_B と P_{jet} のグラフ

グラフの縦軸は $\log(P_{jet}/10^{43}[\text{ergs}^{-1}])$ 、横軸は $\log(P_B/10^{43}[\text{ergs}^{-1}])$ を表す。グラフからは、必ずしも先行研究のように線形な相関があるとはいえない。他のモデルの存在が考えられる。たとえば、ブラックホール自身のスピンと相対論的ジェットが関連しているというモデル (B.R.Mcnamara et al. 2011) 等があるが、単純に降着物質のパワーと相対論的ジェットのパワーに相関があるわけではなく、複数の要因が入り混じっていると思われる。また、今回、 P_{jet} は B.Balmaverde et al. (2013) から引用したが、これは銀河の光度から見積もっておりそこに不定性がある可能性も考えられる。別の方法として、相対論的ジェットにより膨らむ、銀河中心にあるバブルの成長過程から P_{jet} を見積もることができるので (S.W.Allen et al. (2006))、そこから算出した P_{jet} と、 P_B の関連性を見るとまた結果が変わってくるかもしれない。

4 Conclusion

P_B を見積もるのに必要な $T(r_B)$ と ρ_B を外挿による推定ではなく、温度降下のモデルと、 $r_B < r$ における静水圧平衡の仮定から求め、観測による P_{jet} の

値と比較した。その結果、単純な線形の関係がある
とはいえず、他のモデルの存在や、今回のモデル、
用いたパラメータに不定性があると考えられる。な
ので将来展望としては、今挙げた点を追及してより
物理的に厳密なモデルを作成していくことが求めら
れる

Reference

- S.W.Allen, R.J.H.Dunn, A.C.Fabian, G.B.Taylor and
C.S.Reynolds.(2006), MNRAS, 372, 21
- B.Balmaverde, R.D.Baldi, and A.Capetti (2013), A&A,
486, 119
- B.R.McNamara, Mina Rohanizadegan, and P.E.J.
Nulsen.(2011), ApJ, 727, 39
- Yutaka Fujita, Nozomu Kawakatu, and Isaac Shlosman.
arXiv:1406.6366
- Lars hernquist.(1990), ApJ, 356, 359

超新星前の親星からのニュートリノ放出とその観測可能性

加藤 ちなみ (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

質量が $8M_{\odot}$ 以上の星は、一生の最期に超新星爆発を起こす。しかし、その爆発機構や爆発前の親星の構造については未だに多くの謎を残している。恒星進化理論によれば、星の進化過程は初期質量によって異なり、超新星爆発においても鉄コア崩壊型と ONeMg 崩壊型の 2 種類があると予想されている。これらの謎を解明するためには観測が必要であるが、電磁波では星の内部の物質に邪魔されてしまい、中心核の情報を直接得ることができない。そこで期待されているのが、地上でのニュートリノ観測である。ニュートリノは、星の進化が進むと中心核で多く生成され、エネルギーを持ち去る。その際ニュートリノの反応断面積は非常に小さく ($\sim 10^{-44}[\text{cm}^2]$)、物質とほとんど相互作用せずに観測地点まで届く。よって、星内部の情報を直接観測でき、親星の中心核における熱力学的構造を明らかにすることができるのではないかと期待されている。そこで本研究では、超新星爆発前の親星からのニュートリノ光度の時間発展やエネルギー量などを計算し、2 種類の親星の構造の違いがみられるかどうかを検証する。

1 Introduction

1.1 大質量星の進化と超新星爆発

分子雲の中で密度が周囲よりも高い部分が重力崩壊を起こして熱圧力と自己重力とがつり合う‘静水圧平衡’が実現し、恒星が誕生する。恒星は、その後静水圧平衡を保つために‘重力収縮’する。そして、それぞれの元素の燃焼に必要な温度に達すると、‘元素燃焼’を起こしてエネルギーを大量に生み出す。燃料となる元素が‘枯渇’すると、再びエネルギー源を失うため重力収縮を起こす。つまり星の進化は、重力収縮 → 元素合成 → 枯渇の繰り返しと共に進んでいく。

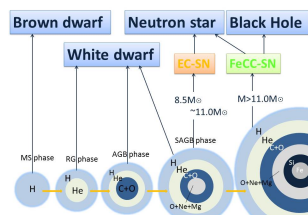


図 1: 星の進化経路の初期質量依存性

しかし、星の進化経路は初期質量によって図 1 のように異なり、一生の最期も様々である。この分岐は、中心核で電子が縮退しているかどうかによって

起こるものである。静水圧平衡の式は

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \quad (1)$$

で表される。全圧力 P は、光子とイオンと電子の圧力の合計であるが、そのうち進化に影響する電子の圧力は

$$P_{\text{非縮退}} = \frac{\rho}{\mu_e M_u} k_B T \propto \rho \quad (2)$$

$$P_{\text{縮退}} = \frac{2\pi h c}{3} \left(\frac{3h^3}{8\pi} \frac{\rho V}{\mu_e M_u} \right)^{\frac{4}{3}} \propto \rho^{\frac{4}{3}} \quad (3)$$

である。つまり、電子が縮退しているかどうかで圧力の密度・温度依存性が変わる。これより、中心核が縮退し始める境目において温度の最大値が存在する。さらに、式 (1) から得られる

$$T_c^3 \propto G^3 \rho_c M_c^2 \quad (4)$$

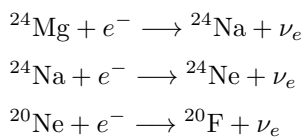
より、初期質量が大きいほど温度の最大値が大きくなるのが分かる。よって、初期質量が小さいため到達する最大温度も低く、特定の元素を燃焼させることができずに縮退星となって冷えていく星と、新しい元素の燃焼段階に進む星の 2 つに分岐する。

最期に超新星爆発を起こす星は、初期質量が $8M_{\odot}$ の大質量星であるので、中心核が縮退しにくく、H 燃焼 → He 燃焼 → C 燃焼と進化が進み、O+Ne+Mg

の中心核が形成される。この星を超漸近巨星 (Super-AGB) と呼んでいる。この後、中心核で電子が縮退しているから電子捕獲型超新星爆発を起すか、O 燃焼を起こして進化するかに分岐する。

1. 電子捕獲型超新星爆発

初期質量が $8.5M_{\odot} \sim 11M_{\odot}$ の星では、高密度 ($\sim 4 \times 10^9 [\text{g}/\text{cm}^3]$) になった中心核で電子が縮退しているために Mg や Na による電子捕獲反応が進む。



これにより電子数が減少し、縮退圧が減るとさらに収縮が進む。密度がおおよそ $10^{10} [\text{g}/\text{cm}^3]$ ほどになると O 燃焼が爆発的に起こり、物質が瞬時に燃やし尽くされて統計平衡に達するため燃焼によるエネルギー生成はなくなる。しかし、その一方で電子捕獲反応によるニュートリノ生成は起こっており、中心核は大量にエネルギーを失って重力崩壊する。そして、原子核密度程度 ($\sim 10^{14} [\text{g}/\text{cm}^3]$) まで収縮すると、核バウンスして衝撃波を形成する。この衝撃波が星外部へと伝搬し、超新星爆発を起こす。これを電子捕獲による重力崩壊がきっかけとなっていることから、電子捕獲型超新星爆発と呼んでいる。

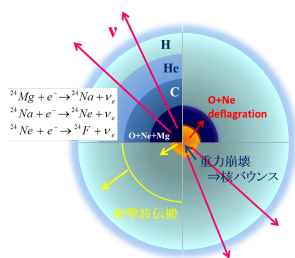
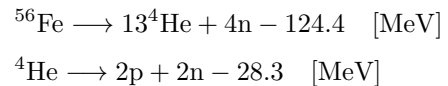


図 2: ONeMg 崩壊型超新星の親星

2. 鉄コア崩壊型超新星爆発

初期質量が $11M_{\odot}$ 以上の星では中心核において電子は縮退しておらず、重力収縮によって O 及び Ne 燃焼が起こる温度 ($\sim 10^9 [\text{K}]$) に達する。さらにその後も Si 燃焼を起こし、Fe 核が形

成される。Fe は原子核の中でも最もエネルギーの低い結合状態にあり、核反応によってエネルギーを生み出すことが出来なくなる。その一方でニュートリノは電子捕獲によって生成され続け、星内部からエネルギーを持ち去っていく。これにより中心核の収縮が進むと、Fe の光分解反応が起こる。



この反応は吸熱反応であるために、一気に中心核のエネルギーを奪う。これにより中心核は重力崩壊を起し、衝撃波によって超新星爆発を起こす。これを鉄の光分解による重力崩壊がきっかけとなっているので鉄コア崩壊型超新星爆発と呼んでいる。

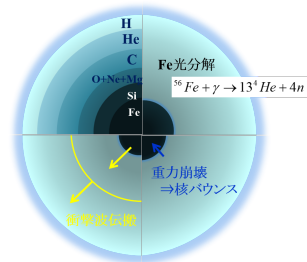


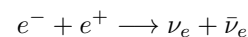
図 3: Fe コア崩壊型超新星の親星

1.2 ニュートリノ放出と観測装置

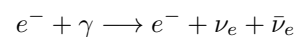
1.2.1 ニュートリノ放出過程とその密度温度依存性

中心核では、 $10^8 [\text{K}]$ を超えるとニュートリノが主にエネルギーを持ち去る。そのニュートリノの主な生成過程は以下の 5 つである。

- 対消滅ニュートリノ
電子陽電子が対消滅して生成。



- 光ニュートリノ
コンプトン散乱で光子が電子に散乱される代わりに生成。



● 制動放射ニュートリノ

電子が制動放射する際に光子の代わりに生成。

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow e^- + (Z, A) + \nu_e + \bar{\nu}_e$$

● プラズマニュートリノ

電離プラズマ中を光子が伝搬するときみられる仮想粒子プラズモンが崩壊して生成。

$$\text{プラズモン} \longrightarrow e^- + e^+ \longrightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$$

● 電子捕獲ニュートリノ

進化後半で中心核の密度が大きくなると原子核が電子を捕獲して別の原子になる際に生成。

$$e^- + (Z, A) \longrightarrow (Z - 1, A) + \nu$$

電子捕獲過程以外の 4 つの過程を比較すると、温度及び密度によって支配的になる過程が異なる。その依存性は Itoh et al.[3] によって調べられた。(図 4) 図 5 は、両親星の進化モデルの中心核の密度・温度発展を表しているが、特に進化後半で大きな違いがみられる。これにより、支配的なニュートリノ過程も異なり、観測においても総イベント率や時間発展において違いが表れるのではないかと予想される。

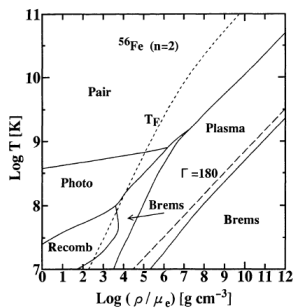


図 4: 放出過程の密度温度依存性

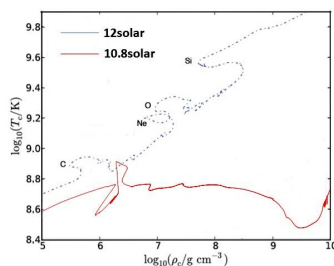


図 5: 質量による進化過程の違い

1.2.2 観測装置

星内部ではほぼ相互作用せずに放出されるニュートリノは、内部情報を持っている一方で、観測も難しく特殊な観測装置が必要となる。

1. チェレンコフ型観測装置

入射してきたニュートリノが、純水中に含まれる粒子と反応して荷電粒子を放出する。その荷電粒子から放射されたチェレンコフ光を光電子増倍管 (PMT) によって検出する。入射したニュートリノは以下の純水中に含まれる粒子と 2 種類の反応を起こす。

- 荷電カレント反応: $\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n$
- 電子-電子散乱: $\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^-$

代表的な観測装置は、日本の Super-Kamiokande(SK)、今後運用が予定されている Hyper-Kamiokande(HK) などである。

2. 液体シンチレーター型観測装置

入射してきたニュートリノが粒子と反応して荷電粒子を放出すると、液体シンチレーター中の発光物質を励起し、再び基底状態に戻る際にシンチレーション光を出す。このシンチレーション光を PMT によって検出する。液体シンチレーター型は、チェレンコフ型よりも少ない容量でより低いエネルギーのニュートリノを観測できる。代表的なのは、日本の KamLAND 実験と、イタリアの Borexino 実験である。

2 Methods

先行研究としては、A.Odrzywolek et al.[2] が $20M_{\odot}$ の初期質量をもつ鉄コア崩壊型超新星爆発を起こすような親星を用い、C,O,Ne,Si 燃焼段階の対消滅ニュートリノによるエネルギー放出率を計算している。そして、6 種類の観測装置においてそれぞれ 1[kpc] 離れた親星からのニュートリノがどれほど観測できるかを見積もっている。

本研究では、先行研究と異なり、Koh et al.[2] による $10.8M_{\odot}$ の初期質量を持ち、電子捕獲型超新星

爆発を起こす親星をモデルとする。そして、Itoh et al.[3] の論文より、この進化モデルの密度・温度では、対消滅とプラズモン崩壊によるニュートリノ生成過程が同じくらい支配的であると予想されること、進化の後半においては中心部が高密度になることによって電子捕獲反応が支配的に起こると予想されることから、対消滅、プラズモン崩壊及び電子捕獲過程の3種類によるニュートリノのエネルギー生成を計算する。そして、現在稼働中である Super-Kamiokande、KamLAND などニュートリノ光度の時間発展やエネルギーなどから初期質量によって異なる親星の構造の違いがみられるかを検証する。

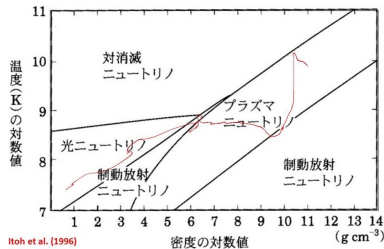


図 6: 支配的なニュートリノ過程

3 Results

先行研究との比較のため、対消滅によるニュートリノ放出数について C 燃焼から重力崩壊するまでの時間発展を計算した。

図 6 と図 7 を比較すると、陽電子の存在が重要である対消滅によるニュートリノ生成が温度に大きく依存して、おおよそ 1[sec] で鋭く立ち上がっていることがわかる。重力崩壊直前 (~0.2[sec]) で単位時間あたりおおよそ 10^{52} 個のニュートリノが放出されており、このニュートリノの観測可能性を SK 及び KamLAND にて見積もった。これより、観測するのは難しいことが分かる。

表 1: 対消滅ニュートリノの観測可能性

距離 [kpc]	SK[event]	KamLAND[event]
1	4.5×10^{-3}	2.0×10^{-4}
0.2	0.1	5.0×10^{-3}

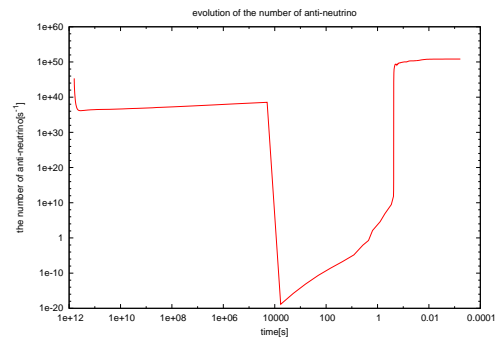


図 7: 対消滅によるニュートリノ放出数の時間発展

4 Futrue work

対消滅ニュートリノに関しては観測するのは難しいという結果になったが、本来はプラズモン崩壊や電子捕獲によるニュートリノ生成の方が支配的に起こっている可能性が十分にあるため、これらの過程についても計算する必要があると考えられる。そして、鉄コア型超新星爆発の親星との違いを観測的にを見つけるためには、爆発前の中心核がつぶれていく段階における密度及び温度の発展やタイムスケールなどが両親星のモデルで異なっていることから、時間発展を比較する必要がある。しかし、先行研究では鉄コア崩壊型超新星爆発の親星からの放出数の時間発展については計算されていないので、これについても計算して比較する必要がある。最後に今回はニュートリノ振動は起こさないと仮定してきたが、本来観測においてはニュートリノ振動が起こるため電子型ニュートリノの数は減少すると考えられる。よって、これについても考慮してそれぞれの観測装置におけるイベント率を見積もる必要がある。

Reference

Koh Takahashi and Takashi Yoshida. and Hideyuki Umeda. 2013. 1302.6402v3
 A.Odrzywolek. and M.Misiaszek. and M.kutschera. 2004. 0311012v2
 Naoki Itoh. and Hiroshi Hayashi. and Akinoi Nishikawa. and Yasuharu Kohyama. 1996. Astrophys. J. Supplement Series 102 (1996) 411.

輻射場中の Rayleigh-Taylor 不安定性

笹平 琳子 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

重力場中で密度の小さな流体の上に密度が大きな流体が存在すると境界面に Rayleigh-Taylor 不安定性と呼ばれる不安定性が生じる. この不安定性は輻射場中でも発生することが知られており, 多くの観測, シミュレーションから Rayleigh-Taylor 不安定性によると思われる構造が発見されている. そこで, 本発表では輻射流体方程式に対して線形摂動解析を行い, 流体の安定条件について議論した論文 "Radiative Rayleigh-Taylor instability" (Jacquet and Krumholz (2011)) を紹介する. この論文では optically thin 及び optically thick な場合について解析を行い, これによって 30 Doradus における HII 領域の構造や大質量星形成のシミュレーションで見られる bubble の不安定化を説明できることが示された.

1 Introduction

重力場中で密度の小さな流体の上に密度の大きな流体が存在している時, 不安定性が生じ, 境界面で摂動が成長する. この不安定性を Rayleigh-Taylor 不安定性と呼ぶ. この不安定性は, 超新星残骸の膨張や赤色巨星の内部, 銀河面から押し出された分子雲ガスなど, 多くの天体で存在していることが知られている. 例として, 図 1 はブラックホールの降着円盤に出現するアウトフローについてのシミュレーションであり, Rayleigh-Taylor 不安定性によってアウトフローが clumpy な構造を形成している事がわかる (Takeuchi et al. (2013)). 一方で, このような天体の多くは強力な輻射場を伴っており, 解析を行う上で輻射圧を考慮しなくてはならない. そこで, この論文では輻射流体方程式を用いて, 線形摂動解析を行った. 輻射圧は流体の opacity 等により大きな影響を受けるため, 流体の状況に合わせて輻射圧の取り扱いを決める必要がある. 今回は, 特に 光学的に薄い場合と光学的に厚い場合に注目して解析を行い, 観測・シミュレーションの結果との比較を行った.

2 Model

解析を行うにあたり, 次のような系を考える. $z = 0$ を境界として二つの流体が接しており, $z > 0$ の流体

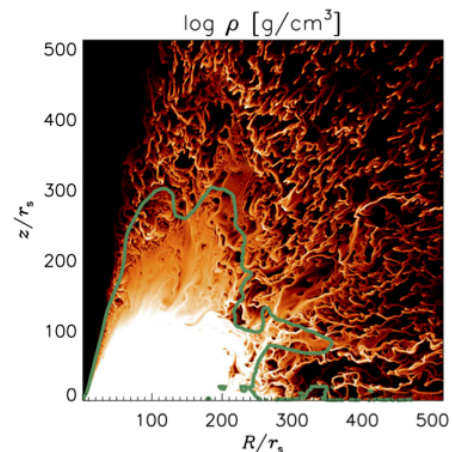


図 1: ブラックホール降着流の二次元輻射磁気流体シミュレーションに現れるアウトフローの様子 (Takeuchi et al. (2013) から転載). 色は密度に対応し, 明るいほど密度が大きく, 暗いほど密度が小さい. 系は super-Eddington であり, 輻射によってガスが吹き飛ばされてアウトフローを形成している. 強い輻射を受けたガスが不安定性により clumpy な構造を形成している様子が見える.

を流体 1, $z < 0$ の流体を流体 2 とする. 重力源, 及び光源は $z = -\infty$ に存在し, 重力及び輻射は z 軸方向を向いており, 重力は一定であるとみなす. また, 境界面の厚さは十分に薄く無視できるとし, 流体の流れは境界面を横断する事はできないと考える. 今回は, 輻射磁気流体方程式のうち主に連続の方程式とオイ

ラー方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{G}_0 - \nabla P_g + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

を用いて解析を行う。ここで、 ρ, \mathbf{v}, P_g はそれぞれ流体の密度、速度、ガス圧であり、 \mathbf{g}, \mathbf{G}_0 は重力加速度、及び流体が輻射から受け取る運動量を表している。

この境界面に摂動を与えた時、任意のパラメータ Q の摂動量 δQ は、 x 方向に伝わる平面波として

$$\delta Q = \delta \hat{Q}(z) e^{kx - \omega t}, \quad (3)$$

と表現できる。ここから、式 (1)、式 (2) の方程式で一次の摂動まで考えると、以下のような常微分方程式を得られる。

$$\frac{d\delta\hat{\psi}}{dt} = A(z)\delta\hat{\psi}. \quad (4)$$

今、 $\delta\hat{\psi}$ は各物理量の摂動量を並べて構成されるベクトルで、 $A(z)$ は行列である。また、解析を行う際に、境界条件として $z \rightarrow \pm\infty$ で摂動が減衰するような解を求める。さらに境界面では、境界を通じて圧力が連続であるという条件を課す。

以上の条件から摂動の分散関係を求め、安定条件について議論する。

3 Results

輻射がない場合と光学的に薄い場合、光学的に厚い場合について線形解析を行った結果を示す。

3.1 一般的な Rayleigh-Taylor 不安定性

比較対象とするため、はじめに輻射が存在していない場合の Rayleigh-Taylor 不安定性について考える。この時、式 (4) は

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\rho} \frac{k^2}{\omega} \\ \rho \omega^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta \hat{P}_g \end{pmatrix}, \quad (5)$$

のように書く事ができる。 $\hat{\xi}_z$ は摂動による境界面のラグランジュ変位の z 成分である。ここから、分散関係は

$$\omega^2 = gk \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}, \quad (6)$$

となる。したがって、 $\rho_1 > \rho_2$ で流体は不安定となり、特に $\rho_1 \gg \rho_2$ では $\text{Im}(\omega) = \sqrt{gk}$ となる。

3.2 optical thin の場合

3.2.1 解析結果

光学的に薄い場合、輻射の減衰は無視して、一定として扱う事ができる。加えて流体は等温であり、流体は輻射との作用で温度が変化しないと仮定する。このとき、輻射圧と重力をまとめて実効重力 \mathbf{g}_{eff} として扱う事ができる。一般的な場合との違いは、密度が z 方向に一定ではない事と、 $\mathbf{g} \rightarrow \mathbf{g}_{\text{eff}}$ であり、式 (4) は

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \frac{\delta \rho}{\rho} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{g_{\text{eff}}}{a^2} & \frac{ka^2}{\omega} - 1 \\ \frac{\omega^2}{a} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \frac{\delta \rho}{\rho} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

となる。 a は各流体での音速である。ここから、以下のような分散関係を得る。

$$\omega^8 - 2(ka_{\text{rms}})^2 \omega^6 + [(ka_{\text{rms}})^4 + g_1 g_2 k^2] \omega^4 + k^4 (g_1 - g_2) h \omega^2 - k^6 h^2 = 0. \quad (8)$$

ここで、 $h \equiv g_1 a_2^2 - g_2 a_1^2$, $a_{\text{rms}} = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$ であり、分散関係は ω^2 の 4 次式となる。摂動を短波長のみ制限すると

$$\omega^2 = -\frac{hk}{a^2} + \frac{h(g_1 + g_2)(a_2^2 - a_1^2)}{2a^6} + O\left(\frac{1}{k}\right), \quad (9)$$

という関係を得る。

3.2.2 応用：HII 領域の不安定性

ここで考えた状況は、30 Doradus のような HII 領域で実現されていると考えられている。分散関係で短波長の領域を考え、HII 領域に相当する流体 2 で音速、及び実効重力が十分大きい場合に、分散関係は

$$\omega^2 \approx -\frac{hk}{a_1^2 + a_2^2} \approx \frac{a_1^2}{a_2^2} |g_2| k, \quad (10)$$

となる。この式に 30 Doradus の典型的な値 (Lopez et al. (2013) の論文の値を使用) を代入する事で、HII 領域において、放射源である O 型星の寿命数 Myr の間に $\lambda < 0.1 \text{pc}$ の摂動のみが成長する事がわかる。これは、30 Doradus において小さなスケールの構造が成長していることを説明していると言える。

3.3 optically thick の場合

3.3.1 解析結果

最後に、光学的に厚い場合を考える。このとき、輻射は熱平衡に達しており、輻射を等方的であるとして扱う。輻射圧の効果は

$$\mathbf{G} \approx -\nabla P_r \quad (11)$$

となり、輻射の効果は $\mathbf{P}_{\text{tot}} = \mathbf{P}_g + \mathbf{P}_r$ としてガス圧とまとめて扱う事ができる。簡単のため、系が断熱的に変化する場合を考えると式 (4) は

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta P_{\text{tot}} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \frac{g}{a^2} C & \frac{1}{\rho} \left(\frac{k^2}{\omega} - \frac{C}{a^2} \right) \\ \rho (\omega^2 + B(\frac{g}{a})^2) & -\frac{g}{a^2} C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\xi}_z \\ \delta P_{\text{tot}} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (12)$$

と表すことができる。ここで、 B , C は流体の background で決まる量である (Jacquet and Krumholz (2011) の式 (68),(69),(72) を参照)。摂動が境界面近傍で局所化されているとすると、式 (12) の行列は z によらず定数行列として扱える。これにより、分散関係は行列の固有値を λ として

$$\rho_1 \frac{\lambda_1 \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 - g_1}{1 - C_1 \left(\frac{\omega}{ka_1} \right)^2} = \rho_2 \frac{\lambda_2 \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 - g_2}{1 - C_2 \left(\frac{\omega}{ka_2} \right)^2}, \quad (13)$$

となる。特に、 $\rho_1 \gg \rho_2$ の場合は式 (13) 右辺が左辺と比較して無視できるため、分散関係は

$$\begin{aligned} & -\frac{C}{a^2} \omega^6 \\ & + \left(\frac{C(C-B)g^2}{a^4} k^2 \right) \omega^4 + B \left(\frac{kg\omega}{a} \right)^2 - g^2 k^4 = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

で与えられる。

3.3.2 応用：大質量星形成

図 2 は大質量星形成のシミュレーションを行った結果であり、降着円盤の上下から輻射によってガスが外部へ掃き出され、bubble wall と呼ばれる構造を形成

していることがわかる。この bubble の殻と bubble 内部との境界面において、前節で議論した状態が実現されていると思われる。Krumholz et al. (2009) のシミュレーションで得られる典型的な値を用いて、式 (14) について数値計算を行った結果が図 3 である。このグラフから、断熱近似の条件から成長する波長の下限が存在し、摂動は $\sim 1\text{kyr}$ で成長している事がわかる。大質量星形成のタイムスケールが $\sim 100\text{kyr}$ である事から、大質量星形成において長波長の Rayleigh-Taylor 不安定性が成長することができ、これによって bubble が破壊され物質が降着すると考えられる。

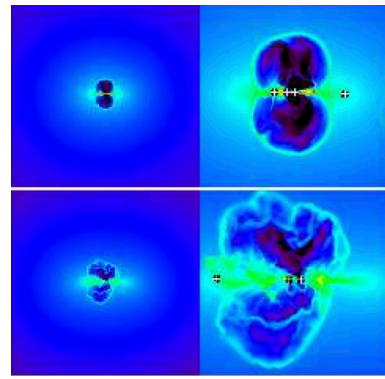


図 2: Krumholz et al. (2009) の大質量星形成シミュレーションで現れる bubble の様子 (Krumholz et al. (2009) から転載)。図は disk に平行な方向から見たものであり、色は密度に対応しており黒色ほど密度が小さく、黄緑色ほど密度が大きい。右の図は左の図の中心付近を拡大したものであり、右上図より disk の上下から輻射により掃き出されたガスが bubble を形成している様子が見える。右下図はその後の時間発展であり、bubble が不安定となり崩壊している事がわかる。

4 Conclusion

本発表では、等温、断熱などの仮定をおき、理想的な系について摂動の安定性解析を行った。結果として、不安定性の成長するタイムスケールや、成長できる波長への制限等が観測やシミュレーションの結果に見られる構造をよく説明できる事が示された。今後の課題として、今回考慮していない磁場を含んだ系の解析

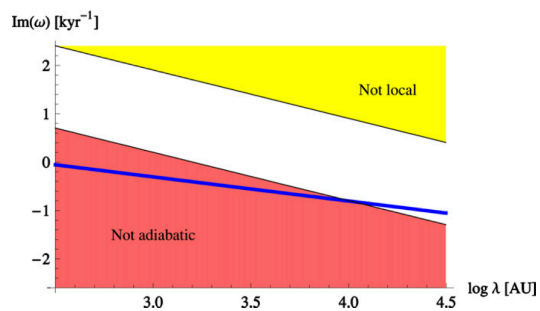


図 3: bubble wall における摂動の成長率と波長の関係 (Jacquet and Krumholz (2011) より転載). 縦軸は成長率, 横軸が摂動の波長を表しており, 黄色は摂動の局所化が成り立っていない領域, 赤色は断熱近似が成り立たない領域を示している. 成長は 1kyr であり, 断熱条件から成長できる波長の下限が決まっている事がわかる.

や, 非線形領域でのふるまい等について考える事が重要になると考えられる.

Reference

Jacquet and Krumholz. 2011. ApJ, 730, 116.

Takeuchi et al. 2013. PASJ, 65, 88

Lopez et al. 2013. ApJ 731, 91

Krumholz et al. 2009 science,323, 754

重力崩壊型超新星爆発における acoustic mechanism の研究

犬塚 慎之介 (早稲田大学大学院 先進理工学研究科)

Abstract

初期質量が約 $8M_{\odot}$ より大きな星では、進化の最後にはコアで重力崩壊が起こる。中心部の密度が原子核の密度程度になると強い核力の影響によって止められ (バウンスと呼ばれる)、衝撃波が発生する。この衝撃波が外層まで伝わって星全体を吹き飛ばすのが重力崩壊型超新星爆発である。超新星爆発の観測からは外層に 10^{51} erg 程度の運動エネルギーが伝えられていなければならない。しかし多くのシミュレーションでは、衝撃波はコアを伝播する際に熱的なニュートリノの生成や外層原子核の分解のためにエネルギーを消費して減衰してしまい、爆発を再現できない。この停滞した衝撃波にエネルギーを与えて復活させることが理論上の課題である。本研究では音波によりエネルギーを輸送し衝撃波を復活させる機構 (acoustic mechanism) に着目しその有効性を調べるため、コアの内部領域、すなわち原子中性子星表面から衝撃波まで伝播する音波について二つの数値計算を行い、結果を比較して考察する。

1 Introduction

1.1 本研究の目的

重力崩壊型超新星の爆発機構についてはこれまでに様々な理論的研究がなされ、信頼に足る超新星爆発の進化過程のモデルおよび爆発のシナリオが構築されている。しかしその解明にあたっては未だに多くの困難が残されている。その一つは超新星のコア内部で発生する衝撃波の停滞である。衝撃波を復活させる機構としてニュートリノ加熱メカニズムが現在盛んに研究されているが、今日まで次元の計算では爆発を再現できていない。本研究では重力崩壊型超新星内部において次元球対称な流れを仮定したうえで、音波により爆発を起こす機構 (Acoustic mechanism) に着目し、爆発にどれほど寄与しているのか調べることを目的とする。

1.2 研究背景

1.2.1 重力崩壊型超新星

太陽質量の約 10 倍以上の質量をもった大質量星では重力収縮により中心部の圧力が急激に低下し、物質が中心に向かって落下する。Fe コアは収縮を続け中心部の密度は上昇を続ける。やがて中心部の密度が原子核の密度程度になるとバウンスが起こり原始

中性子星 (PNS) が形成され、球状衝撃波が発生し外層に向かって伝播を始める。この衝撃波が十分なエネルギーを輸送できれば外層を吹き飛ばし爆発が起こると考えられている。しかし実際には次元球対称計算では爆発を再現できていない。Fe 分解反応や電子捕獲反応で発生するニュートリノにより衝撃波はエネルギーを失い、伝播の途中で停滞してしまうからである。この停滞した衝撃波にエネルギーを与えて再び外層へ伝播させる機構が研究されてきた。

ニュートリノ加熱メカニズムは、重力崩壊で蓄えられた内部エネルギーの一部を衝撃波下流の物質に吸収させ衝撃波を再び外層へ伝播させる機構である。ただし衝撃波が停滞している領域ではニュートリノの吸収の効率が悪く、その効果は詳細な数値計算で検証しなければならない。また、爆発に影響を与える非球対称な現象 (回転、磁場、流体不安定性) の効果を調べるために多くの次元、次元の数値計算が行われている。

1.2.2 Acoustic mechanism

衝撃波が失速、停滞した後、内部コアで強い音波が発生する。この音波がコア内部を伝播して衝撃波にエネルギーを輸送し、バウンス後遅い段階での爆発を引き起こす可能性がある (図 1)。これが音波による超新星の爆発機構 (Acoustic mechanism) である

(Burrows et al. (2006))。音波が超新星爆発にもたらず寄与について調べることはその爆発メカニズムを解明する一翼を担う可能性がある。

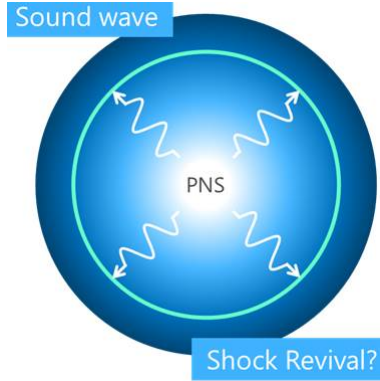


図 1: Acoustic mechanism

2 Calculation

本研究では、重力崩壊型超新星のコアの内部において衝撃波が停滞した後に、原子中性子星表面で与えた物理量の揺らぎが外向きの音波の伝播に伴って停滞衝撃波まで伝えられた場合の揺らぎの成長を調べるため、以下の二種類の数値計算を行う。

1. コアの内部領域を伝播する音波の波長が流れのスケール長より十分小さい場合を仮定し、音速に対する流れの速度の揺らぎを近似的に計算する。
2. 1. の仮定が成り立たない長波長の場合に、流れの状態を記述する方程式を線形化し、数値計算を行って衝撃波における速度の揺らぎの時間変化を調べる。

2.1 速度揺らぎの進化の数値計算

2.1.1 計算方法

星内部の定常的な流れの中で音波の伝播に伴う流れの揺らぎの成長を評価する。

非一様な媒質流の速度 u 、音速 c のスケール長に比べ十分短い波長をもつ波を仮定すると、断熱不変量の保存を表す以下の式が成り立つ (Bretherton and

Garrett. (1968), Dewar. (1970))。ここで E は波のエネルギー密度、 $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}$ は波の固有振動数、 v_g は波の群速度である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E}{\omega'} \right) + \nabla \cdot \left(\mathbf{v}_g \frac{E}{\omega'} \right) = 0 \quad (1)$$

球対称な媒質流 ($\mathbf{u} = v_r$) を伝播する波が短波長であると仮定すると、速度の揺らぎは次のように近似的に求められる (Jacques. (1977))。

$$(\delta v_r)^2 \propto \frac{v_r c}{(v_r + c)^2} \quad (2)$$

これより音速に対する流体粒子の速度の揺らぎを計算領域内の各点で評価し、原始中性子星表面から衝撃波までの成長率 R を求める。

$$\left(\frac{\delta v_r}{c} \right)_r = C \left(\frac{v_r}{c} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{v_r + c} \quad (3)$$

$$R = \frac{(\delta v_r/c)_r}{(\delta v_r/c)_{\text{PNS}}} \quad (4)$$

超新星のコア内部の流体粒子の速度 v_r 、音速 c を図 2 に示す。計算を行う衝撃波下流領域では $c \gg v_r$ となり、短波長の近似が成り立つのは音波の波長 $\ll 10\text{km}$ 、すなわち音波の周期が 1ms より十分小さい場合である。

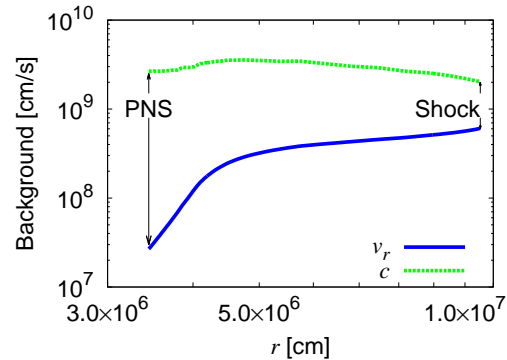


図 2: 星のコア内部の定常流

2.1.2 結果

音波とともに伝播する揺らぎの成長を定常的に求めた結果を図 3 に示す。音速に対する流体粒子の速

度の揺らぎは原始中性子星表面から衝撃波までで約 10 倍に成長している。

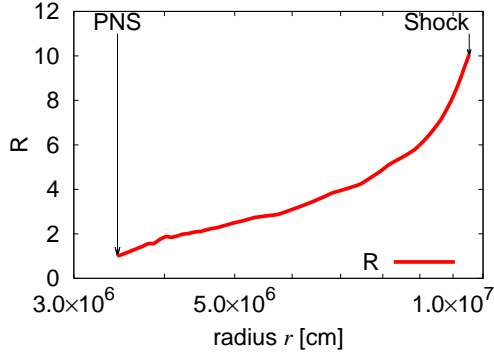


図 3: 音速に対する速度揺らぎの進化

2.2 揺らぎの時間発展の数値計算

2.2.1 計算方法

原始中性子星表面で与えた流れの揺らぎが音波の伝播に伴って停滞衝撃波まで伝わる場合の、コア内部の流体の方程式を数値的に解き、衝撃波における流れの揺らぎの時間変化を調べる。

流れの物理量の揺らぎ $\delta\rho$, δv_r , δp について以下の式が成り立つ。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_j(\rho v_j) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \nabla_j(\rho v_i v_j + p \delta_{ij}) = -\rho g_i \quad (6)$$

$$p = K \rho^\gamma \quad (7)$$

ここで ρ は密度、 v_r は動径方向の速度成分、 p は圧力である。線形化されたこれらの方程式を計算する際には Laplace 変換を利用した数値計算コードを使用した。

速度・密度揺らぎの境界条件として次のような正弦波を与える。

$$\frac{\delta v_r}{v_r} \propto \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (8)$$

$$\frac{\delta v_r}{v_r} = \frac{c_s}{v_r} \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (9)$$

本計算では波の周期 T を 1ms とする。これは図 2 に示す定常流のスケール長と同程度の波長に対応するため、前節と異なり長波長で計算を行う。

線形解析で音速に対する流体粒子の速度の揺らぎを評価し、原始中性子星から衝撃波までの成長率 R の時間変化を求める。

$$R = \frac{(\delta v_{\text{Shock}}/c)_r}{(\delta v_r/c)_{\text{PNS}}} \quad (10)$$

2.2.2 結果

原始中性子星表面で与えた正弦波形をもつ揺らぎの衝撃波における時間変化の計算結果を図 4 に示す。揺らぎは音速で伝播し、衝撃波に到達する時刻には音速に対する流体粒子の速度の揺らぎの振幅は約 40 倍に成長している。

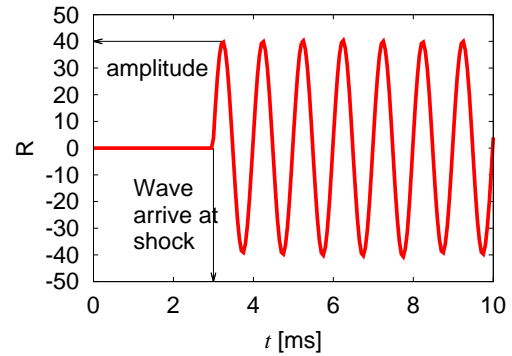


図 4: 速度揺らぎの時間変化

2.3 Discussion

原始中性子星表面で与えた音速に対する流体粒子の速度揺らぎ $\delta v_r/c$ は音波の伝播に伴い、衝撃波半径において Calculation 1 では 10 倍、Calculation 2 では 40 倍に成長した (図 5)。衝撃波半径における $\delta v_r/c$ が定常流に対し 100%程度に成長していれば、衝撃波の dynamics に影響を与える可能性がある。そのためには原始中性子星表面において短波長の場合...10%、長波長の場合...2.5%の揺らぎが発生している必要がある。

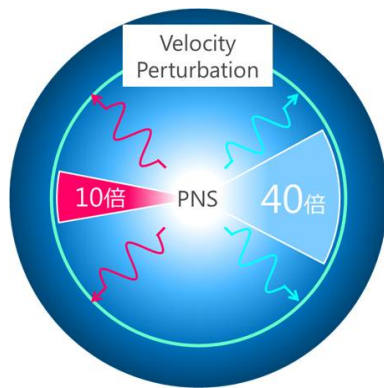


図 5: 速度揺らぎの成長率の比較

3 Conclusion

本研究では超新星内部の停滞衝撃波に音波が与える影響を調べるため、音波の伝播に伴う速度揺らぎの成長を二つの方法で数値計算し解析した。結果として、原始中性子星表面での揺らぎがどの程度あれば衝撃波に影響を与えるか見積もることができた。

今後の課題として、原始中性子星の振動や内部の構造を調べて実際に生成される揺らぎを計算することや、衝撃波上流で自由落下を続ける物質の流れの影響と合わせて解析を行い、衝撃波の dynamics に与える影響をより詳細に検討することが考えられる。

Reference

- A. Burrows et al. 2006. ApJ, 640, 878.
- F. P. Bretherton and C. J. P. Garrett. 1968. Proc. Roy. Soc (London) A302, 529.
- R. L. Dewar. 1970. Phys. Fluids, 13, 2710.
- S. A. Jacques. 1977. ApJ, 215, 402.
- D. Lai and P. Goldreich. 2000. ApJ, 535, 402.
- T. K. Suzuki, K. Sumiyoshi and S. Yamada. 2008. ApJ, 678, 1200.
- Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raiser. 2002. Dover.

