

音響メカニズムによる重力崩壊型超新星爆発の系統的研究

原田 了 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

重力崩壊型超新星爆発とは、大質量星 (太陽質量の 8 倍以上) がその最期に爆発を起こす現象である。大質量星は進化の最終段階で中心に鉄のコアを形成する。この鉄コアはやがて鉄の光分解反応によって中心部の圧力が低下し、重力崩壊する。このときに解放される重力エネルギーによって爆発が起こると考えられている。重力崩壊したコアは中心が原子核程度の密度になると核力により跳ね返され、衝撃波を形成する。この衝撃波が星の表面まで伝搬することで超新星爆発が起こると考えられるが、実際にはエネルギーを失って衝撃波は停滞する。衝撃波を復活させるメカニズムは約 50 年間研究されているが、未だにはっきりとは解明されていない。現在の最有力仮説は、中心に形成される原始中性子星からニュートリノが放射され、それが衝撃波下流側の物質を加熱することで復活するというものである。しかし、この仮説もまだ確かめられていない。一方で、音響メカニズムという仮説も提唱されている。原始中性子星は周囲の流体から撃力を受けて振動し、音波を放射する。音響メカニズムとは、この音波が二次衝撃波を形成して運動エネルギーを散逸し、衝撃波にエネルギーを与えるというものである。これは発見したグループを除きシミュレーションで再現されており、音波が衝撃波を復活させられるのか、そもそも原始中性子星から音波が放射されるのか、詳しくわかってはいない。そこで、本講演では原始中性子星が振動することを仮定し、それが衝撃波復活に与える影響を調べた。衝撃波の伝搬が止まったところを初期条件とし、中心から原始中性子星振動に由来する音波を境界条件として与え、ニュートリノ加熱も近似的に扱いながら流体シミュレーションを行った。特に、本講演では原始中性子星の振動強度を様々に変えて衝撃波が復活する条件を系統的に調べた結果について報告する。

1 Introduction

超新星爆発とは、星が死ぬ時に起こる爆発であり、そのメカニズムから熱核暴走型超新星爆発と重力崩壊型超新星爆発に分けられると考えられている。本講演では特に重力崩壊型に着目しており、以下にそのシナリオを概説する。太陽の 8 倍以上の質量を持つ大質量星は、進化の最終段階で中心に鉄のコアを作る。この鉄コアができた星はそれ以上核融合によってエネルギーを得ることなく、重力で収縮して温度が上がっていく。ある程度以上高温になると、高エネルギーの光子によってコアの鉄が光分解され、コアの圧力は低下する。するとコアは自己重力を圧力で支えることができなくなり、重力崩壊を起こす。重力崩壊の最中は中心の密度が上がっていき、弱い相互作用しかしないニュートリノすら閉じ込めるニュートリノ球を形成する。重力崩壊が続いて中心が原子核程度の密度になると、それ以上潰れることができず、外向きに伝搬するバウンス衝撃波を形成する。こ

の衝撃波が星の外層まで突き抜けると、超新星爆発が起こると考えられる。

しかしながら、このバウンス衝撃波は伝搬途中で周囲の物質を光分解するのにエネルギーを使い、またニュートリノ放射でエネルギーを失い、やがて停滞して定在衝撃波を形成する。定在衝撃波が復活して再度外側に伝搬し始めるメカニズムは最初のシミュレーション (Colgate et al. 1961) から約 50 年の間不明である。

衝撃波復活のメカニズムとして最も有力視されている仮説は、ニュートリノ加熱メカニズムである (Janka 2012, for a review)。バウンス衝撃波が生じた後、中心には静水圧平衡にある物体の原始中性子星が残る。原子中性子星はニュートリノを放出しながら冷えて中性子星へと進化していき、このニュートリノが衝撃波下流の物質に吸収されることでエネルギーを与え、衝撃波が復活するというものである。Burrows & Goshy (1993) は超新星爆発中の星を一定質量降着

率・一定ニュートリノ光度でモデル化した状況で一次元ニュートリノ輻射流体の定常解を求め、ある質量降着率に対してニュートリノ光度がそれ以上であれば定常解が存在しないような臨界光度が存在することを発見した。質量の関数としての臨界光度を臨界曲線と言ひ、それ以上ニュートリノ光度が大きいと超新星爆発が起こると解釈されている。そのような単純なモデルによる研究の他に、時間発展も考え、親星モデルも星の進化計算を用ひ、ニュートリノ輻射輸送も流体と整合させながら解く第一原理的なシミュレーションも行われている。一次元シミュレーションでは爆発しないことが確かめられたが、二次元以上のシミュレーションでは対流などの流体不安定性で加熱率が増進され、爆発する様子が見え始めている。ただし、シミュレーションコードによって結果にばらつきがあり、ニュートリノ加熱メカニズムが正しいかどうかの結論は得られていない。

