磁気拡散に助けられる 強磁場・無回転超新星爆発

澤井秀朋 東京理科大学

<u>Outline</u>

1. 導入

2. 数値コードと計算モデル

3. 結果

4. まとめ

<u>共同研究者</u>	
固武慶	国立天文台
山田章一	早稲田大学
鈴木英之	東京理科大学

超新星爆発と数値シミュレーション 2011年12月28日

1. 導入

<u> 強磁場超新星</u>

✓磁場(と回転)の助けによる爆発 (LeBlanc & Wilson '70)

 $E_{grv} \rightarrow (E_{rot} \rightarrow) E_{mag} \rightarrow E_{kin}$

重力崩壊型超新星の爆発シナリオのひとつ

✔マグネターと同程度の磁束が必要

→ マグネター候補天体は強磁場超新星由来の可能性

✔過去数年間、活発な研究

マグネター候補天体
$$B_{surf\ ace} \sim 10^{14} - 10^{15}G$$



<u> 強磁場超新星における磁気拡散の効果</u>

今までの数値計算→磁気拡散を無視 (温度が高いため; R_{m.min}~10¹⁵)

乱流起源の磁気拡散は存在する可能性.

磁気回転不安定、対流不安定

→ $\eta \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (T. A. Thompson+'05)

$$\rightarrow R_{m,min} \sim 1 - 10$$

<u>これまでの研究</u>

強磁場・高速回転を伴う 超新星における磁気拡散の効果

磁気拡散は爆発を弱める方向に働く.

✔磁場の増幅が効率的に進まない.

✓回転エネルギーを有効に活用できない。



親星の磁場と回転

マグネター親星の磁場と回転の強さはよく分かっていない.

✓磁場:ダイナモによる磁場の増幅 (Thompson & Duncan '93) or 化石起源仮説 (Ferrario & Wickramasinghe '05)

✔回転: 高速回転 or 低速回転

<u>今回の研究</u>

✓強磁場・無回転の初期条件のもと 重力崩壊型超新星における磁気拡散の効果を数値計算で調べる.

✔空間2次元軸対称、抵抗磁気流体計算

2. 数値コードと計算モデル

<u>数値コード</u>

2D Resistive MHD 数値コード

"yamazakura 山桜"

- 時間陽解法
- 保存形有限差分法
 - → High resolution central scheme (Kurganov & Tadmor '00)
- 時間3次、空間2次精度
- 数値粘性の大きさ: $\sim (\Delta x)^3 (a(u)u_{xxx})_x$
- Constraint Transport scheme (divB=0と divJ=0の保証)
- 磁気拡散項の導入
- Poisson solver: MICCG(1,2)





Resistive Magnetohydrodynamic (MHD) Equations

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 & \text{Mass conservation} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right) &= -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \rho \nabla \Phi & \text{Momentum conservation} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(e + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \right) & \text{Energy conservation} \\ + \nabla \cdot \left[\left(e + p + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{4\pi} \right) \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{4\pi} + \frac{\eta}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right] &= -\rho (\nabla \Phi) \cdot \mathbf{v} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \left(-\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \frac{4\pi \eta}{c} \mathbf{j} \right) &= 0 & \text{Induction Eq.} \\ \Delta \Phi &= 4\pi G \rho & \text{Poisson Eq.} \end{aligned}$$

- Shen の状態方程式 -Ye: 密度の関数 Liebendorfer ('05)

<u>計算領域と初期条件</u>

✔計算領域:

- Progenitor: 15 M_{\odot} (r~10¹³ cm) (Woosley '95)
- 半径4000 km のコアの子午面1/4
- 軸対称、赤道面対称を仮定
- ✔計算グリッド:
 - 円筒座標 Nco×Nz = 720×720(非一様)
 - 中心の解像度:400 m
- ✔磁場: Dipole-like
 - $B_{center} \sim 3 \times 10^{13} \text{ G}$
 - Em/ W ~ 5.0 %
- ✓磁気拡散係数:時間・空間的に一様
 -η = 0, 10¹³, 10¹⁴ cm² s⁻¹





3. 結果

崩壊と爆発の様子

カラー:動径方向速度 矢印:速度場の向き

t = 151 ms (重力崩壊中)





バウンス後 1 ms





バウンス後 7 ms





バウンス後 22 ms





バウンス後 38 ms





t=194 ms







Explosion Mass and Specific Eexp

 $(\eta t \rightarrow Eexpt)$ にはMexpが効いている。

Radial Distribution of Mexp



η=0 では Small r で Mexpが小さい。

◆動径速度と単位質量あたりのエネルギーの 動径分布(放出領域)

t=194 ms



 $\eta=0$ で満たされていないのは v > 0 の Criterion.

◆速度分布の拡大図 t=194 ms 衝撃波半径 ~ 1000 km



η=0 :降着領域から放出領域へ負の運動量が流れ込み、物質の加速を弱める.

η=10¹⁴:降着領域の正の運動量の島が、放出領域への負の運動量の流れ込みを 抑える.



t=175 ms (正の運動量の島の出来始め)





実線: η=0 破線: η=10¹⁴



100 – 200 km 付近で η=10¹⁴ の力が大

→ 原因は磁気力.



実線: η=0 破線: η=10¹⁴



動径方向のカ
$$\left[\mathbf{j} \times \mathbf{B}\right] = \frac{B_{\theta}}{4\pi} \left[-\frac{\partial B_{\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_{r}}{\partial \theta} - \frac{B_{\theta}}{r} \right]$$



t=175 ms (正の運動量の島の出来始め)



✓中心付近の強いB_θが外へ染み出す.
 ✓磁場はDiffusion (+ Matter flow) によって外へ運ばれる.

4. まとめ

Resistive MHDコードを用い、低磁気レイノルズ数の状況下、 強磁場・無回転コアの重力崩壊を2次元軸対称の数値シミュレーションで追った。

✔ 超強磁場・無回転の状況下では磁気拡散は爆発に有利に働く.

- 軸方向は爆発(放出領域).赤道方向は降着(降着領域).
- 理想モデル:降着領域から放出領域へ負の運動量が流入し、爆発を弱める.
- 拡散モデル:赤道付近の磁場は拡散によって磁場の効きやすい外側へ 運ばれる.
 - → 磁気張力によって降着を弱める.
 - → 放出領域へ負の運動量流入は抑えられる.

<u>今後</u>

今回採用したDipole-like磁場は非軸対称摂動に対して不安定.

- ✓ 安定磁場形状の場合の計算(Dipole-like + Toroidal)
- ✔ 空間3次元非軸対称計算
- ✓ 弱磁場の初期条件の計算(MRI、対流)