ガンマ線バーストの中心エンジン

西野 裕基 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) は宇宙最大の爆発現象である。その光度は $L \sim 10^{51} \text{erg/s}$ で、太陽の約 10^{18} 倍にもなる。現在、GRB に関する最も重要な問題は中心エンジンである。本稿では論文 (Kawanaka et al.2013) のレビューを行う。GRB の中心エンジンの有力な候補に、回転するブラックホールまわりの降着円盤がある。Shakura と Sunyaev の提案した円盤モデル (Shakura,N.I.&Sunyaev,R.A.1973) を採用した。アルファ粘性によって物体は角運動量を失って降着が起こり、降着による加熱と輻射・移流による冷却が釣り合った定常状態を簡単のために考える。ディスク内部の圧力と釣り合う程のポロイダル磁場を持つとすると、Blandford-Znajek(BZ) 機構 (Blandford,R.D.&Znajek,R.L.1977) によって相対論的なジェットが生成される。BZ 機構は磁場によりブラックホールの回転エネルギーを引き抜くペンローズ過程の一種である。質量降着率が大きい ($0.003M_{\odot}/\text{s}$ 以上) ときには、主にニュートリノ輻射によって冷却され、Neutrino Dominated Accretion Flow(NDAF) となる。そして、ディスクがニュートリノに対して光学的に薄い場合、BZ 機構で放出されるジェットの光度は GRB を駆動させるのに十分であることを紹介する。

1 Introduction

GRB とは、突発的なガンマ線放射が観測される現象である。宇宙論的な距離で起こり、このような高エネルギー現象が 1 日に 1 回ほど観測される。GRB は超相対論的なジェットが非等方的に生成されると考えられており、典型的な光度は $L = 10^{50} \text{erg/s}$ に達する。このような高エネルギー天体のメカニズムを解明することには大きな意義がある。しかしながら、GRB の中心エンジンやジェットの駆動メカニズムは未だに解明されているわけではない。中心エンジンの候補で最も有力なのが回転するブラックホールと降着円盤である。

中心ブラックホールに対して、周囲のガスが角運動量を持ってディスク状に回転する。円盤の自己重力を無視すれば、降着ガスはケプラー回転する。そして、重力と遠心力が釣り合って円盤を構成する。このとき、アルファ粘性という異常粘性を導入する。すると、粘性によって角運動量の輸送が行われて、ガスがゆっくりと降着し始める。これが降着円盤である。降着円盤の標準的なモデルは Shakura と Sunyaev によって提案された。そのモデルでは、幾何学的に薄い円盤を考え、アルファ粘性による加熱と放射による冷却がつりあった定常状態を考える。アルファ粘性は乱

流や磁場によって生じると考えられている。Shakura と Sunyaev の降着円盤では、冷却は光子による放射冷却を考えた。この標準円盤モデルは、質量降着率 $\dot{M} \sim 10^{-16} M_{\odot}/\text{s}$ 程度までの範囲で成立している。

一方で、GRB の光度 $L \sim 10^{51} \text{erg/s}$ を説明するには、 $L \sim \dot{M}c^2$ より、およそ $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{s}$ の質量降着率が必要である。このような超臨界降着流 ($10^{-16} M_{\odot} \ll \dot{M}$) では円盤の密度が高く、光学的厚さが大きくなる。そして、光子が円盤にトラップされてしまうので、光子の放射冷却が効かなくなる。つまり、光子放射によって冷却される標準円盤モデルでは GRB の光度を説明できない。そこで $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot}/\text{s}$ 以上の超臨界降着流でも効果的な冷却過程を考えなくてはならない。重要となる冷却過程がニュートリノ放射、移流による冷却である。特に高温・高密度の時にはニュートリノ放射による冷却が優勢となる。ここではニュートリノ放射によって冷却されている降着流 (NDAF) について方程式を解くことで、種々の物理量 (密度、温度、圧力など) を求めた。また、円盤の内縁での圧力と磁気圧との関係を仮定して、BZ 機構から放出されると考えられるジェットの光度を概算した。

2 Methods

標準円盤の基礎方程式を導くために、いくつかの仮定をする。これらの仮定は方程式の解を見ることで後に確かめることは可能である。

1. 軸対称で定常
2. 円盤は幾何学的に薄く、z 方向に静水圧平衡
3. 円盤の自己重力を無視
4. α 粘性 (粘性テンソル $t_{r\phi} = -\alpha p$) が働く
5. 円盤は光学的に厚い
6. 落下速度 v_R は回転速度 v_ϕ より十分に遅い

まず用いる方程式は連続の式と流体方程式である。上記の近似を行うと、以下の 4 つの方程式にまとめることができる。 H は円盤の厚さの半分とし、円盤の面密度を $\Sigma = 2\rho H$ とする。

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R \quad (1)$$

$$\Omega^2 = \frac{GM_{BH}}{R^3} \quad (2)$$

$$2\alpha p H = \frac{\dot{M} \Omega}{2\pi} \quad (3)$$

$$\frac{p}{\rho} = \Omega^2 H^2 \quad (4)$$

順に連続の式と R 成分、 ϕ 成分、z 成分の流体方程式である。さらにエネルギー保存の式から加熱率 Q^+ ($\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)、冷却率 Q^- ($\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) について次が成り立つ。

$$Q^+ = Q^- \quad (5)$$

アルファ粘性による加熱率は円盤の方程式から α に依らない形で

$$Q^+ = \frac{3GM_{BH}\dot{M}}{4\pi R^3} \quad (6)$$

となる。また、冷却率は

$$Q^- = Q_\nu^- + Q_{\text{adv}}^- \quad (7)$$

$$Q_{\text{adv}}^- = T \Sigma v_R \frac{ds}{dR} \sim T \Sigma v_R \frac{s}{R_{in}} \quad (8)$$

s は単位質量あたりのエントロピーである。ニュートリノ冷却率については、主に URCA 過程 (電子・

陽電子捕獲) などによる冷却を考える。ニュートリノの光学的厚さを考慮に入れた冷却率 Q_ν は、two-stream 近似をして輻射輸送の方程式を解くと (Hubeny.1990; Popham and Narayan.1995)、

$$Q_\nu = 2 \sum_i \frac{7/8\sigma T^4}{3/4(\tau_{\nu_i}/2 + 1/\sqrt{3} + 1/3\tau_{a,\nu_i})} \quad (9)$$

i はニュートリノのフレーバーである。 τ_{ν_i} はあるフレーバー i のニュートリノに対する光学的厚さで、 $\tau_{\nu_i} = \tau_{a,\nu_i} + \tau_{s,\nu_i}$ のように吸収および散乱の光学的厚さからなる。さらに加熱率・冷却率を決めるために温度 T の情報も必要で状態方程式を与える必要がある。

この方程式を解くことで円盤の圧力を求めることができる。以下で内縁 R_{in} での円盤の圧力からジェットの光度を概算する方法を述べる。ここで円盤の圧力と磁気圧について以下の式で圧力/磁気圧比 β_h をおく。

$$\beta_h \frac{B^2}{8\pi} = p(R_{in}) \quad (10)$$

この式の物理的な意味はブラックホール磁気圏の磁気圧と円盤の内縁での圧力比に対するつり合いの関係と見ることができる。さて、ブラックホール付近の磁気圏から Blandford-Znajek 機構によってジェットが生成されていると考えられている。すると、ジェットの光度はポインティングフラックスと典型的な大きさのスケール R_g を用いて以下の式でオーダーエスティメイトすることができる。 ($R_g = GM_{BH}/c^2$)

$$L_{\text{jet}} = f(a/M_{BH}) \cdot c \frac{B^2}{8\pi} \cdot R_g^2 \quad (11)$$

$f(a/M_{BH})$ ブラックホールのスピンパラメータ $a = J/M_{BH}$ について単調増加関数で、磁場の配位にも依存する。

3 The Analytic Model

主要な項のみを考えると先の降着円盤の方程式は代数的に簡単に解くことができる。しかも explicit なパラメータ依存性を求めることができる。質量降着率に応じて I から V までの領域に分けて考える。領域から領域への転移点を調べることも可能である。次

のセクションでわかるが、ここで得る解析的な結果は数値計算による結果とよく合致する。

I $\dot{M} < \dot{M}_{\text{ign}}$ (典型値 $0.018M_{\odot}/\text{s}$)

$p \approx \rho c_s^2$ と $Q^- = Q_{\text{adv}}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。ニュートリノ放射が冷却に効かないので、Advection Dominated Accretion Flow (ADAF) となっている。求めたジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 3.2 \times 10^{49} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-1} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.001M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-2/5} \quad (12)$$

転移点 \dot{M}_{ign} は $Q_{\text{adv}}^- = Q_{\nu}^-$ となるときで定義される。

II $\dot{M}_{\text{ign}} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{opaque}}$

(典型値 $0.018M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 0.045M_{\odot}/\text{s}$)

輻射圧 $p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF であり、 $\tau_{\nu_e} < 1$ でニュートリノに対して光学的に薄い。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 1.1 \times 10^{51} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-11/10} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.01M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-57/20} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/10} \quad (13)$$

転移点 \dot{M}_{opaque} は $\tau_{\nu_e} = 1$ となるときである。

III $\dot{M}_{\text{opaque}} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{trap}, \nu_e}$

(典型値 $0.045M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 2.2M_{\odot}/\text{s}$)

$p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF で、 $\tau_{\nu_e} > 1$ でニュートリノに対して光学的に厚い。タイムスケールを考えるために、次の二つの時間スケールを導入する。降着時間 $t_{\text{acc}} = R/v_R \approx \frac{1}{\alpha\Omega} \frac{R^2}{H^2}$ と拡散時間 $t_{\text{diff}} = H\tau/c$ である。このとき円盤は $t_{\text{diff}, \nu_e} < t_{\text{acc}}$ で、電子ニュートリノの放射が円盤の冷却に効いている。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 9.8 \times 10^{51} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-5/6} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{0.1M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-9/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (14)$$

転移点 $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_e}$ は $t_{\text{diff}, \nu_e} = t_{\text{acc}}$ となるときである。

IV $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_e} < \dot{M} < \dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}}$

(典型値 $2.2M_{\odot}/\text{s} < \dot{M} < 4.1M_{\odot}/\text{s}$)

$p = \frac{11}{12} \frac{\sigma}{c} T^4$ と $Q^- = Q_{\nu_e}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。円盤は NDAF で、 $t_{\text{diff}, \nu_e} > t_{\text{acc}}$ となって、電子ニュートリノが円盤にトラップされて、冷却に効かない。ジェットのパラメータ依存性は次のようになる。

$$L_{\text{jet}} = 6.0 \times 10^{52} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-5/6} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{1M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right)^{2/3} \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-9/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{3M_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (15)$$

転移点 $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}}$ は $t_{\text{diff}, \nu_{\mu, \tau}} = t_{\text{acc}}$ となるときである。

V $\dot{M}_{\text{trap}, \nu_{\mu, \tau}} < \dot{M}$

(典型値 $4.1M_{\odot}/\text{s} < \dot{M}$)

ここで再び $Q_{\text{adv}}^- > Q_{\nu}^-$ となって円盤は ADAF となる。 $p \approx \rho c_s^2$ と $Q^- = Q_{\text{adv}}^-$ を仮定して円盤の方程式を代数的に解いた。 $t_{\text{diff}, \nu_{\mu, \tau}} > t_{\text{acc}}$ となり、 μ/τ ニュートリノ放射が冷却に効かない。

$$L_{\text{jet}} = 3.2 \times 10^{53} \text{erg s}^{-1} \beta_h^{-1} \alpha_{0.1}^{-1} f(a/M_{\text{BH}}) \times \left(\frac{\dot{M}}{10M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{R_{\text{in}}}{6R_g} \right)^{-5/2} \quad (16)$$

4 Results

数値計算によって得られた結果を示す。 $\alpha = 0.1, M_{\text{BH}} = 3M_{\odot}, R_{\text{in}} = 6R_g, \beta_h = 1, f(a/M_{\text{BH}}) = 1$ として計算した。

解析的モデルの結果と図1が対応しており、質量降着率を変えた時の円盤の状態変化がわかる。図2から、特にニュートリノに対して光学的に厚くないとき ($0.003 - 0.01M_{\odot}/\text{s}$) には、効率的にジェットを駆動させることがわかる。

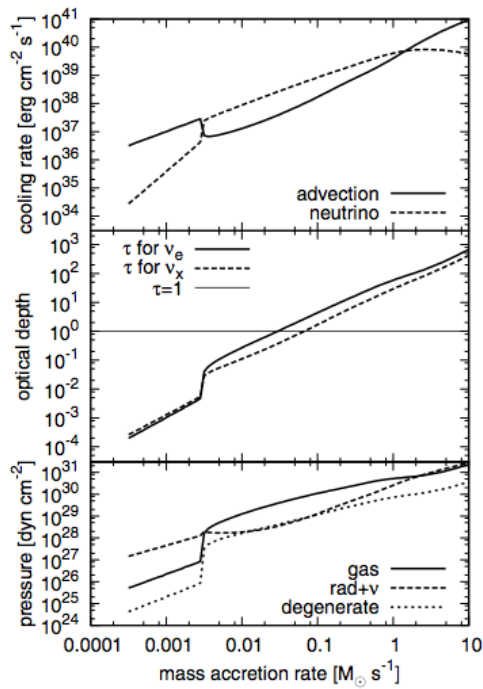


図 1: 質量降着率をパラメーターにした冷却率、ニュートリノに対する光学的厚さ、圧力 (Kawanaka et al.2013 より引用)

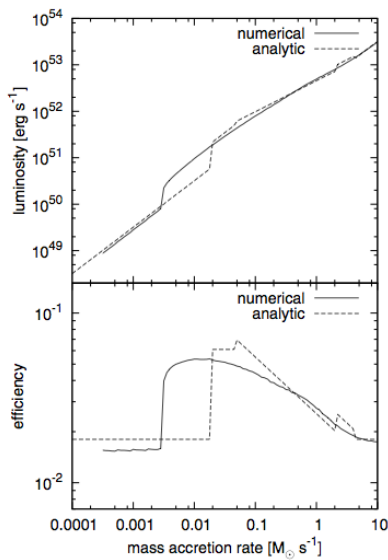


図 2: ジェットの効率 ($\eta = L/\dot{M}c^2$) (Kawanaka et al.2013 より引用)

5 Conclusion

今回は円盤の方程式について数値計算し円盤の作る磁場との関係についてはパラメーターを残したまま、BZ ジェットの光度を計算した。幅広い質量降着率における降着円盤と BZ ジェットを明らかにした。NDAF のとき、効率的に BZ ジェットを生成し、観測されている GRB の光度 ($L \sim 10^{50-52} \text{erg/s}$) に対応している。BZ ジェットはニュートリノ対消滅ジェットより大きく、GRB ジェットとして有力である。今後は円盤とそれが作る磁場のグローバルな配位まで数値計算することでパラメーターを決定することが必要と思われる。

Reference

Kawanaka et al.2013,ApJ,**766**,31

Shakura,N.I. and Sunyaev,R.A.1973,Astronomy&Astrophysics,**24**,pp.337-355

Blandford,R.D.&Znajek,R.L.1977,MNRAS,**179**,pp.433-456

Hubeny.1990,ApJ,**351**,pp.632-641

Popham&Narayan.1995,ApJ,**442**,pp.337-357

降着円盤を伴った回転駆動型パルサーモデルからの多波長放射

石崎 渉 (東京大学 宇宙線研究所 M1)

Abstract

ミリ秒パルサー (MSP) とは弱い磁場を持ちミリ秒スケールの電波パルスを放射する天体であり、放射のエネルギーを自転から供給する回転駆動型のパルサーである。MSP は古い天体であると考えられているにもかかわらず速い自転周期を保っていることから、MSP は進化のある段階で伴星からの質量降着によって角運動量を受け取り自転速度が速まるというリサイクルシナリオが提唱されている。近年、伴星からの降着によって駆動される降着駆動型パルサーのうち、回転駆動型へと移行しているものがいくつか観測された。PSR J1023+0038 はその例の 1 つである。後に、PSR J1023+0038 から (1) 降着円盤起源であると考えられる可視光の放射が確認され (2) 電波パルスが消えたことから、再度降着駆動型に移行したものと考えられていた。しかし、本講演で紹介する Takata et al.(2014) [1] は、(1)(2) と同時期に降着駆動型では説明できない γ 線の増光があることを報告した。[1] はこの γ 線の増光を説明するために、パルサー風による降着円盤からの放射の逆コンプトン散乱を考えた。パルサー風は回転駆動型に期待されるものであるため、PSR J1023+0038 は降着円盤を持ちつつも、回転駆動型として放射し続けているとした。このとき電波パルスは、パルサー磁気圏からの γ 線によって電離された降着円盤に遮られているとして説明した。

1 Introduction

パルサーとはパルス状の放射を行う天体であり、その正体は中性子星と考えられている。パルサーは放射のエネルギー源で分類され、自転のエネルギーを解放して主に電波で放射する回転駆動型、伴星から降着するガスの重力エネルギーを解放して主に X 線を放射する降着駆動型などがある。MSP (millisecond pulsar) はミリ秒スケールの電波パルス放射する回転駆動型のパルサーであるが、磁場が弱いこと・球状星団に見られることなどの理由から古い天体であると考えられている。回転駆動型パルサーの自転周期は、時間が経つにつれて長くなっていくにも関わらず、MSP は速い自転速度を保っており通常の回転駆動型パルサーとは形成過程が異なると考えられている。

降着駆動型パルサーの中性子星は伴星からの質量降着を受ける際に角運動量を受け取ってミリ秒スケールまでその自転速度を速めて (Alpar et al. 1982)、やがて降着が止まり MSP として回転駆動型パルサーへと移行すると考えられている。実際にそのような天体は数例観測されており、本講演ではそのひとつ

である PSR J1023+0038 からの放射と、2013 年の観測での変化の原因について論ずる。

2 Observations

PSR J1023+0038 は 2000 年に電波源として発見され (Bond et al. 2002)、2003 年に X 線の変動や降着円盤が確認されたことから降着駆動型パルサーであると確認された天体である (Woubt et al. 2004; Thorstensen & Armstrong 2005; Homer et al. 2006)。その後、1.69ms の電波パルス放射が見つかった (Archibald et al. 2009) ことから、降着駆動型から MSP へ移行したと考えられた。

しかし 2013 年の観測で、ミリ秒の電波パルスが消失したこと (Stappers et al. 2013)、降着円盤が再び形成されたこと (Halpern et al. 2013) から、再び降着駆動型に移行したと考えられたが、同時期に降着駆動型パルサーのモデルでは説明できない γ 線の増光 (図 1) も見られた (Stappers et al. 2013)。

本講演では、観測事実 (1) ミリ秒の電波パルスが消失したこと、(2) ガンマ線の増光が見られたこと、(3) UV の増光が見られたこと、(4) X 線の増光が見ら

れたことを、Takata et al.(2014) のモデルを用いて説明する。

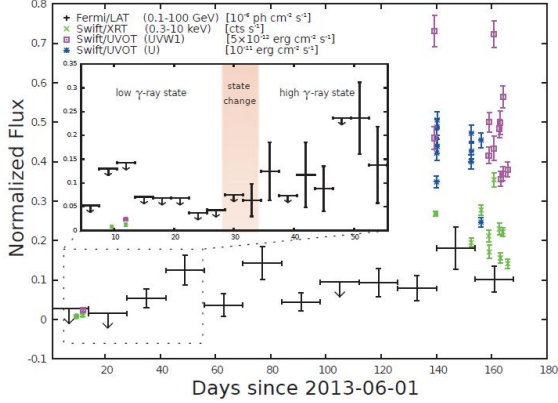


図 1: 2013 年の観測 横軸は 2013 年 6 月 1 日からの日数で、縦軸はフラックス (黒:γ線, 緑:X線, 紫・青:UV) UV,X線については6月上旬と10月頃のデータ点を見ると増光が確認できる。γ線は、6月下旬から7月上旬にかけて有意に増光している。

3 Methods

図 2 は、Takata et al.(2014) のモデルの概念図である。このモデルでは、形成された降着円盤は、パルサーの磁気圏に達しておらず、パルサー風も Outer gap からの放射も存在するとして考える。また、降着円盤は、中性子星からの距離が R_c より近い部分で蒸発し、電離しているものとする。

R_c は Outer gap からの γ線が、電子陽電子対生成によって吸収される半径として計算している。電子陽電子対生成の断面積は、

$$\sigma(E_\gamma) = 3.5 \times 10^{-3} Z^2 \sigma_T \left[\frac{7}{9} \log \left(\frac{183}{Z^{1/2}} \right) - \frac{1}{53} \right] \quad (1)$$

で与えられる。ここで Z は衝突する原子の原子番号、 σ_T はトムソン断面積である。円盤上部から見た柱密度を考え、γ線が吸収される臨界柱密度 Σ_{crit} を計算すると

$$\Sigma_{\text{crit}} \sim 100 \text{ g cm}^{-2} \quad (2)$$

となる (Takata et al. 2010)。Standard disk model (Shakura & Sunyaev 1973; Frank et al. 2002) から、この Σ_{crit} に対応する R_c を計算すると

$$R_c \sim 3 \times 10^9 \alpha_{0.1}^{-16/15} \dot{M}_{16}^{14/15} \Sigma_{c,2}^{-4/3} \text{ cm} \quad (3)$$

を得る。ここで $\alpha_{0.1}$ は粘性パラメータを 0.1 で規格化したもの、 \dot{M}_{16} は 10^{16} g s^{-1} で規格化したもので、 $\Sigma_{c,2}$ も同様である。

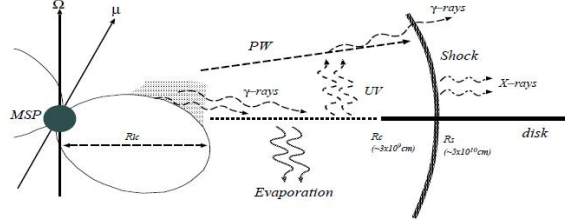


図 2: J.Takata et al.(2014) のモデルの概念図 降着円盤は R_c より内側で蒸発し存在しない。また中性子星からのパルサー風と恒星風の間形成された衝撃波はパルサーから R_s の位置にある。

3.1 UVの増光

UVの放射は、形成された降着円盤由来の多温度黒体放射と考える。まず観測の光度 $L_{UV} \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ から降着円盤の内縁半径を見積もると $R_{\text{in}} \sim 10^9 - 10^{10}$ を得る。パルサーの光円柱の半径が $R_{\text{lc}} = cP/2\pi \sim 8 \times 10^6 \text{ cm}$ であることから、降着円盤はパルサー磁気圏に達していないことが確かめられる。また、 R_c と比較すれば、降着円盤の蒸発が起こっている半径と一致することも確認できる。

Standard disk model より、降着円盤の温度の半径依存性は $T_d \propto R^{-3/4}$ で与えられる。円盤が蒸発している部分より内側は $T_d(R < R_c) = T_d(R_c)$ で一定と仮定する。降着円盤および蒸発したガスからの多温度黒体放射のフラックスは

$$F_\nu = \frac{4\pi h\nu^3 \cos i}{c^2 D^2} \int_{R_{\text{lc}}}^{R_{\text{out}}} \frac{RdR}{\exp[h\nu/k_B T_d(R)] - 1} \quad (4)$$

となる。ここで、 $D \sim 1.3 \text{ kpc}$ は連星系と地球の距離、 $\cos i$ は視線方向による効果で、 $i \sim 40^\circ - 50^\circ$ (Wang et al. 2009) である。

3.2 γ線の増光

パルサー風によって、UVの光子が逆コンプトン散乱され、γ線が作られるとして示す。まず、UVの

光子に対するパルサー風の光学的厚みを計算する。

$$\tau_{ic} \sim n_s \sigma_T r \sim 0.4 \left(\frac{L_{UV}}{10^{33} \text{erg/s}} \right) \left(\frac{E_s}{3 \text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^9 \text{cm}} \right)^{-1} \quad (5)$$

ここで、 $n_s = L_{UV}/4\pi r^2 c E_s$ は UV の光子の密度、 E_s は UV の光子である。これらから逆コンプトン散乱による γ 線の生成は十分起こることがわかる。

パルサー風のローレンツ因子 Γ_{PW} を計算する。magnetization parameter の σ は

$$L_{sd} = \dot{N} \Gamma_{PW} m_e c^2 (1 + \sigma) \quad (6)$$

から定義される。 $L_{sd} \sim 5 \times 10^{34} \text{erg s}^{-1}$ は spin-down luminosity である。これを用いて

$$\Gamma_{PW}(R) = \left(\frac{1 + \sigma_L}{1 + \sigma(R)} \right) \Gamma_{PW,L} \quad (7)$$

となる。ここで下付き添え字の L は、光円柱での値である。また、 $\sigma(R)$ の半径依存性は

$$\sigma(R) = \sigma_L \left(\frac{R}{R_{lc}} \right)^{-\beta} \quad (8)$$

と仮定する。逆コンプトン散乱の断面積は

$$\sigma_{IC}(R) = \frac{3\sigma_T}{4\Gamma_{PW}^2(R)} \times \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma_q q)^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma_q q)} \right] \quad (9)$$

である。ここで $\Gamma_q = 4\Gamma_{PW} E_s / m_e c^2$, $q = E_0 / \Gamma_q (1 - E_0)$, $E_0 = E_\gamma / \Gamma_{PW} m_e c^2$ で $1 / (4\Gamma_{PW})^2 < q < 1$ である (Blumenthal & Gould 1970)。

逆コンプトン散乱された光子の場は

$$F(E_\gamma, R) = \int \frac{\sigma_{IC}(R) c dN_s}{E_s dE_s} dE_s \quad (10)$$

である。ここで dN_s/dE_s は、UV の光子のエネルギー・スペクトルである。

3.3 X 線の増光

降着円盤が消失している時は、伴星と中性子星の間に遮るものがなく、パルサー風や磁気圏からの放射によって恒星の表面は加熱される。加熱されたことにより恒星は膨張をはじめ、ロシュローブを満たした時点から降着が再開する。同時に、加熱されたこ

とにより恒星風は強まり、パルサー風と恒星風の間形成される衝撃波面で、せき止められるパルサー風の割合が大きくなる。これにより、衝撃波面で加速されるパルサー風の電子は増加し、加速電子のシンクロトロン放射も増加することによって X 線の増光が説明できる。

衝撃波で加速された電子のエネルギー・スペクトルは $f(\gamma) = K\gamma^{-p}$ と仮定する。加速電子の γ の最大 γ_{\max} は、衝撃波による加速時間 t_{ac} とシンクロトロン放射による冷却時間 t_{sync} のつりあいから決定する。それぞれは

$$t_{ac} \sim \frac{\gamma_{\max} m_e c}{eB}, \quad t_{\text{sync}} \sim \frac{9m_e^3 c^5}{e^4 B^2 \gamma_{\max}} \quad (11)$$

であり、 $t_{ac} = t_{\text{sync}}$ として計算する。ここで磁場は $B = 3 [L_{sd} \sigma(R) / R_s^2 c (1 + \sigma(R_s))]^{1/2}$ で計算される。ただし $R_s \sim 5 \times 10^{10} \text{cm}$ は衝撃波面と中性子星の距離として、連星間の距離の半分をとったものである。

γ の最小値 γ_{\min} は、分布関数 $f(\gamma)$ を用いて、総粒子数と総エネルギーをそれぞれ計算し求める。

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} f(\gamma) d\gamma = \frac{\zeta L_{sd}}{4\pi \Gamma_{PW}(R_s) r_s^2 m_e c^3 (1 + \sigma(R_s))} \quad (12)$$

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma f(\gamma) d\gamma = \frac{\zeta L_{sd}}{4\pi R_s^2 c (1 + \sigma(R_s))} \quad (13)$$

これらは $p > 2$ を仮定すれば、より簡単に $\gamma_{\min} \sim \Gamma_{PW}(R_s)$ と近似できる。

3.4 電波の遮蔽

蒸発した円盤は、電離してプラズマとなっていると考える。電波がプラズマに吸収されるかどうかを、プラズマ周波数 $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ を計算することで見積もる。

$$\frac{\omega_p}{2\pi} \sim 6 \text{GHz} \left(\frac{\dot{M}_d}{10^{16} \text{erg/s}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{d,w}}{10^5 \text{cm}} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_c}{3 \times 10^9 \text{cm}} \right)^{-1} \quad (14)$$

ここで \dot{M}_d は円盤からの蒸発の速度、 $v_{d,w}$ は蒸発した物質の速度、 R_c は蒸発する半径の最大である。 n_e は円盤から蒸発する物質が、 $v_{d,w}$ で 1 秒当たり逃げ出す量が \dot{M}_d に等しいとして計算した。この結果から、電波パルスはプラズマに遮蔽されると考えてよい。

4 Results

このモデルのパラメータは、 σ_L , $\Gamma_{PW,L}$, β である。図 3, 図 4 は、降着が始まる前と後のスペクトルとフィッティングの結果である。この結果 $\sigma_L \sim 100$, $\Gamma_{PW,L} \sim 200$, $\beta \sim 0.7$ を得た。また、加速電子のベキ指数は、降着前は $p \sim 1.6$ 、降着が始まってからは $p \sim 2.2$ となった。

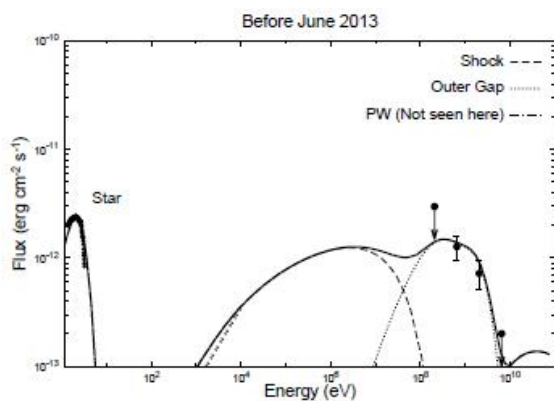


図 3: 降着が始まる前のスペクトル. 左に見えているのは伴星の黒体放射. 破線は衝撃波加速によるシンクロトロン X 線、細かい破線はパルサー磁気圏からの放射

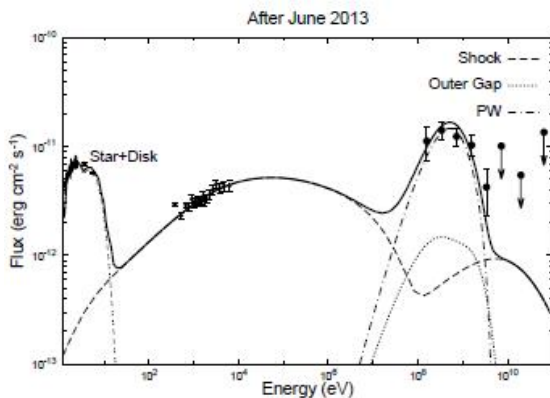


図 4: 降着が始まってからのスペクトル. 左に見えていた黒体放射のスペクトルが降着円盤からの放射で強くなっている. 点線は衝撃波加速のシンクロトロン放射である. 一点鎖線は逆コンプトン散乱による γ 線で、磁気圏からの γ 線を覆い隠している

5 Discussion & Conclusion

このモデルによって、(1) ミリ秒の電波パルスが消失したこと、(2) ガンマ線の増光が見られたこと、(3) UV の増光が見られたこと、(4) X 線の増光が見られたことすべての観測事実を同時に説明することができた。結論として、パルサーの電波放射は遮蔽されているだけであって、PSR J1023+0038 は回転駆動型パルサーのままであるということが出来る。

課題としては、(1) 現在 UV で観測されている 100 秒程度の時間変動が説明できていない、(2) X 線で観測されている 50-100 秒の時間変動が説明できていない、(3) 蒸発した円盤とパルサー風の相互作用を考えていないという点が挙げられる。

(1) については、円盤の構造および時間変動についてより細かな考察を行う必要があるだろう。(2) については、恒星風の時間変動を考慮したより詳細な議論が求められる。

(3) については、衝突がないとするのは不自然であるため、衝突があっても遮蔽が可能であるか考察の必要があるだろう。

Reference

- Takata, J., Li, K.L., Leung, Gene C.K. et al. 2014, ApJ, 785, 131
- Alpar, M.A., Cheng, A.F., Ruderman, M.A., Shaham, J. 1982, Nature, 300, 728
- Bond, H. E., White, R. L., Becker, R. H., & O'Brien, M. S. 2002, PASP, 114, 1359
- Woudt, P.A., Warner, B., Pretorius, M.L., 2004, MNRAS, 351, 1015
- Thorstensen, J.R., Armstrong, E., 2005, AJ, 130, 759
- Homer, L., Szkody, P., Chen, B., Henden, A., Schmidt, G., Anderson, S.F., Silvestri, N.M., Brinkmann, J., 2006, AJ, 131, 562
- Archibald, A. M. et al., 2009, Sci, 324, 1411
- Stappers, B.W. et al. 2013, ATel, 5513, 1
- Halpern, J.P., Gaidos, E., Sheffield, A., Price-Whelan, A.M., Bogdanov, S., 2013, ATel, 5514, 1
- Takata, J., Cheng, K.S., Taam, R.E., 2010, ApJ, 723, L68
- Shakura, N. and Sunyaev, R. (1973). A&A, 24:337 .
- Wang, Z., Archibald, A.M., Thorstensen, J.R., Kaspi, V.M., Lorimer, D.R., Stairs, I., Ransom, S.M., 2009, ApJ, 703, 2017
- Blumenthal, G.R., Gould, R.J., 1970, RvMP, 42, 237

ブラックホール中性子星連星合体のスピンの傾きに対する依存性の研究

川口 恭平 (基礎物理学研究所)

Abstract

ブラックホール中性子星連星合体は有望な重力波源であるとともに、降着円盤形成や質量放出によって sGRB や Kilonova といった電磁波対応天体の源となりうる。本研究ではブラックホール中性子星連星の合体過程の、特に今まであまり議論されてこなかったブラックホールスピンの傾きに対する依存性を数値相対論シミュレーションによって調べた。その結果ブラックホールスピンの軌道角運動量との角度が合体直前まで、シミュレーションのゲージ条件のもとで 3 度以下の精度で保存することが分かった。またスピン傾斜角が大きいくほど潮汐破壊が起こりにくくなり、その結果形成される降着円盤や放出される質量は小さくなる事を定量的に明らかにした。さらに放出される重力波の波形はスピン傾斜角の存在によってその振幅や位相が変化することが分かった。

