

自然科学研究科 数理物理学専攻

修士学位論文

スーパーカミオカンデにおける  
超新星ニュートリノ観測に向けた  
データ解析手法の開発

—Developing a novel analysis method for supernova  
neutrino observations in Super-Kamiokande—



岡山大学 素粒子物理学研究室

学籍番号:41M21221

中西 史美

2023年2月28日 提出

## 概要

超新星爆発とは、太陽質量の 8 倍以上の恒星が一生の最後に起こす爆発現象である。爆発を駆動している星の中心付近は核密度 ( $\sim 3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ ) にせまる高温高密度環境が実現されており、自然界の 4 つの基本的な力である重力、電磁気力、強い力、弱い力全てが爆発機構に関わっている。恒星の進化の最終過程において、星内部では重元素の合成が進み、中心に向かうにつれて重い原子核の層ができていき、最終的には中心が鉄のコアである玉ねぎ状の層ができる。爆発時にも重元素の生成が行われ、爆発によって宇宙空間へ放出されるため、超新星爆発は宇宙の化学組成を決める重要な天体現象である。爆発のメカニズムはまだ全ては理解されておらず、様々な理論の構成や数値計算が行われている。また、次の超新星爆発観測において、より多くの情報を引き出すために観測体制を整えることが重要である。

超新星爆発は大きく核爆発型超新星と重力崩壊型超新星と呼ばれる 2 つの種類に分けることができる。核爆発型超新星は白色矮星と呼ばれる星が主星である連星系において、伴星からガスの流出などにより質量降着が起きる事で、白色矮星が自己重力で支えられる限界質量 ( $1.4M_{\odot}$ ) を超えて起きる特殊な爆発だと考えられている。本論文では一般的な重力崩壊型超新星を扱う。重力崩壊型超新星の爆発過程は鉄コアによる重力崩壊から始まる。恒星は進化の最終過程において、電子による縮退圧で自身を支えている。しかし、鉄の合成が進み鉄コアの質量が増え、縮退圧で支えきれなくなると重力崩壊が起こる。重力崩壊が起こると中心コアでは鉄原子核による光分解反応や陽子による電子捕獲反応などが進行するため、縮退圧はさらに低下し重力崩壊が加速される。そして中心密度が核密度を超えると、その領域はそれ以上圧縮することができないため収縮が止まる。一方で中心部より外側はまだ密度が中心部より小さく収縮を続けるため、コアバウンスが起こりその境界で衝撃波が発生する。発生した衝撃波が星の表面に到達すると超新星爆発となり、爆発後には中性子星やブラックホールが形成される。爆発時には電磁波、重力波なども発生するため様々な方法で超新星爆発を観測することができる。

超新星爆発において、もう一つ重要であるのが超新星ニュートリノである。素粒子の 1 つであるニュートリノは爆発過程において様々な反応で生成され、超新星ニュートリノとして観測される。ニュートリノは物質とほとんど相互作用しないため、超新星ニュートリノを観測することで超新星深部の情報を得ることができる。超新星ニュートリノの放出は初期段階、降着段階、冷却段階の 3 つに分けることができる。コアバウンスから約 0.003 s までの初期段階とそれから数百ミリ秒間の衝撃波に外側から物質が降り積もる降着段階で放出されるニュートリノは爆発機構や物質降着などの不定性、さらに星内部の状態の場所依存性、いわゆる多次元効果やニュートリノ振動も含め、観測されるニュートリノ事象を決める変数が多く複雑である。一方、バウンス後に中心に形成される原始中性子星と呼ばれる中性子を豊富に含む高温なコアがニュートリノがエネルギーを持ち去ることで温度が冷え、中性子星へと向かっていく冷却過程で放出されるニュートリノは主に中性子星の質量や半径に依存するため不定性が小さくシンプルである。よって、本論文ではこの冷却過程で放出されるニュートリノに注目した。

本論文では、大型水チェレンコフ検出器であるスーパーカミオカンデ (SK) で観測される超新星ニュートリノ反応について、反応数や反応時間などを正確にシミュレーションするため、乱数を用いた事象生成ツールの開発を行った。このツールを使えば、あるエネルギーのニュートリノが起こす反応の種類と、反応によって生成される粒子について反応位置、時間、それぞれの粒子のエネルギーを計算することができる。そして、冷却過程で放出されるニュートリノの反応と SK で常に観測されるバックグラウンドイベントを定量的に評価し、バックグラウンドイベントに依らずにニュートリノ反応を選別する解析手法の開発を行なった。そして様々な超新星モデルを使用し、シミュレーションを行い、ニュートリノイベントの観測時間やイベン

---

ト数、エネルギーを見積もった。

また、開発した解析手法を用いて決定した冷却過程のニュートリノイベントについて、時間やイベント数、エネルギーの情報を用いた超新星モデル識別の解析手法を考案した。そしてそれぞれのモデルについてモデル識別の成功率を見積もった。本研究では質量や状態方程式の異なる 16 のモデルを使用した。どの超新星モデルにおいても 90% 以上の識別能力を持つことが分かった。

# 目次

1	イントロダクション	6
1.1	超新星爆発	6
1.1.1	星の進化	6
1.1.2	超新星爆発の種類	7
1.1.3	重力崩壊型超新星爆発	8
1.2	超新星内部の核物質の状態方程式	15
1.2.1	Shen EOS	19
1.2.2	Lattimer & Swesty EOS	19
1.2.3	Togashi EOS	20
1.3	超新星ニュートリノ	21
1.3.1	ニュートリノ振動	21
1.3.2	超新星爆発におけるニュートリノ振動	24
1.3.3	ニュートリノ反応	26
2	スーパーカミオカンデ (SK) 実験	29
2.1	スーパーカミオカンデ検出器	29
2.2	検出原理	30
2.2.1	チェレンコフ放射	30
2.3	検出器の構成要素	31
2.3.1	水タンク	31
2.3.2	光電子増倍管 (PMT)	32
2.3.3	硫酸ガドリニウム水循環システム	33
2.4	SK-Gd 実験	34
2.4.1	溶解実験	34
2.4.2	中性子捕獲効率の調査	34
2.5	超新星モニター	39
2.5.1	データプロセス	39
2.5.2	イベントクラスターの特定方法	40
3	SK における超新星ニュートリノイベントの観測数予測	42
3.1	超新星ニュートリノイベント計算ツール	42
3.2	逆ベータ崩壊反応	44
3.3	電子散乱反応	45

---

3.4	酸素原子核反応	46
4	<b>ニュートリノ光度曲線解析</b>	57
4.1	状態方程式の判別	57
4.2	状態方程式によるニュートリノ放出時間発展の違い	58
4.3	Backward time 解析	62
4.4	本研究で使用する超新星モデル	66
5	<b>解析方法</b>	67
5.1	最後の1イベントの決定手法	67
5.1.1	SKにおける超新星イベントとバックグラウンドイベント	67
5.1.2	評価方法	69
5.1.3	イベント選別条件の検証	70
5.1.4	最後の1イベントの決定	75
6	<b>結果と考察</b>	76
6.1	最後の1イベントの時間 ( $T_{\text{last}}$ ) 分布	76
6.1.1	$T_{\text{last}}$ 分布の特徴	76
6.1.2	バックグラウンドを含む $T_{\text{last}}$ 分布	77
6.2	超新星モデル識別性能評価	79
6.2.1	確率密度分布関数 (PDF)	80
6.2.2	識別性能評価	80
7	<b>まとめ</b>	85
付録 A	<b>ニュートリノ振動詳細</b>	87
A.1	真空中でのニュートリノ振動	87
A.2	超新星内部の物質効果によるニュートリノ振動	88
付録 B	<b>ニュートリノ反応詳細</b>	89
B.1	IBD 反応	89
B.2	ES 反応	91
付録 C	<b>核物質の状態方程式詳細</b>	92
C.1	原子核の質量公式	92
C.2	核物質の種類と特徴	93
C.2.1	状態方程式を決めるパラメータ	94
付録 D	<b>単純化された一様核物質のモデル</b>	96

目次	5
付録 E 超新星ニュートリノ観測	98
付録 F SKSNSim 詳細	99
付録 G $T_{\text{last}}$ 分布詳細	99

# 1 イントロダクション

この章では、超新星爆発の分類、爆発メカニズム、ニュートリノなどの様々な観点から超新星爆発の全体像を解説する。まず 1.1 で超新星爆発の概要と星の進化から爆発に至るまでを紹介し、1.2 では星内部の高温高密度な物質の振る舞いを決定する状態方程式について説明する。そして最後に 1.3 で超新星内部で生成されるニュートリノの振る舞いとその観測について述べる。

## 1.1 超新星爆発

### 1.1.1 星の進化

太陽質量の 8 倍以上の質量を持つ星は一生の最後に超新星爆発を起こす。この超新星爆発について述べる前に、まず星の一生について簡単に述べる。

星は自己重力で結合したガスの塊であり、内部の核融合反応で解放されたエネルギーによって光っている。図 1 に星の進化過程の様子を示す。星の中心にできた水素は核反応に対するクーロン障壁が小さいため、まず初めに水素が燃える。中心の水素が燃え尽きた後は燃えかすとして形成されたヘリウムのコアがヘリウムに火がつくまで温度を上げながら収縮する。以後同様に炭素、酸素、ネオン、シリコンと次々に重い元素のコアが作られて燃えていく。これが順調に進むと、中心に最も安定な原子核・鉄のコアが形成され、その回りを玉ねぎ状に覆うシリコン、ネオン、酸素、炭素、ヘリウム、水素などの層からなる巨星となる。ただし星の質量によって中心温度が異なるため、実際に鉄コアが形成されるのは  $12M_{\odot}$  より重い星に限られる。

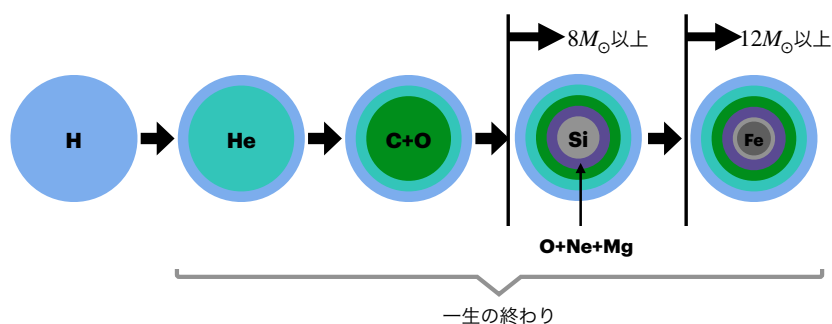


図 1 星の進化過程。  $8M_{\odot}$  以上でシリコンコアが形成され、  $12M_{\odot}$  以上で鉄コアが形成される。

### 1.1.2 超新星爆発の種類

超新星には、異なる機構で爆発するものが存在し、光学スペクトルと光度曲線の特徴を組み合わせで分類される。図2で示す超新星爆発の分類では、まず初めにスペクトルに水素が含まれるか含まれないかを確認する。水素のスペクトルが含まれる場合、II型超新星と定義され、含まれない場合はシリコンのスペクトルの有無が確認される。シリコンのスペクトルがある場合、Ia型超新星に分類され、シリコンのスペクトルがない場合はヘリウムのスペクトルの有無が確認される。これがある場合はIb型の超新星に分類され、ない場合はIc型超新星に分類される。この分類において、IまたはIIのような大文字は光度曲線における特徴を表し、小文字はスペクトル上の特徴を表す。そしてIa型の超新星は核爆発型超新星、それ以外の超新星は重力崩壊型超新星と呼ばれている。また、Ia型以外の超新星は星形成が盛んな若い銀河のみで起こるのに対し、Ia型超新星は若い星を含まない古い楕円銀河でも観測されるため、Ia型超新星は長寿命星系が起源の爆発であることを示唆している。現在は、連星系で進化して巨星となった伴星から主星である白色矮星\*1にガスが降り積もったり、白色矮星同士が合体することで限界質量(式(1.3))を超えた時に起こる爆発であると考えられている。

太陽質量程度の天体が超新星爆発を起こした場合に解放される爆発の運動エネルギーは $10^{51}$  ergに達する。この超新星爆発のエネルギー源には二つの候補が存在する。一つは核融合エネルギーで、仮に急速な核融合が起こり、質量 $M$ の星の全ての炭素原子が鉄原子になるとすると、その時に放出されるエネルギーは

$$E_{nuc} = \left( m_C - \frac{12}{56} m_{Fe} \right) c^2 \times \left( \frac{M}{m_C} \right) = 2 \times 10^{51} \text{erg} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad (1.1)$$

と表される。ここで、 $m_C$ と $m_{Fe}$ はそれぞれ炭素と鉄原子核の質量を表す。また、 $c$ は光速、 $M_{\odot}$ は太陽質量を表している。

もう一つのエネルギー源候補は重力エネルギーである。核融合エネルギーを仮定した場合と同じく、太陽質量程度の天体が急激な重力収縮をしたとすると、その時に解放される重力エネルギーは

$$E_g = \left( -\frac{GM^2}{R_i} \right) - \left( -\frac{GM^2}{R_f} \right) \sim \left( \frac{GM^2}{R_f} \right) = 3 \times 10^{53} \text{erg} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^2 \left( \frac{R_f}{10 \text{ km}} \right)^{-1} \quad (1.2)$$

と見積もられる。ここで、 $R_i$ と $R_f$ は重力収縮前と後の天体の半径を表しており、星は急速に収縮して中性子星の大きさ(約10 km)になると仮定している。 $R_i$ と $R_f$ の関係は $R_i \gg R_f$ とする。また式(1.2)の $G$ は重力定数を表す。

現在、これら二つのシナリオはIa型超新星が核融合エネルギーを利用した爆発で、その他の爆発は重力エネルギーをエネルギー源とすると考えられている。本論文では、爆発時に大量のニュー

\*1  $8M_{\odot}$ 以下の質量の星の進化の最終過程の姿。赤色巨星になった後、ヘリウム燃焼過程を経て水素の豊富な外層を質量放出によって失い、電子の縮退圧で支えられたコアのみで形成される天体。



トリノを放出する重力崩壊型超新星を扱う。

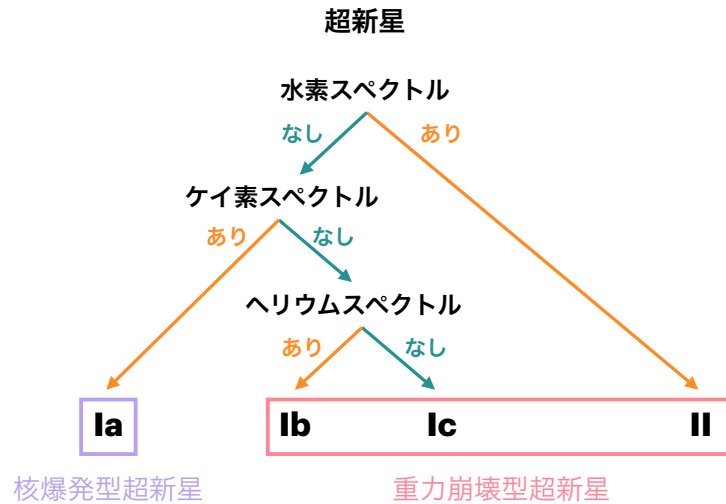


図2 超新星爆発の種類

### 1.1.3 重力崩壊型超新星爆発

図3に重力崩壊型超新星爆発の時間発展の様子を示す。まず初めに、鉄コアが星自身の重力を支えきれず、重力崩壊を起こす(1)。重力崩壊が起きると電子は陽子に捕獲され、電子ニュートリノが発生する。このニュートリノは崩壊初期は外に逃げ出すことができるが、コアの密度が  $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$  になるとコアの中に閉じ込められる。この段階(2)を「ニュートリノトラッピング」と呼ぶ。コアの中に閉じ込められたニュートリノは物質をランダムに散乱させ、徐々に外に拡散し、最終的にコアの外へ抜け出していく。このニュートリノが抜け出せないコア内部と抜け出せる領域の境界を「ニュートリノ球」と呼ぶ。一般的に超新星爆発から放出されるニュートリノの平均エネルギーはニュートリノ球での温度を反映している。次に、重力崩壊が進行し、核密度が  $\sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  に達すると、コアは核力によって急に硬くなる。しかし、物質は絶えず内部コアに落下しているため、境界で反発し、衝撃波が発生する(3)。衝撃波は原子核を分解しながら星の表面へ伝播する。電子捕獲は原子核ではなく、核子に対して起こりやすい。ニュートリノ球内では、ニュートリノの平均自由行程は中性子星の前形である原始中性子星(PNS)の直径よりも短いため、電子捕獲によって生成されるニュートリノは抜け出すことができない。しかし、衝撃波がニュートリノ球の表面に到達すると、閉じ込められていたニュートリノは直ちに放出される。この時、電子ニュートリノのルミノシティは数百ミリ秒の間に  $10^{53} \text{ erg}$  に到達することがあり、この過程は「中性子化バースト」と呼ばれている(4)。衝撃波は伝播を続けるが物質は中心部に落下し続けるため(5)、核分裂によりエネルギーを失い、最終的に失速する(6)。衝撃波が失速した後、原始中性子星からのニュートリノによる衝撃波の加熱や、対流効果などの影響で衝撃波が復活できれば(7)、衝

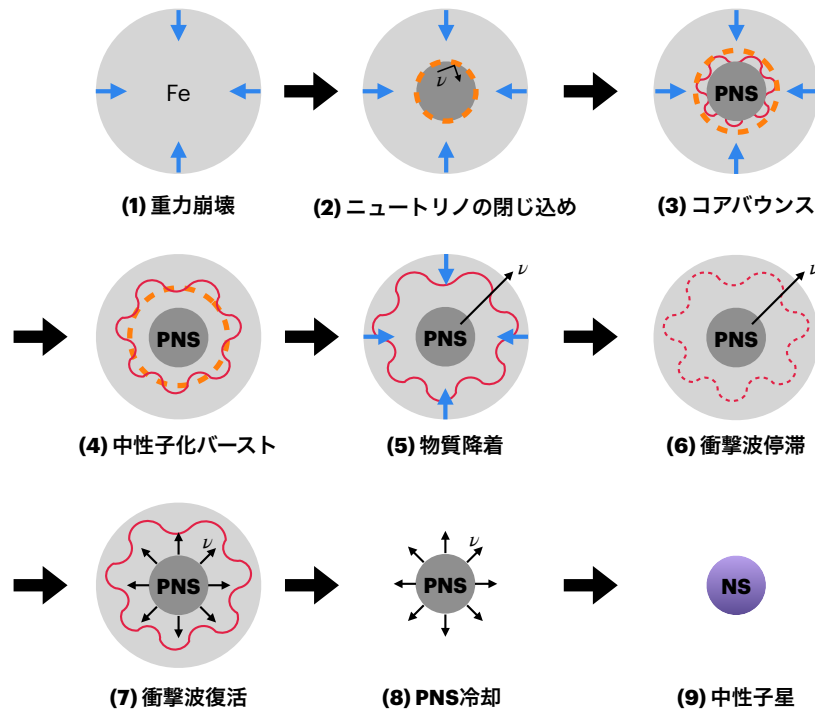


図3 重力崩壊型超新星爆発の流れ

衝撃波は外側に伝播し、星は爆発する。この復活に失敗すると星は自己重力でつぶれ、ブラックホールとなる。衝撃波の復活後も原始中性子星には多くのエネルギーが含まれており、超新星から放出されるニュートリノのエネルギー全体の約半分を占めている。そのエネルギーはニュートリノとして放出され、数十秒後には通常の中性子星へと徐々に冷却される。この過程を「原始中性子星の冷却過程」と呼ぶ(8)。超新星は最終的に、親星の質量に応じて中性子星(9)やブラックホールとなる。

また、上記で述べた爆発過程では様々なニュートリノが放出される。このニュートリノ放出と平均エネルギーの時間発展の一例を図4に示す。それぞれ、電子型ニュートリノを $\nu_e$ 、電子型反ニュートリノを $\bar{\nu}_e$ 、ミュー、タウ型ニュートリノを $\nu_x$ と表記している\*2。横軸の時間はコアバウンスを時間原点としている。これを見ると、ごく初期の $t \sim 0.03$  sec. 付近で中性化バースト(図3(4))が起こるため、ニュートリノ光度曲線にもピークとして現れている。また、 $t = 0.1 \sim 0.3$  sは衝撃波に外側から物質が降り積もる降着フェーズと呼ばれる段階で、ここでは中性子の陽電子捕獲や電子の対消滅などの反応で全てのニュートリノが放出され、それぞれのニュートリノ光度曲線はほぼ同じ形になる。それ以降の $t \sim 20$  sの原始中性子星が冷却される冷却フェーズと呼ばれる段階で、時間が経過すると共にニュートリノ光度曲線も減少していく。以下の節に爆発過程とニュートリノ放出の詳細について述べる。

\*2 超新星ニュートリノの場合、 $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  の反応がほぼ同じであるため、2つを合わせて $\nu_x$ と表記するのが主流である。

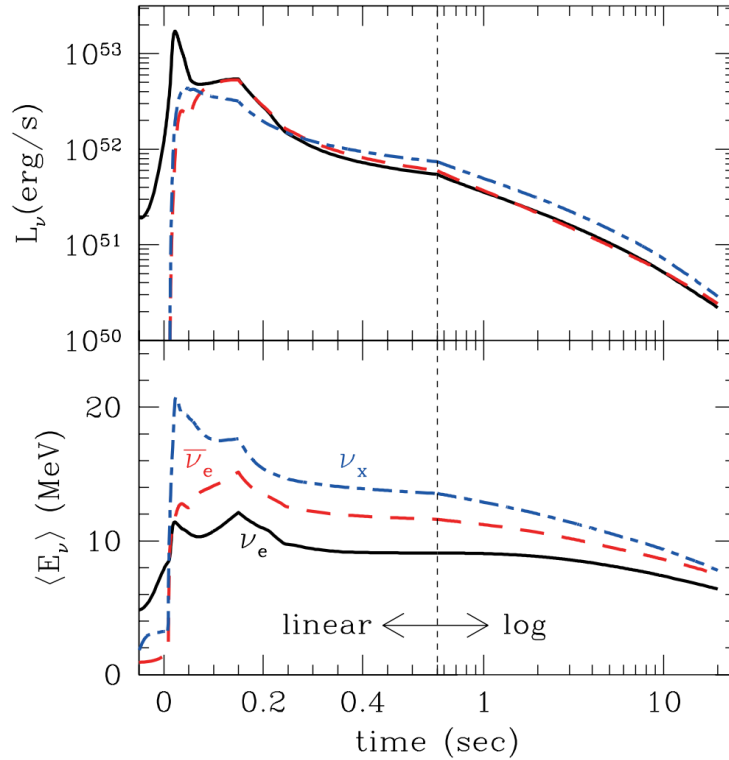


図4 超新星ニュートリノの光度 (上) と平均エネルギー (下) の変動 [1]。横軸はコアバウンスを時間原点とする時刻を表す。黒が  $\nu_e$ 、赤が  $\bar{\nu}_e$ 、青が  $\nu_x$  である。

## 重力崩壊

鉄コアの性質は重力崩壊から爆発の可否までを左右する要因であり、親星進化の最終段階まで鉄が生成されて質量が増加する。その質量は、親星の進化や進化モデルに依存するが、典型的には  $1.4M_{\odot}$  程度である。鉄コアの構造を支えているのは、高密度のため縮退した電子の圧力である。十分に相対論的な場合、縮退した電子ガスでは圧力が密度の  $4/3$  乗に比例する状態方程式となっている。この星の構造を記述した状態方程式を解くと、そのチャンドラセカール限界と呼ばれる限界質量は

$$M_{ch} = 1.457 \left( \frac{Y_e}{0.5} \right)^2 M_{\odot} \quad (1.3)$$

により決まることが知られている。 $Y_e$  は核子 1 つあたりの電子数であり、鉄  $^{56}\text{Fe}$  の場合、 $Z/A = 0.46$  である。

限界質量に近づいた鉄コアの内部では様々な原子核反応が起きているが、中でも 2 種類の反応過程が急激に進み始め、星の構造が不安定となり重力崩壊が始まる。引き金となる 2 つの反応過程は

原子核の電子捕獲反応と光分解反応である。前者は中心部で縮退した電子の平均エネルギーが高くなるため、弱い相互作用により原子核が電子を捕獲して中性子が過剰な原子核へと変換される過程である。例えば、鉄原子核に電子が吸収される反応



では、電子がニュートリノへと変換されて外へ逃げってしまう。これにより圧力を担う電子の数が減少するため、星を支えていた電子縮退圧が低下する。支えを失って密度が上がると電子のフェルミエネルギーが増加するのでさらに電子捕獲反応が進む。そしてさらに電子数および電子縮退圧が不足していく。このように電子捕獲と密度上昇が次々と起こり、重力崩壊を加速させる。

鉄コアの重力崩壊の引き金となる要因の2つめは鉄の原子核などを次々と光分解する反応である。鉄コアの温度は0.5 MeVを超えているため、 ${}^{56}\text{Fe}$ の1種類の原子核が存在しているのではなく、核統計平衡と呼ばれる化学平衡状態となっており、様々な原子核反応が起きていて、多様な原子核が分布している。原子核種の組成比は化学ポテンシャル間のつり合いにより決まり、弱い相互作用と電磁相互作用については十分に短い時間で反応が起こり、つり合いが成り立っている。1つの例として、鉄がヘリウム原子核と中性子に分解される反応を紹介する。



核子やヘリウム系列の原子核から鉄を作る過程では束縛エネルギーが増えるためにエネルギーを得ることができるが、この反応では、全静止質量を両辺で比較すると右辺の方が125 MeV大きい吸熱反応である。このように、鉄を分解する反応はエネルギーを消費するため、鉄コアの重力崩壊が進む際に一部の鉄は分解されながら圧縮が進むことになる。この時、密度が上がっても一部のエネルギーは鉄の分解に消費されるため圧力が十分に増えず、圧縮を止めることができない。これにより、重力崩壊がさらに続いていくことになる。

## ニュートリノの閉じ込め

重力崩壊により密度と温度が高くなっていく中では、弱い相互作用によるニュートリノ反応も起きている。電子捕獲反応により発生したニュートリノははじめは外に逃げていくが、密度が上がると閉じ込められてしまう。ニュートリノの平均自由行程は

$$\lambda_\nu = \frac{1}{n_A \sigma_A} \quad (1.6)$$

と表される。 $n_A$ は原子核の数密度、 $\sigma_A$ はニュートリノと質量数Aの原子核との反応断面積である。中心コアの内部では平均自由行程がコアの半径よりも小さくなる。このニュートリノに対して不透明なコア内部と、透明な領域の境界をニュートリノ球とよび、通常、不透明度

$$\int_{R_\nu}^{\infty} \frac{dr}{\lambda_\nu} = \frac{2}{3} \quad (1.7)$$

となる半径  $R_\nu$  でその位置を定義する。ニュートリノでコアを見た時、表面として見えるのがニュートリノ球である。

ニュートリノは原子核との散乱を繰り返しながら不透明なコアから流れ出てくる。この拡散のタイムスケールは

$$\tau_{\text{diff}} = \frac{3R_{\text{core}}^2}{c\lambda_\nu} \quad (1.8)$$

であり、コアの収縮とともに長くなる。コアの密度が  $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$  を超えると重力崩壊のタイムスケールよりも長くなり、ニュートリノも重力崩壊の段階でコアから抜け出すことができなくなる。これがニュートリノの閉じ込めである。1核子あたりの電子型レプトン数  $Y_L$  は電子ニュートリノがコアから抜け出すことで減少していたが、ニュートリノが閉じ込められてからは重力崩壊の間  $Y_L$  が保存される。保存された  $Y_L$  の値は爆発に大きな影響を及ぼし、多くの数値計算では、 $Y_L = 0.30 \sim 0.38$  となっている。

## 衝撃波の発生と伝播

重力崩壊が進行すると、中心コアは音速よりも遅い速度 (亜音速) で収縮する内部コアと超音速で自由落下する外部コアに分かれる。密度が核密度に近づくと、陽子・中性子の高温高密度核物質になる (付録 C)。密度が核密度を超えて  $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  になると、核力の斥力部分で急に物質が固くなり収縮が止まる。内部コアは中央から順に急停止していき、物質が跳ね返った際の変動は外に向けて音波として伝播していく。一方、上層からは外部コアの物質が自由落下してきており、その境目で衝撃波が発生する。内部コアの大きさはおよそ半径が  $R \sim 10 \text{ km}$ 、質量が  $M = 0.6 \sim 0.8M_\odot$  である。内部コアの結合エネルギーが全て衝撃波に与えられるとすると、発生時の衝撃波のエネルギーは

$$E_{\text{shock}} = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \sim \mathcal{O}(10^{53}) \text{ erg} \quad (1.9)$$

となる。この重力崩壊の進行から衝撃波発生までのコアの時間発展の様子を図5に示す。衝撃波が

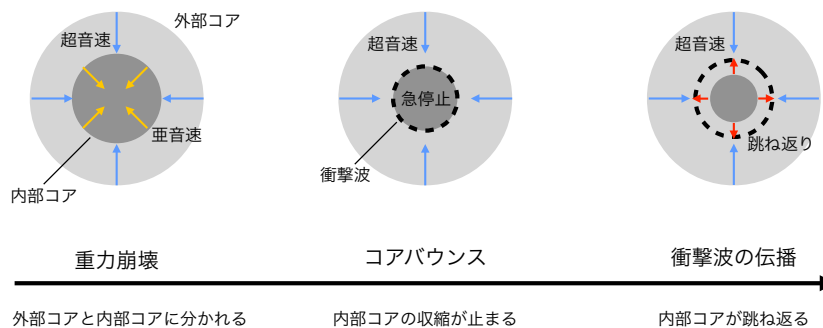


図5 超新星コアの時間発展の例 [2]

伝播していき、ニュートリノ球を通過するとニュートリノ球近傍の原子核が分解されて電子捕獲反応



が急激に進行し、大量の  $\nu_e$  が放出される。これが先ほど述べた「中性子化バースト」と呼ばれる現象で、ニュートリノスペクトルを見たときに約 10 msec. 幅のピークとして現れる (図 4)。

衝撃波がコア表面に達すればコア表面とその上の外層が吹き飛ぶ。しかし外へ向かって伝播していく際にはいくつかの障害があるため、途中で進行が妨げられて衝撃波は停滞する。この進行を妨げる一つの要因として衝撃波の上から超音速で外部コアが降ってくることで、内部向きの運動が与えられる事が挙げられる。また、衝撃波が通過した領域は高温となり原子核の分解が進む。この原子核の分解にも衝撃波のエネルギーは使われ、原子核に比べて電子捕獲率の高い自由核子による電子捕獲反応が進んで、衝撃波を後押しする電子の縮退圧が小さくなってしまいうことも要因の一つである。

鉄コアの中で停滞してしまった衝撃波がどのように復活して爆発に至るかは近年の超新星研究における最重要課題である。有力な説としてニュートリノ加熱によって復活する説がある。しかし近年では、対流や磁場によって衝撃波が復活するという説もあり、現在の多次元シミュレーションでは特に対流による説が有力である。衝撃波が鉄コア表面まで達する事ができれば、さらに外側の薄い層を吹き飛ばして超新星爆発となる。そして中心には高温高密度な原始中性子星が残る。この原始中性子星が形成されてから冷却過程を通して中性子星へと変わる様子を以下に述べる。

## 原始中性子星の冷却

原始中性子星はコアバウンスが起きた後に星の中心に形成される (図 3(3))。誕生した原始中性子星は中心密度が核物質密度を超えており、温度は 10 MeV 以上の高温高密度核物質となっている。陽子による電子捕獲反応などが重力崩壊の過程で進行するため中性子を多く含むが、陽子や電子も比較的豊富に存在している。内部に閉じ込められたニュートリノは高温高密度核物質の中を拡散することで徐々にしみ出していき、ニュートリノ球から放出されていく。この拡散現象によるニュートリノ放出は約 20 sec. にわたって続く (図 4)。この間に原始中性子星全体の温度は下がっていき、密度が高くなるとともに、半径 10 km 程度のコンパクトな中性子星になっていく。

コアバウンスからの超新星ニュートリノの光度と平均エネルギーの時間発展 (図 4) から原始中性子星の進化過程をたどる。衝撃波発生後の降着フェーズでは中心部でも物質降着が続くため、半径 100 km 近い大きさの中心領域が収縮しながら天体を形成していき、1 sec. 頃には準静水圧平衡となった原始中性子星が誕生する。この時点までに衝撃波は星の表面に到達して爆発に転じて、物質降着が止まり質量も確定する。

図 6 に超新星内部におけるニュートリノ放出と吸収の模式図を示す。中心に誕生した原始中性子星内部のニュートリノ球より内側ではニュートリノが閉じ込められており、物質中で散乱や吸収、放出過程といったニュートリノ反応が頻繁に起こっている。ニュートリノ伝播中の吸収、放出過程

は物質とニュートリノの間のエネルギーの受け渡しがあるため、物質を加熱、冷却する働きを持っている。例えば、ニュートリノが中性子、陽子により吸収される反応

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.11)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.12)$$

により、ニュートリノが持つ数 10 MeV 程度のエネルギーは全て核子、原子核といった物質へ与えられる。上で示したようなニュートリノ吸収反応により電子あるいは陽電子が生成されると、ニュートリノエネルギーの移行により物質は加熱される。この過程を「ニュートリノ加熱」と呼ぶ。

一方、電子、陽電子が核子に吸収されてニュートリノが放出される反応

$$e^- + p \rightarrow \nu_e + n \quad (1.13)$$

$$e^+ + n \rightarrow \bar{\nu}_e + p \quad (1.14)$$

により、物質の持つエネルギーの一部がニュートリノへ移行する。この反応で生成されたニュートリノが星の外へ抜け出すと物質側ではエネルギーが持ち出されたことになるため、この過程を「ニュートリノ冷却」と呼ぶ。これらの加熱と冷却が釣り合っていれば物質の温度は保たれる。図 6 にあるように、原始中性子星の表面付近ではニュートリノが放出されており、冷却過程が優勢となるため、この領域は冷却領域と呼ばれる。また、原始中性子星表面から放出されたニュートリノの一部は外へ向かって飛んでいく途中で吸収される。このような吸収過程が優勢な領域では吸収により物質が加熱されて内部エネルギーが増え、圧力が高まる。この領域を加熱領域と呼ぶ。加熱領域は原始中性子星表面から離れた、衝撃波面の内側にあり、外へ向かう、もしくは停滞した衝撃波を後押しして爆発を助けることに寄与する。このように、中心に溜まったニュートリノが物質を加熱することで爆発が起こるという考えを「ニュートリノ加熱による爆発メカニズム」と呼ぶ。この時、冷却領域から大量のニュートリノが放出され、それを加熱領域で効率的に吸収する事ができれば長時間にわたって大量の物質が加熱されるので爆発に有利となる。このようなニュートリノ放出は原始中性子星が冷えて中性子星になる熱的進化を駆動しており、放出されたニュートリノは超新星ニュートリノとして観測される。

図 4 のように、1 s 以降の冷却フェーズはニュートリノ光度と平均エネルギーが単調減少し、原始中性子星が徐々に冷えていくことを反映している。コアバウンス前後に比べると 10 s 以上の長い時間にわたって継続しているので、超新星ニュートリノにおける放出エネルギーと個数においては冷却フェーズが主な成分となる。1987 年に観測された SN1987A においても 10 s 程に散らばった検出イベントは冷却フェーズのニュートリノが主だと考えられている。この時に放出されるニュートリノの放出スペクトルなどの性質は、ニュートリノ放出反応の詳細により決まる。

図 4 に示すように、平均エネルギーはニュートリノの種類によって異なり、 $\nu_x$ 、 $\bar{\nu}_e$ 、 $\nu_e$  の順にエネルギーが低くなっていく。このエネルギーの差はニュートリノの種類により主たる反応過程と反応頻度が違うため、反応が起こる位置がそれぞれ異なるため起きている。 $\nu_e$  は電子が関与する反応の式 (1.13) が外側の低密度側でも起こるため、平均エネルギーが低くなっている。また、 $\bar{\nu}_e$  は

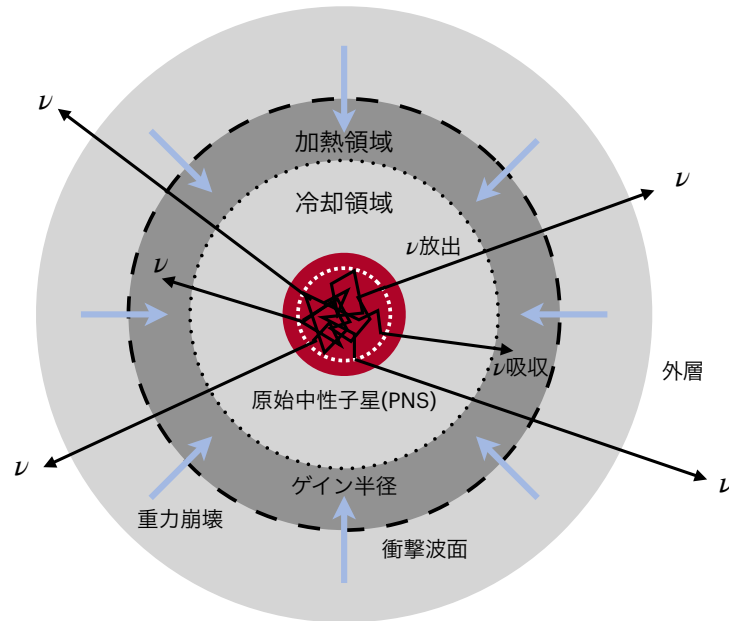


図6 超新星内部におけるニュートリノ放出と吸収 [2]。超新星コアの外層部分では重力崩壊がまだ続くが、中心には原始中性子星が形成される。原始中性子星内部ではニュートリノが閉じ込められており、盛んに物質との散乱、吸収反応が起こっている。また、原始中性子星の表面付近からはニュートリノ放出が優勢な冷却領域があり、その外側から衝撃波面まではニュートリノ吸収が優勢な加熱領域がある。これら二つの領域の間をゲイン半径と呼ぶ。

