

# 超新星爆発における希少元素合成



中 村 航

〈早稲田大学大学院先進理工学研究所 〒169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1 55N-4-07〉

e-mail: nakamura.ko@heap.phys.waseda.ac.jp

非常に重い星が進化の最終段階で引き起こす重力崩壊型の超新星爆発は、元素合成にも重要な役割を果たしています。崩壊する鉄の中心核からは大量の光とニュートリノが出てきます。強い光によって鉄はヘリウムと中性子に分解され、ヘリウムは再結合してニッケルなどになります。一方、ニュートリノの大部分はそのまま星の外に飛んでいきますが、ごく一部は物質と反応し、星の外側ではリチウムやボロン、もう少し内側ではランタン138やタンタル180といった希少同位体を作ります。このようにして作られた新しい元素は、炭素や酸素とともに爆発によって宇宙空間に放出され、新しい星を作る材料となります。私たちは数値シミュレーションによって超新星爆発における元素合成を計算し、太陽系に存在するさまざまな元素の起源を探っています。

## 1. 超新星爆発のメカニズム

超新星爆発は、最もダイナミックな天体現象の一つです。観測機器の発達により、今では一日に数個のペースで発見されており、その存在は疑う余地がありません。非常に重い星が寿命を終える間際に引き起こす現象であること<sup>\*1</sup>、爆発のエネルギーが典型的に約 $10^{51}$ エルグ（太陽が放射するエネルギーの約100億年分！）であることも観測的にわかっているのですが、その中心で何が起きているのかを直接光で観察することは、分厚い外層に阻まれてできません。現在の理論的研究による理解では、以下のように考えられています。

### 1.1 鉄コアの形成と重力崩壊

太陽のような恒星は、主にその中心で起こる核融合反応によるエネルギーで重力を支えています。太陽の中心では水素の核融合反応により、より安定な（低いエネルギー状態の）ヘリウムが合成されています。中心の水素が消費され尽くすと

エネルギー供給が止まり、重力によって星の中心は収縮を始めます。この収縮によって中心の密度・温度が上昇し、やがてヘリウムの核融合反応が始まります。このような段階を経て、初期に水素とヘリウムとわずかな重元素（太陽系の質量組成比<sup>1)</sup>で水素71%，ヘリウム27%，重元素2%）で構成されていた星はやがて、その内部にヘリウム・炭素・酸素・ネオン／マグネシウム・ケイ素からなる各層を形成します。十分重い星（太陽の約10倍以上）の中心は、最終的に鉄の塊（鉄コア）となります。鉄はそれ以上核融合反応でエネルギーを解放できないので、ここで中心での一連の元素合成はいったん終了となります。中心からのエネルギー供給を失った年老いた星は、自分の体重を支えることができなくなって重力により一方的に収縮します。これを重力崩壊といいます。

### 1.2 衝撃波形成と停滞期

重力崩壊により鉄コアの密度が上昇すると、やがて原子核密度に達します。これ以上収縮できな

\*1 超新星爆発にはIa型に分類される核燃焼型の爆発も存在するが、本稿では重力崩壊型に限る。

くなったコアは原始中性子星を形成し、大量のニュートリノを放射します。そこに降り積もってきた外層は跳ね返されて衝撃波を形成し、衝撃波が星の表面まで伝わって外層を吹き飛ばすと、超新星爆発としてわれわれに観測されることとなります。重力崩壊を引き金としたこの星の死の間際には、実に $10^{53}$ エルグ以上もの莫大な重力エネルギーが解放され、その大部分はニュートリノによって星外部に運び去られると考えられています。この過程を理論的に再現しようと、これまで数多くの研究者たちが努力してきましたが、残念ながら現実の超新星を再現するには至っていません。研究者たちを悩ませる問題の一つが、衝撃波停滞問題です。