1 Introduction

ブラックホール中性子星連星合体は有望な重力波源であるとともに、降着円盤形成や質量放出によって sGRB や Kilonova といった電磁波対応天体の源となり得る。こうしたコンパクト連星合体の、特に合体過程において放出される重力波の波形や、形成される降着円盤の質量、放出される質量を理論的に予想するためには数値相対論によるシミュレーションが必要である。特にブラックホール中性子星連星合体においては、合体時中性子星が潮汐破壊を起こすかが重力波波形や降着円盤質量といった量を大きく左右し、また、中性子星の潮汐破壊の度合いはブラックホールスピン、質量、中性子星の質量、半径 (状態方程式) に依存することが先行研究によって明らかになった。(K. Kyutoku, M. Shibata, K. Taniguchi 2010)(K. Kyutoku, H. Okawa, M. Shibata, K. Taniguchi 2011) これまでのブラックホール中性子星連星合体に対する研究はブラックホールスピンの方向と系の軌道角運動量の方向がそろっているものについて主に行われてきた。ブラックホールスピンの方向が系の軌道角運動量の方向からずれている場合、連星の軌道は時空のひきずりの効果により歳差運動を起こすことが知られており、こうしたダイナミクスの変化は重力波波形や降着円盤質量といった量を定性的に変え得る。そこで本研究ではブラックホール中性子星連星の合体過程の、特に今まであまり議論されてこなかったブ

ブラックホールスピンの傾きに対する依存性を、中性子星の状態方程式の不定性も考慮して系統的に数値相対論シミュレーションによって調べた。以下、特に断らない限り $c = G = M_{\odot} = 1$ の単位系を用いる。

2 Method & Model

本研究の目的はブラックホールの質量、スピンの大きさ、スピンの傾き、中性子星の質量、中性子星の状態方程式に対してブラックホール中性子星連星合体の際に形成される降着円盤の質量と形状、放出される物質の質量と形状、放出される重力波の波形がどのような依存性を持つかを系統的かつ定量的に明らかにすることである。今回はその研究の第一歩として、中性子星質量とブラックホール質量を固定し、状態方程式とスピンの傾きがブラックホール中性子星連星合体に与える影響を調べた。特に状態方程式としては原子核物理から提案される 4 つの piecewise-polytropic モデル (J. S. Read, B. D. Lackey, B. J. Dwen, J. L. Friedman 2009) を用いた。各 EOS に対する $1.35M_{\odot}$ の中性子星の半径、中心密度、バリオン質量、コンパクトネスの値を表 1 にまとめる。なおコンパクトネスは中性子星の質量をその半径で割った値 $C := M_{NS}/R_{NS}$ で定義される量で中性子星がどれだけコンパクトな領域に収まっているかを表す無次元量である。中性子星質量を固定した場合、半径が大き

表 1: 各 EOS に対する $1.35M_{\odot}$ の中性子星の半径、中心密度、バリオン質量、コンパクトネスの値。

Model	$R_{1.35}[km]$	$\rho_{1.35}[g/cm^3]$	$M_{*,1.35}[M_{\odot}]$	$C_{1.35}$
APR4	11.1	8.9×10^{14}	1.50	0.180
ALF2	12.4	6.4×10^{14}	1.49	0.161
H4	13.6	5.5×10^{14}	1.47	0.147
MS1	14.4	4.2×10^{14}	1.46	0.138

な中性子星ほど小さなコンパクトネスをもつ。数値シミュレーションは、これら 4 つの状態方程式それぞれについて、軌道角運動量とブラックホールスピンの間の角度 $i_{tilt} \sim 30, 60, 90[\text{deg.}]$ としたモデルについて行った。また、すべてのモデルについて中性子星質量 $M_{NS} = 1.35M_{\odot}$ 、 $Q = 5$ 、 $\chi = 0.75$ 、 $M_0\Omega = 0.036$ とした。ここで $Q = M_{BH}/M_{NS}$ 、 $\chi = S_{BH}/M_{BH}^2$ でそれぞれブラックホールと中性子星質量比、ブラックホールのスピンパラメータであり、 $M_0\Omega$ は初期の軌道周期を全質量で無次元化した値である。 $Q = 5$ 、 $\chi = 0.75$ とした理由は、状態方程式とスピンの傾きに対する潮汐破壊の激しさの依存性が見えやすいと先行研究から期待されるためである。本シミュレーションは Z4c 形式に基づいて時空と流体の時間発展を解く数値計算コード SACRA (T. Yamamoto, M. Shibata, K. Taniguchi 2008) を用いて計算した。また、スピンの傾いていない系との比較として (K. Kyutoku, K. Ioka, M. Shibata 2013) のデータを用いた。

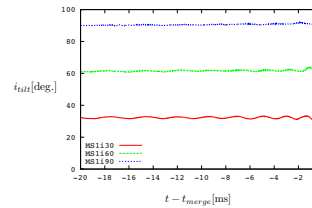
3 Results

この節では本研究の数値シミュレーションによって得られた主たる結果のいくつかを紹介する。

3.1 軌道進化

PostNewtonian 展開による軌道進化計算による研究から、片方が軌道角運動量から傾いた方向にスピンを持っているような連星は、スピン軌道角運動量相互作用によって軌道が歳差運動を起こすことが知られている。(L. E. Kidder 1995) 特に、このときスピン軌道角運動量相互作用の最低次の効果において、

軌道角運動量とブラックホールスピンの間の角度 i_{tilt} を保った状態で全角運動量の周りを回転することが分かっている。この事実は数値シミュレーションの初期条件における i_{tilt} の値が、連星形成時の i_{tilt} とほぼ一致しているであろうこと意味し、本研究における設定が well-defined である事を保証する。しかしながら、こうした軌道角運動量とブラックホールスピンの時間進化の性質が、連星合体直前といった、PostNewtonian 展開による計算が妥当でなくなる領域において成り立つかは非自明であるため、今回はそれを調べた。図 1 に MS1 における i_{tilt} の時間進化

図 1: MS1 における i_{tilt} の時間進化。

をプロットしたものである。状態方程式のモデルによらず i_{tilt} の値は合体直前まで 3 度以下の精度で保存することが分かった。この結果は PostNewtonian による計算でも示された i_{tilt} の値が軌道進化においてほぼ保存するという性質が、合体直前まで有効であることを意味する。この性質はスピンが傾いているブラックホール中性子星連星をモデル化する上で役に立つと考えられる。

3.2 降着円盤と質量放出

合体後 $10ms$ 後に測った降着円盤の質量 M_{disk} と放出された物質の質量 M_{eje} の結果をコンパクトネス

とスピン傾斜角に対する等高図として図 2,3 にした。図 2 から、同じスピン傾斜角をもつモデルについてはコンパクトネスが小さいほど降着円盤の質量が大きいことが分かる。また同じ状態方程式のモデルに対しては M_{eje} がスピン傾斜角の増大に伴って減少している。図 3 からは降着円盤の時と同様にコンパクトネスが小さいほど放出される物質の質量が大きく、また M_{eje} が傾斜角の増大に伴って減少している事が確認できる。このことから中性子星はコンパクトネスが小さいほど、またスピン傾斜角が小さいほど潮汐破壊を起こしやすいということを表している。スピンが軌道角運動量と同じ向きを向いているブラックホール中性子星連星合体においては、スピンの大きさが大きいほど中性子星は潮汐破壊を起こしやすい事が分かっているが (K. Kyutoku, H. Okawa, M. Shibata, K. Taniguchi 2011)、スピンの向きが軌道角運動量の方向から傾いている場合、PostNewtonianでのスピン軌道角運動量相互作用の leading の寄与が、 $\propto \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = LS \cos i_{tilt}$ で与えられるように、傾斜角によってスピンの効果が effective に弱まるため、潮汐破壊が起こりにくくなったためと解釈することができる。比較的小さいコンパクトネス (~ 0.14) の状態方程式においては、初期スピン傾斜角が 90 度であっても降着円盤の質量は $0.01M_{\odot}$ 以上存在し、これは sGRB の中心エンジンとなる可能性がある。一方コンパクトネスが比較的大きい (~ 0.18) の場合では、 $0.01M_{\odot}$ 以上の降着円盤の質量を実現するためには、初期スピン傾斜角の値がおおよそ 60 度以下である必要があることが分かる。

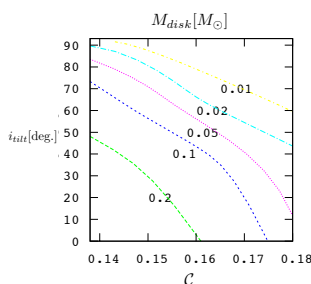


図 2: コンパクトネスとスピン傾斜角に対する降着円盤の質量の依存性。

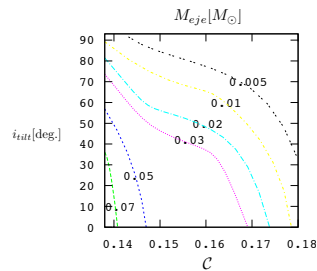


図 3: コンパクトネスとスピン傾斜角に対する放出される物質の質量の依存性。

3.3 重力波波形

スピン傾斜角が存在すると軌道は歳差運動を起こし、それに伴って重力波波形も変化する。スピン傾斜角が重力波波形に与える影響を調べた。図 4 は状

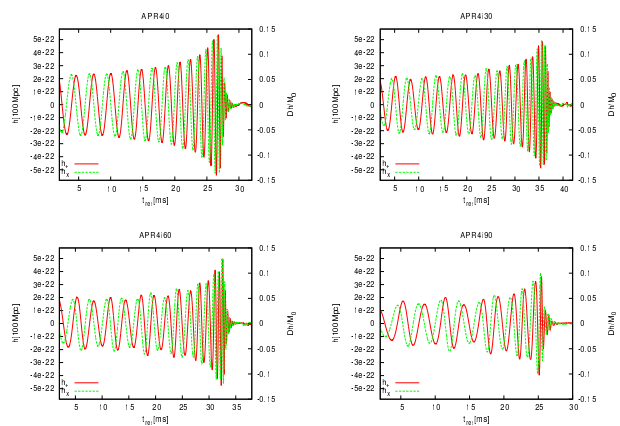


図 4: 各スピン傾斜角のモデルからの重力波波形。状態方程式は APR4 である。

態方程式が APR4 の各スピン傾斜角のモデルについて系の全角運動量の方向で観測した場合の重力波波形をプロットしたものである。各スピン傾斜角のモデルからの波形を比べると、重力波波形がスピン傾斜角によって振幅や位相が変化しているのが分かる。また重力波波形の変化はスピン傾斜角が大きいほど大きいことが分かる。

スピンが傾いている系では全角運動量の方向と軌道角運動量の方向は一致しておらず、軌道角運動量は全角運動量を軸に回転する。本数値シミュレーションでは、ブラックホール中性子星の軌道が ~ 10 周する間に、軌道角運動量は $\sim 0.5 - 1$ 周回転してい

る。つまり軌道角運動量の回転角速度 ω_{prec} は軌道角速度 ω_{orb} 比べ小さい。そのため、全角運動量の方向から観測した重力波はその瞬間瞬間では軌道角運動量は一定の方向を向いており、スピンの傾いていない系からの重力波を全角運動量と軌道角運動量の間角度分だけ軌道角運動量の方向に対し傾けた方向にいる観測者から観測したものであるという描像が第 0 近似成り立つと考えられる。重力波の最低次は四重極公式であたえられ、その周波数は軌道周波数の 2 倍であるが、特に連星の質量比が 1 でない場合、軌道角運動量からずれた方向における重力波には $0.5PN$ のオーダーで軌道周波数の 1 倍や 3 倍の成分がまざる。その効果によってスピンの傾いている系から重力波波形が図 4 ように振幅や位相が変化すると解釈できる。

現実の観測では観測者の方向は固定であり、初期に観測者が軌道角運動量の方向にいたとしても、軌道角運動量の方向は回転するため常に軌道角運動量の方向から観測することは不可能である。したがってスピンの傾いた系からの重力波波形には観測方向のずれによる振幅や位相の変化の効果が入ることは原理的に避けられない。これはスピンの傾いていない系において、運が良ければその重力波を軌道角運動量の方向から観測することが可能であることと大きく違う点であり、スピンの傾いた系からの重力波の大きな特徴である。

4 Summary

本研究ではブラックホール中性子星連星の合体過程の、特に今まであまり議論されてこなかったブラックホールスピンの傾きに対する依存性を数値相対論シミュレーションによって調べた。その結果ブラックホールスピンの傾きと軌道角運動量の間角度が合体直前まで、シミュレーションのゲージ条件のもとで 3 度以下の精度で保存することが分かった。またスピン傾斜角が大きいほど潮汐破壊が起こりにくくなり、その結果形成される降着円盤や放出される質量は小さくなる事を定量的に明らかにした。さらに放出される重力波の波形はスピン傾斜角の存在によってその振幅や位相が変化することが分かった。

Acknowledgement

研究活動にあたって、基礎物理学研究所教授の柴田大さんには適切で丁寧なご指導を頂きました。心よりの謝意を表します。基礎物理学研究所の中野寛之さんには、PostNewtonian の寄与を入れた軌道進化計算コードの提供のほか様々な場面で沢山の丁寧なご指導を頂きました。心から感謝いたします。Wisconsin-Milwaukee 大学の久徳浩太郎さんには本研究を進めるにあたって欠かせない初期データやコードの作成のほか丁寧なご指導を頂きました。心より感謝の意を表します。

Reference

- K. Kyutoku, M. Shibata, K. Taniguchi, Phys. Rev. D, **82**, 044049 (2010)
- K. Kyutoku, H. Okawa, M. Shibata, K. Taniguchi, Phys. Rev. D, **84**, 064018 (2011)
- K. Kyutoku, K. Ioka, M. Shibata, Phys. Rev. D, **88**, 041503 (2013)
- T. Yamamoto, M. Shibata, K. Taniguchi, Phys. Rev. D, **78**, 064054 (2008)
- L. E. Kidder, Phys. Rev. D, **52**, 821- 847 (1995)
- J. S. Read, B. D. Lackey, B. J. Dwen, J. L. Friedman, Phys. Rev. D, **79**, 124032 (2009)

重力崩壊型超新星の爆発メカニズム

荒木 惟 (福岡大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星は大質量星の進化の最終段階に起きる激しい爆発現象である。その爆発エネルギーは 10^{51} erg とその親の銀河に相当するほどで宇宙で最も激しい爆発現象のひとつであると言える。重力崩壊型超新星は文字通り重力崩壊が爆発の引き金となるものであり、この超新星が重力崩壊から爆発に至るまでのような物理が関わっているのか長きに渡って研究は進められてきた。しかしまだ完全には解明されていない点が残っている。この研究では現在有力視されている超新星が爆発に至るまでの標準シナリオを解説し最後に現在の最新のシミュレーションについても議論する。

1 Introduction

超新星爆発は大質量星の進化の最終段階で起こす爆発現象であり、高エネルギー天体物理学としても重要な天体現象の一つである。またニュートリノ天文学や重力波天文学での候補天体としても重要性を持っている。超新星のなかでも重力崩壊型超新星は親星の質量が $8M_{\odot}$ 以上の恒星が進化の最終段階で起こす爆発現象である。恒星は核融合反応により元素合成を行いながら進化していき、質量が $8M_{\odot}$ 以上である恒星はその最終段階で中心部に鉄のコアを作る。この鉄コアが不安定になり重力崩壊を起こし爆発が生じる。この超新星の研究は約 50 年間にわたって行われてきたが未だその爆発のメカニズムに関して完全解明されておらず、現在も盛んに研究がおこなわれている。この重力崩壊型超新星のメカニズムを解明するには、素粒子、原子核物理、流体力学、電磁プラズマ物理そして一般相対性理論を含めた非常に複雑な物理が関連してくる。この現象を考慮した研究を行うには数値シミュレーションは欠かすことができない。将来的にこの現象を、7 変数（時間 1，空間 3 次元，位相空間 3 次元）を持つボルツマン輻射輸送方程式を一般相対論的な流体・時空の進化と合わせてセルフコンシステントに解くことが必要である。当発表では重力崩壊型超新星が重力崩壊を起こし爆発に至るまでの標準的なシナリオを解説し、さらに現在の数値シミュレーションの結果についても紹介する。

2 重力崩壊から爆発にいたるまで

ここでは重力崩壊型超新星の重力崩壊の始まりから爆発にいたるまでの標準シナリオを解説する。恒星は核融合をしながら進化しているがその質量が $8M_{\odot}$ 以上の恒星は進化の最終段階で重力崩壊を起こす。これにより爆発することがわかっていて、爆発後は中性子星もしくはブラックホールになると言われている。この研究で注目する恒星は爆発後中性子星となる恒星であり、その恒星は質量が $9 - 25M_{\odot}$ であることがわかっている。また星の運命はその恒星に含まれる金属量に依存するので、その中でも私たちの太陽系と同程度の金属量を持つ恒星に注目する。

2.1 重力崩壊の開始

爆発直前の恒星は元素合成が進みその中心部に鉄のコアを作る。その鉄コアの内部の圧力勾配と自己重力が釣り合うことによって、恒星は安定している。その鉄コアの内部の圧力が減少し釣り合いが崩れるとき重力崩壊を起こす。内部圧力は主に電子による縮退圧と熱による圧力によって支えられている。よってこの 2 つの圧力の減少が引き金となり重力収縮し始める。

まず電子の縮退圧について考えてみる。重力崩壊が開始するとき鉄コアの密度が 10^9 [g/sm³] になっている。このとき原子核の周りをまわっている電子が原子核に取り込まれてしまう現象が起きる、これを電子捕獲反応 ($^{56}\text{Fe} + e^- \rightarrow ^{56}\text{Mn} + \nu_e$) と言う。この

反応は左辺と右辺の化学ポテンシャルの和を比較すると左辺の方が化学ポテンシャルが大きいいため平衡にする方向に反応が進むためである。よってこの反応によって電子は原子核に取り込まれるため圧力の担い手を失い縮退圧は減少してしまう。

次に熱による圧力を考えてみる。鉄コアが重力収縮を始めるときの温度は 10^9 [K] 以上であるこのとき鉄コアの鉄が光を出しながらヘリウムに分解される ($^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13^4\text{He} + 4n - 124.4\text{MeV}$)。これを鉄の光分解という。この反応は吸熱反応であるので熱的なエネルギーが奪われ、熱によって支えられていた圧力は減少する。以上の 2 つの減少によって鉄コアの内部の圧力は減少し鉄コアは重力崩壊を起こす。

2.2 ニュートリノトラッピング

重力崩壊開始時、電子捕獲反応では電子が捕えられる代わりに、電子ニュートリノが飛び出している。重力崩壊の初期では電子ニュートリノは物質と相互作用することなくコアの外に抜け出すが、重力崩壊が進み中心密度が 10^{12} [g/cm³] になると、電子捕獲反応によって飛び出していた電子ニュートリノが鉄コアに閉じ込められ始める。これをニュートリノトラッピングと言う。それは電子ニュートリノが鉄の原子核との散乱が効き始めるからである。またニュートリノが鉄コアからギリギリ抜け出すことのできる面をニュートリノ球という。

2.3 コアバウンス

鉄コアはその後も重力収縮をし続け、中心密度が 10^{14} [g/cm³] 以上になったときその値は核密度を超えるので、核力による斥力が働き力がバウンスする。この跳ね返った力が衝撃波となって外側へと広がる。これをコアバウンスという。そしてこの衝撃波は原子核を核子に分解しながら外側へと伝わっていく。しかし現段階のシミュレーションでは衝撃波は星の外までいかず、鉄の光分解や電子捕獲反応によりエネルギーを損失してしまい、半径が 100-200km の時点で失速してしまう。よってこの失速してしまった衝撃波をどうにかして復活させ爆発をさせなければならない。

2.4 ニュートリノ加熱

一度止まってしまった衝撃波を復活するために考えられているのはニュートリノによる再加熱である。

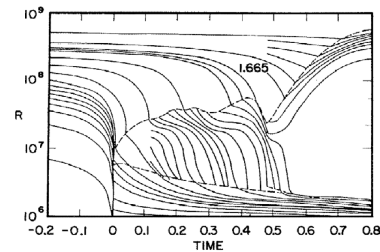
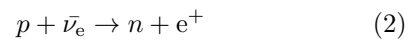
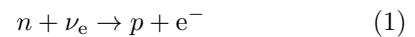


図 1: Wilson らによる $25M_{\odot}$ モデル

1985 年に Wilson らがニュートリノ加熱によって衝撃波の復活に成功したことによりその重要性は確かめられた。

衝撃波の通ったあとの物質は分解された陽子と中性子で満ちている。その核子とニュートリノ球から飛び出た電子ニュートリノが次のように荷電反応をする。



よってニュートリノがエネルギーを運び再加熱することができる。しかし加熱と同時に脱ニュートリノによる冷却も起きているので、加熱と冷却を考慮したトータルの加熱率を考える。そのときある半径を境に加熱が優勢の領域と冷却が優勢の領域に分かれる。これをゲイン半径といい。加熱率と冷却率の等しい半径である。ゲイン半径は 80-100km の領域にあると考えられている。ゲイン半径以下の領域は冷却が優勢であり、ゲイン半径以上の領域は加熱が優勢である。よってこのことをまとめると半径が 100-200km で失速した衝撃波はゲイン半径と衝撃波面の間で加熱優勢の領域で暖められ、再び息を吹き返す。これがニュートリノによる加熱のメカニズムである。

3 数値計算モデル

爆発のメカニズムを解明する上で数値計算は欠かすことができない。よってこれから重力崩壊型超新星の爆発のシミュレーション結果を次元ごとにみていくことにする。

3.1 1次元モデル

まず最初に球対称の1次元モデルをみってみる。1次元モデルでは一般相対性理論とニュートリノ輻射輸送に基づく計算が行われておりその結果によると爆発しないという結論にいたる。これは1次元シミュレーションは球対称モデルであるために方向が一方向であり、失速した衝撃波が再び加熱する間もなく物質が降り積もるからである。

3.2 2次元モデル

次に2次元の軸対称モデルについてみってみる。2次元モデルは軸対称であるので流体の不安定が作られやすく1次元モデルより再加熱しやすい。よって1次元モデルより爆発しやすいことがわかっている。また90°で対称のモデルと180°で対称のモデルでは180°対称のモデルは衝撃波が復活し見事爆発していることがわかっている。

3.3 3次元モデル

最後に3次元モデルをみってみる。3次元モデルの数値計算は現在2次元モデルとの爆発しやすさを議論する研究が行われている。現在では3Dモデルは2Dモデルより爆発しにくいと考えられてる。ここで唯一爆発が成功した例を紹介する。このシミュレーション

ンでは親星が $11M_{\odot}$ としたときのシミュレーション結果である。(a)はバウンス後50msの時点では衝撃波の背面で凸凹した小さな揺らぎがでてきはじめる。(b)はバウンス後110msではその揺らぎのスケールが発達する。(c)はバウンス後130msで衝撃波面そのものが大局的に揺らぎ始める。(d)はバウンス後170msで外側では大局的な揺らぎをしつつ内側では小さなスケールでの揺らぎを持つ構造を持っている。

4 Discussion

このように重力崩壊型超新星の爆発のシナリオは大きな流れとしては解明されてきているがさらにニュートリノ輸送や一般相対性理論に基づいた計算、また流体の乱流理論などさまざまな問題が残っている。またシミュレーションに関しても比較的軽い星では3Dモデルで爆発をしたがより重い $27M_{\odot}$ では爆発を再現できないなどの問題がある。しかし「京」をはじめとするスーパーコンピュータの発達により計算技術は向上し、さらなる爆発メカニズムの解明が進んでいくと考えられる。

Reference

- Kotake, K., Sato, K., & Takahashi, K. 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 971
- Bethe, H. A., & Wilson, J. R. 1985, The Astrophysical Journal, 295, 14
- Suwa, Y., Takiwaki, T., Kotake, K., et al. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 99

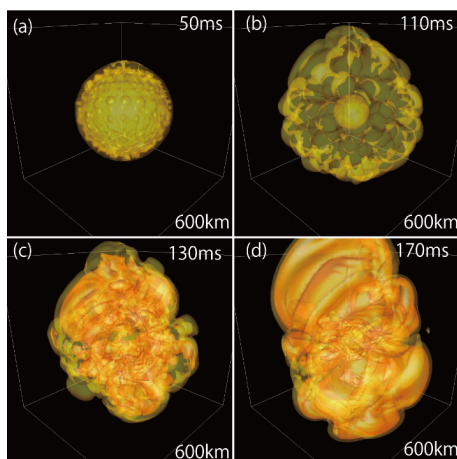


図 2: 「京」による3次元シミュレーション

Rapidly rotating star vs Non-rotating star

漆畑貴樹 (東京大学理学系研究科)

Abstract

現在では高速回転している金属欠乏の Wolf-Rayet star が「長い」ガンマ線バースト (LGRB) を伴う重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) の progenitor として考えられている。その為、この種の CCSN の数値シミュレーションを行う際の初期値設定には回転を考慮した大質量星の進化を追い、その終状態を求める必要がある。しかし、恒星進化コードの中には回転の効果を考慮していないものも存在する。よって、回転の考慮の有無により、恒星の内部構造・進化にどのような違いが出てくるかをみていく。主に [1] の論文を基にする。

1 Introduction

回転を考慮した恒星進化、と言われると不思議に思われるかもしれない。なぜならば、惑星でも恒星でも、星は回転しているからだ。ここで回転を強調する意味とは何か。教科書に載っている恒星の性質を特徴づける基礎方程式を思い出して頂きたい。多くの教科書には球対称を仮定している。それら基礎方程式を基に恒星進化コードが作られ、恒星の内部構造や進化経路を調べられてきたのが過去約 50 年間行われてきた恒星の研究である。回転を考えると遠心力が星の内部で効いてくる。その為、星の形状は歪み球対称は破られる。つまり、今までの恒星進化の研究とは 1 次元的であり、回転の効果は取り入れられていない。

自転が遅い星であれば近似的に問題ないように思われるが、高速回転しており遠心力が強いような星では問題が出てくると考えるのは自然である。ここで回転を考えた時、どのような影響が出てくるのかをまとめておこう。

(1)The equilibrium configuration of rotating stars : 今さっき述べたように、回転を考慮すると遠心力により形状が歪む。遠心力の性質を考えると、形状の観点では、赤道面方向に最も影響が出ており、極方向へ影響は出ない。

(2)The effects of rotation on mass loss or accretion : 等方性の mass loss (or accretion) ではなく異方性になる。

(3)The rotational mixing : 内部の歪みにより循環

流が発生する。これにより元素や角運動量が輸送される。

(4)The interactions with magnetic field : 回転と磁場の相互作用により種々の不安定性が生じる。例えば、magnetic breaking や、まだ理論上のものであるが、Tayler-Spruit dynamo などがある。

今までの恒星の内部構造・進化の研究は 1 次元であった。回転の考慮した恒星の内部構造・進化は本質的に多次元である。以上に述べた影響を調べる為にも、多次元的なアプローチが必要であり始まったばかりの分野である。当然の事ながら、重力崩壊型超新星爆発 (CCSN) の progenitor の研究という観点からも重要な分野である。

2 基礎方程式

for Non-rotating star

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dM_r} &= -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \\ \frac{dr}{dM_r} &= \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \\ \frac{dT}{dM_r} &= -\frac{GM_r T}{4\pi r^4 P} \nabla_T \\ \frac{dL_r}{dM_r} &= \epsilon_n - \epsilon_\nu + \epsilon_g\end{aligned}$$

上から、静水圧平衡の式 (力のつりあい)、連続の式、エネルギー輸送の式、エネルギー保存式である。

for Rotating star

言うまでもなく、どのように定式化するのが極めて重要である。今回採用する方法は、物理量の角度方向 (θ 方向) を摂動的に取り入れる方法である。このように考えると角度方向の微分が消え、基礎方程式を球対称星の場合と似た形式に書くことが出来る。つまり、形状は解いていない形式ではあるが回転の効果を取り入れた、言わば 1.5 次元的に恒星の性質を記述する形式になる。

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dM_P} &= -\frac{GM_P}{4\pi r_P^4} f_P \\ \frac{dr_P}{dM_P} &= \frac{1}{4\pi r_P^2 \bar{\rho}} \\ \frac{d \ln T}{dM_P} &= -\frac{GM_P}{4\pi r_P^4} f_P \min(\nabla_{ad}, \nabla_{rad} \frac{f_T}{f_P}) \\ \frac{dL_P}{dM_P} &= \epsilon_n - \epsilon_\nu + \epsilon_g \end{aligned}$$

ここで、

$$\begin{aligned} f_P &= \frac{4\pi r_P^4}{GM_P S_P} \frac{1}{<g_{eff}^{-1}>} \\ f_T &= \left(\frac{4\pi r_P^2}{S_P}\right)^2 \frac{1}{<g_{eff}> <g_{eff}^{-1}>} \end{aligned}$$

である。先ほどと同じように、上から、静水圧平衡の式、連続の式、エネルギー輸送の式、エネルギー保存式である。

3 構造の簡単な議論

3.1 力学平衡

まず力学的平衡についてみていこう。議論を簡単にする為、星は剛体回転していると仮定する。すなわち、角速度 $\Omega = const$ とする。この時、力のつりあいは

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P = -\vec{\nabla} \Phi + \frac{1}{2} \Omega^2 \vec{\nabla} (r \sin \theta)^2 \quad (1)$$

となる。ここで、 ρ, P, Φ は密度、圧力、重力ポテンシャルである。剛体回転を仮定するとき、遠心力

をポテンシャルから得る事が出来る。遠心力ポテンシャル V を次のように定義する。

$$-\vec{\nabla} V = \Omega^2 \vec{\omega} \quad (2)$$

ここで、 $\omega = r \sin \theta$ であり回転軸からの距離を表している。したがって、全ポテンシャルを Ψ とすると

$$\Psi = \Phi + V \quad (3)$$

と表す事ができる。全ポテンシャルを用いて静水圧平衡の式は

$$\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} = -\vec{\nabla} \Psi = \vec{g}_{eff} \quad (4)$$

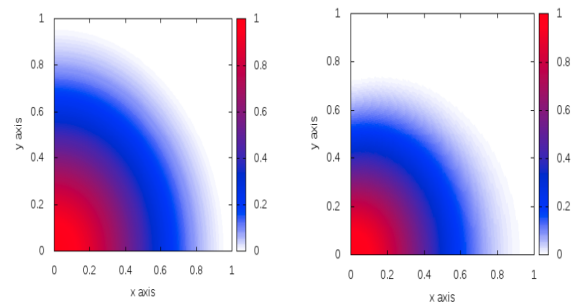
となる。 \vec{g}_{eff} は重力加速度と遠心力加速度を考慮した有効重力である。式 (4) から圧力、密度は Ψ のみの関数と言えて、さらに状態方程式を考えると温度 T も Ψ の関数と言える。すなわち、等ポテンシャル上で P, ρ, T は一定である。等ポテンシャル面と等圧面が一致しているときにバロトロピックと言い、一致していないときはバロクリニックと言う。

具体的に全ポテンシャル Ψ と有効重力 \vec{g}_{eff} を表すと

$$\Psi(r, \theta) = -\frac{GM_r}{r} - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \sin^2 \theta \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \vec{g}_{eff} &= \left[-\frac{GM}{R^2(\theta)} + \Omega^2 R(\theta) \sin^2 \theta \right] \vec{e}_r \\ &+ [\Omega^2 R(\theta) \sin \theta \cos \theta] \vec{e}_\theta \quad (6) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $R(\theta)$ は角度 θ における星の半径である。有効重力ベクトルと動径ベクトルの向きは必ずしも一致するとは限らない。

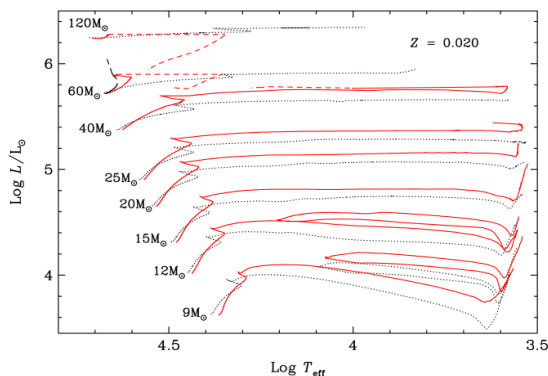


図はバロトロプ数 $N = 1.5$ のバロトロプ星の密度分布である。左が回転していない場合で、右が剛体回転している場合である。

3.2 熱的構造

回転は星内部の熱的平衡にとっても影響を与える。回転星は形状が歪んでいるので、等ポテンシャル面は角度によって変わる。等ポテンシャル面は極方向で短く、赤道面方向に広がっている。放射フラックスはローカルな等ポテンシャル勾配に比例しており、熱源がないならば等ポテンシャル面を通るフラックスは保存するので、極軸に沿って流れる放射フラックスは赤道面方向よりも多い。この熱的なアンバランスさが大域的な子午面循環流を発生させる。子午面循環流は元素のミキシングや角運動量の輸送に影響を与える。

4 進化経路



金属量 $Z = 0.02$ における初期質量 $9M_{\odot}$ から $120M_{\odot}$ までの回転の有無による星の進化経路を表したものである。初期速度は $v_{ini} = 300 \text{ km s}^{-1}$ である。図上の実線が回転を入れた場合で、ドット線が回転を入れていない場合である。この状況における星の進化の段階を見ていこう。

4.1 The main-sequence phase

言うまでもなく、MS(main-sequence) とはコアで水素燃焼をしている段階である。ZAMS(zero-age-

main-sequence:水素燃焼を始めた段階。つまり、恒星が誕生した時)において、回転ありの場合は温度が低く光度も低い。これは大気分布が歪められているのと有効重力が弱くなっている為である。しかし、進化が進んでいくと回転があるモデルの方がより光度を持つ事になる。これは回転によるミキシングが働き、燃料である水素が対流コアの方へ流入していく事により、回転を考えていない場合よりも対流コアの質量が大きくなり、より光を発する事が出来る為である。

$40M_{\odot}$ 以上のモデルを見てみると、回転が入っている方が MS 幅 (ZAMS の位置から折り返しの位置まで) が狭まっている事がわかる。これは大質量星の方が低質量星に比べて回転によるミキシングが効く事に由来する。

4.2 The post-MS evolution

初期回転速度、質量によって、MS の間に星のコアは縮んだり増加したりする。このコアの増減によって、MS を過ぎた後に赤色段階へ進むか青色段階へ進むかが決定される。

$15M_{\odot}$ から $25M_{\odot}$ の恒星は、MS を過ぎた後は赤色超巨星になる。回転は定性的な変化を与えないが、赤色段階への進化を加速させる。初期速度 300 km^{-1} としたとき、有効温度が 4000 K 以下で、回転ありの場合は全てのヘリウムを燃焼した赤色超巨星になるが、回転なしの場合ではヘリウム燃焼を続けている青色段階である。

4.3 Lifetimes

回転を考慮すると MS の”寿命”は少なくとも3つの影響を受ける。

1. 回転にはコアにおける水素燃焼の量を増加させる。これにより MS の寿命は伸びる。
2. 回転により有効重力は減少するので、同じ質量の星を比べれば回転がある星の方が MS の寿命は伸びる。

3. 回転により外層におけるヘリウムの量は増加する。これにより星は回転を考慮しない場合に比べてより光度を発する事になり、 MS の寿命は減少する。

どの効果が効いてくるかは初期の質量と金属量に依存する。

5 Conclusion

初めのモチベーションとしては $CCSN$ の *progenitor* の理解であったが、重力崩壊するまでも大質量星は宇宙の化学進化に重要な影響を与える。大質量星はその質量故に強力な恒星風を発しており、星間物質に与える影響についても興味深い所である。また、大質量星は高速回転している傾向が観測的にわかっているので、回転を考慮に入れた研究はより重要である事がわかる。

Introduction でも触れたように、今までの恒星進化の研究というのは主に 1 次元的であった。*Sec.2* で採用した形式によって回転を考慮した恒星進化の研究が進められるようになり、今回はその研究成果を紹介するに到った。しかし、疑問に思わなければならない点はこの形式の妥当性である。対する答えは 2 次元で形状まで解いた恒星進化計算の結果を待たなければならないだろう。そして、この 2 次元恒星進化計算という難題に答えを出したいというのが私の野望である。

6 Reference

[1] A.Maeder and G.Meynet , Reviews of modern Physics , vol 84 , January-March 2012

古在機構と連星合体

岩佐 真生 (京都大学 理学研究科)

Abstract

銀河は多数の衝突を繰り返して現在の形になったと考えられている。また銀河核には SuperMassive Black Hole(SMBH) が存在しており、銀河衝突の際に形成される SMBH 連星は LISA などの重力波観測において有望な重力波源となっている。ここでは銀河衝突が連続して起こるときに形成される可能性のある SMBH からなる階層的 3 体を考えその軌道進化を計算した。

階層的 3 体と呼ばれる系には内連星の離心率と軌道傾斜角が振動する古在機構と呼ばれる現象が存在する。この機構が働くと内連星の合体時間は働かなかった場合に比べて、factor30 程度短くなることがわかった。本発表は Blaes et al (2002) のレビューである。

1 Introduction

多くの銀河核には SMBH が存在していると考えられている。この銀河核が他の銀河核と衝突を起こして形成される SMBH 連星は有望な重力波源となっており、将来 LISA などにより観測されると期待されている。

連星合体で問題になってくるのは宇宙年齢以内に合体が起きるかどうか、である。そのため SMBH 連星が重力波放出して合体できるくらいに短い軌道長半径を実現する必要がある。そのプロセスとしては、(1) 周囲に存在する星との相互作用によりエネルギーを渡して短くする、(2) ガスと相互作用して短くする、などが考えられる。しかしこれらの過程は複雑であり、どの程度軌道長半径を短くできるかは不明確である。

そのためここでは別のシナリオを考える。重力波放出による合体のタイムスケールは離心率を e とすると

$$t_{GW} \propto (1 - e^2)^{3.5} \quad (1)$$

となっているので、離心率が大きな連星ほど早くに合体することがわかる。そこで今回考える連星合体のシナリオは、2つの銀河が衝突しているところにもう一つ銀河が衝突してきて、SMBH からなる階層的 3 体が形成され内連星が合体する、というものである。階層的 3 体において内連星と外連星との軌道傾斜角がある程度大きな値をとると古在機構と呼ば

れる現象が起こる。古在機構とは内連星の離心率と軌道傾斜角がある振幅で振動する現象である。この機構が働くと離心率を 1 付近の値まで大きくすることができる。当然ながら、離心率の大きな状態にどの程度の時間滞在するかによって合体の時間は変化するが、古在機構が働かない場合に比べて合体時間が短くなることが予想される。

2 Methods

今回考える階層的 3 体は、3つの SMBH の質量を m_0, m_1, m_2 とすると、 $m_0 - m_1$ 、 $(m_0 - m_1)$ の重心) $- m_2$ と二つの連星と見なすことの出来る系であり、各々の連星は Kepler 軌道である。(図 1 参照。)

