

超新星爆発と中性子星の形成

高原 まり子*

1. 超新星爆発と中性子星の形成

理論的に予言された天体が後日観測によってその存在を確かめられる事がある。中性子星とブラックホールはその代表的なものである。中性子星はかに星雲でパルサーとして、ブラックホールは白鳥座のX線源として最初に観測された。現在ではパルサーは約300個以上、ブラックホール候補も数個発見されている。中性子星はパルサーとしてだけでなく現在ではX線バースター等のX線星としても観測されている。ブラックホールには、我々の銀河中心やM87の中心で発見されたような巨大なものもあるが、ここでは星の質量程度のブラックホールのみを考える。

このような中性子星やブラックホールはどのようにして形成されるのだろうか。それは星の進化の最終段階で生じる超新星爆発によってつくられると考えられている。一般に超新星はスペクトルや光度曲線によってI型とII型に分類されているが、I型の超新星は爆発によって星全体が吹き飛ばすので、中性子星やブラックホールを形成できない。これらが形成されるのは10 M_{\odot} よりも重い星のおこすII型の超新星爆発によってである。

ここではII型の超新星について、それを記述する物理学と共に、重力崩壊を爆発に転じる機構について議論する。それで、以下では特にことわらない限り、超新星はII型の超新星を指すことにする。最初に、超新星爆発の理論の歴史と問題点をまとめておこう。

2. 超新星爆発の理論の歴史と問題点

最初に超新星のモデルについて、その概要を述べておこう。10 M_{\odot} よりも重い星の進化の最終段階で形成された鉄のコア(図1)は、中心で鉄の光分解反応が始まると重力崩壊を始める。重力崩壊は電子捕獲反応によって更に加速される。そのため中心密度はどんどん上昇し、最後には原子核の密度 $\rho_n \sim 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ を越えるようになる。そうすると、状態方程式が硬くなる(断熱定数 γ が $4/3$ を越える)ので星はそれ以上崩壊できず、はねかえる(バウンスする)。この崩壊の止まった中心部分は主に中性子からなり、高温の中性子星となる。バウンス時に生じた衝撃波と、電子捕獲反応や高温の中心部分から放出されたニュートリノによって、重力崩壊で

解放されたエネルギーが効率よく中性子星の外層に運ばれると、外層は吹き飛ばされてしまう。解放される重力エネルギーは 10^{58} erg のオーダーであり、超新星として解放されるのに必要なエネルギーは 10^{51} erg 程度なので、中心から外層へ運ぶエネルギーの効率はたった1%でよいことになる。

ところが、実はこのエネルギー輸送が非常に難しいというのが、超新星爆発の理論の問題点なのである。もし効率よくエネルギーが輸送されないと、外層を吹き飛ばすことができない。その場合、外層は最終的には中心の高温の中性子星に降り積もっていく。ところが中性子星の質量には上限値(2~3 M_{\odot})が存在するため、外層が降り積もって質量が上限値を越えると、中性子星は自分自身を支え切れず、つぶれてブラックホールになってしまうのである。10 M_{\odot} よりも重い星が最終的に全てブラックホールになると、パルサーやX線星として観測されている中性子星を形成することができなくなる。それで、中心から外層へのエネルギー輸送、即ち、超新星爆発の機構を明らかにし、中性子星を形成することのできる理論をつくるのが、超新星爆発の理論の課題となっている。次に述べる様に、超新星爆発の理論は、すべて、この問題を解決することを目指して発展してきた。

超新星爆発の本格的な研究は、実際に鉄のコアの重力崩壊・爆発過程を流体力学の方程式を解くことによって示したコルゲートとホワイト(1966)の研究によって始まった。彼らは、コアの中心や衝撃波の後方の高温の部分から放出されたニュートリノが外層で吸収・散乱されて外層にエネルギーを与え、外層を吹き飛ばすというニュートリノ堆積モデルを提案した。

しかし、ニュートリノの輸送方程式が、アーネットやウィルソンによって流体力学の方程式と同時に拡散近似のもとで解かれるようになると、ニュートリノが外層に与えるエネルギーは減少し、外層が吹き飛ばなくなってしまう。それでこのモデルはここで行き詰まってしまったのである。

ところが、1972年に弱い相互作用における中性カレントが発見されると、このモデルが再び注目されるようになった。というのは、中性カレントによって、これまでの荷電相互作用にはなかった新しいニュートリノの反応が発見されたため、ニュートリノと物質との相互作用が著しく増大したからである。なかでも、ニュートリノと原子核のコヒーレント散乱によって外層でのニュート

* 東大理 Mariko Takahara: Supernova Explosions and Formation of Neutron Stars

リノ堆積は飛躍的に大きくなり、外層が吹き飛びやすくなると考えられたのである。

ところが、実際に中性カレントを考慮してニュートリノ輸送を計算すると、ニュートリノが中心から鉄のコアの表層まで拡散するのに時間がかかり、ニュートリノがの内部コアに閉じ込められてしまうことがわかった。このニュートリノ・トラッピングのために、外層で期待されたニュートリノ堆積を起こす程ニュートリノのフラックスが大きくならなかったため、ニュートリノ堆積モデルは再び行き詰まってしまった。超新星爆発の理論の歴史は、このニュートリノ堆積モデルの否定と復活の繰り返しになっているといつてよい。