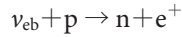
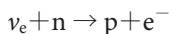
衝撃波の背面は非常に高温になっており、光のエネルギーが原子核の束縛エネルギーを上回る状況が達成されます。その結果、星が進化の過程で合成してきた重元素はバラバラに分解されます(光分解)。これは星を支えてきた反応の逆反応になり、吸熱反応です。中心に大量に存在する鉄の光分解を例に挙げると、反応式は以下のようになります。



分解される鉄の質量が太陽質量と同程度だと仮定すると、この光分解反応で失われるエネルギーは約 $10^{51}$ エルグになり、衝撃波は勢いを失い停滞してしまうわけです。

### 1.3 衝撃波の復活

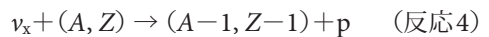
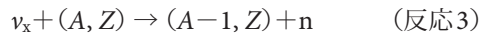
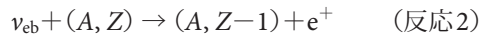
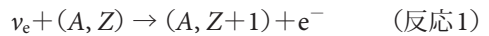
この衝撃波を復活させる鍵として注目されているのがニュートリノです。原始中性子星から照射されるニュートリノの大部分は、星を素通りしてエネルギーを運び去ります。しかしほんの一部は物質と相互作用し、主に以下の反応で物質にエネルギーを与えます。



$\nu_e, \nu_{eb}$ はそれぞれ電子型および反電子型ニュートリノを指します。この反応が起こる確率は陽子と中性子の密度に比例するので、衝撃波背面が最も効率よく加熱されることとなります。反応するニュートリノの割合はとても小さいとはいえ、重力崩壊で解放される $10^{53}$ エルグのエネルギーの大部分はニュートリノが運び去るわけですから、そのわずか1%のエネルギーが供給されるだけで超新星爆発においてきわめて重要な役割を果たすこととなります。

## 2. ニュートリノによる元素合成

ニュートリノ加熱において重要なのは主に陽子・中性子との反応ですが、一般の原子核(質量数 $A$ , 陽子数 $Z$ )とも反応してその構造を変化させます。



ここで $\nu_x$ は電子型・ミュー型・タウ型の3種類すべての型のニュートリノおよび反ニュートリノを指します。この反応で生成されるさまざまな元素は、他の元素合成過程(例えば超新星での爆発的要素合成)で生成される元素と比較して無視できる程度の量に過ぎません。しかし、通常元素合成過程で生成するのが難しい元素、すなわち存在量の少ない希少元素の起源として重要です。本稿では、超新星内部でのニュートリノ反応による元素合成に注目し、数値計算の結果と実際の観測量を比較していきます。ニュートリノ反応が重要となる元素には、リチウムやボロンといった軽い元

素と、ランタンやタンタルなどの重い元素があります。以下で順番に見ていきましょう。

## 2.1 軽い希少元素

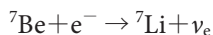
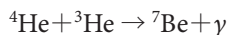
1.1節で説明した星内部での核融合反応では、周期表でヘリウムと炭素の間にあるリチウム・ベリリウム・ボロンは生成されません。これは、主に以下の二つの理由によります。

### (i) 質量数8の安定な原子核の不在

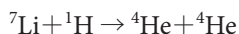
星の中心でヘリウムの核融合反応が起こると、 ${}^8\text{Be}$ ができます。しかしこのベリリウム同位体はきわめて不安定で、一瞬で二つのヘリウムに戻ってしまいます。ヘリウムの核融合反応が進むには3体合体による炭素合成が必要になり、その結果上記三つの元素は飛び越されてしまいます。

### (ii) 壊れやすいリチウム

効率の良い充電電池の材料として身近なりチウムですが、実は星が水素の核融合反応を起こす段階でできるヘリウム同位体による生成過程を考えることができます。



しかしこのとき、リチウムの周りには高温の水素が飛び回っており、以下の反応ですぐに壊れてしまいます。



以上の理由から、太陽系に存在するさまざまな元素のうちこれら3元素の量は極端に少ないのですが、リチウムやボロンがないと、携帯電話のバッテリーもホウ酸団子\*2も作れません。以下に軽い希少元素を生成する過程として提案されているものを列挙します。