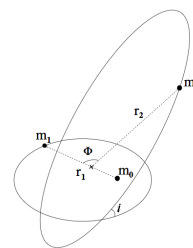


図 1: 本計算における座標系

今回計算に用いるハミルトニアンは Ford, E.B. et al (2000) に記載されているものに加え、内連星のみ重力波放出を考慮したものを使用する。このとき a_i を軌道長半径、 e_i を離心率、 g_i を近点への偏角とし

($i = 1$: 内連星、 $i = 2$: 外連星)、 H を全角運動量とすると運動方程式は

$$\frac{da_1}{dt} = -\frac{64G^3 m_0 m_1 (m_0 + m_1)}{5c^5 a_1^3 (1 - e_1^2)^{7/2}} \left(1 + \frac{73}{24} e_1^2 + \frac{37}{96} e_1^4\right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dg_1}{dt} = & 6C_2 \left\{ \frac{1}{G_1} [4\theta^2 + (5 \cos 2g_1 - 1)(1 - e_1^2 - \theta^2)] \right. \\ & + \frac{\theta}{G_2} [2 + e_1^2(3 - 5 \cos 2g_1)] \left. \right\} + C_3 e_2 e_1 \\ & \times \left(\frac{1}{G_2} + \frac{\theta}{G_2} \right) \{ \sin g_1 \sin g_2 \\ & [A + 10(3\theta^2 - 1)(1 - e_1^2)] - 5\theta B \cos \phi \} \\ & - C_3 e_2 \frac{1 - e_1^2}{e_1 G_1} [10\theta(1 - \theta^2)(1 - 3e_1^2) \\ & \sin g_1 \sin g_2 + \cos \phi(3A - 10\theta^2 + 2)] \\ & \frac{3}{c^2 a_1 (1 - e_1^2)} \left[\frac{G(m_0 + m_1)}{a_1} \right]^{3/2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{de_1}{dt} = & 30C_2 \frac{e_1(1 - e_1^2)}{G_1} (1 - \theta^2) \sin 2g_1 \\ & - C_3 e_2 \frac{1 - e_1^2}{G_1} [35 \cos \phi(1 - \theta^2)] \\ & \times e_1^2 \sin 2g_1 - 10\theta(1 - e_1^2)(1 - \theta^2) \\ & \cos g_1 \sin g_2 - A(\sin g_1 \cos g_2 - \\ & \theta \cos g_1 \sin g_2)] - \\ & \frac{304G^3 m_0 m_1 (m_0 + m_1) e_1}{15c^5 a_1^4 (1 - e_1^2)^{5/2}} \\ & \times \left(1 + \frac{121}{304} e_1^2 \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{da_2}{dt} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dg_2}{dt} = & 3C_2 \left\{ \frac{2\theta}{G_1} [2 + e_1^2(3 - 5 \cos 2g_1)] \right. \\ & + \frac{1}{G_2} [4 + 6e_1^2 + (5\theta^2 - 3)(2 + 3e_1^2 \\ & - 5e_1^2 \cos 2g_1)] \left. \right\} - C_3 e_1 \sin g_1 \sin g_2 \\ & \times \left\{ \frac{4e_2^2 + 1}{e_2 G_2} 10\theta(1 - \theta^2)(1 - e_1^2) \right. \\ & - e_2 \left(\frac{1}{G_1} + \frac{\theta}{G_2} \right) [A + 10(3\theta^2 - 1) \\ & \times (1 - e_1^2)] \left. \right\} - C_3 e_1 \cos \phi \\ & \times \left[5B\theta e_2 \left(\frac{1}{G_1} + \frac{\theta}{G_2} \right) + \frac{4e_2^2 + 1}{e_2 G_2} A \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{de_2}{dt} = & C_3 e_1 \frac{1 - e_2^2}{G_2} [10\theta(1 - \theta^2)(1 - e_1^2) \\ & \times \sin g_1 \cos g_2 + A(\cos g_1 \sin g_2 - \\ & \theta \sin g_1 \cos g_2)] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} = & -\frac{32G^3 m_0^2 m_1^2}{5c^5 a_1^3 (1 - e_1^2)^2} \left[\frac{G(m_0 + m_1)}{a_1} \right]^{1/2} \\ & \times \left(1 + \frac{7}{8} e_1^2 \right) \frac{G_1 + G_2 \theta}{H} \end{aligned} \quad (8)$$

(3) と異なる。ここで

$$G_1 = m_0 m_1 \left[\frac{Ga_1(1 - e_1^2)}{m_0 + m_1} \right]^{1/2} \quad (9)$$

$$G_2 = (m_0 + m_1) m_2 \left[\frac{Ga_2(1 - e_2^2)}{m_0 + m_1 + m_2} \right]^{1/2} \quad (10)$$

$$C_2 = \frac{Gm_0 m_1 m_2}{16(m_0 + m_1) a_2 (1 - e_2^2)^{3/2}} \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^2 \quad (11)$$

$$C_3 = \frac{15Gm_0 m_1 m_2 (m_0 - m_1)}{64(m_0 + m_1)^2 a_2 (1 - e_2^2)^{5/2}} \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^3 \quad (12)$$

$$B = 2 + 5e_1^2 - 7e_1^2 \cos 2g_1 \quad (13)$$

$$A = 4 + 3e_1^2 - \frac{5}{2}(1 - \theta^2)B \quad (14)$$

$$\theta = \cos i \quad (15)$$

$$\cos \phi = -\cos g_1 \cos g_2 - \theta \sin g_1 \sin g_2 \quad (16)$$

であり、 G_1 、 G_2 はそれぞれ内連星、外連星の軌道角運動量を表し、 i は内連星、外連星間の軌道傾斜角を表す。

3 Results

今回の計算では SMBH の質量は、 $m_0 = 2 \times 10^6 M_\odot$ 、 $m_1 = 10^6 M_\odot$ 、 $m_2 = 10^6 M_\odot$ 、とした。また初期条件は、 $a_1 = 3.16 \times 10^{-3} pc$ 、 $a_2 = 10a_1$ 、 $e_1 = 0.1$ 、 $e_2 = 0.1$ 、 $i = 80^\circ$ 、 $g_2 = 90^\circ$ 、とし g_1

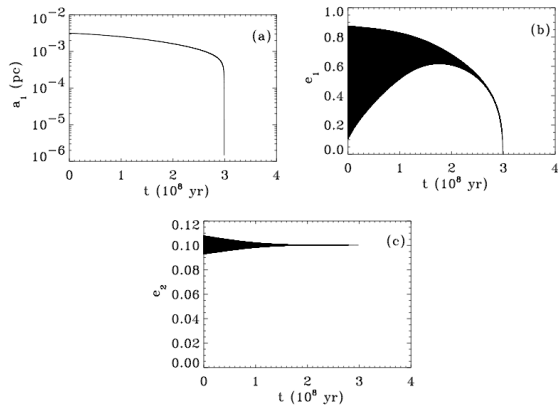


図 2: 初期 $g_1 = 0^\circ$ における (a) a_1 , (b) e_1 , (c) e_2 の進化

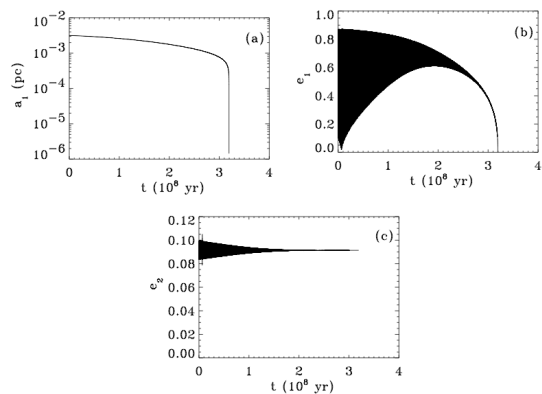


図 3: 初期 $g_1 = 90^\circ$ における (a) a_1 , (b) e_1 , (c) e_2 の進化

に関しては、 $g_1 = 0^\circ$ 、 $g_1 = 90^\circ$ の 2 つの場合に関して計算した。またこの初期条件のもと古在機構が働かない場合の重力波放出による連星合体の時間は $t_{merge, binary} = 9.3 \times 10^9 \text{ yr}$ である。以下ではこの初期条件のもと計算した結果について述べていく。

図 2、図 3 を見てみると factor 程度の違いはあるけれども、 $t_{merge} \approx 3 \times 10^8 \text{ yr}$ で合体していることがわかる。このように古在機構が働くことで連星合体の時間が短くなるのがわかる。

e_1 の時間発展について見比べてみると、 $g_1 = 90^\circ$ のほうでは進化の初期段階で e_1 の値が 0 付近まで小さくなっており、振る舞いが異なる。これは (e_1, g_1) で記述される位相空間での軌跡を見ることで理解できる。図 4 の (a) をみると進化の初期段階から位相空間内を回転しているが、(b) では初期段階では秤動

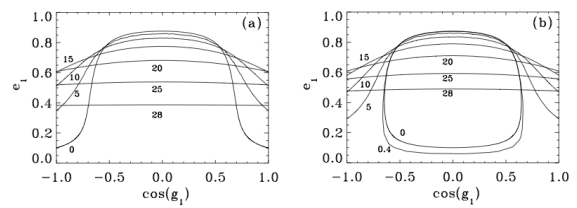


図 4: e_1 と $\cos g_1$ の位相空間における軌跡のスナップショット。(a) は $g_1 = 0^\circ$, (b) は $g_1 = 90^\circ$ の時の軌跡を表す。各々の軌跡は 10^7 yr で規格化した時間でラベルされる。

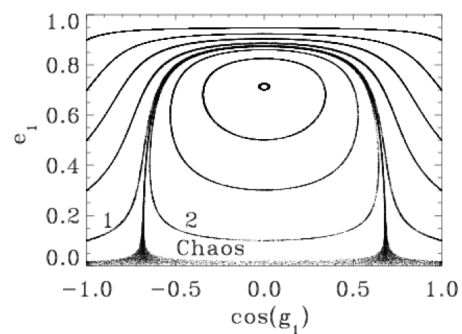


図 5: e_1 と $\cos g_1$ の位相空間における軌跡。(重力波の効果は除く)

を起こしており、時間経過とともに回転へと遷移している。これは、重力波の効果により e_1 の最小値が減少し、separatrix を超えるところで秤動から回転へと遷移している。図 5 をみると e_1 が非常に小さいところでカオス的になり、separatrix を超え得ることがわかる。

4 Conclusion

古在機構が働くことにより内連星の合体時間は短くなるのがわかった。ここでは述べていないが、様々な初期条件について計算が行われており、その多くの場合で合体時間が短くなるのがわかった。

この計算では内連星の重力波放出による合体時間が外連星の重力波放出による合体時間に比べて短い場合を考えているので、外連星については重力波の効果を考えていない。しかし、外連星の合体時間が

2014 年度 第 44 回 天文・天体物理若手夏の学校

短い系の場合は重力波の効果を取り入れなければならぬ。

Reference

Kozai, Y. 1962, AJ, 67, 591

Blaes, O., Lee, M. H., & Socrates, A. 2002, ApJ, 578, 775

Ford, E. B., Kozinsky, B., & Rasio, F. A. 2000 ApJ, 535, 385

中性子星連星合体の残光放射

杜 驍 (東京大学大学院理学系研究科)

Abstract

重力波観測においてもっとも確実視されているターゲットの一つが中性子星連星合体 (Neutron Star Binary Merger, NSBM) である。2017 年までに観測を開始する LCGT と LIGO、VIRGO は全天で一年に数十回程度の頻度で NSBM 信号が受かると期待されている。しかし、重力波観測には、低 S/N 比、理論的波形テンプレートの信頼性、低位置決定精度などの問題点があり、重力波のみで NSBM であると同定するのは難しい。そこで、NSBM の電磁波対応天体を観測しフォローアップすることが必要となる。NSBM の対応天体として有力なものひとつが残光放射であり、予めその理論的詳細を知ることは極めて重要な課題である。ここで、残光放射は超新星残骸やガンマ線バーストのモデルを参考に以下のように考えられている。爆発的に放出された質量が周辺媒質と衝突して衝撃波を形成し、その波面にて粒子加速と磁場増幅が行われる。被加速粒子は Synchrotron 放射過程、IC 散乱過程でもって電波 \sim 線領域放射を行う。しかし、NSBM の残光の先行研究において、(1) 爆風の運動は非相対論的極限の解析解 (Sedov-Taylor 解) のみを用いている (2) 電子のエネルギー分布を波面直後の量で決まると単純化し放射などによる被加速電子分布の時間発展を解いていないなどの問題点が挙げられる。そこで、我々は一様シェル近似のもと、エネルギー保存則より非相対論的から相対論的速度までの全速度域の爆風の運動を解くとともに、被加速電子分布の時間発展を追跡する計算コードを作成した。

1 Introduction

数年以内の初観測が期待され注目される重力波観測において、最も確実視されている天体のひとつが中性子星連星合体 (Neutron Star Binary Merger, NSBM) である。2017 年完成予定である次世代重力波望遠鏡 KAGRA(LCGT) と aLIGO、aVIRGO は、200Mpc 以内の NSBM を捉える感度をもち、その detection rate は 40yr^{-1} と見積もられる (J. Abadie et al. 2010)。ところが、ノイズが大きく信号の S/N 比が小さいことや理論から得られる波形に当てはめて解析しなくてはならないこと、さらには重力波望遠鏡の位置決定精度の低さなどの問題から、重力波観測だけでは十分な情報が得られず、NSBM 由来の信号であるかどうかを同定することすら困難だと思われる。そこで、NSBM の電磁波対応天体を観測し、重力波観測をフォローアップする必要がある。その対応天体のひとつとして重要なのが、NSBM に伴って放出される質量による残光放射であり、予めその理論的詳細を知ることはこれからの重力波観測にとって重要な課題である。

シミュレーションによると NSBM に際して、質量 $M_0 = 10^{-4}M_{\odot} - 10^{-2}M_{\odot}$ 、平均速度 $\beta = 0.1 - 0.3$ の放出物 (ejecta) がおもに潮汐力による角運動量輸送と衝撃波加熱によって放出される。その全運動エネルギーは $E_0 \sim 10^{50}\text{erg}$ である。(Piran et al. (2013), Takami et al. (2014)) この ejecta によって周辺物質を掃き集め、衝撃波が形成される。このような放出物と衝撃波と掃き集められた周辺媒質がなす系を爆風という。衝撃波面において粒子加速、磁場増幅が行われて、加速粒子がシンクロトロン放射過程、逆コンプトン散乱過程でもって電波 \sim γ 線領域放射を行う。Piran et al. (2013) では GRB Afterglow のモデル (Sari et al. 1998) に倣い、爆風の運動を等速運動する自由膨張期と Sedov-Taylor 解に従う減速期にわけ、電波帯域付近を重点にそのスペクトルの形状と時間発展を計算した。しかし、その議論の中で被加速電子の分布を仮定する際に下限のエネルギーを非相対論的速度と見積もっているにも関わらず、そこでの電子による放射と吸収を粒子の速度が相対論的であることを仮定した一般的なシンクロトロン

公式に当てはめているという問題点があった。また、電子分布の冷却等による時間発展を考慮せず、衝撃波面から注入されるごとに更新されるという近似を用いていたが、これが良い近似であることは自明ではない。また、超新星爆発において相対論的な爆風が観測される例があり、その類推から NSBM においてもシミュレーション結果より速い ejecta の可能性がある (Sari et al. 1998)。さらに、より正確な議論をするには ejecta の速度分布を考慮しなくてはならず、その速度の最大値はおよそ $\beta = 0.8$ と mild relativistic となり (Hotokezaka et al. 2013)、非相対論的と超相対論的の中間になりこれまでの用いられてきた近似を見直す必要がある。本研究では一様シェル近似のもと、相対論的から非相対論的まで全速度域に対応した爆風の運動と被加速電子分布の時間発展を数値的に計算した。第 2 章では計算に用いたモデルを述べ、第 3 章ではその計算結果の一例を示す。第 4 章では先行研究との比較を行い、その違いを論じる。

2 Models

爆風を一様なシェルで近似して、エネルギー保存則でもってその運動を解いた。' の付く量をシェルの共動系での量とする。それ以外は中心天体の静止系からみた量とする。どの系で見たかによらないものは ' をつけないとする。シェルの質量を含めた運動エネルギー E_{kin} のエネルギーの変化は

$$\Delta E_{kin} = \Delta M c^2 + \Delta E_{rad} \quad (1)$$

とかける。 M はシェルの質量であり、爆風が半径 R まで広がる間に集めた周辺物質の質量であるから、周辺物質の質量密度 ρ_0 を用いて

$$M = \frac{4\pi}{3}(R^3 - R_0^3)\rho_0 \quad (2)$$

とかける。 E_{rad} は放射によって散逸したエネルギーである。一方でシェルの共動系での全エネルギー E'_{int} は

$$\Delta E'_{int} = \Delta E'_{sh} + \Delta E'_{rad} + \Delta E'_{adi} \quad (3)$$

と変化する。上式右辺の $\Delta E'_{sh}$ は衝撃波によるエネルギー注入、 $\Delta E'_{adi}$ はシェルの膨張による断熱冷却

の項である。 E'_{int} と E_{kin} の間にはローレンツ変換により

$$E_{kin} = \Gamma E'_{int} \quad (4)$$

の関係がある。 Γ はシェル中の流体のバルクローレンツファクターで、シェルの流体速度を v とすると

$$\Gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

である。初期エネルギー E_{ejecta} をおいてエネルギー保存則を満たすように Γ を変化させれば、爆風の減速が解ける。 E_{ejecta} は ejecta のもつ運動エネルギーにあたる。

衝撃波による圧縮、加熱は Jump Conditions (Appendix 参照) を用いて決める。シェルの体積 V' は衝撃波下流の質量密度 ρ' を用いて

$$V' = \frac{M}{\rho'} \quad (6)$$

であるとする。 Jump Conditions の第二式より、衝撃波面を通った質量は下流に

$$\Delta E'_{sh} = \frac{e'}{\rho'} \Delta M = \Gamma \Delta M \quad (7)$$

のエネルギーを持ち込む。断熱冷却は体積が膨張する際に粒子の運動量が断熱不変量となることに由来する冷却で、体積が V'_0 から V'_1 に変化した時に各粒子の運動量が

$$p_1 = p_0 \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{-1/3} \quad (8)$$

と変化する。これをシェル中の全粒子について計算した結果を集計して $\Delta E'_{adi}$ とした。

磁場と被加速電子は $\Delta E'_{sh}$ のうちある割合が磁場増幅と電子の加速に用いられたする。すなわち、被加速電子の全エネルギー U'_e と磁場の全エネルギー U'_B は

$$dU'_B = \epsilon_B (\Gamma - 1) dM \quad (9)$$

$$dU'_e = \epsilon_e (\Gamma - 1) dM \quad (10)$$

で変化する。 ϵ_B, ϵ_e はパラメータである。これから、磁場は

$$B' = \sqrt{8\pi U'_B / V'} \quad (11)$$

である。被加速電子はべき乗型の注入

$$\Delta N_e \propto E_e^{-p} \quad (E_m < E_e < E_{max}) \quad (12)$$

を仮定し、上限 E_{max} は冷却時間または脱出時間と加速時間の釣り合いから求め、下限 E_m は被加速電子の全質量と全エネルギーのバランスから、

$$E_m \sim \frac{\alpha - 2}{\alpha - 1} \frac{\epsilon_e}{\eta} m_p c^2 (\Gamma - 1) \quad (13)$$

と見積もれる。ここで、 η は全電子中の被加速電子の割合である。べき乗分布の指数 p はパラメータで、標準的な値は 2 から 3 程度である。放射は電子分布と磁場から Synchrotron 放射と Synchrotron Self Compton を計算した。放射の全エネルギーを $\Delta E'_{rad}$ とした。エネルギー保存式に現れる静止系からみた放射エネルギー ΔE_{rad} はローレンツ変換

$$\Delta E_{rad} = \Gamma \Delta E'_{rad} \quad (14)$$

で計算される。

3 Results

表 1 のパラメータでテスト計算を行った。先行研究との比較のための図 1, 2 に示した。

表 1: パラメータ

E_{ejecta}	10^{49} erg
β_{ejecta}	0.2
η	1
ϵ_e	0.1
ϵ_B	0.1
ρ_0	m_p/cm^3
p	2.1
Distance	10^{27} cm

4 Discussion

先行研究 Piran et al. (2013), Takami et al. (2014) とくらべると全体的に暗いことが分かるが、これは彼らが低エネルギー側の電子でも相対論的な Synchrotron 放射をするとしたからであり、実際には被

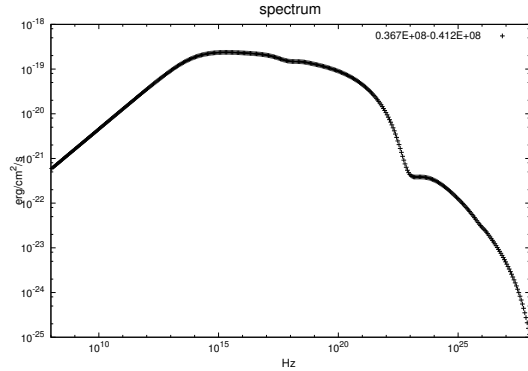


図 1: 減速が開始したときに観測されるスペクトル。 10^{15} Hz におけるピークには電子の cooling break が対応している。

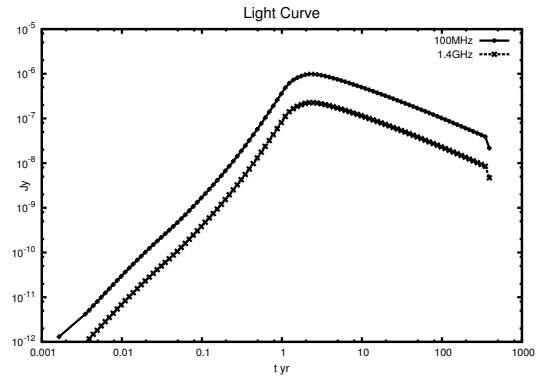


図 2: 電波帯域の光度曲線。重力波信号からおよそ 420 日後にピークを迎え、そのときの明るさは μJy 程度である。

加速電子の下限エネルギーは $\gamma_e \sim 1$ となっていて、cyclotron 放射に切り替わっている。同じ理由で Synchrotron 自己吸収も効かず、spectrum には吸収が効き始めるところが見受けられなかった。したがって Piran et al. (2013) にて論じられているような自己吸収振動数 ν_a と下限エネルギー振動数 ν_m の大小関係の入れ替わりなどの振る舞いが見られなかった。Takami et al. (2014) と比較すると、暗いところ、逆コンプトン成分がシンクロトロン成分より少ない

事以外は概ね似ている。Takami et al. (2014) に比べて暗いのは上述の理由以外に、パラメータの違いによるものもあり、 E_{ejecta} が一桁大きい、初速度 β_{ejecta} が少し大きいなどが挙げられ、これを考慮すれば、もう 10-100 倍ほど明るくなりうる。また、 ϵ_B が小さく磁場が弱く設定されているために、逆コンプトン成分が大きくなっている。光度曲線においては、前述のように自己吸収や、下限エネルギーが電波帯域の下方に位置して寄与しなかったため、ピークに至る直前の振る舞いは Piran et al. (2013) のようにならなかったが、ピーク後の減光期の振る舞いは一致していた。

今回のテスト計算から、Piran et al. (2013) のようにならなかった原因はやはり下限エネルギーが低すぎることによっている。被加速電子の割合 η を小さくすることで下限エネルギーを引き上げるなどして、引き続き NSBM の残光がどのような性質を持ちうるかを調べていきたい。

Appendix: Jump Conditions

上流では Cold Gas であると仮定すると、上流静止系から見た Jump Condition は

$$\rho' = \frac{\hat{\gamma}\Gamma + 1}{\hat{\gamma} - 1} \rho_0 \quad (15)$$

$$e' = \Gamma \rho' c^2 \quad (16)$$

$$\Gamma_s^2 = \frac{(\Gamma + 1)(\hat{\gamma}(\Gamma - 1) + 1)^2}{\hat{\gamma}(2 - \hat{\gamma})(\Gamma - 1) + 2} \quad (17)$$

となる。 Γ_s は衝撃波面速度のローレンツファクターであり、 e', ρ', e_0, ρ_0 はそれぞれ下流の質量を含めたエネルギー密度、下流の質量密度、上流のエネルギー密度、上流の質量密度である。 $\hat{\gamma}$ は下流の流体の状態方程式

$$p = (\hat{\gamma}(p/\rho c^2) - 1)(e - \rho c^2) \quad (18)$$

に現れる係数であり、 $\Gamma \gg 1$ のとき $\hat{\gamma} \sim 4/3$ で、 $\Gamma - 1 \ll 1$ のとき $\hat{\gamma} \sim 5/3$ である。

Reference

J. Abadie, B. P. Abbott, R. Abbott, M. Abernathy,
T. Accadia, F. Acernese, C. Adams, R. Adhikari, P.

Ajith, B. Allen et al., Classical Quantum Gravity 27, 173001 (2010).

Takami, H., Kyutoku, K., & Ioka, K. 2014, PhRvD, 89, 063006

Piran, T., Nakar, E., & Rosswog, S. 2013, MNRAS, 430, 2121

Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, ApJ, 497, L17

S.R.Kulkarni et al. ,1998 , "Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the -ray burst of 25 April 1998 "

Hotokezaka, K., Kiuchi, K., Kyutoku, K., et al. 2013, PhRvD, 87, 024001

超新星爆発超新星爆発における放射性元素 ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の合成

堤 陵 (甲南大学 自然科学研究科)

Abstract

100 万年程度の半減期を持つ短寿命放射性同位体核種である ^{26}Al , ^{60}Fe は INTEGRAL や RHESSI, COMPTEL などの衛星によって放射性崩壊によって放射される γ 線の観測が行われている。その中でも、特に ^{26}Al は天の川銀河の中心部に分散する様に分布し、現在も活発に元素合成が行われていることを明確に示している。しかしながら、これらの核種の生成源としては、重力崩壊型超新星、Wolf-Rayet 星、AGB 星などが提案されているものの未だ決着がついていない。そこで、私は重力崩壊型超新星における ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成に注目し研究を行う予定であり、本稿ではそれらの生成量の核反応率に対する依存性を調べた Tur et al. ApJ, 718, 357 (2010) についてのレビューを行う。彼らは $15M_{\odot}$, $20M_{\odot}$, $25M_{\odot}$ の星について、その進化および超新星爆発における元素合成計算を行い、特にトリプルアルファ反応および $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反応に対する ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成量の依存性を調べた。その結果、彼らは核反応率の不定性の範囲でこれらの核種の生成量が一桁程度変化することがあることを明らかにし、また核反応率に対する依存性は ^{60}Fe , ^{26}Al , ^{44}Ti の順で大きいことを示した。その一方で、生成量と核反応率の関係は単調ではなく、生成量の最大値と最小値を見積もることは可能であるものの、その不定性の範囲を簡単な統計に基づいて明らかにすることは困難であることを示した。そのため、トリプルアルファ反応と $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 核反応率をより正確に求め、さらにそれを用いて実際に星の進化計算、超新星爆発計算を行うことが必要であると考えられる。

1 Introduction

放射性同位体核種である ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe は半減期がそれぞれ $7.2 \times 10^5 \text{yr}$, 60yr , $2.62 \times 10^6 \text{yr}$ である。これらの核種は放射性崩壊によって γ 線を放出し、その γ 線を INTEGRAL や RHESSI, COMPTEL などの衛星による観測が行われている。その中でも、特に ^{26}Al は天の川銀河の中心部に分散する様に分布し、現在も活発に元素合成が行われていることを示している。 ^{44}Ti については、SN1987A と Cas A で存在が確認されており、 ^{44}Ti の生成量が見積もられている。これらの核種の生成源は ^{44}Ti , ^{60}Fe については超新星爆発であると考えられているが、 ^{26}Al はいまだ生成源を特定するに至っておらず、重力崩壊型超新星爆発、Wolf-Rayet 星、AGB 星などが提案されている。超新星爆発での合成元素の生成量を計算する上で、He 燃焼時の核反応である $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ 反応率 $R_{\alpha,12}$ とトリプルアルファ反応率 $R_{3\alpha}$ は特に重要であり、これらの核反応率は ^{12}C と ^{16}O の相対的な割合を決

定し、He 燃焼後のすべての段階に影響を及ぼす。これらの核反応率には実験的不定性が 1σ の範囲内で 12%–25% あり、今までの重力崩壊型超新星爆発でのこれら ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成量の計算にはばらつきがあることが知られている。そこで Tur et al. ApJ, 718, 357 (2010) では、これらの生成量に対する He 燃焼核反応率の依存性を調べている。本稿ではこの論文についてレビューを行う。

2 Models

Tur らは $15M_{\odot}$, $20M_{\odot}$, $25M_{\odot}$ の星について H 燃焼から重力崩壊までの星の進化を KEPLER コードを用いて計算した。超新星爆発についてはピストンを O 殻の底に配置し、爆発エネルギーを $1.2 \times 10^{51} \text{erg}$ とし、Fallback と Mixing を考慮してシミュレートした。He 燃焼核反応率 $R_{\alpha,12}$ と $R_{3\alpha}$ と $\pm 2\sigma$ の範囲で 3 通りにそれぞれ変化させ ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成量を計算している。(A) $R_{3\alpha}$ を一定に保ち、 $R_{\alpha,12}$

を変化させる。(C) $R_{\alpha,12}$ を一定に保ち、 $R_{3\alpha}$ を変化させる。(B) 両方の核反応率を同じ割合で変化させる。また、初期の星の組成は太陽と同じ組成であるとし、Anders&Grevsse(1989) と Lodders(2003) の 2 通りの太陽組成についてそれぞれ計算している。この 2 通りの太陽組成の違いは主に Lodders(2003) は Anders&Grevsse(1989) に比べて、CNO 含有量が大幅に少ないことである。

3 Results

$15M_{\odot}$, $20M_{\odot}$, $25M_{\odot}$ のそれぞれの星について、 ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成量を He 燃焼核反応率をスタンダードな反応率 ($R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}$) = (1.00, 1.20) として、初期太陽組成に対する依存性を調べた。その結果、初期太陽組成の依存性は、次に述べる He 燃焼核反応率の依存性よりも小さいことを示した。He 燃焼核反応率の変化に対する ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の生成量の変化は、単調ではないことを示している (図??)。これらの核種の中で一番依存性が強いのは ^{60}Fe であり、 ^{26}Al の依存性は弱く、 ^{44}Ti に関してはさらに弱い (図??)。

^{26}Al の生成に重要な核反応は $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ 反応であり、すでに H 燃焼時から活発に行われるので ^{26}Al は He 燃焼開始までの間にかなりの量が生成されている。また同時に温度が $\sim 10^6\text{K}$ 以上で β^+ 崩壊により ^{26}Al は破壊される。 ^{26}Al は C 殻燃焼でも生成され、本質的にはコアで O が枯渇するまでは ^{26}Al の量はほぼ一定で残る。最終的に ^{26}Al の放出量は He 燃焼開始時の量の約一桁オーダーで大きくなる (図??)。He 燃焼開始時の ^{60}Fe の量 ($\sim 3 \times 10^{-15} M_{\odot}$) はかなり少ないが、 ^{60}Fe は He 燃焼で多く生成されることから、コアで He が枯渇した時には ^{60}Fe の量は $\sim 10^{-7} M_{\odot}$ まで素早く増加する。この段階から星の進化に応じて徐々に ^{60}Fe の量は増加する。 ^{60}Fe は He 燃焼核反応率に強い依存性があり、 ^{60}Fe の生成量は $R_{3\alpha}$ を 18% 増加させたとき ($R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}$) = (1.18, 1.20)、スタンダードの値 ($R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}$) = (1.00, 1.20) に対して約一桁増加した (図??)。He 燃焼開始時の ^{44}Ti の量は極めて少ない。He 核反応率がスタンダードの値の場合 ($R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}$) = (1.00, 1.20)、 ^{44}Ti の一部は

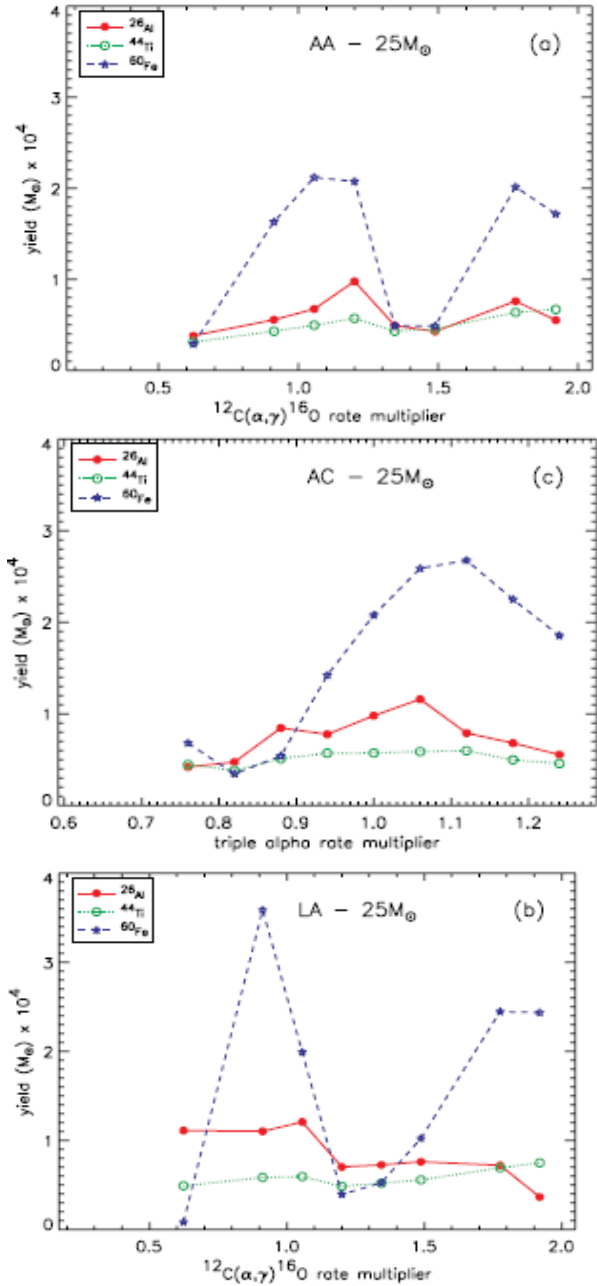


図 1: それぞれ $25M_{\odot}$ の星について核種の生成量を表しており、上図は初期太陽組成を Anders&Grevsse(1989) とし、 $R_{\alpha,12}$ を $\pm 2\sigma$ の範囲で変化させた場合、中図は上図と同じ初期太陽組成で $R_{3\alpha}$ を $\pm 2\sigma$ の範囲で変化させた場合、下図は初期太陽組成を Lodders(2003) とし、 $R_{\alpha,12}$ を $\pm 2\sigma$ の範囲で変化させた場合である。

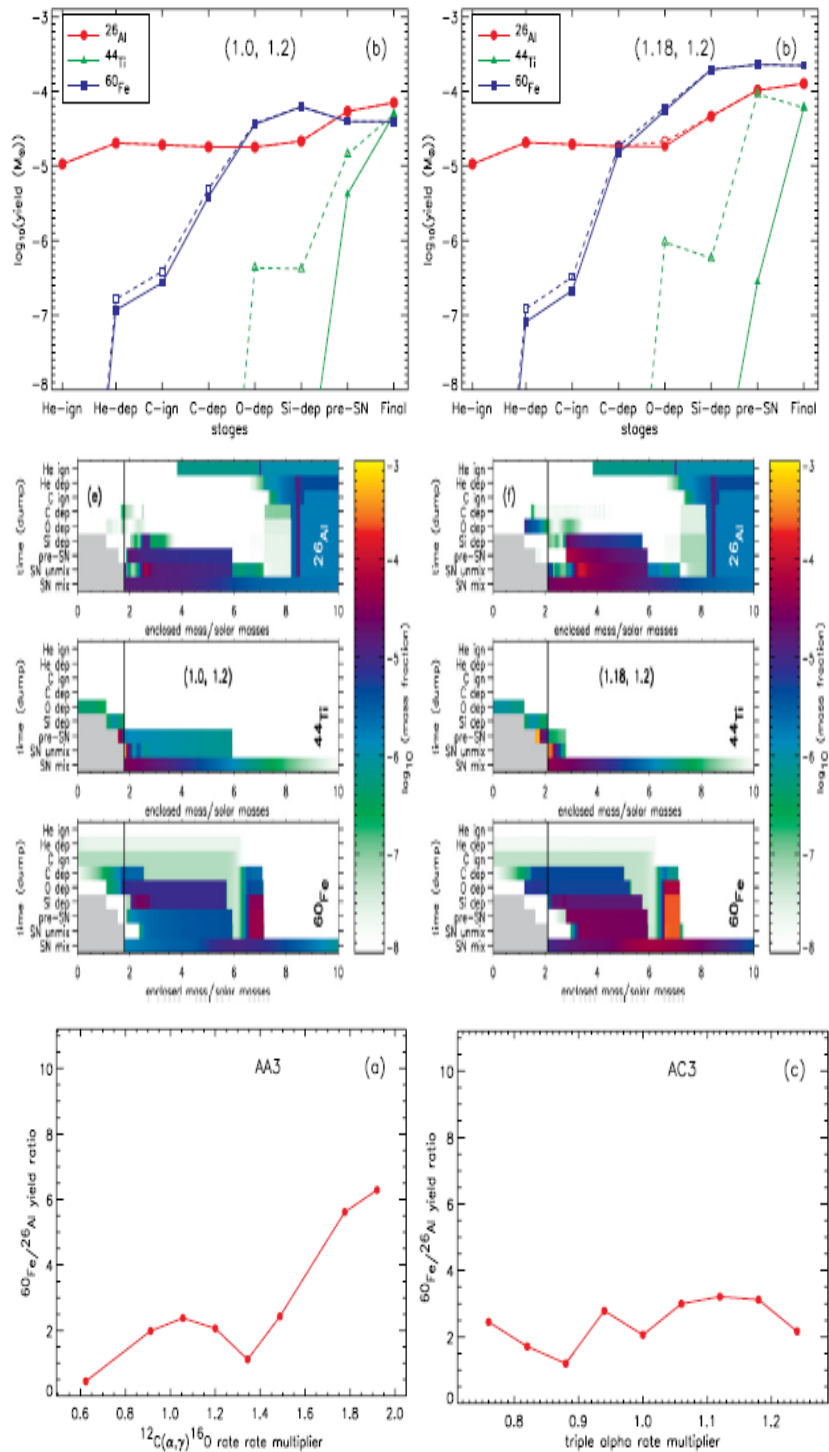


図 2: 上図は星の進化における核種の総生成量の変化を表している。中図は pre-SN 時の質量座標に対する核種の生成量を表し、左の図は $(R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}) = (1.00, 1.20)$ のときの場合、右の図は $(R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}) = (1.18, 1.20)$ のときの場合である。下図は $R_{\alpha,12}$ と $R_{3\alpha}$ の変化に対する ^{26}Al と ^{60}Fe の生成量比である。