ニュートリノ堆積モデルが否定されたので、コアの内部から外層へエネルギーを運ぶ機構として、次に衝撃波が考えられた。我々は、5節で述べるように、衝撃波によって外層を吹き飛ばす立場に立って、爆発にとって基本となる物理量をあきらかにするための重力崩壊と爆発の数値実験を行なってきた。超新星を記述する物理系は、次節で述べるように大変複雑なものである。爆発過程において各物理量の果たす役割を明らかにするためには、結果の解析が容易でなければならない。そこで、解析を容易にするために、超新星という複雑な物理系を、その特徴をうまくとらえた理想化した系に置き換えて調べてきた。理想化の仕方に対する理解を容易にするために、次に超新星爆発を記述する物理学について簡単にまとめておこう。

3. 超新星爆発の物理学

3.1 重力崩壊直前の星の構造

重力崩壊直前の星は、図1に示したような玉ねぎの皮のような、化学組成のことなる多層構造をしており、中

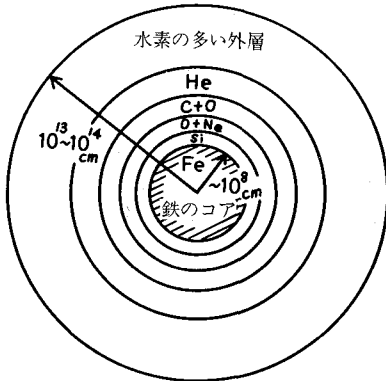


図1 10 M_⊙よりも重い星の重力崩壊直前の構造。星は、進化のこの段階では化学組成の異なる多数の層からなり、中心に鉄のコアがある。図はこれを模式的に表わしたもので、中心部分を拡大して描いてある。

心に鉄 (Fe) を主成分とする芯 (鉄のコア) がある。超新星爆発の計算は、星全体を対象とせず、この鉄のコアのみをとりだして行なわれることが多い。それは、鉄のコアが重力崩壊したり爆発したりする時間のスケールでは、外層がほとんど静止したままだからである。

鉄のコアは電子の縮退圧でささえられているが、表面付近では縮退がとけているので、熱的圧力 (thermal pressure) で支えられている。コアの温度が高い程熱的圧力が大きくなり、支える事のできる物質の量がふえるので、コアの質量が大きくなる。同時にコアの表面付近の密度勾配が小さくなる。この鉄のコアの質量と表面付近の構造は、超新星爆発のダイナミクスと密接な関係がある。それは、5節で述べるように、これらによって衝撃波の伝搬の様子が異なるからである。最近の星の進化の計算では、鉄のコアの質量は以前よりも小さい 1.4 M_⊙ に近い値が得られている。鉄のコアの中心での密度、温度、電子とバリオンの数密度の比、コアの半径は、それぞれ、 $\rho_c \sim 4 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$, $T_c \sim 8 \times 10^9 \text{ K}$, $Y_{e0} \sim 0.4$, $R \sim 10^9 \text{ cm}$ の程度である。 Y_{e0} が鉄の値 0.4643 に比べて小さいのは、中心では電子捕獲反応が既に一部始まっているからである。

3.2 重力崩壊の開始とダイナミクスの記述

鉄のコアは、鉄の光分解反応が始まると不安定になり重力崩壊を始める。同時に電子捕獲反応が進むので、崩壊は更に加速される。それは、電子捕獲反応によって電子の数が減少するため、コアを支えていた電子の縮退圧が急激に下がるためである。そして、縮退圧が星を支えるのに必要な圧力から下がる度合いは、状態方程式と電子捕獲反応の進行具合によって決まるのである。

こうして始まった重力崩壊やその後のダイナミクスは、一般相対論を考慮した流体力学の方程式を、後で述べるような相変化を含む状態方程式を用いて、電子捕獲反応、ニュートリノ輸送と同時に解くことによって得られる。そのため超新星爆発の計算は大規模で複雑なものとなる。

3.3 電子捕獲反応の進行と状態方程式

状態方程式と電子捕獲反応は原子核物理学の、ニュートリノと物質の相互作用は素粒子物理学の発展と共に精密化されてきた。重力崩壊から爆発までを記述するには、

$$10^9 \text{ g cm}^{-3} < \rho < 10^{15} \text{ g cm}^{-3}, \quad 10^{9.5} \text{ K} < T < 10^{12} \text{ K}$$

$$0 < Y_e, \quad Y_e < 0.4643$$

での領域での状態方程式が必要となる。ここで、 Y_e はニュートリノとバリオンの数密度の比である。この領域には、鉄の光分解反応、電子捕獲反応、原子核の溶解等の物理過程がふくまれる。電子捕獲反応が進むと Y_e の値が次第に減少し、中性子過剰核が次々と形成されてい

く。そのような核で中性子の数が多くなり過ぎると、核内の中性子の化学ポテンシャルが 0 となり、中性子が原子核からしみだしていく。これを原子核の溶解という。従ってこの領域では、バリオンは密度が高くなるにつれて、原子核の系から原子核と核子の系へと移行し、更に高密度になると、原子核と原子核とがくっついた様な核物質へと変化していく。このような相変化の進行している領域では、状態方程式はやわらかい ($\gamma < 4/3$) ままなので、重力崩壊をくい止めることができない。