## (1) ビッグバン元素合成

ビッグバン直後の宇宙では、高温・高密度環境下での核融合反応によってヘリウムやリチウムが合成されます。星中心の核融合反応で生成されたリチウムは水素によって破壊されてしまいましたが、初期の宇宙は急速に膨張して密度・温度が下がっていくので一部は生き残って宇宙全体に広がり、やがて誕生する星内部に取り込まれます。

## (2) 星内部での水素殻燃焼

水素の核融合反応は星の中心だけではなく、進化の進んだ星の水素層とヘリウム層の間の薄い殻状領域でも起こります(水素殻燃焼)。ある種類の星ではこのとき内部で激しい対流が起こり、生成されたリチウムが比較的温度の低い星表面に運ばれます。いずれは対流によって再び熱い内部に引きずり込まれて壊れてしまうのですが、一部は星風によって表面から星間空間に放出され、また一部はヘリウムと融合してボロンになります。

## (3) 宇宙線による破碎反応

宇宙空間を飛び交う高エネルギー荷電粒子を宇宙線と呼びます。その加速機構ははまだ議論的ですが、超新星残骸での磁場を介したシナリオが有力と考えられています。加速された水素やヘリウムは星間空間を漂う炭素・窒素・酸素と衝突し、これらを破壊して一定の割合でリチウム・ベリリウム・ボロン同位体を生成します。

以上三つの過程を、実際の観測量と比較してみましょう。図1は、さまざまな星の観測から得られた、鉄の存在量  $[\text{Fe}/\text{H}]$ \*3 に対する元素Xの量  $A(X)$ \*4 を図示したものです。宇宙の進化とともに鉄の存在量は増加してきたと考えられるので、 $[\text{Fe}/\text{H}]$  はよく時間におきかえて解釈されます。大昔の宇宙 ( $[\text{Fe}/\text{H}] < -2$ ) にはビッグバン時に生成されたリチウムが一様に分布していました。

\*2 ボロン、別名ホウ素を原料とした殺虫剤。筆者は見たことはないが、ゴキブリ駆除の用途で今でも使われている。

\*3  $[\text{Fe}/\text{H}]$  は、鉄の水素に対する比を対数表示して太陽系で0になるように規格化したもので、 $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\text{Fe}/\text{H}) - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\text{solar}}$  で定義される。ここでFeおよびHはそれぞれ鉄と水素の数密度を表す。

\*4  $A(X) = \log(X/\text{H}) + 12$  で定義され、元素Xの水素に対する存在量を表す。

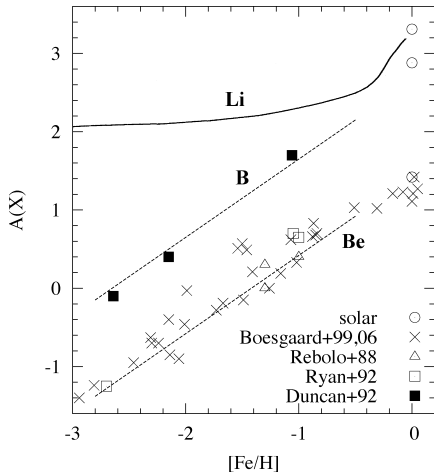


図1 星表面に存在するLi, Be, BおよびFeの観測量<sup>1)~6)</sup>. Liは星内部での破壊の影響を受けるので、最大値を線で結んだ。

やがてリチウム量は破碎反応の寄与によって上昇し始め、現在の太陽系の存在量に達します ( $[Fe/H]=0$ )。水素殻燃焼でリチウムを生成・放出するような星は軽い(すなわち寿命が長い)ので、その寄与は  $[Fe/H]$  が0に近づいてきてようやく現れます。一方、ベリリウムとボロンの存在量は傾き1の綺麗な直線を示します。これはベリリウム・ボロンが鉄と同時に、あるいは同じ天体現象を起源として生成されていることを強く示唆します。鉄は超新星爆発によって生成・放出されるので、宇宙線が超新星残骸起源だとするとこの観測を説明できるように思われます。しかし、宇宙線の標的となる炭素や酸素も、少なくとも  $[Fe/H] < -2$  の宇宙初期においては超新星爆発によって放出されます。その結果、破碎反応で生成される元素量は鉄の存在量の2乗に比例(対数表示では傾き2の直線)することになり、観測と一致しないこととなります。

