

Ultra Long Gamma-Ray Burst の青色超巨星起源シナリオ

仲内 大翼 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年、Ultra Long Gamma-Ray Burst (ULGRB) と呼ばれる新たな種族の GRB が発見されている。ULGRB の継続時間は $\sim 10^4$ s であり通常の LGRB (~ 20 s) より桁外れに長い継続時間をもつ現象である。このような ULGRB の特徴を説明する有力なモデルの一つとして青色超巨星起源シナリオが提案された。通常の LGRB を説明する上では青色超巨星は不適当と考えられるのでこれまでほとんど議論されておらず、観測による検証が必要である。本研究の目的は、ULGRB の多波長電磁波による観測結果を用いて青色超巨星起源シナリオを検証することである。そのため今回は ULGRB のアフターグローに注目した。紫外線 – 赤外線領域における ULGRB アフターグローの観測から、ULGRB には通常の超新星より 10 倍以上明るい superluminous supernova や hypernova が付随する可能性が示唆された。本講演では、青色超巨星起源シナリオに基づいて ULGRB に付随した明るい超新星を説明できることを示す。この結果青色超巨星起源シナリオがより強固なものになると期待される。青色超巨星を起源とした GRB の観測的性質を定量的に議論するのは本研究が初めての試みであるといえる。

1 Introduction

近年、Ultra Long Gamma-Ray Burst (ULGRB) と呼ばれる新たな種族の GRB が発見されている (Gendre et al. 2013; Levan et al. 2013)。ULGRB の継続時間は $\sim 10^4$ s であり通常の LGRB (~ 20 s) より桁外れに長い。通常の LGRB の有力なモデルとして、水素やヘリウムの外層を失った Wolf-Rayet (WR) 星を親星としたコラプサーシナリオがある (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999)。コラプサーシナリオは、WR 星重力崩壊後に形成された black hole (BH) と降着円盤の系から相対論的ジェットが発射され、ジェットが星外に飛び出した後 GRB が起こるといふモデルである。親星が WR 星であると考えられている理由は、観測的には水素やヘリウムが存在しない Type Ic 超新星が付随した LGRB が発見されているからである (Hjorth & Bloom 2011)。理論的には WR 星のようなコンパクトな星 (半径 $R_* \sim 10^{10}$ cm) のほうがジェットが貫通しやすいからである (Matzner 2003)。しかし、これは同時に WR 星を親星とするコラプサーシナリオでは ULGRB のような長時間継続する GRB を説明するのは困難であることを示唆する。そこで、近年 ULGRB の特徴を説明する有力なモデルとして青色超巨星起源シナリオが提案され

た (Gendre et al. 2013; Kashiyama et al. 2012)。

金属欠乏星は星外層の不透明度が小さいため輻射駆動型の恒星風が弱い。そのため進化の途中で質量をほとんど損失せず、水素外層を保ったまま青色超巨星として一生を終えると考えられている (Woosley et al. 2002)。また初期質量が $40 M_{\odot}$ を越える大質量星の場合、重力崩壊時にほとんど質量を放出することなく初期質量とほぼ同質量の BH に崩壊すると考えられている (Heger et al. 2003)。従って $40 M_{\odot}$ より重い金属欠乏星が進化した青色超巨星を親星とするコラプサーシナリオを考えれば、重い水素外層の降着により中心エンジンをより長時間活動させることができるので、ULGRB を説明できる可能性がある。しかし通常の LGRB を説明する上で青色超巨星は不適当と考えられていたため、これまでほとんど議論されておらず観測による検証が必要である。本研究の目的は、ULGRB の多波長観測による結果を用いて青色超巨星起源シナリオを検証することである。今回は特に ULGRB のアフターグローに注目して議論を行う。

紫外線 – 赤外線領域における ULGRB アフターグローの観測から、ULGRB には通常の超新星より 10 倍以上明るい superluminous supernova や hyper-

nova が付随する可能性が指摘された (Levan et al. 2013)。本講演では青色超巨星起源シナリオに基づいて ULGRB のプロンプト放射やアフターグローの特徴を説明する包括的なモデルを構成した後、ULGRB に付随した明るい超新星もこのモデルの範囲内で説明できることを示す。