状態方程式の問題点は、このような相変化を、有限密度で原子核の構造と外側の核子の系とを同時に解くことによって、存在する原子核の種類や圧力やエネルギーをいかに正確に求めるかという点にある。考慮した原子核の種類の数や解き方の違いによって得られた状態方程式には少し差があるが、現在核密度の手前まではかなりのところまで明らかにされてきた。それよりも高密度の核物質となると、まだかなりあいまいなままであるが、それでも核密度を越えると、状態方程式は核力の効果によって再びかたく ($\gamma > 4/3$) なり、重力崩壊を止めることができると考えられている。しかし、そこでは、パイオン凝縮やクォーク物質への相転移が生じて、状態方程式が再びやわらかくなる可能性もあるのである。

3.4 ニュートリノ・トラッピングと電子捕獲反応

ニュートリノは、電子捕獲反応で電子ニュートリノ (ν_e) が、重力崩壊後の高温のコアの中心部や衝撃波の後方で、ニュートリノと反ニュートリノのペア ($\nu_e \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$) がつくられる。発生したニュートリノは星の外へ出て行くが、中性カレントの発見によってニュートリノと物質の相互作用が著しく増大したため、バウンス直前からコアの中心部分はニュートリノに対して不透明になる。それで、光の場合の光球に対応するニュートリノの光球が現われる。中心で発生したニュートリノがこの光球まで拡散していくのに要する時間は、衝撃波がコアの表面に達するのに要する時間よりも長いので、ニュートリノは衝撃波の伝搬する間にほとんど放出されず、コアの内部に閉じ込められてしまう。これをニュートリノ・トラッピングといい、 $\rho \geq 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ で顕著になる。ニュートリノはフェルミオンなので、コアの内部に閉じ込められると、そこで縮退する。これは、中性カレントの発見によって生じた、超新星爆発における新しい物理的状況である。

ニュートリノが縮退すると、他の物理過程はどのような影響を受けるのだろうか。ニュートリノと物質の相互作用は、吸収も散乱も断面積がニュートリノのエネルギーの 2 乗に比例するので、縮退が進んでニュートリノのフェルミ・エネルギーが増大すると、ニュートリノと物質との相互作用は更に大きくなり、ニュートリノは益々

コアにとじ込められることになる。又、ニュートリノが縮退すると、原子核の電子捕獲反応で放出されるべきニュートリノの位相空間が別のニュートリノによって既に占められているため、電子捕獲反応の進行が妨げられる。その結果、中性子過剰核が次々と形成されなくなるので原子核の溶解が遅れ、高密度になっても原子核がまだ溶けずに残ることになる。そうすると、ニュートリノと原子核とのコヒーレント散乱がきいて、ニュートリノ・トラッピングが益々進むことになる。ここで、縮退を起こすのは電子ニュートリノのみであることに注意しよう。なぜなら、他のニュートリノはペアで発生するので、化学ポテンシャルが 0 だからである。

こうして、基礎となる物理過程は互いに密接に関連しており、ニュートリノ・トラッピングがその要になっていることがわかった。従って、ニュートリノ・トラッピングの超新星爆発に及ぼす影響は大きく、それを調べることは重要な意味を持つ。それについては 5 節で詳しく議論しよう。ここでは、ニュートリノ・トラッピングの程度が、トラップされたレプトンとバリオンの数密度の比 $Y_L = Y_e + Y_\nu$ によって表わされることを指摘しておく。なぜなら、ニュートリノ・トラッピングが生じると電子捕獲反応が妨げられるため Y_L の減少が止まり、以後は Y_L の値が保存されるからである。それで、状態方程式はニュートリノ・トラッピング以前では、(ρ , T , Y_e) の各値に対して、ニュートリノ・トラッピング以後は、(ρ , T , Y_L) の各値に対して求めておく必要がある。

3.5 ニュートリノ輸送

ニュートリノは、核子や原子核との散乱によって運動量を、吸収や電子との散乱によって、エネルギーを物質に与える。それで、ニュートリノ・トラッピングやニュートリノ堆積の正確な量を知るためには、すべてのニュートリノについてその輸送を解かなければならない。このニュートリノ輸送の問題点は、鉄のコア全体について、透明な領域から不透明な領域に渡ってニュートリノ輸送を解かねばならないことにある。これは、光の場合に輻射流体力学として知られている極めて難しい問題の一つであり、現在でも適当な過程のもとでしか解かれていない。

4. 超新星爆発の理論の現状と問題点

ここでは、球対称の仮定のもとでの超新星爆発の理論のみに話をしぼって議論しよう。最近の主な計算結果と考慮した物理学をまとめると、表 1 のようになる。表 1 から明らかなように、著者によって採用した鉄のコアのモデル、考慮した物理 (状態方程式、電子捕獲反応)、ニュートリノ輸送の近似法が異なっていることに気が付

くだろう。そのため同じ重力崩壊直前のモデルを採用した計算でも、著者によって爆発したりしなかったりして、結果が全く逆になっている場合があることに注意しよう。これではどれを信用してよいのかわからなくなるが、全体として爆発しにくい結果になっている。この爆発の困難な点が超新星爆発の理論の問題点なのである。

爆発が困難なのは、コアがバウンスした時に発生した衝撃波が、コアの表面まで伝搬していく途中で弱まってしまうからである。その原因として、衝撃波の後方で衝撃波で加熱されて生じる鉄の光分解反応と、衝撃波がニュートリノの光球を通過した後で生じるニュートリノに

