

# 重力崩壊型超新星コア内部における ニュートリノ集団振動



赤穂龍一郎

〈早稲田大学理工学術院 〒169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1〉

e-mail: akaho@asagi.waseda.jp

大質量星の生涯を締めくくる大爆発である重力崩壊型超新星は宇宙の進化において中心的な役割を果たす高エネルギー現象である。爆発のメカニズムにはいまだに謎が残っており、最先端のシミュレーションでも観測結果を定量的に再現することができていない。爆発のダイナミクスはニュートリノによって支配されており、ニュートリノがどのように振る舞うのかを理解することが極めて重要である。超新星のように非常に高いニュートリノ数密度を持つ環境では自己相互作用によるニュートリノ集団振動が発生しうると考えられており、超新星ダイナミクスやマルチメッセンジャーシグナルに影響を与えている可能性がある。本研究では運動量空間全体を解く超新星シミュレーションの結果を詳細に解析することで、どのような種類のフレーバー不安定性が発生するかを調査した。

## 1. 重力崩壊型超新星

大質量星が進化の最後に引き起こす重力崩壊型超新星は、その明るさが銀河一個分に匹敵するほどの高エネルギー現象である。爆発の際には、合成されたさまざまな元素が宇宙空間に拡散される。水素などの軽元素しかなかった宇宙に、人類をはじめとする生命を構成する多彩な元素をもたらした生みの親と言っても過言ではない。また中心部には中性子星やブラックホールなどのコンパクト天体が残され、それはコンパクト連星合体など他の高エネルギー現象の源となる。よって超新星は宇宙の新陳代謝の主要な担い手である。

マルチメッセンジャー天文学の観点からも超新星は興味深い現象である。電磁波に加えて、超新星からはニュートリノも大量に放出される。1987年に発生したSN1987Aからのニュートリノが当時のカミオカンデ-II検出器などで観測されたこ

とを契機として超新星ニュートリノ観測の機運は高まり、現在ではスーパーカミオカンデをはじめとして多彩な手法の検出器が稼働中、かつ、さらに大規模な施設の建設計画もされている。次のイベントが銀河系近傍であれば現在の検出器で多数のニュートリノ検出が期待できる。また、超新星における乱流や非対称ニュートリノ放射は重力波の源でもある。これまで検出の前例はないが、銀河系内のある一定距離以内であれば超新星からの重力波検出も可能であると考えられている。ニュートリノや重力波は電磁波よりも内部の高温かつ高密度物質の振る舞いを反映するため、核物質状態方程式などの検証を通した高エネルギー物理全体への示唆を与えることが期待できる。

## 2. 超新星の物理

まずは星の進化から始まり、どうやって超新星に至るのか、簡単におさらいしておきたい。ここ

でカバーできない詳細については、過去の天文月報の記事 [1-4] などを参考にさせていただきたい。

水素を燃焼して形を保っている主系列星はやがて水素を使い果たし、次々に重い元素の核融合反応を起こしながら進化していく。太陽くらいの質量であれば、水素を使い果たした後は赤色巨星になりヘリウム燃焼段階に移行し、最終的には白色矮星になると考えられている。一方で超新星の親星となる大質量星（約10太陽質量以上）はより高温なのでヘリウム燃焼を超えて炭素、ケイ素などの燃焼を起こし、最終的には最も安定な元素である鉄を生成する。鉄より先の元素合成は起こらないので中心部に鉄コアが形成されて大きくなっていく。この鉄コアは電子縮退によって支えられている。その形状を保てる限界はチャンドラセカール限界質量（温度や組成によって異なるが約1.4太陽質量）として知られており、それを超えると鉄の光分解と電子捕獲反応によって重力崩壊が始まる。どちらの反応も重力崩壊によって温度と密度が上がるとさらに促進されるので、重力崩壊は一旦起きると暴走する。中心密度が原子核密度に達して核力による斥力が働くようになると重力崩壊は止まり、内部コアはバウンスを起こす。その瞬間外部コアはまだ超音速で落ちてきており、その結果、内部コアと外部コアとの間で衝撃波が発生する。この衝撃波が外向きに伝播し、星の外層まで達することができれば爆発したと考えることができる。

衝撃波が星の外層まで達するにはさまざまな障害が存在する。まず、大質量星の内部コアを除くすべての星の質量が降り積もって来るのに打ち勝たなければならない。しかし衝撃波は原子核の光分解やニュートリノ冷却などによってエネルギーを失ってしまう。そのため例外的な親星を除き衝撃波は一旦停滞してしまうということが知られている。爆発の成功のためには、コアの重力崩壊に

よって解放された重力エネルギーをうまく衝撃波伝播のために活用することが必要である。ニュートリノ加熱メカニズムというシナリオでは、中心部の熱エネルギーがニュートリノとして放出され、その一部が衝撃波後方物質を加熱することで爆発を成功させる。

