

ガンマ線バーストの Jet 形成と伝搬の研究

東京大学理学系研究科天文学専攻
修士一年 大北 晨平

平成 23 年 8 月 31 日

第1章 導入：ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) は 100msec-1000sec という比較的短い時間に、主に γ 線帯域に明るい放射を出す天体现象であり、宇宙で最も明るい放射現象として知られている。これは、中心でエンジンの役割をしているブラックホール (BH) や中性子星といったコンパクト星が、観測者の方向に向かってローレンツファクター $\Gamma > 100$ となるような超相対論的な jet を打ち出していることによるビーミング効果で説明される。

コラプサーモデルは、現在最も有力視されている GRB 中心エンジンモデルの 1 つである。大質量星がその生涯を終え重力崩壊を起こす際に、高速で回転する BH と周囲に降着円盤を形成し、降着円盤から BH への降着によって GRB にエネルギーを与えるとするモデルである [9]。Blandford-Znajek メカニズムは、コラプサーモデルの文脈で有力視されている中心エンジンの機構の一つで、磁場を介して降着物質のエネルギーをポインティングフラックスに変え軸方向に打ち出すとするものである [1]。そのような jet を形成する中心エンジンについて、これまでも一般相対論の枠組みを取り入れた磁気流体力学 (MHD) 計算などにより多くの発見がなされているが [2][7]、その物理の複雑さから十分な理解がなされているとは言えず、GRB は天文学における大きな課題のひとつとなっている。

一方で、中心エンジンに対する理解を後回しにして、境界条件によりアウトフローを計算領域に注入することで GRB を模倣し、jet の形成と星の表面を突き破るブレイクアウトまでのシミュレーションを行い、観測と理論を結びつけることで中心エンジンになんらかの制限をかけようとする試みも多くなされている。我々もそのような先例に倣い、境界条件により GRB jet を再現する手法を試みる。本研究では GRB の放射を実現するために、jet が $\Gamma > 100$ の超相対論的な速度まで加速され十分遠方まで伝搬することを最も重要な条件と考える。

アウトフローの注入により、 $\Gamma \sim 10$ 程度の jet はブレイクアウト以降減速されること無く遠方まで伝搬していくことが多くの先行研究で確認されている。一方、 $\Gamma > 100$ の jet は例え形成されたとしても、アウトフローの注入終了後ただちに消滅してしまうことが示唆されている [6]。本研究では、アウトフローの注入時間をより長く取ることによって超相対論的な jet の消滅を防ぎ、遠方まで伝搬させられるのではないかと考え、適切なシミュレーションにより確認する。

第2章 シミュレーション

新たに開発した2次元の特殊相対論的流体コードを用いて、超相対論的な GRB jet が遠方まで伝搬する現象を対象に数値シミュレーションを行った。

2.1 親星モデル

GRB の親星モデルとしては初代星 (First Star) や赤色超巨星 (Red Super Giant) など様々なものが提唱されている [4]。本研究では GRB の親星モデルとしても特に有力視されており、jet の伝搬を確実にを行うために最も質量の小さいものである He Wolf-Rayet 星を選んだ。これは $20M_{\odot}$ の星が進化の最終段階で質量放出により H 層を失い He コアが露出したもので、質量は $6M_{\odot}$ である。星の半径は 3.5×10^{10} cm であり、計算領域はその 100 倍程度の 5×10^{12} cm をカバーした。

2.2 ジェットモデル

すでに述べたように GRB 中心エンジンの機構にはその複雑な物理のために依然多くの謎が残っている。本研究では、他の同様の先行研究に倣い、計算領域の内側境界から境界条件としてアウトフローを注入することで GRB の中心エンジンを模倣し、その後の jet 形成からブレイクアウト、さらに星周空間への伝搬を長時間に渡りフォローした。

アウトフローの物理量を一意に定めるために、複数のパラメーターの値を設定する。ここでは注入されるエネルギーの総量 E_{tot} 、総エネルギーに対する内部エネルギーの割合 f_{th} 、jet の開き角 θ_{op} 、jet の注入時間 T_{inj} 、さらに内側境界におけるアウトフローの速度をローレンツファクター Γ_0 により与える。内側境界の位置 R_{in} も定める必要がある。