よるエネルギー損失があげられている。しかし、それ以前の、どこで、どのぐらいの強さの衝撃波が発生し、それがどのように伝搬していくかという問題も見逃してはならない。

これらがそれぞれどの程度寄与し、互いにどうかかわりあっているかを明らかにするためには、それぞれの結果を解析するだけでは充分ではない。なぜなら、表 1 から明らかなように、重力崩壊直前の星のモデル、考慮した物理（状態方程式や電子捕獲反応等）、ニュートリノ輸送の近似法などが計算ごとに異なっているので、一つの計算で得られた結果は当然のことながら他のモデルで

表 1

| 著者 | ウィルソン (1980) | マズレーク, クーパー・シ グティン, カハーナ (1980) | ヒルブラン ト, ミューラー (1981) | ヴァン・ライ パー, ラティマー (1981) ヴァン・ライ パー (1982) | パウエルス, ウィルソン (1982) | ヒルブラン ト (1982) | ウィルソン (1984) | ヒルブラン ト, 野本, ウォルフ (1984) |
|------------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------|
| 星の質量 (M_{\odot}) ^{a)} | 15 | 15 | 25 | 15 | 10, 15, 20 | 10 | 10, 15, 25 | 9 |
| 鉄のコアの 質量(M_{\odot}) ^{a)} | 1.56 | 1.56 | 1.61 | 1.56 | 1.40, 1.56, 1.41* | 1.40 | 1.40, 1.56, 1.35* | — |
| 状態方程式 | 一原子核 近似 | T=0 K を 仮定 | エル・エ イドとヒ ルブラン ト (1980) | ラム, ラティマー, ベティック, ラーベンフ オール (1978) 液滴モデル | トーマス・ フェルミモ デルに合わ せた | ヒルブラン トとミ ューラー (1981) と同じ | パウエルスと ウィルソン (1982)を、ベ ーテ, ブラウ ン, クーパー シグティン, ウィルソン (1983)に合う よう修正 | ハートリー ・フォック 近似 |
| 電子捕獲反 応 ^{b)} | 原子核 | 陽子 | 陽子 | 陽子, 原子核 原子核の殻構 造と考慮 | 陽子, 原子核 原子核の殻構 造を考慮 | 陽子 | 陽子, 原子核 原子核の殻構 造を考慮 | 原子核 |
| ニュートリ ノ輸送 | フラックス・リ ミテッド拡散近 似, スペクトル も計算 | フラックス・リ ミテッド拡 散近似 | 不透明な領 域ではニュ ートリノの 輸送を考え ず, 透明な 領域ではニ ュートリノ は自由に逃 げるとする | 拡散の時間 スケールで ニュートリノ が星の外へ出 ていくと近似 | フラックス・リ ミテッド拡 散近似, スペ クトルも計算 | ヒルブラン トとミ ューラー (1981) と同じ | フラックス・リ ミテッド拡 散近似, スペ クトルも計算 | フラックス・リ ミテッド拡 散近似 |
| 重力 | 非相対論 | 非相対論 | 非相対論 | 一般相対論 | ポスト・ニ ュートニア ン近似 | 一般相対論 | ポスト・ニ ュートニア ン近似 | 一般相対論 |
| 爆発 | する | しない | しない | しない | しない | 衝撃波による 弱い爆発 | バウンス後の 長時間にわた るニュートリ ノ堆積による 弱い爆発 | 衝撃波による 強い爆発 |

a) 重力崩壊直前の星のモデルは、* 印と右端のヒルブラントらを除き、すべてウーズリィら (1978) のモデルを用いている。
* 印はウーズリィらの 1982 年の結果を、ヒルブラントらは、1.34 M_{\odot} の O+Ne+Mg のコアを用いている。
b) 電子捕獲反応に考慮した粒子を示してある。又、原子核の殻構造は反応を抑制するので、その効果を考慮した計算にはそのことを明記した。

得られた結果と一致しないからである。それが重力崩壊直前の星のモデルの違いなのか、考慮した物理の違いなのかさえもはっきりしないことが多い。

そこでやみくもに大計算を行なうことに対する反省がうまれ、このような混沌とした状況を打開するために、最近では、(1) 数値計算の結果の解釈学、(2) 解析的取り扱い、(3) 理想化されたモデルでの爆発の数値実験が行なわれるようになってきた。(1) は解析に用いたモデルに対する依存度が高く、(2) は余りにも問題を単純化しすぎている嫌いがある。(3) は超新星のダイナミクスを決める物理量を一つ一つ明らかにしていこうというもので、我々はこの立場に立って数値実験を行なってきた。その成果がまとまったので、それを次に紹介しよう。

5. 爆発機構を明らかにするための数値実験によるアプローチ

既に述べたように、ニュートリノ堆積によって外層を吹き飛ばすのは困難であると思われるので、ここでは、爆発機構として衝撃波を考える。この衝撃波の発生と伝搬の様子が、超新星爆発の鍵となる。既に述べたように、複雑な物理系を全て取り入れた大計算ではその解析が困難であった。そこで解析を容易にするために、複雑な物理系を以下で述べるように理想化し、それを用いて数値実験を行なった。そして、ニュートリノ・トラッピングの度合いや重力崩壊直前の星の構造、一般相対論的効果、更に、核物質の相転移にどのように依存しているかを明らかにすることができた。