2 ULGRB の青色超巨星シナリオ

本研究では、コラプサーシナリオに基づいて星の重力崩壊からジェット伝播、プロンプト放射、そしてアフターグローを統一的に扱う。まず初めに、重力崩壊と星外層中におけるジェット伝播の取り扱いについて述べる。重力崩壊に伴って中心エンジンへの質量降着が起きるが、その降着率は次の式で計算される (Kumar et al. 2008)。

$$\dot{M} = \alpha \frac{dM_r}{dt_{\text{ff}}(r)}. \quad (1)$$

ここで M_r は質量座標を、 α は円盤降着の効果を、そして $t_{\text{ff}}(r)$ は自由落下時間を表す。本講演では親星として Woosley et al. (2002) で計算された質量 $75 M_{\odot}$ 、金属量 $10^{-4} Z_{\odot}$ の青色超巨星を用いる。また中心エンジンからジェットに投入されるエネルギーが質量降着率に比例するようなモデルを考える。

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

Blandford-Znajek 機構を初めとした磁気流体力学的機構を起源とするジェットはこのようにモデル化される (Komissarov & Barkov 2010)。

ジェットは星の物質に衝突し、ジェット先端部に衝撃波領域が形成される。ジェット先端部の速度 β_h はそこに働く運動量流速のつり合いの式から決まる。

$$\beta_h(t) = \left[1 + \left[\frac{\pi r_h^2 \theta_j^2 \rho_*(r_h) c^3}{L_j(t - r_h/c)} \right]^{1/2} \right]^{-1}. \quad (3)$$

ここで c は光速、 $\rho_*(r)$ は星の密度構造、 r_h はジェット先端部の位置、 θ_j はジェットの開き角を表す。本講演では、 θ_j 一定のジェットを考える。星内部ではジェット先端部の速度は非相対論的であるので、衝撃波領域で加熱された物質はジェットの進行方向とは垂直な方向にも広がりコクーンという構造を作る。つ

まり、コクーンは衝撃波を経験した星の物質やジェットの物質で構成されたプラズマである。コクーン・プラズマは相対論的状态方程式に従い、その大きな熱的圧力のため星外層中で膨張を始める。コクーンの膨張速度 β_c は、星外層とコクーンとの境界面における圧力のつり合いから決まり、

$$\beta_c(t) \sim \sqrt{\frac{E_c(t)}{3\rho_*(r_h)c^2V_c(t)}}. \quad (4)$$

という表式で計算される。ここで $E_c(t)$ 、 $V_c(t)$ は時刻 t におけるコクーンのエネルギーと体積を表す。コクーンにはジェットが星の中に滞在している間にジェットに投入されたエネルギーがためられる。またコクーンは膨張とともに星の物質を取り込む。ジェット先端部が星表面に達するまでにコクーンに溜め込まれたエネルギーと質量をそれぞれ E_c 、 M_c と表す。

ジェット先端部が星の外に飛び出した後 GRB のプロンプト放射が起こされる。GRB のプロンプト放射の機構は様々なモデルが提唱されているがまだよくわかっていない。ここでは簡単に、ジェットがもつエネルギーのうち ϵ_γ の割合がプロンプト放射として放射されると仮定する。さらに残りの $1 - \epsilon_\gamma$ の割合は相対論的ジェットの運動エネルギーとして維持され、アフターグローとして放射されると仮定する。つまり、プロンプトの等方放射エネルギー E_{iso} と相対論的ジェットの等方運動エネルギー E_{kin} の間には $E_{\text{kin}} = E_{\text{iso}}(1 - \epsilon_\gamma)/\epsilon_\gamma$ の関係がある。

アフターグローの光度曲線の評価は、標準的な外部衝撃波モデル (Sari et al. 1998) に従って行う。相対論的ジェットは星間物質 (密度 n) との相互作用を通してその前面に衝撃波領域を形成しながら減速膨張する。衝撃波領域では運動エネルギーの一部が内部エネルギーへと変換され、相対論的な電子の加速や磁場の生成に使われる。この相対論的電子からのシンクロトロン放射がアフターグローとして観測されるというモデルである。内部エネルギーのうち電子加速に使われた割合を ϵ_e 、磁場生成に使われた割合を ϵ_B と表す。加速された相対論的電子のもつエネルギー分布を $N(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$ ($\gamma_e \gtrsim \gamma_m$; γ_m は最も低いローレンツ因子) と表せば、シンクロトロン放射の