(4) ニュートリノ反応

超新星爆発で起こるニュートリノ反応は、この観測傾向に矛盾しません。図2はニュートリノ反応によってリチウムおよびボロンを生成する過程をまとめたものです。超新星爆発の際に、中心か

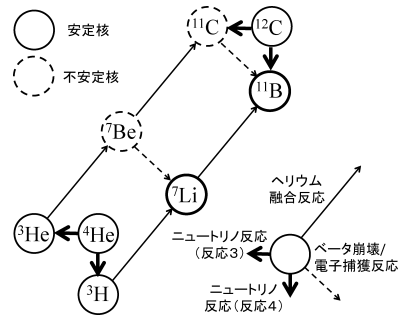


図2 ニュートリノによる<sup>7</sup>Liおよび<sup>11</sup>B生成の過程。<sup>4</sup>Heおよび<sup>12</sup>Cへのニュートリノ反応が起点となる。

ら照射されたニュートリノが外層のヘリウムや炭素と反応することによって、<sup>7</sup>Liおよび<sup>11</sup>Bが生成されます。このとき星の内側では爆発的元素合成によって鉄が生成されており、これら新しく生成された元素は超新星爆発によって最終的に星間空間に広がっていきます。

2.2 Ib/c型超新星爆発での軽元素合成

しかし、ニュートリノ反応ではベリリウムがほとんど生成されません。また、ボロンも質量数11の同位体<sup>11</sup>Bのみが生成され、太陽系に存在するもう一つの同位体<sup>10</sup>Bを説明できません。そこで筆者が着目したのが、ニュートリノ反応と破碎反応のハイブリッドモデルです。

超新星爆発によって外層は加速されます。爆発を起こす星が分厚い水素の層をまとっていた場合(II型超新星)には、その速さは数千km/sにとどまりますが、星が進化の過程で水素/ヘリウム層を失っていた場合(Ib/c型)には、外層の最終的な速さは10,000 km/sを超え、爆発のエネルギーが大きい場合には光速近くまで加速される可能性もあります<sup>7)</sup>。Ib型超新星ではヘリウムの外層が加速され、星間空間中のヘリウムと核融合反応を起こしてリチウムの同位体を作るでしょう。Ic型の場合には炭素・酸素が加速され、破碎反応によって全種類の軽元素同位体を生成します。この反応で生成された元素と、ニュートリノ反応で合成したリチウム・ボロンを組み合わせることに



よって、観測を説明できないかと考えました<sup>8)-10)</sup>。

計算には、実在の四つの超新星SN 1993J<sup>11)</sup>・SN 1994I<sup>12)</sup>・SN 2002ap<sup>13)</sup>・SN 1998bw<sup>14)</sup>の特徴をよく説明できるモデルを使用しました。このうちSN 1998bwは特に爆発エネルギーの大きい極超新星とも呼ばれ、外層の加速に伴う軽元素合成が期待されます。おのおのの爆発に対応するエネルギーを星の中心に注入し、発生した衝撃波の時間発展を1次元球対称数値流体コードを用いて計算しました。得られた外層の爆発後のエネルギースペクトルを基に宇宙線の輸送方程式を解き、同時に破碎反応を計算することによって軽元素の生成量を算出することができます。またそれとは別に、衝撃波が星内部を伝播する段階でニュートリノ反応が起こります。今考えている反応は超新星の力学的構造（衝撃波の発展など）に影響しないので、流体計算で得られた密度・温度を用いて図2を含む核反応ネットワーク計算を行うという手法で評価します<sup>\*5)</sup>。ニュートリノ光

