

超新星爆発で生じる核ガンマ線スペクトルに関する理論的研究

埼玉大学理工学研究科 齋藤香莉

概要

非球対称な重力崩壊型超新星爆発の理論研究およびその計算コードについて、現在までに行われた研究の一部をレビューする。

1 非球対称超新星爆発

1.1 非球対称超新星爆発モデルの特徴

非球対称超新星爆発とは、大質量星が重力崩壊を起こす際に、爆発の速度および元素分布に偏りがあるとする超新星爆発の理論モデルの一つである。その特徴はさまざまあるが、顕著で最もわかりやすいものは Mazzali et al. (2005) で示された観測方向に対するライン形状の依存である (図 1)。

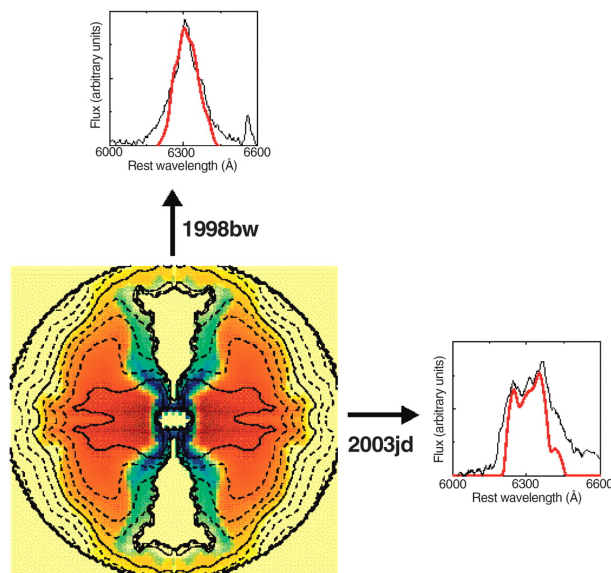


図 1 星雲状態のラインプロファイルの方向依存 ([3], Fig.3) [O I] 6300, 6363 Å の観測と数値計算の比較。赤が O の分布、青が Fe の分布。破線は O の等量線。上部と右部のラインは SN1998bw, 2003jd の観測 (黒線) と計算値 (赤線) を比較している。

図 1 中央は Maeda et al. (2002) の二次元爆発モデルで計算された超新星の星雲状態における元素分布である。このモデルでは非球対称性は Fe が多く分布するジェット軸と、それに垂直な軸 (O が多く分布している) への物質の拡散速度の比で表現されている。速度の違いから生じるドップラーシフトによって、観測されるラインは観測者と超新星爆発の間の角度に依存する。すなわち、注目する元素が多く分布する軸近くから観測し

たとき、観測者に近づいてくる物質が放つ放射は青方偏位し、離れていく方は赤方偏位をするため、軸近くから見たラインは二つのピークに分かれる。垂直軸方向から見た時には、ドップラーシフトはおこらず、ラインは一つのピークが立つのみとなる。図1の上部と右部に配置されたラインは Mazzali et al.(2005) で計算されたものであり、観測されるライン形状の見る方向に対する依存性を示している。

またこの他に Maeda et al.(2002) の非球対称爆発モデルには、光度曲線の立ち上がりの時期が早くなるという特徴がある。これは ^{56}Ni の分布が表面近くにまで達している為に、球対称で内部に固まっている場合よりも素早く脱出できるからである。

1.2 非球対称超新星爆発の観測的な示唆 (SN 1998bw / GRB 980425 の観測)

非球対称超新星爆発モデルが爆発の運動エネルギーが 10^{52}erg に達するという極超新星に対して考えられるようになったのは、Galama et al.(1998) によって 1998 年 4 月 25 日に発見された SN 1998bw の存在がある。SN 1998bw はガンマ線バースト GRB 980425 の残光天体からみつかった Ic 型超新星である。