スペクトルフラックスは次のように計算される。

$$F_\nu \sim \begin{cases} 0.0612 f(p)^{p-1} D_{28}^{-2} (1+z)^{\frac{3-p}{2}} \epsilon_{e,-1}^{p-1} \epsilon_{B,-2}^{\frac{p+1}{4}} \\ \times E_{\text{kin},53}^{\frac{p+3}{4}} n^{1/2} t_4^{-\frac{3p-3}{4}} \left(\frac{\nu}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{\frac{1-p}{2}} \text{ Jy} & (\nu_m < \nu < \nu_c), \\ 9.82 \times 10^{-4} f(p)^{p-1} D_{28}^{-2} (1+z)^{\frac{2-p}{2}} \epsilon_{e,-1}^{p-1} \\ \times \epsilon_{B,-2}^{\frac{p-2}{4}} n^0 E_{\text{kin},53}^{\frac{p+2}{4}} t_4^{-\frac{3p-2}{4}} \left(\frac{\nu}{10^{16} \text{ Hz}} \right)^{-\frac{p}{2}} \text{ Jy} & (\nu_c < \nu). \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 ν_m は特徴的なシンクロトロン光子の振動数を、 ν_c はシンクロトロン冷却時間と系のダイナミカル時間が一致するようなローレンツ因子をもつ電子から放射されるシンクロトロン光子の振動数である。GRB までの光度距離を D と表しており、 $Q_x = Q/10^x$ 、 $f(p) = 3(p-2)/(p-1)$ に対応する。

ジェットが星の外に飛び出すのと同時にコクーンも星外に飛び出すが、大きな熱的圧力のためコクーンはほぼ等方的に膨張すると考えられる。ジェット伝播の計算を行いコクーンのエネルギーを求めると、 $E_c \sim 10^{53}$ erg という膨大な値が得られた。本研究では膨張するコクーンの光球面からの放射光度を評価し、コクーン放射により ULGRB に付随する明るい超新星を説明する可能性を探る。コクーンは通常の超新星爆発と同じダイナミクスに従い、異なるのは放射体のエネルギーと質量だけである。そこで超新星爆発の光度曲線を計算する際に使われている手法をコクーンに応用する (Arnett 1980; Popov 1993)。光球面からの放射は黒体輻射であるので、フラックスは

$$F_{\lambda_{\text{obs}}}(t) d\lambda_{\text{obs}} = \pi B_\lambda(T_{\text{eff}}(t)) d\lambda \frac{R_{\text{ph}}(t)^2}{D^2}, \quad (6)$$

から計算できる。ここで $R_{\text{ph}}(t)$ は光球半径、 $T_{\text{eff}}(t)$ は実効的な表面温度、 $B_\lambda(T)$ はプランク関数である。初めはコクーン全体の温度が高く完全電離しているので、コクーン表面がほぼトムソン散乱に対する光球面に対応する。しかしコクーンの膨張とともに内部温度が下がって行くと、やがて $T_{\text{ion}} \sim 6000$ K を下回る領域が現れる。このような領域では原子への再結合が起こるため光学的に薄くなり、これ以降は再結合面 ($R_{\text{ion}}(t)$) が光球半径に対応するようになる。

つまり、

$$R_{\text{ph}}(t) = \begin{cases} v_0 t & (T > T_{\text{ion}}), \\ R_{\text{ion}}(t) & (T < T_{\text{ion}}). \end{cases} \quad (7)$$

ここで $v_0 \sim \sqrt{E_c/M_c}$ はコクーンの自由膨張速度である。コクーンは光子拡散により光るので、初期の表面温度は拡散近似から求まる光度を基に決定される。しかし再結合面発生後は T_{ion} が実効的な表面温度に対応する。つまり、

$$T_{\text{eff}}^4(t) = \begin{cases} T_{\text{eff}}^4(0) \exp\left(-\frac{t^2}{t_d^2}\right) \left(\frac{t}{t_d}\right)^2 & (T > T_{\text{ion}}), \\ T_{\text{ion}}^4 & (T < T_{\text{ion}}). \end{cases} \quad (8)$$

コクーン静止系からみて再結合面はコクーンの内部を内側へと伝播して行き、コクーン中心部にまで達するとコクーン放射は終わる。典型的なコクーン放射の時間スケールは系からの光子の拡散時間で評価できる。

$$t_d \sim 33 \left(\frac{\kappa}{0.34 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_c}{10 M_\odot} \right)^{3/4} \times \left(\frac{E_c}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/4} \text{ day}. \quad (9)$$

紫外 - 赤外線領域での光度曲線を評価する際、星間吸収の効果を取り入れる必要がある。本研究では、Pei (1992) による経験則を用いた。ここでは色超過 E_{B-V} が星間吸収の強さを示すパラメタとなる。