陽電子が関与する反応の式 (1.14) が温度の高い内側の高密度側で起こるので、平均エネルギーが高くなっている。 $\nu_x$  は関与する反応が少なく、中性カレント反応のみが起こるので、反応する領域はさらに内側にあり、 $\bar{\nu}_e$  よりも高い平均エネルギーとなる。このため、ニュートリノ球の半径もニュートリノの種類によって異なり、 $\nu_e$  が最も大きく、 $\nu_x$  が最も小さい。このようなニュートリノエネルギーの階層は観測される超新星ニュートリノの特徴として重要な情報となる。これらのニュートリノ反応とエネルギー階層について図7に示す。また、平均エネルギーにおけるニュートリノの種類ごとの違いは時間が経つにつれて小さくなっていく。これは原始中性子星の冷却とともに構造がシンプルになり、放出される領域の違いが小さくなるためである。冷却フェーズの後半において原始中性子星の収縮が進み、密度が高くなると、核物質の構造を決める状態方程式の影響が顕著になっていく (1.2 節)。このため、超新星コアの構造や状態方程式を探る上でそれらの情報を持つニュートリノを観測することが重要となる。

## 1.2 超新星内部の核物質の状態方程式

中性子星は、平均密度が原子核の飽和密度以上にも及ぶ高密度の天体である。この極限状態での物質を理解するためには陽子・中性子で構成される高密度物質の性質を知る必要がある。この節で



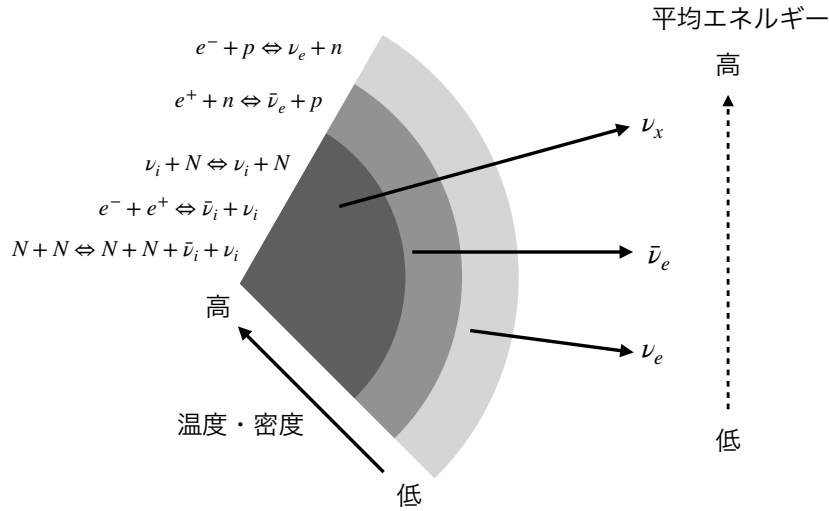


図7 超新星ニュートリノの種類とエネルギー階層 [2]。ニュートリノの種類によって関与する反応が異なるため、平均エネルギーに違いが生まれる。反応式の  $N$  は原子核、 $\nu_i$  は全てのニュートリノの種類を表す。

は、高密度物質を表す核物質の状態方程式について記述する。

高密度核物質の構造を探るには中性子星の観測データが重要であり、中性子星観測の最も基本的な量は質量と半径 ( $M$ - $R$ ) の関係である。その構造は一般相対論の基礎方程式であるアインシュタイン方程式において、球対称な時空の元で物質が分布する場合について解くと導かれる *Tolman-Oppenheimer-Volkoff* (TOV) 方程式を用いて

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{G\rho(r)M(r)}{r^2} \left\{ 1 + \frac{P(r)}{\rho(r)c^2} \right\} \left\{ 1 + \frac{4\pi P(r)r^3}{M(r)c^2} \right\} \left\{ 1 - \frac{2GM(r)}{rc^2} \right\}^{-1} \quad (1.15)$$

のように記述される [3]。ここで  $P(r)$  は半径  $r$  の位置の圧力、 $M(r)$  は半径  $r$  の位置の質量、 $G$  は万有引力定数、 $c$  は光速、 $\rho(r)$  は半径  $r$  の位置の密度を示す。右辺にかかる中括弧のファクターが、一般相対論的な効果を含んでいる。圧力がエネルギー（質量）の一部として加わることで、長さのスケールにも歪みが生ずることにより重力ポテンシャルを強めることに寄与している。この方程式を実際に解くには  $P(r)$ 、 $\rho(r)$ 、 $M(r)$  の3つの変数を求めなければならない。ここで、 $M(r)$  は質量座標と呼ばれ、半径の代わりに星の中心からの位置を表す際によく使用される。定義は  $\rho(r)$  を用いて

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr' \quad (1.16)$$

と表され、半径が  $R$  の星の場合、 $M(R)$  がその星の質量を表す。これと  $P(r)$  と  $\rho(r)$  の関係を示す状態方程式を用いることで式 (1.15) を解く事ができる。

図8に中性子星の質量  $M$  と半径  $R$  の関係である  $M$ - $R$  曲線を示す。実際に中性子星の構造を決める計算では、まず中心密度  $n_c$  を  $r = 0$  に設定し、状態方程式を用いて与えられた  $n_c$  での  $P$  と  $\rho$  を用意する。これらの初期条件と状態方程式  $P(\rho)$  を用いて式 (1.15)、(1.16) を圧力がゼロにな

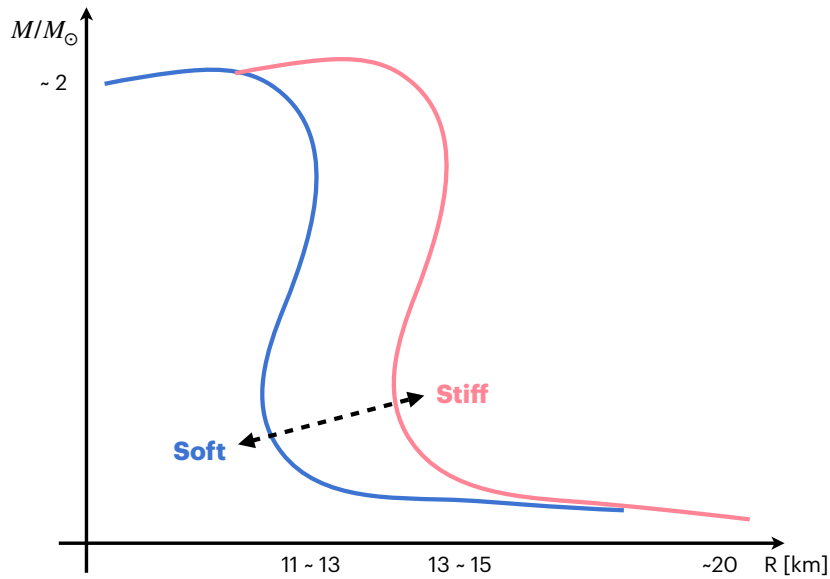


図8 中性子星の  $M$ - $R$  曲線の概念図。  $M$  が小さい場合、中性子星は緩く結合した物質で構成されるため大きな半径を持つ。中心密度が  $n_c = 1 \sim 2n_0$  になると、希薄な物質が高圧縮され、曲線が上昇する部分は、  $R$  がある値まで小さくなると物質の収縮が止まることを意味する。

るまで積分する。圧力が  $P(r=R) = 0$  となる  $R$  で、中性子星の半径  $R$  が定義される。このとき、中性子星の質量も  $M(r=R)$  と決める事ができる。この手順を  $n_c$  を変えながら繰り返すと  $M$ - $R$  曲線を描く事ができる。この  $M$ - $R$  曲線と状態方程式は一対一対応であり、原理的には状態方程式を観測から直接求める事ができる。また、同じ質量での半径の違いは中性子星を形成する物質の硬さを表しており、半径が大きいほど硬い核物質で構成されている。状態方程式を比較した際に、同じ質量でも半径が小さくなるものを柔らかい状態方程式、半径が大きくなるものを硬い状態方程式と呼ぶ。

上記で述べた  $P(r)$  と  $\rho(r)$  の関係式を記述する状態方程式の一般的な例を図9に示す。これは中性子のみで形成された核物質(中性子物質)と陽子と中性子が同じ割合で存在する(対称核物質)の1核子あたりのエネルギーと密度の関係を表している。中性子物質の方が同じ密度でもエネルギーが高い特徴があり、対称核物質の極小点となる密度を核物質密度  $n_0$  という。また、中性子物質と対称核物質のエネルギー差を対称エネルギーと呼び、特に、  $n_0$  での対称エネルギー  $S_0$ 、  $n_0$  付近の対称核物質の曲率  $K$ (非圧縮率)などは状態方程式を決定する上で必要なパラメータである。詳細はC.2.1で述べる。

超新星のコア内部のような高密度天体の内部構造や超新星爆発の爆発機構の解明に向けて、様々な理論計算が行われ、状態方程式モデルが作られている。これらの状態方程式モデルから中性子星の構造を決め、天体観測からわかる事実と照らし合わせる事で構造や爆発機構の解明につなげる事ができる。また、超新星ニュートリノの光度曲線は状態方程式によって異なるため、超新星ニュートリノを観測することも状態方程式の特定に重要である。ここでは主要な状態方程式のモデルにつ

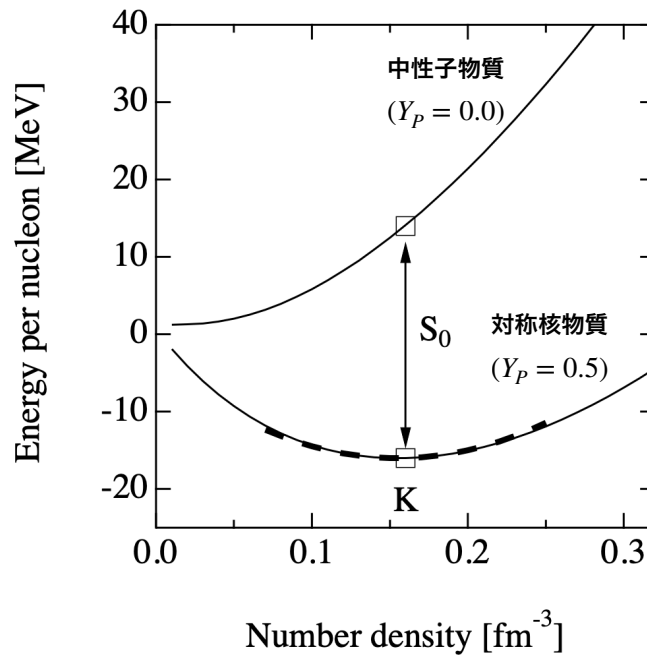


図9 対称核物質及び中性子物質の状態方程式の例 [2, 3]。1 核子あたりのエネルギーを密度の関数としてプロットしている。

いて説明する。

状態方程式の硬さや素性の違いは中性子星の質量や半径に反映されるため、精密な天体観測データは状態方程式に強い制限を与える。観測による中性子星質量の中でも、最大値が状態方程式の強い制限となる。中でも最近の2つの観測例 ( $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$  [4],  $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$  [5]) により、少なくとも  $2M_{\odot}$  の中性子星を支えることが状態方程式の条件となり、これらを考慮したモデルを仮定することで超新星シミュレーションに使用できる状態方程式を構成する研究がされている。特に代表的なモデルとして Shen EOS [6, 7] と Lattimer & Swesty EOS [8] の2つがある。これらは上記で述べた観測データと必ずしも一致はしないが、対称エネルギーの違いなどがよく現れており、これまで広く使われてきたモデルである。また、最近では Togashi EOS [9] も用いられる。これは Shen EOS、Lattimer & Swesty EOS よりも新しいモデルであり、より観測に合うようなモデルとなっている。

状態方程式のモデルの大きな違いは一様核物質を記述するモデルの違いである。一様核物質とは PNS 内部の核密度を超えた高温高压な中心部分に形成される核子が一様に分布する物質であるが、状態方程式ではまずそれぞれにモデルを仮定して一様核物質の振る舞いを記述する。そして PNS 外側の核子と共に原子核も存在する非一様核物質の振る舞いについては、決定した一様核物質について近似などを施すことで記述する。上で示した3つの状態方程式の特徴を以下にまとめる。

### 1.2.1 Shen EOS

Shen EOS モデルは相対論的平均場理論 (RMF:relativistic mean-field theory) をもとに一様核物質が記述されている。この理論は、核子と中間子の場からなるラグランジアンを中間子場の核子の密度により作られる平均場として扱い、その平均場ポテンシャルの寄与を含むディラック方程式により核子のエネルギー状態を定めるものである。RMF 理論の場合、定常状態の原子核・核物質内の核子は相対論的フェルミ粒子に対するディラック方程式

$$[-i\alpha \cdot \nabla + \beta M^* + U_V]\Phi_i = \epsilon_i \Phi_i \quad (1.17)$$

に従う核子のスピノール場  $\Phi_i$  により記述される。ここで、 $\alpha, \beta$  はディラック行列である。核子は平均場ポテンシャルの影響を受けており、核子質量  $M$  はスカラーポテンシャル  $U_s$  の影響により、有効質量  $M^*$  は

$$M^* = M + U_s = M + g_\sigma \sigma \quad (1.18)$$

となり、ベクターポテンシャル  $U_v$

$$U_v = g_\omega \omega + g_\rho \tau_3 \rho \quad (1.19)$$

の中で運動している。原子核の記述では、クーロン力を表す電磁場も含まれるが、ここでは核物質を想定しているので電磁場については考慮しない。

非一様核物質で作られる原子核と核子ガスについては、原子核の中心密度や半径の値を変えながら Thomas-Fermi 近似を用いて密度分布を仮定し、それに対応するエネルギーを RMF 理論で記述された一様核物質から計算する。そしてエネルギーが最小になるような中心密度や半径などのパラメータを決定する。

### 1.2.2 Lattimer & Swesty EOS

Lattimer & Swesty EOS で記述される一様核物質は、付録 D で示す単純化した一様核物質のモデルの自由エネルギーをより現実的なものに改良している。具体的には以下のような自由エネルギー密度を仮定している。

$$f_H(n, T, Y_p) = \epsilon(n, T, Y_p) - T_s(n, T, Y_p) \quad (1.20)$$

ここで、数密度  $n$  と温度  $T$  に加えて、1 核子当たりの陽子の割合  $Y_p (= 1 - Y_n)$  も独立な変数となっている。また、単位体積あたりの内部エネルギー  $\epsilon$  とエントロピー  $s$  は

$$\epsilon(n, T, Y_p) = \sum_t \frac{\tau_t}{2m_t^*} + [c_1 + 4c_2 Y_p(1 - Y_p)]n^2 + c_3 n^{1+d} - Y_p n \Delta \quad (1.21)$$

$$s(n, T, Y_p) = \sum_t \left( \frac{5}{3} \frac{\tau_t}{2m_t^*} - n_t \eta_t \right) \quad (1.22)$$

と表される。ここで、 $t$  は陽子か中性子かを指定する添字 (アイソスピン) である。 $m_t^*$  は有効質量を表し、 $\tau_t/2m_t^*$  は核子  $t$  の運動エネルギー密度を表す。 $\Delta$  は中性子と陽子の静止質量エネルギーの差 ( $\Delta = m_n - m_p$ ) で、 $\eta_t$  は核子の化学ポテンシャル  $\mu_t$  とポテンシャルエネルギー  $U_t \equiv \delta_\epsilon/\delta n_t$  を用いて  $\eta_t = (\mu_t - U_t)/k_B T$  と与えられるものとする。残りの  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  及び  $d$  は定数で、モデルが実験により知られている対称核物質 ( $Y_p = 0.5$ ) の温度ゼロでの飽和密度の値およびそこでの束縛エネルギー、非圧縮率、対称エネルギーの値をできるだけ正確に再現するように選ばれる。

また、非一様核物質の層においては液滴モデルに基づくモデルが用いられている。ここでも Shen EOS と同じように式 (1.21) の自由エネルギーを最小化するようにモデルパラメータを選び、熱力学量を計算している。C.2.1 で述べる非圧縮率のパラメータ ( $K$ ) が 375, 220, 180 MeV の場合についてコードが公開されている。本研究では、 $K = 220$  MeV のモデルを使用し、LS220 EOS と表記する。

### 1.2.3 Togashi EOS

Togashi EOS は核子の散乱データに基づいた核力から量子力学を解いた微視的な核子多体理論を用いて一様核物質を記述したモデルである。ゼロ温度での一様核物質のハミルトニアン  $H$  は 2 体力と 3 体力のハミルトニアン  $H_2$ ,  $H_3$  を用いて

$$\begin{aligned} H &= H_2 + H_3 \\ &= - \sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{i<j}^N V_{ij} + \sum_{i<j<k}^N V_{ijk} \end{aligned} \quad (1.23)$$

と定義される。ここで、 $m$  は中性子の静止質量であり、 $V_{ij}$  と  $V_{ijk}$  は 2 体力、3 体力の位置エネルギーである。 $V_{ij}$  の場合、 $(i, j)$  のペアの核子の位置エネルギーを表している。これを用いて定義された一様核物質の状態方程式を Schmidt と Pandharipande によって提案された変分法を用いて有限温度に一般化する [10]。

非一様な物質に対しては Shen EOS と同じ *Thomas-Fermi* 近似を用いて構成される原子核を記述している。Shen EOS と同じ近似を施しているが、一様核物質を記述する原子核モデルが異なるため非一様核物質に形成される原子核の種類はこの二つのモデルで異なる。

図 10 に Shen EOS、Lattimer & Swesty EOS、Togashi EOS の状態方程式の図を示す。ここで、Lattimer & Swesty EOS は非圧縮率が 220 MeV (LS220 EOS) を用いており、今後もこれを使用する。3 つの状態方程式を比較すると、Shen EOS が中性子物質の核子密度に対するエネルギーの増加率が 1 番大きく、Togashi EOS が 1 番低い。また、Shen EOS、LS220 EOS、Togashi EOS の  $n_0$  での対称エネルギー  $S_0$  はそれぞれ 36.9 MeV、29.3 MeV、29.1 MeV である。

非一様核物質で形成される原子核は主に低密度での対称エネルギーに依存する。対称エネルギーが大きいと陽子の割合が増える。陽子は原子核を構成する種となるため低密度領域で対称エネルギーが大きい Togashi EOS は PNS の表面付近に質量数の大きい原子核が多く存在する特徴がある。

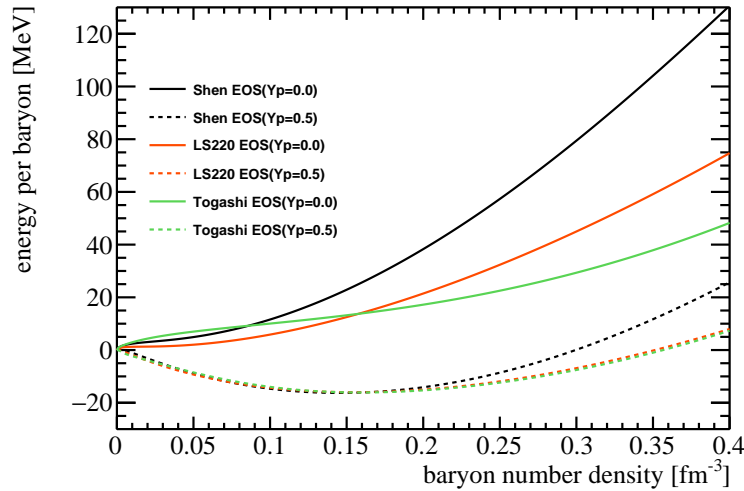


図 10 3つのモデルの状態方程式。黒が Shen EOS、赤が Lattimer & Swesty EOS、緑が Togashi EOS を表す。また、実線が中性子物質、点線が対称核物質である。ここで、Lattimer & Swesty EOS は非圧縮率 ( $K$ ) が  $K = 220$  MeV を使用し、LS220 EOS と表記している。

## 1.3 超新星ニュートリノ

ニュートリノは、電荷を持たないスピンの  $1/2$  の他の物質とほとんど相互作用しないフェルミ粒子であり、1930年に、W.Pauli(1900~1958)によってベータ崩壊時に角運動量保存則とエネルギー保存則を成り立たせるために必要なものとして提唱された。そして荷電レプトンと対応する電子、ミューオン、タウの3つのフレーバーを持ち、物質とは弱い力のみで相互作用する\*3。

1.1.3でも述べたように超新星爆発において、ニュートリノ観測は超新星内部の情報を直接伝えることができるが、そのためにはニュートリノの重要な性質の一つであるニュートリノ振動についてまず一般的な説明を行う。その後、超新星内部で起こるニュートリノ振動効果について述べる。そして最後に超新星ニュートリノを観測する際のニュートリノ反応について述べる。

### 1.3.1 ニュートリノ振動

現在の素粒子の標準模型では、ニュートリノの質量はゼロとされている。しかし、ニュートリノ振動の発見により、ニュートリノの質量は極めて小さいがゼロではないと証明された。ニュートリノ振動とは、ニュートリノが空間を伝播する際にその種類が変化する現象のことである。

\*3 ニュートリノは僅かな質量を持つので、重力とも相互作用するが、桁違いに小さいため無視できる。

■**真空中**  $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  の 2 種類のニュートリノ の場合を考える。この場合、 $\nu_e$  と  $\nu_\mu$  がニュートリノの種類を表すフレーバーの固有状態であり、これを用いて直交する成分の線型結合として質量の固有状態  $\nu_1$  と  $\nu_2$  は

$$\begin{aligned} |\nu_1\rangle &= \cos\theta |\nu_\mu\rangle - \sin\theta |\nu_e\rangle \\ |\nu_2\rangle &= \sin\theta |\nu_\mu\rangle + \cos\theta |\nu_e\rangle \end{aligned} \quad (1.24)$$

のように表せる。シュレーディンガー方程式によると、これらの固有状態は単純な時間依存性を持つので

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= \nu_1(0)e^{-2\pi i E_1 t/\hbar} \\ \nu_2(t) &= \nu_2(0)e^{-2\pi i E_2 t/\hbar} \end{aligned} \quad (1.25)$$

と表せる。この式からわかるように、ニュートリノ振動では基準振動数の間で結合振動子が行ったり来たりするように  $\nu_e$  が  $\nu_\mu$  に変化し、最終的な変化の確率は

$$P_{\nu_e-\nu_\mu} = \sin(2\theta) \sin \left[ \frac{(m_2^2 - m_1^2)c^3 t}{4\hbar E} \right] \quad (1.26)$$

となる [11]。この計算の詳細は付録 A に示す。

このように、ニュートリノ振動が起こるためには 2 つの要素が必要であり、混合 ( $\theta$ ) と質量差がなければならない。これがニュートリノに質量がゼロではないとされる理由である。

しかし、ニュートリノ振動では、ニュートリノの質量の差 ( $\Delta m^2$ ) のみにしか感度がなく、個々のニュートリノ質量はまだ正確には分かっていない。上では 2 種類のニュートリノについて示したが、実際はニュートリノは 3 種類あり、3 つの質量差は

$$\begin{aligned} \Delta m_{21} &= m_2^2 - m_1^2 \\ \Delta m_{32} &= m_3^2 - m_2^2 \\ \Delta m_{31} &= m_3^2 - m_1^2 \end{aligned} \quad (1.27)$$

となる。また、質量分離の片方は非常に小さく、もう一方は比較的大きいことが分かっており、質量の近い対を  $m_2 > m_1$  として  $\nu_1, \nu_2$  とよび、質量の離れている方を  $\nu_3$  とよぶ。それぞれの質量の階層については  $\nu_3$  が他の 2 つよりも重いと仮定する Normal ordering と、 $\nu_3$  が  $\nu_1$  と  $\nu_2$  よりも軽いと仮定する Inverted ordering の 2 つの仮定が存在するが、どちらの仮定が正しいか実験的に実証されていない (図 11)。

■**物質中** ニュートリノは物質中においては、真空中とは異なるニュートリノ振動が起こることが知られている。特に星内部などの高密度物質を通過する際に物質内の電子によるポテンシャルが加わり、共鳴によりニュートリノ振動効果が劇的に高まる現象を MSW 効果と呼ぶ。

物質中では主に密度が  $(\rho_{res} - \Delta\rho_{res})/(\rho_{res} + \Delta\rho_{res})$  となる共鳴層で遷移が起こる。ここで  $\rho_{res}$  は共鳴密度と呼ばれ、

$$\rho_{res} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}G_F} \frac{\Delta m^2}{E} \frac{m_N}{Y_e} \cos 2\theta \quad (1.28)$$

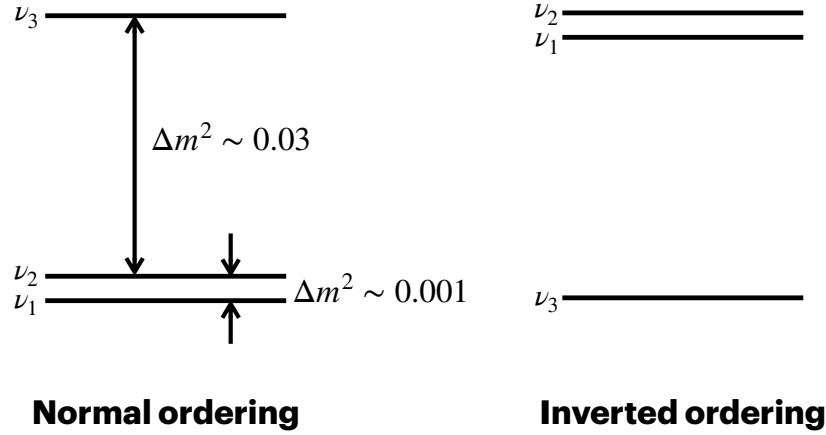


図 11 Normal ordering と Inverted ordering のニュートリノ質量スペクトル

と表される。ここで、 $G_F$  はフェルミ定数、 $m_N$  は核子の質量、 $E$  はニュートリノエネルギー、 $Y_e$  は 1 核子あたりの電子が占める割合である。小さな真空の混合では、共鳴層の幅は等しく、

$$2\Delta\rho_{res} \approx 2\rho_{res} \tan 2\theta \quad (1.29)$$

となる。式 (1.28) を使えば、共鳴物質密度は

$$\rho_{res} \sim 1.4 \times 10^{16} \text{ g/cc} \left( \frac{\Delta m^2}{1 \text{ eV}^2} \right) \left( \frac{10 \text{ MeV}}{E} \right) \left( \frac{0.5}{Y_e} \right) \cos 2\theta \quad (1.30)$$

と表す事ができる。

図 12 に 2 種類のニュートリノの場合の固有状態の遷移ダイアグラムを示す。太陽内部のような物質では式 (1.28) で表される共鳴層が 1 つ存在し、高密度側で生成された電子ニュートリノが共鳴層を通る際に固有状態が変化し、 $\rho = 0$  の表面に到達する [12]。

共鳴層において  $\nu_2$  の質量固有状態にあるニュートリノが  $\nu_1$  の質量固有状態に遷移する確率を  $P_f$  とすると  $P_f$  はエネルギーを関数として以下ようになる。

$$P_f = \exp \left\{ - \left( \frac{E_{na}}{E} \right)^{2/3} \right\} \quad (1.31)$$

ここで物質効果の補正を入れたエネルギー  $E_{na}$  は

$$E_{na} = \left( \frac{\pi}{12} \right)^{3/2} \frac{\Delta m^2 \sin^3 2\theta}{\cos^2 2\theta} \left( \frac{2\sqrt{2}G_F Y_e A}{m_N} \right)^{1/2} \quad (1.32)$$

と表される。図 12 の中の、 $\rho_{res}$  で  $\nu_e$  が  $m_1^2$  の固有状態に遷移する確率が  $P_f$  となる。完全に断熱性が満たされる場合  $P_f \sim 0$  となり、 $\nu_e$  は全て  $\nu_\mu$  に変化する。一方、非断熱性の場合  $P_f \sim 1$  となり、 $\nu_e$  は全て  $\nu_e$  になるため物質効果によるニュートリノ振動は起こらない。今では太陽ニュー



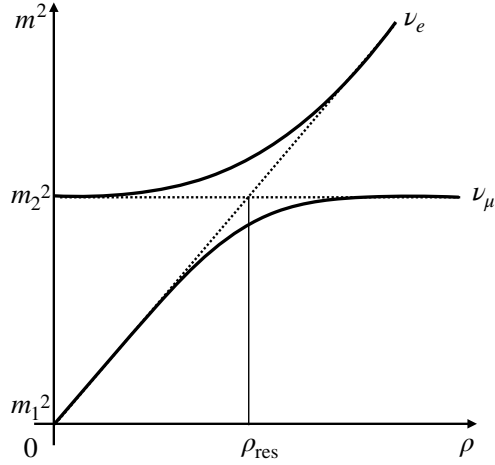


図 12 2 種類のニュートリノの遷移ダイアグラム。横軸は物質中の電子密度を表し、 $\rho = 0$  が星の表面を表す。

トリノ観測から遷移はほぼ断熱性が満たされることが分かっており、 $P_f$  はニュートリノ振動の混合角の 1 つである  $\theta_{12}$  で決まる。 $\theta_{12}$  の値は太陽ニュートリノ観測から定期的に値が更新されるが、本研究では  $\sin^2 \theta_{12} = 0.28$  を採用している。

### 1.3.2 超新星爆発におけるニュートリノ振動

ニュートリノ質量と振動による混合が分かれば、超新星爆発メカニズムの中でニュートリノが果たす役割を明らかにすることができる。この節では超新星ニュートリノに対する特に前節で述べた物質効果によるニュートリノ振動の影響について述べる。

超新星内部は非常に高密度であるため、共鳴層は振動効果が  $\theta_{12}$  で決まる  $n_e^L$  の他に、そこより高密度側の  $\theta_{13}$  で決まる  $n_e^H$  の 2 つ存在する。ニュートリノのはじめ  $n_e \gg n_e^H$  の部分で生成される。その生成時のニュートリノフレーバーと固有状態の関係は

$$\nu_{m_3} = \nu_e, \quad \nu_{m_2} = \nu_\tau, \quad \nu_{m_1} = \nu_\mu \quad (1.33)$$

となるため、生成時のニュートリノフラックスは

$$\begin{aligned} N_{\nu_1}^{\text{gen}} &= N_{\nu_x}^{\text{gen}} \\ N_{\nu_2}^{\text{gen}} &= N_{\nu_x}^{\text{gen}} \\ N_{\nu_3}^{\text{gen}} &= N_{\nu_e}^{\text{gen}} \end{aligned} \quad (1.34)$$

となる。

図 13 に超新星内部におけるニュートリノの遷移ダイアグラムを示す。ニュートリノ (反ニュートリノ) は、超新星内部の高密度領域で生成される。そして表面へ向かう途中、密度がほぼ単調に減少する媒質を通過していく。図中では、ニュートリノの場合  $n_e > 0$  が星内部を表し、反ニュー

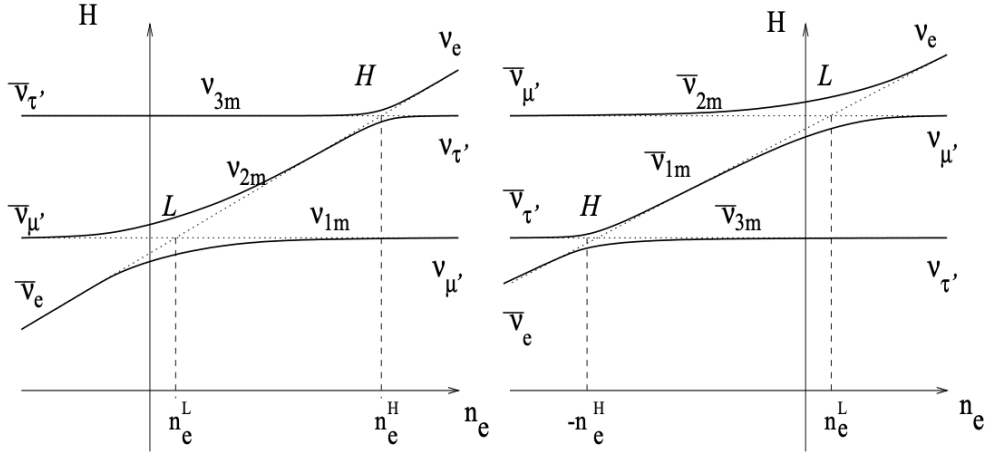


図 13 ニュートリノの遷移ダイアグラム [13]。左は Normal ordering、右は Inverted ordering の場合である。実線はハミルトニアン  $H$  の固有値を電子数密度の関数として示しており、破線は  $\nu_e$ ,  $\nu'_\mu$ ,  $\nu'_\tau$  のエネルギーに対応する。また、 $n_e < 0$  の領域は反ニュートリノに対応する。

トリノは  $n_e < 0$  が星内部を表す。Normal ordering( 図 13 左 ) の場合、ニュートリノは表面に到達する際に 2 つの共鳴層を通るため、どちらでも振動効果を受ける。しかし、反ニュートリノは  $n_e = 0$  までに  $n_e^L$  の共鳴層しかないため、 $n_e^H$  での振動効果は受けない。一方、Inverted ordering( 図 13 右 ) の場合、反ニュートリノが  $n_e^L$ 、 $n_e^H$  の両方で振動効果を受け、ニュートリノが振動効果を受けるのは  $n_e^L$  のみである。

ここで、 $n_e^H$  で  $\nu_3$  が  $\nu_2$  に遷移する確率を  $P_H$ 、 $n_e^L$  で  $\nu_2$  が  $\nu_1$  に遷移する確率を  $P_L$  とすると、中心部で生成された  $\nu_e$  が星表面で  $\nu_1$  となるフラックスは  $P_H P_L N_{\nu_e}^{\text{gen}}$  と表すことができる。また同様に、中心部で生成された  $\nu_\mu$  と  $\nu_\tau$  が星表面で  $\nu_1$  となるフラックスは  $(1 - P_L) N_{\nu_x}^{\text{gen}}$  と  $P_L(1 - P_H) N_{\nu_x}^{\text{gen}}$  となる。よって、星表面での全  $\nu_1$  フラックスは

$$N_{\nu_1}^{\text{sur}} = P_H P_L N_{\nu_e}^{\text{gen}} + (1 - P_H P_L) N_{\nu_x}^{\text{gen}} \quad (1.35)$$

と求める事ができる。 $\nu_2$ 、 $\nu_3$  についても同様に考える事ができるため、星表面の  $N_{\nu_2}^{\text{sur}}$ 、 $N_{\nu_3}^{\text{sur}}$  は

$$\begin{aligned} N_{\nu_2}^{\text{sur}} &= (P_H - P_H P_L) N_{\nu_e}^{\text{gen}} + (1 - P_H + P_H P_L) N_{\nu_x}^{\text{gen}} \\ N_{\nu_3}^{\text{sur}} &= (1 - P_H) N_{\nu_e}^{\text{gen}} + P_H N_{\nu_x}^{\text{gen}} \end{aligned} \quad (1.36)$$

式 (1.35)、(1.36) を一つの式にまとめると

$$N_{\nu_i}^{\text{sur}} = a_1 N_{\nu_e}^{\text{gen}} + (1 - a_i) N_{\nu_x}^{\text{gen}} \quad (1.37)$$

となる。ここで  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  はそれぞれ

$$a_1 = P_H P_L, \quad a_2 = P_H(1 - P_L), \quad a_3 = 1 - P_H \quad (1.38)$$

である。式 (1.37) を用いると、星表面に到達する  $\nu_e$  のフラックスは

$$N_{\nu_e}^{\text{sur}} = \sum_i |U_{1i}|^2 N_{\nu_i}^{\text{sur}} = N_{\nu_e}^{\text{gen}} \sum_i |U_{1i}|^2 a_i + N_{\nu_x}^{\text{gen}} \left( 1 - \sum_i |U_{1i}|^2 a_i \right) \quad (1.39)$$

と表す事ができる。ここで、 $N_{\nu}^{\text{sur}}$  は星表面に現れるニュートリノの数を表し、 $p$  は星中心で生成された  $\nu_e$  が星表面まで  $\nu_e$  である確率であり、

$$\begin{aligned} p &\equiv \sum_i |U_{1i}|^2 a_i \\ &= |U_{11}|^2 P_H P_L + |U_{12}|^2 (P_H - P_H P_L) + |U_{13}|^2 (1 - P_H) \end{aligned} \quad (1.40)$$

である。また、中心部で生成される  $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$  の全フラックスは  $N_{\nu_e}^{\text{gen}} + 2N_{\nu_x}^{\text{gen}}$  となるため、星表面に到達する  $\nu_{\mu}$  と  $\nu_{\tau}$  を合わせたフラックスは

$$N_{\nu_{\mu}}^{\text{sur}} + N_{\nu_{\tau}}^{\text{sur}} = (1 - p)N_{\nu_e}^{\text{gen}} + (1 + p)N_{\nu_x}^{\text{gen}} \quad (1.41)$$

である。

$n_e^H$  と  $n_e^L$  のそれぞれの遷移確率はニュートリノ振動における混合角  $\theta_{13}$  と  $\theta_{12}$  で決まる。 $\theta_{12}$  は上で述べた通りであるが、 $\theta_{13}$  は  $\rho_H$  で断熱的であると言えるほど大きい値となるため、 $P_H \sim 0$  とできる。

上記を考慮したのち、本研究で使用した超新星の表面に現れるそれぞれのニュートリノフラックスの式は、Normal ordering の場合

$$\begin{aligned} N_{\nu_e}^{\text{sur}} &= N_{\nu_x}^{\text{gen}} \\ N_{\nu_x}^{\text{sur}} &= N_{\nu_e}^{\text{gen}} + N_{\nu_x}^{\text{gen}} \\ N_{\bar{\nu}_e}^{\text{sur}} &= N_{\bar{\nu}_e}^{\text{gen}} \times \cos^2 \theta_{12} + N_{\bar{\nu}_x}^{\text{gen}} \times \sin^2 \theta_{12} \\ N_{\bar{\nu}_x}^{\text{sur}} &= N_{\bar{\nu}_e}^{\text{gen}} \times \sin^2 \theta_{12} + N_{\bar{\nu}_x}^{\text{gen}} \times (1 + \cos^2 \theta_{12}) \end{aligned} \quad (1.42)$$