## 2.1 超新星におけるニュートリノ

地上ではほとんど相互作用しない、捉えにくい粒子であるニュートリノであるが、物質密度が非常に高い超新星においては“ちょうどいい”エネルギーの運び手となる。ここでは超新星でニュートリノがどう生成され、どのように伝播すると考えられているか述べる。

大質量星の段階では核反応などによってニュートリノが生成されるが、平均自由行程は星の大きさ程度であるためすぐに逃げ去ってしまう。そして重力崩壊によって物質温度・密度が徐々に高くなるとニュートリノは自由に抜け出せなくなり、ニュートリノトラッピングという状態になる。先ほど述べた衝撃波はニュートリノ球<sup>\*1</sup>の内側に最初形成されるが、それが外側に進んで追い越すと一気にニュートリノが放出される。これは中性子化バースト（neutronization burst）と呼ばれ、最もニュートリノ光度が高いフェーズである。

その後は中心部にできた高温の原始中性子星（proton neutron star）が熱的にニュートリノを放出してだんだん冷えていく。放出されるニュートリノの総エネルギーは $10^{53}$  ergのオーダーであり、ほとんどのニュートリノは抜け出してしまうが、一部が停滞してしまった衝撃波後方の物質を加熱して爆発を補助する。典型的な超新星の爆発エネルギーは $10^{51}$  ergのオーダーであるため、ニュートリノのエネルギーのうち1%程度が加熱に貢献できれば爆発に成功する。超新星ダイナミクスにとって、ニュートリノ分布が決定的に重要であることがおわかりいただけるかと思う。本稿のテー

<sup>\*1</sup> ここでニュートリノ球とは、光学的深さが2/3で定義される場所で、ニュートリノがトラップされている領域と自由な領域の境目としてよく用いられる。光球のニュートリノ版である。

マであるニュートリノ集団振動は、超新星の理論計算ではこれまで組み込まれておらず、どのように発生するかにもまだまだ不明な点が残る。その点を明らかにするのが本研究の動機である。

## 2.2 数値シミュレーションによる理論研究の現状

超新星は複雑な非線形現象であるため数値シミュレーションによる研究が主となる。ここでは大まかな歴史と、現状残っている課題について述べる。超新星の爆発メカニズムの研究は1960年代から行われており [5, 6], ニュートリノによるエネルギー輸送を活用した爆発メカニズムが提唱されたのも1980年代である [7]。しかし当時用いられていた仮定は現在の理解からするとかなり非物理的であり、本当にニュートリノ加熱による爆発が可能かどうかという問いへの答えはその後の詳細なシミュレーションを待たねばならなかった。

計算コストが高い超新星シミュレーションの歴史は計算機の発展とともにあり、20世紀や2000年代初頭は球対称次元計算による計算が行われていた。しかし例外的な親星を除いて次元ではそれらの計算が爆発に成功することはほとんどなかった。2010年代から多次元計算が盛んに行われるようになってから、対流やStanding Accretion Shock Instability (SASI) などの多次元効果が爆発に不可欠であることが認知されるようになった。最近では空間三次元で長時間（秒単位）の超新星シミュレーションも珍しくなく [8-12], 爆発も多くのシミュレーションで得られている。

長らく爆発が再現できていなかった中で、シミュレーションによる爆発が得られたのは画期的な進歩であるが、まだ観測を定量的に再現できないという問題が残っている。超新星の光度曲線の解析により、爆発エネルギーや放射性同位体元素ニッケル56の生成量などは見積もられているが、基本的にはこれらより一桁小さい値しかシミュレーションで再現できていない。一部これらの観測制限を突破したと主張する論文も存在するが [9, 12, 13], 爆発しやすい核物質状態方程式を用

いていたり、数値的手法の問題により爆発が非物理的に強められているのではないかと疑われる。現在の最先端のシミュレーションでも多数の近似が用いられており、それらを取り除いていって観測結果を再現することが重要な課題である。

## 2.3 ニュートリノ輸送計算

超新星コアでは、ニュートリノがトラップされている中心部から、だんだん外側に行くにつれて平均自由行程が伸びていき自由粒子となる。特にその中間的な領域を正しく再現するためには、ニュートリノ輻射輸送計算が鍵となる。

### 2.3.1 ボルツマン輸送計算

後述のニュートリノ振動を考慮しなければ、位相空間分布関数に関する（古典的）ボルツマン方程式を解くことが最も厳密なニュートリノ輸送計算法である。位相空間分布関数  $f(x^\mu, p^i)$  はどの時間・位置  $x^\mu$  で、どのくらいの運動量  $p^i$  を持ったニュートリノがどれくらいの量存在するか、という情報を持っている。ボルツマン方程式は以下のような構造になっている。

$$p^\alpha \frac{\partial f}{\partial x^\alpha} - \Gamma_{\alpha\beta}^i p^\alpha p^\beta \frac{\partial f}{\partial p^i} = S_{\text{col}} \quad (1)$$