形成された jet が細く収束され、加速されて超相対論的になるためには、注入されるアウトフローは適度に相対論的であり大きな内部エネルギーを持っていることが必要である [5]。本研究では、jet モデルとして $E_{\text{tot}} = 4 \times 10^{52}$ erg, $f_{\text{th}} = 0.975$, $\theta_{\text{op}} = 9.8^\circ$, $\Gamma_0 = 5$ を採用し、 T_{inj} と R_{in} について様々な値を設定して計算すべきモデルとした。表 2.1 に本研究で計算したすべてのモデルをまとめた。特に今回はエネルギーの注入時間を様々に変えることで、jet の振る舞いがどのように変わるかに関心を置く。

表 2.1: 計算したモデルとその結果。

Model	$R_{\text{in}}(10^8\text{cm})$	T_{inj}	Γ_{max}	Γ_{200}
He01-10	1	10	116	-
He01-20	1	20	128	-
He01-30	1	30	139	50
He01-40	1	40	149	74
He01-50	1	50	155	116
He01-60	1	60	158	152
He01-70	1	70	160	160
He02-30	2	30	134	52
He02-40	2	40	147	86
He02-50	2	50	155	132
He05-30	5	30	130	64
He05-40	5	40	147	111
He05-50	5	50	154	150
He10-30	10	30	136	84
He10-40	10	40	150	144
He10-50	10	50	156	156

第3章 結果

実行した jet シミュレーションの結果を示す。図 3.1 にエネルギー注入による jet 構造の時間発展を 2 次元的なカラーマップで示した。これは He01-60 モデルにおける結果で、エネルギーの注入時間は 60 秒である。四つの図において、それぞれ左側のパネルはローレンツファクターを右側のパネルは密度を表している。左上は計算開始から 7 秒後の図で、ローレンツファクターの大きい部分が軸方向に集中して jet を形成している。jet はまさにこの瞬間に星の表面を突き破ろうとしており、これをブレイクアウトと言う。右上は計算開始から 10 秒後の図で、ブレイクアウト後、軸方向に膨張しながら jet が進み、希薄な領域に向かって成長していく。左下は計算開始から 100 秒後の図で、この時点でエネルギー注入は終了しているため、jet の主な構成部は星を離れ星間空間へと飛び出している。右下は計算開始から 200 秒後の図で、このような時間では jet はおおよそ考えている計算領域の外縁まで到達している。このモデルではこの時点でも $\Gamma > 100$ となるような成分が残っており、GRB を再現するための必要条件を満たしていると考えられる。

続いて、注入時間が異なることでどのように結果が変わるか確認する。図 3.2 は He01-40 と He01-60 について、軸方向のローレンツファクターの 1 次元分布を表している。上のパネルは He01-40 モデルの結果であるが、注入終了時の 40 秒の段階で、衝撃波の先端は 10^{12} cm 程度まで到達している。一方で、 $\Gamma > 100$ のビームは 2×10^{11} cm 程度の範囲に集中しており、この間の平均の前進速度は $v_{\text{beam}} \simeq 2 \times 10^{11} / 40 = 5 \times 10^9$ cm s $^{-1}$ である。超相対論的なビームはエネルギー注入の間せいぜい光速の数割程度の速度でしか前進していないが、流体粒子はビームの中をほぼ光速で流れているので、ビームを追い越し、前方でその大きな運動エネルギーは熱エネルギーに変換され、拡散してしまう。さらに注入終了後の 44 秒、52 秒の図でも拡散は継続しており、jet の末端がビームを後方から削り取るようにして、 $\Gamma > 100$ の部分は消滅する。結果として、注入したエネルギーはほとんどが拡散し、相対論的な運動エネルギーとして残るものはわずかであり、このようなモデルでは GRB を再現することは不可能である。下のパネルは He01-60 モデルの結果であるが、このモデルでは注入終了後も長い時間に渡って $\Gamma > 100$ のビームが残っており、その後も大きな運動量を保持したビームが遠方まで伝搬される。これはエネルギー注入時間が長く、膨張によりビーム前方が希薄になることでエネルギーの拡散が抑制される効果と解釈できる。それに伴いビームの進行速度も速くなる。