となる。一方で、Inverted ordering の場合

$$\begin{aligned} N_{\nu_e}^{\text{sur}} &= N_{\nu_e}^{\text{gen}} \times \sin^2 \theta_{12} + N_{\nu_x}^{\text{gen}} \times \cos^2 \theta_{12} \\ N_{\nu_x}^{\text{sur}} &= N_{\nu_e}^{\text{gen}} \times \cos^2 \theta_{12} + N_{\nu_x}^{\text{gen}} \times (1 + \sin^2 \theta_{12}) \\ N_{\bar{\nu}_e}^{\text{sur}} &= N_{\bar{\nu}_x}^{\text{gen}} \\ N_{\bar{\nu}_x}^{\text{sur}} &= N_{\bar{\nu}_e}^{\text{gen}} + N_{\bar{\nu}_x}^{\text{gen}} \end{aligned} \quad (1.43)$$

となる。大きな違いとしては、Normal ordering では生成された  $\nu_e$  は星表面で全て  $\nu_x$  になり、Inverted ordering では生成された  $\bar{\nu}_e$  が星表面で全て  $\bar{\nu}_x$  になる。

### 1.3.3 ニュートリノ反応

ニュートリノ反応は、一般的に荷電粒子が関与することで反応の前後でニュートリノの個数が変わる荷電カレント反応、反応の前後でニュートリノの運動状態だけが変わる中性カレント反応の2種類に分けられる。以下にスーパーカミオカンデ(2章)で観測される4種類の超新星ニュートリノ反応を示す。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (\text{Inverse beta decay}) \quad (1.44)$$

$$\nu_e/\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \nu_e/\bar{\nu}_e + e^- \quad (\text{Elastic scattering}) \quad (1.45)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \text{ (Elastic scattering)} \quad (1.46)$$

$$\nu_e/\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^-/e^+ + {}^{16}\text{F}/{}^{16}\text{N} \text{ (Charged current reaction)} \quad (1.47)$$

$$\nu_e/\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow p/n + \gamma + {}^{15}\text{N}/{}^{15}\text{O} \text{ (Neutral current reaction)} \quad (1.48)$$

最も反応数が多い相互作用は反電子ニュートリノと陽子の逆ベータ崩壊反応 (IBD) であり、他の反応に比べ 2 桁以上高い。IBD の反応断面積は Strumia と Vissani の研究に基づいており、下記のように計算される [14]。

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_f^2 \cos^2 \theta_c}{2\pi(s - m_p^2)} |\mathcal{M}| \quad (1.49)$$

ここで、 $G_f = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  はフェルミ定数であり、 $\cos \theta_c = 0.9746$  は cabibo angle、 $m_p = 938.27 \text{ MeV}$  は陽子の質量を表す。また、 $|\mathcal{M}|$  は行列要素である (B.1)。ここで、IBD における反応断面積は  $10^{-41} \text{ cm}^2$  のオーダーである。

電子とニュートリノの電子散乱反応 (ES) は全てのフレーバーのニュートリノが引き起こす反応であるが、反応断面積のオーダーは  $10^{-41} \text{ cm}^2$  より 2 桁少ない。しかし IBD は超新星天体の方向感度がほぼないのに対し、ES は散乱された電子の方向と飛来するニュートリノの方向との間に強い相関関係があるため、超新星天体の方向決定に重要な反応である。反応断面積の基本的な式は弱い相互作用から導かれるが (B.2)、本論文では輻射補正を考慮した以下の式を使用する [15]。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \times \left\{ g_L^2(T) \left[ 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_-(z) \right] + g_R^2(T) (1-z)^2 \left[ 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_+(z) \right] \right. \\ \left. - g_R(T) g_L(T) \frac{m_e}{q} z \left[ 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_{+-}(z) \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.50)$$

ここで、 $m_e$  は電子の質量、 $T = E - m_e$  は反跳電子の運動エネルギー、 $q$  は入射するニュートリノエネルギー、 $z$  は  $z = T/q$  である。また、 $G_F$  は  $G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  とする。また、 $g_L, g_R$  は反応の定数因子であり、 $L$  は左巻き、 $R$  は右巻きを表す。また、式 (1.50) はニュートリノの場合であるが、反ニュートリノの反応断面積はこの式の  $g_L, g_R$  を入れ替えたものに対応する。

超新星ニュートリノのエネルギー領域 ( $\mathcal{O}(10) \text{ MeV}$ ) ではニュートリノと反応した酸素原子核は核子の集合体の全体が振動する巨大共鳴を起こす。そして共鳴して振動した核子の一つが原子核が持つ核子を放出するエネルギー閾値 (particle threshold) を超えると、陽子または中性子が放出される。荷電カレント反応の場合、核子と共に電子、または陽電子が放出され、酸素原子核はフッ素、または窒素に変わる。荷電カレント反応では、生成されたフッ素または窒素が基底状態に落ちる際にも核子を放出するため、反応の種類は多岐にわたる。中性カレント反応の場合、 ${}^{16}\text{O}$  から陽子または中性子が一つ放出された時に生成される  ${}^{15}\text{N}$  や  ${}^{15}\text{O}$  が基底状態に落ちる際に放出されるガンマ線の観測がスーパーカミオカンデで期待される。これらの酸素原子核反応の詳細は 3 章で述べる。

ニュートリノエネルギーを関数にした各反応の断面積を図 14 に示す。

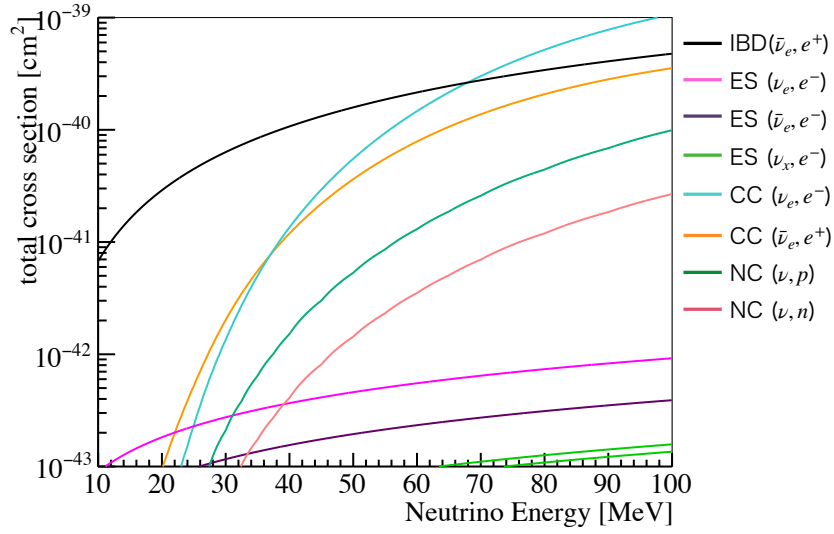


図 14 各反応の反応断面積。黒線は IBD の断面積、ピンク線は  $\nu_e$  との ES の断面積、紫線は  $\bar{\nu}_e$  との ES の断面積、緑線は  $\nu_x$  との ES の断面積、青線は  $\nu_e$  と酸素原子核との CC の断面積、橙線は  $\bar{\nu}_e$  と酸素原子核との CC の断面積、深緑線は陽子を放出する酸素原子核との NC の断面積、赤線は中性子を放出する酸素原子核との NC の断面積を表す。

表 1 に一般的な超新星爆発 (親星の質量が  $20M_\odot$ 、衝撃波復活時間が 0.2 s の超新星モデル [1]) での各反応の期待値を示す。ニュートリノ振動を考慮しない場合の全体に対する各反応の割合は IBD 反応が約 87%、ES 反応が約 9%、酸素原子核との反応が約 4% となる。

表 1 一般的な超新星爆発における各反応のイベント期待値。超新星天体と検出器の距離は 10 kpc と仮定している。(%) は全体に対する各イベント期待値が占める割合を示す。

	w/o osc.	(%)	Normal ordering	(%)	Inverted ordering	(%)
IBD	3537	86.9	3864	84.9	4626	86.8
ES	346	8.5	348	7.7	352	6.6
CC( $\nu_e, e^-$ )	48	1.2	180	4.0	143	2.7
CC( $\bar{\nu}_e, e^+$ )	46	1.1	66	1.5	117	2.2
NC( $\nu, p$ )	72	1.8	72	1.6	72	1.4
NC( $\nu, n$ )	19	0.5	19	0.4	19	0.4

## 2 スーパーカミオカンデ (SK) 実験

この章ではスーパーカミオカンデ実験について、検出器構造や検出原理、そして超新星天体の方向を瞬時に推定する超新星モニターについて述べる。

### 2.1 スーパーカミオカンデ検出器

スーパーカミオカンデ (SK) は岐阜県飛騨市神岡鉱山内の地下 1,000 m に建設された、直径約 39.3 m、高さ約 41.4 m の大型チェレンコフ検出機であり、ステンレス製の円筒形タンクには 50 kton の超純水で満たされている。SK の外観を図 15 に示す。SK の位置は水深 2700 m に相当し、

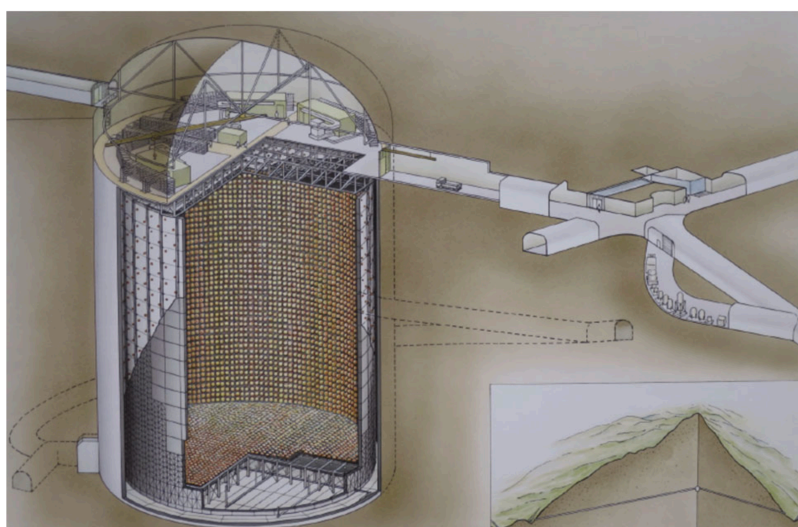


図 15 SK の外観図 [16]

1.3 TeV 以上のエネルギーを持つミュオンだけが検出器に到達することができる。SK のミュオンレートは約 2 Hz であり、5 章で述べるように、超新星爆発の解析において宇宙線ミュオンはバックグラウンドの原因となるため、ミュオンレートが低いことは超新星の解析に有効である。

検出器は内部検出器 (ID) と外部検出器 (OD) の 2 つの領域に分離されている。ID に使用されている 20 インチの光電子増倍管と OD に使用されている 8 インチの光電子増倍管は、タンクを通過する荷電粒子からのチェレンコフ光を観測する。SK の物理ターゲットは、陽子崩壊探索、大気ニュートリノ・太陽ニュートリノ・加速器ニュートリノによるニュートリノ振動測定、暗黒物質探索、太陽や超新星などの天体の研究などである。

SK は 1996 年 4 月に運転を開始し、現在まで SK-I から SK-VII までの 7 つの運転期間を経ている。最初の 5 年間は SK-I として、2001 年 7 月まで続いた。SK-I 期間中、SK は 40% の光電面被覆率で運転された。SK-I の後、SK はメンテナンスと不良光電子増倍管の交換のため停止した。しかし、そのメンテナンス中に事故が発生し、1 台の光電子増倍管が爆発した。その衝撃波が連鎖反応を起こし、全ての光電子増倍管の半数が破壊された。しかし翌年には SK-II として実験が再開し、その期間では 20% のカバー率で運用された。この時期は、衝撃波から守るため全ての ID の光電子増倍管にアクリルとガラス繊維で作られたカバーが取り付けられた。そして、失われた光電子増倍管の改修を経て、2008 年 8 月より SK-III の運用が開始された。SK-III の終了後には新しいフロントエンドボードが搭載された大規模なアップデートが行われた。このアップデートにより、デッドタイムがなく、電気ノイズの少ないデータを記録できるようになったため、エネルギー閾値が下がり、水素の中性子捕獲による信号を記録することが可能になった。この期間は SK-IV と呼ばれ、7 期間中最も長く、10 年に相当する。SK-IV が終了した 2018 年に SK は半年間停止し、改修を行った。この改修ではタンクの水漏れの修理や清掃が行われ、不良の光電子増倍管が交換された。2019 年 1 月からは SK-V が開始され、また、2020 年 7 月からは純水に硫酸ガドリニウムを溶解させることで、検出器の中性子捕獲効率を劇的に向上させた。この期間が SK-VI であり、SK-Gd 実験の始まりである。SK-VI の硫酸ガドリニウムの質量濃度は 0.01% であるが、2022 年 6 月に硫酸ガドリニウムの追加導入が行われ、質量濃度が 0.03% に向上した SK-VII が現在稼働中である。

## 2.2 検出原理

### 2.2.1 チェレンコフ放射

チェレンコフ放射とは、物質中を移動する荷電粒子の速度がその物質中での光速度を超えて移動する場合に光を放出する現象である。SK では、このチェレンコフ放射で放出されるチェレンコフ光を検出する。図 16 にチェレンコフ放射の模式図を示す。チェレンコフ光を検出する運動量閾値は粒子の種類によって異なり、例えば電子の場合 0.57 MeV/c、荷電パイ中間子では 118 MeV/c、陽子に対しては、1151 MeV/c である。図 16 において、速度  $v$  で進む荷電粒子は時間  $t$  の間に距離  $vt = \frac{v}{c}ct = \beta ct$  進む。一方、チェレンコフ光は時間  $t$  の間に距離  $\frac{c}{n}t$  進む。ここで、 $c$  は真空中の光速、 $\beta$  は粒子の速度  $v$  と  $c$  の比として  $\beta = v/c$ 、 $n$  は物質の屈折率となる。よって、以下の式が成り立つ。

$$\cos \theta_c = \frac{\frac{c}{n}t}{\beta ct} = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

ここで、 $\theta_c$  は荷電粒子が進む方向とチェレンコフ光が進む方向のなす角度である。式 2.1 において、 $n \sim 1.34$  (水の屈折率) とすると、 $\cos \theta_c \leq 1$  という条件から、 $\beta \geq \frac{1}{n} \sim 0.746$  となり、水中での荷電粒子の速度が光速の約 74.6% 以上になるとチェレンコフ光が放出される。また、式 2.1 において、 $n \sim 1.34$ 、 $\beta \sim 1$  とすると、 $\theta_c \sim 42^\circ$  となり、水中における  $\theta_c$  は約  $42^\circ$  が最大となる。

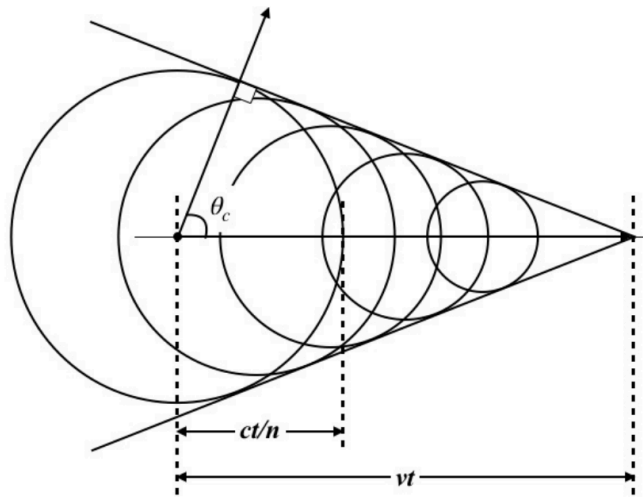


図 16 チェレンコフ放射の模式図 [17]

静止質量  $m$  の荷電粒子がチェレンコフ光を放出するために必要なエネルギー  $E$  (チェレンコフ閾値) は、

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (\frac{1}{n})^2}} = \frac{nmc^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2)$$

となり、 $E$  は粒子の種類によって異なる。2 に水中 ( $n \sim 1.34$ ) での主な荷電粒子のエネルギー閾値を示す。

表 2 水中における主な荷電粒子のエネルギー閾値 [18]

荷電粒子	静止質量 [MeV/c <sup>2</sup> ]	チェレンコフ閾値 [MeV]
e <sup>±</sup>	0.511	0.768
μ <sup>±</sup>	105.7	158.8
π <sup>±</sup>	139.6	209.7
K <sup>±</sup>	493.7	741.7
p <sup>±</sup>	938.3	1410

## 2.3 検出器の構成要素

### 2.3.1 水タンク

水タンクは直径 39.3 m、高さ 41.4 m のステンレス製で、ID と OD に分けられており、ID と OD のそれぞれに光電子増倍管が取り付けられている。ID は直径 33.8 m、高さ 36.2 m で、32.5 kton



の水が入っており、11,129 個の 20 インチ光電子増倍管が取り付けられている。光電子増倍管の光電面被覆率は 40 % であり、その他の光電子増倍管の被覆されていない部分は黒いシートで覆われ、反射を防いでいる (図 17)。OD の領域はタンクの壁との間約 2 m であり、1,885 個の 8 インチ光電子増倍管がタンク壁の外側を向いて設置されている。光電子増倍管の光電面およびその波長変換板を除く OD の表面は、光子を集めるために反射性のある白いタイベックシートで覆われている。

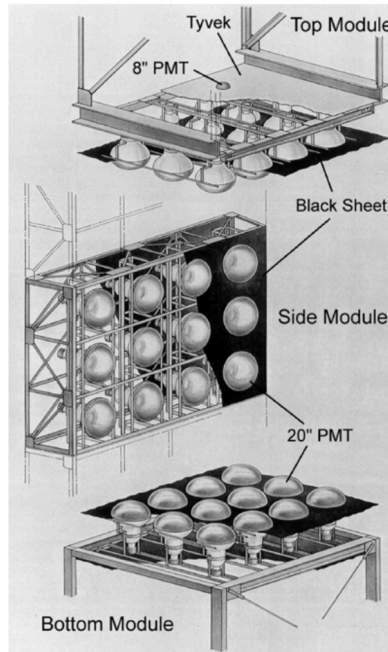


図 17 タンク内モジュールの概略図 [19]

### 2.3.2 光電子増倍管 (PMT)

内水槽に設置されている光電子増倍管 (PMT) は浜松ホトニクス社の R3600 を使用し、SK 実験に最適化されている。図 18 に示す PMT の概略図のように、SK の内水槽には 20 インチの PMT が 11,129 本 (タンク側面に 7,650 本、タンク上面に 1,740 本、タンク底面に 1,739 本) 設置されている。PMT は光電面の光電材料により光子を光電子に変換し、ダイノードで  $10^6$  倍程度にまで増幅した光電子を電気信号として取り出す光センサーの一種で、20 インチは光電面の直径を示す。SK では光電子を約  $6.0 \times 10^6$  倍まで増幅する。これは、電荷量が  $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$  の光電子を約  $6.0 \times 10^6$  に増幅すると、その全電荷量は約  $10^{-12} \text{ C} = 1 \text{ pC}$  となり、SK において 1 光子が十分観測可能となるためである。

SK の外水槽には 8 インチの PMT が 1,885 本 (タンク側面に 1,275 本、タンク上面に 302 本、タンク底面に 308 本) 設置されている。外水槽では PMT の本数の少なさを補うため、

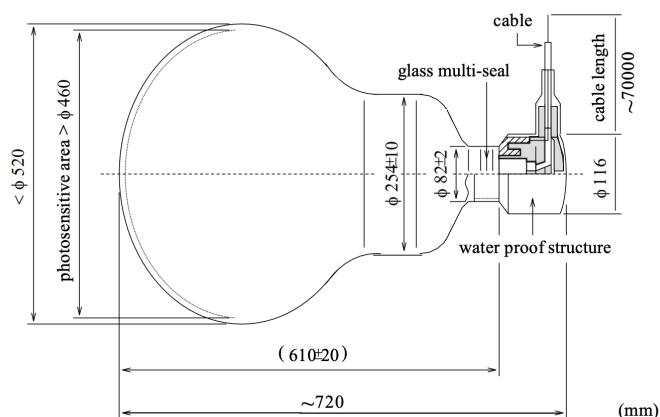


図 18 内水槽 PMT の概略図 [19]

60 cm × 60 cm × 1.3 cm の Wavelength-shifter (WS) プレートに取り付けられている。WS はシンチレーターの bis-MSB ( $C_{24}H_{22}$ ) を  $50 \text{ mg L}^{-1}$  ドープしたアクリル板であり、紫外領域の光を吸収して青-緑の光を放出する。WS によって外水槽での光子収集効率は 60% まで向上するが、1 光電子レベルの信号に対する時間分解能は 13 ns から 15 ns に低下する。

### 2.3.3 硫酸ガドリニウム水循環システム

SK で用いられている 5 万トンの超純水は、神岡鉱山内の豊富な地下水から作られている。地下水中には微小なゴミやバクテリア、鉄・ニッケル・コバルトなどの金属類、ラドン・ラジウムなどの放射性物質が含まれている。これらの水の透過率の低下やバックグラウンドの要因になるものを硫酸ガドリニウム水循環システムを用いて除去し、超純水が作られている。

図 19 に上で述べた硫酸ガドリニウム水循環システムの概略図を示す。この循環システムで用いられている主な構成要素を以下に挙げる。

#### 1. UV 殺菌器 (UV : UV sterilizer)

紫外線を照射し、バクテリアを死滅させる。

#### 2. 熱交換器 (HE : Heat exchanger)

超純水の温度は循環ポンプや PMT からの熱を受けて高くなる。水温が高くなると PMT のダークノイズの増加に繋がるだけでなく、バクテリアの繁殖や水の透過率の悪化にも繋がる。そのため、熱交換器により、水温を  $0.01 \text{ C}^\circ$  の精度で常に  $13 \text{ C}^\circ$  程度に保たれている。

#### 3. ウルトラフィルター (UF : Ultra filter)

10 mm 以上の微小なゴミを除去する。

循環システムで純化された水は配管を通してタンク下部から供給され、タンク上部で回収している。

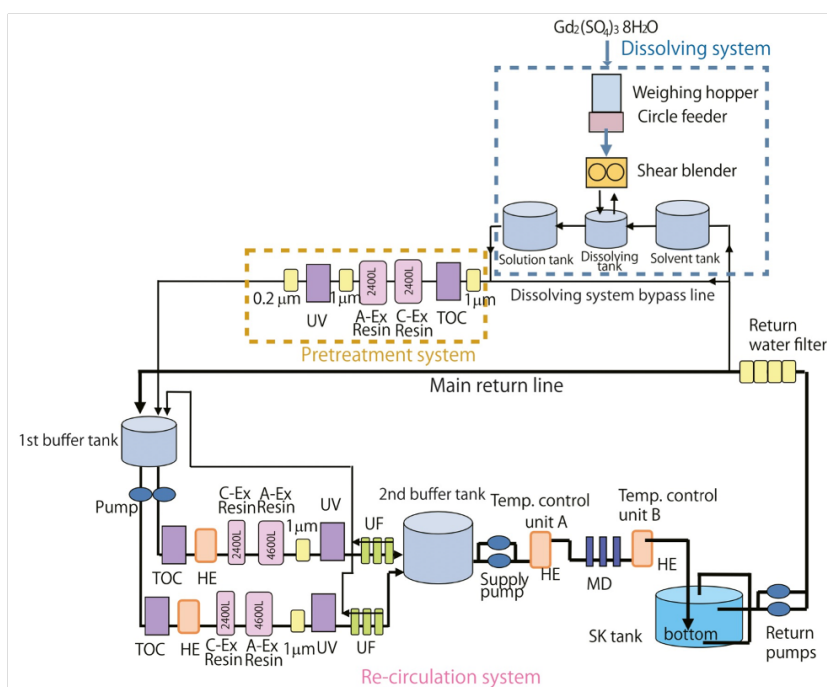


図 19 硫酸ガドリニウム水循環システム [20]

## 2.4 SK-Gd 実験

### 2.4.1 溶解実験

2020年7月14日から同年8月17日までの35日間でSKに13 tonの硫酸ガドリニウム八水和物 ( $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ ) を導入し、Gd質量濃度0.01%でのSK-Gd実験の観測を開始した。ガドリニウムは熱中性子捕獲断面積が天然元素中で最大であり、熱中性子を捕獲した際には合計8 MeVの $\gamma$ 線を放出する。この信号を用いることで、約90%の効率で中性子を同定し、逆ベータ崩壊事象と背景事象を識別することが可能となった。

2022年5月31日から同年7月5日までの35日間でSKに約27 ktonの硫酸ガドリニウム (Gd) 八水和物 ( $Gd_2(SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ ) を追加導入した。この追加導入により、Gd質量濃度が0.01%時期に比べ中性子捕獲効率が1.5倍に向上すると期待される。

### 2.4.2 中性子捕獲効率の調査

導入が問題なく進んでいる事確かめるために、二つの方法でタンク内のGd質量濃度を評価した。

## 核破碎中性子を用いた Gd 濃度評価

一つ目は核破碎中性子を用いた Gd 濃度評価である。SK に飛来する宇宙線ミュオンズのレートは  $\sim 2$  Hz である。核破碎中性子とは、この宇宙線ミュオンズがタンク内の  $^{16}\text{O}$  を破碎し、生成される数十個の中性子を指す。SK では 1 日あたり  $\mathcal{O}(100,000)$  の核破碎中性子が生成される。硫酸ガドリニウム八水和物の追加導入期間中に濃度が上昇している事を確認するため、2022 年 6 月 7 日から同年 6 月 17 日のデータを用いて解析を行なった。

SK ではタンク上部から水を取り出し、純化と硫酸ガドリニウム八水和物を溶解した後にタンク下部に水を送ることで Gd 質量濃度 0.03% の水を送り込んでいく。タンク内で Gd 質量濃度 0.03% 水と 0.01% 水の水が対流によって混ざることがないように、質量濃度 0.03% Gd 水は温度が少し下げられている。そこで、まず、解析を開始した 2022 年 6 月 7 日時点での、0.03% Gd 濃度水の到達位置を調べるため、タンク内の各所に設置された温度計の値を確認した。図 20 に 2022 年 6 月 3 日から同年 6 月 11 日までのタンク内の水温の変化を表す。これを見ると、6 月 7 日時点

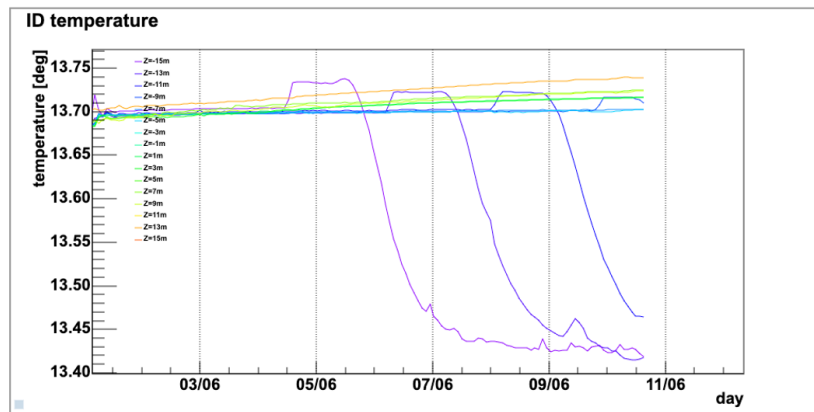


図 20 SK タンク内の水温の位置依存性 [21]。横軸は水温が計測された日付、縦軸は水温を表す。また、線の色の違いはタンク中央を  $z = 0$  m としたときの計測位置を表す。

では  $z = -13$  m で温度が低下していることが分かる。よって、この解析では  $z < -13$  m の領域の中性子捕獲数を Gd 質量濃度が 0.01% の時期と比較した。

SK では PMT からの全ての信号は QBEE による高速デジタル処理を経てマージャー PC に送られ、ソフトウェアトリガーによる事象選別が行われる。そして事象の選別には 200 ns の時間幅での PMT のヒット数 ( $N_{200}$ ) を用いる。<sup>\*4</sup>また、SK-IV 以降では、超新星背景ニュートリノの研究のため Super High Energy (SHE) トリガーと After Window (AFT) トリガーが追加された。 $N_{200}$  が SHE トリガーの閾値を超えると AFT トリガーも掛かり、500  $\mu\text{s}$  の時間幅に含まれる全

<sup>\*4</sup> 時間幅が 200 ns である理由は、光子が検出器の端から端まで移動するのに  $\sim 200$  ns の時間を要するためである。

ヒットを記録する。この2つのトリガーにより、宇宙線ミュオンと核破砕により放出される中性子が陽子あるいはGdに捕獲される際に放出する $\gamma$ 線を検出することができる。この解析では、まず中性子の時定数を評価するため、先発事象となるミュオンの事象と後発事象である中性子が捕獲された際に放出されるガンマ線の信号との時間差( $T_{diff}$ )を調べた。解析を行なった期間の $z < -13$  mの領域の時定数をプロットしたものを図21に示す。これを見ると、どの日付でもGd質量濃度0.03%で期待される中性子の時定数である $\sim 63 \mu\text{s}$ と近い値になっており、予想通りに硫酸ガドリニウム八水和物の追加導入が行えていることが分かる。

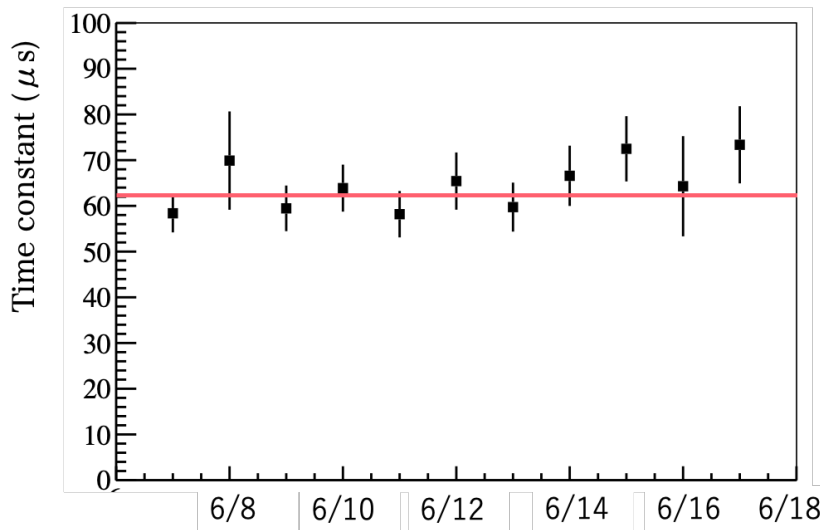


図21  $z < -13$  mの領域における時定数の日変動。赤い線はGd質量濃度0.03%で期待される中性子の時定数 $\sim 63 \mu\text{s}$ を表す。

これよりGd質量濃度が期待通り増加していることが確認できたため、これらのデータを用いて中性子捕獲数の評価を行った。評価方法としては、作成した $T_{diff}$ 分布のFit関数を0 $\sim$ 535 $\mu\text{s}$ まで積分し、SHEトリガーとAFTトリガーに掛かった中性子数を見積もった。図22にGd質量濃度が0.01%と0.03%での $T_{diff}$ の時間分布を示す。図22で求めたFit関数を用いて1時間あたりの中性子捕獲数を算出した。 $z < -13$  mでのそれぞれの濃度での1時間あたりの中性子捕獲数を表3に示す。ただし、これに表示されている誤差は統計誤差のみを考慮している。表3より、

表3 各濃度における中性子捕獲数

$z < -13$ m	Gd質量濃度0.01%	Gd質量濃度0.03%
Event rate (/hour)	$56.10 \pm 7.49$	$80.03 \pm 8.95$

Gd質量濃度0.03%での中性子捕獲数は0.01%時の捕獲数に比べて1.43倍増加していることが分かる。これは質量濃度増加により期待される中性子捕獲効率の向上予測とほぼ一致しており、期待通り中性子捕獲効率が向上していることを確かめた。

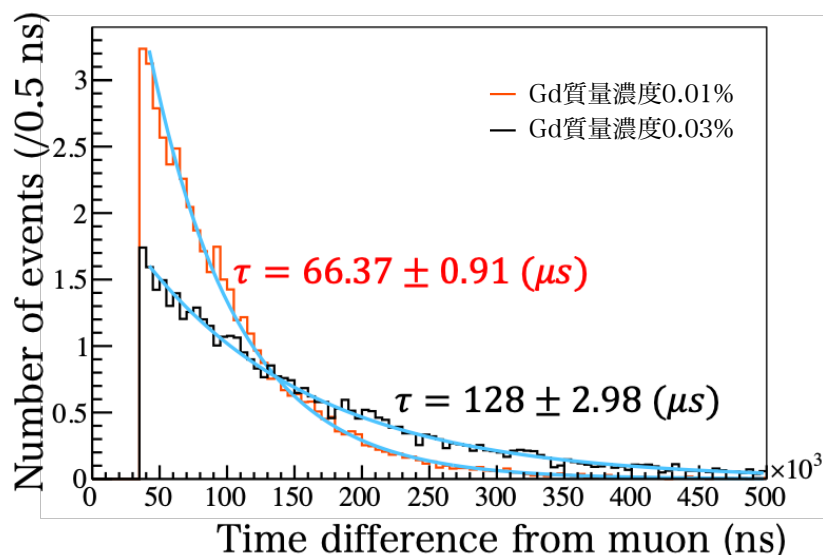
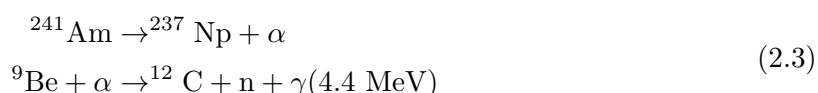


図 22  $T_{diff}$  分布。黒線が Gd 質量濃度が 0.01%、赤線が 0.03% を示す。また、青いグラフはそれぞれの Fit 関数であり、Fit 関数から求めた時定数の値 ( $\tau$ ) を図中に示す。

## Am/Be 線源を用いた中性子捕獲効率の評価

硫酸ガドリニウム八水和物の追加導入完了後には、 $^{241}\text{Am}/^9\text{Be}$ (Am/Be) 線源を用いた中性子捕獲効率の評価を行った。本解析では、2022 年 9 月に測定されたデータを用いている。Am/Be 線源の主な反応は以下のようなものである。



この反応における 4.4 MeV のガンマ線を先発事象、ガンマ線に付随する中性子後発事象として測定に用いた。

4.4 MeV のガンマ線を他のイベントと区別するために線源を BGO シンチレーターで囲むことでガンマ線の信号を増幅させた。そして中性子捕獲効率における BGO 結晶の効果を評価するため、「1BGO」と「8BGO」の 2 種類の線源を用意した。8BGO は 8 個の BGO 結晶で線源を全て囲ったもの、1BGO は 1 個の BGO 結晶を線源に付随させたものである。Am/Be 線源と BGO 結晶の写真を図 23 に示す。

評価方法は以下の通りである。

まず、中性子捕獲効率  $\epsilon_n$  は以下の式で評価した。

$$\epsilon_n = \frac{(\text{Number of tagged neutrons}) - (\text{Number of estimated background})}{(\text{Number of prompt events})} \quad (2.4)$$

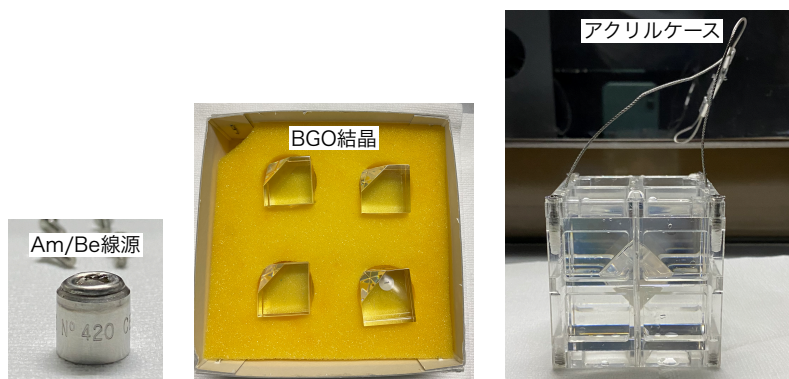


図 23 実際に使用した Am/Be 線源と BGO 結晶。左が線源、中央が BGO 結晶、右は線源と結晶を入れるアクリルケースである。

Am/Be+BGO 線源による先発事象を選別するために SK の内部タンク内の全電荷量を用いた。図 24 に観測した先発事象の全電荷量の分布を示す。本解析では 1000 p.e. 付近のイベントを先発

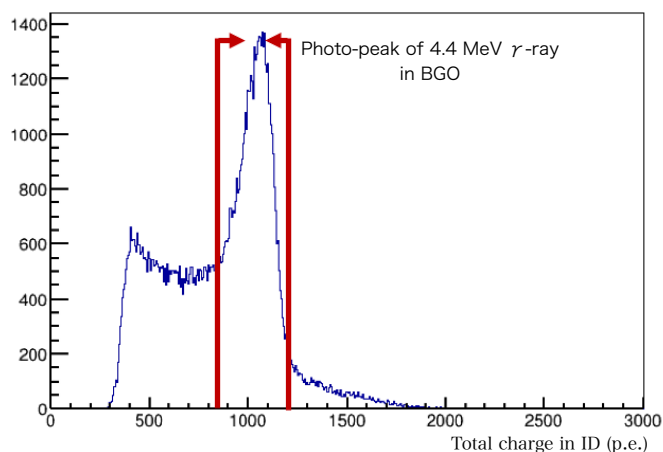


図 24 SK の内部タンクにおける全電荷量の分布

事象のイベントとした。

後発の中性子信号は先発事象後の  $4 \mu\text{s}$  から  $535 \mu\text{s}$  の範囲にあるイベントを探索した。200 ns 間のイベントを探索し、その間に 25 ヒットを超えると中性子候補として選別した。中性子信号はさらに中性子候補の中で 4 つのカット条件を用いることで選別した。図 25 にカット変数とカット基準の分布を示す。ヒストグラムの桃色はモンテカルロシミュレーションによって計算した中性子信号を示す。

図 26 に上記のカット基準を用いて選別した中性子信号の先発事象との時間差分布と、それから求めた中性子の捕獲効率を示す。図 26 の右図から Gd 質量濃度 0.03% における中性子捕獲効率の