O 殻燃焼で生成され、 $R_{3\alpha}$ を 18% 増加させた場合 ($R_{\alpha,12}, R_{3\alpha}$) = (1.18, 1.20)、コアで Si が枯渇するまでほとんど生成されない。 ^{44}Ti は超新星爆発時にかなり多くの量が生成され、超新星爆発の性質によってその生成量は特徴づけられる (図??)。

4 Discussion

$R_{\alpha,12}$ の増加もしくは $R_{3\alpha}$ の減少の割合によって He 燃焼後の C の量は緩やかに減少することが予測されているが、星の進化を経て超新星爆発によって生成される ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の量は、単調な振る舞いをしないことが図??からわかる。これら核種の生成量に含まれる不定性は、He 燃焼核反応率のよる不定性だけではなく、対流の不定性などすべての不定性を含んでいる。その核種の中で、 ^{60}Fe が一番それらの不定性に敏感である。(図??)。

Tur らの超新星爆発での合成元素の生成量と観測との比較を考える。これらの核種の半減期は、銀河の進化のタイムスケールよりも十分短いのでこれら核種の崩壊により放出される γ 線の生成率は、超新星爆発に放出される ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{60}Fe の量とつりあうと予想される。観測された天の川銀河内の ^{26}Al の γ 線フラックスと超新星爆発のイベント率から推測される 1 つの超新星爆発あたりに見積もられる ^{26}Al の生成量は、Tur らの論文が示した ^{26}Al の生成量とほぼ一致している。次に、 ^{26}Al と ^{60}Fe の生成量の比を比較する。もし、これら 2 つの核種の生成源が超新星爆発であるなら、同じ分布で観測されるはずである。観測された γ 線フラックスの比は生成量の比で表すことができ、Wang(2007) は γ 線観測から ^{26}Al に対する ^{60}Fe の存在量比は、 (0.15 ± 0.06) と示した。Tur らの示した ^{26}Al と ^{60}Fe の存在量比は、それに比べるとかなり大きい (図??)。

5 Conclusion and Future work

Tur らは He 燃焼核反応率の不定性の範囲でこれらの核種の生成量が一桁程度変化することがあることを明らかにし、また核反応率に対する依存性は ^{60}Fe , ^{26}Al , ^{44}Ti の順で大きいことを示した。その一

方で、生成量と核反応率の関係は単調ではなく、生成量の最大値と最小値を見積もることは可能であるものの、その不定性の範囲を簡単な統計に基づいて明らかにすることは困難であることを示した。また、彼らは初期太陽組成について、Anders&Grevesse(1989) と Lodders(2003) を比較することでその依存性を調べた。He 燃焼核反応率の依存性に比べると初期太陽組成の依存性は小さいことを示した。Tur らの ^{26}Al に対する ^{60}Fe の生成量比は観測に比べると大きすぎることを示されている。これまでの ^{26}Al や ^{60}Fe の生成量の計算には、球対称の爆発を仮定している。私は非球対称の爆発を仮定することで ^{60}Fe の量を減らせるのではないかと考え、非球対称爆発を仮定した星の進化計算、超新星爆発計算を行いたいと考えている。

Reference

Tur et al. ApJ,718,357 (2010)

Possible Indirect Confirmation of the Existence of Pop III Massive Stars by Gravitational Wave

衣川 智弥 (京都大学 理学研究科)

Abstract

現在、世界初の重力波観測を目指し、KAGRA, Advanced LIGO, Advanced VIRGO といった重力波観測計画が動き出しており、重力波による天文学の幕開けが期待されている。重力波観測のメインターゲットになっているのは連星中性子星 (NS-NS)、中性子星ブラックホール連星 (NS-BH)、連星ブラックホール (BH-BH) といったコンパクト連星である。コンパクト連星は重力波を発生してエネルギーを失いながら近づきあい、連星合体を起こす。合体時にも強い重力波を放出することが理論的に予測されている。これらの連星合体率は、連星中性子星については宇宙年齢以内に合体を起こすパルサーの観測結果と、パルサーの分布のモデルを用いて見積もることができる。しかし、中性子星ブラックホール連星や連星ブラックホールについては観測結果がないので、同様の方法で合体率を調べることはできない。そこで、重要となってくるのが連星の進化計算を用いた連星合体率の見積もりである。連星進化を主系列時から追い、どのように進化していくかをモンテカルロシミュレーションで計算し、その統計を取ることで直接観測できない連星ブラックホール等についても合体率を見積もることができる。宇宙年齢以内に合体するパルサーの観測例は少なく、連星中性子星についても星の進化計算から合体率を見積もることは重要である。コンパクト連星が合体するタイムスケールは、数億年のものから宇宙年齢以上のものまであり、非常に長い。そこで、本研究では宇宙で最初にできる星である初代星 (Pop III) 起源のコンパクト連星に着目し、初代星起源の連星がどれだけコンパクト連星に成りうるのかについて研究を行った。

1 Introduction

一般相対論から理論的に予言される重要な現象として重力波が存在する。重力波の検出は、一般相対論の検証をはじめとした、強重力場での現象を見る観測手段として非常に重要である。しかし、観測的には、Hulse&Taylor により 1974 年に発見された連星中性子星の長年の観測から間接的に示されているのみで、いまだ直接観測には至っていない。今現在稼働している重力波検出器としてアメリカの LIGO が存在する。LIGO でも未だに重力波は観測されていない。日本では現在、重力波検出のために大型レーザー干渉計 KAGRA が建設されており、2018 年から本格的に観測が始まる。日本以外でもアメリカでは Advanced LIGO、ヨーロッパでは Advanced VIRGO という計画が動いている。これらを第二世代検出器と呼び、観測範囲は ~ 200 Mpc、連星中性子星合体のイベントレートは ~ 10 events/yr となる。これら第二世代検

出器が動き出せば重力波は検出されると期待されている。

さらに地上観測の将来計画として第三世代検出器の Einstein Telescope が計画されている。これは NS-NS 連星合体に対する観測範囲が ~ 3 Gpc となり非常に遠くからの重力波を観測することができる。日本でも衛星により宇宙論的距離からの重力波を観測する計画が考えられており、重力波検出衛星 DECIGO という ?。DECIGO では赤方偏位 $z \sim 1$ (~ 3 Gpc) からの BH-BH ($\sim 10^3 M_\odot$) の連星合体の重力波や NS-BH ($\sim 10 M_\odot$) や NS-NS の合体する前に放射する重力波を観測することができる ?。これらの検出器の稼働が実現されれば、より宇宙論的な距離にあるコンパクト連星から放射される重力波を観測することができる ?と考えられる。したがって、初代星起源のコンパクト連星も観測のターゲットに為りえる。検出に適した重力波観測器を設計するためには、観測範囲内で重力波がどの程度観測できるかをイベント

レートを出すことを目的としている。

2 Methods

連星の進化をおうために、まず単独星の進化を追う必要がある。連星を構成する、主星、伴星の各々の星の進化をといた上で、各タイムステップ毎に連星間相互作用を起こすか否かを判定し、相互作用を起こす場合は相互作用によって軌道、各々の星の質量などを変化させ、再び各々の星の進化を解いていく。本研究では単独星の進化を計算する際に、星の進化を基礎方程式から直に計算するのではなく、星の進化計算結果を再現する fitting 公式を用いることで、単独星の進化計算を簡略化している。なぜ、Fitting 公式を使うかという、大量の星について、その統計的な振る舞いを調べる場合、各々の星について基礎方程式から星の進化を追うことは無理なため、Fitting 公式が必要となるからである。最近の研究によって、初代星の典型的な質量は数 $10 M_{\odot}$ ということが分かっている。よって、進化計算をもとに、 $10 M_{\odot} \leq M \leq 100 M_{\odot}$ の初代星の進化を、初期質量と生まれてからの時刻を変数として表すことのできる Fitting 公式を作り、この Fitting 公式を用いて、既存の連星進化の計算コードを初代星にも適用できるように独自に拡張した。

2.1 初代星の特徴

初代星の HR 図は図??のようになる。初代星の進化の特徴は、半径が小さいこく、巨星状態も青色巨星として進化していき、 $50 M_{\odot}$ 以上にならない限り、外層が対流優勢にならず、輻射優勢のまま進化していくことと、恒星風による質量損失がないことである。初代星の誕生直後は重元素がないため、CNO-cycle で燃えることができず、pp-chain で星を支えている。しかし、pp-chain はエネルギー生成率の温度依存性

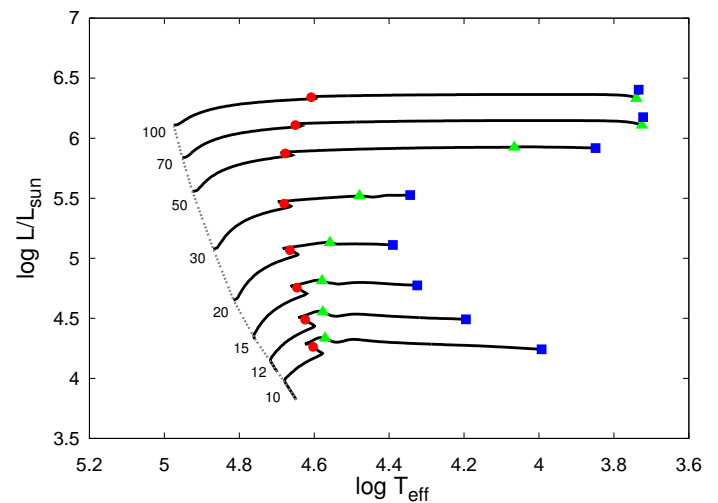


図 1: Zero metallicity stellar track in the HR diagram (Marigo et al. 2001). The each line describes stellar evolution at each initial mass. The grey line means zero age main sequence line. The box points, the cube points and the triangle points denote end of H burning, beginning of He burning and end of He burning.

が小さいため、星を支えるためにはコアが高温となる必要がある。コアが高温となりヘリウムが燃えることで炭素が生成された後に CNO-cycle が起こるが、コアの高温は維持されたまま進化していき、水素燃焼が終了後、すぐにヘリウム燃焼に移行するため、半径が小さく、青色巨星として進化していく。そして、重元素がないため、opacity が小さく、輻射圧が効かないため恒星風を受けずに質量放出がない。

2.2 連星の初期値

連星の進化を解く際には、連星が誕生したときの初期値を与える必要がある。ここでは連星の各々の星が水素燃焼を開始した時を連星が誕生した瞬間とした。連星誕生時の主星の質量、主星と伴星の質量比、軌道長半径、離心率が連星を解く上で必要な初期値となる。

2.3 連星間相互作用

連星間相互作用については、本研究では潮汐、重力波による軌道の変化、連星間の質量交換、共通外層、超新星爆発による連星の解体について本計算では取り入れている。初代星の磁場についてはまだどの程度かわかっていないので、磁場による軌道変化の寄与は取り入れている。

2.3.1 潮汐

主星の形状は伴星の潮汐力により楕円形に歪む。潮汐による非軸対称な歪みのせいでトルクが生じ、主星の自転と公転の間で角運動量のやり取りが生じる。この際、公転の角速度が自転の角速度を上回っている場合、公転から自転への角運動量輸送が行われる。逆に、自転の角速度が公転の角速度を上回っているときは、自転から公転への角運動量輸送が起こる。

2.3.2 質量交換

星が進化していくにつれ、星の半径は膨張していく。その際に、星の外層が膨らみすぎて伴星の重力圏にとらわれると、星から伴星への質量が流れ込む。この現象を質量交換という。半径膨張がはざしすぎず、質量交換が安定な場合、星の外層は伴星の重力圏に囚われた分だけ、伴星へと降着していく。質量交換が起こると、二つの星の質量が変わり、質量比が変わることで軌道長半径や離心率も変化していく。

2.3.3 共通外層

主星の半径膨張が激しく、質量交換が不安定な場合、共通外層状態となる。共通外層状態とは、主星の半径が大きくなりすぎて、伴星が主星の外層内に突入してしまう状態のことを言う。質量交換が不安定になる場合は主星の外層が対流層になっている場合と、質量比が極端な連星間で質量交換が起き、質量比が1に近づくことで軌道長半径が急激に縮まる時である。共通外層状態になると、主星の外層と伴星とのあいだの摩擦で公転の軌道エネルギーは散逸し、エネルギーを得た主星の外層は連星系外へと吹

き飛ばされる。そして、共通外層状態後には軌道エネルギーの減少と主星の外層の消失により、主星のコアと伴星による近接連星が残る。

2.3.4 超新星爆発による寄与

連星内で超新星爆発が起こった際には超新星爆発による質量放出により連星内の質量と軌道が変化し、時には乖離する。主星が超新星爆発を起こしたとすると、主星の中心には中性子星かブラックホールが残り、外層は吹き飛ばされる。質量放出により、連星の総質量が減ることで連星系内での脱出速度は小さくなる。しかし、主星中心のコンパクトオブジェクトとなる部分は爆発前と同じ速度で公転している。公転速度と脱出速度を比べて、公転速度の方が大きい場合、連星は解体してしまう。

2.3.5 重力波

連星は一般相対論的效果によって重力波を放出する。重力波放出により軌道エネルギーを失い、軌道長半径が小さくなっていき、最終的に連星合体を起こす。重力波によって連星合体を起こすまでのタイムスケールは次の式となる。

$$t_{\text{GW}} = \frac{5}{256} \frac{c^5}{G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)} a_0^4 \quad (1)$$

となる。 t_{GW} は軌道長半径 a の4乗に比例するので、コンパクト連星が重力波によってどの程度の時間で連星合体を起こすかは軌道長半径に大きく依存する。

3 Results

本研究において 10^6 個の連星について進化計算を行った。比較のために金属量が太陽と同程度の星 (Pop I) についても計算を行った。計算モデルとコンパクト連星の形成数を表??、??に記す。初代星についての星形成率を de Souza et al. 2011 の値を用いて計算すると、今回の計算結果より、KAGRA での BH-BH 連星合体のイベントレートは Model III.h (Model III.s) で $140 (68) \text{ events/yr} (\text{SFR}_p / (10^{-2.5} M_\odot / \text{yr} / \text{Mpc}^3)) \cdot \text{Err}_{\text{sys}}$

表 1: The calculated models

model	population	IMF	primary mass range	secondary mass range
III.s	III	Salpeter	$10 M_{\odot} \leq M_1 \leq 100 M_{\odot}$	$10 M_{\odot} \leq M_2 \leq M_1$
III.f	III	Flat	$10 M_{\odot} \leq M_1 \leq 100 M_{\odot}$	$10 M_{\odot} \leq M_2 \leq M_1$
I.h	I	Salpeter	$10 M_{\odot} \leq M_1 \leq 100 M_{\odot}$	$10 M_{\odot} \leq M_2 \leq M_1$
I.l	I	Salpeter	$1 M_{\odot} \leq M_1 \leq 100 M_{\odot}$	$0.5 M_{\odot} \leq M_2 \leq M_1$

表 2: The number of the compact binaries with coalescence time less than 15 Gyr among those in Table 2. Notations are the same as Table 2.

	NS-NS	NS-BH	BH-BH
Model III.s	5	64	25536
Model III.f	0	50	115056
Model I.h	20149	2703	3928
Model I.l	776	99	150

となる。ここで SFR_p は SFR のピークでの値、 Err_{sys} は連星進化などのパラメータによって取りうるシステマティックエラーである。

4 Discussion

表??より、初代星連星では BH-BH が形成されやすく、NS-BH、BH-BH が形成されにくいことがわかる。原因は初代星の半径が小さく、連星間相互作用を起こしにくいことにある。特に巨星時の外層が輻射優勢なため共通外層になりやすく、超新星前に外層を吹き飛ばすことができない場合が多い。そのため、超新星時に連星が解体しやすい。しかし、質量損失がない分、大質量の BH-BH が多く形成される。重力波の観測範囲は質量のおよそ 5/6 乗に比例するため、遠方からの重力波源として初代星連星は期待できる。

5 Conclusion

本研究では、初代星連星起源のコンパクト連星の特徴について連星の進化計算から考察を行った。その結果、中性子連星は形成されにくい、大質量の BH-BH が形成されやすいことがわかった。

Reference

- Kinugawa, T., Inayoshi, K., Hotokezaka, K., Nakauchi, D., & Nakamura, T. 2014, MNRAS, 442, 2963
- de Souza, R. S., Yoshida, N., & Ioka, K. 2011, A&A, 533, A32

相対論的アウトフローの輻射流体モデル

中田 めぐみ (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

活動銀河核やガンマ線バーストなど多くの天体現象で相対論的なアウトフロー（プラズマの噴出流）が存在することが知られている。アウトフローの加速機構は大きく分けて、ガス圧、輻射圧、磁気圧の勾配によるものが提唱されている。本研究では、ブラックホールなどの中心天体近傍から噴出するガスと輻射からなるアウトフローを輻射流体として考察をする。アウトフローの開き角が一定であると仮定し、光学的に厚い、球対称定常な流れを考える。中心天体がつくる重力場を Schwarzschild 時空で表現し、この時空中での一般相対論的流体力学方程式と輻射輸送モーメント方程式を解き、定常解を求めた。ガスの速度が光子気体の音速 ($\beta = 1/\sqrt{3}$) になる臨界点を通過する加速解を求めるため、臨界点において内側と外側の解を滑らかに接続した。 $\gamma \sim 10$ 程度のローレンツ因子が得られる解の具体例を示し、速度、圧力、光度、光学的厚さ、終端ローレンツ因子について考察する。

1 Introduction

銀河の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する活動銀河核や、宇宙最大の爆発現象だといわれ強烈なガンマ線を放射するガンマ線バーストなどの天体現象がある。これらの中心天体から双方向に細く絞られたプラズマのアウトフローが存在することが知られている。アウトフローは観測より光速の 99% ($\gamma = 10 \sim 100$) の相対論的速度で噴出していると推定されている。

2 Schwarzschild 時空

中心天体がつくる重力場を Schwarzschild 時空で表現し、この時空中での一般相対論的な輻射輸送方程式と流体力学方程式を求める。

2.1 一般相対論的な輻射輸送方程式

輻射強度を I 、観測者と輻射との間の角度を $\mu = \cos \theta$ 、輻射の立体角を Ω 、輻射率 (emissivity) を j 、吸収係数を κ_{abs} 、散乱係数を κ_{sca} とすると、観測者系での輻射輸送方程式は

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \mu \frac{\partial I}{\partial z} = j - \kappa_{\text{abs}} I - \kappa_{\text{sca}} I + \frac{\kappa_{\text{sca}}}{4\pi} \int I d\Omega \quad (1)$$

と書ける。ただし、 c は光速である。ここで、輻射エネルギー密度 E 、輻射流束密度 F 、輻射圧 P はそれぞれ

$$cE = \int I d\Omega, \quad F = \int \mu I d\Omega, \quad cP = \int \mu^2 I d\Omega \quad (2)$$

を表し^[4]。 E, F, P の共動系への変換は

$$\begin{aligned} cE &= \gamma^2 (E_0 + 2\beta F_0 + \beta^2 P_0) \\ F &= \gamma^2 (\beta E_0 + (1 + 2\beta^2) F_0 + \beta P_0) \\ cP &= \gamma^2 (\beta^2 E_0 + 2\beta F_0 + P_0) \end{aligned} \quad (3)$$

である。下添え字 0 は共動座標系を表している。これらを用いて、(1) 式をガスの共動座標系に変換すると、輻射平衡の関係式は

$$j_0 = c\kappa_{\text{abs}} E_0 \quad (4)$$

となる。この平衡関係を用いた Schwarzschild 時空中の一般相対論的な輻射輸送方程式は

$$\begin{aligned} e^{-2\Lambda} \mu \frac{\partial I}{\partial r} + \left(1 - \frac{3r_g}{2r}\right) \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I}{\partial \mu} - \frac{2r_g}{r^2} \mu I \\ = -e^{-\Lambda} \gamma \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) (1 - \beta \mu) (I - S) \end{aligned} \quad (5)$$

となる^{[2][3]}。ただし、Schwarzschild 計量は

$$ds^2 = -e^{2\Phi} dt^2 + e^{2\Lambda} dr^2 + R^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (6)$$

とし、 $e^{2\Phi} \equiv 1 - \frac{r_g}{r}$ 、 $e^{2\Lambda} \equiv \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1}$ 、 $R(r, t) \equiv r$ 、 $r_g (\equiv 2GM/c^2)$ は Schwarzschild 半径、 S はソース関数、 ρ_b は静止エネルギー密度、 $\beta (= v/c)$ はガスの速度である。

2.2 輻射輸送モーメント方程式

次に、(5) 式の輻射輸送方程式の 0 次のモーメント方程式を求める。

$$e^{-2\Lambda} \frac{\partial F}{\partial r} + \left(1 - \frac{r_g}{2r}\right) \frac{2F}{r} = -e^{-\Lambda} \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) A \quad (7)$$

同様に 1 次のモーメント方程式は

$$e^{-2\Lambda} \frac{\partial P}{\partial r} + \left(1 - \frac{3r_g}{2r}\right) \frac{3P - E}{r} + \frac{2r_g}{r^2} P = -e^{-\Lambda} \rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) B \quad (8)$$

となる。ここで、 A 、 B はそれぞれ

$$A = [\gamma(cE - \beta F) - \gamma^3(c^2 E^2 \beta F + \beta^2 cP)] \quad (9)$$

$$B = [\gamma(F - \beta cP) - \beta \gamma^3(c^2 E^2 \beta + \beta^2 cP)] \quad (10)$$

と置いた。以降、簡単のために $c = 1$ とする。

2.3 一般相対論的流体力学方程式

ガスは理想流体とし、中心天体の重力を考慮するために一般相対論的流体力学方程式を扱う。このときのエネルギー運動量テンソルは

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P_g) u^\mu u^\nu + g^{\mu\nu} P_g \quad (11)$$

である。ここで、 ρ 、 P_g はそれぞれガスのエネルギー密度、圧力を表す。この保存則は以下ようになる。

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\nu (\sqrt{-g} T^{\mu\nu}) + \Gamma^\mu{}_{\nu\lambda} T^{\lambda\nu} = 0 \quad (12)$$

とくに、エネルギー保存則と運動量保存則は

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 (\rho + P_g) \Gamma^2 \beta] = 0 \quad (13)$$

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dr} + \frac{1}{\rho + P_g} \frac{dP_g}{dr} = 0 \quad (14)$$

となる。ただし、 Γ は

$$\Gamma \equiv \left(\frac{1 - \frac{r_g}{r}}{1 - \beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

と定義される量で、ローレンツ因子 γ と $\Gamma = (1 - \frac{r_g}{r})^{1/2} \gamma$ の関係がある。

3 輻射流体力学方程式

3.1 方程式の結合

質量保存則より、静止エネルギー密度は $\rho_b = \rho + P_g$ となる。 e_g は内部エネルギー密度を表す。ここで、ガスは非相対論的な温度だと仮定すると、 $e_b \ll \rho_b$ かつ $P_g \ll \rho_b$ となる。ただし、 $\rho = \rho_b + e_g$ である。

次に、一般相対論的な形に書き直した輻射輸送モーメント方程式と流体力学方程式を結合する。4 元速度 $u (= \gamma\beta)$ の方程式は運動量保存則 $T^{1j}{}_{;j} = 0$ より

$$\left(\frac{u}{\gamma^2} - \frac{c_s^2}{u} \right) \frac{du}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{r_g}{2r^2} \frac{1}{1 - \frac{r_g}{r}} + \frac{\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}}{\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\gamma} [F(1 + 2u^2) - (E + P)\gamma u] \quad (16)$$

と書ける。 c_s は $c_s^2 \equiv \left(\frac{\partial P_g}{\partial \rho}\right)$ で定義されるガスの音速である。また、輻射の圧力 P の方程式は (8) 式より

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{1 - \frac{3r_g}{2r}}{1 - \frac{r_g}{r}} \frac{3P - E}{r} - \frac{2r_g}{r^2} \frac{P}{1 - \frac{r_g}{r}} + \frac{\rho_b (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})}{\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{\frac{1}{2}}} \gamma [F(1 + 2u^2) - (E + P)\gamma u] \quad (17)$$

と書ける。また、輻射エネルギー流束と速度の関係はエネルギー保存則 $T^{0j}{}_{;j} = 0$ より

$$r^2 \left[\rho_b \Gamma^2 \beta + \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) F \right] = \text{const.} \quad (18)$$

となる。いま、光学的に厚い領域を考えているので、共動系において Eddington 近似 $E_0 = 3P_0$ が成り立つと仮定すると、閉包 (closure) 関係は

$$E = \frac{P \left(1 - \frac{1}{3}\beta^2\right) - \frac{4}{3}\beta F}{\frac{1}{3} - \beta^2} \quad (19)$$

となる。

次に、これらの式を Schwarzschild 半径 r_g および Eddington 光度 L_E を用いて書き直していく。 $\tilde{r} = r/r_g$ 、 $\tilde{P} = 4\pi r_g^2 P/L_E$ 、 $\tilde{E} = 4\pi r_g^2 E/L_E$ 、 $\tilde{M} = \dot{M}/L_E$ とおく。ただし、中心天体から球対称定常な流れに対する連続の方程式より質量損失率 \dot{M} は

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

である。また、吸収はなく散乱がトムソン散乱だとすると、 $(\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}})\rho_b = \sigma_T n_e$ となる。 σ_T は散乱断面積、 n_e は電子数密度である。これらより、(16)～(19) 式は以下のように書き直すことができる。

$$\left(\frac{u}{\gamma^2} - \frac{c_s^2}{u}\right) \frac{du}{d\tilde{r}} = \frac{2c_s^2}{\tilde{r}} - \frac{1}{2\tilde{r}^2} \frac{1}{1 - \frac{1}{\tilde{r}}} + \frac{1}{2\tilde{r}^2} \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{\tilde{r}}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\gamma} [\tilde{F}(1 + 2u^2) - (\tilde{E} + \tilde{P})\gamma u] \quad (21)$$

$$\frac{d\tilde{P}}{d\tilde{r}} = -\frac{1 - \frac{3}{2\tilde{r}}}{1 - \frac{1}{\tilde{r}}} \frac{3\tilde{P} - \tilde{E}}{\tilde{r}} - \frac{2}{\tilde{r}^2} \frac{\tilde{P}}{1 - \frac{1}{\tilde{r}}} - \frac{1}{2\tilde{r} \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}}\right)} \frac{\gamma}{u} [\tilde{F}(1 + 2u^2) - (\tilde{E} + \tilde{P})\gamma u] \quad (22)$$

$$\tilde{F} = \frac{\dot{M} \left[\left(1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}}\right)^{\frac{1}{2}} \right] + \tilde{r}_c^2 \tilde{F}_c \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}\right)}{\tilde{r}^2 \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}}\right)} \quad (23)$$

$$\tilde{E} = \frac{\tilde{P} \left(1 - \frac{1}{3}\beta^2\right) - \frac{4}{3}\beta\tilde{F}}{\frac{1}{3} - \beta^2} \quad (24)$$

(24) 式は $\beta = 1/\sqrt{3}$ のとき分母がゼロとなる。このとき分子もゼロとなる必要があり、 $\tilde{F} = 2\sqrt{3}/3\tilde{P}$ が成り立つ。この点は臨界点になっている。今回、中心天体近傍からの輻射流体について考えているので、この臨界点の内側と外側で方程式を滑らかに接続して解いていくことにより、定常解を求めていく。ここで、光学的厚さ τ は以下のように定義した。

$$\tau \equiv \int_r^\infty (\kappa_{\text{abs}} + \kappa_{\text{sca}}) \rho dr = 2\tilde{M} \int_r^\infty \frac{d\tilde{r}}{\tilde{r}^2 \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (25)$$

3.2 境界条件

臨界点 r_c の各パラメータについて考える。4 元速度は $u_c = 1/\sqrt{2}$ 、ローレンツ因子は $\gamma_c = \sqrt{3}/2$ 、圧力は $\tilde{P}_c = \sqrt{3}\tilde{F}_c/2$ となり、輻射の速度と圧力の勾配は、

$$\frac{du_c}{d\tilde{r}} = \frac{\frac{2c_s^2}{\tilde{r}_c} - \frac{1}{2\tilde{r}_c^2} \frac{1}{1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}}}{\frac{u_c}{\gamma_c} - \frac{c_s^2}{u_c}} \quad (26)$$

$$\frac{d\tilde{P}_c}{d\tilde{r}} = -\frac{1 - \frac{3}{2\tilde{r}_c}}{1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}} \frac{4\tilde{P}_c}{3\tilde{r}_c} - \frac{2}{\tilde{r}_c^2} \frac{\tilde{P}_c}{1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}} \quad (27)$$

となる。ただし、下添え字 c は臨界点を表す。また、Schwarzschild 半径 $r_g=1$ とする。臨界点での解の接続は次のように行った。臨界点の外側では $r = (1+\epsilon)r_c$ から外向きに (21)～(24) 式を解き、内側では $r = (1-\epsilon)r_c$ から内向きに (21)～(24) 式を解く。 $\epsilon = 0.0001$ とした。

4 Results and Discussion

今回の計算結果について例をあげて説明する。 $\beta = 1/\sqrt{3}$ になる臨界点の中心天体からの距離を $r_c = 10$ 、質量損失率を $\dot{M} = 100$ とし、このときの輻射エネルギー流束を $\tilde{F}_c = 0.1$ 、ガスの音速を $c_s = 0.3$ のとき、 $\tilde{F}_c = 0.1$ 、 $c_s = 0.5$ のとき、 $\tilde{F}_c = 1$ 、 $c_s = 0.5$ のときの輻射流体の 4 元速度 u 、ローレンツ因子 γ 、輻射の圧力 \tilde{P} 、光度 $\tilde{L} = 4\pi\tilde{r}^2\tilde{F}$ は以下のような結果となった (図 1～13)。また、光学的厚さについては図 13 に示した。

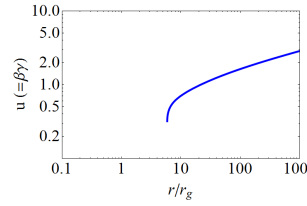


図 1 : 4 元速度
($c_s = 0.3$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

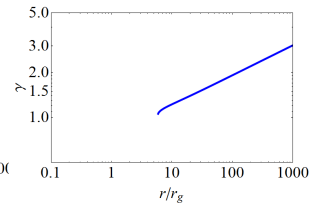


図 2 : ローレンツ因子
($c_s = 0.3$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

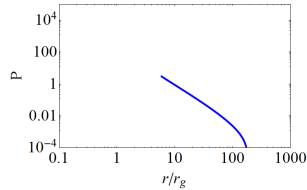


図 3 : 圧力
($c_s = 0.3$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

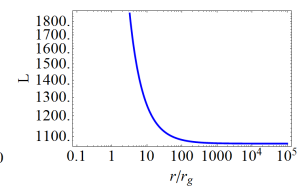


図 4 : 光度
($c_s = 0.3$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

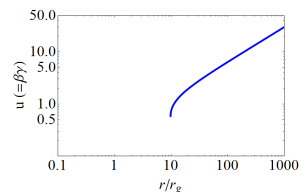


図 5 : 4 元速度
($c_s = 0.5$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

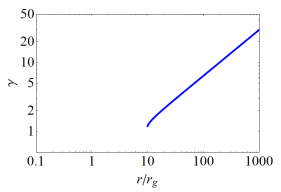


図 6 : ローレンツ因子
($c_s = 0.5$, $\tilde{F}_c = 0.1$)

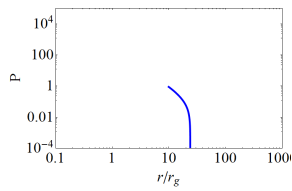


図 7 : 圧力

($c_s = 0.5, \tilde{F}_c = 0.1$)

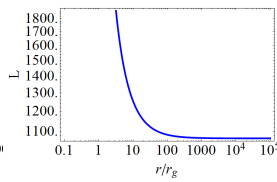


図 8 : 光度

($c_s = 0.5, \tilde{F}_c = 0.1$)

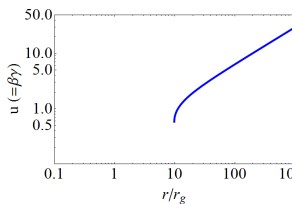


図 9 : 4 元速度

($c_s = 0.3, \tilde{F}_c = 1$)

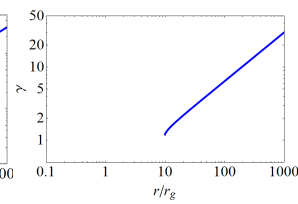


図 10 : ローレンツ因子

($c_s = 0.3, \tilde{F}_c = 1$)

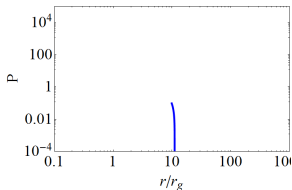


図 11 : 圧力

($c_s = 0.3, \tilde{F}_c = 1$)

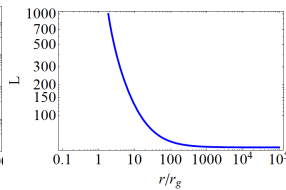


図 12 : 光度

($c_s = 0.3, \tilde{F}_c = 1$)

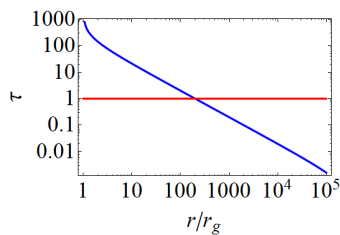


図 13 : 光学的厚さ ($\tilde{M} = 100$)

図 13 の光学的厚さより、 $\tau \geq 1$ の領域が光学的に厚いといえるので、この場合 $\tilde{r} \leq 200.3$ となる領域に着目するべきである。ガスの音速 c_s が小さい値だとあまり加速されず、終端ローレンツ因子 γ_∞ は大きな値をとることができない(図 2)。これは、臨界点 r_c の付近では (21) 式の輻射流体力学方程式の加速項である $2c_s^2/\tilde{r}$ と負の項の重力のみがそれぞれ加

速および減速に寄与するためである。つまり、ガスの音速が大きければ加速しやすいことを意味している。また、音速 c_s が大きいことは、ガスが高温であることを意味する。ここで、(23) 式の中心天体からの距離 \tilde{r} が大きいときを考えることにより、終端ローレンツ因子の近似が求められる。

$$\gamma_\infty \approx \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\tilde{r}_c^2 \tilde{F}_c \left(1 - \frac{1}{\tilde{r}_c}\right)}{\tilde{M}} \quad (28)$$

また、輻射の圧力 P については、ガスの音速 c_s が大きいときは急激に減少することがわかる(図 3,7,11)。そして、光度については、ガスの音速 c_s にはそれほど影響されず、輻射エネルギー流束 \tilde{F} と質量損失率 \tilde{M} に依存して変化する。

5 Conclusions

Schwarzschild 時空中での輻射流体方程式を、速度 $\beta = 1/\sqrt{3}$ となる臨界点の内側と外側の解を滑らかに接続することによって解き、中心天体近傍から放出される輻射流体モデルを用いた相対論的アウトフローの球対称定常解を求めた。今回、ガスの音速 c_s 、臨界点の r_c 、臨界点での輻射エネルギー流束 \tilde{F}_c 、質量損失率 \tilde{M} の値を変化させることにより、終端ローレンツ因子 γ_∞ が 10 程度になる解を具体的に示した。そして、その終端ローレンツ因子 γ_∞ は (28) 式で与えられる。また、臨界点付近での速度勾配は、ガスの音速 c_s と重力のみがそれぞれ加速および減速に寄与をするため、相対論的な加速を満たすためには臨界点付近での音速 c_s は大きく、ガスは高温である必要がある。

最後に、速度 $\beta = 1/\sqrt{3}$ となる臨界点よりも中心天体に近い内部の領域にあるガスの音速 c_s でも臨界点が存在している。この点についても同様に臨界点の内側と外側で滑らかに接続することにより、光学的に厚い領域での加速について解くことが今後の課題である。

References

- [1] Akizuki and Fukue. 2009. PASJ, 61, 543
- [2] Lindquist, R. W., 1966, Ann. Phys., 37, 487
- [3] Mihalas, D., 1980, ApJ, 237, 574
- [4] Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics, Wiley-VCH, 1985

超相対論的流体におけるガンマ線放射過程の輻射輸送シミュレーション

石井 彩子 (東北大学大学院 工学研究科)

Abstract

ガンマ線バースト (GRB) の起源として, 大質量天体の重力エネルギーの解放に伴って形成される相対論的ジェットが考えられている. ローレンツファクター $\Gamma = 100$ を越えるような極めて光速に近い流速を持つジェット中では, 相対論的電子と光子が衝突し逆コンプトン散乱を起こすことによってより高エネルギーの光子が生成される可能性がある. よって, 相対論的ジェットを起源とする GRB の可能性を数値的に検証するには, 相対論的速度で運動する物質中の電子と光子の衝突を適切に評価しなければならず, それには相対論的流体と輻射輸送のカップリング計算が必要である. しかしカップリング計算を行うにあたって, 背景場が相対論的流体である場合, 放射, 吸収, 散乱などを評価する共動系と, 流体計算における慣性系の間の変換を矛盾なく取り扱える計算手法については十分に検討されていない. 本研究では, 輻射輸送計算手法としてモンテカルロ法を用い, 相対論的流体場とのカップリング計算を念頭に, 異なる慣性系間で同等の結果が得られる計算手法を構築する. 相対論的ランキン-ユゴニオの関係式を用いて, 同等な衝撃波について衝撃波が静止する系と動く系を考え, トムソン散乱を考慮し, 散乱優位な流体場を想定して 3 次元モンテカルロ計算を行う. さらに, 計算から得られた光子の方向分布やスペクトルの結果を同一の系へと変換し, 比較検討を行う. その結果, 適切な計算条件を選ぶことにより, 異なる慣性系で計算した結果であっても同一の系へと変換すると一致することや, 衝撃波をまたいで輸送され急激な流速の変化を経験した光子が相対論的電子と衝突し, 逆コンプトン散乱を起こすことによって高エネルギー光子が生成される過程を数値計算上で再現できることがわかった.