その一方で、また別の衝撃波復活メカニズムとして音響メカニズムが提唱されている (Burrows et al. 2006)。中心の原始中性子星周辺の物質は流体不安定性で擾乱を受けた状態で原始中性子星に降着し、原始中性子星に撃力を加える。これを引き金に原始中性子星表面に g -モードの星震が起こり、このエネルギーを音波として外部に放射する。音波は伝搬中に (定在衝撃波のさらに内側にある衝撃波という意味で) 二次衝撃波へと変化し、運動エネルギーを散逸することで定在衝撃波下流の物質を加熱する。この加熱によって衝撃波が復活するというのが音響メカニズムである。

音響メカニズムによる爆発自体は Burrows et al. (2006) らによってしか発見されておらず、他の研究者グループによって再現されてはいない。この原因として、ニュートリノ加熱メカニズムは数百 ms のタイムスケールで爆発するのに対し音響メカニズムは数 s のタイムスケールの爆発のため、他のグループは計算時間が足りなくて音響メカニズムを再現できていない可能性がある。再現性を調べるにあたり、第一原理的に音波の発生や加熱の全てを数値計算で追うだけではなく、音波が実際に生じるのか、また実際に音波は爆発を引き起こしうるのかを分けて考えるというアプローチもある。本講演は後者に着目し、音波が発生することを仮定した上でどのような

音波であれば爆発を引き起こしうるかをシミュレーションによって系統的に調べた。特に、臨界曲線にさらに音波の自由度を加え、質量降着率・ニュートリノ光度・音波のパラメータ空間中に爆発するかどうかを分ける臨界曲面を描くことを目的としている。シミュレーション自体は第一原理的には爆発しない一次元で行うが、本講演でパラメータサーベイを行って振る舞いの傾向を調べることで、多次元の場合の解釈が容易になる。

2 Numerical Methods

本講演では 1 次元 Godunov 型流体コードを用いた。数値フラックスの計算には Harten-Lax-van Leer (HLL) 法を用ひ、セル境界での Riemann 問題の構成には Piecewise Parabolic Method (PPM) を用いて物理量を補間した。音速などの熱力学量は Shen の状態方程式 (Shen et al. 1998) を用いた。重力は中心に $1.4M_{\odot}$ の原始中性子星があるとし、それが点重力源となるとして計算した。

ニュートリノ輸送の計算には light-bulb 法を用いた (Ohnishi et al. 2006)。これはニュートリノがどこでも Fermi-Dirac 分布をすると仮定し、中心の原始中性子星から放出されたニュートリノで物質が加熱される効果と、物質からニュートリノが放出され冷却される効果を取り扱う手法である。本講演では電子ニュートリノの温度を 4 MeV、反電子ニュートリノの温度を 5 MeV に固定している。実際のニュートリノ放出はニュートリノ球の表面から起こるとし、計算領域はニュートリノ球の外側に限る。ここで、ニュートリノ球は密度が 10^{11} g/cm^3 に等しくなる球面と定義した。この密度のとき、ニュートリノの拡散タイムスケールが系の力学的タイムスケールより長くなり、ニュートリノが閉じ込められるのである。計算メッシュは幅 Δr と各メッシュでの半径 r が $\Delta r/r = \text{const.}$ となるように設定した。

初期条件はパラメータとして与える質量降着率 \dot{M} とニュートリノ光度 L_{ν} (電子ニュートリノも反電子ニュートリノも等しく L_{ν} の光度を持つとする) のもとで求めた定常解を用いた。この定常解には衝撃波が存在し、定在衝撃波を表しているものとみなす。これ

は Yamasaki & Yamada (2005) を参考にしているが、本講演では状態方程式は Shen のものを用いているなどの違いがある。境界条件は、半径の大きい側はこの初期条件と同じ値をとり続けるとし、小さい側は初期条件の値に原始中性子星から放射される音波による摂動を加えた。この時、音波は振幅 δ を与えることで特徴づけることとし、具体的には以下のように構成する。

いま、原始中性子星の表面すぐ近くでは音波が平面波で近似できるとし、密度と速度の音波摂動 ρ_1, u_1 が従う方程式は摂動の 1 次まで取り扱おうと

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial r} + \rho_0 \frac{\partial u_1}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_1}{\partial r} + \frac{a^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

である。ただし、 ρ_0, u_0 は定常解での密度と速度で、 P を圧力として $a^2 = \partial P / \partial \rho$ は音速。この解のうち、 r 正方向に進行する音波が原始中性子星から放射される音波に対応すると考えて

$$\rho_1 = \rho_0 \delta \sin \left(\omega t - \frac{\omega}{u_0 + a} r \right) \quad (3)$$

$$u_1 = a \delta \sin \left(\omega t - \frac{\omega}{u_0 + a} r \right) \quad (4)$$

を境界条件に加える。音波の周期は Burrows et al. (2006) で最も強いモードだった 3 ms とする。温度や電子存在比などの熱力学量に対しては、音波ゆえにエントロピーが一定であること、また電子存在比も一定であることを仮定して、Shen の状態方程式から式 (3) と整合する値を求め、境界条件として課した。

以上で与えた三つのパラメータ、即ち質量降着率 \dot{M} 、ニュートリノ光度 L_ν 、音波の振幅 δ からなる三次元パラメータ空間上で、爆発するかどうかを分ける臨界面を探索する。

