

# 重力崩壊型超新星に於けるジェット状爆発の効果

長 滝 重 博

(東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1)

e-mail: nagataki@utap.phys.s.u-tokyo.ac.jp

何故重力崩壊型超新星は爆発するのかという問いに対しては、未だ完全な答えが与えられていない。その答えを模索するなかで、回転のようなマクロな物理が爆発にとって本質的ではないかという考えが浮上し、その結果ジェット状の爆発が起きるのではないかという説が唱えられるようになった。今回はその理論的根拠や観測的な裏付けを詳しく紹介し、特に SN 1987A に於いて球対称爆発で説明困難と言われた現象をジェット状爆発で明快に説明出来ることを紹介する。最後にガンマ線バーストとの関連についてコメントさせて頂く。

## 1. ジェット状爆発する重力崩壊型超新星の存在理由

重力崩壊型超新星は宇宙の化学進化において非常に重要な役割を果たして来た。多くの天文学者は宇宙はある時期に誕生し、宇宙が膨張していく初期の段階でバリオン数が破れ、その後軽元素合成が行なわれたと考えている。しかし、炭素以上の重元素は星が誕生して初めて合成されると考えられており、それを宇宙空間に放出する最も主要な機構が正に超新星爆発であると考えられている。超新星爆発の中でも重力崩壊型超新星の貢献度は大きく、酸素やシリコン、硫黄などのアルファ核は主にこのタイプの超新星爆発で合成されていると考えられている。事実、太陽系組成（酸素から鉄族に至るまで）は、重力崩壊型超新星で放出されるであろう重元素と Ia 型超新星で放出されるであろう重元素を大体 9 : 1 の重量比で混ぜ合わせることで良く再現出来ることが示されている<sup>1), 2)</sup>。同様な議論が銀河団組成に関しても行なわれており、重力崩壊型超新星の貢献度の大きさが見て取れる<sup>3), 4)</sup>。従って、重力崩壊型超新星で合成される重元素の量・組成が理論・観測の両面からより精度良く求めることは、我々が太陽系や銀河系、

及び銀河団の進化の過程をより精密に考察することが可能になることを意味し、それはとりも直さず重力崩壊型超新星の重要性を裏付けるものとなっている。

そのような重要な位置にある重力崩壊型超新星であるが、その爆発メカニズムは完全に理解されているとは言い難いのが現状である。確かに多くの天文学者は爆発シナリオのアウトラインは理解されたものと信じている。それは以下のように考えられている。まず、星の中心部にある鉄コア（主に電子の縮退圧で支えられている）の質量が、チャンドラセカール質量を超えると重力崩壊が引き起こされる。重力崩壊は原始中性子星が形成され、その中性子が縮退することによって急激にせき止められる。その結果、原始中性子星表面では衝撃波が形成され、それは星の外層に向かって伝搬を始める。更に原始中性子星からのニュートリノ加熱によって衝撃波は後押しを受け、最終的には衝撃波は星の表面にまで到達し、プラストウェーブとして宇宙空間に抜けていく。結果として原始中性子星よりも外側全体が吹き飛ばされる。これが重力崩壊型超新星のアウトラインであると考えられている。事実、Wilson によって爆発する重力崩壊型超新星の 1 次元の流体計算例が報告され、現在でもそれが

標準的なシナリオとして位置付けられている<sup>5)</sup>。しかしながら、爆発メカニズムが完全に理解されたと考えている天文学者はむしろ少数である。何故なら、Wilsonの数値計算には改善すべき点があるのではないかと考えられるからだ。その根拠は以下のようなものである。例えば、彼の数値計算の結果では爆発エネルギーが $0.4 \times 10^{51}$  ergsと報告されており、SN 1987Aの観測 ( $1 \times 10^{51}$  ergs) よりも小さいように見える。更に、他のグループからは同様の状況設定をしても爆発に成功しなかったという報告がむしろ多く<sup>6), 7)</sup>、単純な多数決の原理で言うと、Wilsonの旗色は悪いということになってしまう。ここで、爆発に成功しないという意味は、衝撃波が外層に伝搬しきらずに、つまり星を吹き飛ばすことが出来ないまま勢いを失い、再度星を構成する物質が原始中性子星に降り積もり出し、結局原始中性子星は潰れ、ブラックホールとなってしまいうことである。現実にもそのような例があっても良いが、全ての星がそのような進化経路を辿ってしまうとするならば、重力崩壊型超新星という現象を説明出来ない。従って、現状としては、Wilsonが取り入れた物理過程以外の過程で、爆発に本質的であるものがあるのではないかと一般に考えられている。例えば原始中性子星内やニュートリノ加熱を受ける領域に於ける対流の効果によって、ニュートリノのフラックスを上昇させたり加熱効率を高めることが出来るのではないかと考えられ、多次元流体計算が精力的に行なわれて来た(残念ながら、現在の数値計算の結果を見る限り、対流効果は爆発現象に本質的な変化を与えないという見解が支配的ではあるのだが)<sup>8)</sup>。又、多体効果を考えることによって、原始中性子星のニュートリノに対する透明度が上昇し、爆発にとって有利な条件が見出されるのではないかと、魅力的な指摘もあるが<sup>9)</sup>、超新星の数値計算にその効果が取り入れられる段階には至っておらず、定量的な評価は今後の研究の進展を待たなければならない。