ここで  $f(x^\mu, p^i)$  が分布関数で  $\Gamma$  はクリストッフエル記号である。相対論の慣習に則り、ギリシャ文字 ( $\alpha, \beta$ ) は0~3, ラテン文字 ( $i$ ) は1~3を表す。左辺第一項はニュートリノの空間移動、左辺第二項はエネルギー・運動量変化、そして右辺は他の物質との反応を記述する。

超新星シミュレーションにボルツマン輸送計算を用いることは計算コストが高く、実際には2.3.2項で紹介する近似輸送法がよく用いられる。空間多次元でボルツマン輸送計算を用いた超新星シミュレーションを行なっているのは日本の研究グループ一つだけであり、筆者もそのメンバーのうちの一人である [14-23]。のちにも述べるが、本稿の主題であるニュートリノ集団振動の発生条件は運動量空間分布に依存するため、ボルツマン計算の結果を用いることが肝である。

### 2.3.2 近似的ニュートリノ輸送

ボルツマン輸送計算による超新星シミュレーションには計算コストがかかるので大抵は近似的ニュートリノ輸送が用いられる。中でも広く用いられているのがモーメント法 [24, 25] である。分布関数に関して運動量空間内で角度モーメント<sup>\*2</sup>を取ることで運動量空間の情報を削減し、計算コストを減らすことが目的である。よく用いられるM1法またはtwo-moment法では0次と1次のモーメントについての方程式を解き、2次モーメント以降は現象論的仮定からクロージャー関係式を課し、方程式を閉じる。モーメント法以外の近似的計算法として、Flux-limited-diffusion (FLD) 法や Isotropic-Diffusion-Source-Approximation (IDSA) などが挙げられる。ニュートリノ輸送計算手法の違いは超新星ダイナミクスに影響し、中には爆発するか否かすら変わってしまう場合も報告されている [26-29]。計算コストの削減のため近似法は適宜用いる必要があるが、不定性が残ってしまうことを心に留めなければならない。

## 3. ニュートリノ振動

### 3.1 導入：真空振動，物質抑制，MSW 共鳴

本稿の焦点はニュートリノ数密度が高い場合に起こるニュートリノ集団振動であるが、まずはニュートリノ振動自体に馴染みがない方のために基礎をおさらいしておこう。ニュートリノの質量固有状態とフレーバー固有状態は異なり、そのことがニュートリノ振動の原因である。素粒子標準模型ではニュートリノの世代は3つであり、電子型 ( $\nu_e$ )、ミュー型 ( $\nu_\mu$ )、タウ型 ( $\nu_\tau$ ) が変換する。超新星においてはミュー粒子はあまり存在しないと考えられるので<sup>\*3</sup>、通常の超新星シミュレーションではミュー型とタウ型の区別をせずに

重レプトン型あるいは $\nu_x$ と呼ばれ同一粒子として扱われる。

ニュートリノフレーバー固有状態を  $|\nu_e\rangle$ ,  $|\nu_\mu\rangle$ ,  $|\nu_\tau\rangle$ , 質量固有状態を  $|\nu_1\rangle$ ,  $|\nu_2\rangle$ ,  $|\nu_3\rangle$  と書くことにする。また、フレーバー固有状態をギリシャ文字 ( $\alpha$ )、質量固有状態をラテン文字 ( $i$ ) で書くと、お互いは以下のユニタリ変換で関係づけられる

$$|\nu_\alpha\rangle = U_\alpha^i |\nu_i\rangle \quad (2)$$

ここで  $U$  は Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata 行列と呼ばれる。

まずはニュートリノが他の物質から孤立して伝播しているときに、真空振動が発生することを示す。ニュートリノ質量固有状態についてのシュレディンガー方程式は

$$i \frac{d}{dt} |\nu_i\rangle = \hat{H} |\nu_i\rangle \sim \left( p + \frac{m_i^2}{2p} \right) |\nu_i\rangle \quad (3)$$

ここで、 $\hat{H}$  はハミルトニアンで、質量  $m_i$  と運動量  $p$  で陽に書き直している。当然であるが質量固有状態の存在確率  $\langle \nu_i | \nu_i \rangle$  は時間発展で不変である。

この方程式をフレーバー固有状態のものに直すと、ハミルトニアンに左から  $U$ 、右から  $U^\dagger$  が加わった形になる。よってフレーバー基底でのハミルトニアンは非対角成分を持ち、あるフレーバーに関する発展方程式の右辺に異なるフレーバーの状態も関わってしまうため、ニュートリノフレーバーは時間とともにひとりで変化していく。これがニュートリノ振動のコアとなる重要な点である。

簡単のため2フレーバーのみを考えて、初期が $\nu_e$ のフレーバー固有状態だとすると、 $\nu_x$ の存在確率は

$$\langle \nu_x | \nu_x \rangle \propto \sin^2 \left( i \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} t \right) \quad (4)$$