理想化は次のようにして行なった。まず、鉄のコアは鉄のみからできているとする。従って重力崩壊直前のコアでは、 $Y_L = Y_e = 0.4643$ である。ニュートリノ・トラッピングについては、ニュートリノは $\rho < 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ では自由に外に出て行けるが、 $\rho > 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ では完全にコアに閉じ込められるとする。そして、ニュートリノ輸送の解き方に起因する不確かさを排除するために、ニュートリノ輸送は解かず、断熱近似を用い、ニュートリノ・トラッピングの度合いをパラメータで表わすことにする。このような仮定がよいのは、既に3節で述べたことから明らかであろう。そして、このパラメータの値によって爆発過程がどのように変化するかを数値実験によって明らかにしたのである。

状態方程式も、鉄の光分解反応、電子捕獲反応、ニュートリノ・トラッピング、核力の効果を考慮して理想化する。電子捕獲反応の進行やニュートリノ・トラッピングの度合いはレプトンの縮退圧の大きさを決め、核力の効果は、 $\rho \geq \rho_n$ での状態方程式の硬さを決める。鉄の光分解反応は重力崩壊を促すだけでなく、衝撃波によって

加熱された外層での状態方程式の硬さを決め、衝撃波の伝搬に重要な影響を与える。そこで、全圧力 P を、 $T = 0 \text{ K}$ での圧力、即ち、レプトンの縮退圧と核力による圧力 P_0 と、熱運動による圧力 P_T との和に分け、 P_0 に電子捕獲反応とニュートリノ・トラッピングの効果を、 P_T に鉄の光分解反応の効果を含めることにする。即ち、

$$P = P_0(\rho) + P_T(\rho, \epsilon_T) \quad (1)$$

であるとする。

P_T は衝撃波による散逸によって生じた熱エネルギーによる圧力で、単位質量当たりの熱エネルギー ϵ_T と熱的な硬さを表わす定数 $\gamma_T (> 1)$ を用いて

$$P_T = (\gamma_T - 1)\rho\epsilon_T \quad (2)$$

と記述できる。鉄の光分解反応によって状態方程式がやわらかくなる効果は、 γ_T の値をうまく選ぶことによって表わすことができる。 γ_T が 1 に近い程吸熱反応が激しいことに対応する。

P_0 は、ニュートリノ・トラッピングの度合いを指定すると、密度のみの関数となる。そこで状態方程式に必要な密度領域を図 2 に示したように 4 つの領域に分け、各領域がそれぞれの密度領域で重要となる物理を反映するようにした。即ち、領域 I ($\rho < 4.0 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$) は鉄のコアを支える電子の縮退圧を、領域 II ($4.0 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3} \sim 1.0 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$) は電子捕獲反応によって電子の縮退圧の減少していく領域を、領域 III ($1.0 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3} \sim 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) はニュートリノ・トラッピング

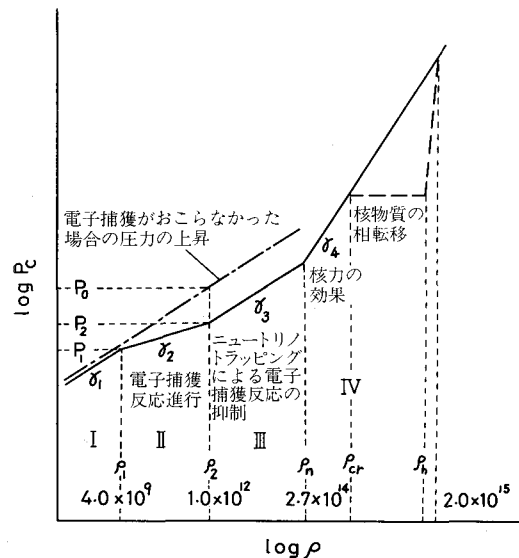


図 2 理想化した状態方程式。図は、熱によらない圧力 P_e 、即ち、レプトンの縮退圧と核力による圧力の密度に対する変化を模式的に表わしたもので、同時に各密度領域 (I~IV) での主な物理過程を示してある。領域 IV の破線は、核物質の相転移 ($\rho_{cr} \leq \rho \leq \rho_h$ で生じる) を考慮した場合の圧力を示している。

グによってレプトンの縮退圧の減少が止まった領域を、領域 IV ($\rho > 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) は核力のきく領域を表わす。そして簡単のために、各領域では断熱定数 (傾き) γ_i ($i=1\sim 4$) が一定であると仮定する。レプトンの縮退圧が有効な領域 I と III では傾きは $\gamma_1 = \gamma_3 = 4/3$ であり、核力のきく領域 IV では $\gamma_4 = 2.5$ を採用する。