上記の効果とは別に、親星の回転の効果は、世

界の幾つかのグループによって精力的に研究されて来た<sup>10), 11)</sup>。極めて自然なことであるが、彼等の共通した結論は、爆発が非球対称になるということである。更に、爆発が回転軸方向に強く起こる、即ちジェット状の爆発が極方向に励起されるという画期的な報告がYamada & Sato (1994)を含め、幾つか報告された<sup>12), 13), 14)</sup>。その定性的な説明は以下の通りである。鉄コアは、赤道面付近では遠心力のため充分重力崩壊が進まない。その結果、解放される重力エネルギーが少なく、結果として形成される原始中性子星表面での衝撃波は弱くなる。一方、回転軸付近の物質は角運動量をさほど持っていないので、大きな重力エネルギーの解放が起こり、結果として極方向に強い衝撃波が走ることになる。更に、回転をしながら形成された原始中性子星は当然扁平な形になる。その表面からのニュートリノ加熱が黒体放射かつ等温であるとすると、ニュートリノフラックスは原始中性子星表面を見込む立体角にほぼ比例する。つまり、極方向へのニュートリノ放射が強くなる訳である。当然極方向へのジェット状爆発が引き起こされることが予想されるが、それは数値計算によって確かめられている<sup>14)</sup>。又、原始中性子星の表面温度は、極付近の方がより潰れていることを考えれば、重力エネルギーが赤道付近よりも良く解放されている為、温度は高いと考えられる。これは極付近のニュートリノ放射が活発であることを意味するので、センスとしてはよりジェットの爆発を起こすことが予想される。温度効果を考慮したジェット状爆発の計算は、現在我々のグループで進行中である。更に、磁場の効果を考慮するとジェット状爆発が引き起こされるという報告もあり<sup>12)</sup>、ジェット状爆発の理論的な根拠は枚挙に暇がなく、事実彼等は極方向への強いジェットの伝搬を論文に於いて紹介している。

重力崩壊型超新星の非対称な爆発は、観測からも支持を受けている。例えばSN 1987Aに関する幾つかの観測は、爆発が非対称であったことを示し

ている。まず、爆発によって膨張しているエンベロープが潰れているということが、スペckルイメージによって報告された<sup>15)</sup>。その潰れ具合は2次元平面に投影した時、短軸と長軸の比が1：1.2～1：1.5であるということであった。更に、超新星残骸からの輝線の偏光観測により、有意な偏光成分が見つかった<sup>16)</sup>。これもやはり、エンベロープが潰れていることを示唆している観測である。何故なら、放射された輝線がトムソン散乱を受ける際、入射方向と散乱方向で張る平面に垂直な方向に偏光を受けるのであるが、もしもエンベロープが球対称であれば、それらの偏光成分の足し合わせはゼロになってしまうからである。エンベロープが潰れていれば、足し上げの結果として有意に偏光成分が残る。観測との比較から潰れ具合は2次元平面に投影した時、やはり短軸と長軸の比が1：1.2と求められた。更に、エンベロープの潰れている方向と偏光方向はほぼ一致していることが分かっており、コンシステントである。又、3次的的にはSN 1987Aの赤道面にあり、円の形状をしていると思われるリングが2次元平面的には楕円のように見えることから、我々の視線方向とリングの垂線、すなわち回転軸は約44度で交わっていることが予想され<sup>17)</sup>、それを信じるとエンベロープの潰れ具合は3次的には約1：2程度になる。このような偏光成分はSN 1987Aに限らず、多くの重力崩壊型超新星で観測されており、一般的に重力崩壊型超新星は非球対称的な爆発をするを示唆している<sup>18)</sup>。

さて、ここで注意しておかなければならないことは、超新星爆発のダイナミクスを問題として扱っているような上記の数値計算は、いずれも星の中心部である鉄コアのみを取り出して、その中でダイナミクスのみを計算していることである。つまり、鉄コアの外層でどのような爆発的要素合成が行なわれ、結果としてどのような組成の重元素が宇宙空間に放出されるか、などといった問題は上記の数値計算の対象外となっているということである。

ある。これには幾つか理由があつて、第一に超新星爆発が成功するためにクリアしなければならぬ最も困難な問題が、正に衝撃波が鉄のコアを通り抜けるか否かということだからである。これは、衝撃波背後では鉄が光分解を受け、陽子や中性子などの核子に分解される際の吸熱効果が深刻で、衝撃波背後の圧力の低下を引き起こし、結果として衝撃波が外向きに伝搬出来なくなってしまうからである。又、計算時間の問題もある。鉄コアに於ける、重力崩壊から爆発に至るまでの時間スケールは数百ミリ秒である。一方、衝撃波が水素層を抜けるまでにかかる時間スケールは数時間から数十時間に及んでしまう。このように時間スケールの全く違う現象を一つの数値計算で追うのはあまり現実的ではない。更に決定的なことに、先に述べた通り、そもそも爆発に成功させることが出来ない状況なので、鉄コアの外で起きる現象を調べる際に重力崩壊から計算を始めたという報告は存在しない。以上が鉄コアのみを取り出してダイナミクスの研究が行なわれる理由である。鉄コアの外の現象は別個に数値計算が行なわれている。これらの計算は爆発に成功したと仮定して、鉄とシリコン層の境界に衝撃波を手で与えてやり、その後の進化を議論している。この扱いに不満を感じる読者は少なくないであろう。だが、重力崩壊型超新星のメカニズムの謎が解明されるまでそれ以後の現象は取り扱わない、とするのは健全な考え方ではないだろう。というのは、冒頭にもあるように、重力崩壊型超新星によって放出される重元素の組成や量がどのようなものであるかということは、宇宙の他の天体の起源や進化を探る上で基礎的なデータであつて、それを計算しないでおくということは他の天体の理解の妨げに繋がる恐れがあるからだ。誤解を恐れず他の例を引き合いに出せば、宇宙の始まりが完全に分からないればその後の進化を議論することを良しとしない立場を健全と思うかどうかということと問題は平行であるように思われる。そういう訳で、前述