<sup>\*2</sup> 運動量空間角度モーメントとは、分布関数に方向余弦を掛けて運動量空間の角度積分をすると得られる量である。例えば0次のモーメントは数密度、外向きを基準とした角度のコサインをかけて積分した1次のモーメントは流束である。

<sup>\*3</sup> ミュー粒子の静止質量エネルギーは100 MeV程度であり、超新星コアの温度スケールが数10 MeVであることからその出現を無視することはできず、本来考慮すべきである。ミュー粒子を考慮すると爆発しやすくなるという報告もある [30]。

のように、ニュートリノの質量差に応じて時間とともに振動する部分が現れることがわかる。これがいわゆる真空振動と呼ばれる現象である。

周囲の物質との相互作用、特に電子散乱による影響がある場合、前述の真空振動は影響を受ける。その影響があるとハミルトニアンに物質項というものが追加される（前に登場したものは真空項。）前に見た通り真空項はフレーバー基底で非対角成分を持ち、それが真空振動の発生のために重要であったが、物質項はフレーバー基底で対角成分のみを持つ。そのため物質密度（電子密度）が高い場合には非対角成分が対角成分と比べて無視できる大きさになり、真空振動は抑制される。これを物質抑制（matter suppression）と呼ぶ。また、物質項による対角成分がちょうど真空項の対角成分を打ち消すような場合、非対角成分の影響が真空の時よりも大きくなり迅速なフレーバー変換が発生する。これを Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) 共鳴という。太陽ニュートリノ問題において、真空振動と MSW 共鳴が重要であったということはよく知られている通りである。地球に到達する超新星ニュートリノシグナルの予測をする際も当然両者が考慮される。

### 3.2 ニュートリノ集団振動

いよいよ本稿の主題であるニュートリノ集団振動の説明をしていく。超新星や連星中性子星合体、初期宇宙などニュートリノ密度が極端に高い環境では、ニュートリノ同士の散乱による自己相互作用項が真空項と物質項を凌駕し、集団振動が発生する。自己相互作用によるフレーバー変換については20世紀後半から指摘されてきており、多数の研究が行われてきた [31-38]。

ニュートリノ集団振動の研究の基礎となるのは以下の量子運動論的方程式（Quantum Kinetic Equation）と呼ばれるものである。

$$iv^\mu \partial_\mu \rho = [H, \rho(x, P)] + iC \quad (5)$$

ここで  $\rho$  は密度行列で位置  $x$  と運動量  $P$  の関数、

$v^\mu$  は四元速度、 $C$  は衝突項である。密度行列の対角成分は数密度に対応し（例えば11-成分が電子型、22-成分がミュー型、など）、上の方程式の対角成分のみを考える場合は古典的輸送方程式に帰着する。非対角成分はコヒーレンスと呼ばれ、これが有限の値を持つことは対角成分が影響し合うこと、つまりフレーバー変換を表現する。

交換子に登場するハミルトニアンとして、ニュートリノ同士の散乱による自己相互作用項を考えると

$$H = \sqrt{2} G_F \int dP' v^\mu v'_\mu \rho(x, P') \quad (6)$$

運動量空間全体での積分を  $\int dP'$  と表した。速度  $v$  を持つニュートリノに対して散乱を起こす、速度  $v'$  を持つ相方に関して運動量空間積分がなされている。真空項と物質項と異なる重要な点として、ハミルトニアンの中に密度行列が登場するということが挙げられる。これがニュートリノ集団振動が非線形進化を起こす所以である。また、ニュートリノ同士の散乱過程によるものであるため、運動量空間角度分布の依存性も持ってしまう。

### 3.3 ニュートリノ集団振動の不安定モード

集団振動が真空振動などと大きく異なる点是非線形性であり、ある条件が満たされると時間に対して指数関数的にフレーバー変換が発生する。対流をイメージしてもらえればわかりやすいと思う。ある流体分布が対流に対して安定な場合は微小な摂動に対して何も起きないが、不安定な場合にはこれをきっかけとして混合が発生し、その不安定な状況を是正する方向に系が変化する。

集団振動が発生する条件はフレーバー不安定性（flavor instability, FI）と呼ばれ、現在以下の3種類が提唱されている。

- ・高速フレーバー不安定性（fast FI）
- ・低速フレーバー不安定性（slow FI）
- ・衝突フレーバー不安定性（collisional FI）

名前から察せられる通り低速フレーバー不安定性のタイムスケールは長く（つまり効果が出るの

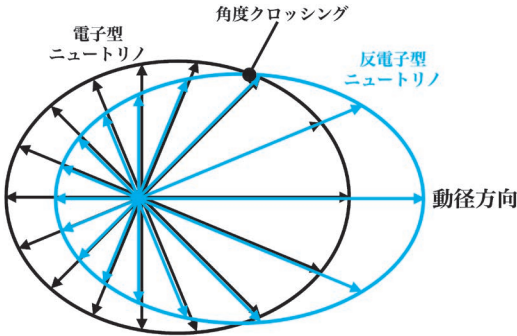


図1 角度クロッシングがある場合の運動量空間分布のイメージ図. 黒の曲面が電子型ニュートリノ分布, 青が反電子型ニュートリノに対応する. 曲面までの距離 (矢印の長さ) はそちらの方向へ飛ぶニュートリノの量を表す. この場合は前者が動径方向内向きで卓越している, 後者が動径方向外向きで卓越している.