1 Introduction

宇宙最大級の爆発現象であるガンマ線バースト (GRB) は, 発見から 40 年以上経過している現在もその詳細な放射メカニズムが明らかにされていない. GRB では, 太陽が百数十億年輝く間放出するエネルギーと同程度の膨大なエネルギーが数秒程度の間放出されており (1), このような現象は大質量星周辺で形成される光速に極めて近い流速を持ち空間的に集束したプラズマの流れ (相対論的ジェット) に付随して起こると説明される. 相対論的ジェットの空間的構造についてはこれまでに 2 次元相対論的流体シミュレーションによって調べられており (2; 3), ジェットが GRB の起源となる可能性が示唆されている. 観測から得られた GRB のスペクトルは非熱的であり (4), ジェット中の相対論的電子と光子が衝突しより高エネルギーの光子が生成される逆コンプトン散乱過程が影響を及ぼしていると考えられている. 数値的にも, ジェットのモデルを背景場とした輻射輸送計算から非熱的スペクトルが得られることが示されてきた

(5). より詳細にジェット中の物質と光子の衝突過程を再現するためには相対論的流体と輻射輸送のカップリング計算が必要である. しかしカップリング計算を行う際に, 背景場が相対論的流体である場合, 放射, 吸収, 散乱などを評価する共動系と, 流体計算における慣性系の間の変換を矛盾なく取り扱える計算手法についてはこれまでに十分検討されてきていない.

本研究では, 同一の衝撃波について衝撃波が静止している系と衝撃波が動いている系を準備し, それぞれの慣性系で輻射輸送計算を行い, 結果を同一の系で比較したときに同等のものになるか評価することを通して, 相対論的流体中の輻射輸送計算手法の妥当性を検証していく.

2 Numerical method

本研究では数値計算法としてモンテカルロ法を用いる. 輻射輸送を評価するには次の式 (1) のような

輸送方程式を解く必要がある。

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla\right) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t) = j(\nu, T) + \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{4\pi} \times \int \int \sigma(\nu) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', \nu', t) \phi(\boldsymbol{\Omega}', \boldsymbol{\Omega}, \nu', \nu) d\nu' d\boldsymbol{\Omega}' - [k(\nu) + \sigma(\nu)] \rho(\mathbf{r}, t) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t), \quad (1)$$

ここで、 $I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)$ は光の強度であり、位置ベクトル \mathbf{r} 、光の進む方向ベクトル $\boldsymbol{\Omega}$ 、光の振動数 ν 、時刻 t の関数である。また、 c は光速であり、 j 、 k 、 ρ 、そして σ はそれぞれ単位時間単位体積当たりのエネルギー放出率、吸収断面積、質量密度、そして散乱断面積を表している。散乱カーネル $\phi(\boldsymbol{\Omega}', \boldsymbol{\Omega}, \nu', \nu)$ は、光の入射方向 $\boldsymbol{\Omega}'$ 、入射光の振動数 ν' 、光の散乱方向 $\boldsymbol{\Omega}$ 、そして散乱光の振動数 ν によって定義される。

散乱を考慮しながら輻射輸送方程式を取り扱うには、この微分積分方程式を I について解く必要がある。しかしながら、 I は空間 3 次元、方向 2 次元、振動数 1 次元、時間 1 次元の合計 7 つの独立変数に依存する変数であるため解析解を得ることが難しく、このままの形で数値計算しようとしても膨大な計算コストを消費してしまうことになる。そこで本研究では、散乱を含んだ輻射輸送方程式を解く手段として比較的容易なモンテカルロ法を用いた。モンテカルロ法は多数のサンプル粒子を追跡し、一様乱数を用いて確率的に方程式を解く手法であり、散乱を含む輻射輸送方程式のような多変数の式について現実的な計算コストで解の概形を得る手段として有用である。本研究では、以前の研究で開発した並列モンテカルロコードを用いる (6)。

3 Background flowfield

3.1 Simulation condition

衝撃波が形成されている背景の流体場中に多数のサンプル光子を放出し、確率的に散乱や吸収を発生させることによって輻射輸送を再現し、流体場から放出される光のエネルギーと放射方向を調べる。放射過程は次の式 (2) で表されるような制動放射を仮定す

る (7)。

$$j(\nu, T) d\nu = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{3k_B T m_e}\right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{m_e c^3 h} N_+ N_e, \quad (2)$$

ここで、 k_B 、 m_e 、 Z 、 e 、 N_+ 、 N_e 、そして h はそれぞれボルツマン定数、電子質量、イオン価、素電荷、イオン数密度、電子数密度、そしてプランク定数である。

計算領域は図 1(a) のような円筒座標系で考える。 r 、 θ 方向に 1 つ、 z 方向に 2 つのセルに分割し、図 1(b) のように衝撃波上流側のセルに物理量 (ρ_2, p_2, v_2)、下流側のセルに (ρ_1, p_1, v_1) を設定し、セル境界を衝撃波面と仮定して、上流と下流が Rankine-Hugoniot (R-H) の関係式を満たすように決定する。また、 z 方向の計算領域の大きさについては、計算領域の右側から対称軸に平行に測った光学的深さ τ を用いて、衝撃波下流側で $\tau = 10$ 、上流側の領域で $\tau = 0.001$ とし、

$$\tau = \rho \sigma_0 \Gamma_f \left(1 - \frac{v_f}{c}\right) \Delta z, \quad (3)$$

から決定する。ここで、密度 ρ および散乱断面積 σ_0 は共動系での値であり、 Γ_f は衝撃波静止系における流速のローレンツファクター、 v_f は衝撃波静止系における流速を表している。このように決定した衝撃波静止系における計算領域の幅をローレンツ収縮させることによって、衝撃波が動いている系についても計算領域の幅を決めることができる。 r 方向の計算領域の大きさは、衝撃波静止系における z 方向計算領域の大きさと等しくなるように設定し、すべての系で同じとする。また、すべての光子は衝撃波静止系における時刻 $t = 0$ s において $\tau = 1$ となる軸付近の同一の点に初期配置する。すべてのサンプル粒子が計算領域の外へと出るまで計算を行う。粒子が計算領域の外部境界を横切る際の方向やエネルギーを記録し、すべての粒子について足し合わせて方向分布やスペクトルを調べる。問題をシンプルにするために、まずは吸収およびコンプトン散乱を除き、トムソン散乱のみを考慮して計算を行う。

3.2 Relativistic shock wave

背景場の衝撃波については、以下の相対論的流体に対する R-H 関係式を用いて波面前後の物理量を設定

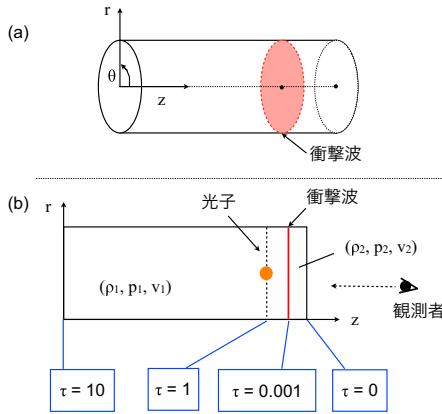


図 1: 計算条件.

表 1: 衝撃波前後の物理量変化.

	ρ [g/cm ³]	p [dyn/cm ²]	v [cm/s]
上流側	1×10^{-11}	1×10^7	$-0.99999c$
下流側	2.49×10^{-9}	4.16×10^{11}	$-0.66667c$

する (8).

$$[\rho u^z] = 0 \quad (4)$$

$$[\rho h (u^z)^2 + p] = 0 \quad (5)$$

$$[\rho h u^0 u^z] = 0 \quad (6)$$

ここで, u は四元速度, h は比エンタルピー, p は圧力である. これらの関係式より, 衝撃波上流側の物理量 (ρ_2, p_2, v_2) を決めると衝撃波下流側の物理量 (ρ_1, p_1, v_1) が計算できる. まず衝撃波静止系については, 衝撃波上流側の物理量を $(\rho_2, p_2, v_2) = (1 \times 10^{-11} \text{g/cm}^3, 1 \times 10^7 \text{dyn/cm}^2, -0.99999c \text{cm/s})$ と与える. この時の流速 v_2 の値は, ローレンツファクター 220 程度に相当する. この条件における衝撃波上流側および下流側の物理量を表 1 に示す.

3.3 Transformation of inertial frames

同一の衝撃波で慣性系の異なる場合を考えるために, 以下の式を用いて衝撃波上流および下流側の流速

を変換する (9).

$$W' = \frac{W + v_s}{1 + Wv_s}, \quad (7)$$

ここで, W は衝撃波静止系での流速, W' は衝撃波が動いている系へと変換した後の流速, v_s は 2 つの系の相対速度 (ここでは衝撃波が動く速度) を表している. 本研究では, 衝撃波静止系, 衝撃波がローレンツファクター $\Gamma = 10$, および $\Gamma = 100$ で動いている系の 3 つについて比較する. 衝撃波が動いている系については, 上式中の v_s に衝撃波が動いている速度を代入する.

4 Results

図 2 に, 計算の結果得られた異なる慣性系における光子の方向分布の比較を示す. これは粒子数 100 万個を用いて計算を行った結果である. 図の横軸は光子が計算領域から外へ出る時の z 軸に対する角度を π で割って規格化したものを, 縦軸は光子の数を表している. この図において, 右側に向かうほど光子が z 軸負方向を向いており, 左側に向かうほど光子が z 軸正方向を向いていることを表している. 衝撃波静止系では衝撃波下流側の流速の向きは z 軸負方向であるため, 光子は z の負方向 (衝撃波後方) に強く散乱されるが, 衝撃波が動いている系においては, 衝撃波速度を $\Gamma = 10, 100$ と増していくとそれに伴って流速は z 軸正方向に増していくため, 光子の方向分布は次第に z の正方向 (衝撃波前方) に偏向していく.

次にそれぞれの慣性系における光子の方向分布を, 各光子の方向とエネルギーについてローレンツ変換を行うことによって, すべて衝撃波静止系に揃えて表示したものを図 3 に示す. この図において, すべての方向分布の計算結果が後方へと偏向している. このように, 異なる慣性系において計算したものであっても同一の系へと変換すると方向分布の結果が一致した.

同様にして, 異なる慣性系におけるスペクトルの計算結果についても, 同一の系へと変換して比較すると一致することを確認した. また, 信頼性のある解を得るために必要な数値計算上の時間幅 Δt の条件について検証し, さらに逆コンプトン散乱により高エネルギー

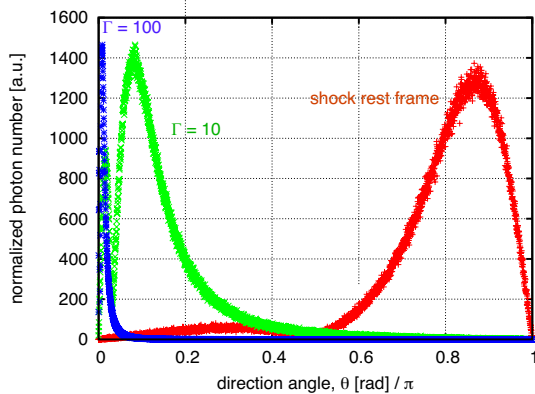


図 2: 異なる慣性系における光子の方向分布比較.

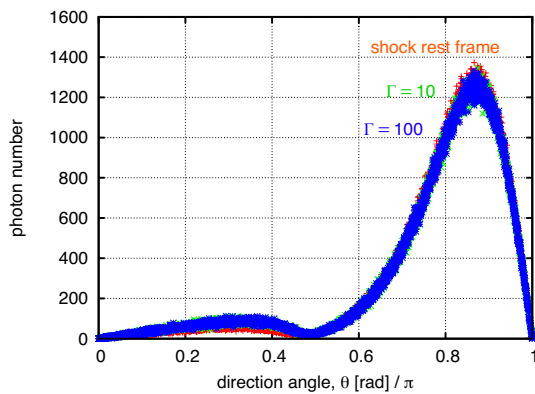


図 3: 衝撃波静止系へ変換後の方向分布比較.

ギー光子が生成される過程を再現できることを確認した。これらについては、発表の際に詳細を述べる。

5 Conclusion

本研究では、GRB の起源として高密度天体周辺で形成される相対論的ジェットを考え、ジェット中のガンマ線輸送を計算する相対論的流体-輻射輸送カップリング計算を目指し、相対論的流体をバックグラウンドとする輻射輸送コードを開発した。また、同一の相対論的衝撃波について、衝撃波が静止している系と動いている系でそれぞれ輻射輸送計算を行い、計算結果を同一の系に変換して比較したときに同等の結果が出るかを確認しながら異なる慣性系の間の変換を矛盾なく行うことができるような計算コードを構築し

た。計算手法としてモンテカルロ法を用いることによって、散乱過程も考慮に入れた輻射輸送計算を確率的に行った。衝撃波が静止している系および衝撃波がローレンツファクター $\Gamma = 10, 100$ で動いている系の 3 つの系で輻射輸送計算を行ったところ、計算領域から出た光子の方向分布は流速が後方に向いている衝撃波静止系では後方に偏向し、流速が前方に向いている $\Gamma = 10, 100$ の系では前方に偏向した。また、各系での計算結果を衝撃波静止系に合わせて変換し比較すると、それらの結果はすべて一致した。

このように、異なる慣性系の間の変換を矛盾なく取り扱えることを確認しながら、相対論的流体をバックグラウンドとする輻射輸送計算法を構築した。今後は、計算コストとの兼ね合いを考慮しながら、実際にカップリング計算を行う際に信頼性のある解を得るためには時間幅や空間解像度をどの程度の値に設定する必要があるのかといった計算条件について詳細に調べていく予定である。

Reference

- [1] P. Meszaros, *Journal of Progress in Physics*, 69 (2006) 2259–2321.
- [2] H. Nagakura et al., *The Astrophysical Journal*, 731 (2011) 80–97.
- [3] A. Mizuta et al., *The Astrophysical Journal*, 651 (2006) 960–978.
- [4] M. S. Briggs et al., *The Astrophysical Journal*, 524 (1999) 82–91.
- [5] H. Ito et al., *The Astrophysical Journal*, 777 (2013) 62–78.
- [6] A. Ishii et al., *High Energy Density Physics*, 9 (2013) 280–287.
- [7] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Dover Publications (2002).
- [8] 水田晃, *原子核研究*, 55 (2011) 60–74.
- [9] B. シュッツ 著, 江里口良治, 二間瀬敏史 共訳, シュッツ相対論入門, 丸善, (2010).

MAXI で求めた 4U 1626–67 のパルス周期の変化率と 光度を用いた距離の推定

高木 利紘 (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

我々は MAXI/GSC で観測された 4U 1626–67 のデータを用いて、4U 1626–67 のパルス周期の変化率と光度の関係を調べた。MJD 55110 (2009/10/6) から MJD 56550 (2013/9/15) までを 60 日ごとに区切って folding 解析を行い、60 日ごとのパルス周期とその変化率を求めた。パルス周期の変化率は光度の増加と共に、1.3 倍増えていることを発見した。そこで、Ghosh and Lamb (1979) の光度とパルス周期の変化率の関係をj用いて距離の推定を行ったところ、4U 1626–67 までの距離を約 9 kpc と推定できた。過去の他の観測機器による観測データでも同様に距離の推定を行ったところ、MAXI で得られたものとはほぼ同等な値を得ることができた。

1 Introduction

4U 1626–67 は 7.6 秒のパルス周期 (P) を持った、低質量 X 線連星パルサーである (Rappaport et al. 1977)。パルス周期が発見されてから、ほとんど一定のパルス周期の変化率 (\dot{P}) で P が短くなっていったが、1990 年に \dot{P} の符号が反転し、 P が長くなっていく期間になった (Chakrabarty et al. 1997)。2008 年 2 月に再び \dot{P} の符号が反転して P が短くなっていく期間になり、現在も継続中である (Camero-Arranz et al. 2010)。2008 年に \dot{P} の符号が反転した際には光度が 2.5 倍増え、現在は約 30 mCrab で輝いている。この天体の中性子星の磁場強度は、エネルギースペクトル中にサイクロトロン共鳴が発見され、 $B = 3.2 \times 10^{12} (1 + z_g)$ と求められている (Orlandini et al. 1998)。 z_g は重力赤方偏移である。この天体までの距離は、降着円盤の X 線反射率と可視光の光度を用いて 5–13 kpc と求められているだけで、詳細な距離は決まっていない。

MAXI では天体の光度、 P と \dot{P} を求めることができ、中性子星の磁場強度もわかっているjので、天体の光度と \dot{P} の関係を表した Ghosh and Lamb (1979) の式を適用することができる。そこで、詳しく求まっていない距離の推定を行った。

2 Observations

全天 X 線監視装置 MAXI は国際宇宙ステーションに搭載された X 線の全天監視装置で、国際宇宙ステーションの軌道周期 92 分で全天を 1 回スキャン観測している。常に MAXI は 92 分ごとに全天を観測しているjので、長期の時間変動や突発天体の観測に適している。MAXI には GSC と SSC の 2 つの観測装置が搭載されており、それぞれ 2–20 keV と 0.7–7.0 keV のエネルギー帯をカバーしている。今回は GSC の MJD 55110 (2009/10/6) から MJD (2013/9/15) までのデータを用いて解析を行った。

3 Analysis

4U 1626–67 は 30 mCrab と暗いが定常的に輝いているjので、光子統計を稼ぐために 60 日のデータをまとめて解析を行い、精度の良い P と \dot{P} の検出を試みた。X 線イベントのデータは天体から半径 1.5 度の範囲から抽出し、バリセントリック補正を行って時刻の補正を行った。この際に、バックグラウンドの差引は行っていない。

P と \dot{P} は、 P と \dot{P} を共に変化させて folding 解析を行い、 P と \dot{P} の検出の有意度 (χ^2) のコントアを作成し、 P と \dot{P} が最も有意に検出される時 (χ^2 が最大) の値とした。エネルギー帯は 1 番パルスが有

意に検出できた 2–10 keV を用いた。また、folding 解析の時の Epoch は 60 日間の中心とし、60 日間では \dot{P} は一定であると仮定した。MJD 55230 から MJD 55290 までの 60 日間では、 $P = 7.677863(2)$ s、 $\dot{P} = -(2.60 \pm 0.10) \times 10^{-11}$ s s $^{-1}$ と求めることができた。 P と \dot{P} のエラーは χ^2 の値が最大値の 80% になる範囲として求めた。同様の手順で他の期間でも P と \dot{P} を求めることに成功し、MJD 55110 から MJD 56550 までの 60 日間ごとの P と \dot{P} を得ることができた (図 1)。

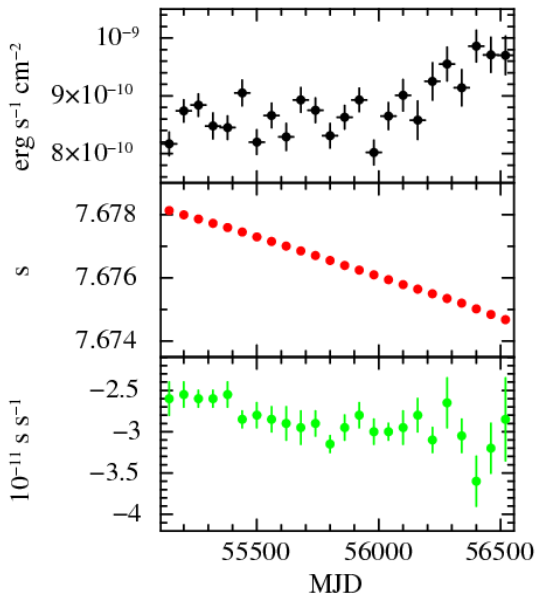


図 1: 4U 1626–67 の光度、 P と \dot{P} 。

4 Method

Ghosh and Lamb (1979) では降着駆動型の X 線連星パルサーの中性子星の \dot{P} と光度の関係を表す式が導かれており、主なパラメータは、中性子星の磁場強度 (B)、パルス周期 (P)、周期の変化率 (\dot{P}) である。式は以下の通りである。

$$-\dot{P} = 5.0 \times 10^{-5} \mu_{30}^{2/7} n(\omega_s) S_1(M) P^2 L_{37}^{6/7} \text{ s yr}^{-1} \quad (1)$$

ここで、 μ_{30} は 10^{30} G cm 3 単位の磁気双極子モーメント、 L_{37} は 10^{37} erg s $^{-1}$ 単位の光度、 $n(\omega_s)$ はスピンパラメータ ω_s の関数、 $S_1(M)$ は中性子星の構造関数である。磁気双極子モーメント μ は以下の式より求めた。

$$\mu \sim \frac{1}{2} B r^3, \quad (2)$$

5 Result

我々は式 (1) を 4U 1626–67 に適応することで、その時の \dot{P} から光度 (L_{GL}) を見積もることができる。この L_{GL} を得られたすべての \dot{P} において求め、この値と MAXI で観測された光度 (F_X) の関係を示す以下の式を用いて距離の推定を行った。

$$F_X = \frac{L_X}{4\pi D^2} \quad (3)$$

得られた各値を図 2 に示す。これより、MAXI で得られた \dot{P} と光度 (F_X) から 4U 1626–67 の距離を推定すると、約 9 kpc と求めることができる。同様に過去の他の観測器で得られたデータでも推定を行うと、MAXI で得られた値とほぼ同等になった (図 3)。

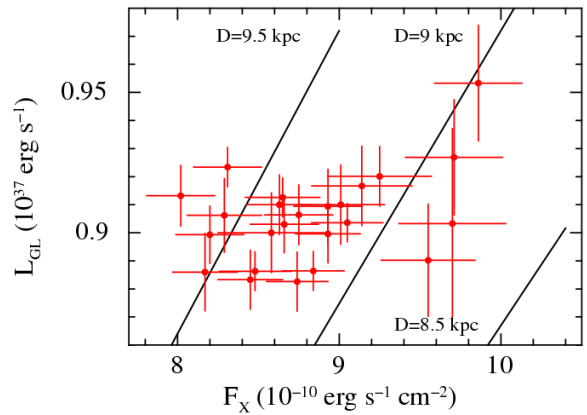


図 2: MAXI で求めた F_X と L_{GL} の関係。

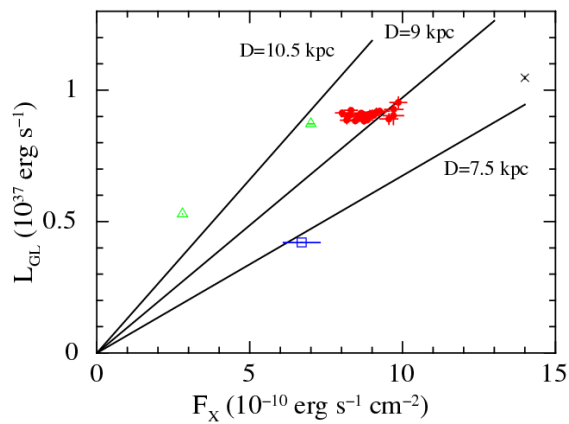


図 3: MAXI と他の観測機器のデータ両方を用いて求めた F_X と L_{GL} の関係。

Acknowledgement

本研究は理研の大学院生リサーチ・アソシエイト制度の下での成果です。

Reference

- Camero-Arranz, A., et al., 2010, ApJ, 708, 1500
- Chakrabarty, D., et al., 1997, ApJ, 474, 414
- Chakrabarty, D., 1998, ApJ, 492, 342
- Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, ApJ, 234, 296
- Levine, A., et al., 1988, ApJ, 327, 732
- Orlandini, M. et al., 1998, ApJ, 500, L163
- Rappaport, S., et al., 1977, ApJ, 217, L29

超新星ニュートリノのニュートリノ振動

横地 沙衣子 (東京理科大学大学院 理工学研究科)

Abstract

超新星爆発は元素の起源や銀河進化とも関連する重要な天体現象であり、超新星ニュートリノの検出は超新星を研究する有効な手段である。一方ニュートリノには3つの世代が存在し反粒子である反ニュートリノを含めて6種類存在する。それぞれの状態は異なる3つの質量基底の重ね合わせであり、時間が経過するとその重ね合わせの状態は変化してくる。そのために例えば初めは電子型だったニュートリノの一部がタウ型やミュー型のニュートリノに変化するような現象が起こる。このような現象をニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノは超新星で生成されてから地球に到達するまでにニュートリノ振動を起こすのでその効果を考慮しなければならない。本研究では重力崩壊型超新星内部でのニュートリノ振動を数値計算し、ニュートリノの生き残り確率を調べる。今回は12次元に整理したニュートリノ、反ニュートリノの時間発展方程式について述べ数値計算への展望を発表する。

1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は Pontecorvo によって1958年に、Maki et al. によって1962年に初めて提唱された現象である。ニュートリノの質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態が異なるならば ν_e, ν_μ, ν_τ といったフレーバーは3つの質量固有状態の重ね合わせになる。それぞれの質量固有状態は異なる分散関係を持つため質量固有状態の間には位相差が生じる。このことによって例えば ν_e を作っていた質量固有状態の重ね合わせは時間経過すると異なる形の重ね合わせになり ν_e は別のフレーバーの成分が混ざった状態になる。これがニュートリノ振動である。ニュートリノ振動によって特定のフレーバーのニュートリノの一部は飛行している間に生成されたときのフレーバーとは異なるフレーバーで検出されることになるため、ニュートリノの検出には検出されるまでにどのくらいのフレーバーの入れ替わりが起きたのかを考える必要がある。

本研究では超新星ニュートリノの検出に及ぼす重力崩壊型超新星内部でのニュートリノ振動を数値計算し、その影響を検証する。

2 時間発展方程式

物質中における三世代のニュートリノ振動はシュレディンガー方程式から式(1)のように記述できる。ただしここでは物質相互作用の効果のみ考えていてニュートリノの自己相互作用は起こらない密度領域とする。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left(U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E_{31} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} A(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1)$$

行列 U は以下のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\phi} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\phi} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\phi} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\phi} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\phi} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\Delta E_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2) \quad (3)$$

$$c_{ij} = \cos\theta_{ij}, s_{ij} = \sin\theta_{ij} \quad (4)$$

$$A(t) = \sqrt{2}G_F n_e(t) \quad (5)$$

E はニュートリノのエネルギー、 m_i はニュートリノの質量を表し m_1, m_2, m_3 の三世代が存在する。 θ は mixing angle を示す。 ϕ は phase parameter、 G_F はフェルミ結合定数、 n_e はニュートリノが通過する周囲の電子数密度をそれぞれ表す。

反ニュートリノの場合は式 (5) の符号が異なり式 (6) となる。

$$A'(t) = -\sqrt{2}G_F n_e(t) = -A(t) \quad (6)$$

ここで、数値計算のために式を変形し整理する。ニュートリノ、反ニュートリノの 6 世代について各フレーバーを実数部分、虚数部分に分けて式 (1) を整理すると 12 次元のニュートリノの時間発展の式 (7) が書ける。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} Re[\nu_e] \\ Re[\nu_\mu] \\ Re[\nu_\tau] \\ Im[\nu_e] \\ Im[\nu_\mu] \\ Im[\nu_\tau] \\ Re[\bar{\nu}_e] \\ Re[\bar{\nu}_\mu] \\ Re[\bar{\nu}_\tau] \\ Im[\bar{\nu}_e] \\ Im[\bar{\nu}_\mu] \\ Im[\bar{\nu}_\tau] \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} Re[\nu_e] \\ Re[\nu_\mu] \\ Re[\nu_\tau] \\ Im[\nu_e] \\ Im[\nu_\mu] \\ Im[\nu_\tau] \\ Re[\bar{\nu}_e] \\ Re[\bar{\nu}_\mu] \\ Re[\bar{\nu}_\tau] \\ Im[\bar{\nu}_e] \\ Im[\bar{\nu}_\mu] \\ Im[\bar{\nu}_\tau] \end{pmatrix} \quad (7)$$

式 (7) 中の行列については以下のように与えられる。式 (8) の成分は共通する実数項を R、虚数項を I と置いている。対角成分は実数のみで Q で表す。

$$U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E_{31} \end{pmatrix} U^\dagger = \begin{pmatrix} Q_1 & R_1 + iI_1 & R_2 - iI_2 \\ R_1 - iI_1 & Q_2 & R_3 + iI_3 \\ R_2 + iI_2 & R_3 - iI_3 & Q_3 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$V = \begin{pmatrix} V_+ & 0 \\ 0 & V_- \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$V_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 & I_1 & -I_2 & Q_1 \pm A(t) & R_1 & R_2 \\ -I_1 & 0 & I_3 & R_1 & Q_2 & R_3 \\ I_2 & -I_3 & 0 & R_2 & R_3 & Q_3 \\ -Q_1 \mp A(t) & -R_1 & -R_2 & 0 & I_1 & -I_2 \\ -R_1 & -Q_2 & -R_3 & -I_1 & 0 & I_3 \\ -R_2 & -R_3 & -Q_3 & I_2 & -I_3 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

式 (7) を設定した始点 r_0 から星の外側に向かって解き位置 r におけるニュートリノの生き残り確率を求めていく。本研究ではルンゲクッタ法を用いて数値計算する。

3 振動長の計算

コードのテスト計算も兼ねて物質中でのニュートリノと反ニュートリノのニュートリノ振動を計算し振動長を比較した。振動長とは振動の周期に対応する値で二世代のニュートリノの真空における振動長は式 (11) で与えられる。真空の場合はニュートリノと反ニュートリノで同一の値になるが物質振動の場合は式 (6) の関係から異なる値をとる。物質密度が一定 ($A(t) = A$) の領域で、物質中での質量二乗差 Δm_m^2 はニュートリノ、反ニュートリノに対してそれぞれ式 (12)(13) で与えられる。 Δm_m^2 を用いて、物質中でのニュートリノ、反ニュートリノの振動長は式 (14)(15) と表せる。

$$l_{osc} = 2.48m \left(\frac{E}{1MeV} \right) \left(\frac{1eV^2}{\Delta m^2} \right) \quad (11)$$

$$\Delta m_m^2 = ((2EA - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2)^{1/2} \quad (12)$$

$$\Delta m_m'^2 = ((-2EA - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2)^{1/2} \quad (13)$$

$$l_{osc,m} = l_{osc} \frac{\Delta m^2}{\Delta m_m^2} \quad (14)$$

$$l'_{osc,m} = l_{osc} \frac{\Delta m^2}{\Delta m_m'^2} \quad (15)$$

パラメーターを式 (16)(17)(18)(19) に設定し、計算した結果 ν_e と $\bar{\nu}_e$ の物質振動の様子は図 1 のようになった。

$$\sin\theta = 0.158 \quad (16)$$

$$\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV} \quad (17)$$

$$E = 10 \text{ MeV} \quad (18)$$

$$n_e = 5 \times 10^{27} \text{ cm}^{-3} \quad (19)$$

ここでは理論値との比較のために電子型、ミュー型の二世代の振動を計算した。ニュートリノ、反ニュートリノでの振動長の違いが見て取れる。このとき振動長は $l_{osc,m} = 2.37 \times 10^5 \text{ cm}$, $l'_{osc,m} = 1.65 \times 10^5 \text{ cm}$ となっている。

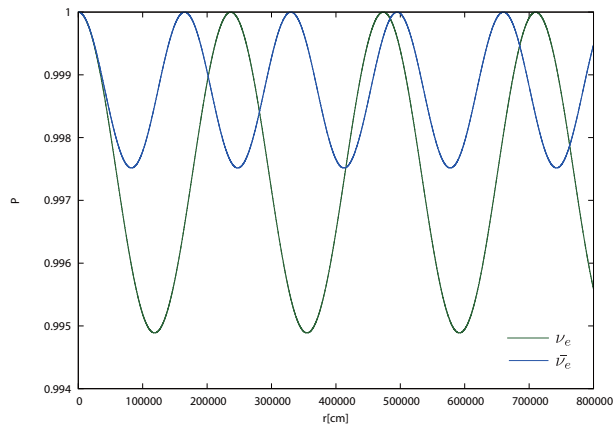


図 1: ν_e と $\bar{\nu}_e$ の物質振動の比較

4 今後の展望

作成中のコードのテスト計算が終了し次第、超新星ニュートリノの星外層部におけるニュートリノ振動を数値計算する。超新星内部における電子数密度分布は菊地の超新星シミュレーションの結果を利用する予定である。これは超新星の非球対称性がもたらすニュートリノ加熱率の上昇の効果を、球対称一次元に取り込んだモデルで計算されている。

Reference

高橋 慶太郎. 2003. 東京大学大学院修士論文

T.K.Kuo and Pantaleone. 1989. Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 937.

ブラックホール周辺における時間の遅れの検出

藤田 麻希子 (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ブラックホールに自由落下する物体の運動や、そこから放射される光の赤方偏移については解析的に求められるが、観測データと直接比較出来るような角運動量を持った物体の落下運動を解析的に解くのは困難である。そこで本研究では、観測データと直接比較出来るような角運動量をブラックホールに落ちていくガスの運動方程式に与えて時間の遅れを計算し、観測データと比較する事を目的としている。具体的には、様々な角運動量を持つガスの運動を数値計算で求め、その場その場で発せられる黒体放射の分布を求める。これより、実際どれ程の時間で X 線が可視光領域、電波領域まで赤方偏移するか知ることが出来る。今回は、時間が遅れる原因として重力赤方偏移のみを考慮しているが、運動による特殊相対論効果もあるので、今後取り入れていく。また観測との比較は、ブラックホール近傍で発せられた X 線の観測データを用いて行う。現在、数値計算を行うプログラムを作成し、計算を行っている。今後は、X 線観測衛星によって得られた観測データも解析し、計算結果と比較する予定である。

1 研究目的

光源がブラックホールに落ちていく時、時間が遅れているように見える。本研究では、光源の落ちていく時間と位置の関係を調べ、各位置においての波長の伸びを計算することによって、この現象を定量的に確認する。ここでは、運動の効果は考慮しない。また、時間は実際のタイムスケール [s] で調べる。最終的に、ブラックホール周辺の観測結果と比較して実証するのが目的である。

2 シュバルツシルド解

カール・シュバルツシルドは真空中を想定して、重力場を記述するアインシュタイン方程式を解いた。その解をシュバルツシルド解と呼び、次式のように表す。(この章での式展開は [1] を参照してまとめた。)

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (1)$$

ds は 4 次元距離、 G は重力定数、 M は天体の質量、 c は光速、 r は天体からの距離を表している。このシュバルツシルド解は、天体から距離 r での 4 次元距離を無限遠で測った量を表している。距離 r で固定され

ている光源ではシュバルツシルド解の dr , $d\theta$, $d\phi$ は 0 より、

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 \quad (2)$$

が求められる。 $ds^2 = -c^2 d\tau^2$ と定義される固有時間 τ を用いると、

$$d\tau = \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 r}} dt \quad (3)$$

となる。これより $r = \frac{2GM}{c^2}$ のとき、有限の $d\tau$ に対して無限遠での時間 dt が無限大となることが分かる。そのときの r をシュバルツシルド半径 r_s と呼ぶ。この半径がブラックホールの半径である。

3 ガスの運動

3.1 古典力学

ガスの持つ全エネルギーを E とすると、エネルギーの保存則より

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{GMm}{r} + \frac{l^2}{2mr^2} = E \quad (4)$$

である。ここで、 m はガスの質量である。これより、古典力学におけるガスの運動の方程式は

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m} \left(E + \frac{GMm}{r} - \frac{l^2}{2mr^2} \right)} \quad (5)$$

と表される。

3.2 相対論効果を考慮する場合

位置と時間の関係式を求めるには、オイラー・ラグランジュ方程式が必要である。この方程式を求める為に、まずシュバルツシルド解についてのラグランジアンを求める。(この節での式展開は [1][2] を参照してまとめた。) ラグランジアンは次のように表せる。

$$L = \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} \dot{x}^\alpha \dot{x}^\beta \quad (6)$$

今はシュバルツシルド解でのガスの運動を考えているので、この場合のラグランジアンは、

$$L = \frac{1}{2} \left[- \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c^2 \dot{t}^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} \dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2 + r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}^2 \right] \quad (7)$$

である。ただし、ここで \dot{t} は

$$\dot{t} \equiv \frac{dt}{d\lambda} = p^t, \quad \lambda = \frac{\tau}{m}$$

である。 \dot{r} , $\dot{\theta}$, $\dot{\phi}$ も同様に定義する。次にこのラグランジアンを使って各成分について次式のオイラー・ラグランジュ方程式で解いていく。

$$\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}^\alpha} \right) - \left(\frac{\partial L}{\partial x^\alpha} \right) = 0 \quad (8)$$

すると、 θ, ϕ, t 成分はそれぞれ次のようになる。

$$\frac{d}{d\lambda} (r^2 \dot{\theta}) = r^2 \sin \theta \cos \theta \dot{\phi}^2 \quad (9)$$

$$\frac{d}{d\lambda} (r^2 \sin^2 \theta \dot{\phi}) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{d}{d\lambda} \left[\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c \dot{t} \right] = 0 \quad (11)$$

r 成分は、直接計算する代わりに次式を用いる。([2] 参照)

$$g_{\alpha\beta} p^\alpha p^\beta = -m^2 c^2 \quad (12)$$

ここで、粒子が赤道面 ($\theta = \frac{\pi}{2}, \dot{\theta} = 0$) での運動を考える。まず、式 (10) について考える。 $\sin \frac{\pi}{2} = 1$ なので、

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\lambda} (r^2 \dot{\phi}) &= 0 \\ r^2 \dot{\phi} &= \text{constant} \equiv l \end{aligned} \quad (13)$$

となる。また式 (11) は、

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\lambda} \left[\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) \dot{t} \right] &= 0 \\ \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) \dot{t} &= \text{constant} \equiv E \end{aligned} \quad (14)$$

となる。ここでは、質量が 0 でない場合を考えているので、エネルギーと角運動量を次のように定義する。

$$\tilde{E} = \frac{E}{m}, \quad \tilde{l} = \frac{l}{m} \quad (15)$$

つまり、 \tilde{E} , \tilde{l} はそれぞれ単位質量のエネルギーと角運動量である。ここで、 $\lambda = \tau/m$ を用いて式 (12) ~ (14) を表すと、それぞれ次のようになる。

$$\left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 = \left(\frac{\tilde{E}}{c} \right)^2 - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) \left(c^2 + \frac{\tilde{l}^2}{r^2} \right) \quad (16)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{\tilde{l}}{r^2} \quad (17)$$

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\tilde{E}}{1 - \frac{2GM}{c^2 r}} \quad (18)$$

ガスが角運動量を持ち、回転運動をする場合は式 (16) を使って数値計算をする。また、回転運動しない自由落下する場合は $\tilde{l} = 0$ となる。よって、式 (17) は 0 となり式 (16) は、

$$\begin{aligned} \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 &= \left(\frac{\tilde{E}}{c} \right)^2 - \left(c^2 - \frac{2GM}{r} \right) \\ \frac{dr}{d\tau} &= - \left\{ \left(\frac{\tilde{E}}{c} \right)^2 - c^2 + \frac{2GM}{r} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (19)$$

となる。ここで、 $c = G = 1$ とし、 $\tilde{E} < 1$ の場合を考えると、 $1 - \tilde{E}^2 = \frac{2M}{R}$ とできる。([1] 参照) これより、式 (19) を書き換えると、

$$\frac{dr}{d\tau} = - \left(-\frac{2M}{R} + \frac{2M}{r} \right)^{1/2} \quad (20)$$

となる. 式 (20) をさらに積分すると次のようになる.

$$\tau = \left(\frac{R^3}{8M}\right)^{1/2} \left[2 \left(\frac{r}{R} - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2} + \cos^{-1} \left(\frac{2r}{R} - 1\right) \right] \quad (21)$$

また, 式 (18) を積分すると次のようになる.

$$\frac{t}{2M} = \ln \left| \frac{\left(\frac{R}{2M} - 1\right)^{1/2} + \tan \eta/2}{\left(\frac{R}{2M} - 1\right)^{1/2} - \tan \eta/2} \right| + \left(\frac{R}{2M} - 1\right)^{1/2} \left[\eta + \frac{R}{4M} (\eta + \sin \eta) \right] \quad (22)$$

ただし, $\eta = \cos^{-1}(2r/R - 1)$ である. 式 (21)(22) は共に R から自由落下させた時の場所と時間の解析的な関係である. 式 (21) は観測者がガスと共に落ちながら観測している場合の式で, 式 (22) は無限遠から観測している場合の式である.