領域 II での傾き γ_2 と、領域 III での圧力が電子捕獲反応が起こらなかった場合の圧力に比べて低下している度合いは、3節で述べたように、電子捕獲反応の進行具合とニュートリノ・トラッピングの量によって決まる。そこで、ニュートリノ・トラッピングの生じる密度 $\rho = \rho_2 = 1.0 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ での圧力 $P_2 = P_0(\rho_2)$ が、電子捕獲反応の全く起こらなかった場合の $\rho = \rho_2$ での圧力 P_0 からどれくらい低下しているかを表わすパラメーター $d \equiv P_2/P_0$ を導入して、ニュートリノ・トラッピングの度合いを表わすことにする。本来の意味のニュートリノ・トラッピングの度合いを表わす Y_L は、このパラメーター d と $\rho = \rho_2 = 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ で

$$d \sim (Y_L/0.4643)^{4/3}$$

の関係があるので、以下では Y_L のかわりに d を用いて議論することにする。 d を指定すれば、 γ_2 は $\rho_1 = 4.0 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$, $P_1 = P_0(\rho)$ とおいた時、点 (ρ_1, P_1) と点 (ρ_2, P_2) とを結ぶことによって与えられる。

こうして、重要な物理的過程の基本的特徴を再現できる理想化された状態方程式が得られたことになる。次に、これを用いて行なった数値実験により、爆発を決める物理量がどこまで明らかにされたかをみていこう。

5.1 ニュートリノ・トラッピングの効果

まず、コアにとじ込められたニュートリノの量によって、衝撃波の伝搬がどのような影響を受けるかを調べてみよう。完全に縮退した ($T=0 \text{ K}$) 電子の縮退圧によって支えられた $1.24 M_\odot$ の鉄のコアのダイナミクスを、一般相対論を考慮せずに調べた結果を図 3 に示した。

この図は、コアの重力崩壊と爆発の様子が、コアに閉じ込められたニュートリノの量を表わすパラメーター d の値によって、どのように変化するかを示したものである。注目した球殻の位置の時間変化が、曲線で表わされている。図 3 (a), (b), (c) は、それぞれ、 $d=0.65, 0.75, 0.95$ の場合である。一様に収縮する中心部分の大きさや衝撃波の伝搬の様子が、 d の値によって大きく変化する事がわかるだろう。

様々な d の値について調べた結果をまとめると、図 4 (a) のようになる。図 4 (a) は、爆発によって放出されたエネルギー E_{ej} が、 d によってどのように変化するかを示したものである。観測されているような超新星爆発を起こすためには、 E_{ej} として少なくとも 10^{51} erg が必要である。図から、 d が大きすぎても小さすぎても爆発が弱くなり、適当な領域にある場合のみ激しくなる事がわかるだろう。

これは、 d 、即ち、 Y_L が大きい程大きな unshocked core (衝撃波が最初に発生する場所の内側にある部分) ができるためである。 d が小さいと unshocked core が小さいので、衝撃波が表面に達するまでに伝搬しなければならぬ質量が大きくなる。そのため、伝搬していく間に衝撃波が弱まってしまう。一方、 d が大きいと unshocked core が大きくなるので、衝撃波の伝搬しなければならぬ質量が小さくなる。そのため、衝撃波は伝搬中に弱まってしまわないが、吹き飛ばされるべき外層の質量も減少する。それで、両者が丁度うまくつりあったところでのみ激しい爆発が生じるのである。

衝撃波の伝搬は、衝撃波後方の鉄の光分解反応の強さを表わすパラメーター γ_T によっても変化する。図 4 (a) より、鉄の光分解反応が激しくなり、 γ_T が小さくなると、 d の大きい場合しか E_{ej} が大きくなる事がわかる。これは、バウンス直後に衝撃波の散逸によって生じたエネルギーが同じでも、 γ_T が小さいと、式

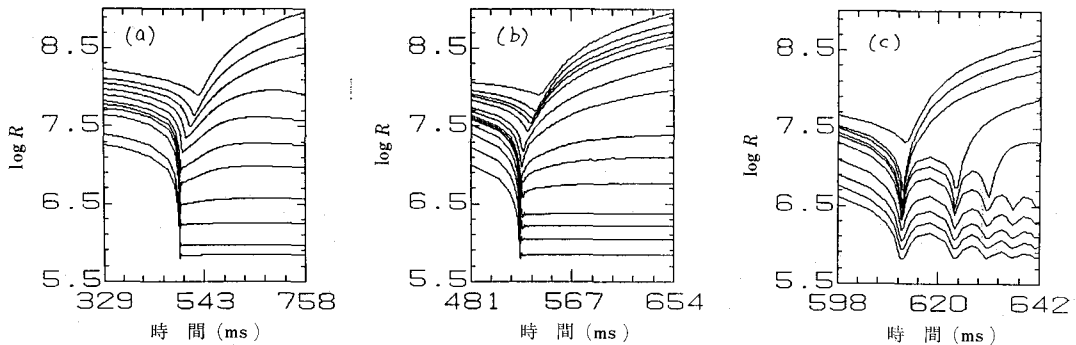


図 3 鉄のコアの重力崩壊と爆発の様子を示した図。鉄のコアを球殻に分割した時、各球殻が時間と共にどのように運動するかを示している。(a), (b), (c) は、それぞれ、ニュートリノ・トラッピングの度合いを表わすパラメーター d が、0.65, 0.75, 0.95 の場合を表わしている。 d の値が大きいく程、コアの内部に多量のニュートリノが閉じ込められている。