度 $L_\nu$ はすべての型で共通で、時間とともに $L_\nu \propto \exp(-t/\tau)$ の表式に従って減衰すると仮定しました。 $\tau$ は減衰の時間スケールで、 $t$ はコアバウンス後の時間です。バウンス前( $t < 0$ )は $L_\nu = 0$ とします。またニュートリノのエネルギー分布はFermi-Dirac分布に従い、各型の温度のみで特徴づけられると仮定します。

計算の結果、Ib/c型超新星内部でのニュートリノ反応による $^{11}\text{B}$ 生成量は $(1.2\text{--}4.3) \times 10^{-7}$ 太陽質量となり(図3)、同じニュートリノパラメータを用いたII型超新星での計算<sup>15)</sup>と同程度の生成量となりました。一方、 $^7\text{Li}$ の生成量は $10^{-8}$ 太陽質量を下回り、II型超新星より1桁以上少ない結果となりました。ニュートリノ反応による $^7\text{Li}$ 生成は主にHe層で起こるので、爆発前にHe層を失ったIc型超新星で $^7\text{Li}$ の生成量が少ないのは当然と言えます。また、外層は爆発後に破碎反

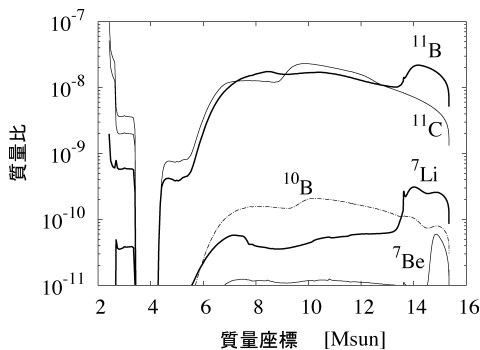


図3 ニュートリノ反応によって超新星爆発SN 1988bwモデル内部に生成された希少元素の分布の例。時間がたつとやがて $^{11}\text{C}$ は $^{11}\text{B}$ に、 $^7\text{Be}$ は $^7\text{Li}$ になる。SN 1998bwのようなIc型超新星のニュートリノ反応では、 $^{11}\text{B}$ の生成量が圧倒的に多い。

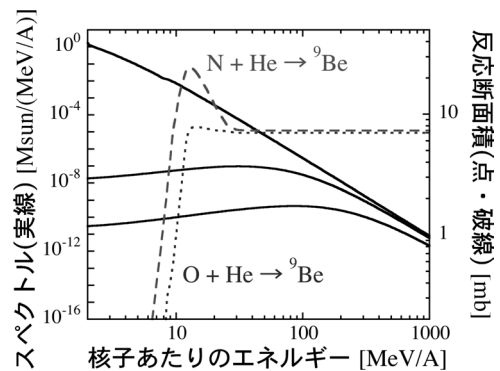


図4 超新星爆発SN 1988bwモデルで加速された外層のエネルギー分布(実線、上から爆発直後/100万年後/500万年後)。時間とともに散乱などでエネルギーを失っていく様子がわかる。重ねて描いてあるのは $^9\text{Be}$ を生成する破碎反応の断面積の例。実は窒素が最も断面積が大きいですが、星外層での窒素の存在量は炭素や酸素に比べて1桁以上少ない。残念。

\*5) いわゆるポスト・プロセス。実際の計算を行うには、ニュートリノ・原子核反応断面積を知る必要がある。しかし、弱い相互作用はあまりにも弱すぎるために、ニュートリノビームを用いた実験による測定は( $^{12}\text{C}-\nu$ 反応を除いて)実質上ほとんど不可能であり、理論計算に頼らざるをえない。反応断面積に関する研究の現状は以下を参照のこと。鈴木俊夫ほか：物理学会誌第67巻1号(2012年)，p.49-54，“超新星での元素合成とニュートリノ振動”