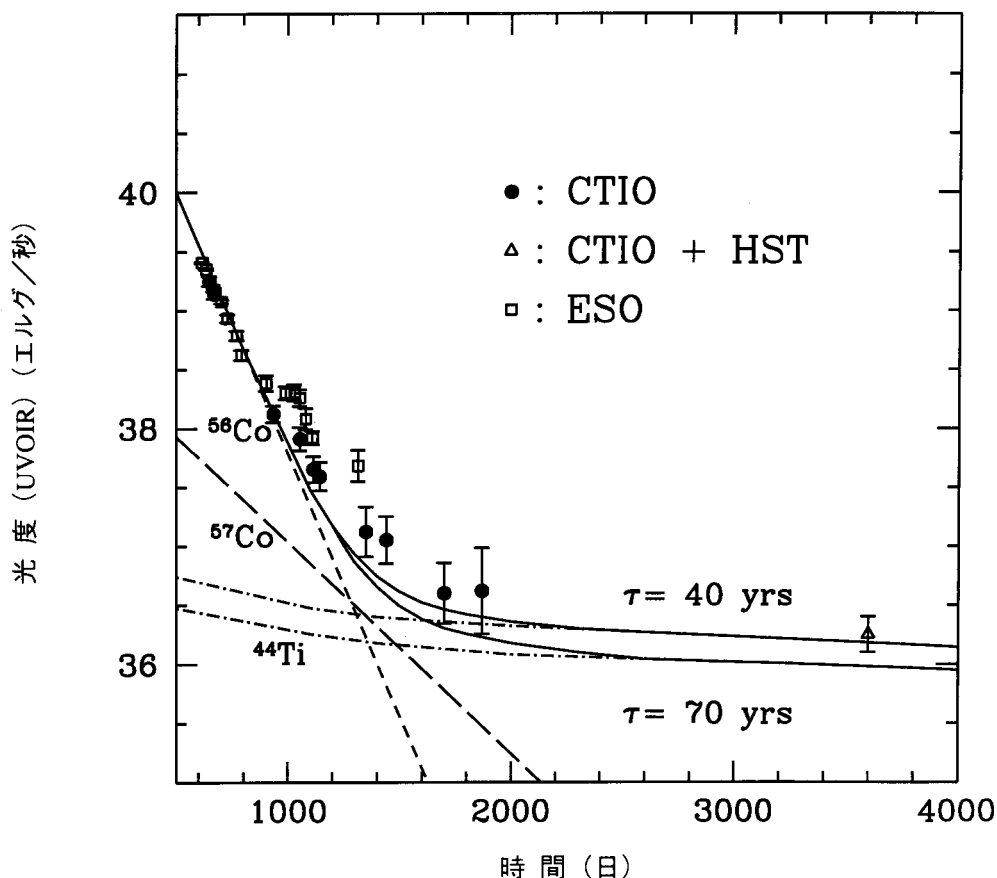


図1 SN 1987A のボロメトリックな光度曲線 (UVOIR) の時間変化. プロットは観測 (四角は ESO, 丸は CTIO, 三角は CTIO と HST による<sup>34)</sup>) で, ラインは理論<sup>25)</sup>. 爆発 1600 日以後は  $^{44}\text{Ti}$  の寄与が卓越していくのが分かる. 理論曲線では  $^{44}\text{Ti}$  の半減期を 40 年と 70 年の場合を記している.

の通り, 重力崩壊型超新星の鉄コアより外側で起こる現象を調べる際には鉄とシリコン層の境界に衝撃波を手で与えてやり, その後の進化を調べることが一般的である. 手で与える衝撃波のエネルギーは, 観測との比較から爆発エネルギーの評価が出来るので, その値を入れてやれば良い. 更に, どのような重元素がどれだけ宇宙空間に放出されるのかという問題に関して言えば, 上記のような扱いは正当化される. 何故なら鉄のコアは, その殆んどが原始中性子星 (もしくはブラックホール) に落ち込んでしまい, 宇宙空間に放出されないからである.

現在に至るまで, 既に幾つかの優れた重力崩壊型超新星に於ける爆発的元素合成の数値計算の報告がある<sup>1), 19)</sup>. しかし, これらは爆発が球対称であると仮定したもとの計算であった. そこで, 著者はジェット状爆発のもとの爆発的元素合成の計算を行ない, 観測との比較を行なうことにした. 即ち, 鉄コアとシリコン層の境界に手で与える衝撃波の強さを非球対称的にしてやる訳である. その非対称の程度を色々変えてやり, その都度元素合成の結果を観測と比較した. ここでもしも, ジェット状爆発モデルが球対称爆発モデルよりも観測を良く説明したならば, これは正に観測からジェ