3 Results

シミュレーションの結果、まずは音波摂動を加えると実際に爆発が起こることが確かめられた。図 1 にはその様子を示す。これは特に質量降着率が $\dot{M} = 0.6 M_\odot/\text{s}$ 、ニュートリノ光度が $L_\nu = 4.5 \times 10^{52} \text{ erg/s}$ 、音波振幅が $\delta = 0.05$ の場合のシミュレ

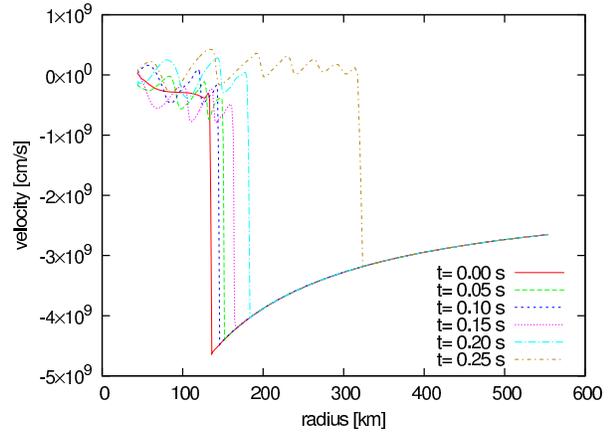


図 1: 速度場の時間発展。横軸が中心からの距離で、縦軸がその場所での動径方向の速度の値。右下の凡例には音波が注入され始めてからの時間を示しており、時間発展と共に赤実線、緑長破線、青短破線、紫点線、水色一点長鎖線、黄色一点短鎖線と速度場が変化していく。

ーション結果である。シミュレーションのメッシュ数は動径方向に 256 個とした。0.00 s での定常状態初期条件に音波摂動を加えると衝撃波下流の流れの速度場が振動して二次衝撃波を形成し、さらに定在衝撃波が外に伝搬していく様子が見える。

さらに、三つのパラメータを様々な値に変えてシミュレーションを行い、臨界面を描いたものを図 2 に示す。これはある質量降着率・ニュートリノ光度を与えた時、爆発する最小の音波の振幅を示したものである。質量降着率は $0.4 M_\odot/\text{s}$ 刻み、ニュートリノ光度は $1.25 \times 10^{51} \text{ erg/s}$ 刻み、音波振幅は 0.005 刻みで臨界面を探索した。これらを結んだ面が臨界面を構成し、それより上側のモデルは爆発し、下側のモデルは爆発しないというものになっている。爆発するかどうかは、境界条件を課して計算を始めてから 500 ms の間に衝撃波が 500 km より広がるかどうかということを基準として判断した。

4 Discussion & Conclusion

前節の議論により、音波によって確かに爆発しやすくなることがわかった。ただし、この図を作る上では音波の振幅を軸の一つにしたが、質量降着率及

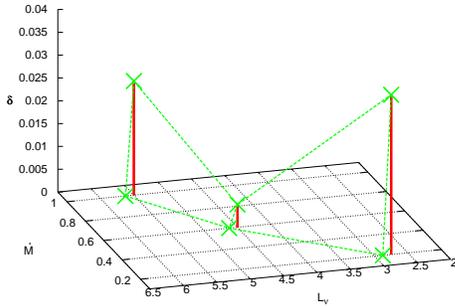


図 2: 臨界曲面。質量降着率 \dot{M} (単位は M_{\odot}/s) とニュートリノ光度 L_{ν} (単位は 10^{52} erg/s) のパラメータ平面上に描かれる臨界曲線を、音波の振幅 δ という三つ目の軸を加えて曲面にしたもの。緑破線で枠取られた面の手前側は爆発するパラメータ領域で、奥側は爆発しない領域。赤い垂線は音波が入らなければ爆発しない点に関して、 $\dot{M}-L_{\nu}$ 平面に下ろすように描かれている。

びニュートリノ光度とは違って音波の振幅は作用する圧力や流入するエネルギーとの対応が簡単には付けられない。すなわち、エネルギーの収支などの物理的な描像が見づらい。従って、今後はこの臨界曲面の軸を適切に取り替えることで物理的な描像を調べていく予定である。また、本講演では一次元計算を行ったが、実際には多次元の流体不安定性も超新星爆発において重要な役割を果たすため、今後その効果も取り入れた研究を行っていく予定である。

Acknowledgement

本講演のシミュレーションは高エネルギー加速器研究機構のスーパーコンピュータシステムで計算されました。基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Colgate, S. A., Grasberger, W. H., & White, R. H. 1961, *AJ*, 66, 280
- Janka, H.-T. 2012, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62, 407
- Burrows, A., & Goshy, J. 1993, *ApJL*, 416, L75
- Burrows, A., Livne, E., Dessart, L., Ott, C. D., & Murphy, J. 2006, *ApJ*, 640, 878
- Shen, H., Toki, H., Oyamatsu, K., & Sumiyoshi, K. 1998, *Nuclear Physics A*, 637, 435
- Ohnishi, N., Kotake, K., & Yamada, S. 2006, *ApJ*, 641, 1018
- Yamasaki, T., & Yamada, S. 2005, *ApJ*, 623, 1000