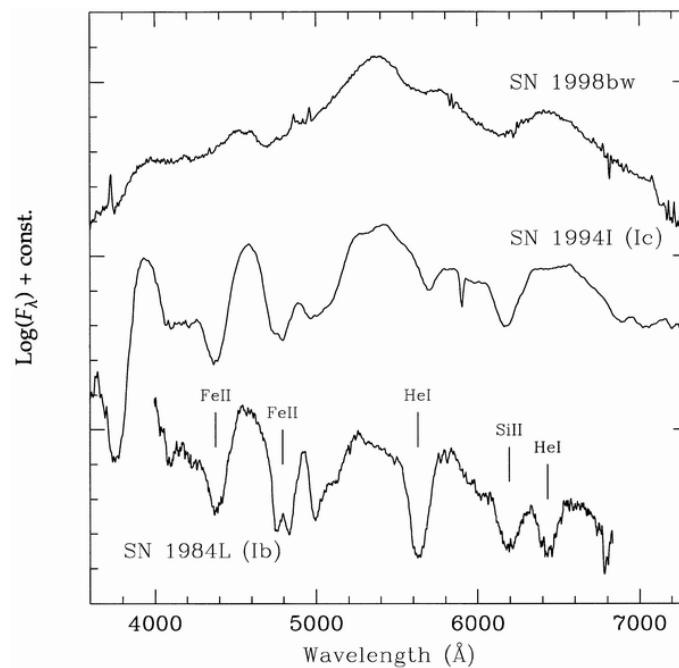


図2 SN1998bw, SN1994I(type Ic), SN1984L(type Ib) の最大光度近くの典型的なスペクトル ([1], Fig.2)

図2は SN1998bw, 1994I (Ic 型), 1984L (Ib 型) の最大光度近くの典型的なスペクトルを比較したものである (Galama et al. 1998)。SN 1998bw には He 輝線、Si II 吸収特性、He I 5875 輝線がないため、3500-5000Å の範囲に大きな違いがあるものの、Ic 型超新星に分類された。Galama et al.(1998) によると、C+O 星の重力崩壊とすると SN 1998bw の運動エネルギーは $\sim 10^{52.5}\text{erg}$ 、 ^{56}Ni の質量は $\sim 0.7M_{\odot}$ 見積もられた。だがこれらの値は重力崩壊型としては大きな値であるが、ガンマ線のピークルミノシティは $L_{\gamma} = (5.5 \pm 0.7) \times 10^{46}\text{ erg s}^{-1}$ であり、ガンマ線バーストとしては小さい値であると指摘された。

Iwamoto et al.(1998) によって、SN 1998bw は運動エネルギーは $\sim (2 - 5) \times 10^{52}\text{ergs}$ 、 $M_{\text{CO}} \sim (12 - 15)M_{\odot}$ の C+O 星として光度曲線とスペクトルは再現されると結論された。

早期のモデルとしては以上の結論が下ったが、後期スペクトルと光度曲線には球対称爆発としては説明出来ない特徴があり、Maeda et al.(2002) では、

1. 観測された光度曲線の方が計算値よりもゆっくり減衰すること
2. 星雲状になった超新星のスペクトルでは、[O I]6300Å の放射が 5200Å 付近の放射よりも狭いこと

の 2 点を指摘し、非球対称な爆発を SN 1998bw に対して提起した。

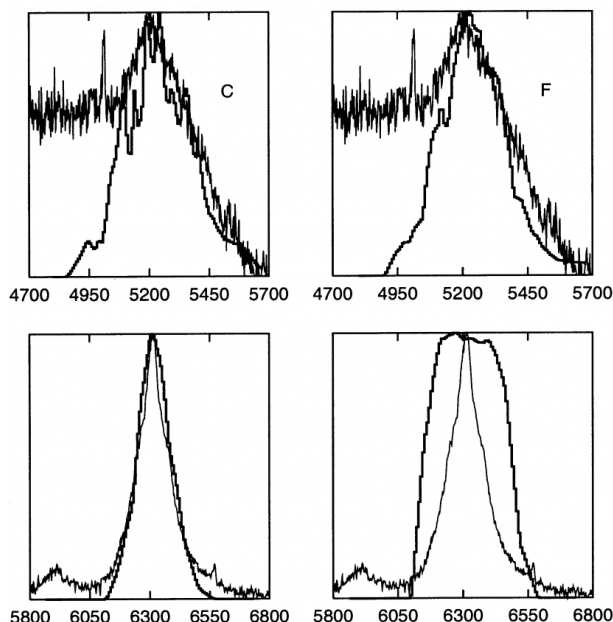


図3 [Fe II] 特性 (上), [O I]6300, 6363 Å (下) ([4], Fig.4) C: 非球対称モデル, F: 球対称モデルによる数値計算と観測の比較。

図3は Maeda et al.(2002) による、球対称モデルと非球対称モデルによる [Fe II] 特性と [O I] 6300, 6363Å の数値計算と観測の比較である。球対称モデルは Fe と O どちらにも符合するよう fit できなかったため、Fe を最もよく再現するように調整された。球対称モデルでは説明出来ないこのような特徴を説明するため、非球対称モデルが導入された。