超相対論的な jet の伝搬をより系統的に見る。図 3.3 は注入時間の異なるモデル (He01-[10-70]) について、それぞれの時間に到達されているローレンツファクターの最大値を時間に対してプロットしたものである。 $T_{\text{inj}} \geq 50$ sec のモデルでは 200 秒以上の長時間に渡って $\Gamma > 100$ となる部分が残っていて超相対論的な jet 伝搬が可能であると考えられるのに対し、 $T_{\text{inj}} \leq 40$ sec のモデルではエネルギー注入終了後ただちに $\Gamma > 100$ の成分が消えてしまっている。

表 2.1 に今回計算したすべてのモデルについて、計算により到達されたローレンツファクターの最

大値 Γ_{\max} と、200 秒の時点で到達されているローレンツファクターの値 Γ_{200} をあわせて示している。本研究では $\Gamma_{200} > 100$ であれば、遠方まで超相対論的な jet が伝搬するモデルだと考えている。すでに見たように、 T_{inj} が大きいモデルのほうが jet 伝搬に有利という系列が読み取れる。また、 R_{in} の大きいモデルのほうが Γ_{200} が大きいという系列も読み取れる。これはエネルギーの注入地点をより外側に置くことにより、jet が相互作用する物質がより少なくなりエネルギーの拡散が抑えられる系列と理解される。しかし $R_{\text{in}} = 10^8 \text{cm}$ と $R_{\text{in}} = 10^9 \text{cm}$ を比較すると、jet 伝搬に必要な T_{inj} はそれぞれ 50sec、40sec と大きな差はない。これより jet 伝搬の R_{in} への依存度はさほど大きくないことが示唆される。