応を受けます。爆発エネルギーの大きいSN 1998bwモデルの場合(図4), 破碎反応による ${}^{6,7}\text{Li} \cdot {}^9\text{Be} \cdot {}^{10}\text{B}$ 生成量はニュートリノ反応を上回り,  ${}^{11}\text{B}$ 生成量と同程度となりました。これら二つの過程で生成された元素を混ぜ合わせると, たとえばボロンの同位体比は ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} \sim 3.66\text{--}4.28$ となり, 太陽系の観測量( $4.05 \pm 0.05$ )とよく一致します(ニュートリノ反応のみだと $\sim 200$ , 破碎反応のみだと $\sim 3$ となり観測と合いません)。

### 2.3 重い希少元素

ニュートリノ反応が重要なのは軽い元素に限ったことではありません。タンタルの質量数180同位体 ${}^{180}\text{Ta}$ は太陽系に存在する最も希少な同位体の一つで, その同位体質量比は安定な ${}^{181}\text{Ta}$ に対してわずか0.01%ときわめて少量です。その理由を図5を用いて説明します。このような重い元素は主に中性子捕獲反応と, それに続く中性子過剰な不安定核のベータ崩壊によって生成されます。しかし ${}^{180}\text{Ta}$ は周囲を安定核によってブロックされており, 2種類の中性子捕獲反応はともに ${}^{180}\text{Ta}$ を生成できません。陽子過剰核側も同様にブロックされており, 通常の核反応は ${}^{180}\text{Ta}$ にたどりつけないのです。質量数138のランタン ${}^{138}\text{La}$ もよく似た状況にあり, やはりその同位体質量比は0.09%と小さくなっています。

これら希少同位体の起源は, ニュートリノ反応であると考えられています。星形成時に分子雲ガスに含まれていた重元素を親核として, その後超新星爆発を起こしたときのニュートリノ反応を計算することによって, これらの同位体比を再現することができるからです<sup>16), 17)</sup>。

${}^{138}\text{La}$ や ${}^{180}\text{Ta}$ と同様に, 質量数92のニオブ ${}^{92}\text{Nb}$ も周囲を安定核に囲まれています。しかし ${}^{138}\text{La}$ や ${}^{180}\text{Ta}$ と異なるのは,  ${}^{92}\text{Nb}$ 自身が不安定核であるということです。その半減期は約3,500万年と長く, 生成されたそのときからゆっくりと時間をかけてジルコニウム ${}^{92}\text{Zr}$ に崩壊していきます。 ${}^{92}\text{Nb}$ は主にニュートリノ反応で生成される

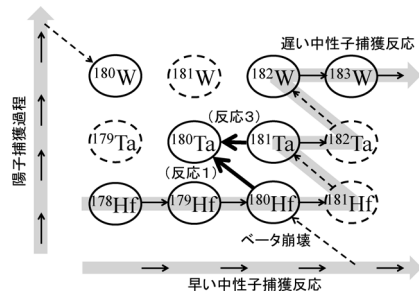


図5  ${}^{180}\text{Ta}$ 周辺の原子核を合成する主な過程。中性子捕獲過程にはベータ崩壊のタイムスケールと比較して速い/遅いの2種類あり, 図のように通る経路が異なる。いずれの中性子捕獲反応も, また陽子捕獲反応も, 安定核に阻まれて ${}^{180}\text{Ta}$ を生成できない。

と考えられるので, その残存量あるいは ${}^{92}\text{Zr}$ の余剰量を観測することによって,  ${}^{92}\text{Nb}$ が生成されてからの時間すなわち超新星爆発が起こってから時間を推定することができます。このようにいわゆる宇宙時計としての活用が期待される元素はほかにもあるのですが(たとえば速い中性子捕獲過程で生成される半減期約1,600万年のヨウ素129など<sup>18)</sup>), それらの元素は合成過程が複数存在していたり, あるいは天体起源がわかっていなかったりして正確な時計には向いていません。一方,  ${}^{92}\text{Nb}$ を生成するニュートリノ過程が実現されるのは, 重力崩壊型の超新星爆発だけであると考えられます。私たちは, 隕石中の ${}^{92}\text{Zr}/{}^{90}\text{Zr}$ 同位体比異常<sup>19)</sup>を説明する超新星爆発のパラメーターを計算し, 太陽系はその形成の約3,000万年前に超新星爆発の影響を受けていると算出しました<sup>20), 21)</sup>。しかし, 隕石中のジルコニウム同位体比の値はもっと大きいと主張するグループもあり<sup>22)</sup>, 理論・観測の双方からより詳細な検討を行う必要があると言えます。