2 数値計算手法

2.1 元素分布

超新星によるスペクトルと光度曲線を計算する為に必要とされるのは、まず爆発時に生成された元素とその分布である。Maeda et al.(2002) は二次元流体力学によって、非球対称な超新星爆発での元素合成とその分布を計算した。それは双極型に物質が吹き出すというモデルであり、非球対称度はジェット軸とそれに垂直な軸の膨張速度の比で特徴づけられた。図4は Maeda et al.(2002) での放射性同位体の構成である。 ^4He や ^{56}Ni に崩壊する同位体の生成量はジェット軸方向の方が多いとわかる。

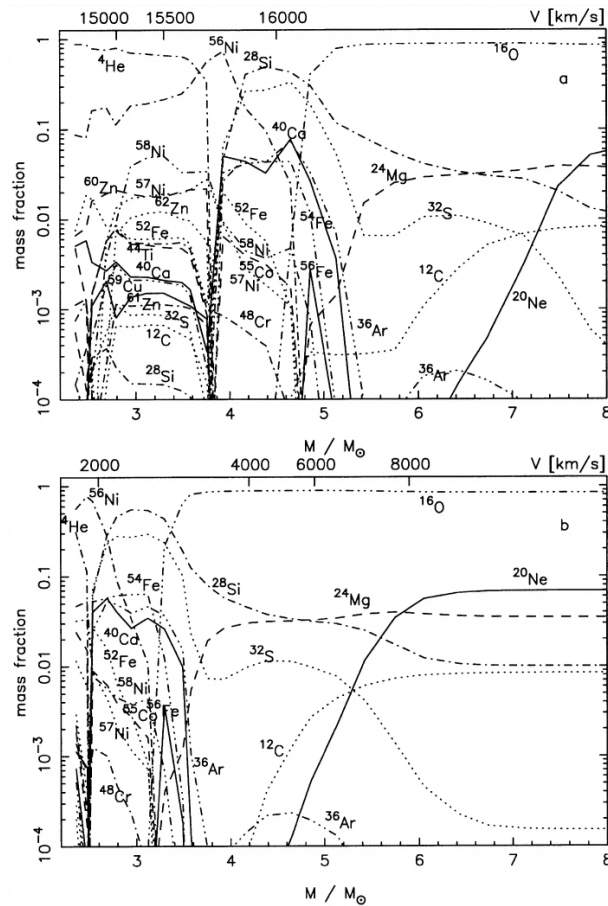


図4 非球対称モデルにおける放射性同位体の構成 ([4], Fig.2) 上:ジェット軸方向、下:垂直軸方向

2.2 ガンマ線輸送計算

超新星内の光子は超新星物質と相互作用を繰り返して外部へ放出される。その過程を再現する為に行われるのがガンマ線輸送計算である。

Lucy(2005) による計算コードは非球対称な超新星爆発でのガンマ線輸送計算を可能にするものであり、物質と光子の相互作用としてコンプトン散乱、電子対生成、光電吸収が含まれている。ベータ崩壊過程として重点を置かれているのは $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ であり、含まれるエネルギーは図5に示してある (Ambwani & Sutherland 1988)。

ここで用いられた計算手法は *indivisible packet method* というもので、エネルギーや光子を表すパケットがカーテシアングリッドによって P^3 個に区切られた領域内を移動するとして、超新星内での光子と物質の相互作用を表現している。またグリッドがホモロジーガスに膨張するものとして超新星のホモロジーガスな爆発を再現し、パケットの移動と起こりうる相互作用をモンテカルロ法によって記述している。

GAMMA-RAY LINE LIST			
Energy (MeV)	f	Energy (MeV)	f
0.158	1.00	1.360	0.0428
0.270	0.36	1.443	0.0020
0.480	0.36	1.772	0.1600
0.750	0.50	1.811	0.0048
0.812	0.87	1.964	0.0072
1.562	0.14	2.015	0.0309
0.511	0.3800	2.035	0.0795
0.734	0.0021	2.213	0.0063
0.788	0.0030	2.598	0.1672
0.847	0.9998	3.010	0.0100
0.978	0.0144	3.202	0.0303
1.038	0.1408	3.254	0.0743
1.140	0.0015	3.273	0.0176
1.175	0.0224	3.452	0.0086
1.238	0.6758		

図5 Lucy(2005)に含まれるガンマ線スペクトル ([6], Table1) 前6個は ^{56}Ni , 後23個は ^{56}Co のスペクトル

2.3 スペクトルと光度曲線の合成

超新星爆発時の元素分布とガンマ線輸送計算により、超新星のスペクトルと光度曲線の合成が出来る。Maeda (2006) は非球対称爆発における硬 X 線とガンマ線の三次元計算を行った。図6・7はその結果の一部である。