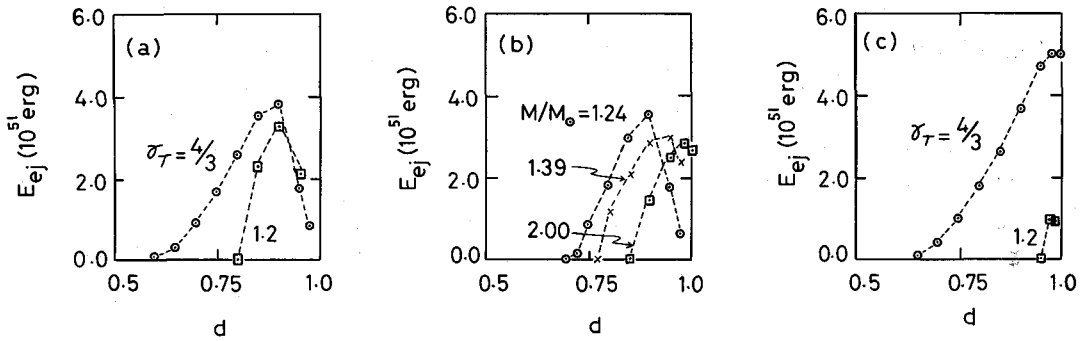


図4 コアの重力崩壊と爆発のシミュレーションの結果をまとめた図。超新星爆発の強さは、放出されるエネルギー E_{ej} の大きさによって表わされる。図は、コアに閉じ込められたニュートリノの量 (d が大きい程多い) によって、 E_{ej} がどのように変化するかを表わしている。(a), (b) は非相対論の場合の結果で、(a) は重力崩壊直前の鉄のコアが完全に縮退した ($T=0\text{ K}$ の) 電子の縮退圧によって支えられているとした場合に、爆発の強さが、 d と共に、衝撃波後方で鉄の光分解反応の強さ (γ_T が小さい程激しい) によっても変化することを表わしている。又、(b) は、 γ_T を 1.25 に固定して温度の効果を考慮してコアの質量 M を変えた場合を表わす。(c) は、(a) と同じモデルに一般相対論を考慮して計算した場合を表わす。

(2) によって衝撃波の後方で P_r が低くなるので、衝撃波が伝搬していく間に弱められてしまうからである。

実際の超新星爆発では、 $Y_L=0.34\sim 0.39$ (即ち、 $d=0.66\sim 0.79$)、 $\gamma_T=1.2\sim 4/3$ が実現されると考えられている。これらの値を図4 (a) に適用すると、丁度 $E_{ej}\sim 10^{51}\text{ erg}$ となる領域に対応する。即ち、爆発するかしないかは、非常に微妙な問題となるのである。そのため、前に述べたように、同じ重力崩壊直前の星のモデルを採用しても、考慮した物理、ニュートリノ輸送の近似差分式などの違いによって結果が変わってしまったのである。

5.2 重力崩壊直前の鉄のコアの構造 (コアの温度・質量) の影響

3.1 で述べた様に、衝撃波の発生伝搬は、重力崩壊直前のコアの表面付近の構造によって影響を受ける。そこで、重力崩壊直前のコアの構造として有限温度の鉄のコアのモデルをつくり、中心温度によって、即ち、コアの質量 M によって衝撃波の伝搬がどのように変化するかを調べた。コアの構造は、近似的に成立する温度と密度の関係、 $T\propto\rho^\alpha$ ($\alpha=3/40$) を用いて作成した。 $\gamma_T=1.25$ の場合の結果を、図4 (b) にまとめてある。

図から、コアの質量 M が大きくなると、 d の非常に大きい場合だけ E_{ej} が 10^{51} erg を越えることがわかる。もっともらしい d の値を用いると、 M の大きい場合は、 $E_{ej}>10^{51}\text{ erg}$ となる領域がなくなってしまう。これは、コアの質量が大きくなると、超新星が爆発しにくくなることを示している。これは、表1に示された大計算の結果とも一致している。

このようにコアの質量 M が大きくなると爆発しにくくなるのは、 M が大きくなる程、初期のコアの質量分布がコアの表面付近でポリトロップ $N=3$ からずれるの

で、unshocked core の質量 M_{core} の M に対する比、 M_{core}/M が小さくなるためである。 M_{core}/M が小さくなると、衝撃波の伝搬しなければならない質量が相対的に増加するため、衝撃波がコアの表面までに伝搬する途中で弱まってしまうのである。

5.3 一般相対論の効果

重力崩壊して中心密度が核密度を越えると、一般相対論の効果が無視できなくなる。そこで、図4 (a) と同じモデルに対して一般相対論を考慮した計算を行ない、衝撃波の伝搬がどのように変化するかを調べた。その結果が図4 (c) にまとめられている。

図4 (c) で $E_{ej}>10^{51}\text{ erg}$ となる領域は、もっともらしい d と γ_T の値に対して、非相対論の場合に比べてずっと狭くなっている。これは、一般相対論の効果のために超新星爆発が起こりにくくなることを示している。

相対論を考慮すると一般に爆発しにくくなるのは、一般相対論の効果によって重力が強くなるからである。即ち、高密度になって一般相対論がきくようになると、この強い重力のために、鉄のコアの重力収縮がホモロガスなものからずれるので、unshocked core が小さくなる。そのため、衝撃波の伝搬しなければならない質量が増大する上に、衝撃波後方の物質が強い重力によって減速されるからである。