### 3. 超新星からのニュートリノ

この記事では, 原始中性子星から照射されるニュートリノによる元素合成について紹介してきました。合成される元素の組成比や量は, ニュー

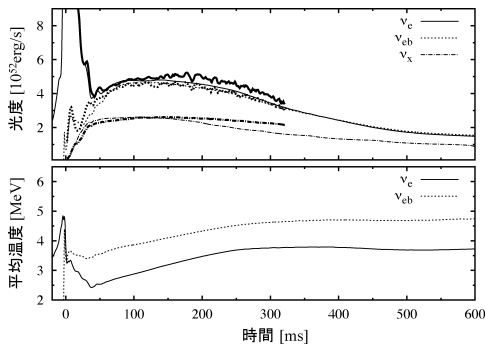


図6 15太陽質量モデルにおけるニュートリノ光度(上)および平均温度(下)の時間発展. 1次元(細線)および2次元(太線)の計算結果を示している.

トリノの特性(光度・エネルギースペクトル)に依存します. 前章までの計算は  $L_\nu \propto \exp(-t/\tau)$  で Fermi-Dirac 分布に従うニュートリノモデルに基づいています. この章では, “実際の超新星爆発”のときに出てくるニュートリノについて解説します. とは言え, 実在の超新星から地球に直接届いたニュートリノの観測例は, 唯一1987年に観測された SN 1987Aのみです. このときには日本の Kamiokande-II が11個, アメリカの IMB 検出器が8個のニュートリノを捕らえることに成功しました. しかし, 光度曲線やエネルギースペクトルを算出するには到底足りないデータ量なので, ここではニュートリノ輸送を解いた理論計算からの予測を紹介します.

図6は15太陽質量の星が重力崩壊したときに, 中心から出てくるニュートリノの光度と平均エネルギーを時間の関数として表したものです. 物質の空間分布は球対称(1次元)または軸対称(2次元)を仮定し, ニュートリノは相互作用をエネルギーごとに分けて計算する手法<sup>23)</sup>を用いています. ニュートリノ光度を見ると, バウンスの直後に大量の電子型ニュートリノが出てくる(中性子化バースト)ことがわかります. その後徐々に反電子型ニュートリノ光度に近づいていきますが, 全体として単純な減衰関数ではありません.

一方, 平均エネルギーを一定とするのは悪くない近似であることがわかります(より現実的な空間3次元計算の結果については, 例えば Takiwaki ら<sup>24)</sup>を参照).

最後になって前提を覆す形になってしまい申し訳ないのですが, ここで用いた単純なニュートリノモデルは, ニュートリノ過程に関する他の先行研究で使用されているモデルと同様のものです. より精密な計算を行うには図6のように時間発展するニュートリノモデルを用いるべきですが, ニュートリノ輸送を考慮した超新星爆発の数値計算は計算機の負担が大きく, スーパーコンピュータを用いてもバウンス後1秒程度までを追うのが精一杯です. 衝撃波が星内部を通過して表面に達するには数十秒~数千秒かかりますので, その間には大きなギャップがあります. 筆者は現在, 星の重力崩壊から爆発までを一つのスキームで再現し, 元素合成計算に結びつける研究に取り組んでいます. こうした科学計算が可能になれば, これまで超新星ニュートリノ元素合成計算で仮定せざるをえなかったさまざまな近似の是非が一つ一つ明らかにされ, 定量的により精度の高い信頼できる理論的予測ができるようになることを期待しています.