が遅く), 超新星にさほど影響を与えないと考えられるため本研究では高速フレーバー不安定性と衝突フレーバー不安定性にのみ着目する.

### 3.3.1 高速フレーバー不安定性

ニュートリノ集団振動の研究の中で最も注目されているのが高速フレーバー不安定性 (以下, FFI) である. FFIが出現すること, ニュートリノ運動量空間角度分布が角度クロッシングを持つことは必要十分であることが数学的に証明されている [39]. ここで角度クロッシングとは, 運動量空間分布においてある方向にニュートリノが, また他の方向へ反ニュートリノが卓越しているような状況をいう (図1).

### 3.3.2 衝突フレーバー不安定性

衝突フレーバー不安定性 (CFI) は比較的最近その存在が指摘された不安定性である [40]. これは衝突項 (量子運動論的方程式の右辺) と自己相互作用項によって発生する. CFIの出現条件はFFIと比べて複雑であるが, 角度分布を無視するなどいくつかの仮定を課せば解析的に発生条件を判定することができる. 詳細は [41-43] を参照のこと. CFIは以下の2つに分類される.

#### ・共鳴型 (Resonance-like) CFI:

これはニュートリノ ( $n_{\nu_e}$ ) と反ニュートリノ数密度 ( $n_{\bar{\nu}_e}$ ) が以下の関係を満たすときに出現する.

$$n_{n_e} - n_{\bar{\nu}_e} = n_{\nu_x} - n_{\bar{\nu}_x} \tag{7}$$

本研究では $\nu_x$ と $\bar{\nu}_x$ を区別しないので,  $\nu_e$ と $\bar{\nu}_e$ の数密度に近い値を持つ場合に対応する.

#### ・非共鳴型 (non-resonance) CFI:

数式上の定義はここでは省略するが, 大まかにいうと非共鳴型CFIは以下の2つの条件が満たされると出現する不安定性である; (1) ニュートリノの衝突率 (collision rate) が反ニュートリノの衝突率を大きく上回ること, (2)  $n_{\nu_e} \sim n_{\bar{\nu}_e} \geq n_{\nu_x}$  であること, である.

### 3.4 集団振動発生後は何が起きるか

結局のところ, 集団振動が超新星にどのように効くのか気になっている読者の方がおられると思うが, いまだわかっていない. ニュートリノ種別が変化するとニュートリノ加熱にも影響が及び, 爆発の可否をも変えうる. その影響を明らかにする理想的な方法は, 従来の古典的ニュートリノ輸送の部分を量子運動論的方程式に置き換えて超新星シミュレーションを行うことであるが, 計算コストの観点から現実的ではない. 集団振動の振動スケールはcmのオーダーであり, 空間メッシュ, 時間ステップを古典的計算よりも数桁細かくしなければならない. さらに運動量空間メッシュ数が不十分であると非物理的な振動モードが発展してしまうことが知られているため [44], 古典的ボルツマン計算よりも細かい運動量空間角度解像度が必要である. 古典的ボルツマン計算ですらコストが高いので, 量子運動論的方程式を直接解くのは非常に難しいのである. 短時間かつ流体分布が固定された計算ではあるが, 超新星計算の流体バックグラウンドを用いて量子運動論的方程式を直接解く研究が最近行われ [45], 集団振動によりニュートリノ光度や加熱率が変化することが示された.

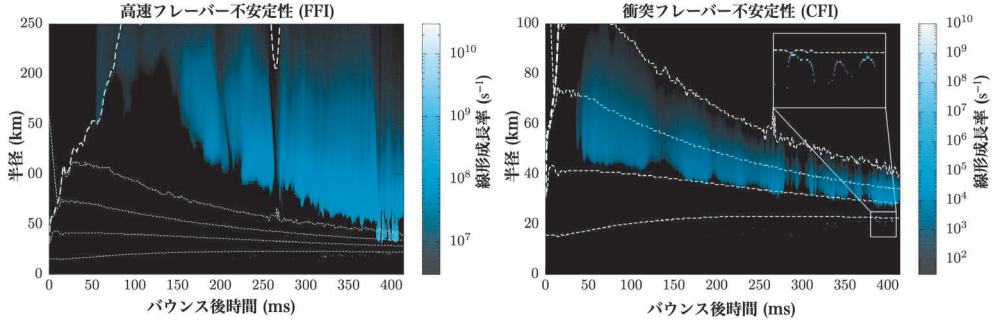


図2 赤道面方向における高速フレバー不安定性 (FFI) と衝突フレバー不安定性 (CFI) の線形成長率を半径とバウンス後時間の関数として表した図. 太い破線は衝撃波の半径, 細い破線は一定密度の半径に対応し, 上から  $10^{10}, 10^{11}, 10^{12}, 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$  に対応する. [43] の図を改変.