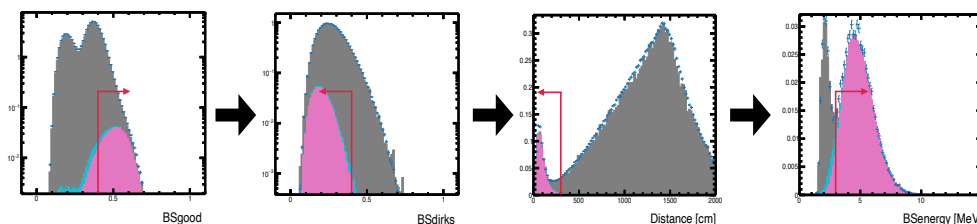


図 25 それぞれの変数のカット基準。ヒストグラムの灰色部分はバックグラウンドイベント、桃色部分は中性子イベントを示す。また、それぞれのグラフの横軸は左から位置再構成精度、方向再構成精度、再構成された場所と線源からの距離、再構成されたエネルギーを表す。

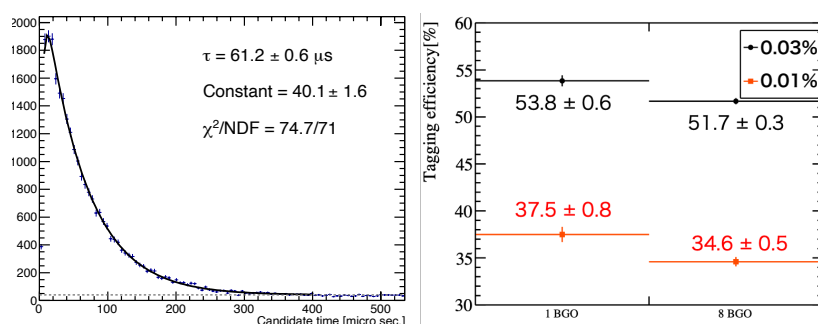


図 26 先発信号と後発信号の時間差分布 (左) と 1BGO と 8BGO でのそれぞれの濃度の中性子捕獲効率 (右)。

増加率は 1.46 倍に増加しており、Am/Be 線源を用いて評価した場合でも、期待通りに中性子捕獲効率が向上していることを確かめた。

## 2.5 超新星モニター

SK は、「SNWatch」と呼ばれる超新星をリアルタイムで監視する超新星モニターを搭載している [22]。超新星が発見されると、SK は SN モニターで「イベントクラスター」を探索し、30 分以内にその時刻と方向を世界中の望遠鏡に知らせることができる。

### 2.5.1 データプロセス

超新星モニターのデータ処理の流れを図 27 に示す。このモニターでは、通常のデータとは異なる特殊なデータ処理を行うことで早い解析を可能にしており、表 4 のカット基準に従ってイベントを探索する。



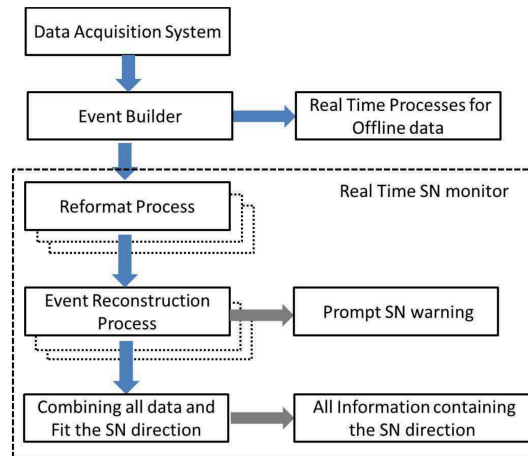


図 27 超新星モニターのデータ処理の流れ [22]。矢印はデータの流れを表し、四角枠はそれぞれのプロセスを表す。

表 4 SN モニターにおけるイベントカット基準

カット基準
再構成エネルギー $> 7\text{MeV}$
位置再構成精度 $g_{\text{good}} > 0.4$
有効体積カット $d_{\text{wall}} > 200\text{ cm}$

## 2.5.2 イベントクラスターの特定方法

超新星モニター探索では、図 28 に示すようにデータを処理し、イベント探索を行う。イベントクラスター探索では、与えられた時間内のイベント数をカウントし、イベントの数が対応する閾値を超えた場合にそのイベントの集まりをイベントクラスターとみなす。イベントクラスターと見なされると、クラスターの最初のイベントから 5 秒前と、クラスターの最後のイベントから 20 秒後までのイベントもイベントクラスターとして保存する。表 5 に超新星モニターのイベントクラスター基準を示す。イベントの集まりが基準を 1 つでも満たした場合、その集まりはイベントクラスターとなる。各時間幅は超新星爆発の各段階に対応しており、時間幅 1 (0.5 秒) は重力崩壊からコアバウンスまでの時間、時間幅 2 (2 秒) は衝撃波復活までの時間、時間幅 3 (10 秒) は原始中性子星冷却過程の時間である。時間幅は超新星モデル依存を減らすため、十分長く設定されており、イベント数の閾値は天の川銀河系全体とその周辺の星雲である大マゼラン星雲や小マゼラン星雲にも対応している。

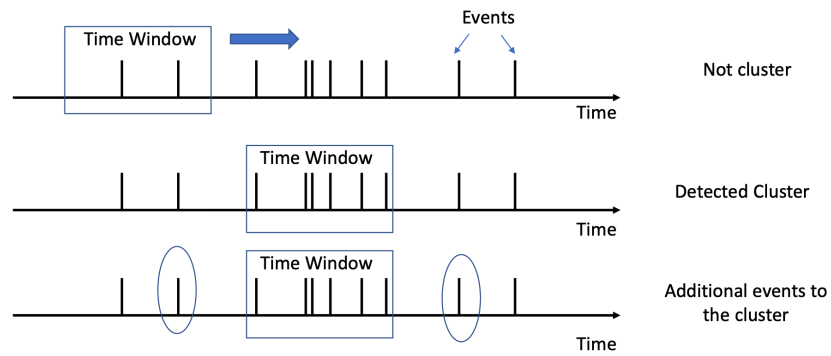


図 28 イベントクラスター探索の模式図 [23]。この図では時間幅内に入るイベント数の閾値は 6 イベントである。

表 5 SN モニターにおけるイベントクラスターの選別条件

時間幅 [s]	イベント選別条件
時間幅 1	23 events > 0.5 [s]
時間幅 2	27 events > 2 [s]
時間幅 3	39 events > 10 [s]

## 3 SK における超新星ニュートリノイベントの観測数予測

### 3.1 超新星ニュートリノイベント計算ツール

本研究では、SK のような水チェレンコフ検出器で観測される全ての超新星ニュートリノ反応について、それぞれの反応数や反応によって生成される粒子についてシミュレーションが必要なため、超新星爆発に特化した乱数を用いた事象生成ツールの開発を行なった。開発したシミュレーション (SKSNSim) では、あるエネルギーのニュートリノが起こす反応の種類と、反応によって生成される粒子について反応位置、時間、それぞれの粒子のエネルギーを計算することができる<sup>\*5</sup>。

SKSNSim はインプットする超新星モデルを変えることで、様々なモデルのシミュレーションを行うことができる。具体的には、Supernova neutrino database<sup>\*6</sup>に公開されている Nakazato モデルのデータフォーマットに対応している。<sup>\*7</sup>

Nakazato モデルは 1.2 で述べた Shen EOS を用いており、原始中性子星の冷却過程も考慮した 1 次元の長期シミュレーションである。シミュレーションの計算はコアバウンスを時間原点とし、 $t = -0.05 \sim 20$  s まで行われており、大きくは衝撃波が星の表面まで到達する supernova モデル (SN モデル) と衝撃波が表面に到達せずに潰れる Black hole モデル (BH モデル) の 2 種類に分けることができる。Nakazato モデルの種類と本論文での表記について表 6 にまとめる。

SKSNSim では、単位時間あたりの各事象のニュートリノスペクトルを

$$\frac{dN(E_\nu, t)}{dt} = \int_0^{100} dE_\nu N_{p,e,o} \sigma(E_\nu) \frac{d\phi(E_\nu, t)}{dE_\nu} \quad (3.1)$$

で定義している。 $N_{p,e,o}$  は SK タンク内の陽子、電子、酸素原子核の数を表す。また、 $d\phi(E_\nu, t)/dE_\nu$  は単位時間、単位面積あたりに通過するニュートリノの数を表しており、

$$\frac{d\phi(E_\nu, t)}{dE_\nu} = \frac{1}{4\pi D^2} \frac{d^2 L_\nu(E_\nu, t)}{dE_\nu dt} \quad (3.2)$$

のように定義される。ここで、 $D$  は超新星天体と SK の距離を表し、本解析では  $D = 10$  kpc と仮定する。また、 $d^2 L_\nu(E_\nu, t)/dE_\nu dt$  は 1 つの超新星によって放出されるニュートリノ数ルミノシティを表している。 $\sigma(E_\nu)$  は各事象の断面積である。

次に、SKSNSim における具体的な計算の流れを示す。まず、インプットする超新星モデル、超新星天体と SK までの距離、ニュートリノ振動のタイプ (ニュートリノ振動を考慮しない場合、

<sup>\*5</sup> <https://github.com/SKSNSim/SKSNSim>

<sup>\*6</sup> <http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/snn/>

<sup>\*7</sup> 詳細は <http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/snn/guide.pdf> に記載されている。

表 6 Nakazato モデルの種類と本論文で使用する表記名 [1]。親星質量は  $M = 13, 20, 30, 50M_{\odot}$  の 4 種類用意されている。また、 $30_{\odot}$  にはブラックホールを形成するモデルもあり、これは Shen EOS、LS220 EOS、Togashi EOS の 3 種類がある。また、天体の形成時期の指標となる天体に含まれる水素・ヘリウム以外の元素の割合 (金属量) を示すメタリシティ  $Z$  は太陽と同じ  $Z = 0.02$  と、小マゼラン星雲と同じ  $Z = 0.004$  の 2 つが質量ごとに用意されており、衝撃波が停滞後、復活するまでにかかる時間 (衝撃波復活時間) $T_{\text{rev}}$  についても  $T_{\text{rev}} = 0.1, 0.2, 0.3$  s が質量ごとに用意されている。

親星質量 ( $M_{\odot}$ )	$Z$	SN モデル			BH モデル	
		$T_{\text{rev}} = 0.1$ [s]	$T_{\text{rev}} = 0.2$ [s]	$T_{\text{rev}} = 0.3$ [s]		
13	0.02	1301	1302	1303		
20		2001	2002	2003		
30		3001	3002	3003		
50		5001	5002	5003		
13	0.004	1311	1312	1313		301S, 301L, 301T
20		2011	2012	2013		
30		3011	3012	3013		
50		5011	5012	5013		

Normal ordering、Inverted ordering の 3 タイプ) を指定する。これらを設定し、計算を開始する。本研究では、計算する時間を 0.001 [s]、ニュートリノエネルギーを 0.1 [MeV] 刻みで設定し、各時間ビン、エネルギービンでの反応の期待値を

$$\frac{d^2 N(E_{\nu}, t)}{dt dE_{\nu}} = N_{p,e,o} \sigma(E_{\nu}) \frac{d\phi(E_{\nu}, t)}{dE_{\nu}} \quad (3.3)$$

と計算する。4 種類の反応について独立に期待値を計算し、時間、エネルギーに対して積分を行うことで 1 回の超新星爆発において SK で観測されるそれぞれの反応の期待値を算出することができる。

各時間ビン、エネルギービンでの期待値の値はイベント数の計算に使用する。ここでのイベント数とは、期待値をもとに乱数を用いて生成した整数値のことである。期待値からイベント数を計算するまでの流れを以下に述べる。0.001 s あたり、0.1 MeV あたりの反応の期待値は十分小さい値であるため、この期待値の分布はポアソン分布 (式 (5.1)) に従う。この場合  $\lambda$  があるビンの期待値の値、 $k$  がイベント数となる。SKSNSim では計算した  $\lambda$  に従うポアソン分布から乱数を振り、 $k$  を選ぶ。その  $k$  の値が  $k \geq 1$  であれば、SK 内で  $k$  回反応が起こったことになる。乱数は 1MC シミュレーションごとに変わるため、シミュレーションごとにイベント数は変化する。最終的にイベント数は反応の期待値をピークとするガウス分布に従うような分布となる。

## 3.2 逆ベータ崩壊反応

1.3.3でも述べた通り、SKで観測される超新星ニュートリノイベントのうち、1番反応数が多いのが逆ベータ崩壊反応である。表7にそれぞれのNakazatoモデルにおけるIBD反応の期待値を示す。ただしここで使用しているモデルのメタリシティは $Z = 0.02$ である。

表7 逆ベータ崩壊反応の期待値

progenitor mass ( $M_{\odot}$ )	$T_{\text{rev}}$ [ms]	w/o oscillation	Normal ordering	Inverted ordering
13	100	3179.9	3527.1	4419.9
	200	3829.4	4115.2	4850.1
	300	4446.3	4628.9	5098.4
20	100	2992.8	3335.6	4217.2
	200	3470.9	3774.4	4554.6
	300	3820.7	4069.6	4709.5
30	100	3966.2	4332.3	5273.8
	200	5853.7	6090.9	6700.9
	300	7810.8	7762.8	7639.6
50	100	3938.4	4352.3	5416.6
	200	5117.9	5413.2	6172.5
	300	6294.5	6388.2	6629.0

$T_{\text{rev}} = 200$  [ms]の異なる親星質量の期待値を比較すると、 $20M_{\odot} < 13M_{\odot} < 50M_{\odot} < 30M_{\odot}$ の順に期待値は大きくなる。30 $M_{\odot}$ モデルに比べて50 $M_{\odot}$ モデルの方が期待値が小さい理由として、中心コアの質量の違いが挙げられる。図29に酸素殻より内側をコアとした、コア質量と親星の爆発の初期質量の関係を示す。50 $M_{\odot}$ モデルは水素、ケイ素、ヘリウムコアが爆発時に全て吹き飛ばすIc型超新星であるため、質量欠損率が大きい。よって崩壊時の親星質量は30 $M_{\odot}$ が1番大きいため、イベント数が1番多くなっている。また、どの質量モデルにおいても、衝撃波復活時間( $T_{\text{rev}}$ )が長いほどイベント数が多い。これは衝撃波の停滞時間が長いと、中心に物質が降り積もる降着時間が長くなるため、その際に高エネルギーのニュートリノがたくさん放出されるためである。

物質効果によるニュートリノ振動によるイベント数の違いを見ると、Inverted orderingでイベント数が1番多く、ニュートリノ振動を考慮しない場合で1番少なくなっている。ニュートリノ振動を考慮しない場合、IBDは全て $\bar{\nu}_e$ による反応であるが、Inverted orderingでは $\bar{\nu}_x$ が全て $\bar{\nu}_e$ に変化する。Nakazatoモデルでは $\bar{\nu}_e$ の全フラックスに対して $\bar{\nu}_x$ の全フラックスの方が多いため、Inverted orderingでイベント期待値が多くなっている。また、Normal orderingでは、一部

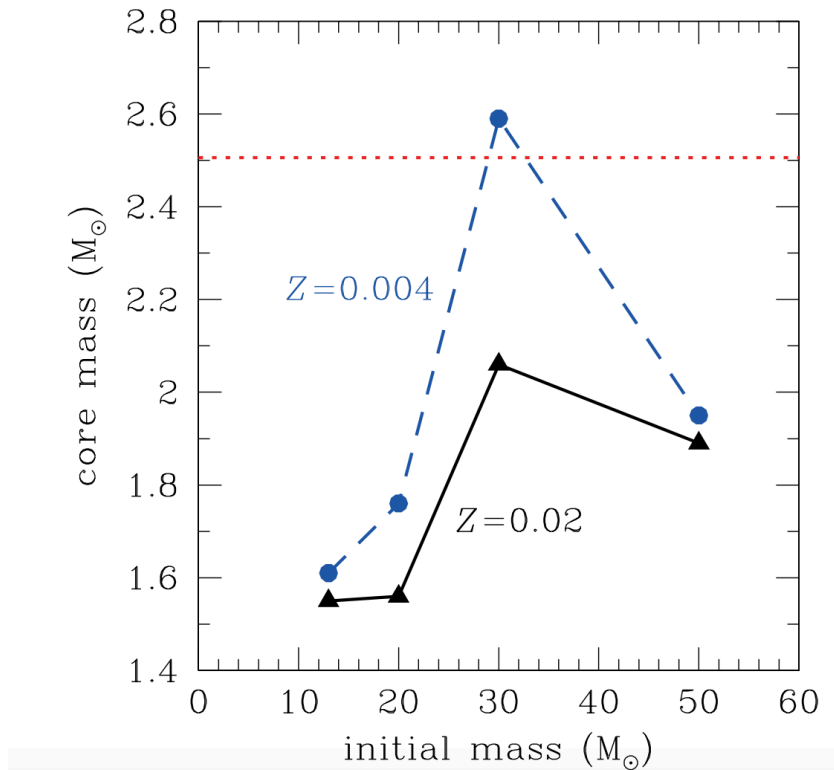


図 29 超新星天体の初期質量とコア質量の関係 [1]。実線と破線はそれぞれ金属量が  $Z = 0.02$  と  $Z = 0.004$  を表す。また、赤い点線は Shen EOS で許される中性子星の最大質量を表す。

の  $\bar{\nu}_x$  が  $\bar{\nu}_e$  に変化し、 $\bar{\nu}_e$  の一部が  $\bar{\nu}_x$  に変化するため、それらの振動効果によって  $\bar{\nu}_e$  の数が決まる。よって、イベント期待値はニュートリノ振動を考慮しない場合と Inverted ordering の間の大きさになっている。

### 3.3 電子散乱反応

1.3.3 でも述べたように、電子散乱反応で観測される電子の方向は飛来したニュートリノ方向と強い相関があるため、この反応は超新星天体の方向情報を引き出すために重要な反応である。図 30 に、ニュートリノの方向と  $e^+$ ,  $e^-$  の SK で再構成された方向のなす角を  $\theta$  とした時の  $\cos \theta$  分布を示す。これを見ると、赤いグラフで示した電子散乱反応は  $\cos \theta = 1$  に強いピークがあることが分かる。さらにこの反応は  $\nu_e$  が起こす反応であるため、反応時間を見ると  $\sim 0.3$  s に中性子化バーストの特徴的なピークが現れる。

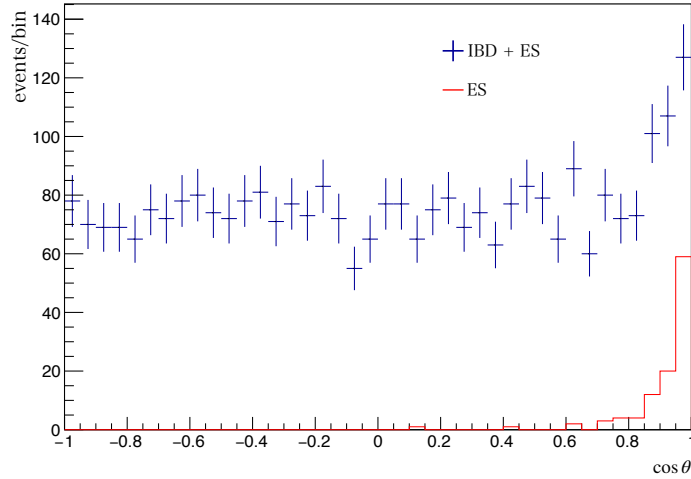


図 30 電子、陽電子の再構成された方向の角度分布

## 3.4 酸素原子核反応

ニュートリノと酸素原子核との反応には主に荷電カレント反応 (CC) と、中性カレント反応 (NC) の 2 種類がある。図 14 を見ると、CC, NC はニュートリノエネルギーが 20 MeV 以上の領域で支配的になるため、そのエネルギー領域の観測において重要となる。しかし、既存の超新星ニュートリノにおける相互作用シミュレーションには荷電カレント反応は導入されている断面積のモデルが古く、中性カレント反応に関してはシミュレーションに入っていなかったため、新たに断面積のモデルを導入し、この二つの反応を相互作用シミュレーションに加えた。そして、複数の超新星モデルを用いてシミュレーションを行い、超新星モデルによる荷電カレント反応と中性カレント反応のイベント期待値について超新星モデル間の違いを調べた。

### 酸素原子核とニュートリノとの荷電カレント反応

荷電カレント反応では、 $\nu_e$  を電子ニュートリノ、 $O$  を酸素原子核、 $X$  を散乱後の原子核とすると、反応過程は



となる。

SK で観測される荷電カレント反応は  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  と  $^{16}\text{O}$  との反応である。この反応により、 $^{16}\text{O}$  が電子または陽電子を放出し、 $^{16}\text{F}$  や  $^{16}\text{N}$  に変化する。そして  $^{16}\text{F}$  や  $^{16}\text{N}$  が脱励起する際に陽子や中性子、ガンマ線を放出する。

先行研究 [24] では、 $^{16}\text{F}$  や  $^{16}\text{N}$  について 42 種類の励起状態を考慮して SK で予測される超新星ニュートリノのイベント期待値が見積もられた。ここでは、図 31 と図 32 に示すように、42 の励起状態を 4 つのエネルギーグループに分けて断面積が計算された。4 つのグループに分ける際にそれぞれの励起エネルギーをグループごとに表 8 のように決定している。

Group	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)
1	0 <sup>-</sup>	0.00	1 <sup>-</sup>	0.25	2 <sup>-</sup>	0.30	3 <sup>-</sup>	0.34	1 <sup>+</sup>	3.76
2			1 <sup>-</sup>	5.66	2 <sup>-</sup>	4.51			1 <sup>+</sup>	4.52
				8.37		6.71				5.78
						7.57				7.03
										8.06
3			1 <sup>-</sup>	10.61	2 <sup>-</sup>	12.35			1 <sup>+</sup>	9.52
				10.81						9.95
				11.82						11.69
				12.31						12.51
4	0 <sup>-</sup>	12.67	1 <sup>-</sup>	13.24	2 <sup>-</sup>	12.92			1 <sup>+</sup>	12.90
		13.08		13.61		13.20				13.18
				14.29		14.02				15.06
				14.45						16.18
				15.07						16.79
				15.34						18.08
				15.90						
				16.85						

図 31  $^{16}\text{F}$  の励起状態 [24]

Group	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)	State	$\epsilon_x$ (MeV)
1	0 <sup>-</sup>	0.00	1 <sup>-</sup>	0.25	2 <sup>-</sup>	0.30	3 <sup>-</sup>	0.34	1 <sup>+</sup>	3.35
2			1 <sup>-</sup>	5.66	2 <sup>-</sup>	4.51			1 <sup>+</sup>	4.12
				8.37		6.71				5.37
						7.57				6.63
										7.66
3			1 <sup>-</sup>	10.61	2 <sup>-</sup>	12.35			1 <sup>+</sup>	9.12
				10.81						9.55
				11.82						11.28
				12.31						12.10
										12.49
4	0 <sup>-</sup>	12.67	1 <sup>-</sup>	13.24	2 <sup>-</sup>	12.92			1 <sup>+</sup>	12.77
		13.08		13.61		13.20				14.66
				14.29		14.02				15.77
				14.45						16.38
				15.07						17.67
				15.34						
				15.90						
				16.85						

図 32  $^{16}\text{N}$  の励起状態 [24]



表 8 各エネルギーグループ  $g$  の励起エネルギー

reaction	group $g$	$E_{x,g}$ (MeV)
$^{16}\text{O}(\nu_e, e^-)\text{X}$	1	15.21
	2	22.47
	3	25.51
	4	29.35
$^{16}\text{O}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{X}$	1	11.23
	2	18.50
	3	21.54
	4	25.38

荷電カレント反応のイベント期待値は以下のように定義される。

$$\frac{dN(E_e)}{dE_e} = N_T \sum_{g=1}^4 \sigma_g(E_\nu) \frac{d\mathcal{F}}{dE_\nu} \Bigg|_{E_\nu=E_e+E_{x,g}} \quad (3.5)$$

ここで、 $E_{x,g}$  各グループの励起エネルギー、 $\sigma_g(E_\nu)$  は各グループの反応断面積を表す。式 3.5 を用いて計算された荷電カレント反応のイベント期待値を表 9 に示す。

表 9 エネルギー閾値  $E_e = 5$  MeV でのイベント期待値 [24]

reaction	ordinary supernova			black hole formation		
	no osc.	normal	inverted	no osc.	normal	inverted
$^{16}\text{O}(\nu_e, e^-)\text{X}$	41	178	134	2482	2352	2393
$^{16}\text{O}(\bar{\nu}_e, e^+)\text{X}$	36	58	103	1349	1255	1055
ES	140	157	156	514	320	35
IBD	3199	3534	4242	17525	14879	9255
total	3416	3927	4635	21870	18806	13054

先行研究で考慮されていなかった  $^{16}\text{F}$  や  $^{16}\text{N}$  の脱励起で放出される粒子についてシミュレーションを行うため、ニュートリノ相互作用シミュレーションでは先行研究に 1 つ励起状態を加えた 43 の励起状態について、各状態の反応断面積の値を導入し、それぞれの励起状態のイベント期待値を見積もった。

CC 反応のイベント期待値を比較する際に使用したモデルは表 6 に示す親星質量や衝撃波復活時間 ( $T_{\text{rev}}$ ) の異なる 1301、1302、1303、2001、2002、2003、5001、5002、5003 モデルの 9 種類である。

これらの超新星モデルを使用し、見積もった CC 反応のイベント期待値を図 33 に示す。図 33 に示すイベント期待値は SK(22.5 kton) で観測したと仮定し、SK と超新星の距離を 10 kpc とし

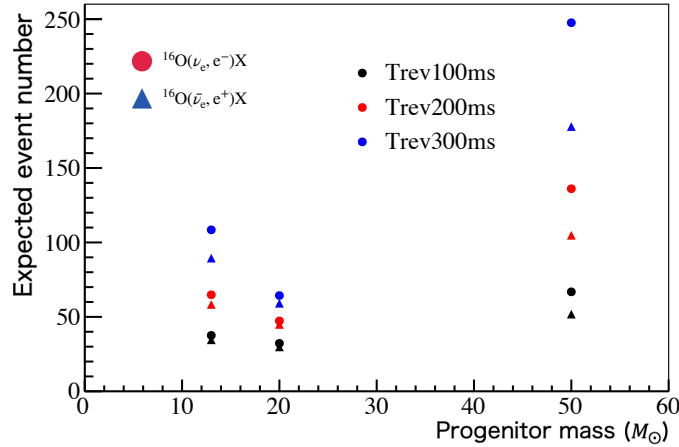


図 33 CC 反応のイベント期待値。黒点は  $T_{\text{rev}} = 0.1$  s、赤点は  $T_{\text{rev}} = 0.2$  s、青点は  $T_{\text{rev}} = 0.3$  s を表す。また、丸点が電子ニュートリノとの CC 反応であり、三角点が反電子ニュートリノとの CC 反応である。

た場合の値である。また、このシミュレーションではニュートリノ振動によるイベント期待値の変化は考慮していない。表 10 にイベント期待値の衝撃波復活時間の違いによる変化を示す。IBD の

表 10 各反応のイベント期待値 (衝撃波復活時間の違い)

	2001 モデル	2003 モデル
IBD	2993	3821
$\text{CC}(\nu_e, e^-)$	32	64
$\text{CC}(\bar{\nu}_e, e^+)$	30	59

イベント期待値は 2001 モデルと 2003 モデルで約 1.3 倍に増加するのに対し、CC 反応のイベント期待値は 2 倍変化し、モデル間のイベント期待値の差が大きい。また、親星質量によるイベント期待値と中性子星の質量の関係を表 11 に示す。モデル名の後に括弧で記載されている質量は爆発後

表 11 各反応のイベント期待値 (親星質量の違い)

	1303 モデル ( $1.64M_{\odot}$ )	2003 モデル ( $1.57M_{\odot}$ )	5003 モデル ( $1.87M_{\odot}$ )
IBD	4446	3821	6295
$\text{CC}(\nu_e, e^-)$	1009	64	248
$\text{CC}(\bar{\nu}_e, e^+)$	89	59	178

に形成される中性子星の質量である。図 29 に示すように、2003 モデルより、1303 モデルの方が質量損失率が少ないため、コア質量が大きい。よって形成される中性子星の質量も 1303 モデルの方が 2003 モデルより大きくなっている。IBD と CC 反応のイベント期待値を見ると、中性子星質

量が大きいほどイベント期待値が増加していることが分かる。また、このモデル間でも IBD に比べ、CC 反応はイベント期待値の差が大きいことが分かる。

次に、ニュートリノ振動によるイベント期待値の比較を行った。ニュートリノ振動を考慮すると、 $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  よりも高エネルギーの  $\nu_x$  が  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  に変化する。図 34 に 2001 モデルのニュートリノスペクトルを示す。赤いグラフがニュートリノ振動を考慮しない場合、黒いグラフが normal ordering、青いグラフが inverted ordering の場合を示す。どちらのニュートリノ振動の場合でも、

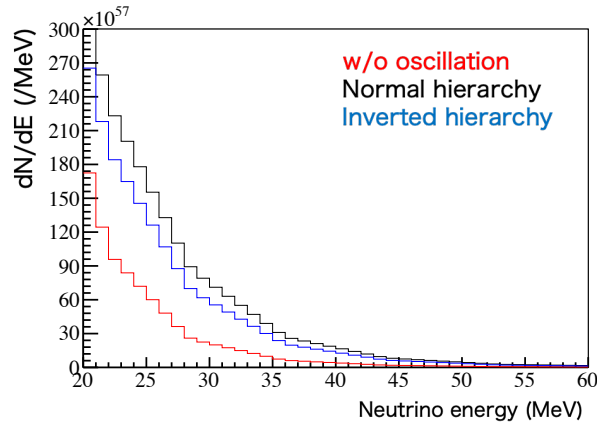


図 34 2001 モデルのニュートリノスペクトル。

ニュートリノエネルギーが 20 MeV の領域でニュートリノスペクトルが高くなっていることが分かる。表 12 に 2001 モデルの各ニュートリノ振動によるイベント期待値を示す。IBD は w/o

表 12 各反応のイベント期待値 (ニュートリノ振動の違い)

2001 モデル	w/o oscillation	normal ordering	inverted ordering
IBD	2993	3367	4217
CC( $\nu_e, e^-$ )	32	153	116
CC( $\bar{\nu}_e, e^+$ )	30	51	98

oscillation と normal ordering でイベント期待値の変化が少ないのに対し、CC 反応はイベント期待値の変化が大きいことが分かる。具体的には、全ての  $\nu_x$  が  $\nu_e$  に変化する normal ordering の場合、電子ニュートリノとの CC 反応はニュートリノ振動を考慮しない場合に比べて約 4.7 倍に増加する。一方、全ての  $\bar{\nu}_x$  が  $\bar{\nu}_e$  に変化する inverted ordering の場合、反電子ニュートリノとの CC 反応はニュートリノ振動を考慮しない場合に比べて約 3.3 倍に増加する。また、normal ordering と inverted ordering のイベント期待値を比較すると反電子ニュートリノとの CC 反応では約 2 倍の変化があり、IBD 反応のイベント期待値の増加は 1.3 倍であるため CC 反応のイベント期待値の増加率が高い傾向にある。

超新星モデル間で CC 反応のイベント期待値が大きい理由として、CC 反応を起こすニュートリノエネルギーのほとんどが 20 MeV 以上であることが考えられる。図 14 に示したように、CC 反応の反応断面積は 20 MeV 以上の領域で値が大きく、20 MeV 以下の領域でも感度が高い IBD に比べニュートリノスペクトルの影響を受けやすい。そのため、CC 反応と他反応を区別することができれば、超新星モデルの弁別が容易になる。

SK において、CC 反応と他反応の識別に中性子を用いる方法が考えられる。SK では 2020 年より純水中に硫酸ガドリニウムを溶解させる SK-Gd 実験が開始され、中性子が Gd に捕獲されることで放出される合計 8 MeV のガンマ線を高効率で検出することが可能になった。ニュートリノと酸素原子核 ( $^{16}\text{O}$ ) の反応の模式図を図 35 に示す。CC 反応は全ての反応では中性子は放出されな

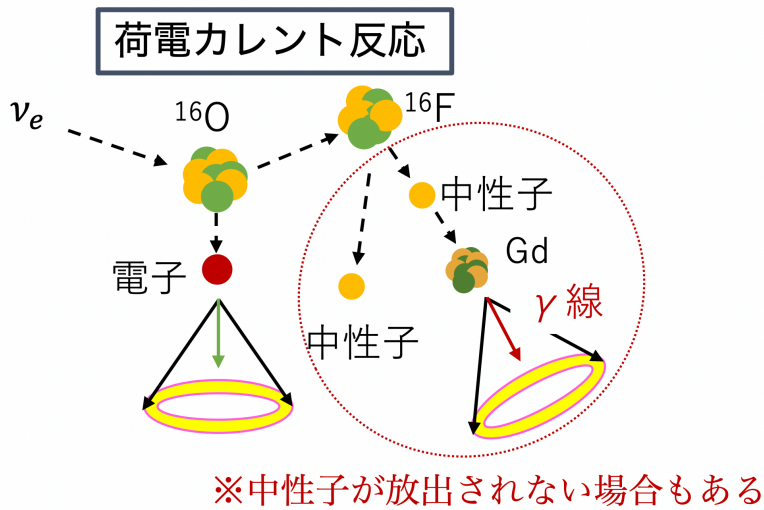


図 35 ニュートリノと  $^{16}\text{O}$  との荷電カレント反応

いが、以下のような過程では中性子が放出される。

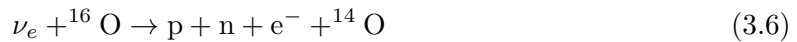


表 13 に  $20M_{\odot}$ ,  $T_{rev} = 200$  msec. の中性子を放出する期待値についてまとめた。この表の期待値

表 13 中性子を放出するイベント期待値。ただし、ニュートリノ振動は考慮しておらず、超新星天体と SK との距離は 10 kpc を仮定した。

$20M_{\odot}$ , $T_{rev} = 200$ msec. モデル	中性子放出なし	中性子放出あり
$\text{CC}(\nu_e, e^-)$	43	4
$\text{CC}(\bar{\nu}_e, e^+)$	19	26

ではニュートリノ振動による効果を考慮しておらず、SK と超新星天体の距離も 10 kpc を仮定している。電子ニュートリノとの CC 反応では中性子を放出するイベントはほぼみられないが、反電

子ニュートリノとの CC 反応では約 6 割のイベントが中性子を放出することが分かる。ただし、中性子を放出するイベントは IBD や次に紹介する NC 反応でも存在するため、中性子の放出だけで他反応と区別することは難しい。しかし、CC 反応では中性子と一緒にガンマ線を放出するイベントも存在するため、ガンマ線と中性子の両方の情報を使用することができれば他反応との弁別が可能になると考えられる。これについての研究は今後の課題である。

## 酸素原子核とニュートリノとの中性カレント反応

次に、ニュートリノと酸素原子核との中性カレント反応について述べる。中性カレント反応は以下のような反応である。



図 36 に NC 反応の模式図を示す。NC 反応ではニュートリノと反応した酸素原子核が原子核中の

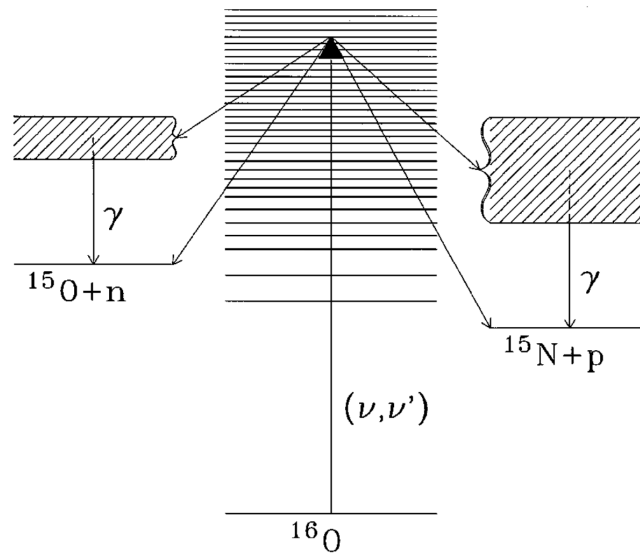


図 36 中性カレント反応の模式図 [25]

陽子または中性子を一つ放出し、 ${}^{15}\text{N}$  または  ${}^{15}\text{O}$  に変化する。そして  ${}^{15}\text{N}$  または  ${}^{15}\text{O}$  が脱励起する際にガンマ線を放出する。今回は  ${}^{15}\text{N}$  または  ${}^{15}\text{O}$  が持つエネルギーが核子を放出するエネルギー閾値 (particle threshold) 未満の場合のみを考慮しており、放出されるガンマ線は 1 本と仮定している。表 14 にニュートリノ相互作用シミュレーションに導入したそれぞれの原子核の励起準位を示す。ただし、今回のシミュレーションでは脱励起に 1 本のガンマ線が放出されると仮定している。 ${}^{15}\text{N}$  と  ${}^{15}\text{O}$  の particle threshold はそれぞれ 10.2 MeV と 7.3 MeV である。 ${}^{15}\text{N}$  の励起準位が  ${}^{15}\text{O}$  に比べて多いのは、particle threshold が高いためである。SK では CC 反応は  $\nu_e$  または

表 14  $^{15}\text{N}$  と  $^{15}\text{O}$  の励起準位 [25]

	(MeV)		(MeV)
$^{15}\text{N}$	5.27	$^{15}\text{O}$	5.18
	6.33		6.18
	7.16		6.69
	7.56		7.28
	8.32		
	8.57		
	9.05		
	9.76		

$\bar{\nu}_e$  のみの反応が観測されるのに対し、NC 反応は  $\nu_x$  もしくは  $\bar{\nu}_x$  の反応も観測できるため、ガンマ線のスペクトルを観測することができれば  $\nu_x$ ,  $\bar{\nu}_x$  の情報を得ることができる。また、NC 反応は全てのニュートリノで起こる反応であるため、NC 反応の全イベント数はニュートリノ振動による影響を受けず、超新星爆発で発生したニュートリノフラックスの全量を測定することができる。先行研究 [25] では、 $\nu_x$ ,  $\bar{\nu}_x$  による NC 反応に注目し、表 14 で示した励起準位を考慮して、水チェレンコフ検出器で期待される超新星ニュートリノのエネルギー分布が見積もられた (図 37)。実線が  $\nu_x$  と  $\bar{\nu}_x$  による NC 反応で放出された  $\gamma$  線と IBD で生成された陽電子の合計、破線は IBD で生成された陽電子のみのエネルギー分布を示す。また、これらのエネルギー分布は Fermi-Dirac 分布を仮定して計算により導かれたもので、上部分の a) は  $\nu_x$  のエネルギー  $T = 8$  MeV、 $\nu_e$  のエネルギー  $T = 5$  MeV、化学ポテンシャル  $\mu = 0$  と仮定した場合、b) は  $\nu_x$  のエネルギー  $T = 6.26$  MeV、 $\nu_e$  のエネルギー  $T = 4$  MeV、化学ポテンシャルを  $\mu = 3T$  と仮定した場合のエネルギー分布である。横軸の  $E$  は陽電子または  $\gamma$  線のエネルギーを示している。