謝 辞

本稿は, 筆者の学位論文の一部および関連する学術論文をもとにしています. 大学院生時代の指導教官である茂山俊和氏に深く感謝いたします. また, 共同研究者である吉田 敬氏, 早川岳人氏, 梶野敏貴氏, M-K. Cheoun氏, G. J. Mathews氏, 執筆にあたり有益な助言をいただいた滝脇知也氏, 本稿の執筆を助めてくださった富永 望氏にこの場を借りて御礼申し上げます.

## 参考文献

- 1) Anders E., Grevesse N., 1989, *GeCoA* 53, 197
- 2) Boesgaard A. M., Deliyannis C. P., King J. R., Ryan S. G., Vogt S. S., Beers T. C., 1999, *AJ* 117, 1549
- 3) Boesgaard A. M., Novicki M. C., 2006, *ApJ* 641, 1122
- 4) Rebolo R., Molaro P., Abia C., Bechman J. E., 1988, *A&A* 193, 193
- 5) Ryan S. G., Norris J. E., Bessell M. S., Deliyannis C. P., 1992, *ApJ* 388, 184
- 6) Duncan D. K., Lambert D. L., Lemke M., 1992, *ApJ* 401, 584
- 7) Kulkarni S., et al., 1998, *Nature* 395, 663
- 8) Nakamura K., Shigeyama T., 2004, *ApJ* 610, 888
- 9) Nakamura K., Inoue S., Wanajo S., Shigeyama T., 2006, *ApJL* 643, L115
- 10) Nakamura K., Yoshida T., Shigeyama T., Kajino T., 2010, *ApJL* 718, L137
- 11) Shigeyama T., Suzuki T., Kumagai S., Nomoto K., Saio H., Yamaoka H., 1994, *ApJ* 420, 341
- 12) Iwamoto N., et al., 1994, *ApJL* 437, L115
- 13) Mazzali P. A., et al., 2002, *ApJL* 572, L61
- 14) Nakamura T., Mazzali P. A., Nomoto K., Iwamoto K., 2001, *ApJ* 550, 991
- 15) Yoshida T., Suzuki T., Chiba S., et al., 2008, *ApJ* 686, 448
- 16) Hayakawa T., Kajino T., Chiba S., Mathews G. J., 2010, *PRC* 81, 052801
- 17) 梶野敏貴, 早川岳人, 千葉 敏, 国立天文台ニュース No. 204, 2010年7月号, pp. 3-5, “太陽系で最も希少な同位体タンタル180の起源は超新星爆発のニュートリノ”
- 18) Dauphas N., 2005, *Nucl. Phys. A* 758, 757
- 19) Schonbachler M., et al., 2002, *Science* 295, 1705
- 20) Cheoun M-K., Ha E., Hayakawa T., Chiba S., Nakamura K., Kajino T., Mathews G. J., 2012, *PRC* 85, 065807
- 21) Hayakawa T., Nakamura K., Kajino T., Chiba S., Iwamoto N., Cheoun M-K., Mathews G. J., in preparation
- 22) Yin Q. Z., Jacobsen S. B., 2002, *Meteoritics and Planetary Science* 37, 5208
- 23) Liebendörfer M., Whitehouse S. C., Fischer T., 2009, *ApJ* 698, 1174
- 24) Takiwaki T., Kotake K., Suwa Y., 2012, *ApJ* 749, 98

### Synthesis of Rare Isotopes in Supernova Explosions

Ko NAKAMURA

*Faculty of Science and Engineering, Waseda University, 3-4-1 Okubo, Shinjuku-ku, Tokyo 169-8555, Japan*

Abstract: Neutrinos have been considered to play some crucial roles in explosions of core-collapse supernovae. Although a property of supernova neutrinos is still unclear, they should leave a trace in some characteristic nucleosynthesis, so-called “the neutrino process.” We have investigated the synthesis of Li, B, Nb, La, and Ta for which the neutrino process is dominant. Our numerical simulations based on an assumption of supernova neutrino properties partly succeed in reproducing some observational trends. Future work dealing consistently with a sequence of the time from the core-collapse of a massive star to its final explosion and simultaneous nucleosynthesis is highly desirable.