ット状爆発モデルが支持されることを意味している。同時に、どの程度のジェット状爆発が観測を説明するのに好ましいかということが分かれば、ジェットの程度に関して制限が付くことを意味する。これは重力崩壊型超新星のダイナミクスの研究を行なう上で、重要な制限が掛けられることを意味している。再度強調しておきたいが、重力波の検出や<sup>20)</sup>多量のニュートリノ検出でも無い限り<sup>21), 22)</sup>, 重力崩壊型超新星の中心部から観測によって直接情報を引き出すことは難しい。今回の著者の研究により、間接的ながらジェットの程度について制限が与えられる訳だが、このように観測から中心部に対する制限が掛けられたことは非常に意義深い。

## 2. SN 1987A に於けるジェット状爆発の効果

今回、我々が比較する対象はSN 1987Aである。言うまでもないことではあるが、我々の間で起こった超新星なので、精密な観測データが揃っているからである。とりわけ注目したのは、ボロメトリックな光度曲線である(図1)。光度曲線は、初期の段階では<sup>56</sup>Coの崩壊に起因するガンマ線が主な熱源となっており、そこから<sup>56</sup>Coの量が推定出来る<sup>23)</sup>。同様にX線の光度曲線から<sup>57</sup>Coの量も推定出来る<sup>24)</sup>。しかし、これらの寿命はそれぞれ111.3日と392日であり、熱源がこれのみとすれば、爆発から数百日も経てば、光度はどんどん低下していくことが予想される。一方、観測では爆発から1700日程経った後、現在に至るまでほぼ一定の明るさを保って輝き続けている。これは明らかに<sup>56</sup>Coや<sup>57</sup>Coとは別の熱源の存在を示唆している。これを説明する有力な候補は中性子星と<sup>44</sup>Tiである。中性子星の活動は典型的な磁場を考慮すれば、10年程度ではほぼ一定の活動をしていると考えられるし、<sup>44</sup>Tiも又、半減期が60年程度であるので<sup>43)</sup>一定の光度という観測を充分説明出来る。今回のジェット状爆発モデルでは、以下に述べるように<sup>44</sup>Tiで説明するという立場を採用している。<sup>44</sup>Tiで観測

の光度を説明しようとするならば、当然観測を説明するために必要な<sup>44</sup>Tiの量が重力崩壊型超新星で生成されるのかを調べる必要がある。必要な量は観測と輻射輸送を考慮した超新星残骸モデルとの比較で分かっている<sup>25)</sup>。この値はBバンドやVバンドの光度を使って<sup>44</sup>Tiの量を求めた値<sup>26)</sup>ともコンシステントであるし、Fe 25.99 μmのフラックスから求めた上限値<sup>27)</sup>ともコンシステントである。ところが、球対称爆発モデルでは観測からの要求量よりも少量の<sup>44</sup>Tiしか生成されないことが分かっていた。このことは著者による球対称爆発モデル計算でも確かめられた。この事実は、中性子星説に立つ天文学者にとっては好都合であったのかもしれないが、<sup>44</sup>Ti説がジェット状爆発説によって息を吹き返すことになる。つまり、全爆発エネルギーを固定していても、ジェットの度合を強めていけばいく程、生成される<sup>44</sup>Tiはそれに伴い増加していくことが著者の計算によって示されたのである<sup>28), 29)</sup>。これは、極方向で高エン트로ピー状態が達成される為、アルファ・リッチ・フリーズアウト現象が活発に行なわれるからだとして理解されている。そして、観測を説明するのに適当なジェットの度合は、極と赤道に於いて速度比がおよそ2:1であるということが示された(図2)。それ以上になるとむしろ<sup>44</sup>Tiは出来過ぎてしまうのである。付け足しになるが、中性子星の活動が<sup>44</sup>Tiかという問題については、今後、SN 1987Aのエンベロープが光学的に薄くなり、<sup>44</sup>Tiが崩壊した結果として生じる1.157MeVのライン強度が測定されれば決着がつくであろう。ちなみにこの1.157MeVのラインは我々の銀河にある超新星残骸Cas Aから受かっており、そのライン強度から求めた<sup>44</sup>Tiの量はやはり球対称爆発モデルが予想するものより多めである。更に、太陽組成の再現問題に関しても、球対称爆発モデルは質量数40-50程度の原子核を少なめに生成してしまい、太陽組成と合わない傾向にある<sup>1), 30)</sup>。以上のことは、ジェット状爆発を考えると、<sup>44</sup>Tiを含め、質量数40-50程度の原子核を球対称