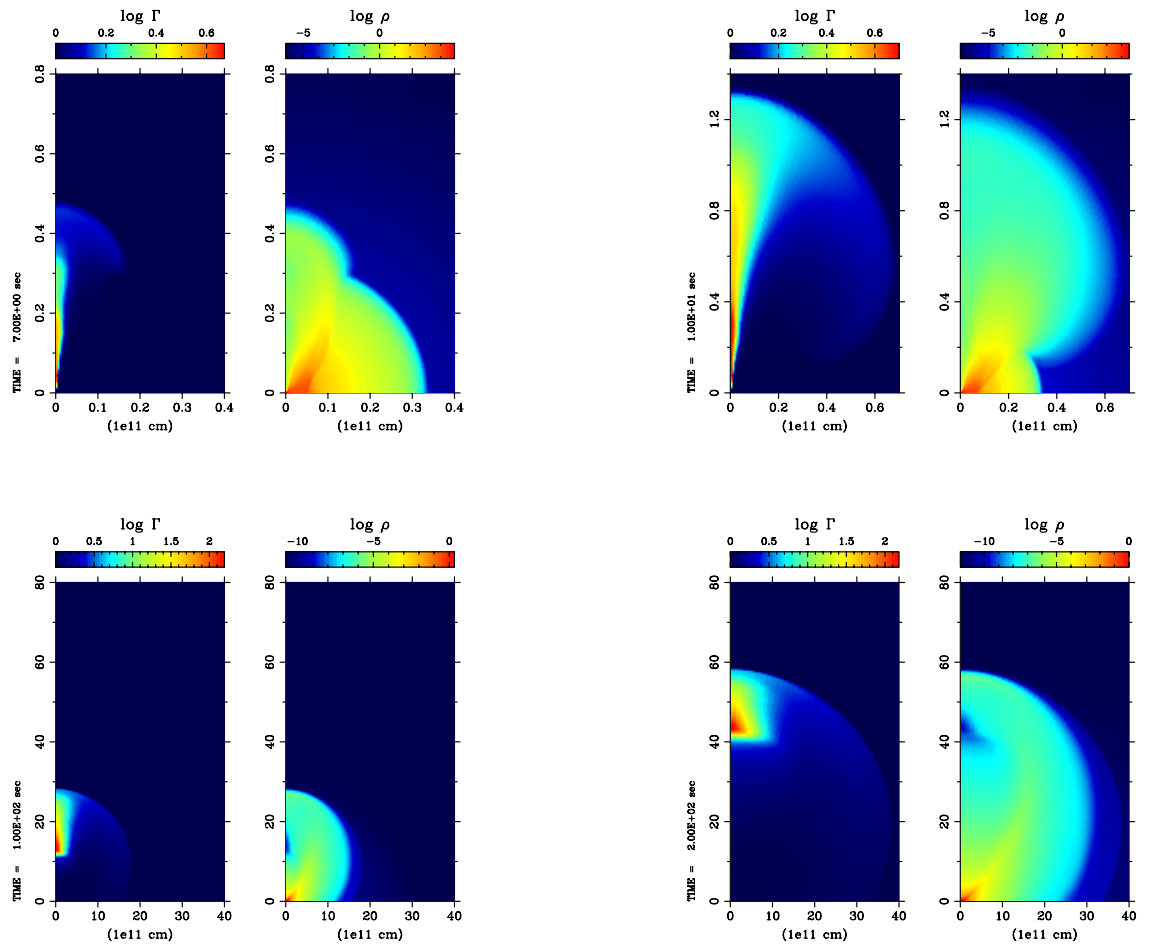


図 3.1: He01-60 モデルのシミュレーション結果。それぞれの図で左のパネルはローレンツファクター、右のパネルは密度の 2 次元的な空間分布を表している。それぞれ log でスケールしている。四つの図は左上、右上、左下、右下の順に時間の経過を表しており、エネルギー注入開始後、7 秒、10 秒、100 秒、200 秒後に対応している。

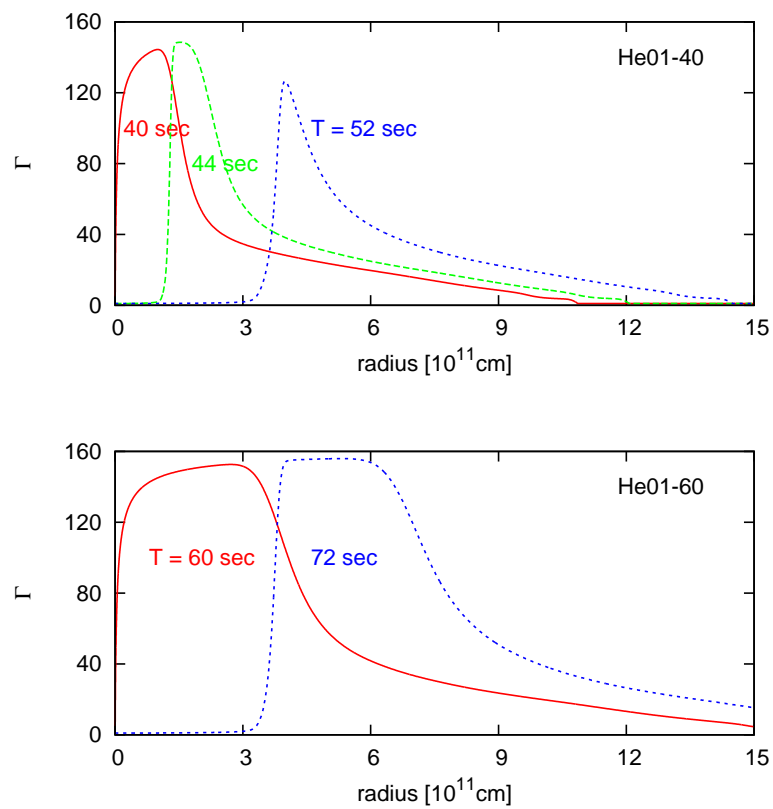


図 3.2: He01-40 と He01-60 モデルについて、軸方向のローレンツファクターの 1 次元分布。赤線が注入終了時点の分布に対応している。緑、青はその後の時間に対応しており、この時点で注入は終了しているので内側の部分は $\Gamma \sim 1$ の非相対論的な運動をしている。