4 重力赤方偏移

4.1 黒体放射

落ちていくガスは黒体放射するので各位置での黒体放射の強度を計算すれば, 赤方偏移していることが分かる. 一般的な黒体放射の式は,

$$B(T, \nu) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (23)$$

ただし, $B(T, \nu)$ は黒体放射強度 [$\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$] で, ν は振動数 [Hz] である.

4.2 重力赤方偏移

今回は, ガスが角運動量なしでブラックホールに落ちていく場合のみ考えた. ガスと一緒に落ちている観測者の固有時間 τ と無限遠の観測者の時間 t の関係式 (3) より, 固有時間 τ の方が時間が経つのが遅いのが分かる. 単位時間が伸びると振動数は減り, 波長は伸びる. これにより, 赤方偏移が起きる. 反対に観測で赤方偏移が確認されれば, そこでは時間が遅れているということになる. よって, まずガスが $3r_s$ から r_s の間で光を発する時の振動数の時間変化を調べる.

$t = 0$ で発せられた光の振動数の時間変化を求める為に次の事実を用いた. ([1] 参照)

$$\nu_{rec} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_{em}}\right)^{1/2} \nu_{em} \quad (24)$$

ν_{rec} は受信した時の振動数で, ν_{em}, r_{em} は発せられた時の振動数と半径である. 初期値を式 (23) で求め, 式 (24) で計算していく. r と t の関係は式 (22) で求められているので, 振動数の時間変化が計算できる.

温度が $T = 10^7 [\text{K}]$ のときの黒体放射の時間変化を図 1 に示した. X 線が発せられてから, およそ 3ms 後には黒体放射のピークが電波領域に達している. つまり波長が伸び, 赤方偏移が起きている. よって, 時間が遅れているということになる.

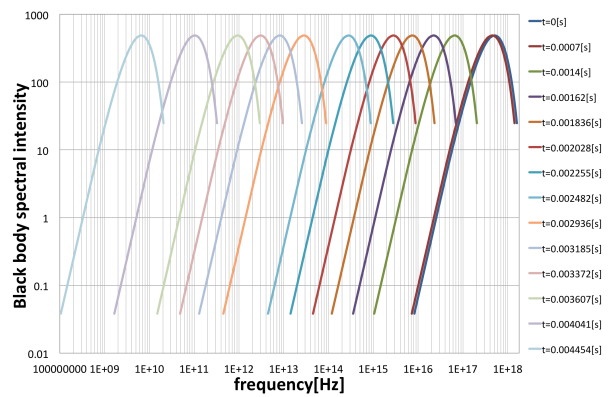


図 1: 黒体放射の時間変化 ($T = 10^7 [\text{K}]$, 振動数の電波領域: $\sim 10^{13} [\text{Hz}]$, 赤外線領域: $10^{13} \sim 10^{14} [\text{Hz}]$, 可視光領域: $10^{14} \sim 10^{15} [\text{Hz}]$, 紫外線領域: $10^{15} \sim 10^{16} [\text{Hz}]$, X 線領域: $10^{16} \sim 10^{19} [\text{Hz}]$)

5 計算

5.1 ルンゲ・クッタ法

ガスの運動の数値計算では, ルンゲ・クッタ法を用いた. ルンゲ・クッタ法とはオイラー法を発展させた数値計算法で, 傾きを 4 ステップの平均として計算する方法である. 刻み幅を h として, 一般的には次式

で計算していく.

$$\begin{aligned} f(t_i, r_i) &= \frac{dr}{dt} \\ t_{i+1} &= t_i + h \\ k_1 &= h \cdot f(t_i, r_i) \\ k_2 &= h \cdot f\left(t_i + \frac{1}{2}h, r_i + \frac{1}{2}k_1\right) \\ k_3 &= h \cdot f\left(t_i + \frac{1}{2}h, r_i + \frac{1}{2}k_2\right) \\ k_4 &= h \cdot f(t_i + h, r_i + k_3) \\ r_{i+1} &= r_i + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \end{aligned} \quad (25)$$

5.2 数値計算

今回は, 相対論効果を考慮した角運動量なしの場合を計算した. ブラックホールの質量は太陽質量の 10 倍 ($2.0 \times 10^{33} \text{g}$) とする. まず, 観測者がガスと共に落ちながら観測している場合で数値計算をする. 比較の為に式 (21) の解析解を用いる. 数値計算は, 刻み幅 $h = 10^{-8} \text{[s]}$ として, $r = 5.99999999999999999M$ からブラックホールへ落ちる場合を式 (20) で計算する. ($\tau = 0$ の時 $r = R = 6M$ とする.) その計算結果をグラフにしたものと解析解のグラフを比較したものが図 2 である. 計算する時は, M に G/c^2 を掛けている.

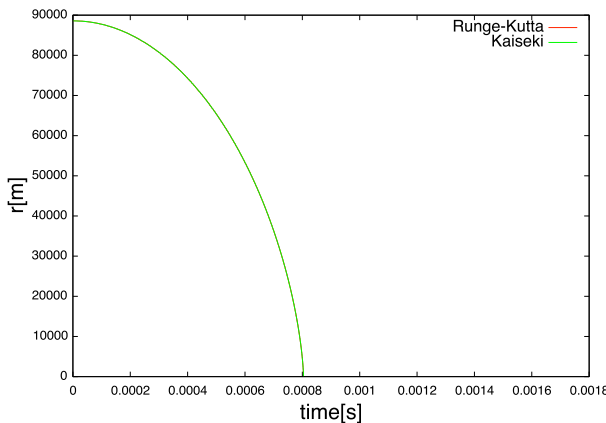


図 2: 観測者がガスと共に落ちながらガスを観測している場合の数値解 (赤) と解析解 (緑)

次に, 刻み幅と r の始点は同じで, ブラックホールへ落ちていくガスを無限遠方で観測した場合で数値計

算する. この場合に用いる関係式は式 (18) と式 (19), 式 (25) より式 (26) となる. 比較する解析解は式 (22) である. その計算結果をグラフにしたものと解析解のグラフを比較したものが図 3 である.

$$f(t, r) = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \left(\frac{\frac{2M}{r} - \frac{2M}{R}}{1 - \frac{2M}{R}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

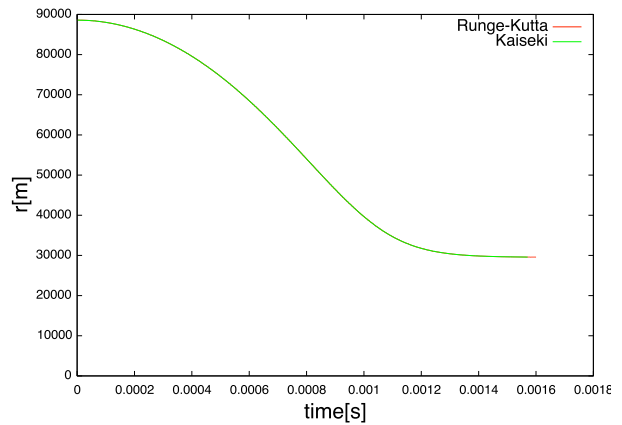


図 3: ブラックホールへ落ちていくガスを無限遠方で観測した場合の数値解 (赤) と解析解 (緑)

図 2, 3 の数値計算と解析解との誤差はそれぞれおよそ 0.04[%] と 0.16[%] あり, ほぼ一致したことが分かった. 数値計算が解析解とほぼ一致することが分かったので, 今後はこのプログラムを使って角運動量ありの場合も計算していく予定である.

6 今後の課題

今後は, 数値計算を行うプログラムで正確な計算を行い, X 線観測衛星から得られた観測データも解析し, 計算結果と比較する予定である.

7 参考文献

- [1] Stuart L. Shapiro, Saul A. Teukolsky (1983) 『Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars』 WILEY-VCH
- [2] 佐藤文隆 (1981) 『相対論と宇宙論』 サイエンス社

X 線観測衛星「すざく」による very high state にあるブラックホール X 線連星 4U1630-47 の観測

堀 貴郁 (京都大学理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

ブラックホール (BH) への高質量降着流の理解は、銀河中心核にある巨大ブラックホールの成長メカニズムの解明につながる重要な課題である。このための最適な研究対象は、BH 連星と呼ばれる、3 ~ 10 太陽質量のブラックホールと恒星からなる近接連星系である。

BH 連星の X 線スペクトルは大きく分けて 2 つの状態をとることが知られている。降着率が低いときは、降着円盤上のコロナからの逆コンプトン散乱が支配的なスペクトルを示し、降着率が高くなると円盤からの黒体放射が支配的なスペクトルを示す。さらに質量降着率が大きいところでは、very high state (VHS) という、強い円盤放射と強いコンプトン散乱が同時に観測される状態をとる。しかし、この状態は珍しいためこれまで観測例が少なく、降着円盤やコロナの物理状態がほとんど理解されていない。また、近年この状態で相対論的ジェットが放出されていることが確認された [1] が、それは VHS において定常的に放出されているのかは分かっていない。

我々は、2012 年 10 月、X 線天文衛星「すざく」を用いて、VHS にあった BH 連星 4U 1630-47 を観測した。その結果、VHS にある BH 連星としては過去最高精度で、1.2 - 200 keV という広域にわたる X 線データを取得することができた。この X 線スペクトルを、降着円盤からの熱的放射と、コロナによる逆コンプトン散乱成分からなるモデルを使って解析したところ、BH 周りの降着円盤は標準円盤を保っておらず、コロナなどの密度の低い状態に遷移していることを発見した。また、この観測の 4 日前に相対論的ジェット [1] が観測されていたが、本観測ではジェットは確認されなかった。ポスターでは、VHS の物理状態・ジェットの放出について議論する。

1 Introduction

ブラックホール (BH) の質量進化の謎は天文学最大の問題の一つである。宇宙が誕生してわずか 8 億年後の超遠方宇宙において、 $10^9 M_{\odot}$ もの超巨大 BH が存在することが知られている。最大の謎はこのような短期間で超巨大 BH を生む機構にある。これを説明する有力な候補は、恒星質量 BH ($3 \sim 10 M_{\odot}$) への超臨界質量降着である。超臨界質量降着とは、中心天体からの光圧が重力を上回る光度 (Eddington 光度) を越えて明るく輝くほどの激しい質量降着を指す。この現象の理解なくして巨大 BH 形成の謎は解明できないであろう。

この研究に最適な天体は BH 連星である。BH 連星とは恒星質量 BH と恒星との近接連星系で、恒星の質量を BH が剥ぎ取り、BH 回りに降着円盤を形

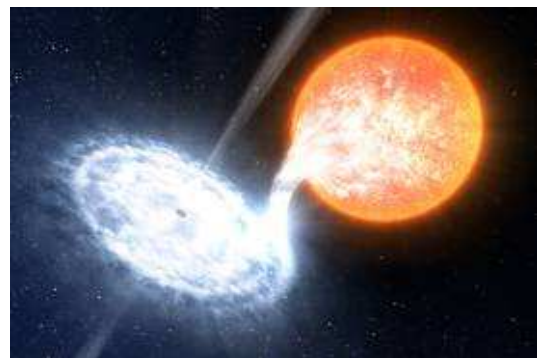


図 1: BH 連星の想像図

成している系のことである (図 1)。

この降着円盤はとても高温で (~ 1000 万度)、X 線のようなエネルギーの高い波長で観測される。BH 連星は度々突発的な増光 (outburst) を起こす。これ

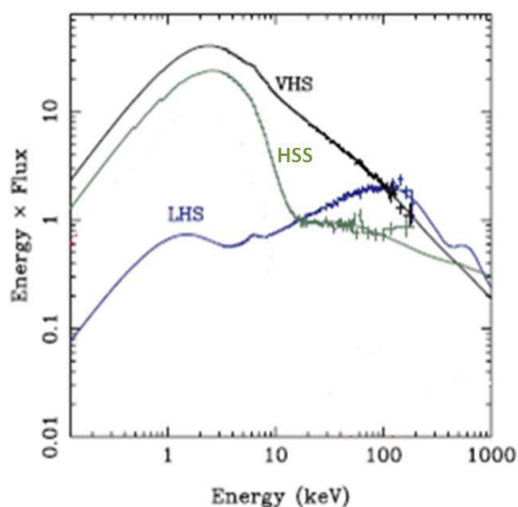


図 2: それぞれの状態における GRO J1655-40 のスペクトル。(Done et al. 2007)

に伴って、観測される X 線スペクトルが大きく変動することが知られている。この X 線スペクトルは 3 つの状態 low/hard state (LHS)、high/soft state (HSS)、very high state (VHS) に大別できる。図 2 はこれらの X 線スペクトルの一例である。

HSS は標準円盤(光学的に厚く、幾何学的に薄い円盤)からの黒体放射が主な放射源である(図 2 の緑)。高エネルギー側には、降着円盤周りの非熱的な高温コロナからの逆コンプトン散乱成分が観測される。一般的に、BH 周りの降着円盤には重力的にとりうる最小の安定半径(innermost stable circular orbit:ISCO)がある。HSS では標準円盤の内縁半径が最内縁安定半径と一致しているという観測報告(Ebisawa et al. 1994)があり、BH への質量降着が効率的に起きていると考えられている。

LHS は高温コロナからの逆コンプトン散乱が支配的なスペクトルをしており、円盤成分の寄与は小さい。(図 2 の青)。このような HSS とのスペクトル形状の大きな違いは BH 周りの環境の変化に起因する。LHS では標準円盤が ISCO まで伸びておらず、BH 周りではコロナのような状態に遷移しているため、この高温のコロナによる強い逆コンプトン成分を放射すると理解されている。このコンプトン散乱が HSS でのコンプトン散乱と大きく違うのは、コンプトン散乱の元となるコロナが非熱的ではなく熱的

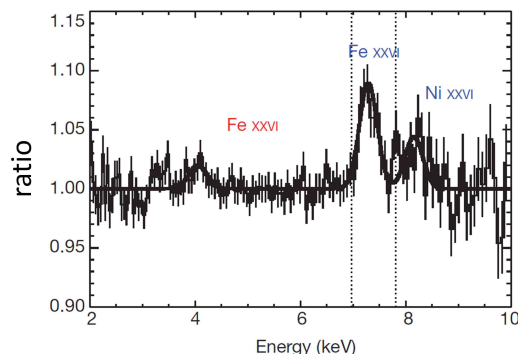


図 3: XMM-Newton による 4U 1630-47 からのジェットの観測。縦軸は連続成分とスペクトルの比。青字、赤字はそれぞれ青方偏移、赤方偏移した輝線。(Díaz Trigo et al. 2013)

であることである。これにより、LHS では高エネルギー側にカットオフがあるベキ型成分が観測される。

この 2 つの状態間の遷移の中間状態が VHS である。VHS は強い円盤放射と強い逆コンプトン成分が同時に見られる複雑な状態である(図 2 の黒)。円盤の回りのコロナが大きく発達し、強い逆コンプトン散乱を起こすと考えられているが、VHS は非常に珍しく観測例も少ないため、コロナの状態や幾何構造はほとんど理解されていない。VHS では超臨界質量降着に近い状態が達成されており、まさに BH 成長の現場である。よって、この状態の調査は巨大 BH 成長の謎を解き明かす上で必須である。

近年、VHS での円盤の内縁半径が ISCO まで伸びていないという観測報告がなされた(Tamura et al. 2012)。これは、VHS のような高質量降着時には円盤の内部が標準円盤を保てず、コロナのような状態に遷移したという示唆を与えている。しかし、この問題については未だ決着がついておらず、更なる観測が待たれている。

今回観測した 4U 1630-47 は BH 候補天体である。BH 候補天体とは、BH 連星であるという確定的な証拠はないものの、スペクトルや変動の振る舞いが BH 連星に類似している天体である。天体までの距離は正確に定まっていないが、強い水素吸収を受けているため、銀河中心付近に存在すると考えられている。また円盤風の観測報告があるため、軌道傾斜角はある程度大きいことがわかっている。本研究

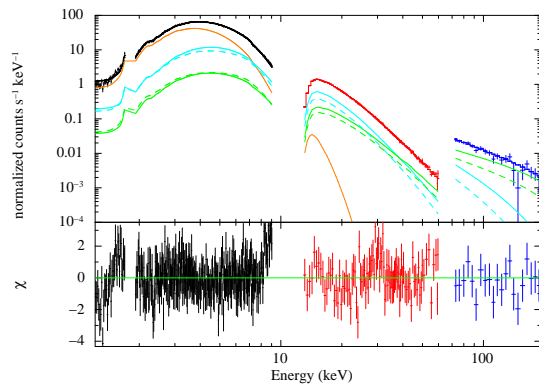


図 4: 上: 観測された時間平均スペクトル。黒、赤、青色はそれぞれ XIS0, PIN, GSO のスペクトルである。Fitting 結果も同時に示した。オレンジ、空色、緑色はそれぞれ円盤放射、熱的コンプトン散乱、非熱的コンプトン散乱を表している。実線、点線はそれぞれ直接成分、円盤の反射成分である。下: スペクトルとモデルとの残差。

では天体までの距離を 10 kpc、軌道傾斜角を 70° と仮定した。

2012 年の XMM-Newton の観測で、VHS にある 4U 1630-47 からの相対論的ジェットがとらえられた (Díaz Trigo et al. 2013)。図 3 はそのスペクトルである。この図をみてわかる通り、ジェット由来の強い輝線が多数確認できる。このように強い X 線輝線を放射するジェットの観測例は、現在発見されている中で SS 433 に次いで 2 例目であり、非常に珍しい現象である。このように、4U 1630-47 は円盤の状態のみならず、ジェットの研究にも適した天体である。

2 Observations

我々は 2012 年 10 月 2 日、X 線観測衛星「すざく」を用いて VHS にあった 4U 1630-47 を観測した。これは前述の XMM-Newton におけるジェットの観測のわずか 4 日後である。観測衛星「すざく」には X-ray Imaging Spectrometer (XIS) と Hard X-ray Detector (HXD) という 2 種類のカメラが搭載されている。XIS は 0.5-12 keV、HXD は 10-600 keV というエネルギー帯をカバーしておりこの 2 つのカメラを使うことによって、0.5-600 keV という非常に

表 1: スペクトル解析により求められた best-fit パラメータ

パラメータ名	結果
円盤温度 (keV)	$1.30_{-0.02}^{+0.04}$
内縁半径 (km)	$41.0_{-1.7}^{+0.7}$
熱的コンプトン散乱のべき γ	$2.89_{-0.04}^{+0.05}$
熱的コロナの温度 (keV)	53_{-13}^{+10}
熱的コロナの光学的厚み τ	$0.41_{-0.07}^{+0.12}$
反射体の立体角 $\Omega/2\pi$	$1.16_{-0.33}^{+1.62}$

広バンドにわたって高いエネルギー分解能での観測が可能である。このような「すざく」の優れた性能により、我々は 4U 1630-47 で過去最高精度の広帯域データを取得することができた。図 4 は取得されたスペクトルである。観測時の光度は 1.2-200 keV で 2.0×10^{38} erg/s であり、Eddington 光度の数 10% 程度の光度を達成している。

3 Analyses

以下では得られたスペクトルを解析することによって円盤の構造を決定する。図 5 は今回解析に用いたモデルの概念図である。VHS では熱的コンプトン散乱と非熱的コンプトン散乱が同時に観測されている (Gierliński & Done 2003) ため、モデルでは熱的、非熱的コロナの両方を考慮した。このモデルの fitting 結果を図 4 の上部に示した。図 4 の下部はモデルと観測点との残差である。また、この fitting 結果を表

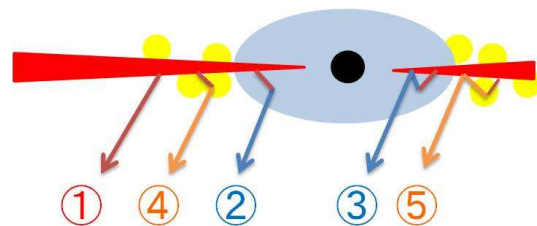


図 5: モデルの概念図。全 5 種の放射を考慮している。1、円盤放射 2、熱的コロナからのコンプトン散乱 3、熱的コンプトン散乱の円盤反射 4、非熱的コロナからのコンプトン散乱 5、非熱的コンプトンの円盤反射

1 に示した。

4 Results and Discussion

上のスペクトル解析によって VHS 内縁半径は $41.0^{+0.7}_{-1.7}$ km と見積もられた (表 1)。また我々はこの解析とは別に、HSS にあった同天体を「すぎく」がとらえた 2006 年の観測データを解析した。この結果、HSS での内縁半径は 35.0 ± 0.3 km と見積もられた。この観測時では円盤の内縁半径は ISCO に一致している (Kubota et al. 2007) ため、VHS で得られた結果は ISCO よりわずかに大きい。これらのことから我々は、VHS では標準円盤の内縁半径は ISCO まで到達しておらず、途中で途切れていることを証明した。これは高質量降着時において、BH 周りの円盤が標準円盤として存在することができず、BH への降着流がコロナなどの密度の薄い状態でのみしか達成されないという重要な示唆を与えている。

また、XMM-Newton で見られた ~ 7 keV 付近のジェットによる輝線は、今回の観測では確認されなかった。この原因として、ジェットの放出が 4 日の間に止まったか、あるいはジェット自体の性質が変化し輝線が観測されなくなったという可能性が考えられる。4U 1630–47 で観測されたジェットの性質は SS 433 のものと類似している (Díaz Trigo et al. 2013)。SS 433 では、ジェットが X 線放射をできなくなるまで冷える時間は長くても数時間と見積もられるため、4U 1630–47 の場合も 4 日の間に輝線放射は自然に消滅する。

5 Summary and Conclusion

我々は X 線観測衛星「すぎく」を用いて、VHS にあるブラックホール候補天体 4U 1630–47 を過去最高精度で観測することに成功した。この取得されたスペクトルを詳細なモデルを用いて解析することによって、我々は VHS の内縁半径は最内縁安定半径と比べて大きいことがわかった。これは VHS のような高質量降着時において、降着流はコロナのような密度の低い状態に遷移しているという重要な示唆を与えている。さらに、本観測の 4 日前に見られた

相対論的ジェットからの輝線が観測されなかった。この原因として、ジェットの放出が 4 日の間に止まったか、あるいはジェット自体の性質が変化し輝線が観測されなくなったという可能性が考えられる。さらに詳細な解析結果は Hori et al. (2014) に記載されている。

Reference

- Díaz Trigo, M., Miller-Jones, J. C. A., Migliari, S., Broderick, J. W., & Tzioumis, T. 2013, *Nature*, 504, 260
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, *A&AR*, 15, 1
- Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., et al. 1994, *PASJ*, 46, 375
- Gierliński, M., & Done, C. 2003, *MNRAS*, 342, 1083
- Hori, T., Ueda, Y., Shidatsu, M., et al. 2014, *ApJ*, 790, 20
- Kubota, A., & Done, C. 2004, *MNRAS*, 353, 980
- Kubota, A., Dotani, T. 2007, *PASJ*, 59, S185
- Tamura, M., Kubota, A., Yamada, S., et al. 2012, *ApJ*, 753, 65

巨大ブラックホールによる星の潮汐崩壊

牟田口 舞 (広島大学大学院 理学研究科)

Abstract

数多くの銀河中心核には、太陽の百万倍あるいはそれ以上の質量をもつ巨大なブラックホールが存在しており、非常に明るく輝いている。そのような巨大な質量をもつブラックホールの十分近いところに恒星が通りかかると、そのブラックホールの非常に強い潮汐力が星の自己重力を上回り、恒星はばらばらに破壊される。その後、恒星の破片の一部は外部に放出されるとともに残りはブラックホールまわりの束縛楕円軌道となる。その後、相対論的效果により近日点移動がおり、破片物相互の摩擦がより有効となりブラックホールの周りに降着円盤が形成されるとともに、数百万度の高温に達し相対論的なジェットを放射する。その後ブラックホールの質量降着率は減衰し、形成されたフレアは徐々に消滅すると考えられる。このことは、Rees(1988)にその観測可能性が指摘され、Evans ら (1989) による数値シミュレーションで、その過程を調べられているとともに、最近では観測的な確からしい出来事も見つかっている (Burrows et al.(2011)) 今後このような観測例が増えることを期待し、潮汐崩壊過程をより詳しく理論的に解析し、そこからのより詳しい情報が得られるかどうかを将来的に検討する。

本講演ポスターでは、以上に述べたブラックホールによる潮汐崩壊イベントについて Smoothed Particle Method に基づく数値計算の研究を紹介する。特に、ブラックホールと恒星の間に生まれる相対論的な効果もたらず影響を取り入れ、観測的に予想される質量降着率の時間変化を求めるところを目指している。研究は現在進行中であり、用いる手法と結果の一部をポスターで報告する。

1 序論

ブラックホール周辺に起こる現象のひとつとして、ブラックホールによる恒星の潮汐崩壊イベントがある。巨大な質量をもつブラックホールの十分近いところに恒星が通りかかると、そのブラックホールの非常に強い重力による潮汐力によって恒星はばらばらに破壊される。その後、恒星の破片の一部は、ブラックホールのまわりで束縛楕円軌道となり、相対論的效果により近日点移動がおり、破片物相互の摩擦がより有効となり、やがてブラックホールに吸い込まれていく。その際、ガスはブラックホールの周りで円軌道化された回転する降着円盤を形成し、その一部がブラックホールに落ち込む際には数百万度の高温に達し相対論的なジェットを放射する、というシナリオである。相対論的なジェットを放射したのち、ブラックホールの質量降着率は減衰し、形成されたフレアは徐々に消滅するという。このことは、すでに観測的な確からしい出来事も見つかっている。

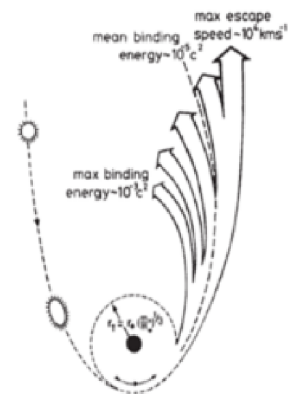


図 1: ブラックホールに近づいた星が潮汐崩壊する模式図 (Nature 1988 VOL.333,523-528)

潮汐力破壊の原理

潮汐半径

恒星の質量がブラックホールの質量より十分小さいとき、恒星の重心運動はブラックホールの重力場

中での質点としてブラックホールのまわりを運動する。ブラックホールから恒星の距離が十分遠方であるとき、ブラックホールは恒星に対して質点であるともなすことができるが、恒星がブラックホールのある近傍の距離まで近づくと、有限の大きさの効果が無視できない。その結果、恒星はブラックホールによる潮汐力により変形し、さらに近づくとその潮汐力が星の自己重力を上回り、星は崩壊する。星が崩壊するに至るブラックホールとの限界の距離を潮汐半径とよび、次のように表される。

$$r_t = \left(\frac{M_{BH}}{M_*}\right)^{\frac{1}{3}} r_* \quad (1)$$

ここで、 M_{BH} はブラックホールの質量、 M_* 、 r_* は星の質量と半径である。

一般相対論の近日点移動

ブラックホールの質量によらず束縛軌道の周期 T は

$$T \sim 2\pi \left(\frac{r_t^3}{GM_{BH}}\right)^{\frac{1}{2}} = 2\pi \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\sim 10^4 \text{秒} \sim 2 - 3 \text{時間} \quad (3)$$

と表される。恒星がブラックホールの周りを数日かけて数十回転もすると、恒星の軌道は近日点移動により楕円軌道を外れ、ほぼ円軌道となり、後にブラックホールは降着円盤を形成し輝く。

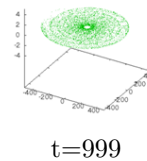
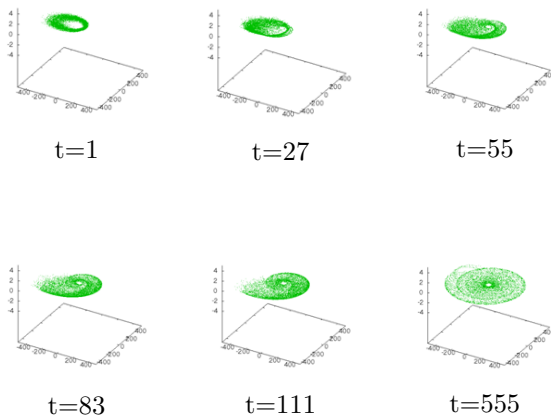


図 2: シミュレーションによって得られた楕円軌道の変動の様子

その質量降着率は

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM}{d\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt} \propto t^{-\frac{5}{3}} \quad (4)$$

で示され、質量降着が重力エネルギーの解放となり輝き、ブラックホールの質量降着率は減衰し (図 3 参照)、形成されたフレアは徐々に消滅する。

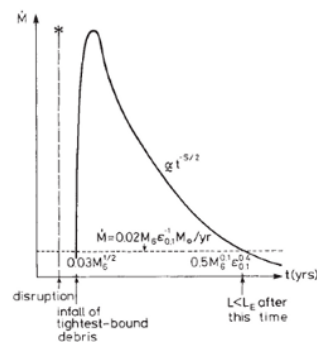


図 3: ブラックホールの質量降着率の時間変化 (Nature 1988 VOL.333,523-528)

2 研究手法

SPH シミュレーション

ブラックホールによる潮汐崩壊過程について、Smoothed Particle Method に基づく数値計算法を紹介する。この計算法は考える流体を素片に分割して計算するという手法である。流体の密度と速度をそれぞれ $\rho(x, t)$ 、 $v(x, t)$ と定義する。このことで、粒子の位置と時間がわかれば平均的な密度と速度が求まると考えることができる。粒子の個数が N 個とし

て、その運動方程式は

$$\frac{dv_i}{dt} = f_i \quad (5)$$

$$i = (1, 2, \dots, N) \quad (6)$$

で与えられる。ここで、 f_i として次の項を考える。

$$\begin{aligned} \text{圧力勾配} \quad f &= -\frac{1}{\rho} \nabla p \\ \text{重力} \quad f &= -\nabla \Phi + \vec{v} \times \vec{h} \\ \text{粘性} \quad f_i &= \nabla_j (\mu (v_{i,j} + v_{j,i})) \end{aligned}$$

とし、 $\vec{v} \times \vec{h}$ で表される項は Lense-Thirring 項である。

この Lense-Thirring 項について、以下で証明する。

Lense-Thirring 項

Lense-Thirring 項 $\vec{v} \times \vec{h}$ について、以下のように書き表すことができる。

$$\vec{h} = \vec{\nabla} \times \vec{\beta} = \frac{2k}{r^3} \vec{e}_z - 6k \frac{1}{r^3} (\vec{J} \cdot \vec{e}_z) \hat{r} \quad (7)$$

$$k = \left(\frac{JG}{c^2}\right) = \left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 \cdot c \quad (8)$$

ここで、

$$\vec{\beta}_N = \frac{2JG}{c^2} \frac{1}{r^3} (\vec{r} \times \vec{e}_z) \quad (9)$$

において

$$k = \left(\frac{JG}{c^2}\right) = \left(\frac{GM}{c^2}\right)^2 \cdot c \quad (10)$$

とおく。

このとき、角運動量 J について

$$J = M \times \frac{GM}{c^2} \cdot c = aM = \alpha_* M^2 \quad (11)$$

と表され、無次元量 a と質量 M がブラックホールを特徴付けるものと考えられる。

ここで $0 < |\alpha_*| < 1$ である。

Lense-Thirring 項の性質

回転するブラックホールがつくる重力場にはニュートン重力では見られないものが含まれる。この効果のブラックホールまわりにある半径 r の円盤への影響を考える。その円盤はブラックホールの赤道面と一致せず、 x 軸まわりに回転する方位角 β と z 軸まわりに回転する方位角 γ を考えると、軌道面は以下の図のように示される。

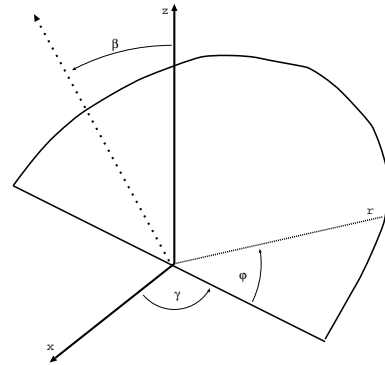


図 4: 回転円盤を表す簡易図

ここで、中心天体の重力との力学的な釣り合いから、この角速度はケプラーの回転速度

$$\Omega_k = \left(\frac{GM}{r^3}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

より

$$v = r\Omega_k \quad (13)$$

で表される。また、運動方程式は

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{x} \times \vec{h} - \nabla\phi_N \quad (14)$$

である。この円盤のリングのもつ角運動量 \vec{L} は

$$\vec{L} = \int (\vec{x} \times \vec{v}) \rho dV = \begin{pmatrix} L_0 \sin\beta \sin\gamma \\ -L_0 \sin\beta \cos\gamma \\ L_0 \cos\beta \end{pmatrix} \quad (15)$$

で与えられる。その変化は

$$\frac{dL}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{L} \quad (16)$$

となる。

この変化分 $\frac{d\vec{L}}{dt} = \begin{pmatrix} -\Omega_s L_y \\ \Omega_s L_x \\ 0 \end{pmatrix} = -\vec{L} \times \vec{\Omega}$ について、 $\vec{L} = (L_x, L_y, L_z)$ を考えると、

$$L_x = L_0 \sin\beta \sin\Omega_s t \quad (17)$$

$$L_y = -L_0 \sin\beta \cos\Omega_s t \quad (18)$$

$$L_z = L_0 \cos\beta \quad (19)$$

$$L^2 = L_0^2 \quad (20)$$

と求めることができる。これより、角運動量の x 成分と y 成分は変数であるのに対し、z 成分と角運動量の初期条件は定数であることから、この運動は歳差運動を示しているということができよう。このときの歳差振動数は $\Omega_s = \frac{2J}{r^3}$ で与えられる。

3 まとめと今後の課題

以上に議論してきたことから、以下のことが言える。

ブラックホールを特徴付けると考えられる無次元量 a と質量 M によって表される角運動量 J がゼロであるとき、その円盤は歳差運動せず、非回転の状態である。角運動量がゼロでないとき、その円盤は回転している状態となり、歳差運動をしているといえる。この効果のことを Bardeen-Petterson 効果という。

以上のことを踏まえて、今後の研究ではブラックホールによる潮汐崩壊イベントについて Smoothed Particle Method に基づく数値計算法で研究を理論的に進めたいとする。このシミュレーションによって、ブラックホールと恒星の間に生まれる相対論的な効果がもたらす影響を取り入れ、観測的に予想される質量降着率の時間変化を求めることを目指している。また、歳差運動によって円盤の向きが変化することから、放出される相対論的なジェットの方に影響が与えられるのかについても議論したい。

謝辞

本研究にあたり、多くの御指導を下された小島康史教授に心から感謝申し上げます。また、日頃より多くの御支援を下される研究室の方々に感謝します。

参考文献

- Burrows et al, Nature 2011 VOL.476,421-424 “ Relativistic jet activity from the tidal disruption of a star by a massive black hole ”
- Rees, Nature 1988 VOL.333,523-528 “ Tidal disruption of stars by black holes of - solar masses in nearby galaxies ”
- Burrows et al, 2000 RAS, MNRAS 315, 570-586 “ Hydrodynamic simulations of the Bardeen-Petterson effect ”

ペルセウス座銀河団における鉄の一様性の原因とその化学進化

山田 美幸 (お茶の水女子大学大学院 人間文化創成科学研究科)

Abstract

太陽程度の比較的小質量の星が連星からの質量降着により爆発する Ia 型超新星の観測では、炭素や酸素はほとんど燃え尽きて外には放出されず、かわりに鉄族元素を多く放出することがわかっている。近年、ペルセウス座銀河団内の銀河団ガスにおいて、太陽における鉄の約 0.3 倍程度の量の鉄が一様に分布していることが X 線天文衛星「すざく」により報告がなされた。

この様な鉄の起源を探るため、私たちは宇宙誕生初期の暗黒物質の収縮、および初代星の爆発に関わるシナリオを提案した。またそれぞれの過程において起こりうる超新星爆発の種類とそれによる元素組成分布を観測と照らし合わせることによって、銀河の構造形成と化学進化を大域的に考察する。