#### 4. 超新星シミュレーションにおけるフレバー不安定性解析

先ほど集団振動の不安定性の種類を紹介したが, それらは超新星コア内部のさまざまな場所で, 異なる原因により出現する. 筆者らが実施した研究 [43] では, ボルツマン輻射流体コードを用いた超新星計算のポストプロセス (事後的) 解析を用いてその包括的理解を試みた. 元となるデータは 11.2 太陽質量の親星の重力崩壊をボルツマン輸送計算コードによって空間二次元軸対称を仮定して計算したものである. 計算の詳細については論文を参照されたい. 既に述べたが, ニュートリノ集団振動はニュートリノの運動量空間角度分布に依存するため, 本研究の解析はボルツマン輸送計算によってしか得られない.

図2は赤道面方向における FFI と CFI の線形成長率を半径と時間の関数として表したものである. ここで線形成長率は先行研究の算出方法を採用した (FFI: [46], CFI: [41]). FFI と CFI とでプロット範囲が違うことに注意してほしい. CFI は  $10^{10} \text{ g cm}^{-3}$  と  $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$  の間の密度領域で出現していることがわかり, 原始中性子星の収縮に伴い出現する半径も縮んでいる. FFI の出現する領域は CFI よりもかなり外側であるが, 後半の 400 ms 付近では物質密度が  $\rho \sim 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$  の領域

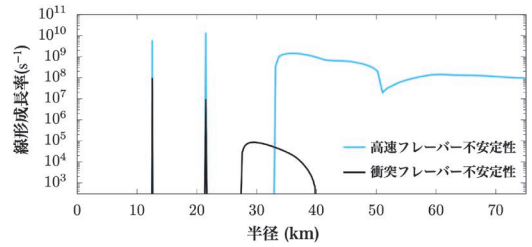


図3 バウンス後 404 ms, 赤道面方向における FFI (青線) と CFI (黒線) の線形成長率の半径分布. [43] の図を改変.

でも出現している. また, CFI の図には拡大図が添付されているが, 半径内側の非常に狭い領域でも不安定性が生じていることがわかる.

各不安定性の線形成長率の大きさをわかりやすく比較するため, バウンス後 404 ms の時点での半径分布を図3に示している. 成長率はフレバー変換が発展するタイムスケールの逆数である. 場所によっては流体タイムスケール  $\sim 10^{-3} \text{ s}$ , そして弱い相互作用のタイムスケール  $\sim 10^{-7} \text{ s}$  よりも短い (すなわち, 変換速度が速い) ため, 超新星ダイナミクスに影響を与えても何ら不思議ではないといえる.

また, FFI 及び CFI が出現する場所がそれぞれ特徴的な形をしていることがわかる. 異なる場所では異なる機構によってフレバー不安定性が出現しているため, 以下では分類して解説を行う.

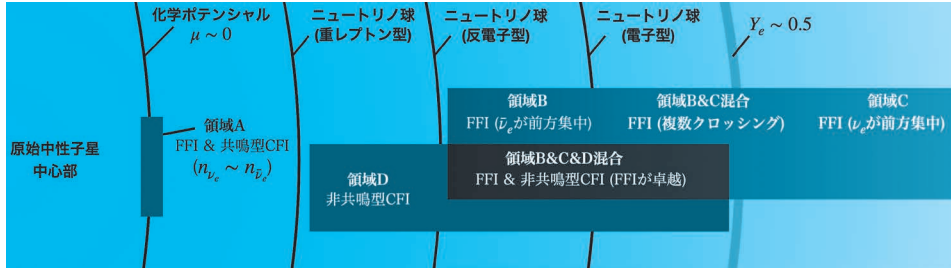


図4 FFIとCFIが発生する領域の模式図。左側が動径方向内側の高密度領域。

特徴的な領域を示した模式図を図4に示しているので適宜参照して欲しい。

・領域A FFI&共鳴型CFI

図3で、ピンポイントに大きな線形成長率が出現している2点ではFFIとCFIの両方が線形成長率をもつ。この2点はニュートリノ化学ポテンシャルが0となる点に対応する。ここではニュートリノと反ニュートリノの数密度がほぼ一致し、先ほどの記述通り共鳴型CFIが出現する。そしてこの状況は実はFFIの発生にも有利である。この場所は光学的に厚い領域であることと数密度が同じであることから電子型も反電子型ニュートリノも運動量空間内では同じ半径の球状分布となっている。その分布に少しでも揺らぎが存在すれば角度クロッシングが発生するのである。