$\nu_x$ ,  $\bar{\nu}_x$  による NC 反応を観測する場合、IBD や ES は背景事象となる。 $\nu_x$  と  $\bar{\nu}_x$  を合わせた  $\gamma$  線を放出する NC 反応の全反応断面積は  $3.2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  である。また、Fermi-Dirac 分布の  $T = 5$  MeV、 $\mu = 0$  を仮定した場合の IBD の全反応断面積は  $47 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$  と NC 反応に比べると一桁多い。しかし、図 37 にあるように、IBD のエネルギーピークは約 15 MeV に見られ、NC 反応の  $\gamma$  線が見られる  $E = 5 - 10$  MeV には IBD のイベントがくる割合が低い。よって、 $\gamma$  線のピークを確認することができる。

本研究では、図 38 にあるニュートリノエネルギーに対する NC 反応の反応断面積をニュートリノ相互作用シミュレーションに導入し、より現実的な NC 反応のイベント数と SK で期待されるエネルギースペクトルを見積もった。超新星モデルは 3002(SN モデル) と 301S(BH モデル) の 2 つのモデルを使用した。図 29 より、301S モデルはコア質量が Shen EOS での中性子星の最大質量を超えているため、爆発後にブラックホールを形成する。本解析では、事象生成ツールで NC 反応の期待値を算出し、SK の検出器シミュレーションを用いることで再構成されたエネルギー分布を見積もった。図 39 に 2 つのモデルのニュートリノスペクトルを示す。図 14 にもあるように、NC

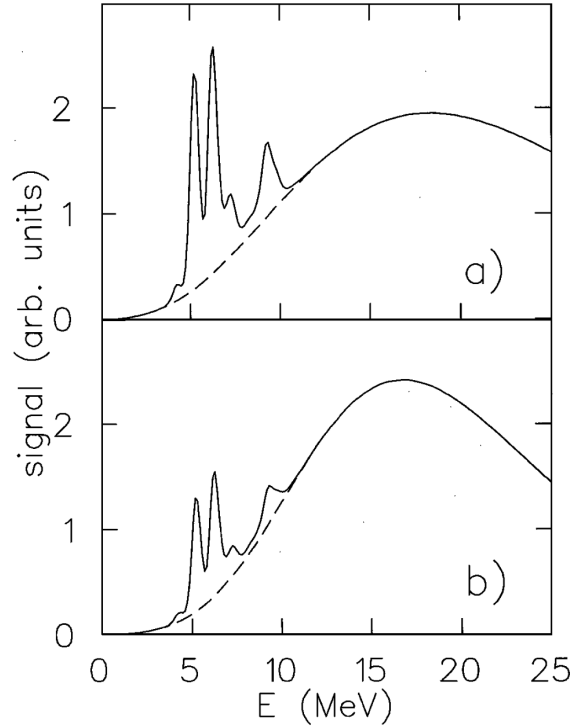


図 37 水チェレンコフ検出器における超新星ニュートリノによるエネルギー分布 [25]。実線が  $\nu_x$  と  $\bar{\nu}_x$  による NC 反応で放出された  $\gamma$  線と IBD で生成された陽電子の合計、破線は IBD で生成された陽電子のみのエネルギー分布を示す。また、これらのエネルギー分布は Fermi-Dirac 分布を仮定して計算により導かれたもので、a) は  $\nu_x$  のエネルギー  $T = 8$  MeV、 $\nu_e$  のエネルギー  $T = 5$  MeV、化学ポテンシャル  $\mu = 0$  と仮定した場合、b) は  $\nu_x$  のエネルギー  $T = 6.26$  MeV、 $\nu_e$  のエネルギー  $T = 4$  MeV、化学ポテンシャルを  $\mu = 3T$  と仮定した場合のエネルギー分布である。横軸の  $E$  は陽電子または  $\gamma$  線のエネルギーを示している。ただし、 $\nu_x$ 、 $\bar{\nu}_x$  に関しては  $\nu_\mu$  と  $\nu_\tau$  を考慮し、スペクトルを 2 倍にし、 $\nu_x$  と  $\bar{\nu}_e$  のフラックスの比を考慮し、フラックスの比は  $[\sim \langle E_{\nu_x} \rangle / \langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle]$  と表され、 $\gamma$  線のスペクトルに 16/25 倍されている。また、図 37 では 10 MeV に対して 14% のエネルギー分解能が考慮されている  $(14\% / (E/10 [\text{MeV}])^{1/2})$  [26]。

反応の断面積は 20 MeV 以上の領域で支配的となる。そして図 39 から BH モデルは SN モデルに比べ、ニュートリノエネルギーが 20 MeV の領域でニュートリノフラックスが多いことが分かる。表 15 に 2 つのモデルの IBD と NC 反応のイベント期待値を示す。これら 2 つのイベント期待値をモデル間で比較すると、IBD は BH モデルのイベント期待値は SN モデルの約 3 倍であるのに対し、NC 反応のイベント期待値は約 6 倍に増加している。CC 反応の同様に、NC 反応でもモ

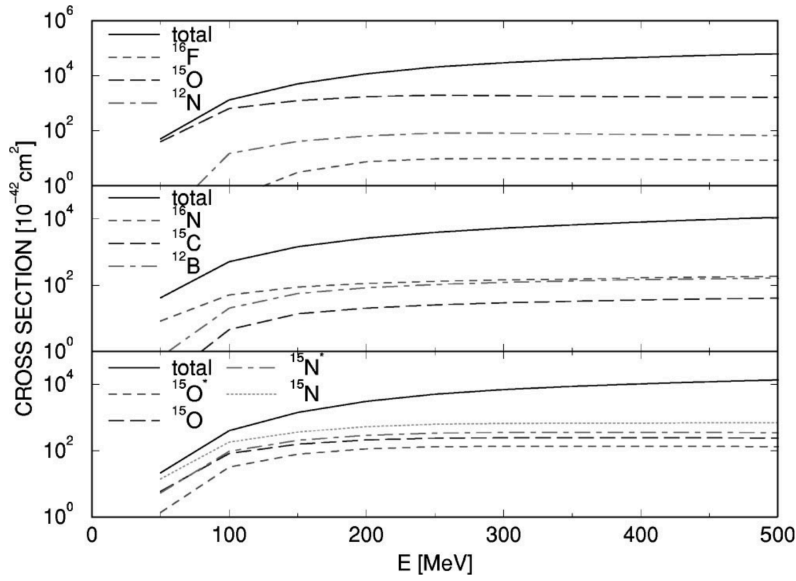


図 38 ニュートリノエネルギーに対する反応断面積 [27]。最上部は  $(\nu_e, e^-)$  の CC 反応、中央は  $(\bar{\nu}_e, e^+)$  の CC 反応、最下部が  $(\nu, \nu')$  の NC 反応の断面積を表す。最下部の図にある  $^{15}\text{O}^*$  や  $^{15}\text{O}^*$  は particle threshold を超えた原子核の反応断面積を示す。

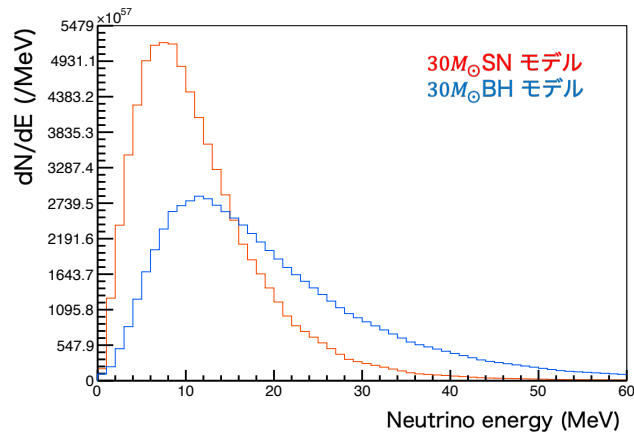


図 39 SN モデルと BH モデルのニュートリノスペクトル。赤いグラフが  $30M_{\odot}$  SN モデル、青いグラフが  $30M_{\odot}$  BH モデルを示す。

デル間によるイベント期待値の差が大きいことが分かる。

次に同じ観測条件で、検出器シミュレーションを用いて見積もった再構成されたエネルギー分布を図 40 に示す。2つのモデルを比較すると、SN モデルは NC 反応によるガンマ線のピークが見えないのに対し、BH モデルはエネルギーの高いニュートリノが SN モデルに比べて多いため、NC 反応によるガンマ線のピークが  $E = 3 - 10 \text{ MeV}$  のところで顕著に現れている。このため、NC 反



表 15 各反応のイベント期待値。ただし、これは SK の 32.5 kton で観測したと仮定し、SK と超新星天体の距離を 10 kpc とした場合のイベント期待値である。またニュートリノ振動による影響は考慮していない。

反応	$30M_{\odot}$ SN モデル	$30M_{\odot}$ BH モデル
IBD	5936	18357
NC( $^{15}\text{N}$ )	177	1124
NC( $^{15}\text{O}$ )	48	304

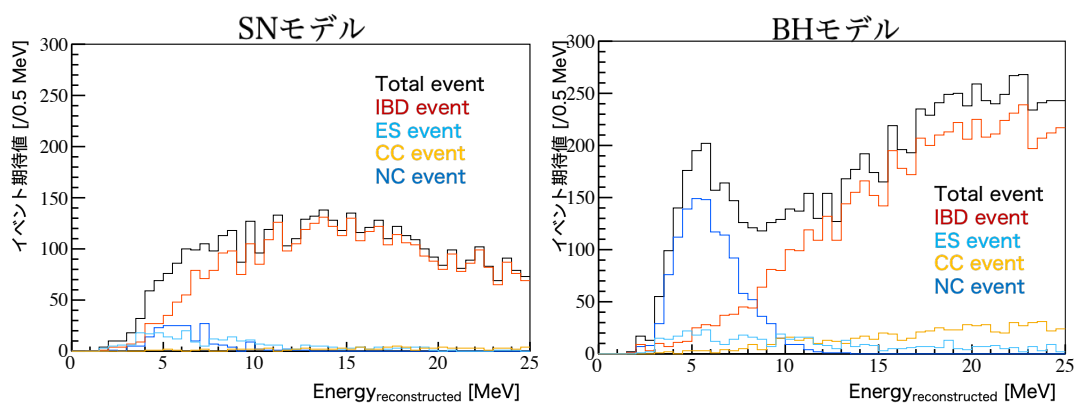


図 40 再構成後のエネルギー分布。横軸は再構成されたエネルギー、縦軸はイベント期待値を示す。左図が SN モデル、右図が BH モデルであり、黒が全イベント、赤が IBD、水色が ES、黄色が CC 反応、青色が NC 反応を示す。

応に注目することで観測される超新星ニュートリノイベントのエネルギー分布から超新星モデルの識別が容易になる。しかし、SK では SK-Gd 実験の開始により、NC 反応によるガンマ線のエネルギー領域に Gd の中性子捕獲によるガンマ線の信号も観測されるため、中性子捕獲によるエネルギー分布の影響について今後評価する必要がある。

## 4 ニュートリノ光度曲線解析

### 4.1 状態方程式の判別

状態方程式を判別する事ができれば、中性子星内部の核物質の組成を知ることができる。そのためニュートリノ観測において状態方程式の判別を行うことが一つの目標となる。図 41 に 1.2 で述べた Shen EOS、Lattimer & Swesty EOS、Togashi EOS に加えて核子数密度が  $\rho_B \geq 10^{14.3} \text{ g cm}^{-3}$  の高密度部分は Togashi EOS、 $\rho_B \leq 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  の低密度部分を Shen EOS とする T+S EOS [28] の 4 つの超新星モデルが形成する中性子星の質量と半径の相関図を示す。これはある決まった質量の星が自己重力で束縛されているときに力学的に平衡となる半径を示しており、それぞれの状態方程式で支えられる最大質量が決まっている。例えば Shen EOS モデルでは半径  $r = 13 \text{ km}$  付近が最大質量となる。また、T+S EOS は PNS 内の非一様核物質がニュートリノ放出にどのように影響するかを調べるため、非一様核物質が形成される PNS 表面部分を Shen EOS モデルに置き換えられたモデルである。Togashi EOS モデルと T+S EOS モデルの違いは PNS の表面付近に存在する非一様核物質の割合であり、この 2 つのモデルのニュートリノ放出を比較することで非一様核物質がニュートリノ放出に与える影響を評価することができる。

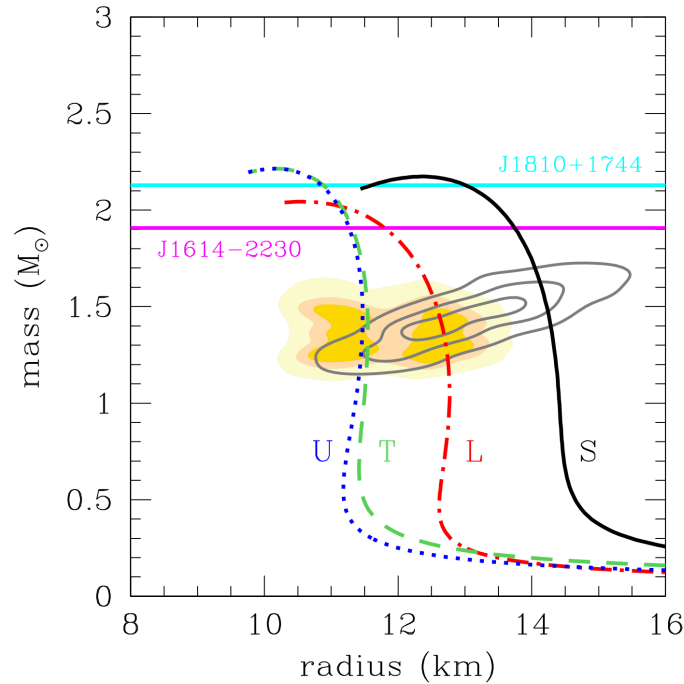


図 41 中性子星の質量と半径の関係 [29]。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS。黒線で囲まれた範囲と色が塗られた範囲は重力波観測とガンマ線観測から求められた中性子星の半径と質量の制約を示す。また、2つの横線は観測された重い中性子星の質量である。

図 41 の中性子星の質量が  $1.5M_{\odot}$  の場合、それぞれの状態方程式で半径の値が決められ、T+S EOS、Togashi EOS、LS220 EOS、Shen EOS の順に半径が大きくなる。これより、状態方程式を判別する事ができれば中性子星の半径の推定も行うことができる。これは中性子星を構成する物質の密度を特定するための重要な情報となる。

## 4.2 状態方程式によるニュートリノ放出時間発展の違い

図 42 に上で示した 4つの状態方程式のニュートリノライトカーブ (上部) と平均エネルギー (下部) の時間発展を示す。ニュートリノライトカーブを見ると、Shen EOS はルミノシティの減少が早く、Togashi EOS は減少が緩やかであることが分かる。これは図 41 での状態方程式による PNS の半径の違いが影響している。PNS のバリオン質量が  $1.47M_{\odot}$  の場合、 $t = 50$  s (コアバウンスを時間原点とする時間) での PNS の半径は Shen EOS が 14.1 km に対し、Togashi EOS は 11.8 km である [28]。この違いにより、PNS の中心密度は Shen EOS が  $\rho = 4.87 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  に対し、Togashi EOS は  $\rho = 7.73 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  と高くなる。密度が高くなると、PNS 内の物

質とニュートリノの相互作用が強まるため平均自由行程が小さくなる。これにより、ニュートリノ放出に時間がかかり、ルミノシティの時間発展に違いが生まれる。また、Togashi EOS と T+S EOS のニュートリノライトカーブを見ると、約  $t = 70$  s までは振る舞いが似ている事が分かる。これは PNS の進化過程がほぼ同じであることを表しており、高密度部分が同じモデルであることから、PNS の進化は主に PNS の高密度部分で決まる事が分かる。

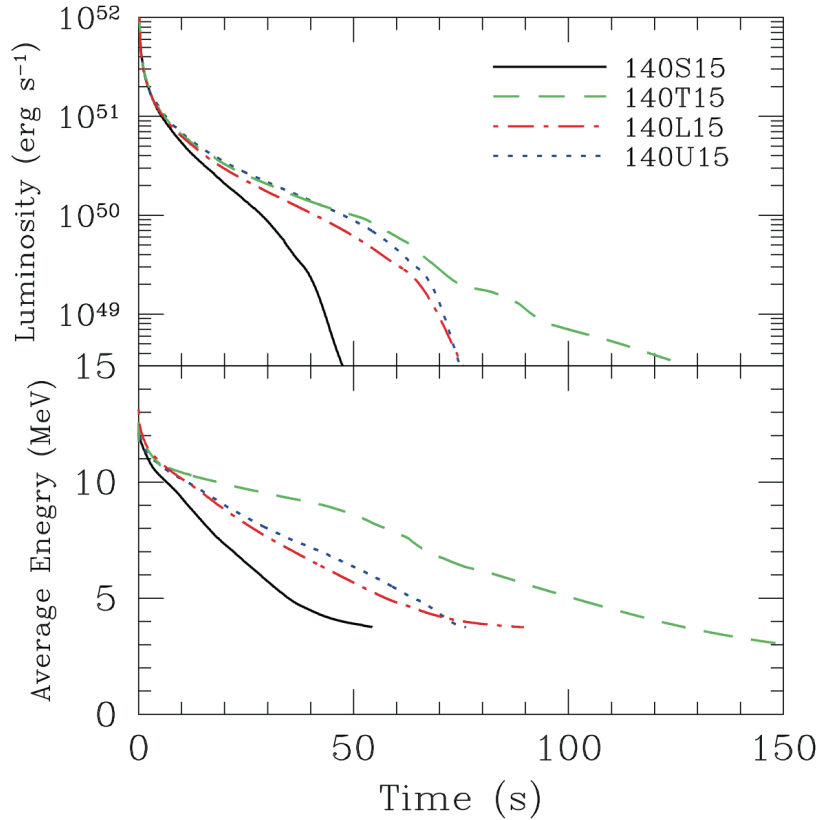


図 42 反電子ニュートリノのルミノシティ (上部) と平均エネルギー (下部) の時間変化 [29]。ここでは、原始中性子星の質量は  $1.40M_{\odot}$  のモデルを使用している。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS を示す。

また、PNS の冷却過程で放出されるニュートリノについて理解を深めるため、10 秒以上の長期シミュレーションを行うことで PNS 冷却過程のニュートリノ放出の振る舞いや SK で予測されるイベント数についてこれまで研究が行われてきた。先行研究 1 [30] では、Shen EOS を用いて、初期エントロピーや原始中性子星の質量を変えたモデルを用意し、ニュートリノ放出の時間発展の違いについて調査された。図 43 に使用したモデルの初期エントロピー  $s(m_b)$  と電子数比  $Y_e(m_b)$  を

示す。初期エントロピーと電子数比は原始中性子星の位置によって変わるため、それぞれ

$$s(m_b) = \begin{cases} s_1 & (0 \leq m_b \leq 0.4M_\odot) \\ \frac{s_1(0.7M_\odot - m_b) + s_2(m_b - 0.4M_\odot)}{0.3M_\odot} & (0.4M_\odot \leq m_b \leq 0.7M_\odot) \\ s_2 & (0.7M_\odot \leq m_b \leq M_b) \end{cases} \quad (4.1)$$

$$Y_e(m_b) = \frac{0.3(M_b - m_b) + 0.5m_b}{M_b} \quad (4.2)$$

のように定義した。ここで  $M_b$  は原始中性子内の陽子と中性子の数に原子質量単位 (931.494 MeV) をかけたバリオン質量、 $m_b$  はバリオン質量座標を表す。原始中性子星はニュートリノ放出によってエネルギーを放出するため重力質量は時間によって変化する。一方で原始中性子内の陽子と中性子は陽子が電子を捕獲して中性子になる反応などが内部で起こるが、陽子数と中性子数の全体数に変化はないため、原始中性子内のバリオン数は保存する。よってこの保存数を用いて質量を表すことが一般的であり、これをバリオン質量と呼ぶ。しかし、バリオン質量で表す場合は陽子と中性子の質量差は考慮していない。

ここでは、初期エントロピーの大きいモデルは  $(s_1, s_2) = (2k_B, 6k_B)$ 、初期エントロピーの小さいモデルは  $(s_1, s_2) = (1k_B, 4k_B)$  とされた。また、原始中性子星の質量は  $M_b = 1.47M_\odot$  [28] に加えて、これより質量が小さい  $M_b = 1.29M_\odot$ 、質量が大きい  $M_b = 2.35M_\odot$  のモデルが使用された。これら2つの質量は連星を成すパルサーの観測での最も質量が軽いものと最も重いものに基づいて設定された。

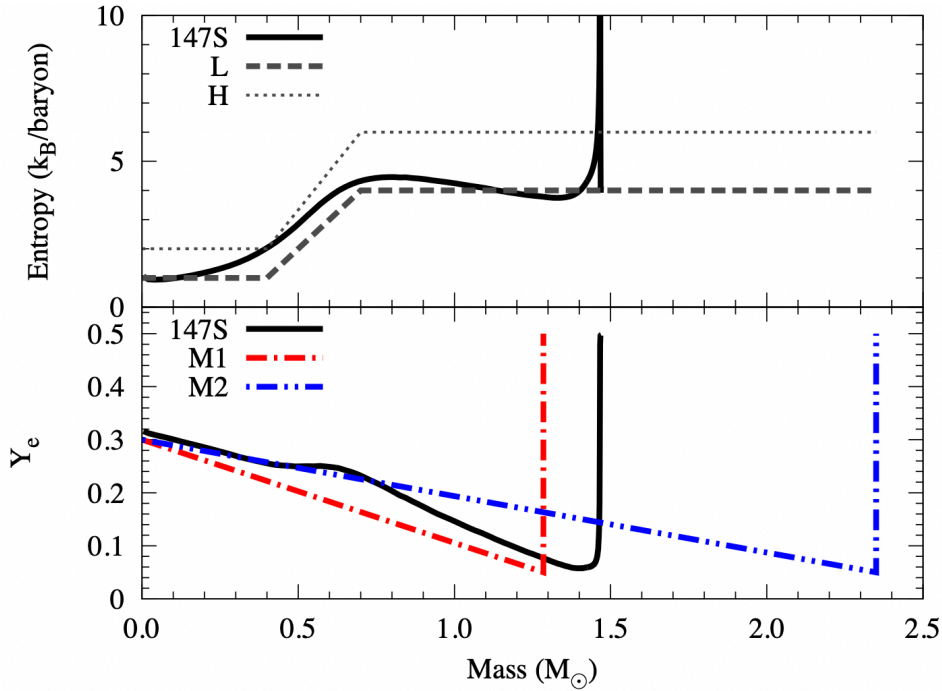


図 43 初期エントロピー (上) と電子数比 (下) [30]。横軸はバリオン質量座標である。図中上の細い点線は初期エントロピーの高いモデル (H) を、太い点線は初期エントロピーの低いモデル (L) を表している。図中下の赤い線はバリオン質量の小さいモデル M1 ( $M_b = 1.29M_\odot$ ) を、青い線はバリオン質量の大きいモデル M2 ( $M_b = 2.35M_\odot$ ) を表している。また黒い線はバリオン質量が  $M_b = 1.47M_\odot$  である。

図 43 の横軸は式 (1.16) で定義したバリオン質量座標であり、原点が星の中心で、値が大きくなるほど星の表面に近付いていく。縦軸はそれぞれ 1 バリオンあたりのエントロピーと電子数比である。

ここで、エントロピーと電子数比の初期の振る舞いについて述べる。まず、初期エントロピーを見ると、 $m_b = 0.7M_\odot$  付近でエントロピーの上昇が止まっている部分がある。この部分が衝撃波が発生した位置になる。衝撃波加熱を受けたことによって  $0.7M_\odot$  付近のエントロピーが上昇している。そして、 $m_b = 1.47M_\odot$  付近でエントロピーが上がっているところが衝撃波が位置するところである。星の外側から落ちてきた物質が衝撃波にぶつかる際に運動エネルギーが熱エネルギーに転化されることに伴ってエントロピーが上昇する。衝撃波が発生する位置より内側では衝撃波の影響を受けないため、重力崩壊時の内部コアのエントロピーとほぼ同じ  $1k_B$  程度となっている。一方で、電子数比を見ると、中心から衝撃波が位置するあたりまで電子数比が下がっている。これは、衝撃波がぶつかるか加熱によってぶつかった周囲の鉄の原子核が中性子と陽子に光分解されるが、このうちの陽子は元の原子核と比べて電子捕獲



の反応率がはるかに大きく、衝撃波によってこの反応が進むためである。

### 4.3 Backward time 解析

4.2 で述べたように、ニュートリノ放出の時間発展は特に原始中性子星の冷却過程において状態方程式による違いが現れるため、この情報を引き出すことができれば状態方程式の判別に役立つことができる。実際に SK で観測される超新星ニュートリノイベント期待値を観測する最初のイベントを時間原点とし、累計イベントをプロットしたものを図 44 に示す。

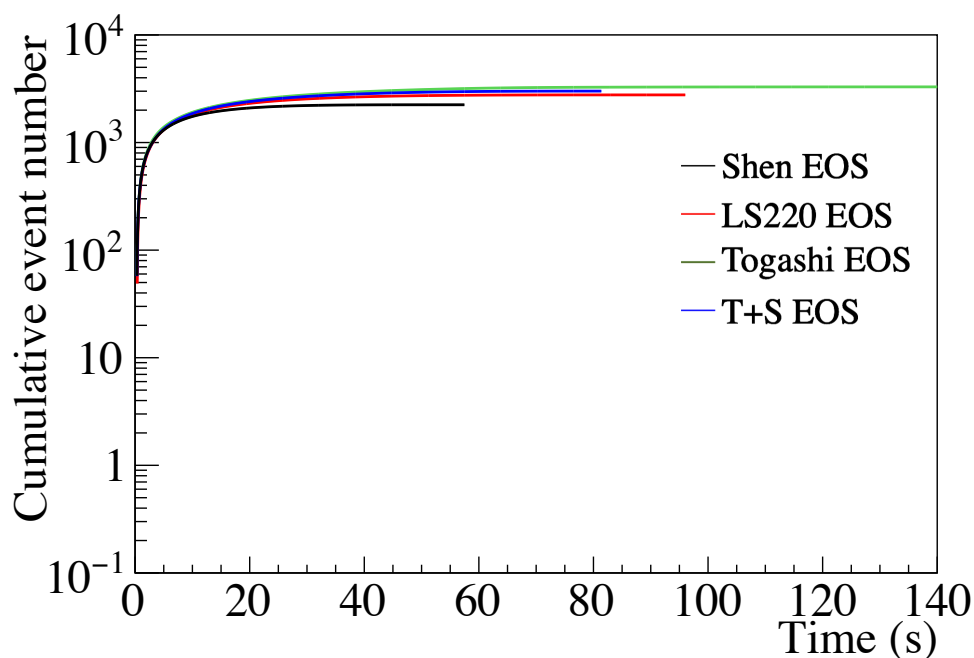


図 44 超新星ニュートリノの累計イベントの状態方程式による時間発展の違い。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS を表す。また原始中性子星のパリオン質量は  $M_b = 1.40M_\odot$  を使用している。

観測する最初のイベントから順に累計イベントの時間発展を見るだけでは状態方程式による差がほとんどなく、判別が難しい。そこで、原始中性子星の冷却過程に放出されるニュートリノを使用し、質量と初期エントロピーの違いを見分ける解析方法として Backward time 解析が提案された。その解析結果を図 45 に示す。この解析方法は、SK で検出されるニュートリノの最後の 1 イベントを原点にし、そのイベントから 10 秒前、20 秒前と遡っていった時間を横軸に、その時間での累積イベント数を縦軸にプロットしたものである。

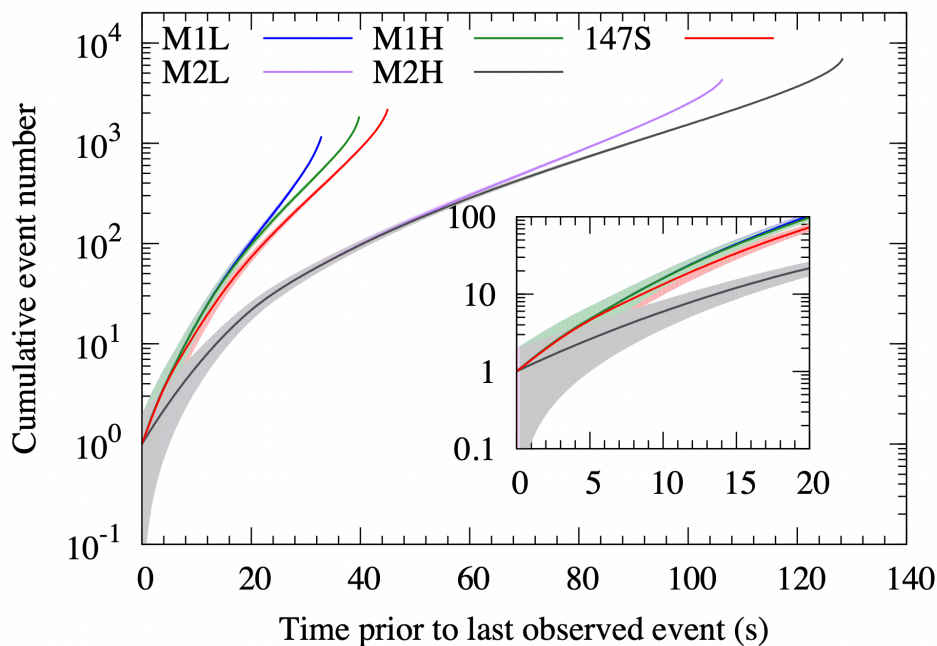


図 45 Backward time 解析による原始中性子星の質量と初期エントロピーの比較 [30]。図中のラベルは図 43 と同様である。

図 45 を見ると、順時間での累計イベントの時間発展 (図 44) と違い、質量の違いが顕著に現れており、また初期エントロピーの違いも解析する時間を増やすと見分けることができることがわかる。

また、先行研究 2 [29] では超新星モデルの状態方程式や形成される原始中性子星の質量によるニュートリノ放出の違いを評価するため、異なる状態方程式、原始中性子星質量の合計 32 の超新星モデルを使用し、Backward time 解析が行われた。使用された状態方程式は 4.1 で述べた 4 つの状態方程式で、原始中性子星のバリオン質量は親星質量が  $15M_{\odot}$  の場合 1.40, 1.47, 1.54,  $1.62M_{\odot}$ 、親星質量が  $40M_{\odot}$  の場合 1.62, 1.70, 1.78,  $1.86M_{\odot}$  である。

図 46 に状態方程式による Backward time の時間発展の違いを示す。図 45 の質量の違いよりも状態方程式による時間発展の違いが顕著である事が分かる。どの質量においても、ルミノシティの時間発展が急な Shen EOS モデルが短く、時間発展が緩やかな Togashi EOS モデルが長い事が分かる。



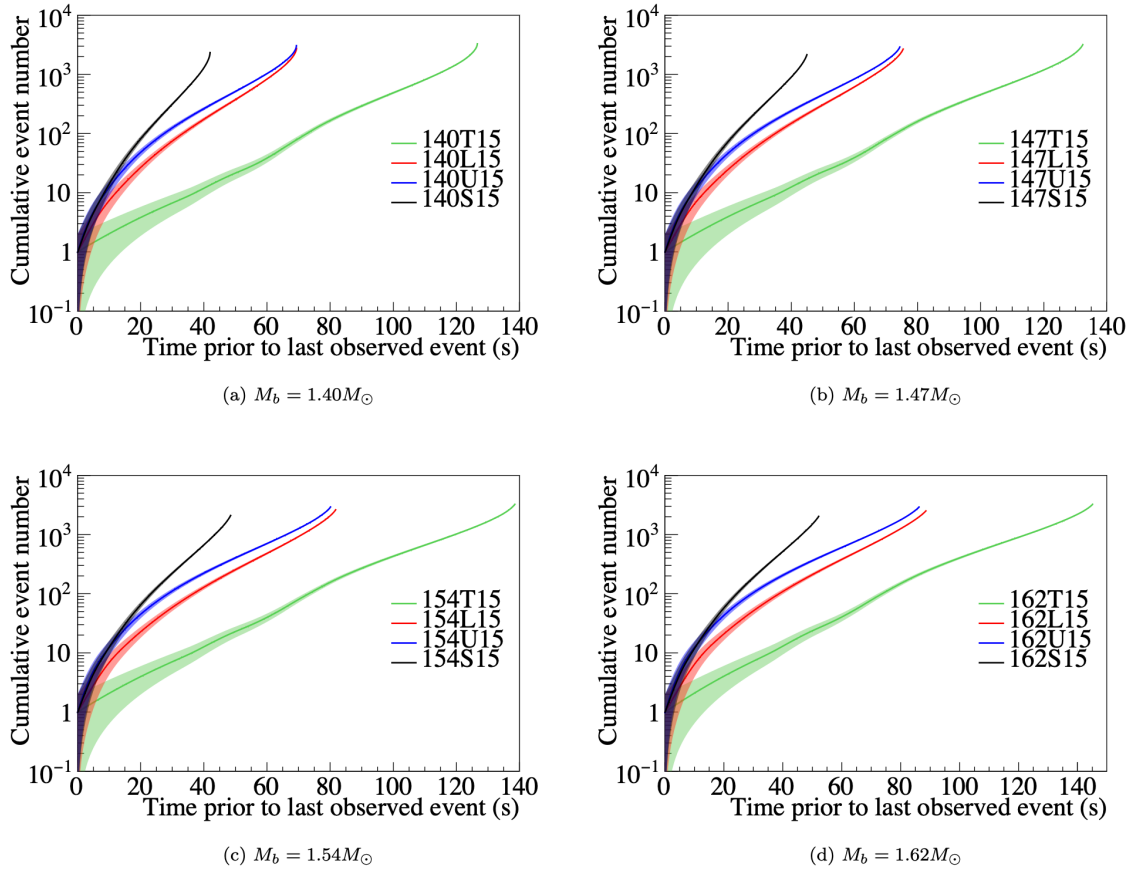


図 46 Backward 解析による状態方程式の違い [29]。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS。また、左上図が  $1.40M_\odot$ 、右上図が  $1.47M_\odot$ 、左下図が  $1.54M_\odot$ 、右下図が  $1.62M_\odot$  である。

また、図 47 に PNS のバリオン質量による Backward time の時間発展の違いを示す。状態方程式ほどの顕著な差は見られないが、どの状態方程式においても時間を追うごとに差が現れている。

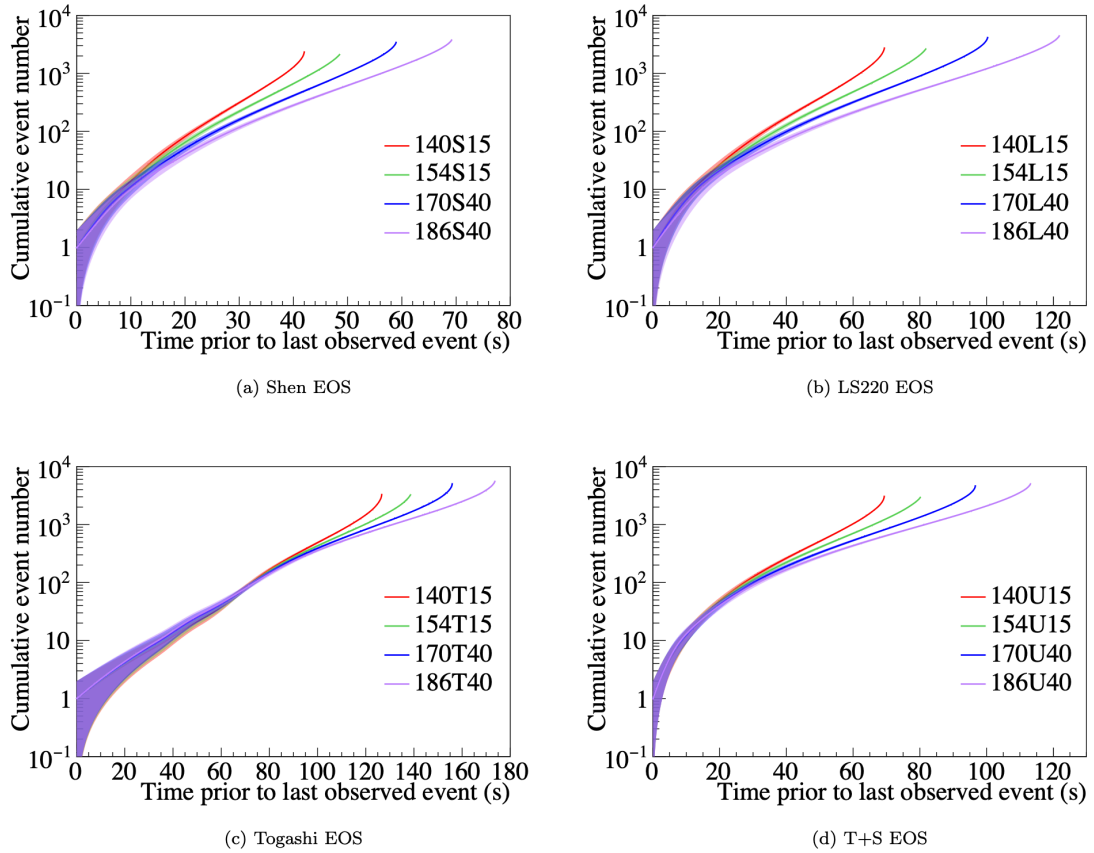


図 47 Backward 解析による PNS 質量の違い [29]。色の違いは PNS のバリオン質量の違いを表し、赤が  $1.40M_{\odot}$ 、緑が  $1.54M_{\odot}$ 、青が  $1.70M_{\odot}$ 、紫が  $1.86M_{\odot}$  である。また、左上図が Shen EOS、右上図が LS220 EOS、左下図が Togashi EOS、右下図が T+S EOS である。