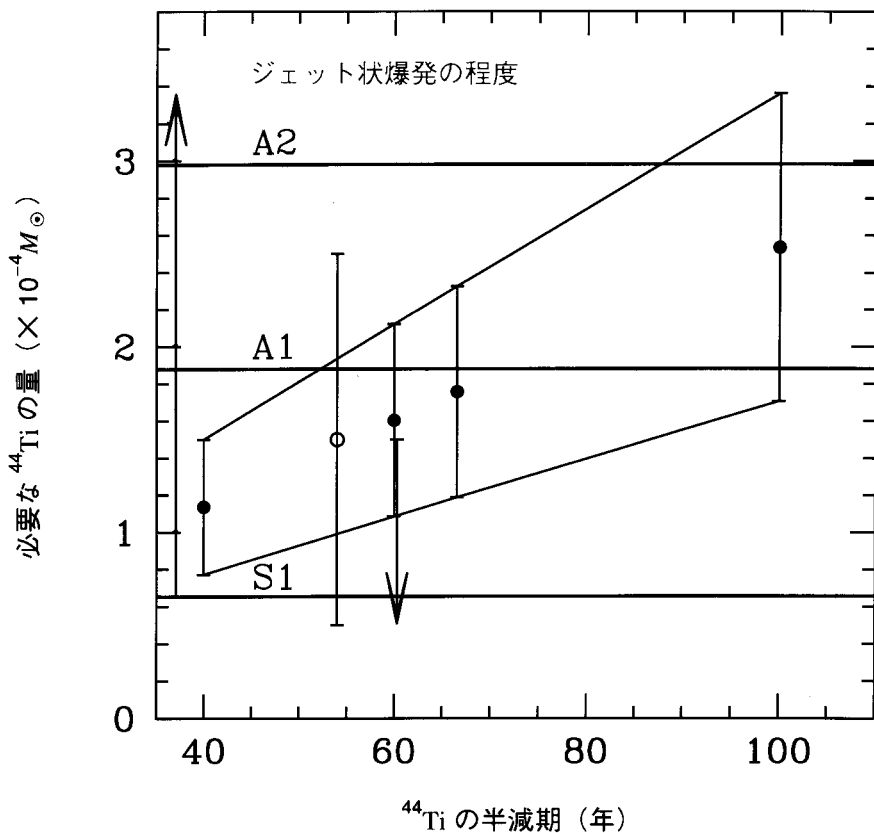


図2 爆発後 3600 日のボロメトリックな光度を説明するために必要な  $^{44}\text{Ti}$  の量. 横軸は  $^{44}\text{Ti}$  の半減期. 四角で囲った領域は Mochizuki et al.1999 による<sup>25)</sup>. 白丸は B バンドや V バンドの光度を使って求めた  $^{44}\text{Ti}$  の量<sup>26)</sup>. 矢印は Fe 25.99  $\mu\text{m}$  のフラックスから求めた上限値<sup>27)</sup>. S1, A1, A2 は著者の計算による元素合成の計算結果. S1 は球対称爆発モデル, A1, A2 はジェット状爆発モデルで, 極と赤道に於ける速度比がそれぞれ 2:1 と 4:1 に対応する.  $^{44}\text{Ti}$  の半減期は最近の実験で 60 年程度とほぼ確定しており<sup>43)</sup>, A1 モデル程度のジェット度合が適当と思われる. 尚,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$  の量は全てのモデルで観測量を再現している<sup>29)</sup>.

モデルより多めに生成するので, 素直に説明することが出来る<sup>28), 31)</sup>. 太陽組成をうまく説明出来るという傾向があるということは, ジェット状爆発が一般的に起こっていることを示唆している. これは先に述べた, 重力崩壊型超新星は一般的に潰れているらしいという偏光観測<sup>18)</sup>と整合性が良い.

さて, ジェット状爆発モデルは, 光度曲線とは独立な観測である, Fe[III]のラインプロファイルを説明することにも成功した<sup>29), 32)</sup>. ジェット状爆発モデルが特にその威力を発揮したのは, 高速度成分 (3000–4000 km/s) であって, このように高速の

鉄を生み出すことは球対称爆発モデルでは出来なかった. レイリー・テイラー不安定性に基づく物質混合の効果によって (図3), 鉄に運動量を持たせることが盛んに計算されたが<sup>33)</sup>, 球対称爆発の枠組ではせいぜい 2000 km/s 程度の速度しか与えることが出来なかったのである (図4 上段). 一方, 当然ジェット状爆発は極方向に高速の鉄を生成するから, 比較的容易に観測のプロファイルを説明することが出来る (図4 中段). 更に喜ばしいことに, ラインプロファイルを説明するのに適当なジェットの度合はやはり極と赤道に於いて速度比が

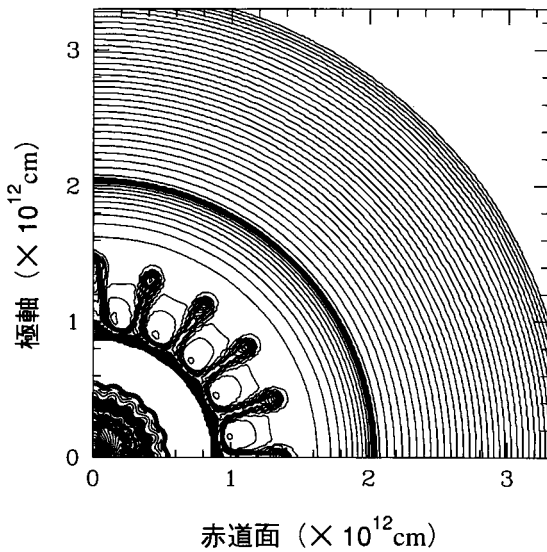
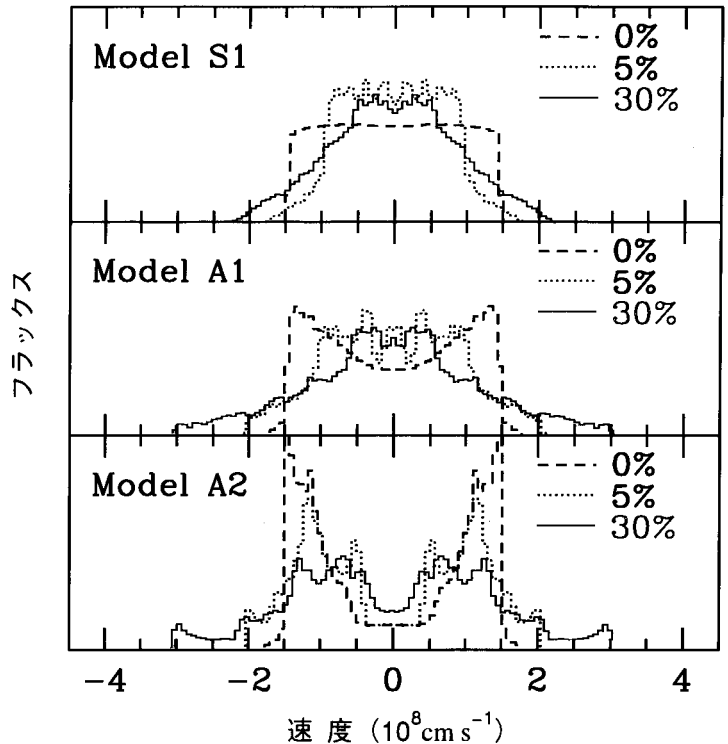