・領域B FFI ( $\bar{\nu}_e$ が前方集中)

図3で30~40 kmに対応し、電子型と反電子型のニュートリノ球の間の領域である。前者は後者よりも外側に位置し<sup>\*4</sup>、結果として反電子型の方が電子型よりも前方集中している状況が発生する(図1に対応)。これによって角度クロッシングが発生し、FFIが出現している。

・領域C FFI ( $\nu_e$ が前方集中)

図3で $r \geq 60$  kmに対応する。ここではニュートリノ球からだいぶ外側に位置しているため、電子型と反電子型ともに前方集中しているが、一部が核子散乱による影響により動径方向内側に向けて散乱される。この反応は電子型および反電子型に対して同じように働くが<sup>\*5</sup>、反電子型の方が平均エネルギーが高いため<sup>\*6</sup>、結果的に電子型よりも多く散乱される。その結果反電子型ニュートリノが動径方向内側で卓越する。この領域では後ろ向きに飛んでいるニュートリノの量は元々少ないので、動径外向きのものがどれくらい後ろに散乱されるかに強く依存するのである。

・領域B&C混合 FFI (複数クロッシング)

この領域は図3で $r \sim 50$  kmの凹みができている場所に対応する。領域Bと領域Cの両方のメカニズムが働くため複数の角度クロッシングが発生する。

・領域D 非共鳴型CFI

この領域は図3で30~40 kmあたりに山なりに生じている不安定領域である。この領域では重レプトン型ニュートリノ球の外側であるため電子型と反電子型ニュートリノの数密度が卓越してい

<sup>\*4</sup> 電子の方が陽電子より多く存在するため、前者との荷電カレントを主な反応とする電子型ニュートリノの方が、反電子型ニュートリノよりもコアから抜け出しにくい。よって前者のニュートリノ球の方が外側に形成される。重レプトン型のニュートリノ球は反電子型よりもさらに内側である。

<sup>\*5</sup> 本研究では考慮されていないが、weak magnetism (核子の内部構造による影響)を考慮すると同じエネルギーだとしても電子型と反電子型ニュートリノで核子散乱反応の反応率は異なるため、今回の結果が変わる可能性はある。

<sup>\*6</sup> 出てきたニュートリノの平均エネルギーはニュートリノ球の位置の物質温度を強く反映する。電子型よりも反電子型の方がニュートリノ球が内側にあり、その位置では温度がより高いため後者の平均エネルギーの方が高いのである。



る。さらに中性子過剰であるため電子型ニュートリノの吸収の反応率が反電子型のものを上回っている。これら2つの状況から非共鳴型CFIが出現した。

#### ・領域B&C&D FFI&非共鳴型CFI

この領域ではFFIおよび非共鳴型CFIの存在が両方認められた。図3からわかるように、FFIの成長率の方がCFIよりも数桁大きい。フレーバー変換初期は、より速いFFIの成長率でフレーバー変換が開始すると考えられる。一方でCFIは非線形進化に影響を与える可能性もあるため、CFIが重要でないと結論づけるのは早計である。

## 5. まとめと将来展望

本稿では、ニュートリノ自己相互作用に起因する集団振動に関する研究 [43] の結果を紹介した。ボルツマン輸送を用いた重力崩壊型超新星シミュレーションのポストプロセス解析を行うことで、さまざまな種類のフレーバー不安定性が出現すること、超新星ダイナミクスに影響を及ぼしうる成長率を持つことが示された。再度強調しておくが、集団振動は運動量空間分布に依存する現象であるためボルツマン輸送の結果が必須であり、これを明らかにできるのは我々のグループだけである。

最後に、残されている課題について述べる。まず、本研究はポストプロセス解析であるため、それが実際に発生していた場合にダイナミクスにどのような影響を与えたはずであるかは未だに不明である。一方で、すでに述べたとおり量子運動論的方程式を直接解くことは計算コストの観点から現実的ではない。現実的な解決方法は古典的なボルツマン輻射輸送を行いながら、不安定性が出現した場合にフレーバー変換の効果を実効的に入れるという方法である。流体力学の対流問題で喩えるならば、多次元計算が直接量子運動論的方程式を解くことに対応し、一次元計算が古典的計算に対応する。対流の実効的モデルである混合距離理

論のように二つの橋渡しとなるモデルを用いるということである。我々はすでに、ボルツマン計算による角度分布を用いてフレーバー不安定性を検知する手法を確立しているため、最も正確に実行的モデルを組み込んだ計算を行うことができる。その計算により集団振動が超新星に及ぼす影響を明らかにすることが直近の目標である。