以上より、実際に超新星ニュートリノを観測した場合、最後の 1 イベントの時間を特定し、Backward time 解析を行う事ができれば状態方程式や質量の判別に役立つ事ができる。しかし、先行研究 1、2 では SK で観測される IBD 反応のみを考慮しており、他の ES 反応などは考慮されていない。また、バックグラウンドの定量的な見積りや、バックグラウンドがある中で最後の 1 イベントをどのように決定するのかなどは示されていない。よって、本研究では IBD 反応のみではなく、1.3.3 で述べた全てのニュートリノ反応により SK で観測されるイベントについて現実的なシミュレーションを用いて数を見積もった。さらにバックグラウンドを定量的に評価し、バックグラウンドイベントを考慮した上で超新星ニュートリノイベントを選別する解析手法の開発を行なった。また、解析には原始中性子星の冷却過程に放出されるニュートリノに注目するため、コア反跳が起こった時を時間原点とした時から原始中性子星が発生するまでの典型的な時間スケールである  $t = 0 \sim 2 \text{ sec.}$  のイベントを除き、原始中性子星の冷却過程で放出されるニュートリノイベントのみを用いた。

## 4.4 本研究で使用する超新星モデル

本解析では下記に示す 16 個の超新星モデルを使用した。表 16 にそれぞれの超新星モデルにおける SK で観測されるイベント数の期待値を、1.3.3 で述べた反応ごとに示す。超新星モデルは  $XXXXZZ$  のように記しているが、 $XXX$  は原始中性子星のバリオン質量、 $Y$  は使用されている EOS の種類、 $ZZ$  は親星の質量を表す。例えば、140S15 の場合、原始中性子星の質量が  $1.40M_{\odot}$ 、状態方程式が Shen EOS、親星の質量が  $15M_{\odot}$  となる。

表 16 超新星モデルにおける SK で観測される各反応のイベント数の期待値。これらの期待値は SK の ID 全体で観測されたと仮定しており、親星質量は全てのモデルで  $15M_{\odot}$  である。また、ここではニュートリノ振動によるイベント期待値の影響は考慮していない。

Model	EOS	$M_b$ ( $M_{\odot}$ )	Total	IBD	ES	$CC(\nu_e, e^-)$	$CC(\bar{\nu}_e, e^+)$	$NC(\nu, p)$	$NC(\nu, n)$
140S	Shen	1.40	2908	2609	265	2	12	16	4
147S	Shen	1.47	2623	2347	246	2	11	13	4
154S	Shen	1.54	2564	2294	243	2	10	11	3
162S	Shen	1.62	2495	2232	238	2	10	9	3
140L	LS220	1.40	3495	3141	308	4	2	21	6
147L	LS220	1.47	3272	2933	298	4	2	17	5
154L	LS220	1.54	3162	2831	295	4	14	14	4
162L	LS220	1.62	3015	2696	288	4	13	11	3
140T	Togashi	1.40	4017	3615	350	4	18	24	6
147T	Togashi	1.47	3798	3411	339	4	17	21	6
154T	Togashi	1.54	3864	3471	346	4	18	20	6
162T	Togashi	1.62	3851	3456	348	4	17	20	5
140U	T+S	1.40	3789	3395	348	4	16	21	6
147U	T+S	1.47	3517	3142	334	4	15	18	5
154U	T+S	1.54	3542	3162	340	4	15	16	4
162U	T+S	1.62	3523	3141	344	4	14	15	4

## 5 解析方法

### 5.1 最後の1イベントの決定手法

#### 5.1.1 SK における超新星イベントとバックグラウンドイベント

超新星イベントを特定する解析を行うためには、まず SK のバックグラウンドイベントの定量的な見積もりを行うことが必要である。超新星イベントを探索する際に SK で主にバックグラウンドとなるものは核破碎過程や検出器材料中の不純物やタンク外にある岩盤から生成される放射性同位元素である。核破碎とは、検出器を通過する高エネルギー宇宙線ミューオンによって酸素原子核が破壊され、軽い放射性同位元素が生成されることである。SK のミューオンのレートは約 2 Hz となっているが核破碎現象はミューオン通過の軌跡と時間的・空間的に相関がある。そのため、先行するミューオンと放射性同位元素によるイベントとの間の相関を探ることが SK における「スパレーションカット」の基礎になっており、このカットにより約 90% の核破碎イベントを除去することができる。一方、このスパレーションカットにより超新星イベントも 20% 除去される [31]。核破碎イベントはタンク内一様に発生するが、検出器自体からの放射性同位体元素は検出器構造の近くやタンクの壁から 2 m を除いた有効体積 (FV) の外側に存在することが非常に多い。また、ほとんどの同位体のバックグラウンドイベントは  $\mathcal{O}(1)$  MeV のエネルギーなので、FV 外のイベントを除くかデータ解析をより高いエネルギーのイベントに制限すれば、放射性同位体元素によるイベントを除くことができる。また、超新星イベントを探索する際にバックグラウンドとなるイベントの詳細な解析は [32] で行われた。そこでは、SK の純水期間中の通常のデータと人工的に対流を起こしている時期に取得されたデータを用いてバックグラウンドのレートを見積もっている。本論文では、通常のデータを用いてバックグラウンドイベントのシミュレーションを行った。図 48 には、ID タンク (32.5 kton) 内全体と有効体積 FV (22.5 kton) のバックグラウンドレートをエネルギーごとに示している。核破碎イベントについては、上で述べたように「スパレーションカット」により大部分を除去することができる。

図 49 に、10 kpc の距離で発生する 1 回の超新星爆発を SK で観測した際に予想される超新星イベントとバックグラウンドイベントの散布図を示す。左図が SK の内水槽タンク (Inner Detector) 全体を用いて観測した場合 (ID) を想定しており、緑の点は超新星イベント、灰色の点はバックグラウンドイベントである。ここで、エネルギー閾値は 5 MeV を仮定しており、バックグラウンドイベントは図 48 のレートを基にした乱数を用いて生成している。また、この図は PNS のバリオン質量が  $1.40M_{\odot}$  の Shen EOS モデルを使用した際の超新星イベントである。図 49 をみると、バックグラウンドイベントは時間に依らず常に一定量存在するのに対し、超新星イベントは徐々に観測するイベントが減っていき、後期では数秒間に 1 イベントほどになってしまう。そのため、超新星イベントの最後の 1 イベントとバックグラウンドを区別することは難しい。また、図 49 の右図に

SK の有効体積で観測し、スパレーションカットを適用した場合 (FV) の散布図を示す。このカットによりバックグラウンドが大幅に削減されている事が分かる。ただし、上記の通り超新星イベントも 20% 落とされるが、バックグラウンドに依らない解析が期待できる。

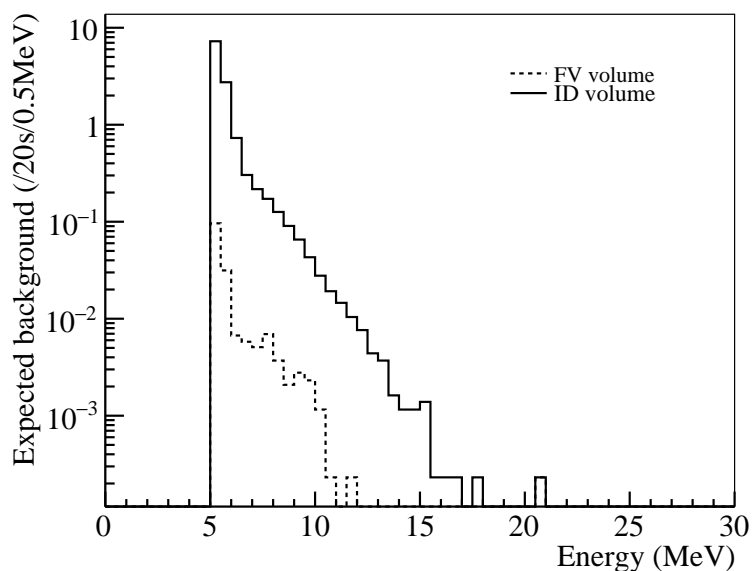


図 48 ID 全体 (ID) と FV カットとスパレーションカットを適用した場合 (FV) におけるバックグラウンドレート [32]

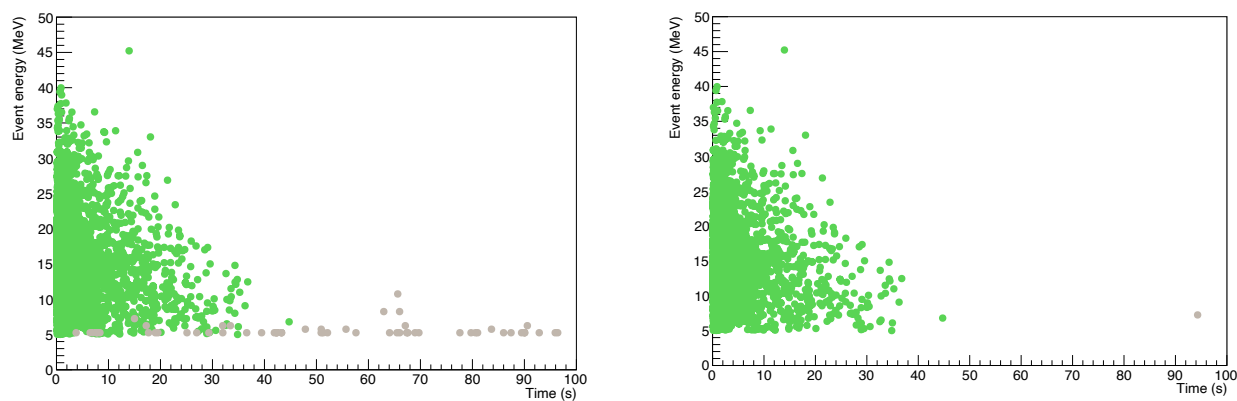


図 49 SK における超新星イベントとバックグラウンドイベントの散布図。緑が超新星イベント、灰色がバックグラウンドイベントを示す。また、左図が ID 全体で観測した場合、右図が FV でスパレーションカットを適用した場合の散布図である。

### 5.1.2 評価方法

本研究では、超新星イベント解析においてエネルギーと検出器サイズのカットのみを用いている。使用するエネルギーカットはSKにおけるバックグラウンドレートのみを用いてエネルギー閾値を決定するため、本節ではバックグラウンドレートの評価方法について述べる。

まず初めに、ポアソン分布を用いてある事象が1回未満起こる確率が $5\sigma$ 以上となる期待値を求める(図50)。ポアソン分布は以下の式によって与えられる。

$$P(k) = \frac{\lambda^k \exp(-\lambda)}{k!} \quad (5.1)$$

$P(k)$  は平均 $\lambda$ 回起こる事象が $k$ 回起こる確率を表し、本解析では $\lambda$ がバックグラウンド期待値、 $k$ がバックグラウンド数に当たる。図50は $\lambda = 0.0033$ におけるポアソン分布であり、バックグラウンド期待値が0.0033の時、バックグラウンドイベントが1イベント未満混入する確率が $5\sigma$ 以上となる。

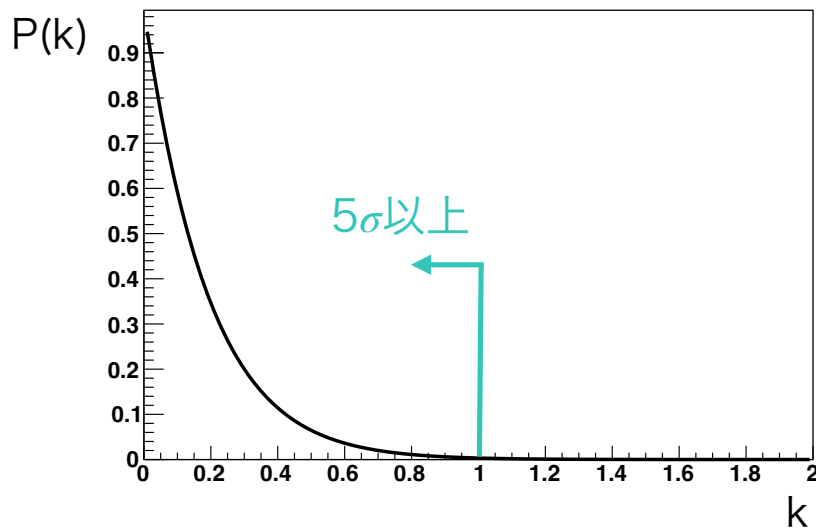


図50  $\lambda = 0.0033$ におけるポアソン分布。バックグラウンド期待値が0.0033の時、ある事象が1回未満起こる確率が $5\sigma$ 以上となる。

SKにおけるFVとIDのバックグラウンド期待値を表17に示す。これを用いて、エネルギー閾値( $E_{th}$ )と時間幅( $T$ )を変えた際のバックグラウンド期待値の変化を調べた。図51にエネルギー閾値と時間幅を変えた時のバックグラウンド期待値の変動を示す。図51の左図がID全体の期待値、右図がFVの期待値である。点の色の違いは時間幅の違いを表しており、黒点は $T = 1$ 秒、赤点は $T = 5$ 秒、青点は $T = 10$ 秒、黄色点は $T = 15$ 秒を表している。この図から時間幅が小さくなるほど、エネルギー閾値が高くなるほどバックグラウンド期待値が小さくなるのが分かる。ま

表 17 SK の FV(ID) におけるバックグラウンドレート

エネルギー閾値 [MeV]	FV(ID) におけるバックグラウンドレート [Hz]
5.0	0.008(0.6)
7.0	0.001(0.04)
8.0	0.0006(0.02)
9.0	0.0003(0.01)

た、横軸に平行に引かれている線より下の領域は各時間幅に  $5\sigma$  の確率でバックグラウンドが1イベント以上混入しない部分を示す。表 18 にバックグラウンドが1イベント以上混入しない確率が  $5\sigma$  以上となる時間幅とエネルギー閾値の組み合わせを示す。本解析では最後の1イベントをより正確に捉えるためにバックグラウンドイベントを削減できる FV カットを適用し、時間幅とエネルギー閾値は  $T = 5 \text{ sec.}$ 、 $E_{\text{th}} = 8.0 \text{ MeV}$  を使用した。

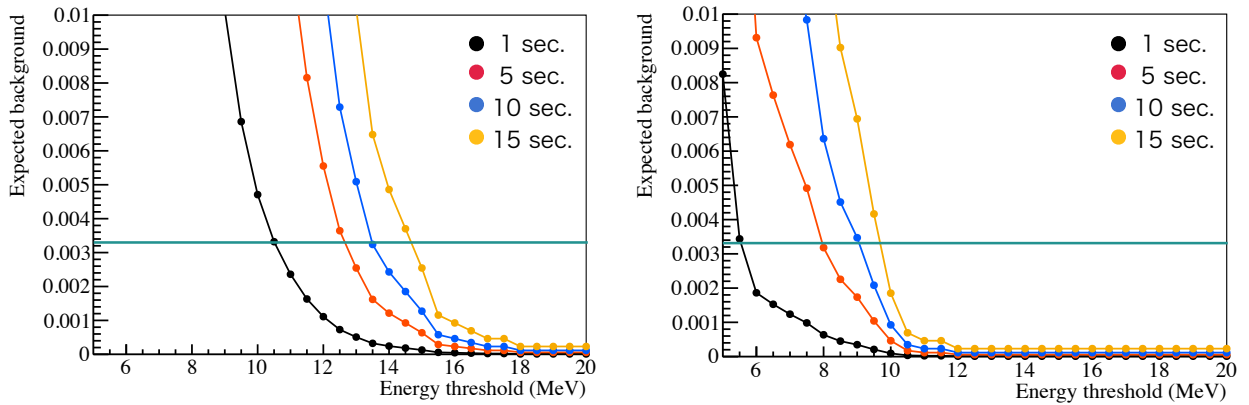


図 51 エネルギー閾値と時間幅の関係。縦軸はある時間幅、あるエネルギー閾値でのバックグラウンド期待値を示す。左図が ID、右図が FV を仮定した場合である。

### 5.1.3 イベント選別条件の検証

Backward time 解析を行うためには、累計のイベント数が重要であり、超新星イベントの累計イベント数が背景事象の累計イベント数より有意に多くならなければならない。5.1.2 では、最後の1イベントの解析手法として、FV カットを適用することを決定した。そこで、ここでは FV カットを適用する前後のバックグラウンドイベントと超新星イベントの比を評価し、超新星イベントに対するバックグラウンドイベントの減少率を調べた。まず初めに、エネルギー閾値を 5 MeV に設定し、時間原点を最後の1イベントの時間にした時の超新星イベントと背景事象の累計イベント数を計算した。そして各時間のそれぞれの累計イベント数を用いて SN 比を算出した。ここでの SN 比の定義は  $S/\sqrt{B}$  とし、 $S$ 、 $B$  は各時間での超新星イベントの期待される累計イベント数と背景事

表 18 エネルギー閾値と時間幅の組み合わせ

	時間幅 (T) [sec.]	エネルギー閾値 ( $E_{th}$ ) [MeV]
ID	1	11.0
	5	13.0
	10	13.5
	20	15.0
FV	1	6.0
	5	8.0
	10	9.5
	20	10.0

象数を表す。そして、 $S/\sqrt{B} > 3$  になると、超新星イベントが背景事象より有意に多いとし、その時間以降を超新星イベントの取得可能領域とした。

図 52 と図 53 に超新星イベントと背景事象の Backward time 図を示す。この図から、モデルによって異なるが、ある時間まで遡ると背景事象と比較して超新星イベントが有意であることが分かる。また、ID と FV を比較すると、FV は超新星イベントの変化が少ないのに対し、背景事象数が大きく減少することが分かる。

また、表 19 に各超新星モデルでの  $S/\sqrt{B} > 3$  となる時間、つまり超新星イベントの取得可能領域が始まる時間を示す。この時間は原点を最後の1イベントとし、そこから遡った時間である。ID の場合を見ると、T+S EOS モデル以外は1秒以上の損失があり、Togashi EOS モデルに関しては約17秒の損失がある。一方、FV の場合ではほとんどのモデルで損失がなくなり、Togashi EOS モデルでも9秒以下に抑える事ができる。

この SN 比の結果からも、FV カットによる大幅なバックグラウンドの削減効果が見えており、できるだけバックグラウンドの影響を受けない解析を行うためには FV カットが必要である。



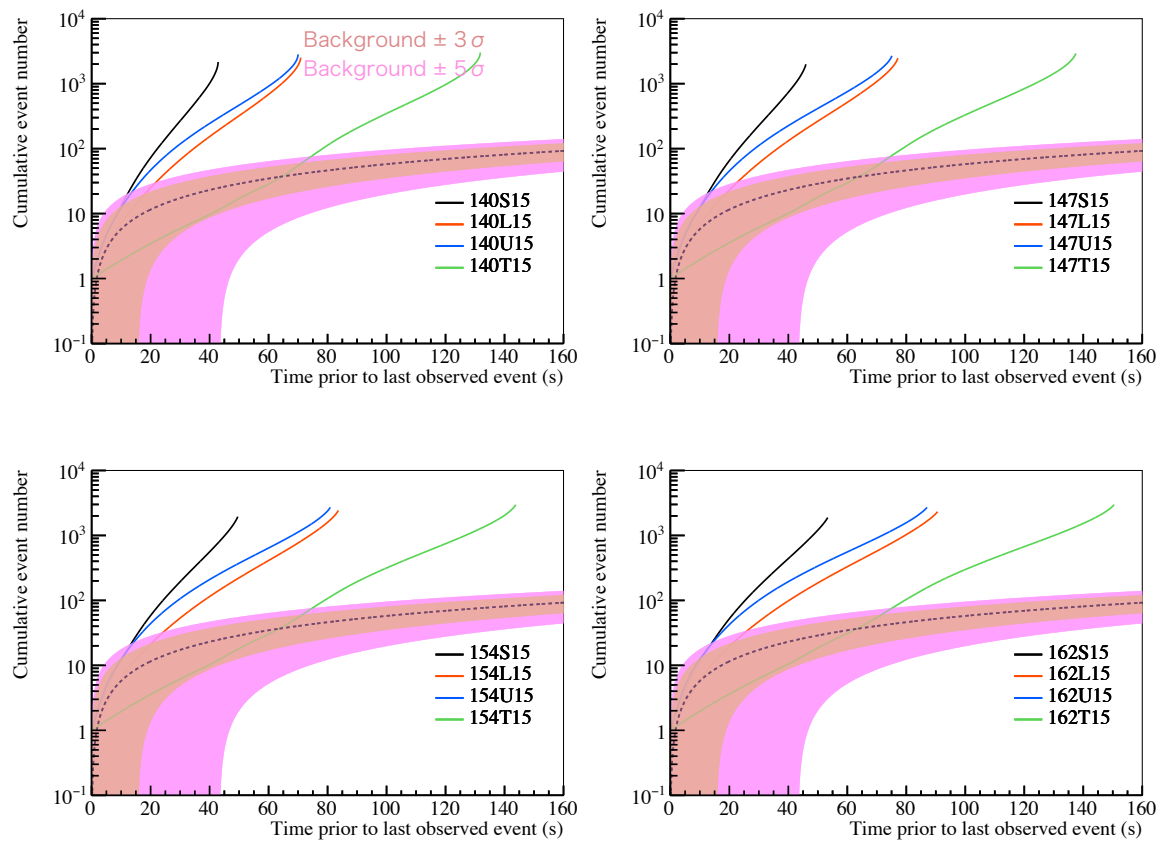


図 52 ID における超新星イベントとバックグラウンドイベントの Backward time 図

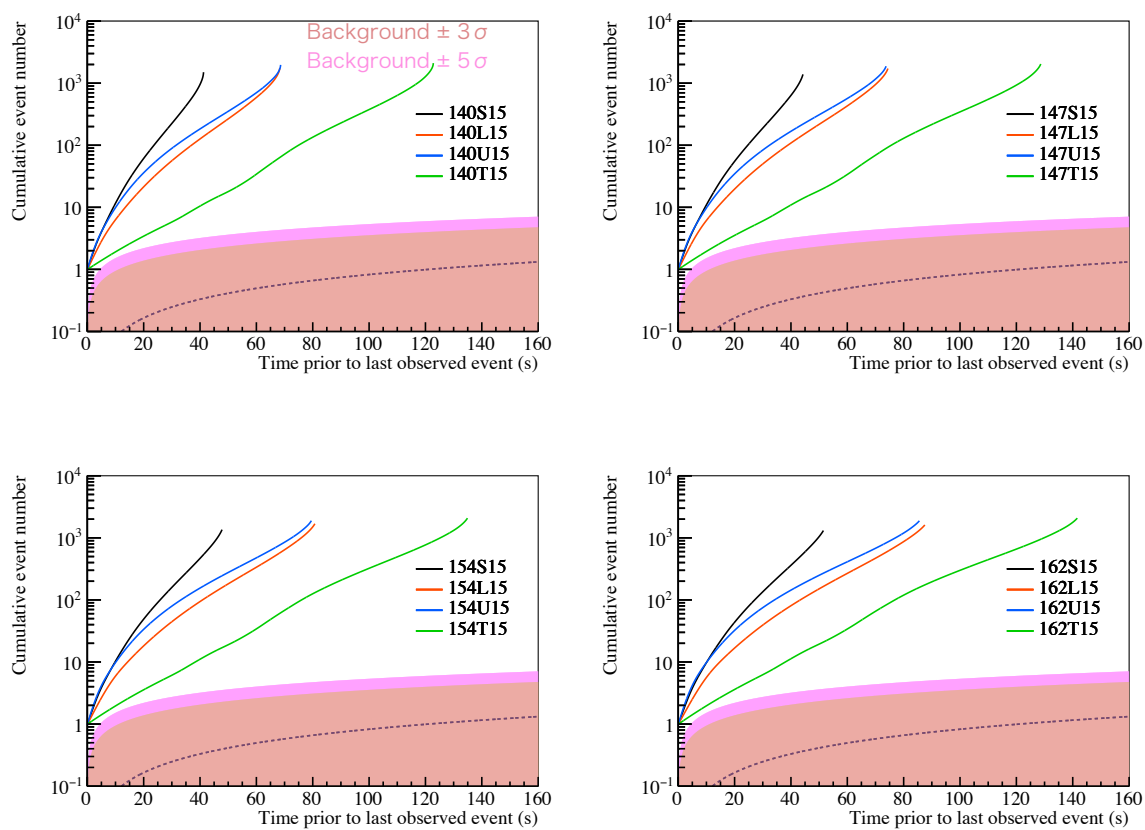


図 53 FV における超新星イベントとバックグラウンドイベントの Backward time 図

表 19 バックグラウンドイベントに対して超新星イベントが有意に多くなる時間。ここでの時間原点は最後の1イベントの時間である。

超新星モデル		時間 [sec.]		時間 [sec.]
140S	ID	1.5	FV	0.0
147S		1.5		0.0
154S		1.6		0.0
162S		1.6		0.0
140L		3.7		1.0
147L		3.8		1.0
154L		4.0		1.0
162L		4.2		1.1
140U		0.3		0.0
147U		0.2		0.0
154U		0.2		0.0
162U		0.3		0.0
140T		17.5		8.5
147T		16.8		8.0
154T		16.7		7.8
162T		16.2		7.5

### 5.1.4 最後の1イベントの決定

前節で決定した  $T$  と  $E_{th}$  を用いて最後の1イベント ( $T_{last}$ ) を決定する。図 54 に  $T_{last}$  の決定方法の模式図を示す。SK で観測される最初の超新星イベントの時間を時間原点とし、そこから順に 5.1.2 で決定したエネルギー閾値  $E_{th}$  以上の事象が  $T$  秒間に観測される数をカウントしていく。そして  $T$  秒間内にある事象数がゼロになると解析を終了し、その一つ前の  $T$  にきた最後のイベントの時間を  $T_{last}$  とする。

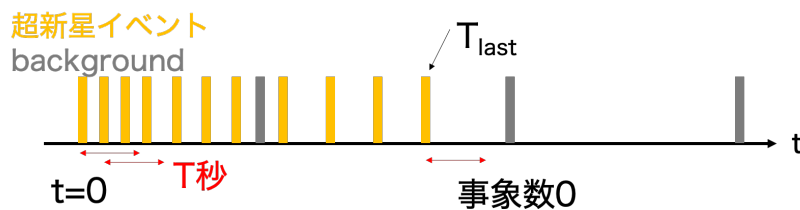


図 54  $T_{last}$  決定手法の模式図

また、図 55 に本解析における MC シミュレーションから  $T_{last}$  決定までの流れを示す。まず初めに超新星イベントを生成するために 3 章で述べたニュートリノ相互作用シミュレーションを用いる。本解析では超新星天体の距離を 10 kpc、ニュートリノのエネルギー閾値は 0.52 MeV<sup>\*8</sup>、タンクの領域を ID 全体に設定してシミュレーションを行った。そして、生成したイベントから FV 内にある 5.1.2 で決定した  $E_{th} = 8.0$  MeV 以上のエネルギーを持つイベントのみを選別する。また、バックグラウンドイベントの生成のために、同じエネルギー閾値のイベントレートを用いて、8.0 MeV 以上のエネルギーを持つバックグラウンドイベントを生成する。この超新星イベントとバックグラウンドイベントを合わせることで、1 回の超新星爆発を SK で観測した場合の擬似イベントを作ることができる。本解析ではこれら一連の過程を 1 超新星モデルごとに 10000 回繰り返し、 $T_{last}$  の時間分布を作成した。

<sup>\*8</sup> IBD 反応の場合、 $\bar{\nu}_e$  の反応を起こすためのエネルギー閾値は中性子と陽子の質量差  $\Delta M \sim 1.3$  MeV に電子の静止質量  $m_e \sim 0.5$  MeV を足した値となる。

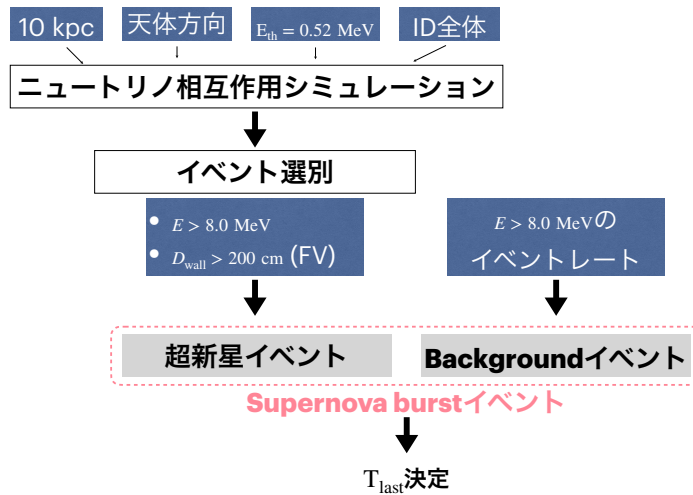


図 55 本解析における MC シミュレーションの流れ

## 6 結果と考察

### 6.1 最後の 1 イベントの時間 ( $T_{\text{last}}$ ) 分布

#### 6.1.1 $T_{\text{last}}$ 分布の特徴

まず初めに最後の 1 イベントがどのような分布になるかを調べるため、バックグラウンドの影響を考慮せず、また 5.1.2 で述べたイベント選別条件を用いずに、ニュートリノ相互作用シミュレーションを用いて超新星イベントを生成し、最後の 1 イベントを決定した (図 56)。これは、エネルギー閾値を 3 MeV、SK と超新星天体との距離を 10 kpc とした場合の分布である。また、これは IBD のみを考慮している。 $T_{\text{last}}$  決定手法で用いるイベント選別条件を用いない場合は非対称分布になることが分かる。またそれぞれの右下の分布が切れているところが超新星モデルの数値計算が終了している点である。<sup>\*9</sup>

この分布を見ると、Shen EOS モデルが 1 番  $T_{\text{last}}$  が短く、Togashi EOS モデルが 1 番  $T_{\text{last}}$  が長い。また、Togashi EOS モデルは他のモデルに比べて分布の広がり大きいことも分かる。

\*9 本研究で使用した超新星モデルは PNS の中心温度が 2.2 MeV になるところで計算を終了している。

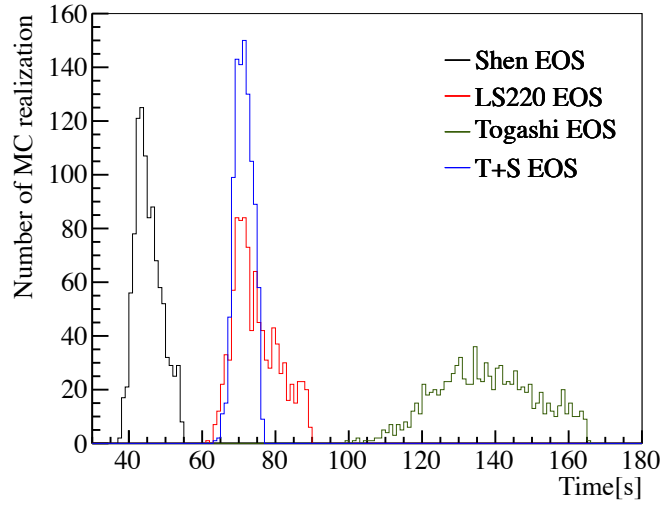


図 56  $1.40M_{\odot}$  の  $T_{\text{last}}$  分布。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS を表す。

Togashi EOS モデルの分布の広がり大きい理由として、4.3 でも述べたようにニュートリノライトカーブの下がり方が他のモデルより緩やかであるためだと考えられる。

### 6.1.2 バックグラウンドを含む $T_{\text{last}}$ 分布

図 57 に 5.1.2 で述べたイベント選別条件を用いて決定した  $T_{\text{last}}$  分布を示す。どの PNS 質量でも、Shen EOS モデルが 1 番  $T_{\text{last}}$  が短く、Togashi EOS モデルが 1 番  $T_{\text{last}}$  が長い。また、図 56 に比べ、全てのモデルで分布が広がっている。

表 20 に  $T_{\text{last}}$  分布に含まれるバックグラウンドイベントの割合を示す。ここでのバックグラウンドを含む割合は PNS 冷却期間が始まる  $T = 2 \text{ sec.}$  から  $T = T_{\text{last}}$  間にある超新星イベントを  $S$  とバックグラウンドイベントを  $B$  とした際に  $B/(S + B)$  で表される割合を指す。どのモデルに対してもバックグラウンドを含む割合は約 0.04% 以下であり、 $T_{\text{last}}$  の決定においてバックグラウンドに依らない解析が可能であることが分かる。これより、図 56 に比べて分布の広がりが大きくなっている理由は、イベント選別による影響であると考えられる。

次に、SKSNSim により生成した超新星イベントの最後の 1 イベントを真の  $T_{\text{last}}$  とし、イベント選別やバックグラウンドを考慮し、決定した  $T_{\text{last}}$  が真の  $T_{\text{last}}$  と同じであるかを検証した。表 21 にある数字は 10000 回の MC シミュレーションの中で  $T_{\text{last}}$  決定手法により決定した  $T_{\text{last}}$  が真の  $T_{\text{last}}$  と同じになる割合を表している。Shen EOS モデルが 1 番割合が高く約 70% であるが、Togashi EOS モデルが 1 番低く、約 3% 程になっている。理由として、Togashi EOS モデルはル

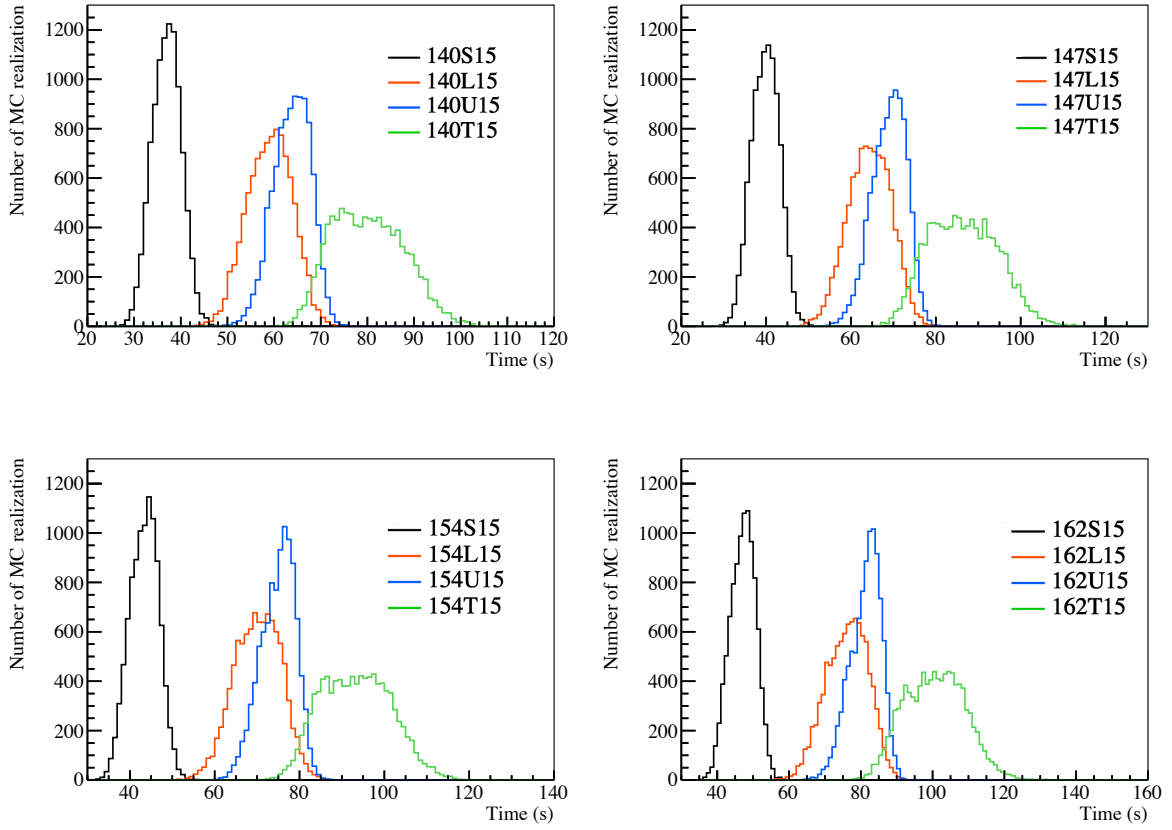


図 57 バックグラウンドを含む  $T_{\text{last}}$  分布。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS を表す。また、左上は PNS 質量が  $1.40M_{\odot}$ 、右上は  $1.47M_{\odot}$ 、左下は  $1.54M_{\odot}$ 、右下は  $1.62M_{\odot}$  の分布である。

表 20 各モデルでの background を含む割合

	Shen EOS	LS220 EOS	T+S EOS	Togashi EOS
$1.40M_{\odot}$	$2.0 \times 10^{-4}$	$2.7 \times 10^{-4}$	$2.7 \times 10^{-4}$	$3.3 \times 10^{-4}$
$1.47M_{\odot}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$2.3 \times 10^{-4}$	$2.2 \times 10^{-4}$	$2.8 \times 10^{-4}$
$1.54M_{\odot}$	$1.3 \times 10^{-4}$	$1.9 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-4}$	$3.2 \times 10^{-4}$
$1.62M_{\odot}$	$1.2 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-4}$	$1.8 \times 10^{-4}$	$3.1 \times 10^{-4}$

ミノシティの下がり方が緩やかなため、後期の超新星イベントの時間間隔が他のモデルより大きく、イベント選別でカットされる割合が増えるためだと考えられる。しかし、この決定割合は必ずしも高くはないが、 $T_{\text{last}}$  分布では他のモデルとの差を見る事ができるので、次に述べるモデル識別性能評価を行う上ではこの影響は無視する事ができる。

表 21 各モデルの真の  $T_{\text{last}}$  決定割合

	Shen EOS	LS220 EOS	T+S EOS	Togashi EOS
$1.40M_{\odot}$	0.716	0.443	0.652	0.026
$1.47M_{\odot}$	0.709	0.409	0.660	0.032
$1.54M_{\odot}$	0.686	0.383	0.603	0.034
$1.62M_{\odot}$	0.658	0.340	0.611	0.025