図3. 球対称爆発に於ける, 爆発 5000 秒後の密度等高線. 初期速度揺らぎ  $\delta v/v$  は 5% にとっている. レイリー・テイラー不安定性による揺らぎの成長の様子がみてとれる. 成長していく揺らぎの中に鉄が含まれており, 速度を獲得する. 但し, 球対称爆発の下では, 観測を説明出来る程には高速度成分が得られない (図4 上段).

およそ 2 : 1 であるという, 元素合成の結論とコンシステントな結果が得られたのである. と言うのは, 強すぎるジェット (A2 モデル; 図4 下段) では, 極方向で激しく元素合成が起こり, 結果として多量の鉄が極付近に生成され, それがジェット方向に吹き飛ばされるため, ラインプロファイルが分裂してしまうのである. この形は観測のプロファイルと合わず, 結果として強すぎるジェット状爆発はルールアウトされてしまうのである. もちろん, この結論は SN 1987A のエンベロープが 2 : 1 程度に潰れているという観測との整合性が良い. 歴史的な順番を言うと, 実は著者が  $^{44}\text{Ti}$  の計算を発表した頃は<sup>28)</sup>, 未だ爆発後 3600 日後の光度曲線の観測報告が無く<sup>34)</sup>, 要求される  $^{44}\text{Ti}$  の量がどの程度なのかということには多大な不定性があった. その一方で, 鉄のラインプロファイルからの制限により, 爆発の程度は速度比 2 : 1 程度であろうと既に著者は結論していた<sup>32)</sup>. その後, 光度曲線の報告があり, 要求される  $^{44}\text{Ti}$  の量を説明するジェ

図4. 様々な爆発モデルに於ける鉄の速度分布 (爆発 5000 秒後). 上から順に球対称爆発 (S1) モデル, ジェット状爆発 (A1) モデル (極と赤道方向で速度比 2:1), ジェット状爆発 (A2) モデル (極と赤道方向で速度比 4:1) に於ける結果を示す. 破線, 点線, 実線は初期速度揺らぎ  $\delta v/v = 0\%$ ,  $5\%$ ,  $30\%$  に相当する. S1 モデルでは高速度成分 (3000–4000 km/s) は再現できておらず, この結論は以前いわれていたもの<sup>33)</sup>と同様である. 揺らぎ 30% の A1 モデルは高速度成分を再現し, プロファイルの形も観測と良く合う. 又, A2 モデルではジェット度が強すぎ, プロファイルが分裂した形になり, 観測と合わない.



ットの度合が鉄のラインプロファイルでの結論とコンシステントであることが分かったのである<sup>29)</sup>。上記の結果は決してファインチューニングを行なって得られたものでないということは、強調しておきたいと思う。又、レイリーテイラー不安定性により成長する揺らぎの種の起源についても争いがあった(親星の対流起源説によると  $\delta\rho/\rho \sim \delta v/v \sim 5\%$ 、鉄コア内での重力崩壊のダイナミクス起源説によると  $\delta v/v \sim 30\%$ ) が、我々のジェット状爆発モデルを持ってしても、30%程度の揺らぎは必要であることが示され(図4中段)、重力崩壊起源説を支持する結果となった。最後に付記しておきたいことは、昨年 SN 1987A 中のパルサーが発見され、その回転周期は 2.14ms であったという報告があったということである<sup>35)</sup>。これが真実であるかどうかについては他の波長、他のグループによる追観測が必要であろうが、この回転周期が真実であるとする、これは回転や非対称なニュートリノ放射の効果を考慮した数値計算で仮定されていた回転周期(～1ms)よりも長い。回転がゆっくりであることは、緩やかなジェット状爆発が SN 1987A では起こっていたことを示唆するので、今回の著者の結論と整合性が良い<sup>36)</sup>。たった周期2倍程度で状況が変わるのかと思う読者もおられるかもしれないが、充分変わることが予想出来る。状況を理解するために、回転の指標として回転エネルギーと重力エネルギーの比を計算してみよう。等密度の剛体回転球を仮定して、質量を太陽質量の1.4倍、半径を10kmとすると、回転エネルギーと重力エネルギーの比は回転周期1msと2msでそれぞれ6.9%と1.7%になる。この数パーセントの値付近でダイナミクスが大きく変わる、即ち回転エネルギーがダイナミクスに影響し始めるということが Yamada & Sato (1994) によって確かめられているのである。観測された回転周期の中性子星を残すような爆発では具体的にどの程度の非対称爆発になるかということについては、現在我々のグループで計算が進行中である。