## 謝辞

本稿の内容は筆者らが発表した投稿論文 [43] および博士論文に基づいている。共同研究者の長倉洋樹氏、財前真理氏、Jiabao Liu氏、山田章一氏にこの場を借りて感謝したい。また、原稿を読んで有益なアドバイスを頂いた住吉光介氏と諏訪雄大氏、小山翔子氏（編集委員）にも深く感謝したい。本研究で用いたボルツマン輸送計算の結果は山田氏、住吉氏、長倉氏に加えて岩上わかかな氏、原田了氏、大川博督氏、古澤峻氏、松古栄夫氏の協力がなくしては実現できなかったものである。

## 参考文献

- [1] 中村航, 2013, 天文月報, 106, 596
- [2] 滝脇知也, 2017, 天文月報, 110, 710
- [3] 加藤ちなみ, 2020, 天文月報, 113, 14
- [4] 守屋堯, 2022, 天文月報, 115, 105
- [5] Colgate, S. A., et al., 1961, AJ, 66, 280
- [6] Colgate, S. A., & White, R. H., 1966, ApJ, 143, 626
- [7] Bethe, H. A., & Wilson, J. R., 1985, ApJ, 295, 14
- [8] Nakamura, K., et al., 2019, PASJ, 71, 98
- [9] Burrows, A., & Vartanyan, D., 2021, Nature, 589, 29
- [10] Burrows, A., et al., 2024, ApJ, 964, L16
- [11] Choi, L., et al., 2024, ApJ, 975, 12
- [12] Janka, H. T., & Kresse, D., 2024, Ap&SS, 369, 8, 80
- [13] Bollig, R., et al., 2021, ApJ, 915, 28
- [14] Nagakura, H., et al., 2014, ApJS, 214, 16
- [15] Nagakura, H., et al., 2017, ApJS, 229, 42
- [16] Nagakura, H., et al., 2018, ApJ, 854, 136
- [17] Nagakura, H., et al., 2019, ApJ, 878, 160
- [18] Harada, A., et al., 2019, ApJ, 872, 181
- [19] Harada, A., et al., 2020, ApJ, 902, 150
- [20] Iwakami, W., et al., 2020, ApJ, 903, 82
- [21] Akaho, R., et al., 2021, ApJ, 909, 210
- [22] Iwakami, W., et al., 2022, ApJ, 933, 91
- [23] Akaho, R., et al., 2023, ApJ, 944, 60

[24] Thorne, K. S., 1981, MNRAS, 194, 439  
 [25] Shibata, M., et al., 2011, Prog. Theor. Phys., 125, 1255  
 [26] Skinner, M. A., et al., 2016, ApJ, 831, 81  
 [27] Cabezón, R. M., et al., 2018, A&A, 619, A118  
 [28] Just, O., et al., 2018, MNRAS, 481, 4786  
 [29] Glas, R., et al., 2019, ApJ, 873, 45  
 [30] Bollig, R., et al., 2017, Phys. Rev. Lett., 119, 242702  
 [31] Fuller, G. M., et al., 1987, ApJ, 322, 795  
 [32] Nötzold, D., & Raffelt, G., 1988, Nucl. Phys. B, 307, 924  
 [33] Pantaleone, J., 1992a, Phys. Rev. D, 46, 510  
 [34] Pantaleone, J., 1992b, Phys. Lett. B, 287, 128  
 [35] Samuel, S., 1993, Phys. Rev. D, 48, 1462  
 [36] Pastor, S., & Raffelt, G., 2002, Phys. Rev. Lett., 89, 191101  
 [37] Sawyer, R. F., 2005, Phys. Rev. D, 72, 045003  
 [38] Duan, H., et al., 2006, Phys. Rev. D, 74, 123004  
 [39] Morinaga, T., 2022, Phys. Rev. D, 105, L101301  
 [40] Johns, L., 2023, Phys. Rev. Lett., 130, 191001  
 [41] Liu, J., et al., 2023a, Phys. Rev. D, 107, 123011  
 [42] Liu, J., et al., 2023b, Phys. Rev. D, 108, 123024  
 [43] Akaho, R., et al., 2024, Phys. Rev. D, 109, 023012  
 [44] Sarikas, S., et al., 2012, Phys. Rev. D, 86, 125020  
 [45] Nagakura, H., 2023, Phys. Rev. Lett., 130, 211401  
 [46] Morinaga, T., et al., 2020, Phys. Rev. Res., 2, 012046

## Neutrino Oscillation Inside Core-collapse Supernovae

Ryuichiro AKAHO

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

Abstract: Massive stars end their lives with Core-collapse supernovae (CCSNe), which is a high-energy phenomena that play a central role in the evolution of the universe. However, the mystery remains in the explosion mechanism, and even the most state-of-the-art simulations have yet to quantitatively reproduce observational signals. Neutrinos are known to be a driving force for the explosion, and understanding their behavior is a key for unveiling the physics of CCSNe. Due to extremely high neutrino number densities in CCSNe, it is recently thought that neutrino self-interaction can drive collective neutrino oscillations, potentially impacting supernova dynamics and multi-messenger signals. This study investigates what kind of flavor instabilities that arise by conducting a detailed analysis of the results of CCSN simulations.