## 6.2 超新星モデル識別性能評価

実際に SK で超新星爆発を観測した際には、ニュートリノ観測から適切な情報を抜き出し、早急に観測天体の質量や半径を特定することが重要である。これまでに述べたように中性子星の半径を知るには状態方程式の特定が重要となるため、本研究では、状態方程式を推定するための超新星モデル識別手法の開発を行なった。そして 16 個の超新星モデルを用いてそれぞれの識別性能を評価した。ここではその評価方法について述べる。

ここでの評価では、 $T_{\text{last}}$  に加えて、超新星爆発観測での全イベント数  $N$  や平均エネルギー  $E$  など他のパラメータの使用により、精度向上が見込まれる。しかし、どの反応が超新星爆発起源の最後なのかが決まらなるとそれらの変数が一意には決められない。よって前節での  $T_{\text{last}}$  の決定は他のパラメータを決定するためにも必要である。ただし、全イベント数はバックグラウンドを含む値であり、平均エネルギーは SK のような水チェレンコフ検出器で観測される荷電粒子のエネルギーの平均値である。本研究では  $T_{\text{last}}$ ,  $N$ ,  $E$  の 3 つをパラメータとし、最尤推定法を用いて超新星モデルの識別性能を評価した。

モデル識別性能評価の流れを図 58 に示す。各超新星モデルで 10000 回 MC シミュレーションを行うことで  $T_{\text{last}}$ ,  $N$ ,  $E$  についてエンタリー数が 10000 の分布を作ることができる。それを規格化することで probability density function(PDF) をパラメータごとに作成する。そしてこれらのビンごとの確率の値を用いることで識別性能評価を行う。具体的にはまず input モデルを 16 モデルの中から一つ選ぶ。そしてそのモデルの  $T_{\text{last}}$ ,  $N$ ,  $E$  の値からそれぞれのパラメータの確率  $P_T$ ,  $P_N$ ,  $P_E$  を 16 モデル全てで求める。そして、各モデルごとに式 (6.1) のように log-likelihood を計算し、その値が最大になるモデルを選ぶ。選んだモデルが input モデルと等しい場合、モデル識別が成功したとする。これらの作業を 1 超新星モデルごとに 1000 回行い、成功率を見積もった。

$$\mathcal{L} = \log(P_T \times P_N \times P_E) \quad (6.1)$$



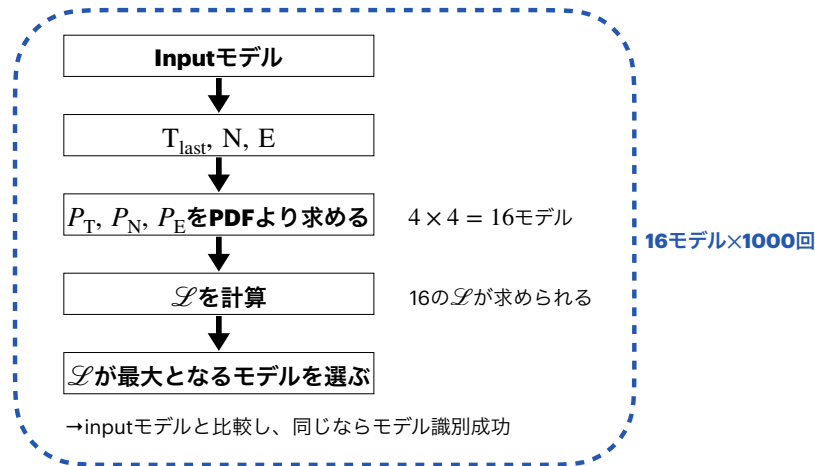


図 58 評価方法の流れ

### 6.2.1 確率密度分布関数 (PDF)

超新星モデルの識別性能評価では、 $T_{\text{last}}$  の決定によって得られた超新星イベント数  $N$ 、平均エネルギー  $E$  を用いる。各パラメータの確率密度関数 (PDF) を図 59 に示す。また、3つのパラメータの相関を図 60 に示す。これより、平均エネルギーは他のパラメータに比べて各超新星モデルにおける PNS の質量による差が大きいことが分かる。一方、 $T_{\text{last}}$  は LS220 EOS と T+S EOS を除くと状態方程式による差が大きい。また、 $T_{\text{last}}$  と全イベント数では、 $T_{\text{last}}$  が長いモデルの方がイベント数が多い傾向にある。これらの違いにより、ニュートリノ観測で求められるこの3つのパラメータを用いることで、超新星モデルを識別する事が期待できる。

### 6.2.2 識別性能評価

16モデル全てを用いて識別性能を見積もった結果を図 61 に示す。縦軸の値が識別が成功した割合である。どのモデルに対しても 90% 以上の確率で識別が行えていることが分かる。また、図 62 に、それぞれの超新星モデルに対して、識別評価によって選ばれた超新星モデルを示す。横軸が input モデル、縦軸が log-likelihood 計算によって選ばれた超新星モデル、色が 1000 回の試行のうち、そのモデルが選ばれた割合 (%) を示す。これを見ると基本的には良い識別能力を示しているが、input モデルと同じ EOS の異なる PNS 質量のモデルや input モデルと同じ PNS 質量の異なる EOS のモデルに間違われやすい事がわかる。また、図 61 で T+S EOS の  $1.47M_{\odot}$  モデルの識別成功率が他に比べて下がっているが、図 62 を見ると LS220 EOS の  $1.47M_{\odot}$  モデルとよく間違われている事が分かる。これは、図 59 に示したように LS220 EOS と T+S EOS の  $T_{\text{last}}$  分布が似ていることが大きな原因だと考える。しかし、以上を考慮した上でも今回開発した解析手法

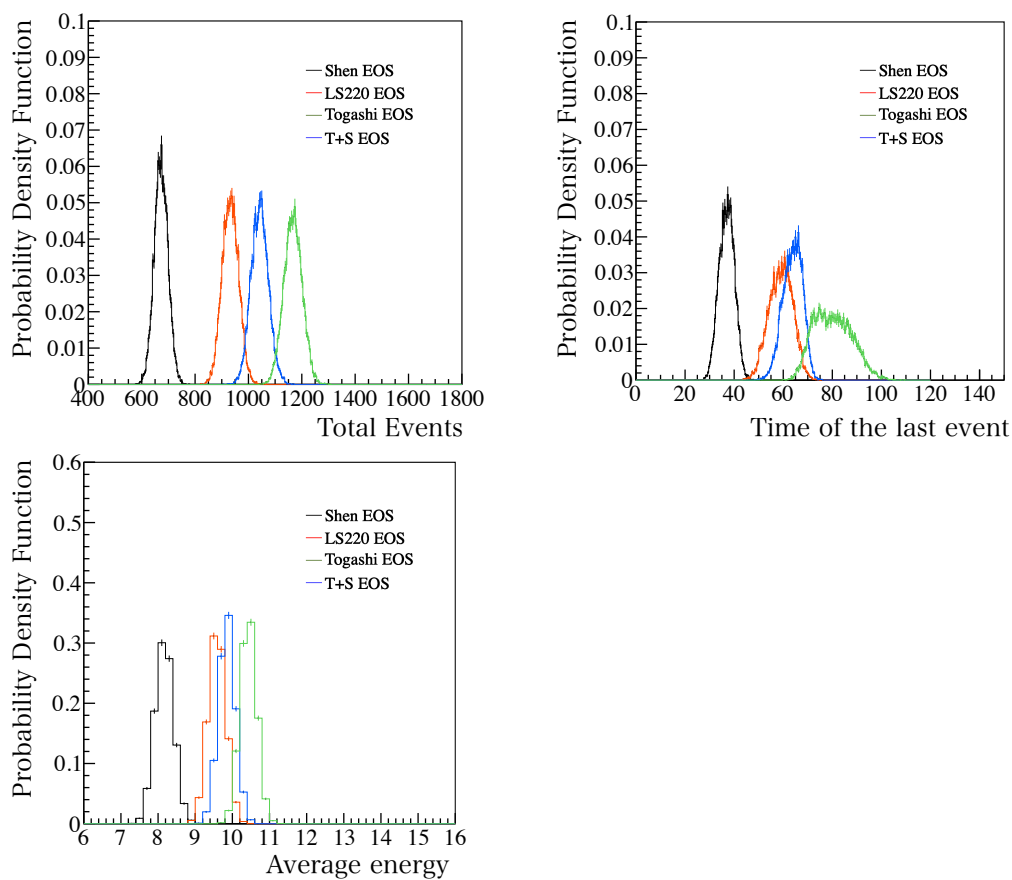


図 59 PNS 質量が  $1.40 M_{\odot}$  の確率密度関数。左上図が超新星イベント数  $N$ 、右上図が最後の 1 イベントの時間  $T_{\text{last}}$ 、左下図が平均エネルギー  $E$  を表す。

ではどの超新星モデルにおいても 90% 以上の精度でモデル識別が行えており、実際に観測した際にこの解析を用いて状態方程式の候補を絞った上で、さらにより詳細な解析を行う事ができると期待できる。

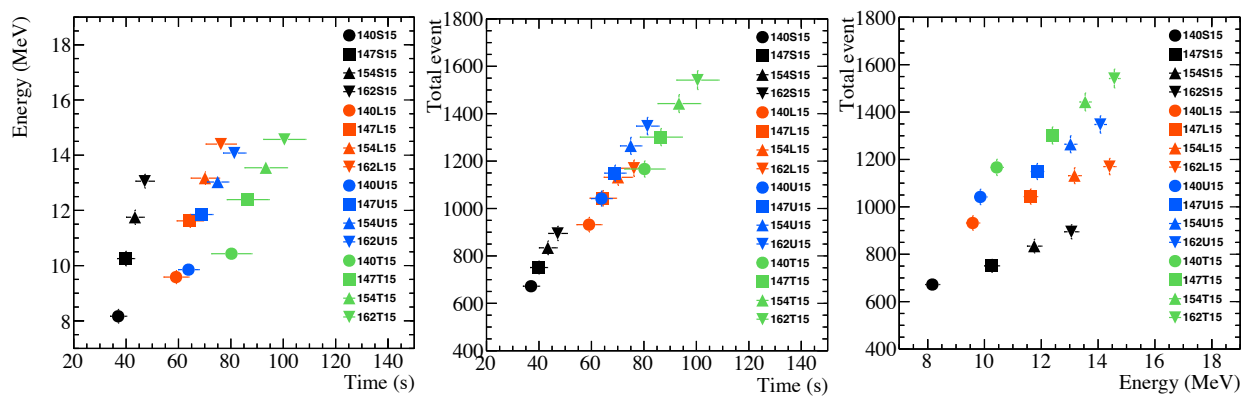


図 60 3つのパラメータの相関図。黒が Shen EOS、赤が LS220 EOS、青が T+S EOS、緑が Togashi EOS を表す。また、丸点は  $1.40M_{\odot}$ 、四角点は  $1.47M_{\odot}$ 、三角点は  $1.54M_{\odot}$ 、逆三角点は  $1.62M_{\odot}$  である。また、左が  $T$ ,  $E$  の相関、中央が  $T$ ,  $N$  の相関、右が  $E$ ,  $N$  の相関を示す。

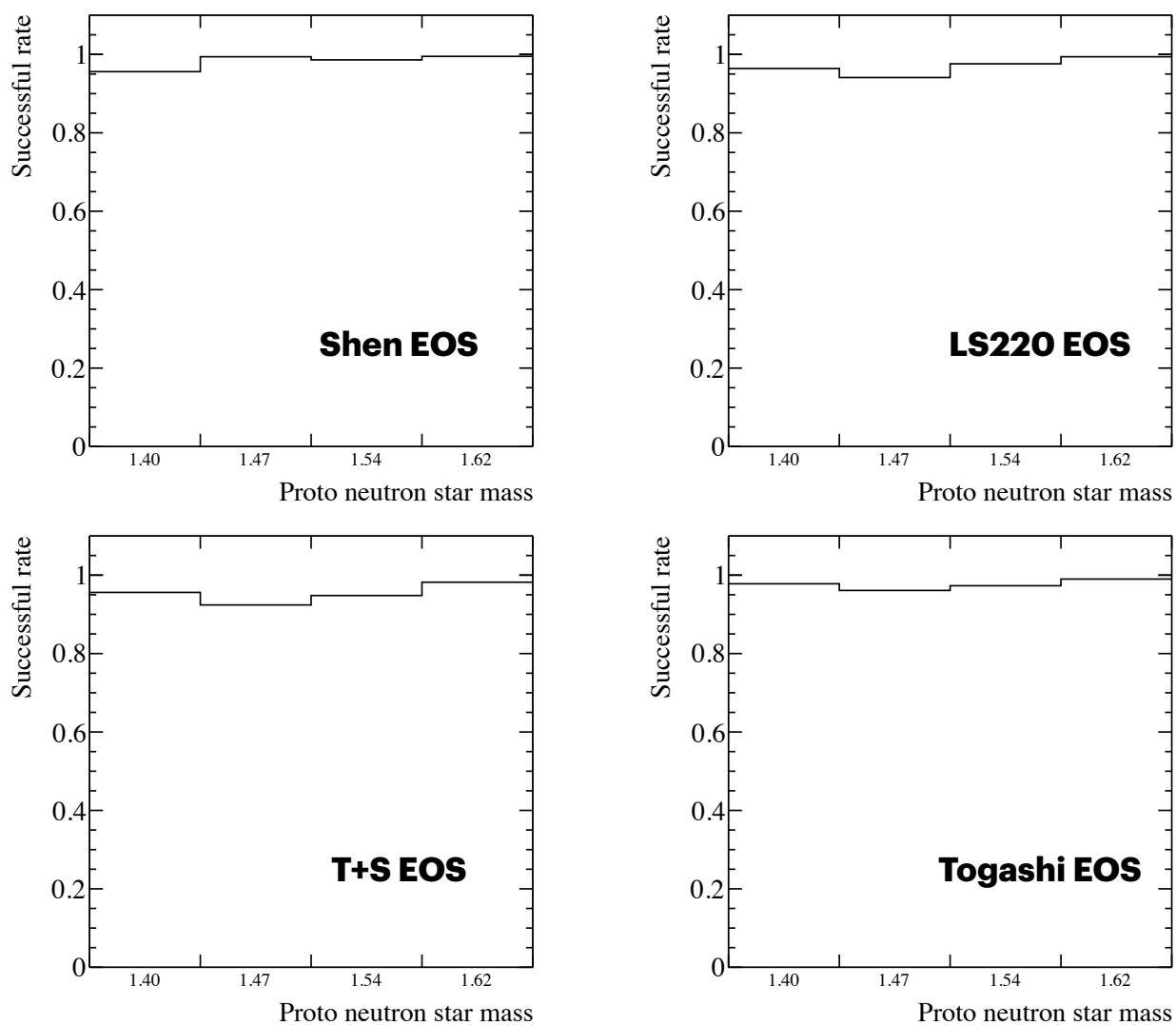


図 61 モデル識別性能結果。横軸は PNS 質量 ( $M_{\odot}$ )、縦軸は識別成功確率を示す。左上図は Shen EOS モデル、右上図は LS220 EOS モデル、左下図は T+S EOS モデル、右下図は Togashi EOS モデル。

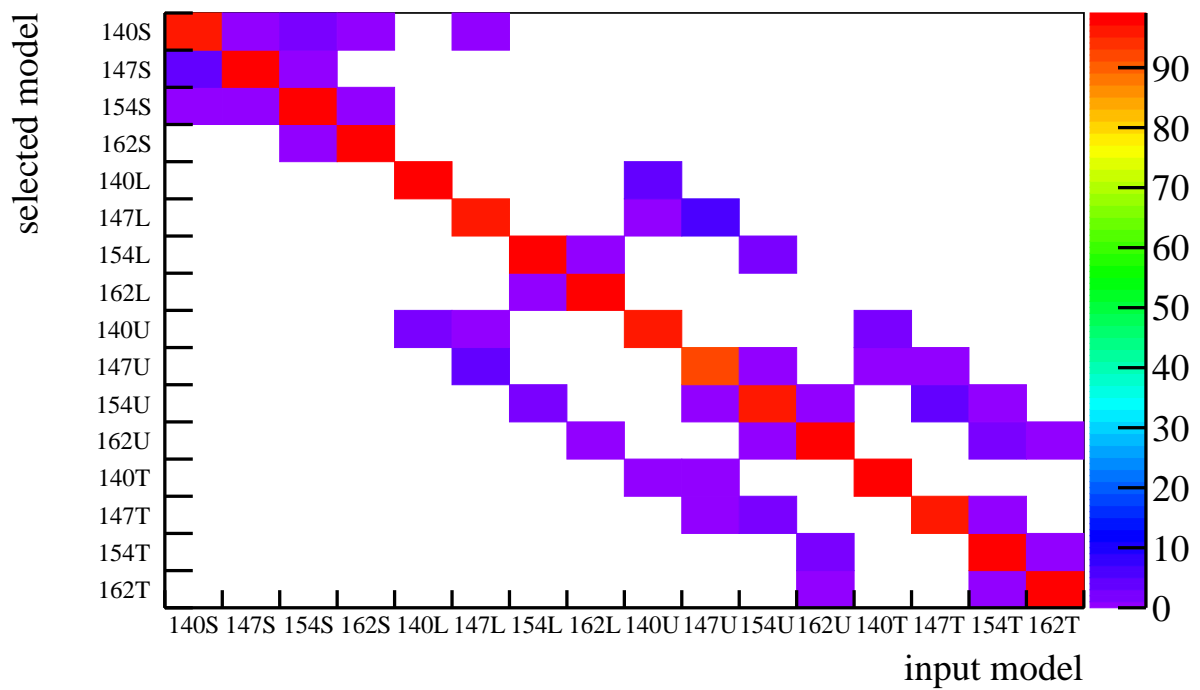


図 62 input モデルと選択されたモデルの関係図。横軸が input モデル、縦軸が選択されたモデルを表す。また、各ブロックの色はそのモデルが選択された割合 (%) を示す。

## 7 まとめ

大質量の恒星は一生の最後に超新星爆発を起こす。その爆発機構の解明に向けて、理論と観測の両方から盛んに研究が行われている。また、爆発時には超新星ニュートリノと呼ばれる大量のニュートリノが放出される。超新星ニュートリノは超新星深部の情報を持っているため、これを観測することで核密度  $\sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  にせまる高温高密度な内部コアの情報が得られると期待されている。SK では、次に我々の銀河系で超新星爆発が起こった際に、数千から一万事象のニュートリノ観測が期待されるため、それに向けて観測体制を整える研究が様々な角度から進められている。

本論文では、まず次の近傍超新星爆発観測に向けて、SK で観測される超新星ニュートリノのイベントを見積もるための乱数を用いた事象生成ツールの開発を行なった。SK では主に以下の3つのニュートリノ反応を観測することができる。1つ目はニュートリノと陽子が反応する逆ベータ崩壊反応 (IBD)、2つ目は電子とニュートリノとの電子散乱反応 (ES)、そして3つ目がニュートリノと酸素原子核の反応である。それぞれの反応数の内訳は IBD 反応が約 90% と 1 番多く、ES 反応と酸素原子核反応はそれぞれ約 5% である。この中でも酸素原子核反応はこれまで精密な研究が行われていなかったが、最新の核反応モデルをシミュレーションに導入した。そして親星質量や衝撃波復活時間 ( $T_{\text{rev}}$ ) が異なる複数の超新星モデルを使用し、酸素原子核反応のイベント期待値を見積もった。超新星モデル間によるそれぞれの反応期待値を比較したところ、酸素原子核反応はモデル間による期待値の差が大きいことが分かった。例として、酸素原子核とニュートリノの荷電カレント反応と IBD 反応の期待値を挙げる。 $T_{\text{rev}}$  が 0.1 s と 0.3 s のモデルで両者を比較すると、 $T_{\text{rev}} = 0.3 \text{ s}$  のモデルで IBD 反応の期待値が約 1.3 倍に増加しているのに対し、酸素原子核との荷電カレント反応は約 2 倍増加している。他にも親星質量やニュートリノ振動によるイベント期待値の比較を行った。何の比較においても他反応に比べて酸素原子核反応がイベント期待値の増加率が高いことが分かった。この理由として、酸素原子核反応の断面積がニュートリノエネルギーが 20 MeV 以上で支配的になることが挙げられる。酸素原子核反応を起こすニュートリノのエネルギーはほぼ 20 MeV 以上となるため、超新星ニュートリノスペクトルの高エネルギー部分のテールの影響を受けやすい。一方 IBD 反応は 20 MeV 以下の領域でも断面積が大きく、その領域内のイベントも一定数存在するため高エネルギー部分のテールによる影響が薄れてしまう。以上から、酸素原子核反応は他反応と比べてモデルによるイベント数の違いが現れる反応である。

また、本研究では超新星爆発後に中心に形成される原始中性子星の冷却過程に放出されるニュートリノに着目し、上記で述べた事象生成ツールを用いて超新星ニュートリノイベントを選別する解析手法の開発を行なった。超新星ニュートリノの初期段階はイベントレートは非常に高いが、コアバウンスから約 2 s 以降の冷却過程はレートは徐々に低くなっていき、最後は数秒間に 1 イベント程度となる。また、SK では常に超新星ニュートリノイベント以外のバックグラウンドイベントが常に存在する。冷却過程の後期はこのバックグラウンドイベントと超新星ニュートリノイベン

トの区別が難しいため、本研究ではバックグラウンドと超新星ニュートリノイベントを定量的に評価し、バックグラウンドイベントに依らずに、超新星ニュートリノイベントの最後の1イベントを決定する解析手法の開発を行なった。その解析手法は、バックグラウンドイベントの期待値からバックグラウンドイベントが $5\sigma$ 以上の確率で混入しない時間幅( $T$ )とエネルギー閾値( $E_{th}$ )を設定し、観測開始から $T$ 内に入るイベント数をカウントする。そしてカウント数がゼロになったところで解析を終了し、最後に $T$ 内に入ったイベントを最後の超新星ニュートリノイベントとするものである。本研究では、 $T = 5$  s、 $E_{th} = 8.0$  MeVと決定し、原始中性子星の質量や内部の核物質モデルが異なる16種類の超新星モデルを使用し、この解析手法を用いて最後の1イベントの時間( $T_{last}$ )を決定した。それぞれのモデルで10000回シミュレーションを行い、核物質モデルによる $T_{last}$ の違いを確認した。また、原始中性子星の冷却期間が始まる $T = 2$  sから $T = T_{last}$  sまでのバックグラウンドイベント混入率を調べたところ、どのモデルに対してもバックグラウンド混入率は約0.04%以下であり、バックグラウンドに依らない解析が行えていることを確かめた。

超新星内部の高密度核物質の組成を知るためには、核物質の振る舞いを記述する核物質モデルの推定が重要である。上記の解析手法を用いて $T_{last}$ を決定することで、1回の超新星爆発で観測される超新星ニュートリノイベント数を決定することができる。そこで本論文では $T_{last}$ と超新星ニュートリノイベント数 $N$ 、観測したイベントの平均エネルギー $E$ の3つのパラメータを使用し、最尤推定方を用いた核物質モデルの識別手法を開発した。そして16モデルそれぞれの識別性能を評価したところ、全てのモデルで90%以上の識別能力があることが分かった。

今後は、SKの検出器シミュレーションを使用したより現実的なシミュレーションを行い、本研究で開発した解析手法を評価することや、モデル識別手法において、使用するパラメータや核物質モデルを増やし、識別能力を向上させることを行うことを計画している。

## 付録 A ニュートリノ振動詳細

### A.1 真空中でのニュートリノ振動

シュレーディンガー方程式で表されえる固有状態について、初期状態が電子ニュートリノの場合を考える。

$$\nu_e(0) = 1, \quad \nu_\mu = 0 \quad (\text{付録 A.1})$$

より

$$\nu_1(0) = -\sin\theta, \quad \nu_2(0) = \cos\theta \quad (\text{付録 A.2})$$

となり、この場合

$$\nu_1(t) = -\sin\theta e^{-2\pi i E_1 t/h}, \quad \nu_2(t) = \cos\theta e^{-2\pi i E_2 t/h} \quad (\text{付録 A.3})$$

となる。式 (1.1) 式を  $\nu_\mu$  について解くと

$$\nu_\mu(t) = \cos\theta \nu_1(t) + \sin\theta \nu_2(t) = \sin\theta \cos\theta (-e^{-2\pi i E_1 t/h} + e^{-2\pi i E_2 t/h}) \quad (\text{付録 A.4})$$

となる。時間  $t$  秒後に電子ニュートリノがミューニュートリノに変わる確率は

$$|\nu_\mu(t)|^2 = (\sin\theta \cos\theta)^2 (e^{-2\pi i E_2 t/h} - e^{-2\pi i E_1 t/h})(e^{2\pi i E_2 t/h} - e^{2\pi i E_1 t/h}) \quad (\text{付録 A.5})$$

$$= \frac{\sin^2(2\theta)}{4} (1 - e^{i(E_2 - E_1)2\pi t/h} - e^{-i(E_2 - E_1)2\pi t/h} + 1) \quad (\text{付録 A.6})$$

$$= \frac{\sin^2(2\theta)}{4} (2 - 2\cos\frac{2\pi(E_2 - E_1)t}{h}) \quad (\text{付録 A.7})$$

$$= \frac{\sin^2(2\theta)}{4} 4\sin^2\left(\frac{(E_2 - E_1)2\pi t}{2h}\right) \quad (\text{付録 A.8})$$

あるいは

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = [\sin(2\theta) \sin\left(\frac{(E_2 - E_1)2\pi t}{2h}\right)]^2 \quad (\text{付録 A.9})$$

である。

この式からわかるように、基準振動数の間で結合振動子が行ったり来たりするように  $\nu_e$  が  $\nu_\mu$  に変わるためニュートリノ振動と呼ばれる。この理論の中では電子ニュートリノとミューニュートリノ自身はきちんと定義されたエネルギー、あるいは質量は持っておらず、「質量固有状態」は  $m_1$  と  $m_2$  を持つ  $\nu_1$  と  $\nu_2$  である。質量  $m$  で高いエネルギーを持つ相対論的粒子のエネルギーと運動量は

$$E^2 = |\mathbf{p}|^2 c^2 + m^2 c^4 = |\mathbf{p}|^2 c^2 \left(1 + \frac{m^2 c^2}{|\mathbf{p}|^2}\right) \quad (\text{付録 A.10})$$



である。すると、 $E_2 - E_1$  は

$$E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 c^3 - m_1^2 c^3}{2|\mathbf{p}|} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E} c^4 \quad (\text{付録 A.11})$$

であり、よって式 (付録 A.9) は

$$P_{\nu_e - \nu_\mu} = \sin(2\theta) \sin\left[\frac{(m_2^2 - m_1^2)c^3 2\pi t}{4hE}\right] \quad (\text{付録 A.12})$$

となる。

## A.2 超新星内部の物質効果によるニュートリノ振動

それぞれの共鳴層での遷移の振る舞いは断熱パラメータ  $\gamma$

$$\gamma \equiv \frac{\Delta m^2 \sin^2 2\theta}{2E \cos 2\theta} \frac{1}{(1/n_e)(dn_e/dr)} \quad (\text{付録 A.13})$$

で決定され、ある物質固有状態にあるニュートリノがもう一方の物質固有状態に遷移する確率  $P_f$  はエネルギーを関数として以下のようになる。

$$P_f = \exp\left\{-\left(\frac{E_{na}}{E}\right)^{2/3}\right\} \quad (\text{付録 A.14})$$

ここで物質効果の補正を入れたエネルギー  $E_{na}$  は

$$E_{na} = \left(\frac{\pi}{12}\right)^{3/2} \frac{\Delta m^2 \sin^3 2\theta}{\cos^2 2\theta} \left(\frac{2\sqrt{2}G_F Y_e}{m_N} A\right)^{1/2} \quad (\text{付録 A.15})$$

と表される。 $P_f$  の  $E/E_{na}$  に対する依存性を図 63 に示す。ここではエネルギーの全領域を 3 つに分けることができる。 $E/E_{na} < 10^{-1}$  の場合は、 $P_f \approx 0$  であり、この領域では断熱性がよく満たされ、強いフレーバー変換が起きる (領域 I)。これとは逆に  $E/E_{na} > 10^2$  の場合は、 $P_f \sim 1$  であり、この領域は非断熱的であるため、フレーバー変換はほとんどない (領域 III)。領域 I と領域 III の間の  $E/E_{na} = 10^{-1} - 10^2$  の領域は  $P_f$  がニュートリノエネルギーと共に増加する。ここでは断熱性が部分的に破れており、遷移は完全ではない。さらに遷移の程度はエネルギーに依存する。超新星ニュートリノのスペクトルの観測可能な領域は主に 5 ~ 50 MeV であり、もしスペクトルが領域 I にある場合、スペクトル全体が完全に断熱的に変換される。

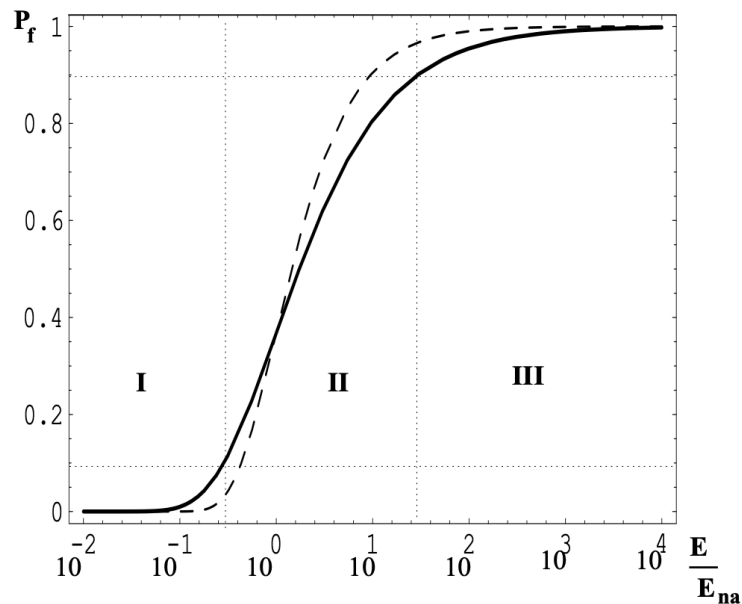


図 63  $E/E_{na}$  に対する  $P_f$  のエネルギー依存性 [13]。実線は密度が  $\rho \sim r^{-3}$  の場合、点線は密度が  $\rho \sim e^{-r}$  の場合を示す。

## 付録 B ニュートリノ反応詳細

### B.1 IBD 反応

IBD の反応断面積は Strumia と Vissani の研究に基づいており、下記のように計算される [14]。

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G_f^2 \cos^2 \theta_c}{2\pi(s - m_p^2)} |\mathcal{M}| \quad (\text{付録 B.1})$$

ここで、 $G_f = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  はフェルミ定数であり、 $\cos \theta_c = 0.9746$  は cabibo angle、 $m_p = 938.27 \text{ MeV}c^{-1}$  は陽子の質量を表す。また、 $|\mathcal{M}|$  は行列要素である。ここで、反電子ニュートリノ、陽子、陽電子、中性子の運動量を  $p_\nu$ ,  $p_p$ ,  $p_e$ ,  $p_n$  とすると行列要素は以下のように表される。

$$|\mathcal{M}^2| = A(t) - (s - u)B(t) + (s - u)^2 C(t) \quad (\text{付録 B.2})$$

ここで  $s = (p_\nu - p_e)$ ,  $t = (p_\nu - p_e)$ ,  $u = (p_\nu - p_p)$  である。また、 $A(t)$ ,  $B(t)$ ,  $C(t)$  は以下のよう  
に定義される。

$$\begin{aligned}
16A = & (t - m_e^2)[4|f_1^2|(4M^2 + t + m_e^2) + 4|g_1^2|(-4M^2 + t + m_e^2) + |f_2^2|(t^2/M^2 + 4t + 4m_e^2) \\
& + 4m_e^2 t |g_2^2|/M^2 + 8\text{Re}[f_1 * f_2](2t + m_e^2) + 16m_e^2 \text{Re}[g_1 * g_2]] \\
& - \Delta^2[(4|f_1^2| + t|f_2^2|/M^2)(4M^2 + t - m_e^2) + 4|g_1^2|(4M^2 - t + m_e^2) \\
& + 4m_e^2 |g_2^2|(t - m_e^2)/M^2 + 8\text{Re}[f_1 * f_2](2t - m_e^2) + 16m_e^2 \text{Re}[g_1 * g_2]] \\
& - 32m_e^2 M \Delta \text{Re}[g_1 * (f_1 + f_2)]
\end{aligned} \tag{付録 B.3}$$

$$16B = 16t \text{Re}[g_1 * (f_1 + f_2)] + 4m_e^2 \Delta (|f_2^2| + \text{Re}[f_1 * f_2 + 2g_1 * g_2])/M \tag{付録 B.4}$$

$$16C = 4(|f_1^2| + |g_1^2|) - t|f_2^2|/M^2 \tag{付録 B.5}$$

上記の  $m_e = 0.511$  MeV は電子の質量を表し、 $\Delta = 1.293$  MeV は中性子と陽子の質量差である。また  $M$  は中性子と陽子の質量の平均値であり、 $M = (m_p + m_n)/2 \approx 938.9$  MeV となる。式付録 B.6 に示す  $f_i$ ,  $g_i$  は無次元フォームファクターであり、定義は

$$\begin{aligned}
f_1 &= \frac{1 - (1 + \xi)t/4M^2}{(1 - t/4M^2)(1 - t/M_v^2)^2} \\
f_2 &= \frac{\xi}{(1 - t/4M^2)(1 - t/M_v^2)^2} \\
g_1 &= \frac{-1.270}{(1 - t/M_A^2)^2} \\
g_2 &= \frac{2M^2 g_1}{m_\pi^2 - t}
\end{aligned} \tag{付録 B.6}$$

である。ここで、 $M_v^2 = 0.71$  GeV<sup>2</sup>,  $M_A^2 = 1$  GeV<sup>2</sup> であり、また  $\xi = \kappa_p - \kappa_n = 3.706$  は陽子と中性子の異常磁気モーメントの差を表す。中性子は陽子より重い  
ため、反電子ニュートリノは IBD を引き起こす閾値よりも高いエネルギーを持たなければならない。陽子が静止している場合の IBD を引き起こす閾値は

$$E_{thr} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \tag{付録 B.7}$$

反電子ニュートリノのエネルギーを  $E_\nu$  と陽電子のエネルギー  $E_e$  を用いると  $t$  は  $t = m_e^2 E_\nu (E_e - p_e \cos \theta)$  と表すことができる。これより、IBD の角度  $\theta$  における微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\nu, \cos\theta) = \frac{p_e \epsilon}{1 + \epsilon(1 - \frac{E_e \cos\theta}{p_e})} \frac{d\sigma}{dE_e} \tag{付録 B.8}$$

と表される。ここで、 $\theta$  は反電子ニュートリノと陽電子のなす角であり、 $d\sigma/dE_e = 2m_p d\sigma/dt$ ,  $\epsilon = E_\nu/m_p$  である。また、陽電子のエネルギー  $E_e$  と運動量  $p_e$  は  $E_\nu$  と  $\theta$  を関数にして

$$E_e = \frac{(E_\nu - \delta)(1 + \epsilon) + \epsilon \cos\theta \sqrt{(E_\nu - \delta)^2 - m_e^2 \kappa}}{\kappa} \tag{付録 B.9}$$

$$p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2} \quad (\text{付録 B.10})$$

と表すことができる。 $\delta$  と  $\kappa$  はそれぞれ

$$\delta = \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2m_p} \quad (\text{付録 B.11})$$

$$\kappa = (1 + \epsilon)^2 - (\epsilon \cos \theta)^2 \quad (\text{付録 B.12})$$

である。図 64 にニュートリノエネルギーを関数とした IBD の断面積を示す。

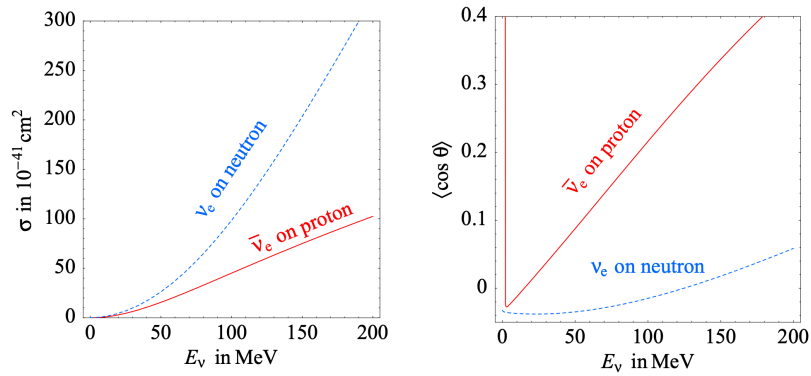


図 64 ニュートリノと核子の反応断面積 [14]。左図は全断面積、右図は入射ニュートリノと飛ばされる荷電粒子のなす角の平均余弦角度を表す。赤線は IBD を示す。

## B.2 ES 反応

ES 反応は全てのフレーバーのニュートリノはこの反応を引き起こすが、反応断面積は IBD より 2 桁少なく、場の理論から以下のように導かれる。

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 4 \frac{m_e}{E_\nu} \frac{(1 + \frac{m_e}{E_\nu})^2 \cos\theta}{[(1 + \frac{m_e}{E_\nu})^2 - \cos^2\theta]^2} \frac{d\sigma}{dy} \quad (\text{付録 B.13})$$

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} [A + B(1 - y)^2 - C_y \frac{m_e}{E_\nu}] \quad (\text{付録 B.14})$$

$$y = \frac{2 \frac{m_e}{E_\nu} \cos^2\theta}{(1 + \frac{m_e}{E_\nu})^2 - \cos^2\theta} \quad (\text{付録 B.15})$$

ここで、光速  $c$  を  $c = 1$  とし、フェルミ結合定数は  $G_f = 1.166 \times 10^{-11} \text{ MeV}^2$  である。また、 $E_\nu$  はニュートリノエネルギー、 $\theta$  はニュートリノの方向と散乱電子の方向とのなす角である。ニュートリノの種類によって変わる係数  $A$ ,  $B$ ,  $C$  については表 22 に示す。

表 22 電子散乱事象の定数。ここで  $g_V = -0.5 + \sin \theta_W$ 、 $\theta_W$  はワインバーグ角度であり、 $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ 、 $g_A = -0.5$  である。