シナリオ検証のための最初のステップとして、宇宙初期に冷たい暗黒物質が一様に、かつ部分的に密度ゆらぎを持ちながら存在していたと仮定し、相対論的にその時間発展を追った。次第に密度ゆらぎが大きくなり、暗黒物質が自己重力により宇宙膨張に逆らって収縮していくと、それらはガウス型に収縮していったのちに跳ね返り、衝撃波のようなものを形成して初代星形成のトリガーになると思われる。

本講演では、これまでの計算結果および今後の展望について発表する。

1 Introduction

宇宙では様々な超新星が観測されている。そのなかには、比較的大質量の恒星が重力崩壊により爆発するものや、小質量の恒星が伴星により爆発するものなど、様々な種類が存在する。重力崩壊により爆発するものは II 型超新星爆発、伴星降着により爆発するものは Ia 型超新星爆発と呼ばれている。

II 型は炭素や酸素、重元素まで合成するのに対して、Ia 型は爆発時に炭素や酸素はほとんど燃え尽きて外には放出されず、かわりに鉄族元素を多く放出することがわかっている。

また、銀河系ハローの球状星団には、金属が著しく少ない金属欠乏星と呼ばれる恒星が多く存在している。ここで、金属とはヘリウムより重い元素を意味する。より初期の世代の星ほど金属元素が少ないため、様々な金属度をもった金属欠乏星の元素組成を調べると、銀河系の化学進化と構造の形成進化に対する知見を得ることができる。

近年の金属欠乏星の観測から、この星は r プロセス元素と呼ばれる極めて中性子過剰な状態を経由して作られる元素を多く含んでいるということがわかってきた。r プロセスが一体どのような天体で生じるの

かは未だわかっていないが、宇宙初期には通常の II 型や、Ia 型に加えて r プロセス元素を多く放出するような現象がまれに起きていたことを意味する。

2 Methods and Observations

最近の観測により興味深い観測事実が明らかとなった。X 線天文衛星「すざく」により、ペルセウス座銀河団において鉄が一様に分布しているという報告がなされたのである (図 1)。

この鉄の量は太陽系の鉄の量のおよそ 0.3 倍であり、さらにこれは銀河内だけでなく、銀河間ガス内でも一様に分布していることがわかっている。この様な分布が意味することは、個々の銀河で超新星爆発が起きただけではなく、ペルセウス座銀河団が形成されてから Ia 型超新星爆発が銀河団内の至る箇所で行き、さらに鉄を一様に拡散させるような現象が起きたことを意味する。

この現象に対し、私たちは宇宙初期における暗黒物質の崩壊モデルを提案した。冷たい暗黒物質が一様に分布している状態から、各々の密度ゆらぎが大きくなり、やがてそれが重力崩壊することによってブ

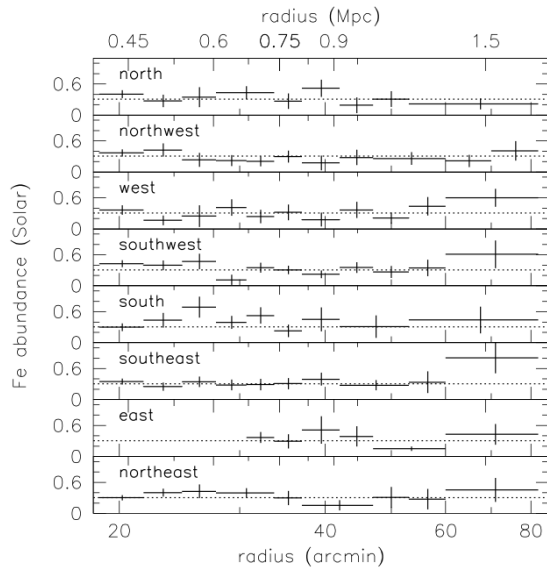


図 1: ペルセウス座銀河団における鉄の分布

ラックホールを形成すると仮定する。収縮したのちは、これがゆっくりと緩和していくなかでまわりのバリオンと衝突することによって衝撃波を形成すると思われる。この衝撃波によってアウトフローのようなものが生じ、星形成を一気に促すと思われる。この爆発的な星形成により初代星が広範囲で大量に生まれ、それらが II 型、Ia 型の爆発をすることによって鉄があちこちで生成されるだろうと考えた。モデルを検証するため、私たちはまず暗黒物質が崩壊していくなかでそれがどのような振る舞いをするのかを計算した。以下にその結果を示す。

3 Results

今回、暗黒物質としてボゾン場を考え、また時空は球対称を仮定した。この仮定の下で定めた計量は以下である。

$$ds^2 = e^{\nu(t,r)}(cdt)^2 - e^{\lambda(t,r)}dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$$

この計量からリッチテンソルを計算し、アインシュタインテンソルを求めた。これにより、時空の形状が求まることになる。次に、物質場を与える方程式をたてた。ボゾン場が存在する場合のラグランジアン

は以下ようになる。

$$L = \sqrt{-g} \left(\frac{1}{2} g_{ij} \partial^i \psi \partial^j \psi - V \right)$$

ここで、 V は自己相互作用項であり、

$$V = -m^2 \psi^2 + \frac{\lambda_0^2}{2} \psi^4$$

と表すことができる。ここから変分原理よりエネルギー・運動量テンソルを求めると以下ようになった。

$$T_{ij} = g_{ij} \left(\frac{1}{2} \partial^i \psi \partial^j \psi + V \right) - \partial_i \psi \partial_j \psi$$

これと、計量から求めたアインシュタインテンソルを重力場の方程式に代入することで、 ν, λ, ψ に関する方程式を以下のようにたてることができた。

$$-\frac{\partial \lambda}{\partial t} + r \frac{\partial \psi}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$e^{-\nu} r \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)^2 + e^{-\lambda} \left(-\frac{\partial \lambda}{\partial r} - \frac{\partial \nu}{\partial r} + \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \right)^2 \right) = 0 \quad (2)$$

最後に、ボゾン場の運動方程式も ψ に対して変分をとることにより求めることが出来た（式が長いのでここでは省略する）。

以上のように、 ν, λ, ψ に関する 3 つの方程式をたてることができた。これを解くことで、重力崩壊における暗黒物質の振る舞いを調べることが出来る。

4 Discussion

これらの方程式を解くことを試みたが、このような非線形偏微分方程式はあまり例がなく、直接解くことは困難であった。そのため、これらの方程式でミンコフスキー時空からの摂動を考えることによって、どこで重力により不安定になるかを調べていきたいと考えている。また、このシナリオでは銀河内での鉄生成のみしか考えておらず、これでは銀河間ガスにおける鉄の一様性を説明することが出来ない。そのため、これに加えて銀河同士の衝突現象や SN バーストにより鉄が個々の銀河から飛び出し、銀河間空間にも鉄を拡散させるような可能性を考慮する必要があると考える。また、金属欠乏星等の議論から、宇宙初期には r プロセスを起こすような爆発現象がまれに起こっていることがわかっている。鉄が一様に拡散された時期を明確に特定することで、この現象との関連性についても調べていきたいと考えている。

5 Conclusion

今回、特にペルセウス座銀河団に焦点をあて、一様に分布する鉄の起源を探るために、暗黒物質が一様に分布する状態から現在に至るまでの大まかなシナリオを提案し、暗黒物質が崩壊するまでの空間、時間依存性を調べるための方程式をたてた。銀河団内という広範囲での鉄の一様分布は極めて珍しい事実であり、このことは同銀河団内での衝撃波に似た音波の観測や銀河におけるフェルミバブルという現象とも関連している可能性がある。今回のシナリオをさらに具体化し、銀河内を越えた新しい爆発現象を探ることが求められる。

Reference

- Fabian, A. C., Sanders, J. S., Allen, S. W., Crawford, C. S., Iwasawa, K., Johnstone, R. M., Schmidt, R. W., Taylor, G. B., 2003, *MNRAS*, 344, 43
- Konami, S. & Matsushita, K. & Nagino, R. & Tamagawa, T., 2013, *ApJ*, 783, 25
- Hashimoto, M., 1995, *Progress of Theoretical Physics*, 94, 663
- Snedden, C. & Cowan, J. J. & Lawler, J. E. & Ivans, I. I. & Burles, S. & Beers, T. C. & Primas, F. & Hill, V. & Truran, J. W. & Fuller, G. M. & Pfeiffer, B. & Kratz, K.-L., 2003, *ApJ*, 591, 936
- Snedden, C. & Cowan, J. J. & Lawler, J. E., 2003, *Nuclear Physics A*, 718, 29

MAXI 突発天体発見システムにおける ガンマ線バースト発見の為の新たな閾値の調査

南波 拓也 (日本大学大学院 理工学研究科)

Abstract

本研究室では全天 X 線監視装置 (MAXI) の観測データを解析し、突発天体の発見、速報をするシステムの開発を行っている。速報システムは天体現象だと判断したイベントの情報をフラッシュレポートというウェブインタフェースへと送る。そして、MAXI チームがフラッシュレポートのイベントの情報を本物の天体現象であると判断した場合、MAXI のメーリングリストに登録している世界中の科学者へ速報を行う。また、速報システムがイベントをガンマ線バーストのように緊急度が非常に高いイベントと判定した場合、速報システムから直接メーリングリストに速報を行う機能がある。しかし、これまでに同システムで発見した約 30 個のガンマ線バーストのうち、速報システムが信頼度が高いイベントと判定し、直接速報を行ったのは 1 件だけであった。これは、システムの閾値が比較的明るいガンマ線にあわせて設定されていたためと考えられる。より暗いガンマ線バーストでも直接速報をするためには閾値を再設定する必要がある。そこで、ガンマ線バーストの特徴を捉えるための観測データを解析するプログラムを作成し、それを用いて速報システムが発見したガンマ線バーストが信頼度が高いと判定しなかった原因を調査した。現在は速報システムの判定の正答率 (速報したイベントが天体の現象であった比率) などを調査中である。

1 研究目的

突発天体発見システムは天体現象だと判断したイベントの情報をフラッシュレポートというウェブインタフェースへと送る。そして、MAXI チームがフラッシュレポートのイベントの情報を本物の天体現象であると判断した場合、MAXI のメーリングリストに登録している世界中の科学者へ速報を行う。また、速報システムがイベントをガンマ線バーストのように緊急度が非常に高いイベントと判定した場合、速報システムから直接メーリングリストに速報を行う機能がある。GRB は 1 ~ 100 秒間で終わってしまう現象なので MAXI で観測した後すぐに追観測する必要がある。そのため、GRB は速報システムにより確実に発見し、即座に世界へ速報することが重要である。しかし、これまでに同システムで発見した約 30 個のガンマ線バーストのうち、速報システムが信頼度が高いイベントと判定し、直接速報を行ったのは 1 件だけであった。そのため、システムの閾値を再設定する必要がでてきた。

本研究では速報システムが、ガンマ線バーストを確

実に世界へ直接速報できるような閾値の設定をすることが目的である。

2 導入

2.1 MAXI

MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) は、国際宇宙ステーション (ISS) にある日本実験棟「きぼう」に搭載されている、全天 X 線モニターである。ISS が地球を周回することで MAXI は全天をスキャン観測する。観測データは筑波宇宙センター内の JEM 運用管制システム (OCS) へと送られる。OCS へ送られたデータは筑波宇宙センター内の MAXI 運用室、理化学研究所、日本大学の順に送られ、その各機関で MAXI-DB と呼ばれるデータベースに保存される。

2.2 突発天体発見システム

突発天体の発見のために、我々の研究室で開発をしているシステムが突発天体発見システムである。本

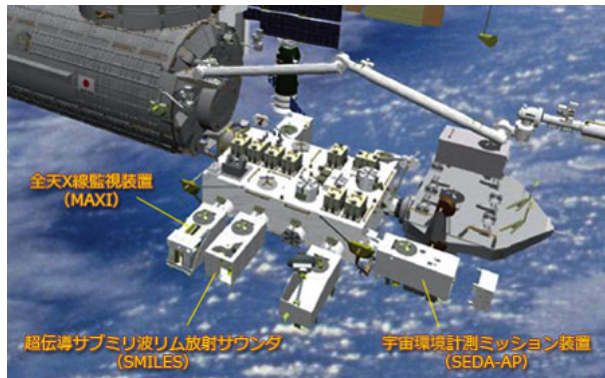


図 1: 「きぼう」日本実験棟及び MAXI [2]

システムは主にノバサーチとアラートシステムと呼ばれる 2 つのシステムで構成されており、筑波宇宙センター内で運用されている。ノバサーチは MAXI-DB に送られたデータを読み込み、リアルタイムで解析、描画を行う。解析の結果、設定した閾値を超えたデータをアラートシステムへ送信する。アラートシステムでは受信したデータを集約し、再解析を行う [1]。その結果、本物の天体現象だと判断されれば、フラッシュレポートにその天体の情報が表示される。そして MAXI チームがその情報から突発天体だと判断した場合、世界へ速報される。

3 アラートシステムの速報レベル

アラートシステムの速報は信頼度に応じてレベル分けがされ、速報のレベルは低いものから Info, Warning, Alert, Burst の 4 段階に分けられている。[1]

- Info
太陽イベントや太陽パドルイベントなどの非天体イベント。
- Warning
通常のイベント。
- Alert
Warning イベントの中でも一定の閾値の条件満たし、信頼性の高いイベント。
- Burst
GRB のような即座に報告すべきと判定した

イベント。

以下のような条件で判定される。

1. Alert レベルに属するイベント。
2. 既知天体から 1 度以上離れたイベント。
3. 複数の積分時間、エネルギーバンドで検出されたイベント。
4. ノバサーチからのデータ受信が 40 回以上のイベント。

Info, Warning, Alert についてはフラッシュレポートによって突発天体かどうか判断してから速報をするが、Burst はアラートシステムから MAXI 検出後、最短約 10 秒で直接全世界へ速報をする。よって、GRB は Burst と判別されることが重要になる。

4 ログデータの解析

4.1 ログデータ

GRB の特徴を捉える為には、ログデータを解析する必要がある。ログデータとは、アラートシステムがノバサーチから受信した観測データのことであり、観測した時間や X 線の飛来方向、積分時間、エネルギーバンド、過去の観測時刻や X 線カウント数などの情報が含まれる。

4.2 ログデータの解析プログラム

アラートシステムのプログラムの一部を使用、改変し、ログデータの解析プログラムを作成した。この解析プログラムでは指定した座標から 2.5 度以内のログデータを集計し、ノバサーチからのログデータ受信数を計算している。アラートシステムでは、ノバサーチからのデータ受信が 10 秒以上途切れた時に、イベントのスキャンが終わったと判断している。[1] よって、データ受信が 10 秒以上途切れるまでを 1 イベントとして受信数を足し上げている。

4.3 解析結果

各 GRB について解析プログラムを走らせ、1 イベントでのログデータの最大受信数を以下の表 1, 2 にまとめる。表に載せている GRB はアラートシステムが速報をしたが、Burst レベルにならなかったものである。

表 1: 各 GRB のデータの最大受信数とエネルギーバンド毎の受信数

GRB	受信数	エネルギーバンド ¹			
		all	high	med	low
120424A	71	41	0	30	0
120510A	232	126	10	96	0
120528B	90	46	3	41	0
120614A	173	83	7	61	22
120622A	15	9	0	6	0
120908A	23	19	0	4	0
121025A	45	24	0	21	0
121027A	23	19	0	4	0
121225A	15	8	0	7	0
130102B	155	79	15	61	0
130407A	47	28	0	19	0
130925A	85	55	0	30	0

表 2: 各 GRB のデータの最大受信数とタイムスケール毎の受信数

GRB	受信数	タイムスケール							
		1sec	3sec	10sec	30sec	1scan	4orbit	1day	4day
120424A	71	2	5	14	20	26	0	4	0
120510A	232	4	13	38	43	66	43	25	0
120528B	90	4	6	21	27	32	0	0	0
120614A	173	3	10	36	47	59	18	0	0
120622A	15	0	0	4	4	7	0	0	0
120908A	23	0	0	6	6	11	0	0	0
121025A	45	0	0	8	17	20	0	0	0
121027A	23	0	0	3	5	13	2	0	0
121225A	15	0	0	2	4	4	3	2	0
130102B	155	0	1	22	57	72	3	0	0
130407A	47	2	3	12	12	15	3	0	0
130925A	85	0	3	12	30	35	5	0	0

¹それぞれ low : 2 - 4 keV、med : 4 - 10 keV、high : 10 - 20 keV のエネルギー領域を表す。

5 フラッシュレポートの解析

5.1 フラッシュレポート

フラッシュレポートは速報イベントの解析結果を表示するウェブインタフェースである。アラートシステムが速報したイベントの情報を元に MAXI-DB からデータを取得し、イベント毎に詳細な情報をウェブページに表示する。フラッシュレポートでは、イベントのライトカーブやイメージ、エネルギースペクトルを見ることが、ボタン一つで MAXI のメーリングリストに登録している世界中の科学者へ e メールを流すことができる。アラートシステムから速報されるイベントには偽イベントも少なからず含まれるため、MAXI チームメンバーはフラッシュレポートの情報を元に突発天体かどうかの判断をし、世界へ速報を行っている。

5.2 フラッシュレポートの解析プログラム

Alert レベルで GRB であったイベントを Burst レベルにするためには、GRB と区別すべき Alert レベルでうかつた天体も調査する必要がある。よって、フラッシュレポートから過去のイベント情報を取得するプログラムを作成した。

5.3 解析結果

表 3 は上記のプログラムを用いて、2013 年に Alert レベルで速報されたイベントで、フラッシュレポートにて天体のイベントとして処理されたリストである。ここでは、フラッシュレポートの処理は正しいとしてリストアップした。

表 3: 2013 年に Alert レベルで速報された天体

date	time	ra	dec	comment
2013-01-04	15:24:06	82.544	-66.334	LMC X-4
2013-01-19	23:23:49	170.21	-60.761	Cen X-3
2013-01-28	00:26:01	170.221	-60.581	Cen X-3
2013-01-28	01:58:03	169.912	-60.858	Cen X-3
2013-02-01	00:07:40	170.43	-60.744	Cen X-3
2013-02-03	13:53:20	170.509	-61.228	Cen X-3
2013-02-08	14:30:39	254.174	35.659	Her X-1
2013-02-14	18:53:39	276.57	-23.115	GS 1826-238 XRB
2013-02-26	22:46:55	185.962	-62.979	GX301-1
2013-03-01	08:55:03	307.972	37.598	EXO 2030+375
2013-03-02	03:27:50	307.989	37.603	EXO 2030+375
2013-04-22	02:01:57	250.223	-53.418	H 1636-536
2013-04-25	10:33:43	289.129	10.945	GRS 1915+105
2013-04-27	08:51:03	135.606	-40.713	Vela X-1
2013-05-01	13:08:18	170.301	-60.317	Cen X-3
2013-05-05	11:28:16	136.923	17.629	GRB 130505A
2013-05-12	12:43:20	277.418	-23.78	GS 1826-238 XRB
2013-05-22	11:52:54	186.365	-62.979	GX 301-2
2013-05-23	18:44:15	135.283	-40.862	Vela X-1 GX 354-0 (Slow Burster) or
2013-05-24	15:32:35	263.525	-34.246	H 1730-333 (Rapid Burster)
2013-05-28	07:39:46	254.512	35.092	Her X-1
2013-05-28	09:12:31	254.675	35.049	Her X-1
2013-06-11	22:43:53	135.479	-40.177	Vela X-1,GP Vel
2013-06-25	06:14:20	170.404	-60.763	Cen X-3
2013-06-30	14:34:07	277.566	-23.725	GS 1826-238
2013-07-06	12:51:25	186.174	-62.706	GX 301-2
2013-07-10	23:49:56	277.938	-23.432	GS 1826-238
2013-07-10	23:50:12	277.674	-23.501	GS 1826-238
2013-07-16	06:44:43	135.629	-40.558	Vela X-1
2013-07-17	04:21:55	249.978	-53.922	H 1636-536
2013-07-20	06:30:15	170.277	-60.288	Cen X-3
2013-07-28	10:20:51	168.847	-61.411	Cen X-3
2013-08-06	17:05:53	298.451	31.631	4U1954+319
2013-08-30	15:57:32	82.544	-66.334	LMC X-4
2013-08-31	14:08:21	135.706	-40.601	Vela X-1
2013-09-01	01:55:29	264.301	-30.148	SFXTH
2013-09-04	07:20:05	262.554	-35.194	GX 354-0
2013-09-06	05:26:08	264.472	-44.037	H 1735-444
2013-09-21	04:35:11	277.11	-24.018	GS 1826-238
2013-10-08	12:50:21	229.965	-57.13	Cir X-1,BR Cir
2013-10-10	10:33:55	297.482	30.061	KS 1947+300
2013-10-16	07:09:10	297.425	29.76	KS 1947+300
2013-10-18	08:42:45	296.851	30.00	KS 1947+300
2013-10-18	22:41:44	307.709	37.304	EXO 2030+375
2013-10-22	14:55:52	297.402	30.356	KS 1947+300
2013-10-25	03:20:33	297.232	30.377	KS 1947+300
2013-11-06	20:54:08	277.153	-23.33	MAXI J1828 and/or GS 1826-238
2013-11-07	06:20:53	170.931	-60.218	Cen X-3
2013-11-10	10:07:03	171.013	-60.875	Cen X-3
2013-11-13	05:55:30	254.286	35.515	Her X-1 An X-ray burst or
2013-11-14	12:51:58	230.018	-57.155	an outburst of Cir X-1
2013-11-16	08:10:41	229.861	-56.646	Cir X-1
2013-11-16	08:10:33	232.269	-56.013	Cir X-1
2013-12-10	13:05:19	279.865	5.036	Ser X-1
2013-12-12	10:10:12	308.091	40.144	Cyg X-3
2013-12-15	16:09:18	185.324	-63.101	GX 301-2

査していた。GRB を Burst レベルで速報するためには、表 3 で示したような GRB 以外の Alert レベルで速報されたイベントについても同様にログデータ受信数を調査し、GRB とどのような違いがあるかを調査する必要がある。そして、その違いを考慮した最適な閾値をアラートシステムに設定することで GRB を逃さずに速報することが目標である。

Reference

- [1] 諏訪文俊, 日本大学大学院 理工学研究科 物理学専攻 修士論文, 2011
- [2] JAXA きぼう, <http://www.isas.jaxa.jp/j/column/kibou/10.shtml>

6 課題

これまでは、GRB について、どのエネルギーバンド、タイムスケールでログデータを受信したかを調

かに星雲からのガンマ線放射

萩原 佳太 (立教大学大学院 理学研究科)

Abstract

かに星雲の中心には自転周期 33ms で回転する、強い磁場を持つかにパルサーがある。かにパルサーの周期はわずかではあるものの次第に増大し、回転エネルギーを周囲の環境に解放している。また、かにパルサーの周囲にはプラズマで満たされた磁気圏と呼ばれる構造が形成されており、粒子の加速現場の一つとなっている。一方、パルサー風と周囲の超新星残骸物質との相互作用から、かに星雲が形成され TeV を超えるエネルギーを持つガンマ線の放射が行われている。エネルギースペクトルは数百 MeV でカットオフのあるシンクロトロン成分と、数百 GeV にピークを持つ逆コンプトン成分とから成る。2010 年のフェルミ衛星チームによる論文をレビューすることでかに星雲の研究状況に関して議論し、そして現在我々が進めているガンマ線データ解析の現状を報告する。

1 Introduction

かに星雲はこれまで電波から TeV ガンマ線までのあらゆる波長帯域で研究が行われてきた天体である。また、様々なパルサーの電波や X 線帯域のライトカーブから、放射はパルサーの指向性に依存していることが明らかであった。このことは電波や X 線の放射機構はパルサー近傍に位置しているという事実を示し、ガンマ線についても同様の結果を示すことが期待された。しかし Fermi 衛星の観測データが明らかにしたのは、ガンマ線放射はパルサーの指向性には依存しないという事実であった。これによりガンマ線放射機構はパルサーから遠く離れた、磁気圏構造と呼ばれる領域に存在していると考えられるようになった。

ガンマ線の放射領域モデルは 2 つに大別される(図 1 参照)。一つはアウターギャップモデルである。このモデルではパルサーの極付近から吹き出した荷電粒子が、自身の磁力線に沿って曲げられることで起こる曲率放射によってガンマ線を放射するが、すぐに電磁シャワーを起しガンマ線は距離とともにエネルギーを失う。観測されるエネルギーの上限は 10GeV 程度になると予想される。もう一方はアウターギャップモデルである。このモデルは磁力線

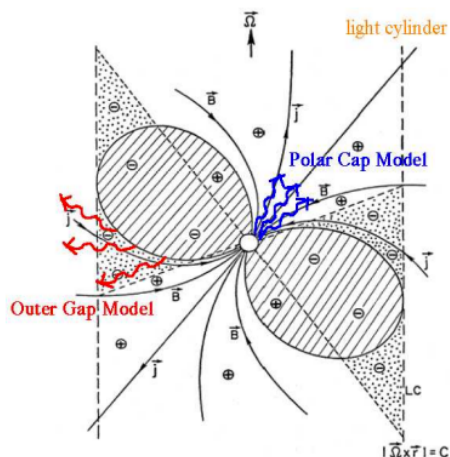


図 1 Polar cap vs. Outer gap

と光円柱*1で囲む細い領域で粒子が非熱的に加速され、ガンマ線を放射するメカニズムである。磁力線に沿って運動する荷電粒子はシンクロトロン放射によって \sim MeV ガンマ線領域の放射をする一方、磁場により加速された電子は逆コンプトン散乱によって CMB や赤外領域のバックグラウンドをガンマ線領域まで叩き上げる。以上から数百 MeV で落ち込んだ後、数百 GeV で再度ハードになるべきのスペクトルが予想される。

以上のようなモデルが台頭してきてはいるものの、未だ高エネルギー領域では統計の良い観測データが

*1 回転速度が光速を超える半径より内側の領域

得られておらず、観測的根拠に乏しいのが現状である。本研究は A. A. Abdo et al., 2010 (ApJ) をレビューし、かに星雲の現状の研究を報告する。

2 LAT Description and Observations

LAT は、Fermi 衛星に搭載された電子対生成型のシリコンストリップ検出器である。2008 年 6 月の打ち上げ以降、約 6 年もの間観測を行ってきた。広い視野角 (~ 2.4 sr) を持っており軌道周期は約 90 分であるため、数時間で全天の観測が可能である。観測エネルギー帯域は 20MeV \sim 300GeV と広く、角度分解能 (0.9° @1GeV) についても Fermi 衛星の前身である Compton 衛星に搭載された EGRET と比較するとその性能は格段に向上した。これにより以前は分解できなかった数多くの新たなガンマ線源の発見に貢献し、他波長観測との相補的な研究は新たな局面を迎えている。

3 Results

本研究では、2008 年 8 月から 2009 年 4 月までの 8 ヶ月間のデータの解析を行った。横軸をパルス位相、縦軸をカウント数としてライトカーブを作成すると図 2 のようなカーブが描ける。ここでは 2 つのはっきりとしたパルスが観測されており、天体が一回転する間にピークを持ったガンマ線放射が 2 回行われていることを示している。さらに GeV 領域までエネルギーを上げると放射は次第にソフトになるので、バックグラウンドの寄与が顕著になる。そのため GeV ガンマ線の観測には、相応の統計精度を持ったデータを得るための長時間観測が必要となる。ここで、高い方のパルスを P1 (位相間隔は $0.82 - 1, 0 - 0.08$)、低い方のパルスを P2 (位相間隔は $0.22 - 0.43$) と定義した。また P1 と P2 の間に存在している領域は off-pulse と呼ばれ、パルサー星雲からの放射成分であると仮定した。なお off-pulse の放射は、全体の放射の約 35% であった。P1, P2 はローレンツ関数でモデル化することができ、上で定義したそれぞれのピーク内に含まれる光子数を求められる。それらの比を取ったものを P1/P2 ratio とする。こ

れを他のエネルギー帯域でも同様の作業を行った。

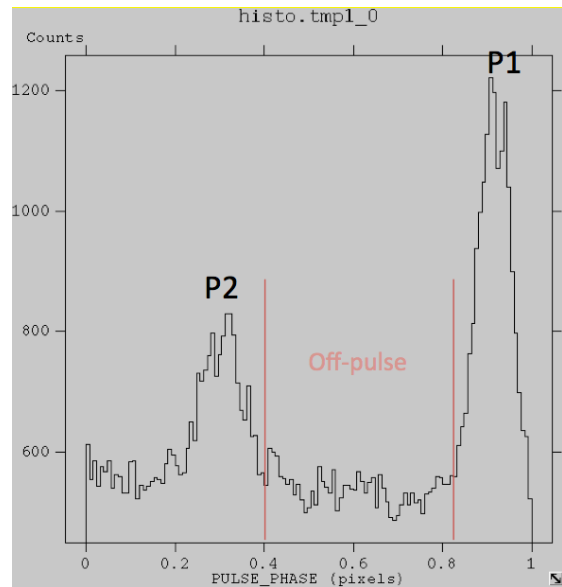


図 2 Pulse phase@100-300MeV

表 1 かにパルサーの P1/P2 ratio

Energy Interval (GeV)	ϕ_1 ($\times 10^{-2}$)	ϕ_2 ($\times 10^{-2}$)	P1/P2 ratio
0.1 - 300	91.8 ± 0.3	30.7 ± 0.8	2.50 ± 0.25
0.1 - 0.3	92.1 ± 0.4	31.8 ± 0.4	1.89 ± 0.29
0.3 - 1	92.0 ± 0.3	31.1 ± 0.7	1.60 ± 0.18
1 - 300	92.1 ± 0.4	29.8 ± 0.4	2.24 ± 0.19

図 3 に関して左は 0.1 - 0.3GeV、中央は 0.3 - 1GeV、右は $> 1\text{GeV}$ でのカウントマップである。また上段と下段はそれぞれ、パルサーからの放射成分を含んだカウントマップとパルス成分をカットした (星雲からの放射) 成分のカウントマップを示している。

on-pulse と off-pulse とで比較すると、off-pulse に関して線源が広がるのはパルス成分をカットすることで、全体として弱い放射まで底上げされて見えるためである。低エネルギー側での星雲からの放射は比較的広がった線源となる一方で、高エネルギー側の線源はシャープになる。

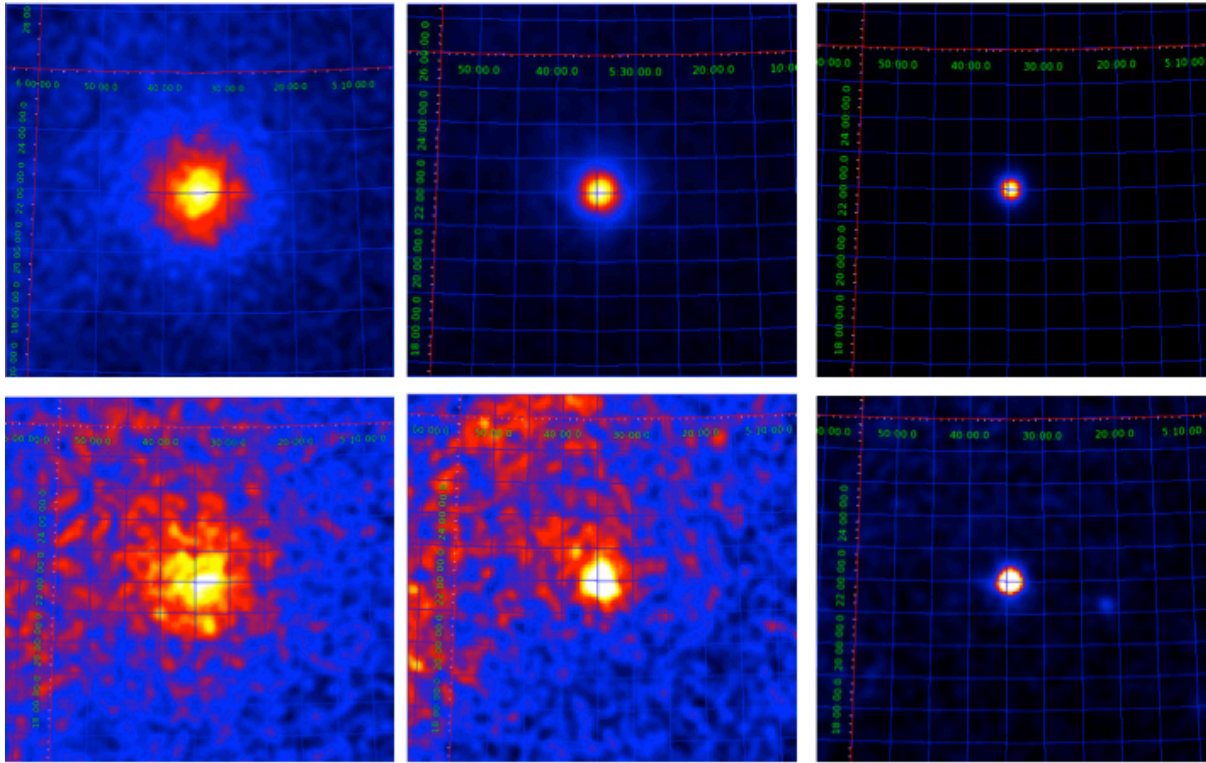


図 3 各エネルギー帯域における on-pulse (上段) と off-pulse (下段) のカウントマップ

かに星雲のエネルギースペクトルは、シンクロトロンで一旦落ち込み逆コンプトンで再び上向きになるスペクトルを予想した。これはあるエネルギー (Break Energy: E_b) までシンクロトロン放射が優勢であるが、そのエネルギーを超えると逆コンプトン散乱が優勢になるべき関数の分布になると言える。よって以下のモデルでのフィッティングした。

$$\frac{dN}{dE} = N_{syn}(E_{GeV})^{-\Gamma_{syn}} + N_{IC}(E_{GeV})^{\Gamma_{IC}} cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}$$

Likelihood 実行後の最適化パラメータは、 $\Gamma_{syn} = (3.97 \pm 0.12)$, $\Gamma_{IC} = (1.72 \pm 0.04)$, $E_b = 379.7 \pm 26.6 MeV$ となった。400MeV 付近で逆コンプトン散乱優勢のスペクトルに変化することが分かる。図 4 は、この結果をもとに作成した SED である。黒のプロットは観測データ、赤の実線はモデルフィッティングを示している。

かにパルサーからのガンマ線放射は、あるエネルギーより大きくなると電磁シャワーによりスペクト

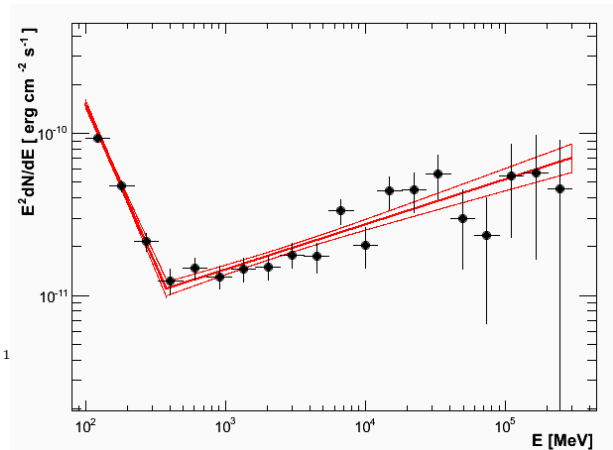


図 4 かに星雲のエネルギースペクトル

ルがカットオフを持つようなモデルを考えた。指数関数的なカットオフを仮定すると

$$\frac{dN}{dE} = N_0(E_{GeV})^{\Gamma} exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}$$

でモデル化できる。このモデルによって作成した

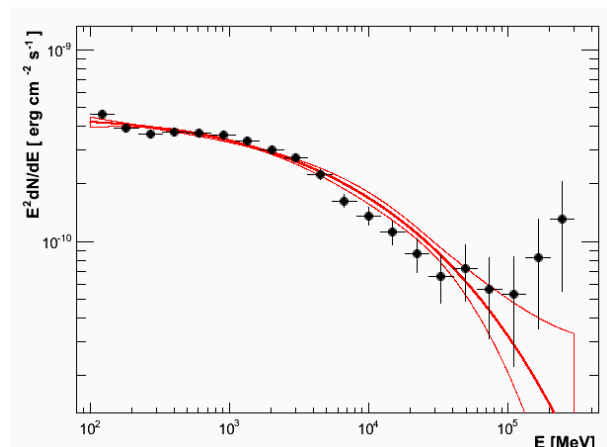


図5 かにパルサーのエネルギースペクトル

SED を図 5 に示す。これも星雲の SED と同様に、黒のプロットが観測データ、赤の実線がモデルフィッティングを表している。

4 Discussion

パルスの放射に関して、図 2 から分かるように P1/P2 ratio はエネルギー増加とともに減少しているが GeV 領域で再び上昇している。A. A. Abdo et al.,2010 (ApJ) の P1/P2 ratio は GeV 領域でも減少していたため、本研究においてはパルサーのライトカーブを作成する際にさらに精度の良いスピンドウンを考慮する必要があると考えられる。

かに星雲のエネルギースペクトル (図 4 参照) は、モデルは観測データをよく表していることが分かる。高エネルギー側ではガンマ線飛来数の少なさ故に統計が良くないので、今後、Fermi の 6 年間の観測データを使用することで、これまで見るができなかった空間構造を明らかにできるかもしれない。また大気チェレンコフ望遠鏡を用いた TeV ガンマ線の観測との相補的な研究を行うことでも、更に興味深い星間現象を理解する手がかりを得られることが期待される。

パルサーのスペクトルはモデルのカットオフを再現できたものの、数百 GeV の領域でハードになる。誤差も大きいことから、統計の悪さが表れている可能性が高く、今後は慎重に議論しなければならない。

またパルス位相をさらに細かく分解したスペクトルを見ることで、パルサーの各位相でどのような放射が優勢かを議論する必要もある。

5 Conclusion

Fermi の 8 ヶ月分の観測データに関して、A. A. Abdo et al.,2010 (ApJ) とほぼ同様な結果が得られた。特に特徴的なのは、かに星雲のスペクトルはシンクロトロン放射成分と逆コンプトン散乱成分によって説明できる点である。さらに統計が良いデータを使用すれば、予想される理論モデルに新たな制限を与えることができるだろう。

Reference

- A. A. Abdo et al., 2010, ApJ, 708, 1254
- Y. E. Lyubarsky, 2002, Soc. 329, L34-L36
- J. Chiang, R. W. Romani, 1994, arXiv:astro-ph/9401034v1