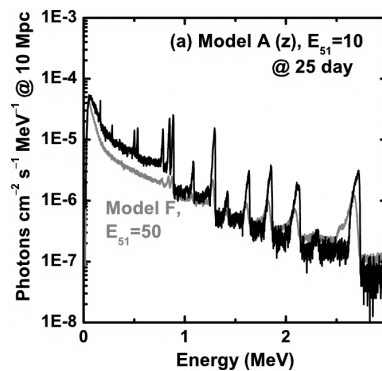


図6 爆発から25日後の硬 X 線とガンマ線の合成スペクトル ([7], Fig3) A: 非球対称モデル, F: 球対称モデル

図6は Maeda (2006) が爆発から25日後の硬 X 線とガンマ線の合成スペクトルを、非球対称モデルと球対称モデルについて比較したものである。ここで、 $E_{51} = 10^{51}\text{erg}$ を表している。非球対称モデルは球対称モデルよりも素早く高エネルギーの放射をすることがわかり、図6でみられるようにエネルギーに5倍の差があるにもかかわらず、両者は同程度の結果を与えている。

図7は ^{56}Ni 812keV ラインの光度曲線である。非球対称爆発モデルの方が球対称モデルに比べて立ち上がり早い。これは ^{56}Ni が非球対称モデルではより外側まで分布しているためであると、Maeda (2006) は考察した。

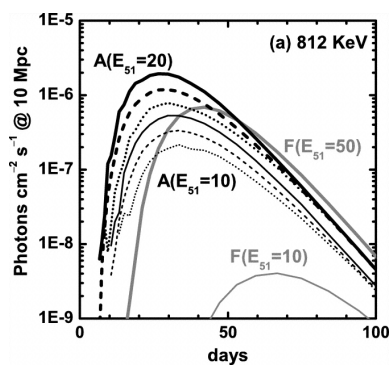


図7 ^{56}Ni 812keV ラインの光度曲線 ([7], Fig12) A : 非球対称モデル、F : 球対称モデル

3 研究課題

以上のような先行研究を受け、ガンマ線輸送計算のコードを発展させることを目標とする。図8・9として掲載したようなより詳細な原子核過程等を組み込むことにより、それは実現させられると期待している。

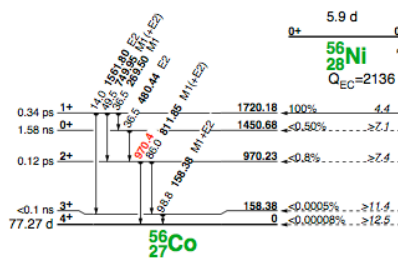


図8 ^{56}Ni の崩壊図 ([8], p.1307)

参考文献

- [1] T.J. Galama et al., 1998, NATURE, 395, 670
- [2] K. Iwamoto et al., 1998, NATURE, 395, 672
- [3] P. A. Mazzali et al., 2005, Science, 308, 1284
- [4] K. Maeda, T. Nakamura, K. Nomoto, P.A. Mazzali, F. Patat, & I. Hachisu, 2002, ApJ, 565, 405
- [5] L.B. Lucy, A&A, 2005, 429, 19
- [6] K. Ambwani, & P. Sutherland, 1988, ApJ, 325, 820
- [7] K. Maeda, 2006, ApJ, 644, 385
- [8] R.B. Firestone, 1996, in Table of Isotope CD ROM 8th ed., ed. V.S. Shirley, CD-ROM ed. S.Y.F. Chu, assistant ed. C.M. Baglin, & J.Zipkin, (John Wiley & Sons, Inc.),1307, 1309

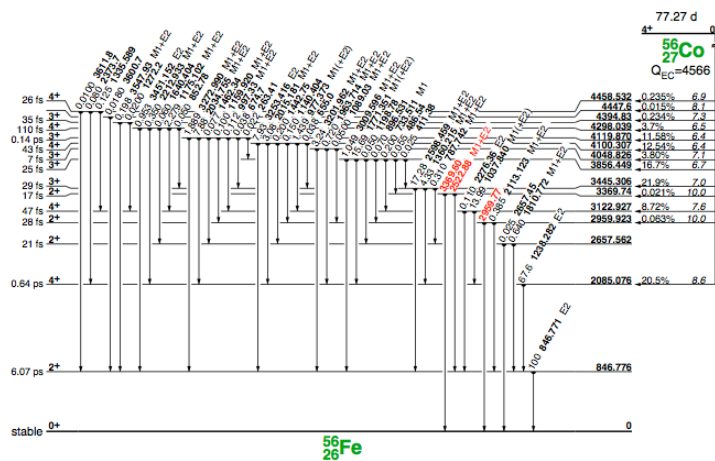


図9 ^{56}Co の崩壊図 ([8], p.1309)