$\nu$	A	B	C
$\nu_e$	$(g_V + g_A + 2)^2$	$(g_V - g_A)^2$	$(g_V + 1)^2 - (g_A + 1)^2$
$\bar{\nu}_e$	$(g_V - g_A + 2)^2$	$(g_V + g_A + 2)^2$	$(g_V + 1)^2 - (g_A + 1)^2$
$\nu_\mu, \nu_\tau$	$(g_V + g_A)^2$	$(g_V - g_A)^2$	$g_V^2 - g_A^2$
$\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$	$(g_V - g_A)^2$	$(g_V + g_A)^2$	$g_V^2 - g_A^2$

## 付録 C 核物質の状態方程式詳細

### C.1 原子核の質量公式

次に、原始中性子星を形成する核物質について述べる。原子核の性質を探る上で基礎量となる、質量、半径、半減期などは核種ごとに測定されており、原子核データとして整備されている。

安定な原子核において、原子核の半径  $R$  は質量数  $A$  を用いて近似的に

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (\text{付録 C.1})$$

と表せることが分かっている。ここで  $R_0 = 1.2 \text{ fm}$  である。半径が質量数の  $1/3$  乗に比例することは、原子核の体積と核子数は比例関係にあり、核子数密度は原子核によらず一定であることを意味する。核子数密度は核子の質量を用いると  $3 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$  である。この値を核物質密度  $\rho_0$  と呼び、中性子星や超新星の内部においてもこの値を基準に考えることが多い。

原子核の質量は構成する核子の質量の総和よりも小さい。この質量欠損と呼ばれる質量差は  $E = mc^2$  を通じて原子核の束縛エネルギー、そして星のエネルギー源にもなっている。陽子数  $Z$ 、質量数  $A$  の原子核の質量  $M(A, Z)$  は、陽子・中性子の質量をそれぞれ  $m_p$ 、 $m_n$  として

$$M(A, Z)c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n]c^2 - B(A, Z) \quad (\text{付録 C.2})$$

と表される。 $B(A, Z)$  は束縛エネルギーである。原子核のエネルギーは  $M(A, Z)c^2$  であるが、核子の静止質量の合計を基準としてエネルギーを測ると

$$E_{\text{nucl}}(A, Z) = M(A, Z)c^2 - [Zm_p + (A - Z)m_n]c^2 = -B(A, Z) \quad (\text{付録 C.3})$$

である。束縛エネルギー  $B(A, Z)$  が正であれば、核子としてバラバラに存在するよりも原子核のように集まって存在する方がエネルギーが低く安定である。また、1核子あたりのエネルギーは

$$E_A(A, Z) = E_{\text{nucl}}(A, Z)/A = -B(A, Z)/A \quad (\text{付録 C.4})$$

である。安定な原子核の1核子あたりの束縛エネルギーは平均的に見るとおよそ一定であり、 $B/A \sim 8 \text{ MeV}$ である。このように密度および束縛エネルギーがほぼ一定である性質を原子核における飽和性と呼ぶ。

束縛エネルギーは原子核ごとに少しずつ異なり、原子核の様々な特性が反映されている。これらの飽和性に基づいて原子核を液滴のようなモデルにより考えて、束縛エネルギーの全体的な振る舞いを記述することができる。束縛エネルギーは  $Z$ ,  $A$  および  $N = A - Z$  により

$$B(A, Z) = \alpha_v A - \alpha_s A^{2/3} - \alpha_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_{sym} \frac{(N - Z)^2}{A} + B_{cor} \quad (\text{付録 C.5})$$

と表すことができる。このような、原子核の質量を表すための表式を質量公式と呼ぶ。右辺の5つの項ははじめから順に、体積項、表面項、クーロン項、対称エネルギー項、補正項と呼ばれている。 $\alpha_v$  などはパラメータの定数である。

体積項は飽和性に従って核子1個を付け加えたときに得られる結合エネルギーを表している。原子核内部の核子は周辺の核子から力を受けており、平均的に引力を受けている。表面積項は原子核の表面では周りの核子から十分な引力を得ることができないため、表面積に比例してエネルギーが損をする効果を表している。クーロン項は原子核の陽子がプラスの電荷を持ち、電荷が球に一様分布する際の静電エネルギーを表している。対称エネルギー項は陽子と中性子の個数の違いが大きいとエネルギーを損する効果を表している。これはフェルミの排他律により同じエネルギー準位に同一粒子を配置できないことによる。最後の補正項  $B_{cor}$  はエネルギー準位の詳細な違い、例えば核子が2個あるいは4個のような複数個で強く結合する効果などが含まれる。この補正項を含めた詳細な定式化により、原子核の質量を精密に記述もしくは予測することが行われており、天体物理学などにおいて活用されている。

## C.2 核物質の種類と特徴

核子同士が核力によって相互作用している無限に大きい多体系を核物質と呼ぶ。その中でも、核子が一様に分布しているものを一様核物質と呼び、陽子間に働くクーロン力は無視して核力によるエネルギーだけを評価している。陽子数密度を  $n_p$ 、中性子密度を  $n_n$  とすると、核子数密度は

$$n_B = n_p + n_n \quad (\text{付録 C.6})$$

となる。これを用いて陽子混在度

$$Y_p = \frac{n_p}{n_B} \quad (\text{付録 C.7})$$

を定義する。陽子密度と中性子密度が等しい対称核物質では  $Y_p = 0.5$  となる。核子の静止質量を基準にして、核物質のエネルギーを  $E_{nuc}(n_B, Y_p)$  とすると、一核子あたりのエネルギーは

$$E_A(n_B, Y_p) = \frac{E_{nuc}(n_B, Y_p)}{A} = \frac{\epsilon(n_B, Y_p)}{n_B} \quad (\text{付録 C.8})$$

と表せる。ここで、 $\epsilon(n_B, Y_p)$  は体積あたりのエネルギー密度で、 $\epsilon(n_B, Y_p) = E_{nucl}/V$  である。

原子核の内部は核物質における飽和性により、ほぼ一定の密度に保たれている。核物質密度は、 $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  である。この値は、核構造モデルや電子や陽子による散乱実験により測定された原子核中心部の平均的な密度から決定されている。対称核物質の場合には、密度に対するフェルミ運動量は、

$$p_F = 263 \text{ MeV} \left( \frac{n_B}{n_0} \right)^{1/3} \quad (\text{付録 C.9})$$

となる。これが原子核における核子運動量の典型的なスケールである。粒子数密度はフェルミ運動量を用いて

$$n = \frac{N}{V} = g \frac{4\pi p_F^3}{3h^3} \quad (\text{付録 C.10})$$

と表される。ここで、 $N$  は粒子数、 $V$  はフェルミ粒子ガスの体積、 $g$  は粒子の種類・スピンによる自由度である。対称核物質では  $g = 4$ 、中性子物質では  $g = 2$  であるため、同じ密度でもフェルミ運動量は  $2^{1/3}$  だけ中性子物質の方が大きく、運動エネルギーが大きい。

### C.2.1 状態方程式を決めるパラメータ

核物質のエネルギーは、非常に低い密度では理想フェルミガスと近似して良いが、原子核や中性子星の密度領域では核子間の距離が近くなるため、核子間に働く核力の影響によるエネルギー寄与が本質的となる。この章では、エネルギーと密度の関係である状態方程式を決定する4つのパラメータについて述べる。

**■対称エネルギーと核物質密度の極小値** 図 65 に典型的なモデル計算による核物質の状態方程式を示す。対称核物質と中性子物質の1核子あたりのエネルギー  $E_A(n_B, Y_p)$  を密度の関数としてプロットしている。対称核物質はエネルギーが負になる領域があり、この領域は核子が原子核が集まって存在する方が安定であることを表す。また、核物質密度  $n_0$  において極小値  $E_0 = E_A(n_0, 0.5) = -16 \text{ MeV}$  をとるので、この密度で安定であることを示している。つまり、この密度より圧縮・膨張するとエネルギーが高くなるため、密度を変えても必ず平衡値である  $n_0$  に戻る性質を持っている。これが原子核は密度一定で安定に存在している理由(飽和性)である。一方、中性子物質エネルギーは正であり、中性子だけで束縛系(原子核)を作ることはできない。中性子物質と対称核物質のエネルギー差を対称エネルギーと呼ぶ。 $n_0$  における対称エネルギー  $S_0$  は不安定核や中性子星の性質において基本となる量である。この値が大きい時は、対称核物質に対して中性子物質のエネルギーは大きい。また、中性子物質は圧縮すると急激にエネルギーが増える性質を持っている。

**■核物質密度付近でのエネルギー変動を表すパラメータ** 核物質の状態方程式は原子核の性質と密接な関係があり、核物質密度での1核子当たりのエネルギーは C.1 で述べた原子核の質量公式と対応していて、原子核実験データと結びついている。中性子星を超巨大な原子核と考え、質量

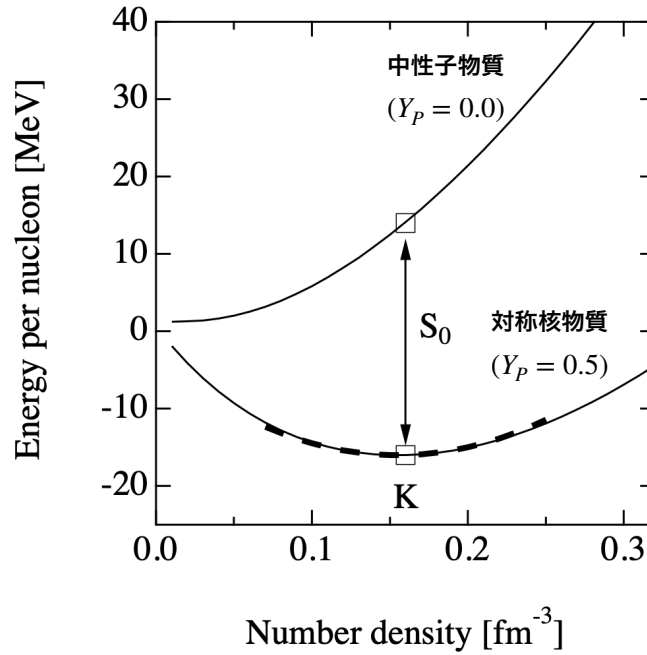


図 65 対称核物質及び中性子物質の状態方程式の例 [2, 3]。1 核子あたりのエネルギーを密度の関数としてプロットしている。

公式 (付録 C.5) に出てくる  $A$  を無限大にとった極限に相当する。またこの極限は、質量公式において表面に関わる部分を省き、一様物質の部分のみを取り出すことに相当する。実際に、式 (付録 C.5) において  $A$  を無限大とし、クーロン項や補正項を無視すると 1 核子あたりのエネルギーは

$$E_A(A, Z) = -B(A, Z)/A = -\alpha_v + \alpha_{sym} \frac{(N - Z)^2}{A^2} \quad (\text{付録 C.11})$$

となる。これは原子核において、核子が一様に分布している部分のエネルギー寄与を表している。ここで、体積項の係数による  $-\alpha_v$  は核物質密度における対称核物質のエネルギー  $E_0$  と対応している。また、対称エネルギー項の係数  $-\alpha_{sym}$  は、対称エネルギー  $S_0$  と対応している。中性子だけの場合 ( $A = N, Z = 0$ )、エネルギーは  $E_A = -\alpha_v + \alpha_{sym}$  となっており、 $E_0$  と  $S_0$  の両方が寄与することが分かる。質量公式のパラメータは原子核質量の測定データ群をもとに決められており、体積項や対称エネルギー項の係数を通じて核物質の状態方程式を探るための基礎となっている。

質量公式を元にして、一般の密度における核物質のエネルギーを表す式を考える。各指数密度  $n_B$ 、陽子混在度  $Y_p = \frac{n_p}{n_B}$  における核物質の 1 核子当たりのエネルギーは

$$E(n_B, Y_p) = E_{bulk}(n_B) + E_{sym}(n_B)(1 - 2Y_p)^2 \quad (\text{付録 C.12})$$

と近似的に表される。 $E_{bulk}(n_B)$  は対称核物質のエネルギー、 $E_{sym}(n_B)$  は対称エネルギーの密度依存性を表している。このことから、中性子物質のエネルギーは  $Y_p = 0$  より、

$$E_{bulk}(n_B) + E_{sym}(n_B) \quad (\text{付録 C.13})$$



と表せる。中性子星内部の物質は中性子だけでなく陽子が少し混ざっており、 $Y_p = 0.1$  などの値を取るが、この関数形を応用して良い近似で中性子星物質の性質を引き出すことができる。

核物質密度  $n_0$  付近でのエネルギー変動を特徴付けるために、微分係数を元にした2つの量を定義する。1つは  $n_0$  で極小値をとる対称核物質のエネルギーの曲率を表す量である。それは、非圧縮率を

$$K = 9n_0^2 \frac{d^2 E_{bulk}(n_B)}{dn_B^2} \quad (\text{付録 C.14})$$

のようにして定義される。この値を用いて、 $n_0$  付近でのエネルギー関数を放物線で近似すると、

$$E_{bulk}(n_B) = E_0 + \frac{K}{18(n_0)^2} (n_B - n_0)^2 \quad (\text{付録 C.15})$$

と書くことができ、高密度でのエネルギーの振る舞いを表すことができる。

もう一つの量は、中性子物質の核物質密度付近での傾きを表す量である。それは、

$$L = 3n_0 \left. \frac{dE_{sym}(n_B)}{dn_B} \right|_{n_B=n_0} \quad (\text{付録 C.16})$$

というパラメーターで表される。これを用いて  $n_0$  付近での対称エネルギーを表すと、

$$E_{sym}(n_B) = S_0 + \frac{L}{3n_0} (n_B - n_0) \quad (\text{付録 C.17})$$

となり、中性子物質のエネルギー増加の傾向を表せる。

これら、 $E_0, K, S_0, L$  の4つのパラメータは、状態方程式を決める基礎量となっている。そしてこれらを決めるためには、不安定核を含む原子核の質量・半径の測定データに加え、原子核反応により原子核の密度揺らぎを起こして共鳴状態を探るなど、実験・理論による総合的な解析が必要である。代表的な値としては、 $E_0 = -16$  MeV,  $S_0 = 28 \sim 35$  MeV,  $K = 220 \sim 260$  MeV,  $L = 30 \sim 110$  MeV をとるが、この値を正確に定めることは現代の原子核・宇宙物理課題の一つである。

## 付録 D 単純化された一様核物質のモデル

中心密度が飽和密度 ( $\rho \sim 3 \times 10^{14}$  g cm<sup>-3</sup>) を超える一様核物質の単純化されたモデルについて考える [33]。このモデルでは核力が短距離であることを考慮し、到達距離がゼロであるような2体力と3体力からなる以下のような核力ポテンシャルを仮定する。

$$V = c_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + c_3 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \quad (\text{付録 D.1})$$

ここで、 $c_2 < 0$ ,  $c_3 > 0$  はそれぞれ2体力及び3体力の強さを与える定数である。符号は2体力が引力で3体力が斥力であることを表しており、これは長距離では引力的、短距離では斥力的になる実際の核力に適合している。また、 $c_2, c_3$  の値は一様核物質の飽和密度など、いくつかの重要な物理量の実験値を再現するように決定する。上式におけるデルタ関数はこれらの力の到達距離がゼロであることを表している。

この単純化した核力に対して、平均場近似を用いて自由エネルギーを求める。この近似では、位置  $\mathbf{r}$  に存在し、スピンが  $\sigma$ 、アイソスピンが  $\tau$  であるような核子に対して他の核子が及ぼす核力は、次のような平均化された近似的ポテンシャル

$$\begin{aligned}
 U(\mathbf{r}, \sigma, \tau) = & \sum_{\sigma', \tau'} \int n(\mathbf{r}', \sigma', \tau') c_2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') (1 - \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\tau\tau'}) d\mathbf{r}' \\
 & + \sum_{\sigma', \tau', \sigma'', \tau''} \int \int n(\mathbf{r}', \sigma', \tau') n(\mathbf{r}'', \sigma'', \tau'') c_3 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'') \\
 & \times (1 - \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\tau\tau'}) (1 - \delta_{\sigma\sigma'} \delta_{\tau'\tau''}) d\mathbf{r}' d\mathbf{r}''
 \end{aligned} \quad (\text{付録 D.2})$$

によって与えられる。ここで  $n(\mathbf{r}, \sigma, \tau)$  は位置  $\mathbf{r}$  に依存し、スピンとアイソスピンが  $\sigma, \tau$  であるような核子の平均的な数密度を表し、スピンとアイソスピンに関するクロネッカーのデルタを含む因子はパウリの排他律を表している。また、右辺第二項の和はポテンシャルを作っている 2 粒子が区別できないことを考慮しているものとしている。系のスピンの平均値はゼロで、陽子と中性子の数が等しい場合を考えると、式 (付録 D.2) は

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3}{4} c_2 n(\mathbf{r}) + \frac{3}{16} c_3 n(\mathbf{r})^2 \quad (\text{付録 D.3})$$

と表す事ができる。それぞれの核子はこのポテンシャルの中を独立に運動すると考えると、その状態を表す波動関数は以下のシュレーディンガー方程式を満たす。

$$\left(-\frac{1}{2m} \Delta + U(\mathbf{r})\right) \phi_i(\mathbf{r}) = e_i \phi_i(\mathbf{r}) \quad (\text{付録 D.4})$$

ここで、 $e_i$  は  $i$  番目の励起状態のエネルギーを表す。また、核子はパウリの排他律を満たすように式 (付録 D.4) で決まる軌道を占有する。各軌道の占有確率はフェルミディラック分布

$$f_{FD}(e_i) = \frac{1}{\exp((e_i - \mu)/k_B T) + 1} \quad (\text{付録 D.5})$$

に従い、次の関係式を満たす。

$$n(\mathbf{r}) = \sum_i f_{FD}(e_i) |\phi_i(\mathbf{r})|^2 \quad (\text{付録 D.6})$$

平均ポテンシャルは核子の平均密度によっているが、その密度は平均ポテンシャルによって決まる一核子エネルギーと波動関数に依存しているため、これらは同時に矛盾なく決める必要がある。

一様核物質の場合には、波動関数が平面波

$$\phi_i(\mathbf{r}) = c \exp(\mathbf{i}k \cdot \mathbf{r}) \quad (\text{付録 D.7})$$

となる。ここで、 $c$  は規格化因子を表す。また、一核子のエネルギーは

$$e_i = \frac{k^2}{2m} + U \quad (\text{付録 D.8})$$

で与えられる。これを式 (付録 D.6) に代入すると

$$\begin{aligned} n &= \sum_i \frac{1}{\exp((k^2/2m + U - \mu)/k_B T) + 1} |c \exp(ik \cdot \mathbf{r})|^2 \\ &= g\lambda^{-3} F_{3/2}((U - \mu)/k_B T) \end{aligned} \quad (\text{付録 D.9})$$

を得る。ここで、 $g = 4$  はスピンとアイソスピンの縮退度、 $\lambda$  は熱的ドブロイ波長  $\lambda = (2\pi/mk_B T)^{1/2}$  を表す。また、 $F_n$  はフェルミ積分で

$$F_n(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{y^{n-1}}{\exp(y+x) + 1} dy \quad (\text{付録 D.10})$$

と定義される。同様に核子の運動エネルギー密度は

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m} \tau(\mathbf{r}) &= \sum_i f_{FD}(e_i) \frac{k^2}{2m} |\phi_i(\mathbf{r})|^2 \\ &= \frac{2\pi}{m} g\lambda^{-5} F_{5/2}((U - \mu)/k_B T) \end{aligned} \quad (\text{付録 D.11})$$

と求める事ができる。これに式 (付録 D.3) のポテンシャルエネルギーの寄与を加えることで、内部エネルギー密度は

$$\epsilon = \frac{\tau}{2m} + \frac{3}{8} c_2 n^2 + \frac{1}{16} c_3 n^3 \quad (\text{付録 D.12})$$

となる。

## 付録 E 超新星ニュートリノ観測

これまで超新星ニュートリノを実際に観測したのは 1987 年に爆発した SN1987A のみである。当時稼働していた SK の前進であるカミオカンデでも 11 イベントのニュートリノが観測された。これまでに調子星ニュートリノを実際に観測したのは 1987 年 2 月 23 日に大マゼラン星雲で発生した SN1987A のみである。当時はカミオカンデ II 実験、IMB 実験、バクサン実験が SN1987A からのニュートリノを観測した [34–36]。図 66 にカミオカンデ II と IMB 検出器におけるニュートリノのエネルギーと時間分布を示す。これらの観測した事象は重力崩壊型超新星の基本的なメカニズムとよく一致しており、これから得られた全エネルギーは式 (1.2) の予想ともよく一致しているが、統計量が少ないためモデルを特定することは難しい。現在、超新星メカニズムの解明に向けてスーパーカミオカンデをはじめとする世界中の検出器が次の超新星爆発に向けて準備を整えている。

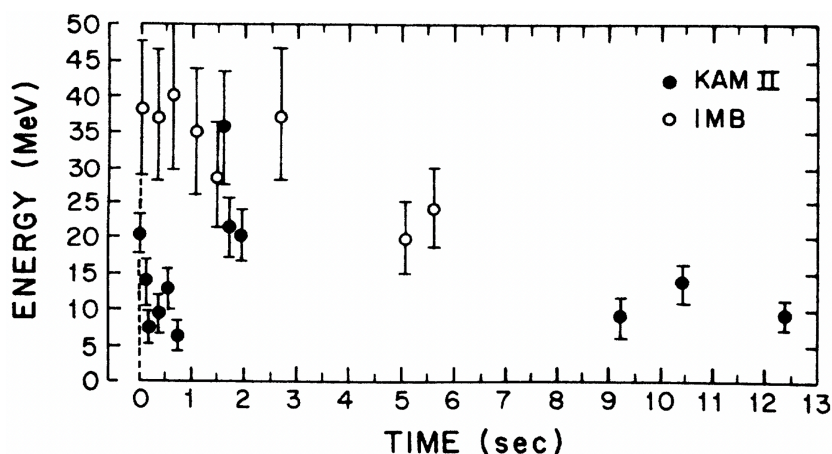


図 66 SN1987A から放出された超新星ニュートリノの時間とエネルギー分布 [37]。

## 付録 F SKSNSim 詳細

SKSNSim はインプットする超新星モデルを変えることで、様々なモデルのシミュレーションを行うことができる。具体的には、Supernova neutrino database<sup>\*10</sup>に公開されている Nakazato モデルのデータフォーマットに対応しており、それは図 67 のようにある時間、あるエネルギー領域における各ニュートリノのフラックスとルミノシティが記載された表となっている。

ニュートリノフラックス  $\frac{\Delta N_{k,\nu_i}(t_n)}{\Delta E_k}$  とニュートリノルミノシティ  $\frac{\Delta N_{k,\bar{\nu}_e}(t_n)}{\Delta E_k}$  はそれぞれ単位時間、単位エネルギーあたりのニュートリノ数、単位時間、単位エネルギーあたりのニュートリノの総エネルギーであるため、 $1\nu_i$  あたりのエネルギーは

$$E_{\nu_i} = \frac{\Delta N_{k,\bar{\nu}_e}(t_n)}{\Delta E_k} \times \frac{\Delta E_k}{\Delta N_{k,\nu_i}(t_n)} \quad (\text{付録 F.1})$$

のように求めることができる。

## 付録 G $T_{\text{last}}$ 分布詳細

$T_{\text{last}}$  分布について理解するために、toy モデルを用いて  $T_{\text{last}}$  の確率分布について考える。まず、イベントレートがゼロになるタイミングから時間逆向きに等間隔に離散化し、各ビンにおいてイベントがある確率を  $p_n$  とする (図 68)。最後から 1 番目のビンに  $T_{\text{last}}$  がある確率  $C_1$  を  $C_1 = P_1$  と

<sup>\*10</sup> <http://asphwww.ph.noda.tus.ac.jp/snn/>

$t_0$							
$E_0$	$E_1$	$\frac{\Delta N_{1,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta N_{1,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta N_{1,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_1}$
$E_1$	$E_2$	$\frac{\Delta N_{2,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_2}$	$\frac{\Delta N_{2,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_2}$	$\frac{\Delta N_{2,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_2}$	$\frac{\Delta L_{2,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_2}$	$\frac{\Delta L_{2,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_2}$	$\frac{\Delta L_{2,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_2}$
...							
$E_{19}$	$E_{20}$	$\frac{\Delta N_{20,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_{20}}$	$\frac{\Delta N_{20,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_{20}}$	$\frac{\Delta N_{20,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_{20}}$	$\frac{\Delta L_{20,\nu_e}(t_0)}{\Delta E_{20}}$	$\frac{\Delta L_{20,\bar{\nu}_e}(t_0)}{\Delta E_{20}}$	$\frac{\Delta L_{20,\nu_x}(t_0)}{\Delta E_{20}}$
$t_1$							
$E_1$		$\frac{\Delta N_{1,\nu_e}(t_1)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta N_{1,\bar{\nu}_e}(t_1)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta N_{1,\nu_x}(t_1)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\nu_e}(t_1)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\bar{\nu}_e}(t_1)}{\Delta E_1}$	$\frac{\Delta L_{1,\nu_x}(t_1)}{\Delta E_1}$
...							

図 67 Supernova neutrino database に公開されている超新星モデルのデータフォーマット。 $t_n$  [s<sup>-1</sup>] はコアバウンスを時間原点とする時間であり、 $E_k$  [MeV] は  $k$  番目と  $(k + 1)$  目のエネルギー幅におけるニュートリノエネルギーを表す。また、 $\frac{\Delta N_{k,\nu_i}(t_n)}{\Delta E_k}$  [s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>] と  $\frac{\Delta N_{k,\bar{\nu}_e}(t_n)}{\Delta E_k}$  [erg s<sup>-1</sup> MeV<sup>-1</sup>] はそれぞれニュートリノフラックスとルミノシティである。

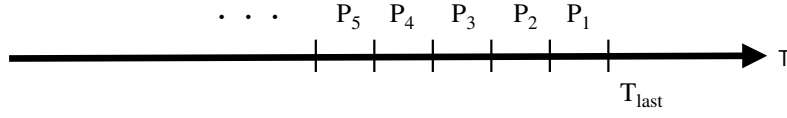


図 68 イベントレートを等間隔に離散化した際の各ビンにおけるイベント確率

すると、最後から  $n$  番目のビンに最後の 1 イベントがある確率  $C_n$  は

$$\begin{aligned}
 C_n &= (1 - P_1)(1 - P_2) \cdots (1 - P_{n-1})P_n \\
 &= P_n \prod_{i=1}^{n-1} (1 - P_i)
 \end{aligned}
 \tag{付録 G.1}$$

と表すことができる。イベントレートが時間に対して対数で下がるような場合、 $P_n$  は  $p \gg 1$ ,  $q > 1$  として、 $P_n = pq^{n-1}$  と表すことができる。この時、式 (付録 G.1) の  $C_n$  は

$$\begin{aligned}
 C_n &= P_n \prod_{i=1}^{n-1} (1 - P_i) \\
 &= pq^{n-1} \prod_{i=1}^{n-1} (1 - pq^{i-1})
 \end{aligned}
 \tag{付録 G.2}$$

のような関数に従う分布になる。この  $C_n$  が最大値になるような  $n$  を  $N$  とすると、 $N$  は  $C_n = C_{n+1}$  を満たす数  $n$  に近い自然数であるので

$$\begin{aligned}
 \frac{C_{n+1}}{C_n} &= \frac{(1-P_1)(1-P_2)\cdots(1-P_n)P_{n+1}}{(1-P_1)(1-P_2)\cdots(1-P_{n-1})P_n} \\
 &= (1-P_n)\frac{P_{n+1}}{P_n} \\
 &= (1-pq^{n-1})\frac{pq^n}{pq^n-1} \\
 &= (1-pq^{n-1})q \\
 1 &= q - pq^n \\
 pq^n &= q - 1 \\
 q^n &= \frac{q-1}{p} \\
 \log_q q^n &= \log_q\left(\frac{q-1}{p}\right) \\
 n &= \log_q(q-1) - \log_q p \\
 n &= \log_q(q-1) - \log_q p \\
 N &\sim \log_q(q-1) - \log_q p
 \end{aligned}
 \tag{付録 G.3}$$

となる。よって  $T_{\text{last}}$  はピーク値が  $N \sim \log_q(q-1) - \log_q p$  に従う分布になる。

## 参考文献

- [1] K. Nakazato *et al.* “SUPERNOVA NEUTRINO LIGHT CURVES AND SPECTRA FOR VARIOUS PROGENITOR STARS: FROM CORE COLLAPSE TO PROTO-NEUTRON STAR COOLING”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 205, No. 1, p. 2, (2013).
- [2] 住吉光介. 原子核から読み解く超新星爆発の世界. 基本法則から読み解く物理学最前線, No. 21. 共立出版株式会社, (2018).
- [3] K. Sumiyoshi, T. Kojo, S. Furusawa. “Equation of state in neutron stars and supernovae”, (2022).
- [4] P. B. Demorest *et al.* “A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay”. *Nature*, Vol. 467, No. 7319, pp. 1081–1083, (2010).
- [5] J. Antoniadis *et al.* “A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary”. *Science*, Vol. 340, No. 6131, (2013).
- [6] H. Shen *et al.* “Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star”. *Nuclear Physics A*, Vol. 637, No. 3, pp. 435–450, (1998).
- [7] H. Shen *et al.* “RELATIVISTIC EQUATION OF STATE FOR CORE-COLLAPSE SUPERNOVA SIMULATIONS”. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 197, No. 2, p. 20, (2011).
- [8] J. M. Lattimer, F. Douglas Swesty. “A generalized equation of state for hot, dense matter”. *Nuclear Physics A*, Vol. 535, No. 2, pp. 331–376, (1991).
- [9] H. Togashi, M. Takano. “Variational study for the equation of state of asymmetric nuclear matter at finite temperatures”. *Nuclear Physics A*, Vol. 902, pp. 53–73, (2013).
- [10] K. Nakazato, K. Sumiyoshi, H. Togashi. “Numerical study of stellar core collapse and neutrino emission using the nuclear equation of state obtained by the variational method”. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 73, No. 3, pp. 639–651, (2021).
- [11] D. Griffiths. グリフィス素粒子物理学. 丸善出版, (2019).
- [12] 戸塚洋二. 素粒子物理. 現代の物理学, No. 10. 岩波書店, (1992).
- [13] A. S. Dighe, A. Y. Smirnov. “Identifying the neutrino mass spectrum from a supernova neutrino burst”. *Phys. Rev. D*, Vol. 62, p. 033007, (2000).
- [14] A. Strumia, F. Vissani. “Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section”. *Physics Letters B*, Vol. 564, No. 1-2, pp. 42–54, (2003).
- [15] J. N. Bahcall, M. Kamionkowski, A. Sirlin. “Solar neutrinos: Radiative corrections in neutrino-electron scattering experiments”. *Phys. Rev. D*, Vol. 51, pp. 6146–6158, (1995).

- [16] Y. Suzuki. “The Super-Kamiokande experiment”. *The European Physical Journal C*, Vol. 79, No. 4, p. 298, (2019).
- [17] K. Hagiwara. “Search for Astronomical Neutrinos from Blazer TXS0506+056 in Super-Kamiokande”. PhD thesis, Okayama University, (2020).
- [18] 原康夫. 素粒子物理学. 裳華房テキストシリーズ-物理学. 裳華房, (2016).
- [19] S. Fukuda *et al.* “The Super-Kamiokande detector”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 501, No. 2, pp. 418–462, (2003).
- [20] K. Abe *et al.* “First gadolinium loading to Super-Kamiokande”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 1027, p. 166248, (2022).
- [21] “<https://www-sk1.icrr.u-tokyo.ac.jp/~iekikei/monitor.html>”, (2022).
- [22] K. Abe *et al.* “Real-time supernova neutrino burst monitor at Super-Kamiokande”. *Astroparticle Physics*, Vol. 81, pp. 39–48, (2016).
- [23] M. Mori. “Long time supernova simulation and search for supernovae in Super-Kamiokande IV”. PhD thesis, Kyoto University, (2020).
- [24] K. Nakazato, T. Suzuki, M. Sakuda. “Charged-current scattering off the  $^{16}\text{O}$  nucleus as a detection channel for supernova neutrinos”. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2018, No. 12, (2018). 123E02.
- [25] K. Langanke, P. Vogel, E. Kolbe. “Signal for supernova  $\nu$  micro and  $\nu$  tau neutrinos in water Cherenkov detectors.”. *Phys Rev Lett*, Vol. 76, No. 15, pp. 2629–2632, (1996).
- [26] M. Koshiba. “Observational neutrino astrophysics”. *Physics Reports*, Vol. 220, No. 5, pp. 229–381, (1992).
- [27] E. Kolbe, K. Langanke, P. Vogel. “Estimates of weak and electromagnetic nuclear decay signatures for neutrino reactions in Super-Kamiokande”. *Phys. Rev. D*, Vol. 66, p. 013007, (2002).
- [28] K. Nakazato, H. Suzuki, H. Togashi. “Heavy nuclei as thermal insulation for protoneutron stars”. *Physical Review C*, Vol. 97, No. 3, (2018).
- [29] K. Nakazato *et al.* “Observing Supernova Neutrino Light Curves with Super-Kamiokande. II. Impact of the Nuclear Equation of State”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 925, No. 1, p. 98, (2022).
- [30] Y. Suwa *et al.* “Observing Supernova Neutrino Light Curves with Super-Kamiokande: Expected Event Number over 10 s”. *The Astrophysical Journal*, Vol. 881, No. 2, p. 139, (2019).
- [31] Kamiokande Collaboration *et al.* “Solar Neutrino Measurements in Super-Kamiokande-IV”, (2016).
- [32] M. Mori *et al.* “Searching for Supernova Bursts in Super-Kamiokande IV”. *The Astro-*



- 
- physical Journal*, Vol. 938, No. 1, p. 35, (2022).
- [33] 山田章一. 超新星. 新天文学ライブラリー=New astronomy library, No. 4. 日本評論社, (2016).
- [34] K. Hirata *et al.* “Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1490–1493, (1987).
- [35] R. M. Bionta *et al.* “Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, pp. 1494–1496, (1987).
- [36] E. N. Alekseev *et al.* “Possible detection of a neutrino signal on 23 February 1987 at the Baksan underground scintillation telescope of the Institute of Nuclear Research”. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, Vol. 45, p. 589, (1987).
- [37] K. S. Hirata *et al.* “Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A”. *Phys. Rev. D*, Vol. 38, pp. 448–458, (1988).

## 謝辞

本修士論文の執筆のみならず、研究室に所属してから本当に多くの方々に助けていただき、心より感謝します。

まず、指導教員である小汐由介先生には、研究方針や解析技術など、所属当時は何の知識もなかった私を丁寧に指導して頂きました。学部4年生の時に研究室訪問で小汐先生のお話を伺いに行った際にはスーパーカミオカンデ実験や研究職がどのようなものであるかなどをとても丁寧に説明してくださいました。小学生の頃から宇宙天体などに興味があった私に超新星爆発の本を貸して下さいました。下さったのがきっかけで超新星爆発に興味を持ちました。そして配属してからそのテーマで研究をやらせて下さり、知識を増やしていく中で興味はどんどん膨らんでいきました。また、学会や会議で発表する機会もたくさん与えて下さり、発表の際にはいつも親身になって発表スライドや発表の仕方について助言を下さりました。

小汐研究室の皆様にも大変お世話になりました。特任助教の日野陽太さんには修士1年の1月から約1年間お世話になりました。分からない事があった時などはいつも丁寧に答えてくださいました。また、日野さんとはSKや筑波大学に出張に行かせて頂く機会が何度かあり、その度にいつも親切にして下さり、とても感謝しています。D3の原田将之さんにはあらゆることを教えて頂きました。プログラミングの基礎から共同研究者との連絡の取り方まで親身になって教えて下さり、また、研究に行き詰まった際にはいつも的確なアドバイスをくださいました。研究に向き合う姿勢などは見ていてとても勉強になります。研究室の誰からも尊敬されている原田さんにこれまでたくさんの事を教えて頂き、とても感謝しています。D2の酒井聖矢さんは何事にもいつも丁寧に向き合っていらっしゃる、とても尊敬しています。酒井さんの作られるスライドはいつも体裁が整っておりとても見やすいため、私がスライドを作る際にはお手本にさせて頂いていました。また、細かなミスが多い私のスライドを見てコメントを下さり、発表をより良くしてくださいました。M1の田野智大さん、白石悠樹さん、多田智昭さんは私が研究室に所属してからできた初めての後輩で、先輩らしいことのできない私に、仲良く接して頂きました。B4の竹谷浩鷹さん、Sikaras Mahasawinさんはあまり岡山におらず接する機会が少なかったにも関わらず仲良くして頂きました。秘書の山本理恵さんには様々な手続きでお世話になりました。また、私が研究室に居やすいように様々な場面でお世話になりました。

nuLC collaborationの皆様にも大変お世話になりました。配属当初で何の知識もない頃からミーティングに参加させて下さり、読むべき論文や勉強の仕方など親身になって教えてくださいました。また、諏訪雄大さんや中里健一郎さん、原田了さん、住吉光介さん、森正光さん、Roger Wendellさんには毎月の進捗を報告する中でいつも的確なアドバイスを下さり、研究を導いてくださいました。特に中里さんには私が研究を始めた当初からお世話になり、基礎的なことから超新星モデルの詳細まで様々な事を教えてくださいました。

また、スーパーカミオカンデの超新星研究グループの方にもお世話になりました。中畑雅行先生

や池田一得先生、関谷洋之先生には毎週のミーティングでご意見を下さり、研究を進めていくことができました。また、Guillaume pronost さんには解析ツールなどについて英語が拙い私にも親切に教えてくださいました。同期の宇宙線研の柏木ゆりさんはいつも一生懸命研究をされている姿が印象的でした。また、同じプログラミングを使う中でたくさん助けて下さり、研究以外でも仲良くして下さいました事にとても感謝しています。

最後に、ここまで育てて頂いた両親に心から感謝いたします。

2023年2月 中西 史美

自然科学研究科 数理物理学専攻 素粒子物理学研究室

学籍番号:41M21221

氏名:中西 史美

電話番号:086-251-7905/e-mail: nakanishi-suv@s.okayama-u.ac.jp

居室:コラボレーション棟 512 号室

---