しかし、図4 (c) より、 $d\sim 0.79$ 、 $\gamma_T\sim 4/3$ の場合に、まだ爆発する可能性が残されている。

5.4 核物質の相転移の影響

3.3 で $\rho\geq\rho_n$ で核力のために硬くなった状態方程式がパイオン凝縮やクォーク物質への相転移のために再びやわらかくなる可能性があることを示唆した。ミグダルは、この相転移が生じると大きな重力エネルギーが解放

されるために星が爆発すると主張した。もしそれが本当なら、この相転移によって超新星のダイナミックスは大きく変化し、上記の結果で弱い爆発しかおこさないモデルでも、激しい爆発を起こす可能性がある。

そこで、図 2 の領域 IV でこれらの相転移を考慮した破線で示した状態方程式を用いて超新星爆発の数値実験を行なった。相転移の理論には不確かさがあるので、相転移の始まる密度 ρ_{cr} と終わる密度 ρ_h をパラメーターにし、 $\rho_h < \rho_{cr} < \rho_h < 1.7 \times 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ の範囲で変化させた。

その結果、強い相転移 (ρ_h/ρ_{cr} が大きい) の場合には、重力崩壊によって解放された重力エネルギーの増加を一般相対論の効果が打ち消すので爆発が弱まるが、弱い相転移の場合 (ρ_h/ρ_{cr} が小さい) には、爆発が強まることがわかった。しかし、爆発のエネルギーの増加はせいぜい 20% 程度なので、相転移を考慮してもそれまでの結果を大きく変化させないこともわかった。

このように理想化したモデルによる系統的な研究によって、あらゆる物理過程を含む複雑な数値実験ではわからなかった重力崩壊爆発の基本的機構が、かなりのところまで明確になった。ここで得られた結果をもちいれば、新たな星の進化の計算によって重力崩壊直前の星の構造としてこれまでのものとは異なるモデルがつくられても、又、物理学の発展により、より信頼できる状態方程式がつくられたり、電子捕獲反応率やニュートリノと物質の相互作用の大きさが変化しても、複雑な大計算を行なわなくても、それらが爆発しやすくなるのかどうかを予測することができるのである。

6. 最後 に

最後にこれまでふれてこなかった衝撃波とニュートリノ堆積についての話題をあげておこう。

衝撃波による超新星爆発のモデルとしてヒルブランドらは、 $8 \sim 10 M_{\odot}$ の星が O+Ne+Mg コアの段階で電子捕獲反応によって起こす重力崩壊を考えた。この場合、かなり強い超新星爆発が起こるが、それは衝撃波が伝播していく間に弱められなかったためであると考えられる。結果は 5 節で議論した我々の結果と一致している。しかし、現在何百個も発見されているパルサーや X 線星の数を説明するためには、 $8 \sim 10 M_{\odot}$ の星だけでは足りず、やはり、 $10 M_{\odot}$ よりも重い星も超新星になる必要があるだろう。その意味では中性子星形成の問題は残されるのである。

ニュートリノ堆積についてはウィルソン (1984) が新しい結果と解釈を打ち出している。それは、ニュートリノ・トラッピングのために、ニュートリノのフラックスがニュートリノのエディントン光度を越えることによ

て生ずる爆発は否定されたけれども、バウンス後、外層が長時間 (~ 1 秒) ニュートリノによって照らされると、外層にエネルギーが蓄えられて弱い爆発が生じるというものである。もしこれが本当ならニュートリノ堆積モデルが再度復活することになる。この計算にはウィルソン自身が指摘しているように数値計算上の問題もあり、真偽のほどは不明だが、今後検討を要する重要な問題である。

以上、球対称の仮定の下での話題を取り上げてきたが、最後に回転と磁場の効果についての新しい話題にふれておこう。現実の星は回転し、磁場を持っている。角運動量を保存しながら重力崩壊すると、遠心力が重力とつりあう程大きくなる。更に、この高速回転のために磁場が巻き込まれて増強される。そのため、球対称の仮定の下ではみられなかった新しい現象によって超新星爆発の起こることが期待されていた。実際ルブランクとウィルソン (1970) の行なった数値実験では回転軸方向にジェットが生じた。このジェットは中性子星を形成する程強くなかったけれども、それは重力崩壊直前の星の構造として $7 M_{\odot}$ という大き過ぎる鉄のコアを採用したためであると考えられた。このようなジェットは、中村 (1980) の一般相対論と回転を考慮した重力崩壊の数値実験でも生じたのである。

しかし、これらの計算は、初期の回転エネルギーや磁場のエネルギーとして非常に大きな値を仮定していることに注意しなければならない。最近になってスインパリスティがルブランクやウィルソンのコードを改良して、現実的な鉄のコアのモデルに対して計算をやり直した。そして、回転と磁場を考慮した場合に生じるジェットは、中性子星を形成する程に強くないこと、更に、その場合でも磁場は中性子星で観測される磁場よりも 3 桁も強くなることを示した。このような強い磁場は非現実的であると考えたスインパリスティは、回転と磁場によっては超新星爆発は起こりそうにないと結論した。

これは、従来の回転と磁場の効果に対する期待を真向から否定するものである。もしこれが本当だとすると、超新星爆発は従来の球対称の仮定の下で解決しなければならなくなる。超新星爆発に対する回転と磁場の影響とパルサーの磁場からの制限については、今後真剣に検討していかなければならない問題である。

☆ ☆

☆ ☆ ☆