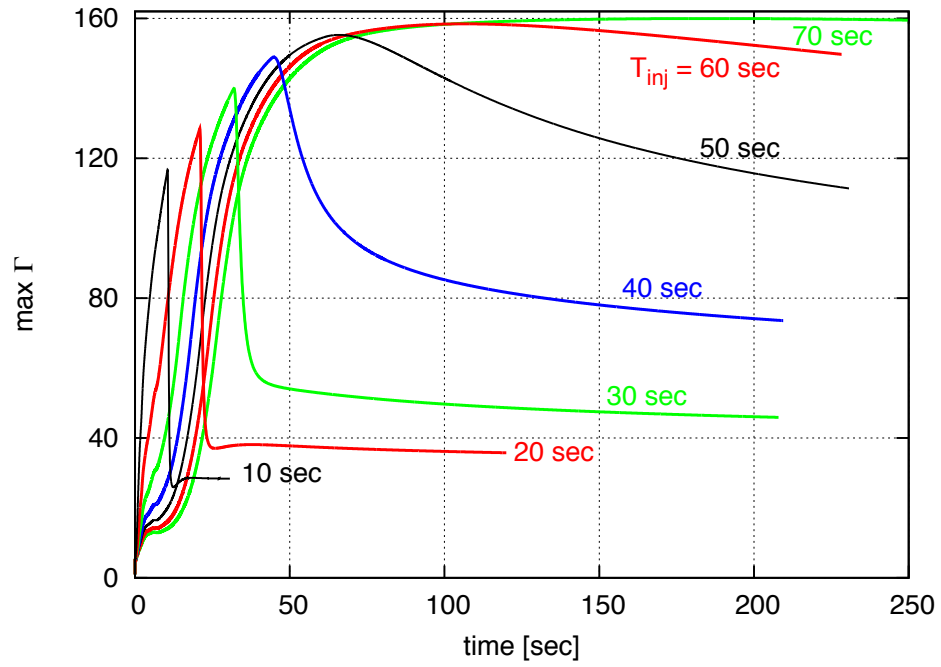


図 3.3: $T_{inj} = 10-70$ sec まで変化させたモデル (He01-[10-70]) のそれぞれに対して、その時点で得られているローレンツファクターの最大値を横軸時間で示す。

第4章 考察

Blandford-Znajek メカニズムでは、GRB の中心エンジンはエネルギー生成率 \dot{E} を、降着円盤からの降着率 \dot{M} とエネルギーの変換効率 η から、 $\dot{E} = \eta \dot{M} c^2$ の式で与える [3]。 c は光速である。本シミュレーションから、注入するエネルギーの総量が同じであっても、中心エンジンの駆動時間がより長いほうが超相対論的な jet 伝搬に有利であるという結果を得た。これは、上記のモデルにおいて降着する総質量は一定のまま \dot{M} を小さくすることに対応する。何らかのメカニズムにより降着が緩やかになることで中心エンジンの駆動をより長く継続させることができれば、GRB としてよりふさわしいモデルになることを本研究は示唆している。

また、中心エンジンの他のパラメーターを様々に変化させることで、jet 伝搬に必要な駆動時間がどのように変化するかを調べることも本研究の目的である。そのひとつとしてエネルギー注入地点 R_{in} をさまざまに変えてその結果を見た。これより R_{in} が大きい方が jet 伝搬に有利という結果を得たが、その依存度は小さく、必要な注入時間を大きく変化させる要因とは考えにくい。

本研究で考慮したモデルではいずれの場合も、ブレイクアウトまでにかかる時間はせいぜい 10 秒かそれ以下であった。それに対して、jet 伝搬に必要な注入時間は 50 秒程度と比較的長いことがわかった。多くの先行研究では、星の内部で形成された jet が GRB を構築するための条件としてしばしばブレイクアウトが起こることのみが言及される [8]。しかし本研究では、超相対論的な jet が GRB を再現するためには、ブレイクアウト後も継続したエネルギー注入が必要であることを示唆している。

参考文献

- [1] Blandford, R.D., & Znajek 1977, MNRAS, 179, 433
- [2] Komissarov, S.S., & Barkov, M.V. 2010, MNRAS, 407, 17K
- [3] Komissarov, S.S., & Barkov, M.V. 2010, MNRAS, 402, L25
- [4] Matzner, C.D. 2003, MNRAS, 345, 575
- [5] Mizuta, A., Yamasaki, T., Nagakati, S., & Mineshige, S. 2006, ApJ, 651, 960
- [6] Mizuta, A., & Aloy, M.A. 2009, ApJ, 699, 1261
- [7] Nagataki 2009, ApJ, 704, 937
- [8] Suwa, Y., & Ioka, K. 2011, ApJ, 726, 107
- [9] Woosley, S.E. 1993, ApJ, 405, 273