以上の考察により、SN 1987A についてのジェッ

ト状爆発の度合は、極と赤道に於いてほぼ2:1程度であると結論付けられた訳だが、その重力崩壊型超新星のダイナミクスの研究に与える意義を述べておきたい。先に回転や非対称なニュートリノ放射の効果を考慮することでジェット状爆発が起こることが自然に導かれる数値計算例を紹介した<sup>13), 14)</sup>、我々の結論を信じれば、極度に非対称な爆発、即ち極度にジェットの爆発をする時は爆発に成功する、というモデルではダメであるということである。言葉を変えて言えば、(SN 1987A とは違うジェット度合の超新星があっても良いので)極度にジェットの爆発を起こす例があっても良いが、あまりジェットの爆発でない SN 1987A のような場合でも、しっかり爆発してやる理論を提供しない限りモデルとしては不完全である、ということである。これは観測から星の中心のダイナミクスに制限を掛けていることを意味しており、従来の、鉄コアのダイナミクスの計算と外層部の計算はお互いに殆んど干渉しないという状況を一変させたことを意味している。それが、正に著者の研究の意義であったと思っている。著者の「現在の」心境としては、ダイナミクスに対する回転や非対称なニュートリノ放射の効果が重力崩壊型超新星の爆発メカニズムにとって本質的かと聞かれたら、積極的にイエスと答えることは出来ない。それは、研究の結果、緩やかなジェット状爆発(それは既にジェットという名前では呼ぶには相応しくないのかもしれないが)でも爆発しなければならないと結論されたからである。確かに回転は自然な効果で、事実、球対称爆発では説明出来なかった観測事実を極めて整合性のある立場から説明することに成功した。しかしそのジェットの程度はダイナミクスにとって本質的と判断するには、いささか緩すぎるのではないかという印象を抱いているのである。むしろ「現在の」心境としては、回転や対流などのようなマクロな物理よりも、多体効果を考慮したニュートリノ輸送だとか<sup>9)</sup>、より現実的な高密度状態方程式を取り扱うなど<sup>37)</sup>、マイクロな物理に活路を見出



すべきなのではないかという印象を抱いており、そういったアプローチを今後模索していきたいという展望を持っている。

### 3. ガンマ線バーストとジェット状爆発型超新星

最後に重力崩壊型超新星とガンマ線バーストとの相関について述べておきたい。大質量星の爆発とガンマ線バーストの相関を示唆する報告は幾つかあるが<sup>38)</sup>、決定的と言える証拠はない。だがしかし、大質量星からのガンマ線バーストの生成を考える以上、ジェット状爆発を考えるのは自然である。これは、バリオンとフォトンの比を極力小さくすることがガンマ線バーストモデルの要求するところであり、それを大質量星の爆発で実現しようと思うのであれば、それはジェット状爆発であろうという論理である。だが、ここで要求されるジェットは非常に極端なジェットであって、今回述べたような原始中性子星を残すような形式のジェット状爆発ではガンマ線バーストの要求に答えることは（強力な磁場でも無い限り）非常に困難であろう。数字で言えば、典型的なガンマ線バーストでは $10^{51}$  erg という、超新星の爆発エネルギーと同程度の光子のエネルギーに対して、バリオン質量はわずか $10^{-6}$ – $10^{-8}$  太陽質量しか存在してはならない。これは大質量星の質量（太陽質量の数十倍）に比べて圧倒的に少なく、今回のようなシナリオでガンマ線バーストを生み出すのは極めて困難であろうと思われる。この点はかなり誤解を招き易い点なので、強調しておく必要があると思われる。今回紹介した、回転やニュートリノ加熱が引き起こす重力崩壊型超新星のジェット状爆発モデルと、ガンマ線バースト生成メカニズムは、シナリオが全く違うものと考えべきだと著者は考えている。

一般的に、ガンマ線バーストを生成するのは重力崩壊の結果ブラックホールを中心に残すような爆発であろうという考え方が有力である<sup>39)</sup>。この

モデルに於いては、回転の効果が極めて本質的なものとして位置付けられている。ジェットのエネルギー源として有力視されているのはブラックホールの回転エネルギーを磁場を介してプラズマに与えるという説と<sup>40)</sup>、角運動量を持つ為にブラックホールに落ち込まずに赤道面上で形成される降着円盤からのニュートリノ放射であるという説があるが<sup>39)</sup>、いずれも回転効果が本質的役割を果たしていることは明らかである。また、このモデルでは中心天体がブラックホールであるということが本質的である。というのは、極方向の物質は、角運動量を殆んど持っていない為にほぼ自由落下状態で物質がブラックホールに落ち込み、その結果としてバリオンの非常に少ない領域を極方向に形成することが前提となっているからである。有名な SN 1998bw と GRB980425 の相関が果たして偶然のものなのか、或は物理的に相関を持っているものなのか、色々興味深い試みが報告されているが<sup>41), 42)</sup>、上記のようなブラックホールを作る爆発モデルの下での元素合成の計算を行ない、観測と比較することが新しい知見をもたらすことは想像に難くない。中性子星を残すような重力崩壊型超新星爆発、ブラックホールを残す大質量星爆発及びガンマ線バーストが一体どのような関連を持っているのか、観測的にも理論的にも目の離せない状況にあり、画期的な発見、議論が展開されていくであろうことは容易に想像出来るところである。