3 青色超巨星起源シナリオによる GRB 111209A の説明

GRB 111209A は発見された ULGRB のなかで最も多くの観測データがあり最良の標本である。本節では前節で述べた青色超巨星起源シナリオを用いて GRB 111209A の観測を説明する。X 線アフターグロウの観測からジェットの開き角には $\theta_j > 12^\circ$ という制限がある。そこで中心エンジンのパラメタとして $(\theta_j, \eta_{j,-3}) = (12^\circ, 1.24)$ を仮定する。このパラメタを用いてジェット伝播の計算を行った結果、 $\epsilon_\gamma = 0.23$ とおけば観測された E_{iso} が再現された。またコクーンのパラメタが $M_c \sim 6 M_\odot$ 、 $E_{c,53} \sim 1$ と求まった。さらに、外部衝撃波や星間吸収のパラメタを $E_{\text{kin},54} =$

$1.95, p = 2.5, \epsilon_{e,-3} = 8, \epsilon_{B,-4} = 5, n = 0.1, E_{B-V} = 0.1$ と置くと X 線や紫外 - 赤外線アフターグローの観測結果を説明できることがわかった。紫外 - 赤外線アフターグローの場合の結果を図 1 に示す。

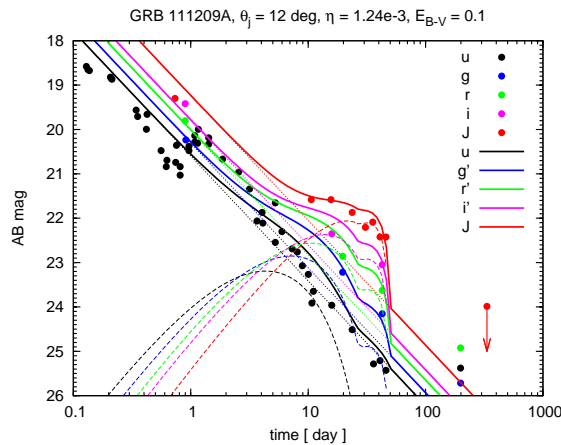


図 1: GRB 111209A の紫外 - 赤外線アフターグローのフィッティング結果。各点が観測データに、実線が理論結果に対応する。点線は外部衝撃波からの、破線はコクーンからの放射成分である。色は各バンド、u(黒)、g(青)、r(緑)、i(桃)、J(赤)を表す。

4 Summary and Discussion

本研究では青色超巨星起源シナリオを基にした包括的なモデルを用いて ULGRB 111209A の多波長観測の結果を説明できることを示した。特に GRB 111209A に付随した明るい超新星もコクーン放射を考えることで説明できた。本研究では ULGRB 101225A に対しても同様の解析を行ったが、この場合もまた観測結果を青色超巨星起源シナリオで説明することができた。これらの結果は ULGRB の青色超巨星起源シナリオをより強固なものとするだけでなく、近年発見されている明るい超新星の中には ULGRB に付随したコクーン放射を起源とするものが存在する可能性を示唆する。

一方初代星、宇宙の一番星も青色超巨星として一生を終えられと考えられており、初代星起源の GRB は ULGRB と似た特徴を持つと期待される (Suwa & Ioka 2011; Nakauchi et al. 2012)。近い将来初代星

起源の GRB やコクーン放射が赤方偏移 $z \sim 10$ という遠方宇宙でも検出できる可能性が指摘されている (Nakauchi et al. 2012; Kashiyama et al. 2012)。本研究の結果は初代星起源の GRB を考える上でも重要になるであろう。

Acknowledgement

共同研究者の皆様と、本研究に対して有用な議論やコメントをして頂いた皆様に感謝いたします。

Reference

- Arnett, W. D. 1980, *ApJ*, 237, 541
- Gendre, B., Stratta, G., Atteia, J. L., et al. 2013, *ApJ*, 766, 30
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288
- Hjorth, J., & Bloom, J. S. 2011, arXiv:1104.2274
- Kashiyama, K., Nakauchi, D., Suwa, Y., Yajima, H., & Nakamura, T. 2012, arXiv:1212.6431
- Komissarov, S. S., & Barkov, M. V. 2010, *MNRAS*, 402, L25
- Kumar, P., Narayan, R., & Johnson, J. L. 2008, *MNRAS*, 388, 1729
- Levan, A. J., Tanvir, N. R., Starling, R. L. C., et al. 2013, arXiv:1302.2352
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Matzner, C. D. 2003, *MNRAS*, 345, 575
- Nakauchi, D., Suwa, Y., Sakamoto, T., Kashiyama, K., & Nakamura, T. 2012, *ApJ*, 759, 128
- Pei, Y. C. 1992, *ApJ*, 395, 130
- Popov, D. V. 1993, *ApJ*, 414, 712
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJL*, 497, L17
- Suwa, Y., & Ioka, K. 2011, *ApJ*, 726, 107
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015