#### 謝辞

ここで紹介した著者の研究は佐藤勝彦教授（東大）、橋本正章教授（九大）、山田章一助教授（阪大）、清水鉄也研究員（理研）との共同研究です。又、須藤 靖助教授（東大）、川崎雅裕教授（東大）をはじめとする、東大宇宙理論研究室の皆様（OB、OG を含む）との有益な議論に感謝致します。又、この研究内容は約 20 の大学、研究所のセミナーで紹介されました。その際に有益なコメントをして下さった皆様に感謝致します。

## 参考文献

- 1) Hashimoto M., 1995, *Prog. Theor. Phys.*, 94, 663
- 2) Tsujimoto T., Nomoto K., Yoshii Y., Hashimoto M., Yanagida S., Thielemann F.-K., 1995, *MNRAS*, 277, 945
- 3) Loewenstein M., Mushotzky R., 1996, *ApJ*, 466, 695
- 4) Nagataki S., Sato K., 1998, *ApJ*, 504, 629
- 5) Wilson R.B., 1985, in *Numerical Astrophysics*, ed. J.M. Centrella, J.M. LeBlanc., R.L. Bowers (Boston: Jones & Bartlett), 422
- 6) Bruen S.W., et al., 1995, *Phys. Rep.*, 256, 69
- 7) Rampp M., Janka H.-T., 2000, *ApJ*, 539, L33
- 8) Herant M., et al., 1994, *ApJ*, 435, 339
- 9) Yamada S., Toki H., 2000, *PRC*, 61, 015803
- 10) LeBlanc J.M., Wilson J.R. 1970, *ApJ*, 161, 541
- 11) Müller E., Hillebrandt W., 1981, *A&A*, 103, 358
- 12) Symbalisty E.M.D., 1984, *ApJ*, 285, 729
- 13) Yamada S., Sato K., 1994, *ApJ*, 434, 268
- 14) Shimizu T.M., Ebisuzaki T., Sato K., Yamada S., 2001, *ApJ*, 552, 756
- 15) Papaliolis C., et al., 1989, *Nature*, 338, 13
- 16) Cropper M., et al., 1988, *MNRAS*, 231, 695
- 17) Plait P., et al., 1995, *ApJ*, 439, 730
- 18) Wang L. et al., 1996, *ApJ*, 467, 435
- 19) Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS*, 101, 181
- 20) Yamada S., Sato K., 1995, *ApJ*, 450, 245
- 21) Takahashi K., Watanabe M., Sato K., 2001, *Phys. Lett. B* 503, 376
- 22) Takahashi K., Watanabe M., Sato K., Totani T., 2001, PRD, submitted
- 23) Shigeyama T., Nomoto K., Hashimoto M., 1988, *A&A*, 196, 141
- 24) Kurfess J.D., et al., 1992, *ApJ*, 399, L137
- 25) Mochizuki Y.S., Kumagai S., Tanihata I., 1999, in *Origin of Matter and Evolution of Galaxies 97*, ed. S. Kubono et al. (Singapore: World Scientific), 327
- 26) Kozma C., 1999, *Mem. Soc. Astr. Italiana*, in press (astro-ph/9903405)
- 27) Lundqvist P., et al., 1999, *A&A*, 347, 500
- 28) Nagataki S., Hashimoto M., Sato K., Yamada S., 1997, *ApJ*, 486, 1026
- 29) Nagataki S., 2000, *ApJS*, 127, 141
- 30) Timmes F.X., et al., 1995, *ApJS*, 98, 617
- 31) Nagataki S., 1999, *ApJ*, 511, 341
- 32) Nagataki S., Shimizu T.M., Sato K., 1998, *ApJ*, 495, 413
- 33) Herant M., Benz W., 1992, *ApJ*, 387, 294
- 34) Soderberg A.M., et al., 1999, AAS Meeting, 194, 8612
- 35) Middleditch J., et al., 2000, *New Astronomy*, 5, 243
- 36) Nagataki S., Sato K., 2001, *Prog. Theor. Phys.*, 105, 429
- 37) Broderick A., et al., 2000, *ApJ*, 537, 351
- 38) Galama T.J., et al., 1998, *Nature*, 395, 670
- 39) MacFadyen A.I., Woosley S.E., 1999, *ApJ*, 524, 262
- 40) Blandford R.D., Znajek R.L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
- 41) Iwamoto K., 1999, *ApJ*, 512, L47
- 42) Maeda K., Nakamura T., Nomoto K., Mazzali P.A., Patat F., Hachisu I., submitted
- 43) Noan E.B., et al., 1998, *PRC*, 57, 2010

### Effects of Jetlike Explosion in Collapse-Driven Supernovae

Shigehiro NAGATAKI

*Department of Physics, School of Science, University of Tokyo, Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-0033, Japan*

Abstract: The mechanism of the collapse-driven supernovae has not been understood absolutely yet. Thus, the role of rotation of a progenitor has been investigated in order to obtain a more realistic explosion model. As a result, some reseachers reported that a strong shock wave propagates along to the rotational axis with an increase of the angular momentum in the iron core. Here the theories and observations on the jetlike explosion in collapse-driven supernovae are explained in detail. In particular, we show that the puzzles in SN 1987A, which can not be explained by spherical explosion models, can be solved clearly by the jetlike explosion models. Finally, comments on the relation between the jetlike explosion of collapse-driven supernovae and gamma-ray bursts are presented.